

文章编号 1004-924X(2012)10-2132-08

## 相干和多模热光场的光子统计实验

张合勇<sup>1,2\*</sup>, 赵 帅<sup>1</sup>, 郭 劲<sup>1</sup>, 王挺峰<sup>1</sup>, 刘海波<sup>1</sup>

(1. 中国科学院 长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;

2. 中国科学院大学, 北京 100039)

**摘要:**以激光外差探测中两束光的特性为基础,分析了相干光场和多模热光场的光子统计模型。分别讨论了上述两种光场的二阶和三阶统计特征,其中二阶统计对应于 Fano 因子,三阶统计对应于对称因子。对上述两种光场的 Fano 因子和对称因子进行了实验测量。结果显示,相干光场的 Fano 因子和对称因子不随入射光子数而变化。将理论模型和实验数据相结合可得到与之对应的串扰概率为 0.032 1,探测器增益系数为 1.046 0 ph。多模热光场的 Fano 因子随着入射光子数增加呈直线上升趋势;目标运动速度加快,Fano 因子逐渐减小,表示回波光子的波动减小,认为其本质原因是热模个数增加引起的平均效应;而多模热光场的对称因子呈抛物线趋势逐渐增加。对相干和多模热光场统计特性的研究,为光子计数体制激光外差探测奠定了基础。

**关键词:**相干光场;多模热光场;光子统计;Fano 因子;对称因子;串扰概率;增益系数

**中图分类号:**O431.2;TN249 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/OPE.20122010.2132

## Experiment of coherent and multi-mode thermal light statistics

ZHANG He-yong<sup>1,2\*</sup>, ZHAO Shuai<sup>1</sup>, GUO Jin<sup>1</sup>, WANG Ting-feng<sup>1</sup>, LIU Hai-bo<sup>1</sup>

(1. *Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics,  
Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China;*

2. *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)*

\* *Corresponding author, E-mail: yonghezhang1116@126.com*

**Abstract:** On the basis of the properties of two beams in heterodyne detection, the photon statistical models for the coherent light and multi-mode thermal light fields were analyzed. The second and third order statistical characters of the two kinds of optical fields were discussed, in which the second order statistics was corresponding to the Fano factor, while the third order one was to the symmetry parameter. The Fano factor and the symmetry parameter for the two kinds of light fields were measured experimentally. The results indicate that Fano factor and symmetry parameter do not change with the variance of incident photons for the coherent light field. Combined with the theoretical model and experimental data, it shows that the cross-talk probability is 0.032 1 and the gain coefficient is 1.0460 ph. However, the Fano factor of multi-mode thermal light field increases with the incident photons

收稿日期:2012-05-25;修订日期:2012-07-15.

基金项目:中国科学院长春光学精密机械与物理研究所第三期创新工程项目(No. O98Y32C100)

and gives a linear ascending trend. The factor reduces with the increase of the target velocity, which means the fluctuation of the echo photons decreases because of the averaging effect caused by increasing the number of thermal modes. Moreover, the symmetry parameter of multi-mode thermal light field is parabolic curve distribution. The research of coherent and multi-mode thermal light statistics provides a foundation for the laser heterodyne detection based on photon counting.

**Key words:** coherent light field; multi-mode thermal light field; photon statistics; photon statistics; Fano factor; symmetry parameter; cross-talk probability; gain coefficient

## 1 引言

光子计数探测方式因具有较高的探测灵敏度,逐渐被各国研究人员运用在高精度、高灵敏度探测识别领域。其中,研究突破较大的主要有美国林肯实验室和日本滨松公司。林肯实验室采用独立研制的雪崩光电二极管(Avalanche Photo Diode, APD)阵列探测器进行三维成像以及光子计数外差实验研究<sup>[1-4]</sup>,这种盖革模式 APD 阵列每个像元独立输出信号,且每个像元设置有主动淬灭电路;而滨松公司的多像素光子计数器阵列(Multi-pixel Photon Counter, MPPC)的所有像素叠加输出,因此具有更大的计数动态范围,主要应用在高能物理、天文学、荧光测量等前沿领域<sup>[5-10]</sup>,关于该方向的研究主要集中在近 5 年内。国内除北京师范大学联合北京辐射研究中心在 2010 年利用 MPPC 进行过拉曼散射测量之外,没有其它关于利用该探测器的研究报道。本文利用 MPPC 对相干光场和多模热光场进行了光子统计,主要分析了相干光场和多模热光场的 Fano 因子和对称因子,同时还对相干光场辐射下的串扰概率和增益系数进行了推算。本文的研究结果与之前的相比,进展主要体现在 3 方面:(1)将光子计数统计运用于激光外差探测中;(2)考虑连续体制激光的多阶光子统计;(3)所考虑的热光场热模数远大于 1。

## 2 光子计数理论分析

对于多像素光子计数器而言,其面阵接收光子的原理可用简单的伯努利过程进行描述<sup>[11]</sup>:

$$B_{m,n}(\eta) = \binom{n}{m} \eta^m (1-\eta)^{n-m}, \quad (1)$$

其中: $n$ 表示在探测器积分时间内碰撞到探测器

表面的光子数, $m$ 表示探测到的光子数, $\eta < 1$ 表示光子探测效率。实际上, $\eta$ 是对探测器响应以及可控和非可控损耗的定量描述,而其中损耗可通过光学系统进行量化。盖革模式光子计数器出现后,探测器响应主要由量子效率、填充因子以及雪崩触发概率决定。它探测到的电子分布  $P_{m,el}$  与所需要测量的光子分布  $P_{n,ph}$  相关联<sup>[12-14]</sup>:

$$P_{m,el} = \sum_{n=m}^{\infty} B_{m,n}(\eta) P_{n,ph}. \quad (2)$$

可以证明,对于经典光子态的集合,其统计分布保持最初的探测统计特性,而这些简单的描述已被进一步发展,并与任意一个雪崩触发源盖革雪崩的概率分布结合起来。首先,需要考虑探测器的假性碰撞和串扰不能被忽略的情况。此时,泊松过程所导致的暗计数可表述为:

$$P_{m,dc} = \frac{(\overline{m}_{dc})^m \cdot \exp(-\overline{m}_{dc})}{m!}, \quad (3)$$

其中: $\overline{m}_{dc}$ 表示积分时间内暗计数的平均值,并且有  $\sigma_{m,dc}^{(2)} = \sigma_{m,dc}^{(3)} = \overline{m}_{dc}$ 。因此,记录脉冲的统计特性可描述为:

$$P_{m,el+dc} = \sum_{i=0}^{\infty} P_{i,dc} \cdot P_{m-i,el}. \quad (4)$$

由此可得平均值  $\overline{m}_{el+dc} = \overline{m}_{el} + \overline{m}_{dc}$ ,相应的二阶和三阶中心矩为:

$$\sigma_{m,el+dc}^{(2)} = \sigma_{m,el}^{(2)} + \sigma_{m,dc}^{(2)} = \sigma_{m,el}^{(2)} + \overline{m}_{dc}, \quad (5)$$

$$\sigma_{m,el+dc}^{(3)} = \sigma_{m,el}^{(3)} + \sigma_{m,dc}^{(3)} = \sigma_{m,el}^{(3)} + \overline{m}_{dc}. \quad (6)$$

更进一步可考虑串扰效应,该效应是真正的层叠现象,表示如下:

$$C_{k,l}(\epsilon) = \binom{l}{k-l} \epsilon^{k-l} (1-\epsilon)^{2l-k}, \quad (7)$$

其中: $\epsilon$ 表示一个像元盖革雪崩触发第二个像元的概率, $l$ 表示暗计数和光子触发雪崩计数, $k$ 表示实际光子数。采用一阶近似可得探测器实际响应如下:

$$P_{k,cross} = \sum_{m=0}^k C_{k,m}(\epsilon) P_{m,el+dc}. \quad (8)$$

平均串扰光子数为:

$$\bar{k}_{\text{cross}} = (1 + \epsilon) \bar{m}_{\text{el+dc}}. \quad (9)$$

二阶中心矩为:

$$\sigma_{k,\text{cross}}^{(2)} = (1 + \epsilon)^2 \sigma_{m,\text{el+dc}}^{(2)} + \epsilon(1 - \epsilon) \bar{m}_{m,\text{el+dc}}. \quad (10)$$

三阶中心矩为:

$$\sigma_{k,\text{cross}}^{(3)} = (1 + \epsilon)^3 \sigma_{m,\text{el+dc}}^{(3)} + 3\epsilon(1 - \epsilon^2) \sigma_{m,\text{el+dc}}^{(2)} + \epsilon(1 - 3\epsilon + 2\epsilon^2) \bar{m}_{m,\text{el+dc}}. \quad (11)$$

在信号提取过程中,伴随放大和数字化过程所产生的输出  $x$  可表示为参数  $\gamma$  与之前考虑暗计数和串扰后输出参数的乘积:

$$P_{x,\text{out}} = \gamma P_{k,\text{cross}}. \quad (12)$$

由此,可以对各阶中心矩进行缩放:

$$\bar{x}_{\text{out}} = \gamma \bar{k}_{\text{cross}}, \sigma_{x,\text{out}}^{(2)} = \gamma^2 \sigma_{k,\text{cross}}^{(2)}, \sigma_{x,\text{out}}^{(3)} = \gamma^3 \sigma_{k,\text{cross}}^{(3)}. \quad (13)$$

接着,将推导上述各参量的二阶和三阶中心矩。该方法扩展了已知文献所述的暗计数和一阶串扰效应。实验需要探测可控(改变光子探测效率  $\eta$ )的变化光场,在进行  $\eta$  扫描的全过程中,假定探测器的参数保持不变。已记录的脉冲分布  $P_{x,\text{out}}$  的二阶中心矩可以用来评估 Fano 因子:

$$F_{x,\text{out}} = \frac{\sigma_{x,\text{out}}^{(2)}}{x_{\text{out}}} = \gamma \frac{\sigma_{k,\text{cross}}^{(2)}}{k_{\text{out}}} = \gamma(1 + \epsilon) \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(2)}}{m_{\text{el+dc}}} + \gamma \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{1 + \epsilon} = \frac{Q_{\text{el+dc}}}{m_{\text{el+dc}}} \bar{x}_{\text{out}} + \gamma \frac{1 + 3\epsilon}{1 + \epsilon}, \quad (14)$$

其中:

$$Q_{\text{el+dc}} = \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(2)}}{m_{\text{el+dc}}} - 1, \quad (15)$$

它表示第一次放电的倍增因子。同样可得到三阶中心矩的对称参数:

$$S_{x,\text{out}} = \frac{\sigma_{x,\text{out}}^{(3)}}{x_{\text{out}}} = \gamma^2 \frac{\sigma_{k,\text{cross}}^{(3)}}{k_{\text{out}}} = \gamma^2(1 + \epsilon)^2 \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(3)}}{m_{\text{el+dc}}} + 3\gamma^2 \epsilon(1 - \epsilon) \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(2)}}{m_{\text{el+dc}}} + \gamma^2 \frac{\epsilon(1 - 3\epsilon + 2\epsilon^2)}{1 + \epsilon} = \frac{Q_{s,\text{el+dc}} - 3Q_{\text{el+dc}}}{m_{\text{el+dc}}^2} \bar{x}_{\text{out}}^2 + \gamma \frac{1 + 3\epsilon Q_{\text{el+dc}}}{1 + \epsilon m_{\text{el+dc}}} \bar{x}_{\text{out}} + \gamma^2 \frac{1 + 7\epsilon}{1 + \epsilon}, \quad (16)$$

其中:

$$Q_{s,\text{el+dc}} = \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(3)}}{m_{\text{el+dc}}} - 1. \quad (17)$$

值得注意的是,由于暗计数的出现,使得系数

$$\frac{Q_{s,\text{el+dc}} - 3Q_{\text{el+dc}}}{m_{\text{el+dc}}^2} \text{和} \frac{Q_{\text{el+dc}}}{m_{\text{el+dc}}}$$

不再与测量的光场独立。因此,将对两种光场分别进行考虑:相干光场和多模热光场。

## 2.1 相干光场取样

对于相干光场,光子数分布可表示为:

$$P_{n,\text{ph}} = \frac{|\alpha|^{2n}}{n!} e^{-|\alpha|^2}. \quad (19)$$

其中:

$$\bar{n} = \sigma_n^{(2)} = \sigma_n^{(3)} = |\alpha|^2. \quad (20)$$

这里需明确暗计数也服从泊松分布,因此可得:

$$\frac{Q_{\text{el+dc}}}{m_{\text{el+dc}}} = \frac{1}{m_{\text{el+dc}}} \left[ \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(2)}}{m_{\text{el+dc}}} - 1 \right] = \frac{\sigma_{m,\text{el}}^{(2)} + \sigma_{m,\text{dc}}^{(2)} - (\bar{m}_{\text{el}} + \bar{m}_{\text{dc}})}{(m_{\text{el}} + m_{\text{dc}})^2} = 0, \quad (21)$$

$$\frac{Q_{s,\text{el+dc}} - 3Q_{\text{el+dc}}}{m_{\text{el+dc}}^2} = \frac{1}{m_{\text{el+dc}}^2} \left[ \frac{\sigma_{m,\text{el+dc}}^{(3)}}{m_{\text{el+dc}}} - 1 \right] = \frac{\sigma_{m,\text{el}}^{(3)} + \sigma_{m,\text{dc}}^{(3)} - (\bar{m}_{\text{el}} + \bar{m}_{\text{dc}})}{(m_{\text{el}} + m_{\text{dc}})^3} = 0. \quad (22)$$

因此,由相干光场可得  $F$  参数和对称参数为:

$$F_{x,\text{out}} = \gamma \frac{1 + 3\epsilon}{1 + \epsilon}, \quad (23)$$

$$S_{x,\text{out}} = \gamma^2 \frac{1 + 7\epsilon}{1 + \epsilon}. \quad (24)$$

上述结果显示,通过测量不同探测效率  $\eta$  (通过衰减器),再对实验值中  $F$  参数和对称参  $S$  数进行拟合,可以获得探测器增益  $\gamma$ 、串扰概率  $\epsilon$ 。所获得的  $\gamma$  代表单位光子对应的探测器输出值。当然,从上述  $F$  参数和  $S$  参数表达式中,并不能得到暗计数的总数,除非信号光和暗计数服从泊松分布。由于  $\gamma$  和  $\epsilon$  存在平方关系,一般而言,每次拟合将出现两组可能的取值。至于选择哪一组数值,可以通过  $\epsilon$  值是否大于 1 或者正负号进行判断。

## 2.2 多模热光场取样

对于包含  $\mu$  个相互独立热模,且每个模式包含  $N_{\text{th}}/\mu$  个平均光子的热场光子分布可表示为:

$$P_{n,\text{ph}} = \frac{(n + \mu - 1)!}{n! (\mu - 1)! (N_{\text{th}}/\mu + 1)^\mu (\mu/N_{\text{th}} + 1)^n}, \quad (25)$$

其中:

$$\bar{n} = N_{\text{th}}, \quad (26)$$

$$\sigma_n^{(2)} = N_{\text{th}}(N_{\text{th}}/\mu + 1), \quad (27)$$

$$\sigma_n^{(3)} = N_{\text{th}}(N_{\text{th}}/\mu + 1)(2N_{\text{th}}/\mu + 1). \quad (28)$$

在此情况下,有:

$$\frac{Q_{el+dc}}{m_{el+dc}} = \frac{1}{m_{el+dc}} \left[ \frac{\sigma_{m,el+dc}^{(2)}}{m_{el+dc}} - 1 \right] = \frac{\sigma_{m,el}^{(2)} + \sigma_{m,dc}^{(2)} - (\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc})}{(\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc})^2} = \frac{1}{\mu} \frac{\bar{m}_{el}^2}{(\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc})^2}, \quad (29)$$

$$\frac{Q_{s,el+dc} - 3Q_{el+dc}}{m_{el+dc}^2} = \frac{1}{m_{el+dc}^2} \left[ \frac{\sigma_{m,el+dc}^{(2)}}{m_{el+dc}} - 1 - 3 \frac{\sigma_{m,el+dc}^{(2)}}{m_{el+dc}} + 3 \right] = \frac{\sigma_{m,el}^{(3)} + \sigma_{m,dc}^{(3)} - 3\sigma_{m,dc}^{(2)} + 2(\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc})}{(\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc})^3} = \frac{2}{\mu^2} \frac{\bar{m}_{el}^3}{(\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc})^3}. \quad (30)$$

此时,可以将测量输出的平均值记为:

$$\bar{x}_{out} = \gamma(1 + \epsilon)(\bar{m}_{el} + \bar{m}_{dc}) \equiv \bar{x}_{ph} + \bar{x}_{dc}, \quad (31)$$

其中,只有  $\bar{x}_{ph}$  在实验中经过衰减,而  $\bar{x}_{dc}$  保持常数。因此,将  $F$  参数和对称参数  $S$  重写如下:

$$F_{x,out} = \frac{1}{\mu} \left( 1 - \frac{\bar{x}_{dc}}{x_{out}} \right)^2 x_{out} + \gamma \frac{1+3\epsilon}{1+\epsilon}, \quad (32)$$

$$S_{x,out} = \frac{2}{\mu^2} \left( 1 - \frac{\bar{x}_{dc}}{x_{out}} \right)^3 x_{out} + \frac{3}{\mu} \gamma \frac{1+3\epsilon}{1+\epsilon} \left( 1 - \frac{\bar{x}_{dc}}{x_{out}} \right)^2 x_{out} + \gamma^2 \frac{1+7\epsilon}{1+\epsilon}. \quad (33)$$

通过测量多模热场的不同输出值  $\bar{x}_{out}$ , 并画出  $F_{x,out}$  和  $S_{x,out}$  分布图,然后通过自洽过程可以得到参数  $\mu, \bar{x}_{dc}, \epsilon$  和  $\gamma$ , 而不需要其它的独立校正。参考文献[11]所采用的短脉冲光源,近似认为热模数为 1,但是对连续激光而言,MPPC 光子计数器的积分时间设置为 1 ms 时,激光入射在运动漫反射体上所产生的热模个数将远大于 1。

另外,在考虑光子计数器件的暗计数和串扰效应时,可分为相干光场和多模热光场,实验中也容易实现。结合激光外差探测原理,双频干涉中,参考光可看作是相干光场;另外一束经运动目标表面调制反射回来,进入接收系统,该支路可认为是多模热光场。通过对两种不同性质光场的统计特性独立分析,进而对合束后两束光的光子统计特性分析,从光子统计角度对外差信号进行阐述,这将作为下一步研究的工作重点。

### 3 光子计数实验

实验中光子统计分为相干光场和多模热光场,激光器发出光源线宽小于 1 MHz,波长稳定

性优于 1 pm,因此,可认为是相干光源。将此光源通过分束片分为两束,一束经过反射镜和合束镜进入光子计数器 MPPC,称为本振光;另一束光经过旋转漫反射体后进入接收系统,准直后进入 MPPC,称为信号光。为了在不同衰减程度下测量本振光和信号光,在各自支路上加入了可调衰减器。另外,为保证单独测量一个支路光子信号不受另外支路的影响,在每个支路分别设置了光开关。整个实验装置如图 1 所示:

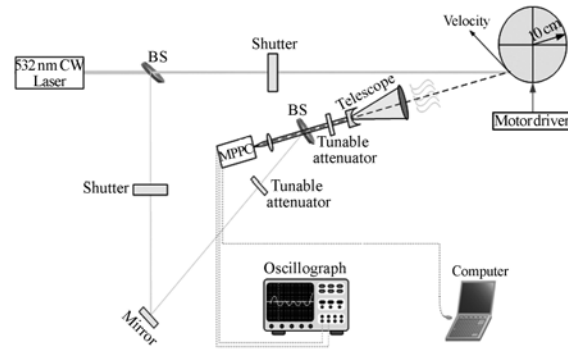


图 1 光子计数实验装置图

Fig. 1 Sketch map of photon-counting experiment

MPPC 输出的 3 路信号分别进入示波器和安装有控制软件的便携式计算机。输入示波器的信号为模拟光子累计脉冲波形以及比较器输出波形,输入计算机的信号为固定时间积分光子速率,单位为 kcps,积分时间从 1 ms 到 1 s 可自行设置。示波器输出波形如图 2 所示,计算机界面显示信号如图 3 所示。

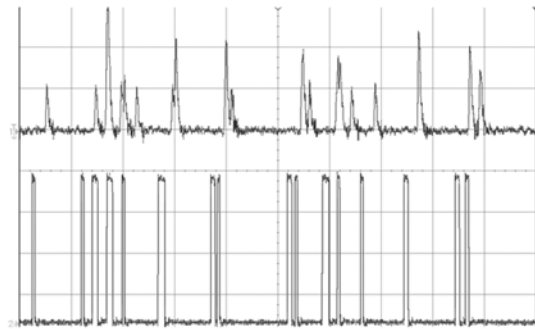


图 2 示波器输出波形

Fig. 2 Output waveforms with oscillograph

如图 2 所示,示波器输出波形上半部为光子脉冲信号,脉冲高度代表该时刻到达的光子数;波

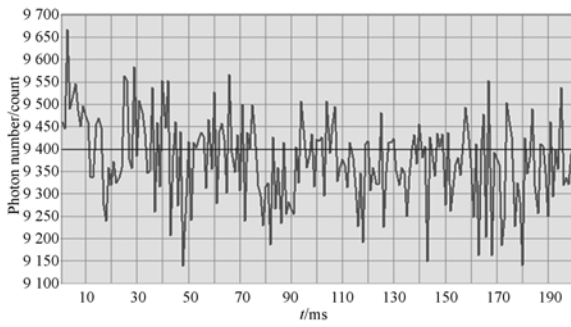


图 3 计算机输出波形

Fig. 3 Output waveform with computer

形下半部代表在所设定的光子事件阈值下,比较器输出的方波信号,方波的宽度代表光子数的多少。图 3 表示信号为 1 ms 内积分光子到达速率,本文选取的光子事件阈值均为 0.5 pe(Photon events)。下面分别对相干光场和多模热光场进行统计,得到上述两类光场的 Fano 因子和对称因子,并分析相干光场下的串扰概率和增益系数。

### 3.1 相干光场

首先,激光器输出光经分束镜和衰减片后入射在光子计数器感光面上。通过光子计数器 USB 输出信号监测平均输出光子数。通过调节衰减器改变光子计数器上的入射光子数,取 15 组不同平均光子并测量光子输出,每组实验记录数据点为 20 000 个,对光子进行统计,分别求均值、二阶矩、三阶矩。根据上述理论模型公式(23)、(24)计算 Fano 因子和对称参数  $S$ ,实验所对应的  $F_{x,out}$  和  $S_{x,out}$  如图 4 所示。

由图可知,对相干光场而言,无论是 Fano 因子还是对称参数  $S$  几乎保持恒定,围绕某一固定值扰动,这与理论模型预测吻合。由式(23)和(24)可知,上述两参数与入射光子数强弱无关(前提是 MPPC 工作在线性区域),只与探测器增益系数  $\gamma$  及串扰概率  $\epsilon$  有关。图 4 中  $F_{x,out}$  和  $S_{x,out}$  不随平均光子数变化而变化,可用平行于横坐标的直线进行拟合。 $F_{x,out}$  的拟合参数为 1.111 1 ph,  $S_{x,out}$  的拟合参数为 1.298 5  $\text{ph}^2$ ,其单位 ph 表示光子数。根据拟合参数及  $F_{x,out}$  和  $S_{x,out}$  的表达式(23)和(24),可以得到相应的探测器增益  $\gamma$  和串扰概率  $\epsilon$ 。解方程组可得: $\epsilon = 0.032 1$ ,  $\gamma = 1.046 0 \text{ ph}$ 。在解式(23)、(24)联立的方程组中,会出现两组方程解,根据串扰概率小于 1 可将另外一组解舍弃。

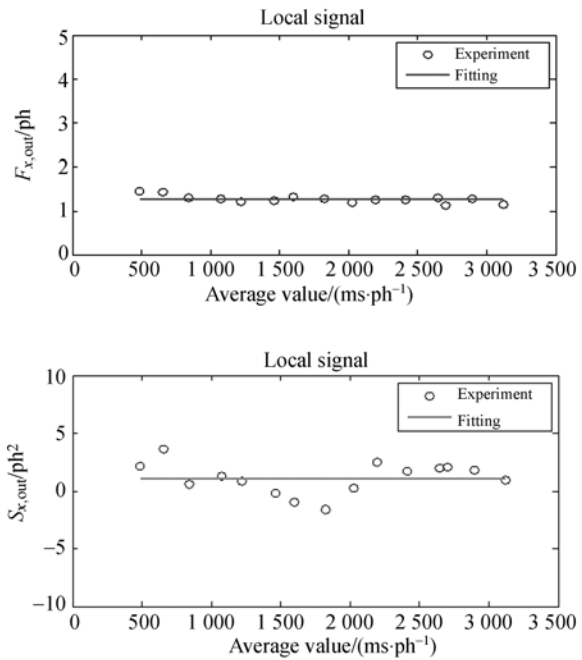


图 4 相干光场统计

Fig. 4 Graphs of coherent optical field statistics

### 3.2 多模热辐射场

大部分光源都是通过被激发的原子或分子的自发辐射而发光。大量原子或分子,依靠热、电或其他手段激发到高能态,然后随机独立掉到较低能态,在此过程中发光。这种由大量独立贡献组成的辐射称为热光。同热光发射的混乱波列形成对比的是激光器发射的相对有序的受激辐射。被限制在一个谐振腔内的被激发的原子或分子,以一种有序和高度依赖的方式同步辐射,称为激光。热光和激光都由随机涨落波组成,因此,不论哪种光最终都必须作为随机过程处理。让一束激光通过一个运动漫反射体,可以产生一种光波,它的一阶经典统计性质同偏振热光无法辨别。这种光同热光的区别,主要在于它在每一时间涨落区间内的能量要大得多,该光场称为多模热辐射场。

对多模热辐射场进行统计分析的实验光路如图 1 所示,将本振光支路光开关闭合,只让信号光进入 MPPC 光子计数器,此时同样对信号光进行 20 000 次计数,每次的积分时间为 1 ms。所记录实验中两次不同衰减倍率的信号光场光子分布分别如图 5、6 所示。

由图可知,无论强衰减还是弱衰减,MPPC 光子计数器 USB 输出的光子数均围绕一定均值

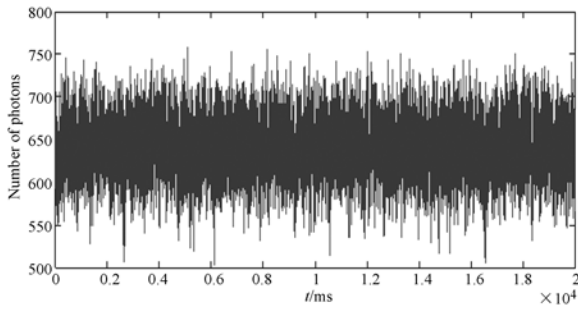


图 5 强衰减信号光光子统计

Fig. 5 Diagram of photon-number statistics under acute attenuation

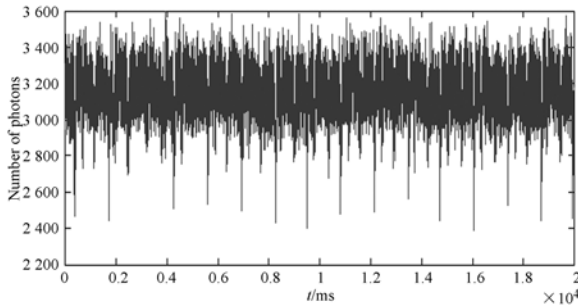


图 6 弱衰减信号光光子统计

Fig. 6 Diagram of photon-number statistics under weak attenuation

作无规则波动。需说明一点,在弱衰减信号中,似乎有周期为 1.4 s 的尖峰信号,这是由于旋转目标表面涂覆层存在瑕疵,造成该位置处反射率较低,实验中对应的驱动电压处,旋转周期正好是 1.4 s 左右,该周期不影响后端光子统计的实验研究。

多模热辐射场光子入射在光子计数器上,其光子统计特性将与相干光场性质完全不同,不同驱动电压实验结果分别如图 7、8、9、10 所示。

实验过程中,通过改变旋转漫反射体的驱动电压来改变运动速度,在每个运动速度下,测量 15 组不同衰减倍率的回波光光子数,对其进行统计分析。实验结果显示: $F_{x,out}$  和对称参数  $S_{x,out}$  实验测量值与理论计算相吻合。由公式 (32)和(33)可知,随着入射光子不断增加,输出值  $\bar{x}_{out}$  不断增加,  $F_{x,out}$  趋近直线,  $S_{x,out}$  趋近二次抛物线,实验测量正好与之相符。在相同光子级别下,漫反射目标驱动电压越大,对应转速越高,漫反射目标回波光光子统计的 Fano 因子越小,而 Fano 因子是由光子统计的二阶矩来衡量。二阶矩反映了

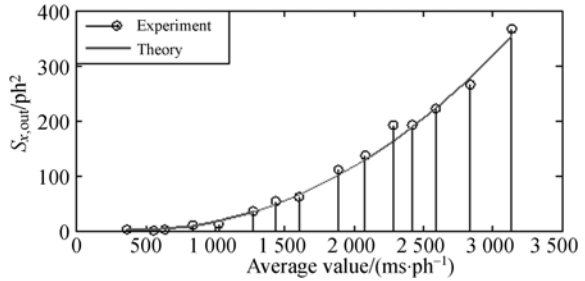
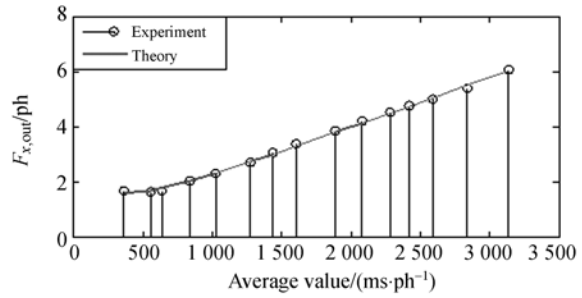


图 7 驱动电压 80 mV 的光子统计

Fig. 7 Photon statistics under 80 mV driving voltage

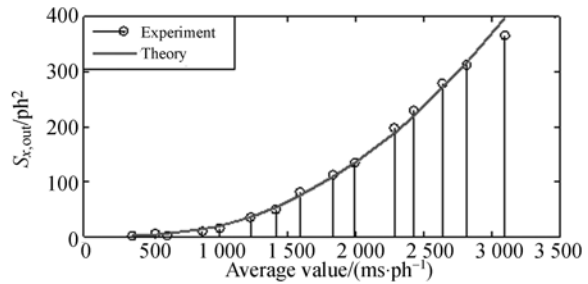
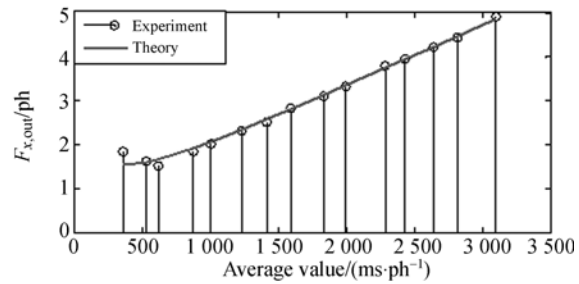


图 8 驱动电压 160 mV 的光子统计

Fig. 8 Photon statistics under 160 mV driving voltage

光子统计波动与均值的大小(间接反映光子波动的相对大小),即当目标运动速度较快时,入射光子的混乱程度扰动更加剧烈,回波光光子分布中产生的热模个数逐渐增多,使得光子分布无论是时间还是空间上都趋于平均化,导致各模式间的波动相互抵消,宏观上表现为 Fano 因子逐渐减小。

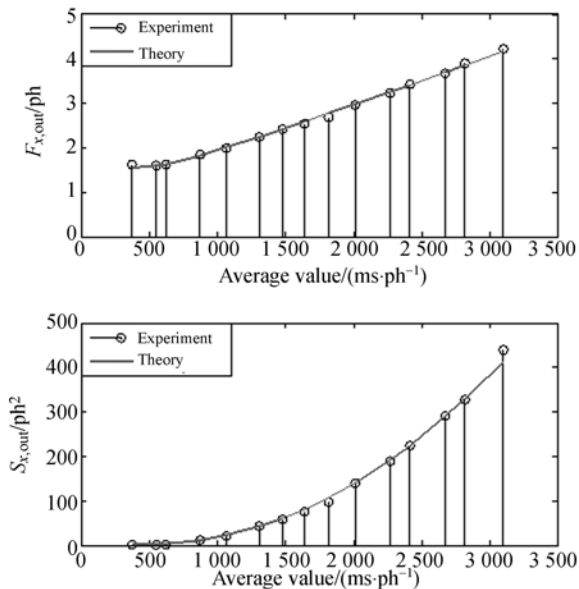


图 9 驱动电压 320 mV 的光子统计

Fig. 9 Photon statistics under 320 mV driving voltage

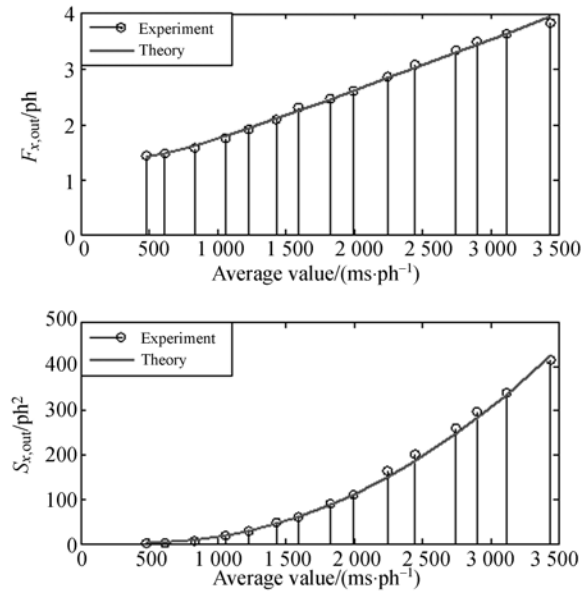


图 10 驱动电压 640 mV 的光子统计

Fig. 10 Photon statistics under 640 mV driving voltage

## 4 结 论

本文以激光外差探测中两束激光为基础,分别讨论了相干光场和多模热辐射场的统计特性,其中外差探测中的本振光对应于相干光,经目标调制的信号光对应于多模热光。分别对相干光和多模热光进行二阶和三阶统计特性研究,其中二阶矩用来表示光场的 Fano 因子;三阶矩用来表示光场的对称因子。对相干光场而言,无论是 Fano 因子还是对称因子,均不随入射光子数而改

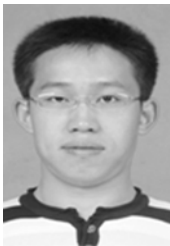
变,将理论模型和实验数据相结合,可得相干光场入射在 MPPC 探测器表面引起的像元串扰概率为  $\epsilon=0.0321$ ,探测器综合增益系数  $\gamma=1.0460$  ph。对多模热辐射光而言,在入射光子数较多时,Fano 因子趋近直线分布,对称因子趋近二次抛物线分布,实验测量与理论计算吻合。实验结果显示,漫反射目标运动速度越大,Fano 因子越小,这主要是由于快速运动的漫反射体表面使得回波光光子热模个数增加,每个模式所占据的光子数分布趋于平均,导致光子整体波动下降。

## 参考文献:

- [1] AULL B F, LOOMIS A H, YOUNG D J, *et al.*. Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging[J]. *Lincoln Laboratory Journal*, 2002, 13:335-350.
- [2] ALBOTA M A, AULL B F, FOCHE D G, *et al.*. Three-dimensional imaging laser radars with geiger-mode avalanche photodiode arrays[J]. *Lincoln Laboratory Journal*, 2002, 13:351-370.
- [3] JIANG L A, LUU J X. Heterodyne detection with a weak local oscillator [J]. *Applied Optics*, 2008, 47:1486-1053.
- [4] LU J X, JIANG L A. Saturation effects in heterodyne detection with Geiger-mode InGaAs avalanche photodiode detector arrays [J]. *Applied Optics*, 2006, 45:3798-3804.
- [5] KIM C L, WANG G C, DOLINSKY S. Multi-pixel photon counters for TOF PET detector and its challenges [J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2009, 56:2580-2585.
- [6] AKIHIRO M, NAOKI N, DANIEL O, *et al.*. Development of multi-pixel photon counters for T2K long baseline neutrino experiment [J]. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008, 50:3111-3114.

- [7] GOTTLICH M, GARUTTI E, KOZLOV V, *et al.*. Application of multi-pixel photon counter to positron emission tomography[J]. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008, 50: 3119-3122.
- [8] RETIERE F, DU Y, FOREMAN S, *et al.*. Characterization of multi-pixel photon counters for T2K near detector[J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2009, 610: 378-380.
- [9] HENSELER D, GRAZIOSO R, ZHANG N, *et al.*. SiPM performance in PET applications: an experimental and theoretical analysis[J]. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2009, 28: 1941-1947.
- [10] KIM CH L, WANG G CH, DOLINSKY S. Multi-pixel photon counters for TOF PET detector and its challenges[J]. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2009, 56: 2580-2585.
- [11] RARNILLI M, ALLEVI A, CHMILL V, *et al.*. Photon-number statistics with silicon photomultipliers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, 27: 852-862.
- [12] MANDEL L, WOLF E. *Optical Coherence and Quantum Optics*[M]. Cambridge: U. Press, 1995: 703-704.
- [13] AGLIATI A, BONDANI M, ANDREONI A, *et al.*. Quantum and classical correlations of intense beams of light via joint photodetection [J]. *J. Opt. B Quantum Semiclassical Opt.*, 2005, 7: S652-S663.
- [14] ZAMBRA G, BONDANI M, SPINELLI A S, *et al.*. Counting photoelectrons in the response of a photomultiplier tube to single picosecond light pulses[J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 2004, 75: 2762-2765.

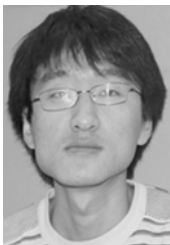
#### 作者简介:



张合勇(1982—),男,贵州福泉人,博士研究生,研究实习员,2009年于哈尔滨工业大学获得硕士学位,主要从事激光主动探测方面的研究。E-mail: yonghezhang1116@126.com



王挺峰(1977—),男,山东文登人,博士,副研究员,硕士生导师,2005年于中科院长春光学精密机械与物理研究所获得博士学位,主要从事激光应用的研究工作。E-mail: wtfeng@sina.com



赵帅(1981—),男,吉林通化人,博士,助理研究员,2007年于南开大学获硕士学位,2011年于中科院长春光学精密机械与物理研究所获博士学位,主要从事激光应用及光学设计的研究工作。E-mail: zs040148@yahoo.com.cn



刘海波(1981—),男,吉林舒兰人,硕士,助理研究员,2004年于吉林大学获得学士学位,2007年于长春理工大学获得硕士学位,主要从事空间紫外遥感以及信号处理等方面的研究。E-mail: 108385953@qq.com



郭劲(1964—),男,吉林长春人,研究员,博士生导师,主要从事光电对抗技术研究及装备研制,曾获中科院科技进步一等奖,国务院政府特殊津贴,以及吉林省第八批有突出贡献的中青年专业技术人才,吉林省优秀专业技术人才等称号。E-mail: guojin\_1964@126.com