

不同孔型对高超声速逆喷流气膜冷却影响

商圣飞^{1,2}, 向树红^{1,2}, 姜利祥^{1,2}, 杨艳静¹, 孙继鹏^{1,2}

(1. 中国航天科技集团有限公司 中国空间技术研究院

北京卫星环境工程研究所, 北京 100094;

2. 北京卫星环境工程研究所 可靠性与环境工程技术重点实验室, 北京 100094)

摘 要: 主要对不同孔型在不同质量流量下对高超声速逆喷流气膜冷却影响规律开展研究, 得到不同孔型对气膜冷却效果的影响规律。采用 CFD 计算方法, 对飞行高度为 50 km, 飞行马赫数为 15 条件下圆柱孔、收缩孔、扩张孔、收缩-扩张孔 4 种孔型开展研究。研究显示: 小流量供气时, 收缩孔和圆柱孔会出现长穿透模式(LPM)工作状态, 扩张孔和收缩-扩张孔则不会出现; 随着喷流流量的增大, 喷流会从 LPM 转向短穿透模式(SPM), 此时继续增大气膜喷流流量, 并不会显著增大冷却收益。综合整个流域的变化, 扩张孔在高超声速飞行器头部逆流喷流气膜冷却中是比较稳定可靠的气膜冷却孔。

关 键 词: 高超声速飞行器; 气膜冷却; 气膜孔形状; 热流密度; 逆喷流

中图分类号: V211.3; TJ01

文献标志码: A

Effect of different hole shapes on hypersonic counter-jet film cooling

SHANG Shengfei^{1,2}, XIANG Shuhong^{1,2}, JIANG Lixiang^{1,2},

YANG Yanjing¹, SUN Jipeng^{1,2}

(1. Beijing Institute of Spacecraft Environment Engineering,

China Academy of Space Technology,

China Aerospace Science and Technology Corporation, Beijing 100094, China;

2. National Key Laboratory of Science and Technology on

Reliability and Environmental Engineering,

Beijing Institute of Spacecraft Environment Engineering, Beijing 100094, China)

Abstract: The influences of different cooling holes at different mass flow rates on film cooling effect were studied by researching the relationship between the film cooling hole shape and counter jet flowing. The CFD method was used to study 4 kinds of working conditions of the cylindrical hole, the shrinkage hole, the expansion hole and the shrinkage-expansion hole under flight height 50 km, flight Mach number 15 condition. Results show that: under the small mass flow rate, long penetration model (LPM) will occur in the shrinkage hole and the cylindrical hole, unlike the case of the expansion hole and the shrinkage-expansion hole. With the increase of the jet mass flow rate, the jet will change from LPM mode to short penetration model (SPM)

收稿日期: 2020-01-09

作者简介: 商圣飞(1989—), 男, 工程师, 博士, 主要从事电推进羽流效应、等离子体溅射、高超声速气膜冷却研究。

引用格式: 商圣飞, 向树红, 姜利祥, 等. 不同孔型对高超声速逆喷流气膜冷却影响[J]. 航空动力学报, 2020, 35(8): 1612-1621.
SHANG Shengfei, XIANG Shuhong, JIANG Lixiang, et al. Effect of different hole shapes on hypersonic counter-jet film cooling[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(8): 1612-1621.

mode, and the cooling benefit will not appreciably increase with the increasing jet mass flow rate. Considering the changes of the whole working states, the expansion hole is a relatively stable and reliable film cooling hole in the counter-jet film cooling.

Key words: hypersonic vehicle; film cooling; film cooling hole shape; heat flux; counter-jet

高超声速飞行器是目前航空航天技术发展的热点课题。由于飞行速度极快,高超声速飞行器将面临“热障”、“黑障”和“气动光学”效应问题,这都是世界性的难题^[1-2]。高超声速技术的应用愈发广泛,无论是科研方面的航天飞机发射、宇宙飞船返回舱再入,其中对于高超声速飞行器而言,热效应越来越突出,被动和半被动式的防热方式不能满足设计需要。在高超声速飞行中,驻点附近会产生高温高压的强激波,这将导致飞行器材料结构强度降低甚至直接烧毁,因此主动式的防热方法尤为显得重要。

目前对高超声速气膜冷却的研究多借鉴于航空发动机的气膜冷却技术^[3-6],常常对气膜孔的形状做研究^[7],并且研究的飞行马赫数一般不高于 10^[8-9]。而对高超声速的逆喷流的研究相对较少。逆喷流是指从飞行器迎风位置向逆来流方向喷射气体,通过将激波推离飞行器表面达到降低波阻和热流的效果。研究者对逆喷流技术做了相关的实验与仿真分析,如 Hayashi 等^[10]在飞行马赫数 $Ma=3.98$ 的条件下对直径为 50 mm 的球头结构进行了风洞实验。Daso 等^[11]对在 $Ma=3.48$ 与 $Ma=4.0$ 的条件下对 2.6% 比例的阿波罗返回舱模型进行了风洞实验与数值计算。他们发现当质量流量增加到一定临界值时,流场将从长穿透模态(LPM)转化为短穿透模态(SPM),喷流距离突然大幅下降,此后再增加质量流量可使喷流距离缓慢增加。后来,Venkatachari 等^[12]在 Daso 实验的基础上用数值模拟方法进一步分析了长穿透模态。在高超声速(特别是 $Ma>10$)对撞流气膜冷却中,研究者一般不用吹风比作为气膜喷流流量的控制因素,因为来流速度过快,要实现气体喷流需要较高的喷流压力,这使得高超声速对撞流的吹风比一般都远大于 1,因此一般采用压比或质量流量来研究其变化规律^[11-12]。

文献[13-15]前期对多孔及异型孔气膜冷却

做了相关研究。但是没有系统地给出研究结果,本文就针对气膜孔形状对高超声速飞行器对撞流气膜冷却的影响开展研究,研究在不同质量流量(下文简称为流量)条件下,不同孔形状对气膜冷却的影响规律,为高超声速气膜冷却设计提供参考。

1 CFD 基础理论模型

1.1 高超声速黏性流动控制方程

柱坐标系 (x, r, θ) 下轴对称的无量纲守恒型 N-S 方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial r} + \mathbf{H} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial r} + \mathbf{H}_v \right) + \mathbf{W} \tag{1}$$

式中 $\mathbf{U}$ 为守恒状态向量; $\mathbf{F}$ 、 $\mathbf{G}$ 为对流项向量; $\mathbf{H}$ 为源项矢量; $\mathbf{F}_v$ 与 $\mathbf{G}_v$ 为黏性对流项向量; $\mathbf{H}_v$ 为有黏源项矢量; $\mathbf{W}$ 为化学反应源项。式中的各参数的具体表达式可参考文献[16]。

1.2 化学反应

本文的计算工况为飞行马赫数 $Ma=15$,其端头驻点温度已经超过了 9 000 K,此时已经达到分子电离的温度区间,常规的 5 组元模型已经不能满足要求。 $Ma=15$ 工况的等离子体成分主要是 e^- 和 NO^+ ,为了保证计算精度兼顾计算效率,化学反应采用 7 组元 6 反应模型^[17]。其中 7 组分包括 N_2 、 O_2 、 N 、 O 、 NO 、 NO^+ 、 e^- 。有限速率化学反应模型的化学反应速率遵守 Arrhenius 公式^[17],如式(2)所示,反应速率 K_f 是温度的函数,逆向反应速率 K_b 采用平衡常数求出

$$\begin{cases} K_f = C_1 T^\eta e^{-\epsilon_0/(kT)} \\ K_b = \frac{K_f}{K_{eq}} \end{cases} \tag{2}$$

其中频率因子 C_1 、温度因子 η 、反应活化能 ϵ_0 为拟合系数, k 为玻耳兹曼常数, T 为气体温度,平衡常数 K_{eq} 根据温度拟合曲线得到。7 组元 6 反应化学反应的方程及参数如表 1 所示^[17]。

表 1 7 组元 6 反应方程参数^[17]

Table 1 Parameters of 7 components 6 reaction equations^[17]

序号	反应式	频率因子 C_1	温度因子 η	反应活化能 $\epsilon_0/10^8$ (J/kmol)
1	$\text{N}_2 + \text{M} \longrightarrow 2\text{N} + \text{M}$	7.0×10^{18}	-1.6	9.411 448
2	$\text{O}_2 + \text{M} \longrightarrow 2\text{O} + \text{M}$	2.0×10^{18}	-1.5	4.946 83
3	$\text{NO} + \text{M} \longrightarrow \text{N} + \text{O} + \text{M}$	5.0×10^{12}	0	6.277 07
4	$\text{NO} + \text{O} \longrightarrow \text{O}_2 + \text{N}$	8.4×10^9	0	1.617 073
5	$\text{N}_2 + \text{O} \longrightarrow \text{NO} + \text{N}$	6.4×10^{14}	-1.0	3.192 576
6	$\text{N} + \text{O} \longrightarrow \text{NO}^+ + \text{e}$	8.8×10^5	1.0	2.652 166

注:其中 M 是碰撞体,在化学反应中起催化作用,可以是反应 7 组分中的任意一种。

2 方法验证

分别选取 NASA RUN-597 报告^[18] $Ma = 14.28$ 的尖头再入体绕流实验和 Hayashi 等^[10] 的 50 mm 直径的半球喷流实验作为仿真方法的验证实验。

2.1 高超声速仿真方法验证

选取与 $Ma = 15$ 工况较为近似的 NASA RUN-597 报告^[18] $Ma = 14.28$ 的尖头再入体绕流实验结果作为验证算例。

2.1.1 计算网格及条件设置

由于 NASA RUN-579 报告中模型是不喷流的简单头锥结构,其激波厚度特别薄,为了增加计算效率,网格尽量贴近壁面。计算的网格数为 120×520 ,贴近壁面的最内层网格厚度为 0.000 1 mm。计算网格如图 1 所示。图中“1”表示入口边界条件,其计算的飞行马赫数 $Ma = 14.28$,工质为空气,背景压强为 88.3 Pa,温度为 188.3 K,来流中氧气质量分数为 23%,氮气质量分数为

77%;“2”为对称边界条件;“3”为辐射壁面,初始壁面温度为 300 K,辐射系数设为 0.85;“4”为高超声速外推出口边界。由于大气背压只有 88 Pa,并且没有喷流,其流动仍是层流流动,因此计算采用层流模型。

2.1.2 无喷流高超再入体绕流计算结果

选取高超声速计算中常用的壁面压力系数和壁面热流密度作为气体对壁面的力热作用的表征参数^[18]。计算得到的壁面压力系数和壁面热流密度结果和实验结果的对比如图 2 所示。其中图 2(a)为壁面压力系数的计算结果,图中 $C_p = (p - p_{\text{ref}})/(0.5\rho u^2)$ 为标准化的压力系数,式中 p 为当地压强; p_{ref} 为参考压力,其值等于来流的背压; ρ 为来流密度; u 为来流速度。图 2(b)为壁面热流密度 q 的计算结果与实验数据的对比。由图 2 可知,采用本文计算方法计算的壁面热流密度结果和实验结果符合较好。

2.2 逆向喷流仿真方法验证

2.2.1 网格及边界设置

选取 Hayashi 等^[10] 的实验作为喷流仿真方

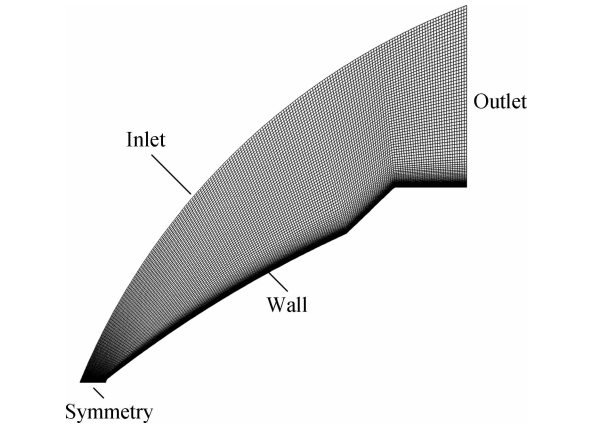
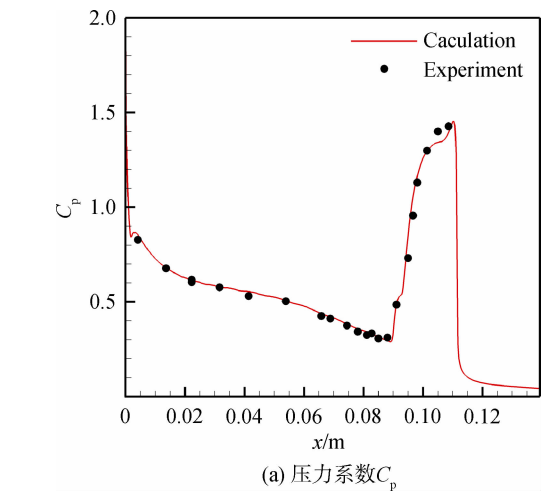


图 1 计算网格及边界条件

Fig. 1 Mesh and boundaries



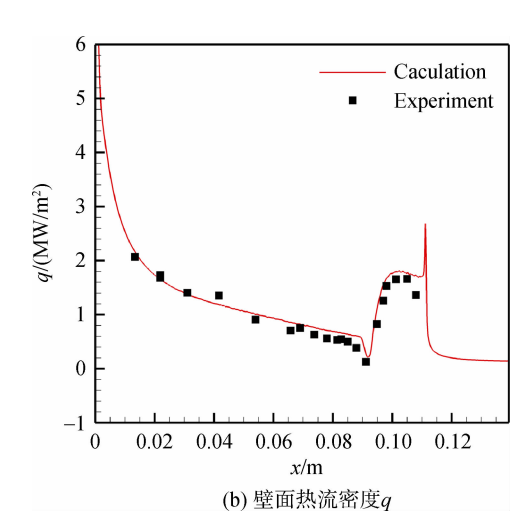


图 2 计算结果与实验结果的对比
Fig. 2 Comparisons between calculated and experimental results

法的验证实验。计算的网格及边界条件如图 3 所示。装置为直径 50 mm 的半球,球头顶部开有直径为 4 mm 的喷流孔,实验测量热流的传感器分布在以球心为中心,球头迎风端头为 0° 的方向,从 20° 到后端 80°,每 10° 一个测点。飞行马赫数 $Ma=3.98$,总温为 397 K,总压为 1.37 MPa。选取压比为 0.4 的工况作为验证工况,即喷流压力 $p_1=0.4p_\infty$ 。壁面为辐射壁面,辐射系数设为 0.85。本文使用的湍流模型是 Goldberg 提出的适用于高超声速流动的 Goldberg's Rt 模型^[19-20]。

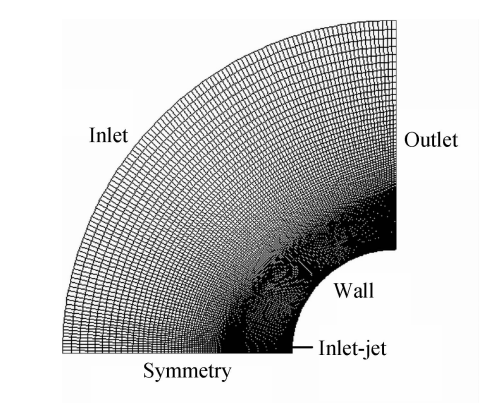


图 3 喷流工况计算网格及边界条件
Fig. 3 Mesh and the boundaries of jet case

2.2.2 逆喷流仿真结果

计算得到的流场密度(ρ)与实验所得纹影图对比结果如图 4 所示。图 5 给出了计算和实验的 Stanton 数的结果对比。由图 4、图 5 可知逆向喷流计算的密度流场和 Stanton 数与实验结果基本吻合。

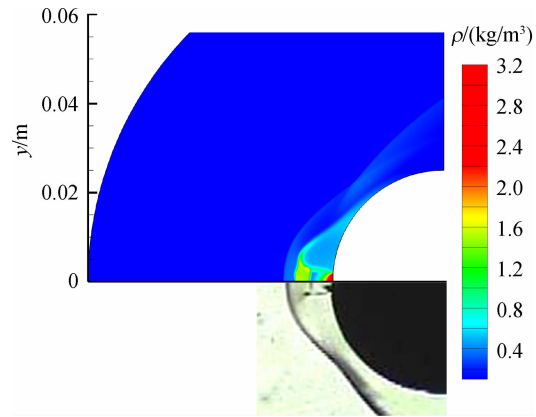


图 4 计算得到的流场密度与实验所得纹影图对比
Fig. 4 Comparison between the calculated flow field density and experimental schlieren diagram

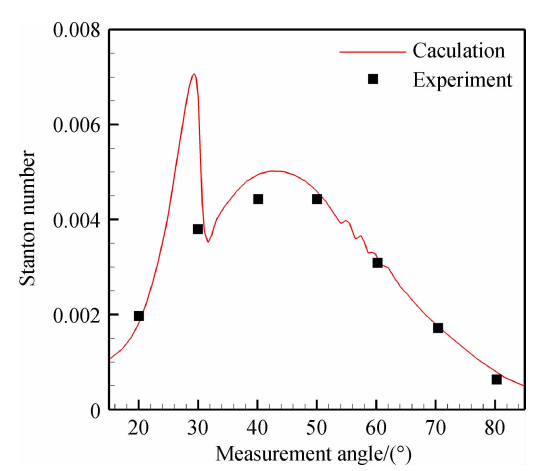


图 5 计算和实验的 Stanton 数对比
Fig. 5 Comparison of the Stanton number between calculation and experiment

3 计算模型及条件

计算模型采用半锥角为 12° 的圆锥体,椎体头部为半径 50 mm 的圆球。端头模型的主体尺寸如图 6 所示。端头逆向中心喷流孔采用圆柱孔、收缩孔、扩张孔和收缩-扩张孔 4 种孔型。4 种孔型的入口直径均为 4 mm。其中圆柱孔保持入口直径不变,孔长度为 16 mm;收缩孔从距离出口 4 mm 处开始收缩,最后减小到出口直径 2 mm;扩张孔从距离出口 8 mm 处开始扩张,最后增加到出口直径 8.4 mm;收缩-扩张孔则从入口开始收缩一直持续 5 mm 长,直径减小到 2 mm,而后逐渐增加到出口直径 8.4 mm。4 种孔型的型面变化如图 7 所示。

计算网格如图 7 所示。其中图 7(a)为圆柱孔整体网格及边界条件设置,图 7(b)为孔附近部

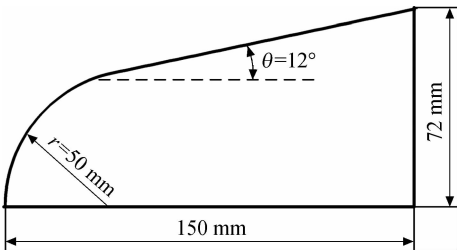


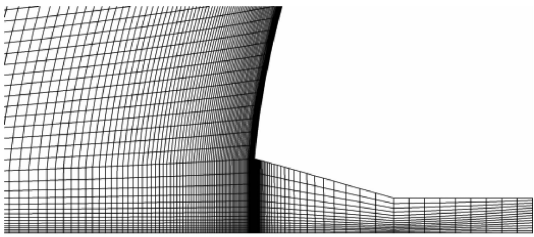
图 6 计算模型

Fig. 6 Computational model

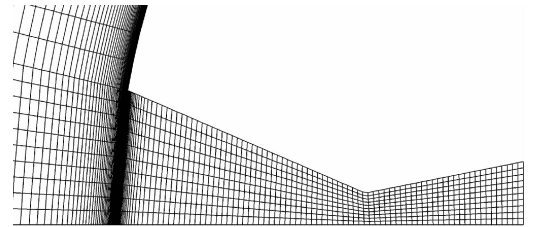
分网格截取图,图 7(c)、图 7(d)及图 7(e)分别为收缩孔、扩张孔和收缩-扩张孔的网格图。

在计算高超声速热效应时,网格的粗细对计算结果影响很大,根据文献[21]的建议,近壁面网格尺寸设为 0.001 mm,此时 $y^+ = 0.15$,满足 $y^+ < 1$ 的条件。

计算的边界条件如图 7(a)所示。其中“1”为来流入口边界,飞行马赫数 $Ma=15$,飞行攻角为 0° ,压力为 79.8 Pa,温度为 270.65 K,来流气体为空气组分设置为氧气质量分数 22%,氮气质量分数 78%。“2”为对称边界。“3”为辐射壁面,辐射



(d) 扩张孔网格



(e) 收缩-扩张孔网格

图 7 4 种孔型的计算网格及边界条件

Fig. 7 Mesh and boundary of four kinds of colling holes

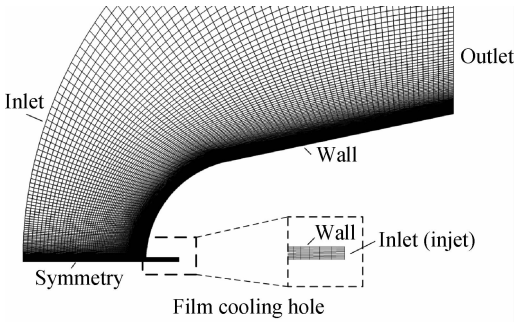
系数取 0.85。“4”为高超声速外推出口边界。“5”为喷流气膜孔的入口边界条件,气膜冷却孔的冷却工质为空气,压力入口设置为 0.5 MPa,流量选取 6 种工况,分别是 $\dot{m}=0.1, 0.5, 1, 5, 15, 30$ g/s。湍流模型依然采用 Goldberg's R_t 模型。

4 计算结果及讨论

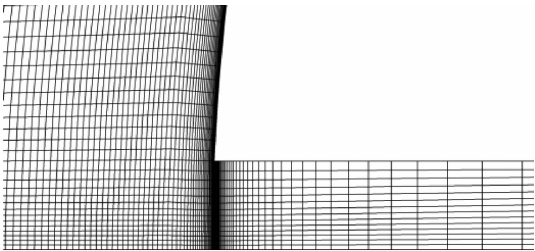
按照文中第 3 节中所述条件,计算得到的 6 种流量下的壁面热流密度结果如图 8 所示。图中采用统一坐标尺度,方便观察其绝对壁面热流密度变化,其中横坐标 x 表示沿端头中心轴线方向。由图 8 可见随着流量的增加,不同孔壁面热流密度表现出不同的变化规律。

在较小质量流向下,圆柱孔和扩张孔的冷却效果最好,收缩孔次之,收缩-扩张孔最差。随着流量的增加,收缩孔最先开始出现热流密度极高值点,表现出具有极大值热流密度区域,这主要是出现了超声速的 LPM^[12] 效应导致的,文章下面将讨论该效应。随着流量的继续增加,圆柱孔和收缩-扩张孔也会出现热流密度极高值点,但是收缩-扩张孔的热流密度极大值要远远小于收缩孔和圆柱孔。

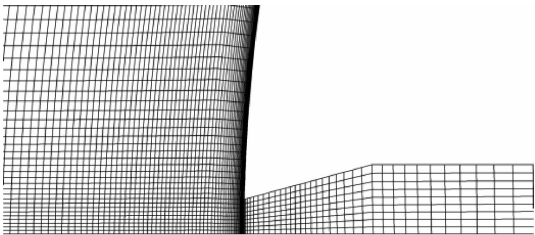
随着流量的再次增加,也就是到大流量的冷却范围,此时 4 种气膜冷却均表现出很好的冷却效果,这主要是由于冷却工质的流量比较大,气膜可以很好地覆盖在飞行器的头部区域,形成全覆盖的冷却气膜。特别地,收缩-扩张孔由于在喷管内部充分地加速会出现比较长的喷流,在 5 g/s 和



(a) 圆柱孔整体网格及边界条件设置



(b) 圆柱孔网格



(c) 收缩孔网格

15 g/s 的喷流下依然表现出 LPM 流态,其冷却效果反而不如其他几种孔型,直到 30 g/s 的流量才表现出 SPM 流态,此时 4 种孔型的壁面温度均比较低。

选取飞行器头部热流密度最高点作为 4 种孔型不同流量下的热流密度(q)对比点,结果如图 9 所示。由图 9 可见,收缩孔和圆柱孔会在小流量下产生局部热流密度极值点,扩张孔在整个流量

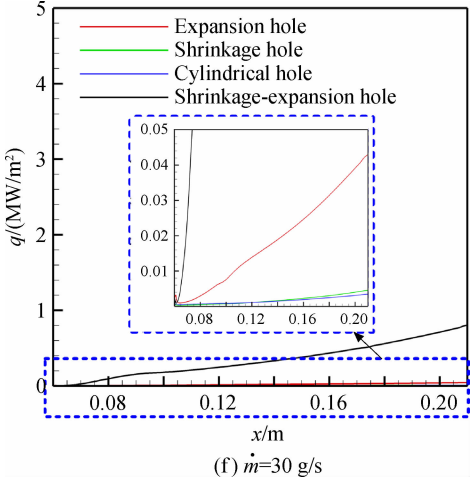
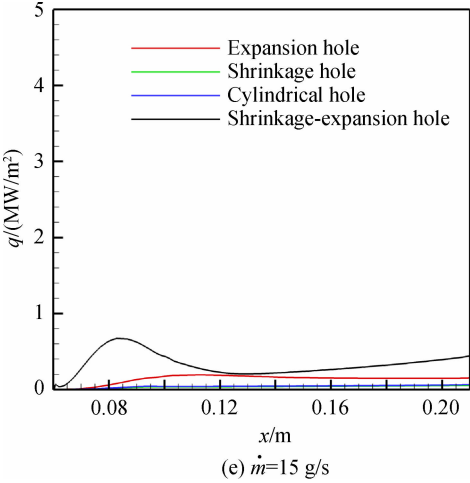
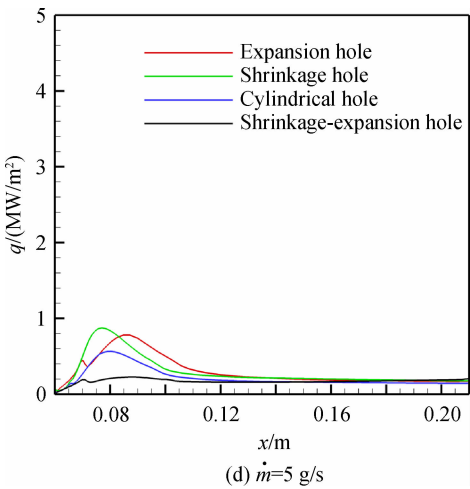
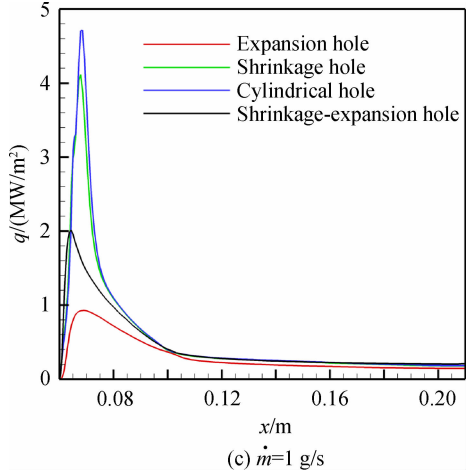
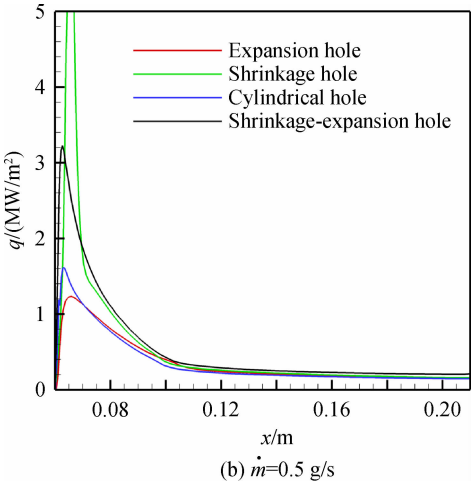
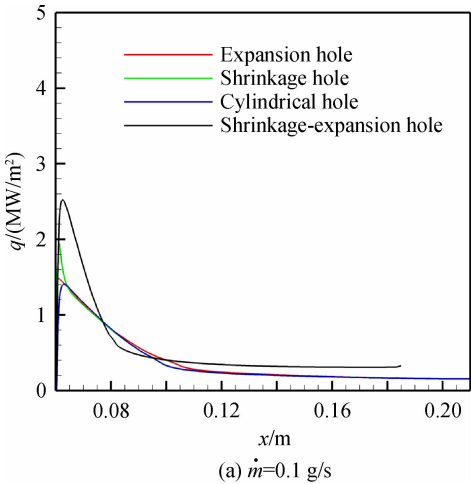


图 8 6 种工况的壁面热流密度计算结果
Fig. 8 Calculation results of wall heat flux under 6 cases

变化范围内未出现热流密度的极大值点,而收缩-扩张孔在小流量区域壁面热流密度比较大,因此对于小流量的工况,扩张孔更合适。而对于大流量的情况 4 种工况都会有较好的冷却效果,相对而言收缩孔的冷却效果优于圆柱孔,最后是扩张

孔。收缩-扩张孔由于型面复杂,另外其冷却效果只有在 5 g/s 的供气条件下表现出最优的结果,其他条件并不具备优越性。因此在选择对撞气流膜冷却孔型时应根据供气的特点加以选择,在小供气条件下应选择扩张孔,大供气条件应选择收缩孔,但是一般对于系统稳定性而言,扩张孔最佳,因为扩张孔整体全流域壁面温度比较平稳,而收缩孔和圆柱孔在小流量时会出现激波再附位置的极高温点。因此综合小流量到大流量的整个流域变化,扩张孔是比较合适的气膜冷却孔。

图 10 给出了 $\dot{m}=0.5,1,5,15\text{ g/s}$ 工况下的

收缩孔、圆柱孔、扩张孔、收缩-扩张孔 4 种孔的流场马赫数的变化对比图。由图可知,收缩孔在小流量喷流时由于受到收缩段的影响,表现出加速喷流的作用,由于喷流流量小,来流会和喷流作用形成明显的激波再附现象,如图 11 所示。由于激波附体区域密度和温度都会比较高,因此能量密度极高,此时在激波再附点会出现极高的温度区域,这就是图 8(b)、图 8(c)所示的温度极高点。流量达到 5 g/s 的喷流时激波再附现象才不会明显,并且形成较好的气膜冷却层。随着流量的增加,气膜冷却层已经完全建立,此时冷却效果基本不随流量的增加而增大了。

如图 10(a)所示,在小流量的喷流作用下(0.5、1 g/s),此时收缩孔气膜冷却喷流处于 LPM 状态,此时气流将激波推离壁面较远,但是会出现激波再附的情况。这主要是收缩段的加速作用,使得气体以超声速的小面积喷射导致的。随着流量的增加,逐渐会转化成 SPM 的工作状态。此时气体出口膨胀,形成典型的喷流回流流场如图 12 所示。这是高超声速气膜冷却的一般稳定工作状态。

圆柱孔与收缩孔类似,但是在较小流量如图 10(b)所示的 0.5 g/s 流量时,喷流在圆柱孔内不会加速,因此仍属于亚声速流动,不会表现出 LPM 特性。随着流量增大,到 1 g/s 时则表现出 LPM 特性,此时出口喷流达到声速,同时会出现激波再附体的情况,出现热流密度极高点如图

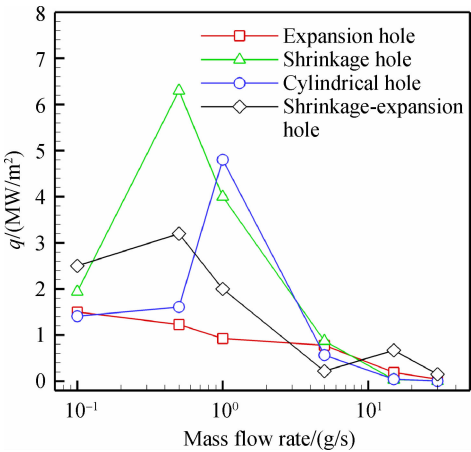
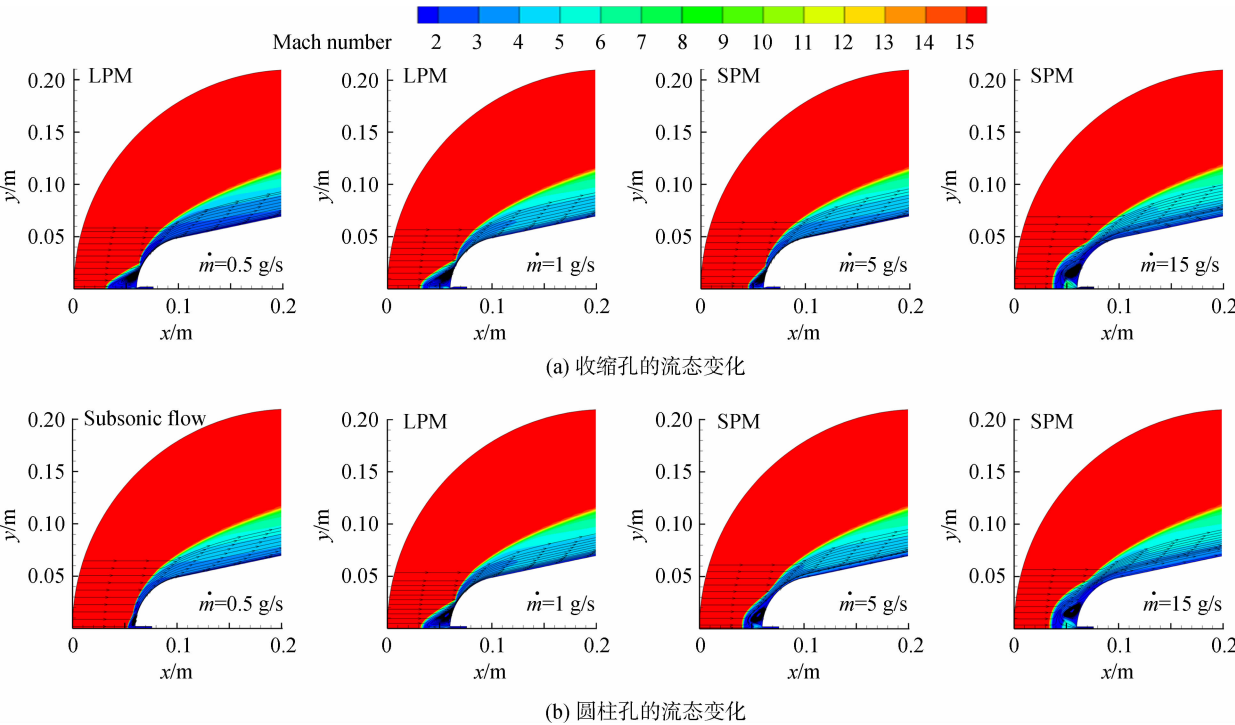


图 9 头部不同流量下最高热流密度对比

Fig. 9 Comparison of the highest heat flux between different mass flow rates of the head



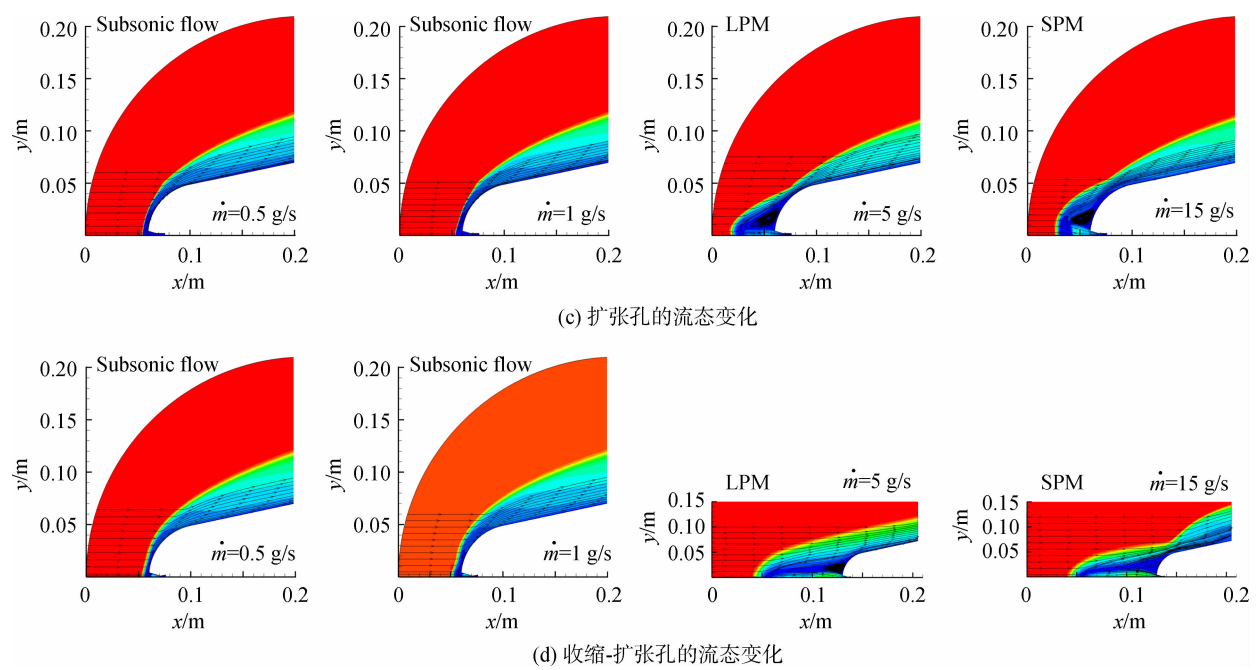


图 10 不同流量下的流态变化

Fig. 10 Flow regime change under different mass flow rates

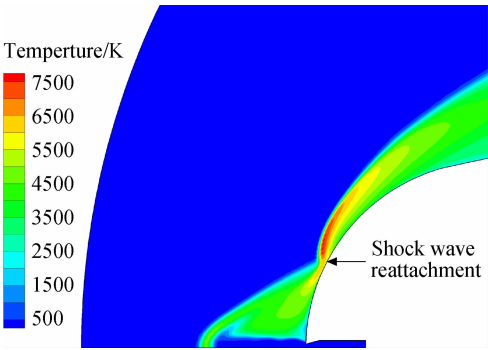


图 11 LPM 工况下的激波再附

Fig. 11 Shock wave reattachment of LPM

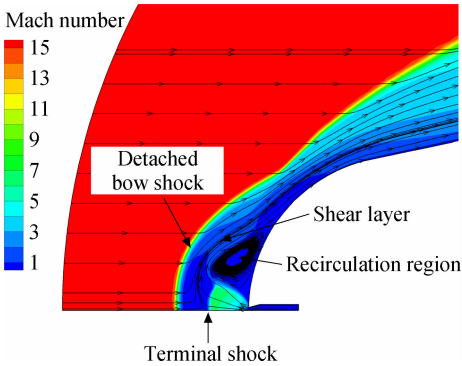


图 12 15 g/s 流量下收缩孔 SPM 模态的流场马赫数分布

Fig. 12 Mach number distribution of SPM mode in a shrinkage hole under 15 g/s mass flow rate

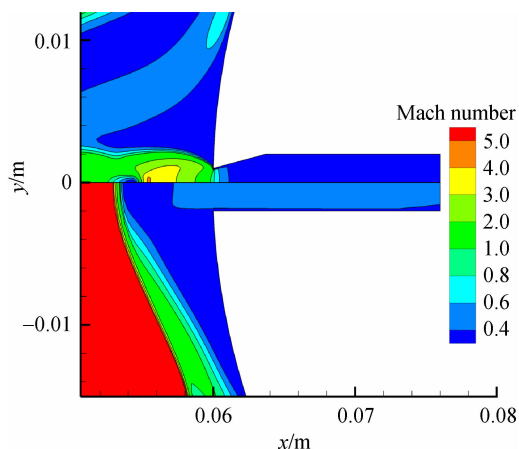
8(c)所示。随着流量增大,逐渐转化成 SPM 的喷流,形成稳定的喷流气膜冷却流场。

扩张孔在整个流量增加的过程中变化比较平稳,激波位置随着流量增加逐渐被推离壁面。在小流量工况(0.5、1 g/s)时扩张孔流动呈现亚声速流动,此时不会出现 LPM 工况,也无激波再附情况产生,壁面热流密度表现出稳定的下降趋势。虽然扩张孔也会出现 LPM 工作状态,但是其发生工况出现在 5 g/s 流量附近,其流量明显大于收缩孔和圆柱孔的 LPM 状态(0.5 g/s),大的流量具有较好的气膜冷却覆盖性,因此整个过程无明显激波再附情况,最终表现出图 9 中较小的壁面热流密度,并且壁面热流密度随着流量的增加呈现出基本单调下降的规律。

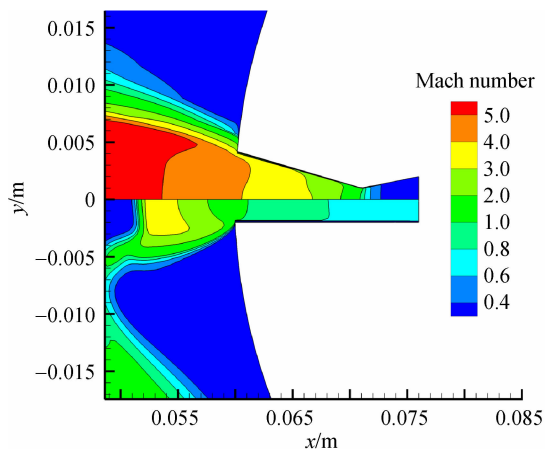
收缩-扩张孔和扩张孔有点类似,喷流在小流量时处于亚声速状态。但是在 5 g/s 和 15 g/s 的工况下会出现 LPM 状态,相对于扩张孔,在 15 g/s 的喷流作用下其工作仍处于 LPM 状态,这主要是由于收缩段和扩张段的加速效应,导致其在喷管内部完成了充分膨胀,喷流出现超声速的定向喷流。直到 30 g/s 的喷流时才会出现 SPM 状态。

不同孔型的流态变化实际上是由于气膜孔的不同型面导致气体在孔内加速减速的特性导致的。图 13 给出了具有代表性的小流量(0.5 g/s)工况下,收缩孔和圆柱孔的内流场对比,以及大流

量(5 g/s)工况下收缩-扩张孔和圆柱孔的内流场对比。图 13(a)表明收缩孔由于收缩段的作用,使得气体在出口处达到声速,并继续膨胀加速,表现出超声速的流动状态,此时流动不会出现稳定的弓形激波,而表现出 LPM 状态,更多的信息读者可参考文献[12],而此时圆柱孔则不会加速,因此表现出亚声速的流动状态。图 13(b)则显示出在大流量下,收缩-扩张孔在流道内持续加速(此时相当于拉瓦尔喷管),而圆柱孔则是在圆柱孔内加速但是只有到达出口处才能到达声速,进而在外部膨胀形成稳定的弓形激波,此时圆柱孔表现出 SPM 模态。



(a) 0.5 g/s流量下收缩孔和圆柱孔的内流场对比



(b) 5 g/s流量下收缩-扩张孔和圆柱孔的内流场对比

图 13 不同孔的通道内流场图

Fig. 13 Internal flow field of different holes

5 结 论

本文通过对圆柱、收缩、扩张、收缩-扩张 4 种孔型对高超声速飞行器头部逆喷流气膜冷却规律进行了研究,得到以下结论:

1) 小流量供气时,收缩孔和圆柱孔会出现

LPM 工作状态,形成激波再附,导致局部热流密度极高点出现,扩张孔和收缩-扩张孔则表现出亚声速流动,不会出现 LPM 模态。

2) 随着喷流流量的增大,4 种孔喷流均会从 LPM 态转向 SPM 态,形成稳定的气膜流场,是较为理想的气膜冷却状态,此时表现出收缩孔冷却效果更优的情况。

3) 在 SPM 态喷流冷却时,随着流量增大,壁面热流密度会进一步降低,但是趋于平缓,继续增大气膜喷流流量,并不会显著增大冷却收益。

4) 综合整个流域的变化,扩张孔在高超声速飞行器头部逆喷流气膜冷却中是比较稳定可靠的气膜冷却孔。

参考文献:

- [1] 向树红,荣克林,黄讯,等. 航天产品环境试验技术体系现状分析与发展建议[J]. 航天器环境工程, 2013, 30(3): 269-274.
XIANG Shuhong, RONG Kelin, HUANG Xun, et al. The technical system of environmental tests for spacecraft products[J]. Spacecraft Environment Engineering, 2013, 30(3): 269-274. (in Chinese)
- [2] 董靖宇,向树红. 临近空间环境及环境试验[J]. 装备环境工程, 2012, 9(3): 1-4.
TONG Jingyu, XIANG Shuhong. Near space environment and environment tests[J]. Equipment Environmental Engineering, 2012, 9(3): 1-4. (in Chinese)
- [3] 刘存良,朱惠人,白江涛. 收缩-扩张形气膜孔提高气膜冷却效率的机理研究[J]. 航空动力学报, 2008, 23(4): 598-604.
LIU Cunliang, ZHU Huiren, BAI Jiangtao. Study on the physics of filmcooling effectiveness enhancement by the converging-expanding hole[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(4): 598-604. (in Chinese)
- [4] 张魏,邓明春,李广超,等. 扇形孔出口宽度对气膜冷却效率影响[J]. 热能动力工程, 2012, 27(4): 416-419.
ZHANG Wei, DENG Mingchun, LI Guangchao, et al. The effect of fan-shaped hole width on film cooling efficiency[J]. Journal of Engineering for Thermal Energy and Power, 2012, 27(4): 416-419. (in Chinese)
- [5] 杨晓军,张晓峰,刘智刚. 扇形孔气膜冷却效果的数值模拟[J]. 机械工程与自动化, 2017(2): 26-28.
YANG Xiaojun, ZHANG Xiaofeng, LIU Zhigang. A numerical study of fan-shape hole film cooling efficiency[J]. Mechanical Engineering and Automation, 2017(2): 26-28. (in Chinese)
- [6] SARGISON J E, GUO S M, OLDFIELD M L G, et al. A converging slot-hole film-cooling geometry: Part I low-speed flat-plate heat transfer and loss[J]. Journal of Turbomachinery, 2002, 124(3): 453-460.
- [7] BUNKER R S. A review of shaped hole turbine film-cool-

ing technology[J]. Journal of Heat Transfer, 2005, 127(4):441-453.

[8] PUDSEY A S,BOYCE R R,WHEATLEY V. Hypersonic viscous drag reduction via multiporthole injector arrays[J]. Journal of Propulsion and Power,2013,29(5):1087-1096.

[9] HEUFER K A,OLIVIER H. Experimental and numerical study of cooling gas injection in laminar supersonic flow[J]. AIAA Journal,2008,46(11):2741-2751.

[10] HAYASHI K,ASO S. Effect of pressure ratio on aerodynamic heating reduction due to opposing jet[R]. AIAA-2003-4041,2003.

[11] DASO E,PRITCHETT V,WANG T S,et al. The dynamics of shock dispersion and interactions in supersonic freestreams with counterflowing jets [R]. AIAA-2007-1423,2007.

[12] VENKATACHARI B S,CHENG G,CHANG C L,et al. Long penetration mode counterflowing jets for supersonic slender configurations;a numerical study[R]. AIAA-2013-2662,2013.

[13] 向树红,张敏捷,童靖宇,等. 高超声速飞行器主动式气膜冷却防热技术研究[J]. 装备环境工程,2015,12(3):1-7.

XIANG Shuhong,ZHANG Minjie,TONG Jingyu,et al. Research on active film cooling and heat-proof scheme for hypersonic vehicles[J]. Equipment Environmental Engineering,2015,12(3):1-7. (in Chinese)

[14] 郭春海,张文武,向树红,等. 高超声速飞行器主动气膜冷却热防护数值仿真研究[J]. 航天器环境工程,2017,34(2):132-137.

GUO Chunhai,ZHANG Wenwu,XIANG Shuhong,et al. Numerical simulation of hypersonic vehicle thermal protection with active film cooling[J]. Spacecraft Environment Engineering,2017,34(2):132-137. (in Chinese)

[15] 商圣飞,向树红,杨艳静,等. 高超声速飞行器异型气膜孔无喷流热增量研究[J]. 装备环境工程,2018,15(11):12-16.

SHANG Shengfei,XIANG Shuhong,YANG Yanjing,et al. Thermal increment of hypersonic flight vehicles with non-jet heterotypic film cooling hole[J]. Equipment Environmental Engineering,2018,15(11):12-16. (in Chinese)

[16] 柳军. 热化学非平衡流及其辐射现象的实验和数值计算研究[D]. 长沙:国防科学技术大学,2004.

LIU Jun. Experimental and numerical research on thermochemical nonequilibrium flow with radiation phenomenon [D]. Changsha:National University of Defense Technology,2004. (in Chinese)

[17] ANDERSON J D. Hypersonic and high-temperature gas dynamics[M]. 2nd. ed. Blacksburg, Virginia, US: AIAA, 2006.

[18] MARINI M,SCHETTINO A. MSTP Workshop 1996: re-entry aerothermodynamics and ground-to-flight extrapolation contributions to hyperboloid flare test-cases I. c and III. b[R]. Capua,Italy:Centro Italiano Ricerche Aerospaziali,1996.

[19] GOLDBERG U. Hypersonic flow heat transfer prediction with wall-distance-free turbulence models[J]. Transactions on Modelling and Simulation,1999,21:261-270.

[20] GOLDBERG U. Turbulence closure with a topography-parameter-free single equation model[J]. International Journal of Computational Fluid Dynamics,2003,17(1):27-38.

[21] ARTHUR D. Evaluation of CFD turbulent heating prediction techniques and comparison with hypersonic experimental data[R]. NASA/CR-2001-210837,2001.

(编辑:陈 越)