第 25 卷 第 5 期
2008 年 9 月

计 算 物 理
CHINESE JOURNAL OF COMPUTATIONAL PHYSICS

Vol. 25, No. 5
Sep., 2008

[文章编号] 1001-246X(2008)05-0602-05

可压缩涡中的激光传播

马小亮, 杨国伟, 申义庆
(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100080)

[摘 要] 采用一种二维弱可压缩性的轴对称的涡模型, 研究单个涡和光波阵面的相互干扰. 对于低能量激光, 在近场采用几何光学的分析方法. 计算受干扰波阵面的光程差以及抖动角, 确定通过涡的低密度区后会加速波阵面的变形, 单体涡对光束有散焦作用. 计算化学氧碘激光 (COIL) 通过涡之后的斯特列尔比, 证明涡强对斯特列尔比有重要的影响.

[关键词] 涡; 几何光学; 光波阵面; 化学氧碘激光
[中图分类号] O435 [文献标识码] A

0 引言

在气动光学研究范围内, 无论是主动光学系统(激光器输出), 还是被动光学系统(成像系统), 气动光学现象都是由于空气动力流场中折射率场脉动所致, 它的干扰使输出光束或输入光束的波面产生畸变. 在被动光学系统中导致光学接收器上的图像变形和位移或者光学信号减弱使跟踪方向发生偏差; 在主动光学系统上, 高能激光器发出的激光束能量损耗减弱、失去攻击力或聚焦点偏离攻击目标[1].

湍流是一种高度复杂的非稳态、带旋转的不规则流动. 当激光在空气中传播的时候, 湍流的分离剪切层会引起强烈的气动光学干扰. 目前在气动光学效应估算方面有三种方法, 即雷诺平均 NS 方法、直接数值模拟方法(DNS) 和大涡模拟方法(LES)[1]. 本文为了简化流场的计算, 直接给出了涡的物理模型, 由此对湍流中单个涡和光波阵面之间的相互干扰进行数值模拟.

1 物理模型

本文采用一种二维轴对称的弱可压缩性的涡[2], 其作为一种基本的涡模型, 且结构即能够用于大尺度涡也能够用于小尺度涡, 速度 (u, v) 的表达式分别为

$$u = \varepsilon\tau e^{\alpha(1-\tau^2)}\sin\theta, \tag{1}$$

$$v = -\varepsilon\tau e^{\alpha(1-\tau^2)}\cos\theta, \tag{2}$$

其中 $\tau = r/r_c$, $r = \sqrt{(x-x_c)^2 + (y-y_c)^2}$, $r_c = 0.1$ m, $(x_c, y_c) = (-0.75, 0)$, ε 表示涡强, α 表示涡的衰减率, r_c 表示核半径. 方位角速度 $u_\theta = u\sin\theta - v\cos\theta$[3], 将式(1) 和(2) 代入得

$$u_\theta(r) = \frac{\varepsilon\tau e^{\alpha}}{e^{\alpha\tau^2}} \tag{3}$$

令 $\alpha = 1$, 则

$$u_\theta(r) = \frac{\varepsilon\tau e}{e^{\tau^2}} \approx \frac{\varepsilon\tau e}{1+\tau^2} = \frac{2Ur/r_c}{1+(r/r_c)^2}, \tag{4}$$

其中 $2U = \varepsilon e$, 因为 ε 表示涡强, 所以 U 也可以用于表示涡强. 假设 U 是随时间 t 变化的函数, 即

$$U = U^{\max}(1+t), \tag{5}$$

[收稿日期] 2007-05-22; [修回日期] 2007-10-17
[基金项目] 国家自然科学基金(10402043) 资助项目
[作者简介] 马小亮(1981-), 男, 辽宁大连, 博士生, 主要从事计算流体力学研究.

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

令 $U^{max} = 10\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$,则 U 的速度形如图 1 所示.

由式(4)所表示的涡模型具有核半径 r_c,包括一种外部无旋流动和内部有旋流动,即

$$u_\theta(r) \approx \begin{cases} 2U(r/r_c)^{-1}, & r \gg r_c, \\ 2U(r/r_c), & r \ll r_c, \end{cases} \tag{6}$$

在 $r = r_c$ 处具有最大速度 $u_\theta^{max} = U$. 在 $t = 9$ 即 $U = 100\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ 的时候,速度形如图 2,同兰金涡比较[3],这种速度形具有很好的光滑性.

与式(4)相对应的密度形[4]为

$$\rho(r) = \rho_\infty \left\{ 1 - (\gamma - 1)\left[\frac{2U^2/a_\infty^2}{1 + (r/r_c)^2} \right] \right\}^{1/(\gamma-1)}, \tag{7}$$

即

$$\rho(r) \approx \begin{cases} \rho_\infty, & r \gg r_c, \\ \rho_{min}, & r \ll r_c, \end{cases} \tag{8}$$

其中,在涡心具有最低密度 $\rho_{min} = \rho_\infty[1 - 2U^2(\gamma - 1)/a_\infty^2]^{1/(\gamma-1)}$,如图 3 所示.

在这个涡模型中,假设具有等熵条件,则

$$P/P_\infty = (\rho/\rho_\infty)^\gamma, \tag{9}$$

其中 γ 是比热容. 对于亚音速分离剪切层,这样的涡模型是非常有效的. 但是对于超音速流动,除了旋涡结构外,还要加入激波模型.

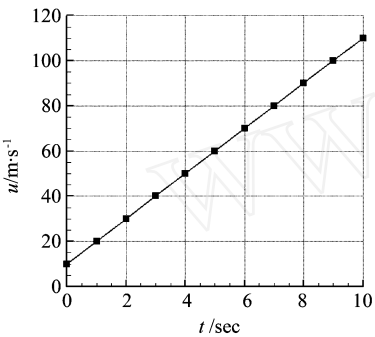

图 1　速度 U 随时间 t 变化的曲线

Fig. 1　Velocity U versus time

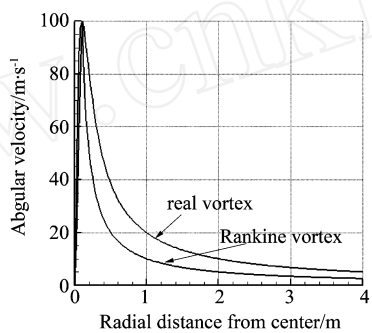

图 2　真实涡和兰金涡的方位角速度分布

Fig. 2　Radial profiles of azimuthal velocity

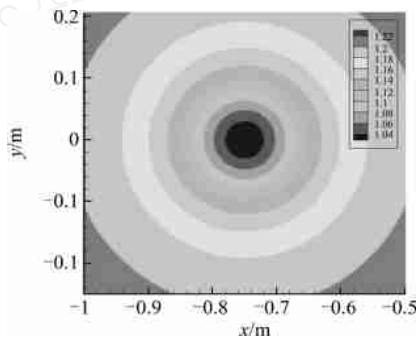

图 3　弱可压缩涡的密度形

Fig. 3　Density in a weekly-compressible vortex model

2　光学特性分析

为了研究流场对光束传输影响效果,同时获得较高的空间分辨率,本文采用几何光学的分析方法,即不考虑介质对光的吸收,仅考虑介质对光波前的相位畸变[5]. 在传输过程中,光的偏离由光程 OPL 的变化衡量,光程是介质折射率与光线的几何路程的乘积[4,6],即

$$OPL(y,t) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} n(x,y,t)\,\mathrm{d}x, \tag{10}$$

其中 $n(x,y,t)$ 是气体流场的折射率,与流场的密度 ρ 有关[1,4,7],

$$n(r) = 1 + \beta\rho(r)/\rho_{ref}, \tag{11}$$

其中 β 为 G-D 常数,ρ_{ref} 为标准状况下的气体密度[7],$\beta/\rho_{ref} = 0.244\ \mathrm{cm^3 \cdot g^{-1}}$.

光程差 OPD 在气动光学特性的研究中起着重要的作用,表达式[8]为

$$OPD = OPL - \int_{ray} n_\infty \mathrm{d}l. \tag{12}$$

图 4 表示的是可压缩涡模型的折射率场,如图所示,在涡心的位置上折射率具有最小值.

图 5(a)和(b)分别表示在本文计算条件下所得到的光程差(OPD)场和文[8]中在不同于本文的条件下计

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

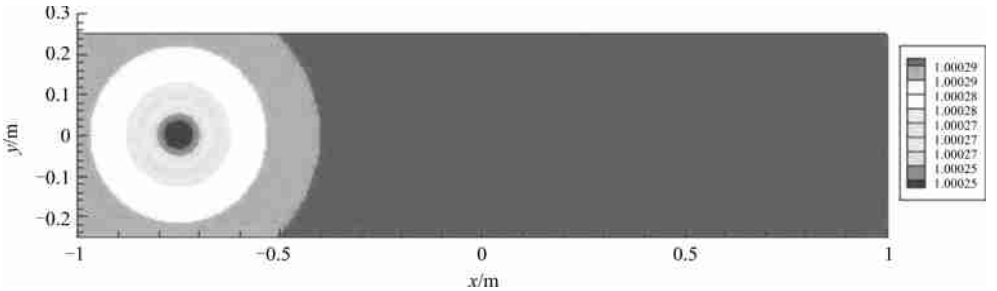

图 4 可压缩涡的折射率场

Fig. 4 Refractive-index field in a compressible vortex model

算得到的光程差场,图 6 表示在 $x = -0.9, -0.75, -0.5, 0$ 和 0.75 上 OPD 沿光径的分布. 由于文[8]中没有提供具体的计算条件,因此无法准确地进行结果对比. 但是,从图 5(a)和(b)还是可以看出,两种条件下,计算出来的结果所反映的光学特性是一致的. 从图 6 中可以看出,整个流场的光程差是对称分布的,对称轴上的光程差最大,在通过涡的低密度区之后会加速波阵面的变形.

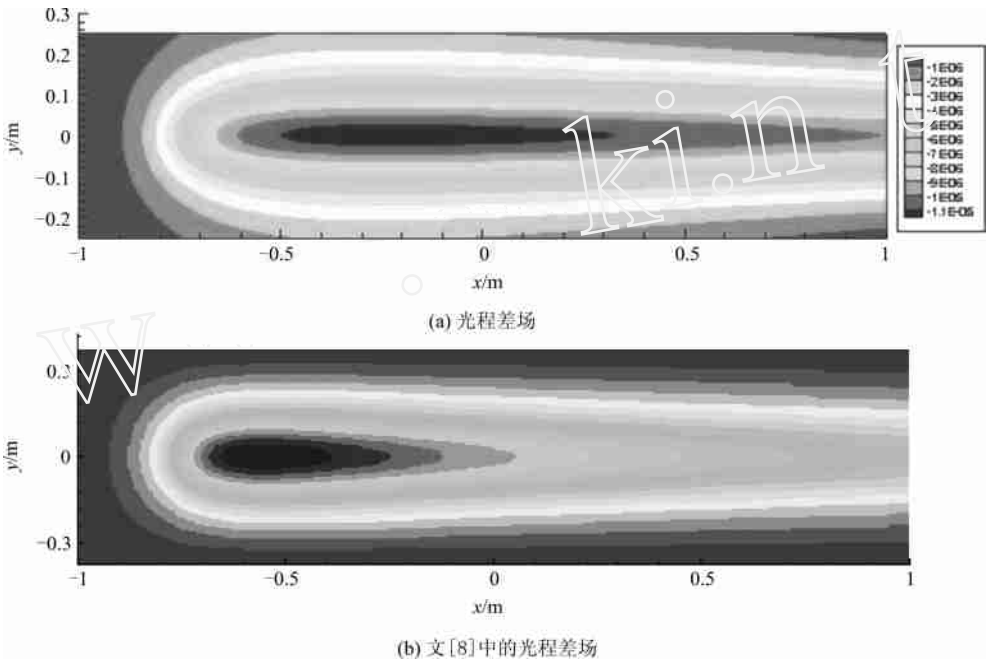

图 5 本文及文[8]光程差场

Fig. 5 OPD for compressible ovrtex incorporating wave bending

根据 Huygens 原理,波阵面在垂直激光自身的方向上传输,如果小孔径激光束垂直入射光的波阵面,并且在 x 方向上穿过流场,将形成一个抖动角 $\theta(y,t)$[4,6],

$$\theta(y,t) = \arctan\left(-\frac{\mathrm{d}OPD(y,t)}{\mathrm{d}y}\right), \tag{13}$$

图 7 给出在 $x = -0.9, -0.75, -0.5, 0$ 和 0.75 上抖动角 $\theta(y,t)$ 沿光径的分布曲线,可以看出,越靠近光线的入射位置,抖动角越小;在远离入射位置的地方,各个位置的抖动角变化不大. 假设 $\theta(y,t) > 0$ 时光线向下偏折,$\theta(y,t) < 0$ 时光线向上偏折[5],那么当 $y > 0$ 时,$\theta(y,t) < 0$,当 $y < 0$ 时,$\theta(y,t) > 0$,可见当一平行光穿过可压缩涡时,会出现散焦现象,这与文[9]实验结果一致,如图 8 中圆圈内所示.

图 9 给出 $(x, y) = (-0.5, -0.202), (-0.5, -0.127), (-0.5, -0.001), (-0.5, 0.124)$ 和 $(-0.5, 0.200)$ 五个点上的抖动角随时间 t 变化的曲线. 可以看出,随着时间 t 的增加,方位角速度 u_θ 会变大,每个点上的抖动角也随之变大,并且在 $y < 0$ 方向上抖动角为正,在 $y > 0$ 方向上抖动角为负,因此旋涡的散焦作用会随着涡强的增大而增强.

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

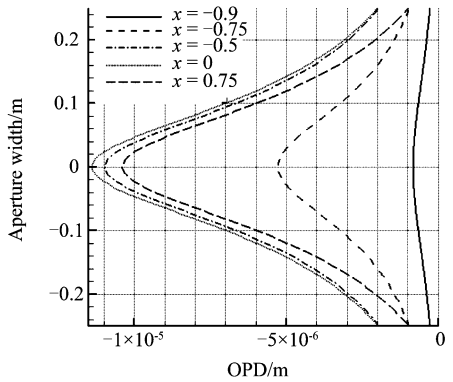

图 6　在 $x = -0.9, -0.75, -0.5, 0$ 和 0.75 上 OPD 沿光径的分布

Fig. 6　Variation of OPD at $x = -0.9, -0.75, -0.5, 0$ and 0.75

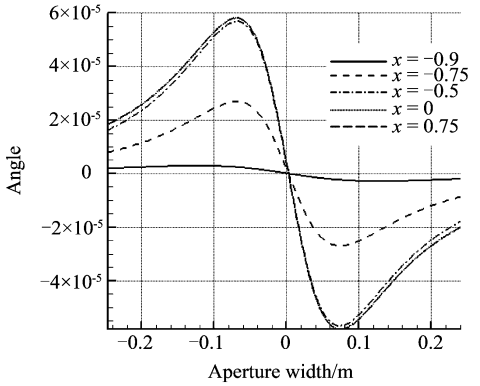

图 7　在 $x = -0.9, -0.75, -0.5, 0$ 和 0.75 上抖动角 $\theta(y,t)$ 沿光径的分布曲线

Fig. 7　Variation of $\theta(y,t)$ at $x = -0.9, -0.75, -0.5, 0$ and 0.75

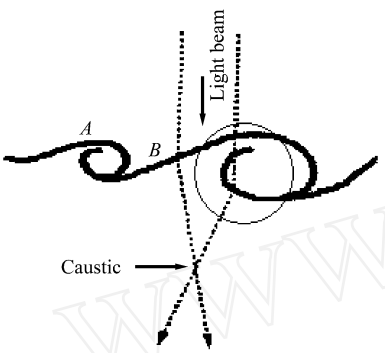

图 8　大涡对光束的作用模型

Fig. 8　A large scale vortex affects light beam

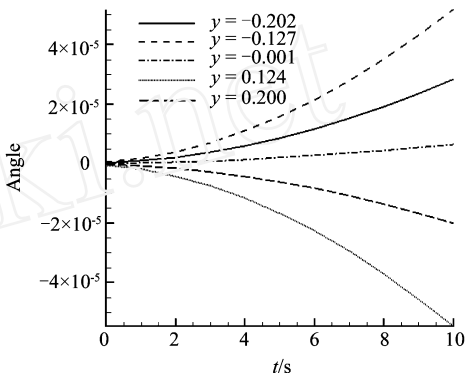

图 9　抖动角 $\theta(y,t)$ 随时间 t 变化的曲线

Fig. 9　$\theta(y,t)$ versus time

图 10 给出了在 $x = -0.5$ 上波阵面随时间 t 的变化曲线. 从图中可以看出,波阵面成轴对称图形,在涡核位置的弯曲较大,并且弯曲度随着时间的增大,也就是随着涡强的增大而增大.

斯特列尔比(Strehl)又称为中心点亮度判据,它是像点分辨能力的一种判据,是一个比值,表示有像差时的衍射图像的最大亮度与无像差时的最大亮度之比[1,4,6],即

$$St = \frac{I}{I_0} \approx \exp\left[-\left(\frac{2\pi OPD_{\mathrm{rms}}}{\lambda}\right)^2\right], \tag{14}$$

I 是有像差时的最大亮度, I_0 是无像差时的最大亮度, λ 是波长,本文考虑化学氧碘激光,波长 $\lambda = 1.315\ \mu\mathrm{m}$, OPD_{rms} 是均方波面误差[4,6],定义为

$$OPD_{\mathrm{rms}} \approx (2\pi/2.8\gamma)\ K_{\mathrm{CD}}\,(u_\theta^{\max}/a_\infty)^2 \rho_\infty r_c, \tag{15}$$

其中 $K_{\mathrm{CD}} = 0.000\,227\ \mathrm{m^3 \cdot kg^{-1}}$. 图 11 示出了 St 随时间 t 变化的曲线. 从图中可以看出,随着时间增大,涡强提高, St 下降. 当 $t = 4$,即 $U^{\max} = 50\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ 时, St 趋近于零. 换句话说,涡强越小,对光的亮度损耗越小;涡强越大,对光的亮度损耗越大.

3　结论

从以上数值模拟和光学分析可以看出,所采用的涡模型能够很好地应用于湍流的各种大小尺度的模拟;对于低能量激光,在近场采用几何光学的分析方法就能够得到有效的结果;单个涡对光波有散焦作用,涡强越大,散焦作用越明显;斯特列尔比随着涡强的增大而减小,即涡强越小,对光的亮度损耗越小,涡强越大,对光的亮度损耗越大.

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

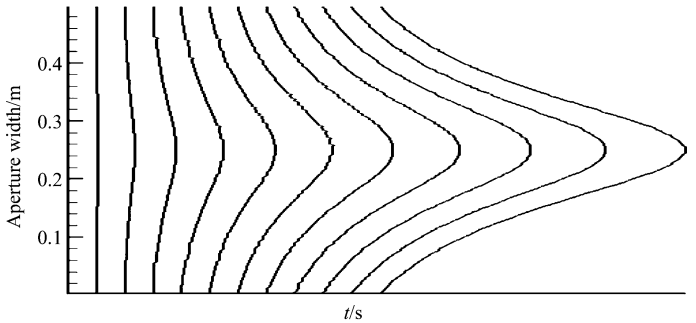

图 10 在 $x = -0.5$ 上波阵面随时间 t 的变化曲线

Fig. 10 Time series of optical wavefront corresponding to surface of constant OPL at $x = -0.5$

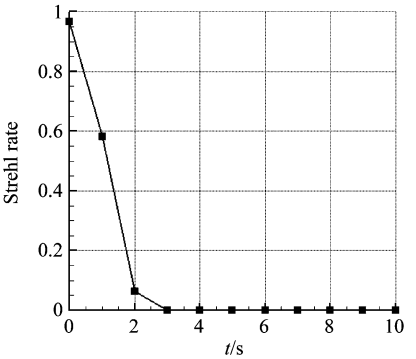

图 11 St 随时间 t 的变化曲线

Fig. 11 Strehl rate versus time

[参 考 文 献]

[1] Li Guichun. Aero-optics[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2006: 12 - 272.

[2] Jiang Guangshan, Shu Chiwang. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. Journal of Comput Phys, 1996, **126**: 202 - 228.

[3] Kundu Pijush K, Cohen Ira M. Fluid mechanics[M]. USA: Academic Press, 2002: 67 - 72.

[4] Gordeyev Stanislav, Jumper Eric J, Ng T T, Cain A B. Aero-optical characteristics of compressible, subsonic turbulent boundary layers [R]//AIAA 34th Plasmadynamics and Lasers Conference. AIAA 2003 - 3606, Orlando, Florida, June, 2003.

[5] Xie Wenke, Jiang Zongfu, Xu Xiaojun, Li Wenyu. Numerical study on the optical inhomogeneity of free heated jet flowfield[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004, **16**(8).

[6] Nightingale Alice M, Gordeyev Stanislav, et al. Regularizing shear layer for adaptive optics control applications[R]//AIAA 36th Plasmadynamics and Lasers Conference, AIAA 2005-4774, Toronto, Canada, June, 2005.

[7] Tsai Y P, Christiansen W H. Two-dimensional numerical simulation of shear layer optics[J]. AIAA J, 1990, **28**: 2092.

[8] Mason Jonathan O, Aguirre Roberto C, Catrakis Haris J. Computational aero-optics and electromagnetic: Compressible vortices and laser beam propagation[J]. IASME Transactions, 2005, **2**(1).

[9] John B W. Transmission of thin light beams through turbulent mixing layer[R]. AIAA Paper 92 - 0658, 1992.

Laser Beam Propagation in Compressible Vortical Field

MA Xiaoliang, YANG Guowei, SHEN Yiqing

(*LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing* 100080, *China*)

Abstract: A weakly-compressible two-dimensional axisymmetric isentropic vortex model is employed to stimulate interactions between single vortex and single optical wavefront. For near-field aero-optics at low beam energies geometrical optics is adopted. Optical-path-difference of propagated distorted wavefront is computed. It is confirmed that transform of beam wavefront is accelerated as beam passing through the vortex with low density. Single vortex defocuses the beam. Computation on COIL indicates that strength of vortex has strong effect on Strehl rate.

Key words: vortex; geometrical optics; optical wavefront; chemical oxygen iodine laser (COIL)

Received date: 2007 - 05 - 22; **Revised date**: 2007 - 10 - 17

© 1994-2009 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net