

文章编号:1000-8055(2017)05-1160-08

doi:10.13224/j.cnki.jasp.2017.05.017

超额定状态下二元超声速进气道的流动特性

饶彩燕, 谭慧俊, 张启帆

(南京航空航天大学 能源与动力学院 江苏省航空动力系统重点实验室, 南京 210016)

摘 要: 为了揭示超额定工作状态下超声速进气道内的复杂流动机理,对一设计马赫数为 2.0 的二元超声速进气道开展了数值模拟研究,获得了其在不同来流马赫数状态、不同节流状态下的流场结构.结果表明:当进气道工作在额定状态时,随着节流程度的增加,其激波串的核心区由偏向下壁面摆至偏向上壁面;而在超额定状态下,由于依次受到唇罩内侧分离包、唇罩激波等的影响,激波串核心区则由偏向上壁面转而摆至偏向下壁面.在来流马赫数为 2.5 的节流状态下,其唇罩激波与前体斜激波相交形成了马赫杆等复杂波系结构,而来流马赫数为 3.0 状态却并未形成此类现象.在上述两种超额定工作状态下,前体斜激波的上透射激波均在高反压条件下演化为正激波形态,而唇罩激波的下透射激波形态也发生了明显的改变.

关 键 词: 超额定; 超声速进气道; 激波串; 马赫杆; 核心区

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Flow characteristics of a rectangular supersonic inlet under over-speed state

RAO Cai-yan, TAN Hui-jun, ZHANG Qi-fan

(Jiangsu Province Key Laboratory of Aerospace Power System,

College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: To aid in understanding the flow mechanism in supersonic inlet under the over-speed state, a numerical simulation was performed to obtain the flow structure of a rectangular inlet whose design Mach number was 2.0, operating under different inflow Mach numbers and backpressures. Results indicate: for the design case of Mach number 2.0, the core flow of shock train was deflected from the cowl-side surface to the ramp-side surface associated with the backpressure increase. While the inlet operated under the over-speed state, the core flow of shock train was deflected to the ramp-side surface firstly and then to the cowl-side surface due to the effects of the cowl-lip separation bubbles and the cowl shock in turn. For the case of inflow Mach number 2.5, a Mach-stem appeared at the joint point between forebody oblique shock and cowl shock once the backpressure increased to a certain value. However, this flow structure didn't appear in the case of inflow Mach number 3.0. Under the above two over-speed states, with the increase of backpressures, the transmit shock of forebody oblique shock was transformed into normal shock, and the transmit shock of cowl shock also changed its shape.

Key words: over-speed; supersonic inlet; shock train; Mach-stem; core flow

收稿日期:2015-06-14

基金项目:江苏省普通高校研究生实践创新计划项目(SJLX15_0106);中央高校基本科研费专项资金;

国家自然科学基金(11172136,11172133,11532007);江苏省高校优势学科建设工程资助项目

作者简介:饶彩燕(1992—),女,硕士生,主要从事内流空气动力学研究.

引用格式:饶彩燕,谭慧俊,张启帆.超额定状态下二元超声速进气道的流动特性[J].航空动力学报,2017,32(5):1160-1167. RAO Caiyan, TAN Huijun, ZHANG Qifan. Flow characteristics of a rectangular supersonic inlet under over-speed state[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(5): 1160-1167.

进气道作为冲压式发动机的一个关键部件,其工作效率直接影响着推进系统的性能^[1-3].对于常规的外压式超声速进气道而言,为保证推进系统性能的最大化,通常在其设计工作点采用激波贴口设计,以保证进气道具有较高的总压恢复和较低的溢流阻力^[4-6],对于这种工作状态称之为进气道的额定状态.然而在实际的飞行过程中,进气道将不可避免地工作在非设计点下^[7-9];当来流马赫数大于设计马赫数时,前体激波将打在唇罩内侧,进气道进入超额定工作状态.此时,外压缩激波将在唇罩内侧形成正规反射或马赫反射^[10],使得进气道的内部流动结构变得复杂而不对称,必会使得该状态下的流动特性与额定或亚额定状态的有所不同.

为深入研究超额定状态下进气道的流动特性,国内外学者先后开展了相关的研究工作:Bachchan等^[11]和Boon等^[12-13]在对非设计状态下轴对称高超声速进气道的流场特性进行仿真研究时发现,在较高的来流马赫数下,前体斜激波在唇罩上的反射模式将由正规反射转变为马赫反射,并由此导致了激波在唇口处发生脱体,总压恢复系数也因此降低.而后,Mahapatra等^[14]在对进气道内激波相交的非定常现象进行实验研究时,观察到了超额定状态下唇罩激波与前体激波相交而形成的马赫反射发展过程.在文献^[15]中,JIAO Xiaoliang等利用激波反射理论对高马赫数下进气道内发生的马赫反射机理进行了分析,并利用数值模拟进行了验证.仿真结果表明:随着前体压缩角增大、唇罩角减小,激波在唇罩上的反射会由正规反射转变为马赫反射进而脱离唇罩,流量系数也将随之减小,于是将这一现象称之为局部不起动.此外,超额定状态带来的特殊流动结构将对节流状态下的进气道流动特性产生影响.Bachchan等^[16]在超额定状态下,进气道入口气流的均匀性会影响结尾激波的稳定性.同时,在文献^[17]可以看出,当进气道分别处于额定和超额定状态下时,随着节流程度的增加,额定状态下的激波串的核心区始终偏向上壁面,而超额定状态的激波串核心区受口分离包的影响始终偏向下壁面.

以上针对超额定工作进气道的研究主要集中于口部波系结构的形成及其对下游流场的影响,尚未探究超额定程度和出口反压对进气道全流场特性的影响;此外研究对象大多在尖唇口的进气道模型下进行,而在实际应用中通常会对唇口处

采用钝化处理,这将导致唇口处形成唇罩脱体弓形激波,进而可能会使该种进气道模型的全流场结构不同于尖唇口模型.为此,本文针对一种设计马赫数为2.0,唇口采用钝化处理的二元超声速进气道开展了仿真研究,分析了来流马赫数为2.0、2.5和3.0下的进气道节流特性,并对比了额定与超额定、以及不同超额定程度下的进气道流场结构的差异,旨在为超声速进气道宽范围流动与工作特性的预测提供理论支撑.

1 研究对象与仿真方法

1.1 物理模型

本文研究的物理模型为二元超声速进气道(如图1),由局部等熵压缩前体、钝头唇罩、扩张段和等直段组成.进气道的设计马赫数为2.0,理论流量捕获高度为47.7 mm,前体第1级压缩角为8°,第2级再进行10°的等熵压缩.唇罩尖点采用倒圆设计,倒圆半径为1 mm,其内侧倾角为11.8°.扩张段经过渡圆弧和压缩面光滑相连,并与唇罩侧壁面形成一个5°的单侧扩张通道,喉道下游的面积扩张比为1.59.等直段长度为150.0 mm,高为47.7 mm,可将气流引导至进气道出口.

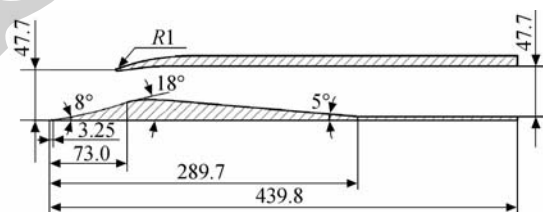


图1 二元超声速进气道模型(单位:mm)

Fig. 1 Rectangular supersonic inlet model (unit: mm)

1.2 计算方法

本研究使用FLUENT软件对流场进行定常计算,采用基于有限体积法的二维Navier-Stokes方程求解器.湍流模型选择S-A(Spalart-Allmaras)模型,使用2阶迎风格式对控制方程进行离散,其中无黏对流通量使用Roe格式进行差分分裂,并使用隐式格式进行时间推进以加速收敛,采用Gauss-Seidel方法迭代计算.选用定比热比理想气体作为研究介质,黏度采用Sutherland公式计算.

本文研究模型的计算域及边界条件如图2所示.其中,包含远场在内的整个计算域使用结构化网格填充(图3),网格总数达24.5万.为了能细致地捕捉到流场中的细节,本文对壁面、口部及通

道内部等预计有较大流动参数梯度的区域进行了网格加密. 对于绝大部分近壁网格单元, 其 y^+ 在 1 左右. 为了保证网格质量, 采用 O 形网格对唇罩倒圆处进行网格划分. 计算中, 当进气道出口流量和流量平均的压力与马赫数保持不变, 并且各项残差均下降 4 个数量级时认为计算已经收敛.

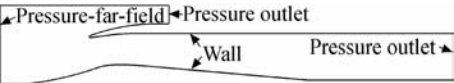


图 2 计算域及边界条件设置

Fig. 2 Computational domain and boundary condition

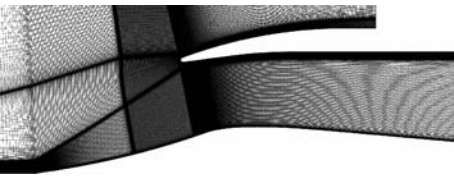


图 3 进气道口部网格分布
Fig. 3 Grid for inlet model

在本文的仿真中, 模拟总压为环境压力 $p_0^* = 101\,325\text{ Pa}$ 和总温为 $T_0^* = 300\text{ K}$ 下不同来流马赫数的来流条件, 具体的来流参数如表 1 所示.

表 1 不同来流马赫数下的气流参数

Table 1 Flow parameters under different inflow		
Mach numbers		
来流马赫数 Ma_0	来流静压 p_0/Pa	来流静温 T_0/K
2.0	12949.33	166.67
2.5	5930.55	133.33
3.0	2758.01	107.14

1.3 算例验证

为了选择合适的湍流模型, 并验证仿真方法的正确性, 本文前期考核了不同湍流模型对文献[15]中的二元超声速进气道仿真结果的影响, 发现 S-A 模型得到的仿真结果与实验数据吻合最好, 为节省篇幅, 下文仅呈现了 S-A 湍流模型的计算结果. 图 4 和图 5 分别给出了文献[18]中来流马赫数为 2.41 的状态的纹影图及沿程静压 (p) 分布曲线, 图中 x 为流向位置. 从图中可以看到, 由本文仿真方法得到的流场结构和上/下壁面沿程静压与实验数据能较好地吻合. 由此可见, 本文所采用的仿真方法可以作为开展后续研究工作的研究手段.

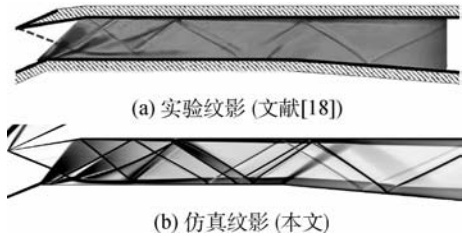


图 4 进气道实验与仿真纹影

Fig. 4 Comparison of experimental and numerical schlieren images of the inlet model

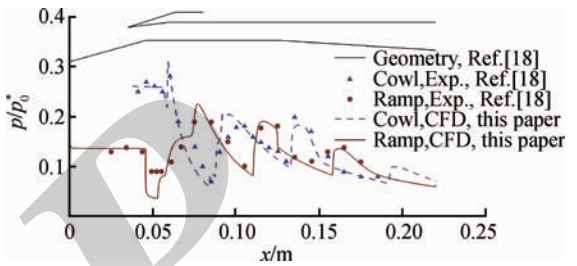


图 5 进气道上/下壁面静压分布

Fig. 5 Static pressure distributions of ramp-side surface and cowl-side surface for the inlet model

2 额定状态下的流动特性分析

首先对额定状态下的进气道流动特性进行分析, 以为下文超额定状态的流场分析作对比参照. 图 6、图 7 分别给出了来流马赫数 $Ma_0 = 2.0$ 时二元超声速进气道在典型的出口反压状态下的马赫数等值线图 and 沿程压力图, 其中出口反压 p_b 等于 6 倍来流静压 (即 $p_b = 6.0 p_0$) 为该状态下进气道所能承受的最大反压. 为了便于分析, 本文的马赫数等值线图中均以黑线标出 $Ma = 1.0$ 的等值线, 并以红线勾画出分离包的零流线.

如图 6 所示, 当进气道处于通流状态时, 来流在前体第 1 级楔面产生的斜激波与唇罩脱体弓形激波相交于唇口, 而后在进气道内的扩张段和等直段相接处产生了一道斜激波, 并在下游形成了反射. 当进气道的出口反压增大时, 可以看到压力扰动开始以正激波串的形式向上游传播. 随结尾激波前移, 波前马赫数 Ma_s 降低, 正激波串逐渐退化为弯曲激波. 在激波串前移的过程中, 结合进气道的沿程静压曲线 (图 7) 可以看出: 激波串由等直段被推至扩张段时, 其高速核心区由偏向下壁面转而偏向上壁面, 且由该流动结构变化导致其壁面的沿程静压由下壁面有较大波动、上壁面较为光滑, 变为上壁面出现波动、下壁面较为光滑. 这是由于在等直段内, 上壁面的边界层受转折

处斜激波的影响,更易出现大分离,迫使激波串的核心区偏向下壁面;而在扩张段内,下壁面边界层发展得比上壁面要厚,从而更容易出现大分离。

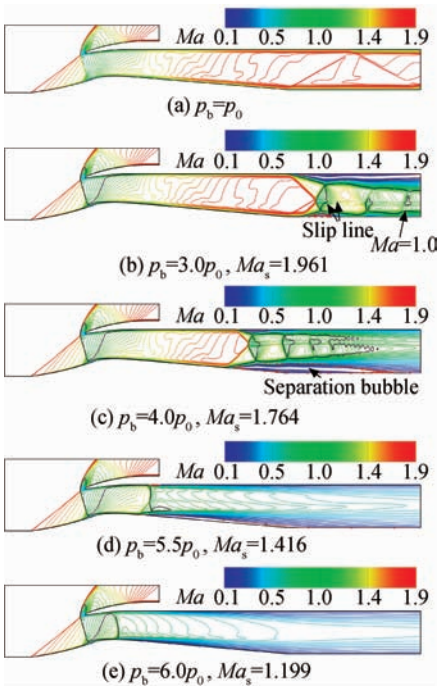


图 6 $Ma_0=2.0$ 不同反压下的进气道全流场马赫数等值线图

Fig. 6 Mach number isolines with different backpressures for the inlet full flow field at $Ma_0=2.0$

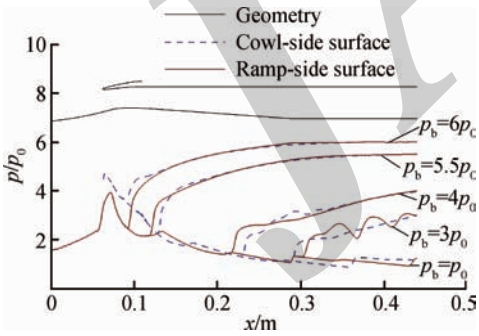


图 7 $Ma_0=2.0$ 不同反压下的进气道上/下壁面沿程静压分布

Fig. 7 Static pressure distributions of ramp-side surface and cowl-side surface with the backpressures for the inlet at $Ma_0=2.0$

图 8 给出了二元超声速进气道的典型性能参数,结合流场结构分析可知:在研究的反压范围内,进气道口部波系未发生改变,因此流量系数(ϕ)始终保持不变,但因唇罩脱体激波溢流作用而略小于 1;至于总压恢复系数(σ),随出口反压的增加,由激波串引起的分离包尺度先增大后减

小,而其波前马赫数 Ma_s 整体是不断减小的。可以推知,由边界层分离带来的分离损失是先增大后减小的,而其激波串引起的损失将不断减小,最终导致进气道的总压恢复系数随着出口反压的增加先减小后增加。

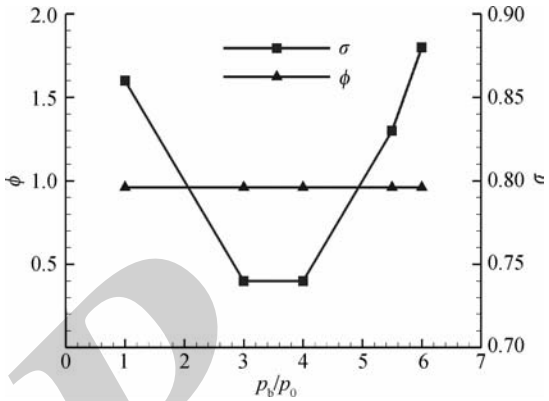


图 8 $Ma_0=2.0$ 不同反压下的进气道性能参数
Fig. 8 Inlet performance parameters with the different backpressures at $Ma_0=2.0$

3 超额定状态下的流动特性分析

3.1 $Ma_0=2.5$ 条件下的流动特性

图 9 给出了 $Ma_0=2.5$ 时通流流场的全流道马赫数等值线图及其口部放大图。可以看出,与额定状态相比,前体压缩波系及唇罩激波的波角变小,使得前体激波和唇罩激波均射入通道内部。其中,前体斜激波在唇罩内侧诱导出一较大分离包,该分离包的存在使得唇罩侧壁面发展的边界层厚度显著大于压缩面侧。根据文献[14]中的研究结果可以预测进气道内的激波串核心区将在上述影响下始终偏向下壁面。

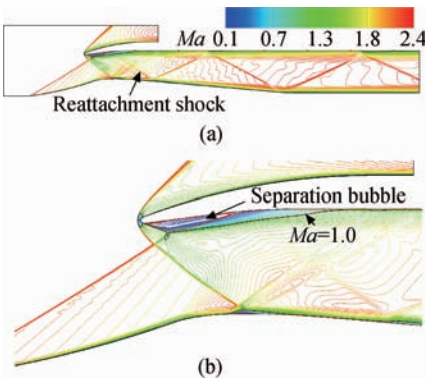


图 9 $Ma_0=2.5$ 下全流道及口部通流流场马赫数等值线图 ($p_b=p_0$)
Fig. 9 Mach number isolines of inlet fully and partial flow fields at $Ma_0=2.5$ ($p_b=p_0$)

图 10、图 11 分别给出了进气道在来流马赫数 $Ma_0=2.5$ 下的节流流场马赫数等值线图及对应的壁面沿程静压分布,其中 $p_b=9p_0$ 为该工况下的临界反压.对比图 6 不难发现,当进气道位于超额定状态下时,其节流流场的流动特性与额定状态并不相同:由于 $Ma_0=2.5$ 状态下通道内的马赫数整体比额定状态要高,因此节流导致的结尾激波的基本形态为斜激波串结构,仅在临界状态下变为正激波串结构.此外,本文激波串核心区的偏向与文献[14]中的结果不同,结尾激波在到达扩张段前端后,其高速核心区由偏向下壁面转

而偏向向上壁面,并由此导致了相应的上/下壁面沿程静压曲线产生波动转变.这是由于在扩张段的中下游及等直段内,唇罩侧壁面的边界层显著较厚,其对激波边界层干扰的影响大于当地背景激波的影响,于是上壁面边界层在结尾激波干扰下优先产生大分离;而当结尾激波移动至扩张段前端时,其头激波与唇罩激波及其反射激波相互耦合,使得下壁面的逆压力梯度得到叠加(如图 10 所示),于是该处分离大幅增大.

当出口反压接近临界反压时,唇罩侧壁面沿程静压的起始端随反压的增加而突升,可以推测此时口部波系结构发生了变化.结合图 12 所示的口部数值纹影图及马赫数等值线图进行分析,随着出口反压的增加,结尾激波前移,下游高压通过唇罩内侧逐渐增大的亚声速区域前传,导致唇罩侧壁面的起始静压升高(如图 11)、分离包增大.于是口部波系发生了如下变化:显著增大的分离包使得唇罩激波角逐渐增大,致使其与前体斜激波的夹角增大,进而导致在相交处出现了马赫杆和上下两道滑移层,滑移层向下游延伸形成了气动边界.该气动边界随出口静压的增加逐渐向下

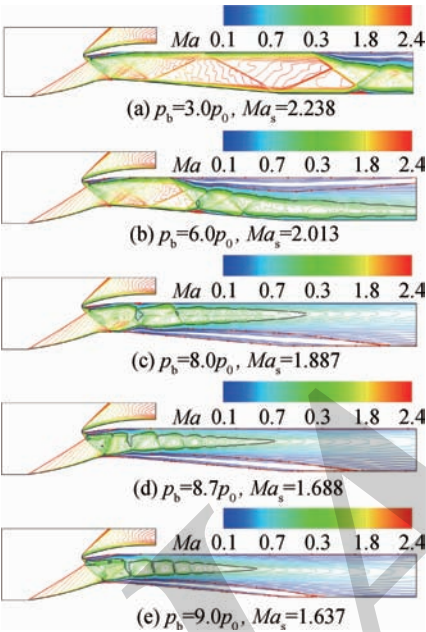


图 10 $Ma_0=2.5$ 不同反压下的进气道全流场马赫数等值线图

Fig. 10 Mach number isolines of inlet full flow field with different backpressures at $Ma_0=2.5$

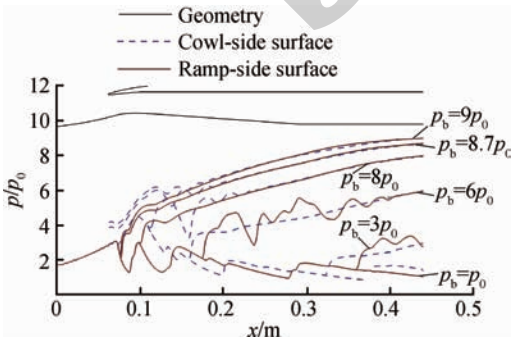
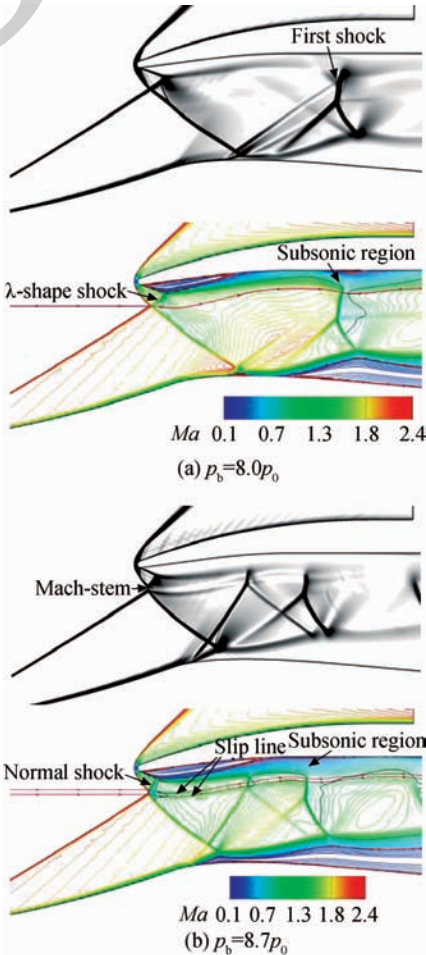


图 11 $Ma_0=2.5$ 不同反压下的进气道上/下壁面沿程静压

Fig. 11 Static pressure distributions of ramp-side surface and cowl-side surface with different backpressures for the inlet at $Ma_0=2.5$

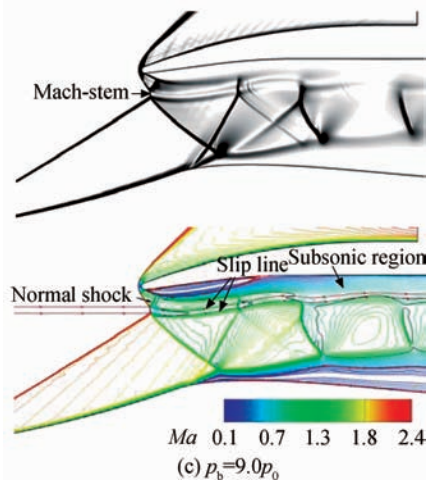


图 12 $Ma_0 = 2.5$ 时临界反压附近的口部数值纹影图及马赫数等值线图

Fig. 12 Partial numerical schlieren images and Mach number isolines for inlet near its critical backpressure at $Ma_0 = 2.5$

壁面凸出,使得下透射激波角增大、入射点前移,进而在肩部膨胀扇的消波作用下,下壁面的分离包逐渐减小。

图 13 还进一步给出了该状态下唇罩激波与前体斜激波相交处放大图,由此可以清楚地看到马赫杆从出现到不断增长的过程。

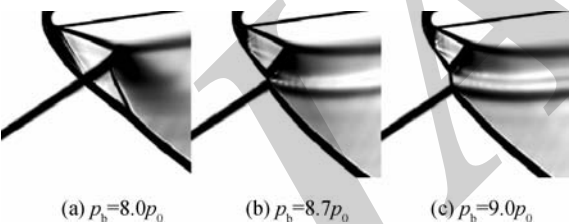


图 13 唇罩激波与前体斜激波相交处放大纹影图 ($Ma_0 = 2.5$)

Fig. 13 Partial enlarged numerical schlieren images for the intersection of cowl shock and forebody oblique shock ($Ma_0 = 2.5$)

图 14 给出了 $Ma_0 = 2.5$ 时的进气道性能参数,虽然在出口反压的影响下,前体斜激波与唇罩激波相交形成了马赫反射,但没有出现局部脱体现象,进气道的流量系数始终保持为 1. 由于该状态下的分离包大小及波前马赫数随反压的变化趋势与设计点时相似,因此进气道的总压恢复系数变化趋势也是先减小后增大。

3.2 $Ma_0 = 3.0$ 条件下的流动特性

图 15 给出了 $Ma_0 = 3.0$ 时不同反压下的进气道流场马赫数等值线图。可以看出,与 $Ma_0 =$

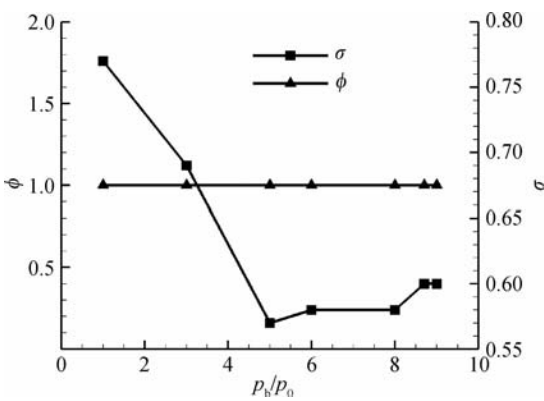


图 14 $Ma_0 = 2.5$ 不同反压下的进气道性能参数

Fig. 14 Inlet performance parameters with different backpressures at $Ma_0 = 2.5$

2.5 状态相比,由于来流马赫数的增加,唇罩激波与前体激波的波角减小,唇罩内侧的分离包增大。除此之外,进气道在节流状态下的激波串形态、核心区偏向,通道内分离包大小、及性能的变化规律均与 $Ma_0 = 2.5$ 时相同,在此不做赘述(如图 16、图 17 所示)。

图 18 给出了 $Ma_0 = 3.0$ 时临界反压附近时的口部流动结构图。对比图 12 可知,进气道在该工况的节流状态下,口部的流动特性与上一状态

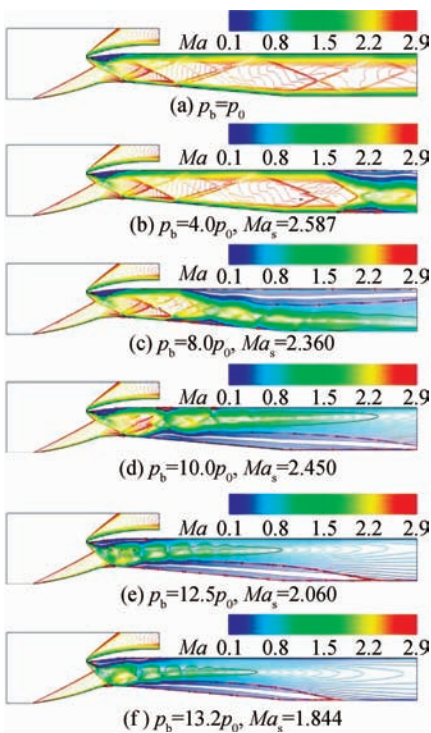


图 15 $Ma_0 = 3.0$ 时不同反压下的进气道流场马赫数等值线图

Fig. 15 Mach number isolines of inlet flow field with different backpressures at $Ma_0 = 3.0$

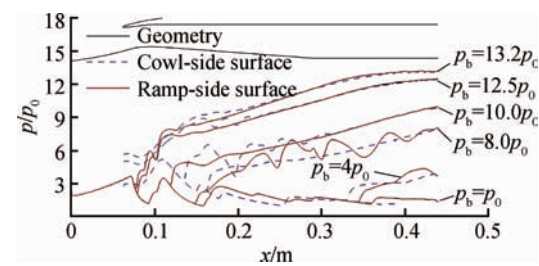


图 16 $Ma_0 = 3.0$ 时不同反压下的进气道上/下壁面
沿程静压

Fig. 16 Static pressure distributions of ramp-side surface and cowl-side surface of inlet with different backpressures at $Ma_0 = 3.0$

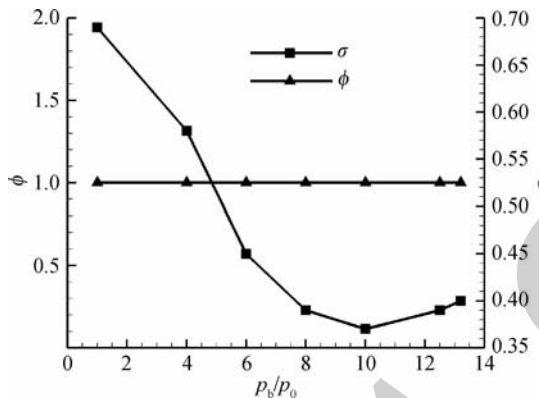


图 17 $Ma_0 = 3.0$ 时不同反压下的进气道性能参数
Fig. 17 Inlet performance parameters with different backpressures at $Ma_0 = 3.0$

相比有所不同. 随着反压的增大,唇罩内侧分离包逐渐增大,唇罩激波角随之增大,但由于来流马赫数为 3.0 时的激波角较小,使得其与前体斜激波相交处始终没有出现马赫杆. 除此之外,下透射激波的形态与 $Ma_0 = 2.5$ 相比也有明显的不同,其形态逐渐由内凹、直线逐渐向外凸转化. 分析其原因,超额定程度的增加,使激波的入射点后移,进而导致下透射激波受到肩部膨胀扇、唇罩内侧分离包膨胀扇的影响增大:在未受到下游压力扰动前,下透射激波在肩部膨胀扇的作用下向进气道内部弯曲;而后,随着下透射激波角的增大、入射点的前移,肩部膨胀扇在下透射激波的作用区域减小,而唇罩内侧分离包膨胀扇因分离包的增大逐渐作用在下透射激波上,在两者的共同作用下,下透射激波转变为接近直线状态;当分唇罩内侧分离包继续增大,下透射激波入射点继续前移,分离包膨胀扇对的下透射激波形态起了主导作用,而肩部膨胀扇的作用显著减小,于是下透射激波逐渐向外凸出.

图 19 给出了唇罩激波与前体斜激波相交处

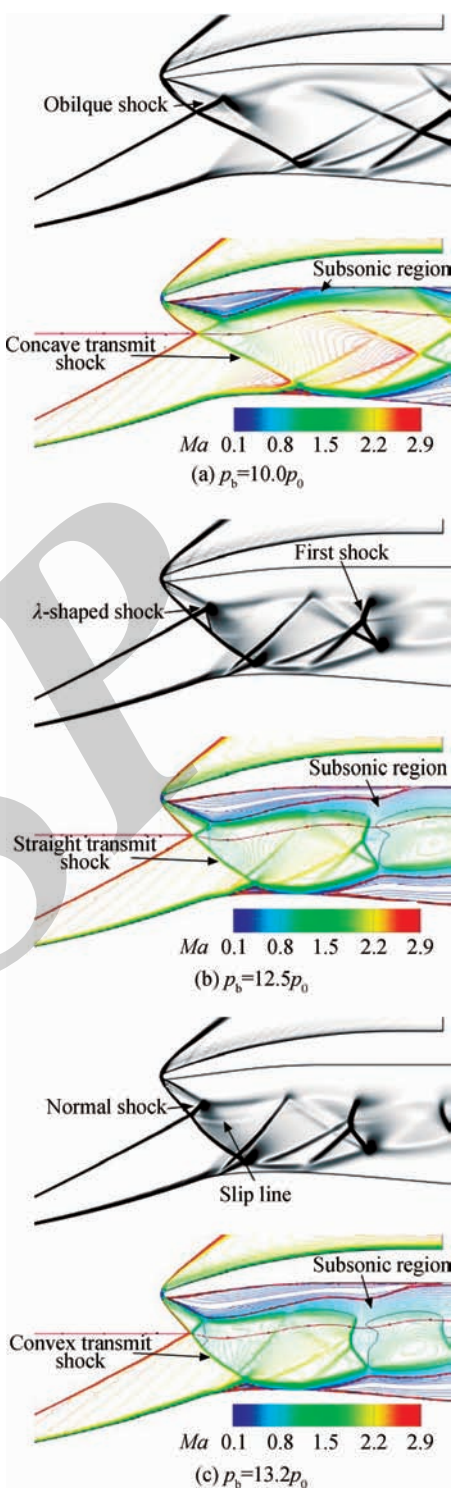


图 18 临界反压附近的口部数值纹影图及马赫数
等值线图($Ma_0 = 3.0$)
Fig. 18 Partial numerical schlieren images and Mach number isolines for inlet near its critical backpressure state ($Ma_0 = 3.0$)

的放大图,随着唇罩内侧分离包的增大,上透射激波在该处逐渐由正规反射转变为马赫反射,于是其形态由斜激波、 λ 激波最终转变为正激波. 与 $Ma_0 = 2.5$ 不同的是, $Ma_0 = 3.0$ 状态下的上透射

激波的初始状态为斜激波而非 λ 激波,这是由于较高的气流马赫数有较大的极限气流偏转角,因而上透射激波可以在该处形成正规反射.

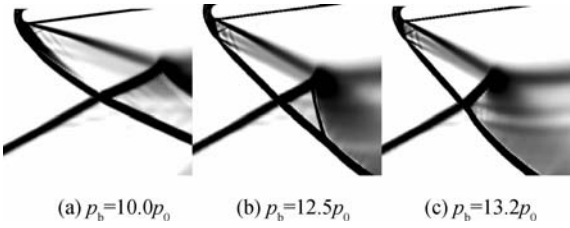


图 19 唇罩激波与前体斜激波相交处放大纹影图
($Ma_0=3.0$)

Fig. 19 Partial enlarged numerical schlieren images
for the intersection of cowl shock and forebody
oblique shock ($Ma_0=3.0$)

4 结 论

本文围绕一个典型二元超声速进气道,对其额定及超额定状态下的流动结构和工作特性进行了仿真分析,得到如下结论:

1) 当进气道工作在额定状态时,随着下游反压的升高,其激波串逐步前移,且受背景激波的影响该激波串的高速核心区由偏向下壁面摆至偏向上壁面;而在超额定状态下,由于依次受到唇罩内侧分离包、唇罩激波的影响,激波串核心区则由偏向上壁面转而摆至偏向下壁面.

2) 在 $Ma_0=2.5$ 条件下,当唇罩内侧分离包随出口反压增大时,其唇罩激波角随之增大,并与前体斜激波相交形成了马赫杆等复杂波系结构;而当 $Ma_0=3.0$ 时,唇罩激波与前体斜激波却并未形成此类现象.在这两种超额定工作状态下,前体斜激波的上透射激波均在高反压条件下演化为正激波形态;唇罩激波的下透射激波形态也随着反压的变化而发生了明显的改变.

3) 在本文所研究的临界反压范围内,超额定工作状态下进气道的流量系数始终为 1,并没有因为口部形成了马赫杆等结构而发生附加溢流.

参考文献:

[1] Seddon J, Goldsmith E L. Intake aerodynamics[M]. Washington: AIAA, 1985.
[2] Mahoney J J. Inlets for supersonic missiles[M]. Washington: AIAA, 1990.
[3] Hunt J, Martin J. Aero-space plane figures of merit[R]. AIAA 92-5085, 1992.

[4] Conners T R. Low shock strength inlet; USEP20080867104[P]. 2010-08-04.
[5] 乐川, 徐大军, 蔡国飙. 超声速溢流条件下二元超声速进气道附加阻力计算[J]. 航空动力学报, 2010, 25(11): 2431-2436.
YUE Chuan, XU Dajun, CAI Guobiao. Calculation of additional drag coefficient of supersonic inlet under supersonic spillage condition[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(11): 2431-2436. (in Chinese)
[6] 赵亮, 袁化成, 李博溢. 溢流槽对二元高超声速进气道性能的影响[J]. 航空动力学报, 2010, 25(7): 1573-1579.
ZHAO Liang, YUAN Huacheng, LI Boyi. Effect of spillage slot on the performance of two-dimensional hypersonic inlet[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(7): 1573-1579. (in Chinese)
[7] Mayer D, Paynter G C. Prediction of supersonic inlet unstart caused by freestream disturbances[J]. AIAA Journal, 1995, 33(2): 266-275.
[8] Mayer D, Paynter G C. Boundary conditions for unsteady supersonic inlet analyses[J]. AIAA Journal, 1994, 32(6): 1200-1206.
[9] 赵昊, 谢旅荣, 郭荣伟, 等. 一种宽马赫数变几何超声速进气道气动性能研究[J]. 航空动力学报, 2015, 30(7): 1678-1685.
ZHAO Hao, XIE Lürong, GUO Rongwei, et al. Study of variable geometry supersonic inlet aerodynamic performance in a wide Mach number range[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(7): 1678-1685. (in Chinese)
[10] Ben-Dor G. Shock wave reflection phenomena[M]. New York: Springer-Verlag, 2007.
[11] Bachchan N, Hillier R. Hypersonic inlet flow analysis at off-design conditions[R]. AIAA-2004-5380, 2004.
[12] Boon S, Hillier R. Mach 6 hypersonic inlet flow analysis at incidence[R]. AIAA-2006-3036, 2006.
[13] Boon S, Hillier R. Hypersonic inlet flow analysis at Mach 5, 6, and 7[R]. AIAA-2006-0012, 2006.
[14] Mahapatra D, Jagadeesh G. Studies on unsteady shock interactions near a generic scramjet inlet[J]. AIAA Journal, 2009, 47(9): 2223-2232.
[15] JIAO Xiaoliang, CHANG Juntao, WANG Zhongqi, et al. Mechanism study on local unstart of hypersonic inlet at high Mach number[J]. AIAA Journal, 2015, 53(10): 3102-3112.
[16] Bachchan N, Hillier R. Effects of hypersonic inlet flow non-uniformities on stabilising isolator shock systems[R]. AIAA-2004-4716, 2004.
[17] 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.
[18] Herrman C D, Koschel W W. Experimental investigation of the internal compression of a hypersonic intake [R]. AIAA-2002-4130, 2002.