

装校失调对大口径离轴抛物面镜光束聚焦特性的影响

曾夏辉*

闽江学院物理与电子信息工程学院, 福建 福州 350108

摘要 基于严格的全矢量衍射理论, 系统详尽地分析了装校失调对大口径离轴抛物面镜(OAP)光束聚焦特性的影响。研究表明, OAP的三维平动及绕 z'' 轴偏离旋转后衍射焦斑形态没有发生改变, 只是焦斑中心位置发生了偏移, 利用瑞利判据获得了OAP的三维平动及绕 z'' 轴偏离旋转公差的量化关系; 当OAP发生绕 x'' 或 y'' 轴偏离旋转时会引起像散、彗差的出现致使衍射焦斑形态发生变化, 产生严重畸变, 大幅降低焦斑的峰值光强。并详细探讨了衍射焦斑峰值光强下降10%时容许的最大旋转偏离角与OAP离轴参量、光束参量的变化关系。因此, 理解装校失调对光束聚焦特性的影响机制及变化关系, 可以为OAP的精密调整提供可靠的理论依据。

关键词 激光光学; 光束聚焦; 全矢量衍射; 离轴抛物面镜; 失调

中图分类号 O439; TN241

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.1114006

Influence of Misalignment on Properties of Focused Laser Beam by Large Aperture Off-Axis Parabolic Mirror

Zeng Xiahui*

Department of Physics & Electronic Information Engineering, Minjiang University, Fuzhou, Fujian 350108, China

Abstract Based on the rigorous full vector diffraction theory, the influence of misalignment on the beam focusing characteristics of large aperture off-axis parabolic mirror (OAP) are analyzed in detail. The results show that the shape of the diffraction focal spot does not change after the translation or revolving of OAP around the z'' axis, but the center position of the focal spot shifts. The quantitative relationship between OAP's three-dimensional translation and rotation deviation around z'' axis is obtained by using Rayleigh criterion. When OAP's rotation deviation around x'' or y'' axis occurs, the appearance of astigmatism and coma will cause the shape of diffractive focal spot to change, and the peak intensity of the focal spot is greatly reduced. The relationship between the maximum rotation deviation angle and OAP off-axis parameters and beam parameters is discussed in detail. Therefore, understanding the influence mechanism and variation relationship of misalignment on beam focusing characteristics can provide a reliable theoretical basis for precise adjustment of OAP.

Key words laser optics; beam focusing; full vector diffraction; off-axis parabolic mirror; misalignment

OCIS codes 140.3295; 350.2770; 080.5692; 140.3580

收稿日期: 2020-10-15; 修回日期: 2020-11-03; 录用日期: 2020-12-02

基金项目: 闽江学院青年学者科研启动项目(Mj9n201602)、福建省自然科学基金(2017J01560)

*E-mail: xiahuiz@126.com.

1 引言

对于激光光束聚焦,人们通常采用聚焦透镜等透射型元件,然而,当对功率达到太瓦甚至拍瓦量级激光聚焦时,采用传统的透射型聚焦元件会因非线性效应而引发自聚焦、大色散及色差等不利因素,聚焦效果将无法达到相应要求。为解决这一困难,实际高能激光工程上采用反射型聚焦系统,同时为了实现中心无阻拦聚焦,离轴抛物面镜(OAP)无疑是最佳的选择^[1-4],它能够避免光学非线性效应导致太瓦及拍瓦量级短脉冲激光脉冲宽度展宽的影响。理想情况下,OAP能够将平行于母旋转对称轴的入射平行光无色差、无球差地聚焦于几何焦点上,从而得到高质量时空特性的聚焦光斑。

但在实际工程或实验中,OAP的装校调整难度很大,尤其是大口径的OAP,这是因为任何细微的失调都会引起较大的像散、彗差等像差致使焦斑发生严重的畸变,大幅降低焦斑的峰值光强,极大影响聚焦焦斑性能,因而在对激光束进行聚焦时,需要对OAP进行精密调节,才能得到高质量的聚焦光斑。因此要达到较好的聚焦效果,深入量化分析失调对大口径OAP光束聚焦特性的影响以便确定OAP的调整精度要求显得十分重要,这也为大口径OAP的精密调整提供可靠的理论依据。此外,理解这些影响效应对于准确评估OAP对光束的实际聚焦强度和精确描述超强激光与物质相互作用中带电子在强电场下的运动也具有重要意义。

实际上对OAP聚焦光场特性的研究最早可追溯至1979年,当时研究人员基于几何光学理论分析了OAP的成像特性及OAP失调对聚焦光斑光强扰动的影响^[5]。2000年,石鸿斌等^[6]通过光线追迹方法获得了OAP失调对几何成像面上点列图的影响。几何光学框架下获得的OAP聚焦场只是定性分析结果,无法给出聚焦焦斑强度分布细节和量化关系,同时对较大偏角失调情况和衍射特性也无法作出准确的分析和判断。2001年Arguijo等^[7]基于菲涅耳-基尔霍夫标量衍射积分理论获得了OAP几何焦平面上的衍射图样,2003年他们结合光线追迹方法分析了入射光是倾斜入射的情形^[8]。然而,为更准确全面获得OAP的聚焦场特性需采用矢量衍射理论。Bahk等^[9]基于矢量衍射理论报道了通过波前传感器和自适应反射镜对高数值孔径OAP在焦平面产生的像差的表征和校正,旨在达到 10^{22} W/cm²

的超高强度。最近我们详细推演了适合描述OAP对光束聚焦的严格全矢量衍射公式,其消除了因坐标系选择不合适而引入的内在像差^[10],由此进一步深入分析了倾斜入射对OAP的聚焦场特性的影响^[11]。尽管对OAP聚焦场特性的分析研究已有很多的研究成果,但还没有文献详细报道装校失调对大口径离轴抛物面镜光束聚焦特性影响的定量分析结果及装校失调的误差容限。

本文基于严格的全矢量衍射理论,量化分析了装校失调对大口径离轴抛物面镜光束聚焦特性的影响,对造成这种影响的物理机制进行了探索,并给出了装校失调的误差容限。

2 理论模型

OAP由旋转对称抛物面的侧端离轴部分构成,如图1所示。若以母抛物面的旋转对称轴为 z 轴,OAP的几何焦点 F 为直角坐标系 S_{xyz} 的坐标原点,旋转抛物面的顶点 A 位于 $(0, 0, -f)$ 处, y 轴垂直纸面向外,则OAP的方程可写为

$$z = \frac{x^2 + y^2}{4f} - f, \quad (1)$$

$$\Pi: -R \leq x - h \leq R; -R \leq y \leq R, \quad (2)$$

式中: f 为OAP的母焦长; Π 表示OAP投影到 $x-y$ 平面空间内的离轴区域范围; R 是OAP的半口径; h 是OAP的离轴高度; \overline{DF} 为入射光束经OAP反射聚焦的中间光线,其长度通常定义为OAP的有效焦长 f' ; \overline{CF} 为 $\angle BFE$ 的角平分线。 \overline{DF} 与 \overline{CF} 并不重合,有微小差别。

设入射光场为沿 z 轴负方向传播的线偏振平面波,则在入射平面 Σ 处的复振幅可写为

$$E_i = (E_{0x}\hat{x} + E_{0y}\hat{y})\exp(-i\omega t - ikz_\Sigma), \quad (3)$$

$$H_i = \frac{1}{\eta} (E_{0y}\hat{x} - E_{0x}\hat{y})\exp(-i\omega t - ikz_\Sigma), \quad (4)$$

式中: ω 为光束的角频率; η 为媒质的本征阻抗; z_Σ 表示入射平面 Σ 所处的 z 轴坐标; E_{0x} 、 E_{0y} 分别表示入射光电场振幅沿 x 轴或 y 轴方向的空间分布; k 是波矢大小。

为更精确描述OAP的聚焦特性,需将坐标系 S_{xyz} 绕 y 轴顺时针旋转 ψ 角,从而得到新的坐标系 $S'_{x'y'z'}$,即 z' 轴与 \overline{CF} 重合,这样就使得OAP具有关于 \overline{CF} 的方向余弦的对称性,可避免因坐标系选择不当而引入额外内在像差^[9-10],坐标系旋转的结果如图1所示。

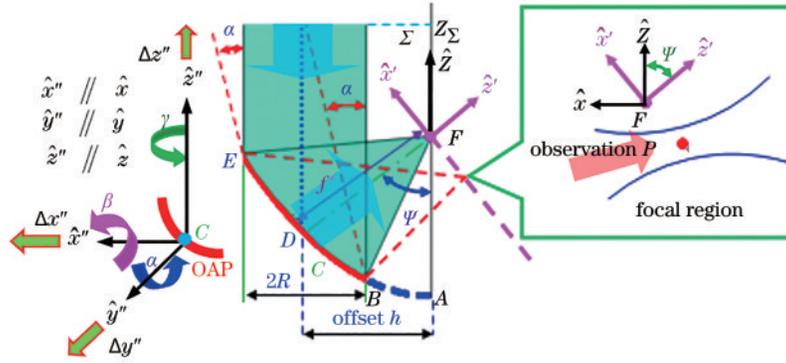


图1 OAP坐标系旋转示意图

Fig. 1 Schematic diagram of OAP coordinate system rotation

当平行于母抛物面旋转对称轴的平面光波入射到无装校失调的OAP表面后,入射光束经OAP反射聚焦于几何焦点F附近的光场可写为^[10]

$$E'_x(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{S'_{OAP}} \left[\left(\frac{1}{r} - \frac{x^2}{2fr^2} \right) E_{0x} - \frac{xy}{2fr^2} E_{0y} \right] J \exp[ik(ux'_p + vy'_p + mz'_p)] dudv, \quad (5)$$

$$E'_y(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{S'_{OAP}} \left[\left(\frac{1}{r} - \frac{y^2}{2fr^2} \right) E_{0y} - \frac{xy}{2fr^2} E_{0x} \right] J \exp[ik(ux'_p + vy'_p + mz'_p)] dudv, \quad (6)$$

$$E'_z(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{S'_{OAP}} \frac{1}{r^2} (xE_{0x} + yE_{0y}) J \exp[ik(ux'_p + vy'_p + mz'_p)] dudv, \quad (7)$$

$$H'_x(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{S'_{OAP}} \left[\left(-\frac{xy}{2fr^2} \right) E_{0x} + \left(\frac{x^2 - y^2}{4fr^2} - \frac{f}{r^2} \right) E_{0y} \right] \frac{J \exp[ik(ux'_p + vy'_p + mz'_p)]}{\eta} dudv, \quad (8)$$

$$H'_y(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{S'_{OAP}} \left[\left(\frac{x^2 - y^2}{4fr^2} + \frac{f}{r^2} \right) E_{0x} + \left(\frac{xy}{2fr^2} \right) E_{0y} \right] \frac{J \exp[ik(ux'_p + vy'_p + mz'_p)]}{\eta} dudv, \quad (9)$$

$$H'_z(P) = \frac{i}{\lambda} \iint_{S'_{OAP}} \frac{1}{r^2} (yE_{0x} - xE_{0y}) \frac{J \exp[ik(ux'_p + vy'_p + mz'_p)]}{\eta} dudv, \quad (10)$$

式中省略了对场强分布无影响的常数相位项及时谐因子项, (x'_p, y'_p, z'_p) 表示位于OAP几何焦点附近的任一观察点P在 $S'_{x'y'z'}$ 中的坐标, 方向余弦 $u = -(x \cos \psi + z \sin \psi)/r, v = -y/r,$

$m = -(-x \sin \psi + z \cos \psi)/r,$ 其中 $r = f + (x^2 + y^2)/4f,$ 积分变换的雅克比式为

$$J = \frac{4f^2}{m(1 + u \sin \psi + m \cos \psi)^2} \quad (11)$$

3 数值模拟

图2为平行于母抛物面旋转对称轴且沿x方向偏振的线偏振平面光波入射到无装校失调具有 $f = 800 \text{ mm}, \psi = 61.6^\circ, R = 160 \text{ mm}$ 的OAP表面后经

OAP反射聚焦于几何焦点F时的三维空间光传输情况。需要指出的是,下面所有装校失调对OAP聚焦特性影响的数值分析中,OAP的结构参数与入射光参数若无特别指出均为 $f = 800 \text{ mm}, \psi = 61.6^\circ$ (对应离轴高度 $h = 960 \text{ mm}, R = 160 \text{ mm}$,入射光沿x方向偏振、振幅为1,波长为 $1.053 \mu\text{m}$)。为清晰显示光束经OAP反射聚焦后在三维空间的光传输情况,从三个视觉角度来呈现:图2(a)为在不同轴向位置 $z' = -40 \lambda, -20 \lambda, 0 \lambda, 20 \lambda, 40 \lambda$ 处 $x'-y'$ 平面内的场强分布;图2(b)为光经OAP反射聚焦后在弧矢面 $-120 \lambda \leq z' \leq 120 \lambda, -10 \lambda \leq y' \leq 10 \lambda$ 区域内的光纵向传输情况;图2(c)为光经OAP反射聚焦后在子午面 $-120 \lambda \leq z' \leq 120 \lambda, -10 \lambda \leq x' \leq 10 \lambda$ 区域范围内的光纵向传输情况。从图2显示的结果中,我们能清楚地看到平行光入射到无装

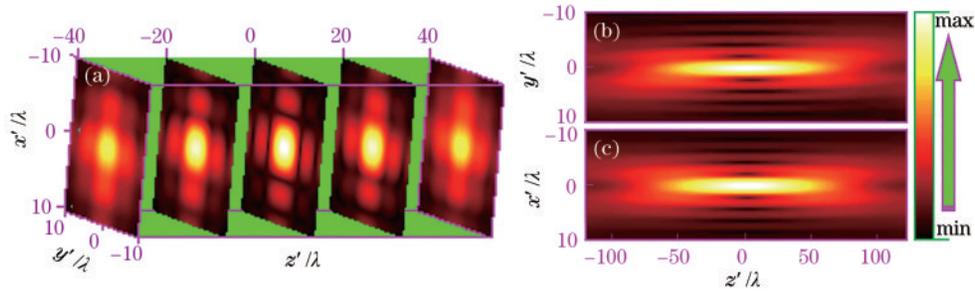


图 2 平行光经无装校失调 OAP 聚焦时的三维光传输。(a)在不同轴向位置 $z' = -40\lambda, -20\lambda, 0\lambda, 20\lambda, 40\lambda$ 处 $x'-y'$ 平面内的场强分布;(b)光经 OAP 反射聚焦后在弧矢面内 $-120\lambda \leq z' \leq 120\lambda, -10\lambda \leq y' \leq 10\lambda$ 区域内的光纵向传输情况;(c)光经 OAP 反射聚焦后在子午面内 $-120\lambda \leq z' \leq 120\lambda, -10\lambda \leq x' \leq 10\lambda$ 区域内的光纵向传输情况

Fig. 2 Three-dimensional propagation of a parallel light focused by OAP without misalignment. (a) Field intensity distribution in the $x'-y'$ plane at different axial positions $z' = -40\lambda, -20\lambda, 0\lambda, 20\lambda, 40\lambda$; (b) longitudinal transmission of light in the sagittal plane $-120\lambda \leq z' \leq 120\lambda$ and $-10\lambda \leq y' \leq 10\lambda$ after the light is reflected and focused by the OAP; (c) longitudinal transmission of light in the meridian plane $-120\lambda \leq z' \leq 120\lambda, -10\lambda \leq x' \leq 10\lambda$ after the light is reflected and focused by the OAP

校失调的 OAP 表面经 OAP 反射后将无任何像差地聚焦于几何焦点 F 处,这也证实了旋转后的坐标系 $S'_{x'y'z'}$ 没有引入所谓的额外内在像差。当然,衍射焦斑并不是一个几何点,其空间尺寸的大小与 OAP 系统的有效 f 数 ($f'/2R$) 成正比。

接下来我们考虑 OAP 装校失调的情况。实际工程实践或实验中 OAP 装调很困难,主要因为它有 6 个自由度:3 个轴向平动和 3 个绕轴转动,如图 1 左栏子图所示。当 OAP 发生轴向平动失调时,由于没有破坏反射聚焦光束方向余弦的对称性,我们可以预知入射平行光仍能无像差地聚焦,焦斑形态不会发生变化,只是焦斑中心位置会发生偏移,偏移量为 $(\Delta x \cos \psi + \Delta z \sin \psi, \Delta y, -\Delta x \sin \psi + \Delta z \cos \psi)$ 。图 3(a) 和 3(b) 分别为 OAP 沿 x'' 轴平动 20λ 、沿 y'' 轴平动 20λ 时光束经 OAP 反射聚焦后的光传输情况。从图 3 显示的结果中,我们能清楚地看到入射平行

光确实能无像差地聚焦,衍射焦斑形态也未发生变化,但焦斑中心位置发生了偏移,分别位于 $(9.53\lambda, 0, -17.59\lambda)$ 与 $(0, 20\lambda, 0)$ 处,这些数值结果证实了前述判断。为使文章简洁,这里未显示 OAP 沿 z'' 轴方向发生平动的结果。在此需要指出的是,当 OAP 发生沿 x'' 或 z'' 轴方向平动失调时,尽管入射平行光能无像差地聚焦于空间某处,衍射焦斑形态也未发生变化,但焦斑中心的垂轴位置发生了偏移,若接收屏依然保持 OAP 处理理想状态时的位置不动(即 $z' = 0$ 处),则接收屏上得到的焦场形态会发生变化,中心亮斑直径变大,峰值光强降低。若不考虑 x'' 或 z'' 方向的平移联动,利用瑞利判据可得这两方向的沿轴平移公差分别为 $\Delta x'' = \pm 2\lambda (f/\#)^2 / \sin \psi$ 与 $\Delta z'' = \pm 2\lambda (f/\#)^2 / \cos \psi$ ^[2], 这里的 $f/\#$ 被定义为抛物面 f 数,其值为 $f/\# = f/2R$ 。

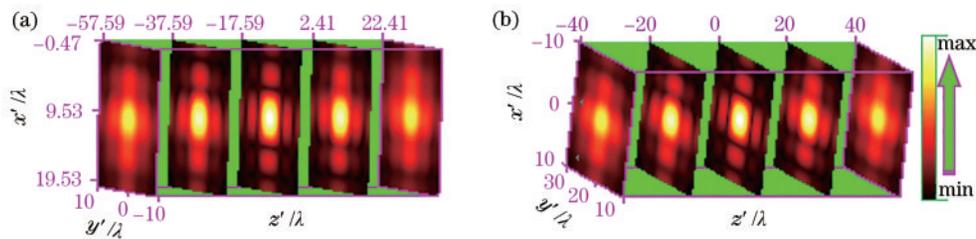


图 3 平行光经沿 x'' 轴或 y'' 轴方向平动 20λ 的 OAP 聚焦时的光传输。(a) x'' 轴;(b) y'' 轴

Fig. 3 Propagation of a parallel light focused by OAP with translational motion of 20λ along x'' - or y'' -axis. (a) x'' -axis; (b) y'' -axis

当 OAP 发生绕 z'' 轴偏离旋转时,由于在此旋转过程中未破坏反射聚焦光束方向余弦的对称性,所以原平行入射光仍能无像差地聚焦,相应的焦场强度空间分布将绕 z'' 轴及传输方向旋转相同角度,但

焦斑形态不会发生变化。图 4 显示了 OAP 绕 z'' 轴转动 $\gamma = 10^\circ$ 时光束经 OAP 反射聚焦后的光传输情况。从图 4 显示的结果中,我们能清楚地看到入射平行光仍能无像差地聚焦,焦斑形态虽未有变化,但焦场强度空间分布绕传输轴旋转了 10° ,图 4 显示的结果证实了前述结论。这里需要指出的是,图 4 中的 XYZ 是 $S'_{x'y'z'}$ 绕 z'' 轴旋转 10° 后所得的坐标。若原接收屏及 $S'_{x'y'z'}$ 不做相应旋转变化,则 OAP 绕 z'' 轴转动 γ 角时形成的焦斑中心位置在 $S'_{x'y'z'}$

坐标系中的坐标为 $[2h \sin^2(\gamma/2) \cos \psi, -2h \sin(\gamma/2) \cos(\gamma/2), -2h \sin^2(\gamma/2) \sin \psi]$,焦斑中心位置的偏移很显然表明原接收屏(即处 $z' = 0$ 平面)上得到的衍射聚焦光斑形态会发生变化,中心亮斑直径无疑会变大,从而降低峰值光强。当转角 $\gamma \leq 10^\circ$, $\sin^2(\gamma/2) \approx (\gamma/2)^2$ 时,由 $\Delta x'' = \pm 2\lambda(f/\#)^2 / \sin \psi$ 或 $\Delta z'' = \pm 2\lambda(f/\#)^2 / \cos \psi$ 可得转角 γ 的旋转公差 $\Delta \gamma = \pm \sqrt{8\lambda(f/\#)^2} / [h \sin(2\psi)]$ 。

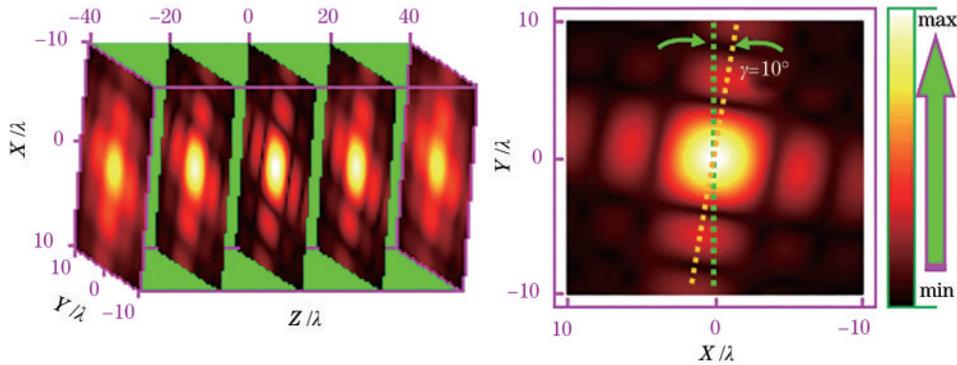


图 4 平行光经绕 z'' 轴偏离旋转 10° 的 OAP 聚焦时的光传输

Fig. 4 Propagation of a parallel light focused by OAP with rotation of 10° around z'' axis

当 OAP 发生绕 x'' 或 y'' 轴偏离旋转时,由于 OAP 的母旋转对称轴 \overline{AF} 也发生绕 x'' 或 y'' 轴偏离旋转,使原平行入射光将不再平行于母旋转对称轴,此过程破坏了反射聚焦光束方向余弦的对称性,因此原平行入射光不能无像差地聚焦,衍射焦斑形态亦将发生畸变,此时的 OAP 偏离旋转可用入射光的准直失调来等效处理,如图 1 所示。由此原入射平行光的复振幅可改写为

$$E'_i = E_i \exp[-ik\Phi(x, y, z, \alpha, \beta)], \quad (12)$$

式中: $\Phi(x, y, z, \alpha, \beta)$ 表示入射平行光准直失调引入的像差相位项。具体形式可表述为

$$\Phi(x, y, z, \alpha, \beta) = -x \sin \alpha + y \cos \alpha \sin \beta + z \cos \alpha \cos \beta, \quad (13)$$

式中: α, β 的概念定义在图 1 中。为使问题研究简洁,本文采取控制变量法,即当 $\alpha \neq 0$ 时, $\beta = 0$; 当 $\beta \neq 0$ 时, $\alpha = 0$ 。

图 5 为沿 x 方向偏振的线偏振平行光入射到绕 y'' 轴偏离旋转 $\alpha = 0.016^\circ$ 的 OAP 表面后经 OAP 反射聚焦时的三维空间光传输情况。从图 5 显示的结果中可以清晰地观察到在几何焦平面 ($z' = 0$) 与 OAP 之间存在一条平行于 y' 轴、但稍有弧度的焦线,为子午焦线,而在几何焦平面之外还存在另一

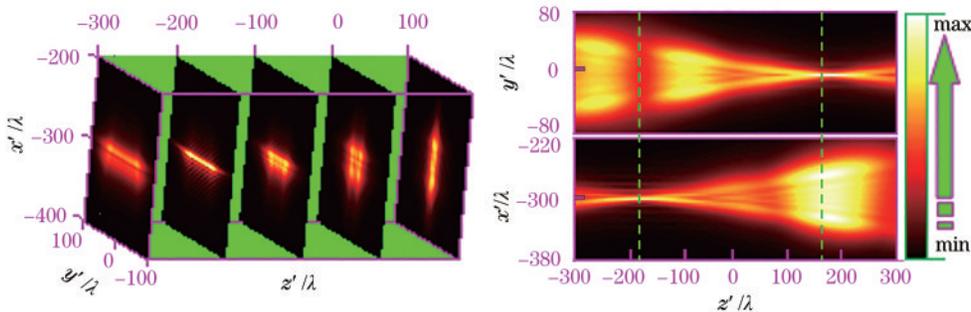


图 5 平行光经绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 聚焦时的光传输

Fig. 5 Propagation of a parallel light focused by OAP with rotation of 0.016° around y'' axis

条平行于 x' 轴同样有一定弧度的焦线,为弧矢焦线,两焦线的出现是像散存在的主要特征,焦线之间的距离即为像散的大小。两条焦线均非理想焦线,其具有一定的宽度且朝一侧弥散,并带有弧度,这是由彗差引起的。此外,两焦线之间位置上的弥散光斑呈 y' 轴两侧对称,彗差的出现会导致弥散光斑关于 x' 轴的非对称性。这里彗差的影响远比像散的影响小,因此像散是影响此时衍射焦斑的主要因素。图 5 右栏中的虚线分别表示子午或弧矢面内衍射焦线的位置。

图 6 为沿 x 方向偏振的线偏振平行光入射到不同 OAP 离轴高度、孔径大小或绕 y'' 轴有不同旋转偏离角的 OAP 后在几何焦平面内的场强分布,子图显示的光强分布都是对各自理想焦面处峰值强度进

行归一化的结果。图 6(a) 是平行光入射到绕 y'' 轴偏离旋转 $\alpha = 0.016^\circ$ 、半口径 $R = 160 \text{ mm}$ 、离轴高度 $h = 960 \text{ mm}$ 的 OAP 表面后经 OAP 反射聚焦于几何焦平面上的场强分布,此时的场强即图 5 中 $z' = 0$ 处 $x'-y'$ 平面内的场强分布,呈 y' 轴两侧对称、 x' 轴非对称分布的弥散光斑,这是像散和彗差共同作用的结果。当其他参量不变的情况下,随着 OAP 离轴高度的减小,像散将逐渐变小,如图 6(b) 所示 ($h = 295 \text{ mm}$),直至为零 ($h = 0 \text{ mm}$ 时),彗差逐渐成为影响衍射焦斑的主要因素;此外,我们还发现当 $h = 295 \text{ mm}$ 、 $\alpha = 0.016^\circ$ 或 $h = 295 \text{ mm}$ 、 $R = 160 \text{ mm}$ 参量不变的情况下,随着 OAP 孔径或旋转偏离角度的增大,彗差增大较快,其也逐渐成为影响衍射焦斑的主要因素。上述结论能由图 6(c) ($R = 260 \text{ mm}$)、图 6(d) ($\alpha = 0.040^\circ$) 所示的结果证实。

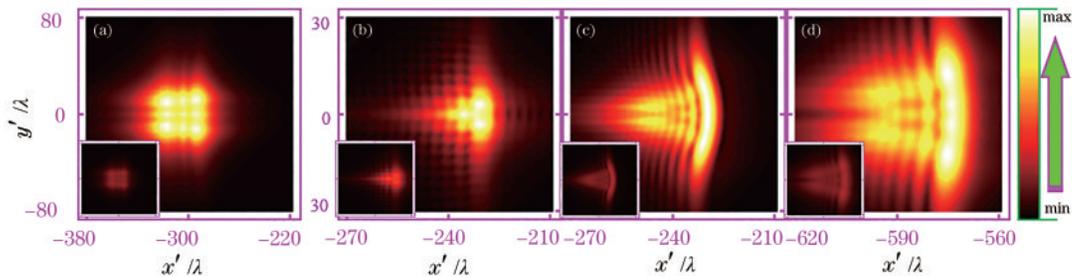


图 6 不同 OAP 离轴高度、孔径大小及旋转偏离角下几何焦平面内的场强分布。(a) $h = 960 \text{ mm}$, $R = 160 \text{ mm}$, $\alpha = 0.016^\circ$; (b) $h = 295 \text{ mm}$, $R = 160 \text{ mm}$, $\alpha = 0.016^\circ$; (c) $h = 295 \text{ mm}$, $R = 260 \text{ mm}$, $\alpha = 0.016^\circ$; (d) $h = 295 \text{ mm}$, $R = 160 \text{ mm}$, $\alpha = 0.040^\circ$

Fig. 6 Field intensity distribution in geometric focal plane with different OAP offsets, aperture sizes, and rotation angles.

(a) $h = 960 \text{ mm}$, $R = 160 \text{ mm}$, $\alpha = 0.016^\circ$; (b) $h = 295 \text{ mm}$, $R = 160 \text{ mm}$, $\alpha = 0.016^\circ$; (c) $h = 295 \text{ mm}$, $R = 260 \text{ mm}$, $\alpha = 0.016^\circ$; (d) $h = 295 \text{ mm}$, $R = 160 \text{ mm}$, $\alpha = 0.040^\circ$

为更清晰地呈现因绕 y'' 轴偏离旋转而导致产生的像散对 OAP 聚焦光束的影响,图 7 呈现了线偏振平行光经不同离轴高度或离轴角及绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在子午衍射焦平面、几何焦平面及弧矢衍射焦平面内的光强分布及相应平面内光强分布变化曲线。图 7(a1)~(a5) 为沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 1600 \text{ mm}$ 、绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在子午衍射焦平面、几何焦平面及弧矢衍射焦平面内的光强分布及相应平面内光强分布变化曲线;图 7(b1)~(b5) 为沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 960 \text{ mm}$ 、绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在上述三个焦平面内的光强分布及光强分布变化情况;图 7(c1)~(c5) 为沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 295 \text{ mm}$ 、绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在上述三个焦平面内的光强分

布及光强分布变化情况。图 7(a1)~(c5) 所示的结果清楚地表明子午焦线、弧矢焦线相互垂直,像散值分别达到 869λ 、 344λ 、 66.1λ ,是影响衍射焦斑的主要因素;随着 OAP 离轴高度的减小,像散逐渐变小。此外,还发现弧矢衍射焦平面内的峰值光强大约是子午衍射焦平面内峰值光强的 $1.12 \sim 1.50$ 倍,产生这样结果的原因在于此时引入的彗差是沿 x' 方向,由此造成子午焦平面内的衍射焦斑比弧矢平面内的衍射焦斑有更大的尺寸扩散。OAP 绕轴偏离旋转的情况下,入射光偏振变化会对 OAP 聚焦光束产生一定的影响,衍射光斑将朝偏振方向展宽一定的宽度,然而展宽宽度不是很明显。图 7(d1)~(d5) 为沿 y 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 295 \text{ mm}$ 、绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在上述三个焦平面内的光强分布及光强分布变化情况。

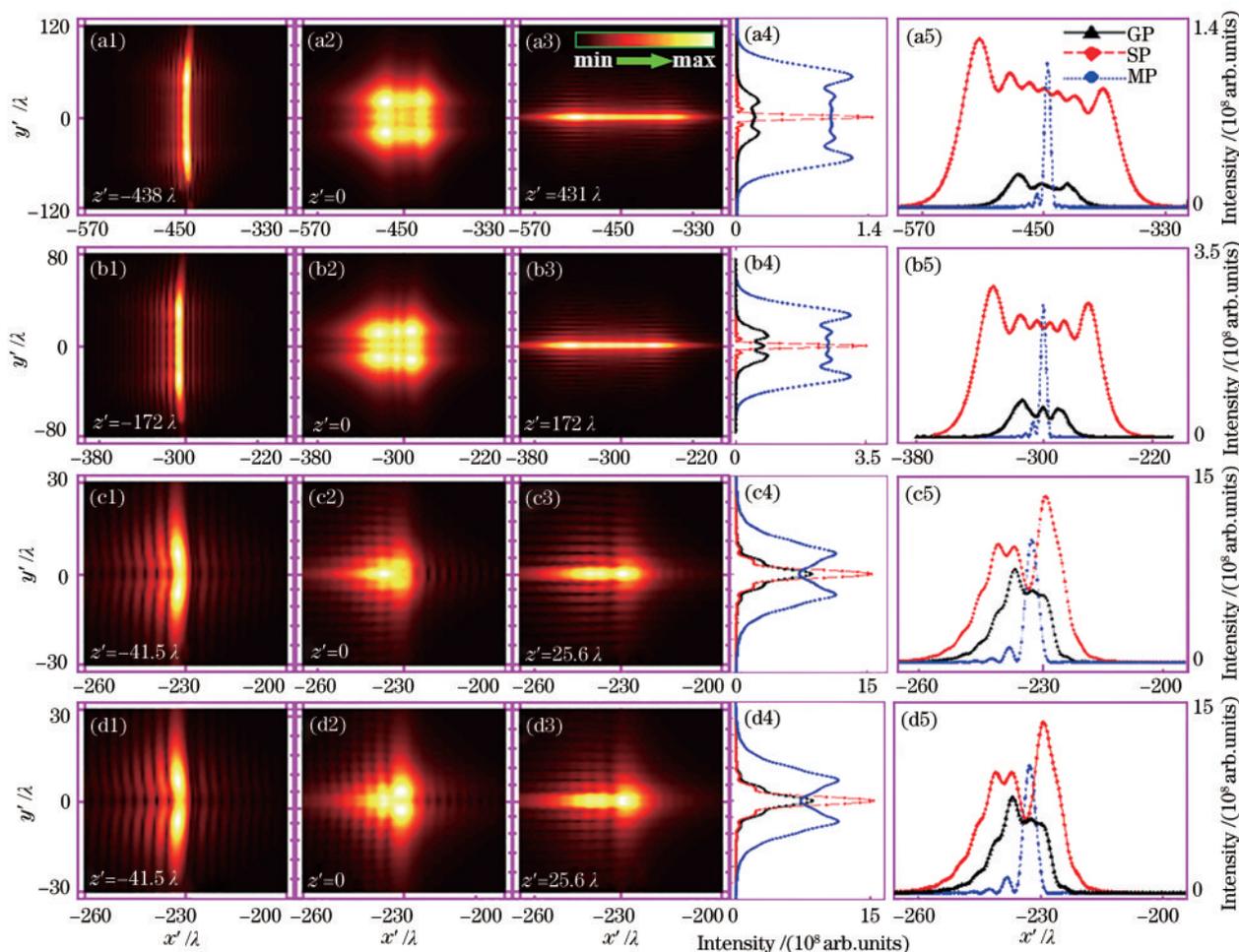


图 7 平行光经不同离轴高度及绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在子午衍射焦平面、几何焦平面及弧矢衍射焦平面内的光强分布及相应平面内光强分布变化曲线。(a1)~(a5) 沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 1600$ mm; (b1)~(b5) 沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 960$ mm; (c1)~(c5) 沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 295$ mm; (d1)~(d5) 沿 y 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 295$ mm

Fig. 7 Field intensity distribution of parallel light in meridian diffraction focal plane (MP), geometric focal plane (GP), and sagittal diffraction focal plane (SP) after passing OAP with different offsets and rotation of 0.016° around y'' axis, and curve of light intensity distribution in corresponding planes. (a1)–(a5) Off-axis height $h = 1600$ mm of parallel light polarized along x direction; (b1)–(b5) off-axis height $h = 960$ mm of parallel light polarized along x direction; (c1)–(c5) off-axis height $h = 295$ mm of parallel light polarized along x direction; (d1)–(d5) off-axis height $h = 295$ mm of parallel light polarized along y direction

为清晰呈现绕 x'' 与 y'' 轴偏离旋转对 OAP 聚焦光束影响的差异, 图 8 为沿 x 方向偏振的平行光经离轴高度 $h = 295$ mm、绕 x'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在几何焦平面及衍射焦平面内的光强分布, 子图显示的光强分布是对理想焦面处峰值强度进行归一化的结果。从图 8 所示结果中可以清晰地看到因像散的存在而产生一对相互垂直的焦线, 两条焦线亦非理想焦线, 非常明显地朝一侧弥散, 这个弥散是由彗差引起的。与绕 y'' 轴偏离旋转不同的

是, 两条焦线与 x', y' 轴夹角为 45° , 且两侧衍射焦平面位置是关于几何焦平面对称的, 这也使得在几何焦平面内的衍射光斑尺寸变大, 峰值强度减小, 因此控制绕 x'' 轴偏离旋转的调整精度将提高, 要求更苛刻。

为全面系统评估 OAP 绕 x'' 与 y'' 轴旋转的调整精度, 本文进行了大量的数值模拟以寻求当几何焦平面内的衍射焦斑的峰值强度降为理想聚焦状态下焦斑峰值光强的 $90\% [0.9I_{\max}^{(\text{ideal})}]$ 时容许的最大偏转角与 OAP 离轴角及抛物面 f 数之间的变化关系,

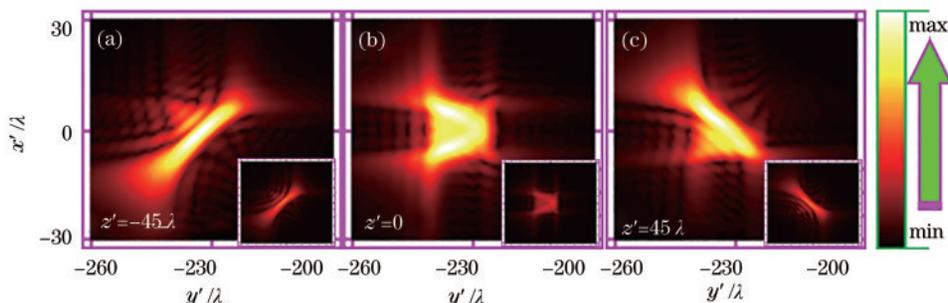


图 8 平行光经离轴高度及绕 x'' 轴偏离旋转 0.016° 的 OAP 后在几何焦平面及衍射焦平面内的光强分布

Fig. 8 Field intensity distributions of parallel light in geometric focal plane and diffraction focal planes after passing OAP with different offsets and rotation of 0.016° around x'' axis

结果见图 9。图 9(a) 为几何焦平面上的衍射焦斑的峰值强度下降到理想聚焦状态下焦斑峰值光强 10% 时对应的最大绕 y'' 轴偏离旋转的角度 (α_{\max}) 与 OAP 离轴角及 f 数之间的变化关系; 图 9(b) 为几何焦平面上的衍射焦斑的峰值强度下降到理想聚焦状态下焦斑峰值光强 10% 时对应的最大绕 x'' 轴偏离旋转的角度 (β_{\max}) 与 OAP 离轴角及 f 数之间的变化关系。图 9 所示结果清楚地表明, 随着 OAP 离轴角的增大, 焦斑峰值强度下降到理想聚焦状态下焦斑峰值光强 90% 时容许的最大偏离角将减小, 这意味着旋转调整精度要求随着 OAP 离轴角的增大而变得越来越苛刻; 抛物面 f 数越小, 最大偏离角越小, 旋转调整精度要求越高, 但其变化越趋平缓; 抛物面 f 数相等的情况下, 孔径越小, 容许的最大偏离角越大, 这是因为孔径越大, 产生的像散及彗差亦增大, 从而导致更大畸变的衍射焦斑, 使峰值光强快速下降^[10]。此外,

比较图 9(a) 与 (b) 的结果还可以发现, 在其他参量相同的情况下, $\beta_{\max} < \alpha_{\max}$, 这意味着 OAP 绕 x'' 轴旋转的调整精度比绕 y'' 轴旋转的调整精度要高。造成绕 x'' 与绕 y'' 轴旋转的调整精度存在差异的原因在于 OAP 自身的几何结构, 即 OAP 是一种只有一个对称面的非对称表面镜。本文中描述的 OAP 只关于 $y''=0$ 平面对称, 而相对 $x''=0$ 平面很显然不对称, 当 OAP 发生绕 y'' 轴偏离旋转时, 其关于 $y''=0$ 平面对称性没有改变, 反射聚焦光束的这种对称性也未改变, 如图 5~7 所示, 然而当 OAP 发生绕 x'' 轴偏离旋转时, 其不再关于 $y''=0$ 平面对称, 反射聚焦光束的这种对称性也被破坏, 如图 8 所示, 这使得子午、弧矢面内的两条焦线与 x', y' 轴夹角为 45° , 对称分布于几何焦平面两侧, 两衍射焦平面内的焦斑形态关于 $x''=0$ 平面对称, 由此造成几何焦平面内的衍射光斑尺寸变大, 峰值强度减小更多。

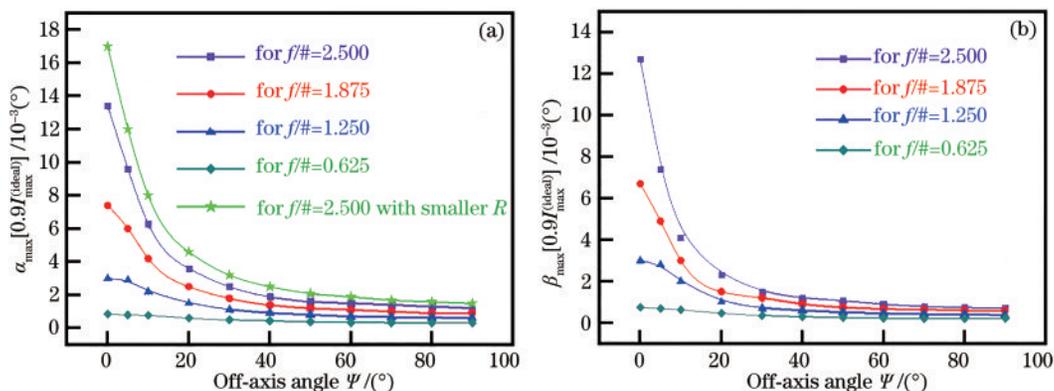


图 9 峰值光强下降 10% 时对应的容许最大绕轴偏离旋转角度。(a) α_{\max} 、(b) β_{\max} 与 OAP 离轴角及抛物面 f 数之间的变化关系
Fig. 9 When peak light intensity decreases by 10%, the corresponding maximum rotation angle around the axis. Relationship between (a) α_{\max} , (b) β_{\max} and OAP off-axis angle and the parabolic f number

实际情况下, OAP 系统往往是存在多种形式的装校失调, 既有平动, 又有绕着 x'' 轴、 y'' 轴和 z'' 轴的

偏离旋转, 为呈现出多种装校失调同时存在时对聚焦光场的共同影响, 本文数值模拟了沿 x 方向偏振

的线偏振光入射到沿 y'' 轴平动 20λ 、绕 x'' 轴、 y'' 轴各偏离旋转 0.016° 、绕 z'' 轴偏离旋转 10° 的 OAP 表面后经 OAP 反射聚焦时的三维空间光传输情况,如图 10 所示。从图 10 所示的结果中可以很清楚地看到,聚焦光场发生了比单个装校失调存在时更严重的畸变,既有沿 y'' 轴方向 20λ 的侧移,又有绕 z'' 轴的偏离旋转,还有因绕 x'' 轴、 y'' 轴偏离旋转 0.016° 时引入的像散和彗差。

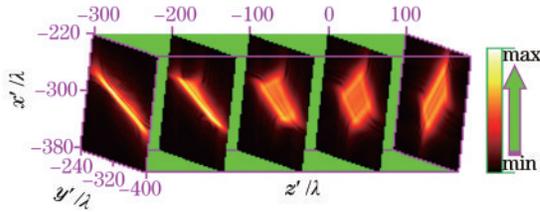


图 10 平行光经沿 y'' 轴方向平动 20λ 、绕 x'' 轴、 y'' 轴各偏离旋转 0.016° 、且绕 z'' 轴偏离旋转 10° 的 OAP 聚焦时的光传输

Fig. 10 Propagation of a parallel light focused by OAP with translational motion of 20λ along y'' axis, and rotation of 0.016° around x'' and y'' axis, and rotation of 10° around z'' axis

这里需要强调指出的是,尽管目前我们仅考虑矩形口径 OAP 聚焦光场装校误差的影响,但实际上文中描述的全矢量衍射理论同样可适用于圆形口径光场聚焦,只需将 OAP 的离轴区域定义范围(4)式改写成 $\Pi:(x-h)^2 + y^2 \leq R^2$ 即可。图 11 为沿 x 方向偏振的线偏振光入射到绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 圆形口径的 OAP 表面后经 OAP 反射聚焦时的三维空间光传输情况。比较图 11 和图 5 所示结果可清晰地观察到圆形口径光场与矩形口径光场聚焦除衍射焦斑形态有圆形与矩形结构差异外,聚焦光场的整体演化过程是一致的,都受到像散和彗差的共同影响。另外还需指出的是,若入射光为高斯分

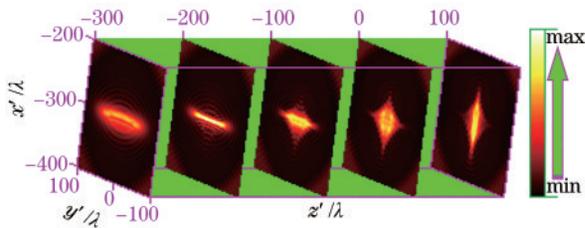


图 11 平行光经绕 y'' 轴偏离旋转 0.016° 的圆形孔径 OAP 聚焦时的光传输

Fig. 11 Propagation of a parallel light focused by circle OAP with rotation of 0.016° around y'' axis

布,且束腰离 OAP 较远时,此时的高斯入射光可看成半角为 θ 的球面波,由高斯光性质可得 OAP 上入射点的光场为

$$E = E_0 \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left[-i\frac{kr^2}{2R(z)} - ikz_s - i\omega t\right]. \quad (14)$$

则(14)式中除了场强会有高斯分布外,还附加一个 $\exp\left[-i\frac{kr^2}{2R(z)}\right]$ 相位因子。若 OAP 的孔径大小与入射焦斑大小匹配,则附加相位因子可写为

$$\exp\left[-i\frac{kr^2}{2R(z)}\right] = \exp\left(-ik\frac{r^2\theta}{2R}\right). \quad (15)$$

(15)式可理解为参考点的轴向移动引起的,由于 OAP 关于 z' 轴的非对称性,将像面移动后并不能完全消除(13)式中的波差,而产生彗差。

4 结 论

利用基于严格的全矢量衍射理论,本文系统详尽分析了装校失调对大口径 OAP 光束聚焦特性的影响。研究表明:1) OAP 三维平动后入射平行光仍能无像差地聚焦,衍射焦斑形态没有发生改变,只是焦斑中心位置发生了偏移,偏移量为 $(\Delta x \cos \psi + \Delta z \sin \psi, \Delta y, -\Delta x \sin \psi + \Delta z \cos \psi)$ 。利用瑞利判据可得 OAP 的三维平动公差,即 x'' 或 z'' 方向的平移公差分别为 $\Delta x'' = \pm 2\lambda(f/\#)^2 / \sin \psi$ 与 $\Delta z'' = \pm 2\lambda(f/\#)^2 / \cos \psi$,而在 y'' 方向的平移没有改变几何焦平面上焦斑形态;2) OAP 绕 z'' 轴偏离旋转后入射平行光亦能无像差地聚焦,相应的焦场强度空间分布将绕 z'' 轴及传输方向旋转相同角度,焦斑形态虽未发生变化,但焦斑中心位置发生了偏移,绕 z'' 轴偏离旋转公差为 $\Delta \gamma = \pm \sqrt{8\lambda(f/\#)^2} / [h \sin(2\psi)]$;3) 当 OAP 发生绕 x'' 或 y'' 轴偏离旋转时会引起像散、彗差的出现致使衍射焦斑形态发生变化,产生严重畸变,大幅降低焦斑的峰值光强。当 OAP 发生绕 y'' 轴偏离旋转时弧矢衍射焦平面内的峰值光强大约是子午衍射焦平面内峰值光强的 1.12~1.50 倍,而发生绕 x'' 轴偏离旋转时弧矢衍射焦平面内的峰值光强与子午衍射焦平面内峰值光强是相等的。随着 OAP 离轴高度的减小,像散逐渐变小,直至为零($h=0$ mm 时),彗差则逐渐成为影响此时衍射焦斑的主要因素。随着

OAP 孔径或旋转偏离角度的增大, 彗差增大较快, 其逐渐成为影响衍射焦斑的主因。此外, 本文还详细探讨了衍射焦斑峰值光强下降 10% 时容许的最大旋转偏离角与 OAP 离轴参量、光束参量的变化关系。随着 OAP 离轴角的增大或抛物面 f 数的减小, 容许的最大偏离角快速减小, 旋转调整精度要求提高。在抛物面 f 数相等的情况下, 孔径越小, 容许的最大偏离角越大。OAP 绕 x 轴旋转的调整精度略高于绕 y 轴旋转的调整精度。入射光偏振方向对焦斑形态变化有一定影响, 但不显著。

参 考 文 献

- [1] Danson C N, Haefner C, Bromage J, et al. Petawatt and exawatt class lasers worldwide[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2019, 7(3): 172-225.
- [2] Guo Z, Yu L H, Wang J Y, et al. Improvement of the focusing ability by double deformable mirrors for 10-PW-level Ti: sapphire chirped pulse amplification laser system[J]. Optics Express, 2018, 26(20): 26776-26786.
- [3] Koulouklidis A D, Gollner C, Shumakova V, et al. Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments[J]. Nature Communications, 2020, 11: 292.
- [4] Leshchenko V E, Kessel A, Jahn O, et al. On-target temporal characterization of optical pulses at relativistic intensity[J]. Light: Science & Applications, 2019, 8: 96.
- [5] Howard J E. Imaging properties of off-axis parabolic mirrors[J]. Applied Optics, 1979, 18(15): 2714-2722.
- [6] Shi H B, Cheng Z G, Xu G L, et al. Study on focusing spot characteristic by off-axis parabolic mirror[J]. Chinese Journal of Lasers, 2000, 27(10): 880-886.
石鸿斌, 程兆谷, 许国良, 等. 激光束经离轴抛物面镜聚焦后光斑特性的研究[J]. 中国激光, 2000, 27(10): 880-886.
- [7] Arguijo P, Scholl M S, Paez G, et al. Diffraction patterns formed by an off-axis paraboloid surface[J]. Applied Optics, 2001, 40(17): 2909-2916.
- [8] Arguijo P, Scholl M S. Exact ray-trace beam for an off-axis paraboloid surface[J]. Applied Optics, 2003, 42(16): 3284-3289.
- [9] Bahk S W, Rousseau P, Planchon T A, et al. Characterization of focal field formed by a large numerical aperture paraboloidal mirror and generation of ultra-high intensity (10^{22} W/cm²) [J]. Applied Physics B, 2005, 80(7): 823-832.
- [10] Zeng X H, Chen X Y. Characterization of tightly focused vector fields formed by off-axis parabolic mirror[J]. Optics Express, 2019, 27(2): 1179-1198.
- [11] Zeng X H, Chen X Y. Far-field vector-diffraction of off-axis parabolic mirror under oblique incidence[J]. Chinese Physics B, 2020, 29(3): 034202.
- [12] Yue F, Zhu J Q, Zhao D F, et al. Study on focusing characteristic of large aperture off-axis paraboloidal mirror in the high-energy petawatt laser system[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(9): 0914001.
岳峰, 朱健强, 赵东峰, 等. 高能拍瓦激光系统中大口径离轴抛物面聚焦特性研究[J]. 光学学报, 2012, 32(9): 0914001.