

厄米-高斯光束的 M^2 因子矩阵^{*}

李 玮¹⁾ 冯国英^{1)†} 黄 宇¹⁾ 李 刚¹⁾ 杨火木¹⁾ 谢旭东²⁾ 陈建国¹⁾ 周寿桓^{1)B)}

1) 四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

3) 华北光电技术研究所, 北京 100015)

(2008 年 3 月 15 日收到, 2008 年 9 月 27 日收到修改稿)

提出了厄米-高斯光场的 M^2 因子矩阵. 引入束半宽平方的交叉项、 M^2 因子的交叉项, 理论推导出了在同一坐标系下光场旋转一定角度后的 M^2 因子矩阵. 数值模拟了与 M^2 因子矩阵有关的各参数随光场旋转角度变化的规律, 给出了光场的 M^2 因子矢量点随光场旋转角度变化的轨迹曲线. 计算结果与理论推导结果相符, 证实了利用 M^2 因子矩阵可以将旋转前后的二维厄米-高斯光场用旋转矩阵统一起来. 该方法可推广到对一般的二维高阶高斯光束的光束质量的理论分析上, 具有普适性, 对光束质量的实际测量有重要的理论指导意义.

关键词: M^2 因子矩阵, 厄米-高斯光束, 非对称激光束, 矩阵光学

PACC: 4260K, 9265R

1. 引 言

激光光束质量^[1-3]是评价激光的一个重要指标. 在对激光的理论分析和实际应用中具有重要意义. 聚焦光斑尺寸^[1,2]、远场发散角^[1,2]、 β 值^[2-4]、斯特列尔比^[1,2,4]、光束参数乘积^[2,5]、桶中功率^[1-4,6,7]等都曾是评价激光光束质量的参数. 20 世纪 90 年代初, 在 Siegman^[1,8,9]对 M^2 因子提出了完整的理论后, M^2 因子以较其他参数更为优越而成为学术界公认的表征光束质量的参数, 它可用于评价不同波长、不同焦斑半径激光的光束质量. 此后的近 20 年间, 人们对各种类型光束的 M^2 因子作了大量的分析研究工作, 也取得了很大的进展^[10-19]. 对非旋转对称光束, 人们采用 M_x^2 和 M_y^2 来评价激光的光束质量^[1-3,8,10]. 然而, 实际测量中我们发现, 在不同的 x 轴和 y 轴取向上所测得的 M_x^2 和 M_y^2 会随取向发生变化, 在光斑的主方向上分别取最大值和最小值, 这说明单纯用 M^2 或 M_x^2 和 M_y^2 来描述激光束的光束质量存在缺陷. 为此, 本文作者提出了 M^2 因子矩阵概念, 从二维厄米-高斯光场的 M^2 因子出发, 引入

了束半宽平方的交叉项、 M^2 因子的交叉项以及 2×2 旋转矩阵, 理论推导了其 M^2 因子矩阵. 对不同位置处厄米-高斯光场在 x, y 方向上的束半宽和束半宽平方交叉项随光场旋转角度的变化规律以及不同阶厄米-高斯光束在 x, y 方向上的 M^2 因子、 M^2 因子交叉项随旋转角度的变化关系进行了数值模拟. 同时还给出了光场的 M^2 因子对角元随旋转角度变化的轨迹曲线. M^2 因子矩阵的提出将更新人们对激光光束质量的认知, 完善对激光光束质量的表达.

2. 理论推导

设沿 z 方向传输、波长为 λ 的厄米-高斯光束^[2,20,21]的振幅分布为

$$E_{mn}(x, y, z) = A_{mn} H_m \left(\frac{\sqrt{2}}{w_{00}(z)} x \right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}}{w_{00}(z)} y \right) \times \exp \left(- \frac{x^2 + y^2}{w_{00}^2(z)} \right), \quad (1)$$

其中 A_{mn} 为 mn 阶厄米-高斯光场的幅值, H_m, H_n 为厄米函数, 设 A_{mn} 为常数; $w_{00}(z)$ 为对应的基模高斯光场在 z 处的束半宽; m, n 为光场在 x, y 方向上的

* 国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金(批准号:10676023)和固体激光国家级重点实验室基金资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn

厄米阶数. 由于光强 $I_{mn}(x, y, z) \propto |E_{mn}(x, y, z)|^2$, 为简化计算, 令 $I_{mn}(x, y, z) = |E_{mn}(x, y, z)|^2$. 根据 Siegman^[1]一阶矩定中心、二阶矩定束宽^[1,2,4]的理论, z 处光场的重心坐标为 $\bar{x}(z) = 0, \bar{y}(z) = 0$, 在 x, y 方向上的束半宽平方 w_{xx}^2, w_{yy}^2 以及远场发散角 θ_{xx}, θ_{yy} 分别为^[2]

$$\begin{aligned} w_{xx}^2(z) &= (2m + 1)w_{00}^2(z), \\ w_{yy}^2(z) &= (2n + 1)w_{00}^2(z), \\ \theta_{xx} &= \sqrt{2m + 1}\theta_{00}, \\ \theta_{yy} &= \sqrt{2n + 1}\theta_{00}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 θ_{00} 为相应的基模高斯光束的远场发散角.

本文中, 令该厄米-高斯光束的 M^2 因子为一个

2×2 的矩阵 $\begin{bmatrix} M_{xx}^2 & M_{xy}^2 \\ M_{yx}^2 & M_{yy}^2 \end{bmatrix}$, 光束在 x, y 方向的 M^2 因子只是它的主对角元素. 我们定义束半宽平方的交叉项 w_{xy}^2, w_{yx}^2 , 光场的远场发散角交叉项 θ_{xy}, θ_{yx} 以及 M^2 因子交叉项 M_{xy}^2, M_{yx}^2 分别为

$$\begin{aligned} w_{xy}^2(z) &= w_{yx}^2(z) \\ &= \frac{4 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - \bar{x})(y - \bar{y}) I_{mn}(x, y, z) dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I_{mn}(x, y, z) dx dy}, \\ \theta_{xy} &= \theta_{yx} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w_{xy}(z)}{z} = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w_{yx}(z)}{z}, \\ M_{xy}^2 &= M_{yx}^2 = \frac{\pi}{\lambda} w_{xy}(0) \theta_{xy} = \frac{\pi}{\lambda} w_{yx}(0) \theta_{yx}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $w_{xy}(0), w_{yx}(0)$ 为腰斑半径的交叉项.

对于(1)式表示的光束(3)式中的各项均为零, 即 $w_{xy}^2(z) = w_{yx}^2(z) = 0, \theta_{xy} = \theta_{yx} = 0, M_{xy}^2 = M_{yx}^2 = 0$, 它的重心坐标、束半宽的平方矩阵以及 M^2 因子矩阵分别为

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \bar{x} \\ \bar{y} \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} w_{xx}^2(z) & w_{xy}^2(z) \\ w_{yx}^2(z) & w_{yy}^2(z) \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} w_{xx}^2(z) & 0 \\ 0 & w_{yy}^2(z) \end{bmatrix}, \\ \begin{bmatrix} M_{xx}^2 & M_{xy}^2 \\ M_{yx}^2 & M_{yy}^2 \end{bmatrix} &= \begin{bmatrix} M_{xx}^2 & 0 \\ 0 & M_{yy}^2 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

当在同一直角坐标系下将光场绕 z 轴顺时针旋转 α 后, 厄米-高斯光束函数表达式中的自变量 x, y, z 变为 x_1, y_1, z , 并满足关系

$$\begin{aligned} x_1 &= x \cos \alpha - y \sin \alpha, \\ y_1 &= x \sin \alpha + y \cos \alpha, \end{aligned}$$

且光场旋转前后保持能量守恒, 即满足

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{K}(x, y, z) dx dy &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{K}(x_1, y_1, z) dx dy. \end{aligned}$$

根据厄米-高斯光束的中心对称性以及光场旋转前后 (x, y) 和 (x_1, y_1) 满足的关系

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} = \sqrt{x_1^2 + y_1^2},$$

我们先将直角坐标转换到柱坐标系下, 经过一系列繁琐复杂的计算, 再将柱坐标还原回直角坐标系下, 推导出旋转后的光场重心坐标 (\bar{x}_1, \bar{y}_1) , (x, y) 方向的束半宽平方及其交叉项, (x, y) 方向的远场发散角 $\theta_{xx_1}, \theta_{yy_1}$ 及其交叉项分别为

$$\begin{aligned} \bar{x}_1(z) &= \bar{x} \cos \alpha + \bar{y} \sin \alpha = 0, \\ \bar{y}_1(z) &= -\bar{x} \sin \alpha + \bar{y} \cos \alpha = 0, \\ w_{xx_1}^2(z) &= w_{xx}^2(z) \cos^2 \alpha + w_{yy}^2(z) \sin^2 \alpha, \\ w_{yy_1}^2(z) &= w_{xx}^2(z) \sin^2 \alpha + w_{yy}^2(z) \cos^2 \alpha, \\ w_{xy_1}^2(z) &= w_{yx_1}^2(z) \\ &= [w_{yy}^2(z) - w_{xx}^2(z)] \sin \alpha \cos \alpha, \\ \theta_{xx_1} &= [(2m + 1) \cos^2 \alpha + (2n + 1) \sin^2 \alpha]^{1/2} \theta_{00}, \\ \theta_{yy_1} &= [(2m + 1) \sin^2 \alpha + (2n + 1) \cos^2 \alpha]^{1/2} \theta_{00}, \\ \theta_{xy_1} &= \theta_{yx_1} \\ &= \sqrt{2} (m - n)^{1/2} \theta_{00} (\sin \alpha \cos \alpha)^{1/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

由(2)(3)和(5)式可求得一般取向的厄米-高斯光束的 M^2 因子矩阵的对角元和反对角元分别为

$$\begin{aligned} M_{xx_1}^2 &= M_{xx}^2 \cos^2 \alpha + M_{yy}^2 \sin^2 \alpha, \\ M_{yy_1}^2 &= M_{xx}^2 \sin^2 \alpha + M_{yy}^2 \cos^2 \alpha, \\ M_{xy_1}^2 &= M_{yx_1}^2 \\ &= (M_{yy}^2 - M_{xx}^2) \sin \alpha \cos \alpha. \end{aligned} \quad (6)$$

由(5)(6)式推导得出厄米-高斯光场旋转前后的重心坐标、束半宽的平方以及 M^2 因子矩阵的关系

$$\begin{bmatrix} \bar{x}_1 \\ \bar{y}_1 \end{bmatrix} = \mathbf{T}^{-1} \begin{bmatrix} \bar{x} \\ \bar{y} \end{bmatrix},$$

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} w_{xx_1}^2(z) & w_{xy_1}^2(z) \\ w_{yx_1}^2(z) & w_{yy_1}^2(z) \end{bmatrix} \\ &= T^{-1} \begin{bmatrix} w_{xx}^2(z) & 0 \\ 0 & w_{yy}^2(z) \end{bmatrix} T, \\ & \begin{bmatrix} M_{xx_1}^2 & M_{xy_1}^2 \\ M_{yx_1}^2 & M_{yy_1}^2 \end{bmatrix} \\ &= T^{-1} \begin{bmatrix} M_{xx}^2 & 0 \\ 0 & M_{yy}^2 \end{bmatrix} T, \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$T = \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix},$$

T^{-1} 代表对矩阵 T 求逆.

若已知光场旋转后的重心坐标、束半宽的平方

以及 M^2 因子, 则可根据(7)式逆推出光场旋转前主方向对应的参数.

3. 数值模拟

我们数值模拟了厄米-高斯光场旋转不同角度后的光强分布, 并结合分步傅里叶变换法和多点拟合法得出了在不同位置处光场 x, y 方向上的束半宽及其平方交叉项、不同阶光场的 M^2 因子及其交叉项等随光场旋转角 α 变化的规律. 由(1)式给出的 TEM_{23} 阶厄米-高斯光束在 $z=0$ 处绕 z 轴顺时针旋转 $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 和 90° 后的光强灰度分布如图 1 所示. 计算中所取的参数为 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, 束腰半径 $w_{00} = 0.246 \text{ mm}$ 且束腰位于 $z=0$ 处, 后面都以 $z=0$ 面为计算的起点.

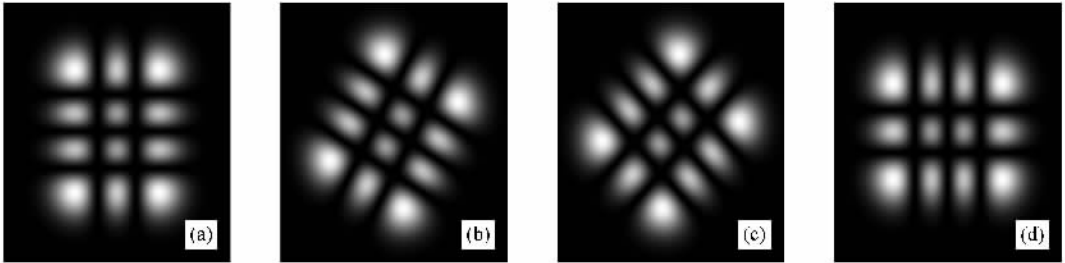


图 1 厄米-高斯光束 TEM_{23} 绕 z 轴顺时针旋转不同角度后的光强灰度分布 (a) 0° (b) 30° (c) 45° (d) 90°

图 2 给出了 TEM_{23} 模在不同传输距离处 x, y 方向的束半宽 w_{xx_1}, w_{yy_1} 和束半宽平方交叉项 $w_{xy_1}^2$ 随 α 的变化, 图中的曲线 1—曲线 7 和带标记点的曲线 8—曲线 14 分别代表了 $z=0, \frac{1}{10}Z_R, \frac{1}{5}Z_R, \frac{2}{5}Z_R,$

$\frac{3}{5}Z_R, \frac{4}{5}Z_R, Z_R$ 处的数值模拟结果和相应的解析结果. 这里 Z_R 为相应的基模高斯光束的瑞利距离,

$$Z_R = \frac{\pi w_{00}^2(0)}{\lambda}.$$

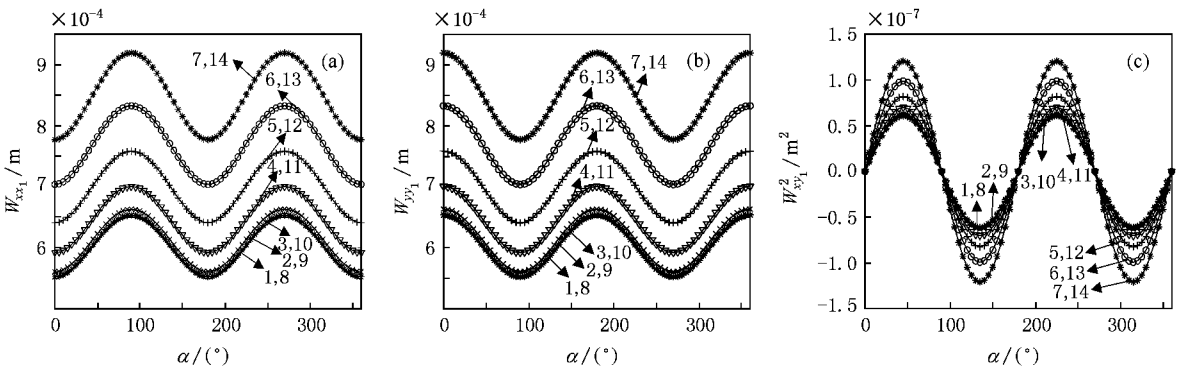


图 2 $z=0, \frac{1}{10}Z_R, \frac{1}{5}Z_R, \frac{2}{5}Z_R, \frac{3}{5}Z_R, \frac{4}{5}Z_R$ 和 Z_R 处, 厄米-高斯光束 TEM_{23} 的 w_{xx_1}, w_{yy_1} 和 $w_{xy_1}^2$ 随旋转角 α 的变化 (a) w_{xx_1} , (b) w_{yy_1} (c) $w_{xy_1}^2$

从图 2 可以看出,数值模拟的结果与理论推导的结果相符,并且都满足(7)式.随传输距离的增大, w_{xx_1} , w_{yy_1} 和 $w_{xy_1}^2$ 均增大;三者随 α 的变化均呈现出周期性, $w_{xy_1}^2$ 随 α 呈正弦关系变化; w_{xx_1} 和 w_{yy_1} 随 α 的变化规律相似,但 w_{yy_1} 的变化比 w_{xx_1} 的变化要滞后 $\frac{\pi}{2}$.交叉项 $w_{xy_1}^2$ 与光场旋转角 α 有关,只是表示 w_{xx_1} 与 w_{yy_1} 的耦合程度,取值可正可负. $w_{xy_1}^2$ 取零值表征了光场在 x, y 方向是正交的.

不同阶厄米-高斯光束在 x, y 方向上的 M^2 因

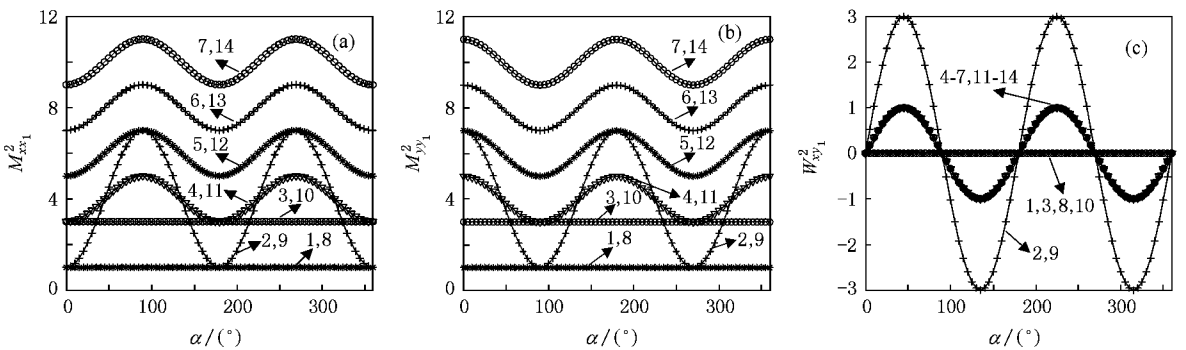


图 3 不同阶傍轴厄米-高斯光束的 $M^2_{xx_1}$, $M^2_{yy_1}$ 和耦合项 $M^2_{xy_1}$ 随光场旋转角 α 的变化 (a) $M^2_{xx_1}$ (b) $M^2_{yy_1}$ (c) $M^2_{xy_1}$

为了更清晰地表明光场的 M^2 因子矩阵对角元素与光场旋转角之间的关系,我们将 $M^2_{xx_1}$, $M^2_{yy_1}$ 作为矢量,其取向则为旋转角,如图 4 所示.图 4(a)中的曲线 1—曲线 8 分别对应在不同旋转角度下 $TEM_{00}, TEM_{01}, TEM_{12}, TEM_{21}, TEM_{23}, TEM_{30}, TEM_{34}, TEM_{45}$ 模的 M^2 因子矩阵对角元素的轨迹曲线;图 4(b)中的曲线 1—曲线 3 分别对应 $TEM_{00}, TEM_{23}, TEM_{30}$ 模的 M^2 因子矩阵对角元素的轨迹曲线.如图

子主对角元 $M^2_{xx_1}, M^2_{yy_1}$ 及交叉项 $M^2_{xy_1}$ 等随 α 的变化如图 3 所示.图 3 中的曲线 1—曲线 7 分别代表的是对模式 $TEM_{00}, TEM_{03}, TEM_{11}, TEM_{12}, TEM_{23}, TEM_{34}, TEM_{45}$ 进行计算的数值模拟结果,而带标记点的曲线 8—曲线 14 表示的是相应的解析计算结果.从图 3 可以看出,数值模拟和理论计算得到的各 M^2 因子项都满足(7)式,当光场旋转 $\pi/2$ 的奇数倍时, $M^2_{xx_1}$ 和 $M^2_{yy_1}$ 互换,交叉项 $M^2_{xy_1}$ 随 α 呈正弦关系变化.

4(b)所示,光场顺时针旋转 α 角,则 $M^2_{xx_1}, M^2_{yy_1}$ 绕光场对应的两个正交主方向各逆时针旋转 α 角.从坐标原点引出一条与 x 轴正向成逆时针 α 角的线与 M^2 因子的轨迹曲线相交,交点与原点之间的长度就代表了新光场在 x 方向上的 M^2 因子,即 $M^2_{xx_1}$.同样将此交线绕原点逆时针旋转 $\pi/2$ 并使之延长与曲线相交,则新交点与原点之间的长度就是 $M^2_{yy_1}$.对 TEM_{mn} ,当 $m = n$ 时,光场旋转对称,将光场旋转任

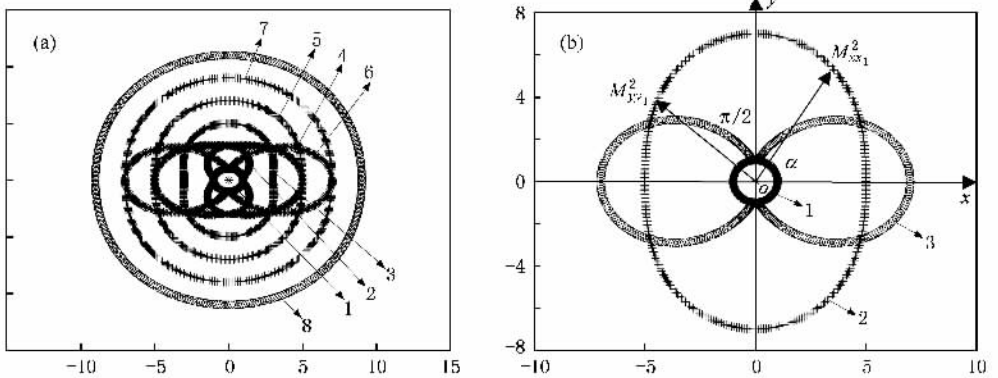


图 4 不同阶厄米-高斯光场的 M^2 因子矩阵对角元素随光场旋转角 α 的变化轨迹 (b)为(a)图中三条轨迹曲线的放大

意角度后,其 M^2 因子矩阵对角元素相等,交叉项为零.轨迹是一个圆.当 $m \neq n$ 时,若 m 或 n 中有一个为 0 或 1,或者对其他的 $m, n, |m - n| > 1$ 时,则轨迹为 8 字形.当 $m, n \neq 0$ 和 $m, n \neq 1$ 且 $|m - n| = 1$ 时,轨迹近似为椭圆.不论轨迹为何种形状,轨迹都具有中心对称性,且轨迹上的点与对称中心之间的最短距离和最长距离就是光场在两个主方向上的 M^2 因子.这些结果与理论推导出的 M^2 因子矩阵是一致的.

4. 结 论

本文针对厄米-高斯光场提出了 M^2 因子矩阵概念,理论推导出同一坐标系下光场旋转一定角度后的 M^2 因子矩阵.研究了在不同传输距离处光束的束半宽平方矩阵元、不同阶光场的 M^2 因子矩阵元等与光场旋转角之间的关系,给出了光场的 M^2 因子对角元随光场旋转角变化的轨迹曲线.研究结果表明(1)厄米-高斯光束的 $w_{xx_1}, w_{yy_1}, w_{xy_1}^2, M_{xx_1}^2,$

$M_{yy_1}^2, M_{xy_1}^2$ 随光场旋转角 α 的变化均呈现出周期性. w_{yy_1} 随 α 的变化比 w_{xx_1} 的变化要滞后 $\pi/2$; 当光场旋转 $\pi/2$ 的奇数倍时, $M_{xx_1}^2$ 与 $M_{yy_1}^2$ 互换; $w_{xy_1}^2$ 取零值表征了光场在 x, y 方向是正交的; $w_{xy_1}^2$ 和 $M_{xy_1}^2$ 随 α 呈正弦关系变化.(2)厄米-高斯光束的 M^2 因子矩阵对角元随旋转角 α 的变化轨迹呈圆形、椭圆形或 8 字形.根据该曲线可方便地得出光场在任意坐标轴取向下的 M^2 因子.(3)光束一旦确定,其 M^2 因子矩阵随即确定.光束旋转后其光束质量并不发生改变, M^2 因子矩阵也不会发生变化,只是相应地转动相同的角度.由此可见,本文提出的 M^2 因子矩阵不会因观察角度的变化而变化,可更全面地反映光束的光束质量.

综上所述, M^2 因子矩阵较之 M^2 因子有更丰富的物理意义,且对光束质量的描述更为完善,它可广泛适用于旋转对称和非旋转对称光束,如拉盖尔高斯光束、超高斯光束、平顶光束等.

- [1] Siegman A E 1990 *Proc. SPIE* **1224** 2
- [2] Lü B D 1992 *Laser Optics—Laser Beam Propagation and Beam Quality Control* (Chengdu: Sichuan University Press) p65 (in Chinese) [吕百达 1992 激光光学——激光束的传输变换和光束质量控制(成都:四川大学出版社)第 65 页]
- [3] Lü B D, Kang X P 2007 *Infra. Laser Eng.* **36** 47 (in Chinese) [吕百达、康小平 2007 红外与激光工程 **36** 47]
- [4] Ji X L, Tao X Y, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 952 (in Chinese) [季小玲、陶向阳、吕百达 2004 物理学报 **53** 952]
- [5] Su Z P, Lou Q H, Dong J X, Zhou J, Wei Y R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5831 (in Chinese) [苏宙平、楼祺洪、董景星、周军、魏运荣 2007 物理学报 **56** 5831]
- [6] Kang X P, He Z, Lü B D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4569 (in Chinese) [康小平、何仲、吕百达 2006 物理学报 **55** 4569]
- [7] Kang X P, He Z, Lü B D 2007 *Opt. Laser Technol.* **39** 1046
- [8] Siegman A E 1993 *Proc. SPIE* **1868** 2
- [9] Siegman A E 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1389
- [10] Johnston T F, Jr. 1998 *Appl. Opt.* **37** 4840
- [11] Luo S R, Lü B D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 82 (in Chinese) [罗时荣、吕百达 2004 物理学报 **53** 82]
- [12] Luo S R, Lü B D, Sun N C 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2145 (in Chinese) [罗时荣、吕百达、孙年春 2004 物理学报 **53** 2145]
- [13] Zheng Z, Liu Y X, Lü B D 2005 *Laser Technol.* **29** 641 (in Chinese) [郑振、刘永欣、吕百达 2005 激光技术 **29** 641]
- [14] Kang X P, Lü B D 2005 *Optik* **116** 232
- [15] Wen Q, Zhang B 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 212 (in Chinese) [文乔、张彬 2006 光学学报 **26** 212]
- [16] Yoda H, Polynkin P, Mansuripur M 2006 *J. Lightwave Technol.* **24** 1350
- [17] Kang X P, Lü B D 2006 *Opt. Quant. Electron.* **38** 547
- [18] Zhang Y, Guo X, Li K, Wen Q, Zhang B, Cai B W 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1057 (in Chinese) [张艳、郭欣、李琨、文乔、张彬、蔡邦维 2006 光学学报 **26** 1057]
- [19] Ding P H, Qu J, Meng K, Cui Z F 2008 *Opt. Commun.* **281** 395
- [20] Kogelnik H, Li T 1966 *Appl. Opt.* **5** 1550
- [21] Abramochkin E G, Volostnikov V G 2004 *J. Opt. A* **6** S157

M^2 factor matrix for two-dimensional Hermite-Gaussian beam^{*}

Li Wei¹⁾ Feng Guo-Ying^{1)†} Huang Yu¹⁾ Li Gang¹⁾ Yang Huo-Mu¹⁾
Xie Xu-Dong²⁾ Chen Jian-Guo¹⁾ Zhou Shou-Huan^{1)‡}

1) *College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

2) *Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

3) *North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China*

(Received 15 March 2008 ; revised manuscript received 27 September 2008)

Abstract

The M^2 factor matrix for two-dimensional Hermite-Gaussian field is proposed. By introducing coupled beam's half width and coupled M^2 factor, the M^2 factor matrix of the mode after being rotated around the propagation axis by some angle has been derived theoretically in the same coordinate. The rules of change of parameters related to M^2 factor matrix varying with the modes' rotation angle have been simulated numerically; and the track of M^2 factor vectors versus the modes' rotation angle has been given. Calculation results are in good agreement with theoretically derived ones, which proves that by using M^2 factor matrix, M^2 factors of a Hermite-Gaussian mode after rotation by a certain angle can be related with those of the same mode before rotation. This method is universally applicable to the beam quality analysis for asymmetric higher Gaussian beams, and is very important in guiding the measurement of beam quality in practice.

Keywords: M^2 factor matrix, Hermite-Gaussian beam, nonsymmetric laser beam, matrix optics

PACC: 4260K, 9265R

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10676023) and the Foundation of National Key Laboratory of Solid-State Laser Technology, China.

[†] Corresponding author. E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn