

激光的大气传输问题研究

彭 健* 赵伊君

(应用物理系)

摘 要 本文综合考虑了衍射效应、大气湍流、大气中分子和气溶胶粒子的吸收和散射以及非线性热畸变效应诸因素对激光大气传输的影响;分析了减小上述影响的方法,得到了激光波长、发射孔径、气候条件、发射角度等因素如何影响光束传输性能的有关结论。

关键词 激光, 大气传输

分类号 TN209

大气是非均匀光学吸收介质。它对激光的光束质量和传输功率影响极大,其程度与大气条件、辐射波长及总的大气程长有关。大气的密度、温度、湿度、气压、风速等参数随空间和时间发生变化,这使激光大气传输的研究变得较为复杂。如何定量分析光束的大气传输性能是目前激光破坏机理研究、激光器的波长选择、激光通讯和测量研究中的重要课题。

大气影响光束传输主要有以下几个原因:(1)衍射效应;(2)大气分子和气溶胶对光束的吸收和散射;(3)大气湍流引起的光束扩展和畸变;(4)热晕引起的畸变;(5)高功率激光可能产生的大气击穿。其中后两项是非线性效应,即它们与光束强度相关。

下面分别讨论激光大气传输模型的计算公式及前述各因素对光束传输的影响。

1 计算模型

不论何种激光器输出的单模光束,一般可近似看作高斯型分布,其强度表达式为:

$$I = I_p \exp[-2r^2/\sigma^2] \quad (1)$$

式中, I_p 为光束中心处的强度,即峰值功率密度, r 为光束截面上距光束中心的距离, σ 为光斑强度降到峰值的 $1/e^2$ 时光束的半径,光束能量的 86.5% 落在此半径范围内。

考虑到斜程传输后,光斑中心的强度可用下式表示^[1]:

$$I_p = \frac{P}{\pi a^2} \exp\left[-\frac{1}{\sin\theta} \int_0^z \alpha dz\right] I_{r,e1}(N) \quad (2)$$

式中, P 是激光功率, α 是大气衰减系数, z 是斜程传输距离对应的垂直方向的高度, θ

是发射角, a 是斜程距离 r 处的平均光斑半径, N 是热畸变参量, $I_{rel}(N)$ 是热畸变产生的功率衰减因子, 指数项就是大气折射率。考虑到衍射、湍流和由于地震造成的发射平台抖动的作用, 光束扩展半径可写成:

$$a^2 = a_d^2 + a_t^2 + a_j^2 \quad (3)$$

式中, a_d 、 a_t 和 a_j 分别是衍射半径、大气湍流产生的扩展半径和激光装置抖动产生的扩展半径。它们对光束传输影响很大。若半径扩展太大, 即使不存在大气造成的功率损耗, 光束强度也将随传输距离增大而迅速减小。因此, 如何减小光束扩展和能量损耗是大气传输研究中的重要问题。

完全消除衍射和湍流产生的光束扩展从根本上说是不可能的, 但激光装置的抖动从理论上说可设法使其减小到可以忽略的程度。所以, 为了讨论简便, 作者在此忽略 a_j 项。

(2) 式就是激光大气传输的计算模式。

2 衍射产生的光束扩展

对于理想高斯光束, 传输距离 r 处光束扩展半径为^[2]:

$$a_d^2(r) = a_0^2 [1 + (\lambda r / \pi a_0^2)^2] \quad (4)$$

式中, a_0 是激光出射孔径, 或称发射孔径, λ 是激光波长, r 是传输距离。通常可用增大发射孔径的办法来减小衍射效果。因此, 若需将光束传输较长距离, 一般应将直接从激光器发出的光束先进行扩束, 然后再发射, 以减小衍射扩展, 设扩束后的高斯光束曲率很大, 通过透镜聚焦后光束腰部就与焦平面近似重合, 即聚焦后最小光束半径可由 ABCD 定律^[2]导出, 其结果为:

$$a_d = a_0 / [1 + (a_0 / r \theta_d)^2] \quad (5)$$

式中 θ_d 是衍射极限, r 是透镜到光束腰部的距离。

实际上, 激光器出射的光束并非理想光束, 实际光束的衍射角一般要大于衍射极限 θ_d 。因此, 计算最小衍射半径时, 应将(5)式中衍射极限 θ_d 乘上一个倍数因子 β , 它称为光束质量因子。目前国外最好的光束质量已接近衍射极限。对于实际高斯光束, (5) 式应改为:

$$a_d = a_0 / [1 + (a_0 / \beta \theta_d r)^2]^{1/2} \quad (6)$$

β 对传输性能的影响将在后面讨论。

表 1 $|\Delta a_d|$ 值(m)

激光波长	$ \Delta r $ (m)	
	100	500
10.6 μm	0.0019	0.0095
3.8 μm	0.00072	0.0036
1.06 μm	0.0002	0.001

在激光破坏机理研究中, 要考虑光束对动态目标的跟踪, 要求激光装置的调焦系统能对动态目标准确跟踪调焦, 即始终让目标处于光束腰部, 以得到最佳破坏效果。所以有必要考虑不能准确调焦时光斑大小的变化对光束强度的影响。目标处的光斑大小可以严格求解。不过, 若调焦的误差不大, 则利用(6)式进行估算较为简便。由(6)式可得到:

$$|\Delta a_d| = \frac{1}{[1 + (a_0 / \beta \theta_d r)^2]^{3/2}} \cdot \frac{a_0^3}{\beta^2 \theta_d^2} \cdot \frac{|\Delta r|}{r^3} \quad (7)$$

式中, $|Ar|$ 是目标至腰部的距离, $|Aa_d|$ 是调焦不准导致的光束半径的增量。表1给出几组 $|Aa_d|$ 与 $|Ar|$ 的数据, 其它条件是, 目标距离为10km, 发射孔径为1米, β 取3。可见, 即使激光系统不能准确调焦, 若误差不大, 则光斑变化很小, 由此相应产生的光束强度变化亦很小, 可以忽略。

3 大气湍流引起的光束扩展

大气湍流使光束扩展和畸变。若湍流引起的畸变是线性的, 即与光束强度无关, 且随时间缓慢变化, 则采用自适应光学技术几乎可以完全补偿它。故在此不考虑湍流产生的畸变, 而只考虑它的扩展效应。因大气湍流随空间、时间、气候而改变, 严格地用公式来描述它们之间的函数关系尚有困难, 故需作近似处理。本文假定研究的是大气湍流对光束影响的长时间的平均结果, 则(3)式中湍流产生的光束扩展半径 a_t , 既包含它的扩展效应, 也包含它的漂移效应。Yura^[1]给出湍流扩展的计算公式:

$$a_t = 2r/k\rho_0 \quad (8)$$

式中, $k=2\pi/\lambda$, r 为传输距离, 而 ρ_0 为球面波横向相干长度, 其值由下式确定:

$$\rho_0 = \left[1.45 k^2 \sec \theta \int_0^z C_N^2(z') \left(\frac{z-z'}{z} \right)^{5/3} dz' \right]^{-3/5} \quad (9)$$

式中, θ 为天顶角, z 是高度, $C_N(z)$ 是折射率结构常数, 是湍流效应研究中的一个重要参量。(9)式在

$$z_1 < r < z_2 \quad (10)$$

的范围内有效。 z_1 与 z_2 分别为:

$$z_1 = [0.4k^2 C_N^2(L_0/2\pi)^{5/3}]^{-1} \quad (11)$$

$$z_2 = [0.4k^2 C_N^2(l_0)^{5/3}]^{-1} \quad (12)$$

式中, L_0, l_0 分别表示湍流的外尺度和内尺度。

在 $r < z_1$ 的范围内, $\rho_0 \rightarrow \infty$, 湍流扩展可忽略。在 $r > z_2$ 时, 可设相干长度为^[1],

$$\rho_0 = [0.76 C_N r^{1/2} l_0^{-1/6}]^{-1} \quad (13)$$

由(8)和(9)式可以计算 a_t 。

通常是在其它条件相同时, 夏季湍流扩展比冬季大一个数量级。仰角越小, 湍流扩展越大, 这是由于越是靠近地面, 大气湍流越强。显然, 把激光器系统装置在离地面较高处以避开靠近地面的强湍流层是减少光束扩展的一个有效方法。

4 大气分子和气溶胶的吸收与散射

大气中氮分子、水蒸汽、二氧化碳、臭氧和气溶胶粒子对光子的散射和吸收, 使光束能量衰减。它们的散射和吸收机制可用微观理论和宏观实验定量分析。一般在可见光和近红外范围, 起衰减作用的主要因素是水蒸汽和臭氧的吸收、瑞利散射和气溶胶散射。在较长波长时(1.32 μm 以上), 水蒸汽是透射截止的主要因素, 而臭氧在波长小于0.36 μm 的紫外端对透射产生截止作用。瑞利散射和气溶胶散射在大于0.5 μm 的波长范围则变为非主要因素。一般情况下, 气溶胶造成的功率衰减随波长变化缓慢。当气溶胶粒子半径比激光波长大很多时, 它产生的衰减将急剧增加且与波长无关, 这种情况是

需要避免的。当激光波长比散射粒子半径大得多时, 衰减强烈地依赖于波长。

本文并不在此从理论上逐项计算分子的散射和吸收以及气溶胶的散射和吸收, 而采用较为简便的方法, 直接将衰减系数的实验数据代入(2)式来计算大气透射率。大气总的衰减系数可表示成下式:

$$\alpha_t = \alpha_m + \alpha_a + K_m + K_a \quad (14)$$

式中 α_m 、 α_a 、 K_m 、 K_a 分别为分子和气溶胶粒子的吸收与散射系数。它们与激光波长、天气条件、传输高度呈现出复杂关系。利用文献[3]可以算出透射率。

其它气候条件相同时, 冬夏两季的大气衰减差别较大, 这主要是由于夏季大气中水汽分子的吸收和散射大大增加所致。几种常用的激光波长相比较, DF激光具有较好的大气透射性能。靠近地面的大气层产生的衰减较强, 随着高度增加, 衰减渐逐减弱。所以可采用与降低湍流效应相同的办法来增加透射性能。

5 非线性热畸变效应

由于分子和气溶胶对辐射的吸收, 强激光束会加热光路上的介质, 使光束范围内介质密度下降, 改变了光路上的大气折射率, 在大气中形成一个能引起畸变的通常为负的透镜区, 它的形状与光束形状有关。结果, 光束被折射和散焦成很复杂的形状。这就是热晕效应。广泛的研究表明^[2,4,5,6,7], 这种效应不仅与大气吸收有关, 而且还取决于发射孔径、传输距离、风速等因素, 特别是它依赖于光束强度本身。所以热晕产生的畸变效应是一种非线性现象。因为畸变引起的光束强度的下降程度随着光束功率的增加而增加。这实际上就限制了能够传输给定波长光束的最大功率。热晕产生的畸变是大气补偿方案面临的最严重问题, 它至今悬而未决, 尤其在高的能通量下, 自适应光学相位补偿无法校正热晕效应。目前仅能对它引起的强度衰减作些近似计算。

F. G. Gebhardt^[1]给出了计算热畸变效应的近似公式。他定义一个热畸变参数因子 N 来描述热畸变强度, N 的表达式如下:

$$N = \frac{2N_0}{\sin^2\theta} \int_0^z \frac{dz'}{a(z')} \int_0^{z'} \frac{\alpha_a(z'') \exp\left[-\frac{1}{\sin\theta} \int_0^{z''} \alpha_t(z''') dz'''\right]}{\rho^2(z'') v(z'') a^2(z'')} dz'' \quad (15)$$

式中 N_0 由下式决定:

$$N_0 = -n_r P / \pi n_0 c_p \quad (16)$$

n_0 、 c_p 、 α_a 、 P 、 $v(z'')$ 和 a 分别表示大气的折射率、定压比热、大气吸收系数、激光功率、风速和聚焦光束剖面, n_r 是大气折射率相对温度的变化率, 注意到折射率正比于密度, 而密度与温度成反比, 故 n_r 为负值。 $a(z')$ 则可表示为:

$$a(z') = a_0 - (a_0 - a) z' / z \quad (17)$$

a_0 和 a 分别表示发射孔径和焦平面处光束半径。

N 是无量纲数, Gebhardt利用它给出近似公式:

$$I_{rel}(N) = 1 / [1 + (N/4)^2] \quad (18)$$

由(15)和(18)式知道, 热畸变效应依赖于激光功率、发射角、发射孔径、风速、温度、衰减系数等参数, 至于湍流与热晕的相互作用, 本文没有考虑。研究结果表明^[8],

当 $\sigma_v L_0 \ll a v_0$ 时，可忽略它们的相互作用。式中 σ_v 为特征湍流尺度， L_0 为引起强度起伏的湍流的特征尺度， a 为光束半径， v_0 为风速。在大多数情况下，不等式能满足。

计算结果表明：发射孔径对热畸变效应影响很大，例如，对于10.6 μm 的波长，发射孔径为0.5m的强度衰减比孔径为2m的高一个量级；短波长的抗热畸变性能较好；气候对热晕的影响犹如它们对大气的吸收和散射的影响，夏季较强的大气吸收使热畸变效应更为严重。

6 结果分析

前面讨论了大气传输模式中的各个参数，由此可确定各种条件下峰值功率密度。作者在此给出部分计算结果。表2给出的是光斑中心处的光束强度 I_p 值，其条件是能见度23km，传输距离5km， $\beta=3$ ，功率 $P=346000\text{W}$ ，冬季。表3是夏季的 I_p 值，其余条件与表2相同。图1表示 I_p 值与光束质量因子 β 的关系，相应的条件是：发射角为50°，传

表2 I_p 值 (W/cm^2)，冬季

波长	发射角90°时孔径(m)			发射角50°时孔径(m)		
	2	1	0.5	2	1	0.5
10.6 μm	3599	872	110	3441	757	54
3.8 μm	25990	7706	2029	23840	7456	1828
1.06 μm	46480	34230	15650	45460	33430	1368

表3 I_p 值 (W/cm^2)，夏季

波长	发射角90°时孔径(m)			发射角50°时孔径(m)		
	2	1	0.5	2	1	0.5
10.6 μm	2224	376	9.3	1813	242	4.5
3.8 μm	15510	6168	1381	7117	4068	772
1.06 μm	6991	6626	5216	4730	4547	3590

输距离5km，能见度为23km，发射孔径为1m，发射功率是27000W，冬季。易见，光束质量对光束强度影响极大。

综合前面的分析以及表、图所给出的计算结果，可得到下面几点结论：

(1) 不论对于何种波长的激光，增大发射孔径都能减小衍射和热畸变效应。尽可能选择较大的激光发射孔径是改善传输性能的重要途径之一。

(2) 夏季中由于强烈的水蒸汽吸收作用，使大气的传输性能比冬季要差得多，这是一个难以回避和消除的问题。

(3) 离地面较近的大气层中，吸收、散射、湍流和热晕效应都比较强，因此，应尽可能把激光系统置于距地面较高的空气清洁之处，以减小上述因素的影响。

(4) 总的来看，目前常用的几种激光中，DF激光的传输性能较好。然而，波长的选

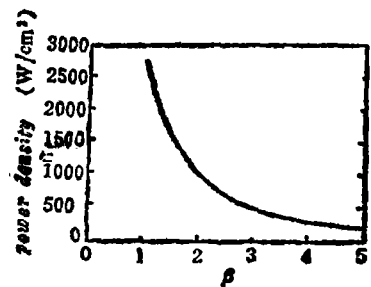


图1 β 值

择问题不仅仅只涉及到传输本身, 它还与建造激光系统的技术难易、器件所能提供的最大功率、造价和使用成本的高低、灵活性及供给系统等因素有关。综合考虑这些因素, 则DF激光不一定较优越。例如, 建造一个2m或更大孔径的CO₂激光所用的发射望远镜或许比建造一个0.5m孔径的DF激光所用的发射望远镜要经济得多, 这样就可以通过加大发射孔径提高传输性能的办法来补偿其它方面的不足。总之, 波长的确定要综合考虑各个因素, 根据用途和需要, 进行合理选择。

参 考 文 献

- [1] Gebhardt F. High Power Laser Propagation. Applied Optics, 15(6): 1479
- [2] Yariv A. Quantum Electronics. New York: John Wiley, Inc. 1975
- [3] McClatchey R A, Fenn R W. Optical Properties of the Atmosphere. AFCRL-70-0527, 1970
- [4] Yura H T. Atmosphere Turbulence Induced Laser Beam Spread. Applied Optics, 10(12): 2771
- [5] Bradley L C, Herrman J. Phase Compensation for Thermal Blooming. Applied Optics, 13(2): 331
- [6] Davis R W. A Simplified Propagation Model for Laser System Studies. AFWL-TR-72-95, 1973
- [7] Murty S R, Bilbro J W. Atmospheric Effects on CO₂ Laser Propagation. NASA Technical Paper 1357, 1978
- [8] Gebhardt F G, Smith D C, Buser R G, Rhode R S. Applied Optics, 1973, 12: 1794

Study on the Atmospheric Transmission of the Laser

Peng Jian Zhao Yijun

(Department of Applied Physics)

Abstract

In this paper, the influences of the diffraction effects, atmospheric turbulence, the absorption and scattering losses from both molecules and aerosol particles in the atmosphere on the atmospheric transmission of the laser beam are considered together. The methods of reducing these influences are analysed. The conclusion on the transmission properties of the laser beam affected by the wavelength of the laser beam, the transmitting aperture, climatic condition and emission angle is found.

Key words: laser, atmospheric transmission