

完全非偏振光束和完全偏振光束的传输特性研究

杜新悦 朱映彬 赵道木

(浙江大学物理系, 浙江 杭州 310027)

摘要 研究发现完全非偏振随机电磁光束和完全偏振随机电磁光束在自由空间传输的过程中, 只有在特定的条件下才会保持其光谱偏振度不变, 即保持其完全非偏振或完全偏振的状态; 否则随着传输距离的增加, 这两类光束都将转化为部分偏振光束。通过数值计算和理论分析得到了以下结论: 随机电磁光束在自由空间传输的过程中光谱偏振度的变化分别取决于决定光场相互关联的参数 δ , 以及决定光源强度分布的参数 σ 。

关键词 相干光学; 偏振度不变性; 相干偏振统一理论; 随机电磁光束

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS200929s1.0079

Propagation Properties of Completely Unpolarized Beams and Completely Polarized Beams

Du Xinyue Zhu Yingbin Zhao Daomu

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou, Zhejiang 310027, China)

Abstract It is found that both the completely unpolarized stochastic electromagnetic beams and completely polarized stochastic electromagnetic beams will keep their spectral degree of polarization or become partially polarized under different constraint conditions during their propagation in free space. It is shown that it depends on δ denoting the variance of the correlations between the components of the field and σ denoting the variance of the intensity distribution across the source.

Key words coherence optics; polarization invariance; unified theory of coherence and polarization; stochastic electromagnetic beams

1 引言

随机电磁光束在自由空间传输的过程中, 其光谱偏振度会随着传输距离的变化而发生改变^[1~3]。进一步研究发现, 当随机电磁光束在轴向非对称光学系统和失调光学系统中传输时, 其光谱偏振度也会发生改变^[4,5]。Wolf^[6]最近发现, 在一定的条件下, 随机电磁光束在远场的偏振度等于其在起始平面的偏振度。他进一步指出, 随机电磁光束可以被分解成完全非偏振光束和完全偏振光束的叠加^[7]。

本文深入研究了产生完全非偏振随机电磁光束和完全偏振随机电磁光束的电磁高斯谢尔模光源的交叉谱密度矩阵, 发现在自由空间的传输过程中会出现两种截然不同的偏振度变化状态: 在一定的条件下, 两类光束能保持原来的偏振态, 即完全偏振或

完全非偏振; 在另一条件下, 它们都会转化为部分偏振光束。我们给出了该现象可能的物理解释。

2 理论分析

当一个位于 $z=0$ 平面的光源产生了随机电磁光束并且该光束的传输方向为 $z>0$ 时(如图 1 所示), 两个场点 r_1, r_2 之间的二阶关联性质就可以用

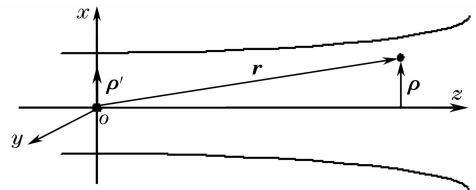


图 1 电磁光束传输示意图

Fig. 1 Illustration of the propagation electromagnetic beams

基金项目: 国家自然科学基金(10874150)和新世纪优秀人才支持计划(NCET-07-0760)资助课题。

作者简介: 杜新悦(1982-), 男, 博士研究生, 主要从事光传输方面的研究。E-mail: dxy_01@163.com

导师简介: 赵道木(1968-), 男, 博士, 教授, 主要从事光束传输和变换等方面的研究。E-mail: zhaodaomu@yahoo.com

(通信联系人)

2×2 交叉谱密度矩阵表示为^[8]

$$\mathbf{W}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) \equiv [\mathbf{W}_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega)] = [\langle E_i^*(\mathbf{r}_1, \omega) E_j(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle], \quad (i = x, y; \quad j = x, y) \quad (1)$$

式中的 $*$ 表示复共轭, $\langle \rangle$ 表示系综平均。 $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ 是横向光场涨落成分的统计系综。

设定光源平面上的交叉谱密度矩阵为 $\mathbf{W}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, \omega)$, 那么任意两个场点 $\mathbf{r}_1 \equiv (\boldsymbol{\rho}_1, z)$ 和 $\mathbf{r}_2 \equiv (\boldsymbol{\rho}_2, z)$ 间的交叉谱密度矩阵可以由以下的式子得到^[9]

$$\mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z, \omega) = \iint \mathbf{W}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, \omega) K(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}'_2, z, \omega) d^2 \boldsymbol{\rho}'_1 d^2 \boldsymbol{\rho}'_2, \quad (2)$$

其中

$$K(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}'_2, z, \omega) = G^*(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}'_1, z, \omega) G(\boldsymbol{\rho}_2 - \boldsymbol{\rho}'_2, z, \omega), \quad (3)$$

这里 $G(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}', z, \omega)$ 是自由空间傍轴传输条件下的传播函数。

要研究完全非偏振光束和完全偏振光束在自由空间传输的特性, 首先应当了解完全非偏振光源和完全偏振光源的交叉谱密度矩阵。对于完全非偏振光源来说, 它的交叉谱密度矩阵被表述为以下的形式^[7]:

$$\mathbf{W}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, \omega) = a(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, \omega) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

对于完全偏振光源来说, 它的交叉谱密度矩阵被表述为以下的形式^[7]

$$\mathbf{W}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, \omega) = \begin{bmatrix} e_x^*(\boldsymbol{\rho}'_1, \omega) e_x(\boldsymbol{\rho}'_2, \omega) & e_x^*(\boldsymbol{\rho}'_1, \omega) e_y(\boldsymbol{\rho}'_2, \omega) \\ e_y^*(\boldsymbol{\rho}'_1, \omega) e_x(\boldsymbol{\rho}'_2, \omega) & e_y^*(\boldsymbol{\rho}'_1, \omega) e_y(\boldsymbol{\rho}'_2, \omega) \end{bmatrix}. \quad (5)$$

(4) 式和(5)式的偏振性质都能被关于场点 $(\boldsymbol{\rho}, z)$ 的光谱偏振度表达式所证明^[8,9]:

$$P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega) = \sqrt{1 - \frac{4 \text{Det } \mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega)}{[\text{Tr } \mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega)]^2}}. \quad (6)$$

现考虑随机电磁光束是由电磁高斯-谢尔模光源所产生, 此光源的交叉谱密度矩阵如下^[3]:

$$\mathbf{W}_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2, \omega) = A_i A_j B_{ij} \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'_1{}^2}{4\sigma_i^2} - \frac{\boldsymbol{\rho}'_2{}^2}{4\sigma_j^2}\right) \exp\left(-\frac{|\boldsymbol{\rho}'_2 - \boldsymbol{\rho}'_1|^2}{2\delta_{ij}^2}\right), \quad (7)$$

其中系数 A_i, A_j, B_{ij} 和变量 $\sigma_i, \sigma_j, \delta_{ij}$ 的取值与位置无关, 但是和频率有关(见文献[10], 5.3.2 小节), $B_{ii} = 1$ 是一个定值。为了计算光谱偏振度, (7) 式可以被简化成单点 $(\boldsymbol{\rho}', 0)$ 的函数形式

$$\mathbf{W}_{ij}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{\rho}', \omega) = A_i A_j B_{ij} \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_i^2} - \frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_j^2}\right). \quad (8)$$

针对于完全非偏振光源, 参数的选择如下: $A_x = A_y = A, B_{xy} = 0, \sigma_x = \sigma_y = \sigma$, 则交叉谱密度矩阵为

$$\mathbf{W}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{\rho}', \omega) = A^2 \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{2\sigma^2}\right) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (9)$$

光谱关联长度参数 δ_{xx} 和 δ_{yy} 可以任意选择。针对于完全偏振光源, 应该选择 $|B_{xy}| = 1$ 使得 $B_{xy} B_{yx} = B_{xx} B_{yy}$ 。光谱关联长度参数 δ_{ij} 必须符合可行性条件^[11]

$$\max\{\delta_{xx}, \delta_{yy}\} \leq \delta_{xy} \leq \min\left\{\frac{\delta_{xx}}{\sqrt{|B_{xy}|}}, \frac{\delta_{yy}}{\sqrt{|B_{xy}|}}\right\}, \quad (10)$$

所以 δ_{xx}, δ_{yy} 和 δ_{xy} 应该相等, 其它参数可以自由选择, 则交叉谱密度矩阵为

$$\mathbf{W}^{(0)}(\boldsymbol{\rho}', \boldsymbol{\rho}', \omega) = \begin{bmatrix} A_x A_x \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_x^2} - \frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_x^2}\right) & A_x A_y \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_x^2} - \frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_y^2}\right) \\ A_y A_x \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_y^2} - \frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_x^2}\right) & A_y A_y \exp\left(-\frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_y^2} - \frac{\boldsymbol{\rho}'^2}{4\sigma_y^2}\right) \end{bmatrix}. \quad (11)$$

(9) 式和(11)式所表述的光源能通过(6)式证明为均匀的完全非偏振光源和均匀的完全偏振光源。

已经对随机电磁光束通过轴向非对称光学系统的传输进行了研究^[4], 并且得到了交叉谱密度矩阵的解析传输表达式:

$$\mathbf{W}_{ij}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = A_i A_j B_{ij} [\text{Det}(\bar{\mathbf{A}} + \bar{\mathbf{B}} \mathbf{M}'_{ij}{}^{-1})]^{-1/2} \exp\left(-\frac{ik}{2} \boldsymbol{\rho}_{12}^T \mathbf{M}'_{ij}{}^{-1} \boldsymbol{\rho}_{12}\right), \quad (12)$$

其中

$$\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1} = (\bar{\mathbf{C}} + \bar{\mathbf{D}}\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1})(\bar{\mathbf{A}} + \bar{\mathbf{B}}\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1})^{-1}, \quad (13)$$

$k = 2\pi/\lambda$ 为波矢的大小, λ 是波长, $\boldsymbol{\rho}'_{12} = (\boldsymbol{\rho}'_1, \boldsymbol{\rho}'_2) = (x_1, y_1, x_2, y_2)$ 是输出平面上的四维矢量, Det 表示求行列式的值, T 表示求矩阵的转置。 $\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1}$ 是一个 4×4 的复数矩阵, 它的表达式为^[4,5]

$$\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1} = \begin{bmatrix} -\frac{i}{2k}\sigma_i^{-2} - \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} & 0 & \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} & 0 \\ 0 & -\frac{i}{2k}\sigma_i^{-2} - \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} & 0 & \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} \\ \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} & 0 & -\frac{i}{2k}\sigma_j^{-2} - \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} & 0 \\ 0 & \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} & 0 & -\frac{i}{2k}\sigma_j^{-2} - \frac{i}{k}\delta_{ij}^{-2} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

$\bar{\mathbf{A}}, \bar{\mathbf{B}}, \bar{\mathbf{C}}$ 和 $\bar{\mathbf{D}}$ 均为 4×4 的对角矩阵, 有以下的形式:

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{A}} &= \begin{bmatrix} \mathbf{A} & 0 \\ 0 & \mathbf{A} \end{bmatrix}, & \bar{\mathbf{B}} &= \begin{bmatrix} \mathbf{B} & 0 \\ 0 & -\mathbf{B} \end{bmatrix}, \\ \bar{\mathbf{C}} &= \begin{bmatrix} \mathbf{C} & 0 \\ 0 & -\mathbf{C} \end{bmatrix}, & \bar{\mathbf{D}} &= \begin{bmatrix} \mathbf{D} & 0 \\ 0 & \mathbf{D} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (15)$$

假定在输入平面和输出平面之间的光学系统为轴向非对称光学系统, 则 $\mathbf{A}, \mathbf{B}, \mathbf{C}, \mathbf{D}$ 为 2×2 对角矩阵, 其表达式如下:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \begin{bmatrix} a_x & 0 \\ 0 & a_y \end{bmatrix}, & \mathbf{B} &= \begin{bmatrix} b_x & 0 \\ 0 & b_y \end{bmatrix}, \\ \mathbf{C} &= \begin{bmatrix} c_x & 0 \\ 0 & c_y \end{bmatrix}, & \mathbf{D} &= \begin{bmatrix} d_x & 0 \\ 0 & d_y \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 a_x, b_x, c_x, d_x 为 xOz 平面上的传输矩阵元; a_y, b_y, c_y, d_y 为 yOz 平面上的传输矩阵元。在自由空间的情况有如下的取值 $a_x = a_y = 1, b_x = b_y = z, c_x = c_y = 0, d_x = d_y = 1$ 。

3 数值计算和物理解释

通过使用(6)式和(12)式, 就能来研究完全非偏振随机电磁光束和完全偏振随机电磁光束在自由空间传输的光谱偏振度变化特性。在接下来的数值模拟中, 考虑的是随机电磁高斯-谢尔光束在自由空间的传输, 并且选择 z 轴的轴上点 ($\boldsymbol{\rho}_{12} = 0$) 进行计算。

图 2 表明, 由完全非偏振光源产生的随机电磁光束会出现两种截然不同的偏振度变化趋势。其一, 如果 $\delta_{xx} = \delta_{yy}$, 光谱偏振度 P 在光束的传输过程中不会发生改变, 即该光束依然处于完全非偏振的状态。其二, 如果 $\delta_{xx} \neq \delta_{yy}$, 光谱偏振度会随着传输距离的增加而改变, 由完全非偏振光源产生的光束变成了部分偏振光, 而且在远场偏振度将保持不变。

下面将给出图 2 反映的随机电磁光束传输过程中光谱偏振度变化的物理解释。对于完全非偏振光

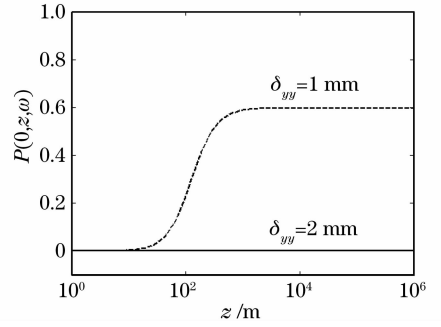


图 2 随机电磁光束在自由空间传输过程中 z 轴上的光谱偏振度的变化。该光束由完全非偏振电磁高斯-谢尔模光源产生, 参数如下: $\lambda = 632.8 \text{ nm}, A_x = A_y = 1, B_{xy} = 0, \sigma_x = \sigma_y = 1 \text{ cm}, \delta_{xx} = 2 \text{ mm}, \delta_{yy}$ 在图中标出

Fig. 2 Changes in the spectral degree of polarization P along the z -axis ($\boldsymbol{\rho}_{12} = 0$) of stochastic electromagnetic beams propagating in free space. The source is assumed to be completely unpolarized electromagnetic Gaussian-Schell-mode source with the parameters: $\lambda = 632.8 \text{ nm}, A_x = A_y = 1, B_{xy} = 0, \sigma_x = \sigma_y = 1 \text{ cm}, \delta_{xx} = 2 \text{ mm},$ and δ_{yy} is shown in the figure

源产生的随机电磁光束来讲, 参数的选择应该为 $A_x = A_y = A, B_{xy} = 0, \sigma_x = \sigma_y$, 另外假定 $\delta_{xx} = \delta_{yy}$ 。从(14)式可以了解到, 在这样的参数选择条件下 $\mathbf{M}'_{xx}{}^{-1} = \mathbf{M}'_{yy}{}^{-1}$ 。可以定义一个新的函数 $F_{ij}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega)$, 表达式如下:

$$F_{ij}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = [\text{Det}(\bar{\mathbf{A}} + \bar{\mathbf{B}}\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1})]^{-1/2} \exp\left(-\frac{ik}{2}\boldsymbol{\rho}'_{12}\mathbf{T}\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1}\boldsymbol{\rho}'_{12}\right), \quad (17)$$

其中 $\mathbf{M}'_{ij}{}^{-1}$ 的取值依然由(13)式所决定。可以看出, $F_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = F_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega)$, 因此(12)式所表示的交叉谱密度矩阵就能被简化为 $W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = A^2 F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega), W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = 0$ 。 (18)

将(18)式代入(6)式,就得到了随机电磁光束光谱偏振度为

$$P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega) = \sqrt{1 - \frac{4\text{Det } \mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega)}{[\text{Tr } \mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega)]^2}} = \frac{|W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) - W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega)|}{W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) + W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega)} = 0, \quad (19)$$

其中 $\boldsymbol{\rho}_{12}^T = (\boldsymbol{\rho}^T, \boldsymbol{\rho}^T)$, 表示取输出平面上相同的点。光谱偏振度在所有的场点上都具有相同的数值 0, 所以得到了保持完全非偏振随机电磁高斯谢尔模光束偏振度不变的条件 $\delta_{xx} = \delta_{yy}$ 。

图 3 表明, 由完全偏振光源产生的随机电磁光束也会两种截然不同的偏振度变化趋势。其一, 如果 $\sigma_x = \sigma_y$, 光谱偏振度 P 在光束的传输过程中不会发生改变, 即该光束依然处于完全偏振的状态。其二, 如果 $\sigma_x \neq \sigma_y$, 光谱偏振度会随着传输距离的增加而改变, 由完全偏振光源产生的光束变成了部分偏振光, 而且在远场偏振度将保持不变。

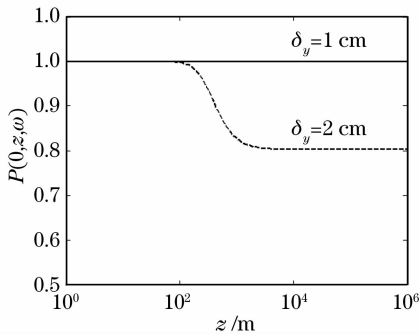


图 3 随机电磁光束在自由空间传输过程中 z 轴上的光谱偏振度的变化。该光束由完全偏振电磁高斯-谢尔模光源产生, 参数如下: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $A_x = 2$, $A_y = 1$, $B_{xy} = \exp(i\pi/3)$, $\sigma_x = 1 \text{ cm}$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = \delta_{xy} = 2 \text{ mm}$, σ_y 在图中标出

Fig. 3 Changes in the spectral degree of polarization P along the z -axis ($\boldsymbol{\rho}_{12} = 0$) of stochastic electromagnetic beams propagating in free space. The source is assumed to be completely polarized electromagnetic Gaussian-Schell-mode source with the parameters: $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, $A_x = 2$, $A_y = 1$, $B_{xy} = \exp(i\pi/3)$, $\sigma_x = 1 \text{ cm}$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = \delta_{xy} = 2 \text{ mm}$, and σ_y is shown in the figure

对于完全偏振光源产生的随机电磁光束来讲, 参数的选择应该为 $|B_{xy}| = 1$, $\delta_{xx} = \delta_{yy} = \delta_{xy}$, 另外假定 $\sigma_x = \sigma_y$ 。从(14)式可以了解到, 在这样的参数选择条件下 $\mathbf{M}'_{xx}^{-1} = \mathbf{M}'_{xy}^{-1} = \mathbf{M}'_{yx}^{-1} = \mathbf{M}'_{yy}^{-1}$, 因此 $F_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = F_{xy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = F_{yx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = F_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) = F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega)$, (12)式所表示的交叉

谱密度矩阵就能被简化为

$$\begin{aligned} W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) &= A_x A_x B_{xx} F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega), \\ W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) &= A_x A_y B_{xy} F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega), \\ W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) &= A_y A_x B_{yx} F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega), \\ W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) &= A_y A_y B_{yy} F(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega). \end{aligned} \quad (20)$$

将(20)式代入(6)式, 得到

$$\begin{aligned} \text{Det } \mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega) &= \\ W_{xx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) W_{yy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) - \\ W_{xy}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) W_{yx}(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) &= \\ A_x^2 A_y^2 (B_{xx} B_{yy} - B_{xy} B_{yx}) F^2(\boldsymbol{\rho}_{12}, z, \omega) &= 0, \end{aligned} \quad (21)$$

因此光谱偏振度为

$$P(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega) = \sqrt{1 - \frac{0}{[\text{Tr } \mathbf{W}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z, \omega)]^2}} = 1. \quad (22)$$

光谱偏振度在所有的场点上都具有相同的数值 1, 所以我们得到了保持完全偏振随机电磁高斯谢尔模光束偏振度不变的条件 $\sigma_x = \sigma_y$ 。

4 结 论

为了研究完全非偏振光束和完全偏振光束在自由空间的传输特性, 本文首先对产生完全非偏振随机电磁光束和完全偏振随机电磁光束的电磁高斯谢尔模光源的交叉谱密度矩阵进行了分析, 给出了具体形式。通过数值计算和理论分析我们发现: 如果完全非偏振电磁高斯谢尔模光源 $\delta_{xx} = \delta_{yy}$, 其产生的随机电磁光束将在传输过程中保持光谱偏振度不变; 如果完全偏振电磁高斯-谢尔模光源 $\sigma_x = \sigma_y$, 其产生的随机电磁光束也将在传输过程中保持光谱偏振度不变; 否则两类光束都将转化为部分偏振光束。该理论研究成果为激光通讯、遥感探测等应用领域提供了参考。

参 考 文 献

- 1 D. F. V. James. Change of polarization of light beams on propagation in free space [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, **11**(5): 1641~1643
- 2 F. Gori, M. Santarsiero, G. Piquero *et al.*. Partially polarized Gaussian Schell-model beams[J]. *J. Opt. A*, 2001, **3**(1): 1~9
- 3 Olga Korotkova, Emil Wolf. Changes in the state of polarization of a random electromagnetic beam on propagation [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **246**(1~3): 35~43
- 4 Xinyue Du, Daomu Zhao. Propagation of random electromagnetic beams through axially nonsymmetrical optical systems[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(10): 2711~2715
- 5 Xinyue Du, Daomu Zhao. Changes in the polarization and coherence of a random electromagnetic beam propagating through a misaligned optical system[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2008, **25**(3): 773~779
- 6 Emil Wolf. Polarization invariance in beam propagation[J]. *Opt. Lett.*, 2007, **32**(23): 3400~3401

- 7 Emil Wolf. Can a light beam be considered to be the sum of a completely polarized and a completely unpolarized beam? [J]. *Opt. Lett.*, 2008, **33**(7): 642~644
- 8 Emil Wolf. Unified theory of coherence and polarization of random electromagnetic beams[J]. *Phys. Lett. A*, 2003, **312**(5~6): 263~267
- 9 Emil Wolf. Correlation-induced changes in the degree of polarization, the degree of coherence, and the spectrum of random electromagnetic beams on propagation[J]. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(13): 1078~1080
- 10 Leonard Mandel, Emil Wolf. *Optical Coherence and Quantum Optics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995
- 11 Hema Roychowdhury, Olga Korotkova. Realizability conditions for electromagnetic Gaussian Schell-model sources [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **249**(4~6): 379~385