

可压缩混合层流场光学效应分析与实验研究*

甘才俊[†] 李焱 马汉东 熊红亮

(中国航空气动力技术研究院, 北京 100074)

(2013年4月27日收到; 2013年5月9日收到修改稿)

利用量级分析和风洞实验研究了末制导光学外冷窗口典型流动(可压缩混合层流动)气动光学效应的规律性. 理论分析主要针对视线误差 (boresight error, BSE) 与混合层流场特征参数之间的关系进行了讨论. 研究表明: 在可压缩混合层中影响时均 BSE 的特征参数主要有对流马赫数、雷诺数、自由流与混合层界面剪切应力、自由流速度比和密度比等因素; 采用细光束穿越混合层流场的风洞试验结果主要证实了时均 BSE 与对流马赫数之间的关系.

关键词: 气动光学效应, 可压缩混合层, 对流马赫数

PACS: 47.27.Wj, 42.15.Dp, 47.10.ad, 47.40.Ki

DOI: 10.7498/aps.62.184701

1 引言

国内外高/超高速飞行器中采用的红外成像或非成像末制导系统中面临的一个主要问题是由于气动光学效应存在而导致的图像模糊, 这限制了对目标的识别和追踪能力. 可压缩混合层流动是高速飞行器导引头常见的外冷方式之一^[1], 这一流动形式的存在虽然部分解决了气动热效应^[2], 但新引入的剪切流动会引起不同于通过大气湍流长距离传输的大气光学效应^[3], 形成所谓的气动光学效应^[4].

可压缩混合层气动光学效应的研究始于美国 1991 年启动的 Endo-Interceptor 计划, 目前依然是美国空军基础科研办公室 (AFSOR), NASA 和美国国防部重点资助项目, 这意味着对这一问题的研究远未结束.

由于国外关于可压缩混合层引起的气动光学效应方面的研究结果还没有解密, 这方面的文献很少, 只有 Truman 和 Lee^[5] 利用数值模拟讨论了大口径光束穿越平面剪切层中相干结构时引起的相位畸变, 研究表明: 发卡涡引起最强的折射率脉动; Chew 和 Christiansen 的实验结果^[6]、Tsai 和 Christiansen^[7] 的数值模拟结果均表明混合转换会导致 SR 比 (Strehl 比) 严重下降; 后来 Zubair 等^[8]

利用平面激光激导荧光 (PLIF) 技术研究了对流马赫数 ($Mc = 0.4$) 时可压缩混合层的波阵面畸变特性; 最近 Visbal 和 Rizzetta^[9] 采用大涡模拟对 $M_1 = 0.8$, $M_2 = 0.1$ 混合层流动的气动光学效应进行了模拟, 研究表明: 可以通过激励使光学畸变得有序化.

气动光学是一门交叉学科, 理论分析难度较大. 早期光学畸变量的理论分析, 如最有名的 Sutton 方程^[4]就是从 Maxwell 方程出发, 利用光学传递函数推导出光学畸变量, 涉及密度脉动量时往往通过相关函数或流场的空间积分尺度来处理. 其后的研究者基本是沿着如何准确或精细地刻画积分尺度来开展气动光学效应理论分析的, 但目前无论是固壁或是自由剪切流动都还没有找到合适的积分尺度来刻画光学畸变量. 此外这一理论研究是从波动光学出发, 流体动力学的特性体现较少, 这样流场的气动特点 (如流场的相似参数和一些特征量) 无法得到体现; 其次, 理论分析的实验验证也比较困难, 主要是由于气动光学实验是超高精度测量, 其光学畸变量 (如视线误差 BSE) 变化很小 (大约是微弧度量级, 10^{-6} rad), 对实验误差的控制要求很高. 本文从理论分析入手, 讨论了 BSE 与流场相似参数和特征量之间的关系, 并利用风洞试验结果对部分理论分析结果进行了验证.

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2009CB724105) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: gcj00@mails.tsinghua.edu.cn

2 实验系统

2.1 流动系统

实验在航天 11 院 FD-03 预研风洞中进行. 实验段尺寸为长 × 宽 × 高 (240 mm × 35 mm × 35 mm). 在实验段两侧面、上下两面均开有光学窗口以便实现流动显示和气动光学效应测量.

2.2 光路系统

光路系统装置如图 1 所示. 细光束光路系统由放置在减震平台上的高能 Nd:YAG 脉冲激光器发出脉冲光源 (波长为 532 nm, 脉冲长度 6 ns), 经准直、2.5 mm 直径的圆形光阑后进入可压缩混合层流场, 经反射镜后进入放置在 3 m 外的气浮光学平台上的采集系统 (此时 Airy 斑直径为 3 mm). 采集系统由镜头 (Nikon 公司的 AF Micro-Nikon 60 mm f/2.8D), CCD 相机 (Kodak 公司的 Megaplus ES 3.2, 分辨率为 $2k \times 2k$), 图像采集卡 (Matrox Genesis Gen/F/64/8/STD) 和商用计算机组成.

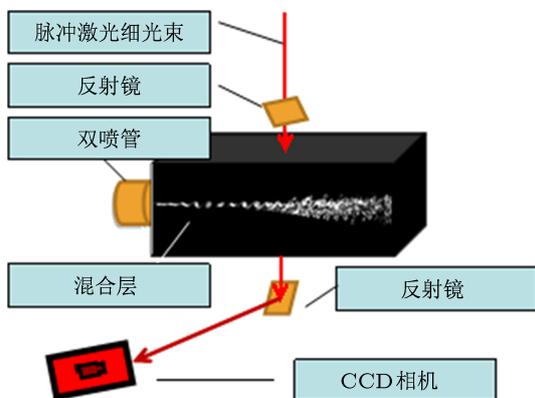


图 1 可压缩混合层及光路系统装置简图

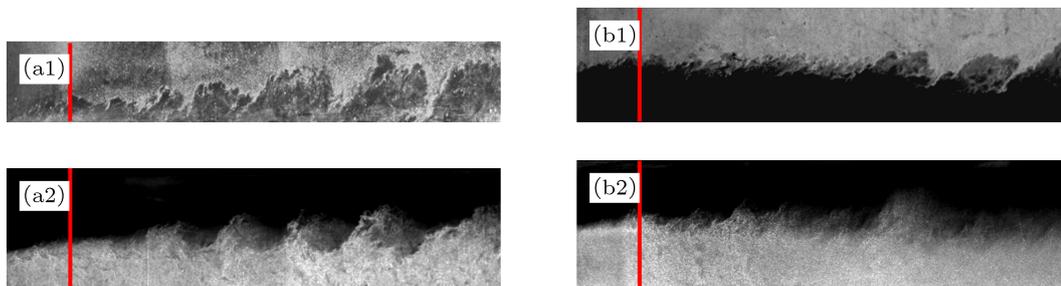


图 2 瞬态可压缩混合层流场 (a1) $Mc = 0.17$ 时仅在高速侧加粒子; (a2) $Mc = 0.17$ 时仅在低速侧加粒子; (b1) $Mc = 0.3$ 时仅在高速侧加粒子; (b2) $Mc = 0.3$ 时仅在低速侧加粒子

为了保证脉冲光束光斑质量, 实验前对激光器光路进行了维护和校测, 每次吹风前后都对光斑进行记录, 以确保光斑光强和形状的一致性. 为了防止风洞低频振动对测试结果的影响, 光路系统的每个设备都放置在气浮平台或减振橡胶垫上. 除混合层流场外, 细光束光路系统经过的混合层流场外空间都进行了隔断处理, 保证了影响光束畸变因素的单调性.

2.3 实验工况

由于高速与低速自由流采用相同流动介质, 在等熵流动假设条件下对流马赫数可以写成^[10]

$$Mc = (U_h - U_l)/(a_1 + a_2),$$

其中 U_h, U_l 分别为高速和低速自由流速度; a_1, a_2 分别为高速和低速自由流声速 ($\max(U_h) \approx 430$ m/s, $\max(U_l) \approx 280$ m/s). U_h, U_l 由粒子成像测速系统得到; 声速利用喷嘴进出口静压测量结果计算得到.

2.4 混合层流场特点

图 2(a1), (a2) 是 $Mc = 0.17$ 时的典型流场; 图 2(b1), (b2) 是 $Mc = 0.3$ 时的典型流场. 图 2(a1) 和 (b1) 给出的是仅在低速侧添加示踪粒子的流动显示图像, 其图像记录范围为 $30 \text{ mm} < x < 240 \text{ mm}$; 图 2(a2) 和图 2(b2) 给出的是仅在高速侧添加示踪粒子的流动显示图像, 其图像记录范围亦为 $30 \text{ mm} < x < 240 \text{ mm}$.

图 2 中的红线所示是进行细光束实验时, 细光束穿越混合层时的位置. 之所以选择这一位置进行细光束畸变实验, 是因为这一区域的混合层流动中大尺度结构还没有明显发展起来, 湍流涡黏系数还比较小.

3 物理模型与分析

3.1 可压缩混合层流动控制方程

混合层流动的控制方程(系综平均)为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho u_j u_i + p \delta_{ij} - \tau_{ij}] = 0;$$

$$\tau_{ij} = 2(\mu + \mu_t)(S_{ij} - S_{nn}\delta_{ij}/3) - 2\rho k\delta_{ij}/3,$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2)$$

其中 u_i 为平均速度分量, μ_t 是湍流涡黏系数, k 为湍动能.

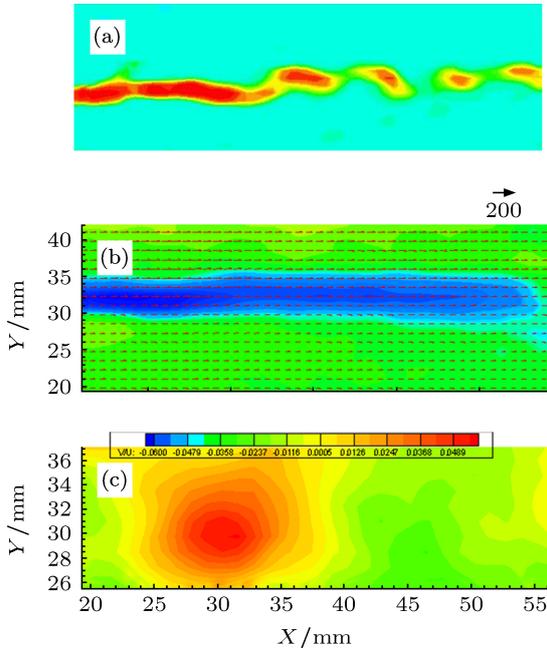


图3 $Mc = 0.17$ 时可压缩混合层流场 (a) 瞬态涡量场; (b) 时均涡量场与速度矢量迭加图; (c) 时均 V/U 分布

由于可压缩混合层是由两股速度不同的高速自由流在喷管出口处经复杂的相互剪切、胀压过程后形成, 加上混合层出口处速度很高, 因此在混合层早期发展段(此时流动中的大尺度结构还没有明显发展起来)存在如下特点:

$$v \ll u, \quad w \gg u,$$

或

$$u \sim O(1), \quad v \sim O(s), \quad w \sim O(s), \quad |s| \ll 1, \quad (3)$$

(3) 式所示量级对比已经为我们的实验和大量的数值模拟结果所证实. 图3仅给出了 $Mc = 0.17$ 时瞬

态、时均涡量场和速度比的二维等值线图. 从图3(c)可以看出: 最大的法向和流向速度比 (V/U) 为 0.054, 而展向速度 W 更小, (3) 式假设成立.

实际上混合层刚开始发展时只存在流向速度 (U_h, U_l), 通过卷吸和剪切作用导致法向速度 (V) 开始发展, 而展向速度 (W) 发展更慢(因为混合层发展早期生成的是二维大尺度结构, 二次失稳以后展向速度才得以快速发展) 因此可以认为 (3) 式这一推导的前提成立.

假定 $x \sim O(1)$, 根据 (1), (2) 和 (3) 式可以得到

$$\begin{aligned} y &\sim O(s), \quad z \sim O(1), \quad p \sim O(1), \\ \rho &\sim O(1), \quad \mu \sim O(s^2), \quad |s| \ll 1, \end{aligned} \quad (4)$$

这里 O 表示表达式左侧的变量具有右侧括号内的数量级.

这样对 (2) 式进行量级分析, 其表达式可以写成

$$\begin{aligned} \rho \frac{Du}{Dt} &= \underbrace{-\frac{\partial p}{\partial x}}_{o\left(\frac{1}{1}\right)} + \underbrace{\frac{1}{3}(\mu + \mu_t) \frac{\partial}{\partial x} (\nabla \cdot \mathbf{V})}_{o\left(\frac{1}{1}\right)} - \underbrace{\frac{2}{3} \frac{\partial (\rho k)}{\partial x}}_{o\left(\frac{\varepsilon^2}{1}\right)} \\ &+ \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial x} \right)}_{o\left(\frac{1}{1}\right)} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right)}_{o\left(\frac{\varepsilon^2}{\varepsilon^2}\right)} \\ &+ \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right)}_{o\left(\frac{1}{1}\right)}. \end{aligned} \quad (5)$$

受限于实验段长度和混合层空间发展速度, 目前实验研究的混合层流动流态主要包括层流流动和二维大尺度结构控制的湍流流动, 因此在量级分析时保留了层流黏性系数和湍流涡黏系数, 而湍流涡黏系数 μ_t 的量级这里暂时不予评估, 但在大尺度结构控制的混合层流动中肯定存在 $\mu_t > \mu$, 因此方程 (5) 可以写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial y} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \left[\frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x} (\mu_t \nabla \cdot \mathbf{V}) \right] \\ &- \rho \frac{Du}{Dt} + O(s^2). \end{aligned} \quad (6)$$

二维大尺度结构控制的湍流流动光学效应的讨论还需要进一步的总结, 本文仅讨论如 (7) 式所示流场的光学畸变特性:

$$\mu_t = 0, \quad |\bar{v}/\bar{u}| \ll 1, \quad |\bar{w}/\bar{u}| \ll 1, \quad (7)$$

(7) 式考虑的是混合层初始发展阶段的流动特性, 此时大尺度结构还没有明显发展起来, 法向和展向平均速度还比较小, 这样可以将 (6) 式进一步简化为

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) - \bar{\rho} \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + O(s^2), \quad (8)$$

(7) 式中的“—”表示对流场参变量进行时间平均, 实际上 (1) 和 (2) 式表达的也是系综统计量的控制方程, 这里加上“—”特指时间平均.

对 (8) 式采用如下参数进行无量纲化:

$$u_j = U_c u_j^*; \quad x_j = \delta_0 x_j^*; \quad t = \frac{\delta_0}{U_c} t^*; \quad \rho = \rho_h \rho^*; \\ p = p_h p^*, \quad \mu = \mu_h \mu^*, \quad U_c = \frac{1}{2}(U_h - U_l).$$

这样 (8) 式可以写成

$$\frac{\partial p^*}{\partial x^*} = \frac{\mu_h U_c}{p_h \delta_0} \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu^* \frac{\partial \bar{u}^*}{\partial y^*} \right) - \frac{\rho_h U_c^2 \bar{\rho}^*}{p_h} \frac{\partial}{\partial y^*} (\bar{u}^* \bar{v}^*) + O(s^2). \quad (9)$$

3.2 视线误差统计量方程

根据光线追迹方程, 瞬态细光束视线误差的表达式可以写成

$$\varepsilon_x = \int_{Y_0}^{Y_0 + \delta(x)} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dy. \quad (10)$$

根据折射率与密度场的基本关系式: $n = 1 + K\rho$, $n_h = 1 + K\rho_h$, 其中 K 为 Gladstone-Dale 系数, 其表达式可以写成

$$K = 2.2244 \times 10^{-4} \left[1 + \left(\frac{6.7132 \times 10^{-8}}{\lambda} \right)^2 \right],$$

λ 是入射光波波长.

这样可以将 (10) 式近似写为

$$\varepsilon_x \approx \frac{1}{n_h} \int_{Y_0}^{Y_0 + \delta(x)} \frac{\partial n}{\partial x} dy, \quad (11a)$$

这里 Y_0 表示低速自由流速度刚好为 U_l 时 y 方向的坐标, 其可以近似表达^[11,12]:

$$Y_0 = Y_0(x=0) - \frac{d\delta}{dx} x \\ = Y_0(x=0) - 0.83(0.8e^{-3Mc^2} + 0.2) \frac{(1-r)(1+\sqrt{e})}{(1+r\sqrt{e})} x, \\ e = \rho_l/\rho_h; \quad r = U_l/U_h, \quad (11b)$$

对 (11) 式无量纲化和进行时间平均以后可以得到

$$\bar{\varepsilon}_x \approx \frac{K\rho_h}{n_h} \int_{Y_0^*}^{Y_0^* + \delta^*} \frac{\partial \bar{\rho}^*}{\partial x^*} dy^*. \quad (12)$$

利用完全气体表达式 $p = \rho RT$, 可以得到

$$\frac{\partial p^*}{\partial x^*} = T^* \frac{\partial \rho^*}{\partial x^*} + \frac{\rho^*}{R} \frac{\partial T^*}{\partial x^*}. \quad (13)$$

不妨将混合层温度 T^* 展开成渐近级数的形式:

$$T^* = T_1^* + C_0(T_h^* - T_1^*) + C_1(T_h^* - T_1^*)s \\ + C_2(T_h^* - T_1^*)s^2 + \dots \quad (14)$$

目前仅考虑高低速自由流温度一致的情况 (这也是我们的实验条件和大部分数值模拟采用的条件), 这样将 (14) 式代入 (13) 式, 可以得到

$$\frac{\partial \bar{\rho}^*}{\partial x^*} \approx \frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x^*}. \quad (15)$$

结合 (9), (12) 和 (15) 式可以得到

$$\bar{\varepsilon}_x = C_R \frac{K}{1 + K\rho_h} \frac{\mu_h}{\delta_0} \frac{\sqrt{T_h} + \sqrt{T_l}}{2RT_h} Mc \left(1 + \frac{x}{\delta_0} \frac{d\delta}{dx} \right), \quad (16)$$

其中

$$C_R = \left[\frac{\partial^2 \bar{u}^*}{\partial y^{*2}} (\xi) \Big|_{Y_0^*} - \frac{Re\delta}{(1 + xd(\delta/\delta_0)/dx)} \bar{\rho}^* (\bar{u}^* \bar{v}^*) \Big|_{Y_0^*} \right] + O(s^{n_1}).$$

根据 (11b) 式, 随着对流马赫数的增大, 可压缩混合层的流向增长率也随之变大, 因此 (16) 式中的项 $\left(1 + \frac{x}{\delta_0} \frac{d\delta}{dx} \right)$ 随着 Mc 的增大而增大. 这样从 (16) 式可以看出: 视线误差的时均量和衡量混合层可压缩效应的对流马赫数 Mc , 特征量如速度比、密度比等参数具有一定的对应关系. 至于 (16) 式中的系数 C_R 与对流马赫数 Mc 的关系比较复杂, 尤其是在二维和三维大尺度结构卷起以后. 但在混合层发展初期 (二维大尺度结构还没有卷起), 流向平均速度可以用双曲正切函数的形式来表示, 这样该无量纲系数仅仅是流向位置 (x) 的函数, 因此可以认为: 时均视线误差随着 Mc 的增加而增加.

4 实验结果与分析

为了研究细光束视线误差的时均统计量, 需要预先定义细光束投影图像质心位置. 其定义式如 (17) 式所示^[13]:

$$X = \left(\sum X_i G_i \right) / \left(\sum G_i \right), \quad (17)$$

其中 x_i 为图像像素点坐标, G_i 为该图像像素点灰度值.

细光束偏移量的定义如 (18) 式所示:

$$x(t) = X|_{Mc \neq 0} - X|_{Mc=0}, \quad (18)$$

这样可以得到细光束流向时均偏折角也即视线误差 (如式 (19) 所示):

$$|\bar{\epsilon}_x| = \left| \frac{1}{T - T_0} \sum_{t=T_0}^{t=T} \arctan(x(t_i)/L) \Delta t \right|. \quad (19)$$

利用 (19) 式, 可以得到不同对流马赫数下细光束时均偏折角的分布 (如图 4 所示). 图 4 中的红色虚线所示是进行细光束实验时, 细光束穿越混合层时的流向位置.

从图 4 可以看出: 在混合层的初始发展阶段 (二维拟序结构还没有明显发展起来, $x < 55$ mm), 随着对流马赫数的提高, 细光束视线误差的统计量随之增大, 这和 (16) 式中给出的 BSE 时均量与 Mc 之间的对应关系相一致.

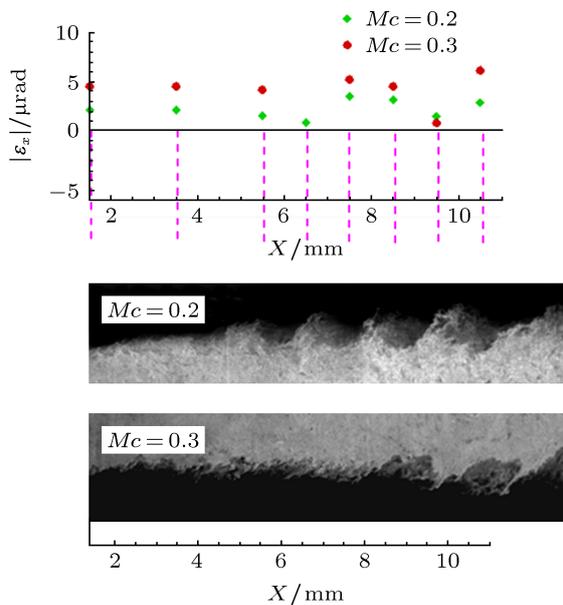


图 4 细光束时均偏折统计量及其与流场的对应关系

为了更清楚地证明 (16) 式给出的 BSE 时均量与 Mc 之间的关联, 我们给出了 $x = 35$ mm 处细光束流向时均偏折角与 Mc 之间关系的分布图 (如图 5 所示). 选择 $x = 35$ mm 这一位置主要是考虑到实验时, $x < 35$ mm 以前的位置易受混合层出口特性的影响, 而在 $x > 35$ mm 以后, 混合层将很快出现明显的大尺度结构, 而大尺度结构对光学传输效应的

影响非常明显 (如图 4 所示), 因此选择这一位置来证明细光束流向时均偏折角与 Mc 之间的关系式.

从图 5 可以看出, 在 $x = 35$ mm 处, BSE 时均量与 Mc 之间具有如下拟合关系式:

$$|\bar{\epsilon}_x| = 0.57 + 1.25Mc, \quad (20)$$

(20) 式给出的拟合关系式和 (16) 式相比有所不同, (20) 式在 $Mc = 0$ 时, BSE 时均量并不为 0, 这是不合理的. 当然这是由于曲线拟合时, 并不存在 $Mc \rightarrow 0$ 的实验点所致. 不过总的来说: 从理论分析结果和试验统计结果可以看出两者具有类似的发展趋势; 在混合层初始发展阶段, BSE 时均量随着对流马赫数的增加而增加.

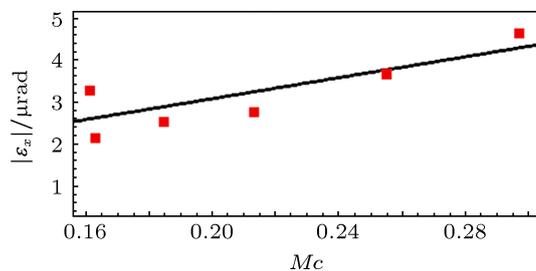


图 5 细光束时均偏折统计量与 Mc 的对应关系

5 总结与讨论

和以往理论分析从波动光学方程出发来研究气动光学效应不同, 本研究从流体力学的可压缩 Navier-Stokes 方程出发, 利用量级分析等手段讨论了气动光学效应的一个重要特征: 细光束视线误差统计量与流场特征参数之间的关系; 并利用双曝光 CCD 相机成像技术研究了细光束视线误差统计量与对流马赫数之间的关系.

无论是理论分析还是细光束传输试验结果都表明: 在混合层初始发展阶段 (满足 (7) 和 (15) 式条件的流场), 随着对流马赫数的增加, BSE 的时均统计量随之增大. 不过理论分析提供了更丰富的结果, 如理论分析指出: BSE 时均量与自由流速度比、密度比的关系; 还讨论了混合层界面特性对 BSE 时均量的影响 (主要是界面剪切应力、时均速度分布对 BSE 时均量的影响).

此外理论分析指出, $Mc = 0$ 时, BSE 的时均统计量为 0; 而实验结果则指出, $Mc = 0$ 时, BSE 的时均统计量不为 0. 这主要是因为曲线拟合时, 并不存在 $Mc \rightarrow 0$ 的实验点以及实验拟合点较少所致.

- [1] Yin X L 2003 *Principle of Aero-Optics* (Beijing: China Astronautics Press) p2 (in Chinese) [殷兴良 2003 气动光学原理 (北京: 中国宇航出版社) 第 2 页]
- [2] Sun J, Liu W Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124401 (in Chinese) [孙建, 刘伟强 2012 物理学报 **61** 124401]
- [3] Liu Y Y, Lü Q B, Zhang W X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124201 (in Chinese) [刘扬阳, 吕群波, 张文喜 2012 物理学报 **61** 124201]
- [4] Sutton G W 1985 *AIAA J.* **23** 1525
- [5] Truman C R, Lee M J 1990 *Phys. Fluids A* **2** 851
- [6] Chew L, Christiansen W H 1990 *AIAA J.* **29** 76
- [7] Tsai Y, Christiansen W 1990 *AIAA J.* **28** 2092
- [8] Zubair F R, Philip J, Garcia P J, Catrakis H J 2006 *37th AIAA Plasma-dynamics and Lasers Conference* (San Francisco, California) June 5–8, 2006 p3070
- [9] Visbal M R, Rizzetta D P 2008 *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* (Reno, Nevada) January 7–10, 2008 p1074
- [10] Papamoschou D, Roshko A 1988 *J. Fluid Mech.* **197** 453
- [11] Clemens N T, Mungal M G 1995 *J. Fluid Mech.* **284** 171
- [12] Vreman A W, Sandham N D, Luo K H 1996, *J. Fluid Mech.* **320** 235
- [13] Wissler J B 1991 *Ph. D. Dissertation* (Pasadena: California Institute of Technology)

Theoretical and experimental investigation on aero-optical effect for a compressible mixing layer*

Gan Cai-Jun[†] Li Lang Ma Han-Dong Xiong Hong-Liang

(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

(Received 27 April 2013; revised manuscript received 9 May 2013)

Abstract

Using dimensional analysis and experimental technique, the aero-optical effect for a compressible mixing layer around optical side window is investigated. According to the theoretical analysis, we find that time-averaged boresight error increases with the increase of convective Mach number (Mc). Moreover, we also present the relations between time-averaged boresight error (BSE) and Reynolds number, shear stress at interface between mixing layer and free stream, free stream velocity ratio and density ratio. The experimental results from a thin beam light passing through compressible mixing layer verify the theoretical result between time-averaged BSE and Mc .

Keywords: aero-optical effect, compressible mixing layer, convective Mach number

PACS: 47.27.Wj, 42.15.Dp, 47.10.ad, 47.40.Ki

DOI: 10.7498/aps.62.184701

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2009CB724105).

[†] Corresponding author. E-mail: gcj00@mails.tsinghua.edu.cn