

文章编号: 0258-7025(2010)06-1569-05

对流风作用下的强激光热晕效应数值模拟研究

陈勇¹ 郭隆德¹ 张龙¹ 金钢² 姜春¹

(¹ 中国空气动力研究与发展中心设备设计及测试技术研究所, 四川 绵阳 621000;

² 中国空气动力研究与发展中心总体技术部, 四川 绵阳 621000)

摘要 采用数值方法分析研究强激光束在对流风作用下的热晕效应。湍流数值模拟采用雷诺平均及大涡模拟(RANS/LES)混合方法,即脱体涡方法,同时耦合 J-B 模型,而利用双时间步进行非定常问题迭代求解;光在流场和自由空间的传输计算采用波动光学方法,并根据远场光斑分布情况进行定性与定量分析。研究考察了 0.1 MW 功率、0.1 m 口径的 Gauss 光束在 1, 5 和 10 m/s 对流风作用下的热晕效应。结果表明,对流风作用下的热晕效应是非定常作用过程;对流风速度越低,激光热晕效应越强,其中 1 m/s 的热晕效应最强,其远场光斑畸变最严重;对流风速度越低,热晕效应非定常作用特性越明显,尤其 1m/s 的热晕效应在 5 s 观察时间内仍在发展变化,而 5 m/s 和 10 m/s 的热晕效应在 3 s 以后已趋于稳定。

关键词 大气光学;对流风;热晕效应;RANS/LES 混合方法;J-B 模型;非定常问题;波动光学方法

中图分类号 V211;O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20103706.1569

Simulation and Study about Thermal Blooming of High Power Laser Affected by the Convective Wind

Chen Yong¹ Guo Longde¹ Zhang Long¹ Jin Gang² Jiang Chun¹

¹ Facility Design and Instrumentation Institute of China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang, Sichuan 621000, China
² Computation Aerodynamics Institute of China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang, Sichuan 621000, China

Abstract In this paper, thermal blooming of high power laser affected by the convective wind has been simulated numerically and studied. Turbulences are simulated with the RANS/LES hybrid method, coupled with the J-B model. The dual time steps method is used for solving unsteady flow problems. The wave optics method is adopted to simulate beam propagation through both flow field and free space. Based on far field spot, qualitative and quantitative analysis has been carried out. Thermal blooming of Gauss beam with power of 0.1 MW and diameter of 0.1 m, affected by the convective wind at different velocities as follows 1, 5 and 10 m/s, has been investigated. Results show that thermal blooming affected by the wind is unsteady. The lower velocity of the convective wind, the stronger thermal blooming. And especially which of the velocity of 1 m/s is the strongest and aberration of whose far field spot is the most severe. The unsteady property of thermal blooming is more visible as the velocity is lower. For example, thermal blooming at the velocity of 1 m/s is still changing in 5 s, but those at the 5 m/s or 10 m/s have trended to steady state after 3 s.

Key words atmospheric optics; convective wind; thermal blooming effects; RANS/LES hybrid method; J-B model; unsteady problem; wave optics method

1 引言

当强激光束在气体介质中传输时,气体吸收激光能量,导致气体温度升高、密度降低,而近似于高斯分布的激光束其中心能量高、边缘能量低,使得气

体密度在光束中心处低、边缘处高,以致受热气体反过来作用激光束,产生类似于凹透镜的散焦作用导致激光束扩散以及峰值能量降低,这种激光束与气体介质的相互作用过程称为热晕效应^[1~7]。热晕效

收稿日期: 2009-08-09; 收到修改稿日期: 2009-10-13

作者简介: 陈勇(1975—),男,博士,副研究员,主要从事湍流模型、湍流计算以及气动光学等方面的研究。

E-mail: cardchy@sina.com

应会降低强激光峰值强度,影响其作用半径,尤其在对流风作用下会引起光束偏折和远场光斑畸变,而对强激光的作用能力产生破坏性影响,因此开展相关数值模拟研究具有重要现实意义。在国内外关于热晕效应数值模拟的大量文献报道中,研究人员已从依靠简单统计理论模型计算^[1]发展到利用求解流场及光传输复杂控制方程的数值模拟方法,如光传输计算已采用求解傍轴波动方程^[1~7],而流场通过求解纳维叶-斯托克斯(N-S)方程进行模拟^[3],他们不仅合理预估了微重力^[3]、激光非均匀性^[4,7]以及大气湍流^[5]等对强激光热晕效应的影响,而且还深入探讨怎样恰当选取网格尺度等重要参数以确保数值模拟的可靠性等^[6]。

但是,在对流风作用下的热晕效应是一个非定常问题,流场是弱可压的,而且流动与光束传输模拟需要耦合迭代求解,因此其条件苛刻,数值模拟工作难度大。其次,在热晕效应模拟中,如何正确引入湍流的作用而又不带来过多的计算量,也是热晕效应数值模拟需要慎重考虑的因素。在国内外,研究人员采用不可压近似的流动简化控制方程模拟热晕效应,把风速当成常数而忽略了强激光导致的热膨胀甚至热爆裂引起的风速改变^[2,4,5,7],这必然影响结果精度,同时采用该方法还很难耦合湍流因素的影响。目前有些研究人员已经采用了复杂的 N-S 流动方程开展热晕效应模拟,并为此开创了一条有效的数值模拟途径,但不足的是未能正确认识到热晕作用过程的非定常特性^[3]。本文综合热晕效应数值模拟技术,如利用快速傅里叶变换(FFT)方法求解傍轴波动方程计算光束传输、利用求解 N-S 方程开展流场数值模拟等^[3,8],还利用雷诺平均及大涡模

拟(RANS/LES)混合方法即脱体涡(DES)方法^[9]并耦合 J-B 模型^[10]模拟湍流,从而把重要的湍流因素影响考虑在内。同时,还较为系统地模拟了在不同速度的对流风作用下的热晕效应,证明其是非定常发展变化的,同时它的非定常特性主要受对流风速度大小的影响。

2 流场的控制方程及求解

在曲线坐标系下的可压缩 N-S 方程统一形式为

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \left(\frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} + \frac{\partial H}{\partial \zeta} \right) = \frac{Ma}{Re} \left(\frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} + \frac{\partial H_v}{\partial \zeta} \right) + S', \quad (1)$$

式中 $Ma = U_\infty/a_\infty$ 为来流马赫数, $Re = \rho_\infty U_\infty L/\mu_\infty$ 是来流雷诺数, S' 为源项(能量方程包括强激光加热作用项), 方程左端第一项为时间项, 第二项为对流项, 右端第一项为粘性耗散项。

DES 方法采用基于两方程 $k-\omega$ 切应力输运(SST)的脱体涡模型, 并且结合 J-B 模型使用。DES 模型借用了雷诺平均 N-S 方法和大涡模拟的思想, 综合了 RANS 模型和 LES 模型的优越性能, 依靠开关函数控制模型的调用, 即在近壁区采用 RANS 模型, 在远离壁面的自由流中采用 LES 模型。DES 模型相比于 RANS 模型更为精确, 而用比 LES 模型更少的计算量获取相当精度的计算结果。J-B 模型则是根据湍流内在作用机理构建的, 即认为湍流能量随着含能涡的破碎、分裂, 进而转化为分子热能而被耗散掉。大量工程运用表明, J-B 模型在湍流绕流数值模拟中具有很好的性能, 能够更为准确地量化湍流输运量。

DES 模型的具体形式^[9,11]为

$$\begin{cases} \rho \frac{Dk}{Dt} = P_k - \frac{\rho k^{3/2}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \frac{Ma}{Re} \\ \rho \frac{D\omega}{Dt} = \frac{\gamma \rho}{\mu_T} P_k - \beta \rho \omega^2 \frac{Re}{Ma} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \frac{Ma}{Re} + 2(1 - F_1) \rho \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{Ma}{Re} \end{cases}, \quad (2)$$

式中控制函数

$$\begin{cases} \tilde{l} = \min(l_{k-\omega}, C_{DES} \Delta) \\ l_{k-\omega} = \frac{Ma}{Re} \frac{k^{1/2}}{C_\mu [1 + \alpha_1 M_T^2 (1 - F_1)] \omega}, \\ \Delta = \frac{1}{L} \max(\Delta x, \Delta y, \Delta z) \end{cases}, \quad (3)$$

式中 C_μ 为湍流模型常数, M_T 为当地湍流马赫数, k

为湍动能, F_1 为中间过程函数。涡粘性系数和 J-B 模型的湍动能生成项^[10]分别为

$$\mu_T = \min\left(\frac{\rho k}{\omega}, \frac{a_1 \rho k}{\Omega F_2} \frac{Re}{Ma}\right), P_k = \mu_T \Omega^2 \frac{Ma}{Re}, \quad (4)$$

模型常数 ($\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \gamma$) 通过 $\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$ 式计算, 这里 ϕ 代表 σ_k, σ_ω 等, Ω 为当地平均流场的涡量, 并且

$$\begin{cases} F_1 = \tanh(\arg_1^4) \\ F_2 = \tanh(\arg_2^2) \\ \arg_1 = \min[\max(F_1, F_3), F_2] \\ \arg_2 = \max(2F_3, F_1) \\ F_1 = \frac{500\nu}{d^2\omega} \left(\frac{Ma}{Re}\right)^2, F_2 = \frac{4\rho\sigma_{\omega^2}k}{d^2CD_{k-\omega}}, F_3 = \frac{\sqrt{k}}{C_\mu\omega d} \frac{Ma}{Re} \\ CD_{k-\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega^2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20}\right) \end{cases}, \quad (5)$$

式中 $\sigma_{k1}, \sigma_{\omega 1}, C_{DES}$ 等为相关模型中的常数, F_2 为中间过程函数。

3 激光束传输计算

对于沿 z 轴方向传播的光波可以描述为

$$E = A \exp[-\alpha z/2 + i(\omega t - kz)], \quad (6)$$

在缓变振幅近似下 A 满足傍轴近似方程^[1~7]

$$\begin{aligned} 2ik \frac{\partial A}{\partial z} &= \nabla_{\perp}^2 A + k^2 \left(\frac{n^2}{n_0^2} - 1\right) A, \\ \nabla_{\perp}^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 α 为介质的消光系数, ω 为光振动圆频率, $k (= 2\pi/\lambda)$ 为真空波数, n 为空气折射率系数, n_0 为标准状态下的空气折射率系数。空气折射率利用流场计

算结果, 依靠三线性插值和距离加权插值方法等计算。傍轴近似光波方程采用相屏法和 FFT 方法求解, 其中相屏法用于空间上的迭代推进, 而方程解近似为真空波动方程解叠加一个由介质折射率变化引起的相位改变。

4 计算结果与分析

强激光大气热晕效应的影响因素是多方面的, 例如湍流强度、对流速度、光束形状、发射功率、传输距离以及气体种类等, 本文主要考察在对流风作用下的 Gauss 光束远场光斑强度分布随时间的发展演化情况。如图 1 所示的光路系统, 功率 0.1 MW, 口径 0.1 m 的 Gauss 光束在“A-A”截面的强度分布如右图所示, 在通道 $l=10$ m 上受到垂直于光束、速度为 U 的对流风作用, 并在真空传输 $L=2$ km 后最终投射在远场靶上。在通道 $l=10$ m 上的流场数值模拟采用 RANS/LES 混合方法, 以及耦合 J-B 修正模型, 并且利用双时间步 LU-SGS 方法进行非定常迭代求解, 而光在全程通道上的传输模拟采用波动光学方法, 即用 FFT 方法和相屏方法求解傍轴波动方程, 流场和光场之间的信息传递采用三线性插值方法等。

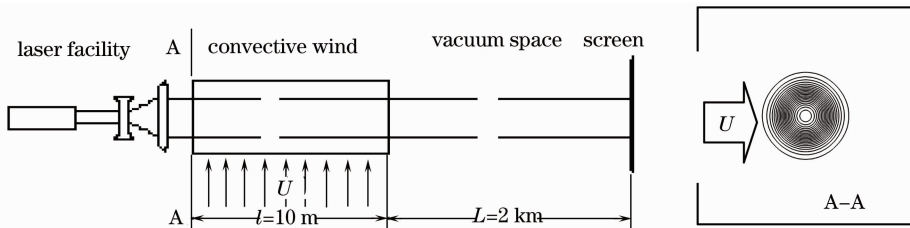


图 1 热晕光路系统

Fig. 1 Optical systems of thermal blooming

图 2 是当 $U=1$ m/s 时, 远场光斑强度等值线在 $t=1, 3$ 和 5 s 三个不同时刻的分布。随时间增加, 远场光斑能量中心向上风方向的偏移量增加, 光斑直径增大, 在 5 s 作用时间内继续发展变化, 仍未呈现稳定发展趋势。光斑中心向上风方向偏移, 是因为对流风把热空气带向下风方向, 引起下风方向空气密度降低, 气体密度非均匀性导致了激光束朝上风方向发生偏折, 这是符合热晕效应作用规律的, 也与文献[1,2]报道是一致的。同时, 在 $U=1$ m/s 对流风作用下的热晕效应作用是一个非定常过程, 远场光斑能量中心向上风方向的偏移量以及光斑畸变程度均随时间累积增加而增强, 这也与文献[2]报道类似。在以下结果分析中还将表明, 对流风速度

大小是影响热晕效应特性的重要因素, 而且随时间累积增加热晕作用过程将趋于平衡, 这些现象是文献[1,2]未能预测的。

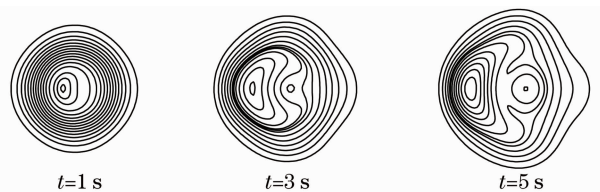


图 2 在 $U=1$ m/s 及不同时刻的远场光斑强度等值线
Fig. 2 Iso-intensity lines of far-field spot at different moments as U equals to 1 m/s

图 3 是当 $U=5$ m/s 时, 远场光斑强度等值线在 $t=1, 3$ 和 5 s 三个不同时刻的分布。 $U=5$ m/s

与 $U=1$ m/s 相比, $U=5$ m/s 的远场光斑畸变程度更弱,尤其在 $t=3$ s 时间之后远场光斑变化速度减慢,并逐渐趋于稳定。激光加热空气,空气吸收激光能量会引起在光束传输通道上的空气密度变化,但同时对流风会带走热空气,减小激光的加热影响,故当这两方面的作用达到一定平衡条件时,远场光斑变化便会趋缓甚至达到稳定。

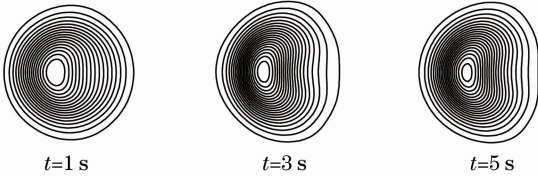


图3 在 $U=5$ m/s 及不同时刻的远场光斑强度等值线
Fig. 3 Iso-intensity lines of far-field spot at different moments as U equals to 5 m/s

图4是当 $U=10$ m/s 时,远场光斑强度等值线在 $t=1, 3$ 和 5 s 三个不同时刻的分布。 $U=10$ m/s 与 $U=5$ m/s 情况相比,相同点是远场光斑也在 $t=3$ s 之后趋于稳定平衡,不同点是光斑形状略有变化, $U=10$ m/s 情况更接近于衍射受限情形。原因是对流风速度快,可以更为及时地地带走热空气,从而减少了热量沉积,以致降低了激光热晕效应对远场光斑质量的影响。

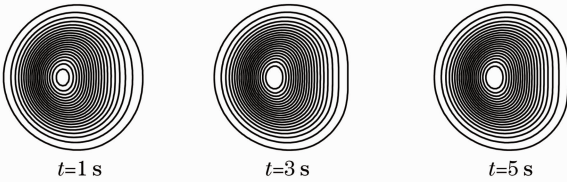


图4 在 $U=10$ m/s 及不同时刻的远场光斑强度等值线
Fig. 4 Iso-intensity lines of far-field spot at different moments as U equals to 10 m/s

图5为远场光斑中心在对流风方向上的偏移量。光斑在垂直于对流风方向上近似对称,因此光斑中心偏移主要发生在对流风方向上。在 $U=1, 5$ 以及 10 m/s 情况下,远场光斑中心偏移量均是负值,即光斑是朝上风方向偏移。在 $t=1$ s 时刻,速度越高中心偏移量越大,而在 $t=5$ s 时刻却与之相反,即速度越高中心偏移量越小。其次,速度越高,中心偏移量更容易趋于定值,如在 $t=5$ s 时刻, $U=5$ 和 10 m/s 的中心偏移量已经近似为常数,而 $U=1$ m/s 的中心偏移量仍在继续发展变化,其值已达到 0.02 m,也即在 200 km 之外会引起近 2 m 的偏移量。图6为远场光斑 86.5% 环围能量半径随时间的变化。对流风速度越高,远场光斑环围能量半

径越小。原因是对流风速度越高,气流更能及时带走热空气从而减弱热晕效应的影响,因此降低了远场光斑能量扩散程度。同时,在 5 s 考察时间内, $U=5$ 和 10 m/s 情况的环围能量半径几乎达到稳定,而 $U=1$ m/s 情况还在继续增加,但增加趋势逐渐趋于平缓。

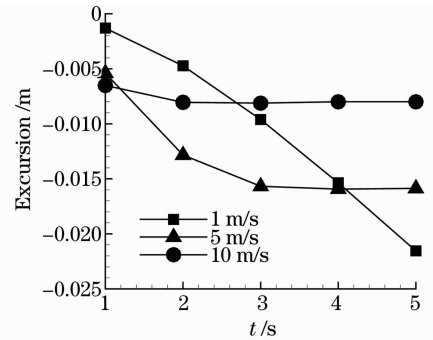


图5 远场光斑中心偏移量
Fig. 5 Excursion of far-field spot center

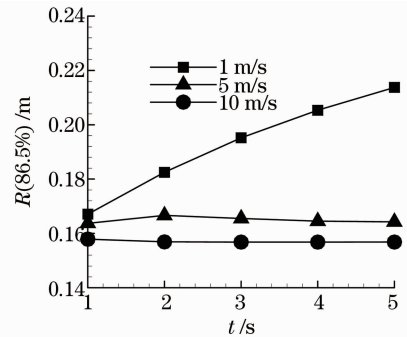


图6 86.5% 环围能量半径
Fig. 6 Radius of encircling 86.5% energy

5 结 论

采用数值模拟方法研究了在对流风作用下的强激光热晕效应。流动数值模拟采用 RANS/LES 混合方法即脱体涡方法,同时耦合 J-B 模型使用。在流动数值模拟结果基础上,利用三线性插值和距离加权插值方法获取光束传输通道上的数据信息。而激光在对流风作用通道以及真空空间的传输计算均采用波动光学方法。结果表明,在对流风影响下的激光热晕效应作用是一个非定常过程,导致远场光斑随时间发展变化,但随时间累积增加时将趋于平衡稳定;对流风速度越低,激光热晕效应越严重,导致中心偏移量和环围能量半径越大。研究成果对如何控制在激光传输通道上尤其在激光器内部的气体对流速度以降低激光热晕效应的影响,从而有效提高激光光束质量以及控制激光束传输等有参考价值。

参 考 文 献

- 1 J. W. Strohbehn, J. L. Walsh, P. B. Ulrich *et al.*. Laser Beam Propagation in the Atmosphere[M]. Springer-Verlag, Berlin, 1978
- 2 J. F. Schonfeld. The theory of compensated laser propagation through strong thermal blooming[J]. *The Lincoln Laboratory Journal*, 1992, **5**(1): 131~150
- 3 Jin Gang, Liu Shunfa, Li Shumin *et al.*. Laser thermal effects in beams control system on the emitted laser quality[J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(10): 895~899
金 钢,刘顺发,李树民等. 激光热效应对光束控制系统发射光束质量的影响[J]. 中国激光, 2002, **A29**(10): 895~899
- 4 Ji Xiaoling, Tao Xiangyang, Lü Baida. Influence of laser non-uniformity and thermal effects in an inner optical system on the far-field behavior [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(10): 1193~1197
季小玲,陶向阳,吕百达. 激光非均匀性和内光路热效应对远场特性的影响[J]. 中国激光, 2004, **31**(10): 1193~1197
- 5 Zeng Xuewen, Lu Qisheng, Xu Xiaojun *et al.*. Comparisons of turbulence and thermal blooming effects of high-energy laser with its sampled one propagating in the atmosphere[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(5): 617~621
曾学文,陆启生,许晓军等. 高能激光及其采样后大气传输中湍流及热晕效应的比较[J]. 中国激光, 2005, **32**(5): 617~621
- 6 Huang Yinbo, Wang Yingjian. Choosing computing parameters in the numerical simulation of laser propagation effects[J]. *J. Atmospheric and Environmental Optics*, 2007, **2**(1): 23~27
黄印博,王英俭. 激光大气传输数值模拟中对计算参数的选取[J]. 大气与环境光学学报, 2007, **2**(1): 23~27
- 7 Du Xiangwan, Zhang Feizhou. Asymmetrical thermal blooming effect of intense laser beam propagation through atmosphere[C]. *SPIE*, 2007, **6346**: 634627
- 8 Chen Yong, Liu Jian, Li Shumin *et al.*. Propagation of light in a supersonic turbulence boundary layer [J]. *Chinese J. Computational Physics*, 2006, **23**(2): 204~208
陈 勇,柳 建,李树民等. 光在超声速湍流剪切层中的传输[J]. 计算物理, 2006, **23**(2): 204~208
- 9 P. R. Spalart, W. H. Jou, M. Strelets *et al.*. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach[C]. *Advances in DNS/LES, 1st AFOSR International Conference on DNS/LES*, 1997
- 10 G. Jin, M. Braza. Two-equation turbulence model for unsteady separated flows around airfoils[J]. *AIAA J.*, 1994, **32**(11): 2316~2320,
- 11 F. R. Menter, E. I. Sunnyvale. Zonal two equation $k - \omega$ turbulence models for aerodynamic flows [C]. *24th Fluid Dynamics Conference*, 1993, AIAA 93~2906