

变几何进气道不起动流场非定常特性数值研究*

赵书辉¹, 关奔¹, 王革¹, 罗喜胜^{1,2,3}

1. 哈尔滨工程大学 航天与建筑工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001;
2. 中国科学院 力学研究所 高温气动国家重点实验室, 北京 100190;
3. 中国科学技术大学 工程科学学院, 安徽 合肥 230027)

摘要: 为研究变几何进气道在不起动状态下的非定常流动现象, 利用二维非定常数值计算方法对唇罩可前移的进气道流场进行模拟, 探究唇罩位置变化对高超声速进气道不起动流场非定常特性的影响。对比了唇罩位于高马赫数位置及低马赫数位置时的进气道流动振荡情况, 并对其流动振荡特性进行研究。结果表明, 在唇罩位于高马赫数位置时, 流动振荡幅度随来流马赫数升高明显增大, 流量振荡幅值由 $Ma=4.0$ 工况的 0.8 kg/s 增大至 $Ma=4.6$ 工况的 2.7 kg/s 。而在唇罩位于低马赫数位置时, 流动振荡幅度随来流马赫数升高反而逐渐减小。进气道中的小分离区与激波串会导致壁面压力的急剧上升, 引发压力的非线性变化。在 $Ma=4.6$ 工况下, 壁面无量纲压强峰值在短时间内从20急剧上升至50以上, 而在流场变化较为缓和的 $Ma=3.3$ 工况, 压力峰值仅在12.4~15.74小范围波动。在 $Ma=4.6$ 工况, 进气道流动振荡规律与各壁面监测点基本一致, 而 $Ma=3.3$ 工况下的流动振荡规律则与唇口及喉道处监测点之间出现较大差异。这是因为唇罩前移后进气道内的气流流速增大至声速以上, 阻碍了上下壁面间的扰动传播及振荡耦合, 因此减弱了进气道内的流动振荡现象。

关键词: 高超声速; 进气道; 不起动; 流动振荡; 变几何

中图分类号: V231.3 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2024) 12-2311037-13

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 2311037

1 引言

吸气式超燃冲压发动机是实现高超声速飞行的最佳动力方案之一^[1]。作为超燃冲压发动机的主要部件, 高超声速进气道将来流空气进行压缩并为燃烧室提供稳定的超声速气流。但高超声速进气道的不起动问题长期困扰着超燃冲压发动机的发展。不起动状态下的进气道内往往存在着大规模的流动分离, 有时还伴随着喘振现象的发生, 对燃烧室的工作造成恶劣影响, 甚至对飞行器结构造成破坏。在近几十年的高超声速飞行器飞行试验中, 进气道不起动问题已经导致多次试验失败, 如1998年CIAM/NASA联合飞行试验^[2]、2007年HyCAUSE飞行试验^[3-4]、2011年X-51飞行试验^[5]等。因此, 各国学者围绕高超声速进气道不起动问题开展了广泛的

研究。

Trapier等^[6]对超声速进气道的喘振现象进行了实验研究, 观察到了两种不同的喘振形式, 即“小喘”和“大喘”。Trapier认为“小喘”是罩唇附近剪切层引起的声学共振现象, “大喘”则可能缘于进气道压缩面上的边界层分离。Wagner等^[7]通过实验方法研究了进气道-隔离段模型在来流马赫数为5.0下的不起动流场。使用偏转隔离段出口的平板来模拟燃烧室的背压, 观察到了三种不起动模式的流场: 大振幅振荡不起动流场、无振荡不起动流场和小振幅振荡不起动流场。Tan等^[8-10]研究了由进气道下游流量阻塞引起的高超声速进气道流场中的振荡现象, 并将高超声速进气道不起动现象分为三种不同的模式: (1) 相对温和的“小喘”模式; (2) 无振荡模式; (3) 剧烈的“大喘”模式。Chang等^[11]在来流马赫数4.5、5.0

* 收稿日期: 2023-11-15; 修订日期: 2024-04-09。

基金项目: 国家自然科学基金(12002102)。

作者简介: 赵书辉, 博士生, 研究领域为气体动力学。

通讯作者: 关奔, 博士, 副教授, 研究领域为激波动力学及流体界面不稳定性。E-mail: guanben@hrbeu.edu.cn

引用格式: 赵书辉, 关奔, 王革, 等. 变几何进气道不起动流场非定常特性数值研究[J]. 推进技术, 2024, 45(12): 2311037. (ZHAO S H, GUAN B, WANG G, et al. Numerical study on unsteady characteristics of unstart inlet flow with a variable geometry[J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(12): 2311037.)

及6.0条件下进行了试验,发现了两种新的振荡模式。一种是混合振荡模式,混合了“大喘”与“小喘”;另一种则是非振荡强烈模式,这一模式表现为大喘阶段中随机出现的间断现象。张晓飞等^[12]对大内收缩比进气道加速起动过程中的非定常特性进行了研究,其数值模拟结果表明,进气道在加速起动过程中存在高频与低频两种振荡类型,喉道壅塞是造成流场振荡的主要因素。贺理浩等^[13]通过非定常仿真手段,研究了进气道在低马赫数下的不起动特性及马赫数影响规律,发现进气道流场在低马赫数不起动时出现了稳定的振荡周期,且周期随来流马赫数增大而增长,并指出定常仿真难以准确模拟唇口分离包的吞入过程,因此其得到的自起动马赫数偏高。王震宇等^[14]针对内收缩比和来流马赫数对二元超声速混压式进气道亚临界稳定裕度影响进行了非定常数值研究,指出在设计内收缩比为1.04~1.12的二元混压式进气道时,应尽量避免其在低马赫数来流条件下进入亚临界工况,且在Ferri不稳定性导致的进气道失稳过程中,存在Ferri不稳定性和Dailey不稳定性的共同作用。

进气道不起动时的非定常特性会造成进气道内流量、压强及温度等参数的波动,严重影响发动机的结构可靠性。作为进气道的重要设计参数之一,内收缩比会显著影响进气道的起动性能。Kantrowitz等^[15]根据无粘流动理论分析,给出了内压式进气道的两个起动极限,建立了起动马赫数与内收缩比之间的联系。之后, Van Wie等^[16]通过整合大量的试验数据,拟合出了进气道自起动极限收缩比,但其数据来源不唯一,缺乏通用性。梁德旺等^[17]通过数值模拟研究了内收缩比对进气道起动性能的影响,其结果表明内收缩比的增加会导致起动性能变差。而对于按单点设计的定几何进气道,定内收缩比难以同时满足低马赫数起动能力与高马赫数飞行性能。在以往研究中,变几何进气道技术是解决上述问题常用的手段之一。对于进气道变几何方案,各国均进行了一定的探索。

日本空间航空研究院(ISAS)实施了Air-Turbo Ramjet Engine(ATREX)计划^[18-20],其中包括了进气道变几何方案研究。ATREX二元进气道可以通过调整楔面角度来改变波系结构,即使在非设计马赫数下也可以达到较高的压缩效率。美国X-43A采用了转动唇口的变几何方案^[21];法国航空航天研究机构(ONERA)则采用了平移唇口的变几何方案^[22]。这两种方案的共同之处在于通过减小进气道的内收缩比

来实现较低马赫数下的起动^[23],起动后则重新增大内收缩比,提高气流捕获量与压缩效率。金志光等^[24]提出了一种唇口可转动的变几何进气道调节方案,以来流 $Ma=6.0$ 为设计点的原型进气道采用转动唇口方案可在来流 $Ma=3.5$ 工况实现自起动,且能够保证在低马赫数大攻角状态下进气道的正常工作。袁化成等^[25]研究了一种内收缩比可控的变几何进气道方案,根据不同来流马赫数下外压段激波角度的变化,前后移动唇罩以使前体激波封口;同时由于隔离段壁面与来流呈一定的角度,唇口移动时进气道的内收缩比也相应发生变化;该方案兼顾进气道起动性能和压缩效率,也提高了进气道非设计点下的捕获流量。

变几何进气道根据来流条件的变化相应调节几何型面,显著改善了进气道的自起动过程^[26]。当前,对于变几何技术的研究已经取得了一定成果。然而,变几何进气道受到几何构型与流动特性等多种因素的共同影响,其不同几何构型下所表现出的非定常特性有待深入研究。本文参考现有的变几何进气道设计,对其在两个典型唇罩位置下的进气道流场进行了非定常数值研究,分析在不同唇罩位置下进气道非定常流动规律之间的差异,通过比较进气道不同位置的振荡规律,给出进气道流场中波系变化与非定常特性之间的内在联系。

2 方法

2.1 物理模型

本文研究采用的模型参考滕健等^[27]的设计方案。该变几何进气道构型如图1所示。其设计马赫数为7.0,捕获高度 H_0 为0.1 m,外压段长度 L_r 为0.4513 m,燃烧室高度 H 为0.33 m,进气道内收缩比为1.80。可移动进气道唇罩(Mobile cowl)沿水平方向最大移动距离 L_s 为0.04 m。可移动唇罩位于最后端时($L_s=0$),进气道内收缩比最大,为高马赫数位置(High Mach position);可移动唇罩位于最前端时($L_s=0.04$ m),进气道内收缩比最小,为低马赫数位置(Low Mach position)。本文针对上述两种唇罩位置的进气道开展研究,忽略其几何变化过程。对进气道喉道及壁面关键位置进行监测,以获得进气道内不同位置的流动参数,其中高马赫数位置时的监测点序号为1~8,低马赫数位置时的监测点序号为1'~8',具体位置已在图1中进行标注。其他关键几何参数列于表1之中。

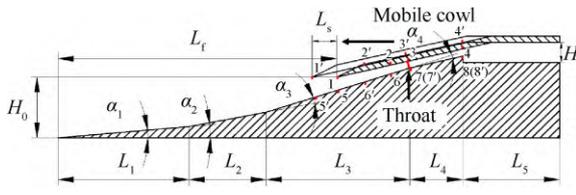


Fig. 1 Schematic diagram of the inlet

Table 1 Key design parameters of the inlet

$\alpha_1/(\text{°})$	$\alpha_2/(\text{°})$	$\alpha_3/(\text{°})$	$\alpha_4/(\text{°})$	
5.0	5.7	6.7	12.9	
L_1/m	L_2/m	L_3/m	L_4/m	L_5/m
0.212	0.125	0.232	0.092	0.151

2.2 计算方法

基于 Ansys Fluent 平台对进气道内流动进行求解,控制方程为二维雷诺平均 Navier-Stokes 方程,无黏通量使用 Roe flux-difference splitting (Roe-FDS) 格式进行分裂,在空间离散上采用二阶迎风格式,湍流模型选用 SA 模型^[28],该模型由于能够较好地预测大规模的流动分离现象,在进气道流场数值模拟中得到应用,如 Teng 等^[29]、李蔚霆等^[30]在研究中均采用了 SA 模型,证明了该模型的有效性。工质采用热完全气体,考虑气体粘性及其比热随温度的变化,分子粘性系数的变化使用 Sutherland 公式进行求解,比热随温度变化使用七次多项式拟合。采用非定常仿真方法进行计算,计算时间步长为 10 μs 。

2.3 计算网格和边界条件

图 2 为所研究进气道流动的计算域及网格分布,考虑边界层及激波的影响,对壁面及进气道内压段等区域进行网格加密。壁面附近网格 $y^+ \leq 1$ 。使用压力远场、压力出口及无滑移绝热壁面边界条件。

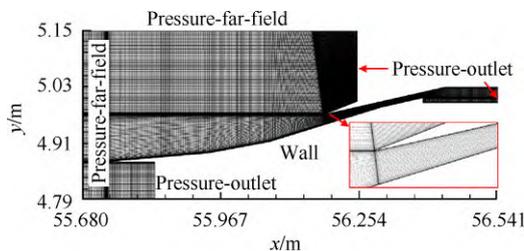


Fig. 2 Computational domain and mesh layout

2.4 数值方法校验

为验证本文计算方法对进气道唇口附近流动分离的预测能力,采用 Wang 等^[31]的试验与数值结果对本文数值方法进行验证。对进气道下壁面的沿程无量纲压力 (p/p_0) 进行监测,发现本文仿真结果与 Wang 等^[31]的试验及数值结果均吻合较好,如图 3 所示,证

明本文的计算方法可以较好地预测进气道流场中的流动分离现象。

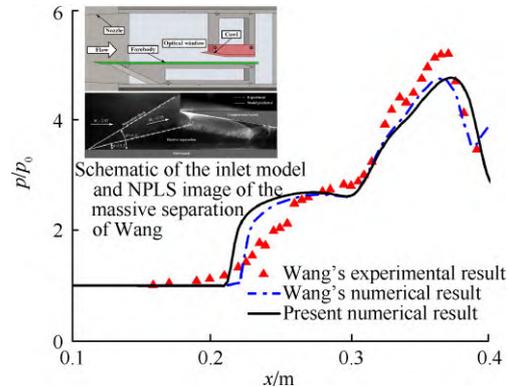


Fig. 3 Comparison of Wang's experimental and numerical results^[31] and the present numerical result

采用 Izumi 等^[32]的运动激波反射试验来校验本文采用的非定常数值计算方法。试验中反射装置的型面曲线表示为 $x=Cy^2$,选择 $C=0.5$,运动激波马赫数 1.5 的试验结果进行对比。时间 t 采用 $\gamma^{1/2}D/a$ 进行无量纲化,其中 γ 为比热比, D 为激波反射器直径, a 为运动激波前的声速。图 4 给出了激波反射过程中不同时刻的流场结构,图的上半部分为试验结果,下半部分为数值模拟结果。可以看出,试验与数值模拟结果中的激波位置及流场结构基本吻合,表明本文所采用的非定常数值计算方法可以较好地对流场中的非定常流动现象进行模拟。

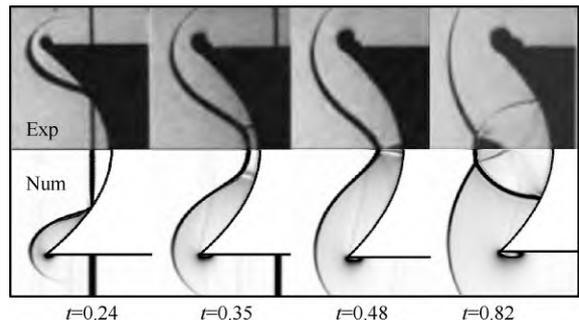


Fig. 4 Comparison of experiment (upper half) and numerical simulation (lower half)

为校验网格疏密程度对本文研究算例的影响,采用三种不同疏密程度网格对本文研究的进气道构型进行计算,网格数量如表 2 所示。图 5 给出了来流马赫数为 3.4 时进气道唇口附近壁面沿程静压分布。发现三种不同疏密程度网格预测的主分离包起始点位置 (Starting position of massive separation) 相近,仿真结果基本一致。考虑计算精度与时间成本,选择中等网格作为本文研究使用的网格。

Table 2 Grid numbers

Case	Grid numbers
Coarse grid	53 681
Medium grid	124 505
Fine grid	210 185

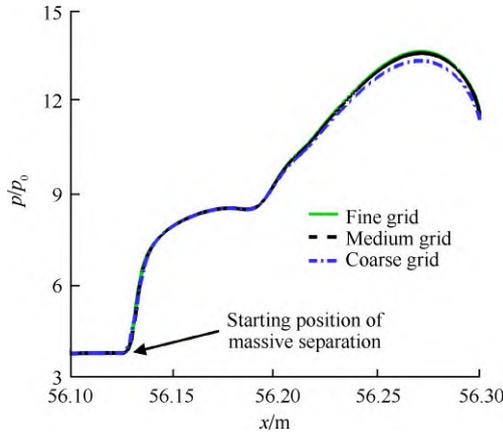


Fig. 5 Wall pressure distributions of the inlet

时间步长的选择会对非定常计算结果产生较大影响,采用三种时间步长对本文研究的进气道在来流马赫数为 4.0 时的流场进行计算,以各方程残差均下降 3 个数量级或继续迭代残差不再下降视为单个时间步内收敛。对收敛速度及进气道喉道流量振荡频率进行比较,结果如表 3 所示。10 μs 与 1 μs 的结果较为接近,且单时间步内所需收敛步数较少,因此选取 10 μs 作为研究所使用的时间步长。

Table 3 Mass flow frequency at different computational time steps

Time step/ μs	Iterations in one step	Frequency/Hz
100	400	250
10	150	217
1	150	227

2.5 计算初场及工况

为模拟不同马赫数下的进气道不起动非定常现象,首先计算得到低马赫数工况的不起动稳定流场作为初场。计算来流条件均采用 24 km 高空的大气参数,其中来流静压为 2 971.74 Pa,来流静温为 220.56 K。对于唇罩位于高马赫数位置的进气道,不起动初场的来流马赫数为 3.4,其马赫数分布及流线形式如图 6(a)所示。对于唇罩位于低马赫数位置的进气道,由于内收缩比减小会导致自起动马赫数降低,因此选取了更低的来流马赫数($Ma=2.9$)作为初场的来流条件,其马赫数分布及流线如图 6(b)所示。两个工况下的进气道流场稳定,唇口附近存在着大

规模的流动分离,将两者分别作为唇罩位于高马赫数位置和低马赫数位置时的计算初场,在其基础上开展非定常仿真。模拟的飞行工况如表 4 所示。

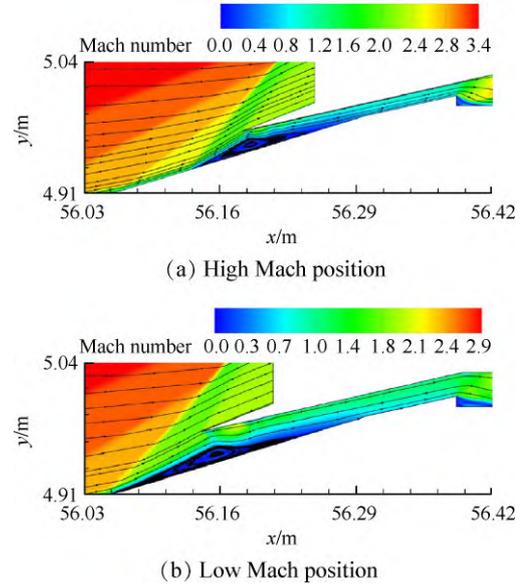


Fig. 6 Mach number distribution and streamlines of the inlet flow with different cowl positions

Table 4 Flight parameters

Ma	Position of the cowl
4.0	High Mach position
4.3	High Mach position
4.6	High Mach position
3.3	Low Mach position
3.6	Low Mach position
3.9	Low Mach position

3 结果与讨论

3.1 进气道不起动流场分析

对唇罩位于高马赫数位置时的进气道流场进行非定常仿真,在 $Ma=3.4$ 工况的基础上,依次计算了来流马赫数为 4.0, 4.3, 4.6 的进气道流场(待上一工况下的进气道流场稳定或出现连续的周期性振荡后,通过修改来流条件以增大来流马赫数)。发现进气道不起动流场在 $Ma=4.6$ 工况时出现了明显的周期性流动振荡现象。为方便描述,从某一时刻的流场形态起始,至下次恢复至相同的流场形态,将此过程记为一个振荡周期。

图 7 为 $Ma=4.6$ 工况下一个振荡周期内的进气道流场演化过程。在 $t=0.180\text{ s}$ 时,如图 7(a)所示,进气道流场结构与 $Ma=3.4$ 工况相似,但主分离包的分离起始点位于更上游,且分离包最大高度已经达到

进气道唇口高度的2/3,主分离包前的剪切层覆盖了唇罩前缘。进气道内气流基本处于亚声速状态,唇口处大量的超声速溢流极大程度地缓解了进气道喉道的壅塞状态,进气道内的逆压梯度减小,来流在与逆压梯度的“对抗”中取得优势,得以在接下来的过程中推动主分离包向下游移动。

在 $t=0.1808\text{ s}$ 时,如图7(b)所示,主分离包规模有所减小,分离起始点移动至更下游位置,且进气道内压段上壁面也出现了小规模分离区。气流经过由唇罩激波LS反射形成的膨胀波EW偏折后,向壁面重新附着。伴随着气流速度减小,在再附过程中将形成多道压缩波,并最终汇聚为再附激波RS。再

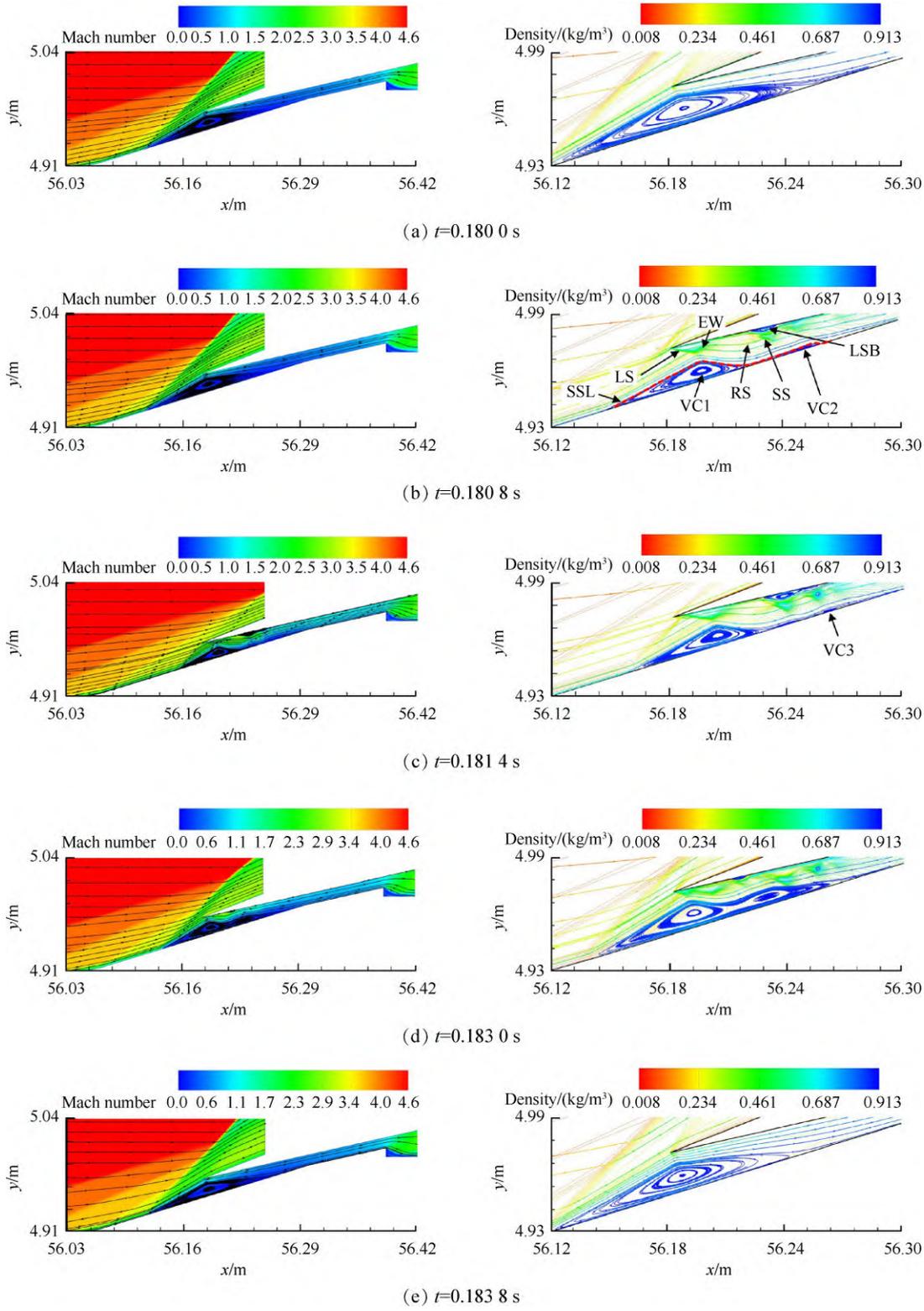


Fig. 7 Mach number and density variations of the inlet at $Ma=4.6$

附激波诱导上壁面附近的边界层发生流动分离最终形成上壁分离区 LSB 及分离激波 SS。主分离包边界层受分离激波诱导有所增厚,分离流线 SSL 被向上抬起,部分流线未能围绕上游回转核心 VC1 闭环,而是在空间增大后的分离区内自行闭环,形成了在下游的第二个回转核心 VC2。在激波-边界层干扰及进气道内逆压梯度的共同作用下,主分离包发生了上述复杂的形态变化。

在 $t=0.1814\text{ s}$ 时,如图 7(c) 所示,分离包继续向下游运动,主分离包规模进一步缩小,分离激波打在进气道内压段上壁,由分离激波导致的溢流消失,唇口处溢流量相比 $t=0.1808\text{ s}$ 时明显减少,进气道内气流增多,内压段的逆压梯度明显增大,在与来流的“对抗”中重新占据主导地位。此时主分离包后分离流线受激波影响也更加显著,主分离包内甚至出现了三个回流核心 VC3。

在由图 7(a) 发展至图 7(c) 的过程中,主分离包的分离起始点不断向下游移动,进气道喉道处的流量壅塞愈加剧烈。进气道内的压力不断升高,在激波诱导的共同作用下,壁面边界层发展出多个小分离区,并形成了多道分离激波、反射激波与再附激波,最终形

成了复杂的激波串结构。这使得进气道内的压力梯度激增,遏止了分离起始点向下游的移动趋势。

在 $t=0.1830\text{ s}$ 时,如图 7(d) 所示,随着逆压梯度的不断增大,主分离包开始向上游移动,分离包规模逐渐增大,下游的两个回流核心在前移过程中融合为一个回流核心。分离激波移出进气道内压段,超声速来流受分离激波影响发生偏折,唇口溢流量相比 $t=0.1814\text{ s}$ 时有所增加。

在 $t=0.1838\text{ s}$ 时,如图 7(e) 所示,随着主分离包的不断前移,进气道流场恢复至与 $t=0.1800\text{ s}$ 时相同的状态,一个振荡周期结束。在振荡过程中,流量壅塞及激波-边界层作用产生的压力梯度变化对进气道不起动时的流场造成了较大影响,来流与逆压梯度对主分离包的共同作用导致分离起始点位置及分离规模发生了周期性变化,并引发了全流场的流动振荡现象。

相比于高马赫数位置下的 $Ma=4.6$ 工况,当唇罩位于低马赫数位置时,进气道流场变化规律存在很大差异,主要体现在流动振荡程度的减弱,进气道不起动流场仅在 $Ma=3.3$ 工况出现了幅度较小的振荡现象,在其他马赫数下均呈现出稳定的状态。图 8 为

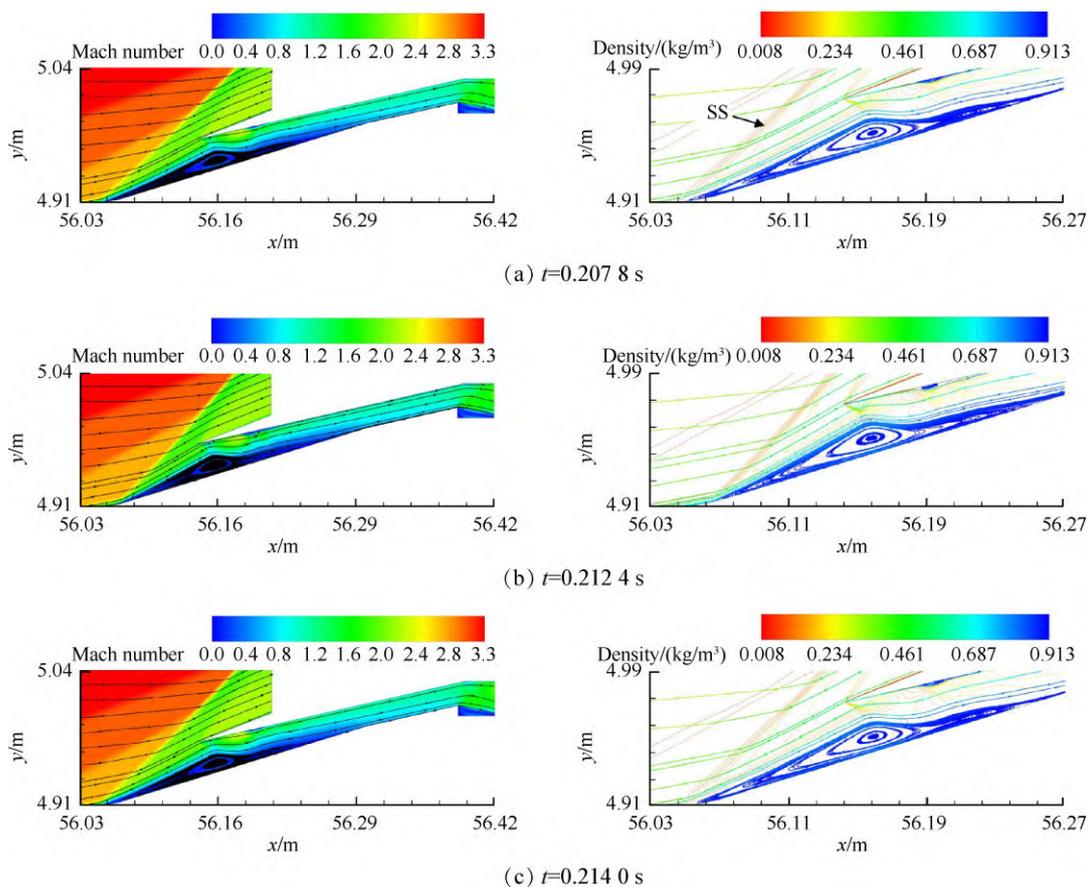


Fig. 8 Mach number and density variations of the inlet at $Ma=3.3$

$Ma=3.3$ 工况时的一个振荡周期,发现周期时长相比 $Ma=4.6$ 工况时有所增加,但主分离包的分离起始点移动距离及分离包规模的变化幅度反而减小。

在 $Ma=3.3$ 工况下,进气道不起动流场呈现出稳定的状态。图 8(a)~(c) 为 $Ma=3.3$ 工况下一个振荡周期内的流场变化过程。相比于 $Ma=4.6$ 工况时的流动振荡, $Ma=3.3$ 工况下的振荡较为平缓,主分离包规模及位置未发生明显改变。在 $t=0.2078$ s 时,如图 8(a) 所示,主分离包分离起始点位于第三级楔面拐点前,因此气流未在此处形成由几何型面转折导致的斜激波,而是受主分离包影响形成了分离激波 SS。此时主分离包规模最大,阻碍了超声速来流进入进气道内压段,进气道内的逆压梯度有所减小。

在 $t=0.2124$ s 时,如图 8(b) 所示,在来流作用下,主分离包起始点退移至进气道外压段第三级楔面拐点下游,且主分离包规模减小,进气道内流量有所增加,进气道堵塞程度加剧,逆压梯度增大,分离包自此刻起被逐渐推回上游,并最终于 $t=0.2140$ s 时恢复至振荡周期的初始状态,如图 8(c) 所示。虽然不同唇罩位置的进气道在不起动状态下呈现的流场演化过程有所不同,但流动振荡均受到逆压梯度的强烈影响。进气道唇罩前移后改变了进气道内压力分布,是两种不起动状态下流场演化过程存在差异的原因。

3.2 进气道流动振荡现象分析

由于进气道流量堵塞会导致逆压梯度升高,对进气道流动振荡造成显著影响,因此对进气道喉道流量进行监测。如图 9 所示,对 $Ma=4.0, 4.3$ 及 4.6 工况下的进气道喉道流量进行比较,发现进气道流量随时间呈周期性变化,且振幅随马赫数升高明显增大。在 $Ma=4.0$ 工况下,流量的振荡周期大约为 4.6 ms,振荡幅度约为 0.8 kg/s; 在 $Ma=4.3$ 工况下,流量的振荡周期有所减小,约为 3.8 ms,振幅则增大至 1.5 kg/s 左右; 在 $Ma=4.6$ 工况下,流量的振荡周期无明显变化,仍为 3.8 ms,但振幅增长较为明显,约为 2.7 kg/s。

对唇罩位于低马赫数位置时(即唇罩前移至最左端)的进气道流场进行非定常仿真,在 $Ma=2.9$ 工况的基础上,依次对 $Ma=3.3, 3.6, 3.9$ 工况进行计算,并对喉道流量进行监测。如图 10 所示,发现在唇罩前移后,进气道不起动流场中的振荡现象明显减弱。这种减弱体现在两方面,其一是仅在 $Ma=3.3$ 工况出现了较为明显的流动振荡现象,流量振荡幅值约为 0.72 kg/s。其二是振荡的幅度较小、频率较低。对 $Ma=3.3, 3.6$ 及 3.9 工况下的进气道喉道流量进行比

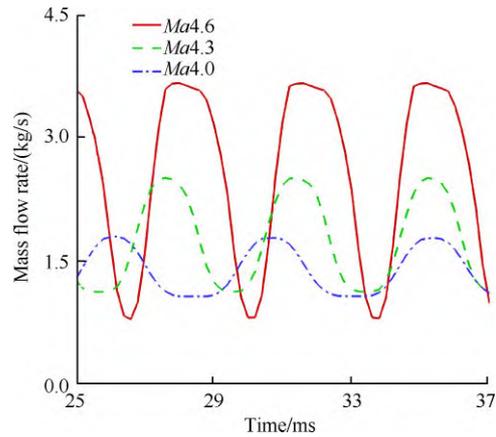


Fig. 9 Variation of mass flow rate of the inlet with a high-Mach cowl position at different Mach numbers

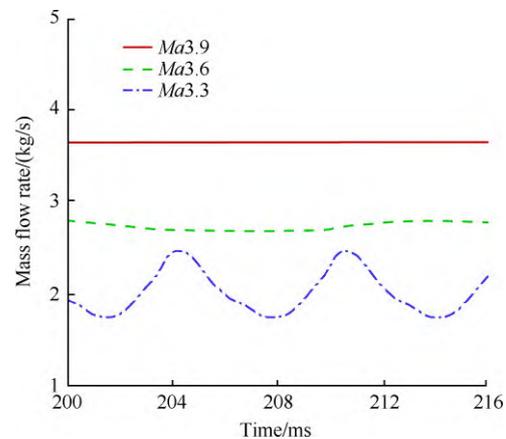


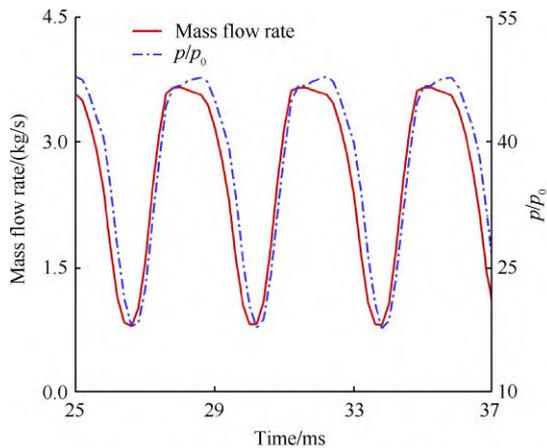
Fig. 10 Variation of mass flow rate of the inlet with a low-Mach cowl position at different Mach numbers

较,发现随着来流马赫数的增加($Ma=3.6, 3.9$),不起动流场逐渐趋于稳定,且喉道流量随马赫数升高而增大。这与唇罩位于高马赫数位置时的流动振荡规律存在显著差异。

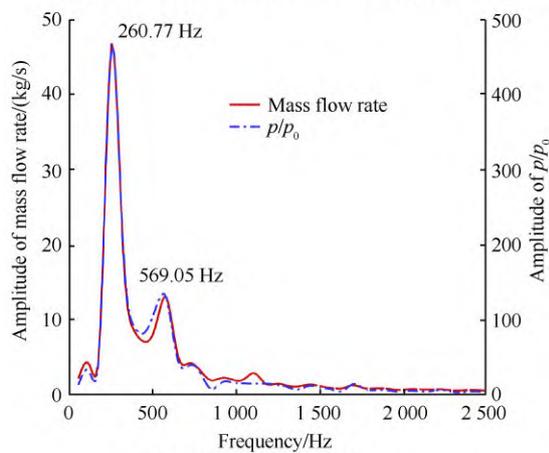
进气道流量振荡表明进气道内流动处于不稳定的状态。 $Ma=4.6$ 和 $Ma=3.3$ 分别为唇罩位于高马赫数位置及低马赫数位置时振荡最剧烈的工况,能较好地反映振荡中各参数的变化规律,因此对这两种工况进行分析。如图 11 所示,对 $Ma=4.6$ 工况下进气道喉道流量及平均压强振荡进行快速傅里叶变换,发现频率均集中分布在 260 Hz 及 569 Hz 附近,说明压强与流量存在较强的耦合。

如图 12 所示,对 $Ma=3.3$ 工况下的进气道喉道流量振荡曲线进行快速傅里叶变换,发现频率均集中在 150 Hz, 346 Hz 及 507 Hz 附近,且整体上的频率分布也基本一致,说明在进气道唇罩前移后,喉道流量与压强的耦合程度并未受到影响。

此外,从图 11 及图 12 中发现, $Ma=4.6$ 和 $Ma=3.3$



(a) Oscillations of mass flow rate and pressure

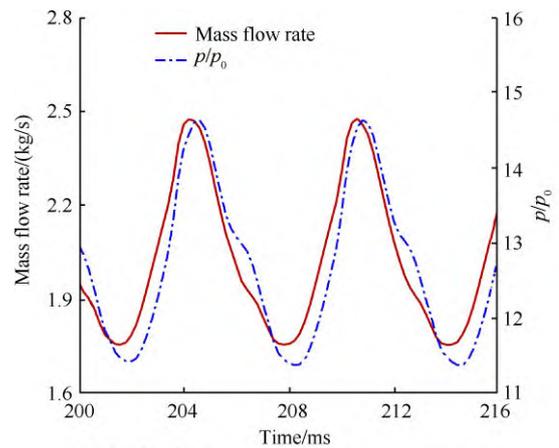


(b) FFT results of oscillations

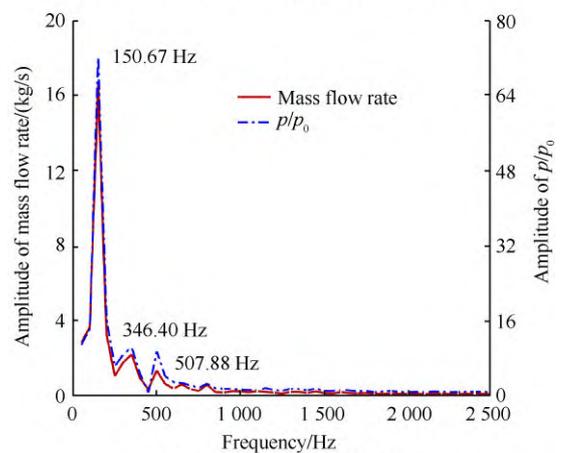
Fig. 11 Variation of mass flow rate and pressure at the throat at $Ma=4.6$

两种工况下的压强与流量在振荡周期上基本相同,但压强随时间的变化在相位上略滞后于流量,且 $Ma=3.3$ 工况下滞后更为明显。在振荡周期的前半阶段内,随着分离包向下游的移动与分离包规模的减小,进气道内的超声速来流逐渐增多,进气道内的流量壅塞程度也随之加剧,而流量变化对压强的影响则以声速向下游传播,因此压强振荡在相位上会略滞后于超声速气流流量的变化。同理,在振荡周期的后半阶段,分离包在逆压梯度的作用下开始向上游移动,进气道内超声速气流减少,壅塞程度得到缓解,这一扰动对压强的影响同样以声速传播至下游。因此,对于进气道内的流动周期振荡现象,压强与流量的振荡周期基本一致,但在相位上存在细微的差异。

为了解进气道流场出现振荡现象时下壁面压强的振荡情况,如图13所示,提取了一个周期内关键时刻的下壁面压强分布。发现振荡过程中,进气道壁面压强存在剧烈的波动,在 $Ma=4.6$ 工况时尤为明显。



(a) Oscillations of mass flow rate and pressure



(b) FFT results of oscillations

Fig. 12 Variation of mass flow rate and pressure at the throat at $Ma=3.3$

如图13(a)所示,在 $Ma=4.6$ 工况下,当 $t=0.1822$ s时,进气道下壁面无量纲压强的峰值可达到50以上,而当 $t=0.1838$ s时,峰值则为20左右,且出现峰值的位置在水平距离上存在差距。在一个振荡周期内,进气道壁面压力呈现出非线性变化趋势。在0.1804~0.1814 s期间,分离包下游的压强急剧升高,结合图7所示的流场演化过程,发现进气道唇口附近的分离包在此阶段不断缩小,进气道内的流量壅塞程度加剧,逆压梯度不断升高并向上游传递,导致分离包下游出现了多个小分离区,并形成了多道分离激波与再附激波,因此,在0.1804~0.1814 s期间分离包下游的压力急剧增加。在0.1826~0.1836 s时,在逆压梯度的作用下,唇口附近的分离包开始向上游移动,小分离区逐渐向分离包融合,内压段的激波数量减少,分离包下游的压力因此快速下降。

在 $Ma=3.3$ 工况下,如图13(b)所示,进气道下壁面压强峰值在12~16附近,振荡过程中的峰值及振幅均远小于 $Ma=4.6$ 工况,且压强峰值几乎出现在同一

位置。结合图8发现,在 $Ma=3.3$ 工况时,在分离包下游不存在如 $Ma=4.6$ 工况时的小分离区,也不存在多道分离激波与反射激波,因此压力未出现突升突降的情况。对比图7与图8所示 $Ma=4.6$ 与 $Ma=3.3$ 工况的流场演化过程,发现其与进气道下壁面压强变化规律吻合较好。这表明在 $Ma=4.6$ 工况下,进气道流场中剧烈的波系变化导致进气道下壁面附近的边界层发展受到显著影响,因此壁面压强在振荡过程中存在明显的波动;而 $Ma=3.3$ 工况的进气道流场变化则相对较为缓和,相应的壁面压强波动幅度也较小。

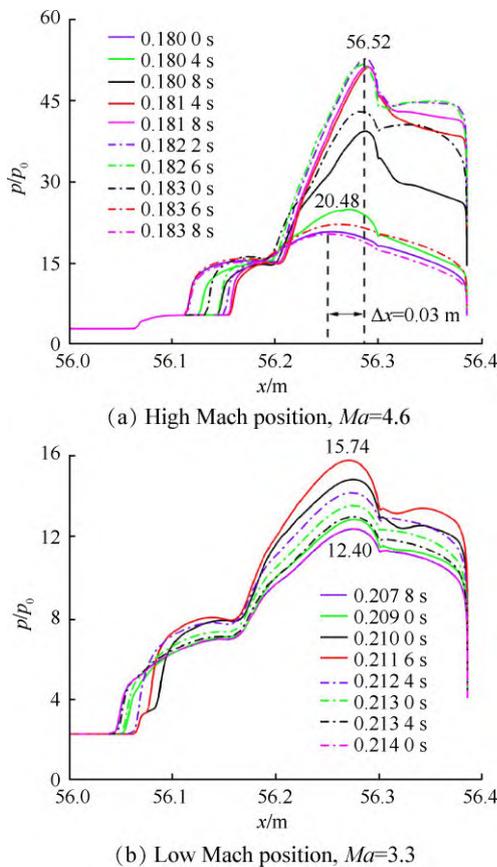


Fig. 13 Pressure distributions along the lower wall of the cowl at different flight parameters

3.3 进气道流动振荡机制分析

作为引发流动振荡的重要因素,进气道内的逆压梯度主要来自于两方面,其一是大内收缩比进气道在低速来流条件下发生壅塞,导致进气道内逆压梯度增大,并沿壁面附近的边界层向上游传递;其二是进气道内多道激波导致压力升高,诱导边界层发生分离,在进气道内形成了分离包及激波串等流场结构,改变了进气道内的压力分布。如图14所示,以 $Ma=4.6$ 工况下 $t=0.1822$ s时刻流场为例,对流动振荡

机制进行说明。

此时进气道流量为 $Ma=4.6$ 工况下振荡周期内的最大值。进气道内压段上下壁面均存在着明显的流动分离,气流流经分离包RSB1前形成的剪切层发生转折,产生超声速溢流,并形成分离激波SS1。分离激波SS1与唇罩激波LS相交后各形成一道透射激波,其中,打在唇罩前缘附近的透射激波经上壁面反射形成反射激波,与由唇罩激波LS形成的透射激波汇聚成一道激波,经分离包RSB1反射为膨胀波EW。气流在膨胀波作用下向壁面偏折,分离流线高度降低,速度减小,形成了一系列压缩波,并最终汇聚为再附激波RS并诱导上壁面附近的边界层发生流动分离,形成了分离包LSB1及分离激波SS2。分离激波SS2与再附激波RS相交后形成的透射激波经分离包RSB2反射为膨胀波。并于下游形成了一系列与分离包RSB1附近相似的流场结构。

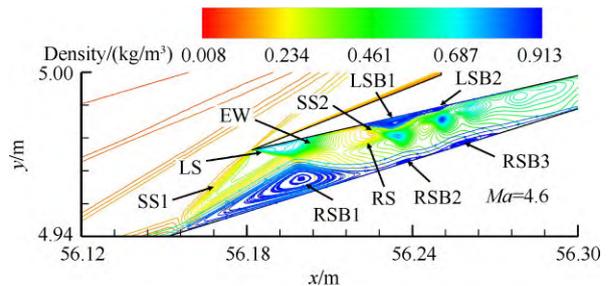


Fig. 14 Unsteady inlet flow at $Ma=4.6$

随着主分离包规模的减小,分离区的数量增多。其原因在于激波诱导边界层增厚,本应在再附阶段向壁面偏折的流线反而在激波作用下远离壁面,并发展为多个封闭的小回流区,最终在进气道内形成激波串结构。进气道内的逆压梯度推动着分离区向上游移动,分离区在移动过程中不断融合并重新形成单一的、大规模的主分离包,而进气道内的激波串结构则逐渐消失。主分离包规模最大时,逆压梯度下降至最低值,分离包受来流影响向下游移动。由此形成了分离包在进气道唇口附近的往复运动及形态变化。因此,进气道不起动时的流动振荡现象,是在逆压梯度及来流作用下分离包的不断变化所导致的。

为分析两种进气道呈现出不同振荡规律的原因,使用快速傅里叶变换(FFT)对进气道各壁面监测点的压强振荡进行分析,其中,监测点1~4(1'~4')位于进气道上壁面,监测点5~8(5'~8')则位于进气道下壁面。如图15所示,对 $Ma=4.6$ 工况下进气道壁面各

监测点压强振荡进行快速傅里叶变换。发现各监测点的振荡频谱在 263 Hz 及 575 Hz 附近均有集中分布,但监测点 1,2 在更多的频率附近存在集中分布。结合图 14 进行分析,发现监测点 1 所在位置会受到主分离包前分离激波及唇罩激波的影响,而监测点 2 附近则存在着分离包及分离激波等流场结构,且在振荡过程中存在位置及规模上的显著变化,不同流场结构影响的叠加是监测点 1,2 两处压强振荡在多个频率附近出现集中分布的原因。

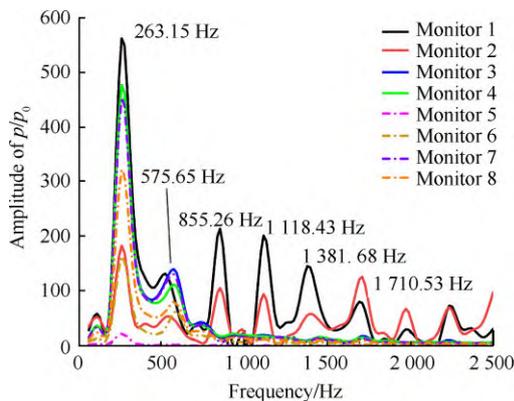


Fig. 15 FFT for pressure oscillations at different probe positions at $Ma=4.6$

图 16 为进气道唇罩位于低马赫数位置时,在 $Ma=3.3$ 工况下进气道各处监测点的压强振荡频谱,发现各监测点的压强振荡频率集中分布于 155 Hz, 327 Hz 及 451 Hz 附近,这种分布规律与唇罩位于高马赫数位置时相同。然而,在唇罩前移后,相比于监测点 1, 监测点 1' 的振荡规律出现了明显差异。在唇罩位于高马赫数位置时,监测点 1 处受到分离激波、唇罩激波及唇口溢流等多种因素影响,振荡压强幅度最大。而同样位于进气道唇罩前缘点的 1' 位置处的唇罩激波及溢流均未出现明显的振荡现象,且分离激波距离唇罩前缘较远,在 1' 位置处几乎不存在压强振荡现象。这表明虽然进气道唇罩位置改变并未使不起动流场的流动振荡规律发生变化,但不同监测点处的压强振荡情况有所改变。

除监测点 1(1') 外,位于进气道喉道上下壁面的监测点 3(3') 及 7(7') 也在振荡规律上发生变化。当唇罩位于高马赫数位置时,监测点 3 和 7 两处的振荡频率及振荡幅度基本一致,进气道喉道上下壁面处于相同的振荡状态;然而,当唇罩位于低马赫数位置时,监测点 3' 和 7' 两处的振荡幅度存在差异,且对比图 12 所示的喉道平均压强振荡曲线,发现喉道壁面处压强与喉道平均压强在振荡频域分布上存在偏

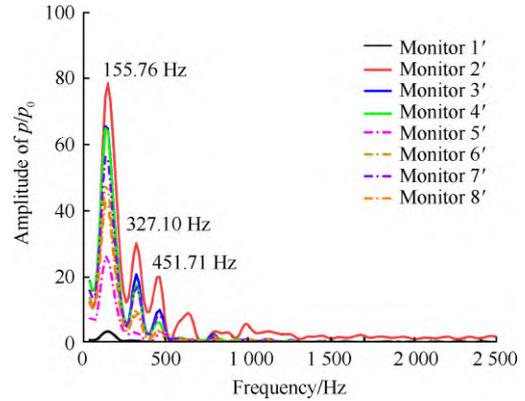


Fig. 16 FFT for pressure oscillations at different probe positions at $Ma=3.3$

差。这说明在唇罩前移后,逆压梯度的传播在一定程度上受到了阻碍。结合唇罩前移后 $Ma=3.3$ 时的马赫数分布情况分析,发现喉道的气流速度基本在声速以上,虽然下游扰动仍然可以沿边界层向上游传递,但上下壁面之间的传递却受到了阻隔。这使得进气道内的振荡耦合被削弱,相比于唇罩位于高马赫数位置时,振荡能量大幅度衰减,振荡现象减弱。

4 结论

本文采用二维非定常仿真方法对唇罩可前移的变几何进气道不起动流场振荡现象进行了研究,得到以下结论:

(1) 唇罩前移会改变进气道不起动时的流动振荡特性。在唇罩位于高马赫数位置时,流动振荡幅度随来流马赫数升高明显增大,流量振荡幅值由 $Ma=4.0$ 工况的 0.8 kg/s 增大至 $Ma=4.6$ 工况的 2.7 kg/s。而在唇罩位于低马赫数位置时,非定常流动振荡现象随来流马赫数升高逐渐减弱, $Ma=3.3$ 工况时的流量振荡幅值约为 0.72 kg/s,在 $Ma=3.9$ 工况减小至 0,振荡现象完全消失。

(2) 进气道中的小分离区与激波串会导致壁面压力的急剧上升,引发压力的非线性变化。在高马赫数位置的 $Ma=4.6$ 工况,进气道壅塞导致逆压梯度不断前传,致使主分离包下游出现了多个小分离区,形成了复杂的激波串结构,壁面无量纲压力峰值从 20 急剧上升至 50 以上,而在低马赫数位置的 $Ma=3.3$ 工况,进气道壅塞程度较低,流场变化较为缓和,无量纲压力峰值仅在 12.4~15.74 小范围波动。

(3) 在 $Ma=4.6$ 工况,流动振荡频率集中分布在 260 Hz 及 569 Hz 附近,与各监测点的压强振荡频率基本一致。而 $Ma=3.3$ 工况下的流动振荡频率则集中

在 150 Hz, 346 Hz 及 507 Hz 附近, 且唇口及喉道处的压强振荡频率出现较大差异。这是因为唇罩前移减小了进气道的内收缩比, 缓解了进气道的流量壅塞, 进气道内压段与隔离段的气流流速增大至声速以上, 削弱了进气道内不同位置的振荡耦合, 减弱了进气道内的流动振荡现象。

致 谢:感谢国家自然科学基金的资助。

参考文献

- [1] 夏有财, 戴顺安, 苏 艳. 超燃冲压发动机研究现状与趋势[J]. 飞航导弹, 2016(8): 59-63.
- [2] CURRAN E T. Scramjet engines: the first forty years[J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(6): 1138-1148.
- [3] WALKER S, RODGERS F. The hypersonic collaborative Australia/United States experiment (HyCAUSE)[C]. Capua: Proceedings of the AIAA/CIRA 13th International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference, 2005: 3254-3258.
- [4] WALKER S, RODGERS F, PAULL A, et al. HyCAUSE flight test program [C]. Dayton: Proceedings of the 15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2008: 2580-2593.
- [5] HANK J, MURPHY J, MUTZMAN R. The X-51A scramjet engine flight demonstration program [C]. Dayton: Proceedings of the 15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2008: 2540-2552.
- [6] TRAPIER S, DUVEAU P, DECK S. Experimental study of supersonic inlet buzz [J]. AIAA Journal, 2006, 44(10): 2354-2365.
- [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, GUO R W. 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.
- [9] TAN H J, LI L G, WEN Y F, et al. Experimental investigation of the unstart process of a generic hypersonic inlet [J]. AIAA Journal, 2011, 49(2): 279-288.
- [10] TAN H J, SUN S, YIN Z Y. Oscillatory flows of rectangular hypersonic inlet unstart caused by downstream mass-flow choking [J]. Journal of Propulsion and Power, 2009, 25(1): 138-147.
- [11] 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.
- [12] 张晓飞, 徐惊雷, 俞凯凯. 大内收缩比进气道加速起动过程中喘振特性研究 [J]. 推进技术, 2018, 39(7): 1494-1503. (ZHANG X F, XU J L, YU K K. Study of oscillation characteristics of inlet with high internal contraction ratio in acceleration process [J]. Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(7): 1494-1503.)
- [13] 贺理浩, 张启帆, 岳连捷, 等. 高速进气道低马赫数不起动特性及马赫数影响规律 [J]. 推进技术, 2021, 42(10): 2207-2217. (HE L H, ZHANG Q F, YUE L J, et al. Unstart characteristics of high speed inlet at low Mach number and influence law of Mach number [J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(10): 2207-2217.)
- [14] 王震宇, 谢文忠, 袁世杰. 二元超声速混压式进气道亚临界稳定裕度研究 [J]. 推进技术, 2024, 45(2): 2211021. (WANG Z Y, XIE W Z, YUAN S J. Subcritical stability margin of two-dimensional supersonic mixed compression inlet [J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(2): 2211021.)
- [15] KANTROWITZ A, DONALDSON C D. Preliminary investigation of supersonic diffusers [R]. Langley Field: National Advisory Committee for Aeronautics, 1945.
- [16] VAN WIE D, KWOK F, WALSH R. Starting characteristics of supersonic inlets [C]. Lake Buena Vista: Proceedings of the 32nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 1996: 2914-2926.
- [17] 梁德旺, 袁化成, 张晓嘉. 影响高超声速进气道起动能力的因素分析 [J]. 宇航学报, 2006, 27(4): 714-719.
- [18] OKAI K, TAGUCHI H, KOJIMA T, et al. Numerical analysis of variable intake and nozzle for hypersonic engines [C]. Norfolk: 12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, 2003: 7069-7076.
- [19] TANATSUGU N, SATO T, BALEPIN U, et al. Development study on ATREX engine [J]. Acta Astronautica, 2000, 47(11): 799-808.
- [20] TAGUCHI H, FUTAMURA H, SHIMODAIRA K, et al. Design study on hypersonic engine components for TBCC space planes [C]. Norfolk: 12th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies, 2003: 7006-7015.
- [21] HUEBNER L D, ROCK K E, RUF E G, et al. Hyper-X flight engine ground testing for flight risk reduction [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2001, 38(6): 844-852.
- [22] FALEMPIN F, WENDLING E, GOLDFELD M, et al. Experimental investigation of starting process for a variable geometry air inlet operating from Mach 2 to Mach 8

- [R]. AIAA 2006-4513.
- [23] 金志光, 张堃元. 宽马赫数范围高超声速进气道伸缩唇口式变几何方案[J]. 宇航学报, 2010, 31(5): 1503-1510.
- [24] 金志光, 张堃元, 陈卫明, 等. 高超声速二元变几何进气道气动方案设计与调节规律研究[J]. 航空学报, 2013, 34(4): 779-786.
- [25] 袁化成, 滕健, 郭荣伟. 内收缩比可控的二元高超声速变几何进气道研究[J]. 航空动力学报, 2012, 27(11): 2468-2474.
- [26] 王建勇, 谢旅荣, 赵昊, 等. 一种改善高超声速进气道自起动能力的流场控制研究[J]. 航空学报, 2015, 36(5): 1401-1410.
- [27] 滕健, 袁化成. 二元高超声速变几何进气道气动特性研究[J]. 航空动力学报, 2013, 28(4): 775-782.
- [28] SPALART P R, ALLMARAS S R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. AIAA 1992-0439.
- [29] TENG J, YUAN H C. Variable geometry cowl sidewall for improving rectangular hypersonic inlet performance[J]. Aerospace Science and Technology, 2015, 42: 128-135.
- [30] 李蔚霆, 袁化成, 郭荣伟. 一种曲面压缩的定几何宽速域进气道设计研究[J]. 机械制造与自动化, 2019, 48(3): 64-68, 98.
- [31] WANG Z G, ZHAO Y L, ZHAO Y X, et al. Prediction of massive separation of unstarted inlet via free-interaction theory[J]. AIAA Journal, 2015, 53(4): 1108-1112.
- [32] IZUMI K, ASO S, NISHIDA M. Experimental and computational studies focusing processes of shock waves reflected from parabolic reflectors[J]. Shock Waves, 1994, 3(3): 213-222.

(编辑:梅 瑛)

Numerical study on unsteady characteristics of unstart inlet flow with a variable geometry

ZHAO Shuhui¹, GUAN Ben¹, WANG Ge¹, LUO Xisheng^{1,2,3}

(1. College of Aerospace and Civil Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China;

2. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Mechanics Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

3. School of Engineering Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China)

Abstract: To study the phenomenon of unsteady flow in unstart variable geometry inlets, a two-dimensional unsteady numerical study is performed to simulate the internal flow of a hypersonic inlet with a mobile cowl. The effect of this variable geometry on the unsteady flow is investigated. The inlet flow oscillation scenarios with high and low Mach number positions of the cowl are compared and the flow oscillation characteristics are demonstrated. The results show that the amplitude of the flow oscillations increases significantly with the increase of Mach number when the cowl is located at the high Mach number position, and the amplitude of flow oscillations increases from 0.8 kg/s at $Ma=4.0$ to 2.7 kg/s at $Ma=4.6$, while the amplitude of flow oscillations decreases with the increase of Mach number when the cowl is located at the low Mach number position. The small separation bubbles and the shock train in the inlet lead to the pressure surge, which triggers a fractional linear change in the pressure. At $Ma=4.6$, the peak pressure at the wall rises sharply from 20 to more than 50 in a short time, while the peak pressure only fluctuates in a small range between 12.4 and 15.74 at $Ma=3.3$, where the change of the flow field is more moderate. At $Ma=4.6$, the flow oscillation pattern of the inlet is basically consistent with that of the monitoring points on walls, whereas the flow oscillation pattern at $Ma=3.3$ shows a large discrepancy between that of the monitoring points at the cowl and throat. The flow velocity in the inlet increases above the speed of sound after the cowl is moved forward, and the propagation of disturbance and oscillatory coupling between the upper and lower walls is blocked, which weakens the flow oscillation phenomenon in the inlet.

Key words: Hypersonic; Inlet; Unstart; Flow oscillation; Variable geometry

Received: 2023-11-15; **Revised:** 2024-04-09.

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2311037

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(12002102).

Corresponding author: GUAN Ben, E-mail: guanben@hrbeu.edu.cn

2311037-13