

文章编号:1000-8055(2012)07-1562-09

二元混压式进气道窄缝形射流调节结构参数设计

游 进, 夏智勋, 刘 冰, 吕 仲

(国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 针对窄缝形主动射流用于二元混压式超声速进气道再起动特性调节的结构参数设计, 开展了大量定常数值模拟研究, 得到了窄缝位置、宽度及喷射角度等结构参数对再起动特性的影响趋势, 利用少量非定常算例验证了定常计算结果的准确性。结果表明: 射流的注入使进气道产生超声速溢流, 并出现可动气动喉道等新的再起动流场特征。约进气道流量 1% 的射流流量能产生约 5% 的溢流量, 在溢流作用下, 4.5%~11% 的射流流量使进气道实现了再起动。射流流量越大, 射流分离区也越大, 进气道越难实现再起动。研究还发现: 窄缝位置及宽度对射流溢流效率的影响很小, 但窄缝位置存在一个有效作用范围, 只有在距唇口 35~65 mm 的位置注入射流, 进气道才能实现再起动。射流喷射角对射流溢流效率的影响较大。射流喷射角越大, 射流的溢流效率越高, 再起动所需的射流流量及其范围也越小。

关 键 词: 二元混压式进气道; 窄缝形射流调节; 再起动特性; 数值模拟; 结构参数设计; 溢流效率

中图分类号: V431

文献标志码: A

Structural parameter design of slot injection control for rectangle mix-compression inlet

YOU Jin, XIA Zhi-xun, LIU Bing, LÜ Zhong

(College of Aerospace and Material Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Numerical simulation on structural parameter design of slot injection control restarting characteristics of rectangle mix-compression supersonic inlet was conducted. Effects of the slot position, width and injection angle on restarting characteristics were researched. A few unsteady numerical simulations were performed to verify the steady results. The steady calculation results show that new restarting flow impress such as movable pneumatic throat appears, and the supersonic mass spillage increases with the injection. Inlet restarts with the injection mass flux of 4.5%~11% inlet mass flux as 5% inlet mass flux spills out with the injection mass flux of 1% inlet mass flux. When the distance between lip and slot is 35~65 mm, inlet would restart and has same restarting characteristics. With the increase of injection angle, spillage efficiency of injection enhances, and the range of injection mass flux for restart reduces. However the effects of slot width on spillage efficiency of injection and restarting characteristics of inlet is slight.

Key words: rectangle mix-compression inlet; slot injection control; restarting characteristics; numerical simulation; structural parameter design; spillage efficiency

收稿日期: 2011-08-28

网络出版地址: http://www.cnki.net/kcms/detail/11.2297.V.20120801.1438.201207.1562_018.html

基金项目: 武器装备预研基金(9140A28030309KG01)

作者简介: 游进(1981—), 男, 四川南充人, 博士生, 主要从事固体火箭冲压发动机及超声速进气道技术研究。

亚燃冲压发动机普遍采用混压式超声速进气道,其固有的起动问题一直是冲压发动机技术的研究热点之一。Kautrowitz A 等^[1]最早对其进行了一维准定常理论分析,得到了最小起动马赫数的等熵限制和自起动马赫数的 Kautrowitz A 限制,发现了两者之间的迟滞回路现象。Van Wie D M 等^[2]通过实验研究得到了迟滞回路曲线,证实喉部出现壅塞流是超声速进气道不起动流场的主要特征之一。Tahir R B, Wagner J L 等^[3-4]的研究进一步表明,唇口脱体激波后的亚声速溢流是进气道维持不起动流场的主要机理。

在此基础上,国内外相继研究发展了变几何喉道调节^[5]、开孔溢流^[6]、移动唇口变收缩比^[7]等调节方法,通过减小喉部壅塞度或增加溢流的方法改善进气道的再起动特性,虽然效果明显,但均存在结构复杂、效率不高的缺点。其他的附面层抽吸^[8]、瞬间低压起动^[9]等调节方法虽然简单方便,但由于不能显著增加溢流,对再起动特性的改善效果有限。

主动射流调节是一种广泛应用于 S 弯进气道流动分离控制的主动流动控制技术^[10],文献^[2]将其用于进气道不起动流场调节,实验结果初步表明进气道能实现再起动。文献^[11]对迟滞回路 Ma 为 2.2~2.5 的二元混压式进气道再起动特性进行了定常数值模拟研究,结果表明:在整个迟滞回路内的不起动流场中引入窄缝形射流调节,进气道均能实现再起动。文献^[12]则对方波单脉冲射流作用下的进气道再起动特性进行了非定常数值模拟研究,发现射流引起的进气道溢流是不起动机场实现再起动的主要机理,且再起动所需射流流量不到进气道流量的 5%,具有结构简单、成本低、作用效果显著等优点。

以上研究主要侧重于主动射流调节的可行性及其作用机理分析,没有考虑射流窄缝结构参数的影响。对于类似的超声速主流横向喷流干扰流场,目前的研究大多基于喷管推力矢量控制^[13]、飞行器姿态控制^[14]、吸气式发动机燃料喷注^[15]等应用背景,将重点放在射流参数对壁面压强分布和流场掺混效果的影响上,忽略了射流对主流的溢流作用。本文即针对此现状,利用数值模拟方法,重点研究了射流窄缝各结构参数对进气道主流溢流效率的影响趋势,分析了基于进气道再起动特性优化的窄缝形射流结构参数设计准则,为其深入的机理研究及工程应用提供参考。

1 数值仿真模型

1.1 物理模型

本文研究对象为主动射流调节下的二元混压式超声速进气道流场。进气道采用“三斜一正”压缩波系,射流喷射口采用窄缝形结构。图 1 为进气道模型和射流窄缝的主要结构参数示意图, L_{slot} 为窄缝与唇口距离, W_{slot} 为窄缝宽度, θ_{slot} 为窄缝中心线和第二级楔面夹角。这 3 个参数决定了射流位置、大小和角度,是本文研究的主要射流结构参数。

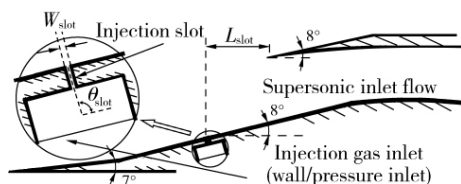


图 1 带射流调节的进气道窄缝结构参数示意图

Fig. 1 Diagram of slot structure parameters for inlet with injection

进气道具体结构与文献^[12]中的模型相同,其内收缩比为 1.24,迟滞回路 Ma 为 2.23~2.54,在 $Ma=2.3$ 的不起动流场中引入主动射流调节,进气道实现了再起动。本文在此基础上对各结构参数下的进气道再起动特性进行对比研究。二维计算流量均换算为进气道宽度为 93 mm 时的实际流量。

1.2 数值模拟方法

文献^[11-12]的研究表明:定常数值模拟和非定常数值模拟得到的结果相近,射流注入和撤去的非定常过程对再起动状态影响不大。相比而言,前者计算效率高,便于进行大规模对比研究,后者和实际物理过程接近,结果更为真实可信。为综合两者优点,本文同时采用这两种计算方法进行研究。即先利用大规模定常计算深入研究各结构参数的影响,再通过少量非定常算例对定常计算结果进行检验和修正。

定常计算的控制方程为二维定常可压雷诺时均 N-S (Navier-Stokes) 方程,采用时间相关法求解。非定常计算的控制方程为带时间导数项的二维非定常可压雷诺时均 N-S 方程,采用“双时间步”方法求解。时间离散格式为二阶精度的隐式格式。

两种计算方法均采用有限体积法离散,空间

项采用 Roe-FDS(flux difference splitting)格式,对流项为二阶迎风格式,黏性项为中心差分格式.湍流模型均采用 SST(shear stress transport) $k-\omega$ 模型^[16].

网格为结构网格,并采用自适应加密技术对流动参数变化剧烈的地方进行加密.同时对壁面第一层网格加密,使其无量纲壁面距离 $y^+ \leq 1$,以准确模拟边界层流动.文中各算例的网格单元总数均为 40 万左右.边界条件采用压力入口、压力远场、压力出口、绝热无滑移壁面以及对称面边界.进气道边界条件的设置可参见文献^[12].图 1 中细实线为射流入口,在射流关闭时设置为壁面,射流注入时设置为压力入口.

1.3 算例验证

文献^[12]对非定常计算方法进行了算例验证,本文利用射流(喷流)与超声速主流干涉流场的实验数据^[17]对定常计算方法进行算例验证.

图 2 给出了射流窄缝宽度 $W_{\text{slot}} = 1 \text{ mm}$ 、射流与来流总压比 $p_c/p_0 = 0.31$ 的数值模拟流场等马赫数分布.与文献^[17]中的实验纹影图相比,两者流场基本一致,数值模拟准确得到了分离激波、弓形激波、马赫盘、分离区涡流等主要流场特征.

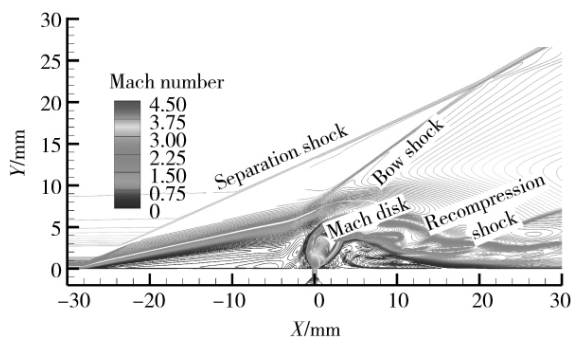


图 2 横向射流超声速主流干涉流场等马赫数分布

Fig. 2 Mach number contours of transverse injection into supersonic cross flows

图 3 给出了射流附近壁面的压强分布.图中纵坐标为壁面压强 p_w 与超声速主流静压 p_∞ 之比.数值模拟值和实验值总体分布趋势一致,前者略小于后者.由射流前未受扰动流场的压强实验值大于理论值约 0.4 个单位,可知实验值存在一定误差.如果从所有实验数据中扣除这一误差,实验值和数值模拟值则较为吻合.

由上可知,本文数值模拟方法能准确计算射流超声速主流干涉流场,且具有较高精度.

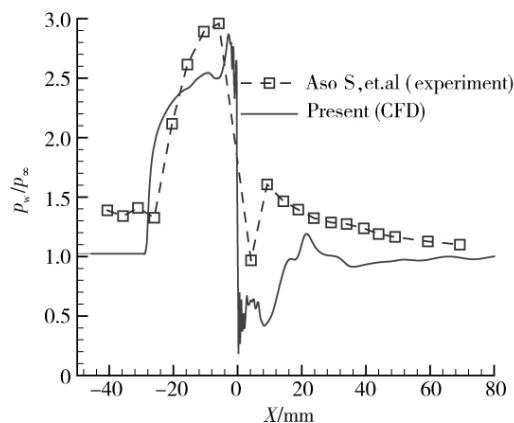


图 3 射流超声速主流干涉流场壁面压强分布

Fig. 3 Surface pressure profile of transverse injection into supersonic cross flows

2 结果分析

本文不起动流场来流马赫数 Ma_∞ 均取为接近最小马赫数(即迟滞回路下限值)的 2.3. 定常计算过程如下:首先计算无射流作用下的不起动流场,以此为初场,逐渐增加射流流量进行定常计算,每个射流流量下的定常计算均以上一个射流流量下的收敛流场为初场.区别于文献^[12]中大股射流突然注入的非定常流动过程,以上定常计算模拟了射流流量缓慢增加的非定常过程.该过程能消除各种非定常扰动,突出射流流量的溢流效率及对再起特性直接影响.

2.1 不同射流流量下的进气道流场变化

以 $W_{\text{slot}} = 1 \text{ mm}$, $L_{\text{slot}} = 45 \text{ mm}$, $\theta_{\text{slot}} = 90^\circ$ 为窄缝结构的基准参数,对射流作用下此基准结构的进气道流场变化进行了定常数值模拟.图 4 给出了不同射流流量下进气道定常收敛流场的等马赫数分布,图中 $\dot{m}_{\text{jet}}$ 为射流流量, $\dot{m}_{\text{un}}$ 为 $\dot{m}_{\text{jet}} = 0$ 时不起动流场(图 4(a)所示)的进气道流量,其数值模拟值为 $2.06 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$.

由图 4(a)可见,不起动流场的脱体激波和下壁面边界层相互干涉,形成较大的局部分离区和分离激波,并产生一道速度滑移面伸入进气道内.滑移面上方为收缩型流管,气流在几何喉道处达到壅塞.滑移面下方流管受分离区影响,实际气动型面为扩张型.脱体激波与分离区相交处成为其气动喉道, X_{pth} 即为气动喉道距进气道起点的水平距离.气流在该气动喉道处壅塞,在几何喉道处则为超声速流.

图 4 中 H_{st} 为进入进气道的气流流管高度.

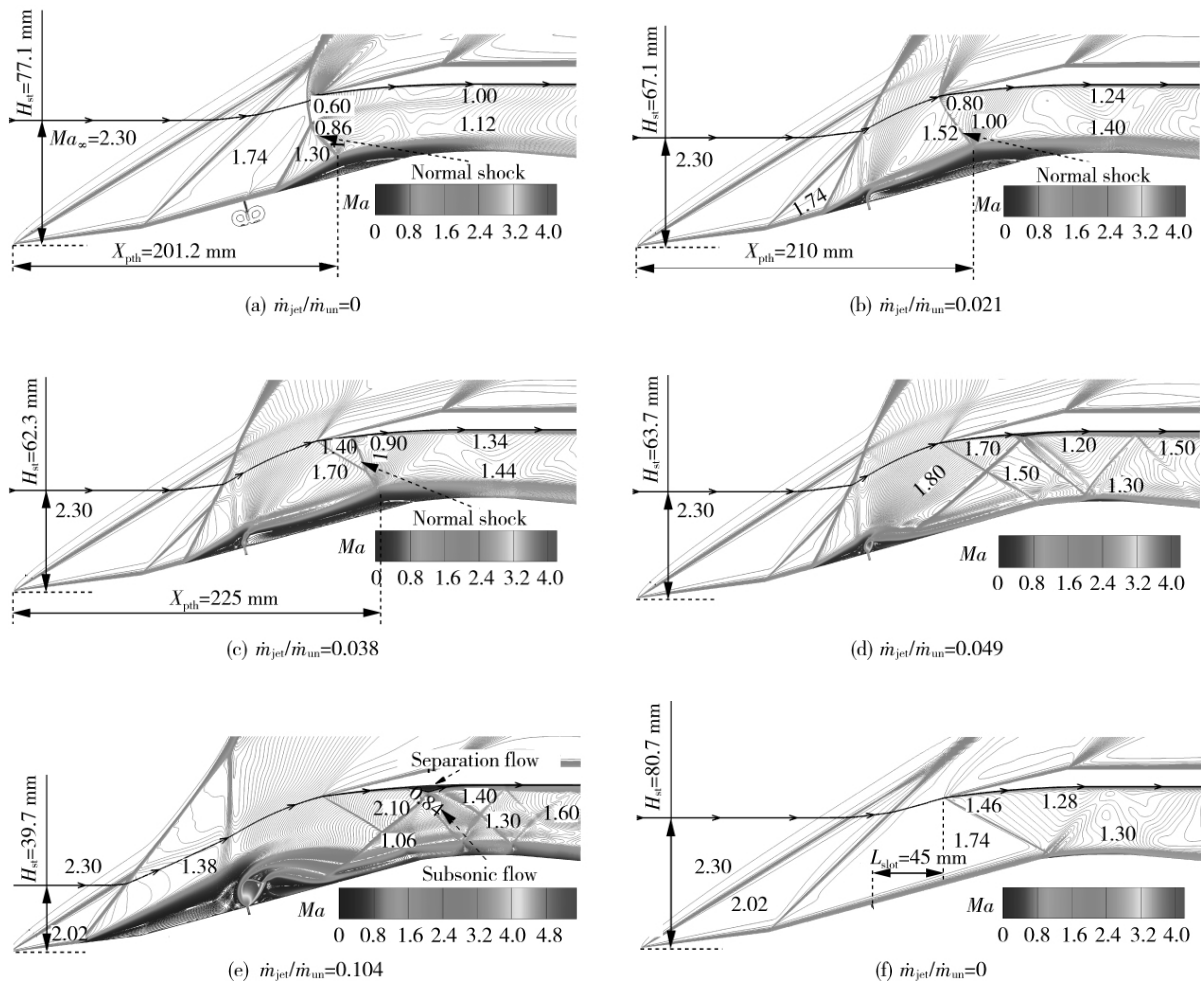


图 4 不同射流流量下进气道定常流场等马赫数分布

Fig. 4 Mach number contours of steady flows for inlet under different injection mass flux

随着图 4(b)中射流注入,射流下游分离区和脱体激波诱导分离区连通,分离激波前移,进气道主流提前向上偏转,产生超声速溢流, H_{st} 值显著减小。同时,滑移面上移至进气道外,进气道内形成带气动喉道的单一流管。

随着射流流量增加,射流分离区变大,分离激波前移,超声速溢流增加, H_{st} 值不断减小。促使脱体激波向后移动,通过减小其后的亚声速溢流来维持流量平衡, X_{pth} 值也随之增加。当脱体激波进入唇口后,并未立即消失,而是继续向唇口内移动,成为内正激波,如图 4(c)所示。这是因为随着溢流量增加,气动喉道通过在收缩通道的移动减小其流通面积,以适应进气道流量的减小,维持不起动流场结构。图 4(a)~图 4(c)中 H_{st} 值和 X_{pth} 值的变化可明显看出这一趋势。

当射流流量增加到图 4(c)时,再增加射流流量,内正激波就和唇口斜激波分离,导致强度锐减,不能再维持大规模局部分离区。气动喉道随之消失,壅塞流及内正激波也消失,进气道内建立起

全超声速主流,如图 4(d)所示。

继续增加射流流量,如图 4(e)所示,进气道流场结构变化不大,但射流马赫盘及其分离区增大,再附激波及其在进气道内的反射激波强度增加,进气道内局部分离增强。

在低流量射流作用下(图 4(b)~图 4(c)),超声速溢流量较小,进气道流场仍存在气动喉道及壅塞流,在此流场基础上撤去射流,即将射流压力入口设置成壁面,进行定常计算,得到的是图 4(a)的不起动流场。在大流量射流作用下(图 4(d)~图 4(e)),进气道流场主流全部为超声速流,撤去射流后,定常计算得到的是图 4(f)的起动流场。但当射流流量过大时($\dot{m}_{jet}/\dot{m}_{un} = 0.115$),射流分离区在射流撤去后将形成较厚的边界层进入进气道,使其回到不起动状态。

综上所述,射流的注入增加了超声速溢流,并使进气道不起动流场出现可气动喉道。只有在约进气道流量 4.5%~11%的射流流量调节下,进气道才能在撤去射流后实现再起动。

和方波形单脉冲射流作用下的再启动过程^[12]相比,图 4 所示流场特征基本一致.当方波形单脉冲射流流量 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} > 0.041$ ^[12]时,进气道才能实现再启动,而在本文连续射流流量作用下,当 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}}$ 增加到 0.045 时就建立起了启动流场.可见,进气道再启动特性和射流注入方式关系不大,仅和最终的射流流量相关.本文的定常计算结果和非定常计算结果也较为吻合.

2.2 主动射流对进气道主流的溢流效率

主动射流产生的超声速溢流是进气道实现再启动的关键,溢流量大小和射流流量密切相关.图 5 给出了不同射流流量 $\dot{m}_{\text{jet}}$ 下的进气道总流量 $\dot{m}_{\text{inlet}}$ 、扣除射流流量后的净流量 $\dot{m}_{\text{net}}$ 以及几何喉道总压恢复系数 $\sigma_{\text{th}} = p_{0\text{th}}/p_{0\infty}$ 的变化曲线.其中 $p_{0\text{th}}$ 为几何喉道总压, $p_{0\infty}$ 为来流总压,横坐标中的 I_{jet} 为和射流流量一一对应的射流冲量, I_{un} 为不起启动流场进气道流管在脱体激波前的冲量.冲量值 I 定义如下:

$$I = \dot{m}v + pA = (\gamma + 1)\dot{m}a_{\text{cr}}z(\lambda)/\gamma \quad (1)$$

式中 $\dot{m}$ 为气流流量, v 为气流速度, p 为气流静压, A 为气流流管横截面积, γ 为比热比, $a_{\text{cr}} = \sqrt{2\gamma RT_0/(\gamma + 1)}$ 为气流临界声速, R 为气体常数; T_0 为气流总温, $z(\lambda) = \lambda + 1/\lambda$, λ 为气流速度系数, I_{un} 的数值模拟值为 1501 N.

图 5 中,流量曲线与顶轴之间为进气道溢流量,两流量曲线之间为射流流量.由图可见,进气道流量和总压恢复系数均随射流流量的增加而大幅降低.其中,约进气道流量 1% 的射流流量可以使进气道产生约 5% 的溢流量,溢流效果明显.

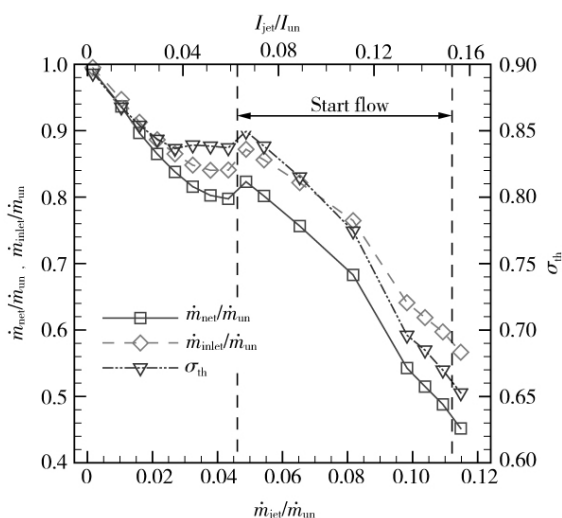


图 5 进气道主要性能参数随射流流量变化曲线

Fig. 5 Chief performance parameters profile of inlet with different injection mass flux

启动流场的射流流量相对于进气道流量较小,且范围较大,为 $0.11 > \dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} > 0.045$,工程上较易实现.对应的射流冲量仅为进气道气流冲量的 6%~16%,调节效率较高.

值得注意的是,当内正激波及其诱导分离区消失,进气道内建立起超声速启动流场时,射流后分离区范围大幅缩小,射流后超声速主流向下偏转,使进气道流量曲线出现短暂的爬升,总压恢复系数也因为正激波的消失出现突跃.这一曲线特征可视为进气道进入启动流场的标志.

2.3 射流窄缝位置的影响

对不同窄缝位置的进气道再启动过程进行了定常计算.图 6 给出了不同 L_{slot} 下进气道流量随射流流量的变化曲线.图中符号对应计算算例,实线为启动流场范围.未标出的窄缝结构参数均取为基准参数.后文亦同.

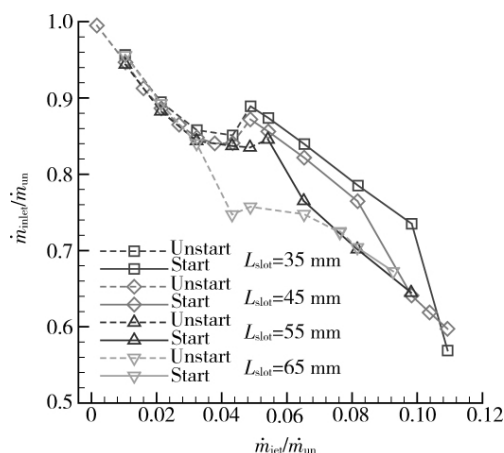


图 6 不同 L_{slot} 下进气道流量随射流流量变化曲线

Fig. 6 Mass flux profile of inlet with different L_{slot}

由图 6 可见,当窄缝距离唇口 35~55 mm 之间时,相同射流流量在不起启动流场形成的溢流量相差不大,启动流场所需的最小射流流量也大致相同,均在 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.05$ 左右.在启动流场下,射流距离唇口越远,相同射流流量的溢流量越大,启动流场的上限即最大射流流量也越小.

图 6 中 $L_{\text{slot}} = 65$ mm 时,启动流场所需的最小射流流量大幅增加到 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.08$ 左右,溢流流量随射流流量的变化曲线也出现较大变化.图 7 给出了其流场随射流流量增加的变化过程.

由图 7 可见,由于射流靠近第一级楔面,当 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.032$ 时,分离激波就已接近第二道斜激波.当 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.043$ 时,分离激波越过第二道斜激波,到达第一级楔面,分离激波前马赫数增

加,激波强度及总压损失增加,射流前压强降低,促使射流回流区突然增大,溢流大幅增加,图 6 中的进气道流量相应大幅下降,且大大低于其他位置在相同射流流量下的进气道流量。

当 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.076$ 时,超声速溢流量更大,内正激波和唇口激波分离并随之消失,进气道流量出现回升,类似其他位置的流场起动特征。但再附激波打在上壁面形成了较大局部分离和较强分离激波,后者和再附激波相交产生了一道正激波,仍维持了进气道内壅塞流(图 7(c))。撤去射流后,进气道仍不起动。只有当 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.082$ 时,再附激波打在靠近喉道处,局部分离显著缩小,进气道才建立起起动的超声速流场。

图 8 给出了 $L_{\text{slot}} = 29 \text{ mm}$ 时不同射流流量下的进气道流场变化。由于唇口靠近射流,并位于其扇形膨胀区的初始段,唇口前气流转折角较大,马赫数较低,导致出现局部脱体激波和亚声速流场。当射流流量增加到 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.082$ 时,唇口前

脱体激波仍存在,且唇口激波打在内收缩段靠前位置,形成较大的局部分离及亚声速主流。数值模拟结果表明:在该位置的任意射流流量作用下,进气道均不能实现再起动。

2.4 射流喷射角度的影响

图 9 给出了 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.038$ 时不同喷射角度下的进气道流场,和图 4(c) 进行对比可看出,顺主流方向的射流(图 9(a))上游分离区最小,超声速溢流量也最小, H_{st} 值最大,脱体激波还位于唇口外;垂直主流方向的射流(图 4(c))次之,且脱体激波已进入唇口成为内正激波,进气道临近起动流场;逆主流方向的射流(图 9(b))上游分离区最大,超声速溢流量最大, H_{st} 值最小,进气道内已建立起超声速起动流场。

图 10 给出了不同喷射角度下的进气道流量随射流流量的变化曲线。随着喷射角的增加,射流顺主流方向的动量分量减小,逆向的动量分量增

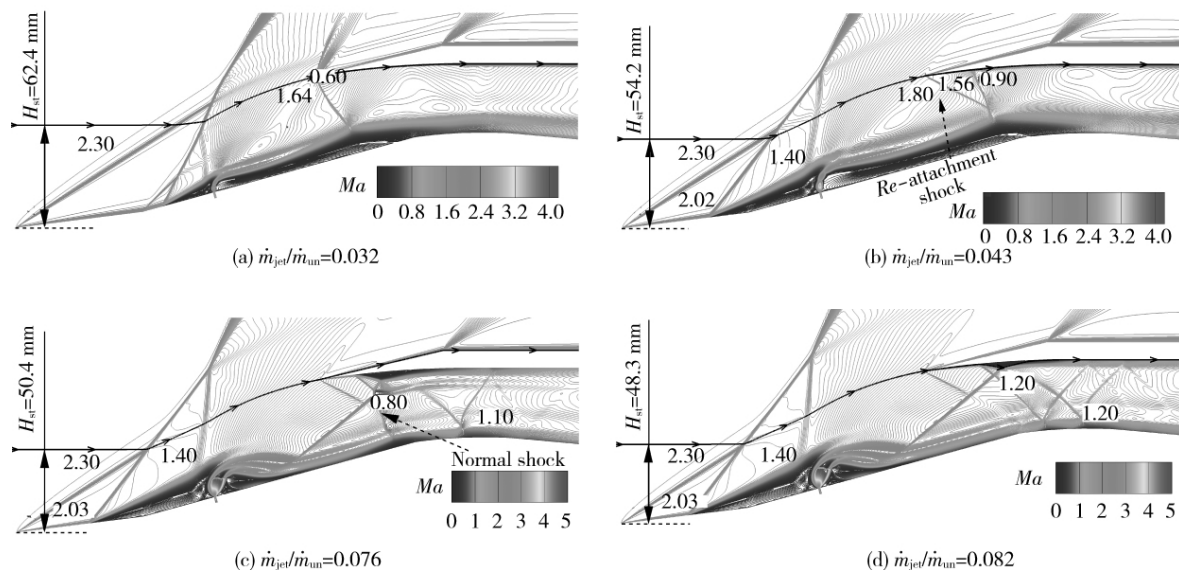


图 7 $L_{\text{slot}} = 65 \text{ mm}$ 时进气道流场等马赫数分布

Fig. 7 Mach number contours of inlet flow when $L_{\text{slot}} = 65 \text{ mm}$

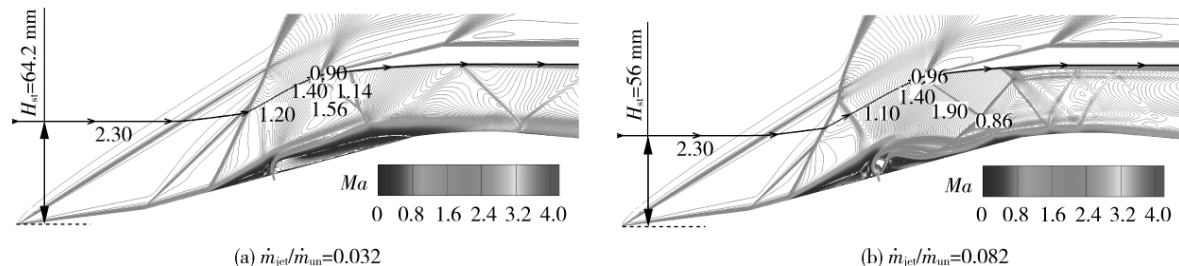
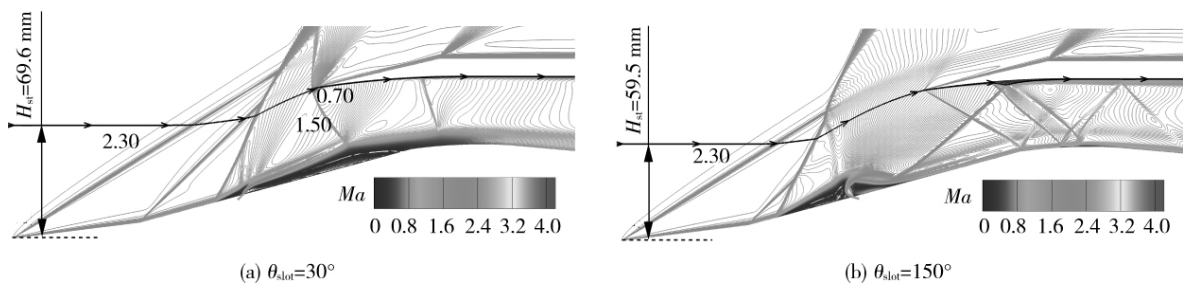
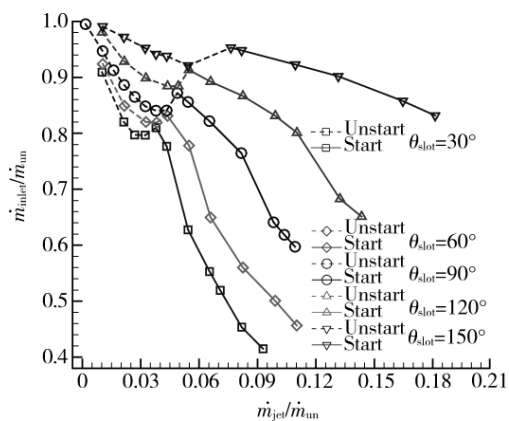


图 8 $L_{\text{slot}} = 29 \text{ mm}$ 时进气道流场等马赫数分布

Fig. 8 Mach number contours of inlet flow when $L_{\text{slot}} = 29 \text{ mm}$

图 9 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.038$ 时不同 θ_{slot} 下进气道流场等马赫数分布Fig. 9 Mach number contours of inlet flow with different θ_{slot} when $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.038$ 图 10 不同 θ_{slot} 下进气道流量随射流流量变化曲线Fig. 10 Mass flux profile of inlet with different θ_{slot}

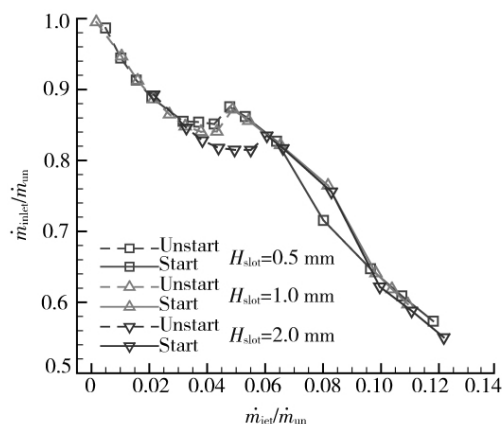
加,导致射流穿透高度及上游分离区范围增加,超声速溢流量增加,起动流场所需的最小射流流量也相应减小.另一方面,喷射角的增加加大了流场损失,使进气道再起启动所需的溢流量增加,起动流场临界点对应的进气道流量显著减小,同时起动流场的最大射流流量也大幅减小.

综上所述,逆向主流方向的射流能增加溢流量,减小再起启动所需的射流流量,喷射角度越大,射流调节效率越高.但喷射角度过大也会导致起动流场对应的射流流量范围缩小.

2.5 射流窄缝宽度的影响

图 11 给出了不同窄缝宽度下的进气道流量随射流流量的变化曲线.由图可见,窄缝宽度对射流的溢流效果影响很小,对再起启动特性的影响也不大.在 $H_{\text{slot}} \leq 1 \text{ mm}$ 时,起动所需的最小射流流量相同, $H_{\text{slot}} = 2 \text{ mm}$ 时,该值略为增加,但溢流量仍不变.根据式(1),相同的流量具有相同的冲量.由前面的流场分析可知,进气道溢流量主要由射流超声速主流干涉流场结构决定,根据文献[18]的结论:喷流射高等干扰流场的特征尺度又与喷流动量比的平方根存在近似比例关系.因此,再起启动特性主要由射流冲量或者流量决定,与射流总

压、窄缝宽度等参数无关.窄缝宽度可根据加工工艺适当取小.

图 11 不同 H_{slot} 下进气道流量随射流流量变化曲线Fig. 11 Mass flux profile of inlet with different H_{slot}

3 非定常数值模拟结果分析

为检验以上定常数值计算结果的真实性及精度,本文对 2.1 中基准进气道的再起启动过程进行了非定常数值模拟.

射流缓慢增加的准定常过程和实际非定常过程接近,2.1 中定常计算的射流注入过程流场变化及起动流场对应的射流流量阈值也和文献[12]中非定常计算结果吻合.因此本文只对固定射流流量作用下的流场及射流撤去后的再起启动过程进行非定常数值验证,初场均取为该射流流量下的定常计算收敛流场.

图 12 给出了非定常计算得到的不同射流流量稳定作用下及射流撤去后的进气道流量变化曲线.由图可见,在低射流流量作用下,进气道流场为稳定的定常流场,进气道流量等参数几乎不变.在 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.038$ 时,射流撤去后,进气道未实现再起启动,进气道流量最终为不起启动流场流量,即 $\dot{m}_{\text{inlet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 1$.当 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.042$ 时,射流撤去

后,进气道实现了再起动,进气道流量最终为起动
 流场流量,即 $\dot{m}_{\text{inlet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 1.05$.

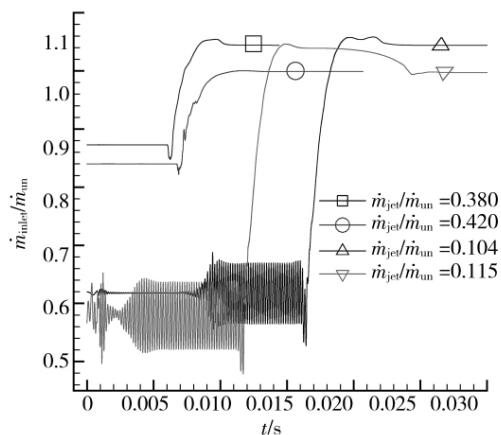


图12 不同射流流量下基准进气道再起动
 过程流量变化曲线

Fig. 12 Mass flux profile of inlet restart with
 different injection mass flux

在大射流流量作用下,进气道流场均出现
 6 000 Hz左右的高频低幅振荡,射流流量越大,振
 荡幅值越高,频率越低.由流场分析可知,这主要
 是较大的再附激波打在进气道内形成的较大局部分
 离引起的不稳定流动.定常数值模拟在
 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.115$ 也得到了相同振幅的振荡流动
 结果,但在 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.104$ 时为无振荡的稳定
 流场.说明定常计算只能捕捉较大的振荡流动.

撤去射流后, $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.104$ 时的振荡流
 场实现了再起动,而 $\dot{m}_{\text{jet}}/\dot{m}_{\text{un}} = 0.115$ 时振荡流
 场又回到了不起动状态.说明流场振荡不影响其
 再起性能.分析其流场变化可知,再起性能主要
 和射流引起的射流分离区大小有关,较大的分
 离区在被吞入进气道内时会形成较大的边界层流
 动,从而使唇口激波打在下壁面引起的流动分离
 加剧,诱发进气道内产生正激波并将其推出形成
 脱体激波,进气道重新回到不起动状态.

比较定常计算和非定常计算结果可看出,两
 者得到的进气道起动流场的射流流量范围相同,
 流场状态及各流动参数也基本相同,定常计算仅
 在捕捉较低振幅的流场振荡方面略有不足,而流
 场振荡不影响进气道的再起特性.因此,本文定
 常计算得到的结论可信.

4 结 论

1) 在射流作用下,超声速进气道不起动流场
 分离激波引起的速度滑移面被推出,进气道内流

场出现可移动的气动喉道.当唇口溢流为零时,脱
 体激波被吸入唇口成为内正激波并随气动喉道向
 后移动,进气道仍不能实现再起动.直到内正激波
 和唇口激波分离,正激波诱导分离区及气动喉道
 消失,进气道才能实现再起动.

2) 约1%进气道流量的射流流量能使进气道
 产生约5%的溢流.在4.5%~11%的射流流量作
 用下,进气道建立起全超声速的起动流场,撤去射
 流后,进气道即能再起动.过大的射流流量产生的
 射流分离区会干扰再起过程,使射流撤去进气
 道重新回到不起动状态.

3) 射流作用在距唇口35~65 mm处,能实现
 进气道的再起动,且不同射流位置的再起特性
 变化较小.射流距唇口太远,再附激波打在内收缩
 段靠前位置,会产生较大局部分离,使再起所需
 的最小射流流量大幅增加,起动流场对应的射流
 流量范围急剧缩小,射流距唇口太近,唇口前的流
 速较低,且气流转折角较大,导致唇口出现局部脱
 体激波,进而导致唇口内出现较大局部分离和亚
 声速流场,进气道也不能再起.

4) 随着射流喷射角增加,射流分离区范围及
 溢流量增加,进气道起动所需的最小射流流量及
 其范围均减小.射流窄缝宽度对再起特性影响
 较小.

参考文献:

- [1] Kantrowitz A, Donaldson C. Preliminary investigation of supersonic diffuser[R]. NACA WRL-713, 1945.
- [2] Van Wie D M, Kwok F T, Walsh R F. Starting characteristics of supersonic inlets[R]. AIAA 96-2914, 1996.
- [3] Tahir R B, Molder S, Timofeev E V. Unsteady starting of high Mach number air inlets-a CFD study[R]. AIAA 2003-5191, 2003.
- [4] Wagner J L, Valdivia A, Yuceil K B, et al. An experimental investigation of supersonic inlet unstart[R]. AIAA 2007-4352, 2007.
- [5] Yusuke M. Multi-row disk arrangement concept for spike of axisymmetric air inlet[R]. AIAA 2004-3407, 2004.
- [6] Najafiyazdi A, Tahir R, Timofeev E V. Analytical and numerical study of flow starting in supersonic inlets by mass spillage[R]. AIAA 2007-5072, 2007.
- [7] 潘瑾, 张堃元. 移动唇口变收缩比侧压式进气道反压特性和自起动性能[J]. 航空动力学报, 2009, 24(1): 104-109.
 PAN Jin, ZHANG Kunyuan. Study on back pressure and self-starting characteristics for sidewall-compression inlet with variable internal contraction ratio by moving cowl [J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(1): 104-109. (in Chinese)

- [8] 张华军,梁德旺. 某组合发动机进气道抽吸作用分析[J]. 南京航空航天大学学报, 2006, 38(5): 577-582.
ZHANG Huajun, LIANG Dewang. Analysis of suction roles for supersonic inlet on combined engine[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2006, 38(5): 577-582. (in Chinese)
- [9] 李宇飞,何国强,刘佩进. 一种辅助高超音速进气道起动方法研究[J]. 固体火箭技术, 2007, 30(5): 392-395.
LI Yufei, HE Guoqiang, LIU Peijin. Investigation on one aid hypersonic inlet starting method[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2007, 30(5): 392-395. (in Chinese)
- [10] Harrison N A, Anderson J, Fleming J L, et al. Computational analysis of active flow control of a boundary layer ingesting serpentine inlet diffuser[R]. AIAA 2006-874, 2006.
- [11] 方传波,夏智勋,胡建新,等. 基于主动射流控制的二元混压式进气道起动特性研究[J]. 固体火箭技术, 2010, 33(3): 280-284.
FANG Chuanbo, XIA Zhixun, HU Jianxin, et al. Study on starting characteristics of a two-dimensional supersonic inlet based on active injection control[J]. Journal of Solid Rocket Technology, 2010, 33(3): 280-284. (in Chinese)
- [12] 游进,夏智勋,方传波,等. 方波形单脉冲射流调节对进气道再起特性的影响[J]. 航空动力学报, 2011, 26(10): 2181-2187.
YOU Jin, XIA Zhixun, FANG Chuanbo, et al. Influence of single square pulse injection on restart characteristics for mixed-compression inlet[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(10): 2181-2187. (in Chinese)
- [13] Porzio A J, Franke M C. Experimental study of a confined jet thrust vector control nozzle[R]. AIAA 86-0448, 1986.
- [14] Srivastava B. Lateral jet control of supersonic missile; computational and experimental comparisons[J]. Spacecraft and Rockets, 1998, 35(2): 140-146.
- [15] McGilvaray M, Morgan R G. Effects of upstream injection on scramjet performance using an entropy-based method[J]. Journal of Propulsion and Power, 2009, 25(2): 295-302.
- [16] Meter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.
- [17] Aso S, Okuyama S, Kawai M, et al. Experimental study on mixing phenomena in supersonic flows with slot injection[R]. AIAA 91-0016, 1991.
- [18] Spaid F W, Cassel L A. Aerodynamic interference induced by reaction controls[R]. AGARD-AG-173, 1973.