

# Hartmann 共振管及超音速雾化喷嘴 流场的数值模拟\*

李 博, 胡国辉, 周哲玮

(上海大学, 上海市应用数学和力学研究所, 上海 200072)

(我刊编委周哲玮来稿)

摘要: 采用基于 Roe 解法的有限体积法, 对 Hartmann 共振管中的气体流场进行了数值模拟, 研究了当喷嘴轴线处存在针型激励器的情况下流场的振动情况, 数值计算的结果与理论和相关的实验结果符合得较好。计算结果表明移除或引入激励器, 将会使 Hartmann 共振管的共振模式发生转换。通过对超音速雾化喷嘴流场的数值模拟, 研究了其中 Hartmann 共振腔和二级共振腔共同作用下的振动现象以及各物理参数对振动的影响, 并对喷嘴中气流从亚音速向超音速的转变机理进行了研究。

关键词: Hartmann 共振管; 喷射雾化; 超音速雾化喷嘴; 有限体积法; Roe 解法  
中图分类号: O354.2 文献标识码: A

## 引 言

Hartmann 共振管是一种能够在流场中产生高频振动的装置。其原理是将一个一端封闭的圆管的开口端正对来流方向放置在一股超音速射流中(见图 1), 流场中将产生高频振动。该现象最早是 Hartmann<sup>[1]</sup>发现的。

早期的研究认为 Hartmann 共振管中仅当喷嘴出口射流为超音速时才会产生较强的振动。Brocher 等人<sup>[2]</sup>提出, 若在喷嘴的轴线处放置一根细线作为激励器, 则当射流为亚音速时也可产生振动, 同时激励器的存在还增大了振动强度, 并使得振动得以较好的保持。Brocher 对这种现象提出了理论上的解释,

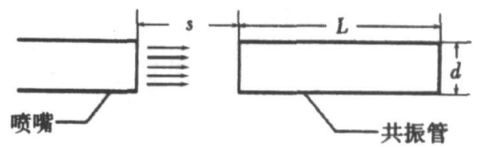


图 1 Hartmann 共振管示意图

指出激励器的存在降低了射流在轴线附近的总压, 从而使得出流过程更为顺畅地进行, 进而提高了振动强度, 使得振动趋向于一个“有限循环”, 在有限循环中, 振幅能够得到很好地保持。并用线性声学理论给出了振动频率的理论公式:

$$f = \frac{c}{4L}, \quad (1)$$

其中  $c$  为当地声速,  $L$  为共振管的有效长度。

\* 收稿日期: 2007-08-27; 修订日期: 2007-09-17

作者简介: 李博(1980—), 男, 长春人, 博士生(E-mail: reeboklee@163.com);

周哲玮(联系人, Tel: + 86-21-66134661; E-mail: zhzhou@shu.edu.cn).

Sarohia 和 Back<sup>[3]</sup>的研究表明, Hartmann 共振管存在 3 种振动模式, 不稳定模式(jet instability mode)、回流模式(jet regurgitant mode) 和尖声模式(jet screech mode)• 其中在回流模式下流体将产生最高的振幅和较高的振动频率, 因而在应用中, 都尽量令其工作在回流模式•

近年来人们开始尝试用数值模拟研究 Hartmann 共振管流场• Hamed 等人<sup>[4]</sup>采用 WIND CODE 对一个有激励器的共振管流场做了数值模拟, 得到了共振管在回流模式下共振的流场的计算结果, 振动频率的计算值和理论值比较接近• Hamed 等人<sup>[5-6]</sup>进一步采用 WIND CODE 对于轴对称的共振管流场进行了计算, 分析了各参数对振动的影响以及管口和喷嘴出口间距的改变对于共振管共振模式的影响• 此外, Raman 等人<sup>[7]</sup>也采用 WIND CODE 分析了一个宽频带共振管激励器的流场• 主要分析了流场的压力分布和速度分布• Murugappan 等人<sup>[8]</sup>采用 Fluent 软件模拟了共振管流场, 并将计算结果和实验结果作了比较•

喷射雾化是液体在高速气体的冲击作用下, 破碎成为液滴的过程• 作为一个基本物理过程, 它已经被广泛应用于粉末冶金、喷射成形等许多工业领域• Grant<sup>[9]</sup>率先将超音速雾化(ultrasonic gas atomization, USGA) 喷嘴应用于喷射雾化技术中, 其结构示意图见图 2•

研究表明, 若定常气流流入 USGA 喷嘴, 出口射流会带有周期性的振动• 且当入流气流为亚音速气流时, 出口射流仍为超音速气流• 从 USGA 喷嘴中流出的超音速脉动气流会对雾化过程起到积极的作用• 气流中的压力振动通过感受性作用代入到金属射流, 使得破碎后的粒径尺寸更小, 分布也更均匀• 周哲玮和汤晓东<sup>[10]</sup>指出, 造成这种现象的原因是气体射流和金属射流之间产生了参数共振效应• 与此同时, 由于粒径的尺寸随着气体流速的升高而减小, 故超音速气流更有助于细化破碎后的液滴• 在这些效应的共同作用下, USGA 喷嘴显著地提高了雾化后成形的产品的质量•

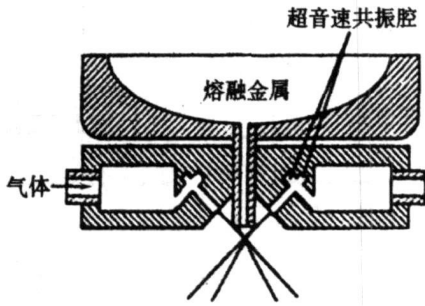


图 2 超音速雾化喷嘴结构示意图

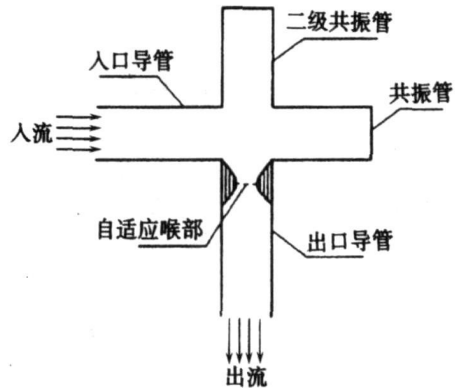


图 3 超音速雾化喷嘴中的共振管结构及自适应喉部示意图

USGA 喷嘴中脉动气流的产生, 是由于 USGA 喷嘴中的 Hartmann 共振管结构的作用• 从图 2 中可以看出, USGA 喷嘴中包含了一个具有二级共振管的 Hartmann 共振管结构• 因此, 为了研究超音速雾化喷嘴中的振动产生机理, 对于基本的 Hartmann 共振管中的流场中压力振动的产生和研究是非常必要的•

对于 USGA 喷嘴中超音速气流的产生机理, Vestinen 等人<sup>[11]</sup>给出了如下解释: 当气流流经出口导管时, 受到出口导管的拐角附近气流的边界层厚度的影响, 使得气流的截面面积先减小, 后增大, 形成了一个类似 Laval 喷嘴的结构, 见图 3• 这一结构的截面面积最小处称为“自

适应喉部 (self-adjusting throat)", 在自适应喉部处, 气流从亚音速过渡到超音速。但迄今为止这一解释至今仍处于假设阶段, 没有得到实验或者数值结果的验证。

Mansour 等人<sup>[12]</sup>对于定常的 USGA 喷嘴流场作了数值模拟, 研究了喷嘴内部和喷嘴出口下游的流场结构。

本文中采用基于对 Riemann 问题的 Roe 解法的有限体积法, 对于一个和 Brocher 的经典实验<sup>[2]</sup>相类似的存在激励器的 Hartmann 共振管在回流模式下振动的流场进行了模拟, 分析了振动的产生和各种影响振动情况的因素, 将计算结果和理论和实验结果进行了比较, 并对于激励器的存在与否对于共振模式的影响作了进一步的讨论。

采用同样的数值方法模拟了 USGA 喷嘴中的流场, 并基于数值结果, 对 USGA 喷嘴中的 Hartmann 共振管结构引起的气流的振动以及气流由亚音速向超音速的转变进行了研究。

## 1 模型及计算方法

我们建立了二维数值模型, 二维非定常守恒形式的 N-S 方程可以写成 Euler 方程上加源项的形式:

$$U_t + f(U)_x + g(U)_y = S, \quad (2)$$

其中

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad f = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e + p) \end{pmatrix}, \quad g = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e + p) \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} 0 \\ \mu \cdot \cdot^2 u \\ \mu \cdot \cdot^2 v \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中  $\rho$  为密度,  $u, v$  分别为  $x$  方向和  $y$  方向的速度分量,  $e$  为单位体积气体的总能量,  $p$  为压力,  $\mu$  为粘性系数。二维 Euler 方程的 Roe 型数值格式<sup>[13]</sup>为:

$$U_j^{n+1} = U_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (f_{i+1/2,j} - f_{i-1/2,j}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (g_{i,j+1/2} - g_{i,j-1/2}), \quad (4)$$

其中  $f, g$  是用 Roe 方法构造的二维 Euler 方程的数值流量。对于 N-S 方程, 先令

$$U_j^{n+1} = U_j^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (f_{i+1/2,j} - f_{i-1/2,j}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (g_{i,j+1/2} - g_{i,j-1/2}), \quad (5)$$

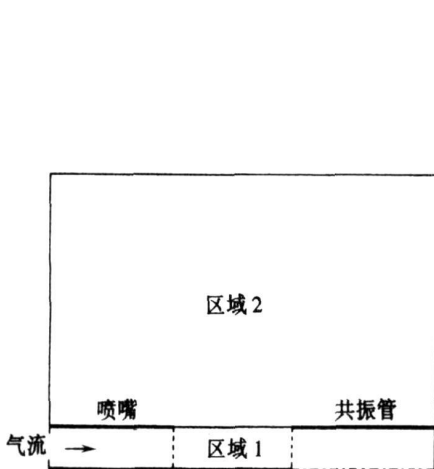


图 4 Hartmann 共振管流场模型的计算区域

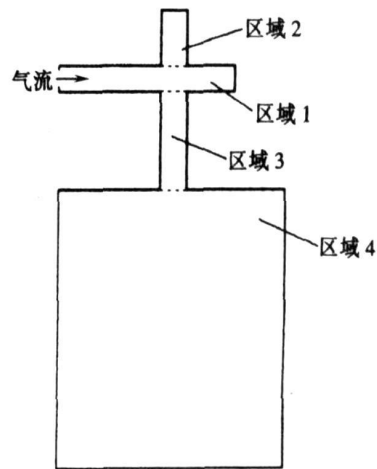


图 5 USGA 喷嘴流场模型的计算区域

再有

$$U_{ij}^{n+1} = U_{ij}^{n+1} + S_{ij}, \quad (6)$$

其中  $S_{ij}$  为采用中心差分离散的数值粘性项:

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} 0 \\ \mu \left[ \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (u_{i-1,j} - 2u_{i,j} + u_{i+1,j}) + \frac{\Delta t}{\Delta y^2} (u_{i,j-1} - 2u_{i,j} + u_{i,j+1}) \right] \\ \mu \left[ \frac{\Delta t}{\Delta x^2} (v_{i-1,j} - 2v_{i,j} + v_{i+1,j}) + \frac{\Delta t}{\Delta y^2} (v_{i,j-1} - 2v_{i,j} + v_{i,j+1}) \right] \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \quad (7)$$

由于计算的需要,将 Hartmann 共振管流场的计算区域划分为 2 个子区域,将 USGA 喷嘴流场的计算区域划分为 4 个子区域,如图 4、图 5。

## 2 计算结果分析

### 2.1 Hartmann 共振管流场的计算结果

考察射流 Mach 数  $Ma = 0.8$ , 管径  $d = 4.8 \text{ cm}$ , 间距  $s = 1.53 d$ , 管长  $L = 1.8 d$  的情况。选取的时间步长为  $8 \times 10^{-8} \text{ s}$ 。在经历了 250 000 个时间步长后,流场呈现出非常明显的周期性。我们作了共振管口处的质量流量-时间曲线,见图 6。

从图 6 可以看出,管口处的质量流量随时间呈周期性变化,曲线在 0 的上下波动,反映了入流阶段和出流阶段的周期性地相互交替,说明此时 Hartmann 共振管流场是在回流模式下共振。管底处的压力-时间曲线见图 7,可以看出压力随时间呈明显的周期性振动,对应的频谱图见图 8。从图 8 中得出压力振动的主频为 854 Hz,这和用公式(1)得出的频率的理论值(955 Hz)非常接近。Hamed 等人<sup>[4]</sup>对于同样的数值模型计算得到的振动频率为 780 Hz,相比之下,我们得到的结果与理论值更为接近。

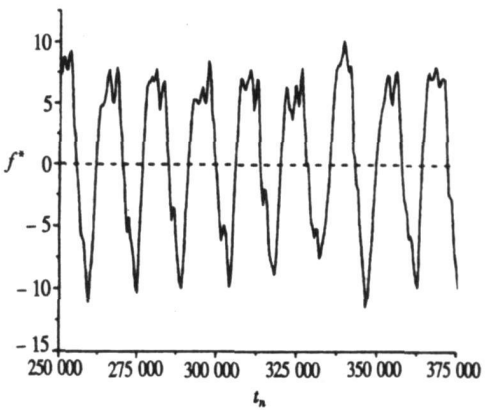


图 6 管口处的质量流量-时间曲线

图 7 的计算结果中压力的无量纲振幅  $A = \Delta p / p_a = 0.984$  (其中  $p_a$  为环境压力)。根据经验公式<sup>[14]</sup>

$$A = 2 \gamma Ma p_a \quad (8)$$

得出的振幅  $A = 1.615$ , 计算结果约为理论值的 60%。考虑到经验公式的得出忽略了粘性耗散等一些因素,且实验<sup>[14]</sup>中观察到的振幅也为理论值的 60%~80%,因此振幅的计算结果是比较可信的。

由公式(1)可以看出,振动的频率仅与共振管的长度和声速有关,而和射流 Mach 数无关。因此,我们考察了不同共振管管长情况下的振动情况,计算结果列于表 1。

从表 1 可以看出,随着管长逐渐变长,压力振动的频率逐渐降低,这与理论趋势相一致,而同时振动的振幅经历了一个先增大,后减小的变化过程,变化幅度为最大值的 29%,总的来说,振幅的变化并不显著。

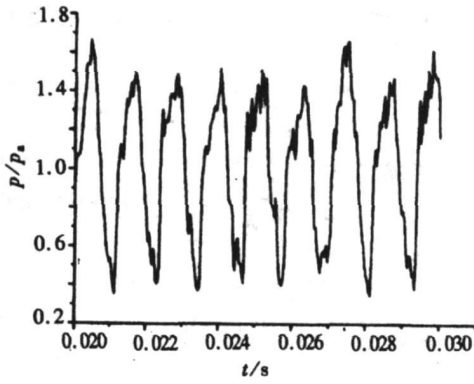


图7 管底轴线处的压力-时间曲线

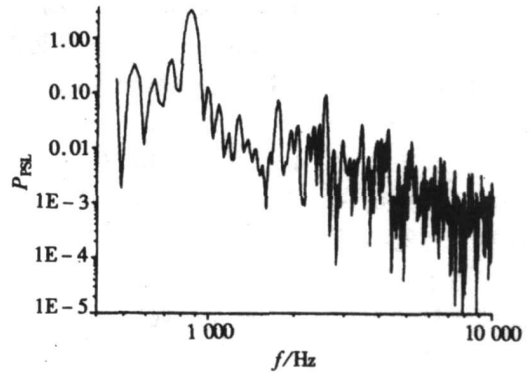


图8 管底轴线处的压力频谱图

表1 不同管长情况下管底轴线处的压力振动振幅和频率

$L/d$	无量纲振幅 $A$	有量纲频率 $f/\text{Hz}$	频率理论值 $f_{th}/\text{Hz}$
0.6	0.789	1294	2865
0.8	0.850	1196	2148
1.0	0.962	1148	1719
1.2	1.059	1025	1432
1.5	1.105	928	1146
1.8	0.984	854	955
2.0	0.851	708	859

频率的计算结果和用公式(1)得出的理论曲线的比较见图9,当管长较长时,计算结果和理论值比较符合,而当管长较短时,计算结果要低于理论值,这是由于管长较短时,振动在喷嘴出口和共振管入口产生了一个缓冲的效应,前人的实验中<sup>[7]</sup>也观察到了类似的现象。

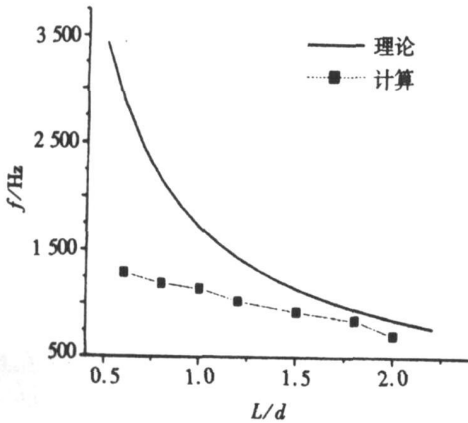


图9 频率的计算结果和理论曲线的比较

表2 不同射流 Mach 数下管底轴线处的压力振动的频率和振幅

$Ma$	$f/\text{Hz}$	$A$
0.6	831	0.782
0.8	854	0.984
1.2	903	1.626

我们计算了当管长固定为  $1.8d$ , 其它参数固定,射流 Mach 数  $Ma$  分别为 0.6、0.8 和 1.2 情况下的共振管流场,3 种情况下的压力振动的频率和振幅见表2。可见,  $Ma$  的变化对于压力振动的频率并无显著影响,而主要影响振幅  $A$ ,随着  $Ma$  的增大,  $A$  也随之呈正比例增大,这和公式(8)的趋势相一致。

前面我们研究了有激励器存在的情况下的共振管流场。下面我们对激励器对流场的影响作进一步的讨论。Brocher 指出,激励器的存在使得喷嘴出口的射流在轴线附近的总压相对较低,从而使出流过程更易于进行,此时振动将

达到有限循环。实验中观察到,如果在流场中已经产生共振的情况下移去激励器,则振动会迅速的衰减掉。Brocher 对这一现象的解释是流场中不可逆因素(如粘性耗散、激波等)的影响造成了阻尼振动。下面我们通过数值模拟的结果,对这一过程和振动衰减的机理作详细的讨论。

考虑参数  $Ma = 1.2, L = 1.8d$ , 有激励器存在的情况。由前面的结果,瞬态过程结束后流场在回流模式下振动,入流阶段和出流阶段相互交替,振动频率  $f = 903 \text{ Hz}$ , 管底轴线处的无量纲压力振幅为 1.626。

经过了 625 000 个时间步的计算后,我们将激励器从流场中移去,此后管底轴线处的压力-时间曲线见图 10。可见,振动呈现出如阻尼振动般的迅速衰减,这和 Brocher 在实验中<sup>[2]</sup>观察到的现象一致。

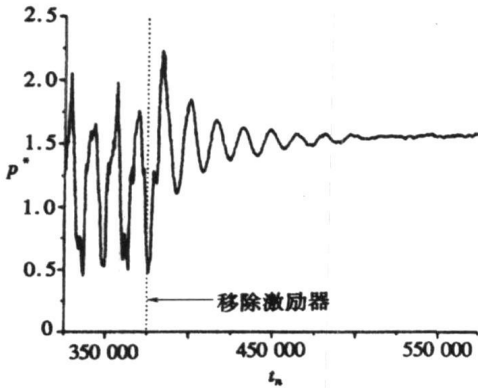


图 10 移去激励器后的压力-时间曲线

如果造成振动衰减的原因是流场中的不可逆因素引起的阻尼振动,那么振动的振幅应该逐渐衰减到 0,流场趋于定常。而我们观察到移去激励器后振动并未完全湮灭,而是以非常小的振幅作高频、无规则的振动,见图 11。这段时间内的无量纲压力振幅为 0.038,相应的频谱图(图 12)表明,此时的压力振动并无明显的主导频率。

为研究流场的结构,我们作了  $t_n = 750\ 000$  时刻的速度大小分布图和压力分布图,见图 13、图 14。

从速度大小的分布图可以看出,在管口和喷嘴出口的间隔处产生了一个激波,使得出口射流

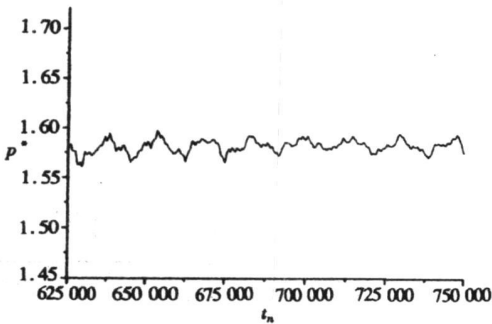


图 11 尖声模式下的压力-时间曲线

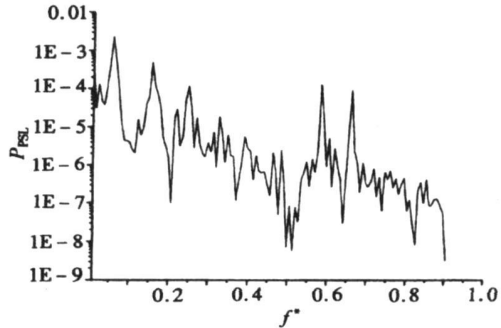


图 12 尖声模式下的压力频谱图

在经过激波后由超音速变为亚音速。从压力分布图可以看出,由于激波的作用,使得气流在经过激波后压力急剧升高,在管内和管口附近的区域形成了一个高压、高密度、低流速的区域。受到这个区域的影响,气流在经过激波后被挤压,然后从管口上方流出。激波的作用像一个“盖子”盖在管口处。

轴线上的  $x$  方向速度分量分布见图 15,图中可以清楚地看到激波的所在位置和气流在激波前后的速度阶跃。和 Morch<sup>[15]</sup> 在实验中测量到的速度分布曲线极为类似。

流场中管口处激波的产生和压力振动特征的改变表明,移去激励器使得共振的模式由回

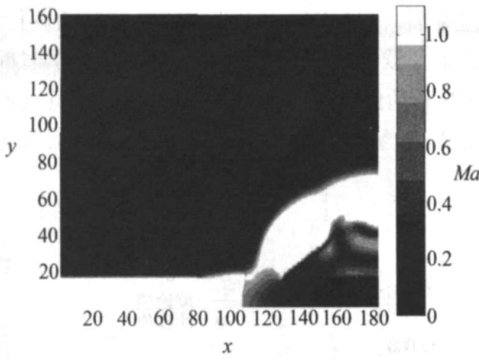


图 13  $t_n = 750\,000$  时刻流场的速度大小分布

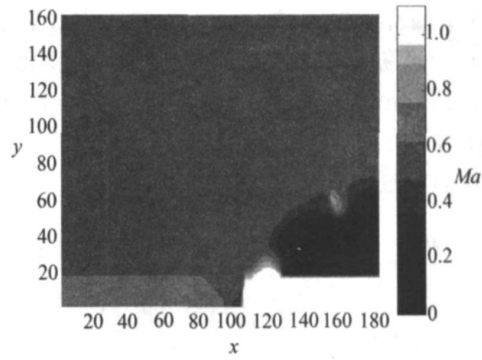


图 14  $t_n = 750\,000$  时刻流场的压力分布

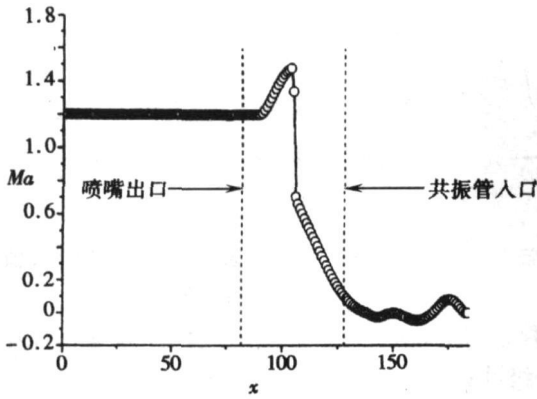


图 15  $t_n = 750\,000$  时刻轴线上  $x$  方向速度分量分布

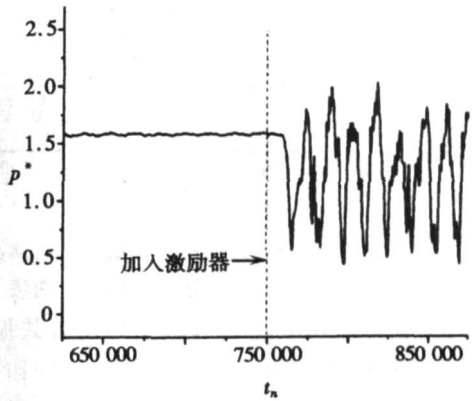


图 16 加入激励器后的压力-时间曲线

流模式转换成了尖声模式。

在尖声模式下振动的流场中,再次加入激励器,由于激励器的存在,使得尖声模式下管口的激波结构被迅速破坏,流场中再次出现入流阶段和出流阶段的相互交替,以及规则的压力振动现象。这表明在尖声模式下振动的流场中加入激励器,将使得共振的模式由尖声模式转换成回流模式。此过程中管底轴线处的压力-时间曲线见图 16。

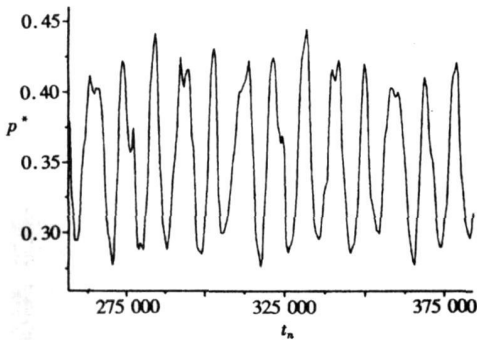


图 17 喷嘴出口处的压力-时间曲线

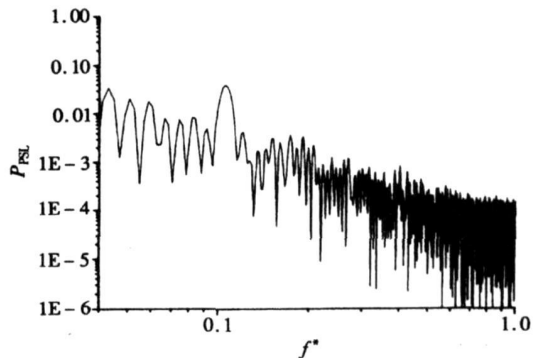


图 18 喷嘴出口处的压力频谱图

## 2.2 USGA 喷嘴流场的计算结果

考虑当入口射流的 Mach 数  $Ma = 0.8$ , 共振管管长和二级共振管管长和管径相等,均等于

管径的 2 倍, 即  $L_1 = L_2 = 2d$ 。在经历了瞬态过程后, 流场中呈现出非常明显的周期性特征, 表现为流场中各物理量随时间呈周期性变化。我们主要考察喷嘴出口处, 该点的压力-时间变化曲线及相应的频谱图见图 17 和图 18。该点压力振动的无量纲频率为 0.105 5, 换算成有量纲频率为 12 060 Hz。由公式(1), 对于本算例中的计算参数,  $f = 11 910$  Hz, 计算结果和理论值非常接近。

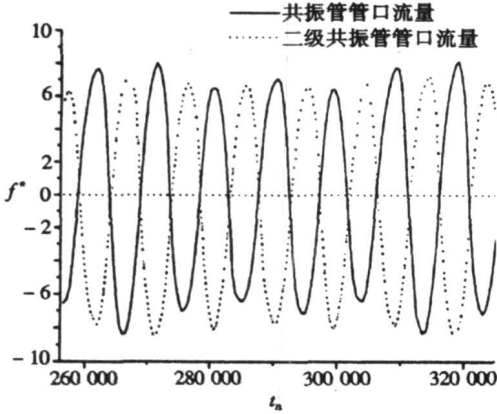


图 19 共振产生后共振管管口和二级共振管管口处的流量随时间的变化曲线

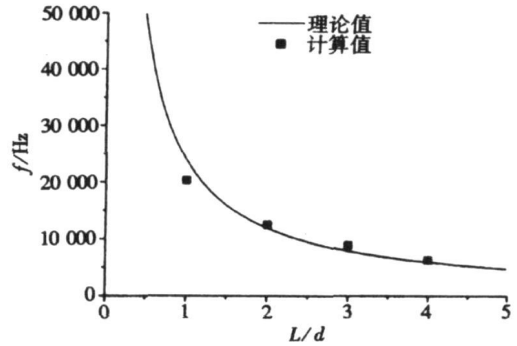


图 20 不同管长情况下频率的计算值同理论曲线的比较

共振产生后共振管管口处和二级共振管管口处的流量随时间的变化曲线见图 19。两条曲线均在零的上下波动, 说明在共振管和二级共振管内都存在入流过程和出流过程的周期性交替, 这与 Hartmann 共振管在回流模式下的振动情况相同, 而且两条曲线的相位正好相差  $180^\circ$ , 这说明气流在共振管和二级共振管之间作周期性的往复流动。因此, USGA 喷嘴内部的共振过程实际上是共振管和二级共振管内同时发生的回流模式的振动的共同作用, 产生的振动向下游流场传播。

表 3 管长的变化对于 USGA 喷嘴内流场中压力振动频率的影响

$L_1$	$L_2$	$f/\text{Hz}$
1.0 d	1.0 d	20 500
2.0 d	2.0 d	12 060
3.0 d	3.0 d	8 930
4.0 d	4.0 d	6 250

表 4 射流 Mach 数的变化对压力振动的影响

$Ma$	$f^*$	$f/\text{Hz}$	$A$
0.7	0.1 035	11 800	0.551
0.8	0.1 055	12 060	0.601
0.9	0.1 094	12 500	0.728

下面考虑共振管和二级管管长的变化对于振动的影响。我们计算了两管管长相等, 分别为  $1d$ 、 $2d$ 、 $3d$  和  $4d$  的情况, 各情况下计算出的频率值列于表 3。

可见, 当共振管和二级管管长相等时, 管长的增加使得共振频率降低, 频率随管长的变化曲线见图 20。根据前面的讨论, 此时共振管和二级共振管均可以看成是在回流模式下共振的 Hartmann 共振管, 且其振动频率相等。故我们将回流模式下的频率-管长理论曲线和计算结果一并作出。从图 20 中可以看出, 计算值和理论曲线符合得比较好。

对于  $L_1 = L_2 = 2.0$  的几何结构, 我们计算了当射流 Mach 数  $Ma$  分别为 0.7、0.8、0.9 时的情况, 3 种情况下对应的频率值和振幅值列于表 4。可见,  $Ma$  的变化对于振动频率的影响不大, 而主要影响振幅的大小, 振幅随着射流 Mach 数的增大而增大。



USGA 喷嘴除了能产生脉动气流,还有一个作用是当入射气流为亚音速时,出流会变为超音速。Veistinen 等人<sup>[11]</sup>推想,造成这种现象的原因是在 USGA 喷嘴内存在一个“自适应喉部”的结构,气流在经过这个结构处时截面先减小后增大,如同经过了一个自适应的 Laval 喷嘴,在喉部处实现了从亚音速向超音速的转变。

下面我们通过计算结果分析自适应喉部的存在情况。以  $Ma = 0.8$ ,  $L_1 = L_2 = 2d$  的情况为例,共振现象发生后某时刻喷嘴内的 Mach 数分布见图 21。从图中可以看出,当气流流经出流导管时,其截面经历了一个先减小,后增大的过程,类似于流过了一个 Laval 喷嘴,而同时,气流从亚音速转变为超音速。这和 Veistinen 等人<sup>[11]</sup>对于“自适应喉部”结构的猜想相符合。

造成“自适应喉部”结构的原因是当气流流经出口导管的拐角处时,由于几何形状和粘性边界层效应的影响,在出口导管拐角处的左侧固壁表面形成了一些复杂的涡结构,从而挤压了气流通通过该处时的截面积。气流流经该处后截面积再度增大,形成了一个自适应的类似 Laval 喷管的结构。喉部结构附近的流场矢量图见图 22。图 23 是喉部附近流场中 Mach 数为 1 的等值线图。图中可以看出气流在从亚音速转变为超音速的临界线的形状和位置,由于流动的二维性,临界线并不和管壁相垂直,而是呈一条曲线,它的位置处于气流截面积最小处。靠近两侧壁面处,由于粘性边界层的作用,使得气流的速度降为 0。

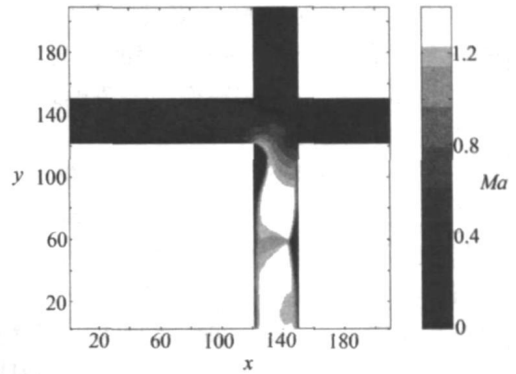


图 21 共振产生后某时刻 USGA 喷嘴内的 Mach 数分布图

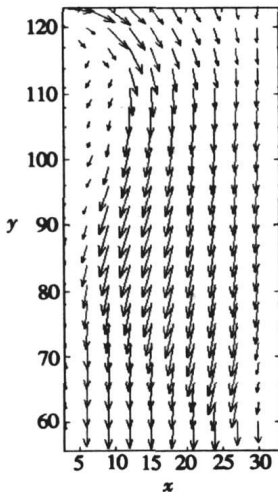


图 22 自适应喉部结构附近的流场矢量图(稀疏因子为 3)

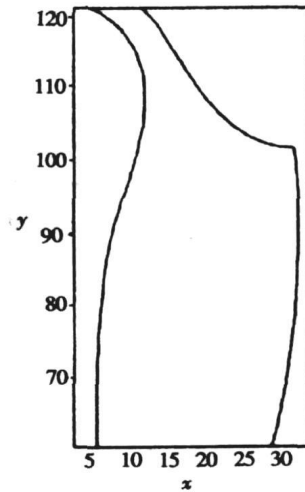


图 23 自适应喉部结构附近 Mach 数为 1 的等值线图

### 3 结 论

我们采用基于 Riemann 问题的 Roe 解法的有限体积法对 Hartmann 共振管流场进行了数值

模拟,模拟了有激励器存在的情况下,在回流模式下振动的流场。从数值结果中可以观察到初始时期流场的瞬态变化情况,在瞬态过程后共振现象产生,可以清楚地观察到回流模式下入流阶段和出流阶段的相互交替。压力振动的频率和振幅能够和理论值较好地符合。我们研究了共振管长度和射流 Mach 数的改变对于振动情况的影响。计算结果表明,共振管长度主要影响振动的频率,而射流 Mach 数主要影响振动的振幅。这些趋势能够较好地符合理论规律。我们进一步讨论了激励器对于共振的影响。计算结果表明,在回流模式下振动的流场中移除激励器,会使得共振的模式转换为尖声模式,而在尖声模式下振动的流场中再次加入激励器,会使得共振的模式转换到回流模式。

采用同样的数值方法对超音速雾化喷嘴(USGA 喷嘴)的流场进行了数值模拟。数值结果表明在 USGA 喷嘴内部发生了共振现象,共振现象是在喷嘴内部的 Hartmann 共振管和二级共振管结构的共同作用下产生的。频率的计算结果和理论值能够较好地符合,频率随共振管和二级共振管的管长的变化趋势和理论趋势相一致,射流 Mach 数的变化主要影响振动的振幅,而对频率影响不大。同时,在喷嘴内部存在“自适应喉部”的结构,由于出口导管壁面附近的涡结构的存在,使得气流在流经这一结构时其截面先减小后增大,自适应喉部附近的流场结构和 Laval 喷嘴相类似。气流在这一结构处由亚音速转变为超音速,这印证了前人对 USGA 喷嘴内部的超音速气流的产生机理的猜想。

#### [参 考 文 献]

- [1] Hartmann J, Trolle B. A new acoustic generator[J]. *J Sci Instr*, 1927, **4**(4): 101-111.
- [2] Brocher E, Maresca A, Bournay M H. Fluid dynamics of the resonance tube[J]. *J Fluid Mech*, 1970, **43**(2): 369-384.
- [3] Sarohia V, Back L H. Experimental investigation of flow and heating in a resonance tube[J]. *J Fluid Mech*, 1979, **94**(4): 649-672.
- [4] Hamed A, Das K, Basu D. Numerical simulation of unsteady flow in resonance tube[R]. AIAA, 2002-1118, 2002.
- [5] Hamed A, Das K, Basu D. Numerical simulation and parametric study of Hartmann-Sprenger tube based powered device[R]. AIAA 2003-0550, 2003.
- [6] Hamed A, Das K, Basu D. Characterization of powered resonance tube for high frequency actuation [R]. FEDSM2003-45472, 2003.
- [7] Raman G, Khanafseh S, Cain A B, et al. Development of high bandwidth powered resonance tube actuators with feedback control[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2004, 1031-1062.
- [8] Murugappan S, Gutmark E. Parametric study of the Hartmann-Sprenger tube[J]. *Experiments in Fluids*, 2005, **38**(6): 813-823.
- [9] Grant N J. Rapid solidification of metallic particulates[J]. *Journal of Metals*, 1983, **35**: 20-26.
- [10] Zhou Z W, Tang X D. The effect of the pulsation in gas flow on the stability of melted metal jet[A]. In: *Fourth International Conference on Spray Forming*[C]. Baltimore, USA: University of Maryland Press, 1999.
- [11] Veistinen M K, Lavermia E J, Baram J C, et al. Jet behavior in ultrasonic gas atomization[J]. *The International Journal of Powder Metallurgy*, 1989, **25**(2): 89-92.
- [12] Mansour A, Chigier N, Shih T, et al. The effects of the Hartman cavity on the performance of the USGA nozzle needed for aluminum spray forming[J]. *Atomization and Sprays*, 1998, **8**(1): 1-24.
- [13] Roe P L. Approximate Riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes[J]. *Journal of*

Computational Physics, 1981, **43**(2): 357-372.

- [14] Brocher E, Duport E. Resonance tubes in a subsonic flow field[J]. AIAA J, 1988, **26**(5): 548-552.
- [15] Morsch K A. A theory for the mode of operation of the Hartmann air jet generator[J]. J Fluid Mech, 1964, **20**(1): 141-159.

## Numerical Simulation of Flow in the Hartmann Resonance Tube and Flow in the Ultrasonic Gas Atomizer

LI Bo, HU Guo-hui, ZHOU Zhe-wei

(Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai University, Shanghai 200072, P.R. China)

**Abstract:** The gas flow in the Hartmann resonance tube was numerically investigated by the finite volume method based on the Roe solver. The oscillation of the flow was studied with the presence of a needle actuator set along the nozzle axis. Numerical results agree well with the theoretical and experimental results available. Numerical results indicate that the resonance mode of the resonance tube will switch by means of removing or adding the actuator. The gas flow in the ultrasonic gas atomization (USGA) nozzle was also studied by the same numerical methods. Oscillation caused by the Hartmann resonance tube structure, coupled with a secondary resonator, in the USGA nozzle was investigated. Effects of the variation of parameters on the oscillation were studied. The mechanism of the transition of subsonic flow to supersonic flow in the USGA nozzle was also discussed based on numerical results.

**Key words:** Hartmann resonance tube; spray atomization; ultrasonic gas atomization; finite volume method; Roe solver