

文章编号: 1000-0887(2005) 10-1209-07

菱形口射流与超音主流的相互作用*

樊怀国¹, 张春晓², 何 川¹

(1. 重庆大学 动力工程学院, 重庆 400044;
2. 重庆交通学院 土木工程系, 重庆 400074)

(林建忠推荐)

摘要: 基于在不同射流角(10° , 27.5° , 45° , 90°)和射流总压(0.1 MPa, 0.46 MPa)下,对音速次膨胀射流通过菱形口喷射到马赫 5 横穿主流的实验及圆形射流器的对比实验,研究了次膨胀射流与超音横穿主流相互作用流场,实验包括横截面流场的 Pitot 和锥静压力,获得横截面马赫数、压力分布。结果表明近壁面低马赫数半圆区为尾区,尾区附近边界层减薄。脱体激波高度向自由流扩展,激波形状更弯曲,低马赫数区较大。高射流压力和射流角增加羽流涡度,激波位置较高。 90° 菱形和圆形喷射器有更强的羽流涡度,但圆形喷射器的低马赫数区较小。前沿渐细的变壁面的斜面物增加羽流涡度,反之,双变壁面的斜面物减弱羽流涡度。通过表面激波形状、中心平面激波及横截面激波模化三维激波形状,激波总压损失用正激波关系式通过马赫数法向分量估计。激波总压损失随射流角和动压比的减小而减小,最大损失发生在 90° 圆形和菱形喷射器。

关键词: 菱形喷射器; 射流与横穿主流相互作用; 相互作用激波; 反旋涡对; 混合
中图分类号: O358 **文献标识码:** A

引 言

超音冲压机燃烧室的性能取决于燃料与空气的均匀混合和有效的燃烧特性,但由于燃料与空气居留时间很短,要求燃料与空气迅速混合^[1]。超音速流的可压缩性会减慢燃料与空气剪切层混合。在高马赫数下,推力界限相对小,要求总压损失降低为最小。高超音飞行器伴随着高滞止温度与表面传热,一般的气动表面要求热保护,可用冷却射流来实现。对次膨胀射流垂直喷射到高速流的结构已有许多研究^[2,3],在喷射器前沿产生相互作用激波,如果压力过高,引起来流边界层分离,产生 λ 激波^[3],进入主流后,射流经历 Prandtl 膨胀波,外边为桶形激波^[3],一个垂直于射流路径的激波即马赫盘结束桶形激波将射流压力压缩到有效背压,马赫盘下游形成反旋转涡对^[2],在喷射器下游产生尾涡^[4],流动分离然后再附^[4],研究表明可压缩性主导了紊流水平,而且影响涡场^[5]。研究发现反旋转涡对决定着平均和紊流场^[2]。

对射流喷射到高超音速流的研究非常稀少^[6],流场数据也很缺乏,因而对射流主流相互作用流动机理很少深入探讨,其流场十分复杂,而通用的紊流模型不能作准确预测,因此需对射流与超音流相互作用的流动机理进行研究,为紊流模型的证实提供实验数据。

尖前缘喷射器产生弱相互作用激波^[7,8],具有损失小、阻力低、分离较少的特点,而圆形喷

* 收稿日期: 2004_02_23; 修订日期: 2005_05_13

作者简介: 樊怀国(1966—),男,浙江人,讲师,博士(联系人。Tel: + 86_23_65112117; Fax: + 86_23_65102473; E_mail: hfan@cqu.edu.cn)。

射器产生弓形激波, 伴随较大的阻力。研究表明喷射器下游变壁面的斜面物结构模式能够控制涡度^[9]。另外, 有角度喷射可以减少总压损失, 增加推力势^[10]。菱形口喷射器尚未见应用于横穿超音流。菱形口喷射器产生附着激波, 附着激波降低总压损失。

本文对音速次膨胀射流通过菱形喷射器在不同射流角和射流总压下喷射到马赫 5 横穿流场作了实验研究, 同时, 在同样条件下对圆形喷射器也作了实验。采用 Pitot(皮托) 和锥静压力管, 目的是获得横截面马赫数、压力流场分布。分析数据, 依此应用近似模型及方法计算总压损失。

1 设备与仪器

本研究用一个高雷诺数、马赫 5 暂冲式风洞产生马赫 5 横穿流动, 自由流马赫数变化不超过 $\pm 2\%$, 为避免空气中的氧气液化, 进入风洞的空气通过加热器预加热。自由流条件列于表 1 中, 其中 Ma 为自由流马赫数, p_t 为自由流总压, T_t 为自由流总温, p 为自由流压力, T 为自由流温度, Re_m 为单位雷诺数, δ 为边界层厚度。射流流动条件列于表 2 中, 其中 α 为射流角, p_{ij} 为射流总压, C_D 为射流排放系数, p_i/p_∞ 为射流与主流压比, R 为射流与主流质量比, J 为射流与主流动量比。试验段的横截面积为 $7.62\text{ cm} \times 7.62\text{ cm}$, 长 26.7 cm 。喷射器装在试验段的底部如图 1 所示。喷射器出口距试验段前沿 71.4 mm , 出口马赫数为 1, 通过变化射流总压力改变射流与主流动量比。使用 15° 半顶角的菱形喷射器如图 2 所示, 该半顶角的选定基于产生弱的或附着激波, 以及侧壁激波反射效应在远场区, 用于涡控制的变壁面的斜面物也示于图 2。喷射器出口面积为 0.188 cm^2 , 有效直径 4.89 mm , 喷射气体为空气。射流角 α 包括 10° 、 27.5° 、 45° 、 90° 。圆形喷射器直径 4.89 mm , $\alpha = 90^\circ$ 。

表 1 自由流条件

流动参数	Ma	p_t/MPa	T_t/K	p/kPa	T/K	Re_m	δ/mm
参数值	4.9 ± 0.02	2.4 ± 0.04	360 ± 0.03	5.1	61	5.5×10^7	7.6 ± 0.07

表 2 射流条件

$\alpha/^\circ$	p_{ij}/MPa	T_t/K	C_D	p_i/p_∞	R	J
10.0	0.10 ± 0.01	295 ± 3.0	0.23	8.4	0.20	0.08
27.5	0.10 ± 0.01	295 ± 3.0	0.41	9.7	0.39	0.16
45.0	0.10 ± 0.01	295 ± 3.0	0.67	10.0	0.67	0.27
90.0	0.10 ± 0.01	395 ± 3.0	0.94	10.3	0.97	0.40
90.0°	0.10 ± 0.01	295 ± 3.0	0.98	10.3	1.03	0.42
10.0	0.46 ± 0.03	295 ± 3.0	0.24	41.1	1.00	0.41
27.5	0.46 ± 0.03	295 ± 3.0	0.41	45.5	1.87	0.76
45.0	0.46 ± 0.03	295 ± 3.0	0.68	46.4	3.18	1.29
90.0	0.46 ± 0.03	295 ± 3.0	0.91	46.7	4.29	1.74
90.0°	0.46 ± 0.03	295 ± 3.0	0.90	47.3	4.27	1.73

注 * 为圆形喷射器

Aeroprobe 公司的 L 型五孔 Pitot 锥静压探针用于测 Pitot 压力与马赫数, 该探针具有钝头轴对称锥型的 19° 半顶角头部, 锥基直径为 3.18 mm , 锥面钻有 4 个椭圆型压力孔, 钻孔直径为 0.79 mm , 4 孔位于锥尖与锥基中间, 相隔 90° , 钝头锥尖包含了 0.79 mm Pitot 压力孔, Pitot 压力孔联接到 $0 \sim 0.69\text{ MPa}$ Omega model PX139_100A4V 压力传感器, 锥静压孔联接到 $0 \sim 0.10\text{ MPa}$ PX139_15A4V 压力传感器。Pitot 压力传感器的误差为 $\pm 550\text{ Pa}$, 锥静压传感器的误差为 $\pm 330\text{ Pa}$ 。根据正激波理论及 Taylor_MacColl 锥流理论, 马赫数是锥静压与 Pitot 压力之比的函数。由

校正数据, 获得以下理论校正曲线:

$$Ma_1 = \left[-1.424 + 24.873 \left(\frac{P_c}{P_{t2}} \right) - 158.089 \left(\frac{P_c}{P_{t2}} \right)^2 + 566.284 \left(\frac{P_c}{P_{t2}} \right)^3 - 112.477 \left(\frac{P_c}{P_{t2}} \right)^4 + 116.551 \left(\frac{P_c}{P_{t2}} \right)^5 - 491.796 \left(\frac{P_c}{P_{t2}} \right)^6 \right]^{-1}$$

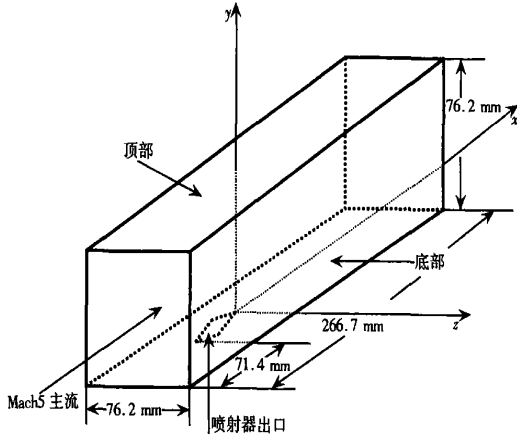
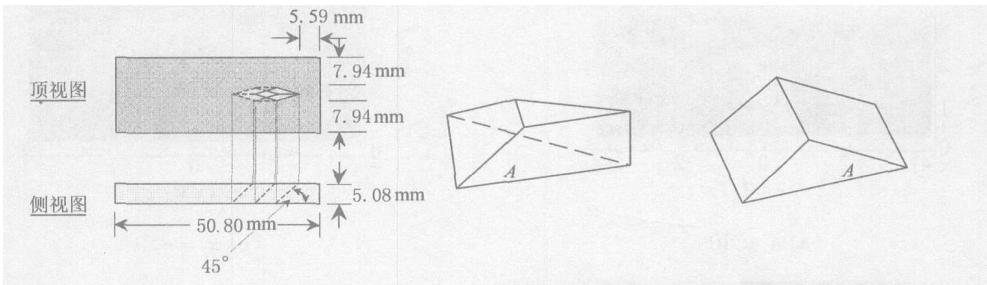


图 1 喷射器及风洞试验段坐标



a) 菱形喷射器 ($\alpha = 45^\circ$) b) 前沿渐细的斜面物 c) 双变壁面的斜面物

图 2 喷射器与斜面物形状

通过风洞实验, 获得修正的校正曲线 $Ma = (-0.0606 Ma_1 + 1.2299) Ma_1$ 。由校正曲线计算的马赫数的误差随马赫数的增加而增加, 在马赫数的计算中, 锥静压取 4 个压力孔所测的压力的平均值, 因而探针对 6° 内的流动角不敏感^[11]。五孔探针流场等值图通过在 $x/d = 8, 21$ 和 19 个 z 方向横向位置, 及在 y 方向移动探针获得, 6 个接近中心的位置有 $0.94d$ 的间隔, 其余位置的间隔为 $1.88d$ 。由 Bodine Electric Model NSH_12 DC 电机驱动滑块进而带动探针在 y 方向上下移动, 移动速度设为 7.62 mm/s 以保证充分的时间响应流动变化, 探针移动时在 y 方向的位置由 Omega Model LD100_150 位移传感器 (LVDT) 记录, LVDT 位移测量误差为 $\pm 0.1 \text{ mm}$, x 与 z 方向的误差分别为 $\pm 0.8 \text{ mm}$ 和 $\pm 0.4 \text{ mm}$ 。所有电压模拟信号通过低增益 12_bit Keithley Model DAS_1802AO 数据采集板转化成数字信号, 采样频率为 1 kHz , 等值图由 80 个点组成, 每点是 60 个采样点的平均。

2 实验结果和讨论

2.1 马赫数等值图

近场区 $x/d = 8$ 的马赫数等值图显示于图 3, 首先看低压 $p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$, $\alpha = 45^\circ$ 情况。

接近壁面, 有一低马赫数半圆区为尾区^[6], 尾区上面是羽流区, 羽流区底部 $y/d \approx 1.4$ 即尾区顶部, 边界层显示于羽流两侧。低动量边界层卷吸到羽流和尾区, 尾区附近边界层减薄^[2]。围绕羽流附近的是狭窄的激波与羽流之间的激波层, 上面即相互作用激波, 激波层底层为羽流顶部位于 $y/d \approx 2.8 \sim 3.2$ 。具有豆形特征^[4]的羽流可从马赫数等值图中导出, 始于羽流底部中心逆时针绕羽流旋转, 羽流边界围绕尾区向下在边界层减薄处接近壁面底部^[2], 羽流侧边界难于确定。 $z/d \approx 1.0, y/d \approx 1.5$ 处的“卷曲结构”表明低动量边界层被诱导到反旋涡对^[2, 4]的右涡之中。脱体激波情况(高射流角和动量比)如 $\alpha = 90^\circ, p_{ij} = 0.1 \text{ MPa}$ 的结构类似于附着激波情况($p_{ij} = 0.1 \text{ MPa}, \alpha = 45^\circ$), 激波高度扩展了 25% 到自由流中, 激波形状更弯曲, 低马赫数区较大表明增加的质量流量和穿透量。圆形喷射器的马赫数等值图类似于 $\alpha = 90^\circ$ 菱形喷射器, 穿透量低 10%, 低马赫数区较小, “卷曲结构”在 $\alpha = 90^\circ$ 菱形和圆形喷射器中更明显, 表明有较强的羽流涡度。远场区 $x/d = 21, \alpha = 45^\circ, p_{ij} = 0.1 \text{ MPa}, 0.46 \text{ MPa}$, 及 $\alpha = 45^\circ$ 分别带前沿渐细的斜面物及双变壁面的斜面物的马赫数等值图显示于图 4 中。由于激波角大于 0° , 下游的激波位置高于上游, 无粘激波层变宽, 射流羽流扩展到更宽的区域, 前沿渐细的斜面物增加羽流涡度及卷吸, 反之, 双变壁面的斜面物减弱羽流涡度。对高压射流 $p_{ij} = 0.46 \text{ MPa}$ 情况, 激波位置较高, 展示较强的羽流涡度。

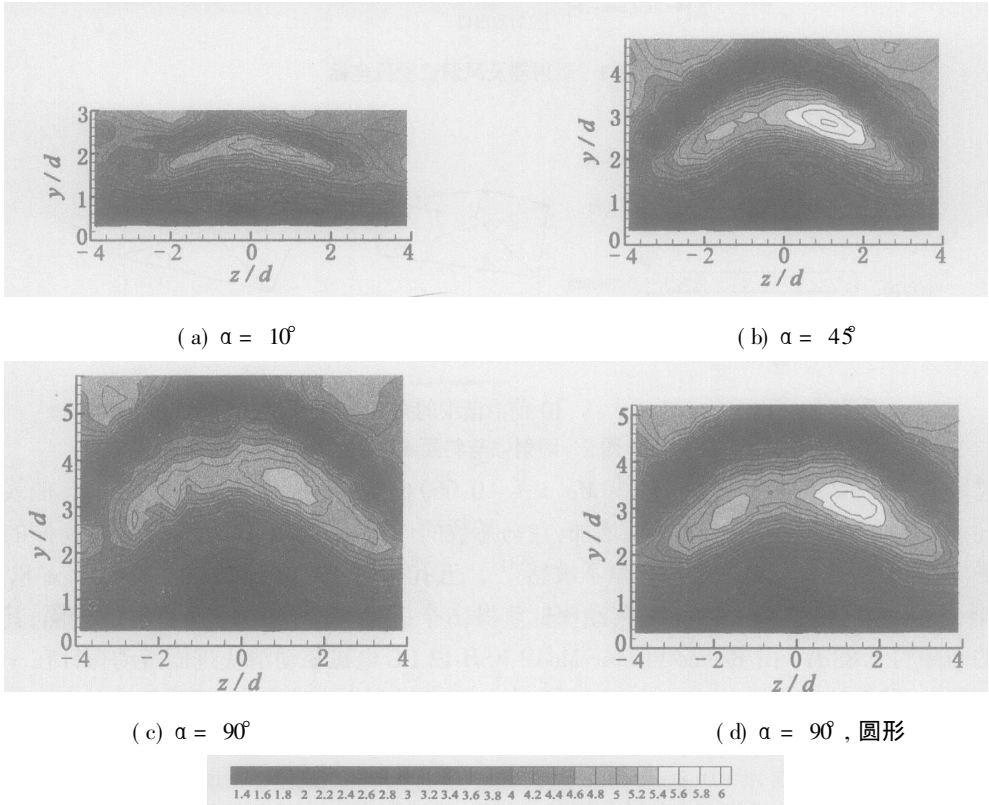
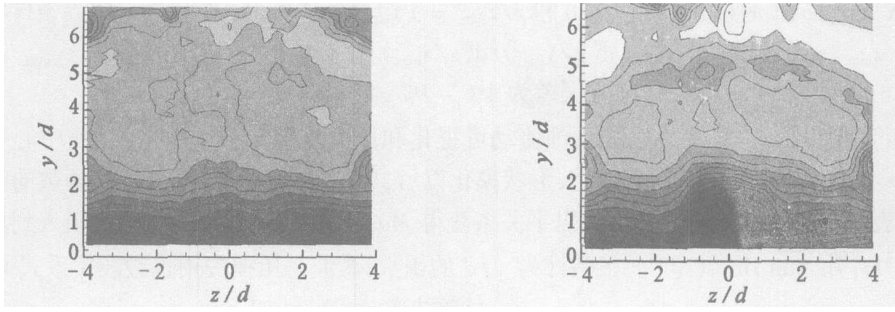


图3 $p_{ij} = 0.1 \text{ MPa}, x/d = 8$ 马赫数等值图

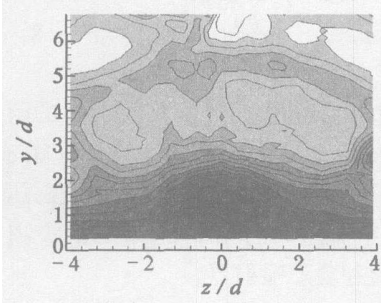
2.2 激波损失

为了估计激波总压损失, 通过表面激波形状, 中心平面激波及横截面激波模化三维激波形状(见图 5), 横截面激波从 $p_{ij} = 0.1 \text{ MPa}, x/d = 8$ 情况的马赫数等值图获得, 用 $x/d = 8$ 处最大 y, z 值无因次化后, 拟合成三次多项式

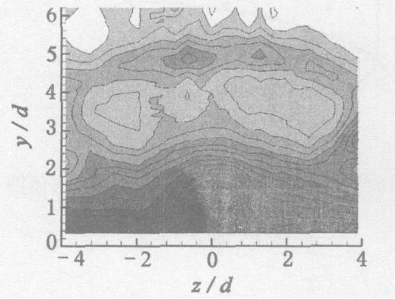


(a) $\alpha = 10^\circ, p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$

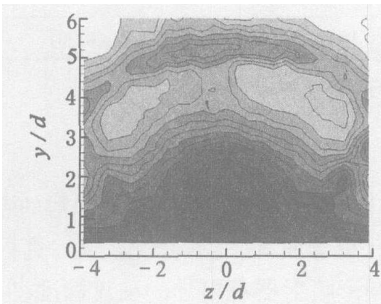
(b) $\alpha = 45^\circ, p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$



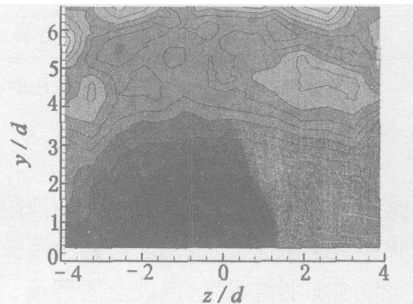
(c) $\alpha = 90^\circ, p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$



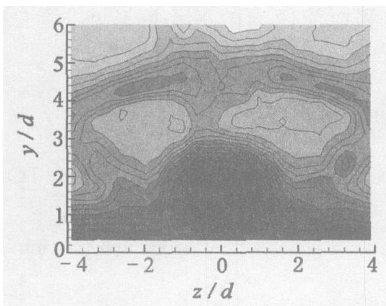
(d) $\alpha = 90^\circ, \text{圆形}, p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$



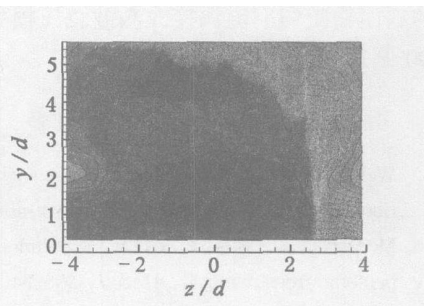
(e) $\alpha = 45^\circ, p_{tj} = 0.46 \text{ MPa}$



(f) $\alpha = 90^\circ, p_{tj} = 0.46 \text{ MPa}$



(g) $\alpha = 45^\circ, p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$, 前沿渐细的斜面物



(h) 双壁面斜面物

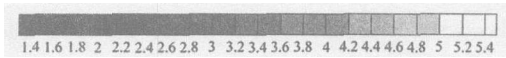


图4 $x/d = 21$ 马赫数等值图

$$y/y_{\max} = a(z/z_{\max})^3 + b(z/z_{\max})^2 + c(z/z_{\max}) + d,$$

其中系数 $a、b、c、d$ 通过在 $z/z_{max} = 0$ 和 $z/z_{max} = 1$ 边界条件求得, 通过以下边界条件作数据拟合: $z/z_{max} = 0, y/y_{max} = 1, d(y/y_{max})/d(z/z_{max}) = -0.4, z/z_{max} = 1, y/y_{max} = 0$ 和 $d(y/y_{max})/d(z/z_{max}) = -0.3$, 均方误差为 4% ~ 7%。

表面激波形状 $z_{max}(x/d)$ 从表面油流动可视化 and 压力敏感涂料的数据估计, 中心平面激波 $y_{max}(x/d)$ 从阴影图测量得到, 激波形状模化以后, 单位正向量可从激波形状函数的梯度获得, 激波表面的马赫数法向分量可从以下关系获得 $Ma_n = Ma_1 i \cdot n$, 因为射流被引入到风洞的边界层, Ma_1 用 Van Driest II^[12] 被估计为 y/d 的函数, 激波总压损失用正激波关系式通过马赫数法向分量估计如下:

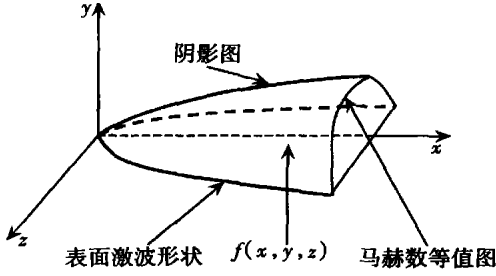


图 5 激波形状

$$p_r = \frac{\iint_S p_{t2} dS}{\iint_S p_{t1} dS}, \quad x/d < 8,$$

其中 S 为激波表面, 积分函数是 Ma_n 的函数。

结果列于表 3 中, 假设 $p_{tj} = 0.46 \text{ MPa}$ 情况与 $p_{tj} = 0.1 \text{ MPa}$ 一样的函数关系, 激波总压损失随注射角和射流压力的减小而减小, 最大损失发生在 90° 圆形和菱形喷射器。

表 3

喷射器性能

$\alpha/(\circ)$	10.0	27.5	45.0	90.0	90.0 [*]	10.0	27.5	45.0	90.0	90.0 [*]
p_r	0.99	0.95	0.89	0.78	0.71	(0.94)	(0.84)	(0.74)	(0.70)	(0.69)

注 * 为圆形喷射器; 未加括号的是低压时损失, 加括号的是高压时损失

3 结 论

近壁面低马赫数半圆区为尾区, 羽流附近边界层减薄, 边界层被诱导到反旋涡对的右涡之中。对脱体激波情况, 激波高度向自由流扩展, 激波形状更弯曲, 低马赫数区较大。高射流压力和射流角增加羽流涡度, 激波位置较高。90° 菱形和圆形喷射器有更强的羽流涡度, 但圆形喷射器的穿透量低, 低马赫数区较小。前沿渐细的变壁面的斜面物增加羽流涡度, 反之, 双变壁面的斜面物减弱羽流涡度。激波总压损失随射流角和射流压力的减小而减小, 最大损失发生在 90° 圆形和菱形喷射器。

[参 考 文 献]

- [1] Weber R, McKay J. Analysis of ramjet engines using supersonic combustion[R]. Washington DC: National Aeronautics and Space Administration, NASA TN4386, 1958.
- [2] Mccann G J, Bowersox R D W. Experimental investigation of supersonic gaseous injection into a supersonic freestream[J]. AIAA J, 1996, 34(2): 317—323.
- [3] Schetz J A, Billig F S. Penetration of gaseous jets injected into a supersonic stream[J]. Journal of Spacecraft, 1966, 3(11): 1658—1665.
- [4] Chenault L, Beran P, Bowersox R. Second_order Reynolds stress turbulence modeling of three_dimensional oblique supersonic injection[J]. AIAA J, 1999, 37(10): 1257—1269.
- [5] Bowersox R D W, Schetz J A. Compressible turbulence measurements in a high_Reynolds_number mixing layer[J]. AIAA J, 1994, 32(4): 758—764.
- [6] Schetz J A, Thomas R H, Billig F S. Mixing of transverse jets and wall jets in supersonic flow[A]. In:

- Kozlov V V, Dovgal A V Eds. Separated Flows and Jets. IUTAM Symposium [C]. Berlin: Springer_Verlag, 1990, 807—837.
- [7] Barber M, Schetz J, Roe L. Normal sonic helium injection through a wedge_shaped orifice into a supersonic flow[J]. Propulsion and Power , 1997, **13**(2): 257—263.
- [8] Fan H, Bowersox R. Gaseous injection through diamond orifices at various incidence angles into a hypersonic freestream[A]. In: AIAA Ed. 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit [C]. Reston, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, AIAA Paper 2001_1050, 2001.
- [9] Wilson M P, Bowersox R D W, Glawe D D. Experimental investigation of the role of downstream ramps on a supersonic injection plume [J]. Journal of Propulsion and Power , 1999, **15**(3): 432—439.
- [10] McClinton C. The effects of injection angle on the interaction between sonic secondary jets and a supersonic freestream[R]. Washington DC: National Aeronautics and Space Administration, NASA TN D_6669, 1972.
- [11] Volluz R. Handbook of supersonic aerodynamics[R]. Section 20. Wind Tunnel Instrumentation and Operation, Vol 6, Ordnance Aerophysics Lab, NAVORD Rept 1488, Daingerfield, TX 1961.
- [12] White F. Viscous Fluid Flow [M]. New York McGraw_Hill, 1991.

Diamond Port Jet Interaction With Supersonic Flow

FAN Huai_guo¹, ZHANG Chun_xiao², HE Chuan¹

(1. College of Power Engineering, Chongqing University,
Chongqing 400044, P. R. China;

2. Department of Civil Engineering, Chongqing Jiaotong University,
Chongqing 400074, P. R. China)

Abstract: Interaction flow field of the sonic air jet through diamond shaped orifices at different incidence angles (10 degrees, 27.5 degrees, 45 degrees and 90 degrees) and total pressures (0.10 and 0.46 MPa) with a Mach 5.0 freestream was studied experimentally. A 90 degrees circular injector was examined for comparison. Cross_section Mach number contours were acquired by a Pitot_cone five_hole pressure probe. The results indicate that the low Mach semicircular region close to the wall is the wake region. The boundary layer thinning is in the areas adjacent to the wake. For the detached case, the interaction shock extends further into the freestream, and the shock shape has more curvature, also the low_Mach upwash region is larger. The vortices of the plume and the height of the jet interaction shock increase with increasing incidence angle and jet pressure. 90 degrees diamond and circular injector have stronger plume vorticity, and for the circular injector low_Mach region is smaller than that for the diamond injector. Tapered ramp increases the plume vorticity, and the double ramp reduces the level of vorticity. The three_dimensional interaction shock shape was modeled from the surface shock shape, the center plane shock shape, and cross_sectional shock shape. The shock total pressure was estimated with the normal component of the Mach number using normal shock theory. The shock induced total pressure losses decrease with decreasing jet incidence angle and injection pressure, where the largest losses are incurred by the 90 degrees, circular injector.

Key words: diamond injector; jet interaction with cross flow; interaction shock wave; counter_rotating vortices; mixing