

基于光子计数的合作目标“量子”成像

李明飞 杨然 霍娟 赵连洁 杨文良 王俊 张安宁

“Quantum” imaging of cooperative target based on photon-counting regime

Li Ming-Fei Yang Ran Huo Juan Zhao Lian-Jie Yang Wen-Liang Wang Jun Zhang An-Ning

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 224208 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.224208

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224208>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I22>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

针对多散斑图的差分压缩鬼成像方案研究

[Multiple speckle patterns differential compressive ghost imaging](#)

物理学报.2015, 64(1): 014202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014202>

脉冲抽运光啁啾对全光纤量子关联光子对纯度的影响

[Influence of pump chirp on the purity of an all fiber source of correlated photon pairs](#)

物理学报.2013, 62(16): 164205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164205>

基于统计光学的正负热光非定域成像

[Positive-negative nonlocal lensless imaging based on statistical optics](#)

物理学报.2013, 62(15): 154201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.154201>

一种基于双偏振分束器的量子秘密共享方案

[A quantum secret sharing scheme based on two polarization beam splitters](#)

物理学报.2013, 62(10): 104205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.104205>

压缩态光场平衡零拍探测的位相锁定

[Locking the phase of balanced homodyne detection system for squeezed light](#)

物理学报.2013, 62(8): 084204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084204>

# 基于光子计数的合作目标“量子”成像\*

李明飞 杨然 霍娟 赵连洁 杨文良 王俊 张安宁†

(中国航天科技集团公司, 北京航天控制仪器研究所, 量子工程研究中心, 北京 100094)

(2015年2月10日收到; 2015年6月9日收到修改稿)

在实验上研究了赝热光照明下, 基于光子计数模式的合作目标“量子”成像, 并给出理论模型和解释. 研究表明, 利用光子计数的单光子探测器代替以往光强度线性探测器作为桶探测器在“量子”成像中同样适用. 实验发现, 合作目标的反射信号可穿透弱散射介质实现成像, 该技术在减小光学成像透镜孔径方面具有潜在的应用价值. 对比了基于强度关联成像和压缩感知算法的“量子”成像结果, 并得出实用性结论. 本文的方案为“量子”成像的实际应用提供了新方法.

**关键词:** “量子”成像, 合作目标, 单光子探测器

**PACS:** 42.50.Ar, 42.30.Va, 42.50.Lc, 42.30.Ms

**DOI:** 10.7498/aps.64.224208

## 1 引言

“量子”成像是20世纪末21世纪初由美国马里兰大学最早用纠缠光子在实验上实现的非定域成像技术<sup>[1,2]</sup>, 这一非传统的成像方式亦称为“鬼”成像(ghost imaging, GI). 一段时间内, 由纠缠光源实现的这种成像方式一直被称为“量子”成像<sup>[3]</sup>. 2002年, 罗切斯大学Boyd小组证明了利用可模拟纠缠光源的角度和空间关联特性的经典光源可以实现“量子”成像, 并引发了后续关于纠缠光源是否是实现“量子”成像惟一途径的讨论<sup>[4-6]</sup>. 2004年, 文献<sup>[6, 7]</sup>首次分别利用电磁场的经典和量子相干性理论给出热光源可实现量子成像的理论证明. 此后, 涌现了大批学者对这一特异的成像方案进行研究和解释<sup>[8-14]</sup>, “量子”成像受到越来越多的关注和研究. 随着研究的开展, 亦有文献称“量子”成像为GI或强度关联成像<sup>[15,16]</sup>. 本文称为“量子”成像, 一方面利于追根溯源, 另外便于读者以光子概念理解本文.

所谓“量子”成像是这样一种成像方式: 用有空间分辨率的探测器记录空间非相干光场在不同时刻的空间强度分布, 另用分束器分出一束光照射

在待成像物体上, 经反射(或透射)由透镜和单像素探测器收集光场总光强; 两束光对应的探测器分别称为参考探测器和桶探测器, 单独两个探测器各自均不能得到物体的成像; 但是通过强度关联运算, 若两束光场空间存在时空关联, 即可实现对物体的成像. 这种特殊的成像方案, 将传统空间上的透镜点对点成像变成单一的能量探测和空间强度探测分离进行, 使得对物体的感知方式更加灵活. 对于“量子”成像的实用化研究大致经历了如下过程: 2004年, 中国科学院上海光学精密机械研究所韩申生团队<sup>[7]</sup>提出无透镜傅里叶变换GI的解释, 并指出其在X射线成像方向的应用潜力; 2005年, 北京师范大学汪凯戈团队<sup>[17]</sup>对“量子”成像进行了直观的几何解释; 中国科学院物理研究所吴令安团队<sup>[18]</sup>在世界上首次实现了真热光无透镜“量子”成像; 2010年, 意大利学者Lugiato团队<sup>[19]</sup>提出了差分鬼成像(differential ghost imaging, DGI)方案, 使得“量子”成像的成像质量得到数量级的提高, 使其实际应用成为可能; 2013年, 中国科学院物理研究所吴令安团队<sup>[20]</sup>提出基于时间对应成像方案, 减少了“量子”成像所需运算次数, 提高了成像信噪比; 同年, 中国科学院上海光学精密机械研究所

\* 国家自然科学基金(批准号: 11204011)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mf\_li@sina.cn

韩申生团队<sup>[21]</sup>利用赝热光源,实现了可距离分辨的三维“量子”成像,并证明可在雾、雨、霾等恶劣环境下全天候工作,同等条件下经典成像失效.

基于三维“量子”成像方案和针对高信噪比、快速成像算法,本文对赝热光照明下合作目标的“量子”成像进行了研究,并首次采用非线性测量的单光子探测器 (SPD) 作为桶探测器对“量子”成像进行深入研究和理论验证,最终实现了飞瓦量级回波信号下的合作目标“量子”成像. 本文采用激光扩束后入射到旋转的毛玻璃上产生动态激光散斑场作为赝热光源. 真正热光源强度涨落在皮秒级,一般的相机根本无法捕获其强度涨落. 赝热光源的主要优点是其空间相干性和时间相关性均可由毛玻璃的转速和激光束的大小来控制,无论是工程化研究还是学术研究都十分方便. 此外,这种方式成本低、可操控性强,故在“量子”成像中被广泛采用. 对于有参考探测器的多数“量子”成像方案均基于感光较灵敏的电荷耦合器件 (CCD) 相机作为参考探测器. 在关于“量子”遥感成像报道中,桶探测器采用透镜和线性的光电雪崩二极管 (APD) 或光电倍增管 (PMT) 构成. 相对于 CCD 相机, APD 和 PMT 的感光度更高,在  $10^3$ — $10^5$  个光子能量量级. 然而, SPD 作为桶探测器传感器灵敏度可达到 1 个光子,时间分辨率在皮秒量级. 但是, SPD 对单个光子响应后会在一定时间的间隙不工作,这段时间称为死时间. 基于 SPD 的热光“量子”成像实验方案未见有文献详细报道. 因此,本文重点研究了 SPD 在“量子”成像中的作用及不足. 研究发现赝热光照明凝视成像实验条件下,基于单光子计数的桶探测器可在弱光的环境下实现“量子”成像,可以突破其动态范围小、死时间不工作等因素的限制. 此外,如果将光源代替为脉冲激光光源则可实现高精度三维成像<sup>[22,23]</sup>,这也是使用 SPD 的优势之一.

本文以下内容分为三个部分: 第一部分主要介绍赝热光照明下,基于单光子计数模式的“量子”成像实验及相关理论; 第二部分为实验结果与分析,不同成像算法间的横向对比; 第三部分为全文总结.

## 2 “量子”成像实验系统

在“量子”成像实验中,赝热光源常用来模拟热光源使用. 这是由于激光的纵向相干长度较长,入射到毛玻璃后每个散斑颗粒可形成大小可控的相干面积,而其纵向相干长度可由毛玻璃的转速

来控制. 另外,从工程角度考虑,这种赝热光源成本低、体积小、控制难度低,易于实现. 已有文献报道,此种赝热光源的相干时间可以在  $10\ \mu\text{s}$ — $1\ \text{s}$  的范围<sup>[24]</sup>. 因此,本实验选用激光入射毛玻璃的赝热光源作为照明光源.

实验光路示意图见图 1. 工作在中心波长为  $532\ \text{nm}$  附近的半导体激光器发出的光,经反射镜 M1 后由透镜 F1 控制入射到旋转毛玻璃上的光束大小. 毛玻璃转速由步进电机控制,保持极低速度运行. 激光散射光场能量由透镜 F2 收集并约束散斑尺寸,经光阑 P1 后分为  $1:9$  两束: 一束光经反射镜 M2 反射成像在相机上,相机的曝光时间为  $1\ \text{ms}$ ,采集帧频为  $20\ \text{Hz}$ ; 另一束光经透镜 F3 成像到物体. 待测物体为镀膜高反射图案,放置于高维调节架上,有六个方向自由度,故称之为合作目标. 在实验中,物体距 BS 约为  $1800\ \text{mm}$ ,反射光到达接收透镜 F4 平面时接近  $50\ \text{mm}$  直径的圆形区域. 反射光经过透镜 F4 汇聚后,由带宽为  $0.1\ \text{nm}$  的干涉滤波片 IF 滤波后耦合进入光纤. 光纤接入 SPD 进行计数,SPD 的计数门控宽度为  $0.95\ \text{ms}$ ,计数率最大为  $40\ \text{MHz}$ . 图 1 中,虚线区域主要为光学区域,外围主要由集成电路实现的数字信号发生器、数据

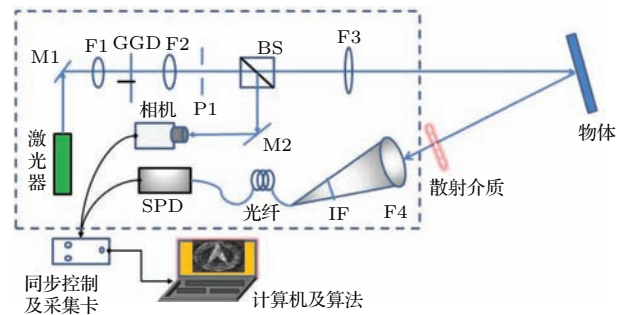


图 1 实验装置示意图. 图中 M1, M2 为反射镜; F1, F2, F3, F4 为透镜, 焦距和孔径大小分别为 (25 mm, 25.4 mm), (25 mm, 25.4 mm), (200 mm, 50 mm), (180 mm, 80 mm); 相机的镜头焦距  $f = 50\ \text{mm}$ ,  $NA = 1:1.4$ ; GGD 为毛玻璃圆盘; P1 为可调光阑; BS 为反射透射比  $1:9$  分束器; IF 为  $532\ \text{nm}$  波长窄带滤波片; 物体为镀膜高反射图案

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup. Reflect mirrors, M1 and M2; lens, F1, F2, F3 and F4, with the focal length and the aperture size (25 mm, 25.4 mm), (25 mm, 25.4 mm), (200 mm, 50 mm), (180 mm, 80 mm), respectively; camera, focal length  $f = 50\ \text{mm}$ ,  $NA = 1:1.4$ ; GGD, ground glass disk; P1, adjustable aperture; BS, beam splitter with a reflection to transmission ratio  $1:9$ ; IF, interference filter with the center wave length  $532\ \text{nm}$ . The object is a high reflective pattern.

采集卡和计算机构成. 数据的处理工作由计算机算法完成. 本实验中, 相机像素数  $752 \times 480$ , 单个像素大小为  $0.006 \text{ mm}$ , 镜头放大倍率接近  $1 \times$ .

实验所用成像物体如图 2(a) 所示, 镀有反射膜标志的玻璃板, 反射率为  $T(\mathbf{x})$ . 实验中, 参考相机像面某次曝光得到如图 2(b) 所示的随机散斑场  $I_R(\mathbf{x})$ . 根据 Hanbury Brown-Twiss 实验方法, 可测得像面随机散斑的平均尺寸线度约为 20 个像素间的跨度, 见图 2(c), 为减去背景后的强度相关峰. 强度关联的极值半高宽即为光场横向相干面积的尺寸, 本实验参考探测器测量  $M = 5000$  帧图像.

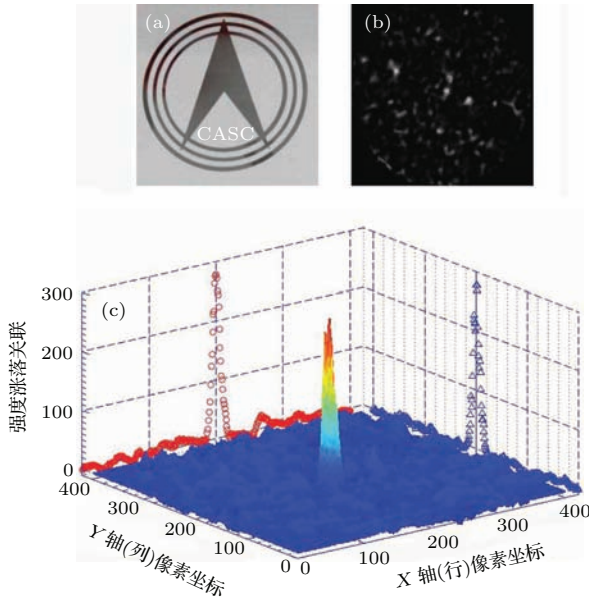


图 2 (网刊彩色) 实验参数 (a) 物体经典成像; (b) 随机散斑场; (c) 强度关联结果, 测量  $M = 5000$  次

Fig. 2. (color online) Experimental results: (a) Photograph of the object; (b) the speckle pattern of the light source; (c) auto-correlation of the speckles with the measurement  $M = 5000$  times.

### 3 理论模型

#### 3.1 热光场强度关联

激光照明毛玻璃 (漫反射体) 会形成静态散斑场, 距离  $z$  处观测平面上将形成固定的散斑形状, 根据惠更斯原理此为毛玻璃面上所有散射点源传播距离  $z$  后相干叠加而成. 散斑横向平均尺寸  $\delta_{0x} \approx \lambda z/D$ , 其中  $D$  为毛玻璃上的光斑孔径线宽度. 而散斑纵向平均尺寸  $\delta_z \approx \lambda(z/D)^2$ . 纵向相干长度将影响二阶强度关联的纵向相干时间, 参考探测器和桶探测器在纵向相干长度之内是保证量子关联成像的必要条件. 控制毛玻璃慢速旋转, 散

斑场发生动态变化, 强度满足与热光相似的统计性质. 本实验中, 上述自由散斑在传播过程中经过分束器后由透镜成像在参考探测器, 其横向相干长度变为:  $\delta_x \approx \lambda d/L$ , 其中  $d$  为透镜到探测屏的距离,  $L$  为透镜尺寸, 需对应相机镜头和光圈综合考虑. 根据实验参数, 可求得  $\delta_x$ , 即散斑平均的横向相干尺寸,  $\delta_x$  决定量子成像的空间分辨率, 见图 2(c).

“量子”关联成像的必要条件是光场的空间关联. 本实验中同一平面的散斑场经 BS 分束同时成像到参考臂 CCD 相机和合作目标物体, 透镜的共轭特性保证了两路散斑场在空间上的关联. 设散斑场在参考探测器的强度分布  $I_R(\mathbf{x})$ , 则目标物体表面散斑强度分布与之成正比:  $I_b(\mathbf{x}_b) = \alpha I_R(\mathbf{x}_b)$ ,  $\alpha$  为分束器分光比例系数. 若目标物体绝对反射率函数为  $T(\mathbf{x})$ , 传统的桶探测器将得到信号:

$$I_B = \int_A I_b(\mathbf{x}_b) T(\mathbf{x}) d\mathbf{x}, \quad (1)$$

其中, 矢量  $\mathbf{x}$  为空间坐标,  $A$  为桶探测器积分面积. 在远场条件下所探测的反射信号为夫琅禾费衍射, 包含物体全部信息,  $A$  只影响探测效率; 在近场条件下,  $A$  需大于或等于物体反射场大小, 一般合作目标反射率较高, 在成像距离上属于近场探测, 桶探测器的有效面积将影响成像探测信噪比.

设光源均匀照明, 多次测量平均后  $\langle I_R(\mathbf{x}) \rangle = \langle I_R \rangle$ , 其中  $\langle \dots \rangle$  为系综平均.  $I_B$  平均值为

$$\langle I_B \rangle = \langle I_b \rangle \int_A T(\mathbf{x}) d\mathbf{x}_b = \langle I_b \rangle A, \quad (2)$$

其中, 若物体面积内反射率为 1, 面积外反射率为 0, 则  $A$  等于物体的面积. 根据光场强度二阶关联公式, 参考光  $I_R(\mathbf{x})$  和目标反射光强  $I_B$  之间关联为

$$\langle I_B I_R(\mathbf{x}) \rangle = \int_A \langle I_b(\mathbf{x}_b) I_R(\mathbf{x}) \rangle T(\mathbf{x}_b) d\mathbf{x}_b, \quad (3)$$

式中, 强度-强度关联为

$$\begin{aligned} & \langle I_b(\mathbf{x}_b) I_R(\mathbf{x}) \rangle \\ &= \langle I_b(\mathbf{x}_b) \rangle \langle I_R(\mathbf{x}) \rangle [1 + |g_{z1,z2}(\mathbf{x}_b, \mathbf{x})|^2], \end{aligned} \quad (4)$$

其中,  $g_{z1,z2}(\mathbf{x}_b, \mathbf{x}) = \frac{\langle E_b^*(\mathbf{x}_b) E_R(\mathbf{x}) \rangle}{\langle I_b(\mathbf{x}_b) I_R(\mathbf{x}) \rangle}$  是光场在  $z1$  和  $z2$  平面, 空间坐标为  $\mathbf{x}_b$  和  $\mathbf{x}$  两点电场的二阶归一化关联函数. 由于透镜将光源照射在物体表面的光场与参考探测面形成共轭关系, 因此可以认为  $\Delta z = z1 - z2 = 0$ , 而根据散斑场特点, 横向相干长度  $\Delta \mathbf{x} = \mathbf{x}_b - \mathbf{x} \simeq \delta_x$ . 在相同的相干面积或散斑平均尺寸内有  $|g_{\Delta z}(\delta_x)|^2 = 1$ , 相干尺寸外  $|g_{\Delta z}(\Delta \mathbf{x} > \delta_x)|^2 = 0$ .

因此, 均匀照明条件下, 据 (2) 和 (4) 式, 光场强度二阶关联结果为

$$\begin{aligned} \langle I_B I_R(\mathbf{x}) \rangle &= \langle I_B \rangle \langle I_R \rangle + \langle I_b \rangle \langle I_R \rangle \\ &\times \int_A |g_{\Delta z}(\mathbf{x}_b, \mathbf{x})|^2 T(\mathbf{x}_b) d\mathbf{x}_b \\ &\propto T(\mathbf{x}) \otimes \delta(\Delta \mathbf{x}), \end{aligned} \quad (5)$$

(5) 式中第一项为直流背景项; 第二项正比于物体反射率函数与光场二阶相干度卷积, 理想情况下, 第二项正比于物体反射率函数与狄拉克函数  $\delta(\Delta \mathbf{x})$  的卷积,  $\otimes$  为卷积符号. 二阶强度关联成像中存在背景项, 在实际实验过程中造成成像的信噪比很低.

为提高关联成像信噪比, 近年产生了一些新的“量子”成像算法. 其中强度涨落关联算法可以很好地去除 (4) 式中第一项直流背景. 根据强度涨落关联成像的算法<sup>[8]</sup>和 (1) 式:

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{GI}}^{(2)}(\mathbf{x}) &= \langle (I_B - \langle I_B \rangle)(I_R(\mathbf{x}) - \langle I_R(\mathbf{x}) \rangle) \rangle \\ &= \langle I_B I_R(\mathbf{x}) \rangle - \langle I_B \rangle \langle I_R(\mathbf{x}) \rangle \\ &= \langle I_b \rangle \langle I_R \rangle \int_A |g_{\Delta z}(\mathbf{x}_b, \mathbf{x})|^2 T(\mathbf{x}_b) d\mathbf{x}_b \\ &\propto T(\mathbf{x}) \otimes \delta(\Delta \mathbf{x}), \end{aligned} \quad (6)$$

强度涨落关联算法将直流背景减除, 使得成像对比度得到提高.

2010年, 意大利学者提出 DGI 算法<sup>[19]</sup>. 差分算法相对于强度涨落关联算法, 极大地提高了成像的信噪比. 在 DGI 中, 重建的图像为物体反射(透射)率  $T(\mathbf{x})$  与其像素平均值的差值, 即  $\delta T(\mathbf{x}) = T(\mathbf{x}) - \bar{T}$ . 根据 DGI 算法:

$$\begin{aligned} \Delta G_{\text{DGI}}^{(2)}(\mathbf{x}) &= \left\langle \left( I_B - \frac{\langle I_B \rangle}{\langle R \rangle} R \right) (I_R(\mathbf{x}) - \langle I_R(\mathbf{x}) \rangle) \right\rangle \\ &= \langle I_B I_R(\mathbf{x}) \rangle - \frac{\langle I_B \rangle}{\langle R \rangle} \langle R I_R(\mathbf{x}) \rangle \\ &\propto \delta T(\mathbf{x}) \otimes \delta(\Delta \mathbf{x}), \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $R = \int_A I_R(\mathbf{x}_b) d\mathbf{x}_b$ . 2013年, 国内吴令安小组<sup>[20,25]</sup>提出时间对应差分鬼成像算法 (time-correspondence differential ghost imaging, TCDGI), 极大地压缩了 DGI 的计算量. 基本思想是: 基于信号  $S_B = I_B - \frac{\langle I_B \rangle}{\langle R \rangle} R$  的符号和数值设定阈值, 实现对应迭代成像.

$$\{I_R^+(\mathbf{x})|\delta S_B\} + K, \quad \{I_R^-(\mathbf{x})|\delta S_B < -K\}. \quad (8)$$

其中  $K$  为正数且  $K \in [0, |\delta S_B|]$ . 利用分类后的参考探测器信号可得

$$TCDGI = I_R^+(\mathbf{x}) - I_R^-(\mathbf{x}) \propto \Delta T(\mathbf{x}). \quad (9)$$

TCDGI 算法的好处是: 不进行关联运算, 省去大量计算时间, 并且在不降低图像信噪比的情况下, 利用少量数据快速恢复图像. 这一算法的提出, 为“量子”成像提供了更优的算法选择. 另外一种需要提到的算法是压缩感知 (compressive sensing, CS) 算法. 在 2008 年美国莱斯 (Rice) 大学在实验室中验证了一种基于 CSI 的方法, 即单像素相机方案<sup>[26]</sup>. 后来发现, “量子”成像中完全可以借鉴该算法来实现图像的重建. 需做如下假设:

$$\mathbf{Y} = \Psi \Phi \theta \quad \text{满足} \quad \arg \min \|\theta\|_1. \quad (10)$$

上式中桶探测器测量矢量  $\mathbf{Y}$  对应于  $I_B$  一系列测量值,  $\Psi$  为随机散斑场矩阵表示.  $\Phi \theta = T(\mathbf{x})$ ,  $\theta$  为稀疏系数,  $\Phi$  为图像  $T(\mathbf{x})$  的稀疏基.

### 3.2 单光子探测

本实验中桶探测器采用 SPD. SPD 灵敏度可达到  $10^{-19}$  能量量级, 利用 SPD 作为桶探测器, 这与以往“量子”成像方案探测方式是不同的. 在量子探测中, SPD 对电场正频部分  $\hat{E}(\mathbf{x}, t) e^{-i\omega_0 t}$  响应, 光电流算符为

$$\hat{i}(t) = \int d\mathbf{x} \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}, t) \hat{E}'(\mathbf{x}, t), \quad (11)$$

其中,  $\hat{E}'(\mathbf{x}, t) = \sqrt{\eta} \hat{E}(\mathbf{x}, t) + \sqrt{1-\eta} \hat{E}_v(\mathbf{x}, t)$ ,  $\hat{E}_v(\mathbf{x}, t) e^{-i\omega_0 t}$  表示真空态, 当  $\eta < 1$  时, 真空态将产生量子噪声影响光电流  $\hat{i}(t)$ , 这是量子探测与经典探测的根本区别. 因此, 电场与目标物体绝对反射率函数  $T(\mathbf{x})$  相互作用后的电场为

$$\begin{aligned} \hat{E}'(\mathbf{x}_b, t) &= \sqrt{\eta T(\mathbf{x}_b)} \hat{E}(\mathbf{x}_b, t) \\ &\quad + \sqrt{1-\eta T(\mathbf{x}_b)} \hat{E}_v(\mathbf{x}_b, t), \end{aligned} \quad (12)$$

由此可以计算得到光电流算符的平均值:

$$\langle \hat{i}(t) \rangle = \int d\mathbf{x} \langle \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}, t) \hat{E}'(\mathbf{x}, t) \rangle. \quad (13)$$

参考探测器和桶探测器两路光电流算符的涨落关联:

$$\begin{aligned} &\langle \Delta \hat{i}(t_1) \Delta \hat{i}(t_2) \rangle \\ &= q^2 \eta^2 \int d\mathbf{x}_b T(\mathbf{x}_b) \langle \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}_b, t_1) \hat{E}(\mathbf{x}, t_2) \rangle \\ &\quad \times \delta(t_1 - t_2) + q^2 \eta^2 \iint d\mathbf{x} d\mathbf{x}_b T(\mathbf{x}_b) \\ &\quad \times [\langle \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}_b, t_1) \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}, t_2) \hat{E}(\mathbf{x}_b, t_1) \hat{E}(\mathbf{x}, t_2) \rangle \end{aligned}$$

$$- \langle \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}_b, t_1) \hat{E}(\mathbf{x}_b, t_1) \rangle \langle \hat{E}^\dagger(\mathbf{x}, t_2) \hat{E}(\mathbf{x}, t_2) \rangle], \quad (14)$$

其中  $\Delta \hat{i}(t) = \hat{i}(t) - \langle \hat{i}(t) \rangle$ . (14) 式第二项有可能为负, 单光子探测方式可以直接探测到光场负关联, 如纠缠态和压缩态光场, 经典则不可能. 光电流算符的涨落方差与光场的性质密切相关, 这是量子光场与经典光场的本质区别, 也是探测方式带来的区别.

在光子计数模式下, 对于赝热光场, 若  $\Delta t$  时间内光子计数值为  $n$ , 则  $n \propto i(t)\Delta t$  成立, 故

$$\langle \Delta n(t_1) \Delta n(t_2) \rangle \propto \langle \Delta i(t_1) \Delta i(t_2) \rangle \\ \propto \langle \Delta I_B \Delta I_R(\mathbf{x}) \rangle = \Delta G_{GI}^{(2)}(\mathbf{x}), \quad (15)$$

其中  $\Delta n(t) = n(t) - \langle n(t) \rangle$ . (15) 式同时也保证了 (5), (6), (7), (8) 和 (10) 式的成立.

#### 4 实验结果与分析

桶探测器是“量子”关联成像中没有空间分辨能力, 只能得到目标物体反射 (或透射) 光信号总强

度的探测器. 显然桶探测器相当于只有一个像素, 这正是“量子”成像的优势之一. 桶探测器理论模型较理想, 实际上所有的探测器有效探测面积和透镜尺寸均有限. 透镜衍射极限尺寸是

$$\delta_f \equiv 1.22 \frac{\lambda f}{D} = \frac{1.22}{NA}, \quad (16)$$

其中,  $D$  为透镜尺寸,  $NA = D/f$  为数值孔径, 探测器感光面积应大于透镜衍射极限尺寸  $\delta_f$ . 本实验改进了桶探测器, 降低了对收集透镜尺寸和探测器感光面积的要求.

采用一块  $d = 1 \text{ mm}$  的磨砂薄膜作为弱散射介质, 放在收集镜头前, 根据光的散射理论,

$$I_\beta = I_0 e^{-\gamma d} (1 + \cos^2 \beta), \quad (17)$$

式中,  $\beta$  为散射角,  $\gamma$  为光学吸收和散射系数或衰减系数,  $d$  为散射介质厚度,  $I_0$  是  $\beta = 0$  时散射光强. 因此, 回波光束因被散射而变得均匀, 包含了物体从各向散射而来的全部信息. 对此, 实验做了相应验证, 图 3(a) 未放置弱散射介质, 不能得到成像, 而放置磨砂薄膜后图 3(b) 可以在相对较大视场上得到物体的强度信息, 成像结果与理论相符.

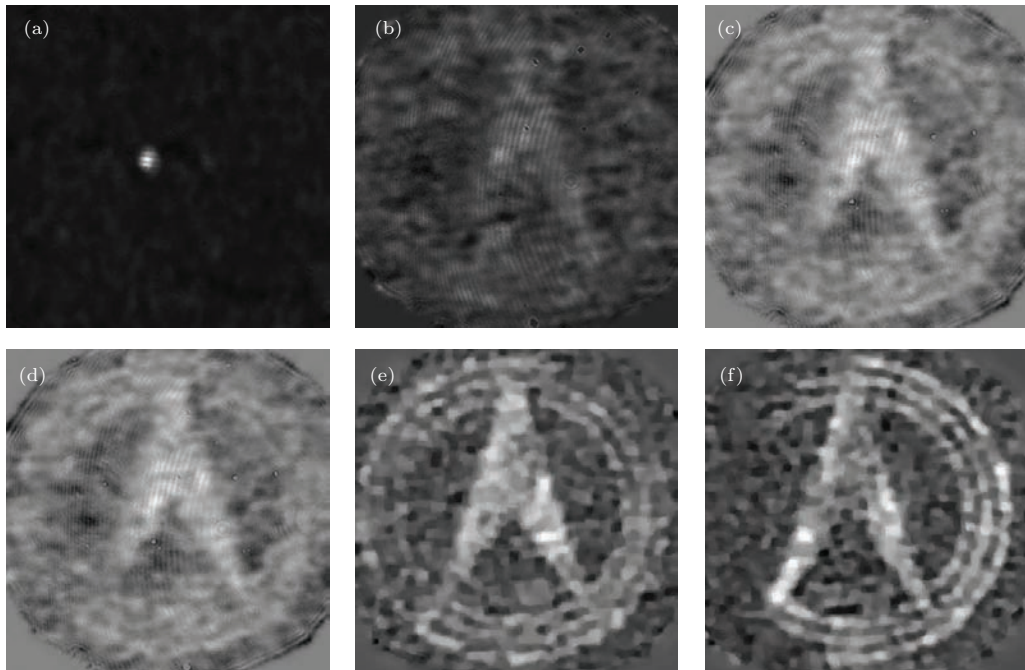


图 3 实验结果 (实验测量数均为  $M = 5000$  次) (a) 物体反射光未经散射介质 GI; 放置散射介质后, (b) GI 算法对应的重建像, (c) DGI 算法对应的重建像, (d) TCDGI 算法对应的重建像, (e) CS 算法对应的重建像, (f) CS 算法对应的重建像 (散射介质一部分放置在光路中)

Fig. 3. Experiment results under 5000 measurements: Panel (a) is the GI of the object without using the scattering medium; after put the scattering medium into the path between the object and bucket detector, images are obtained by different algorithms: panel (b) is retrieved by conventional GI algorithm; panel (c) is retrieved by DGI algorithm; panel (d) is recovered by TCDGI method; panel (e) is recovered by the CS TVAL3 algorithm; panel (f) is retrieved by CS TVAL3 algorithm, but with partial of the scatter medium in the light path.

由于关联成像信噪比较低,因此本文进行了进一步提高成像信噪比的研究.图3(c)—(e)分别为利用DGI算法、TCDGI算法和CS算法所得到的物体不同信噪比和运算时间的重建像.结果表明,经过弱散射介质后,“量子”成像看到的信息更全面,这与传统成像完全相反.同理可推知具有随机衍射效果的介质同样适用于本实验,例如网格式光栅、波带片等.由此可见,在实际环境中,例如大气散射、水下散射、硝烟弥漫的战场等环境条件下,“量子”成像受影响较弱,具有应用价值.

另外,经过横向比较,图3(e)最清晰、信噪比最高,对应为CS算法.需要强调的是,这里所有图像重建所用的数据均出自同一次实验.比较结果表明,算法在降噪方面起到了重要作用.CS算法总占有绝对优势,但其计算复杂度较大,运算占用资源较多,硬件要求高.图3(b)—(d)所对应的重建算法均为线性算法,占有内存小,计算速度快.在无需高质量成像的条件下,线性算法的快速稳定、硬件要求低等优势突出,特别是DGI和TCDGI算法图像信噪比适中.其中需要特别指出的是,TCDGI算法恢复图像所用数据为1000帧,计算时间最短,在需要快速的目标识别时,这种方法是最佳选择.相对而言,CS算法是非线性算法,重建图像要求一定计算时间,并且大量消耗内存,其内存消耗量随图像大小呈现指数增长.

将散射介质移动位置时,图像重建结果如图3(f)所示.当散射介质不能整个覆盖反射光时,重建信号只会是物体的部分信息.这也再次证明了在特殊条件下,即合作目标单光子计数“量子”成像中需使用这种方法来避免收集光路(桶探测器)存在的耦合问题.进一步分析还会发现,实际上散射介质的厚度和磨砂颗粒粗糙度都对成像造成一定影响.理论上,如果设计出一款理想的散射或衍射介质能把反射信号的强度均匀化,那么可以一定程度上缩小收集光透镜尺寸而不影响成像结果.如果要得到高信噪比的图像,散射介质的厚度和磨砂颗粒度等都是今后值得研究的课题.

在上述实验中,图3(b)—(e)对应相同的实验数据,其桶探测器每毫秒光子计数 $n$ 与测量次数 $m$ 关系可由图4表示.本实验中SPD平均计数为5212/ms,灵敏度在几个光子的能量量级,时间分辨率达到皮秒,单次探测的回波光功率仅2 fW.理论上,信号计数涨落只要高于暗计数和环境噪声的涨落都可以实现成像.暗计数可以在探测器设计上压,环境噪声可通过窄带滤波和紧密封装来减

少外界影响.在极限条件下,单个光子或极少的光子完全可以实现“量子”成像.

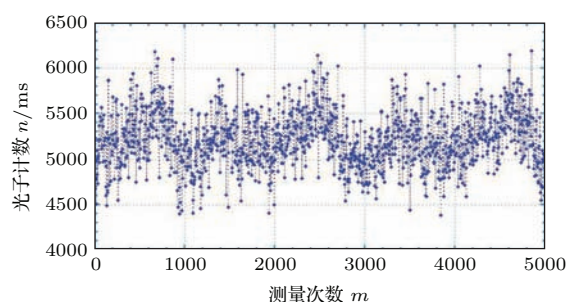


图4 桶探测器光子计数 $n/ms$ 与测量次数 $m$ 的关系  
Fig. 4. The number of photons  $n$  counted by single photon detector as a function of  $m$ th measurement in each millisecond.

## 5 结 论

实验上实现了基于SPD作为桶探测器的赝热光照明下实验室内距离的合作目标“量子”成像并建立了物理模型.研究发现,经过弱散射介质后,“量子”成像看到的信息更全面,这与传统成像完全相反.指出了在实际环境中,例如大气散射、水下散射、硝烟弥漫的战场等环境条件下,“量子”成像具有潜在的应用价值.同时,实验比较了不同的算法对成像质量(成像信噪比)的影响.结果表明,在一般情况下选用CS算法和TCDGI算法是将“量子”成像用于较清晰成像和快速成像的最优选择.该方案在实现较远距离恶劣天气下“量子”凝视成像上具有潜在应用价值.

## 参考文献

- [1] Pittman T B, Shih Y H, Strekalov D V, Sergienko A V 1995 *Phys. Rev. A* **52** 83429
- [2] Strekalov D V, Sergienko A V, Klyshko D N, Shih Y H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 3600
- [3] Abouraddy A F, Saleh B E A, Sergienko A V, Teich M C 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 123602
- [4] Bennink R S, Benley S J, Boyd R W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 113601
- [5] D' Angelo M, Kim Y H, Kulik S P, Shih Y H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 233601
- [6] Bennink R S, Benley S J, Boyd R W, Howell J C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 033601
- [7] Cheng J, Han S S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 093903
- [8] Gatti A, Brambilla E, Bache M, Lugiato L A 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 093602
- [9] Ferri F, Magatti D, Gatti A, Bache M, Brambilla E, Lugiato L A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 183602

- [10] Liu X F, Yao X R, Li M F, Yu W K, Chen X H, Sun Z B, Wu L A, Zhai G J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184205 (in Chinese) [刘雪峰, 姚旭日, 李明飞, 俞文凯, 陈希浩, 孙志斌, 吴令安, 翟光杰 2013 物理学报 **62** 184205]
- [11] Sun B, Edgar M P, Bowman R, Vittert L E, Welshand S, Bowman A, Padgett M J 2013 *Science* **340** 844
- [12] Bai Y F, Yang W X, Yu X Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 044206
- [13] Yao Y P, Wan R G, Xue Y L, Zhang S W, Zhang T Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 154201 (in Chinese) [姚银萍, 万仁刚, 薛玉郎, 张世伟, 张同意 2013 物理学报 **62** 154201]
- [14] Zhao S M, Zhuang P 2014 *Chin. Phys. B* **23** 054203
- [15] Wang K G, Cao D Z, Xiong J 2008 *Physics* **37** 223 (in Chinese) [汪凯戈, 曹德忠, 熊俊 2008 物理 **37** 223]
- [16] Zhang M H, Wei Q, Shen X, Liu Y F, Liu H L, Han S S 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 1858 (in Chinese) [张明辉, 魏青, 沈夏, 刘永峰, 刘红林, 韩中生 2007 光学学报 **27** 1858]
- [17] Cao D Z, Xiong J, Wang K G 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013801
- [18] Zhang D, Zhai Y H, Wu L A, Chen X H 2005 *Opt. Lett.* **30** 2354
- [19] Ferri F, Magatti D, Lugiato L A, Gatti A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 253603
- [20] Li M F, Zhang Y R, Liu X F, Yao X R, Luo K H, Fan H, Wu L A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 211119
- [21] Chen M L, Li E R, Gong W L, Xu X Y, Zhao C Q, Shen X, Xu W D, Han S S 2013 *Opt. Photon. J.* **3** 83
- [22] Gong W L, Zhao C Q, Jiao J, Li E R, Chen M L, Wang H, Xu W D, Han S S 2013 arXiv:1301.5767
- [23] Howland G A, Dixon P B, Howell J C 2011 *Appl. Opt.* **50** 5917
- [24] Shen X, Zhang M H, Liu H L, Han S S 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 2893 (in Chinese) [沈夏, 张明辉, 刘洪林, 韩中生 2009 中国激光 **36** 2893]
- [25] Li M F, Zhang Y R, Luo K H, Wu L A, Fan H 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033813
- [26] Duarte M, Davenport M, Takhar D, Laska J, Sun T, Kelly K, Baraniuk R 2008 *IEEE Signal Process. Mag.* **25** 83

# “Quantum” imaging of cooperative target based on photon-counting regime\*

Li Ming-Fei Yang Ran Huo Juan Zhao Lian-Jie Yang Wen-Liang  
Wang Jun Zhang An-Ning<sup>†</sup>

(Quantum Engineering Research Center, Beijing Institute of Aerospace Control Devices, China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100094, China)

( Received 10 February 2015; revised manuscript received 9 June 2015 )

## Abstract

“Quantum” imaging is such an technique that the total light intensity transmitted through or reflected by an object is collected by a “bucket” detector, which generally is a photodiode with a collection lens in front and with no spatial resolution, and an image of the object can be retrieved through the assistance of another spatially correlated reference beam which does not interact with the object. In this paper, “quantum” imaging scheme is investigated, instead of using the conventional linear detector, and a single photon detector working in a photon-counting mode is used as a “bucket” detector, which is the most sensitive detector in the present. It is experimentally demonstrated that “quantum” imaging illuminating by pseudo-thermal light can be retrieved through using the single-photon detector working in the photon-counting mode, and the averaged power received by the “bucket” detector is only 2 femto-Watt. It is also experimentally and theoretically demonstrated that the image of the cooperative target can be recovered through the wake scattering medium, which cannot be realized by the classical imaging method. Furthermore, it is found that the wake scattering medium has the potential application in reducing the size of the collection lens of the bucket detector, in other words, enlarging the field of view. Besides, “quantum” imaging recovered by correlation of intensity fluctuations and compressive sensing algorithm are compared, and the most effective ways to retrieve the image are discussed. The scheme of our experiment which is different from the traditional ways, offers a novel method to make the “quantum” imaging technique step further toward its applications in wake light imaging or remote sensing.

**Keywords:** “quantum” imaging, cooperative target, single-photon detector

**PACS:** 42.50.Ar, 42.30.Va, 42.50.Lc, 42.30.Ms

**DOI:** [10.7498/aps.64.224208](https://doi.org/10.7498/aps.64.224208)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11204011).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [mf\\_li@sina.cn](mailto:mf_li@sina.cn)