

# 光场压缩态的实验进展

彭堃焯 谢常德

(山西大学光电研究所,太原 030006)

郭光灿

(中国科学技术大学物理系,合肥 230026)

压缩态光场在超标准量子极限的高精度光学测量和超低噪声光通信等领域有着广泛的应用前景,是近几年来物理学研究的前沿课题之一。从正交压缩态、振幅压缩态及强度差量子涨落降低等三方面扼要介绍产生光场压缩态的几类重要实验装置,并简要评述其特点及其应用前景。

## Abstract

Squeezed states of light, one of the frontier subjects in physics, may be applied in high precision optical measurements and optical communications where noise levels below the standard quantum limit are required. Several important experimental devices to generate squeezed states will be presented, and their characteristics and potential applications briefly reviewed.

现代科学技术的发展,已经使光学通信以及光学测量的精度接近标准量子极限(真空涨落)水平,而且毫无疑问,在最近几年内将达到这一极限。早在十几年前,物理学家们就提出并开始探索如何突破标准量子极限的问题。光场压缩态(squeezed-state of light)就是在这一探索过程中迅速发展起来的量子光学新领域。

按照量子力学的测不准关系,电磁场的场分量不可避免地存在着无规真空涨落,正是这种涨落从本质限制着光学测量精度。一般情况下,当采用某种方式将电磁场某一场分量的噪声压缩到低于其真空噪声水平时,就说这一电磁场处于压缩态。关于压缩态的物理实质已在北京大学曹昌祺教授的论文<sup>[1]</sup>中作了简明阐述,压缩态的理论发展也已由中国科学技术大学郭光灿教授等作过介绍<sup>[2]</sup>。本文主要介绍产生光场压缩态的实验技术。自从1985年美国贝尔实验室通过内腔四波混频首次在实验上观

察到压缩态光场以来的短短几年内,已经发展了许多不同的产生光场压缩态的实验装置。这些装置大致可以分为三种类型:第一类是通过光波场与物质的非线性相互作用,在相敏放大与衰减的过程中,使电磁场的正交位相振幅分量之一的涨落压缩到低于标准量子极限以下,这方面的工作是以美国贝尔实验室 Slusher 研究组和美国加州理工学院 Kimble 研究组为代表;第二类是通过直接变换或反馈修正技术控制半导体激光器的电流驱动源,以获得振幅压缩态光场,这方面的工作是以日本 Nippon 电话与电报公司基础研究实验室 Yamamoto 研究组为先导;第三类是在光学参量振荡腔中利用参量下转换过程产生强度相关的孪生光束对(twin beams),使两孪生光束强度之差的量子噪声低于真空场量子涨落,这类工作主要是由法国国家中心实验室 Giacobino 与 Fabre 研究组完成。下面将从这三方面来介绍几类有代表性的实验装置,以使读者对光场压缩态实验

的发展概况有一粗略的了解。

### 一、正交压缩态

相干态电磁场为最小测不准态，其正交位相振幅分量的不确定度  $\Delta a_1$  与  $\Delta a_2$  受测不准关系限制<sup>[1]</sup>，即

$$\Delta a_1 \Delta a_2 = 1/4, \quad (1)$$

且

$$\Delta a_1 = \Delta a_2 = 1/2. \quad (2)$$

如果通过某种物理过程使  $\Delta a_1$  (或  $\Delta a_2$ ) 小于  $1/2$ ，而测不准关系(1)式仍然满足，则称这种电磁场的状态为正交位相振幅压缩态，简称为正交压缩态。因为最早的关于压缩态的文献均讨论这种类型，所以又被统称为光场压缩

态或压缩相干态。近几年来，在这种“传统”压缩态的基础上又派生出各种不同类型的压缩态。一般而言，只要电磁场某一物理量的量子噪声被抑制，并被压缩到它的标准量子极限(又称离散噪声或真空涨落)以下，则说它处于压缩态。为了区别各种不同的压缩态，我们按照被压缩的物理量来进行分类。

许多依赖于位相的非线性光学效应，均可以产生光场正交压缩态。1985年，Slusher 研究组首次在实验上获得这种压缩态光场<sup>[3]</sup>。他们选用运转于钠原子共振线附近的非简并四波混频作为非线性过程。为了增强混频增益和控制辐射场的空间相干性，混频过程在光学腔内完成。实验装置如图 1 所示。

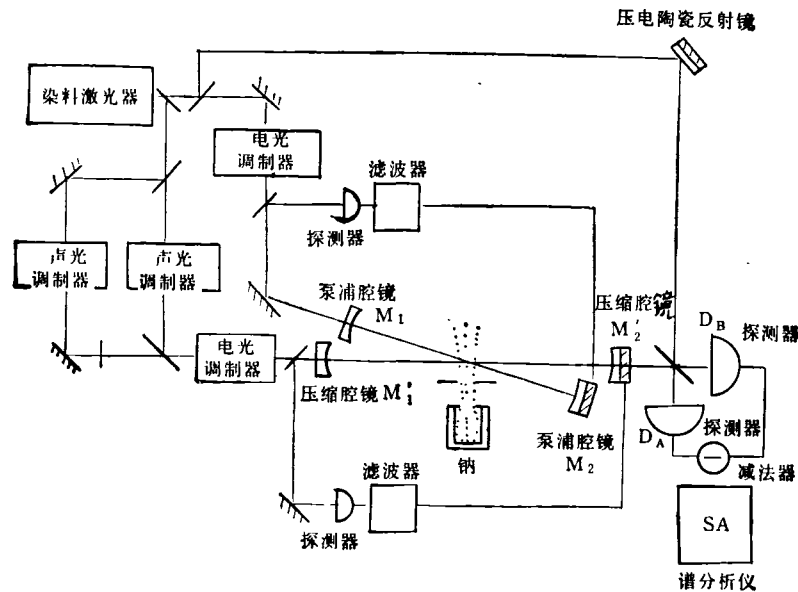


图 1 四波混频正交压缩态产生的实验装置

以环形单模连续染料激光器为泵浦源 [该激光器的输出光频被调谐到高于钠原子  $D_2$  共振线 ( $\sim 589\text{nm}$ )  $1.5\text{GHz}$  处]，把泵浦光聚焦到  $1\text{cm}$  宽的钠原子束上，并在精细度为 30 的泵浦腔 (镜  $M_1$  和  $M_2$ ) 内得以共振增强。钠原子束的密度约为  $10^{11}\text{cm}^{-3}$ ，发散度约为  $\pm 5^\circ$ 。在由压缩腔镜  $M_1'$  和  $M_2'$  所形成的共焦压缩腔

内，通过四波混频过程所形成的共轭光子对的线性组合产生正交压缩态光场。光子对相对于泵浦频率对称频移  $\pm 3\nu_{sc}$ ，其中  $\nu_{sc} = 140.5\text{MHz}$  为腔模间隔。被压缩的辐射场由  $M_2'$  (反射率  $R_2 = 98\%$ ) 输出到平衡零差探测系统进行噪声谱分析。分束器  $BS_1$  分出的一小部分输出光作为本底振荡光束 (LO)。噪声谱在本

底振荡与压缩腔之间的拍频附近观测。平衡零差探测系统被仔细校准以响应压缩腔模，其零差效率约为 75%。在首次发表的结果中，噪声功率相对于真空涨落只降低了 7%；继而他们通过改进光学元件，减小损耗和光束抖动率，使噪声功率相对于真空涨落降低到 20%<sup>[3]</sup>。虽然该实验获得的噪声降低量并不算高，但它第一次从实验上产生了压缩态光场，证明了多年来的理论预测，初步实现了突破标准量子极限的愿望。

继 Slusher 研究组之后，Shelby 研究组在 1986 年利用光学纤维中的非简并四波混频效应也获得了正交压缩态光场，其噪声功率相对于标准量子极限降低了 12.5%<sup>[4]</sup>。

与此同时，Kimble 研究组另辟蹊径，选用运转于参量振荡器阈值以下的参量下转换过程，使输出场的噪声功率相对于真空涨落降低 63%<sup>[5]</sup>。这一结果十分令人振奋。到目前为止，这一结果仍为实验上获得的这类压缩态之中最高的压缩量。实验中采用内腔倍频环行稳频 Nd:YAG 激光器输出的 0.53 μm 绿光作为泵浦光源<sup>[6]</sup>，光学参量振荡器 (OPO) 对泵浦光及下转换光 (1.06 μm) 双共振，非线性介质为掺镁铌酸锂。为了防止下转换光反变换为泵浦光，控制泵浦光功率使之低于 OPO 腔的振荡阈值 (30mW)，因而获得压缩真空态。平衡零差探测系统所使用的本底振荡光场为直接由 Nd:YAG 激光器输出的 1.06 μm 的相干态激

光。测量结果如图 2 所示<sup>[7]</sup>。

图 2 中  $\theta$  表示本底振荡位相， $V(\theta)$  为平衡零差探测器所测均方根噪声电压，分析频率为 1.8 MHz，带宽为 100kHz，虚线为无压缩态光场输入时所测的真空噪声基准。该实验的重要意义不仅在于证实了获得大幅度压缩态光场的可行性，而且可能将测量值与理论值作定量比较，并能直接应用于许多与非经典光场有关的光学物理问题的研究。实验测得的压缩谱对泵浦光功率的依赖关系与理论值符合得很好<sup>[7]</sup>。

此外，他们还由实验中所测得的数据直接证明了正交位相振幅分量之间的非零对易关系，确证所得到的压缩态是处于最小测不准态，实验结果无可辩驳地说明了 Heisenberg 测不准关系的正确性<sup>[7]</sup>。在压缩态光场的应用方面，Kimble 研究组也作了成功的尝试。他们对弱信号光束进行振幅调制，使用 OPO 腔产生的压缩真空态填补真空通道，从而使测量系统的信噪比较离散噪声极限提高 2.5 dB，建立了压缩态光谱仪的雏型<sup>[7]</sup>。

除用连续稳频激光器作泵浦源获得正交压缩态光场之外，Slusher 研究组于 1987 年采用锁模 Nd:YAG 激光器外腔倍频脉冲光序列作为泵浦源，通过参量下转换非线性过程产生了脉冲压缩态光场。被压缩光脉冲的脉宽约为 100ps，噪声功率低于真空噪声 12%<sup>[8]</sup>。由于激光脉冲峰值功率很高 (50 W)，可获得足够大的参量增益，因而可以不用 OPO 腔就可完成光场压缩，这样就拓宽了压缩光的带宽和可选用的非线性介质范围。更重要的是，脉冲压缩光的产生使人们能突破短时标度精密测量的标准量子极限。在未来的光计算机及光通信中，被压缩的脉冲光序列将起重要作用。1989 年，Slusher 研究组采用脉冲压缩光场完成了光学场的反作用逃逸测量<sup>[9]</sup>。该实验证明，可以将量子力学反作用噪声完全耦合到被测物理量的共轭量上，从而保证被测物理量的重复测量精度总是低于标准量子极限，这一技术可用于引力波探测等高精度实验中。

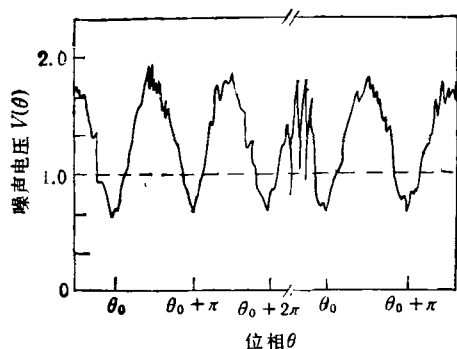


图 2 正交压缩态的量子涨落对位相的依赖关系

## 二、振幅压缩态

电磁场的幅-相最小测不准态在数学上被定义为算符

$$e^{\alpha n + i\epsilon^{-1}S}$$

的本征态,其中  $n$  是粒子数算符,  $S = 1/(2i) \cdot [(n+1)^{-1/2}a - a^+(n+1)^{-1/2}]$  为位相正弦算符,  $a$  与  $a^+$  为光子湮灭与产生算符,  $\alpha$  为压缩参量.

当  $\alpha > \ln(2\langle n \rangle)^{-1/2}$  时,光子数噪声低于标准量子极限,即

$$\langle \Delta n^2 \rangle < \langle n \rangle,$$

同时位相正弦算符噪声(即位相噪声)高于标准量子极限,即

$$\langle \Delta S^2 \rangle / \langle C \rangle^2 > 1/(4\langle n \rangle),$$

而最小测不准关系

$$\langle \Delta n^2 \rangle \langle \Delta S^2 \rangle = \langle C \rangle^2 / 4$$

仍然成立. 这里,  $C = 1/2 \cdot [(n+1)^{-1/2}a + a^+(n+1)^{-1/2}]$  为位相余弦算符.

这种类型的电磁场称为幅-相压缩态或振幅压缩态,其光子数呈亚泊松统计分布,故有时也称为亚泊松光.

最早产生振幅压缩态的装置由 Yamamoto 研究组完成. 他们利用负反馈原理控制和稳定半导体激光器的泵浦电流,使输出光电流起伏谱低于标准量子极限以下 7dB,同时记录到

$$\langle \Delta n^2 \rangle = 0.26\langle n \rangle$$

的亚泊松光子统计分布<sup>[10]</sup>. 其原理如图 3(a) 所示.

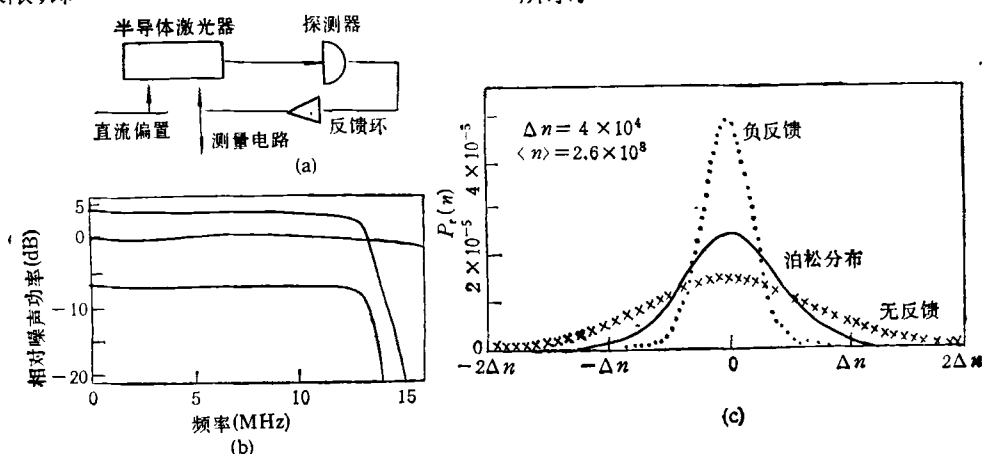


图3 负反馈回路产生振幅压缩态的实验装置及实验结果

(a) 实验装置简图; (b) 输出光电流谱密度, LED 曲线为标准量子极限; (c) 输出光电子统计分布曲线

一个单纵模 GaAs 半导体激光器 (HLP-1400) 被偏置到

$$I/I_{th} = 2-3,$$

其中  $I_{th}$  为阈值电流,发射波长为  $0.82\mu\text{m}$ . 输出激光被量子效率为 80% 的 Si 光电二极管  $P_D$  接收,光电流经反相和放大之后叠加在激光器的直流偏置上,以反作用于光子流的噪声涨落. 图 3 (b) 为由谱分析仪测定的光电流涨落谱,图 3 (c) 为由光子计数系统记录的光子数统计分布. 由图 3 (b) 和 (c) 可知,在未加反馈时,光电流涨落谱高于标准量子极限 4—5dB,光子数呈超泊松统计分布. 加反馈稳定系统之

后,光电流涨落谱则低于标准量子极限 6—7dB,光子数呈亚泊松统计分布.

正交压缩态一般要求平衡零差探测,而振幅压缩态却可以用谱仪或光子计数系统直接探测. 进行这类探测的关键是如何确定标准量子极限和泊松光子统计,以作为比较标准. 因为 Si 光电二极管的量子效率依赖于噪声频率,加上显示在谱仪上的绝对功率谱并不可靠,所以在实验上,确定绝对量子噪声基准是非常困难的. 为此,采用 GaAs 发光二极管 (LED) 的输出作为量子噪声基准,测量的时间间隔为  $T \approx 10^{-7} - 10^{-8}\text{s}$ ,远远大于 LED 的相干时间

( $\sim 10^{-12}$ s), 因此, 采用 LED 可以得到标准量子极限的光电流噪声谱和泊松光子统计分布。

虽然负反馈方式可以降低光电流涨落, 但是无法提取被压缩的光场以供应用。因为如果在输出光束中用分束器提取一部分输出光, 另一部分用于反馈, 则从分束器进入的真空场将破坏两列波的光子数之间的量子力学相关, 从而使光电流谱密度和光子数统计变得比不加反馈时更坏<sup>[10]</sup>。

Yamamoto 研究组还设计了另一类半导体激光装置, 输出的振幅压缩态光场可供应用。1986 年, 他们首先提出通过消除激光器泵浦噪声可以直接获取振幅压缩态光场的理论<sup>[11]</sup>。第二年, 该研究组通过高阻抗泵浦电流源来抑制泵浦噪声, 用 InGaAsP/InP 分布反馈 (distributed feedback) 半导体激光器第一次从实验上获得振幅压缩态激光输出<sup>[12]</sup>。在 350—450 MHz 范围内, 光电流噪声谱可降低到标准量子极限以下; 在 400MHz 处降得最低, 为标准量子极限以下 7.3%; 在 100MHz 处, 平均噪声功率降低到标准量子极限以下 4.1%。1988 年, 他们将 AlGaAs/GaAs 半导体激光器以及它的偏置电路和微型准直透镜置于低温恒温器内, 让系统在 77 K 的低温下运转, 并提高探测器的量子效率, 将振幅起伏噪声功率降低至量子极限之下 32%, 噪声频率范围扩大到从直流至 1.1 GHz。该实验测定的振幅压缩量对泵浦速率和光学损耗的依赖关系与理论预测符合得很好<sup>[13]</sup>。1991 年, 该研究组进一步减小测量系统光学反馈, 并让激光器与探测器面对面直接耦合, 以增加探测的效率, 使 Mitsubishi TJS 半导体激光器输出光的光电流起伏噪声功率降低至离散噪声水平以下 85% (-8.3dB)。如果将探测器的量子效率(89%)计算在内, 那么相应于 96% (-14dB) 的振幅压缩量则是目前所获得的最接近于光子数态的非经典光场<sup>[13]</sup>。其基本实验装置如图 4 (a) 所示。

整个系统安装在单块铜底座上, 并放置于低温恒温器内, 工作温度约为 66K。两个硅 p-i-n 探测器  $D_1$  和  $D_2$  按照平衡结构排列。

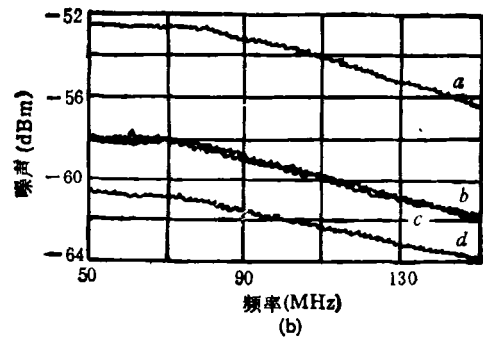
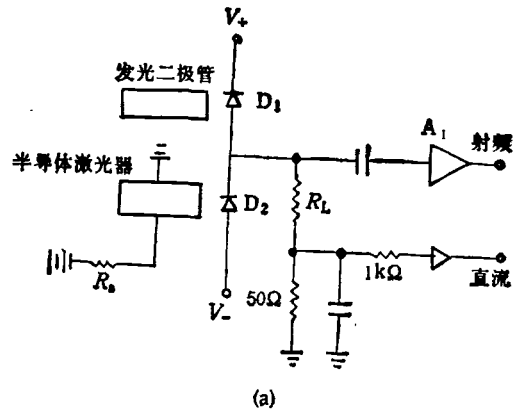


图 4 半导体激光器振幅压缩态产生的实验装置及实验结果 (a) 实验装置简图; (b) 输出场振幅噪声电流涨落谱

激光器与  $D_2$ , 光二极管 (LED) 与  $D_1$  面对面紧密耦合, 其间距小于 2mm。激光器输出表面反射率小于 3%, 后表面反射率高于 90%, 外部微量子效率约为 57%, 阈值电流为 0.45 mA。  $A_1$  为自制的高增益、低噪声放大器, 在 50MHz—2.5GHz 之间, 其增益为 18dB。光电管  $D_1$  与  $D_2$  的响应特性应该完全一致, 以保证噪声基准的精确性。振幅噪声电流涨落谱如图 4 (b) 所示(图中所有的曲线均减去了热背景噪声)。曲线 a, b 和 c 是在同一探测电流 ( $I_d = 8.6$ mA) 下记录的。曲线 a 是 LED 的噪声功率谱, 作为离散噪声极限; b 和 c 为激光器噪声谱; 曲线 b 与 a 由同一探测器  $D_1$  记录, 而曲线 c 则由探测器  $D_2$  记录。曲线 b 与 c 几乎完全重合, 说明  $D_1$  与  $D_2$  响应特性一致。在记录 LED 的噪声功率时将激光器关闭, 反之亦然。曲线 d 为高泵浦速率 ( $I_d = 11.3$ mA) 时的激光器噪声功率谱, 其振幅噪声低于离散噪

声极限 8.3dB.

应该指出的是,对于光子数态,其正交位相振幅分量的噪声

$$\Delta a_1^2 = \Delta a_2^2 = (2n + 1)/4$$

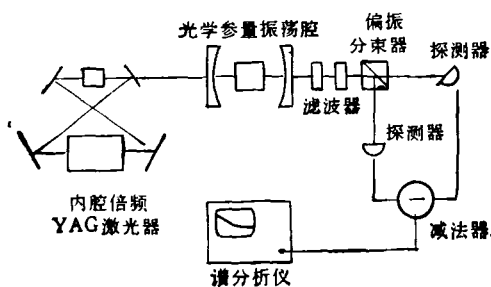
大于真空噪声基准,因此它不是正交分量的最小测不准态。振幅压缩态相位无规涨落增大,不能用于要求位相相关的精密测量与相敏实验中。但由于光子数噪声可以降至很低(原则上可以降至零)而不要求光子数趋于无限,其产生装置又比较简单,所以在改善光通信的通道容量以及某些非相敏超量子极限的精密测量中有很大的应用潜力。

### 三、强度差量子涨落降低

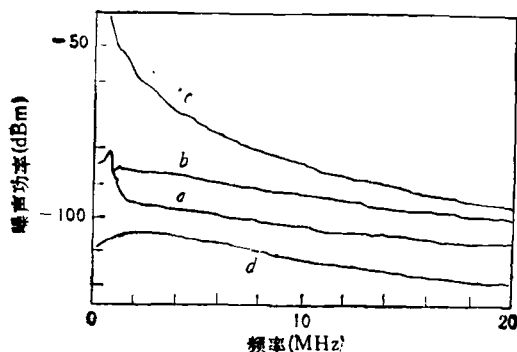
由于参量下转换非线性光学过程中所产生的孪生光束对 (twin beams) 具有极强的量子相关性,因此它们的强度差涨落可能远低于标准量子极限。法国国家中心实验室的 Giaco-

bino 研究组于 1987 年首次用稳频氩离子激光器作为光源,在 OPO 腔中通过非简并参量下转换将信号光与闲置光之间的强度差噪声功率降低到标准量子极限以下 30%<sup>[4]</sup>。在这之后,他们减小系统损耗,于 1989 年将噪声进一步压低到标准量子极限以下 69%<sup>[5]</sup>。1991 年,他们又改进光源,采用内腔倍频环行 Nd:YAG 激光器以提高泵浦功率,同时提高探测器的灵敏度,使强度差噪声低于标准量子极限 86%。实验基本装置如图 5 (a) 所示。

用 Nd:YAG 激光器输出的连续单模倍频激光 ( $\lambda = 0.53\mu\text{m}$ , 功率为 460 mW) 泵浦参量振荡器 (OPO)。在 OPO 腔中,通过 KTP 晶体的参量下转换过程,产生正交偏振的非简并红外孪生光束对,双光束波长之差小于 1nm。OPO 腔镜的曲率半径为 20.0 mm,腔长为 35 mm,输出镜对下转换红外光的透射率为 6.3%。F 为二相色滤波器,用以滤除泵浦绿光。偏振分束器 BS 将红外孪生光束分为两束,分别被



(a)



(b)

图 5 强度差量子涨落降低的实验装置及实验结果  
(a) 实验装置; (b) 实验结果

光电二极管 PA 和 PB 探测。探测器被倾斜至接近布儒斯特角,以减小反射提高探测效率。两个探测器的直流分量相加并放大后用于稳定 OPO 腔的红外输出光强度;而其交流分量(0.5-20MHz)通过减法器相减后由谱分析仪 SA 记录噪声功率谱。半波片 HW 插在偏振分束器 BS 之前,以改变入射光的偏振方向。当入射光的偏振方向与偏振分束器 BS 的光轴平行(或垂直)时,孪生双光束按自身的偏振方向被分为两束,相减后其强度差噪声被压缩到标准量子极限之下;而当入射光的偏振方向与 BS 的光轴成  $45^\circ$  角时,孪生光束对中每一偏振态均被分裂为相等的两组,从而使 BS 只起到普通的  $1/2$  分束器的作用,相减之后其强度差噪声为离散噪声基准。测量结果如图 5(b) 所示,其中曲线 a 为双光束强度差噪声功率谱, b 为相应的离散噪声功率谱, c 为单光束噪声功率谱, d 为仪器电子噪声基准。

虽然相关孪生光束对强度差的量子噪声可以降得很低,但它们每一束光本身均为经典光场,场分量没有被压缩<sup>[16]</sup>,这样就限制了其应用范围。1990 年, Giacobino 研究组在上述实验工作的基础上,通过电光前向反馈(feed-forward)技术,利用 OPO 腔产生的量子相关光束对中的一束去控制另一束,使得另一光束的振幅噪声功率降低于真空噪声极限 24%,获得了振幅压缩态光场<sup>[17]</sup>。与 Kimble 研究组不同的是,实验中 OPO 腔的泵浦功率高于其振荡阈值( $\sim 420$  mW),因而获得的是振幅压缩相干态,而不是正交压缩真空态。前者, OPO 起参量放大作用;后者, OPO 则是参量振荡器,因而输出光束类似于激光,具有很高的光强度。在产生振幅压缩态光场的实验中,人们只关心孪生光束对的强度量子相关性,而不考虑位相相关,因此,影响压缩度的主要因素是系统的无规光强损耗,对于泵浦场的频率稳定性和腔精精度等方面的限制不象产生正交压缩态那样严格。利用强度差噪声起伏降低装置可以测量低于离散噪声极限的微小吸收、散射及偏振面旋转等

我国的光场压缩态的实验研究开展得比较

晚,但近几年已初具规模。中国科学院物理研究所的吴令安同志和山西大学光电研究所的彭堃焯同志等曾经先后在 Kimble 研究组参加了有关正交压缩态的产生及应用等方面的一系列工作。回国后,分别建立了光场压缩态的实验装置,进行了双模光场压缩态的实验工作<sup>[18]</sup>。中国科学院上海光学精密机械研究所与华东师范大学联合组建的量子光学开放实验室,也开展了使用半导体激光器产生振幅压缩态方面的实验研究。

压缩态光场突破了量子极限的制约,它的出现使许多过去希望达到但因技术手段不够而无法达到的物理探测实验有了实现的可能,如引力波探测、超低噪声通信和量子非破坏性测量等。此外,它还能用于超长弛豫时间、超窄线宽(远低于自然线宽)光谱学研究等。同时,这种非经典光场的产生也使一些基本量子力学原理能用实验来验证。因此,无论是在应用研究还是在理论研究中,压缩态光场均有十分重要的应用前景。

- [1] 曹昌祺,物理,20(1991),460.
- [2] 郭光灿,物理,21(1992),32;彭堃焯,物理,20(1991),588.
- [3] R. E. Slusher et al., *Phys. Rev. Lett.*, 55(1985), 2409; *J. Mod. Opt.*, 34(1987), 761.
- [4] R. M. Shelby et al., *Phys. Rev. Lett.*, 57(1986), 691.
- [5] Ling-an Wu et al., *Phys. Rev. Lett.*, 57(1986), 2520; *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(1987), 1465.
- [6] K. C. Peng et al., *Appl. Opt.*, 24(1985), 938.
- [7] M. Xiao et al., *Opt. Lett.*, 13(1988), 476.
- [8] R. E. Slusher et al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 2566.
- [9] A. La. Porta et al., *Phys. Rev. Lett.*, 62(1989), 28.
- [10] S. Machida and Y. Yamamoto, *Opt. Commun.*, 57(1986), 290.
- [11] Y. Yamamoto et al., *Phys. Rev. A*, 34(1986), 4025.
- [12] S. Machida et al., *Phys. Rev. Lett.*, 58(1987), 1000; *Phys. Rev. Lett.*, 60(1988), 792.
- [13] W. H. Richardson et al., *Phys. Rev. Lett.*, 66(1991), 2867.
- [14] A. Heidmann et al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 2555.
- [15] T. Debuisschert et al., *Quantum Opt.*, 1(1989), 3.
- [16] S. M. Barnett and P. L. Knight, *J. Mod. Opt.*, 34(1987), 841.
- [17] M. Mertz et al., *Phys. Rev. Lett.*, 64(1990), 2897.
- [18] 刘晶等,光学学报,11(1991), 409; 11(1991), 602; Yi-min Lian et al., 92' SISQO Proc. SPIE, Vol. 1726; Zhang Tiancai et al., *Acta Physica Sinica (Overseas Edition)*, 1-2(1992), 94; 彭堃焯等,物理学报,待发表.