DOI: 10.3901/JME.2015.17.169

风琴管喷嘴内表面粗糙度对高压射流特性的影响 试验研究*

李 登^{1,2} 李晓红^{1,2} 康 勇^{1,2} 王晓川^{1,2} 龙新平^{1,2} 巫世晶^{1,2}

(1. 武汉大学动力与机械学院 武汉 430072;

2. 武汉大学水射流理论与新技术湖北省重点实验室 武汉 430072)

摘要: 风琴管自振空化喷嘴因兼具空化射流与脉冲射流的优点而被广泛使用。为探究大雷诺数下风琴管喷嘴内表面粗糙度对高压射流特性的影响,从而提高喷嘴作业效率。在理论分析紊流特性与表面粗糙度关系的基础上,通过试验探究了风琴管喷嘴内表面粗糙度对射流轴心压力脉动与扩散角的影响规律。试验结果表明,入口压力越大,粗糙度对射流的扩散角、轴心压力脉动峰值、压力脉动幅度的影响程度越大;对某一入口压力,存在一对应起始粗糙度值使得扩散角快速增大,轴心压力脉动峰值与压力脉动幅度急剧衰减;且入口压力一定时,存在一临界粗糙度值,粗糙度小于此值时,轴心压力脉动峰值与压力脉动幅度随靶距增大而先增大后减小;粗糙度大于此值时,轴心压力脉动峰值与压力脉动幅度随靶距增大而减小。根据试验数据,运用能量守恒定理,建立了射流轴心压力脉动峰值随表面粗糙度、入口压力、靶距变化关系的初步数学模型。

关键词: 风琴管喷嘴; 粗糙度; 压力脉动; 扩散角

中图分类号: TG137

Experimental Investigation on the Influence of Internal Surface Roughness of Organ Pipe Nozzle on the Characteristics of High Pressure Jet

LI Deng^{1,2} LI Xiaohong^{1,2} KANG Yong^{1,2} WANG Xiaochuan^{1,2}
LONG Xinping^{1,2} WU Shijing^{1,2}

(1. School of Power and Mechanical Engineering, Wuhan University, Wuhan 430072;

2. Key Laboratory of Hubei Province for Water Jet Theory & New Technology, Wuhan University, Wuhan 430072)

Abstract: The organ-pipe nozzle is widely used because of its generation of self-resonating cavitating jets which combines the advantages of cavitating jets and pulsed jets. In order to improve the working efficiency of organ-pipe nozzle by studying the influence of internal surface roughness on the characteristics of high pressure jet under high Reynolds numbers, the relations between turbulent boundary layer and surface roughness are theoretically analyzed, and the laws of the axial pressure fluctuation and the diffusion angle of the jet are investigated by experiment. The results show that, the peak pressure, the rage of pressure fluctuation and the diffusion angle are influenced more greatly by the surface roughness when the inlet pressure is greater. There exists a minimum roughness number, above which the diffusion angle starts to increase while the peak pressure and the rage of pressure fluctuation starts to decrease greatly. For a certain inlet pressure, there exists a critical roughness number, below which the axial pressure fluctuation increases at first and then decreases with the increase of stand-off distance, while above which the axis pressure fluctuation only decreases when the stand-off distance increases. Based on the experimental data, a preliminary mathematical model of the axial peak pressure relating to inlet pressure, internal surface roughness and stand-off distance was established by utilizing the principle of conservation of energy.

Key words: organ-pipe nozzle; surface roughness; pressure fluctuation; diffusion angle

0 前言

自激振荡脉冲射流是利用瞬变流理论、水声学

原理、流体共振等发展起来的一种新型高效射流,是近二十年来国内外学者研究的世界性前沿课题。风琴管喷嘴是一种典型的自激振荡脉冲射流喷嘴,由它产生的射流具有高强度的压力振荡与大结构的分离涡流环,在常压及围压下具有比一般射流更大的空化能力,因而具有更大的破坏力与更理想的应用效果^[1-2]。风琴管喷嘴结构简单、体积小,不需外

* 国家重点基础研究发展计划(973 计划, 2014CB239203)、教育部新世纪优秀人才支持计划[NCET-12-0424]、湖北省杰出青年基金[2012FFA020]和教育部留学回国基金[教外司留[2012]940 号]资助项目。20140913 收到初稿, 20150411 收到修改稿

部激励仅利用本身结构就能产生同时具有脉冲射流与空化射流优点的自激振荡空化射流,且无需外加旋转部件与动密封,因而广泛应用于煤矿开采、岩石切割、石油钻井等领域。

随着能源需求的快速增长,石油、煤矿等能源的开采效率亟需提高。风琴管喷嘴能极大的提高作业效率,试验表明,在相同条件下,风琴管喷嘴产生的自激振荡空化射流的瞬时冲击力是连续射流滞止压力的 1.5~2.5 倍;采用风琴管喷嘴的牙轮钻头钻速可提高 15%~50%,钻头进尺提高 10%~15%^[3]。因此,国内外相关学者针对风琴管喷嘴做了大量研究。如 CHAHINE 等^[4]从压力波的反馈叠加放大研究了风琴管喷嘴产生自激振荡空化射流的机理,并分析了射流的结构特性与空化效果。LIAO 等^[5]从射流剪切层中大尺度漩涡的选择性放大对自激振荡脉冲射流进行了理论研究,并设计了喷嘴结构。李根生等^[6]则根据水声学原理,从共振驻波的频率与射流自激频率相匹配出发,探索了风琴管喷嘴主要参数对自振空化效果的影响规律,并设计了一系列不同结构尺寸的风琴管喷嘴。易灿等^[7]进行了围压下风琴管喷嘴空化能力的试验研究,指出风琴管喷嘴比普通锥形喷嘴具有更大的空化起始能力。王萍辉等^[8]通过试验研究了风琴管喷嘴自激振荡空化射流的振动特性和频率特性。这些研究主要集中在风琴管喷嘴的自激振荡空化机理以及结构参数优化方面,对喷嘴内表面粗糙度与射流特性的关系上却鲜有研究。然而在一定条件下,壁面粗糙度会对紊流黏性底层与对数层产生极大影响,并可通过边界层对整个流体的状态产生影响^[9]。WANG 等^[10]指出,当雷诺数大于 10^4 时,音速喷嘴内表面粗糙度将对流量系数产生较大影响;AFZAL 等^[11]等通过试验证实了喷嘴内表面粗糙度对射流速度、半宽以及流体的速度分布有较大影响;钟声玉等^[12]在研究喷嘴结构对高压水射流性能的影响时定性分析了喷嘴内表面粗糙度对射流边界层厚度与射流出口速度的影响。这些研究均表明,当喷嘴内表面粗糙度与紊流边界层在某一范围时,粗糙度将会对紊流的流动特性产生巨大影响,进而必将影响射流特性。因此,为提高风琴管喷嘴的作业效率,研究风琴管喷嘴内表面粗糙度与射流特性之间的关系具有重要意义。

本文从理论上分析了紊流特性与粗糙度间的关系,并通过试验研究了风琴管喷嘴内表面粗糙度对射流轴心压力脉动与扩散角的影响规律。这对提高风琴管自振空化喷嘴的性能,从而提高石油、煤矿等能源的开采效率具有积极作用。

1 粗糙度对射流特性影响理论分析

1.1 紊流特性

紊流中存在大量作杂乱无章运动的微小漩涡,这些微小漩涡不断产生、发展、衰减与消亡,并使得流体质点在运动中相互碰撞、掺混,并可能产生各种大尺度的漩涡^[13]。管道中的紊流结构分为黏性底层与紊流核心区(图 1),黏性底层处于边界层的内层。尽管黏性底层的厚度 δ_l 很小,但这一薄层对流体中质点的紊动程度以及漩涡的运动有着重要影响。

图 1 管道紊中紊流流动结构示意图

其中,黏性底层的厚度 δ_l 由经验公式可得

$$\delta_l = \frac{32.8d}{Re\sqrt{C_f}} \quad (1)$$

边界层对紊流流动特性影响极大,对喷嘴内部的紊流边界层,根据连续性方程、动量方程和输运方程可得^[14]

$$-H \frac{d\delta}{dx} + \frac{(R-H\delta)}{dv} \frac{dv}{d\eta} - \delta \frac{dH}{d\eta} + R' = 0 \quad (2)$$

$$\frac{R-\delta}{R} \frac{d\delta}{dx} + \left[\frac{\delta}{U_c^2} (H+2) - \frac{\delta^2}{2RU_c} (H^2+2) \right] \frac{dU_c}{dx} + \frac{\delta}{R} \frac{dR}{dx} - \frac{C_f}{2} = 0 \quad (3)$$

$$\eta \frac{d\delta}{dx} + \frac{\delta\eta}{v_0} \frac{dv_0}{dx} + \delta \frac{d\eta}{dx} - \varphi = 0 \quad (4)$$

式中, d 为喷嘴直径, Re 为喷嘴中流动雷诺数, $Re = \frac{\rho d v}{\mu}$, v 为喷嘴中流体流速, μ 为运动黏性系数, C_f 为喷嘴内壁摩擦阻力因子, H 为喷嘴内孔轮廓形状因子, R 为喷嘴轮廓半径, δ 为边界层动量损失厚度, U_c 为喷嘴内核心区速度, η 为卷吸参数, φ 为卷吸函数。

由式(1)可知,边界层的厚度 δ_l 与雷诺数 Re 成反比,当雷诺数大到一定程度时,黏性底层的厚度将会减小到喷嘴内表面粗糙度数量级。由于喷嘴内壁摩擦阻力因子 C_f 、喷嘴内轮廓形状因子 H 、边界

层动量损失厚度 δ 均与壁面粗糙度相关, 由式(2)、(3)、(4)可知, 粗糙度将影响边界层中的紊流动量, 从而影响喷嘴出口射流特性。

1.2 风琴管喷嘴特征及内表面粗糙度

风琴管自激振荡空化喷嘴(图 2a)是用一个直径为 D , 长度为 L 的风琴管式谐振腔作为放大器, 入口直径 D_s 与谐振腔直径 D 构成入口收缩断面

$(D_s/D)^2$, 谐振腔直径 D 与出口直径 d 构成出口收缩断面 $(D/d)^2$ 。当稳定流体通过时, 出口收缩断面产生压力激动并反馈到谐振腔, 形成反馈压力振荡。当压力振荡的频率与风琴管的固有频率匹配时, 反馈压力振荡就会得到放大, 从而形成脉冲效果^[6]; 另一方面, 谐振腔内的振荡压力波会促使前剪切层内涡流变成大结构分离涡环流, 从而增强空化作用。

图 2 风琴管喷嘴结构及内表面轮廓示意图

风琴管喷嘴内表面并不是理想光滑的, 而是如图 2b 所示, 存在很多微小的峰谷。为了表征表面的光滑程度, 取轮廓算术平均偏差 R_a 作为评定参数, R_a 的表达式如下

$$R_a = \frac{1}{l} \int_0^l |y| dx \quad (5)$$

由于压力振荡在谐振腔内传播, 而表面粗糙度对紊流边界层产生影响后会改变流体中的漩涡结构, 进而将影响谐振腔内的压力振荡与射流空化效果, 并进一步影响喷嘴出口射流特性。

1.3 紊流黏性底层与粗糙度的尺度比较

由于谐振腔参数是风琴管喷嘴重要部分, 因此主要对谐振腔表面粗糙度与射流关系进行研究。设喷嘴入口压力为 P , 单位 MPa; 喷嘴谐振腔直径与出口直径分别为 D 、 d , 单位 mm; 水的密度为 ρ , 单位 kg/m^3 ; 运动粘度为 ν , 单位 m^2/s 。根据伯努利方程以及连续性方程可知, 风琴管喷嘴谐振腔内流体雷诺数为

$$Re = \frac{\left(\frac{d}{D}\right)^2 D}{\nu} \sqrt{\frac{2P}{\rho}} \quad (6)$$

尼古拉兹在分析不同雷诺数下管壁粗糙度对摩擦阻力因子的影响时得出, 当 $10^4 < Re < 3 \times 10^6$ 时, 有普朗特-尼古拉兹公式:

$$\frac{1}{\sqrt{C_f}} = 2 \lg(Re \sqrt{C_f}) - 0.8 \quad (7)$$

当风琴管喷嘴谐振腔直径为 5 mm, 出口直径

为 2mm 时, 结合式(1)、(6)、(7)可得不同压力下紊流黏性底层 δ_l 的值(表 2)。

表 1 不同入口压力下风琴管喷嘴谐振腔内流体的雷诺数及黏性底层厚度的值

压力 P/MPa	雷诺数 $Re/\times 10^5$	阻力因子 $C_f/\times 10^{-2}$	黏性底层厚度 $\delta_l/\times 10^{-6}\text{mm}$
10	1.13	1.72	4.4
15	1.39	1.64	3.7
20	1.60	1.58	3.3
25	1.79	1.54	3.0

由流体力学知识可知, 当管壁粗糙度 $0.4\delta_l < R_a < 6\delta_l$ 时紊流流动为水力粗糙过渡紊流, 此时管壁将有一些粗糙凸出部分处于紊流核心区, 紊流的脉动作用受到粗糙度的影响很大。根据表 1 黏性底层厚度 δ_l 的值可得, 当 $1.2 \mu\text{m} < R_a < 26.4 \mu\text{m}$ 时, 喷嘴谐振腔为水力光滑过渡管, 此时表面粗糙度将对射流特性产生一定影响。

2 试验装置及方案

2.1 试验装置

图 3 为轴心压力脉动测试试验系统示意图。试验所用高压泵额定压力为 60 MPa, 额定流量为 120 L/min, 泵压调节方式为变频调节。试验所用压力传感器型号为 BD DMK331P, 数据采集仪型号为 QuantumX。为减小高压泵流量脉动对射流轴心压力脉动测试的影响, 在泵的出口与喷嘴的入口附近分别连接一个蓄能器, 蓄能器型号为 NXQ, 承

压 31.5 MPa。

图 3 射流轴心压力脉动测试系统示意图

1. 水箱 2. 滤水器 3. 高压泵 4. 溢流阀 5. 蓄能器 6. 高压管路
7. 蓄能器 8. 压力传感器 9. 风琴管喷嘴 10. 靶盘
11. 压力传感器 12. 数据采集仪 13. 计算机

试验所采用风琴管喷嘴尺寸均相同, $D_3=13$ mm, $D=5$ mm, $d=2$ mm, $L=21$ mm; 内表面粗糙度 R_a 值分别为 12.5, 6.3, 3.2, 1.6, 0.8。不同风琴管喷嘴内表面粗糙度风琴管喷嘴的加工方法与表面微观特征见表 2, 且分别对加工后的喷嘴在霍梅尔 T8000 RC 粗糙度轮廓仪上进行检测, 确保喷嘴内表面粗糙度达到要求之后进行编号(图 4)。

表 2 不同表面粗糙度喷嘴加工方法与表面特征

粗糙度 $R_a/\mu\text{m}$	表面微观特征	加工方法
12.5	可见刀痕	钻
6.3	可见加工痕迹	钻、粗铰
3.2	微见加工痕迹	钻、粗拉、磨
1.6	看不清加工痕迹	铰、粗拉、磨
0.8	微辨加工痕迹方向	拉、精磨

图 4 不同内表面粗糙度的风琴管喷嘴

2.2 试验方案

试验通过测试不同压力以及靶距下, 射流轴心压力脉动峰值 $P_{\max}$ 、压力脉动幅度 ΔP 、射流扩散角 θ 随粗糙度变化的关系, 从而分析风琴管内表面粗糙度对射流特性的影响。为排除不同泵压下管道中压力损失变化对试验的影响, 在喷嘴入口附近安装一压力传感器, 调节泵压, 使此传感器采集到的压力稳定在所需压力时, 再进行扩散角与射流轴心压力脉动的测定。其中, 靶盘中心 1 mm 的小孔与传感器的压力面相通, 且传感器用一个防水罩密封起来, 防止其在试验过程中受到水的冲击损坏后影响试验数据。图 5 为轴心压力脉动测定系统试验图, 测试系统的采样频率为 2 400 Hz。其中, 压力脉动幅度 ΔP 为压力脉动最大值与最小值之差, 即

$$\Delta P = P_{\max} - P_{\min}$$

图 5 射流轴心压力脉动测试系统试验图

扩散角 θ 的测量方法(图 6)如下, 在喷嘴入口压力稳定后, 通过对射流束多次拍照量取角度之后取平均值, 即

$$\theta = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \theta_i \quad (9)$$

其中, 在量取射流扩散角时, 射流边界层的确定方法为, 将射流的背景颜色设为灰色, 并将图片放大十倍, 取白色与灰色交界处白点若干, 然后分别做一条直线, 使这些点均布与直线两侧, 这两条直线的夹角即为射流扩散角 θ_i 。

图 6 射流扩散角测定示意图

3 试验结果及分析

3.1 不同压力下粗糙度对轴心压力脉动的影响

图 7 是在靶距为 10 mm, 喷嘴入口压力分别为 10 MPa、15 MPa、20 MPa、25 MPa 时, 喷嘴出口射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值随风琴管喷嘴内表面粗糙度变化关系的曲线图。

由图 7 可以看出, 喷嘴入口压力越大, 粗糙度对射流轴心压力脉动影响越明显。由上述内容可知, 这是因为压力越大紊流黏性底层越薄, 当黏性底层厚度减小到掩盖不住喷嘴内表面的粗糙凸起部分时, 这些微小凸起便进入紊流核心区, 进而对流体

图 7 不同压力下粗糙度与轴心压力脉动关系曲线

中的微小漩涡产生影响,使流体的紊动程度提高,能量耗散增大,从而对喷嘴出口射流轴心压力脉动产生影响。另一方面,由于紊流黏性底层对流体的紊动能以及热交换具有重要影响,当喷嘴表面的微小峰谷与黏性底层厚度在同一尺度或大于黏性底层厚度时,这些微小峰谷将通过黏性底层对边界层中的速度梯度与动量交换产生影响,并进一步影响射流特性。

由图 7a 可知,在压力为 10 MPa,粗糙度值小于 6.3 时,射流峰值压力几乎不受粗糙度变化的影响。随着喷嘴入口压力的升高,对射流压力脉动峰值产生影响的粗糙度值逐渐降低;当压力高于 25 MPa 时,风琴管喷嘴内表面粗糙度值小于 1.6 才能避免射流轴心压力脉动峰值的快速衰减。轴心压力脉动峰值的衰减也表明,粗糙度值的增加加大了喷嘴内流体中的能量损耗。从图 7b 可以看出,当压力高于 10 MPa 时,粗糙度对射流压力脉动幅值的影响很大。一旦粗糙度对开始对压力脉动幅值产生影响,压力脉动幅值便衰减的很快。随着压力的升高,压力脉动幅值衰减的起始粗糙度值减小。压力脉动幅值的减小也表明,粗糙度对射流轴心压力脉动峰值的影响比对压力脉动最小值的影响大。

3.2 不同靶距下粗糙度对轴心压力脉动的影响

图 8 反映了在喷嘴入口压力为 10 MPa 时,风琴管喷嘴内表面粗糙度对射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值的影响。

图 8 不同靶距下粗糙度与轴心压力脉动关系曲线

对比图 8a、8b 可知,当入口压力相同时,随靶距的变化,粗糙度对射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值的影响具有相似性。当粗糙度值小于 3.2 且靶距小于 50 mm 时,射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值与粗糙度无关,仅随靶距增大而增大。这是因为,在入口压力为 10 MPa 时,紊流黏性底层的厚度相对于粗糙度值为 3.2 的内表面上微小峰谷的尺度较大,即这些微小起伏不足以通过黏性底层对边界层产生影响,也不能或很少进入紊流核心区,因而对流体紊动的影响较小。当靶距小于 50 mm 时,射流的中心还处于核心段,射流轴心动压还未衰减;加上风琴管喷嘴具有较好的空化效果与脉冲效果,靶距增大时,射流中的微小漩涡将有足够的时间发展成尺度涡流环,空化与脉冲效果也随之增强,因而射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值增强。当粗糙度值大于 3.2,靶距大于 10 mm 时,射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值随粗糙度值的增大而急剧减小。这说明,此时射流中涡流环对

压力脉动的增强作用已经明显小于喷嘴内表面微小峰谷对压力脉动的减弱作用。这种现象表明,粗糙度值增大到一定程度时,表面微小峰谷将严重影响紊流流动特性与射流特性。

当靶距大于 70 mm 时,射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值最小,且随粗糙度值增大而继续减小。这表明,靶距大于 70 mm 时,射流中因漩涡紊动、碰撞而耗散的能量已经非常明显;且随粗糙度值的增大,喷嘴内表面微小峰谷会增大边界层的厚度并缩短射流核心区的长度,因而压力脉动峰值与压力脉动幅值急剧减小。

3.3 不同压力下粗糙度对射流扩散角的影响

图 9 是喷嘴入口压力分别为 10 MPa、15 MPa、20 MPa、25 MPa 时,风琴管喷嘴射流扩散角随喷嘴内表面粗糙度变化关系的曲线图。

图 9 不同压力下射流扩散角与粗糙度关系曲线图

从图 9 可以看出,压力越高射流扩散角越大,当压力小于 25 MPa 时,射流扩散角与粗糙度值基本呈线性关系。这是因为压力越高,喷嘴出口射流流速越大,射流边界层与周围空气的摩擦和卷吸就越剧烈,卷入射流中的空气越多,从而导致射流体积越大,表现为射流扩散角增大。另一方面,粗糙度值越大,喷嘴内表面微小峰谷对紊流边界层与紊流核心区的影响越剧烈。这种影响使得流体中微小涡流环的横向速度增大,从而导致喷嘴出口的射流边界层越厚。由射流基本知识可知,射流边界层越厚扩散角越大。当压力为 25 MPa,粗糙度值大于 3.2 时,射流扩散角受粗糙度影响很大,并呈对数式增加。这表明,压力较高且粗糙度值较大时,喷嘴内表面的微小峰谷将使射流的横向速度大大增加,并使射流边界层发生分离,从而使得射流扩散角越大,射流的集束性越差,能量越分散。

4 数学模型构建

为指导后续研究与试验,根据试验所得数据并结合流体力学与水声学相关理论,构建了射流轴心

压力脉动随入口压力 P 、喷嘴内表面粗糙度 R_a 以及靶距 S 变化关系的数学模型。对于具体几何尺寸的风琴管喷嘴,谐振腔参数是影响射流压力脉动的主要因素,因而模型的构建主要以谐振腔直径 D 、腔长 L 为研究对象。模型构建具体过程如下。

高速流体通过喷嘴时的沿程水头损失由达西-魏斯巴赫可得

$$h_f = \lambda \frac{L}{D} \frac{v_1^2}{2g} \quad (10)$$

式中, λ 为沿程水头损失系数,且 $\lambda = \frac{8g}{C^2}$, C 为谢才系数,由曼宁公式可知

$$C = \frac{1}{n} R^{1/6} \quad (11)$$

其中, n 为粗糙度系数,并设

$$n = k_1 \frac{Ra}{D} \quad (12)$$

高速流体通过风琴管喷嘴谐振腔时的局部水头损失为

$$h_j = \zeta \frac{v_1^2}{2g} \quad (13)$$

式中, ζ 为局部水头损失系数, $\zeta = 0.5 \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \right)$ 。

在风琴管喷嘴谐振腔内,由于振荡压力波的叠加所引起的射流流量急剧变化而导致的水击压强增加的水头由动量定理可得

$$H_1 = \frac{c}{g} \left(1 - k_2 \frac{R_a}{D} \cdot \frac{P}{P_0} \right) v_1 \quad (14)$$

结合 WYLIE 等^[15]所建立的声谐振系统数学模型,风琴管喷嘴内由于水声谐振作用而引起的压力脉动水头增量为:

$$H_2 = k_3 \left(\frac{D}{L} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_a}{D} \right)^{k_4} \cdot \frac{P}{\rho g} \quad (15)$$

风琴管喷嘴具有较强的空化作用,而空化射流的冲击压力大于连续射流冲击压力,基于 JOHNSON 等^[16]推导的等温压缩条件下空化射流冲击压力公式,可得到射流由于空化作用而增加的压力水头

$$H_3 = \frac{\exp \left(\frac{2}{3} \cdot \frac{S}{D} \cdot k_5 \right)}{6.35} \cdot \frac{P}{\rho g} \quad (16)$$

当靶距大于射流核心段时,根据射流轴向速度衰减规律可得射流的动能损失水头

$$H_4 = k_6 \left(1 - \frac{13.2 \cdot \frac{d}{2}}{S + 2d} \right) \cdot \frac{v_2^2}{2g} \quad (17)$$

在风琴管喷嘴谐振腔内, 压力共振波通过对射流的“完全阻断”、“部分阻断”及“不阻断”的调制形成脉冲射流^[5]。因此, 在压力脉动波峰时, 射流增加的能量为压力波在压力脉动波谷存储能量的释放。忽略热传递导致的能量损失, 根据能量守恒定理可知

$$\frac{P_{\max}}{\rho g} = \frac{P}{\rho g} - h_f - h_j - H_4 + H_1 + H_2 + H_3 \quad (18)$$

将式(10)~(17)代入式(18)并化简可得

$$\begin{aligned} \frac{P_{\max}}{\rho} = & \frac{P}{\rho} - \frac{8g}{\left(\frac{D}{k_1 R_a}\right)^2 \cdot \left(\frac{D}{4}\right)^{1/3}} \cdot \frac{L}{D} \cdot \frac{v_1^2}{2} - 0.5 \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \right) \frac{v_1^2}{2} - \\ & k_6 \left(1 - \frac{13.2 \cdot \frac{d}{2}}{S + 2d} \right) \cdot \frac{v_2^2}{2} + c \left(1 - k_2 \frac{R_a}{D} \cdot \frac{P}{P_0} \right) v_1 + \\ & k_3 \left(\frac{D}{L} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{R_a}{D} \right)^{k_4} \cdot \frac{P}{\rho} + \frac{\exp\left(\frac{2}{3} \cdot \frac{S}{D} \cdot k_5\right)}{6.35} \cdot \frac{P}{\rho} \quad (19) \end{aligned}$$

式中, ρ 为水的密度, 取值 10^3 kg/m^3 ; g 为重力加速度, 取值 9.8 m/s^2 ; c 为振荡压力波传播速度, 取值 1400 m/s ; v_1 为谐振腔内流体流速, v_2 为喷嘴出口射流流速, 且 $v_2 = \sqrt{\frac{2P}{\rho}}$, $v_1 = \frac{A_2}{A_1} v_2$; d 为喷嘴出口直径; A_1 为喷嘴谐振腔横截面积, A_2 为喷嘴出口横截面积; P_0 为当地大气压强, 取值 0.1 MPa ; k_1 、 k_2 、 k_3 、 k_4 、 k_5 、 k_6 为待定系数。

将常量代入式(19)并根据试验所得数据, 在 1stOpt 软件中运用 Levenberg-Marquardt+Universal Global Optimization 优化算法对曲线进行拟合, 得到系数 k_1 、 k_2 、 k_3 、 k_4 、 k_5 、 k_6 分别为 166.34、-2.38、-21.2、0.167、-0.052、0.46。将系数代入式(19)并简化, 可得压力脉动峰值 $P_{\max}$ 随入口压力 P , 粗糙度 R_a 以及靶距 S 变化关系的初步数学模型为

$$\begin{aligned} P_{\max} = & P - \frac{4.4 \times 10^5 g}{\left(\frac{D}{R_a}\right)^2 \cdot \left(\frac{D}{4}\right)^{1/3}} \cdot \frac{L}{D} \cdot \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 P - 2 \left(1 - \frac{A_2}{A_1} \right) \times \\ & \left(\frac{A_2}{A_1}\right)^2 P - 0.92 \left(1 - \frac{16.6d}{S + 2d} \right) P + c \left(1 + 2.38 \frac{R_a}{D} \cdot \frac{P}{P_0} \right) \times \end{aligned}$$

$$\frac{A_2}{A_1} \sqrt{2P\rho} - 21.2 \left(\frac{D}{L} \right)^{1/2} \left(\frac{R_a}{D} \right)^{0.167} P + \frac{\exp\left(-0.035 \frac{S}{D}\right)}{6.35} P$$

5 结论

(1) 靶距一定时, 入口压力越大下风琴管喷嘴内表面粗糙度对射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值的影响越大; 对每种入口压力, 存在一个使得压力脉动峰值与压力脉动幅值衰减的起始粗糙度值。

(2) 风琴管喷嘴入口压力一定, 且内表面粗糙度值在某一范围时, 射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值随靶距的增大先增大后减小; 当粗糙度值超过这一范围时, 压力脉动峰值与压力脉动幅值随靶距的增加而减小。

(3) 风琴管喷嘴入口压力越大, 射流扩散角越大。在本试验条件下, 压力小于 25 MPa 时, 射流扩散角与粗糙度呈线性关系; 压力大于 25 MPa , 且粗糙度值大于 3.2 时, 射流扩散角与粗糙度呈对数关系。

(4) 对不同的工作压力, 选用合适的风琴管喷嘴内表面粗糙度值可提高射流轴心压力脉动峰值与压力脉动幅值, 并减小射流扩散角, 从而提高作业效率。

(5) 根据流体力学及水声学相关理论, 基于能量守恒定理, 建立了射流轴心压力脉动峰值 $P_{\max}$ 随入口压力 P 、喷嘴谐振腔内表面粗糙度 R_a 、靶距 S 的初步数学模型。

参 考 文 献

- [1] SHEN Zhonghou, LI Gensheng, WANG Z M, et al. New jet theory and prospects of application in drilling engineering[C]//Proc. of 13th World Petroleum Congress, Buenos Aires, 1991: 397-405.
- [2] JOHNSON V E J, CHAHINE G L, LINDENMUTH W T, et al. The development of structured cavitating jet for deep hole bits[C]//SPE 11060, 1982: 1-8.
- [3] 李根生, 沈忠厚. 自振空化射流理论与应用[M]. 东营: 中国石油大学出版社, 2008.
- LI Gensheng, SHEN Zhonghou. Theory and application of self-resonating cavitating water jet[M]. Dongying: China University of Petroleum Press, 2008.
- [4] CHAHINE G L, JOHNSON V E Jr. Mechanics and applications of self-resonating cavitating jets[C]// ASME International Symposium on Jets and Cavities, WAM, Miami, Florida, 1985: 21-35.

- [5] LIAO Zhenfang, LI Jun, CHEN Deshu, et al. Theory and experimental study of the self-excited oscillation pulsed jet nozzle[J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2003, 16(4): 379-383.
- [6] 李根生, 沈忠厚. 风琴管自振空化喷嘴的设计原理[J]. 石油大学学报, 1992, 16(5): 35-39.
- LI Gensheng, SHEN Zhonghou. Design principle of organ-pipe cavitating jet nozzle [J]. Journal of the University of Petroleum, 1996, 16(5): 35-39.
- [7] 易灿, 李根生, 张定国. 围压下自振喷嘴空化起始能力试验及应用研究[J]. 机械工程学报, 2005, 41(6): 218-223.
- YI Can, LI Gensheng, ZHANG Dingguo. Laboratory and field study of enhancing cavitating effect with self-resonating nozzle under ambient pressure[J]. Chinese Journal of Mechanical Engineering, 2005, 41(6): 218-223.
- [8] 王萍辉, 马飞. 自激振动空化射流振动分析试验[J]. 机械工程学报, 2009, 45(10): 89-95.
- WANG Pinghui, MA Fei. Vibration analysis experiment of self-resonating cavitating water jet[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2009, 45(10): 89-95.
- [9] JAVIER J. Turbulent flows over rough walls[J]. Fluid Mechanics, 2004, 36: 173-196.
- [10] WANG Chao, DING Hongbing, ZHAO Yakun. Influence of wall roughness on discharge coefficient of sonic nozzles [J]. Flow Measurement and Instrumentation, 2014(35): 55-62.
- [11] AFZAL N, ABU S. Parametric analysis of turbulent wall jet in still air over a transitional rough, with asymptotes of fully rough and fully smooth wall jet [J]. Journal of Fluids Engineering, 2013, 135: 111203-1-9.
- [12] 钟声玉, 廖其奠, 朱勇. 喷嘴结构对高压水射流性能影响的研究[J]. 水动力学研究与进展, 1987, 2(4): 42-50.
- ZHONG Shengyu, LIAO Qidian, ZHU Yong. Effect of nozzle shape on the properties of high pressure water jet[J]. Advances in Hydrodynamics, 1987, 2(4): 42-51.
- [13] 齐鄂荣, 曾玉红. 工程流体力学[M]. 武汉: 武汉大学出版社, 2005.
- QI Erong, ZENG Yuhong. Engineering fluid mechanics[M]. Wuhan: Wuhan University Press, 2005.
- [14] 易灿, 李根生. 喷嘴结构对高压射流特性影响研究[J]. 石油钻采工艺, 2005, 27(1): 16-19.
- YI Can, LI Gensheng. Study of the influence of the nozzle structure on water jet characteristics[J]. Oil Drilling & Production Technology, 2005, 27(1): 16-19.
- [15] WYLIE E B, STREETER V L. Fluid transients[M]. New York: MacGraw Hill Inc., 1978.
- [16] JOHNSON V E JR, KOHL R A. Tunnelling, fracturing, drilling and mining with high speed water jets utilizing cavitation damage[C]// Proceeding of the 1st International Symposium on Jet Cutting Technology, Coventry, England, 1972: 37-55.
-
- 作者简介: 李登, 男, 1987 年出生, 博士研究生。主要研究方向为高压自激振荡脉冲水射流。
E-mail: 2008lee@whu.edu.cn
- 康勇(通信作者), 男, 1978 年出生, 博士, 教授, 博士研究生导师。主要研究方向为水射流理论与技术。
E-mail: kangyong@whu.edu.cn