

超音速射流啸叫模式切换不稳定性

何 枫 郝鹏飞 张锡文

(清华大学 工程力学系 北京 100084)

2001 年 5 月 14 日收到

2001 年 6 月 28 日定稿

摘要 超音速射流的噪声辐射有 3 个主要成分, 即湍流的混合噪声、与激波结构有关的宽带噪声以及离散的单频啸叫。其中啸叫离散基频特性具有多种模式, 模式之间的切换是一个不稳定过渡过程, 与流动纹影显示的不稳定相对应。模式切换过程中在频率特性上反映出一种模式的饱和、衰减, 而另一种模式的强化, 最终成为主导。这种切换过程中的频率变化很可能和流动失稳涡结构的破碎、配对相关联, 利用线性不稳定性理论得到了与实验相符的不稳定波的增长率, 分析了不稳定波最大增长率与啸叫频率切换的对应关系。

PACS 数: 43.28

Instability of screech switch for underexpanded free jet

HE Feng HAO Pengfei ZHANG Xiwen

(Dept. of Engineering Mechanics, Tsinghua University Beijing 100084)

Received May 14, 2001

Revised Jun. 28, 2001

Abstract For underexpanded supersonic jets three main components of noise radiation are turbulent mixing noise, broadband shock-associated and discrete tone screech. The screech frequencies show various multimodes. The process of mode switching is instability, while flow visualization using Schlieren photography show the unstable flow structure. The mode switching represents the sound pressure level at one mode frequencies decay and another mode stronger, being main mode. Accompanying discrete tone occurs until the end of mode switch. The characteristic of the screech frequencies are related to the instability of the flow and vortex. Linear instability wave theory indicates that the maximum growth rate of instability wave of the two azimuthal modes agrees well with measurement.

引言

不完全膨胀的超音速射流会产生啸叫噪声, 从频谱上可以测量到离散的单频噪声。一旦啸叫出现, 与其联系的声压级在射流其它噪声成分中成为主体部分^[1]。啸叫产生会引起喷嘴结构共振, 从而导致喷嘴结构或喷气飞机尾部结构的破坏, 早期 Hay 和 Rose^[2], Siener, Manning 和 Poton^[3] 都观测到这种破坏, 由此引起人们对啸叫问题的重视和进一步的研究。关于啸叫的机理早期有 Powell^[4] 提出了反馈环的模式, 认为喷嘴出口处的扰动沿剪切层向下游传播, 激波结构与剪切层结构相互作用产生向上游传播的声反馈, 并且又一次激发喷嘴唇口的扰动, 从而

形成反馈环。Seiner^[5] 在对高速射流气动声学研究的回顾中强调, 大尺度相干结构是射流声源, 其在噪声的产生中非常重要。在不完全膨胀射流中啸叫音频的产生如同流动中被极大放大增强的不稳定波。关于啸叫的频率目前的预测计算是非常近似的^[6], 特别是在模式切换时对应的频率跳跃还难以预测。

本文研究了轴对称平行喷嘴不完全膨胀射流啸叫模式的切换, 观测到啸叫从一种模式向另一种模式的转换中的不稳定, 在两模式之间不断跳转, 在此过程中一种模式的强度逐渐衰减而另一种模式逐渐增强, 从而使后者最终成为主导模式。这种不稳定性 and 流体流动失稳是密切相关的。采用线性不稳定性理论分析了不稳定波的模式与啸叫模式的关系。

1 实验条件

喷嘴采用出口直径 $d = 6 \text{ mm}$ 的轴对称柱型平行喷嘴, 由两台 11 kW 轴流式压缩机供气, 通过除水、除尘过滤和控制阀进入稳压气罐, 实验中来流压比 p_0/p_a 为 $1.5 \sim 5$; 半消声室侧壁为消声尖劈, 消声室截止频率为 170 Hz , 本底噪声 $18 \sim 19 \text{ dB(A)}$, 传声器距喷嘴出口 1 m , 与喷嘴轴线成 30° 角, 传声器采用 ACO7610, 其频率响应为 100 kHz , 实验中记录了 40 kHz 以下的频谱, 在实验中采用了 TYPE6130、ONO SOKKI 的 FFT 快速频谱分析仪。

2 啸叫模式切换特性实验

自由射流噪声是由各种频率的 Fourier 模态构成, 彼此无关。一般认为超音速射流的噪声辐射有 3 个主要成分, 即湍流的混合噪声、与激波结构有关的宽带噪声以及离散的单频啸叫。在不同 Mach 数下存在多种啸叫的模式, 每种模式下其确定的基频具有随 M 数增大而单调下降的规律, 而模式之间离散基频发生间断跳跃。目前对不同模式间的转换还无确定的解释, 只是认为可能与激波栅格间距变化和剪切层的不稳定扰动发展有关^[6]。

图 1 为在不同来流压比下测量到的稳定的离散啸叫基频, 随着 M 数的升高, 各模式下的基频呈现下降趋势, 各模式随着来流压比的升高而发展趋于饱和态, 呈现出频率的跳转, 即在特定压比范围出现了啸叫基频回升跳跃的模式切换。测量中发现, 对确定的啸叫基频不具特定的指向性, 即在不同指向范围测量频率值相同。

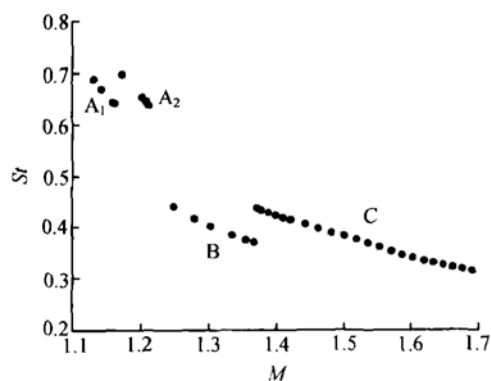


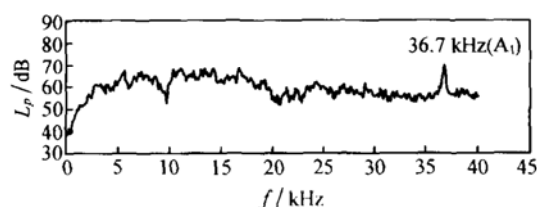
图 1 不同 M 数下的啸叫基频

图 1 中将啸叫基频分成 A_1 、 A_2 、B 和 C 四种主要模式, 各对应不同的频率分段, 四种模式对应的

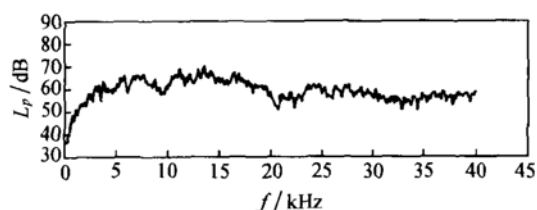
流态参见文献 4 和文献 7。很多研究者根据实验归纳出不同的计算经验公式^[6], 但这些努力均还不能预测出切换频率。啸叫的出现和幅值对射流模式的细节的变化十分敏感, 目前的啸叫理论还不尽完善, 不能准确预测出其频率特性及幅值。

流动显示纹影观测实验表明, 在来流 M 数升高, 从 A_1 到 A_2 模式、B 到 C 模式切换中, 流动结构出现失稳, 在时间平均下观测到的激波结构沿轴向出现脉动。特别是喷嘴出口附近也有明显的密度梯度振荡。一旦模式确定, 其时间平均显示的激波结构具有相对稳定性。这种切换过程中的频率变化很可能和流动失稳涡结构的破碎、配对相关联, 目前还需进一步与射流流场细节实验结合分析。

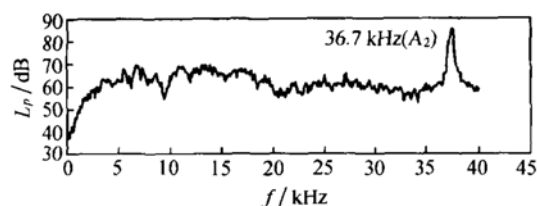
图 2 所示为 A_1 向 A_2 切换过程中记录下压比为 2.31、2.32 和 2.43 时对应的频率特性。 A_1 向 A_2 模式切换过程中, 原本随着压比升高逐渐下降的 A_1 模式的离散啸叫基频在 40 kHz 范围内突然消失了 (图 2(a) 和 (b)), 当压比达到 2.43 出现了另一规律的 A_2 模式的离散基频, 随后的啸叫频率又随压比的升高而下降, 当压比邻近 2.5 附近时, A_2 模式已经不能保持稳定, 新的不稳定性出现。 A_1 和 A_2 模式对应的是一小段压比 (或 M 数) 范围。



(a) $p_0/p_a = 2.31$



(b) $p_0/p_a = 2.32$



(c) $p_0/p_a = 2.43$

图 2 A_1 模式向 A_2 模式切换过程中频率特性

图 3 显示了随着压比的升高 A_2 模式和 B 模式之间的切换过程的频谱, 可以看出 A_2 模式对应的声压级逐渐衰减变弱, 而 B 模式对应的成分逐渐强化, 最终啸叫基频模式趋于 25 kHz 附近, 确定了 B 模式的稳定形态 (图 3(d))。在不稳定切换过程中, 17 kHz 附近出现了非和谐的离散频率, 这只是一过渡伴随频率 (图 3(b)), 在最终达到 B 模式稳态前会消失 (图 3(d))。

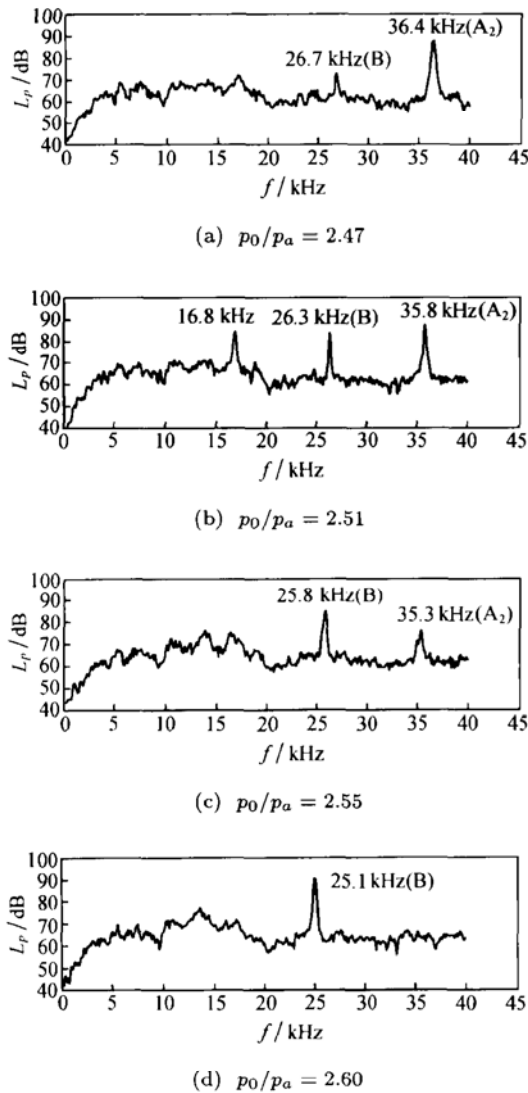


图 3 A_2 模式向 B 模式切换过程中频率特性

当压比趋于 3 附近时, 新的不稳定性再一次出现, 呈现向 C 模式转换的趋势 (图 4), 在转换中又一次伴随出现 28 kHz 非谐和离散频率, 如图 4(c) 和 (d) 所示。C 模式成分逐渐发展起来, 最终成为模式的主体, 实现新的稳态模式 (图 4(c),(d),(e))。而非谐和的离散 28 kHz 成分在整个过程中只是一种伴随频率, 最终在实现模式的转换后完全消失。

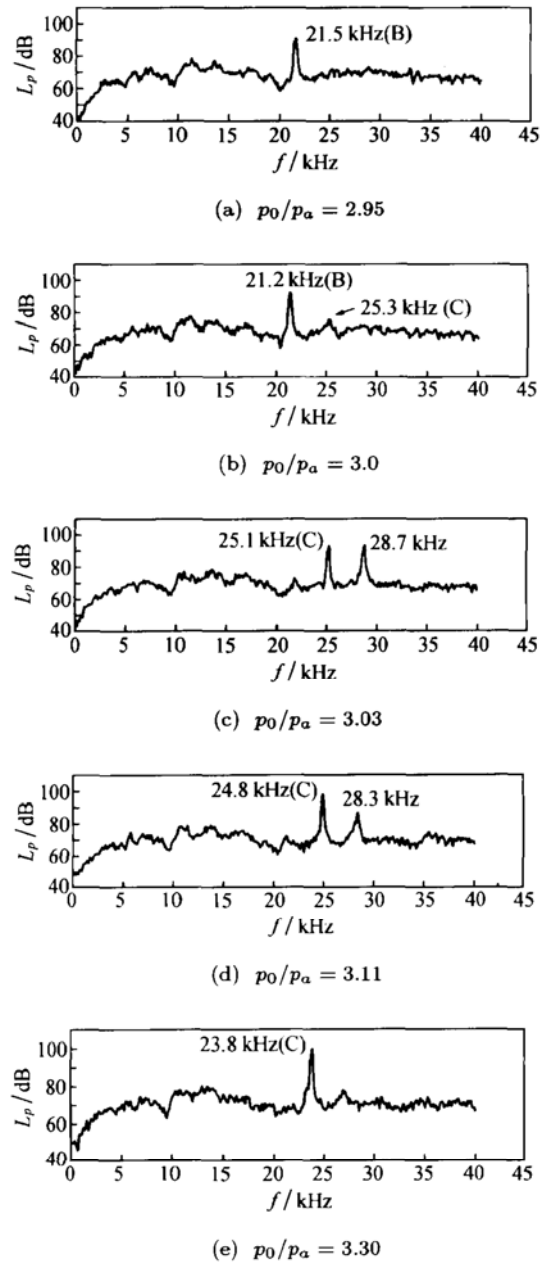


图 4 B 模式向 C 模式切换过程中频率特性

3 线性不稳定性分析

一直以来, 认为啸叫是与大尺度涡结构的演化分不开的。射流通过剪切流中的不稳定性波的增长卷起成涡, 使得涡量的集聚发生了从连续到离散的突变。涡量密度在剪切层中受到激励并通过激波阵面传播。对于剪切流中流向涡和展向涡的涡系相互作用, 会发生旋涡切割、重组而破碎成小涡环。儿岛中伦和杨京龙等^[8]选用出口确定扩张角的喷嘴, 刻意使流动产生涡, 在很小压比的亚音速流动中, 测量到离散的啸叫基频, 用图象的方法得到从喷嘴出口处产

生的涡, 以及涡的运动速度, 并且测得离散基频与涡脱落的频率一致, 但是仅此还不能肯定认为是涡脱落造成的离散基频。

射流的具有拐点的平均速度剖面决定了射流具有 Kelvin-Helmholtz 不稳定性, 射流唇口处混合层最薄最易受到激励, 从而产生向下游传播的不稳定波。由于不稳定波可用 Fourier 级数分解方位模式, 以轴对称柱坐标 (r, θ, x) 为例, 各物理量 ϕ 的脉动量

具有如下形式:

$$\phi'(r, \theta, x, t) = \hat{\phi}(r, x) \exp[i(kx + n\theta - \omega t)], \quad (1)$$

其中, $\hat{\phi}(r, x)$ 为扰动特征函数, k 为流向波数, n 为方位模数, ω 为扰动角频率。大尺度相干结构可用不稳定波模化, 由非定常线性无粘可压缩稳定性方程支配:

$$\begin{cases} \frac{\partial V_r'}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r'}{\partial r} + V_r' \frac{\partial V_r}{\partial r} + u \frac{\partial V_r'}{\partial x} + u' \frac{\partial V_r}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial r} \\ \frac{\partial V_\theta'}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_\theta'}{\partial r} + \frac{V_r V_\theta'}{r} + u \frac{\partial V_\theta'}{\partial x} = -\frac{in}{\rho r} p' \\ \frac{\partial u'}{\partial t} + V_r \frac{\partial u'}{\partial r} + V_r' \frac{\partial u}{\partial r} + u' \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial u'}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x} \\ \frac{\partial p}{\partial t} + V_r \frac{\partial p'}{\partial r} + u \frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{1}{M^2} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V_r'}{\partial r} + \frac{in}{r} V_\theta' + \frac{\partial u'}{\partial x} \right) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

其中 V_r , V_θ 和 u 分别为 r , θ , x 方向的速度分量, p 为压力, M 为 Mach 数, ρ 为流体密度, 有上标的为脉动量, 无上标的为平均量。轴对称射流忽略 V_r 和 V_θ , 并代入各平均量对时间导数, 可以得到如下以 $\hat{p}$ 为例的 Reyleigh 微分方程:

$$\frac{d^2 \hat{p}}{dr^2} + \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{2k}{\omega - uk} \frac{du}{dr} \right] \frac{d\hat{p}}{dr} + \left[\rho(\omega - uk)^2 M_j^2 - \frac{n^2}{r^2} - k^2 \right] \hat{p} = 0. \quad (3)$$

此外还需要引进 Crocco 关系:

$$\frac{\rho_j}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \right) \left[\frac{T_a}{T_0} + \left(1 - \frac{T_a}{T_0} \right) \frac{u}{u_j} \right] - \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2 \left(\frac{u}{u_j} \right)^2 \quad (4)$$

下标 j 为完全膨胀射流物理量, T_0 和 T_a 为滞止温度和环境温度。

射流轴向动量守恒:

$$\int_0^\infty \rho u^2 r dr = \frac{1}{8} \rho_j u_j^2 d^2, \quad (5)$$

以及实际射流平均速度分布。

由于方程 (3) 是齐次的, 要求解非零解 (零解是无扰动), 其参数一定满足特征关系:

$$F(k, n, \omega) = 0 \quad (6)$$

给定了 n 和 ω 就可求得复特征值 k 。

n 为实数, 表明流动在 θ 方向的周期性, 采用空间模式, k 的虚部 k_i 为不稳定波的增长率, $k_i < 0$

则扰动沿流动方向增长。由于扰动的各模态初始振幅是差不多的, 所以在流动中增长最快的模态将成为占优势的模态 (即最危险的模态)。在众多离散的简振模态中, 最不稳定模态的发展超过了其它模态, 从而决定了不稳定性具有最不稳定的模态特征。

图 5 为计算所得的不同 M 数下的无量纲不稳定波增长率的最大值与 Strouhal 数的关系。

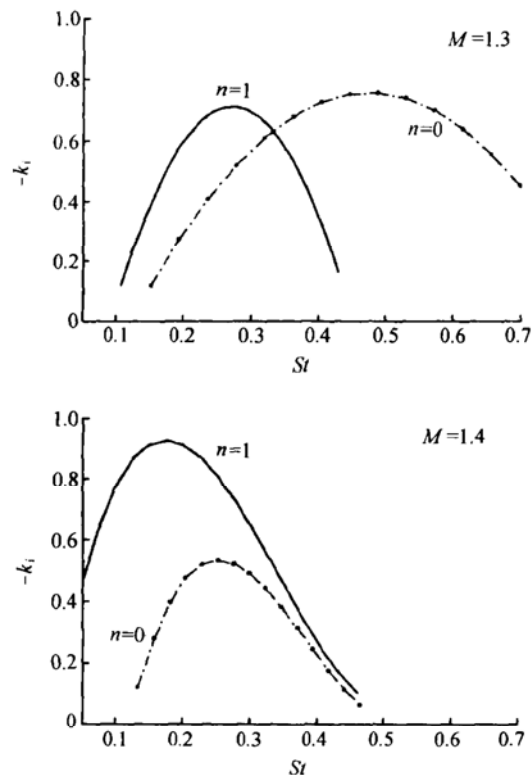


图 5 最大增长率随 Strouhal 数的变化

在 $M = 1.3$ 时, $n = 0$ 的轴对称模式增长率超过了 $n = 1$ 而占主体, 是流动的主要模式, 这与图 1 的实验测定模态为轴对称的 B 模式是一致的; 在 $M = 1.4$ 时, $n = 1$ 的螺旋模式最大增长率超过了 $n = 0$ 的对称模式而占优势, 与图 1 的 C 模式相对应。波的增长率依赖它的频率, 不同频率下的波被不同放大, 具有最大增长率的波最可能产生高强度的啸叫频率。

从图 1 可以看出, 流动处于 A_1 和 A_2 模式所对应的是很短一段 M 数, 而流动的模式 B 和 C 占了很大比例, 是主要模式。

4 结论

超音速不完全膨胀射流啸叫的产生引起喷嘴结构共振疲劳, 从而会导致结构的破坏, 啸叫离散基频特性具有多种模式, 实验表明模式之间的切换是不稳定的过渡过程, 与流动显示的流动结构不稳定相对应。模式切换过程中在频率特性上反映出一种模式下的离散基频成分强度的衰减、消亡, 新模式下离散基频成分强度逐渐加强, 最终成为占主导的主体, 在这之间伴随离散基频出现不和谐频率, 并在模

式切换结束后消失。应用线性不稳定性理论分析得到的最不稳定波增长率与实验测得的啸叫模态切换相符合, 射流沿密度梯度方向运动趋势会使扰动增幅, 强化不稳定性, 导致流动的失稳。

参 考 文 献

- 1 Tam C K W. Jet noise generated by large-scale coherent motion. *Aeroacoustic of flight vehicles: theory and practice*. Vol 1: noise source. 1991: 311—390
- 2 Hay J A, Rose E G. In-flight shock cell noise. *Journal Sound Vib.* 1970; 11(4): 411—420
- 3 Seiner J M, Manning J C, Ponton M K. Dynamic pressure loads associated with twin supersonic plume resonance. *AIAA Journal*, 1988; 26(8): 954—960
- 4 Powell A. On the mechanism of choked jet noise. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, 1953; 66: 1039—1056
- 5 Seiner J M. Advances in high speed jet aeroacoustics. AIAA Paper No. AIAA-84-2275, 1984
- 6 Tam C K W, Ahuja K K, Jores R R. Screech tones from free and ducted supersonic jets. *AIAA Journal*, 1994; 32(5): 917—922
- 7 Wlezien R W. Nozzle geometry effects on supersonic jet interaction. *AIAA Journal*, 1994; 27(10): 1361—1367
- 8 儿岛中伦, 杨京龙. 离散周波数をもつジェット騒音の研究. 日本機械学会论文集 (C 编). 1995; 61(585): 50—55