

多束平顶光束在腔内及靶壁的光强分布

陈明玉 李小燕* 陈子阳 蒲继雄

华侨大学信息科学与工程学院 福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021

摘要 基于广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式,推导出在激光间接驱动聚变装置腔柱内和腔柱内靶面上相干叠加的多束激光束投影焦斑光强度的解析表达式。着重分析了轴向距离、离焦量、入射角和聚焦 F 数等因素对投射在腔内部横截面上的光斑光强分布的影响,以及离焦量、入射角、 F 数和腔径大小对辐照在靶壁上的焦斑光强分布的影响。仿真结果表明,增大离焦量和聚焦 F 数,辐照在腔柱内靶面上和垂直于腔轴切面上各投影光斑的光强变化变得平缓,且腔靶内表面上的光强分布均匀性变差,且增大聚焦 F 数或增大离焦量,会使投影焦斑尺寸呈现减小的趋势。在腔壁上要获得均匀性比较好的光斑,跟腔径值和注入角度的选取有比较密切的联系。

关键词 激光光学; 均匀辐照; 平顶高斯光束; 间接驱动聚变; 相干叠加; F 数

中图分类号 O436; O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.091407

Intensity Distribution of Multi-Flat-Topped Beams in Target and Wall

Chen Mingyu Li Xiaoyan Chen Ziyang Pu Jixiong

Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation,

College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China

Abstract Based on the generalized Huygens-Fresnel diffraction integral formula, analytical expressions of coherent superposition multiple laser beams projection light focal spots intensity in hohlraum and wall of indirect-driven fusion device is calculated. The effect of the axial distance, defocus amount, incident angle and focusing F number on cavity internal glazing cross-section light spots intensity distribution and the effect defocus amount, incident angle, focusing F number and diameter on hohlraum wall light spots intensity distribution is analyzed. Simulation results show that within a fixed range, the interference becomes less obvious, and the intensity distribution becomes more uniform with the increasement of defocus amount and F number. In addition, the obtainment of better uniformity of light spots in hohlraum wall is relevant to hohlraum diameter and incident angle.

Key words laser optics; uniform irradiation; flattened Gaussian beam; indirect-driven fusion; coherent superposition; F number

OCIS codes 140.3295; 030.1640

1 引言

激光驱动惯性约束聚变(ICF)是实现受控热核聚变,完成实验室核爆模拟的重要手段之一^[1]。激光间接驱动核聚变,其中心点火方式是通过强激光照射在高原子序数元素制成的腔靶内壁上,腔靶内壁吸收激光能量转化为强X射线,强X射线经输运和均匀化后辐照、填充氘(D)氚(T)燃料的球形靶丸,利用从燃料表面喷出等离子体的反作用超高密度地压缩燃料,形成中心热斑,引起点火增益而实现核聚变反应^[2-4]。从激光腔靶耦合角度要求激光能量主要沉积在腔壁附近,并以面发射的形式在腔壁附近将激光能量转换为软X

收稿日期: 2015-02-15; 收到修改稿日期: 2015-03-15; 网络出版日期: 2015-08-15

基金项目: 国家自然科学基金(61178015,11304104)

作者简介: 陈明玉(1990—),女,硕士研究生,主要从事激光传输与光束变换方面的研究。

E-mail: mychen0208@foxmail.com

导师简介: 蒲继雄(1962—),男,博士,教授,主要从事光束传输与非线性光学等方面的研究。

E-mail: jixiong@hqu.edu.cn

*通信联系人。E-mail: xiaoyanli@siom.ac.cn

光,控制X光发射的空间位置和时间过程,从而控制靶丸的辐照均匀性^[6]。在激光加热初期,靶丸的辐照不均匀性主要由腔壁的激光光斑分布决定^[2]。

自2000年以来,中国在输出能量为30~100 kJ、波长为351 nm的激光器上开展了很多精细的物理实验^[6-7],获得了许多重要的进展,有助于更好地理解间接驱动黑腔中的内爆动力学、辐射产生和运输。近年来,国内关于间接驱动核聚变腔壁上的光强度已经有很多研究^[8-11]。但是,对腔内的光强分布尚未见报道。本文根据广义惠更斯-菲涅耳原理^[12]描述10阶平顶高斯光束注入到靶腔后,在腔内的传输特性和光斑在靶腔壁上的强度分布特性,及其受离焦量、聚焦 F 数和腔径大小等的影响。

2 计算模型和理论分析方法

2.1 腔内和腔壁上光束并束特性的理论模型

为提供充足的能量,ICF激光驱动器输出的光束空间分布一般采用方形平顶分布,而Gori^[13]在1994年提出的平顶高斯光束的模型可以描述这类强度分布近似为平顶的光束。平顶高斯光束的主要优点是,可以展开成拉盖尔-高斯光束(柱坐标系中)或厄米-高斯光束(直角坐标系中)之和,而拉盖尔-高斯光束和厄米-高斯光束在一阶光学系统中的传输遵从熟知的Kogelnik公式,即ABCD定律^[14],此外处理其数值积分的计算量也比其他较常用的平顶分布光束,如超高斯光束^[15]较小。为实现靶腔面的均匀辐照,激光束从两端打靶,聚焦注入。

如图1所示,神光III间接驱动实验采用8路平顶高斯光束分两组经透镜聚焦后,分别从柱形黑腔两端的激光注入孔(LEH)注入黑腔,每束光轴与腔轴的夹角相同。腔外径为 $2R$,坐标 XYZ 为以靶腔左侧注入孔中心为原点、沿腔轴的方向作为 Z 轴、以垂直于纸面向外的方向为 Y 轴建立的空间直角坐标系。从靶腔侧面看以腔壁上侧的中点为原点,沿腔轴的方向为 X_0 轴,沿腔柱曲面的方向作 Y_0 轴,建立腔柱内壁上的坐标系 (X_0, Y_0) 。

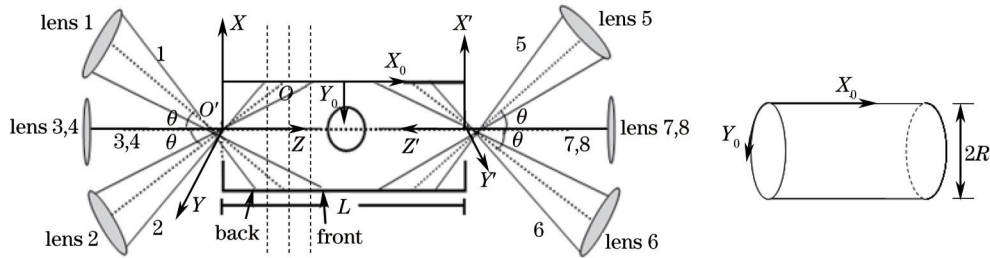


图1 激光束从两侧入射的靶腔装置示意图

Fig.1 Schematic diagram of hohlraum device under the illumination of laser beams from both sides

如图2所示,即为从左侧入射的4束平顶高斯光束关于腔轴对称分布的排布方式,1,2激光束的连线与3,4激光束的连线相互垂直,即在环上均匀排布。以激光束1,2,3,4入射进入靶腔的中心光线与腔轴的交点作为各自的原点,以光束1入射进入靶腔的方向作为 Z_1 轴,以 Y 轴作为 Y_1 轴;以光束2入射的方向为 Z_2 轴,以 Y 轴作为 Y_2 轴;以光束3入射的方向为 Z_3 轴,以 X 轴作为 X_3 轴;以光束4入射的方向为 Z_4 轴,以 X 轴作为 X_4 轴, Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 与 Z 交角均为 θ ,建立坐标系 $X_1 Y_1 Z_1, X_2 Y_2 Z_2, X_3 Y_3 Z_3, X_4 Y_4 Z_4$ 。图3为各坐标系与参考坐标系 XYZ 的旋转变换, θ 表示逆时针旋转对应坐标轴到参考坐标轴的角度, $-\theta$ 表示顺时针旋转的角度。将 $X_1 Y_1 Z_1, X_2 Y_2 Z_2, X_3 Y_3 Z_3, X_4 Y_4 Z_4$ 统一变换到参考坐标系 XYZ 的坐标转换关系式为:

$$\begin{cases} X_1 = Z \sin(\theta) + X \cos(\theta) \\ Y_1 = Y \\ Z_1 = Z \cos(\theta) - X \sin(\theta) + Z_1 \end{cases} \quad \begin{cases} X_3 = X \\ Y_3 = Y \cos(\theta) - Z \sin(\theta) \\ Z_3 = Y \sin(\theta) + Z \sin(\theta) + Z_1 \end{cases}, \quad (1)$$

$$\begin{cases} X_2 = X \cos \theta - Z \sin \theta \\ Y_2 = Y \\ Z_2 = X \sin \theta + Z \cos \theta \end{cases} \quad \begin{cases} X_4 = X \\ Y_4 = Z \sin \theta + Y \cos \theta \\ Z_4 = Z \cos \theta - Y \sin \theta \end{cases}$$

其中 Z 为透镜焦点到LEH与腔轴交点 O' 的距离,亦即离焦量。

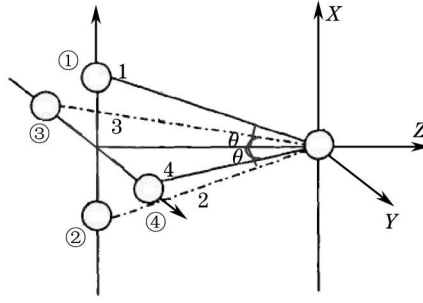
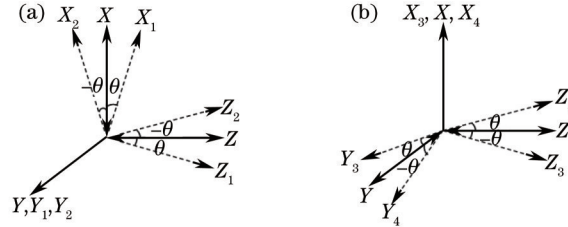


图2 4束平顶高斯光关于腔轴对称入射的排布方式

Fig.2 Distribution of four incident flattened Gaussian beams

图3 (a)坐标系 $X_1 Y_1 Z_1, X_2 Y_2 Z_2$ 与坐标系 XYZ 之间的转换; (b) 坐标系 $X_3 Y_3 Z_3, X_4 Y_4 Z_4$ 与坐标系 XYZ 之间的转换Fig.3 (a) Coordinate conversion between coordinate systems $X_1 Y_1 Z_1, X_2 Y_2 Z_2$ and XYZ ; (b) coordinate conversion between coordinate systems $X_3 Y_3 Z_3, X_4 Y_4 Z_4$ and XYZ

将 $X_1 Y_1 Z_1, X_2 Y_2 Z_2, X_3 Y_3 Z_3, X_4 Y_4 Z_4$ 统一变换到腔壁曲面坐标系 $X_0 Y_0$, 则坐标系间转换的公式如下:

$$\begin{cases}
 X_1 = (X_0 + L - R \cot \theta) \sin \theta + R \cos \theta - R \cos \left(\frac{Y_0 - \pi R}{R} \right) \cos \theta \\
 Y_1 = R \sin \left(\frac{Y_0 - \pi R}{R} \right) \\
 Z_1 = Z_1 + f + (X_0 + L - R \cot \theta) \cos \theta + R \cot \theta \cos \theta + R \cos \left(\frac{Y_0 - \pi R}{R} \right) \sin \theta \\
 X_2 = R \cos \left(\frac{Y_0}{R} \right) \cos \theta - (X_0 + L - R \cot \theta) \sin \theta - R \cos \theta \\
 Y_2 = R \sin \left(\frac{Y_0}{R} \right) \\
 Z_2 = Z_1 + f + (X_0 + L - R \cot \theta) \cos \theta + R \cot \theta \cos \theta + R \cos \left(\frac{Y_0}{R} \right) \sin \theta \\
 X_3 = R \sin \left[\frac{Y_0 - (\pi/2)R}{R} \right] \\
 Y_3 = R \cos \left[\frac{Y_0 - (\pi/2)R}{R} \right] \cos \theta - (X_0 + L - R \cot \theta) \sin \theta - R \cos \theta \\
 Z_3 = Z_1 + f + (X_0 + L - R \cot \theta) \cos \theta + R \cot \theta \cos \theta + R \cos \left[\frac{Y_0 - (\pi/2)R}{R} \right] \sin \theta \\
 X_4 = R \sin \left[\frac{Y_0 + (\pi/2)R}{R} \right] \\
 Y_4 = R \cos \theta + (X_0 + L - R \cot \theta) \sin \theta - R \cos \left[\frac{Y_0 + (\pi/2)R}{R} \right] \cos \theta \\
 Z_4 = Z_1 + f + (X_0 + L - R \cot \theta) \cos \theta + R \cot \theta \cos \theta + R \cos \left[\frac{Y_0 + (\pi/2)R}{R} \right] \sin \theta
 \end{cases} \quad (2)$$

2.2 原理分析

$z=0$ 时入射的三维平顶高斯光束的解析表达式^[10]均设为同一表达式:

$$E_0(x, y, 0) = \exp\left[-\frac{(N+1)x^2}{w_{0x}^2}\right] \sum_{n=0}^N \frac{1}{n!} \left[\frac{(N+1)x^2}{w_{0x}^2}\right]^n \exp\left[-\frac{(M+1)y^2}{w_{0y}^2}\right] \sum_{m=0}^M \frac{1}{m!} \left[\frac{(M+1)y^2}{w_{0y}^2}\right]^m, \quad (3)$$

其中 N 和 M 分别为 x, y 方向的阶数, w_{0x} 与 w_{0y} 分别是 x, y 方向的光束腰宽度, 取 $N=M=10$, $w_{0x}=w_{0y}=w_0$, 即所采用的光束是方形平顶的。

在腔内传输时每束平顶高斯光束对应的 ABCD 光学变换矩阵的表达式为:

$$A_i = -\frac{Z_i(X/Y, Z)}{f} \quad B_i = Z_i(X/Y, Z) + f \quad C_i = -\frac{1}{f} \quad D_i = 1 \quad (i=1, 2, 3, 4), \quad (4)$$

当打靶到达腔柱面时每束光对应的 ABCD 光学变换矩阵的表达式为:

$$A_{i1} = 1 - \frac{Z_i(X_0, Y_0)}{f} \quad B_{i1} = Z_i(X_0, Y_0) \quad C_{i1} = -\frac{1}{f} \quad D_{i1} = 1 \quad (i=1, 2, 3, 4). \quad (5)$$

基于广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 得到各光束经透镜聚焦, 入射进入靶腔内的光场分布分别为:

$$E_{1,2}(X, Y, Z) = \frac{ik}{2B_{1,2}} \exp[-ikZ_{1,2}(Y, Z)] \iint_S E_0(x, y, 0) \exp\left\{-\frac{ik}{2B_{1,2}} \{A_{1,2}(x^2 + y^2) - 2[xX_{1,2}(X) + yY_{1,2}(Y, Z)] + D_{1,2}[X_{1,2}(X)^2 + Y_{1,2}(Y, Z)^2]\}\right\} dx dy, \\ E_{3,4}(X, Y, Z) = \frac{ik}{2B_{3,4}} \exp[-ikZ_{3,4}(X, Z)] \iint_S E_0(x, y, 0) \exp\left\{-\frac{ik}{2B_{3,4}} \{A_{3,4}(x^2 + y^2) - 2[xX_{3,4}(X, Z) + yY_{3,4}(Y)] + D_{3,4}[X_{3,4}(X, Z)^2 + Y_{3,4}(Y)^2]\}\right\} dx dy, \quad (6)$$

由此从右侧注入的 4 束光的光场分布可类似求出。

在靶腔内部, 子光束互相干涉, 则相干叠加得到的投影光斑的光强分布为

$$I(X, Y, Z) = \left| \sum_{i=1}^8 E_i(x, y, z) \right|^2. \quad (7)$$

理论模拟计算所采用的激光光源到 LEH 的距离是米量级, 腔壁与腔轴的间距为毫米量级, 光线与腔轴的夹角远小于 1, 因此满足近轴条件。计算光场所用的衍射积分公式应推广为广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 则其传输的光场复振幅表达式为:

$$E_{11,21}(X_0, Y_0) = \frac{ik}{2B_{11,21}(X_0, Y_0)} \exp[-ikZ_{1,2}(X_0, Y_0)] \iint_S E_0(x, y, 0) \exp\left\{-\frac{ik}{2B_{11,21}(X_0, Y_0)} \{A_{11,21}(x^2 + y^2) - 2[xX_{1,2}(X_0, Y_0) + yY_{1,2}(Y_0)] + D_{11,21}[X_{1,2}(X_0, Y_0)^2 + Y_{1,2}(Y_0)^2]\}\right\} dx dy, \\ E_{31,41}(X_0, Y_0) = \frac{ik}{2B_{31,41}(X_0, Y_0)} \exp[-ikZ_{3,4}(X_0, Y_0)] \iint_S E_0(x, y, 0) \exp\left\{-\frac{ik}{2B_{31,41}(X_0, Y_0)} \{A_{31,41}(x^2 + y^2) - 2[xX_{3,4}(X_0, Y_0) + yY_{3,4}(Y_0)] + D_{31,41}[X_{3,4}(X_0, Y_0)^2 + Y_{3,4}(Y_0)^2]\}\right\} dx dy, \quad (8)$$

右侧注入的 4 束光的光场复振幅表达式可类似计算出, 则入射平顶高斯光束在靶腔内表面上相互干涉, 形成的投影光斑的光强分布为:

$$I_1(X_0, Y_0) = \left| \sum_{i=1}^8 E_{i1}(X_0, Y_0) \right|^2. \quad (9)$$

3 实验系统及测量结果

利用(7)式和(9)式的解析解可以在计算机上快速地计算出入射平顶高斯光束在靶腔内部以及靶壁上的光强分布。

图 4(a)~(c) 为靶腔内部垂直于腔轴、随 Z 变化的横截面投影光强分布图。腔长 L 长 10.01 mm, 靶腔外径 $2R$ 为 5.44 mm, 激光束的波长 λ 都是 351 nm, 光束腰宽度 w_0 是 300 μm , 假设聚焦透镜为方形透镜, 其焦距 f 是 1.9 m, 透镜口径 D 为 0.3 m \times 0.3 m, 8 束光的入射角为 35° , 离焦量 Z_i 为 0.1 mm。由于激光束关于腔轴对称打靶, 激光组束的光强关于 X 和 Y 轴对称分布, 并且在这 2 个方向上的光强分布完全一致。在 LEH 附近, 4 束激光束的光斑因相互交叠而产生干涉现象。随着传输距离的增加, 腔轴处的光强度逐渐降低到零, 焦斑变小, 光斑也会分离开来。图 4(d)~(e) 为黑腔不同横截面处 X 轴方向的光强分布曲线, 随着传播距离的增大,

激光束产生的“毛刺”逐渐减少,光强峰值减小,光强分布的宽度变宽,并且光强变化变得更平缓。

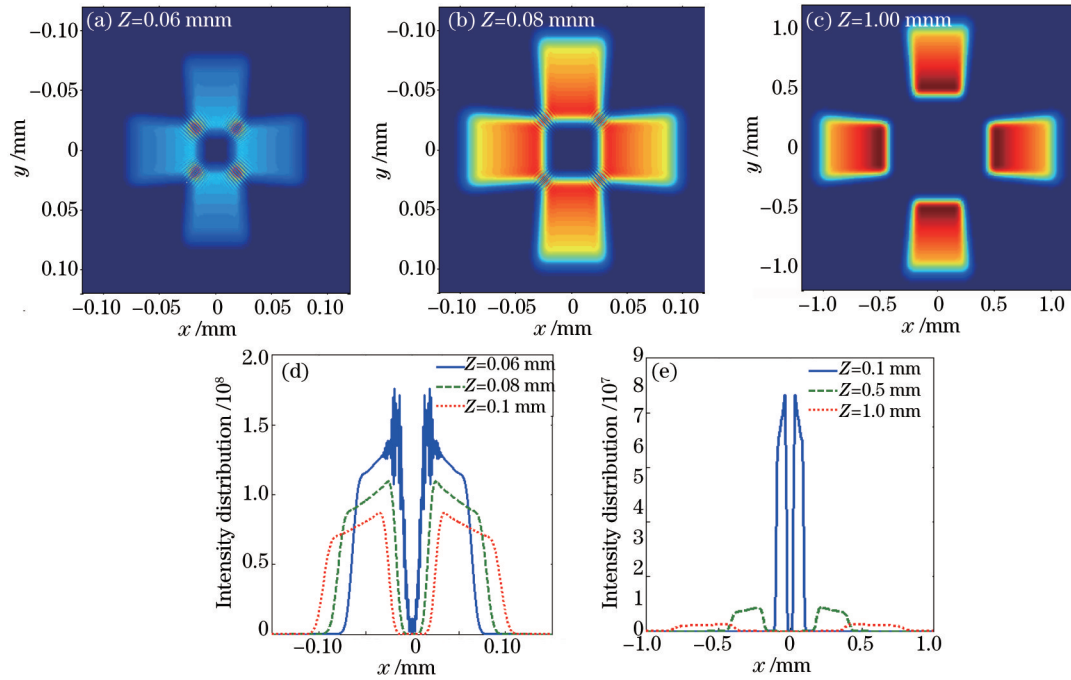


图4 (a), (b), (c) 黑腔截面上的光强分布; (d), (e) 激光在不同腔柱体横截面沿 X 轴的光强分布
Fig.4 (a), (b), (c) Intensity distribution along the hohlraum section; (d), (e) intensity distribution of laser beams in different hohlraum cross sections along X axis

对于腔壁上的光强,调制深度 M 可以表征光束的调制特性,其定义式为

$$M = \max \left[\frac{I_{\max} - \bar{I}}{\bar{I}}, \frac{\bar{I} - I_{\min}}{\bar{I}} \right], \tag{10}$$

其中 $I_{\max}, I_{\min}, \bar{I}$ 分别表征光束的最大光强、最小光强和平均光强。调制深度越小,表示光束质量越好。

图 5(a)~(c) 为 $Z=0.1$ mm 时采用不同离焦量时黑腔横截面上的光强分布情况,图 5(e)~(f) 为 θ 为 37° 时,

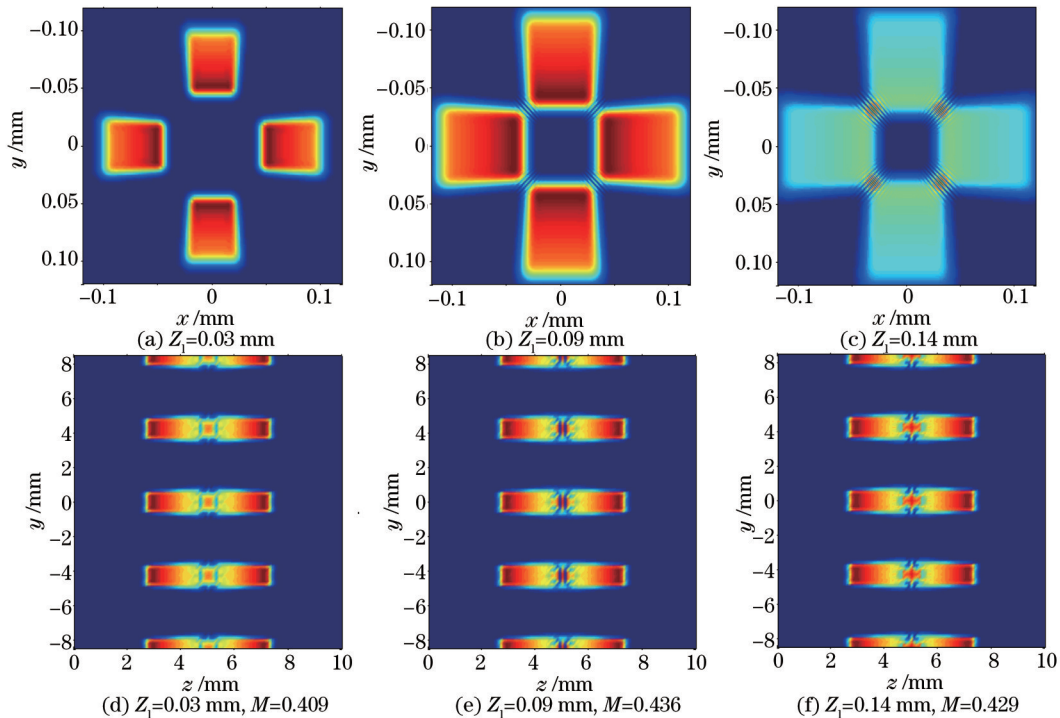


图5 (a), (b), (c) 腔内 ($Z=0.1$ mm) 光强分布受 Z_1 的影响; (d), (e), (f) 腔壁上光强分布受 Z_1 的影响
Fig.5 (a), (b), (c) Intensity distribution in hohlraum ($Z=0.1$ mm) with different defocusing amount Z_1 ;
(d), (e), (f) Intensity distribution in hohlraum wall with different defocusing amount Z_1

腔壁上的光强分布随离焦量的变化情况。可见在焦点附近处给系统一定的离焦量,光强分布扩散,光强度变弱,而投射至腔柱面后,减小离焦量可以让腔壁上的光强分布较均匀,却会使得各光束的衍射效应增强。

图6为组束以不同的入射角度入射进腔内($Z=0.15$ mm, $Z_i=0.11$ mm)以及到腔柱面($Z_i=0.02$ mm)上的光强的变化过程。光斑后端距离透镜焦点较近,因此光强度比较大且分布集中,而光斑前端距离焦点较远,因此强度比较弱,分布也相对扩散。在 $\theta \leq 19^\circ$ 时,光斑沿轴向的传输距离为

$$|L_q| = \left| \left(\frac{R}{\sin \theta} + z_i \right) \sin \alpha \left[\frac{1}{\sin(\theta - \alpha)} + \frac{1}{\sin(\theta + \alpha)} \right] \right| \geq 5.27 \text{ mm}, \quad \left[\alpha = \arctan \left(\frac{D}{2f} \right) \right]. \quad (10)$$

所以在横向展开的腔壁上只能看到各光束后端的光斑,激光束交错地投射到腔壁上,对称位置上两光斑是分离的。 θ 增到 19.5° 时,对称位置的两光斑后端之间开始产生干涉现象。光斑相干叠加, θ 增大到 37° ,光斑的前端相遇,对称位置的两光斑前端就出现了干涉现象,当 $\theta > 38^\circ$ 时,光斑前端逐渐分离开来。注入角增大,垂直于腔轴的横截面上投影焦斑光强分布变化强烈,焦斑尺寸变大;而对于腔柱内表面,焦斑尺寸减小,光强分布的均匀度降低。

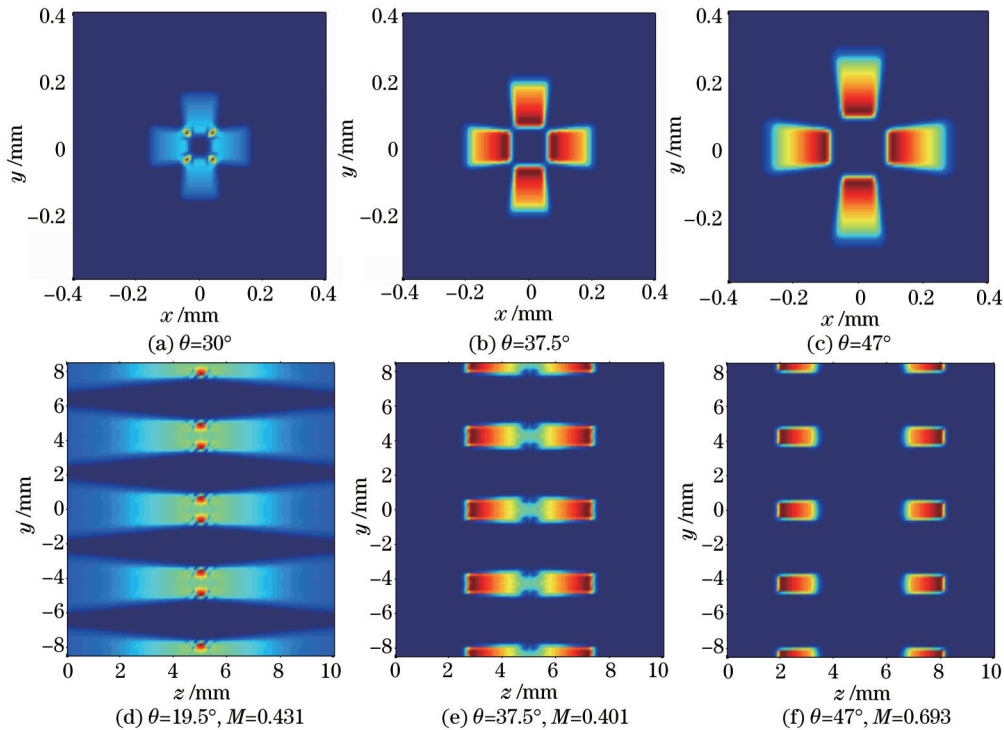


图6 (a), (b), (c) 沿腔轴切面上的光强分布受 θ 的影响($Z=0.15$ mm, $Z_i=0.11$ mm);

(d), (e), (f) 腔壁上光强分布受 θ 的影响($Z_i=0.02$ mm)

Fig.6 (a), (b), (c) Intensity distribution along the axis section with different incident angle θ ($Z=0.15$ mm, $Z_i=0.11$ mm);

(d), (e), (f) intensity distribution in hohlraum wall with different incident angle θ ($Z_i=0.02$ mm)

下面讨论束腰宽度和透镜焦距对并束特性的影响。如图7研究激光组束在 $Z_i=0.02$ mm时经过不同的聚焦 F 数在腔内 $Z=0.1$ mm($\theta=40^\circ$)以及展平的腔柱面($\theta=18^\circ$)上光强分布的变化情况。图7(a)、(d)中 f 为1.9 m, D 为0.6 m, 透镜 F 数为3.17, 图6(b)、(e) F 数为 $f/2D=2200$ mm/600 mm=3.67, 图7(c)、(f) F 数为 $f/D=1900$ mm/400 mm=4.75, 随着聚焦 F 数的增大, 焦斑间距拉远, 光束间的干涉条纹减少甚至没有干涉现象产生, 柱面上光斑的均匀性降低。

如图8所示, 腔径长度选取5.44 mm时, 腔柱内壁上投影焦斑的光强分布比较均匀, 腔壁中心有些空缺部位被亮斑填充, 中心光强较强, 产生的等离子体相对均匀。

4 结 论

根据广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式, 推导出8束10阶平顶高斯光束通过透镜聚焦后注入到黑腔内及投射到靶壁上的光强解析表达式。仿真模拟了激光组束在腔内的传输特性和在腔壁上光强分布。分析

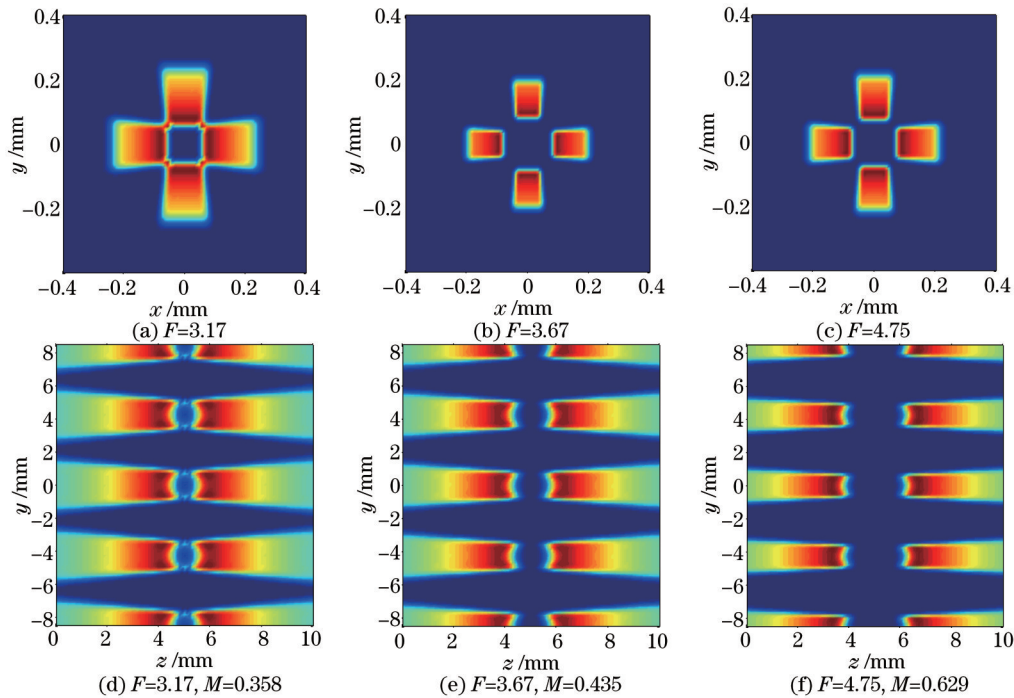


图7 (a), (b), (c) F 的变化对腔内切面 $Z=0.1$ mm 光强分布的影响; (d), (e), (f) F 数的变化对腔壁投影光强的影响

Fig.7 (a), (b), (c) Intensity distribution along the axis section with different F numbers;

(d), (e), (f) intensity distribution in hohlraum wall with different F numbers

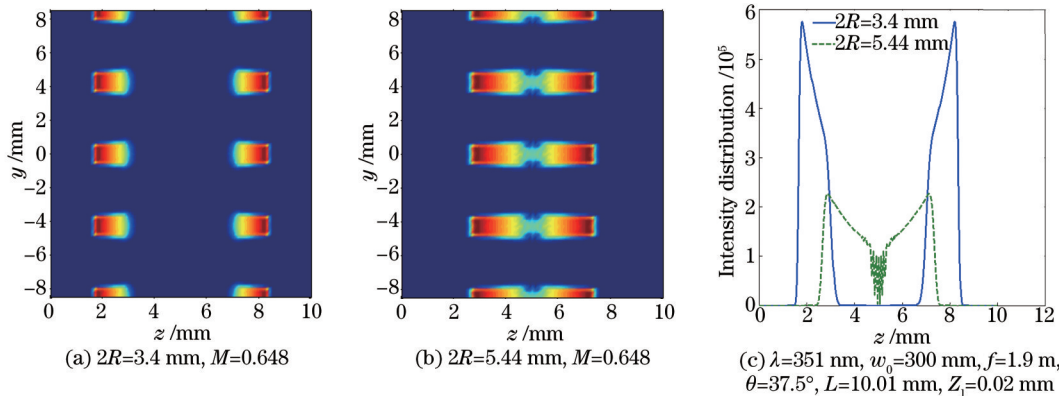


图8 (a), (b) 不同 $2R$ 时腔壁投影光斑的变化; (c) 不同腔径值情况下光强沿 X_0 轴的分布

Fig.8 (a), (b) Projection light spot in the cavity wall with different $2R$; (c) intensity distribution in hohlraum wall along X_0 axis with different cavity diameters

结果表明,离焦量 Z_1 、 θ 和 F 数与腔内沿腔轴方向的横截面和腔柱面上的光强度密切相关。一定范围内, Z_1 和聚焦 F 数越大,腔内和腔靶内表面上各光斑的光强变化越平缓,且腔靶内表面上的光强分布均匀性越差。增大 F 数或减小 Z_1 会使投影焦斑尺寸呈减小的趋势。在腔柱面上,各光斑随着 θ 的增大产生的变化是光斑的尾端由分离到慢慢靠近,在 θ 为 18° 附近尾端相遇,之后光斑因有交叠而发生明显的干涉现象,在 θ 靠近 37° 时,光斑的前端重叠在一起,继续增大 θ 值光斑前端逐渐分离; $2R$ 较大时,激光光斑均匀度较高。在实践中,若 $\theta = 37.5^\circ$, $2R = 5.44$ mm, $F = 3.17$, $Z_1 = 0.02$ mm 时,在腔壁上可以获得均匀性较好的光场分布。对腔内和腔柱面光强分布的影响的研究结果为腔柱面上的均匀辐照提供一定的参考价值。

参考文献

- Xie Yongjie, Liu Jingru, Zhao Xueqing. Laser beam smoothing and uniform illumination in ICF[J]. Laser Technology, 2001, 25(6): 454-459.
谢永杰, 刘晶儒, 赵学庆. ICF 中光束平滑及靶面辐照均匀性技术评述[J]. 激光技术, 2001, 25(6): 454-459.
- J Lindl. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for

- ignition and gain[J]. *Phys Plasmas*, 1995, 2(11): 3933–4024.
- 3 Zhang Zhanwen, Qi Xiaobo, Li Bo. Properties and fabrication status of capsules for ignition targets in inertial confinement fusion experiments[J]. *Acta Phys Sin*, 2012, 61(14): 145204.
张占文, 漆小波, 李波. 惯性约束聚变点火靶候选靶丸特点及制备研究进展[J]. *物理学报*, 2012, 61(14): 145204.
- 4 Wang Deen, Hu Dongxia, Dai Wanjun, *et al.*. Far field irradiance profile control in inertial confinement fusion drive facility with adaptive optics[J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(3): 0312002.
王德恩, 胡东霞, 代万俊, 等. 惯性约束聚变驱动装置中焦斑整形的自适应光学方法[J]. *中国激光*, 2011, 38(3): 0312002.
- 5 Li Hang, Pu Yudong, Jing Longfei, *et al.*. Variations of implosion asymmetry with hohlraum length and time in indirect-drive inertial confinement fusion[J]. *Acta Phys Sin*, 2013, 62(22): 225204.
黎航, 蒲昱东, 景龙飞, 等. 间接驱动的内爆不对称性随腔长和时间变化的研究[J]. *物理学报*, 2013, 62(22): 225204.
- 6 Jiang Shaoen, Ding Yongkun, Miao Wenyong, *et al.*. Recent progress of inertial confinement fusion experiments in China[J]. *Science in China Press*, 2009, 39(11): 1571–1583.
江少恩, 丁永坤, 缪文勇, 等. 我国激光惯性约束核聚变实验研究进展[J]. *中国科学*, 2009, 39(11): 1571–1583.
- 7 Liu Lanqin, Lin Honghuan, Peng Zhitao, *et al.*. Evolutionary rules of time modulation and intensity of stacked chirped pulses[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(5): 1305–1309.
刘兰琴, 林宏煊, 彭志涛, 等. 堆积啁啾脉冲时间调制及强度演化规律[J]. *光学学报*, 2009, 29(5): 1305–1309.
- 8 Jiao Zhaoyang, Zhang Yanli, Zhang Junyong, *et al.*. Spatio-temporal evolution of the optical field on a hohlraum wall at the rising edge of a flat-topped pulse[J]. *High Power Laser Science and Engineering*, 2013, 1(2): 88–93.
- 9 Zheng Jianzhou, Yu Qingxu, Lu Yongjun. Improved lens arrays optical system with controllable focus width for uniform irradiation[J]. *Chinese J Lasers*, 2007, 34(3): 331–336.
郑建洲, 于清旭, 卢永军. 焦斑可调的透镜阵列均匀辐照光学系统[J]. *中国激光*, 2007, 34(3): 331–336.
- 10 Huang Dequan, Yao Xin, Zhao Xi, *et al.*. Light intensity distribution calculation of curved surface diffraction patterns applied in ICF[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2012, 24(1): 69–74.
黄德权, 姚欣, 赵曦, 等. ICF靶腔曲面广场计算[J]. *强激光与粒子束*, 2012, 24(1): 69–74.
- 11 Fu Sizhu, Sun Yuqin, Huang Xiuguang, *et al.*. Optimizing design for uniform irradiation system on target surface of “Shenguang” facility[J]. *Chinese J Lasers*, 2003, 30(2): 129–133.
傅思祖, 孙玉琴, 黄秀光, 等. “神光-II”装置靶面均匀辐照系统的优化设计[J]. *中国激光*, 2003, 30(2): 129–133.
- 12 Lu Baida. *Laser Optics*[M]. Beijing: Higher Education Press, 2003: 11–16.
吕百达. *激光光学*[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003: 11–16.
- 13 Gori F. Flattened Gaussian beams[J]. *Opt Commun*, 1994, 107(5–6): 335–341.
- 14 Luo Shirong, Lü Baida, Zhang Bing. A comparison study on the propagation characteristics of flattened Gaussian beams and super-Gaussian beams[J]. *Acta Phys Sin*, 1999, 48(8): 1446–1451.
罗时荣, 吕百达, 张彬. 平顶高斯光束与超高斯光束传输特性的比较研究[J]. *物理学报*, 1999, 48(8): 1446–1451.
- 15 Lü Baida, Luo Shirong. Beam propagation factor of apertured super-Gaussian beams[J]. *Optik-International Journal for Light and Electron Optics*, 2001, 112(11): 503–506.
- 16 Ji Xiaoling, Lü Baida. Focal shift and focal switch of flattened Gaussian beams in passage through an aperture bifocal lens[J]. *IEEE J Quant Electron*, 2003, 39(1): 172–178.

栏目编辑: 韩峰