

单股自由圆射流撞壁雾化实验

吴凌峰^{1,2}, 杨成虎^{1,2}, 姚 锋^{1,2}, 周文元^{1,2}

(1. 上海空间推进研究所, 上海 201112; 2. 上海空间发动机工程技术研究中心, 上海 201112)

摘 要: 利用直流撞击式喷注器组织燃烧的发动机推力室喉部材料耐温极限制约了发动机燃烧效率提升, 一种新型高性能直流冷壁式喷注器可以解决这一问题, 为了指导这种新型喷注器的设计, 从射流撞击雾化实验出发, 探索了圆射流撞壁雾化规律。采用高速摄影捕获溅射雾化场整体形态, 利用收集法测量溅射雾化率, 选用 PDA 和 PIV 分别测量溅射液滴粒径及速度矢量。研究表明: 射流撞壁后存在溅射, 溅射液滴局部呈现螺旋状, 液滴粒径为几十微米量级, 溅射雾化率随撞击距离的变化规律可分为 4 个典型阶段: 初始段、发展段、稳定段、衰减段, 湍流动能为溅射雾化率的决定因素。

关键词: 雾化规律; 撞壁溅射; 圆射流; 机理分析; 雾化特性

中图分类号: V433.9 **文献标识码:** A **文章编号:** 1672-9374(2020)01-0044-08

Atomization experiment of single free circular jet impinging against wall

WU Lingfeng^{1,2}, YANG Chenghu^{1,2}, YAO Feng^{1,2}, ZHOU Wenyuan^{1,2}

(1. Shanghai Institute of Space Propulsion, Shanghai 201112, China;

2. Shanghai Engineering Research Center of Space Engine, Shanghai 201112, China)

Abstract: The temperature resistance limit of the throat material of the engine thrust chamber, which applies the simple orifice injector to organize the combustion, restricts the improvement of engine combustion efficiency. A new high-performance cold wall injector can be used to solve this problem. In order to guide the design of this new type of injector, a jet impact atomization experiment was carried out to investigate the atomization law of the circular jet against wall. High-speed photography was used to capture the phenomenon of spluttering atomization field, and the spluttering atomization rate was measured with the collection method. In addition, PDA and PIV were used to measure the particle sized and velocity vector of the spluttering droplets. The results show that there is spluttering after the jet impinges against the wall, and of the spluttering drops are spiral in part, and the droplet size is at the range of several tens of microns. The variation of the spluttering atomization rate with the impact distance can be divided into four typical stages: the initial stage, the development stage, the stable stage and the attenuation stage. The turbulent kinetic energy is the determinant of spluttering atomization rate.

收稿日期: 2019-04-27; 修回日期: 2019-06-01

基金项目: 国家装备预先研究项目(30508040301)

作者简介: 吴凌峰(1993—), 男, 硕士, 研究领域为液体火箭发动机雾化

Keywords: atomization law; spluttering against wall; circular jet; mechanism analysis; atomization characteristics

0 引言

推进剂通过喷注器的雾化状态直接影响液体火箭发动机的燃烧效率。利用直流撞击式喷注器组织燃烧的发动机喉部材料耐温极限制约了其燃烧效率的提升,为解决这一问题,从射流撞击雾化实验出发,探索一种新型高性能直流冷壁式喷注器。掌握单股射流撞壁雾化规律和机理对该新型直流冷壁式喷注器设计具有重要的指导意义,单股射流撞击壁面雾化的研究主要围绕液膜直接破碎雾化和溅射雾化两种方法展开。

Dombrowski 等^[1]用静止反对称波理论推导出液膜破碎长度计算公式,与文献[2-3]实验结果不一致,Ahmad 等^[4]根据实验规律,将液膜破碎长度分为增加段和减小段,分别给出了经验公式。Inamura 等^[5]根据壁面边界层理论,对斜射流撞击壁面过程进行相关简化,推导出液膜厚度和速度的表达式。液膜厚度和速度对于撞击雾化液滴的预测起着非常重要的作用,学者们从理论、实验、仿真3个方面对其进行了研究^[6]。液滴平均直径可作为反映雾化质量的参数之一,Mahmoud 等^[7]研究分析的结果表明液滴尺寸取决于液膜破碎类型。Ahmed 等^[8-9]指出,液膜破碎计算公式中系数由液膜破碎机制决定,随着 Re 增加,液膜破碎机制可依次分为:空气动力学不稳定、层流边缘脱落、湍流边缘脱落、穿孔破碎,分别对应4种不同类型的液膜形态——轮辋型、开放轮辋型、周期性液滴型和完全雾化型。

喷注器孔径、射流速度和撞击角度等设计参数是喷注器设计的关键参数,对雾化质量的影响至关重要,石少平^[10]对撞击雾化液滴的索太尔平均直径进行理论计算,得到了各因素对雾化液滴粒径的影响规律。姚党伟等^[11]、李佳楠等^[12]、郑刚等^[13]通过数值计算,分别给出了喷注器孔径、射流速度和撞击角度对液滴直径的影响规律。此外,刘焜等^[14]通过分析 PDA 测量的不同模拟燃烧室内撞击雾化液滴直径,发现发动机燃烧室压力增大会导致液滴平均质量直径减小。李佳楠^[15]等配制不同黏度的

蔗糖溶液,研究黏度系数与雾化质量的关系。杨顺傑^[16]研究了重力效应对液膜的影响。

目前对射流撞击壁面的研究主要是关于液膜雾化,对射流撞壁溅射雾化的研究较少。射流速度、喷注器孔径、撞击角度等多因素对撞击雾化的影响规律的研究已取得较多成果,而关于撞击距离与雾化性能的关系所做的研究较少。

本文针对圆柱射流撞壁溅射雾化现象,通过实验研究和仿真分析,探究自由射流撞击壁面的溅射雾化规律和机理,为提高液体火箭发动机雾化性能和燃烧效率提供参考。

1 实验平台及测量内容

1.1 实验平台

图1展示了本文实验所用的实验平台,该平台可分成3个部分:流量供应系统(A)、流量控制系统(B)、操作台架(C)。

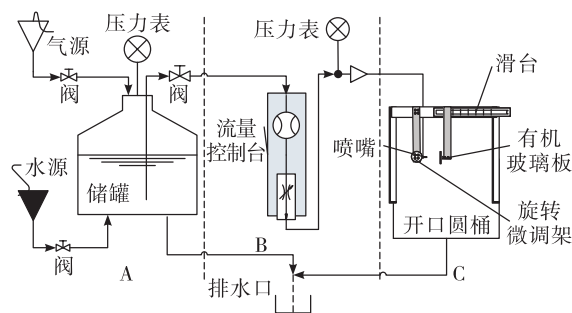


图1 实验平台结构简图

Fig. 1 Schematic of the experiment system

流量供应系统,主要是利用上海空间推进研究所已有的平台,利用高压氮气将储罐内纯净水压入管道,进入流量控制台,通过阀门控制加水、加压、供水、卸压及排水。流量控制系统由流量调节阀和流量计组成,流量计精度 0.001 g/s ,通过调控流量可以控制喷注器射流速度。实验操作台由开口圆桶、支撑架、单轴滑台、压力传感器、 360° 旋转微调架、喷嘴及有机玻璃板组成,操作台架布置如图2所示。

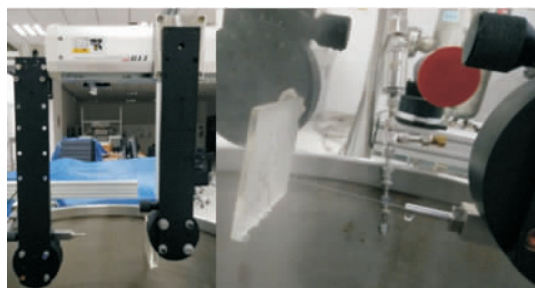


图 2 实验操作台局部图

Fig. 2 Local diagram of experiment console

360°旋转微调架用来调整有机玻璃板的角度,进而改变撞击角度,单轴滑台安装在开口圆桶上侧,用来控制有机玻璃板运动,进而控制撞击距离,其定位精度为 0.01 mm。实验用到 4 种喷注器,尺寸如表 1 所示,实物如图 3 所示(D_0 表示喷注器外径, l/D 表示喷注器长径比)。

表 1 喷嘴参数表

Tab. 1 Nozzle parameters

序号	D/mm	D_0/mm	l/D
1	0.28	5.70	6.0
2	0.32	5.88	5.8
3	0.42	5.90	5.6
4	0.60	5.84	5.7

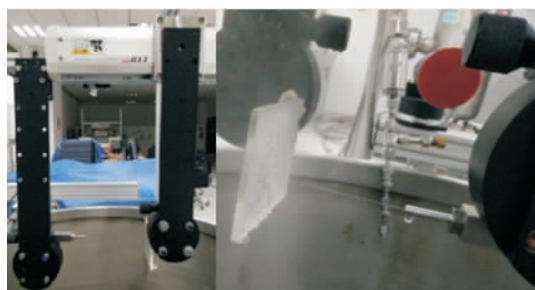


图 3 喷嘴实物图

Fig. 3 Nozzle samples

1.2 测量内容

1.2.1 溅射雾化率

溅射雾化率表征溅射雾化剧烈程度,定义式为

$$P = \frac{Q_s}{Q} \times 100\% \quad (1)$$

式中: Q_s 为溅射雾化的时均雾化量; Q 为喷注器的总流量,g/s。

射流撞击壁面后,射流液体分成了两部分,一

部分液体溅射离开壁面,另一部分形成液膜并沿壁面下沿掉落,如图 4 所示(喷嘴孔径为 0.42 mm,射流速度为 20 m/s,撞击距离为 80 mm 时,使用高速摄影拍摄的射流撞壁图片)。

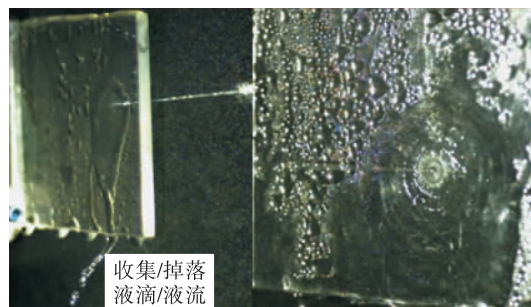


图 4 射流撞壁示意图

Fig. 4 Diagram of jet impinging against wall

使用收集法测量图 4(a)中有机玻璃板下沿掉落的液体流量,即测量未雾化的液体流量 Q_1 ,通过流量供应系统中的小流量计测量喷注器流量 Q ,可得溅射雾化的流量 Q_s 。代入公式(1)计算圆射流撞壁溅射雾化率 P 。

1.2.2 速度矢量

溅射液滴的速度矢量主要通过粒子图像速度场仪(Particle Image Velocimetry,简称 PIV)测量得到,使圆射流竖直向下喷射纯净水,并在距离喷嘴 100 mm 处放置有机玻璃板,使射流垂直撞击壁面,实验测量现场如图 5 所示。



图 5 PIV 测试实物图

Fig. 5 PIV test rig

1.2.3 液滴粒径直径

本文测量的液滴直径为索太尔平均直径 D_{32} (简称 SMD),其计算公式为

$$D_{32} = \frac{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^3 dN}{\int_{D_{\min}}^{D_{\max}} D^2 dN} \quad (2)$$

式中 N 为液滴直径为 D 时对应的液滴数目。

液滴直径通过相位多普勒粒子分析仪 (Phase Doppler Particle Analyzer, 英文缩写 PDPA 或 PDA) 测量得到, 测量平面为距有机玻璃壁面 20 mm 的竖直平面, 实验现场布置如图 6 所示。

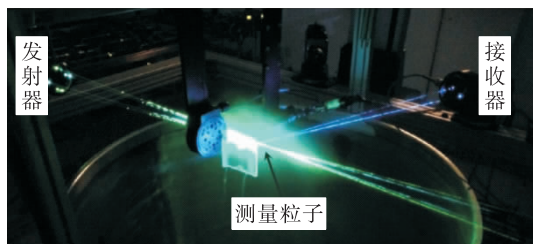


图 6 PDA 测试实物图

Fig. 6 PDA test rig

累计测量时间达到 10 s 或者累计测量粒子数达到 2 000 个, 则停止该点的数据采集; 测量平面内测量点的分布如图 7 所示, 在距离中心点 3 mm, 6 mm, 9 mm, 12 mm, 15 mm 处, 每隔 30° 布置一测量点, 共布置了 60 个测量点。

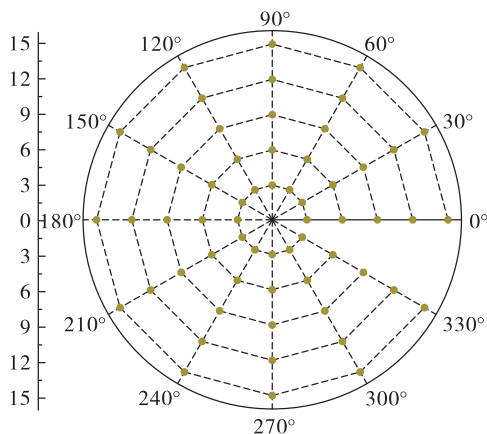


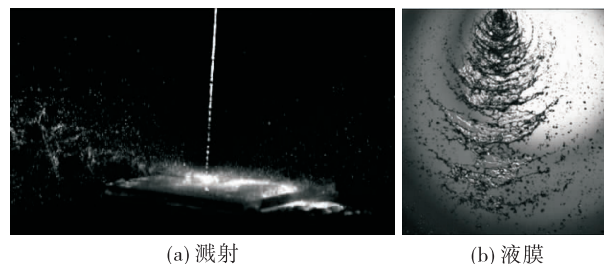
图 7 PDA 测试点分布

Fig. 7 Distribution of PDA measuring points

2 实验结果及分析

2.1 射流撞壁的形态

图 8(a) 为圆射流撞壁后溅射雾化, 图 8(b) 为圆射流撞壁形成液膜, 液膜铺展、断裂、破碎雾化^[17]。本文主要研究圆射流撞壁后的溅射雾化, 对射流撞击的液膜雾化不作研究。



(a) 溅射

(b) 液膜

图 8 射流撞壁后雾化形式

Fig. 8 Atomization shape of jet against wall

使用 PIV 测量图 8(a) 所示的速度场, 得到如图 9 所示的溅射液滴分布 (测量工况, 撞击角度 $\alpha = 90^\circ$ 、喷注器孔径 $D = 0.42$ mm、射流速度 $U = 20$ m/s), 从图 9 中可以看出, 射流撞壁雾化场的溅射液滴局部区域呈螺旋运动。

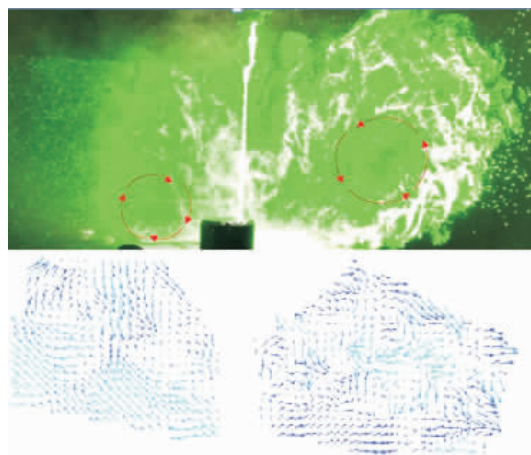


图 9 溅射雾化形态及矢量分布

Fig. 9 Atomization morphology and vector distribution of spluttering drops

使用相机拍摄不同撞击距离下的射流撞壁溅射雾化的整体形态, 如图 10 所示。

从图 10 中可以直观地看出: 在撞击距离小于 10 mm 时, 基本观察不到溅射液滴; 在撞击距离 10 ~ 50 mm 区间内, 溅射雾化液滴质量持续增加; 在撞击距离大于 50 ~ 80 mm 处, 溅射雾化液滴质量变化不大; 可以预见, 当撞击距离继续增大到某一值之后, 撞击距离增大, 溅射雾化液滴质量会随之而减小。在同一孔径下, 溅射雾化液滴质量大小可代表溅射雾化率。结合图 10 的分析, 提出了溅射雾化率随撞击距离变化的 4 个阶段曲线, 如图 11 所示。

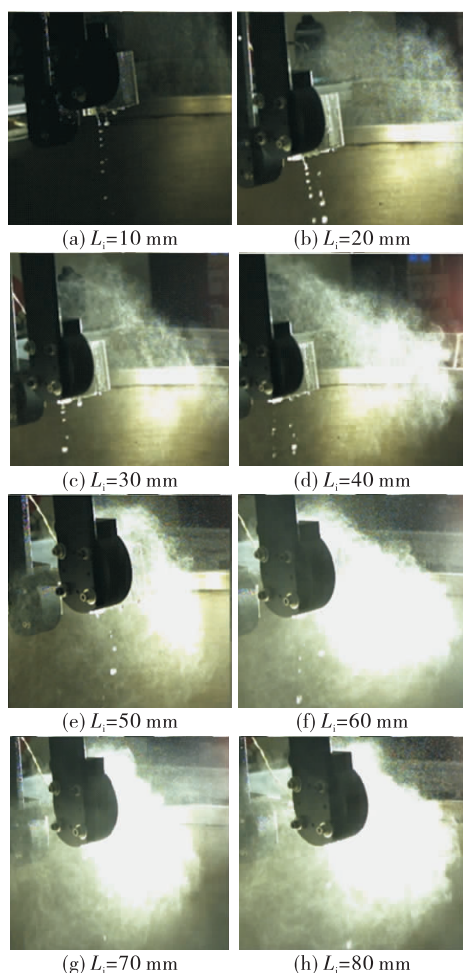


图 10 不同撞击距离下的溅射雾化图

Fig. 10 Spluttering atomization diagram at different distances

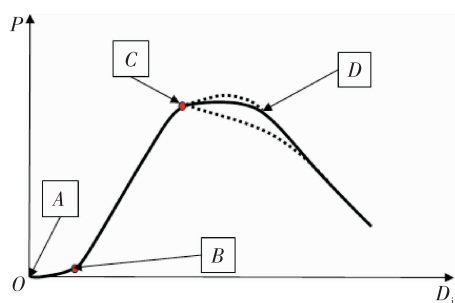


图 11 溅射雾化率随撞击距离变化的趋势图

Fig. 11 Spluttering atomization rate with impingement distance

$A-B$ 为初始段,从撞击距离 0 到初始撞击距离处,溅射雾化率较小甚至为 0,基本无溅射; $B-C$ 为发展段,从初始撞击距离处到最佳撞击距离处,溅射雾化率随撞击距离增大急剧增大; $C-D$ 为稳定

段,该段溅射雾化率基本稳定,随撞击距离增大变化不大; C 点为发展段和稳定段的转折点,在该距离处,喷嘴器获得接近最大溅射雾化率的雾化效果,为工程应用上的最佳撞击距离,故将该点撞击距离称为最佳撞击距离 L_{iB} ; D 点之后为衰减段,溅射随撞击剧烈的变化开始逐渐减弱。衰减段在发动机喷嘴器设计中不考虑,本文不作研究,前 3 个阶段曲线,下节通过收集法测量溅射雾化率进行定量实验验证。

2.2 阶段曲线验证

通过收集法测量溅射雾化率,用定量指标验证图 11 给出的溅射雾化率随撞击距离变化的前 3 个阶段曲线。测量不同的射流速度、撞击角度和喷嘴孔径下的溅射雾化率,根据实验结果绘制了图 12 中的曲线。图 12 曲线验证了初始段、发展段和稳定段的溅射雾化率随撞击距离变化的规律。

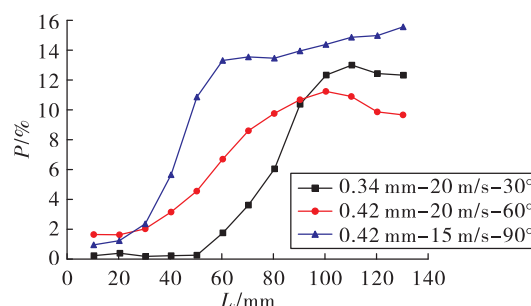


图 12 不同工况下溅射雾化率随撞击距离变化曲线

Fig. 12 Spluttering atomization rate with the impingement distance under different working conditions

2.3 溅射液滴粒径和速度分布

使用 PIV 测量 $\alpha = 90^\circ$, $D = 0.42$ mm, $U = 20$ m/s, $L_i = 100$ mm 时喷嘴器中心面的溅射液滴速度,利用测量数据绘制如图 13 所示的溅射液滴速度云图。

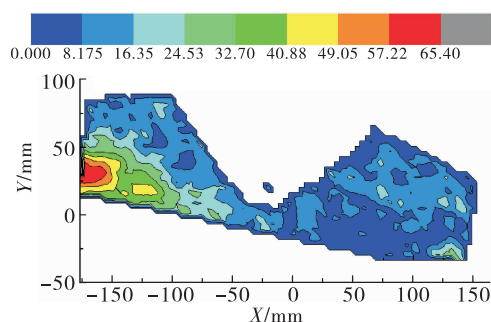


图 13 溅射液滴速度分布云图

Fig. 13 Velocity contours of spluttering drops

图13中,溅射雾化的液滴最大速度约65 m/s,是喷注器出口圆射流速度的3.25倍。

溅射雾化液滴直径是喷注器的重要雾化特性参数之一,使用PDA测量不同工况下的溅射液滴粒径分布。

图14为 $\alpha = 90^\circ$, $D = 0.28$ mm, $U = 17$ m/s, $L_i = 60$ mm时的溅射液滴粒径分布云图,从图14中可以看出该工况下溅射液滴的尺寸分布,为深入考察溅射粒径液滴分布范围,测量多组工况下的液滴粒径,如表2所示。

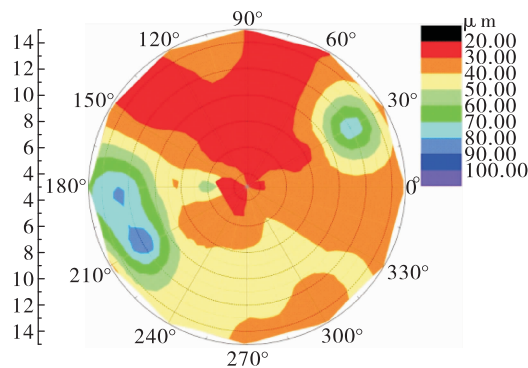


图14 溅射液滴粒子直径分布云图

Fig. 14 Diameter contours of spluttering drops

表2 不同粒径的粒子数量分布

Tab. 2 Percent of particle population in different diameter

单位: %

工况	<20 μm	20 ~ 40 μm	≥40 ~ 60 μm	≥60 ~ 80 μm	≥80 ~ 100 μm	≥100 μm
1	0	83.4	11.0	2.0	3.6	0.0
2	0	28.5	54.1	5.4	9.4	2.6
3	0	74.5	25.5	0.0	0.0	0.0
4	0	68.7	26.1	3.7	1.5	0.0
5	0	13.2	30.5	46.1	8.7	1.5

表2反映了不同粒径下的粒子百分比,从表2中可以发现射流撞击壁面的溅射液滴粒径大部分分布在100 μm以下,测量工况下,粒径超过100 μm的粒子百分比均小于5%,认为射流撞壁溅射液滴粒径量级为几十微米。表2中各工况对应的喷注器孔径、射流速度、撞击角度和撞击距离如表3所示。

表3 表2工况对应的参数设置

Tab. 3 Parameters of the working conditions in Tab. 2

工况	D/mm	$U/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	$\alpha/(\text{°})$	L_i/mm
1	0.28	17	90	110
2	0.34	10	90	150
3	0.34	25	90	50
4	0.42	17	90	150
5	0.60	17	90	60

3 机理分析

圆射流撞击壁面后,产生溅射液滴,溅射雾化率随撞击距离增大在不同阶段呈现不同的规律。对圆射流撞击壁面这一雾化方式而言,撞击距离在

改变的过程中,发生变化的主体是圆射流。本文从自由圆射流的基本理论出发,分析溅射雾化率随撞击距离变化的4个阶段曲线的机理。

Reynolds使用时均量和脉动量之和代表瞬时流量,从不可压缩N-S方程出发导出了表征湍流时均运动的Reynolds方程

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \overline{u'_i u'_j} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + F_i \quad (3)$$

式中: $i, j = 1, 2, 3$; u_i 为时均速度; u'_i 为脉动速度; p 为时均压强; F_i 为大单位体积力的时均值; $\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j}$ 为黏性应力项,用 τ_i 表示; $\rho \overline{u'_i u'_j}$ 为湍动切应力项,用 τ_i 表示。

对于不可压缩自由圆射流,可视作轴对称流,不考虑质量力,则沿轴向(x)流动的自由圆射流的运动方程为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial r(\tau_1 + \tau_r)}{\partial r} \quad (4)$$

式中: v 为径向时均速度; r 为径向坐标。

式(4)两边乘以 u , 在整个射流截面积分, 得

$$\int_0^\infty \left(u \frac{\partial u}{\partial t} + u^2 \frac{\partial u}{\partial x} + uv \frac{\partial u}{\partial r} \right) 2\pi r dr = \int_0^\infty \left(-u \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + u \frac{1}{\rho r} \frac{\partial r(\tau_1 + \tau_r)}{\partial r} \right) 2\pi r dr \quad (5)$$

对自由射流, 其轴向压力梯度可忽略, 即

$$\frac{\partial p}{\partial x} \approx 0 \quad (6)$$

单位质量流体的时均动能用 E 表示, 其表达式为

$$E = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \approx \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (7)$$

式(5)两边乘以 $\frac{\rho}{2}$, 考虑定常流 $\frac{\partial E}{\partial t} = 0$, 将式

(6)和式(7)代入式(5), 整理得

$$\int_0^\infty \left(u \frac{\partial E}{\partial x} + v \frac{\partial E}{\partial r} \right) 2\pi r dr = -\frac{\rho}{2} \int_0^\infty \frac{(\tau_1 + \tau_r)}{\rho} \frac{\partial u}{\partial r} 2\pi r dr \quad (8)$$

令 $P_\mu = \int_0^\infty \tau_1 \frac{\partial u}{\partial r} \pi r dr$ 为黏性剪切做功导致的能

量耗散数值; $P_t = \int_0^\infty \tau_t \frac{\partial u}{\partial r} \pi r dr$ 为湍流切应力所做的功, 即湍流能量的产生项。整理式(8), 并将 P_μ , P_t 代入式(8)有

$$\frac{d}{dx} \int_0^\infty \mu E \times 2\pi r dr = -P_\mu - P_t \quad (9)$$

式(9)表明: 不可压缩轴对称自由射流的时均动能沿程衰减速率等于湍流动能的产生速率与粘性剪切耗散能量速率之和。即随着射流轴向距离的增加, 射流时均动能逐渐减小, 减小的时均动能用来生成湍流动能以及克服黏性剪切导致的能量耗散。

在射流喷射出喷嘴一段距离内, 时均动能转变成湍流动能的速率明显大于湍流动能自身耗散速率, 湍流动能随射流距离增大而增大, 该段区域被称为湍动生成区; 当射流继续向前喷射时, 存在一个区域, 时均动能转变成湍流动能的速率明显近似等于湍流动能自身耗散速率, 湍流动能随射流距离增大几乎不变, 该段称之为射流湍动平衡区; 在射流发展的末端, 时均动能转变成湍流动能的速率明显小于湍流动能自身耗散速率, 湍流动能随射流距离增大而减小, 该区域称之为湍动衰减区。此外,

湍流射流从喷注器喷射进入自由空间时, 已具备初始湍流动能。

综上, 根据本文提出的 4 个阶段曲线和射流湍动能 (E_μ) 随喷射距离 (l_j) 的变化关系可绘制出图 15 所示的曲线图。

本文认为圆射流撞壁发生溅射与否以及溅射的剧烈程度, 取决于湍流动能的大小。结合图 15, 在湍动生成区, 当湍流动能小于某个阈值时, 溅射基本不发生, 对应初始段, 该段湍流动能随射流距离(撞击距离)增大而增大, 但始终小于发生溅射时的湍流动能阈值; 在湍动生成区内, 湍流动能大于溅射发生时的湍流动能阈值, 随着撞击距离的增大, 溅射雾化率随之而增大, 此段为发展段; 在湍动平衡区, 湍流动能基本不变, 溅射雾化率也基本不变, 对应稳定段; 在湍动衰减区, 湍流动能随撞击距离增大而减小, 溅射雾化率随之而减小, 即为衰减段。

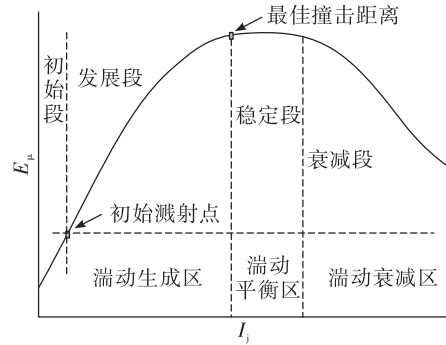


图 15 湍动能随撞击距离变化的曲线图

Fig. 15 Turbulent kinetic energy with jet distance

综上, 湍流动能沿射流轴向的发展规律与溅射雾化率随撞击距离变化的 4 个阶段曲线高度相似, 表明湍流动能是影响射流撞壁溅射雾化率的关键参数, 溅射雾化率随撞击距离变化呈现四个阶段曲线的内在影响因素为湍流动能。

4 结论

本文采用高速摄影、收集法、PIV 和 PDA 测量了圆射流撞壁溅射的形态和相关指标(溅射雾化率、速度、索太尔平均直径), 对其开展实验研究, 并结合试验研究结果, 从自由射流机理出发, 分析实验结论的内在机理, 得出如下结论:

1)圆射流撞壁存在溅射雾化,溅射液滴局部呈现螺旋运动,绝大部分溅射液滴索太尔直径为几十微米量级。

2)提出溅射雾化率随撞击距离变化的4个阶段,即初始段、发展段、稳定段和衰减段;并通过定量实验测量的溅射雾化率,验证了阶段曲线的正确性。

3)湍流动能对射流撞击的溅射雾化率起决定性作用。

参考文献:

- [1] DOMBROWSKI N D, HOOPER P C. A study of the sprays formed by impinging jets in laminar and turbulent flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1964, 18(3):392.
- [2] LEVESQUE D, FARD M P, MORRISON S, et al. Spray: understanding the effects of black liquor properties and splash-plate nozzle configuration on spray characteristics[J]. *Pulp & Paper-Canada*, 2005, 106(10):34-39.
- [3] CRAPPER G D, DOMBROWSKI N, JEONSON W P. Wave growth on thin sheets of nonnewtonian liquids[C]. *Proceedings of the Royal Society of London*: [s. n.], 1975.
- [4] AHMAD M, ASHGRIZ N, TRAN H N. Break-up length and spreading angle of liquid sheets formed by splash plate nozzles[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2009, 131(1):1-9.
- [5] INAMURA T, YANAOKA H, TOMODA T. Prediction of mean droplet size of sprays issued from wall impingement injector[J]. *AIAA Journal*, 2004, 42(3):614-621.
- [6] SARCHAMI A, ASHGRIZ N. *Handbook of atomization and sprays*[M]. Boston MA:Springer, 2010.
- [7] MAHMED M, ASHGRIZ N, TRAN H N. Influence of breakup regimes on the droplet size produced by splash-plate nozzles[J]. *AIAA Journal*, 2009, 47(3):516-522.
- [8] AHMED M, ASHGRIZ N, TRAN H N. Break-up length and spreading angle of liquid sheets formed by splash plate nozzles[J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2009, 131(1):1-9.
- [9] AHMED M, AMIGHI A, ASHGRIZ N, et al. Characteristics of liquid sheets formed by splash plate nozzles[J]. *Experiments in Fluids*, 2007, 44(1):125-136.
- [10] 石少平, 庄逢辰. 射流撞击雾化索太尔平均直径的计算[J]. *推进技术*, 1995, 16(3): DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 1995. 03. 005.
- [11] 姚党伟, 余顺年, 张巍. 撞击式喷头的雾化仿真分析[J]. *机电技术*, 2015, 38(2):28-30.
- [12] 李佳楠, 费俊, 杨伟东, 等. 直流互击式喷注单元雾化特性准直接数值模拟[J]. *推进技术*, 2016, 37(4):713-725.
- [13] 郑刚, 聂万胜, 何博. 撞击角对撞击式喷嘴雾化特性影响研究[J]. *推进技术*, 2015, 36(4):608-612.
- [14] 刘焜, 余永刚, 赵娜, 等. 小尺度空间内对撞射流雾化场特性实验研究[J]. *推进技术*, 2015, 36(4):595-600.
- [15] 李佳楠, 费俊, 周立新, 等. 工质粘性对两股射流撞击雾化特性影响试验研究[J]. *火箭推进*, 2015, 41(2):43-49.
- LI J N, FEI J, ZHOU L X, et al. Experimental study of effect of working fluid viscosity on atomization characteristics of a pair of impinging jets[J]. *Journal of Rocket Propulsion*, 2015, 41(2):43-49.
- [16] 杨顺傑. 同质酒精撞击雾化特性之研究[D]. 台湾:成功大学, 2006.
- [17] SWEENEY B A, FREDERICK R A. The effect of liquid jet breakup length upon the spray dynamics of like-doublet impinging injectors[C]//50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference. Cleveland, OH. Reston, Virginia: AIAA, 2014.