

强度相干成像中符合计数方法的优化与仿真

高 昕, 李希宇, 冯灵活, 唐 嘉

(北京跟踪与通信技术研究所 空间目标测量重点实验室, 北京 100094)

摘 要: 为提高强度相干成像中符合计数方法的探测信噪比, 实现对中高轨卫星的清晰成像。根据 HBT 效应和光电转换半经典模型建立了强度相干的符合计数简化模型, 分析了设备时间测量误差、符合窗函数和观测光谱形状对符合计数探测信噪比的影响, 并根据观测条件对符合窗函数进行了优化。利用蒙特卡洛方法仿真了符合窗函数对探测信噪比的影响。仿真结果表明: 利用最优符合窗测量目标的频谱模值时, 其探测信噪比较传统方法提高了 39.2 倍。通过对符合窗的优化能够有效提高强度相干成像探测信噪比, 提高对暗弱目标的强度相干成像质量。

关键词: 强度相干; 符合计数; 窗函数优化; 频谱模值; 蒙特卡洛; 半经典模型

中图分类号: O438; O438.2 **文献标志码:** A **文章编号:** 1007-2276(2015)11-3454-09

Amelioration and simulation of coincidence counting towards intensity correlation imaging

Gao Xin, Li Xiyu, Feng Lingjie, Tang Jia

(Key Laboratory of Space Object Measurement, Beijing Institute of Tracking and Telecommunications Technology, Beijing 100094, China)

Abstract: The research aims to offer a solution to raise the detecting SNR of coincidence counting in intensity correlation imaging method and to obtain a clear image of high-orbit satellite. A simplified model of coincidence counting in intensity correlation was built based on the Hanbury Brown & Twiss Effect and the photoelectric conversion semi-classical model. As well as the influence on the detecting SNR of coincidence counting caused by the time measurement error of detection equipment, the effect of coincidence window and the observed spectral shape was analyzed. Furthermore, an optimization on window function according to these observing conditions was offered. Finally, the coincidence window's effects on detecting SNR with the Monte-Carlo method were simulated. The simulation result shows that, by practicing the process of optimized coincidence window in intensity correlation imaging, the detecting SNR increases 39.2 times more than that with traditional method. The detecting SNR and the image quality of dim target can be efficiently improved as well by the window optimization.

Key words: intensity correlation; coincidence counting; window function optimization; spectrum modulus; Monte-Carlo; semi-classical model

收稿日期: 2015-03-20; 修订日期: 2015-04-25

基金项目: 国家高技术研究发展计划(2011AAXX0110); 北京跟踪与通信技术研究所预研基金

作者简介: 高昕(1973-), 男, 博士, 主要从事光学测控设备总体设计方面的研究。Email: gaoxin526@sina.com

0 引言

空间目标成像是空间监视任务的重要组成部分,对卫星的清晰成像能够获得卫星的类别与姿态信息^[1]。利用地基望远镜能够直观地获得空间目标图像,然而现有望远镜的成像分辨力受大气湍流和望远镜衍射极限限制^[2],成像分辨力提高困难。为实现对中高轨卫星的成像,目前对振幅干涉成像^[3]、傅里叶望远镜成像^[4]及强度相干成像^[5]等高分辨力成像手段进行了探索,而强度相干成像方法具有成像分辨力高、设备精度要求低及对大气湍流不敏感等优点,在高轨目标成像领域具有较大的发展前景。

强度相干方法是合成孔径成像的一种,该方法利用高频探测器测量目标光强随机涨落,通过计算不同位置光强涨落相关度获得目标图像频谱模值,结合相位恢复算法获得目标图像^[6]。强度相干方法最初应用于恒星角直径测量和恒星成像领域,随着探测水平的提高和相位恢复算法的进步,近年来开始探索利用该方法对高轨卫星成像^[7]。传统强度相干方法采用模拟乘法器计算光电流涨落的相关度获得目标空间频谱模值,然而高轨卫星的亮度远低于恒星目标,利用高频探测器测量目标光强涨落时,单个采样周期内探测器获得的光子数较少,此时探测器输出光电流中含有较大散粒噪声,严重降低了强度相干探测信噪比,同时模拟光电流的传输畸变和乘法器运算噪声同样会在测量结果中引入较大噪声,利用现有强度相干方法对高轨目标成像信噪比极低^[8]。

为提高对高轨目标的成像信噪比,可采用地基激光主动照明以提高目标在单位光谱宽度内的亮度。此时若配合窄带滤光片滤除夜空背景光,利用现有光子计数器可直接记录到光子的到达时间,利用符合计数方法记录不同探测器上光子同时到达概率,获得不同位置光强涨落的相干性^[9]。与传统强度相干方法相比,在低光子到达速率条件下,符合计数方法能够获得较高信噪比的频谱模值,测量过程中采用数字信号代替了模拟信号,有效避免了光电流传输畸变和乘法器噪声对测量结果的影响^[10]。

利用符合计数方法对目标强度相干成像时,需选择合理的符合窗函数以定义符合事件。而符合窗函数的选取会直接影响强度相干成像的探测信噪

比。文中根据光电转换半经典模型和强度相干成像简化模型,分析了符合计数方法中最优窗函数的选取方法,并根据强度相干阵列的观测设备误差及照明激光光谱宽度对符合窗函数进行优化,以达到提高探测信噪比的目的。利用蒙特卡洛方法仿真了利用不同符合窗函数获得的探测信噪比,验证了优化符合窗的有效性。通过对符合窗函数的优化,能够在不改变目标亮度和观测设备精度的前提下提高符合计数方法探测信噪比,提高强度相干方法对高轨目标的成像质量。

1 强度相干成像方法

1.1 强度相干成像原理

20 世纪 60 年代以前,对远距离目标的高分辨力成像主要依靠振幅干涉成像方法完成:1890 年,迈克尔逊利用振幅干涉仪首次完成了对恒星角直径的高精度测量,其后进行了振幅干涉成像实验,获得了较好的效果^[11]。然而利用振幅干涉方法对目标成像时需获得目标光场的干涉条纹,测量结果受大气湍流和设备加工误差影响较大,建造长基线振幅干涉阵列难度较大。

为克服振幅干涉方法的缺点,实现利用低精度成像设备对远距离目标的高分辨力成像,1952 年, Hanbury Brown 提出利用强度相干方法测量目标空间频谱模值,结合相位恢复方法获得目标图像^[12]。强度相干方法成像分辨力最高可达毫角秒量级,成像示意图如图 1 所示。不同位置的集光面对目标光强进行采集,并利用高频探测器将光强涨落转化成相应的光电流,利用模拟乘法器计算光电流涨落的相干度,光强涨落的相干度可表示为:

$$S = \frac{\langle I_A(t)I_B(t) \rangle}{\langle I_A(t) \rangle \langle I_B(t) \rangle} = \frac{\langle E_A(t)E_A^*(t)E_B(t)E_B^*(t) \rangle}{\langle I_A(t) \rangle \langle I_B(t) \rangle} \quad (1)$$

式中: $I_A(t)$ 、 $I_B(t)$ 为探测器 A、B 接收的光强涨落; $E_A(t)$ 和 $E_A^*(t)$ 为探测器 A 接收的光场及光场复共轭; $\langle \rangle$ 表示在时间域内取均值。由于目标的光场分布近似服从于复数圆高斯分布,由复数高斯矩定理可知,光强涨落相干度可表示为:

$$S = \frac{\langle E_A(t)E_A^*(t) \rangle \langle E_B(t)E_B^*(t) \rangle + \langle E_A(t)E_B^*(t) \rangle \langle E_B(t)E_A^*(t) \rangle}{\langle I_A(t) \rangle \langle I_B(t) \rangle} = |\gamma_{AB}|^2 + 1 \quad (2)$$

式中: $|\gamma_{AB}|$ 为光场 $E_A(t)$ 和 $E_B(t)$ 的空间相干度。由

Van Cittert-Zernike 定理可知,目标的光场空间相干度 $|\gamma_{AB}|$ 与目标图像的频谱模值成正比,若能获得目标在不同基线上的光场空间相干度,结合相位恢复算法即可获得目标光强分布图像。

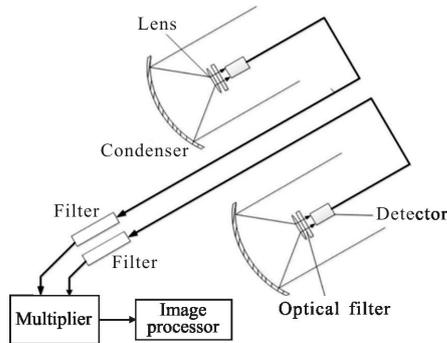


图 1 强度相干成像原理图

Fig.1 Diagram of intensity correlation imaging

由于强度相干方法对目标成像时仅需测量目标的光强随机涨落,无需采集光场相位信息,成像过程中大气湍流和集光面像差引入的光场相位畸变不会对测量结果产生较大影响。同时,利用强度相干方法测量目标光场相干时无需获得干涉条纹,极大降低了建造长基线观测阵列的难度,使得对目标高分辨力成像成为可能。

由于强度相干成像需采用高频探测器对暗弱光强进行采集,探测器输出光电流中含有较大的散粒噪声。在宽光谱条件下,若不考虑探测器暗电流噪声、背景光噪声和乘法器运算噪声,强度相干成像的探测信噪比可表示为^[13]:

$$SNR = A\alpha\eta|\gamma|^2\sqrt{fT/2} \quad (3)$$

式中: A 为强度相干阵列集光面积; α 为探测器量子效率; η 为目标单位光谱宽度内光子数; $|\gamma|$ 为目标空间频谱模值; f 为探测器采样频率; T 为积分观测时间。对高轨卫星成像时,可采用地基激光对卫星主动照明以提高目标在单位光谱宽度内的亮度,同时利用高量子效率的探测器对光强涨落进行测量以获得较高探测信噪比。然而光强探测器的探测频率受其响应时间限制,同时模拟乘法器计算光强涨落相关度时会引入部分噪声。为获得更高的频谱模值信噪比,可采用符合计数方法对目标进行强度相干成像:根据各探测器上光子到达时间直接获得光强涨落相干度,以提高频谱模值的探测信噪比。

1.2 符合计数方法

符合计数是量子光学实验中的一种重要测量方法,该方法通过记录符合事件的发生概率实现对光场相干性质、纠缠光子对的测量与检测^[14],其中符合事件是指两个或多个因素同时发生的事件。探测器上光子到达速率较低时,利用符合计数方法能够直接测量光强随机涨落的相干度,该过程中的符合事件定义为两个探测器上有光子同时到达。强度相干成像中的符合计数流程如图 2 所示。

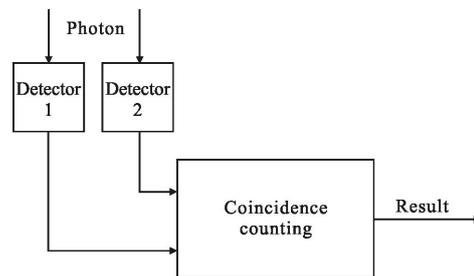


图 2 符合计数方法流程图

Fig.2 Scheme of coincidence counting

受探测器及符合计数设备计数频率限制,利用符合计数方法对光强涨落相干度进行测量时,要求光子计数器上光子到达速率较低。而由公式(3)可知,强度相干成像的探测信噪比仅与单位光谱宽度内的光子数成正比,利用窄带滤光片对光谱宽度进行限制可在不降低探测信噪比的前提下降低光子到达速率。在对中高轨道卫星成像时,若采用地基激光对目标主动照明,可显著提高目标在特定光谱段内的亮度,同时配合窄带滤光片对背景光进行滤除,此时利用现有光子计数器能够精确获得各个光子的到达时间,即可利用符合计数方法对目标频谱模值进行测量。

在实际符合计数过程中,受设备光程误差、时间测量误差和大气湍流影响,光子同时到达不同探测器的概率较低。为提高探测信噪比,通常两个探测器上的光子到达时间差在符合计数窗之内即可认定为符合事件,其中符合窗函数的等效宽度记作符合时间 τ_0 。由光场经典波动理论可知,自然热光的光强随机涨落与光谱宽度成正比,在光谱宽度为 0.1 nm 时,目标光强随机涨落频率为 120 GHz,光强随机涨落周期远小于符合时间,在不考虑光子到达时间测量误差、光子计数器暗计数和背景光噪声情况下,符合计数方法的探测信噪比可表示为:

$$SNR=A\alpha\eta|\gamma_{AB}|^2\sqrt{T/\tau_0} \quad (4)$$

由公式(4)可知,减小符合计数时间 τ_0 即可提高强度相干成像探测信噪比,然而受时间测量误差影响,当符合时间较小时,时间测量误差会在测量结果中引入较大噪声。为提高符合计数方法的探测信噪比,需对符合时间及符合窗函数进行优化。

2 符合计数窗函数优化

2.1 符合计数过程

为简化分析过程,在此忽略光子计数器暗电流噪声和背景光噪声的影响,同时不考虑光波波长差异及部分相干效应对接收光强涨落的影响。

利用符合计数方法对目标强度相干成像时,需使用多个光子计数器对光子到达时间进行探测,设光子计数器 k 上的第 j 个光子的到达时间为 t_{kj} ,在测量过程中符合事件的总数可表示为:

$$S=\sum_{j=1, k=1}^{N_1, N_2} w(t_{1j}-t_{2k}) \quad (5)$$

式中: N_1 为在测量时间段内探测器 1 上接收的光子总数; $w(t)$ 为符合窗函数。传统符合计数方法中,符合窗函数 $w(t)$ 通常设定成宽度为 τ_0 的矩形函数。而此时两个同时到达的光子所占权重和两个到达时间相差 τ_0 的光子权重相同,这将导致符合计数方法的测量信噪比降低,因此需对符合窗函数的形状及符合时间进行优化。

由光电探测的半经典模型可知,光子计数器在时刻 t 获得光子的概率与探测面上瞬时光强 $I_k(t)$ 成正比^[15],若不考虑光子计数器的时间测量误差,时间段 T 内产生符合事件的数学期望可表示为:

$$\begin{aligned} \langle S \rangle &= (\bar{IT})^2 \int_0^T \int_0^T p_1(t)p_2(t')w(t-t')dt dt' = \\ & (\bar{IT})^2 \int_0^T \int_{-\infty}^{+\infty} p_1(t)p_2(t-\tau)w(\tau)dt d\tau \quad (6) \end{aligned}$$

然而光子计数器测得的光子到达时间会存在一定误差,测量时间误差大致服从于高斯分布,时间误差的概率分布函数记为 $r(\tau)$ 。在有探测误差情况下,光子计数器在时刻 t 输出光子到达信号的概率 $p_k'(t)$ 为真实光子到达概率 $p_k(t)$ 与测量误差函数 $r(\tau)$ 的卷积,此时在时间段 T 内产生符合事件的数学期望为:

$$\langle S \rangle_E = (\bar{IT})^2 \int_0^T \int_{-\infty}^{+\infty} [p_1(t) \otimes r(t)] \cdot [p_2(t-\tau) \otimes r(t-\tau)] \cdot$$

$$w(\tau)dt d\tau = T \int \langle I(t)I(t-\tau) \rangle d\tau \cdot \int W(\nu)|R(\nu)|^2 e^{-2m\nu\tau} d\nu \quad (7)$$

式中: $W(\nu)$ 和 $R(\nu)$ 为符合窗函数 $w(t)$ 和测量误差函数 $r(\tau)$ 的傅里叶变换。

在存在时间测量误差情况下,利用符合计数方法测得的光强涨落相干性 $\langle I(t)I(t-\tau) \rangle$ 包括光强涨落时间相干性 $f_c(\tau)$ 与空间相干性 $|\gamma_{12}|^2$ 两部分,光强涨落的相干性可表示为^[16]:

$$\langle I_1(t)I_2(t-\tau) \rangle = \bar{I}^2 [1 + f_c(\tau)|\gamma_{12}|^2] \quad (8)$$

式中: $f_c(\tau)$ 为光强随机涨落的时间相干函数。由参考文献[17]可知,光强随机涨落的时间相干度 $f_c(\tau)$ 的傅里叶变换 $F(\nu)$ 为:

$$F(\nu) = \frac{\int f(\nu-\nu_0)f(\nu-\nu_0+\nu')d\nu'}{\Delta\nu^2} \quad (9)$$

式中: $f(\nu)$ 为观测光谱分布函数; ν_0 为光谱中心频率; $\Delta\nu$ 为等效光谱宽度。

将公式(8)、(9)代入公式(7)中即可计算获得在时间段 T 内符合事件的数学期望:

$$\langle S \rangle = T\bar{I}^2 [W(0) + |\gamma_{12}|^2 \int W(\nu)|R(\nu)|^2 F(\nu)d\nu] \quad (10)$$

式中: $W(0)$ 为符合窗函数的零频分量,其大小与符合时间 τ_0 相等。由以上推导可知,目标图像的空间功率谱可表示为:

$$|\gamma_{12}|^2 = \frac{\langle S \rangle - T\bar{I}^2 W(0)}{T\bar{I}^2 \int W(\nu)|R(\nu)|^2 F(\nu)d\nu} \quad (11)$$

2.2 符合计数噪声

根据公式(10)可计算获得目标频谱模值的数学期望,而在对暗弱目标强度相干成像时,测量结果中含有较大噪声,测得符合事件的数目服从于以数学期望为均值的高斯分布,此时测量噪声可表示为:

$$N = \sqrt{\langle S^2 \rangle - \langle S \rangle^2} \approx \bar{I}^2 T \int w^2(\tau) d\tau \quad (12)$$

由公式(10)与(12)可知,符合计数方法的测量信噪比可表示为:

$$SNR = \frac{\langle S \rangle}{N} \eta |\gamma_{12}|^2 \sqrt{\frac{T[\Delta\nu \int W(\nu)|R(\nu)|^2 F(\nu)d\nu]^2}{\int W^2(\nu)d\nu}} \quad (13)$$

由公式(13)可知,符合计数方法的探测信噪比与符合窗函数 $W(\nu)$ 、光子到达时间测量误差 $R(\nu)$ 和观测光谱 $F(\nu)$ 有关,对以上参数的优化可提高强度

相干成像信噪比。

2.3 符合窗函数优化

由公式(13)可知,延长观测时间 T 、增大目标在单位光谱宽度内亮度 η 可提高探测信噪比。然而在对远距离目标成像过程中,增大目标单位光谱宽度内亮度和延长观测时间难度较大。若能根据光子计数器的时间测量误差和观测光谱形状对符合窗函数进行优化,可达到提高探测信噪比的目的。将公式(13)对符合窗函数 $W(\nu)$ 求偏导可获得最大信噪比对应的最优符合窗,最优符合窗函数可表示为:

$$W(\nu)_{\text{opt}} = \frac{|R(\nu)|^2 F(\nu)}{\int |R(\nu)|^2 F(\nu) d\nu} \quad (14)$$

在选用最优窗函数情况下,符合计数方法的探测信噪比可表示为:

$$SNR = \frac{\langle S \rangle}{N} = \eta |\gamma_{12}|^2 \sqrt{T [\Delta\nu]^2 \int |R(\nu)|^4 F(\nu)^2 d\nu} \quad (15)$$

以上根据光电探测半经典模型和符合计数模型分析了符合窗函数和测量信噪比的关系,由上述分析可知,在单位光谱宽度内亮度 η 、空间频谱模值 $|\gamma_{12}|$ 和光子计数器探测误差 $r(\tau)$ 不变的情况下,对符合窗函数的优化可提高符合计数测量信噪比。

3 模拟仿真

为验证对符合窗函数优化的有效性,以下将采用蒙特卡洛方法对符合计数过程进行仿真:设两个光子计数器接收光场的相干度为 $|\gamma_{\text{Ab}}|$ 为 0.7,仿真过程中根据光场经典波动模型计算获得探测面上的光强随机涨落,根据光电转换的半经典模型获得各探测器上的光子到达时间序列。仿真过程中最小时间分辨力为 1 ps,总仿真时间为 1 μs 。光子计数器的时间测量误差大致服从于高斯分布,以滨松公司的 S10362 光子计数器为例,时间测量误差的标准差为 50 ps。由于符合计数中仅需获得两探测器上光子到达的时间差值 Δt ,其测量误差 $r(\tau)$ 服从于均值为 0、标准差为 100 ps 的高斯分布。由于最优符合窗函数的选择与观测光谱形状有关,以下仿真了在宽光谱观测条件和窄光谱观测条件下符合窗函数与探测信噪比的关系。

3.1 宽光谱照明情况下

利用强度相干方法对高轨目标成像时,若照明激光光谱宽度较宽,反射光强随机涨落的时间相干度

远小于光子到达时间测量误差。由公式(15)可知,此时最优符合窗函数主要取决于光子到达时间测量误差,最优符合窗函数的傅里叶变换可近似表示为:

$$W_{\text{opt}}(\nu) \approx \frac{|R(\nu)|^2}{\int |R(\nu)|^2 d\nu} \quad (16)$$

最优符合窗函数 $w(t)$ 可表示为光子到达时间误差分布函数的自相关: $w(t) = r(t) \otimes r(t)$ 。假设照明激光的波长为 600 nm,激光光谱宽度为 0.1 nm,此时目标反射光强的随机涨落带宽为 166 GHz。激光传输经过湍流大气及在卫星粗糙表面反射时会在光场中引入随机相位,光子计数器接收的光场服从于圆形高斯随机分布,根据经典波动理论,250 ps 内两个光子计数器探测面上接收的光强随机涨落如图 3 所示。

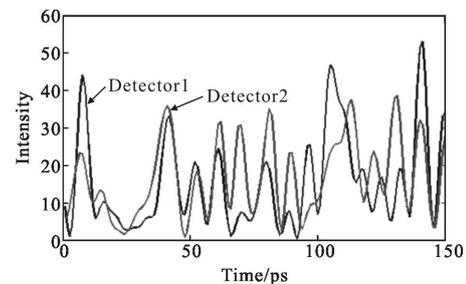


图 3 两探测器上光强随机涨落

Fig.3 Intensity fluctuations on detectors

在目标亮度较低的情况下,光子计数器上接收获得的光子数较少,由光电探测的半经典模型可知,光子计数器上接收到光子的概率与探测面上瞬时光强成正比。若不考虑光子计数器的时间测量误差,两个光子计数器的输出结果如图 4 所示,其中连续实

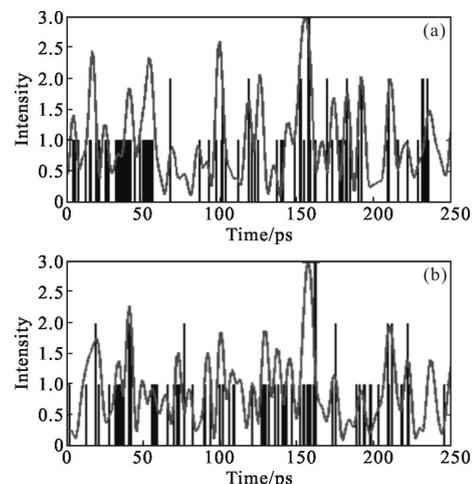


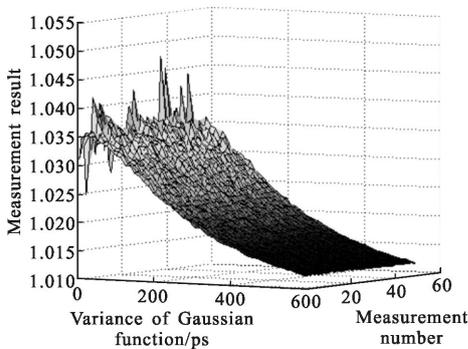
图 4 探测器上光子到达时间

Fig.4 Photons arriving time on detectors

线为接收获得的理论光强涨落, 脉冲表示光子计数器上的光子到达时间。

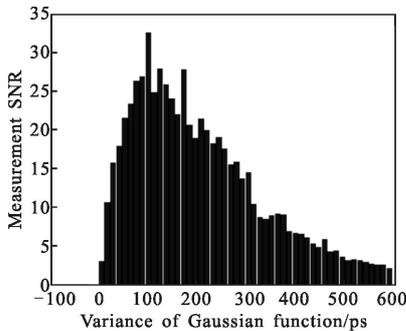
然而受光子计数器时间测量误差影响, 以上仿真的光子到达时间上需添加标准差为 50 ps 的高斯噪声以仿真真实的测量结果。

为验证公式(16)获得的最优符合窗函数的有效性, 以下模拟了利用不同宽度和形状的符合窗函数对仿真数据进行符合计数测量, 比较不同符合窗函数对应的测量信噪比。仿真过程中符合窗函数分别选定为: 标准差为 σ_m 高斯函数 $r_m(t)$ 的自相关——GACF 函数 $w_m(t)$ 、宽度为 k 的矩形符合窗函数 $\text{rect}(t/k)$, 其中高斯函数标准差 σ_m 和矩形窗函数宽度 k 在 1~601 ps 之间等间隔均匀取值, 利用每种符合窗函数进行 50 次独立的符合计数测量, 根据测量结果标准差估计测量噪声。图 5(a)为利用 GACF 函数 $w_m(t)$ 的 50 次独立符合计数测量结果, 可以看出, 在 GACF 函数宽度较小时, 测量结果的噪声较大。图 5(b)为利用不同 GACF 函数 $w_m(t)$ 进行符合计数时的探测信噪比, 可以看出, 在高斯函数 $r_m(t)$ 的标准差为 97 ps 时, 利用相应 GACF 函数获得最大探测信噪比, 最大探测信噪



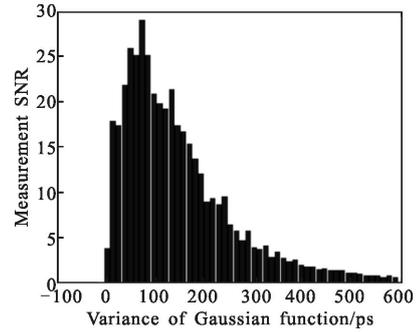
(a) 不同 GACF 窗函数的测量结果

(a) Measurement results of different GACF function



(b) GACF 窗的探测信噪比

(b) SNR of different GACF function



(c) 不同矩形窗的探测信噪比

(c) SNR of different rectangular function

图 5 宽光谱条件下的符合窗优化结果

Fig.5 Optimization results in wide-spectrum condition

比为 32.5。而图 5(c)为利用不同宽度的矩形符合窗函数 $\text{rect}(t/k)$ 进行符合计数的探测信噪比, 可以看出, 利用宽度为 73 ps 的符合窗能够获得最大探测信噪比, 最大探测信噪比为 29。而在光子计数器的时间分辨力为 1 ps 情况下, 若不对符合窗函数进行优化, 符合计数测量的信噪比仅为 3.01。

若采用传统模拟乘法器计算光强涨落相关度, 探测信噪比将与探测器的冲激响应函数 $h(t)$ 有关。由参考文献[18]可知, 现有光强探测器冲激响应函数的半高全宽约为 6 ns。在相同条件下, 若不考虑乘法器噪声和光电流传输畸变, 利用模拟乘法器测量获得的目标空间频谱模值的信噪比约为 0.83。

由上述仿真结果可知, 当探测光谱宽度远大于探测器时间测量误差时, 利用最优符合窗函数能够显著提高符合计数方法的测量信噪比。在仿真条件下, 最优符合窗对应的探测信噪比较未优化时提高了 10.8 倍, 较传统强度相干成像方法提高了 39.2 倍。

3.2 窄光谱照明情况下

在照明激光发射功率一定时, 增加照明激光光谱宽度会降低目标在单位光谱宽度内的亮度 η , 使得强度相干成像探测信噪比降低。在对中高轨目标强度相干成像时, 需对照明激光的光谱宽度进行限制, 而由公式(13)可知, 在观测光谱宽度较窄时, 光强涨落时间相干度 $f_c(\tau)$ 会在测量结果中引入部分噪声, 需根据光谱形状对符合窗函数进行优化以提高探测信噪比。以下将仿真窄光谱条件下符合窗函数对探测信噪比的影响, 仿真过程中设照明激光光谱形状为矩形, 光谱带宽为 80 MHz, 图 6 仿真了 0.1 μs 内两个光子计数器探测面上的理论光强涨落和实际

光子到达时刻,最小时间分辨力为 1 ps。

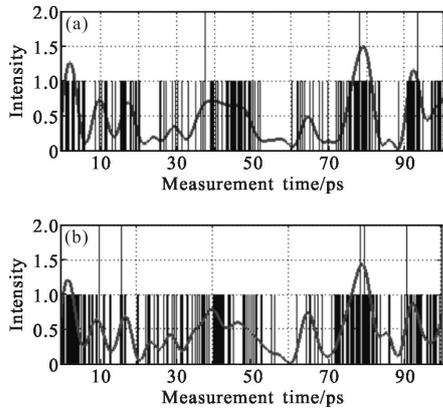


图 6 探测器光子到达时间

Fig.6 Photons arriving time on detectors

由于光谱宽度较窄,光强随机涨落时间相干度远大于时间测量误差,符合计数时间相干度函数 $f_c(\tau)$ 会对最优符合窗函数产生较大影响,由公式(15)可知,窄光谱情况下的最优符合窗函数可表示为:

$$w(t)=r(t)\otimes r(t)\otimes f_c(t) \quad (17)$$

在目标光谱形状为矩形且光谱宽度为 80 MHz 时,光强涨落时间相干度函数 $f_c(t)$ 的表达式见公式(18),其形状如图 7(a)所示。

$$f_c(\tau)=k\left(\frac{\sin k\tau}{k\tau}\right)^2, k=16\pi\times 10^7 \text{ rad} \quad (18)$$

式中: k 为时间相干系数,最优符合窗函数如图 7(b)所示。

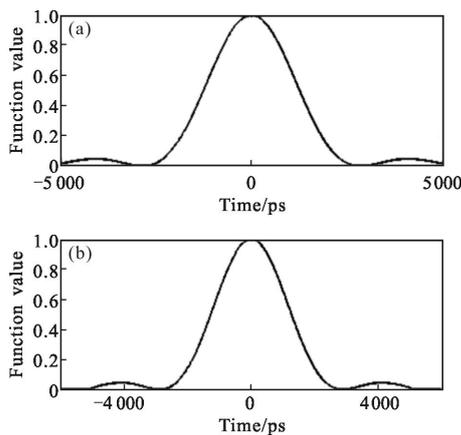
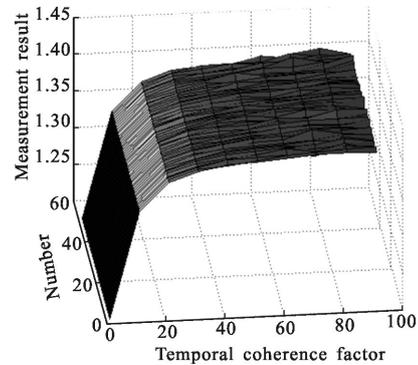


图 7 窄光谱最优符合窗函数

Fig.7 Optimized coincidence window function in narrow-spectrum condition

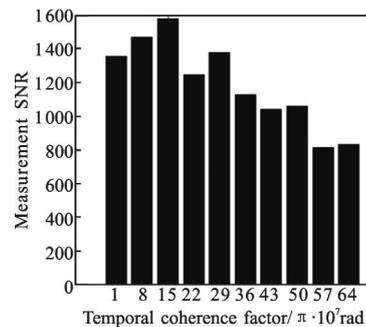
为验证最优符合窗函数的有效性,以下仿真了利用不同符合窗函数获得的探测信噪比。由公式(17)可

知,最优符合窗函数与时间测量误差 $r(\tau)$ 及光强涨落时间相干度 $f_c(\tau)$ 有关,在验证最优符合函数过程中,首先保持公式(17)中的时间测量误差不变,改变时间相干系数 k 获得不同符合窗函数。仿真过程中时间测量误差函数设定为标准差为 100 ps 的高斯函数,时间相干系数 k 在 $\pi\times 10^7\sim 64\pi\times 10^7$ 间等距取值。利用不同符合窗函数对仿真数据进行 50 次符合计数测量,测量结果如图 8(a)所示,符合计数测量信噪比如图 8(b)所示。从仿真结果可以看出,当时间相干系数 k 取 $15\pi\times 10^7$ 时,符合计数测量信噪比最大,最大信噪比为 1580。而过分的增大实现相干度系数 k 会使得观测信噪比降低。



(a) 不同时间相干系数对应的测量结果

(a) Measurement result obtained by different temporal coherence factors



(b) 不同时间相干系数优化对应的测量结果

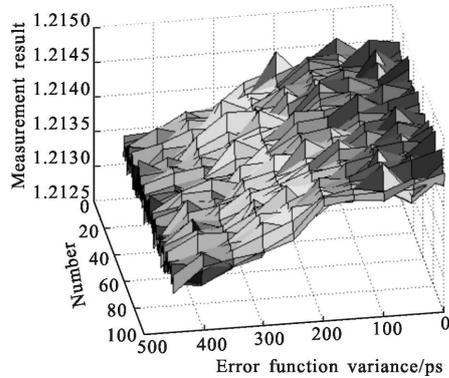
(b) SNR obtained by different temporal coherence factors

图 8 时间相干系数对最优符合窗函数影响

Fig.8 Effects of temporal coherence factor on optimized coincidence window

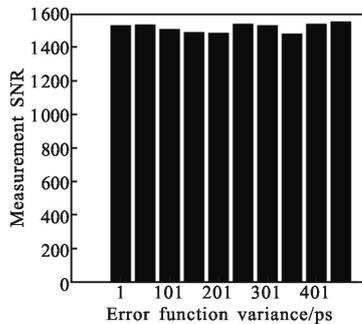
其次,在保证时间相干系数 k 不变,改变公式(17)中的时间误差函数 $r(t)$ 获得不同符合窗函数,仿真过程中时间相干系数设定为 $16\pi\times 10^7$,误差函数 $r(t)$ 的标准差在 1~501 ps 间等间距取值,利用不同符合窗函

数对仿真数据进行 50 次符合计数测量, 测量结果如图 9(a)所示,符合计数测量信噪比如图 9(b)所示。



(a) 误差函数方差对应的测量结果

(a) Measurement result obtained by different error function variance



(b) 误差函数方差优化对应的测量信噪比

(b) SNR obtained by different error function variance

图 9 误差函数方差对最优符合窗函数的影响

Fig.9 Effects of error function variance on optimized coincidence window function

在相同条件下,若不考虑模拟光电流的传输畸变与乘法器噪声,利用模拟乘法器测量获得的目标空间频谱模值的信噪比约为 740。

由以上仿真结果可知,在光谱宽度较窄时,最优符合窗函数的选择主要取决于光强涨落的时间相干度,时间测量误差对最优符合窗函数影响较小,通过对符合窗函数的优化能够在一定程度上提高符合计数探测信噪比,最优符合窗函数接近于公式(14)推导获得的理论值。

4 结论

由于高轨目标亮度较低,利用强度相干方法对其成像时探测器接收到的光子数极少,利用传统强度相干方法测量噪声较大,成像质量较低。而利用光

子计数器和符合计数方法可提高对高轨卫星的强度相干成像信噪比。文中根据观测光谱宽度和光子计数器的时间测量误差,对符合计数方法的符合窗函数进行了优化,提高了探测信噪比,并利用蒙特卡洛方法验证了最优符合窗函数提高探测信噪比的有效性。通过对符合窗函数的优化,可将符合计数方法的探测信噪比提高 39.2 倍。

文中在仿真过程中仅考虑了光子计数器的时间测量误差,未考虑探测器的暗计数噪声和背景光噪声,分析结果与实际情况存在部分差异。后续将根据强度相干模型分析探测器背景光噪声和观测设备光程误差对符合计数结果的影响,同时根据光子计数器性能和激光器性能对照明光谱宽度进行优化,进一步提高强度相干成像信噪比。

参考文献:

- [1] Mozurkewich D, Jorgensen A M, Schmidt H R, et al. Interferometric imaging of geostationary satellites: signal-to-noise considerations [Z]. Naval Research Lab, Washington DC, 2011.
- [2] Wang Bin, Wang Zhongyang, Wu Yuanhao, et al. Calibration of no-common path aberration in AO system using multi-channel phase diversity wave-front sensing [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2013, 21(7): 1683-1692. (in Chinese)
王斌,汪宗洋,吴元昊,等.利用多通道相位差异波前探测法检测自适应光学系统非共光路像差[J]. *光学精密工程*, 2013, 21(7): 1683-1692.
- [3] McAlister H A, Ten Brummelaar T A, Gies D R, et al. First results from the CHARA Array. I. An interferometric and spectroscopic study of the fast rotator α Leonis (Regulus)[J]. *The Astrophysical Journal*, 2005, 628(1): 439.
- [4] Cheng Wei, Li Quan, Wang Yangui, et al. Object reconstruction of Fourier telescope based on all-phase spectrum analysis [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 33 (12): 3441-3446. (in Chinese)
陈卫,黎全,王雁桂,等.基于全相位谱分析的傅里叶望远镜目标重构[J]. *光学学报*, 2010, 33(12): 3441-3446.
- [5] LeBohec S, Holder J. Optical intensity interferometry with atmospheric cerenkov telescope arrays [J]. *The Astrophysical Journal*, 2008, 649(1): 399.
- [6] Pellizzari C, Holmes R, Knox K. Intensity interferometry experiments and simulations[C]//Unconventional Imaging and

- Wavefront Sensing 2012, 2012, 8520: 85200J1-17.
- [7] Hussein I I, Scheeres D J, Hyland D C. Interferometric observatories in Earth orbit[J]. *Journal of Guidance Control and Dynamics*, 2004, 27(2): 297-300.
- [8] Dravins D, LeBohec S, Jensen H, et al. Optical intensity interferometry with the Cherenkov Telescope Array [J]. *Astroparticle Physics*, 2013, 43: 331-347.
- [9] Tasca D S, Edgar M P, Izdebski F, et al. Optimizing the use of detector arrays for measuring intensity correlations of photon pairs[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(1): 13816.
- [10] Brown R H, Twiss R Q. Interferometry of the intensity fluctuations in light II. An experimental test of the theory for partially coherent light [J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences*, 1958, 243(1234): 291-319.
- [11] Millour F. All you ever wanted to know about optical long baseline stellar interferometry, but were too shy to ask your adviser[J]. *New Astronomy Reviews*, 2008, 52(2): 177-185.
- [12] Brown R H. The Intensity Interferometer: Its Application to Astronomy [M]. London: Halsted Press, 1974: 57-62.
- [13] Strekalov D V, Erkmen B I, Yu N. Intensity interferometry for observation of dark objects[J]. *Physical Review A*, 2013, 88(5): 53837.
- [14] Huo Qiang. Multi-channel Coincidence Counter based on FPGA[D]. Taiyuan: Shanxi University, 2011. (in Chinese) 霍强. 基于 FPGA 的多通道符合计数器[D]. 太原: 山西大学, 2011.
- [15] Bajorski P. Statistics for Imaging, Optics, and Photonics[M]. New York: John Wiley & Sons, 2011: 38-42.
- [16] Rou J, Nu N, Ez P D, Kieda D, et al. Monte Carlo simulation of stellar intensity interferometry [J]. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, 430(4): 3187-3195.
- [17] Goodman J W. Statistical Optics [M]. New York: Courier Dover Publications, 2004: 115-121.
- [18] Zhao Sui, Guo Jin, Liu Hongbo, et al. Application of multi-pixel photon counters to single photon detection [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2011, 19(5): 972-976. (in Chinese) 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.