

激光拍频信号光子到达时间间隔特性分析

刘立生^{1,2} 张合勇^{1,2} 赵 帅¹ 郭 劲¹

(¹ 中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激光与物质相互作用国家重点实验室, 吉林 长春 130033)
² 中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要 为了得到周期激光拍频信号的频率,从理论上推导了光信号相邻光子到达时间间隔满足的概率密度函数(PDF),以数值计算为基础,对周期性激光拍频信号进行详细分析,得到了稳定光强信号和周期拍频信号光子到达时间间隔 PDF 曲线形状的差别,从该差别中能够获取信号的拍频频率。设计了验证实验光路系统,采用多像素光子计数器(MPPC)记录光子时间,对 6、8、10、12 MHz 拍频信号进行探测,证明了理论分析的正确性。在光子计数频率为拍频频率 1/5 的条件下,得到较好的实验结果,估计两光束混合效率为 0.65。以暗计数噪声为限制条件,分析了该方法能够探测到的最小拍频频率为 0.2333 MHz。

关键词 统计光学;光子到达时间间隔;拍频信号;概率密度函数;混合效率;暗计数

中图分类号 TN249 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0403001

Characteristics Analysis of the Photons Arrival Time Interval of Laser Beat Signal

Liu Lisheng^{1,2} Zhang Heyong^{1,2} Zhao Shuai¹ Guo Jin¹

¹ State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Science, Changchun, Jilin 130033, China
² Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract In order to get the frequency of periodic laser beat signal, the probability density function (PDF) of time interval between two successive photoelectrons is derived theoretically. The difference of the shape in the PDF curve between the beat signal and stable light signal is obvious, and the beat frequency can be derived from the difference. An experiment system is designed in which a multi-pixel photon counter (MPPC) is used to record the photoelectrons time of the beat signal with beat frequency of 6, 8, 10 MHz and 12 MHz to give a potent verification to the theory. The experimental result is even much better in the condition that the photons count rate is 1/5 of the beat frequency, and an estimation of the mixing efficiency can be obtain using the statistics method which is 0.65 in our experiment. In the limitation of the dark count noise of the MPPC, the minimum beat frequency of periodic signal is 0.2333 MHz detected using this method.

Key words statistical optics; photon arrival time interval; beat signal; probability density function; mixing efficiency; dark count

OCIS codes 030.5260; 030.5290; 030.6600; 030.1670

1 引 言

光子计数广泛应用于极微弱信号的精确测量,在测距、成像和原子量子态分析等领域成为一种有效的测量手段^[1~3]。近年来,雪崩光电二极管

(APD)的发展使得光子计数器结构更加紧凑,应用更加灵活,环境适宜性更强^[4,5]。对信号进行的光子记录统计,主要集中于对一段时间内或一个脉冲光内光子个数的统计,其统计个数服从泊松分

收稿日期: 2011-09-20; **收到修改稿日期**: 2011-11-21

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(O98Y32C100)资助课题。

作者简介: 刘立生(1987—),男,博士研究生,主要从事激光探测方面的研究。E-mail: liulisheng0119@163.com

导师简介: 郭 劲(1964—),男,研究员,博士生导师,主要从事光电对抗、激光与物质相互作用等方面的研究。

E-mail: guojin@ciomp.ac.cn

布^[6,7]。由林肯实验室提出的光子计数应用于相干激光雷达^[8],使光子计数体制应用又推向了一个新的方向,也使相干激光雷达有了新的探测体制。光子计数器的加入,所需为弱本振光,相对传统频谱分析探测方法,能够大大减小了散粒噪声,增加了探测的灵敏性。

光子计数器对连续光信号探测,主要是对光子到达时间的记录,相邻光子间的时间间隔成为一种对信号进行分析的有利手段。在文献[9]中,从光子统计个数所满足的泊松分布出发,推导了光子到达时间间隔所满足的一般统计规律,并以此对压缩光的特性做了详细分析;相邻光子到达时间间隔在分析光参变振荡器^[10]、荧光共振中原子态衰减^[11]、太阳辐射中硬 X 射线^[12]和分子间相互作用^[13]都有良好的应用价值。采用光子计数器对周期性激光拍频信号进行测量时,是对光子到达时间做快速傅里叶变换,从而得到信号的周期特性^[14]。本文分析了周期光信号的光子到达时间间隔,利用概率密度函数(PDF)从其统计特性中得到拍频频率和混合效率。

2 光子到达时间间隔 PDF

为了得到探测光子到达时间间隔所服从的分布规律,应考虑光电探测过程光子个数所服从的统计规律。光子计数器对连续光记录光子到达时间,每探测到一个光电事件,都可以看作一个时间上的 δ 函数。在一定时间段 T 内由光子计数器探测到的光子个数服从泊松分布^[6,15]:

$$P(k, t, T) = \frac{1}{k!} \left[\eta \int_t^{t+T} I(t') dt' \right]^k \exp \left[- \eta \int_t^{t+T} I(t') dt' \right]. \quad (1)$$

(1)式表示在 T 时间间隔内探测到 k 个光子的概率, $I(t)$ 为光信号瞬时强度,由此可得,在时间段 $[t, t + \tau]$ 内探测到 0 个光子的概率为

$$P(0, t, \tau) = \exp \left[- \eta \int_t^{t+\tau} I(t') dt' \right]. \quad (2)$$

以及在很短一段时间 Δt 内探测到 1 个光子的概率为

$$P(1, t - \Delta t, t) = \eta \int_{t-\Delta t}^t I(t') dt' \exp \left[- \eta \int_{t-\Delta t}^t I(t') dt' \right] \approx \eta I(t) \Delta t, \quad (3)$$

式中 $\eta I(t)$ 为光子计数器光子计数率。由(1)~(3)式可以得到在 $[t - \Delta t, t]$ 和 $[t + \tau, t + \tau + \Delta \tau]$ 各探测到 1 个光子,在 $[t, t + \tau]$ 无光子的三阶联合概率为

$$P^{(3)}(1, t - \Delta t, t; 0, t, t + \tau; 1, t + \tau, t + \tau + \Delta \tau) = \eta^2 I(t) \exp \left[- \eta \int_t^{t+\tau} I(t') dt' \right] I(t + \tau) \Delta t \Delta \tau, \quad (4)$$

式中 $\Delta t, \Delta \tau$ 均为极短时间。定义如下条件概率

$$P_c(\tau) = \frac{P^{(3)}(1, t - \Delta t, t; 0, t, t + \tau; 1, t + \tau, t + \tau + \Delta \tau)}{P(1, t - \Delta t, t)}. \quad (5)$$

显然,(5)式的除法运算将使其不再以前一个探测光子时间为条件,它表示两个相邻光子到达时间间隔为 τ 的无条件概率。当 $\Delta \tau$ 取无限小时,可得光子到达时间间隔条件概率密度为^[9]

$$p(\tau) = \lim_{\Delta \tau \rightarrow 0} \frac{P_c(\tau)}{\Delta \tau} = \eta \exp \left[- \eta \int_t^{t+\tau} I(t') dt' \right] I(t + \tau), \quad (6)$$

(6)式表示在某一时间段 $[t, t + \tau]$ 内,相邻光子到达时间间隔满足的概率密度,其中 $I(t)$ 代表瞬时光强度。从(6)式出发,分析稳定光强信号以及周期性激光拍频信号的光子到达时间间隔 PDF。

1) 稳定信号

对于稳定的激光信号,信号强度是时刻相同的,有 $I(t) = I$,将其代入(6)式得

$$p_{\text{stationary}}(\tau) = \eta I \exp(-\eta I \tau) = N \exp(-N \tau), \quad (7)$$

(7)式中 N 为光子计数率。由于光强时刻稳定,(7)式可以表示整个探测过程中的光子到达时间间隔 PDF,叫做负指数分布。

2) 周期激光拍频信号

将两束不同频率激光做相干叠加,得到激光拍频信号光强度为

$$I_{\text{beat}}(t) = I_{\text{LO}} + I_s + 2m \sqrt{I_{\text{LO}} I_s} \cos(2\pi f_{\text{IF}} t + \theta), \quad (8)$$

式中 I_{LO} 和 I_s 分别为本振光和信号光光强度, m 为两者的混合效率, f_{IF} 为信号的拍频频率, $\theta = \theta_{\text{LO}} - \theta_s$ 为拍频信号初相位。

由(8)式可知,激光拍频信号光强以拍频频率周期性变化。在信号波峰到达时,探测光子密集,光子到达时间间隔小;在信号波谷到达时,探测光子稀疏,光子到达时间间隔大。如图 1 所示,每一个竖线代表一个光子到达,相邻竖线间距即为光子到达时间间隔 τ 。激光拍频信号光强是一个依赖时间的变量。将(8)式应用于(6)式时,得到时间间隔分布密度函数是在某个固定时刻的条件概率密度,它以时间 t 为条件的条件 PDF 为

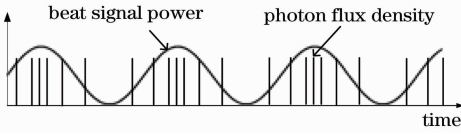


图1 拍频信号光子时间到达示意图

Fig.1 Schematic of arrival time of detected photons of beat frequency signal

$$p_{\text{beat}}(\tau | t) = \eta \exp\left[-\eta \int_t^{t+\tau} I_{\text{beat}}(t') dt'\right] \times I_{\text{beat}}(t + \tau). \quad (9)$$

而实际的测量是在一段连续时间 $[0, T]$ 进行的,为了得到与时间 t 无关的PDF,需要对 $p_{\text{beat}}(\tau | t)$ 按照 t 所服从的概率密度进行积分。如图1所示,光子到达时间分布 t 显然与光强成正比,有

$$p_{\text{time}}(t) \propto I_{\text{LO}} + I_{\text{S}} + 2m \sqrt{I_{\text{LO}} I_{\text{S}}} \cos(2\pi f_{\text{IF}} t + \theta). \quad (10)$$

将上式做归一化处理^[14],使对整个探测时间段 T 的积分为1,可得到对激光拍频信号光子探测时间满足的概率密度:

$$p_{\text{time}}(t) = \frac{I_{\text{LO}} + I_{\text{S}} + 2m \sqrt{I_{\text{LO}} I_{\text{S}}} \cos(2\pi f_{\text{IF}} t + \theta)}{(I_{\text{LO}} + I_{\text{S}}) T + \frac{m \sqrt{I_{\text{LO}} I_{\text{S}}}}{\pi f_{\text{IF}}} [\sin(2\pi f_{\text{IF}} T + \theta) - \sin \theta]}. \quad t \in [0, T] \quad (11)$$

条件概率密度[(9)式]和光子时间概率密度[(11)式]相乘,并在探测时间 $[0, T]$ 内积分,得到周期信号光子到达时间间隔的条件PDF,有

$$p_{\text{beat}}(\tau) = \int_0^T p_{\text{beat}}(\tau | t) p_{\text{time}}(t) dt, \quad (12)$$

把(8),(9),(11)式代入(12)式中,得

$$p_{\text{beat}}(\tau) = \left\{ \exp[-(N_{\text{S}} + N_{\text{LO}})\tau] / \left\{ (N_{\text{S}} + N_{\text{LO}}) T + \frac{m \sqrt{N_{\text{S}} N_{\text{LO}}}}{\pi f_{\text{IF}}} [\sin(2\pi f_{\text{IF}} T + \theta) - \sin \theta] \right\} \right\} \times \int_0^T \left\{ \left\{ N_{\text{S}} + N_{\text{LO}} + 2m \sqrt{N_{\text{S}} N_{\text{LO}}} \cos[2\pi f_{\text{IF}}(t + \tau) + \theta] \right\} \exp\left[-\frac{m \sqrt{N_{\text{S}} N_{\text{LO}}}}{\pi f_{\text{IF}}} \sin[2\pi f_{\text{IF}}(t + \tau) + \theta]\right] \times \left[N_{\text{S}} + N_{\text{LO}} + 2m \sqrt{N_{\text{S}} N_{\text{LO}}} \cos(2\pi f_{\text{IF}} t + \theta) \right] \exp\left[\frac{m \sqrt{N_{\text{S}} N_{\text{LO}}}}{\pi f_{\text{IF}}} \sin(2\pi f_{\text{IF}} t + \theta)\right] \right\} dt. \quad (13)$$

(13)式即为拍频信号光子到达时间间隔所满足的无条件PDF具体表达式。上述积分(13)式不存在简单的解析表达形式,可以通过数值计算的方式给出PDF曲线,来研究周期性激光拍频信号光子到达时间间隔满足的规律。

在此之前,先对探测时间长度 T 做一下讨论。当探测时间 T 等于一个拍频周期时,由于正好是对一个拍频周期的处理,初相位 θ 取值对PDF曲线不产生影响;当 T 小于或不等于整数拍频周期时,探测时外差信号所在的初相位 θ 取值将对PDF曲线形状造成很大的影响。但是如果探测时间 T 远大于拍频周期,由于有大量完整周期的探测,探测到不完整周期的影响将被淹没,既初相位 θ 所造成的影响将被掩盖,可忽略不计。为了得到探测时间 T 具体大小,假设取最大相对误差不超过1%,进行简单的计算可得,当 $T = 25.5/f_{\text{IF}}$ 时,最大相对误差为0.8%;当 T 变大时,相对误差将减小。因此认为 T 大于25

个拍频周期时,探测的不完整周期影响可忽略,既忽略初相位 θ 。由于实验中探测时间长度均满足这个条件,故下面数值计算直接将 θ 取为0。

3 数值计算

在信号光和本振光光子计数率 $N_{\text{S}} = N_{\text{LO}} = 3 \times 10^6/\text{s}$ 的条件下,分别给出了拍频频率 f_{IF} 为6 MHz和10 MHz,混合效率 m 为0.5和1时的光子到达时间间隔PDF曲线。为了区分拍频信号与稳定光信号光子到达时间间隔统计PDF的差别,在数值计算过程中,以 $N = N_{\text{LO}} + N_{\text{S}}$ 为(7)式初始条件,给出负指数分布曲线。

如图2所示,周期性拍频信号的光子到达时间间隔PDF和负指数分布明显不同,它围绕负指数分布上下起伏, m 越大,起伏对比度越明显。在(13)式中,若令 $m=0$,即信号和本振光没有任何的相干性,最终积分(13)式和负指数分布(7)式完全相同。比

较不同拍频频率可见,拍频频率越高,在相同横坐标条件下,起伏数量越多;如图 2 所示,6 MHz 时,在 $1 \mu\text{s}$ 时间间隔内有 6 个周期的起伏,10 MHz 时,在

$1 \mu\text{s}$ 时间间隔内有 10 个周期的起伏。事实上,对在横轴坐标上,这种起伏频率,正好对应了拍频频率。

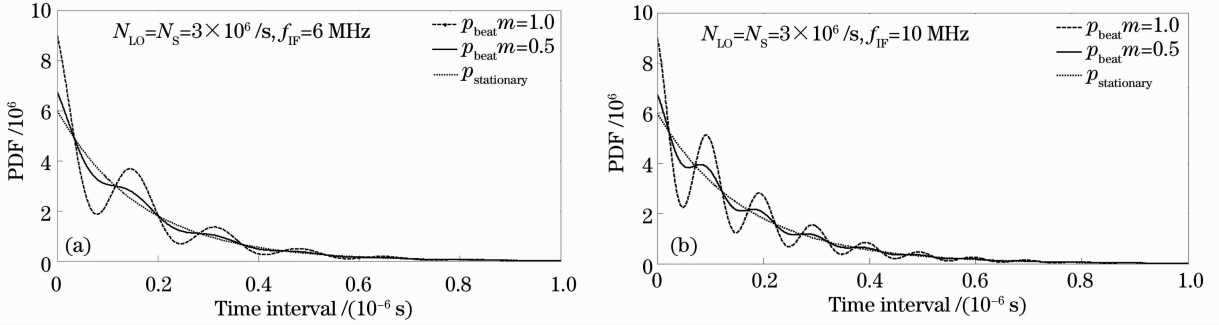


图 2 拍频频率分别为 6 MHz (a) 和 10 MHz (b) 时,光子到达时间间隔 PDF 曲线

Fig. 2 PDF of arrival time interval at beat frequency (a) $f_{IF}=6 \text{ MHz}$ and (b) $f_{IF}=10 \text{ MHz}$

得到了周期性拍频信号的光子到达时间间隔的统计特性,并发现光子到达时间间隔 PDF 曲线形状受拍频频率和混合效率的制约。为了通过这种方法更加容易求出拍频频率,在此定义参数 $\rho(\tau)$ 为

$$\rho(\tau) = \frac{p_{\text{beat}}(\tau)}{p_{\text{stationary}}(\tau)}. \quad (14)$$

通过数值计算得 $\rho(\tau)$ 如图 3 所示。

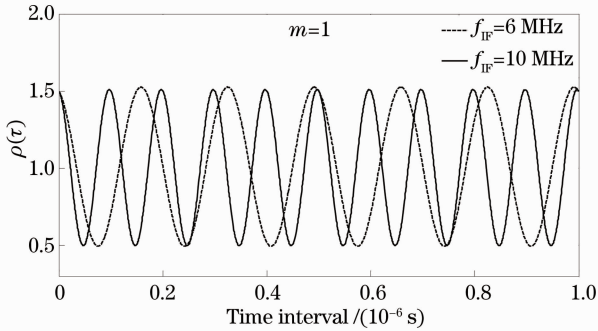


图 3 $m=1$, 频率为 6 MHz 和 10 MHz 时, p_{beat} 和 $p_{\text{stationary}}$ 比值参数

Fig. 3 Ratio of p_{beat} to $p_{\text{stationary}}$ at $f_{IF}=6 \text{ MHz}$ and $f_{IF}=10 \text{ MHz}$ when $m=1$

可见,两个 PDF 比值是一个余弦波形。在此还要强调一点,图 3 横轴坐标为时间间隔,该余弦波对在时间间隔上的周期正是拍频频率周期。实验测量中,只要测得拍频信号的光子到达时间间隔 PDF,并与计算所得的负指数分布 PDF 做比值,从比值 ρ 中就可得拍频频率。

4 光子计数率对 PDF 的影响

图 2 中可见拍频频率和混合效率 m 对 PDF 曲线的影响,下面讨论光子计数率对其造成的影响。

随着横坐标时间间隔的增大,概率密度将逐渐减小。当概率密度减小到一定程度时,拍频信号时间间隔统计的概率密度起伏将变得不清楚。为此,只能取概率密度较大的那一部分进行处理,即需要对图 2 横坐标时间间隔取一个上限。

数值计算可以证明,对于 p_{beat} 和 $p_{\text{stationary}}$ 两种 PDF 有相同的时间间隔期望值为

$$E(\tau) = \frac{1}{N_S + N_{LO}}, \quad (15)$$

通过计算可得时间间隔小于 3 倍期望值的概率为

$$P[\tau < 3E(\tau)] = \int_0^{3E(\tau)} p(\tau) d\tau = 95.02\%, \quad (16)$$

可见所有时间间隔 τ 将以 95% 的概率落在 3 倍期望值以内,为此认为只需要考虑 $3E(\tau)$ 内的时间间隔数据就可以了,在实际实验测量时, $3E(\tau)$ 以外的概率密度很小,统计时误差很大。为了在 $3E(\tau)$ 以内概率密度曲线上识别拍频频率,要求至少有一个起伏周期可观察到,于是有

$$3E(\tau) = \frac{3}{N_S + N_{LO}} \geq \frac{1}{f_{IF}}, \quad (17)$$

由(17)式可知,对一定拍频频率的激光外差信号,用该统计方法实现拍频频率探测时有一个最大光子计数率为

$$N_S + N_{LO} \leq 3f_{IF}, \quad (18)$$

即要求对某个频率的激光拍频信号探测时,最大平均光子个数不能大于 3 倍的拍频频率数值。

给出固定拍频频率 6 MHz,不同光子计数率条件下,数值模拟结果如图 4 所示。

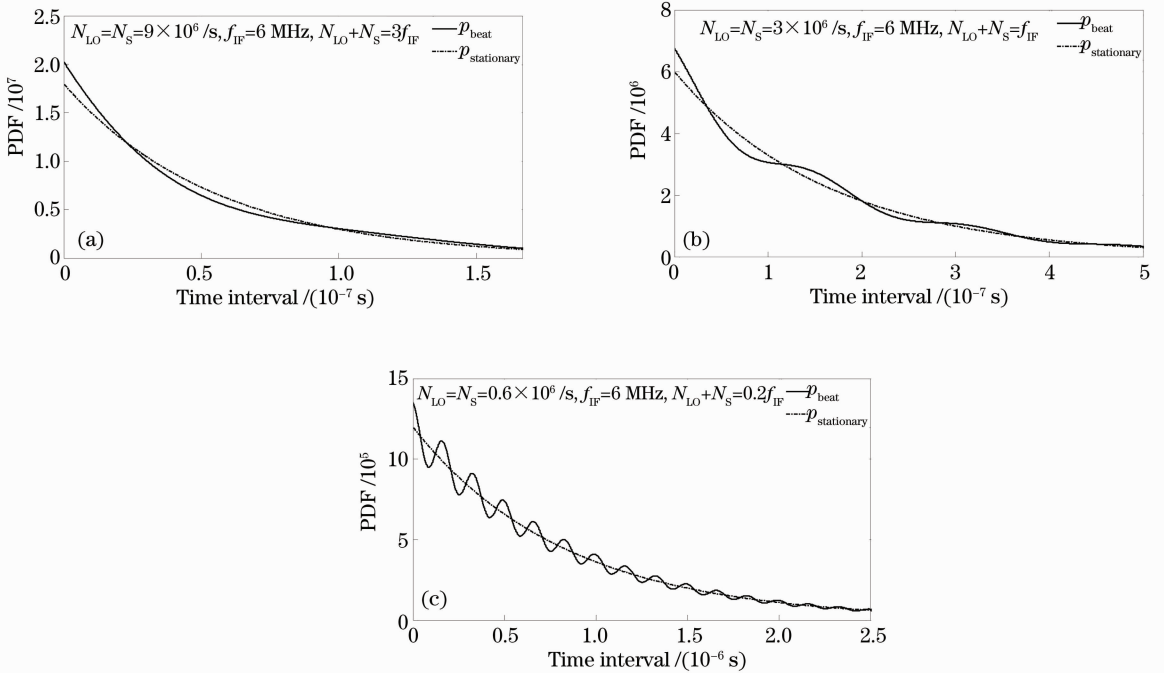


图 4 在光子计数率分别为 3,1 和 0.2 倍的拍频频率时,6 MHz 拍频信号,光子到达时间间隔 PDF 曲线
 Fig. 4 PDF cure of arrival time interval at beat frequency of 6 MHz at various photons count rate of 3, 1, and 0.2 times of the value of beat frequency

图 4 中,横坐标最大值为 $3E(\tau)$, $m = 0.5$ 。从数值计算结果可见,光子计数率越小,光子到达时间间隔 PDF 有着越多的起伏。对拍频频率提取,将更加有利。并且当每个拍频周期平均光子数不到 1 个时,仍然能够较好的提取拍频频率。

5 实验验证

为了验证上述理论推导的正确性,安排了如下实验光路系统如图 5 所示。

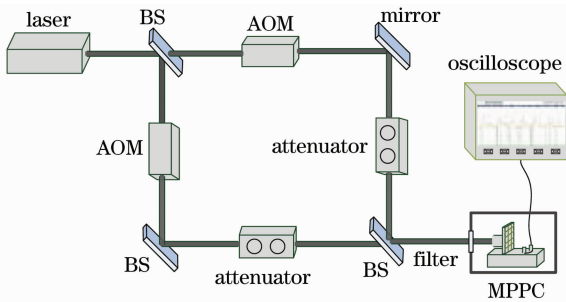


图 5 验证实验光路系统

Fig. 5 Experimental setup for validation of the presented theory

实验中采用 532 nm 固体激光光源,发射激光被分束后,两光束均被声光调制器(AOM)进行频率调制,其中一个 AOM 调制频率固定为 80 MHz,另一个 AOM 中心调制频率为 80 MHz,正负 20 MHz

可调,这样实现了混合后的拍频信号有 0~20 MHz 的频率调节范围。使用光子计数器为日本滨松生产的多像素光子计数器(MPPC),工作于盖革模式^[16],它记录的是光子到达时间,其输出为图 6;两光束在混合前都经过可调节衰减器进行衰减,以保证光强满足对光子计数器安全性要求,及实现两光束光强基本相等($N_{LO} = N_S$)。

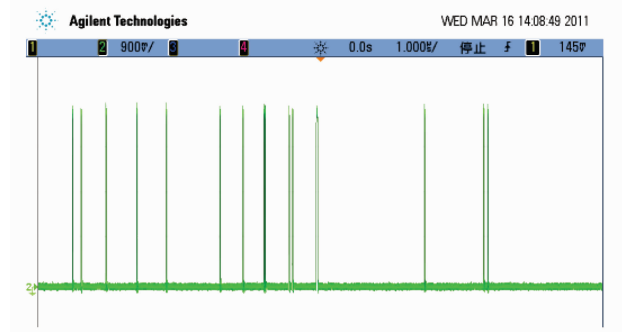


图 6 MPPC 输出信号

Fig. 6 Output signal of the MPPC module

1) 只记录其中一束光的光子事件,以实现稳定光信号光子到达时间间隔 PDF[(7)式]的验证。在 40 ms 的时间段内,MPPC 共探测到 74760 个光子,可以算出光子计数率为 $1.869 \times 10^6/s$,平均光子到达时间间隔为 $0.535 \mu s$ 。通过 Matlab 软件从记录的光子事件中提取相邻光子到达时间间隔,按照数理统计方

法^[17],得到它们的 PDF 如图 7 所示。可见,实验探测光子到达时间间隔 PDF 与理论计算良好相符,为负

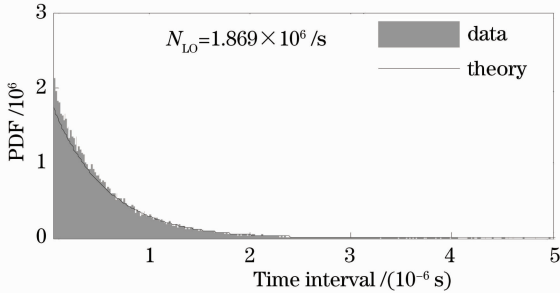


图 7 光子计数率为 $1.869 \times 10^6 / \text{s}$ 条件下,测量稳定光强信号光子到达时间间隔 PDF

Fig. 7 Measured PDF of stationary signal at photons count rate of $1.869 \times 10^6 / \text{s}$

指数分布。

2) 调节可调节 AOM 为 72 MHz,使得拍频信号拍频频率为 8 MHz;通过调节可调光衰减器,分别使光子计数率为拍频频率数值的 1,0.5,0.2 倍。如前理论分析,由于光子到达时间间隔在 $3E(\tau)$ 后概率很小,将不再考虑,如图 8 中数据处理都在 $3E(\tau)$ 以内。

使用以上理论拟合时,两光束的混合效率 m 取值 0.65。从图 8,9 可见,实验测量和理论计算相符,证明了前面理论推导的正确性。当光子计数率较大时,实验测量与理论模拟存在较大的误差。当光子计数率较少时,实验与理论计算符合的更好,有着良好的探测效果。图 9 所得的比例参数 $\rho(\tau)$ 的起伏周期清晰可见,从它频率可以得到拍频信号的频率。

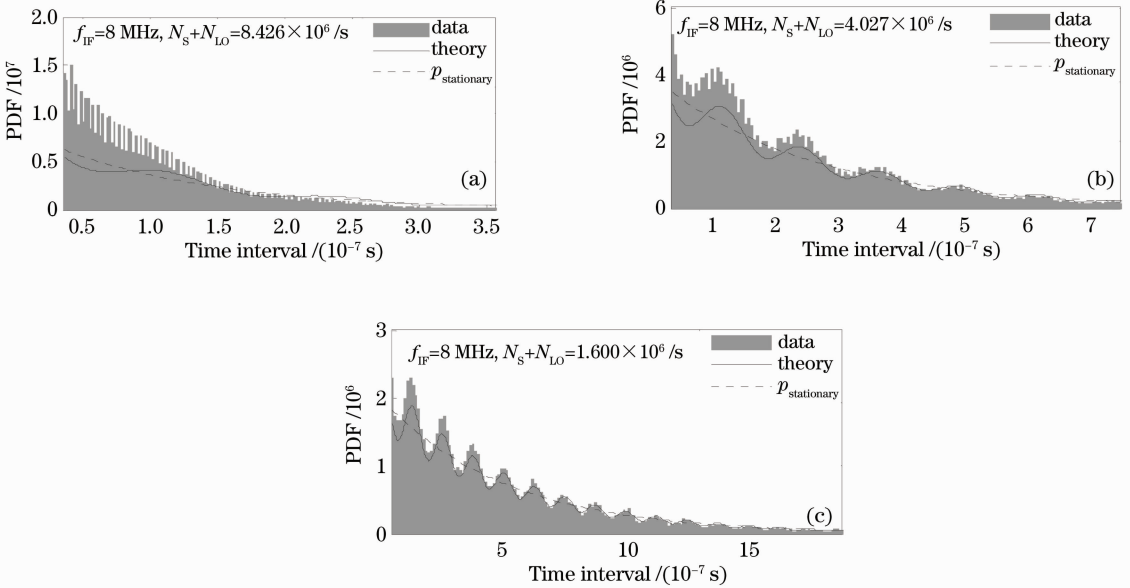


图 8 $f_{IF} = 8 \text{ MHz}$,光子计数率分布为 1,0.5 和 0.2 倍拍频频率条件下,测量信号光子到达时间间隔 PDF

Fig. 8 Measured PDF of $f_{IF} = 8 \text{ MHz}$ at various photons count rate which is about 1, 0.5, and 0.2 times of the beat frequency

从实验测量结果可见,该统计方法能够测量周期拍频信号的拍频频率,并且能够对混合效率 m 给出一个估计值。并且在每个拍频周期不到 1 个光子记录的情况下,仍然能够对信号进行频率提取。下面给出了在 0.2 倍拍频频率光子计数率条件下,探测到的其他三个拍频频率探测到光子到达时间间隔 PDF,如图 10 所示。

图 10 中,为了便于说明频率的差别,给出的是最大 $1 \mu\text{s}$ 时间间隔内的 PDF。从图中明显可见,频率小时,PDF 起伏少,频率大时,起伏多。在 $1 \mu\text{s}$ 内,对应 6,10,12 MHz,正好有 6,10,12 个起伏周期。证明

了这是对拍频频率探测的一种有效手段;并可以对混合效率进行一定的估计,这点是相对传统频谱分析的一种优势。

6 实验分析

6.1 误差讨论

由图 8,10 可见,无论对相同拍频频率还是不同拍频频率,光子计数率较大时,实验测量误差较大。从以下几个原因进行了简单分析:

1) 单光子计数器时间分辨率影响。时间分辨率主要由光生载流子从吸收区渡越到倍增区的时间决

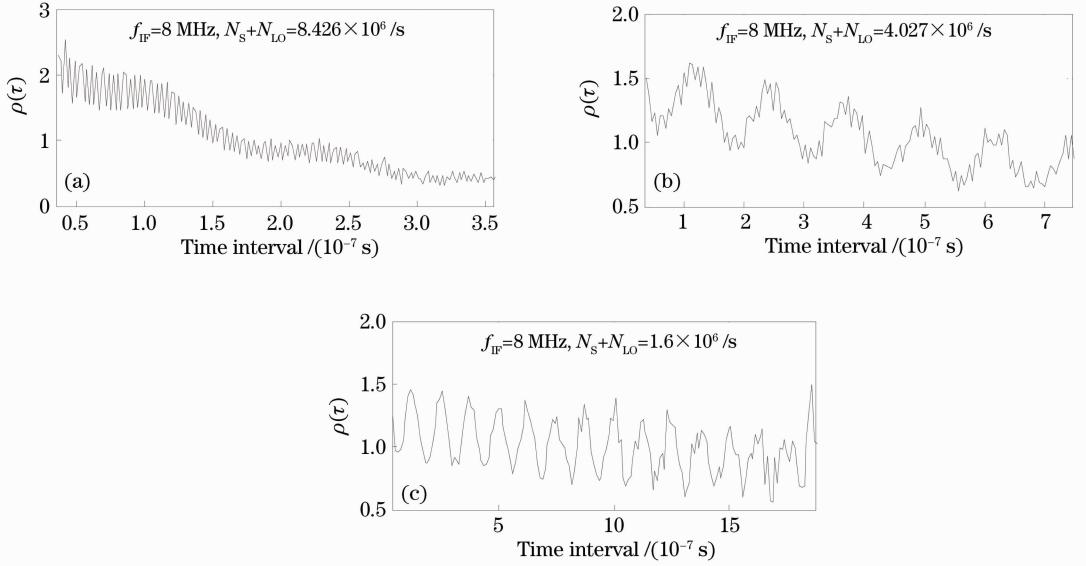


图 9 在与图 8 相同条件下,测量 p_{beat} 对 $p_{\text{stationary}}$ 比例参数
 Fig. 9 Ratio of p_{beat} to $p_{\text{stationary}}$ in the same condition as in Fig. 8

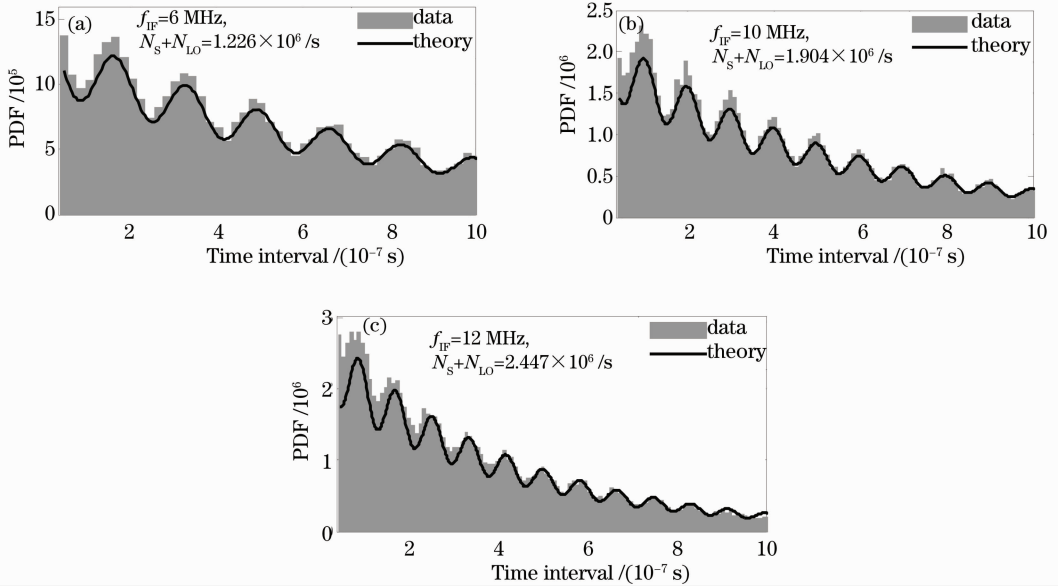


图 10 频率为 6、10、12 MHz 时,测量光子到达时间间隔 PDF

Fig. 10 Measured PDF of arrival time interval at various beat frequency (6, 10, 12 MHz) when photon count rate is about 0.2 times of frequency

定,对实验结果影响表现在探测到光子到达时间不能准确反映光子真正的到达时间。当光子数较大时,单光子计数器时间分辨能力内难以区分多光子事件,使得实验结果和理论计算出现偏差。

2) 光子数较大时,存在较大的散粒噪声。使得光子计数率较高时,与理论分析出现了较大误差。

3) 盖革工作模式 APD 存在的死亡时间(APD 单元从接收到一个光子到恢复到能够接收下一个光子

的时间),在该时间段内无法再对到达光子进行响应。如所使用 MPPC 说明书给出死亡时间为 50 ns,相邻光子间隔小于 50 ns 时,后一个光子无法被探测到。光子计数率较大时,时间间隔较小,死亡时间的存在使得对多光子数区分难度增大,从而形成与理论的较大误差。

6.2 频率范围

从理想统计理论来讲,光子计数率是越小越好。

但受噪声约束,光子计数率的下限由真实实验条件来决定。当光子计数率小时,在满足足够多分析数据时,就需要很长的探测时间。限制信号光子计数率,由于暗计数噪声不变,就使得探测信号的信噪比下降。在本实验中,MPPC的暗噪声光子计数率均值约为 $1.4 \times 10^5/s$ 。假设要求探测的最小信噪比为5,则需要的信号光子计数率为 $7 \times 10^5/s$,这是本文光子计数率下限。上面0.2倍拍频频率数值时,信噪比基本在10以上。由于这个最小光子计数率的限制,使得这种方式对拍频信号探测时存在一个探测频率下限,由(18)式可得

$$f_{IF} > 0.7/3 = 0.2333 \text{ MHz}$$

即在 $1.4 \times 10^5/s$ 暗计数噪声下,能够探测到的最小拍频频率为0.2333 MHz。

上面理论推导时提出的一个分析数据上限为 $3E(\tau)$,这只是一个较大概率内的数据分析,并不是严格限制的界限。如果探测信号较好,可以适当地放宽这个限制。

7 结 论

理论推导了周期性激光拍频信号光子到达时间间隔的统计特性,并从实验上给予了验证,证明了理论推导的正确性。拍频信号光子到达时间间隔分布曲线围绕着负指数分布上下起伏,从该起伏拍频可以得到拍频信号频率,并可以对信号光和本振光混合效率做一个估计。实验中在光子计数率仅为拍频频率 $1/5$ 的条件下,成功探测了6、8、10、12 MHz拍频信号,并得到其频率,估计实验系统两光束的混合效率约为0.65。从MPPC暗计数噪声分析,在满足信噪比为5条件下,得到所需光子计数率为 $0.7 \times 10^5/s$,进一步分析出该探测方法,该探测系统所能探测到的最小拍频频率为0.2333 MHz。

参 考 文 献

- 1 A. Ottl, S. Ritter, M. Kohl *et al.*. Correlations and counting statistics of an atom laser [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(9): 090404
- 2 Liu Yongan, Zhao Feifei, Hu Huijun *et al.*. Properties of photon

- counting imaging detector with Au photocathode [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **21**(1): 0123002
- 刘永安, 赵菲菲, 胡慧君等. 采用金阴极的光子计数成像探测器的性能[J]. *光学学报*, 2011, **21**(1): 0123002
- 3 Yang Fu, He Yan, Chen Weibiao. Study of fiber laser ranging system using pseudorandom modulation and single photon counting techniques [J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(3): 0314003
- 杨 馥, 贺 岩, 陈卫标. 基于伪随机码调制和单光子计数的光纤激光测距研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(3): 0314003
- 4 M. Ramilli, A. Allevi, V. Chmill *et al.*. Photon-number statistics with silicon photomultipliers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**(5): 852~862
- 5 Zhao Shuai, Guo Jin, Liu Hongbo *et al.*. Application of multipixel photon counters to single photon detection [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2011, **19**(5): 972~976
- 赵 帅, 郭 劲, 刘洪波等. 多像素光子计数器在单光子探测中的应用[J]. *光学精密工程*, 2011, **19**(5): 972~976
- 6 J. W. Goodman. *Statistical Optics*[M]. New York: Wiley, 2000
- 7 Adam B. Milstein, Leaf A. Jiang, Jane X. Luu *et al.*. Acquisition algorithm for direct-detection ladars with Geiger-mode avalanche photodiodes [J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(2): 296~311
- 8 Jane X. Luu, Leaf A. Jiang. Coherent photon counting lidar [J]. *OSA/COTA*, 2006
- 9 R. Vyas, S. Singh. Waiting-time distributions in the photodetection of squeezed light [J]. *Phys. Rev. A*, 1988, **38**(5): 2423~2430
- 10 R. Vyas, S. Singh. Photon-counting statistics of the degenerate optical parametric oscillator [J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **40**(9): 5147~5159
- 11 H. J. Carmichael, S. Singh, R. Vyas *et al.*. Photoelectron waiting times and atomic state reduction in resonance fluorescence [J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **39**(3): 1200~1218
- 12 M. S. Wheatland, P. A. Sturrock, J. M. McTiernan. The waiting-time distribution of solar flare hard X-ray bursts [J]. *Astrophys. J.*, 1998, **509**(1): 448~455
- 13 T. A. Laurence, A. N. Kapanidis, X. X. Kong *et al.*. Photon arrival-time interval distribution (PAID): a novel tool for analyzing molecular interactions [J]. *J. Phys. Chem. B*, 2004, **108**(9): 3051~3067
- 14 L. A. Jiang, J. X. Luu. Heterodyne detection with a weak local oscillator [J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(10): 1486~1503
- 15 Leonard Mandel, Emil Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*[M]. New York: Cambridge University Press, 1995
- 16 Wang Fei, Zhao Yuan, Zhang Yu *et al.*. Theoretical analysis of influence of laser signal strength on range precision in single photon ranging [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(10): 2772~2776
- 王 飞, 赵 远, 张 宇等. 激光脉冲强度对于盖革模式单光子探测测距精度影响的理论研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(10): 2772~2776
- 17 Gregory R. Osche. *Optical Detection Theory for Laser Applications*[M]. Hoboken, N. J.: Wiley-Interscience, 2002

栏目编辑: 李文洁