

基于光束参量优化实现直接驱动靶丸均匀辐照

李宏勋 张锐 朱娜 田小程 许党朋 周丹丹 宗兆玉 范孟秋 谢亮华 郑天然 李钊历

Uniform irradiation of a direct drive target by optimizing the beam parameters

Li Hong-Xun Zhang Rui Zhu Na Tian Xiao-Cheng Xu Dang-Peng Zhou Dan-Dan Zong Zhao-Yu  
Fan Meng-Qiu Xie Liang-Hua Zheng Tian-Ran Li Zhao-Li

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 105202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.105202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.105202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I10>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

气相沉积法制备聚酰亚胺薄膜不同单体配比的表征及其性能影响

Characterization and properties of polyimide films prepared in different monomer ratios by vapor deposited polymerization

物理学报.2016, 65(3): 035203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.035203>

黑腔冷冻靶传热与自然对流的数值模拟研究

Numerical simulation of heat transfer and natural convection of the indirect-driven cryogenic target

物理学报.2015, 64(21): 215201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.215201>

甚多束激光直接驱动靶面辐照均匀性研究

Capsule illumination uniformity illuminated by direct laser-driven irradiation from several tens of directions

物理学报.2015, 64(19): 195203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.195203>

球形黑腔辐射输运问题的蒙特卡罗模拟

Monte Carlo simulation of the radiation transport of spherical holraum

物理学报.2015, 64(14): 145203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.145203>

氘气-塑料靶丸变收缩比内爆物理实验研究

Variations of implosion performance with compression ratio in plastic DD filled capsule implosion experiment

物理学报.2015, 64(12): 125203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.125203>

# 基于光束参量优化实现直接驱动靶丸均匀辐照\*

李宏勋<sup>1)2)</sup> 张锐<sup>1)†</sup> 朱娜<sup>1)</sup> 田小程<sup>1)</sup> 许党朋<sup>1)</sup> 周丹丹<sup>1)</sup> 宗兆玉<sup>1)</sup>  
范孟秋<sup>1)</sup> 谢亮华<sup>1)2)</sup> 郑天然<sup>1)2)</sup> 李钊厉<sup>1)2)</sup>

1)(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2)(中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

(2016年12月20日收到; 2017年3月7日收到修改稿)

在直接驱动惯性约束聚变中, 实现靶丸均匀辐照对靶丸压缩特性至关重要, 通常要求靶丸表面辐照不均匀度小于1%. 现有很多优化高功率激光装置均匀辐照性能的光束排布方案, 但受到实际入射光束参量的限制, 系统均匀辐照性能难以实现最优化. 由于初始辐照不均匀度对靶丸对称压缩特性至关重要, 为进一步提高靶丸初始辐照的均匀性, 并增加系统对打靶过程中由于靶丸直径变化引起的辐照不均匀的宽容度, 从而实现靶丸的中心对称压缩, 本文对靶丸表面光束的辐照不均匀度进行了数学分析, 并研究了不同入射光束参量下的单光束因子项及其对靶丸均匀辐照的影响. 结果表明: 对于已知的光束排布结构, 存在最优的入射光束参量, 使辐照均匀度最高. 证明了通过优化入射光束参量提高系统均匀辐照性能的可行性. 此外, 研究表明单光束因子项与几何因子项存在一定的匹配关系, 可通过分析几何因子项的特征, 求取与之匹配的单光束因子项, 进而获得最优的入射光束参量. 本工作为直接驱动靶丸均匀辐照系统的设计和优化提供了一种有效的方法.

**关键词:** 惯性约束聚变, 直接驱动, 均匀辐照, 入射光束参量

**PACS:** 52.57.-z, 42.79.-e, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.66.105202

## 1 引言

为实现激光驱动惯性约束核聚变 (inertial confinement fusion, ICF), 目前有两种主要的驱动方式, 一种是间接驱动<sup>[1]</sup>, 采用该驱动方式的高功率激光装置主要有美国的国家点火装置 (National Ignition Facility, NIF)<sup>[2]</sup>、法国的兆焦耳激光装置 (Laser Mégajoule, LMJ)<sup>[3]</sup> 和中国的神光-III 激光装置<sup>[4]</sup> 等; 另一种驱动方式为直接驱动<sup>[5]</sup>, 采用该驱动方式的装置有欧洲的高功率激光能研究装置 (High Power Laser Energy Research Facility, HiPER)<sup>[6]</sup> 和美国的 OMEGA 装置<sup>[7]</sup> 等. 相对于间接驱动方式, 直接驱动激光能量利用率高, 但对于

靶丸表面的光束辐照均匀性却提出了极高的要求, 要求靶丸表面辐照不均匀度  $\sigma_{\text{rms}} \leq 1\%$ <sup>[8]</sup>. 因而在直接驱动惯性约束聚变中, 提高靶丸表面光束辐照均匀度的技术是近30年以来激光直接驱动方向的研究重点.

在直接驱动中可利用球谐模理论将辐照不均匀度分解, 每阶辐照不均匀度可表示为相应阶数的单光束因子项和几何因子项的乘积<sup>[9]</sup>. 高阶辐照不均匀度主要源于单光束内部的高频起伏及靶丸制作中引入的表面起伏, 易导致瑞利-泰勒不稳定<sup>[10]</sup>. 高阶辐照不均匀度可通过靶丸热传导<sup>[11]</sup> 和各种束匀滑技术, 如连续相位板 (continuous phase plate, CPP)<sup>[12]</sup>、光谱色散平滑 (smoothing by spectral dispersion, SSD)<sup>[13]</sup> 和偏振匀滑 (polarization

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61475145) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangrui8s-1@caep.cn

smoothing, PS) 等<sup>[14]</sup> 技术来进行抑制. 低阶辐照不均匀度很难通过上述技术来控制, 且极易破坏靶丸的压缩对称性<sup>[15]</sup>, 严重时将造成靶丸破裂, 聚变失败. 低阶辐照不均匀度主要与光束数、光束排布、束间能量平衡、光束指向及入射光束参量(光束模型、束宽、波长)等有关, 因而需要寻求特定的光束数、光束排布和入射光束参量来消除低阶辐照不均匀度.

为实现直接驱动下的靶丸均匀辐照, CPP, SSD 和 PS 等束匀滑技术已得到广泛研究; 针对光束排布也提出了许多优化方法, 如早期提出的对心角锥排布方案<sup>[16]</sup>、基于理想多面体的排布方案<sup>[17]</sup>、基于 spherical t-design 的光束排布方案<sup>[18]</sup> 等. 2010 年 Murakami 等<sup>[19]</sup> 提出电子斥力模型方案, 可用于任意光束数的光束排布结构优化. 2013 年, Xu 等<sup>[20]</sup> 对电子斥力模型进行了发展, 在作用力中引入单光束因子项, 提出了粒子梯度力模型优化方法. 2015 年, Temporal 等<sup>[21]</sup> 在 LMJ 装置现有框架下研究了对球形靶丸采用 20 个集束(LMJ 的四束光为一个集束) 进行直接驱动, 来实现冲击点火初期的靶丸压缩; 模拟了激光能量沉积带来的冲击波随时间的变化, 及由此反映的激光驱动不均匀度随时间的变化; 提出了采用两种不同包络分布的入射光束相继辐照靶丸的方法, 从而在整个靶丸压缩过程中降低冲击波波前的不均匀度, 达到动态稳定冲击波波前的作用.

综合考虑整个靶丸均匀辐照系统, 单光束因子项主要由入射光束参量决定, 与光束数、靶场光束排布结构、束间功率平衡等因素无关, 对于已知的或已经完成建造的打靶光束排布结构, 可以通过优化入射光束参量, 使系统辐照均匀度达到最优. 从另一个角度而言, 在保证辐照不均匀度满足均匀压缩的前提下, 若将单光束因子项优化至最佳, 可降低高功率激光装置设计和打靶时对几何因子项的要求, 即提高激光装置实际打靶时对光束指向误差、束间功率不平衡等因素的容限, 从而降低工程难度.

本文通过对辐照不均匀度按球谐模理论进行数学分析, 将其分解为单光束因子项和几何因子项, 在此基础上研究了不同入射光束参量的单光束因子项及其对靶丸辐照均匀性的影响; 提出了一种依据光束排布结构, 利用几何因子项特征, 对入射光束参量进行优化的方法, 并证明了该方法的可行

性, 为提高直接驱动靶丸辐照均匀性提供了一种有效的方法.

## 2 理论基础

按照球谐模理论可将辐照不均匀度进行分解, 不均匀度特征波长  $\lambda$  与球谐模阶数  $l$  的关系为  $\lambda = 2\pi R/l$ , 其中  $R$  为靶丸半径. 假设各入射光束均为轴对称分布, 且各束光能量相等. 如图 1 所示, 当  $N$  束指向球心的光束辐照在球形靶丸上时, 第  $k$  束光在单位球形表面  $\mathbf{r}$  处的光束强度为<sup>[9]</sup>

$$I_k(\mathbf{r}) = I_k(\alpha_k), \quad \cos \alpha_k = \boldsymbol{\Omega}_k \cdot \mathbf{r}, \quad (1)$$

其中,  $I_k$  为光束  $k$  在靶丸表面的强度分布,  $\alpha_k$  为光束  $k$  的辐照倾角,  $\boldsymbol{\Omega}_k$  为光束  $k$  光轴方向的单位向量.

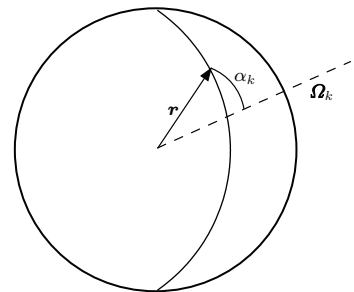


图 1 光束  $k$  的辐照倾角

Fig. 1. The irradiation angle of laser beam  $k$ .

则所有光束在球面  $\mathbf{r}$  处的光强为

$$I(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N I_k(\alpha_k). \quad (2)$$

为实现靶丸表面的完全均匀辐照, 要求球面上任意一点  $\mathbf{r}$  处的光强都相等. 将  $I_k(\alpha_k)$  进行勒让德展开:

$$I_k(\alpha_k) = \sum_{l=0}^{\infty} I_l P_l(\cos \alpha_k),$$

$$I_l = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 I_k(\alpha_k) P_l(\cos \alpha_k) d(\cos \alpha_k), \quad (3)$$

其中  $\bar{I}_k = I_0 = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_k(\alpha_k) d(\cos \alpha_k)$ .

将 (3) 式代入 (2) 式中, 得

$$I(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^{\infty} I_l P_l(\cos \alpha_k) + \sum_{k=1}^N \bar{I}_k. \quad (4)$$

利用勒让德求和公式

$$P_l(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\Omega}_k) = \frac{4\pi}{2l+1} \sum_{m=-l}^l Y_{lm}^*(\boldsymbol{\Omega}_k) Y_{lm}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

假设每束光在靶丸表面的能量沉积模型相同, 此时  $I_l$  与  $k$  无关. 将 (5) 式代入 (4) 式中, 可得

$$I(\mathbf{r}) = 4\pi \sum_{l=1, m} \frac{I_l}{2l+1} \left( \sum_{k=1}^N Y_{lm}^*(\Omega_k) \right) Y_{lm}(\mathbf{r}) + \sum_{k=1}^N \bar{I}_k. \quad (6)$$

辐照不均匀度为

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{rms}} &= \left( \frac{1}{4\pi} \int |I(\mathbf{r}) - \sum_{k=1}^N \bar{I}_k|^2 d\mathbf{r} \right)^{1/2} / \sum_{k=1}^N \bar{I}_k \\ &= \left[ \sum_{l=1}^{\infty} \frac{I_l^2}{(2l+1)I_0^2} \sum_{k=1}^N \sum_{k'=1}^N P_l(\Omega_k \cdot \Omega_{k'}) \bar{I}_k \bar{I}_{k'} \right. \\ &\quad \left. \times \left( \sum_{k=1}^N \bar{I}_k \right)^{-2} \right]^{1/2} = \left( \sum_{l=1}^{\infty} \sigma_l^2 \right)^{1/2}, \quad (7) \end{aligned}$$

其中  $\sigma_l$  为  $l$  阶模的不均匀度

$$\sigma_l = B_l G_l, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} B_l &= \frac{I_l}{\sqrt{2l+1} I_0} \\ &= \frac{\sqrt{2l+1}}{2} \int_{-1}^1 \frac{I_k(\alpha_k)}{\bar{I}_k} P_l(\cos \alpha_k) d(\cos \alpha_k), \quad (9) \end{aligned}$$

$$G_l = \left[ \sum_{k=1}^N \sum_{k'=1}^N P_l(\Omega_k \cdot \Omega_{k'}) \bar{I}_k \bar{I}_{k'} / \left( \sum_{k=1}^N \bar{I}_k \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (10)$$

其中  $B_l$  为单光束因子项, 主要与入射光束参量有关;  $G_l$  为几何因子项, 主要与光束数、光束排布、光束指向、束间能量平衡等有关, 当各束光之间能量无差异时, 几何因子项可化简为

$$G_l = \frac{1}{N} \left( \sum_{k=1}^N \sum_{k'=1}^N P_l(\Omega_k \cdot \Omega_{k'}) \right)^{1/2}. \quad (11)$$

### 3 模拟分析

#### 3.1 确定待优化入射光束参量

为简化模型, 假设打靶光束为同一波长的非相干光, 光束尺寸与靶丸尺寸相近; 且束腰足够长, 在靠近靶丸时, 可作为平行光束处理, 如图 2 所示.

常见的入射光束强度模型主要有高斯型 (Gaussian)、超高斯型 (super-Gaussian)、二次型 (quadratic)、平顶型 (flat-top) 等, 其强度分布模型  $I_G, I_Q, I_F$  可分别表示为

$$I_G(\theta) = I_0 \exp \left[ - \left( \frac{R \sin \theta}{\Delta} \right)^m \right],$$

$$\begin{aligned} I_Q(\theta) &= I_0 \left[ 1 - \left( \frac{R \sin \theta}{\Delta} \right)^2 \right], \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ I_F(\theta) &= I_0, \quad (12) \end{aligned}$$

其中  $I_0$  为光束中心强度,  $\Delta$  定义为光束半宽度,  $R$  为靶丸半径,  $m$  为超高斯阶数, 当  $m = 2$  时,  $I_G$  为高斯型光束强度分布; 当  $m > 2$  时,  $I_G$  为超高斯型光束强度分布.

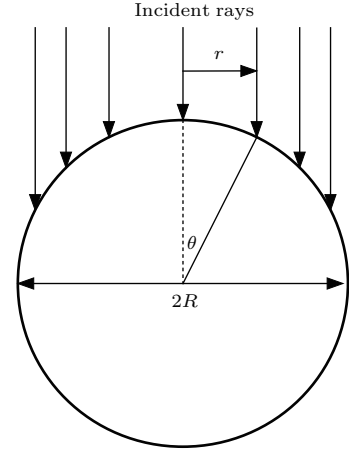


图 2 平行光束辐照靶丸表面的示意图

Fig. 2. Schematic drawing of the parallel rays irradiating a target.

根据激光与等离子体相互作用理论, 球形靶丸吸收函数  $A(\theta)$  的表达式 [22] 为

$$A(\theta) = 1 - (1 - \eta_{\perp})^{\cos^3 \theta}, \quad (13)$$

其中  $\eta_{\perp}$  为垂直吸收系数, 即当光线垂直照射靶丸表面时的吸收系数, 与入射光束的波长相关.

在辐照初期, 靶丸表面等离子体层很薄, 可忽略其中的折射效应. 单一入射光束在靶丸表面的能量沉积  $I_a(\theta)$  可表示为单一入射光束强度分布  $I_{\text{in}}(\theta)$  与靶丸表面吸收函数  $A(\theta)$  的乘积:

$$I_a(\theta) = I_{\text{in}}(\theta) A(\theta). \quad (14)$$

易知  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ , 将 (14) 式和 (13) 式代入 (9) 式中, 可得该辐照系统单光束因子项的表达式为

$$\begin{aligned} B_l &= \sqrt{2l+1} \\ &\times \frac{\int_0^1 I_{\text{in}}(\theta) [1 - (1 - \eta_{\perp})^{\cos^3 \theta}] P_l(\cos \theta) d(\cos \theta)}{\int_0^1 I_{\text{in}}(\theta) [1 - (1 - \eta_{\perp})^{\cos^3 \theta}] d(\cos \theta)}. \quad (15) \end{aligned}$$

影响单光束因子项的参量主要有光束模型、束宽 - 靶丸半径比  $\Delta/R$  和垂直吸收系数  $\eta_{\perp}$ , 对于超高斯型光束, 超高斯阶数  $m$  对单光束因子项也有影

响. 本文将对这些影响均匀辐照系统单光束因子项的参量进行详细分析并给出优化结果.

### 3.2 入射光束数分析

根据理论分析, 为确定几何因子项, 首先需要确定打靶光束数. ICF 中, 随着光束数的增加, 不仅会增加均匀辐照系统的复杂度和工程难度, 而且会提高激光装置运行中的光束引导和功率平衡难度, 并减少留给物理诊断设备的空间, 因此靶球上的入射光束数不宜过多. 当物理对激光装置提出较高的总输出能量要求时, 可通过组束打靶的方式将光束编为集束进行打靶. 基于上述原因, 本文重点讨论了光束数  $N = 10\text{--}60$  范围内的情形. 对于更多光束数下的靶丸均匀辐照问题, 可参照该方法进行分析和优化.

当光束数  $N = 10\text{--}60$  范围内, 入射光束为高斯型时, 系统辐照不均匀度随光束数的变化曲线如图 3(a) 所示. 通过在终端光学组件内采用连续相位板等焦斑控制技术, 还可在靶丸上获得超高斯型

的焦斑分布. 假定入射光束为 4 阶超高斯型, 通过模拟可得系统辐照不均匀度随光束数的变化曲线如图 3(b) 所示.

图 3 表明, 随着光束数  $N$  的增加, 靶丸辐照不均匀度呈逐渐减小的趋势. 设定垂直吸收系数  $\eta_{\perp} = 95\%$ , 在高斯型入射光束辐照系统中,  $N = 32$  对应的系统辐照不均匀度最小; 在 4 阶超高斯型入射光束辐照系统中,  $N = 48$  对应的系统辐照不均匀度最小. 32 束光排布结构较为特殊, 通过本文 3.4.1 小节分析可知, 在对心角锥排布方案和电子斥力模型方案中, 32 束光排布结构相同, 均基于正十二面体结构, 具有进行深入研究分析的价值. 而 48 束光辐照系统在大型激光装置中有着广泛应用, 如 NIF 的 48 个集束打靶和神光-III 激光装置的 48 束光打靶, 因此也具有深入分析的价值. 本文对辐照不均匀度的分析以 32 束光辐照系统 [9] 和 48 束光辐照系统 [19] 为例, 其光束方位角在靶丸表面呈环状分布, 具体数据列于表 1.

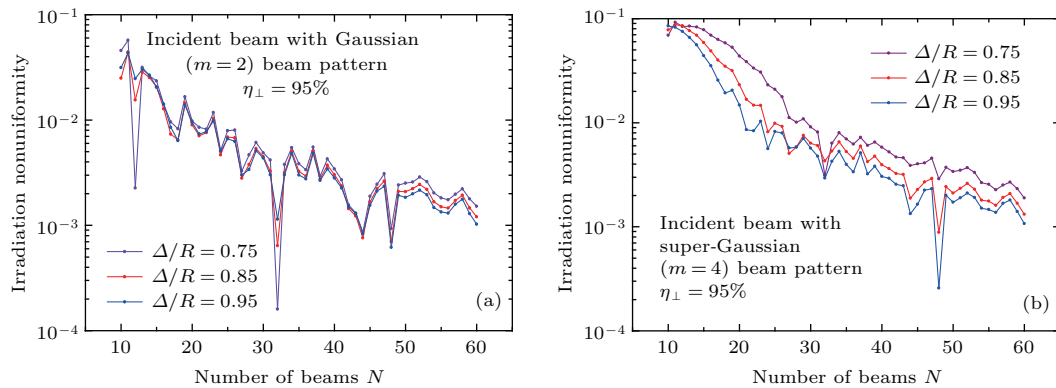


图 3 (网刊彩色) 入射光束为 (a) 高斯型和 (b) 超高斯型时, 不同光束数  $N$  对应的靶丸辐照不均匀度  
Fig. 3. (color online) The irradiation nonuniformity calculated when the incident beam with (a) Gaussian distribution and (b) super-Gaussian distribution using different number of beams.

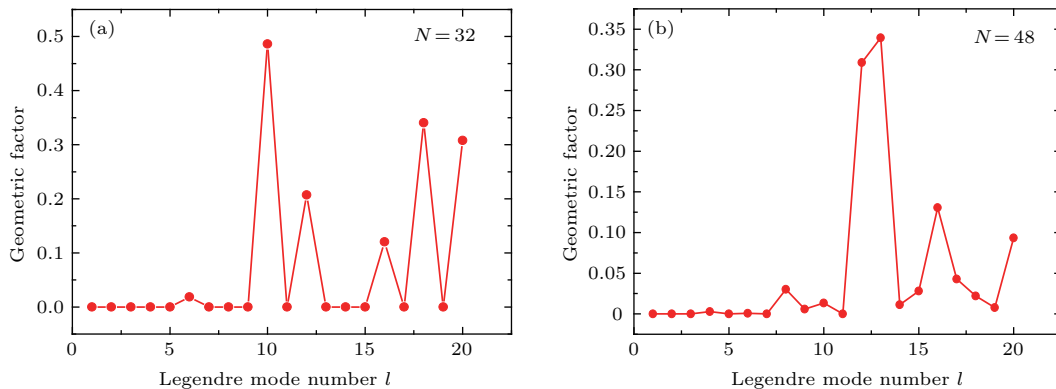


图 4 (a) 32 束光辐照系统和 (b) 48 束光辐照系统的几何因子项  
Fig. 4. Geometric factor in the (a) 32-beam and (b) 48-beam irradiation systems.

表1 32束光<sup>[9]</sup>和48束光<sup>[19]</sup>均匀辐照系统的光束方位角  
Table 1. Orientation of the beams in the 32-beam<sup>[9]</sup> and 48-beam<sup>[19]</sup> irradiation systems.

环数	32束光辐照系统						48束光辐照系统					
	$\theta/(\circ)$	$\phi/(\circ)$					$\theta/(\circ)$	$\phi/(\circ)$				
1	0	0					21.24	0	90	180	70	
2	37.38	0	72	144	216	288	43.64	43.70	133.70	223.70	313.70	
3	63.44	36	108	180	252	324	51.31	86.63	176.63	266.63	356.63	
4	79.19	0	72	144	216	288	61.92	25.71	115.71	205.71	295.71	
5	100.81	36	108	180	252	324	73.00	59.45	149.45	239.45	329.45	
6	116.56	0	72	144	216	288	83.35	88.41	178.41	268.41	358.41	
7	142.62	36	108	180	252	324	96.65	38.85	128.85	218.85	308.85	
8	180	0					107.00	67.81	157.81	247.81	337.81	
9							110.08	11.55	101.55	191.55	281.55	
10							128.69	40.63	130.63	220.63	310.63	
11							136.36	83.56	173.56	263.56	353.56	
12							158.76	37.26	127.26	217.26	307.26	

表1中两种均匀辐照系统排布结构的几何因子项 (geometric factor) 随勒让德模阶数 (Legendre mode number) 的变化曲线如图4所示。

根据上述光束排布结构下几何因子项的变化趋势, 设  $G_D$  为最低阶主要几何因子项,  $G_{l < D}$  均为零,  $G_{l \geq D}$  存在非零项. 图4表明, 32束光辐照系统最低阶主要几何因子项为  $G_6$ ,  $G_{l < 6}$  近似为零; 48束光辐照系统最低阶主要几何因子项为  $G_8$ ,  $G_{l < 8}$  近似为零. 在优化单光束因子项时, 需要重点考虑单光束因子项收敛趋于零的速度, 以及在趋于零后是否有起伏; 另外需要考虑单光束因子项与几何因子项的匹配关系, 即非零几何因子项所对应的单光束因子项要近似为零.

### 3.3 入射光束模型的优化分析

根据理论分析, 对不同入射光束参量的单光束因子项和系统辐照不均匀度进行模拟计算. 设入射光束的束宽-靶丸半径比  $\Delta/R = 0.75$ , 高斯型、超高斯型 (以  $m = 4$  为例)、二次型、平顶型光束在垂直吸收系数  $\eta_{\perp}$  为 85%, 95% 时单光束因子项 (single beam factor) 随勒让德模阶数的变化曲线如图5(a)和图5(b)所示, 在32束光和48束光辐照系统中辐照不均匀度  $\sigma_{rms}$  随垂直吸收系数  $\eta_{\perp}$  的变化曲线如图5(c)和图5(d)所示.

对比图5(a)和图5(b)可知, 入射光束模型对单光束因子项的影响要远远大于垂直吸收系数  $\eta_{\perp}$  对单光束因子项的影响. 对比四种不同入射光束模型的单光束因子项随勒让德模阶数的变化曲线, 平顶型光束趋于零的速度较慢, 且6阶—20阶勒让德模起伏较大; 二次型光束在第10阶趋于零, 但在第12阶和第15阶附近出现起伏; 高斯型和超高斯型光束在第10阶趋于零后较为稳定, 没有明显起伏. 图5(c)和图5(d)显示, 在32束光和48束光辐照系统中, 随着垂直吸收系数  $\eta_{\perp}$  的变化, 平顶型光束和二次型光束对应的系统辐照不均匀度一直较大, 均不满足  $\sigma_{rms} < 1\%$ ; 而高斯型及超高斯型光束对应的系统辐照不均匀度则满足  $\sigma_{rms} < 1\%$ . 综合上述分析, 高斯型及超高斯型光束作为入射光束较为合适.

2014年中国科学技术大学徐腾<sup>[23]</sup>在其博士论文中给出了  $\eta_{\perp} = 95\%$  和  $\Delta/R = 0.75$  时4阶超高斯型光束单光束因子项  $B_l$  随勒让德模阶数  $l$  的变化, 具体数据如表2所列. 将表2中的数据与图5(b)中4阶超高斯型光束单光束因子项随勒让德模阶数的变化曲线进行对比, 二者完全符合, 从而证明了本文对单光束因子项的理论分析以及模拟计算的正确性.

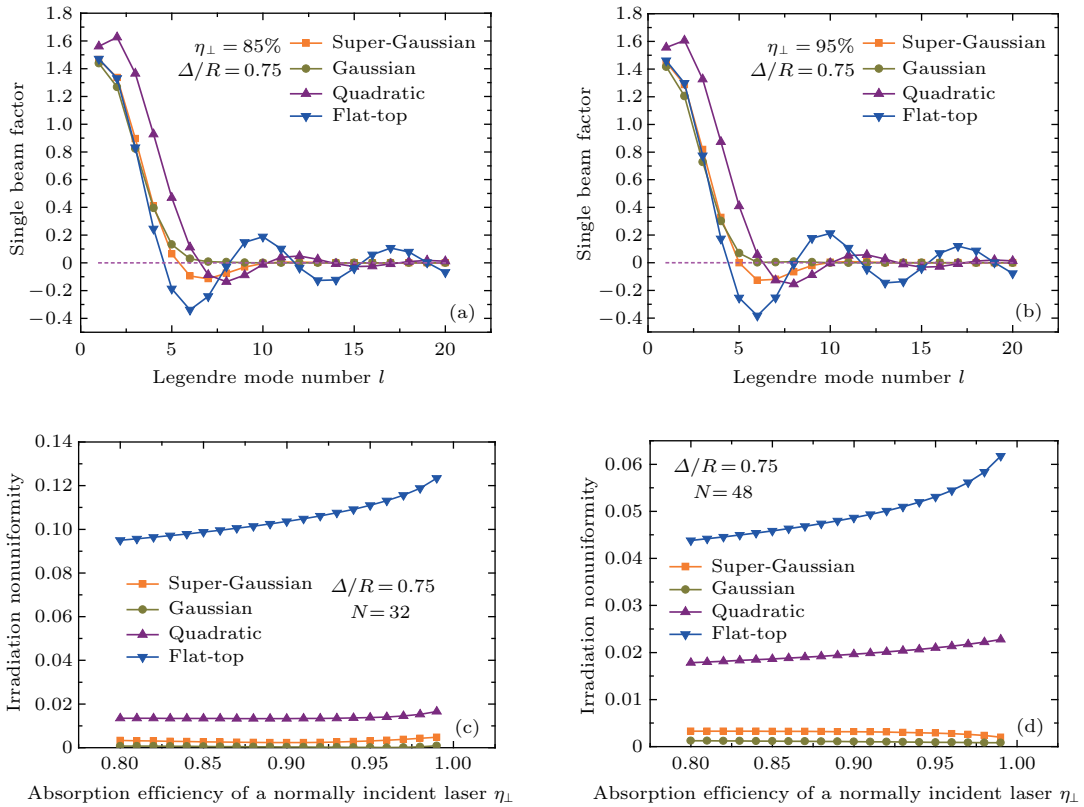


图5 (网刊彩色) 不同光束模型在给定参数下的单光束因子项及其在32束光和48束光辐照系统中的辐照不均匀度 (a)  $\Delta/R = 0.75, \eta_{\perp} = 85\%$ ; (b)  $\Delta/R = 0.75, \eta_{\perp} = 95\%$ ; (c)  $\Delta/R = 0.75, N = 32$ ; (d)  $\Delta/R = 0.75, N = 48$   
 Fig. 5. (color online) The single beam factor and irradiation nonuniformity of different beam patterns in the 32-beam and 48-beam irradiation systems for the given parameters: (a)  $\Delta/R = 0.75, \eta_{\perp} = 85\%$ ; (b)  $\Delta/R = 0.75, \eta_{\perp} = 95\%$ ; (c)  $\Delta/R = 0.75, N = 32$ ; (d)  $\Delta/R = 0.75, N = 48$ .

表2 当4阶超高斯型光束参量为 $\eta_{\perp} = 95\%$ 和 $\Delta/R = 0.75$ 时, 勒让德模阶数 $l$ 对应的单光束因子项 $B_l$  [23]  
 Table 2. The single beam factor  $B_l$  versus the Legendre mode number  $l$  for the super-Gaussian beam pattern ( $m = 4$ ) with  $\eta_{\perp} = 95\%$  and  $\Delta/R = 0.75$  [23].

$l$	$B_l$	$l$	$B_l$	$l$	$B_l$	$l$	$B_l$
1	1.45	5	$6.14 \times 10^{-5}$	9	-0.019	13	0.002
2	1.28	6	-0.13	10	0.0034	14	$7.06 \times 10^{-5}$
3	0.82	7	-0.12	11	0.0082	15	$3.81 \times 10^{-4}$
4	0.33	8	-0.07	12	0.0055	16	$2.57 \times 10^{-4}$

### 3.4 不同阶数超高斯型光束的对比分析

根据上述分析, 设定入射光束为超高斯型光束. 在高功率激光装置中, 可通过采用CPP等相位板技术在靶丸表面获得超高斯型的光束分布, 超高斯阶数 $m$ 一般为2, 4, 6, 8, 10, 12等偶数阶. 根据超高斯光束的强度分布特征, 当超高斯阶数过高时, 其强度分布接近于平顶型. 由上述分析可知, 平顶型光束的单光束因子项并不理想, 对应的系统辐照不均匀度 $\sigma_{rms}$ 较大. 因此在直接驱动靶丸均

匀辐照的优化过程中, 要注意控制超高斯阶数 $m$ 的取值不能过高, 这里将讨论超高斯阶数分别为2, 4, 6, 8, 10和12时对均匀辐照系统的影响.

#### 3.4.1 32束光辐照系统

利用对心角锥排布方案的光束方位角数据 [9] 和 Murakami 等 [19] 通过电子斥力模型方法计算得到的光束方位角, 通过本文的计算方法可得几何因子项随勒让德模阶数的变化曲线, 如图6所示. 图中, P32和M32分别代表对心角锥排布方案和电子斥力模型方法得到的32束光排布结构.

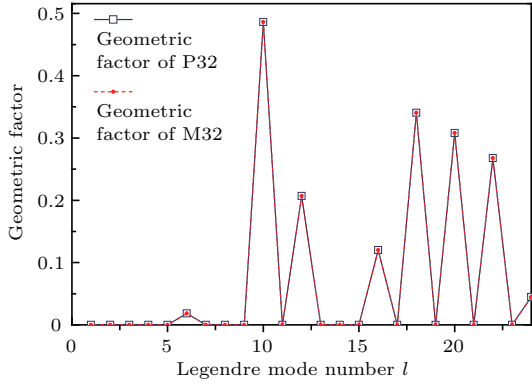


图6 (网刊彩色) P32和M32中的几何因子项  
Fig. 6. (color online) The geometric factor of P32 and M32.

图6表明, 基于对心角锥排布方案和电子斥力模型方案得到的几何因子项随勒让德模阶数的变化曲线相同, 这与Murakami等<sup>[19]</sup>的模拟结果一致, 从而证明了本文对几何因子项的理论分析及模拟计算的正确性.

将垂直吸收系数也作为变量进行模拟计算, 当入射的超高斯型光束阶数 $m$ 为2, 4, 6, 8, 10, 12时, 模拟计算得到的32束光辐照系统的辐照不均匀度等高图如图7所示. 图中横坐标为垂直吸收系数 $\eta_{\perp}$ , 纵坐标为束宽-靶丸半径比 $\Delta/R$ .

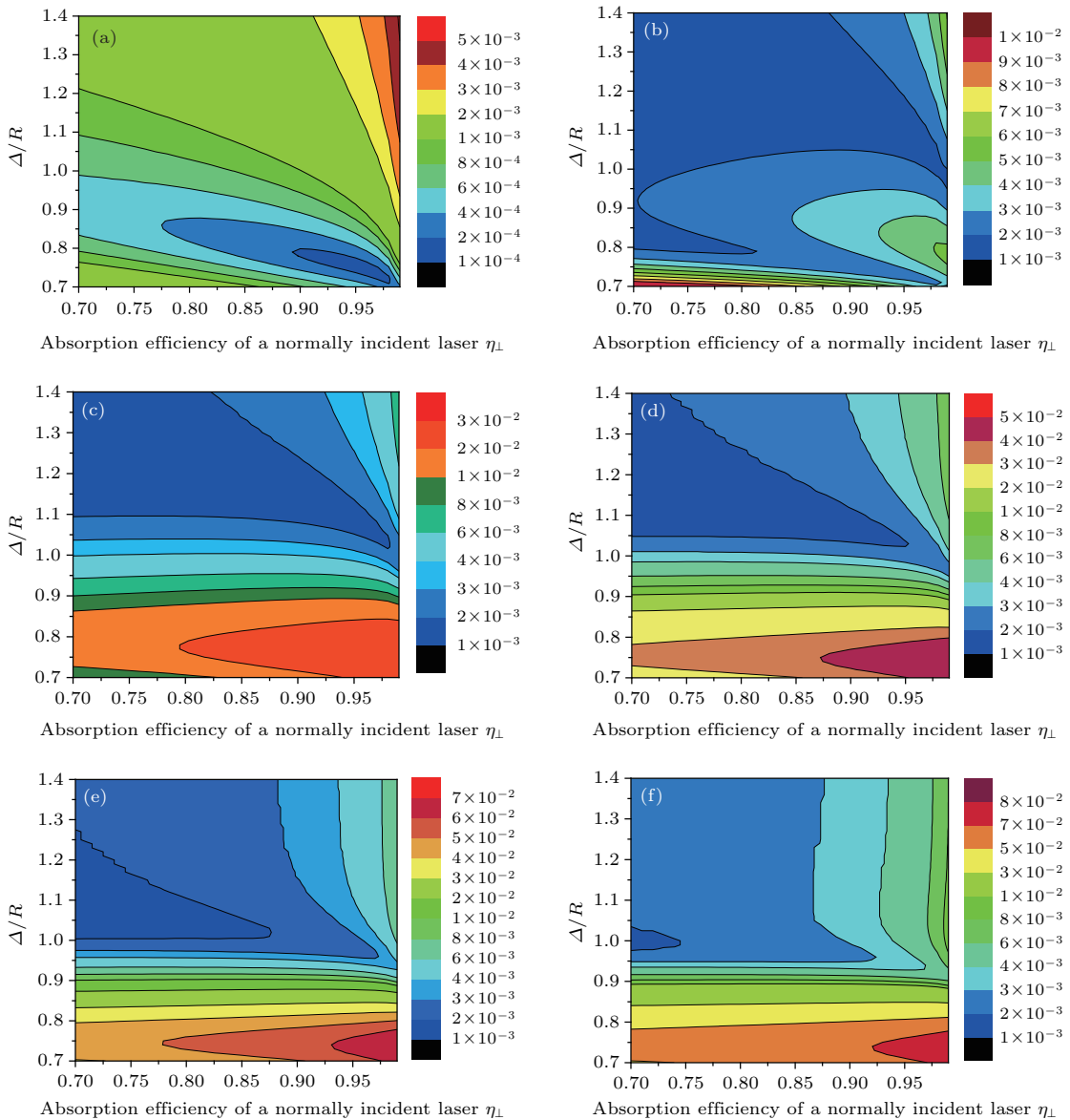


图7 (网刊彩色) 32束光辐照系统中不同阶数超高斯型光束的辐照不均匀度 (a)  $m = 2$ ; (b)  $m = 4$ ; (c)  $m = 6$ ; (d)  $m = 8$ ; (e)  $m = 10$ ; (f)  $m = 12$

Fig. 7. (color online) The irradiation nonuniformity of the Gaussian and super-Gaussian beam patterns in the 32-beam irradiation system: (a)  $m = 2$ ; (b)  $m = 4$ ; (c)  $m = 6$ ; (d)  $m = 8$ ; (e)  $m = 10$ ; (f)  $m = 12$ .



图 7 表明, 在 32 束光辐照系统中, 系统辐照不均匀度随着超高阶数  $m$  的增大呈现整体增大的趋势. 当  $m = 2$  时, 随着  $\Delta/R$  的变化, 其辐照不均匀度数值均比较小, 在图示参量范围内, 均处于 0.5% 以下, 该特性很好地抑制了靶丸压缩过程中  $\Delta/R$  发生变化所带来的辐照不均匀; 当  $m = 6$  时, 图 7(c) 中橙色和红色区域内  $\sigma_{\text{rms}} > 1\%$ , 不再满足直接驱动中靶丸均匀压缩的条件; 同时参量  $\Delta/R$  和  $\eta_{\perp}$  对系统辐照不均匀度也存在一定的影响, 当  $m$  一定时, 若  $\Delta/R$  较小时, 则  $\Delta/R$  对辐照不均匀度的影响占主导地位, 若  $\Delta/R$  较大, 则  $\eta_{\perp}$  对辐照不均匀度的影响占主导地位. 另外从图 7 中可知, 不同超高阶数  $m$  的入射光束对应的最佳垂直吸收系数  $\eta_{\perp}$  与束宽-靶丸半径比  $\Delta/R$  不同. 对比辐照不均匀度等高图, 可以得出: 各入射光束参量的最佳匹配位置在  $m = 2, \eta_{\perp} = 96\%, \Delta/R = 0.75$  处, 此时系统的辐照不均匀度达到最小值  $\sigma_{\text{rms}} = 0.012\%$ , 接近完全均匀辐照, 而且在最佳参量附近, 辐照不均匀度变化不明显, 当参量  $\eta_{\perp} = 95\%, \Delta/R = 0.7557, m = 1.9981$  时, 其  $\sigma_{\text{rms}} = 0.012\%$ .

这一计算结果与 2016 年 Li 等 [24] 的模拟结果一致, Li 等利用粒子梯度力模型对 32 束光辐照系统的辐照不均匀度进行的模拟优化结果显示: 设定垂直吸收系数为 95%, 对于超高阶型入射光束, 当  $m = 1.9981, \Delta/R = 0.7557$  时, 系统辐照不均匀度最小, 其值为  $\sigma_{\text{rms}} = 0.0121\%$ . 从而证明了本文对辐照不均匀度的理论分析及模拟计算的正确性.

由上述分析可知, 对于 32 束光辐照系统, 入射光束选取高斯型光束, 参数  $\eta_{\perp} = 96\%, \Delta/R = 0.75$  时, 系统辐照均匀度最佳, 接近完全均匀辐照. 由于直接驱动对靶丸辐照初期的光场辐照均匀度要求最高, 该系列参数可作为系统的初始均匀辐照参数.

为了分析 32 束光辐照系统在辐照均匀性最佳时各入射光束参量的特征, 图 8 给出了  $m = 2$  时几组不同入射光束参量下的单光束因子项. 由图可见, 入射光束的单光束因子项从第 10 阶开始都近似为零. 从图 4(a) 可知, 32 束光排布方案的几何因子项前 5 项为零, 所以第 6—9 阶单光束因子项造成了辐照不均匀度的差异. 如图 8 所示, 不同入射光束参量的第 7—9 阶单光束因子项基本相同, 而且数值很小, 所以辐照不均匀度的差异主要是由第 6 阶单光

束因子项造成的. 当  $\eta_{\perp} = 96\%, \Delta/R = 0.75$  时, 第 6 阶单光束因子项极小, 其绝对值为 0.0002, 分别是  $\eta_{\perp} = 75\%, \Delta/R = 0.75$  时的 1/250, 是  $\eta_{\perp} = 96\%, \Delta/R = 0.95$  时的 1/200. 对比几何因子项与单光束因子项可知, 在 32 束光辐照系统中, 入射光束为高斯型光束, 参量  $\eta_{\perp} = 96\%, \Delta/R = 0.75$  时, 满足单光束因子项与几何因子项的匹配关系, 即非零几何因子项所对应的单光束因子项近似为零.

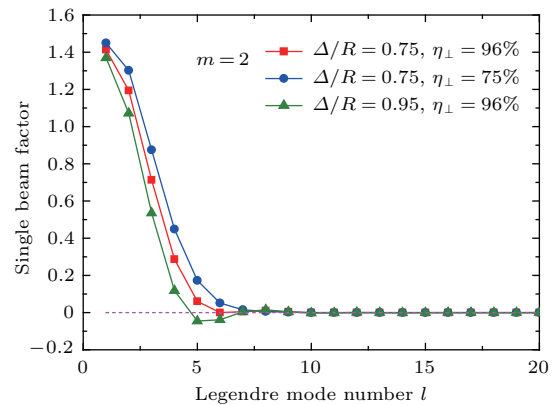


图 8 (网刊彩色) 高斯型光束三组不同参数下的单光束因子项

Fig. 8. (color online) The single beam factor of the Gaussian beam pattern with different parameters.

综上所述, 32 束光辐照系统在单光束因子项与几何因子项满足匹配关系时, 系统均匀辐照性能最佳. 另外, 32 束光排布方案基于正十二面体结构, 而这类排布结构的第 6 阶几何因子项不为零 [17], 因此设法消除第 6 阶勒让德模带来的辐照不均匀度是这类系统调控时需考虑的重点问题. 当入射光束为高斯光束, 且光束参量  $\Delta/R = 0.75, \eta_{\perp} = 96\%$  时, 其极小的第 6 阶单光束因子项可解决上述问题.

### 3.4.2 48 束光辐照系统

对 48 束光辐照系统中辐照不均匀度进行了模拟计算, 当入射光束的超高阶数  $m$  为 2, 4, 6, 8, 10, 12 时, 辐照不均匀度的等高图如图 9 所示.

图 9 显示, 在 48 束光辐照系统中, 随着超高阶数  $m$  的增加, 系统辐照不均匀度整体增大. 在  $m = 6$  时, 图 9(c) 中的红色区域  $\sigma_{\text{rms}} > 1\%$ , 已经不能满足直接驱动靶丸均匀压缩的要求, 而且随着  $m$  的增大,  $\sigma_{\text{rms}} > 1\%$  的区域也逐渐增大. 同时与 32 束光辐照系统相似, 当  $m$  一定时, 若  $\Delta/R$  较小, 则  $\Delta/R$  对辐照不均匀度的影响占主导地位, 若  $\Delta/R$  较大, 则  $\eta_{\perp}$  对辐照不均匀度的影响占主导地位. 另外, 不同超高阶数  $m$  的入射光束对

应的最佳垂直吸收系数 $\eta_{\perp}$ 与束宽—靶丸半径比 $\Delta/R$ 不同,在图9(b)中深蓝色区域出现辐照不均匀度极小值,即当光束参数 $m = 4$ ,  $\eta_{\perp} = 94\%$ ,  $\Delta/R = 0.97$ 时,系统辐照不均匀度最小,其值为 $\sigma_{\text{rms}} = 0.0262\%$ ,此时 $\Delta/R$ 在图9(b)所示范围内变化时,系统辐照不均匀度均小于0.5%,满足直接驱动的靶丸均匀压缩条件.通过上述分析可知,对于48束光直接驱动均匀辐照系统,当入射光束为4

阶超高斯型光束,参数 $\eta_{\perp} = 94\%$ ,  $\Delta/R = 0.97$ 时,系统辐照均匀度最佳.

图10给出了4阶超高斯型光束在不同参量时的单光束因子项,由图可以看出从第10阶开始,入射光束的单光束因子项基本相同,其值均接近零.从图4(b)中可知,48束光辐照系统的最低阶主要几何因子项为 $G_8$ ,即前7阶几何因子项均接近于零,且 $G_9$ 远小于 $G_8$ .因此在本文所述的48束光直

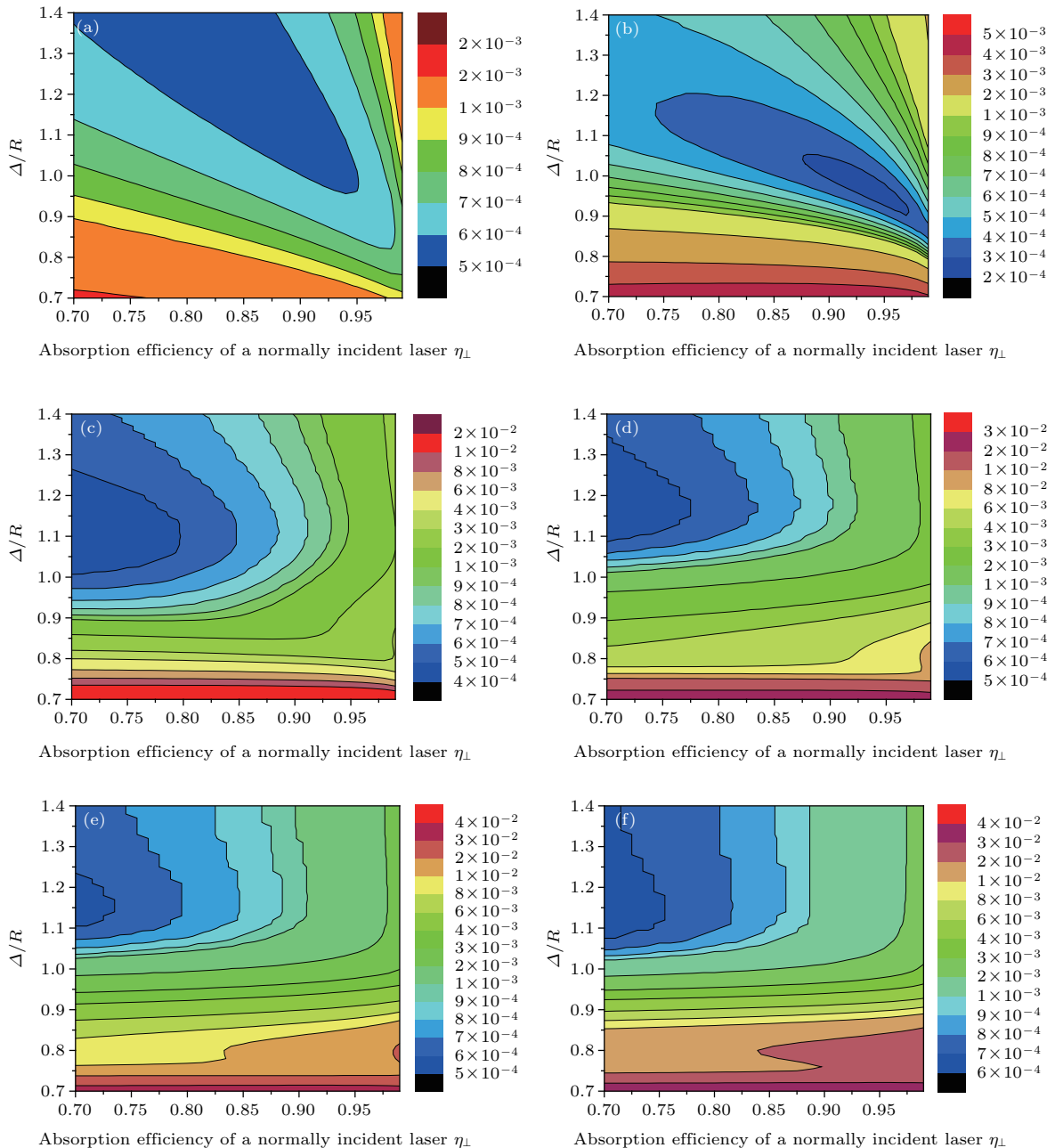


图9 (网刊彩色) 48束光辐照系统中不同阶数超高斯型光束的辐照不均匀度 (a)  $m = 2$ ; (b)  $m = 4$ ; (c)  $m = 6$ ; (d)  $m = 8$ ; (e)  $m = 10$ ; (f)  $m = 12$

Fig. 9. (color online) The irradiation nonuniformity of Gaussian and super-Gaussian beam patterns in the 48-beam irradiation system: (a)  $m = 2$ ; (b)  $m = 4$ ; (c)  $m = 6$ ; (d)  $m = 8$ ; (e)  $m = 10$ ; (f)  $m = 12$ .

接驱动光束排布方案中,对辐照不均匀度有贡献的单光束因子项为 $B_{8-9}$ ,且 $B_8 > B_9$ ,所以第8阶辐照不均匀度为主要部分.由图10可知,参量 $\eta_{\perp} = 94\%$ , $\Delta/R = 0.97$ 时,4阶超高高斯型入射光束第8阶单光束因子项很小,绝对值为0.004;分别为 $\eta_{\perp} = 94\%$ , $\Delta/R = 0.97$ 时的1/4, $\eta_{\perp} = 94\%$ , $\Delta/R = 0.97$ 时的1/15.对比几何因子项与单光束因子项可知,在48束光均匀辐照系统中,入射光束为4阶超高高斯型光束,参量 $\eta_{\perp} = 94\%$ , $\Delta/R = 0.97$ 时,满足单光束因子项与几何因子项的匹配关系,即非零几何因子项所对应的单光束因子项近似为零,因此系统均匀辐照性能最佳.

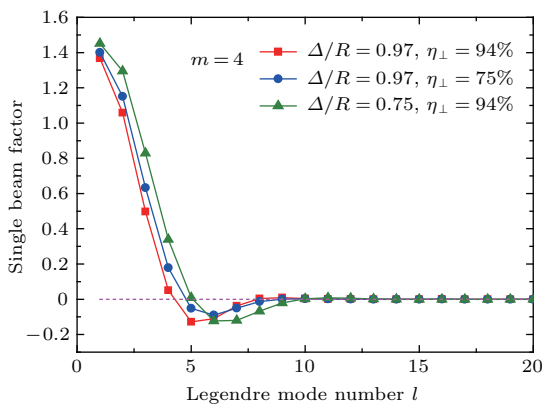


图10 (网刊彩色) 采用4阶超高高斯型光束和不同 $\Delta/R$ , $\eta_{\perp}$ 时的单光束因子项

Fig. 10. (color online) The single beam factor using super-Gaussian beam pattern ( $m = 4$ ) and different  $\Delta/R$  and  $\eta_{\perp}$  parameters.

## 4 总 结

本文通过理论分析,对32束光辐照系统和48束光辐照系统的辐照不均匀度进行了模拟计算,结果显示:在32束光和48束光辐照系统中,入射光束模型对系统辐照不均匀度的影响较为明显,其次为垂直吸收系数 $\eta_{\perp}$ 和束宽-靶丸半径比 $\Delta/R$ .且入射光束模型确定后,当 $\Delta/R$ 较小时, $\Delta/R$ 对辐照不均匀度的影响占主导地位; $\Delta/R$ 较大时, $\eta_{\perp}$ 对辐照不均匀度的影响占主导地位.因此在入射光束参量优化过程中,需要首先对入射光束模型进行优化,然后优化分析参量 $\Delta/R$ 和 $\eta_{\perp}$ .对于32束光辐照系统,最优入射光束为高斯型,参量最佳值为 $\eta_{\perp} = 96\%$ , $\Delta/R = 0.75$ ,其第六阶单光束因子项 $B_6$ 近似为零,这一特性对于基于正十二面体的排布结构极为有利,可解决基于正十二面体排布结构

的第六阶几何因子项 $G_6$ 不为零的问题.对于48束光辐照系统,最优入射光束为4阶超高高斯型,参量最佳值为 $\eta_{\perp} = 94\%$ , $\Delta/R = 0.97$ .32束光和48束光辐照系统的入射光束参量为最佳值时,系统辐照不均匀度对聚焦光束宽度与靶丸半径比的变化均有较高的稳定性,可减轻ICF靶丸压缩过程中由于 $\Delta/R$ 发生变化所带来的辐照不均匀.

通过模拟对比分析可知,当几何因子项与单光束因子项满足匹配关系时,系统均匀辐照性能最佳,即对于不同的打靶光束数和光束排布结构,均有与之对应的最优入射光束参量,可使辐照不均匀度达到最小值.基于上述结论,本文提出了一种优化直接驱动靶丸均匀辐照性能的新方法,在已知的光束排布结构中,通过对几何因子项特性的分析,求取与之匹配的单光束因子项,从而获得最佳的入射光束参量,使均匀辐照系统达到最优化.这一优化思路和文中模拟分析结果对直接驱动均匀辐照系统中打靶光束的光束模型选取、聚焦光束宽度选择和垂直吸收系数的优化均具有一定的指导意义.

在本工作的基础上,后续研究中将进一步考虑各种实际光束参量,如带宽、聚焦光束打靶产生的散斑、束匀滑技术等对靶丸均匀辐照的影响;并将优化结果与光束控制技术衔接,从而对空域、时域和频域束匀滑技术的优化提供指导.

## 参考文献

- [1] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [2] Miller G H, Moses E I, Wuest C R 2004 *Opt. Eng.* **43** 2841
- [3] Fleurot N, Cavailler C, Bourgade J L 2005 *Fusion Eng. Des.* **74** 147
- [4] Zheng W, Zhang X, Wei X, Jing F, Sui Z, Zheng K, Yuan X, Jiang X, Su J, Zhou H, Li M 2008 *J. Phys. Conf. Ser.* **112** 032009
- [5] Bodner S E, Colombant D G, Gardner J H, Lehmborg R H, Obenschain S P, Phillips L, Schmitt A J, Sethian J D, McCrory R L, Seka W, Verdon C P 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1901
- [6] Hallo L, Olazabal-Loumé M, Ribeyre X, Dréan V, Schurtz G, Feugeas J L, Breil J, Nicolai P, Maire P H 2008 *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** 014001
- [7] Boehly T R, Brown D L, Craxton R S, Keck R L, Knauer J P, Kelly J H, Kessler T J, Kumpan S A, Loucks S J, Letzring S A, Marshall F J 1997 *Opt. Commun.* **133** 495
- [8] Bodner S E 1981 *J. Fusion Energy* **1** 221
- [9] Skupsky S, Lee K 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 3662

- [10] Emery M H, Gardner J H, Boris J P 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 677
- [11] Gardner J H, Bodner S E 1981 *Phys. Rev. Lett.* **47** 1137
- [12] Zhang R, Li P, Su J Q, Wang J J, Li H, Geng Y C, Liang Y, Zhao R C, Dong J, Lu Z G, Zhou L D, Liu L Q, Lin H H, Xu D P, Deng Y, Zhu N, Jing F, Sui Z, Zhang X M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054204 (in Chinese) [张锐, 李平, 栗敬钦, 王建军, 李海, 耿远超, 梁樾, 赵润昌, 董军, 卢宗贵, 周丽丹, 刘兰琴, 林宏奂, 许党朋, 邓颖, 朱娜, 景峰, 隋展, 张小民 2012 物理学报 **61** 054204]
- [13] Liu L Q, Zhang Y, Geng Y C, Wang W Y, Zhu Q H, Jing F, Wei X F, Huang W Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164201 (in Chinese) [刘兰琴, 张颖, 耿远超, 王文义, 朱启华, 景峰, 魏晓峰, 黄晚晴 2014 物理学报 **63** 164201]
- [14] Li P, Wang W, Zhao R C, Geng Y C, Jia H T, Su J Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 215202 (in Chinese) [李平, 王伟, 赵润昌, 耿远超, 贾怀庭, 栗敬钦 2014 物理学报 **63** 215202]
- [15] Garanin S G, Derkach V N, Shnyagin R A 2004 *Quantum Electron.* **34** 427
- [16] Schmitt A J 1984 *Appl. Phys. Lett.* **44** 399
- [17] Murakami M 1995 *Appl. Phys. Lett.* **66** 1587
- [18] Seidel J J 2001 *J. Stat. Plan. Inference.* **95** 307
- [19] Murakami M, Sarukura N, Azechi H, Temporal M, Schmitt A J 2010 *Phys. Plasmas* **17** 082702
- [20] Xu T, Xu L, Wang A, Gu C, Wang S, Liu J, Wei A 2013 *Phys. Plasmas* **20** 122702
- [21] Temporal M, Canaud B, Garbett W J, Ramis R 2015 *Phys. Plasmas* **22** 102709
- [22] Krueer W L 2003 *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Oxford: Westview Press) p45
- [23] Xu T 2014 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [徐腾 2014 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [24] Li L, Gu C, Xu L, Zhou S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 043103

# Uniform irradiation of a direct drive target by optimizing the beam parameters\*

Li Hong-Xun<sup>1)2)</sup> Zhang Rui<sup>1)†</sup> Zhu Na<sup>1)</sup> Tian Xiao-Cheng<sup>1)</sup> Xu Dang-Peng<sup>1)</sup>  
Zhou Dan-Dan<sup>1)</sup> Zong Zhao-Yu<sup>1)</sup> Fan Meng-Qiu<sup>1)</sup> Xie Liang-Hua<sup>1)2)</sup>  
Zheng Tian-Ran<sup>1)2)</sup> Li Zhao-Li<sup>1)2)</sup>

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

2) (*Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

( Received 20 December 2016; revised manuscript received 7 March 2017 )

## Abstract

Laser driven fusion requires a high-degree uniformity in laser energy deposition in order to achieve the high-density compression required for sustaining a thermonuclear burn. Nowadays, uniform irradiation of capsule is still a key issue in direct drive inertial confinement fusion. The direct drive approach is to drive the target with laser light, by irradiating it with a large number of overlapping laser beams. In the direct drive scheme, the laser deposition pattern on the target can be decomposed into a series of Legendre spherical harmonic modes. The high mode (shorter wavelength) nonuniformity can lead to Rayleigh-Taylor instability, which may result in the failure of target compression. This nonuniformity can be suppressed by thermal conduction and beam conditioning technologies, such as continuous phase plate, smoothing by spectral dispersion and polarization smoothing. The low mode (longer wavelength) nonuniformity is related to the number, orientation and power balance of laser beams, which is hard to suppress by thermal conduction and beam conditioning technologies. Generally, the nonuniformity of laser irradiation on a directly driven target should be less than 1% (root mean square, RMS), to meet the requirement for symmetric compression. Several methods have been proposed to optimize the irradiation configuration in direct drive laser fusion, such as truncated icosahedron with beams at the 20 faces and 12 vertices of an icosahedron, dodecahedron-based irradiation configurations, self-organizing electrodynamic method, etc. However, limited by the different parameters of incident beams, the irradiation uniformity is often not satisfactory. Therefore, it is necessary to find new way to improve the irradiation uniformity and make it more robust. According to the analytical result, the irradiation nonuniformity can be decomposed into the single beam factor and the geometric factor. Simulation results show that the single beam factor is mainly determined by the parameters of the incident beams, including beam pattern, beam width and beam wavelength. By analyzing and simulating the single beam factor with different incident beam parameters, and comparing the single beam factor with the geometric factor, a matching relationship between them is found by using the optimized parameters. Based on the simulation results, a method to optimize the incident beam parameters is proposed, which is applied to the 32-beam and 48-beam irradiation configurations. The results show that there is a set of optimal incident beam parameters which can attain the highest irradiation uniformity for a given configuration. The feasibility to achieve more uniform irradiation by optimizing the incident beam parameters is proved. When the single beam factor is optimized in a directly driven inertial confinement fusion system, the restrictions on the beam pointing error and power imbalance between incident beams can be relaxed. The results provide an effective method of designing and optimizing the uniform irradiation system of direct drive laser facility.

**Keywords:** inertial confinement fusion, direct drive, irradiation uniformity, incident beam parameters

**PACS:** 52.57.-z, 42.79.-e, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.66.105202

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61475145).

† Corresponding author. E-mail: zhangrui8s-1@caep.cn