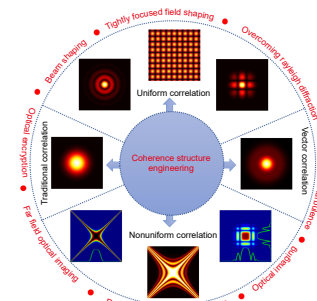


DOI: 10.12086/oe.2022.220178

新型相干结构光场调控及应用研究进展

刘永雷¹, 董震², 陈亚红^{2*}, 蔡阳健^{1,2*}¹ 山东师范大学物理与电子科学学院, 山东 济南 250014;² 苏州大学物理科学与技术学院, 江苏 苏州 215006

摘要: 结构光场的空域调控包括振幅、相位、偏振、相干度等丰富自由度, 对其自由度的单一或联合调控引发了一系列新奇物理效应, 在新型结构光场构建及多种领域中具有重要应用。相比于完全相干光场, 部分相干光场在抵抗散斑噪声和大气湍流扰动等方面具有独特优势。近年来, 具有新型相干结构的部分相干光束在大气传输、光学加密与成像、信息鲁棒传输、高质量光束整形等领域有着重要研究价值。本文详细综述了具有新型相干结构部分相干光场的理论构建与实验合成的研究进展, 并重点介绍了新型相干结构光场在复杂环境中的鲁棒传输特性及其在光学加密、成像、鲁棒信息传输及光束整形中的应用研究进展。研究表明, 新型相干结构光场调控不仅提供了一种有效抵抗复杂环境扰动的有效手段, 而且丰富了光场调控技术在多种领域中的应用。最后, 对新型相干结构调控技术发展趋势及潜在应用前景进行了展望。

关键词: 光场调控; 部分相干光场; 相干结构调控**中图分类号:** TN929.1**文献标志码:** A

刘永雷, 董震, 陈亚红, 等. 新型相干结构光场调控及应用研究进展 [J]. 光电工程, 2022, 49(11): 220178

Liu Y L, Dong Z, Chen Y H, et al. Research advances of partially coherent beams with novel coherence structures: engineering and applications[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, 49(11): 220178

Research advances of partially coherent beams with novel coherence structures: engineering and applications

Liu Yonglei¹, Dong Zhen², Chen Yahong^{2*}, Cai Yangjian^{1,2*}¹ School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China;² School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou, Jiangsu 215006, China

Abstract: Structured light has rich adjustable spatial degrees of freedom, including amplitude, phase, polarization, degree of coherence, etc. The modulation of these degrees of freedom has triggered a variety of novel physical effects and has found use in constructing new structured light beams and a large range of applications. Compared to the fully coherent light, partially coherent beams (PCBs) have advantages in resisting the speckle noise and the

收稿日期: 2022-07-25; 收到修改稿日期: 2022-08-26

基金项目: 国家重点研发计划资助项目 (2019YFA0705000); 国家自然科学基金资助项目 (12192254, 11974218, 11874046, 11904247); 中央引导地方科技发展资金项目 (YDZX20203700001766); 济南市创新团队 (2018GXRC010)

*通信作者: 陈亚红, yahongchen@suda.edu.cn; 蔡阳健, yangjiancai@sdu.edu.cn。

版权所有©2022 中国科学院光电技术研究所

fluctuations of atmospheric turbulence. Recently, the PCBs with nonconventional coherence structures have been found to have important potential applications in atmospheric transmission, optical encryption and imaging, robust information transmission, and high-quality beam shaping. In this review, we summarize in detail the progress of the theoretical construction and experimental generation of PCBs with novel coherence structures. Meanwhile, we outline their robust propagation properties in complex media and important applications in optical encryption, imaging, robust information transfer, and beam shaping. It is found the modulation of spatial coherence structure of PCBs provides not only an efficient way to resist the random fluctuations of complex environments, but also a new degree of freedom to enrich the application scopes of structured light. Finally, the development trend and the further applications of the nonconventional coherence structure engineering are prospected.

Keywords: light manipulation; partially coherent light; coherence structure engineering

1 引言

对光场的频域、时域或空间域等维度的参量进行单一或者联合调控, 可产生具有特定分布的结构光场^[1-2], 从而满足光场在生产生活中的实际应用需求^[3-4]。激光作为二十世纪最为伟大的发明之一, 以其高相干、高亮度及高方向性等优良特性, 在促进光学发展与社会各领域进步方面起到了重要作用^[5]。以空间域为例, 通过对激光光束的振幅^[6-7]、相位^[8-9]、偏振^[10]等自由度进行调控, 促进了激光光学、信息光学、微纳光学等学科快速发展, 并促进了激光在诸如大气激光光通信、激光探测、微粒捕获及光学成像等领域中的应用^[11-15]。然而, 研究发现高相干性的激光在实际应用中不可避免地存在一些负面效应, 比如, 在激光核聚变中会产生高散斑现象^[16]; 在湍流大气等复杂环境中容易形成光束波前畸变、光束漂移及闪烁等负面效应^[17-18]; 此外, 在以激光作为照明光源的大气激光光通信应用中, 完全相干的激光束还会导致接收面信息的高误码率^[19]。因此, 研究如何调控激光光束特性克服其负面效应并满足实际生产生活需要变得尤为重要。

研究发现, 通过适当降低激光束的相干性不仅可以抑制高相干引起的负面效应, 还可以保持激光束其他原有优良特性, 这种被降低相干性的激光束也被称为部分相干光束^[20-21]。部分相干光束相干性调控在很多领域中表现出独特的优越性, 例如, 可以克服相干引起的散斑噪声, 提高成像信噪比及降低信号传输过程中的误码率等^[22-24]。对相干性的研究促进了相干光学 (coherence optics) 的快速发展^[25]。光学相干性描述了随机光场在时间或空间两点的电场涨落的关联程度, 通常分为时间与空间相干性。对光学相干性的研究最早可追溯到杨氏双缝实验^[26-27], 后来经过 Zernike、

Wolf、Gori 及 Friberg 等学者的发展, 相干光学已经形成了一套完整的理论体系^[20-32]。高斯谢尔模光束是最典型的部分相干光束, 其光强分布和空间相干结构分布均表现为高斯分布, 目前有关传统高斯谢尔模光束的产生、传输及应用研究已被广泛报道^[33-36]。另一方面, 研究发现通过采用一定的调控手段, 部分相干光束的空间相干结构分布可被设计成非传统高斯分布, 所构建的光束为也被称为新型相干结构部分相干光束^[37-38]。如图 1 所示, 光场相干结构可分为传统关联与特殊关联两种类型, 从相干结构分布形式上可分为空间均匀与空间非均匀两种关联情形。另一方面, 从光场偏振特性角度, 又可以分为标量及矢量相干结构两种类型。得益于 Gori 等人提出的构建部分相干光场的充分条件^[39-40], 近年来多种新型相干结构部分相干光束被理论构建并实验产生^[41-57]。相比于随机光场的振幅、相位、偏振态等一阶确定性统计参量, 相干结构作为光束的二阶统计参量是部分相干光束的一个独有自由度, 对其调控展现出诸多新颖物理特性^[58-59]。近年来, 基于相干结构调控的部分相干光束由于具有抗湍流负面效应、超强自修复能力以及在克服散斑噪声等方面的独特优势受到了国内外学者广泛的关注。如图 1 所示, 相干结构调控在光束整形、克服湍流负面效应、克服经典瑞利衍射极限、光学成像与加密以及远场信息鲁棒传输等领域有着重要应用价值^[60-63]。

基于以上背景, 本文回顾了基于相干结构调控的部分相干光场的理论构建及实验产生方法, 同时介绍了空间复相干结构测量技术的最新研究进展, 并重点回顾了新型相干结构部分相干光场在光束整形、复杂环境中的鲁棒传输特性及在光学成像、加密与远场信息传输等领域中的应用研究进展。最后, 本文对新型相干结构光束调控及未来潜在应用进行了展望。

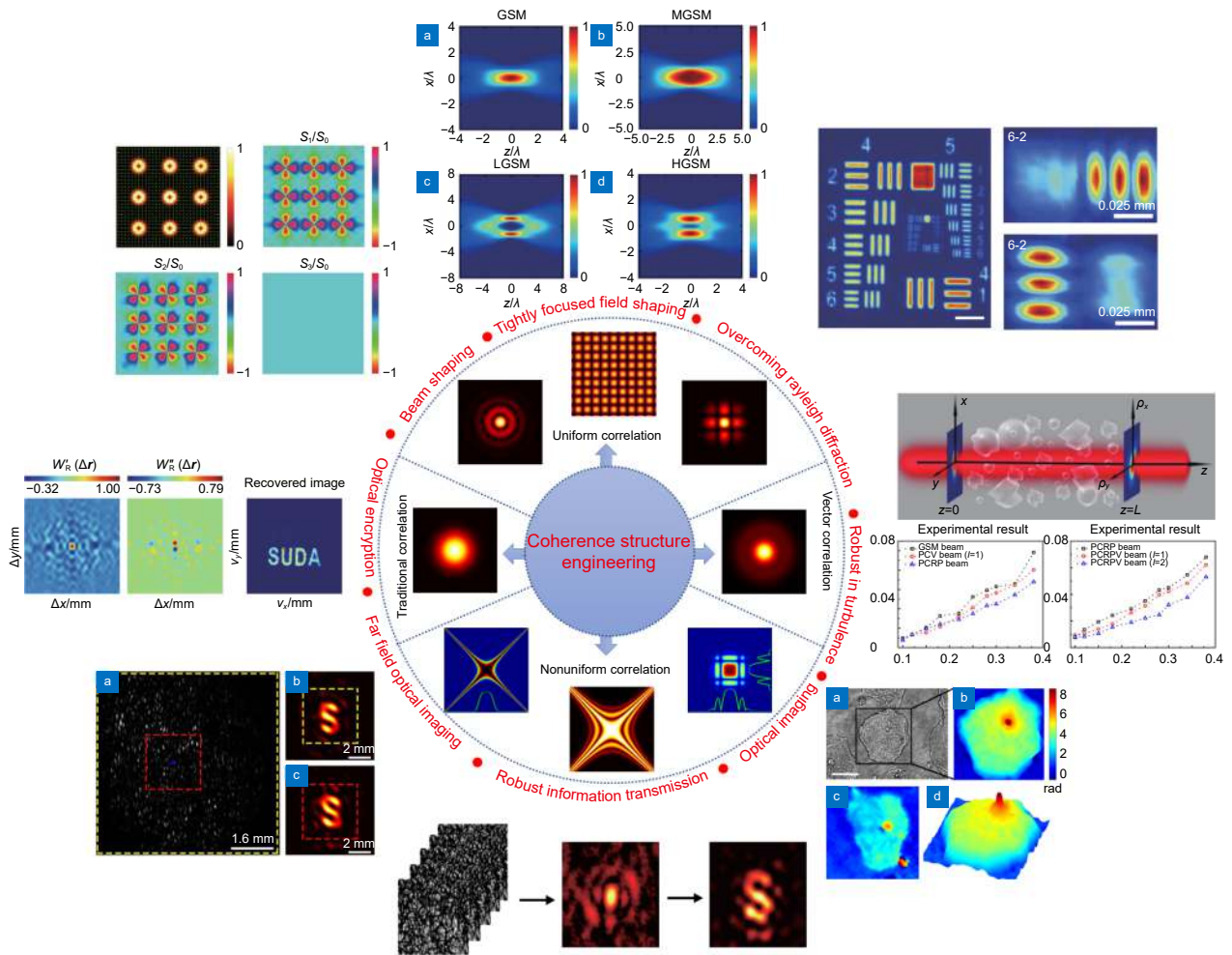


图 1 光场相干结构调控及应用示意图

Fig. 1 Schematic diagram of light field coherence structure engineering and applications

2 新型相干结构光场调控理论基础

2.1 新型相干结构光场理论构建

通常, 完全相干光场在数学上可由电场进行表征。然而, 由于光场固有的自发辐射或者是外界自然环境引入的随机波动干扰等因素, 光场伴随着不可避免的随机涨落过程^[20,30]。因此, 自然界中所有光场均为随机光场, 也被称为部分相干光场。对于随机光场而言, 由于其自身较快的随机波动特性, 通常其波动时间要快于任何探测器的检测时间, 因此, 随机光场就不能使用电场再对其进行表征, 这就需要借助统计量对其进行表征与量化^[64]。在经典光学中, 光场的随机波动与相干性有着密切关系, 因此, 可借助光的相干理论进行随机光场的统计描述。相干性通常分为时间相干性与空间相干性, 分别用来描述同一位置不同时刻或同一时间不同位置电场涨落的相关程度^[30]。最早, 著

名的迈克尔逊干涉实验及杨氏双缝实验就分别从实验上验证了时间及空间相干性。然而, 当时并未提出相干性的准确定义, 也只是定性地对相干性进行了观察与解释, 比如空间相干性就是从杨氏双缝实验中观察到的明暗相间的干涉条纹进行的解释^[27]。直到 1938 年, Zernike 从数学上给出了有关相干度的最早定义^[28], 再后来, Wolf 等研究者相继给出了满足波动方程和广义亥姆霍兹方程的互相干函数(空间时间域)与交叉谱密度函数(空间频率域)的定义及其之间所满足的傅里叶变换关系, 进而表明了相干度具有光波性质, 可以像光波一样进行传输, 在帮助理解光波传播、干涉、衍射及光与物质相互作用等方面具有重要作用^[20]。光学相干为激光束的一个重要自由度, 通常可以分为相干度大小与空间相干结构两个主要方面。与传统完全相干激光束分为标量与矢量光束两种情况类似, 部分相干光同样也分为标量与矢量部分相干光

两种情况, 其中矢量部分相干光束是结合了矢量偏振与部分相干这两个自由度。然而, 在很长一段时间, 相干与偏振被认为是两个相互独立的量, 有关相干与偏振的研究也是分开进行的。直到 Wolf 等人提出并建立了一套相干与偏振统一研究理论, 表明相干与偏振之间有着密切关系, 发现可以将相干与偏振进行统一研究, 这为研究矢量部分相干光束的相干与偏振特性提供了重要的理论支撑^[21]。

接下来, 我们以空间频率域这一维度为例, 讨论部分相干光束的表征及其相关定义。通常, 在空间频率域中, 部分相干光的统计特性可由两点电场构成的交叉谱密度矩阵进行量化表征 (标量情况下为交叉谱密度函数), 表示为

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \langle \mathbf{E}^*(\mathbf{r}_1, \omega) \mathbf{E}^T(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle, \quad (1)$$

其中: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$ 为单次随机电场实现, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 为空间中任意两点位置矢量, 上标星号、字母“T”以及尖括号分别表示复共轭、矩阵转置及系综平均运算, ω 表示频率, 值得注意的是, 通常我们考虑的是准单色光, 因此在下文中我们将忽略频率 ω 的影响。

根据相干矩阵, 我们可以很方便地得到用来定量表征光场统计特性的数学量, 如光谱密度 (平均光强), 表示为

$$S(\mathbf{r}) = \text{tr}[\Phi(\mathbf{r})], \quad (2)$$

其中: $\Phi(\mathbf{r}) = \mathbf{W}(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ 表示偏振矩阵, tr 为矩阵转置运算。另外, 由偏振矩阵还可以用来计算矢量光束的偏振态及偏振度, 其具体计算方式可以参考文献 [21]。

光场空间相干结构可以由交叉谱密度的归一化函数进行定量表征, 具体表示为

$$\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)}{[S(\mathbf{r}_1)S(\mathbf{r}_2)]^{1/2}}, \quad (3)$$

其中: $W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 为交叉谱密度的矩阵元, 其中 $\alpha, \beta = x, y$, 值得注意的是, 相对于标量情况, 矢量部分相干光束的空间相干结构包含了额外的自由度, 如电场正交成分之间的关联, 在调控包括偏振度和偏振态在内的偏振特性方面扮演着重要角色^[21]。

在构造部分相干光束, 特别是构造一些具有新型相干结构的部分相干光束时, 通常需要满足一些复杂的限定条件, 那么, 如何灵活调控光束特性以满足多方位发展的应用领域及激光发展多样化的需求就变得日益重要。相干结构调控在构造新型相干结构光场方面提供了一种有效的方法与手段, 然而, 探索如何方

便地构造出新型相干结构部分相干光束方面的道路并不是一帆风顺的, 由于限定条件的限制, 早期科研者也仅仅是讨论了几种特殊的部分相干光束的研究, 直到 Gori 等人先后提出了构建标量及矢量部分相干光束的充分条件后^[39-40], 相干结构光场调控再次迎来了新的发展机遇, 一系列具有新型相干结构的部分相干光束从理论和实验上被构建产生。下面我们简单讨论构建新型相干结构部分相干光束的内在机理, 根据 Gori 等人提出的构建部分相干光束的非负正定条件, 交叉谱密度函数可以表示为如下形式

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) H_{\alpha}^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}) H_{\beta}(\mathbf{r}_2, \mathbf{v}) d^2\mathbf{v}, \quad (4)$$

其中: $p_{\alpha\beta}(\mathbf{v})$ 为权重矩阵 $\mathbf{p}(\mathbf{v})$ 的权重矩阵元, 需要满足非负正定条件。 $H(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ 为连接 \mathbf{v} 域中的权重函数及 \mathbf{r} 域中的交叉谱密度的系统函数, 可以选择为任意形式。从式 (4) 可以发现, 构建部分相干光束可以分为两种调控策略, 一种是通过调控构建部分相干光束的系统函数, 一种是调控构建部分相干光束的权重矩阵函数。通常, 系统函数可以决定所构造的部分相干光束的关联类型, 例如, 当系统函数选择 $H(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \tau(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{a}\mathbf{r}\mathbf{v})$ 具有傅里叶变换形式, 其中, $\tau(\mathbf{r})$ 为光束初始振幅, \mathbf{a} 是一个用来控制光束相干长度大小的实值常数, 将上述系统函数带入式 (4) 整理后发现, 空间相干结构分布函数为权重函数的傅里叶变换, 即

$$\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \int p_{\alpha\beta}(\mathbf{v}) \exp[-i\mathbf{a}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)\mathbf{v}] d^2\mathbf{v},$$

并且相干结构是两位置坐标差的函数, 即

$$\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2).$$

此时, 称所构造的部分相干光束为谢尔模型部分相干光束^[41]; 另外, 当系统函数选择为

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \tau(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{a}\mathbf{r}^m\mathbf{v}), (m \geq 2).$$

那么所构造的部分相干光束的相干结构不再满足两点之间差的函数关系, 此时我们称所构造的部分相干光束为非均匀关联部分相干光束^[50,53]; 值得注意的是, 通过合理的调整系统函数的结构形式, 我们还可以从理论上构建著名的携带有扭曲相位的均匀或非均匀关联部分相干光束^[65-69]。

在确定好系统的关联类型后, 通过设计权重函数 $\mathbf{p}(\mathbf{v})$ 的形式, 就可以产生多种特殊关联类型的部分相干光束。标量情况下, 即权重矩阵 $\mathbf{p}(\mathbf{v})$ 退化为权重分布函数 $p(\mathbf{v})$, 如图 2(a) 第一行所示, 通过调控权重函数 $p(\mathbf{v})$ 的空间分布就可以产生具有特殊空间分布相干度函数 (degree of coherence, DOC), 也就是空间相干

结构分布函数(如图 2(a) 第二行所示)。当设计 $p(\mathbf{v})$ 函数满足高斯分布, 并且光束的初始振幅也选择为高斯分布形式时, 所产生的部分相关光束为传统高斯关联 (GC) 谢尔模光束(见图 2(a) 子图 A 和 G)^[33]。当设计的权重函数分布不再满足高斯分布形式时, 如图 2(a) 子图 B-F 所示, 所产生的光束被称为特殊关联结构部分相干光束, 也就是新型关联结构的部分相干光束, 如余弦高斯关联 (CGC) 谢尔模光束^[48]、拉盖尔高斯关联 (LGC) 谢尔模光束^[45]、厄米高斯关联 (HGC) 谢尔模光束^[59]、圆对称及矩形对称多高斯关联 (MGC 和 RMGC) 谢尔模光束^[43] 等。研究发现通过在 $p(\mathbf{v})$ 函数引入一个空间位移, 相应地在空间相干结构中则会引入一个线性相移^[70-71]; 特别地, 当 $p(\mathbf{v})$ 函

数的空间分布为艾里分布时, 对应的相干结构则会引入一个三次相位^[72-73]; 相应的, 通过权重矩阵设计, 也能够产生特殊关联矢量部分相干光束。例如, 2014 年, Chen 等人就理论提出并实验构建了一种新型特殊关联矢量光束, 研究发现与传统矢量光束不同, 这种新型矢量光束表现在其光源面处为非偏振矢量光束, 其偏振度随着传输距离的增加而逐渐增强, 光束传输到远场后变为高偏振纯度的径向偏振矢量光束^[74]。另外, 结合权重矩阵函数及系统函数的设计, 我们还可以产生具有扭曲相位的新颖关联结构的标量及矢量部分相干光束^[69,75]。

除了上述通过权重函数与系统函数来构造部分相干光束外, 还有另外一种构造部分相干光束的方式,

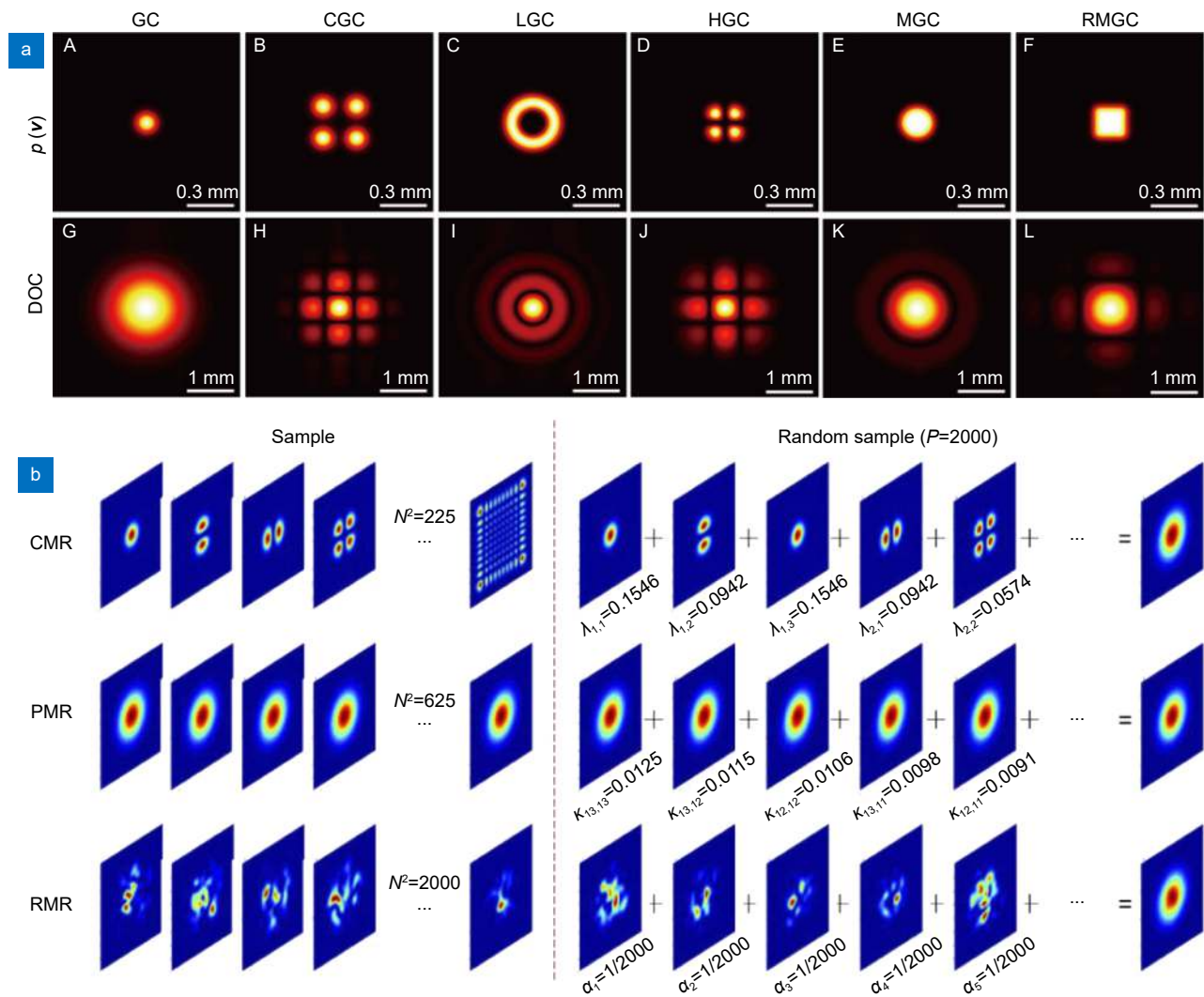


图 2 新型相干结构光束理论产生 (a) 非相干光源到部分相干光源法^[41]; (b) 相干模、伪模和随机模分解法^[76]

Fig. 2 Generation of partially coherent beams with prescribed coherence structure (a) from incoherent to partially coherent beams^[41]; (b) Coherence-modal representation (CMR), pseudo-modal representation (PMR), random-modal representation (RMR)^[76]

我们通常称之为模式分解法, 又分为相干模分解法 (CMR)、伪模分解法 (PMR) 及随机模分解法 (RMR) 三类。其中, 相干模分解法是光学相干中一个重要理论。本质上来说, 部分相干光束可以表示为一系列完全相干但又非关联模式的非相干叠加, 其交叉谱密度数学表达式为

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \sum_n \beta_n \Phi_n^*(\mathbf{r}_1) \Phi_n^T(\mathbf{r}_2), \quad (5)$$

其中: $\Phi_n(\mathbf{r})$ 表示为相干模矢量, β_n 为对应的模式权重。通过控制相干模矢量及其对应的权重系数, 可以构造出不同类型相干结构的部分相干光束。然而, 相干模及其权重的计算需要经过复杂的 Fredholm 积分方程进行计算求得, 目前也只有少数几种光束被理论提出和构建出来, 如高斯谢尔模光束、扭曲高斯谢尔模光束等^[75]。但是, 随着研究的发现, 当不再考虑相干模式的正交条件时, 通过模式分解的方法构建部分相干光束的问题将大大简化, 并且也能构建出完整意义上的部分相干光束, 此时将所构建部分相干光束的方法为伪模分解法或者是随机模分解法。如图 2(b) 所示, 可以看出通过相干模、伪模及随机模分解法均可以稳定和高效地合成部分相干光束^[76-79]。

当构建出新型相干结构光束时, 通常需要讨论相干结构对光束传输特性的影响, 研究表明, 在傍轴近似条件下, 传输面光束的交叉谱密度可以借助广义柯林斯积分公式进行表征^[42], 表示为

$$W(\rho_1, \rho_2) = \int W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) G^*(\mathbf{r}_1, \rho_1) G^T(\mathbf{r}_2, \rho_2) d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2, \quad (6)$$

其中: $G(\mathbf{r}, \rho)$ 为联系输入面及输出面交叉谱密度的空间传输函数, 其具体表达式可以参考文献 [80]。借助柯林斯积分公式, 就可以用来研究部分相干光束在自由空间中的传输特性及部分相干光与物质相互作用方面的问题。

对于谢尔模型部分相干光束来说, 利用傅里叶变换及卷积方法, 还可以将式 (6) 中的四重积分形式化简为简单的卷积及傅里叶变换的表达形式^[81-83], 大大简化了计算的复杂性。相应的输出面处的偏振矩阵元, 表示为

$$\Phi_{\alpha\beta}(\rho) \propto \tilde{A}_\alpha^*(\rho/\lambda B) \tilde{A}_\beta(\rho/\lambda B) \otimes \tilde{\mu}_{\alpha\beta}(\rho/\lambda B), \quad (7)$$

其中: \otimes 和 \sim 分别表示卷积运算和傅里叶变换运算, $A_{\alpha(\beta)}(\mathbf{r}) = \tau_{\alpha(\beta)}(\mathbf{r}) \exp(ikA\mathbf{r}^2/2B)$ 。因此, 利用式 (7), 由光源的初始光强及相干结构分布, 就可以很方便地研究光束在自由空间及像散 ABCD 光学系统中的传输特性。

2.2 新型相干结构光场实验产生

在上一小节介绍的新型光场相干结构理论构建的基础上, 本小节将简单介绍新型相干结构部分相干光束的两种实验产生方法, 分别为动态散射体法和模式分解法, 同时也将简单介绍两种方法各自的优缺点。

首先, 介绍实验产生部分相干光的第一种方法, 即动态散射体法, 其产生方法表现为空间相干结构是通过非相干光源转化为部分相干光源的过程中进行控制的^[41]。其基本原理是先产生特定分布的完全非相干光, 然后通过设计的光学系统将其转化为部分相干光。其背后物理机理是基于著名的范西特-泽尼克 (van Cittert-Zernike) 定理^[20], 该定理指出, 在某些条件下, 远距离非相干光强度分布函数的傅里叶变换等于所生成光束波前的复可见度, 即用来定义生成光束的复空间相干度函数, 也称为生成的部分相干光束的空间相干结构, 因此非相干光强度分布与所生成的部分相干光束的空间相干结构构成完美的傅里叶变换关系。如图 3(a) 所示, 是一种典型的通过散射体法由非相干光生成部分相干光的实验装置图^[44]。其中, 空间光调制器用以加载特殊设计全息片, 目的是为了控制非相干光的强度分布, 进而通过非相干光强度分布有效定制部分相干光束空间相干结构分布。另外, 部分相干光束的空间相干长度 δ_0 可以由非相干光源的光斑宽度 ω_0 及准直透镜的 L_1 的焦距 f 决定, 具体关系表示为 $\delta_0 = \lambda f / \pi \omega_0$, 可以看出相干长度的大小与非相干光斑大小成反比与透镜焦距 f 的大小成正比^[74]。然而, 实验上选择的透镜焦距通常都是固定的, 一般是通过调控毛玻璃前的聚焦透镜 L 到毛玻璃的距离 l 来调控照射到旋转毛玻璃上非相干光的大小, 进而调控部分相干光束的相干宽度。

基于模式分解法构建部分相干光束, 具体表现在其是利用一系列完全相干模式而不是通过非相干光源的方式来合成具有特殊空间相干结构分布的部分相干光束。根据光场相干模式表示理论, 部分相干光可以看作一系列空间相干但互不相关模式叠加的结果。原理上, 通过控制每个模式的复值分布形式和对应的权重以及作用模式数, 就可以合成具有任意空间相干结构及相干长度的部分相干光束。然而, 正如前面理论章节中的介绍, 只有少数部分相干光束模型可以求得它们的相干模和相应权重。因此, 通过相干模式叠加进行任意调制产生新型空间相干结构光束的方法具有

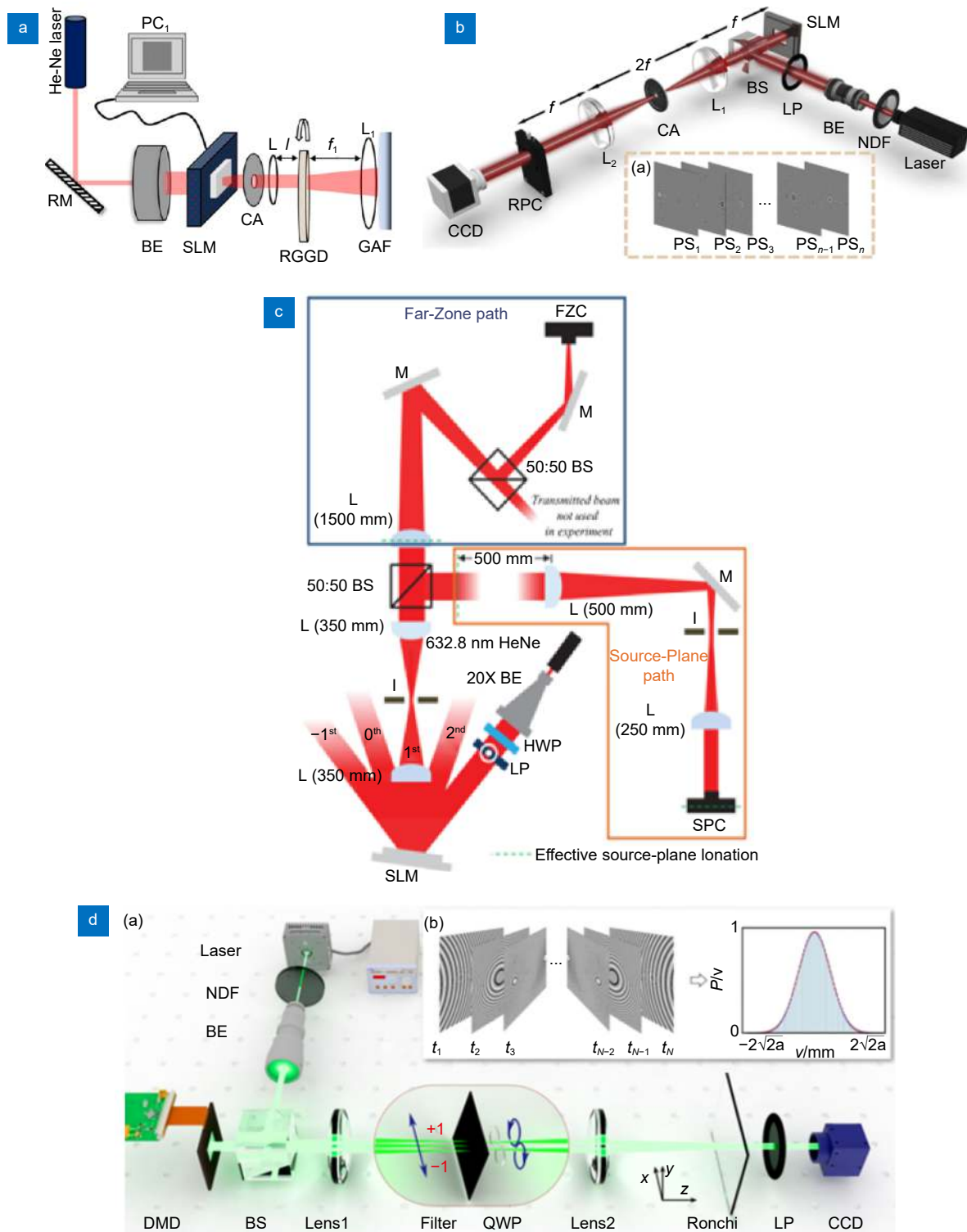


图 3 部分相干光束实验产生装置。(a) 动态散射体法^[44]; (b) 模式分解法 (利用蒙特卡罗谱法)^[89]; (c) 模式分解法 (利用空间光调制器 SLM)^[90]; (d) 模式分解法 (利用数字微镜器件 DMD)^[57]

Fig. 3 Experimental setup for generating of partially coherent beams. (a) Experimental realization of partially coherent beams via dynamic scattering medium (rotating ground-glass disk)^[44]; (b)~(d) Experimental realization of partially coherent beams via mode superposition by using Monte Carlo^[89], and spatial light modulator (SLM)^[90], digital micro-mirror device (DMD)^[57]

极大限制。根据上一节理论部分的介绍, 通过忽略每个模式的正交条件限制, 就可以方便地计算得到相干模式和对应的权重值, 即伪模和随机模分解法来合成具有不同相干特性的部分相干光。2015年, Hyde 等人在 Olga 提出的数值构建任意谢尔模型光束的理论基础上^[84], 利用蒙特卡罗谱法产生一系列随机函数(随机屏), 并借助空间光调制器(SLM)等光学器件实验上实现了随机模分解法产生任意谢尔模光束^[85-88], 图 3(b) 为利用蒙特卡罗谱方法合成任意谢尔模光束的实验装置图, 其中实验中的模式可以通过单个 SLM 产生, 模式权重可以通过 SLM 中模式出现的概率来控制^[89]。然而, 基于蒙特卡罗谱方法产生的随机数只能用来产生谢尔模型光束。后来, Hyde 等人进一步改进产生的随机屏函数, 实现了非均匀型部分相干光束的产生。最近 Cai 等人利用伪模分解方法, 理论提出并实验产生了一类标量及矢量新型非均匀特殊关联光束, 图 3(c) 展示了利用伪模分解方法产生非均匀特殊关联矢量光束的实验装置图^[90]。另外, 由于 SLM 的刷新速度较低(通常在 60 Hz 左右), 通过模式分解法很难做到实时产生部分相干光束, 为了克服实验中耗时这一局限性, Zhu 等人使用调制速度可达 17 kHz 数字微镜器件(DMD)来取代 SLM, 借助朗奇光栅等光学元器件近实时的实验产生了电磁非均匀特殊关联光束, 实验装置如图 3(d) 所示^[57]。

值得注意的是, 构建部分相干光束的动态散射体法, 需要借助 SLM 等光学元器件, 利用快速旋转的毛玻璃等散射介质, 可以近实时的产生各种新型的部分相干标量及矢量部分相干光束, 但是该方法仅能产生谢尔模型的部分相干光束, 并且非相干光转换为部分相干光的同时伴随大量的能量损耗, 另外, 动态散射体法产生的部分相干光的光效率较低, 生成的部分相干源在高功率光束整形应用中受到很大的限制。基于模式分解构建部分相干光束方法, 一方面具有很高的光效率, 在高功率光束整形中有潜在的应用。另一方面, 基于模式叠加理论设计的复振幅屏或者是相位屏可以用来合成多种新型均匀或非均匀型部分相干光束。值得注意的是, 非相干光可以被视为许多独立随机过程的叠加, 根据中心极限定理^[64], 生成的次级光源服从高斯统计, 产生的部分相干光束可用于高阶相关成像, 如鬼成像等^[35]。基于随机模式叠加方法构建的部分相干光束虽然具有类似的高阶统计特性, 然而, 相干模和相干伪模叠加方法产生的场, 严格来说是并

不服从高斯统计的, 即使它们的二阶统计特性与随机模叠加产生的场相同^[76]。因此, 在实际应用中, 我们需要根据不同的场景选择合适的生成部分相干光束的方法。

2.3 新型相干结构光场实验测量

对光束空间相干结构的研究极大地拓宽了结构光场的可操作性, 新型相干结构能够引发新奇的光束特性, 因此如何实现复相干结构的测量是光场调控领域一直广泛关注的一个课题。目前最常用于测量空间相干结构的方法主要有杨氏干涉法^[27]、强度关联法^[91-92]、广义 Hanbury Brown-Twiss (HBT) 实验法^[93-94] 和相位扰动法^[95-96] 等。

相干性的研究最早就起源于杨氏双缝实验中对干涉条纹的观察, 杨氏干涉法也是测量光场相干结构方法中最为经典的方法之一^[27]。如图 4(a) 所示, 这种方法要求待测光源透射经过两个小孔 S_1 和 S_2 , 在观察面会出现两点之间的干涉条纹, 通过观察干涉条纹的对比度可以确定相干结构的实部, 而相干结构的虚部信息可以通过测量干涉条纹的位移推算得到。杨氏干涉法存在很多局限性, 首先一次实验只能测量两点之间的相干性, 如果想得到光场的总体相干性, 就需要改变双孔的位置, 多次测量不同点, 实际操作非常繁琐, 耗时很长; 另外杨氏干涉实验中的小孔尺寸必须非常小, 这就严重降低了实验系统的光利用率。后来也有学者们陆续提出了几种改进版的杨氏干涉实验, 用于完善传统杨氏干涉法在相干结构测量中的局限性。例如, 使用数字微镜器件(DMD)加载动态双孔或双缝缩短实验用时, 利用非平行的双缝同时测量不同距离的两点间的相干性, 或者使用多孔径掩模板代替双孔, 但这些方法还是不可避免地存在测量精度差、效率低的缺点^[97-100]。

强度关联法, 也称为四阶关联 Hanbury Brown-Twiss (HBT) 法, 最初由 Hanbury Brown 和 Twiss 提出用来测量恒星角直径。后来, 在此基础上, Wang 等人将强度关联法应用于测量服从高斯统计分布的部分相干光场的空间相干结构中^[91]。如图 4(b) 所示, 两个单光子探测器 D1 和 D2 分别测量两点光强, 再进行强度关联计算, 对于满足高斯统计的矢量部分相干光束, 各方向分量上光强的强度关联和相干结构矩阵之间存在如下关系:

$$\frac{\langle I_\alpha(\mathbf{r}_1)I_\beta(\mathbf{r}_2) \rangle}{S_\alpha(\mathbf{r}_1)S_\beta(\mathbf{r}_2)} = 1 + |\mu_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2, \quad (8)$$

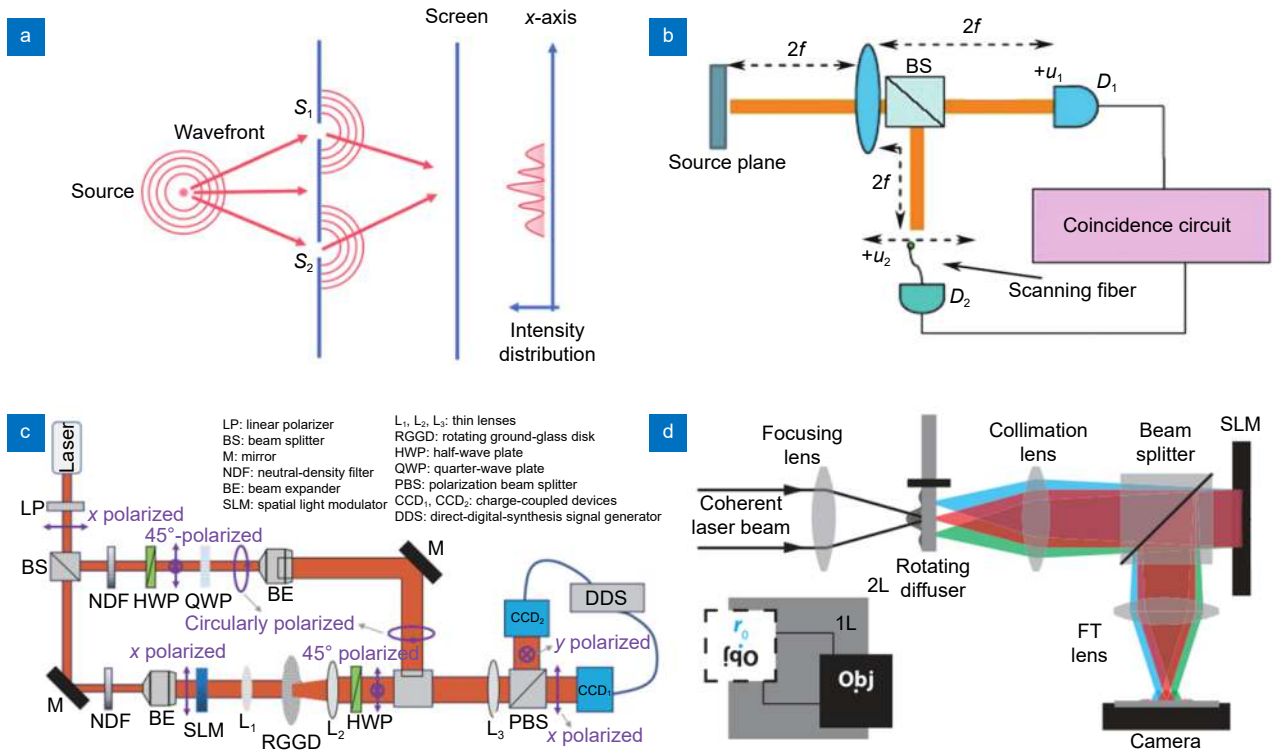


图 4 部分相干光空间相干结构测量。(a) 杨氏双缝法^[27]; (b) 强度关联法^[91]; (c) 广义 HBT 实验法^[93]; (d) 相位扰动法^[96]
 Fig. 4 Measurement of spatial coherence structure of partially coherent beams. (a) Via Young's interferometry with two holes^[27]; (b) Via intensity-intensity correlation^[91]; (c) Via generalized Hanbury Brown-Twiss experiment^[93]; (d) Via self-referencing holography^[96]

其中: $\alpha, \beta \in \{x, y\}$ 表示两个正交的方向, $S_\alpha(\mathbf{r}) = \langle I_\alpha(\mathbf{r}) \rangle = \langle |E_\alpha(\mathbf{r})|^2 \rangle$ 表示 α 方向分量上的光谱密度。 $\langle I_\alpha(\mathbf{r}_1) I_\beta(\mathbf{r}_2) \rangle$ 表示 \mathbf{r}_1 点处 α 方向光强和 \mathbf{r}_2 点处 β 方向光强之间的强度关联。利用这种原理, 将单光子探测器更换成面探测器 (如 CCD 相机) 可以记录整体的光强分布, 进而求得整体相干结构分布。传统的强度关联法具有操作简单、耗时短等优点, 但从式 (8) 可以看出, 这种方法仅能得到相干结构的模, 而相位信息则无法检测, 虽然后期可以通过迭代算法等计算出相干结构的相位信息, 但这也大大增加了测量时间。

在传统强度关联法的基础上, 2020 年, Huang 和 Dong 等人提出了广义 HBT 实验法, 分别在实验上实现了标量和矢量部分相干光的相干结构测量^[93-94]。这种方法需要引入一束完全相干的参考光, 使其与部分相干光叠加干涉, 通过测量多组场的强度关联, 即可快速准确地得到待测部分相干光的相干结构分布。图 4(c) 所示为利用广义 HBT 方法测量标量部分相干光相干结构的实验图, 参考光设计成圆偏振, 在经过分束镜后会分解成一对正交的线偏振参考光, 并且两方向分量之间存在稳定的 $\pi/2$ 相位差。假设待测部分

相干光的电场为 $E(\mathbf{r})$, 具有相位差的两参考光的电场为 $E_R^{(1)}(\mathbf{r})$ 和 $E_R^{(2)}(\mathbf{r})$, 则待测光与参考光干涉叠加的电场分别表示为:

$$E_S^{(1)}(\mathbf{r}) = E_R^{(2)}(\mathbf{r}) + E(\mathbf{r}), \quad (9)$$

$$E_S^{(2)}(\mathbf{r}) = E_R^{(1)}(\mathbf{r}) + E(\mathbf{r}). \quad (10)$$

根据高斯统计理论^[20], 叠加场光强的互关联可以表示为与相位差有关的形式:

$$\begin{aligned} G_S^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \Delta\phi) &= \langle I_S^{(1)}(\mathbf{r}_1) I_S^{(2)}(\mathbf{r}_2) \rangle \\ &= \langle I_U^{(1)}(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I_U^{(2)}(\mathbf{r}_2) \rangle + |W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2 \\ &\quad + 2 \sqrt{S_R^{(1)}(\mathbf{r}_1) S_R^{(2)}(\mathbf{r}_2)} \text{Re} [e^{i\Delta\phi} W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)], \end{aligned} \quad (11)$$

其中: $I_U^{(v)}(\mathbf{r}) = I_R^{(v)}(\mathbf{r}) + I(\mathbf{r})$ 表示第 v 束参考光与待测部分相干光非相干叠加的光强, 式 (11) 的最后一项中包含着 $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$, 这是测量相干结构的关键, 并且 $\text{Re}[\cdot]$ 表示取实部运算, $\Delta\phi$ 表示两束参考光之间的相位差, 当 $\Delta\phi = 0$ 时可以得到 $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 的实部, 当 $\Delta\phi = \pi/2$ 时可以得到 $W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ 的虚部。

另外, 待测光与参考光非相干叠加后, 再做强度互关联, 还可以得到式 (11) 中的前两项:

$$G_B^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle I_U^{(1)}(\mathbf{r}_1) I_U^{(2)}(\mathbf{r}_2) \rangle \\ = \langle I_U^{(1)}(\mathbf{r}_1) \rangle \langle I_U^{(2)}(\mathbf{r}_2) \rangle + |W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)|^2, \quad (12)$$

通过式 (11) 减去式 (12), 可以将式 (11) 中的前三项去除, 只保留最有用的交叉谱密度信息:

$$\Delta G_S^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \Delta\phi) = G_S^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) - G_B^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ = 2\sqrt{S_R^{(1)}(\mathbf{r}_1)S_R^{(2)}(\mathbf{r}_2)}\text{Re}\left[e^{i\Delta\phi}W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)\right]. \quad (13)$$

结合式 (3) 中, 相干结构与交叉谱密度之间的关系, 再通过调控参考光之间的相位差 $\Delta\phi$, 可以得到相干结构的实部和虚部:

$$\text{Re}[\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)] = \frac{\Delta G^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \Delta\phi = 0)}{2\sqrt{S_R^1(\mathbf{r}_1)S_R^2(\mathbf{r}_2)S(\mathbf{r}_1)S(\mathbf{r}_2)}}, \quad (14)$$

$$\text{Im}[\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)] = \frac{\Delta G^{(1,2)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \Delta\phi = \pi/2)}{2\sqrt{S_R^1(\mathbf{r}_1)S_R^2(\mathbf{r}_2)S(\mathbf{r}_1)S(\mathbf{r}_2)}}, \quad (15)$$

其中: $\text{Re}[\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]$ 和 $\text{Im}[\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)]$ 分别为相干结构的实部、虚部。利用这种方法, 能够测量出满足高斯统计特性部分相干光场相干结构的全部信息。该方法具有测量速度快、准确性高等优点, 但是该方法对实验设备和操作精准度有一定的要求。

最近, Lu 等人提出了一种利用在标量或矢量部分相干光束光源处增加扰动点的实验方案, 测量出了相干结构振幅和相位分布^[95-96]。相位点扰动法又称为自参考全息技术, 通过对待测光的某小部分区域引入相位扰动, 然后将扰动前后的光束进行干涉, 得到待测光的交叉谱密度, 进而计算出光束的相干结构分布。该方法的基本原理如图 4(d) 所示, 待测的部分相干光经过分束镜之后, 一部分透射到空间光调制器上, 空间光调制器中加载聚焦相位和消除零级衍射影响的光栅, 并同时空间光调制器的中心加载一个相位扰动点。扰动后的光束会再次通过分束镜聚焦到 CCD 上, CCD 平面的光强可以表示为

$$I(\mathbf{k}) = \iint W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) [T(\mathbf{r}_2) + \gamma\delta(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_0)]^* [T(\mathbf{r}_1) + \gamma\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)] \\ \times \exp[-2i\pi\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] d^2\mathbf{r}_1 d^2\mathbf{r}_2, \quad (16)$$

其中: \mathbf{k} 表示 CCD 平面的坐标矢量, $T(\mathbf{r})$ 为高斯孔径函数, $\gamma = [\exp(i\phi) - 1]T(\mathbf{r}_0)$ 为表示由空间光调制器扰动点带来的相位扰动, ϕ 是相位大小, $T(\mathbf{r}_0)$ 是扰动平面的传递函数, 由 $\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0)$ 规定扰动范围, \mathbf{r}_0 为扰动点的位置。

实验中该方案需要设置三个不同的相位和扰动点, 得到三组不同的光强 $I_1(\mathbf{k})$ 、 $I_2(\mathbf{k})$ 和 $I_3(\mathbf{k})$, 根据三个参考点的自参考光强, 可以得出部分相干光的交叉谱密

度函数:

$$W(\mathbf{r} + \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0) = \\ F^{-1} \left\{ \frac{(\gamma_3 - \gamma_1)[I_2(\mathbf{k}) - I_1(\mathbf{k})] - (\gamma_2 - \gamma_1)[I_3(\mathbf{k}) - I_1(\mathbf{k})]}{(\gamma_3 - \gamma_1)(\gamma_2^* - \gamma_1^*) - (\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_3^* - \gamma_1^*)} \right\}. \quad (17)$$

该方案测量出的相干度分辨率取决于 CCD 的分辨率, 并且具有光路简单、测量速度快的优点。

3 新型相干结构光场调控应用基础

前面的内容中我们提到, 在过去的几十年里, 经过 Zernike、Wolf、Gori 及 Friberg 等人的研究, 光学相干已经形成了一套比较成熟的理论体系^[20-32]。目前, 多种新型相干结构的部分相干光已经被理论提出和实验产生。研究表明, 这些新型相干结构光束展现出了与传统高斯谢尔模光束不同的新奇特性, 并在光学捕获、大容量自由空间光通信、光学成像与鬼成像以及信息加载、传输和远场探测等诸多领域中得到了广泛应用。在本节中, 我们将具体回顾新型相干结构调控在光束整形、克服大气湍流负面效应、克服经典瑞利衍射极限、光学鲁棒成像、信息传输及矢量光场中的具体应用。

3.1 新型相干结构调控在光束整形中的应用

光场空间相干结构对光束传输特性影响的最直观物理量就是体现在光强分布上, 由式 (7) 可以看出, 远场偏振矩阵由光源初始振幅及相干结构函数共同决定^[81-83]。值得注意的是, 当光源的初始相干长度足够低时, 振幅函数的傅里叶变换相对于光束空间相干结构函数的傅里叶变换是一个快函数, 光源的初始光强对远场光强的影响可以忽略不计, 即远场光强与光源初始相干结构分布成正比。因此, 在低相干情况下, 通过设计特殊分布的权重函数(空间相干结构分布函数)可以实现远场处产生特定形状的光强分布。因此, 部分相干光束在传输面处的光强及偏振特性可以由光源处初始相干结构进行有效的整形^[101]。值得注意的是, 实现光束整形的传统技术, 一般指的是基于完全相干光调控的光束整形技术。然而, 基于完全相干光学方法实现光束整形的同时引入了一些不利影响, 如散斑噪声, 并且在相干光与物质相互作用时, 如在复杂环境(例如湍流大气)中也容易受到干扰。研究表明, 利用部分相干光束的复杂空间相干结构实现光束整形不仅为克服相干光学方法的缺点提供了一种有效的手段, 即部分相干光在复杂环境中实现光束整形具有高

光束质量和抗复杂环境鲁棒性; 另一方面, 通过灵活设计复杂的空间相干结构分布可以灵活调控光束传播特性及定制光束轮廓和轨迹, 即部分相干光束在实现光束整形还具有调控灵活性。

2004年, Chen等人提出了一种具有厄米高斯关联的新型相干结构光束, 其权重函数及相干结构分布函数分别如图2(a)中子图D和J所示, 与传统高斯谢尔模光束相干结构相比, 厄米高斯关联谢尔模光束权重函数为四点分布, 相干结构表现为阵列分布, 并且阵列分布与光束阶数有关, 光束阶数越高阵列分布越明显。图5(a)为厄米高斯关联谢尔模光束在自由空间中随不同传输距离的光强演化图, 可以看出, 在不借助任何光学元件的情况下, 通过相干结构调控, 光束光强在传输中逐渐由初始圆高斯分布演化为四光斑分布, 展现出了奇异的自分裂现象^[59]。同年, Chen等人在理论与实验上设计光束相干结构为拉盖尔高斯分布, 图5(b)为拉盖尔高斯关联谢尔模光束的光强演化图, 可以看出拉盖尔高斯关联谢尔模光束在实现了远场光束整形的同时, 在焦点附近可实现一可控的光学囚笼^[47]。另外, 通过相干结构调控还可以实现远场光强分布形状的任意调控, 如图5(c)所示, 2016年Wang等人通过阵列掩膜板实现了远场阵列光斑的产生^[63]。此外, 通过设计光束相干结构, 还可以在远场有效地获得平顶分布、甜甜圈等光强分布^[42-44]。

2016年Wang等人研究发现, 新型部分相干光束在传输中遇到不透明障碍物遮挡后具有类似于无衍射光束的自修复特性^[7]。我们知道无衍射光束被遮挡超过自身光斑一半大小时, 其自修复特性逐渐变差, 然而对于部分相干光束, 只要相干结构没有被破坏, 即使光斑面积被大面积遮挡, 光束仍然具有超强的自修复能力, 实验结果如图5(d)所示。另一方面, 通过适当的设计权重函数, 还可以实现光束传输轨迹控制, 实现光束自漂移, 大大丰富了光束整形的灵活性, 相应的实验结果如图5(e)所示^[71]。

2011年, Lajunen等人提出了一种非均匀关联光束模型, 如图5(f)所示, 可以看出这类光束在传输过程中表现出新奇的自聚焦及自偏移现象^[50-51]。由于非均匀部分相干光束显示出独特的传输特性, 近年来, 多种特殊关联非均匀关联光束工作也被大量报道^[53-54, 57]。

3.2 新型相干结构调控在大气传输中的应用

当光束在大气环境中进行传输时, 光束大气传输

示意图如图6(a)所示, 可以看到光束在传输中不可避免地受到具有非线性随机性质大气湍流中的微粒^[102], 分子吸收与散射及温度梯度引起的折射率变化的影响, 导致光束波前相位扰动, 进而引起光束轮廓扭曲变形、光斑漂移及光强闪烁等负面效应, 严重限制了激光束在复杂环境中的应用^[18]。部分相干光最显著的特点就是在复杂环境中具有抗干扰鲁棒性, 在大气传输、自由空间光通信等领域中有着重要应用^[102-103]。部分相干光束抗大气湍流等复杂环境扰动机理可由模式分解理论进行解释, 完全相干光可以看作是单个模式光束, 单个模式的光束在大气湍流中很容易受到大气扰动而增强了光强闪烁效应, 而部分相干光可以看成多个完全相干光的非相干叠加, 其经过大气湍流就等同于多个不同权重系数的模式光束沿多个路径进行传输, 最后再进行叠加, 因此部分相干光束能够有效的克服散斑, 进而抑制了光强闪烁等负面效应^[42]。

传统高斯谢尔模光束在大气湍流传输的研究已经被大量报道。最近, 新型相干结构调控理论的成熟与发展为降低大气湍流对激光束传输负面影响提供了一个新的自由度, 研究发现, 新型相干结构部分相干光束能更有效地克服或者是降低大气湍流负面影响。比如, 2010年美国学者Gbur等人, 研究了具有Bessel关联类型的部分相干光束的大气传输, 发现Bessel关联光束具有比传统高斯谢尔模光束更小的光强闪烁^[104]。2013年, Yuan等人研究了具有多高斯关联部分相干光束大气传输, 如图6(b)所示, 研究表明多高斯关联光束具有比传统高斯关联光束更低的光强闪烁, 并且光束阶数越高, 多高斯关联光束在抵抗湍流负面效应方面优势就越明显^[105]。后来, 美国学者Korotkova等人开展了多高斯关联谢尔模光束湍流传输的户外实验, 从实验上证实了多高斯关联谢尔模光束能够有效地克服大气湍流扰动理论^[106]。2015年, Yu等人研究了具有厄米高斯关联型的部分相干光束在大气湍流中的传输, 发现高阶厄米高斯关联结构在抵抗大气湍流退高斯能力方面具有更好的优势^[107]。

在有关新型均匀相干结构的部分相干结构光束大气传输已被大量报道外, 2013年, Gbur等人研究了非均匀关联部分相干光束的大气传输研究, 研究表明, 相比于完全相干光束甚至传统高斯谢尔模光束, 非均匀关联光束在湍流环境中具有更低的光强闪烁及更高的光强分布^[104, 108-109]。最近, Yu等人研究了多种

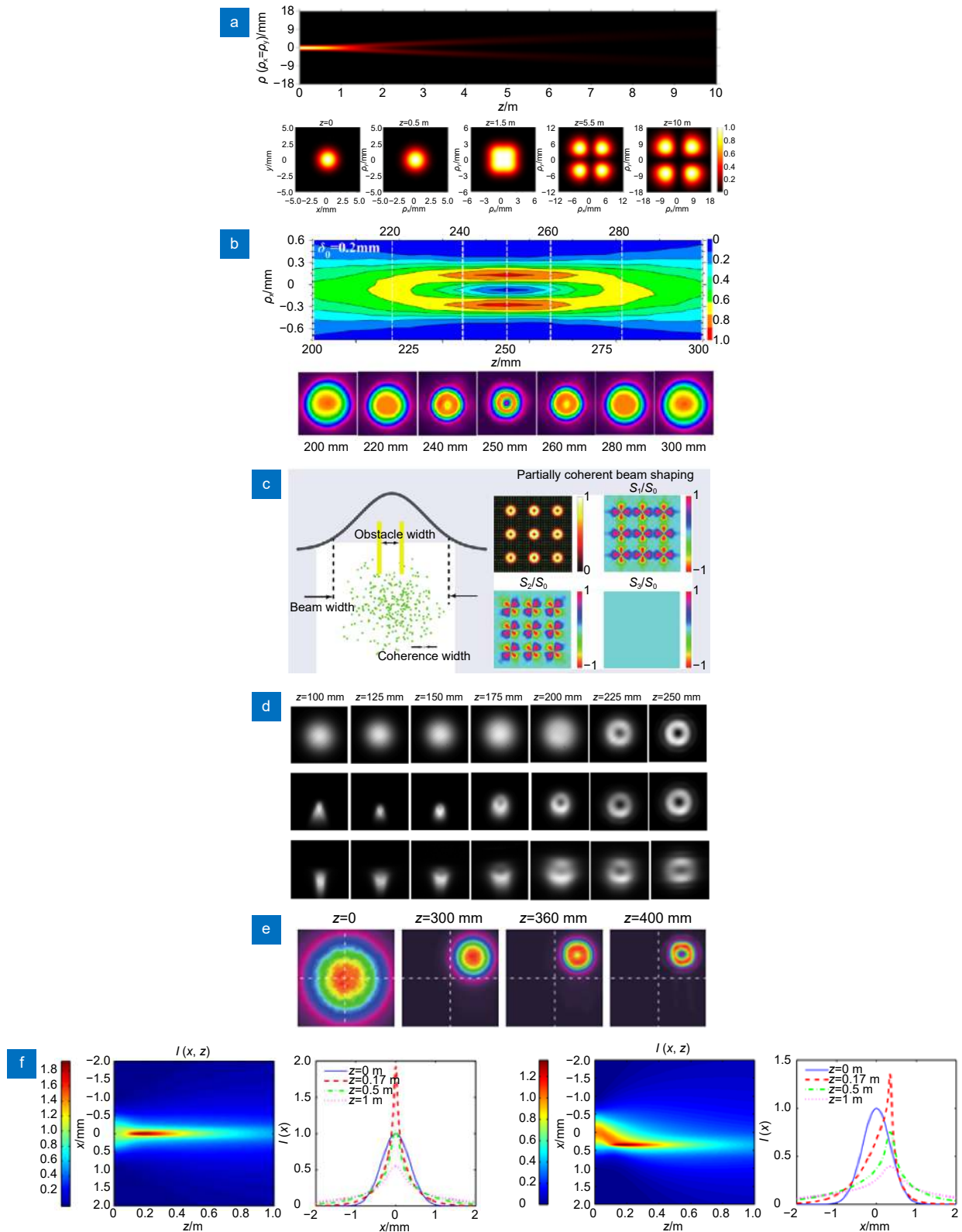


图 5 新型相干结构调控在光束整形中的应用。(a) 光束自分裂^[59]; (b) 光学囚笼^[47]; (c) 阵列光斑^[101]; (d) 光束自修复^[63]; (e) 光束自偏移^[71]; (f) 光束自聚焦及自偏移^[50-51]

Fig. 5 Applications of novel coherence structures engineering of light field in beam shaping. (a) Self-splitting of a focused Hermite Gaussian correlated beam^[59]; (b) Optical cage formation with a focused Laguerre Gaussian correlated^[47]; (c) Radially polarized beam array generation^[101]; (d) Self-reconstruction of the partially coherent beams^[63]; (e) Self-steering of a phase-engineering of the partially coherent beams^[71]; (f) Self-focusing and Self-steering of the non-uniform partially coherent beams^[50-51]

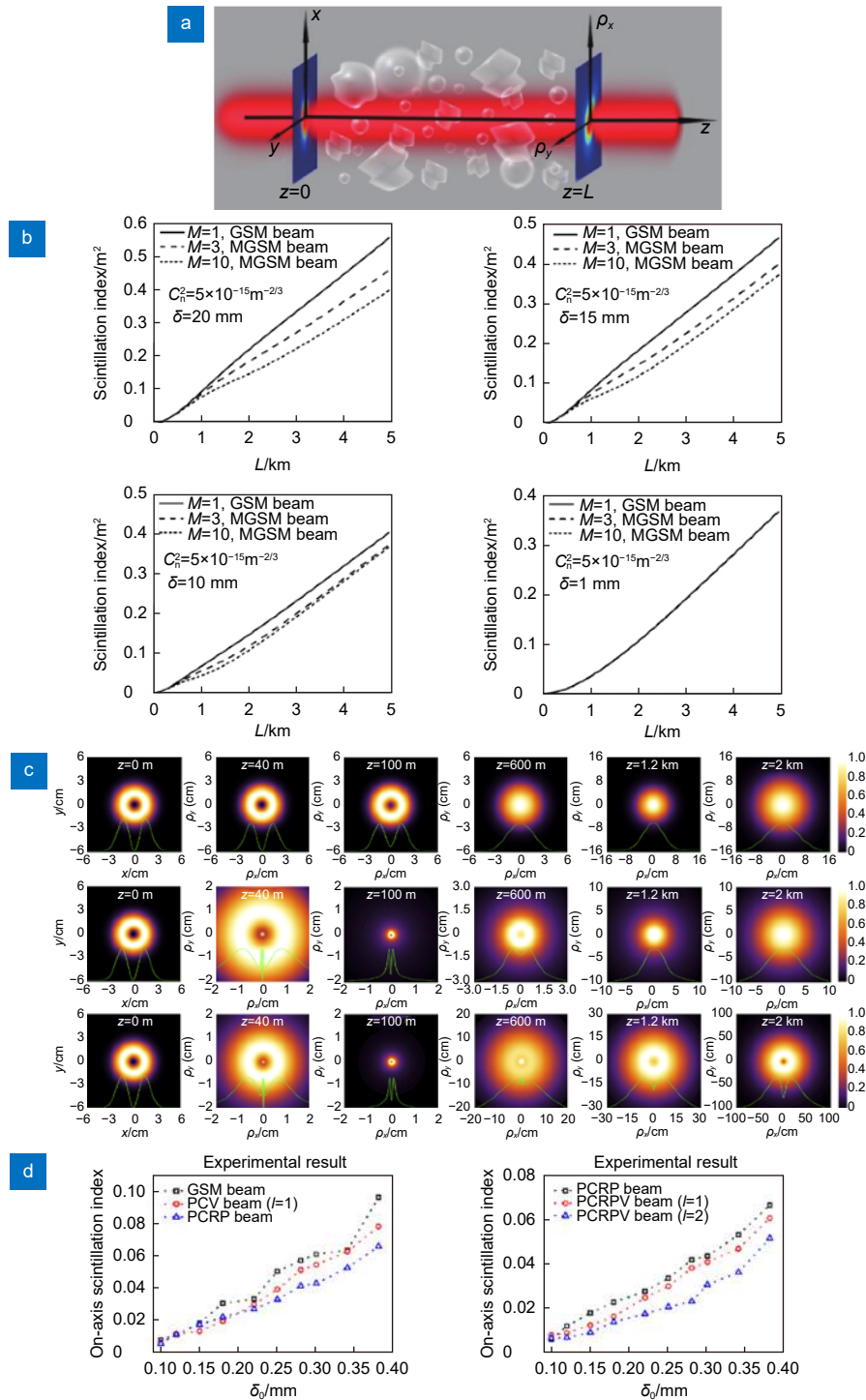


图 6 新型相干结构调控在大气传输中的应用。(a) 大气传输示意图^[102], (b) 多高斯关联谢尔模大气湍流传输闪烁系数^[105], (c) 部分相干径向偏振谢尔模光束、部分相干径向偏振厄米非均匀关联光束(厄米阶数分别为 $m = 0$ 和 $m = 1$) 在大气湍流传输中的光强演化图^[90], (d) 高斯谢尔模、部分相干涡旋光束、部分相干径向偏振及部分相干径向偏振涡旋光束在大气传输中的光强闪烁系数^[107]

Fig. 6 Applications of novel coherence structures engineering of light field in turbulence. (a) Schematic for the propagation of light beams through turbulence atmosphere^[102]; (b) Scintillation index of multi Gaussian Schell-model beams propagation in turbulence^[105]; (c) The evolution of the intensity of the Radially polarization Gaussian Schell model (GSM) (RPPC) beam in turbulence, and the radially polarized Hermite non-uniformly correlated (RPHNUC) beams upon propagation in turbulence with different mode orders $m = 0$ and $m = 1$ ^[90]; (d) The on-axis scintillation of the GSM beams, PCB with vortex phase and partially coherent radially polarization (PCR) with and without vortex phase for different transverse coherence width^[107]

新型非均匀关联光束, 如厄米非均匀关联光束在湍流传输中具有较低的光强闪烁, 并且增大厄米关联阶数, 降低光强闪烁值就越明显。另外, Yu 等人还发现具有矢量特性的特殊非均匀关联光束抵抗湍流效应方面具有更好的优势, 图 6(c) 第一行为传统径向偏振谢尔模关联光束在大气湍流传输中的光强演化图, 可以发现, 随着传输距离的增加, 传统径向偏振谢尔模光束在大气湍流中传输由空心分布逐渐退化为高斯光斑分布, 并且随着距离的增加传统径向偏振谢尔模光束退化为高斯分布就越快, 即受到湍流大气的负面影响越强。图 6(c) 第二行和第三行分别为阶数 $m = 0$ 和 $m = 1$ 的径向偏振厄米非均匀关联光束在湍流传输中的光强演化图, 对比图 6(c) 第一行中的传统径向偏振谢尔模光束, 可以发现厄米非均匀关联光束具有更高的抗湍流能力, 即径向偏振厄米非均匀关联光束在相同的传输距离处保持空心分布的能力越强, 并且厄米阶数越大, 光斑保持空心分布的能力越强, 因此高阶厄米非均匀关联光束抗湍流能力就越明显, 进一步验证了非均匀关联光束具有保持高强度、低闪烁的强抗湍流能力^[90]。

另一方面, 新型相干结构结合特殊相位及偏振等多自由度联合调控在降低大气湍流效应方面具有更好的优势。Wang 和 Liu 等人分别研究了携带有扭曲相位及涡旋相位的部分相干光束大气传输特性, 表明新型相位调控能够有效降低大气湍流引起的光强闪烁及漂移等负面效应^[110-111]。2019 年, Yu 等人结合相干结构、偏振及涡旋相位等自由度研究了多自由度联合调控下的光束大气传输特性。如图 6(d) 所示, 在光束其他参数相同的情况下, 特别是在低相干情况下, 携带涡旋相位的新型矢量部分相干光束, 当涡旋相位阶数越高时, 光束闪烁越小, 证实了相位及矢量特性调控同样具有很好的抗湍流特性, 进一步丰富了调控光束性质来降低大气湍流效应的自由度。新型相干结构调控在降低湍流负面效应方面具有重要优势, 在以激光为信息载体的自由空间光通信等应用领域具有重要作用^[102]。

3.3 新型相干结构调控在克服瑞利衍射极限中的应用

由于光固有的衍射特性, 传统光学成像系统的成像分辨率受到有限尺寸点传播函数的限制, 成像系统的分辨率通常不能超过瑞利衍射极限 d_R 。其中, 瑞利衍射极限是指在非相干光照明下两点物体可以被区分的最小距离, 即 $d_R = 0.61\lambda f/R$, 其中 f 表示薄透镜焦距, R 为圆孔光阑半径^[112]。一般来说, 瑞利衍射极限

通常由成像系统及照明光的性质来决定, 如何突破成像瑞利衍射极限提高成像分辨率在多种成像系统中成为了一个重要的研究课题。近年来, 通过改进成像系统, 成像技术, 如借助超透镜等光学稳定元器件, 采用样本标记术及高效重建算法等用来提高光学成像分辨率已经得到了重要发展。另一方面, 还可以通过调控照明光源的振幅、相位等物理特性来提高成像分辨率, 如通过调控光束的振幅及涡旋相位可以分别取得大约 $0.5d_R$, $0.1d_R$ 的分辨率, 另外, 通过调控光束偏振特性也可以取得亚瑞利分辨率成像^[113]。

相干性作为光源的固有属性, 近年来, 新型相干结构部分相干光束研究得到了迅速发展, 调控光源初始相干结构为提高成像系统分辨率提供了一个重要策略。2012 年 Tong 等学者在如图 7(a) 所示的经典 $4f$ 成像系统下^[113], 利用携带有扭曲相位的部分相干光研究了扭曲相位对成像分辨率的影响。研究发现, 扭曲相位可以使两点物体成像分辨率最高可达 $0.17d_R$ ^[112]。2017 年, Liang 等人研究发现成像物体的分辨率取决于部分相干光束相干度函数, 当相干度函数取值为 0 时, 此时部分相干光退化为完全非相干光, 成像分辨率达到了经典瑞利衍射极限; 当相干度函数的取值越接近于 -1 时, 所取得的成像分辨率就越高。由图 7(b) 可知, 传统部分相干高斯谢尔模光束, 由于其相干度的取值均大于 1, 因此利用高斯谢尔模光束照明下的成像分辨率是无法突破瑞利极限的。然而, 具有新型相干结构的拉盖尔-高斯关联谢尔模光束, 其相干度函数出现了负数值, 且其模式数 n 越大, 相干度所能达到的负值也越大。因此, 拉盖尔-高斯关联模式数决定了提高成像分辨率的能力, 值得注意的是在模式数 n 给定后, 实际提高分辨率能力将由相干度的大小来决定。研究表明, 通过设计具有拉盖尔-高斯关联分布的部分相干光束为照明光束, 成像分辨率可以达到 $0.85d_R$ 以上, 并且该方案可实现二维成像分辨率的提高^[113]。2021 年, Liang 等人通过构建特殊关联部分相干光束实现了二点及三点成像分辨且分别可提高至经典瑞利衍射极限的 20% 和 40%^[114]。2021 年, Jin 等人通过设计具有阵列分布的空间相干结构实现了方向性可区分的亚瑞利分辨成像, 图 7(c) 为产生新型阵列相干结构部分相干光束用于亚瑞利成像的实验装置图。从图 7(d) 中可以发现, 通过设计不同结构的阵列光束, 可以有效地对不同方向的物体进行亚瑞利分辨成像, 并且该方案可以取得 $0.8d_R$ 的最小分辨成像, 大大提高了亚瑞利分辨成像的灵活性^[115]。

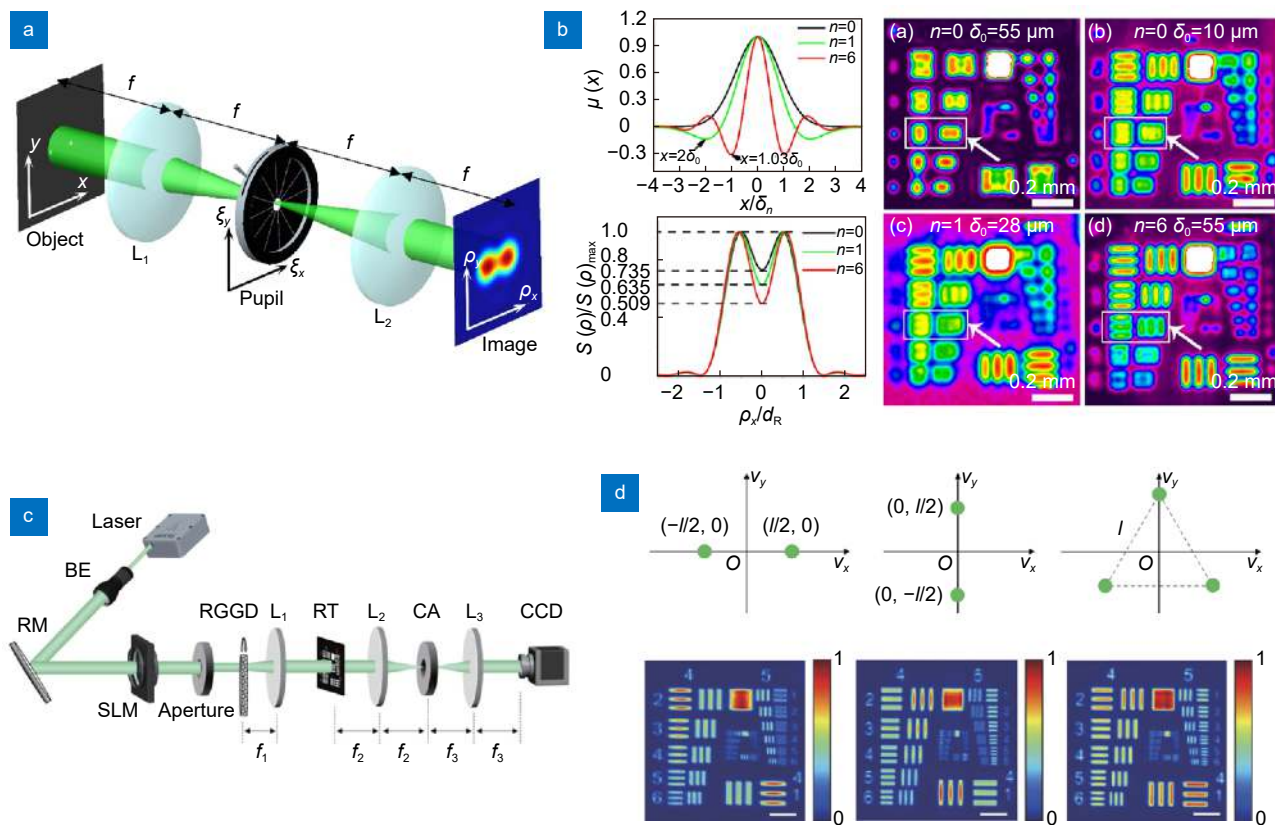


图 7 新型相干结构调控在克服瑞利衍射极限中的应用。(a) 经典 4f 成像示意图^[113]; (b) 新型相干结构克服衍射极限结果图^[113]; (c) 具有方向选择性克服衍射极限实验装置图^[115]; (d) 具有方向选择性克服衍射极限实验结果图^[115]

Fig. 7 Applications of novel coherence structures engineering of light field in overcoming the classical Rayleigh diffraction limit. (a) Schematic diagram of the telecentric imaging system^[113]; (b) Results of the imaging of the target under the partially coherent beams with prescribed coherence structure^[113]; (c) Experimental setup for the orientation-selective sub-Rayleigh imaging with the spatial coherence lattice^[115]; (d) Experimental sub-Rayleigh imaging results of the target image under the illumination of the partially coherent beam with three kinds of spatial coherence lattice^[115]

基于新型相干结构调控的突破瑞利衍射极限的成像在低相干、无散斑及高分辨显微成像中具有重要的应用价值。

3.4 新型相干结构调控在复杂光学成像中的应用

研究表明, 相干性调控可以产生低相干, 高亮度及方向性好的部分相干光束, 在大气湍流及不透明障碍物等复杂环境中具有鲁棒性。因此, 利用相干结构调控可以实现复杂环境成像, 如无散斑高分辨相干衍射成像、鬼成像、散射成像以及相位物体成像等, 具有重要研究价值。

2012 年, Redding 等研究者利用低相干激光束作为照明光源, 实现了高质量的无散斑成像^[119], 另一方面, 图像频率域包含丰富的光学信息, 利用经典的 4f 成像系统实现成像物体频率域调控在光学成像领域具有重要研究价值, 比如通过设计频率域滤波函数就可以实现高质量的边缘增强成像以实现物体的边

缘检测, 这在相位物体成像及显微成像领域中具有重要的应用^[120]。2021 年, Shen 等人基于相干结构调控, 研究了经典 4f 系统下, 当频率面出现一不透明障碍物时的光学鲁棒成像, 实验装置及结果如图 8(a) 所示。研究发现, 当用完全相干光甚至是传统的部分相干高斯谢尔摸光束作为照明光源时, 最终的成像质量因受到频率域障碍物的影响而变得非常差。然而, 基于模式分解理论, 采用特殊设计的新型拉盖尔高斯关联光束, 发现其模式在频率面完全可以规避障碍物的影响。因此, 利用新型相干结构的部分相干光作为照明光源, 即使在频率域有障碍物出现, 在成像面仍然能够获得高质量的成像^[116]。

此外, 根据光源的真实构建条件及实验产生所满足的范西特-泽尼克原理, 当光学系统为一傅里叶变换系统时, 散射介质前的图像信息可以编码到部分相干光束的空间复相干结构中, 并且图像信息与空间复

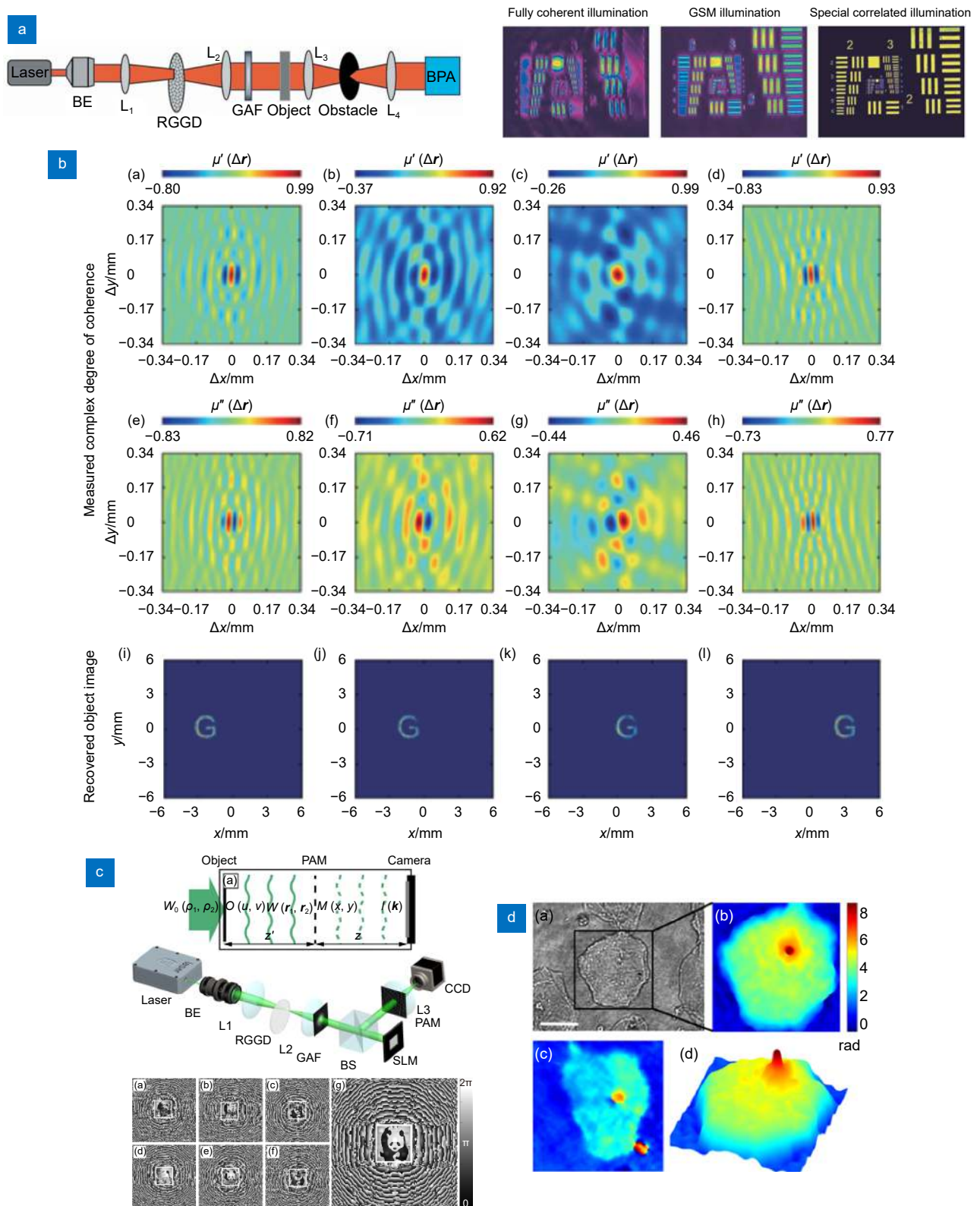


图 8 新型相干结构调控在复杂光学成像中的应用。(a) 光学鲁棒成像^[116]; (b) 散射介质前移动目标跟踪^[93]; (c) 相位物体成像^[117]; (d) 显微相位成像^[118]

Fig. 8 Applications of novel coherence structures engineering of light field in complex optical imaging. (a) Robust optical imaging with the special correlated partially coherent beams^[116]; (b) Moving targets tracking through scattering media via the complex spatial coherence structure^[93]; (c) The imaging of the phase object with the complex spatial coherence structure by self-reference holography^[117]; (d) The microscopic phase imaging^[118]

相干结构函数构成完美的傅里叶变换对关系。最近, Huang 等人通过复空间相干结构测量, 通过测量复空间相干结构的实部与虚部信息, 即测量复空间相干结构的振幅与相位, 发现可以实时探测散射介质前的图像信息, 包括图像的轮廓及位置信息, 实验结果如图 8(b) 所示。这对实现散射介质前的移动目标跟踪及探测具有重要意义^[93]。另外, 通过空间相干测量还可以用于通过高散射墙的非视线成像^[121]。另一方面, 我们知道, 相位信息与振幅信息一样都是成像波前的重要信息, 传统的光学成像大多是基于光强测量的, 然而相位信息不同于强度信息, 通常是不能直接通过肉眼或者探测器直接观测, 因此, 实现相位物体的观测就显得尤为重要。近年来, 多种相位恢复或相位探测技术被相继提出, 如荧光标记、全息干涉、迭代算法技术等, 然而上述方法不可避免地存在着成像样本被破坏及不能实现实时成像的缺陷。

最近, Shao 等人在基于光场相干调控技术的基础上采用微扰法, 即在探测面采用多次相位扰动技术, 成功地从探测光强中恢复出了成像物体的复值信息, 实现了相位物体的成像。然而, 该成像技术本质上是同轴实空间相移全息干涉, 成像效果不可避免地受到光源性质的影响, 如成像的视场受到光源的相干结构的大小限制, 造成成像视场随相干结构函数的降低而降低^[117]。为了克服这一缺陷, 2019 年, Lu 等人提出了多孔阵列微扰法, 实验原理、装置及结果如图 8(c) 所示。可以看出, 采用多孔阵列微扰法, 即使在相干度函数尺寸低于物体尺寸时也能获得完整视场的成像, 进而成功解决了成像视场受相干度函数大小的限制问题^[96]。再后来, Lu 等人于 2021 年利用部分相干光束照明并结合微扰法技术成功实现了显微相位成像, 如图 8(d) 所示, 该方法能够成功观察到正常和异常宫颈脱落细胞的相位分布, 这对显微物体检测及医学诊断观察具有重要意义^[118]。

3.5 新型相干结构调控在光学加密及鲁棒远场信息传输中的应用

由于光场具有多维可操控自由度, 并且具有传输速率快及易操控等特点, 因此利用光场振幅、相位、偏振等自由度作为信息载体实现信息传输与加密具有重要意义。自从基于双随机相位编码的信息加密方案被提出以来, 多种利用光学技术实现信息加密的方案也相继被报道, 如基于分数傅里叶变换或者是菲涅尔域变换的双随机相位加密方案以及基于鬼成像的加密方案等^[122-124]。最近, 利用光场偏振信息以及光

束轨道角动量等自由度实现的信息加密方案也相继被提出^[125-126]。光学加密因具有安全性能高、传输速度快等优势而得到了国内外学者的广泛关注, 然而, 传统的光学加密方案主要是利用了光场的一阶确定性统计参量, 如振幅、相位、偏振等自由度, 易受光场固有的干涉、衍射效应的影响造成传输信号失真, 特别是在大气湍流、障碍物等复杂环境中, 利用光场一阶统计参量的信息传输或加密还容易造成信息丢失, 并且基于光场的一阶参量进行的加密方案, 密文信息很容易被测量, 因此不能保证加密方案的安全性。

光场相干结构作为光场的二阶统计特性, 具有抗复杂环境的鲁棒性, 研究表明, 利用傅里叶变换系统可以将图像信息传递到部分相干光相干结构中, 利用复相干结构测量可以实现图像信息的恢复^[127]。因此, 利用光学系统将图像传递到相干结构的过程中引入加密密钥, 最后利用相干结构测量及解密密钥进行的图像加解密方案不仅具有较高的安全性, 而且实验上也非常容易实现。2021 年, Peng 等人提出了一种基于随机光场相干结构调控的光学加解密方案。如图 9(a) 所示, 首先, 明文图像通过动态散射介质转换为完全非相干光, 接着携带有图像信息的非相干光通过含有加密密钥的光学系统, 进而将非相干光转换为部分相干光, 实现了图像信息传递到部分相干光束的相干结构中。如果实验中选择的是分数傅里叶变换系统, 那么分数傅里叶变换中的分数阶就可以作为加解密密钥。如图 9(b) 所示, 通过探测面相干结构测量, 即同时获得相干结构的实部与虚部信息, 最后利用解密密钥就可成功实现光学图像信息的解密。该方案将图像加密到光源的二阶统计特性相干结构中, 其最大的优势就是在实现加解密的同时具有抗复杂环境的鲁棒性, 如图 9(c) 所示, 即使在强湍流复杂环境下, 通过相干结构测量, 也能高质量地实现图像解密恢复^[128]。

另一方面, 相比于随机光场的振幅、相位、偏振态等一阶确定性统计参量, 相干结构作为光束的二阶统计参量, 是部分相干光束的一个重要自由度, 展现出诸多新奇的特性。近年来, 相干结构调控受到了国内外学者广泛的关注, 基于相干结构调控的部分相干光束由于具有抗湍流负面效应、遇障碍物后的超强自修复特性及减少散斑噪声等方面的独特优势, 在自由空间光通信、激光材料处理、光学成像与加密等领域有着重要的应用。另一方面, 由于光场多自由度特性, 利用光场调控实现光学信息传输与恢复一直是光学中的研究热点^[129]。已有的研究表明, 光场的波长/频率、

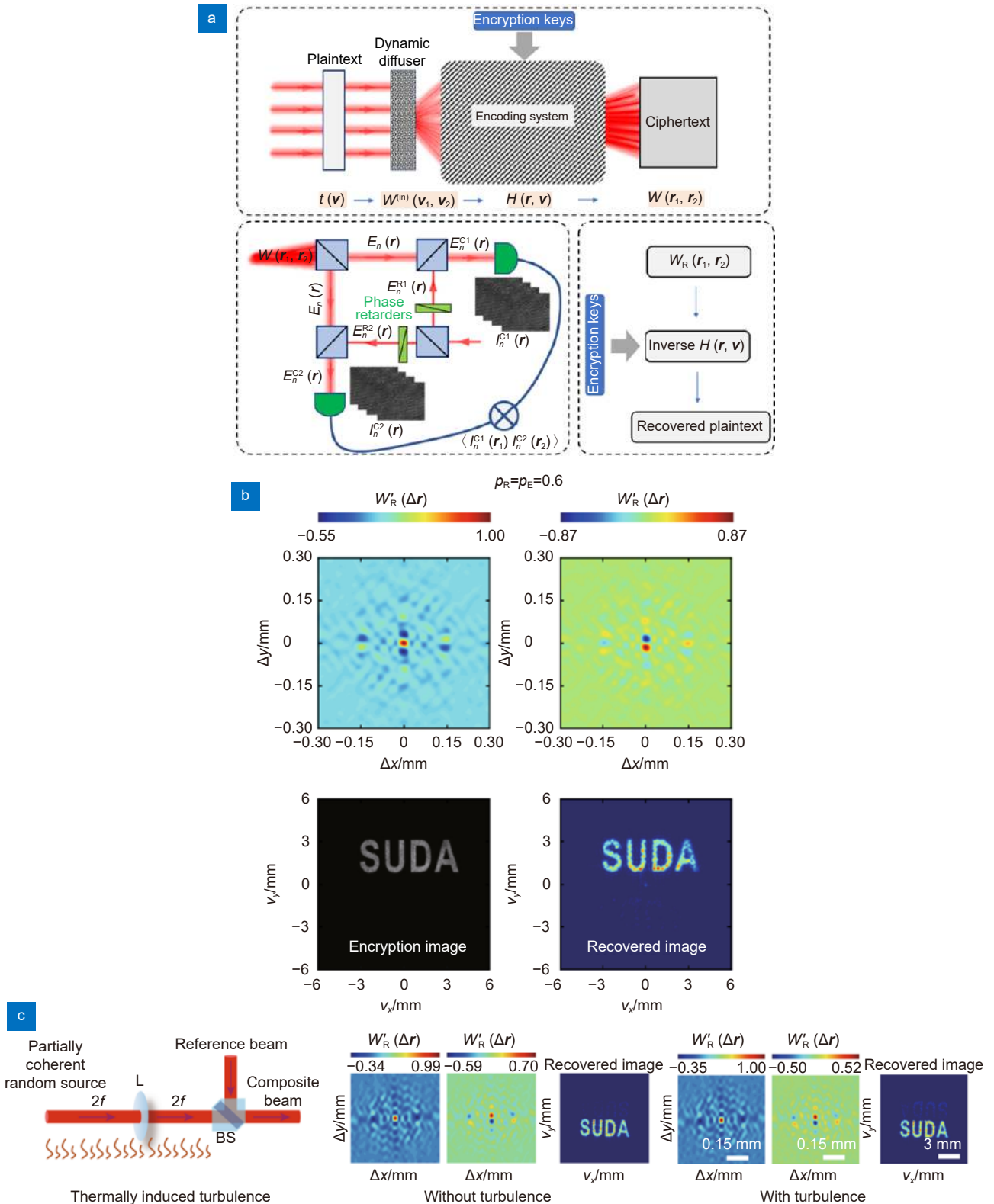


图 9 新型相干结构调控在光学加密中的应用。(a) 基于光场相干结构调控的光学图像加密原理图；
 (b) 光学图像加密解密结果图；(c) 光学图像加密解密鲁棒性^[128]

Fig. 9 Applications of novel coherence structures engineering of light field in optical encryption. (a) Schematic diagram of the optical encryption and decryption through the manipulation of the spatial coherence structure; (b) Results of the decryption of the original encryption image from the measured cross-spectral density function with correct decryption key; (c) The robustness of the optical imaging encryption and decryption in turbulence via the measurement of the spatial coherence structure^[128]

振幅、相位、偏振态、角动量等一阶参量都可以作为信息传输的载体。然而当光场与物质相互作用特别是在复杂环境, 如大气湍流, 障碍物遮挡中, 以上参量很容易受到环境负面效应影响而受到破坏, 从而不能保证信息传输的可靠性。由于光束二阶统计参量(即空间相干结构)在复杂环境中展现出很强的稳定性。利用随机光场相干结构作为信息传输载体提供了新的可能。

最近, 我们课题组提出了一种基于随机光场相干结构的远场鲁棒成像方法。如图 10(a) 所示, 该方案首先基于广义范西特-泽尼克原理将光学图像信息传递到随机光场二阶空间相干结构中, 然而根据互惠原理, 可以知道相干结构远场传输不具有远场传输不变性。为了确保相干结构远场传输不变, 我们发现在携带有图像信息的相干结构中引入可控的交叉相位结构后, 通过相位调控能够确保相干结构具有传输不变性, 然后将携带有图像信息的随机光场传输到远场, 在远场利用强度关联测量出相干结构的模, 即使在相干结构相位信息全部丢失的情况下, 利用 Fienup's Phase Retrieval (FPR) 算法成功实现从远场相干结构的模中恢复出图像信息^[130-131], 最终实现了光源处加载的图像在远场进行成像的方案。自由空间及大气湍流中图像信息传输实验系统如图 10(b) 所示。结果表明随机光场空间相干结构在通过热湍流后仍然能保持其稳定的空间结构分布, 这为加载的光学信息在复杂湍流环境仍然能够高质量恢复提供了可能, 基于随机光场相干结构调控的远场光学成像手段在复杂环境(例如: 大气湍流及传输链路中出现障碍物等)中具有非常好的鲁棒特性(如图 10(c) 和 10(d) 所示)。另外, 比起传统的光学自由度, 相干结构作为光学信息传输载体具有更高的安全性, 该研究结果有望应用于长距离湍流大气等复杂环境光学信息传递、加密与通讯^[132-133]。

3.6 新型相干结构调控在矢量光场中的应用

偏振作为光场的重要属性和可调控参量, 为结构光场的发展提供了广泛的应用, 其中具有空间非均匀偏振态的矢量光场在多种应用中显示出更加独特的优势。2000 年, Youngworth 和 Brown 发现了柱矢量光场经过高数值孔径透镜后的聚焦(紧聚焦)独特新颖特性, 如径向偏振光会在紧聚焦场产生一个尺寸小但强度大的纵向电场, 而角向偏振光则保持空心分布不变^[134]。因此, 根据矢量光的紧聚焦特性可以实现焦场整形。例如, 根据入射光的偏振态不同, 可以调控紧聚焦场的光束形状, 产生诸如“光链”, “光针”、

“光泡”、“光学平板”等特殊的光场^[135-138]。另一方面, 由于聚焦场存在梯度力, 因此矢量光还可以用来捕获微粒, 例如径向偏振光在焦场能够高效捕获纵向粒子, 并且在纵向分量和横向分量相等的地方产生自旋矩, 使得粒子发生旋转^[139-142]。此外, 矢量光场在紧聚焦场中的极小光斑尺寸能够突破衍射极限, 实现超分辨光学成像, 同时利用径向偏振和角向偏振光场聚焦, 能够实现 1 μm 的显微分辨率^[143-144]。研究表明利用极小的焦场光斑, 矢量光场还可以应用在光学加工领域, 在金属焊接、刻蚀的过程中, 使用径向偏振光入射能够大幅提高激光加工的精准度和效率。在微纳加工领域, 矢量光场也可以应用于硅材料微结构的制备, 设计加工出不同形状不同性质的微小结构^[145-146]。

上述有关矢量光场调控中的应用仅局限于完全相干光情况, 近年来, 相干结构与矢量偏振的联合调控极大拓展了矢量光场的应用范围。一方面, 相对于标量情况下的部分相干光束, 矢量光束具有更好的抗湍流鲁棒性^[147], 另一方面, 矢量光束在实现光束整形, 光学信息传输等应用中具有更好的优势, 如图 11(a) 所示, Zeng 等人通过对相干结构, 涡旋相位及矢量光偏振特性同时联合调控, 实现了远场特殊光强及偏振态的调控^[83], 为矢量光场强度及偏振整形提供了思路。2016 年, Zhu 等人通过构建矢量周期性相干结构, 在聚焦场处产生了径向偏振光束阵列, 研究表明, 通过新型矢量相干结构调控还可以实现任意偏振阵列强度分布, 此外通过矢量相干结构调控还可以在焦平面处实现稳定可靠的光学囚笼^[148], 这种特殊矢量阵列光束能够进一步在微粒捕获等领域产生广泛应用, 相应结果如图 11(b) 和 11(c) 所示。另外在紧聚焦领域, 通过调控入射矢量光的相干结构, 同样能够实现聚焦场的强度整形, 如图 11(d) 所示, 2020 年 Tong 等人通过新型相干结构的部分相干光束实现了焦场 x - z 平面独特的光强整形, 该方案为实现新型矢量相干结构光束实现紧聚焦系统下光强整形提供了重要思路^[149]。此外, 矢量部分相干光的相干结构还可以用于动态散射体前表面光学偏振信息的加载与跟踪, 2020 年, Dong 等人通过矢量部分相干光束复相干结构的测量, 实现了散射介质前表面矢量光束的偏振态信息恢复, 如图 11(e) 所示^[94]。相对于标量情况, 矢量部分相干光束在复杂环境中具有更好的抗复杂环境鲁棒性, 这为利用矢量相干结构实现信息加载、传输、通讯与加密等应用奠定了坚实的基础。

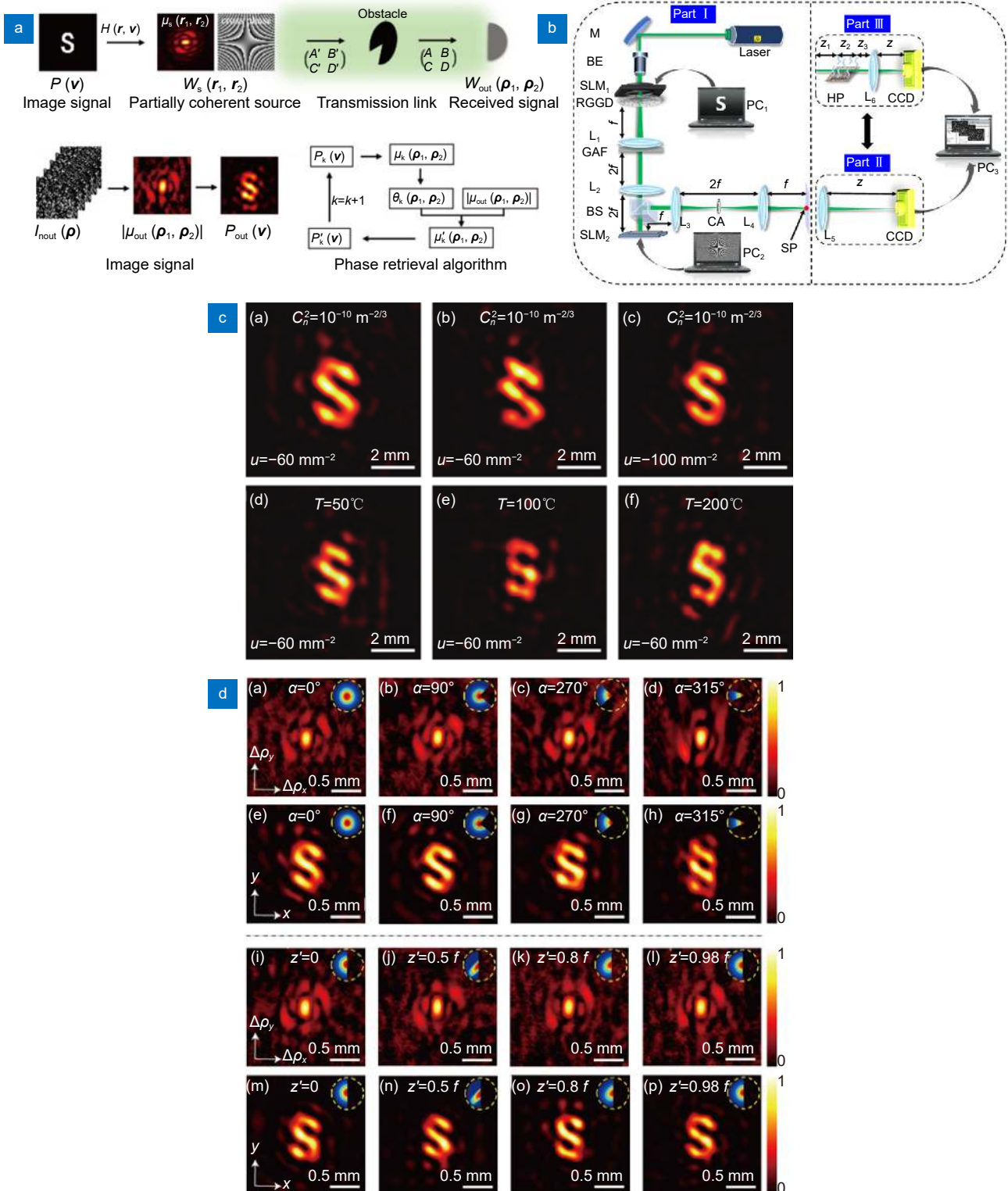


图 10 新型相干结构调控在鲁棒远场信息传输中的应用。(a) 远场图像传输原理图^[133]; (b) 鲁棒远场成像实验装置图^[132]; (c) 大气湍流环境下鲁棒远场成像结果图^[132]; (d) 传输链路出现障碍物下鲁棒远场成像结果图^[133]

Fig. 10 Applications of novel coherence structures engineering of light field in the robust far-field information transmission. (a) A schematic of the principle for far-field optical image transmission with a structured random light beam^[133]; (b) Experimental setup for robust far-field imaging in free space as well as in turbulent atmosphere^[132]; (c) Results of the reconstructed image in turbulence with different strength^[132]; (d) Results for the modulus of the spatial degree of coherence in the focal plane and the corresponding results for the recovered image with the presence of the obstacle in the transmission link^[133]

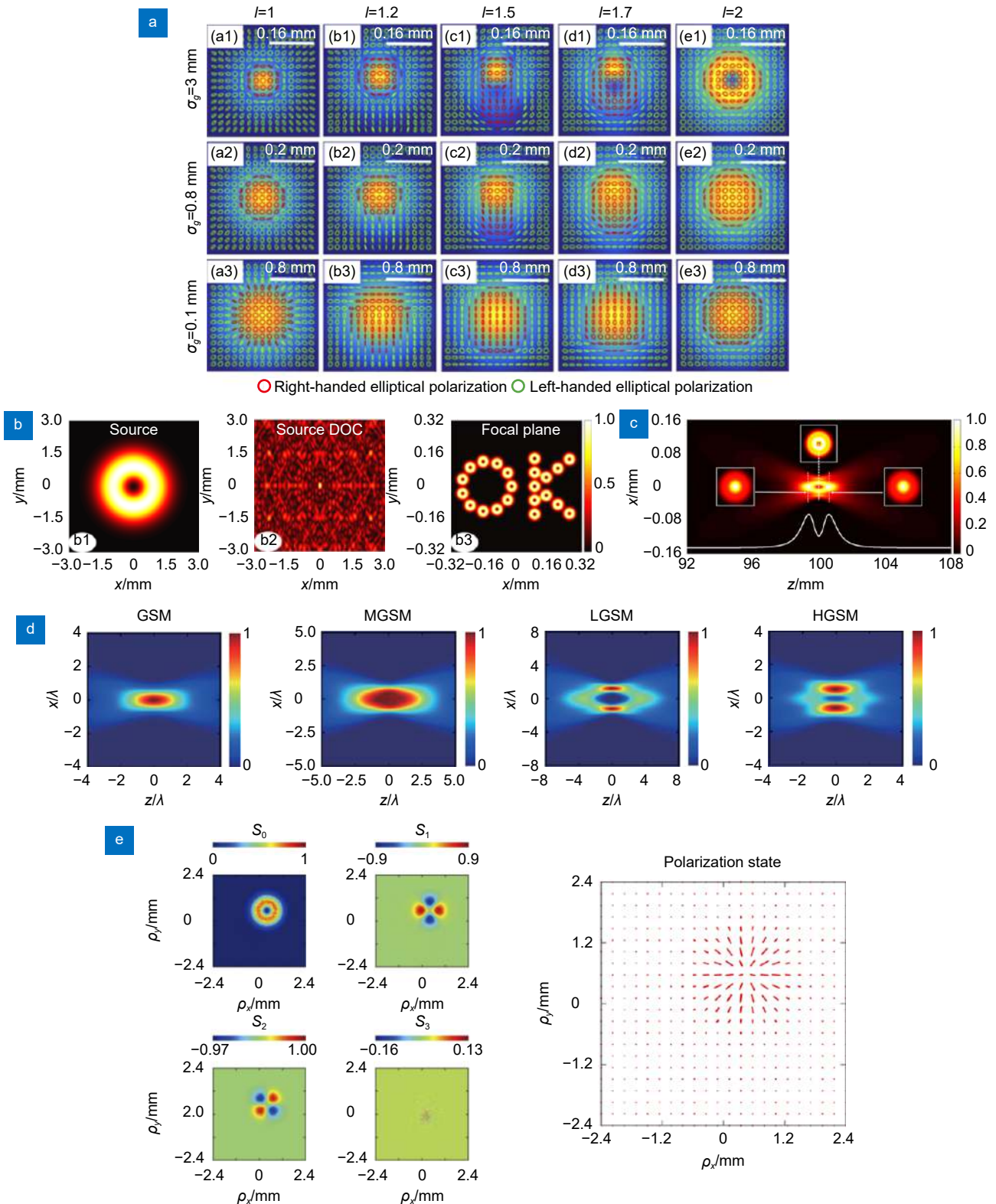


图 11 新型相干结构调控在矢量光场中的应用。(a) 远场光强及偏振整形^[83]；(b) 远场任意阵列光束生成^[148]；

(c) 焦平面处可控光学囚笼产生^[148]；(d) 紧聚焦焦场纵向光强整形^[149]；(e) 散射介质前矢量偏振信息恢复^[94]

Fig. 11 Applications of novel coherence structures engineering in vector light field. (a) Shaping of the far-field intensity and state of polarization^[83]; (b) Generation of the far-field arbitrary array beams^[148]; (c) An optical cage is derived around the focal region^[148];

(d) Shaping of longitudinal spectral density in the tight focusing system^[149];

(e) Recovery of the polarization state of the field hidden behind a scattering media^[94]

4 结论与展望

相干性作为光场调控中的新型自由度, 在激光核聚变、光镊、非线性材料处理、二次谐波产生及光学成像等众多应用领域中表现出独特的优势。激光相干性调控包括相干度大小调控及相干结构分布调控, 一方面降低激光相干度大小在克服相干散斑等负面效应方面具有重要优势, 另一方面激光新型相干结构调控展现出比传统部分相干光束更加优异的性能。本文回顾了新型相干结构部分相干光束的理论构建及实验产生的研究进展, 详细阐述了两种产生新型相干结构光束的实验方案, 研究发现通过借助 SLM 等光学元器件, 利用快速旋转的毛玻璃等散射介质的动态散射体法, 可以近实时地构建具有新型相干结构的部分相干标量及矢量光束, 但是该方法仅能产生谢尔模型的部分相干光束, 并且产生的部分相干光的光效率通常较低。通过模式分解法构建的部分相干光束具有很高的光效率, 可以有效降低动态散射体法存在的局限性。基于模式叠加理论设计的复振幅屏或者是相位屏可以用来合成多种新型均匀或非均匀相干结构分布的部分相干光束, 并且可用来合成具有扭曲相位的新均匀或非均匀型部分相干光束, 为新型相干结构光场灵活构建提供了新的策略, 丰富了光场调控的自由度。接着介绍了空间相干结构测量的最新研究进展, 具体包括杨氏双缝法、传统及广义 HBT 实验法以及采用相位扰动进行复空间相干结构测量的方法, 同时比较了它们各自的优缺点, 研究表明复空间相干测量为散射成像、光学加密、信息传输等实际应用奠定了坚实的基础。

本文第二部分重点综述了新型相干结构光束所引发的一系列新奇特性, 如光束自分裂、自聚焦、自偏移以及超强自重建特性等。介绍了新型相干结构部分相干光束在降低大气湍流引起的光束漂移、光斑畸变及光强闪烁等方面的重要优势。此外, 还详细介绍了新型相干结构光束在克服经典瑞利衍射极限、鲁棒光学成像及光学信息远场传输与恢复等实际领域中的应用。新型相干结构调控为光场灵活调控提供了一个新的策略, 丰富了光场调控的自由度, 为大容量自由空间光通信、多维信息存储、鲁棒传输以及加密等实际应用领域奠定了坚实的基础。

本文主要是综述了空间域新型相干结构调控, 利用光场振幅、相位、偏振及新型相干结构实现多自由度联合调控是今后重点研究工作之一, 相应地将空间域相干结构调控扩展到时间域以及空间-时间域等多

维度联合调控也是未来发展的重要方向。此外, 部分相干光束的产生通常需要借助动态散射体, 空间光调制器等光学元件, 不可避免地造成光场调控效率低、能量利用率不足、响应速度慢等问题; 另外, 在光场相干测量中, 通常需要借助高阶统计理论, 并且测量中需要拍摄多次散斑, 不能实现光场相干性信息的实时测量, 因此利用人工微结构、超材料、超表面等实现新型相干结构快速调控、测量及应用也是未来一个值得期待的研究方向。多维度和多自由度新型相干结构调控在未来一定会展现出更加优异的性能, 并在自由空间光通信、鲁棒信息传递等领域中取得更加重要的应用价值。

参考文献

- [1] Forbes A, De Oliveira M, Dennis M R. Structured light[J]. *Nat Photonics*, 2021, 15(4): 253–262.
- [2] Dorrah A H, Capasso F. Tunable structured light with flat optics[J]. *Science*, 2022, 376(6591): eabi6860.
- [3] Cox M A, Mphuthi N, Nape I, et al. Structured light in turbulence[J]. *IEEE J Sel Top Quantum Electron*, 2021, 27(2): 7500521.
- [4] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review[J]. *Adv Photonics*, 2021, 3(3): 034001.
- [5] Born M, Wolf E. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*[M]. 7th ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [6] Siviloglou G A, Christodoulides D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Opt Lett*, 2007, 32(8): 979–981.
- [7] Durnin J, Miceli Jr J J, Eberly J H. Diffraction-free beams[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(15): 1499–1501.
- [8] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, et al. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Phys Rev A*, 1992, 45(11): 8185–8189.
- [9] Simon R, Mukunda N. Twisted gaussian schell-model beams[J]. *J Opt Soc America A*, 1993, 10(1): 95–109.
- [10] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. *Adv Opt Photonics*, 2009, 1(1): 1–57.
- [11] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing[J]. *Nat Photonics*, 2012, 6(7): 488–496.
- [12] Kaushal H, Jain V K, Kar S. *Free Space Optical Communication*[M]. New Delhi: Springer, 2017.
- [13] Torres J P, Torner L. *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum*[M]. Weinheim: John Wiley & Sons, 2011.
- [14] Dholakia K, Čižmár T. Shaping the future of manipulation[J]. *Nat Photonics*, 2011, 5(6): 335–342.
- [15] Shirai T, Setälä T, Friberg A T. Temporal ghost imaging with classical non-stationary pulsed light[J]. *J Opt Soc Am B*, 2010, 27(12): 2549–2555.
- [16] Goodman J W. *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications*[M]. Englewood: Roberts & Co., 2007.
- [17] Broky J, Siviloglou G A, Dogariu A, et al. Self-healing properties of optical Airy beams[J]. *Opt Express*, 2008, 16(17): 12880–12891.

- [18] Andrews L C, Phillips R L. *Laser Beam Propagation Through Random Media*[M]. Bellingham, Wash. : SPIE Press, 2005.
- [19] Popoff S, Lerosey G, Fink M, et al. Image transmission through an opaque material[J]. *Nat Commun*, 2010, **1**(1): 81.
- [20] Mandel L, Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. doi: [10.1017/CBO9781139644105](https://doi.org/10.1017/CBO9781139644105).
- [21] Wolf E. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. *Phys Lett A*, 2003, **312**(5–6): 263–267.
- [22] Gbur G, Visser T D. The structure of partially coherent fields[J]. *Prog Opt*, 2010, **55**: 285–341.
- [23] Kato Y, Mima K, Miyanaga N, et al. Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression[J]. *Phys Rev Lett*, 1984, **53**(11): 1057–1060.
- [24] Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric optical communication with a Gaussian Schell beam[J]. *J Opt Soc America A*, 2003, **20**(5): 856–866.
- [25] Chen Y H, Norrman A, Ponomarenko S A, et al. Optical coherence and electromagnetic surface waves[J]. *Prog Opt*, 2020, **65**: 105–172.
- [26] Gbur G, Visser T D. Young's interference experiment: past, present, and future[J]. *Prog Opt*, 2022, **67**: 275–343.
- [27] Young T. XIV. An account of some cases of the production of colours, not hitherto described[J]. *Philos Trans R Soc London*, 1802, **92**: 387–397.
- [28] Zernike F. The concept of degree of coherence and its application to optical problems[J]. *Physica*, 1938, **5**(8): 785–795.
- [29] Friberg A T, Sudol R J. Propagation parameters of Gaussian Schell-model beams[J]. *Opt Commun*, 1982, **41**(6): 383–387.
- [30] Wolf E. *Introduction to the Theory of Coherence and Polarization of Light*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2007.
- [31] Friberg A T, Wolf E. Relationships between the complex degrees of coherence in the space–time and in the space–frequency domains[J]. *Opt Lett*, 1995, **20**(6): 623–625.
- [32] Gori F. Matrix treatment for partially polarized, partially coherent beams[J]. *Opt Lett*, 1998, **23**(4): 241–243.
- [33] Deschamps J, Courjon D, Bulabois J. Gaussian Schell-model sources: an example and some perspectives[J]. *J Opt Soc Am*, 1983, **73**(3): 256–261.
- [34] Collett E, Wolf E. Is complete spatial coherence necessary for the generation of highly directional light beams?[J]. *Opt Lett*, 1978, **2**(2): 27–29.
- [35] Cai Y J, Zhu S Y. Ghost imaging with incoherent and partially coherent light radiation[J]. *Phys Rev E*, 2005, **71**(5): 056607.
- [36] Zhao C L, Cai Y J. Trapping two types of particles using a focused partially coherent elegant Laguerre–Gaussian beam[J]. *Opt Lett*, 2011, **36**(12): 2251–2253.
- [37] Gori F, Guattari G, Padovani C. Modal expansion for J_0 -correlated Schell-model sources[J]. *Opt Commun*, 1987, **64**(4): 311–316.
- [38] Palma C, Borghi R, Cincotti G. Beams originated by J_0 -correlated Schell-model planar sources[J]. *Opt Commun*, 1996, **125**(1–3): 113–121.
- [39] Gori F, Santarsiero M. Devising genuine spatial correlation functions[J]. *Opt Lett*, 2007, **32**(24): 3531–3533.
- [40] Gori F, Ramírez-Sánchez V, Santarsiero M, et al. On genuine cross-spectral density matrices[J]. *J Opt A Pure Appl Opt*, 2009, **11**(8): 085706.
- [41] Cai Y J, Chen Y H, Yu J Y, et al. Generation of partially coherent beams[J]. *Prog Opt*, 2017, **62**: 157–223.
- [42] Cai Y J, Chen Y H, Wang F. Generation and propagation of partially coherent beams with nonconventional correlation functions: a review [Invited][J]. *J Opt Soc America A*, 2014, **31**(9): 2083–2096.
- [43] Wang F, Liang C H, Yuan Y S, et al. Generalized multi-Gaussian correlated Schell-model beam: from theory to experiment[J]. *Opt Express*, 2014, **22**(19): 23456–23464.
- [44] Chen Y H, Liu L, Wang F, et al. Elliptical Laguerre-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Opt Express*, 2014, **22**(11): 13975–13987.
- [45] Chen Y H, Wang F, Zhao C L, et al. Experimental demonstration of a Laguerre-Gaussian correlated Schell-model vortex beam[J]. *Opt Express*, 2014, **22**(5): 5826–5838.
- [46] Liu X L, Yu J Y, Cai Y J, et al. Propagation of optical coherence lattices in the turbulent atmosphere[J]. *Opt Lett*, 2016, **41**(18): 4182–4185.
- [47] Chen Y H, Cai Y J. Generation of a controllable optical cage by focusing a Laguerre–Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Opt Lett*, 2014, **39**(9): 2549–2552.
- [48] Liang C H, Wang F, Liu X L, et al. Experimental generation of cosine-Gaussian-correlated Schell-model beams with rectangular symmetry[J]. *Opt Lett*, 2014, **39**(4): 769–772.
- [49] Liang C H, Zhu X L, Mi C K, et al. High-quality partially coherent Bessel beam array generation[J]. *Opt Lett*, 2018, **43**(13): 3188–3191.
- [50] Lajunen H, Saastamoinen T. Propagation characteristics of partially coherent beams with spatially varying correlations[J]. *Opt Lett*, 2011, **36**(20): 4104–4106.
- [51] Lajunen H, Saastamoinen T. Non-uniformly correlated partially coherent pulses[J]. *Opt Express*, 2013, **21**(1): 190–195.
- [52] Ding C L, Koivurova M, Turunen J, et al. Self-focusing of a partially coherent beam with circular coherence[J]. *J Opt Soc America A*, 2017, **34**(8): 1441–1447.
- [53] Yu J Y, Cai Y J, Gbur G. Rectangular Hermite non-uniformly correlated beams and its propagation properties[J]. *Opt Express*, 2018, **26**(21): 27894–27906.
- [54] Yu J Y, Zhu X L, Lin S Q, et al. Vector partially coherent beams with prescribed non-uniform correlation structure[J]. *Opt Lett*, 2020, **45**(13): 3824–3827.
- [55] Zhu X L, Wang F, Zhao C L, et al. Experimental realization of dark and antidark diffraction-free beams[J]. *Opt Lett*, 2019, **44**(9): 2260–2263.
- [56] Zhu X L, Yu J Y, Chen Y H, et al. Experimental synthesis of random light sources with circular coherence by digital micromirror device[J]. *Appl Phys Lett*, 2020, **117**(12): 121102.
- [57] Zhu X L, Yu J Y, Wang F, et al. Synthesis of vector nonuniformly correlated light beams by a single digital mirror device[J]. *Opt Lett*, 2021, **46**(12): 2996–2999.
- [58] Zhu S J, Chen Y H, Wang J, et al. Generation and propagation of a vector cosine-Gaussian correlated beam with radial polarization[J]. *Opt Express*, 2015, **23**(26): 33099–33115.
- [59] Chen Y H, Gu J X, Wang F, et al. Self-splitting properties of a Hermite-Gaussian correlated Schell-model beam[J]. *Phys Rev A*, 2015, **91**(1): 013823.
- [60] Korotkova O, Gbur G. Applications of optical coherence theory[J]. *Prog Opt*, 2020, **65**: 43–104.
- [61] Korotkova O. Light propagation in a turbulent ocean[J]. *Prog Opt*, 2019, **64**: 1–43.
- [62] Wang F, Liu X L, Cai Y J. Propagation of partially coherent beam in turbulent atmosphere: a review (invited review)[J].

- Prog Electromagn Res*, 2015, **150**: 123–143.
- [63] Wang F, Chen Y H, Liu X L, et al. Self-reconstruction of partially coherent light beams scattered by opaque obstacles[J]. *Opt Express*, 2016, **24**(21): 23735–23746.
- [64] Goodman J W. *Statistical Optics*[M]. New York: John Wiley & Sons, 1985.
- [65] Wan L P, Zhao D M. Controllable rotating Gaussian Schell-model beams[J]. *Opt Lett*, 2019, **44**(4): 735–738.
- [66] Wan L P, Zhao D M. Generalized partially coherent beams with nonseparable phases[J]. *Opt Lett*, 2019, **44**(19): 4714–4717.
- [67] Zhou Y J, Zhu W T, Zhao D M. Twisted sinc-correlation Schell-model beams[J]. *Opt Express*, 2022, **30**(2): 1699–1707.
- [68] Wang H Y, Peng X F, Zhang H, et al. Experimental synthesis of partially coherent beam with controllable twist phase and measuring its orbital angular momentum[J]. *Nanophotonics*, 2022, **11**(4): 689–696.
- [69] Lin R, Yu H C, Zhu X L, et al. The evolution of spectral intensity and orbital angular momentum of twisted Hermite Gaussian Schell model beams in turbulence[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(5): 7152–7164.
- [70] Chen Y H, Ponomarenko S A, Cai Y J. Self-steering partially coherent beams[J]. *Sci Rep*, 2017, **7**(1): 39957.
- [71] Mao H D, Chen Y H, Liang C H, et al. Self-steering partially coherent vector beams[J]. *Opt Express*, 2019, **27**(10): 14353–14368.
- [72] Sun B Y, Huang Z F, Zhu X L, et al. Random source for generating Airy-like spectral density in the far field[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(5): 7182–7196.
- [73] Zhu Y M, Dong Z, Wang F, et al. Compact generation of robust Airy beam pattern with spatial coherence engineering[J]. *Opt Lett*, 2022, **47**(11): 2846–2849.
- [74] Chen Y H, Wang F, Liu L, et al. Generation and propagation of a partially coherent vector beam with special correlation functions[J]. *Phys Rev A*, 2014, **89**(1): 013801.
- [75] Peng X F, Wang H Y, Liu L, et al. Self-reconstruction of twisted Laguerre-Gaussian Schell-model beams partially blocked by an opaque obstacle[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(21): 31510–31523.
- [76] Wang F, Lv H, Chen Y H, et al. Three modal decompositions of Gaussian Schell-model sources: comparative analysis[J]. *Opt Express*, 2021, **29**(19): 29676–29689.
- [77] Martínez-Herrero R, Mejías P M, Gori F. Genuine cross-spectral densities and pseudo-modal expansions[J]. *Opt Lett*, 2009, **34**(9): 1399–1401.
- [78] Martínez-Herrero R, Mejías P M. Elementary-field expansions of genuine cross-spectral density matrices[J]. *Opt Lett*, 2009, **34**(15): 2303–2305.
- [79] Yang S C, Ponomarenko S A, Chen Z Z. Coherent pseudo-mode decomposition of a new partially coherent source class[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(13): 3081–3084.
- [80] Prahla S A, Fischer D G, Duncan D D. Monte Carlo Green's function formalism for the propagation of partially coherent light[J]. *J Opt Soc America A*, 2009, **26**(7): 1533–1543.
- [81] Wang F, Korotkova O. Convolution approach for beam propagation in random media[J]. *Opt Lett*, 2016, **41**(7): 1546–1549.
- [82] Zeng J, Liu X L, Wang F, et al. Partially coherent fractional vortex beam[J]. *Opt Express*, 2018, **26**(21): 26830–26844.
- [83] Zeng J, Liang C H, Wang H Y, et al. Partially coherent radially polarized fractional vortex beam[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(8): 11493–11513.
- [84] Voelz D, Xiao X F, Korotkova O. Numerical modeling of Schell-model beams with arbitrary far-field patterns[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(3): 352–355.
- [85] Hyde IV M W, Basu S, Voelz D G, et al. Experimentally generating any desired partially coherent Schell-model source using phase-only control[J]. *J Appl Phys*, 2015, **118**(9): 093102.
- [86] Hyde IV M W, Bose-Pillai S, Voelz D G, et al. Generation of vector partially coherent optical sources using phase-only spatial light modulators[J]. *Phys Rev Appl*, 2016, **6**(6): 064030.
- [87] Hyde IV M W, Bose-Pillai S R, Wood R A. Synthesis of non-uniformly correlated partially coherent sources using a deformable mirror[J]. *Appl Phys Lett*, 2017, **111**(10): 101106.
- [88] Hyde M W, Xiao X F, Voelz D G. Generating electromagnetic nonuniformly correlated beams[J]. *Opt Lett*, 2019, **44**(23): 5719–5722.
- [89] Hyde IV M W, Bose-Pillai S, Xiao X, et al. A fast and efficient method for producing partially coherent sources[J]. *J Opt*, 2017, **19**(2): 025601.
- [90] Lin S Q, Wang C, Zhu X L, et al. Propagation of radially polarized Hermite non-uniformly correlated beams in a turbulent atmosphere[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(19): 27238–27249.
- [91] Wang F, Cai Y J, He S L. Experimental observation of coincidence fractional Fourier transform with a partially coherent beam[J]. *Opt Express*, 2006, **14**(16): 6999–7004.
- [92] Wang F, Cai Y J. Experimental observation of fractional Fourier transform for a partially coherent optical beam with Gaussian statistics[J]. *J Opt Soc America A*, 2007, **24**(7): 1937–1944.
- [93] Huang Z F, Chen Y H, Wang F, et al. Measuring complex degree of coherence of random light fields with generalized Hanbury Brown–Twiss experiment[J]. *Phys Rev Appl*, 2020, **13**(4): 044042.
- [94] Dong Z, Huang Z F, Chen Y H, et al. Measuring complex correlation matrix of partially coherent vector light via a generalized hanbury brown–twiss experiment[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(14): 20634–20644.
- [95] Wang Z Y, Lu X Y, Huang W R, et al. Measuring the complete complex correlation matrix of a partially coherent vector beam via self-referencing holography[J]. *Appl Phys Lett*, 2021, **119**(11): 111101.
- [96] Lu X Y, Shao Y F, Zhao C L, et al. Noniterative spatially partially coherent diffractive imaging using pinhole array mask[J]. *Adv Photonics*, 2019, **1**(1): 016005.
- [97] Partanen H, Turunen J, Tervo J. Coherence measurement with digital micromirror device[J]. *Opt Lett*, 2014, **39**(4): 1034–1037.
- [98] Mejía Y, González A I. Measuring spatial coherence by using a mask with multiple apertures[J]. *Opt Commun*, 2007, **273**(2): 428–434.
- [99] Divitt S, Lapin Z J, Novotny L. Measuring coherence functions using non-parallel double slits[J]. *Opt Express*, 2014, **22**(7): 8277–8290.
- [100] Brown R H, Twiss R Q. LXXIV. A new type of interferometer for use in radio astronomy[J]. *Philos Mag*, 1954, **45**(366): 663–682.
- [101] Chen Y H, Wang F, Cai Y J. Partially coherent light beam shaping via complex spatial coherence structure engineering[J]. *Adv Phys X*, 2022, **7**(1): 2009742.
- [102] Yu J Y, Huang Y, Wang F, et al. Scintillation properties of a partially coherent vector beam with vortex phase in turbulent atmosphere[J]. *Opt Express*, 2019, **27**(19): 26676–26688.
- [103] Liu Y L, Lin R, Wang F, et al. Propagation properties of

- Laguerre-Gaussian Schell-model beams with a twist phase[J]. *J Quant Spectrosc Radiat Transf*, 2021, **264**: 107556.
- [104] Gu Y L, Gbur G. Scintillation of pseudo-Bessel correlated beams in atmospheric turbulence[J]. *J Opt Soc America A*, 2010, **27**(12): 2621–2629.
- [105] Yuan Y S, Liu X L, Wang F, et al. Scintillation index of a multi-Gaussian Schell-model beam in turbulent atmosphere[J]. *Opt Commun*, 2013, **305**: 57–65.
- [106] Korotkova O, Avramov-Zamurovic S, Nelson C, et al. Scintillation reduction in multi-Gaussian Schell-model beams propagating in atmospheric turbulence[J]. *Proc SPIE*, 2014, **9224**: 92240M.
- [107] Yu J Y, Wang F, Liu L, et al. Propagation properties of Hermite non-uniformly correlated beams in turbulence[J]. *Opt Express*, 2018, **26**(13): 16333–16343.
- [108] Gu Y L, Gbur G. Scintillation of nonuniformly correlated beams in atmospheric turbulence[J]. *Opt Lett*, 2013, **38**(9): 1395–1397.
- [109] Gu Y L, Korotkova O, Gbur G. Scintillation of nonuniformly polarized beams in atmospheric turbulence[J]. *Opt Lett*, 2009, **34**(15): 2261–2263.
- [110] Wang F, Cai Y J, Eyyuboğlu H T, et al. Twist phase-induced reduction in scintillation of a partially coherent beam in turbulent atmosphere[J]. *Opt Lett*, 2012, **37**(2): 184–186.
- [111] Liu X L, Shen Y, Liu L, et al. Experimental demonstration of vortex phase-induced reduction in scintillation of a partially coherent beam[J]. *Opt Lett*, 2013, **38**(24): 5323–5326.
- [112] Tong Z S, Korotkova O. Beyond the classical Rayleigh limit with twisted light[J]. *Opt Lett*, 2012, **37**(13): 2595–2597.
- [113] Liang C H, Wu G F, Wang F, et al. Overcoming the classical Rayleigh diffraction limit by controlling two-point correlations of partially coherent light sources[J]. *Opt Express*, 2017, **25**(23): 28352–28362.
- [114] Liang C H, Monfared Y E, Liu X, et al. Optimizing illumination's complex coherence state for overcoming Rayleigh's resolution limit[J]. *Chin Opt Lett*, 2021, **19**(5): 052601.
- [115] Jin Y, Wang H Y, Liu L, et al. Orientation-selective sub-Rayleigh imaging with spatial coherence lattices[J]. *Opt Express*, 2022, **30**(6): 9548–9561.
- [116] Shen Y C, Sun H, Peng D M, et al. Optical image reconstruction in 4f imaging system: role of spatial coherence structure engineering[J]. *Appl Phys Lett*, 2021, **118**(18): 181102.
- [117] Shao Y F, Lu X Y, Konijnenberg S, et al. Spatial coherence measurement and partially coherent diffractive imaging using self-referencing holography[J]. *Opt Express*, 2018, **26**(4): 4479–4490.
- [118] Lu X Y, Wang Z Y, Zhang S X, et al. Microscopic phase reconstruction of cervical exfoliated cell under partially coherent illumination[J]. *J Biophotonics*, 2021, **14**(1): e202000401.
- [119] Redding B, Choma M A, Cao H. Speckle-free laser imaging using random laser illumination[J]. *Nat Photonics*, 2012, **6**(6): 355–359.
- [120] Zhu X L, Yao H N, Yu J Y, et al. Inverse design of a spatial filter in edge enhanced imaging[J]. *Opt Lett*, 2020, **45**(9): 2542–2545.
- [121] Batarseh M, Sukhov S, Shen Z, et al. Passive sensing around the corner using spatial coherence[J]. *Nat Commun*, 2018, **9**(1): 3629.
- [122] Refregier P, Javidi B. Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding[J]. *Opt Lett*, 1995, **20**(7): 767–769.
- [123] Unnikrishnan G, Joseph J, Singh K. Optical encryption by double-random phase encoding in the fractional Fourier domain[J]. *Opt Lett*, 2000, **25**(12): 887–889.
- [124] Wu J J, Xie Z W, Liu Z J, et al. Multiple-image encryption based on computational ghost imaging[J]. *Opt Commun*, 2016, **359**: 38–43.
- [125] Li X P, Lan T H, Tien C H, et al. Three-dimensional orientation-unlimited polarization encryption by a single optically configured vectorial beam[J]. *Nat Commun*, 2012, **3**(1): 998.
- [126] Fang X Y, Ren H R, Gu M. Orbital angular momentum holography for high-security encryption[J]. *Nat Photonics*, 2020, **14**(2): 102–108.
- [127] Chen Y H, Ponomarenko S A, Cai Y J. Experimental generation of optical coherence lattices[J]. *Appl Phys Lett*, 2016, **109**(6): 061107.
- [128] Peng D M, Huang Z F, Liu Y L, et al. Optical coherence encryption with structured random light[J]. *Photonix*, 2021, **2**(1): 6.
- [129] Lin W, Wen Y H, Chen Y J, et al. Resilient free-space image transmission with helical beams[J]. *Phys Rev Appl*, 2019, **12**(4): 044058.
- [130] Fienup J R. Phase retrieval algorithms: a comparison[J]. *Appl Opt*, 1982, **21**(15): 2758–2769.
- [131] Fienup J R. Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform[J]. *Opt Lett*, 1978, **3**(1): 27–29.
- [132] Liu Y L, Chen Y H, Wang F, et al. Robust far-field imaging by spatial coherence engineering[J]. *Opto-Electron Adv*, 2021, **4**(12): 210027.
- [133] Liu Y L, Zhang X, Dong Z, et al. Robust far-field optical image transmission with structured random light beams[J]. *Phys Rev Appl*, 2022, **17**(2): 024043.
- [134] Youngworth K S, Brown T G. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams[J]. *Opt Express*, 2000, **7**(2): 77–87.
- [135] Zhao Y Q, Zhan Q W, Zhang Y L, et al. Creation of a three-dimensional optical chain for controllable particle delivery[J]. *Opt Lett*, 2005, **30**(8): 848–850.
- [136] Wang H F, Shi L P, Lukyanchuk B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics[J]. *Nat Photonics*, 2008, **2**(8): 501–505.
- [137] Chen W B, Zhan Q W. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams[J]. *Opt Commun*, 2006, **265**(2): 411–417.
- [138] Zhan Q W, Leger J R. Focus shaping using cylindrical vector beams[J]. *Opt Express*, 2002, **10**(7): 324–331.
- [139] Kozawa Y, Sato S. Optical trapping of micrometer-sized dielectric particles by cylindrical vector beams[J]. *Opt Express*, 2010, **18**(10): 10828–10833.
- [140] Li M M, Yan S H, Liang Y S, et al. Transverse spinning of particles in highly focused vector vortex beams[J]. *Phys Rev A*, 2017, **95**(5): 053802.
- [141] Xue Y X, Wang Y S, Zhou S C, et al. Focus shaping and optical manipulation using highly focused second-order full Poincaré beam[J]. *J Opt Soc America A*, 2018, **35**(6): 953–958.
- [142] Zhang L, Qiu X D, Zeng L W, et al. Multiple trapping using a focused hybrid vector beam[J]. *Chin Phys B*, 2019, **28**(9): 094202.
- [143] Novotny L, Beversluis M R, Youngworth K S, et al. Longitudinal field modes probed by single molecules[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**(23): 5251–5254.
- [144] Segawa S, Kozawa Y, Sato S. Resolution enhancement of

- confocal microscopy by subtraction method with vector beams[J]. *Opt Lett*, 2014, **39**(11): 3118–3121.
- [145] Dubey A K, Yadava V. Laser beam machining—a review[J]. *Int J Mach Tools Manuf*, 2008, **48**(6): 609–628.
- [146] Tsididis G D, Skoulas E, Stratakis E. Ripple formation on nickel irradiated with radially polarized femtosecond beams[J]. *Opt Lett*, 2015, **40**(22): 5172–5175.
- [147] Zhu Z Y, Janasik M, Fyffe A, et al. Compensation-free high-dimensional free-space optical communication using turbulence-resilient vector beams[J]. *Nat Commun*, 2021, **12**(1): 1666.
- [148] Zhu S J, Wang J, Liu X L, et al. Generation of arbitrary radially polarized array beams by manipulating correlation structure[J]. *Appl Phys Lett*, 2016, **109**(16): 161904.
- [149] Tong R H, Dong Z, Chen Y H, et al. Fast calculation of tightly focused random electromagnetic beams: controlling the focal field by spatial coherence[J]. *Opt Express*, 2020, **28**(7): 9713–9727.

作者简介



刘永雷, 男, 山东曹县人, 山东师范大学光学博士生, 研究方向为光场调控、光学成像及加密应用等。以第一作者在 *Opto-Electronic Advances*、*Physical Review Applied*、*Optics Letters* 等期刊发表 SCI 论文 6 篇, 以第一发明人授权发明专利 3 项, 参与国家自然科学基金重大项目、国家自然科学基金面上项目等课题。
E-mail: yongleiliu2019@163.com



【通信作者】蔡阳健, 男, 1977 年出生, 博士, 国家杰出青年科学基金获得者、美国光学学会会士、全国百篇优秀博士学位论文获得者、德国洪堡基金获得者、山东师范大学物理与电子科学学院院长。长期从事光场调控及应用研究, 在光场相干性调控方面取得了系统性成果, 在权威刊物发表 SCI 收录论文 400 多篇, 发表邀请综述论文 20 篇, 英文专著章节 2 章, 论文被引 14000 多次, 获发明专利授权 45 项。入选“2010 年江苏省十大青年科技之星”, 2014–2021 连续 8 年入选 Elsevier 发布的“中国高被引用学者榜单”, 入选 2020 年美国斯坦福大学发布的全球前 2% 顶尖科学家榜单, 2021 年获“第十届山东省优秀科技工作者”称号, 2022 年获山东省第九届省级教学成果奖二等奖。主持国家自然科学基金重大项目课题、国家自然科学基金重大项目子课题等。担任 *Integrated Optics and Lightwave: An International Journal (OPTLI)* 主编、*Journal of the European Optical Society-Rapid Publications* 副主编、*Frontiers in Physics* 副主编、*Journal of Optical Society of America A* 专题编辑、*PhotoniX* 专题编辑、*Photonics* 专题编辑、*Progress in Optics* 编委、*Advanced Photonics Nexus* 编委、《中国激光》编委、山东光学工程学会副理事长、山东物理学会常务理事、全国光学青年学术论坛主席团成员、中国激光杂志社青年编辑委员会副主任。



【通信作者】陈亚红, 男, 1991 年出生, 2018 年获苏州大学光学博士学位, 2020 年获芬兰东芬兰大学物理学博士学位, 目前为苏州大学副教授。主要从事物理光学基础研究, 研究方向为相干与偏振光学、光场调控原理与技术、微纳光学、光学成像应用等。在 *Physical Review A/Applied*、*Nanophotonics*、*PhotoniX*、*Optics Letters*、*Optics Express*、*Applied Physics Letters* 等学术期刊上发表论文 80 余篇, 受邀在 *Advances in Physics: X*、*Progress in Optics*、《科学通报》、《物理学进展》、《光学学报》等期刊上发表综述论文 7 篇, 所发表论文被引 1900 多次, 获中国/美国发明专利授权 12 项。主持国家自然科学基金项目、中国博士后基金项目、江苏省高校自然科学研究项目, 参与国家自然科学基金重大项目、面上项目等。

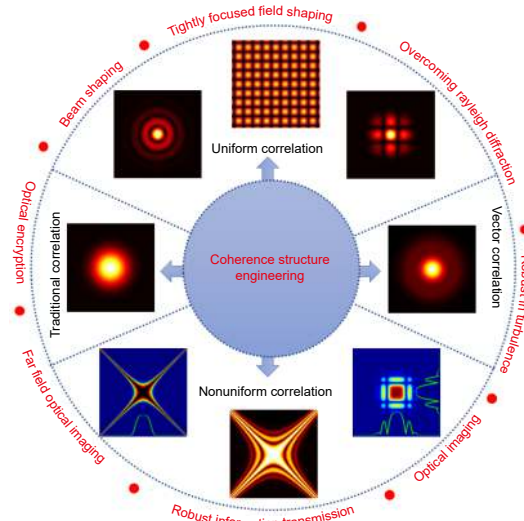
团队介绍

山东师范大学光场调控及应用中心 (<http://www.gctk.sdn.edu.cn/>) 成立于 2018 年 5 月, 同年入选山东省光场调控工程技术研究中心, 中心主任为国家杰出青年科学基金获得者、美国光学学会会士蔡阳健教授。中心紧密结合国家重大需求及山东省新旧动能转重大工程优先发展领域, 主要开展新型光场时空调控及其在复杂环境光通讯、精密光学加工、激光雷达探测、光学成像等新一代信息技术中的应用研究。2018 年至今, 该中心获得国家自然科学基金重大项目课题、国家重点研发计划项目课题、国家自然科学基金面上项目和青年基金等国家级项目 50 余项, 在 *Physical Review Letters*、*Laser & Photonics Reviews*、*Photonix*、*Nano Letters*、*Opto-Electronic Advances*、*ACS Photonics*、*Physical Review* 系列等国际权威期刊发表 SCI 论文 200 多篇。



Research advances of partially coherent beams with novel coherence structures: engineering and applications

Liu Yonglei¹, Dong Zhen², Chen Yahong^{2*}, Cai Yangjian^{1,2*}



Schematic diagram of light field coherence structure engineering and applications

Overview: Optical coherence, as a fundamental resource in all areas of optical physics, plays a vital role in understanding interference, propagation, scattering, imaging, light-matter interactions, and other fundamental characteristics from classical to quantum optical wave fields. The theory of optical coherence is the most powerful tool to describe the statistical characters of random light beams (also named partially coherent beams). In the space-frequency domain, the spatial coherence property of a partially coherent light beam is characterized by a two-point spectral degree of coherence that is a normalized version of the cross-spectral density function. Nowadays, the degree of coherence has been viewed as a novel degree of freedom for the structured partially coherent light beams, which is akin to the deterministic properties, such as the amplitude, phase, and polarization of a fully coherent structured light beam. Due to the fundamental difference between the two-point degree of coherence of partially coherent light and the one-point deterministic features of fully coherent light, the partially coherent beams with customized spatial coherence have shown many unique properties and been found to be more advantageous in particular applications. By simply adjusting the spatial coherence width of the degree of coherence for a partially coherent beam can help reduce the turbulence-induced signal distortion in free-space optical communications and resist the speckle noise in optical imaging. Only recently, it has been found that not only the spatial coherence width but also the spatial coherence distribution of the degree of coherence can be customized, which has enabled a host of novel physical effects, including beam's self-shaping, self-reconstruction, and self-focusing, and has aroused many important potential applications. In this paper, we review the fundamental theory and efficient experimental protocols for tailoring the spatial coherence structure of the degree of coherence for the partially coherent light beams. The differences and the advantages between the two strategies for producing the partially coherent beams with nonconventional spatial coherence structures are discussed. Meanwhile, we mainly focus on the applications of the spatial coherence structure engineering in coherence-based optical encryption, robust optical imaging, sub-Rayleigh imaging, robust far-field information transfer, and high-quality beam shaping. It is found that the spatial coherence structure engineering provides an efficient degree of freedom for the manipulation of structured light and paves the way for resisting the side effects induced by random fluctuations of complex media. We prospect that the spatial coherence engineering protocols can be extended to the temporal domain or even to the spatiotemporal domain and will find broader applications for light manipulations and light-matter interactions.

Liu Y L, Dong Z, Chen Y H, et al. Research advances of partially coherent beams with novel coherence structures: engineering and applications[J]. *Opto-Electron Eng*, 2022, 49(11): 220178; DOI: [10.12086/oe.2022.220178](https://doi.org/10.12086/oe.2022.220178)

Foundation item: National Key Research and Development Project of China (2019YFA0705000), National Natural Science Foundation of China (NSFC) (12192254, 11974218, 11874046, and 11904247), Local Science and Technology Development Project of the Central Government (YDZX20203700001766), and Innovation Group of Jinan (2018GXRC010)

¹School of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China; ²School of Physical Science and Technology, Soochow University, Suzhou, Jiangsu 215006, China

* E-mail: yahongchen@suda.edu.cn; yangjiancai@sdu.edu.cn