

# 高超声速平板边界层数值模拟及试验研究



刘美宽<sup>1,2</sup>, 韩桂来<sup>1,2</sup>, 姜宗林<sup>1,2</sup>

1. 中国科学院力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190  
2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049

**摘要:** 高超声速边界层是一个基础的科学问题。为了研究高超声速平板边界层的流场特性, 结合数值模拟、理论求解和试验验证三种手段进行综合分析。数值模拟对二维Navier-Stokes (N-S) 方程采用五阶精度的WENO格式离散对流项、六阶中心格式离散黏性项, 时间推进项采用三阶Runge-Kutta法。理论分析利用四阶Runge-Kutta结合打靶法求解得到可压缩平板边界层层流自相似解。试验验证利用中科院力学所JF-12复现风洞测试得到大尺度平板的壁面热流, 大尺度的平板模型布置传感器达到了较高的空间分辨率, 可捕捉到之前由于模型尺寸限制而被淹没的物理现象。研究发现, 数值模拟高超声速平板边界层时可以通过给定自相似解的入口条件, 规避前缘激波带来的影响; 大尺度平板边界层试验重复性好, 测量得到的热流在层流阶段与自相似解以及数值模拟得到的结果符合较好, 可为现有的气体模型以及热物性参数模型的完善提供一种新的思路。

**关键词:** 平板; 高超声速; 边界层; 转捩; 数值模拟

**中图分类号:** O354.7

**文献标识码:** A

**DOI:** 10.20118/j.issn2097-258X.2023.05.004

高超声速飞行器在飞行过程中, 其近壁面流动具有很大的动能, 而在靠近壁面的边界层内, 黏性效应会使得流速变慢, 此时损失的动能部分会转变为气体的内能, 随着边界层内的温度逐渐升高, 气体的黏性随温度的升高而增大, 导致边界层变厚。而边界层内的法向压力不变, 温度增加的同时导致密度减小, 对边界层内的质量流而言, 密度的减小同样使得边界层变厚, 这两种现象的耦合作用, 就使得高超声速边界层厚度的增长比低速边界层情形更为迅猛, 表现出更多不同的特性。而高超声速边界层发生转捩, 其相应的摩擦阻和热流成倍增加, 严重影响高超声速飞行器的飞行特性<sup>[1-5]</sup>。因此, 研究高超声速边界层的流场特性具有重大意义。

研究简单构型的流场是研究高超声速边界层的重要一环。早期, 研究人员利用尖锥、钝锥、裙锥、平板、钝板等简单构型, 采用数值模拟、理论分析、风洞试验, 以及飞行试验来研究高超声速条件下边界层的科学问题<sup>[6-14]</sup>。不同的研究人员采用不同的研究手段得到了很多关于高超声速边界层不一致的变化规律, 导致目前对高超声速边界层认识并不透彻<sup>[15-22]</sup>。因此, 对简单基础构型

的流场进行模拟、试验及透彻分析能够有效地推动对高超声速边界层的认识。目前, 地面风洞试验是一种用来研究高超声速边界层的行之有效且经济可靠的手段。传统的研究因试验设备的限制, 通常是在高雷诺数 $Re$ 、低总温 $T_0$ 的来流条件下测试小模型上的边界层演化规律。中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室JF-12复现高超声速飞行条件激波风洞(以下简称JF-12复现风洞)以其独有的驱动方式及创新技术, 可实现在低雷诺数 $Re$ 、高总温 $T_0$ 的来流条件下测试大尺度模型上的边界层演化规律<sup>[23-29]</sup>, 在此来流条件下边界层厚度趋于一致, 同时降低了流场中物理参数的梯度, 延长了物理参数的时间以及空间尺度。结合大尺度模型布置的传感器达到了较高的空间分辨率, 可捕捉到之前由于模型尺寸限制而被淹没的物理现象。

平板边界层作为典型的二维边界层流动模型, 对于研究高超声速边界层至关重要, 本文对大尺度平板边界层进行研究, 采用高精度的计算格式对来流马赫数7.0尖前缘平板进行数值模拟, 并结合高超声速可压缩平板边界层层流自相似解进行分析。而后利用JF-12复现风洞测试得到大

收稿日期: 2023-05-23 返修日期: 2023-07-07

引用格式: 刘美宽, 韩桂来, 姜宗林. 高超声速平板边界层数值模拟及试验研究[J]. 气动研究与试验, 2023, 01(05): 51-61.

Liu Meikuan, Han Guilai, Jiang Zonglin. Numerical simulation and experimental study on hypersonic plate boundary layer [J]. Aerodynamic Research & Experiment, 2023, 01(05): 51-61. (in Chinese)

尺度平板边界层的热流,分析对比高超声速平板边界层的流动特性。

## 1 数值模拟

### 1.1 控制方程

$0^\circ$ 迎角尖前缘平板流动是二维流动问题,直角坐标系 $(x, y)$ 下二维可压缩流动N-S的无量纲守恒型方程为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial y} \right) \quad (1)$$

其中各矢量形式如下

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{E}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_x \end{bmatrix}, \mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{yx} + v\tau_{yy} - q_y \end{bmatrix}$$

总内能为

$$e = \frac{p}{\rho(\gamma-1)} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$$

状态方程

$$p = \frac{\rho T}{\gamma Ma_\infty^2}$$

式中,  $\rho$ ,  $u$ ,  $v$ ,  $T$ ,  $p$ 分别为无量纲的密度、流向速度、法向速度、温度和压强(压力);无量纲特征尺度分别为 $\rho_\infty$ ,  $u_\infty$ ,  $T_\infty$ 和 $\rho_\infty u_\infty^2$ ,下标“ $\infty$ ”表示来流参数。长度的无量纲尺度为 $L$ ,  $Ma_\infty$ 为来流马赫数,  $\gamma$ 为比热[容]比。 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{F}$ 分别为 $x$ 和 $y$ 方向对流项通量,  $\mathbf{E}_v$ 和 $\mathbf{F}_v$ 分别为 $x$ 和 $y$ 方向黏性项通量。各黏性应力分量和热流分量分别如下

$$\tau_{xx} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right), \tau_{yy} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

$$q_x = -\frac{\mu}{Pr(\gamma-1)Ma_\infty^2} \frac{\partial T}{\partial x}, q_y = -\frac{\mu}{Pr(\gamma-1)Ma_\infty^2} \frac{\partial T}{\partial y}$$

本文采用Sutherland公式计算动力黏度,即

$$\mu = \mu_\infty \left( \frac{T}{T_\infty} \right)^{3/2} \frac{T_\infty + C_\mu}{T + C_\mu} \quad (2)$$

式中,  $C_\mu$ 为参考温度,本文取为110.4K。

本文的物理模型及计算网格示意图如图1所示。当应对复杂计算域或需要进行网格局部加密情形时,为了提高计算的精度和效率,计算过程往往需要进行物理空间和计算空间之间的变换,将物理空间中的不规则网格

上的计算转换到计算空间中规则均匀网格上进行。因此控制方程也需要通过变换关系实现物理空间 $(x, y)$ 向计算空间 $(\xi, \eta)$ 的变换。通过坐标变换可得到一般曲线坐标系下的控制方程

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}}{\partial x} + \frac{\partial \hat{\mathbf{F}}}{\partial y} = \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_v}{\partial x} + \frac{\partial \hat{\mathbf{F}}_v}{\partial y} \quad (3)$$

式中,  $\hat{\mathbf{U}}=J\mathbf{U}$ ,  $\hat{\mathbf{E}}=J(\xi_x \mathbf{E}_v + \xi_y \mathbf{F}_v)$ ,  $\hat{\mathbf{F}}=J(\eta_x \mathbf{E} + \eta_y \mathbf{F})$ ,  $\hat{\mathbf{E}}_v=J(\xi_x \mathbf{E}_v + \xi_y \mathbf{F}_v)$ ,  $\hat{\mathbf{F}}_v=J(\eta_x \mathbf{E}_v + \eta_y \mathbf{F}_v)$ ,  $J = \frac{D(x, y)}{D(\xi, \eta)} = x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi$

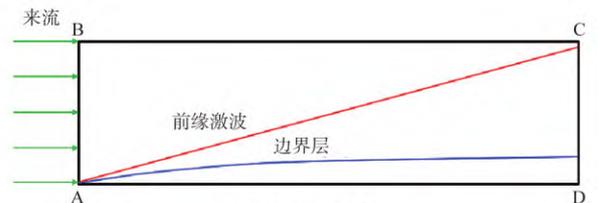
### 1.2 计算参数和边界条件

本文选择的来流参数与在JF-12复现风洞中开展的大尺度平板边界层试验的其中一次的试验参数一致。来流气体假设为理想气体,来流参数见表1。计算中壁面采用无滑移与等温边界条件,如图1所示,其中AB给定自由来流,AD是固壁,BC和CD外推边界条件。

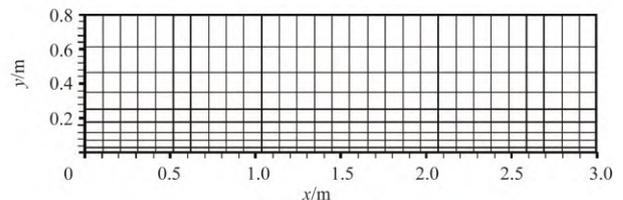
表1 计算来流参数

Table 1 Test flow parameters

单位雷诺数 $Re_\infty/m$	密度 $\rho_\infty/(kg/m^3)$	速度 $u_\infty/(m/s)$	温度 $T_\infty/K$
$6.08 \times 10^5$	$4.214 \times 10^{-3}$	2087	221
马赫数 $Ma_\infty$	普朗特数 $Pr$	比热比 $\gamma$	
7.0	0.72	1.4	



(a) 物理模型示意图



(b) 计算网格示意图

图1 计算区域

Fig.1 Computational domain

### 1.3 数值方法

本文计算平板边界层时,采用五阶精度的WENO格式<sup>[30]</sup>离散对流项,其中通量分裂选取的方法为Steger-Warming。黏性项采用六阶中心格式进行离散,时间推进采用三阶Runge-Kutta法。为了能得到较好的流场,

计算网格沿流向均匀分布,法向沿壁面加密网格,确保能准确地捕捉到边界层内物理参数的变化。采用法向加密网格的目的充分考虑了三个重要因素的影响:(1)法向计算域的大小;(2)近壁面第一个网格到壁面的距离,(3)总的节点数目。在流向采用了均匀的网格。通过网格无关化分析,最终选定计算域 AD=3.0m, AB=0.8m,沿流向布置 22000 个网格,法向布置 1200 个网格。计算采用 MPI 并行,并行核数为 192,计算平台为广州天河二号。

## 2 理论求解

二维可压缩 N-S 方程进行量纲分析后,忽略其高阶小量,利用边界层假设  $\delta < L, Re \geq 1/\delta^2$  就可以得到二维可压缩平板边界层方程<sup>[31-32]</sup>,引入 Illingworth 变换<sup>[33]</sup>,得到平板边界层自相似解的控制方程如下

$$\begin{cases} (Cf'')' + ff'' = 0 \\ \left(\frac{C}{Pr}g'\right)' + fg' + C\frac{u_c^2}{h_c}(f'')^2 = 0 \end{cases} \quad (4)$$

式中,  $C = \rho\mu/\rho_c\mu_c$ 。  $\rho_c, u_c, \mu_c$  分别为边界层外缘密度、速度和动力黏度。平板边界层内  $T_c/T = \rho/\rho_c$ , 因此  $C=C(T)$ , 以 Sutherland 公式计算动力黏度则有

$$C = \left(\frac{T}{T_c}\right)^{0.5} \frac{T_c + C_\mu}{T + C_\mu} \quad (5)$$

依据边界条件,平板边界层自相似解方程组为一个两点边值问题的耦合常微分方程组。利用打靶法结合四阶 Runge-Kutta 方法求解以上常微分方程组。打靶法一般用于边值问题求解,其基本思想是将边值问题转化为初值问题进行求解,根据边界条件寻找与之等价的初始条件,然后用求解常微分方程初值问题的某种方法去求解。Runge-Kutta 法求解常微分方程(初值问题)是一种积分方法,其基本思想是在积分过程中对斜率进行预估校正,提高积分精度。四阶 Runge-Kutta 法求解一阶微分方程组如下

$$\begin{cases} y_1' = f_1(t, y_1, y_2, \dots, y_n) & y_1(t_0) = y_{10} \\ y_2' = f_2(t, y_1, y_2, \dots, y_n) & y_2(t_0) = y_{20} \\ \vdots \\ y_n' = f_n(t, y_1, y_2, \dots, y_n) & y_n(t_0) = y_{n0} \end{cases} \quad (6)$$

利用四阶 Runge-Kutta 积分

$$\begin{aligned} K_{1i} &= f_i(t, y_1, y_2, \dots, y_n)_j \\ K_{2i} &= f_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}, y_1 + \frac{\Delta t}{2} K_{11}, y_2 + \frac{\Delta t}{2} K_{12}, \dots, y_n + \frac{\Delta t}{2} K_{1n}\right)_j \\ K_{3i} &= f_i\left(t + \frac{\Delta t}{2}, y_1 + \frac{\Delta t}{2} K_{21}, y_2 + \frac{\Delta t}{2} K_{22}, \dots, y_n + \frac{\Delta t}{2} K_{2n}\right)_j \\ K_{4i} &= f_i\left(t + \Delta t, y_1 + \Delta t K_{31}, y_2 + \Delta t K_{32}, \dots, y_n + \Delta t K_{3n}\right)_j \\ (y_i)_{j+1} &= (y_i)_j + \frac{\Delta t}{6} (K_{1i} + 2K_{2i} + 2K_{3i} + K_{4i}) \end{aligned} \quad (7)$$

因此,对于控制方程进行改写其中关于  $f$  的控制方程

$$(Cf'')' + ff'' = 0$$

令  $y_1 = C(\eta)f'', y_2 = f', y_3 = f$ , 则该高阶方程改写

为对应的一阶方程组如下

$$\begin{cases} y_1' = -\frac{y_1 y_3}{C(\eta)} \\ y_2' = \frac{y_1}{C(\eta)} \\ y_3' = y_2 \end{cases} \quad (8)$$

对于  $g$  控制方程

$$\left(\frac{C}{Pr}g'\right)' + fg' + C\frac{u_c^2}{h_c}(f'')^2 = 0$$

令  $y_1 = \frac{C(g)g'}{Pr}, y_2 = g$ , 则该高阶方程改写为对应的

一阶方程组为

$$\begin{cases} y_1' = -\frac{f(\eta)Pr y_1}{C(y_2)} - \frac{C(y_2)u_c^2}{h_c} [f'(\eta)]^2 \\ y_2' = \frac{Pr y_1}{C(y_2)} \end{cases} \quad (9)$$

通过四阶 Runge-Kutta 法分别求解两个方程,通过参数  $C$  在两个方程组之间迭代,在求解  $f$  方程时,  $C$  为已知函数,视为关于  $\eta$  的函数;在求解关于  $g$  的方程时,  $C$  是未知函数,其形式是关于温度的函数。理论分析后计算所得二维可压缩平板边界层流场参数如图 2 所示。

## 3 试验验证

### 3.1 风洞设备

本文高超声速平板边界层试验研究是在中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室的 JF-12 复现高超声速飞行条件激波风洞开展的。图 3(a)给出了 JF-12 复现风洞的结构图,图 3(b)为风洞照片。风洞的总长度 265m,包括 6 个主要部分,从右到左分别是 E 形真空罐、试验段、喷管、被驱动段、驱动段和卸爆段。其中卸爆段和驱动段、

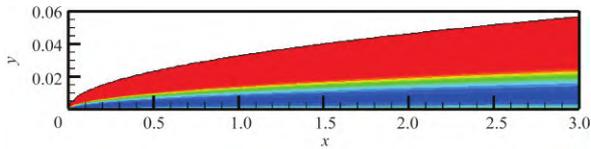
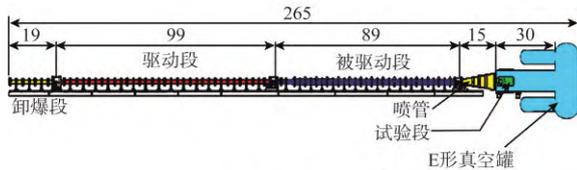


图2 平板边界层理论计算密度云图

Fig.2 Plate boundary layer theory calculation density cloud map



(a) JF-12 复现风洞结构图 (单位: m)



(b) JF-12 复现风洞照片

图3 JF-12 复现风洞

Fig.3 JF-12 duplicated shock tunnel

驱动段和被驱动段、被驱动段和喷管之间分别由三道不同的膜片隔开。该风洞利用了反向爆轰驱动技术，驱动能力强，同时集成应用一系列的延长试验时间的创新技术，达到了“复现气流总温和总压”“产生纯净试验气体”“满足基本试验时间需求”和“能够进行全尺寸或接近全尺寸的大模型试验”4项关键技术指标，从而实现了高超声速飞行器地面试验的复现能力，为我国重大工程项目关键技术研究 and 高温气体动力学基础研究提供了可靠的地面试验手段<sup>[23-29]</sup>。它所达到的主要性能指标如下：(1) 试验气流总温 1600~3000K；(2) 试验气流总压 2~12MPa；(3) 试验气流马赫数  $Ma$  范围 5~9；(4) 风洞喷管出口直径 1.5m/2.5m；(5) 有效试验时间 >100ms；(6) 试验气体为纯净空气。

### 3.2 试验模型

本文中试验模型为大尺度的尖前缘平板，如图4所示，大尺度平板的流向长 3.2m，展向长 1.2m，沿流向布置 230 个热流传感器。整个大尺度平板模型被分为 4 个部分，每个部分沿中心线布置同轴热电偶传感器。图5所示为大尺度平板在风洞中的装置图。图6所示为大尺度平板

的传感器布置图，模型最前缘的部分布置了 5 个热流传感器（黑色），下游的三块板尺寸一致，其中一块沿中心线布置热流传感器的分辨率是 5mm，另外两块板沿中心线布置热流传感器的分辨率是 50mm。这三块下游的板可根据不同来流工况，以及预计观测的边界层流场阶段进行更换，以便捕捉到高超声速平板边界层热流的精确变化。为确保模型表面的粗糙度达到试验要求，以及减小测热传感器的测量误差，整个平板模型采用了不锈钢材料，并将 4 块板拼装完成后进行打磨，以最大限度地减小各块板之间的连接台阶厚度。

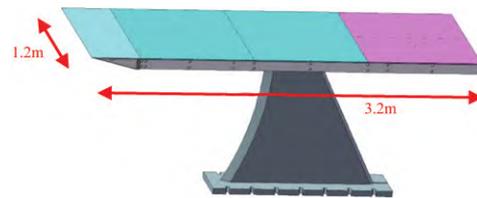


图4 大尺度平板示意图

Fig.4 Large scale flat plate schematic diagram

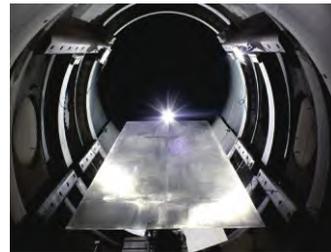


图5 大尺度平板在风洞装置图

Fig.5 Large scale flat plate in wind tunnel installation diagram

为能够有效捕捉平板边界层转换的特性，结合模型特点及 JF-12 复现风洞流场条件，选取试验流场见表 2，三次试验包括两个工况。

### 3.3 高精度测热传感器

高精度测热传感器为镍铬康铜 E 形同轴热电偶，如图 7(a) 所示为直径 1.4mm 同轴热电偶传感器端面。测热原理是基于 Seebeck 效应，如图 7(b) 所示，在一定温度下，两种不同导体材料中的自由电子密度会有所差异。在它们的连接处，由于自由电子扩散，产生扩散电动势，也称为热电动势。热电动势的大小与两种导体材料的性质和接触点的温度有关，测量金属受热产生电势差获得节点的温度变化。同轴热电偶测量热流的原理是根据一维无限长热传导问题经过 Laplace 变换推导，获得端部热流和温度变化关系式，进一步类比建立电势差和热流之间的关系。同轴热电偶的

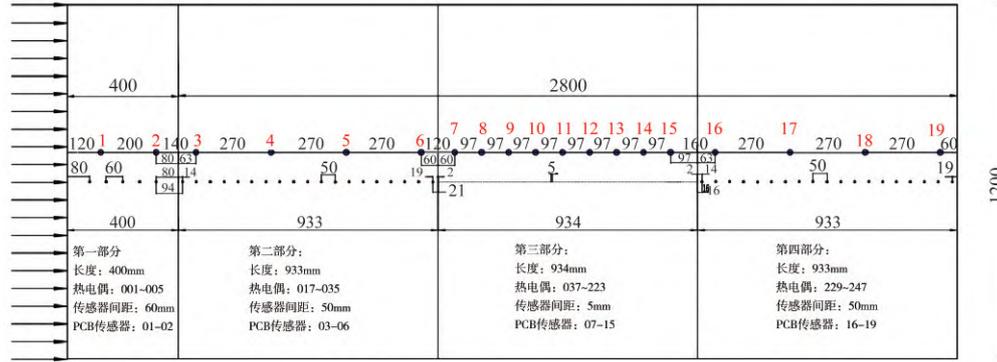


图6 传感器测点布置图(单位:mm)

Fig.6 Sensor measuring point layout(Unit:mm)

表2 试验流场条件

Table 2 Test flow conditions

车次流场参数	工况 I	工况 II
总压 $p_0$ /MPa	1.48	3.28
总温 $T_0$ /K	2120	2220
来流马赫数 $Ma_\infty$	7.0	7.0
来流单位雷诺数 $Re_\infty$ / $m^{-1}$	$6.08 \times 10^5$	$1.23 \times 10^6$

抗冲刷能力强、频响较高、可重复使用, 是高超声速气动热环境风洞试验中的重要测量手段。为进一步提高同轴热电偶性能, 降低传感器响应时间, 将热电偶传感器与测试模型齐平安装后, 打磨形成节点, 如图7(c)所示。

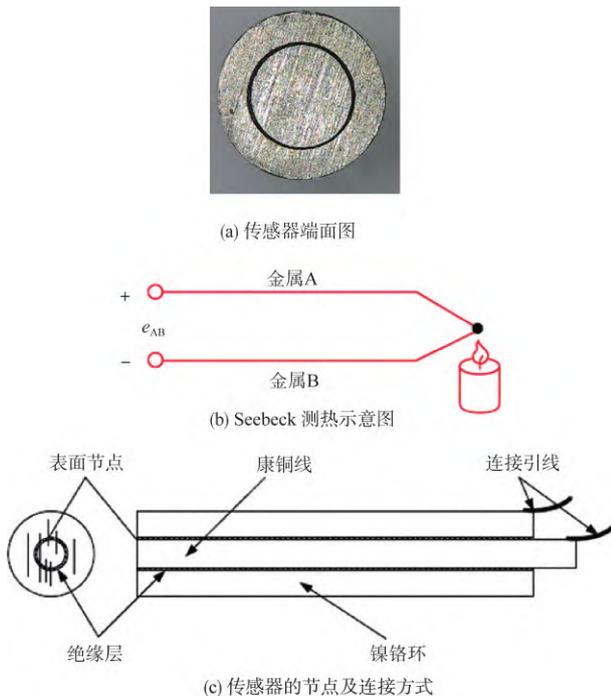


图7 同轴热电偶传感器

Fig.7 Coaxial thermocouple sensor

壁面热流  $q_{wall}$  通过测量温度历程  $T_w(t)$  利用式 (10)

计算可得

$$q_{wall}(t_j) = 2 \frac{\sqrt{\rho c k}}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^j \frac{T_w(t_i) - T_w(t_{i-1})}{\sqrt{t_j - t_i} + \sqrt{t_j - t_{i-1}}} \quad (10)$$

式中,  $\rho, c, k$  分别为传感器节点材料的密度、比热容和热传导系数;  $T_w, t$  分别为所测节点温度和相应的时间。对于镍铬康铜E形同轴热电偶传感器, 其打磨后形成的结点金属为康铜和镍铬的混合物, 还有少部分绝缘材料, 试验测量得到该同轴热电偶传感器的  $\sqrt{\rho c k} = 7950 (W \cdot \sqrt{s} / (m^2 \cdot K))$ 。图8是在JF-12复现风洞中测试得到平板表面的同轴热电偶传感器的典型的温度历程曲线。

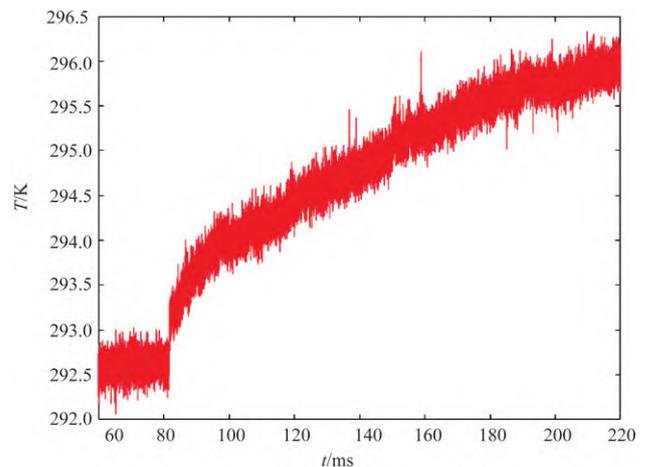


图8 JF-12复现风洞测试典型温度-时间曲线

Fig.8 Typical temperature-time curve in JF-12 duplicated shock tunnel

## 4 结果及分析

### 4.1 数值模拟结果分析

通过数值模拟可以精细地观察流场中参数的变化趋

势以及波系结构。图9给出了数值模拟得到的密度梯度云图，观察到一条前缘激波，以及近壁面形成的边界层。激波从来流段一直蔓延至出口，是一条强度较弱的前缘激波。在平板流场下游，由于前缘弱激波和边界层相距较远，能很清晰地分辨出流场中物理参数的变化，且边界层内部与边界层外缘流场的压力相等，无压力梯度。与可压缩平板边界层层流自相似解（以下简称自相似解）的沿法向无压力梯度的假设相符合，因此下游流场可与自相似解做比对。而在平板的前缘部分，由于边界层和激波层的混叠，流向以及法向都存在压力梯度，流场参数变化复杂。截取流场中离平板前缘较远的下游流场的位置（ $x=0.75\text{m}$ ， $x=1.50\text{m}$ ， $x=2.25\text{m}$ ）得到其速度以及温度剖面如图10所示。其中 $x$ 轴表示无量纲的速度和温度， $y$ 轴根据自相似解进行变换，根据自相似解可知<sup>[27]</sup>

$$\eta = \frac{u_\infty}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy \quad (11)$$

$$\sqrt{\frac{Re_x}{x}} y = \int_0^\eta \sqrt{2} g(\eta) d\eta = \sqrt{\frac{Re_\infty}{x}} y \quad (12)$$

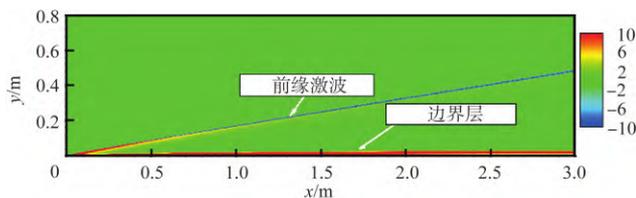
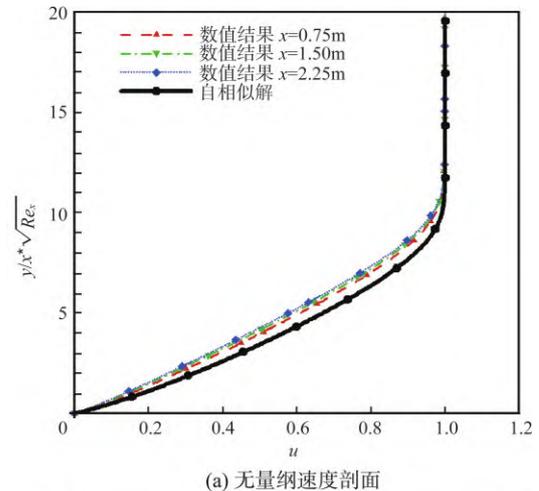


图9 平板边界层密度梯度云图

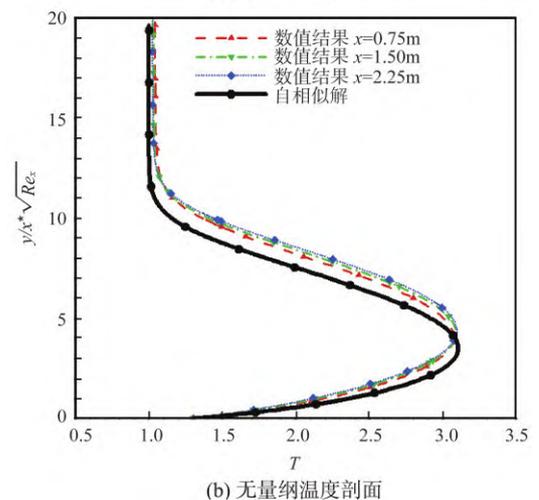
Fig.9 Plate boundary layer density gradient cloud map

通过这种变换，流场型（速度型、温度型）变得与沿物面位置无关，即可以判定流场具有自相似性，反之亦然。从图10中给出的速度、温度剖面可以看出，数值模拟得到的流场相似性较好，但仍有差异。从图中可知速度/温度边界层随着向流场下游演化而逐渐变厚，速度/温度边界层与自相似解差异较大，根据来流速度99.5%判断速度边界层厚度，其比自相似解边界层厚度厚约3%~5%。且数值模拟得到的温度边界层其外缘参数与自相似解并不一致，这也是导致平板边界层非自相似性以及自相似解差异较大的原因。

截取流场中同样三个位置处的密度剖面进行分析，如图11所示，其中 $x$ 轴表示无量纲的密度， $y$ 轴是无量纲的长度。从图11中可知，边界层外缘参数与来流参数不一致，且边界层外缘参数沿流向变化。数值模拟得到平



(a) 无量纲速度剖面



(b) 无量纲温度剖面

图10 速度/温度边界层

Fig.10 Velocity / temperature boundary layer

板边界层与自相似解差异较大的原因是边界层外缘参数与来流参数不一致。即使前缘激波的强度较弱，但仍导致来流参数跟激波后的边界层外缘参数不一致。自相似解选取来流参数作为输入条件，并未考虑前缘激波的影响，而数值模拟的边界层外缘参数并非来流参数，因此数值模拟得到的平板边界层与自相似解差异较大。数值模拟得到平板边界层不具有较好的自相似性，其原因是边界层参数沿流向变化。边界层外缘参数沿流向的变化类似于自相似解就是其输入条件一直发生变化，因此数值模拟得到边界层不具有较好的自相似性。为了消除前缘激波对数值模拟得到的边界层与自相似解差异较大的影响，采用将截取的自相似解作为其流场入口边界条件，如图12所示，通过这种方式可以消除前缘激波的影响，并且缩小计算域，减小计算量，最终选定计算域 $AD=1.0\text{m}$ ， $AB=0.2\text{m}$ 。

采用给定自相似解为入口来流条件，其密度梯度云

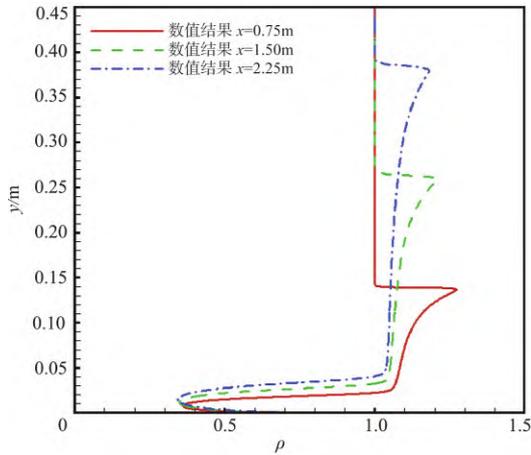


图 11 无量纲密度剖面

Fig.11 Dimensionless density profile

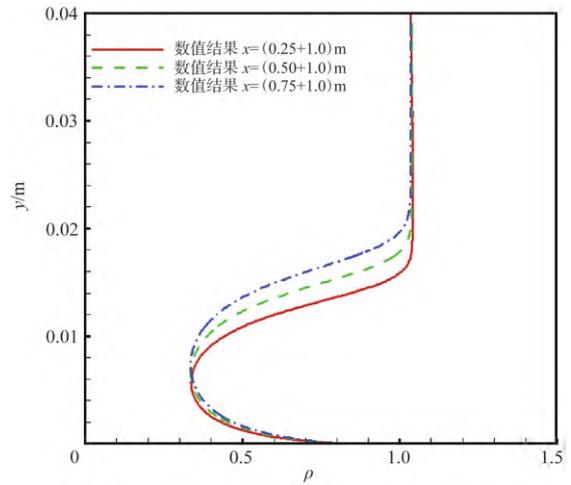


图 14 无量纲密度剖面

Fig.14 Dimensionless density profile

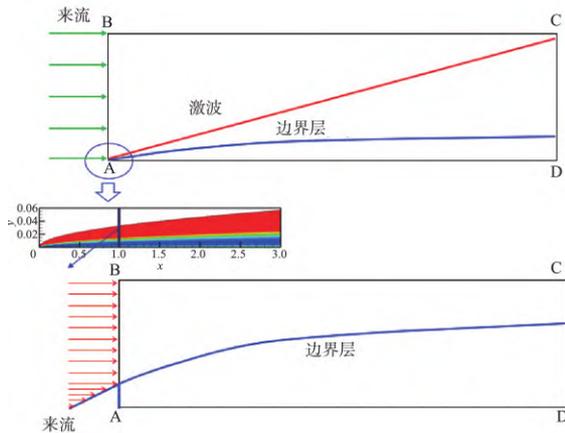


图 12 给定自相似解流场入口条件

Fig.12 Given self-similar solution flow field entry conditions 图如图 13 所示。可以看出流场中前缘激波被消除。全流场中的边界层内部与边界层外缘流场的压力相等，无压力梯度。利用此处理方法，有效地消除前缘激波对边界层外缘参数的影响。

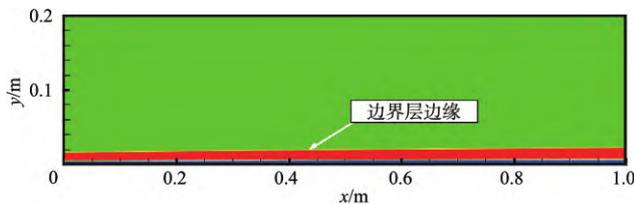


图 13 平板边界层密度梯度云图

Fig.13 Plate boundary layer density gradient cloud map

截取流场中三个位置处 ( $x=0.25\text{m}$ ,  $x=0.50\text{m}$ ,  $x=0.75\text{m}$ ) 的密度剖面进行分析, 该位置相对自相似解的理论前缘存在一个补偿距离, 在本文中该补偿距离为  $1.0\text{m}$ 。如图 14 所示, 其中  $x$  轴表示无量纲的密度,  $y$  轴是无量纲

的长度。通过上述以自相似解作为入口边界条件的处理方法, 边界层外缘参数与来流参数一致, 且边界层外缘参数沿流向不发生变化。

采用上述同样的方法, 检测此处理方法下流场是否具有自相似性, 以及与自相似解的匹配程度。其中对  $y$  方向进行自相似变换时, 需将前缘补偿距离考虑在内。从图 15 中给出的速度、温度剖面可以看出, 数值模拟得到的流场自相似性较好, 且数值模拟的边界层与自相似解符合较好。

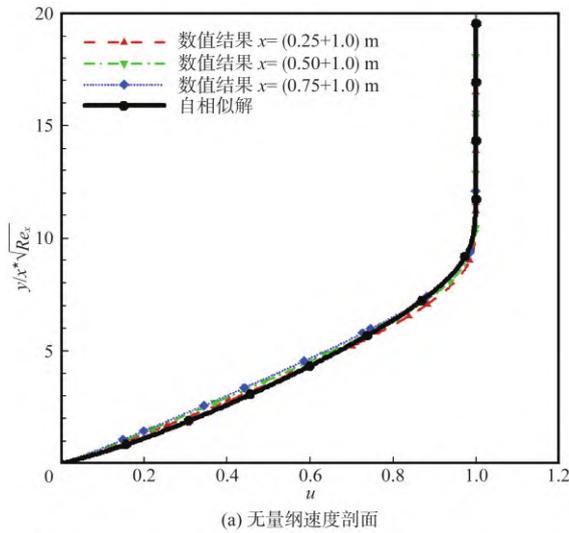
#### 4.2 试验结果分析

通过在有效时间内对热流传感器采集到的信号进行处理, 得到大尺度平板边界层内的壁面热流, 如图 16 所示, 其中横坐标是当地雷诺数, 纵坐标是有量纲的热流值。边界层从层流转换成湍流过程中, 壁面热流会发生变化, 可以根据多只热流传感器测量的热流的空间分布来判断转换的位置, 一般认为热流开始升高的位置即为开始转换的位置。从图中可知, 在工况 I 的来流条件下, 整个平板的热流没有明显的起跳, 整个平板为全层流流动。在工况 II 的来流条件下, 壁面热流在  $Re_x=2.6 \times 10^6$  时开始起跳, 判断该来流条件下发生自然转换。通过工况 II 两个车次的试验数据, 可以看出 JF12 风洞运行稳定, 试验的重复性较好。

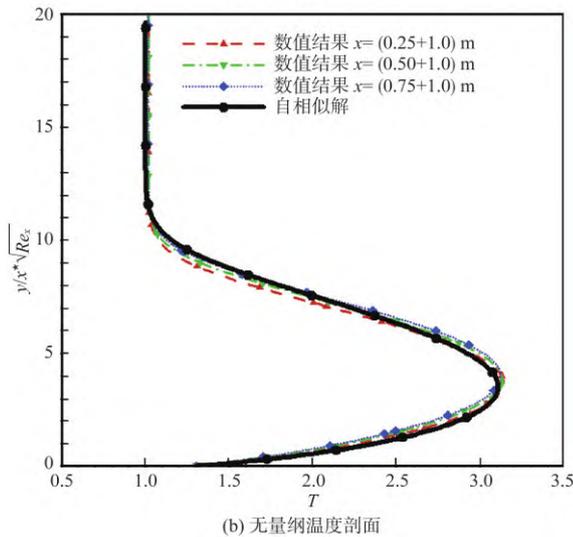
工况 I 和工况 II 的来流马赫数相同, 总温几乎一致, 变化较大的是来流的单位  $Re_\infty$ , 因此将三次试验所得到的壁面热流进行无量纲化

$$St = \frac{q_w}{\rho_e u_e (h_{aw} - h_w)} = \frac{q_w}{\rho_e u_e c_p (T_{aw} - T_w)} \quad (13)$$

$$T_{aw} = T_\infty (1 + \sqrt{Pr} \frac{\gamma - 1}{2} Ma_\infty^2) \quad (14)$$



(a) 无量纲速度剖面



(b) 无量纲温度剖面

图15 速度/温度边界层

Fig.15 Velocity / temperature boundary layer

式中,  $q_w$  为壁面热流,  $T_w$  为壁面温度,  $T_{aw}$  为绝热壁面温度,  $T_\infty$  为来流温度。

无量纲化热流系数如图17所示, 其中横坐标是当地雷诺数, 纵坐标是无量纲热流系数  $St$ 。通过将热流进行无量纲化, 我们可以看到, 三次试验的无量纲化热流系数  $St$  在层流阶段符合得较好, 单位雷诺数的变化不影响热流系数在层流区的分布。

将试验所得的平板壁面热流与数值模拟以及自相似解得到的壁面热流比较可知: 平板边界层壁面热流在层流阶段, 沿流向逐渐减小, 靠近前缘部分的壁面热流变化较为激烈, 而远离平板前缘的壁面热流变化较小, 趋于稳定。数值模拟、试验测量以及理论分析得到平板热流值三者变化趋势符合较好, 但仍然略有差异。其中试验测量得到的

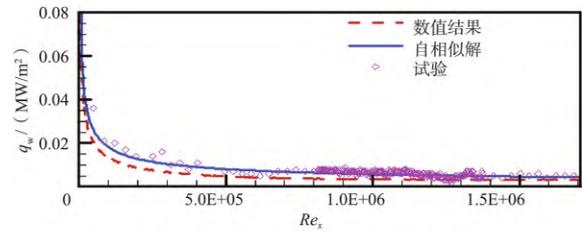
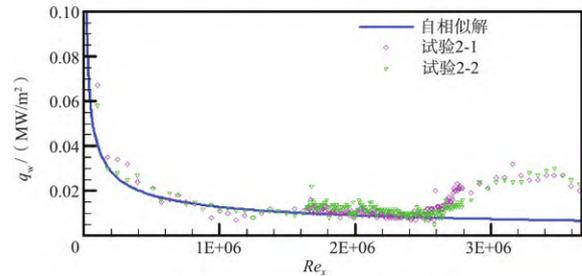
(a)  $Ma=7.0$ ,  $T_0=2120K$ ,  $Re_\infty=6.08 \times 10^5$ (b)  $Ma=7.0$ ,  $T_0=2220K$ ,  $Re_\infty=1.23 \times 10^6$ 

图16 热流分布

Fig.16 Heat flow distribution

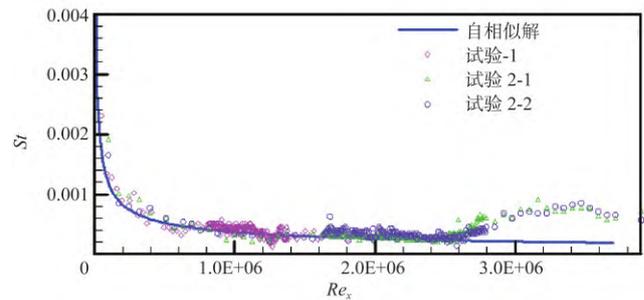


图17 热流参数分布

Fig.17 Heat flow coefficient distribution

平板壁面热流在层流阶段出现了较小的热流波动。

试验测得的壁面热流与自相似解以及数值模拟的热流存在差异的原因是真实的且物理存在的, 试验气体与不同假设下的模拟的气体存在差异。数值模拟及自相似解选取的气体模型均为量热完全气体, 动力黏度采用 Sutherland 公式计算, 而传热系数根据  $Pr$  得出。其中壁面热流为

$$q_w = -\kappa(T) \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_{\text{wall}} \quad (15)$$

受传热系数  $\kappa(T)$  及壁面的法向温度梯度影响。因此不同的气体模型及不同的动力黏度模型通过影响传热系数以及温度梯度而进一步影响壁面热流。本文利用常动力黏度以及 Sutherland 动力黏度模型计算得到平板温度边界层如图18所示。采用壁面动力黏度作为全流场动力黏度计算得到的温度边界层, 较 Sutherland 动力黏度模型下计算得到的温度边界层厚, 且常动力黏度下的壁面温度

梯度较小, 在冷壁条件下动力黏度随温度变化会抑制温度边界层的发展, 使得壁面温度梯度增大, 进而影响其壁面热流。因此, 试验气体和模拟气体得到的温度以及速度边界层具有差异, 进一步影响其传热系数以及壁面温度梯度, 导致试验测量得到的壁面热流与数值模拟以及理论分析存在差异。因此大尺度平板边界层转捩试验测试得到的热流分布, 可以为数值模拟及理论分析提供一种新的思路: 不仅可以在算法以及入口边界对来流进行改进, 还可以通过对现有的气体模型以及热物性参数模型进行修正和完善。

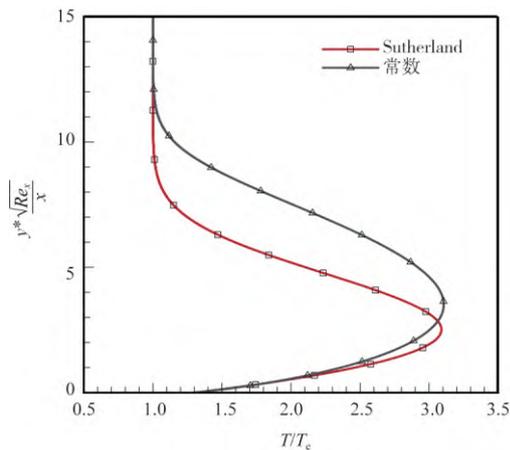


图 18 不同动力黏度模型下的温度边界层

Fig.18 Temperature boundary layer under different viscosity coefficient models

## 5 结论

本文采用数值模拟、理论求解、试验验证三种手段综合分析高超声速平板边界层的流场特性。通过高精度的算法对平板边界层进行数值模拟, 结合可压缩平板边界层自相似解进行分析, 并利用JF-12复现风洞测试得到高超声速平板边界层的热流, 得到结论如下:

(1) 数值模拟得到的边界层不具有较好的自相似性, 是因为前缘激波后的边界层外缘参数不稳定; 高超声速平板边界层可以通过给定自相似解的入口条件, 规避前缘激波带来的影响。

(2) 大尺度平板边界层试验捕捉到了整个层流/转捩/湍流过程中精细的热流分布, 结合数值模拟以及理论分析, 可为现有的气体模型以及热物性参数模型的完善提供一种新的思路, 同时为高超声速数值模拟验证提供了一个典型的试验对比案例。

## 参考文献

- [1] 陈坚强, 涂国华, 张毅锋, 等. 高超声速边界层转捩研究现状与发展趋势[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(3): 311-337.  
Chen Jianqiang, Tu Guohua, Zhang Yifeng, et al. Hypersonic boundary layer transition: what we know, where shall we go[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(3): 311-337. (in Chinese)
- [2] 陈坚强, 袁先旭, 涂国华, 等. 高超声速边界层转捩的几点认识[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2019, 49(1): 121-134.  
Chen Jianqiang, Yuan Xianxu, Tu Guohua, et al. Recent progresses on hypersonic boundary-layer transition[J]. Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica, 2019, 49(11): 121-134. (in Chinese)
- [3] 杨武兵, 沈清, 朱德华, 等. 高超声速边界层转捩研究现状与趋势[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 183-195.  
Yang Wubing, Shen Qing, Zhu Dehua, et al. Tendency and current status of hypersonic boundary layer transition[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2): 183-195. (in Chinese)
- [4] 周恒, 张涵信. 有关近空间高超声速飞行器边界层转捩和湍流的两个问题[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(2): 151-155.  
Zhou Heng, Zhang Hanxin. Two problem in the transition and turbulence for near space hypersonic flying vehicles[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(2): 151-155. (in Chinese)
- [5] 刘向宏, 赖光伟, 吴杰. 高超声速边界层转捩试验综述[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 196-211.  
Liu Xianghong, Lai Guangwei, Wu Jie. Boundary-layer transition experiments in hypersonic flow[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2): 196-211. (in Chinese)
- [6] 李强, 江涛, 陈苏宇, 等. 激波风洞边界层转捩测量技术及应用[J]. 航空学报, 2019, 40(7): 122740.  
Li Qiang, Jiang Tao, Chen Suyu, et al. Measurement technology and measuring of boundary layer transition in shock tunnel [J]. Acta Aeronautica Sinica, 2019, 40(7): 122740. (in Chinese)
- [7] 常雨, 陈苏宇, 张扣立. 高超声速边界层转捩特性试验研究[J]. 宇航学报, 2015, 36(11): 1318-1323.  
Chang Yu, Chen Suyu, Zhang Kouli. Experimental investigation of hypersonic boundary layer transition [J]. Journal of Astronautics, 2015, 36(11): 1318-1323. (in Chinese)
- [8] Juliano T J, Borg M P, Schneider S P. Quiet tunnel measurements of HIFiRE-5 boundary-layer transition [J]. AIAA Jour-

- nal, 2015, 53(4):832-846.
- [9] 涂国华, 万兵兵, 陈坚强, 等. MF-1钝锥边界层稳定性及转换天地相关性研究[J]. 中国科学:物理学 力学 天文学, 2019, 49(12): 114-124.  
Tu Guohua, Wan Bingbing, Chen Jianqiang, et al. Investigation on correlation between wind tunnel and flight for boundary layer stability and transition of MF-1 blunt cone [J]. Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica, 2019, 49(12): 114-124. (in Chinese)
- [10] 袁先旭, 何琨, 陈坚强, 等. MF-1模型飞行试验转换结果初步分析[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 286-293.  
Yuan Xianxu, He Kun, Chen Jianqiang, et al. Preliminary transition research analysis of MF-1[J]. Acta Astronautica Sinica, 2018, 36(2):286-293.(in Chinese)
- [11] 陈苏宇, 常雨, 李强, 等. 高超声速圆锥边界层转换纹影显示[J]. 实验流体力学, 2019, 33(2): 51-56.  
Chen Suyu, Chang Yu, Li Qiang, et al. Schlieren visualization of hypersonic boundary layer transition on a circular cone[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2019, 33(2):51-56. (in Chinese)
- [12] 刘小林, 易仕和, 牛海波, 等. 高超声速条件下7°直圆锥边界层转换试验研究[J]. 物理学报, 2018, 67(17): 152-164.  
Liu Xiaolin, Yi Shihe, Niu Haibo, et al. Experimental investigation of the hypersonic boundary layer transition on a 7° straight cone[J]. Acta Physica Sinica, 2018, 67(17):152-164.(in Chinese)
- [13] Schneider S P. Hypersonic laminar-turbulent transition on circular cones and scramjet forebodies[J]. Progress in Aerospace Science, 2004, 40(1-2):1-50.
- [14] Van Driest E R. The problem of aerodynamic heating[J]. Aeronautical Engineering Review, 1956, 15(10):26-41.
- [15] 欧吉辉, 万兵兵, 刘建新, 等. 高超声速绕钝体熵层基本流特性研究[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 238-246.  
Ou Jihui, Wan Bingbing, Liu Jianxin, et al. Basic flow characteristics in entropy layer of hypersonic flow around blunt body [J]. Acta Aeronautica Sinica, 2018, 36(2):238-246.(in Chinese)
- [16] 万兵兵, 罗纪生. 超声速绕钝板熵层不稳定性的研究[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 247-253.  
Wan Bingbing, Luo Jisheng. Entropy-layer instability over a blunt plate in supersonic flow[J]. Acta Astronautica Sinica, 2018, 36(2):247-253.(in Chinese)
- [17] 李晓虎, 张绍龙, 刘建新, 等. 高超声速椭圆锥短轴流向涡的二维全局稳定性分析[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(2): 265-272.  
Li Xiaohu, Zhang Shaolong, Liu Jianxin, et al. Bi-Global instability of streamwise vortices near minor axis of hypersonic elliptic cone[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2):265-272. (in Chinese)
- [18] Sivasubramanian J, Fasel H F. Direct numerical simulation of laminar-turbulent transition in a flared cone boundary layer at Mach 6[R]. AIAA 2016-0846, 2016.
- [19] Owen F K, Horstman C C, Stainback P C, et al. Comparison of wind tunnel transition and freestream disturbances measurements[J]. AIAA Journal, 1975, 13(3):266-269.
- [20] Pate S R. Effects of wind-tunnel disturbances on boundary-layer transition with emphasis on radiate noise: review[R]. AIAA paper 1980-0431, 1980.
- [21] Fedorov A. Transition and stability of high-speed boundary layers[J]. Annual Review of Fluid Dynamic, 2011, 43: 79-95.
- [22] Guillaume G. Hypersonic boundary layer transition on a 7° half-angle cone at Mach 10[C]. AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference, 2014.
- [23] 姜宗林. 高超声速高焓风洞试验技术研究进展[J]. 空气动力学学报, 2019, 37(3): 347-355.  
Jiang Zonglin. Progresses on experimental techniques of hypersonic and high-enthalpy wind tunnels[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2019, 37(3): 347-355. (in Chinese)
- [24] 姜宗林, 李进平, 胡宗民, 等. 高超声速飞行复现风洞理论与方法[J]. 力学学报, 2018, 50(6): 1283-1291.  
Jiang Zonglin, Li Jinping, Hu Zongmin, et al. Shock tunnel theory and methods for duplicating hypersonic flight conditions[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2018, 50(6): 1283-1291.(in Chinese)
- [25] 姜宗林. 中国科学院高温气体动力学重点实验室研究进展[J]. 力学进展, 2008, 38(2):234-236.  
Jiang Zonglin. Research progress in laboratory of high-temperature gas dynamics of Chinese academy of sciences[J]. Advances in Mechanics, 2008, 38(2):234-236.(in Chinese)
- [26] 刘云峰, 汪运鹏, 苑朝凯, 等. JF-12长试验时间激波风洞10°尖锥气动试验研究[J]. 气体物理, 2017, 2(2): 1-7.  
Liu Yunfeng, Wang Yunpeng, Yuan Chaokai, et al. Aerodynam-

- ic force measurements of 10° half-angle cone in JF-12 long-test-time shock tunnel[J]. *Physics of Gases*, 2017, 2(2): 1-7. (in Chinese)
- [27] 汪运鹏, 刘云峰, 苑朝凯, 等. JF-12 长试验时间激波风洞测力技术研究[J]. *力学学报*, 2016, 48(3): 545-556.  
Wang Yunpeng, Liu Yunfeng, Yuan Chaokai, et al. Study on force measurement in long-test duration shock tunnel[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2016, 48(3): 545-556. (in Chinese)
- [28] 姜宗林, 李进平, 赵伟, 等. 长试验时间爆轰驱动激波风洞技术研究[J]. *力学学报*, 2012, 44(5): 824-831.  
Jiang Zonglin, Li Jinping, Zhao Wei, et al. Investigating into techniques for extending the test-duration of detonation-driven shock tunnels[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2012, 44(5): 824-831. (in Chinese)
- [29] 姜宗林. 爆轰驱动高焓激波风洞及其瞬态测试技术的研究与进展[J]. *力学进展*, 2001, 31(2): 312-317.  
Jiang Zonglin. Research on detonation driven shock tunnel and transient testing technique[J]. *Advances in Mechanics*, 2001, 31(2): 312-317. (in Chinese)
- [30] Jiang G S, Shu C W. Efficient implementation of weighted ENO schemes[J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, 126(1): 202-228.
- [31] Anderson J D. *Hypersonic and high temperature gas dynamics* [M]. New York: McGraw-Hill, 1989.
- [32] Anderson D A. *Computational fluid mechanics and heat transfer* [M]. New York: MacGraw-Hill, 1984.
- [33] Illingworth C R. Steady flow in the laminar boundary layer of a gas[J]. *Proceedings of the Royal Society Series: A*, 1949, 199: 533-558.

## Numerical Simulation and Experimental Study on Hypersonic Plate Boundary Layer

Liu Meikuan<sup>1,2</sup>, Han Guilai<sup>1,2</sup>, Jiang Zonglin<sup>1,2</sup>

1. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract:** The hypersonic boundary layer is a basic scientific problem. In order to study the characteristics of the flow field in the boundary layer of a hypersonic plate, three methods are combined: numerical simulation, theoretical analysis, and experimental verification for comprehensive analysis. The numerical simulation is based on the two-dimensional Navier-Stokes equation, using the fifth-order weighted essentially non-oscillatory (WENO) scheme and the six-order central difference discretization for the convective and viscous terms respectively, and the time term is integrated by the third-order Runge-Kutta method. Theoretical analysis uses the fourth-order Runge-Kutta combined with the shooting method to obtain the flat-plate laminar boundary layer self-similar solution. The JF-12 duplicated wind tunnel test of the Institute of Mechanics has obtained the wall heat flow of large-scale flat plates for analysis. The sensors arranged in the large-scale flat-plate model achieve a high spatial resolution and can capture the physical phenomena that were previously submerged due to the limitation of the model size. It is found that the numerical simulation of the boundary layer of a flat plate can avoid the influence of the leading-edge shock by giving the entrance conditions of the self-similar solution. The large-scale flat-plate boundary layer experiment has good reproducibility, and the measured heat flow in the laminar phase agrees well with the self-similar solution and the boundary layer obtained by numerical simulation, which can provide a new idea for the improvement of existing gas models and thermophysical parameter models.

**Key Words:** flat plate; hypersonic; boundary layer; transition; numerical simulation

Received: 2023-05-23    Revised: 2023-07-07