

文章编号: 0258-7025(2010)02-0433-05

高能激光大气传输的定标规律

乔春红 范承玉 黄印博 王英俭

(中国科学院安徽光学精密机械研究所大气光学中心, 安徽 合肥 230031)

摘要 利用高能激光大气传输四维仿真程序,对高能激光在大气中传输时湍流热晕相互作用引起的光斑扩展进行了数值分析。得到了在不同湍流效应情况下,由热晕效应引起的焦平面上 63.2% 环围能量半径的光斑扩展规律以及不同光斑半径内的平均功率密度定标关系式。根据此定标关系,能够对高能激光在大气中传输的效果做出快速的预测和有效的评估。

关键词 激光大气传输;定标规律;湍流效应;热晕效应

中图分类号 TN012 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103702.0433

Scaling Laws of High Energy Laser Propagation through Atmosphere

Qiao Chunhong Fan Chengyu Huang Yinbo Wang Yingjian

(Center for Atmospheric Optics, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China)

Abstract The scaling laws of high energy laser propagation through atmosphere are numerically analyzed by the four-dimension simulation program of high energy laser in atmosphere. The scaling relations of the 63.2% encircled energy beam radius spreading and the average energy intensity in the different encircled energy radius are obtained in the focal plane. The scaling relations are applicable to different atmospheric turbulence effects. Based on the relations, the atmospheric propagation effects of high energy laser can be predicted and estimated effectively.

Key words laser propagation; scaling laws; turbulence effects; thermal blooming effects

1 引言

高能激光通过大气传播时,激光与大气发生相互作用将会产生一系列的线性和非线性效应,如大气分子和气溶胶粒子的吸收和散射、湍流效应、热晕效应以及湍流热晕的相互作用等^[1~3],这些效应都会导致激光束传输质量的严重退化,从而会对靶上能量集中度产生不利的影

响。激光大气传输中单纯的湍流效应、热晕效应已有比较可靠的处理方法和规律性认识^[1~7],湍流热晕综合效应的定量研究,国内外也有一些相关报道^[8~11]。然而在处理湍流与热晕的相互作用问题时,已有的定标规律对不同湍流效应下传输效果的描述尚有一定困难。湍流效应的强弱,对高能激光

大气传输效果的影响是不同的。通常根据光束横截面上扰动尺寸的量级可以把热晕分为整束热晕和小尺度热晕^[12]。若扰动尺度与发射孔径 D 的量级相当,即当 $r_0 \geq D$ 时,整束热晕起主要作用, r_0 为大气相干长度,它是反映大气湍流效应强弱的一个物理量;若扰动尺度与典型的闪烁尺度相当,即当大气相干长度 r_0 较小于发射孔径 D 时,湍流菲涅耳数 N_T ($N_T = r_0^2/\lambda L$, λ 为激光波长, L 为传输距离)远小于整束菲涅耳数 N_F ($N_F = D^2/\lambda L$),则小尺度热晕的影响超过整束热晕占主导作用。湍流效应的强弱与激光波长、传输距离以及湍流强度等参数有关,其中任何一个参数的改变都会导致传输效果的变化。可见,在激光工程应用中,对不同湍流效应下激光大

收稿日期:2009-02-23;收到修改稿日期:2009-05-22

基金项目:国家 863 计划和中国科学院合肥物质科学研究院计算科学中心(0330405002-7)资助项目。

作者简介:乔春红(1980—),男,博士研究生,主要从事高能激光大气传输及自适应光学校正等方面的研究。

E-mail: qiaochunhong_2006@163.com

导师简介:王英俭(1963—),男,研究员,博士生导师,主要从事激光大气传输及自适应光学校正等方面的研究。

E-mail: wylj@aiofm.ac.cn

气传输的研究具有重要意义。因此,本文利用高能激光大气传输四维仿真程序,对在不同湍流效应下的湍流热晕相互作用引起的光斑扩展进行数值分析,以寻求能够更为准确地描述激光大气传输效果参量与大气传输特征参量及发射系统参量之间的定量关系。

2 理论分析

由于大气湍流的随机性以及实际大气的复杂性,因此对湍流热晕的相互作用将无法用解析的方法求解。一般的处理方法是根据湍流场特征场频率($f_t = v/r_0$, v 为横向平均风速)与热晕的特征频率($f_b = v/D$)的大小作不同假定的近似讨论。湍流场频率的大小是与湍流效应的强弱有关的,所以不同的湍流效应对处理湍流热晕相互作用的假定不同。当湍流效应较弱, $r_0 \geq D$,即整束热晕起主要作用时,Smith等^[1,13]对激光在湍流热晕综合效应下的传输情况进行了实验研究,取得了与在假定湍流热晕的相互作用是独立的基础上建立的均方和半径理论一致的结果,从而也说明当湍流效应不明显时此假定是合理的。然而在一定的热晕强度下,随着湍流效应的增强,光束横截面上的高空间频率扰动将不断被放大,当大气相干长度较小于发射孔径尺寸时,小尺度热晕已起到重要作用。若再假定湍流热晕的相互作用是独立的,显然是不合理的。此时必须假定热畸变是在快速变化的湍流扩束之后产生的。通过大量的数值计算也发现,当湍流效应较明显时,若再假定湍流热晕的相互作用是独立的,则难以寻找一个拟合表达式能够对不同传输效应下的光斑扩展进行有效地描述。下面将结合以上的讨论对湍流与热晕相互作用引起焦平面上光斑的扩展进行分析。

一般地,聚焦光束通过大气传输在焦平面上的光斑面积^[11]可表示为

$$A = A_d + A_t + A_j + A_b, \quad (1)$$

式中 A 为激光真实大气传输时焦平面上 63.2% 包围能量半径内的光斑面积, A_d, A_t, A_j, A_b 分别表示为衍射、湍流、抖动、热晕效应在焦平面上所贡献的光斑面积。因此用来衡量激光大气传输效果参量的光束质量因子 β 可表示为

$$\beta^2 = \frac{(A_d + A_t + A_j) + A_b}{A_0}, \quad (2)$$

式中 A_0 为理想光束在真空传输的条件下焦平面处 63.2% 包围能量半径内的光斑面积。焦平面处

63.2% 包围能量半径所对应的发射系统衍射角^[14]为

$$\sigma_d^2 = 0.5(0.92\beta_0\lambda/D)^2, \quad (3)$$

式中 β_0 为初始光束质量因子。因此, A_0 可表示为

$$A_0 \approx \pi(0.65\lambda R/D)^2, \quad (4)$$

式中 R 为传输距离。根据(2)式,光束质量因子 β 可表示为

$$\beta^2 = \beta_t^2 + \beta_b^2, \quad (5)$$

式中 β_b 为非线性热晕效应造成的光斑扩展倍数, β_t 为线性效应(衍射、湍流及抖动)引起的光斑扩展倍数^[11],其表达式为

$$\beta_t^2 = \beta_0^2 + (D/r_0)^2 + 3.0(\sigma_j/\sigma_d)^2, \quad (6)$$

式中 σ_j 为单轴跟踪抖动误差, σ_d 为理想光束发射系统衍射角,大气相干长度 r_0 的表达式为

$$r_0 = \left[0.423k^2 \int_0^R C_n^2(z) (1-z/R)^{5/3} dz \right]^{-3/5}, \quad (7)$$

式中 k 为波数, C_n^2 为折射率结构常数。

一般地,由热晕效应造成的光斑扩展倍数 β_b 可以用 Bradley-Herrmann 热畸变参数 N_D ^[15] 表示,理想光束大气传输条件下的热畸变参数 N_D 的计算公式为^[13]

$$N_D = 4\pi\sqrt{2}C_0\lambda^{-1} \left\{ \alpha(z) \left\{ P \exp \left[- \int_0^z dz' \epsilon(z') \right] \right\} / \left[|v + z\omega | D(z) | \right] \right\} dz, \quad (8)$$

式中 $C_0 = 1.66 \times 10^{-9} \text{ m}^3/\text{J}$, P 为激光发射功率, α 为吸收系数, ω 为光束在介质中扫描的角速度, $D(z)$ 为光束直径, ϵ 为大气消光系数。由于湍流效应的强弱对热晕效应的影响不同,因此在不同湍流效应下的热畸变参数的计算也不相同。当湍流效应较弱时,假定湍流与热晕的作用相互独立, $D(z)$ 可看作是发射光束直径。然而当湍流效应较强时,假定热畸变的产生是建立在湍流扩束的基础之上,此时 $D(z)$ 应包括无热畸变时所有其他的光束扩展效应,如衍射、湍流、抖动等。根据光束均方根半径理论知无热畸变时的光束扩展半径 $a_t(z)$ 可表示为^[3]

$$a_t^2(z) = a_d^2 + a_j^2 + a_i^2, \quad (9)$$

式中 a_d, a_j, a_i 分别为由衍射、抖动、湍流效应引起的光斑扩展半径。 a_d 可表示为

$$a_d^2 = \beta_0^2 \frac{z^2}{k^2 a_0^2} + a_0^2 \left(1 - \frac{z}{R} \right)^2, \quad (10)$$

式中 $a_0 = D/2$, a_j 可表示为

$$a_j^2 = 2\langle \sigma_j^2 \rangle z^2, \quad (11)$$

式中 $\langle \sigma_j^2 \rangle$ 为单轴跟踪抖动角方差。 a_i 可表示为

$$\alpha_1^2 = 4 \left[\int_0^L C_N^2(z) dz \right]^{6/5} \lambda^{-2/5} z^2. \quad (12)$$

综上所述,在处理湍流热晕的相互作用引起的光斑扩展时,针对不同的湍流效应,要对它们的相互作用进行不同的假定。当湍流效应较强时,即假定热畸变是在湍流扩束之后的基础上产生的,Lincoln Lab^[16]采用多项式 $\beta_{\text{th}}^2 = A(N_D/N_0) + B(N_D/N_0)^2$ 的形式对光斑扩展倍数的描述能够与数值计算结果较好地吻合。然而,当湍流效应较弱时,即假定湍流与热晕的作用是相互独立的,若再采用上面形式的表达式描述光斑的扩展倍数,则其与数值计算结果的拟合效果并不理想。为此,在 $\beta_{\text{th}}^2 = A(N_D/N_0) + B(N_D/N_0)^2$ 的基础上构建了一个新的表达式

$$\beta_{\text{th}}^2 = a(N_D/N_0)^b + c(N_D/N_0)^d, \quad (13)$$

用来描述湍流热晕相互作用引起的光斑扩展倍数。下面将通过数值计算,来验证这种形式的可行性,并给出在不同假定条件下的拟合参数 a, b, c, d 及 N_0 的值。

3 数值模拟及结果分析

在数值计算分析中,选取波长 λ 分别为 $3.8 \mu\text{m}$ 和 $1.315 \mu\text{m}$ 的平台光束在典型大气条件下水平聚焦传输。激光的发射口径 D 为 0.6 m , 折射率结构常数 C_n^2 为 $4.18 \times 10^{-15} / \text{m}^{2/3}$, 大气吸收系数 α 为 $3.3 \times 10^{-5} / \text{m}$, 横向平均风速 v 为 2 m/s , 单轴跟踪抖动误差 σ_j 为 $2.5, 5.0 \mu\text{rad}$, 初始光束质量因子 β_0 为 $1.0, 2.4, 4.2$, 激光在大气中的传输距离范围为 $1 \sim 10 \text{ km}$, 无光束旋转与扫描。计算网格数为 256×256 , 网格间距为 0.01 m 。

图 1 给出了由热晕效应引起的焦平面上 63.2% 环围能量半径的扩展倍数随热畸变参数的变化关系。图中横坐标热畸变参数 N_D 的变化是通过改变不同的参数因子(如发射功率、传输距离、初始光束

质量因子等)而变化的。其中图 1(a)上热畸变参数的计算是在假定湍流与热晕的相互作用是独立的基础上得到的,即整束热晕占主导优势,传输条件满足大气相干长度 r_0 大于发射孔径 D 或与发射孔径 D 相当。如对于发射孔径为 0.6 m , 波长为 $3.8 \mu\text{m}$ 的 DF 激光而言,在合肥典型大气条件下近地面水平传输 10 km 时的大气相干长度 (r_0 约为 20 cm) 与发射孔径尺寸量级相当。图 1(b)中 N_D 的计算是在假定热畸变在湍流扩束的基础上产生的条件下得到的。通过改变不同的参数因子使得传输条件满足大气相干长度 r_0 较小于发射孔径 D 。如对于波长为 $1.315 \mu\text{m}$ 的激光而言,在合肥典型大气条件下近地面水平传输 5 km 时的大气相干长度 (r_0 约为 8 cm) 较小于发射孔径尺寸,湍流菲涅耳数远小于整束菲涅耳数,小尺度热晕已起到重要作用。由图 1 可以看出,对于湍流与热晕相互作用引起的光斑扩展,在不同湍流效应下采取不同的假定所得到的拟合表达式与数值计算结果能够较好地吻合,其中拟合表达式是通过非线性最小二乘法拟合得到的。由此可见,当大气湍流效应不明显,即大气相干长度大于发射孔径或与发射孔径尺寸相当时,在焦平面处由热晕效应引起的光斑扩展倍数 β_{th} 可表示为

$$\beta_{\text{th}}^2 = (N_D/5.56) + 0.7(N_D/5.56)^{1.5}, \quad (14)$$

式中拟合参数 $a = 1.0, b = 1.0, c = 0.7, d = 1.5, N_0 = 5.56$ 。

当湍流效应较强,即大气相干长度较小于发射孔径尺寸时,在焦平面处由热晕效应引起的光斑扩展倍数 β_{th} 可表示为

$$\beta_{\text{th}}^2 = (N_D/15) + 0.7(N_D/15)^2, \quad (15)$$

式中拟合参数 $a = 1.0, b = 1.0, c = 0.7, d = 2.0, N_0 = 15$ 。 N_0 是由数值模拟得到的拟合参数,并无实际的物理意义。因此,由(5),(6),(14),(15)式结合,可以获得高能激光在湍流与热晕综合作用下

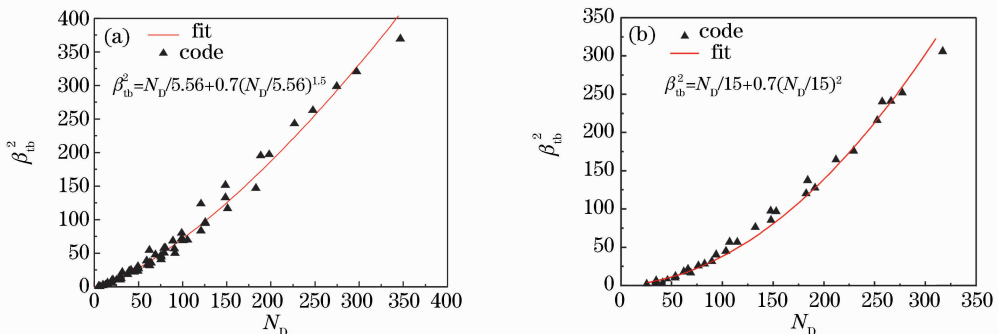


图 1 热晕导致的光束质量因子的平方随热畸变参数 N_D 的变化

Fig. 1 Square of beam quality factor induced by thermal blooming versus the distortion parameter N_D

传输时焦平面处63.2%环围能量半径光斑扩展的定标关系式。

图2给出了(5)式以及黄印博等^[8]的定标关系式与数值计算结果进行比较的拟合曲线。其中实线和虚线分别代表(5)式与文献[8]给出的定标关系式中光斑扩展倍数随传输距离及发射功率的变化关系;实心的小圆圈与正方形代表本文数值计算结果。图2(a),(b)给出了当大气相干长度大于发射孔径或与发射孔径尺寸相当即整束热晕起主要作用时三者之间的比较关系。图2(c),(d)给出的是在湍流效应较强即小尺度热晕起到重要作用时三者之间的比较关系。由图2(a),(b)可以看出,当湍流效应较

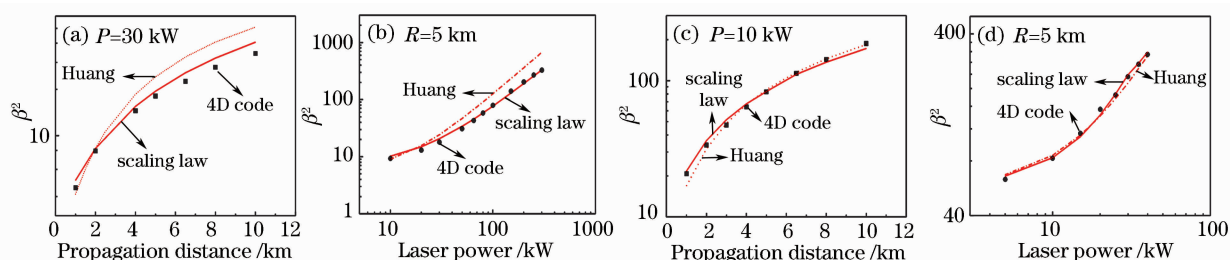


图2 湍流与热晕相互作用导致光束质量因子的平方随传输距离与激光功率的变化

Fig. 2 Square of beam quality factor induced thermal blooming and turbulence versus propagation distance and laser power

在实际的高能激光工程应用中,不但关心焦平面处63.2%环围能量半径内的光斑面积大小以及该面积内的平均功率密度等,而且对焦平面上不同光斑半径内的平均功率密度也较为关注。激光在大气中传输,由于受到诸多大气效应的影响,一般使得焦平面上一定环围能量内的光斑面积大于接收孔径面积,例如远距离能量输送和耦合型的应用等。这时仅用远场峰值功率或一定环围能量半径内的光斑大小来衡量光束传输效果是不够的,此时更为关心的是光束在焦平面上不同半径范围内的平均功率密度,它是衡量激光远场能量集中度的一个物理量。理论与实验均表明,对于平台光束在湍流与热晕综合作用下,63.2%环围能量半径内的长曝光光斑光强分布仍可近似为高斯分布^[7]。因此,包含在半径为 r 范围内的光斑的功率可表示为

$$P(r) = P_0 \exp(-N_E) [1 - \exp(-r^2/a^2)], \quad (16)$$

式中 P_0 为激光发射功率, a 为湍流热晕综合作用下焦平面上63.2%环围能量半径的大小。根据上述的光斑扩展定标关系,可以得出光斑半径 a 的大小为

$$a^2 = \beta^2 (0.65\lambda R/D)^2, \quad (17)$$

式中 β 为总体光斑扩展倍数。则相应地在不同半径 r 范围内的平均光强为

弱时,在假定湍流与热晕的相互作用是独立的基础上给出的定标关系式,对不同传输条件下的数值计算结果能够给予较好的描述,而当湍流效应较弱时,文献[8]中给出的定标关系式与数值计算结果有较大的偏差。由图2(c),(d)可以看出,在湍流效应较强的情况下,本文及黄印博等^[8]在假定热畸变是在快速变化的湍流扩束之后产生的基础上给出的定标关系式均能对数值计算结果给予很好的描述。也说明当湍流效应较明显时,此假定是合理的,并且本文在此假定下获得的定标关系式与美国Lincoln Lab给出的定标关系式一致,从而也验证了高能激光大气传输四维仿真程序的可靠性。

$$\langle I(r) \rangle = P(r)/(\pi r^2) = P_0 \exp(-N_E) \times \{1 - \exp\{-r^2/[\beta^2 (0.65\lambda R/D)^2]\}\}/(\pi r^2).$$

(18)

因此,只要知道发射系统的特征参数及大气传输的特征参数,就能够快速地对激光大气传输的效果做出快速地预测和有效地评估。

4 结 论

利用高能激光大气传输四维仿真程序,采用 $\beta_0^2 = a(N_D/N_0)^b + c(N_D/N_0)^d$ 的形式,对高能激光在大气中传输时湍流与热晕相互作用引起的光斑扩展进行了大量的数值分析。获得了在不同湍流效应条件下用以描述激光大气传输的效果参量(如焦平面处63.2%环围能量半径的光斑扩展以及不同半径内的平均功率密度)与发射系统(如波长、功率等)和传输大气(如吸收、风速等)参量之间的定标关系式。此定标关系式能够对高能激光实际大气传输效果的评估及系统参量的优化设计提供依据。需要说明的是,由于高能激光实际大气传输十分复杂,本文在数值仿真平台中对有些情况做了一定的近似。如大气湍流满足泰勒假定,大气吸收激光能量导致的加热不改变大气湍流的时空特性,大气温度及折射率扰动满足线性叠加条件等。

参 考 文 献

- 1 D. C. Smith. High-power laser propagation: thermal blooming [J]. *Proc. IEEE*, 1977, **65**(12):1679~1715
- 2 F. G. Gebhardt. Twenty-five years of thermal blooming: an overview [C]. *SPIE*, 1990, **1221**:2~25
- 3 Ji Xiaoling, Zhang Tao, Chen Xiaowei *et al.*. Spectral properties of flat-topped beams propagating through atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(1):12~16
季小玲,张涛,陈晓文等. 平顶光束通过湍流大气传输的光谱特性[J]. *光学学报*, 2008, **28**(1):12~16
- 4 Ge Xiaolu, Fan Chengyu, Wang Yingjian. Variation of phase branch point with turbulence strength in laser propagation through atmosphere [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(1):1~6
葛筱璐,范承玉,王英俭. 相位不连续点数目随湍流效应变化的数值计算[J]. *光学学报*, 2008, **28**(1):1~6
- 5 Huang Yinbo, Wang Yingjian. The effects of tracking jitter on the beam spreading induced by atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2):152~156
黄印博,王英俭. 跟踪抖动对激光湍流大气传输光束扩展的影响[J]. *光学学报*, 2005, **25**(2):152~156
- 6 Shi Xiaoyan, Wang Yingjian, Huang Yinbo. Numerical analysis on the uniform focused beam spreading induced by the atmosphere turbulence at different obscuring ratio [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(2):1181~1183
石小燕,王英俭,黄印博. 遮拦比变化对均强聚焦光束光斑扩展影响的数值分析[J]. *强激光与粒子束*, 2003, **15**(2):1181~1183
- 7 Wang Yingjian. Some study on the laser propagation in the atmosphere and its phase compensation [D]. Hefei: Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, 1996
王英俭. 激光大气传输及其相位补偿的若干问题探讨[D]. 合肥:中国科学院安徽光学精密机械研究所, 1996
- 8 Huang Yinbo, Wang Yingjian. Numerical analysis of the scaling laws about focused beam spreading induced by the atmosphere [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(12):6715~6719
黄印博,王英俭. 聚焦光束大气传输光束扩展定标规律的数值分析[J]. *物理学报*, 2006, **55**(12):6715~6719
- 9 F. G. Gebhardt. Atmospheric effects modeling for high energy laser systems [C]. *SPIE*, 1995, **2502**:101~110
- 10 Rao Ruizhong. Combined effect of turbulence and thermal blooming of laser propagation in atmosphere [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2006, **35**(2):130~134
饶瑞中. 激光大气传输湍流与热晕综合效应[J]. *红外与激光工程*, 2006, **35**(2):130~134
- 11 Qiao Chunhong, Fan Chengyu, Wang Yingjian. Scaling laws about DF energy laser propagation in real atmosphere [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2007, **19**(12):1965~1969
乔春红,范承玉,王英俭. 氟化氬激光大气传输的定标规律[J]. *强激光与粒子束*, 2007, **19**(12):1965~1969
- 12 S. Enguehard, B. Hatfield. Review of the physics of small scale thermal blooming in uplink propagation [C]. *SPIE*, 1991, **1415**:128~137
- 13 R. S. Rohde, R. G. Buser. Index of refraction turbulence effects on thermal blooming in laboratory experiments [J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(5):698~704
- 14 H. Breaux, W. Evers, R. Sepucha *et al.*. Algebraic model for CW thermal-blooming effects [J]. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(15):2638~2643
- 15 L. C. Bradley, J. Herrmann. Phase compensation for thermal blooming [J]. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(2):331~334
- 16 R. D. Stock. High energy laser scaling laws [C]. 2003 Directed Energy Modeling and Simulation Conference, 2003