

文章编号 : 0253-2239(2001)07-0857-04

非理想强度差起伏量子非破坏性测量的实验方案

苏 红¹⁾ 张为俊¹⁾ 王世兴²⁾

(1), 中国科学院安徽光学精密机械研究所激光光谱学开放实验室, 合肥 230031
(2), 中国科学院固体物理研究所, 合肥 230031

摘要: 提出了一种强度差起伏量子非破坏性(QND)测量的实验方案, 该方案通过一个非简并光学参量放大腔实现。推导了在非理想状态下该系统的传输系数和量子态制备能力的关系式, 分别讨论了探针输入噪声谱和探测系统测量效率对其测量的影响。结果表明: 探针输入噪声越小, 测量效率越高, 则其测量质量就越好, 且对测量效率越敏感。

关键词: 量子非破坏性测量; 强度差起伏; 非简并光学参量放大腔

中图分类号: TB96 文献标识码: A

1 引 言

量子测量理论指出, 当对某一微观物体的可观测量进行精密测量时, 将不可避免地对其共轭量产生一个扰动(即“测量噪声”), 这一扰动通常又反作用于原可观测量, 从而限制了测量精确度。70年代, Braginski 首先提出了量子非破坏性(QND)测量原理^[1], 克服了“测量噪声”, 达到了经典测量无法实现的超高精度, 同时也满足了量子测不准原理。近年来, 人们已经实现了几种不同类型的量子非破坏性测量^[2-10], 并在此基础上, 又开展了“量子非破坏性”测量^[7,10], 它满足 Holland 提出的判据^[11], 然而被测物理量通过测量装置后被线性地放大或衰减。1996年, Walls 等人利用两腔镜组成的非简并光学参量振荡腔(NOPA), 提出一种强度差量子非破坏性测量的理论方案^[8], 在阈值以上可由探针光的信息来推知待测物理量。

在上述基础上, 我们提出了一种通过非简并光学参量放大腔(NOPA)实现真正意义上的强度差起伏量子非破坏性测量的实验方案, 克服了以上测量的缺点。本文主要讨论了探针输入噪声和探测系统测量效率对测量的影响。

2 实验方案

实验装置如图 1(a)所示, 绿光抽运光和两个偏振红外信号光(s 和 p 偏振光)同时注入非简并光学

参量放大腔(由 M_1 、 M_2 、 M_3 和 M_4 四个腔镜组成)。其中, M_1 (信号耦合镜)、 M_2 (探针耦合镜)对红外光的透射率分别为 1%、5%, 对绿光全反; M_3 (绿光输入镜)对绿光透射率为 5%, 对红外全反; M_4 是全光反射镜。这里, α -切割的 KTP 作为非线性晶体, PZT 为压电陶瓷。在 M_1 处注入信号场(即被测物理量)绝大部分被反射, 而仅有少量场进入非简并光学参量放大腔被耦合放大并在 M_2 处进行测量。

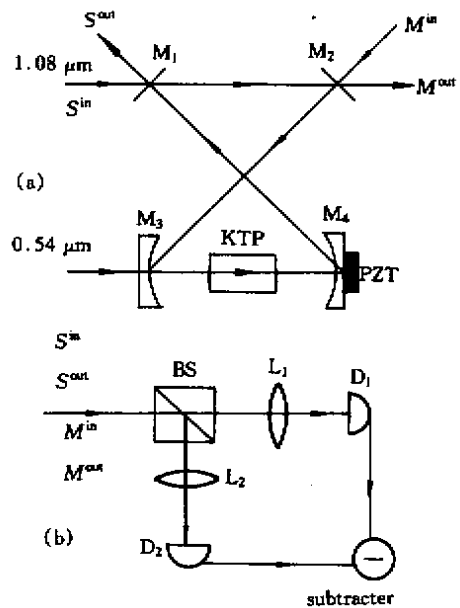


Fig. 1 Measurement scheme. (a) Experimental device;

(b) The balanced self-homodyning detection system

图 1(b)中, 平衡零拍探测系统分别由偏振分束器 BS、两个聚焦透镜(L_1 和 L_2)、两个光探测器(D_1

和 D_2 和一个减法器组成,其光电流差噪声可由谱仪记录下来。这样,将具有两偏振(s和p偏振)特性的信号输入场(S^{in})信号输出场(S^{out})探针输入场(M^{in})和探针输出场(M^{out})分别通过该测量系统后,可得到各自量子非破坏性测量的强度差起伏变量信息。

3 理论分析

在图 1(a)中,环形内腔谐波模、s和p偏振亚谐波模的光子湮灭算符分别被表示为 a_0 、 a_1 和 a_2 ,且 $a_1 = a_2 = \alpha$ 。若该腔仅被谐波相干光场抽运,它叫非简并光学参量振荡腔,且平均抽运场 $a_0^{\text{in}} = \beta_0$,只有超过一定的阈值后,才有亚谐波模产生;若同时又有s和p偏振亚谐波模注入,那么它就叫非简并光学参量放大腔。相对非简并光学参量振荡腔而言,非简并光学参量放大腔更有利于实现真正意义上的量子非破坏性测量,因为它只要有少量的信号注入,就可以在腔中耦合放大,从而被测物理量经过测量装置后基本不变,并在阈值以下很容易产生明亮的强度差压缩态,从而增强了输入场与输出场之间的关联。假定 M_1 处的信号输入(输出)场为 $a_{s,k}^{\text{in(out)}}$, M_2 处的探针输入(输出)场为 $a_{m,k}^{\text{in(out)}}$,且有 $a_{s,k}^{\text{in}} = \beta_1$, $a_{m,k}^{\text{in}} = 0$ 则

$$\begin{aligned} a_{s,k}^{\text{out}} &= \bar{a}_s^{\text{out}} = \sqrt{2\gamma_b} \alpha - \beta_1, \\ a_{m,k}^{\text{out}} &= \bar{a}_m^{\text{out}} = \sqrt{2\gamma_c} \alpha, \end{aligned}$$

其中下标 s 、 m 分别代表与信号和探针有关的量, k 为 1、 χ 分别表示 s 和 p 偏振光), γ_b 与 γ_c 分别是基频光经过 M_1 、 M_2 后的透射损耗。本文结合实际,讨论了一些实验操作条件对该测量过程的影响。

量子非破坏性测量中, S^{in} 和 M^{in} 的可观测变量分别为强度差起伏 δX_s^{in} 和 δX_m^{in} :

$$\delta X_s^{\text{in}}(\Omega) = \chi (I_{s,1}^{\text{in}} - I_{s,2}^{\text{in}}) = \beta_1 \chi (a_{s,1}^{\text{in}} - a_{s,2}^{\text{in}}) \sqrt{2} = \sqrt{2} \beta_1 \delta r_s^{\text{in}}(\Omega) \sqrt{2}, \quad (1a)$$

$$\delta X_m^{\text{in}}(\Omega) = \chi (I_{m,1}^{\text{in}} - I_{m,2}^{\text{in}}) = \sqrt{2} \delta r_m^{\text{in}}(\Omega) \sqrt{2}, \quad (1b)$$

这里 Ω 为测量频率, $I_{\xi,m}^{\text{in}}$ 为光强 $\delta r_{\xi,m}^{\text{in}}(\Omega) = \chi (a_{\xi,m,1}^{\text{in}} - a_{\xi,m,2}^{\text{in}}) \sqrt{2}$ 表示振幅差起伏。假设两个信号输入光场是无量子关联的相干光,且探针输入光为真空输入,则相应的振幅差噪声谱为

$$|\delta r_{\xi,m}^{\text{in}}(\Omega)|^2 = 1.$$

同理可得 S^{out} (M^{out}) 的可观测变量为

$$\delta X_{\xi,m}^{\text{out}}(\Omega) = \chi (I_{\xi,m,1}^{\text{out}} - I_{\xi,m,2}^{\text{out}}) = \bar{a}_{\xi,m}^{\text{out}} \chi (a_{\xi,m,1}^{\text{out}} - a_{\xi,m,2}^{\text{out}}) \sqrt{2}. \quad (2)$$

若不考虑其它损耗,则在耦合镜处可得到光场正交振幅分量的输入输出关系式为

$$\left. \begin{aligned} a_{s,\xi(2)}^{\text{out}} &= \sqrt{2\gamma_b} a_{\xi(2)} - a_{s,\xi(2)}^{\text{in}}, \\ a_{m,\xi(2)}^{\text{out}} &= \sqrt{2\gamma_c} a_{\xi(2)} - a_{m,\xi(2)}^{\text{in}}. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

但实际上,在信号和探针光从非简并光学参量放大腔耦合输出到经过探测系统获取可观测变量信息的过程中,由于光学元件的损耗及探测器测量效率的不完善,使信号和探针输出光中输入信号衰减,同时引入附加真空噪声起伏,从而降低了输入与输出可观测变量之间的关联。所以实际测量结果应考虑光学损耗的影响。假设探测系统的光学传输效率为 η , 则(3)式应改为

$$a_{s,\xi(2)}^{\text{out}} = \sqrt{\eta} (\sqrt{2\gamma_b} a_{\xi(2)} - a_{s,\xi(2)}^{\text{in}}) + \sqrt{1-\eta} U_{s,\xi(2)}, \quad (4a)$$

$$a_{m,\xi(2)}^{\text{out}} = \sqrt{\eta} (\sqrt{2\gamma_c} a_{\xi(2)} - a_{m,\xi(2)}^{\text{in}}) + \sqrt{1-\eta} U_{m,\xi(2)}. \quad (4b)$$

其中, $U_{\xi,m,\xi(2)}$ 表示在输出光中因损耗引起的真空起伏场。则实际输出光的可观测变量为

$$\delta X_s^{\text{out}}(\Omega) = \sqrt{2\eta} \bar{a}_s^{\text{out}} \times [\sqrt{\eta} (\sqrt{2\gamma_b} \delta r - \delta r_s^{\text{in}}) + \sqrt{1-\eta} \delta U_s] \sqrt{2}, \quad (5a)$$

$$\delta X_m^{\text{out}}(\Omega) = \sqrt{2\eta} \bar{a}_m^{\text{out}} \times [\sqrt{\eta} (\sqrt{2\gamma_c} \delta r - \delta r_m^{\text{in}}) + \sqrt{1-\eta} \delta U_m] \sqrt{2}. \quad (5b)$$

其中 $\delta U_{\xi,m} = \chi (U_{\xi,m,1} - U_{\xi,m,2}) \sqrt{2}$ 为真空耦合模。根据文献 [8, 12], 可得到内腔两偏振模的振幅差起伏 δr 为

$$\delta r = \chi (a_1 - a_2) \sqrt{2} = (\sqrt{2\gamma_b} \delta r_s^{\text{in}} + \sqrt{2\gamma_c} \delta r_m^{\text{in}}) (\gamma' - i\Omega), \quad (6)$$

这里 $\gamma' = \chi (\gamma_b + \gamma_c) - \sqrt{2\gamma_b} \beta_1 / \alpha$ 。将(6)式代入(5)式,可得到输出与输入的可观测变量之间的关系。总之,信号和探针场无论是在注入非简并光学参量放大腔之前,还是从非简并光学参量放大腔耦合出来,均可在图 1(b)的探测系统中测量出来。

为了定量表示量子非破坏性测量质量, Holland 和 Grangier 相继提出了对量子非破坏性系统进行总体评价的理论和实验判据^[2,7,11]: C_m^2 、 C_s^2 、 $V_{s,m}$ 和 T_s 、 T_m 、 $V_{s,m}$ 。前者的三个量子关联系数分别反映了测量结果的有效性、测量过程对被测物理量的非破坏程度以及相应态的制备能力,而后者分别表示

两个传输系数和态制备能力,其中两个传输系数分别描述了测量装置中传输信息的非破坏性和可读出信号的有效性,实际上反映了输入与输出场的量子关联程度。已经证明^[7]在量子范围内,量子非破坏性测量要求传输系数为 $T = T_s + T_m > 1$ 以及态制备能力 $V_{s/m} < 1$,而对于理想的量子非破坏性测量,则要求 $T = 2$ 且 $V_{s/m} = 0$,即信号、探针输出场与信

号输入场完全关联,信号输出场与探针输出场也完全关联。

在调制强度不高且输入场是相干光或压缩光的条件下^[2,3,1], $T_s = C_s^2$, $T_m = C_m^2$ 。为了简化起见,取 $\Omega = 0$ 根据文献[11]的定义,可得量子非破坏性测量的实验判据为:

$$T_s = \frac{(1 - xy)^2}{y \left[|\delta r_m^{\text{in}}|^2 + (1 - xy)^2 + (1 - \eta) \{ 1 + (1 - x)y \} / \eta \right]}, \quad (7)$$

$$T_m = \frac{1}{1 + y(1 - x)^2 \left[|\delta r_m^{\text{in}}|^2 + y(1 - \eta) \{ 1 + 1/y - x \} / \eta \right]}, \quad (8)$$

$$V_{s/m} = \frac{1}{[1 + (1 - x)y]^2} \{ y \left[|\delta r_m^{\text{in}}|^2 + (1 - xy)^2 + (1 - \eta) \{ 1 + (1 - x)y \} / \eta \right] - [1 + (|\delta r_m^{\text{in}}|^2 - x - x |\delta r_m^{\text{in}}|^2) y] \{ 1 + y(1 - x)^2 \left[|\delta r_m^{\text{in}}|^2 + y(1 - \eta) \{ 1 + 1/y - x \} / \eta \right] \} \}, \quad (9)$$

这里 $y = \gamma_b/\gamma_c$, $x = \beta_1/\sqrt{2\gamma_b\alpha}$ (即振幅比)。由上可知,影响强度差起伏量子非破坏性测量的因素有 x 、 y 、探针输入噪声以及探测系统测量效率。在理想测量效率(即 $\eta = 1$)和探针输入为真空噪声(即 $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 1$)的情况下,当 y 较小时可达到较为理想的量子非破坏性测量^[8]。下面将讨论在 $y = 0.2$ 时,探针输入噪声和探测系统测量效率对量子非破坏性测量的影响。

当 $\eta = 1$ 时[见图 2(a)],实线 a 和 b 分别表示当 $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 1$ 时 T 和 $V_{s/m}$ 随 x 的变化情况,虚线 a' 和 b' 则对应其在真空噪声压缩到 50%(即 $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 0.5$) 时的情况;而当 $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 1$ 时[见图 2(b)],实线 a 和 b 分别表示当 $\eta = 1$ 时 T 和 $V_{s/m}$ 随 x 的变化情况,虚线 a' 和 b' 则对应其在非理想测量效率(即 $\eta = 0.9$) 时的情况。结果表明:在一定参考腔、输入场的情况下,测量判据 T 、 $V_{s/m}$ 随着测量效率的提高、探针输入噪声的减小而能达到比较理想的量子非破坏性测量,且对测量效率更敏感些。

4 讨论与结论

在实验中, $y = 0.2$ 并取 $x = 0.3$ 。根据本文的理论推导,当 $\eta = 1$, $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 1$ (即文献[8][12]的情况)时,则可得到其量子非破坏性测量判据 T 和 $V_{s/m}$ 分别为 1.73 和 0.016;当取 $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 0.5$, $\eta = 1$ 和 $\eta = 0.9$, $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 1$ 两种情况时,则相应的 T 和 $V_{s/m}$ 分别为 1.85、0.0086 和 1.03、0.045,

它们都能很好地满足 Holland 的量子非破坏性判据。由此可得,探测装置的 η 对测量判据影响较大, η 越接近 1, $|\delta r_m^{\text{in}}|^2$ 越小,则强度差起伏的量子非破坏性测量的质量就越接近理想状态。

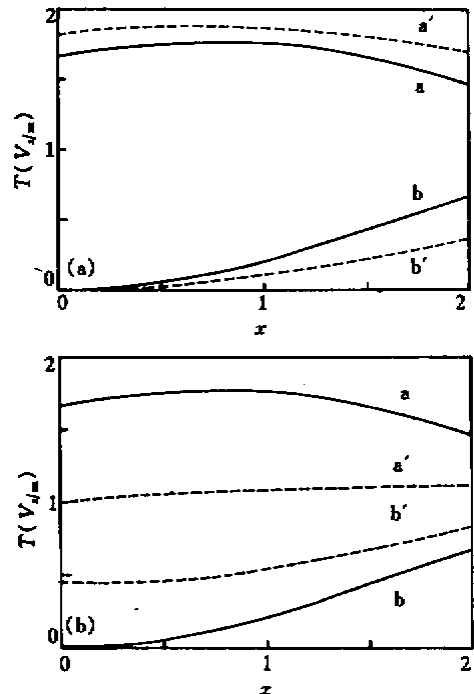


Fig.2 The influence of $|\delta r_m^{\text{in}}|^2$ and η on $T, V_{s/m}$. (a) $T, V_{s/m}$ versus x on the condition of $\eta = 1$. (b) $T, V_{s/m}$ versus x on the condition of $|\delta r_m^{\text{in}}|^2 = 1$

本文所提实验方案不需要考虑相位特点,且在阈值以下非简并参量放大过程中很容易获得强度差压缩态,能够增强输入与输出场之间的关联。若同时采用高效率探测系统,所测到的量子非破坏性质

量应更接近理想状态,并能实现真正意义上的量子非破坏性测量,这为将来远距离光学通讯提供了广泛的应用前景。

衷心感谢山西大学光电研究所彭堃墀教授、谢常德教授、王海副教授以及张云博士的热情帮助。

参 考 文 献

- [1] Braginski V B , Vorontsov Y I , Khalili F Y . *Sov. Phys. JETP.* , 1977 , **46** (4) : 705 ~ 718
- [2] Poizat J P , Grangier P . Experimental realization of a quantum optical tap . *Phys. Rev. Lett.* , 1993 , **70** (3) : 271 ~ 274
- [3] Roch J F , Vigneron K , Grelu P *et al.* . Quantum nondemolition measurements using cold trapped atoms . *Phys. Rev. Lett.* , 1997 , **78** (4) : 634 ~ 637
- [4] Pereira S F , Ou Z Y , Kimble H J . Backaction evading measurements for quantum nondemolition detection and quantum optical tapping . *Phys. Rev. Lett.* , 1994 , **72** (2) : 214 ~ 217
- [5] Bruckmeier R , Schneider K , Schiller S *et al.* . Quantum nondemolition measurements improved by a squeezed meter input . *Phys. Rev. Lett.* , 1997 , **78** (7) : 1243 ~ 1246
- [6] Bencheikh K , Simonneau C , Levenson J A . Cascaded amplifying quantum optical taps : a robust noiseless optical bus . *Phys. Rev. Lett.* , 1997 , **78** (1) : 34 ~ 37
- [7] Poizat J P , Roch J F , Grangier P . Characterization of quantum non-demolition measurements in optics . *Annales de Physique* , 1994 , **19** (3) : 265 ~ 297
- [8] Harrison F E , Walls D F . QND measurement of intensity difference fluctuations . *Opt. Commun.* , 1996 , **123** (1/3) : 331 ~ 343
- [9] Bruckmeier R , Hansen H , Schiller S . Repeated quantum nondemolition measurements of continuous optical waves . *Phys. Rev. Lett.* , 1997 , **78** (8) : 1463 ~ 1466
- [10] Wang Hai , Zhang Yun , Pan Qing *et al.* . Experimental realization of a quantum measurement for intensity difference fluctuation using a beam splitter . *Phys. Rev. Lett.* , 1999 , **82** (7) : 1414 ~ 1417
- [11] Holland M J , Collett M J , Wall D F *et al.* . Nonideal quantum nondemolition measurements . *Phys. Rev. (A)* , 1990 , **42** (5) : 2995 ~ 3005
- [12] Harrison F E , Walls D F , Smith P J C *et al.* . QND measurements using dual ported cavities . *Appl. Phys. (B)* , 1997 , **64** (2) : 225 ~ 233

Experimental Scheme of Nonideal QND Measurement for Intensity Difference Fluctuations

Su Hong¹⁾ Zhang Weijun¹⁾ Wang Shixing²⁾

(1) , *Laser Spectrum Laboratory , Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics , The Chinese Academy of Sciences , Hefei 230031*
 (2) , *Institute of Solid State Physics , The Chinese Academy of Sciences , Hefei 230031*

(Received 21 February 2000 ; revised 19 May 2000)

Abstract : Based on the theory proposed by Walls et al , an experimental scheme of quantum non-demolition (QND) measurement for intensity difference fluctuations is put forward , which is realized though a nondegenerate optical parametric amplifier . The relations of transference coefficients and the ability for quantum state preparation are deduced on the nonideal condition , and the influences of probe input noise spectrum and measurement efficiency of detection system on the measurement criteria are discussed , respectively . In conclusion , the smaller probe input noise and the larger measurement efficiency , the measurement quality is better and more sensitive to the measurement efficiency .

Key words : quantum non-demolition measurement ; intensity difference fluctuations ; nondegenerate optical parametric amplifier