

典型激波针减阻降热特性及流动机理

何 坤^{1,2}, 袁化成¹

(1. 南京航空航天大学 能源与动力学院, 南京 210016;
2. 北京航空航天大学 航空发动机研究院, 北京 102206)

摘 要: 为研究激波针对超/高超声速钝头飞行器进行减阻降热的相关特性, 采用数值模拟方法对 6 种典型激波针构型的流动特征开展系统研究。给出了激波针长度、来流马赫数对流动特征的影响规律, 并对其形成机理进行了探讨。结果显示: 马赫数较低时, 头部有扰流物的 5 种激波针在回流区即将分裂时减阻率最大; 马赫数较高时, 减阻率在回流区分裂前后出现局部峰值, 但最大减阻率将出现在回流区分裂后更长的激波针长度下。马赫数为 3 时, 6 种构型减阻率达最大时的相对长度在 0.8~1.2 之间, 相比而言, 球型、半球型和双锥型的减阻效果最好, 最大减阻率为 45%~50%; 圆锥型最差, 为 20%~25%, 明显低于头部有扰流物的构型。相同的激波针长度下, 头部有扰流物构型的减阻率随马赫数增大而增大, 圆锥型则相反。流场回流区、分离激波、弓形激波、局部膨胀流动等导致的压力分布变化是构型整体阻力变化的主要成因。

关 键 词: 激波针; 钝体前缘; 超/高超声速; 减阻降热特性; 流动机理

中图分类号: V211.3

文献标志码: A

Drag and heat reduction characteristics and flow mechanism of typical aero-spikes

HE Kun^{1,2}, YUAN Huacheng¹

(1. College of Energy and Power Engineering,
Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;
2. Research Institute of Aero-Engine,
Beihang University, Beijing 102206, China)

Abstract: In order to study the relevant characteristics of drag and heat reduction for the supersonic/hypersonic blunt aircraft with an aero-spike, numerical simulation was used to study the flow characteristics of six kinds of typical configurations of spike systematically. The influence laws of length of spike and Mach number of inlet flow on flow characteristics were given, and the mechanisms of its formation were also discussed. The results showed that when the Mach number was low, five kinds of the spikes with a flow interferent at the head reached the maximum drag reduction rates when the recirculation region was about to split; when the Mach number was high, local peaks of drag reduction rates appeared before and after the recirculation region splitting, but the maximum drag reduction rates occurred at longer lengths of the spikes after the recirculation region splitting. When the Mach number was 3, the relative lengths of the six kinds of spikes were between 0.8 and 1.2 when the drag reduction rates were maximum, in comparison,

收稿日期: 2021-04-18

作者简介: 何坤(2000—), 男, 硕士生, 主要从事航空发动机进气预冷技术的研究。

通信作者: 袁化成(1979—), 男, 教授, 博士, 主要从事飞行器进排气系统技术研究。E-mail: yuanhuacheng@nuaa.edu.cn

引用格式: 何坤, 袁化成. 典型激波针减阻降热特性及流动机理[J]. 航空动力学报, 2022, 37(5): 1064-1078. HE Kun, YUAN Huacheng. Drag and heat reduction characteristics and flow mechanism of typical aero-spikes[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(5): 1064-1078.

the drag reduction effects of sphere-spike, hemisphere-spike and bicone-spike were the best, the maximum drag reduction rates were between 45% and 50%; the cone-spike was the worst, which was between 20% and 25% and was obviously lower than the configurations with a flow interferent at the head. When the lengths of the aero-spikes were the same, the drag reduction rates of the aerospikes with a flow interferent at the head increased with the increase of Mach number, while that of the cone-spike was opposite. The change of pressure distribution caused by recirculation region, separation shock, bow shock and local expansion flow of the flow fields was the main reason for the change of the overall resistance of the configurations.

Key words: aero-spike; leading edge of blunt body; supersonic/hypersonic; drag and heat reduction characteristics; flow mechanism

在超声速/高超声速飞行时,飞行器前缘产生的激波会使空气介质剧烈滞止,导致阻力激增、温度超限。理论公式表明,高超声速飞行器表面热流密度近似与飞行速度的3次方成正比,而气动阻力近似与飞行速度的2次方成正比,所以防热是高超声速飞行器外形设计的主导因素^[1]。对比易知,尖头体相比于钝头体具有更低的阻力,但存在更严重的气动加热问题;而钝头体具有高容积结构特性且气动加热相对平缓,因此钝头构型是超声速或高超声速飞行器常用的气动布局形式^[2]。但是,钝头体前缘产生的弓形激波会带来巨大的气动阻力,驻点附近的气动加热问题也同样严重。为达到减阻降热的效果,前置激波针^[3-4](aero-spike)、能量沉积^[5](energy deposition)、驻点区逆向喷流^[6](forward-facing jet)、通气钝头体^[7](breathing blunt-nose)等方法以及一些效果更佳的组合方案(如激波针与逆向/侧向喷流技术相结合^[8-10])被提出,其中前置激波针(或称减阻杆/气动支杆)是最为简单有效的被动流动控制技术。该理念于1947年由Alexander^[3]提出,此后国内外研究人员对其进行了大量实验研究与数值模拟,一些学者还梳理了全面详细的研究综述^[11-12]。

激波针的作用相当于为钝头飞行器主体撑开了一把“小伞”,它可将弓形激波推离飞行器表面并在其前方形成低压回流区,同时相比于纯钝体的情况,激波针前缘的弓形激波更小更弱,所以飞行器的整体阻力将有效减小,钝头表面温度也有一定的降低。围绕激波针展开的相关研究大多采用半球-圆柱体(hemisphere-cylinder)式钝头体构型作为减阻降热的对象,激波针长度通常采用相对长度 L/D 来表征(L 为激波针总长, D 为钝头体直径)。

高超声速领域,Crawford^[13]在来流马赫数

Ma_∞ 为6.8的条件下实验发现钝体阻力和热流随激波针变长而减小,但是当 L/D 增加到4左右时,激波针长度对阻力没有影响;Motoyama等^[14]在 $Ma_\infty=7$ 的来流条件下进行相关实验,结果表明增大激波针头部构型直径能使钝头表面阻力得到降低,但同时激波针自身的热流和压阻也增大很多,最终整体阻力反而更大,实验结果还表明 $L/D=1$ 时的减阻效果优于 $L/D=0.5$ 的情况;Kalimuthu等^[15]在 $Ma_\infty=6$ 的来流条件下对3种激波针构型进行了实验,得出在不考虑气动稳定性的条件下, $L/D=2$ 时的减阻效果优于 $L/D=1.5$ 时的情况;李少勋等^[16]在 $Ma_\infty=6.8$ 的来流条件下对6种激波针构型($L/D=1$)进行数值模拟,发现在激波针头部增加绕流物后可以增强减阻效果,在研究的3种绕流物中,球型和双锥型的减阻效果较为接近且均比圆盘型显著,但其没有考虑激波针自身引入的阻力。

低超声速领域,Srulijes等^[17]在 $Ma_\infty=4.5$ 的来流条件下进行实验和模拟,结果显示零攻角下球型和双锥型激波针($L/D=1$)的减阻率基本相当(约为43%),且均低于圆盘型激波针的情况(约为51%);李永红等^[18]在 $Ma_\infty=1.5$ 的来流条件下对椭圆锥型激波针进行参数优化得到的最佳 L/D 值为1.268;Sahoo等^[19]在 $Ma_\infty=2$ 的来流条件下进行的实验和模拟结果表明,对于圆锥型激波针, $L/D=1.5$ 时的减阻率高于 $L/D=1$ 的情况,而后者又高于 $L/D=0.75$ 的情况。综合考虑激波针头部阻力及钝头表面阻力后, $L/D=1$ 的平面盘型激波针的减阻率高于同等长度下的圆锥型和钝头型激波针,达到46.78%;Xue等^[20]在 $Ma_\infty=3$ 的来流条件下对圆盘型激波针进行数值模拟,发现当 L/D 在0.7~1.075范围内增大时,钝头阻力将减小,但是当 L/D 增加到超过一个临界值(介

于 1.075~1.2 之间)时,回流区会分裂并产生分离激波,导致整体阻力增大。

在研究来流马赫数 Ma_∞ 变化的影响方面, Yamauchi 等^[21]分别在 $Ma_\infty=2.01, 4.15, 6.80$ 的来流条件下对圆锥型激波针进行数值模拟,结果表明 3 种情况下钝头表面最大压力出现的位置几乎不变;李永红等^[18]对半球型和平面盘型激波针的数值模拟结果表明,激波针在亚声速和跨声速会带来一定的附加阻力,在超声速范围(所研究的最高来流马赫数 $Ma_\infty=3.2$)具有明显的减阻效果。

通过上述文献调研发现,相关学者对激波针构型及其相对长度 L/D 等对减阻降温效果的影响开展了研究,但 L/D 的研究取值跨度较大、不够系统连贯,并且缺乏针对多种激波针构型的对比分析,还未形成减阻降温效果影响规律,对一些流动规律及机理缺少细致的讨论和揭示。为此,本文选取球型、半球型、半球盘型、圆盘型、双锥型和圆锥型 6 种典型激波针构型,系统研究了激波针构型、相对长度及来流马赫数对减阻降温效果的影响规律,并对相关流动现象或规律形成的机理进行了详细探讨和剖析,以期为此类激波针的工程应用提供技术支持。

1 激波针流动数值模拟方法及校验

1.1 典型激波针构型简介及来流条件

为校验数值模拟方法,本文参考 Srulijes 等^[17]实验所用的缩尺模型及实验条件,其对称面几何参数如图 1 所示,钝头体直径 $D=70$ mm,激波针相对长度 $L/D=1$,头部圆盘相对直径 $d_0/D=0.25$;来流马赫数 $Ma_\infty=4.5$,来流静温 $T_\infty=240$ K,来流静压 $p_\infty=40\ 000$ Pa,攻角 $\alpha=0^\circ$ 。

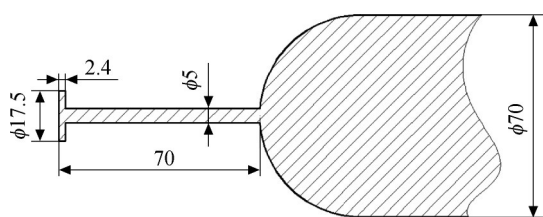


图 1 缩尺模型对称面的几何参数(单位:mm)

Fig.1 Geometric parameters of symmetry plane of scale model (unit:mm)

1.2 网格无关性分析及数值模拟方法校验

对所研究的回转体激波针几何构型建立旋转轴对称网格模型以减小计算量,网格划分示意图、

边界条件及横纵坐标布局(以钝头前缘驻点为坐标原点)如图 2 所示,图中 x 和 y 分别表示平行和垂直于来流方向的位置坐标。选用 Fluent 软件,采用可压缩、雷诺平均的 Navier-Stokes(N-S)方程组进行稳态求解,假设壁面为无滑移绝热壁,来流为热力学理想气体,求解方法为隐式求解,空间无黏通量采用 Roe 离散格式。

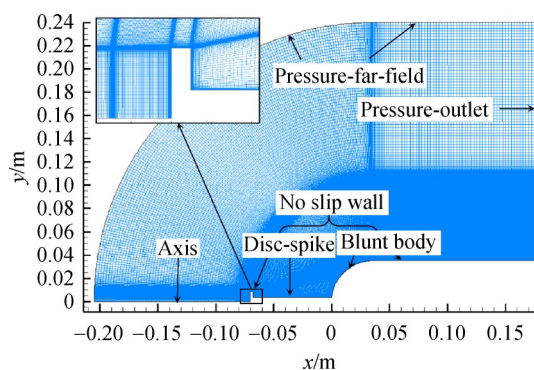


图 2 网格划分示意图、边界条件及横纵坐标布局

Fig.2 Grid division diagram, boundary conditions and layout of horizontal and vertical coordinates

分别采用 standard $k-\omega$ 和 standard $k-\epsilon$ 湍流模型方案,针对 10 万(粗糙)、15 万(中等)和 20 万(精细)3 种计算网格量级进行网格无关性分析,图 3 为模拟所得的钝头表面压力系数 C_p 沿轴向(x 轴方向)的分布曲线对比, C_p 的定义如下:

$$C_p = \frac{p_b - p_\infty}{0.5 \rho_\infty v_\infty^2} \quad (1)$$

其中 p_b 为钝头表面各点的静压, ρ_∞ 和 v_∞ 分别为来流的密度和速度。由图 3 可见,不同网格量级下两种湍流模型的计算结果变化规律一致,但具体数值存在差异。中等及精细网格的计算结果几乎重合,且与粗糙网格的计算结果存在明显差别。综合考量,为节约计算时间并保证计算网格达到无关性,后续数值计算将采用中等(15 万量级)网格划分方案,对于无激波针时的纯钝体情况同样进行类似分析。

在湍流模型的选择上,由于 SST(shear stress transport) $k-\omega$ 模型综合了 $k-\epsilon$ 模型对远场边界条件依赖性小的优点和 $k-\omega$ 模型对近壁面处边界层的模拟优势,而且对强逆压力梯度的模拟精度也更高^[22],国内外很多相关文献[20, 23-25](特别是研究激波针与喷流技术相结合的文献)均采用了该湍流模型;但 Mohandas 等^[26]指出 SST $k-\omega$ 模型的计算代价高、耗时长,所以采用了 $k-\omega$ 湍流模

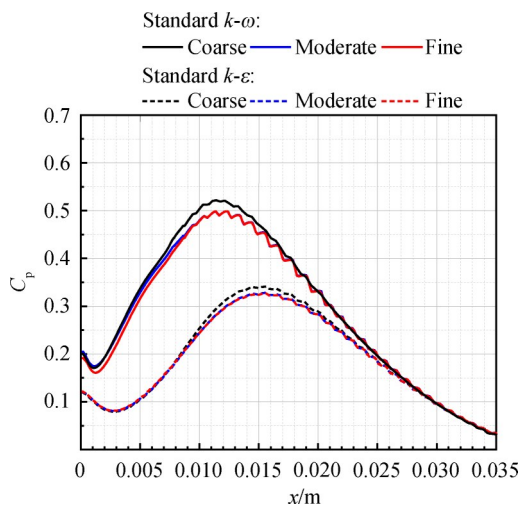


图3 不同湍流模型及计算网格模拟所得的钝头表面压力系数沿轴向的分布曲线对比

Fig.3 Comparison of the axial distribution curves of C_p on the blunt surface obtained from different turbulence models and different computational grid simulations

型;而 Mansour 等^[27]采用 $k-\epsilon$ 湍流模型进行的相关算例验证也得到了与实验值误差很小的模拟结果;此外,还有文献[28]通过对比分析后指出 Spalart-Allmaras (S-A) 湍流模型适合模拟带激波针钝头体的流动。

确定网格划分方法后,针对圆盘型(disc)和球型(sphere)两种前置激波针的缩尺构型,对比分析不同数值模拟方法对计算结果的影响,图4给出了不同模拟方法所得钝头表面 C_p 沿轴向的分布曲线与相应实验值^[17]的对比。结果表明:对于无激波针(without spike)的纯钝体构型,不同模拟方法获得的结果相近且均与实验值吻合较好;对于带激波针(with spike)的构型,standard $k-\omega$ 湍流模型计算得到的结果更接近实验值。从图5给出的该模拟方法下圆盘型激波针流场的密度梯度云图与实验纹影图^[17]的对比可见,计算得到的流场结构与实验结果整体吻合较好。同时,从湍流模型的适用性角度讲,standard $k-\omega$ 湍流模型对自由剪切流动、近壁湍流边界层、适度分离湍流等流动具有较高的计算精度^[29]。综上分析可见,采用 standard $k-\omega$ 湍流模型可以较为准确地模拟此类流动,结果可信,为此本文采用该种数值模拟方法开展研究。

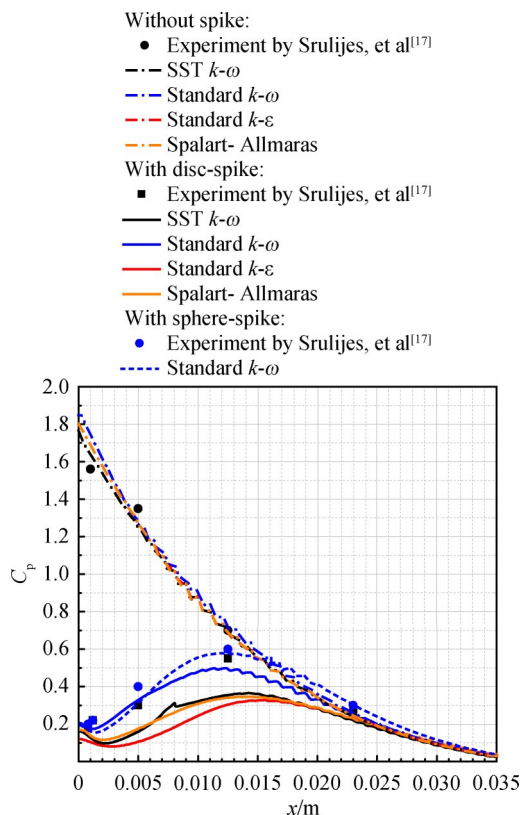


图4 不同数值模拟方案所得钝头表面压力系数沿轴向的分布曲线与实验值对比

Fig.4 Comparison of the axial distribution curves of C_p on the blunt surface obtained by different numerical simulation schemes with the experimental values

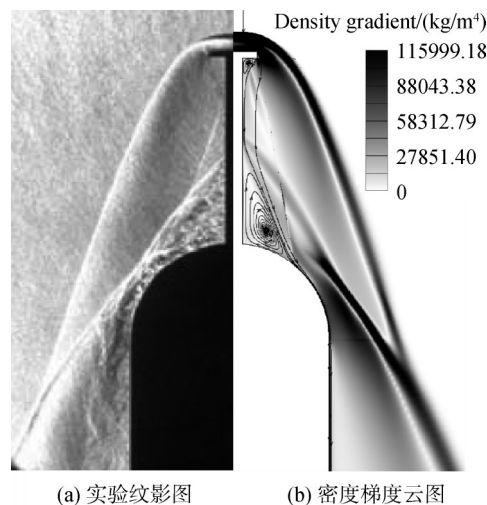


图5 实验纹影图和与实验值吻合较好的模拟方案计算得到的密度梯度云图对比

Fig.5 Comparison of the experimental schlieren with the contours of density gradient calculated by the simulation scheme which is in good agreement with the experimental values

2 典型激波针构型流动特性分析

2.1 物理模型简介

本节选取 6 种激波针构型展开研究,如图 6 所示,分别为球型(sphere)、半球型(hemisphere)、半球盘型(flat-hemisphere)、圆盘型(disc)、双锥型

(bicone)和圆锥型(cone)。前 5 种均为头部有扰流物的激波针构型,扰流物最大迎风圆的直径 $d_0=0.25D$ (D 为钝头体直径,取 $D=70$ mm),激波针直径 $d_1=0.1D$ 。此外, $l_1=2.4$ mm, $l_2=15$ mm, θ 为钝头表面各点的周向角,激波针相对长度 L/D 为研究变量之一。

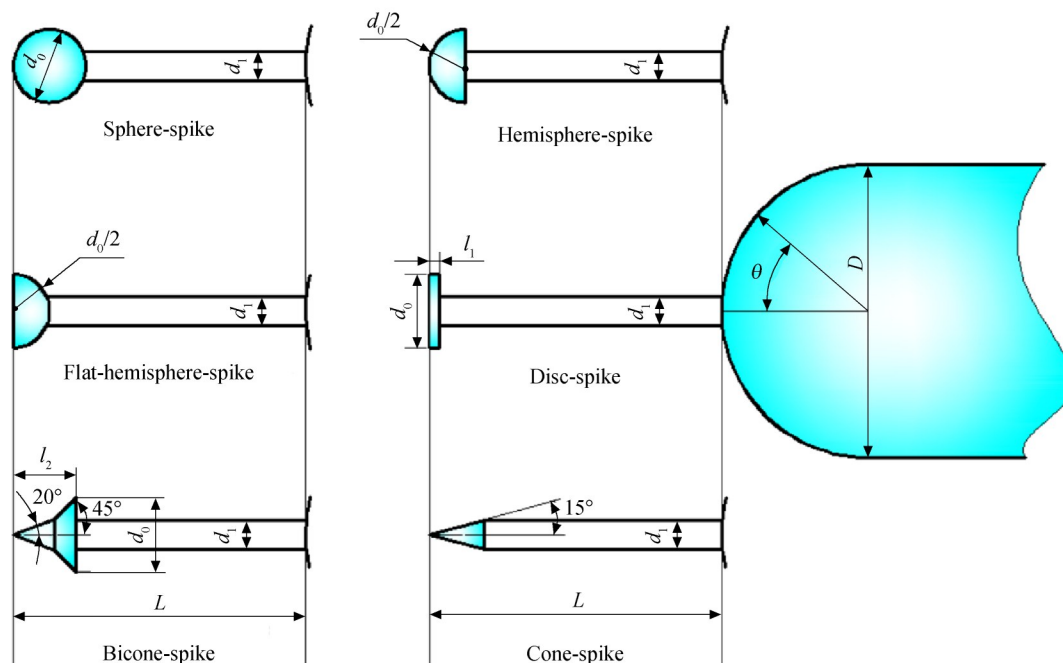


图 6 6 种激波针构型示意图

Fig.6 Schematic diagrams of six kinds of aero-spikes

2.2 激波针典型流场结构特征

图 7 给出了两种不同 L/D 尺度下数值模拟得到的激波针流场结构,来流马赫数 $Ma_\infty=3$ 。从图可见,对于头部有扰流物的圆盘型激波针构型,存在两种不同形式的流场结构:一种是在头部圆盘与钝体之间形成一个大的回流区(如图 7(a)所示);另一种是头部圆盘与钝体之间形成的回流区分裂成大、小两部分(如图 7(b)所示)。这两种流

场结构特征可分别由图 8 中的两幅示意图展示,两者均包含激波针前缘弓形激波(bow shock)、回流区/再循环区(recirculation region)、再附激波(reattachment shock)等,而在图 8(b)所示的结构中还产生了分离激波(separation shock)。上述两种不同的带激波针时的流场结构与无激波针时的流场结构的差异,导致了压力分布特性等存在差异,也是激波针减阻降热的关键。

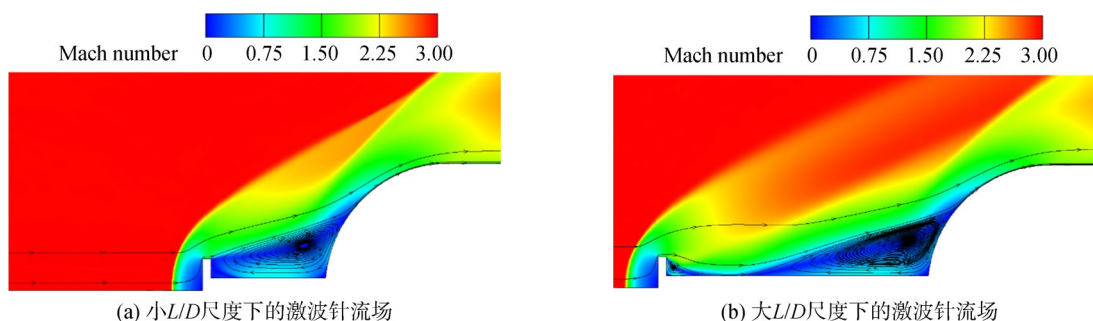


图 7 不同 L/D 下的激波针典型流场马赫数云图

Fig.7 Mach number contours of typical flow fields of aero-spike with different L/D values

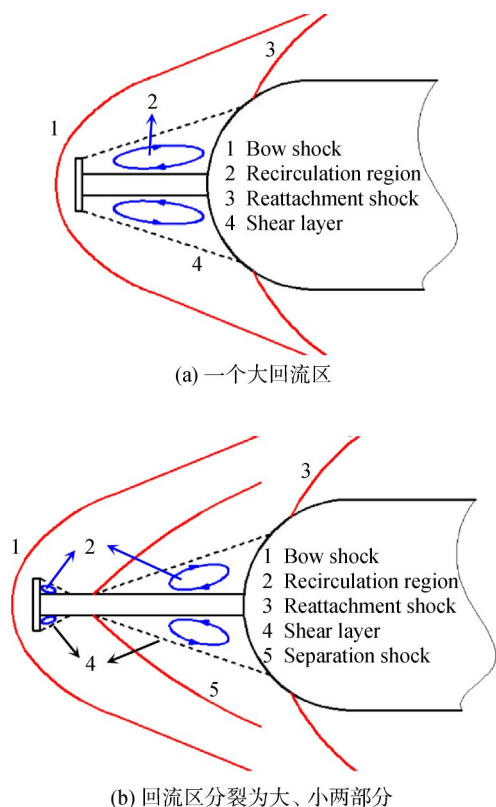


图8 两种流场的结构示意图

Fig.8 Structure schematic diagrams of two kinds of flow fields

初步分析可见,相同激波针构型呈现出不同形式流场结构的原因在于激波针长度的差异,为此,下文对不同 L/D 下的激波针流动进行模拟,分析和揭示 L/D 对流场结构、减阻效果的影响规律及相关流动机理。

2.3 相对长度 L/D 对流动特性的影响

选取激波针相对长度 $L/D=0.5, 1.0, 1.5, 2.0$ 及 2.5 ,在来流马赫数 $Ma_\infty=3$,来流静温 $T_\infty=240$ K,来流静压 $p_\infty=40\ 000$ Pa,攻角 $\alpha=0^\circ$ 条件下,采用前文经过验证的数值模拟方法对不同 L/D 下的流动开展数值模拟研究。结果显示: L/D 对前5种头部有扰流物的激波针构型流场结构的影响类似,当 L/D 值较小时流场呈现图7(a)、图8(a)的流场结构,即大回流区结构;当 L/D 值较大时流场呈现图7(b)、图8(b)的流场结构,即回流区出现分裂现象。为便于研究表述,将流场结构由单个大回流区转变为两个小回流区时所对应的 L/D 称为“临界 L/D ”。对于头部无扰流物的圆锥型激波针(第6种构型),流场仅呈现出激波针前缘产生锥形激波(conical shock),同时流场中存在一个大回流区且产生分离激波这一种流场结

构,该流场特征与图8(b)相似。

下面分别针对头部有扰流物和无扰流物的两类激波针构型特征进行分析。

2.3.1 头部有扰流物的激波针构型流场特征

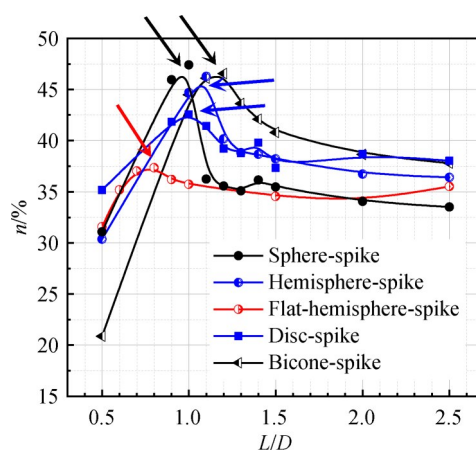
分析

对于头部有扰流物的5种激波针构型,在“临界 L/D ”附近将 L/D 变化缩小到0.1进行细致捕捉研究。图9给出了各激波针构型的整体减阻率 n 随 L/D 的变化曲线, n 的定义如下:

$$n = \frac{F_{\text{without spike}} - F_{\text{with spike}}}{F_{\text{without spike}}} \times 100\% \quad (2)$$

其中 F 为构型所有壁面上沿来流方向的压力阻力与黏性阻力之和,下标 without spike 表示无激波针,with spike 表示带激波针。从图9可见,头部有扰流物的5种激波针的 n 随 L/D 的变化规律相似,即随着 L/D 的增大, n 先增加后减小,最后趋于平缓。不同激波针构型下 n 达到峰值的 L/D 接近,但略有差异。图10所示为各构型流场回流区即将分裂与完全分裂时的静压云图对比,结合流场结构图可见,图9中减阻率的峰值分界点(箭头所指处)与图10中激波针流场结构由单个大回流区分裂为两个小回流区的分界点相吻合,说明流场结构的变化导致了阻力特性的变化。

表1给出了根据图9、图10获得的前5种激波针构型回流区完全分裂时所处的临界 L/D 区间以及能实现最大减阻率 $n_{\max}$ 的最佳相对长度 $(L/D)_{\text{optimal}}$ 的取值,各构型的 $(L/D)_{\text{optimal}}$ 较为相近,整体范围在0.8~1.2内。

图9 L/D 值对前5种激波针整体减阻率 n 的影响曲线Fig.9 Influence curves of L/D on the overall drag reduction rate n of the first five kinds of aero-spikes

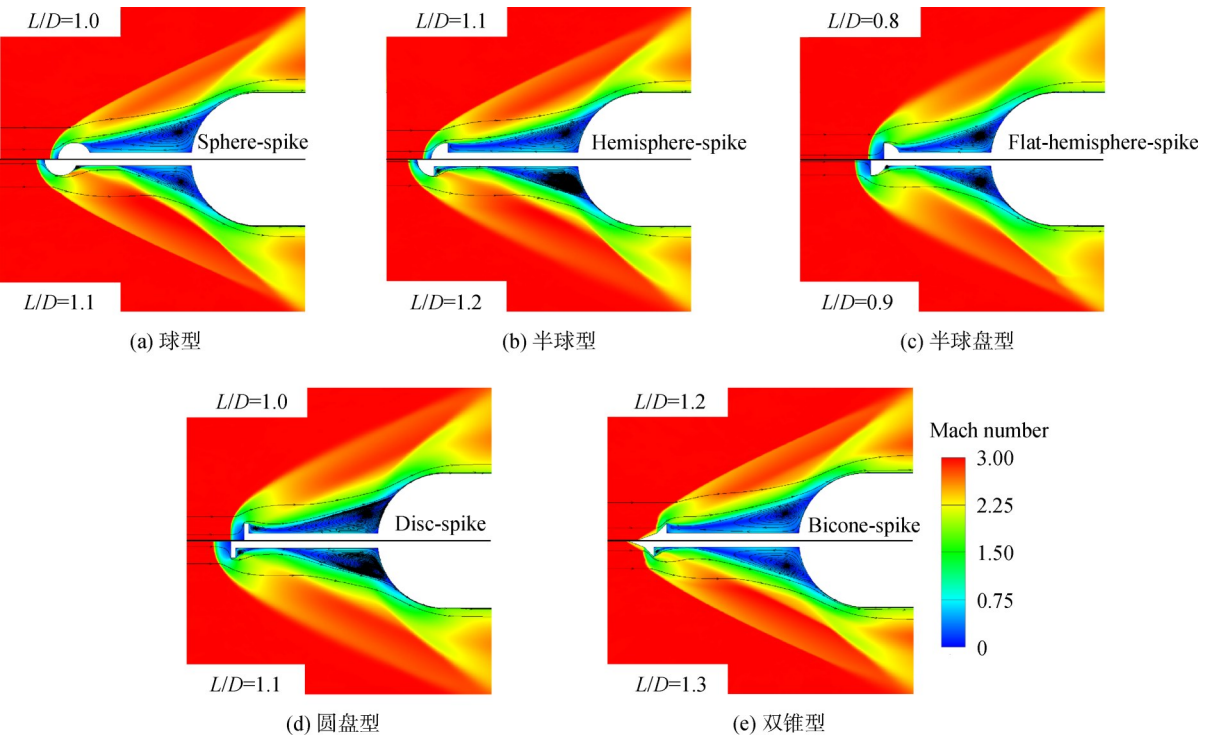


图 10 回流区即将分裂(上半部分)与完全分裂(下半部分)时的马赫数云图对比

Fig.10 Comparison of Mach number contours when the recirculation region is about to be divided (the upper half part) and has been completely divided (the lower half part)

表 1 前 5 种激波针构型的临界 L/D 区间及 $(L/D)_{\text{optimal}}$
Table 1 Critical L/D extents and $(L/D)_{\text{optimal}}$ of the first five kinds of spikes

激波针构型	临界 L/D 区间	$(L/D)_{\text{optimal}}$
球型	1.0~1.1	1.0
半球型	1.1~1.2	1.1
半球盘型	0.8~0.9	0.8
圆盘型	1.0~1.1	1.0
双锥型	1.2~1.3	1.2

上述规律表明回流区的分裂会使 n 降低,而且此后随着 L/D 的增加, n 会继续降低直至趋于稳定。为探究这一现象背后的机理,以前置圆盘型激波针为例,首先绘制出不同 L/D 值下整个构型壁面无量纲压力 p/p_∞ 的沿程分布曲线(黏性阻力影响很小,可忽略),如图 11。显然,柱体部分(cylinder part)不承受轴向压阻,同时回流区分裂后激波针头部压阻的变化较小,而钝头部分是构型轴向压阻变化的主要部位。

下面结合具体的流场对这一变化规律的机理进行阐明:如图 12 为钝头体前置圆盘型激波针($L/D=1.2$)时流场的马赫数等值图,此时的回流区已分裂成大小两部分,大回流区分离点(separa-

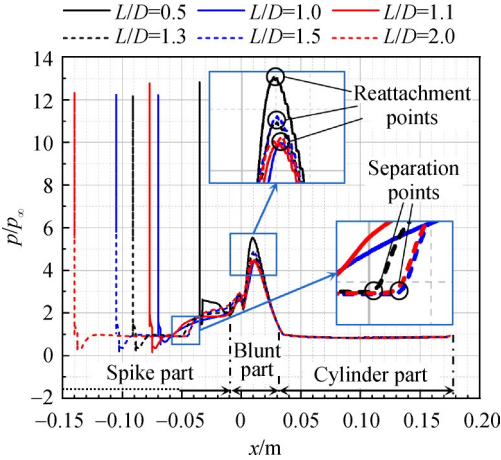


图 11 不同 L/D 值下整个构型壁面无量纲压力分布曲线
Fig.11 Dimensionless pressure distribution curves of the whole configuration wall with different L/D

tion points, 对应图 11 中激波针部分的壁面压力突增点附近,因为逆压梯度 $dp/dx > 0$ 是边界层分离的必要条件)后方的附面层形成了一个楔形气动型面(从二维剖面角度讲),由此诱导产生近似圆台状的分离激波(从三维角度讲),分离激波的波阻直接作用在楔形气动型面上并向后传递到钝头表面,导致钝头表面压阻增大。由于弓形激波波后气流通道的扩张型通道,超声速气流会膨胀加速,而随着 L/D 的增加,分离点逐渐向钝头方

向移动(流场图显示分离点距钝头最前缘的距离 L_2 大致从 $0.8D$ 减小到 $0.6D$ 后基本稳定),这不仅促使气动型面的楔角变大,还意味着从圆盘到分离点之间的这段扩张通道的轴向距离 L_1 变长,所以分离激波波前气流马赫数会增大,波后气流会更加贴近大回流区,最后导致气流在钝头表面再附着点(reattachment points,对应图11中钝头部分的压力峰值处)的位置向周向角 θ 减小的方向小幅度移动。而再附着点正是钝头表面压力的峰值点, θ 的减小意味着压阻的轴向分量占比会更高,加之分离激波阻增大,两重因素均使得回流区分裂后钝头表面的轴向压阻随 L/D 增大而增大。

上述机理分析得出的规律通过图13可以更直观地体现,如图中箭头所示,随着 L/D 的增大,钝头表面无量纲压力 p/p_∞ 整体增大,同时压力峰值处对应的周向角 θ 减小。

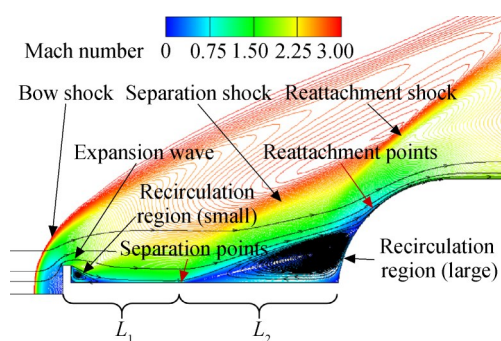


图12 钝体前置圆盘型激波针的马赫数等值图
($L/D=1.2$)

Fig.12 Mach number contour of the blunt body with disc-spike ($L/D=1.2$)

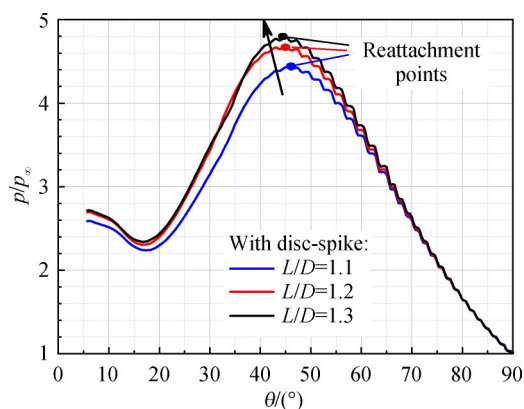


图13 不同 L/D 下钝头表面无量纲压力沿周向分布曲线
Fig.13 Circumferential distribution curves of the dimensionless pressure on the blunt surface with different L/D

2.3.2 头部无扰流物的圆锥型激波针

采用相似的研究方法,对头部无扰流物的圆锥型激波针的减阻特性随 L/D 的变化规律进行数值模拟研究。图14给出了减阻率 n 随 L/D 的变化曲线,从图可见,随着 L/D 的增大, n 先增大后略有降低并趋于平缓, n 最大时对应的最佳相对长度 $(L/D)_{\text{optimal}}$ 约为1.0。该规律与前5种激波针构型呈现的规律较为类似,但其机理有所不同。图15所示为圆锥型激波针在 $L/D=0.5, 0.7, 1.0, 1.5$ 时流场的马赫数云图对比,各 L/D 值下流场中都只存在一个回流区以及其诱导产生的分离激波。此外,相比于头部有扰流物的激波针前缘产生的较强的弓形激波,圆锥型激波针前缘的锥形激波影响弱,波阻小。具体机理分析如下:

1) 当 $L/D < 1.0$ 时,由于激波针长度的限制,回流区轴向长度较小,导致楔形气动型面(从二维

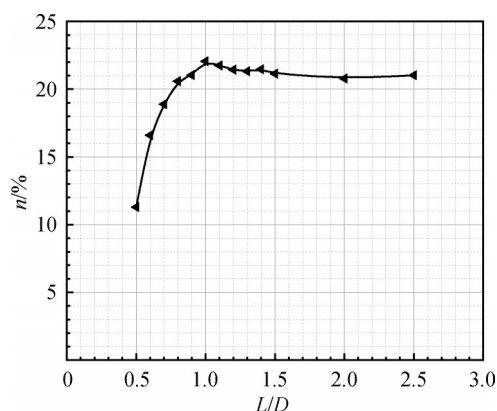
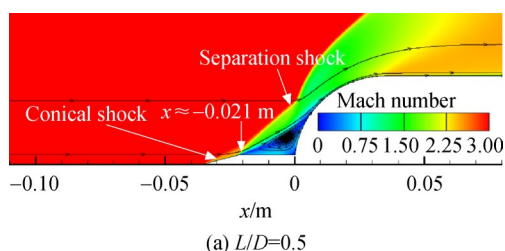
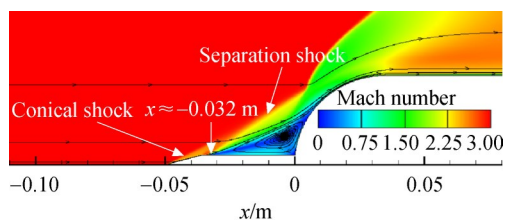


图14 L/D 值对圆锥型激波针 n 的影响曲线

Fig.14 Influence curve of L/D on n of the cone-spike



(a) $L/D=0.5$



(b) $L/D=0.7$

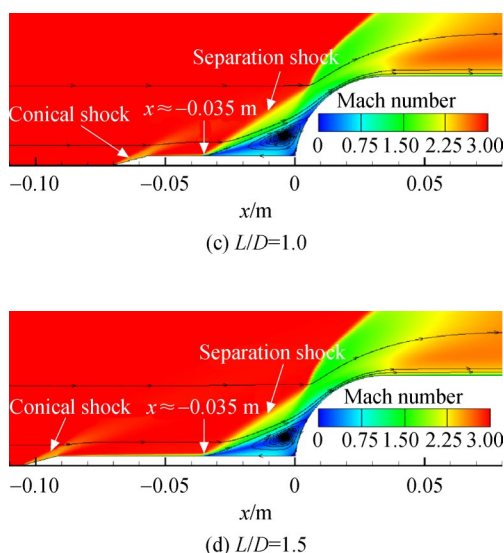
图15 圆锥型激波针在不同 L/D 值下的马赫数云图对比

Fig.15 Comparison of Mach number contours of the cone-spike with different L/D

剖面角度讲)的楔角较大,故分离激波波阻较大,波阻向后传递最终使得钝头表面阻力较大,因而 n 较低。随着 L/D 的增大,分离点的 x 轴坐标逐渐向左移动,也即回流区轴向长度逐渐变长,楔角逐渐减小,而分离激波波前气流马赫数基本与远前方来流马赫数 Ma_∞ 一致,也即保持不变,所以分离激波波阻减小, n 增大。

2) 当 $L/D > 1.0$ 时,分离点位置以及气动楔角大小基本稳定, n 变化很小。

2.4 6种激波针构型减阻及防热效果对比

对比图9和图14中的曲线可以发现球型、半球型和双锥型激波针的减阻效果最好,最大减阻率 $n_{\max}$ 可达45%~50%;圆盘型次之, $n_{\max}$ 达40%~45%;半球盘型较差,为35%~40%;圆锥型最差,为20%~25%。

头部有扰流物的5种构型的最大减阻率 $n_{\max}$ 存在较大差距,这是不同激波针构型自身引入的阻力大小(主要是头部扰流物的激波阻力)及其创造的低压回流区对钝头表面的减阻性能差异综合影响的结果。就激波针自身阻力 F_s 而言,当头部扰流物迎风面为垂直于来流方向的平面构型(半球盘型和圆盘型)时, F_s 最大,主要原因是此时激波针前缘产生了较强的弓形激波;当扰流物迎风面为钝化构型(球型和半球型)时,由于前缘弓形激波相对较弱,其 F_s 较小,模拟结果显示约为半球盘型和圆盘型的一半;双锥型激波针的 F_s 介于前两种情况之间。

另一方面,虽然圆锥型激波针自身引入的锥形激波波阻极小,但其减阻效果明显不如头部有扰流物的激波针构型,主要原因是前置圆锥型激波针时流场中始终存在分离激波,而且由于前缘锥形激波对主流的影响较小,故分离激波波前气流马赫数基本等于远前方来流马赫数 Ma_∞ ,导致分离激波强度高,波阻大。相比之下,激波针头部有扰流物时,其前缘弓形激波对主流影响大,分离激波波前马赫数远小于 Ma_∞ ,所以波阻较小。

前置激波针还能对钝头表面起到一定的降温效果,但远不如减阻效果显著。主要是由于气流总温不变,而回流区内的气流流速较低,所以静温较高,如图16。进一步分析6种激波针构型在不同 L/D 值时的情况可以发现, L/D 值对钝头表面降温效果的影响极小(L/D 较小时除外),且各构型所能实现的降温效果也基本在同一水平。以前置双锥型激波针为例,钝头表面温度峰值(再附着点处的温度)的降低幅度 $\Delta T_{\max} \approx 41$ K,如图17。

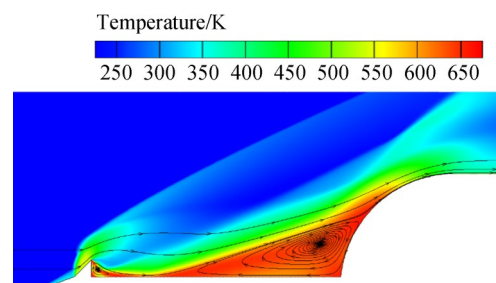
图16 钝体前置双锥型激波针($L/D=1.3$)时的静温云图

Fig.16 Static temperature contour of the blunt body with bicone-spike ($L/D=1.3$)

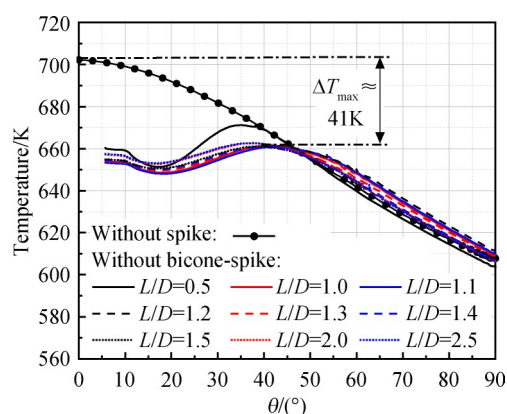
图17 无激波针以及前置不同 L/D 的双锥型激波针时钝头表面静温沿周向的分布曲线

Fig.17 Circumferential distribution curves of static temperature on the blunt surface without spike and with bicone-spike with different L/D

2.5 来流马赫数 Ma_∞ 对流动特性的影响

文中第2.2节的研究找出了 $Ma_\infty=3$ 时每一种激波针构型的最佳相对长度 $(L/D)_{\text{optimal}}$, 本小节进一步取各构型的 $(L/D)_{\text{optimal}}$ 作为不变量、以 Ma_∞ 为自变量展开研究, Ma_∞ 模拟范围为 2~7, 间隔为 1。

结果表明, 在固定 $(L/D)_{\text{optimal}}$ 不变的条件下, 头部有扰流物的激波针构型均在 Ma_∞ 较低时不出现回流区分裂现象, 而在 Ma_∞ 较高时回流区发生分裂(包含完全分裂以及出现分裂迹象但未完全分裂两种情况), 如图 18 为圆盘型激波针在不同 Ma_∞ 下的流场对比。表 2 所示即为各构型下回流区未分裂以及分裂时所对应的 Ma_∞ 。同时, 分离点的位置随 Ma_∞ 的增大而逐渐向钝头方向移动(即回流区轴向长度缩短)并趋于稳定; 对于头部无扰流物的圆锥型激波针, 分离点位置的变化规律同样如此。

表 2 中的现象可通过分析弓形激波波后气流流过激波针头部扰流物时的膨胀流动来解释。以前置圆盘型激波针为例, 图 19 所示为 $Ma_\infty=2, 3, 4, 5$ 时圆盘周围的局部流场(分别对应图 18(a)~图 18(d)中黑色方框所框区域)。 $Ma_\infty=2$ 时, 圆盘上方气流马赫数较小, 为亚跨声速, 气流受到大回流区的限制; 当 Ma_∞ 增大到 3 时, 圆盘上方气流增大到超声速马赫数, 气流膨胀偏转能力较强, 促使圆盘(disc)的轴向壁面与倾斜的剪切层构成了一个“有弹性”的外钝角壁面, 在壁面转折点处近似形成扇形膨胀波束(expansion wave beam), 也即产生 Prandtl-Mayer 膨胀波(文中简称 P-M 波)。此时的转折角为 δ_3 , 回流区尚未完全分裂, 而是达到分裂的过渡状态; 当 Ma_∞ 增大到 4 时, P-M 波波前马赫数继续增大, 气流膨胀偏转能力进一步加强, 足以使回流区完全分裂, 转折角增大到 δ_4 ; 此后圆盘后下方的小回流区及剪切层基本定型, 转折角基本不变。

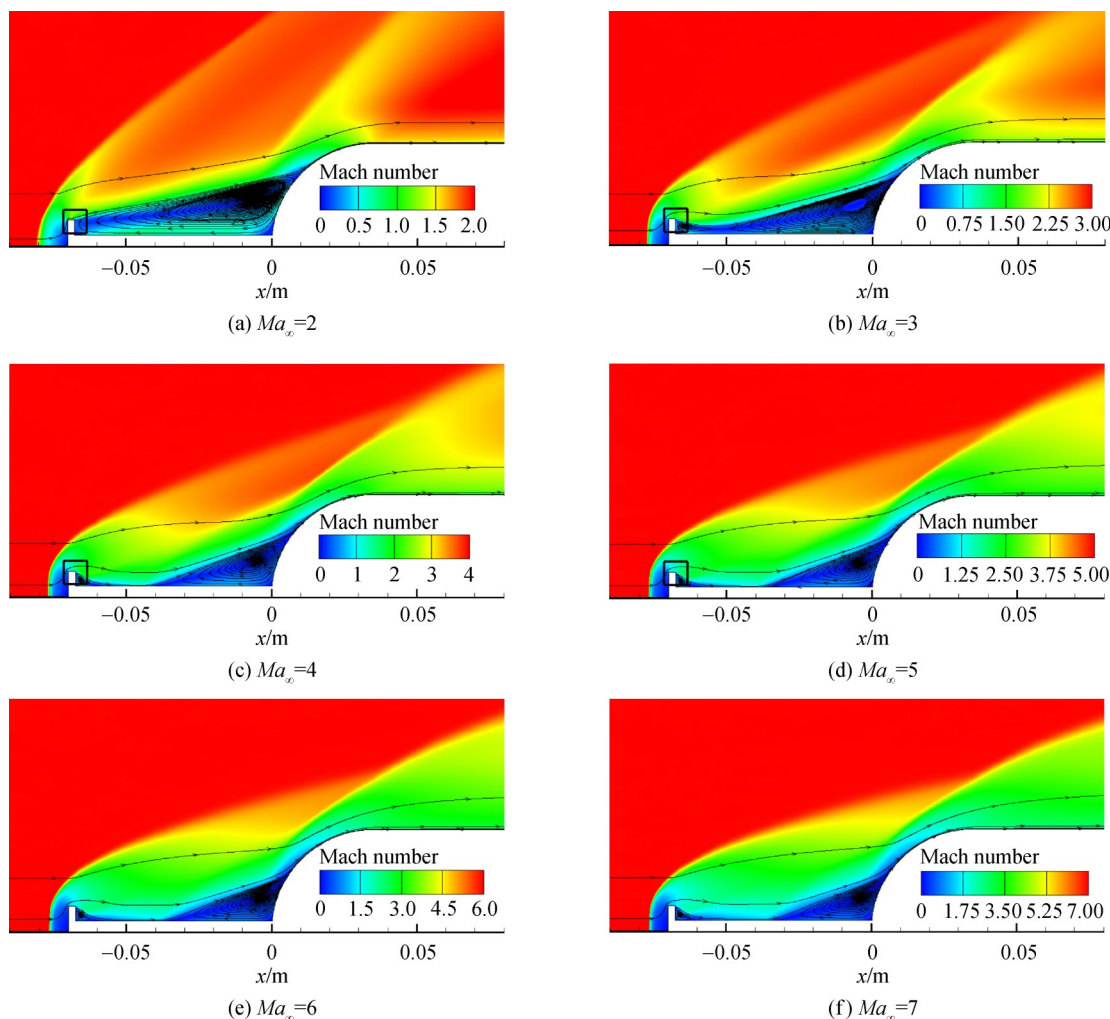


图 18 圆盘型激波针 ($L/D=1.0$) 在不同 Ma_∞ 下的马赫数云图对比

Fig.18 Comparison of Mach number contours of disc-spike ($L/D=1.0$) at different Ma_∞

表 2 前 5 种激波针下回流区未分裂及分裂时的 Ma_∞
 Table 2 Ma_∞ of the cases when the recirculation region hasn't and has been divided under the first five kinds of spikes

激波针构型	Ma_∞	
	回流区未分裂	回流区分裂
球型	2~6	7
半球型	2~3	4~7
半球盘型	2~3	4~7
圆盘型	2	3~7
双锥型	2~3	4~7

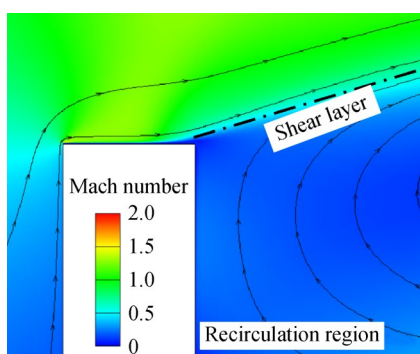
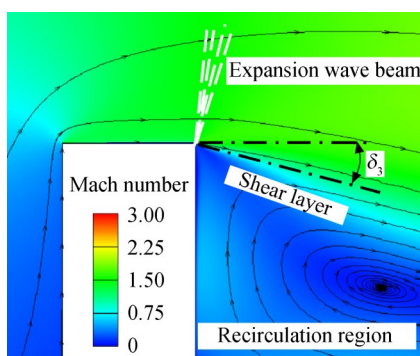
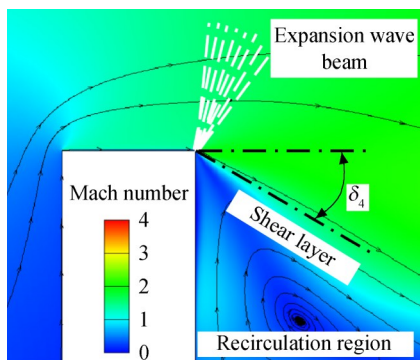
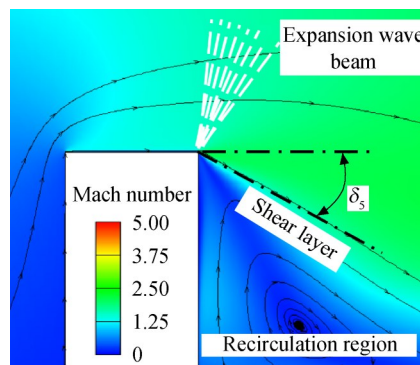
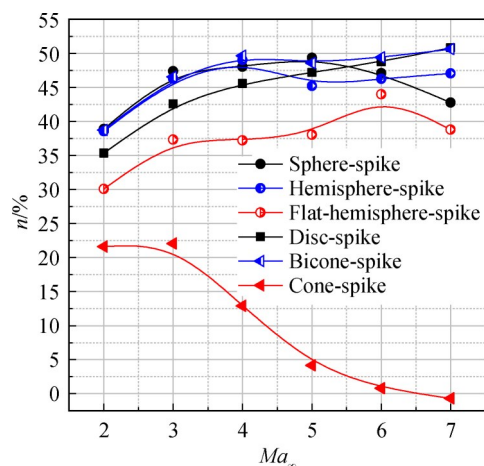
(a) $Ma_\infty=2$ (b) $Ma_\infty=3$ (c) $Ma_\infty=4$ (d) $Ma_\infty=5$

图 19 不同 Ma_∞ 下圆盘型激波针的圆盘周围局部流场
 Fig.19 Local flow fields around the disc of disc-spike at different Ma_∞

进一步绘制出整体减阻率 n 随来流马赫数 Ma_∞ 增大而变化的规律曲线,如图 20。可以发现前 5 种头部有扰流物的激波针构型呈现出的规律较为一致, n 大体上随 Ma_∞ 增大而逐渐增大并趋于平缓;而圆锥型激波针恰好相反, n 大体上随 Ma_∞ 的增大而减小, $Ma_\infty=6, 7$ 时已几乎没有减阻效果。由于各构型研究所取的 L/D 值并不一致,为确保该流动规律不受 L/D 大小的影响,分别取双锥型和圆锥型激波针做延伸研究,也即在各自的 $(L/D)_{\text{optimal}}$ ($Ma_\infty=3$ 条件下) 前后取多个 L/D 值进行数值模拟并绘制出 n 随 Ma_∞ 的变化规律曲线,如图 21。结果表明,对于这两类激波针,不同 L/D 下得到的规律均与图 20 一致。根据头部有扰流物构型流动特征的相似性,可推测除双锥型激波针外的其他 4 种构型的这一流动规律也不受 L/D 的影响。

温度方面,虽然气流穿过激波是熵增过程,但

图 20 Ma_∞ 对不同激波针 n 的影响曲线Fig.20 Influence curves of Ma_∞ on n of different spikes

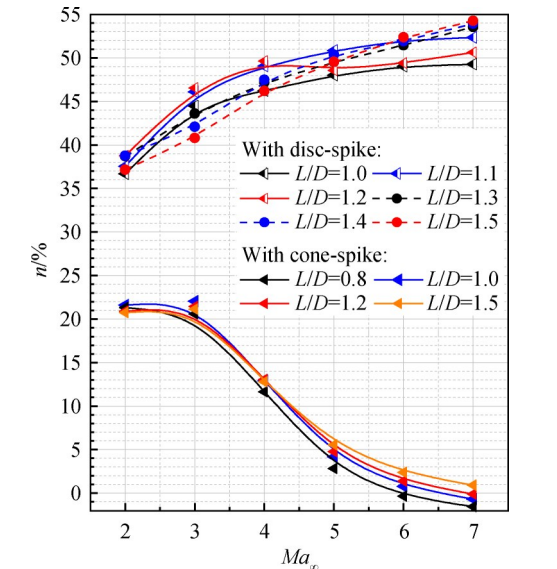


图 21 Ma_∞ 对不同 L/D 下的双锥型和圆锥型激波针的 n 的影响曲线

Fig.21 Influence curves of Ma_∞ on n of bicone-spike and cone-spike at different L/D values

滞止温度与 Ma_∞ 的关系也比较接近等熵关系式, 无激波针时钝头表面的温度峰值 $T_{\max}$ 近似与 Ma_∞ 的平方成正比, 如图 22。从图中还可以发现, 前置激波针后钝头表面 $T_{\max}$ 也近似与 Ma_∞ 的平方成正比, 相同 Ma_∞ 下各构型所能实现的降温效果基本在同一水平, 不同马赫数下的降温幅度 $\Delta T_{\max,i}$ ($i=1,2,\cdots,7$) 大致数值已在图中标出, 可见前置激波针对钝头表面的降温作用十分有限。

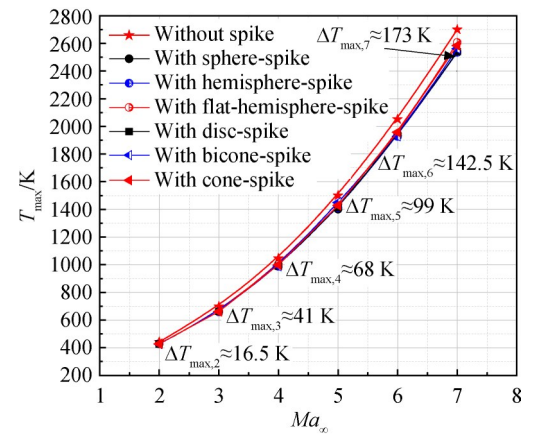


图 22 有、无激波针时钝头表面温度峰值 $T_{\max}$ 随 Ma_∞ 的变化情况

Fig.22 Peak temperature $T_{\max}$ of the blunt surface with and without spike varying with Ma_∞

2.6 L/D 和 Ma_∞ 对流动特性的综合影响

文中第 2.5 节的研究证实了来流马赫数 Ma_∞

对激波针减阻效果的影响规律与其相对长度 L/D 无关, 但另一方面, 模拟结果表明 L/D 值对流动特征的影响规律与 Ma_∞ 的高低有关。

1) 流场结构方面, Ma_∞ 越高, 流场中回流区发生分裂现象时所对应的 L/D 值就越小, 且这种变小的趋势在逐渐减慢。表 3 所示即为不同 Ma_∞ 下回流区完全分裂时所处的临界 L/D 区间。

表 3 双锥型激波针在不同 Ma_∞ 下的临界 L/D 区间

Table 3 Critical L/D extents of bicone-spike at different Ma_∞

Ma_∞	临界 L/D 区间
2	1.5~1.6
3	1.2~1.3
4	1.2~1.3
5	1.1~1.2
6	1.1~1.2
7	1.1~1.2

2) 减阻效果方面, 图 23 给出了不同 Ma_∞ 下减阻率 n 随 L/D 的变化曲线。 Ma_∞ 较低时 ($Ma_\infty < 5$), n 随 L/D 的变化规律与文中第 2.3.1 节中 $Ma_\infty = 3$ 时对头部有扰流物激波针的研究结果相符合; Ma_∞ 大小中等时 ($Ma_\infty = 5$), 随着 L/D 的增大, n 先增大后略有减小并趋于稳定; 而 Ma_∞ 较高时 ($Ma_\infty > 5$), 随着 L/D 的增大, n 先增大后减小而后再继续增大, n 在回流区分裂前后出现局部峰值, 但最大减阻率 $n_{\max}$ 将出现在回流区分裂后更长的 L/D 值下。

由于 Ma_∞ 恒定时激波针自身产生的阻力变

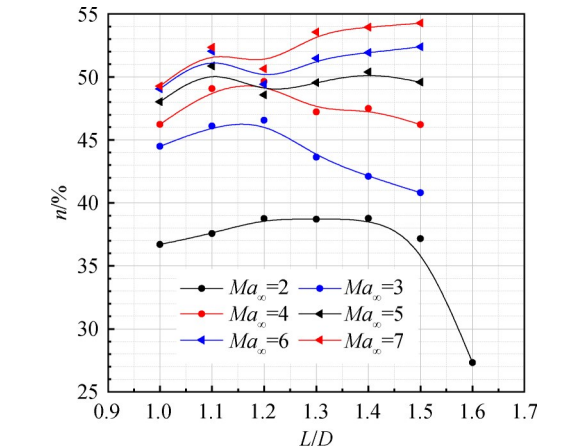


图 23 不同 Ma_∞ 下 n 随 L/D 的变化曲线

Fig.23 Variation curves of n with L/D at different Ma_∞

化很小,所以钝头表面压阻的变化是不同 L/D 值下总阻力变化的最主要原因。 Ma_∞ 较低时 n 随 L/D 的变化规律的成因已在文中第 2.3.1 节中做了详细阐明,而 Ma_∞ 较高时呈现出不同变化规律的原因可通过对比分析流场图进行阐明:以 $Ma_\infty=7$ 为例,图 24 所示为该 Ma_∞ 下不同 L/D 时的流场马赫数云图对比。此时 Ma_∞ 较高,所以激波针前缘弓形激波强度大且激波倾角小(也即贴近钝头),两重因素均使得弓形激波对钝头表面压力的影响作用较大。同时,由于 Ma_∞ 恒定时弓形激波倾角大小基本不变,所以激波针越长,弓形激波就越远离钝头,如图 24,随着 L/D 的增大,弓形激波距钝头表面的距离 $\Delta D_i (i=0,1,2,3,4,5)$ 也在不断加大。 $L/D=1.0$ 时,回流区尚未分裂,但 ΔD_0 很小,弓形激波在钝头表面上产生的附加阻力较大且起主导作用,所以钝头表面压阻较大; $L/D=1.1$ 时,回流区出现分裂迹象但尚未完全分裂, ΔD_1 略大

于 ΔD_0 ,弓形激波的附加阻力略有减小,所以钝头表面压阻得到降低; $L/D=1.2$ 时, ΔD_2 相比于 ΔD_1 进一步增大,弓形激波的附加阻力进一步减小,但由于此时回流区已完全分裂,根据文中第 2.3.1 节的分析可知,分离激波产生并在钝头表面引入新的附加阻力,这种附加阻力的影响占据主导作用,最终导致钝头表面压阻增大; $L/D=1.2\sim 1.5$ 时,随着 L/D 的增大,大回流区气动型面的楔角以及分离激波波前气流马赫数都基本稳定不再增大,分离激波的附加阻力不再变化,所以弓形激波附加阻力的变化重新起主导作用,钝头表面压阻随 ΔD 变大而减小。

相比之下, Ma_∞ 较低时激波针前缘弓形激波强度较小且激波倾角较大,所以弓形激波附加阻力的变化对钝头表面压力的影响可忽略,而分离激波附加阻力的变化始终起主导作用。 $Ma_\infty=5$ 左右时则处于一种过渡状态,所以回流区分裂后

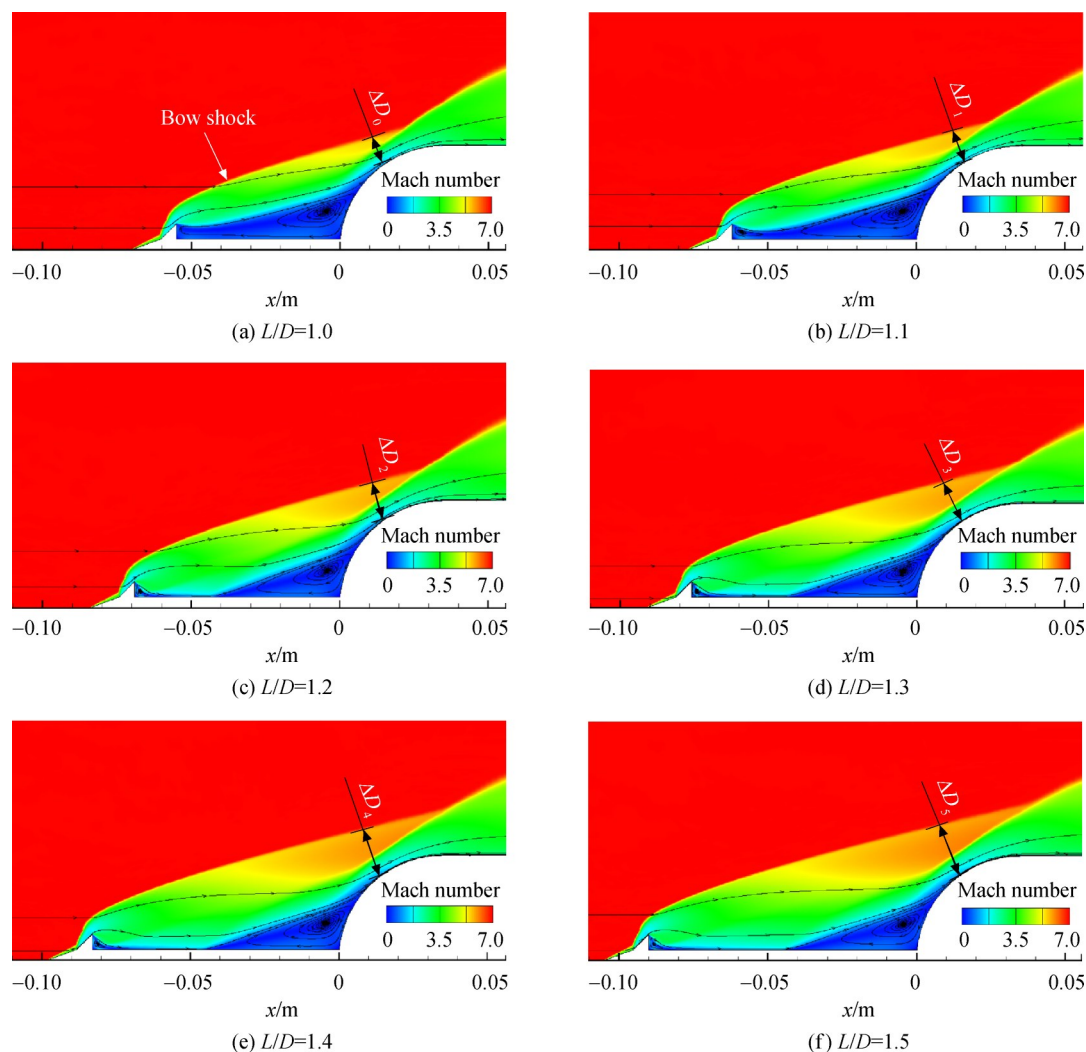


图 24 不同 L/D 下双锥型激波针 ($Ma_\infty=7$) 的马赫数云图对比

Fig.24 Comparison of Mach number contours of bicone-spike ($Ma_\infty=7$) with different L/D

n 随 L/D 增大而变化的趋势不明显,基本稳定。

3 结 论

本文数值模拟研究了不同激波针构型、激波针相对长度 L/D 和来流马赫数 Ma_∞ 对前置激波针钝头体流动的影响,分析和揭示了不同激波针构型下的 L/D 和 Ma_∞ 对减阻降温效果的影响规律,并对相关规律或现象形成的机理进行了探讨,结果表明:

1) 球型、半球型、半球盘型、圆盘型、双锥型5种头部有扰流物的激波针构型的流场在 L/D 较小时呈现单个大回流区结构,在 L/D 较大时呈现两个小回流区流场结构,即回流区发生分裂。 Ma_∞ 较低($Ma_\infty < 5$)时,减阻率 n 随 L/D 增大而先增后减并趋于平缓,且回流区即将分裂但尚未完全分裂时的 L/D 值是能够实现最大减阻率 $n_{\max}$ 的最佳相对长度; Ma_∞ 较高($Ma_\infty > 5$)时,回流区分裂附近出现局部 n 峰值,但 $n_{\max}$ 将出现在回流区分裂后更长的激波针长度下。

2) 头部无扰流物的圆锥型激波针构型始终呈现出单个回流区的流场结构, $n_{\max}$ 出现在分离点位置开始稳定时对应的 L/D 附近。

3) $Ma_\infty = 3$ 时,球型、半球型和双锥型激波针的减阻效果最好, n 最高达45%~50%;圆锥型最差, n 最高为20%~25%,明显低于头部有扰流物的构型。6种激波针对钝头表面的降温效果基本在同一水平,且不如减阻效果显著。

4) 在给定的 L/D 下,头部有扰流物的激波针基本都呈现出 Ma_∞ 越高, n 越大的规律,并且 Ma_∞ 较高时易发生回流区分裂现象;而圆锥型激波针恰好相反, n 随 Ma_∞ 增大而减小。

参考文献:

- [1] ANDERSON J D. Fundamentals of aerodynamics[M]. New York: McGraw-Hill Education, 2010.
- [2] 战培国. 国外钝头体减阻降热概念创新研究[J]. 飞航导弹, 2015(3):14-17.
- [3] ALEXANDER S R. Results of tests to determine the effect of a conical wind shield on the drag of a bluff body at supersonic speeds[R]. Hampton, US: NASA Langley Research Center, 1947.
- [4] PILAND R O, PUTLAND L W. Zero-lift drag of several conical and blunt nose shapes obtained in free flight at Mach number of 0.7 to 1.3[R]. NACA RM L54A27, 1956.
- [5] RIGGINS D W, NELSON H F, JOHNSON E. Blunt-body wave drag reduction using focused energy deposition[R]. AIAA 98-1647, 1998.
- [6] MEYER B, NELSON H F, RIGGINS D W. Hypersonic drag and heat-transfer reduction using a forward-facing jet[R]. AIAA-99-4880, 1999.
- [7] IMAMURA O, WATANUKI T, SUZUKI K, et al. Breathing blunt nose for drag reduction at hypersonic speeds[J]. Journal of Visualization, 2008, 11(4):280.
- [8] HAHN M. Pressure distribution and mass injection effects in the transitional separated flow over a spiked body at supersonic speed[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1966, 24(2):209-223.
- [9] 耿云飞, 阎超. 联合激波针-逆向喷流方法的新概念研究[J]. 空气动力学学报, 2010, 28(4):436-440.
GENG Yunfei, YAN Chao. Numerical investigation on drag and heat-transfer reduction using combined spike and forward facing jet method[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2010, 28(4):436-440. (in Chinese)
- [10] JIANG Zonglin, LIU Yunfeng, HAN Guilai, et al. Conceptual study on non-ablative TPS for hypersonic vehicles[R]. AIAA-2011-2372, 2011.
- [11] WANG Zhen'guo, SUN Xiwan, HUANG Wei, et al. Experimental investigation on drag and heat flux reduction in supersonic/hypersonic flows: A survey[J]. Acta Astronautica, 2016, 129:95-110.
- [12] AHMED M Y M, QIN Ning. Forebody shock control devices for drag and aero-heating reduction: A comprehensive survey with a practical perspective[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2020, 112:1-30.
- [13] CRAWFORD D H. Investigation of the flow over a spiked-nose hemisphere-cylinder[R]. NASA TN D-118, 1959.
- [14] MOTOYAMA N, MIHARA K, MIYAJIMA R, et al. Thermal protection and drag reduction with use of spike in hypersonic flow[R]. AIAA-2001-1828, 2001.
- [15] KALIMUTHU R, MEHTA R C, RATHAKRISHNAN E. Experimental investigation on spiked body in hypersonic flow[J]. The Aeronautical Journal, 2008, 112(1136):593-598.
- [16] 李少勋, 阎超. 带激波针的钝体高超声速绕流的数值模拟[R]. 长沙: 第13届全国激波与激波管学术会议, 2008.
- [17] SRULIJES J, GNEMMI P, RUNNE K, et al. High-pressure shock tunnel experiments and CFD calculations on spike-tipped blunt bodies[R]. AIAA-2002-2918, 2002.
- [18] 李永红, 高川, 唐新武. 激波针气动特性及外形参数优化研究[J]. 兵工学报, 2016, 37(8):1415-1420.
LI Yonghong, GAO Chuan, TANG Xinwu. Drag reduction characteristics and design optimization of spikes[J]. Acta Armamentarii, 2016, 37(8):1415-1420. (in Chinese)
- [19] SAHOO D, DAS S, KUMAR P, et al. Effect of spike on steady and unsteady flow over a blunt body at supersonic speed[J]. Acta Astronautica, 2016, 128:521-533.
- [20] XUE Yuan, WANG Liang, FU Song. Drag reduction and aerodynamic shape optimization for spike-tipped supersonic blunt nose[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2018, 55(3):552-560.
- [21] YAMAUCHI M, FUJII K, TAMURA Y, et al. Numerical investigation of supersonic flow around a spiked blunt-body

- [R].AIAA-93-0887,1993.
- [22] 朱亮,陈雄,周长省,等.侧向喷流对超声速流动中支杆减阻降热特性影响的研究[J].推进技术,2018,39(2):326-334.
ZHU Liang, CHEN Xiong, ZHOU Changsheng, et al. Research on effects of lateral jet on drag and heat reduction characteristics of spike in supersonic flows[J].Journal of Propulsion Technology, 2018, 39(2):326-334.(in Chinese)
- [23] EGHLIMA Z, MANSOUR K, FARDIPOUR K. Heat transfer reduction using combination of spike and counterflow jet on blunt body at high Mach number flow[J].Acta Astronautica, 2018, 143:92-104.
- [24] 马坤,朱亮,陈雄,等.高超声速流场支杆射流减阻降热的流热耦合[J].航空动力学报,2020,35(4):793-804.
MA Kun, ZHU Liang, CHEN Xiong, et al. Fluid-thermal coupling on drag and heat reduction induced by spike and jet in hypersonic flow field[J]. Journal of Aerospace Power, 2020, 35(4):793-804.(in Chinese)
- [25] HUANG Jie, YAO Weixing. Hypersonic drag reduction mechanism of a novel combinational spike and multi-opposing jets aerodynamic configuration[J]. Acta Astronautica, 2020, 171:245-256.
- [26] MOHANDAS S, SIDDHARTH R K, JOHN B. Reduction of wave drag on parameterized blunt bodies using spikes with varied tip geometries[J].Acta Astronautica, 2019, 160: 25-35.
- [27] MANSOUR K, KHORSANDI M. The drag reduction in spherical spiked blunt body[J].Acta Astronautica, 2014, 99: 92-98.
- [28] OU Min, YAN Li, HUANG Wei, et al. Detailed parametric investigations on drag and heat flux reduction induced by a combinational spike and opposing jet concept in hypersonic flows[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 126:10-31.
- [29] 周正贵,王卫星.计算流体力学基础理论与实践[M].北京:科学出版社,2017.

(编辑:王碧珺)