DOI: 10.3901/JME.2020.04.076

基于剪切涡流运动的自激振荡脉冲射流减阻特性*

汪朝晖^{1,2} 饶长健^{1,2} 孙 笑^{1,2} 高全杰^{1,2}

(1. 武汉科技大学冶金装备及其控制教育部重点实验室 武汉 430081;

2. 武汉科技大学机械传动与制造工程湖北省重点实验室 武汉 430081)

摘要: 流体运动特性对管道近壁面阻力变化有重要影响。以速度梯度和切应力线性表示壁面摩擦阻力, 分析了自激振荡腔室出流管道剪切涡流演变规律及圆截面涡流层次分布状态变化。采用大涡模拟数值方法, 计算得到出流管道某轴切面及法向面的瞬时速度和平均速度、不同上下游管径比下出流管道的壁面切应力以及不同长径比下出流管道的法向速度梯度。研究结果表明: 自激振荡脉冲射流流动受反向助推涡影响具有强烈三维特性, 射流流型呈现“波浪式”运动且发生周向偏转, 射流流速及流型均发生周期性波动变化; 当自激振荡腔室上下游管径比大于 1 时, 出流管道壁面切应力开始减小, 且随腔室上下游管径比增大, 切应力缩减率最大达到约 30%, 壁面摩擦阻力随之减小; 自激振荡腔室长径比在 0.55 时射流最大法向速度梯度波动幅值达到最大, 当长径比继续增大时, 出流管道内射流法向速度梯度逐渐减小, 摩擦阻力亦随之减小。研究结果可为自激振荡脉冲增输装备设计及优化提供理论基础与科学依据。

关键词: 剪切涡流; 自激振荡; 脉冲射流; 壁面切应力; 法向速度梯度

中图分类号: TP69

Drag Reduction Characteristics of the Self-excited Oscillation Pulse Jet Based on Shear Vortex Motion

WANG Zhaohui^{1,2} RAO Changjian^{1,2} SUN Xiao^{1,2} GAO Quanjie^{1,2}

(1. Key Laboratory of Metallurgical Equipment and Control Technology of Ministry of Education, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081;

2. Hubei Key Laboratory of Mechanical Transmission and Manufacturing Engineering, Wuhan University of Science and Technology, Wuhan 430081)

Abstract: The fluid motion specialty has an important influence on the resistance at the near wall surface. The frictional resistance of the wall surface is linearly represented by the velocity gradient and the shear stress. The evolution of the shear eddy current and the distribution of eddy current in the self-excited oscillation chamber are analyzed. The numerical analysis method of large eddy simulation is used to find out instantaneous and average flow speeds of an axial section and normal plane in the outflow pipe, the shear stress of the near wall surface under different upstream and downstream pipe diameter ratios, and velocity gradient of normal plane under different aspect ratios in the outflow pipe. The results show that the self-excited oscillation pulse jet flow is strongly specialty of three-dimensional affected by the reverse boost vortex, forming a “wave-like” flow and circumferential deflection, and the flow velocity and flow pattern decreases with the change of position in a pulse-like manner; when the ratio of the diameter is larger than 1, the shear stress of the near wall surface in the outflow pipe is reduced, and as the ratios of upstream and downstream pipe diameter is gradually increased, the maximum reduction rate of wall shear stress reaches about 30% and the frictional resistance of the near wall surface is decreased; the maximum normal velocity gradient fluctuates when the length-diameter ratio is 0.55. Large fluctuations occur, but as the aspect ratio continues to increase, the jet velocity gradient gradually decreases and the frictional resistance will be reduced in the outflow pipe. The research results can provide theoretical basis and scientific basis for the design of self-excited oscillation pulse drag reduction and transmission device.

Key words: shear layer; self-oscillating; pulse jet; wall shear stress; normal speed gradient

* 国家自然科学基金(51875419, 51405352)和武汉市高新技术产业科技创新团队计划(2015070504020225)资助项目。20190307 收到初稿, 20190819 收到修改稿

0 前言

高速运动流体由于表面摩擦力作用在壁面边界层中消耗大量能量。研究发现：改变射流在管道中的流体形态可以有效减小流体在管道壁面的边界阻力^[1]，而控制射流在边界层中的拟序结构可达到减阻效果^[2-3]。

改变流道结构可对湍流边界层的流动形态进行控制，有效改善壁面处的湍流阻力^[4-5]。CHOI 等^[6]通过试验发现沟槽近壁区特别是沟槽底部存在较厚的黏性底层，且沟槽面湍流边界层的黏性底层比光滑面厚，这一现象类似减阻剂形成的边界层；LIU 等^[7]采用雷诺平均 N-S 方程和 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型计算 V 型沟槽面的湍流边界层流动和黏性阻力，研究了沟槽尖峰形状和雷诺数对减阻效果的影响规律，指出沟槽尖峰处形成的二次涡是产生减阻效果的重要原因，二次涡的强弱与沟槽减阻率紧密相关；PAN 等^[8]提出了“微型空气轴承”减阻机理，因小涡本身具有旋转涡能，可像空气轴承对临界流体起加速作用，所以在湍流边界层底部按一定间距设计尺寸合理的横向空腔小沟槽“锁住”流动小涡。研究结果表明：改变流体流动形态，可增加黏性底层厚度并生成二次涡，使流体不与壁面直接接触，流体在“涡上流动”是达到管道减阻效果的有效措施之一。

脉动流具有复杂的流动形态，通过控制其脉冲形式可在一定程度上达到减阻增输效果^[9]。廖振方等^[10]对天然气管道脉冲装置进行了设计和现场试验，证实脉冲装备可显著提高管道输气量；宁涛等^[11]对圆管内脉动湍流进行了大涡模拟，发现振荡效应能改变脉动流的边界层特性，减阻效果较好，脉动幅值为 5.5 时达到最佳减阻率 25%；汪健生等^[12]应用大涡模拟方法对小尺度开缝圆柱涡流发生器强流动减阻机理进行了研究，发现卡门涡街式尾迹流与壁面边界层的相互作用能明显改变湍流边界层的拟序结构，间隙比为 6.0 时，减阻效果最佳。研究表明：控制脉冲射流行为可使流体在边界层中的流动形态发生改变，从而达到较大减阻增输效果。

根据 HELMHOLTZ 空腔模型设计得到的自激振荡腔室可产生较强脉冲射流，且自激振荡腔室的“变脉冲流”特性能有效改善出流管道内的流体形态，加强涡运动变化^[13-14]。本文以自激振荡脉冲射流为研究对象，采用大涡模拟方法分析不同结构参数下的自激振荡腔室在气体管道运输中的流动特性及减阻效果，研究结果将为自激振荡脉冲减阻增输装置设计提供理论基础及科学依据。

1 自激振荡腔室剪切涡流运动

涡量场在黏性流动特别是分离流动时会演化成离散的旋涡，旋涡是涡量聚集的涡结构，其形成的主导因素为流体黏性摩擦。涡量来源于流场存在的速度梯度，是描述有旋流动的重要物理量之一。

不同于平直管道的分离射流，具有特殊腔室结构的自激振荡射流为有限空间射流。高速气流自上游入流管道进入自激振荡腔室后同腔内静止气流出现湍流混合，产生能量交换，形成湍流剪切层。同时，受压力扰动波影响，腔室内旋涡发生脉动周期为 T 的分离、汇聚和脱落等现象，导致下游出流管道内流体呈现脉冲状态并使得流体流速急剧变大，形成自激振荡脉冲射流。气体射流经过自激振荡腔室产生的剪切层使腔室壁面低速带黏性底层厚度增加，由于气体同气体间的切应力远小于气体同固体壁面间的摩擦阻力，气-气形成的强剪切层受腔室结构影响更大。自激振荡腔室出流管道剪切涡流演变如图 1 所示。

图 1 自激振荡腔室出流管道剪切涡流演变

自激振荡腔室特殊结构导致出流管道内流体流动状态发生改变，剪切层及回流区的存在使出流管道壁面附近产生大量连续的剪切涡流，因涡流周向流动与中心脉动主射流流动方向相反并发生剪切，形成反向助推涡。自激振荡脉冲效应形成的反向助推涡产生周向挤压，使出流管道边界层状态发生改变，有利于提高流体减阻效果。

自激振荡腔室出流管道中单位面积上的切应力 τ 为

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} \quad (1)$$

式中， μ 为内摩擦因数(黏滞系数)； du/dy 为速度梯度，表示沿垂直于速度方向 y 的变化率。可以看出：切应力同速度梯度呈正比。

如图 2 所示，考虑流体在靠近管道壁面处为层流流动，则其壁面摩擦阻力 F 为

$$F = \tau \pi dl \quad (2)$$

式中, d 为管道直径, l 为管道长度。当管道直径和长度一定时, 管道壁面摩擦阻力和壁面切应力呈正比, 则摩擦阻力和速度梯度呈正比。故本文以速度梯度和管道壁面切应力线性表示流体壁面摩擦阻力。

自激振荡腔室下游流道圆截面涡流层次分布状态如图2所示, 其中I区为壁面、II区为低速带、III区为高速带。在与流体流动方向垂直的径向方向上, 近壁区聚集的反向助推涡因其周向运动, 损失部分能量形成低速带。因高速带脉冲主射流流速极大, 与低速带形成速度差, 发生剪切作用, 导致高速带与低速带临界处产生周向挤压, 使得径向流速逐渐增大, 最终速度增量趋于稳定。结合图1轴向反向助推涡运动可见: 反向助推涡不仅可使管道内脉冲主射流沿流动方向加速, 其径向方向也可获得加速效果并产生周向挤压, 形成减阻效果, 最终使得主射流流体在反向助推涡的夹带下被高速“挤出”射流场。

图2 自激振荡腔室下游流道圆截面涡流层次分布状态

2 控制方程

自激振荡射流剪切层中湍流变化的主要形式为涡结构的合并、运动及脱落。大涡模拟是一种介于直接数值模拟和Reynolds平均之间的湍流数值模拟方法, 能捕捉到非稳态大尺度涡结构变化。因此, 采用大涡模拟求解自激振荡腔室内周期性瞬时涡结构变化。

大涡模拟方法利用滤波函数过滤掉湍流瞬时运动中尺度比滤波函数小的涡环, 得到大涡流动的运动方程, 采用附加应力项亚格子尺度模型对小涡进行计算, 在非定常 Navier-Stokes 方程基础上进行

Favre 滤波后得到可压缩理想气体的连续性方程、动量方程、能量方程^[15]

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i) = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_i \bar{u}_j) + \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{u}_i) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \bar{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \bar{u}_j \bar{h}) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} q_{sgs} - \bar{q}_r \quad (5)$$

式中, “ $\bar{\cdot}$ ” 为 Favre 滤波后的场变量; t 为时间; $\bar{\rho}$ 为空间上统计平均密度; u 为速度分量, 其中的 i, j 为张量指标; μ 为动力黏性系数; p 为压力, $p = \bar{\rho} R_{\text{gas}} T$; R_{gas} 为通用气体常数; T 为温度; h 为焓; q_{sgs} 为亚网格尺度热流; Pr 为 Prandtl 数; q_r 为辐射源项; τ_{ij} 为亚网格尺度应力, $\tau_{ij} = \bar{\rho} (\bar{u}_i \bar{u}_j - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ 。

根据 Smagorinsky 提出的基本涡黏系数模型为

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \tau_{kk} \delta_{ij} = -2 \mu_t S_{ij} \quad (6)$$

式中, τ_{kk} 为各向同性的亚网格应力; δ_{ij} 为 Kroneker 符号, 当 $i=j$ 时, δ_{ij} 为 1, 当 $i \neq j$ 时, δ_{ij} 为 0; S_{ij} 为滤波后的变形速率张量, $S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)$; μ_t 为涡黏系数。

3 有限元模型

3.1 模型结构及关键参数

自激振荡腔室出流管道脉冲主射流可看做是由不同结构及尺度的旋涡组成的流动, 具有三维非稳态不规则特性, 流动过程中各物理量均随时间变化而变化, 其脉动特性主要由如图3所示的自激振荡腔室结构和关键参数决定^[16]。关键结构参数如下: 上喷嘴入口前直管道管径 d ; 上喷嘴入口流道直径 d_1 ; 下喷嘴出口管道直径 d_2 ; 圆锥形收缩管夹角 α_1 ; 圆锥形扩散管夹角 α_2 ; 下喷嘴碰撞壁夹角 α_3 ; 自激振荡脉冲腔室长度 L ; 自激振荡脉冲腔室直径 D_T 。

图3 自激振荡腔室结构示意图

依据自激振荡腔室结构和关键参数, 自激振荡腔室量纲一结构参数取值范围如表 1 所示。

表 1 自激振荡腔室量纲一参数确定

腔室量纲一参数	取值范围
上喷嘴入口前直管道管径 d /上喷嘴入口流道直径 d_1	2.5
上喷嘴入口流道直径 d_1 /下喷嘴入口直径 d_2	0.6~1.4
自激振荡脉冲腔室长度 L /自激振荡脉冲腔室直径 D_T	0.45~0.65
圆锥形收缩管夹角 $\alpha_1/(\circ)$	15
圆锥形扩散管夹角 $\alpha_2/(\circ)$	120
下喷嘴碰撞壁夹角 $\alpha_3/(\circ)$	20

3.2 网格划分及无关性验证

本文利用 FLUENT 软件采用大涡模拟的数值研究方法, 计算模型采用可压理想气体, 时间项为二阶隐式格式, 对流项和扩散项均为二阶迎风格式。模型各截面及边界条件如图 4 所示, 计算域的坐标原点为上游入流管道的圆心处。为得到壁面边界层的平均切应力变化, 对上、下游管道内壁面进行网格加密, 出流法向截面及中心轴切面的网格划分如图 5 所示。根据实际上下游管道的压力值, 确定上游入口压力为 101 325 Pa, 下游出口压力为 84 300 Pa, 分别计算网格数为 1 865 920、2 496 000 及 4 100 238 六面体结构化网格 0.5 s 后的轴向压力变化, 得到如图 6 所示的网格无关性验证计算图, 结果发现网格的变化对计算影响较小。综合考虑计算耗时和求解精度, 最终确定 2 496 000 网格数的网格模型。

图 4 模型各截面及边界条件

(a) 出流法向截面

(b) 中心轴切面

图 5 网格划分

图 6 网格无关性验证

4 计算结果与分析

4.1 速度与流型

流体流经自激振荡腔室后, 由于强剪切力作用及碰撞壁造成垂直方向上的扰动, 形成自激振荡脉冲射流, 中心流体流速得到急剧提高, 下游管道近壁面剪切层出现类似卡门涡街圆柱绕流的尾流涡, 流体流动变化主要集中于中心轴切面。出流管道内流体流速周期性变化, 又因近壁面流速较低, 与中心高速主射流形成速度差, 进而形成反向助推涡。

中心轴切面瞬时速度分布如图 7 所示, 出流法向截面瞬时速度分布如图 8 所示。可以看出: $T/4$ 时腔室流道出口处受尾迹涡流影响形成尾流涡反向助推涡, 近壁区涡环对称放大, 流型向内挤压, 中心高速带流速在 170~180 m/s, 壁面低速带流速在 10~50 m/s; 此时出流管道内中心流型受近壁面处反向助推涡影响, 呈波纹状流动形成类似带齿转轮的流型, 中心流速达 120 m/s; $T/2$ 时尾迹涡流移至扩散管入口, 流型向内挤压, 中心高速带流速达最大约 180 m/s, 并在两侧反向助推涡夹带下流出扩散

管。 $y>0$ 方向, 流型向上抬升, 形成“波浪式”流动, 出流法向截面上整体流型发生改变, 流型开始偏向 $z>0$ 方向, 中心流速为 100 m/s; $3T/4$ 时尾流涡从扩散管流向下游出流管道, 近壁区反向助推涡作用加强, 中心高速带向内挤压更明显, 流体最大速度区域不断向管道下游运动。出流法向截面上中心高速带流型受涡流影响产生向 $z<0$ 方向偏转的趋

势; T 时流体最大速度区域运动至流场出口, 流型受反向助推涡影响再次形成“波浪式”流动。在出流法向截面, 整体流型已偏向于 $z<0$ 方向。可见流体流经过自激振荡腔室后, 初始射流整体流型沿 $y>0, z>0$ 方向流动, 其流型受反向助推涡影响具有强烈的三维特性, 并在周向方向上发生偏转, 且产生周期性“波浪式”流动。

图 7 中心轴切面瞬时速度分布

图 8 出流法向截面瞬时速度分布

$T/4$ 时初始射流中心轴切面平均速度变化如图 9 所示。可以看出： $y=0.01\sim 0.38$ m 内射流平均速度波动最为剧烈，这是由于涡环主要集中在 $y>0$ 方向，射流平均速度发生 $40\sim 110$ m/s 的波动跳跃。同时中心高速带随位置变化发生脉冲式的自激振荡现象，当 $x/d_1=8.6\sim 9.6$ 时，中心高速带平均速度从 115 m/s 增大到 170 m/s；而当 $x/d_1=9.8$ 时，中心高速带平均速度减小至 155 m/s，发生脉动式变化。可见：出流管道内不仅流速沿轴向发生脉冲式波动，

图 9 初始射流中心轴切面平均速度变化

图 10 不同上下游管径比下涡量等值线分布

流道内主射流流型随流体掺混情况改变而改变，规则流型可减小主射流与壁面边界层间的摩擦阻力。不同上下游管径比下壁面切应力变化如图 11 所示。无自激振荡腔室流道中，壁面切应力随轴向位置变化平稳下降；自激振荡腔室流道中，壁面切应力开始发生波动变化。 $d_2/d_1<1$ 时，管道内部小尺度涡流掺混现象较为严重，流动的无序混乱状态使得壁面切应力剧烈增大，出流管道内射流阻力随之增大； $d_2/d_1\geq 1$ 时，自激振荡流道壁面剪切应力基本稳定且小于无自激振荡腔室流道。结合图 10 可知，随 d_2/d_1 逐渐增大，流道内流体掺混减少，流型逐渐规则，此时壁面切应力亦呈现周期性变化并开始逐渐减小，缩减率最大达到约 30%。可以看出：随 d_2/d_1 逐渐增大，无规则湍流掺混现象得到明显改

其流型也发生周期性波动变化。

4.2 壁面切应力

流体流经自激振荡腔室后，流型受涡流影响较大，故利用涡量等值线为判断依据获得出流管道内射流流型变化规律。不同上下游管径比下涡量等值线分布如图 10 所示。流体进入腔室后的扰动失衡主要发生在腔室中部，到达碰撞壁后发生回弹现象，流体流型整体变化较为规律。当上下游管径比 $d_2/d_1=0.6$ 时，出流管道内湍流紊乱严重，中心流束充满小尺度紊乱涡流，流动呈无序混乱状态，未表现出脉冲形态；当 $d_2/d_1=0.8$ 时，自激振荡腔室中心流束受紊乱涡流影响明显减少；当 $d_2/d_1=1.0$ 时，紊乱涡流对腔室内中心流束影响减小，出流管道内流型呈波浪形流动但并不明显；当 $d_2/d_1=1.2$ 时，腔室内中心流束受压力波动影响较大，流体从腔体中部开始波动，下游流型受边界涡流影响呈肋条状，波浪形流动更加明显；当 $d_2/d_1=1.4$ 时，流体中紊乱涡流减少，流动呈有序状态，流型规则，但由于 d_2/d_1 逐渐增大，中心流束对两侧涡旋的空间产生挤压，下游流体受涡流影响开始减小，流体速度脉冲幅值减小。

善，壁面处切应力呈周期性脉冲变化且逐渐变小，壁面摩擦阻力亦随之减小。

图 11 不同上下游管径比下壁面切应力变化

4.3 法向速度梯度

流体间的剪切应力同法向速度梯度成正比。普通长直管道与不同长径比自激振荡腔室的法向速度梯度变化如图 12 所示。同工况下,普通长直管道的法向速度梯度随量纲一位置参数的增大而平稳下降,其法向速度梯度在 $5.0 \times 10^4 \sim 1.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$,而自激振荡腔室下游出流管道法向速度梯度分布在 $5.0 \times 10^4 \sim 7.5 \times 10^4 (1/\text{s})$ 。最大剪切力形成方式从固体壁面与高速气体射流产生的摩擦力引起的壁面切应

力变为自激振荡腔室内气体与气体之间形成的强剪切力。管道内壁面的低速带黏性底层厚度增加,流阻减小。当 $x/d_1=8 \sim 10$,自激振荡腔室法向速度梯度小于普通长直管道。较密段分布的法向速度梯度基本无变化,较疏段分布的法向速度梯度小于腔室内部的法向速度梯度,这是由于该段的最大剪切力主要由提前产生的剪切层引起;当 $x/d_1 < 7$ 时,法向速度梯度均沿 $du/dy=0$ 对称分布,而在出流管道中,法向速度梯度发生较大波动变化。

图 12 普通长直管道与不同长径比自激振荡腔室的法向速度梯度变化

当 $L/D_1=0.45$ 时,法向速度梯度变化不明显,这是由于腔室长径比较小时,腔室内的大涡对剪切层中的涡流影响较小,单位流体之间的切应力受剪切层影响较大,剪切层波动较小引起流体的法向速度梯度变化较小;当 $L/D_1=0.50 \sim 0.55$ 时,最大法向速度梯度呈波动变化,此时腔室内的大涡对剪切层产生较大影响,剪切层在管道后流段形成类似卡门涡街圆柱扰流的变化,流体之间的剪切力受尾流的影响发生周期性变化,法向速度梯度波动幅值在

$L/D_1=0.55$ 时到达最大;当 $L/D_1=0.60 \sim 0.65$ 时,最大法向速度梯度先增大而后逐渐减小。当 L/D_1 继续增大时,射流法向速度梯度持续减小,流体黏性底层逐渐加厚,流阻随之减小。

5 结论

(1) 自激振荡脉冲射流流动受反向助推涡影响具有强烈三维特性,射流流型呈现“波浪式”运动

且发生周向偏转, 射流流速及流型均发生周期性波动变化。

(2) 自激振荡腔室上下游管径比小于 1 时, 射流处于强紊乱状态, 此时壁面切应力远大于稳定连续射流, 摩擦阻力增大; 上下游管径比大于 1 时, 出流管道内流体“波浪形”流动明显且流型规则, 壁面切应力呈周期性脉冲变化且逐渐减小, 缩减率最大达到约 30%, 摩擦阻力随上下游管径比增大而随之减小。

(3) 自激振荡流道壁面剪切应力小于普通长直管道, 当腔室长径比达到 0.50 时射流最大法向速度梯度呈波动变化, 波动幅值在 0.55 时达到最大; 随腔室长径比持续增大, 射流最大法向速度梯度持续减小, 流体黏性底层逐渐加厚, 流阻随之减小。

参 考 文 献

- [1] HOUG G R. Drag characteristics of v-groove and transverse curvature riblets[J]. AIAA, 1980, 72(3): 168-184.
- [2] MARTIN S, BHUSHAN B. Fluid flow analysis of a shark-inspired microstructure[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 756(4): 5-29.
- [3] BIXLER G D, BHUSHAN B. Fluid drag reduction with shark-skin riblet inspired microstructured surfaces[J]. Advanced Functional Materials, 2013, 23(36): 4507-4528.
- [4] 曲延鹏, 李春峰, 隋荣娟, 等. 自激脉冲喷嘴结构参数对涡环影响的数值分析[J]. 山东大学学报, 2006, 36(2): 17-21.
QU Yanpeng, LI Chunfeng, SUI Rongjuan, et al. The numerical analysis on structural parameters of self-excited pulsed jet to the eddy ring[J]. Journal of Shandong University, 2006, 36(2): 17-21.
- [5] 朱自强, 鞠胜军, 吴宗成. 层流流动主/被动控制技术[J]. 航空学报, 2016, 37(7): 2065-2090.
ZHU Ziqiang, JU Shengjun, WU Zongcheng. Laminar flow active/passive control technology[J]. Acta Aeronautica ET Astronautica Sinica, 2016, 37(7): 2065-2090.
- [6] CHOI K S. Near-wall structure of a turbulent boundary layer with riblets[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1989, 208(208): 417-458.
- [7] LIU Z H, DONG W C, XIONG Y, et al. Analysis on factors and mechanism of drag reduction by grooved surface[J]. Journal of Ship Mechanics, 2007, 11(6): 820-831.
- [8] PAN J. The experimental approach to drag reduction of the transverse ribbons on turbulent flow[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 1996, 14(3): 304-310.
- [9] 齐中阳. 平板湍流边界层测量及脉冲射流执行器研发[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2014.
QI Zhongyang. Flat plate turbulent boundary layer measurement and pulse jet actuator development[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2014.
- [10] 廖振方, 潘志敏, 李晓红. 管道增输器的数值模拟与现场试验[J]. 重庆大学学报, 2010, 33(7): 49-52.
LIAO Zhenfang, PAN Zhimin, LI Xiaohong. Numerical simulation and on-site test of an increasing pipe gas delivery capacity device[J]. Journal of Chongqing University, 2010, 33(7): 49-52.
- [11] 宁涛, 顾春伟. 基于大涡模拟的圆管脉动湍流减阻数值分析[J]. 清华大学学报, 2017, 57(5): 511-515.
NING Tao, GU Chunwei. Numerical analysis of the drag reduction for turbulent pulsating pipe flows based on large eddy simulations[J]. Journal of Tsinghua University, 2017, 57(5): 511-515.
- [12] 汪健生, 王晓, 朱强, 等. 湍流边界层内钝体扰流的流动与传热特性[J]. 机械工程学报, 2015, 51(24): 168-176.
WANG Jiansheng, WANG Xiao, ZHU Qiang, et al. Flow and heat transfer characteristics of flow past the bluff body in turbulent boundary layer[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2015, 51(24): 168-176.
- [13] 方珍龙, 康勇, 王晓川, 等. 腔径比对亥姆赫兹自振射流性能影响[J]. 浙江大学学报, 2016, 50(11): 2100-2106.
FANG Zhenlong, KANG Yong, WANG Xiaochuan, et al. Numerical investigation of cavity diameter ratio influence on helmholtz oscillation water jet[J]. Journal of Zhejiang University, 2016, 50(11): 2100-2106.
- [14] 汪朝晖, 胡亚男, 廖振方, 等. 基于自激振荡脉冲效应的雾化喷嘴出口流道空化特性研究[J]. 机械工程学报, 2016, 52(14): 204-212.
WANG Zhaohui, HU Yanan, LIAO Zhenfang, et al. Cavitation characteristic study on the outlet channel of atomization nozzle based on the self-excited oscillating pulse effects[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2016, 52(14): 204-212.
- [15] GARNIER E, ADAMS N, SAGAUT P. Large eddy simulation for compressible flows[J]. Scientific Computation, 2001, 12(10): 1745-1746.
- [16] 汪朝晖, 饶长健, 高全杰, 等. 基于瞬时涡量助推效应的自激振荡腔室脉动研究[J]. 机械工程学报, 2018, 54(14): 207-214.
WANG Zhaohui, RAO Changjian, GAO Quanjie, et al. Study on the pulsation of self-excited oscillation chamber

based on instantaneous vortex boosting effect[J]. Journal of Mechanical Engineering, 2018, 54(14): 207-214.

作者简介: 汪朝晖, 男, 1981 年出生, 博士, 教授, 博士研究生导师。主要研究方向为自激振荡脉冲射流理论及新技术。

E-mail: zhwang@wust.edu.cn

饶长健, 男, 1993 年出生, 硕士研究生。主要研究方向为多相流及湍流

流动机理。

E-mail: 1161898629@qq.com

孙笑, 女, 1993 年出生, 硕士研究生。主要研究方向为流体机械设计理论及方法。

E-mail: 872264283@qq.com

高全杰, 男, 1963 年出生, 教授, 博士研究生导师。主要研究方向为先进机械装备创新设计及应用。

E-mail: gaoqj6328@126.com

第 9 届上银优秀机械博士论文奖——铜奖

激光内送粉悬臂结构及变线宽高变量成形方法研究

作 者: 石拓

毕业学校: 西安交通大学

指导教师: 卢秉恒

金属零构件的增材制造是需求紧迫、技术难度大的前沿研究方向。激光熔覆成形(Laser cladding forming, LCF)是实现金属及合金零构件直接 3D 成形和修复再制造的重要技术。LCF 为无支撑自由成形, 目前普遍采用平行分层、定向堆积、等颗粒、等线条组装, 工艺参数相对固定的传统方法, 具有“定量成形”的特征。定量成形简单易行, 对工艺、喷头、控制的要求不高, 但难以避免“台阶效应”、堆高误差等问题; 特别对各种复杂形体与表面, 如悬垂、空腔、封闭、变宽/高结构, 空间立仰面等的成形一般还难以实现。由于其在成形稳定性、精度、复杂度方面与需求尚存在较大差距, 极大地制约了 LCF 技术的发展。

本文提出并定义 LCF “变量成形”新概念与方法。其主要内涵包括颗粒或线条尺寸等组装单元几何特征量可变; 分层方向、喷头姿态、扫描速度等参数可变; 生长方向、堆积高(宽)度等被控参量可控。将成形组装单元抽象为 3 种基本特征结构: 非对称、不等高和不等宽单元。研发和构建了以光内送粉喷头为核心部件, 闭环测控为核心方法的实验系统, 以较高的光粉空间耦合质量与控制精度支持了变量成形过程的实现。

论文分析并初步形成了空间倾斜基面悬挂熔池形貌变化的动静态数学模型, 给出了稳定悬挂的条件, 探索了空间熔池形貌的控制和优化途径。研制了 LCF 堆高传感器及闭环定距控制软硬件系统, 实现了单道堆高的闭环控制。研究发现以扫描速度作为输入量的堆高阶跃响应具有良好的控制性能和鲁棒性。

重点研究了非对称、不等高、不等宽 3 种基本单道及其组装特征结构变量成形的原理和方法。通过喷头变姿态堆积, 成功成形了大倾角弯曲悬垂结构。成形件表面无“台阶”痕迹。通过多段可控高、宽单道的组合来趋近不等高(宽)单道形貌, 成形了不等高单元组成的扇形结构、不等宽单元组成的变厚结构。以这三种基本特征结构为基础, 可以组合成形出各种复杂异形结构。

本文以 LCF 变量成形方法实现了大角度扭曲和变宽叶片、150°大仰角结构、内流道、闭式叶轮等异形结构的成形, 最佳表面粗糙度可达 $Ra\ 0.8\ \mu\text{m}$ 。成形效率、精度、质量和稳定性均得到明显提高, 组织及性能符合要求, 其中部分已实现了工程应用。本文研究对丰富金属增材制造理论方法体系, 促进 LCF 技术的提升与更大范围应用具有重要意义。