DOI: 10.19527/j.cnki.2096-1642.1047

# 超声速进气道起动与不起动的流动特征结构的 机理分析

陈雅倩, 胡科琪, 王高峰 (浙江大学航空航天学院,浙江杭州 310027)

## Mechanism Analysis of Start and Unstart Flow Characteristic Structures of a Supersonic Inlet

CHEN Ya-qian, HU Ke-qi, WANG Gao-feng

(School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

**摘 要**:基于 Wagner 等实验的超声速进气道模型,采用 RANS-SST 计算方法分析超声速进气道起动和不起动流场 特性。通过拓宽计算域和采用来流边界层自由发展方法,准确预测了典型的进气道不起动过程中可能出现的周 期性振荡流现象,包括进气道内部高压的产生和降低、下壁面大尺度分离泡的膨胀收缩和迁移,并伴随不起动激 波的传播。进气道完全起动状态(末端活门挡板角度 $\beta$ =0°)时得到的波系结构、壁面压强和流向速度分布计算结 果与实验测量值相吻合;不起动状态( $\beta$ =28°)时流场的振荡周期和振幅与实验结果一致。对进气道不起动的非定 常流场进行动态模态分解,发现了 3 个特征频率:主频  $f_1$ =69.8 Hz 的流场模态揭示了进气道出口的压强振荡最 强,而入口及上壁面的速度振荡最强;二倍频 $f_2$ =139.7 Hz 和三倍频 $f_3$ =209.5 Hz 捕捉到的流场模态主要是离散的 小尺度高能结构。在不起动状态的振荡过程中,进气道入口外部流场产生了较大的速度和压力脉动,所以对进气 道内外流场相互作用的准确描述是预测不起动状态振荡流动的重要因素。

关键词:进气道;不起动;振荡流动;激波;动态模态分解

中图分类号: V211.3 文献标志码: A

**Abstract:** Based on the supersonic inlet model in Wagner's experiment, RANS-SST was used in numerical simulation to analyze the inlet start and unstart flow field characteristics. By broadening the computational domain and adopting the free development method of boundary layer, the possible periodic oscillatory flow phenomena in the process of the inlet unstart, such as the high-pressure generation and reduction inside the inlet, the expansion and contraction of large-scale separation bubbles at the lower wall, and the unstart shock propagation, were accurately predicted. For inlet start at the flap angle of 0, the wave structures, wall pressure, and flow velocity distributions were consistent with the existing experimental results. For inlet unstart at the flap angle of 28, the oscillation period and amplitude of the flow field were in agreement with the experimental data. The dynamic mode decomposition of the unsteady flow of the inlet unstart was carried out. In the flow field mode with the main frequency  $f_1 = 69.8$  Hz, the pressure oscillation at the outlet of the inlet is the strongest, while the velocity oscillation at the inlet and the upper wall is the strongest. In addition, the flow field modes captured by double frequency  $f_2 = 139.7$  Hz and triple frequency  $f_3 = 209.5$  Hz are mainly discrete small-scale high-energy structures. In the oscillation process of the inlet unstart, the flow field outside the inlet produces large velocity and pressure pulsation. Therefore, the accurate description of the interaction between the fields inside and outside the inlet is an important factor to predict the inlet unstart oscillatory flow.

Keywords: inlet; unstart; oscillatory flow; shock wave; dynamic mode decomposition

#### 收稿日期: 2023-03-21; 修回日期: 2023-04-12

基金项目:国家重大科技专项(J2019-Ⅲ-0006-0049)

第一作者简介:陈雅倩(1998-) 女,硕士,主要研究方向为计算流体力学。E-mail: yaqian@ zju.edu.cn

引用格式: 陈雅倩, 胡科琪, 王高峰. 超声速进气道起动与不起动的流动特征结构的机理分析[J]. 气体物理, 2023, 8(5): 28-37. Citation: Chen Y Q, Hu K Q, Wang G F. Mechanism analysis of start and unstart flow characteristic structures of a supersonic inlet[J]. Physics of Gases, 2023, 8(5): 28-37.

## 引 言

超声速进气道作为冲压发动机的重要组成部分,能够在起动状态下工作是确保推进系统正常运行的基本要求<sup>[1-2]</sup>。

关于进气道不起动问题,自1944年 Oswatisch<sup>[3]</sup> 首次观察到超声速进气道入口振荡流动以来,国内 外针对这种特殊的振荡现象进行了大量的研究[4]。 Wagner 等<sup>[5-7]</sup>对 Mach 数为 5 的超声速进气道进行 了风洞实验,在隔离段末端安装挡板来模拟背压, 通过改变挡板角度,观察到进气道起动、不起动现 象,发现不起动状态下进气道内存在3种不同振幅 和频率的振荡流动,并且振荡流动中存在激波的运 动。Tan 等<sup>[8]</sup> 对来流 Mach 数为5 的矩形进气道的 不起动振荡流进行了实验研究,提出以对流、激波 串运动和声波传播共同建立反馈回路这一新的振 荡机制,使用该机制估计的振幅和频率与实验结果 基本一致。Chang 等<sup>[9]</sup> 通过实验研究了来流 Mach 数为4.5~6.0时进气道的不起动流动,观察到两种 新的振荡模式,即混合振荡模式和间歇振荡模式, 为认识进气道振荡流机理、预测和控制进气道不起 动提供了参考。中国科学技术大学的 Li 等<sup>[10]</sup>在不 同出口节流比下对来流 Mach 数为 5.9 的高超声速 进气道进行了实验研究,发现在低节流比下进气道 起动, 而在近堵塞节流比下进气道不起动, 并且出 现激波振荡现象.振荡频率随节流比的增加而增加。

得益于数值仿真技术的发展与应用,超声速进 气道数值模拟方法可以对进气道不起动问题进行 仿真预测,并提供详细的流场信息分析不起动机 理。袁化成等<sup>[11]</sup>对二维高超声速进气道的不起动 和再起动过程进行了数值分析,发现进气道不起动 和再起动与来流 Mach 数有关;常军涛等<sup>[12]</sup>对 高超声速进气道二维流场进行了数值模拟,从流动 稳定性的角度解释了进气道不起动/再起动特性形 成的原因。Koo 等<sup>[13]</sup>利用大涡模拟(large eddy simulation, LES)方法对 Wagner 的实验进行了数值研 究,准确预测了进气道起动状态下的流场特征;但 对于进气道不起动状态,由于没有考虑风洞实验中 实际的内外流耦合情况,Koo 等<sup>[13]</sup>的 LES 结果没 有得到实验中观察到的振荡模式。

LES 面向流动精细化结构分析时具有较好的求 解能力,但是计算代价较高,在使用其计算进气道 内外流的耦合问题时对计算能力仍然存在较大的 挑战。本文基于 Wagner 实验中的超声速进气道实 验模型,采用 Reynolds 平均 Navier-Stokes (Reynolds averaged Navier-Stokes, RANS)数值计算方法,拓宽 计算区域表征内外流场耦合条件和来流湍流边界 层发展情况,分析 Ma=5 进气道在起动和不起动状 态下的定常和非定常流场,并通过动力学模态分解 (dynamic mode decomposition, DMD)方法对进气道 不起动振荡流进行模态特征分析。

## 1 物理模型及数值仿真方法

#### 1.1 物理模型

本文数值模拟分析所采用的研究对象是 Wagner 等<sup>[5-7]</sup>在德克萨斯大学风洞中开展实验的物 理模型,如图1所示。该模型由长度L<sub>1</sub>=90.7 mm 的内收缩进气道和长度 L2=242.3 mm 的等截面隔 离段组成,其中进气道入口收缩角 α=6°,入口高 度 H<sub>0</sub>=34.9 mm, 隔离段高度 h=25.4 mm, 模型内 部宽度 W=2h=50.8 mm。在隔离段出口设置了活 门挡板装置,实验中通过调整挡板角度(β=0°~ 28°)改变通流面积,以此模拟发动机燃烧产生的反 压,从而观察进气道从起动状态到不起动状态的流 动变化过程。表1给出了实验中提供的自由来流 条件, 来流 Mach 数为 4.9, 总温 T, 为 330 K、总压 P,为2.5 MPa。实验通过纹影成像技术对激波结构 进行观察分析,同时采用粒子图像测速(particle image velocimetry, PIV)成像技术测量流场。在实 验模型的下壁面设置了7个压强监测点T1~T7 (见图1(a)),记录壁面压强随时间的变化情况。 实验中进气道入口前的来流边界层为湍流边界层, 并测得来流条件下入口下壁面 T1 位置边界层厚度 (99%U<sub>n</sub>)为19.3 mm,静压为5380 Pa。







## 图 1 进气道示意图和实物图<sup>[7]</sup> Fig. 1 Schematic drawing and physical drawing of the inlet<sup>[7]</sup>

| 夜上 历气但日田太师多致。 | 表 1 | 讲气道自由来流参数 <sup>[7]</sup> |  |
|---------------|-----|--------------------------|--|
|---------------|-----|--------------------------|--|

| Table 1            | Freestream pa         | trameters of the | e inlet <sup>[7]</sup> |
|--------------------|-----------------------|------------------|------------------------|
| $T_{\rm t}/{ m K}$ | $P_{\rm t}/{\rm MPa}$ | Ma               | V/(m∕s)                |
| 330                | 2.5                   | 4.9              | 740                    |

## 1.2 数值仿真方法

## 1.2.1 计算模型和边界条件

本文计算基于 CFX 软件,使用有限体积法求 解三维可压缩完全气体 Navier-Stokes 方程<sup>[14]</sup>,空 间离散采用迎风格式,并采用 SST 湍流模型<sup>[15-16]</sup>对 进气道的起动和不起动状态分别进行 RANS 和 URANS 计算。收敛残差设置为 1.0×10<sup>-6</sup>,亚迭代 步数为 10, URANS 计算的时间步长为 1.0×10<sup>-6</sup> s。

图 2 给出了本文根据实验物理模型得到的计 算模型。超声速进气道模型的长度为 13.11h,高度 为 1.38h。为了保证计算边界条件与风洞实验条件 更好地保持一致,计算区域拓展到实验件前 60h、 后 7h,纵向宽度扩展到 20h。针对进气道不起动状 态,除了  $\beta = 0^{\circ}$ 工况外,还设置了  $\beta = 20^{\circ}$ ,21°, 22°,23°,25°,28°的计算模型(见图 2(a)),分别 计算特定  $\beta$  角度下进气道内部的流动。计算人口 边界条件设为超声速进口给定来流条件,计算域下 边界及进气道表面设为无滑移绝热壁面,上边界及 下游出口边界为超声速出口边界条件。计算域展 向宽度设为 h,两侧设为周期性边界。







(b) Grid 图 2 计算模型 Fig. 2 Computational model

### 1.2.2 计算网格及方法校验

针对进气道模型(β=0°)设计了4套不同的网 格方案,以验证数值方法的网格无关性,进气道局 部网格如图 2(b) 所示,表 2 为具体的网格参数,其 中网格 1 与网格 2 中第 1 层网格高度均为 0.08 mm, 而网格 3 与网格 4 中第 1 层网格高度为 0.05 mm。 图 3 给出了 4 套网格计算得到的壁面压强分布与实 验测量值<sup>[5]</sup>和他人 LES 结果<sup>[13]</sup>的比较,可以发现 除了网格 1 计算得到的压强曲线有两处明显的凸 起变化,网格 3 和网格 4 的压强分布基本保持一 致,说明网格 3 的精度已经能够满足 RANS 计算需 求,因此选择网格 3 开展进一步计算分析。相关计 算结果与参考文献中的 LES 结果也较吻合,与实验 结果基本保持一致。因此,本文基于网格  $3(y^+=9)$ 的设置参数完成不同  $\beta$  角度模型的网格划分,模型 网格单元总量约为  $1.8 \times 10^6$  个。

表 2 网格参数 Table 2 Grid parameters

| P      |                       |                            |  |  |
|--------|-----------------------|----------------------------|--|--|
| case   | total elements        | initial layer thickness/mm |  |  |
| grid 1 | 5.94×10 <sup>5</sup>  | 0.08                       |  |  |
| grid 2 | 9.86×10 <sup>5</sup>  | 0.08                       |  |  |
| grid 3 | $1.469 \times 10^{6}$ | 0.05                       |  |  |
| grid 4 | 2.243×10 <sup>6</sup> | 0.05                       |  |  |



#### 2 结果与讨论

#### 2.1 完全起动状态

β=0°时,进气道完全起动,计算得到的数值仿 真结果如下。进气道入口前 T1 壁面处的流向速度 沿高度方向的变化曲线如图 4 所示,进气道入口来 流条件与实验中的来流条件吻合较好:T1 处的湍 流边界层厚度为 17.78 mm(0.7*h*),与实验测量值 19.3 mm 基本一致;计算得到 T1 点静压为 5 314 Pa, 实验测量值为 5 380 Pa,相对误差为-1.2%。





如图 5(a) 所示为实验<sup>[6]</sup>得到的起动状态下 流场纹影图,可以看到其中存在复杂的波系结构。 图 5(b)为计算得到的进气道对称面纹影图和压强 云图,比较实验和计算结果可以发现,数值模拟成 功捕捉到了实验中观测到的 1,2,3 这 3 道反射激 波、膨胀波 B 以及上壁面边界层 A。由于实验测量 装置的限制,无法在实验中测量进口段的入射激波 S,而计算结果可以得到更完整的激波结构,从而 分析进气道内的流动特征。

他人研究指出激波边界层相互作用是影响进气 道内部流动的主要因素之一<sup>[17-18]</sup>,图6是图5(b)纹 影图的红框区域,为数值计算得到的局部流场结 构,与激波与边界层作用的理论流场结构基本一 致<sup>[19]</sup>,即入射激波与湍流边界层相互作用后引起 湍流边界层气流分离,在分离区的分离点和再附点 分别产生一道激波,并在下游相交。



A: boundary layer, B: expansion fan, S: incident shock wave, 1, 2, 3: reflected shock wave (b)Present





Fig. 6 Flow field structure of interaction between shock waves and turbulent boundary layer

图 7 为隔离段 x/h=4.5~10.5 范围的流向速度 分布云图,图 8 为该范围内不同位置(x/h=4.5, 6.5, 8.5, 10.5)的流向速度分布曲线,RANS 计算 结果与实验测量值整体上基本一致,与参考文献中 的 LES 结果也比较吻合,说明 RANS 对进气道内部 流动的预测较好。

#### 2.2 β 对进气道不起动特性的影响

通过改变 β 大小,对进气道进行非定常仿真计 算,得到 β= 20°, 21°, 22°, 23°, 25°, 28°共6个工 况的计算结果。图 9 是计算得到的各工况 T7 点压 强随时间的变化曲线。对于 β= 20°, 21°, 22°,流 场完全发展后 T7 点压强已不再随时间变化,分别 稳定在 7.34 $P_x$ , 7.47 $P_x$ , 7.88 $P_x$ 。β= 23°时, 计算 稳定后 T7 点压强在 14.18 $P_x$  ~ 14.25 $P_x$ 范围内波 动,振幅只有 0.08 $P_x$ ,考虑到计算误差,可以认为 β= 23°时流动是定常的。而 β= 25°和 28°时, T7 点 压强随时间呈现周期性大幅振荡模式变化,周期分 别为 14.5 ms 和 9.5 ms,振幅分别为 24.31 $P_x$ 和 25.35 $P_x$ ,前者的振幅略小而周期较大;相应地,每 个周期内 $\beta = 25^{\circ}$ 的T7点压强比 $\beta = 28^{\circ}$ 多一个极大值。





图 10 为不同 $\beta$ 对应工况下的进气道对称面的 平均压强分布云图,与 $\beta$ =0°的流场相比,活门挡 板抬起后,出口气流受阻导致气流压强升高,将造 成出口堵塞引起进气道不起动。其中 $\beta$ =20°,21°, 22°的进气道内部流场完全发展后保持稳定状态, 由于三者 $\beta$ 相差不大,对应的流场结构基本一致; 并且由于中压区稳定在下游,并未向上游传播,此 时流场中仍存在入射激波 S、膨胀波 B、反射激波 1 和 2,进气道此时还可以起动。而 $\beta$ =23°时,出口 附近压强较高,相比于 $\beta$ =20°~22°,高压区向上游 发展,阻止了反射激波2的形成。注意到β=20°~ 23°的流场中,高压区前存在一道激波,将其称为 不起动激波。β=25°和28°的平均流场中,高压气 流几乎占满了整个通道,容易导致进气道出口气流 反向流动,并且高压区阻断了入射激波的发展,没 有形成反射激波,进气道为不起动状态。

为了定量比较 β 对进气道内部流动的影响, 图 11 给出了不同 β 对应的进气道下壁面平均压强 分布曲线。从图中可知,进气道壁面压强沿程逐渐 增加;其中,β=20°~23°对应的压强突增点为激波 所在位置。比较不同 $\beta$ 对应的压强曲线,发现随着  $\beta$ 的增大,壁面压强逐渐增大;并且 $\beta$ =23°时,进 气道出口附近的压强相比于 $\beta$ =22°显著增加,结合 前文分析,可以认为 $\beta$ =23°为进气道进入大幅周期 性振荡不起动模式的临界角度。



 $P \times 10^{-4}$  / Pa



图 10 进气道在不同 $\beta$ 下的平均压强分布 Fig. 10 Average pressure contours of the inlet at different angles of  $\beta$ 



图 11 不同 β 下壁面平均压强分布曲线 Fig. 11 Average wall pressure distribution curves at different angles of β

图 12 是  $\beta$  = 28°时数值计算和实验<sup>[6]</sup>的 T7 点 压强变化曲线,其中黑色实线为参考文献中的实验 结果,红色实线为计算结果。对比实验与计算结 果,虽然数值计算和实验结果由于初始设置不同在 压力脉动的峰谷值上存在一定差异,但 T7 点压强随 时间变化的周期和振幅基本一致,周期为 9.51 ms 左 右,振幅均在 25 $P_x$  左右,因此数值计算具有一定 的可信度。



图 12 β=28°时 T7 点压强的实验<sup>[6]</sup>与计算结果对比 Fig. 12 Comparison of pressure history at T7 between experimental<sup>[6]</sup> and simulation results for β=28°

## 2.3 不起动流场及其 DMD 特性分析

#### 2.3.1 流场发展过程

*β*=25°时进气道内部流动表现为高度非定常性,图9也表明此时流场结构呈周期性变化,是典型的进气道不起动流动模式。

图 13, 14 分别为 $\beta = 25^{\circ}$ 时一个周期内进气道 流场发展过程的压力场和流线图,图中 $t_1 \sim t_8$ 时刻 与图 9 对应。在 $t_1$ 时刻,进气道入口被大尺度分离 泡 $V_1$ 堵住,高速自由来流被阻挡在进气道外。但 由于进气道内部压强较低,自由来流逐渐推动分离 泡 $V_1$ 向下游移动并逐渐缩小,使得高速气流能够 从上部分入口进入进气道( $t_2$ ),注意到分离泡 $V_1$ 前的弱激波也随之向进气道内部移动。当气流持 续进入后,由于出口气流受挡板阻挡并且出口面积 减小,在 $t_3$ 时刻,出口附近开始出现高压区,逆压 梯度导致下壁面形成回流,出现分离区 $V_2$ ,由于高 压逐渐扩大,在上游形成不起动激波( $t_4$ ),分离区  $V_2$ 向上游延伸至不起动激波后,而主流区主要分 布在 $V_1$ 和 $V_2$ 之间,且沿上壁面向下游流动,这也 抑制了上壁面分离泡的发展。



图 13  $\beta$ =25°的进气道对称面压强分布随时间的变化 Fig. 13 Time history of pressure distribution on the symmetry plane of the inlet at  $\beta$ =25°



图 14  $\beta = 25$  的近代追溯称曲 机线随时间的变化 Fig. 14 Time history of streamlines on the symmetry plane of the inlet at  $\beta = 25^{\circ}$ 

分离泡  $V_1$  随自由来流继续向进气道内移动, 并由于进气道入口主流面积的扩大,分离泡  $V_1$  逐 渐缩小,同时也因为大量气流到达下游,高压区进 一步扩大,下游的分离区  $V_2$  也推动不起动激波向 前传播,直至  $V_1$  融入  $V_2$ ,  $V_1$  前的弱激波也将耗散 ( $t_5$ ),高速主流主要沿上壁面分布,此时入口起 动,有更多气流进入进气道内。在  $t_6$  时刻,进气道 中下游充满高压气流,不起动激波后的分离区膨 胀,为其提供前传的能量,此时不起动激波上缘恰 好位于进气道入口;随着分离泡继续膨胀、不起动 激波向进气道外传播,将入口堵住阻挡了高速自由 来流,入口不起动,进气道内的高压气流将从出口 排出,压强降低(t<sub>7</sub>)。当进气道下游压强降至来流 水平,不起动激波前传至约 x/h=-8 后不再前传, 此时(t<sub>9</sub>)流场结构与t<sub>1</sub>时一致,不起动激波将随来 流向下游移动,进入下一周期。

上述结果表明, 与 β = 20° ~ 23° 相比, β = 25° 时, 进气道不起动流场中存在不起动激波的前传 播、分离气泡的膨胀收缩和迁移以及下游高压区的 产生与降低等流动特征, 此时的进气道不起动是高 度非定常流动的过程; 并且由于计算域向前及纵向 拓展, 使得不起动激波和分离泡发展至进气道入口 前, 与自由来流相互作用, 获得返回进气道内的能 量, 从而形成周期性振荡流动。

由于 $\beta$ =28°时进气道不起动的流动情况与 $\beta$ = 25°类似,这里不再赘述。表3分别列出了 $\beta$ =25°、 28°时进气道不起动流中不起动激波从下壁面 T5 点传播到 T1 点的平均速度以及流场的振荡周期和 主频率,其中频率为周期的倒数。对比可得 $\beta$ =25° 时不起动激波的平均传播速度较小,相应的流动周 期较长。

|           |                       | 0 1 1 0 1                 |                              |
|-----------|-----------------------|---------------------------|------------------------------|
| β∕<br>(°) | shock speed/<br>(m/s) | oscillatory period/<br>ms | oscillatory frequency/<br>Hz |
| 25        | 79.01                 | 14.5                      | 68.96                        |
| 28        | 92.15                 | 9.5                       | 105.26                       |

表 3 不起动激波的平均传播速度 Table 3 Average propagation speed of unstart shock

## 2.3.2 DMD 特性分析

由 Schmid<sup>[20]</sup>提出的动力学模态分析方法提供 了一种从均匀采样非定常流场中提取动力学信息 的工具,能够用于分析流场复杂的流动特征。与快 速 Fourier 变换(fast Fourier-transform, FFT)相比, DMD 的特点在于从复杂流场中提取单一频率的流 动模态,并且可以通过各模态的特征描述流动随时 间的演化过程,具有时空耦合的独特优势<sup>[20-22]</sup>。 DMD 能够帮助研究人员关注特定的流动特征和潜 在的物理机制,同样可以用于进气道不起动振荡流 的后处理分析。

对 β=25°进气道对称面流场进行 DMD 处理, 选取 530 个样本数据,采样频率为 10 000 Hz。将 530 个时间点的流场数据导入 Antares 程序<sup>[23]</sup>进行 分析,提取其动态变换过程的特征值和特征模态。 其中得到的 DMD 频谱分布如图 15 所示,幅值 A 随 频率 f 的增加呈现下降趋势,即低频模态的幅值较 大,其中幅值最大的模态频率为 0 Hz,为静止模 态。运动模态最大的频率是  $f_1$  = 69.8 Hz,这个频率 与 2.2 节  $\beta$  = 25°流场的振荡周期(14.5 ms)对应的 主频相近。另外 DMD 频谱也包含了各个倍频,如 二倍频  $f_2$  = 139.7 Hz、三倍频  $f_3$  = 209.5 Hz。



图 16, 17 分别为 DMD 处理后, 主频 f. 对应压

力场和速度场的幅值和相位图。从压力场幅值分 布中可以看到进气道出口附近的流场脉动最强,整 体上脉动强度向上游递减,入口上壁面也存在中等 脉动强度的流团。相位图表明隔离段内流场动态 变化的相位差不大,但与入口上壁面流团的相位差 约为 π/2, 与进气道入口及入口外的流动相位差约 为π,说明进气道内部和入口压力的动态变化是反 向的。从图 17 速度场模态的幅值分布中可以发现 峰值主要集中在上壁面中段(x/h=5~9),入口段 (x/h=0~5)上壁面附近以及入口前至下壁面 x/h= -8 处的幅值也较大, 而从 x/h=-2.5 到下游, 沿下 壁面附近的幅值偏小,并且进气道出口附近整个通 道内的幅值都较小,说明进气道内部中上游的上壁 面以及入口前气流速度的变化程度较大,结合 2.3.1节,发现这是由于入口大尺度分离泡和上壁 面小尺度分离泡的运动造成的流场动态特征。另 外,虽然图 17(b)相位图中进气道上下壁面附近的 颜色差异较大,但由于相位差约为2π,说明两个区 域的速度变化是连续的,而入口下壁面分离涡所在 区域与其他流域的相位差约为 π. 即分离涡的运动 与进气道内其他流动变化是相反的。





Fig. 17 Amplitude and phase of DMD mode at frequency  $f_1$  for velocity

相对于 $f_1$ 的高频运动模态也有助于理解流场 动态变化的规律,图 18 为 $f_2$ , $f_3$ 频率对应 DMD 模 态的压力场分布。其中 $f_2$ 的流场特征结构沿上壁 面分布; $f_3$ 的流场结构除在上壁面外,还包括流道 中部和挡板附近。与图 16 相比,这两个频率下的 流场模态主要是离散的小尺度高能结构。







#### 3 结论

本文基于 Wagner 等实验的超声速进气道实验 模型,采用 RANS-SST 计算方法分析超声速进气道 起动和不起动流场特性。通过计算域向前和纵向 拓展,不仅得到与风洞实验基本一致的来流湍流边 界层厚度和进气道入口条件,还能够满足进气道内 外流场相互作用的条件,从而在计算分析中得到不 起动振荡流动特征。

针对不同 $\beta$ 模型的计算,发现随着 $\beta$ 的增大, 进气道出口和壁面压强逐渐增加,进气道由起动状 态进入不起动状态。其中 $\beta$ =20°,21°,22°,23°, 流场为无振荡稳定模式; $\beta$ =25°,28°,流场为大幅 低频振荡模式,进气道不起动。在 $\beta$ =0°的进气道 完全起动流中,计算得到的壁面压强分布、不同站 位流向速度分布均与实验测量值相吻合; $\beta$ =28°不 起动工况中的振荡周期和振幅与实验测量值一致。

对 $\beta$  = 25°流场动态发展过程的分析发现进气 道不起动是由出口面积减小造成压强增加导致的。 相比于前人 LES 计算, 拓展计算域后实现了进气道 内外流的耦合,得到典型的进气道不起动振荡流, 主要流动特征为出口高压区向上游的发展及压强 再次降低、下壁面大尺度分离泡的膨胀收缩和前后 移动,并伴随不起动激波的前后传播。对 $\beta$  = 25°的 流场进行 DMD 分析,得到流动主频  $f_1$  = 69.8 Hz、 二倍频  $f_2$  = 139.7 Hz、三倍频  $f_3$  = 209.5 Hz。其中频 率 $f_1$ 的流场模态表明进气道出口附近的压力场振 荡最强、速度变化较弱,而出口附近和上壁面的速 度场振荡较强。与 $f_1$ 相比,高频  $f_2$ 、 $f_3$  捕捉到的流 场模态主要是离散的小尺度高能结构。

#### 参考文献 (References)

- [1] Voland R, Auslender A, Smart M, et al. CIAM/NASA Mach 6.5 scramjet flight and ground test[R]. AIAA-99-4848, 1999.
- [2] Walker S, Rodgers F, Paull A, et al. HyCAUSE flight

test program[R]. AIAA 2008-2580, 2008.

- [3] Oswatisch K. Der Druckrückgewinn bei Geschossen mit Rückstossantrieb bei Hohen Übershallgeschwindigkeiten [R]. Rept. No. 1005, 1944.
- [4] Chang J T, Li N, Xu K J, et al. Recent research progress on unstart mechanism, detection and control of hypersonic inlet[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2017, 89: 1-22.
- [5] Wagner J, Valdivia A, Yuceil K, et al. An experimental investigation of supersonic inlet unstart[R]. AIAA 2007-4352, 2007.
- [6] Wagner J, Yuceil K, Valdivia A, et al. PIV measurements of the unstart process in a supersonic inlet/isolator[R]. AIAA 2008-3849, 2008.
- [7] Wagner J L, Yuceil K B, Valdivia A, et al. Experimental investigation of unstart in an inlet/isolator model in Mach 5 flow[J]. AIAA Journal, 2009, 47(6): 1528-1542.
- [8] Tan H J, Sun S, Yin Z L. Oscillatory flows of rectangular hypersonic inlet unstart caused by downstream mass-flow choking[J]. Journal of Propulsion and Power, 2009, 25 (1): 138-147.
- [9] Chang J T, Wang L, Bao W, et al. Novel oscillatory patterns of hypersonic inlet buzz[J]. Journal of Propulsion and Power, 2012, 28(6): 1214-1221.
- [10] Li Z F, Gao W Z, Jiang H L, et al. Unsteady behaviors of a hypersonic inlet caused by throttling in shock tunnel
   [J]. AIAA Journal, 2013, 51(10): 2485-2492.
- [11] 袁化成,梁德旺. 高超声速进气道再起动特性分析
  [J]. 推进技术, 2006, 27(5): 390-393, 398.
  Yuan H C, Liang D W. Analysis of characteristics of restart performance for a hypersonic inlet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2006, 27(5): 390-393, 398(in Chinese).
- [12] 常军涛,于达仁,鲍文.攻角引起的高超声速进气道 不起动/再起动特性分析[J].航空动力学报,2008, 23(5):816-821.
  Chang J T, Yu D R, Bao W. Characteristic analysis of unstart/restart of hypersonic inlets caused by variations of attack angle of freestream[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(5): 816-821(in Chinese).
- [13] Koo H, Raman V. Large-eddy simulation of a supersonic inlet-isolator[J]. AIAA Journal, 2012, 50(7): 1596-1613.
- [14] 阎超. 计算流体力学方法及应用[M]. 北京:北京航空航天大学出版社,2006.
  Yan C. Computational fluid dynamics methods and applications[M]. Beijing: Beijing University of Aeronautics and Astronautics Press, 2006(in Chinese).

- [15] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications [J]. AIAA Journal, 1994, 32 (8): 1598-1605.
- [16] Forsythe J R, Hoffmann K A, Suzen Y B. Investigation of modified Menter's two-equation turbulence models for supersonic applications [R]. AIAA 1999-0873, 1999.
- [17] Dolling D S. Fifty years of shock-wave/boundary-layer interaction research: what next? [J]. AIAA Journal, 2001, 39(8): 1517-1531.
- [18] 张悦,谭慧俊,王子运,等.进气道内激波/边界层干 扰及控制研究进展[J].推进技术,2020,41(2): 241-259.
   Zhang Y, Tan H J, Wang Z Y, et al. Progress of shock

wave/boundary layer interaction and its control in inlet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41 (2): 241-259(in Chinese).

[19] Anderson Jr J D. Modern compressible flow: with historical perspective[M]. 3<sup>rd</sup> ed. Boston: McGraw-Hill, 2003.

- [20] Schmid P J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010, 656: 5-28.
- [21] 寇家庆,张伟伟.动力学模态分解及其在流体力学中的应用[J].空气动力学学报,2018,36(2):163-179.
  Kou J Q, Zhang W W. Dynamic mode decomposition and its applications in fluid dynamics[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2):163-179(in Chinese).
- [22] 王建明,王涵,桂琳. 压气机叶栅叶顶间隙流的动力 学模态分解[J]. 推进技术, 2018, 39(3): 520-527.
  Wang J M, Wang H, Gui L. Dynamic mode decomposition of tip clearance flow in a compressor cascade[J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(3): 520-527(in Chinese).
- [23] Team A D. Antares Documentation Release 1.20.0[CP/ OL]. https://cerfacs.fr/antares/.