

DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2311142

基于压缩感知的快速纠缠光量子成像方法*

周牧^{1,2}, 胡钟尹^{1,2}, 王勇^{1,2}, 曹静阳^{1,2}

(1. 重庆邮电大学通信与信息工程学院 重庆 400065; 2. 移动通信教育部工程研究中心 重庆 400065)

摘要: 纠缠光量子成像效率主要受数字微镜器件(DMD)采样时间开销的影响,现有的DMD采样方式是对所有像素点进行逐点扫描,从而导致成像效率较低。针对这一问题,利用纠缠光的时间和空间关联特性,通过压缩感知算法对参考光进行稀疏采样,同时利用正交匹配追踪算法(OMP)从符合计数结果中得到目标图像。此外,还分析了不同捆绑像素数、DMD采样分块大小和图像稀疏度对成像质量和效率的影响,并通过搭建实际的纠缠光量子成像系统验证了所提方法的有效性。

关键词: 量子成像; 纠缠光; 符合计数; 压缩感知; 正交匹配追踪算法

中图分类号: TH74 **文献标识码:** A **国家标准学科分类代码:** 510.40

Fast entangled optical quantum imaging method based on compressed sensing

Zhou Mu^{1,2}, Hu Zhongyin^{1,2}, Wang Yong^{1,2}, Cao Jingyang^{1,2}

(1. School of Communications and Information Engineering, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China; 2. Engineering Research Center of Mobile Communications, Ministry of Education, Chongqing 400065, China)

Abstract: The entangled optical quantum imaging efficiency is mainly affected by the sampling time cost of the digital micromirror device (DMD). The existing DMD sampling methods are to scan all pixels point by point, which result in the low imaging efficiency. To address this problem, this article uses the compressed sensing algorithm to sparsely sample the reference light based on the temporal and spatial correlation properties of the entangled light, and also uses the orthogonal matching pursuit (OMP) algorithm to obtain the target image from the coincidence counting result. In addition, this article analyzes the impact of different number of bundled pixels, DMD sampling block size, and image sparsity on imaging quality and efficiency. The effectiveness of the proposed method is evaluated by establishing an actual entangled optical quantum imaging system.

Keywords: quantum imaging; entangled light; coincidence counting; compressed sensing; orthogonal matching pursuit

0 引 言

纠缠光量子成像技术根据光场的量子涨落性质,提取具有时空关联特性的纠缠光量子信息来实现对目标的非局域成像^[1],其利用量子特有的纠缠性、叠加态等特性可突破传统成像技术的物理极限,使得系统具有更高的成像分辨率和抗干扰能力^[2],如能够克服传统成像分辨率受光学衍射极限的限制^[3],以及通过将探测与成像过程分离^[4],抑制大气湍流、雨雾烟云等对成像质量造成的不利影响^[5],于是纠缠光量子成像技术在航空探测、军事

侦察、地质勘探等领域具有重要的研究及应用价值^[6]。在现有的量子成像系统中,需要进行大量独立的数字微镜器件(digital micromirror device, DMD)采样以通过符合计数^[7]来得到目标图像,如此不仅引入较大的DMD采样时间开销^[8],且需要设置较小的DMD扫描孔径,使得每个扫描位置处的符合计数时间变长^[9]。因此,针对上述问题,本文利用纠缠光的时间和空间关联特性^[10],提出将压缩感知算法用于纠缠光量子成像技术,通过提高DMD采样效率来实现对目标的快速高分辨率成像。

本文提出了一种基于压缩感知的纠缠光量子成像方法。此外,通过仿真实验,对比分析了不同捆绑像素数、

收稿日期:2023-03-07 Received Date: 2023-03-07

* 基金项目:国家自然科学基金(62101085)、重庆市自然科学基金面上项目(CSTB2022NSCQ-MSX0895)资助

DMD 采样分块大小和图像稀疏度对成像质量和效率的影响,并通过搭建实际的纠缠光子成像系统验证了所提方法的有效性。

1 理论分析

1.1 方案设计

本文采用的成像光路如图 1 所示,具体由半导体激光器产生波长为 405 nm 的泵浦光,并使其经过隔离器后到达准直器,然后沿单模光纤进行传播。利用焦距分别为 100 和 50 mm 的透镜 1 和 2(两个透镜间隔 150 mm)组成 1/2 缩束的光学系统以对泵浦光进行缩束,使其能

量集中在周期极化磷酸氧钛钾(periodically poled KTiOPO4, PPKTP)晶体上,同时利用半波片(half wave plate, HWP)和 1/4 波片(quarter wave plate, QWP)对泵浦光进行滤波以得到线偏振光。在准相位匹配条件^[11]下,PPKTP 晶体将以一定概率发生自发参量下转换(spontaneous parametric down-conversion, SPDC)过程,即以一定概率将单个泵浦光子转换为 2 倍泵浦光波长(即 810 nm)的纠缠光子,而透镜 3 和 4 则对得到的纠缠光进行扩束。随后,偏振分束器(polarization beam splitter, PBS)将纠缠光按正交偏振方向分成水平和垂直偏振的两束(即信号光和参考光),并使其沿不同路径传播。

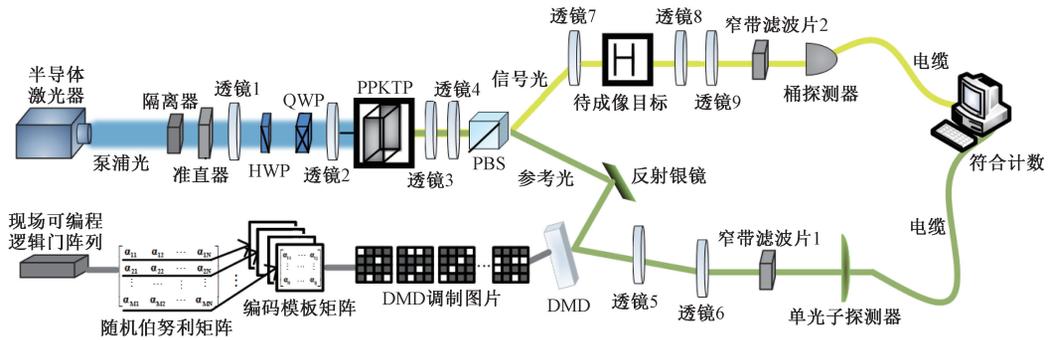


图 1 纠缠光子成像光路

Fig. 1 Diagram of entangled light quantum imaging optical path

在信号光路,信号光经过成像透镜 7 到达待成像目标,并经过透镜 8、9 和窄带滤波片 2(用于滤除杂散光)后被桶探测器收集;而在参考光路,DMD 通过加载调制图片(图 2)对参考光进行二维平面扫描,其中,白色和黑色方块分别表示 DMD 上处于打开和关闭状态的扫描区域,且参考光经过透镜 5、6 和窄带滤波片 1 后被单光子探测器收集。最后,通过对桶探测器和单光子探测器收集到的两路光子进行符合计数来得到目标图像。

次数来提高成像效率。为此,首先将参考光路的 DMD 工作区域与信号光路的目标大小设置为同一尺寸,以保证两路光子符合计数结果与目标图像的一致性。然后,构造大小为 $M \times N$ (其中, $M(=K^2) \ll N$, M 为符合计数的次数; N 为目标图像的像素点个数; K 为符合计数值矩阵的阶数)的随机伯努利矩阵,且每次选取该矩阵的一行元素,将其按序排列成一个大小为 $m \times n$ (其中, $m \times n = N$) 的编码模板矩阵并输入到 DMD 中。其次,控制 DMD 按照上述方式得到的 M 个编码模板矩阵对参考光进行稀疏采样,且对于每次稀疏采样,通过对信号和参考光路的光子进行符合计数,构造相应的符合计数值矩阵,如图 3 所示;最后,利用正交匹配追踪算法(orthogonal matching pursuit, OMP)得到目标图像^[12]。

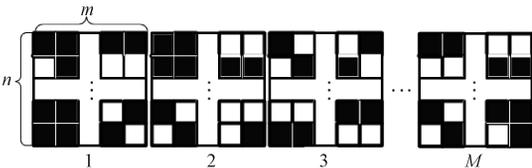


图 2 调制图片示意图

Fig. 2 Diagram of modulation picture

本文提出在纠缠光子成像过程中引入压缩感知算法,目的是在保证成像质量的前提下,通过减少 DMD 采样

1.2 数学模型

不同于通过测量光场强度分布对目标进行成像的传统光学成像方法,纠缠光子成像方法利用纠缠光子对的时间和空间关联特性对光场的强度涨落进行关联测量,以得到目标图像。在理想条件下,PPKTP 晶体发生

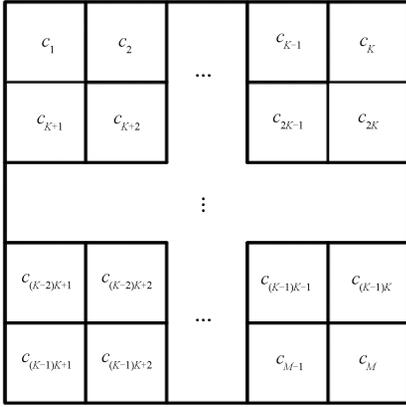


图3 符合计数矩阵示意图

Fig. 3 Diagram of the compliance count value matrix

SPDC 过程所得到的纠缠双光子态可表示为:

$$|\Psi_0\rangle = \varepsilon \times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \times \delta(\vec{\kappa}_s + \vec{\kappa}_i) \int d\kappa_s \times d\kappa_i \times a^\dagger(\vec{\kappa}_s, \omega) \times a^\dagger(\vec{\kappa}_i, \omega) |0\rangle \quad (1)$$

式中: ω 表示下转换光子的频率; $\vec{\kappa}_j$ 表示信号 ($j=s$) 和参考 ($j=i$) 光子的动量; ε 为归一化常数; $a^\dagger(\vec{\kappa}_s, \omega)$ 和 $a^\dagger(\vec{\kappa}_i, \omega)$ 分别表示信号和参考光子的产生算符; $|0\rangle$ 表示真空态; $\delta(\cdot)$ 为狄拉克函数。

纠缠光经过 PBS 后被分为两路, 分别经信号和参考光路到达桶探测器和单光子探测器, 此时对应的纠缠双光子态可表示为:

$$|\Psi\rangle = \int_{-\infty}^{\infty} T(\vec{\rho}_s) \times g(\vec{\kappa}_s, \omega_s; \vec{\rho}_s, t_s) \times e^{-i\omega_s t_s} \times g(\vec{\kappa}_i, \omega_i; \vec{\rho}_i, t_i) \times e^{-i\omega_i t_i} \times |\Psi_0\rangle d\vec{\rho}_s \quad (2)$$

式中: $T(\vec{\rho}_s)$ 为物体的透射率函数; ω_j 为信号 ($j=s$) 和参考 ($j=i$) 光子的频率; t_s 和 t_i 分别表示信号和参考光子到达桶探测器和单光子探测器的时间; $\vec{\rho}_s$ 和 $\vec{\rho}_i$ 分别表示信号和参考光路中桶探测器和单光子探测器的位置; $g(\cdot)$ 为格林函数。

纠缠光子量子成像几何关系如图4所示, 其中, d_1 为透镜7到PBS的距离; d_2 为PBS到单光子探测器的距离; S 和 $S' (=d_1 + d_2)$ 分别为成像系统的物距和像距; f 为透镜7的焦距, 且满足 $1/f = 1/S + 1/S'$ 。

在信号光路, 信号光从PBS出发经传播距离 d_1 到达透镜7, 再经传播距离 S 到达待成像目标, 最后被桶探测器收集, 这一过程对应的格林函数为:

$$g(\vec{\kappa}_s, \omega_s; \vec{\rho}_s, t_s) = - \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{\rho}_o \times i \times \omega_s \times e^{i\vec{\kappa}_s \cdot \vec{\rho}_s} \times e^{\frac{i\omega_s(d_1+S)}{c}} \times e^{\frac{-i\omega_s |\vec{\rho}_s - \vec{\rho}_o|^2}{2c(d_1+S)}} \quad (3)$$

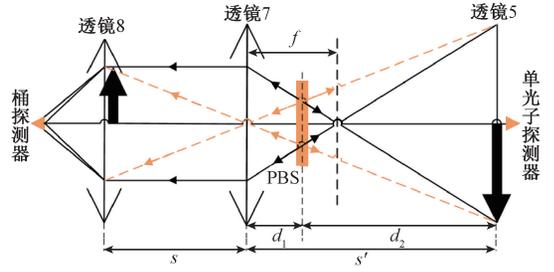


图4 纠缠光子量子成像几何关系^[13]

Fig. 4 Diagram of entangled light quantum imaging geometry relationship

式中: $\vec{\rho}_o$ 表示 PBS 出射面位置; c 表示光速。在参考光路, 参考光从 PBS 出发经传播距离 d_2 被单光子探测器收集, 这一过程对应的格林函数为:

$$g(\vec{\kappa}_i, \omega_i; \vec{\rho}_i, t_i) = - \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{\rho}_o \times \frac{i \times \omega_i \times e^{\frac{i\omega_i \vec{\rho}_i \cdot \vec{\rho}_o}{c}} \times e^{\frac{-i\omega_i |\vec{\rho}_i - \vec{\rho}_o|^2}{2cd_2}} \times e^{i\vec{\kappa}_i \cdot \vec{\rho}_o}}{2 \times \pi \times c \times d_2} \quad (4)$$

此时, 到达桶探测器和单光子探测器的纠缠双光子态可表示为:

$$|\Psi\rangle = g(\vec{\kappa}_s, \omega_s; \vec{\rho}_s, t_s) \times e^{-i\omega_s t_s} \times g(\vec{\kappa}_i, \omega_i; \vec{\rho}_i, t_i) \times e^{-i\omega_i t_i} |\Psi_0\rangle \quad (5)$$

为了对信号和参考光路光子进行符合计数, 将两路探测器得到的光电转换信号表示为门函数形式并进行如下判断: 来自不同探测器的两个信号到达时刻是否在同一个符合门宽内; 两个信号的到达顺序是否与两路信号的初次到达顺序一致。若同时满足以上两个条件, 则认为这两个信号来自一对纠缠光子, 符合计数值加1; 否则, 符合计数值不变, 如图5所示。

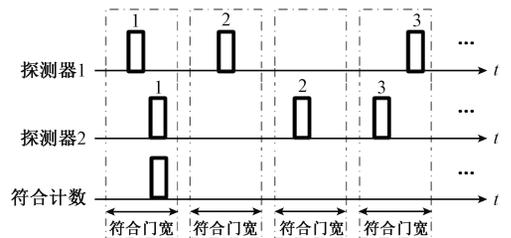


图5 两路光子符合计数原理示意图

Fig. 5 Diagram of two-way photon compliance counting principle

根据格劳伯二阶相干探测理论^[14],可得符合计数过程的二阶关联函数为:

$$G^{(2)}(\vec{\rho}_s, t_s; \vec{\rho}_i, t_i) = \langle \Psi | E_s^{(-)}(\vec{\rho}_s, t_s) \times E_i^{(-)}(\vec{\rho}_i, t_i) \times E_s^{(+)}(\vec{\rho}_s, t_s) \times E_i^{(+)}(\vec{\rho}_i, t_i) | \Psi \rangle \quad (6)$$

式中: $E_s^{(+)}(\vec{\rho}_s, t_s)$ 、 $E_s^{(-)}(\vec{\rho}_s, t_s)$ 和 $E_i^{(+)}(\vec{\rho}_i, t_i)$ 、 $E_i^{(-)}(\vec{\rho}_i, t_i)$ 分别表示信号和参考光路的产生与湮灭算符。将式(5)代入式(6)可得:

$$G^{(2)}(\vec{\rho}_s, t_s; \vec{\rho}_i, t_i) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| |T(\vec{\rho}_s)|^2 \times \Psi(\vec{\rho}_s, t_s; \vec{\rho}_i, t_i) \right|^2 d\rho_s \quad (7)$$

式中: $\Psi(\vec{\rho}_s, t_s; \vec{\rho}_i, t_i)$ 为有效双光子波函数,表示在一对纠缠光子中,信号光子 t_s 时刻出现在 $\vec{\rho}_s$ 且参考光子 t_i 时刻出现在 $\vec{\rho}_i$ 的联合概率。由于符合计数值 c 与 $G^{(2)}(\vec{\rho}_s, t_s; \vec{\rho}_i, t_i)$ 成正比,即:

$$c \propto G^{(2)}(\vec{\rho}_s, t_s; \vec{\rho}_i, t_i) \quad (8)$$

则根据式(7)和(8),第 i 次符合计数值 c_i 满足如下关系:

$$c_i \propto \sum_{j=1}^N |T(\vec{\eta}_j)|^2 \times \left| \frac{-\vec{\eta}_j \times (d_1 + d_2) \times \mathbf{A}_i}{S} \right|^2 \quad (9)$$

式中: \mathbf{A}_i 为第 i 次符合计数对应的编码模板矩阵; $\vec{\eta}_j$ 为第 j 个像素点的位置; $T(\vec{\eta}_j)$ 为 N 个像素点处透射率函数构成的透射率函数矩阵。

将第 i 次符合计数对应的编码模板矩阵按行从左往右排列为一个包含参考光路信息的行向量 \mathbf{a}_i ,并将透射率函数矩阵按列从上往下排列为一个包含信号光路信息的列向量 \mathbf{r} ,则符合计数的测量结果可近似表示为如下形式:

$$c_i = \mathbf{a}_i \times \mathbf{r} \quad (10)$$

同时,将 M 次符合计数值 c_1, \dots, c_M 排列为一个符合计数值矩阵 $\mathbf{C} = [c_1, \dots, c_M]^T$,并将对应的编码模板矩阵 $\mathbf{A}_1, \dots, \mathbf{A}_M$ 构造一个新的编码模板矩阵 $\mathbf{A} = [\mathbf{A}_1, \dots, \mathbf{A}_M]^T$,且利用随机生成的离散余弦变换矩阵 Φ 对 \mathbf{r} 进行稀疏域表示,即:

$$\mathbf{r} = \Phi \times \boldsymbol{\theta} \quad (11)$$

式中: $\boldsymbol{\theta}$ 为 \mathbf{r} 的稀疏向量。此时,为了利用编码模板矩阵对 \mathbf{r} 进行压缩采样以得到符合计数值矩阵 \mathbf{C} ,构造如下关系式:

$$\mathbf{C} = \mathbf{A} \times \mathbf{r} = \mathbf{A} \times \Phi \times \boldsymbol{\theta} \quad (12)$$

由文献[15]可知,该压缩采样过程等价于如下凸优化问题:

$$\hat{\boldsymbol{\theta}} = \arg \min \|\mathbf{A} \times \Phi \times \boldsymbol{\theta} - \mathbf{C}\|_2^2 + \delta \|\boldsymbol{\theta}\|_0 \quad (13)$$

式中: $\|\cdot\|_2$ 表示 l_2 范数; $\|\cdot\|_0$ 表示 l_0 范数; $\delta (\rightarrow 0)$ 为无穷小量。对于上述凸优化问题,利用 OMP 算法^[16]进行求解(如算法1),并最终得到目标图像 $\hat{\mathbf{r}} = \Phi \hat{\boldsymbol{\theta}}$ 。

算法1 OMP 算法

输入: \mathbf{c} 、 $\boldsymbol{\theta}$ 、 \mathbf{M} 、 K (即 $\boldsymbol{\theta}$ 中非0元素个数), \mathbf{M}_μ (即 \mathbf{M} 的列集合), $\boldsymbol{\alpha}_j$ (即 \mathbf{M} 的第 j 列)

初始化参数设置: $m_0 = \mathbf{c}$, $\mathbf{A}_0 = \emptyset$, $\boldsymbol{\Lambda}_\mu = \emptyset$, $\mathbf{M}_0 = \emptyset$, 迭代次数 $\mu = 1$, $done = 0$

输出: $\hat{\boldsymbol{\theta}} = \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu$

(1) while ($done$)

(2) $\mu \leftarrow \mu + 1$

(3) 找到索引 λ_μ , 使得 $\lambda_\mu = \arg \max_{\lambda_\mu = 1, 2, \dots, N} |\langle \mathbf{m}_{\mu-1}, \boldsymbol{\alpha}_j \rangle|$, 其中,符号 $\langle \cdot \rangle$ 表示向量内积运算

(4) 令 $\boldsymbol{\Lambda}_\mu = \boldsymbol{\Lambda}_{\mu-1} \cup \lambda_\mu$ 且 $\mathbf{M}_\mu = \mathbf{M}_{\mu-1} \cup \boldsymbol{\alpha}_j$, 其中,符号 \cup 表示并运算

(5) 令 $\mathbf{c} = \mathbf{M}_\mu \boldsymbol{\theta}_\mu$ 的最小二乘解 $\hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu = \arg \max_{\boldsymbol{\theta}_\mu} \|\mathbf{c} - \mathbf{M}_\mu \boldsymbol{\theta}_\mu\| =$

$(\mathbf{M}_\mu^T \mathbf{M}_\mu)^{-1} \mathbf{M}_\mu^T \mathbf{c}$

(6) 更新残差 $\mathbf{m}_\mu = \mathbf{c} - \mathbf{M}_\mu \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu = \mathbf{c} - \mathbf{M}_\mu (\mathbf{M}_\mu^T \mathbf{M}_\mu)^{-1} \mathbf{M}_\mu^T \mathbf{c}$

(7) if ($\mu > K$)

(8) $done = 1$

(9) else

(10) $\mathbf{m}_\mu = \mathbf{c} - \mathbf{M}_\mu \hat{\boldsymbol{\theta}}_\mu$ 且 $\boldsymbol{\Lambda}_\mu = \boldsymbol{\Lambda}_{\mu-1} \cup \lambda_\mu$

(11) end

2 实验验证

本文选择的待成像目标“H”如图6所示,其中,黑色部分表示图像的镂空区域,以下将分别讨论符合计数捆绑像素数(即单次符合计数区域包含的像素数)、DMD 采样分块大小(即 DMD 单次采样的区域大小)和图像稀疏度(即图像稀疏向量中非零元素的个数)对传统量子成像方法^[17]、贝叶斯压缩感知(bayes compressed sensing, BCS)方法^[18]、全变分(total variation, TV)方法^[19]和本文方法成像质量(即峰值信噪比(peak signal-to-noise ratio, PSNR)^[20]、均方误差(mean squared error, MSE)^[21])和效率(即成像时间开销)的影响,其中,PSNR 即峰值信号的能量与噪声的平均能量之比。MSE 即真实图像与成像图像之差的能量均值,因此成像图像与真实图像越接近, MSE 越小,而 PSNR 越大。

2.1 捆绑像素数对成像结果的影响

当捆绑像素数分别为 15×15 、 20×20 、 25×25 和 30×30 时,传统量子成像方法(方法1)、BCS 成像方法(方法2)、TV 成像方法(方法3)和本文成像方法(方法4)的成像结果及相应的成像时间开销如表1所示。

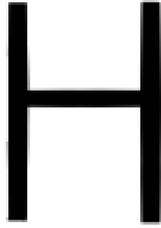


图 6 待成像目标示意图

Fig. 6 Diagram of the target to be imaged

表 1 不同捆绑像素数下的成像结果及时间开销

Table 1 Imaging results and time overhead for different bundled pixel counts

方法	捆绑像素数	15×15	20×20	25×25	30×30
1	成像结果				
	成像时间 开销/s	30.89	22.74	18.27	12.31
2	成像结果				
	成像时间 开销/s	15.45	11.12	9.00	6.71
3	成像结果				
	成像时间 开销/s	9.45	8.24	5.91	5.25
4	成像结果				
	成像时间 开销/s	7.23	5.15	4.02	3.33

和过大。此外,4 种方法的成像时间开销均随捆绑像素数的增大而减小,且本文方法相较于其他方法在成像效率方面具有较大优势。

2.2 DMD 采样分块大小对成像结果的影响

不失一般性,令捆绑像素数为 20×20 ,当 DMD 采样分块大小分别为 4×4 、 5×5 、 8×8 和 10×10 时,传统量子成像方法、BCS 成像方法、TV 成像方法和本文成像方法的成像结果及相应的成像时间开销如表 2 所示。

表 2 不同 DMD 采样分块大小下的成像结果及时间开销

Table 2 Imaging results and time overhead for different DMD sampling binning sizes

方法	DMD 采样 分块大小	4×4	5×5	8×8	10×10
1	成像结果				
	成像时间 开销/s	82.93	54.01	30.54	18.23
2	成像结果				
	成像时间 开销/s	41.32	27.51	15.22	9.33
3	成像结果				
	成像时间 开销/s	25.76	17.46	11.66	7.55
4	成像结果				
	成像时间 开销/s	21.54	13.00	7.21	5.69

可以看出,当捆绑像素数为 20×20 时,目标图像最为清晰,其原因主要是捆绑像素数在一定程度上的增大可降低环境中噪声光的采集,从而提高成像分辨率,使得成像质量变好,但当捆绑像素数过大时,可能导致图像细节信息丢失,使得成像质量变差,因此捆绑像素数不宜过小

由表 2 可知,当 DMD 采样分块越小时,得到目标图像越清晰,但此时所需的成像时间开销越大,其原因主要是 DMD 采样分块越小,对于图像细节信息的采集越多,使得成像质量越好,但此时相应的 DMD 采样次数会增多,所需的成像时间会更长。

2.3 图像稀疏度对成像结果的影响

令捆绑像素数和 DMD 采样分块大小分别为 20×20 和 10×10 , 不同图像稀疏度下的成像结果及相应的成像时间开销如表 3 所示。

表 3 不同图像稀疏度下的成像结果及时间开销
Table 3 Imaging results and time overhead at different image sparsity

方法	图像稀疏度	200	400	600	800
1	成像结果				
	成像时间开销/s	240.11	232.73	100.23	22.21
2	成像结果				
	成像时间开销/s	120.09	117.55	50.31	11.54
3	成像结果				
	成像时间开销/s	84.91	59.32	26.54	7.11
4	成像结果				
	成像时间开销/s	82.05	58.12	25.77	5.63

由表 3 可知,随着图像稀疏度的增大,目标图像越模糊,但成像时间开销越小,其原因主要是图像稀疏度的增大将使得图像压缩度升高,采集到的光子数越少,进而导致成像质量下降,但稀疏度的增大表明压缩采样时稀疏向量中非 0 元素的个数增多,故成像效率提高。总体来看,本文方法的成像效率优于其他 3 种方法,且相较于传统量子成像方法,本文方法的成像时间开销降低约 75%。

2.4 不同方法性能比较

为了进一步验证本文方法在成像质量方面的优势,不同方法在不同捆绑像素数、DMD 采样分块大小和图像稀疏度条件下 PSNR 和 MSE 的变化情况如图 7~9 所示。

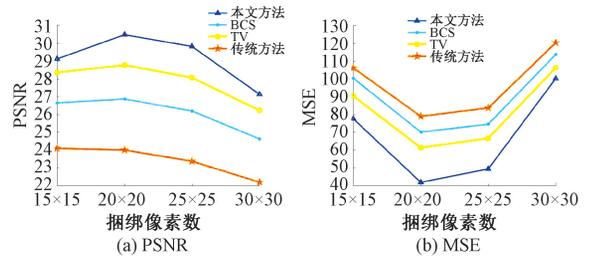


图 7 成像质量随捆绑像素数的变化情况

Fig. 7 Variation of image quality with the number of pixels in the bundle

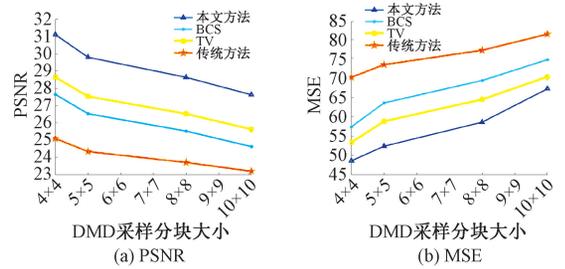


图 8 成像质量随 DMD 采样分块大小的变化情况

Fig. 8 Variation of image quality with the size of DMD sampling bins

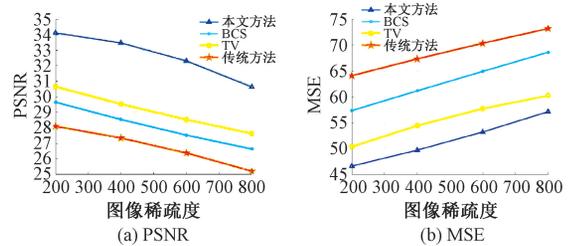


图 9 成像质量随图像稀疏度的变化情况

Fig. 9 Variation of image quality with image sparsity

由图 7 可知,4 种方法的 PSNR 呈现先增大后减小,而 MSE 呈现先减小后增大的趋势,其原因主要是捆绑像素数过大会导致图像细节信息采集不充分,捆绑像素数过小会导致图像采集的噪声光增多,两种情况均会导致成像质量下降。

由图 8 可知,4 种方法的 PSNR 和 MSE 分别呈现逐渐减小和逐渐增大的趋势,其原因主要在于 DMD 采样分块越大,得到的图像细节信息越少,成像质量越差。

由图 9 可知,4 种方法的 PSNR 呈现逐渐减小而 MSE 呈现逐渐增大的趋势,其原因主要是随着图像稀疏度的增大,采集到的光子数越少,得到的图像信息就越少,进而导致成像质量下降。

3 实测结果及分析

根据光路图(图 1)搭建了实际的纠缠光子量子成像系统如图 10 所示,以验证本文方法的可靠性。

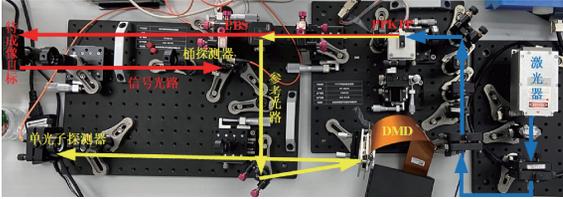


图 10 纠缠光子量子成像系统

Fig. 10 Entangled quantum imaging system

实验中,待成像目标(同样选择图样“H”,如图 11 所示)位于距离 PBS 1 m 的位置处,DMD 实物如图 12 所示,采用本文所提方法对参考光进行稀疏采样,其分辨率和显微镜反射镜单元尺寸分别为 $1\ 024 \times 768$ 和 $10.8\ \mu\text{m}$,最大帧频为 $32\ 552\ \text{Hz}$ 。

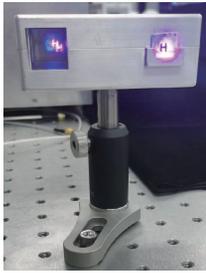


图 11 待成像目标

Fig. 11 Target to be imaged

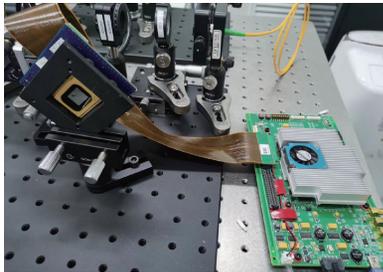


图 12 DMD 实物图

Fig. 12 DMD physical image

传统量子成像方法与本文方法的成像结果及相应的成像时间开销如表 4 所示。

通过比较可以发现,仿真与实验结果基本一致。以不同捆绑像素数下的成像结果为例,当捆绑像素数在 $20 \times 20 \sim 25 \times 25$ 时,目标图像最为清晰且成像时间开销较低,此时系统在成像分辨率和图像细节信息保持这两方面达到整体性能最优。为了进一步验证上述结论,传统

表 4 不同方法的成像结果及时间开销
Table 4 Imaging results and time overhead of different methods

方法	捆绑像素数	15×15	20×20	25×25	30×30
1	成像结果				
	成像时间开销/min	30.25	20.11	10.78	6.02
4	成像结果				
	成像时间开销/min	15.15	10.45	5.01	2.13
DMD 采样分块大小		4×4	5×5	8×8	10×10
1	成像结果				
	成像时间开销/min	35.05	30.16	25.98	20.32
4	成像结果				
	成像时间开销/min	26.21	24.33	20.24	15.55
图像稀疏度		200	400	600	800
1	成像结果				
	成像时间开销/min	31.44	23.76	14.12	8.25
4	成像结果				
	成像时间开销/min	14.22	9.98	5.22	3.01

量子成像方法与本文方法在不同捆绑像素数下的 PSNR 和 MSE 如图 13 所示。

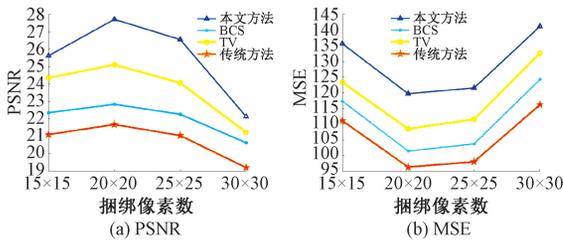


图 13 成像质量随捆绑像素数的变化情况

Fig. 13 Variation of image quality with the number of pixels in the bundle

4 结 论

传统量子成像方法需要对参考光进行大量采样以保证成像质量,从而导致成像时间开销较大,而将压缩感知算法与纠缠光子成像技术相结合能够有效减少 DMD 采样次数,提高成像效率。此外,本文通过仿真测试,对比分析了捆绑像素数、DMD 采样分块大小和图像稀疏度对成像结果及成像时间开销的影响,同时搭建了实际的纠缠光子成像系统,验证了所提方法的有效性和可靠性。

参考文献

- [1] PADGETT M J, BOYD R W. An introduction to ghost imaging: Quantum and classical [J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2017, 375(2099): 20160233.
- [2] GILABERTE B M, SETZPFANDT F, STEINLECHNER F, et al. Perspectives for applications of quantum imaging[J]. *Laser and Photonics Reviews*, 2019, 13(10): 6-11.
- [3] 李明飞, 莫小范, 张安宁. 量子成像关键技术及研究进展[J]. *导航与控制*, 2016, 15(5): 1-9.
LI M F, MO X F, ZHANG AN N. The key technics in quantum imaging and its researching status [J]. *Navigation and Control*, 2016, 15(5): 1-9.
- [4] LE M N, WANG G, ZHENG H B, et al. Underwater computational ghost imaging[J]. *Optics Express*, 2017, 25(19): 56-90.
- [5] NICHOLAS B, ACHIM K, ANDREW F. Quantum imaging using relativistic detectors [J]. *Physical*

Review D, 2019, 100(12): 2-10.

- [6] GILABERTE B M, SETZPFANDT F, STEINLECHNER F, et al. Perspectives for applications of quantum imaging[J]. *Laser and Photonics Reviews*, 2019, 13(10): 1900097.
- [7] 柯钧, 张临夏, 周群. 压缩感知在光学成像领域的应用[J]. *光学学报*, 2020, 40(1): 98-123.
KE J, ZHANG L X, ZHOU Q. Applications of compressive sensing in optical imaging[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(1): 98-123.
- [8] 李明飞, 袁梓豪, 刘院省, 等. 光子计数计算鬼成像[J]. *激光与光电子学进展*, 2021, 58(10): 314-321.
LI M F, YUAN Z H, LIU Y SH, et al. Photon counting computational ghost imaging[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(10): 314-321.
- [9] ZHANG H, DUAN D Y. Computational ghost imaging with compressed sensing based on a convolutional neural network[J]. *China Optical Express: English Version*, 2021, 19(10): 15-18.
- [10] 赵刻, 李高亮, 杨照华. 量子关联成像技术发展[J]. *航空兵器*, 2017, 8(5): 3-10.
ZHAO Y, LI G L, YANG ZH H. Development of quantum correlation imaging technology [J]. *Aero Weaponry*, 2017, 8(5): 3-10.
- [11] MO C, XU K Z, ZHANG G F. The entanglement and second-order coherence function in a two-atom nonlinear Jaynes-Cummings model [J]. *Physica Scripta*, 2022, 97(3): 34-55.
- [12] WANG L, ZHAO S M. Compressed ghost imaging based on differential speckle patterns[J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(2): 3-11.
- [13] PITTMAN T B, SHIH Y H, STREKALOV D V, et al. Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement [J]. *Physical Review A*, 1995, 52: R3429.
- [14] CHEN Y, NI R, WU Y, et al. Phase-matching controlled orbital angular momentum conversion in periodically poled crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125(14): 143901.
- [15] 周珺, 黄尉. 基于非凸优化模型的块稀疏信号恢复条件[J]. *应用数学和力学*, 2019, 40(2): 167-180.
ZHOU J, HUANG W. Improved conditions for block-

- sparse signal recovery via the non-convex optimization mode[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2019, 40(2): 167-180.
- [16] LIU S, CUI C, ZHENG L. Recovery of sparse signals using parallel look ahead orthogonal matching pursuit algorithm[J]. *Signal, Image and Video Processing*, 2022, 65(8): 1-9.
- [17] VISWANATHAN B, BARRETO L G, LAHIRI M. Position correlation enabled quantum imaging with undetected photons[J]. *Optics Letters*, 2021, 46(15): 41-52.
- [18] ZHU R, LI G S, GUO Y. Block-compressed-sensing-based reconstruction algorithm for ghost imaging [J]. *OSA Continuum*, 2019, 2(10): 10-21.
- [19] 蒋宗铎, 田昕, 杨晋陵. 基于非局部广义全变分的计算鬼成像重建方法[J]. *应用光学*, 2022, 43(1): 52-59.
- JIANG Z H, TIAN X, YANG J L. Reconstruction method of computational ghost imaging based on non-local generalized total variation[J]. *Journal of Applied Optics*, 2022, 43(1): 52-59.
- [20] MOHIMANI H, MASSOUD B Z, CHRISTIAN J. A fast approach for overcomplete sparse decomposition based on smoothed L0 norm [J]. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 2009, 57(1): 17-44.

- [21] BRIDA G, GENOVESE M, BERCHERA I R. Experimental realization of sub-shot-noise quantum imaging[J]. *Nature Photonics*, 2010, 4(4): 227.

作者简介



周牧(通信作者),分别在2006年、2008年和2012年于哈尔滨工业大学活动学士学位、硕士学位和博士学位。美国匹兹堡大学国家公派联合培养博士和香港科技大学博士后,现为重庆邮电大学教授、博士生导师,研究生院副院长、移动通信教育部工程研究中心副主任,主要研究方向为量子雷达、无线定位与感知、信息融合、机器学习等。

E-mail:zhoumu@cqupt.edu.cn

Zhou Mu (Corresponding author) received his B.Sc., M.Sc., and Ph.D. degrees all from Harbin Institute of Technology in 2006, 2008, and 2012, respectively. He was a Joint-cultivated Ph.D. Student at the University of Pittsburgh, USA, and a Post-doctoral Research Fellow at the Hong Kong University of Science and Technology. He is currently a professor, Ph.D. supervisor at Chongqing University of Posts and Telecommunications (CQUPT), associate dean of Graduate School of CQUPT and the vice director of Mobile Communications Engineering Research Center, Ministry of Education. His main research interests include quantum radar, wireless localization and sensing, information fusion, and machine learning.