

文章编号:1000-8055(2012)02-0379-08

立楔诱导高超声速分离流动的被动控制研究

吕俊明, 袁湘江, 王 强

(中国航天空气动力技术研究院 第一研究所, 北京 100074)

摘 要: 双模态超燃冲压发动机由于压力扰动可能发生不起动现象,造成推力严重下降,对飞行稳定性与飞行安全具有很强的破坏性.不起动初始阶段主要受到激波与边界层相互作用引起的流动分离影响,希望通过控制分离达到改善流动的目的.采用 5 阶特征型 WENO(weighted essentially non-oscillator)格式与 3 阶 TVD(total variation diminishing)型 Runge-Kutta(R-K)格式的高精度数值方法,求解三维 Navier-Stokes(N-S)方程,研究与分析了凸起物和被动吹吸两种被动控制方法对激波与边界层相互作用导致的高超声速流动分离现象的控制效果.结果表明:凸起物通过诱导流向涡形成,改变空间压力分布,减弱二次分离,影响分离结构;吹吸方式的被动控制技术通过平衡分离区与再附区之间的高低压差,降低逆压梯度,使压力分布与分离区域发生改变.

关 键 词: 超燃冲压发动机; 不起动; 波与边界层相互作用; 涡发生器; 被动吹吸; 高精度格式
中图分类号: V235.21; O354.3 **文献标志码:** A

Two attempts of passive control methods on hypersonic flow separation induced by a fin

LÜ Jun-ming, YUAN Xiang-jiang, WANG Qiang

(The 1st Institute,

China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract: Dual-mode scramjet engine may suffer unstart because of a large enough upstream or downstream pressure disturbance. Unstart would dramatically reduce the thrust and could compromise the stability and safety of the vehicles, so it is necessary and important to investigate the effective control methods. Fifth-order characteristic-wise weighted essentially non-oscillatory (WENO) scheme and third-order total variation diminishing (TVD) Runge-Kutta (R-K) method were applied to solve the three-dimensional Navier-Stokes (N-S) equations, to explore two passive control methods using trips and passive suck/blow respectively, and to explore corresponding control effect on the hypersonic flow separation caused by shock wave/boundary layer interaction induced by a fin. The results show that the vortex in flow direction induced by trips affects the flow separation structures evidently. The second separation and reattachment lines almost disappear. Control method employing passive suck/blow balances the pressure between the separation and reattachment areas and reduces the pressure gradient which depresses the separation structures.

Key words: scramjet; unstart; shock wave/boundary layer interaction; vortex generator; passive suck/blow; high order accuracy scheme

收稿日期:2011-03-30; 修订日期:2011-10-30

基金项目:国家自然科学基金(10872018,11102199)

作者简介:吕俊明(1981-),男,陕西西安人,高级工程师,博士,主要从事热化学非平衡复杂流动计算研究.

双模态超燃冲压发动机是为发展未来新一代高超声速大气层和空间飞行器而提出的重要推进技术之一。自 1964 年此概念问世以来^[1],大量研究工作在复杂流场理解、发动机性能改善、实际应用方法发展等领域内被开展。

双模态超燃冲压发动机在飞行马赫数为低超声速时处于亚燃模态,在飞行马赫数达到高超声速时转换为超燃模态,进气道与隔离段是提供燃烧前的气体压缩^[2]的基本装置。其中,隔离段除了提供气体压缩,还可减小进气道至燃烧室间的压力扰动敏感性。亚燃模态时隔离段内存在强激波系,流动经过激波串后压力升高,调整到由燃烧室确定的背压^[3]。Le 等^[4]指出若燃烧室压力增加,则激波串长度增加,以平衡隔离段背压和燃烧室压力,且增加隔离段长度将升高可以达到的最大背压^[5]。尽管如此,当隔离段长度超过临界值后,黏性效应成为主导作用并开始降低背压。超燃模态的主要不同就在于进入燃烧室的气流是超声速的。不幸的是,不论超燃模态还是亚燃模态都很容易受到一种非常不利的运转模式的影响,即不起动。在进行超声速飞行时,已起动的双模态冲压发动机的上游或下游若发生大的压力扰动,将导致激波串吐出现象,从而引起不起动。由于激波系从发动机中被弹出,在进气道外部会形成一道弓形激波,弓形激波与进气道间的距离导致流动溢出,经过进气道和隔离段的质量流率降低,导致推力严重下降。在超声速飞行中发动机突然失灵对于飞行器来说是破坏性的,有可能导致极大的推力变化和飞行器停机。

随着对更快、更高效的跨大气层运输的追求,以及伴随而来的超声速进气道内发生的并不希望看到的不起动现象,促使更多的研究致力于理解并最终控制超声速进气道不起动。Wagner 等^[6]研究了不起动过程,注意到隔离段内的激波会导致侧壁边界层分离,并提到这种边界层分离实际上造成了黏性阻塞,加之试验中尾板升起至较高角度造成的面积阻塞,引起了进气道-隔离段的壅塞,诱导了不起动过程。可见,边界层分离在不起动的起始阶段扮演着很重要的角色^[7-8],而造成这种超声速或高超声速边界层分离的激波/边界层相互作用又是非常复杂的流动现象,因此控制这些现象仍然面临非常大的挑战^[9]。本文应用高精度格式进行数值模拟,在理解分离机理的基础上,对分离流动的被动控制方法进行研究。主要采用了两类技术:一是涡发生器;二是被动吹吸方法。

通过得到的平板壁面的极限流线结构,流向涡、压力等参数沿流向、展向的分布曲线,比较分析两种被动控制方式的控制机理与效果,为进一步深化分离流动控制方法的研究奠定了基础,对分离流动的机理研究和流动控制的工程应用都具有较为重要的意义。

1 研究方法

1.1 模型与计算条件

为简化物理问题,着重激波与边界层相互作用造成的边界层分离机理与控制研究,本文未采用实际进气道隔离段的复杂模型,利用立楔诱导的方法形成激波与边界层相互作用现象,立楔用以生成斜激波,平板则模拟进气道与隔离段侧壁,忽略底板与另一面侧壁。图 1 即采用的计算模型。具体的,平板长 65 cm,其中立楔顶点前平板长度 15 cm;宽度为 30 cm;立楔的半楔角为 10° ,高度为 10 cm。采用的网格数为 $120 \times 50 \times 100$,在壁面和立楔顶点附近区域加密。

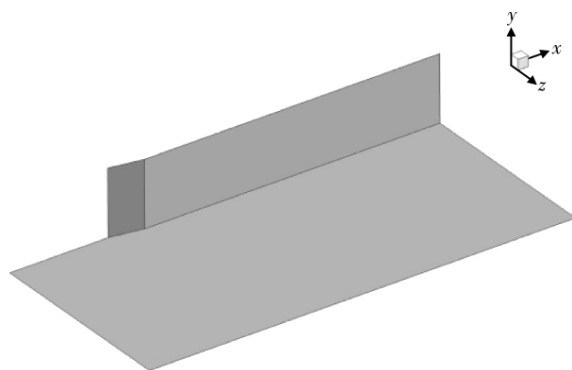


图 1 计算模型

Fig. 1 Computational model

来流参数给定单位雷诺数 $Re = 1.1 \times 10^5$, $T = 47.7 \text{ K}$, $Ma = 6$ 。入口条件取自根据来流参数计算得到的平板流动结果,通过给定速度型使本计算模型中的平板边界层自入口处便具有一定厚度,且避免平板前缘弱激波的影响。气体参数由量热完全气体模型确定。壁面取无滑移等温条件,其中 $T_w = 294.44 \text{ K}$ 。

1.2 计算方法

1.2.1 控制方程

对于所选模型,特征 Re 在 $10^4 \sim 10^5$ 量级,考虑湍流模型会得到稍许不同的数值结果,但不影响流场结构与曲线变化规律,且本文主要目的在于机理上研究被动控制方法与效果,因此控制方

程选择三维可压缩层流 Navier-Stokes 方程,可以写为

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = \\ \frac{\partial F_v}{\partial x} + \frac{\partial G_v}{\partial y} + \frac{\partial H_v}{\partial z} \end{aligned} \quad (1)$$

其中 U 为守恒型独立变量, F, G, H 分别为 x, y, z 方向的对流通量, F_v, G_v, H_v 分别为 x, y, z 方向的输运通量. 上述独立变量、通量的具体形式参见文献[10].

1.2.2 特征型 5 阶 WENO(weighted essentially non-oscillatory)格式

WENO 格式^[11]的不断发展证明了其算法的可靠性与高精度,对激波的捕捉和光滑流场的高分辨率使其成为计算高超声速复杂流场的理想工具,但针对此类流场的数值研究工作^[12]目前还不多.以一维标量守恒方程为例,描述构造 WENO 格式的过程

$$u_t + f(u)_x = 0 \quad (2)$$

对于等间距 Δx 的网格系统,方程的空间导数运算可写为

$$L = -f(u)_{x|x=x_j} \approx -\frac{1}{\Delta x}(\hat{f}_{j+1/2} - \hat{f}_{j-1/2}) \quad (3)$$

对于一般情况下的通量计算,进行通量分裂运算

$$f(u) = f^+(u) + f^-(u) \quad (4)$$

其中 $df^+(u)/du \geq 0$ 且 $df^-(u)/du \leq 0$. 可采用全局或局部 LF(Lax-Friedrichs)通量分裂、Steger-Warming 通量分裂,或者带熵修正的 Roe 通量分裂. 记 $\hat{f}_{j+1/2}^+$ 和 $\hat{f}_{j+1/2}^-$ 为根据 $f(u)$ 求得的数值通量,那么

$$\begin{cases} \beta_1 = \frac{13}{12}[f(u_{j-2}) - 2f(u_{j-1}) + f(u_j)]^2 + \frac{1}{4}[f(u_{j-2}) - 4f(u_{j-1}) + 3f(u_j)]^2 \\ \beta_2 = \frac{13}{12}[f(u_{j-1}) - 2f(u_j) + f(u_{j+1})]^2 + \frac{1}{4}[f(u_{j-1}) - f(u_{j+1})]^2 \\ \beta_3 = \frac{13}{12}[f(u_j) - 2f(u_{j+1}) + f(u_{j+2})]^2 + \frac{1}{4}[3f(u_j) - 4f(u_{j+1}) + f(u_{j+2})]^2 \end{cases} \quad (12)$$

已有的计算结果表明,对于双曲型守恒方程系统,光滑因子的计算应该在特征空间中进行,即对于通量

$$f(u_{j+1/2}) = R_{j+1/2} L_{j+1/2} u_{j+1/2} \quad (13)$$

其中 L, R 分别为左右特征矩阵,数值通量的计算过程为

$$\hat{f}_{j+1/2} = \hat{f}_{j+1/2}^+ + \hat{f}_{j+1/2}^- \quad (5)$$

以下仅描述 $\hat{f}_{j+1/2}^+$ 的具体计算过程, $\hat{f}_{j+1/2}^-$ 的运算为其镜像.

r 阶 WENO 格式使用 $(2r-1)$ 个网格点通量构造具有 $(2r1)$ 阶精度的数值通量

$$\hat{f}_{j+1/2} = q_{r-1}^{2r-1}(f_{j-r+1}, \dots, f_{j+r-1}) \quad (6)$$

使用含有间断的模版信息将导致数值结果准确性降低,因此在间断附近使用 r 阶 ENO 格式,在光滑区域采用 $(2r-1)$ 阶格式. 通过加权方法结合各模版数值通量

$$\hat{f}_{j+1/2} = \sum_{k=1}^r \omega_k q_k^r(f_{j+k-r+1}, \dots, f_{j+k}) \quad (7)$$

对于本文选用的 5 阶 WENO 格式,即 $r=3$, 可以表示为

$$\hat{f}_{j+1/2} = \omega_1 \hat{f}_{j+1/2}^{(1)} + \omega_2 \hat{f}_{j+1/2}^{(2)} + \omega_3 \hat{f}_{j+1/2}^{(3)} \quad (8)$$

其中

$$\begin{cases} \hat{f}_{j+1/2}^{(1)} = \frac{1}{3}f(u_{j-2}) - \frac{7}{6}f(u_{j-1}) + \frac{11}{6}f(u_j) \\ \hat{f}_{j+1/2}^{(2)} = -\frac{1}{6}f(u_{j-1}) + \frac{5}{6}f(u_j) + \frac{1}{3}f(u_{j+1}) \\ \hat{f}_{j+1/2}^{(3)} = \frac{1}{3}f(u_j) + \frac{5}{6}f(u_{j+1}) - \frac{1}{6}f(u_{j+2}) \end{cases} \quad (9)$$

权重的求解公式

$$\omega_i = \frac{\tilde{\omega}_i}{\sum_{k=1}^3 \tilde{\omega}_k}, \quad \tilde{\omega}_k = \frac{d_k}{(\beta_k + \epsilon)^2} \quad (10)$$

其中 ϵ 为一小量,本文取为 10^{-6} , d_k 为常数.

$$d_1 = \frac{1}{10}, \quad d_2 = \frac{6}{10}, \quad d_3 = \frac{3}{10} \quad (11)$$

式中 β_k 是度量第 k 个模版数值通量的光滑因子,计算公式如下:

$$\begin{cases} \tilde{f}_{j+1/2} = \sum_{k=1}^r \omega_{k,s} q_k^r(L_s \cdot f_{j+k-r+1}, \dots, L_s \cdot f_{j+k}) \\ \omega_{k,s} = \omega_k(L_s \cdot f_{j+k-r+1}, \dots, L_s \cdot f_{j+k}) \\ \hat{f}_{j+1/2} = \sum_{s=1}^3 \tilde{f}_{j+1/2,s} \cdot R_s \end{cases} \quad (14)$$

本文的一阶原始通量采用 Roe 类型通量分裂得到.

1.2.3 3 阶 TVD(total variation diminishing)型 Runge-Kutta(R-K)方法

时间格式采用 3 阶 TVD 型 Runge-Kutta 方法^[13]

$$\begin{cases} u^{(1)} = u^n + \Delta t L(u^n) \\ u^{(2)} = \frac{3}{4}u^n + \frac{1}{4}u^{(1)} + \frac{1}{4}\Delta t L(u^{(1)}) \\ u^{n+1} = \frac{1}{3}u^n + \frac{2}{3}u^{(2)} + \frac{2}{3}\Delta t L(u^{(2)}) \end{cases} \quad (15)$$

其中 $L(u)$ 是空间离散运算.

2 计算结果

2.1 无控制

图 2 是无控制时平板壁面上的压力分布云图与流线结构. 激波与边界层相互作用导致壁面附近形成的 λ 波结构引起流动分离现象, 使平板壁面上的压力呈现扇形分布, 结合流线结构来看, 扇形区域边界处极限流线汇聚, 证明此处为流动分离位置. 在扇形区域内部存在多次分离与再附的复杂流动结构, 反映了 WENO 格式对流场细节的分辨能力.

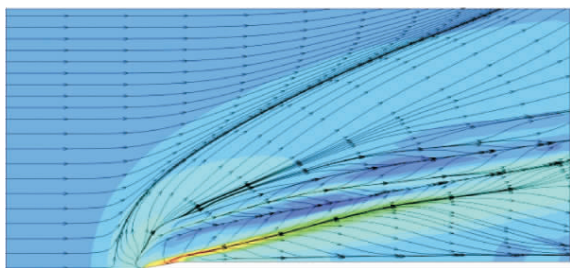


图 2 无控制时底壁面的压力分布与流线结构

Fig. 2 Pressure distribution and streamlines structures without control

图 3 分别是壁面不同横向位置处摩阻与压力沿流向的变化曲线. $z=2$ cm 处, 流动经过再附线时摩阻与压力均出现一个极大值, $z=6$ cm 处, 沿流向出现两个摩阻与压力极大值, 说明经过了二道再附线, 即主再附线与二次再附线. 在 $z=20$ cm 处, 由于流场中没有再附现象发生, 因此压力与摩阻基本上没有变化.

图 4 是壁面不同流向位置处流向涡量与压力沿展向的分布. $x=0$ cm 处流向涡量与压力基本无变化; $x=10$ cm 处流向涡量出现两对极大极

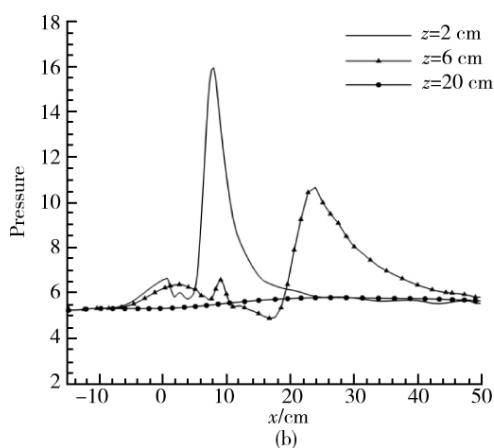
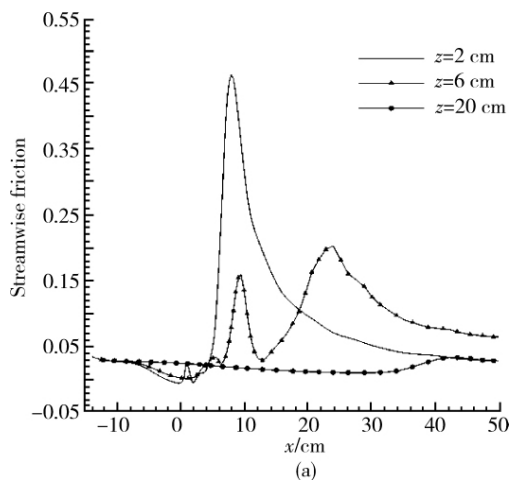


图 3 无控制时壁面不同展向位置摩阻与压力变化

Fig. 3 Streamwise friction and pressure at different z positions without control

小值, 符合流线结构显示的两对分离再附线; 从变化曲线可知, $x=20$ cm 处存在同样的两对分离再附结构, 区别是流量与压力有所降低, 分离强度降低.

2.2 凸起物被动控制

与未加控制时相比, 图 5 显示的流线结构发生很大变化. 在凸起物下游流场中形成了若干小涡, 原立楔顶点前形成的主分离线散开, 直到楔尾流线才开始汇聚. 从整个分布来看, 主分离区明显减小, 内部流场结构更为简单, 分离再附结构减少.

由于凸起物的存在, 图 6 中 $x=0$ cm 前出现摩阻与压力的极值点. $z=2$ cm 处的摩阻极大值位置相比未控制时向下游移动, 说明再附区被压缩, 对应的压力峰值降低, 说明再附区强度被抑制. $z=6$ cm 处摩阻只有一个比较明显的极值, 压力明显降低.

如图 7 所示, 从横向变化来看, 同一位置处的流向涡量只有一个明显的极大值, 压力峰值显著

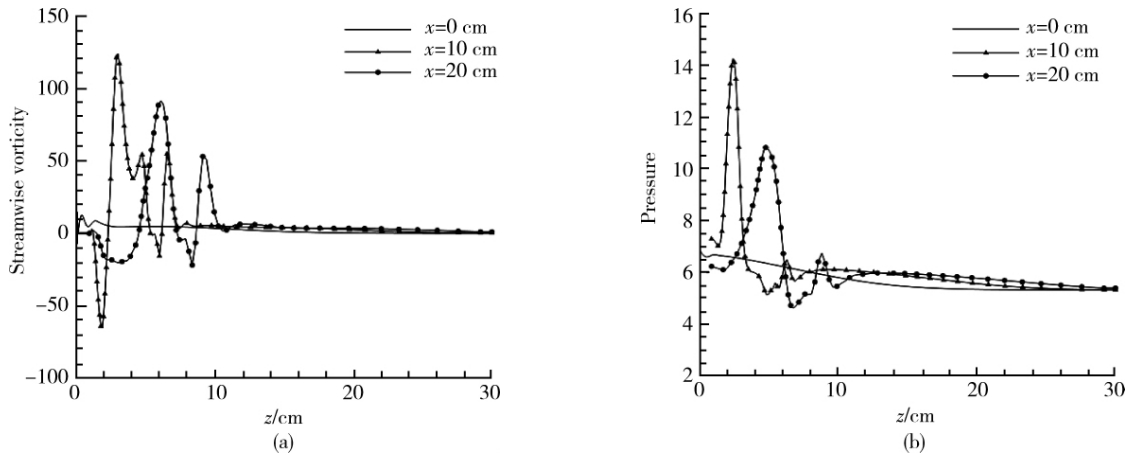


图 4 无控制时壁面不同流向位置流向涡与压力变化

Fig. 4 Streamwise vorticity and pressure at different x positions without control

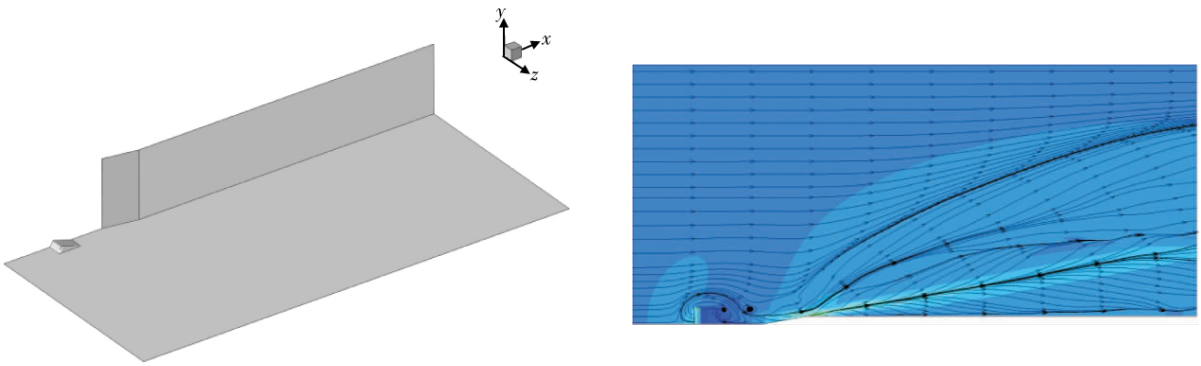


图 5 凸起物控制计算模型和下壁面压力分布、流线结构

Fig. 5 Computational model and the pressure distribution and streamlines structures with trips

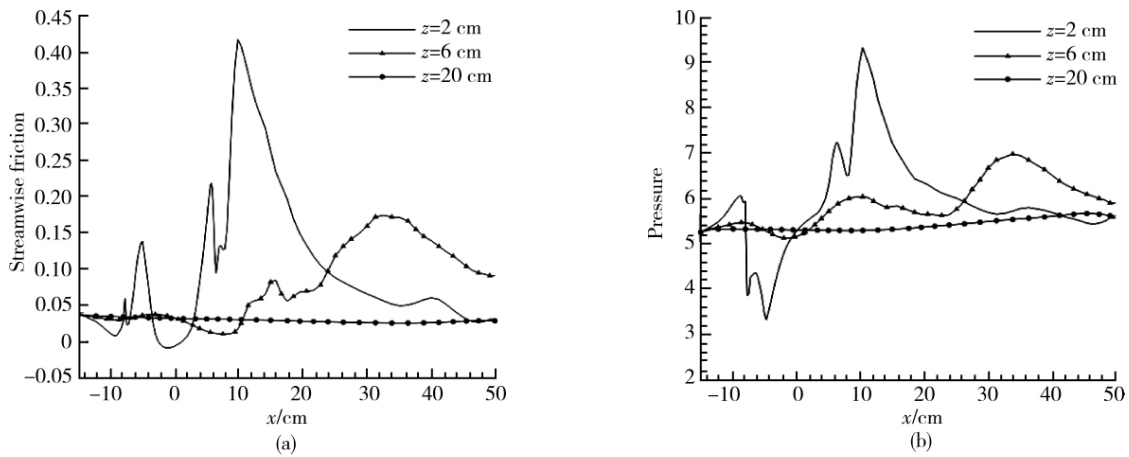


图 6 凸起物控制壁面不同展向位置摩擦与压力变化

Fig. 6 Streamwise friction and pressure at different z positions with trips

降低,同样说明了小的分离再附结构被抑制,主分离再附强度被减弱。

2.3 被动吹吸控制

被动吹吸控制方法采用多对吹吸孔,参见图

8. 吸气口(图中圆形)位于主再附线附近的高压区域,吹气口(图中方形)位于主分离线上游,无外加动力源,吹吸口配对设置,依靠再附区高压与分离区低压之间的压差提供能量,完成吹吸过程。具体条件给定:一对吹吸口强制赋予压力平均值的

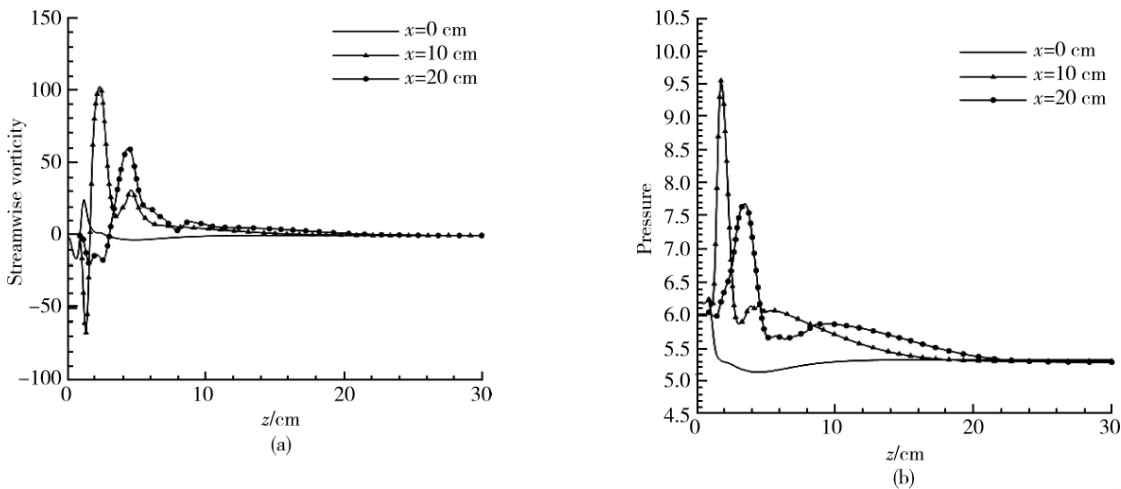


图 7 凸起物控制壁面不同流向位置流向涡与压力变化

Fig. 7 Streamwise vorticity and pressure at different x positions with trips

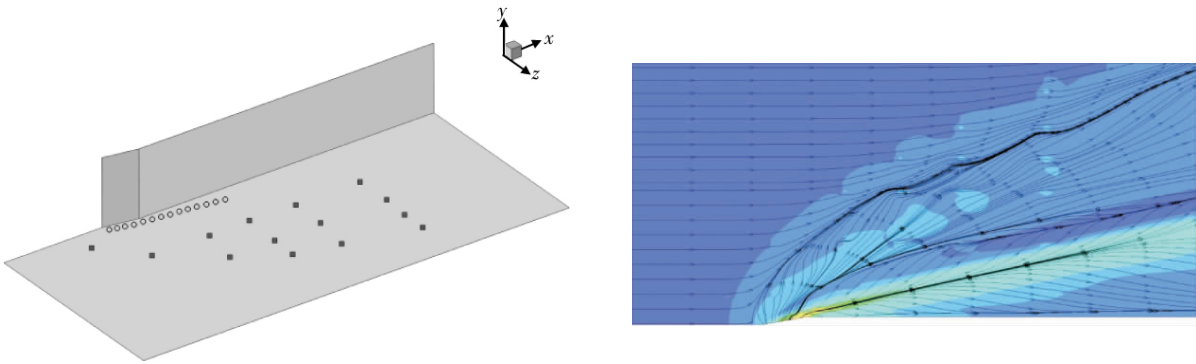


图 8 被动吹吸控制模型示意和下壁面压力分布、流线结构

Fig. 8 Computational model and the pressure distribution and streamlines structures with passive suck/blow

边界条件;温度近似为平板温度;仅有法向速度分量,吸口由外推得到,吹口由流量守恒得到;密度由边界处等熵关系式得到.此方法存在一定的假设与误差,但不影响吹吸的物理机制与结果.

采用被动吹吸控制方法得到的平板壁面压力分布云图与流线结构表明,主分离区减小,但没有凸起物控制时被压缩强度大,二次分离和再附结构还较为明显.

为比较吹吸条件下的计算收敛性,考虑到流向网格的影响较大,对吹吸口起始位置到终止位置间的网格进行加倍加密,网格数变为 $210 \times 50 \times 100$.计算得到 $z=5\text{ cm}$ 处壁面压力与摩擦的流向变化曲线,如图 9 所示.其中 1 为原始网格,2 为加密网格.可见除主再附线附近,加密网格得到的压力与摩擦阻峰值稍高,其他位置的数值与变化规律均符合很好,说明计算结果是收敛的.

从图 10 所示的摩擦与压力沿流向变化曲线,可见不同位置处的摩擦与压力都只有一个极大

值,说明小的再附结构被大大减弱.摩擦与压力峰值位置,即再附位置同无控制时相比移向下游,说

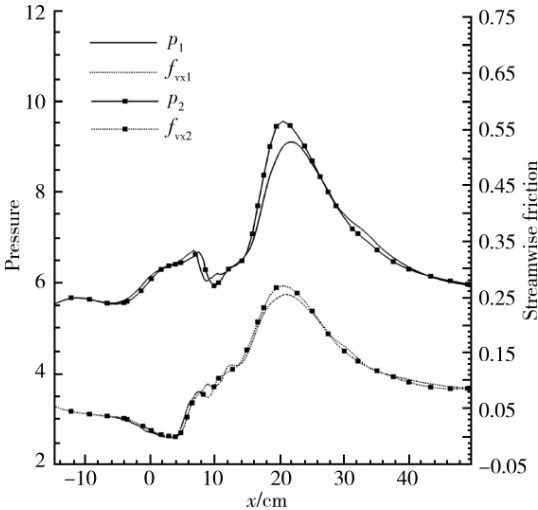


图 9 不同网格摩擦与压力流向变化比较

Fig. 9 Streamwise friction and pressure on different grids

明主再附区被压缩, 摩阻峰值有所增大, 压力峰值减小。

图 11 的横向变化曲线, 表现出与凸起物控制时相类似的结果, 流向涡量数值变化不大, 但第二

个极大值完全消失, 压力峰值有所降低, 峰值位置更靠近 $x=0$ cm, 即侧壁位置, 意味着分离与再附区域在横向也被压缩。

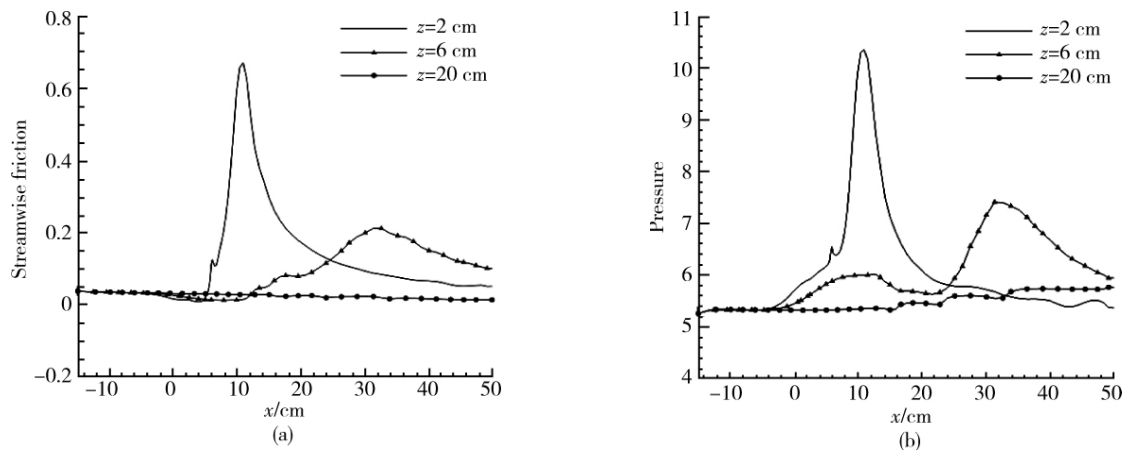


图 10 被动吹吸控制壁面不同展向位置摩阻与压力变化

Fig. 10 Streamwise friction and pressure at different z positions with passive suck/blow

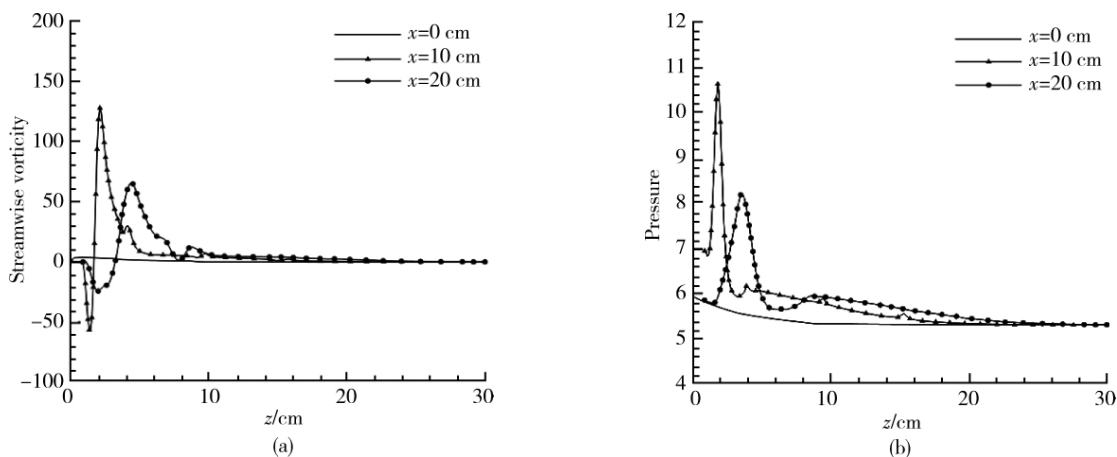


图 11 被动吹吸控制壁面不同流向位置流向涡与压力变化

Fig. 11 Streamwise vorticity and pressure at different x positions with passive suck/blow

3 结 论

在来流 $Ma_\infty=6$ 的条件下, 针对立楔模型诱导激波与边界层相互作用形成的高超声速流动分离现象, 进行了高精度数值模拟, 对采用凸起物和被动吹吸两种技术的被动控制方法进行了机理分析, 比较研究了控制效果, 得到以下结论:

1) 立楔引起的斜激波与边界层相互作用将诱导产生流动分离现象, 通过高精度数值模拟发现主分离区内存在多对分离与再附结构. 机理分析给出了与分离、再附对应的摩阻、压力和流向涡量的变化规律。

2) 凸起物通过诱导局部流向涡形成, 增强边界层附近的剪切作用, 促使边界层外能量被卷入边界层内, 从而改变压力分布, 影响分离结构. 流动图像与压力、涡量变化曲线均显示出在凸起物被动控制下, 分离与再附区域被压缩, 强度被降低, 二次分离与再附结构基本消失。

3) 采用吹吸方法的被动控制技术通过平衡分离区与再附区之间高低压差, 降低逆压梯度, 改变流动分离结构. 被动吹吸方法对分离与再附强度的减弱作用稍小于凸起物方式, 但小的摩阻与压力峰值完全消失, 流场均匀性更好, 主要由主分

离与主再附构成。

参考文献:

- [1] Curran E T, Stull F E. The utilization of supersonic combustion ramjet systems at low Mach numbers[R]. Aero Propulsion Lab. , RTD-TDR-63-4097, 1964.
- [2] Curran E T, Heiser W H, Pratt D T. Fluid phenomena in scramjet combustion systems[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1996, 28(1): 323-360.
- [3] Heiser W H, Pratt D T. Hypersonic air breathing propulsion[M]. New York: AIAA Education Series, 1993.
- [4] Le D B, Goyne C P, Krauss R H, et al. Experimental study of a dual-mode scramjet isolator [R]. AIAA 2005-23, 2005.
- [5] Reinartz B U, Herrmann C D, Ballmann J B. Aerodynamic performance analysis of a hypersonic inlet isolator using computation and experiment[J]. Journal of Propulsion and Power, 2003, 19(5): 868-875.
- [6] 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.
- [7] Neaves M D, McRae S, Edwards J R. High-speed inlet unstart calculations using an implicit solution adaptive mesh algorithm[R]. AIAA 2001-0825, 2001.
- [8] McDaniel K S, Edwards J R. Three-dimensional simulation of thermal choking in a model scramjet combustor[R]. AIAA 2001-0382, 2001.
- [9] Valdivia A, Yuceil K B, Wagner J L, et al. Active control of supersonic inlet unstart using vortex generator jets[R]. AIAA 2009-4022, 2009.
- [10] 吕俊明. COIL 气动物理与化学过程耦合规律与应用研究[D]. 北京: 中国科学院力学研究所, 2009.
- LÜ Junming. Numerical study on the coupling gas dynamic and chemical processes in COIL [D]. Beijing: Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, 2009. (in Chinese)
- [11] Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 126(1): 202-228.
- [12] SHEN Yiqing, Zhay G, Huerta M A. Simulation of hypersonic shock wave/boundary layer interaction using high order WENO scheme[R]. AIAA 2010-1047, 2010.
- [13] Shu C W, Osher S. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing schemes [J]. Journal of Computational Physics, 1988, 77(2): 439-471.