

文章编号: 1007-5461(2006)03-0274-08

聚焦平台光束大气传输光束扩展的定标参数分析

王英俭, 黄印博

(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: 建议采用 63.2% 环围能量半径及其内平均功率密度描述激光器大气传输光斑扩展特性。通过利用数值模拟及实验观测相结合的方法, 对聚焦平台光束大气传输线性效应及湍流热晕相互作用引起的光束扩展进行了大量的数值模拟及部分实验研究, 建立了描述聚焦平台光束大气传输光束扩展与大气传输特征物理参量的定标关系, 从而为激光工程应用的可行性及系统参量的优化设计提供依据。

关键词: 大气光学; 湍流效应; 热晕效应; 光束扩展; 定标规律

中图分类号: TN012; TN249 **文献标识码:** A

1 引言

众所周知, 激光特别是高能激光在大气中传输时, 大气与激光相互作用将产生一系列的线性与非线性效应, 尤其是大气湍流效应、非线性热晕效应以及湍流热晕的相互作用, 这些大气传输效应的各种现象及其基本规律都是激光大气传输研究的重要问题^[1~7]。就具体工程应用而言, 所关注的是这些激光大气传输效应究竟会给实际的激光工程应用带来多大的影响, 如对光斑扩展、焦平面平均功率密度等重要参量影响的定量关系。由于激光大气传输各种效应以及实际大气的复杂性, 难以获得解析关系式, 从而往往很难给出具体的、定量的回答。为此, 国内外众多研究人员都在致力于寻求定量计算和评价大气对激光工程应用影响的定标关系。目前关于描述激光大气传输效果的定量的关系, 国内外公开报道都不多, 而且有限的一些文献资料中, 总结的也多是定性的或半定量的关系^[3,6~8]。为此, 我们在自行建立的高能激光大气传输数值仿真软件平台以及实验平台上进行了大量的数值仿真与定标实验^[3,7], 以寻求激光大气传输效果(光束扩展和平均功率密度)与大气传输特征物理参量的定量的关系。

多年以来, 人们对激光湍流大气传输导致的光束扩展所进行的理论与实验研究还多限于高斯光束, 工程应用中也是借用其光束扩展来近似估算湍流导致的光束扩展^[3~5]。然而在实际发射系统中, 激光经过大望远镜系统扩束之后通常接近于均匀光强分布(即平台光束), 其衍射极限条件下远场光强也呈爱里斑分布; 另外在实际工程应用中, 发射系统通常是有遮拦的, 用实心光束理论来分析其光束扩展必然不能准确反映实际传输的情况, 因此非常有必要对有遮拦的平台光束大气传输光束扩展的规律进行定量研究。

本文综合分析不同发射系统遮拦比下平台光束湍流大气传输光束扩展定标关系、发射系统的跟踪抖动误差对湍流大气传输光束扩展的影响等线性效应所引起的光束扩展的定标关系的数值计算和实验结果, 并在多种典型计算参量条件下, 对湍流热晕相互作用引起的光束扩展也进行了大量的数值模拟, 得到了光束质量因子以及平均功率密度与大气传输特征参量的定标关系, 从而由这些关系定量评价不同传输条件下高能激光大气传输的效果。

2 激光大气传输光束质量的评价

在激光工程应用中, 激光束的能量集中度是一个非常重要的参量。目前, 在激光束焦平面或远场光斑

基金项目: 国家 863 计划项目、中国科学院合肥研究院物质计算科学中心资助课题

收稿日期: 2005-12-19

E-mail: wyj@aiofm.ac.cn

能量集中度的计算分析中,有多种不同的参量和参考标准,包括衍射极限倍数、Strehl 比等。例如以光斑半径来评价的有:二次矩半径、83.9% 环围能量半径、实际发射光束爱里斑半径衍射极限环围能量的半径;以功率密度来评价的有:峰值功率密度、光轴上功率密度、实心束爱里斑半径内的平均功率密度等等,没有一个统一的参考标准,常常引起误解^[3]。 e^{-1} 是最常用的一个物理或工程参量的参考比例,63.2% 环围能量即是占光斑总能量的 $100 \times (1.0 - e^{-1})\%$ 。为此,文中我们建议以 63.2% 环围能量半径及其区域内的平均功率密度作为不同发射光束能量集中度的统一评价参量指标。

如图 1 所示,为实心平台光束远场或焦平面内爱里斑光强分布(a)及其环围能量曲线(b)。图 1(a) 中横坐标为数值计算网格点,网格间距为 0.1196 个爱里斑半径即 $\Delta x = 0.146\lambda L/D$;虚线是以光斑的 63.2% 环围能量半径作为高斯分布 e^{-1} 峰值点半径的高斯分布拟合(总能量相等)结果。由拟合结果可知,63.2% 环围能量半径 $a_{0.632}$ 约为爱里斑半径的一半,即 $a_{0.632} = 0.68\lambda L/D$,其内的功率密度则是爱里斑内平均功率密度的 2.4 倍。相对 63.2% 的环围能量而言,在 83.9% 的环围能量中有 20.7% 的能量分布在占爱里斑面积 68.6% 的外环中,而外环的平均功率密度仅是 63.2% 环围能量半径范围内平均功率密度的 15%。由此可见,83.9% 环围能量半径较多地包含较低强度分布区域,从而低估了实际作用效果。

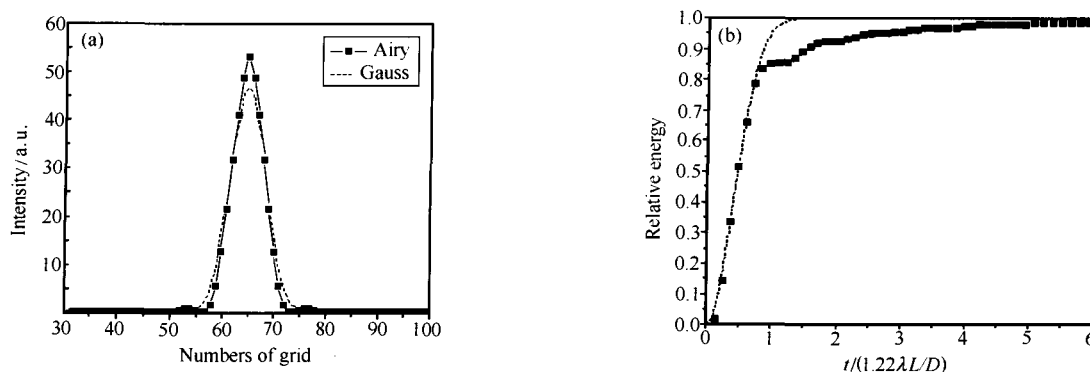


Fig.1 Comparison of light distribution(a) and enclosed energy curve(b) between Airy spot and its Gaussian fitting curve

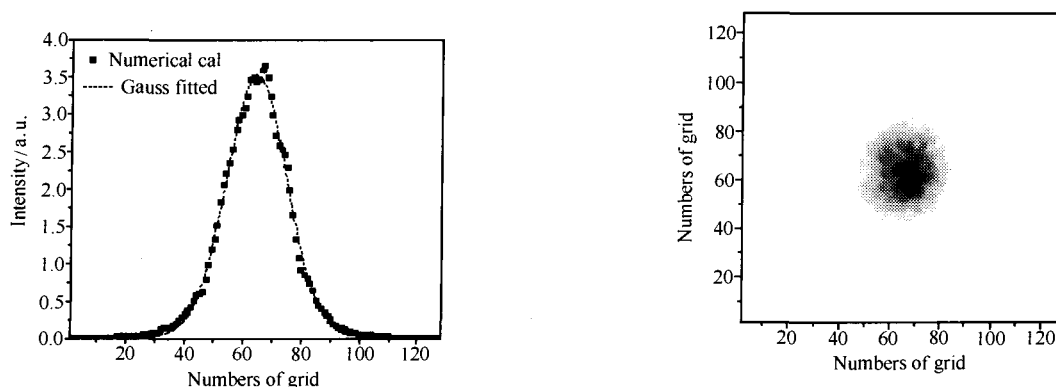


Fig.2 Light distribution of annular beam propagation through the turbulent atmosphere ($\epsilon=0.25, D/r_0=7.3$)

在实际应用系统中,发射系统一般都是有遮拦的,即发射光束为环状光束,而且遮拦比越大,爱里斑外的能量比重就越多。这样 83.9% 环围能量半径就会过低估计实际作用效果。另外,理论分析和实验结果表明,不论是高斯光束还是平台光束,其大气传输湍流效应长曝光光斑光强分布均可近似为高斯分布。对高斯光束而言,在激光湍流大气传输光斑扩展的计算分析中,是以 e^{-1} 峰值功率点半径为基准。如图 2 所示,为数值模拟的遮拦比为 0.25 的环形光束经过湍流大气传输后、焦平面上的长曝光光强分布情况 ($D/r_0 = 7.3$)。由图可见,其光强分布基本上接近高斯分布。此时,83.9% 环围能量半径约为 e^{-1} 峰值功率点半径的 1.83 倍。同上所述,83.9% 环围能量半径过多地包含了较低强度分布的区域。

对热晕效应而言, 由于其不对称的热畸变效应, 建议考虑以光斑的长轴、短轴二次矩半径为比例, 求 63.2% 环围能量半径范围内的平均功率密度, 计算时光斑面积为 $\pi r_x r_y$ 。当 $r_x = r_y$ 时, 结果则与以上对称扩展一致。另外, 从大量的数值计算结果看, 在湍流效应和热晕效应共同作用下, 63.2% 的环围能量光斑半径与二次矩半径也非常接近。即使是在自适应光学相位校正情况下, 由于不完全校正的光束随机抖动 (包括发射系统跟瞄误差) 和高阶波像差的作用, 焦平面长曝光光斑光强分布一般都偏离爱里斑, 而更接近于高斯分布。因此, 用 63.2% 环围能量光斑半径来计算平均功率密度是比较合适的。如上所述, 用 63.2% 环围能量半径及其区域内平均功率密度作为评价光束能量集中度的指标是合理的。因此, 文中也将主要采用这两个评价因子来衡量激光大气传输的效果。

3 聚焦平台光束大气传输光束扩展的数值及实验分析

3.1 聚焦平台光束湍流大气传输光束扩展的分析

对于有限高斯聚焦光束湍流大气传输, 其长曝光光斑可近似看成是高斯分布, 焦平面处 $1/e$ 功率点光斑半径的扩展近似满足以下关系^[3~5]

$$\beta^2 = \beta_0^2 + 2.2(D/r_0)^2. \quad (1)$$

上式右边的第一项对应光束真空传输时焦平面处的光斑扩展, 第二项则是由湍流效应所导致的光斑扩展, 其中包括小尺度湍涡高频散射扩展和大尺度湍涡低频偏折。

对平台光束而言, 其与高斯光束的传输是有所不同的, 焦平面处的光强分布为爱里斑, 光斑半径通常是指一级暗环半径。在实际应用中, 通常采用平方和的近似关系

$$\beta^2 = \beta_0^2 + (D/r_0)^2 \quad (2)$$

来粗略估计 83.9% 环围能量光斑半径的扩展。为了定量研究利用上述近似关系估算的结果与实际大气传输结果的差别, 我们对聚焦平台光束进行了实际湍流大气传输光斑扩展的实验测量, 并进行了相应的数值计算分析。根据上节讨论, 文中光束质量因子 β 采用光斑的 63.2% 环围能量半径与理想情况实心光束 63.2% 的环围能量半径 $a_{0.632}$ 之比。

首先, 连续若干天在大气湍流强度比较弱的时段下, 对望远镜发射系统的衍射极限倍数进行标定。利用 Hartmann 波前传感器测量望远镜接收到的信标光波前, 得到了包括信标光及发射系统像差的 Zernike 多项式前 35 阶系数, 并作为数值模拟时发射光束及发射系统初始像差的数据 (信标光及发射光已做标定); 同时测量目标端的光束扩展从而确定发射光束和发射系统像差所决定的初始光束质量因子 β_0 的大小^[9]。

在此基础上, 就不同湍流强度大气条件下, 对 0.2、0.6 两种遮拦情况下的聚焦平台光束湍流大气传输进行了实验观测, 然后对每组采样得到的 1000 帧光斑图像进行长曝光统计, 由长曝光光强分布来分析湍流大气传输光束扩展的情况, 同时进行相应的数值模拟。在数值计算中, 相同湍流强度即相同的大气相干长度上进行了 30 次传输计算, 得到焦平面上累加的平均光强分布之后, 再进行光斑半径的统计计算。如图 3(a)、图 3(b) 所示, 是遮拦比 ε 分别为 0.2、0.6 且水平聚焦传输 1 km 时 63.2% 环围能量半径光束扩展的实验测量 (空心数据点) 与数值计算 (实心数据点) 结果, 图中的实线是根据实验数据拟合得到的结果。由图可知, 实验测量拟合的结果与数值计算的结果基本一致, 而且在两种发射系统遮拦比的条件下, 63.2% 环围能量半径的光束扩展都较好地符合 $\beta^2 = \beta_0^2 + A(D/r_0)^2$ 的定标关系, 并且拟合参量 A 近似为 1.0。

3.2 跟踪抖动对聚焦平台光束湍流大气传输光束扩展的影响

在实际发射系统中光束的抖动是不可避免的, 比如激光光束本身就存在瞬态的抖动, 特别是在光学跟踪瞄准系统中, 由于跟踪残余误差带来的跟踪抖动将会使传输光束发生漂移及扩展, 并可能导致靶面的光强低于可探测阈值, 甚至使光斑脱离靶面等, 这些效应将会对激光工程应用产生严重的影响^[3,10,11]。因

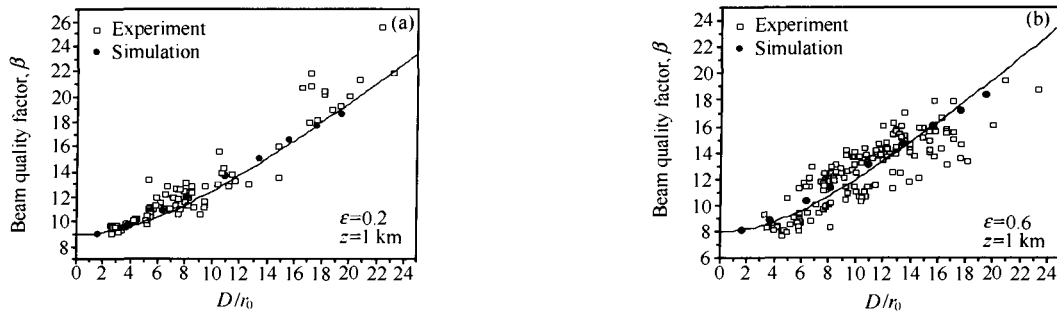


Fig.3 Beam spreading of annular beam with the obscure ratios $\epsilon=0.2$ (a) and 0.6 (b)

此，以下着重就发射系统的跟踪抖动对激光湍流大气传输光束扩展的影响进行数值分析。

通常认为引起光束扩展的各种扰动源是相互独立的，因此当考虑发射系统跟踪抖动的影响时，可以在原定标关系的基础上增加抖动所引起的扩展项 $B(\sigma_i/\sigma_0)^2$ ，即光束扩展满足下述关系

$$\beta^2 = \beta_0^2 + A(D/r_0)^2 + B(\sigma_i/\sigma_0)^2, \tag{3}$$

式中， $\sigma_0 (= 1.22\lambda/D)$ 为发射系统的衍射角，对实心光束真空传输而言，即是衍射光斑的第一暗环角半径； σ_i 为发射系统的单轴跟踪误差 ($i = x, y$ ，通常假定抖动是各向同性的，因此发射系统跟踪误差 $\sigma = \sqrt{2}\sigma_i$)。以下将就跟跟踪抖动对光束扩展的影响进行定量的数值分析，并且对关系式 (3) 中右边三项即初始光束质量项、湍流扩展项、跟踪抖动项对光束扩展的影响进行对比分析。

图 4(a)、(b) 分别为两种初始光束质量不同跟踪抖动条件下、63.2% 环围能量半径随湍流效应的变化 ($\sigma_0 = 2.67\mu\text{rad}$)。如图所示，当不考虑系统抖动时，同前所述，光束扩展符合 $\beta^2 = \beta_0^2 + A(D/r_0)^2$ 的定标关系，而且拟合参量 A 为 1.0；当考虑系统抖动时，保持参量 A 的大小不变，并着重考察拟合参量 B 的变化。由图可见，此时光束扩展较好的符合形如 $\beta^2 = \beta_0^2 + (D/r_0)^2 + B(\sigma_i/\sigma_0)^2$ 的关系。

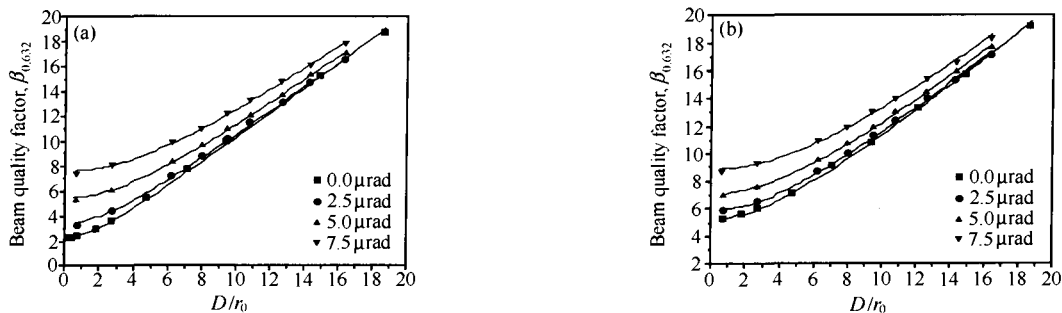


Fig.4 Beam spreading for $\beta_0=2.3$ (a), 5.3 (b) with different the transmitting system's tracking jitter ($\sigma_0=2.67$).

由于系统抖动扩展项 $B(\sigma_i/\sigma_0)^2$ 是与发射波长、传输孔径等相关的，因此，以下又选择较短的发射波长即在系统衍射角减小 ($= 1.29 \mu\text{rad}$)，而其它计算条件不变的情况下，就系统跟踪抖动对激光湍流大气传输光束扩展的影响进行计算分析 (为考察系统抖动扩展项相对于其它光束扩展项的变化，初始光束质量仍然分别为 2.3、5.3)。

如图 5(a)、(b) 所示，当考虑系统的跟踪抖动时，其对光束扩展的影响同样较好的符合形如 $\beta^2 = \beta_0^2 + (D/r_0)^2 + B(\sigma_i/\sigma_0)^2$ 的关系。另外，在图 4 和图 5 两种情况下，各抖动条件下相应的拟合参量 B 的值如表 1 所示，其平均值 \bar{B} 为 6.8。实际上不同条件下拟合参量 B 的这些差异对总的光束扩展量 β 的影响很小，因此在不同的发射系统跟踪抖动下，激光湍流大气传输 63.2% 环围能量半径的光束扩展完全可以采用如下的定标关系进行描述，即

$$\beta^2 = \beta_0^2 + (D/r_0)^2 + 6.8(\sigma_i/\sigma_0)^2. \tag{4}$$

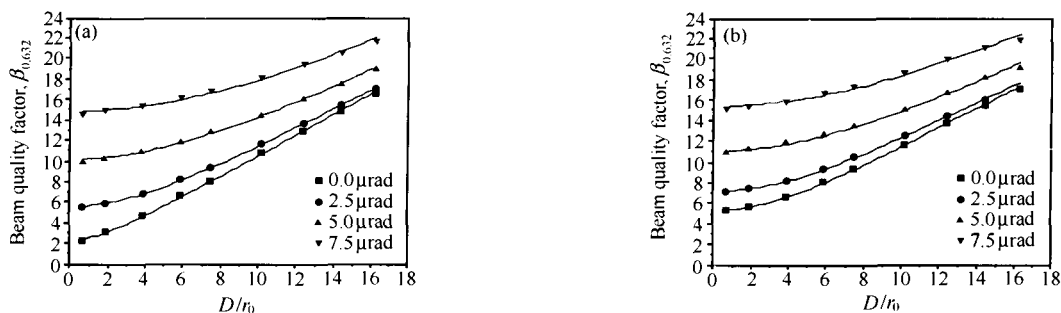


Fig.5 Beam spreading for $\beta_0=2.3(a),5.3(b)$ with different the transmitting system's tracking jitter ($\sigma_0=1.29$)

Table 1 Value of the fitting parameters with different tracking jitter and initial beam quality

$\sigma_i(\mu\text{rad})$	2.5	5.0	7.5
$\beta_0 = 2.3$	7.67	7.02	6.71
$B(\sigma_0 = 2.67\mu\text{rad})$			
$\beta_0 = 5.3$	8.04	6.53	6.40
$\beta_0 = 2.3$	6.85	6.54	6.37
$B(\sigma_0 = 1.29\mu\text{rad})$			
$\beta_0 = 5.3$	6.33	6.26	6.22

$\bar{B}=6.8$

按前文分析可知, $a_{0.632} = 0.68\lambda L/D = 0.56\sigma_0 L$; 由于发射系统跟踪抖动引起的光束扩展半径 a_j 为 $\sqrt{2}\sigma_i L$, 因此 $a_j/a_{0.632}$, 而 $2.53^2 \approx 6.4$, 这与定标关系 (4) 式中的拟合参量 ($\bar{B} = 6.8$) 很接近。由此可见, 我们的数值分析结果与理论分析结果是基本一致的。此外, 由于在数值模拟中我们考虑了发射系统的遮拦 (选取的是典型值 0.5), 因此数值结果要比理论结果稍大。至于系统跟踪抖动对光束扩展的影响, 则需要结合定标关系式中右边三项的对比进行分析。

一般而言, 当系统衍射角 σ_0 较大时, 跟踪抖动对光束扩展的影响比较小; 但是当系统衍射角 σ_0 较小时, 特别是在湍流效应较弱的情况下, 抖动的影响非常显著, 此时光束扩展主要是由系统抖动项所决定的。通常情况下, 在湍流效应较弱时, 系统跟踪抖动对光束扩展的影响相对较大, 随湍流效应的不断增强, 湍流扩展逐渐起主导作用, 而系统跟踪抖动对光束扩展的影响则相对逐渐减小。

3.3 聚焦平台光束大气传输湍流热晕相互作用的数值分析

高能激光在大气中传输时, 大气与激光相互作用将产生一系列的线性与非线性效应, 尤其是大气湍流效应与非线性热晕效应之间的相互作用, 将会导致激光光束质量的严重退化, 从而对众多激光工程应用产生不利的影响 [1,2,12~15]。通常认为, 随机变化的温度场或密度场所产生的折射率的随机扰动将导致光束发生扩展, 从而改变其光强分布, 而热晕效应与光强分布又是密切相关的, 因此湍流扩展将直接影响这种自诱导畸变效应, 以下我们就将讨论这种湍流扩束效应与整束热晕效应的相互作用 [12~15]。

当各种效应相互独立时, 激光大气传输线性效应引起的光束扩展通常可以采用均方和半径的分析方法, 相应的光束质量因子满足 $\beta^2 = \beta_0^2 + \beta_j^2 + \beta_{tur}$ 的关系。高斯光束传输湍流热晕相互作用引起的光束扩展也可以采用这种分析方法, 即满足形如 $\beta^2 = \beta_0^2 + \beta_j^2 + \beta_{tur} + \beta_{tb}$ 的关系, 而热晕扩展项满足 $\beta_{tb} = AN^2$ 。该式中 N 为广义光束热畸变参量, 通常用以描述聚焦光束传输热晕效应的强弱, 其定义为 (文中不考虑传输光束的旋转及扫描)[2,3]

$$N = N_C f(N_E) q(a_0/a_f), \tag{5}$$

$$f(N_E) = (2/N_E^2)[N_E - 1 + \exp(-N_E)], \tag{6}$$

$$q\left(\frac{a_0}{a_f}\right) = \left[2\left(\frac{a_0}{a_f}\right)^2 / \left(\frac{a_0}{a_f} - 1\right)\right] \left[1 - \ln \frac{a_0}{a_f} / \left(\frac{a_0}{a_f} - 1\right)\right], \tag{7}$$

a_0/a_f 表征无畸变光束的聚焦程度, a_0 、 a_f 分别为初始光束半径及焦平面处的光束半径。对高斯光束而言, $a_0/a_f = ka_0^2/z$ 即为光束的非涅耳数 N_F 。

但对平台光束而言, 其与高斯光束传输有所不同, 主要是热晕扩展项不能简单地采用 $\beta_{tb}^2 = AN^2$ 的形式^[1,2,15]。不过, 我们仍然可以假定热畸变是在湍流扩束作用之后产生的, 因此平台光束热畸变后的峰值光强可以用下式进行描述

$$I_U = \frac{P}{\pi a_d^2 + \pi a_j^2 + \pi a_t^2 + \pi a_{TBU}^2}, \quad a_{TBU}^2 = 0.09N^{1.22}(a_f)a_f^2(z), \quad (8)$$

式中 $a_f^2(z) = a_d^2 + a_j^2 + a_t^2$ 为湍流及光束抖动作用下的光斑半径, a_d 、 a_j 、 a_t 分别为衍射光斑半径、光束抖动和湍流扩束所引起的光斑扩展半径。此时广义光束热畸变参量 N 中的 a_0/a_f 定义为有效的光束菲涅尔数 N_{Fe} 。按上文分析可知, $a_f = \sqrt{a_d^2 + a_j^2 + a_t^2}$, 因此有效菲涅尔数 $N_{Fe} = a_0/a_f = N_F/2.1\beta$ 。

由上述分析可知, 平台光束湍流热晕相互作用下的总的光斑扩展半径 a_{tt} 也可以表示为如下的形式

$$a_{tt}^2 = a_d^2 + a_j^2 + a_t^2 + a_{TBU}^2 = a_f^2 + a_{TBU}^2 = a_f^2(1 + AN^B), \quad (9)$$

而相应的光束质量因子 β_{tt} 则应该满足

$$\beta_{tt}^2 = 1 + AN^B. \quad (10)$$

式中, $\beta_{tt}(= a_{tt}/a_f)$ 定义为湍流热晕相互作用下的 63.2% 的环围能量半径与线性效应引起的 63.2% 的环围能量半径之比。以下我们就将利用数值模拟的方法验证这种定标关系描述激光大气传输效果的可行性, 并确定拟合参量 A 、 B 的大小。

在数值计算分析中, 我们选取了多种典型激光传输条件下的计算参量, 主要包括: 整束光束菲涅耳数 N_F 分别为 3.0、13.0、28.0、74.0 和 215.0; 大气消光数 N_E 分别为 0.17、0.24 和 0.35; 初始光束质量因子 β_0 分别为 1.0、2.3 和 5.2; 发射系统孔径遮拦 ϵ 分别为 0.0 和 0.5; 发射系统单轴跟踪误差 σ_i 分别为 0、2.5、5.0、7.5 μrad ^[5,7,8]。如图 6 为不同典型计算参量下湍流热晕相互作用时, 光束质量因子 β_{tt} 随热畸变参量 N 的变化关系。由图可知, 不同计算条件所对应的光束质量因子随热畸变参量的变化趋势是一致的。虽然在热畸变参量 N 大于 1.0 时, 不同整束菲涅耳数 N_F 对应的光束质量因子 β_{tt} 有所差别, 但是 $\beta_{tt}^2 = 1 + AN^B$ 的这种关系仍不失为有效评价湍流热晕相互作用光束扩展的一种方法。至于当热畸变参量 N 大于 1.0 时, 同一特征参量不同计算条件下对应光束质量因子的差别表现在: 整束菲涅耳数 N_F 较大的其光束扩展也越大。其实, 在单纯的热晕效应的数值模拟中也存在这一现象。这主要是 N_F 越大其光束聚焦能力越强, 特别是在热畸变参量较大时, 其受到热效应的影响相对也越严重。由图 6 可见, 除 N_F 较小 (<13.0) 时 β_{tt} 偏离较大外, 对于 N_F 大于数十的强聚焦光束, 拟合参量 A 、 B 分别近似为 0.636、1.558, 即可以由下列表达式

$$\beta_{tt}^2 = 1 + 0.636N^{1.558}, \quad (11)$$

对湍流热晕相互作用引起的光束扩展做定量估算。当然, 对于要求更高的定量的计算分析而言, 还应针对具体系统参量做详细的计算, 以更为准确地确定 A 、 B 的值。

在激光大气传输的实际工程应用中, 我们不但关心焦平面处 63.2% 环围能量半径的扩展, 而且更为关注该半径范围内平均功率密度的大小。为此, 将根据上述光斑扩展定标关系, 可以得出 63.2% 环围能量半径范围内对应的平均功率密度 $\langle I_P \rangle$ 与大气传输特征物理参量的定标关系。由平均功率密度 $\langle I_P \rangle$ 的定义以及方程 (9) 可知

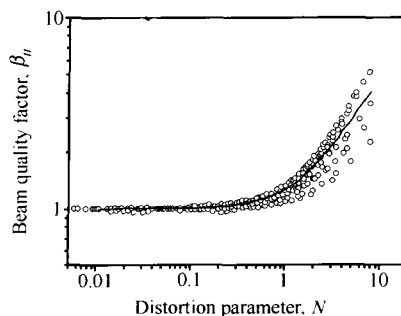


Fig.6 The change of the beam quality factor with the generalized beam distortion number

$$\langle I_P \rangle = \frac{P_T}{\pi a_{tt}^2} = \frac{P_0 T}{\pi a_f^2 [1 + 0.636 N^{1.558} (a_0/a_f)]} \quad (12)$$

上式中 P_T 、 P_0 分别为到达焦平面处的激光功率及初始发射功率, 而大气透过率 T 与消光数 N_E 满足: $T = \exp(-N_E)$ 。另外, 对实心的平台光束而言, 焦平面处爱里斑光强分布的 63.2% 环围能量半径约为爱里斑半径的一半, 即 $a_{0.632} = 0.68\lambda L/D$, 由此关系再结合湍流大气传输线性效应引起的光束扩展的定标关系即方程 (4), 方程 (12) 可以改写为

$$\langle I_P \rangle = 0.69e^{-N_E} \frac{P_0 D^2}{\lambda^2 l^2} \frac{1}{\beta_0^2 + (D/r_0)^2 + 6.8(\sigma_i/\sigma_0)^2} \frac{1}{1 + 0.636 N^{1.558}} \quad (13)$$

因此, 一旦我们了解了激光发射系统的特征参量 (如激光发射波长 λ 、发射孔径 D 、初始发射功率 P_0 、传输距离 L 、系统单轴跟踪误差 σ_i 、初始光束质量因子 β_0 等) 以及大气传输效应的特征参量 (如大气消光数 N_E 、湍流效应特征参量 D/r_0 、湍流热晕相互作用下的热畸变参量 N 等), 就可以由定标关系 (11)、(13) 迅速了解焦平面处 63.2% 环围能量半径的扩展及其对应范围内的平均功率密度, 从而为激光工程应用的可行性及工程系统的参量优化设计提供依据。

4 小 结

通过不同传输条件、不同系统参量情况下激光传输的数值计算分析, 建立了描述聚焦平台光束大气传输光束扩展与大气传输特征物理参量的定标关系, 部分结果已得到实验验证, 该定标关系对激光工程系统的设计及其应用效能评估具有实际应用价值。结果表明, 利用光速跟踪误差 σ_i 、湍流效应特征参数 D/r_0 及热畸变号数 N 可以较好地描述高能激光大气传输光斑扩展。

需要补充的是, 本文仅着重讨论了整束热晕效应与湍流效应相互作用下光束扩展的定标关系, 大气湍流与激光噪声引起的小尺度热晕效应与湍流效应的相互作用还需要进行补充分析, 比如可以考虑引入新的定标参量或在已经得到的定标关系基础上加以修正, 进而考虑湍流热晕相互作用不稳定性对激光大气传输的影响。再者, 受计算条件及仿真算法所限, 在更强的传输效应条件下, 如强湍流效应还会引起相位不连续性等新现象, 需要进一步的补充分析。

另外, 到目前为止, 激光大气湍流效应理论与实验数据处理方法都是建立在大气湍流满足局地均匀各向同性的基础上 (Kolmogorov 湍流理论)。但在实际大气中, 特别是在复杂地形情况下, 大量的观测事实发现满足 Kolmogorov 理论的湍流相当有限。在目前的数值模拟中, 通常也都是认为大气湍流满足局地均匀各向同性, 湍流相位屏一般是通过 Von Karman 谱反演生成的。因此, 在现有方法及结果的基础上, 需要进一步考虑间歇性及非均匀各向同性湍流对激光大气传输的影响。

最后, 对高能激光大气传输及其自适应相位校正的数值仿真软件而言, 也需要寻求新的数值计算方法, 在保证计算精度的同时, 又能提高计算效率。另外, 进一步完善大气光学参量数据库和模式, 并将仿真软件与该数据库有机的融合起来, 这样一旦确知了某一场景的激光传输条件, 就可从多重角度实时、迅捷地分析判断其传输效果, 从而利于激光实际工程应用的需要。无疑, 为了实现上述目标, 还有不少问题亟待我们更深入地分析研究。

参考文献:

- [1] Smith D C. High-power laser propagation [J]. *Proc. IEEE*, 1977, 65(12):1679-1714.
- [2] Gebhardt F G. High power laser propagation [J]. *Appl. Opt.*, 1976, 15(6):1479-1493.
- [3] Wang Yingjian. *Some studies on the laser propagation in the atmosphere and its phase compensation* [D]. Doctorial Dissertation of Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 1996 (in Chinese).

- [4] Strohbehn J W. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere* [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1978.
- [5] Fante R L. Electromagnetic beam propagation in turbulent media [J]. *Proc. IEEE*, 1975, 63(12): 1669-1691.
- [6] Tatarskii V I. *Wave Propagation in A Turbulent Medium* [M]. Beijing: Science Press, 1978 (in Chinese).
- [7] Gong Zhiben. Some research progress on high-energy laser propagation in atmosphere [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics* (量子电子学报), 1998, 15(2): 114-133 (in Chinese).
- [8] Gebhardt F G. Twenty-five years of thermal blooming: an overview [C] // *Proc. SPIE*, 1990, 1221: 2-25.
- [9] 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* (强激光与粒子束), 2003, 15(12): 1181-1183 (in Chinese).
- [10] Jiang Wenhan, Wang Chunhong, Ling Ning, et al. 61 Element adaptive optical system [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics* (量子电子学报), 1998, 15(2): 193-199 (in Chinese).
- [11] Huang Yinbo, Wang Yingjian. The effect of tracking jitter on the beam spreading induced by atmospheric turbulence [J]. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2005, 25(2): 152-156 (in Chinese).
- [12] Gebhardt F G. Atmospheric effects modeling for high energy laser systems [C] // *Proc. SPIE*, 1995, 2502: 101-110.
- [13] Gebhardt F G, Smith D C, Buser R G, et al. Turbulence effects on thermal blooming [J]. *Appl. Opt.*, 1973, 12(8): 1794-1803.
- [14] Yahel R Z. Turbulence effects on high energy laser beam propagation in the atmosphere [J]. *Appl. Opt.*, 1990, 29(21): 3088-3095.
- [15] Huang Yinbo, Wang Yingjian. The scaling laws of laser beam spreading induced by turbulence and Thermal Blooming [C] // *Proc. SPIE*, 2004, 5639: 65-69.
- [16] Zeng Zongyong, Yuan Renmin, Tan Kun, et al. The spectrum of temperature in the surface layer over complicated terrain [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics* (量子电子学报), 1998, 15(2): 134-139 (in Chinese).

Analysis of the scaling laws about focused uniform beam spreading induced by real atmosphere

WANG Ying-jian, HUANG Yin-bo

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

Abstract: By using the method of numerical simulation and experimental observation, focused uniform beam spreading induced by atmospheric turbulence and thermal blooming is analyzed. The scaling relations between the laser propagation effects and characteristic parameters described atmospheric propagation effects are obtained. Based upon these scaling relations, we can efficiently estimate atmospheric propagation effects and learn the performance of a particular system design for various environmental conditions as well as for conducting laser system design optimization.

Key words: atmospheric optics; turbulence effects; thermal blooming effects; beam spreading; scaling laws

作者简介: 王英俭 (1963 -), 男, 博士, 研究员, 博士生导师。1984年毕业于大连理工大学, 分别于1987年和1996年在中国科学院安徽光学精密机械研究所获理学硕士学位和博士学位。主要从事光波和图像大气传输及自适应光学相位校正研究工作。