

# 等离子体气动激励控制激波的机理研究\*

王 健† 李应红 程邦勤 苏长兵 宋慧敏 吴 云

(空军工程大学工程学院 西安 710038)

(2009 年 1 月 7 日收到 2009 年 3 月 22 日收到修改稿)

针对等离子体气动激励控制激波的热效应机理和电离效应机理的争议,分别采用热阻塞模型和离子声波模型理论推导出了不同机理前提下电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律.对于热效应机理,激波变化规律是激波起始点前移、形状不弯曲以及角度减小;对于电离效应机理,激波变化规律是激波起始点仍维持在尖劈前缘点处、形状分为两段发生弯曲以及起始段的角度增大.针对该对立的理论推导结果,进行了电弧等离子体控制尖劈斜激波的超声速风洞实验研究,实验观察到尖劈斜激波起始点前移 4 mm,激波角度减小 8.6%,激波形状未发生弯曲.以热效应机理为前推推导出的理论结果与该实验结果相符,从而验证了等离子体气动激励控制激波是热效应机理在起主要作用.

关键词:等离子体气动激励,激波,热效应,电离效应

PACC: 5230, 5235T, 5280M

## 1. 引 言

国外早在 20 世纪 80 年代就开展了气体放电等离子体与激波相互作用的实验研究.这些研究可分为两类:一类是激波管实验,重点研究激波管内运动正激波在等离子体中的传播特性,发现了激波加速、激波强度减弱以及激波形状弯曲、分叉等规律;另一类则是弹道靶实验,重点研究高超声速条件下(马赫数在 5 以上)运动钝体头部形成的脱体激波经过等离子体时的激波变化,发现了脱体距离增大以及激波强度减弱等规律<sup>[1]</sup>.

此后,人们尝试从机理上解释上述激波变化现象,主要提出以下两种机理:一是热效应,指的是气体放电给气流加热,改变流场内的温度分布;二是电离效应,指的是气体放电产生的带电粒子作用(如离子声波等).为确定是何种机理占主导作用,人们后续又开展了大量的实验验证和理论分析工作,如美国俄亥俄州立大学机械工程学院非平衡热力学实验室开展的超声速风洞实验研究工作,基本思路是将热效应和电离效应分开,单独研究其对尖劈斜激波的影响作用,实验结果初步表明,热效应占主导地

位<sup>[2-5]</sup>.俄罗斯科学院高温研究所在该研究领域内进行了大量研究,提出等离子体气动激励控制激波存在两种主要的物理原理:一是热效应原理,二是磁流体动力原理,其中热效应原理主要针对超声速气流中的斜激波,而磁流体动力原理主要针对高超声速气流中的脱体激波<sup>[6-9]</sup>.国内在该领域的研究工作起步较晚,西南物理研究所、中国科学技术大学和中国空气动力研究与发展中心联合开展了气体放电减小激波阻力的建模和仿真研究<sup>[10]</sup>;华中科技大学和中国科学院等离子体物理研究所联合开展了强激波在等离子体中传播特性的仿真研究<sup>[11]</sup>;空军工程大学在该领域内开展了初步的实验和仿真研究,初步验证了等离子体气动激励控制激波的热冲击原理<sup>[12,13]</sup>.但对于热效应机理的主导地位问题,目前国际上仍无定论<sup>[14]</sup>.

本文选用热效应和电离效应都很强的电弧等离子体,首先分别从热效应机理和电离效应机理出发,采用热阻塞模型和离子声波模型,从理论上推导电弧等离子体对超声速气流中尖劈斜激波的影响规律,寻求不同机理前提下激波变化规律的对立之处;其次进行电弧等离子体控制尖劈斜激波的超声速风洞实验研究,利用实验观察尖劈斜激波的实际变化规律.

\* 国家自然科学基金(批准号:50776100)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-05-0907)和空军工程大学工程学院优秀博士学位论文创新基金(批准号:BC08001)资助的课题.

† E-mail: wj0555029@163.com

通过实验结果和理论结果的对比,分析等离子体气动激励控制激波究竟是何种机理在起主要作用.

## 2. 电弧等离子体控制尖劈斜激波的理论分析

热效应主要用等离子体中的中性气体分子温度来衡量,电离效应主要用等离子体的电离度来衡量.理论上,区分热效应机理和电离效应机理的最好方法是寻找这样两种气体放电方式,一种是等离子体具备强的热效应,但不具备强的电离效应;另一种是等离子体具备强的电离效应,但不具备强的热效应.然后开展等离子体气动激励控制激波实验研究,实验观察哪种气体放电等离子体使得激波发生明显变化,就可以区分究竟是何种机理在起主要作用.但是,在实际条件下寻求这样两种气体放电等离子体方式是很困难的,因此需要另辟蹊径.显然采用热效应和电离效应都较弱的气体放电方式是不合理的(如介质阻挡放电,其等离子体中的气体温度仅为室温量级,电离度也在  $10^{-3}$  以下,本质上属于非热平衡、弱电离等离子体),因为无论主导机理是热效应还是电离效应,其都无法控制激波.因此,就需要采用热效应和电离效应都强的气体放电方式,才可以实验观察到激波变化规律,才能与理论分析结果相比较,而电弧放电可以很好地满足这一特性.电弧等

离子体本质上属于热平衡、强电离等离子体.热平衡指的是高压(超声速气流的压力一般在  $10^4$  Pa 量级)电弧等离子体中的电子平均自由程较小,电子-重粒子的碰撞频率较大,电子把从电场中加速获得的能量最大限度地传递给重粒子(离子和中性气体分子等),从而重粒子温度近似等于电子温度,电弧等离子体接近于热平衡状态,可以用一个温度的概念来描述电弧等离子体,该温度一般为 1000 K 量级.强电离指的是电弧等离子体的电离度一般大于 1%.

因此,为有效控制激波,方便与实验结果比较,理论分析中的气体放电等离子体选为电弧等离子体.理论分析的研究对象选为电弧等离子体控制冷态超声速管道流中的尖劈斜激波,可简化为二维问题进行研究,如图 1 所示.采用在管道下壁面设置尖劈的方法产生斜激波,在尖劈前管道壁面上设置电弧放电电极,采用表面电弧放电的方式在尖劈前产生电弧等离子体,其在超声速气流的作用下覆盖尖劈前较大区域以及尖劈前缘的部分区域,这与实验中所观察到的电弧等离子体形态相符.由于是定性分析电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律,因此这里的物理模型不设定具体的定量参数.不考虑超声速气流的黏性,这样可忽略边界层的影响作用,使得问题得到简化.接下来将分别从热效应机理和电离效应机理出发,通过理论分析,推导出电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律.

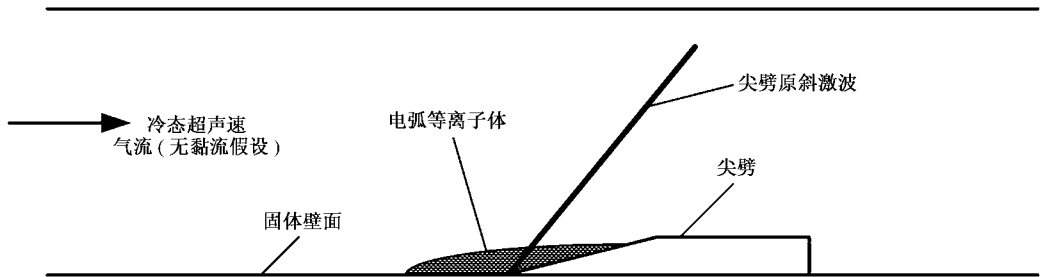


图 1 电弧等离子体控制尖劈斜激波的理论分析模型

### 2.1. 热效应机理的理论分析

在一维定常理想流中,加热会使得气体流动加速,产生压力降,结果使得流动系统中的质量流量密度降低,这就是流动系统中热阻塞现象的物理机制<sup>[15]</sup>.热阻塞对流动的影响可表示为

$$\varepsilon = \frac{\dot{m}_{\text{heat}}}{\dot{m}_{\text{unheat}}} = \frac{1}{\sqrt{1 + s_0(c_p T_0)}}, \quad (1)$$

其中,  $\varepsilon$  为一维流中加热与未加热时的质量流量密

度之比,  $\dot{m}_{\text{heat}}$  为加热时的质量流量密度,  $\dot{m}_{\text{unheat}}$  为未加热时的质量流量密度,  $s_0$  为单位气体质量所受到的加热量,  $c_p$  为定压比热容,  $T_0$  为未加热时的气体温度,参数  $c_p T_0$  为未加热时的静焓,定义无因次参数  $H_e = s_0(c_p T_0)$ ,称为加热准则数,物理意义是单位质量气体的受热量与它本身的初始焓值之比.由于  $s_0 > 0$ ,所以  $H_e > 0$ ,  $\varepsilon < 1$ ,意味着加热使得一维流的质量流量密度降低.当  $H_e \rightarrow \infty$  时,  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,表示

当加热量极大时,质量流量密度趋于零,效果相当于通道中由于加热而完全阻塞.由于电弧等离子体能够使得冷态超声速气流温度由 200 K 以下迅速升至 1000 K 量级,意味着对气流的加热量很大,因此通道中的热阻塞现象非常明显.

电弧等离子体控制尖劈斜激波是个二维问题,

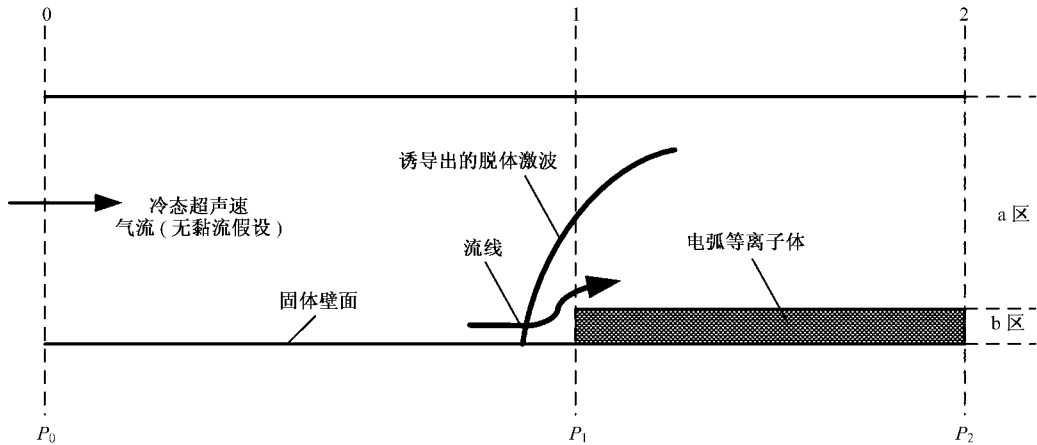


图 2 电弧等离子体诱导脱体激波的热阻塞理论分析模型

当均匀冷态超声速来流遇到电弧等离子体热区时,热阻塞现象使得电弧等离子体热区中的质量流量降低,因此会导致一部分流量绕向冷气流区经过通道,即横截面 1 处的流线绕向冷气流区.假设均匀来流抵达截面 1 处时,流进 a 区和 b 区的流量重新分配,一旦通过截面 1 后,在 a 区和 b 区中的流动各自为一维流动问题,两区的连接条件是横截面上的压力平衡,在此简化条件下,两区的质量流量密度为

$$\dot{m}_a = \sqrt{\frac{(P_0 - P_2) P_2}{RT_{a, \text{heat}}}}, \quad (2)$$

$$\dot{m}_b = \sqrt{\frac{(P_0 - P_2) P_2}{RT_{b, \text{heat}}}}, \quad (3)$$

其中  $\dot{m}_a$  和  $\dot{m}_b$  分别为 a 区和 b 区的质量流量密度,  $P_0$  和  $P_2$  分别为截面 0 处和截面 2 处的气流压力,  $T_{a, \text{heat}}$  和  $T_{b, \text{heat}}$  分别为 a 区和 b 区的温度,  $R$  为普适气体常数.由 (2) 和 (3) 式可得到两区的质量流量密度之比

$$\frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_b} = \sqrt{\frac{T_{b, \text{heat}}}{T_{a, \text{heat}}}}, \quad (4)$$

则两区的质量流量之比为

$$\frac{\dot{M}_a}{\dot{M}_b} = \frac{A_a}{A_b} \sqrt{\frac{T_{b, \text{heat}}}{T_{a, \text{heat}}}}, \quad (5)$$

其中,  $A_a$  和  $A_b$  分别为 a 区和 b 区的横截面积,  $\dot{M}_a$  和

因此需要进一步的理论推导.假设表面电弧放电产生的电弧等离子体高度沿流向不发生变化,把电弧等离子体与上通道壁面间的冷态超声速气流部分称为 a 区,把电弧等离子体部分称为 b 区,电弧等离子体达到热平衡状态,理论分析示意图如图 2 所示.

$\dot{M}_b$  分别为 a 区和 b 区的质量流量.

假设冷态超声速气流的通道高度为 30 mm,电弧等离子体高度为 2 mm,垂直于纸面方向上的长度设定为 1 m,则  $\frac{A_a}{A_b} = 15$ .假设冷态超声速来流马赫数为 2.2,总温为 300 K,则由总温-静温公式

$$T^* = T \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2} M^2 \right) \quad (6)$$

计算出静温为 152 K,即  $T_{a, \text{heat}} = 152$  K.文献 [16] 中对于高压电弧放电,在热阴极电子发射条件下,电弧等离子体的温度高达 10000 K,即  $T_{b, \text{heat}} = 10000$  K,计算出  $\dot{M}_a / \dot{M}_b \approx 122$ .这说明冷态超声速气流流过电弧等离子体时,气流大部分在电弧等离子体外流,极少量穿过电弧等离子体,因此可以把电弧等离子体近似看作不可穿透的固体来研究其对流动的影响.由于在前面的假设条件中把电弧等离子体的高度设为不变,因此电弧等离子体可近似看作方形钝体,在超声速气流条件下,其前缘就会诱导出一道脱体激波,如图 2 所示.可是实际上电弧等离子体的高度在超声速气流的条件下是由小到大逐渐递增的.因此电弧等离子体可近似看作尖劈,会在其前缘诱导出一道斜激波.

在电弧等离子体诱导斜激波的前提下,再来讨论电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律.尖劈的

角度为  $\theta$ , 没有电弧放电时, 在超声速气流中, 尖劈前缘会产生一道斜激波, 激波角度为  $\beta$ , 采用激波波后压力与波前压力之比来衡量激波强度  $\pi_s$ . 电弧放电后, 类似尖劈的电弧等离子体与原先实际尖劈相叠加, 形成新的虚拟尖劈 (与实际尖劈相区分), 该虚拟尖劈的角度为  $\theta^*$ . 由图 3 可见, 在虚拟尖劈的

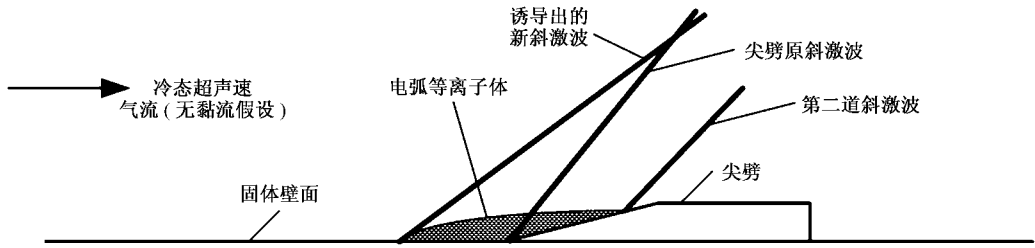


图 3 电弧等离子体控制尖劈斜激波的热阻塞理论分析模型

综上所述, 在假设热效应机理占主导地位的前提下, 采用热阻塞理论分析模型, 推导出的电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律可归纳为三点: 一是激波起始点前移; 二是激波形状不弯曲; 三是激波角度减小.

## 2.2. 电离效应机理的理论分析

等离子体与气体一样, 也可以传播声波. 声波作为等离子体中传播的低频波, 是离子运动在起主要作用, 所以称为离子声波. 由于离子的运动, 电子也要随着离子一起运动, 以保持等离子体的电中性, 所以完全描述离子声波, 需要涉及到电子和离子的运动行为<sup>[17]</sup>. 对于离子声波, 其声速为

$$a_p = \sqrt{\frac{\gamma_i T_i + \gamma_e T_e}{m_i}}, \quad (7)$$

其中,  $a_p$  为离子声速,  $\gamma_i$  和  $\gamma_e$  分别为离子和电子的比热容之比,  $T_i$  和  $T_e$  分别为离子和电子的温度,  $m_i$  为离子的质量. 对于低频波, 电子的压缩过程是等温的, 可取  $\gamma_e = 1$ . 对于达到近似热平衡状态的高气压电弧等离子体,  $T_i \approx T_e$ , 所以离子声速公式可简化为

$$a_p = \sqrt{\frac{(1 + \gamma_i) T_i}{m_i}}. \quad (8)$$

普通气体的声速公式为

$$a_g = \sqrt{\frac{\gamma_g T_g}{m_g}}, \quad (9)$$

其中,  $a_g$  为气体中的声速,  $\gamma_g$  为气体的比热容之

前缘会产生新的斜激波, 激波角度为  $\beta^*$ , 激波强度为  $\pi_s^*$ . 由于电弧等离子体高度小于实际尖劈高度, 所以还会在电弧等离子体与实际尖劈前缘的交点处产生第二道斜激波. 由于  $\theta^* < \theta$ , 在来流马赫数  $Ma$  一定条件下, 由斜激波的  $Ma$ ,  $\theta$  与  $\beta$  关系式可知,  $\beta^* < \beta$ ,  $\pi_s^* < \pi_s$ .

比,  $T_g$  为气体温度,  $m_g$  为气体分子质量. 对于冷态超声速空气中电弧放电获得的电弧等离子体, 可认为  $\gamma_i \approx \gamma_g \approx \gamma$ ,  $m_i \approx m_g$ , 同时离子温度可以用电弧等离子体温度  $T_p$  来表示, 因此可推导出电弧等离子体中的离子声速与冷态超声速气流中的气体声速之比

$$\frac{a_p}{a_g} = \sqrt{\frac{(1 + \gamma) T_p}{\gamma T_g}}, \quad (10)$$

由于电弧等离子体的温度远远高于冷态超声速气体的温度, 即  $T_p \gg T_g$ , 所以  $a_p > a_g$ , 物理意义为声波在电弧等离子体中的传播速度要大于在冷态超声速气流中的传播速度. 对于来流马赫数为 2.2, 总温为 300 K 的冷态超声速气流,  $T_g = 152$  K, 取  $\gamma = 1.4$ , 在  $T_p = 10000$  K 条件下, 可计算得出  $a_p/a_g \approx 10.6$ .

声波本质上属于一种弱扰动波. 对于马赫数大于 1 的超声速气流, 扰动影响仅仅局限在以扰动源为顶点, 以马赫角  $\mu$  为半顶角的马赫锥内, 马赫锥以外的流动则不受任何影响. 马赫角  $\mu$  的表达式为

$$\sin \mu = a/v, \quad (11)$$

其中,  $a$  为声速,  $v$  为气流速度. 由该关系式可知, 在来流速度  $v$  一定的条件下, 当声速  $a$  增大时, 马赫角  $\mu$  是增大的. 由于  $a_p > a_g$ , 所以电弧等离子体中的马赫角  $\mu_p$  大于冷态超声速气流中的马赫角  $\mu_g$ , 即

$$\mu_p > \mu_g. \quad (12)$$

由于激波是由无限多道弱扰动波组成的强压缩波, 因此弱扰动波的变化规律同样适用于激波. 针对电弧等离子体控制尖劈斜激波的研究对象, 若假设

电弧放电后产生的电弧等离子体均匀地布满整个超声速流动管道空间,则由上述推导的马赫角关系式(12),可推导出电弧放电后尖劈斜激波的角度  $\beta^*$

大于未放电时的激波角度  $\beta$ ,即  $\beta^* > \beta$ ,并且新斜激波的起始点仍在尖劈前缘点处,并不会发生前移,如图 4 所示。

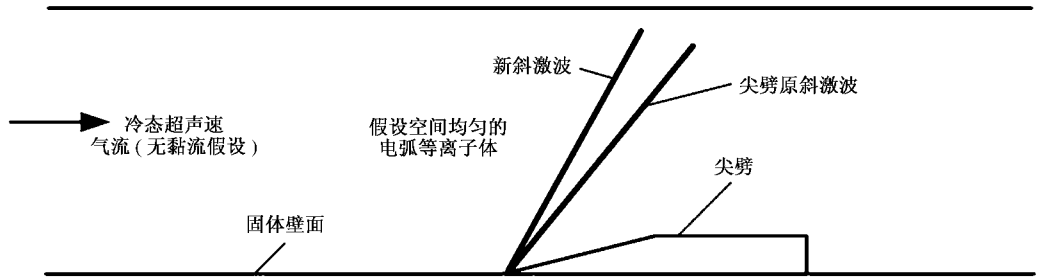


图 4 空间均匀假设条件下电弧等离子体控制尖劈斜激波的离子声波理论分析模型

可实际上电弧等离子体仅仅存在于尖劈前缘壁面上的一薄层内,所以尖劈对气流产生的扰动波须先经过电弧等离子体区,然后才能传播到冷态超声速气流中.由于声波在两种介质中的传播速度不同,因此激波分成两段,并且激波起始点仍在尖劈前缘点处,不会发生前移,如图 5 所示.在电弧等离子

体中的称为 a 段,在冷态超声速气流中的称为 b 段,对应的激波角度分别为  $\beta_a$  和  $\beta_b$ .由以上推导可知,  $\beta_a > \beta_b$ ,所以激波形状在电弧等离子体和冷态超声速气流的边界线上是弯曲的,并且  $\beta_a > \beta$ ,所以电弧等离子体中的激波角度大于尖劈原斜激波的激波角度。

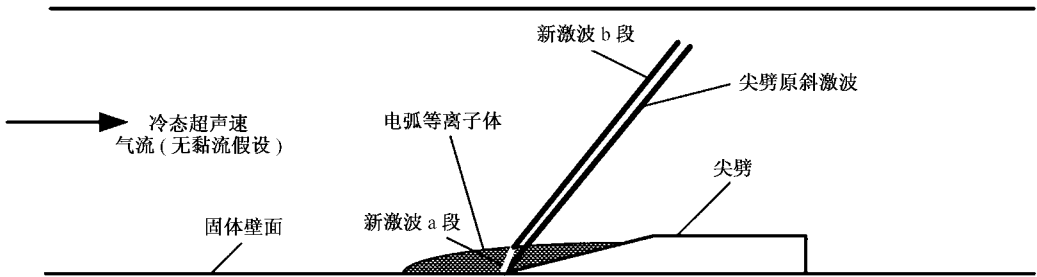


图 5 电弧等离子体控制尖劈斜激波的离子声波理论分析模型

综上所述,在假设电离效应机理占主导地位的前提下,采用离子声波理论分析模型,推导出的电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律可归纳为三点:一是激波起始点不前移,仍维持在尖劈前缘点处;二是激波形状分为两段发生弯曲;三是激波起始段的角度增大.上述三点规律与热效应机理为前提所推导出的影响规律是相对立的,下面将通过实验区分电弧等离子体对尖劈斜激波的影响规律究竟是哪一种,从而获得主要作用机理。

### 3. 电弧等离子体控制尖劈斜激波实验研究

#### 3.1. 实验条件

实验在小型暂冲式超声速风洞中进行,风洞设

计马赫数为 2.2,稳定工作时间为 30—60 s,二元矩形实验段,宽为 80 mm,高为 30 mm,实验段气流静压为  $5 \times 10^4$  Pa,静温为 152 K,实验段下壁面凹槽安装电弧放电实验件.采用的电弧放电电源由高压脉冲电路和高压直流电路耦合而成.高压脉冲电路输出电压高达 90 kV,用于击穿空气;高压直流电路为 3 kV,4 kW 直流源,用于产生电弧放电.考虑到电弧放电的高温烧蚀特点,电弧放电电极和绝缘介质分别采用高熔点的石墨和 BN 陶瓷材料.石墨电极设计为 3 组,阴阳极间距为 5 mm,圆柱形结构,嵌入到 BN 陶瓷中.将装配有石墨电极的 BN 陶瓷嵌入到有机玻璃底座中,构成电弧放电实验件,如图 6 所示.设置一个  $20^\circ$  劈角的尖劈,用来在超声速气流中产生斜激波,作为电弧放电的控制对象.为抑制电弧等离子体产生的热量在高速气流强制对流作用下过快耗散,采用钕铁硼稀土永磁体对电弧弧柱进行磁约束。

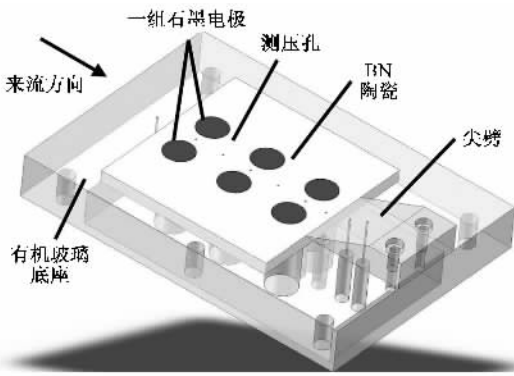


图6 电弧放电实验件

测试设备包括气流静压测量系统、纹影仪和放电电压-电流测量系统。气流静压测量系统采用计算机并行采集方式,采样频率 1 kHz,采样时间 3—10 s,流向共有 10 个测压点,覆盖自由来流,放电区域的上游、中游和下游以及尖劈上方气流压力,目的是计算尖劈斜激波的激波强度;纹影仪采用高速 CCD,帧频最大为每秒 200000 帧,实验用帧频为每秒 8000 帧,曝光时间为 1/10000 s,分辨率为  $512 \times 218$  像素,拍照时间为 8 s,目的是拍摄出激波形态的变化规律,如激波形状、激波角度等;放电电压-电流测量采用 Tektronix 公司生产的型号为 DPO4104 数字示波器、型号为 P6015A 高压探针和型号为 TCP312 电流探针。

### 3.2. 实验结果

图 7 为风洞实验段内冷态超声速气流条件下的电弧放电图像,其中 3 组电极同时放电。从中可以看出,电弧等离子体被超声速气流强烈限制在近壁面处,沿着气流方向吹向下游,由空间的大体积放电转化为近壁面的大面积表面放电,并且电弧等离子体覆盖尖劈前缘的部分区域,电弧等离子体高度小于尖劈高度。由此可说明,图 1 理论分析模型中关于电弧等离子体的几何描述是符合实验真实情况的。在直流输入电压 3 kV 条件下,示波器测得电弧电流较稳定地保持在 3—3.5 A,电弧功率维持在 1—1.5 kW。根据文献 [9] 中光谱测试诊断结果,可近似估算出上述实验条件下的电弧等离子体温度约为 3000 K,从而反映了电弧等离子体具备很强的热效应。

由于风洞设计不完善、实验件装配误差,尤其是激励器表面加工工艺问题,导致实验段流场内产生许多杂波,设置尖劈使得流场内产生一道强激波,如图 8(a) 中的基准纹影图所示。电弧放电后的纹影图



图7 冷态超声速来流条件下电弧放电图像

为图 8(b),从中可以看出,尖劈斜激波的起始点前移,量得前移 4 mm,激波角度由  $35^\circ$  减为  $32^\circ$ ,相对减小 8.6%,并且激波形状未发生较明显的弯曲。以热效应机理为前提的理论推导结果与该实验结果相符,从而验证了热效应机理在起主要作用。同时从压力测量数据中发现,电弧等离子体使得尖劈斜激波的强度减小 8.8%,从而进一步验证了热效应机理的主导作用。

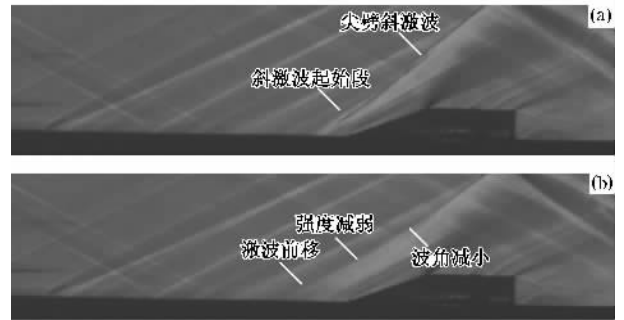


图8 电弧等离子体对尖劈斜激波影响的实验结果 (a)未放电基准纹影图 (b)电弧放电后纹影图

## 4. 结 论

1) 本文针对等离子体气动激励控制激波的热效应机理和电离效应争议问题,分别采用热阻塞模型和离子声波模型,理论推导出了冷态超声速气流中电弧等离子体对尖劈斜激波的定性影响规律。对于热效应机理,激波变化规律为激波起始点前移、激波形状不发生弯曲以及激波角度减小;对于电离效应机理,激波变化规律为激波起始点仍维持在尖劈前缘点处、激波形状分为两段发生弯曲以及激波角度增大。

2) 电弧等离子体控制尖劈斜激波的超声速风洞实验研究表明,电弧等离子体能够控制激波,激波变化的实验结果为激波前移 4 mm,激波未发生弯曲,激波角度减小 8.6%。以热效应机理为前提推导出的理论结果与该实验结果相符,从而得出等离子体气动激励控制激波是热效应机理在起主要作用。

3) 采用热阻塞模型分析等离子体气动激励对激波的影响规律是正确合理的。

- [ 1 ] Bletzing P , Ganguly B , van Wie D , Garscadden A 2005 *J. Phys. D* **38** R33
- [ 2 ] Merriman S , Ploenjes E , Palm P , Adamovich I V 2000 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 2327
- [ 3 ] Merriman S , Christian A , Meyer R , Kowalczyk B , Palm P , Adamovich I V 2001 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 0347
- [ 4 ] Meyer R , Palm P , Ploenjes E , Ritch J V , Adamovich I V 2001 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 3059
- [ 5 ] Merriman S , Ploenjes E , Palm P , Adamovich I V 2001 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. J.* **39** 1547
- [ 6 ] Leonov S B , Yarantsev D A , Soloviev V R 2006 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 403
- [ 7 ] Leonov S B , Bityurin V A , Yarantsev D A 2005 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 3287
- [ 8 ] Leonov S B , Yarantsev D A , Isaenkov Y I 2005 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 159
- [ 9 ] Leonov S B 2005 *American ASTIA Documents-A* 433384
- [ 10 ] Qiu X M , Tang D L , Sun A P , Liu W D , Zeng X J 2007 *Chin. Phys.* **16** 186
- [ 11 ] Jiang Z H , He Y , Hu X W , Lü J H , Hu Y M 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 2318
- [ 12 ] Wang J , Li Y H , Cheng B Q , Su C B , Song H M , Wu Y 2009 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 3618
- [ 13 ] Wang J , Li Y H , Cheng B Q , Su C B , Song H M , Wu Y 2009 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 4286
- [ 14 ] Bityurin V A , Bocharov A N , Klimov A I , Leonov S B 2006 *Am. Inst. Aeronaut. Astronaut. Conf.* 1209
- [ 15 ] Guo Z Y , Zhao W H 1986 *Arc Discharge and Plasma* ( Beijing : Science Press ) p141 ( in Chinese [ 过增元、赵文华 1986 电弧和热等离子体 ( 北京 : 科学出版社 ) 第 141 页 ] )
- [ 16 ] Raitzer Y P 1987 *Gas Discharge Physics* ( New York : Springer-Verlag ) p251
- [ 17 ] Li D , Chen Y H , Ma J X 2006 *Plasma Physics* ( Beijing : Higher Education Press ) p94 ( in Chinese ) [ 李 定、陈银华、马锦秀 2006 等离子体物理学 ( 北京 : 高等教育出版社 ) 第 94 页 ]

## The mechanism investigation on shock wave controlled by plasma aerodynamic actuation \*

Wang Jian<sup>†</sup> Li Ying-Hong Cheng Bang-Qin Su Chang-Bing Song Hui-Min Wu Yun

( Engineering College , Air Force Engineering University , Xi 'an 710038 , China )

( Received 7 January 2009 ; revised manuscript received 22 March 2009 )

### Abstract

In order to distinguish whether thermal mechanism or ionization mechanism dominates shock wave control process by plasma aerodynamic actuation , the transformation rules of wedge oblique shock wave control by arc discharge plasma were theoretically deduced using thermal choking model and ionic sound wave model respectively . If the thermal mechanism dominates shock wave control process , the shock wave start point will shift upward , its shape will not bend and its angle will decrease . However , if the ionization mechanism dominates shock wave control process , the shock wave start point will maintain at the wedge forward apex , its shape will bend as two subsections and its angle of first subsection will increase . Then the wedge oblique shock wave control by arc discharge plasma was studied in a small-scale short-duration supersonic wind tunnel , and the test results showed that the shock wave start point shifted upward 4 mm , its angle decreased 8.6% and its shape did not bend , which demonstrated that the thermal mechanism dominated the shock wave control process by plasma aerodynamic actuation .

**Keywords :** plasma aerodynamic actuation , shock wave , thermal mechanism , ionization mechanism

**PACC :** 5230 , 5235T , 5280M

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 50776100 ) , the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education , China ( Grant No. NCET-05-0907 ) and the Doctorate Dissertation Foundation of the Air Force Engineering University Engineering College , China ( Grant No. BC08001 ) .

<sup>†</sup> E-mail : wj0555029@163.com