

常温下 LED 串接放大实现 QND 光学测量*

张俊香 张天才 D. van Effenterre[†] 谢常德 彭堃掇

(山西大学光电研究所,太原 030006)

(1998 年 6 月 29 日收到;1999 年 1 月 20 日收到修改稿)

利用高效率的发光二极管(LED)串接放大,采用大面积高效光电探测器面对面耦合,在常温下从实验上实现了被调制的光子数的光学 QND 测量,获得量子传输系数 $T = T_s + T_m = 1.8$,态制备能力 $V_{\omega_m} = 0.92$ 的测量结果.

PACC: 4250; 0365

1 引 言

量子测量理论指出,由于不确定性关系的存在,当对一对共轭力学量的一个进行测量时,将使得另一个共轭量受到扰动,同时在体系的演化中会通过某些过程耦合回来,使得被测力学量的起伏增大,这种受不确定性关系支配的起伏是随机的,不可预测的,因而无法再次对它进行精密测量.1975 年,Braginsky^[1]提出量子非破坏性测量理论(QND),在 QND 模式下可以克服量子反作用带来的影响,突破由不确定性关系限定的量子极限,实现经典测量方法无法达到的超高精度重复测量.其测量手段是实行间接测量,通过一定的耦合系统,将待测信号耦合于探针(Meter)中,只要耦合系统的演化满足如下条件:

$$\begin{aligned} X_s^{\text{out}} &= X_s^{\text{in}}, & Y_s^{\text{out}} &= Y_s^{\text{in}} + GX_m^{\text{in}}, \\ X_m^{\text{out}} &= X_m^{\text{in}}, & Y_m^{\text{out}} &= Y_m^{\text{in}} + GX_s^{\text{in}}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $X_s^{\text{in}}, Y_s^{\text{in}}$ 为待测信号的一对共轭可测变量, $X_m^{\text{out}}, Y_m^{\text{out}}$ 为探针场的一对共轭可测变量, G 为耦合系统的增益常数,就可通过对探针的可测量 Y_m^{out} 进行测量来推知被测信号 X_s^{in} ,同时探测过程引入的噪声完全进入待测信号的共轭变量中,因而保持待测信号不变,“逃逸”量子反作用的影响.即保持自身初始的量子态不被“破坏”.

QND 光学测量诞生于 20 世纪 80 年代^[2,3],应用非线性光学耦合系统实现了对光场的正交位相分

量的 QND 测量.随着激光技术尤其是压缩光实验技术的不断发展,QND 测量技术不断取得新进展,由脉冲光测量^[4-6]转向连续光测量^[7],同时应用压缩光作探针大大地提高了测量信噪比,改善了测量结果^[8],并且实现了重复 QND 测量^[9,10].与光场正交振幅分量的 QND 测量比较,由于产生光子数压缩的实验条件更易于实现^[11],而且在实际应用中光电探测器又均是直接对光子数产生响应,因而对光场光子数的 QND 测量研究就更具有吸引力和实用性.目前国际上应用高阻恒流源压缩抽运噪声^[12]的方法已经实现了低温下 LED 的光子数调制信号的 QND 光学测量^[13,14],这一方案为 LD 应用于 QND 测量开辟了先驱道路.

本文采用类似于文献[12,13]的实验方案,利用恒流源驱动并串接大电阻技术^[15]抑制抽运系统噪声获得亚泊松统计的 LED 输出光,借此技术首次在常温下实现 LED 串接光子数 QND 光学测量.以下首先对实验方案作理论分析,给出预测结果,之后对实验过程及结果进行详细讨论.

2 理论分析

根据 QND 测量的要求,对某一力学量施行 QND 测量质量的评价可定量的由以下三个判据来表征:1)信号不应因测量而衰减即测量的非破坏性,用信号输出场与信号输入场可测量之间的量子关联度(C_s^2)来定量描述;2)测量应能从信号中获取信息,即通过输出探针能够探测输入信号的信息,也就

* 国家青年科学基金(批准号:19504008)及山西省青年学术带头人基金资助的课题.

[†]Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France.

是测量的有效性,用反映探针输出场与信号输入场可测量之间的量子关联度(C_m^2)来描述^[3]态制备能力,对输出探针的测量能够给出多少输出信号场的信息,即输出信号场与输出探针场可测量之间的关联度($C_{s,m}^2$),相应的关联度定义为^[16]

$$C_s^2 = \frac{|\delta X_s^{\text{in}} \delta X_s^{\text{out}}|^2}{\delta^2 X_s^{\text{in}} \delta^2 X_s^{\text{out}}}, \quad C_m^2 = \frac{|\delta X_s^{\text{in}} \delta X_m^{\text{out}}|^2}{\delta^2 X_s^{\text{in}} \delta^2 X_m^{\text{out}}},$$

$$C_{s,m}^2 = \frac{|\delta X_s^{\text{out}} \delta X_m^{\text{out}}|^2}{\delta^2 X_s^{\text{out}} \delta^2 X_m^{\text{out}}}. \quad (2)$$

X_s^{in} , X_s^{out} 和 X_m^{out} 及 δX_s^{in} , δX_s^{out} 和 δX_m^{out} 分别为输入、输出信号和输出探针场的正交振幅分量及它们的量子起伏, $\delta^2 X_s^{\text{in}}$, $\delta^2 X_s^{\text{out}}$ 和 $\delta^2 X_m^{\text{out}}$ 为相应的起伏方差即代表其光子数起伏. 理想 QND 测量要求 C_s^2 , C_m^2 及 $C_{s,m}^2$ 都等于 1, 不完全 QND 测量则要求 C_s^2 , C_m^2 和 $C_{s,m}^2$ 均大于零.

QND 测量中不能直接提取输入信号场, 因此对一个 QND 测量装置的评价是通过在输入信号场中加一微小调制信号来测量量子传输系数, 借此衡量测量系统的输入与输出场的量子关联能力. 量子传输系数的定义为

$$T = T_s + T_m = \frac{SNR_s^{\text{out}}}{SNR_s^{\text{in}}} + \frac{SNR_m^{\text{out}}}{SNR_s^{\text{in}}}, \quad (3)$$

其中 SNR 代表信噪比, 定义为

$$SNR_s^{\text{in}} = \frac{X_s^{\text{in}^2}}{\delta^2 X_s^{\text{in}}}, \quad SNR_s^{\text{out}} = \frac{X_s^{\text{out}^2}}{\delta^2 X_s^{\text{out}}},$$

$$SNR_m^{\text{out}} = \frac{X_m^{\text{out}^2}}{\delta^2 X_m^{\text{out}}}.$$

信噪比的衰减程度反映了测量过程引入附加噪声的多少, 而附加噪声又恰恰是破坏输入与输出场之间量子关联的物理原因. 可以证明, 在系统输出场噪声随输入场噪声线性变化, 输入信号场为相干态或压缩态, 且输入调制信号不很大的情况下^[16],

$$T = C_s^2 + C_m^2. \quad (4)$$

态制备能力的衡量是用条件方差函数

$$V_{s,m}^{\text{out}} = V_s^{\text{out}}(1 - C_{s,m}^2), \quad (5)$$

式中 V_s^{out} 表示信号输出场起伏 δX_s^{out} 的归一化噪声谱. 在已知探针输出场起伏的条件下, 条件方差函数直接反映了信号输出场起伏的大小. 由于它提供了与散粒噪声相比较的参考标准, 因此 $V_{s,m}^{\text{out}} < 1$ 就代表了信号输出场的噪声压缩特性, 也表明信号与探针输出场之间真正意义上的量子关联, 即实现了量子测量.

实验中条件方差函数是用电子学方法测量, 经

由低噪声放大器将两输出场的光电流噪声相减并与散粒噪声比较而获得. 设 δi_s^{out} , δi_m^{out} 分别为信号输出场与探针输出场的光电流起伏, 其相减后的起伏方差为

$$V(g) = (\delta i_s^{\text{out}} - g \delta i_m^{\text{out}})^2$$

$$= \delta^2 i_s^{\text{out}} + g^2 \delta^2 i_m^{\text{out}} - 2g \delta i_s^{\text{out}} \delta i_m^{\text{out}},$$

g 是电子学衰减系数. 当 $g = \delta i_s^{\text{out}} \delta i_m^{\text{out}} / \delta^2 i_m^{\text{out}}$ 时, $V(g)$ 取最小值:

$$V(g)|_{\min} = \delta^2 i_s^{\text{out}} / (1 - (\delta i_s^{\text{out}} \delta i_m^{\text{out}})^2 / \delta^2 i_s^{\text{out}} \delta^2 i_m^{\text{out}}).$$

对 $V(g)|_{\min}$ 进行归一化, 即与同条件下的散粒噪声相比, 并由 $\delta^2 i = 2eIB \delta^2 X$ 可证得归一化的 $V(g)|_{\min}$ 等于条件方差函数. 因此实验中两输出光场的光电流噪声经减法器相减后的噪声功率低于散粒噪声的 dB 数就是 $V_{s,m}^{\text{out}}$ ^[17].

综上所述, 满足 QND 测量的系统, 其实验条件是要要求 $1 < T \leq 2$, $V_{s,m}^{\text{out}} \geq 0$, 对理想情形, 一个好的 QND 测量结果应该使 T 等于 2, $V_{s,m}^{\text{out}}$ 等于 0.

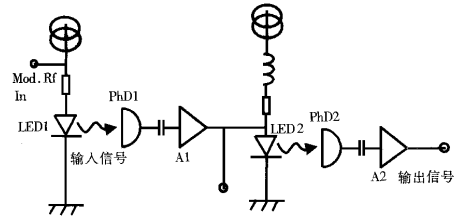


图 1 QND 测量装置图

图 1 为 LED 串接 QND 测量的实验设置图, LED1(型号为 L2656)由恒流源驱动发光, 其波长为 890 nm, 同时将一正弦波信号外调制于恒流源中对 LED1 发出的光的强度进行调制, LED1 发出的光作为 QND 测量系统的输入信号场, 即待测信号场, 由于对 LED1 驱动源加一交流调制信号相当于对发出的光的强度或光子数进行调制, 因而调制信号的作用是给光子数附加一确定频率的较大幅度噪声, 经光电探测器接收并通过低噪声交流放大器(AH0013)放大后的噪声光电流是对光的交流成分的反应, 所以噪声光电流作为信号的载体同时将信号与噪声传输到下一级, 其一路作为探针的输出信号, 另一路作为噪声源直接耦合进入 LED2 以影响其发光过程, LED2 发出的光即是待测信号的输出场.

下面利用等价输入噪声法^[16]对该测量装置进行理论分析.

待测信号场为 LED1 发出的光,实验测量手段是通过对光电流的测量完成对光信号的探测,设输入信号场完全转化为光电流时有

$$i_0 = I_0 + \delta i_0, \quad (6)$$

其中 $\delta^2 i_0 = 2eI_0B \delta^2 X_s^{\text{in}}$, $\delta^2 X_s^{\text{in}}$ 为输入信号场的光子数噪声功率, $\delta^2 i_0$ 为光电流噪声功率, i_0, I_0 分别为光电流的交流 and 直流成分, B 为响应带宽, e 为电子的电量.

第一个探测器(PhD1)接收待测信号场转化为光电流

$$i_1 = I_1 + \delta i_1, \quad (7)$$

其中 $I_1 = \eta I_0$, $\delta^2 i_1 = \eta^2 \delta^2 i_0 + 2eI_1B(1-\eta) = 2eI_1B \delta^2 X_1$, η 为探测器的量子效率, B 为探测器的响应带宽^[18].

所以

$$\delta^2 X_1 = \eta \delta^2 X_s^{\text{in}} + 1 - \eta, \quad (8)$$

因此这一探测过程引入的等价输入噪声为

$$N_{\text{PhD1}}^{\text{eq}} = \frac{1-\eta}{\eta}. \quad (9)$$

PhD1 输出的光电流噪声功率经低噪声放大器放大后分成两路,其一路作为探针的输出场,另一路作为第二个发光二极管的耦合噪声. 所以有

$$\begin{aligned} \delta^2 i_2 &= 2eI_2B' \delta^2 X_m^{\text{out}} = g^2 \delta^2 i_1 + \beta_{\text{ampl}} \\ &= 2eI_2B' \left(\frac{g^2}{G} \frac{\delta^2 i_1}{2eI_1B} + \frac{\beta_{\text{ampl}}}{2eI_2B'} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

其中 G 是放大器的直流增益, g 是放大器的交流增益, 实际中放大器工作满足 $G \approx g$, B' 是放大器的增益带宽, β_{ampl} 是放大器引入的附加噪声, 即放大器的电子学噪声.

所以探针的输出光子数噪声功率为

$$\delta^2 X_m^{\text{out}} = g \delta^2 X_1 + \frac{\beta_{\text{ampl}}}{2eI_2B'}, \quad (11)$$

因而放大过程引入的等价输入噪声为

$$N_{\text{ampl}}^{\text{eq}} = \frac{\beta_{\text{ampl}}}{2eI_2Bg}. \quad (12)$$

由(8)和(11)式得探针在探测信号过程中引入的等价输入噪声为

$$N_m^{\text{eq}} = \frac{1-\eta}{\eta} + \frac{\beta_{\text{ampl}}}{2eI_2Bg} = N_{\text{PhD1}}^{\text{eq}} + \frac{1}{\eta} N_{\text{ampl}}^{\text{eq}}. \quad (13)$$

LED2 由恒流源并串接耦合噪声所驱动, 所以驱动

电流为

$$i_2 = I_2 + \delta i_2, \quad (14)$$

其中 $I_2 = G'I_1$, 取恒流源的恒流值可使 $G' = G \approx g$, $\delta^2 i_2$ 仍满足(10)式.

探测器(PhD2)接收 LED2 发出的光转化为输出信号场的光电流

$$i_3 = I_3 + \delta i_3, \quad (15)$$

其中 $I_3 = \epsilon I_2$, ϵ 为 PhD2 的光电流 I_3 与 LED2 的驱动电流 I_2 之比即电流-电流转化效率,

$$\begin{aligned} \delta^2 i_2 &= 2eI_3B \delta^2 X_s^{\text{out}} = \epsilon^2 \delta^2 i_2 + 2eI_3B \\ &= 2eI_3B \left[\epsilon \frac{\delta^2 i_2}{2eI_2B} + (1-\epsilon) \right]. \end{aligned}$$

因此输出信号场的光子数噪声功率为

$$\delta^2 X_s^{\text{out}} = \epsilon \delta^2 X_m^{\text{out}} + 1 - \epsilon, \quad (16)$$

LED2 在发光与被探测这一过程中引入的等价输入噪声为

$$N_{\text{LED2}}^{\text{eq}} = \frac{1-\epsilon}{\epsilon}. \quad (17)$$

由(8)(11)和(16)式得输出信号场在整个探测过程中引入的等价输入噪声为

$$N_s^{\text{eq}} = N_{\text{PhD1}}^{\text{eq}} + \frac{1}{\eta} N_{\text{ampl}}^{\text{eq}} + \frac{1}{\eta g} N_{\text{LED2}}^{\text{eq}}, \quad (18)$$

由此而得出

$$\begin{aligned} T_s &= \frac{\delta^2 X_s^{\text{in}}}{\delta^2 X_s^{\text{in}} + N_s^{\text{eq}}} = \eta \frac{1}{1 + N_{\text{ampl}}^{\text{eq}}}, \quad (19) \\ T_m &= \frac{\delta^2 X_s^{\text{in}}}{\delta^2 X_s^{\text{in}} + N_m^{\text{eq}}} = \eta \frac{1}{1 + N_{\text{ampl}}^{\text{eq}} + \frac{1}{g} N_{\text{LED2}}^{\text{eq}}}. \end{aligned} \quad (20)$$

由于电子学噪声与光电流噪声功率相比而言较小, 实验中相差 10 dB 以上, 所以 $N_{\text{ampl}}^{\text{eq}}$ 可略去, 当低噪声放大器的增益很高时(20)式中分母的第三项也可被略去, 此时传输系数为 $T_s = \eta$, $T_m = \eta$.

由(2)(5)和(16)式得

$$V_{\text{sm}} = 1 - \epsilon.$$

当探测器的量子效率为 90%, LED 与探测器之间的电流-电流转化效率为 17% 时, 结果为

$$T = T_s + T_m = 2\eta = 1.8,$$

$$V_{\text{sm}} = 0.83,$$

可以达到 QND 测量的全部要求.

3 LED 亚泊松光的获得

信号输出与探针输出的关联程度依赖于 LED2

的强度压缩. 输入信号经 EG&G 公司生产的大面积光电探测器(C30809E)接收, 为了获得较高的量子效率, 实验所用探测器全部将保护盖揭去. 量子效率达 90% 以上, 如果在未耦合噪声前, LED2 发出的光是泊松光, 那么在加入耦合噪声后, 受量子噪声极限所限制其出射的光子数噪声与耦合噪声之间不可能产生量子关联, 只有当 LED2 具有亚泊松统计光分布时, 才会导致信号输出与探针输出之间具有量子关联.

实验中我们采用恒流源串接大电阻($R = 470 \Omega$)方法, 很好地抑制了抽运源的噪声, 在驱动电流 $I_{dr} = 15.1 \text{ mA}$, 探测器光电流 $I_{phD} = 2.8 \text{ mA}$ 时(全程电流-电流转换效率为 18%), 所获得的亚泊松光如图 2 所示. 图 2 是在分辨率带宽(RBW)为 10 kHz, 视频带宽(VBW)为 30 Hz 的情况下所测得的噪声功率谱. a 为 LED 输出光的噪声功率, b 为散粒噪声基准(SQL), 即是在同样条件下白光的噪声功率谱. 可见最大压缩达 0.4 dB, 压缩带宽小于 1 MHz.

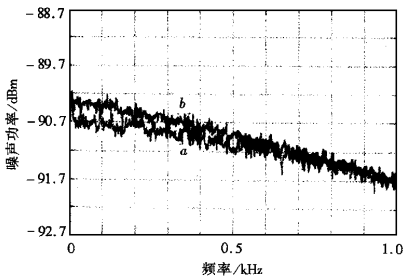


图 2 LED 输出光的噪声功率谱

4 传输系数的测量

在 LED1 的驱动源上加一 292 Hz 的正弦波调制信号, 此时 LED1 发出的光被调制, P_{phD1} 输出光电流经低噪声放大器放大后分为两路, 一路作为探针, 另一路作为噪声源耦合进入下一级发光二极管(LED2)中. 因而 LED2 发出的光即信号输出光也被调制. 图 3 a 和 b 是谱仪(HP8590L)记录到的探针输出场与信号输出场的噪声功率谱, c 为电子学噪声. 谱仪的 RBW = 3 kHz, VBW = 100 Hz. 由图可见, $SNR_m^{out} = SNR_s^{out}$. 由于探针输出为输入信号经探测器面对面接收并放大后所得, 放大器将信号与噪声一起放大故不会改变信噪比, 所以探针输出信噪比

只受探测器量子效率的影响, 因而可直接推算. 输入信号信噪比 $SNR_s^{in} = SNR_m^{out} / \eta$, η 为探测器的量子效率, 实验测得为 90%. 由此可得传输系数为

$$T = T_s + T_m = \eta + \eta \frac{SNR_s^{out}}{SNR_m^{out}} = 2\eta = 1.8,$$

与理论分析完全一致.

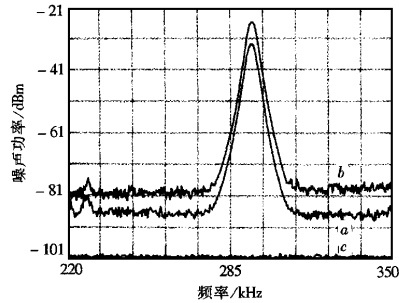


图 3 信噪比的测量结果

5 态制备能力的测量

由于探针输出的光电流噪声直接耦合进入 LED2 的输出光中, 并经探测放大后成为输出信号的噪声, 所以信号输出的光电流噪声远高于探针的噪声电流, 为了获得平衡的噪声功率谱, 探针的噪声电流经过再次放大被抬高到与信号输出等同的水平, 由于 LED 的压缩带宽小于 1 MHz, 因而限制了量子关联也只可能在 1 MHz 之内, 图 4 给出在分析频率为 253 kHz 时信号输出与探针输出场关联的测

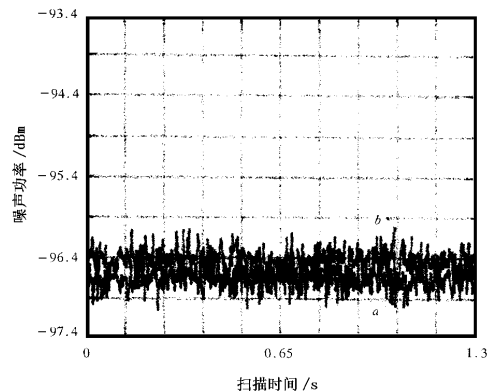


图 4 信号输出与探针输出场关联的测量. 曲线 a 为减法器输出的噪声功率; b 为散粒噪声基准(SQL)

量结果, $RBW = 3 \text{ kHz}$, $VBW = 10 \text{ kHz}$. 曲线 a 为探针与信号输出场的噪声光电流经减法器相减后的噪声功率, b 为散粒噪声基准 (SQL), 是同样条件下切断耦合噪声时 LED2 在具有泊松电流源驱动下的噪声功率, 实验中通过在同样条件下白光噪声功率谱进行了校准, 其结果相同. 电子学噪声低于 SQL 10 dB, 充分说明电子学噪声可忽略. 测得两输出场光电流之差的噪声功率低于散粒噪声 0.35 dB 即 $V(g)|_{\min}(\text{归一}) = V_{s/m} = -0.35 \text{ dB}$ (相应于 $V_{s/m} = 0.92$). 由于输出光电流之差低于 SQL, 即具有压缩特性. 这种压缩正反映了输出信号与输出探针之间的量子关联, 压缩度愈高, 归一化的 $V(g)|_{\min}$ 愈小, 量子关联愈强. 这一测量结果低于理论预测结果, 原因是在测量中为了获得两臂平衡引入后级放大器及衰减器等, 这些额外噪声的引入破坏量子关联.

6 结论

本文通过理论分析与实验测量, 得出 LED 串接放大可实现光学 QND 测量, 实验与理论结果完全符合, 在常温下获得传输系数为 1.8, 条件方差为 0.92 的实验测量结果. 需要强调说明的是, 这种方案虽然最终达到 QND 全部测量指标, 但它是将输入光信号转化为电信号再经放大驱动 LED 发光, 复制出与输入状态相近的信号光, 所以探测的是输入场的复制品而不是待测信号本身, 另一方面, LED 发出的光并非相干光, 而是热辐射光. 利用 LD 串接可实现类似于此方案的光子数 QND 测量, 并且由

于 LD 的效率高, 压缩度大且压缩带宽高等许多优点, 因而可使 QND 测量带宽提高, 测量指标上升, 目前正在用 LD 系统实现相干光传输的 QND 测量, 预计会得到更为理想的结果.

- [1] V. B. Braginsky, Y. Vorontsov, *Usp. Fiz. Nauk*, **114** (1997), 41; *Sov. Phys. Usp.*, **17** (1975) 644.
- [2] M. D. Levenson, R. M. Shelby, M. D. Reid, D. F. Walls, *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2473; M. D. Levenson, R. M. Shelby, *J. Mod. Optics*, **34** (1987) 775.
- [3] A. Laporta, R. E. Slusher, B. Yurke, *Phys. Rev. Lett.*, **62** (1989) 28.
- [4] P. Grangier, J. F. Roch, G. Roger, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1990), 1418.
- [5] Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.*, **69** (1992) 3165.
- [6] P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.*, **70** (1993) 271.
- [7] H. J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.*, **72** (1994) 214.
- [8] S. Schiller, *App. Phys.*, **B64** (1997) 203.
- [9] M. D. Levenson, *App. Phys.*, **B64** (1997) 193.
- [10] R. Bruckmeier, H. Hansen, S. Schiller, *Phys. Rev. Lett.*, **79** (1997) 1463.
- [11] T. C. Zhang, J. P. Poizat, P. Grelu, J. F. Roch, P. Grangier, F. Marin, Bramati, V. Jost, M. D. Levenson, E. Giacobino, *Quant. and Semiclass. Opt.*, **7** (1995) 601.
- [12] W. H. Richardson, S. Machida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **66** (1991) 2867.
- [13] J. F. Roch, J. P. Poizat, P. Grangier, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 2006.
- [14] E. Goobar, A. Karlsson, G. Björk, *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993), 2002.
- [15] S. Machida, Y. Yamamoto, *Phys. Rev.*, **A35** (1987) 5114.
- [16] J. P. Poizat, J. F. Roch, P. Grangier, *Ann. Phys. Fr.*, **19** (1994) 265.
- [17] A. Sinatra, J. F. Roch, K. Vigneron *et al.*, *Phys. Rev.*, **A57** (1998) 2980.
- [18] H. A. Bachor, P. Rottengatter, C. M. Savage, *Appl. Phys.*, **B55** (1992) 258.

EXPERIMENTAL REALIZATION OF QUANTUM NONDEMOLITION MEASUREMENT BY SERIES-COUPLED LIGHT EMITTER DIODES*

ZHANG JUN-XIANG ZHANG TIAN-CAI D. VAN EFFENTERRE† XIE CHANG-DE PENG KUN-CHI
(Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006)
(Received 29 June 1999; revised manuscript received 20 January 1999)

ABSTRACT

By means of series-amplified of two Light emitter diodes and face-to-face coupling with high efficiency photodetectors, we demonstrated the quantum nondemolition measurement of modulated optical signal at room temperature for the first time to our knowledge. The quantum transfer coefficient of $T = T_s + T_m = 1.8$ and conditional variance of $V_{s/m} = 0.92$ have been experimentally obtained.

PACC: 4250; 0365

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19504008) and the Outstanding Youth Natural Science Foundation of Shanxi Province, China.

† Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau Cedex, France.