

超声速平板圆台突起物绕流实验和数值模拟研究

冈敦殿 易仕和 赵云飞

Experimental and numerical studies of supersonic flow over circular protuberances on a flat plate

Gang Dun-Dian Yi Shi-He Zhao Yun-Fei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 054705 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.054705

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054705>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于 NPLS 的超声速后台阶流场精细结构及其非定常特性

Fine structures and the unsteadiness characteristics of supersonic flow over backward facing step via NPLS

物理学报.2014, 63(13): 134701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134701>

激波与层流/湍流边界层相互作用实验研究

Experimental investigation of interactions between laminar or turbulent boundary layer and shock wave

物理学报.2014, 63(8): 084703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.084703>

超声速层流/湍流压缩拐角流动结构的实验研究

Experimental investigations on structures of supersonic laminar/turbulent flow over a compression ramp

物理学报.2013, 62(18): 184702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184702>

矩形喷口欠膨胀超声速射流对撞的实验研究

An experimental study of rectangular under-expanded supersonic jets collision

物理学报.2013, 62(8): 084706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084706>

超声速平板圆台突起物绕流实验和数值模拟研究*

冈敦殿[†] 易仕和 赵云飞

(国防科学技术大学航天科学与工程学院, 长沙 410073)

(2014年9月5日收到; 2014年10月27日收到修改稿)

高速飞行器表面不可避免的存在突起物并形成复杂流场, 从而引起飞行器气动特性和热载荷的变化; 同时, 突起物是流动控制的重要方法之一, 合适的突起物形状及安装位置对于改善冲压发动机进气道性能有重要意义. 本文采用基于纳米粒子的平面激光散射技术(NPLS)研究了马赫3.0来流边界层为层流的平板上三个不同高度圆台突起物绕流流场, 主要关注了突起物后方的尾迹边界层, 并采用高精度的显式五阶精度加权紧致非线性格式(WCNS-E-5)离散求解Navier-Stokes方程模拟了该流场. 获得了超声速圆台绕流精细流场结构, 观察到突起物后方尾迹区域边界层发展的过程. 结合实验和数值模拟结果可以发现, 当圆台高度接近或者小于当地边界层厚度时, 突起物对边界层的扰动非常弱, 圆台后方尾迹边界层能够维持较长距离的层流状态, 在边界层转捩阶段也有清晰的发卡涡结构出现; 反之, 边界层受到的扰动明显增大, 在突起物后方很快发展为湍流; 风洞噪声对本文研究圆台引起的边界层扰动有一定影响, 实验获得的边界层转捩位置要比数值结果靠前. 基于NPLS流场图像, 采用间歇性方法分析了圆台突起物后方边界层的特性, 对于高度大于边界层厚度的圆台其间歇性曲线较为接近并且更加饱满, 边界层的脉动也更为强烈.

关键词: 超声速, 平板突起物, NPLS, WCNS-E-5

PACS: 47.40.Ki, 47.32.Ff, 47.80.Jk, 46.15.-x

DOI: 10.7498/aps.64.054705

1 引言

在高速飞行器表面安装突起的典型部件, 引起局部干扰形成复杂流场, 这类干扰将引起整体流场特性的变化, 包括空气动力性能和热防护^[1]. 在这些突起部件附近存在强烈的三维黏性效应以及激波/激波、激波/边界层相互作用, 这也使得单纯的数值研究很难取得进展^[2]. 突起物引起的边界层转捩对航空航天有着重要意义, 如果能够准确预测边界层的转捩位置以及壁面摩阻和传热, 那么在飞行器设计和试验时就能够采取合适的防护方法^[3]. 另一方面, 基于壁面突起物的流动控制技术可有效控制相关流场, 对飞行器的气动、动力和控制等性能具有十分重要的影响^[4]. 因此开展超声速平板突起物绕流相关领域研究具有重要的理论和工程价值.

如图1所示为Voitenko等^[5]获得的典型超声

速圆台绕流的油流图像. 超声速来流绕过平板上的突起物, 在突起物前方形成弓形的脱体激波, 脱体激波所引起的逆压梯度通过亚声速边界层向上游传播, 从而引起边界层的增厚和分离. 经过突起物后边界层再附并继续发展, 在突起物后方产生一道再附激波.

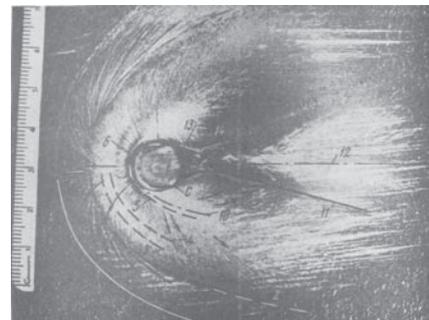


图1 马赫2.5超声速圆台绕流流场图像

* 国家自然科学基金(批准号: 11302256, 11172326)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: crystal_gdd@qq.com

由于超声速/高超声速平板突起物绕流在工程中的重要价值, 在过去数十年中许多学者对其进行了较为广泛深入的研究. 有大量的文献关注了来流为湍流的超声速突起物绕流, 并获得了平板表面流场结构、压力分布和热流分布. Burbank 于上世纪 60 年代对马赫数为 2.65, 3.51 和 4.44 的超声速圆台绕流流场进行了研究, 测量了平板表面的压力和热流分布, 同时采用油流方法获得了突起物的影响区域^[6]. Voitenko 采用纹影方法研究了 $Ma = 2.5$ 超声速圆台突起物绕流, 并且测量了压力分布, 结果表明当圆台足够高时, 圆台前方的分离长度与圆台直径的比值基本不会发生变化^[5]. Westkamper 研究了马赫 4.9 湍流边界层在圆台前方的分离现象^[7], 根据他的研究结论, 当圆台高度与直径的比值 H/D 大于 1.13 时, 无量纲的分离距离 Δ/D (其中 Δ 为圆台前方分离距离, D 为圆台直径) 的数值约为 2.65; 当 H/D 较小时, 之间的关系为 $\Delta/D = 2.42(H/D)^{0.7}$. Sedney 使用光学表面示踪的方法研究了超声速湍流圆台绕流前方的分离区, 并讨论了主分离区长度、圆柱高度与直径之间的关系^[8]. 同时 Sydney 还对超声速平板突起物绕流进行了初步的分类, 当突起物的高度 H 与当地边界层的厚度 δ 相当或者更小时, 则属于小突起物的类别, 此时突起物对边界层的影响要小很多. 根据 Sedney 的结论, 单纯的以 H/D 作为参数来描述流场显然是不够科学的, H/δ 应当是一个更为重要的变量.

对于来流条件为层流的情况, Ozcan 研究了来流马赫数为 2.36 的圆台绕流, 所有圆台突起物的直径和高度均大于未受干扰的边界层的厚度, 因此 Ozcan 研究的均是 Sydney 定义的大突起物绕流^[9]. Ozcan 在其实验中采用油流方法获得了不同圆台的分离区尺寸, 并测量了平板上压力分布和圆台附近的速度分布. Wheaton 等人在普渡大学静风洞中进行了马赫 6.0 圆台绕流实验研究, 由于静风洞本身噪声要比传统风洞低 1 至 2 个数量级, 因此可以更加准确地研究突起物对边界层发展的影响, 在其研究过程中主要采用了热线、压力测量和平面激光诱导荧光 (PLIF) 技术, 并发现了几个不同高度圆台扰动的典型频率^[10,11]. 根据 Wheaton 的分析, 当圆台尺寸较大时突起物对边界层的扰动是绝对的, 即扰动非常大并且传播速度快; 当突起物较小时, 扰动则是对流的, 即扰动较小并将在边界层的发展中逐渐增强. Bartkowicz 等则采用 DNS 模拟了 Wheaton 在静风洞中的实验情形, 二者符合

的较好, 同时 Bartkowicz 与 Wheaton 得出了相似的结论, 即圆台前方的分离区膨胀-收缩的运动是突起物对边界层产生扰动的主要原因^[12]. 采用数值方法研究突起物绕流流场的还有很多学者, 突起物绕流作为一种模型简单但流场结构复杂的典型流动, 很多研究将其作为算例以验证数值方法的性能^[13-15]. Schneider 较为全面地总结了前人在突起物引起的高超声速边界层转捩方面的研究, 并列举了不同形状突起物包括圆台、三棱柱等对边界层的影响, 同时分析了能够引起边界层失稳转捩的突起物尺寸^[16].

国内近些年在超声速突起物绕流方面也做了大量工作. 李素循和马汉东等采用实验和数值模拟方法获得了平板表面的压力分布、热流分布, 并分析了突起物高度对流场结构的影响以及激波与边界层的相互作用^[1,17]. 潘宏禄等针对高速飞行器局部构件干扰气动加热问题, 分类研究了突起物构件与壁面作用引起的干扰区和气动加热变化规律^[18]. 王登攀等近年来采用基于纳米粒子的平面激光散射技术 (NPLS) 大量研究了来流边界层为层流的超声速“大”圆台绕流流场, 获得了流向和展向流场的精细结构, 极大地推进了对突起物绕流的认识^[4,13].

本文采用高时空分辨率 NPLS 技术在马赫 3.0 超声速风洞中研究了圆台突起物绕流流场, 获得了流场的流向精细图像, 主要研究了圆台后方尾迹区边界层的发展. 共研究了三个圆台突起物模型, 直径均为 4 mm, 高度分别为 1 mm, 2 mm 和 4 mm, 突起物安装在玻璃平板上, 相应位置基于流动显示图像的密度边界层厚度为 1.2 mm. 根据 Sedney 的分类, $H = 1$ mm 圆台属于小突起物, 而 $H = 2$ mm, 4 mm 圆台属于大突起物. 数值方法方面, 采用邓小刚等提出的显式五阶精度加权紧致非线性格式 (WCNS-E-5) 离散求解 Navier-Stokes 方程^[19], 并将数值结果与实验图像进行了比较.

2 实验及数值模拟方法

2.1 实验设备、模型和测试技术

超声速圆台绕流实验是在一座设计马赫数为 3.0 的吸气式直连超声速风洞中进行的. 风洞上游来流为经过干燥除尘的空气, 喷管下游扩张段与真空罐连接, 风洞实验段横截面尺寸为 100 mm(宽) \times 120 mm(高), 有效运行时间超过 20 s.

实验模型为一长度 250 mm、宽度 100 mm 的玻璃平板, 在中心线上距离平板前缘 135 mm 的位置安装圆台突起物, 如图 2 所示. 本文共测试了三个模型, 圆台的直径 D 均为 4 mm, 高度 H 分别为 1 mm, 2 mm 和 4 mm.

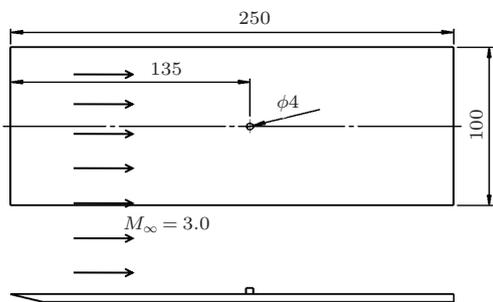


图 2 实验模型示意图

本文主要采用 NPLS 技术对超声速圆台绕流的流场精细结构进行研究, 该技术已经大量应用于超声速/高超声速流动测试测量, 包括超声速压缩拐角以及光学头罩气动光学效应等 [20,21]. 如图 3 所示为 NPLS 系统示意图, 该技术采用纳米粒子作为示踪粒子, 粒子具有良好的跟随性, 且粒子的散射光强和信噪比高. 在 CCD 正常工作范围内, NPLS 图像的灰度与当地流场的密度存在一定的对应关系, 在定性分析时可直接认为灰度等级越高当地流场密度越大 [13]. 实验采用的双腔 Nd:YAG 激光器输出的脉冲激光强度为 350 mJ, 脉宽为 6 ns; 跨帧 CCD 相机分辨率为 2048×2048 像素, 最小曝光间隔为 $0.2 \mu\text{s}$, 灰度等级为 4096, 实验中采用的拍摄率为 5 Hz. CCD 相机和激光器由同步控制器发出信号进行控制.

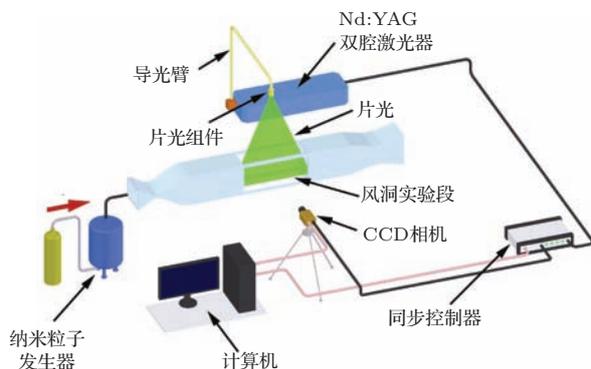


图 3 NPLS 测试系统示意图

2.2 数值模拟方法

本文通过数值求解三维非定常可压缩 N-S 方程

组模拟边界层转捩流动. 控制方程时间导数采用二阶精度三点后差格式离散, 采用隐式 LU-SGS 格式进行时间推进求解. 通过引入双时间步子迭代过程消除由于隐式时间格式线性化处理、LU 因式分解等造成的误差, 使非定常计算达到二阶时间精度. 方程空间项采用邓小刚等提出的显式五阶精度加权紧致非线性格式 WCNS-E-5 离散 [19,22], 它对无粘通量导数采用六阶精度单元中心型差分格式离散 (以 ξ 方向为例):

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial F}{\partial \xi}\right)_j &= \frac{75}{64\Delta\xi} \left(\tilde{F}_{j+\frac{1}{2}} - \tilde{F}_{j-\frac{1}{2}}\right) \\ &\quad - \frac{25}{384\Delta\xi} \left(\tilde{F}_{j+\frac{3}{2}} - \tilde{F}_{j-\frac{3}{2}}\right) \\ &\quad + \frac{3}{640\Delta\xi} \left(\tilde{F}_{j+\frac{5}{2}} - \tilde{F}_{j-\frac{5}{2}}\right), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\tilde{F}_{j\pm\frac{1}{2}}$ 代表单元边界上的数值通量, 本文采用了 Roe 通量差分分裂格式求解:

$$\begin{aligned} \tilde{F}_{j+\frac{1}{2}} &= \frac{1}{2} \left[F(\tilde{U}_{Lj+\frac{1}{2}}) + F(\tilde{U}_{Rj+\frac{1}{2}}) \right. \\ &\quad \left. - |\tilde{A}| \left(\tilde{U}_{Rj+\frac{1}{2}} - \tilde{U}_{Lj+\frac{1}{2}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

WCNS-E-5 对单元边界上的流动变量 $\tilde{U}_{Lj+1/2}$ 和 $\tilde{U}_{Rj+1/2}$ 进行插值求解时采用了非线性加权技术, 这样避免了跨间断插值从而能模拟含激波的超声速流动问题. 由于插值函数的精度是五阶, 因此 WCNS-E-5 整体上具有五阶精度. 此外 WCNS-E-5 采用了与内点格式相匹配的稳定的四阶边界格式, 对方程黏性项采用六阶中心差分格式离散, 保证格式整体上具有较高的精度.

数值计算采用结构网格, 坐标原点位于平板表面圆柱中心处, 三个方向上的计算域范围分别如下: $-140 \text{ mm} \leq x \leq 80 \text{ mm}$, $0 \leq y \leq 120 \text{ mm}$, $-80 \text{ mm} \leq z \leq 80 \text{ mm}$. x, y, z 分别代表流向、法向和展向方向. 在圆台前方的分离转捩区以及后方的尾迹区域进行了网格加密, 圆台周向共有 361 个网格点, 计算网格总数约为 4097 万.

3 未安装突起物时平板边界层流场

如图 4 所示为马赫 3.0 平板边界层某一时刻流向 NPLS 图像, 流动方向至左向右, 拍摄范围为距离平板前缘 105—165 mm. 从图像中可以发现在突起物安装位置附近边界层非常稳定, 并保持层流状态, 没有任何转捩和失稳迹象. 根据 NPLS 图像灰度与当地密度之间的关系, 我们基于密度简单地定

义壁面附近灰度非常低的区域为平板边界层,那么在距前缘 135 mm 的位置基于密度的边界层厚度约为 1.2 mm. 何霖在本文实验所采用的超声速风洞中进行了大量深入的平板边界层研究,图 5 所示为突起物安装位置附近由 99% 主流速度定义的边界层厚度与 NPLS 图像的比较,横纵坐标的单位均为毫米,坐标原点位于平板前缘中点 [23]. 基于速度和定性密度定义边界层厚度存在较大不同,不同主要是由于二者在定义上的差别,但是它们都反映了相同的趋势,即边界层厚度随着沿平板表面的发展而增大.

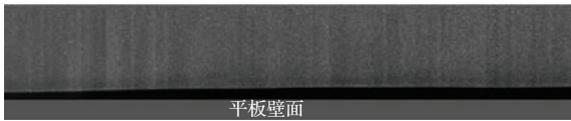


图 4 $Ma = 3.0$ 平板边界层流向 NPLS 图像 (距离平板前缘 105—165 mm)

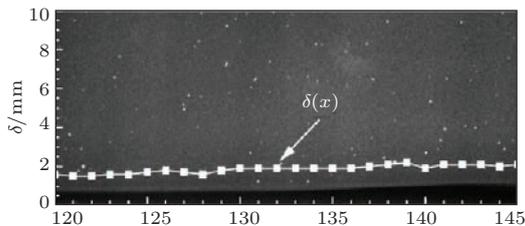


图 5 突起物安装位置附近基于 99% 主流速度定义的边界层厚度与 NPLS 图像的比较 [23]

4 超声速圆台绕流

图 6 给出的是高度 4 mm 圆台绕流流场结构的 NPLS 图像, x 轴的坐标原点位于圆台后缘处, 图中清晰展示了圆台绕流的流场整体结构以及边界层的发展过程. 主流区域均匀地散布着大量纳米粒子, 图像较明亮, 而边界层内部由于其密度较低, 相应地纳米粒子的浓度也较低, 因此图像在边界层内部较暗. 在圆台左上方有两道较为明亮的线, 这是由风洞实验段侧面光学玻璃的损伤引起, 并非真实的流场结构.

图中①所示的结构为圆台前方分离区大尺度结构诱导的小激波; ②所示为超声速气流在圆台前方产生的三维弓形脱体激波; ③所示为圆台后方的再附激波; ④所示的区域为再附激波的根部, 我们可以发现再附激波的形状受到涡结构的影响发生了明显的变化. 另外, 层流状态的边界层经过圆台再附之后已经发展为充分湍流, 几乎直接越过失稳

和转捩阶段. 由于 1 mm 和 2 mm 高度圆台的流场结构与图 6 相似, 本文不单独列出流场图像.

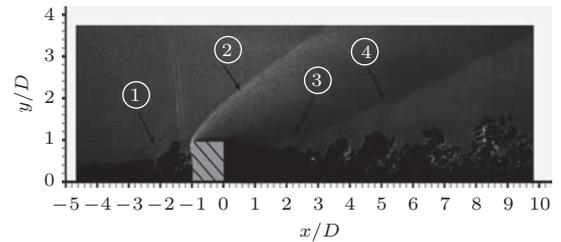


图 6 高度 4 mm 圆台绕流流场 NPLS 图像

5 圆台绕流尾迹研究

5.1 圆台尾迹瞬态流场结构研究

如图 7 所示为不同高度圆台尾迹瞬态流场 NPLS 图像与采用 WCNS-E-5 格式计算的密度场云图的对比. 在图 7(a)、(c) 和图 (e) 中, 我们可以清晰地观察到圆台后方再附边界层逐渐失稳转捩为湍流的全过程, $H = 2$ mm 和 $H = 4$ mm 尾迹 NPLS 图像和数值模拟密度场云图中大尺度结构清晰可见, 二者体现了较好的一致性. 对比 (a) 和 (b) 两幅图像, 我们可以发现, 实验获得的转捩点位置在 $x/D = 4.4$ 附近, 而数值结果反映的转捩点位置明显靠后, 在 $x/D = 6.4$ 附近, 相差接近两倍的圆台直径. 出现这一现象的主要原因应该是, 风洞中各种噪声比较复杂, 如声学噪声和风洞湍流边界层引起的扰动, 这样就促使边界层提前转捩. 在 $H = 1$ mm 圆台绕流 NPLS 图像和数值模拟结果中都可以观察到尾迹由层流经过较长距离的转捩失稳发展为湍流的全过程, 转捩阶段的发卡涡清晰可见. 在实际流场中, 激波的厚度与分子自由程具有相同的量级, 这在三个高度圆台尾迹瞬态流场的 NPLS 图像中有很好的反映, 而数值模拟的结果中激波的厚度明显较厚, 存在激波被抹平的现象, 这也是 WCNS-E-5 格式需要改进之处.

图 7(a) 和 (b) 除了转捩点位置有一定的不同, 在其他方面如发卡涡的再现以及边界层厚度方面符合的非常好. 但是, 我们还应当注意到计算格式在模拟湍流的拟序结构方面存在较大的不足. 随着圆台高度的增加, 再附后的边界层也更加的不稳定, 然而在实验获得的 $H = 2$ mm 和 $H = 4$ mm 圆台 NPLS 图像中仍然可以辨析出湍流结构具有明显的相似性, 这一现象在数值计算结果的

密度云图中几乎完全没有体现. 在距离圆台较远处 ($x/D > 12$), 边界层存在明显的非定常脉动, 边界层靠近主流的位置有较多小尺度涡结构脱落进入主流, 类似的现象在图7(b)、(d)、(f)中较难发现. 当边界层发展至湍流状态时, 其速度剖面

变得更加饱满, 接近平板的边界层也具有较高的速度. 湍流边界层内部的密度脉动特性在NPLS图像中也有较好的体现, 尤其在图7(e)中, 该现象非常显著, 呈现出与层流边界层完全不同的流场特性.

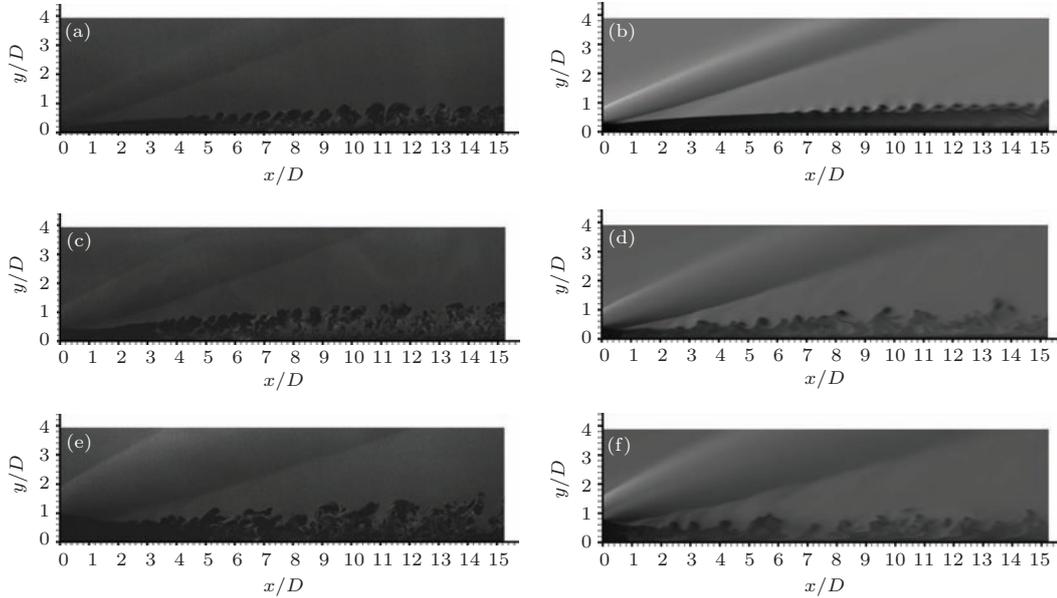


图7 圆台绕流尾迹瞬态流场NPLS图像与数值计算密度场云图对比 (a) $H = 1$ mm 尾迹瞬态NPLS图像; (b) $H = 1$ mm 数值计算瞬态密度云图; (c) $H = 2$ mm 尾迹瞬态NPLS图像; (d) $H = 2$ mm 数值计算瞬态密度云图; (e) $H = 4$ mm 尾迹瞬态NPLS图像; (f) $H = 4$ mm 数值计算瞬态密度云图

5.2 圆台尾迹时间平均流场结构研究

如图8所示为圆台尾迹时间平均流场结构NPLS图像与数值计算密度场云图的对比.

图8(a)—(f)在密度场的定性描述上体现出较好的一致性, 主要表现在边界层的生长速度和厚度. 基于150幅瞬态流场NPLS图像的时间平均图像主流区域灰度均匀, 边界层与主流存在较为清晰的分

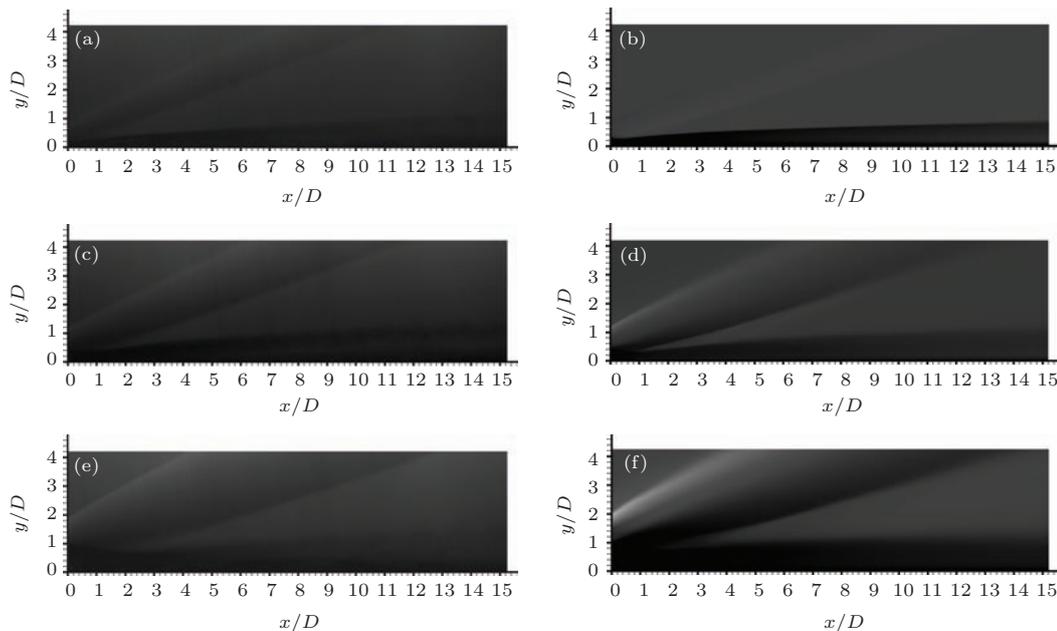


图8 圆台绕流尾迹时间平均流场NPLS图像与数值计算密度场云图对比 (a) $H = 1$ mm 尾迹时间平均NPLS图像; (b) $H = 1$ mm 数值计算时间平均密度云图; (c) $H = 2$ mm 尾迹时间平均NPLS图像; (d) $H = 2$ mm 数值计算时间平均密度云图; (e) $H = 4$ mm 尾迹时间平均NPLS图像; (f) $H = 4$ mm 数值计算时间平均密度云图

界. 通过时间平均, 我们可以发现激波的厚度明显增大, 这与激波随着流动结构的脉动发生形状和位置的变化有关系. 圆台突起物绕流流场是随着时间不断变化的, 前文述及的Wheaton等在研究中通过皮托压力和热线测量还获得了这一变化的典型特征频率^[11].

5.3 基于间歇性分析的圆台尾迹研究

主流与边界层之间的界面是不规则的, 非非常的. 对这个界面内一个固定点 A , 它时而处于主流中, 时而在边界层内部, 那么此时便可以引入间歇因子 γ , 其定义为^[24]

$$\gamma = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \alpha dt. \quad (3)$$

其中当 A 点处于边界层外部时 $\alpha = 0$, 处于边界层内部时 $\alpha = 1$. 由此我们可以发现, 从离边界层较远的主流区域到边界层底部, 间歇因子 γ 由 0 过渡到 1.

为计算湍流的间歇因子, 需要采用合适的灰度阈值提取湍流边界层与主流的分界面, 并对图像进行二值化^[25]. 图 9 右侧所示为不同高度圆台尾迹 $x/D = 4-6$ 区域进行边界提取和二值化后的 NPLS 图像,

由于湍流边界层脉动非常剧烈, 我们在实际研究中所取的“ A 点”为一条平行于 x 轴长度为 2 倍圆台直径的线段. 图 9 所示的间歇因子曲线是基于 100 幅 NPLS 图像的计算结果. 根据何霖在其博士论文中的研究, NPLS 图像边界提取和二值化过程中采用不同的阈值会得到不同的间歇因子^[23]. 但是, 选取灰度阈值应当以基本不损失原来的图像中反映的流场信息为基础, 那么根据此, 当阈值在一个较为合理的范围内时, 具体的取值实际上对间歇因子计算结果并没有十分大的影响.

由于激光入射在玻璃平板上产生较强的散射光, 靠近壁面附近图像的灰度并不能很好地反映当地流场的密度信息, 也就无法反映出相应的流动结构, 所以本文主要研究 $y/D > 0.2$ 的区域. 从图 9 中我们可以发现一个较为明显的现象, 即 $H = 2 \text{ mm}$ 和 $H = 4 \text{ mm}$ 高度圆台的尾迹间歇因子曲线较为接近, 并显得更加饱满, 边界层在同一位置的厚度也更大. 曲线饱满反映了湍流边界层接近主流区域涡结构具有强烈脉动特性. 而 $H = 1 \text{ mm}$ 圆台间歇因子曲线在 $y/D = 0.52-0.68$ 这个高度区域随着 y/D 的增大迅速下降.

另一方面, 三个不同高度圆台尾迹壁面附近的边界层间歇因子分布也存在明显的不同. 观察 $y/D = 0.2-0.48$ 这个区域间歇因子曲线的变化规律, $H = 1 \text{ mm}$ 圆台在此区域内间歇因子基本没有发生变化保持为 1, 这说明其靠近壁面的尾迹湍流边界层在此区域内脉动很小. 而 $H = 2 \text{ mm}$ 和 $H = 4 \text{ mm}$ 圆台尾迹在此区域内的间歇因子曲线则随着 y/D 的增大则出现了较快的下降, 相应地尾迹湍流边界层底部的涡结构脉动也较为强烈.

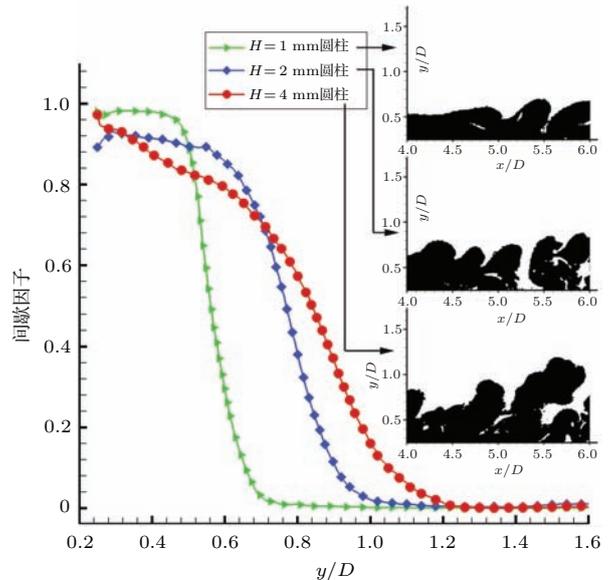


图 9 不同高度圆台绕流尾迹间歇性对比

综合三个不同高度圆台尾迹的间歇性分析, 可以发现, 当圆台高度低于当地边界层厚度时 (圆台被淹没在边界层内), 经过圆台后的边界层发展较为稳定, 边界层底层的脉动也较弱; 当圆台高于当地边界层厚度时, 圆台对边界层的扰动明显要大很多, 尾迹边界层底层的脉动要更强.

6 结 论

本文采用 NPLS 技术和高精度 WCNS-E-5 数值格式研究了超声速平板圆台突起物绕流流场, 获得了流场精细结构并观察到了尾迹区域边界层发展的过程. 三个突起物的高度分别为 1 mm, 2 mm 和 4 mm, 当地未受扰动的层流边界层厚度约为 1.2 mm, 对应的 H/δ 的值分别为 0.83, 1.67 和 3.33, 那么根据 Sedney 定义, 高度 1 mm 圆台为小突起物. 结合 NPLS 图像和数值模拟结果, 发现高度 1 mm 圆台和其余两个圆台的流场存在较为明显的不同, 高度 1 mm 圆台后方尾迹区域边界层有很长一段保

持层流状态并且在转捩区可以观察到清晰的发卡涡结构. 对于高度 2 mm 和 4 mm 圆台流场, 再附后的边界层经过较短距离的转捩段很快发展为充分湍流. 上述实验和数值结果与 Sedney 提出的分类方法是一致的, 这同时也说明与边界层厚度相近的圆台对于边界层控制是有效的并且控制是相对稳定的, 流场不会出现大的脉动结构, 这与王登攀在较大圆台后方获得的流动图像有很大区别^[13]. 由于风洞噪声的影响, 本文获得的圆台后方边界层转捩点的位置要比数值结果靠前, 这在下一步的工作中应当尽量在低噪声风洞中进行实验. 另一方面, 尽管在两个较大圆台突起物后方失稳和转捩区长度很短, 但是在 NPLS 图像中均可看到自相似的结构, 这点在数值模拟的结果中并没有表现出来, 说明 WCNS-E-5 在模拟湍流方面还是需要改进. 基于间歇性方法分析了尾迹区边界层, 发现高度 2 mm 和 4 mm 圆台的间歇因子曲线非常接近, 且比较饱满, 说明其边界层的底层和接近主流区与脉动均比较强烈.

参考文献

- [1] Li S X 2007 *Complex flow with the leading of shock wave and boundary layer* (Beijing: Science Press) pp11–52 (in Chinese) [李素循 2007 激波与边界层主导的复杂流动 (北京: 科学出版社) 第 11—52 页]
- [2] Sedney R 1973 *AIAA J.* **11** 782
- [3] Bernardini M, Pirozzoli S, Orlandi P, Lele S K 2014 *AIAA J.* DOI: 10.2514/1.J052842
- [4] Wang D P 2012 *Ph. D. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [王登攀 2012 博士学位论文 (湖南长沙: 国防科学技术大学)]
- [5] Voitenko D M, Zubkov A I, Panov Y A 1966 *Fluid Dyn.* **1** 121
- [6] Burbank P B 1962 *NASA TN D-1372*
- [7] Westkaemper J C 1967 *AIAA J.* **6** 1352
- [8] Sedney R, Kitchens C W 1976 *AIAA J.* **15** 546
- [9] Ozcan O, Holt M 1984 *AIAA J.* **22** 611
- [10] Wheaton B M 2012 *Ph. D. Dissertation* (West Lafayette: Purdue University)
- [11] Wheaton B M, Schneider S P 2010 *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition Orlando, Florida, 4–7 January 2010, AIAA 2010–1574*
- [12] Bartkowicz M D, Subbareddy P K, Candler G V 2010 *40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit Chicago, Illinois, 28 June–1 July 2010, AIAA 2010–4723*
- [13] Wang D P, Zhao Y X, Xia Z X, Wang Q H, Luo Z B 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 084702
- [14] White J T 1995 *AIAA Paper 95-1789-CP*
- [15] Manokaran K, Vidya G, Goyal V K 2003 *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Reno, Nevada, AIAA 2003-1253*
- [16] Schneider S P 2008 *J. Spacecraft Rockets* **45** 193
- [17] Ma H D, Li S X, Chen Y K 2000 *Acta Mech. Sin.* **32** 486 (in Chinese) [马汉东, 李素循, 陈永康 2000 力学学报 **32** 486]
- [18] Pan H L, Li J H, Zhang X J 2013 *Chin. J. Comput Phys.* **30** 825 (in Chinese) [潘宏禄, 李俊红, 张学军 2013 计算物理 **30** 825]
- [19] Deng X G, Zhang H X 2000 *J. Comput Phys.* **165** 22
- [20] Wu Y, Yi S H, Chen Z, Zhang Q H, Gang D D 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084219 (in Chinese) [武宇, 易仕和, 陈植, 张庆虎, 冈敦殿 2013 物理学报 **62** 084219]
- [21] Zhu Y Z, Yi S H, Chen Z, Ge Y, Wang X H Fu J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 184702 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 陈植, 葛勇, 王小虎, 付佳 2013 物理学报 **62** 184702]
- [22] Liu X, Deng X G, Mao M L 2007 *AIAA J.* **45** 2093-2097
- [23] 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: 国防科学技术大学)]
- [24] Xu W X, Xu W C 1989 *Viscous Fluid Dyn.* (Beijing: Press of Beijing Institute of Technology) p481 (in Chinese) [徐文熙, 徐文灿 1989 黏性流体力学 (北京: 北京理工大学出版社) 第 481 页]
- [25] Humble R A, Peltier S J, Bowersox R D W 2012 *Phys. Fluids* **24** 106103

Experimental and numerical studies of supersonic flow over circular protuberances on a flat plate*

Gang Dun-Dian[†] Yi Shi-He Zhao Yun-Fei

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

(Received 5 September 2014; revised manuscript received 27 October 2014)

Abstract

Although high-speed vehicles are designed to be smooth, they tend to have some protuberances on their surfaces. Thus the aerodynamic characteristics and thermal loads are changed. Meanwhile, mounting protuberances on a flat plate is an important way of flow control, and appropriate structure and location of the protuberance can improve the performance of the scramjet inlet remarkably. The nanotracer planar laser scattering (NPLS) technique is used to test the flow field of Mach 3.0 supersonic flow over circular protuberances of different heights. In total three models are tested. And the second-order scheme and fifth-order weighted compact nonlinear scheme (WCNS-E-5) is adopted to simulate the flow field. Fine structures of supersonic flow over the circular protuberances have been obtained and the development of boundary layer in the wake flow can be observed. By comparison, it may be concluded that the protuberance lower than the local thickness will have weak disturbances on its boundary layer development, and the layer after reattachment can keep its laminar state within a long distance. During the transition many clear hairpin vortices can be distinguished. When the protuberance height is larger than the thickness of the boundary layer, and the later in the region of wake flow would develop into a turbulence quickly due to intense disturbances. The transition point observed from the experimental results lies closer to the protuberance, and this might be caused by the noise from the walls of the wind tunnel. Intermittency analysis has been done for the boundary layer in the wake flow based on the NPLS images, and the results show that the intermittency curves of the two protuberances that are larger than the local boundary layer thickness are quite similar and fluctuations are strong.

Keywords: supersonic flow, protuberance mounted on a flat plate, NPLS, WCNS-E-5

PACS: 47.40.Ki, 47.32.Ff, 47.80.Jk, 46.15.-x

DOI: [10.7498/aps.64.054705](https://doi.org/10.7498/aps.64.054705)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11302256, 11172326).

[†] Corresponding author. E-mail: crystal_gdd@qq.com