

文章编号: 1000-8055(2005)01-0104-07

大宽高比矩形喷管的射流与 外流掺混特性的数值研究

张 勃, 吉洪湖

(南京航空航天大学 能源与动力学院, 江苏 南京 210016)

摘要: 用数值计算的方法, 研究了宽高比分别为 1, 4, 8, 12 和 16 的矩形喷管射流与外流的掺混特性, 并与等面积的轴对称喷管进行了比较。研究表明, 矩形喷管与轴对称喷管相比, 射流核心区长度较短, 射流中心线上速度和温度衰减较快, 掺混明显强于轴对称喷管, 并且随着宽高比的增加, 这种趋势是逐渐增强的。

关 键 词: 航空、航天推进系统; 矩形喷管; 轴对称喷管; 宽高比; 掺混

中图分类号: V 231.3

文献标识码: A

Numerical Study of Internal and External Flow Mixing for Rectangular Nozzles with Large Aspect Ratio

ZHANG Bo, JI Hong-hu

(College of Energy and Power Engineering,

Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: The mixing characteristics of external flow with jets from five rectangular nozzles with aspect ratio of 1, 4, 8, 12, 16 and from an axisymmetric nozzle were studied numerically. All nozzles studied had equal exit area. The results show that the rectangular nozzles lead to a relatively shorter jet core region and faster velocity and temperature decay rate than the axisymmetric one on centerline. This trend increases with the increase of aspect ratio.

Key words: aerospace propulsion system; rectangular nozzle; axisymmetric nozzle; aspect ratio; mixing

对于战斗机来说, 发动机的尾喷流是飞机的主要红外辐射源之一^[1], 为了提高战机的生存率, 必须降低尾喷流的红外辐射强度, 其主要途径就是迅速降低尾喷流的温度。

高温尾喷流从喷口喷出后, 通过与周围冷空气的摩擦和掺混, 引起热喷流与冷空气之间的动量与热量的交换, 卷吸并携带着周围的冷空气向前运动, 从而导致射流的质量与宽度沿着射流方向不断增加, 而射流的速度和温度不断下降^[2]。事实上, 在喷口下游区, 有一个速度和温度几乎不变

的核心区。研究表明, 尾喷流的红外辐射能量的 70~80% 来自于这个高温核心区^[3]。因而加强高温射流与周围冷空气的掺混, 减小高温核心区的体积, 是降低尾喷流红外辐射的重要方法之一。

在 20 世纪 70 年代后期, 以矩形为横截面几何特征的二元喷管射流研究得到迅速发展, 由于其非轴对称的流动特征, 从二元喷管射出的矩形喷流与外流具有更大的掺混面积和更强的湍流剪切运动, 为此二元喷管具有较强的掺混特性。

收稿日期: 2004-04- ; 修订日期: 2004-12-13

作者简介: 张勃(1976-), 男, 江苏南京人, 南京航空航天大学能源与动力学院博士生, 主要从事航空宇航推进理论与工程研究

本文对宽高比为 1, 4, 8, 12 和 16 的矩形喷管的射流掺混特性进行了系统的数值研究, 并与同面积和进口条件的轴对称喷管进行了比较。

1 物理模型、计算域、边界条件与算法

1.1 物理模型

图 1(a) 与 (b) 分别给出了文中研究的矩形喷管和轴对称喷管的物理模型。喷管出口取在 YOZ 面上, X 轴正向为射流方向。矩形喷管的宽为 W , 高为 H , 长度为 L , 喷管的宽高比定义为 $AR = W/H$ 。轴对称喷管截面半径为 R , 长度也为 L 。

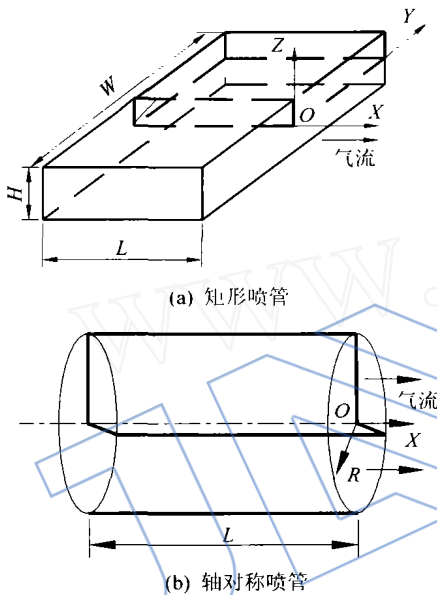


图 1 喷管物理模型
Fig 1 Configuration of physical models

本文研究了 6 个喷管模型, 具体几何参数见表 1。其中, 模型 AR0 是轴对称喷管, 其余 AR1~AR16 分别是宽高比为 1~16 的矩形喷管。所有模型的出口面积都相等。喷管宽高比越大, 湿边周长越长, 即热喷流与外流的直接接触面积越大。根据常规当量直径定义, $D = 4A/C$, 宽高比越大的喷管当量直径越小。为了比较各喷管在相同面积与进口条件下热喷流的衰减过程, 本文在处理数据时引入另一个当量直径 $D^* = \sqrt{4A/C}$ 。对于轴对称喷管, D^* 就等于喷管截面直径。根据此定义, 出口面积相同的喷管, 其当量直径 D^* 是相同的。

1.2 计算域

由于各喷管均关于 XOZ 和 XOY 坐标面对称, 本文取其 1/4 区域来研究。计算域在 X 方向的长度为 $30D^*$, 在 Y 和 Z 方向的长度均为 $10D^*$ 。图 2 给出了计算域的整体示意图, 喷管出口 $OABC$ 位于 YOZ 坐标面上, 即 $X/D^* = 0$ 处; 进口 $DEFG$ 位于 $X/D^* = -0.735$ 处, 区域 $DH IJ KLMN$ 为整个计算域边界。

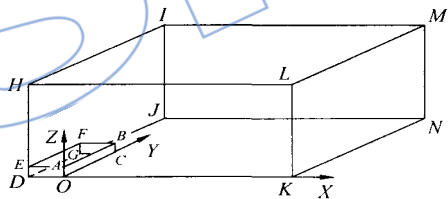


图 2 计算域示意图
Fig 2 Illustration of the computational domain

计算中采用六面体结构化网格。在喷管壁面附近和射流中心区进行了网格加密, 图 3 给出了模型对称面 XOZ 上的网格(局部)分布, 图中左下角粗线为喷管轮廓线。网格间距沿 X, Y, Z 方

表 1 模型几何参数说明
Table 1 Geometrical parameters of each model

模型 编号	喷管尺寸			出口面积 A/m^2	宽高比 W/H	湿边周长 C/m	当量直径 D/m	当量直径 D^*/m
	H/m	W/m	L/m					
AR1	0.6	0.6	0.5	0.36	1	2.40	0.6	0.68
AR4	0.3	1.2	0.5	0.36	4	3.00	0.48	0.68
AR8	0.21	1.7	0.5	0.36	8	3.82	0.38	0.68
AR12	0.17	2.1	0.5	0.36	12	4.54	0.32	0.68
AR16	0.15	2.4	0.5	0.36	16	5.10	0.28	0.68
AR0	$R = 0.34$		0.5	0.36		2.14	0.68	0.68

向逐渐变大,各模型网格数目均在 20 万左右。

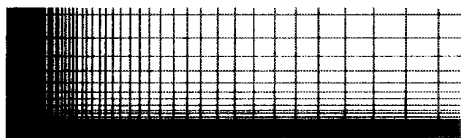


图 3 对称面上计算网格示意图 (局部)

Fig 3 Illustration of the computational mesh

1.3 边界条件与算法

本文取某型飞机在 10 km 以上高空飞行时的喷管的工作状态为计算状态,进口截面上总温为 391 K,总压 48604 Pa,静压 25000 Pa,出口截面温度和压力分别为 217 K 和 20000 Pa,气体为可压缩理想气体。计算中,设外界气流静止,喷管壁面绝热,忽略喷管壁厚。计算使用商用 Fluent 软件进行,采用 Couple 隐式算法, RNG2 阶 $k-\epsilon$ 模型,近壁区采用标准壁面函数,收敛精度为 10^{-4} 。

2 计算结果与分析

2.1 喷管对称截面上速度分布

图 4~图 7 给出模型 AR0, AR1, AR8 和 AR16 在对称面上的射流速度分布。横坐标均为射流距离和喷管当量直径的比值 X/D^* ,纵坐标分别为无量纲距离 Y/D^* , Z/D^* 或 r/D^* 。图中原点附近矩形区域给出了喷管轮廓线。

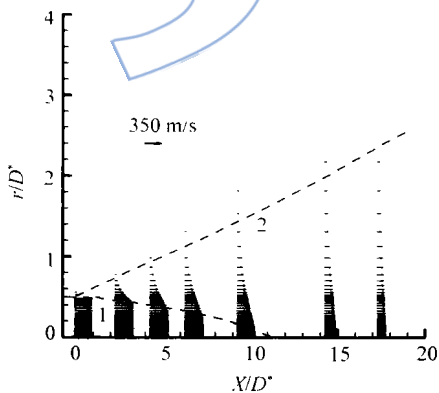


图 4 模型 AR0 对称面上速度分布

Fig 4 Velocity distribution on the axisymmetric plane of model AR0

图 4 是 AR0 对称面上的射流速度矢量分布图。可以看出,在喷管的出口截面上,在射流与外流的交界面附近,沿径向存在一个很大的速度梯度,导致了很强的剪应力以及射流与外流的动量

交换。这使得射流携带着外流向下游运动,射流宽度不断增加,同时中心区域的速度不断下降。为了定量分析这一现象,图中绘出 2 条曲线,曲线 1 上的主流速度 U_x 为喷管出口中心速度 U_{c0} 的 95%,

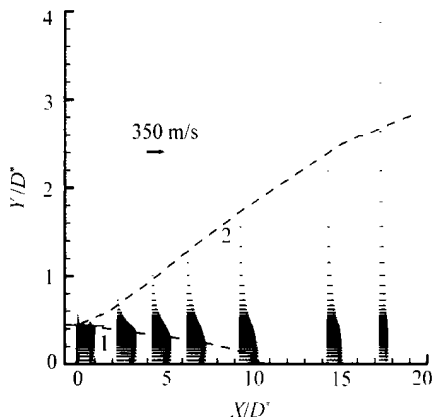
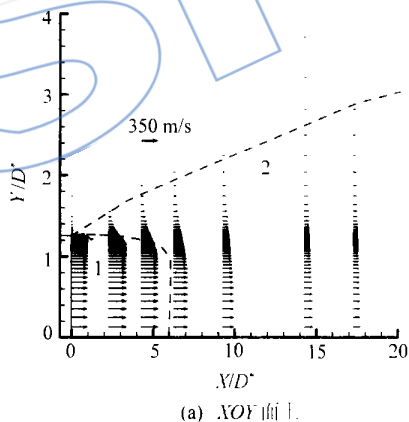
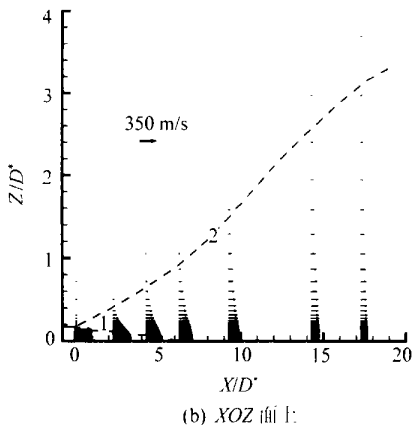


图 5 模型 AR1 在 XOY 面上速度分布

Fig 5 Velocity distribution on the XOY plane of model AR0



(a) XOY 面上



(b) XOZ 面上

图 6 模型 AR8 对称面上速度分布

Fig 6 Velocity distribution on the axisymmetric plane of model AR8

曲线 2 上的速度 U_x 为 U_{c0} 的 5%。本文将曲线 1 以内的区域定义为 U_{95} 区, 该区域射流速度几乎不受外界流场的影响; 曲线 2 以外的区域为外流区, 该区域几乎不受射流的影响; 介于曲线 1 与 2 之间的区域为混合区, 在这个区域中, 气流沿径向速度梯度很大, 射流与外流的掺混主要发生在这个区域。

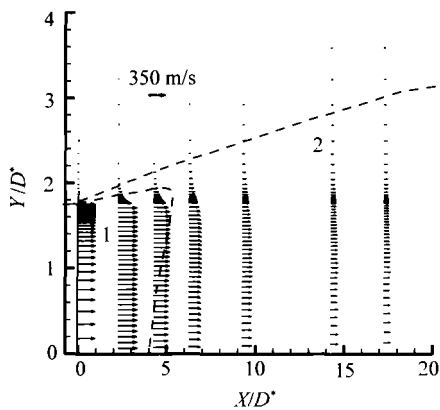
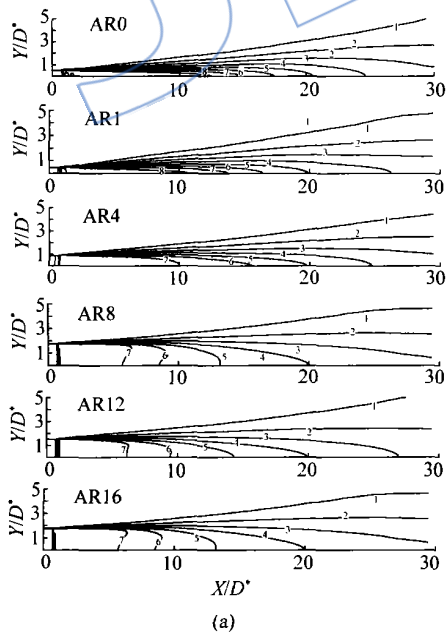


图 7 模型 AR16 在 XOY 对称面上速度分布
Fig. 7 Jet Velocity on the axisymmetric planes of model AR16

图 5 中的正方形喷管 AR1 的射流速度分布与图 4 中轴对称喷管的速度分布很相似, 可以观察到的明显区别是, AR1 模型的射流比 AR0 模型扩散得快。图 6(a) 和 (b) 分别给出了 AR8 宽边



与窄边对称面上的速度分布。在宽边对称面上, $X/D^* = 4.3$ 处射流的最大速度不再位于中心, 而是移到了两侧, 形成了双峰, 在窄边对称面上, 射流张角远大于轴对称喷管。图 7 为 AR16 在宽边对称面上的速度分布, 双峰现象更加明显, 另外, 窄边面上的分布与 AR8 相似(图略)。

表 2 各模型射流特性参数

Table 2 Jet parameters of each model			
模型	U_{95} 区长度	射流张角/(°)	双峰
AR0	11.2D [*]	20	无
AR1	10.8D [*]	28	无
AR8 宽边	6D [*]	23	有
AR8 窄边	6D [*]	24~32	无
AR16 宽边	4D [*]	22	有
AR16 窄边	4D [*]	22~32	无

表 2 中给出了各模型的射流特性参数。可以看出, AR0 的 U_{95} 区长度最大; 随着宽高比的增大, 矩形喷管射流的 U_{95} 区逐渐减小; 速度分布在宽边对称面内出现双峰现象, 并且随宽高比的增大变得明显; 矩形喷管宽边射流张角与轴对称喷管相近, 而窄边射流张角明显增大, 有利于掺混。

2.2 喷管坐标对称面上静温分布

本文用无量纲温度 $\theta = (T - T_{\infty}) / (T_{c0} - T_{\infty})$

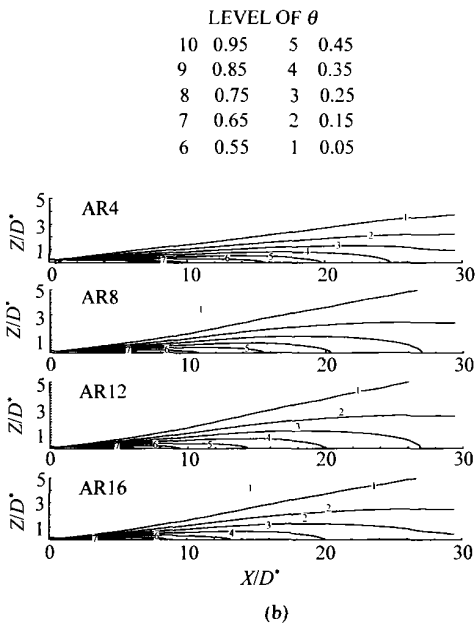


图 8 射流对称面上无量纲温度 θ 的分布

Fig. 8 Distribution of dimensionless temperature θ on the axisymmetric planes

来反映喷管热射流的温度衰减速率, 其中, T_{c0} 为喷管出口中心温度, T_{∞} 为环境温度, T 为射流局部温度。在流场中, T 的变化范围为 $T_{\infty} \leq T \leq T_{c0}$, 相应地有 $0 \leq \theta \leq 1$, 若某处 θ 较小, 则说明该处射流温度接近环境温度, 外流对此处温度影响较大。

图 8(a), (b) 分别给出了各喷管宽边和窄边对称面上的 θ 等值线分布, 其中, 图 8(a) 中还包含了轴对称喷管 AR0 与正方形喷管 AR1 的相应分布。设 $\theta = 0.65$ 对应的等值线 7 所覆盖的区域为高温核心区, 由图可见, 轴对称喷管 AR0 的高温核心区最长, 达到 $X/D^* = 15$ 左右, 正方形喷管 AR1 减小为 $X/D^* = 14$, AR4 与 AR8 则分别缩减到 10 和 6, AR12 与 AR16 进一步减小到 5.8。即随着宽高比的增加, 高温核心区长度逐渐减小。

从图 8(a) 中还可以看出, 随着宽高比的增加, 等值线 7 的形状也逐渐发生变化。AR0 至 AR4 的 θ 等值线 7 呈现锥形当宽高比增大到 8 时等值线 7 变成了双峰形式, 在相等 X/D^* 处, 射流中心处的温度低于两侧温度。宽高比再增大, 双峰现象越明显。在窄边对称面上(图 8(b)), 温度等温线没有观察到双峰现象。

随着喷管宽高比的增加, 喷管出口的高度越来越小, 射流越来越薄, 外界大气与射流的掺混很容易将冷空气卷吸到射流的中心区。因此, 射流温度的衰减越来越强。Lozanova 和 Stantov^[47] 研究了 $AR = 3, 4, 7.6, 6.67, 10$ 的矩形喷口, 同样发现宽高比越大, 热量扩散越快, 高温核心区随之缩短。

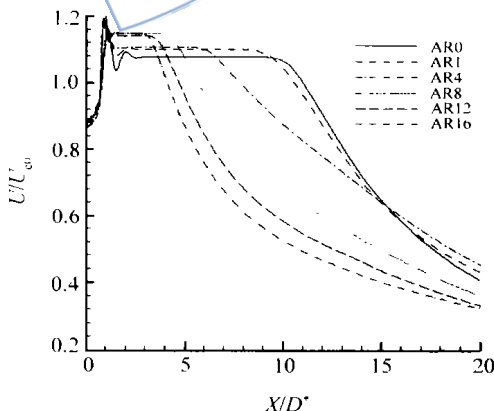


图 9 喷管中心线上 U/U_{c0} 分布

Fig. 9 Distribution of U/U_{c0} on the centerline of the nozzles

2.3 喷管中心轴线上的参数变化

图 9 和图 10 分别给出了射流中心轴线上速

度与出口中心速度的比值 U/U_{c0} 以及无量纲温度 θ 随 X/D^* 的变化情况。由图 9 可见, 所有喷管的 U/U_{c0} 曲线大致可以分为 2 个区域, 核心区和混合区。核心区又可以分为 2 个部分, 一是近喷口区, 气流的速度沿 X 方向有较大的波动, 这是由于喷管出口局部的临界状态所引起的一系列膨胀波和压缩波造成的, 而后是 1 个恒速区。核心区下游是混合区, 射流中心线上的速度随着 X/D^* 的增大而减小。比较图中各个喷管的对应曲线, 轴对称喷管 AR0 的核心区长度约为 $11.2D^*$, AR1, AR4, AR8, AR12 和 AR16 分别为 $10.8D^*$, $8D^*$, $6D^*$, $5D^*$ 和 $4D^*$ 。可见, 矩形喷管的核心区长度随着宽高比的增大而显著缩短, 这一结果与 Mi 等人^[5] 研究结果类似。

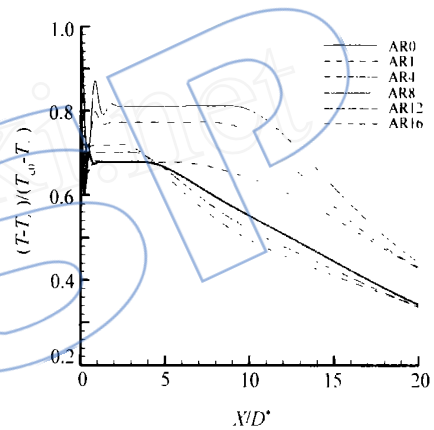


图 10 喷管中心线上分布 $\theta = \frac{T - T_{\infty}}{T_{c0} - T_{\infty}}$

Fig. 10 Distribution of $\theta = \frac{T - T_{\infty}}{T_{c0} - T_{\infty}}$ on the centerline of the nozzles

图 10 给出的各射流无量纲温度 θ 沿中心线的分布与速度分布类似。AR0, AR1, AR4, AR8, AR12 和 AR16 模型的核心区长度依次为 $11.2D^*$, $10.8D^*$, $8D^*$, $6D^*$, $5D^*$ 和 $4D^*$, 这与图 9 中速度分布的核心区长度是一致的。

2.4 二次流速度场分析

图 11~ 图 13 分别给出了 AR1, AR8 和 AR16 模型在 $X/D^* = 2.3$ 处的二次流速度分布, 其中坐标轴与图中直线围成的区域为喷管出口所对应的区域。图 11 中正方形喷管的二次流分布对称于 45° 角线, 在 $Z/D^* = 0.56$ 与 $Y/D^* = 0.56$ 附近各有一条节线, 以 $0^\circ \sim 45^\circ$ 区域内的速度分布为例, 其远场的流体向点 ($Y/D^* = 0$ 和 $Z/D^* = 0.56$) 汇聚, 形成一个涡。随着宽高比的增加, 如

AR8 和 AR16(图 12 和图 13), 这种汇聚在宽边侧有所加强。这或许是造成大宽高比喷管宽边对称面上速度与温度双峰分布的原因。比较AR1 在 $\frac{X}{D^*} = 2.3$ (图 11)和 $\frac{X}{D^*} = 4.3$ (图 14)中的节线位置, 可以看出, 随着射流向下游发展, 射流的宽度不断增加, 造成节线位置外移。

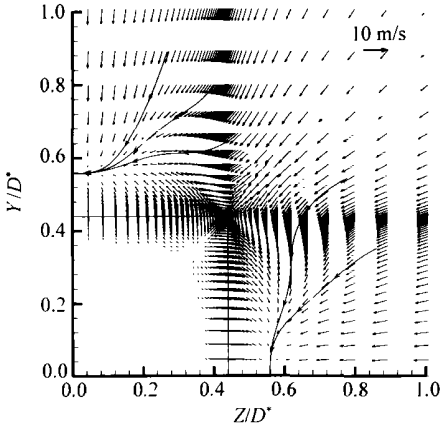


图 11 AR1 在 $X/D^* = 2.3$ 截面上二次流速度分布
Fig 11 Velocity distribution of secondary flow model AR1 at $X/D^* = 2.3$

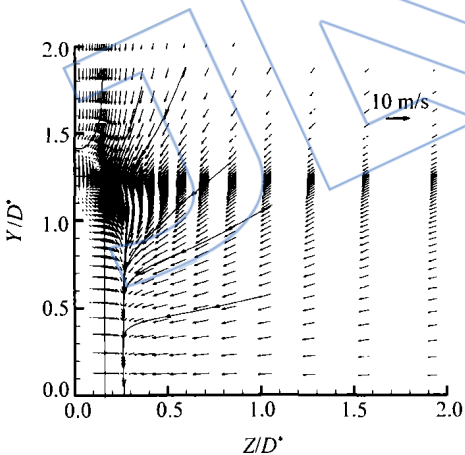


图 12 AR8 在 $X/D^* = 2.3$ 截面上二次流速度分布
Fig 12 Velocity distribution of secondary flow model AR8 at $X/D^* = 2.3$

涡量 $\zeta = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \right)$ 反映了流体微团自身旋转的强弱。图 15~ 图 17 分别给出了AR1, AR8 和 AR16 模型在 $\frac{X}{D^*} = 2.3$ 横截面上涡量 ζ 的等值线分布。图 15 中AR1 模型的涡量的分布相对于 45 角线是对称的, 但角线两侧涡量的正

负号不同, 表明流体微团的旋转方向相反。以水平壁面一侧(即 $45^\circ \sim 90^\circ$ 区域)为例, 可以发现, ξ 在壁面附近为负, 远离壁面处为正, 最大值为 76.2。图 16 与图 17 给出了AR8 和AR16 的涡量分布, 也是在壁面附近为负, 远离壁面处为正。并且, 负涡量的区域随宽高比的增大而增大。

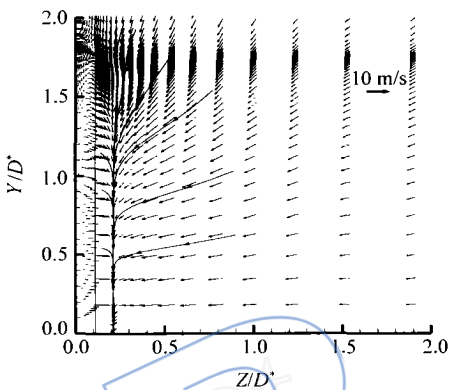


图 13 AR16 在 $X/D^* = 2.3$ 截面上二次流速度分布
Fig 13 Velocity distribution of secondary flow model AR16 at $X/D^* = 2.3$

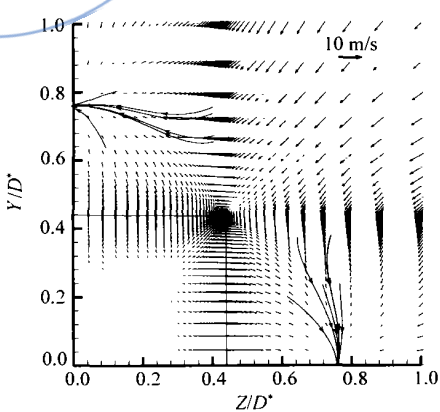


图 14 AR1 在 $X/D^* = 4.3$ 截面上二次流速度分布
Fig 14 Velocity distribution of secondary flow model AR1 at $X/D^* = 4.3$

由此可以推断大宽高比喷管射流的涡量分布主要受水平壁, 即窄边一侧的流场的影响。同时观察到在喷管角区下游涡量较大, 对称面中心区涡量较小。随着喷管宽高比的增大, 涡量的绝对值是提高的。比较AR1 在 $\frac{X}{D^*} = 4.3$ (图 18)与 $\frac{X}{D^*} = 2.3$ (图 15)的涡量分布, 发现随着射流的发展, 涡量强度逐渐减小, 流体微团旋转减弱。

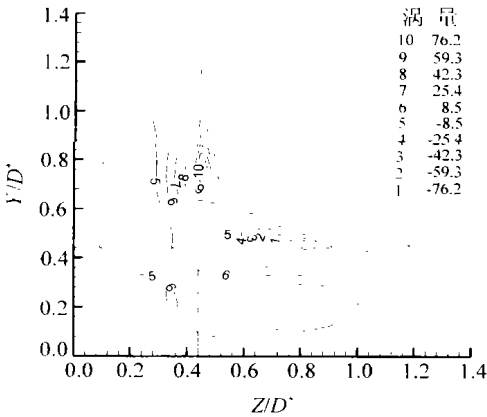


图 15 AR1 在 $X/D^* = 2.3$ 截面涡分布
Fig 15 Distribution of vorticity in AR1
at $X/D^* = 2.3$

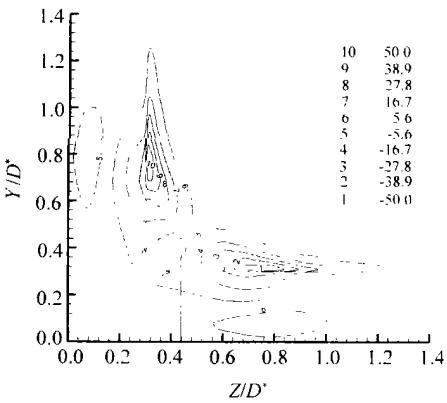


图 18 AR1 在 $X/D^* = 4.3$ 截面涡分布
Fig 18 Distribution of vorticity in AR1
at $X/D^* = 4.3$

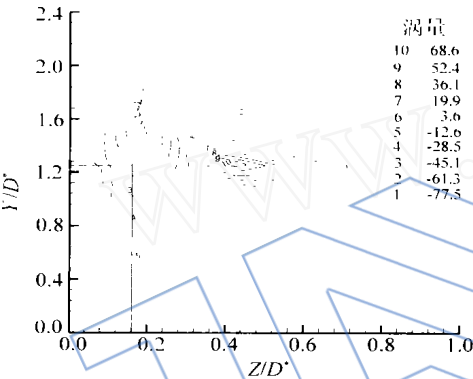


图 16 AR8 在 $X/D^* = 2.3$ 截面涡分布
Fig 16 Distribution of vorticity in AR8
at $X/D^* = 2.3$

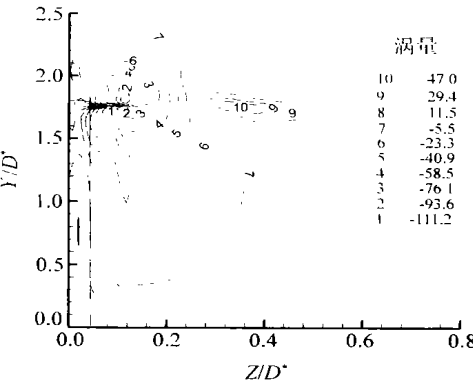


图 17 AR16 在 $X/D^* = 2.3$ 截面涡分布
Fig 17 Distribution of vorticity in AR16
at $X/D^* = 2.3$

3 结 论

- (1) 矩形喷管射流核心区短于轴对称喷管，且随着宽高比的增大而进一步缩短。AR1, AR4, AR8, AR12 和 AR16 的温度核心区长度分别为轴对称射流的 96%, 71%, 54%, 45% 和 36%。
- (2) 与轴对称喷管相比，矩形喷管窄边射流张角较大，射流扩展范围较大。
- (3) 当矩形喷管宽高比 $AR \geq 4$ 时，热射流的温度与速度分布由单峰结构变为双峰结构。
- (4) 在流向横截面内二次流形成两对反向涡旋，涡旋的存在使得射流与外界掺混加剧，加强了掺混效果。
- (5) 矩形喷管射流中，涡量的分布受窄边一侧的影响较大。涡量的绝对值随宽高比的增大而增加。

参考文献

[1] [英]理查森 D. 现代隐身飞机[M]. 北京: 科学出版社, 1991.

[2] Schlichting H, Translated by Kestin J K. Boundary Layer Theory [M]. Seventh Edition, McGraw-Hill Book Company, New York: 1979.

[3] 航空发动机设计手册[M]. 北京: 航空工业出版社, 2000.

[4] Lozanova M, Stantov P. Experimental Investigation on the Similarity of a 3D Rectangular Turbulent jet [J]. Experiments in Fluid, 1998, 24: 470~478.

[5] Mi J, Nathan G J, Luxton R E. Centerline Mixing Characteristics of Jets from Nine Differently Shaped Nozzles[J]. Experiments in Fluid, 2000, 28: 93~94.