

## 内收缩段泄流对超声速进气道的影响研究<sup>\*</sup>

王肖<sup>1</sup>, 谢文忠<sup>1</sup>, 阳未<sup>1</sup>, 张德平<sup>2</sup>

(1. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016;

2. 四川航天系统工程研究所, 四川 成都 610100)

**摘要:** 通过对典型二元超声速进气道进行数值仿真, 研究了内收缩段中泄流位置对进气道自起动性能及抗反压能力的影响规律和影响机制。研究表明: 泄流腔改善进气道自起动性能和抗反压能力的内在机制不尽相同, 泄流腔位置决定了进气道在临界不起动状态下的泄流量、临界不起动模式和临界反压状态下的泄流量, 其中临界不起动状态下的泄流量和临界不起动模式共同影响进气道的自起动性能, 而进气道的抗反压能力则主要由临界反压状态下的泄流量决定。在本研究范围内, 当泄流腔前缘到进气道内通道入口与下壁面交点的轴向无量纲距离 $\bar{L}_c=0.31$ 时, 进气道自起动性能最好; 当 $\bar{L}_c=0.15$ 时, 临界压比和总压恢复系数最高。

**关键词:** 超声速进气道; 泄流; 自起动能力; 抗反压能力

中图分类号: V235.2 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2020) 02-0324-10

DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 180782

## Impact of Internal Contraction Section Bleed on Supersonic Inlet

WANG Xiao<sup>1</sup>, XIE Wen-zhong<sup>1</sup>, YANG Wei<sup>1</sup>, ZHANG De-ping<sup>2</sup>

(1. College of Energy and Power, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. Sichuan Aerospace Institute of System Engineering, Chengdu 610100, China)

**Abstract:** The numerical simulation of a typical 2D supersonic inlet is carried out to study the effects of the bleed position in the internal contraction section on the self-starting performance and limiting backpressure of the inlet. The results show that the mechanism of the bleed chamber to improve the self-starting performance and anti-backpressure ability of the inlet is different. The position of the bleed chamber determines the discharge of the inlet in the critical unstarting state, the critical unstarting mode and the discharge flow in the critical back pressure state, in which the discharge flow and the critical unstarting mode in the critical unstarting state jointly affect the self-starting performance of the inlet, while the anti-back pressure ability of the inlet is mainly determined by the discharge flow of critical back pressure state. In the scope of this study, when the dimensionless axial distance from the leading edge of the discharge chamber to the intersection point of the inlet entrance and the inlet down wall is equal to 0.31, the self-starting performance of the inlet is the best, and the critical pressure ratio and total pressure recovery coefficient are the highest when it is equal to 0.15.

**Key words:** Supersonic inlet; Bleed; Self-start ability; Anti-backpressure ability

\* 收稿日期: 2018-12-11; 修订日期: 2019-01-07。

作者简介: 王肖, 硕士生, 研究领域为内流气体动力学。E-mail: wx\_nuaa123@163.com

通讯作者: 谢文忠, 博士, 副教授, 研究领域为内流气体动力学。E-mail: xie\_wenzhong@126.com

引用格式: 王肖, 谢文忠, 阳未, 等. 内收缩段泄流对超声速进气道的影响研究[J]. 推进技术, 2020, 41(2): 324-333. (WANG Xiao, XIE Wen-zhong, YANG Wei, et al. Impact of Internal Contraction Section Bleed on Supersonic Inlet[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2020, 41(2): 324-333.)

## 1 引言

进气道作为冲压发动机的关键部件,其性能直接影响着整个推进系统和飞行器的综合性能。一般而言,冲压发动机都会经历转级过程,当冲压发动机转级马赫数较低时,此时为保证进气道起动,往往会将进气道内收缩比设计较小,但内收缩比较小对进气道在高马赫数下的性能又是不利的,降低冲压发动机自起动马赫数并提高进气道在高马赫数下的气动性能成为制约冲压发动机宽速域高效工作的一大难题。

多年来,为降低进气道自起动马赫数并拓宽进气道工作范围,国内外学者开展了大量研究。其中根据其调节方法主要可分为变几何和定几何两种。变几何调节主要是通过旋转压缩面、旋转唇口、平移唇口、平移中心锥等方式来保证进气道既具有较低的自起动马赫数,同时在高马赫数下又有较高的压缩效率<sup>[1-5]</sup>。SR-71所采用的进气道为轴对称变几何进气道,通过平移中心锥使得进气道可以在较低马赫数下起动,同时又可使进气道在设计马赫数3.2具有较高的气动性能<sup>[6]</sup>。Scherrer等通过旋转进气道唇口和压缩面来改变进气道的捕获面积和内收缩比,从而满足不同来流马赫数下的压缩需求<sup>[7]</sup>。JAPHAR计划中提出了一种二元唇罩可整体转动变几何进气道,该进气道可通过转动唇罩来改变流量捕获、调节内收缩比的目的,实现调节其流量系数、改善低马赫数起动性能的目的<sup>[8]</sup>。然而,变几何调节在提高进气道性能的同时往往会增大飞行器重量,而且还会存在密封、热防护、飞行器配平等一系列问题<sup>[9]</sup>。在定几何控制方式中,泄流是最常见的控制手段,通过边界层泄流一方面可以降低进气道自起动马赫数,另一方面又可提升进气道总压恢复、降低出口畸变、拓宽进气道工作范围<sup>[10-12]</sup>。文献[13-14]分别对双下侧布局/X布局的带泄流腔二元进气道进行了试验研究,研究结果皆表明,泄流腔结构能使结尾激波停留在泄流腔边缘,扩大了进气道的工作范围。李永洲等<sup>[15]</sup>指出在分离包内开槽可以以较小的流量损失来大幅提升进气道的起动性能。王翼<sup>[16]</sup>通过实验发现对于存在强激波边界层干扰的高超声速进气道,在分离包中间靠后位置进行放气,可以显著减小分离、改善流场品质。Schulte等<sup>[17-18]</sup>通过数值模拟和试验系统研究了泄流腔位置、缝宽、角度对激波边界层干扰的控制效果。王卫星等<sup>[19]</sup>以高超声速进气道为例,分别研究了外压缩段抽吸、内压缩段抽吸、隔离

段抽吸对进气道性能的影响。岳连捷等<sup>[20]</sup>分析了不同抽吸工况下的抽吸流量及其对出口截面总压恢复与流向涡的影响,并指出抽吸面积越大,流动品质的改善作用就越明显,但是流量损失也越大。常军涛等<sup>[21]</sup>对不同抽吸开孔率下某典型高超声速进气道进行了二维数值模拟,得出边界层抽吸技术能够提高进气道的抗反压能力,相当于增大了隔离段的长度,且抽吸孔面积越大,相对抽吸流量越大,进气道的抗反压能力越大。Soltani等<sup>[22]</sup>研究了中心锥泄流位置对超声速轴对称进气道亚临界稳定裕度的影响,结果表明,在唇罩正激波脚附近开泄流狭缝可显著减小分离,从而推迟喘振的出现。此外,王建勇等<sup>[23]</sup>为了改善高超声速进气道在低马赫数下的自起动能力,提出了一种在进气道内利用不起动时诱导激波前后静压差开设回流通道的流场控制概念。

相比而言,前人在高超声速领域对内收缩段泄流开展了较为系统的研究,而在超声速进气道领域则多是针对进气道内收缩段单一固定位置进行泄流<sup>[13-14]</sup>,迄今为止还未见公开发表的系统性规律研究。高超声速进气道在不起动状态下的流场特征表现为唇罩入口站立大尺度分离包,造成强烈的气动压缩,实际流道面积大大缩小;而对于超声速进气道而言,由于来流马赫数较低,激波强度相对较弱,在自起动过程中并未诱发大尺度分离,而是唇罩前站立一道正激波,进而导致喉部出现声速壅塞截面<sup>[24]</sup>。所以针对高超进气道泄流位置的选取准则无法适用于超声速进气道中。为此,本文主要分析探讨泄流腔在超声速进气道内收缩段的位置分布对进气道自起动性能及其气动性能的影响规律与内在机理。

## 2 物理模型与仿真方法

### 2.1 物理模型介绍

本研究采用一种二元双波系超声速进气道作为基准方案(如图1(a)所示),其自起动马赫数 $Ma_s=2$ ,设计马赫数 $Ma_d=3$ ,第一级外压缩角 $\beta_1=8^\circ$ ,第二级外压缩角 $\beta_2=9^\circ$ ,捕获高度 $H_0=120\text{mm}$ ,扩张段参照文献[25]设计,采用先缓后急的变化规律,扩张比 $H_1/H_{in}=1.4$ 。

在基准方案上,本研究设计出六种带泄流腔的控制方案。图1(b)为泄流腔示意图,泄流腔型面参照文献[26]设计,其中 $L_c$ 为泄流腔前缘到进气道内通道入口与下壁面交点的轴向距离, $L$ 为喉道到进气道内通道入口与下壁面交点的轴向距离, $\bar{L}_c = \frac{L_c}{L}$ , $L_1$ 为

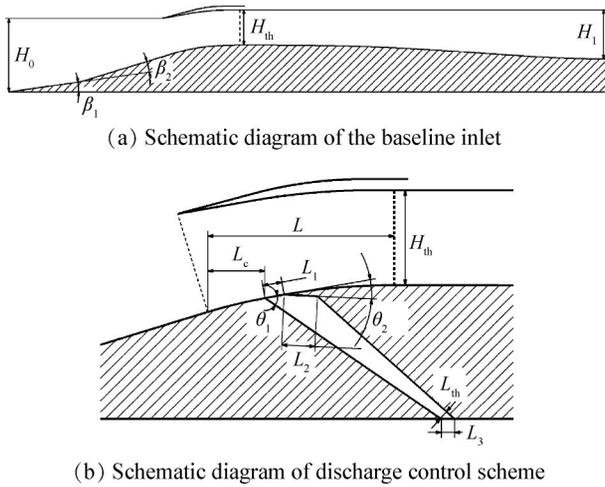


Fig. 1 Physical model

泄流腔入口有效高度,  $L_3$  为泄流腔出口有效高度,  $L_{th}$  为泄流腔最小出口高度,  $L_2=25\text{mm}$ ,  $L_3/L_1=1.4$ ,  $\theta_1=45^\circ$ ,  $\theta_2=13^\circ$  且所有方案的  $L_2, \theta_1, \theta_2$  皆保持不变。下面简述泄流控制方案的设计准则: (1) 通过调整泄流腔进出口面积, 保证不同位置泄流腔在来流马赫数  $Ma_\infty=2.0$  通流状态下的泄流量相当, 泄流量约占捕获流量的 1.4%。(2) 通过调整压缩面侧型面来改变喉道高度, 确保所有方案在  $Ma_\infty=2.0$  时恰好实现自启动。值得说明的是, 泄流控制方案的两个设计准则并不是互相独立的, 在确定泄流位置后, 需首先根据 Kantrowitz 极限估算一个内收缩比, 接着通过调整泄流腔进出口面积使得其在  $Ma_\infty=2.0$  时的泄流量达到 1.4%, 之后利用数值模拟对进气道加速自启动过程进行分析, 若自启动马赫数低于或高于 2.0, 则重新调整进气道内收缩比, 同时对泄流腔进出口面积也做相应调整。通过反复调整, 最终才能使得该泄流位置下的进气道同时满足上述两个设计准则。这样一来, 可以认为内收缩比越大进气道自启动能力越强。不同泄流腔的相对位置和最小出口有效宽度见表 1。

## 2.2 仿真方法

本文采用基于 Navier-Stokes 方程的求解器求解,

Table 1 Different discharge positions and minimum exit width

$\bar{L}_c$	$L_{th}$
0.00	7.6
0.15	12.7
0.31	6.7
0.43	5.4
0.65	7.3
0.93	5.0

无粘对流通量离散使用 Roe 格式离散, 采用二阶中心差分格式离散粘性通量。湍流模型选用 Spalart-Allmaras 单方程模型。图 2 给出计算网格示意图, 网格划分时对壁面网格进行加密, 保证  $Wall^+$  在 1 的量级, 仿真边界条件采用压力远场、压力出口、无滑移壁面。其中, 为保证泄流腔出口环境与真实工况相符, 在仿真时将泄流腔中气体直接排入外界压力远场中, 泄流腔出口边界条件设置为内部界面。当所有方程及残差值在计算时下降三个数量级且监控面参数不再随迭代步数变化, 则认为收敛。

虽然进气道自启动过程为非定常过程, 但其非定常效应并不会影响到进气道的自启动特性, 因此为节省计算资源可采用准定常手段来开展进气道的自启动研究。本文在研究进气道加速自启动过程时采用准定常的数值仿真方案。首先在进气道不起动流场基础上以  $0.1Ma$  为步长逐渐增大来流马赫数, 接近启动时再以  $0.05Ma$  为步长直至进气道建立启动流场, 最终得到的进气道启动马赫数即为自启动马赫数。

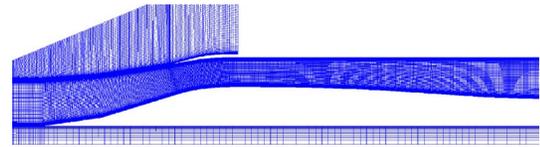


Fig. 2 Grid and computational field of the inlet

## 2.3 算例验证

为验证本文所采用的数值仿真方法对超声速进气道流场的预测能力, 利用文献[27]公布的正激波/湍流边界层干扰实验数据及纹影对仿真方法进行验证。为评估网格疏密度对计算结果造成的误差, 本文设置三种不同疏密度的网格: 稀疏网格  $100 \times 300$  (Coarse)、中等密度网格  $200 \times 650$  (Medium)、密网格  $400 \times 1325$  (Dense), 分别开展数值仿真和实验数据对比工作。

数值仿真过程中所采用的边界条件和实验条件一致, 来流马赫数为 1.47, 总压为  $149.328391\text{kPa}$ , 总温为  $323.15\text{K}$ 。图 3 给出了仿真流场与实验纹影的对比图, 可以看出三种疏密度的网格皆可以捕捉到正激波/湍流边界层干扰中“ $\lambda$ ”波结构的主要流动特征。通过对比可以发现, 密网格和中等密度网格仿真结果中的“ $\lambda$ ”波形状及其与上平板的相对位置和实验纹影结果较为吻合, 而稀疏网格仿真得到的流场中“ $\lambda$ ”波较厚, 且“ $\lambda$ ”波的前、后缘激波形态与实验结果存在差别, “ $\lambda$ ”激波分叉点位置也较为模糊。

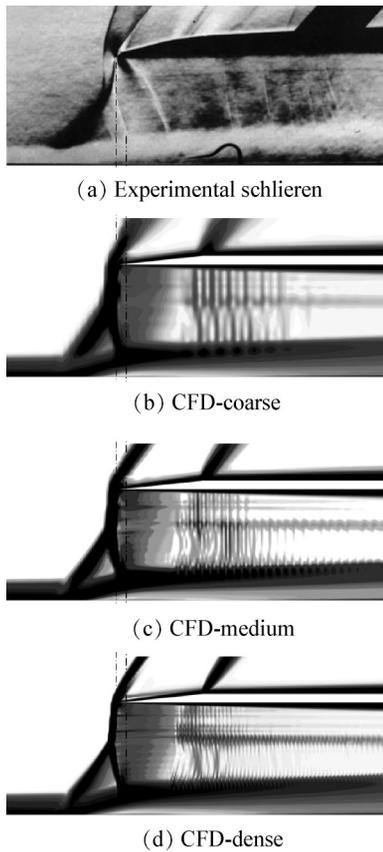


Fig. 3 Comparison of schlieren results and the CFD flow field

图4激波边界层干扰区的壁面静压分布图,其中纵坐标为 $pp^*_\infty$ ( $p$ 为壁面静压, $p^*_\infty$ 为来流总压),横坐标为 $x/\delta_\mu$ ( $\delta_\mu$ 为干扰区前的边界层厚度)。由图4可知,三种网格的计算结果皆能描述出干扰区的壁面静压整体变化趋势。但是,稀疏网格在压升阶段的静压分布与实验结果的吻合度不如中等密度网格和密网格,在压降阶段稀疏网格仿真结果与实验结果的吻合度相比更差。综上所述,稀疏网格仿真结果与实验吻合较差,而中等密度网格和密网格在本研究范围内皆表现出较好的仿真精度,为减少计算耗时,本文将选用中等密度网格开展后续数值仿真研究。

### 3 进气道气动性能分析

#### 3.1 进气道加速自启动特性分析

在超声速进气道不起动流场中,唇口前会站立一道正激波,波后产生亚声速溢流,进气道的自启动过程就是脱体激波逐渐靠近唇罩并最终被吞入内收缩段的过程。为便于分析,这里定义泄流控制方案内收缩段中的泄流腔上游部分为“内收缩段前子通道”,内收缩段中的泄流腔下游部分为“内收缩段后

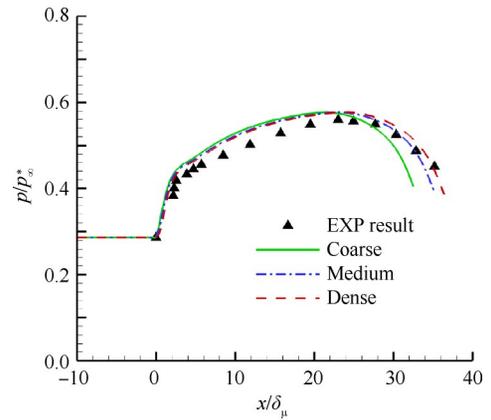


Fig. 4 Static pressure distribution on the surface of shock boundary layer disturbance zone

子通道”,本文认为当进气道唇罩前不存在亚声速溢流且内收缩段前、后子通道中皆建立起超声速流场时,进气道进入起启动状态。

首先观察进气道内收缩比随 $\bar{L}_c$ 的变化趋势,如图5所示,泄流控制方案的内收缩比 $ICR$ 随着 $\bar{L}_c$ 的增大先升高后降低,前子通道内收缩比 $ICR_1$ 随 $\bar{L}_c$ 的增大逐渐增大,而后子通道内收缩比 $ICR_2$ 则随 $\bar{L}_c$ 的增大逐渐减小。由于内收缩比越大进气道自启动能力越强,因此在 $\bar{L}_c=0.31$ 位置时,泄流腔对进气道自启动能力的增益最大,在 $\bar{L}_c=0.93$ 处对进气道自启动能力增益最小。此外,泄流控制方案的自启动性能皆强于基准方案。下文将结合进气道加速自启动过程流场变化以及临界不起动状态下的波系结构来说明泄流腔位置对自启动性能的影响机制。

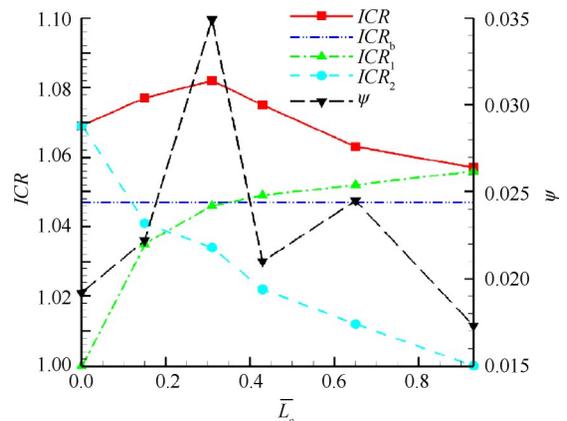


Fig. 5 Curve of internal contraction ratio and discharge rate under critical unstarting state

本文选取基准方案及三种典型泄流方案来分析进气道的加速自启动过程。图6为基准方案进气道加速自启动过程马赫数等值图。当自由来流马赫数

为1.8时,由于喉道流量壅塞使得进气道唇口外面站立一道脱体激波,随着来流马赫数的增大,脱体激波逐渐向唇口靠近;当马赫数增大到1.95时,此时唇口处亚声速基本消失,脱体正激波与唇罩贴口,进气道进入临界不起动状态;继续增大来流马赫数,脱体正激波被吞入喉道,进气道内通道建立起超声速流场,进入起动状态。

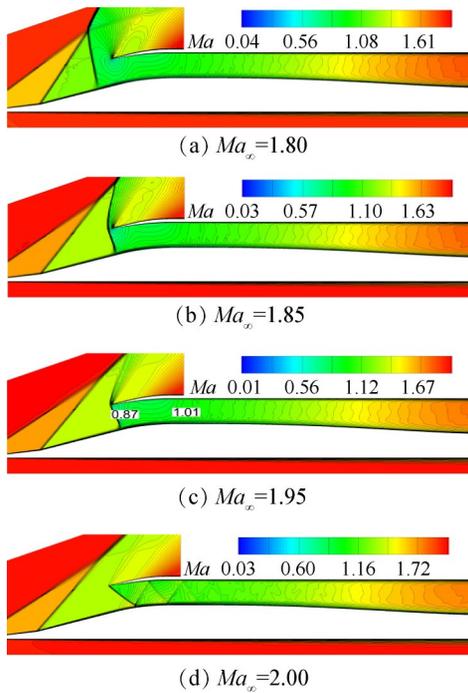


Fig. 6 Mach contours of baseline inlet in self-starting process

图7为 $\bar{L}_c=0$ 进气道自起动过程马赫数等值图,当马赫数增大到1.95时,唇罩外脱体激波消失,进气道进入临界不起动状态,此时临界不起动模式表现为“前子通道起动,后子通道不起动”。由于喉道壅塞在后子通道前缘所诱导的正激波与前子通道斜激波汇聚,形成一道强解斜激波,该状态下的声速壅塞截面仍位于喉道附近。本文称这种不起动流场为“第一种临界不起动模式”。此外,由于唇罩斜激波入射至泄流腔入口后缘的下游位置,未对泄流腔入口压力产生影响,因此该状态下的泄流量相对较低,自起动性能改善有限。

图8为 $\bar{L}_c=0.31$ 进气道自起动过程马赫数等值图,与上述方案相同,随着来流马赫数增大,喉道壅塞诱导的脱体激波逐渐向唇口方向靠近,当来流马赫数增大到1.95时,由于内收缩段前子通道的内收缩比 $ICR_1$ 较小,因此内收缩段前子通道率先起动,虽然泄流腔已泄除部分流量,但相对喉道而言,剩余流

量仍显得过大,因此气流在喉道附近产生壅塞,进而在后子通道前缘诱导一道正激波,见图8(c),即进入“第一种临界不起动模式”。此时,唇口斜激波打在泄流腔入口前缘,使得泄流腔入口截面压力骤升、

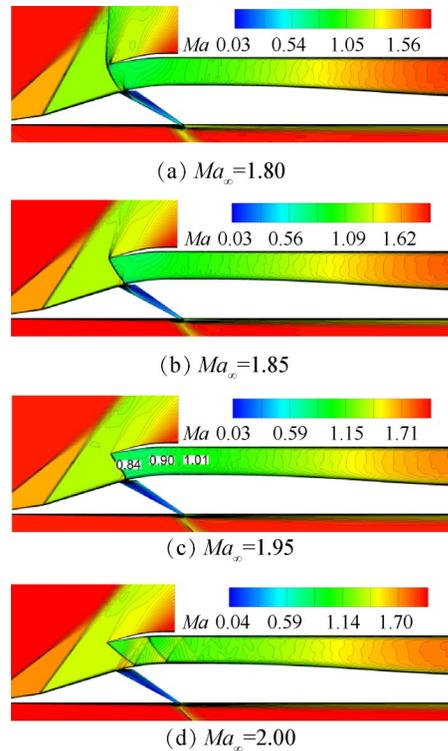


Fig. 7 Mach contours of self-starting process at  $\bar{L}_c=0$

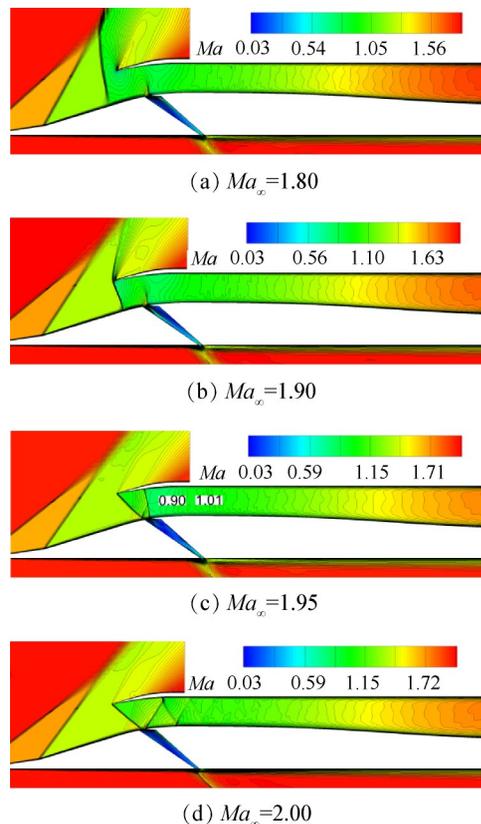


Fig. 8 Mach contours of self-starting process at  $\bar{L}_c=0.31$

泄流量也相应迅速增大,这在一定程度上降低了喉道的壅塞程度,保证了该方案在较大内收缩比 $ICR$ 下的自起动性能。随着来流马赫数的继续增加,内收缩段中的正激波消失,进气道在 $Ma_\infty=2.00$ 时进入起动状态。

图9为 $\bar{L}_c=0.65$ 进气道自起动过程马赫数等值图,进气道在 $Ma_\infty=1.95$ 时进入临界不起动状态。由于此时 $ICR_1>ICR_b$ (基准方案内收缩比),因此在临界不起动状态下唇罩前站立一道贴口正激波,激波之后的亚声速气流在内收缩段继续膨胀加速,在泄流腔入口前缘附近达到声速,使得内收缩段后子通道中建立起超声速流场。可以发现这种临界不起动模式与前一方案具有明显差异,由于此时 $ICR_1>>ICR_2$ ,且 $ICR_1>ICR_b$ ,因此前子通道不能率先起动,泄流腔没有改善声速截面的壅塞程度,这显然制约了整个内收缩段的自起动能力。

本文定义 $\bar{L}_c=0.65$ 时这种临界不起动模式为“第二种临界不起动模式”,其主要特征为唇口站立正激波、内收缩段后子通道建立起超声速流场,声速壅塞面由喉道提前到泄流腔前缘附近。

通过上述分析可知,泄流腔位置会影响到进气道临界不起动模式,为进一步说明泄流腔位置对进

气道临界不起动模式的影响规律,本文依据不同方案进气道在临界不起动状态下的马赫数等值图(图10)做进一步分析。整体来看,随着 $\bar{L}_c$ 的增大,进气道临界不起动模态会由第一种临界不起动模式逐渐过渡到第二种临界不起动模式。在 $0\leq\bar{L}_c\leq 0.31$ 时,由于前子通道内收缩比 $ICR_1$ 皆小于基准方案内收缩比 $ICR_b$ ,因此前子通道在临界不起动状态下能够实现起动;当 $\bar{L}_c>0.31$ 时,前子通道内收缩比 $ICR_1$ 大于基准方案内收缩比 $ICR_b$ ,因此在临界不起动状态下,前子通道流场结构和基准方案内收缩段流场结构一致,皆表现为正激波与唇罩贴口。此外,因为 $ICR_1>ICR_b$ ,所以经过唇罩贴口激波后的亚声速气流会在前子通道末端达到超声速,并在后子通道建立起超声速流场,

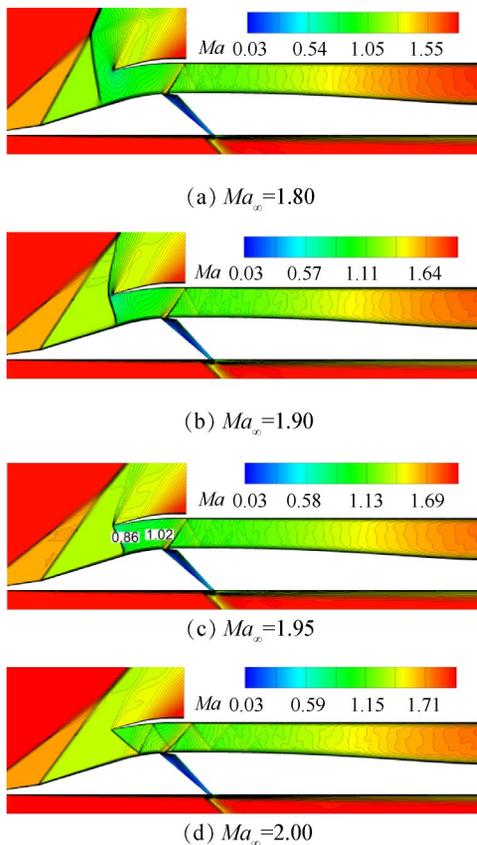


Fig. 9 Mach contours of self-starting process at  $\bar{L}_c=0.65$

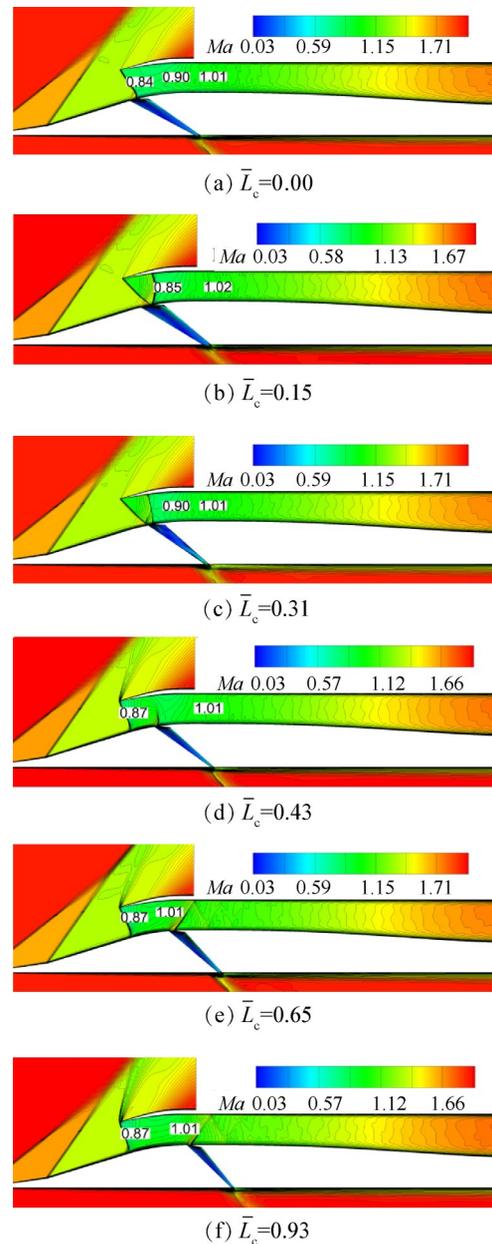


Fig. 10 Mach contours in critical unstarting state

见图10(e)、(f),但若 $ICR_2$ 过大,又会使得气流在后子通道堵塞,进而在后子通道前端产生脱体激波,如图10(d)所示。

综上所述, $\bar{L}_c$ 的大小会影响到前后子通道内收缩比的分配以及临界不起动状态下的泄流量,在本研究范围内,如果 $\bar{L}_c$ 较小则会使得 $ICR_1$ 过小, $ICR_2$ 过大, $\psi$ 过低,见图10(a)。这显然不利于进气道的自启动;如果 $\bar{L}_c$ 较大,则会使得 $ICR_1$ 过大甚至大于 $ICR_b$ ,此时会使得前子通道将较难启动、从而制约了整个内收缩段的自启动能力;如果 $\bar{L}_c$ 适中,则 $ICR_1, ICR_2$ 整体分配更为平均,特别是当 $ICR_1$ 稍小于 $ICR_b$ 且前子通道中波系结构可对下游泄流腔入口截面造成较大压升时,进气道自启动能力最强,见图10(c)。

通过上述分析可知,在本研究范围内中,为保证进气道的最大自启动能力,在布置泄流腔位置时应大致满足以下要求:一方面, $\bar{L}_c$ 大小适中,应保证 $ICR_1$ 稍大于 $ICR_2$ 且 $ICR_1, ICR_2$ 皆小于 $ICR_b$ ,使进气道的临界不起动模式为第一种临界不起动模式;另一方面, $\bar{L}_c$ 的大小应能保证在临界不起动流场中,前子通道内唇罩激波在肩部入射处位于泄流腔入口位置的上游。

### 3.2 进气道反压特性分析

为进一步评估泄流对进气道气动性能的影响,下面将分析进气道的反压特性。本文通过改变进气道出口压力来模拟燃烧室传来的压力扰动,随着进气道出口压力的增大,结尾激波系将逐渐向上游移动,最终被推出内通道。本文定义:只要结尾激波系未干涉到外压缩段波系结构且唇罩外无亚声速溢流,并且流场稳定,进气道就仍是处于正常工作状态,进气道正常工作状态时可承受的最大压力即为进气道临界反压。

#### 3.2.1 $Ma_\infty=2$ 时进气道反压特性分析

图11给出了 $Ma_\infty=2$ 时,临界反压状态下各进气道马赫数等值图,由于来流马赫数较低,此时进气道中的结尾激波为一道正激波。对于不加泄流控制的原型进气道而言,临界状态时的结尾激波一般只能位于喉道下游,继续增大反压,结尾激波不能在内收缩段中稳住将会直接被推出内通道。若在内收缩段中引入泄流腔,当结尾激波经过泄流腔时,泄流腔通过泄流可以降低波后压力,从而减缓了结尾激波逆流向前传的速度,最终使得激波绝对运动速度为0,从而使得结尾正激波系稳定在内收缩段中。

从上述分析结果可知,泄流腔通过放气使得结

尾激波可以稳定在进气道内收缩段中,从而提高了进气道的抗反压能力,因此其临界状态下的泄流量在一定程度上决定了内收缩段结尾激波的稳定裕度,即进气道抗反压能力的高低。图12为 $Ma_\infty=2$ 时,进气道临界工况下进气道性能参数随 $\bar{L}_c$ 变化曲线,

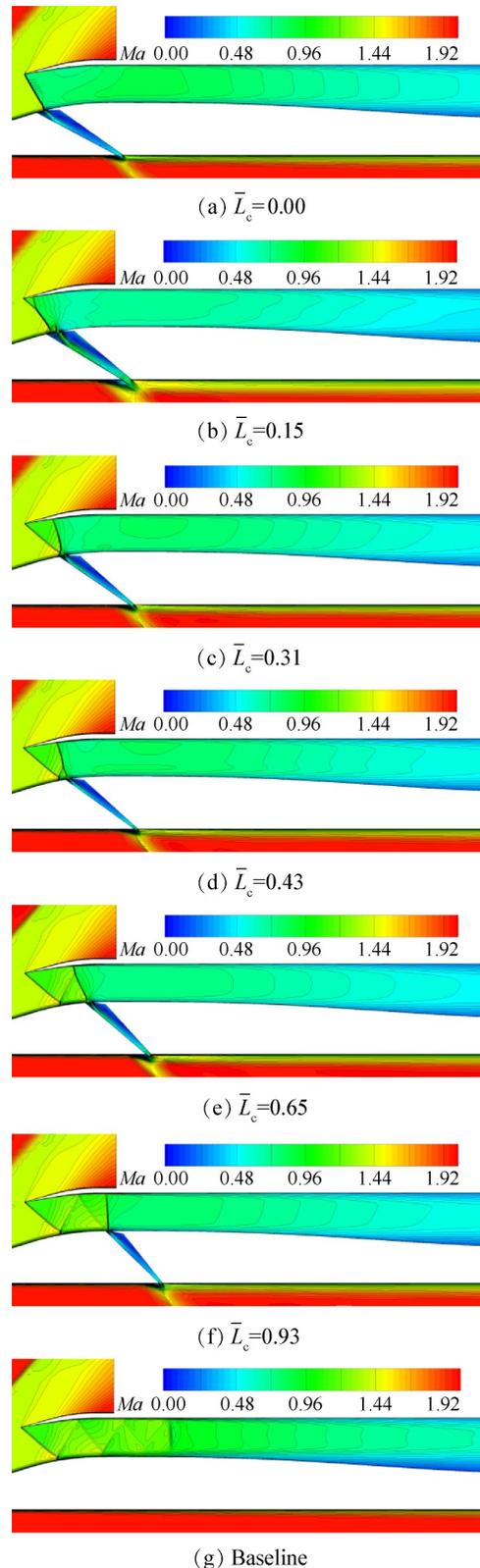


Fig. 11 Mach contours in critical backpressure at  $Ma_\infty=2$

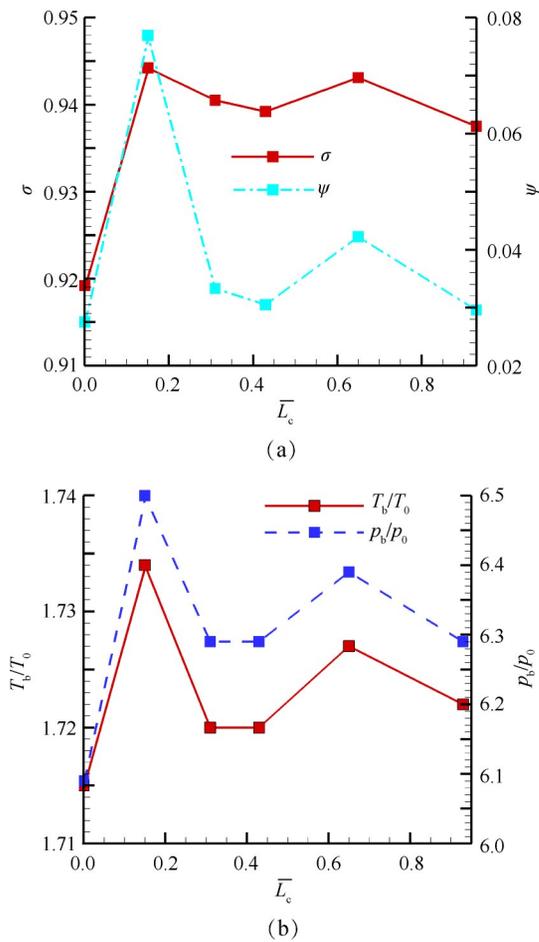


Fig. 12 Variation curves of  $p_v/p_0, \sigma, \psi, T_v/T_0$  with  $\bar{L}_c$  in critical state when  $Ma_\infty=2$

随着  $\bar{L}_c$  的增大, 进气道临界状态下的增压比  $p_v/p_0$ , 总压恢复系数  $\sigma$ , 泄流系数  $\psi$ , 温升比  $T_v/T_0$  有相似的变化趋势, 即: 临界泄流量越大, 总压恢复系数越高, 临界增压比和温升比也越大; 且随着  $\bar{L}_c$  的增大, 性能曲线先快速达到第一个峰值, 接着便开始大幅度下降, 在  $\bar{L}_c$  接近喉道处会出现小幅度上升, 之后便又继续下降。

通过对比可知, 进气道抗反压能力与自启动能力随着泄流腔相对位置的变化趋势并非一一对应关系。也就是说, 自启动性能最高的泄流腔方案是  $\bar{L}_c = 0.31$  方案, 而抗反压能力最高的泄流腔方案则是  $\bar{L}_c = 0.15$  方案, 本质上是因为后者泄流腔进出口宽度比其它方案明显大出许多(参见表1), 使得其在临界状态下的泄流量最大, 抗反压能力最高。

### 3.2.2 $Ma_\infty=3$ 时进气道反压特性分析

图13为  $Ma_\infty=3$  时进气道临界反压状态马赫数等值图。对于基准方案而言, 由于进气道内收缩比较小且结尾激波为复杂的激波串结构, 所以结尾激波

系在越过喉道之后仍然可以停留在内通道中入口附近。从图13中可以看出, 当  $\bar{L}_c=0$  时, 进气道肩部分离包位于泄流腔下游, 其分离包前缘仍处于进气道内

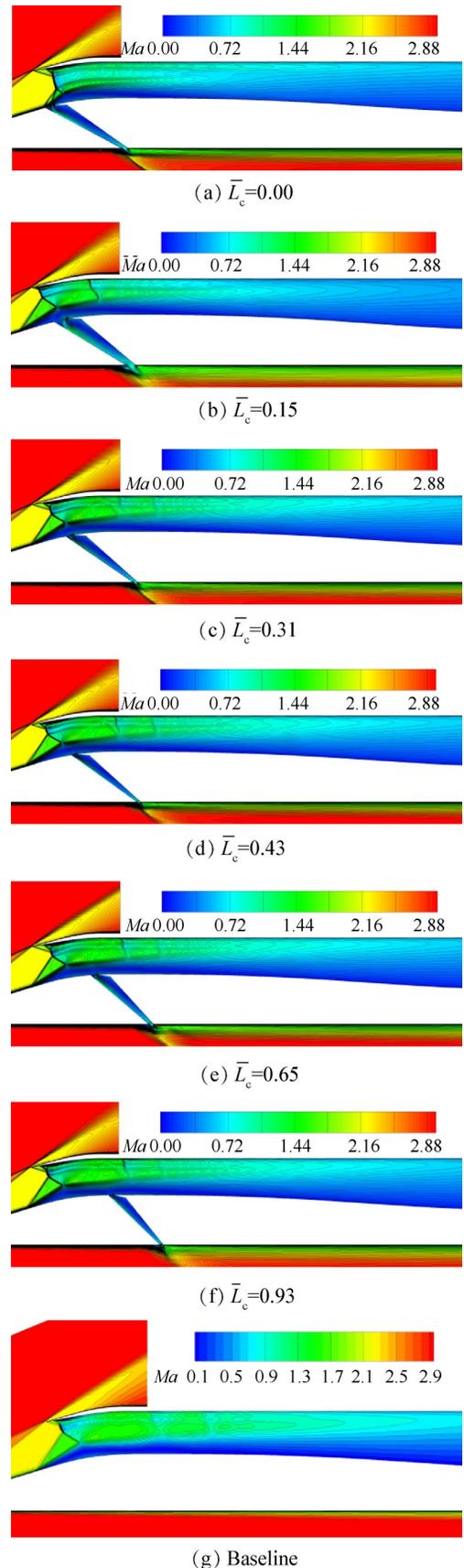


Fig. 13 Mach contours in critical backpressure at  $Ma_\infty=3$

收缩段中,此时内收缩段入口附近出现正激波,该正激波同时与唇口激波和分离激波相交,形成典型 $\lambda$ 波结构,通过 $\lambda$ 波后气流皆降为亚声速。此外, $\lambda$ 波分叉点后的上下两股气流由于流向一致,速度大小不同,在交汇面处形成了滑流层。随着 $\bar{L}_c$ 的增大,下壁面分离包前缘伸出进气道内通道,但分离激波并未影响到流量捕获,此时内通道波系结构未发生太大变化,进气道内收缩进口处仍为 $\lambda$ 波结构,分离包的虚拟壁面和上通道形成局部的类拉伐尔喷管结构,使得波后亚声速气流可以在该区域内继续膨胀加速到超声速,并在下游形成复杂的激波串结构。在临界反压状态下,所有带泄流腔的进气道的结尾激波也都可以稳定在进气道内收缩段中。

图14为 $Ma_\infty=3$ 时,进气道临界工况下 $p_b/p_0, \sigma, \psi, T_b/T_0$ 随 $\bar{L}_c$ 的变化曲线,可以看出,进气道性能曲线随着 $\bar{L}_c$ 的变化趋势与 $Ma_\infty=2$ 时相近。当 $\bar{L}_c$ 增大时,临界泄流量 $\psi$ 会先后出现两个峰值,同时临界增压比、温升比、总压恢复系数也会出现相对应的峰值。临界反压状态下泄流量越大,进气道抗反压能力越强,

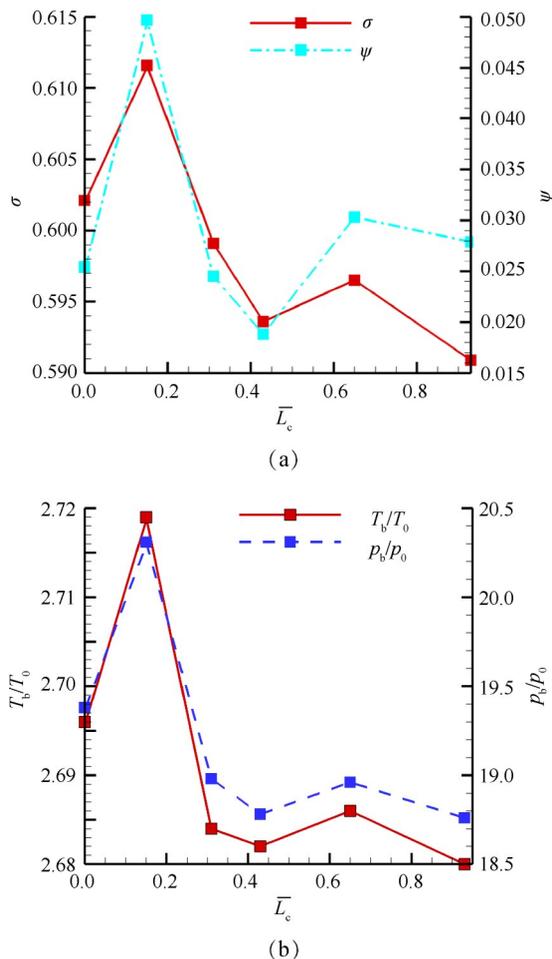


Fig. 14 Variation curves of  $p_b/p_0, \sigma, \psi, T_b/T_0$  with  $\bar{L}_c$  in critical state when  $Ma_\infty=3$

总压恢复系数越高。进气道在 $Ma_\infty=2, 3$ 时,性能曲线随着 $\bar{L}_c$ 的变化趋势基本一致。

## 4 结论

本文通过对6种带泄流腔的进气道进行数值仿真分析,得到了泄流腔位置对进气道起动性能及主要气动性能的影响规律及影响机制。其中主要结论如下:

(1)为保证进气道的最大自起动能力,在布置泄流腔位置时应满足以下要求:首先, $\bar{L}_c$ 大小应能保证 $ICR_1$ 稍大于 $ICR_2$ ;其次,保证在临界不起动状态下前子通道唇罩激波在肩部的入射处位于泄流腔入口位置的上游。对于自起动过程中不起动流场为正激波主导的超声速进气道而言,该研究结论同样可以适用。在本研究中,当 $\bar{L}_c=0.31$ 时,进气道自起动性能最高。

(2)对于进气道自起动能力而言,泄流腔的位置会影响临界不起动状态泄流量和临界不起动模式;同等条件下,临界不起动状态的泄流量越大,进气道自起动性能越好。

(3)对于进气道反压特性而言,泄流腔位置改变使得临界反压状态下的泄流量发生变化,临界反压状态下泄流量决定了结尾激波系在内收缩段中的稳定裕度,最终影响到进气道的最大抵抗反压能力和总压恢复;临界反压状态泄流量变化规律与泄流腔进口面积一致;抗反压能力最优方案的泄流位置较自起动最优方案的泄流位置更靠前,在本文研究中,当 $\bar{L}_c=0.15$ 时,临界增压比、温升比和总压恢复系数最高。

## 参考文献

- [1] Donde P, Marathe A, Sudhakar K. Starting in Hypersonic Intakes[R]. AIAA 2006-4510.
- [2] Tang H, Gao Z, Lee C. Numerical Investigation of Dynamic Starting Characteristics for 2-D Variable Geometry Inlet Based on Overset Grid[R]. AIAA 2015-4681.
- [3] Falempin F, Goldfeld M A, Semenova, Y V, et al. Experimental Study of Different Control Methods for Hypersonic Air Inlets[J]. *Thermophysics and Aeromechanics*, 2008, 1(1): 1-9.
- [4] Falempin F, Wendling E, Goldfeld M. Experimental Investigation of Starting Process for a Variable Geometry Air Inlet Operating from Mach 2 to Mach 8[R]. AIAA 2006-4513.
- [5] Anderson W E, Wong N D. A Two-Dimensional Mixed Compression Inlet System Designed to Self-Restart at a

- Mach Number of 3.5 [J]. *Journal of Aircraft*, 1970, 7 (5): 431-436
- [ 6 ] Connors J F, Meyer R C. A Variable-Geometry Axisymmetric Supersonic Inlet with Telescoping Center Body [R]. *NACA-RM-ESSF30*, 1955.
- [ 7 ] Scherrer R, Gowen F E. Preliminary Experimental Investigation of a Variable-Area, Variable-Internal Contraction Air Inlet at Mach Numbers Between 1.42 and 2.44 [R]. *NACA-RM-A55F23*, 1955.
- [ 8 ] Falempin F, Goldfeld M. Design and Experimental Evaluation of a Mach 2-Mach 8 Inlet [R]. *AIAA 2001-1890*.
- [ 9 ] Wang J Y, Xie L R, Zhao H, et al. Fluidic Control Method for Improving the Self-Starting Ability of Hypersonic Inlets [J]. *Journal of Propulsion & Power*, 2016, 32(1): 1-8.
- [ 10 ] 何中伟, 张世英. 轴对称超音速进气道边界层控制实验研究 [J]. *南京航空学院学报*, 1981, 2(2): 91-99.
- [ 11 ] Jacobsen L S, Tam C J, Behdadnia R, et al. Starting and Operation of a Streamline-Traced Busemann Inlet at Mach 4 [R]. *AIAA 2006-4508*.
- [ 12 ] 张红军, 忻贤钧, 白葵, 等. 超声速进气道边界层吸除方案设计及试验 [J]. *实验流体力学*, 2008, 22 (1): 88-91.
- [ 13 ] 麻肖妃, 谢旅荣, 郭荣伟. 双下侧布局带泄流腔二元进气道试验 [J]. *航空动力学报*, 2010, 25(8): 1818-1824.
- [ 14 ] Wan D, Guo R. Experimental Investigation of a Fixed-Geometry Two-Dimensional Mixed-Compression Supersonic Inlet with Sweep-Forward High-Light and Bleed Slot in an Inverted "X"-Type Layout [J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2007, 20(4): 304-312.
- [ 15 ] 李永洲, 张堃元, 张留欢. 抽吸对高超声速内收缩进气道涡流区及起动性能的影响 [J]. *航空动力学报*, 2016, 31(7): 1630-1637.
- [ 16 ] 王翼. 高超声速进气道启动问题研究 [D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2008.
- [ 17 ] Schulte D, Henckels A, Neubacher R. Manipulation of Shock/Boundary-Layer Interactions in Hypersonic Inlets [J]. *Journal of Propulsion & Power*, 2012, 28(3): 585-590.
- [ 18 ] Schulte D, Henckels A, Wepler U. Reduction of Shock Induced Boundary Layer Separation in Hypersonic Inlets Using Bleed [J]. *Aerospace Science & Technology*, 1998, 2(4): 231-239.
- [ 19 ] 王卫星, 袁化成, 黄国平, 等. 抽吸位置对高超声速进气道起动性能的影响 [J]. *航空动力学报*, 2009, 24 (4): 918-924.
- [ 20 ] 岳连捷, 叶青, 徐显坤, 等. 三面压缩高超声速进气道附面层抽吸研究 [J]. *航空动力学报*, 2012, 27(2): 372-378.
- [ 21 ] 常军涛, 鲍文, 崔涛, 等. 抽吸对高超声速进气道抗反压能力的影响 [J]. *航空动力学报*, 2008, 23 (3): 505-509.
- [ 22 ] Soltani M R, Daliri A, Younsi J S, et al. Effects of Bleed Position on the Stability of a Supersonic Inlet [J]. *Journal of Propulsion & Power*, 2016, 32(5): 1-14.
- [ 23 ] 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.
- [ 24 ] 林宇, 谢文忠, 张德平, 等. 不起动流场对超声速/高超声速进气道自起动性能的影响 [J]. *航空动力学报*, 2018, 33(7): 1647-1656.
- [ 25 ] 张华军, 刘兴国, 郭荣伟, 等. TBCC进气道涡轮通道扩张段设计及涡轮模态特性 [J]. *航空动力学报*, 2014, 29(1): 181-191.
- [ 26 ] 郭荣伟, 万大为. 带有小溢流泄流腔的二元混压进气道及设计方法 [P]. 中国, 200910120911.7, 2009-01-12.
- [ 27 ] Seddon J. The Flow Produce by Interaction of a Turbulent Boundary Layer with a Normal Shock Wave of Strength Sufficient to Cause Separation [R]. *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*, No. 3502, 1960-03-31.

(编辑: 史亚红)