

# 基于符合计数的极弱光强度关联干涉测量研究

韦震<sup>1,2</sup>, 陆荣华<sup>1\*</sup>, 喻虹<sup>1</sup>, 谈志杰<sup>1,2</sup>, 朱瑞国<sup>1,2</sup>, 韩申生<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学重点实验室, 上海 201800;

<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 实现脉冲星导航首先需要对脉冲星进行高精度测量, 而脉冲星辐射的 X 射线相干时间极短, 到达卫星探测器的光通量极低, 必须在极弱光条件下实现强度关联探测来获取脉冲星信息。针对这一问题, 使用可见光模拟源进行了强度关联干涉测量实验研究, 获取二阶干涉条纹并得到了对应的角直径, 分析了符合计数对测量误差的影响, 以及探测系统的空间和时间分辨率对强度关联干涉测量结果的影响, 为脉冲星 X 射线强度关联探测系统硬件参数的选取提供了依据。

**关键词** 成像系统; 干涉测量; 强度关联; X 射线; 极弱光

中图分类号 O434.19

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.0111013

## Research on Intensity-Correlated Interferometry with Ultra-Weak Light Based on Coincidence Counting

Wei Zhen<sup>1,2</sup>, Lu Ronghua<sup>1\*</sup>, Yu Hong<sup>1</sup>, Tan Zhijie<sup>1,2</sup>,  
Zhu Ruiguo<sup>1,2</sup>, Han Shensheng<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,  
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** Pulsar navigation requires the precise measurement of pulsars. Pulsar X-ray radiation has an extremely short coherence time, and satellite detectors receive only ultralow photon flux. Therefore, to obtain pulsar information and under the conditions of ultralow photon flux, intensity-correlated detection should be implemented. To solve this problem, we conducted an experimental study of intensity-correlated interferometry using a simulated visible-light source. We obtained second-order interference fringes and a corresponding angular diameter. We analyzed herein how coincidence counting affected measurement errors and how the spatial and temporal resolutions of the detecting system affected the intensity-correlated interferometry. The results provide a basis for determining the hardware parameters for X-ray intensity-correlated detection of pulsars.

**Key words** imaging systems; interferometry; intensity correlation; X-ray; ultra-weak light

**OCIS codes** 110.1758; 120.3180; 340.7450; 030.6600; 040.7480

## 1 引 言

脉冲星是航天器在宇宙中航行的“灯塔”, 会周期性地辐射 X 射线, 对脉冲星信息的高精度测量, 有利于建立米级定轨精度的星体导航网络, 实现航天器从近地轨道、深空至星际空间的全程高精度自主导航<sup>[1]</sup>。然而, 基于传统电磁理论的射电等观测手段的测量精度、分辨率和灵敏度等性能指标因受衍射极限及器件的限制而难以得到提升。采用 X

射线强度关联技术, 利用光场的强度涨落来获取信息, 有望实现对脉冲星的高精度测量。由于脉冲星与地球间距离大于数千光年, 到达卫星探测器的光通量极弱[例如最亮的 Crab 脉冲星, 其光通量也仅为 1.54 photon/(cm<sup>2</sup>·s)], 只能进行单光子探测。同时, 强度关联要求满足相干探测要求(探测单元尺寸远小于光源的相干尺度, 探测系统的时间分辨率远小于光源的相干时间), 而脉冲星辐射的 X 射线相干时间极短, 现有的探测器时间分辨率难以满足

收稿日期: 2019-07-29; 修回日期: 2019-09-09; 录用日期: 2019-09-29

基金项目: 国家重点研发计划(2017YFB0503303)、国家自然科学基金重大项目(11627811)

\* E-mail: lurh@siom.ac.cn

相干探测。因此,需要发展不满足相干探测条件的极弱光强度关联测量技术。

强度关联干涉测量技术起源于 HBT(Hanbury Brown-Twiss)实验。1957年,HBT实验由 Brown等<sup>[2]</sup>提出,最初用于测量天狼星的角直径<sup>[3]</sup>,与传统一阶干涉不同,实验中利用符合测量法得到了强度干涉条纹。后来,Glauber<sup>[4]</sup>诠释了光场的高阶相干性,为强度关联干涉测量的理论研究打下了基础。Kunimune等<sup>[5]</sup>利用同步辐射 X 射线实现了 HBT 干涉测量,将 HBT 方法推广到了 X 射线波段。2004年,Scarcelli等<sup>[6]</sup>进行了赝热光 HBT 实验,用激光打在旋转毛玻璃上作为模拟源,实验结果呈现出了明显的符合峰。同年,Scarcelli等<sup>[7]</sup>又使用双缝进行了赝热光 HBT 实验,实验结果呈现出了双缝干涉条纹。随后,Zhang等<sup>[8]</sup>采用空心阴极灯作为光源,完成了真热光 HBT 实验。在 HBT 实验取得了一系列进展后,国内外展开了对 HBT 实验现象本质的研究和讨论<sup>[9-11]</sup>。Jeltes等<sup>[12]</sup>分别采用<sup>4</sup>He和<sup>3</sup>He,对比了玻色子和费米子的 HBT 关联性质;李璐等<sup>[13]</sup>研究了光的偏振性对 HBT 实验的影响等。近年来,HBT 实验又有许多新进展。2014年,Liu等<sup>[14]</sup>进行了太阳光 HBT 实验,并实现了对双缝物体的关联成像。2016年,Magaña-Loaiza等<sup>[15]</sup>实现了涡旋光的 HBT 干涉测量。后来,Yu等<sup>[16-20]</sup>实现了 X 射线波段的强度关联测量,并进行了相应的研究。2017年以来,Gorobtsov等<sup>[21-22]</sup>研究了硬 X 射线自由电子激光 HBT 干涉测量的统计性质。

自 HBT 强度干涉提出以来,从理论到实验、从可见光波段到 X 光波段、从真热光到赝热光、从自然光到偏振光,相关研究一直在持续进行,但对于探测单元尺寸、系统时间分辨率等探测系统技术参数的实验研究未见报道。本文针对脉冲星 X 射线的特点,进行了可见光波段的真热光强度关联干涉测量实验研究,获取了二阶干涉条纹并得到了对应角直径测量值。在极弱光条件下研究了有限符合计数对测量误差的影响,针对不满足相干探测要求的情况,研究了探测单元尺寸与相干尺度之比、系统时间分辨率与相干时间之比对测量的影响,从而为进行脉冲星 X 射线强度关联干涉测量提供依据。

## 2 基本原理

在基于 HBT 强度干涉的脉冲星角直径测量实验中,采用两个间距确定的单光子探测器记录来自

同一脉冲星的 X 射线信号,得到空间两点的强度关联值,再通过移动探测器位置改变两个探测器的间距,由间距扫描来获得二阶干涉条纹,从而得到角直径,原理如图 1 所示,其中 SPD 为单光子探测器。

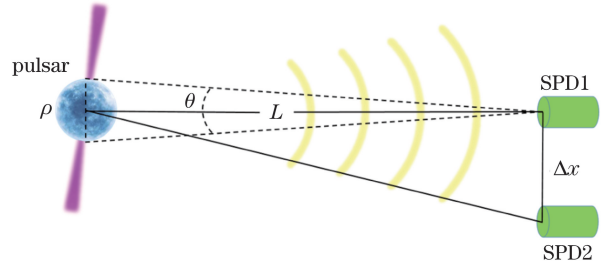


图 1 脉冲星强度关联干涉测量原理

Fig. 1 Principle of pulsar intensity-correlated interferometry

假设星体轮廓为圆形,忽略星体本身的光强空间分布,光源孔径函数是圆域函数,二阶相干度是光源孔径函数的傅里叶变换<sup>[23]</sup>,可表示为

$$g^{(2)}(\Delta x) = 1 + A \left[ \frac{2J_1(\pi\theta\Delta x/\lambda)}{\pi\theta\Delta x/\lambda} \right]^2, \quad (1)$$

式中: $\theta = \rho/L$ 表示光源的角直径(即光源对探测器的张角); $\rho$ 为光源的横向尺寸; $L$ 为光源到探测器的距离; $\lambda$ 为辐射场波长; $\Delta x = x_2 - x_1$ ,为两个探测器的间距; $J_1$ 表示一阶贝塞尔函数; $A$ 为振幅项。二阶相干度即为二阶干涉条纹的表达式,由(1)式可知,角直径 $\theta$ 可以从二阶干涉条纹中获得。

二阶相干度表示的是两个时空点 $(\mathbf{r}_1, t_1)$ 和 $(\mathbf{r}_2, t_2)$ 处光场强度的互关联,二阶相干度 $g^{(2)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2)$ 可用二阶关联函数 $G^{(2)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2)$ 和一阶自关联函数 $G^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ <sup>[24]</sup>表示为

$$g^{(2)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle}{\langle I_1(\mathbf{r}_1, t_1) \rangle \langle I_2(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle} = \frac{G^{(2)}(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2)}{G^{(1)}(\mathbf{r}_1, t_1) G^{(1)}(\mathbf{r}_2, t_2)}, \quad (2)$$

式中: $I_1(\mathbf{r}_1, t_1)$ 、 $I_2(\mathbf{r}_2, t_2)$ 分别为时空点 $(\mathbf{r}_1, t_1)$ 、 $(\mathbf{r}_2, t_2)$ 处的光场强度;尖括号 $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均。对于平稳光场,二阶相干度与时间变量的起点无关,只与时间差 $\Delta t = t_2 - t_1$ 有关<sup>[25]</sup>,则相距 $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1$ 两点的二阶相干度表示为

$$g^{(2)}(\Delta t) = \frac{G^{(2)}(\Delta t)}{G^{(1)}(t_1) G^{(1)}(t_2)}, \quad (3)$$

若辐射场平均光强保持恒定,则有<sup>[8]</sup>

$$\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} G^{(2)}(\Delta t) = I_1(t_1) I_2(t_2) = G^{(1)}(t_1) G^{(1)}(t_2), \quad (4)$$

将(4)式代入(3)式,得到

$$g^{(2)}(\Delta t = 0) = \frac{G^{(2)}(\Delta t = 0)}{\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} G^{(2)}(\Delta t)}. \quad (5)$$

(5)式表明二阶相干度在时间差为零时的值,可以根据二阶关联函数在时间差为零时的值与时间差趋于无穷时的值的比值得到。实验中,通过统计两个探测器接收的光子对到达时差的分布可以得到符合曲线, $G^{(2)}(\Delta t=0)$ 为符合曲线的峰值, $\lim_{\Delta t \rightarrow \infty} G^{(2)}(\Delta t)$ 为符合曲线的本底。已经从实验上证明利用这种方法可以得到与传统关联计算相同的结果<sup>[8]</sup>。

在对实验得到的符合曲线进行分析时,将最大值附近  $K$  个通道的计数  $N_i$  取平均作为信号零延时时值,将最大值通道两侧 2 个半峰全宽(FWHM)以外  $M$  个通道的计数  $N_j$  取平均作为信号无限延时时值,则有

$$g^{(2)}(\Delta t=0) = \frac{\frac{1}{K} \sum_{i=1}^K N_i}{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M N_j} \quad (6)$$

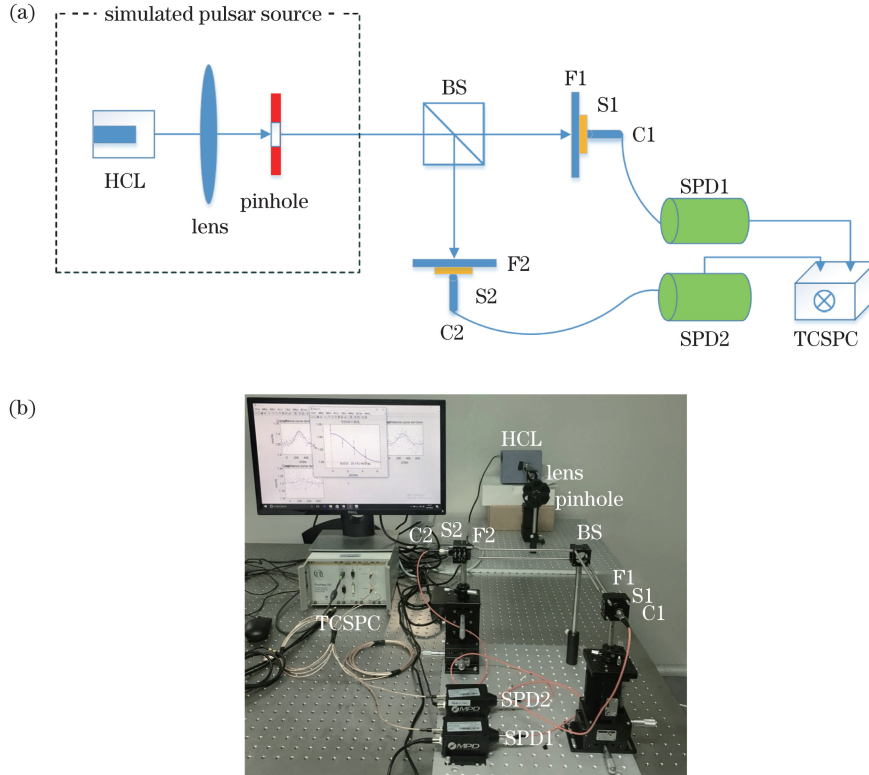


图 2 极弱光强度关联干涉测量实验光路。(a)光路方案;(b)照片

Fig. 2 Experimental optical path of intensity-correlated interferometry with ultra-weak light.

(a) Optical path; (b) photograph

HBT 强度干涉测量的角直径测量值与探测面的相干尺度和辐射场波长有关,探测面相干尺度  $w = \lambda L / \rho$ ,测量时两个探测器的间距需在相干尺度内变动,角直径测量值为  $\theta = \lambda / w$ 。对于可见光模拟源,若取光源直径  $50 \mu\text{m}$ ,光源到探测器的距离  $1 \text{ m}$ ,对应的角分辨率为  $10''$ (10 角秒),由  $\theta = \lambda / w$

因此在实验测量中,首先固定两个探测器间距为  $\Delta x$ ,获取两个探测器接收的光子对符合曲线,并通过(6)式计算得到对应  $\Delta x$  间距的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$ ,然后改变探测器间距  $\Delta x$ ,得到一系列  $\Delta x$  对应的  $g^{(2)}(\Delta x)$ ,最后根据(1)式拟合出星体角直径  $\theta$ 。

### 3 实验装置

图 2 为极弱光强度关联角直径测量实验光路示意图。实验中采用的热光源为 Na 元素的空心阴极灯(HCL),其特征谱线为  $589 \text{ nm}$ ,经过透镜成像到一个精密针孔 pinhole 上,构成脉冲星模拟源。对小孔出射光进行分束,分别在两个单光子探测器 SPD1、SPD2 前放置窄带滤波片 F1、F2 及光阑 S1、S2,以阻挡杂散光提高信噪比,经光纤耦合器 C1、C2 后,将两路探测器接收到的信号输入时间相关单光子计数器(TCSPC),进行符合计数获取符合曲线。

可知,此时对于波长  $0.1 \text{ nm}$ 、距离  $1000$  光年的脉冲星 X 射线源,等效角分辨率为  $1 \times 10^{-6}''$ 。实验中,调节光阑孔径及空心阴极灯的电流,使落在单光子探测器上的光子计数率为  $1 \times 10^5 \sim 1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,与脉冲星 X 射线探测器光通量相当。整个探测系统的时间分辨率为  $t_{r0} = \sqrt{t_{\text{SPD}}^2 + t_s^2} \approx 39 \text{ ps}$ ,其中  $t_{\text{SPD}} =$

30 ps 为单光子探测器的时间抖动,  $t_s = 25$  ps 由符合计数模块引入。

## 4 实验结果及分析

### 4.1 二阶干涉条纹及其误差

在实验中先采用直径 40  $\mu\text{m}$  针孔(针孔到探测器距离为 1 m)进行测量,设置探测器前置光阑直径为 6 mm,图 3(a)给出了两个探测器间距为  $-0.5$  mm、

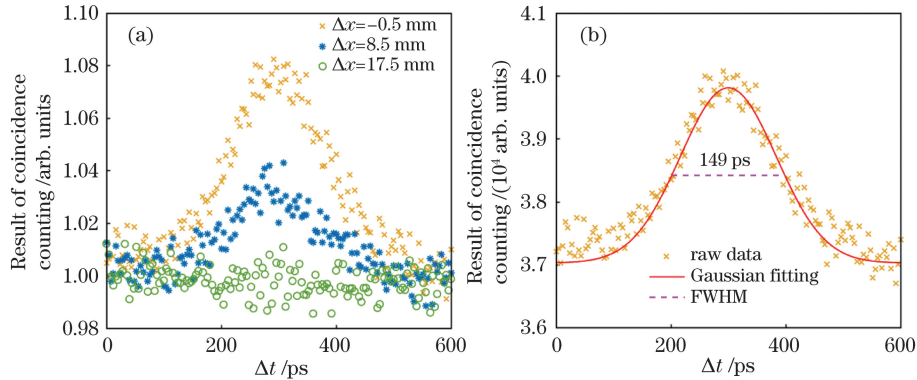


图 3 符合曲线。(a)不同探测间距的符合计数;(b)符合计数高斯拟合曲线

Fig. 3 Coincidence curves. (a) Coincidence counts at different detecting intervals; (b) Gaussian fitting curve of coincidence counts

角直径测量值从二阶干涉条纹的拟合中获得。为了获取 40  $\mu\text{m}$  模拟源的二阶干涉条纹,设置探测器的间距  $\Delta x$  依次为  $-0.5$  mm、2.5 mm、5.5 mm、8.5 mm、11.5 mm、14.5 mm 和 17.5 mm,测量得到各间距对应的符合曲线,根据(6)式取本底通道数  $M=30$ ,峰值通道数  $K=7$ ,对每条符合曲线算出  $g^{(2)}(\Delta t=0)$ ,从而得到多个  $\Delta x$  对应的  $g^{(2)}(\Delta x)$  数据。根据(1)式对这些数据进行曲线拟合,得到角直径测量值为 8.03",如图 4 中实线所示。

可采用相对统计误差来描述  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  计算的准确度,其定义为本底处的标准差除以均值,即

$$E_{\text{RS}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{M} \sum_{j=1}^M (N_j - \bar{N})^2}}{\bar{N}}. \quad (7)$$

式中:通道平均计数  $\bar{N} = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M N_j$ 。

图 4 给出了针孔直径为 40  $\mu\text{m}$ 、75  $\mu\text{m}$  和 100  $\mu\text{m}$ (对应角直径理论值 8"、15"和 20")的二阶干涉条纹。误差由(7)式给出,图 4 中数据点拟合得到的角直径分别为 8.03"、16.14"和 19.39",对应的置信区间为 7.08"~8.98"、13.74"~18.54"、16.99"~21.79"。

测量时间将显著影响光子的总计数,进而影响

8.5 mm 和 17.5 mm 时的归一化符合计数结果。从图 3(a)可以看出,两个探测器的间距增大时,符合峰的高度呈下降趋势,特别是当探测器偏移量达到  $\Delta x=17.5$  mm 时,符合峰被本底噪声的涨落所覆盖,相干信号被淹没。对探测器间距  $\Delta x = -0.5$  mm 的符合曲线作高斯拟合,如图 3(b)所示,得到符合半峰全宽  $\tau_p = 149$  ps,据此可计算出光源的相干时间  $\tau_c = \sqrt{\tau_p^2 - t_{r0}^2} \approx 144$  ps。

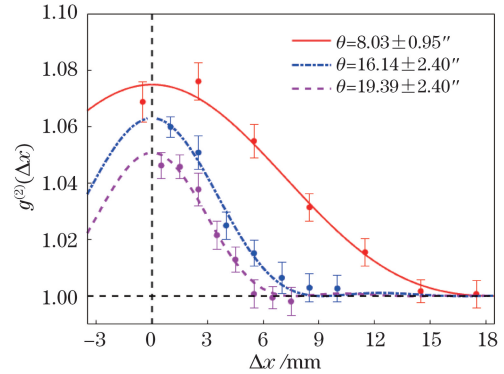


图 4 不同角直径模拟源的二阶干涉条纹结果

Fig. 4 Second-order interference fringes of simulated sources with different angular diameters

每个通道的符合计数,从而影响到测量误差。测量时间越长,符合计数越多,  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  的误差也就越小。在实验中,发现通道平均计数与相对统计误差有明显的规律。图 5 给出了多次测量得到的误差下降曲线,横坐标表示通道平均计数  $\bar{N}$ ,纵坐标表示相对统计误差  $E_{\text{RS}}$ ,曲线的下降规律  $E_{\text{RS}} \approx \bar{N}^{-1/2}$ ,满足统计学规律<sup>[26]</sup>。从图 5 可以看出,如果要求有效读数  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  的最小值在 1.01 附近,那么其误差应该小于 0.01,而误差 0.01 对应的通道平均计数  $\bar{N}$  为 5000~10000。在实际测量中,可以先确定对误差的要求,通过图 5 找到对应的通道平均计数



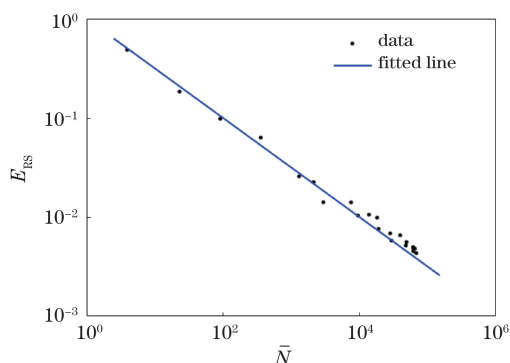


图 5 相对统计误差与通道平均计数的关系

Fig. 5 Relationship between relative statistical error and average channel counts

$\bar{N}$ , 然后观测实际光通量, 经过计算即可得到与该误差对应的测量时间。在光通量确定的情况下,  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  误差与测量时间的开方成反比, 可以据此通过延长测量时间来降低相对统计误差。

#### 4.2 探测单元尺寸的影响

一般来说, 强度关联测量要求探测单元尺寸远

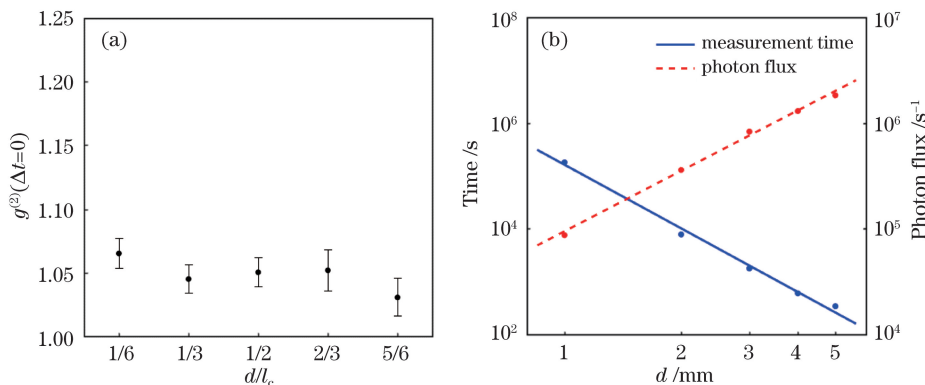


图 6 固定最大符合计数的测量结果。(a) 固定最大符合计数的强度关联值; (b) 固定最大符合计数的测量时间及光通量

Fig. 6 Measurement results of fixed maximum coincidence counts. (a) Intensity correlation values with fixed maximum coincidence counts; (b) measurement time and photon flux with fixed maximum coincidence counts

固定最大符合计数时, 最大计数达到 5000 时停止测量, 图 6(a) 给出了不同光阑直径的测量结果及误差。光阑直径为 1 mm (对应 1/6 相干尺度) 时的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  比直径 5 mm (对应 5/6 相干尺度) 时的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  要大, 说明在满足相干探测要求时, 强度关联干涉测量的对比度较好, 但此时的实测时间已超过 50 h。图 6(b) 中实线给出了不同光阑直径的测量时间, 可以看出光阑直径增大带来的好处是测量时间大幅下降, 代价是  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  值降低。但总的来看, 大的探测单元尺寸综合效果更好。虽然常规的强度关联成像中要求探测单元尺寸远小于光源的相干尺度, 但对于符合测量而言, 即使探测单元尺寸与相干尺度相当, 仍然可以得到较好

小于光源的相干尺度, 而在极弱光条件下, 通常希望探测单元尺寸越大越好。因为探测单元尺寸越大, 收光面积越大, 收集的光子数越多, 信噪比越高。这里分两种情况分析探测单元尺寸对关联探测的影响: 一种是固定最大符合计数, 在某通道计数达到固定值时停止测量, 当探测单元尺寸过小时, 理论上符合计数率会非常低, 导致测量时间过长; 另一种是固定测量时间, 理论上随着收光面积的减小, 探测器上接收到的光子将同比例减少, 测量到光子符合的相对统计误差将急剧增大。

实验中采用直径 100  $\mu\text{m}$  针孔, 针孔到探测器的距离为 1 m, 光源在探测单元的相干尺度  $l_c \approx 6$  mm。两个探测器的相对位置  $\Delta x = 0$ , 设置光纤耦合器前可调光阑直径  $d$  依次为 1 mm、2 mm、3 mm、4 mm 和 5 mm, 图 6(b) 给出了不同探测单元尺寸下接收到的光通量, 在对数坐标系下光通量与探测单元尺寸呈线性关系, 显然光通量与收光面积成正比。

的测量结果。因此, 采用符合测量方式可以降低对探测单元尺寸的要求, 在弱光条件下实现强度关联干涉测量。

固定测量时间时, 测量时间达到 3600 s 后停止测量, 图 7 给出了实验测量结果及误差。当光阑直径为 1 mm (对应 1/6 相干尺度) 时, 光通量极低, 得到的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  误差涨落非常大。随着探测单元尺寸增加, 光通量逐渐增大,  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  的误差逐渐减小。由此可知, 在光通量极低, 探测时间较长的符合测量中, 探测单元尺寸小反而导致误差大, 需要采用较大尺寸 (甚至与相干尺寸相当) 的探测单元来提高光通量, 以得到更好的符合测量结果, 这与前面固定最大符合计数的结果是一致的。

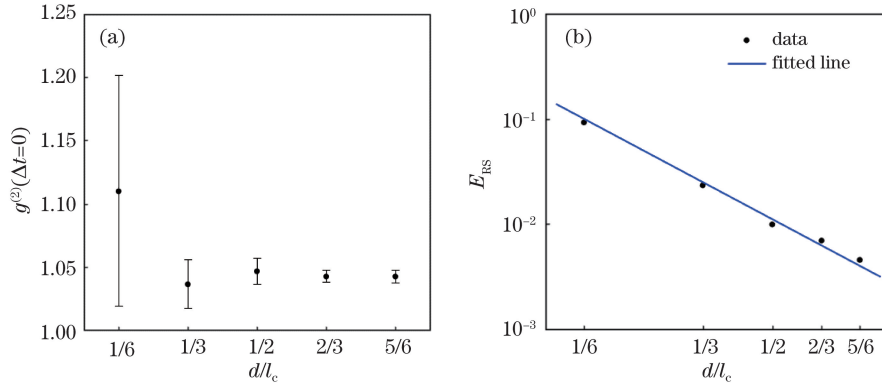


图 7 固定测量时间的测量结果。(a)固定测量时间的强度关联值;(b)固定测量时间的相对统计误差  
Fig. 7 Measurement results of fixed measurement time. (a) Intensity correlation values with fixed measurement time;  
(b) relative statistical errors with fixed measurement time

### 4.3 系统时间分辨率的影响

根据相干探测要求,强度关联测量探测系统的时间分辨率需要远小于光源的相干时间。通常 X 射线的相干时间极短,为皮秒甚至飞秒量级<sup>[27]</sup>,而现有 X 射线探测器的时间分辨率较低,难以满足相干探测要求,本文分析模拟了探测系统时间分辨率恶化对强度关联测量结果的影响。

实验中,模拟源的相干时间  $\tau_c = 144$  ps,探测系统的时间分辨率  $t_{r0} = 39$  ps,基本可以实现相干探测。通过数值上额外增加一个探测时间抖动来模拟探测系统时间分辨率更差的情况,假设该时间抖动为  $\tau_g$ ,则最终探测系统时间分辨率为  $t_r = \sqrt{t_{r0}^2 + \tau_g^2}$ 。取  $t_r = \tau_c \sim 10\tau_c$ ,可计算出对应的  $\tau_g$  为 139, 285, 430, 575, 719, 863, 1007, 1151, 1295, 1440 ps。将图 8(a)中的原始数据与不同  $\tau_g$  的脉冲响应函数  $\exp[-(\Delta t - \Delta t_0)^2/2\sigma^2]$ 作卷积,即可

得到模拟恶化时间分辨率后的测量值,其中  $\sigma = \tau_g/2.355$ ,  $\Delta t_0$  表示符合峰中心点位置时间差。图 8(b)给出了  $t_r/\tau_c$  为 1、2 和 5 三种情况的结果,可以看到  $\tau_g$  越大,卷积后等效测量得到的符合峰展宽越大,且峰值高度越低,对应  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  值随之恶化。图 8(c)给出了不同系统时间分辨率的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  结果。

从结果来看,系统时间分辨率越差,  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  越低。通常实测的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  误差在 1% 附近,因此取  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  略大于 1.01 的点作为能有效得到  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  的临界条件,实验中即使等效测量系统时间分辨率  $t_r$  达到 10 倍的相干时间,仍然可以勉强得到强度关联信号。如果探测系统时间分辨率更差,  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  会小于 1.01,则需要延长测量时间来降低测量误差,使更小的  $g^{(2)}(\Delta t=0)$  值也能高于噪声水平,从而实现强度关联干涉测量。

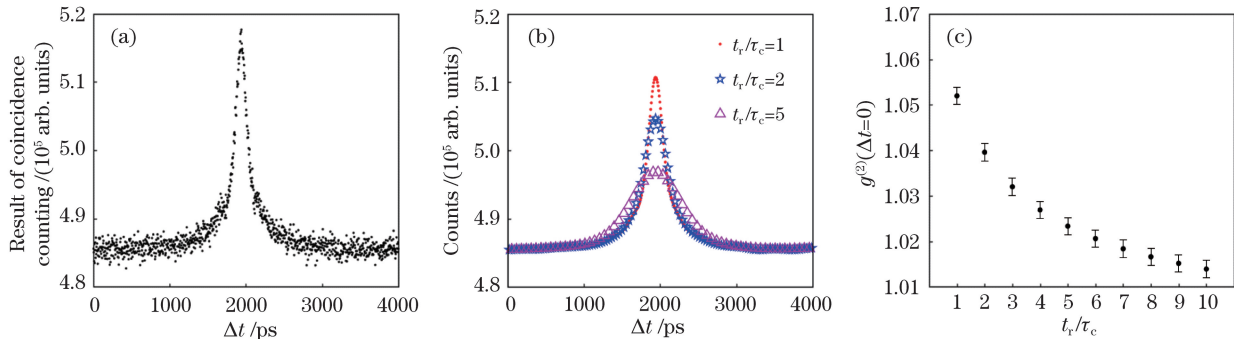


图 8 系统时间分辨率的影响。(a)原始数据的符合峰;(b)卷积处理后的符合峰;(c)不同系统时间分辨率的结果  
Fig. 8 Influence of system temporal resolution. (a) Coincidence peak of raw data; (b) coincidence peaks after convolution processing; (c) results under different system temporal resolutions

### 4.4 讨论

从实验原理和测量过程中可以看出,这种利用符合计数法来进行极弱光强度关联干涉测量的方

法,与波长无关,在 X 射线波段同样适用。对基于符合计数的脉冲星 X 射线强度关联干涉测量而言,虽然因为波段不同所选择的光学元器件有差异,但

仍然可使用与图 2 相似的测量架构来获取强度干涉信息,数据分析方法也完全相同,并且有足够的空间用来排布探测器而无需使用分束器。本文是基于光子数统计来研究相对统计误差的,与具体器件无关,对该误差的分析,在 X 射线波段也适用,所以在进行 X 射线强度关联干涉测量时,可以根据误差要求估算所需的光子数,从而获得测量时间的估计或者对光通量的要求等。

一般来说,强度关联测量要求探测单元尺寸远小于光场的横向相干尺寸。对于真实的天体测量,光场的相干尺度大,这个条件容易满足,但由于地面 X 射线强度关联干涉测量实验系统受限于地面条件,光场的横向相干尺度极为有限。以波长 1 nm、直径 20  $\mu\text{m}$  的光源为例,在 20 m 距离处的横向相干尺寸仅为 1 mm,此时探测单元尺寸的选择与相干尺度密切相关。由 4.2 节可知,在符合计数的测量方式下,利用较大的探测单元尺寸可获得更多的光子计数,采用与光场相干尺度相当的探测单元,可以显著降低地面实验的测量时间及误差。此外,地面实验中的光子计数仅与波长及光源在单位面积上的光通量密度有关,这也为地面验证系统设计提供了参考。

强度关联测量要求满足相干探测条件,且探测器时间分辨率远小于光源的相干时间。而 X 射线源相干时间极短,需要探测器具有极高的时间分辨率,已有 X 射线探测器难以满足这一要求。但在符合计数的测量方式下,对探测器时间分辨率的要求降低了一个数量级以上,并且通过提高其他参数(如总光子计数),还可进一步降低该要求,从而极大地提高了脉冲星 X 射线强度关联探测系统的工程可行性。

## 5 结 论

本文根据脉冲星 X 射线光通量极低、相干时间极短的特点,利用可见光波段模拟源进行了极弱光强度关联干涉测量实验,在极弱光条件下得到了二阶干涉条纹,实现了对应的角直径测量。实验结果表明,对基于符合计数的强度关联干涉测量,探测单元尺寸可以与辐射场的相干尺度相当,当探测系统的时间分辨率为十倍的相干时间时,仍然可以得到较好的测量结果。这大大降低了强度关联干涉测量系统硬件的时间和空间分辨率要求,为实现脉冲星 X 射线强度关联干涉测量提供了重要参考。

## 参 考 文 献

- [1] Shuai P, Chen S L, Wu Y F, et al. Navigation principles using X-ray pulsars[J]. *Journal of Astronautics*, 2007, 28(6): 1538-1543.  
帅平, 陈绍龙, 吴一帆, 等. X 射线脉冲星导航原理[J]. *宇航学报*, 2007, 28(6): 1538-1543.
- [2] Brown R H, Twiss R Q. Interferometry of the intensity fluctuations in light-I. Basic theory: the correlation between photons in coherent beams of radiation[J]. *Proceedings of the Royal Society of London Series a Mathematical and Physical Sciences*, 1957, 242(1230): 300-324.
- [3] Brown R H, Twiss R Q. A test of a new type of stellar interferometer on Sirius [J]. *Nature*, 1956, 178(4541): 1046-1048.
- [4] Glauber R J. The quantum theory of optical coherence [J]. *Physical Review*, 1963, 130(6): 2529-2539.
- [5] Kunimune Y, Yoda Y, Izumi K, et al. Two-photon correlations in X-rays from a synchrotron radiation source[J]. *Journal of Synchrotron Radiation*, 1997, 4(4): 199-203.
- [6] Scarcelli G, Valencia A, Shih Y. Experimental study of the momentum correlation of a pseudothermal field in the photon-counting regime [J]. *Physical Review A*, 2004, 70(5): 051802.
- [7] Scarcelli G, Valencia A, Shih Y. Two-photon interference with thermal light[J]. *Europhysics Letters (EPL)*, 2004, 68(5): 618-624.
- [8] Zhang D, Zhai Y H, Wu L A, et al. Correlated two-photon imaging with true thermal light [J]. *Optics Letters*, 2005, 30(18): 2354-2356.
- [9] Scarcelli G, Berardi V, Shih Y. Can two-photon correlation of chaotic light be considered as correlation of intensity fluctuations?[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(6): 063602.
- [10] Gatti A, Bondani M, Lugiato L A, et al. Comment on "can two-photon correlation of chaotic light be considered as correlation of intensity fluctuations?" [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(3): 039301.
- [11] Wang L G, Qamar S, Zhu S Y, et al. Hanbury Brown-Twiss effect and thermal light ghost imaging: a unified approach [J]. *Physical Review A*, 2009, 79(3): 033835.
- [12] Jelts T, McNamara J M, Hogervorst W, et al. Comparison of the Hanbury Brown-Twiss effect for bosons and fermions[J]. *Nature*, 2007, 445(7126): 402-405.
- [13] Li L, Guan D S, Liu H C, et al. Effect of light polarization on Hanbury Brown-Twiss experiment[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2009, 15(3): 201-206.  
李璐, 关东石, 刘宏超, 等. 光的偏振性对 Hanbury

- Brown-Twiss 实验的影响[J]. 量子光学学报, 2009, 15(3): 201-206.
- [14] Liu X F, Chen X H, Yao X R, et al. Lensless ghost imaging with sunlight [J]. Optics Letters, 2014, 39(8): 2314-2317.
- [15] Magaña-Loaiza O S, Mirhosseini M, Cross R M, et al. Hanbury Brown and Twiss interferometry with twisted light [J]. Science Advances, 2016, 2(4): e1501143.
- [16] Yu H, Lu R H, Han S S, et al. Fourier-transform ghost imaging with hard X rays[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(11): 113901.
- [17] Zhao X, Yu H, Lu R H, et al. Research on pseudo-thermal source of X-ray Fourier-transform ghost imaging[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(5): 0511001. 赵鑫, 喻虹, 陆荣华, 等. X光傅里叶变换关联成像赝热光源研究[J]. 光学学报, 2017, 37(5): 0511001.
- [18] Tan Z J, Yu H, Lu R H, et al. Study on Fourier-transform ghost imaging with partially coherent X-ray[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(4): 0411001. 谈志杰, 喻虹, 陆荣华, 等. 部分相干 X光傅里叶变换鬼成像研究[J]. 光学学报, 2017, 37(4): 0411001.
- [19] Zhu R G, Yu H, Lu R H, et al. Spatial multiplexing reconstruction for Fourier-transform ghost imaging via sparsity constraints [J]. Optics Express, 2018, 26(3): 2181-2190.
- [20] Yang S C, Yu H, Lu R H, et al. Simulation of Fourier-transform ghost imaging using polychromatic X-ray sources[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(5): 0511003. 杨善初, 喻虹, 陆荣华, 等. 非单色 X光傅里叶变换鬼成像模拟[J]. 光学学报, 2019, 39(5): 0511003.
- [21] Gorobtsov O Y, Mercurio G, Brenner G, et al. Statistical properties of a free-electron laser revealed by Hanbury Brown-Twiss interferometry [J]. Physical Review A, 2017, 95(2): 023843.
- [22] Gorobtsov O Y, Mukharamova N, Lazarev S, et al. Diffraction based Hanbury Brown and Twiss interferometry at a hard X-ray free-electron laser[J]. Scientific Reports, 2018, 8: 2219.
- [23] Brown R H, Twiss R Q. Interferometry of the intensity fluctuations in light III. Applications to astronomy[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series a Mathematical and Physical Sciences, 1958, 248(1253): 199-221.
- [24] Loudon R. The quantum theory of light[M]. Yu L, Wang W X, Duan C X, et al., Transl. Beijing: Higher Education Press, 1992: 118-124. Loudon R. 光的量子理论[M]. 于良, 王维新, 段存贤, 等, 译. 北京: 高等教育出版社, 1992: 118-124.
- [25] Goodman J W. Statistical optics[M]. Qin K C, Liu P S, Cao Q Z, et al., Transl. Beijing: Science Press, 1992: 15-28. Goodman J W. 统计光学[M]. 秦克诚, 刘培森, 曹其智, 等, 译. 北京: 科学出版社, 1992: 15-28.
- [26] Everitt B S, Skrondal A. The Cambridge dictionary of statistics[M]. New York: Cambridge University Press, 2010: 418-419.
- [27] Als-Nielsen J, McMorrow D. Elements of modern X-ray physics [M]. Feng D L, Transl. 2nd ed. Shanghai: Fudan University Press, 2014: 17-18. 艾尔斯-尼尔森, 麦克莫罗. 现代 X光物理原理[M]. 封东来, 译. 2 版. 上海: 复旦大学出版社, 2014: 17-18.