

专题: 量子光学原理与应用

基于随机动态掩模调制的幂律光场量子统计特性*

郭晓丽¹⁾²⁾ 张丽¹⁾²⁾ 张蕾¹⁾²⁾ 张伟¹⁾²⁾ 赵益颀¹⁾²⁾郭龔强^{1)2)3)†} 张明江¹⁾²⁾³⁾

1) (太原理工大学, 新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 太原 030024)

2) (太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

3) (太原理工大学, 精密测量物理山西省重点实验室, 太原 030024)

(2025年10月16日收到; 2025年11月6日收到修改稿)

光场的相干度在单光子成像中直接关系着成像信噪比与对比度, 但现有成像光场相干度被限制在热噪声极限 ($g^{(2)}(0) \leq 2$) 以下. 本文提出了基于随机动态掩模调制增强光场二阶相干度的方法, 并利用高分辨单光子探测阵列实现了对强关联、幂律光子统计特性光场的测量, 进而验证了高阶相干度对成像质量的提升效果. 实验表明在单像素平均光子数在 10^{-2} — 10^2 范围内, 可实现幂律光子分布光场制备; 在随机动态掩模调制下最大二阶相干度 $g^{(2)}(0) = 98.67$, 在哈达玛掩模调制下最大 $g^{(2)}(0) = 47.29$, 相干度提升幅度随曝光时间与调制频率可调. 基于动态掩模最强相干度在 $5 \mu\text{s}$ 曝光时间、单像素平均光子数 0.026, 仅需 20 帧进行高分辨 400×400 单光子二阶关联成像即可实现图像质量显著提升, 峰值信噪比由 8.05 dB 增至 29.03 dB, 提高 20.98 dB; 结构相似度从 0.08 优化至 0.92, 增加了 0.84; 对比度由 0.99 显著增至 74.96, 清晰度由 0.18 增至 34.19. 该研究显著地提升光场二阶相干度并超越热噪声极限, 同时在单像素光子数远小于 1, 微秒级快速曝光条件下实现单光子成像性能提升, 为光场高阶相干度调控与低光子关联成像提供支撑.

关键词: 单光子探测阵列, 幂律光子分布, 二阶相干度, 关联成像**DOI:** 10.7498/aps.75.20251403**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251403

1 引言

光场的量子统计特性^[1-3]是表征光源内禀属性的核心物理量, 其光子数分布^[4-7]与二阶相干度^[8-15]关系着光在量子光谱^[16]、高精度传感^[17,18]及量子成像^[9,19-21]等重要领域的应用. 作为量化光场强度涨落统计关联的关键参数, 二阶相干度 $g^{(2)}(0)$ 可明确区分相干光 ($g^{(2)}(0) = 1$)、热光 ($g^{(2)}(0) = 2$)、亚热光 ($1 < g^{(2)}(0) < 2$) 以及超热光 ($g^{(2)}(0) > 2$), 其中亚热光与超热光凭借独特光子群聚和超群聚

行为, 在微弱信号探测、抗噪声成像中具有显著优势^[22,23]; 而基于此关联特性的成像^[24-26], 因抗散射、高对比与弱光成像^[27,28]能力等优势, 在遥感成像与生物组织观测中展现出良好潜力^[29]. 然而, 当前缺乏同时实现高速、空间分辨与多类型统计调控的二阶相干度操控技术, 限制了光场在关联成像的应用, 难以在极弱光环境下突破成像信噪比的瓶颈. 因此, 发展高效的光场高阶相干度调控已日益迫切且具有重要的研究应用价值.

光场的群聚效应^[30]是量子与经典光学交叉的核心问题之一. 1956年 Brown 与 Twiss^[31]以 HBT

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1404201)、国家自然科学基金 (批准号: 62175176, 62475185, U23A20380)、中央引导地方科技发展资金 (批准号: YDZJSX2025D015)、山西省基础研究计划 (批准号: 202403021221034) 和山西省专利转化计划项目 (批准号: 202405002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoyanqiang@tyut.edu.cn

实验首次揭示热光场的二阶相干度, 奠定强度关联测量的基础; 1964年 Martienssen 与 Spiller^[32] 提出激光-旋转毛玻璃产生赝热光场方案, 以解决自然热光亮度低、相干时间短的问题. 进入 21 世纪初, Bennink 等^[33] 用旋转反射镜调制热光实现鬼成像, 证实量子纠缠非关联成像必要条件; Chen 等^[34] 与 Wang 等^[35] 分别实验验证、理论推导赝热光关联成像可行性. 近年研究聚焦光源可控性: 纳秒脉冲激光耦合旋转毛玻璃突破探测响应带宽, 液晶光阀实现时空相干性独立调控; 西安交通大学团队提出基于级联旋转毛玻璃超聚束热光源方案, 观测到 $g^{(2)}(0) = 3.66 \pm 0.02$ ^[36] (理论预测 N 个毛玻璃可达 2^N), 后将 $g^{(2)}(0)$ 提升至 20.45^[37]; 2021 年帕拉茨基大学学者提出光信号时间强度关联调控方法, 模拟定制光场^[38]; 2023 年 Hong 等^[39] 利用数字微镜器件 (DMD) 调制, 实现多空间模式的光子统计定制. 但现有技术仍面临瓶颈: 高相干度光源稳定性、调控速率、光强可控性不足, 相干调控与模式定制协同欠缺, 弱光场景适应性差, 高阶相干调控解析滞后.

本文针对上述问题, 提出一种基于随机动态掩模调制的光场二阶相干度增强方案. 通过制备并加载随机动态掩模与哈达玛掩模实现光场调制, 结合高分辨单光子探测阵列, 测量分析了调制后光场的

幂律光子统计分布与超群光子关联特性. 结果表明, 该调制方法可显著地提升光场二阶相干度; 进一步通过实验探究在低光子数、短曝光场景下高分辨单光子阵列成像, 验证了高相干度对成像质量的显著提升作用, 该方案在低光子通量、短曝光条件下优化单光子阵列探测性能、实现快速高保真成像等方面具有重要应用.

2 实验装置及原理

2.1 实验装置

在实验上搭建了如图 1 所示的实验装置图. 在光场统计特性测量过程中采用像素规模为 512×512 的单光子探测阵列 (SPDA) 进行光场特性测量与成像, 使用数字微镜器件 (DMD, Fldiscovery, f4320) 进行光场调制. 实验中使用 532 nm 脉冲激光器 (PL, Cnilaser, FL-532-PICO) 作为光源, 该波长对应单光子探测阵列的峰值探测效率. 实验装置主要由两部分组成: 基于 DMD 的强关联光场产生模块, 以及基于 SPDA 的单光子探测与成像模块. 激光器由外部信号发生器 (RIGOL-DG922 Pro) 产生的 10 MHz 脉冲波同步触发. 通过研究泵浦电流与输出功率的关系, 发现将泵浦电流设置为最大输出的 30% 时, 激光器具有最佳的长期稳定性,

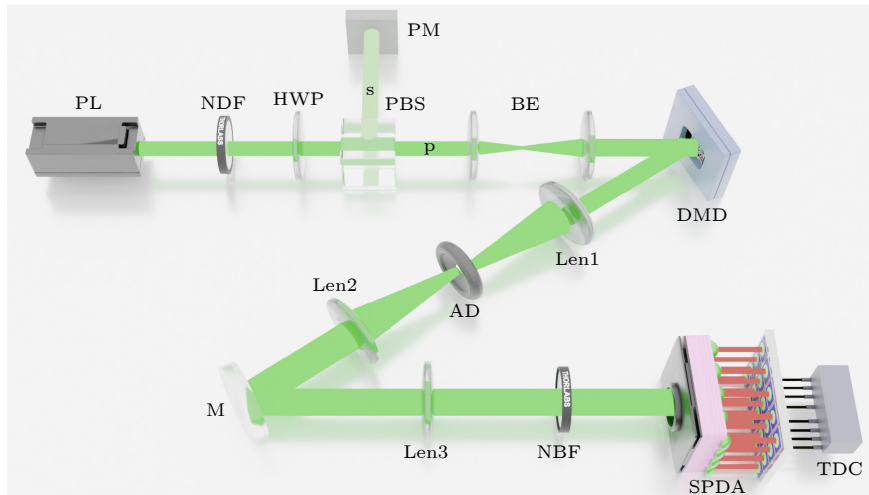


图 1 基于随机动态掩模的幂律光场调制及高阶相干度测量实验装置. PL 为脉冲激光器, NDF 为中性密度滤片, HWP 为半波片, PBS 为偏振分束器 (分光比为 3000:1, p 光为透射光路, s 光为反射光路), PM 为功率计, BE 为扩束镜, DMD 为数字微镜器件, AD 为光阑, M 为反射镜, NBF 为窄带滤片, SPDA 为单光子探测阵列相机, TDC 为时间数字转换器

Fig. 1. Experimental Setup of random dynamic mask-based power-law light field modulation and high-order degree of coherence. PL is pulsed laser, NDF is neutral density filter, HWP is half-wave plate, PBS is polarizing beam splitter (with a splitting ratio of 3000:1, where the p-polarized light is the transmitted optical path, the s-polarized light is the reflected optical path), PM is the power meter, BE is beam expander, DMD is digital micromirror device, AD is aperture diaphragm, M is mirror, NBF is narrow-band filter, SPDA is single-photon detection array, and TDC is time-to-digital converter.

此时测得其平均输出功率为 8.614×10^{-4} W. 出射激光首先经过可调节衰减片以控制光强, 随后通过半波片 (HWP) 调整其偏振方向, 再经过高消光比 (3000:1) 的偏振分束器 (PBS) 进行偏振态提纯, 以获得高纯度的线偏振光. 其中, 反射光路连接功率计 (PM) 以监测信号强度; 透射光路为提纯后的线偏振激光, 经过扩束镜 (LZBE, 532-2-10 x) 形成均匀准直光束, 确保光斑覆盖 DMD 的探测窗口表面. 在 DMD 上加载编译的动态掩模, 利用其微镜阵列对入射光进行调制, 产生包含目标光场信息的多级衍射光, 使用傅里叶透镜将衍射光场变换至其后焦面, 即傅里叶频谱面, 并于该处放置光阑 (AD), 滤除高阶衍射成分, 仅保留零级衍射光用于后续成像. 随后再经透镜组对光束进行整形准直, 使其光斑尺寸与 SPDA 接收面匹配, SPDA 逐像素记录每个探测单元的光子数, 并基于多像素单光子探测单元进行高阶相干度测量与关联成像.

2.2 理论分析

数字微镜器件 (DMD) 加载的随机动态掩模可对入射相干光场进行时空调制, 在其波前引入具有时空随机性的相位与振幅扰动, 使“ON”状态微镜所构成的次级波源空间分布呈现随时间无序随机变化; 该光场在自由空间传播时, 不同次级波前因掩模随机性发生衍射与干涉, 形成动态散斑场, 同时, 掩模所引入的空间长程无序促使干涉遍布调制区域, 最终在探测平面光强呈现“重尾”统计特性, 光子数统计服从幂律分布:

$$P(n) = C \cdot n^{-\alpha} = \frac{1}{\zeta(\alpha, x_{\min})}, \quad (1)$$

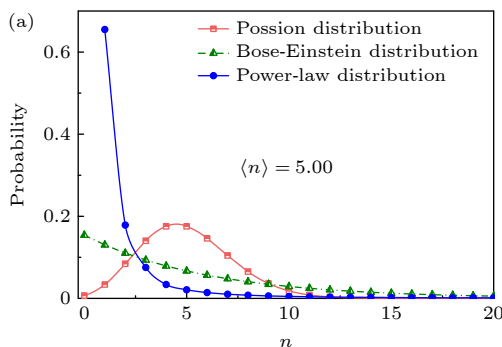


图 2 理论机制的数值验证 (a) 平均光子数 $\langle n \rangle = 5.00$ 条件下, 幂律分布与泊松分布、玻色-爱因斯坦分布的理论概率分布曲线; (b) $\alpha = 3.5$ 对应的二阶相干度

Fig. 2. Numerical verification of the theoretical mechanism: (a) Theoretical probability distribution curves of the power-law distribution, Poisson distribution, and Bose-Einstein distribution under the condition of average photon number $\langle n \rangle = 5.00$; (b) the second-order degree of coherence corresponding to $\alpha = 3.5$.

其中, C 为归一化常数; α 为幂率指数; ζ 为广义黎曼函数; x_{\min} 为满足幂律分布的光子数最小值.

基于光场幂律分布的“重尾”特性, 结合二阶相干度定义 $g^{(2)}(0) = \langle n^2 \rangle / \langle n \rangle^2$, 及平均光子数 $\langle n \rangle = \zeta(\alpha - 1, n_{\min})$ 和光子数的二阶矩 $\langle n^2 \rangle = \zeta(\alpha - 2, n_{\min}) \cdot \zeta(\alpha, n_{\min})$ 可得

$$g^{(2)}(0) = \frac{\zeta(\alpha - 2, n_{\min}) \cdot \zeta(\alpha, n_{\min})}{[\zeta(\alpha - 1, n_{\min})]^2}. \quad (2)$$

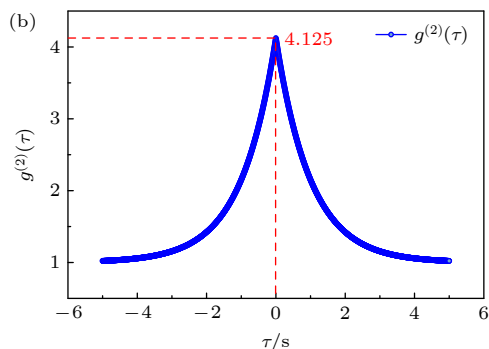
基于此, 随机动态掩模通过引入时空长程无序, 将光场光子数调制为幂律分布, 进而通过放大光强涨落实现了二阶相干度对经典热光极限的突破.

进而对光场的光子统计分布和二阶相干度进行了理论分析. 图 2(a) 给出了在平均光子数 $\langle n \rangle = 5.00$ 条件下, 泊松分布、玻色-爱因斯坦分布与幂律分布三种光子数分布理论对比结果, 图 2(b) 为幂律分布指数 $\alpha = 3.5$ 时对应的二阶相干度随时间延迟 τ 变化的理论结果.

3 实验结果

3.1 单光子探测阵列相机探测性能分析与结果

为系统表征其性能并为后续实验提供基准, 实验对单光子探测阵列 SPDA 的性能参数进行了分析测量. 首先对其暗计数率进行了测量标定. 测量过程中, SPDA 被屏蔽遮光以降低外界噪声光子的干扰. 随后, 在 6, 8, 10 与 12 bit 四种位深测量条件下, 分别采集不同曝光时间窗口内的暗计数事件; 每个时间窗口均进行多次测量并取平均值, 以统计



获得稳定的暗计数率. 所得结果如图 3 所示, 其中平均暗计数率 R_{dark} 为

$$R_{\text{dark}} = \frac{1}{N \times T} \left(\sum_{i=1}^N C_i \right),$$

其中 C_i 为第 i 帧图像的暗计数, N 为像素数, T 为单光子探测阵列的积分时间. 在 8 bit 测量工作模式下, 探测阵列展现出更优异的性能: 一方面, 其灰度分辨率显著高于 6 bit 模式, 能够捕捉更丰富的光强梯度信息; 另一方面, 其暗计数率 (即无入射光时探测器的背景计数率) 显著低于 6 bit 模式, 且该暗计数率随积分时间的延长仅呈现缓慢增长的趋势. 重要的是, 在超短曝光时间 ($5 \mu\text{s}$) 条件下, 暗计数对探测信号的贡献已降至可忽略不计的水平, 有效地避免了背景噪声对信号测量质量的干扰. 基于上述性能表征结果, 为确保实验测量的高分辨率与低噪声特性, 后续实验的最优信号采集均在 8 bit 模式与 $5 \mu\text{s}$ 曝光时间下进行.

本实验进一步对单光子探测阵列 SPDA 的成像性能进行系统性分析测试, 研究了不同比特模式下成像信噪比 (signal-to-noise ratio, SNR) 及动态范围 (dynamic range, DR) 随曝光时间的变化结果, 为后续实验参数优化提供量化依据; 其中, 根据 SPDA 探测特性, 其测量信噪比定义为

$$R_{\text{SNR}} = 20 \log_{10}(N_{\text{signal}}/\sigma_{\text{dark}}),$$

其中, N_{signal} 为 SPDA 探测到的信号光子通量, 即扣除总的背景噪声后的光子信号; σ_{dark} 为 SPDA 暗计数的标准差, 表征无入射光时器件自身噪声的波动程度, 是影响成像质量的关键噪声源. 其动态范围指标定义为

$$R_{\text{DR}} = 20 \log_{10}(\bar{N}_{\text{max}}/\bar{N}_{\text{min}}),$$

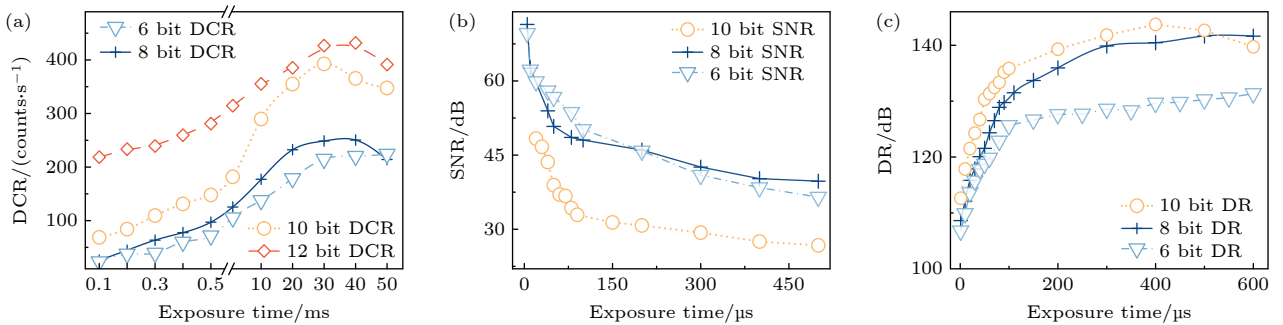


图 3 不同比特数下单光子探测阵列的性能 (a) 暗计数率 (DCR)-曝光时间结果图; (b) 信噪比 (SNR)-曝光时间结果图; (c) 动态范围 (DR)-曝光时间结果图

Fig. 3. Performance of single-photon detection array at different bit depths: (a) Dark count rate (DCR)-exposure time curves; (b) signal-to-noise ratio (SNR)-exposure time results figure; (c) dynamic range (DR)-exposure time result graph.

其中, \bar{N}_{max} 为 SPDA 在高光通量入射条件下采集到的最大光子数平均值, 代表器件可探测的最高信号水平, \bar{N}_{min} 为 SPDA 在极低光通量条件下采集到的暗计数平均光子数, 反映器件的背景噪声基底水平, 值越大表明器件对强弱信号的兼容探测能力越强). 基于上述公式, 通过控制实验条件, 在不同比特模式下, 通过调节 SPDA 的曝光时间 (调节范围为 0—600 μs), 对 SPDA 信噪比和动态范围进行定量分析与测量, 由图 3 实验结果可知, SPDA 的探测性能随曝光时间呈显著变化, 即随着曝光时间的延长, 信噪比呈逐渐降低趋势, 这一现象主要源于曝光时间增加时, 暗计数累积量上升且波动加剧 (σ_{dark} 增大), 而入射光总光子通量 N_{signal} 增长速率相对较慢, 导致信号与噪声的比下降; 同时动态范围随曝光时间的延长呈逐步升高趋势, 当曝光时间达到 300 μs 时, 动态范围趋于稳定, 这是因为曝光时间延长后, SPDA 可积累更多高光通量下的信号光子, 而暗计数平均水平变化相对平缓, 使得强弱信号的探测跨度扩大, 且实验测得 SPDA 的最大信噪比可达 70.35 dB, 最大动态范围可达 141.24 dB, 表明该器件在低噪声与宽信号探测范围方面具备良好性能, 可满足高精度单光子探测与成像要求.

3.2 光子统计分布

为验证阵列探测器测量光子数统计的可行性, 实验采用脉冲激光作为相干源, 并在图 1 所示光路中关闭 DMD, 于 DMD 前端插入高平面度反射镜, 使光束经均匀扩束后直接辐照 SPDA. 在每个积分时间 (5, 10, 20, 40 μs) 下重复测量 80 次, 以降低统计误差影响, 并对所得数据进行最大似然泊松拟合. 图 4 结果表明, 在所测平均光子数条件下,

实验分布与 Glauber 相干态理论泊松分布符合良好. 进一步可得不同单光子探测像素之间的零延迟二阶相干度 $g^{(2)}(0)$. 当平均光子数 $\langle n \rangle = 0.664$ 时, 测得 $g^{(2)}(0) = 1.0514 \pm 0.018$, 当 $\langle n \rangle = 39.2$ 时, $g^{(2)}(0) = 1.0087 \pm 0.0041$. 该结果与相干光场的理论预期 $g^{(2)}(0) \equiv 1$ 相符, 确认实验所用未经调制的激光场具有理想的相干统计特性. 此外, 通过改变积分时间, 观察到泊松分布的均值随积分时间线性右移, 进一步证明了相干光场光子数统计与积分时间的正比规律.

在本实验中, DMD 被用于对相干光场进行高帧率、可编程的空间调制. 与液晶空间光调制器相比, DMD 的最高刷新率可达 22 kHz, 能够满足实时快速动态调制的需求. 器件像素阵列为 1920×1080 , 单个微镜尺寸 $10.8 \mu\text{m} \times 10.8 \mu\text{m}$, 片上 SRAM 可缓存 62197 幅 1 bit 掩模, 支持无间隙帧切换. 每个微镜对应 1 bit 存储单元, 通过写入“0”或“1”触发镜面±翻转, 分别对应“OFF”与“ON”两种状态, 实现对入射光场的二元振幅调制; 像素级的快速翻转将在局部引入可控的时间相位扰动,

从而改变光子的统计关联.

为构建强关联、超群聚光场, 生成了 4096 幅 1024×1024 的随机二值掩模. 基础矩阵采用物理随机数发生器产生, 随后以 0.5 为阈值进行二值化, 确保“0”与“1”像素等概率分布. 为进一步抑制局部聚类、提升空间均匀性, 引入 3×3 滑动窗口约束: 遍历整幅掩模, 随机翻转窗口内任一像素, 直到所有局部区域均满足该统计准则. 最终生成的 4096 幅掩模硬件加载至 DMD, 并通过外部触发信号与 SPDA 的 $5 \mu\text{s}$ 曝光窗口精确同步, 实现高速空间-时间联合调制, 从而实现强关联光子群聚光场的产生与探测.

为系统地探究加载动态随机掩模后光场的光子统计分布特性, 图 5 呈现了不同入射平均光子数 $\langle n \rangle$ 下的光子数统计分布及多模型拟合结果. 其中, 图 5(a)—(d) 为线性坐标下光场的光子数统计分布, 分别通过幂律分布 (红色虚线) 与玻色-爱因斯坦分布 (绿色实线) 对实验数据进行拟合, 并标注了对应的二阶相干度 $g^{(2)}(0)$ 与平均光子数 $\langle n \rangle$, 结果表明, 随着 $\langle n \rangle$ 的增大, 玻色-爱因斯坦分布与实

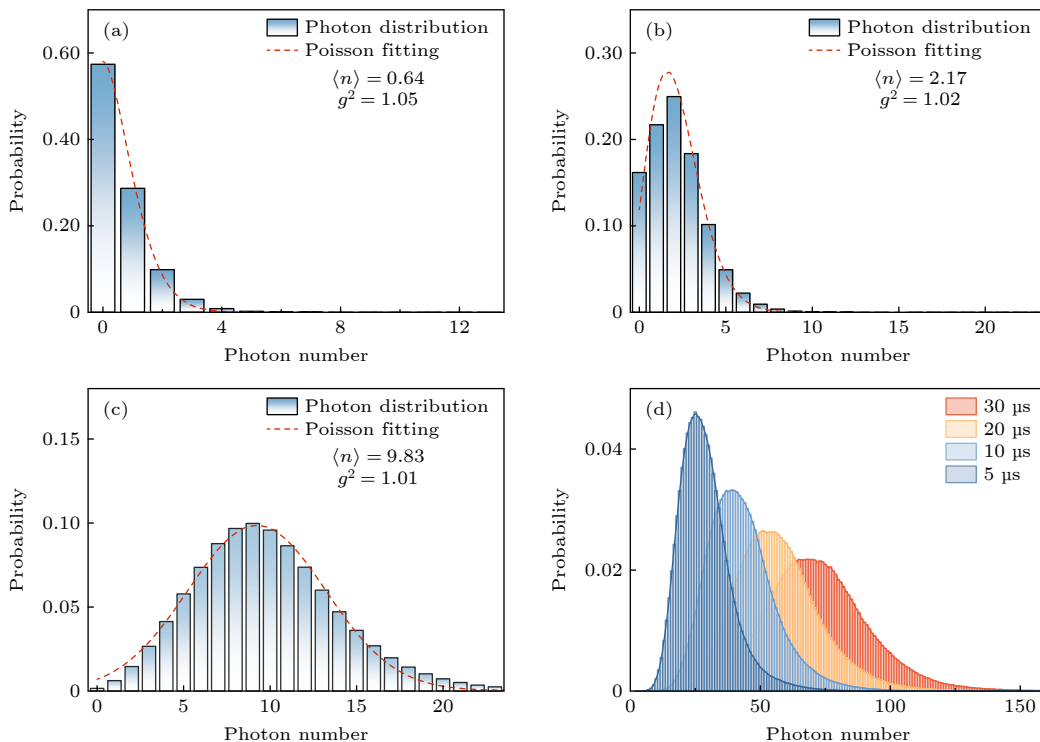


图 4 (a)—(c) 曝光时间为 $5 \mu\text{s}$ 时, 不同平均光子数对应的光子数概率分布图及其泊松拟合曲线; (d) 相同实验条件下, 曝光时间分别为 5, 10, 20, $30 \mu\text{s}$ 时的光子数概率分布图

Fig. 4. (a)–(c) Photon number probability distribution diagrams and their Poisson fitting curves for different average photon numbers under an exposure time of $5 \mu\text{s}$; (d) photon number probability distribution diagrams for different exposure times (5, 10, 20, $30 \mu\text{s}$) under the same experimental conditions.

验结果的偏差呈现显著递增; 而幂律分布在全光子数范围内展现出更优异的拟合, 当 $\langle n \rangle = 22.92$ 时, 幂律拟合的决定系数 R^2 达 0.99 (此值越接近 1, 表明实验与理论值的拟合度越高), 显著高于玻色-爱因斯坦分布的 0.67, 且在其余光子数条件下, 幂律拟合 R^2 均大于 0.9. 图 5(e)–(h) 为对应图 5(a)–(d) 的双对数坐标下光子数统计分布, 直观体现了光场的长尾特性. 对 (2) 式幂律光场的概率分布函数 $P(n)$ 取自然对数可推导得

$$\ln P(n) = \ln \left[\frac{n^{-\alpha}}{\zeta(\alpha, n_{\min})} \right] = -\alpha \ln n - \ln \zeta(\alpha, n_{\min}). \quad (3)$$

这一关系表明, 双对数坐标下幂律光场的光子数概率分布呈线性分布, 斜率为 $-\alpha$ 截距为 $-\ln \zeta(\alpha, n_{\min})$, 且概率 $P(n)$ 随光子数 n 单调递减, 其递减速率由幂指数 α 决定. 当 $\langle n \rangle = 0.079$ 时, 归一化因子 $C = 0.85 \pm 0.014$, $\alpha = 3.24 \pm 0.146$, 光子数 $n_{\min} \geq 3$ 时符合线性分布, 斜率为 -3.32 , 进一步验证了幂律分布的分段线性特征与长尾特性.

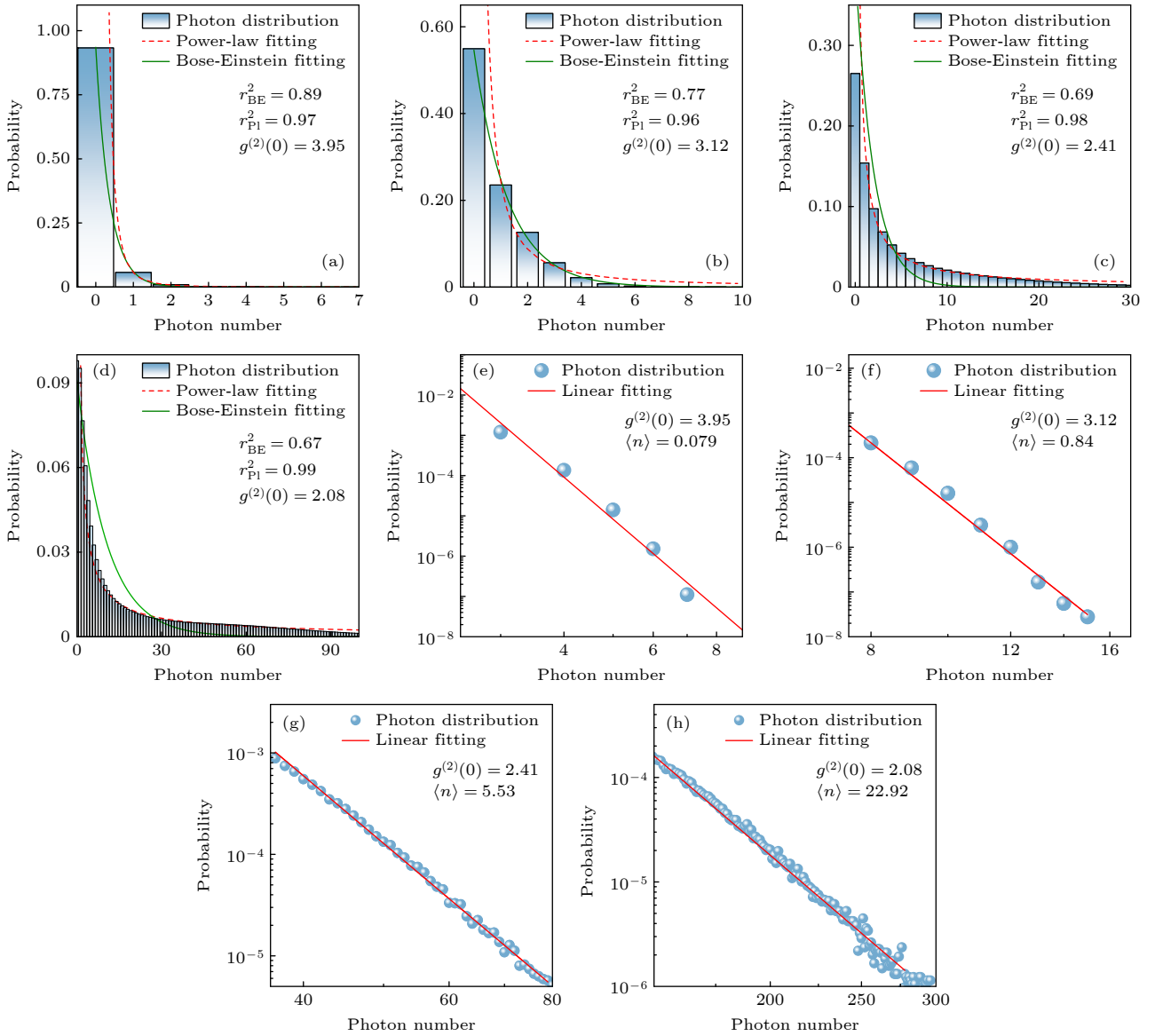


图 5 加载动态随机掩模后光场的幂律光子统计分布特性结果 (a)–(d) 加载随机掩模时光场的光子数统计分布及其幂律拟合曲线与玻色-爱因斯坦拟合曲线; (e)–(h) 对应图 (a)–(d) 的双对数坐标下光场光子数统计分布

Fig. 5. Results of power-law photon statistical distribution characteristics of the optical field after loading a dynamic random mask: (a)–(d) Photon number distribution of the optical field when the random mask is loaded, along with its power-law fitting curves and Bose-Einstein fitting curves; (e)–(h) photon number distribution of the optical field in the double logarithmic coordinate corresponding to panels (a)–(d).

3.3 二阶相干度测量

如图 1 所示的实验装置中, 利用可编程的 DMD, 分别加载自主设计的随机动态掩模与哈达玛掩模对入射光场进行调制. 在不同入射光子数条件下, 通过单光子探测阵列 SPDA 采集光场光子数以获得二阶相干度 $g^{(2)}(0)$, 计算公式如下:

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle n_1 \cdot n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle \cdot \langle n_2 \rangle}, \quad (4)$$

式中, n_1 和 n_2 分别代表 SPDA 在不同空间像素点、同一时间帧内探测到的光子数, 进而可得采集整列范围内两像素点的光子数序列 $\{n_1^{(1)}, n_1^{(2)}, \dots, n_1^{(k)}\}$ 和 $\{n_2^{(1)}, n_2^{(2)}, \dots, n_2^{(k)}\}$. $\langle n_1 \rangle$ 和 $\langle n_2 \rangle$ 分别表示不同像素点在整个测量时间内的平均光子数, $\langle n_1 \cdot n_2 \rangle$ 表示两个像素点在同一时刻的光子数乘积的平均值. $g^{(2)}(0)$ 量化了两个空间点光强涨落之间的光子关联强度, 是判断光场量子特性的关键参数.

此外, 与未加载掩模的原始光场二阶相干度进行对比分析. 对于单光子探测阵列 SPDA, 二阶光子关联的物理本质是研究阵列中不同单光子探测像素点在特定时间窗口内的光子计数关联, 为了反映光源的整体空间关联特性, 可以通过平均值以及峰值来提取物理信息. 图 6 为光场调制前后的二阶相干度结果: 图 6(a) 展示了平均光子数在 0—5 区间内, 加载随机动态掩模、哈达玛掩模调制后的光场与未调制光场的平均二阶相干度随平均光子数的变化规律. 结果表明: 未调制的原始相干光场, 其平均二阶相干度始终稳定在 1 附近, 与相干光场的二阶相干特性一致. 哈达玛掩模作为对照, 其产生的光场是对一组正交且确定性的空间模式, 尽管探测面的光强序列变化, 但其变化范围受限于该组模式的强度分布, 统计特性更接近于多个独立随机变量的叠加, 因此其涨落方差相对较小. 随着平均光子数增加, 两类掩模调制光场的平均二阶相干度均呈缓慢下降趋势, 经哈达玛掩模调制后, 光场平均二阶相干度最高提升至 2.85 以上; 而随机掩模调制光场的平均二阶相干度提升更为显著, 平均二阶相干度峰值可达 3.95. 图 6(b) 对比了不同积分时间下, 未调制、哈达玛掩模调制及随机掩模调制光场的峰值二阶相干度. 可见, 未调制光场的峰值二阶相干度维持在 1 附近; 哈达玛掩模调制光场的峰值二阶相干度可达 47.29, 而随机动态掩模调制光场的峰值二阶相干度达 98.67, 且随积分时间延长, 两类调制光场的峰值二阶相干度下降后逐渐趋

于平稳, 进一步验证了随机掩模在增强峰值二阶相干度方面的显著优势. 图 6(c) 呈现了积分时间在 5—100 μs 范围内, 三类光场平均二阶相干度的演化规律. 未调制光场的平均二阶相干度仍稳定于 1 附近; 哈达玛掩模与随机掩模调制光场的平均二阶相干度均随积分时间延长呈下降趋势, 其中随机掩模调制光场的平均二阶相干度在 5 μs 时达 5.621, 即使积分时间增至 100 μs , 仍保持在 2.25, 且全程高于哈达玛掩模调制光场, 显示出更优的时间稳定性. 图 6(d) 针对调制效果更优的随机掩模调制光场, 探究了积分时间 (5—100 μs) 与掩模重复频率 (0.5—180 Hz) 联合调控下平均二阶相干度的二维分布特性. 结果表明, 积分时间延长与重复频率降低均会促使平均二阶相干度向 1 趋近, 反映出光场统计特性逐渐从热光态向相干光态回归; 同时表明, 通过调控积分时间与调制频率, 可实现对二阶相干度提升幅度的有效调节.

3.4 二阶相干度关联成像

进一步地, 为验证调制后强关联幂律分布光场的成像性能, 本研究基于单光子探测阵列 SPDA 探测技术开展成像实验, 选取标准分辨率测试板 (USAF 1951 分辨率测试靶) 与风扇桨叶作为成像目标, 分别如图 7(a1) 与图 7(b1) 所示, 在弱光入射条件下 (平均每像素光子数 < 0.1), 对目标进行时间分辨光子计数采集, 累计获取 1000 帧 ($K = 1000$) 原始光子计数图像序列, 单帧曝光时间设定为 5 μs . 图像重建过程采用二阶相干度关联成像算法, 通过提取不同空间区域光子计数的高阶关联特性实现目标图像重构.

为全面评估光场调制性能, 本文系统地考察了多种掩模类型 (包括随机动态掩模、CC 哈达玛掩模、Walsh 哈达玛掩模及傅里叶掩模) 及其掩模调制频率对成像质量的影响, 实验表明使用调制后的光场进行 $g^{(2)}$ 关联成像较传统帧叠加成像方法均有显著提升, 其中随机掩模在 5 μs 曝光时间下表现最佳. 此外, 成像质量随掩模数量增加而提升, 并在掩模调制频率达 1 kHz 后趋于稳定. 图 7 展示了在最佳掩模调制频率下随机掩模与哈达玛掩模的成像效果对比, 在 5 μs 曝光时间下, 使用 20 帧图像进行 $g^{(2)}$ 关联成像, 加载哈达玛掩模调制后成像像素有效区域内的二阶相干度 $g^{(2)}(0)$ 为 2.99; 基于上述条件开展二阶相干度关联成像实验, 所得

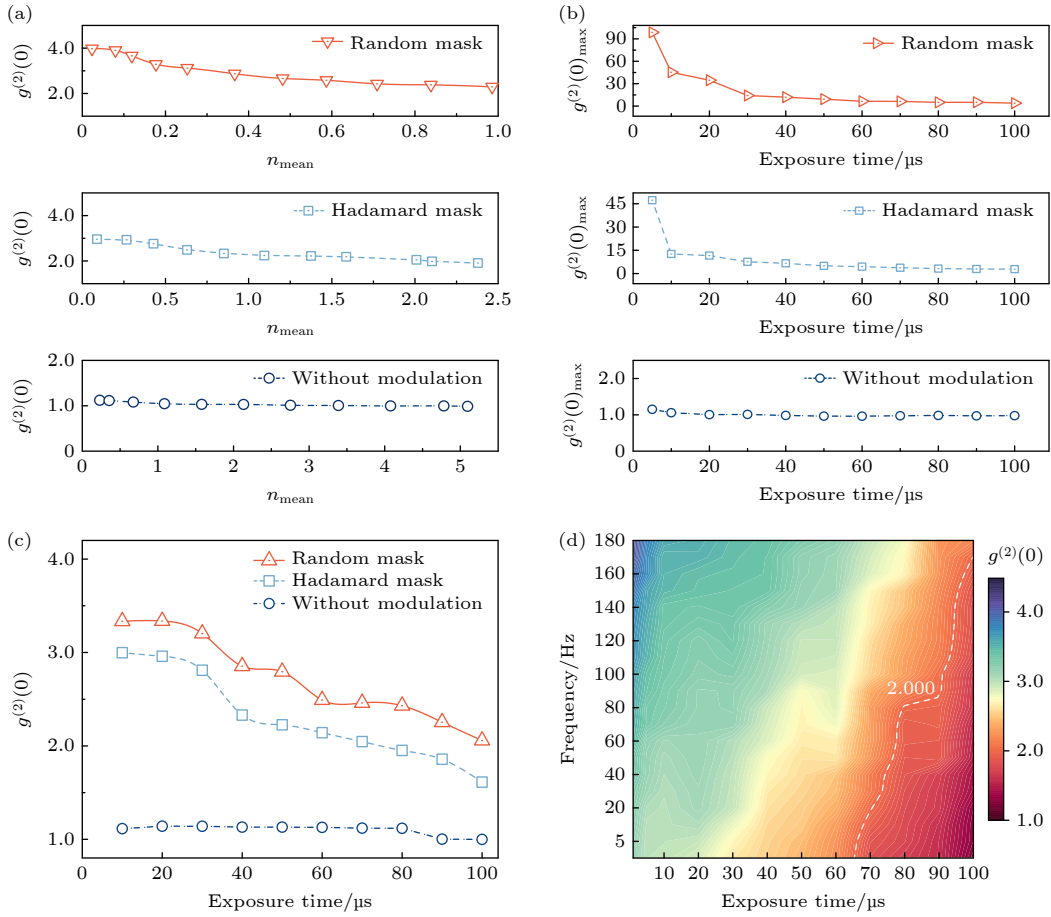


图 6 相干光场经无调制、哈达玛掩模及随机掩模调制后的二阶相干度对比 (a) 三种调制下, 光场平均二阶相干度随平均光子数变化的曲线; (b) 三种调制下, 光场最大二阶相干度随曝光时间变化的曲线; (c) 三种调制下, 成像区域内光场平均二阶相干度随曝光时间变化的曲线; (d) 加载随机掩模时, 二阶相干度随积分时间与调制频率变化的二维分布图

Fig. 6. Comparison of the second-order coherence of the coherent light field modulated by no modulation, Hadamard mask and random mask: (a) The curve of the average second-order coherence of the light field with the average number of photons under the three modulations; (b) the curves of the maximum second-order coherence of the light field varying with exposure time under three modulations; (c) the curves of the average second-order coherence of the light field in the imaging area varying with exposure time under three modulations; (d) a two-dimensional distribution graph of the second-order coherence varying with integration time and modulation frequency when a random mask is loaded.

结果分别如图 7(a3) 与图 7(b3) 所示. 对于随机动态掩模, 在相同曝光时间与弱光入射条件下, 其调制后成像区域内的 $g^{(2)}(0)$ 提升至 3.34, 对应的二阶相干度关联成像结果分别如图 7(a4) 与图 7(b4) 所示. 实验中, 标准分辨率测试板成像区域的有效像素尺寸为 $180 \text{ pixel} \times 250 \text{ pixel}$, 空间分辨率可达 1 mm ; 风扇桨叶成像区域的有效像素尺寸扩展至 $400 \text{ pixel} \times 400 \text{ pixel}$. 将上述两种掩模调制光场的二阶相干度关联成像结果与传统帧叠加成像结果进行对比, 结果表明: 经掩模调制后的光场在成像指标上获得显著提升.

为量化分析成像质量, 对实验结果进行了进一步的数据统计, 成像数据结果如图 8 所示. 实验结

果显示, 基于强关联光场的二阶相干度关联成像较传统帧叠加方法能够显著提升图像的峰值信噪比 (PSNR)、结构相似性指数 (SSIM)、对比度 (CTRS) 以及清晰度 (ACU) 等核心质量评价指标. 具体而言, 在 180×250 分辨率下, 基于随机掩模的二阶相干度关联成像相较于传统帧叠加方案, PSNR 提升 20.98 dB , SSIM 提升 0.84 , CTRS 提升 73.97 , ACU 提升 34.01 ; 在 400×400 分辨率下, PSNR 提升 18.84 dB , SSIM 提升 0.65 , CTRS 提升 67.15 , ACU 提升 30.46 . 同时, 相较于哈达玛掩模调制方案, 随机动态掩模调制下的各项图像质量评价指标均呈现显著的改善, 验证了随机动态掩模在二阶相干度关联成像中的优势.

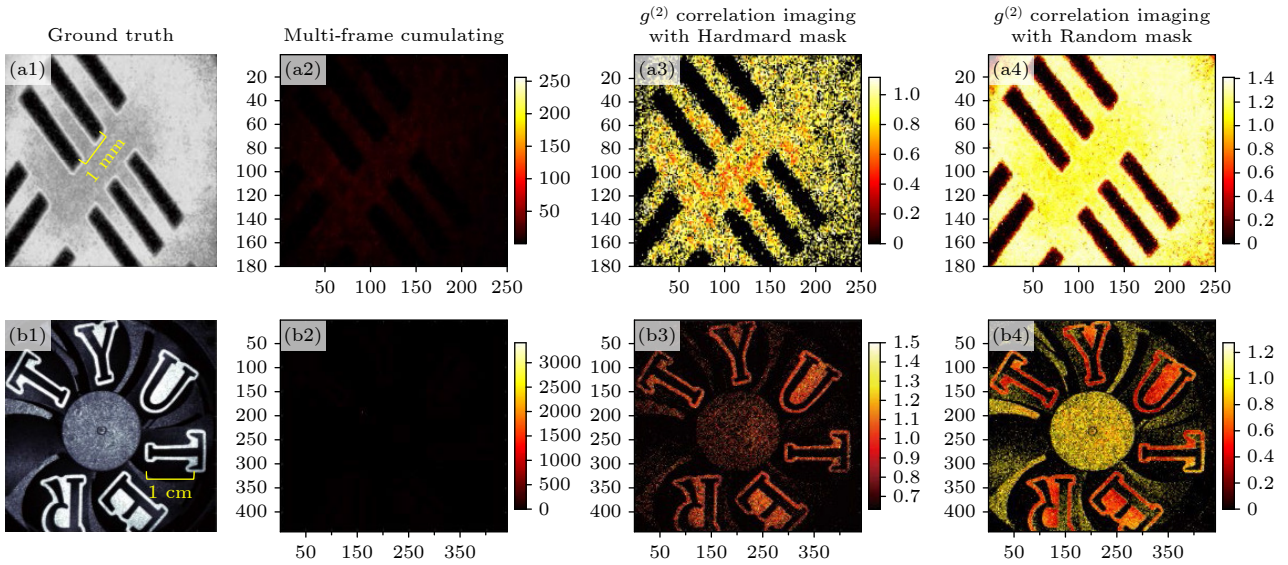


图 7 不同成像方法对 USAF 1951 分辨率板 (a1)–(a4) 与风扇桨叶 (b1)–(b4) 的成像效果对比 (a1), (b1) 真实图像; (a2), (b2) 多帧叠加成像; (a3), (b3) 哈达玛掩模 $g^{(2)}$ 关联成像; (a4), (b4) 随机掩模 $g^{(2)}$ 关联成像

Fig. 7. Imaging results of the USAF 1951 resolution test target (a1)–(a4) and fan blade (b1)–(b4) using different methods: (a1), (b1) Ground truth; (a2), (b2) multi-frame superposition imaging; (a3), (b3) Hadamard mask $g^{(2)}$ correlation imaging; (a4), (b4) random mask $g^{(2)}$ correlation imaging.

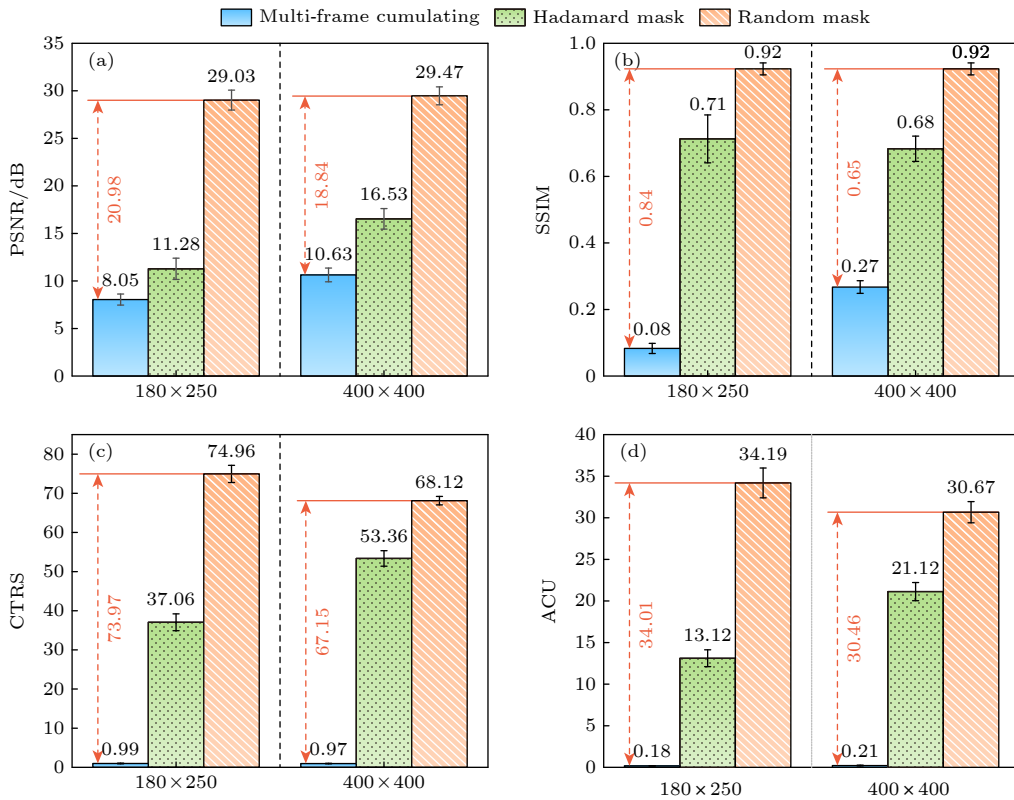


图 8 不同掩模调制与成像分辨率下成像质量指标对比. 各子图分别展示了传统帧叠加成像、哈达玛掩模 $g^{(2)}$ 关联成像及随机动态掩模二阶相干度 $g^{(2)}$ 关联成像三种方法对 USAF1951 分辨率板 (180×250) 与风扇桨叶 (400×400) 的成像结果 (a) 峰值信噪比 (PSNR); (b) 结构相似性指数 (SSIM); (c) 对比度 (CTRS); (d) 清晰度 (ACU)

Fig. 8. Comparison of imaging quality indicators under different mask modulation and imaging resolutions Each subfigure compares the imaging performance of three methods—traditional frame stacking imaging, Hadamard mask $g^{(2)}$ correlation imaging, and random dynamic mask $g^{(2)}$ correlation imaging—on a USAF1951 resolution test chart (180×250) and a fan blade (400×400): (a) The peak signal-to-noise ratio (PSNR); (b) the structural similarity index (SSIM); (c) contrast (CTRS); (d) clarity (ACU).

4 结 论

本文针对相干光场调控与单光子关联成像的核心技术需求,提出一种基于随机动态掩模调制的光场二阶相干度增强方案.通过理论分析与系统实验证实:经随机动态掩模调制后的光场呈现稳定的离散型幂律分布,其平均光子数覆盖 10^{-2} — 10^2 ,二阶相干度显著高于2,且在双对数坐标下表现出稳定的线性关系,为光场统计特性调控提供了新的理论依据.在 $5\ \mu\text{s}$ 短曝光时间内,加载随机掩模二阶相干度实现从1到98.67的跨量级提升,且单像素平均光子数仅为0.0076,在同样条件下,加载哈达玛掩模调制光场,二阶相干度增加至47.29,对应的单像素平均光子数为0.014;实验进一步揭示了调制频率、曝光时间与相干度提升之间的变化规律,其综合性能显著优于传统帧叠加方案,有效地突破了相干度调控在时间与光子数上的限制.同时,在 400×400 高分辨率单光子二阶关联成像中,仅需20帧采样即可实现图像质量的跨越式提升:峰值信噪比提升20.98 dB,结构相似度增加0.84,对比度提升73.97,清晰度较初始值增加34.01,充分证实高相干度光场对单光子关联成像性能的核心推动作用.

然而,当前基于随机掩模的动态调制仍存在一定的局限性,对相干度调控多偏向单向提升,难以在宽动态区间内实现按需精准调节,且在复杂动态目标探测场景下的适应性仍需优化.针对上述问题,未来研究可聚焦于构建掩模参数与相干度的实时反馈系统,结合机器学习优化调制模式,突破相干度单向提升的局限,实现二阶相干度在宽区间内的按需精准调控;同时,进一步拓展动态目标探测、远距离成像等实用场景,通过多场景实验明确不同相干度区间下成像性能的演化规律,为单光子关联成像的工程化应用提供支撑,进而推动单光子成像技术向高精度、宽场景的实用化方向深度发展.

参考文献

- [1] Abdalla M, Khalil E, Obada A, Perina J, Krepelka J 2015 *Eur. Phys. J. Plus* **130** 227
- [2] Alpert M 2022 *Front. Phys.* **10** 3389
- [3] Hsu L 2025 *Annalen Phys.* **537** e00049
- [4] Bao Y S, Wang B C, Tian C Y, Li Z Y 2025 *Chin. Phys. B* **34** 074214
- [5] Lee Y S, Chen T Y, Chen Y J, Kan W H, Liu X W, Shi J W 2024 *Photonics* **11** 724
- [6] Shan Y G, Fan-Yuan G J, Wang S, Chen W, He D Y, Yin Z Q, Guo G C, Han Z F 2021 *Phys. Rev. A* **104** 032406
- [7] Lan D D, Guo X M, Peng C S, Ji Y L, Liu X L, Li P, Guo Y Q 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 120502 (in Chinese) [兰豆豆, 郭晓敏, 彭春生, 姬玉林, 刘香莲, 李璞, 郭龔强 2017 *物理学报* **66** 120502]
- [8] George A, Bruhacs A, Aadhi A, Hayenga W, Ostic R, Whitby E, Kues M, Wang Z, Reimer C, Khajavikhan M, Morandotti R 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2000593
- [9] Huang S Y, Gao J, Ren Z C, Cheng Z M, Zhu W Z, Xue S T, Lou Y C, Liu Z F, Chen C, Zhu F, Yang L P, Wang X L, Wang H T 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 074205
- [10] Guo Y Q, Hu Z N, Zhang J C, Zhu C Y, Guo X M 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 051101
- [11] Närhi M, Turunen J, Friberg A, Genty G 2016 *Phys. Rev. Lett.* **116** 243901
- [12] Sun S, Liu W T, Gu J H, Lin H Z, Jiang L, Xu Y K, Chen P X 2019 *Opt. Lett.* **44** 5993
- [13] Guo Y Q, Wang L J, Wang Y, Fang X, Zhao T, Guo X M, Zhang T C 2020 *J. Opt.* **22** 095202
- [14] Ye Z Y, Zhou C J, Ding C X, Zhao J L, Jiao S M, Wang H B, Xiong J 2023 *Phys. Rev. Appl.* **20** 054012
- [15] Guo Y Q, Zhang H J, Guo X M, Zhang Y C, Zhang T C 2022 *Opt. Express* **30** 8461
- [16] Fan B J, Zhao X Y, Zhang J Q, Sun Y C, Yang H Z, Guo L J, Zhou S J 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200455
- [17] Han C X, Wu C, Hu M Q, Li J P, Chen H R X 2024 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **62** 4702621
- [18] Ming Q, Miao L J, Zhou Z Q, Song J J, Dong Y P, Yang X 2023 *ISPRS J. Photogramm. Remote Sens.* **196** 241
- [19] Cui D Z, Yi X X, Yang L P 2023 *Adv Quantum Technol.* **6** 2300037
- [20] Kaur M, Singh M 2021 *Sci. Rep.* **11** 23636
- [21] Unternährer M, Bessire B, Gasparini L, Perenzoni M, Stefanov A 2018 *Optica* **5** 1150
- [22] Zhang Z J, Guo Y Q, Guo X L, Zhang L, Song K W, Zhang M J 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 154201 (in Chinese) [张智杰, 郭龔强, 郭晓丽, 张丽, 宋铠炜, 张明江 2025 *物理学报* **74** 154201]
- [23] Song K, Bian Y X, Wang D, Li R R, Wu K, Liu H R, Qin C B, Hu J Y, Xiao L T 2025 *Laser Photonics Rev.* **19** 2401397
- [24] Gong W L, Zhao C Q, Yu H, Chen M L, Xu W D, Han S S 2016 *Sci. Rep.* **6** 26133
- [25] Yan Q S, Yang K Z, Hu T, Chen G G, Dai K X, Wu P, Ren W Q, Zhang Y N 2025 *IEEE Trans. Circuits Syst. Video Technol.* **35** 1409
- [26] Wu H, Hu B, Chen L, Peng F, Wang Z A, Genty G, Liang H K 2024 *Light Sci. Appl.* **13** 124
- [27] Fan Q B, Xu W Z, Hu X M, Zhu W Q, Yue T, Yan F, Lin P C, Chen L, Song J Y, Lezec H J, Agrawal A, Lu Y Q, Xu T 2023 *Nat. Commun.* **13** 2130
- [28] Liang G X, Li C H, Zhao J, Fu Y, Yu Z X, Zheng Z H, Su Z H, Fan P, Zhang X H, Luo J T, Ding L M, Chen S 2023 *SusMat* **3** 682
- [29] Wu S X, Hu J Y, Ge J Q, Fan Y S, Li Z X, Yang L, Song K, Tian J Z, Qiao Z X, Feng G S, Liang X L, Yang C G, Chen R Y, Qin C B, Zhang G F, Xiao L T, Jia S T 2025 *Light Sci. Appl.* **14** 244
- [30] Leon C C, Rosławska A, Grewal A, Gunnarsson O, Kuhnke K, Kern K *Sci. Adv.* **5** 4986
- [31] Brown R H, Twiss R Q 1956 *Nature* **178** 1046
- [32] Martienssen W, Spiller E 1964 *Am. J. Phys.* **32** 919

- [33] Bennink R S, Bentley S J, Boyd R W 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 113601
- [34] Chen X H, Liu Q, Luo K H, Wu L A 2009 *Opt. Lett.* **34** 695
- [35] Wang F, Wang C L, Chen M L, Gong W L, Zhang Y, Han S S, Situ G H 2022 *Light Sci. Appl.* **11** 1
- [36] Zhou Y, Li F L, Bai B, Chen H, Liu J B, Xu Z, Zheng H B 2017 *Phys. Rev. A* **95** 053809
- [37] Liu J B, Zhuang R, Zhang X X, Wei C Q, Zheng H B, Zhou Y, Chen H, He Y C, Xu Z 2021 *Opt. Commun.* **498** 127264
- [38] Straka I, Ježek M 2021 *Phys. Rev. A* **103** 023717
- [39] Hong M Y, Miller A, León-Montiel R de J, You C L, Magaña-Loaiza O S 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2300117

SPECIAL TOPIC—Principles and applications of quantum optics

Quantum statistical properties of power-law light field based on random dynamic mask modulation*

GUO Xiaoli¹⁾²⁾ ZHANG Li¹⁾²⁾ ZHANG Lei¹⁾²⁾ ZHANG Wei¹⁾²⁾
 ZHAO Yijie¹⁾²⁾ GUO Yanqiang^{1)2)3)†} ZHANG Mingjiang¹⁾²⁾³⁾

1) (*Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

3) (*Shanxi Key Laboratory of Precision Measurement Physics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

(Received 16 October 2025; revised manuscript received 6 November 2025)

Abstract

The quantum statistical properties of optical fields are core parameters that characterize the intrinsic physical properties of light sources, among which the second-order degree of coherence $g^{(2)}(0)$ serves as a key criterion for distinguishing between different types of light such as thermal light and coherent light, and thus holds significant theoretical and practical value. The quantum correlation characteristics inherent in these properties provide crucial physical support for advanced fields including quantum spectroscopy and quantum imaging. Particularly in correlation imaging, this technique exhibits irreplaceable potential for complex scene detection, owing to its strong resistance to scattering interference and exceptional capability for high-resolution imaging under weak-light conditions. However, existing technologies are still constrained by several critical limitations, including the limited stability of highly coherent light sources, insufficient manipulation speed and control over light intensity, a lack of synergy between coherent control and mode customization, poor adaptability to low-light conditions, and lagging capabilities in the analysis of high-order coherence control.

In response to the aforementioned issues, in this study a single-photon detection array (SPDA) is used as the core detection device and two schemes are proposed for enhancing the second-order coherence of a light field: an innovative approach based on random dynamic mask modulation and a comparative scheme using a Hadamard mask. By spatially modulating a coherent light field with initial second-order coherence of 1, a light beam exhibiting both strong correlations and power-law statistical properties is successfully generated. Throughout the investigation, the photon statistical distribution and second-order coherence characteristics of

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1404201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62175176, 62475185, U23A20380), the Central Guiding Fund for Local Science and Technology Development Project, China (Grant No. YDZJSX2025D015), the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202403021221034), and the Shanxi Provincial Patent Exploitation Program, China (Grant No. 202405002).

† Corresponding author. E-mail: guoyanqiang@tyut.edu.cn

the modulated light are systematically examined, with emphasis on analyzing the influence of key parameters such as exposure time and mask modulation frequency. Meanwhile, the enhancement effect of this modulation technique on single-photon correlation imaging performance is also experimentally validated.

Experimental results demonstrate that the proposed scheme achieves significant effectiveness in both light field manipulation and imaging optimization. Regarding the control of photon statistical property, the proposed method enables efficient manipulation of light fields with average photon numbers ranging from 10^{-2} to 10^2 . The photon number statistics of the modulated light field strictly follow a discrete power-law distribution, and its distribution curve exhibits a clear linear relationship within a specific interval in double logarithmic coordinates. This finding provides critical support for quantitatively analyzing the quantum statistical properties in highly coherent light fields. Regarding the enhancement of second-order coherence and optimization of imaging performance, under a short exposure condition (5 μ s), the random dynamic mask can raise the second-order coherence of the initial coherent light field to 98.6667, with an average photon number per pixel of only 0.0076. In comparison, the Hadamard mask can increase this value to 47.2899, corresponding to an average photon number per pixel of 0.0137. Further experimental validation confirms that the $g^{(2)}$ correlation imaging scheme based on the second-order coherence significantly outperforms the traditional frame stacking approach in all performance metrics. According to the proposed scheme, only 20 frames are required to achieve substantial improvement in imaging quality. Specifically, compared with traditional frame stacking methods, loading random dynamic masks can improve the following performance: peak signal-to-noise ratio (PSNR) by 20.98 dB, structural similarity (SSIM) by 0.84, contrast (CTRS) by 73.97, and sharpness (ACU) by 34.01 relative to the initial value.

In summary, the modulation and imaging scheme proposed in this study can effectively optimize the performance of single-photon detection array under conditions of low photon flux and short exposure, providing a feasible approach for high-quality imaging in low-light scenarios. Meanwhile, experimental results fully demonstrate the core role of high-coherence light fields in promoting the performance of single-photon correlation imaging, which has important reference value for the practical application of quantum imaging technology.

Keywords: single-photon detection array, power-law photon number distribution, second-order degree of coherence, correlation imaging

DOI: [10.7498/aps.75.20251403](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251403)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251403](https://cstr.net.cn/ipac/32037.14.aps.75.20251403)

基于随机动态掩模调制的幂律光场量子统计特性

郭晓丽 张丽 张蕾 张伟 赵益颖 郭龔强 张明江

Quantum statistical properties of power-law light field based on random dynamic mask modulation

GUO Xiaoli ZHANG Li ZHANG Lei ZHANG Wei ZHAO Yijie GUO Yanqiang ZHANG Mingjiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040603 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251403

CSTR: 32037.14.aps.75.20251403

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251403>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于光学相控阵双周期光场的关联成像

Correlated imaging based on biperiodic light field of optical phased array

物理学报. 2021, 70(23): 234203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211208>

室外环境中的关联成像研究进展

Research progress of correlation imaging under outdoor environment

物理学报. 2023, 72(18): 183301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231245>

相位可压缩相干态的高阶光子反聚束效应

Higher-order photon antibunching of phase-variable squeezed coherent state

物理学报. 2022, 71(19): 194202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220574>

基于超分辨深度学习单光子阵列超快曝光增强成像

Ultra-fast exposure enhanced imaging with SPAD arrays based on super-resolution deep learning

物理学报. 2025, 74(15): 154201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250432>

超聚束压缩热态与压缩数态光场的高阶相干性

High-order coherence of super-bunching squeezed thermal states and squeezed number states of light fields

物理学报. 2025, 74(14): 144202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250395>

超大面积超导纳米线阵列单光子探测器设计与制备

Design and fabrication of single photon detector with ultra-large area superconducting nanowire array

物理学报. 2022, 71(24): 248501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221569>