



·激光大气传输技术·综述·

高功率激光在非均匀大气中传输的 自聚焦效应研究进展*

季小玲, 邓宇

(四川师范大学 物理与电子工程学院, 成都 610068)

摘要: 地基激光空间碎片清除和利用激光辐射把转换的太阳能从空间轨道运输到地面等应用中, 不可避免地遇到高功率激光在非均匀大气中的传输问题。由于激光功率已远远超过大气非线性自聚焦临界功率, 大气自聚焦效应是影响光束质量的一个重要物理因素。概述了近年来国内外高功率激光在非均匀大气中上行或下行传输的自聚焦效应研究进展, 主要介绍了高功率激光在非均匀大气中的传输模型、理论基础、数值和解析研究方法, 着重介绍了自聚焦效应对激光传输特性和光束质量的影响, 并总结了优化靶面光束质量的方案。此外, 还介绍了大气群速度色散效应和大气湍流效应等物理因素对激光光束质量的影响。最后, 还提出了该领域值得进一步深入研究的一些问题。

关键词: 高功率激光; 非均匀大气; 自聚焦效应; 光束质量; 光束传输特性; 解析方法
中图分类号: O437.5 **文献标志码:** A **doi:** 10.11884/HPLPB202133.210211

Research progress on self-focusing effect of high-power laser beams propagating in inhomogeneous atmosphere

Ji Xiaoling, Deng Yu

(Department of Physics, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China)

Abstract: The problem of high-power laser beams propagating through the atmosphere will be encountered in applications, such as the ground-based laser space-debris cleaning, and transportation of the laser radiation produced by solar power from space orbits to the ground. In such applications, the laser power is well above the critical power for self-focusing in air. Therefore, it is important to study the self-focusing effect of high-power laser beams propagating through the inhomogeneous atmosphere. This paper reviews the research progress on self-focusing effect of high-power laser beams propagating upwards or downwards in the inhomogeneous atmosphere. The laser beam propagation model, the theoretical model, and the numerical and analytical methods are introduced. The influence of the self-focusing on the beam propagation characteristics and the beam quality is introduced, and the methods of optimizing the beam quality on the target are summarized. Furthermore, the effects of group-velocity dispersion and atmospheric turbulence on the beam quality are also introduced. Finally, some interesting questions for further research are put forward.

Key words: high-power laser beam; inhomogeneous atmosphere; self-focusing effect; beam quality; beam propagation characteristic; analytical method

半个多世纪以来, 人类执行了 5000 多次的发射任务, 在探索宇宙的同时, 也产生了大量的太空垃圾。随着空间碎片数量的增多, 给航天器正常运行和宇航员人身安全造成了严重威胁。低轨(LEO)区域含空间碎片数量最多(75%), cm 级空间碎片数量也最多^[1]。cm 级空间碎片因撞击动能大, 从而无法结构性防护; 因数目众多, 从而无法规避。因此, LEO 区域 cm 级空间碎片撞击危害最大。1996 年, 美国 NASA 的 ORION 计划提出采用地基高功率激光清除近地轨道空间碎片^[2]。地基激光清除 LEO 区域内 cm 级碎片是一种重要且有效的方法, 这点已经是国际同

* 收稿日期: 2021-05-30; 修订日期: 2021-08-10

基金项目: 国家自然科学基金项目(61775152, 61178070, 61475105)

作者简介: 季小玲(1963—), 女, 博士, 教授, 主要从事激光传输与控制技术研究。

行的共识。国内外对此已开展了大量研究工作,主要包括:高功率激光装置的优化改造、激光与空间碎片的冲量耦合特性、激光作用下碎片的减速降轨特性,等等^[3-13]。地基激光清除空间碎片的原理是利用高功率激光烧蚀碎片表面产生等离子体反喷羽流获得速度增量,使空间碎片减速降轨进入大气层并烧毁,从而达到清除空间碎片的目的。

地基激光空间碎片清除中不可避免地要遇到高功率激光通过大气的传输问题,而大气对激光传输的影响是制约高功率激光系统效能的关键物理因素^[14-16]。众所周知,大气湍流是影响激光大气传输的一个重要因素^[15-18]。值得指出的是,清除空间碎片所需激光功率已远远超过大气非线性 Kerr 自聚焦临界功率^[19],因此自聚焦效应是影响碎片靶面光束质量的另一重要物理因素。近年来,国内外学者对激光上行大气传输的非线性 Kerr 自聚焦效应对碎片靶面光束质量影响开展了一系列研究。2014年,美国劳伦斯-利弗莫尔国家实验室(LLNL)研究表明:Kerr 自聚焦效应要降低碎片靶面上激光能量密度^[19]。2016年,俄罗斯科学院与美国 LLNL 共同提出:采用薄窗模型(TWM)可研究激光上行大气传输的 Kerr 自聚焦效应^[20]。近几年,我们课题组也对此问题开展了研究,研究发现:在 Kerr 自聚焦和群速度色散效应的共同作用下,碎片靶面上会出现脉冲分裂和光强旁瓣分布^[21];由于非均匀大气 Kerr 自聚焦相位调制,在靶面上可实现有利于清除碎片的均匀辐照^[22]。此外,我们还研究了光束空间相干性对地基激光空间碎片清除的影响^[23],激光模式对激光上行大气传输的 Kerr 自聚焦的影响^[24],以及发展了高功率激光上行大气传输的解析研究方法^[25]。

另一方面,能源和环保问题是人类今后将面临的两大严峻问题。地球之外有丰富的太阳能,利用激光辐射把转换的太阳能从空间轨道运输到地面是一个全球性的再生能源新概念。但这项技术到实际应用还有许多概念性和技术性的问题尚未解决,主要困难之一是:需要大型的空间精密聚焦光学器件和大型的地面接收设备。美国 LLNL 提出:利用高功率激光在大气中的自聚焦效应可以减少对激光发射器和接收器尺寸的要求,从而将高功率激光束从空间轨道运输到地面^[26]。并且,由于自聚焦焦距长度远大于大气层厚度,激光经大气长程传输到达目标仍可保持整体压缩,不会成丝崩塌,这与高功率激光在非线性介质中传输自聚焦效应造成激光成丝甚至崩塌情况不同^[27-30]。近年来,我们课题组对此问题也开展了相关研究,研究发现利用负球差可进一步减小接收装置尺寸^[31],推导出了光束最大整体压缩(无成丝崩塌)时激光的发射功率、空间发射器尺寸与光束空间相干长度应满足的公式^[32],并指出发射环状光束比高斯光束在地面光斑尺寸更小^[33]。

值得指出的是:“地基激光空间碎片清除”与“利用激光辐射把转换的太阳能从空间轨道运输到地面”这两类应用中都要涉及高功率激光在非均匀大气中的 Kerr 自聚焦效应,但前者是激光上行大气传输,而后者是激光下行大气传输。由于大气非线性折射率随海拔高度增加而减小,因此 Kerr 自聚焦效应对高功率激光上行与下行传输特性的影响显著不同。

本文对高功率激光在非均匀大气中传输的自聚焦效应研究进展进行了回顾和总结,主要介绍了激光传输模型、理论基础、研究方法(数值和解析求解方法),着重介绍了非均匀大气中的 Kerr 自聚焦效应对激光传输特性和光束质量的影响,并总结了优化靶面光束质量的方案。此外,还介绍了大气群速度色散效应和大气湍流效应等物理因素对激光光束质量的影响。

1 理论模型

1.1 激光传输模型

当激光功率远超过大气非线性 Kerr 自聚焦临界功率时,自聚焦效应会严重影响高功率激光上行或下行大气传输特性^[19,26]。大气中,非线性折射率 $n_2(z) = n_{20} \exp(-z/h)$, 其中 $n_{20} = 4.2 \times 10^{-19} \text{ W/cm}^2$ 为海平面大气非线性折射率, $h = 6 \text{ km}$ 为常数。不难看出,大气非线性折射率 n_2 随海拔高度上升而呈指数下降,所以可仅在大气层厚度 z_1 内考虑激光大气自聚焦效应,而大气层之外则仅考虑激光衍射效应^[19-26,31-33]。 B 积分是定量描述自聚焦效应强弱的一个重要物理量^[34]。当聚焦高功率激光从地面上行长程传输 L 距离至靶面(焦距 $F=L$),忽略 B 积分常数因子,可得: $B \sim \int_0^{z_1} n_{20} \exp(-z/h) dz \approx n_{20} h^{[21]}$, 即:实际非均匀大气(大气厚度为 z_1)的自聚焦作用可等效为厚度为 $h=6 \text{ km}$ 的均匀大气(具有非线性折射率 n_{20})的自聚焦作用(见图 1)。这个高功率激光上行大气传输的等效模型为解析求解该问题提供了方便。

高功率激光下行大气传输时,其传输模型可视为上行大气传输的逆过程,即:聚焦高功率激光先经过 $L-z_1$ 距离的真空传输,再经过 z_1 距离的非均匀大气传输至地面。值得注意的是:高功率激光下行传输时,由于自聚焦效应发生在远场,越接近地面自聚焦效应越强,光束被压缩得越厉害,因此上述等效传输模型失效,需采用数值求解研究其传输特性和光束质量。

1.2 非线性薛定谔方程及其数值求解

傍轴近似下,高功率激光在大气中的自聚焦效应、群速度色散效应和衍射效应可由非线性薛定谔(NLS)方程描述^[35],即

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 A - i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + ik \frac{n_2}{n_0} |A|^2 A \quad (1)$$

式中: A 为光场; $k=2\pi n_0/\lambda$ 是与波长 λ 对应的波数; ∇_{\perp}^2 为横向拉普拉斯算子; β'' 为群速度色散系数^[36]; n_0 为线性折射率。方程(1)右端三项分别体现衍射效应、群速度色散效应和自聚焦效应。若激光脉宽较长,则可以忽略群速度色散效应,即方程(1)右端第二项可省略^[26]。

一般情况下,解析求解 NLS 方程是很困难的,但利用分步傅里叶方法可数值求解 NLS 方程^[37],它采取了傅里叶快速算法(FFT)。分步傅里叶方法的主要思想是分步处理光场的线性与非线性变换,即将光场整个传输距离分为若干段(间距为 Δz),激光在每段 Δz 内传输可分三步:线性传输 $\Delta z/2$ 距离; $\Delta z/2$ 处附加相位屏(Δz 传输距离内非线性自聚焦效应导致的相位调制);线性传输 $\Delta z/2$ 距离。以此类推,采用多层相位屏即可得到靶面光场分布。由于大气的非均匀性,相位屏也采用非均匀分布(相位屏间距随海拔升高而增大)。在保证计算精度的前提下,非均匀较均匀分布相位屏法可大大节约机时。值得指出的是:对于短脉冲激光,应考虑群速度色散,即数值计算多了时间维度,因此还需利用 Crank-Nicholson 差分方法进行数值求解^[38]。

1.3 激光上行大气传输半解析解方法—薄窗模型 (TWM)

2016年,Vaseva等人证明了TWM可简化激光上行大气传输大的计算^[20],其基本思想是:激光从地面经非均匀大气上行传输时,自聚焦效应由强变弱,大气层厚度远远小于自聚焦焦距长度,因此大气自聚焦效应对激光传输的影响可用其引起的调制相位叠加在初始光场上来体现。自聚焦调制相位 φ 可表示为

$$\varphi = k \int_0^{z_i} n_2(z) I(r, z) dz \quad (2)$$

其中 $I(r, z)$ 为大气中光强。利用 TWM 近似方法, Vaseva 等人推导出了轴上光强、斯特列尔比等光学参量的半解析表达式^[20]。

实际上, TWM 近似方法相当于简化的多层相位屏法,即将若干个相位屏等效为一个相位屏(叠加在初始光场上)。需要指出的是, TWM 近似方法仅在激光上行大气传输,且传输距离远远大于大气层厚度时才适用。

1.4 激光上行大气传输的解析解

1.4.1 部分相干光上行大气传输自聚焦效应的解析解

对于高功率激光上行大气传输的研究,除了数值求解和半解析求解方法(TWM 近似方法),近年来我们课题组还发展了解析求解的方法^[23-25]。2019年,我们采用试探解的方法,解析求解了部分相干光满足的 NLS 方程,并证明了部分相干光在 Kerr 介质中传输时仍满足 ABCD 定律^[39]。同年,基于部分相干光在 Kerr 介质中的 ABCD 定律和高功率激光上行大气传输的等效模型(见图 1),我们推导出了高功率部分相干高斯-谢尔模型(GSM)光束上行大气传输的二阶矩束宽解析公式^[23],即

$$w^2(z) = w_0^2 \{ [1 + (z-h)/R_h]^2 + (z-h)^2 w_0^4 / (z_{R0}^2 w_0^4) \} \quad (3)$$

式中: z_{R0} 为真空线性介质中的瑞利长度; R_h 和 w_h 分别为光束在 $z=h=6$ km 处的光束曲率半径和束宽^[23]。此外,我们采用了数值模拟仿真验证了该解析公式的正确性^[23]。

1.4.2 厄米-高斯光束上行大气传输自聚焦效应的解析解

2019年,我们课题组采用变分法,解析求解了厄米-高斯(H-G)光束满足的 NLS 方程,推导出了高功率 H-G 光束在 Kerr 介质中传输的解析公式和 ABCD 定律^[40]。2021年,基于 H-G 光束在 Kerr 介质中的 ABCD 定律和高功率激光上行大气传输的等效模型(见图 1),我们推导出了 H-G 光束上行大气传输的二阶矩束宽解析公式,但发现该解析公式仅在光束功率不太高时才适用^[24]。于是,我们对该解析公式进行了修正,得到了高功率 H-G 光束上行大气传输的束宽的修正解析公式^[24],即

$$w_{\text{max}}^2(z) = w_0^2 [1 + (z-h)/R_h]^2 + 4A(2m+1)^2 (z-h)^2 / (k^2 w_0^2) \quad (4)$$

其中 A 为修正参数^[24]。图 2 为不同光束阶数 m 下 H-G 光束上行大气传输束宽随传输距离变化曲线,虚线和实线分别为公式(4)和数值计算的结果, P_{crGs} 为基模高斯光束在大气中的自聚焦临界功率。可以看出:即使激光功率较高($P=1000P_{\text{crGs}}$)时,解析结果与数值结果依然非常吻合,从而验证了解析结果的正确性。

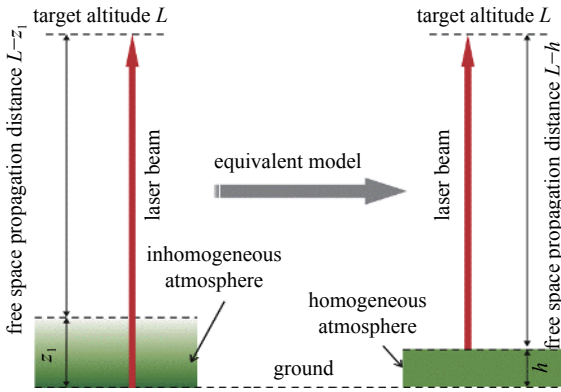


Fig. 1 Diagram of high-power laser beam propagating upwards in atmosphere^[24]

图 1 高功率激光上行大气传输示意图^[24]

1.4.3 部分相干光上行大气传输自聚焦效应和湍流效应的解析解

2020年,我们课题组提出非线性相位调制函数的二次近似方法,推导出了高功率部分相干激光通过湍流大气上行传输的解析公式,建立了高功率激光上行湍流大气传输远程能量输运的解析模型^[25]。部分相干 GSM 光束的自聚焦调制相位 φ 可表示为

$$\varphi = k \int_{h_1}^{z_1} n_2(z) I_0(r) dz = kn_{20}h \frac{2P}{\pi w_0^2} \left[\exp\left(-\frac{h_1}{h}\right) - \exp\left(-\frac{z_1}{h}\right) \right] \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \quad (5)$$

其中 h_1 为激光发射装置海拔高度。对式(5)含坐标 r 的指数项进行二次近似^[25],即

$$\exp\left(-2r^2/w_0^2\right) \approx \left(1 + \xi_1 r/w_0 + \xi_2 r^2/w_0^2\right) \quad (6)$$

其中 ξ_1 和 ξ_2 为拟合常数。基于广义惠更斯-菲涅尔原理和 TWM 方法,并利用非线性相位调制函数的二次近似,我们推导出高功率 GSM 光束通过湍流大气上行传输的光强、二阶矩束宽和光束相干长度的解析表达式,其中二阶矩束宽表达式为^[25]

$$w^2(z) = w_0^2 - w_0^2 \left[2 \frac{(z-h_1)}{R_0} - \left(\frac{z-h_1}{R_0}\right)^2 \right] + \left(\frac{4}{w_0^2} + \frac{4}{\sigma_0^2} + \frac{8}{\rho_0^2} \right) \left(\frac{z-h_1}{k} \right)^2 \quad (7)$$

式中: σ_0 为 GSM 光束的入射相干长度; ρ_0 为大气相干长度; R_0 与自聚焦效应和聚焦透镜焦距有关(其具体表达式见文献 [25])。图 3 为靶面束宽 w_{tar} 随相对发射功率 P/P_{crGs} 的变化曲线,其中红色曲线为式(7)计算结果,黑色点为数值计算结果。可以看出:只有当激光功率非常高 ($P > 4000P_{\text{crGs}}$) 时,二者才会显现出明显的差异。

2 激光传输特性

2.1 激光上行大气传输特性

2.1.1 焦移

衍射和自聚焦效应等都会引起光束的焦移,使得实际焦点远离靶面(实际焦点朝地面方向移动)。图 4 为部分相干光束宽 w 随传输距离 z 的变化曲线,其中束宽最小值位置对应着光束实际焦点位置,靶面位置 $z=1000 \text{ km}$ 。从图 4(a)可知:光束功率增加,则焦移变大,其物理原因是自聚焦效应越强对光束相位调制越厉害。光束相干性也是影响焦移的重要因素。图 4(b)为不同初始相干度 σ_0 的光束的 w 随 z 的变化曲线,其中实线和虚线分别为大气和真空中传输的结果。图 4(b)表明:无论激光在大气还是真空中传输,焦移都随着初始相干性的增加而减小,但大气与真空中传输的相对焦移量 Δ 却随着 σ_0 的增加而增大,这意味着相干性越差的光束受自聚焦效应的影响越弱。此外,我们的研究还表明:平顶光束的阶数越高,则焦移越小^[22]; H-G 光束的模式数越高,则焦移越大^[24]。

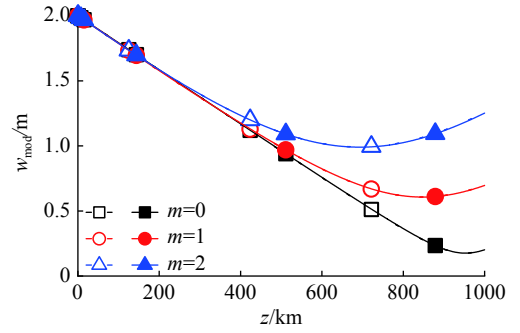


Fig. 2 Confirmation of Eq. (4). Modified beam width w_{mod} versus propagation distance z . Dashed curves: by Eq. (4); solid curves: by numerical simulation^[24]

图 2 公式(4)的验证.修正束宽 w_{mod} 在大气传输中随传输距离 z 的变化曲线.虚线:公式(4)计算结果;实线:数值计算结果^[24]

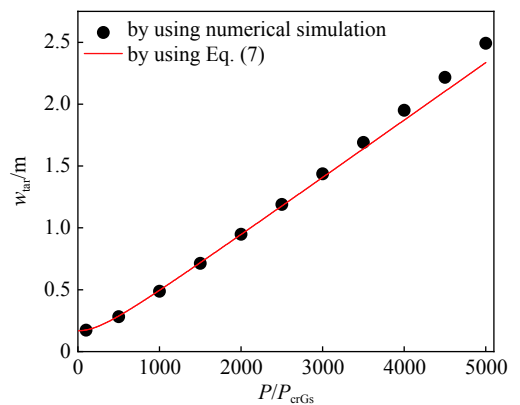


Fig. 3 Confirmation of Eq. (7). Beam width w_{tar} on target versus relative power P/P_{crGs} ^[25]

图 3 公式(7)的验证.靶面束宽随相对发射功率 P/P_{crGs} 的变化^[25]

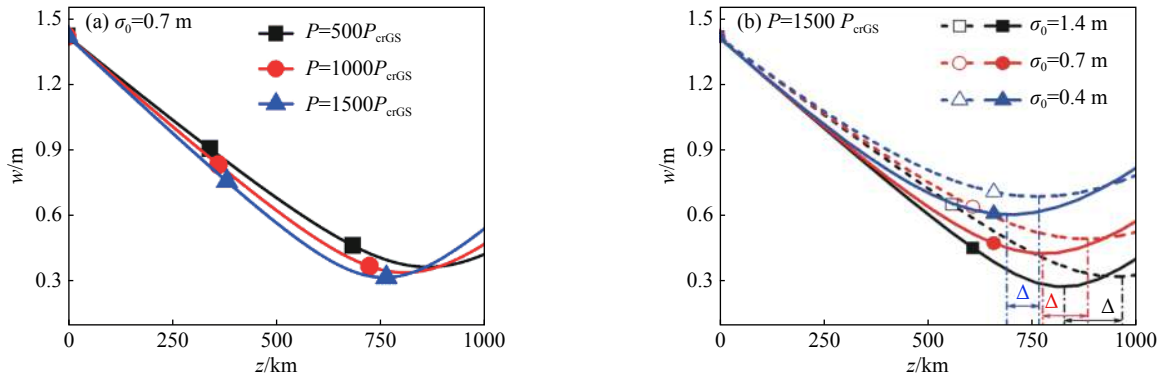


Fig. 4 Beam width w versus the propagation distance z . Dashed lines: linear propagation in free space; Solid lines: nonlinear propagation in the atmosphere^[23]

图4 光束宽度 w 随传输距离 z 的变化曲线. 虚线: 自由空间中线性传输; 实线: 大气中非线性传输^[23]

2.1.2 脉冲展宽

当纳秒甚至皮秒脉冲激光在均匀大气介质中传输时, 群速度色散效应对激光脉宽的影响很小, 例如: 若大气色散系数为 $0.02 \text{ ps}^2/\text{km}$, 2 ps 的脉冲激光其色散长度远远超过 100 km ^[41]. 然而, 我们课题组研究发现: 在群速度色散效应和自聚焦效应的共同作用下, 脉冲激光从地面经大气上行传输至空间轨道时, 脉宽要发生显著变化^[21]. 图5为高斯脉冲光束相对脉宽 T/T_0 随传输距离 z 的变化, 其中 T_0 为入射光脉宽. 图5表明: 无论是纳秒、皮秒或飞秒脉冲激光, 靶面上 ($z=1000 \text{ km}$) 激光脉宽均随光束功率增强而展宽. 此外, 纳秒脉冲激光相对脉宽先变小后增大, 而皮秒和飞秒脉冲激光因更强的群速度色散效应而在近场附近就出现了明显的脉冲展宽现象.

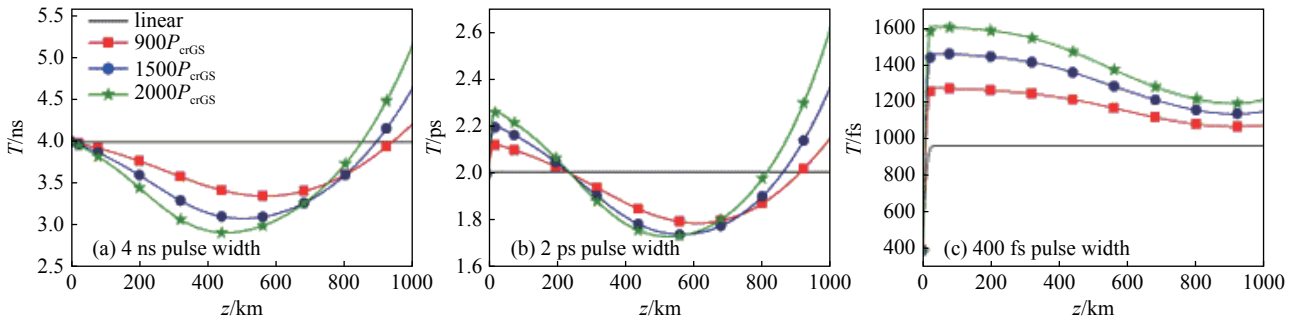


Fig. 5 Relative pulse width T/T_0 versus propagation distance z ^[21]

图5 相对脉宽 T/T_0 随传输距离 z 的变化^[21]

2.2 激光下行大气传输光束整体压缩特性

高功率激光下行与上行大气传输特性有显著不同^[26, 31-33]. 激光下行传输时, 先经过数百 km 的真空传输, 然后进入大气层(远场), 在大气层内发生自聚焦效应, 并且越接近地面自聚焦效应越强, 激光束被压缩得越厉害, 导致地面上光斑尺寸甚至可以小于衍射极限, 因此有望利用激光辐射把转换的太阳能运输到地面^[26].

高功率激光发射装置通常含有产生环状光束的望远镜系统. 图6为环状光束从空间轨道传输至地面光强分布随海拔高度 z 的变化^[33]. 可以看出: 无论在真空还是大气中传输, 环状光束在接近地面 ($z=0$, 远场) 时, 环状分布已消失, 光束成为了类高斯分布(具有旁瓣). 在接近地面的最后 20 km 真空传输中, 峰值光强逐渐减小(见图6(a)), 但大气自聚焦效应使得光束整体压缩, 峰值光强急剧增大(见图6(b)).

实际中, 高功率激光束常携带球差. 众所周知, 球差使得光束质量劣化. 然而, 我们课题组研究发现: 对于小尺寸轨道反射镜, 高功率激光从空间轨道传输至地面, 负球差可使自聚焦整体压缩光斑效果更好, 地面光斑尺寸可以远小于衍射极限^[31].

3 靶面光束质量

3.1 激光上行大气传输

靶面光束质量对地基激光空间碎片清除等应用十分重要. 图7为高斯脉冲激光在靶面的时间和空间方向光强分布^[21]. 由于自聚焦效应与群速度色散效应的共同作用, 纳秒和皮秒脉冲激光在靶面会同时出现脉冲分裂和空

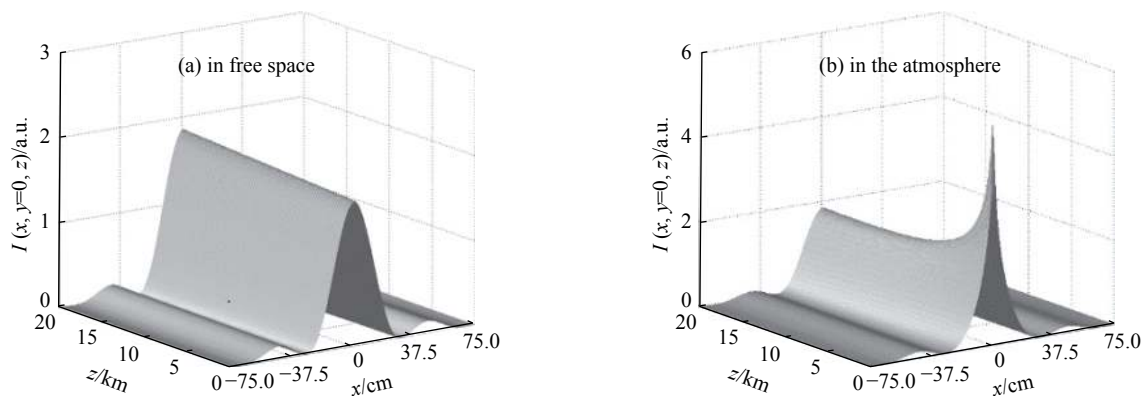


Fig. 6 Intensity distributions $I(x, y=0, z)$ versus altitude z ^[33]
 图 6 环状光束光强分布 $I(x, y=0, z)$ 随海拔高度 z 的变化^[33]

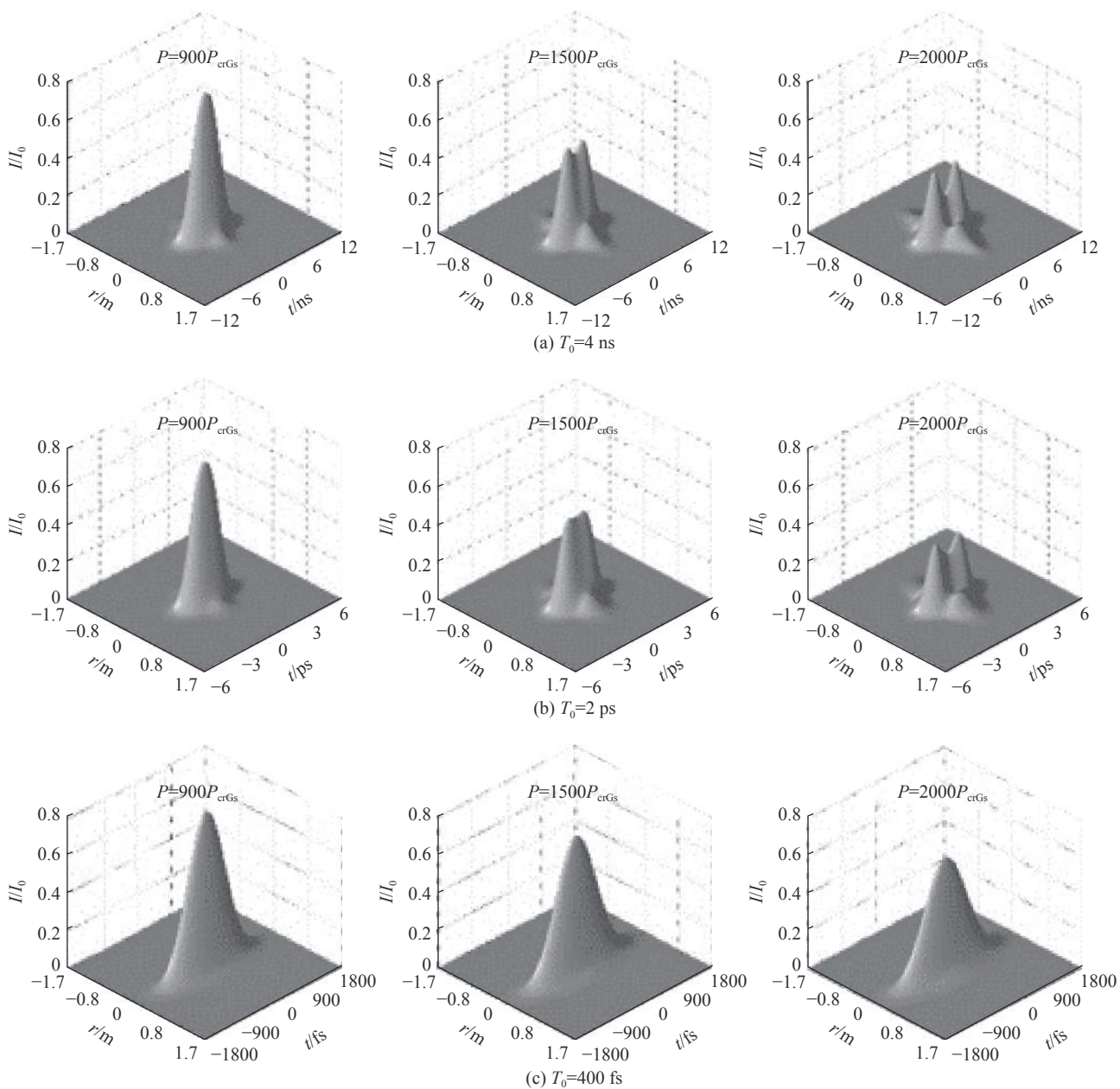


Fig. 7 Normalized intensity distributions III_0 on debris target^[21]
 图 7 靶面上归一化光强 III_0 分布^[21]

间旁瓣(见图7(a), (b))。然而,飞秒脉冲激光却不易发生脉冲分裂和产生空间旁瓣(见图7(c))。

另一方面,靶面均匀辐照对诸如激光空间碎片清除、激光约束聚变以及激光材料加工等应用都十分重要^[42-45]。在激光空间碎片清除中,目前大多数研究主要关注能量最佳耦合问题^[4, 10, 19],而碎片靶面均匀辐照问题却并未得到关注。2019年,我们课题组提出:利用平顶光束在非均匀大气中自聚焦特性,可以实现靶面均匀辐照^[22]。图8为不同光束阶数 N 的平顶光束的光强轮廓随传输距离的变化以及靶面处($z=1000$ km)光强分布。可以看出:一定条件下,靶面上实现了均匀辐照。

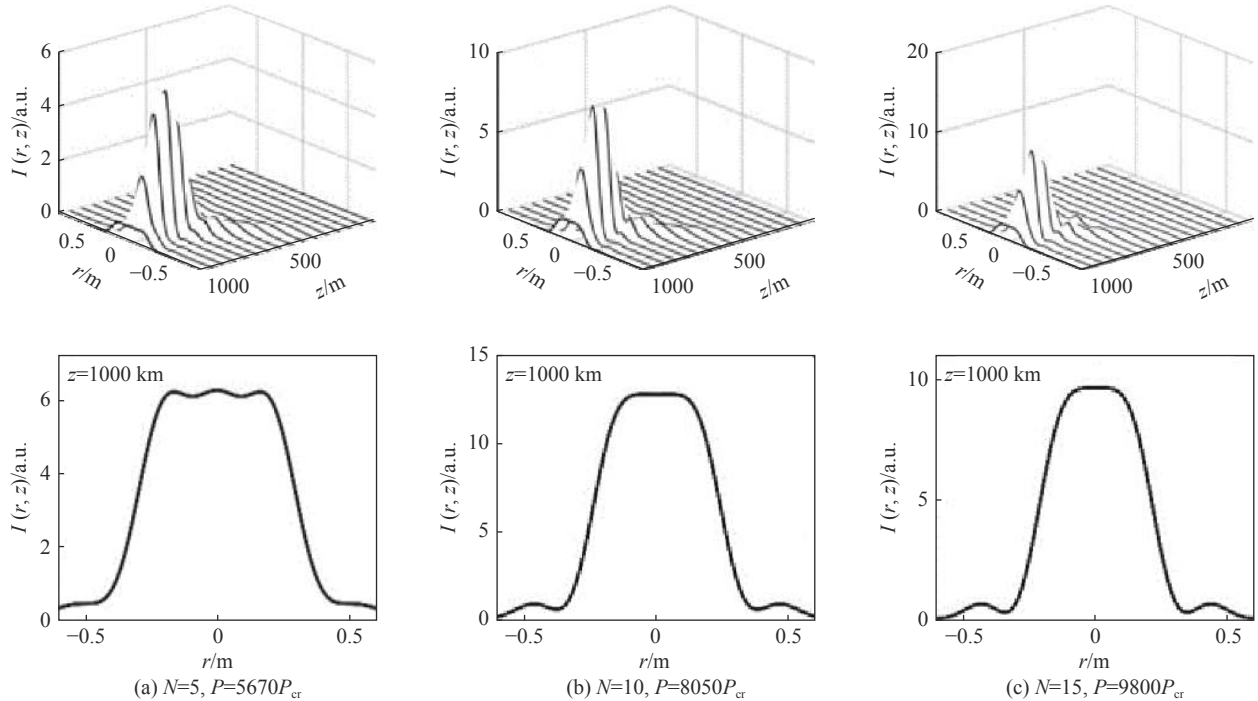


Fig. 8 Intensity distribution $I(r, z)$ versus propagation distance z . Uniform irradiation on debris target^[22]

图8 光强轮廓 $I(r, z)$ 随传输距离 z 的变化. 靶面均匀辐照^[22]

图9(a), (b)分别为平顶光束在大气层出口处的光强以及相位分布,图9(c)为碎片靶面处的相对光强分布,其中 I_{peak} 为峰值光强。在大气层出口处,线性传输和非线性传输的平顶光束轮廓几乎一致(见图9(a)),而二者的相位却差异明显(见图9(b))。因此,自聚焦所致的自相位调制是产生靶面均匀辐照的根本原因,该项研究提出了一种利用非均匀 Kerr 介质实现靶面均匀辐照的方法。此外,我们研究发现:虽然不同 N 的光束实现靶面的均匀辐照所需功率不同,但其代表自聚焦强弱的 B 积分值几乎相等^[22]。我们还提出可以通过调焦方式实现空间碎片靶面上激光的均匀辐照,并给出了调焦焦距公式^[22]。

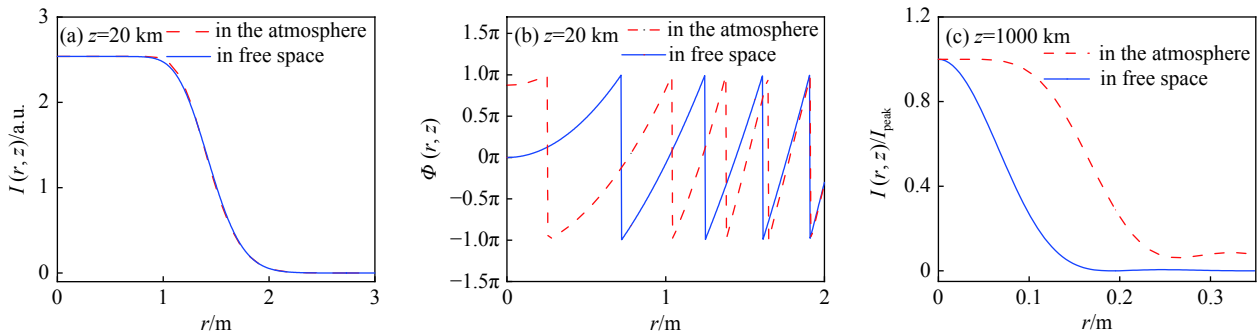


Fig. 9 (a) Intensity distribution $I(r, z)$ and (b) phase distribution $\Phi(r, z)$ at the exit of the atmosphere,

(c) relative intensity distribution $I(r, z)/I_{\text{peak}}$ on the target^[22]

图9 大气层出口处(a)光强分布 $I(r, z)$ 和(b)相位分布 $\Phi(r, z)$; (c)靶面处相对光强 $I(r, z)/I_{\text{peak}}$ 分布^[22]

3.2 激光下行大气传输

针对高功率激光下行大气传输,研究靶面(地面)光强分布和光斑尺寸等物理量具有重要意义^[26, 31-33]。图10为不同遮拦比 ε 的环状光束下行大气传输至地面的光强分布^[33]。图10表明:遮拦比越大,则在地面光束被压缩得越

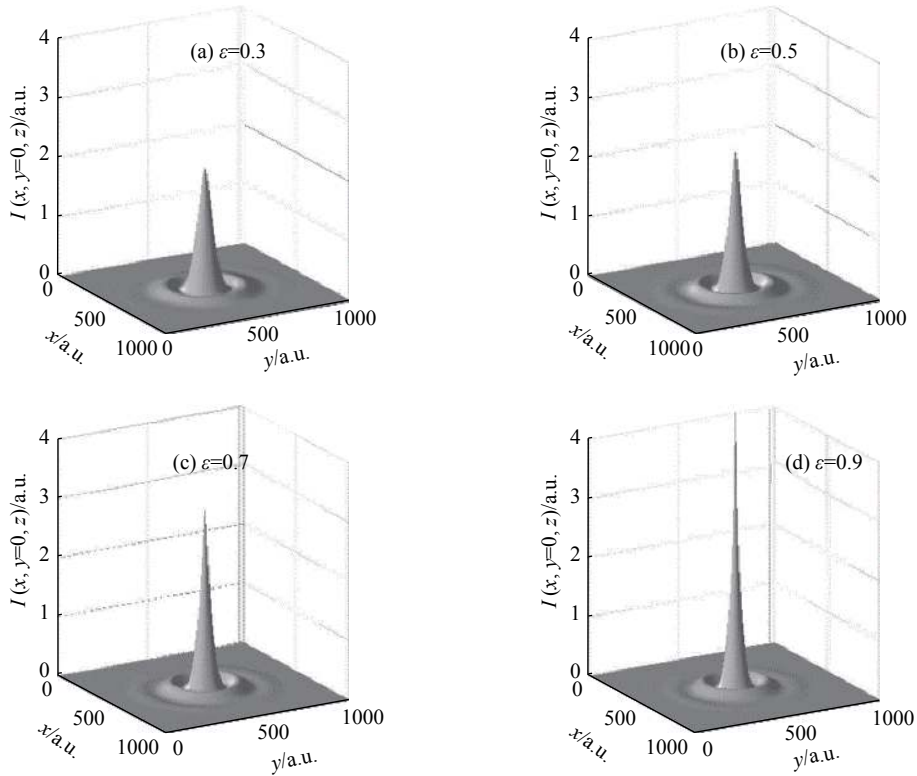


Fig. 10 Intensity distributions for different values of obscure ratio ε on ground^[33]

图 10 地面处不同遮拦比 ε 的三维光强分布^[33]

厉害, 峰值光强越大。此外, 我们还推导出了环状光束下行大气传输 B 积分的表达式^[33], 其 B 积分值随 ε 的增加而增大, 这意味着遮拦比越大的光束受大气自聚焦效应影响越强。

另一方面, 针对高功率部分相干激光从空间轨道下行大气传输至地面, 我们课题组推导出了获得地面最大光束压缩(保证光束无成丝和崩塌)时激光的发射功率、空间轨道发射器尺寸与光束空间相关长度应满足的关系式^[32], 即

$$\left(\frac{P}{P_{\text{crGs}}} - 1\right) D^4 \sim \frac{4\lambda^2 F^4 (1 + 1/\sigma_0^2)^2}{\pi^2 h^2} \quad (8)$$

其中 D 为轨道发射镜直径。并且, 我们还用数值模拟计算结果证明了该解析关系式的正确性^[32]。

4 激光上行大气传输时靶面光束质量的优化方案

4.1 预散焦

高功率激光上行大气传输至空间轨道, 大气自聚焦、群速度色散和湍流等物理因素会严重影响靶面光束质量。在 2.1 中介绍了激光由于自聚焦等效应使其实际焦点远离靶面(产生焦移)。但是, 实际上我们可以通过预散焦使得实际焦点向靶面靠近, 从而一定程度地提高靶面光束质量^[19, 21, 23, 25]。目前预散焦方式主要包括两种: 移动实际焦点至靶面, 计算出聚焦透镜焦距(预散焦焦距)^[21, 23]; 使靶面达上实现最小光斑尺寸或最大光强值, 计算出聚焦透镜焦距(最佳预散焦焦距)^[19, 25]。

4.1.1 移动焦点至靶面

最近, 我们课题组研究表明, 通过预散焦可以把实际焦点移至碎片靶面^[23]。并且, 我们还推导出了将部分相干激光的实际焦点移至碎片靶面的预散焦焦距 F_{mod} 的解析公式, 并指出了该公式的适用范围^[23]。图 11(a), (b) 分别为脉冲激光预散焦前后在碎片靶面上的光强分布^[21]。可以看出: 预散焦后, 脉冲分裂消失, 旁瓣减弱, 靶面光斑尺寸变小, 峰值光强增大, 靶面光束质量得到了显著提高。

4.1.2 最佳焦距

2014 年, Rubenchik 等人提出, 对光束进行预散焦可以大大提高碎片靶面光强^[19], 并在特定参数下还提出了最佳预散焦以使得靶面光强达到最大。另一方面, 基于公式(7), 我们可以作出靶面束宽随透镜焦距 F 变化曲线(见

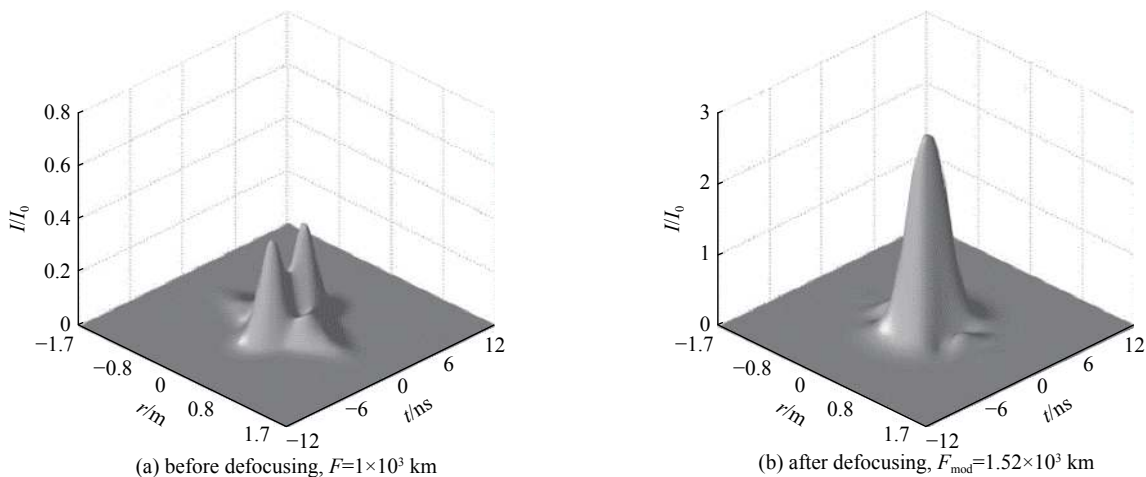
Fig. 11 Comparison of intensity distributions on debris target^[21]图 11 预散焦前后靶面光强分布对比^[21]

图 12, 靶面位置 $z=500$ km)。可以看出, 存在一个最佳透镜焦距 F_{opt} 使得靶面束宽达到最小值^[25], 即可采取最佳焦距以实现减小靶面束宽的目的。我们得到最佳焦距 F_{opt} 的解析表达式为^[25]

$$\frac{1}{F_{\text{opt}}} = \frac{1}{L} - \frac{1}{F_s} \quad (9)$$

其中 F_s 与自聚焦效应有关(其具体表达式见文献 [25])。式(9)表明: 最佳焦距与自聚焦效应有关, 而与湍流效应无关。

4.2 提高激光发射装置海拔高度

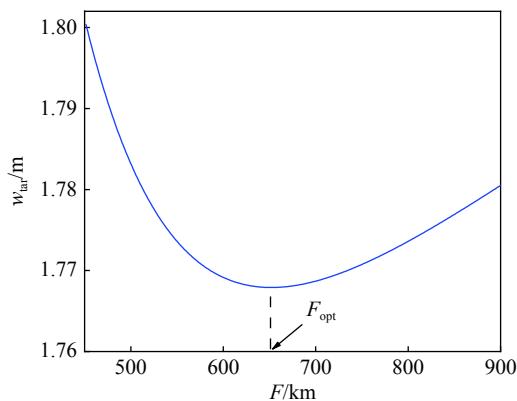
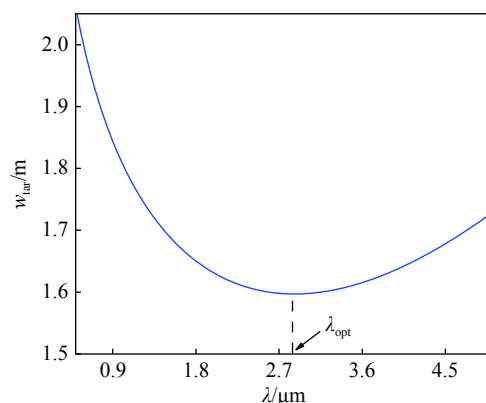
众所周知, 随着海拔升高, 大气非线性折射率 $n_2(z)$ 呈指数减小, 大气折射率结构常数 $C_n^2(z)$ 也总体呈现下降的趋势^[26, 46]。Rubenchik 等人定性地提出: 提高激光发射装置海拔高度可同时减小自聚焦和湍流效应对光束的不利影响^[19]。我们课题组进一步定量地证明了这一观点, 并且研究表明: 提升激光发射装置海拔高度对湍流效应的影响会强于对自聚焦效应的影响^[25]。

4.3 最佳波长

波长是影响激光远场靶面光斑大小的重要物理量。基于公式(7), 我们可作出靶面束宽随波长变化曲线(见图 13)。可以看出, 存在一个最佳波长使得靶面束宽达到最小值^[25]。我们得到最佳波长 λ_{opt} 的解析表达式为^[25]

$$\lambda_{\text{opt}} = 2.67\pi \left\{ 5 \left(\frac{1}{w_0^2} + \frac{1}{\sigma_0^2} \right) \left[1.46 \int_0^L C_n^2 \left(1 - \frac{z}{L} \right)^{5/3} dz \right]^{-6/5} \right\}^{-5/12} \quad (10)$$

其中 C_n^2 为大气折射率结构常数。式(10)表明: 最佳波长 λ_{opt} 与光束初始相干性、束宽以及大气湍流效应有关。如图 14 所示(其中 C_0 为地面处大气折射率结构常数), 最佳波长 λ_{opt} 随大气湍流的增强和光束相干性的变好而增加^[25]。值得注意的是, 不同波长激光在大气中的消光强弱差异很大, 因此实际中同时还应考虑“大气窗口”波长。

Fig. 12 Beam width w_{tar} on target versus focal length F ^[25]图 12 靶面束宽随透镜焦距 F 的变化^[25]Fig. 13 Beam width on target versus wavelength λ ^[25]图 13 靶面束宽随波长的变化^[25]

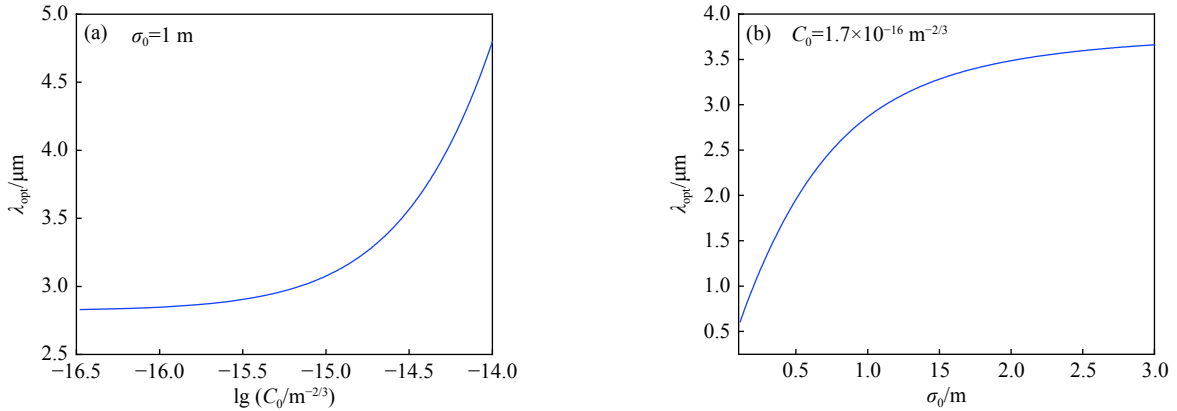


Fig. 14 Optimal wavelength λ_{opt} versus $\lg(C_0)$ and σ_0 ^[25]

图 14 最佳波长 λ_{opt} 随 $\lg(C_0)$ 和 σ_0 的变化^[25]

4.4 入射光场相位调控

采用自适应光学(AO)系统优化靶面光束质量被广泛的应用于实践^[5, 47-48], 如利用钠导星激光技术可以探测大气湍流效应^[49], 并将信息反馈给 AO 系统, 进而给光束附加共轭相位以削弱湍流效应的影响。同样的思路, 我们计算出自聚焦效应所带来的相位调制后, 也可利用 AO 系统优化靶面光束质量^[20]。图 15 为 H-G 光束相位分布图, 其中(a), (c)和(b), (d)分别为采用和未采用相位补偿(PC)的情况。可以看出: 由于大气自聚焦效应相位调制, 未采用 PC 的激光经大气传输相位发生了明显畸变(见图 15(c)), 而采用 PC 的激光经大气传输相位则无明显畸变(见图 15(d))。图 16 和图 17 分别为未采用和采用 PC 的 H-G 光束在非均匀大气中传输不同距离处光强分布。可以看出: 未采用 PC 的激光束在非均匀大气传输时光强发生了严重的畸变(见图 16), 而采用了 PC 后激光光束质量得到了显著的改善(见图 17)。

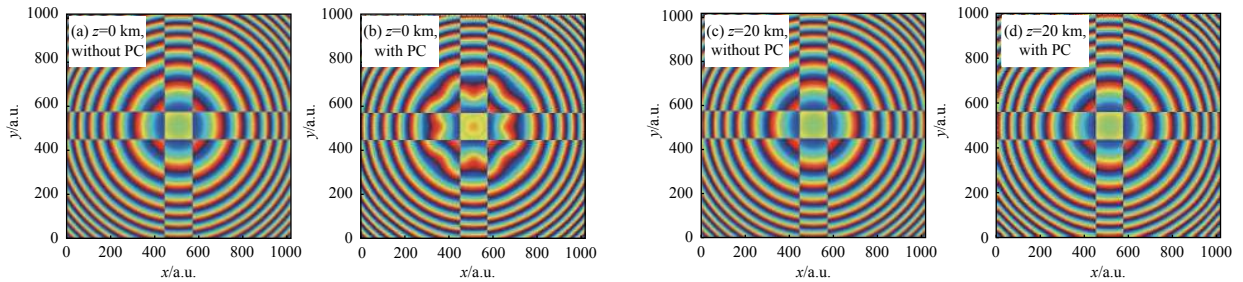


Fig. 15 Phase distribution $\Phi(x, y, z)$ ^[24]

图 15 相位分布 $\Phi(x, y, z)$ ^[24]

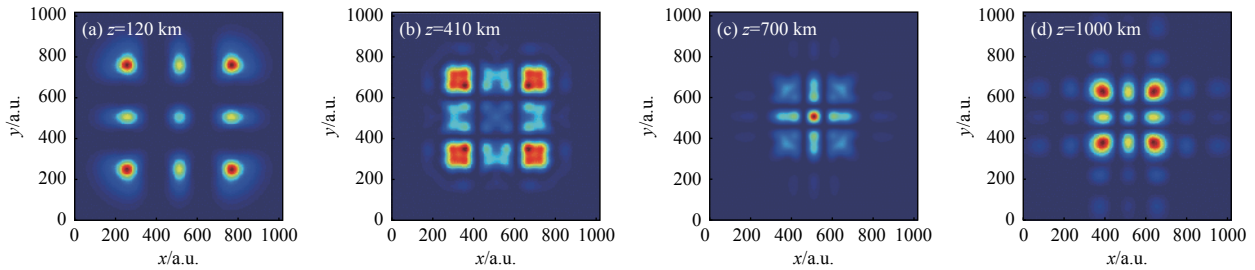
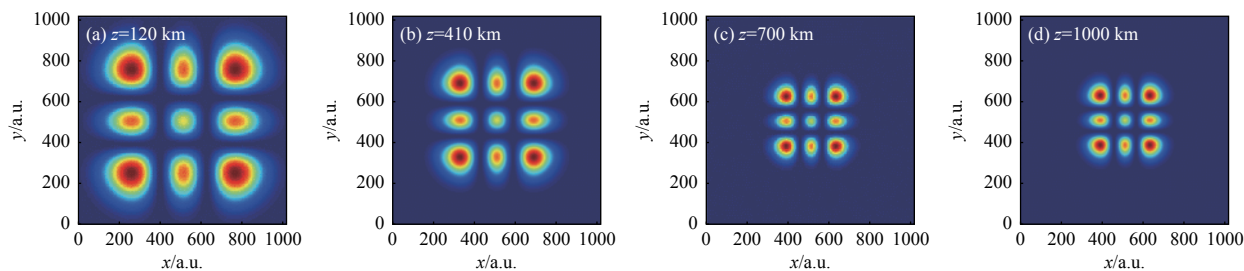


Fig. 16 Intensity distribution $I(x, y, z)$ at different propagation distance z ^[24]

图 16 不同位置 z 处光强分布 $I(x, y, z)$ ^[24]

5 结 论

本文以“地基激光空间碎片清除”和“利用激光辐射把转换的太阳能从空间轨道输运到地面”等为应用背景, 概述了近年来国内外高功率激光在非均匀大气中传输的自聚焦效应研究进展。这两类应用涉及高功率激光上行与下行大气远程能量输运问题, 由于激光功率已远远超过大气非线性自聚焦临界功率, 自聚焦效应是影响光束质量的一个重要物理因素。本文主要介绍了激光在非均匀大气中的传输模型以及等效传输模型、理论基

Fig. 17 With PC, intensity distribution $I(x, y, z)$ at different propagation distance z ^[24]图 17 相位补偿后, 不同位置 z 处光强分布 $I(x, y, z)$ ^[24]

础以及近似理论、数值和解析研究方法, 着重介绍了大气自聚焦效应对激光传输特性和光束质量的影响, 并总结了优化靶面光束质量的方案。此外, 还介绍了大气群速度色散效应和大气湍流效应等物理因素对激光光束质量的影响。

除了地基激光空间碎片清除外, 激光烧蚀推进在太空中的应用还包括激光发射小型探测器至近地轨道等。大气的影响是制约高功率激光系统效能的关键物理因素。实际上, 大气吸收也是影响高功率激光在非均匀大气中传输的重要物理因素, 并且大气吸收效应还会影响自聚焦效应, 对此还未开展研究。此外, 目前高能激光在非均匀大气传输的研究大都局限于数值模拟仿真, 但数值模拟计算需耗费大量机时。针对实际应用, 为了快速评估高功率激光大气传输效能, 发展新的解析研究方法是十分必要的。研究高功率激光在非均匀大气中传输具有重要的理论和实际应用意义。

参考文献:

- [1] Klinkrad K. Space debris—models and risk analysis[M]. Chichester: Praxis Publishing, 2006.
- [2] Campbell J W. Project Orion: Orbital debris removal using ground-based sensors and lasers[R]. NASA Technical Memorandum 108522, 1996.
- [3] Early J T, Bibeau C, Phipps C. Space debris de-orbiting by vaporization impulse using short pulse laser[J]. AIP Conference Proceedings, 2004, 702(1): 190-204.
- [4] Rubenchik A M, Barty C P J, Beach R J, et al. Laser systems for orbital debris removal[J]. AIP Conference Proceedings, 2010, 1278(1): 347-353.
- [5] Phipps C R, Baker K L, Libby S B, et al. Removing orbital debris with lasers[J]. *Advances in Space Research*, 2012, 49(9): 1283-1300.
- [6] Phipps C R. Laser ablation propulsion and its applications in space[M]//Ossi P M. Advances in the Application of Lasers in Materials Science. Cham: Springer, 2018: 217-246.
- [7] Esmiller B, Jacqueland C, Eckel H A, et al. Space debris removal by ground-based lasers: main conclusions of the European project CLEANSPACE[J]. *Applied Optics*, 2014, 53(31): 145-154.
- [8] Lorbeer R A, Zwilich M, Zabic M, et al. Experimental verification of high energy laser-generated impulse for remote laser control of space debris[J]. *Scientific Reports*, 2018, 8: 8453.
- [9] Phipps C R, Albrecht G, Friedman H, et al. ORION: Clearing near-Earth space debris using a 20-kW, 530-nm, Earth-based, repetitively pulsed laser[J]. *Laser and Particle Beams*, 1996, 14(1): 1-44.
- [10] Phipps C R Jr, Turner T P, Harrison R F, et al. Impulse coupling to targets in vacuum by KrF, HF, and CO₂ single-pulse lasers[J]. *Journal of Applied Physics*, 1988, 64(3): 1083-1096.
- [11] 张品亮, 龚自正, 杨武霖, 等. 激光移除空间碎片过程的三维仿真与建模[J]. *宇航学报*, 2017, 38(3): 323-330. (Zhang Pinliang, Gong Zizheng, Yang Wulin, et al. Three-dimensional simulation and modeling on removing orbital debris with lasers[J]. *Journal of Astronautics*, 2017, 38(3): 323-330)
- [12] 洪延姬, 金星, 王广宇, 等. 激光清除空间碎片方法[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013. (Hong Yanji, Jin Xing, Wang Guangyu, et al. Laser space-debris cleaning method[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2013)
- [13] 温泉, 马赛, 杨丽薇, 等. 湍流作用下地基激光清除空间碎片的影响规律[J]. *激光与红外*, 2017, 47(3): 277-283. (Wen Quan, Ma Sai, Yang Liwei, et al. Research on influence law of space debris removed by ground-based laser under atmospheric turbulence[J]. *Laser & Infrared*, 2017, 47(3): 277-283)
- [14] 朱文越, 钱仙妹, 饶瑞中, 等. 高能激光大气传输性能评估技术[J]. *红外与激光工程*, 2019, 48: 1203002. (Zhu Wenyue, Qian Xianmei, Rao Ruizhong, et al. Evaluation technology of high energy laser atmospheric propagation performance[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48: 1203002)
- [15] 饶瑞中. 现代大气光学[M]. 北京: 科学出版社, 2012. (Rao Ruizhong. Modern atmospheric optics[M]. Beijing: Science Press, 2012)
- [16] 王英俭, 范承玉, 魏合理. 激光在大气和海水上传输及应用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2015. (Wang Yingjian, Fan Chengyu, Wei Heli. Laser beam propagation and applications through the atmosphere and sea water[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2015)
- [17] Andrews L C, Phillips R L. Laser beam propagation through random media[M]. 2nd ed. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 2005.
- [18] 魏平, 李新阳, 罗曦, 等. 部分子孔径缺光对夏克-哈特曼波前传感器波前复原的影响[J]. *中国激光*, 2020, 47: 0409002. (Wei Ping, Li Xinyang, Luo Xi, et al. Influence of lack of light in partial subapertures on wavefront reconstruction for Shack-Hartmann wavefront sensor[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47: 0409002)

- [19] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K. The effect of self-focusing on laser space-debris cleaning[J]. *Light: Science & Applications*, 2014, 3: e159.
- [20] Vaseva I A, Fedoruk M P, Rubenchik A M, et al. Light self-focusing in the atmosphere: thin window model[J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 30697.
- [21] Zhang Yuqiu, Ji Xiaoling, Zhang Hao, et al. Self-focusing and group-velocity dispersion of pulsed laser beams in the inhomogeneous atmosphere[J]. *Optics Express*, 2018, 26(11): 14617-14625.
- [22] Deng Yu, Ji Xiaoling, Yu Hong, et al. Uniform irradiation generated by beam self-focusing in the inhomogeneous atmosphere[J]. *Optics Express*, 2019, 27(10): 14585-14593.
- [23] Wang Huan, Ji Xiaoling, Deng Yu, et al. Effect of spatial coherence on laser space-debris removal in the inhomogeneous atmosphere[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2019, 235: 244-249.
- [24] Fan Xiaoli, Ji Xiaoling, Wang Huan, et al. Self-focusing effect on the beam quality of Hermite-Gaussian beams propagating upwards through the inhomogeneous atmosphere[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2021, 38(2): 168-173.
- [25] Deng Yu, Wang Huan, Ji Xiaoling, et al. Characteristics of high-power partially coherent laser beams propagating upwards in the turbulent atmosphere[J]. *Optics Express*, 2020, 28(19): 27927-27939.
- [26] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K. Laser beam self-focusing in the atmosphere[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 102: 233902.
- [27] Miller R I, Roberts T G. Laser self-focusing in the atmosphere[J]. *Applied Optics*, 1987, 26(21): 4570-4575.
- [28] Talanov V I. Self focusing of wave beams in nonlinear media[J]. *ZhETF Pisma Redaktsiiu*, 1965, 2: 218.
- [29] Kelley P L. Self-focusing of optical beams[J]. *Physical Review Letters*, 1965, 15(26): 1005-1008.
- [30] Chiao R Y, Garmire E, Townes C H. Self-trapping of optical beams[J]. *Physical Review Letters*, 1964, 13(15): 479-482.
- [31] Deng Hanling, Ji Xiaoling, Li Xiaoqing, et al. Effect of spherical aberration on laser beam self-focusing in the atmosphere[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(16): 3881-3884.
- [32] Deng Hanling, Ji Xiaoling, Li Xiaoqing, et al. Effect of spatial coherence on laser beam self-focusing from orbit to the ground in the atmosphere[J]. *Optics Express*, 2016, 24(13): 14429-14437.
- [33] Zhang Yuqiu, Ji Xiaoling, Li Xiaoqing, et al. Self-focusing effect of annular beams propagating in the atmosphere[J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21329-21341.
- [34] Chekalin S V, Kandidov V P. From self-focusing light beams to femtosecond laser pulse filamentation[J]. *Physics-Uspekhi*, 2013, 56(2): 123-140.
- [35] Rothenberg J E. Pulse splitting during self-focusing in normally dispersive media[J]. *Optics Letters*, 1992, 17(8): 583-585.
- [36] Stassinakis A N, Nistazakis H E, Peppas K P, et al. Improving the availability of terrestrial FSO links over log normal atmospheric turbulence channels using dispersive chirped Gaussian pulses[J]. *Optics & Laser Technology*, 2013, 54: 329-334.
- [37] Agrawal G P. Nonlinear fiber optics[M]//Christiansen P L, Sørensen M P, Scott A C. *Nonlinear Science at the Dawn of the 21st Century*. Berlin: Springer, 2000: 195-211.
- [38] Taha T R, Ablowitz M I. Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. III. Numerical, Korteweg-de Vries equation[J]. *Journal of Computational Physics*, 1984, 55(2): 231-253.
- [39] Wang Huan, Ji Xiaoling, Zhang Hao, et al. Propagation formulae and characteristics of partially coherent laser beams in nonlinear media[J]. *Optics Letters*, 2019, 44(4): 743-746.
- [40] Fan Xiaoli, Ji Xiaoling, Yu Hong, et al. Kerr effect on propagation characteristics of Hermite-Gaussian beams[J]. *Optics Express*, 2019, 27(16): 23112-23123.
- [41] Couairon A, Mysyrowicz A. Femtosecond filamentation in transparent media[J]. *Physics Reports*, 2007, 441(2/4): 47-189.
- [42] Dickey F M. Laser beam shaping: theory and techniques[M]. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2014.
- [43] Dickey F M, Holswade S C, Shealy D L. Laser beam shaping applications[M]. Boca Raton: CRC Press, 2006.
- [44] Shealy D L. Historical perspective of laser beam shaping[C]//Proceedings of SPIE 4770, Laser Beam Shaping III. 2002: 28-47.
- [45] Pfalzner S. An introduction to inertial confinement fusion[M]. New York: CRC Press, 2006.
- [46] ITU-R. On propagation data and prediction methods required for the design of space-to-earth and earth-to-space optical communication systems[R]. Document 3J/31-E, 2001.
- [47] Ribak E N. Laser guide star projection for large telescopes[C]//Proceedings of SPIE, Advances in Adaptive Optics II. 2006: 62724E.
- [48] Holzlöhner R, Rochester S M, Calia D B, et al. Optimization of CW sodium laser guide star efficiency[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2010, 510: A20.
- [49] 鲁燕华, 黄园芳, 张雷, 等. 钠导星激光器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, 48: 071406. (Lu Yanhua, Huang Yuanfang, Zhang Lei, et al. Research progress of sodium guide star lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, 48: 071406)