

高速目标激光探测气动光畸变传输计算

郑勇辉 孙华燕 赵延仲 陈剑彪

中国人民解放军装备学院, 北京 101416

摘要 激光主动探测技术在防空反导作战中具有广阔的应用前景,然而飞机、导弹等高速目标的气动绕流场会对探测光束产生严重的畸变效应,针对探测激光在高速目标“猫眼”镜头传输和双重气动流场传输这一复杂物理过程,开展了对光束的畸变传输计算方法研究。分别采用 Collins 公式和角谱衍射理论对入射和反射过程进行物理光学传输计算;依据光在随机介质中的传输理论对气动流场的湍流特性进行了估计,求得了脉动光畸变光程差(OPD)均方根(RMS)值和远场 Strehl 比;以半球加圆柱这一典型转台模型为例对计算流体力学和探测光束的畸变传输进行了计算。

关键词 遥感; 气动光学; 物理光学; “猫眼”效应; 畸变传输; 湍流特性

中图分类号 TN249 文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0814004

Aerodynamic Distortion Propagation Calculation in Application of High-Speed Target Detection by Laser

Zheng Yonghui Sun Huayan Zhao Yanzhong Chen Jianbiao

Academy of Equipment, The Chinese People's Liberation Army, Beijing 101416, China

Abstract The active laser detection technique has a broad application prospect in the antimissile and air defense. However, the aerodynamic flow field around the planes and missiles causes serious distortion effect on the detection laser beams, according to the complicate physical process of the laser propagation in the “cat-eye” lenses and aerodynamic flow field, distortion propagation calculation method is performed. The physical optics propagation equations for the incidence and reflection process are calculated using Collins formula and angular spectrum diffraction theory respectively. In addition, turbulent performance of the aerodynamic flow field is estimated according to the propagation theory through a random medium, the root mean square (RMS) optical path difference (OPD) and Strehl ratio of the turbulent optical distortion are obtained. Computational fluid mechanics and propagation distortion calculation of the detection laser beam are performed with the hemisphere-on-cylinder turret as an example.

Key words remote sensing; aero-optics; physical optics; “cat-eye” effect; distortion propagation; turbulent performance

OCIS codes 280.3640; 010.7060; 070.2590

1 引 言

光电导引头、光电吊舱等光电侦查设备对入射光束具有极强的原路反射效应,称为“猫眼”效应,利用“猫眼”效应可以大大提高激光的探测捕获能力^[1-2],然而当其在大气中高速飞行时,周围的激波、边界层、剪切层等导致的气体密度变化会对入射光束和反射光束产生较强的气动光学畸变效应^[3-5],这种效应被称为气动光学效应。气动光学效应研究涵盖了流体力学计算和光学传输计算两个方面的内容,现在已有较多的计

收稿日期: 2015-03-23; 收到修改稿日期: 2015-05-29

基金项目: 国家自然科学基金(61302183)

作者简介: 郑勇辉(1987—),男,博士研究生,主要从事激光主动探测、光电信息处理等方面的研究。

E-mail: yonghui1987@163.com

导师简介: 孙华燕(1963—),女,教授,博士生导师,主要从事激光主动探测、光电信息处理等方面的研究。

E-mail: shy221528@vip.sina.com

算流体力学软件用于目标的气动绕流场特性估计,此外还需要对光束的畸变传输过程进行物理光学分析。

在气动流场中的光传输物理光学计算研究中,最具代表性的是 Sutton 的工作,早在 1969 年, Sutton^[6]就采用 Tatarski 对电磁波在空间大气中的传输计算方法提出了湍流边界层光畸变特性的理论方程,并被广泛应用,而后其一直致力于该方面的研究,在文献[7]中,他从麦克斯韦方程组出发,推导了初始平面波束经已知气动流场后传播到距离 L 处焦平面上光场的衍射传输公式,指出了气动流场导致的光程差可转化为初始相位畸变项,并加入到光场衍射积分公式中,另外流场湍流特性由流场折射率方差和空间分布相关函数沿传输路径的积分进行估计,得到了焦平面上的平均光强分布和相位脉动功率谱密度的计算公式。

在激光主动探测应用背景下,光束经气动流场入射到光学镜头再经“猫眼”反射再次经过气动流场传输后原路返回到远场,且“猫眼”传输过程中通常会伴有光阑、斜入射以及离焦效应,这一光畸变传输过程因此变得十分复杂,为此,本文开展探测光束在“猫眼”镜头和双重流场传输条件下的光场计算研究,给出理论求解过程并对典型案例条件进行了仿真计算。

2 理论分析

2.1 传输模型

将入射过程和反射过程对称展开,得到光束的传输模型如图 1 所示,光束经大气传输距离 L 之后到达目标端,经过厚度为 l 的气动绕流场 A_1 后以入射角度 θ 进入焦距为 f 的目标光学镜头,再经过“猫眼”传输过程,由焦平面原路反射到远场。图中 δ 为镜头离焦量。

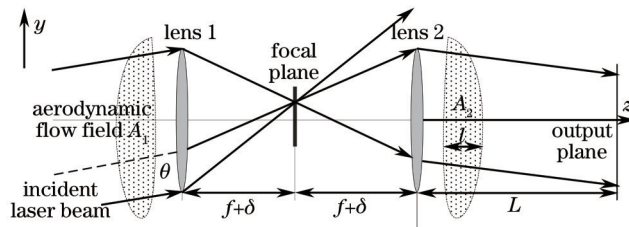


图 1 探测光束传输模型

Fig.1 Propagation model of the detection beam

不考虑大气传输对光束的影响,光束到达目标端时可近似为平面波束 E_0 ,傍轴条件下,根据 Collins 衍射积分公式^[8],当入射面和出射面为一个复杂的光学系统时,输出光场的表达式为

$$E(x, y) = \frac{i}{\lambda b} \exp(-ikL) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(x_0, y_0) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2b} [a(x_0^2 + y_0^2) + d(x^2 + y^2) - 2(xx_0 + yy_0)]\right\} dx_0 dy_0, \quad (1)$$

式中 λ 为波长, k 为波数, a 、 b 、 c 、 d 为输入面到输出面之间的变换矩阵的矩阵元。当入射角 θ 较大时,傍轴近似条件不满足,为了获得解析分布,进行如图 2 所示模型转换,将目标光学镜头的角失调量转化为线失调量,使得 Collins 积分公式可以应用于大角度斜入射条件下的传输。图中 R_m 和 R_{out} 分别表示光束入射面和出射面。

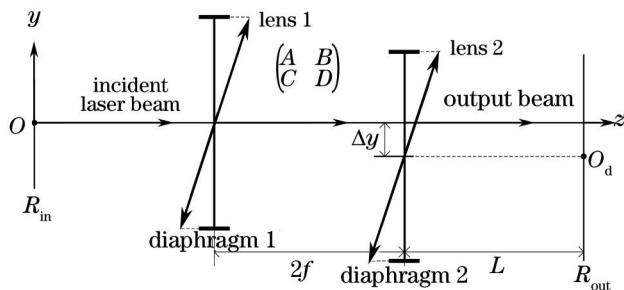


图 2 角失调量转化为线失调量

Fig.2 Changing angle misalignment into line misalignment

由透镜 1 到透镜 2 后表面的传输变换矩阵为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 2f+\delta \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 - \frac{\delta}{f} & 2f+\delta \\ \frac{\delta}{f^2} & -1 - \frac{\delta}{f} \end{bmatrix}. \quad (2)$$

由于目标光学镜头的倾斜,这两个透镜的等效光阑形状为椭圆,假定透镜的光阑半径为 R ,这两个椭圆硬边光阑的窗口函数可以写为

$$T_1(x,y) = \begin{cases} 1, & \frac{x^2}{\cos^2\theta_x} + \frac{y^2}{\cos^2\theta_y} \leq R^2, \\ 0, & \text{else} \end{cases}$$

$$T_2(x,y) = \begin{cases} 1, & \frac{(x-\Delta x)^2}{\cos^2\theta_x} + \frac{(y-\Delta y)^2}{\cos^2\theta_y} \leq R^2. \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (3)$$

由于气动流场 A_1 仅存在于入射孔径前端面附近的区域里,产生的气动光畸变可以认为对入射光束 E_0 加入了一个相位畸变项,至此,可求得光束传输至透镜2后表面处的光场 $E_1(x_1,y_1)$ 计算公式如下:

$$E_1(x_1,y_1) = \frac{i}{\lambda(2f+\delta)} \exp[-ik(2f+\delta)] \iint_{T_1(x_0,y_0)} E_0(x_0,y_0) \exp\left(i2\pi \frac{\Phi_{A_1}}{\lambda}\right) \times \exp\left\{\frac{ik}{4f+2\delta} \left[\left(1 + \frac{\delta}{f}\right) (x_0^2 + y_0^2 + x_1^2 + y_1^2) + 2(x_1x_0 + y_1y_0) \right]\right\} dx_0 dy_0, \quad (4)$$

式中 Φ_{A_1} 表示非均匀气动流场 A_1 导致的光程差,同样,气动流场 A_2 导致的光程差由 Φ_{A_2} 表示。

出射光束经流场 A_2 传输至远场(距离 L)处的光场可由角谱理论进行计算,根据角谱传播理论,由流场 A_2 出射的光场 $E_2(x_2,y_2)$ 可看作不同空间频率的一系列基元函数 $\exp[i2\pi(f_x x_2 + f_y y_2)]$ 之和,各分量的叠加重权即为 $E_1(x,y)$ 的傅里叶变换,亦即其角谱为^[9]

$$U_2(f_x, f_y) = \iint_{T_2(x,y)} E_1(x,y) \exp\left(i2\pi \frac{\Phi_{A_2}}{\lambda}\right) \exp[-i2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy. \quad (5)$$

根据角谱衍射积分,输出平面 R_{out} 上的光场分布的角谱为

$$U_3(f_x, f_y) = U_2(f_x, f_y) H_f(f_x, f_y), \quad (6)$$

式中 f_x, f_y 为空间频率, $H_f(f_x, f_y)$ 为标准衍射传递函数,表示为

$$H_f(f_x, f_y) = \exp\left[ikL \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right], \quad (7)$$

则输出平面 R_{out} 上的光场分布为

$$E_3(x,y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} U_2(f_x, f_y) \exp\left[ikL \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2}\right] \exp[i2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y, \quad (8)$$

则其光强分布表达式为

$$I_3(x,y) = E_3(x,y) E_3^*(x,y), \quad (9)$$

将(4)、(5)、(8)式代入(9)式,即可求得回波光强分布。

另外,需要说明的是,光束入射和反射时间内流场可认为是静止的,“猫眼”入射角一般较小,图2中的镜头线失调量相对于光阑孔径也很小,光束传输过程因此可看作是光束经“猫眼”中心对称旋转后原路返回初始流场,也可认为是流场 A_2 是 A_1 的中心对称流场,光畸变的倾斜项在入射和反射过程中正好相互抵消,离焦项则变为原来的两倍。

2.2 湍流气动特性

对于平均流场畸变效应,只需在(9)式中代入已知平均波前畸变项即可,而流场湍流气动特性则需通过处理湍流密度脉动统计效应方法求解,根据光在随机介质中的传输计算方法,假定流场的折射率脉动服从瞬时高斯分布,由时间平均的气动光畸变项计算得到的湍流调制传递函数可表示为^[7]

$$\tau_T = \exp\left\{-1/2k^2\left\langle\left[\int\Delta n(x,y,z)dz - \int\Delta n(x',y',z')dz\right]^2\right\rangle\right\} = \exp\left\{-2k^2\int_0^l\langle\Delta n^2(x,y,z)\rangle\left[\Lambda(x,y,z) - \int_0^\infty C(x,y,z,\xi,\eta,s)ds\right]dz\right\}, \quad (10)$$

式中 $\langle\Delta n^2\rangle$ 为随机介质折射率脉动均方值, $\Lambda(x,y,z)$ 为随机介质积分尺度的自相关项, l' 为湍流积分尺度 [$l' = \int_0^\infty C(\zeta)d\zeta$], $C(x,y,z,\xi,\eta,s)$ 为折射率脉动相关函数, $(x,y,z), (x',y',z')$ 为光强计算时两共轭振幅项的流场空间坐标, (ξ,η,s) 为两坐标之差, 上式的具体推导过程见文献[7]。第一项计算的是 l' 远小于 L 部分的光场散射损耗, 第二项计算的是大尺度 l' 部分的散射, 在高速气动流场传输中, 由于湍流积分尺度远小于传输距离尺度, 上式中的第二项可以忽略, 继而可求得气动湍流场光程差的均方根 Φ_{rms} 为

$$\Phi_{rms} = \tau_T = \left(2\int_0^l\langle n^2\rangle l' dz\right)^{1/2}, \quad (11)$$

根据 Maréchal 近似^[10], 得到远场 Strehl 比为

$$S = \exp(-\langle\Phi^2\rangle) = \exp(-2k^2\int_0^l\langle n^2\rangle l' dz). \quad (12)$$

相位脉动功率谱表示为

$$F_\varphi(v_x, v_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty k^2 \Phi_{rms}^2 \exp[-i(v_x x + v_y y)] dx dy, \quad (13)$$

式中 v_x, v_y 分别为 x, y 方向上的空间频率。根据脉动功率谱, 进而由傅里叶变换得到湍流瞬时波面相位为

$$\Theta(x, y) = \int \int_{-\infty}^\infty [F_\varphi(v_x, v_y)]^{1/2} r(v_x, v_y) \exp[-i(v_x x + v_y y)] dv_x dv_y, \quad (14)$$

式中 $r(v_x, v_y)$ 是一个连续的高斯分布随机变量, 均值为 0。

因此, 只需求得 $\langle\Delta n^2\rangle$ 以及 l' , 即可求得气动流场的湍流特性, 在工程计算中, 常假设折射率脉动的均方差具有同湍流动能 k 、湍流动能耗散率 ε 输运方程完全相同的形式, 进而 $\langle\Delta n^2\rangle$ 可以由下式进行估计^[11]:

$$\langle\Delta n^2\rangle = \frac{C_{1g}}{C_{2g}} C_\mu \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left[\left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial n}{\partial z}\right)^2 \right], \quad (15)$$

式中经验常数项 $C_{1g}=2.8, C_{2g}=1.4, C_\mu=0.09, k, \varepsilon$ 及 n 的分布场则由 CFD 计算得到。另外, 在湍流各向同性假设下, l' 可以由 k 和 ε 进行快速估计:

$$l' = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}. \quad (16)$$

上述过程计算的是单程流场湍流特性, 实际对于双层流场传输而言, 根据密度场的各项同性假设, 可认为湍流特性变为单程流场的两倍。

3 案例仿真计算

“半球加圆柱”型转台结构简单且有较大的视场范围, 并易于进行光束发射和接收, 成为气动光学分析经典的三维模型, 近年来针对这一模型的气动光学畸变仿真计算和风洞测试结果也有了较多报道^[4,12], 本文也以此为例进行气动光畸变仿真计算。

转台和风洞的模型尺寸如图 3 所示, 半球和圆柱的半径为 6 inch(1 inch= 2.54 cm), 圆柱高 4.5 inch, 风洞

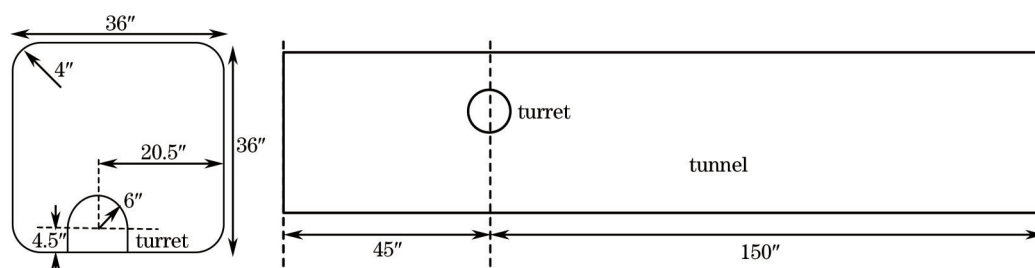


图 3 转台及风洞模型尺寸

Fig.3 Size of the turret and tunnel model

宽度和高度均为 36 foot(1 foot=30.48 cm),长度为 195 foot,来流速度为 0.4 mach(1 mach=340.3 m/s),飞行高度为 7160 inch,转台的中心点与风洞入口端距离 45 foot,距离风洞的两个侧壁的距离分别为 14.5 inch 和 19.5 foot。

采用计算流体力学前处理软件 Gambit 进行网格划分结果如图 4 所示,采用非结构化网格对目标区域划分为 37 个区域,共 320 万个网格单元。采用 ANSYS Fluent 进行了 CFD 计算。为准确获得湍流场特性,湍流模型首先选取基于涡流粘度概念的双方程 $k-\varepsilon$ 模型。

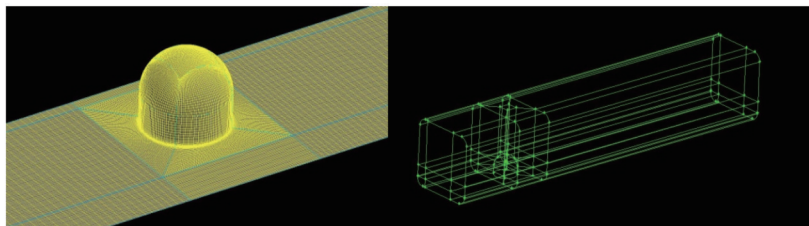


图 4 网格结果及区域划分

Fig.4 Gridding results and regional division

采用转台表面中心线上的压力系数对 CFD 计算结果进行了验证,图 5 所示为 CFD 计算结果风洞测试数据^[4]的对比,可以看出,CFD 计算结果与实际测试结果十分相符,验证了 CFD 气动流场计算结果的可信度。

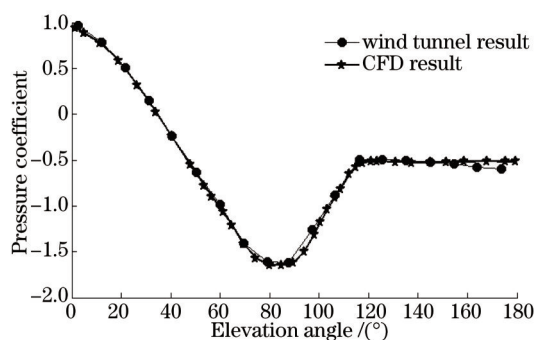


图 5 转台中心线上的压力系数

Fig.5 Pressure coefficient of the center line on the turret surface

假定导引头光学孔径为 5 inch,导引头光学镜头为理想成像镜头,焦距为 50 mm,激光波长为 $0.532 \mu\text{m}$,对光束入射俯仰角 φ (见图 6)分别为 60° 、 90° 和 120° 三种情况进行了光畸变传输计算,另外,为分析“猫眼”入射角 θ 对光畸变的影响,在平均气动流场传输计算是每种情况又分为“猫眼”正入射($\theta=0^\circ$)和斜入射($\theta=2^\circ$)两种条件。经过光线追迹计算,得到三种入射条件下气动流场 A_i 产生的光程差 Φ_{A_i} 如图 7 所示,根据前面分析, Φ_{A_i} 即为各自的中心对称形式。将该相位畸变项代入(4)、(5)、(8)、(9)式,得到回波平均气动流场气动光强分布如图 8 所示,其中图 8(a)~(c)分别为 $\theta=0^\circ$ 时三种条件下的回波平均光强分布,图 8(d)~(f)则为 $\theta=2^\circ$ 时的回波光强分布。可以看出,由于流场光程差倾斜项的抵消,“猫眼”回波的光束几乎不存在漂移现象,不同流场结构对光束的畸变特性存在差异,“猫眼”入射角导致的探测光束畸变效应同样不可忽视。

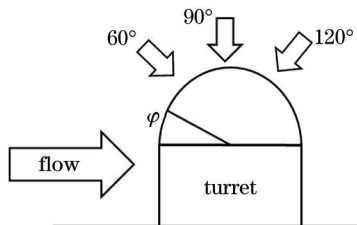


图 6 俯仰角 φ 分别为 60° 、 90° 和 120° 三种光束入射情况

Fig.6 Three incident situations of elevation angle φ at 60° , 90° and 120°

另外还利用(11)、(15)、(16)式计算了气动湍流特性,平均流场、湍流流场畸变及其 Strehl 比计算结果如表 1 所示,表中同时还给出了文献[4]中相同条件下的风洞测试实验结果数据,为了与测试条件保持一致,表中给

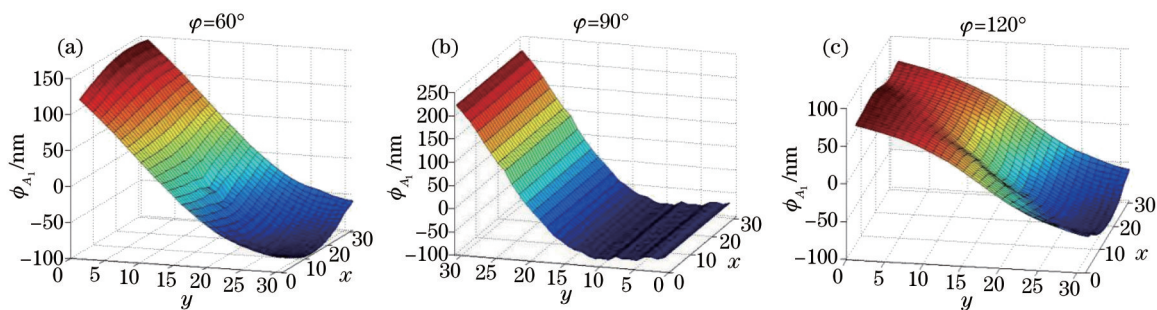


图7 平均气动流场 OPD

Fig.7 Time-averaged aerodynamic flow field OPD

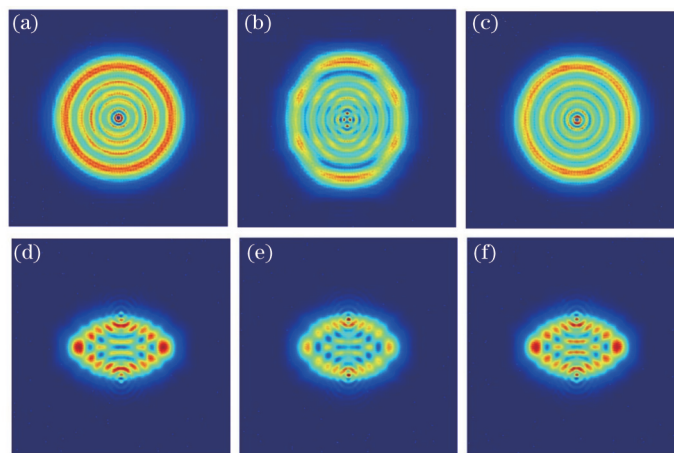


图8 回波光强分布。(a)~(c) 正入射条件下, $\varphi=60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ 时的分布; (d)~(f) $\theta=2^\circ$ 时, $\varphi=60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ 时的分布

Fig.8 Intensity distribution of the echo beams. (a)~(c) Distributions when $\varphi=60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ respectively with $\theta=0^\circ$;

(d)~(f) distributions when $\varphi=60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$ with $\theta=2^\circ$

出的是孔径 4.5 inch 上的计算结果,可以看出,本文的平均流场畸变效应计算结果比测试结果稍强,原因可能是网格区域划分、建模精度以及测试误差等多方面的影响,湍流光畸变效应与测试结果较为相符,反应了流场区域的湍流特性差异。总体来说,在低马赫数下,尤其是在转台前方(小俯仰角),湍流效应对光畸变的影响相对于平均流场较小,随着俯仰角的增大,随着流场结构的变化湍流效应逐渐增强。流场平均效应与湍流效应共同对光束产生畸变,各自的 Strehl 比分别表征着其作用于远场散射光的弱化,如求得两者共同作用下的回波光场,还需将(14)式得到的瞬时相位屏加入到 Φ_{A_1} 和 Φ_{A_2} 中由(4)~(9)式进行计算。

表1 气动湍流光畸变计算与实验结果比对

Table 1 Aerodynamic turbulent optical distortion calculation compared with test results

Elevation		60°		90°		120°	
		Calculation	Test	Calculation	Test	Calculation	Test
Mean flow	Φ_{rms}	51 nm	41 nm	65 nm	52 nm	40 nm	37 nm
	S	0.6957	0.7910	0.5547	0.6858	0.8000	0.8262
Turbulent flow	Φ_{rms}	11 nm	14 nm	19 nm	20 nm	23 nm	19 nm
	S	0.9833	0.9730	0.9509	0.9457	0.9289	0.9509

4 结 论

开展了激光主动探测条件下激光束在双重气动流场、“猫眼”光学镜头中的畸变传输特性研究,通过传输过程分解,采用 Collins 公式和角谱衍射理论对回波光场进行了推导计算,此方法可用于对瞬时和平均流场影响下的光束畸变进行计算;依据随机介质中的光输出理论分析了气动湍流场光畸变特性,在流场各向同性假设下可认为双重湍流畸变特性近似为单程传输的两倍;利用流体力学计算解析计算了半球加圆柱案例在典型探测条件下的平均回波光强分布和湍流特性。

此物理光学计算其实是对气动流场做了薄层近似,湍流特性计算也应依据目标气动特性对实际不同结构的流场区域分别进行统计建模和分析,这将是下一步研究工作中需要考虑的问题。

参 考 文 献

- 1 Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Song Fenghua, *et al.*. Propagation properties of oblique and off-axial Gaussian beams passing through cat-eye optical lens[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(9), 2552-2556.
赵延伸, 孙华燕, 宋丰华, 等. 倾斜离轴高斯光束通过猫眼光学镜头的传输特性[J]. *光学学报*, 2009, 29(9), 2552-2556.
- 2 Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Zheng Yonghui. An approximate analytical propagation formula for Gaussian beams through a cat-eye optical lens under large incidence angle condition[J]. *Chin Phys Lett*, 2011, 28(7): 074101.
- 3 Zhao Tao, Zhang Zhengyu, Wang Shuiliang. Measurement and reconstruction for large aero-optics wavefront distortion field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(10): 1012003.
赵 涛, 张征宇, 王水亮, 等. 大幅面气动光学波前畸变场测量与重构[J]. *光学学报*, 2013, 33(10): 1012003.
- 4 Juan M Cenicerros, David A Nahrstedt, Y-C Hsia, *et al.*. Wind tunnel validation of a CFD-based aero-optics model[C]. 38th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, 2007: 1-11.
- 5 Yin Kexin, Jiang Huilin. Evaluations on aero-optic effects of subsonic airborne electro-optical system[J]. *Chinese Optics Letters*, 2006, 4(8): 435-438.
- 6 G W Sutton. Effect of turbulent fluctuations in an optically active fluid medium[J]. *AIAA Journal*, 1969, 7(9): 1737-1743.
- 7 G W Sutton. Aero-optical foundations and applications[J]. *AIAA Journal*, 1985, 23(10): 1525-1537.
- 8 Xiao Longsheng, Tang Xiahui, Qin Yingxiang, *et al.*. Shaping characteristics of output beam of 2 kW radio frequency slab CO₂ laser [J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(4): 0402008.
肖龙胜, 唐霞辉, 秦应雄, 等. 2 kW 射频板条 CO₂ 激光器输出光束整形特性研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(4): 0402008.
- 9 Wei Jifeng, An Jianzhu, Su Yi. Research on near-field angular power spectrum characteristics of high frequent light in high energy chemical oxygen iodine laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(5): 0502009.
魏继锋, 安建祝, 苏 毅. 高能化学氧碘激光激光近场高频光角光谱特性研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(5): 0502009.
- 10 Ishimaru Akira. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*[M]. New York: Academic Press, 1978.
- 11 John Pond, George W Sutton. Aero-optic performance of an aircraft forward-facing optical turret[J]. *Journal of Aircraft*, 2006, 43(3): 600-607.
- 12 Stanislav Gordeyev, Eric Jumper. Fluid dynamics and aero-optics of turrets[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2010, 46(8): 388-400.

栏目编辑: 史 敏