doi:10.11887/j.cn.201904011 http://journal.nudt.edu.cn

超声速气流中液体横向射流一次破碎过程*

李 春[1,2],沈赤兵[1,2],李清廉[1,2],朱元昊[1,2]
(1. 国防科技大学 空天科学学院,湖南 长沙 410073;
2. 国防科技大学 高超声速冲压发动机技术重点实验室,湖南 长沙 410073)

摘 要:发展显微成像方法获得空间分辨率为1.57 μm/pixel的近场射流瞬态图像,分析超声速气流中液体横向射流表面波演化规律。采用流体体积法获得射流的三维形态及近场流场特征,研究近场流场结构及气液作用。射流的一次破碎过程主要有表面破碎和液柱破碎。其中表面破碎由气液剪切引起的K-H不稳定主导,液柱破碎由气液加速引起的R-T不稳定主导;射流柱表面局部压力的脉动是诱导产生射流迎风面表面波并促使其沿射流方向发展的主要原因;射流柱与超声速气流作用形成背风面回流,近壁面液雾主要由表面破碎及背风面回流输运的液滴组成。

关键词:超声速横向气流;表面波;一次破碎;流体体积法
中图分类号:V435 **文献标志码**:A **文章编号**:1001-2486(2019)04-073-06

Primary breakup process of liquid jet in supersonic crossflow

LI Chun[1,2], *SHEN Chibing*[1,2], *LI Qinglian*[1,2], *ZHU Yuanhao*[1,2]
(1. College of Aeronautics and Astronautics, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;
2. Science and Technology on Scramjet Laboratory, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The transient image of the liquid jet in supersonic crossflow was obtained by microphotography method and the spatial resolution was 1.57 μm/pixel. The evolution of the surface wave was phenomenologically analyzed. The 3D flow field and liquid column structure were numerically investigated through volume of fluid method and the gas-liquid interaction was discussed accordingly. The primary breakup of liquid jet experiences two physical processes: the column breakup and the surface breakup. The column breakup is dominated by R-T instability from gas-liquid acceleration while the surface breakup is dominated by K-H instability from gas-liquid shearing. The oscillation of the local pressure around the jet surface should be the main mechanism of the generation and evolution of the surface wave. The recirculation flow generates leeward the jet column since the interaction of the supersonic flow and the continuous liquid column. Therefore, the spray near the bottom wall contains two portions: the shearing spray from the surface breakup and the transporting spray through the recirculation flow.

Keywords: supersonic crossflow; surface wave; primary breakup; volume of fluid

超燃冲压发动机燃烧室内气流为超声速气流,燃料驻留时间为毫秒级,燃料的快速雾化和混合对发动机性能有重要影响[1-3]。燃烧室局部当量比对火焰分布、燃料释热和燃烧性能有显著影响[4],增强燃料的混合是提高发动机燃烧性能的关键[5]。

目前,超声速气流中液体横向射流气液混合特性仍缺少实验研究。射流混合特性的数值预测主要采用基于Euler-Lagrange体系的离散相方法[6-10]。该方法对射流穿透深度的预测效果较好,但液滴直径及速度、展向分布的预测与实验结果仍存在较大误差[10]。主要原因在于该方法将连续液柱简化为液滴群,忽略了连续液柱与来流的相互影响,仿真精度对初始液滴分布的准确性依赖很大。明晰射流一次破碎的物理过程,建立射流破碎模型,是提高射流雾化及混合特性预测精度的关键。

超声速来流中近场液柱变形尺度大,气动加速剧烈,射流柱与流场相互作用形成复杂波系和流场结构[11]。超声速气流中液态横向射流一次破碎的研究认为射流迎风面表面波是导致射流破碎的主要机理[12-15]。Yang等[12]、Wu等[16]分别采用脉冲激光背景成像(Pulsed Laser Background Imaging, PLBI)和全息成像方法获得了清晰的近

* **收稿日期**:2018-03-29
基金项目:国家自然科学基金资助项目(11472303,11402298)
作者简介:李春(1989—),男,宁夏青铜峡人,博士研究生,E-mail:lifewithlife@163.com;
沈赤兵(通信作者),男,研究员,博士,博士生导师,E-mail:cbshen@nudt.edu.cn

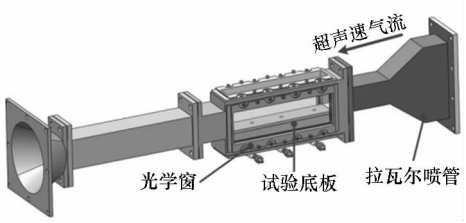
场射流或液雾图像,分析了射流迎风面的表面波的发展演化规律。Schetz 等[14]采用脉冲光背景成像方法研究了表面波的发展过程,研究指出加速度波是横向射流破碎最可能的主导机理。Xiao 等[17]采用基于大涡模拟(Large Eddy Simulation, LES)的复合水平集和流体体积方法(Coupled Level-Set and Volume Of Fluid, CLSVOF)对 Ma = 1.86 气流中的 0.1 mm 水射流进行数值研究,采用等效 We 数分析了表面波主导机理。现有研究初步分析了射流破碎过程中的表面波特征,但表面波产生机理仍未清晰。

目前,超声速来流中液态横向射流破碎位置、破碎后液块特征尺度、表面波波长及振幅等研究不足,表面波产生机理仍需深入研究。本文针对超声速气流中液态射流一次破碎过程,采用显微成像和流体体积法(Volume Of Fluid, VOF)数值仿真方法研究了 Ma = 2.85 气流中的 0.5 mm 圆孔水射流液柱表面波及近场流场结构。研究结果增进了对横向射流一次破碎过程及气液相互作用机理的认识。

1 试验及仿真方法

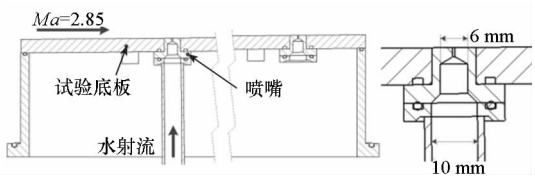
1.1 试验系统及光学观测方法

试验风洞系统如图 1(a)所示,风洞采用二维喷管提供连续超声速气流,喷管出口面积为 60 mm × 50 mm。风洞的主流马赫数为 2.85,来流总压为 1.41 MPa,总温为 300 K,试验段静压为 48.1 kPa,气流速度为 613 m/s。喷嘴安装在试验段下壁面,如图 1(b)所示。喷孔为圆形孔,直径



(a) 风洞系统

(a) Wind tunnel system



(b) 试验底板及喷嘴

(b) Test plate and injector

图 1 风洞系统及试验件示意图

Fig. 1 Schematic of supersonic nozzle and experimental injector

d = 0.5 mm,长径比 L/d = 4。试验和仿真研究的工质均为水。水的表面张力系数为 0.072 9 N/m,喷注压降为 2 MPa,射流出口的平均速度为 56.3 m/s,射流气动 We 数为 4286。

显微成像系统如图 2 所示,在粒子图像测速(Particle Image Velocimetry, PIV)系统基础上,添加长工作距离显微镜头 QM1 获取高空间分辨率射流图像。脉冲激光经过扩束器后作为脉冲背景光进行成像。两幅相关图像的跨帧时间为 500 ns,图像空间分辨率为 1.57 μm/pixel。激光器的最大能量为 500 mJ,脉冲宽度为 7 ns,能够保证"冻结"射流瞬态结构。

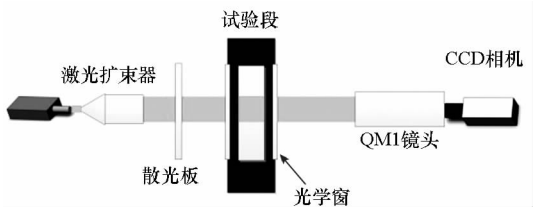


图 2 成像系统示意图(上视图)

Fig. 2 Schematic of imaging system(top view)

1.2 数值仿真方法

采用 VOF 界面追踪方法[18],结合网格自适应方法开展近场射流的破碎过程的仿真研究。数值仿真的来流及射流条件与实验工况相同。计算域如图 3 所示,射流喷注位置位于坐标原点。x,y,z 三个方向的范围分别为[−8d 16d],[−6d 6d],[0 24d],d 为喷孔直径,初始网格数为 66 万,数值仿真的边界条件如表 1 所示。采用基于压力的求解器进行数值求解,湍流模型为 $k-\omega$ SST模型,来流为理想气体,采用连续表面张力模型。连续方程及动量方程离散采用二阶迎风格式,体积分数方程采用 Geo-Reconstruct 方法求解,时间项采用一阶隐式求解,时间步长为 1×10^{-8} s。

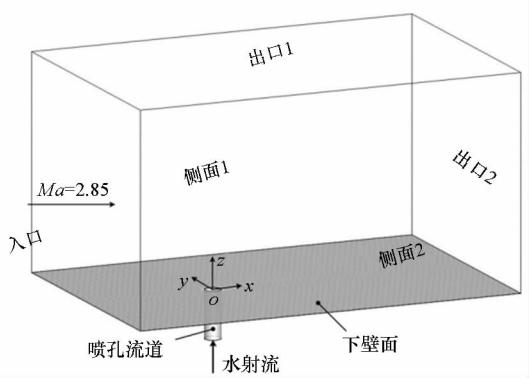


图 3 计算域示意图

Fig. 3 Schematic of simulation field

采用液相体积分数梯度对气液界面处网格进行自适应,数值计算中添加 3 级自适应网格。射流区域的初始网格最小尺寸为 0.035 mm,添加自适应后气液界面处的最小网格尺度约为 0.004 mm。中心对称面网格自适应结果如图 4 所示,所应用的自适应方法较好地实现了气液界面处网格的加密。

表 1　数值仿真的边界条件

Tab. 1　Boundary conditions of simulation

名称	边界条件
入口	压力入口
侧面 1,侧面 2	对称面
出口 1,出口 2	压力出口
水射流	速度入口
喷孔流道,下壁面	无滑移壁面

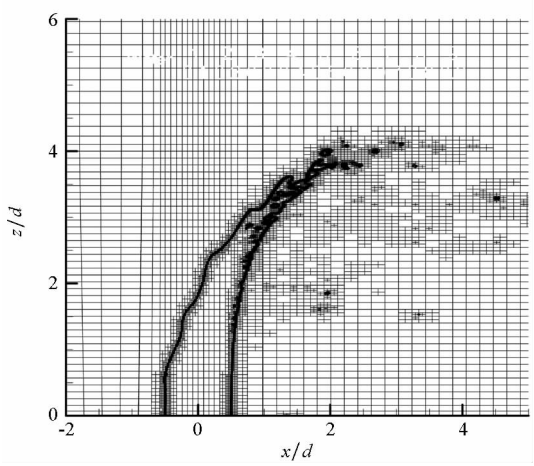


图 4　中心对称面气液界面及自适应后网格

Fig. 4　Liquid-gas interface and refined grid in central plane of symmetry

图 5 对比了数值计算的射流边界和试验结果。数值计算的射流边界与试验结果基本吻合。喷孔出口位置($y<0.4$ mm)射流边界与试验结果吻合较好。射流弯曲后数值计算结果与试验相差较大。试验段中边界层从喷孔喉部发展至试验段,边界层厚度约为 2 mm。数值仿真的边界层发展距离短、网格精度有限,边界层条件的差异导致气液界面气动力与试验不同,进而影响射流轨迹的计算精度。基本流场结构和气液界面的几何形态分析能够定性反映射流破碎的一般规律和机理。

2　结果及讨论

2.1　射流破碎物理过程

喷孔附近射流的瞬态结构如图 6 所示。液体

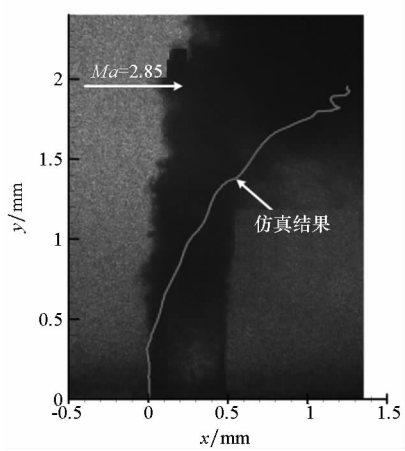


图 5　数值仿真的射流轨迹

Fig. 5　Trajectory of liquid jet from simulation

射流与超声速气流相互作用,喷孔出口射流柱基本不发生弯曲,射流柱迎风面无大尺度扰动(图 6 中 A 区域)。这主要是由于壁面边界层的影响,在近壁面位置,气流速度相对较低,射流沿流向的加速和剪切均较弱。随着射流向主流运动,射流逐渐发生弯曲,且迎风面出现表面波结构(图 6 中 B 区域),沿射流方向表面波不断发展增长。这与 Wu 等[16]的 PIV 观测结果吻合。

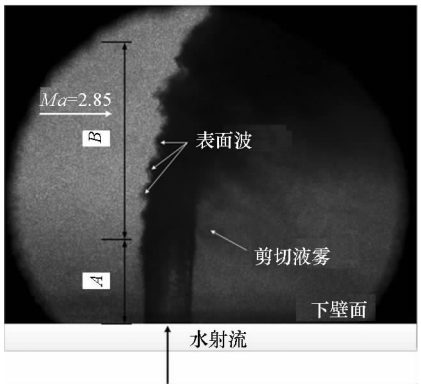


图 6　近场射流瞬态图像

Fig. 6　Transient image of liquid jet in near-field

在射流柱背风面存在大量的液雾。该部分液雾比射流核心区液雾稀薄,主要由气流对连续射流柱的剪切作用产生。连续液柱的断裂和射流表面的液雾剥离分别反映了射流破碎过程中气动加速和气液剪切对射流的影响。射流一次破碎过程可分为两个典型过程,即液柱破碎和表面破碎。

图 7 给出了时间相关的射流瞬态图像,图像的跨帧时间为 500 ns,位移计算的单个像素误差对应的速度误差为 3.14 m/s。通过提取图 7 中特征点跨帧时间内的位移,得到近场射流迎风面表面波(图 7 中的 1,2)和剪切液雾(图 7 中的 3)的运动速度,结果见表 2。

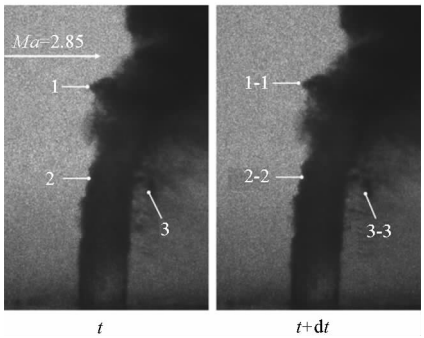


图 7　时间相关的射流瞬态图像($dt = 500$ ns)

Fig. 7　Time-related transient images of jet ($dt = 500$ ns)

表 2　射流特征结构速度计算结果

Tab. 2　Velocity computed result of characteristic structure of jet

序号	V_x/(m/s)	V_z/(m/s)
1	6.3	56.5
2	3.1	50.2
3	91.1	6.3

由表 2 结果可知,液柱破碎和表面破碎过程中气液加速存在明显差异,迎风面表面波主要沿 z 方向运动,而剪切液雾速度沿 x 方向迅速增加。因此两个典型过程产生的液雾空间分布存在显著差别,表面破碎的液雾主要分布于近壁面,液柱破碎的液雾则主要向超声速主流运动,形成喷雾核心区。故液雾区展向边缘的液滴主要由表面破碎产生,液滴跟随性好,x 方向速度增长迅速,气液相对速度更小。

2.2　射流表面波产生机理

取液相 VOF 为 0.5 的等值面作为气液界面,近场射流柱三维空间形态及气液界面的压力分布特征如图 8 所示。射流柱前回流区的顶点位置(图 8 中的 C 点)附近的射流柱表面存在局部高压区,流线沿高压区中心呈发散状。射流柱迎风面和射流柱侧面均存在表面波结构,迎风面表面波特征尺度相对较大,表面波波谷、波峰位置分别为高压和低压区,局部压力随着表面波的运动而脉动变化。

高压区至喷孔出口的射流柱表面无明显的表面波结构,但射流柱的侧向存在小尺度表面波扰动。周向表面波发展导致液滴从射流柱侧面剥离,使射流发生表面破碎。射流的迎风面表面波和周向表面波均产生于射流柱前的高压区附近。射流初始扰动的产生与射流柱前局部高压区密切相关,气液作用形成的局部高压区的非定常特征可能是表面波产生的重要作用机制。

图 9 分别给出了展向截面($z/d = 0.4$)和射流中心对称面($y/d = 0$)的气液界面和流场结构。展向截面气流绕气液界面流动,射流柱 x 方向的速度变化不大,气液作用由气液界面的气动剪切主导,因此射流周向的表面破碎主要由气液剪切引起的 K-H 不稳定主导。在射流迎风面,液柱在气动加速作用下弯曲,流向速度增加,高密度液体

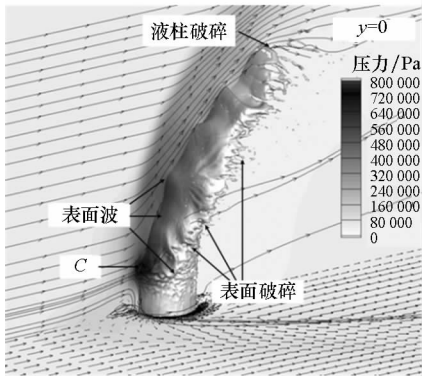
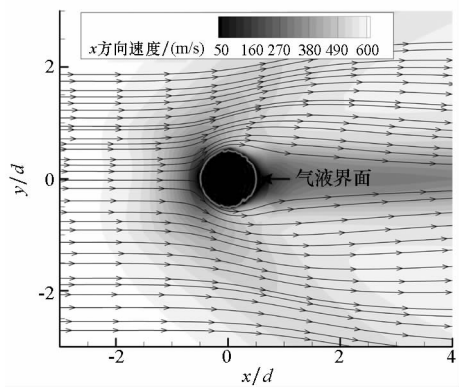
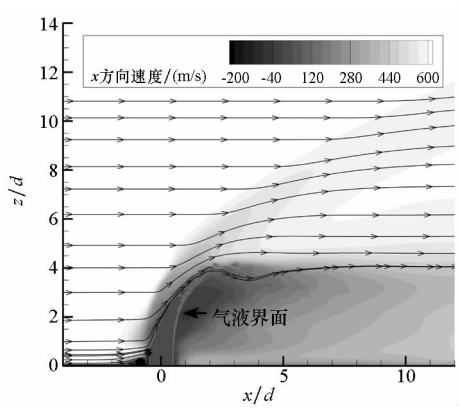


图 8　近场射流形态及压力分布云图

Fig. 8　Structure of jet column and contour of static pressure in the near-field



(a) $z/d = 0.4$



(b) $y/d = 0$

图 9　x 方向速度云图及气液界面

Fig. 9　Contour of x velocity and gas-liquid interface

射流被低密度气流沿 x 方向加速,诱导产生 R-T 不稳定。因此射流的液柱破碎主要由气液加速引起的 R-T 不稳定主导。

2.3　连续液柱对近场流动的影响

图 10 给出了中心对称面流场的流线及水的体积分数云图,其中水的体积分数为 0 则表示该位置为气相区域。界面追踪方法较好地反映了连续液柱对流场的影响。由于连续液柱对超声速气流的阻碍作用,在射流周围形成一定范围的亚声速区域。射流迎风面气流沿射流柱表面流动,在背风面形成较强的向壁面方向的回流。而离散相方法(Discrete Phase Method,DPM)忽略了近场连续液柱对流场的影响,流线直接穿过液相区域,与实际流场存在较大差异[19]。流场结构的计算偏差可能是导致 DPM 喷雾粒径及速度分布与实验差异较大的重要原因之一。

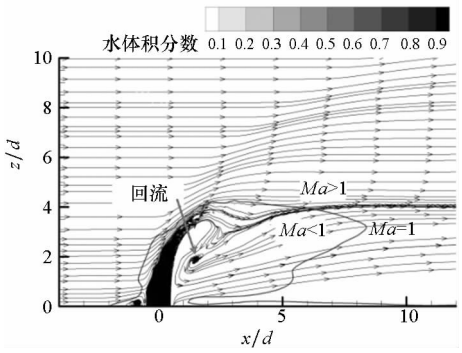


图 10　中心对称面流线及水的体积分数云图

Fig. 10　Streamlines of flow field and contour of water volume fraction in the central plane

近场背风面的回流会使射流破碎过程中形成的小液滴随着气流向壁面方向输运。射流雾化过程中液滴存在向壁面运动的趋势。综合 2.1 节的分析可知,燃烧室中壁面附近的燃料主要由两部分构成:射流的表面破碎和背风面回流气流的输运。本研究分析深化了近壁面燃料分布形成机理的认识,回流气流的输运及射流表面破碎的量化分析仍有待深入研究。

3　结论

本文采用显微成像和 VOF 数值仿真方法对超声速气流中射流的一次破碎过程进行了分析,获得了射流空间形态,探究了表面波产生机理。主要结论如下:

1)超声速横向气流中液体射流的破碎过程主要分为液柱破碎和表面破碎,分别由 R-T 不稳定和 K-H 不稳定主导;射流的表面破碎先于液柱破碎。

2)射流表面波产生于气流滞止形成的高压区附近,气液界面压力的非稳态脉动是表面波的产生及演化发展的主要原因。

3)射流柱与气流相互作用形成的背风面回流使部分小液滴向壁面方向输运,输运的液滴和射流表面破碎产生的液滴共同形成近壁面液雾。射流液柱破碎产生的液雾主要向主流方向运动,形成喷雾核心区。

结合试验及数值仿真结果分析了射流表面波产生机理。数值仿真的网格、差分格式精度有限,表面波波长、表面破碎液滴的量化分析不足。仍需要针对射流及近场的高精度仿真及射流破碎过程影响因素开展深入研究。壁面边界层、射流边界层对射流轨迹及一次破碎的影响规律有待进一步研究。

参考文献(References)

[1]　俞刚, 范学军. 超声速燃烧与高超声速推进[J]. 力学进展, 2013, 43(5): 449 - 471.
YU Gang, FAN Xuejun. Supersonic combustion and hypersonic propulsion[J]. Advances in Mechanics, 2013, 43(5): 449 - 471. (in Chinese)

[2]　王振国, 梁剑寒, 丁猛, 等. 高超声速飞行器动力系统研究进展[J]. 力学进展, 2009, 39(6): 716 - 739.
WANG Zhenguo, LIANG Jianhan, DING Meng, et al. A review on hypersonic airbreathing propulsion system[J]. Advances in Mechanics, 2009, 39(6): 716 - 739. (in Chinese)

[3]　仝毅恒, 李清廉, 吴里银, 等. 超声速气流中液体横向射流组合喷注特性实验[J]. 国防科技大学学报, 2014, 36(2): 73 - 80.
TONG Yiheng, LI Qinglian, WU Liyin, et al. Experimental investigation on injection characteristic of assembled transverse injectors in supersonic crossflow[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2014, 36(2): 73 - 80. (in Chinese)

[4]　钟战, 王振国, 孙明波. 凹腔布置方案对气化煤油超声速燃烧特性的影响[J]. 国防科技大学学报, 2016, 38(2): 1 - 5, 18.
ZHONG Zhan, WANG Zhenguo, SUN Mingbo. Effect of cavity arrangement on characteristics of supersonic combustion of vaporized kerosene[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2016, 38(2): 1 - 5, 18. (in Chinese)

[5]　潘余, 王振国. 激波对超声速流中横向射流的影响[J]. 国防科技大学学报, 2007, 29(6): 6 - 9.
PAN Yu, WANG Zhenguo. Shock impinge on supersonic cross flow injection[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2007, 29(6): 6 - 9. (in Chinese)

[6]　杨东超, 朱卫兵, 孙永超, 等. 超声速气流中液体横向射流雾化破碎模型改进[J]. 推进技术, 2017, 38(2): 416 - 423.
YANG Dongchao, ZHU Weibing, SUN Yongchao, et al. Modification of atomization breakup model for liquid jet into supersonic crossflow[J]. Journal of Propulsion Technology,

2017, 38(2): 416 – 423. (in Chinese)

[7] 李佩波, 王振国, 孙明波, 等. 超声速气流中液体横向射流的气液相互作用过程数值研究[J]. 宇航学报, 2016, 37(2): 209 – 215.
LI Peibo, WANG Zhenguo, SUN Mingbo, et al. Numerical simulation of the gas-interaction of cross liquid jet in supersonic flow[J]. Journal of Astronautics, 2016, 37(2): 209 – 215. (in Chinese)

[8] 杨东超, 朱卫兵, 陈宏, 等. 超音速横向流作用下射流的二次破碎模型研究[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2014, 35(1): 62 – 68.
YANG Dongchao, ZHU Weibing, CHEN Hong, et al. Modeling the secondary breakup of a liquid jet in supersonic cross flows[J]. Journal of Harbin Engineering University, 2014, 35(1): 62 – 68. (in Chinese)

[9] 杨顺华, 乐嘉陵. 超声速气流中液体燃料雾化数值模拟[J]. 推进技术, 2008, 29(5): 519 – 522.
YANG Shunhua, LE Jialing. Numerical simulation of liquid fuel atomization in supersonic crossflow [J]. Journal of Propulsion Technology, 2008, 29(5): 519 – 522. (in Chinese)

[10] Im K S, Lin K C, Lai M C. Spray atomization of liquid jet in supersonic cross flows [C]//Proceedings of 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005.

[11] Perurena J B, Asma C O, Theunissen R, et al. Experimental investigation of liquid jet injection into Mach 6 hypersonic crossflow [J]. Experiments in Fluids, 2009, 46(3): 403 – 417.

[12] Yang S H, Le J L, He W, et al. Fuel atomization and droplet breakup models for numerical simulation of spray combustion in a scramjet combustor[C]//Proceedings of 18th AIAA/3AF International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2012.

[13] Li H S, Karagozian A R. Breakup of a liquid jet in supersonic crossflow [J]. AIAA Journal, 1991, 30(7): 1919 – 1921.

[14] Schetz J A, Kush E A, Joshi P B. Wave phenomena in liquid jet breakup in a supersonic crossflow [J]. AIAA Journal, 1980, 18(7): 774 – 778.

[15] Kush E A, Schetz J A. Liquid jet injection into a supersonic flow[J]. AIAA Journal, 1973, 11(9): 1223 – 1224.

[16] Wu L, Wang Z G, Li Q L, et al. Study on transient structure characteristics of round liquid jet in supersonic crossflows[J]. Journal of Visualization, 2016, 19(3): 337 – 341.

[17] Xiao F, Wang Z G, Sun M B, et al. Large eddy simulation of liquid jet primary breakup in supersonic air crossflow [J]. International Journal of Multiphase Flow, 2016, 87: 229 – 240.

[18] Tian X S, Zhao H, Liu H F, et al. Three-dimensional large eddy simulation of round liquid jet primary breakup in coaxial gas flow using the VOF method [J]. Fuel processing technology, 2015, 131: 396 – 402.

[19] Li P B, Wang Z G, Sun M B, et al. Numerical simulation of the gas-liquid interaction of a liquid jet in supersonic crossflow[J]. Acta Astronautica, 2017, 134: 333 – 344.