

双激励超音速气体雾化喷嘴 共振特性的数值研究*

祖洪彪, 周哲玮, 王志亮

(上海大学 上海市应用数学和力学研究所,
上海市力学在能源工程中的应用重点实验室, 上海 200072)

(我刊编委周哲玮来稿)

摘要: 超音速气体雾化(ultra-sonic gas atomization, USGA)喷嘴是实现喷射雾化重要装置,它能够产生脉动的超音速气流,获得较小的平均粒径和集中的粒径分布.在 USGA 喷嘴的共振管端部引入了主动的激励信号,组成双激励式超音速气体雾化器,并对超音速气体雾化器内部 Hartmann 腔体气体流场在无激励/有激励情况下所产生的气体振动特性进行了数值研究.结果表明在主动激励器的作用下,超音速气体雾化器内气流的振动效果如振幅和起振特性等都得到了有效的加强.研究发现超音速气体雾化器存在多个气体受激振动的共振频率,其对应于两类不同的共振模式,“Hartmann 模式”和“全局模式”.双激励器信号的频率、激励幅度及相位差改变都能够有效地改变超音速气流的振动特性.研究同时阐明了 Hartmann 共振管和二次共振管在 USGA 喷嘴腔体内产生气体脉动时的联动特点.

关键词: 喷射雾化; 超音速气体雾化喷嘴; 共振; 数值模拟

中图分类号: O354.2 **文献标志码:** A

DOI: 10.3879/j.issn.1000-0887.2012.12.001

引 言

Hartmann 等^[1]最早于 1919 年在实验中发现了 Hartmann 共振现象,此后人们对该共振现象的机理进行了大量的理论和实验研究^[2]. Grant^[3]率先将 Hartmann 共振效应应用于喷射雾化技术.喷射雾化是指喷射成形工艺中熔融金属液体在高速气流的冲击下形成微滴或雾滴的破碎过程.喷嘴是喷射雾化器中非常重要的部件,现在应用较多且研究较为深入的高速雾化喷嘴主要分为两类:一类是 Grant^[3]提出的超音速气体雾化(ultra-aonic gas atomization, USGA)喷嘴;另一类是 Ayres 和 Anderson^[4]提出的高压气体雾化(high pressure gas atomization, HPGA)喷嘴.目前,在工业中 HPGA 喷嘴应用较广泛,研究工作也很活跃^[5-7].

对于喷射成形工艺,雾化后金属液滴的粒径尺寸及其分布将对成形后产品的质量产生直

* 收稿日期: 2011-02-14; 修订日期: 2012-09-21

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(107721107;10702038;11172163);上海市教委科研创新资助项目(08YZ10);上海市科委资助项目(09DZ1141502);上海高校创新团队建设项目

作者简介: 祖洪彪(1985—),河北人,硕士;

王志亮(1974—),湖北人,博士(联系人. E-mail: wng.zh@shu.edu.cn).

接影响;而实验表明^[3,8],在射流中引入适当的脉动能够使得雾化液滴的平均粒径更小,粒径的分布更加集中,有利于提高喷射成形产品的质量。USGA 喷嘴内部具有含二级共振管的 Hartmann 共振腔结构,因此在定常来流的条件下能够在出口处产生高频脉动^[9];气流中的脉动作用于液态金属,有效地提高了雾化质量,Zhou 和 Tang^[10]指出,造成这种现象的原因可能是气体射流和金属射流之间产生了共振效应。

目前对于超音速气体雾化喷嘴内部流场的研究还比较有限。Veistinen 等^[11]提出了“自适应喉部”的假设,用以解释 USGA 喷嘴内气流从亚音速加速至超音速的现象;Mansour 等^[12]假设喷嘴内是定常状态,用数值模拟的手段研究了 USGA 喷嘴内部及出口下游附近的流场结构;李博等^[9]采用基于 Riemann 问题的 Roe 解法的有限体积法,对 USGA 喷嘴的内部流场进行了数值模拟,在不考虑湍流影响的情况下,研究了 USGA 喷嘴中 Hartmann 共振腔和二级共振腔共同作用下的共振现象以及管长、来流 Mach 数等参数对振动的影响;同时证实了喷嘴内部确实存在由回流区构成的“自适应喉部”结构。

王志亮^[13]提出如果在 USGA 喷嘴的共振管端引入主动激励可以对出射气流的振动特性予以控制,Zu 和 Wang^[14]对这一构想进行了数值验证,发现引入的激励可以有效影响和放大喷嘴出口处质量流率和压力脉动振幅,同时在一定激励强度和频率范围内,发现 USGA 喷嘴存在多个共振频率,它们对应于喷嘴内部气流振动的两类不同的共振模式,包括“全局模式”和“Hartmann 模式”。

本文在王志亮^[13]及 Zu 和 Wang^[14]的研究工作基础上,在原有 USGA 喷嘴的共振管端部同时引入主激励器和二次激励器,构造了一种双激励 USGA 喷嘴(图 1)。通过数值方法研究该 USGA 喷嘴流道内部的流动特点,并考察加入激励器后腔体内及出口处的气体压力和流率的振动性质。

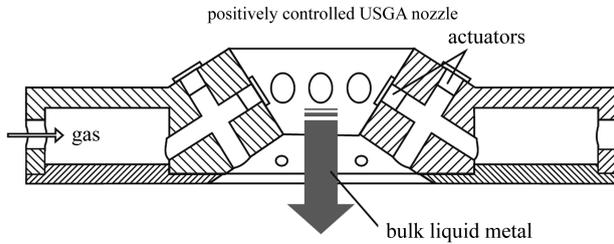


图 1 双激励超音速气体雾化器(双激励 USGA 喷嘴)

Fig.1 Diagram of the nozzle in a double actuator USGA

1 物理和数值模型

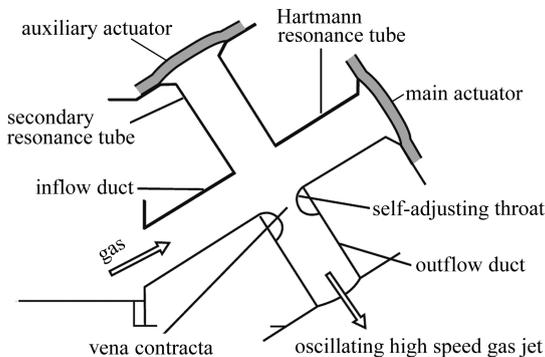
实际的双激励 USGA 喷嘴结构相对复杂,其环形多孔的立体布局使得全场的数值研究非常困难。为了使问题得到简化,这里只考虑单个喷管的 Hartmann 腔体内部的流动,见图 2(a)。为此我们建立了包含入流、出流导管和共振区域在内的数值模型,计算区域及网格划分如图 2(b)所示。图 2(b)中, L_1, L_2, L_3 和 L_4 分别代表共振管长度、二级共振管长度、入流导管长度以及出流导管长度,激励器置于共振管管底处,管径用 D 表示,本文计算中取 $D = 3.6 \text{ mm}$ 。

在数值计算中,边界条件的设定非常重要。在本文中,我们设定入口为压力入流条件(给定来流总压 P_{in}),出口为压力出流条件(给定出口静压 P_{out})。因此,有出口/入口压力比 $R = P_{out}/P_{in}$;激励器的作用是产生可控制的振动,具体可由“零质量射流”(zero mass-flux jet)来实现。该处边界条件设定为质量流率入流条件,其余各边假定为绝热的无滑移固壁。利用 FLU-

ENT 提供的 UDF (user defined function) 模块接口, 将激励器所在位置的边界条件设定为时间相关的质量流率入口。所施加的信号与文献[11]中类似:

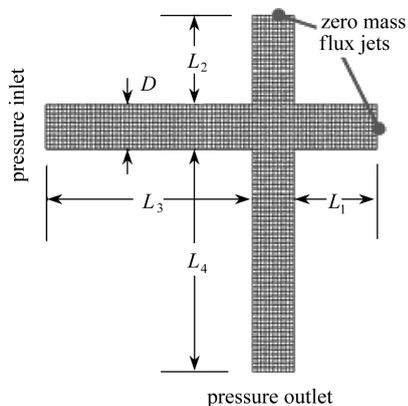
$$\Phi_{\text{mass},i} = A_i \sin(2\pi f_i t + \phi_i), \quad (1)$$

其中, 振幅 A 表征信号强度, f 是激励器的频率, ϕ_i 为相位, 下标 $i = M$ 或 S 分别表示主激励器和二次激励器, 注意式(1)中各物理量均为有量纲数。



(a) 双激励式超音速气体雾化腔及激励器

(a) Positively controlled USGA cavity and actuators



(b) 计算区域及边界设定

(b) Computational domain and boundaries

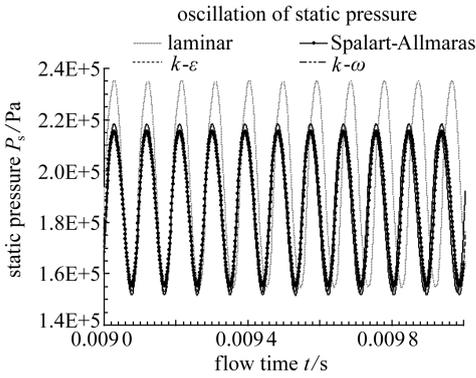
图2 双激励 USGA 喷嘴共振腔结构(非比例制图)和计算区域

Fig.2 Sketch of the resonance cavity in a double actuator USGA nozzle (not to scale) and the computational domain

2 湍流模式依赖及验证

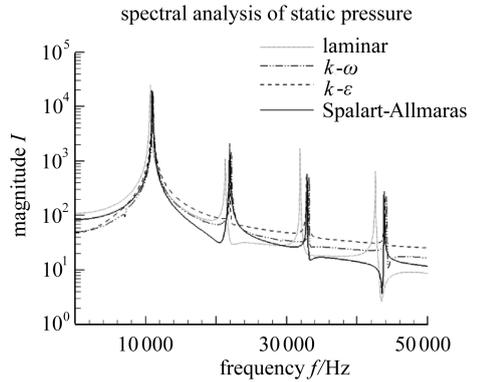
本文的非定常 2D 计算是在 FLUENT 软件平台上进行的, 采用 Gambit 划分的正方形网格、隐式分离求解器。考虑采用不同湍流模型对计算结果产生的影响, 计算结果对比如图 3 所示, 不同湍流模型计算结果在脉动频率和振幅方面均无明显差异。不难看出, 当采用层流模型 (laminar) 时, 计算得到的脉动振幅比较大, 这是由于层流模型没有考虑湍流产生的能量损耗。由于 Spalart-Allmaras 一方程模型 (S-A 模型)^[15] 计算量相对比较小, 对存在逆压梯度的壁面和边界层附近的湍流计算能给出比较好的结果, 在后面的计算中本文采用标准参数 ($C_{bl} = 0.1355$, $C_{l2} = 0.622$, $C_{v1} = 7.1$, $C_{w2} = 0.3$, $C_{w3} = 2$, Prandtl 数 0.667, 能量 Prandtl 数等于 0.85, 壁面 Prandtl 数等于 0.85) 的 S-A 模型, 所选取的时间步长为 $\Delta t = 10E - 6$ s。

根据李博等^[9]的计算, 当共振管和二级共振管等长时, USGA 喷嘴内气体的振动频率可以看成是在回流模式下 Hartmann 共振管的振动频率。而由线性声学理论公式 $\omega = c/(4L)$, 其中 c 为当地声速, L 为共振管有效长度^[16], 可预估上述 Hartmann 共振管的振动频率^[17]。为了检验三维效应对计算结果的影响, 我们对模型同时做了二维和三维的模拟, 计算了 $D \leq L_1 = L_2 \leq 4D$ 时二维和三维构型 (图 4) 的 USGA 喷嘴内气流的振动频率, 并与理论曲线及文献^[5]的数据进行了比较。三维计算除几何模型之外所采用的数值模型及边界条件和二维计算相同, 所采用的网格为四面体网格。本文计算与文献^[9]中采用了不同的算法, 计算结果略有不同, 但在趋势上均能与理论预测符合得较好 (图 5), 它们都表明当共振管和二级管等长时, Hartmann 共振管的振动频率是随管长变化的, 并且随管长增加而降低。同时也发现三维和二维计算获得的频率差别不大。因此, 为了简化计算和节约计算成本, 这里只考虑二维计算的结果。



(a) 时间曲线

(a) Frequency spectrogram



(b) 频谱图

(b) Bottom of resonance tube

图3 湍流模型:共振管管底线处的压力

Fig.3 Turbulent model: pressure-time curve



图4 三维等压力面和中心剖面速度矢量计算图

Fig.4 Calculating chart of 3D isobaric surfaces and centre-sectional velocity vectors of USGA nozzle

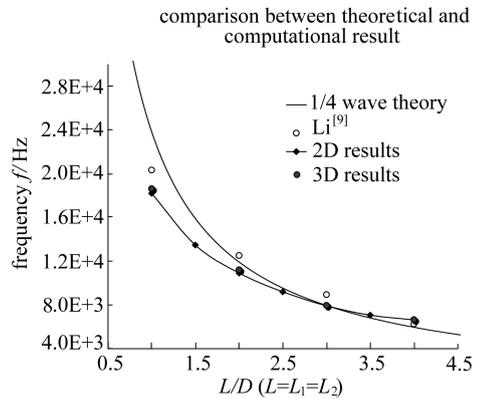


图5 当 $L_1 = L_2$ 时 USGA 喷嘴相关频率结果比较

Fig.5 Comparisons of frequency for the USGA nozzle at condition of $L_1 = L_2$

3 计算结果与讨论

3.1 USGA 喷嘴内部流场及气流共振特性

USGA 喷嘴除了能产生脉动气流,还有一个作用是能将亚音速入射气流加速为超音速出射气流. Veistinen 等^[11]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积先减小后增大,如同经过了一个 Laval 喷嘴,在喉部处实现了从亚音速向超音速的转变.计算结果表明,所谓的“自适应喉部”并非想象中的双边结构,其更类似于一个后台阶流动背风面所形成的涡结构(图6),由于涡的存在,流体在流入出口导管的时候发生了转向,涡结构和出口导管的迎风壁面之间就造成流线的弯曲,形成先收缩后扩张的流场状态,即形成了所谓的“自适应喉部”.“自适应喉部”附近的流场结构和 Laval 喷嘴相类似的功能,使气流在这一结构处由亚音速转变为超音速(图7).图7中的 $Ma = 1$ 等值曲线的内部为超音速区域,这也印证了前人对 USGA 喷嘴内部的超音速气流的产生机理的猜想^[6-8].

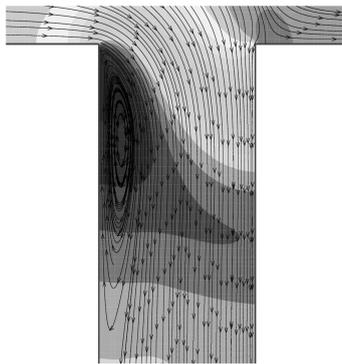


图6 后台阶流动形成“自适应喉管”结构
Fig. 6 Streamlines show the back-step flow to form a self-adjustable throat

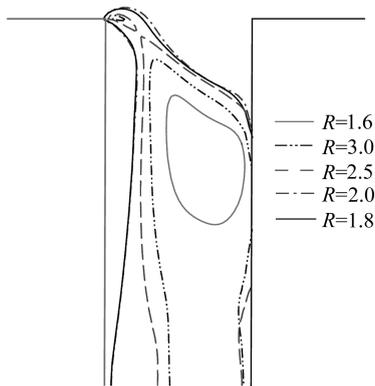


图7 出口/入口压力比 R 从 1.6 ~ 3 时“自适应喉部”Mach 数 $Ma = 1$ 曲线
Fig. 7 Contours of $Ma = 1$ for outlet/inlet pressure ratio R from 1.6 ~ 3 at the self-adjustable throat

显然这个喉部的“vena contracta”(即紧缩区域)比图 1 中所画出两个弧形的形状要复杂得多,是由流动状态(流线)所确定。李博等^[6]的计算给出了入口 Mach 数为 $Ma = 1, L_1 = L_2 = 2D$ 时喉管的流场结构速度矢量图和 Ma 为 1 的等 Mach 线图,这里的结果和他的计算是吻合的,他给出了“自适应喉部”特征和 Laval 喷管相类似的结论,为了考察前两者的差别,这里对喉部流动的特征做了更细致的考察。图 7 中分别给出了 $L_1 = L_2 = 2D$, 出口/入口压力比 $R = 1.6 \sim 3$, Mach 数 Ma 为 1 的等 Mach 线图,可以发现气体流动在这个参数范围出现了超音速,表明亚音速向超音速的转变过程是存在的,而超音速的区域是受到出口/入口压力比 R 显著的影响。当 $R = 1.6$ 的时候, $Ma > 1$ 出现在离开拐角点较远的封闭区域,随着 R 的增大,超音速区域也逐渐扩大,当 $R \geq 2.5$ 时超音速区域的范围也基本稳定下来。有一个现象值得一提,超音速区域的范围也并非随着 R 的增大一直增大,从图 7 可以看到,从 $R = 1.6 \sim 2.5$, $Ma = 1$ 曲线所包含的 $Ma > 1$ 的区域逐渐增大;而当 $R = 3$ 时,在喉部位置 $Ma > 1$ 的区域略小于 $R = 2.5$,这表明在 $R = 2 \sim 3$ 之间超音速区域的形状和范围趋向稳定。

表 1 不同总压比时喷嘴出口质量流率的脉动振幅和频率

Table 1 Oscillating amplitude and frequency of mass flow rate for $R = 1 \sim 3$ at USGA nozzle outlet

R	$A / (\text{kg/s})$	f / Hz
1.175	0.014	10 721.69
1.200	0.017	10 681.19
1.400	0.032	10 822.43
1.500	0.043	10 841.60
1.600	0.058	10 894.82
1.800	0.082	10 899.89
2.000	0.084	10 966.73
2.500	0.081	10 966.73
3.000	0.073	10 984.77

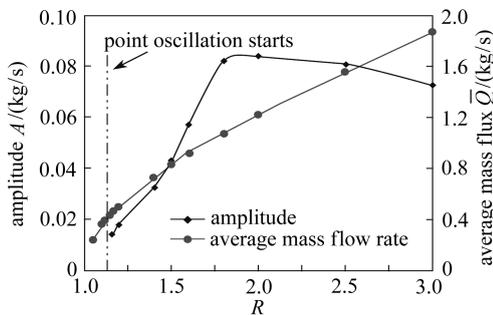


图8 不同总压比时喷嘴出口质量流率和振幅的变化规律
Fig. 8 Curves of mass flux and its oscillating amplitude for $R = 1 \sim 3$ at USGA nozzle outlet

针对 $L_1 = L_2 = 2D, L_3 = L_4 = 5D$ 的算例,我们考察了总压比 $R = 1.05 \sim 3.0$ 范围内 USGA

喷嘴的质量流率及其脉动情况,不同总压比时喷嘴出口质量流率振幅及频率的规律如表 1 和图 8 所示.从表 1 可以看到,当总压比 R 增加时,所获得的气体脉动频率基本保持不变,这表明 USGA 喷嘴气体的脉动频率与总压比 R 基本没有关系,这与已有的认识是一致的.

而喷嘴出口的质量流率是随总压比 R 增加而增加的(图 8),在可见的参数范围内没有出现极大值的趋势.从这一点来看 USGA 喷嘴的“自适应喉部”虽然具有最小喉部“vena contracta”特征,而且能够实现亚音速向超音速的转变功能,但在对质量流率上两者的性质不同,Laval 喷嘴喉部对流量存在限制作用,存在最大流量,而这里 USGA 喷嘴的“自适应喉部”在这里的参数范围内没有出现最大流量值.

图 8 显示,随着总压比的增加,喷嘴出口截面处质量流率的脉动振幅先增大、后趋于平缓再慢慢减小的变化趋势;拐点所在位置大约在 $R = 2.0$,这说明当来流压力过大时,反而会抑制气体振动.这个现象可以理解为当出口/入口压力比 R 增加,气体内部的压力也增加,压力的增加使得气体的可压缩性削弱,从而使得气体的振动幅度减小,同时也将压力波驻波节点位置向管底方向推移,从而使共振管有效管长变短,振动频率随之缓慢增加.

因此,加大出口/入口压力比 R 一定会提高出流速度,但对气体脉动的振动却存在两种效果:当压力增大时,气体振动从流速增加中获取了更多的能量,从而加强气体的振动效果;但当气体的压力足够大的时候,气体的可压缩性被削弱,同时也抑制了气体振动的幅度.

当总压比较低时,计算表明 USGA 喷嘴内气流振动的发生存在一个触发的总压比参数值,即开始振动的 R 值.图 9 给出了这个 R 值附近喷嘴出口质量流率的两条典型的波动曲线.可以发现当 $1 < R \leq 1.15$ 时,喷嘴内气流经历短暂的低幅波动后会趋于定常(图 9(a));而当 $1.175 \leq R \leq 3.0$ 时,脉动现象产生并得以维持(图 9(b)).如果定义开始产生可维持振动的 R 值为临界总压比 R_c ,计算得到 R_c 大约在 $R = 1.15 \sim 1.175$ 之间,所以 USGA 喷嘴还是比较容易发生气体流场的共振现象.

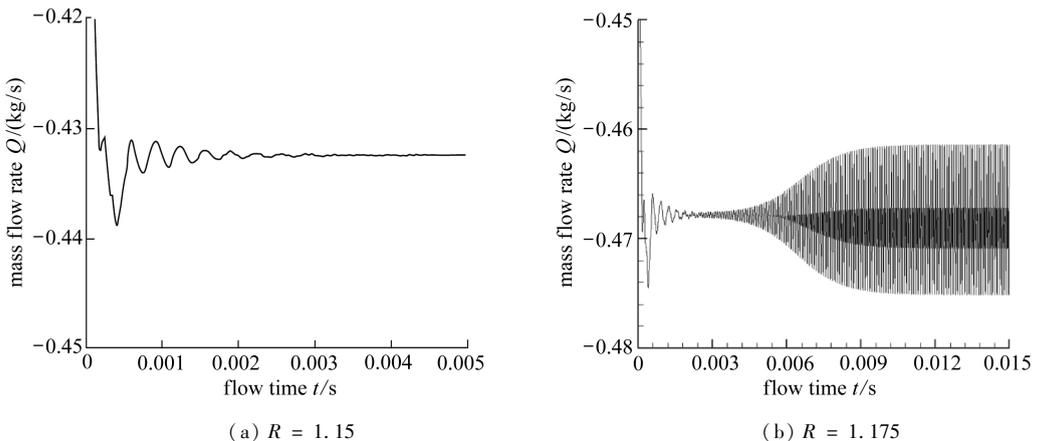


图 9 临界总压比附近喷嘴出口质量流率的波动曲线

Fig. 9 Curves of mass flow rate near critical outlet/inlet pressure ratio R for oscillation starting

在 USGA 喷嘴的实际应用和以前的研究工作中,通常采用的是 Hartmann 管和二次共振管等长的情形,即 $L_1 = L_2$,少有文献提到当 $L_1 \neq L_2$ 时的气流的振动特性.对此我们做了一些研究,对不等长的共振管和二级共振管做了若干算例,并将所得到的结果整理如图 10 所示.从计算结果可以看到,对于固定的二级共振管长 L_2 ,系统的基本频率随着 Hartmann 共振管长 L_1 的

增加而减小(图 10(b)).而对于固定的 Hartmann 共振管长 L_1 , 改变二级共振管管长 L_2 , 却可以发现系统的基本频率并非单调变化(图 10(a)).在图中我们将 $L_1 = L_2$ 的数据点相连,以这条曲线为基准.可以看到在图 10 中, $L_1 \leq L_2$ 的数据点(联线点),即二级共振管管长不小于 Hartmann 共振管长,随 L_2 增加频率单调减小;而 $L_1 > L_2$ 的点(分散点),其频率的变化规律不规则.由此可见,USGA 喷嘴中二次共振管对共振的影响存在复杂性,在研究喷嘴几何构型对内流振动的影响时不可忽视,Hartmann 管现有的一些理论,如“四分之一波长理论”及实验结果只适用于当 $L_1 = L_2$ 的情况.

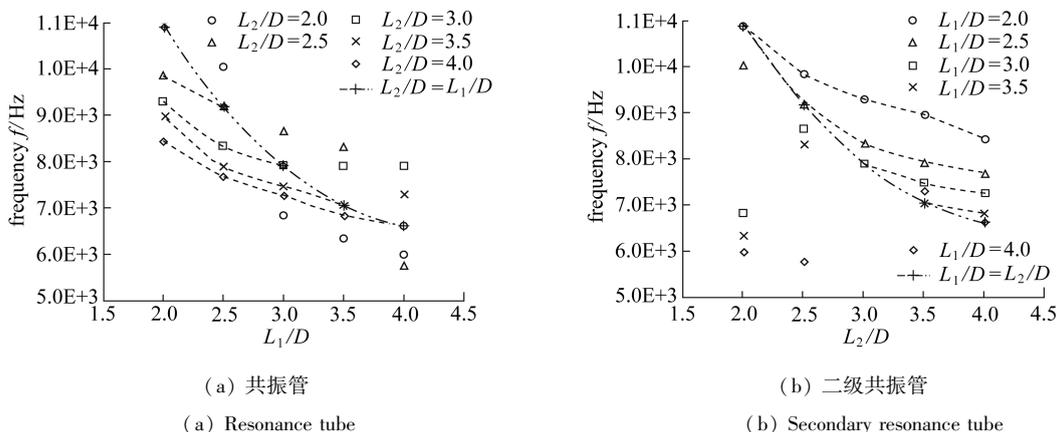


图 10 共振管和二级共振管长度不等时系统的固有频率

Fig. 10 Natural frequency for USGA nozzle for different length of resonance tube and secondary resonance tube

3.2 双激励式 USGA 喷嘴共振特性

为了研究双激励式 USGA 喷嘴的共振特性,我们针对 $L_1 = L_2 = 2D, L_3 = L_4 = 5D, R = 1.6$ 的算例进行研究.分别在 Hartmann 管/二次共振管管底施加式(1)所给出的激励信号.

首先单独在 Hartmann 管管底施加主激励信号^[14],振幅取为 0.1 kg/s (入口质量流率约 1.2 kg/s),相位 $\phi = 0$.调节主激励器的输入频率 f 以 0.05ω 为间隔在 $0 \sim 2\omega$ 范围变化,其中 $f_0 = \omega = 10859 \text{ Hz}$ 为未加入激励器时 USGA 喷嘴的本征振动频率(Hartmann 管工作在“Hartmann 模式”时的频率).其次,将同样的信号参数和操作单独施加在二次共振管,将两组计算所获得的气体出口平均压力波动和质量流率的振动波幅值绘出就得到图 11 的曲线.

从图 11 不难看出,通过对 USGA 喷嘴施加主激励信号可以发现,对于同样大小的激励强度,喷嘴内的气体的振动幅度会随激励频率的变化有较大的改变^[14].在某些特定的激励频率下,可以获得振动的峰值,从图中可以看出,这些峰值对应的横坐标分别为 $f/\omega = 0.25, 0.70, 1.05, 1.25, 1.75$.这里在本征频率 $f/\omega = 1.0$ 上并没有出现振幅的极大值,其附近的峰值出现在 $f = f_0^+ = 1.05\omega$, 出现了一定的频移现象.这时其出口质量流率的振幅为 0.189 kg/s ,相对于不含激励的情形(0.058 kg/s),振幅提高到 3 倍左右,这说明激励的存在确实能够使得喷嘴内部气流的振动强度得到大幅增加.而平均压力波动和质量流率的振动幅度基本上同步达到峰值.振幅的最大值也并没有出现在对 Hartmann 管本征频率 $f = f_0 = 1.0\omega$ 上,而在本征频率上的峰值相对其它的峰值也处于相对的弱势.

二次激励器的作用与主激励器相似,每条曲线都同样具有 5 个比较明显的峰值,而质量流率振幅与平均压力振幅也具有相同的变化趋势.比较二次激励器与主激励器的情形,两种情况

的区别在于 ω 附近的共振点位置发生了改变: 对于单独的主激励器, 得到的共振频率峰值为 $f = f_0^+ = 1.05\omega$ ^[11], 而这里在喷嘴内加入单独的二次激励器时, 共振频率则改变为 $f = f_0^- = 0.95\omega$.

下面我们考察了各个频率, $f_M/\omega = 0.50, 0.70, 0.95, 1.05$ 和 1.50 , USGA 喷嘴从被施加主激励信号到停止激励信号气体流动在出口质量流率的变化情况, 将相关曲线绘于图 12 中。

从图 12 可以看到, 对不同的受激励状态, 当停止施加激励之后, 所有的曲线最终会回归到两种状态, 即 $f/\omega = 0.70$ 和 1.0 , 这表明这两个频率代表了 USGA 喷嘴内气体振动的固有状态, 是“自我维持”的。

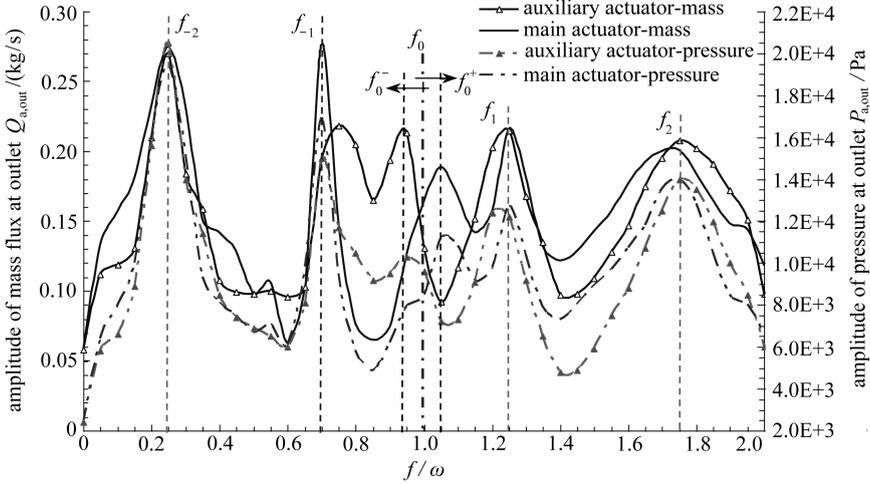


图 11 主/二次激励器独立工作时的流率波动和压力波波幅随激励频率变化时的振幅曲线图
Fig. 11 Amplitudes of fluctuation of mass flow rate and pressure wave at outlet when changing of the driving frequency with the main/auxiliary actuator working independently

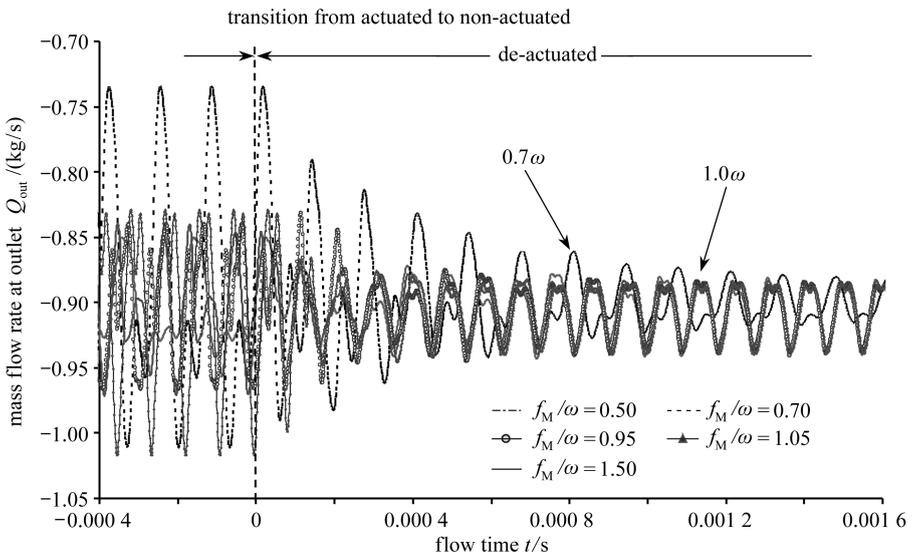


图 12 受不同频率激励的气体流动在去激励过程中的流率波动变化图

Fig. 12 The de-actuated transition curves of fluctuation of mass flow rate with different driving frequencies

在 Zu 和 Wang^[14]的工作中, 仔细地讨论了这两种工作状态, 通过分析发现在所有共振峰

值对应的频率中最基本的共振频率只有两个,可以根据其气体振动特征对 USGA 喷嘴几何结构的倚赖关系,分为局部的固有频率和整体的固有频率,对应的振动模式被称为“Hartmann 模式”和“全局模式”。其中局部的固有频率由 Hartmann 共振管的特征长度 L_1 主导,对应于 $f_M = 1.0\omega$; 而全局的脉动则由 USGA 喷嘴流道 L_1, L_2 和 L_3 共同决定,对应于 $f_M = 0.7\omega$,它是共振腔内除 $f_M = 1.0\omega$ 外的另一个固有频率。通过对试验数据中压力波等值曲线的分析,我们发现了压力波的生成、震荡的过程及传播路径,在图 13 中给出了共振波在 USGA 喷嘴内对应两种不同共振模式其压力波运动路径的示意图,可以看到,在“Hartmann 模式”中声波的传递主要是在 Hartmann 管和二级共振管之间进行的,而“全局模式”中的振动波在管底生成,经二级共振管后,向入口的上游方向传播。在表 2 中给出了共振峰值 f_0, f_{-1}, f_{-2} 随入口导管 L_3 长度变化时所对应的不同振动频率值,可以非常清楚的看到 f_0 的频率并没有随着 L_3 变化而变化,因此有着确定的局部振动的特征,而其它两个频率则不然,显然 f_{-1}, f_{-2} 都具有整体振动的特点。根据声速公式有 $c^2 = \gamma P/\rho$, 若假设声波在 USGA 喷嘴中的传播速度的改变可以忽略,那么振动的频率 $f = 2\pi/\lambda$ 与周期内声波的传播距离成反比,有 $f_{-1}/f_0 = \lambda_0/\lambda_{-1}$ 。“Hartmann 模式”中振动波开始于 Hartmann 管端部,传入二次共振管然后在其底部反弹再回到 Hartmann 管形成封闭循环(见图 13(a)); 而“全局模式”中从二次共振管底部反弹的波并没有再返回 Hartmann 管,而是向入口方向的上游传播,其路径并不封闭(见图 13(b))。根据“Hartmann 模式”和“全局模式”所历经的声波传播路径 1-2-3-4 和所经距离(见图 13),即有

$$f_{-1, \text{estimate}} = 2(L_1 + L_2)/((L_1 + 2L_2 + L_3)f_0) \tag{2}$$

表 3 中给出了 f_{-1} 和 $f_{-1, \text{estimate}}$ 随着 L_3 增大的变化情况,通过比较可以发现两者在趋势和数值上都是一致的。通过对波传播过程的路径观察和分析,采用线性声学理论做估计,然后与数值计算结果的比较,我们发现在这里用线性声学理论对振动频率进行预测是可信的。

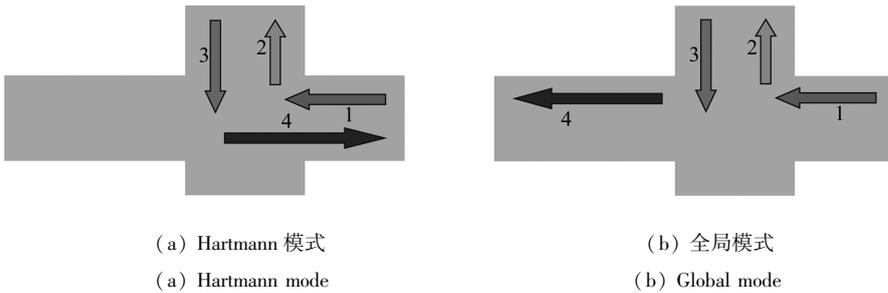


图 13 气体振动产生的压力波在 USGA 喷嘴中的传播不同路径及其所代表的两种模式

Fig. 13 Two types of propagating routes and their corresponding modes for the sound waves generated by the oscillation of gas flow in USGA nozzle

表 2 共振峰值 f_0, f_{-1}, f_{-2} 随入口导管 L_3 长度变化时所对应的不同振动频率值

Table 2 Comparisons of exited crest values f_0, f_{-1} and f_{-2} changing with the length of inlet duct $L_3 = 5D, 7D$ and $9D$, respectively

L_3	$5D$	$7D$	$9D$
f_0	1.05ω	1.05ω	1.05ω
f_{-1}	0.70ω	0.55ω	0.45ω
f_{-2}	0.25ω	0.20ω	0.15ω

表3 全局模式共振峰值 f_{-1} 随入口导管 L_3 长度变化时所对应的不同振动频率值与估计值的比较Table 3 Comparisons of global mode crest value f_{-1} with $f_{-1,estimate}$ for length of inlet duct $L_3 = 5D, 7D$ and $9D$, respectively

L_3	$5D$	$7D$	$9D$
f_{-1}	0.70ω	0.55ω	0.45ω
$f_{-1,estimate}$	0.72ω	0.61ω	0.52ω

在不加激励时的计算中,我们发现在同样的参数设置,但采用无初速度流场作为初始状态、或者采用定常状态作为初始状态、或者将相邻参数计算得到的流场状态作为初始状态,这三种情况得到的结果可能是完全不同的。具体上,在这些结果中,可能出现“Hartmann 模式”或者“全局模式”。到目前为止,还没有证据表明在 USGA 喷嘴通常情况下一定会工作在“Hartmann 模式”。当总压比 R 比较大的时候,计算反而显示 USGA 喷嘴更倾向于以“全局模式”的方式运行,在应用上这会导致整个流路发生振荡,从而影响雾化过程的稳定性。计算结果(图 12)显示,通过主动激励来诱导 USGA 喷嘴工作在“Hartmann 模式”可能是一个好办法。

为了获得有效的振荡幅度,有必要考虑主动激励信号施加之后 USGA 喷嘴出流中声波的响应。这里只考虑施加主激励信号的情况,我们以 0.01 kg/s 为间隔,调整主激励器的输入振幅在 $0.01 \sim 0.15 \text{ kg/s}$ 范围变化(当喷嘴进出口总压比 $R = 1.6$ 时,入口质量流率约为 1.1 kg/s),我们将所得到的部分计算结果汇总整理,绘制喷嘴出口质量流率脉动振幅随输入信号振幅的变化曲线如图 14 所示,图中分别对应 $f_M = 0.7\omega$, $f_M = 1.0\omega$ 和 $f_M = 1.05\omega$ 这三条曲线,其中 $f_M = 0.7\omega$ 和 $f_M = 1.05\omega$ 起始振幅分别为 0.02 kg/s 和 0.04 kg/s ,说明激励器输入信号具有一定的强度时才可以激发出这共振频率。

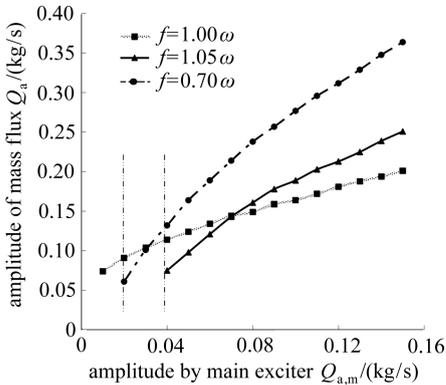


图 14 喷嘴出口质量流率的振幅随激励强度的变化曲线图

Fig. 14 Variation curves of oscillating amplitude of mass flow rate at USGA nozzle outlet with increasing excitation intensity

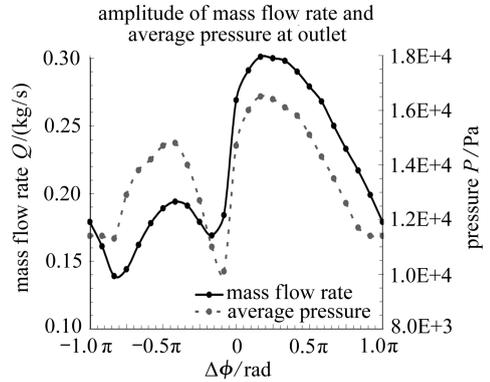


图 15 喷嘴出口处的脉动振幅受主/二次激励器之间相位差变化的规律曲线图

Fig. 15 Fluctuation amplitudes of mass flow rate and pressure with phase angle difference between main and auxiliary actuator signals

当主、二次激励器同时同步工作的时候,其振幅和频率的响应特性与以上讨论的两者单独工作非常类似,不存在性质上的差别,不过非常有意思的是在主激励的“Hartmann 模式”共振频率为 $f_0^+/\omega = 1.05$,二次激励的则为 $f_0^-/\omega = 0.95$,而两者同时工作时为 $f_0/\omega = 1.0$,单独工作时所发生的频率的偏移并没有发生。

当考虑相位的时候,我们发现单激励器的情况下,激励信号的相位改变变化不会给喷嘴内部的流动状态带来实质的改变,但同时加入双激励器的情况下,当主、二次激励器的激励信号存在相位差时情况则不同,这里以 $\pi/12$ 为间隔,分别计算了 $\Delta\phi = \phi_s - \phi_m \in [-\pi, \pi]$ 范围内的 24 组算例,将计算所得结果汇总得到曲线如图 15 所示。

从图 15 中可以看出,当主激励器比二次激励器滞后大约 $\pi/6$ 的相位时,喷嘴出口可以得到最大的脉动振幅;而当二次激励器相位略滞后于主激励器时喷嘴出口的脉动振幅较小。从具体数值上不难看出,主、二次激励器之间存在的相位差对喷嘴振动强度的影响非常大。图 15 显示每条曲线有两个极大值和两个极小值,这是由于共振管和二级共振管都可以对出口脉动振幅产生一定影响。

4 结 论

本工作在 USGA 喷嘴中引入了主激励器^[13-14]和二次激励器,通过数值计算方法研究了入口、出口压力比 $R = 1 \sim 3$ 范围内 USGA 喷嘴内的气流流动性质和加入激励器后喷嘴的振动特性。

本文表明 USGA 喷嘴内所形成的具有 Laval 管特征的“自适应喉部”能够自发产生收缩-扩张的流管结构,从而将喷管内的气体从亚音速加速到超音速,与已有的结果^[9]相吻合;但“自适应喉部”和 Laval 喷嘴刚性“喉部”不同,在本文的参数范围内并没有出现类似 Laval 喷嘴最大流量的限制,出口气流产生压力和流率振动的 R 临界值约在 1.15 ~ 1.175 之间,而振动的最大幅值出现在 R 约为 2,最大喉管面积在 $R = 2.5$ 之后趋向稳定。

在 USGA 喷嘴 Hartmann 管端部加入主激励器^[14]之外,本工作在 USGA 喷嘴二次共振管端部同时也加入二次激励器。发现二次激励器和主激励器的作用在单独工作或者联合工作时是类似的,都可以 1) 有效放大喷嘴出口处质量流率和压力的脉动振幅,使得波动的强度有数量级的改变;2) 能够激发起 USGA 喷嘴多个共振频率的振动峰值;3) 分析获得了 USGA 喷嘴内气流振动的两个可以自持的特征频率,分别对应于 Hartmann 管主导的“Hartmann 模式”频率和由 Hartmann 管、二次共振管及入口导管共同作用的“全局模式”。

但单独加入主激励器^[14]的“Hartmann 模式”下,共振频率会发生偏移,而当主、二次激励器同时工作时共振频率的偏移则不会出现。同时发现主、二次激励器之间相位差会造成输出振动波波幅有较大改变,而波幅的最大值是出现在主激励器相位略滞后于二次激励器一侧。研究还表明二次共振管对气流振动的影响也很重要,这在 Hartmann 管和二次共振管不等长的条件下也得到了验证。

参考文献 (References):

- [1] Hartmann J, Trolle B. A new acoustic generator[J]. *J Sci Instr*, 1927, 4(4): 101-111.
- [2] Raman G, Srinivasan K. The powered resonance tube; from Hartmann's discovery to current active flow control applications[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2009, 45(4/5): 97-123.
- [3] Grant N J. Rapid solidification of metallic particulates[J]. *Journal of Metals*, 1983, 35: 20-27.
- [4] Ayres J D, Anderson I E. Method for Generating Fine Sprays of Molten Metal for Spray Coating and Powder Making: USA, 4619845[P]. 1986.
- [5] Allimant A, Planche M P, Bailly Y, Dembinski L, Coddet C. Progress in gas atomization of

- liquid metals by means of a De Laval nozzle[J]. *Powder Technology*, 2009, **190**(1/2): 79-83.
- [6] Zhao W J, Cao F Y, Ning Z L, Zhang G Q, Li Z, Sun J. A computational fluid dynamics (CFD) investigation of the flow field and the primary atomization of the close coupled atomizer[J]. *Computers and Chemical Engineering*, 2012, **40**: 58-66.
- [7] Mullis A M, McCarthy I N, Cochrane R F. High speed imaging of the flow during close-coupled gas atomization: effect of melt delivery nozzle geometry[J]. *Journal of Materials Processing Technology*, 2011, **211**(9): 1471-1477.
- [8] Rai G, Lavernia E J, Grant N J. Powder size and distribution in ultrasonic gas atomization [J]. *Journal of Metals*, 1985, **37**(8): 22-26.
- [9] 李博, 胡国辉, 周哲玮. Hartmann 管及超音速雾化喷嘴流场的数值模拟[J]. 应用数学和力学, 2007, **28**(11): 1261-1271. (LI Bo, HU Guo-hui, ZHOU Zhe-wei. Numerical simulation of flow in Hartmann resonance tube and flow in ultrasonic gas atomizer[J]. *Applied Mathematics and Mechanics (English Edition)*, 2007, **28**(11): 1415-1426.)
- [10] Zhou Z W, Tang X D. The effect of the pulsation in gas flow on the stability of melted metal jet[C]//*Fourth International Conference on Spray Forming*. Baltimore, USA: University of Maryland Press, 1999.
- [11] Veistinen M K, Lavernia E J, Baram J C, Grant N J. 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, Kozarek R L. The Effects of the Hartman cavity on the performance of the USGA nozzle needed for aluminum spray forming[J]. *Atomization and Sprays*, 1998, **1**: 1-24.
- [13] 王志亮. 十字形气体共振频率发生器: 中国:200810203978. 2[P]. 2008-05-20. (WANG Zhi-liang. Actuator Driven Ultra-Sonic Gas Atomization Nozzle; P. R. China, 200810203978 [P]. 2008-05-20. (in Chinese))
- [14] ZU Hong-biao, WANG Zhi-liang. Resonant behaviors of an ultra-sonic gas atomization nozzle with a zero mass-flux jet actuator[J]. *Journal of Shanghai University (English Edition)*, 2011, **15**(3): 166-172.
- [15] Spalart P, Allmaras S. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows[R]. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Technical Report AIAA-92-0439.
- [16] Sreejith G J, Narayanan S, Jothi T J S, Srinivasan K. Studies on conical and cylindrical resonators[J]. *Appl Acoust*, 2008, **69**(12): 1161-1175.
- [17] Brocher E, Maresca A, Bournay M H. Fluid dynamics of the resonance tube[J]. *J Fluid Mech*, 1970, **43**: 369-384.

Properties of Acoustic Resonance in a Double Actuator Ultra-Sonic Gas Nozzle: a Numerical Study

ZU Hong-biao, ZHOU Zhe-wei, WANG Zhi-liang

(Shanghai Institute of Applied Mathematics and Mechanics, Shanghai Key Laboratory of Mechanics in Energy Engineering, Modern Mechanics Division, E-Institutes of Shanghai Universities, Shanghai University, Shanghai 200072, P. R. China)

Abstract: Ultra-sonic gas atomization (USGA) nozzle was an important apparatus in the metal liquid air-blast atomization process. It could generate oscillating supersonic gas efflux, which was proved effective to enforce the atomization and produce narrow-band particle distributions. A double actuator ultra-sonic gas nozzle by joining up two active signals at the ends of the resonance tubes, was proposed. Numerical simulations were adopted to study the effects of flow development on acoustic resonant properties inside the Hartmann resonance cavity with/without actuator. Comparisons showed the strength and onset process of oscillating were enhanced remarkably with actuators. Multiple oscillating amplitude peaks were found on response curves, and two kinds of typical behaviors, i. e., the “Hartmann mode” and the “global mode”, were discussed for those corresponding frequencies. The results for two driving actuators were also investigated. When changing the amplitudes, frequencies or phase difference of the input signals by the actuators, the oscillating amplitudes of gas efflux could be altered effectively.

Key words: spray atomization; ultra-sonic gas nozzle; resonance; numerical simulation