

双股射流撞击雾化的数值模拟研究

孙亚玲, 戴青雯, 李姝贤, 王莹

(上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093)

摘要: 直流撞击式喷嘴结构简单、制造成本低, 是常用的雾化喷嘴类型, 其雾化过程通过双股射流撞击实现。采用流体体积法与欧拉-拉格朗日法相结合的 VOF-to-DPM 多相流模型, 对双股射流撞击雾化过程进行了数值模拟。通过计算获取撞击后的液膜破碎长度, 并与文献中的实验值及数值模拟结果进行对比, 验证了数值模拟的可靠性。结果表明: 双股流体撞击后形成扇形液膜, 撞击点沿线两侧的速度近似等于射流速度, 且呈轴对称分布, Z 轴方向的速度分量近似呈中心对称分布; 射流孔径越小, 液膜厚度越薄, 不稳定性越大, 从而促进液膜的一次破碎和二次雾化, 具有较好的雾化效果。

关键词: 气液两相流; 数值模拟; VOF-to-DPM; 一次破碎; 二次雾化

中图分类号: TK 121 **文献标志码:** A

Numerical simulation of double jet impact atomization

SUN Yaling, DAI Qingwen, LI Shuxian, WANG Ying

(School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

Abstract: Plain orifice impinging injectors are widely used atomization devices characterized by a simple structure and low manufacturing cost. Their atomization process is achieved through the impingement of two jets. In this study, a coupled VOF-to-DPM multiphase flow model, combining the volume of fluid method with the Eulerian-Lagrangian approach, was employed to numerically simulate the atomization process of two impinging jets. The reliability of the numerical simulation was validated by comparing the calculated breakup lengths of the post-impingement liquid sheet with experimental data and numerical results from the literature. The results indicate that a fan-shaped liquid sheet forms after the impingement of the two jets. The velocity on both sides along the impingement line is approximately equal to the jet velocity and exhibits an axisymmetric distribution, while the velocity

收稿日期: 2024-12-10

基金项目: 上海市浦江人才计划(23PJ1409500)

第一作者: 孙亚玲(1999—), 女, 硕士研究生。研究方向: 气液两相流及流动控制。E-mail: 1961300403@qq.com

通信作者: 王莹(1984—), 女, 教授。研究方向: 多相流及流动控制。E-mail: wangying@usst.edu.cn

引文格式: 孙亚玲, 戴青雯, 李姝贤, 等. 双股射流撞击雾化的数值模拟研究[J]. 上海理工大学学报, 2026, 48(1): 50-58.

Citation: SUN Yaling, DAI Qingwen, LI Shuxian, et al. Numerical simulation of double jet impact atomization[J]. Journal of University of Shanghai for Science and Technology, 2026, 48(1): 50-58.

component in the Z-axis direction shows an approximately centrosymmetric distribution. Furthermore, a smaller jet orifice diameter results in a thinner liquid sheet and greater instability, thereby promoting primary breakup and secondary atomization, which leads to enhanced atomization performance.

Keywords: *gas-liquid flow; numerical simulation; VOF-to-DPM; primary breakup; secondary atomization*

液体火箭发动机是弹道导弹、运载火箭、航天器和航天飞机的主要动力来源与发展重点, 其性能直接决定了航天飞行系统的先进程度。先进的液体动力技术是航天强国的重要标志之一^[1]。双推进剂液体火箭发动机凭借结构简单、成本低、维护性好、雾化及燃烧效率高等优点, 常采用撞击式喷嘴进行雾化^[2]。雾化过程直接影响液滴蒸发、混合比分布、点火及燃烧过程, 因此, 深入探究撞击式喷嘴的雾化机理, 对于提升发动机燃烧效率、抑制燃烧不稳定性至关重要^[3]。典型的双股射流撞击及其雾化过程如文献 [4] 所示。在撞击点处, 两股圆柱形射流以夹角 2θ 发生撞击, 撞击后首先形成液膜。随后, 在外界气动力和内部湍流的作用下, 液膜表面产生波动。受此波动影响, 液膜失稳, 表面出现不规则皱褶并破碎为液丝, 最终进一步碎裂为大液团和小液滴。破碎长度 L_B 定义为从撞击点到液丝区域末端的距离。

目前, 关于撞击射流雾化的理论与实验研究已有大量报道。在理论研究方面, 学者们建立了液膜形状^[5]、厚度^[6]及速度分布^[7]的预测模型, 提出了用于预测初始破碎时液滴尺寸的经验公式^[5,8], 并开展了线性稳定性分析, 以预测初始破碎的发生^[9]。同时, 实验研究揭示了撞击射流在不同工况下(包括流动雷诺数和速度分布^[10-14]、喷油器孔直径^[14]、预撞击长度^[7,9]、误差比^[15-16]和撞击角^[17])与雾化特性的内在联系。这些研究表明, 高速射流撞击形成的液膜破碎主要受两种不稳定模式支配, 即冲击波和气动效应。

此外, 部分文献利用数值模拟方法研究了撞击射流的雾化过程, 以表征射流的液膜破碎及下游液滴特性^[18-22]。Chen 等^[19] 对大雷诺数范围内的撞击射流的雾化模式进行了数值模拟研究, 计算得到的液膜形状、液滴分布等雾化特性与实验数据吻合较好。然而, 现有的双股射流撞击雾化特性的研究多局限于喷嘴内部的流场或单一的液膜破碎过程, 往往未充分考虑到液膜的二次雾化。

基于上述文献可知, 针对双股射流撞击雾化全过程的研究相对较少。鉴于雾化机理的复杂性, 本文基于 ANSYS Fluent 平台, 采用 VOF-to-DPM (volume of fluid-to-discrete phase model) 多相流模型对双股射流撞击雾化流场进行了数值模拟。首先, 通过对比液膜破碎长度的实验值与数值模拟结果, 验证了 VOF-to-DPM 方法的可靠性; 其次, 分析了撞击点附近的流场与压力场分布; 最后, 基于液滴 Sauter 平均直径(简称 D_{32} 或 SMD, 用来表征喷雾液滴平均粒径的核心参数, 定义为液滴体积与表面积比值的 6 倍)的分析, 探讨了不同射流孔径对雾化效果的影响。

1 数值方法及验证

1.1 VOF-to-DPM 方法

VOF-to-DPM 是 ANSYS Fluent 软件近年推出的一种多相流计算方法, 专门用于模拟液相射流从连续相破碎至颗粒相的过程。该模型融合了 VOF 和 DPM 两种方法的优势, 能够模拟流体由连续相向离散相转变的全过程, 既能捕捉连续相的流体力学特征, 又能追踪离散相颗粒的运动轨迹。

在液体雾化数值模拟领域, 不同模型各有优劣。VOF 基于欧拉框架构建, 在追踪气液交界面动态演变方面表现卓越, 能够精准呈现流体从连续状态到初始破碎状态的转变过程。借助该模型, 可清晰揭示液膜向液丝转化过程中的流体力学特性, 并模拟气液两相间的体积交换, 从而获得较高精度的计算结果。然而, 在预测二次破碎时, VOF 存在局限性。为了捕捉微小液滴的气液界面, 需要极其细密的网格, 这导致计算资源消耗剧增。

相较之下, DPM 基于拉格朗日框架建立, 通过分析液滴的物理属性, 可计算离散相与连续相之间的能量、质量、动量及组分交换。该模型在预测二次破碎方面具有优势, 能够有效获取雾化

特性关键参数,且计算成本较低。但其缺点在于忽略了气液间的体积置换效应,可能降低计算结果的准确性,且无法模拟液膜的初始破碎。因此,应用DPM时,通常需结合其他模型模拟初始破碎,或依据实验数据预设液滴的初始条件。

为综合两种方法的优势,VOF-to-DPM应运而生。该模型利用基于欧拉方程的VOF重构气液界面,以捕捉液膜的初始雾化过程;同时,采用基于拉格朗日方程的DPM追踪离开液膜的液滴,进而获取颗粒轨迹及尺寸分布等信息。该模型能够自动识别脱离液相核心区的液体,并依据预设转换标准判定是否进行模型转换。当液相块满足转换标准(如块大小、非球面度等指标)时,VOF将移除相应的液相质量,并在拉格朗日框架内将其转化为颗粒质量。VOF-to-DPM有效融合了两种技术的优势,在精确捕捉雾化特性的同时,显著降低了计算成本^[23]。

1.2 控制方程

本文研究的射流撞击雾化问题属于典型的气液两相流范畴,工作介质为水和空气。在数值计算中,假设流体物理性质为常数,则流场控制方程可表示为

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}^2) = -\nabla p + \mu \mathbf{v} + \mathbf{F} \quad (2)$$

式中: ρ 为流体的密度; \mathbf{v} 为流体的速度; t 为时间; p 为压力; μ 为流体的动力黏度; \mathbf{F} 为气液接触面的表面张力。

本文采用VOF-to-DPM模拟液膜从连续相向离散相转变的过程。在该多相流模型中,利用VOF重构气液界面,以捕捉液膜的破碎过程;同时,运用DPM追踪脱离液核的液滴,获取颗粒轨迹、粒径分布等信息。

应用VOF时,在流场中引入体积分函数。该函数表示流体体积与网格单位体积的比值,且气液两相体积分函数之和为1。当函数值为1时,表示网格单元内仅有液相;当其值为0时,表示网格单元内仅有气相;而当函数值处于0到1之间时,表明网格单元内气相与液相共存。基于该体积分函数,两相密度 ρ 与动力黏度 μ 可由下式插值计算得到:

$$\rho = \varphi \rho_l + (1 - \varphi) \rho_g \quad (3)$$

$$\mu = \varphi \mu_l + (1 - \varphi) \mu_g \quad (4)$$

式中: ρ_l 、 ρ_g 分别为液相和气相密度; μ_l 、 μ_g 分别为液相和气相的动力黏度。

1.3 物理模型

液膜和液丝的运动用VOF捕捉,而较小液滴的追踪则采用DPM。鉴于双股射流撞击后液膜在下游破碎成液滴的过程呈现非对称性,计算域模型采用全模型,尺寸为30 mm×35 mm×10 mm,如图1所示。

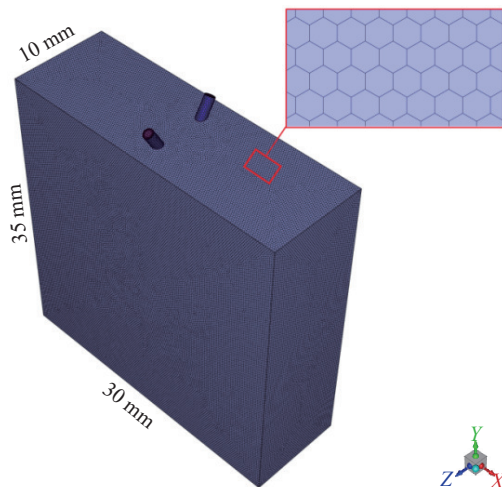


图1 三维计算域模型和网格

Fig.1 Three-dimensional computational domain model and mesh

选用基于有限体积法的Fluent求解器进行多相流计算。模型设置时,将空气和液态水分别设为第一相和第二相,初始计算域内仅充满气体,模拟所用的物性参数见表1。压力离散选用PRESTO格式,动量方程采用二阶迎风格式,压力-速度耦合选用PISO算法,湍流模型选用SST $k-\varepsilon$ SBES模型。

表1 物性参数设置

Tab.1 Physical property parameter setting

参数	数值
空气密度/($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	1.225
空气黏度/($\text{Pa}\cdot\text{s}$)	1.52×10^{-5}
水的密度/($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	998.2
水的黏度/($\text{Pa}\cdot\text{s}$)	1.003×10^{-3}
水表面张力系数/($\text{mN}\cdot\text{m}^{-1}$)	73.0

VOF-to-DPM通过VOF追踪气液界面,并利用模型转换机制自动识别从液相中分离出来的流体团块,进而交由DPM追踪离散液滴。在数值计算中,若仅采用固定网格,需极高的网格分辨率

才能捕捉微小液滴, 这将导致巨大的计算资源消耗。为实现雾化过程的高精度仿真, 采用多面体网格划分策略, 并结合网格自适应方法对计算单元进行动态粗化与细化, 从而在精确捕获复杂流动区域流体特征的同时, 有效控制计算网格数量。如图2所示, 单个算例的初始网格量约为73万, 最大网格质量为0.998, 平均网格质量为0.971, 最小网格质量为0.217。基于此网格, 计算区域的复杂流动特性得到了有效捕获。

1.4 数值模拟与实验结果对比

本文对双股射流撞击雾化过程进行了数值模拟, 并与典型的撞击雾化试验数据^[24]进行了对比分析。射流直径为1 mm, 孔径比为1, 撞击角 $2\theta = 60^\circ$, 单股射流速度为12.75 m/s, 两股射流的动量比为1。为验证数值模拟的可靠性, 将仿真结果与文献[24]的实验结果进行了定性与定量对比。

图2对比了文献[24]实验中双股射流撞击喷

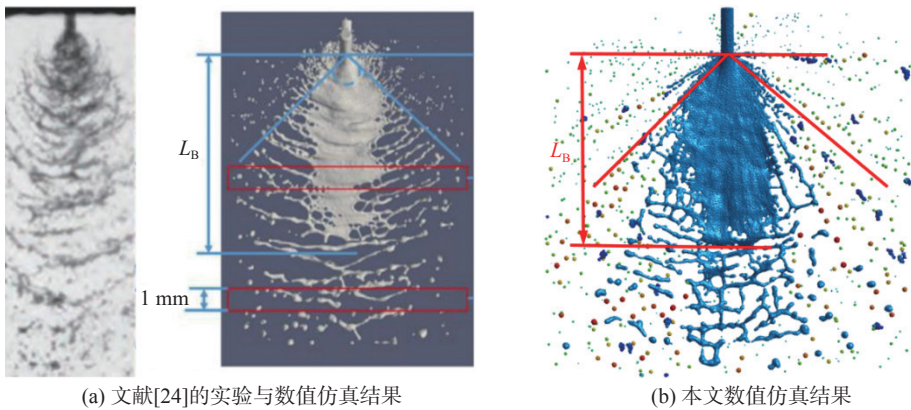


图2 仿真结果与文献[24]结果对比

Fig.2 Comparison of simulation results with reference [24]

表2 实验和数值模拟的破碎长度比较

Tab.2 Comparison of breakup length from experiments and numerical simulations

参数	文献[24]数值模拟结果	文献[24]实验结果	本文数值模拟结果
喷雾角 / ($^\circ$)	88.70	100.50	97.00
液膜破碎长度 / mm	13.73	14.00	13.87
SMD / μm	320.00	330.15	290.98

2 结果与分析

2.1 双股射流撞击原理及雾场基本特性分析

双股射流碰撞雾化是一种典型的机械雾化方

射形成的喷雾瞬时图像与本研究中的数值模拟图像。观察可知, 本文采用的VOF-to-DPM能够准确模拟包括液膜、液丝和液滴的多尺度运动在内的流动结构。此外, 将数值模拟得到的破碎长度 L_B 与文献[24]的实验测量值进行了对比, 具体数据见表2。实验过程中, 水与喷嘴壁面存在一定的黏性作用, 而数值仿真对部分物性参数进行了简化, 且边界条件与实际工况存在一定差异, 因此, 数值模拟结果与实验值之间略有偏差。对比结果显示: 在喷雾角方面, 文献[24]的数值模拟与其实验结果的误差为11.7%, 而本文数值模拟与其实验的误差为3.5%; 在液膜破碎长度方面, 文献[24]的数值模拟误差为1.9%, 本文为0.9%, 均优于文献[24]的数值模拟; 对于SMD, 本文数值模拟与文献[24]实验与数值模拟误差均小于12%。上述对比证明了本文数值模拟的可靠性, 表明该方法适用于双股射流撞击雾化过程的研究。

式, 其工作原理是借助高压作用, 将液体从内径较小的喷嘴高速喷射而出。在此雾化过程中, 两股分别从不同喷嘴流出的液体射流以特定的碰撞角相互撞击, 进而促使形成椭圆形液膜, 且该液膜垂直于两股射流所处的平面。当双股射流以较低流速碰撞时, 形成的液膜边缘呈封闭状态; 而在高速撞击条件下, 液膜极易受周围气流的扰动, 表面形成振动波。随着振动波振幅不断增大, 当达到某一临界值时, 液膜无法维持连续状态而发生破裂, 进而产生断裂带与液丝, 该阶段可视为雾化的初级阶段。初级阶段后, 断裂带和液丝在与周围空气发生相对运动的过程中继续破碎, 产生雾化液滴, 即二次雾化过程。值得注意的是, 当液膜破裂产生断裂带时, 断裂通常发生

在液膜振动波相邻的两个波峰位置，因此断裂带宽度大致等同于液膜破裂时的半个波长。在液体表面张力的作用下，断裂带逐渐汇聚形成液丝；随后液丝发生破裂产生大液滴。大液滴在表面张力、密度、黏性力以及环境气流等多种因素的共同影响下继续破碎，直至液滴与周围环境气体流场达到动力平衡状态，最终生成雾化液滴。

在验证了数值方法的可靠性后，图3展示了在射流孔径为0.7 mm、射流速度为33.3 m/s、撞击角 $2\theta=90^\circ$ 的工况下，数值计算得到的双股射流对撞过程及其形成液膜的动态特征。图4为液膜雾化的三维结果，呈现了液膜随时间变化以及液滴粒径分布情况，其中液相体积分数设置为0.2的等值面。当射流时间 $t=0.12$ ms时，双股射流处于自

由射流阶段，尚未发生碰撞；受内部湍流和气动力影响，单束流体表面出现少数液滴；当 $t=0.21$ ms时，两束流体发生撞击并形成液膜；当 $t=0.38$ ms时，液膜表面出现小幅波动，液膜下游在不稳定波动影响下发生破碎，存在少量液滴；在 $t=0.48$ ms时，液膜边缘明显破碎成液丝，液滴数量逐渐增多；当 $t=0.58$ ms和 $t=0.68$ ms时，液膜的不稳定振荡加剧了一次破碎，液丝数量增多，同时液丝的二次雾化增强，液丝周围的液滴数量进一步增多。从 $t=0.48$ ms开始，可观察到液膜最外缘液丝呈现出“U”形；在 $t=0.78$ ms时，可以看出“U”形液丝从中间发生明显断裂。随着时间的推移，液膜边缘区域的面积不断缩小，破碎液丝数量增多，液滴数量也随之增加。

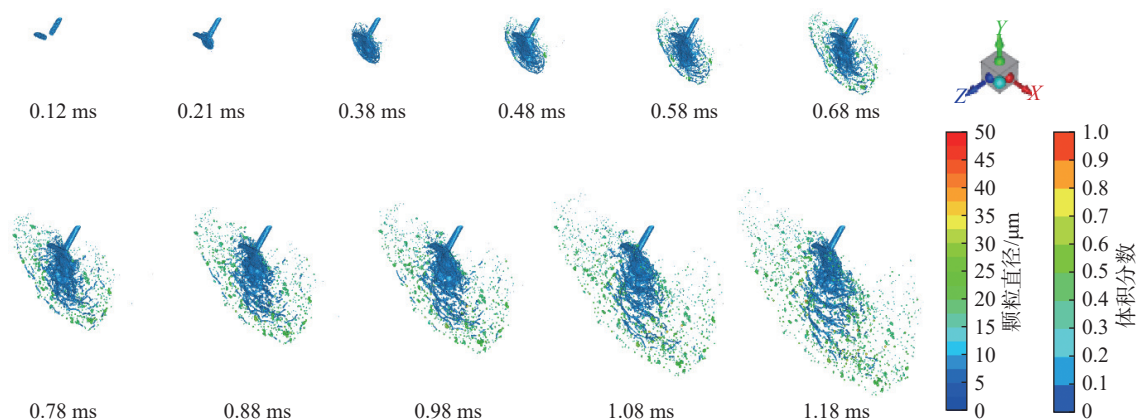


图3 双股射流对撞的一次破碎和二次雾化过程

Fig.3 The primary crushing and secondary atomization process of the collision of two jets

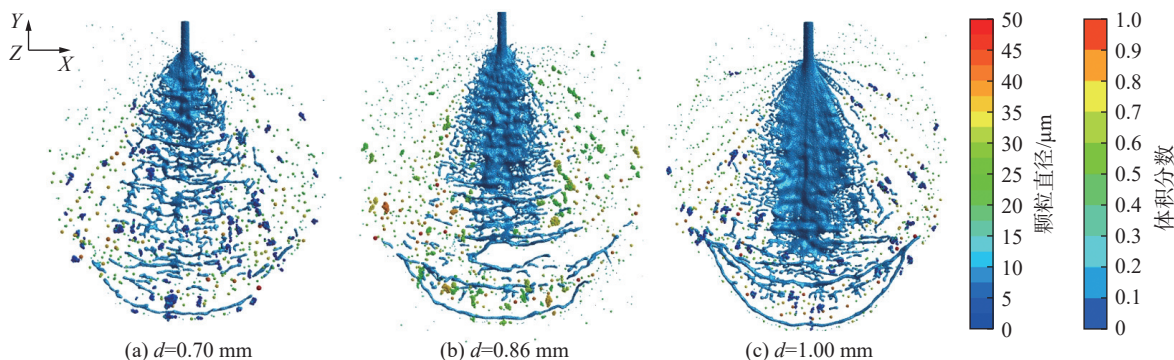


图4 不同射流孔径下雾化场的正视图

Fig.4 Front view of the atomization field at different jet diameters

2.2 液膜和流场

为了研究直流式撞击喷嘴的孔径对雾化的影响，本文在射流速度为33.3 m/s、撞击角为 50° 条件下，数值模拟了射流直径 $d=0.70$ 、 0.86 、 1.00 mm这3种工况下的雾化过程。图4和图5分别给出了

不同射流直径下雾化场的正视图和侧视图。在 $d=0.70$ mm时，液膜表面的波动更加剧烈，液膜破碎长度较短，液膜破碎为液丝与液滴的现象更明显；在 $d=1.00$ mm时，液膜表面相对稳定，液膜破碎长度较长，液膜在整个计算域内的铺展范围

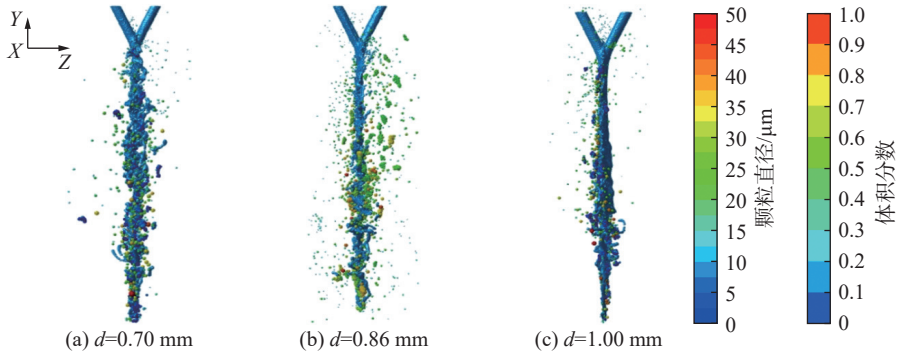


图5 不同射流孔径下雾化场的侧视图

Fig.5 Side view of the atomization field at different jet diameters

更大。

由图5的侧视图可知,射流孔径对液膜沿 X 和 Z 轴方向扩散范围的影响不大,可以推测射流孔径并非是影响液滴扩散范围的主要因素。随着射流孔径增大,液膜的铺展面积增大,稳定性增强,破碎长度增加,这是由于在其他条件相同时,射流孔径增大导致入口质量流量增大、液膜变厚,从而增强了其抵抗不稳定扰动的能力;当射流孔径越小时,液膜较薄,不稳定性增强,导致液膜表面的孔洞增多,液丝数量增多。

不同喷嘴射流孔径下 YZ 平面中心截面上的液膜波动如图6所示。当 $d=0.70$ mm时,液膜波动

出现的位置距离撞击点更近,波动更加剧烈,波幅较大且波长较短;在剧烈波动的影响下,液膜在下游出现断裂和破碎。在 $d=0.86$ mm和 $d=1.00$ mm时,液膜波动出现的位置距离撞击点的距离大于 $d=0.70$ mm,且射流孔径越大,液膜波动越平缓。从图中还可以看出,在其他条件相同时,喷嘴孔径越大,液膜厚度越大,这是因为射流孔径增大导致入口质量流量增大,从而使液膜破碎过程中的稳定性增强;而射流孔径较小的喷嘴,由于液膜较薄,不稳定性增强,使得液膜表面出现更多的波动,波幅越大,液膜破碎长度越短,液膜的破碎现象越明显。

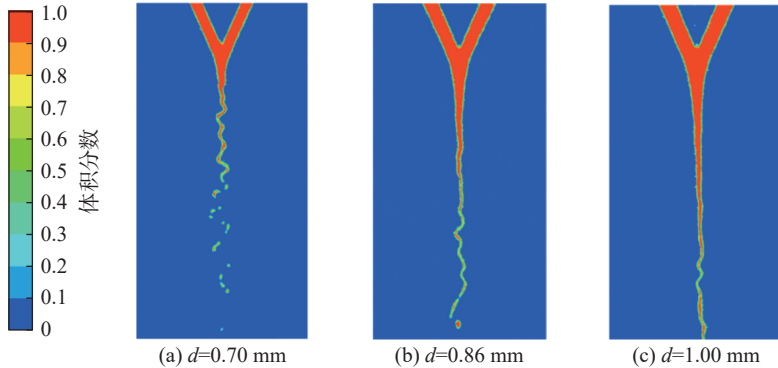
图6 不同射流孔径下 YZ 平面中心截面水的体积分数的对比Fig.6 Comparison of volume fraction plots of water in the center section of the YZ plane at different jet diameters

图7(a)和(b)分别显示了沿着 YZ 平面中心截面撞击点沿线的速度和分量速度分布。直径的改变并未显著改变撞击点附近速度与分量速度的分布规律:中心区域速度较低,两侧较高;撞击点沿线两侧的速度近似等于射流速度,且撞击点所在轴线呈现轴对称分布。 Z 方向分量速度可近似看成中心对称分布,对称中心为撞击点,其上下两侧大小相等,方向相反。

从图7(a)中可见,在撞击点处,射流孔径越

小,撞击点附近的速度略大于直径较大时的速度,但该影响几乎可以忽略。结合图6可推测:液膜厚度的差异是导致不同孔径下液膜波动差异的重要原因。图7(b)展示了不同孔径下撞击点附近的分量速度分布:在 Z 坐标为 $-0.5\sim 0.1$ mm时可见,射流孔径越小, Z 方向分量速度越大,这是因为小孔径时撞击点处的速度更大,从而 Z 方向分量速度也略大,撞击力也更大;孔径较小、液膜较薄时,射流产生的撞击力更大,液膜波动更

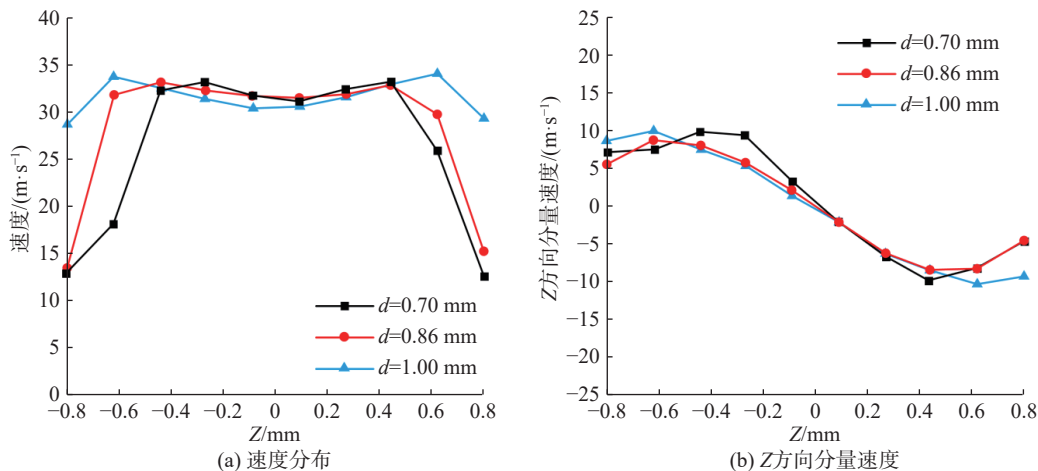


图7 撞击点附近速度和分量速度分布

Fig.7 Velocity and component velocity distribution near the point of impact

加剧烈。

不同射流孔径下撞击点附近各方向的压力分布如图8所示。撞击点处的压力远大于周围各点的压力，压力从撞击点处向周围方向递减，最后趋近于大气压。随着射流孔径的减小， X 、 Y 、 Z 方向压力均增大。这是因为在相同射流速度和撞击角条件下，尽管出口处平均速度相同，但射流直径越小，液膜的速度梯度越大，撞击后的冲击力越大，从而导致撞击点处的压力也越大。压力在各方向的分布可近似看成对称分布，对称轴为撞击点所在直线。

2.3 雾化性能

图9分析了不同射流孔径下双股射流撞击后所形成雾场内的颗粒分布情况，统计了不同粒径范围内的液滴数量。不同射流孔径下雾场内的颗粒数量均随着粒径范围的增大先逐渐增多，随后随着粒径范围的进一步增大而逐渐减少。当射流孔径 $d=0.70$ mm 时，颗粒数量在整个粒径范围内分布较为均匀，在 $200\sim 250\ \mu\text{m}$ 范围内的液滴数量最多，此时雾场内较小颗粒占比较多；当 $d=0.86$ mm 时，颗粒的数量在中等粒径范围内较多，主要集中分布在 $200\sim 300\ \mu\text{m}$ 粒径范围内；当 $d=1.00$ mm 时，颗粒数量在较大粒径范围内较多，主要集中分布在 $250\sim 300\ \mu\text{m}$ 。随着射流孔径的增大，雾场内的颗粒总量减少，较大颗粒数量相应增多，雾化效果变差。

图10为不同粒径范围内的累计粒径分布图。不同射流孔径下雾场内液滴的累积百分比多呈现出相同的增长趋势：随着粒径范围的增加，累积百分比急剧上升，并在约 $400\ \mu\text{m}$ 处接近 100%。

此外，当射流孔径越小时，液膜的波动更加剧烈，破碎更加彻底，液滴的平均粒径减小。但当 $d=0.70$ mm 时，液滴平均直径仅略小于 $d=0.86$ mm 和 $d=1.00$ mm 时的液滴平均直径，表明射流孔径虽会影响流场雾化效果，但该影响并不明显。

由式(5)计算得到不同射流孔径下液滴的 Sauter 平均直径(SMD)，计算结果如表3所示。

$$D_{32} = \frac{\sum N_i D_i^3}{\sum N_i D_i^2} \quad (5)$$

式中： D_{32} 为 SMD 值； N_i 为雾场内的液滴数目； D_i 为液滴直径。

当双股自由射流相互撞击时，喷嘴的射流孔径越小，液滴的 SMD 越小。这主要是因为射流孔径越小，形成的液膜表面不稳定性越强，导致液膜破碎成更多的液丝；液丝在摩擦力、惯性力及表面张力等的共同作用下继续破碎分解形成更小的液滴。因此，射流孔径越小，液膜越易破碎，液滴的 SMD 越小，雾化效果增强，雾场内雾化更充分。

3 结论

采用多面体网格划分方案并结合网格自适应技术，利用 VOF-to-DPM 多相流模型开展双股射流撞击的数值模拟研究，并得出以下结论：

a. 数值模拟计算得到的液膜破碎长度与实验结果相近，表明 VOF-to-DPM 和网格划分方案是适用的。同时，计算得到的液膜破碎长度和雾场的 SMD 直径也表现出与实验结果相同的变化

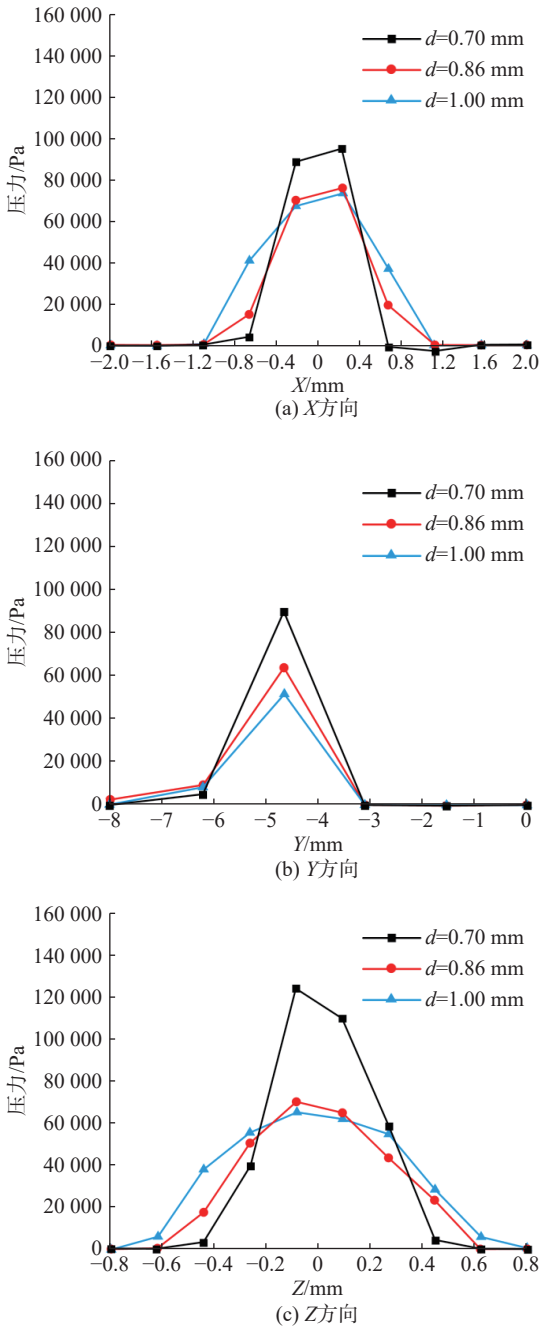


图8 撞击点附近各方向压力分布

Fig.8 Pressure distribution in all directions near the point of impact

趋势。

b. 在射流撞击点附近, X 和 Z 方向的压力增加, 且沿着坐标轴向两侧逐渐递减, 呈对称分布。中心区域速度最低, 而撞击点沿线两侧的速度近似等于射流速度, 呈现轴对称分布; Z 方向速度可近似看成以撞击点为对称中心的中心对称分布。

c. 射流孔径较小($d = 0.70$ mm)时, 液膜表面波动剧烈, 破碎长度越短, SMD值越小。这表明

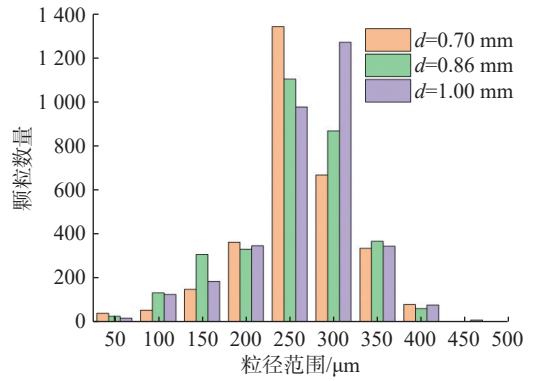


图9 不同射流孔径下液滴颗粒数量对比

Fig.9 Comparison of the number of droplet particles at different jet diameters

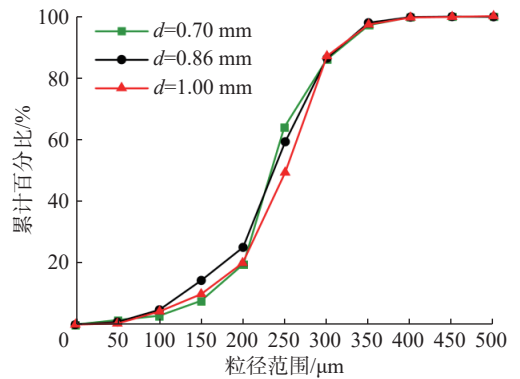


图10 不同射流孔径下累积粒径分布

Fig.10 Cumulative particle size distribution at different jet diameters

表3 不同射流孔径下雾场的SMD

Tab.3 SMD of atomization field at different jet diameters

射流孔径 d /mm	SMD/ μ m
0.70	240.39
0.86	246.69
1.00	247.98

射流孔径的减小增强了液膜的不稳定性, 促进了液膜的破碎过程, 导致液滴数量增多。

参考文献:

[1] 谭永华. 大推力液体火箭发动机研究 [J]. 宇航学报, 2013, 34(10): 1303–1308.
 [2] OEFELEIN J C, YANG V. Comprehensive review of liquid-propellant combustion instabilities in F-1 engines[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1993, 9(5): 657–677.
 [3] LI Y, TANG C L, ZHANG P. Effect of high-frequency jet velocity perturbations on impinging jets atomization characteristics[J]. *Physics of Fluids*, 2023, 35(10): 102105.
 [4] RUAN C, XING F, HUANG Y, et al. A parametrical study

- of the breakup and atomization process of two impinging liquid jets[J]. *Atomization and Sprays*, 2017, 27(12): 1025–1040.
- [5] BUSH J W M, HASHA A E. On the collision of laminar jets: fluid chains and fishbones[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2004, 511: 285–310.
- [6] HASSON D, PECK R E. Thickness distribution in a sheet formed by impinging jets[J]. *AIChE Journal*, 1964, 10(5): 752–754.
- [7] CHOO Y J, KANG B S. The velocity distribution of the liquid sheet formed by two low-speed impinging jets[J]. *Physics of Fluids*, 2002, 14(2): 622–627.
- [8] VEGAD C S, KUMAR A, CHAKRAVARTHY S R. Dynamics of free-surface mutually perpendicular twin liquid sheets and their atomization characteristics[J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(8): 082103.
- [9] ASHGRIZ N. Handbook of atomization and sprays: theory and applications[M]. New York: Springer, 2011.
- [10] CHOO Y J, KANG B S. The effect of jet velocity profile on the characteristics of thickness and velocity of the liquid sheet formed by two impinging jets[J]. *Physics of Fluids*, 2007, 19(11): 112101.
- [11] INAMURA T, SHIROTA M. Effect of velocity profile of impinging jets on sheet characteristics formed by impingement of two round liquid jets[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2014, 60: 149–160.
- [12] ZHANG J, LIU Y Z, LUO Y. The turbulent behavior of novel free triple-impinging jets with large jet spacing by means of particle image velocimetry[J]. *Chinese Journal of Chemical Engineering*, 2016, 24(6): 757–766.
- [13] ZHAO F, TONG M X, FU Q F, et al. Characteristics of surface waves in planar liquid streams colliding with nonuniform velocity profiles[J]. *Atomization and Sprays*, 2019, 29(3): 269–287.
- [14] JUNG S, HOATH S D, MARTIN G D, et al. Atomization patterns produced by the oblique collision of two Newtonian liquid jets[J]. *Physics of Fluids*, 2010, 22(4): 042101.
- [15] PANÃO M R O, DELGADO J M D. Effect of pre-impingement length and misalignment in the hydrodynamics of multijet impingement atomization[J]. *Physics of Fluids*, 2013, 25(1): 012105.
- [16] KASHANJ S, KEBRIAEE A. The effects of different jet velocities and axial misalignment on the liquid sheet of two colliding jets[J]. *Chemical Engineering Science*, 2019, 206: 235–248.
- [17] RYAN H M, ANDERSON W E, PAL S, et al. Atomization characteristics of impinging liquid jets[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1995, 11(1): 135–145.
- [18] ARIENTI M, LI X, SOTERIOU M C, et al. Coupled level-set/volume-of-fluid method for simulation of injector atomization[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2013, 29(1): 147–157.
- [19] CHEN X D, MA D J, YANG V, et al. High-fidelity simulations of impinging jet atomization[J]. *Atomization and Sprays*, 2013, 23(12): 1079–1101.
- [20] 杨尚荣, 杨岸龙, 李龙飞, 等. 喷前压力脉动对撞击式喷嘴雾化特性的影响[J]. *推进技术*, 2017, 38(5): 1100–1106.
- [21] ZHANG C W, ZHANG Z Y, WU K, et al. Atomization of misaligned impinging liquid jets[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(9): 093311.
- [22] CHEN X D, YANG V. Recent advances in physical understanding and quantitative prediction of impinging-jet dynamics and atomization[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2019, 32(1): 45–57.
- [23] BALASUBRAMANIAN A K, KUMAR V, NAKOD P, et al. Multiscale modelling of a doublet injector using hybrid VOF-DPM method[C]//AIAA Scitech 2020 Forum. Orlando: AIAA, 2020: 2284.
- [24] ZHANG S, GOU W J, WANG Y Q, et al. Direct numerical simulation of atomization by jet impact using moving particle semi-implicit method with GPU acceleration[J]. *Computational Particle Mechanics*, 2022, 9(3): 499–512.

(编辑: 丁红艺)