

激波和剪切层相互作用下的超音速射流

何 枫 杨京龙 沈孟育

(清华大学工程力学系, 北京 100084)

(2001 年 12 月 24 日收到, 2002 年 2 月 22 日收到修改稿)

欠膨胀超音速射流处于螺旋模式下的中度欠膨胀时, 其入射剪切层的激波具有很高强度, 激波和剪切层发生了强烈的相互作用, 远场辐射的扰动波出现了大间隔、交错的上下行类似螺旋锥面波形图像, 该扰动波具有很强的向上游传播的指向性, 导致上游噪声高于垂直喷嘴方向的声压级. 而在相对压比较低的低度欠膨胀情况下, 或高压比下的高度欠膨胀的情形, 入射剪切层激波强度相对较弱, 远场辐射没有大间隔、交错的上下行远场辐射.

关键词: 超音速射流, 啸叫, 扰动波, 激波, 剪切层

PACC: 0340G

1. 引 言

射流是一种重要的流动现象, 可压缩高速(多)射流主要被采用在飞机的推进系统上. 人们一直在追求研制性能更好、速度更高的飞机, 有关的研究成果将直接影响着高速飞行器的性能和研制发展速度^[1]. 除此之外, 射流在一般工业上和科学研究上^[2]也有着广泛的应用, 例如用于喷涂、除水、除尘、干燥、冷却等, 对射流噪声控制因而是非常重要的问题之一. 超音速射流的主要噪声可分为三部分^[1]: 湍流混合噪声、与激波相关的宽频激波噪声和激波啸叫噪声. 其中啸叫问题是 Powell^[3,4]在 1953 年观察到的, 并提出了反馈环机理. 对于欠膨胀超音速射流, 无论喷嘴是圆柱的、收缩的还是 Laval 喷嘴, 啸叫都是不可避免的. 基于 Powell 的反馈环原理, 反馈环最薄弱的环节是在喷嘴出口处, 在唇口反馈声波会激励不稳定波^[5]. 尽管人们投入了很大的努力研究超音速射流处于啸叫时的流动, 但是至今对此的了解仍然非常欠缺^[6].

本文采用纹影技术, 获得超音速射流在不同啸叫模式下的瞬时流动结构和远场扰动波, 并对应测量研究了射流周围远场上下游的噪声, 为理解湍流射流以及计算模拟流场和声场提供实验依据.

2. 实验装置

实验采用螺杆式空气压缩机提供气源, 气流经

过过滤器后流入 0.8m^3 稳压容器, 经 $d = 6\text{mm}$ 的等直径轴对称喷嘴排向大气, 通过调压阀获得不同的来流滞止压力和环境压力之比 p_0/p_a . 实验中使用瞬时光源为高压放电式火花光源, 火花光源的阴极为黄铜制钝头圆柱体, 直径为 1cm . 火花光源的阳极为铂金丝, 直径约为 1.5mm , 有效发光时间约为 $2\mu\text{s}$. 流场摄影所用胶卷为富士 400ASA(27 定)黑白负片. 声学测量在 $3.2\text{m} \times 3.2\text{m} \times 2.2\text{m}$ 的半消声室内进行, 室内本底噪声为 18dB , 截止频率为 170Hz , 实验中采用了 ACO7610 传声器(响应频率为 100kHz), 以及 ACO6139 声级计对超音速射流对噪声进行分析测量, 传声器距离壁面大于 0.3m , 距离喷嘴出口 1m , 距地面 1m 以上, 传声器与喷嘴中心线在同一水平面, 与喷嘴轴线夹角可在 15° — 180° 间移动, 实验中每改变夹角 15° 测量射流总声压级一次.

3. 瞬时流动结构与远场辐射扰动波图像

大多数超音速射流是欠膨胀射流, 即由于喷嘴出口静压和射流内外的静压不匹配, 射流首先在出口处产生膨胀扇区, 使得静压逐渐降到环境压力. 膨胀波在射流中传播, 直到遇到射流另一侧的剪切层. 由于射流外的流动是静止或亚音速流动, 因此膨胀波与剪切层相遇后会反射回射流中, 这种反射不断重复, 直至波系结构被湍流耗散. 由于剪切层的存在, 使超音速欠膨胀射流中波系不断重复反射, 导致了拟周期的激波栅格结构.

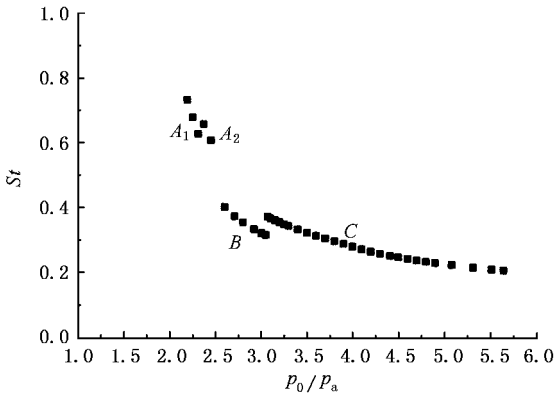


图 1 啸叫基频随压比的变化

在不同的压比下的欠膨胀射流 对应图 1 所示的若干分段规律的离散频率的啸叫 实验发现 对于 B, C 啸叫模式下对应的流动和远场扰动特征各具特征.

当压比在 $p_0/p_a = 2.4-3$ 范围内, 从图 2 可清晰分辨出, 在通过激波的第 3 或 4 个栅格处 剪切层已获得足够的能量, 并与激波栅格发生相互作用, 向远场辐射封闭的类似单极子声源的扰动声波, 图中也可观测到下游湍流结构辐射的扰动波.

大多数欠膨胀射流的工作压比处于图 1 中螺旋 C 模式对应的 $3 < p_0/p_a < 5.5$ 范围内, 图 3 分别给出压比为 3.5 3.92 4.3 和 4.7 时的瞬时流动图像.

图 4 为 $p_0/p_a > 5.5$ 时典型的瞬时纹影图像, 此时离散频率的啸叫完全消失了.

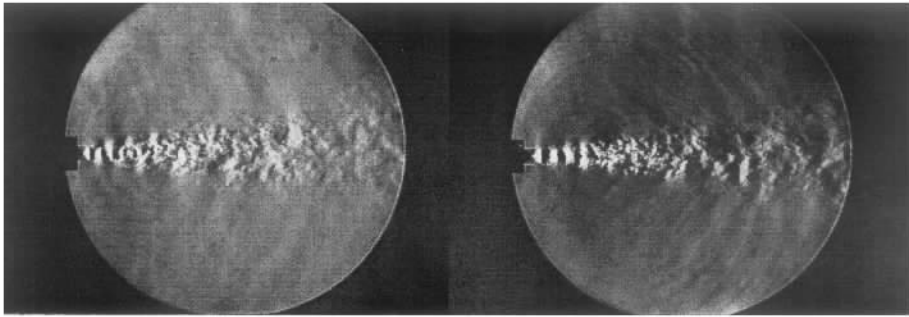


图 2 $p_0/p_a = 2.34$ (左) 2.75 (右) 瞬时纹影图像

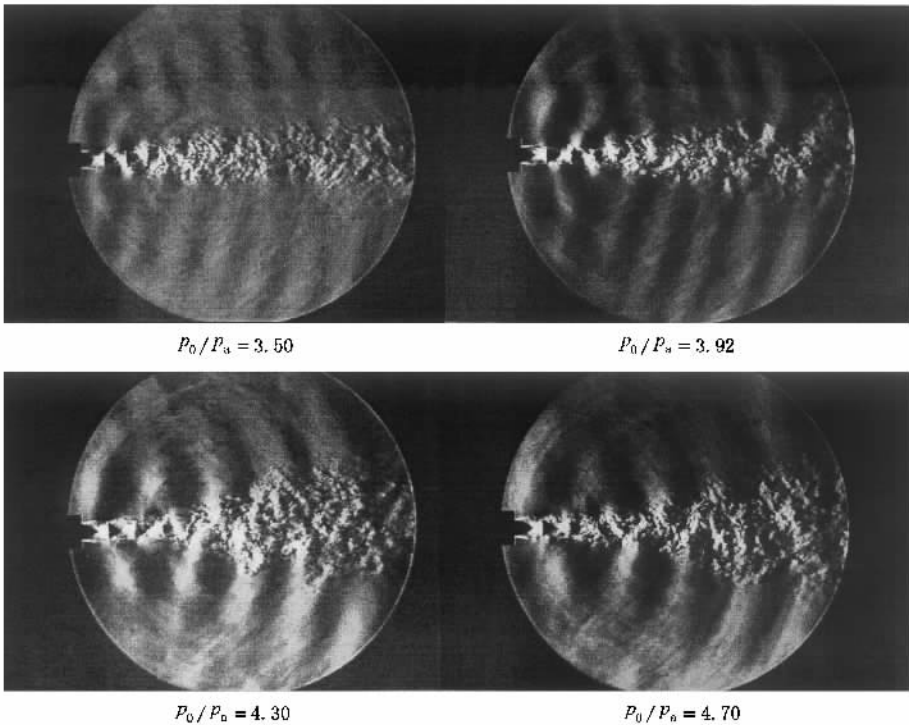


图 3 射流螺旋模式下的瞬时图像 $3 < p_0/p_a < 5.5$

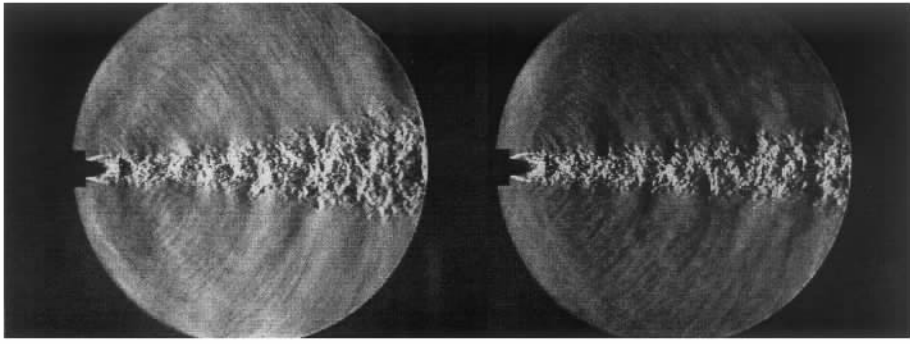


图 4 高压比啸叫消失下的瞬时图像 $p_0/p_a = 6.3$ (左) 7.35 (右)

对比图 2、3 和 4 中的流动,对应图 1 中不同的啸叫频率段,其各自的流动结构和远场扰动完全不同,图 4 显示高压比下射流第一个栅格主体是 Mach 盘,即正激波,扰动波辐射从第一个激波波节就开始了。

而在图 3 中,除了可观测到远场背景球面的扰动波外,在环境流体处还出现了向下游对流涡辐射的大间隔类螺旋锥面扰动波,在射流的两侧交替向下游推进,射流主体是明显的螺旋辫状结构,值得注意的是首次发现几乎同样是从出口到第 3 或第 4 个激波结构处之间,出现了波角方向与射流主流方向呈钝角的辐射扰动波,即似乎出现了交错间隔的向上游对流的涡,从而在环境流体中引起明显的上行扰动波。从上行波出现的形态以及存在的空间范围,都表明不是偶然或由于壁面等反射引起的,其典型的辐射图谱如图 5 所示,那么对于上行扰动波所包含的流体动力学解释是什么呢?分析认为,应与射流激波结构和剪切层的相互作用分不开。

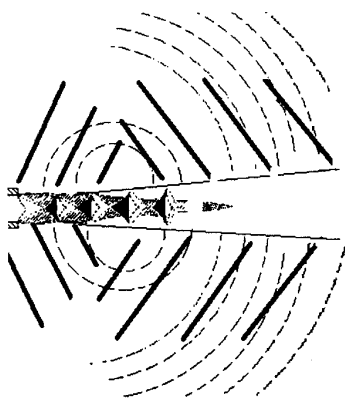


图 5 射流螺旋模式下可视扰动波 $3 < p_0/p_a < 5.5$

欠膨胀射流是由于射流剪切层的作用,才形成了准周期的激波栅格结构,激波结构对于离散频率啸叫噪声起着重要的作用。人们一直发展各种计算模式对欠膨胀超音速射流进行模拟^[7-11],但是直到目前,对于射流出现强烈啸叫后激波结构的急速衰减,所有的激波模式、湍流模式都不适用^[1],似乎激波结构和剪切层都发生了难以预料的流动特性。关于剪切层的实验与计算研究也一直不断^[8-13],然而由于激波与剪切层的作用是一个复杂而又困难的,因而迄今研究成果甚少。

根据实验,对于上行扰动波的出现,可尝试给出下列分析推测。射流剪切层的速度相对很低,最外侧速度为零,而激波只能在超音速中形成,因此从射流中心射向剪切层的激波,由于剪切层内波前气流 M 数逐渐降低而强度相应衰减,当波前气流小于声速时,激波中止,即激波不能直接伸展到剪切层中。气流通过激波压强产生间断,但并不会逆超音速向上游传播,影响激波前的流场,但却可以通过剪切层内的亚声速区向上游传播,使激波与剪切层的入射点上游压强升高,主流方向的流速降低。当足够的激波强度在剪切层中引起了逆压梯度,而初始剪切层已不能承受足够大的逆压梯度,产生反向回流速度,从而引起局部与主流相反的涡对流流动,所以上行扰动波出现的可能性是可以从流体动力学上得到解释的。问题是图 4 所示的高压比下,为什么就不会出现类似的激波与剪切层的相互作用呢?

Tan(1990)^[14]根据 Norum 和 Seiner(1982)^[15]的测量就发现在中度欠膨胀射流中,第一个激波结构非常强。根据这一点,采用美国 fluent 商用 CFD 程序,分别对中度和高度欠膨胀超音速射流进行了数值计算。由于标准的 $k-\epsilon$ 二方程湍流模型在描述轴对称射流时与实验相比有较大的偏差,采用了 Spal-

art 和 Allmaras^[16]在 1992 年提出的 S-A 方程湍流模型求解可压缩轴对称 N-S 方程,用无结构网格划分计算域.对计算湍流模式及边界条件的实验验证参见文献 [17].

若定义激波强度为

$$\xi = \frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 \sin^2 \beta - 1), \quad (1)$$

其中 p_1 和 p_2 为激波前后静压, M_1 为激波前 Mach 数, β 为激波前来流与激波的锐夹角.

随来流压比改变,沿斜激波的激波强度是变化的,表 1 为与射流剪切层相交的第一个斜激波(或压缩波)以及 Mach 盘平均强度对比.

表 1

p_0/p_a	Mach 盘	No. 1 斜激波
4		1.20
5	ξ	1.27
6	11	0.93
8	18	0.96

计算表明,在完全没有啸叫的高压比下,因出口高度膨胀形成的拦截激波,沿流向的伸展距离变长了,拦截激波的相交处为强 Mach 盘结构,与处于啸叫螺旋模式下的中度欠膨胀射流相比,斜激波从 Mach 盘伸出并入射到剪切层对应的位置变远,激波强度也减弱了,证实了压比高并不表明入射剪切层的激波强度增高,只有中度欠膨胀下适度的激波结构的强度才能形成螺旋模式下独特的流动结构和远场扰动波谱.

当 $3 < p_0/p_a < 5.5$ 时,远声场的指向性曲线在 $70\text{--}90^\circ$ 左右方向出现了拐点,上游钝角方向声压级出现了升高上翘,如图 6 所示,因为这时上行扰动波已成为向上游传播的主导声波.从图 3 中可以看到上行波传播是极具指向性的,侧向穿透能力是有限的,上行波的半波角与射流主流方向约为 $75\text{--}80^\circ$ 左右,所以在 $75\text{--}90^\circ$ 方向附近对传播媒介产生的影响作用最弱.压比略大于 3,射流切换为螺旋模式后, 90° 指向处声压级下降了 5dB,如图 7 中 A 点到降到 B 点.

激波结构特征与剪切层弱的相互作用仍然在环境流体中产生单极子的辐射声波,这从图 3 可以分辨出背景辐射声波,而上行波引起被扰动区内的传媒受压缩,具备明显的变形势能,使传媒介质在空间不再均匀,因此上游远场至少受到上行波与球面声

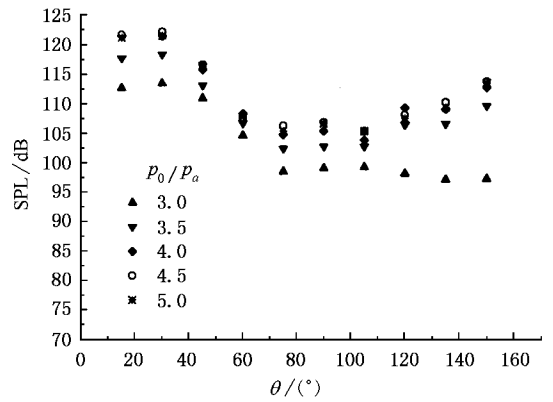


图 6 $3 < p_0/p_a < 5.5$ 的声指向性

波相互叠加的共同影响,使得在上游钝角方向声压级升高,如图 6 中上游远场 135° 处的声压级在射流切换为啸叫螺旋模式后($p_0/p_a > 3$)超过了 90° 处声压级.

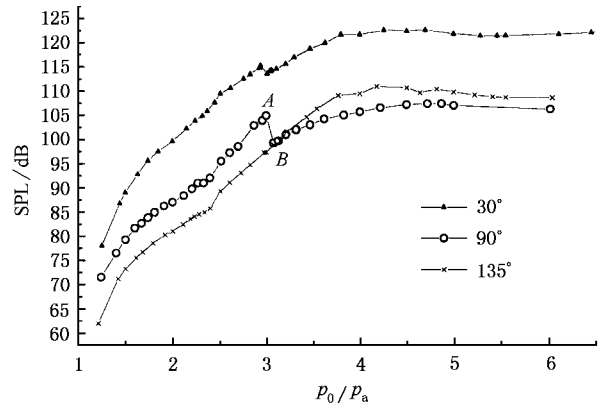


图 7 远场声压级随压比的变化 指向角 $30^\circ, 90^\circ, 135^\circ$

4. 结 论

不同压比下的欠膨胀超音速射流,具有不同的流动结构和远场扰动辐射.当射流处于螺旋模式下的中度欠膨胀时,其入射剪切层的激波具有很高强度,激波和剪切层发生了独特的、强烈的相互作用,远场辐射的扰动波出现了大间隔、交错的上下行类似螺旋锥面波形图像,该扰动波具有很强的向上游传播的指向性,导致上游噪声高于垂直喷嘴方向的声压级.而在更高压比下,入射剪切层激波强度减弱,不再产生大间隔、交错的上下行远场辐射,不存在离散啸叫音频.

- [1] Tam C K W 1995 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **27** 17
- [2] Jin J ,Chen Y ,Pei L S ,Hu C J ,Ma X X and Chen C X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1689 (in Chinese) 金 瑾、陈 、裴林森、胡长进、马兴孝、陈从香 2000 *物理学报* **49** 1689]
- [3] Powell A 1953 *Proceedings Phys. Soc. London.* **66** 1039
- [4] Powell A 1953 *Journal Acoust. Soc. Am.* **25** 385
- [5] Tam C K W ,Seiner J M and Yu J C 1986 *J. Sound and Vibration* **110** 309
- [6] Wlezien R W 1989 *AIAA J.* **27** 1361
- [7] Prandtl L 1904 *Phys. Z.* **5** 599
- [8] Dash S M ,Wolf D E and Seiner J M 1985 *AIAA J.* **23** 505
- [9] Seiner J M ,Dash S M and Wolf D E 1985 *AIAA J.* **23** 669
- [10] Abdol-Hamid K S and Widmoth R G 1989 *AIAA J.* **27** 315
- [11] Papamoschou D and Roshko A 1988 *J. Fluid Mech.* **197** 453
- [12] Clemens N T and Mungal M G 1995 *J. Fluid Mech.* **284** 171
- [13] Gutmark E J ,Schadow K C and Yu K H 1995 *Ann. Rev. Fluid Mech.* **27** 375
- [14] Tam C K W 1990 *J. Sound and Vibration* **140** 55
- [15] Norum T D and Seiner J M 1982 *NASA TM* 84521
- [16] Spalart P ,Allmaras S 1992 *AIAA* 92-0439
- [17] He F , Xie J S , Hao P F and Yao Z H 2001 *J. Propulsion Technology* **22** 42 (in Chinese) 何 枫、谢峻石、郝鹏飞、姚朝晖 2001 *推进技术* **22** 42]

Supersonic jet with interaction between shock and shear layers

He Feng Yang Jing-Long Shen Meng-Yu

(*Department of Engineering Mechanics , Tsinghua University , Beijing 100084 , China*)

(Received 24 December 2001 ; revised manuscript received 22 February 2002)

Abstract

For moderately under-expanded jets ,the schlieren visualization reveals that shock cells become intensified and stronger interaction between shock and shear layer occurs .The resulting disturbance waves with the large alternating intervals propagate in the upstream direction .The existence of the upstream disturbances makes the upstream sound pressure level greater than that of directivity normal to the nozzle exit plane .Under low under-expansion ,the intensities of the interaction between shock cells and shear layer are low ,even at large pressure ratios .

Keywords : supersonic jet , screech , disturbance , shock , shear layer

PACC : 0340G