

JF12 复现风洞平板边界层转捩研究¹⁾

刘美宽^{*,+,2)}, 韩桂来^{*,+,3)}, 姜宗林^{*,+}

^{*} (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) ⁺ (中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049)

摘要: 高超声速边界层转捩是制约高超声速科技发展的基础科学问题之一。由于高超声速流动的复杂性以及触发转捩的因素繁多, 研究人员对于转捩过程的认识并不透彻, 阻碍了先进高超声速飞行器的气动布局及其热防护的发展。文章通过数值模拟, 理论计算, 以及实验来研究和分析边界层转捩问题。利用大尺度平板在 JF12 复现高超声速条件激波风洞上的实验, 以及利用高精度格式进行高超声速平板边界层数值模拟, 通过与可压缩边界层自相似解以及实验测量热流进行对比, 验证了实验, 理论和数值模拟的可靠性。

关键词: 激波风洞, 边界层, 转捩

引言

高超声速飞行器在临近空间和大气层内长时间、高速飞行时、面临着严峻的气动力、气动热问题, 边界层转捩的发生、发展过程严重影响着飞行器的气动性能, 甚至可能成为飞行器飞行成败的关键问题^[1]。高超声速边界层转捩现象是一个极其复杂的、具有强烈的非定常、非线性、对干扰极其敏感的过程^[2-8], 是一直没有得到解决的复杂流体力学的重大研究课题。边界层的自然转捩过程大致可以概括为: 扰动产生的感受性过程到扰动线性增长再到非线性增长直至最终破碎为湍流。其中扰动线性增长阶段是转捩过程中的关键环节。Mack^[9-10]在 20 世纪 80-90 年代对边界层中扰动波的线性发展进行了研究, Mack 发现当来流 $Ma > 4$ 时, 边界层中密度和速度的组合剖面会产生拐点, 在当地声速线和壁面之间会出现纵向辐射声扰动波, 这种压力脉动引起的扰动波即第二模态波在边界层转捩中起着主导作用。1989 年, Malik^[11]基于线性稳定性理论结合 eN 方法对尖锥表面高超声速边界层进行了研究, 发现边界层中的高频率、大振幅的密度脉动与第二模态扰动波有密切关系, 且其对边界层转捩起到了关键作用。国内近几年开始进行一些高超声速边界层转捩研究工作, 其中激波风洞作为高超声速气动热环境试验研究的主要地面模拟设备, 模拟范围大, 模拟能力强, 模型尺度大, 测量手段多, 是研究高超声速边界层转捩的重要设备。激波风洞用于研究高超声速边界层转捩, 需要发展适用的转捩测量技术。高超声速边界层转捩测试技术很多^[12], 都是依据边界层转捩过程中的热流、压力、密度、速度等物理特征的变化来判断转捩, 目前适用于激波风洞高马赫数流场特点(气流速度高、气体密度低、毫秒量级试验时间)的高超声速边界层转捩测量技术主要有依据热流变化的点热流转捩测量技术和温敏热图转捩测量技术, 依据压力变化的高频脉动压力测量技术, 依据密度变化的高清晰纹影测量技术等。

边界层转捩是高超声速飞行器设计和高超声速流动机理研究中的关键问题^[13-15], 地面风洞试验则是研究高超声速边界层转捩问题的重要一环。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转捩至关重要, 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平板边界层进行数值模拟, 并且在复现高空来流条件下的风洞中, 通过对壁面热流的测量, 判断边界层转捩位置以及分析不同影响因素对边界层转捩的影响。

1 可压缩平板边界层自相似解

平板的高超声速流可以划分为如图所示的四个不同的区域^[16], 在靠近平板前沿的区域 I, 存在一个延迟形成的激波层, 而且边界层是该区域存在滑移现象的结果, 靠近前沿处, 利用滑移条件来描述且流动是不连续的, 因而 Navier-Stokes 方程在此不适用, 此时应利用一阶动力学流理论。在不连续区域之后, 存在一个强相互作用连续区域 II, 在此区域激波层和边界层融合, 平板表面存在无滑移条件。在此区域, y 方向的压力梯度可予以忽略, 即 $\partial p / \partial y = 0$, 但在 x 方向的压力梯度不能够忽略, 这是由于粘性层中存在激波的缘故。在远离平板前沿的区域是弱相互作用区域 III 和 IV。在区域 III, 它接近强相互作用, x 方向与 y 方向的压力梯度在边界层内是非常小的, 可以忽略。但是, 在边界层外激波和边界层之间的无粘层, y

1) 国家重点研发计划资助(2016YFA0401200)。

2) 刘美宽, 硕士生, E-mail: liumeikuan@imech.ac.cn

2) 韩桂来(通讯作者), 副研究员, 主要研究方向: 高超声速流动.E-mail: hanguilai@imech.ac.cn

方向的压力梯度不能忽略。在远离强相互作用的区域 IV，普朗特不可压缩边界层理论的经典近似可用于可压缩边界层。在该区域，边界层内及边界层外的 x 方向与 y 方向的压力梯度均可忽略。

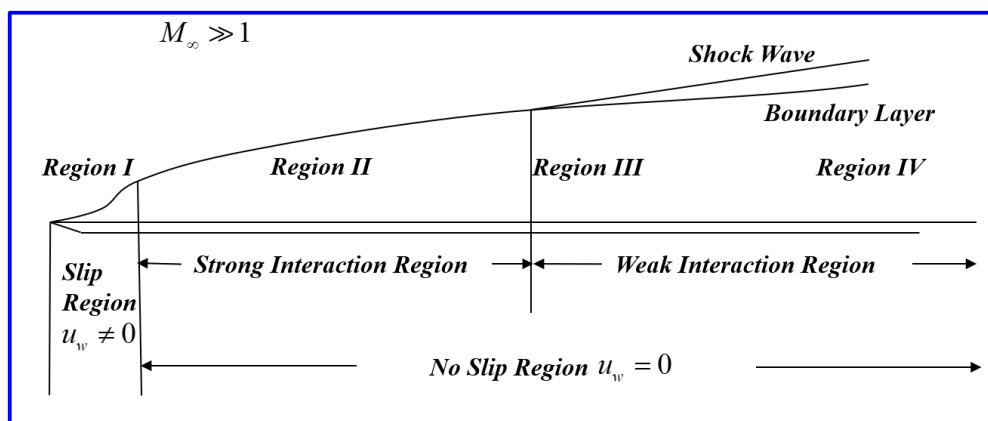


图 1 平板高超声速流示意图

Fig.1 Schematic diagram of hypersonic plate flow

将二维可压缩流体 Navier-Stokes 控制方程进行量纲分析后^[17]，忽略其高阶小量，采用边界层假设 \$\delta < L\$，\$\text{Re} \geq 1/\delta^2\$，就可以得到二维可压缩平板边界层方程，该平板边界层方程适用区域为 IV 区及其下游位置。连续性方程：

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (1-1)$$

x 动量方程：

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp_e}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (1-2)$$

y 动量方程：

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (1-3)$$

能量方程：

$$\rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + u \frac{dp_e}{dx} + \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \quad (1-4)$$

定义流函数 \$\psi\$：

$$\frac{\partial \psi}{\partial y} = \rho u \quad (1-5)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = -\rho v \quad (1-6)$$

引入 Illingworth 变换：

$$\xi = \int_0^x \rho_e u_e \mu_e dx \quad (1-7)$$

$$\eta = \frac{u_e}{\sqrt{2\xi}} \int_0^y \rho dy \quad (1-8)$$

无量纲的流函数为：

$$f(\eta) = \frac{\psi(\xi, \eta)}{\sqrt{2\xi}} \quad (1-9)$$

$$g(\eta) = \frac{T}{T_e} \quad (1-10)$$

边界层方程转化为:

$$\begin{cases} (Cf'')' + ff'' = 0 \\ \left(\frac{C}{Pr}g'\right)' + fg' + C\frac{u_e^2}{h_e}(f'')^2 = 0 \end{cases} \quad (1-11)$$

其中 $Pr = 0.72$ 为 Prandtl 常数, $\gamma = 1.4$ 为比热比, $C = \rho\mu / \rho_e\mu_e$, ρ_e, u_e, μ_e 分别为边界层外缘密度, 速度和粘性系数。

利用打靶法求解该常微分方程组, 打靶法将常微分方程组的边值问题化为初值问题。理论计算所得边界层流场参数如图 2 所示。

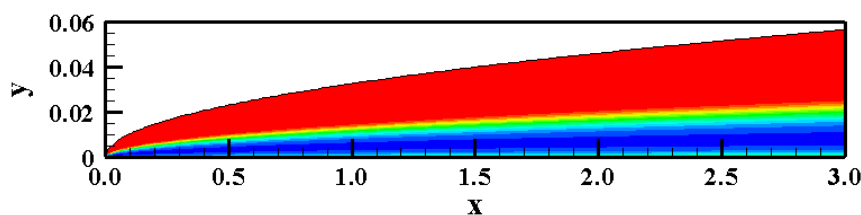


图 2 平板边界层理论计算密度云图

Fig.2 Plate boundary layer theory calculation density cloud map

2 平板边界层数值模拟

本文依托快速发展的数值模拟技术, 展开平板边界层转捩的研究。文章采用高精度格式求解二维 Navier-Stokes 方程, 研究平板边界层的基本规律, 分别应用五阶 WENO 格式离散对流项、六阶中心差分格式离散粘性项, 时间推进采用三步三阶 Runge-Kutta 方法, 并应用 MPI 非阻塞式通讯进行并行计算。在计算中, 网格采用流向均匀, 纵向等比加密的方式 (如图 3 所示), 粘性系数采用 Sutherland 模型, 采用壁面速度无滑移的边界条件, 同时分析了平板层流壁面的摩擦系数和热流量。

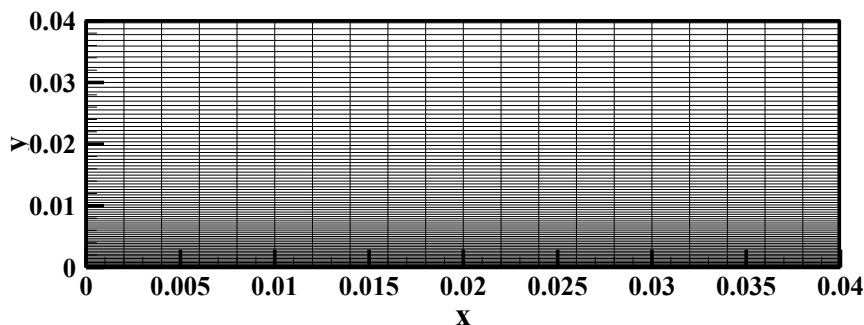


图 3 计算网格示意图

Fig.3 Computational grid diagram

数值模拟得到的物理模型如图 4 所示, 包括一个较弱的前缘激波, 以及一个沿平板流向发展的边界层, 在数值模拟中, 其中 AB 边界给来流条件, BC 和 CD 边界给无反射边界条件, AD 给固壁边界条件, 其中来流的条件为 $p_\infty = 267 \text{ pa}$, $T_\infty = 221 \text{ K}$, $Ma = 7.0$, $Re_\infty(l/m) = 6.082 \times 10^5$ 。选择此来流条件是为了对应大尺度平板在 JF12 风洞中的来流条件。

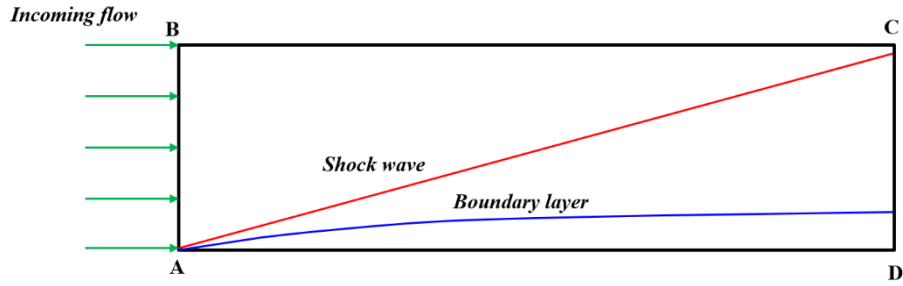
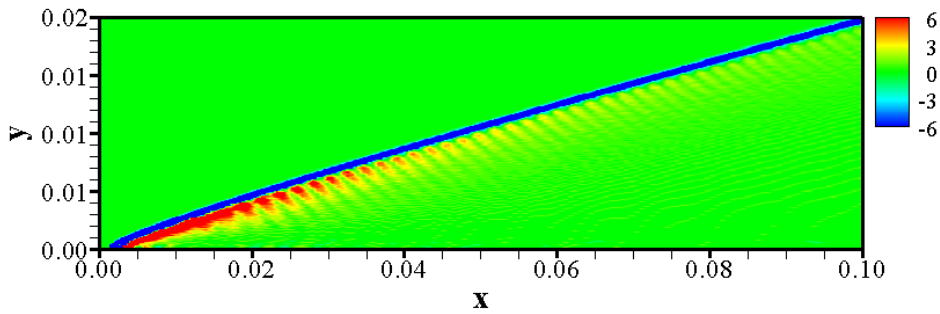


图 4 计算物理模型

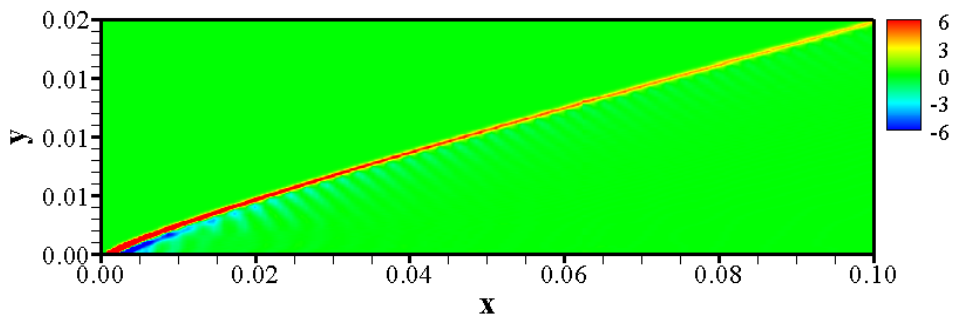
Fig.4 Computational physical model

从数值模拟得到的平板前缘压力梯度的云图中可以看出，在靠近平板前沿的区域，存在一个奇点，在此处可压缩平板边界层自相似理论并不适用。在奇点之后，存在一个强相互作用连续区域，在此区域激波层和边界层融合，y 方向以及 x 方向的都存在较大的压力梯度，激波和边界层混叠在一起，流动较为复杂。在远离平板前沿的区域是弱相互作用区域。靠近上游的流场，x 方向与 y 方向的压力梯度在边界层内是非常小的，可以忽略。但是，在边界层外激波和边界层之间的无粘层，y 方向的压力梯度仍然很大，边界层外缘参数不一致，可压缩平板边界层自相似理论同样并不适用。在远离前缘靠近下游的区域，x 方向与 y 方向的压力梯度在边界层内外均可忽略，因此可压缩平板边界层自相似理论可用于数值模拟流场的靠下游的部分进行流场比对校核。



(a) y 方向压力梯度

(a) Y-direction pressure gradient



(b) x 方向压力梯度

(b) X -direction pressure gradient

图 5 数值模拟平板前缘压力梯度云图

Fig.5 Numerical simulation of the leading edge pressure gradient cloud map

3 平板边界层转捩试验

3.1 JF12 复现高超声速飞行条件激波风洞

实验仪器包括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复现高超声速飞行条件激波风洞 (JF12), 该风洞集成了大功率爆轰驱动技术、长实验时间激波风洞技术以及复现风洞高精度测量技术等系列创新成果, 是国际上首座长实验时间超大型复现高超声速飞行条件激波风洞。

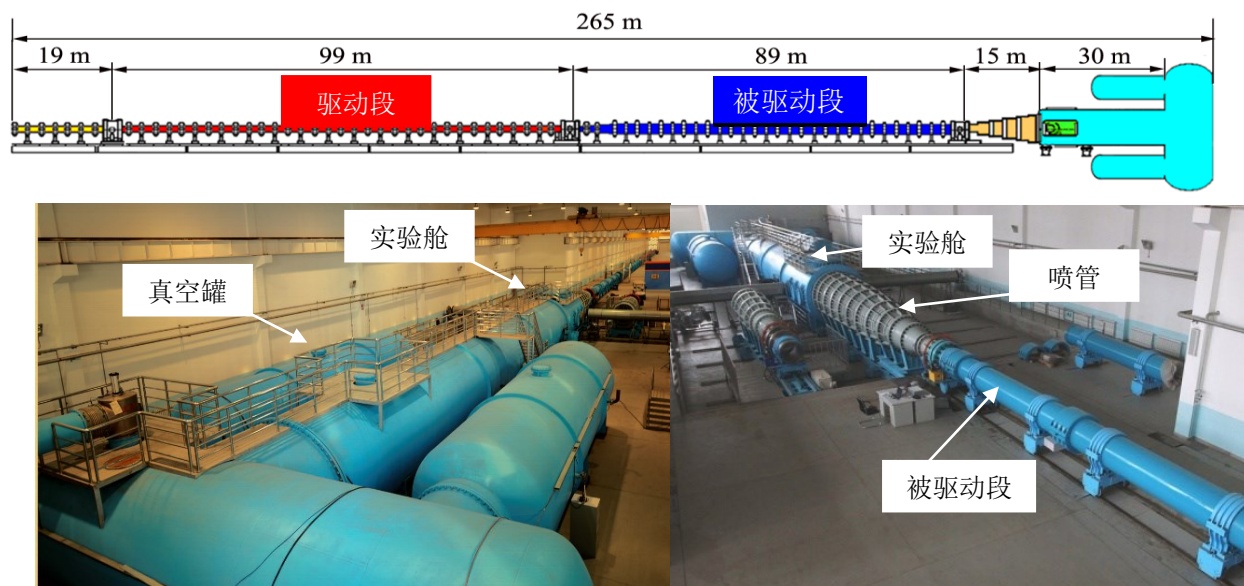


图 6 JF12 风洞概况图

Fig.6 JF12 wind tunnel overview

JF12 激波风洞由风洞主体系统和风洞附属系统两部分组成, 其总长为 265m, 总重量约 1000 吨。风洞主体系统包括卸爆段、爆轰驱动段、被驱动段、喷管、实验测试段、真空段以及三个夹膜机构、轨道支架和相应的液压驱动系统、模型支撑系统等部分。风洞附属系统则是由真空系统、高压气源系统、管体气源配送和控制系统、监控通讯和报警系统、设备和实验参数测试采集系统、光学测试系统等部分组成。它所达到的主要性能指标如下:

- (1) 实验气流总温: 1600~3000K
- (2) 实验气流总压: 2~12Mpa
- (3) 实验气流马赫数范围: 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

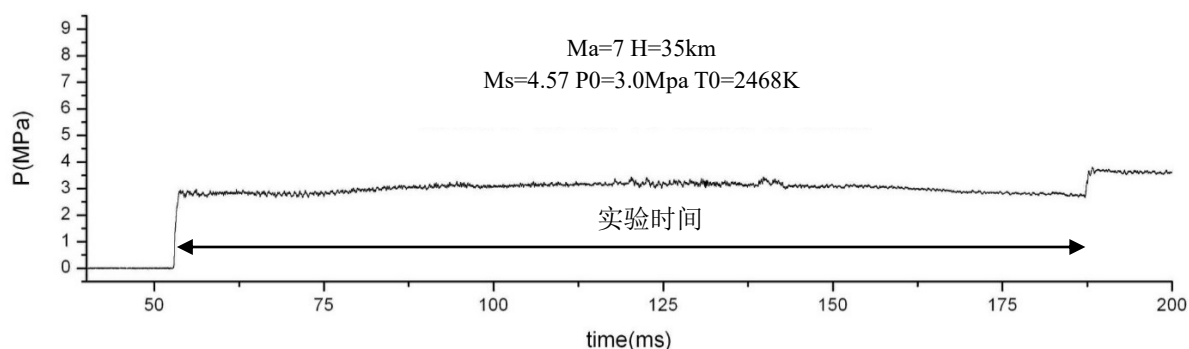


图 7 JF12 驻室压力图

Fig.7 JF12 resident pressure map

3.2 试验模型

边界层转捩实验采用的大尺度平板的流向长 3.2m, 展向长 1.2m。如图所示, 整个平板模型被分为四

个部分，每个部分沿中心线布置了同轴热电偶传感器，以及在旁侧布置了 PCB132 型压力传感器。模型最前缘的部分布置了 5 个热流传感器（黑色），以及两个脉动压力传感器（蓝色）。下游的三块板中，有两块是按 50mm 为间距布置热流传感器，另外一块板按 5mm 为间距布置热流传感器。这三个下游的板可根据不同来流工况，不同的转捩位置进行更替，以便捕捉到转捩过程中热流的精确变化。为确保模型表面的粗糙度达到实验要求，整个平板模型采用了不锈钢材料，并将四块板拼装完成后进行打磨，以最大限度的减小各块板之间的连接台阶厚度。

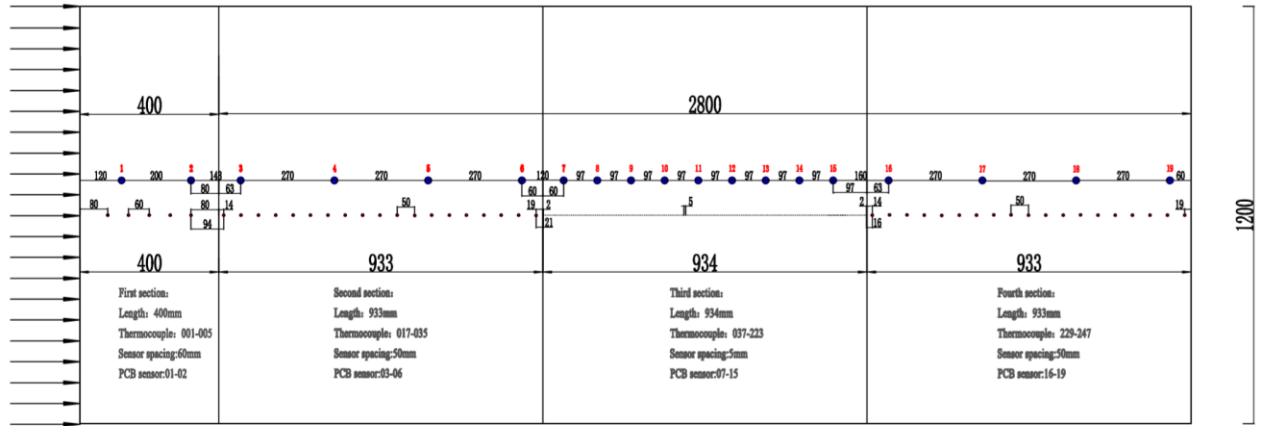


图 8 大尺度平板传感器布置图

Fig.8 Large scale flat sensor layout

点热流测量技术主要采用镍铬康铜 E 型同轴热电偶传感器来测量热流，同轴热电偶热流测量原理是根据一维无限长热传导问题经过 Fourier 变换推导，获得端部热流和温度变化关系式，进一步建立电势差和热流之间的关系。测热原理是基于 Seebeck 效应，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。同轴热电偶的抗冲刷能力强、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。边界层从层流转捩成湍流后，会导致壁面热流升高，从而可以根据多只热流传感器测量的热流分布来判断转捩的位置，一般认为热流开始升高的位置即为开始转捩的位置。

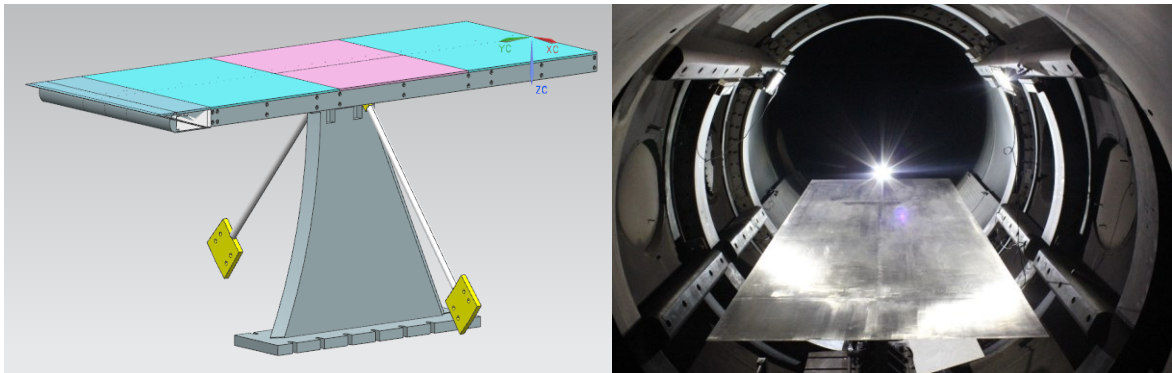
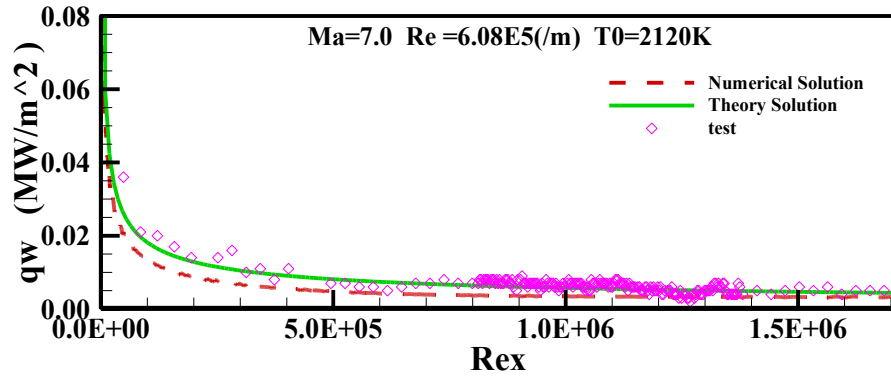


图 9 平板概况图

Fig.9 Large scale flat actual map

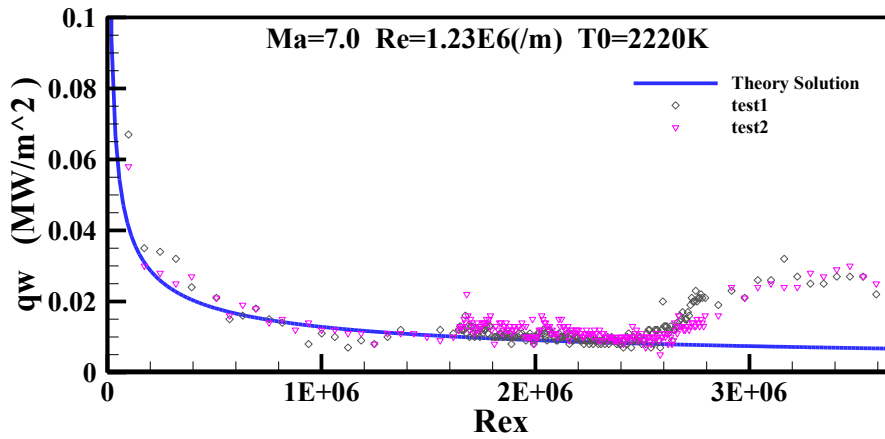
3.3 试验结果及分析

三个车次的试验包括两个工况，工况 I 与上文中数值模拟采用的工况相对应，平板来流参数分别为 $Ma = 7.0, Re_{\infty} = 6.08 \times 10^5 (/m), T_0 = 2120K$ ，工况 II 来流参数 $Ma = 7.0, Re_{\infty} = 1.23 \times 10^6 (/m), T_0 = 2220K$ 。



(a) 工况 I 热流曲线 ($Ma = 7.0, Re_{\infty} = 6.08 \times 10^5 (/m), T_0 = 2120K$)

(a) Heat flow curve of working condition I ($Ma = 7.0, Re_{\infty} = 6.08 \times 10^5 (/m), T_0 = 2120K$)



(b) 工况 II 热流曲线 ($Ma = 7.0, Re_{\infty} = 1.23 \times 10^6 (/m), T_0 = 2220K$)

(b) Heat flow curve of working condition II ($Ma = 7.0, Re_{\infty} = 1.23 \times 10^6 (/m), T_0 = 2220K$)

图 10 平板热流曲线图

Fig.10 Flat heat flow graph

通过同轴热电偶传感器测量所得的平板壁面热流沿流向的变化，可以得到在工况 I 的来流条件下整个平板的热流没用明显的起跳，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捩。

工况 I 和工况 II 的来流 Ma 相同，总温几乎一致，唯一变化的是来流的单位 Re_{∞} ，因此将三次试验所得到的壁面热流进行无量纲化：

$$St = \frac{q_w}{\rho_e u_e (h_{aw} - h_w)} = \frac{q_w}{\rho_e u_e c_p (T_{aw} - T_w)} \quad (3-1)$$

$$T_{aw} = T_{\infty} \left(1 + \sqrt{\text{Pr}} \frac{\gamma - 1}{2} M_{\infty}^2 \right) \quad (3-2)$$

其中 q_w 为壁面热流, T_w 为壁面温度, T_{aw} 为绝热壁面温度, T_∞ 为来流温度。

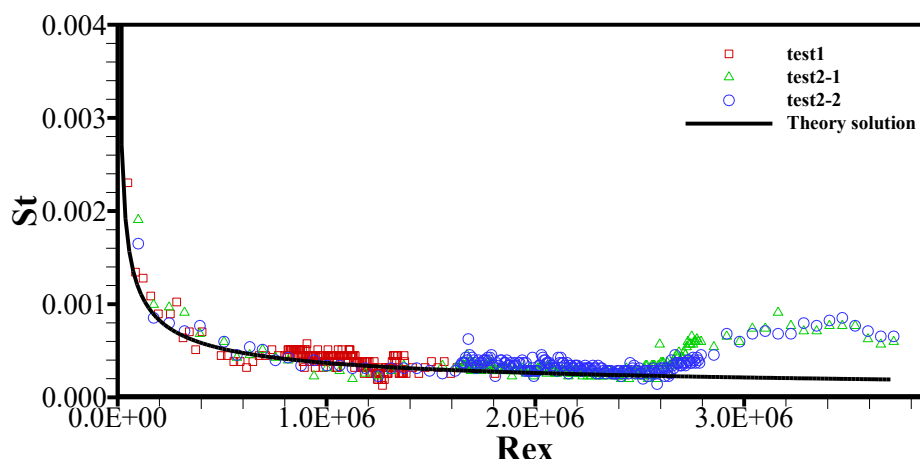


图 11 平板无量纲热流曲线图

Fig.11 Flat dimensionless heat flow graph

通过将热流进行无量纲化,我们可以看到,三次试验在无量纲化的热流系数 St 在层流阶段符合的较好,在工况 II 的来流条件下,壁面热流系数在 $Re_x = 2.6 \times 10^6$ 时开始起跳,判断该来流条件下发生自然转捩。通过工况 II 两个车次的实验数据,可以看出 JF12 风洞运行稳定,试验的重复性较好。通过工况 I 测量所得层流状况下的热流,可以看出,热流沿平板流向逐渐减小,数值模拟以及理论得到的热流曲线与试验测量所得热流数据符合较好,检验了数值方法的正确性,校核了平板试验的准确性。

4 结论

通过对高超声速平板边界层进行数值模拟,理论分析,以及在 JF12 激波风洞 $Ma=7$ 的来流条件下的边界层转捩进行的实验研究,总结出如下结论:

- (1) 可压缩平板边界层自相似解,由于其自身的假设的局限性,适用于距离平板较远的下游流场压力梯度可以忽略的区域。
- (2) 数值模拟得到的流场在平板前缘会出现奇点,且前缘流场的压力梯度不能忽略,因此数值模拟得到的距离前缘较远的下游区域可与平板边界层自相似解做比对。
- (3) 利用 JF12 激波风洞得到了平板边界层层流以及转捩过程中整个热流变化,边界层在 $Re_x = 2.6 \times 10^6$ 时转捩,通过数值以及理论的比对,检验了数值的正确性,校核了实验的准确性。

参考文献

- 1 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 Q, JIANG T, CHEN S Y, et al. Measurement technology and measuring of boundary layer transition in shock tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica,2019,40(7):122740(in Chinese))
- 2 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
- 3 Anderson J D. Hypersonic and high temperature gas dynamics[M]. McGraw-Hill Book Company,1989
- 4 Chang Y, Chen S Y, Zhang K L. Experimental investigation of hypersonic boundary layer transition [J]. Journal of Astronautics, 2015, 36(11): 1318-1323. (in Chinese)
- 5 Juliano T J, Borg M P, Schneider S P. Quiet tunnel measurements of HIFiRE-5 boundary-layer transition [J]. AIAA Journal, 2015, 53(4):832-846
- 6 van Driest, E.R., The problem of aerodynamic heating, Aeronautical Engineering Review, Vol. 15, No. 10, October 1956, pp.26-41.

- 7 Mack L M 1975 AIAA J.13 278
- 8 Mack L M 1984 AGARD *Rep.*709
- 9 Malik M 1989 AIAA J.27 1487
- 10 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]. 空气动力学报, 2018, 36(2): 183-195 (Yang W B, Shen Q, Zhu D H, et al. Tendency and current status of hypersonic boundary layer transition[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(2): 183-195(in Chinese).)
- 11 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
- 12 Pate, S. R., Effects of wind-tunnel disturbances on boundary-layer transition with emphasis on radiate noise: a review, 11th AIAA Aerodynamic testing conference, No. AIAA paper 1980-0431,1980.
- 13 Schneider, S. P., Hypersonic laminar-turbulent transition on circular cones and scramjet forebodies, Progress in Aerospace Science, Vol. 40, No. 1-2, February 2004, pp. 1-50
- 14 Fedorov, A., Transition and stability of high-speed boundary layers, Annual Review of Fluid Dynamic, Vol. 43, 2011, pp. 79-95.
- 15 Guillaume, G., Hypersonic Boundary Layer Transition on a 7 Degree Half-Angle Cone at Mach 10, AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference,2014
- 16 Anderson, D.A.; et al. Computational fluid mechanics and heat transfer. MacGrawhill,1984
- 17 Illingworth, C. R.: Steady Flow in the Laminar Boundary Layer of a Gas, Proceedings of the Royal Society (London), Ser. A, Vol. 199, 1949;533-558

INVESTIGATION ON PLATE BOUNDARY LAYER TRANSITION IN JF-12 HYPERSONIC SHOCK TUNNEL¹⁾

Liu Meikuan^{*,+,2)}, Han Guilai^{*,+,3)}, Jiang Zonglin^{*,+}

**(Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)*

+(School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract:

Hypersonic boundary layer transition is one of the basic scientific issues that restrict the development of hypersonic technology. Due to the complexity of hypersonic flow and the many factors that trigger the transition, the researchers' understanding of the transition process is not thorough, which hinders the development of the aerodynamic layout and thermal protection of advanced hypersonic vehicles. The paper studies and analyzes the boundary layer transition problem through numerical simulation, theoretical calculation, and experiment. Experiments on large-scale flat plates on the JF12 hypersonic shock wave tunnel and numerical simulation of hypersonic flat boundary layer using high-precision format. The experimental results, the theoretical and the reliability of the numerical simulation results are verified by comparison with the self-similar solutions of the compressible boundary layer.

Key words: shock wave tunnel, boundary layer, transition