文章编号：1000-8608(2008)05-0651-05

音波振荡器数值模拟

陈祖志， 胡大鹏*， 陈圣涛， 代玉强

（大连理工大学 气波制冷技术研究推广中心，辽宁 大连 116012）

摘要： 音波振荡器的振荡特性和总压损失是影响静止式气波制冷机制冷效率的重要因素，通过数值模拟研究发现二者受元件几何尺寸的影响.计算了不同几何结构尺寸下音波振荡器内的流动，总结了几何因素对射流振荡和总压损失的影响规律，并分析了其内在原因，发现：射流振荡周期只随控制管长成正比例规律变化，不受其他几何因素的影响；分流劈距在一定区间范围内，射流才能稳定振荡，且振荡区间的上限和下限均随位差的变化而变；音波振荡器的喷嘴喉部长度、分流劈距、位差及分流劈形状对总压损失有显著影响，控制口宽度、分流劈张角、分流劈尖半径对总压损失也有一定程度的影响.

关键词： 气波制冷机；音波振荡器；振荡；总压损失；几何因素

中图分类号： TB611 **文献标志码：** A

0 引 言

气波制冷机(气波机)是20世纪70年代兴起的一种制冷机械.气波机按结构可分为两类：旋转式(RTS)和静止式(STS)，其中RTS的研究比较成熟，效率较高，国外已达90%[1,2]，而STS的效率仍处于较低的水平，尚不到45%[3].目前，气波机的主要工业应用有天然气脱水净化、天然气脱轻烃、化工厂尾气回收等.大连理工大学气波制冷技术研究推广中心20世纪80年代开始从事气波机的研发，随后一直致力于改进机器结构、提高机器效率，研制的气波机效率目前RTS的可达80%，在油气田的实际应用中取得了很好的经济效益；STS的效率可达40%.静止式气波机具有无转动部件、密封简单、造价低等优势，但效率低是制约其工业推广的主要原因.

射流振荡器是STS的关键部件，为保证气波机具有高效率，不但要求振荡器能产生稳定的振荡射流，还要求振荡器阻力小，气体流经总压损失少.

射流的振荡形式主要有负载式、反馈式和音波式，其中音波式频率易于控制，是最常用的振荡形式.本文对音波振荡器进行数值模拟研究，计算不同几何尺寸下射流的振荡和总压损失，总结几何因素对振荡性能和总压损失的影响规律，并分析其内在原因.

1 定性分析

音波振荡器结构如图1所示，产生振荡射流的原理为：高压气经喷嘴作用后形成高速射流，高速射流在Coanda效应[4]作用下附于单侧壁，附壁过程中产生的扰动经控制管传播后在射流两侧产生压差，此压差推动附壁射流切换，转向附于另一侧壁，分流劈用于将射流从单侧全部引出.图1中h、s、D、H、R、θ、A为音波振荡器的特征尺寸，分别表示喷嘴喉部长度、侧壁位差、控制口宽度、劈距、分流劈尖半径、分流劈张角、射流输出通道

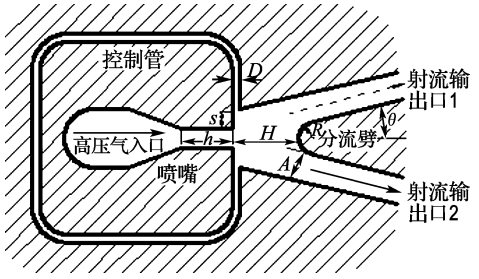


图1 音波振荡器结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of sonic oscillator

收稿日期：2006-12-10； 修回日期：2008-08-02.

作者简介：陈祖志(1979-)，男，博士生，E-mail：chenzuzhi2000@yahoo.com.cn；胡大鹏*(1963-)，男，教授，博士生导师，CPE首席外聘专家，E-mail：hdphxp@163.com.

宽度,这些尺寸直接影响射流的附壁及切换性能.本文未考虑喷嘴宽度的影响,所有计算的喷嘴宽度均为 2 mm.

弹性气体绝热过程总压损失主要来自过程中的不可逆因素,音波振荡器内的不可逆过程主要包括:(1) 高速射流和周围低速气体之间的强烈摩擦,严重时会在振荡腔内搓出强度很大的旋涡;(2) 振荡腔内复杂的波系运动,当膨胀比较大时会产生强烈的激波;(3) 高速射流和分流劈及侧壁之间的冲击.

要减小音波振荡器总压损失,应该从合理设计几何尺寸入手,尽可能地避免旋涡的产生及射流和固壁之间的强烈冲击,并尽量减少诱导激波产生的几何因素.由于音波振荡器结构及射流流动的复杂性,总压损失不能用简单的公式关联.

2 数学模型与数值方法

音波振荡器内的流型包括跨音速湍射流、强涡流及控制管内的小扰动波传播.流道深宽比足够大,流动可近似为二维.采用二维可压缩 N-S 方程(farve 平均)来描述振荡器内的流动,湍流模型选用标准 k-ε 模型[5].

(1) 控制方程

连续性方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

动量方程

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[-\left(p+\frac{2}{3}\rho k\right)\delta_{ij}+\tau_{ij}\right] \tag{2}$$

能量方程

$$\frac{\partial E}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_j}[(E+p)u_j]=\frac{\partial q_j}{\partial x_j}+\frac{\partial(u_j\tau_{ij})}{\partial x_j} \tag{3}$$

湍动能方程

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j}=P-\rho\varepsilon+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] \tag{4}$$

湍动能耗散率方程

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho\varepsilon u_j)}{\partial x_j}=C_{\varepsilon_1}\frac{P\varepsilon}{k}+C_{\varepsilon_2}\frac{P\varepsilon^2}{k}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] \tag{5}$$

式中:$\tau_{ij}=(\mu+\mu_t)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)-\frac{2}{3}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)\delta_{ij}$,$q_j=-(k+k_t)\frac{\partial T}{\partial x_j}$,$P=\mu_t\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\frac{\partial u_m}{\partial x_m}\right)\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\frac{2}{3}k\frac{\partial u_m}{\partial x_m}$,$k=\frac{\mu c_p}{Pr}$,$k_t=\frac{\mu_t c_p}{Pr_t}$,$\mu_t=\rho\frac{C_\mu k^2}{\varepsilon}$.

方程中的常数:$C_\mu=0.09$,$C_{\varepsilon_1}=1.44$,$C_{\varepsilon_2}=1.92$,$\sigma_k=1.0$,$\sigma_\varepsilon=1.3$,$\delta_{ij}=\begin{cases}1, i=j\\0, i\neq j\end{cases}$,$i,j=1,2$.

(2) 边界条件

高压气体的热力参数一般已知,喷嘴高压气入口采用定总压边界条件,计算时总压固定,其余参数从区域内部外推得到,本文计算的高压气体的压力和温度分别为 2×10^5 Pa、300 K.

射流输出口处流动为亚音速时,采用定静压边界条件,本文计算值为 1×10^5 Pa;为超音速时,射流输出口处的所有参数值均从计算区域内部外插得到.

其余边界均为绝热壁面.

(3) 数值方法

计算区域在二维简化基础上根据如图 1 所示音波振荡器的气体流道确定,其结构较为复杂,采用分块对接结构网格离散,尖点周围的区域通过从尖点引出的曲线分割成几个规则的子区域后分别离散,计算区域及网格如图 2 所示.在物理参数梯度较大的射流振荡腔内,网格取得较密,而在梯度较小的控制管内,网格取得较疏,网格疏密程度通过试算确定.h、s、D、H、R、θ 分别为 10 mm、1 mm、4 mm、12 mm、1.5 mm、10°、控制管长度 L 为 1 m 时,网格数约为 15 000.图 2 中边界 1 对应于高压气入口,边界 2 对应于射流输出口.控制方程对流项采用矢通量分裂格式离散[6],采用 Van Leer[7] 限制器提高格式精度.时间上采用全隐格式迭代步进.离散方程具有二阶精度.

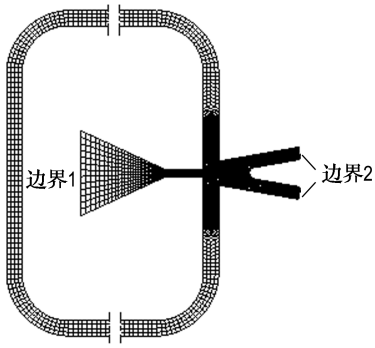


图 2 计算区域及网格

Fig. 2 Computational domain and mesh

3 结果与分析

3.1 振荡性能计算

(1) 控制管长和振荡周期之间的关系

计算得到射流振荡周期(T)只受控制管长的

影响，和其他因素基本无关，这和文献中结论一致. 振荡周期和管长的关系如图 3 所示，理论值为采用小扰动波传播理论[8]计算得到，忽略射流切换时间.

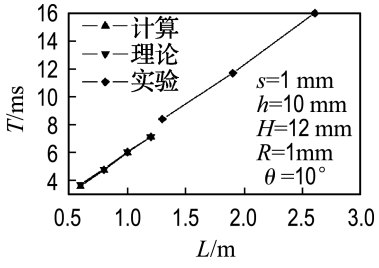


图 3　控制管长对振荡周期的影响

Fig. 3　Effect of controlling tube length on oscillation cycle

由图 3 可见，振荡周期和控制管长成正比例关系. 理论值忽略了射流的切换时间，因此比模拟值小，但从图 3 中也可以看出，射流的切换时间很短. 实验数据取自文献[9]，由图可见计算周期值和实验值能很好地吻合于同一直线.

(2) 位差和分流劈距对射流振荡的影响

计算发现，分流劈距一定时，位差取值不能太大，也不能太小，否则射流均不能振荡，且使射流稳定振荡的位差的上限值和下限值随分离劈距的变化而变化. 表 1 为计算得到的不同分流劈距和位差值下射流的振荡特性. 根据表 1 可得如图 4 所示的稳定振荡区.

表 1　不同位差和分流劈距组合下射流的流动特征

Tab. 1　Flow characteristic of jet with different splitter-distance and wall-offset

分流劈距/mm	位差/mm	射流流动特征
10	1	振荡
10	0.8	不振荡
10	2.1	振荡
10	2.3	不振荡
12	0.8	振荡
12	0.6	不振荡
12	1.5	振荡
12	1.7	不振荡
16	0.4	振荡
16	0.2	不振荡
16	1.2	振荡
16	1.3	不振荡
20	0	振荡
20	1	振荡
20	1.2	不振荡

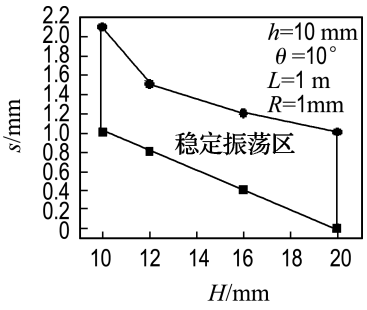


图 4　不同分流劈距和位差下射流流动特征

Fig. 4　Characteristic of jet with different splitter-distance and wall-offset

3.2　总压损失计算

总压损失采用下式计算：

$$p_l=\frac{\text{喷嘴入口总压}-\text{出口总压}}{\text{入口总压}}$$

(1) 喷嘴喉部长度的影响

喷嘴喉部 h 不宜设计得太短，否则射流不能完全膨胀且不均匀；也不能太长，太长则流体流路长、总压损失过大. 计算所得总压损失随喷嘴喉部长度的变化曲线如图 5 所示.

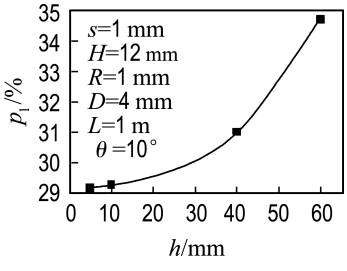


图 5　喷嘴喉部长度对总压损失的影响

Fig. 5　Effect of the length of nozzle throat on total pressure loss

(2) 控制口宽度的影响

D 对总压损失的影响如图 6 所示，在控制口从小值逐渐变宽时，总压损失随控制口的变宽略有下降；但当控制口继续变宽后，总压损失又随着控制口的变宽而增大. 跟踪不同 D 值下控制口内的流场发现，当控制口变宽到一定值后，控制口内开始出现旋涡，并随着 D 的增大，旋涡的范围越来越大，因此粘性耗散越来越多；另外，随着控制口的变宽，侧壁的影响变小，这可能是 D 较小时，总压损失随控制口的变宽而减小的原因.

总之，总压损失随控制口宽度的变化幅度较小，只要控制口不是太大，其对总压损失的影响不大.

(3) 分流劈形状的影响

计算了 3 种形状的分流劈：圆劈、尖劈、凹劈. h、s、D、L、A、θ 固定不变，分别为 10 mm、1 mm、

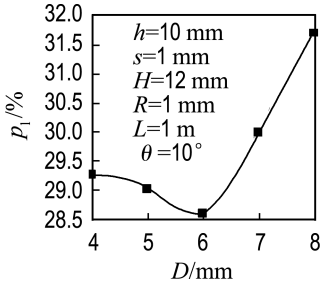


图 6 控制口宽度对总压损失的影响

Fig. 6 Effect of controlling port width on total pressure loss

4 mm、1 m、3.23 mm、10°，只改变劈尖的形状. 凹劈时射流附壁但不能振荡，计算得到的总压损失如表 2 所示；尖劈的总压损失最小，圆劈次之，凹劈最大.

表 2 劈形对总压损失的影响

Tab. 2 Effect of splitter's shape on total pressure loss

劈形	H/mm	R/mm	总压损失/%
圆劈	12	1	29.27
尖劈	7.24	0	25.60
凹劈	12.8	−5.6	33.04

注：R 为负表示劈内凹

图 7 所示为射流附壁时 3 种形状劈周围的速度矢量图，由图可见，尖劈周围没有形成旋涡，圆劈周围有一个大的旋涡，而凹劈上方有两个大的旋涡. 因此凹劈的耗散最大，圆劈次之，尖劈最小. 另外，尖劈时的振荡腔体积最小，因此参与耗散的气体量也最少.

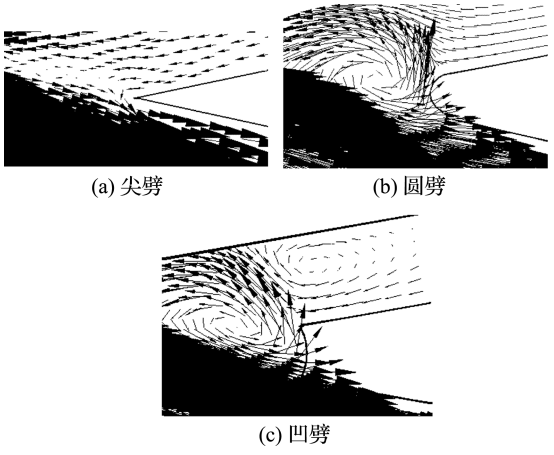


图 7 分流劈劈尖周围速度矢量图

Fig. 7 Velocity vector around splitter tip

上述结果是在改变劈尖形状后通过调整分流劈距从而保持 A 不变条件下得到. 如果改变劈尖形状后保持分流劈距不变，则得到的结果为圆劈时的损失最小.

(4)分流劈距的影响

图 8 为总压损失随劈距的变化曲线. 由图可见，总压损失随劈距的增大而大幅度上升. 这主要是由于随着劈距的增大，射流的行程变长；另外，劈距增大，振荡腔体积随之增大，射流卷吸气体量增多，耗散增大.

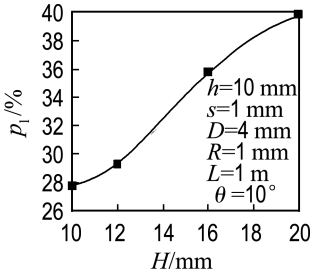


图 8 分流劈距对总压损失的影响

Fig. 8 Effect of splitter distance on total pressure loss

因此，为减小总压损失，劈距应尽量取小值.

(5)位差的影响

位差对总压损失的影响如图 9 所示. 由于位差增大，振荡腔体积增大，射流卷吸气体量增多，总压损失随着位差的增大而增大. 位差的设计还应考虑射流的振荡性能，如 3.1 所述，位差太大或太小，射流都不能振荡.

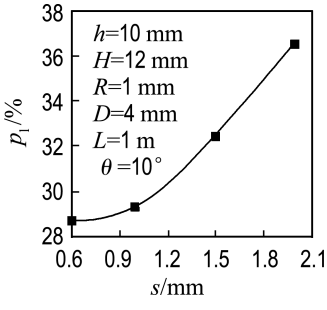


图 9 位差对总压损失的影响

Fig. 9 Effect of wall offset on total pressure loss

(6)分流劈张角和劈尖半径的影响

分流劈张角和劈尖半径对总压损失的影响分别如图 10、11 所示. 由图可见，θ 对总压损失的影响不大，但 θ 的取值影响射流振荡的稳定性，一般 θ 取 10°～12°为宜. 分流劈尖半径对总压损失的影响也不大，但图 11 的结果是在分流劈半径不太大的情况下得到，如果分流劈尖半径过大，则需要大的位差和分流劈距才能使射流振荡，这时的总压损失是很大的，所以为了减小总压损失，不宜采用过大的分流劈距.

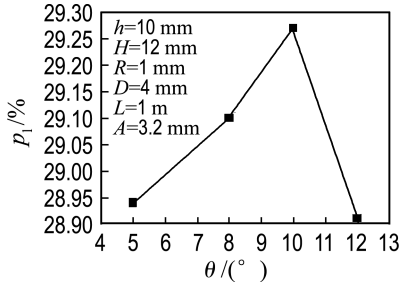


图 10　分流劈张角对总压损失的影响

Fig. 10　Effect of splitter angle on total pressure loss

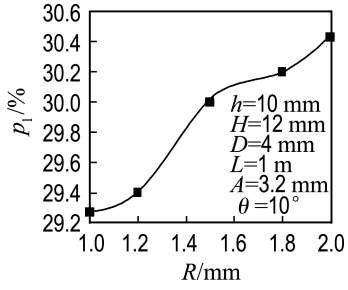


图 11　分流劈尖半径对总压损失的影响

Fig. 11　Effect of radius of splitter tip on total pressure loss

4　结　论

(1)射流振荡周期只是控制管管长的函数，和控制管长成正比例关系；

(2)分流劈距一定时，位差取值在某一区间内才能使射流振荡，且该区间上限和下限均随分流劈距的变化而变化；

(3)喷嘴喉部长度(h)、控制口宽度(D)、分流劈形状、分流劈距(H)、位差(s)、分流劈张角(θ)、分流劈尖半径(R)均对总压损失有一定程度的影响，其中影响较大的为 h、H、s 及分流劈形状.

参考文献：

[1] 间宫林荣. 新原理によるガス冷却装置とその[J]. 石油と石油化学，1977，**21**(3)：58-63

[2] 间宫林荣. かス冷却分离装置の化学工业への利用[J]. 化学装置，1978，**2**：52-57

[3] MARCHAL P，MALEK S，VILTARD J C. Skin-mounted rotating thermal separator efficiently recovers NGL from associated gas [J]. **Oil and Gas Journal**，1984，**3**：120-122

[4] COANDA H. Device for deflecting a stream of elastic fluid projected into an elastic fluid：US 2052869[P]. 1936-09-01

[5] 张兆顺，崔桂香，许春晓. 湍流理论和模拟[M]. 北京：清华大学出版社，2005

[6] 吴子牛. 计算流体力学基本原理[M]. 北京：科学出版社，2001

[7] 张涵信，沈孟育. 计算流体力学—差分方法的原理和应用[M]. 北京：国防工业出版社，2003

[8] HAVASHI S，KAMAYA S. A study on mechanism of oscillation in sonic oscillator [J]. **Bulletin of the JSME**，1975，**18**(122)：841-849

[9] 胡大鹏. 静止式热分离机的研究[D]. 大连：大连理工大学，1989

Numerical simulation of sonic oscillator

CHEN　Zu-zhi，HU　Da-peng*，CHEN　Sheng-tao，DAI　Yu-qiang

(Gas Wave Refrigeration Research and Popularization Center，Dalian University of Technology，Dalian 116012，China)

Abstract：Oscillation properties and total pressure loss of sonic oscillator have great effect on refrigeration efficiency of static gas wave refrigerator. Effects of geometrical sizes on the oscillation characteristics and total pressure loss of the sonic oscillator are investigated by numerical simulation. Gas flow in sonic oscillator is calculated with different geometrical sizes. The geometrical factors affecting the oscillation properties and the total pressure loss of the gas are summarized，and the causes are also analyzed. Conclusions are drawn as follows：The oscillation cycle of the jet only varies with the controlling tube length and is proportional to it；The jet only oscillates in a certain range of splitter distance，whose upper and lower limit both change with wall offset；The total pressure loss of the sonic oscillator is affected remarkably by any of the nozzle throat's length，the splitter distance，the wall offset and the shape of the splitter tip. The controlling port width，the splitter angle and the radius of splitter tip all have a little effect on the total pressure loss.

Key words：gas wave refrigerator；sonic oscillator；oscillation；total pressure loss；geometrical factors