

九七级博士研究生学位论文

强度差压缩光的应用及  
量子信息中非经典光场的产生

研 究 生： 张 云

导 师： 彭 堃 墀 教授

谢 常 德 教授

专 业： 光 学

研 究 方 向： 量 子 光 学

单 位： 光 电 研 究 所

二 零 零 零 年 三 月



**Applications of Twin Beams  
and the nonclassical Light for  
Quantum Information**

**A Thesis submitted for the degree of  
Doctor of Philosophy at Shanxi University**

By

**Yun ZHANG**

B. Sc., Shanxi University, 1994.

M. Sc., Shanxi University, 1997.

**Supervisors**

**Prof. Kunchi PENG**

**Prof. Changde XIE**

**March 2000**

## 摘 要

本文主要讨论了强度关联的孪生光束的应用及采用光学参量放大器实现非经典光场的理论和实验研究。概括起来本文主要完成了以下几方面的工作：

- 1 在统一的框架上，全面讨论了目前实验上所产生的各种非经典光的联系与区别。
- 2 利用半经典理论详细分析了在注入信号平均不为零情况下，光学参量放大器的经典与量子特性。
- 3 阐述了强度相关孪生光束的两个应用，即利用孪生进行亚散粒噪声的微弱吸收测量和强度差分量的类 QND 测量。
- 4 完成了采用光学参量放大器实现非经典光场的实验，获得“明亮”的正交位相压缩态光场，信号模与闲置模间的 EPR 关联可由探测到的压缩度直接推得。

在这些工作中，属创新的工作有以下几点：

- A：从理论上证明了光学参量放大器的经典与量子特性
- B：实验上实现了频率简并的孪生光束
- C：实验上实现了明亮的双模压缩相干态，信号模与闲置模之间正交分量的 EPR 关联可由我们探测到的的压缩态直接推导得到。

# Abstract

In this thesis, we report the applications of the quantum correlated twin beams and the generation of the nonclassical light for quantum information from Non-degenerate Optical Parametric Amplifier (NOPA).

Four parts will be presented in this thesis:

1. The relations among the three types of squeezed states light, which can be generated in experiments, are discussed with a unified theoretical model.
2. The classical and quantum properties of output subharmonic fields from continuous Nondegenerate Optical Parametric Amplifier(NOPA) are studied. The quadrature phase squeezing of coupled-mode and the intensity difference squeezing between the signal and idler modes of the output field from NOPA are discussed and compared.
3. According to the characteristic of the intensity quantum correlation between the twin beams, a weak absorption measurement scheme for the unmodulated sample with the sensitivity beyond the sub-shot-noise limit is proposed and experimentally realized. The improvement of the signal to noise ratio relative to the SNL is 2.5dB. A QND-like quantum measurement of intensity difference fluctuation is accomplished in theory and experiment, also in that, a 50/50 beam splitter is used as the coupling device of QND and the twin beams are injected into its dark port as the meter wave. The experimental results with transfer coefficients  $T_s + T_m = 1.31$  and conditional variance  $V_{s/m} = -2.1dB$  are fulfilled all QND criteria.
4. The coherent squeezed state with  $3.7 \pm 0.02$  dB has been experimentally generated from a cw non-degenerate optical parametric amplifier into which the

## Abstract

---

seed waves with degenerate frequency but orthogonal polarization are injected. The quantum correlation of 3.7dB between the signal and idler modes is obtained, too. The bright Einstein-Podolsky-Rosen (EPR) beams with the quantum correlation between the quadrature-phase amplitudes of the spatially separated signal and idler beams is directly inferred from the measured quadrature-phase squeezing of the output vacuum squeezed-state light field formed from superposition of the original signal and idler modes. The correlation degree is  $0.853 \pm 0.004$ .

**The creative works are as follows:** A. The classical and quantum properties of Nondegenerate Optical Parametric Amplifier are discussed in theory. B. The frequency degenerate quantum correlated twin beams is generated in experiment. C. The coherent squeezed state is generated in experiment, and the EPR correlation between the signal and the idler modes is reduced directly from the measured squeezed state.

# 第一章 综述

*Classical optics describes only one aspect of light, it is not all in conclusion, many fascinating effects are due to the quantum nature of the light, they are the foundation of quantum optics.*

-----H. A. Bachor

## 1.1 历史回顾

光学是一门古老的学科，光学的起源应追溯到远古时代，我国春秋战国时期的墨翟所著的《墨经》中就记载了类似于光的直线传播和反射等现象。围绕着“光究竟是什么”这个根本性的问题，人类进行了漫长而又曲折的探讨，其中，牛顿的微粒说、惠更斯的波动说以及普朗克、爱因斯坦的量子论，标志着人类认识光的三个主要发展阶梯。光学的发展，很大程度上深化了人们对物质世界本质的认识，扩大了人们认识物质世界的手段，推动着相关科学的发展和进步，尤其是近百年来光的量子理论，从本质上揭示了光的波粒两象性，使物理学乃至其它学科进而工业技术都进入了一个崭新的时代。

二十世纪初是量子光学的萌芽时期，1900年，普朗克<sup>[1.1]</sup>首次提出了辐射场的量子论，成功地解释了黑体辐射问题。1905年，爱因斯坦<sup>[1.2]</sup>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，圆满解释了光电效应，并被后来的许多实验如康普顿<sup>[1.3]</sup>所证实。爱因斯坦还成功解释了普朗克黑体辐射公式，唯象地提出了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<sup>[1.4]</sup>，奠定了激光产生的基础。

由于物理光学中大多数实验仍可用经典麦克斯韦的电磁场理论来解释，所以早期量子论的引入，并未能推动量子光学的迅猛发展。第一个量子光的实验是在二十世纪五十年代中，Hanbuny-Brown 和 Twiss 做的强度干涉实验<sup>[1.5]</sup>。与普通干涉相比，普通干涉实验描述的是不同时空点光场的相位关联程度，即光场的

一阶相干度，它并不能描述不同时空点光场的强度关联，而 HBT 实验描述的是不同时空两点的强度关联，我们可用如下的二阶相关函数来表示，其描述了光场强度涨落的关联程度，进一步揭示了光场的相干性，揭开了量子光学发展的序幕。

$$g^2(r_1, r_2, \tau) = \frac{\langle E_1^*(r_1, t_1) E_2^*(r_2, t_2) E_2(r_2, t_2) E_1(r_1, t_1) \rangle}{\langle I_1(r_1, t_1) \rangle \langle I_2(r_2, t_2) \rangle} \quad (1.1)$$

二十世纪六十年代，激光器的问世为量子光学的发展提供了有力的工具。与普通热光场的本质区别在于，激光不再工作在热平衡状态，因此无论在理论上还是实验上对其的进一步认识，都极具有挑战性。Dirac 采用经典辐射场的量子化理论，辐射场的状态用谐振子的能量本征态上的光子数来描述（即光子数表象），但后来发现这种表象不大适合于描述辐射场涉及相位和振幅变量的现象，为解决此问题，Glauber 首先从理论上提出“相干态”这个名词<sup>[1.7]</sup>，接着 Klauder 和 Sudarshan 等<sup>[1.8]</sup>成功应用相干态来处理光场的相干性质和光子统计学。就相干态而言，它是无穷多个光子数本征态的一种特殊的相干迭加，易于展现光子之间的合作行为，为量子理论提供一种用途广泛的有效方法。因此，相干态这个既新颖，又有深刻物理含义的概念，已被广泛推广到物理学的各个领域。除理论上的研究外，实验研究也随之而生。从经典电磁场的理论来看，一个理想的相干光源是单频的、无任何噪声的光源，一个单频激光器发出的光就是一个相干态的光。1965 年，Arecchi<sup>[1.9]</sup>成功用实验证实了这点，首次观察到了激光与热光场的光子计数分布，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。由 Glauber 的量子论我们很容易得到：相干态、光子数态及热光场具有相同的一阶相干度， $|g^{(1)}(\tau)|=1$ 。但它们的二阶相干度却不同，分别为  $g_{\text{相干}}^{(2)}(\tau)=1$ ， $g_{\text{光子数态}}^{(2)}(\tau)<1$ ， $g_{\text{热}}^{(2)}(\tau)>1$ 。从二阶相干度对光场相干性的进一步描述说明，热光场的强度噪声比相干态要大，我们称这种现象为光子的聚束效应(Photon-bunching effect)，而光子数态的强度噪声比相干态要小，我们称这种现象为光子的反聚束效应(Photon-antibunching effect)。很明显，光子数态呈现的

$g_{\text{光子数态}}^{(2)}(\tau) < 1$  是经典理论所不允许的，是一种光场量子特性的体现，且具有反聚束效应的光场也是人们最早获得的非经典光场。除研究光场的量子统计特性以外，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。经过近四十年年的发展，到九十年代初，人们对量子光学的本质已有了比较全面的认识，国内外一些有关量子光学的专著也相继出版<sup>[1.10]</sup>。

在人类即将跨入 21 世纪之际，信息科学面临着新的挑战，物理学家将量子理论和信息科学给合起来，提出了许多令人耳目一新的概念，原理和方法，于是与量子光学有着密切联系的“量子信息”科学得到迅速发展，当前量子计算机、量子通信、量子密码术、量子隐形传态已成为研究热点，且在理论上取得了重要进展，特别值得一提的是，1997 年和 1998 年奥地利 Zeilinger 小组<sup>[1.11]</sup>、意大利 Boschi 小组<sup>[1.12]</sup>和美国 Kimble 小组<sup>[1.13]</sup> 成功完成了分离变量和连续变量量子隐形传态的实验，为量子信息的发展奠定了基础。近来有关量子计算机，量子密码术等的实验也正在不断设计和发展之中，我相信，在新世纪中，量子光学的发展和应用将会有更灿烂辉煌的前景。

## 1.2 非经典光场的进展和应用

经过近四十年年的发展，量子光学的实验研究取得了可喜的成绩，突出体现在非经典光场的产生和应用以及光与物质的相互作用方面。目前国际上已成功地实现了激光冷却原子和离子，并获得了原子的玻色——爱因斯坦的凝聚(BEC)，为人们研究光与物质相互作用开辟了新的途径。另外采用微腔技术，已掌握控制单个原子的能力，为进一步研究原子和光子的相互作用奠定了基础<sup>[1.14]</sup>。相信量子光学实验在新的世纪将会有更大的进展。

量子光学对非经典光场的实验研究起始于二十世纪七十年代末，1977 年，H.J.Kimble, M.Dagenais 和 L.Mandel<sup>[1.15]</sup>首次采用二能级单原子共振荧光观察到光子反聚束效应，这是最早获得的非经典光场。



从经典电磁场理论来看，一个理想的相干态光源是无任何噪声的光源，然而，从量子论来看，由于光粒子性的存在，这种完全相干的光场同样存在着噪声。这种噪声来自于光的粒子性，是量子上的噪声，被称作为散粒噪声（**Shot Noise**），1969年 Haug<sup>[1.15]</sup>等就指出这种噪声是由于光在发射过程中本身所决定的，是光粒子性的表现。尽管这一噪声极低，对 1mW 的光功率约只占输出功率的十万分之一<sup>[1.16]</sup>，但随着现代通信的迅猛发展，在许多领域散粒噪声已成为一道难以逾越的障碍，另外，随着探测信号的减小，散粒噪声所占入射光的比重也会增加，从而对微弱信号的测量也受到一定的限制。突破散粒噪声的限制，在量子水平和量子层次对系统的物理量和状态进行精确的测量已成为近三十年来物理学所关注的一个重要研究课题，一个行之有效的方法就是最大程度地减少光源的量子噪声，受量子论海森伯测不准原理的限制，共轭分量的量子噪声必然大于散粒噪声极限，我们把某一正交分量噪声低于散粒噪声的光源称作为压缩光。

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**)；第二类是正交位相压缩态(**Quadrature Squeezed State**)；第三类是强度差压缩光(**Intensity Difference Squeezed Light**)。

光子数压缩与早期人们对光子反聚束效应的研究紧密联系，因此实验上得到的反聚束效应光场实质上就是光子数压缩态光场。在进一步研究中发现：如果将激光器的泵浦噪声减小，那么输出光的强度噪声也随着减小。日本东京的 Yamamoto 教授率先采用高阻恒流源驱动半导体激光器获得了光子数压缩态<sup>[1.17]</sup>，此后张天才等采用各种反馈的办法实验上在常温下也得到了不同程度的光子数压缩<sup>[1.18]</sup>。除上述方法外，实验上采用二次谐振倍频过程，也可以在一定程度上获得光子数压缩光<sup>[1.19-1.20]</sup>，近期 Mlynek 小组采用光学参量放大过程也获得了振幅压缩光<sup>[1.21]</sup>。

第二类压缩光是正交相位压缩光，早在七十年代，Stoler<sup>[1.23]</sup>，Yuan<sup>[1.24]</sup> 等

在研究光场的正交位相分量的噪声过程中提出了正交相位压缩态的概念，即两正交分量的某一分量的噪声低于散粒噪声极限时称为正交相位压缩光，将其应用在光学测量中可突破散粒噪声极限<sup>[1.25]</sup>。1985年贝尔实验室的 Slusher 小组采用四波混频的方法首次在实验上观察到 0.7dB 的正交位相压缩<sup>[1.26]</sup>，之后，H.J.Kimble 小组首次采用参量振荡腔的方法得到 63%的正交位相压缩<sup>[1.27]</sup>，M.D.Levenson 小组用四波器频的方法将压缩度提高到 2dB<sup>[1.28]</sup>，此后国内山西大学光电所<sup>[1.29]</sup>，德国 Constanz 大学的 Mlynek 小组<sup>[1.30]</sup>以及澳大利亚国立大学的 H.A.Bachor 小组<sup>[1.31]</sup>采用光学参量振荡腔的方法，分别得到不同压缩度的双模和单模正交相位压缩。自压缩光产生以来，其已成功应用于各种低于散粒噪声的灵敏测量，如 Kimble 和 Slusher 小组将正交压缩真空态光场填补干涉仪的“暗”通道，使相移、偏振及光谱测量的灵敏度达到低于散粒噪声极限水平<sup>[1.32-1.34]</sup>，M.D.Levenson 小组及 Mlynek 小组也成功将其应用于 QND 测量<sup>[1.35]</sup>。

第三类压缩光是具有强度量子相关的强度差压缩光，1987年 Reynaud<sup>[1.36]</sup>率先从理论上证明：在非线形参量过程中，一个频率较高的光子同时产生频率较低的两个光子，它们之间强度差量子起伏低于散粒噪声极限，自此这一领域被实验和理论两方面广泛关注<sup>[1.37]</sup>，实验上 Heidmann<sup>[1.37]</sup>第一次采用高于阈值的 OPO 腔获得压缩度为 30%的压缩光，采用同样的技术，1989年 Debuissdert 将压缩度提高到 70%，之后又提高到 86%<sup>[1.38]</sup>，另外泵浦光单次通过晶体可突破由于腔限制的压缩带宽，Kumar 小组率先采用脉冲激光器泵浦非线性晶体获得 75%的宽带强度差压缩光<sup>[1.39]</sup>。

自 Slusher 首次观察到压缩光以来，到目前已有 50 多个不同实验获得了不同程度的压缩光。图 1.1 是我们在 H.A.Bachor 教授<sup>[1.40]</sup> 1996 年总结压缩态实验的基础上作出的统计结果。从图中我们可以看出，利用光学参量振荡腔(OPO)产生压缩真空态是获得较大压缩度的实验，且到目前为止，利用 OPO 产生 7dB 的压缩也是压缩态实验的最好结果，因此，采用 OPO 腔来获得压缩光目前被认为是一种行之有效的途径。

在压缩光的应用方面，除 Kimble 和 Slusher 小组用正交压缩真空态光场填补干涉仪的“暗”通道外，1990 年，C.D.Nabor 等用频率非简并的强度差压缩光进行了微弱信号的恢复实验研究，获得了信噪比低于散粒噪声极限 2.2 dB 的实验结果<sup>[1.39]</sup>。1988 年，P.R.Tapster 使用氩离子激光器泵浦 KDP 晶体产生 60pW 的孪生光束，并用此孪生光束实现了亚散粒噪声极限的调制吸收测量，使信噪比较散粒噪声极限提高了 4dB<sup>[1.40]</sup>。1997 年，C.Fabre 等利用孪生光束完成了双光子的吸收测量，突破散粒噪声极限 1.3dB<sup>[1.41]</sup>。Y.Q.Li 等利用振幅压缩半导体激光器进行了激光 Doppler 风速测量，信噪比较散粒噪声极限提高了 1.0dB<sup>[1.42]</sup>。

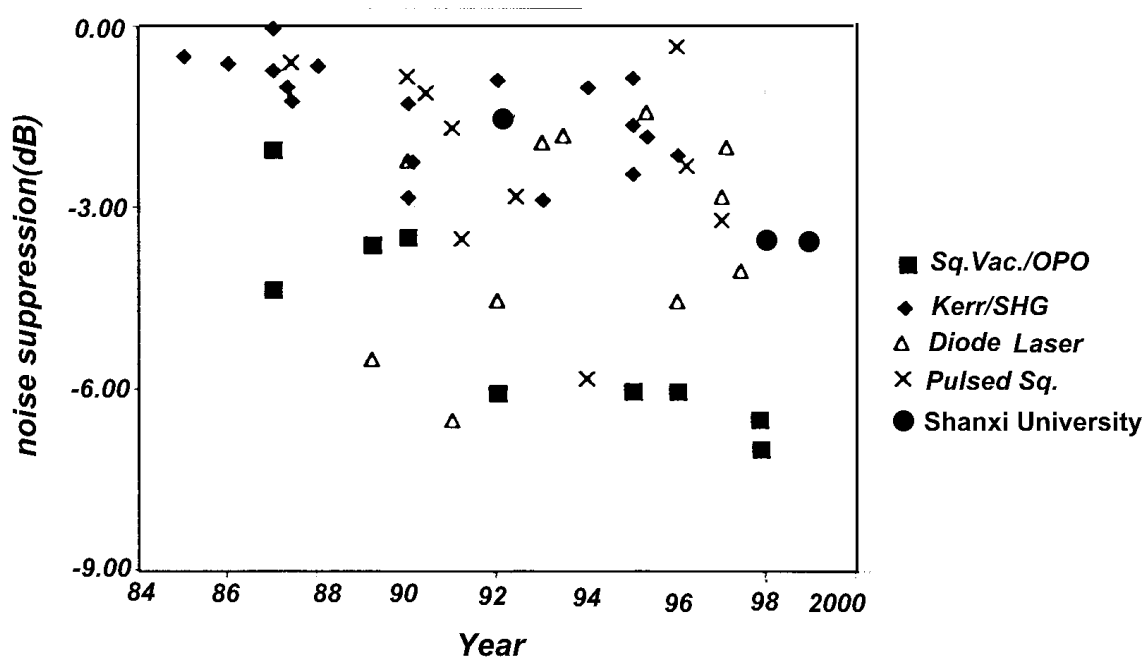


Fig.1.1 Historical results of squeezing experiment.

在国内，山西大学光电所在产生和应用压缩光方面做了许多有意义的实验，到目前为止，已采用不同的方式成功获得了不同程度的各种压缩态光场，将强度差压缩光压缩度提高到 9.2dB，并在强度差压缩光的应用方面做了一些开创性的工作。继 1992 年利用倍频稳频 Nd:YAG 激光器泵浦由两块 KTP 晶体反向串接的光学参量振荡腔(OPO)，在阈值以下获得 30%的双模正交位相压缩光之后，1997

年在阈值以上又获得了 50% 的强度差压缩光<sup>[1.46]</sup>，同时自行研制了内腔稳频倍频 Nd:YAP 激光器<sup>[1.47]</sup>，最大输出功率达 800mW，频率稳定性优于  $\pm 1\text{MHz}$ ，功率波动性小于  $\pm 2\%$ ，在此基础上利用 Nd:YAP 激光器泵浦半整块的 OPO 腔，在同一装置上实现了 57% 的正交位相压缩和 80% 的强度差压缩光，系统可连续稳定运转半小时以上<sup>[1.48-1.49]</sup>。另外同时开展了其它方法产生压缩光的实验，利用外部光栅反馈的方法实现了半导体激光器的振幅压缩和位相噪声减小<sup>[1.50-1.51]</sup>，利用二次谐波过程得到了 20% 的光子数压缩<sup>[1.52]</sup>，采用注入锁定的方法实验上实现了频率可调谐的光子数压缩光<sup>[1.53]</sup>。

我所在利用强度差压缩光方面也做了一些开创性的工作，利用强度差压缩光完成了低于散粒噪声极限的微弱信号测量<sup>[1.54]</sup>，使信噪比突破信号光的量子噪声极限 4 dB<sup>[1.45]</sup>，利用分束器完成了强度差分量的类“QND”测量<sup>[1.55]</sup>。

### 1.3 纠缠态

除上述压缩态外，到目前为止，实验上可实现的另一非经典态便是纠缠态。最早的纠缠态是在著名的“Schrödinger 猫态”<sup>[1.54]</sup>和“EPR 佯谬”<sup>[1.57]</sup>两篇文章中提出的，因此我们有时也叫纠缠态为“Schrödinger 猫态”或“EPR 光子对”。最初两篇文章意在对正统量子力学基本原理和概念的诠释，提出了激烈的批评。然而他们对正统量子力学诠释提出的批评，不仅促进了人们对量子力学的基本概念有了更深刻的理解，而且使纠缠态开始展现其广泛的应用前景，如量子信息理论中的量子远程传态<sup>[1.11-1.12]</sup>，量子密码术，量子计算等等。

过去三十年来，许多实验采用原子级联<sup>[1.58]</sup>的方法来产生纠缠态，最近巴黎高等师范的 S.Haroche 小组和美国国家标准与技术研究院的 D.Wineland 小组相继报道了通过二能级原子系统同谐振子量子系统之间的耦合来实现“Schrödinger 猫态”<sup>[1.59]</sup>。然而上述提到的实验大都集中在两粒子的自旋或偏振等分离的变量，这些实验的成功固然对量子力学的假想以及量子信息论的发展起到了积极的作用，然而与 Einstein, Podolsky, Rosen 一文中提到的位置与动

量两连续变量存在一定的差别。二十世纪八十年代末，M.D.Reid 和 P.D.Drummond 率先在理论上提出了通过非简并光学参量放大过程可实现正交振幅和正交位相两连续变量之间的 EPR 光子对<sup>[1.60]</sup>。在这个过程中，输出信号与闲置光之间的正交振幅分量 ( $X_s, X_I$ ) 存在很强的正关联，正交位相分量 ( $Y_s, Y_I$ ) 之间存在很强的负关联，它们是一对正交的连续变量，可与 Einstein 等最初提出的位置与动量等价。1992 年 Z.Y.oU 等利用光学参量放大器首次在实验上实现了连续变量的 EPR 光子对，测得其关联系数为  $0.70 \pm 0.01$ <sup>[1.61]</sup>，可惜的是，由于输入信号为真空场，导致输出信号与闲置场的平均能量为零，虽然它们噪声之间有 EPR 关联，但很大程度上限制了它们的应用。在上述基础上，我们从理论上证明光学参量放大器在注入信号光平均值不为零的情况下，不仅可使光学参量振荡腔更加稳定运转，而且输出场同时具有强度关联和位相关联<sup>[1.62]</sup>。这种同时具有强度和位相关联的光场符合 M.D.Reid 指出的不同于仅有强度关联的强度差压缩光，是 Einstein 等提出的 EPR 光子对。同时我们设计完成了用自行研制的 Nd:YAP 激光器泵浦半整块结构的光学参量放大器的实验，首次观察到同时具有强度关联和位相关联的非经典光场，信号模与闲置模之间的 EPR 关联，可直接由探测到的正交振幅压缩推导<sup>[1.63]</sup>。

## 1.4 本文的主要工作

本文的主要工作集中在强度差压缩光的应用和产生量子信息科学中所需的非经典光场，即实现“明亮”的 EPR 光束。全文结构如下：在第二章，我们将回顾非经典光场的定义，并进一步讨论各非经典光场之间的联系与区别；在第三章，我们将采用半经典理论详细计算了非简并光学参量放大器的经典与量子特性；在第四章，我们详细介绍了强度差压缩光在微弱吸收测量和量子非破坏测量 (QND, Quantum nondemolition measurement) 中的应用；在第五章，我们将展开讨论“明亮”EPR 光束产生实验装置及结果；在第六章，我们将对全文做一总结和展望未来的工作。为力图全文紧凑，实验中所需的激光器、探测器及光学参

量放大器等在附录中逐一说明。

## 参考文献

- [1.1] M.Planck,Verh, *Deutseh Phys. Ges*, Vol.2,202,1990  
M.Planck,Verh, *Deutseh Phys. Ges*, Vol.2,237,1990
- [1.2] Einstein, *Ann. Phys*, Vol.17,132(1905)
- [1.3] A.H.compton, *Phys. Rev.*, Vol.21,403(1923)
- [1.4] A.Einstein, *Phys*, Vol.2,18(1917)
- [1.5] Hanburg-Brown, R.W.Twiss, *Nature*, Vol.177,27(1956)
- [1.6] T. H. Maiman, *Nature*, Vol.187,493(1960)
- [1.7] R.J.Glauber, *Phys. Rev.*, Vol.130,2529(1963)  
R.J.Glauber, *Phys. Rev.*, Vol.131,2766(1963)  
R.J.Glauber, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.10,84(1963)
- [1.8] J.R.Klauder, *Annals of Phys.*, Vol.11,1123(1960)  
J.R.Klauder, *J. Math. Phys.*, Vol.4,1055(1963)  
J.R.Klauder, *J. Math. Phys.*, Vol.4,1058(1963)  
E.C.G.Sudarshan, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.10,227(1963)
- [1.9] F.T.Arecchi, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.15,912(1965)
- [1.10] 郭光灿, *量子光学*, 高等教育出版社, 1990  
彭金生, 李高翔, *近代量子光学导论*, 科学技术出版社, 1994  
M.O.Scully, M.S.Zubainy, *Quantum Optics*, Cambridge university Press,1997  
D.F.Walls, G.J.Milburn, *Quantum Optics*, Springer-Verlag,1994
- [1.11] D.Bouwneester, J.Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, A. Zeilinger,  
*Nature*, Vol.390,575(1997)
- [1.12] Dboschi, S.Bransa, F.De Martini, L.Harely, S.Popesu,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.80,1121(1998)
- [1.13] A. Furusawa, J.L. Sorensen, S.L. Braunstein, C.A. Fuchs, H.J. Kimble, E.S.  
Polzik, *Science*, Vol.282,706(1998)

- [1.14] P.Drangler, *Nature*, 400,215(1999)
- [1.15] H.J.Kimble, M.Dagenais, L.Mandel, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.39,691(1977)
- [1.16] H.Haug, *Phys. Rev.*, Vol.184,338(1969)
- [1.17] 张天才, 山西大学博士学位论文, (1998)
- [1.18] Y.Yamamoto, S.Machida, O.Nillson, *Phys. Rev. A*, Vol.34,4025(1986)
- [1.19] T.C.Zhang, J-Ph.Poizat, P.Grelu, J-F.Rock, P. Grangier,  
*Quantum & Semiclass Opt.*, Vol.7,601(1995)
- [1.20] R.Paschotta, M.Colletl, P.Kurz, K.Fiedler, H.A.Bachor, J.Mlynek,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.72,3807(1994)
- [1.21] P.Kurz, R.Paschotta, K.Fiedler, A.Sizmann, J.Mlynek,  
*Europhys. Lett.*, Vol.24,449(1996)
- [1.22] K.Schneider, R.Bruckmeier, H.Hansen, S.Schiller, J.Mlynek,  
*Opt. Lett.*, Vol.21,1396(1996)
- [1.23] D.Stoler, *Phys. Rev. D*, Vol.1,3217(1970)  
D.Stoler, *Phys. Rev. D*, Vol.1,1925(1971)
- [1.24] H.P.Yuan, *Phys. Rev. A*, Vol.13,2226(1976)
- [1.25] C.M.Caves, *Phys. Rev. D*, Vol.23,1693(1981)
- [1.26] R.E.Slusher, L.W.Hollberg, B.Yurke, J.C.Mertz, J.F.Valley,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.55,2409(1988)
- [1.27] Wu L.A., H.J.Kimble, J.L.Hall, H.Wcc, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.57,2520(1986)
- [1.28] M.D.Levenson, R.M.Shelby, M.Reid and D.F.Wall,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.57,2473(1986)
- [1.29] 彭堃堦, 黄茂全, 刘晶, 廉毅敏, 张天才, 于辰, 谢常德, 郭光灿,  
*物理学报*, Vol.42, 1079 (1993)
- [1.30] G.Breitenbach, T.Muler, S.F.Pereira, J-Ph.Poizat, S.Schiller, J.Mlynek,  
*J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.12,2304(1995)



- [1.31] P.K.Lam, T.C.Ralph, B.C.Buchler, D.E.McClelland, H.A.Bachor and J.Gao,  
*J. Opt. B: Quantum Semiclass Opt.*, Vol.1,469(1999)
- [1.32] M.Xiao, L.A.Wu, H.J.Kimble, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,279(1987)
- [1.33] P.Grangien, R.E.Slusher, B.Yurke, et.al, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,2153(1987)
- [1.34] E.S.Polzik, J.Carri, H.J.Kimble, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.68,3020(1992)
- [1.35] R.Bruckmeier, K. Schneider, S.Schiller, J.Mlynek.  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.78,1234(1997)  
R.Bruckmeier, et, al, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.79,1463(1997)  
K.Bencheikh,J.A.Levenson. *Phys. Rev. Lett.*, Vol.75,3422(1995)
- [1.36] S.Reynaud, *Europhys. Lett.*, Vol.4,427(1997)
- [1.37] S.Reynaud, C.Fabre, E.Giacobino, *J. Opt. Soc. Am.*, B, Vol.4 1520(1987)  
A.S.Lane, M.D.Reid, D.F.Wall, *Phys. Rev. A*, Vol.38,788(1988)  
G.Bjork, Yamamoto, *Phys. Rev. A*, Vol.37,125(1988)  
C.Fabre, E.Giacobino, A.Heidmann, S.Reynaud, *J. Phys.*, Vol.50,1209(1989)
- [1.38] A.Heidmann, R.J.Horowicz, S.Reynaud, E.Giacobino, C.Fabre, C.Carny,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,2555(1987)  
T.Debuisschert, S.Reynaud, A.Heidmann, E.Giacobino, C.Fabre,  
*Quantum Optics*, Vol.1,3(1989)  
J.Mertz, T.Debuisschert, A.Heidmann, C.Fabre, E.Giacobino,  
*Opt. Lett.*, Vol.16,1234(1991)
- [1.39] C.Kim, P.Kumar, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.73,1605(1994)
- [1.40] H.A.Bachor, *A Guide to experiments in quantum optics*
- [1.41] C.D.Nabors, R.M.Shelby, *Phys. Rev. A*, Vol.42,556(1990)
- [1.42] P.R.Tapster, J.G.Rarity, S.Satchell, *Phys. Rev. A*, Vol.37,1963(1988)
- [1.43] P.H.S.Riberiro, C.Schwob, A.Maitre, C.Fabre, *Opt. Lett.*, Vol.22,1893(1997)
- [1.44] Y.Q.Li, P.Lynam, M.Xiao, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.78,3105(1999)

- [1.45] J.R.Gao, F.Y.Cui, C.Y.Xue, C.D.Xie, K.C.Peng, *Opt Lett*, 23,870(1998)
- [1.46] 王海, 薛晨阳, 郜江瑞, 谢常德, 彭堃墀,  
*光学学报*, Vol.17, 1002 (1997)
- [1.47] Qing Pan, Tiancai Zhang, Yun Zhang, Ruining Li, Kunchi Peng,  
*Appl. Opt.*, Vol.37,2394(1998)
- [1.48] Q.Pan, Y.Zhang, T.C.Zhang, C.D.Xie, K.C.Peng,  
*J. Phys. D. Appl. Phys.*, Vol,30.1588(1997)
- [1.49] K.C.Peng, Q.Pan, H.Wang, Y.Zhang, H.Su, C.D.Xie,  
*Appl. Phys. B*, Vol.66,755(1998)
- [1.50] T.C.Zhang, Z.J.Hou, J.M.Wang, C.D.Xie, K.C.Peng,  
*Chin Phys. Lett.*, Vol.13,734(1996)
- [1.51] 张天才, 李廷鱼, 谢常德, 彭堃墀, *物理学报*, Vol.45,1177(1998)
- [1.52] 张宽收, 张靖, 谢常德, 彭堃墀, *物理学报*, Vol.49,80(2000)
- [1.53] J.M.Wang, L.X.He, T.C.Zhang, C.D.Xie, K.C.Peng,  
“Generation of Tunable Amplitude-Squeezed Light by Injection Locking of a  
Laser Diodes” *Chin. Phys. Lett.*, (accepted)
- [1.54] 王海, 潘庆, 张云, 薛晨阳, 谢常德, 彭堃墀,  
*中国科学 A*, Vol.28, 342(1998)
- [1.55] H.Wang, Y.Zhang, Q.Pan, H.Su, A.Porzio, C.D.Xie, K.C.Peng,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.82,1414(1999)
- [1.56] E.Schrodinger, *Naturwissenschaften*, Vol.23,807(1935)
- [1.57] A.Einstein, B.Podolsky, N.Rosen, *Phys. Rev.*, Vol.47,777(1935)
- [1.58] A.Aspect, J.Dalibard, G.Roger, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.49,1804(1982)  
W.Pierrel, et.al, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.54,1790(1985)  
Y.H.Shih, C.O.Alley, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.61,2921(1988)
- [1.59] 吴令安, *物理*, Vol.27, 60 (1998)

[1.60] M.D.Reid, P.D.Drummond, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.60,2731(1988)

M.D.Reid, P.D.Drummond, *Phys. Rev. A*, Vol.40,4493(1989)

M.D.Reid, *Phys. Rev. A*, Vol.40,913(1989)

P.D.Drummond, M.D.Reid, *Phys. Rev. A*, Vol.41,3930(1990)

[1.61] Z.Y.Ou, S.F.Ferira, H.J.Kimble, K.C.Peng, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.68,3663(1992)

[1.62] Y.Zhang, H.Su, C.D.Xie, K.C.Peng, *Phys. Lett. A*, Vol.259,171(1999)

[1.63] Y.Zhang, H.Wang, X.Y. Li, J.T.Jing, C.D.Xie, K.C.Peng,

“Experimental Generation of bright EPR beams from Narrowband Nondegenerate  
Optical Parametric Amplifier” submit *Phys. Rev. A* (accepted)

## 第二章 非经典光场的描述

*I am incessantly busy with the question of radiation.....This quantum question is so uncommonly important and difficult that it should concern everyone.*

-----A.Einstein

### 2.1 引言

在过去四十年里，量子光学研究的重大进展之一，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，Schrödinger 猫态等。这些态都有各自的非经典性质，尽管实验上我们只能制备出它们中的少数，但理论上已对它们各自特性的认识已经比较深入。本章我们将根据目前实验上已实现的各种非经典态，具体讨论它们之间的联系与区别，使我们对实验上产生的非经典光场有个更全面的认识。

有关压缩态和相干态的概念最早应追溯到 1927 年和 1926 年<sup>[2.1]</sup>，但一般来说，有关压缩态的概念是 1965 年由 Takahas<sup>[2.2]</sup> 在讨论突破量子极限的可能方法时提出的，他称其为“ Pulsating Wave Packet ”，到二十世纪七十年代，Stoler<sup>[2.3]</sup> 将其定义为“ Generalized Minimum Uncertainty Packet ”，在 Glauber 提出相干态理论后，Lu<sup>[2.4]</sup> 将其称为“ New Coherent States ”，1976 年 Yuen<sup>[2.5]</sup> 又称为“ Two-photon Coherent States ”，直到 1979 年，Hollenhurst<sup>[2.6]</sup> 才正式提出压缩态(Squeezed States)这一概念。二十世纪八十年代，Walls<sup>[2.7]</sup> 又把这一概念进一步完善为光场压缩态(Squeezed States of Light)。到目前为止，各种类型压缩态产生的理论和实验研究<sup>[2.8, 2.9]</sup> 以及各种压缩态之间关系的研究已较完善，本章除介绍压缩光的定义外，从理论上着重介绍并探讨目前实验上所产生的各种压缩态之间的关系。

### 2.2 非经典光场的定义

根据量子力学的测不准原理，任何一对共轭量所决定的起伏必须满足如下测不准关系<sup>[2.10]</sup>：

$$\langle \Delta^2 A \rangle \langle \Delta^2 B \rangle \geq \frac{1}{4} |[A, B]|^2 \quad (2.1)$$

式中

$$\langle \Delta^2 A \rangle = \langle A^2 \rangle - \langle A \rangle^2 \quad (2.2)$$

表示力学量  $A$  的起伏，式(2.1)也就是说我们不能同时精确测定一对共轭量的值。如果我们定义一状态的两共轭量的值  $A, B$  满足  $\langle \Delta A \rangle^2 = \langle \Delta B \rangle^2 = \frac{1}{2} |[A, B]|^2$ ，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，叫散粒噪声极限或量子标准极限<sup>[2.11]</sup>。那么如果某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。

我们考虑某一时刻，角频率为  $\omega$ ，被束缚在一模体积为  $V$  的腔中的电磁场，

$$E(t) = E_0 (ae^{-i\omega t} + a^+ e^{i\omega t}) \quad (2.3)$$

式中  $E_0 = \left(\frac{h\omega}{2V}\right)^{\frac{1}{2}}$ ， $a, a^+$  存在对易关系  $[a, a^+] = 1$ 。如果我们定义两正交分量算符

$X, Y$ ，我们可将电磁场表述为

$$E(t) = E_0 (X \cos \omega t + Y \sin \omega t) \quad (2.4)$$

式中

$$X = a + a^+, \quad Y = -i(a - a^+) \quad (2.5)$$

$X, Y$  分别对应谐振子中的位置和动量，它们满足对易关系式  $[X, Y] = 2i$ ，由(2.1)式的海森伯不确定原理， $X, Y$  的量子起伏应满足：

$$\langle \Delta^2 X \rangle \langle \Delta^2 Y \rangle \geq 1 \quad (2.6)$$

按照定义对于真空态和相干态，两正交分量  $X, Y$  具有相同的起伏，即满足  $\langle \Delta^2 X \rangle = \langle \Delta^2 Y \rangle = 1$ ，这就是散粒噪声极限(Shot Noise Limit)。若光场的如果某态的某一分量的值被压缩到散粒噪声极限以下，即  $\langle \Delta^2 X \rangle < 1$  或  $\langle \Delta^2 Y \rangle < 1$ ，光场被称为压缩态。图 2-1 形象表示出了相干态光场(a)，正交振幅压缩光场(b)和正交位相压缩态光场(c)的噪声特性。

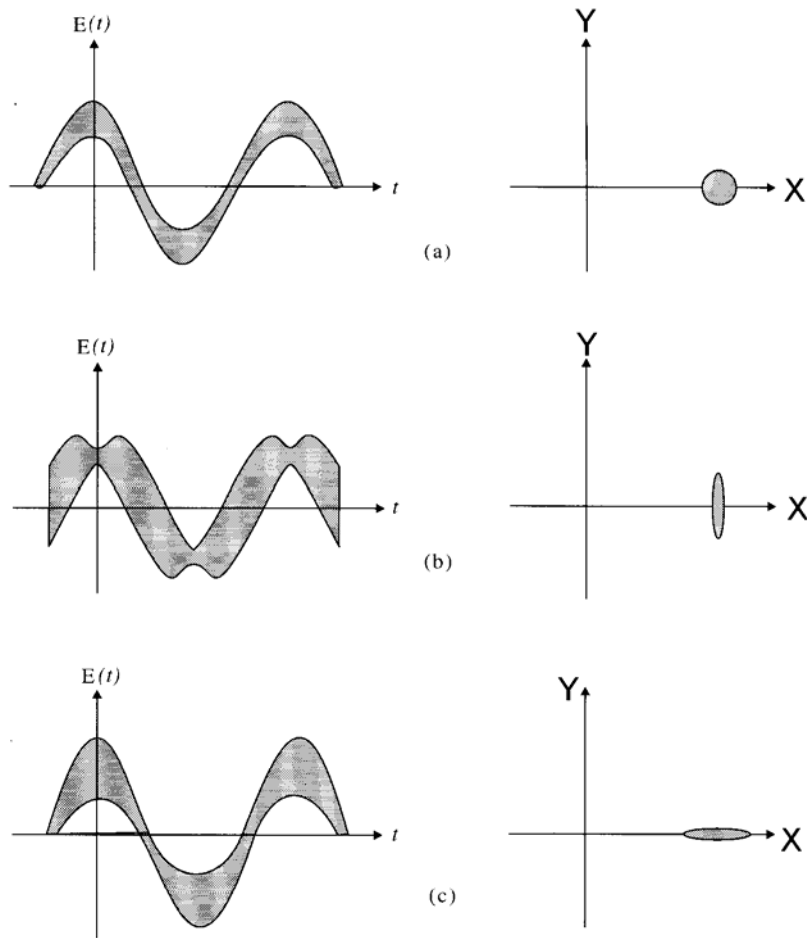


Fig. 2.1 Error contours and the corresponding graphs of electric field versus time for (a) a coherent state, (b) a squeezed state with reduced noise in  $X$ , and (c) a squeezed state with reduced noise in  $Y$ .

一般来说，只要电磁场某一物理量的量子噪声被抑制并被压缩到散粒噪声极限以下，则就可说他处于压缩态，被压缩的物理量不同产生的方法也不同，目前实验上已通过不同的途径获得三种类型的压缩光，两正交分量共轭量的一个分量被压缩，称作正交位相压缩态，实验上一般采用四波混频或低于阈值的光学参量振荡腔(OPO, Optical parametric Oscillator)的方法来获得<sup>[2.12]</sup>；第二类是两模间强度差分量(共轭分量为位相和)的噪声低于相应的散粒噪声，被称作强度差压缩光，实验上可通过高于阈值的光学参量振荡器来产生<sup>[2.13]</sup>；第三类是光子数分量(共轭分量为位相)的噪声低于散粒噪声极限，我们称其为光子数压缩或振幅压

缩，目前一般通过直接变换或反馈修正的技术控制高性能半导体激光器或二次谐振倍频(Second Harmonic Generation)技术来实现<sup>[2.14]</sup>。以下我们将从理论上探讨它们间的关系。

## 2.3 光子数压缩与正交压缩之间的关系

包括相干态在内的一切经典光场，其光子数起伏为：

$$\langle \Delta^2 N \rangle \geq \langle N \rangle \quad (2.7)$$

如果光场的光子数起伏：

$$\langle \Delta^2 N \rangle < \langle N \rangle \quad (2.8)$$

这样的光场为光子数压缩态光场，它是一种非经典光场。显然，由于其起伏小于普通经典光源，因此可以在光学通讯、信号测量中优于传统光源。根据量子力学测不准原理，光子数的共轭量为位相，按照Pegg和 Barnett构造的PB位相算符<sup>[2.15]</sup>，当对相干态的振幅 $|\alpha| \gg 1$ ，位相算符的起伏<sup>[2.16]</sup>：

$$\langle \Delta^2 \phi \rangle = 1 / \langle N \rangle \quad (2.9)$$

因此对相干态而言，我们可以得到：

$$\langle \Delta^2 N \rangle \cdot \langle \Delta^2 \phi \rangle = 1 \quad (2.10)$$

其数相起伏代表了散粒噪声极限。

从光子计数分布上看，相干态的光子数分布为泊松分布：

$$P_n = \frac{e^{-\bar{n}} \bar{n}^n}{n!} \quad (2.11)$$

其光子数起伏正好为相干态光子数起伏，因此当光子数起伏小于平均光子数时(即满足(2.8)式)，光子数分布为亚泊松分布。

正交压缩(包括正交振幅和正交位相)与光子数压缩是既有区别，但又相互联系两种非经典光场，光子数压缩态一般与亚泊松分布相联系，但正交压缩与光子数的分布无关，存在正交压缩的光可能是超泊松分布，也可能是亚泊松分布，而存在亚泊松分布的光场并不存在正交压缩效应。对于一完全光子数压缩态即 Fock 态，我们可计算其正交分量  $X = a + a^+$  和  $Y = -i(a - a^+)$  的起伏为：

$$\langle \Delta^2 X \rangle = \langle \Delta^2 Y \rangle = 2N + 1 \geq 1 \quad (2.12)$$

显然不存在正交分量的压缩。

对于正交压缩态  $|\alpha, \varepsilon\rangle$ ，其定义为位移算符和压缩算符分别作用在谐振子基态上形成的态<sup>[2.17]</sup>。

$$|\alpha, \varepsilon\rangle = D(\alpha)S(\varepsilon)|0\rangle \quad (2.13)$$

式中位移算符  $D(\alpha)$  为

$$D(\alpha) = \exp[\alpha a^+ - \alpha^* a] = \exp\left[-\frac{|\alpha|^2}{2}\right] \exp[\alpha a^+] \exp[-\alpha^* a] \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} S(\varepsilon) &= \exp\left[\frac{1}{2}\varepsilon a^+ a^+ - \frac{1}{2}\varepsilon^* a a\right] \\ &= \exp\left[\frac{1}{2}e^{i\phi}(\tanh r)a^+ a^+\right] \left(\frac{1}{\cosh r}\right)^{\left(\frac{1}{2}+a^+ a\right)} \exp\left[-\frac{1}{2}e^{-i\phi}(\tanh r)aa\right] \end{aligned} \quad (2.15)$$

其中  $\varepsilon = r e^{i\phi}$ ，同样Yuan给出另一定义压缩态的方法<sup>[2.18]</sup>

$$|\alpha, \varepsilon\rangle = S(\varepsilon)D(\alpha)|0\rangle \quad (2.16)$$

与(2.16)不同，(2.13)式是对基态先用压缩算符作用而后再用位移算符作用得到的结果，而(2.5)式是对基态先用位移算符作用而后再用压缩算符作用的结果，但它们所得的结果应该是完全相同的。

利用关系式：

$$\begin{aligned} D^+(\alpha) &= D^{-1}(\alpha) = D(-\alpha) \\ D^+(\alpha)aD(\alpha) &= a + \alpha \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} D^+(\alpha)a^+D(\alpha) &= a^+ + \alpha^* \\ S^+(\varepsilon)aS(\varepsilon) &= a \cosh r - a^+ e^{-2i\phi} \sinh r \\ S^+(\varepsilon)a^+S(\varepsilon) &= a^+ \cosh r - a e^{2i\phi} \sinh r \end{aligned} \quad (2.18)$$

我们可求得其光子数起伏为：

$$\langle \Delta^2 N \rangle = |\alpha \cosh r - \alpha^* e^{i\theta} \sinh r|^2 + 2 \cosh^2 r \sinh^2 r \quad (2.19)$$

令  $\alpha = |\alpha| e^{i\phi}$ ，当  $\theta = 2\phi + \pi$ ，对应的是正交相位压缩，我们可得其光子数起伏：

$$\langle \Delta^2 N \rangle = |\alpha|^2 e^{2r} + 2 \cosh^2 r \sinh^2 r \quad (2.20)$$



在这种情况下，光子数噪声比相干态的大，其光子数统计是超泊松分布。

当  $\theta = 2\phi$  时，对应的是正交振幅压缩态，其光子数起伏为：

$$\langle \Delta^2 N \rangle = |\alpha|^2 e^{-2r} + 2 \cosh^2 r \sinh^2 r \quad (2.21)$$

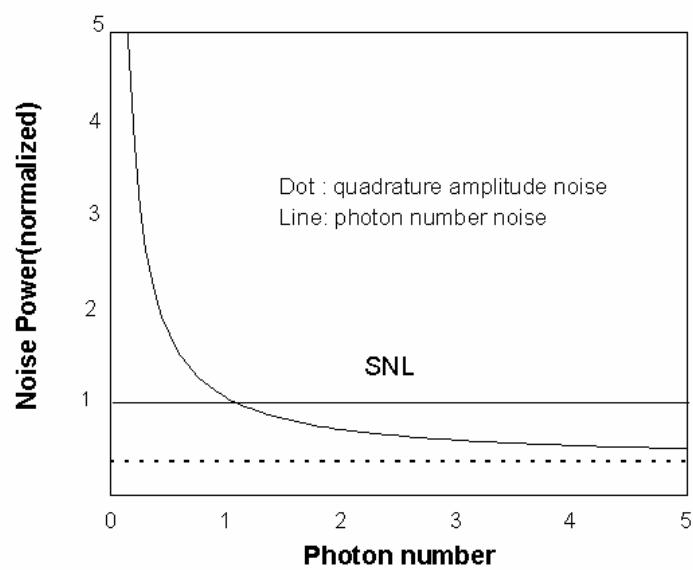
(2.21)式中第一项代表被压缩的振幅对光子数起伏的贡献，第二项的光子数起伏直接来源于压缩真空，只有当平均光子数足够大，即  $|\alpha|^2 \gg 2e^{2r} \cosh^2 r \sinh^2 r$  时，第一项占主导地位，第二项可以忽略，此时存在振幅压缩的同时也存在光子数压缩。图 2.2 分别给出了归一化光子数噪声和正交振幅在固定压缩参数  $r$  时随平均光子数的变化曲线(图 2.2 a)，固定平均光子数时，随压缩参数  $r$  的变化曲线(图 2.2 b)。

由图 2.2 我们可知，压缩参数固定时，对正交振幅压缩而言，正交振幅的压缩度不会随光子的增加而增加；随着光子数的增加，光子数起伏将逐渐减小，也就是说，对于正交振幅压缩，随着光子数的增加，光子分布将会由超泊松分布逐步演化为亚泊松分布(图 2.2 a)。如果光子数一定时，随着压缩参数的变化，正交振幅压缩光将会由亚泊松分布逐步过渡为超泊松分布(图 2.2 b)。这里我们不难想象，对于一个理想的振幅压缩光，它的光子分布是呈超泊松分布，一定不是光子数压缩态，对于一个光子数为零的压缩真空态，其光子数分布一定是超泊松分布。

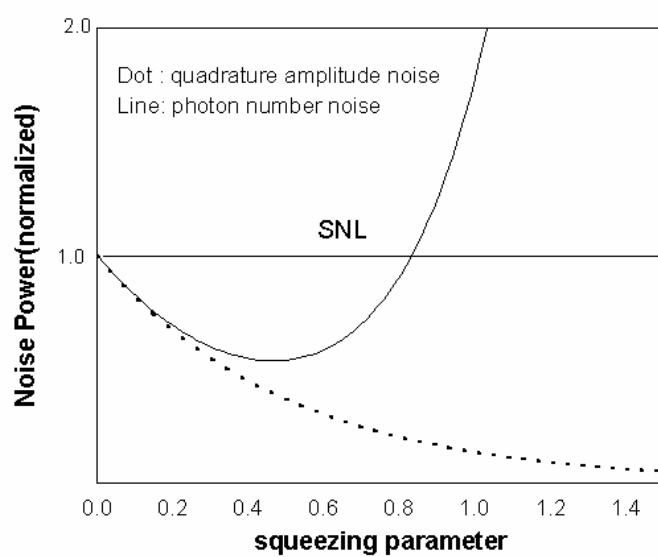
同样，我们可采用 Mandel<sup>[2.18]</sup>定义的非经典光场的判据  $Q$  来说明这个问题。

$$Q = \frac{\langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2 - \langle N \rangle}{\langle N \rangle} = \frac{\langle \Delta^2 N \rangle - \langle N \rangle}{\langle N \rangle} \quad (2.22)$$

Mandel 指出光场的  $Q$  值小于 0 是经典所不允许的，是光场量子特性特有的体现，且从(2.22)我们也不难看出，Mandel 的非经典判据只能对光子数的起伏进行判定，由于最初产生的非经典光场是与光子分布的反束聚效应相联系的光子数压缩光，因此这一判据是判定光子统计性质的有力工具。实质上 Mandel 给出的非经典判据只是判定光子数的亚泊松分布的有力工具。



(a)



(b)

Fig. 2.2 Normalized noise power via (a) photon number when the squeezing parameter is fixed ( $r=0.5$ ) and (b) the squeezing parameter when the photon number is fixed ( $|\alpha|^2 = 4$ )

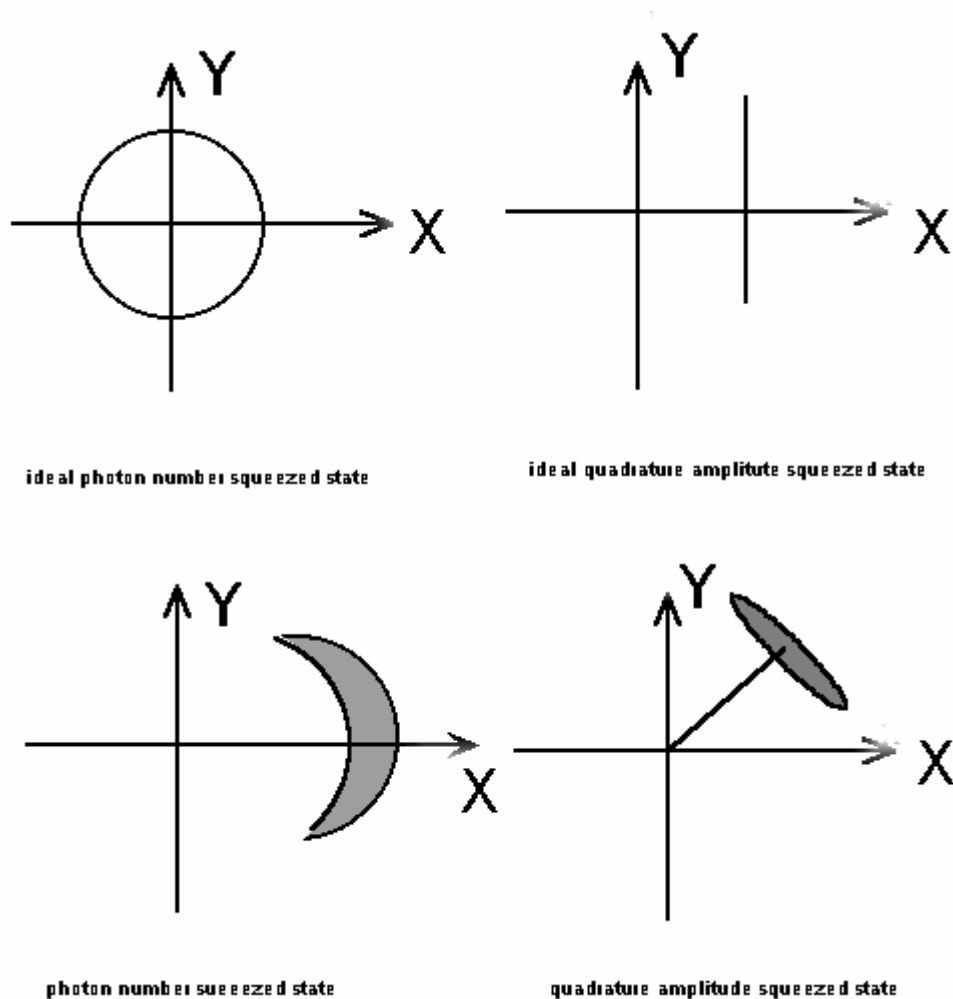


Fig. 2.3 The uncertainty in X-Y space for typical photon states: a) number state, b) quadrature phase eigenstate, c) photon number squeezed state, d) quadrature squeezed state

总之，光子数压缩与正交压缩光场是完全不同的两种非经典光场，但他们之间有着一定的联系。如果我们取  $|\alpha|^2 \gg 2e^{2r} \cosh^2 r \sinh^2 r$ ，将会有同时出现正交振幅压缩与光子数压缩，但光子数压缩度总是小于正交压缩的压缩度。而当正交位相分量压缩时，将不可能出现光子数压缩。图 2.3 给出了光子数压缩与正交压缩在正交分量坐标中的起伏图示。在理想情况下，光子数压缩态为圆，而正交压缩态为线；在非理想情况下，光子数压缩为“月牙”状，而正交压缩为“椭圆”状，当光子数很多时，即满足  $|\alpha|^2 \gg 2e^{2r} \cosh^2 r \sinh^2 r$ ，我们可将“月牙”与“椭圆”近似等同，此时光子数压缩最大压缩与正交振幅压缩具有相同的压缩度

(图 2.2a , b)。

在以往产生压缩态的实验中，由于在低于阈值运转 OPO 产生的压缩真空态具有很少的光子，很难满足关系式  $|\alpha|^2 \gg 2e^{2r} \cosh^2 r \sinh^2 r$ ，故我们只能称其为正交压缩。而在半导体激光器各种反馈情况下和二次谐振倍频过程中，发出的光具有许多光子，一般情况下其光子数都满足关系式  $|\alpha|^2 \gg 2e^{2r} \cosh^2 r \sinh^2 r$ ，因此，我们可称其为光子数压缩或振幅压缩光。

## 2.4 强度差压缩与正交压缩之间的关系

为研究强度差压缩与正交压缩之间的关系，我们首先引入双模压缩态。双模压缩态<sup>[2.19-2.22]</sup>包括两个独立的自由度，设  $a_1(a_1^+)$ ， $a_2(a_2^+)$  为两模的消没(产生)算符，这些算符之间不为零的对易关系为：

$$[a_1, a_1^+] = [a_2, a_2^+] = 1 \quad (2.23)$$

产生双模压缩态的位移和压缩算符为：

$$D(\alpha_1, \alpha_2) = \exp(\alpha_1 a_1^+ + \alpha_2 a_2^+ - \alpha_1^* a_1 - \alpha_2^* a_2) \quad (2.24)$$

$$S(\varepsilon) = \exp(\varepsilon a_1^+ a_2^+ - \varepsilon^* a_1 a_2) \quad (2.25)$$

式中  $\varepsilon = r e^{i\theta}$ ， $\alpha_1 = |\alpha_1| e^{i\phi_1}$ ， $\alpha_2 = |\alpha_2| e^{i\phi_2}$ 。

将压缩和位移算符作用在真空态上，我们就可得到双模压缩相干态  $|\alpha_1, \alpha_2, \varepsilon\rangle$ ：

$$|\alpha_1, \alpha_2, \varepsilon\rangle = D(\alpha_1, \alpha_2) S(\varepsilon) |0, 0\rangle \quad (2.26)$$

同样我们也可以通过 Yuen 的方法来获得双模压缩态：

$$|\varepsilon, \alpha_1, \alpha_2\rangle = S(\varepsilon) D(\alpha_1, \alpha_2) |0, 0\rangle \quad (2.27)$$

我们可以定义其两正交分量为：

$$\begin{cases} X = \frac{1}{2}(a_1 + a_2 + a_1^+ + a_2^+) \\ Y = -\frac{1}{2}(a_1 + a_2 - a_1^+ - a_2^+) \end{cases} \quad (2.28)$$

采用关系式

$$\begin{cases} S^+(\varepsilon)a_1S(\varepsilon) = a_1 \cosh r + a_2^+ e^{i\theta} \sinh r \\ S^+(\varepsilon)a_2S(\varepsilon) = a_2 \cosh r + a_1^+ e^{i\theta} \sinh r \\ D^+(\alpha_1, \alpha_2)a_1D(\alpha_1, \alpha_2) = a_1 + \alpha_1 \\ D^+(\alpha_1, \alpha_2)a_2D(\alpha_1, \alpha_2) = a_2 + \alpha_2 \end{cases} \quad (2.29)$$

我们很容易得到：

$$\langle \Delta^2 X \rangle = e^{-2r} \quad \langle \Delta^2 Y \rangle = e^{2r} \quad (2.30)$$

这个方差与单模压缩态完全相同，因此，单模压缩态的起伏的性质，都适用于双模压缩态。

另一方面，双模压缩相干态中两模能够通过一定的手段分开，我们可测量两模强度差的噪声。

$$\begin{aligned} \langle \Delta^2 I_- \rangle &= \langle \Delta^2 (I_1 - I_2) \rangle \\ &= \langle \Delta^2 N_1 \rangle + \langle \Delta^2 N_2 \rangle - 2\langle a_1^+ a_1 a_2^+ a_2 \rangle + 2\langle a_1^+ a_1 \rangle \langle a_2^+ a_2 \rangle \end{aligned} \quad (2.31)$$

如假定  $\phi_1 = \phi_2 = \theta = 0$  时，并假定两模的振幅相同，即  $|\alpha_1|^2 = |\alpha_2|^2 = |\alpha|^2$ ，对于双模相干态，不难得到两模间的强度差噪声  $\langle \Delta^2 I_- \rangle = |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 = 2|\alpha|^2$ ，对于双模压缩相干态，则其两模的强度差噪声为：

$$\langle \Delta^2 I_- \rangle \approx 2|\alpha|^2 e^{-2r} \quad (2.32)$$

归一后其强度差噪声为：

$$\langle \Delta^2 I_- \rangle = e^{-2r} \quad (2.33)$$

它与耦合模的正交位相噪声完全相同(2.30)，也就是说，具有压缩因子为  $r$  的双模压缩相干态，即它的正交位相噪声低于散粒噪声极限，那么两模间的强度差噪声也等量低于相应的散粒噪声极限。在实验中强度差压缩更容易获得，因为它只与压缩因子  $r$  有关，而正交压缩除与压缩因子有关外，还与两个模间的相对位相有关，实质上讲，在产生双模压缩态的实验中，除考虑两模的强度关联外，还应考虑如何将两分离模耦合为一耦合模，因此产生双模压缩态的实验将会较产生强度差压缩与单模压缩态的实验有更大的难度。

## 2.5 双模压缩光的光子统计特性

双模压缩光与单模压缩光具有完全相同的性质，但值得一提的是，我们可以

通过对双模场模间特性的进一步研究，将会更全面了解压缩态的特征，进而认识产生压缩的本质。

象单模压缩态，C.T.Lee定义了双模场的非经典态判据<sup>[2.23]</sup>：

$$Q_{12} = \langle N_1^2 \rangle - \langle N_1 \rangle + \langle N_2^2 \rangle - \langle N_2 \rangle - 2\langle N_1 N_2 \rangle < 0 \quad (2.34)$$

式中  $N_1$ ， $N_2$  为第一模和第二模的光子数，与 Mandel 定义非经典判据相同，上式非经典判据的定义研究双模压缩态光子特性的有力工具。为进一步理解上述判据的物理实质，我们不妨引入不同模之间  $\tau$  时间内二阶自关联函数和互关联函数。

$$G_i^{(2)}(\tau) = \langle a_i^+(0)a_i^+(\tau)a_i(\tau)a_i(0) \rangle - \langle a_i^+(0)a_i(0) \rangle^2 \quad (2.35)$$

$$G_{12}^{(2)}(\tau) = \langle a_1^+(0)a_2^+(\tau)a_2(\tau)a_1(0) \rangle - \langle a_1^+(0)a_1(0) \rangle \langle a_2^+(\tau)a_2(\tau) \rangle \quad (2.36)$$

$i = 1, 2$  代表第一模和第二模，当  $\tau$  为 0 时，我们有：

$$G_i^{(2)}(0) = \langle N_i^2 \rangle - \langle N_i \rangle - \langle N_i \rangle^2 \quad (2.37)$$

$$G_{12}^{(2)}(0) = \langle N_1 N_2 \rangle - \langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle \quad (2.38)$$

(2.34) 与 Mandel 定义非经典判据相同，因此我们有当  $G_i^{(2)}(0) = 0$  时，是相干态时，光子呈泊松分布；而当  $G_i^{(2)}(0) > 0$  时，为经典场，模内光子呈现聚束效应，光子分布为超泊松分布；而当  $G_i^{(2)}(0) < 0$  时，对应非经典场，模内光子呈现反聚束效应，分布为亚泊松分布。同时，我们称  $G_{12}^{(2)}(0) > 0$  为“模间”光子呈现聚束效应，而  $G_{12}^{(2)}(0) < 0$  时，“模间”光子呈现反聚束效应。

将(2.37)，(2.38)两式代入判据式(2.34)中，我们可得到

$$Q_{12} = G_1^{(2)}(0) + G_2^{(2)}(0) - 2G_{12}^{(2)}(0) + (\langle N_1 \rangle - \langle N_2 \rangle)^2 \quad (2.39)$$

如我们选取两模具有相同能量，且都处于相干态时，即  $G_1^{(2)}(0) = G_2^{(2)}(0) = 0$ ， $\langle N_1 \rangle = \langle N_2 \rangle$ ，可得  $Q_{12} = -2G_{12}^{(2)}(0)$ ，这意味着“模间”存在聚束效应，将导致耦合模的光子呈亚泊松分布，双模压缩真空态定义为：

$$|\xi\rangle = S(\xi)|0,0\rangle \quad (2.40)$$

用(2.29)我们很容易得到：

$$\begin{cases} \langle N_1 \rangle = \langle N_2 \rangle = \sinh^2 r \\ \langle N_1^2 \rangle - \langle N_1 \rangle = \langle N_2^2 \rangle - \langle N_2 \rangle = 2 \sinh^4 r \\ \langle N_1 N_2 \rangle = \sinh^2 r \cosh^2 r + \sinh^4 r \end{cases} \quad (2.41)$$

我们可得

$$\begin{cases} G_1^{(2)}(0) = G_2^{(2)}(0) = \sinh^4 r \geq 0 \\ G_{12}^{(2)}(0) = \sinh^2 r \cosh^2 r \geq 0 \end{cases} \quad (2.42)$$

由式(2.42), 可得双模压缩真空态的非经典态判据:

$$Q_{12}^{(2)} = -2G_{12}^{(2)}(0) \leq 0 \quad (2.43)$$

我们可看出, 尽管双模压缩真空态中各模光子数分布呈现经典光场的性质, 但耦合模的光子分布却表现出非经典特性。我们可得到结论: 不同模之间的关联是产生这种非经典性的关键<sup>[2.19]</sup>。

同样我们可求得双模相干态 $|\alpha_1, \alpha_2, \varepsilon\rangle$ 的三个二阶关联函数分别为<sup>[2.20]</sup>

$$\begin{cases} G_1^{(2)}(0) = 2|\alpha_1|^2 \sinh^2 r + \sinh^4 r \geq 0 \\ G_2^{(2)}(0) = 2|\alpha_2|^2 \sinh^2 r + \sinh^4 r \geq 0 \\ G_{12}^{(2)}(0) = (\alpha_1^* \alpha_2^* e^{i\theta} + \alpha_1 \alpha_2 e^{-i\theta}) \sinh r \cosh r + \sinh^2 r \cosh^2 r \end{cases} \quad (2.44)$$

我们可得

$$Q_{12}^{(2)} = (|\alpha_1|^2 - |\alpha_2|^2)^2 + 2(|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2) \sinh^2 r - 4|\alpha_1||\alpha_2| \cos \chi \sinh r \cosh r - 2 \sinh^2 r \quad (2.45)$$

式中 $\chi = \theta - \phi_1 - \phi_2$ , 如选择 $|\alpha_1|^2 = |\alpha_2|^2 = |\alpha|^2$ , 则:

$$Q_{12}^{(2)} = \frac{2[2|\alpha|^2(\tanh^2 r - \cos \chi \tanh r) - \tanh^2 r]}{1 - \tanh^2 r} \quad (2.46)$$

从式(2.45)出发, C.T.Lee<sup>[2.24]</sup>详细讨论了耦合模光子分布与两模间的能量及模间的相对位相的关系, 他指出耦合模光子的分布与两模的能量及两模间的相对位相存在很强的依赖关系。双模压缩相干态光场“模间”光子有时呈现聚束效应, 而有时又呈现反聚束效应, “模间”光子的分布情况最终决定于两模的能量及两模间的相对位相。

## 2.6 小结

本章首先讨论了压缩光的定义, 而后对目前实验上所产生的不同种类的压缩

光之间的联系和区别进行了说明。本章的讨论进一步说明，光子数压缩，正交位相压缩以及强度差压缩是三种完全不同的非经典特性，实验上所产生的非经典光场有时只表现其中的一种非经典特性，而有时又会同时表现出其中的几种非经典特性。



## 参考文献

- [2.1] M.M.Nieto, *Quant-ph/9708012*, 6 Aug(1997)
- [2.2] H.Takehasi, *Adv. Commun. System*, Vol.1,227(1965)
- [2.3] D.Stoler, *Phys. Rev. D*, Vol.1,3217(1970)
- D.Stoler, *Phys. Rev. D*, Vol.4,1925(1971)
- [2.4] E.Y.C.Lu, *Lett. Nuovo Cimento*, Vol.2,1241(1971)
- E.Y.C.Lu, *Lett. Nuovo Cimento*, Vol.4,585(1972)
- [2.5] H.P.Yuan, *Phys. Rev. A*, Vol. 13,2226(1976)
- [2.6] J.N.Hollenhorst, *Phys. Rev. D*, Vol.19,1669(1979)
- [2.7] D.F.Walls, *Nature*, Vol.306,141(1983)
- [2.8] Y.Yamamoto, H.A.Haus, *Rev. Mod. Phys.*, Vol.58,1001(1986)
- [2.9] L.Davidovich, *Rev. Mod. Phys.*, Vol.68,127(1996)
- [2.10] J.R.Klauder, *J. Math. Phys.*, Vol.4,1058(1963)
- [2.10] 曾谨言, “量子力学”, 科学出版社, 1993
- [2.11] D.F.Walls, G.J.Milburn, *Quantum Optics*, Springer-Verlag,1994
- [2.12] L.Wu, H.J.Kimble, J.L.Hall, H.Wu, *Phys. Rev. Lett.* Vol.57,2520(1986)
- [2.13] A.Hendmann, R.J.Horowicz, S.Reynaud, E.Gicobino, C.Fabre,  
*Phys. Rev. Lett.* Vol.59,2555(1987)
- [2.14] T.C.Zhang, J.Poizat, P.Grelu, J.F.Roch, P.Grangier, F.Marin, A.Bramati, V.Jost,  
M.D.Levenson, E.Giacobino, *Quant. & semiclass Opt.* Vol.7,601(1995)
- [2.15] D.T.Pegg, S.M.Barnett, *Europhys. Lett.*, Vol.6,483(1988)
- [2.16] D.T.Pegg, S.M.Barnett, *Phys. Rev. A*, Vol.39,1665(1989)
- [2.17] L.Mandel, *Opt. Lett.*, Vol.4,205(1979)
- [2.18] S.M.Barnett, P.L.Knight, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.2,467(1985)
- S.M.Barnett, P.L.Knight, *J. Mod. Opt.*, Vol.34,841(1987)
- [2.19] C.M.Caves, *Phys. Rev. D*, Vol.23, 1693(1981)

- [2.20] C.M.Caves, *Phys. Rev. D*, Vol.26,1817(1982)  
C.M.Caves and B.L.Schumaker, *Phys. Rev. A*, Vol.31,3068(1985)  
B.L.Schumaker and C.M.Caves, *Phys. Rev. A*, Vol.31,3093(1985)
- [2.21] S.M.Barnett, P.L.Knight, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.2,467(1985)  
S.M.Barnett, P.L.Knight, *J. Mod. Opt.*, Vol.34,841(1987)
- [2.22] H-Y Fan, J.Vanderlinde, *Phys. Rev. A*, Vol.39,1552(1989)  
H-Y Fan, J.Vanderlinde, *Phys. Rev. A*, Vol.40,4785(1989)
- [2.23] C.T.Lee, *Phys. Rev. A*, Vol.41,1569(1990)  
C.T.Lee, *Phys. Rev. A*, Vol.41,1721(1990)  
C.T.Lee, *Phys. Rev. A*, Vol.42,1608(1990)

## 第三章 非简并光学参量放大器的经典和量子特性

*Great mathematical ideas do not blossom in workshop, as a rule, but on the other hand the theorist should not divorce himself from a healthy and intimate connection with practical question.*

-----J.L.Synge

### 3.1 引言

自从激光问世以来，用非线性光学频率变换实现非经典光场一直是量子光学领域的研究热点<sup>[3.1-3.2]</sup>。一个二阶非线性晶体所包括的非线性过程如图 3-1 所示，我们可以看到：对于任何一种非线性变换都需三个光子来参与，我们把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(Upconversion)，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(Downconversion)。在频率上转换过程中，如果两光子有相同的频率，那么我们又称其为二次谐振倍频过程(Second Harmonic Generation)，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，我们又可以分为四种不同的情况：如果有注入信号光子的话，我们称其为光学参量放大器(Optical Parametric Amplifier)，由其产生的两光子的简并与非简并(频率、偏振)又可分为简并光学参量放大器(DOPA)和非简并光学参量放大器(NDOPA)；在没有信号光注入的情况下，我们称为光学参量振荡器(Optical Parametric Oscillator)，同理根据产生两频率的简并情况又可分为简并光学参量振荡器(DOPO)和非简并光学参量放大器(NDPOPO)，另外我们也可以将NDPOPO认为是注入真空场的NDOPA<sup>[3.3]</sup>。

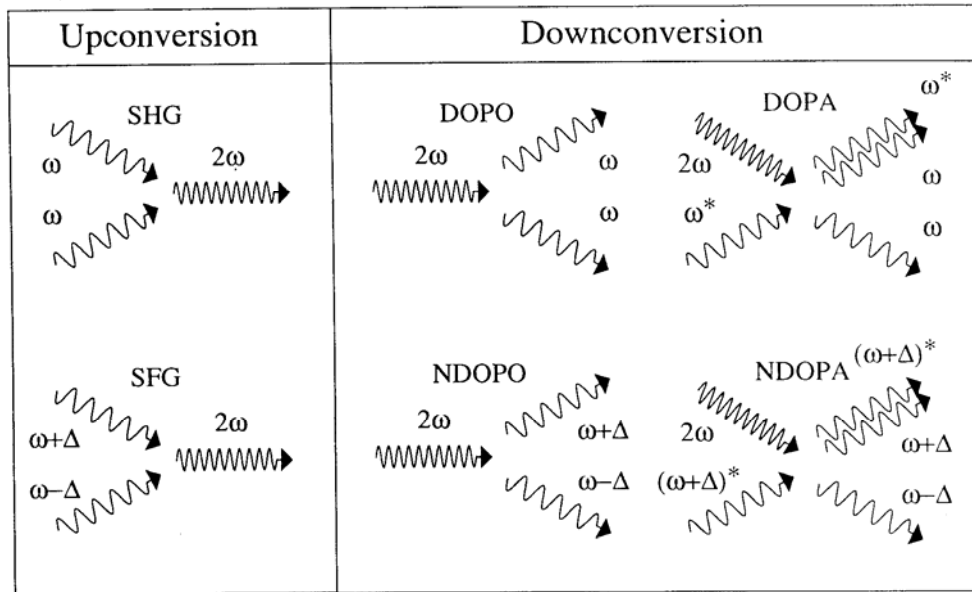


Fig3.1 Overview of the basic second nonlinear interactions

在过去二十多年的发展中，实验上已成功地采用SHG过程获得了“明亮”的光子数压缩<sup>[3.4]</sup>，采用NDOPO获得过强度相关的孪生光束<sup>[3.5]</sup>。当我们将输入真空态看作是注入信号的话，DOPO和NDOPO也可叫光学参量放大器，实验上分别可产生单模压缩真空态和双模压缩真空态<sup>[3.1,3.6]</sup>。S.Schiller首先从理论上讨论了注入平均不为零的简并光学参量放大器<sup>[3.7]</sup>，它表现出许多与OPO不同的性质。1996年，K.Schneider采用简并光学参量放大器的方法成功地现了4.3dB的明亮正交压缩态光场，与光学参量振荡器相比(注入真空场)，光学参量放大器突出的优点是：我们可以将腔锁定在注入光的频率上，有利于非线性过程的稳定运转，同时输出场的平均值不为零也有利于非经典光场的应用。自此，实验上开始了对光学参量放大器的研究。同时，在非简并光学参量放大器中，通过注入信号光的方法我们还可以控制输出光的频率，采用II类非线性晶体，我们在实验上获得频率完全简并，而偏振非简并的孪生光束<sup>[3.9]</sup>，将会大大扩展孪生光束的应用，另外我们可以通过控制泵浦光与注入光的相对位相<sup>[3.7]</sup>，控制输出场的压缩分量。对于非简并光学参量放大器，我们把信号模与闲置模分开，其两光束的正交位相分量直接构成EPR关<sup>[3.10]</sup>。本章将从理论上详细讨论非简并光学参量放大器的经典和

量子特性，有关光学参量放大器的实验将在第五章介绍。

### 3.2 理论模型

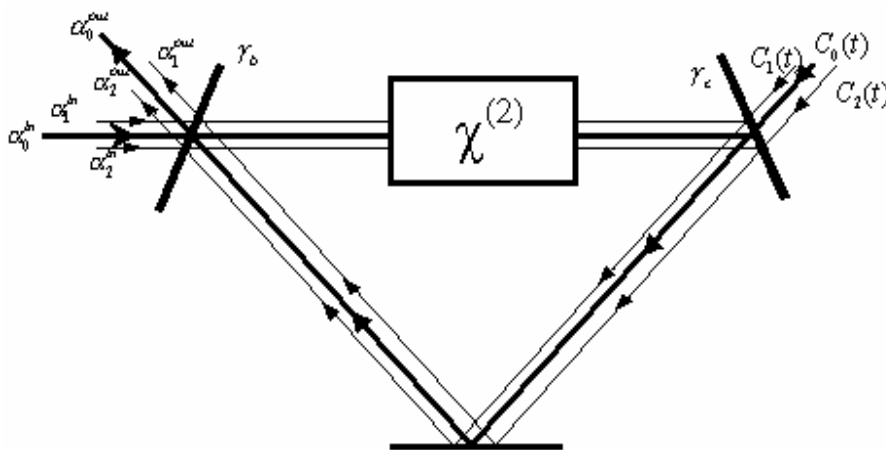


Fig. 3.2 Scheme of an Optical Parametric Amplifier.

$\alpha_0^{in}$ ,  $\alpha_1^{in}$  and  $\alpha_2^{in}$  are the incoming pump and injection fields.  $\gamma_b$  and  $\gamma_c$  are the contributions to the cavity damping from the input-output coupling and losses, respectively

如图 3-2 所示，三波耦合的哈密顿量可写为<sup>[3.11]</sup>:

$$\begin{aligned}
 H = & \hbar\omega_1 a_1^+ a_2 + \hbar\omega_2 a_2^+ a_2 + \hbar\omega_0 a_0^+ a_0 \\
 & + \frac{1}{2} i\hbar\kappa (a_1^+ a_2^+ a_0 - a_1 a_2 a_0^+) \\
 & + i\hbar (E_1 a_1^+ e^{-i\omega_1 t} + E_2 a_2^+ e^{-i\omega_2 t} + E_0 a_0^+ e^{-i\omega_0 t} + h.c.) \\
 & + a_1 \Gamma_1^+ + a_1^+ \Gamma_1 + a_2 \Gamma_2^+ + a_2^+ \Gamma_2 + a_0 \Gamma_0^+ + a_0^+ \Gamma_0
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

式中  $a_i$  和  $\omega_i$  ( $i = 0,1,2$ ) 表示泵浦场、信号场、闲置场的消灭算符和角频率， $\kappa$  是二阶非线性系数， $E_i$  表示注入各场(泵浦场，注入信号场)的电场强度，最后六项表示各模在热库作用下的衰减。总体来看，上式中第一行代表各模独自的能量，第二行代表三模的相互作用，第三行代表各注入场对总哈密顿的贡献。

利用标准的量子光学方法，我们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<sup>[3.12]</sup>。因采用半经典方法物理图象较全量子理论清楚，稳态方程将包含全部的经典特性，而量子起伏方程将包含所有的量子信息，所得结果

又与全量子相同，在此，我们将采用半经典方法来分析这一过程。

图 3-2 所示的光学系统，在同时考虑腔损耗，腔失谐以及同时存在信号场，闲置场和泵浦场的情况下，内腔三模  $\alpha_i (i = 0, 1, 2)$  ( $\alpha_0$  为泵浦场， $\alpha_1, \alpha_2$  分别表示信号场和闲置场)的时间演化方程为<sup>[3.13]</sup>：

$$\begin{cases} \dot{\alpha}_0 = -(\gamma_0 + i\delta_0)\alpha_0 + |\varepsilon|e^{i\phi_p} - \chi\alpha_1\alpha_2 + \sqrt{2\gamma_{0c}}C_0(t) \\ \dot{\alpha}_1 = -(\gamma_b + \gamma_c + i\delta_1)\alpha_1 + k\alpha_0\alpha_2^* + \sqrt{2\gamma_b}\alpha_1^{in}e^{i\phi_1} + \sqrt{2\gamma_c}C_1(t) \\ \dot{\alpha}_2 = -(\gamma_b + \gamma_c + i\delta_2)\alpha_2 + k\alpha_0\alpha_1^* + \sqrt{2\gamma_b}\alpha_2^{in}e^{i\phi_2} + \sqrt{2\gamma_c}C_2(t) \end{cases} \quad (3.2)$$

式中  $\delta_i (i = 0, 1, 2)$  为腔的失谐， $\gamma_b, \gamma_c$  分别表示信号光与闲置光由输入输出耦合镜带来的损耗和额外损耗(我们假定两模间损耗相同)。 $|\varepsilon| = \sqrt{2\gamma_{0b}}\alpha_0^{in}$  表示相干泵浦场的振幅， $\phi_p$  与  $\phi_1, \phi_2$  分别表示注入泵浦场与信号场的位相， $\gamma_0$  表示泵浦光输入耦合镜带来的损耗， $\gamma_{0c}$  为泵浦光的其它额外损耗。

在不考虑腔的失谐，假定注入信号光有相同的平均值，不同量子起伏即  $\alpha_1^{in} = \beta + b_1(t)$ ， $\alpha_2^{in} = \beta + b_2(t)$  ( $b_1(t) \neq b_2(t)$ )， $C_i(t)$  为真空场的起伏，即  $\overline{C_i(t)} = 0$  时，我们可以得到内腔场的稳态方程为：

$$\begin{cases} 0 = -\gamma_0\bar{\alpha}_0e^{i\theta_0} + |\varepsilon|e^{i\phi_p} - k\bar{\alpha}_1\bar{\alpha}_2e^{i(\theta_1+\theta_2)} \\ 0 = -\gamma\bar{\alpha}_1e^{i\theta_1} + k\bar{\alpha}_0\bar{\alpha}_2e^{i(\theta_0-\theta_2)} + \sqrt{2\gamma_b}\beta e^{i\phi_1} \\ 0 = -\gamma\bar{\alpha}_2e^{i\theta_2} + k\bar{\alpha}_0\bar{\alpha}_1e^{i(\theta_0-\theta_1)} + \sqrt{2\gamma_b}\beta e^{i\phi_2} \end{cases} \quad (3.3)$$

式中  $\gamma = \gamma_b + \gamma_c$  代表信号场或闲置场的总损耗，假定  $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}_2$ ，我们用  $\varphi = \phi_p - (\phi_1 + \phi_2)$  描述泵浦场与信号场的相对位相，当  $\varphi = 0$ ，与  $\varphi = \pi$  时代表泵浦场与闲置场“in-phase”与“out-phase”，此时方程有解析解。而当位相关系不满足这两条件时，方程无解析解，我们将用数值法求解方程(3.3)，方程满足“in-phase”与“out-phase”关系，我们可通过取  $\varepsilon$  的正负来定，因此方程的稳态解为：

$$\bar{\alpha}_0 = \frac{|\varepsilon| - k\bar{\alpha}_1^2}{\gamma_0} = \frac{k}{\gamma} - \frac{\sqrt{2\gamma_b}\beta}{k\alpha_1} \quad (3.4)$$

$$k^2\bar{\alpha}^3 - (|\varepsilon|k - \gamma\gamma_0)\bar{\alpha} - \gamma_0\sqrt{2\gamma_b}\beta = 0 \quad (3.5)$$

式中  $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}_2$ ，当  $\beta = 0$ ，方程回到非简并光学参量振荡腔的方程<sup>[3.13]</sup>，由方程

(3.5)可以得到其阈值为  $\varepsilon^{th} = \frac{\gamma_0\gamma}{k}$ ，当泵浦功率在没有达到阈值时，输出信号光与闲置光的平均光强为零，而当注入泵浦达到阈值时，输出信号和闲置的平均光强将不为零<sup>[3.14]</sup>。当  $\beta \neq 0$  时，注入信号场破坏了光学参量振荡器方程的对称形式，方程(3.5)是一个三次方程，以下我们将进一步讨论它的经典和量子特性。

### 3.3 光学参量振荡腔的经典特性

方程(3.4)的解如图 3-3 所示，与 NOPO 不同，光学参量放大器不再有阈值，当泵浦功率不是特别大的时，方程只有一个实根。而当泵浦信号  $\varepsilon_s$  满足：

$$\varepsilon_s > \frac{\gamma_0 + \gamma}{\gamma} + 3 \left( \frac{\gamma_b \gamma_0^2 \beta^2}{2k} \right)^{1/3} \text{ 或 } \varepsilon_s < - \left( \frac{\gamma_0 + \gamma}{\gamma} + 3 \left( \frac{\gamma_b \gamma_0^2 \beta^2}{2k} \right)^{1/3} \right) \quad (3.6)$$

时，将不止一个实根出现，此时将有双稳态出现。

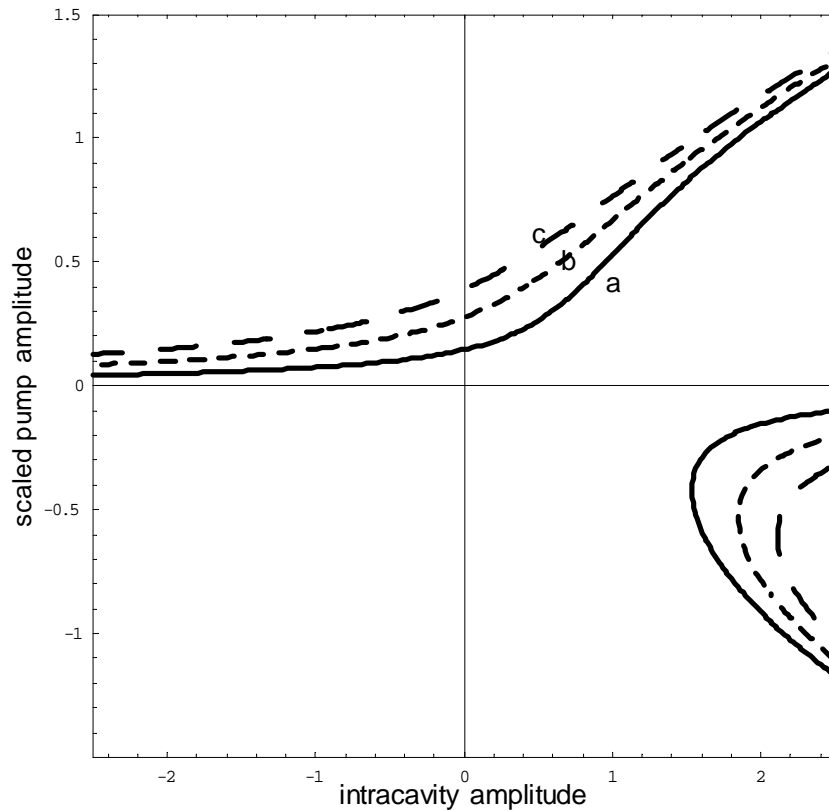


Fig. 3.3 Steady state solutions of the intracavity amplitude as functions of the scaled pump amplitude, in units such that  $\gamma_0\gamma/\kappa^2 = 1$ . For a:  $\sqrt{2\gamma_b}\beta = 0.1$ , b:  $\sqrt{2\gamma_b}\beta = 0.2$ , c:  $\sqrt{2\gamma_b}\beta = 0.3$ .

从方式(3.6)和图 3-3 我们也明显可以看到：随着将注入信号的平均功率加大，可以提高内腔场的功率，且将产生双稳的泵浦值加大。

图 3-4 给出了当泵浦场与信号场之间的相对位相与内腔场功率的关系图，在固定泵浦场和信号场平均功率的情况下，内腔功率将随位相的变化呈周期性的变化。

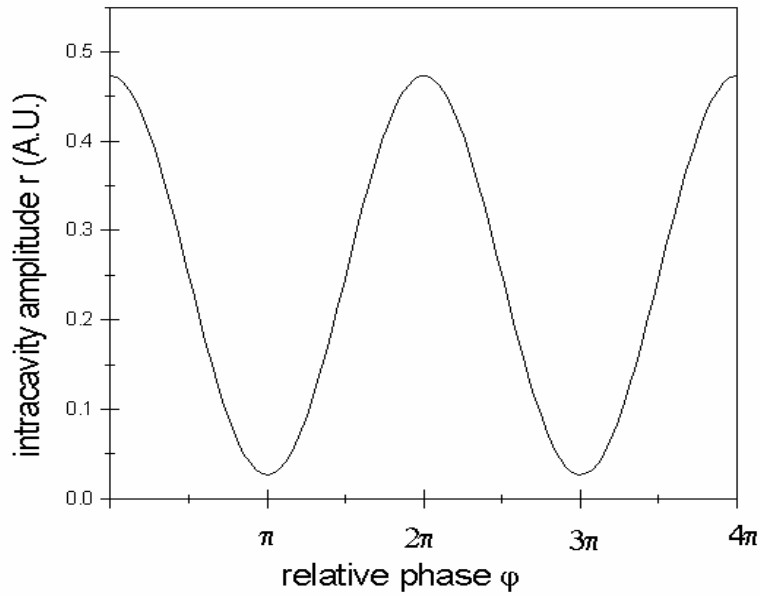


Fig.3.4 steady-state solution of the intracavity amplitude as function of the relative phase of pump and injected signal wave.  $\gamma\gamma_0/k^2 = 1$ ,  $\varepsilon/\varepsilon^{th} = 0.9$ ,  $\sqrt{2\gamma_b}\beta/\varepsilon^{th} = 0.9$ .

### 3.4 光学参量放大器的量子特性

为求得光学参量放大器的量子特性，我们首先线性化方程(3.2)，将一个力学量表示成平均值与起伏之和，即  $\alpha_i = \bar{\alpha}_i + \delta\alpha_i$ ，方程(3.2)可写为：

$$\begin{cases} \delta\dot{\alpha}_0(t) = -\gamma_0\delta\alpha_0(t) - k\bar{\alpha}[\delta\alpha_1(t) + \delta\alpha_2(t)] + 2\sqrt{2\gamma_{0b}}b_0(t) + \sqrt{2\gamma_{0c}}c_0(t) \\ \delta\dot{\alpha}_2(t) = -\gamma_1\delta\alpha_1(t) + k[\bar{\alpha}_0\delta\alpha_2^*(t) + \bar{\alpha}\delta\alpha_0(t)] + \sqrt{2\gamma_b}b_1(t) + \sqrt{2\gamma_c}c_1(t) \\ \delta\dot{\alpha}_1(t) = -\gamma_2\delta\alpha_2(t) + k[\bar{\alpha}_0\delta\alpha_1^*(t) + \bar{\alpha}\delta\alpha_0(t)] + \sqrt{2\gamma_b}b_2(t) + \sqrt{2\gamma_c}c_2(t) \end{cases} \quad (3.7)$$

#### 3.4.1 耦合模正交分量的量子起伏

我们定义两耦合模<sup>[3.15]</sup>  $d_1, d_2$ ， $d_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 + \alpha_2)$ ， $d_1^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1^* + \alpha_2^*)$ ，



$d_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 - \alpha_2)$   $d_2^* = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1^* - \alpha_2^*)$ 。在全文，由于我们假定  $\bar{\alpha}_1 = \bar{\alpha}_2$ ，因此

$d_1$ 与 $d_2$ 分别对应两偏振相互垂直的“明亮”模和“真空”模，如图 3-5 所示，那么它们的正交分量分别为

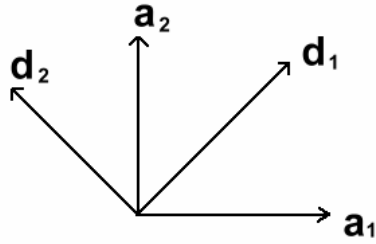


Fig. 3.5 Schematic overview of direction of coupled “vacuum” mode and “bright” mode

$$\begin{cases} X_{d_1} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(d_1 + d_1^*) = \frac{1}{2\sqrt{2}}(a_1 + a_2 + a_1^* + a_2^*) \\ Y_{d_1} = \frac{1}{2\sqrt{2}i}(d_1 - d_1^*) = \frac{1}{2\sqrt{2}}(a_1 + a_2 - a_1^* - a_2^*) \\ X_{d_2} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(d_2 + d_2^*) = \frac{1}{2\sqrt{2}}(a_1 - a_2 + a_1^* - a_2^*) \\ Y_{d_2} = \frac{1}{2\sqrt{2}i}(d_2 - d_2^*) = \frac{1}{2\sqrt{2}}(a_1 - a_2 - a_1^* + a_2^*) \end{cases} \quad (3.8)$$

如果平均场为实数，那么  $X$  分量和  $Y$  分量分别代表场的振幅和位相分量，它们的起伏也就分别代表场的正交振幅和正交位相起伏，同样采用线性化的方法，我们可以得到它们的起伏为：

$$\begin{cases} \delta X_{d_1} = \frac{1}{2\sqrt{2}}[\delta a_1(t) + \delta a_2(t) + \delta a_1^*(t) + \delta a_2^*(t)] \\ \delta Y_{d_1} = \frac{1}{2\sqrt{2}i}[\delta a_1(t) + \delta a_2(t) - \delta a_1^*(t) - \delta a_2^*(t)] \\ \delta X_{d_2} = \frac{1}{2\sqrt{2}}[\delta a_1(t) - \delta a_2(t) + \delta a_1^*(t) - \delta a_2^*(t)] \\ \delta Y_{d_2} = \frac{1}{2\sqrt{2}i}[\delta a_1(t) - \delta a_2(t) - \delta a_1^*(t) + \delta a_2^*(t)] \end{cases} \quad (3.9)$$

由(3.7)式可知它们的运动方程为：

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta\dot{X}_{d_1} = -(\gamma - k\bar{\alpha}_0)\delta X_{d_1} + \sqrt{2k\bar{\alpha}}\delta X^0(t) + \sqrt{2\gamma_b}\delta X^b(t) + \sqrt{2\gamma_c}\delta X^c(t) \\ \delta\dot{Y}_{d_1} = -(\gamma + k\bar{\alpha}_0)\delta X_{d_1} + \sqrt{2k\bar{\alpha}}\delta Y^0(t) + \sqrt{2\gamma_b}\delta Y^b(t) + \sqrt{2\gamma_c}\delta Y^c(t) \\ \delta\dot{X}_{d_2} = -(\gamma + k\bar{\alpha}_0)\delta X_{d_2} + \sqrt{2k\bar{\alpha}}\delta X^0(t) + \sqrt{2\gamma_b}\delta X^b(t) + \sqrt{2\gamma_c}\delta X^c(t) \\ \delta\dot{Y}_{d_2} = -(\gamma - k\bar{\alpha}_0)\delta X_{d_2} + \sqrt{2k\bar{\alpha}}\delta Y^0(t) + \sqrt{2\gamma_b}\delta Y^b(t) + \sqrt{2\gamma_c}\delta Y^c(t) \end{array} \right. \quad (3.10)$$

式中  $\delta X^0(t) = \frac{1}{2}(\delta\alpha_0 + \delta\alpha_0^*)$  ,  $\delta Y^0(t) = \frac{1}{2i}(\delta\alpha_0 - \delta\alpha_0^*)$  分别表示泵浦场的振幅和位相起伏, 而  $\delta X^b(t)$  ,  $\delta Y^b(t)$  ,  $\delta X^c(t)$  ,  $\delta Y^c(t)$  分别代表由于耦合损耗和额外损耗对耦合模带来的振幅和位相起伏, 同时我们也不难看出,  $\delta X_{d_1}$  与  $\delta Y_{d_2}$  以及  $\delta Y_{d_1}$  与  $\delta X_{d_2}$  具有相同的运动方程, 这就说明“明亮”模的振幅分量与“真空”模的位相分量具有相同的量子起伏, 而“明亮”模的位相分量与“真空”模的振幅分量具有相同的量子起伏。换言之, “明亮”模的位相分量噪声被压缩, “真空”模的振幅分量噪声将被压缩同样量, 反之亦然。从物理实质上理解, 由于输入“明亮”模与“真空”模的偏振相互垂直, 泵浦场与注入明亮信号场和泵浦场与注入真空信号场的相对位相正好相差  $\pi$  , 当“明亮”模被放大时, “真空”模将会被衰减, 由此可得到一个为正交位相分量的压缩, 一个为正交振幅分量的压缩。下面我们仅求  $d_1$  模的起伏, 方程(3.10)经傅里叶变换并整理得:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta X_{d_1}(\omega) = \frac{1}{(\gamma - k\alpha_0) + i\omega} \left[ \sqrt{2k\bar{\alpha}}\delta X^0(\omega) + \sqrt{2\gamma_b}\delta X^b(\omega) + \sqrt{2\gamma_c}\delta X^c(\omega) \right] \\ \delta Y_{d_1}(\omega) = \frac{1}{\gamma + k\alpha_0 + i\omega} \left[ \sqrt{2k\bar{\alpha}}\delta Y^0(\omega) + \sqrt{2\gamma_b}\delta Y^b(\omega) + \sqrt{2\gamma_c}\delta Y^c(\omega) \right] \end{array} \right. \quad (3.11)$$

使用边界条件  $\alpha^{out}(\omega) = \sqrt{2\gamma_b}\alpha(\omega) - \alpha^{in}(\omega)$  , 我们可以得到输出场的起伏谱为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \delta X_{d_1}^{out}(\omega) = \frac{\sqrt{2\gamma_b}}{(\gamma - k\alpha_0) + i\omega} \left[ \sqrt{2k\bar{\alpha}} \delta X^0(\omega) + \sqrt{2\gamma_c} \delta X^c(\omega) \right. \\ \quad \left. + \frac{(\gamma_b - \gamma_c + k\alpha_0) - i\omega}{(\gamma - k\alpha_0) + i\omega} \delta X^b(\omega) \right] \\ \delta Y_{d_1}^{out}(\omega) = \frac{\sqrt{2\gamma_b}}{(\gamma + k\alpha_0) + i\omega} \left[ \sqrt{2k\bar{\alpha}} \delta Y^0(\omega) + \sqrt{2\gamma_c} \delta Y^c(\omega) \right. \\ \quad \left. + \frac{(\gamma_b - \gamma_c + k\alpha_0) - i\omega}{(\gamma + k\alpha_0) + i\omega} \delta Y^b(\omega) \right] \end{array} \right. \quad (3.12)$$

如果我们假定泵浦场，信号场以及额损耗具有相同的归一化的量子噪声，即

$$\begin{aligned} \text{Var}(\delta X^0, \omega) &= \text{Var}(\delta Y^0, \omega) = \text{Var}(\delta X^b, \omega) = \text{Var}(\delta Y^b, \omega) \\ &= \text{Var}(\delta X^c, \omega) = \text{Var}(\delta Y^c, \omega) = 1 \end{aligned} \quad (3.13)$$

那么，由式(3.12)我们可以得到输出场的起伏为：

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Var}(\delta X_{d_1}^{out}, \omega) = \frac{4\gamma_b\gamma_c}{(\gamma - k\alpha_0)^2 + \omega^2} + \frac{4\gamma_b k^2 \bar{\alpha}^2}{(\gamma - k\alpha_0)^2 + \omega^2} + \frac{(\gamma_b + \gamma_c + k\alpha_0)^2 + \omega^2}{(\gamma - k\alpha_0)^2 + \omega^2} \\ \quad = \text{Var}(\delta Y_{d_2}^{out}, \omega) \\ \text{Var}(\delta Y_{d_1}^{out}, \omega) = \frac{4\gamma_b\gamma_c}{(\gamma + k\alpha_0)^2 + \omega^2} + \frac{4\gamma_b k^2 \bar{\alpha}^2}{(\gamma + k\alpha_0)^2 + \omega^2} + \frac{(\gamma_b - \gamma_c - k\alpha_0)^2 + \omega^2}{(\gamma + k\alpha_0)^2 + \omega^2} \\ \quad = \text{Var}(\delta X_{d_2}^{out}, \omega) \end{array} \right. \quad (3.14)$$

如果某个分量的此起伏小于 1，我们就说该分量被压缩。

### 3.4.2 强度差分量的起伏

我们定义强度差起伏分量：

$$\begin{aligned} D(t) &= \delta(I_1 - I_2) = \delta(\alpha_1^* \alpha_1 - \alpha_2^* \alpha_2) \\ &= \bar{\alpha} (\delta\alpha_1(t) + \delta\alpha_1^*(t) - \delta\alpha_2(t) - \delta\alpha_2^*(t)) \end{aligned} \quad (3.15)$$

由式(3.7)我们可得其运动方程为：

$$\dot{D}(t) = -\gamma D(t) - k\bar{\alpha}_0 D(t) + \sqrt{2\gamma_b} D^b(t) + \sqrt{2\gamma_c} D^c(t) \quad (3.16)$$

值得注意的是与式(3.10)不同，在相减过程中，泵浦光的噪声被消掉，因此强度差压缩光的压缩度与泵浦光的噪声无关，同样我们可以得到输出场在频域范围内的强度差噪声为：

$$D^{out}(\omega) = \frac{2\sqrt{\gamma_b\gamma_c}}{(\gamma + k\alpha_0) + i\omega} D^c(\omega) + \frac{(\gamma_b - \gamma_c - k\alpha_0) - i\omega}{(\gamma + k\alpha_0) + i\omega} D^b(\omega) \quad (3.17)$$

以及输出场的起伏谱为：

$$Var(D^{out}, \omega) = \frac{4\gamma_b\gamma_c}{(\gamma + k\alpha_0)^2 + \omega^2} + \frac{(\gamma_b - \gamma_c - k\alpha_0)^2 + \omega^2}{(\gamma + k\alpha_0)^2 + \omega^2} \quad (3.18)$$

### 3.4.3 两模正交分量的关联和 EPR 纠缠

如果我们将两模分开，其正交分量分别为：

$$X_1 = (a_1 + a_1^*), \quad Y_1 = (a_1 - a_1^*) \quad (3.20)$$

$$X_2 = (a_2 + a_2^*), \quad Y_2 = (a_2 - a_2^*) \quad (3.21)$$

下标 1, 2 分别代表信号模和闲置模。采用上述的方法我们可计算出它们间的关联， $X_1 - X_2$  和  $Y_1 + Y_2$ ，得到：

$$\begin{aligned} Var[(X_1 - X_2), \omega] &= Var[(Y_1 + Y_2), \omega] \\ &= 2^* \left\{ \frac{4\gamma_b\gamma_c}{(\gamma - k\alpha_0)^2 + \omega^2} + \frac{4\gamma_b k^2 \bar{\alpha}^2}{(\gamma - k\alpha_0)^2 + \omega^2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{(\gamma_b + \gamma_c + k\alpha_0)^2 + \omega^2}{(\gamma - k\alpha_0)^2 + \omega^2} \right\} \\ &= 2^* Var(\delta Y_{d_1}^{out}, \omega) = 2^* Var(\delta X_{d_2}, \omega) \end{aligned} \quad (3.22)$$

从式(3.22)知与真空注入时所得到的方程相同，当双模场的压缩度超过 3dB 时，即

$$Var(\delta Y_{d_1}^{out}, \omega) = Var(\delta X_{d_2}, \omega) < 0.5 \quad (3.23)$$

信号模与闲置模的正交振幅分量与正交位相分量分别将产生正关联和负关联，

$$Var[(X_1 - X_2), \omega] = Var[(Y_1 + Y_2), \omega] < 1 \quad (3.24)$$

当满足(3.24)式时，将会有

$$Var[(X_1 - X_2), \omega] \times Var[(Y_1 + Y_2), \omega] < 1 \quad (3.25)$$

此时信号模与闲置模的正交振幅分量满足 EPR 关联的要求，当耦合模得到完全压缩时 ( $Var(\delta Y_{d_1}^{out}, \omega) = Var(\delta X_{d_2}, \omega) = 0$ )，信号模与闲置模之间的完全关联将

实现,  $Var[(X_1 - X_2), \omega] = Var[(Y_1 + Y_2), \omega] = 0$ 。

从式(3.22)不难看出, 实质上, 信号模与闲置模正交分量之间的关联是信号模正交振幅与闲置模正交振幅差噪声的压缩。如果这个差噪声小于它们中某一的散粒噪声基准, 我们称其为 EPR 关联, 因此在平衡探测中, 它们之间耦合模的压缩度必须满足大于 3dB, 信号模与闲置模正交分量间的 EPR 关联才能实现。

### 3.5 数值计算与讨论

图 3-6 和图 3-7 分别代表  $d_1$  模位相噪声谱和信号模与闲置模间强度差噪声谱随泵浦功率和注入信号光功率的变化曲线, 图中  $\xi = \gamma_b / (\gamma_b + \gamma_c)$  表征腔的输入输出耦合率,  $\chi = \varepsilon / \varepsilon^{th}$  和  $\eta = \beta / \varepsilon^{th}$  分别为归一化到 OPO 腔阈值的泵浦功率和注入信号光的功率, 图 3-6 给出  $\xi = 0.9$ ,  $\eta = 0.1$ , 强度差噪声与  $d_1$  模正交位相噪声随泵浦功率的变化曲线, 从图中我们可以看出随着泵浦功率的增大, 强度差噪声与  $d_1$  模正交位相噪声将逐渐减小, 当泵浦功率高于相应 OPO 腔阈值时, 它们的噪声将不再减小。尽管最大程度的噪声减小是在相应 OPO 腔的阈值附近, 然而我们不难看出, 当泵浦功率达到半阈值时, 噪声的减小量已为 95%最大减小量; 图 3-7 给出两噪声与注入信号光功率的关系曲线, 图中  $\xi = 0.9$ ,  $\chi = 0.9$ , 从图中我们也不难看出, 随着注入功率的增加, 噪声将明显增大, 主要原因是由于随着注入信号的增加, SHG 过程将会越来越明显, 限制了对输出模噪声的压缩, 因此我们知在采用注入真空场的光学参量放大器将是最大程度的压缩真空噪声。图 3-6, 3-7 的数值计算中中明显强度差噪声低于正交位相噪声, 是由于强度差噪声与泵浦光的噪声无关。

图 3-8 给出了当参量放大器在衰减过程中( $\varepsilon < 0$ ), “明亮”模振幅噪声与泵浦和注入信号光相对位相的变化关系, 图中  $\xi = 0.9$ ,  $\varepsilon / \varepsilon^{th} = -0.9$ ,  $\eta = 0.1$ 。从图中我们很明显看到, 输出场的噪声随相对位相周期性变化, 这一点与 Schneider 的实验完全一致<sup>[3.8]</sup>。

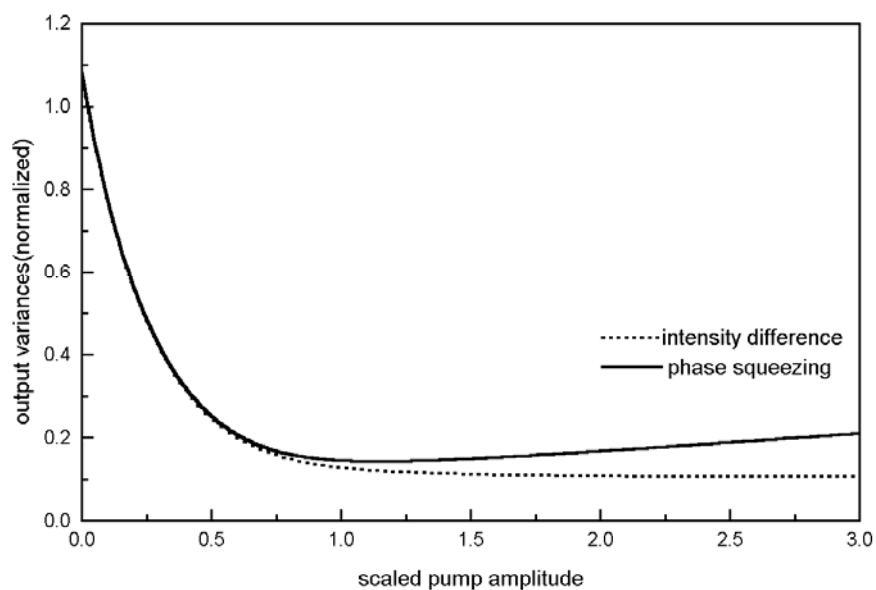


Fig.3.6 Variances as functions of the normalized pump amplitude . Solid line: two-mode squeezing, dotted line: intensity difference

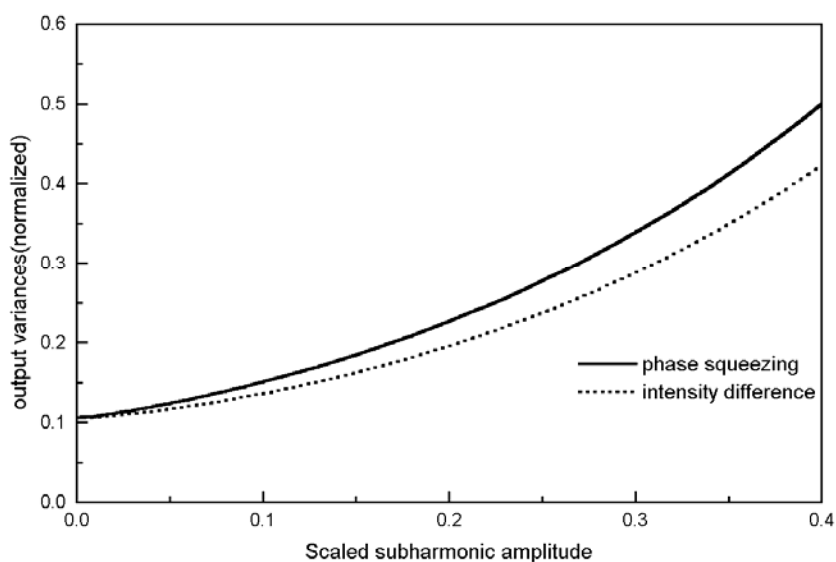


Fig.3.7 Variances as functions of the normalized subharmonic amplitude . Solid line: two-mode squeezing, dotted line: intensity difference

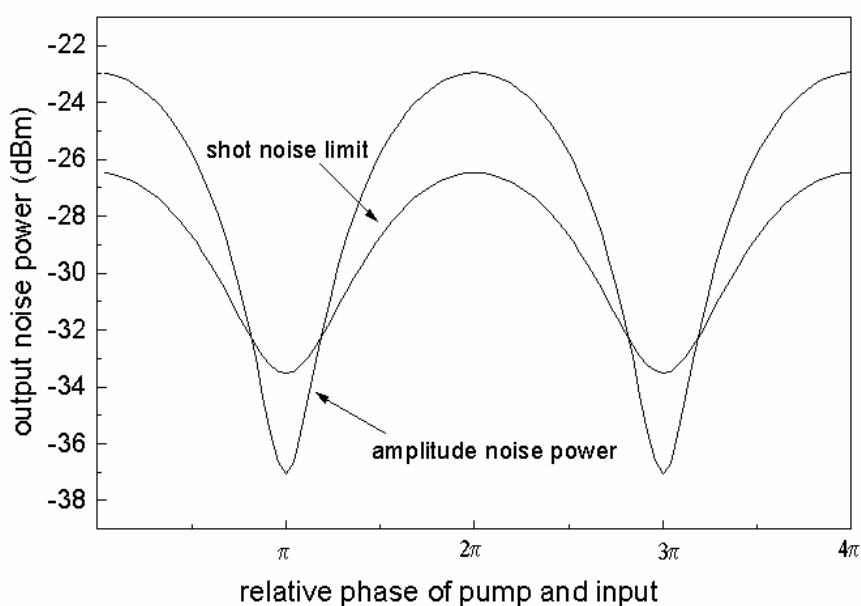


Fig.3.8 Output amplitude noise power as function of the relative phase between pump and injected wave.

图 3-9 给出了“明亮”模正交位相与正交振幅噪声与泵浦功率的关系曲线，很明显，当泵浦光与注入信号光的相对位相为 0 时( $\varepsilon > 0$ )，输出场正交位相分量的噪声将被压缩，正交振幅分量上的噪声将被放大；而当泵浦光与注入信号光的相对位相为  $\pi$  时( $\varepsilon < 0$ )，输出场正交振幅分量的噪声将被压缩，正交位相分量上的噪声将被放大。

### 3.6 小结

通过半经典理论，对非简并光学参量放大器的研究，我们可得到如下结论：

1. 与 NOPO 不同，光学参量放大器将不存在阈值，但如果泵浦功率过高，将会有双稳现象出现。
2. 输出场耦合模之间有正交振幅或正交位相压缩，如果把信号模与闲置模分开，它们之间又存在有强度差压缩。
3. 随着泵浦光功率的增加，强度差和正交压缩都会增大，原则上在阈值附近压缩度最大，而实际上只要达到半阈值，较大的压缩已产生。由于逆过程的发生，随着注入信号功率的增加它们的压缩度将减小。

4. 不论是经典特性还是量子特性，它们都与泵浦光与信号光之间的相对位相存在着很强的依赖关系。
5. 信号模与闲置模之间的正交分量存在着很强的 EPR 关联。

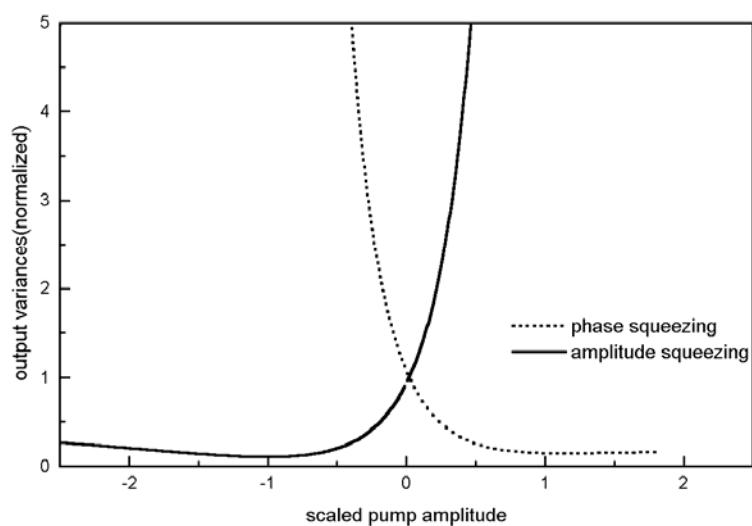


Fig.3.9 Output variances as functions of the scaled pump amplitude. Solid line: phase component, Dotted line: amplitude component, SQL: normalized standard quantum limit.



## 参考文献

- [3.1] L.A.Wu, H.J.Kimble, J.L.Hall, H.Wu, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.57,2520(1986)
- [3.2] See *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.4,1453-1741(1987); *J. Mod. Opt.*, Vol.34, (1987) (special issues on squeezed states of light); *Appl. Phys.B* Vol.55, 190-303(1992)(special issue on quantum noise reduction in optical systems)
- [3.2] 彭堃堦, 黄茂全, 刘晶, 廉毅敏, 张天才, 于辰, 谢常德, 郭光灿, *物理学报*, Vol.42,1079(1993)
- [3.3] 过巴吉, *非线性光学*, 西北电讯工业学院出版社, 1986
- [3.4] R.Paschotta, M.Collett, P.Kurz, Kiedler, H.A.Bachor, J.Mlynek, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.72,3807(1994)  
张宽收, 张靖, 谢常德, 彭堃堦, *物理学报*, Vol.49,80(2000)
- [3.5] A.Heidmann, R.J.Horowicz, S.Reynaud, E.Giacobino, C.Fabre, G.Camy, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,2555(1987)
- [3.6] K.C.Peng, Q.Pan, H.Wang, Y.Zhang, H.Su, C.D.Xie, *Applied Physics B*, Vol.66,755(1998)
- [3.7] S.Schiller, S.Kohler, P.Paschotta, J.Mlynek, *Applied Physics B*, Vol.60,S77(1998)
- [3.8] K.Schneider, R.Bruckmeier, H.Harsen, S.Schiller, J.Mlynek, *Opt. Lett.*, Vol.21,1396(1996)  
K.Schneider, M.Lang, J.Mlynek, S.Schiller, *Optics Express*, Vol.2,59(1998)
- [3.9] Y.Zhang, H.Su, C.D.Xie, K.C.Peng, *Phys. Lett. A*, Vol.259,171(1999)
- [3.10] Y.Zhang, H.Wang, X.Y. Li, J.T.Jin, C.D.Xie, K.C.Peng, “Experimental Generation of bright EPR beams from Narrowband Nondegenerate Optical Parametric Amplifier”, *Phys. Rev. A* (accepted).
- [3.11] P.D.Drummond, C.W.Gardiner, *J. Phys. A*, Vol.13,2353(1980)
- [3.12] 郭光灿, *量子光学*, 高等教育出版社,1990  
M.Scully, M.Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press 1997

[3.13] C.Fabre, E.Giacobino, A.Heidmann, S.Reynaud, *J. Phys.*, Vol.50,1209(1989)

[3.14] P.D.Drumond, K.J.McNeil, D.F.Walls, *Opt. Acta.*, 27,321(1980)

P.D.Drumond, K.J.McNeil, D.F.Walls, *Opt. Acta.*, 28, 211(1981)

[3.15] 张天才, 谢常德, 彭堃墀, *光学学报*, Vol.13,414(1993)

## 第四章 强度差压缩光的应用

*The field is still young and full of surprises, it is therefore highly likely that the most useful application of squeezed light have not get been imagined*

-----R.E Slusher

### 4.1 引言

量子相关孪生光束在实验上产生后不久<sup>[4.1]</sup>，人们便开始了对孪生光束应用方面的研究工作。由于产生强度差压缩光只需将光学参量腔运转于阈值以上，相对于产生正交压缩光还需保证信号光与泵浦光的位相等条件，实验上易于实现，所以对其应用的研究也更具有吸引力和实用性。

到目前为止，强度差压缩光实验上已得到了初步的应用。首先应用是采用主动控制的方法去产生亚泊松分布的光<sup>[4.2]</sup>，由于信号光与闲置光之间存在着一定的强度关联，我们可以通过测量闲置光的噪声而后主动采用各种方法去抵消信号光的噪声，使信号光的噪声减少而处于亚泊松分布。尔后C.D.Nabors等人将频率非简并的孪生光束用棱镜分开，在一束光路上插入一个非振幅调制器，实现了微弱信号恢复的实验研究<sup>[4.3]</sup>。1991年，Tapster设计了一个亚散粒噪声极限的调制吸收测量方案，他们在强度差探测光路的一臂上插入一个液体吸收盒，用480Hz的电信号调制该吸收盒，实现了亚散粒噪声极限的调制吸收测量，测得信噪比较散粒噪声极限提高4dB<sup>[4.4]</sup>。1997年，C.Fabre等在强度差探测光路的一臂上放置了一个钾原子盒，并将一振幅调制的半导体激光耦合到原子盒内，完成了双光子吸收光谱的亚散粒噪声测量<sup>[4.5]</sup>。

我们研究组在获得孪生光束后不久，就开展了它的应用研究。1996年，我们提出了用孪生光束进行微弱吸收光谱学测量的方案，并通过半经典理论计算证明，用孪生光束可以实现灵敏度高于散粒噪声的吸收光谱测量，测量信噪比随强度差压缩光的压缩度增高而增高。原则上，当强度差压缩光压缩度达到百分之百

时，最小可测量将趋近于零<sup>[4.6]</sup>。同年，我们实验上利用强度差压缩光实现了微弱吸收测量，得到低于散粒噪声极限 2.5dB的测量结果<sup>[4.7]</sup>，与文献[4.4]相比，我们所设计的微弱吸收测量系统，不需对待测样品自身的透射率进行调制，因而可测定任何实际样品的微弱吸收。之后，我们实验室在完成高压缩度的强度差压缩后，又进行了超高灵敏的微弱吸收测量，得到较测量总光束信噪比提高 7dB，和较信号光的信噪比提高 4dB的测量结果<sup>[4.8]</sup>，使压缩光测量的信噪比高于信号光的信噪比。

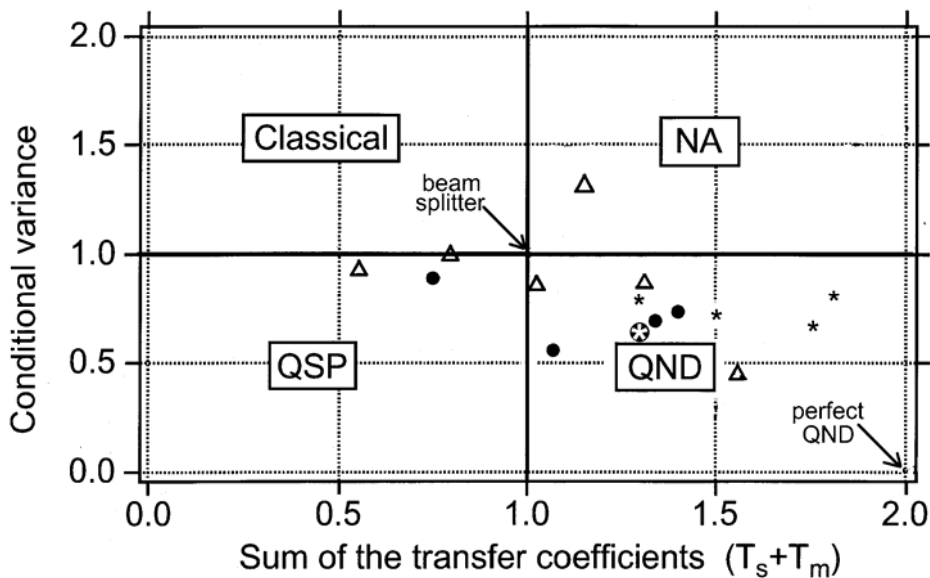


Fig.4.1 The different properties used to characterize a measurement device. The conditional variance,  $\Delta X_{s/m}^2$ , is plotted against the sum of the two transfer coefficients,  $T_s + T_m$ . A beamsplitter lies at the point,  $T_s + T_m = 1$ ,  $\Delta X_{s/m}^2 = 1$ , whereas the perfect QND device would be located at the point  $T_s + T_m = 2$ ,  $\Delta X_{s/m}^2 = 0$ . Open triangles and filled circles represent QND experiments using third- and second-order nonlinearities, respectively. The asterisks represent "quantum repeater" schemes where the signal is amplified. The white asterisk represents QND experiment in Shanxi University.

众所周知，当对某一系统的物理量进行精密测量时，将不可避免地干扰该系统的量子状态，产生“量子噪声”，它的存在限制了人们对物理量的测量精度。

70 年代, V.B.Bnaginski, Thorne, Unrck, Caves等提出了量子非破坏测量这一战略思想<sup>[4.9]</sup>, 其目的是为了克服“测量噪声”的干扰, 以便能重复地、精确地测量某一物理量, 得到经典测量无法达到的精度。由于QND测量在引力波探测和其它精密测量中有着很大的应用潜力, 因此受到了科学界的广泛重视<sup>[4.10]</sup>, 到二十世纪末报道了许多有关QND的实验, 图 4-1 是P.Grangier在《自然》杂志上一文对QND实验报道中总结的近几十年的实验结果。另外值得一提的是除了完成单次的QND外, 1995年J.A.Levenson还完成了连续两次的重复QND测量。

P.Grangier一文对QND测量实验的报道, 所测变量均是正交振幅分量或光子数分量。1996年, F.E.Harrison, D.F.Walls提出了强度差起伏QND测量方案<sup>[4.12]</sup>, 引起了我们特别的关注, 在总结以前QND测量的工作经验, 同时结合F.E.Harrison对强度差分量QND测量的思想和我们的实验条件, 设计了强度差压缩光束填补分束器的真空通道, 成功完成了强度差分量的QND的测量<sup>[4.13]</sup>。

## 4.2 利用强度差压缩光进行亚散粒噪声极限的测量

### 4.2.1 测量原理

由光学参量振荡腔(OPO)产生的孪生光束的光场  $E_i(t)$  可由正交振幅分量  $X_i(t)$  和位相分量  $Y_i(t)$  表示。

$$E_i(t) = X_i(t) \cos \omega_i t + Y_i(t) \sin \omega_i t \quad (i=1,2) \quad (4.1)$$

$\omega_i$  是孪生光束的频率, 在频率近简的情况下 ( $\omega_1 \approx \omega_2$ ), 振幅和位相的平均值为:

$$\begin{cases} \langle X_1(t) \rangle = \langle X_2(t) \rangle = \bar{X} \\ \langle Y_1(t) \rangle = \langle Y_2(t) \rangle = 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

孪生光束的平均光强度相等:

$$\langle I_1(t) \rangle = \langle I_2(t) \rangle = \bar{I} = \frac{\bar{X}^2}{4} \quad (4.3)$$

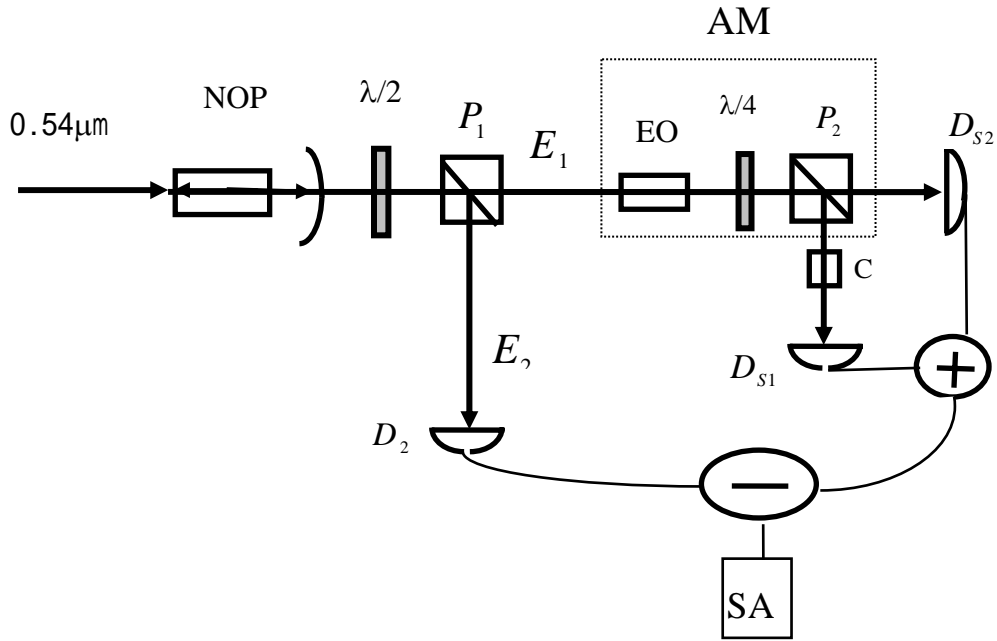


Fig.4.2 The experimental diagram for slight absorption measurement. OPO: Optical Parametric Oscillator;  $P_1$  and  $P_2$ : Polarizers; EO: electro-optical crystal;  $D_{s1}$ ,  $D_{s2}$ ,  $D_2$  : detectors; C: sample cell; SA: spectrum analyzer.

如图 4.2 所示，一孪生光束经棱镜分开后，一束光  $E_2$  直接到探测器  $D_2$  探测，另一束光  $E_1$  则经过频率为  $\omega_m$  的调制后，被偏振分束镜  $P_2$  分成两束光  $E_{s1}$  和  $E_{s2}$ ， $E_{s2}$  被探测器  $D_{s2}$  直接探测， $E_{s1}$  则经过样品后被探测器  $D_{s1}$  探测。

$E_1$  光经振幅调制后，其平均光强为<sup>[4.14]</sup>：

$$\begin{cases} \langle I_{s1} \rangle = \frac{I}{2} (1 - 2M \sin \omega_m t) \\ \langle I_{s2} \rangle = \frac{I}{2} (1 + 2M \sin \omega_m t) \end{cases} \quad (4.4)$$

$E_{s1}$  光通过待测样品后，光强衰减由下式给出：

$$\begin{aligned} \langle I_{sc} \rangle &= \langle I_{s1} \rangle e^{-\delta l} \approx \langle I_{s1} \rangle (1 - \delta l) \\ &= \frac{\bar{I}}{2} (1 - \delta l - 2M \sin \omega_m t + 2M \delta l \sin \omega_m t) \end{aligned} \quad (4.5)$$

式中  $\delta$  表示样品的吸收系数， $l$  是样品长度。假定三个探测器的量子效率均为  $\eta$ ，探测器  $D_{s1}$  与  $D_{s2}$  输出的光电流相加后，再与  $D_2$  输出的光电流相减后被送入谱分析仪观察。

$$\begin{aligned}\langle i_{sig} \rangle &= e\eta\bar{I}[\langle I_{s1} \rangle + \langle I_{s2} \rangle - \langle I_2 \rangle] \\ &= e\eta\bar{I}\left(M\delta I \sin\omega_m t - \frac{\delta I}{2}\right)\end{aligned}\quad (4.6)$$

上式中第一项是振幅，与吸收系数  $\delta$  成正比。以调制频率  $\omega_m$  作正弦振荡的脉动信号，通过谱仪分析这个信号，即可测出样品的吸收。下面我们证明当信号光场和闲置光场的强度差噪声低于散粒噪声极限时， $\delta$  将低于用普通非量子相关的相干态光场所测量小值  $[\delta]_{SNL}$ 。

光场量子噪声引起的噪声电流起伏也随着信号进入谱仪，这个起伏限制了最小可测吸收。按半经典理论处理，一束振幅分量为  $X(t)$  的光场，入射到  $\eta < 1$  的探测器上，实际测到的光振幅分量为：

$$X_d(t) = \sqrt{\eta}X(t) + \sqrt{1-\eta}V(t) \quad (4.7)$$

其中  $V(t)$  为真空噪声场振幅分量，因而  $\langle V(t) \rangle = 0$ ，检测到的光强度及光强起伏为：

$$I_d(t) = \frac{[\sqrt{\eta}X + \sqrt{1-\eta}V(t)]^2}{4} \quad (4.8)$$

$$\delta I_d(t) = \eta\delta I(t) + \sqrt{\eta(1-\eta)}\frac{\langle X(t) \rangle}{2}\delta V(t) \quad (4.9)$$

(4.9)中第一项是光场的噪声，第二项为损耗所引入的散粒噪声，对于一个非理想探测器，输出的噪声电流为：

$$\delta i(t) = e\delta I_d(t) = e\left\{\eta\delta I(t) + \sqrt{\eta(1-\eta)}\frac{\langle X(t) \rangle}{2}\delta V(t)\right\} \quad (4.10)$$

因此，我们可知图 4-2，谱仪最终接收到的噪声电流为：

$$\delta i_{\Delta}(t) = \delta i_{s1}(t) + \delta i_{s2}(t) - \delta i_2(t) \quad (4.11)$$

谱仪分析的噪声电流起伏定义为：

$$\Phi(\Omega) = \int e^{-i\Omega\tau} C_{\delta i}(\tau) d\tau \quad (4.12)$$

其中  $C_{\delta i}(\tau)$  是噪声电流的自相关函数，在我们这里我们定义为：

$$\begin{aligned}
 C_{\delta I_{\Delta}}(\tau) &= \langle \delta \tilde{I}_{\Delta}(t) \delta \tilde{I}_{\Delta}(t+\tau) \rangle \\
 &= \langle \{ \delta \tilde{I}_{s_1}(t) + \delta \tilde{I}_{s_2}(t) - \delta \tilde{I}_2(t) \} \{ \delta \tilde{I}_{s_1}(t+\tau) + \delta \tilde{I}_{s_2}(t+\tau) - \delta \tilde{I}_2(t+\tau) \} \rangle
 \end{aligned} \quad (4.13)$$

将(4.10)式代入，得：

$$\begin{aligned}
 C_{\delta I_{\Delta}}(\tau) &= e^2 \left\langle \eta \{ \delta I_{s_1}(t) + \delta I_{s_2}(t) - \delta I_2(t) \} + \sqrt{\eta(1-\eta)} \cdot \right. \\
 &\quad \left. \left[ \frac{\langle X_{s_1}(t) \rangle}{2} V_{s_1}(t) + \frac{\langle X_{s_2}(t) \rangle}{2} \delta V_{s_2}(t) - \frac{\bar{X}}{2} \delta V_2(t) \right] \right. \\
 &\quad \left. \left[ \eta \{ \delta I_{s_1}(t+\tau) + \delta I_{s_2}(t+\tau) - \delta I_2(t+\tau) \} + \sqrt{\eta(1-\eta)} \cdot \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \left[ \frac{\langle X_{s_1}(t) \rangle}{2} V_{s_1}(t+\tau) + \frac{\langle X_{s_2}(t) \rangle}{2} \delta V_{s_2}(t+\tau) - \frac{\bar{X}}{2} \delta V_2(t+\tau) \right] \right] \right\rangle
 \end{aligned} \quad (4.14)$$

式中  $\delta I_{s_1}(t)$ ， $\delta I_{s_2}(t)$ ， $\delta I_2(t)$  分别指光束  $E_{s_1}$ ， $E_{s_2}$ ， $E_2$  的强度起伏， $\delta V_{s_1}(t)$ ， $\delta V_{s_2}(t)$ ， $\delta V_2(t)$  分别表示由于探测非理想引入的真空噪声。在不考虑样品的透射损耗的情况下，光束  $E_{s_1}$ ， $E_{s_2}$  的强度起伏之和等于光束  $E_1$  的强度起伏<sup>[4.6]</sup>，因此(4.14)式可写为：

$$C_{\delta I_{\Delta}}(\tau) = e^2 \left\{ \eta^2 C_{\delta I}(\tau) + \eta(1-\eta) [C_{s_1}(\tau) + C_{s_2}(\tau) + C_2(\tau)] \right\} \quad (4.15)$$

式中  $C_{\delta I}(\tau)$  表示两孪生光束的自相关函数。

$$C_{\delta I}(\tau) = \langle [\delta I_1(t) - \delta I_2(t)] [\delta I_1(t+\tau) - \delta I_2(t+\tau)] \rangle \quad (4.16)$$

$C_{s_1}(\tau)$ ， $C_{s_2}(\tau)$ ， $C_2(\tau)$  分别表示四阶场相关函数。

$$C_k(\tau) = \frac{\langle X_k(t) \rangle^2}{4} \langle \delta V_k(t) \delta V_k(t+\tau) \rangle \quad (k = s_1, s_2, 2) \quad (4.17)$$

(4.15)式中，无量子关联算符之间的交叉乘积项为零，噪声电流起伏谱为：

$$\begin{aligned}
 \Phi_{\Delta}(\Omega) &= e^2 \left\{ \eta^2 \int C_{\delta I}(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau + \eta(1-\eta) \cdot \right. \\
 &\quad \left. \left[ \int C_{s_1}(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau + \int C_{s_2}(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau + \int C_2(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau \right] \right\}
 \end{aligned} \quad (4.18)$$

第一项正是孪生光束强度差噪声功率起伏谱<sup>[4.15]</sup>。

$$S_{\delta I}(\Omega) = \int C_{\delta I}(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau = S_0 S_r(\Omega) \quad (4.19)$$

$S_0$  是散粒噪声标准， $S_0 = 2\bar{I}$ ， $S_r(\Omega)$  是孪生光束振幅差噪声谱，其余三项为真空场  $V_k$  与孪生光束  $E_k$  相干作用的噪声功率谱：



$$S_k(\Omega) = \int C_k(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau$$

$$= \frac{\langle X_k(t) \rangle^2}{4} \langle \delta V_k^2(\Omega) \rangle = \frac{\bar{X}_k^2}{4} \quad (k = s1, s2, 2) \quad (4.20)$$

上式我们已将真空噪声归一化，即  $\langle \delta V_k^2(\Omega) \rangle = 1$ 。由 (4.4) 式我们得到：

$$S_{s1}(\Omega) + S_{s2}(\Omega) = S_2(\Omega) = \bar{I} \quad (4.21)$$

最后(4.18)式可简化为：

$$\Phi_\Delta(\Omega) = e^2 \{ \eta^2 S_0 S_r(\Omega) + \eta(1-\eta) S_0 \}$$

$$= e i_0 \{ \eta S_r(\Omega) + (1-\eta) \} \quad (4.22)$$

其中  $i_0$  是由光强引起正比于光强的平均电流强度， $i_0 = 2e\eta\bar{I}$ ，由定义可知，当频宽  $\Delta\Omega = 2\pi B$ ，在频率  $\Omega$  处可测得噪声电流起伏为：

$$\langle \delta i_\Delta(\Omega)^2 \rangle = 2B\Phi_\Delta(\Omega) = 2e i_0 B R(\Omega) \quad (4.23)$$

式中  $R(\Omega)$  是孪生光束强度差的噪声谱因子：

$$R(\Omega) = \eta S_r(\Omega) + 1 - \eta \quad (4.24)$$

当  $E_1, E_2$  完全量子关联 ( $S_r(\Omega) = 0$ )，且探测效率为 1 时， $R(\Omega) = 0$ ，而当  $E_1, E_2$  完全量子非关联 ( $S_r(\Omega) = 1$ )， $R(\Omega) = 1$ ，这时噪声电流散粒噪声水平  $i_N$ ：

$$i_N^2 = 2e i_0 B \quad (4.25)$$

如果我们选取强度差压缩光 ( $0 < S_r(\Omega) < 1$ )，那么噪声就一定在散粒噪声极限以下。

为实验测量我们引入信噪比的概念：

$$SNR = \frac{i_{sig}^2}{i_{Noise}^2} \quad (4.26)$$

当用两束无量子相关性的相干光进行测量时，信噪比  $SNR_c = \frac{i_{sig}^2}{i_N^2}$  最小可探测吸收

散粒噪声极限为  $[\delta]_{SNL} = \left( \frac{\delta B}{\eta \bar{I}} \right)^{\frac{1}{2}} / Ml$ ，而当采用孪生光束进行测量时，信噪比变

为  $SNR_{sq} = \frac{i_{sig}^2}{i_N^2 R(\Omega)}$ ，最小可测吸收系数下降为  $[\delta]_{sq} = [\delta]_{SNL} \sqrt{R(\Omega)}$ ，信噪比随孪

生光束强度差噪声降低而提高。原则上 ( $R(\Omega) = 0$ ) 时，即用完全量子相关光束测

量时，测量精度可做到任意小。

### 4.2.2 微弱吸收的实验测量

实验装置如图 4-3 所示

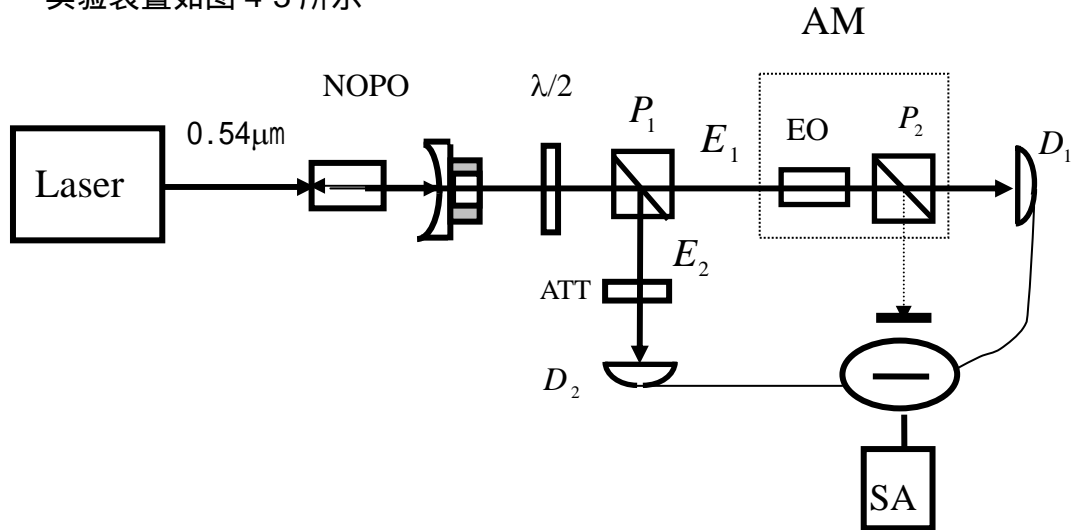
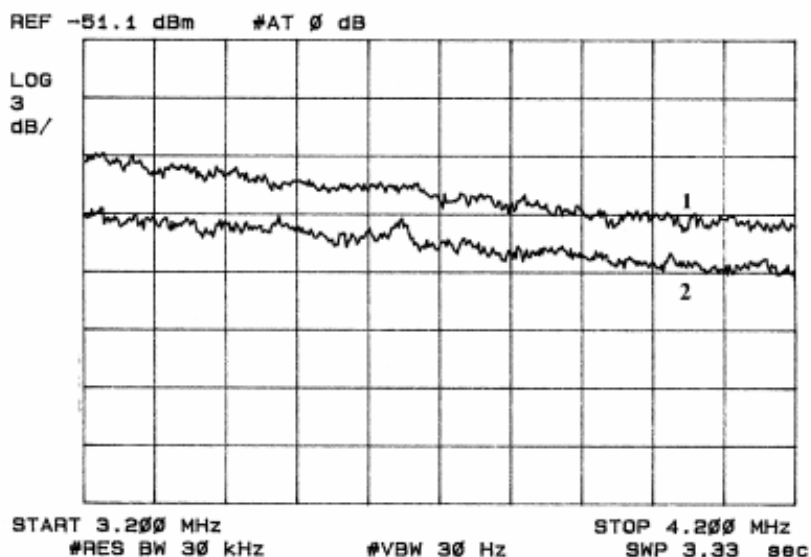


Fig. 4.3 The experimental setup for slight absorption measurement

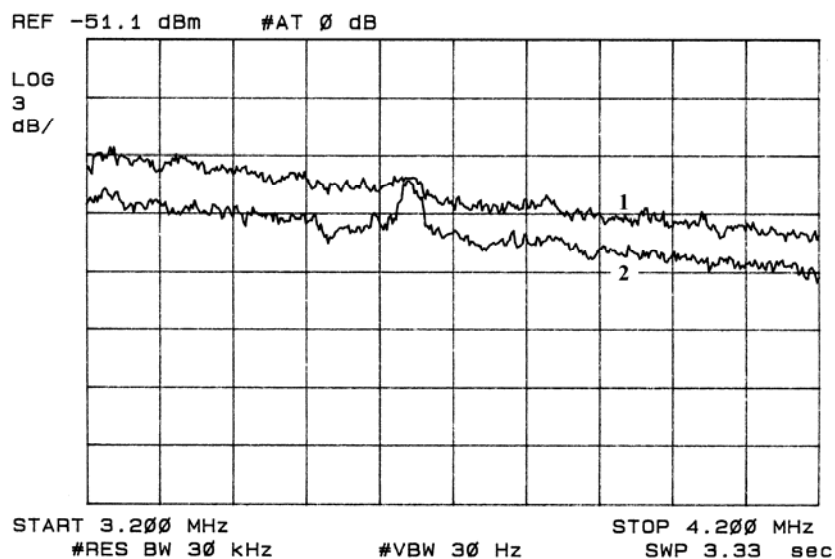
在测量之前,我们对所用的三个探测器进行了电子学校准,以保证三个探测器的电子学放大倍数平衡,采用我们自行设计的 Nd:YAP 激光器泵浦半整块结构的 NOPO, NOPO 由一块  $\lambda$ -切割的 KTP 晶体和红外输出耦合镜组成, KTP 晶体前表面兼作输入耦合镜(对红外全反,绿光透射率为 15%;后表面对  $1.08\mu\text{m}$  与  $0.54\mu\text{m}$  波长双增透)。输出镜曲率半径为 20mm,(对绿光全反,对红外输出透射率为 3%,实验测得其输出耦合效率为 90%)。实验上我们得到 3.5dB (55%) 左右(对应  $R(\Omega) = 0.45$ )的强度差压缩光,用来进行微弱吸收测量的研究。

电光调制器由调制晶体 ( $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ ), 四分之一波片和  $P_2$  棱镜组成,在实验中我们调整电光晶体 EOM 的位置和方向,保证  $E_1$  光从 EOM 中心通过,并使 EOM 晶体的 x 轴与光的入射方向平行, y 轴平行于水平方向,调整四分之一波片的快慢轴使之与水平方向成 45 度夹角,偏振分束器  $P_2$  的偏振通光方向要调整与  $P_1$  一致,  $E_1$  光通过  $P_2$  后被分成两束光  $E_{s1}$  和  $E_{s2}$ ,在进行测量时我们沿电光晶体的 X 轴方向加一个峰峰值为 300mV,频率为 3.6MHz 的调制信号,由  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  晶体的电

光系数  $r_{22} = 3.4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$  , 折射率  $n = 2.2$  , 长度  $l = 35 \text{ mm}$  , 厚度  $d = 2 \text{ mm}$  , 调制电压幅度  $U_m = \left(\frac{300}{2}\right) \text{ mV} = 150 \text{ mV}$  , 信号波长  $\lambda = 1.08 \mu\text{m}$  , 我们可计算出调制系数近似为  $2 \times 10^{-4}$  。



(a)



(b)

Fig.4.4 sub-shot measurement for slight absorption (rf bandwidth 30kHz, Video bandwidth 30Hz). a) measured results without absorption medium, b) measurement result with absorption medium. (1) with uncorrelated two beams (2) with correlated twin beams.

实验中所用样品为  $S_m(\text{CPFX})_2\text{Cl}_3(\text{H}_2\text{O})_4$  , 实验中我们测量调制样品及样品

池的总损耗为 16%，为保证两束孪生光束测量光强平衡，闲置光中( $E_2$ )我们也引入了一个 16%的衰减，由于损耗的加入，最终强度差压缩光由 3.5dB 下降到 2.5dB (44%)。由式(4.4)知，在未插入样品池前， $D_{s1}$ 、 $D_{s2}$  两通道输出的电流经加法器相加后，调制信号抵消，所以实际测到的是经过系统损耗后的强度差压缩光，如图 4-4a所示。然后我们在  $E_{s1}$  光路上加入样品 $S_m(CPFX)_2Cl_3(H_2O)_4$ 溶液，此时  $E_{s1}$  与  $E_{s2}$  两束光之间的平衡被破坏，频率为  $\omega_m$  的调制信号将出现，用非相干的光束测量时( $\frac{\lambda}{2}$  的旋转角  $22.5^\circ$ )，信号被淹没在散粒噪声之中，而用强度差压缩光进行测量时( $\frac{\lambda}{2}$  的旋转角  $0^\circ$ )，微弱信号在调制频率处，从降低了的强度差噪声背景中“浮现”出来(图 4-4b)。根据所测信号高度可计算出吸收系数。

## 4.3 强度差起伏的“类 QND”量子测量

### 4.3.1 QND 测量概念

量子测量理论告诉我们：当我们对一对共轭力学量中的一个量进行测量时，将不可避免地对其共轭量产生一个扰动，一般情况下这一扰动又将反作用于原测量量，产生“测量噪声”。一个理想的 QND 测量装置如图 4-5 所示，信号输入场是待测物理量，它和探针场在 QND 装置上相互耦合作用后，将信号复制到探针输出场上，通过对探针场信号测量，我们就可得到信号场的信号。在整个测量中，信号场的信息不被干扰，这种测量叫量子非破坏测量，可用如下式表示：

$$\begin{cases} \langle X_{1s}^{out} \rangle = \langle X_{1s}^{in} \rangle \\ \langle X_{2s}^{out} \rangle = \langle X_{2s}^{in} \rangle + G \langle X_{1m}^{in} \rangle \\ \langle X_{1m}^{out} \rangle = \langle X_{1m}^{in} \rangle \\ \langle X_{2m}^{out} \rangle = \langle X_{2m}^{in} \rangle + G \langle X_{1s}^{in} \rangle \end{cases} \quad (4.27)$$

信号场的一对共轭量( $X_{1s}, X_{2s}$ )与探针场的一对共轭量( $X_{1m}, X_{2m}$ )在相互耦合作用后，输出场的某一正交分量与输入场完全相同(式(4.27)中方程 1)，测量所带来的噪声被完全耦合在它的正交分量上(式(4.27)中方程 2)，而输出场的某一正交分量

又携带有输入信号场的信息(式(4.27)中方程 4), 这就是一个完全的量子非破坏测量<sup>[4.16]</sup>, 在实际过程中某些测量对信号光的放大倍数不为 1 (式(4.27)方程 1 中系数不为 1), 而被称之为“类QND”测量<sup>[4.17]</sup>。

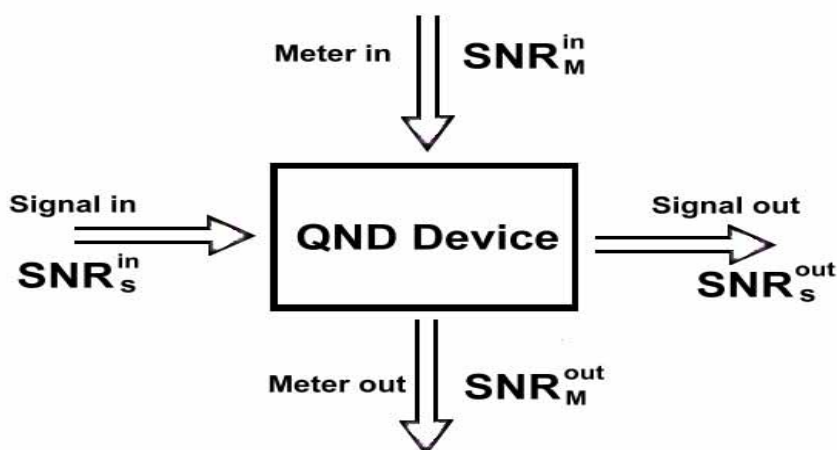


Fig.4.5 A schematic quantum nondemolition device. The signal field interacts with the meter field in the apparatus. A subsequent readout measurement of meter out is then well correlated with either the signal input making a good measurement, or the signal out preparing a well-known state.

### 4.3.2 QND 测量判据

为定量描述 QND 测量的质量, M.Holland 从理论上提出了三个判据:

1) 信号场的输入、输出相关度:

$$C_s = C(\delta X_{1s}^{in}, \delta X_{1s}^{out}) = \frac{\langle \delta X_{1s}^{in} \delta X_{1s}^{out} \rangle}{\sqrt{V_{1s}^{in} V_{1s}^{out}}} \quad (4.28)$$

表示测量仪器在测量过程中多大程度上消除测量所带来的噪声对被测量力学量的干扰, 即被测力学量的破坏程度有多大, 其值为:  $0 < C_s < 1$ ,  $C_s$  越大表示测量破坏的程度越小, 理想 QND 测量对应  $C_s = 1$ 。

2) 输入信号场与输出探针场的相关度:

$$C_m = C(\delta X_{1s}^{in}, \delta X_{2m}^{out}) = \frac{\langle \delta X_{1s}^{in} \delta X_{2m}^{out} \rangle}{\sqrt{V_{1s}^{in} V_{2m}^{out}}} \quad (4.29)$$

表征探针场  $X_{2m}^{out}$  多大程度耦合了待测力学量  $X_{1s}^{in}$ , 换言之, 测量仪器的准确

程度如何，其值  $0 < C_m < 1$ ， $C_m$  的值越大表示测量的准确度越高，理想 QND 测量对应  $C_m = 1$ 。

### 3) 条件方差

QND 的另一重要情况就是态制备能力，它描述测得探针场  $X_m^{out}$  可以在多大程度上确定信号输出场的可观察量  $X_s^{out}$ ，也即 QND 测量的预测性如何，它定义为：

$$V_{s/m} = \left\langle \left( \delta X_{1s}^{out} \right)^2 \right\rangle (1 - C_{sm}) \quad (4.30)$$

式中： $C_{sm} = C(\delta X_{1s}^{out}, \delta X_{2m}^{out}) = \frac{\langle \delta X_{1s}^{out} \delta X_{2m}^{out} \rangle}{\sqrt{V_{1s}^{out} V_{2m}^{out}}}$  表示信号输出场与探针输出场之间的关联度， $\langle \delta X_{1s}^{out} \rangle$  表示信号输出场可观察量  $\delta X_{1s}^{out}$  的归一化噪声谱，因此  $0 < V_{s/m} < 1$ ，从本质上看，条件方差表示信号输出场通过探针输出场的相关信息修正后的量子起伏，是一种条件压缩(Conditional Squeezing)， $V_{s/m}$  越小，信号输出场与探针输出场之间的量子关联越高，QND测量的可预测性也越高，QND测量的量子态制备能力也就越好，对于理想QND测量， $V_{s/m} = 0$ 。

上式判据适合于理论计算，但不能直接由实验测定。1994年，法国科学家 P.Grangier提出了可以进行实验检测的QND判据，传输系数  $T_s$  和  $T_m$  [4.17]，其定义为：

$$T_s = \frac{SNR_s^{out}}{SNR_s^{in}} \text{ 和 } T_m = \frac{SNR_m^{out}}{SNR_s^{in}} \quad (4.31)$$

其中SNR表示信噪比，是某一可观测量在给定频率  $\Omega$  处平均信号强度与其噪声功率之比。

$$SNR = \frac{|X(\Omega)|^2}{\langle |\delta X(\Omega)|^2 \rangle} \quad (4.32)$$

传输系数  $T_m$  描述测量装置读出信号的有效性， $T_s$  描述测量装置传输信息的非破坏性。实际上它们反映的同样是信号输入场与信号输出场及与输入信号场与输出探

针场的量子关联程度，P. Grangier 已证明， $T_s = C_s$ ， $T_m = C_m$ ，这也就是说，Holland 和 P. Grangier 提出的判据是等价的。

实验中，条件方差  $V_{s/m}$  是条件压缩，用与探测强度差压缩光一样的方法，我们可以探测信号输出与探针输出之间的关联，如图 4-6 所示。

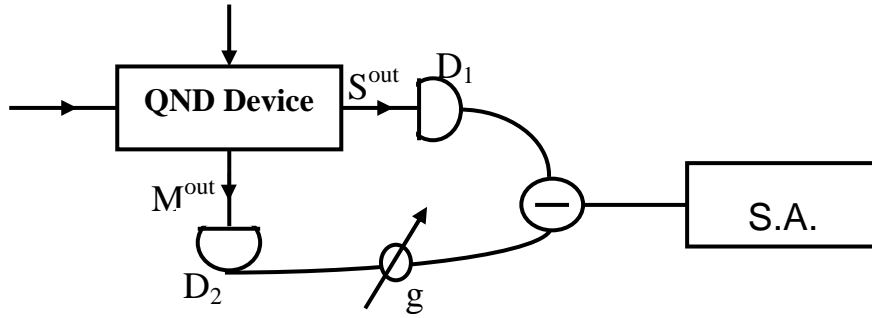


Fig.4.6 Schematic setup for measurement conditional variance

由于信号输出与探针输出之间的强度一般不平衡，因此，我们在一臂加入一电子衰减器，以保证它们强度平衡，其起伏方差可记为：

$$V(g) = \langle (\delta i_1 - g \delta i_2)^2 \rangle = \langle \delta i_1^2 \rangle + g^2 \langle \delta i_2^2 \rangle - 2g \langle \delta i_1 \delta i_2 \rangle \quad (4.33)$$

当  $g = \frac{\langle \delta i_1 \delta i_2 \rangle}{\langle \delta i_2^2 \rangle}$  时，条件方差  $V(g)$  取最小值。

$$V(g)|_{\min} = \langle \delta i_1^2 \rangle \left( 1 - \frac{\langle \delta i_1 \delta i_2 \rangle^2}{\langle \delta i_1^2 \rangle \langle \delta i_2^2 \rangle} \right) \quad (4.34)$$

$\delta i_i$  与可观测变量成正比，即  $\delta i_i \propto k \delta i_i^{out}$ ，因此有：

$$V(g)|_{\min} = V_s^{out} (1 - C_{sm}) = V_{s/m} \quad (4.35)$$

上式表明我们选取适当的衰减系数，将可直接探测到条件方差，Grangier 的建议是当今实验上测量 QND 的依据。按传输系数之和 ( $T_s + T_m$ ) 和条件方差不同，我们可将测量分为四个区域(图 4-1)，即 QND 区域 ( $T_s + T_m > 1$ ,  $V_{s/m} < 1$ )，Noiseless amplifier 区域 ( $T_s + T_m \geq 1$ ,  $V_{s/m} > 1$ )，Quantum state preparator 区域 ( $T_s + T_m \leq 1$ ,  $V_{s/m} < 1$ ) 和 Classical 区域 ( $T_s + T_m \leq 1$ ,  $V_{s/m} > 1$ )。

### 4.3.3 分束器实现强度差“类 QND”的测量原理

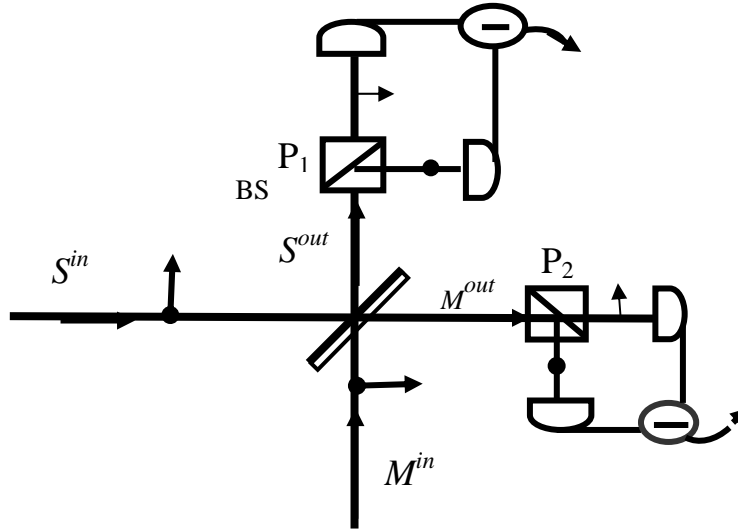


Fig. 4.7 Beamsplitter used as a measurement device

用分束器进行强度差分量 QND 原理如图 4-7 所示，信号输入  $S^{in}$  和探针输入  $M^{in}$  均由两偏振相互垂直，平均振幅相等的模  $S$  和  $P$  组成，对  $S^{in}$  可用正交振幅和位相表示为：

$$\begin{cases} E_{s1}^{in}(t) = A_{s1}^{in}(t) \cos(\omega_1 t + \theta_{s1}) + P_{s1}^{in}(t) \sin(\omega_1 t + \theta_{s1}) \\ E_{s2}^{in}(t) = A_{s2}^{in}(t) \cos(\omega_2 t + \theta_{s2}) + P_{s2}^{in}(t) \sin(\omega_2 t + \theta_{s2}) \end{cases} \quad (4.36)$$

对于光场  $M^{in}$  有：

$$\begin{cases} E_{m1}^{in}(t) = A_{m1}^{in}(t) \cos(\omega_1 t + \theta_{m1}) + P_{m1}^{in}(t) \sin(\omega_1 t + \theta_{m1}) \\ E_{m2}^{in}(t) = A_{m2}^{in}(t) \cos(\omega_2 t + \theta_{m2}) + P_{m2}^{in}(t) \sin(\omega_2 t + \theta_{m2}) \end{cases} \quad (4.37)$$

采用半经典理论，我们可以将正交振幅分解成平均值与起伏之和。

$$A_{m(s)}^{in} = \bar{A}_{m(s)}^{in} + \delta A_{m(s)}^{in}(t) \quad (4.38)$$

式中  $\bar{A}_{m(s)}$  表示场的平均值，而  $\delta A_{m(s)}^{in}(t)$  表示振幅分量的量子起伏，QND 可观测量

为两正交偏振模的强度差  $X_s^{in}(t)$

$$X_s^{in}(t) = [I_{s1}^{in}(t) - I_{s2}^{in}(t)] \quad (4.39)$$



$I_{s1}^{in}(t)$  ,  $I_{s2}^{in}(t)$  表示信号光中  $S$  和  $P$  模的强度 ,  $I(t) = E^*(t)E(t)$  , 由上两式 , 我们可以得到  $X_s^{in}(t)$  的量子起伏为 :

$$\delta X_s^{in}(t) = \frac{\sqrt{2}\bar{A}_s^{in} [\delta A_{s1}^{in}(t) - \delta A_{s2}^{in}(t)]}{2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \bar{A}_s^{in} \delta r_s^{in}(t) \quad (4.40)$$

式中  $\delta r_s^{in}(t)$  表示两正交偏振模的振幅差起伏 , 同理我们可以求得相应探针场  $X_m^{in}(t)$  的量子起伏为 :

$$\delta X_m^{in}(t) = \frac{\sqrt{2}\bar{A}_m^{in} [\delta A_{m1}^{in}(t) - \delta A_{m2}^{in}(t)]}{2} = \frac{\sqrt{2}}{2} \bar{A}_m^{in} \delta r_m^{in}(t) \quad (4.41)$$

$\delta r_m^{in}(t)$  表征探针输入场两正交偏振模的振幅差起伏 , 如果分束器对  $S$  偏振和  $P$  偏振光的反射率相同 , 在不考虑额外损耗的情况下 , 由分束器透反原理 , 可以求得信号输出场  $S^{out}$  与探针光  $M^{out}$  的两偏振表达式 :

$$\begin{cases} E_{s1(2)}^{out}(t) = -\sqrt{R}E_{s1(2)}^{in}(t) + \sqrt{T}E_{m1(2)}^{in}(t) \\ E_{m1(2)}^{out}(t) = -\sqrt{T}E_{s1(2)}^{in}(t) + \sqrt{R}E_{m1(2)}^{in}(t) \end{cases} \quad (4.42)$$

如果输入信号和探针光的初位相相同 , 我们可得到信号输出光与探针输出光振幅分量的表达式为 :

$$\begin{cases} A_{s1(2)}^{out}(t) = -\sqrt{R}A_{s1(2)}^{in}(t) + \sqrt{T}A_{m1(2)}^{in}(t) \\ A_{m1(2)}^{out}(t) = \sqrt{T}A_{s1(2)}^{in}(t) + \sqrt{R}A_{m1(2)}^{in}(t) \end{cases} \quad (4.43)$$

可求得输出场的量子起伏为 :

$$\begin{cases} \delta X_s^{out}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} \bar{A}_s^{out} (-\sqrt{R}\delta r_s^{in}(t) + \sqrt{T}\delta r_m^{in}(t)) \\ \delta X_m^{out}(t) = \frac{\sqrt{2}}{2} \bar{A}_m^{out} (\sqrt{T}\delta r_s^{in}(t) + \sqrt{R}\delta r_m^{in}(t)) \end{cases} \quad (4.44)$$

式中  $\bar{A}_s^{out}$  和  $\bar{A}_m^{out}$  分别表示信号和探针输出场的平均值 ,

$$\bar{A}_s^{out} = -\sqrt{R}\bar{A}_s^{in} + \sqrt{T}\bar{A}_m^{in} , \bar{A}_m^{out} = \sqrt{T}\bar{A}_s^{in} + \sqrt{R}\bar{A}_m^{in} \quad (4.45)$$

将信号场和探针场的量子起伏进行傅氏变换 , 我们可得到输入输出关系 :

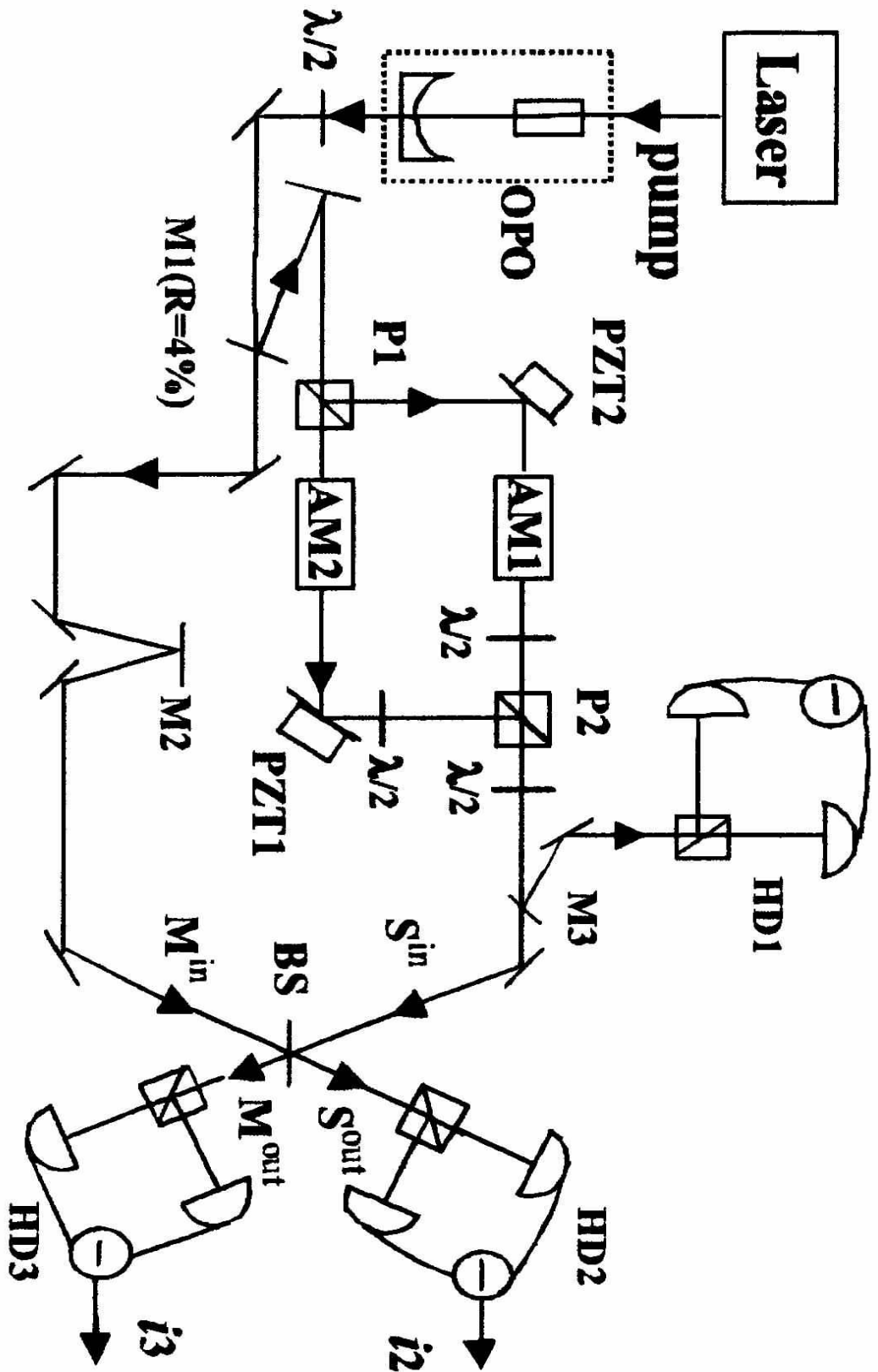


Fig. 4.8 experimental setup . H.D.: balanced self-homodyning detector; AM: modulator; PZT piezoelctric transducer signal input(output) wave; meter input(output) wave.

$$\begin{cases} \delta X_s^{out}(\Omega) = g_s \delta X_s^{in}(\Omega) + B_s^{add}(\Omega) \\ \delta X_m^{out}(\Omega) = g_m \delta X_m^{in}(\Omega) + B_m^{add}(\Omega) \end{cases} \quad (4.46)$$

式中  $g_s = \sqrt{R}(\sqrt{R} - k\sqrt{T})$ ,  $g_m = \sqrt{T}(\sqrt{T} + k\sqrt{R})$ ,  $\left(k = \frac{\bar{A}_m^{in}}{\bar{A}_s^{in}}\right)$

$$B_s^{add}(\Omega) = \sqrt{T}(-k^{-1}\sqrt{R} + \sqrt{T})\delta X_m^{in}(\Omega) \quad (4.47)$$

$$B_m^{add}(\Omega) = \sqrt{R}(k^{-1}\sqrt{T} + \sqrt{R})\delta X_s^{in}(\Omega) \quad (4.48)$$

在通常的 QND 测量中, 一般输入光是相干光, 即  $\langle |\delta r_s^{in}(\Omega)|^2 \rangle = 1$ , 根据 Holland 引入的 QND 判据定义, 我们很容易得到强度差变量 QND 测量的输出系数及条件方差:

$$\begin{aligned} T_s &= \frac{R}{R + T \langle |\delta r_m^{in}(\Omega)|^2 \rangle} \\ T_m &= \frac{T}{T + R \langle |\delta r_m^{in}(\Omega)|^2 \rangle} \\ V_{s/m} &= \frac{\langle |\delta r_m^{in}(\Omega)|^2 \rangle}{T + R \langle |\delta r_m^{in}(\Omega)|^2 \rangle} \end{aligned} \quad (4.49)$$

若探针光处于真空态或相干态光场时 (即  $\langle |\delta r_s^{in}(\Omega)|^2 \rangle = 1$ ), 则求得  $T_s + T_m = R + T = 1$ ,  $V_{s/m} = 1$ , 处于经典区与 QND 测量区的分界处。从分束器额外噪声  $B_{s(m)}^{add}$  的表达式中可以看出, 噪声由分束器的“暗”通道引入, 如果我们能将引入的噪声最大程度减小或消除, 可以使我们的测量进入 QND 区, 采用分束器正交振幅分量的 QND 实验已被 R.Bruckmeier 所实现, 这激励着我们进一步去探索强度差分量的 QND 实验工作。

### 4.3.4 实验装置及实验结果

在以上理论分析的基础上, 我们选取 50%的分束器进行强度差分量的“类 QND”量子测量, 实验装置如图 4-8 所示, 孪生光束由运转于阈值以上的 NOPO 腔产生, NOPO 腔的红外输出耦合镜曲率半径为 50mm, 对红外透射率为 5%。在泵浦功率为 110mW 时, 输出孪生光束平均强度约 36mW, 通常情况下, 在 2-

5MHz 内其强度差压缩度为 7dB(80%)，实验结果如图所示。图中曲线(1)为电子学噪声，曲线(2)为强度差，噪声曲线(3)为散粒噪声。

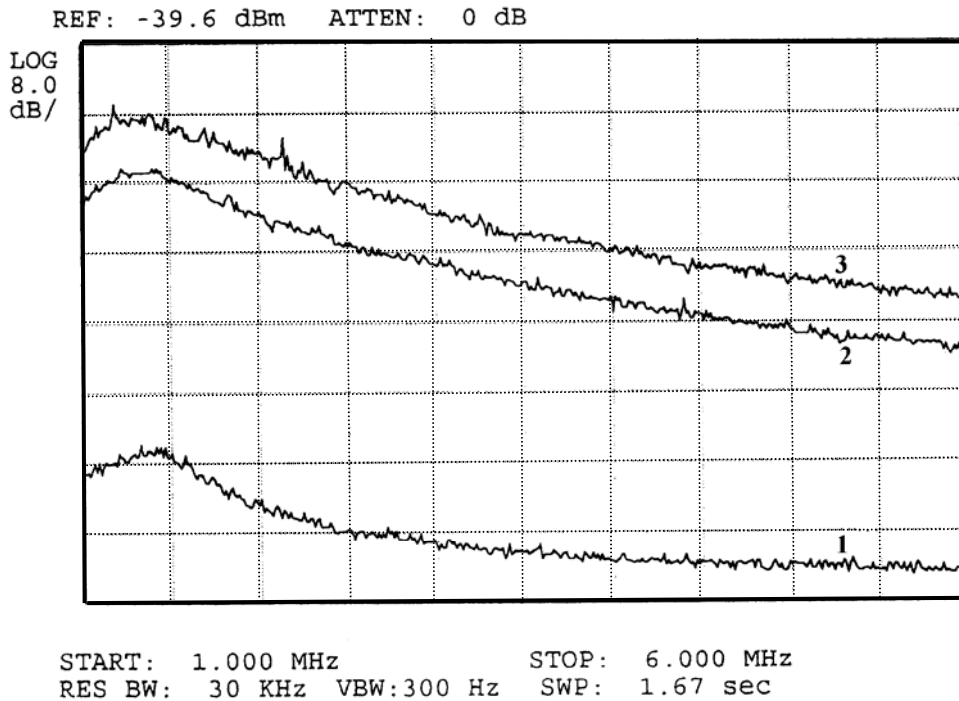


Fig.4.9 experimental result of intensity difference squeezing (time of the entire sweep 1.67s,analysis bandwidth 30kHz,video bandwidth 300Hz). Trace (1) is electronic noise, trace (2) is intensity difference noise, and trace (3) is shot limited noise

用一个反射率为 4%的镜子 $M_1$ 反射少量的孪生光束作为信号光，96%的孪生光束通过 $M_1$ 后，作为探针光填补分束器的“暗”通道，在考虑所有光学损耗后，强度差压缩光到达分束器上的压缩度为 6.2dB。

信号光两正交偏振模由偏振分束器  $P_1$  分开，分别由两振幅调制器  $AM_1$  和  $AM_2$  进行调制，它们的调制频率和深度相同，位相相反，经过调制后，信号光两偏振模再由棱镜合并为一束光，作为信号光输入 QND 装置(分束器 BS)。由于信号光与探针光出自同束光，且它们之间光程相等，因此信号光与探针光之间模匹配效率很高(约 99%)。图中所用的半波片是用来旋转光的偏振方向。为保证 S 光与 P 光有相同的反射率和透射率，分束器(BS)上信号光与探针光我们选择小角度入射(约  $3^\circ$ )，信号光与探针光在分束器上混合后分别注入两平衡零拍探测器  $HD_2$

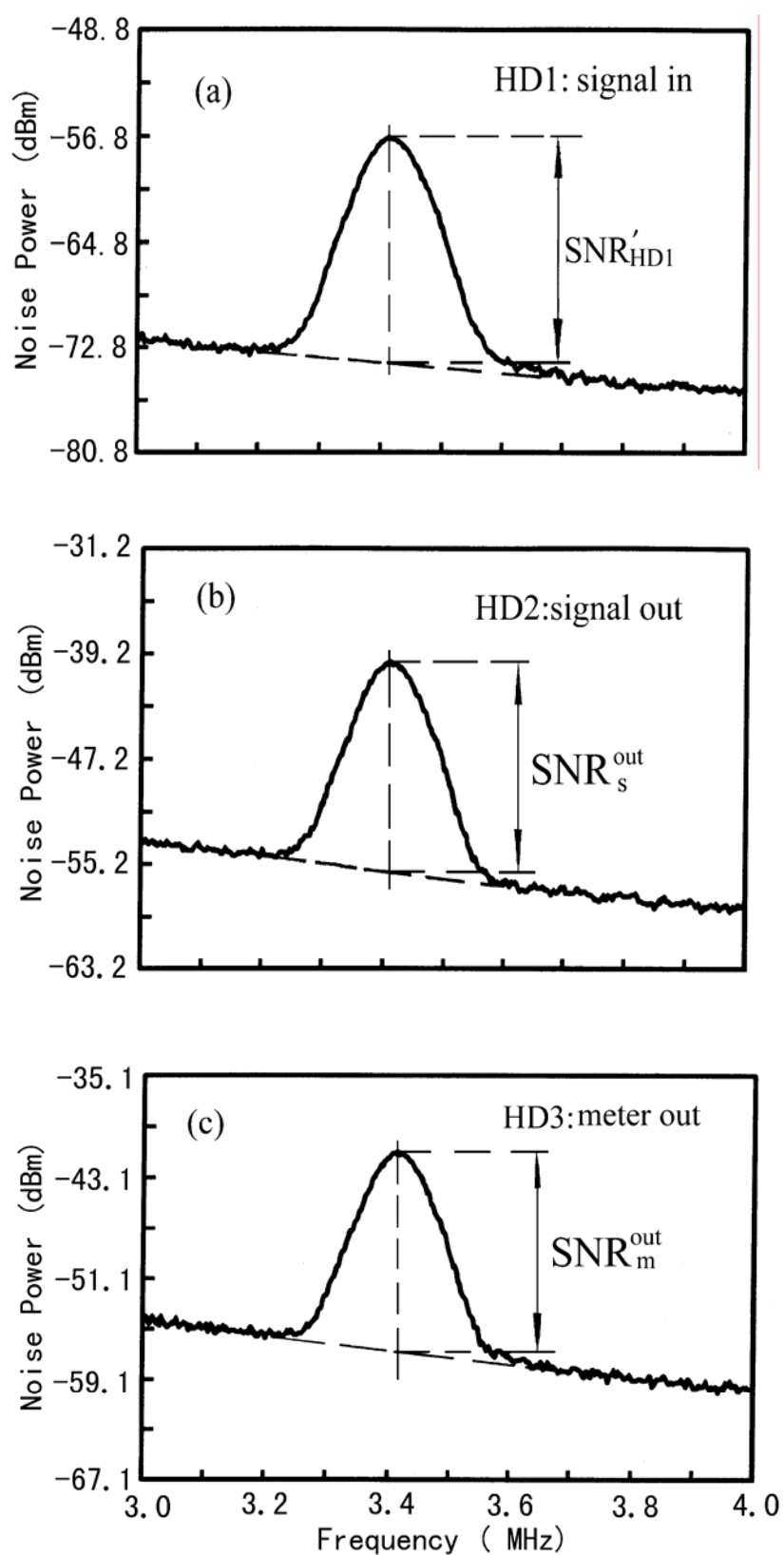


Fig. 4.10 Noise power spectra of the intensity difference. (a), (b) and (c) are the spectra of intensity difference noise detected respectively by HD<sub>1</sub>, HD<sub>2</sub> and HD<sub>3</sub>

和HD<sub>3</sub>进行探测信号输出与探针输出的信噪比。为了确定信号输入的信噪比，信号输入光经过P<sub>2</sub>后由M<sub>3</sub>(反射率  $R = 50.10\%$ )分成两束，反射光束由平衡零拍探测器HD<sub>1</sub>测量来推算信号输入的信噪比，透射光束作为信号输入注入分束器。信号输入的信噪比可由SNR<sub>HD1</sub>推算得到<sup>[4.19]</sup>

$$SNR_s^{in} = SNR_{HD1}(1 - R) / R\eta \quad (4.50)$$

通过改变PZT1 和 PZT2 上的驱动电压可使信号输入光的  $S$ 、 $P$  偏振与探针输入光的  $S$ 、 $P$  偏振在分束器处同位相。我们将它们的锁定在同位相处进行测量，图 4-9 分别给出了三对平衡零拍探测器记录的强度差噪声功率谱。从图 4-9 a)和式 450 我们可求得信号输入的信噪比为  $SNR_s^{in} = 17.74dB$ ，由图 4-9 b)、c)我们可知  $SNR_s^{out} = 15.96dB$ ， $SNR_m^{out} = 15.85dB$ ，由此可得到传输系数  $T_s = SNR_s^{out} / SNR_s^{in} = 0.66$ ， $T_m = SNR_m^{out} / SNR_s^{in} = 0.65$ 。传输系数之和  $T_s + T_m = 1.31$ 。图 4-10 给出条件方差  $V_{s/m}$  的测量结果，曲线(1)是信号输出光的散粒噪声基准，该基准可通过将NOPO腔后的半波片相对偏振分束器P<sub>1</sub>的偏振通光方向转 22.5 度获得。曲线(2)是组合电流  $(\delta i_1 - g e^{i\phi} \delta i_2)$  的噪声功率谱， $\delta i_1$  表示HD<sub>2</sub>输出的光电流起伏， $\delta i_2$  表示HD<sub>3</sub>输出的光电流起伏， $g$  衰减系数， $\phi$  为相移。选择合适的相移  $\phi$  使  $\delta i_1$  与  $\delta i_2$  同位相，调节衰减系数  $g$ ，可使光电流的起伏谱  $(\delta i_1 - g e^{i\phi} \delta i_2)$  达到最小。在衰减系数  $g = 7dB$  时，我们得到组合电流  $(\delta i_1 - g e^{i\phi} \delta i_2)$  的噪声功率较散粒噪声下降 2.1dB的结果，即  $V_{s/m} = -2.1dB$  (相应于  $V_{s/m} = 0.62$ )。我们将此结果也列入QND测量结果一览表中(图 4.1)，显然我们的实验结果符合QND判据。由于分束器的透射率为 1/2，此实验为强度差分量的类QND测量实验。

## 4.4 小结

本章我们介绍了两个应用孪生光束的实验，首先介绍了用强度差压缩度为 3.5dB 的孪生光束测量了介质的吸收系数，测量灵敏度较散粒噪声极限提高 2.5dB。其次介绍了用 7dB 的强度差压缩光填补分束器的“暗”通道完成了强度

差分量的 QND 测量，实验测得传输系数之和  $T_s + T_m = 1.31$  和条件方差  $V_{s/m} = -2.1dB$  (相应于  $V_{s/m} = 0.62$ ) 满足 QND 判据。

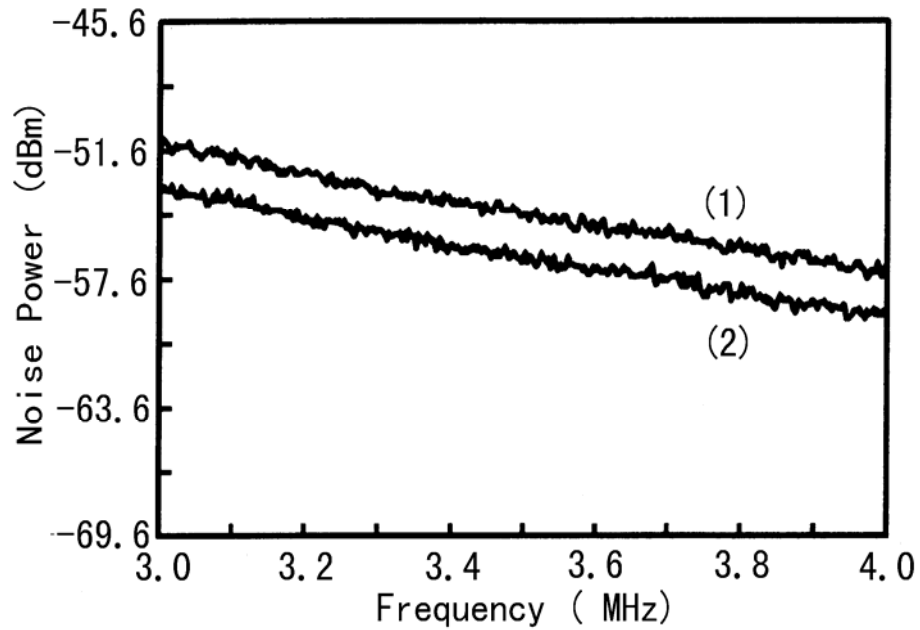


Fig.4.11 conditional variance (1) shot noise level of  $s^{\text{out}}$ , (2) lowest noise level of the difference  $(\delta\tilde{i}_1 - ge^{i\phi}\delta\tilde{i}_2)$

## 参考文献

- [4.1] A.Heidmann, R.J.Horowicz, S.Reynaud, E.Giacobino, C.Fabre, C.Camy,  
*Phys.Rev. Lett.*, Vol.59,2555(1987)
- [4.2] J.Mertz, A.Heidmann, C.Fabre, E.Giacobino, S.Reynaud,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.64,2897(1990)
- C.Kim, P.Kumar, *Opt. Lett.*, Vol.16,755(1991)
- C.Kim, P.Kumar, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.9,1379(1990)
- [4.3] C.D.Nabors, R.M.Shelby, *Phys. Rev.A*, Vol.42,556(1990)
- [4.4] P.R.Tapster, S.F.Seward, J.G.Rarity, *Phys. Rev. A*, Vol.44,3266(1991)
- [4.5] P.H.S.Riberiro, C.Schwob, A.Maitre, C.Fabre, *Optics. Lett.*, Vol.22,1893(1997)
- [4.6] 王海, 谢常德, 郜江瑞, 彭堃墀, *光学学报*, Vol.16,1143(1996)
- [4.7] 王海, 潘庆, 张云, 薛晨阳, 谢常德, 彭堃墀, *中国科学A*, Vol.28,342  
(1998)
- [4.8] J.R.Gao, F.Y.Cui, C.Y.Xue, C.D.Xie, K.C.Peng, *Opt. Lett.*, Vol.23,870(1998)
- [4.9] V.B.Braginski, et.al, *SOV. Phys. JETP*, Vol.46,705(1977)
- K.S.Thone, et.al, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.40,667(1978)
- V.B.Braginski, et.al, *Science*, Vol.209,547(1980)
- C.M.Caves, et.al, *Rev. Mod. Phys.*, Vol.52,341(1980)
- [4.10] See special issue on QND measurements, *Applied. Phys. B*, Vol.64,167(1997)
- [4.11] P. Grangier, J.A.Levenson, J.P.Poizat, *Nature*, Vol.396,537(1998)
- [4.12] F.E.Harrison, D.F.Walls, *Opt. Comm.*, Vol.123,331(1996)
- [4.13] H.Wang, Y.Zhang, Q.Pan, Hong Su, A.Porzio, C.D.Xie, K.C.Peng,  
*Phys.Rev. Lett.*, Vol.82,1414(1999)
- [4.14] A.Yariv, *Introduction to Optical Electronics 2nd*, New York, Holt,  
Rinehart and Winston, 1976, 256 259
- [4.15] C.Fabre, E.Giacobino, A.Heidmann, *J. Physique*, Vol.15,1209(1989)



- [4.16] V.B.Braginsky, F.Ya.Khalili *in Quantum Measurement*, Ed. K.P.Thorne,  
Cambridge University Press(1992)
- [4.17] J-Ph.Poizat, J.-F.Rock, P.Grangier, *Ann. Phys. Fr.*, Vol.19,265(1994)
- [4.18] R.Bruckmcier, H.Harsen, S.Schiller, J.Mlynek, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.79,43(1997)
- [4.19] R.Bruckmcier, et al, *Appl. Phys. B*, Vol.64,203(1997)
- [4.20]H.Wang,Y.Zhang, Fanglin Peng, H. Su, C.D.Xie, K.C.Peng, *J. Opt. B: Quantum  
Semiclass Opt.*

## 第五章 “明亮” EPR 光束的实验产生

*In theory, there is no difference between theory and practice. But in practice, there is.*

-----Anon

### 5.1 引言

从实验上产生非经典光场到今约有十几年的历史，在以往采用光学参量振荡腔产生非经典光场的实验中，当泵浦功率高于OPO的阈值时将产生强度差压缩光，而当其低于阈值时产生正交压缩真空态光场<sup>[5.1,5.2]</sup>。我们实验室采用环行倍频稳频Nd:YAP激光器泵浦 $\alpha$ 切割的KTP晶体组成的光学参量振荡腔，在同一装置上实现了强度差压缩光和双模正交压缩真空态<sup>[5.3]</sup>，其压缩度分别为 7dB和 3.7dB，稳定性在半小时以上。然而以往产生的强度差压缩光大都是频率非简并的，正交压缩态光场也局限于产生平均值为零的真空单模压缩态和双模压缩态。结合第三章的理论基础，本章我们将从实验上详细讨论采用平均值不为零的相干态光场注入光学参量放大器，产生频率完全简并的强度差压缩态光场以及平均值不为零的正交压缩相干态光场。

二十世纪八十年代末，M.D.Reid和P.D.Drummod<sup>[5.4-5.5]</sup>从理论上提出可以用非简并光学参量放大器信号模与闲置模的正交位相与振幅分量实现原始意义上的EPR纠缠<sup>[5.6]</sup>。对于一个低于阈值的NOPO我们可看作为注入信号为真空场的NOPA，1992年，Z.Y.Ou采用低于阈值的光学参量振荡器实验上成功实现了这一连续变量的EPR纠缠<sup>[5.7]</sup>，与原始EPR纠缠的关联量位置与动量相比，它们的关联量是非简并光学参量放大器中信号模的正交分量与闲置模的正交分量的起伏，实验测得两模的关联度  $\Delta_{inf}^2 X \Delta_{inf}^2 Y = 0.70 \pm 0.01$ ，满足EPR纠缠的条件  $\Delta_{inf}^2 X \Delta_{inf}^2 Y < 1$ 。

就物理实质来讲，在非简并光学参量放大器中，一个泵浦光子分成一对叫信号模和闲置模的光子对，具有很强的时间关联<sup>[5.8]</sup>，强度关联<sup>[5.9]</sup>，如图(5-1a)。

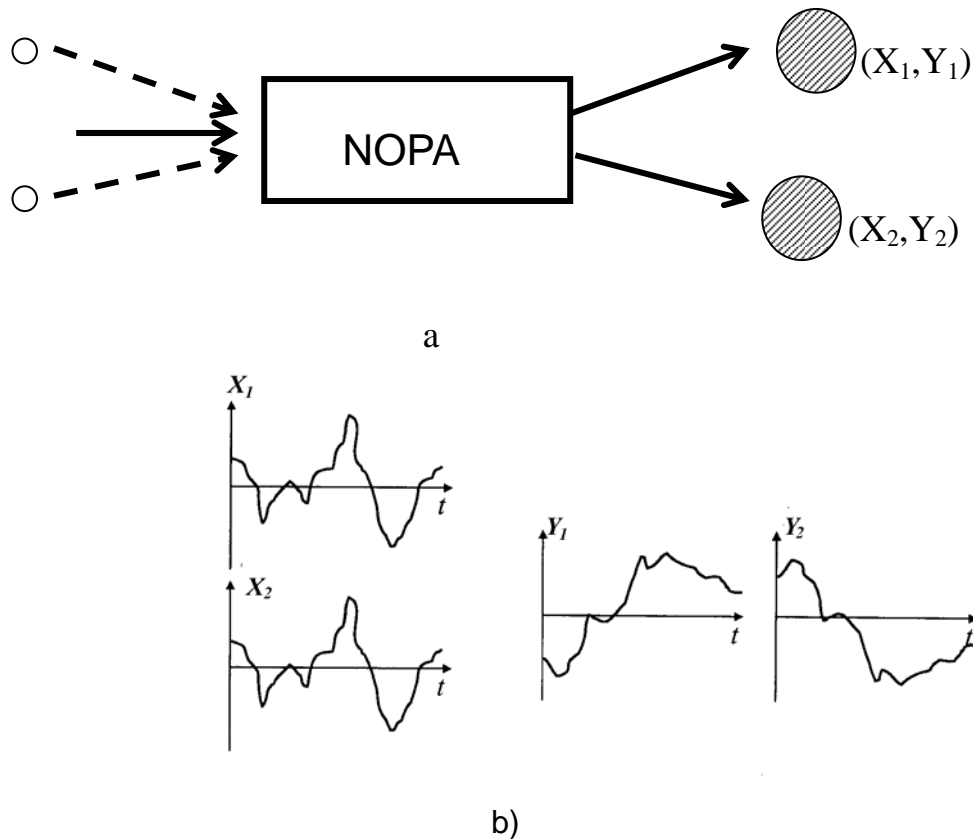


Fig. 5.1 a) NOPA via second order susceptibility b) Schematic representation of the fluctuating field amplitudes in the output from a OPA showing the correlation between the quadrature –phase amplitudes of the signal beam and of the idler beam.

Yurke<sup>[5.10]</sup>证明了两光场正交相位振幅也存在有很强的关联，如图(5-1b)，之后Laporta采用这一关联，成功完成了反作用逃逸(BAE, back-action evasion)的实验。Ou等将一个低于阈值的NOPO看作注入信号为真空场的NOPA，它把真空场放大成两平均值为零，但噪声关联的信号模与闲置模，这种非经典的量子关联就是Einstein等提出的EPR关联<sup>[5.7]</sup>。我们计算了注入信号平均场非零的光学参量放大器，通过NOPA不仅能放大注入场的平均值注入场的噪声，而且输出场同时存在强度差和正交压缩<sup>[5.11]</sup>，正如M.D.Reid和P.D.Drummod指出的这种同时具有强度压缩和位相压缩的非经典态是光场EPR关联的体现，实验上完成了“明亮”EPR光束的产生。与注入真空场的实验相比，我们可以将腔很容易锁定在注

入信号上，能够控制输出场的频率简并，但由于有信号光的注入，将不可避免逆过程，即SHG二次谐波过程产生，我们必须严格控制注入光与泵浦光的相对位相来消除SHG过程，因此具有较大的实验难度。

## 5.2 实验装置

产生频率简并强度差压缩以及“明亮”EPR光束的实验装置如图5-2，我们自行设计的稳频倍频Nd:YAP激光器<sup>[5.12]</sup>输出的倍频光( $0.54\mu\text{m}$ )作为泵浦光，泵浦由半整块KTP组成的光学参量放大器。输出基频光( $1.08\mu\text{m}$ )中一部分经电光调制晶体以及旋转器和半波片 $\lambda/2$ 后，注入光学参量放大器作为注入信号光；另一部分经模清洁器后，作为本底光注入到平衡零差探测器。光学参量放大器由半整块 $\alpha$ 切割的KTP晶体和输出耦合镜组成，KTP晶体的前端镀有对绿光增透膜( $T>95\%$ )和红外全反膜( $R>99.5\%$ )其兼作NOPA的输入耦合镜，另一端镀有对 $1.08\mu\text{m}$ 和 $0.54\mu\text{m}$ 的双增透膜；输出耦合镜的曲率半径 $r = 50\text{mm}$ ，对 $0.54\mu\text{m}$ 全反，对 $1.08\mu\text{m}$ 的透射率为5%。NOPA腔的总腔长为 $54\text{mm}$ ，实测 $1.08\mu\text{m}$ 光的精细度为90，自由光谱区为2.6GHz，因此，我们可推得腔的线宽为28MHz，NOPA腔的总额外损耗估计在1.3%左右。为避免实验上实现三模共振的困难，我们采用泵浦光( $0.54\mu\text{m}$ )两次通过KTP晶体。

图中的棱镜用来分束，分束棱镜、二分之一波片以及光电探测管(ETX500, InGaAs)组成压缩光的探测系统，我们将在以下内容详细介绍。

注入信号光的偏振方向与KTP晶体b轴成 $45^\circ$ 角，KTP晶体b轴与水平方向(P方向)平行，当信号光注入到晶体后，将沿b和c轴分解成为两振幅相等，偏振正交的光，即S和P偏振光，作为两注入信号光与泵浦光一同参与非线性转换。在没有信号光注入的情况下，它是一个产生强度差压缩的实验装置，此时光学参量放大器(NOPA)可看作光学参量振荡器(NOPO)，我们测得它的阈值为400mW。在有注入信号光的情形下，为保证光学参量放大器工作在一个根的区域，我们将腔前功率控制在小于相应光参量振荡腔的阈值以下，其值在

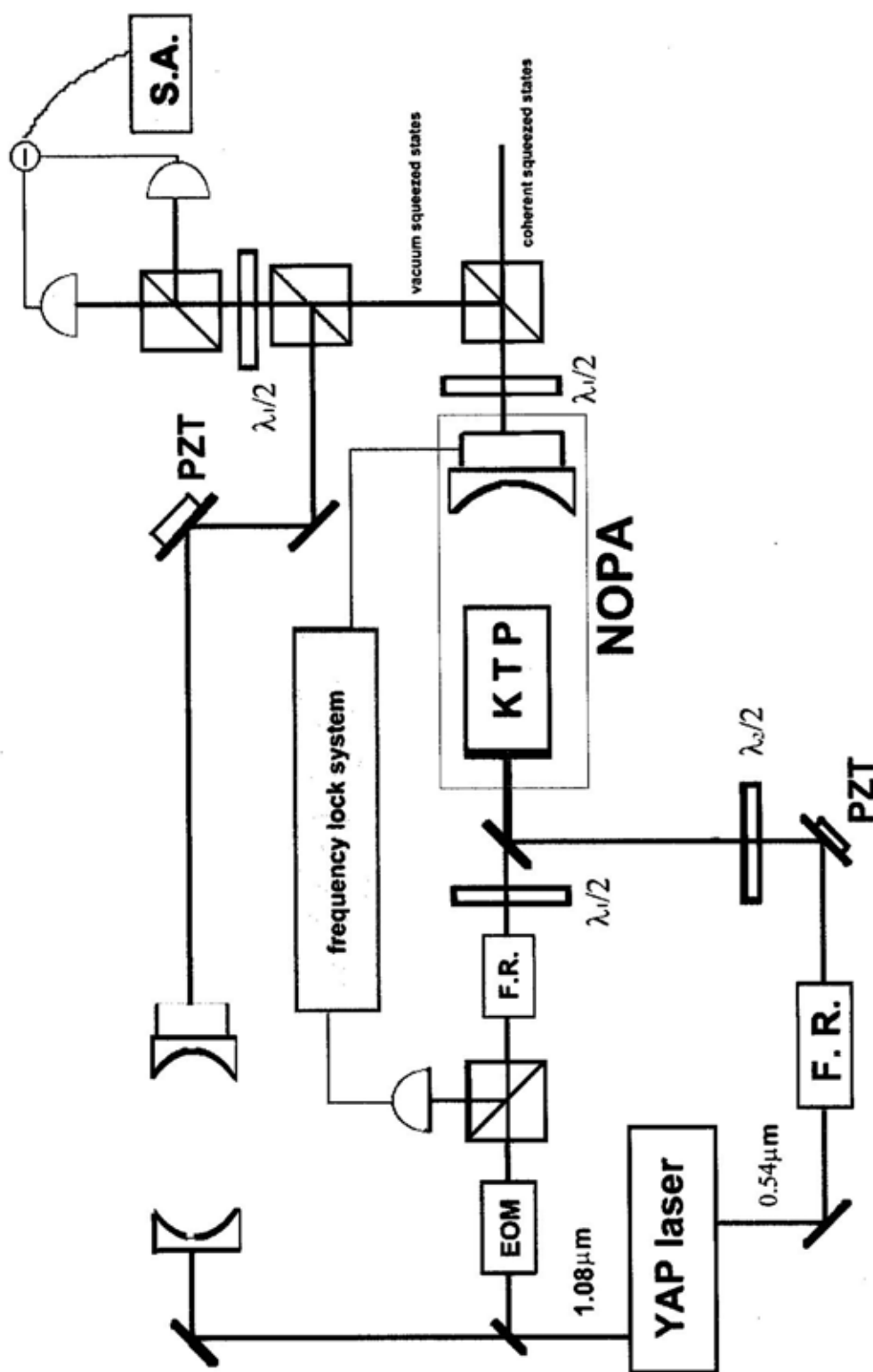


Fig. 5.2 Experimental Setup

380mW 左右，分别采用自零差的平衡零拍探测器探测其输出场的强度差分量和正交分量的量子噪声。

## 5.3 实验过程及强度结果

### 5.3.1 输出场的强度差噪声

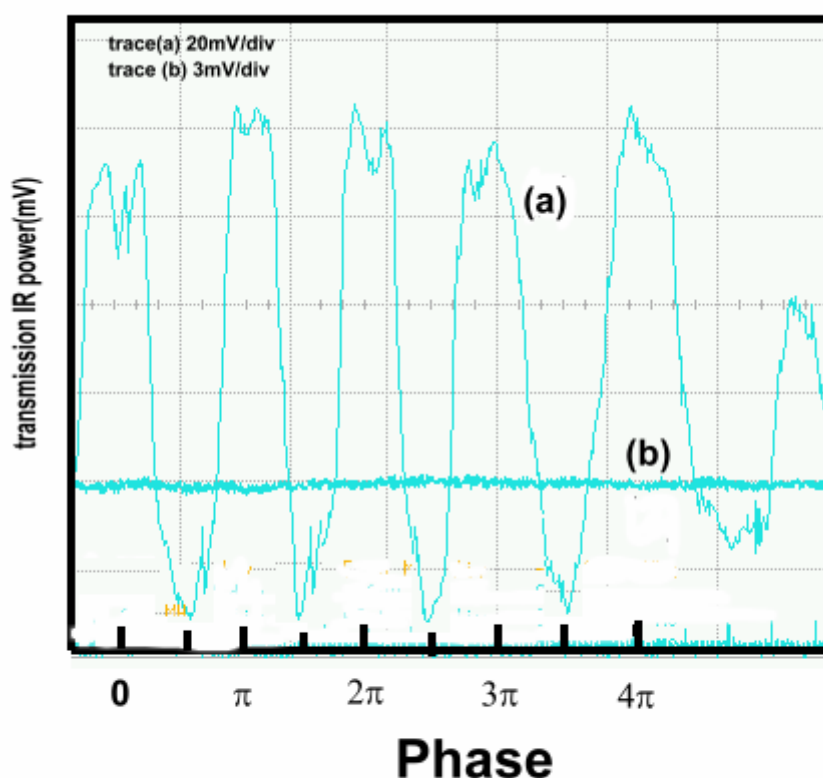


Fig.5.3 The phase sensitive gain for a fixed pump power with the phase scanned. (a) transmission curve of NOPA when the cavity is locked and the pump wave is close. (b) transmission curve of NOPA when the cavity is locked and the pump wave is open.

对于II类非临界相位匹配，一般情况下，信号模与闲置模之间不能同时共振，我们可以通过精确控制晶体的温度(约 $0.01^{\circ}\text{C}$ )<sup>[5.12]</sup>，达到两模同时共振。在腔锁定状态下，可看到经典增益<sup>[5.13]</sup>约 20 倍左右，如图 5-3 所示。曲线(1)是在腔未锁定状态下示波器记录到的基地，曲线(2)当没有泵浦光时采用边带稳频<sup>[5.14]</sup>的方法锁定注入信号光后记录到得曲线，曲线(3)是当泵浦光和注入光同时注入光学参量放大器扫描泵浦光和注入光的相对位相记录到得经典增益曲线。曲线的值为

6mV, 曲线(3)中我们可看到当相对位相达到最大放大时, 曲线对应的值为 120mV, 因此, 我们可得光学参量放大器的经典增益为 20 倍。

与高于阈值产生的强度差不同, 由于信号光的注入, 输出信号模与闲置模有固定的位相关系, 因此输出NOPA时, 将合成线偏振光, 而高于阈值产生的信号模与闲置模之间无固定的位相关系, 他们在输出NOPO时合成的一圆然光<sup>[5,9]</sup>。图 5-4a是我们检查光学参量放大器输出场的偏振光路图, 当达到两模共振时, 在腔扫描状态下, 我们通过旋转半波片的角度, 探测器  $D_1$  的信号逐渐减小, 而  $D_2$  的信号逐渐增加, 最终探测器  $D_1$  的信号为零, 而  $D_2$  的信号达到最大, 如图 5-4b所示, 这说明NOPA腔输出的信号模与闲置模之间可完全合成一线偏光(此时, 半波片与水平方向成  $22.5^\circ$  角)。从另一方面讲, 我们已将信号模与闲置模耦合在一起, 成为一耦合模(双模), 我们可进一步来研究此模的量子特性。

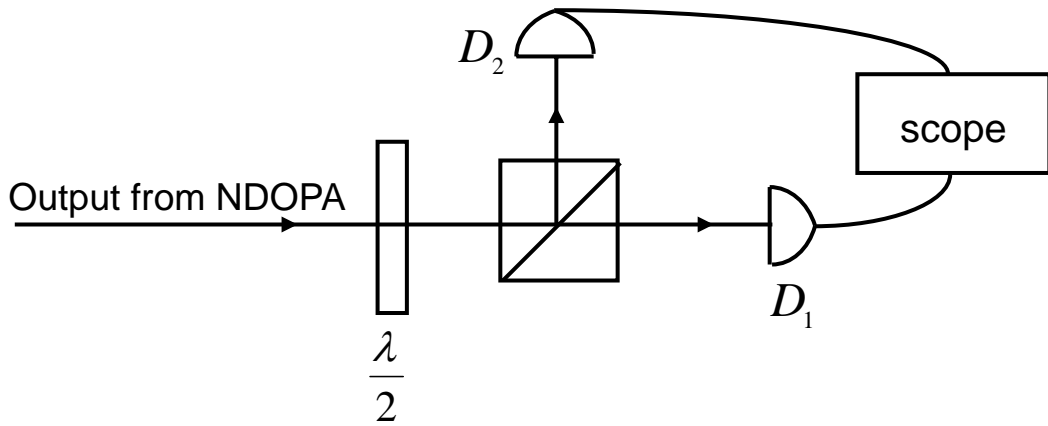
由于输出光将合成一线偏光, 故不可用 Heidmann 提出的探测方法来探测, 它们之间的强度关联, 我们采用如图 5-5 探测光路来探测信号模与闲置模之间的强度关联。

由于 NOPA 腔产生的两模, 一个为  $S$  偏振, 另一个为  $P$  偏振, 它们振幅分量分别为  $X_p, X_s$ , 真空场  $V_s$  由棱镜  $P_1$  处进入, 当波片  $L_1$  旋转角为  $0^\circ$ , 第二个波片  $L_2$  的旋转角为  $45^\circ$  时, 由棱镜  $P_1$  反射的  $S$  偏振的光经过波片后将不改变偏振方向, 又从第二棱镜反射到探测器  $D_2$  上; 透过棱镜  $P_1$  的  $P$  偏振光, 经波片后旋转变为  $S$  偏振, 再由  $P_2$  棱镜反射到探测器  $D_1$  上。在此过程中,  $P_1$  棱镜对真空模反射  $S$  偏振的光和透射  $P$  偏振的光与我们所选择的偏振方向正好垂直, 因此  $P_1$  棱镜不会将真空噪声引入探测, 那么两探测器记录的强度分别为  $I_1, I_2$ , 送入谱仪的信号为:

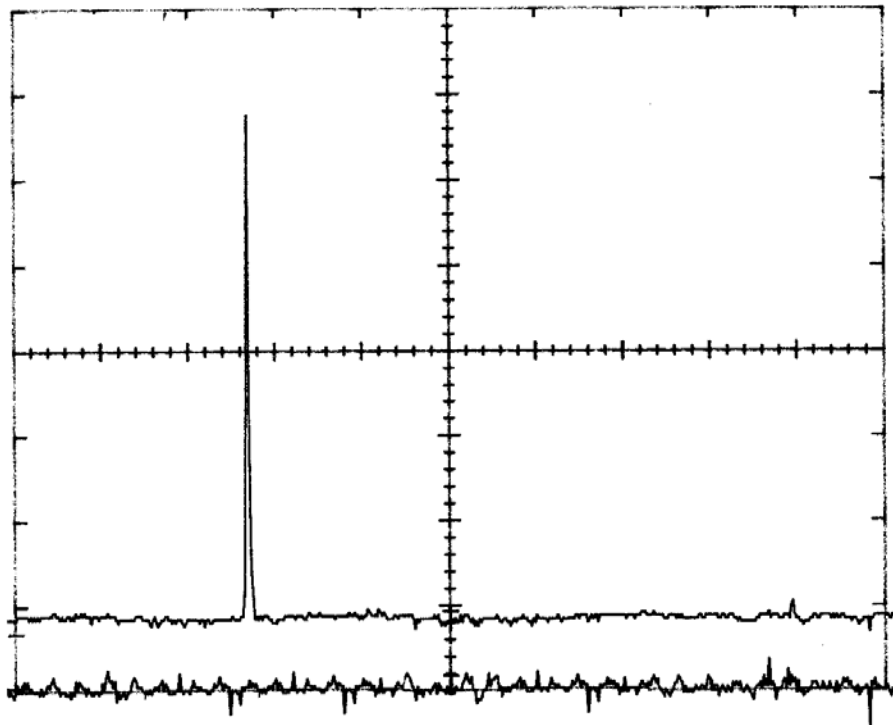
$$\delta I = \delta I_1 - \delta I_2 = 2\bar{X}_s (\delta X_s - \delta X_p) \quad (5.1)$$

即强度差噪声, 此时谱仪记录到得信号为强度差噪声。

当波片  $L_1, L_2$  的旋转角为  $22.5^\circ$  时, 由棱镜  $P_1$  反射的  $S$  偏振光束经过波片后偏振方向将旋转  $45^\circ$ , 由棱镜  $P_1$  透射的  $P$  偏振真空场  $V_p$  也旋转  $45^\circ$ , 在第二



(a)



(b)

Fig. 5-4 (a) experimental sketch of detected the output from NOPA, (b)The output powers received by the detectors  $D_1$ (upper trace) and  $D_2$ (lower trace) during scanning the length of cavity. Scanning speed 50Hz



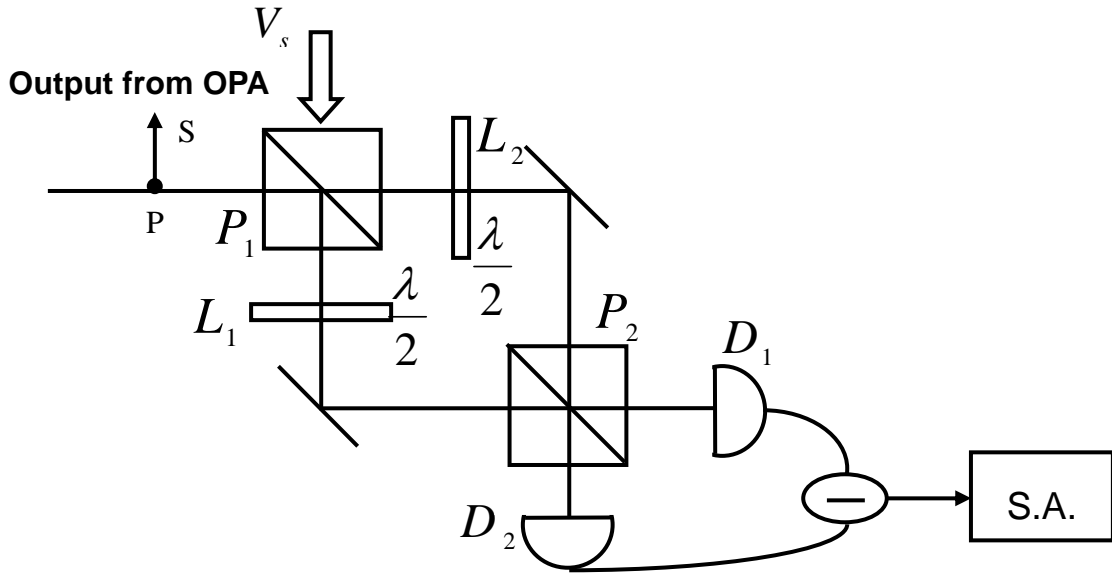


Fig.5-5 The detection system of frequency degenerate twin beams.

棱镜  $P_2$  又将分为  $X_{1p}$  和  $X_{1s}$  分别透射和反射到探测器  $D_2$  和  $D_1$  上；同样透过棱镜  $P_1$  的  $P$  偏振光和反射的  $S$  偏振真空场  $V_s$  也旋转  $45^\circ$ ，再由  $P_2$  棱镜分为  $X_{2p}$  和  $X_{2s}$  分别透射和反射到探测器  $D_1$  和  $D_2$  上，之后送入谱仪探测，我们可用如下的数学式表示：

$$X_{1p} = \frac{V_p - X_s}{\sqrt{2}}, \quad X_{1s} = \frac{V_p + X_s}{\sqrt{2}} \quad (5.2)$$

$$X_{2p} = \frac{V_s + X_p}{\sqrt{2}}, \quad X_{2s} = \frac{X_p - V_s}{\sqrt{2}} \quad (5.3)$$

探测器  $D_1$  和  $D_2$  分别探测到的强度为：

$$I_1 = X_{1p}^2 + X_{2s}^2 = \frac{X_s^2 + 2X_s V_p}{2} + \frac{X_p^2 - 2X_p V_s}{2} \quad (5.4)$$

$$I_2 = X_{1s}^2 + X_{2p}^2 = \frac{X_s^2 - 2X_s V_p}{2} + \frac{X_p^2 + 2X_p V_s}{2} \quad (5.5)$$

谱仪记录到的信号为：

$$\delta I = \delta(I_1 - I_2) = 2\bar{X}_s(\delta V_p - \delta V_s) \quad (5.6)$$

此为真空起伏，即我们所说的散粒噪声极限，谱仪记录到信号为散粒噪声基准。

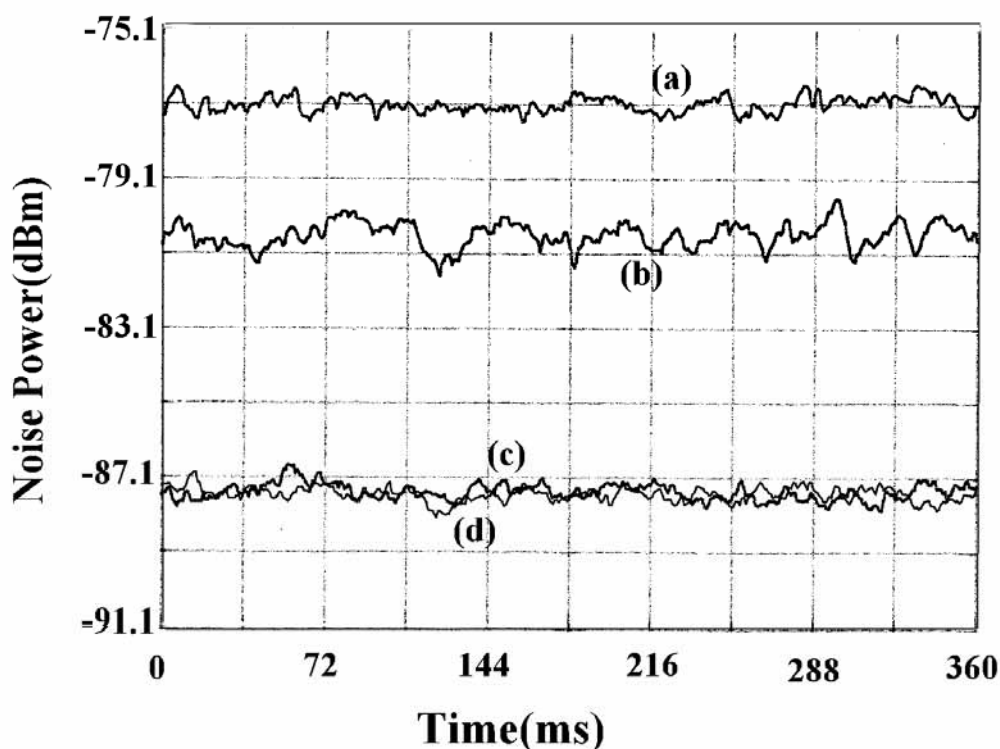


Fig. 5.6 Experimental result of intensity difference squeezing. a) is shot noise limit with amplified, b) is intensity difference noise with amplified, c) is shot noise limit without amplified, d) is intensity difference noise without amplified.

采用边带稳频的办法<sup>[5.14]</sup>将NOPA腔锁定，扫描泵浦光和注入光的相对位相达到最大增益时，锁定泵浦光与注入光的相对位相，采用图 5-5 的探测方法，我们对输出场进行强度差噪声的探测，当波片  $L_1$ 、 $L_2$  的旋转角为  $22.5^\circ$  时，记录到的为散粒噪声基准，而当  $L_1$ 、 $L_2$  的旋转角分别为  $0^\circ$  和  $45^\circ$  时，记录到的为信号模和闲置模之间的强度差噪声。谱仪记录到的结果如图 5-6 所示，从图 5-5 我们可以测得信号模和闲置模之间的强度差噪声较散粒噪声基地低 3.7dB，这说明输出场信号模与闲置模强度之间存在 3.7dB 的强度关联。图中曲线 a 为当波片

$L_1$ 、 $L_2$  的旋转角为  $22.5^\circ$  时谱仪记录到的曲线，即散粒噪声极限，曲线b为当波片  $L_1$ 、 $L_2$  的旋转角分别为  $0^\circ$  和  $45^\circ$  时谱仪记录到的曲线，也就是放大的信号模与闲置模之间的强度差压缩；而曲线c和曲线d分别为当注入信号没有放大时测得的散粒噪声极限和强度差噪声谱曲线，表明注入信号光在没有放大时其输出信号模与闲置模之间将不会存在量子关联。

### 5.3.2 输出场的正交位相噪声

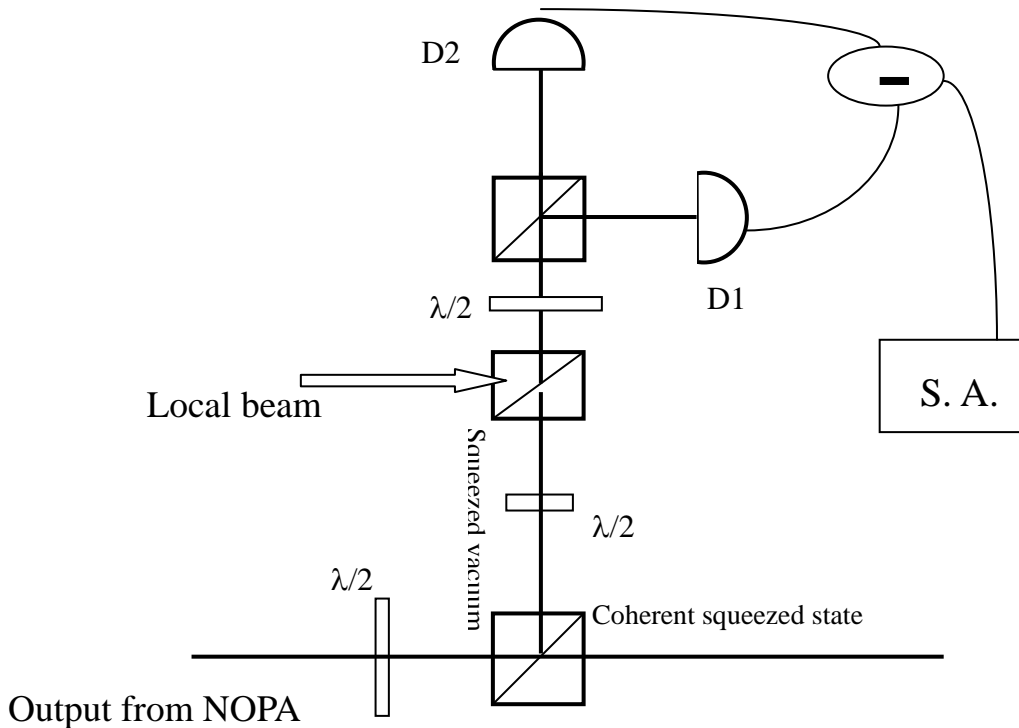


Fig.5.7 Experimental sketch of detect coherent squeezed states generated by NOPA

由于光学参量放大器有较大的平均场输出(约 1mW)，如果采用平衡零拍探测，至少需要约 10mW的本底光，就目前探测器来讲，我们还一时不能做到高效且不易饱和的探测装置。到目前为止除采用零拍探测器外，还无其它方法探测压缩相干态<sup>[5.15]</sup>，然而在我们实验采用此方法进行探测还有一定的技术困难。从第三章的理论推导可知，在我们产生压缩相干态的模型中，所产生的“明亮”模压

缩相干态的压缩度与其偏振正交“真空”模压缩真空态的压缩度相等，因此我们可以通过探测压缩真空态来推断压缩相干态。如图 5-7，光学参量放大器的输出场通过半波片  $\lambda/2$ ，将会分为偏振正交的“真空”压缩模和“明亮”压缩模，使用偏振分束棱镜  $P_2$  使压缩“真空”模反射进入由棱镜波片及探测器组成的平衡零拍探测<sup>[5,16]</sup>进行，“明亮”压缩模由棱镜透出。

采用平衡零拍探测器探测压缩真空态光场，我们必须考虑本底光的质量、本底光与模拟光的空间模匹配以及探测器的平衡、探测效率等因数。

为保证本底光是理想的相干态光场，我们将激光器输出的红外光经模清洁器进行模式过滤，经过模式过滤后的光束质量和强度噪声有了明显的改善，在大于 1MHz 后我们可以将其看作是一个理想的相干态光场。

压缩模拟光与本底本底光的空间模式匹配的好坏，对探测压缩光将产生极大的影响，一般上用干涉效率(homodyne efficiency)来表征两光束的空间模式匹配的好坏。干涉效率  $\eta$  为：

$$\eta = \frac{V_{max} - V_{min}}{4\sqrt{V_{LO} \cdot V_M}} \quad (5.7)$$

其中， $V_{LO}$  与  $V_M$  分别为本底光与模拟光的直流光电压， $V_{max}$  与  $V_{min}$  分别为干涉条纹峰值与谷值对应的光电压。在探测压缩态的实验中一般要求  $\eta$  值大于 95%，实验上我们通过变换加在光路中透镜焦距的大小和位置最终使干涉效率达到最大。干涉效率的调节是一个仔细又耗时的工作，我们实验中干涉效率最终达到 97% 满足压缩光测量的要求。

当干涉效率达到 97% 后，将平衡探测器调平，把压缩真空态输入探测系统即可对其进行测量，测得结果如图 5-8 所示，曲线 a 为散粒噪声基准，曲线 b 为扫描本底光的相位时得到的压缩真空态噪声功率曲线，压缩真空模较散粒噪声极限低  $3.7 \pm 0.2\text{dB}$ 。

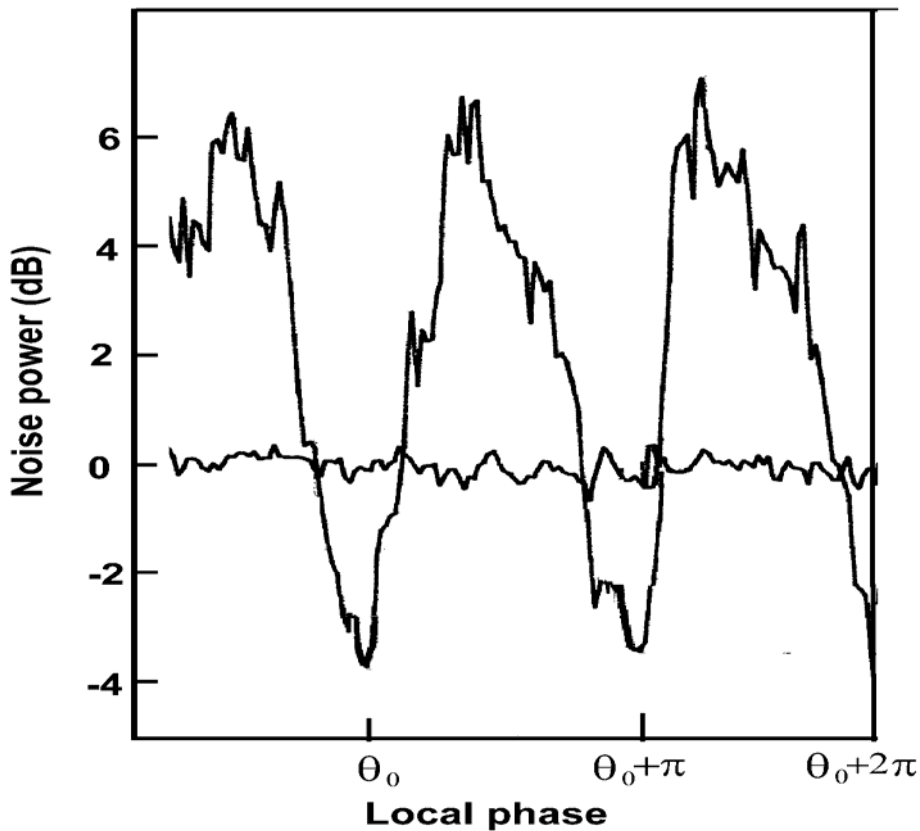


Fig. 5.8 The phase dependence of the quantum noise in the vacuum squeezed state from NOPA. The “0” line stands for the SNL, analysis frequency,  $\Omega / 2\pi = 3\text{MHz}$ . The resolution bandwidth and the video bandwidth in this measurement is 300kHz and 300Hz, respectively.

理论上，实际探测到得噪声可表示为<sup>[5.17]</sup>

$$S(\Omega, P) = S_0 [1 + \xi \rho S_-(\Omega, P)] \quad (5.8)$$

式中  $S_0$  为真空态输入的谱密度， $\xi$  为 OPA 输出耦合率， $\xi = T / (T + \delta)$ ， $T$  为的输出耦合镜的透射率， $\delta$  为腔的额外损耗，我们的 OPA 腔， $T \approx 5\%$ ， $\delta \approx 1.3\%$ ， $\xi \approx 0.79$ ， $\rho$  为探测效率，其由 86% 的总探测效率(90% 的探测效率与 96% 的传输效率)和干涉效率决定， $\rho = 0.86 \times (0.97)^2 = 0.80$ ，为不考率系统效率和传输损耗时，从 OPA 腔输出的光场压缩谱：

$$S_-(\Omega, P) = \frac{4\sqrt{P/P_{th}}}{(\Omega/\Gamma)^2 + (1 - \sqrt{P/P_{th}})^2} \quad (5.9)$$

其中， $\Omega$  为噪声分析频率， $P$  为泵浦功率， $P_{th}$  为对应的 OPO 腔阈值功率， $\Omega\Gamma$  为腔的线宽。取真空噪声为 0dB，将具体的实验数据代入式(5.8)和(5.9)我们可计算得到产生的压缩度为 3.9dB，与实验所得结果基本一致。

由第三章式(3.14)，我们不难推断，输出压缩相干态的压缩度同样为  $3.7 \pm 0.2\text{dB}$ 。

## 5.4 信号模与闲置模间正交分量的 EPR 关联

实验上另一可实现的非经典态便是 EPR 纠缠态，EPR<sup>[5.18]</sup>一文首先提出三个假设：

1) 量子力学中对两个可在空间分开的粒子的观测所作的预言是正确的；  
2) 在自然界中存在不依赖于感觉，测量的物理实在的要素。如果不以任何方式干扰物理体系，而且能精确地，即以几率为一地预言某一物理量的值，就存在某一物理实在的要素与该物理量相对应，进一步，如果任何客观存在的物理实在要素，都能在一套统一的理论中找到它的对应部分，这套理论就是完备的。

3) 就狭义相对论，自然界中的一切信息的传播速度不能超过光速。自然界中存在超距作用。这第三个假定通常称为定域性。

在这三个假定的基础上，EPR 一文最后得到结论是：量子力学中两分离的粒子之间位置与动量分量存在一种很强的关联，通过测量粒子 1 的位置或动量，就可以知道粒子 2 的位置或动量，这一现象在经典力学中是不存在的，因此他们得出的论断是量子力学对于物理实在的描述是不完备的，与量子力学的理论是不自洽的。几十年来，许多科学家从理论和实验两方面在这一领域展开了讨论<sup>[5.19]</sup>，然而以往的实验只是考虑两粒子自旋或光子偏振态分离分量之间的关联，与连续变量位置与动量之间的测量还存在有一定的差别。八十年代末，Reid<sup>[5.20]</sup>在理论上提出采用光学参量放大器可实现连续正交分量的 EPR 光子对，本文第三章讨论了光学参量放大器两正交模之间的关联，现在我们针对实验进一步讨论输出信号模与闲置模之间的 EPR 关联。

对于一双模场，我们可将其按两模展开，分别定义其正交分量为：

$$X_1^\theta = a_1 e^{-i\theta} + a_1^\dagger e^{i\theta}, \quad X_2^\phi = a_2 e^{-i\phi} + a_2^\dagger e^{i\phi} \quad (5.10)$$

如果定义

$$X_1 = X_1^0, \quad Y_1 = X_1^{\frac{\pi}{2}}, \quad X_2 = X_2^0, \quad Y_2 = X_2^{\frac{\pi}{2}} \quad (5.11)$$

则  $X_i$  与  $Y_i$  是一对非对易的共轭参量，满足对易关系  $[X_i, Y_i] = 2i$ ，与 EPR 一文提到的位置与动量等同。

为研究两正交分量之间的关联，我们定义

$$Var(\theta, \phi) = \langle (X_1^\theta - X_2^\phi)^2 \rangle \quad (5.12)$$

如  $Var(\theta, \phi) < 1$ ，则说明  $X_1^\theta$  与  $X_2^\phi$  之间存在 EPR 关联，我们可通过测量  $X_1^\theta$  而推导出  $X_2^\phi$  的值；当  $Var(\theta, \phi) = 0$  时，即说明  $X_1^\theta$  与  $X_2^\phi$  之间完全关联，我们可通过测量  $X_1^\theta$  就完全可推断  $X_2^\phi$ ，当  $Var(\theta, \phi) = 1$  时，即说明  $X_1^\theta$  与  $X_2^\phi$  之间完全不关联。式(3.22)

$$\begin{aligned} Var[(X_1 - X_2), \omega] &= Var[(Y_1 - Y_2), \omega] \\ &= 2 * Var[\delta Y_{d1}^{out}, \omega] = 2 * Var[\delta X_{d2}^{out}, \omega] \end{aligned} \quad (5.13)$$

图 5-8 “真空”模正交振幅较散粒噪声低 3.7dB，我们可推得  $Var(\delta X_{d2}^{out}, \omega) = 0.426 \pm 0.004$ ，因此，信号模与闲置模正交分量之间的 EPR 关联为：

$$Var[(X_1 - X_2), \omega] = Var[(Y_1 - Y_2), \omega] = 0.853 \pm 0.004 \quad (5.14)$$

从而  $Var[(X_1 - X_2), \omega] \cdot Var[(Y_1 - Y_2), \omega] = 0.73 < 1$ ，其满足 EPR 关联所需条件，为此我们实验上实现平均值不为零的 EPR 关联光束。

## 5.5 “明亮” EPR 光束的应用

1993 年，Barnett 等<sup>[5.20]</sup>发表的“经由经典和 EPR 通道传送未知量子态”一文，重新点燃了人们研究量子离物传态 (quantum teleportation) 的兴趣，并引发了一系列富有成果的研究。量子离物传态一词最初来源于科幻小说《星际旅行》，一个神秘的人物在某个地方突然消失而瞬间出现在遥远的另一地点，在现实生活中是否存在某种手段，可以把某一客体以最快捷的方式运送到遥远的另一

地点呢？在经典物理学中，答案是肯定的，根据经典物理学的知识，我们可以对客体精确测定，知道了客体的所有性质后，将信息运到远方，人们可以在遥远的另一地点将完全类同于该客体的复制品自制出来，象我们现在电话、传真等。然而量子力学测不准原理告诉我们：不可能对一个物体（量子体系）的所有力学量进行精确测量，因而提取一个物体的所有信息是不可能的，当然人们还提出了精确复印量子态的假想，可惜的是它违背了量子力学的一条基本原理，即量子不可克隆定理<sup>[5.21]</sup>，传真的图象从量子力学的层次上看，由于不确定层次的限制，不可能与原来的图象一模一样。Barnett等人量子离物传态方案的基本思想是：为实现传送某个物体的未知量子态，可将原物的信息分成经典信息和量子信息两部分，它们分别经由经典通道和量子通道传送给接收者，经典信息是发送者对原物进行的某种测量，而获得的量子信息是发送者在测量过程中未提取的信息，那么毫无疑问，为了在实验上实现量子态的远程传送，我们需要首先EPR关联对的制备，1997年底和1998年，奥地利Zeilinger实验小组<sup>[5.22]</sup>和意大利Boschi小组<sup>[5.23]</sup>，通过II类参量下转换过程，产生出两个具有相同频率但偏振态彼此正交的EPR光子对成功完成了单光子偏振态的量子离物传态。从实验上验证了Bennett提出的分离变量的量子离物传态。1994年，Vaidman<sup>[5.24]</sup>从理论上提出了连续变量的量子离物传态的概念，H.J.Kimble教授小组<sup>[5.25]</sup>利用两个相位相干的正交位相压缩光，在50/50分束器上耦合构成一对连续变量的EPR纠缠态，率先完成了连续变量的量子离物传态实验。最近T.C.Ralph等提出采用明亮压缩光实现量子离物远程传态的方案<sup>[5.26]</sup>，为此我们利用光学参量放大器从实验上实现了正交分量“明亮”EPR光子光束，为利用明亮光实现量子离物传态奠定了基础。

另一方面，采用正交压缩光增补分束器的真空通道，实现突破散离噪声的相敏测量已得到了广泛的实验研究<sup>[5.27]</sup>，与之相比，尽管Snyder<sup>[5.28]</sup>早在1990年理论上就提出采用孪生光束实现相敏测量的思想，到目前还未见有关实验的报道，主要是由于实验上高于阈值产生的孪生光束并非严格简并的光束，且无法去控制它们之间的位相，因此实验上无法将之应用于相敏的测量。既然我们所产生的非



经典光场具有很好的频率频率简并性和相对位相较稳定，因此可以开展其在相敏方面的测量<sup>[5.29]</sup>。

除此之外，EPR 关联还广泛应用于目前的量子信息中，如果量子密码，量子计算等，特别是它可以使人们对量子力学的基本问题进入更深入的检验，如量子力学的定域性与非定域性问题，使人们对客观事物的认识进入一个崭新的时代，我相信，在这个全新的世纪里，EPR 关联将对量子理论的发展起到积极的作用。

### 5.6 小结

采用光学参量放大器，我们获得 3.7dB 频率简并的孪生光束；根据探测到  $3.7 \pm 0.2\text{dB}$  的双模压缩真空态，可推断光学参量放大器将有实测压缩度为  $3.7 \pm 0.2\text{dB}$  的正交压缩相干态光场输出。输出场信号模与闲置模正交分量间  $0.853 \pm 0.004$  的 EPR 量子关联，可由所测压缩光直接推导所得。

## 参考文献

- [5.1] A.Heidmann, K.J.Horowicz, S.Reynaud, E.Giacobino, C.Fabre, G.Camy,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,2555(1987)
- [5.2] L.A.Wu, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.60,2731(1988)
- [5.3] K.C.Peng, Q.Pan, H.Wang, Y.Zhang, H.Su, C.D.Xie  
*Appl.Phys. B*, Vol.66,755(1998)
- [5.4] M.D.Reid, P.D.Drummond, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.60,2731(1988)
- [5.5] M.D.Reid, *Phys. Rev. A*, Vol.60,2731(1988)
- [5.6] A.Einstein, B.Podolsky, N.Rosen, *Phys. Rev.*, Vol.47,777(1935)
- [5.7] Z.Y.Ou, S.F.Fereira, H.J.Kimble, K.C.Peng, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.68,3663(1988)  
Z.Y.Ou, S.F.Fereira, H.J.Kimble, *Applied Physics B*, Vol.55,265(1992)
- [5.8] A.Laporta, R.E.Slusher, B.Yurke, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.62,258(1989)
- [5.9] A.Heidmann, R.J.Horowicz, S.Reynaud, E.Giacobino, C.Fabre,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,2555(1987)  
O.Aytur, P.Kumar, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.65,1551(1990)
- [5.10] B.Yurke, *J.Opt. Soc. Am. B*, Vol.2,732(1985)
- [5.11] Y.Zhang, H.Su, C.D.Xie, K.C.Peng, *Phys. Lett. A*, Vol.259,171(1999)
- [5.12] Q.Pan, T.C. Zhang, Y.Zhang, R.N.Li K.C.Peng *Appl. Opt.* Vol.37, 2394(1998)
- [5.13] Z.Y.Ou, S.F.Fereira, H.J.Kimble, *Opt. Lett.*, Vol.17,640(1992)
- [5.14] 张天才, 李廷鱼, 潘庆, 张云, 谢常德, 彭堃墀,  
*物理学报*, Vol.46,1744(1997)  
张天才, 谢常德, 彭堃墀, *量子光学学报* Vol.2,229(1996)
- [5.14] R.Drever, J.L.Hall, F.Kowalski, J.Hough, G.Ford, A.Munley, H.Ward  
*Appl.Phys. B*. Vol.31, 97 (1983)
- [5.15] 张天才, *山西大学博士学位论文*(1998)
- [5.16] 潘庆, *山西大学博士学位论文*(1998)

- [5.17] G.Breitenbach, T.Muller, S.F.Pereira, J-Ph. Poizat, S.Schiller, J.Mlynek,  
*J.Opt..Soc.Am.B* Vol.12,2304(1995)
- [5.18] A.Einstein,B.Podolsky,N.Rosen, *Phys. Rev.*, Vol.47, 777(1935)
- [5.19]C.K.Hong,Z.Y.Ou,L.Mandel, *Phys. Rev. Lett.*,Vol.50,2044(1987);  
Y.H.Shih,C.O.Alley, *Phys. Rev. Lett.*,Vol.61,2921(1988);  
J.G.Rarity,P.R.Tapster, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.64,2495(1990);  
Y.H.Shih,A.V.Sergienko,M.H.Rubin,T.E.Kiess,C.O.Alley,  
*Phys.Rev.A.*,Vol.50,23(1990)
- [5.20]C.H.Barnett, G.Brassard, C.Crepeau, R.Jozsa, A.Peres, W.K.Wootters,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.70,1895(1993)
- [5.21] W.K.Wootlers, W.H.Zurek, *Nature*, Vol.299,802(1982)
- [5.22] D.Bouwmeester, J.Pan, K.Mattle, M.Eibl, H.Weinfurter, A.Zeilinger,  
*Nature*, Vol.390,575(1997)
- [5.23] D.Boschi, S.Branca, F.De Martini, L.Harely, S.Popescu,  
*Phys. Rev. Lett.*, Vol.80,1121(1998)
- [5.24] L.Vaidman *Phys.Rev. A*, Vol.491473(1994)
- [5.25]A.Furasawa, J.L.Sorensen, S.L.Brawnstein, C.A.Fuchs, H.J.Kimble, E.Polizk,  
*Science*, Vol.282,706(1998)
- [5.26] T.C.Ralph, P.K.Lam, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.81,5668(1998)
- [5.27] M.Xiao, Lingan Wu, H.J.Kimble, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,278(1987)  
P.Grangier, R.E.Slusher, B.Yurke, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.59,2153(1987)
- [5.28] J.J.Snyder, E.Giacobino, C.Fabre, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.7,2132(1990)
- [5.29] H.Wang, Y.Zhang, X.Y. Li, J.T. Jing, C.D.Xie, K.C.Peng,  
“ The small phase shift measurement using frequency-degenerated twin beams ”  
International Conference on Laser Physics and Quantum Optics , Wuxi, 1999.8

## 第六章 总结与展望

*Without doubt the most important factor in determining the progress in the application of squeezed light is the degree of squeezing produced by emitters.*

-----J.Ryan and M.Fox

非经典光场的产生，不仅在突破散粒噪声的量子测量方面有重要的应用前景，而且对探讨物理学的基本原理方面有着深刻的意义。本文就光学参量放大器产生非经典光场进行了详尽的研究，概括起来得到以下几方面的结果：

1 在统一的框架上，首次全面讨论了目前实验上所产生的各种非经典光的联系与区别。目前实验上产生的强度差压缩、光子数压缩以及正交压缩是三种完全不同的非经典效应，我们所产生的非经典光场有时将只表现出它们中的一种非经典性质，而有时又将同时表现它们中的几种性质。

2 利用半经典理论详细分析了在注入信号平均不为零情况下光学参量放大器的经典与量子特性。在注入信号平均不为零时，光学参量放大器将不受阈值的限制，其输出场的平均也将不为零，如果增大泵浦光的功率，光学参量放大器将出现双稳现象；其输出场将同时具有强度差压缩和正交双模压缩的性质，这种同时具有强度和位相压缩的光场是 EPR 关联的直接体现。

3 阐述了强度相关孪生光束的两个应用实验，即利用孪生进行亚散粒噪声的微弱吸收测量，测量灵敏度较散粒噪声极限提高 2.5dB，采用强度差压缩光“填补”分束的暗通道完成了强度差分量的“类 QND”测量，其传输系数和条件方差分别为， $T_s + T_m = 1.31$ ， $V_{s/m} = -2.1dB$ 。

4 实验上采用光学参量放大器，获得 3.7dB 的频率简并的孪生光束，测得信号模和闲置模间耦合“真空”模为  $3.7 \pm 0.2dB$  的正交位相压缩，“明亮”模的同等压缩量压缩可由探测到压缩“真空”模直接推出，信号模与闲置模正交分量之间  $0.853 \pm 0.004$  的 EPR 关联同样可从我们探测到的压缩量推出。

以上这些工作完成，使我们初步掌握了非经典光场的应用知识，“明亮”EPR

光束的实现，为我们提供了量子信息中所需的非经典光源，目前量子光学的发展很快，尤其是最近量子离物传态实验的完成引起了科学界广泛的关注，量子保密通讯，量子计算等量子信息领域成为量子光学实验研究的热点。所以我们实验室下一步的工作将集中在以下几个方面：采用半导体激光器泵浦 Nd:YAP 晶体获得全固化 YAP 激光器，进一步提高 EPR 光束得稳定性；应用 EPR 光子对开展量子离物传态及亚散粒噪声极限微小相移测量的实验研究；应用 EPR 光束对目前量子力学本质问题进行实验判定。

## 附录 A 实验中所用激光器

激光器是量子光学和非线性光学实验中重要的组成部分，如果没有激光器的问世，就不会有现在量子光学和非线性光学的蓬勃发展。量子光学中对激光器的要求有高强度、低噪声频率和功率稳定性好等特点，因此，激光技术的发展很大程度上推动着量子光学的发展。

目前，量子光学中所用的激光器大都为固体单频激光器，近年由于半导体泵浦激光器具有小型化、功率频率稳定性好，效率高特点，在量子光学中已逐步占有主导地位，然而由于它在低频端的噪声大，也使得对半导体泵浦激光器的进一步研究引起人们的关注。

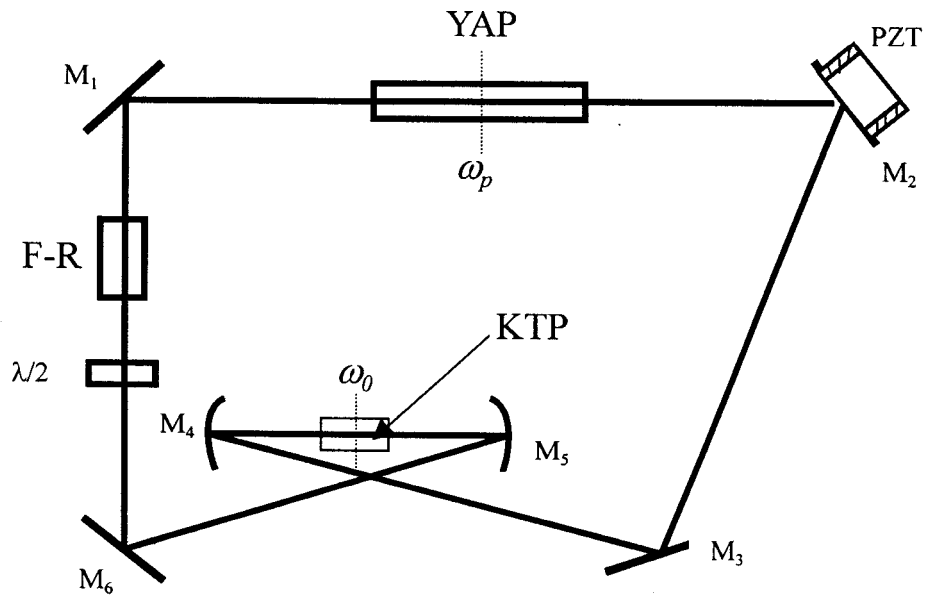
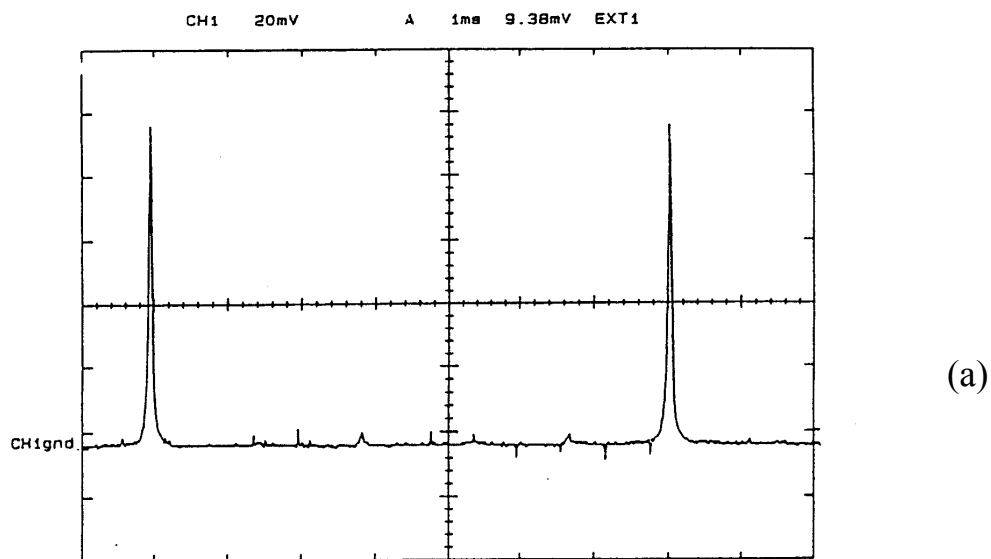
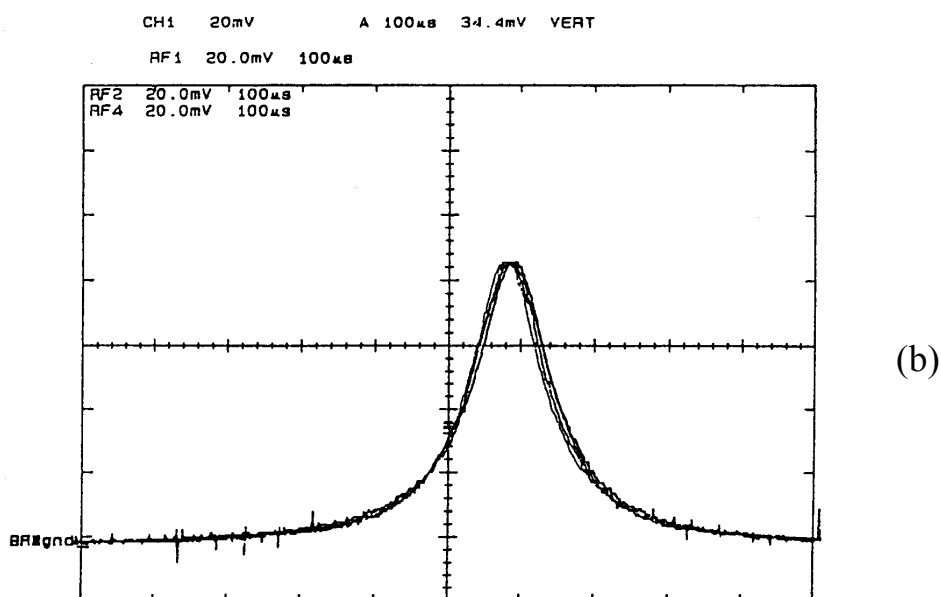


Fig. A-1 Schematic diagram of the Nd:YAP laser

我们所采用的激光器如图 A-1 所示，是一台自行设计的连续倍频稳频灯泵 Nd:YAP 激光器，它的倍频光输出为 800mW，频率稳定性优于 2MHz，功率波动小于 3%(图 A-2)。突出的优点在于它的基频光波长为  $1.08\mu\text{m}$ ，可以以一切割的 KTP 晶体中实现 90 度非临界相位匹配可大大简化光学参量振荡腔的设计。



(a)



(b)

Fig. A-2 Curve of a)second harmonic wave transmission through the scanning F-P cavity, b) the frequency stability second harmonic wave through the scanning F-P cavity, 1ms responds to 75MHz

参考文献

\* 潘庆, 张钧, 张天才, 李端宁, 彭堃墀, 于正刚, 路庄明, 中国激光, 23, 6 (1996)

\*\* Qing Pan, Taicai Zhang, Yun Zhang, et.al. Appl. Opt.,37 , 2394 (1998)

## 附录 B 探测器

探测器对量子噪声的测量至关重要的，对探测器的要求有以下几个方面：

1、响应的速度，由于激光器通常在数兆以上才能看作是一个理想的相干光，这就要求探测器的响应是够快；2、量子效率，任何损耗对压缩的破坏都是巨大的，探测器的量子效率是指单个光子入射到测量装置产生一个光子载流子并形成探测器电流的几率；3 探测器的饱和特性，实验上要观察到的压缩光必需要较大的光强，或需要强的本底光，因此要求探测器具有很好的饱和特性，表 B-1 是目前一些探测器的特性。

Photodiode model	Measurement wavelength	Material	Quantum efficiency	Maximum power
EG&G FND-100	532nm	Silicon	65%	30mW
EG&G C30641G	1064nm	InGaAs	80%	10mW
Epitaxx ETX-300	1064nm	InGaAs	94%	25mW
Epitaxx ETX-500	1064nm	InGaAs	94%	<20mW

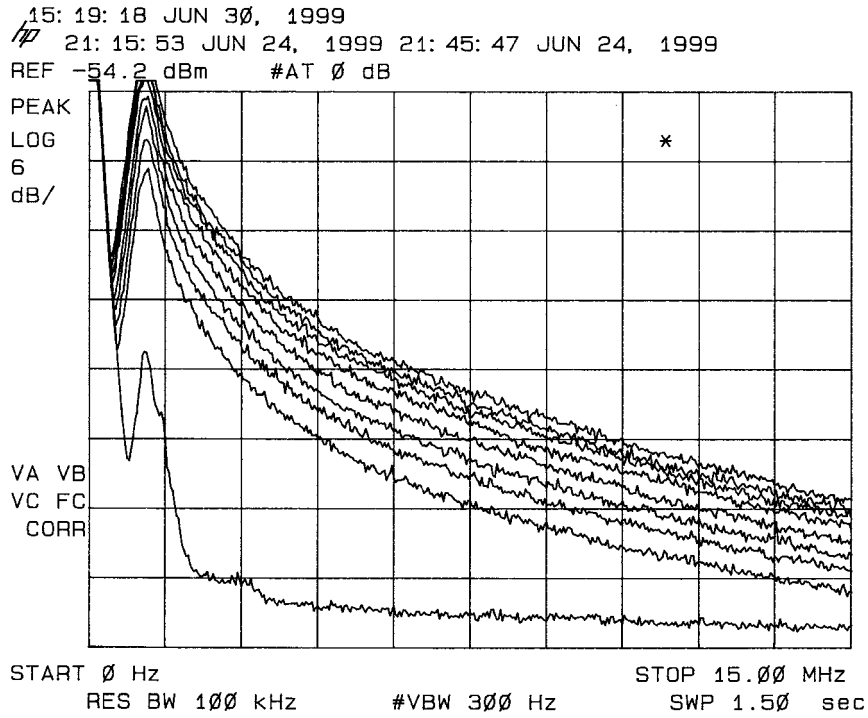
Fig. B-1 List of photodiodes

在我们实验中我们选择探测器 ETX-500

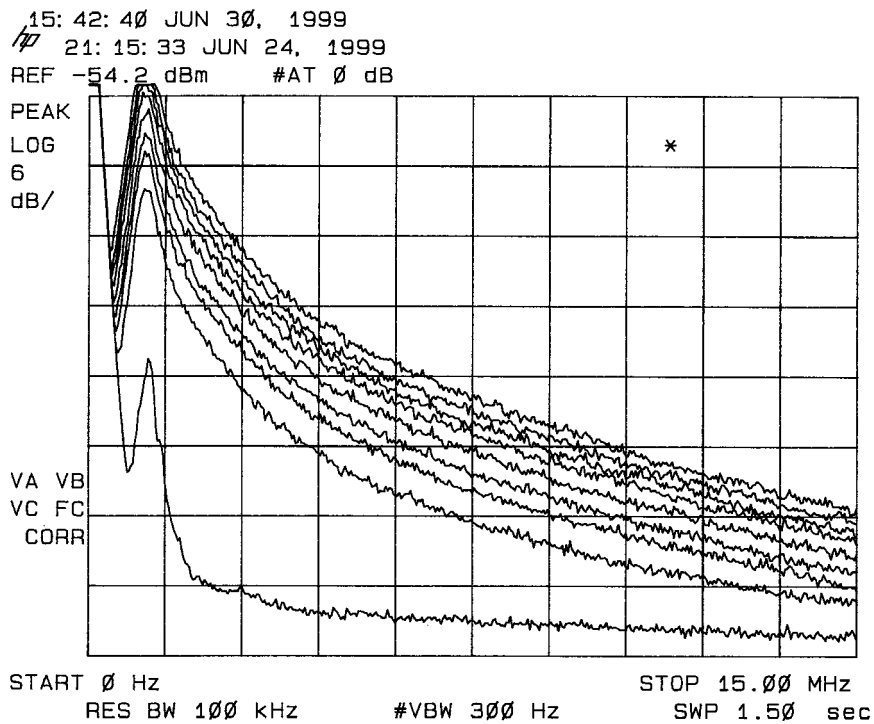
当然衡量探测器的好坏还有许多指标如暗电流，噪声电流击穿电压等，然而主要是以上几个方面。除满足上述要求外，对平衡零拍探测器还要注意的是放大饱和现象和一对探测器的平衡问题，为检查探测器的是否饱和和一对探测器的平衡，必须与相应的放大器配合，进行测试，图 B-2a, b, 分别是两个探测器及其放大器进行测试的结果，实验上通过调节输入激光的能量，从直流输出端监视光电流，同时将交流输出送到谱分析仪。图 B-2a, b 分别是两探测器在不同光电流下的实测噪声水平。谱仪记录的是以分贝为单位的噪声功率，将其转换为线性值，并去掉谱仪本身噪声背景，我们得到噪声功率随光电流变化情况如图 B-3 所示，我们可以看到，在光电流为  $10^{-10}$  A 时得深测系统仍然良好地线性放大，且两探



测器平衡很好。



(a)



(b)

Fig. B-2 Noise power of detector 1(a) and detector2 (b) with the difference input power

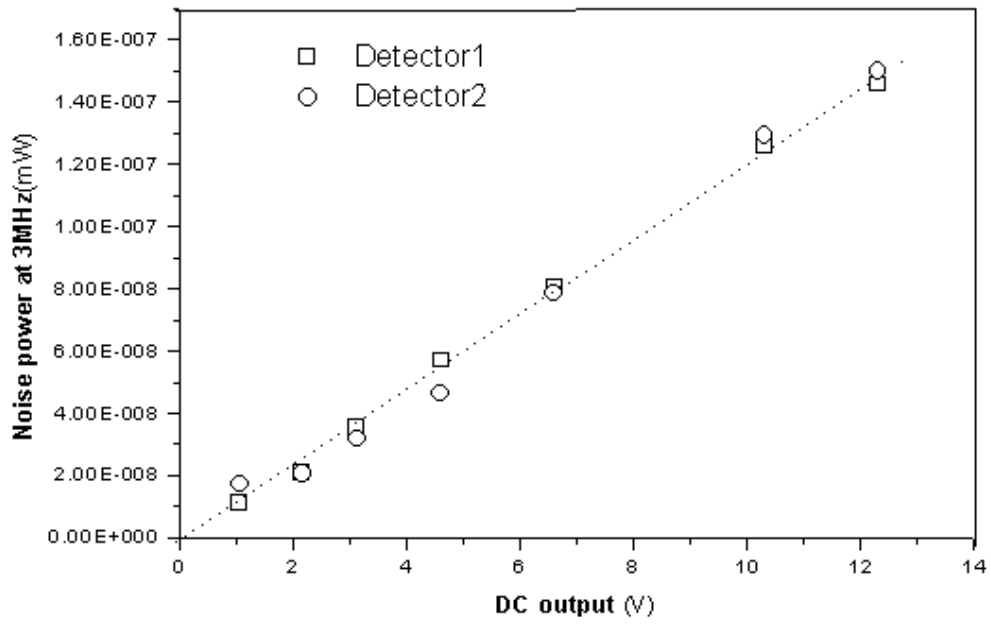


Fig. B-3 Noise power via Dc output at 3MHz.

## 附录 C 量子信号、噪声的测量

谱仪是测量量子噪声的仪器，因此对谱义操作的了解在量子光学实验中较为关键，尽管在谱分析说明书有较详细的介绍，我们在此还是作一些简短的说明。

频谱分析仪与示波器不同之处在于其自身具有不为 0 的，随分析频率变化的背景噪声，因此要得到所测信号的噪声功率必须扣除这部分噪声。

谱仪的单位是 dBm，是一个相对值,是以 1.0mW 为基础 (0dBm) 所给功率与之的比值的对数，一个功率为 P 的信号的分贝值为：

$$dBm = 10\log(P/1mW) \quad (C.1)$$

因此，对于一个探测到的分贝值，我们必须将其换算成为线形值：

$$P = 10^{dBm/10}。$$

例如我们在谱仪上探测到一个信号，其值为  $k = -79dBm$ ，且其噪声基地为  $\delta = -88dBm$ 。我们可计算其值如表 C1

测量值	数学式	数值
N(dBm) (mW)	$\delta$ $10^{\delta/10}$	-88.00dBm $1.585 \times 10^{-9}mW$
S+N(dBm) (mW)	$k$ $10^{k/10}$	-79.00dBm $1.259 \times 10^{-8}mW$
S(dBm) (mW)	$10\log(10^{k/10} - 10^{\delta/10})$ $10^{k/10} - 10^{\delta/10}$	-79.58dBm $1.101 \times 10^{-8}mW$
(S+N)/N(dB)	$k - \delta$ $10^{(k-\delta)/10}$	9.00dB 5.38
S/N(dB)	$10\log(10^{k/10} - 10^{\delta/10}) - \delta$ $(10^{k/10} - 10^{\delta/10})/10^{\delta/10}$	8.42dB 6.95

Fig.C-1 Measured spectrum analyzer quantities

采用压缩光，我们可降低噪声基地假如降低了 2dB，此时噪声基地为  $\delta - 2dBm$ ，我们可计算到如表 C2 的结果，采用压缩光与普通相干光探测同一信号，我们发现虽然信号的大小没有改变，但由于噪声基地的降低所得到的信噪比将于压缩度等量提高。

附 录

测量值	数学式	数值
N(dBm) (mW)	$\delta - 2$ $10^{(\delta-2)/10}$	-90.00dBm $1.000? 10^{-9}$ mW
S(dBm) (mW)	$10\log(10^{k/10} - 10^{\delta/10})$ $10^{k/10} - 10^{\delta/10}$	-79.58dBm $1.101? 10^{-8}$ mW
S+N(dBm) (mW)	$10\log(10^{k/10} + 10^{(\delta-2)/10})$ $10^{k/10} + 10^{(\delta-2)/10}$	-78.67dBm $1.201? 10^{-8}$ mW
(S+N)/N(dB)	$10\log(10^{k/10} + 10^{(\delta-2)/10}) - (\delta - 2)$ $(10^{k/10} + 10^{(\delta-2)/10}) / 10^{(\delta-2)/10}$	11.33dB 7.94
S/N(dB)	$10\log(10^{k/10} - 10^{\delta/10}) - (\delta - 2)$ $(10^{k/10} - 10^{\delta/10}) / 10^{\delta/10}$	10.42dB 11.01

Fig. C-2 corrected values

## 附录 D 光学参量放大器

光学参量放大器是量子光学实验中的核心器件，光学参量放大器的设计，直接影响着产生非经典光场的特性，如稳定性、压缩度的大小等。

图 D1 是目前光学参量放大器的一般结构，光学参量放大器一般由非线性晶体和腔镜组成，根据形成闭合光路的条件我们将其分为驻波腔(a, b, c)与行波腔(d, e, f, g, h, i)两种。驻波腔的突出特点是腔镜少，额外损耗小，但反馈大，光路必须加隔离器；用行波腔可以避免光反馈，而在光路中无需加光学隔离器，但腔镜多引入的额外损耗大，另外，行波腔还可以将输入输出信号入射光与反射光分开，一般用腔完成量子非破坏测量的实验都用行波腔。

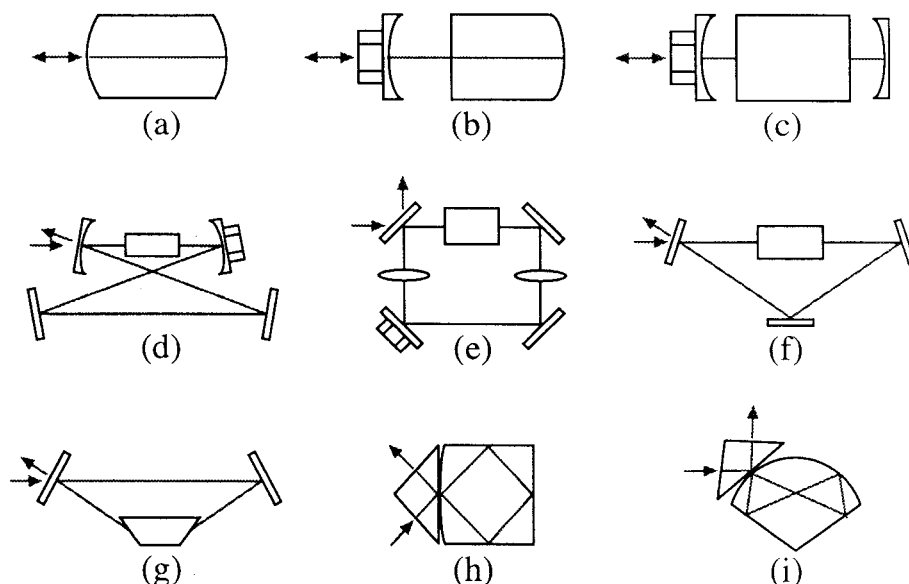


Fig. D-1 Nonlinear optical resonators

随着打磨技术的发展我们可以将腔镜直接做到非线性晶体上这样就形成整块 (monolithic) 结构的光学参量腔，如图中的 a, h, i；以及半整块 (semimonolithic) 结构的光学参量放大器，如图中 b。整块和半整块的光学参量放大器，由于最大程度上减少了光学元件，相对加长了非线性作用长度，减少了光程，因此大大降低了额外损耗，提高了非线性效率，仍然不幸的是整块的光学参量放大器将给实验来调节上的许多不便。考虑到损耗和调节，因此实验中我们

选取半整块结构光学参量放大器。

我们实验中所用到的光学参量放大器结构如图 D1b，晶体选用 II 类非临界相位匹配的 KTP 晶体，即 A 切割的 KTP 晶体，晶体的长度为 10mm，我们在两种腔型下进行了研究，在强度差压缩光的微弱吸收测量中我们选取输出耦合镜的曲率半径为 20mm；在强度差 QND 及 EPR 光束产生的实验中我们选取输出耦合镜的曲率半径为 50mm。腔长分别为 21mm 和 52mm。晶体端面的腰斑半径可表示为：

$$\omega_0 = \sqrt{\lambda \sqrt{L_e (r - L_e)} / \pi} \quad (\text{D1})$$

式中， $\lambda$  为光波长， $L_e$  为腔的有效长度， $L_e = L - l(1 - 1/n)$ ， $L$  为腔长， $n$  为晶体的折射率 ( $n = 1.7$ )， $l$  为非线性晶体的长度， $r$  是输出耦合镜的曲率半径。由此我们可计算我们两种腔型的腰斑半径大致相同近似为  $55\mu\text{m}$ 。

## 致 谢

三年的博士研究生学习生涯即将结束，回顾这三年来所渡过的时光，感触最多的是在这三年中我受到的科学训练，特别是这个环境对我个人的塑造。我要感谢许多在我学习和生活中给予我帮助的老师 and 同学。

在本论文完成之际，我谨向导师彭堃墀、谢常德教授表示最衷心的感谢。从硕士研究生开始就在两位导师指导下学习，他们渊博的知识，严谨的治学态度成为我学术生涯的向导，他们正直、宽厚的人格，成为我为人处世的楷模。特别感谢两位导师把我带入量子光学这一蓬勃发展的研究领域。

在实验工作中，王海副教授、潘庆副教授，以及苏红和李小英同学付出了辛勤的劳动。在此向他们表示感谢！

感谢电子信息技术系的苏大春教授、陈昌民教授在博士期间给予的指正。

也衷心感谢山西大学光电研究所的郜江瑞教授、张天才教授、张晋彪等老师以及张俊香等同学，是大家共同组成了我们这样一个团结进取、积极向上的集体，为我提供了一切学习的良好条件和环境。

最后，特别感谢爱妻李廷鱼女士，父、母、岳父、岳母以及弟弟、妹妹在学习中给予我的支持和鼓励。

张 云

2000年3月

于山西大学光电研究所

## 攻读博士学位期间发表和将发表的论文

1. Hai Wang, Yun Zhang, Qing Pan, Hong Su, Changde Xie, Kunchi Peng, "experimental realization of a quantum measurement for intensity difference fluctuation using beam splitter" *Phys. Rev. Lett.* Vol.82 ,p1414(1999)
2. Yun Zhang, Hong Su, Changde Xie and Kunchi Peng, "Quantum Variances and Squeezing of output field from NOPA" *Physics Lett.A* Vol.259, 171(1999)
3. Yun Zhang, Hai Wang, Xiaoying Li, Jietai Jing, Changde Xie, Kuchui Peng "Experimental Generation of bright EPR beams from Narrowband Nondegenerate Optical Parametric Amplifier" *Phy. Rev. A* (accepted)
4. 张云, 张天才, 李廷鱼, 谢常德 "F-P 腔对位相噪声测量的影响" *光学学报* (已接受将于 20 卷 4 期发表)
5. 张云, 苏红, 王海, 潘庆 "附加反馈腔对光学参量振荡腔特性的改善" *量子光学学报*, Vol.4 No.3, p.176(1998)
6. Hai Wang, Yun Zhang, Fangling Peng, Hong Su, Changde Xie, Kunchi Peng, "QND like quantum measurement of intensity difference fluctuation", *J.Opt.B Quantum Semiclass Opt.* (accepted)
7. Qing Pan, Taicai Zhang, Yun Zhang, et.al. "intracavity frequency-doubled and frequency-stabilized cw ring Nd:YAP laser" *Appl. Opt.*, Vol.37 No.12 , p2394 (1998)
8. 王海, 潘庆, 张云, 薛晨阳, 谢常德, 彭堃堃 "低于散粒噪声极限的微小吸收测量" *中国科学 A*, Vol.28 No.4, p342(1998)
9. 潘庆, 王海, 张云, 苏红, 谢常德, 彭堃堃 "多用非经典光场产生系统的实验研究" *物理学报*, Vol.47 No.10, p1625(1998)
10. 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* Vol.66 No.6, p755(1998)

## 国际会议论文

11. **Yun Zhang**, Hai Wang, Xiaoying Li, Hong Su, Changde Xie, Kunchi Peng, “Theoretical and experimental investigation on twin beams generation by non-degenerate optical parametric amplifier”, International Conference on Laser Physics and Quantum Optics, Wuxi, 1999.8
12. Hai Wang, **Yun Zhang**, Xiaoying Li, Jietai Jing, Changde Xie, Kunchi Peng, “The small phase shift measurement using frequency-degenerated twin beams”, International Conference on Laser Physics and Quantum Optics, Wuxi, 1999.8
13. Kunchi Peng, Hai Wang, Jiangrui Gao, **Yun Zhang**, Hong Su, Xiaoying Li, Qing Pan, Changde Xie, “Sub-shot-noise measurement and quantum repeater using quantum correlated twin beams”, International Conference on Laser Physics and Quantum Optics, Wuxi, 1999.8
14. Hai Wang, **Yun Zhang**, Qing Pan, Hong Su, Changde Xie, Kunchi Peng, “A noiseless optical tap in quantum domain based on quantum correlation twin beams”, 14<sup>th</sup> International Conference on Laser Spectroscopy, Innsbruck, Austria, 1999.6
15. Kunchi Peng, Hai Wang, Jiangrui Gao, **Yun Zhang**, Hong Su, Xiaoying Li, Changde Xie, “Generation and application of high quantum correlated twin beams”, 6<sup>th</sup> International Conference on Squeezed state and Uncertainty Relations, Napoli, Italy, 1999.5