

内流可视超声速喷管边界层实验研究*

曾瑞童 易仕和 陆小革† 赵玉新 张博‡ 冈敦殿

(国防科技大学空天科学学院, 长沙 410073)

(2024 年 5 月 21 日收到; 2024 年 6 月 17 日收到修改稿)

为观察喷管收缩扩张型面上边界层发展演化现象, 研究超声速喷管内流场, 本文采用传统特征线方法设计喷管型面, 设计并制造了内流可视的超声速风洞. 通过数值计算和实验测量的方式验证了风洞喷管出口流场均匀稳定, 马赫数均方根偏差均优于国军标合格标准; 利用纳米粒子示踪平面激光散射技术, 开展内流可视超声速喷管的流动显示试验, 获取了喷管内全流场精细结构图像; 通过图像处理技术提取边界层与主流交界面, 采用分形维数的方法分析边界层状态, 定位边界层转捩位置. 结果表明: 喷管型面的开始转捩位置比喷管上平直壁面更加靠近下游; 分形维数可以定性地判断边界层的流动状态, 对于层流边界层和转捩初期的发卡涡需要结合边界层厚度进行区分.

关键词: 喷管, 边界层, 纳米粒子示踪平面激光散射, 转捩**PACS:** 47.27.nf, 47.80.Jk, 47.27.Cn**DOI:** 10.7498/aps.73.20240713

1 引言

风洞可以在地面上模拟飞行器飞行时的来流环境, 广泛应用于飞行器的设计验证和飞行器气动外形的探索, 是飞行器研制过程中的重要试验设备. 喷管作为风洞中创造均匀稳定来流的部件, 它的设计和制造是风洞建设中最为核心的环节, 喷管出口的流场品质是评价风洞的重要指标, 影响着风洞试验的准确性和可靠性. 传统超声速风洞中的高频来流脉动要比飞行器真实飞行环境高 1—2 个量级, 这些来流脉动噪声通常是由喷管壁面的湍流边界层辐射出的声波噪声所组成^[1]. 这些脉动噪声会造成试验环境与真实飞行环境不一致, 从而影响飞行器的气动设计和控制. 因此, 研究喷管内流场, 观察喷管内边界层发展演化现象, 对理解喷管内流动机理、提升喷管设计水平、改善喷管出口流场品质具有重要意义.

在对喷管边界层的试验研究中, 使用各类型探针、传感器直接测量是获取流场参数的重要手段. Lobb 等^[2]利用不同的探针测量了喷管壁面边界层区域的总压、静压、总温度等参数, 计算得到边界层的速度、温度分布, 丰富了可压缩流动湍流边界层的可用数据. Stainback 等^[3]和 Harvey 等^[4]分别利用总压探针、压力传感器等, 研究了稳定段筛网布置方式和上游管道变化、壁面粗糙度、喷管壁面温度等因素对喷管壁面边界层转捩的影响, 结果表明喷管喉部附近的粗糙度是控制转捩的主要因素.

除了利用各类传感器测量流场参数, 各种光学成像技术也被应用于研究喷管内流动. 纹影技术能灵敏地捕捉流场密度的变化, 成为了众多学者研究流场的手段. 在 1935 年 Volta 会议上, 普朗特展示了一张喷管喉道下游流场中存在“X”型激波的纹影照片, 后来被证明这是水蒸气凝结产生的凝结激波. 于森^[5]利用纹影技术记录了不同驻室温度、不同驻室气体相对饱和度下喷管内凝结激波的形成

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 12202489) 和湖南省自然科学基金 (批准号: 2022JJ30652) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: luxiaoge18@163.com

‡ 通信作者. E-mail: zhangb@nudt.edu.cn

位置和几何结构,研究了驻室温度、驻室气体相对饱和度以及喷管几何特征三者之间耦合作用,对凝结激波形成位置马赫数以及马赫杆特征长度的影响.何成军等^[6]利用聚焦纹影技术观察了单边膨胀推力喷管(SERN)过膨胀流场中激波结构.王成鹏等^[7]通过纹影技术拍摄到超声速喷管起动过程中的激波结构演化特征.红外成像能够记录流场的温度分布,Kiselev等^[8]利用红外相机拍摄了不同喷管构型流场,得到了不同流动方式下的换热系数和绝热壁面温度场,其研究表明,相比于绝热壁温度,传热系数对流场加速度和边界层状态更为敏感.

在以往的研究中,学者们对超声速喷管出口的马赫数分布^[9-11]、边界层状态^[12]、流场结构^[13]等开展了大量的实验研究,但对于喷管内边界层的产生和发展,鲜有文献报道.因此,本文设计制造内流可视超声速风洞,利用纳米粒子示踪平面激光散射(nanoparticle-tracer based planar laser scattering, NPLS)技术,开展喷管内流动显示试验,获取了喷管内全流场精细结构图像,使用分形维数的方法分析边界层形态.

2 内流可视超声速风洞设计

为了观察喷管收缩扩张型面边界层发展演化现象,内流可视超声速风洞需要在喷管段壁面上布置光学窗口.相比于常规超声速风洞,内流可视超声速风洞在设计制造上要额外考虑光学窗口安装结构对喷管流场的影响,以及光学窗口对成像的影响.为满足喷管内流可视的试验条件,喷管采用二维超声速喷管构型,将喷管段上壁面设计为平直壁面,下壁面设计为收缩扩张型面,除下壁面外,其他壁面采用平板光学玻璃的总体设计方案.

2.1 内流可视超声速风洞喷管型线设计

依据实验室现有条件,设计喷管出口截面尺寸为100 mm(宽)×120 mm(高).由于平板光学玻璃尺寸对喷管长度的限制,喷管总长限制为700 mm,采用传统特征线设计方法设计喷管超声速扩张型线.

亚声速区收缩段采用双三次曲线,表达式如下:

$$\frac{D_i - D_t}{y - D_t} = \begin{cases} 1 - \frac{1}{x_m^2} (x/L)^3, & x/L \leq x_m, \\ \frac{1}{(1 - x_m)^2} [1 - (x/L)]^3, & x/L > x_m, \end{cases} \quad (1)$$

式中, D_i 为收缩段入口高度; D_t 为喉部高度; x_m 为两曲线前后连接点相对位置; L 为收缩段长度.

喉部跨声速流动区域型线设计采用 Hall^[14] 方法,表达式如下:

$$\frac{V_x(x, y)}{a_*} = 1 + \frac{v_{x1}(r, X)}{R} + \frac{v_{x2}(r, X)}{R^2} + \frac{v_{x3}(r, X)}{R^3} + \dots, \quad (2)$$

$$\frac{V_y(x, y)}{a_*} = \left(\frac{\gamma + 1}{2R} \right)^{1/2} \left[\frac{v_{y1}(r, X)}{R} + \frac{v_{y2}(r, X)}{R^2} + \frac{v_{y3}(r, X)}{R^3} + \dots \right], \quad (3)$$

式中, $r = y/r_t$; $X = [2R/(\gamma + 1)]^{1/2} (x/r_t)$; V_x 为 x 方向速度分量; V_y 为 y 方向速度分量; v_{x1} 为小扰动速度 x 方向的 1 阶分量; v_{y1} 为小扰动速度 y 方向的 1 阶分量; a_* 为声速; R 为喉部相对曲率半径; γ 为比热比.

超声速区扩张段的右行特征线方程和相容性方程可以写为

$$\frac{(Ma^2 - 1)^{1/2}}{1 + (\gamma - 1) Ma^2} \frac{dMa}{Ma} + d\theta - \frac{\tan \theta}{(Ma^2 - 1)^{1/2} + \tan \theta} \frac{dx}{y} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{dy}{dx} = \tan [\theta - \arcsin (1/Ma)], \quad (5)$$

式中, 气流方向角 $\theta = \arctan (V_y/V_x)$; Ma 为马赫数. 左行特征线方程和相容性方程与此类似.

将上述得到的曲线依次连接得到喷管型面曲线, 通过基于冯·卡门动量方程解的边界层修正方法对喷管型面曲线进行修正, 得到最终的喷管型面曲线.

2.2 内流可视超声速喷管数值分析

喷管段计算域如图 1 所示, 为了保证数值模拟的准确性, 对喷管壁面附近网格加密处理, 根据喷管出口马赫数, 将网格的第一层高度设置为 0.008 mm, 以保证出口附近 y^+ 值在 1—2 之间. 表 1 对比不同网格数对计算结果的影响, 最终确定网格总数为 1.4×10^6 个的计算结果是网格无关的解.

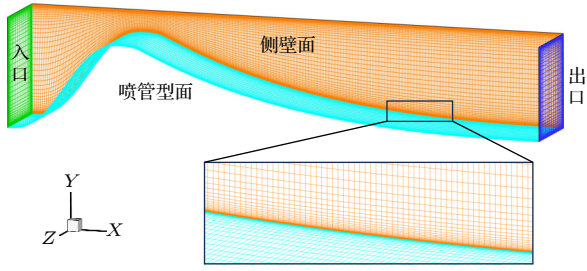


图 1 喷管网格结构

Fig. 1. Nozzle grid structure.

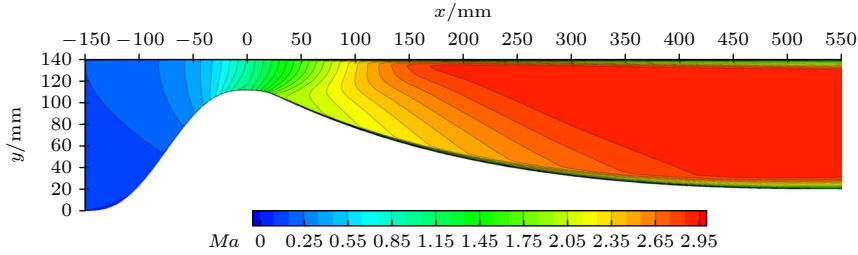


图 2 喷管对称面马赫数云图

Fig. 2. Mach number cloud image of nozzle symmetry surface.

根据有限体积原则对 N-S 方程进行离散, 湍流模型选用标准的 SST $k-\omega$ 两方程模型, 并采用二阶耦合隐式求解器求解. 喷管入口为压力入口, 来流总压 $P_0 = 101.325$ kPa, 总温 $T_0 = 300$ K; 喷管出口为压力出口, 出口静压 $P_{\text{out}} = 1$ kPa, 静温 $T_{\text{out}} = 300$ K; 壁面条件设置为绝热壁面. 收敛条件为入口与出口的质量流率小于 0.001 g/s, 残差下降 3 个数量级并保持平稳.

图 2 展示了喷管对称面上马赫数分布规律, 云图中共有 30 条等值线, 从 $Ma = 0.05$ 开始两条等值线间隔为 0.1. 图 2 中等值线呈规则分布, 喷管喉部附近等值线间距均匀, 喷管出口马赫数偏差小于 0.1. 图 3 给出了喷管中心流线上的马赫数分布规律, 曲线光滑连续, 马赫数随着流动方向稳定增长, 在喷管出口前马赫数稳定在 2.9 附近. 说明喷管内的超声速流场具有较高的均匀性, 能够有效地消除马赫波对流场的影响, 给试验段提供均匀稳定的来流.

图 4 给出了喷管出口截面的速度分布云图, 黑色线框内为主流区, 内部间距 10 mm 的黑色圆点为采样点. 由 80 个采样点计算得平均马赫数 $\overline{Ma} = 2.90$, 均方根偏差 $\sigma_{Ma} = 0.0147$, 均方根偏差小于国军标合格标准 0.018^[15].

$$\overline{Ma} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n Ma_i, \quad (6)$$

表 1 网格无关性验证结果

Table 1. Grid independence verification results.

网格数/ 10^6	$\overline{\Delta Ma}$		
	$z = 0$	$z = 30$	$z = 45$
1.86	0	0	0
1.40	0.0011	0.0012	0.0159
0.79	0.0027	0.0034	0.0354

注: $\overline{\Delta Ma}$ 为与网格数=1.86 $\times 10^6$ 结果的马赫数平均偏差

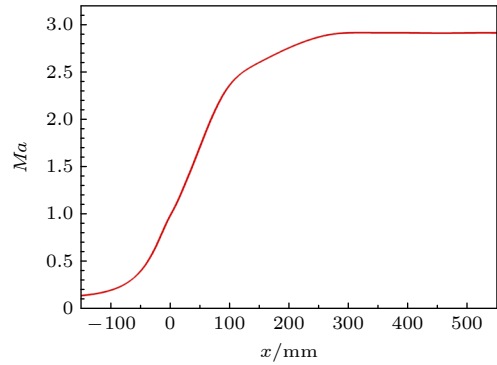


图 3 喷管中心流线马赫数分布图

Fig. 3. Mach number distribution of nozzle direction.

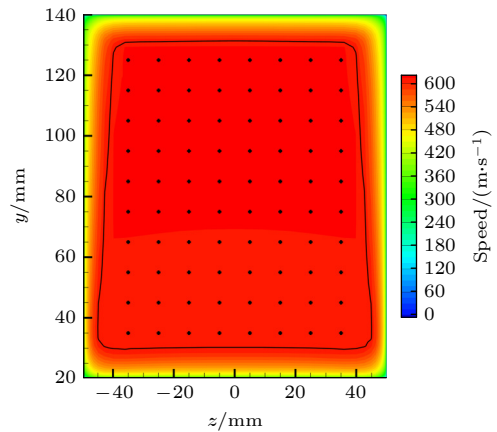


图 4 喷管出口截面速度云图

Fig. 4. Velocity cloud image of nozzle exit section.

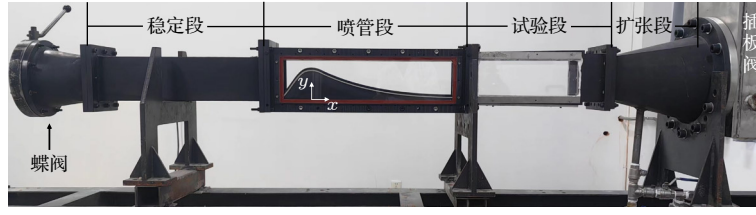


图 5 喷管内流可视的超声速风洞

Fig. 5. Supersonic wind tunnel with visible flow in nozzle.

$$\sigma_{Ma} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (Ma_i - \overline{Ma})^2}. \quad (7)$$

2.3 内流可视超声速风洞结构设计

该风洞在气动结构设计时采用直联式设计, 主要包括风洞洞体系统和真空系统两部分: 风洞洞体系统包含稳定段、喷管段、试验段等; 真空系统包括 650 m³ 真空罐、真空泵组及真空泵组控制系统. 风洞洞体系统见图 5, 真空系统太大在图中未展示.

喷管段采用金属隔框镶嵌光学玻璃的方式在喷管段三个面上布置大尺寸光学玻璃. 为防止侧壁光学玻璃与金属喷管夹缝间的气体影响喷管内流运动, 在喷管侧壁开了矩形槽布置密封圈; 喷管下壁面为达到与平板光学玻璃接近的表面粗糙度, 将喷管型面进行抛光处理. 图 6 为喷管设计细节.

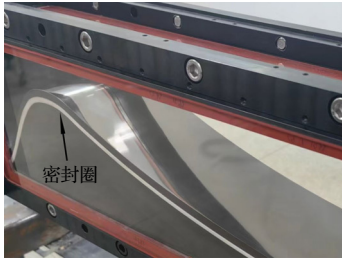


图 6 达到镜面效果的喷管型面

Fig. 6. Nozzle profile to achieve mirror effect.

根据风洞设计经验, 内流可视超声速风洞稳定段长 600 mm, 在稳定段中也装有 5 组间距为 120 mm 的 60 目阻尼网. 稳定段上游通过 $\Phi 200$ 的蝶阀连接大气. 试验段的长度为 400 mm, 根据经验值^[16]将上下壁面膨胀角设置为 0.5°用于修正湍流边界层的发展, 试验段四壁都安装有光学观察窗口.

内流可视超声速风洞坐标系规定如图 5 白色坐标轴所示, x 轴代表流动方向, 坐标原点在喷管喉部, y 轴垂直指向喷管段上壁面, 原点在喷管

型面上亚声速收缩段的起始点, z 轴方向由右手定则确定, 原点在喷管对称面上. 喷管段侧壁及上壁面采用 K9 光学玻璃覆盖, 流场可视范围为 $-100 \text{ mm} \leq x \leq 500 \text{ mm}$, $20 \text{ mm} \leq y \leq 140 \text{ mm}$.

3 试验测试技术

3.1 NPLS 技术

纳米粒子示踪平面激光散射 (nanoparticle-tracer based planar laser scattering, NPLS) 技术是本课题组自主研发的一种高时空分辨率非接触式的 (高) 超声速流动显示与精细测量技术^[17], 该技术已经应用在 (高) 超声速边界层转捩^[17,18]、激波边界层干扰^[19,20]、前后台阶流动^[21-23] 等研究中, 并取得良好的结果. NPLS 系统的组成主要包括: 双曝光 CCD 相机、同步控制器、双脉冲 Nd:YAG 激光器、纳米粒子发生器及计算机数据采集系统等. 本文 NPLS 技术中使用的是一台 12 位的 Imperx Bobcat B2020 CCD 相机, 相机的分辨率为 2048 pixel $\times$ 2048 pixel, 输出图像灰度等级为 256, 最短跨帧时间为 0.2 μ s. 激光器激光束波长 532 nm, 单脉冲时间 6 ns, 脉冲能量 380 mJ, 片光束腰处厚度小于 1 mm. 在 NPLS 技术中采用直径约 50 nm 的纳米颗粒作为示踪, 其跟随性由赵玉新等^[24]做了验证. 同步控制器的时间控制精度可达 0.25 ns, 远远高于 CCD 相机和脉冲激光器, 能精确控制各分系统同步工作, 实现对实验流场的可视、可测. 图 7 展示了本文利用 NPLS 技术开展实验的设备布置情况.

3.2 FADS 系统

本文来流正激波波后总压使用飞行气动数据系统 (flush air data sensing system, FADS) 进行测量, 如图 8 所示, 其系统组成主要包括 64 通道的压力采集模块、参考压力模块、数据采集解算模

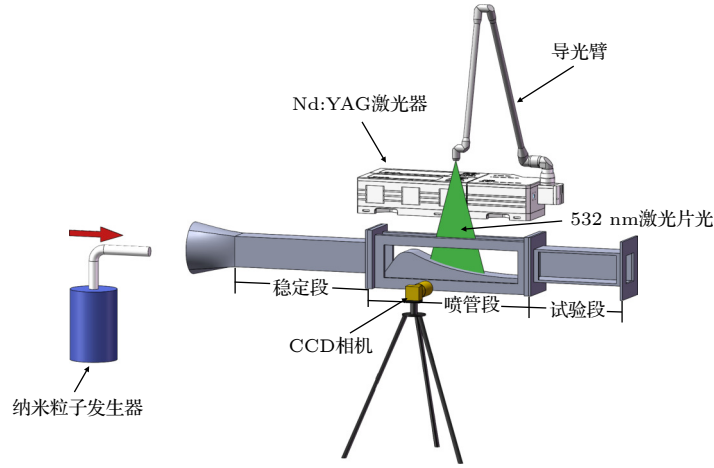


图7 实验设备示意图

Fig. 7. Schematic diagram of experimental equipment.

块等. 实验中使用的是 64 通道的压力模块, 单通道的测量精度可以达到 0.08%, 系统测量量程为 0—200 kPa, 采样频率为 50—200 Hz.

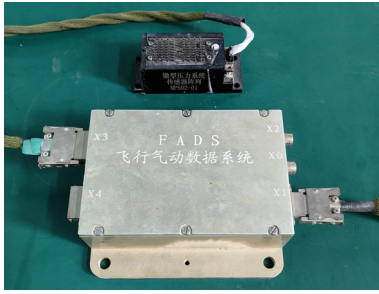


图8 FADS 系统

Fig. 8. FADS system.

差 $\sigma_{Ma} = 0.0163$, 优于国军标中的合格标准 [12]. 前期数值计算预测结果与实验结果的最大相对偏差小于 1%, 可以认为前期的数值计算结果准确.

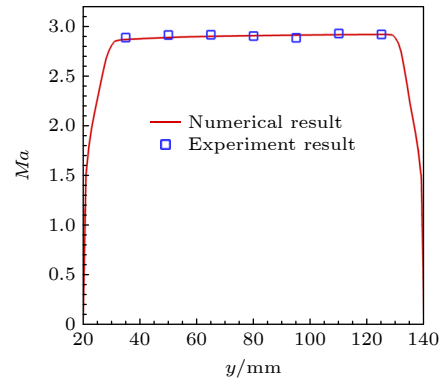


图9 喷管出口马赫数分布图

Fig. 9. Mach number distribution diagram of nozzle outlet.

4 结果讨论

4.1 内流可视喷管流场校测

开展研究之前, 首先对喷管出口马赫数进行校测. 在大气压 101.325 kPa, 环境温度 295 K 的条件下, 使用连接 FADS 系统的总压靶测量喷管出口中心线上 7 个点的正激波后总压. 根据正激波前后总压关系:

$$\frac{p_{02}}{p_{01}} = \left(\frac{\frac{\gamma+1}{2} Ma_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \times \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} Ma_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (8)$$

计算得到 7 个测点处的马赫数. 喷管出口马赫数分布如图 9 所示, 平均马赫数 $\overline{Ma} = 2.90$, 均方根偏

4.2 喷管边界层流动显示

为了充分利用相机像素获得更高空间分辨率的喷管流场图像, 本实验以喷管出口高度为基准, 将流场可视区域等分为 5 块, 每次拍摄的视场范围约为 120 mm×120 mm, 拍摄区域略有重叠以确保流场的无间隙覆盖.

图 10 展示了喷管可视区域内的流场 NPLS 图像, 图像底部灰色区域是喷管型面, 来流方向为从左向右. 图像是由一台 CCD 相机分别在 5 个位置记录下的同一状态不同组实验的 NPLS 图像拼接而成, 因此两幅图像拼接处存在灰度值不连续的现象. 根据数值计算结果, 将喷管内流场划分为亚、跨、超声速区域, 表 2 列出了喷管对称面内壁面流

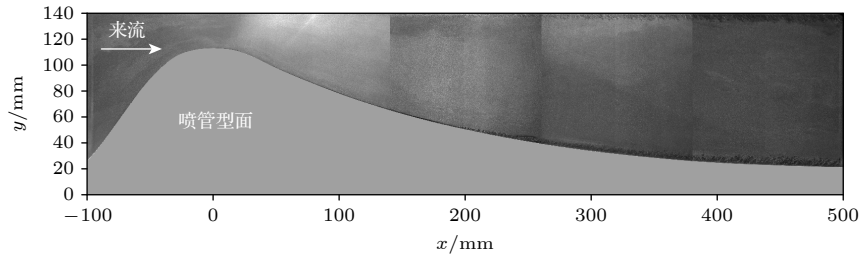


图 10 喷管流场 NPLS 图像

Fig. 10. NPLS image of nozzle flow field.

表 2 喷管对称面内壁面区域亚-跨-超声速区域的 x 轴坐标范围

Table 2. The x -axis coordinate range of the subsonic transonic supersonic region in the wall area of the nozzle symmetry plane.

划分区域	亚声速区域($Ma \leq 0.8$)	跨声速区域($0.8 < Ma \leq 1.4$)	超声速区域($Ma > 1.4$)
x 轴坐标/mm	$-150 \leq x < -20$	$-20 \leq x < 20$	$20 \leq x < 550$

场亚-跨-超声速区域的 x 轴坐标范围. 根据 NPLS 技术原理可知, NPLS 图像灰度与流场密度成比例关系, 又由于边界层流动的特点是其内部的密度要低于外部主流的密度^[25], 所以图中紧贴喷管型面的低灰度值区域对应的是边界层流动, 喷管型面上方的灰度值较高的大面积流场区域对应的是主流流动.

首先关注亚声速区域流场, 从表 2 可以看出, 在亚声速流场区域内, 上下壁面都观察不到边界层结构, 由于气体具有黏性, 故壁面上一定存在边界层, 说明该喷管在亚声速区内的边界层非常薄, 在这个空间分辨率下难以观察到边界层的形状.

在本研究设计的喷管中, 气流迅速从亚声速加速到超声速, 跨声速区间很短. 在跨声速流场区域内, 喷管喉部下游的下壁面可见高度为 0.12—0.18 mm 的低灰度区域, 说明该喷管下壁面在跨声速区内的边界层可以被观察到. 上壁面边界层厚度比相同位置的下壁面边界层略厚, 大约有 0.5 mm, 且出现位置早于下壁面边界层, 说明上壁面边界层发展快于下壁面边界层.

在展示的喷管超声速区域流场内可以看到, 在 $20 \text{ mm} \leq x < 150 \text{ mm}$ 内, 下壁面附近的低灰度区域厚度缓慢增厚, 边缘光滑平顺, 这是层流边界层在 NPLS 图像中的典型特征. 在 $150 \text{ mm} \leq x < 190 \text{ mm}$ 内, 下壁面附近的低灰度区域厚度迅速增厚, 出现大尺度涡结构. 在 $190 \text{ mm} \leq x < 210 \text{ mm}$ 内, 下壁面附近出现大尺度涡结构破碎, 出现多个小尺度涡结构, 边界层流动进入湍流. 在 $x \geq 210 \text{ mm}$ 区域, 边界层完全进入湍流阶段, 与

层流区和转捩区的边界层结构相比, 边界层结构由大量小尺度涡结构的形式存在, 边界破碎程度明显增加, 这些小尺度涡结构组合在一起形成大尺度结构. 边界层厚度也随之流向不断增厚. 在超声速区域内, 当下壁面还是层流边界层时, 上壁面相同位置的边界层已经转捩为湍流; 在下壁面完全转捩为湍流状态时, 上壁面相同位置的湍流边界层厚度明显大于下壁面. 该现象说明通过设计的收缩扩张下壁面相比平直的上壁面能够延缓边界层转捩.

4.3 喷管边界层图像分析

为更准确地分析边界层转捩位置, 利用分形维数辅助分析边界层状态. 分形维数是描述不规则曲线破碎程度的几何量, 对于给定的曲线, 其分形维数越大表明相应破碎程度越高. 在 NPLS 实验中, 由于边界层内部纳米粒子密度低于主流密度, 因此在激光的照射下, 边界层内部散射的光强低于主流散射的光强, 在图像中反映为灰度值的差异. 根据该原理可以通过设置灰度阈值从 NPLS 图像中提取边界层与主流的分界面, 又因为湍流边界层中涡结构不断破碎, 分界面外形不断变化, 与层流边界层的分界面外形不同, 因此可以利用分形维数分析边界层状态. 本文对喷管喉部下游 $140 \text{ mm} \leq x < 260 \text{ mm}$ 区域, 即下壁面边界层转捩出现区域的流场 NPLS 图像运用边缘检测的方法提取其边界层与主流的分界面, 计算该曲线的分形维数并分析边界层状态.

图 11 为采用计盒维数法对不同区域内边界层分形维数的计算结果, 其中图 11(a) 为喷管喉部下

游 $140 \text{ mm} \leq x < 260 \text{ mm}$ 壁面附近区域的 NPLS 图像; 图 11(b) 为采用 Canny 方法计算得到的图 11(a) 中边界层与主流的边界, 黑色区域为壁面; 图 11(c) 为分形维数沿流向的分布曲线. 为保证分形测量的局部性, 边界层沿流向被分为 12 段, 每段长 10 mm , 分别计算各段的分形维数.

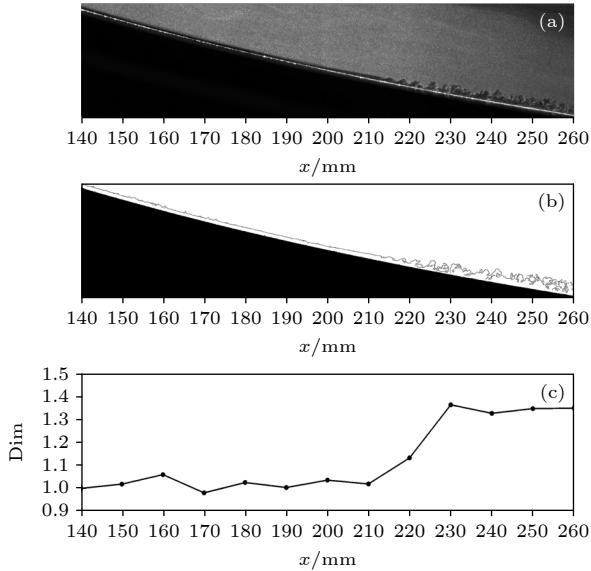


图 11 转捩区边界层分形维数计算结果 ($x = 140\text{--}260 \text{ mm}$) (a) 转捩区喷管下壁面 NPLS 图像; (b) 图 (a) 中边界层与主流的边界; (c) 分形维数沿流向的分布曲线

Fig. 11. Fractal dimension of transition boundary layer ($x = 140\text{--}260 \text{ mm}$): (a) NPLS images of the lower wall of the transition nozzle; (b) boundary between boundary layer and main stream in panel (a); (c) distribution curve of fractal dimension along flow direction.

图 11(a) 是喷管喉部下游 $140 \text{ mm} \leq x < 260 \text{ mm}$ 壁面附近区域的 NPLS 图像, 空间分辨率为 $61 \mu\text{m}/\text{pixel}$, 流动方向从左往右. 从图 11(b) 可以看出, Canny 边缘检测算法较好地保留了边界层与主流的分界面. 此外, 在喉部下游 $140 \text{ mm} \leq x < 190 \text{ mm}$ 区域内, 边界层与主流的边界近似于一条平滑曲线, 分形维数处于 1 附近, 对应图 11(a) 中边界层的层流状态; 在喉部下游 $190 \text{ mm} \leq x < 210 \text{ mm}$ 区域内, 边界层与主流的边界相较于壁面有所抬升, 对应图 11(a) 中边界层卷起发卡涡. 根据分形维数的计算规则可知, 尽管边界层发生了变化, 但边界层与主流的分界线仍然近似于一条平滑曲线, 因此其分形维数仍然处于 1 附近. 该结果说明分形维数不能直接用于区分层流边界层和转捩初期的边界层抬升产生的发卡涡, 需要结合边界层厚度变化进一步判断. 在喉道下游 $210 \text{ mm} \leq x <$

220 mm 区域内, 边界层与主流的边界逐渐发展为不规则的曲线, 分形维数增大, 对应图 11(a) 中大尺度发卡涡破碎成众多小尺度涡结构, 这表明在边界层从层流转捩为湍流的过程中, 边界层拟序结构的破碎程度逐渐增加. 在喉道下游 $220 \text{ mm} \leq x < 260 \text{ mm}$ 区域内, 边界层与主流的边界卷曲为不规则曲线, 分形维数迅速增长至 1.35 ± 0.05 , 对应图 11(a) 中的湍流边界层, 因此当分形维数大于 1.3 时, 可以认为边界层完全转捩为湍流边界层, 这时边界层结构的破碎程度相差不大.

从多组 NPLS 图像中发现该喷管内边界层转捩位置不是固定不变的, 进一步利用分形维数对 75 张图像进行分析, 对转捩位置统计结果如图 12 所示. 可以看出, 该组图像中最早转捩位置出现的在喉部下游 160 mm 处, 最晚完全转捩位置在喉部下游 260 mm , 主要的转捩位置集中在 $180 \text{ mm} \leq x < 230 \text{ mm}$ 区间.

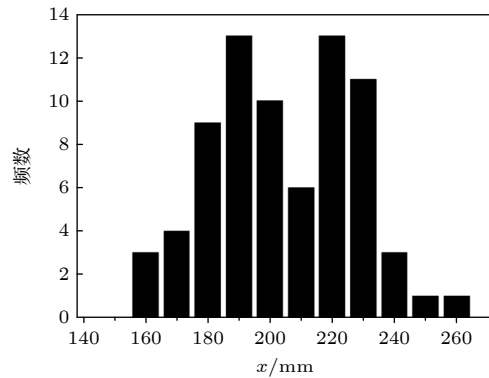


图 12 边界层转捩位置分布图

Fig. 12. Boundary layer transition location distribution diagram.

5 结 论

本文设计、建设并校测了喷管内流可视的超声速喷管, 利用 NPLS 技术得到了高空间分辨率的喷管内流向流场图像, 清晰地展现了喷管内流场壁面边界层的发展演化过程, 通过分形维数定量分析了喷管边界层转捩位置. 综合上述关于喷管边界层的结果分析, 可以得出如下结论.

1) 内流可视超声速风洞设计制造方案可行, 运行高效, 满足观察喷管内流试验需求.

2) 喷管收缩扩张壁面上的边界层在 $x < 150 \text{ mm}$ 处为层流边界层, 在 $x < 260 \text{ mm}$ 处完全发展为湍流边界层, 转捩位置集中在 $180 \text{ mm} \leq x$

< 230 mm 区间, 喷管收缩扩张壁面转捩位置比等直上壁面更靠近下游.

3) 通过分形维数的方法分析喷管边界层 NPLS 图像, 可以定性地判断边界层的流动状态: 当分形维数大于 1.3 时认为边界层完全发展为湍流, 对于层流边界层和转捩初期的发卡涡需要结合边界层厚度进行区分.

参考文献

- [1] Schneider S P 2008 *J. Spacecraft Rockets* **45** 641
- [2] Lobb R K, Winkler E M, Persh J 1955 *J. Aeronaut. Sci.* **22** 1
- [3] Stainback P C, Anders J B, Harvey W D, Cary A M, Harris J E 1974 *AIAA Paper* **74** 136
- [4] Harvey W, Stainback P, Anders J B, Cary A 1975 *AIAA J.* **13** 307
- [5] Yu M 2007 *M. S. Thesis* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [于淼 2007 硕士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [6] He C J, Li J Q, Fan Z L, Li Y H, Gao R Z, Liang J M, Miao L 2020 *J. Propul. Technol.* **41** 537 (in Chinese) [何成军, 李建强, 范召林, 李耀华, 高荣钊, 梁锦敏, 苗磊 2020 推进技术 **41** 537]
- [7] Wang C P, Yang J F, Cheng C, Wang W S, Xu P, Yang Q, Jiao Y, Cheng K M 2019 *J. Exp. Fluid Mech.* **33** 11 (in Chinese) [王成鹏, 杨锦富, 程川, 王文硕, 徐培, 杨馨, 焦运, 程克明 2019 实验流体力学 **33** 11]
- [8] Kiselev N, Malastovskii N, Zditovets A, Vinogradov Y A 2023 *High Temp.* **61** 535
- [9] Rong Z, Hu W J, Qiu Y L, Zhang Y J, Wang Y Z, Jiang Z Z, Chen W F 2022 *Air Space Defense* **5** 58 (in Chinese) [荣臻, 胡文杰, 邱云龙, 张玉剑, 王亦庄, 江中正, 陈伟芳 2022 空天防御 **5** 58]
- [10] Tang Z G, Chen D J, Zhu C, Zeng L G, Wu J S 2023 *Acta Aerodyn. Sin.* **41** 28 (in Chinese) [唐志共, 陈德江, 朱超, 曾令国, 吴锦水 2023 空气动力学学报 **41** 28]
- [11] Xie F, Guo L T, Xu X B, Ling G 2022 *J. Propul. Technol.* **43** 200806 (in Chinese) [谢飞, 郭雷涛, 许晓斌, 凌岗 2022 推进技术 **43** 200806]
- [12] Lu X G 2020 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [陆小革 2020 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [13] Lu L, Wang Y, Yan G W, Fan X Q, Su D 2019 *J. Propul. Technol.* **40** 2654 (in Chinese) [陆雷, 王翼, 闫郭伟, 范晓楠, 苏丹 2019 推进技术 **40** 2654]
- [14] Hall I M 1962 *Q. J. Mech. Appl. Math.* **15** 487
- [15] Lin X D, Hu X P, Wang H, Xiong B, Wu C J, Wang R B 2012 GJB1179A-2012 Requirement for Flow Quality of Low and High Speed Wind Tunnels (in Chinese) [林学东, 胡向鹏, 王辉, 熊波, 巫朝君, 王瑞波 2012 GJB1179A-2012 低速风洞和高速风洞流场品质要求]
- [16] Yi S H, Zhao Y X, He L, Zhang M L 2013 *Supersonic and Hypersonic Nozzle Design* (Beijing: National Defense Industry Press) p41 (in Chinese) [易仕和, 赵玉新, 何霖, 张敏莉 2013 超声速与高超声速喷管设计 (北京: 国防工业出版社) 第 41 页]
- [17] Yi S H, Liu X L, Lu X G, Niu H B, Xu X W 2020 *Acta Aerodyn. Sin.* **38** 348 (in Chinese) [易仕和, 刘小林, 陆小革, 牛海波, 徐席旺 2020 空气动力学学报 **38** 348]
- [18] Liu X L, Yi S H, Niu H B, Lu X G, Zhao X H 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174701 (in Chinese) [刘小林, 易仕和, 牛海波, 陆小革, 赵鑫海 2018 物理学报 **67** 174701]
- [19] Quan P C, Yi S H, Wu Y, Zhu Y Z, Chen Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 084703 (in Chinese) [全鹏程, 易仕和, 武宇, 朱杨柱, 陈植 2014 物理学报 **63** 084703]
- [20] Wu Y, Yi S H, Chen Z, Zhang Q H, Gang D D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184702 (in Chinese) [武宇, 易仕和, 陈植, 张庆虎, 冈敦殿 2013 物理学报 **62** 184702]
- [21] Wang X H, Yi S H, Fu J, Lu X G, He L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 054706 (in Chinese) [王小虎, 易仕和, 付佳, 陆小革, 何霖 2015 物理学报 **64** 054706]
- [22] Zhu Y Z, Yi S H, Kong X P, Quan P C, Chen Z, Tian L F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 134701 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 孔小平, 全鹏程, 陈植, 田立丰 2014 物理学报 **63** 134701]
- [23] Xu X W 2019 *M. S. Thesis* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [徐席旺 2019 硕士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]
- [24] Zhao Y X, Yi S H, Tian L F, Cheng Z Y 2009 *Sci. China Ser. E: Technol. Sci.* **52** 3640
- [25] He L 2011 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [何霖 2011 博士学位论文 (长沙: 国防科技大学)]

Experimental study on boundary layer of internal flow visible supersonic nozzle^{*}

Zeng Rui-Tong Yi Shi-He Lu Xiao-Ge[†] Zhao Yu-Xin
Zhang Bo[‡] Gang Dun-Dian

(College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 21 May 2024; revised manuscript received 17 June 2024)

Abstract

The high-frequency pulsation noise generated by the turbulent boundary layer on the wall of a Laval nozzle can significantly affect the quality of the flow field at the nozzle outlet. In this study, a supersonic wind tunnel with visible internal flow is designed and fabricated to observe the development and evolution of the boundary layer on the contraction and expansion surfaces of a Laval nozzle, as well as to study the flow field inside the supersonic nozzle. The subsonic, transonic and supersonic profiles of the nozzle are designed by bicubic curve, Hall method and classical characteristic line method respectively. The results of numerical calculation and total pressure measurement show that the flow field at the nozzle outlet of the wind tunnel is uniform and stable, and the deviation of Mach-number-root mean square is better than the qualified level of China's national military standard. Nanoparticle-tracer based planar laser scattering (NPLS) technology is used to carry out the flow display test of the internal flow visual supersonic nozzle, and the fine structure image of the whole flow field in the nozzle is obtained. The image clearly shows the development and evolution of the boundary layer in the nozzle. The interface between boundary layer and main stream and the wall curve of nozzle transition region are extracted by image processing technology. The fractal dimension of the extracted boundary layer contour is calculated, thereby establishing the corresponding relationship between the fractal dimension and the boundary layer state, and determining the transition position of the boundary layer. The results show that the transition position of the nozzle profile is closer to downstream than that of the nozzle straight wall. The fractal dimension can qualitatively judge the flow state of the boundary layer; however, it is necessary to distinguish between laminar boundary layers and hairpin vortices in the initial transition stage by considering the thickness of boundary layer.

Keywords: nozzle, boundary layer, nanoparticle-tracer based planar laser scattering, transition

PACS: 47.27.nf, 47.80.Jk, 47.27.Cn

DOI: [10.7498/aps.73.20240713](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240713)

^{*} Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12202489) and the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 2022JJ30652).

[†] Corresponding author. E-mail: luxiaoge18@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: zhangb@nudt.edu.cn

内流可视超声速喷管边界层实验研究

曾瑞童 易仕和 陆小革 赵玉新 张博 冈敦殿

Experimental study on boundary layer of internal flow visible supersonic nozzle

Zeng Rui-Tong Yi Shi-He Lu Xiao-Ge Zhao Yu-Xin Zhang Bo Gang Dun-Dian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 164702 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240713

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240713>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

脉冲电弧等离子体激励控制超声速平板边界层转捩实验

Experimental study on supersonic plate boundary layer transition under pulsed arc plasma excitation control

物理学报. 2020, 69(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200216>

旋转肥皂泡热对流能量耗散与边界层特性的数值模拟

Boundary layers and energy dissipation rates on a half soap bubble heated at the equator

物理学报. 2022, 71(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220693>

超声速湍流边界层密度脉动小波分析

Wavelet analysis of density fluctuation in supersonic turbulent boundary layer

物理学报. 2020, 69(21): 214702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200748>

壁面渗透气膜工质对圆锥高超声速边界层稳定性的影响

Effect of wall-seeping gas film under different working media on stability of conical hypersonic boundary layer

物理学报. 2024, 73(12): 124701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240369>

展向凹槽及泄流孔对高超声速平板边界层转捩影响的试验研究

Experimental study on effect of transverse groove with/without discharge hole on hypersonic blunt flat-plate boundary layer transition

物理学报. 2020, 69(2): 024703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191155>

基于格子Boltzmann方法的幂律流体二维顶盖驱动流转捩研究

Transitions of power-law fluids in two-dimensional lid-driven cavity flow using lattice Boltzmann method

物理学报. 2021, 70(18): 184703 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210451>