

二维高超声速后台阶表面传热特性实验研究

王小虎 易仕和 付佳 陆小革 何霖

Experimental investigation on surface heat transfer characteristics of hypersonic two-dimensional rearward-facing step flow

Wang Xiao-Hu Yi Shi-He Fu Jia Lu Xiao-Ge He Lin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 054706 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.054706

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054706>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于 NPLS 的超声速后台阶流场精细结构及其非定常特性

Fine structures and the unsteadiness characteristics of supersonic flow over backward facing step via NPLS

物理学报.2014, 63(13): 134701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134701>

激波与层流/湍流边界层相互作用实验研究

Experimental investigation of interactions between laminar or turbulent boundary layer and shock wave

物理学报.2014, 63(8): 084703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.084703>

超声速层流/湍流压缩拐角流动结构的实验研究

Experimental investigations on structures of supersonic laminar/turbulent flow over a compression ramp

物理学报.2013, 62(18): 184702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.184702>

矩形喷口欠膨胀超声速射流对撞的实验研究

An experimental study of rectangular under-expanded supersonic jets collision

物理学报.2013, 62(8): 084706 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084706>

# 二维高超声速后台阶表面传热特性实验研究\*

王小虎 易仕和 付佳 陆小革 何霖†

(国防科学技术大学, 航天科学与工程学院, 长沙 410073)

(2014年9月8日收到; 2014年11月4日收到修改稿)

高超声速后台阶流动是大气层内高速飞行器发动机设计、表面热防护以及高超声速拦截器红外成像窗口气动光学效应校正等诸多先进高超声速技术研发过程中所涉及的一类基础流动问题. 研究高超声速后台阶流动特性对有效提升飞行器综合性能, 进一步掌握高超声速流动机理具有重大基础意义. 本文以二维高超声速后台阶流动为研究对象, 在KD-01高超声速激波风洞中测量了二维后台阶模型表面传热系数和表面静压, 并将实测台阶下游表面传热系数分布同采用高超声速边界层理论所得估计值进行了比较. 为进一步验证实验结果, 使用NPLS技术测量了其中一种实验状态下台阶周围流动结构. 研究发现, 对于二维高超声速后台阶流动, 台阶下游表面传热分布受台阶处边界层外缘流动特性的直接影响; 在台阶下游分离区和再附区内, 气体黏性占主导作用; 在台阶下游远场区域, 边界层流动特性趋同于平板边界层; 下游边界层基本结构取决于台阶处边界层相对厚度. 对高超声速后台阶流动, 若使用数值模拟方法研究气动热问题, 应当使用湍流模型.

**关键词:** 高超声速, 后台阶, 传热, 实验

**PACS:** 47.40.Ki, 47.50.Ef, 47.27.te, 44.20.+b

**DOI:** 10.7498/aps.64.054706

## 1 引言

高超声速后台阶流动是大气层内高速飞行器发动机设计、表面热防护以及高超声速拦截器红外成像窗口气动光学效应校正等诸多先进高超声速技术研发过程中所涉及的一类基础流动问题. 研究高超声速后台阶流动特性对有效提升飞行器综合性能, 进一步掌握高超声速流动机理具有重大基础意义. 例如, 当带有光学成像系统的飞行器在大气层内高速飞行时其光学头罩与来流之间发生剧烈相互作用, 导致头罩温度升高, 从而使光学成像系统处于严重的气动热环境之中, 这种效应称为光学头罩的气动热效应<sup>[1]</sup>. 对在稠密大气中高速飞行的红外成像导引头, 如此高的热载荷会严重影响其对目标的成像质量, 甚至导致窗口材料烧毁. 因此, 表面气动热防护是光学头罩设计中须考虑的重要问题之一. 一般通过向窗口表面喷射冷却气膜, 从而实现成像窗口同周围灼热大气相隔离. 掌握成像窗口周围气体流动规律和表面传热分布特性对合

理设计射流冷却系统, 确定如储气量、喷缝几何构型等关键参数取值范围具有现实指导意义. 射流冷却系统未工作时, 则窗口周围流动即为典型的高超声速后台阶流动.

图1所示为超声速后台阶流动的基本结构. 超声速后台阶流动是一典型的分离流动问题, 气流从台阶的垂直面分离, 形成一回流区. 回流被再附到台阶下游表面的剪切层卷挟. 剪切层的超声速区域绕台阶上拐角快速膨胀. 在拐角区域形成复杂波系以使得流线平行于环绕流线. 在超声速下这些压缩波聚合形成唇口激波. 需要注意的是, 对于高超声速来流, 则没有发现唇口激波存在. 气流最终在台阶下游某处再附到物面, 形成边界层. 因台阶扰动而发生分离的气流再附到物面后, 在再附区产生的热流可能比同一位置相应平板绕流情形高出数倍. 一般认为, 在台阶上游和下游较远区域, 可采用经典的可压缩边界层理论进行估算, 而台阶附近的流场非常复杂, 传统的处理方法失效, 需要重新建立理论计算模型.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11172326, 11302256), 国防科技大学科研计划(批准号: 0100010112001)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: helin@nudt.edu.cn

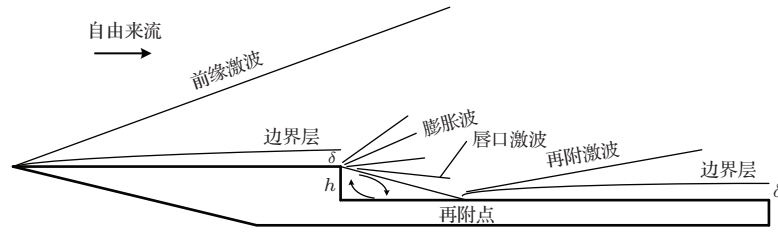


图1 超声速后台阶流动基本结构示意图

自20世纪50年代起, 国外已就此问题展开相关基础研究. Chapman<sup>[2]</sup>第一次分析了分离区流动特性, 并提出了分离区平均传热系数计算方法. 后续实验研究发现分离区传热峰值出现在再附点, Chung 和 Viegas<sup>[3]</sup>在Chapman分析的基础上进一步分析了再附区传热特性, 提出了一种近似计算公式.

相关实验研究发现, 分离点处边界层的相对厚度  $\delta_L/h$  是影响台阶附近下游流场的重要参数<sup>[4-8]</sup>, 而  $\delta_L/h \propto L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$ , 这里  $\delta_L$  为台阶处边界层厚度,  $h$  为台阶高度,  $L$  表示台阶到平板前缘的距离,  $Re_{\infty L}$  为基于  $L$  的自由来流雷诺数. 该参数不仅决定了台阶下游当地表面传热率和压力值, 也决定了其分布类型. 需要注意的是, 临界值具体取值对马赫数较低的超声速流动和高超声速流动有所不同, 对于前者, 一般取0.067<sup>[4]</sup>, 而对于高超声速流动, 则取0.03<sup>[6]</sup>. 当  $Re_{\infty L}$  小于临界时, 再附点热流会出现一高于分离区平均热流的峰值, 而且随着  $Re_{\infty L}$  减小, 该峰值迅速增大, 压力分布也表现出相同的特性. 随着气体向下游流动, 热流和压力峰值回落趋于一渐近值. 而当  $Re_{\infty L}$  大于临界值时, 则热流和压力降缓慢上升到接近相应平板情形的一渐近值. 对于高焓高超声速流动, 台阶下游热流始终表现为逐步上升, 趋于一渐近值, 没有出现低焓流动情形下  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  较小时出现热流峰值的情形<sup>[7]</sup>.

对高超声速后台阶流动可采用高超声速小扰动理论进行分析<sup>[9]</sup>. 通过量阶分析发现, 在台阶高度较低, 而且台阶处边界层为层流时, 台阶下游流动特性取决于三个无量纲参数, 分别是黏性相互作用参数  $\bar{V}_{\infty}$ , 高超声速小扰动参数  $M_{\infty}\tau$  以及通过气相Damkohler数  $\Omega$  所表征的真实气体效应. 对冻结流,  $\Omega \rightarrow 0$ , 而对于平衡流则  $\Omega \rightarrow \infty$ . 因此, 在化学平衡流或者冻结流情形下, 热交换主要受黏性效应影响, 只有在  $\Omega = O(1)$  时, 非平衡效应才变得重要. 在较低焓值的流动中, 气相Damkohler

数  $\Omega$  通常在  $10^{-2}$  量级或更小<sup>[7,10,11]</sup>. 即使当  $\Omega$  在  $10^{-1}$  量级, 非平衡效应影响也比较小. 因此, 可以首先假设台阶后传热主要受黏性效应影响, 而且现有相关文献实验结果表明, 在  $0.8 \text{ MJ/kg} \leq h_0 \leq 26 \text{ MJ/kg}$ 、马赫数  $6.6 \leq M_{\infty} \leq 10$ 、雷诺数  $10^6/\text{m}$  范围内分析分离区和再附区流动特性时, 可以忽略真实气体效应<sup>[7,8]</sup>.

现有关于高超声速后台阶流动的研究以定量测量表面热流和压力为主, 流场结构显示也仅限于纹影、阴影和干涉图像<sup>[5,7,12]</sup>, 无法有效判断台阶周围流场的精细结构, 不利于对超声速后台阶流动的机理作进一步研究. 近年来, 随着流动显示技术不断提高, 屡有超声速条件下后台阶流动精细结构测量结果发表, 对进一步深入分析台阶下游流动特性提供了有力的实验支撑<sup>[13]</sup>.

计算机数值模拟方法在高超声速流动分离问题研究中的应用越来越多. 然而, 对后台阶流动的一些基本特征, 如分离点和再附点位置, 即使在高超声速层流条件下, 计算和实验所得结果之间仍存偏差<sup>[8]</sup>. 因此, 完善层流状态下关于流动分离研究的可信实验数据库对验证CFD代码是必要的.

基于此, 本文以二维高超声速后台阶流动为研究对象, 在KD-01高超声速激波风洞中测量了  $h/L = 0.04$  的二维后台阶模型表面传热系数. 实验考虑了模型攻角对台阶下游传热系数分布规律的影响. 将实测台阶下游表面传热系数分布同采用高超声速边界层理论所得估计值进行了比较. 为进一步验证实验结果, 使用NPLS技术测量了其中一种实验状态下台阶周围流场精细结构.

## 2 实验模型

本文使用带垂直后台阶的尖前缘平板模型, 材质为A3钢. 模型全长500 mm, 宽180 mm, 台阶高  $h = 6 \text{ mm}$ , 距离前缘长度  $L = 150 \text{ mm}$ . 前缘夹角为  $30^\circ$ . 图2和图3所示分别为实验模型基本外形

示意图和安装于风洞内的实物照片。

台阶下游安装有用于测量表面热流的铂薄膜电阻温度计和用于测量表面静压的压力传感器，台阶上游 33 mm 中线位置处安装一压力传感器，测量当地表面静压，用于确定来流流场参数。传感器位置如图 4 所示。图中台阶后自上而下第 1 列所含 13 个安装位用于安装压力传感器，下游其余安装位用于安装铂薄膜电阻温度计，共 28 只。

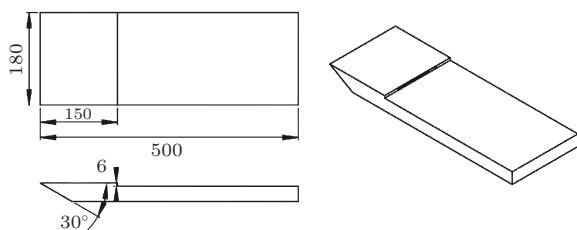


图 2 实验模型基本构型示意图

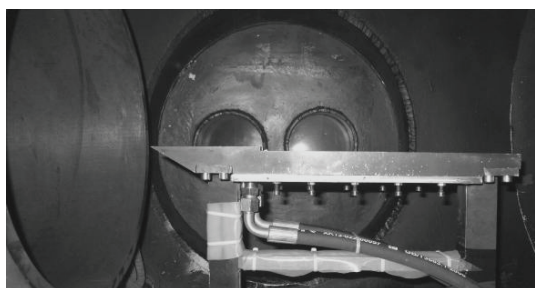


图 3 安装于 KD-01 风洞实验段的模型实物照片

流经实验模型的来流条件通过调节模型攻角来改变，而模型攻角可通过操纵安装于风洞实验舱内的角度调节机构实现精细调节，调节精度可控制在  $\pm 1'$  范围内。在本文实验中模型攻角设置为  $-4^\circ$

和  $-10^\circ$ 。

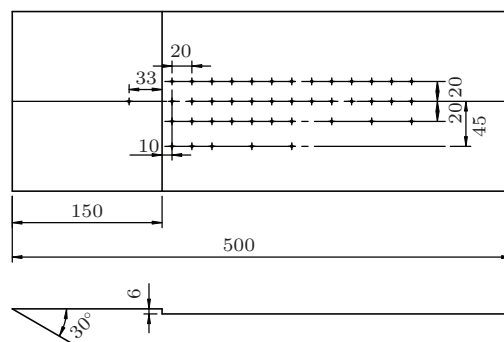


图 4 传感器安装位置示意图

### 3 实验条件

#### 3.1 来流状态

本文实验工作均在 KD-01 高超声速激波风洞上开展。风洞激波管部分驱动段长 8 m，被驱动段长 12 m，内径均为 103 mm。风洞可使用空气或氢氮混合气体驱动运行，当使用空气驱动时，名义总温可达 1000 K，来流总焓  $H_0$  可达 0.97 MJ/kg；若使用纯氢驱动，名义总温可达 2582 K，来流总焓  $H_0$  可达 2.69 MJ/kg。风洞采用 Laval 型面喷管，出口直径 500 mm，有效测试区域直径 376 mm。来流马赫数可通过更换喷管喉道调节，目前可在 7—10 之间调节。本文实验采用  $M_8$  喉道，喷管出口马赫数实校值 8.24，出口截面马赫数均方根偏差 1.21%，流向马赫数均方根偏差 1.57%。表 1 所列为本文实验来流参数，表中数值为实验模型分别处于  $-4^\circ$  和  $-10^\circ$ 。

表 1 来流参数

序号	工质	$M_\infty$	$P_\infty/\text{Pa}$	$T_\infty/\text{K}$	$\rho_\infty/(\text{kg}/\text{m}^3)$	$u_\infty/(\text{m}/\text{s})$	$Re_{\infty L}$	$L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$
1	空气	7.28	1607	83	0.0675	1329	$2.36 \times 10^6$	0.016
2	空气	5.88	4054	122	0.1158	1302	$2.67 \times 10^6$	0.015

#### 3.2 铂薄膜电阻温度计

在激波风洞中测量模型表面瞬态热流时，要求传感器具有较高的灵敏度和较快的响应速度，对此，一般选用同轴热电偶和薄膜电阻。当来流气体焓值不高时，一般选用较同轴热电偶灵敏度更高、响应更迅速的薄膜电阻温度计测量表面热流。因此，本文实验选用铂薄膜电阻温度计测量实验

模型表面热流，所用薄膜电阻温度计长 15 mm，直径 2 mm，主要由金属薄膜、基底材料和引线组成。本文实验所用温度计的金属薄膜为铂，基底材料为玻璃，玻璃柱两侧涂有银汞使铂膜和导线导通，图 5 所示为铂薄膜电阻温度计的实物照片。薄膜电阻温度计的结构设计与两层介质模型完全相同，表面铂薄膜由溅射镀膜而成，厚度可以忽略，符合一维半无穷两层介质理论的基本假设。在实际测量中

通过记录风洞运行过程中铂薄膜电阻变化, 利用铂的电阻-温度变化关系式进一步获得温度变化<sup>[14]</sup>. 关于脉冲风洞条件下使用薄膜电阻进行传热测量的详细介绍可参阅文献<sup>[15]</sup>.

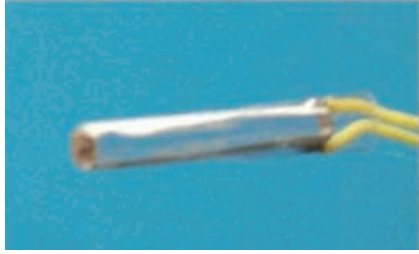


图5 铂薄膜电阻温度计实物照片

为尽量减小因传感器安装带来的实验误差, 须在测试准备阶段特别注意薄膜电阻温度计的安装.

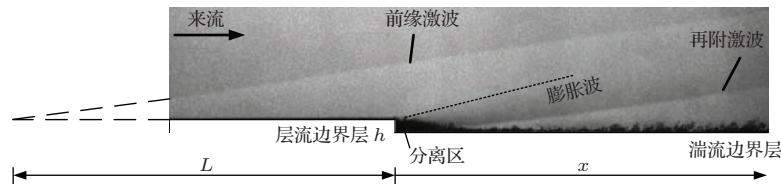


图6 高超声速后台阶流动 NPLS 图

不同于较低马赫数超声速后台阶流动, 图中没有显示出明显的唇口激波, 这是高超声速后台阶流动不同于一般超声速后台阶流动的显著特点. 从后台阶拐角附近发出的膨胀波并不是线性的普朗特-迈耶膨胀波, 其上边界为一曲线, 而且作用范围小于普朗特-迈耶膨胀波.

进一步, 考虑边界层变化特点. 此前关于高超声速后台阶周围边界层特性的描述通常是基于特定假设得到的, 图6显示了台阶周围流场精细流动结构, 对此前基于假设所得结果进行了验证. 从图中可以明显看出, 虽然台阶上游仍为层流边界层, 但经过台阶扰动, 其下游边界层已发展为湍流边界层. 针对本图所对应的来流状态, 可使用如下公式<sup>[8]</sup>:

$$\delta_L = \frac{1.721L}{\sqrt{Re_L}} \left\{ 2.397 + \frac{T_w}{T_\infty} + 0.193\sqrt{Pr} [\gamma - 1] M_\infty^2 \right\}. \quad (1)$$

估算得台阶拐角处边界层厚度  $\delta_L \approx 1.6 \text{ mm}$ , 而经过图像测量所得的相同位置处边界层厚度为  $1.8 \text{ mm}$ , 二者相符很好. 式中  $T_w$  表示当地壁温, 对于高超声速激波风洞, 由于测试时间很短, 仅数毫

安装时应尽量满足以下要求: 薄膜电阻温度计同实验模型电绝缘; 温度计感温面同实验模型表面尽量平整; 温度计圆柱面同安装孔尽量贴合.

## 4 结果与讨论

### 4.1 流动结构

图6所示为实验状态2对应来流条件下高超声速后台阶流动的NPLS图像. 图中显示了高超声速后台阶流动的典型结构, 包括因前缘黏性相互作用产生的前缘激波, 台阶前物面上方边界层, 气体绕台阶拐角膨胀而形成的非线性膨胀波区域, 在台阶底部形成回流的分离区, 膨胀气流受到下游物面的压缩而形成的再附激波, 以及台阶下游物面上方形成的边界层.

秒, 可认为壁面温度等于环境温度, 取  $T_w = 300 \text{ K}$ ;  $Pr$  为气体的普朗特数, 这里取其近似值  $0.71$ . 从下文分析将可以看到, 由于湍流边界层的作用, 台阶下游物面当地传热率明显高于相应层流边界层情形.

### 4.2 表面传热测量

为研究高超声速后台阶流动表面传热特性, 一般将测试结果同相同来流状态下平板表面传热分布作为参考状态. 对于平板情形, 无论层流或湍流边界层, 均可采用 Eckert 所提出的参考温度法进行理论估算, 平板表面传热通过无量纲传热系数 Stanton 数来表征, 而 Stanton 数可通过雷诺比拟计算得到. 这里对这一方法做一简单回顾.

当平板边界层为层流状态时, 由 Blasius 理论可知, 气物流过平板所产生层流边界层的当地摩擦系数  $C_f$  可写为

$$C_f = \frac{0.664}{\sqrt{Re_x}}. \quad (2)$$

使用雷诺比拟, 可进一步得到传热系数  $St$  的表达式为

$$St = \frac{0.332}{\sqrt{Re_x}} \sqrt{C^*} (Pr^*)^{-2/3}. \quad (3)$$

这里  $C^*$  和  $Pr^*$  分别为 Chapman-Rubensin 因子和普朗特数, 二者都是温度的函数. 其中 Chapman-Rubensin 因子  $C^*$  定义为

$$C^* = \frac{\rho^* u^*}{\rho_e u_e} \approx \left( \frac{T^*}{T_e} \right)^{-1/3}. \quad (4)$$

而普朗特数  $Pr$  一般可采用如下近似关系式进行计算<sup>[16]</sup>:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} \approx \frac{4\gamma}{15\gamma - 15}. \quad (5)$$

对于空气, 本文取其值为 0.71.

上标 \* 表示参数在参考温度  $T^*$  下所取值, 而

$T^*$  的估算方法较多, 一般有

$$\frac{T^*}{T_e} \approx 0.5 + 0.039M_e^2 + 0.5 \frac{T_w}{T_e} \quad (\text{Reddeppa}^{[8]}), \quad (6)$$

$$\frac{T^*}{T_e} \approx 1.28 + 0.023M_e^2 + 0.58 \left( \frac{T_w}{T_e} - 1 \right) \quad (\text{Young-Jannsen}^{[8]}), \quad (7)$$

$$\frac{T^*}{T_e} = 1 + 0.032M_e^2 + 0.58 \left( \frac{T_w}{T_e} - 1 \right) \quad (\text{瞿章华}^{[17]}), \quad (8)$$

等. 表 2 所示为不同计算方法下所得  $T^*/T_e$ , 以及 Stanton 数的比较.

表 2  $T^*/T_e$  及 Stanton 数计算方法对照

$M_\infty$	参数	Reddeppa	Young-Jannsen	瞿章华
7.28	$T^*/T_e$	4.374	4.015	4.003
	$St$	$8.230 \times 10^{-5} x^{-1/2}$	$8.349 \times 10^{-5} x^{-1/2}$	$8.353 \times 10^{-5} x^{-1/2}$
5.88	$T^*/T_e$	3.078	2.921	2.836
	$St$	$8.195 \times 10^{-5} x^{-1/2}$	$8.267 \times 10^{-5} x^{-1/2}$	$8.308 \times 10^{-5} x^{-1/2}$

注: 本表中长度项  $x$  表示测点到平板前缘的距离, 其单位为 m.

比较表中所列结果, 可以发现, 在不同计算方法所得  $T^*/T_e$  结果比较一致. 对此, 本文取按照 Reddeppa 方法计算所得的结果.

若平板上方为湍流边界层时, 参考温度法也适用<sup>[17]</sup>. 此时, 湍流平板的摩擦系数为

$$C_f = \frac{0.0583}{(Re_x^*)^{0.2}} \frac{\rho^*}{\rho_e}, \quad (9)$$

式中

$$Re_x^* = \frac{\rho^* V_\infty x}{\mu^*}, \quad (10)$$

其中,  $\rho^*$ ,  $\mu^*$  用参考温度  $T^*$  计算.  $T^*$  为

$$\frac{T^*}{T_e} = 1 + 0.032M_e^2 + 0.58 \left( \frac{T_w}{T_e} - 1 \right). \quad (11)$$

湍流平板的传热系数  $St$  可用雷诺比拟得到

$$St = \frac{C_f}{2S}, \quad (12)$$

式中  $S$  为雷诺比拟因子, 湍流的  $S$  值可取为

$$S = 1 + 2.135(Re_x^*)^{-0.1} (Pr^* - 1). \quad (13)$$

在激波风洞实验中, 通过薄膜电阻温度计可测得当地表面热流. 进一步, 可采用下述公式计算相

应的表面传热系数:

$$St = \frac{q_w - \text{experiment}}{\rho_e u_e c_p (T_r - T_w)}, \quad (14)$$

式中恢复温度  $T_r$  定义为

$$T_r = T_e \left( 1 + r \frac{\gamma - 1}{2} M_e^2 \right). \quad (15)$$

对高超声速层流边界层, 恢复因子  $r$  可取为  $r = \sqrt{Pr^*}$ ; 而对于湍流边界层, 则取  $r = \sqrt[3]{Pr^*}$ .

在本文实验中, 对每一实验状态均重复测试 3 车次, 然后取其平均值作为相应状态下测试结果.

### 4.3 测试结果分析

图 7 所示为各流动状态下台阶下游实测传热系数分布同相应层流平板和湍流平板理论计算值的比较结果. 图中所示层流平板和湍流平板无量纲传热系数可按照 4.2 节所述方法计算得到.

#### 4.3.1 表面传热系数空间分布规律

从图 7 所示两种来流状态下台阶下游表面传热系数的空间分布趋势可以发现, 虽然高超声速来流因台阶下游流动分离和再附影响而使得表

面传热系数产生相应变化,但随着气体向下游流动,台阶对表面传热的影响逐渐减弱,以至于在台阶下游远场区域表面传热系数随着气体向下游流动而趋于一渐近值.该渐近值或可取湍流平板边界层的理论估算值.图中最后一个测点所示传热系数减小较快,产生这一现象应是由于实验误差所致.

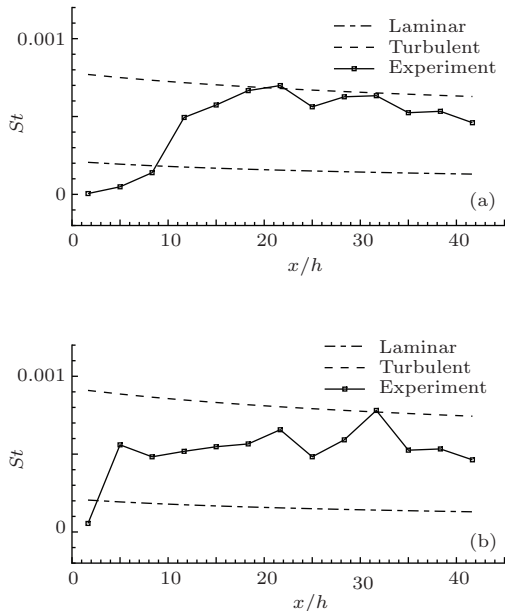


图7 台阶下游表面传热系数分布 (a)  $M_{\infty} = 7.28$ ,  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2}) = 0.016$ ; (b)  $M_{\infty} = 5.88$ ,  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2}) = 0.015$

另一方面,由前述已知台阶上游物面附近为层流边界层.但当经后台阶扰动而发生分离后,边界层已变为湍流边界层.说明若使用数值模拟方法研究高超声速后台阶流动特性时,应当采用湍流模型进行数值计算,否则可能同实际分布产生较大的偏离.

#### 4.3.2 分离区和再附区表面传热特性

对于后台阶绕流问题,首先关心再附点的空间位置.在分离区内,表面传热率较小,但当分离的流动再附到物面时,表面传热率将逐渐上升.按照这一特性,从图8所示表面传热系数分布可以初步认为,在  $M_{7.28}$  来流状态下(图中显示为1的实曲线),再附点应当在第3个测点附近,对应  $x/h \approx 8.33$ ;对  $M_{5.88}$  来流状态下,再附点可能前移至第2个测点附近,对应  $x/h \approx 5$ .为验证这一判断,使用NPLS技术对  $M_{7.28}$  来流状态下台阶周围流动结构进行显示,如图9所示.从图中可以判断出,当  $x/h \approx 8.5$  时,发生分离的高超声速气流再

附到物面,从而验证了上述从表面传热系数变化特性判断再附点位置的合理性.

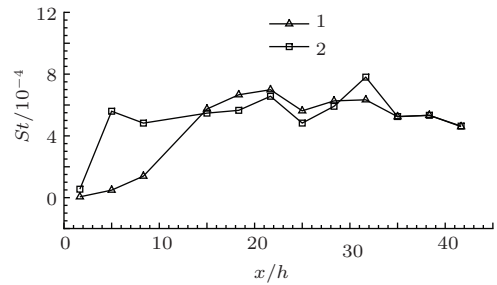


图8 来流状态对表面传热分布的影响

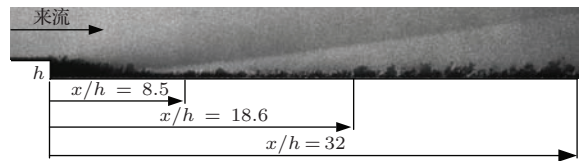


图9 台阶下游近壁区流动结构

#### 4.3.3 表面传热系数的影响因素

从引言中所述已知,台阶下游表面传热系数变化规律取决于无量纲参数  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  的值.在本文实验中,  $L/h$  保持为常数,恒等于25.因此,在这里表面传热系数主要受来流雷诺数的影响.由上述关于再附点位置判断的分析可知,当  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2}) = 0.016$  时 ( $M_{7.28}$ ),  $x/h \approx 8.33$ ;当  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2}) = 0.015$  时 ( $M_{5.88}$ ),  $x/h \approx 5.0$ .显然,随着  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  增大,再附点的无量纲位置  $x/h$  向下游移动.

考虑  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  对表面传热系数量的影响.相关文献[4, 6, 7]认为  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  存在一临界值,对于来流马赫数较低的超声速流动,取为0.067,而对于高超声速流动,则取0.03,当  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  小于临界值时,再附区表面传热相对于分离区迅速上升,而且可能随着  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  减小而出现高于相应状态下平板流动的当地表面传热系数.而且研究表明,后台阶下游分离区和再附区流动以黏性占优,这一临界值受来流焓值影响较小[9].从图8所示再附点热流量值来判断,认为本文测试结果同已有实验结论相符.

#### 4.4 后台阶流动结构与表面热力学参数关联性初步分析

文献[13]使用NPLS技术显示了来流马赫数3.4,

雷诺数  $Re_{\infty L} = 4.28 \times 10^5$ , 来流边界层为层流条件下后台阶的精细流场结构和非定常特性, 并使用数字压力扫描阀测量了台阶下游表面静压分布, 其测试状态对应  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2}) = 0.036$ . 可以认为, 在相应测试条件下, 再附区应当位于其文中所示的  $x_2 (= 14.9h)$  和  $x_3 (= 12.6h)$  之间,  $x_2$  为自由剪切层外沿线与重新发展边界层外沿线的交点位置,  $x_3$  为重新发展边界层外沿线与台阶下表面交点位置, 如图 10 所示.

由后台阶流动的基本规律可知, 当自由剪切层再附于下游壁面时, 相应的表面静压应当上升, 这和该文献中给出的实测表面静压分布特性一致, 如图 11 所示.

本文在测量台阶下游表面传热分布的同时, 测

量了相同流向位置处当地表面静压, 如图 12 所示. 图中  $P_{inf}$  表示来流静压. 从图中两种实验条件下表面静压分布可知, 本文测试条件下再附区表面静压分布特性和文献 [13] 所得规律一致, 即在再附区表面静压呈上升趋势, 而且, 静压分布所示再附区和前述通过表面传热系数判断所得结果一致. 由此可以认为: (高) 超声速后台阶流动再附区位于自由剪切层外沿线与重新发展边界层外沿线的交点位置  $x_2$  和重新发展边界层外沿线与台阶下表面交点位置  $x_3$  之间. 进一步, 可以推断, 对于高超声速后台阶流动, 其台阶下游流动结构和宏观热力学参数之间的关联性和中等马赫数条件下的超声速后台阶流动一致.

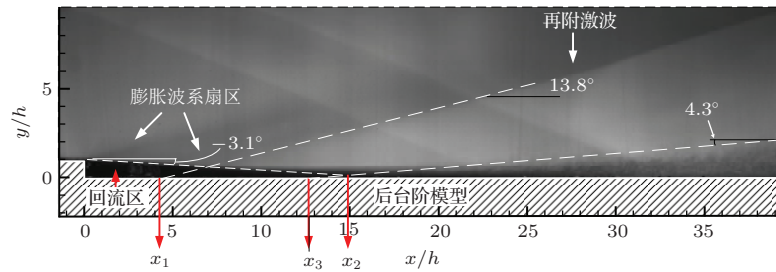


图 10 马赫数 3.4 后台阶流场平均 NPLS 图像 [13]

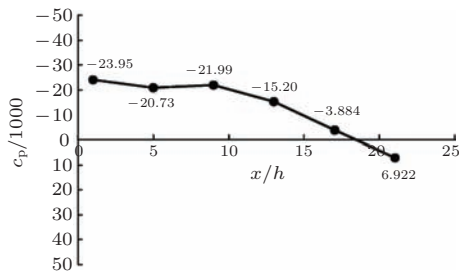


图 11 马赫数 3.4 来流后台阶下游不同位置处压力系数分布 [13]

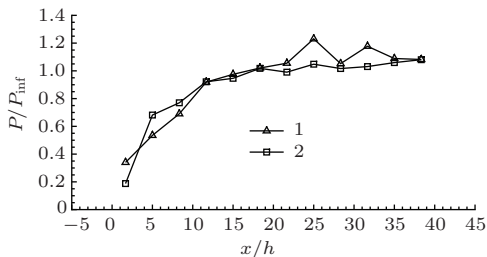


图 12 台阶下游表面静压分布

按此推断, 观察图 7 所示两种高超声速来流状态下表面传热分布曲线, 可以认为再附区下

游表面传热系数上升的空间区域应当对应边界层转换区域, 即, 对于  $M_{7.28}$  来流状态, 转换区域为  $x/h = 8.3-21.6$ , 对  $M_{5.88}$  状态, 则对应  $x/h = 5-18.3$ . 从图 9 所示的  $M_{7.28}$  条件下流动图像可以看到, 当  $x/h \approx 18.6$  时, 边界层发展为充分发展的湍流边界层, 从定性的角度说明这一推断的合理性.

实际上, 边界层转换是大尺度结构不断变形、破碎, 其携带的能量逐级向小尺度结构传递的过程, 直至能量输运达到平衡, 即形成充分发展的湍流边界层. 文献 [13] 报道了  $M_{3.4}$  来流条件下台阶后边界层内涡结构的演化过程, 对于高超声速来流条件, 按照上述一致性推断, 也应当呈现出类似的过程.

## 5 结 论

综合上述关于台阶下游表面传热分布特性实测结果的分析, 可以得出如下结论:

1) 在台阶下游分离区和再附区范围内, 气流黏性占主导作用.

从上述实验结果已知, 随着  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  减小, 再附点位置向上游移动, 而且传热系数值相对于分离区增加更为迅速. 可从物理机理方面对此进行解释. 已知本文实验中台阶到前缘的距离  $L$  以及  $L/h$  均保持不变, 则影响表面传热分布的因素体现在来流雷诺数  $Re_{\infty L}$  上. 雷诺数表征了惯性作用和黏性作用在流动中所占比例. 当雷诺数增大时 ( $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  相应减小), 黏性力所携带的能量相对增加, 则气体的动能向内能转化, 从而气流所携带的动能减小, 气流减速, 气体再附到下游物面的位置更靠近台阶底部; 同时, 由于气流的动能转化为气体的内能, 则必然导致气体向物面传热增强, 即表面传热系数值增大.

2) 随着气体向台阶下游流动, 表面传热特性趋于和湍流平板边界层相同.

考虑无量纲参数  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  对台阶表面传热的影响范围. 从图 8 中可以得知, 虽然来流状态不同, 但从第 6 个测点 ( $x/h = 21.7$ ) 起, 表面传热系数无论从量值还是变化规律, 都表现出相似性. 这说明当地表面传热已不受参数  $L/(h \cdot Re_{\infty L}^{1/2})$  影响, 表面传热特性趋于和湍流平板边界层相同.

3) 对高超声速后台阶流动, 若使用数值模拟方法研究气动热问题, 应当使用湍流模型.

从前述实验结果来看, 即使台阶上游边界层明显为层流, 经过后台阶扰动, 气流再附到台阶下游物面时, 已发展为湍流边界层. 从图 7 所示表面传热系数的量值可以看出, 再附点下游各测点当地表面传热系数明显高于层流边界层传热系数的理论估算值, 而趋于充分发展的湍流边界层传热系数的理论估算值. 而且, 从图 9 所示的台阶下游边界层精细流动结构也可以印证这一点. 因此, 若使用数值模拟方法研究高超声速后台阶下游气动热问题, 应当使用湍流模型.

## 参考文献

- [1] Yin X L 2003 *Aero-optical Mechanism* (Beijing: China Astronautics Press) p1 (in Chinese) [殷兴良 2003 气动光学原理 (北京: 中国宇航出版社) 第 1 页]
- [2] Chapman D R 1956 *A theoretical analysis of heat transfer in regions of separated flow* (Moffett Field, California: Ames Aeronautical Laboratory) NACA-TN-3792
- [3] Chung P M, Viegas J R 1961 *Heat Transfer at the Reattachment Zone of Separated Laminar Boundary Layers* (Washington: AMES Research Center) NASA TN D-1072
- [4] Rom J, Seginer 1964 *AIAA J.* **2** 251
- [5] Scherberg M G, Smith H E 1967 *AIAA J.* **5** 51
- [6] Wada I, Inoue Y 1972 *J. Jpn. Soc. Aeronautical Space Sci.* **20** 661
- [7] Gai S L, Reynolds N T, Ross C, Baird J P 1989 *J. Fluid Mech.* **199** 541
- [8] Reddeppa P, Nagashetty K, Saravanan S, Jagadeesh G, Gai S L 2011 *J. Thermophysics Heat Transfer* **25** 321
- [9] Gai S L, Hayne M J 2010 *J. Thermophysics Heat Transfer* **24** 839
- [10] East R A, Stalker R J, Baird J P 1980 *J. Fluid Mech.* **97** 673
- [11] Mallinson S G, Gai S L, Mudford N R 1997 *J. Fluid Mech.* **342** 1
- [12] Kim T H, Yoshikawa M, Obara T, Ohyagi S 2006 *Shock Waves* **15** 1
- [13] Zhu Y Z, Yi S H, Kong X P, Quan P C, Chen Z, Tian L F 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 134701 (in Chinese) [朱杨柱, 易仕和, 孔小平, 全鹏程, 陈植, 田立丰 2014 物理学报 **63** 134701]
- [14] Fu J 2012 *M. S. Dissertation* (Changsha: National University of Defense Technology) (in Chinese) [付佳 2012 硕士学位论文 (长沙: 国防科学技术大学)]
- [15] Schultz D L, Jones T V 1973 *Heat Transfer Measurements in Short-duration Hypersonic Facilities* (London: University of Oxford) AGARD-AG-165
- [16] White F M 2006 *Viscous Fluid Flow* (3rd Ed.) (Singapore: McGraw Hill) p30
- [17] Qu Z H, Zeng M, Liu W, Liu J 1999 *Hypersonic Gas Dynamics* (Changsha: Press of NUDT) p111 (in Chinese) [瞿章华, 曾明, 刘伟, 柳军 1999 高超声速空气动力学 (长沙: 国防科技大学出版社) 第 111 页]

# Experimental investigation on surface heat transfer characteristics of hypersonic two-dimensional rearward-facing step flow\*

Wang Xiao-Hu Yi Shi-He Fu Jia Lu Xiao-Ge He Lin<sup>†</sup>

(College of Aerospace Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

( Received 8 September 2014; revised manuscript received 4 November 2014 )

## Abstract

Hypersonic rearward-facing step flow is one of the basic flow problems in the design of engine for endo-atmospheric hypersonic vehicle, including thermal protection, and aero-optical correction for infrared imaging window of hypersonic interceptors, etc. To know the characteristics of hypersonic rearward-facing step flow is of vital importance in improving the performances of vehicles, and understanding the basis of the flow. This paper investigates the characteristics of a two-dimensional hypersonic rearward-facing step flow, measures the surface heat transfer coefficient and the surface static pressure downstream the step, and compares the results with the values predicted using the hypersonic boundary layer theory. And the results are demonstrated by the flow structure visualization using NPLS (nano-based planar laser scattering) technique. It is concluded that for the hypersonic two-dimensional rearward-facing step flow, the surface heat transfer distribution can be determined directly by the boundary layer edge parameters at the step; and the viscous effect dominates the flow characteristic in the separation and reattachment region; while in the far-field region downstream the step, the heat transfer coefficient approaches an asymptotic value that may be equal to the turbulent flat plate value. Furthermore, the boundary layer structure may depend on the ratio of boundary layer thickness to the height of step. It is concluded that, when studying the problem of hypersonic rearward-facing step using CFD (computational fluid dynamics) technology, choosing an appropriate turbulent model is needed.

**Keywords:** hypersonic, rearward-facing step, heat transfer, experiment

**PACS:** 47.40.Ki, 47.50.Ef, 47.27.te, 44.20.+b

**DOI:** 10.7498/aps.64.054706

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11172326, 11302256), and the Science Research Program of National University of Defense Technology, China (Grant No. 0100010112001).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [helin@nudt.edu.cn](mailto:helin@nudt.edu.cn)