

阻塞阀门喷注中的冲击伴随噪声*

王 佐 民

(同济大学声学研究所, 上海 200092)

1990年11月26日收到

摘要 冲击伴随噪声是阻塞阀门噪声的重要成分。通常认为它是由阻塞喷注中的大尺度湍流结构和冲击气室的相互作用所产生的。分析表明, 对于确定的管道系统和阀门上游驻压, 存在一个确定的阀门开启位置。这时阻塞阀门喷注的冲击伴随噪声最强。

Shock associated noise in a choked valve jet

WANG Zuomin

(Institute of Acoustics, Tongji University)

Received November 26, 1990

Abstract The shock associated noise is an important component of choked valve jet. It is believed that the shock associated noise is emitted by the interaction between the large scale turbulent flow structures and the shock cell system in the jet. The studies show that there is a certain valve open area which emits the strongest shock associated noise after the determined pipe system and upstream stagnation pressure.

当阀门上游的驻点压力 P_{1s} 与阀门下游的压力 P_2 的比值大于 1.893 时, 由于阀门喷注附近压力的不连续性将产生冲击波的相互干涉, 形成阻塞喷注中的冲击气室。这时喷注除仍旧产生湍流混合噪声外, 还将产生冲击伴随噪声。冲击伴随噪声是阻塞喷注噪声中的重要成分。目前通常认为, 冲击伴随噪声是由准周期冲击气室的压力起伏与大尺度湍流结构的相互作用而形成的。Tam 等人指出, 可用两者表达式的乘积来表示阻塞喷注中冲击伴随噪声的源项^[1]。本文将根据这种机理分析来具体讨论阻塞状态下的阀门冲击伴随噪声。

一、阻塞阀门喷注中的压力分布

若把阀门结构简化成图 1 所示的孔板模型, 就可将通过阀门的气流看成具有刚性管壁约束条件的阀门喷注。

* 国家自然科学基金资助项目。

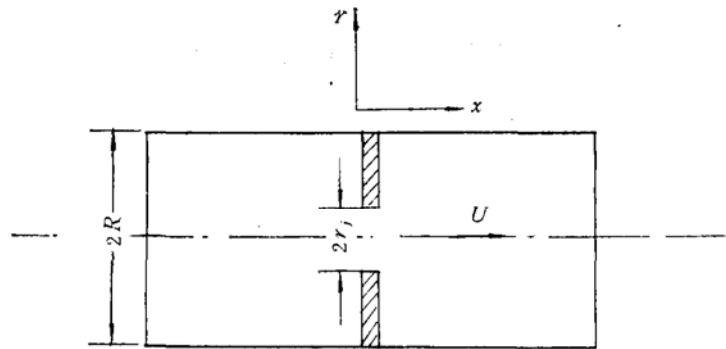


图1 阀门模型

在经典理论中通常是用线性方程来描述喷注中的压力起伏,对于轴对称理想气流喷注,喷注中的压力起伏满足运流波动方程。对于与时间无关的定常情况,运流波动方程是

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) + (1 - M^2) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0 \quad (1)$$

其中, $M = U/C$ 气流马赫数, C 是声速, U 是气流速度。

相应的边界条件是

$$\frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad x > 0, \quad r = R$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad x = 0, \quad r_j < r < R$$

$$P = B(r) \quad x = 0$$

$$P \neq \infty \quad r = 0$$

其中, R 是管道半径, r_j 是阀门开启半径。

引入对 x 的 Fourier 变换

$$\hat{P} = \hat{P}(r, k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(r, x) e^{-ikx} dx$$

$$P(r, x) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{P}(r, k) e^{ikx} dk$$

于是,方程(1)变换成

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \hat{P}}{\partial r} \right) + \beta^2 k^2 \hat{P} = 0 \quad (2)$$

其中 $\beta^2 = M^2 - 1$ 。

方程(2)的解在 $r = 0$ 处必须有界,因此解具有

$$\hat{P} = A(k) J_0(\beta k r)$$

的形式。其中 $J_0(z)$ 是零阶 Bessel 函数。考虑到管壁刚性的边界条件,则要求

$$k_n = \frac{\lambda_{1n}}{\beta R}$$

其中 λ_{1n} 是一阶 Bessel 函数的第 n 个零点。可见波矢 k 只能选取离散值。这样, Fou-

rier 变换的逆变换由积分形式退变成求和形式。于是有

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0 \left(\frac{\lambda_{1n}}{R} r \right) \cos \frac{\lambda_{1n}}{\beta R} x \quad (3)$$

显然 (3) 式同时满足 $x = 0$ 处的边界条件。利用 Bessel 函数的正交性, 就可由阀门出口处的压力分布 $B(r)$ 求得 (3) 式中的待定系数 A_n 。

$$A_n = \frac{1}{A_n} \int_0^R B(r) J_0 \left(\frac{\lambda_{1n}}{R} r \right) r dr \quad (4)$$

其中

$$A_n = \int_0^R J_0 \left(\frac{\lambda_{1n}}{R} r \right) J_0 \left(\frac{\lambda_{1n}}{R} r \right) r dr = \frac{R^2}{2} J_0^2(\lambda_{1n}).$$

二、阻塞阀门喷注的声发射

Tam 等人提出用类波模型来描述轴对称喷注中大尺度湍流结构的速度扰动^[1]

$$u = a(x) \phi(r) \cos(\omega t - \omega x/u_c) \quad (5)$$

其中, ω 是波的频率, u_c 涡旋在喷注中的运流速度。振幅 $a(x)$ 描述大尺度湍流结构在喷口附近产生、随流运动发展到峰值、然后衰减的过程。峰值的具体位置将与频率有关。函数 $\phi(r)$ 则描述涡旋扰动量在径向 r 方向的分布, 它反映了大尺度湍流结构存在于喷注湍流混合层中的特点。实验观察确认^[2,3], 这种大尺度湍流结构的运行相关距离约是 5 个喷口直径, 涡旋尺度是 2 个喷口直径。

参照文献[1]中介绍的方法, 用准周期冲击气室的压力起伏表达式 (3) 与大尺度湍流结构速度扰动表达式 (5) 的乘积来表示阻塞阀门喷注中的源项, 则有

$$S(r, x, \omega, t) = a(x) \phi(r) \cos \left(\omega t - \frac{\omega x}{u_c} \right) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0 \left(\frac{\lambda_{1n}}{R} r \right) \cos \frac{\lambda_{1n}}{\beta R} x \quad (6)$$

由阻塞阀门喷注所发射的冲击伴随噪声的强度

$$I \propto \left\{ 2\pi \int_{r=0}^R \int_{x=0}^{\infty} \bar{S}(r, x) r dr dx \right\}^2 \quad (7)$$

其中, $\bar{S}(r, x)$ 表示随时间余弦变化的源项 $S(r, x, \omega, t)$ 在周期 T 内的平均值。

文献[4]利用图 2 的装置实验研究了阻塞阀门喷注的声发射。测量表明, 在上游驻压 $1.5 < P_{1s}/P_0 < 3$ 条件下, 由上游存在 $\phi 20\text{mm}$ 收缩喷口的管道所发射的噪声级比单一 $\phi 27.5\text{mm}$ 喷口发射的噪声级高 6—15 dB。这里 P_0 是周围大气压力。

对于无约束边界的轴对称阻塞喷注, 其源项^[5]

$$S_0(r, x, \omega, t) = a_0(x) \phi_0(r) \cos(\omega t - \omega x/u_c) \left[2P_b \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0 \left(\frac{\lambda_n}{r_j} r \right)}{\lambda_n J_1(\lambda_n)} \cos \frac{\lambda_n}{\beta r_j} x \right] \quad (8)$$

其中 $J_1(z)$ 是一阶 Bessel 函数, λ_n 是零阶 Bessel 函数的第 n 个零点值。 P_b 是喷口上

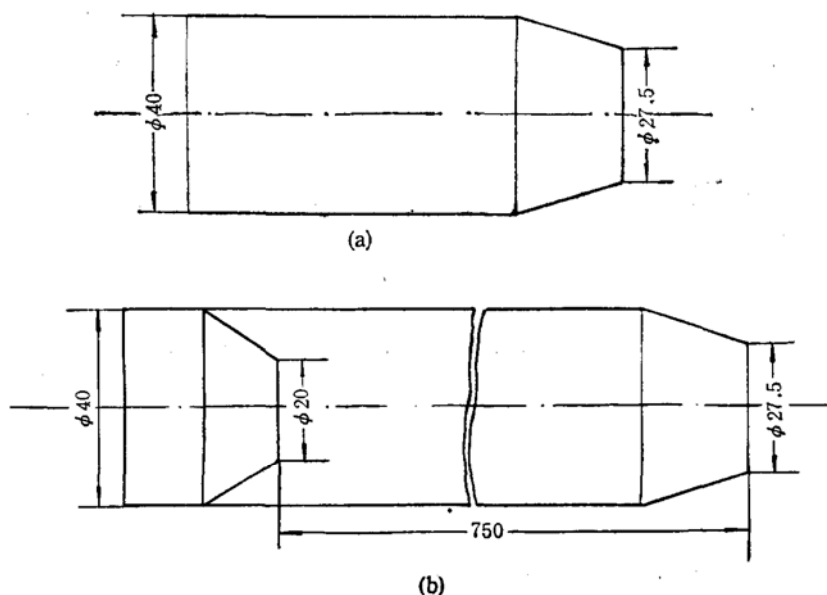


图2 实验装置图

游气流压力与 P_0 的差值。

由轴对称阻塞喷注所发射的冲击伴随噪声的强度

$$I_0 \propto \left\{ 2\pi \int_{r=0}^{r_j} \int_{x=0}^{\infty} \bar{S}_0(r, x) r dr dx \right\}^2 \quad (9)$$

其中 $\bar{S}_0(r, x)$ 是源项 S_0 的时间平均值。

作为实例,具体计算 $P_{1s} = 3P_0$ 时上游存在 $\phi 20\text{mm}$ 收缩喷口和仅存在 $\phi 27.5\text{mm}$ 出口喷口两种情况下的冲击伴随噪声。

如果假定 $a(x)$ 与 $a_0(x)$ 均取 $\exp[-(x-x_0)^2/l^2]$ 的形式^[6], 取 $x_0 = 5r_j$, $l = 0.5r_j$, $\phi(r)$ 和 $\phi_0(r)$ 取 $\tau r^* \exp[-(r^*-1)^2/l^{*2}]$ 的形式^[7], 则可具体计算 I/I_0 的比值。这里, $r^* = r/r_j$, $l^* = l/r_j$ 。考虑到刚性管壁对大尺度涡旋径向发展的抑制作用, 引入抑制因子 τ , 其数值应随 r_j/R 的比值增加而减小。对于无约束边界的绝对称阻塞喷注 $\tau = 1$ 。计算表明, 在此实例中若取 $\tau = 0.7$, 则有

$$\Delta L_p = 10 \log(I/I_0) = 11 \text{ dB}$$

与文献[4]中提供的数值 10 dB 十分接近。

表1 不同扩张比时的噪声强度

r_j (mm)	0	2	4	6	7	8	9	10	11	12	14
I	0	1.05	599	7.99×10^4	1.18×10^5	7.35×10^5	2.71×10^6	5.09×10^6	4.95×10^6	2.03×10^6	3.69×10^5

表1给出保持管道半径 $R = 20\text{mm}$, $P_{1s} = 3P_0$ 不变, 在图1所示结构中选择不同阀门开启半径 r_j 时所算得的阻塞阀门喷注的冲击伴随噪声。计算时一律假定公式(7)中的正比系数为1, 对应各个 r_j 值选取的抑制因子 τ 值 0.7。因此表1中的 I 值并非是各种条件下的

准确值,而是相对值。计算表明,对于确定的管道系统和上游驻压,随着阀门从关闭状态开始逐渐开启,阻塞阀门喷注的冲击伴随噪声的强度从零开始逐渐增强,在某一开启位置达到峰值。继续增大阀门的开启半径,噪声强度将逐渐减小,然后进入非阻塞状态。这种现象在管道阀门的实际操作中是经常发生的。

另外,从(3)和(4)两式可知,当上游驻压 P_{1s} 增加时, $B(r)$ 和 A_n 的值也将随之增加,相应的源项 $\bar{S}(x, r)$ 和噪声强度 I 都将增加。

三、阻塞阀门喷注中冲击气室的形状

冲击气室的形状可由 r 方向的动量方程来确定,对于定常情况有^[7]

$$U^2 \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (10)$$

其中 ζ 表示喷注边界离开 $r = r_j$ 处的位移。

对(10)式求变量 x 的 Fourier 变换得

$$\zeta = \frac{1}{\rho U^2} \frac{1}{k^2} \frac{\partial p}{\partial r}$$

代入压力分布关系式,并求 Fourier 反变换得

$$\zeta = \frac{1}{\rho U^2} \left[\frac{A_1}{2} \beta^2 r_j - \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\beta^2 R}{\lambda_{1n}} A_n J_1 \left(\frac{\lambda_{1n}}{R} r_j \right) \cos \frac{\lambda_{1n}}{\beta R} x \right] \quad (11)$$

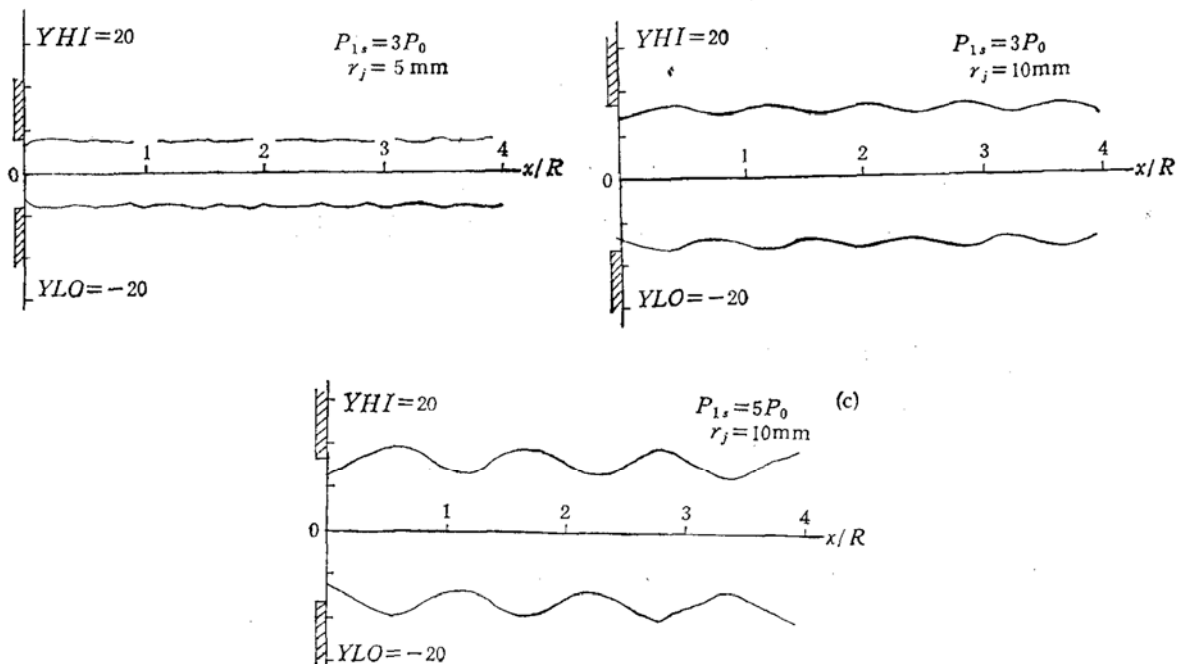


图3 阻塞阀门喷注中的冲击气室

图3给出在图1所示结构中保持管道半径 $R = 20\text{mm}$ 不变,选取不同上游驻压 P_{1s} 和

阀门开启半径 r_j 时, 由 (11) 式算得的冲击气室形状。首先可以看到, 阻塞喷注在阀门出口处均略有收缩。图 3 所示三种阻塞阀门喷注在阀门出口处的半径收缩量 (自上至下) 分别是 0.57 mm, 0.66 mm 和 1.64 mm。其次可以看到, 随着孔径 r_j 或驻压 P_{1s} 的增加, 冲击气室的准周期增长, 喷注边界的起伏幅度增大。与此同时, 由公式 (6) 和 (7) 估得的源项和噪声强度也随之增大。同样, 当 r_j 继续增大时, 噪声强度 I 逐渐减小, 喷注边界的起伏幅度也随之减小。对应于表 1 中 $P_{1s} = 3P_0$, $r_j = 14$ mm 的情况, 喷注边界的起伏幅度降到 0.1 mm 之内。

四、结 论

本文从准周期冲击气室的压力起伏与大尺度湍流结构相互作用的机理出发, 具体讨论了阻塞阀门喷注的冲击伴随噪声。分析表明, 对于确定的管道系统, 若保持阀门开启半径不变, 上游驻压越高相应的冲击伴随噪声越强。若保持上游驻压不变, 随着阀门开启半径从零开始逐渐增大, 冲击伴随噪声的强度迅速增大。但是, 当阀门开启到某一位置冲击伴随噪声的强度达到峰值之后, 继续增大开启半径, 冲击伴随噪声的强度反而逐渐下降, 再后进入非阻塞状态。

分析表明, 冲击伴随噪声的强度与冲击气室的形状密切相关。如果冲击气室的准周期长度较长、喷注边界起伏幅度较大, 其相对应的冲击伴随噪声必然较强。由于目前的研究还不能提出 $a(x)$ 、 $a_0(x)$ 、 $\psi(r)$ 和 $\psi_0(r)$ 的确切形式, 因此也不能利用本文导得的有关公式来具体计算阻塞阀门噪声的冲击伴随噪声准确值。

考虑到阻塞阀门喷注与阻塞自由喷注存在类似的发声机理, 可以设想通过采用加置翼片等破坏阀门出口对称性的方法也可能有效地消除冲击伴随噪声, 明显地降低阻塞阀门喷注所发射的噪声^[5]。

参 考 文 献

- [1] Tam, C. K. W. and Tanna, H. K., "Shock Associated Noise of Supersonic Jets from Convergent-Divergent Nozzle", *J. Fluid Mech.*, 81(1982), 337—358.
- [2] Bishop, K. A., Ffowcs Williams, J. E. and Smith, W., "On the Noise Sources of the Unsuppressed High-Speed Jet", *J. Fluid Mech.*, 50(1971), 21—31.
- [3] Crow, S. C. and Champagne, F. H., "Orderly Structure in Jet Turbulence", *J. Fluid Mech.*, 48(1971), 547—592.
- [4] 黄晓阳, "喷口上游扰动对喷注噪声的影响及其抑制", *声学学报* 11(1986), No. 6, 359—366.
- [5] 王佐民, "有翼阻塞喷注", *声学学报* 12(1987), No. 6, 460—467, 1987.
- [6] Ffowcs Williams, J. E. and Kempton, A. J., "The Noise from the Large-Scale Structure of a Jet", *J. Fluid Mech.*, 84(1978), 673—694.
- [7] Howe, M. S. and Ffowcs Williams, "On the Noise Generated by an Imperfectly Expanded Supersonic Jet", *Phil. Tran. Royal. Soc. (London)*, 289, 271—314.