

基于 DMD 方法的超声速进气道喘振特性分析

代珂, 郭峰, 朱剑锋, 尤延铖
(厦门大学 航空航天学院, 福建 厦门 361102)

摘 要: 采用非定常数值仿真方法对典型超声速进气道的喘振现象进行了研究,并引入动力模态分解(DMD)方法对小喘和大喘流动特性进行了分析,获取了小喘及大喘的流场振荡特征,其中 DMD 得到的 1 阶模态反映了时均流场特征、2 阶模态反映了主频振荡流场特性。在此基础上,针对小喘与大喘的相互关系进行了研究,结果表明:进气道内小喘流动包含大喘的流场振荡特性,小喘状态是进气道由不喘到大喘状态的中间状态,由小喘向大喘演化过程中,进气道内一些流动特征逐渐减弱并趋于稳定收敛,大喘的流场结构整体上比小喘状态更为稳定。

关 键 词: 超声速进气道; 喘振; 动力模态分解; 压力振荡; 稳定性

中图分类号: V211.3 **文献标志码:** A

Characteristics investigation on supersonic inlet buzz with dynamic mode decomposition method

DAI Ke, GUO Feng, ZHU Jianfeng, YOU Yancheng
(School of Aerospace Engineering, Xiamen University, Xiamen Fujian 361102, China)

Abstract: Buzz phenomena of a typical supersonic inlet were studied with numerical simulations. The dynamic mode decomposition (DMD) method was introduced to analyze the flow characteristics of the little buzz and big buzz. The first order dynamic mode reflected the time-averaged flow field characteristics, and the second order dynamic mode showed the flow field features of the main frequency oscillation. In addition, the research on the relationship between little buzz and big buzz reveals that the flow of little buzz contains the oscillation characteristics of the big buzz, and little buzz regime is a transitional state from the steady flow field to the big buzz regime. During the evolution from the little buzz to the big buzz, some flow structures in the inlet are gradually weakened and tend to be stable, hence the overall flow field of the big buzz is more stable than that of the little buzz.

Key words: supersonic inlet; buzz; dynamic mode decomposition; pressure oscillation; stability

进气道喘振是在超声速和高超声速吸气式推进系统中观察到的一种不稳定的流动振荡现象^[1]。当喘振发生时,进气道压缩面受激波剧烈周期性往复运动的冲击,出口压力和流量产生大

收稿日期:2018-09-14

基金项目:装发预研领域基金(61402060301); 航空动力基金(6141B090308); 中央高校基本科研业务费(20720170059); 福建省自然科学基金(2016J06011)

作者简介:代珂(1992—),男,硕士生,主要从事超声速推进技术研究。E-mail:daike@stu.xmu.edu.cn

通讯作者:朱剑锋(1987—),男,助理教授,博士,主要从事内流流体力学,流动控制研究。E-mail:zhjf@xmu.edu.cn

引用格式:代珂,郭峰,朱剑锋,等. 基于 DMD 方法的超声速进气道喘振特性分析[J]. 航空动力学报,2019,34(5):1076-1084. DAI Ke, GUO Feng, ZHU Jianfeng, et al. Characteristics investigation on supersonic inlet buzz with dynamic mode decomposition method[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(5): 1076-1084.

幅度周期性变化,使得推进系统推力减少甚至不能正常工作,同时伴随的周期性热载荷及力载荷可能将导致推进系统结构产生破坏^[2-3]。

超声速进气道喘振现象最早由 Oswatitsch^[4]在对导弹进气道的试验研究中得到,在随后的数十年里,许多学者对这一现象进行了试验和数值仿真研究。目前普遍认为喘振有两种类型,即小喘和大喘^[5-12]。小喘特征为进气道亚临界状态初期的流动小幅度振荡,而大喘特征为剧烈的激波往复运动并伴随着通道内压力的大幅振荡。关于喘振的起源,目前存在两种被普遍接受的喘振触发机理。对于小喘而言,Ferri 等^[13]的涡面理论认为进气道的喘振现象来源于锥形激波与被推出唇罩正激波的相互作用,该相互作用通过形成涡面使得进气道唇口内侧的附面层发生分离,导致进气道堵塞,进而使进气道内气流外溢,附面层分离加剧,压力脉动随之增强,进气道进入喘振状态。而对于大喘而言,Dailey^[14]的流量堵塞理论认为被推出唇罩的激波与中心锥表面的附面层相互作用产生流动分离,进而导致进气道入口堵塞是喘振的主要诱发因素。随后的研究^[5-10]基本上都以两者为基础,并或多或少地获得了一些喘振的机理认识。国内 Chen 等^[11-12]的最新研究对喘振机理进行了补充,揭示了小喘和大喘的成因在本质上可能相同,即结尾激波与压缩面边界层相互作用引起的低频扰动触发喘振。

尽管喘振的起源尚有争议,但是一般认为喘振过程中的流场振荡与声学反馈机制之间存在密切联系^[15-16]。然而目前关于小喘和大喘区别的研究仅停留于振荡幅度、声学频率,进一步的精细化研究较为缺乏。原因主要有两方面,一方面由于试验中的测点有限,难以令人信服地对整个流场进行详细描述;另一方面,采用数值仿真方法难以获得进气道喘振的精确流场,且难以把握隐藏在非定常数值仿真海量数据背后的主要特征或流场结构。因此,有必要引入一种有效的数据分析方法,旨在处理巨大的流场数据。

自 Schmid^[17]首次引入动力模态分解(dynamic mode decomposition,DMD)方法至湍流研究以来,其已成功应用于分析各种流体力学问题,例如凹腔流动^[18]、动失速尾流^[19]、横向射流^[20]、流动控制^[21]、喷管流动分离^[22]等。其表明 DMD 方法是探索复杂非稳态时空流场本质的成熟且有前途的工具,但目前尚未见其应用于超声速喘振现象的分析。

本文基于典型超声速进气道试验模型,开展了大喘及小喘状态的非定常仿真,引入了 DMD 方法对其流场进行了分析,获取了小喘及大喘的流场振荡特征,阐述了小喘及大喘之间的相互关系,为超声速进气道喘振机制的认识提供了一条新的途径。

1 物理模型

本文数值仿真所选用进气道为 Nagashima 试验^[6]中的轴对称超声速进气道。该进气道模型由中心体、唇罩和堵锥组成,长度为 L ,如图 1 所示。试验中通过移动堵锥的前后位置控制节流比(throttling ratio,TR,记为 R_t)来触发喘振,其中节流比 TR 定义为进气道出口面积 A_e 与进气道入口喉道面积 A^* 之比。当 TR 分别保持在 0.67 与 0.97 时,将分别产生大喘和小喘现象。图 1 中 P_2 、 P_3 、 P_4 、 P_7 为试验中压力传感器的位置,其中 P_2 、 P_3 位于中心体表面, P_4 、 P_7 位于唇罩内表面。

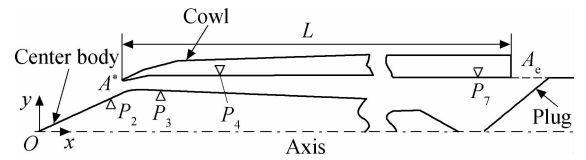


图 1 进气道模型示意图
Fig. 1 Schematic diagram of inlet model

2 喘振数值仿真

2.1 计算方法

本文使用商业软件 Fluent 求解 Navier-Stokes 方程,其中空间离散的无黏通量计算采用 Roe 格式,黏性通量采用 2 阶迎风格式离散。湍流模型选用 Spalart-Allmaras 模型,黏度由 Sutherland 公式给出。非定常计算应用双时间步进隐式的时间离散方法,计算收敛准则为连续方程、动量方程、能量方程、S-A 方程残差均下降三个数量级或继续迭代残差不再下降,内迭代单个时间步长瞬态流场收敛。

2.2 计算网格与边界条件

图 2 给出了二维数值仿真的计算域与计算网格,计算域内的网格均为结构化网格,并对壁面和唇罩附近的网格进行加密,确保近壁面第一层网格无量纲尺寸 $y^+ < 10$ 。图中 AB、BC 赋压力远场边界条件,CD、EF 赋压力出口边界条件,AI、

GH 为对称轴,壁面均为绝热无滑移壁面边界条件。

本文分别基于 $R_t=0.67$ 和 $R_t=0.97$ 状态的稳态流场进行大喘和小喘的非定常数值计算,数值仿真状态与试验^[6]保持一致,如表 1 所示。

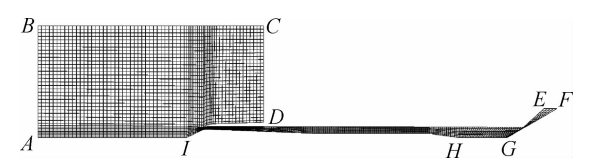


图 2 计算域与计算网格

Fig. 2 Computational domain and grid

表 1 数值仿真参数

Table 1 Input parameters for numerical simulation

参数	数值
来流马赫数 Ma_∞	2
雷诺数 $Re/10^7$	1
特征长度 L^*/m	0.06
滞止声速 $C_0/(m/s)$	330.2

2.3 数值方法校验

非定常数值仿真的计算误差高度依赖于网格分辨率和时间步长,为了准确高效地求解流场,本文首先进行了网格细化和时间步长灵敏度的测试,表 2 即给出了测试所用的 3 套网格和 4 个时间步长参数。

表 2 网格细化和时间步长灵敏度测试

Table 2 Grid refinement and time-step sensitivity test

网格种类	网格量	时间步长/ 10^{-5} s
粗网格	26 000	1.0
中等网格	52 000	1.0
密网格	104 000	1.0
中等网格	52 000	4.0
中等网格	52 000	2.0
中等网格	52 000	1.0
中等网格	52 000	0.5

参考文献[23],采用后验误差分析方法对三套网格的计算收敛阶数进行分析。图 3(a)给出了密度 ρ 的全局离散误差 $\epsilon(\rho)$ 的 L_1 范数随特征网格尺寸 h 的变化趋势,通过与 1 阶和 2 阶收敛直线斜率对比可以估出离散误差随网格细化的衰

减速率。对于本文所选时间步长 $\Delta t=10^{-5}$ s,中等网格和密网格的收敛阶数分别为 1.45 和 2.04,中等网格计算所得到的数值解处于渐进收敛范围。

基于网格收敛性分析结果,采用中等网格测试不同时间步长对计算结果的影响。图 3(b)给出了在 4 个不同时间步长条件下(内迭代步数均为 300)计算得到的大喘频率。对于时间步长 $\Delta t=5.0\times10^{-6}$ s, $\Delta t=10^{-5}$ s, $\Delta t=2.0\times10^{-5}$ s, $\Delta t=4.0\times10^{-5}$ s,计算所得到的大喘频率分别为 360、360、360 Hz 和 345 Hz。由于 Nagashima 试验^[6]中大喘频率为 360 Hz,综合考虑数值仿真精度与计算效率的影响,本文数值仿真方案的网格选用中等网格,时间步长取 $\Delta t=10^{-5}$ s。

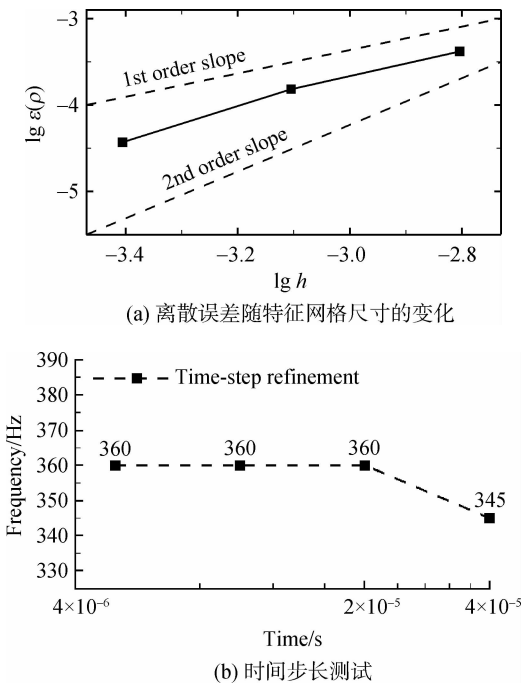
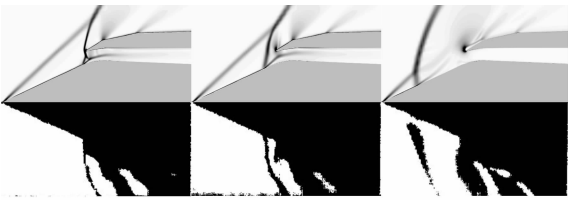


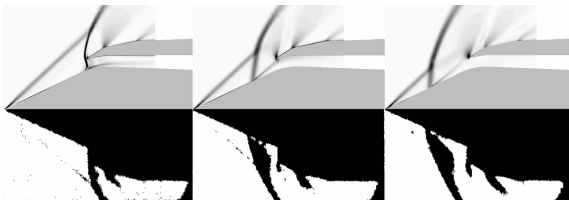
图 3 网格与时间步长测试结果

Fig. 3 Grid and time-step test results

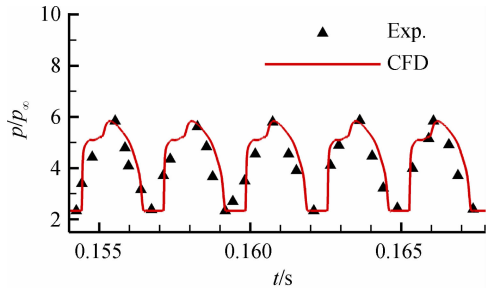
进气道喘振时结尾正激波作往复运动,通道中压力会发生周期性变化^[6]。因此所采用计算方法能否准确捕捉结尾正激波的往复运动及通道内压力的周期性振荡现象至关重要。图 4、图 5 分别为大喘、小喘数值仿真结果与试验结果对比。图 4(a)、图 5(a)分别给出了大喘和小喘状态不同时刻的数值纹影与试验纹影对比,图 4(b)、图 5(b)分别给出了大喘和小喘试验中 p_2 、 p_3 、 p_4 、 p_7 测点压力振荡与数值仿真对比,其中压力值均采用远场静压 p_∞ 无量纲化。从图中可以看出数值仿真较好地捕捉了结尾正激波的往复运动,压力



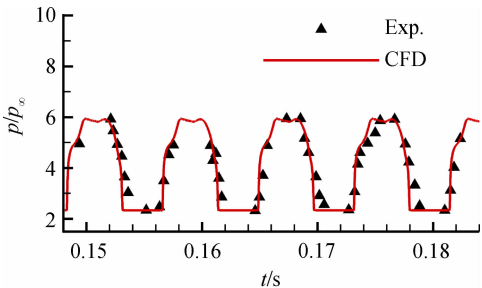
(a) 数值纹影(上半部分)与试验纹影(下半部分)



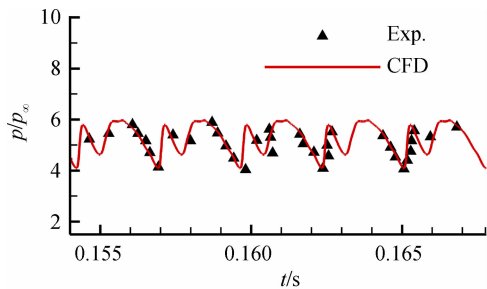
(a) 数值纹影(上半部分)与试验纹影(下半部分)



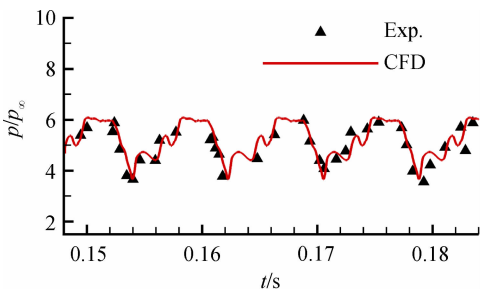
(b1) 传感器 p_2



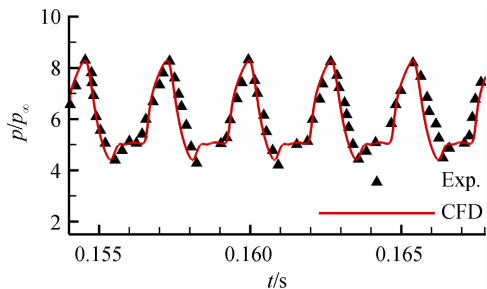
(b1) 传感器 p_2



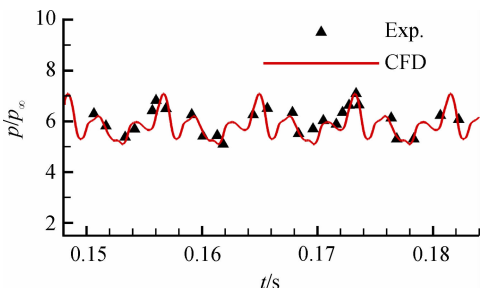
(b2) 传感器 p_3



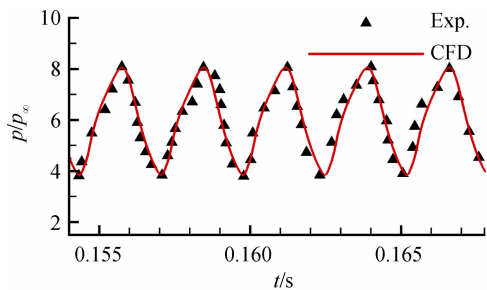
(b2) 传感器 p_3



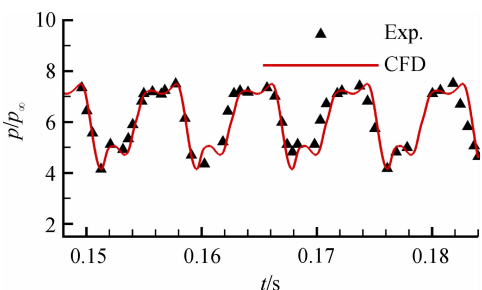
(b3) 传感器 p_4



(b3) 传感器 p_4



(b4) 传感器 p_7



(b4) 传感器 p_7

图 4 大喘数值仿真结果与试验^[6]对比

Fig. 4 Comparison of numerical simulation results and experiment^[6] for big buzz

图 5 小喘数值仿真结果与试验^[6]对比

Fig. 5 Comparison of numerical simulation results and experiment^[6] for little buzz

振荡曲线与试验数据吻合较好,表明采用本文数值计算方法对进气道喘振现象进行仿真具有较高可信度。

3 DMD 方法的基本原理

DMD 方法是由 Schmid^[17]提出的一种数据处理技术,能够从数值仿真或实验获取的海量流场数据中提取出流场频率、能量、稳定性及相干结构等动力学信息。下文将简要介绍 DMD 方法的基本原理,其算法推导等详见文献[17,24]。

针对数值仿真或实验获得的 N 个相同时间间隔的流场快照(如各个网格点的压力、速度等),将其转化为如下矩阵形式:

$$\mathbf{V}_1^N = [\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{v}_2 \quad \cdots \quad \mathbf{v}_N] \tag{1}$$

式中 $\mathbf{v}_i$ 为第 i 个快照的流场信息,并构造 2 个滞后矩阵 $\mathbf{V}_1^{N-1}$ 和 $\mathbf{V}_2^N$ 。

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = [\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{v}_2 \quad \cdots \quad \mathbf{v}_{N-1}] \tag{2}$$

$$\mathbf{V}_2^N = [\mathbf{v}_2 \quad \mathbf{v}_3 \quad \cdots \quad \mathbf{v}_N] \tag{3}$$

DMD 方法的基本前提是假设线性映射 $\mathbf{A}$ 控制每个快照到后续快照的演变,即

$$\mathbf{v}_{i+1} = \mathbf{A}\mathbf{v}_i \tag{4}$$

因此采样的流场快照序列可以写成 Krylov 序列

$$\mathbf{V}_1^N = [\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{A}\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{A}^2\mathbf{v}_1 \quad \cdots \quad \mathbf{A}^{N-1}\mathbf{v}_1] \tag{5}$$

式中的矩阵 $\mathbf{A}$ 被称为系统矩阵,是一个高维线性系统,其捕获了原始时空流场的主要动力信息。具体而言,系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的特征值代表各动力模态的频率及其增长或衰减速率,而对应的特征向量则揭示了各动力模态的流场结构及其在全局流场中的能量占比。然而,一般来说系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的维度较高,很难直接对其进行求解,DMD 方法则是一种计算其近似特征向量或 Ritz 向量的技术。

对于足够长的快照序列,利用快照之间的线性相关性,可将第 N 个快照表示为前 $N-1$ 个快照的组合^[17,25-26],即

$$\mathbf{v}_N = a_1\mathbf{v}_1 + a_2\mathbf{v}_2 + \cdots + a_{N-1}\mathbf{v}_{N-1} + \mathbf{r} \tag{6}$$

式中 a_i 为系数, $\mathbf{r}$ 为残差向量。将 $\mathbf{a}$ 写为

$$\mathbf{a}^T = [a_1 \quad a_2 \quad \cdots \quad a_{N-1}] \tag{7}$$

式中 $\mathbf{T}$ 为矩阵转置,则式(6)可写为

$$\mathbf{v}_N = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{a} + \mathbf{r} \tag{8}$$

根据文献[26],有

$$\begin{aligned} \mathbf{A}[\mathbf{v}_1 \quad \mathbf{v}_2 \quad \cdots \quad \mathbf{v}_{N-1}] &= [\mathbf{v}_2 \quad \mathbf{v}_3 \quad \cdots \quad \mathbf{v}_N] = \\ &[\mathbf{v}_2 \quad \mathbf{v}_3 \quad \cdots \quad \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{a}] + \mathbf{r}\mathbf{e}_{N-1}^T \end{aligned} \tag{9}$$

式中 $\mathbf{e}_{N-1}$ 为单位向量。式(9)可写为矩阵形式

$$\mathbf{A}\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{V}_2^N = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{S} + \mathbf{r}\mathbf{e}_{N-1}^T \tag{10}$$

式中 $\mathbf{S}$ 为伴随矩阵,形式如下:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \cdots & 0 & a_1 \\ 1 & 0 & \cdots & 0 & a_2 \\ 0 & 1 & \ddots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & a_{N-2} \\ 0 & \cdots & 0 & 1 & a_{N-1} \end{bmatrix} \tag{11}$$

伴随矩阵 $\mathbf{S}$ 的特征值为系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的特征值的近似值,因此求解系统矩阵 $\mathbf{A}$ 的特征值和特征向量问题可转换为求解伴随矩阵 $\mathbf{S}$ 的特征值和特征向量。其中一种可行的方法是对 $\mathbf{V}_1^{N-1}$ 进行舒尔(QR)分解,即

$$\mathbf{V}_1^{N-1} = \mathbf{Q}\mathbf{R} \tag{12}$$

式中 $\mathbf{Q}$ 为正交矩阵, $\mathbf{R}$ 为上三角矩阵。

因此,由式(10)和式(12)可得

$$\mathbf{S} = \mathbf{R}^{-1}\mathbf{Q}^H\mathbf{V}_2^N \tag{13}$$

根据文献[24],将伴随矩阵 $\mathbf{S}$ 对角化,并求其特征值和特征向量,有

$$\mathbf{S} = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{A}\mathbf{T}, \mathbf{A} = \text{diag}(\lambda_1 \quad \lambda_2 \quad \cdots \quad \lambda_{N-1}) \tag{14}$$

式中 $\mathbf{A}$ 为对角矩阵,且对角线上的元素为伴随矩阵 $\mathbf{S}$ 的特征值,矩阵 $\mathbf{T}^{-1}$ 的列向量为其对应的特征向量。

定义矩阵 Φ 为

$$\Phi = \mathbf{V}_1^{N-1}\mathbf{T}^{-1} \tag{15}$$

则矩阵 Φ 的列向量 ϕ_i 被称为第 i 阶动力模态,其二范数 $\|\phi_i\|$ 反映了对应动力模态所捕获的全局能量大小^[24]。除时均流场模态的特征值为实数外,伴随矩阵 $\mathbf{S}$ 的其余特征值 λ_i 一般都为复数,根据文献[17],有

$$\omega_i = \frac{\ln \lambda_i}{\Delta t} = \omega_i^{\text{re}} + \text{i}\omega_i^{\text{im}} \tag{16}$$

式中 ω_i^{re} 和 ω_i^{im} 分别为 ω_i 的实部和虚部,实部 ω_i^{re} 反映了对应的模态增强或衰减速率,而虚部 ω_i^{im} 则包含了对应模态的频率信息,即

$$f_i = \frac{\omega_i^{\text{im}}}{2\pi} \tag{17}$$

式中 f_i 为对应动力模态 ϕ_i 的频率。

总体而言,DMD 是近年来在非线性系统 Koopman 分析基础上发展起来的一种低维系统分解技术。DMD 方法可以从随时间变化的流场中提取相干结构,并根据能量特性对其进行排序。此外,DMD 方法可以基于模态特征值来预测不同频率的流动结构稳定性,因此,DMD 方法特别适用于处理典型周期性非定常流动及其稳定性

问题。

4 基于 DMD 的大喘流场分析

能否适用于进气道喘振这一非定常流动特性,是引入 DMD 方法首先需要验证的问题。考虑到进气道喘振时,唇口结尾正激波作往复运动,通道内压力会发生周期性变化,因此本文着重针对进气道喘振时的压力特征进行了分析,力求通过 DMD 方法探索隐藏在喘振流场现象之后的流动物理机制。

结合图 6 给出的大喘状态下喘振流场压力特征可知:进气道唇口下游通道内平均压力基本恒定,而通道内瞬态压力则呈现了一段区域压力升高,一段区域压力降低的现象,如图 6(a)、图 6(b)所示。为进一步分析瞬态压力的特性,引入了沿程标准差 σ 分布用于评估瞬态压力波动程度,从图 6(c)中可以看出,通道内沿程压力波动幅值先增大、再减小、再增大,压力波动振幅在局部位置存在一个波峰及波谷。其中标准差 σ 的定义由式(18)给出,其大小反映了各点压力波动的剧烈程

度,标准差越大则表明压力波动的幅值越大。

$$\sigma = \sqrt{[(p_1 - \bar{p})^2 + (p_2 - \bar{p})^2 + \cdots + (p_N - \bar{p})^2] / N}$$

(18)

式中 p 表示提取点的压力值, $\bar{p}$ 表示时均压力, N 表示数据采集的样本数目。

基于 DMD 基本原理,本文选取了准周期状态下约 7 个周期总计 0.02 s 内的 400 个瞬态流场进行了分析,并根据 DMD 得到的各阶动力模态能量大小进行了排序。从图 7 给出的各阶动力模态的全局能量和频率对应关系可知:随着频率的增加,各阶模态的全局能量逐渐减小;频率为 0 Hz 的 1 阶模态对应于平均流场模态,其捕获能量比其他各阶模态高 1 个数量级;2 阶动力模态的频率为 369 Hz,与喘振主频(360 Hz)^[6]基本一致,表明 2 阶模态反映通道内主要的流场振荡特性,该模态对大喘现象的维持起着至关重要的作用;3 阶及以上模态对应的频率更多体现为 2 阶模态频率的倍频,其进一步说明 2 阶模态为大喘状态下喘振振荡流场的基本特征。

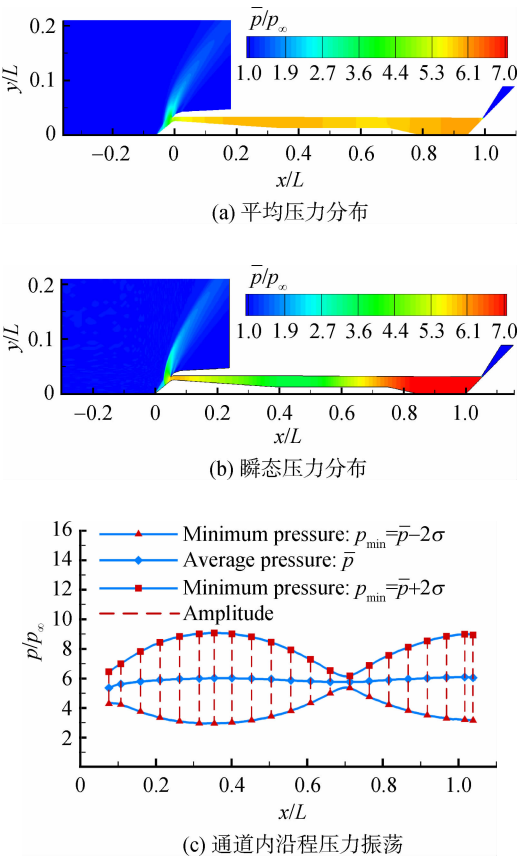


图 6 大喘状态下喘振流场压力特征
Fig. 6 Pressure features of the flow field in the big buzz state

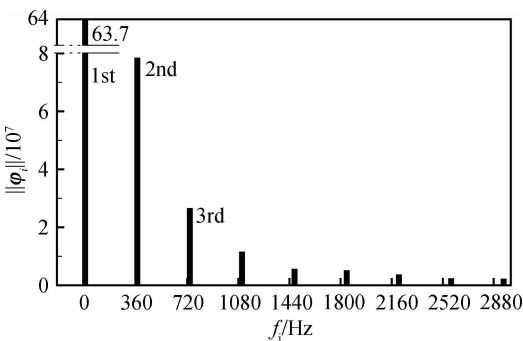


图 7 大喘状态下全局能量分布
Fig. 7 Distribution of global energy norm in the big buzz state

结合图 8 给出的前 3 阶 DMD 模态的流场特征可知:1 阶模态流场与通道内平均压力分布基本一致,其进一步表明 1 阶模态反应了时均流场,如图 8(a);2 阶模态流场与通道内瞬时压力基本一致,通道内的压力表现了由入口至出口压力波动程度先增大、后减小、再增大的现象,表明 2 阶模态在大喘状态下喘振过程中占主导地位的喘振流场,如图 8(b);相比于 2 阶模态,3 阶模态流场的压力呈现了一个波峰及两个波谷的特性,其沿流向的压力波波长为 2 阶模态波长的一半,考虑到 3 阶模态的频率为 2 阶模态的两倍,因此 3 阶模态可以理解为 2 阶模态的空间和时间的两倍谐

波。值得补充说明的是,由于各阶模态所捕获能量不同,为了更好地对比不同 DMD 模态的流场特征,图 8 中不同模态下的压力无量纲化均采用了各阶模态的压力极值 p_m 。

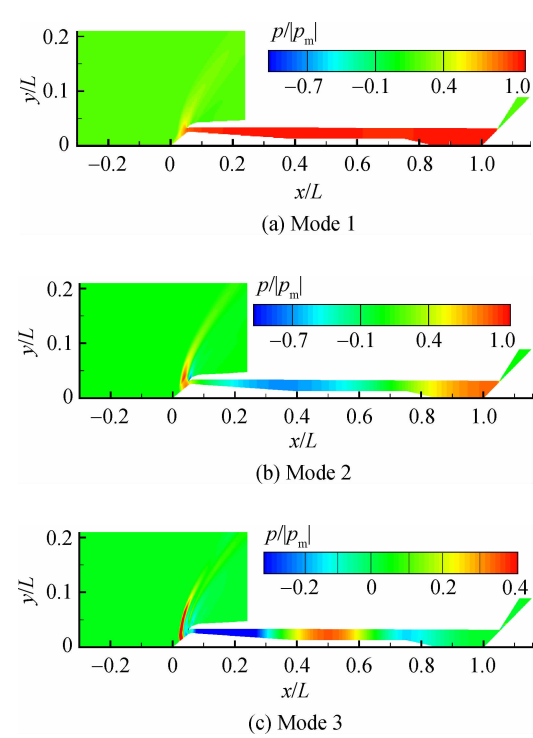


图 8 大喘状态下前 3 阶 DMD 模态的流场特征
Fig. 8 Flow field characteristics of the first 3 DMD modes in the big buzz state

5 基于 DMD 的小喘流场分析

在大喘 DMD 结果的基础上,本文开展了小喘流场的 DMD 分析。与大喘状态通道内平均压力分布类似,小喘状态下进气道唇口下游通道内平均压力也基本保持恒定,如图 9(a);而相比于平均压力分布,小喘状态下瞬态压力流场则呈现了单调变化趋势,并未出现大喘状态下的压力波峰及波谷特性,如图 9(b),此时通道内沿程压力波动幅值呈现单调增加趋势,如图 9(c)所示。

小喘流场 DMD 分析过程仍选取了准周期状态下约 7 个周期总计 0.06 s 内的 400 个瞬态流场。图 10 即给出了各阶动力模态的全局能量和频率的对应关系。与大喘类似,小喘状态 1 阶模态对应的频率为 0 Hz,且其捕获能量比其他各阶动力模态高出一个数量级,代表了平均流场特征;除 1 阶模态之外,2 阶模态的全局能量最大,且其频率为 121 Hz,与小喘主频 120 Hz 基本一致,表明 2 阶模态反映小喘流场振荡特性,该模态流动

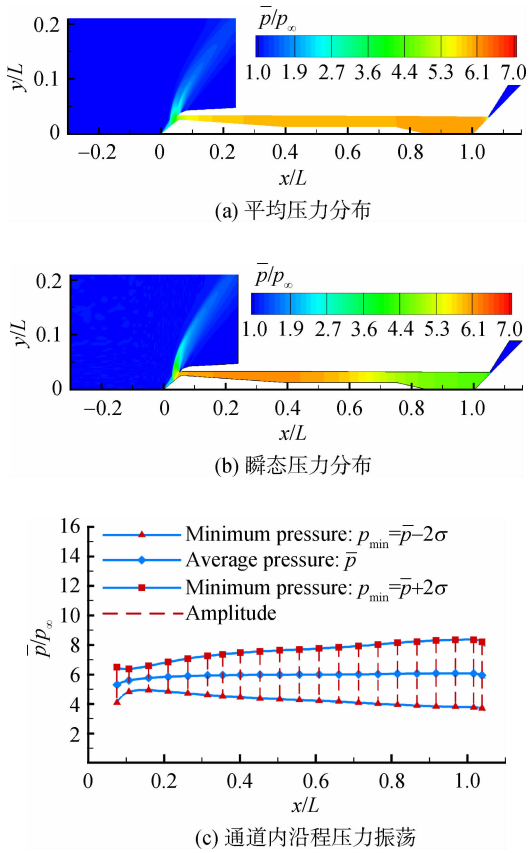


图 9 小喘状态下喘振流场压力特征
Fig. 9 Pressure features of the flow field in the little buzz state

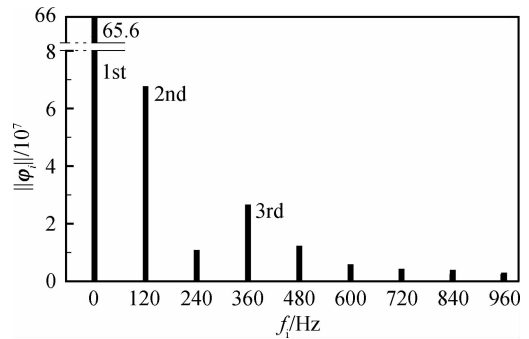


图 10 小喘状态下全局能量分布
Fig. 10 Distribution of global energy norm in the little buzz state

结构在小喘中占主导地位;不同于大喘状态,小喘状态下 3 阶模态主频为 362 Hz,其频率与大喘 2 阶模态频率保持一致,该特征表明小喘状态下可能存在大喘的 2 阶模态特征,进气道小喘状态下可能包含大喘的流场振荡特性。

结合图 11 给出的小喘前 3 阶 DMD 模态流场特征可知:小喘的 1 阶模态及 2 阶模态与大喘类似,分别反映了时均流场及主频振荡流场;小喘 3 阶模态并不反映 2 阶模态的空间两倍谐波特

征,其特征与大喘状态下的 2 阶流场结构类似,但该 360 Hz 压力振荡幅值小于大喘状态。结合小喘全局能量分布特性可知:小喘状态下,进气道内流动包含大喘的流场振荡特性,该大喘流场振荡特征相对较弱,小喘状态是进气道由不喘到大喘状态的中间状态。

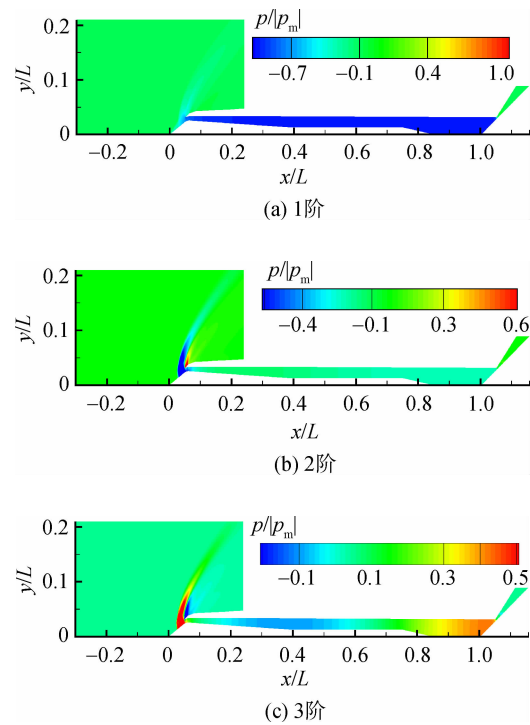


图 11 小喘状态下前 3 阶 DMD 模态的流场特征
Fig. 11 Flow field characteristics of the first 3 DMD modes in the little buzz state

为了进一步说明小喘与大喘之间的相互联系,本文引入了 DMD 稳定性分析方法。图 12 即给出了小喘及大喘状态下的特征值分布,图中横坐标和纵坐标分别为 DMD 特征值的实部和虚部,若特征值落在单位圆上,则对应的模态流场结构是中性稳定的;若特征值落在单位圆外,则对应模态流场特征逐渐增强,趋于不稳定发散;若特征值落在单位圆内,则对应的模态流场特征逐渐减弱,趋于稳定收敛。从图中可以得出,大喘特征值有 70 个落在单位圆外(图 12(b)中红色圆圈),表明大喘状态下有 70 个模态的流场特征处于不稳定发散状态,而此时小喘特征值有 100 个落在单位圆外(图 12(a)中红色圆圈),表明小喘状态下有 100 个模态的流场特征处于不稳定发散状态。该特征表明小喘在向大喘演化过程中,一些流动特征逐渐衰弱,使得流场相对更加稳定,大喘的流场结构整体上比小喘更加稳定。

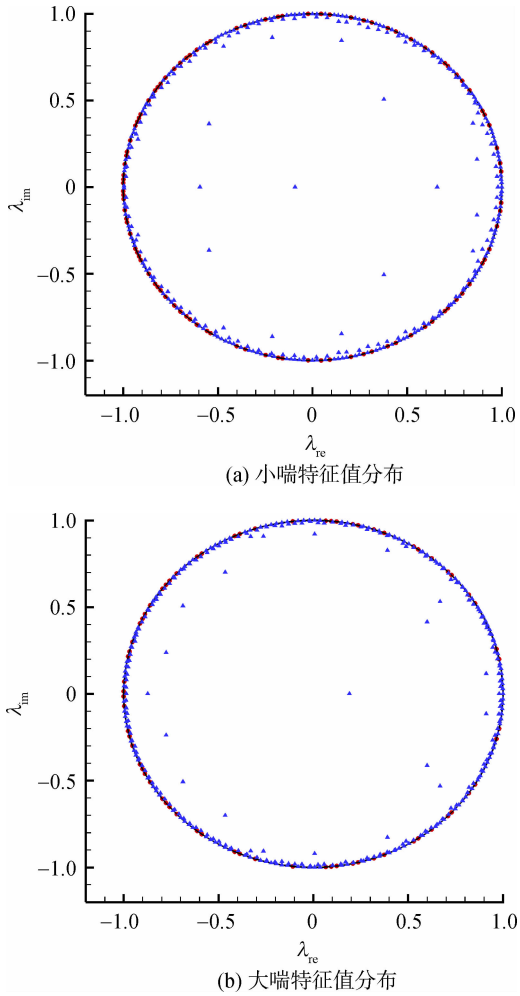


图 12 小喘和大喘特征值分布
Fig. 12 Distribution of eigenvalues in the state of little buzz and big buzz

6 结 论

本文采用非定常数值仿真方法对典型超声速进气道的大喘和小喘现象进行了研究,并引入 DMD 方法对小喘和大喘过程中的压力振荡特性进行了分析,主要结论如下:

- 1) DMD 方法可有效获取大喘及小喘流动特征,其中 DMD 得到的 1 阶模态反映了时均流场特征,2 阶模态反映了主频振荡流场特性。
- 2) 小喘状态下,进气道内流动包含大喘的流场振荡特性,小喘状态是进气道由不喘到大喘状态的中间状态。
- 3) 由小喘向大喘演化过程中,进气道内一些流动特征逐渐减弱并趋于稳定收敛,大喘的流场结构整体上比小喘状态更为稳定。

参考文献:

[1] CHANG Juntao, LI Nan, XU Kejing, et al. Recent research

- progress on unstart mechanism, detection and control of hypersonic inlet[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2017, 89: 1-22.
- [2] MCCLINTON C R, HUNT J L. Airbreathing hypersonic technology vision vehicles and development dreams[R]. AIAA 99-4978, 1999.
- [3] TAN Huijun, GUO Rongwei. Experimental study of the unstable-unstarted condition of a hypersonic inlet at Mach 6[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2007, 23(4): 783-788.
- [4] OSWATITSCH K. Pressure recovery for missiles with reaction propulsion at high supersonic speeds: the efficiency of shock diffusers[R]. National Advisory Committee for Aeronautics, NACA TM-1140, 1944.
- [5] FISHER S A, NEALE M C, BROOKS A J. On the subcritical stability of variable ramp intakes at Mach numbers around 2[R]. National Gas Turbine Establishment Report ARC-R/M-3711, 1970.
- [6] NAGASHIMA T, OBOKATA T, ASANUMA T. Experiment of supersonic air intake buzz[J]. ISAS Report, 1972, 37(7): 165-209.
- [7] TRAPIER S, DUVEAU P, DECK S. Experimental study of supersonic inlet buzz[J]. *AIAA Journal*, 2006, 44(10): 2354-2365.
- [8] TRAPIER S, DECK S, DUVEAU P. Delayed detached-eddy simulation and analysis of supersonic inlet buzz[J]. *AIAA Journal*, 2008, 46(1): 118-131.
- [9] LEE H J, LEE B J, KIM S D, et al. Flow characteristics of small-sized supersonic inlets[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2011, 27(2): 306-318.
- [10] SOLTANI M R, SEPAHI-YOUNSI J. Buzz cycle description in an axisymmetric mixed-compression air intake[J]. *AIAA Journal*, 2016, 54(3): 1040-1053.
- [11] CHEN Hao, TAN Huijun, ZHANG Qifan, et al. Buzz flows in an external-compression inlet with partially isentropic compression[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(12): 4288-4295.
- [12] CHEN Hao, TAN Huijun, ZHANG Qifan, et al. Throttling process and buzz mechanism of a supersonic inlet at overspeed mode[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(5): 1953-1964.
- [13] FERRI A, NUCCI L M. The origin of aerodynamic instability of supersonic inlets at subcritical conditions[R]. National Advisory Committee for Aeronautics, NACA-RM-L50K30, 1951.
- [14] DAILEY C L. Supersonic diffuser instability[J]. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 1955, 22(11): 733-749.
- [15] NEWSOME R W. Numerical simulation of near-critical and unsteady, subcritical inlet flow[J]. *AIAA Journal*, 1984, 22(10): 1375-1379.
- [16] LU P J, JAIN L T. Numerical investigation of inlet buzz flow[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1998, 14(1): 90-100.
- [17] SCHMID P J. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2010, 656(10): 5-28.
- [18] SEENA A, SUNG H J. Dynamic mode decomposition of turbulent cavity flows for self-sustained oscillations[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2011, 32(6): 1098-1110.
- [19] MARIAPPAN S, GARDNER A D, RICHTER K, et al. Analysis of dynamic stall using dynamic mode decomposition technique[J]. *AIAA Journal*, 2014, 52(11): 2427-2439.
- [20] WAN Zhenhua, ZHOU Lin, WANG Bofu, et al. Dynamic mode decomposition of forced spatially developed transitional jets[J]. *European Journal of Mechanics: B/Fluids*, 2015, 51: 16-26.
- [21] MOHAN A T, GAITONDE D V. Analysis of airfoil stall control using dynamic mode decomposition[J]. *Journal of Aircraft*, 2017, 54(4): 1508-1520.
- [22] LÁRUSSON R, ANDERSSON N, ÖSTLUND J. Dynamic mode decomposition of a separated nozzle flow with transonic resonance[J]. *AIAA Journal*, 2017, 55(4): 1-12.
- [23] BONFIGLIOLI A, PACIORRI R. Convergence analysis of shock-capturing and shock-fitting solutions on unstructured grids[J]. *AIAA Journal*, 2014, 52(7): 1404-1416.
- [24] ROWLEY C W, MEZIC I, BAGHERI S, et al. Spectral analysis of nonlinear flows[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2009, 641: 115-127.
- [25] SCHMID P J, LI L, JUNIPER M P, et al. Applications of the dynamic mode decomposition[J]. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, 2011, 25(1/2/3/4): 249-259.
- [26] RUHE A. Rational Krylov sequence methods for eigenvalue computation[J]. *Linear Algebra and Its Applications*, 1984, 58: 391-405.

(编辑:李岩梅、张 雪)