

文章编号: 0253-2239(2001)03-0324-06

激光束在大气中长距离传输聚焦特性的研究*

李现勤 程兆谷 蒋金波 许国良 石鸿斌 赵全忠
(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 研究了大气湍流与热晕对于几种不同波长激光束的长距离传输聚焦特性的影响。光束质量与光束漂移量的理论与实验值基本一致。

关键词: 聚焦特性; 光束质量; 光束漂移; 大气传输

中图分类号: TN012 文献标识码: A

1 引 言

随着激光技术的发展,许多激光应用领域要求激光束能在大气中长距离传输,如光动力飞行器、激光武器、激光通讯、激光雷达等。一般要求激光束在大气中的传输距离为数十米到数千千米,甚至数十千米。在传输过程中,激光束与大气中的分子、气溶胶粒子等发生相互作用,产生线性与非线性效应。其中线性效应主要有:大气中的气体分子和大气气溶胶粒子的吸收、散射导致的辐射能量损失,大气湍流导致的激光束的扩展与漂移以及相干变化。非线性效应主要是大气非线性热畸变(热晕)和受激拉曼散射。这些因素严重影响了激光束的远场聚焦特性,使激光束产生漂移,焦距、焦深、焦点功率密度产生变化。这些对激光的进一步应用十分不利^[1]。

激光束在大气中的漂移使长距离目标难以被捕捉,大气湍流和热晕效应则造成聚焦功率密度的降低。而文献表明^[2-3],要实现光动力飞行器飞行,激光与靶材相互作用的聚焦功率密度至少要达到 $10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。因此,研究激光在大气中长距离传输的聚焦特性十分重要。

本文首先讨论无大气影响时激光束长距离传输的聚焦特性,再对大气中传输的激光束的光束质量进行讨论,最后讨论激光束在大气中的漂移。

2 无大气影响时激光束长距离传输的聚焦特性

对于任意模高斯光束 TEM_{mn} , 其基本假设如下

所示:

$$w_{mn} = Mw_{00}, \quad (1)$$

$$\theta_{mn} = M\theta_{00}, \quad (2)$$

$$Z_r = \frac{w_{mn}}{\theta_{mn}}, \quad (3)$$

$$w_{mn}\theta_{mn} = M^2 w_{00}\theta_{00} = M^2 \left[\frac{\lambda}{\pi} \right], \quad (4)$$

其中 w_{mn} 和 θ_{mn} 分别是 TEM_{mn} 高斯光束的束腰半径和发散半角,下标 m, n 为横向模序数, M^2 为光束质量评价因子, λ 为波长, Z_r 为瑞利长度,对于一个固定的谐振腔来说,瑞利长度与光束质量评价因子 M^2 无关。

图 1 表示高斯光束的聚焦。在许多实际情况下,激光束是在聚焦后使用。高斯光束的聚焦就是光束束腰的成像过程。对于 TEM_{00} 模高斯光束, q 参数记为 $q_{00}(z)$, z 代表光轴方向坐标。则有^[4]

$$\frac{1}{q_{00}(z)} = \frac{1}{R_{00}(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w_{00}^2(z)}, \quad (5)$$

其中, $R_{00}(z)$ 为高斯光束波前曲率半径, $w_{00}(z)$ 为 z 处的光束半径。经光学系统变换后, TEM_{00} 模高斯光束 q 参数记为 $q_{00}(z)$:

$$q_{00}(z) = \frac{Aq_{00}(z) + B}{Cq_{00}(z) + D}, \quad (6)$$

其中, A, B, C, D 为二阶传输矩阵内的项,对于图 1 而言,传输矩阵为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & f' \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & z - z_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{f'}{f} & (z - z_0) - \frac{f'}{f}(z - z_0) + f' \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{z - z_0}{f} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

* 国家自然科学基金(69978022)资助项目。

收稿日期: 2000-04-11; 收到修改稿日期: 2000-08-23

其中, f 为聚焦镜的几何焦距, f' 为聚焦后的焦距, z_0 为束腰 w_{00} 处的坐标。

从以上的分析可知, q 参数 $ABCD$ 定则只适用于高斯光束 TEM_{00} 模, 聚焦特性的研究等价于束腰成

像的研究。如图 1 所示, 束腰处的 $R_{00}(z_0)$ 为无穷大, 若把束腰 z_0 处的 q 参数 $q_{00}(z_0)$ 记为 q_{00} , 则(5) 式可简化为:

$$1/q_{00} = -i\lambda\pi w_{00}^2. \quad (8)$$

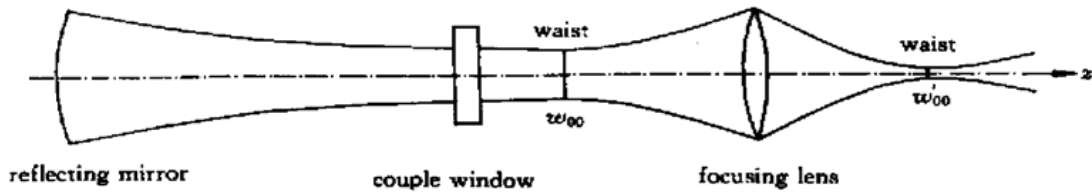


Fig. 1 A sketch of the Gaussian beam focusing

对于 TEM_{00} 模, 发散半角 $\theta_{00} = \frac{\lambda}{\pi w_{00}}$, 从(1) 式和(2) 式可得:

$$\frac{1}{q_{mn}} = -i \cdot \frac{\theta_{mn}}{w_{mn}}. \quad (9)$$

把(3) 式代入(9) 式, 则 q 参数 $ABCD$ 定则可适用于任意模高斯光束 $TEM_{mn}^{[5]}$:

$$\frac{1}{q_{mn}} = -\frac{i}{Z_r}. \quad (10)$$

从(6) 式、(7) 式、(10) 式, 可推导出任意模高斯光束的聚焦特性。焦距变化 Δf (实际焦距 f' 与几何焦距 f 的差), 焦斑直径 d , 焦深 h 可表示为^[5]:

$$\Delta f = \frac{f^2(z - z_0 - f)}{Z_r^2 + (z - z_0 - f)^2}, \quad (11)$$

$$d^2 = \frac{(4\lambda\pi)M^2f^2Z_r}{Z_r^2 + (z - z_0 - f)^2}, \quad (12)$$

$$h = \frac{f^2Z_r}{Z_r^2 + (z - z_0 - f)^2}. \quad (13)$$

对于长距离的传输, 有 $z \gg z_0 + f$, 上式可简化为

$$\Delta f = \frac{f^2z}{Z_r^2 + z^2}, \quad (14)$$

$$d^2 = \frac{4\lambda}{\pi}M^2f^2 \frac{Z_r}{Z_r^2 + z^2}, \quad (15)$$

$$h = f^2 \frac{Z_r}{Z_r^2 + z^2}. \quad (16)$$

通常, 瑞利长度 $Z_r = \frac{w_{mn}}{\theta_{mn}}$ 。对于实际应用的激光束,

发射口径约为 500 mm 或更大, 光束质量约为 3~ 4 倍的衍射极限, 故瑞利长度可近似如下:

$$Z_r \equiv \frac{w_{mn}}{\theta_{mn}} \approx \frac{w_{mn}}{3 \times 0.61\lambda(2w_{mn})} = 1.09 \frac{w_{mn}^2}{\lambda}. \quad (17)$$

表 1 表示了不同激光器激光束的瑞利长度。当聚焦透镜(或反射镜)沿光轴作长距离移动时, 也就是说激光束需做长距离传输时, 如果聚焦透镜(或反射镜)足够大, 则据(14) 式~ (16) 式, 激光束聚焦特性, 包括焦距变化 Δf 、焦斑直径 d 和焦深 h 都将趋于零。

Table 1. The Z_r of different laser beam

laser	$\lambda/\mu\text{m}$	w_{mn}/mm	Z_r/km
He-Ne	0.6328	300	157
OI	1.315	300	75
CO	5.00	300	20
CO ₂	10.6	300	9

图 2 为激光束长距离传输的发射系统。发射系统的焦距 f_s 可随传输距离进行调节, 发射口径为 d_s , 经发射系统聚焦后的焦斑直径 d_1 为

$$d_1 = 1.22 \frac{\lambda}{d_s} f_s. \quad (18)$$

图 2 中最后的聚焦镜的焦距为 f , 则可估计出聚焦后的焦斑直径 d_2 :

$$d_2 \approx f\theta_2 \approx \frac{fd_s}{f_s}. \quad (19)$$

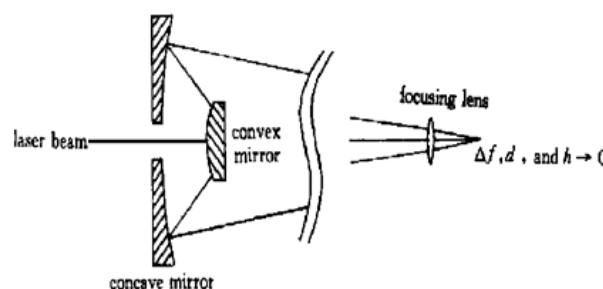


Fig. 2 The launcher system of long distance propagation

若假设 $d_s = 600 \text{ mm}$, $f_s = 5000 \text{ m}$, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $f = 200 \text{ mm}$, 则 $d_1 = 108 \text{ mm}$, $d_2 = 0.024 \text{ mm}$ 。若激光功率 P 为 10^6 W , 则可估计出焦点功率密度 I , $I \approx \frac{4P}{\pi d_2^2} \approx 2.2 \times 10^{12} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。这对于光动力飞行器的推动是足够的。

3 大气中长距离传输的光束质量

在实际应用中, 要求焦斑上尽量多的能量集中在所需的光“桶”尺寸内。据此, 定义远场光束质量为远场焦斑上的能量集中度。其基本含义为: 焦斑上的能量分布具有单一的强度峰(强度分布不出现多峰现象), 且在以此峰为中心的适当环围(桶)中包含尽量多的能量。光束质量 Q 表示如下^[6]:

$$Q = \sqrt{\frac{E_{\text{d. b. ideal}}}{E_{\text{d. b. pract}}}}, \quad (20)$$

其中, 下标 d. b. 表示光束的“衍射极限桶”。 $E_{\text{d. b. ideal}}$ 为理想光束分布在衍射极限桶的能量, $E_{\text{d. b. pract}}$ 为实际光束分布在衍射极限桶的能量。

激光束在大气中长距离传输时, 大气湍流与热晕对光束质量影响很大。湍流和热晕的各种作用可视为等效的光束扩展来处理。由文献[7], 得大气传输桶中能量反比于束斑面积扩展, 有^[6]

$$Q^2 = \frac{\theta_A^2}{\theta_d^2} = \frac{\theta_L^2 + \theta_B^2}{\theta_d^2}, \quad (21)$$

其中, θ_A 为大气效应造成的综合光束发散半角, θ_L 为大气线性效应产生的发散半角, θ_B 为非线性热晕造成的发散半角, θ_d 为理想光束的衍射极限角。由此推出:

$$Q^2 = N_T^2 (1 + 0.0143 \phi^{1.178}), \quad (22)$$

其中,

$$N_T = \begin{cases} \left[Q_i^2 + 0.182 \left[\frac{D}{r_0} \right]^2 \right]^{1/2} & \frac{D}{r_0} < 3.0, \\ \left[Q_i^2 + \left[\frac{D}{r_0} \right]^2 - 1.18 \left[\frac{D}{r_0} \right]^{5/3} \right]^{1/2} & \frac{D}{r_0} > 3.0, \end{cases} \quad (23)$$

$$\phi = \frac{N_B N_F}{N_T N_A} \exp \left[- \frac{1}{2} \int_0^L \xi(z) dz \right] \lg \left[\frac{N_A + 1}{N_A N_c - N_c^2} \right], \quad (24)$$

ξ 为大气消光系数, Q_i 为出射口径 D 处的起始光束质量, r_0 为大气湍流相干长度^[8],

$$r_0 = 0.6285 C_n^{-6/5} \left[\frac{2\pi}{\lambda} \right]^{-6/5} L^{-3/5}, \quad (25)$$

C_n 表示大气湍流强度, λ 为波长, L 为传输距离, N_B 表示热晕强度:

$$N_B = 1.84 \times 10^{-8} \cdot \frac{PaL^2}{D^3 v}, \quad (26)$$

$$N_F = \frac{\pi D^2}{2 \mathcal{M}}, \quad (27)$$

$$N_A = \left[1 + 6.24 \frac{L^2}{D^2} N_T^2 \theta_d^2 \right]^{1/2}, \quad (28)$$

$$N_c = 2.5 \frac{L}{D} N_T \theta_d, \quad (29)$$

P 为激光功率, a 为吸收系数, v 为风速, θ_d 为衍射极限半角。

据(22)式~(29)式, 可求出光束质量 Q 随传输距离和波长的变化关系, 如图3所示。

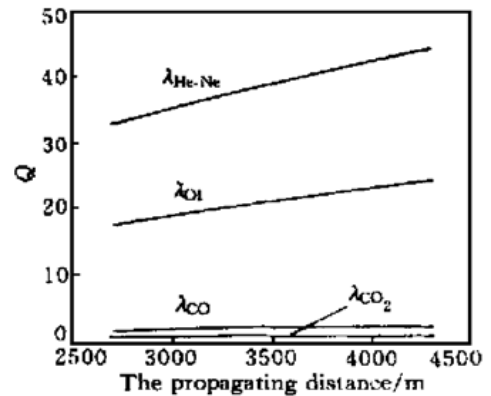


Fig. 3 The change of Q with the propagating distance, the wavelength is the parameter. $\lambda_{\text{He-Ne}} = 0.6328 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{OI}} = 1.315 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{CO}} = 5.0 \mu\text{m}$, $\lambda_{\text{CO}_2} = 10.6 \mu\text{m}$

由(21)式可知, Q 表示光束的扩展, 则焦点功率密度随 Q 的增大而减小。如果大气中的功率损耗系数为 σ , 则焦点功率密度 I 为

$$I \propto \frac{\sigma P}{d^2 Q^2}.$$

对于 CO_2 激光束, 可算出 5000 m 处的 Q 值, $Q \approx 1.23$ 。众所周知, CO_2 激光波长 $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ 为大气窗口, 故计算值较小。但实际上, CO_2 激光在大气中长距离传输后光束质量将变差, 这主要是由于高功率条件下光腔内的全反镜和输出耦合窗口受热变形所致。图4为 CO_2 激光束近场和 107 m 处的光斑烧样^[9]。近场为圆环, 内径为 25 mm, 外径为 40 mm。能量分布不均, 且随着功率变化, 圆环底部最强, 右上角次之, 其余部分相对更弱。光束近地面传输, 在 107 m 处烧样。从图中可看出, 烧样很不规则, 其原因除大气效应外, 腔镜变形也是一个不可忽视的原因, 而上述理论计算没有计入腔镜变形的影响, 故计算的 Q 值较小。

Fig. 4 The patterns of the CO₂ laser beam at the near field and 107 m distance

4 大气中远距离传输时激光束的漂移

激光束在大气中远距离传输时, 光束漂移是不可忽视的。光束漂移的主要原因是大气折射率随高度和温度而变化。假设温度与高度成简单的线性关系, 为

$$T(x) = T_0 + k_T x, \quad (30)$$

其中, T_0 为近地面温度, k_T 为温度梯度, x 为高度。在高度 x 处混合气体的折射率为^[10]:

$$n(x) - 1 = \frac{2\pi}{kT(x)} \left[\sum p_i \alpha_i \right], \quad (31)$$

$$\alpha_i \approx \frac{n_i^2 - 1}{4\pi N_i}, \quad (32)$$

$$n_i - 1 = A_1 \left[1 + \frac{B_1}{\lambda^2} \right], \quad (33)$$

其中, k 为玻尔兹曼常数, p_i 为气体 i 的分压, α_i 为气体 i 的平均电极化率, n_i 为气体 i 的折射率, N_i 为其单位体积内的分子数。

表 2 列出了各种气体的 A_1 与 B_1 的值。

Table 2. The constants A_1 and B_1 for various gases^[10]

gas	$A_1/10^5$	$B_1/10^5$
N ₂	29.19	7.70
O ₂	26.63	5.07
Ar	27.92	5.60

将(30)式代入(31)式进行泰勒展开有:

$$n(x) = n_0 - \alpha x + \beta x^2, \quad (34)$$

其中, n_0 为 $x = 0$ 时的折射率。

$$\alpha = \frac{2\pi k_T P_A}{kT_0^2} \sum \alpha_i \phi_i, \quad (35)$$

$$\beta = \frac{k_T}{T_0} \alpha, \quad (36)$$

其中, P_A 为大气压力, ϕ_i 为气体 i 的分压与混合气体压力之比。

光线在折射率为 n 的介质中传输应遵从下列光线方程^[10]:

$$\frac{d}{ds} \left[n \frac{dr}{ds} \right] = \nabla n. \quad (37)$$

在近轴光线条件下, 并设 $n \approx 1$, 可得

$$\frac{d^2 x(z)}{dz^2} = \frac{\partial}{\partial x} n[x(z)], \quad (38)$$

其中, z 为传输距离的水平坐标。把(34)式代入(38)式得:

$$\frac{d^2 x(z)}{dz^2} - 2\beta x(z) + \alpha = 0. \quad (39)$$

当 $z = 0$ 时, 设光线离 z 轴的距离为 $x(0)$, 与 z 轴的夹角为 $x'(0)$, 则求解(39)式得:

$$\left. \begin{aligned} x(z) &= \cosh(\sqrt{2\beta}z) x(0) + \\ &\quad (1/\sqrt{2\beta}) \sinh(\sqrt{2\beta}z) x'(0) - \\ &\quad (\alpha/2\beta) [\cosh(\sqrt{2\beta}z) - 1], \\ x'(z) &= \sqrt{2\beta} \sinh(\sqrt{2\beta}z) x(0) + \\ &\quad \cosh(\sqrt{2\beta}z) x'(0) - \\ &\quad (\alpha/\sqrt{2\beta}) \sinh(\sqrt{2\beta}z). \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

由此, 可计算出光束在 z 处的漂移。图 5 表示光束漂移随传输距离的变化, 取 $T_0 = 293$ K。

我们采用 150A 型 He-Ne 激光器, TEM₀₀ 模输出功率为 60 mW 可调, 发散角为 0.7 mrad; 采用 MK IV 型激光束轮廓仪, GJZ-1 型可调焦平行光管以及 2.5 m 长光具座(焦距 f_1 为 52.25 mm, f_2 为 995.19 mm, 入光口径 D_1 为 18 mm, 出光口径 D_2 为 110 mm)。利用激光束轮廓仪测出很好的高斯分布(TEM₀₀ 模), 经望远镜发射至 1500 m 远处山顶。实验是在晴朗的白天进行的。

表 3 列出了实验结果^[11]。表中坐标 x 表示平行于地面的横向漂移, y 坐标表示垂直于地面的纵向漂移。从(40)式计算所得的漂移仅为垂直于地面的纵向漂移。

从表 3 与图 5 可知, 理论计算值在垂直地面方向在日落时段内与实验值基本相符。波长对于折射率影响甚微, 所以波长对于光束漂移影响也不大。

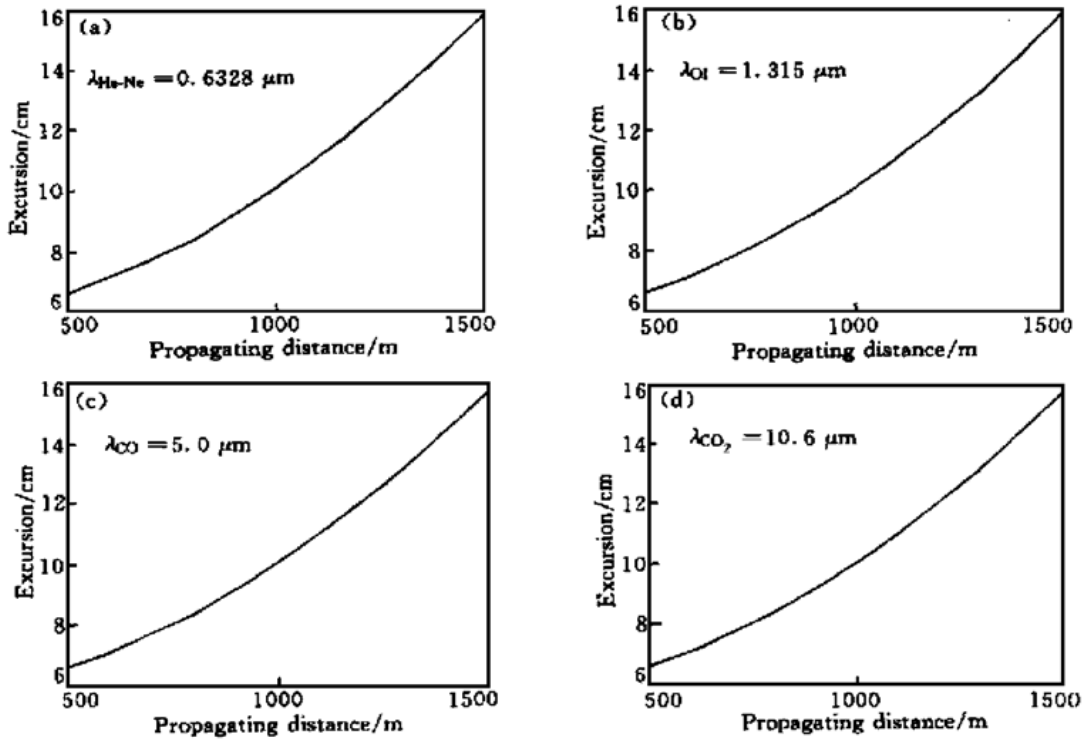


Fig. 5 The changes of excursion of long distance propagation for different laser beams

Table 3. The excursions of He-Ne laser in a sunny day^[11]

time	7: 30	7: 50	8: 15	8: 25	8: 30	8: 35
coordinate (x, y)/cm	(0, 0)	(0, 1)	(0, 2)	(0, 3)	(0, 4)	(0, 5)
time	8: 45	9: 00	9: 15	9: 30	9: 45	9: 52
coordinate (x, y)/cm	(0, 6)	(0, 6.5)	(0, 7)	(0, 8)	(0, 8.5)	(0, 9)
time	10: 00	10: 35	11: 00	11: 30	12: 00	12: 30
coordinate (x, y)/cm	(0, 9)	(0, 9)	(0, 9)	(0, 9.5)	(- 1, 10)	(0, 11)
time	13: 00	13: 30	14: 00	14: 30	15: 00	15: 30
coordinate (x, y)/cm	(0, 10)	(0, 9.5)	(0, 9)	(0, 10)	(- 1, 10)	(- 1.5, 10)
time	16: 00	16: 30	17: 00	17: 30	18: 00	18: 30
coordinate (x, y)/cm	(- 1.5, 9.5)	(- 1.5, 9)	(- 1, 9)	(- 0.5, 9)	(- 0.5, 10)	(0, 11)
time	19: 00	19: 25	20: 00	20: 30	20: 45	21: 00
coordinate (x, y)/cm	(0, 11)	(0, 11)	(0, 10)	(0, 9)	(0, 8)	(2, 7)
time	21: 15	21: 30	21: 37	21: 45	21: 55	22: 00
coordinate (x, y)/cm	(0, 7)	(0, 5)	(0, 4.5)	(0, 4.5)	(0, 3.5)	(0, 3)
time	22: 15	22: 20	22: 30			
coordinate (x, y)/cm	(- 0.5, 3)	(- 0.5, 3)	(0, 3)			

结论 当激光束传输距离达数千米时, 激光束的聚焦特性与近场情况很不相同:

1) 不考虑大气的影响, 激光束的聚焦特性, 包括焦距变化 Δf 、焦斑直径 d 、焦深 h , 在长距离传输时将趋于零。

2) 考虑大气的影响, 大气的线性效应与非线性

效应对光束的聚焦特性影响很大。 Q 为光束质量因子, 表示焦斑上能量集中度。应用 Q 研究大气对光束聚焦特性的综合影响, 由实验可知, Q 值随传输距离的增长而增大, 这意味着光束质量随传输距离的增大而变差, 即焦斑“光桶”内的能量变小。

3) 激光束在大气中长距离传输时, 光束漂移非

常明显。主要原因为大气折射率随高度与温度变化。应用简化的温度模型, 计算出大气折射率随高度与温度的变化, 从而推导出垂直于地面的纵向光束漂移。计算结果在日落时段内与实验值基本一致。

参 考 文 献

- [1] 张逸新, 迟泽英. 光波在大气中的传输与成像. 北京: 国防工业出版社. 1997. 5~ 62
- [2] Appell D. High power laser beam launches fuel-less craft. *Laser Focus World*, 1998, **34**(3): 90~ 91
- [3] Meas F B, Myrabo L N, Messitt D G. Flight experiments and evolutionary development of a laser propelled, trans-atmosphere Vehicle. *Proc. SPIE*, 1998, **3343**: 560~ 563
- [4] 俞宽新, 江铁良, 赵启大. 激光原理与激光技术. 北京: 北京工业大学出版社. 1998. 214~ 217
- [5] Cheng Zhaogu, Jiang Jinbo, Li Xianqin *et al.*. Focus characteristics of long distance flying optics. *Science in China*, 2000, **A43**(9): 980~ 987
- [6] 杜祥琬. 实际强激光远场靶面上光束质量的评价因素. *中国激光*, 1997, **A24**(4): 327~ 332
- [7] Breaux H, Evers W, Sepuch R *et al.*. Algebraic Model for CW Thermal blooming effects. *Appl. Opt.*, 1979, **18**(15): 2638~ 2644
- [8] 王之江. 光学技术手册. 北京: 机械工业出版社, 1987. 686~ 690
- [9] 郭振华, 辜建辉, 许德胜. 高功率激光束近地面大气传输研究. *激光技术*, 1991, **15**(6): 331~ 334
- [10] Born M, Wolf E. *Principles of Optics, Second Edition*, Oxford: Pergamon Press, 1975. 94~ 96
- [11] 郭振华, 许德胜, 王世鹏等. 大气湍流对激光传输的影响. *激光技术*, 1992, **16**(2): 65~ 72

Focus Characteristics of Laser Beam for Long Distance Propagation in Atmosphere

Li Xianqin Cheng Zhaogu Jiang Jinbo Xu Guoliang Shi Hongbin Zhao Quanzhong
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 11 April 2000; revised 23 August 2000)

Abstract: The influence of atmospheric turbulence and thermal blooming on focus characteristics of laser beam is studied for several typical lasers with different wavelength. The excursion of the laser beam axis for long distance propagation in atmosphere is obtained for several laser beam axes. The calculations coincide with the experimental result.

Key words: focus characteristics; quality of laser beam; excursion of laser beam; propagation in atmosphere