

非均匀部分相干光束在自由空间中的传输

张磊 陈子阳 崔省伟 刘绩林 蒲继雄

Propagation of non-uniform partially coherent beams in free space

Zhang Lei Chen Zi-Yang Cui Sheng-Wei Liu Ji-Lin Pu Ji-Xiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 034205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.034205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I3>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

离轴高斯涡旋光束的深聚焦特性

Tight focusing properties of off-center Gaussian vortex beams

物理学报.2014, 63(21): 214202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.214202>

高阶邦加球上柱矢量光束的变换

Conversion of cylindrical vector beams on the higher-order Poincaré sphere

物理学报.2014, 63(15): 154203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154203>

梯度负折射率介质中高斯光束传输特性的研究

Propagation properties of Gaussian beam in gradient negative index of refraction material

物理学报.2014, 63(10): 104205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104205>

基于 Metasurface 的柱矢量光束的产生

Generation of cylindrical vector beams based on metasurface

物理学报.2014, 63(9): 094203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094203>

涡旋光束在反射中的正交偏振特性研究

Cross polarization effects of vortex beam in reflection

物理学报.2013, 62(17): 174202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.174202>

非均匀部分相干光束在自由空间中的传输*

张磊 陈子阳[†] 崔省伟 刘绩林 蒲继雄[‡]

(华侨大学信息科学与工程学院, 厦门 361021)

(2014年5月22日收到; 2014年7月31日收到修改稿)

本文介绍了非均匀部分相干光束的概念, 并用数值模拟的方法详细研究了其在自由空间传输后的变化. 研究表明, 经过自由空间传输后非均匀部分相干光束会发生不同于传统相干模型光束的显著变化. 这种变化和光束传输距离、光源空间相干度分布、光源光强分布密切相关. 经过传输后, 源平面自相干附近点的空间相干度发生突变, 在短距离传输过程中源平面高相干区域的空间相干度会降低, 接收面各点的空间相干曲线不再相同, 随着传输距离增加, 非均匀空间相干度会逐渐趋于均匀.

关键词: 光束传输, 非均匀相干, 空间相干, 部分相干光

PACS: 42.25.-p, 42.25.Kb, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.64.034205

1 引言

相干性理论是处理光场统计性质的理论. 它是光束重要的性质之一, 其分为时间相干和空间相干两个不同概念, 空间相干性影响光束的传输和光强分布, 调整光源空间相干度可以获得需要的光斑, 因此有很多文章研究光源空间相干性. 但是, 目前对其的研究大多限于高斯谢尔模型^[1-3]. 2011年, Lajunen等首先提出了非均匀相干模型 modified Gaussian-shell model^[4], Wang等^[5]提出了另一种非均匀部分相干模型的产生. 非均匀部分相干模型与经典高斯谢尔模型的区别是其空间相干度大小的分布与该点所在位置有关, 这些模型的提出在空间相干领域引入了一种新的概念. 这种模型的光束有一些独特的特点, 比如, 其在传输过程中具有自聚焦效应, 光强最大点可能会发生偏移^[6,7], 当其在湍流中传输时具有比一般部分相干光束更小的光斑和闪烁指数^[8], 使用BCP矩阵研究非均匀相干矢量光束的产生和传输也获得了一些有意义的结论^[9]. 目前, 对于该类光束的研究主要还局限于光源的特点, 对传输特性的研究多限于光强分

布, 其传输后的空间相干度变化等重要特性还没有研究.

本文基于广义惠更斯-菲涅耳原理首次研究了一类非均匀部分相干光束空间相干度随光束传输的变化, 分别讨论了光束传输距离、源平面空间相干度分布、光源光强分布对传输后空间相干度分布的影响. 我们首次发现在短距离传输过程中源平面高相干区域的空间相干度可能会降低, 同时研究表明: 该类光束传输后接收面各点的空间相干曲线随位置分布不同; 源平面自相干附近点的空间相干度随着光束传输发生突变.

2 理论分析

空间相干度的定义表示为^[10]

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \langle \exp[i(\phi_{\mathbf{r}_2} - \phi_{\mathbf{r}_1})] \rangle, \quad (1)$$

其中, ϕ 代表某点的相位, $\langle \rangle$ 表示一段时间的系综平均.

(1)式表明, 当 $\phi_{\mathbf{r}_2} - \phi_{\mathbf{r}_1}$ 等于常数, 此时相位未经调制, 则系综平均下 $\mu = 1$, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ 两点完全相干. 在光场光强测量周期内, 当 $\phi_{\mathbf{r}_2} - \phi_{\mathbf{r}_1}$ 完全随

* 国家自然科学基金(批准号: 61178015)和福建省自然科学基金(批准号: 2012J05120, 2014J05007)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: ziyang@hqu.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: jixiong@hqu.edu.cn

机, 此时 $\langle \exp[i(\phi_{r_2} - \phi_{r_1})] \rangle$ 实部为 0, r_1, r_2 两点完全非相干. 当 $\phi_{r_2} - \phi_{r_1}$ 调节程度介于两者之间, 光束即为空间部分相干.

相位型空间光调制器 (PSLM) 可以改变通过其液晶面光束的相位 [11], 将动态图片加载到空间光调制器可以使得光束相位动态变化. 通过 rand 随机函数实现相位的随机动态变化, 在 rand 函数中加入调制函数 $f(\mathbf{r})$ 来调节随机度大小. 通过这种方法, 我们在前期工作中产生了高斯型分布的非均匀部分相干源平面 [12], 表示为

$$\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{\mathbf{r}_1^2}{\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{\mathbf{r}_2^2}{\sigma_0^2}\right) \right], & \mathbf{r}_1 \neq \mathbf{r}_2, \\ 1, & \mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2, \end{cases} \quad (2)$$

其中, σ_0 是高斯型随机相位调制的调制半宽.

为了简化计算量和方便说明, 本文考虑一维情况, (2) 式化为一维时表示为

$$\mu(x_{01}, x_{02}, 0) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[\exp\left(-\frac{x_{01}^2}{\sigma_0^2}\right) + \exp\left(-\frac{x_{02}^2}{\sigma_0^2}\right) \right], & x_{01} \neq x_{02}, \\ 1, & x_{01} = x_{02}. \end{cases} \quad (3)$$

式 (3) 表明空间相干度与 x_{01} 和 x_{02} 点的位置以及随机相位调制宽度 σ_0 密切相关. 从 (3) 式可以看出 x_{01} 和 x_{02} 两点与原点距离越短的区域空间相干度越高, 因此形成了空间相干不均匀的源平面. 这导致光束在不同位置的相干度、相干面积不同. 非均匀部分相干光束不同于高斯谢尔模型光束, 高斯谢尔模型相干度分布只与两点距离有关, 其相干度用连续函数描述 [13]. 对于 (3) 式表示的非均匀空间相干, 不同位置点的空间相干度与两点所在位置相关, 因此, 低相干区域任何距离不为 0 的两点相干度可能远低于 1, 低相干区域各点同时具有自相干, 这导致非均匀空间相干度的值域不连续.

回顾范西特-泽尼克定律描述的完全非相干光 [14], 其定义为

$$\mu(x_{01}, x_{02}, 0) = \begin{cases} 0, & x_{01} \neq x_{02}, \\ 1, & x_{01} = x_{02}. \end{cases} \quad (4)$$

(4) 式表示的完全非相干是非均匀部分相干 (3) 式当 σ_0 趋于 0 时的特例. 因此, 该类型的非均匀

部分相干光可以认为是范西特-泽尼克定律描述的完全非相干光束的推广. 下面基于惠更斯-菲涅耳理论研究空间相干度随光束传输的变化.

在菲涅耳近似下, 自由空间中广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式表示为 [15]

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iint W(\mathbf{r}_{01}, \mathbf{r}_{02}, 0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_{01})^2 + \frac{ik}{2z}(\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_{02})^2\right] d\mathbf{r}_{01} d\mathbf{r}_{02}, \quad (5)$$

其中, 波矢 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $W(\mathbf{r}_{01}, \mathbf{r}_{02}, 0)$ 是源平面交叉谱密度函数.

在一维情况下 (5) 式简化为

$$W(x_1, x_2, z) = \frac{k}{2\pi z} \iint W(x_{01}, x_{02}, 0) \times \exp\left[-\frac{ik}{2z}(x_1 - x_{01})^2 + \frac{ik}{2z}(x_2 - x_{02})^2\right] dx_{01} dx_{02}, \quad (6)$$

其中, 源平面交叉谱密度函数表示为

$$W(x_{01}, x_{02}, 0) = \sqrt{I(x_{01}, 0)I(x_{02}, 0)}\mu(x_{01}, x_{02}). \quad (7)$$

由 (3) 式可知, 源平面的空间相干度分布是分段函数, 因此接收面的交叉谱密度函数需要分别表示为两个衍射积分公式. 对于光源自相干点, 其交叉谱密度为

$$W(x_0, x_0, 0) = I(x_0)\delta(x_{01} - x_{02}), \quad (8)$$

δ 为狄拉克函数, 将 (8) 式代入 (6) 式, 化简后表示为

$$W_1(x_1, x_2, z) = \frac{k}{2\pi z} \exp\left[-\frac{ik}{2z}(x_1^2 - x_2^2)\right] \times \int I(x_0) \exp\left[\frac{ik}{2z}(2x_1x_0 - 2x_2x_0)\right] dx_0. \quad (9)$$

非均匀相干源平面不同位置点之间的交叉谱密度传输化简后表示为

$$W_2(x_1, x_2, z) = \frac{k}{2\pi z} \exp\left[-\frac{ik}{2z}(x_1^2 - x_2^2)\right]$$

$$\times \iint w(x_{01}, x_{02}, 0) \exp \left[\frac{ik}{2z} (2x_1 x_{01} - 2x_2 x_{02} + x_{02}^2 - x_{01}^2) \right] dx_{01} dx_{02}, \quad (10)$$

其中, $x_{01} \neq x_{02}$.

交叉谱密度函数同光强量纲一样, 它是一个标量函数, 因此接收面的交叉谱密度函数是源平面各点交叉谱密度函数经过自由空间衍射传输后的算术相加, 接收面的交叉谱密度函数表示为自相干点谱密度和不同位置点谱密度传输后的和

$$W(x_1, x_2, z) = W_1(x_1, x_2, z) + W_2(x_1, x_2, z). \quad (11)$$

根据空间相干度的定义, 在一维情况下其表达式为^[10]

$$\mu(x_1, x_2, z) = \frac{W(x_1, x_2, z)}{\sqrt{W_1(x_1, x_1, z) \cdot W_2(x_2, x_2, z)}}, \quad (12)$$

其中, $W_1(x_1, x_1, z)$, $W_2(x_2, x_2, z)$ 分别为 x_1 , x_2 点的光强.

3 结果与讨论

图 1 是光束传输不同距离后的空间相干度分布. x_1, x_2 代表 x 轴上任意位置两点. 图 1 (a) 是源平面相干度分布, 红色 45° 斜线的坐标为 $x_1 = x_2$, 因此属于自相干. 图 1 (a) 突变的色阶表明自相干与不同位置点之间的空间相干形成突变.

图 1 (b) 是光束传输 0.5 m 后的空间相干度分布. 图 1 (b) 表明光束经过传输后, 源平面低相干区域发生明显变化, $x_1 = x_2$ 斜线附近点的空间相干度显著增加, 自相干与不同位置两点的空间相干突变消失, 空间相干度分布由不连续函数变成连续函数. 将相干度定义改写为一维形式表示为

$$\mu(x_1, x_2) = \langle \exp[i(\phi_{x_2} - \phi_{x_1})] \rangle. \quad (13)$$

当光束经过传输后, 接收面每一点复振幅来自整个源平面的贡献, 因此不管源平面空间相干度如何分布, 当接收面两点距离很近 (图示为 $x_1 = x_2$ 斜线附近的点), 则两点相位波动很接近, 由 (13) 式和 (3) 式可知, 对于源平面低相干度区域, 空间相干度会迅速增加. 这说明即使对非均匀部分相干源平面, 经过传输后空间相干度分布与两点距离仍然有关系. 这表明 (3) 式描述的非均匀部分相干模型以及范西特-泽尼克定理描述的完全非相干模型这类空间相干度不连续的模型只存在于源平面上, 不可能出现在传输后的光束中.

图 1 (b)–(f) 随着光束传输距离增加, 空间相干度呈上升趋势^[16], 这符合空间相干度随光束传输距离变化的预期. 但非均匀部分相干与目前任何经典相干模型均不同: 非均匀部分相干光束相干度变化趋势不是从源平面开始, 源平面高相干区域的相干度在光束传输较短距离后可能低于其在源平面的相干度.

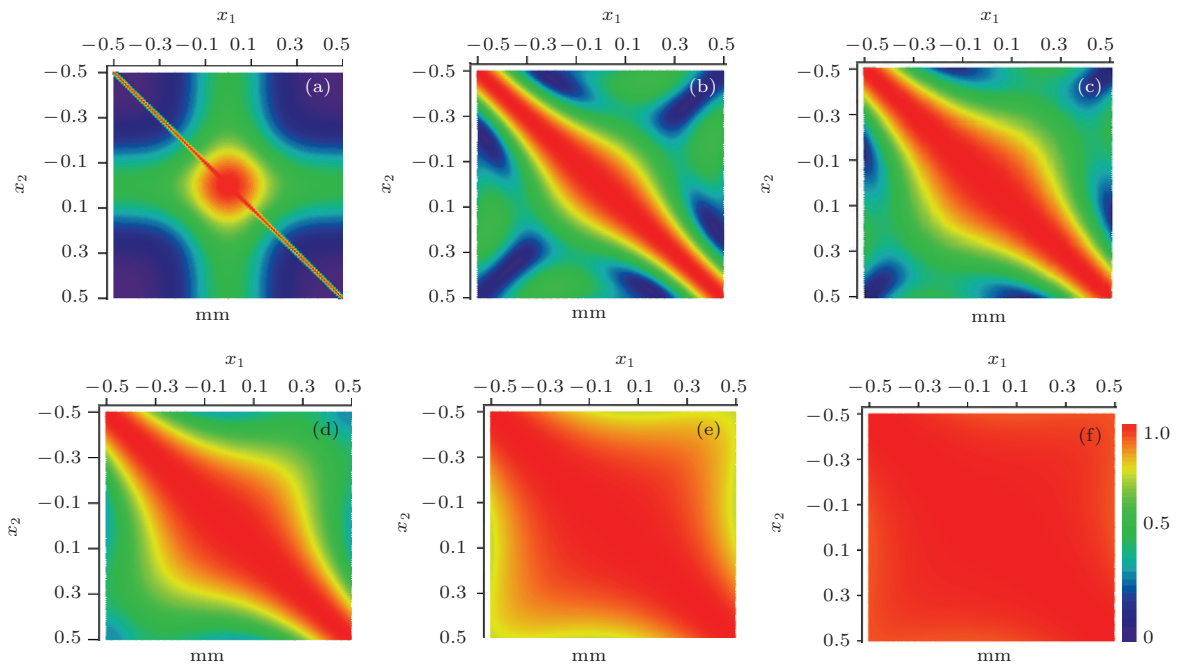


图 1 (网刊彩色) 非均匀相干高斯源面传输不同距离后空间相干度分布 ($\lambda = 632 \text{ nm}$, 高斯调制半宽 $\sigma_0 = 0.2 \text{ mm}$, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3 \text{ mm}$, x_1, x_2 代表 x 轴上任意位置两点) (a), (b), (c), (d), (e), (f) 分别传输 0 m, 0.5 m, 0.75 m, 1 m, 2 m, 4 m

图2是 $x = 0$ mm点在光束传输不同距离时的空间相干曲线, 图2(a)的动态相位调制宽度 $\sigma_0 = 0.1$ mm, 光束传输0.1m时, 相干曲线低于源平面相干曲线, 传输到0.15 m时, 空间相干度尽管有所增加, 但仍然低于源平面, 光束传输到0.2 m时, 空间相干度大于源平面空间相干度; 图2(b)的相位动态调制宽度增加到 $\sigma_0 = 0.2$ mm, 图2(b)与图2(a)有类似的规律, 但是其传输到0.2m时仍然低于源平面. 这表明该现象与(3)式中 $\mu(x_1, x_2, 0)$

的分布特征有关. 表1选取了两个点给出了光束传输不同距离后空间相干度的具体数值.

表1 非均匀相干高斯源面传输不同距离, 位置为 $x_1 = 0.01$ mm, $x_2 = 0.05$ mm两点的空间相干度, Z 为光束传输距离, μ 是空间相干度. 其中, $\lambda = 632$ nm, 高斯调制半宽 $\sigma_0 = 0.1$ mm, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3$ mm

Z/m	0	0.05	0.1	0.2	0.3
μ	0.884	0.29	0.786	0.946	0.977

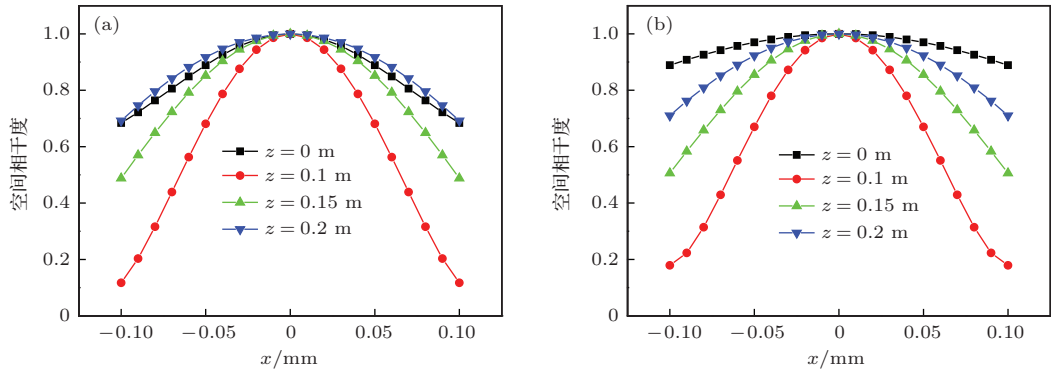


图2 (网刊彩色) 不同相位调制度下非均匀相干高斯源面传输不同距离, 位置为 $x = 0$ mm点的空间相干分布曲线, Z 为光束传输距离. 其中, $\lambda = 632$ nm, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3$ mm, 高斯调制半宽(a) $\sigma_0 = 0.1$ mm, (b) $\sigma_0 = 0.2$ mm

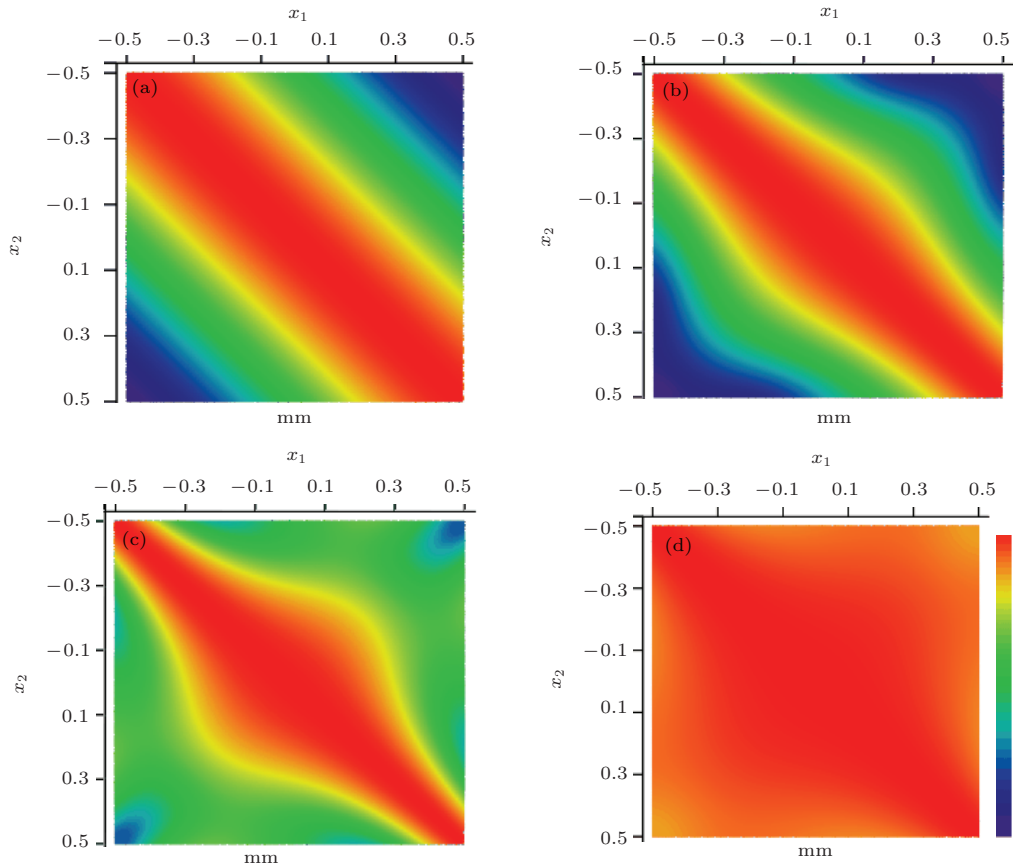


图3 (网刊彩色) 不同相位调制度高斯源面传输0.75m的空间相干度分布. 其中, $\lambda = 632$ nm, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3$ mm. 高斯调制半宽为(a) $\sigma_0 = 0$ mm, (b) $\sigma_0 = 0.05$ mm, (c) $\sigma_0 = 0.3$ mm, (d) $\sigma_0 = 0.8$ mm. x_1, x_2 代表 x 轴上任意位置两点

接收面光束相位的波动来自于整个源平面各点相位波动的传输, 而相干度是相位波动的量度, 因此可以建立由相干度表示的传输函数

$$\mu(x_1, x_2, z) = \iint \mu(x_{01}, x_{02}, 0)H(x_1)H^*(x_2)dx_{01}dx_{02}, \quad (14)$$

其中, H 是传输因子, 由 (14) 式可知接收面任何两点的相干度是整个源平面各点相干度衍射传输后的结果. 当源平面空间相干度分布非均匀, 源平面高相干区域在接收面的相干度是整个源平面各点相位波动传输到该区域系综平均后的结果. 因此源平面高相干区域有可能被源平面低相干度区域的空间相干度拉低, 这是非均匀空间相干不同于其他相干模型的特点.

图 3 是 Gaussian 光束在不同相位调制度下传输 0.75 m

后的空间相干度分布, 图 4 是 Gaussian 光束在不同相位调制度下传输 0.75 m 后, $x = 0.1$ mm, $x = 0.2$ mm, $x = 0.5$ mm 点在 x 为 -0.5 mm 至 1.5 mm 范围内的空间相干曲线. 图 3(a) 图 4(a) 调制宽度 $\sigma_0 = 0$ mm 代表光源为非相干光束这种经典源平面. 图 3(a) 各色阶与自相干斜线平行, 图 4(a) 相干曲线沿自相干点 $x = 0.1$ mm, $x = 0.2$ mm, $x = 0.5$ mm 对称分布且三个不同位置点的相干曲线重合, 表明非相干源平面传输后光束截面各点的空间相干度大小仅与两点距离有关, 与方向无关, 同时, 整个接收面各点的空间相干度相同 [16,17]. 当光束源平面相位被动态调制, 接收面空间相干度分布会出现新的特征, 由 (11) 式 $W(x_1, x_2, z) = W_1(x_1, x_2, z) + W_2(x_1, x_2, z)$ 可知,

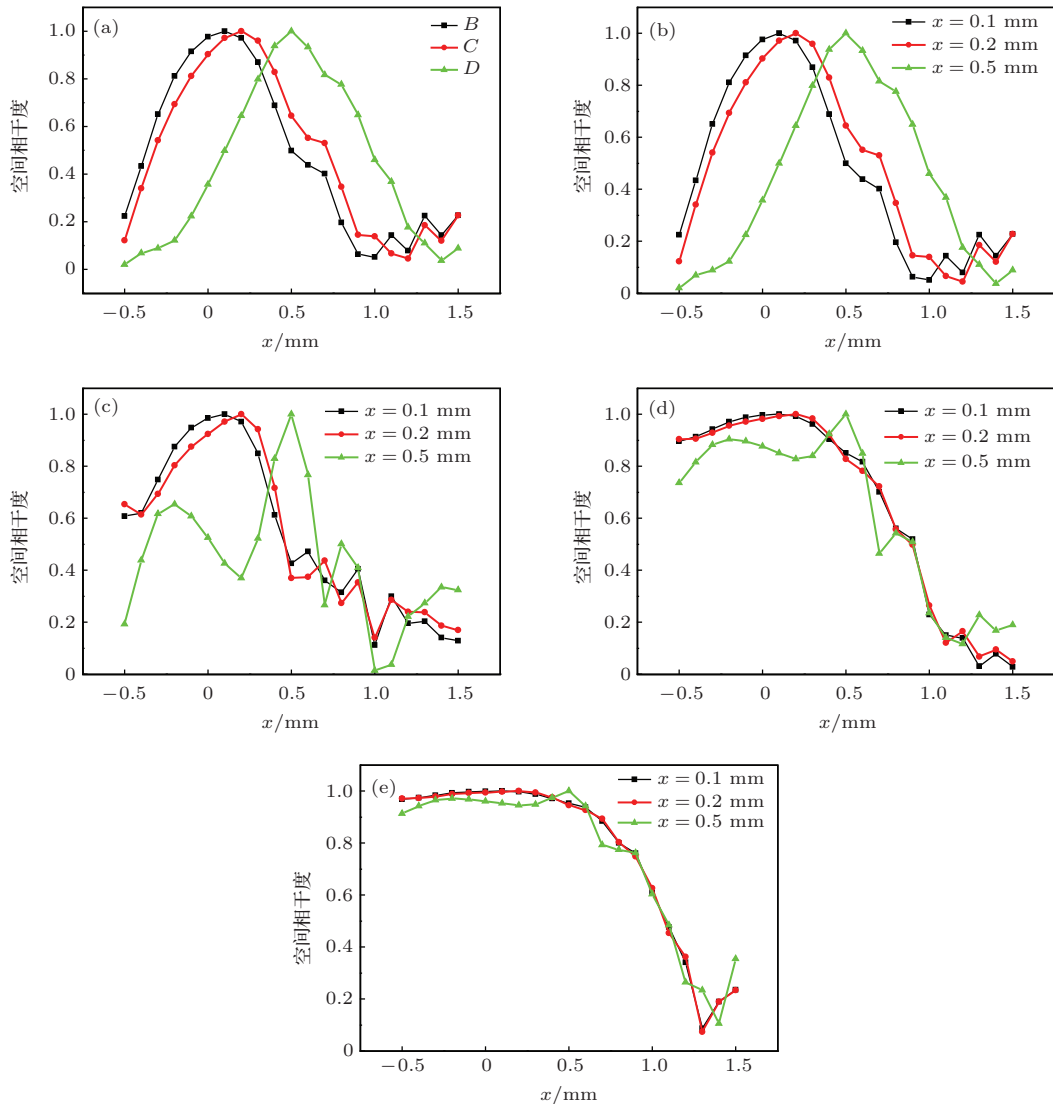


图 4 (网刊彩色) 不同相位调制度下 Gaussian 源面传输 0.75 m, $x = 0.1$ mm, $x = 0.2$ mm, $x = 0.5$ mm 点的相干度分布曲线. 其中, $\lambda = 632$ nm, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3$ mm, 高斯调制半宽 (a) $\sigma_0 = 0$ mm, (b) $\sigma_0 = 0.05$ mm, (c) $\sigma_0 = 0.3$ mm, (d) $\sigma_0 = 0.8$ mm, (e) $\sigma_0 = 5$ mm

接收面交叉谱密度函数由两项衍射积分组成, (11) 式中实际由 σ_0 决定, σ_0 是高斯型动态相位调制半宽. 与光源尺度相比, σ_0 越小, 则源平面不同位置点之间的相干度越低, 因此其交叉谱密度传输项 $W_2(x_1, x_2, z)$ 越小, $W(x_1, x_2, z)$ 越接近于完全非相干光源传输后的交叉谱密度函数, 当 σ_0 足够小, $W_2(x_1, x_2, z)$ 可以忽略, 这就是范西特-泽尼克定律描述的完全非相干光源的传输^[18]; 当 σ_0 足够大, 源平面不同位置点之间的相干度趋近 1, 当 σ_0 足够大, $W_1(x_1, x_2, z)$ 和 $W_2(x_1, x_2, z)$ 共同组成完全相干光束的传输. 而 σ_0 介于两者之间时, 传输后的交叉谱密度由两项衍射积分 $W_1(x_1, x_2, z)$ 和 $W_2(x_1, x_2, z)$ 共同决定.

将 (11) 式代入空间相干度定义 (12) 式可以解释源平面相位动态调制下, 接收面的空间相干度分布. 图 4 (b) 的相位动态调制宽度为 $\sigma_0 = 0.05$ mm, σ_0 较小. 对比图 4 (a), 空间相干曲线沿自相干点 $x = 0.1$ mm, $x = 0.2$ mm, $x = 0.5$ mm 非对称分布, 这表明空间相干度不但与两点距离有关, 而且与点的方向有关, 说明非均匀部分相干度分布是位置的矢量函数. 各点相干度曲线不重合, 表明接收面各点空间相干度大小有差异, 差异的大小与距离大小有关, 0.1 mm 点与 0.2 mm 点相干曲线的差异比 0.5 mm 点相干曲线的差异小. 图 3 (c) 图 4 (c)

调制宽度增加到 $\sigma_0 = 0.3$ mm. 各点空间相干曲线差异进一步增大, 非对称分布的特点更加显著. 当图 3 (d) 图 4 (d) 的调制宽度继续增大到 0.8 mm, 此时图 4 (d) 相干曲线差异与图 4 (c) 相比减小, 由 (11) 式可知这是因为源平面相干度开始趋向于完全相干光束, 此时接收面各点空间相干曲线分布也逐渐趋于相同.

图 5 是不同光强分布的源平面传输 1 m 后的空间相干度分布, 图 5 (a) 是均匀光强的源平面, 图 5 (b) 是复振幅表示为 $u = 1 - (\exp(-x^2/w_0^2))$ 的反高斯光强源平面, 图 5 (c) 是复振幅表示为 $u = \exp(-x^2/w_0^2)$ 的高斯光强源平面, 图 5 (a)(b)(c) 表明不同光强分布的源平面传输相同距离后空间相干度分布不同, 图 5 (c) 高斯光强源平面传输后的相干度明显高于图 5 (b) 反高斯光强源平面传输后的相干度分布, 图 5 (a) 均匀光强源平面传输后相干度整体分布也强于图 5 (b) 的相干度, 对比后发现: 传输相同距离, 源平面光强越强, 该区域空间相干度对接收面空间相干度影响更大由广义衍射传输积分 (6) 式和空间相干度定义 (12) 式可以推知这个结论. 也可以认为源平面光强越强, 则这个状态的光子数越多, 因此接收面更倾向于表现多数光子传输后的相干状态.

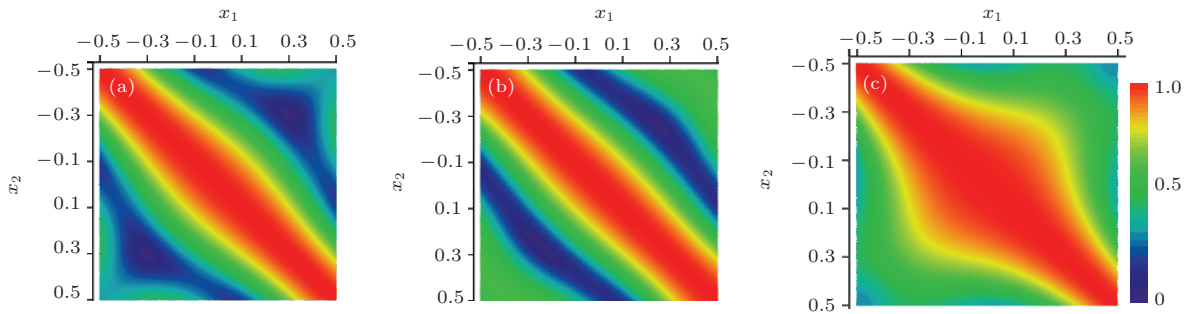


图 5 (网刊彩色) 不同光强分布的源平面传输 1 m 后空间相干度分布 ($\lambda = 632$ nm, 高斯调制半宽 $\sigma_0 = 0.2$ mm) (a) 为均匀光强; (b) 反高斯光强, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3$ mm; (c) 为高斯分布光强, 源平面束腰半宽 $\omega_0 = 0.3$ mm

4 结 论

本文首次研究了非均匀空间相干度的传播, 将非均匀部分相干光束交叉谱密度的传播分解为由动态相位调制宽度决定的两个衍射传输公式. 调制宽度越宽, 完全相干状态传输公式的权重更大. 调制宽度越窄, 完全非相干传输公式的权重更大. 研究表明随着光束传输, 非均匀空间相干度会发生变

化, 这种变化与光束传输距离, 源平面空间相干度分布, 光强分布有密切关系. 该类光束传输后源平面空间相干度会发生突变, 接收面各点的空间相干曲线不同, 但随着传输距离增加, 空间相干度会越来越均匀, 这些空间相干度变化的特征在光束测距和探测等方面可能有应用; 在短距离传输过程中源平面高相干区域的空间相干度可能会降低, 这是首次发现的非均匀空间相干的特点. 上述结论有助于进一步认识非均匀空间相干.

参考文献

- [1] Cui S W, Chen Z Y, Hu K L, Pu J X 2013 *Acta Phys. Sin.* 2013 **62** 094205 (in Chinese) [崔省伟, 陈子阳, 胡克磊, 蒲继雄 2013 物理学报 **62** 094205]
- [2] Friberg Ari T, Ronald J Sudol 1982 *Optics Communications* **41** 383
- [3] Tomohiro S, Korotkova O, Wolf E 2005 *Journal of Optics A Pure and Applied Optics* **7** 232
- [4] Lajunen H, Saastamoinen T 2011 *Optics Letters* **36** 4104
- [5] Wang F, Liu X, Yuan Y, Cai Y J 2013 *Optics Letters* **38** 1814
- [6] Tong Z, Korotkova O 2012 *Optics Letters* **37** 3240
- [7] Mei Z, Tong Z, Korotkova O 2012 *Optics Express* **20** 26458
- [8] Gu Y, Gbur G 2013 *Optics Letters* **38** 1395
- [9] Chen Y H, W F, Liu L, Zhao C L, Cai Y J, Korotkova O 2014 *Physical Review A* **89** 013801
- [10] Tervo J, Tero S, Ari T F 2012 *Optics Letters* **37** 151
- [11] Shirai T, Wolf E 2004 *JOSA A* **21** 1907
- [12] Cui S W, Chen Z Y, Zhang L, Pu J X 2013 *Optics Letters* **38** 4821
- [13] Li Y Q, Wu Z S, Wang M J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 064216
- [14] Born M, Wolf E 2009 *Principles of Optics. Yang Jiasun Transl* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p474
- [15] Shimon L, Prochaska R, Keren E 1988 *Applied Optics* **27** 3696
- [16] Wolf E 1978 *JOSA* **68** 6
- [17] Man T L, Wan Y H, Jiang Z Q, Wang D Y, Tao S Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 214203 (in Chinese) [满天龙, 万玉红, 江竹青, 王大勇, 陶世荃 2013 物理学报 **62** 214203]
- [18] Zernike F 1938 *Physica* **5** 785

Propagation of non-uniform partially coherent beams in free space*

Zhang Lei Chen Zi-Yang[†] Cui Sheng-Wei Liu Ji-Lin Pu Ji-Xiong[‡]

(Department of Information Science & Engineering, Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 22 May 2014; revised manuscript received 31 July 2014)

Abstract

This paper introduces the concept of non-uniform partially coherent beams and investigates the spatial coherence change during beam propagation. Results show that non-uniform spatial coherence would make significantly changes during propagation, which is completely different from the classical beams. These changes have relationships with propagation distance, spatial coherence, and intensity distribution of the source. The points adjoining self-coherence area would mutate when beams propagate from the source; the high coherence area in the source may decrease after the beams propagate a short distance. Curves of spatial coherence would not overlap after propagation, while the spatial coherence tends to be uniform with increasing propagation distance.

Keywords: beam propagation, non-uniform partial coherence, spatial coherence, partially coherent beam

PACS: 42.25.-p, 42.25.Kb, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.64.034205

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178015), and the Natural Science Foundation of Fujian province, China (Grant Nos. 2012J05120, 2014J05007).

[†] Corresponding author. E-mail: ziyang@hqu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: jixiong@hqu.edu.cn