

# 高超声速二维湍流分离流 传热特性的实验研究

唐贵明 李静美 李仲发

(中国科学院力学研究所)

## 一、前言

高超声速流的分离再附问题,尤其是湍流边界层分离,引起了国内外气动研究工作者的广泛兴趣。为了解湍流分离再附区的基本流动机理和建立半经验的估算方法,国外在简单的平板-楔二维模型上进行了大量的实验研究,积累了很多实验资料,建立了一些经验关系式。但这些实验大都在楔角小于45度的模型上进行的。内斯特勒等人<sup>[1]</sup>虽对平板-前向台阶模型测量了台阶前分离区的热流分布,但台阶面上只测得两三个位置的热流率;伯曼等人<sup>[2]</sup>测得了细长锥后身部阻尼块上的热流分布,但没有测量突块前的热流分布。为了研究大楔角突块模型上在分离再附区的传热特性,我们在JF<sub>8</sub>激波风洞中 $M_\infty=8.4$ ,  $Re_\infty=4.7 \times 10^7$ /米的来流条件下,对大楔角模型进行了热流分布测量。本文给出了楔角 $\theta=30\sim 90$ 度的二维突块模型上湍流分离再附区详细的热流分布的实验结果,分析了突块几何尺寸和突块前凹坑对其分布的影响规律。

## 二、实验技术

### 1. 测试设备

实验是在1.2米的激波风洞中进行的,总压为390大气压,总焓为240卡/克。锥形喷管锥度1:4,喷管喉道直径60毫米,出口直径与实验段同,均为1.2米。模型平板前缘处来流条件为: $M_\infty=8.4$ ;  $Re_\infty=4.7 \times 10^7$ /米,皮托压力2.5大气压, $M$ 数轴向梯度为1/米。实验时间5毫秒。

测量用的热流传感器是薄膜电阻温度计和铜箔量热计,它们的测量误差分别是17%和15%。薄膜电阻温度计有片状和塞式两种,铜箔量热计也有薄壳式和塞式两种。突块前分离区采用薄膜电阻温度计,突块上使用了上述四种形式的传感器,这主要用来检验在大热流梯度再附区的侧向热传导影响。实验结果表明,在本实验时间内,侧向传导对测量结果没有影响。

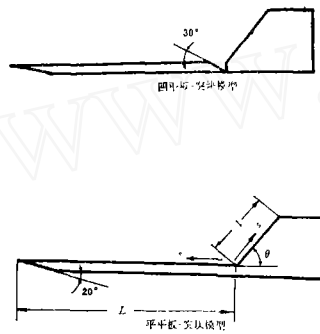
有关实验设备和测试技术的详细情况请见文献[3,4]。

本文于1979年10月15日收到。

## 2. 实验模型

实验模型是平板-楔形突块,迎风面楔角 $\theta$ 分别为 $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$ ,  $90^\circ$ ;迎风楔面名义长 $l$ 为70毫米,对 $60^\circ$ 楔角还备有楔面长为30和50毫米的突块。根据楔角和楔面长,把上述模型简称为 $30^\circ-70$ ,  $45^\circ-70$ ,  $60^\circ-50$ 等等。突块展宽与平板相同,均为350毫米,平板长 $L$ 分别为400和500毫米。400毫米平板又分为平-平板和凹-平板(见图1),凹平板是突块前根部有 $30^\circ$ 角的斜凹坑。平板前缘尖角为 $20^\circ$ ,离前缘20毫米处开有 $2 \times 2$ 毫米横向扰动槽。实验时平板攻角为 $0^\circ$ 。模型名称及符号表示在图1中。测点布在平板和突块的中弦线上。为了测量展宽影响,突块上偏离中弦线10毫米另有一行测点,在突块上游靠根部附近有两排沿展向测点。

离平板前缘400和500毫米处,理论估算的光平板边界层厚度分别为 $\delta_{400}=5.2$ 毫米和 $\delta_{500}=6.2$ 毫米。因而估算出突块高度 $H$ 与边界层厚度 $\delta$ 比 $H/\delta$ 约为5~11。



平板形状	楔角 $\theta$	楔面长 (毫米)	模型简称	平板长 $L$ (毫米)	
				400	500
平	90°	70	90°-70	□	□
	75°	72	75°-70	+	+
	60°	72	60°-70	×	×
	60°	52	60°-50	✱	
	60°	32	60°-30	●	
	45°	72	45°-70	○	○
凹	30°	72	30°-70	△	
	45°	72	凹45°-70	⊕	
凹	30°	72	凹30°-70	△	
				▽	▽

图 1 模型名称及符号表示

## 3. 光平板上的湍流热流分布

转捩点相对于分离再附点的位置对分离流动特性有重要影响<sup>[5, 6]</sup>,根据转捩点在分离点前,在分离点和再附点之间及再附点后,分别定义为湍流分离、转捩分离和层流分离。这三种分离流的气动加热特性也是不相同的。为了确保在分离点远上游达到充分湍流,在离平板前缘20毫米处开 $2 \times 2$ 毫米的横向扰动槽。测量的光平板热流分布表示在图2中。图中还包括有用湍流平板参考焓方法计算的结果,计算中对流场的 $M$ 数轴向梯度作了修正。计算结果与测量分布符合得很好。这就保证了在我们所研究的区域内达到了充分湍流。

## 4. 展宽影响

进行二维分离流实验,还要考察二维模型有限展宽对测量结果产生的影响。我们对 $45^\circ-70$ 和 $90^\circ-70$ 模型进行了展向热流分布和油流流场显示实验。实验结果表明在三分之二的展宽范围内,流动是二维的。另外在突块上偏离中弦线10毫米测点的结果与中弦线上的一致。因此,在我们测量区域内,有限展宽的影响可忽略不计。

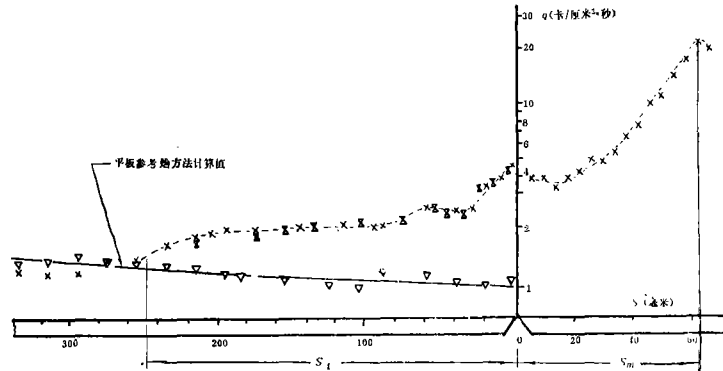


图2 光平板和60°—70°模型的热流分布

### 三、实验结果与讨论

实验结果是多次重复测量的算术平均值，各次测量的数据散差小于±15%。下面将实验结果作些说明和分析。

#### 1. 二维湍流分离再附区热流分布的一般特点

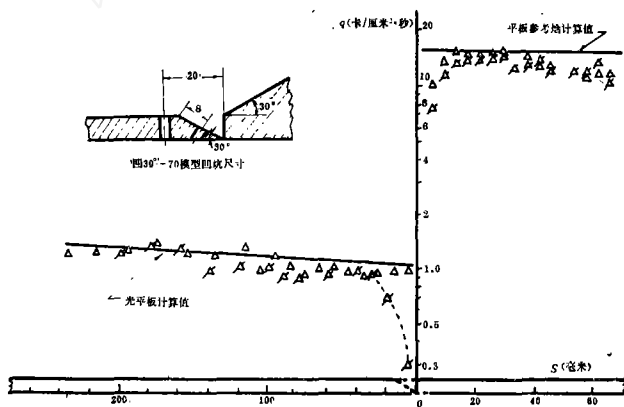


图3 30°—70°和凹30°—70°模型的热流分布

图3表示模型30°—70°的热流分布，其中S表示从测点到突块根部前缘的表面距离。从图中可看出，突块上游的分布与光平板分布相同，这表示没有发生边界层分离。因此，突块上游和突块上的热流分布与用平板参考焓方法计算的结果相符。这说明在 $M_\infty=8.4$ ， $Re_\infty=4.7 \times 10^7$ /米的来流条件下，使湍流边界层发生分离

的最小楔角大于30°，这和霍尔登<sup>[7]</sup>的结果一致。

图2表示的60°—70°模型的分布与30°—70°的完全不同。在突块上游250至260毫米附近热流分布自光平板值逐渐升高(表示相互作用开始)，然后在较宽区域内保持为平坦值，在快靠近突块根部时，迅速上升到一峰值(表示回流区)，而在突块上开始一段又出现一平坦值，幅度与上游最大峰值相近(表示突块上开始一段处在回流中)，最后非常迅速地上升到突块上的最大值(表示再附区)。在 $\theta \geq 45^\circ$ 的其它六个模型上也有类似的分布(见图4和图5)。这种热流分布有如下特点：在分离点、再附点前和突块根部前都有很大的热流梯度，在分离点后，很大区内域有一平坦的分布，在突块根部前和再附点附

近各有一最大峰值。在实验中要测到真实的最大峰值热流率是比较困难的,因为最大值是分布在非常狭小的区域内,而测量传感器的尺寸和布点密度总是有限的。因此,我们假定测得的最大值近似代表真实的最大峰值。这次实验测得最大再附热流率比光平板值高 20 至 30 倍,低于伯曼等人<sup>[2]</sup>在三维突块上的实验值(50 至 70 倍)。

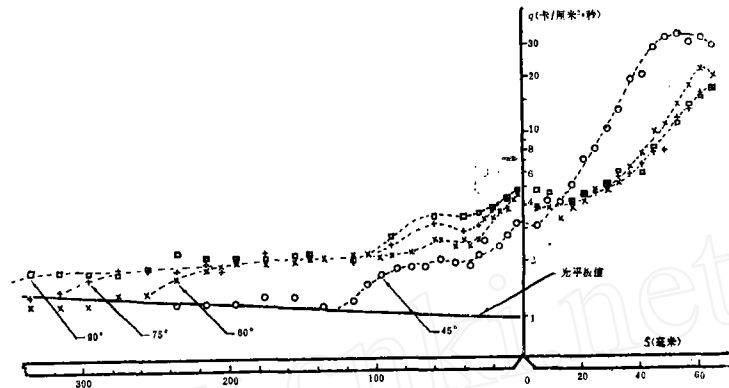


图 4 不同楔角突块模型上的热流分布 ( $l = 70$  毫米)

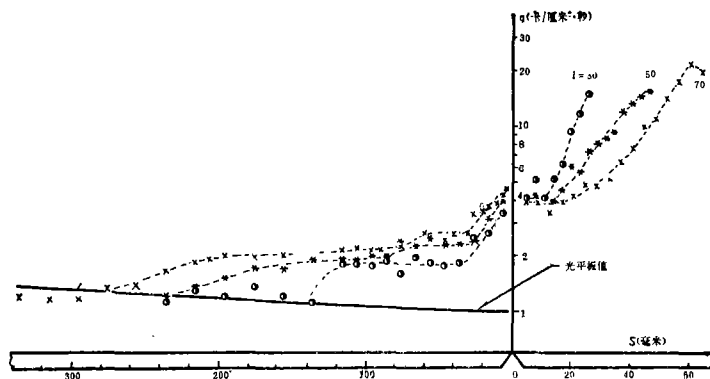


图 5 不同楔面长突块模型上的热流分布 ( $\theta = 60^\circ$ )

在图 2 中,突块上游的分布包括突块离平板前缘 400 和 500 毫米处的测量结果。从图中可以看到,在两个位置测量的分布完全重合在一起,这表示平板长度的变化对分布没有影响,也说明在相互作用区的上游达到了充分湍流。

## 2. 突块几何尺寸对热流分布的影响

为了讨论方便,我们把突块根部前缘到上游热流分布开始上升间的距离定义为突块对上游的扰动距离  $S_t$ ,而突块根部前缘到突块上最大再附热流点间的距离定义为最大再附热流点距离  $S_m$ (见图 2)。扰动距离大于分离距离,而最大再附热流点与再附点非常接近。对于没有完全达到最大再附热流点分布的突块,我们假定在楔面顶角处达到。

图4表示楔面长为70毫米不同楔角突块模型的热流分布,图5表示楔角为60°不同楔面长突块模型的热流分布。图中结果表明:当楔面长一定时,突块对上游的扰动距离 $S_l$ 随楔角 $\theta$ 增加而增大,而突块上的热流分布除 $\theta=45^\circ$ 的较高外,楔角的影响不灵敏,但最大热流点随楔角增加而向顶角靠近;当楔角一定时,扰动距离随楔面长 $l$ 的增加而增大,突块上的热流分布随楔面长的缩短而变陡。从这些结果看出,突块几何尺寸的变化对扰动距离的影响是很灵敏的,但对分离点后的热流平坦值影响很小。尽管楔角从 $45^\circ$ 变到 $90^\circ$ ,楔面长从30变到70毫米,但热流平坦值与光平板值之比保持在2左右。

为了寻求各种不同尺寸突块模型热流分布的共同规律,我们将突块前各点热流率 $q$ 和距离 $S$ 分别用光平板当地热流率 $q_0$ 和突块上最大再附热流点至平板的垂直距离 $H_m(H_m=S_m \sin \theta)$ 无量纲化,并绘于图6中。从图中看到,除中间有个小鼓包及 $45^\circ-70$ 的分离点附近外,其它数据点几乎都密集在一条分布曲线上。这表示 $\theta \geq 60^\circ$ 的各种几何尺寸突块前的分布,可用无量纲参数 $(q/q_0, S/S_m)$ 相互关联起来。同样,将突块上各点热流率 $q$ 和距离 $S$ 分别用突块根部处光平板热流率 $q_c$ 和最大再附热流点距离 $S_m$ 无量纲化,并绘于图7中。从图中看到,除 $45^\circ$ 的分布较高外, $\theta \geq 60^\circ$ 的各个突块上的数据点密集在一条很狭窄的曲线带上。这表示 $\theta \geq 60^\circ$ 各种尺寸突块上的热流分布可用无量纲参数 $(q/q_c, S/S_m)$ 相互关联起来。在这两组无量纲分布里,对于 $\theta \geq 60^\circ$ 的模型,突块几何尺寸的影响几乎都消失了。

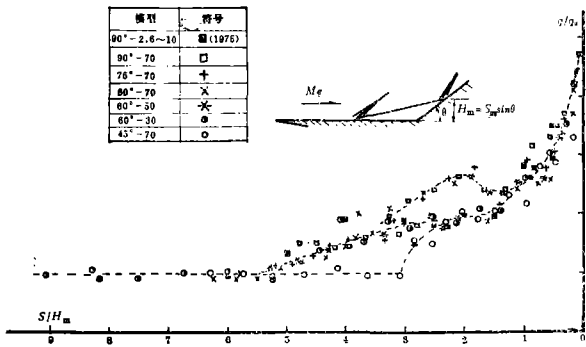


图6 突块前无量纲热流分布

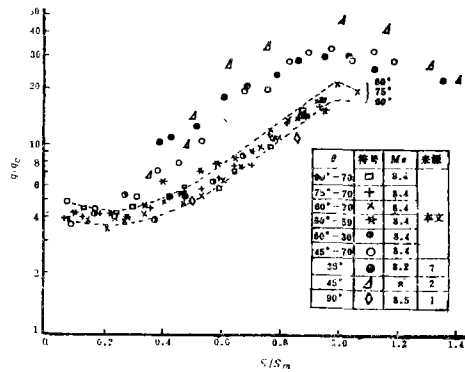


图7 突块上无量纲热流分布

从4图和图5中,可以看到, $\theta \geq 60^\circ$ 的突块模型最大再附热流点几乎都在靠顶角附近,因此,认为最大再附热流点都在顶角处,不会引起很大误差。这样,只要在实验中详细测得 $\theta \geq 60^\circ$ 中某一模型的无量纲热流分布曲线,就可从它推算出 $\theta \geq 60^\circ$ 中任一模型上绝对热流分布的情况。

为了比较,图7中还包括有内斯特勒<sup>[11]</sup>的 $\theta=90^\circ, M_\infty=8.5$ ,伯曼<sup>[2]</sup>的 $\theta=45^\circ, M_\infty=8$ 和霍尔登<sup>[7]</sup>的 $\theta=36^\circ, M_\infty=8.2$ 的实验数据。我们 $\theta \geq 60^\circ$ 的分布与内斯特勒前向台阶的结果很靠近。我们 $\theta=45^\circ$ 的分布低于伯曼 $45^\circ$ 的结果而与霍尔登的分布相一致。伯曼等人的分布较高是三维突块的缘故,金等人<sup>[8]</sup>的实验得出三维效应使突块上的

热流增加。

### 3. 突块对上游的扰动距离和上游最大峰值热流的经验关系式

从图 4 和图 5 的分布可确定各种几何尺寸突块模型的扰动距离  $S_i$  和最大再附热流点距离  $S_m$ 。对还没有完全达到最大值的分布, 我们假定最大再附热流点在顶角处。我们将这样得到的  $\theta \geq 60^\circ$  的结果及从国外有关前向台阶的热流和压力分布得来的结果, 以比值  $(S_i + S_m \cos \theta) / S_m \sin \theta$  随  $H / \delta$  变化的形式绘于图 8-a 中。所有数据来源列于表 1 中。从图中可看出, 当  $H / \delta \geq 1$  以后, 比率  $(S_i + S_m \cos \theta) / S_m \sin \theta$  近似为常值。取图 8-a 中  $H / \delta \geq 1$  的数据, 绘于图 8-b 中, 这个比率也不随  $M$  和  $Re$  数变化, 其数据点密集在 4.6 和 5.8 之间, 取平均值得:

$$\frac{S_i + S_m \cos \theta}{S_m \sin \theta} = 5.2 \quad (1)$$

上式中  $S_i$  和  $S_m$  均是未知量, 使用困难。考虑到实际高速飞行器中突块高度一般小于 3 倍边界层厚度, 而相应于这一高度的  $\theta \geq 60^\circ$  的突块最大再附热流点都在顶角附近, 因此, 我们假定最大再附热流点在顶角上。这时有  $H = l \sin \theta = S_m \sin \theta$ , 则 (1) 式变为:

$$S_i / H = 5.2 - \text{ctg } \theta \quad (2)$$

对于前向台阶 ( $\theta = 90^\circ$ ), (1) 式恒等于 (2) 式。用此式计算的扰动距离  $S_i$  与  $1 \leq H / \delta \leq 11$ ,  $2 < Me < 9$ ,  $10^6 < Re_L < 30 \times 10^6$  范围内的实验结果的误差小于 12%。因此, (2) 式是个很好的近似。

表 1 图 8 中数据来源

参考文献	符号	分布	$H$ (毫米)	$H/\delta$	$Me$	$Re_L(10^6)$	$\theta$ (度)
本文	X * O	热流	28-62	5-10	6.4	2.4	80
本文	+	热流	70	11.2	6.4	2.4	70
本文	■	热流	70	11.2	6.4	2.4	90
11. 舍阔隆	—	热流	2.6-10	0.6-1.9	6.8	2	90
8. Hollaway	●	热流	8.3, 10.4	1.6, 2.4	4.9, 6.0	0.6	90
9. Burbank	⊗	热流	51	2.8	2.85, 3.51, 4.44	0.5-0.8	90
10. Gadd	⊙	热流	34	~2	2.44	0.11-0.25	90
1. Nestler	▲	热流	10.4-25.1	1-2.5	6.3	0.6	90
2. Sterrett	○	压力	2.3-8.0	0.5-1.8	4.8, 5.4, 5.8, 6.3	1.2	90
6. Chapman	⊖	压力	3.8, 5.4	1.6, 2	2-3.4	0.27-1.4	90
13. Lange	⊗	压力	7.8	8	3.03	—	90
14. Pogdonoff	△	压力	1.3-8.9	0.3-2.1	3.6	$\beta_{max} = 1.2 \times 10^7$ 米	90

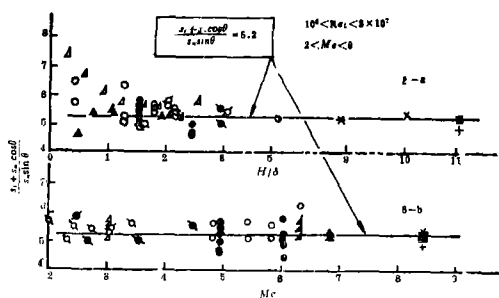


图 8  $(S_i + S_m \cos \theta) / S_m \sin \theta$  随  $H/\delta$  和  $Me$  的变化

图 8 和式 (2) 表明, 在前向台阶 ( $\theta = 90^\circ$ ) 引起的湍流分离流中, 台阶对上游的扰动距离  $S_i$  主要与台阶高度  $H$  有关, 而基本与  $M$  数和  $Re$  数无关。

前向台阶上游最大峰值热流与流动参数密切相关。内斯特勒等人<sup>[1]</sup>的实验得出峰值随  $M$  数增加而增加, 霍洛韦等人<sup>[6]</sup>的结果表明峰值随  $Re$  数增加而减小。特鲁伊特<sup>[15]</sup>的分析给出了最大峰值热流相关公式:

$$(q/q_0)_{max} - 1 = KM_e^{1-2\omega(1+n)} Re_L^\omega \quad (3)$$

其中  $n$  是粘性系数依赖于温度的幂指数，一般取  $n=0.75$ ， $\omega$  为边界层厚度依赖于雷诺数的幂指数，取  $\omega = -\frac{1}{7}$  [16]。将实验结果绘于图 9 中，得比例常数  $K=1.7$ 。则上式

变为：

$$(q/q_0)_{max} - 1 = 1.7 M_e^{3/2} Re_L^{-1/7} \quad (4)$$

从图中看出这一相关结果是相当好的。只有内斯特勒的结果偏低，这可能是测点离真实峰值点较远或是侧向导热效应的缘故。图 9 中还包括有  $60^\circ-70$  和  $75^\circ-70$  模型的结果，与 (4) 式计算值很接近。

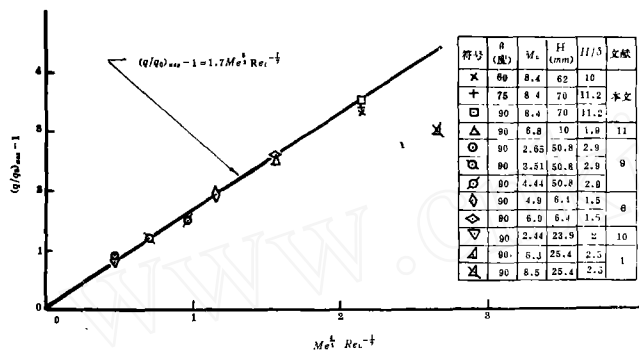


图 9 前向台阶上游最大峰值热流相关曲线

从图6—9的结果说明，在  $M_\infty=8.4$ ， $Re_\infty=4.7 \times 10^7$  米的条件下， $60^\circ \leq \theta < 90^\circ$  突块模型上的热流分布特性与  $\theta=90^\circ$  的前向台阶相同，式(2)和式(4)都可用来估算这一条件下大楔角突块对上游的扰动距离和上游最大峰值热流。大楔角突块模型的这些特性是否和前向台阶一样适应于较宽的流

动条件，有待于进一步的实验研究。

#### 4. 突块根部前斜凹坑对热流分布的影响

我们只对凹平板分别与  $30^\circ$  和  $45^\circ$  突块组成的凹  $30^\circ-70$ ，凹  $45^\circ-70$  模型进行了凹坑影响的实验。凹  $30^\circ-70$ ，凹  $45^\circ-70$  模型的实验结果与  $30^\circ-70$ ， $45^\circ-70$  的分布一起绘于图 3 和图 10 中。突块前第一个测点在凹坑斜面中点，第二点在凹坑拐角近上游(见图 3，图 10)。图 3 表示的凹  $30^\circ-70$  模型的分布，从凹坑前一点开始下降，至凹坑斜面中点(这点图中按水平距离画出)下降到光平板热流的 30%，在突块面上， $S < 15$  毫米一段，稍低于  $30^\circ-70$  的分布，其它部分与  $30^\circ-70$  的重合。在凹  $45^\circ-70$  模型上的分布(见图 10)，突块前两点的热流高于  $45^\circ-70$  的，其余部分，两个分布一致。总之，无论凹  $45^\circ-70$  还是凹  $30^\circ-70$  模型，突块前的斜凹坑对楔面

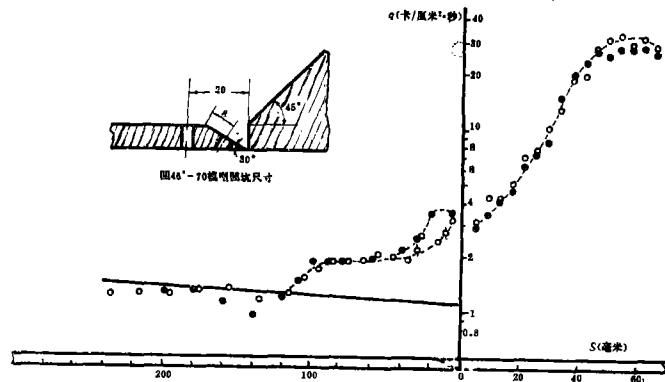


图 10  $45^\circ-70$  和凹  $45^\circ-70$  模型的热流分布

上的分布影响不明显,仅对突块前附近的分布有较明显的影响,但对两个楔角模型的影响趋势相反。因为 $30^\circ-70^\circ$ 模型上没有发生分离,凹坑斜面处于背风面,所以热流减小,而 $45^\circ-70^\circ$ 模型上发生了分离,凹坑斜面在回流中处于迎风面,所以热流升高。

## 四、结 论

综上所述,我们可得如下结论:

1. 在 $M_\infty=8.4$ ,  $Re_\infty=4.7 \times 10^7$ /米的实验条件下,突块楔角 $\theta=30^\circ$ 时,扰动强度还不足以使流动分离,因此, $30^\circ-70^\circ$ 模型上的热流分布与平板参考焓方法计算结果相符。在 $\theta \geq 45^\circ$ 的其它模型上都发生了较大的分离。这次实验测得最大再附热流率比光平板值高至20至30倍。低于伯曼等人在三维突块上的值。 $\theta=30^\circ, 45^\circ$ 突块根部前的斜凹坑,对突块楔面上的分布无明显影响,仅对突块前附近的分布有明显的影响,其影响趋势视分离与否而异,当不分离时,热流减小,分离时热流增大。

2. 前向台阶引起的湍流分离,对上游的扰动距离主要由台阶高度决定,而与 $M$ 数和 $Re$ 数无关,其值可由(2)式确定。台阶上游最大峰值热流主要与 $M$ 数和 $Re$ 数有关,其值可由(4)式进行估算。

3. 在 $M_\infty=8.4$ ,  $Re_\infty=4.7 \times 10^7$ /米实验条件下, $60^\circ \leq \theta < 90^\circ$ 大楔角突块模型的热流分布规律与前向台阶相同。因此,当 $\theta \geq 60^\circ$ 时,各种几何尺寸突块上游和突块面上的热流分布可分别用无量纲参数 $(q/q_0, S/H_m)$ 和 $(q/q_c, S/S_m)$ 相互关联起来;大楔角突块对上游的扰动距离和上游最大峰值热流可分别用(2)和(4)式进行估算。大楔角突块模型上湍流分离流的这些传热特性是否如前向台阶一样,适应于较广的流动条件,有待于进一步的实验研究和理论分析。

该工作由本实验室 JF<sub>8</sub> 设备组和传热组共同完成。

## 参 考 文 献

- [1] Nestler, D.E. et. al., *AIAA J.*, Vol. 7, No. 7, 1969.
- [2] Berman, R. et. al., *J. Spacecraft*, Vol. 14, No. 3, 1977.
- [3] 李清泉, 肖林奎, JF<sub>8</sub> 激波风洞调试报告, 中国科学院力学所, 1975.
- [4] 李仲发, 俞鸿儒, 在激波风洞中的传热测量技术, 首届激波管会议报告, 1978.
- [5] Chapman, D.R. et. al., *NACA Rep.* 1356, 1958.
- [6] Holloway, P.F. et. al., *NASA TND-3074*, 1965.
- [7] Holden, M.S., *AIAA* 77-45, 1979.
- [8] Kim, B.S.C. et. al., *AIAA* 71-598, 1971.
- [9] Burbank, P.D. et. al., *NASA TN D-1372*, 1962.
- [10] Gadd, G.E. et. al., *ARC R&M* 3148, 1960.
- [11] 俞鸿儒, 局部区域传热实验报告, 中国科学院力学所, 1975.
- [12] Sterrett, J.R. and Emery, J.C., *NASA TN D-618*, 1960.
- [13] Lange, R.H., *NACA TN-3065*, 1954.
- [14] Bogdonoff, S.M., *Aero. Sci. J.*, Vol. 22, 1955.
- [15] Truitt, R.W., *AIAA J.*, Vol. 3, No. 9, 1965.
- [16] Houghton, E.L. and Boswell, R.P., *Further Aerodynamics for Engineering Students*, 1969.