

偏心撞击对撞击式喷嘴雾化特性的影响

李佳楠¹, 雷凡培², 周立新¹, 杨岸龙¹

- (1. 中国航天科技集团公司 西安航天动力研究所
液体火箭发动机技术重点实验室, 西安 710100;
2. 中国船舶工业集团有限公司, 北京 100044)

摘 要: 为研究偏心撞击对撞击式喷嘴雾化特性的影响,建立了求解自燃推进剂冷态射流撞击雾化过程的数值模拟方案,计算了不同偏心度条件下的射流撞击雾化过程。采用树形自适应加密算法直接求解不可压 Navier-Stokes 方程组,由分段线性的流体体积(VOF)方法对流体界面进行捕捉。结果表明偏心撞击会导致雾场发生偏转,当无量纲偏心度 E 为 $1/8$ 时,雾场偏转角度约为 9.2° ,应控制加工偏差小于该值。随着偏心度的增大,液膜的偏转角度增大,理论推导得到的液膜偏转角度要小于数值计算得到的液膜偏转角度。正心撞击时燃料与氧化剂流强峰值接近,雾场的流强分布呈单峰分布。当发生偏心撞击时,由于燃料与氧化剂部分射流未参与撞击导致流强峰值出现交错,雾场的流强分布呈双峰分布,混合比的空间分布发生较大改变。正心撞击时撞击点下游液滴的速度分布近似呈轴对称分布,而偏心撞击之后的速度分布则呈中心对称分布。偏心撞击导致的射流动量损失使得雾化性能变差,当无量纲偏心度 E 为 $1/8$ 时,一甲基肼(MMH)的 Sauter 平均直径增大约 4.8% ,四氧化二氮(NTO)的 Sauter 平均直径增大约 5.8% 。

关 键 词: 偏心撞击; 雾化特性; 流强分布; 流体体积(VOF); 树形自适应加密

中图分类号: V434

文献标志码: A

Effects of misaligned impingement on atomization characteristics of impinging jet injector

LI Jianan¹, LEI Fanpei², ZHOU Lixin¹, YANG Anlong¹

- (1. Science and Technology on Liquid Rocket Engine Laboratory,
Xi'an Aerospace Propulsion Institute,
China Aerospace Science and Technology Corporation, Xi'an 710100, China;
2. China State Shipbuilding Corporation Limited, Beijing 100044, China)

Abstract: In order to investigate the effects of misaligned impingement on the atomization characteristics of impinging jet injector, a numerical scheme to simulate cold atomization process of hypergolic propellants was established. Also atomization process with different misaligned degrees was simulated. Incompressible Navier-Stokes equations were directly solved by employing tree-based adaptive refinement algorithm. Interfaces of different fluids were captured by piecewise linear volume-of-fluid (VOF) method. The results revealed that atomization field was deflected due to misaligned impingement. When the dimensionless misaligned degree E was $1/8$, the deflection angle of the atomization field was about 9.2° , so the machining deviation should be controlled below this value. The deflected angle increased

收稿日期:2019-02-19

基金项目:国家重大基础研究项目(613193)

作者简介:李佳楠(1989—),男,博士生,主要从事液体火箭发动机喷雾燃烧研究。

引用格式:李佳楠,雷凡培,周立新,等. 偏心撞击对撞击式喷嘴雾化特性的影响[J]. 航空动力学报,2019,34(10):2280-2293. LI Jianan, LEI Fanpei, ZHOU Lixin, et al. Effects of misaligned impingement on atomization characteristics of impinging jet injector[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(10): 2280-2293.

with the misaligned degree. The angle obtained by theoretical analysis was smaller than that of numerical simulation. When aligned impingement occurred, mass flow rate flux peaks of fuel and oxide were close in space and unimodal distribution of the total mass flow rate flux appeared. When misaligned impingement occurred, for the reason that partial momentums of fuel and oxide jet didn't participate in impingement, mass flow rate flux distribution of fuel and oxide interlaced and bimodal distribution of the total mass flow rate flux appeared. Mixture ratio distribution in space changed a lot. Droplet velocity distribution of aligned impingement downstream the impingement point was approximately axial symmetric while that of misaligned impingement was approximately central symmetric. Jet momentum loss caused by misaligned impingement led to poorer atomization performance. When dimensionless misaligned degree E was $1/8$, Sauter mean diameter of monomethylhydrazine (MMH) increased about 4.8% and that of nitrogen tetroxide (NTO) increased about 5.8% .

Key words: misaligned impingement; atomization characteristics; mass flow rate flux distribution; volume-of-fluid (VOF); tree-based adaptive mesh refinement

撞击式喷嘴利用两束射流的相互撞击完成雾化混合过程,具有结构简单紧凑、易于加工、雾化混合效率高等优点,在液体火箭发动机中应用广泛。针对撞击式喷注器,国内外开展了大量的研究,关于其雾化机理^[1-3]及雾化特性^[4-5]已经有了较为充分的了解,但是采用这种喷注器的液体火箭发动机仍然频频出现问题,其中多数问题与雾化混合特性相关,关于雾化混合特性仍需要进一步开展更为细致的工作。

为了获得更高的燃烧效率及比冲,撞击式喷嘴孔径的设计值通常很小,在姿轨控液体火箭发动机中甚至只有零点几毫米,这对喷嘴的加工提出了更高的要求,同时也带来了一些新的问题。受加工精度的影响,两喷孔的轴线不相交时就会出现偏心撞击现象,如图 1 所示。

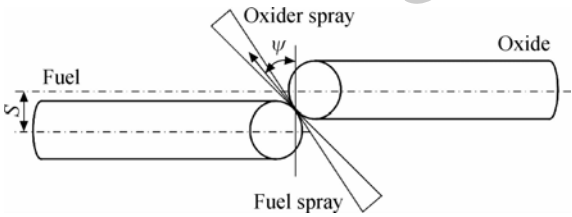


图 1 偏心撞击示意图

Fig. 1 Schematic of misaligned impingement

偏心撞击对发动机性能影响很大,当出现累积效应时可能导致发动机工作异常,甚至出现推力室烧蚀破坏等严重后果。从目前的文献调研来看,偏心撞击对于撞击式喷嘴雾化特性的影响研究较少,且集中在试验研究领域。Panão 等^[6]研

究了偏心撞击对于低韦伯数封闭边缘以及高韦伯数开放边缘液膜破碎的影响,获得了液膜破碎长度、液滴粒径随偏心度的变化规律。Subedi 等^[7]开展了一系列不同撞击角、不同孔径与不同偏心度条件下的射流撞击雾化试验,对于不同的设计参数,给出了加工所允许的最大偏差阈值,并发现随着撞击角的增大,雾化性能对偏心度的敏感性降低。国内的邓寒玉等^[8]试验研究了射流偏心撞击对于凝胶推进剂撞击雾化的影响,测得了液膜偏转角度与液滴粒径分布,并与理论分析结果进行了对比。由于试验获得的数据信息非常有限,且这方面的工作开展较少,偏心撞击对雾化过程的影响仍需进一步深入研究。

与试验研究相比,数值模拟则具有显著的优势,可以对液丝、液滴的破碎过程进行细致的观察,研究试验难以开展的因素对雾化特性的影响,获得试验难以获得的数据信息,还可以对试验现象进行深入分析,揭示试验现象背后所蕴含的物理本质,开展雾化过程的数值模拟具有非常重要的学术意义与工程实用价值。雾化过程的数值模拟涉及多相、多尺度的流动过程,对网格尺度、时间尺度要求较高,计算量很大,国内外关于雾化过程的三维数值模拟开展相对较少,采用的方法大致可以分为界面捕捉以及无网格方法。界面捕捉方法多是应用 VOF 或 Level-Set 方法对气液界面进行重构,而无网格方法则是应用 Lagrange 粒子追踪方法将液滴看作离散的颗粒,通过加入一系列雾化子模型来实现雾化过程的数值计算。以下重点介绍国内外关于射流撞击雾化的三维数值

模拟研究进展。

Inoue 等^[9]采用 CIP-LSM(CIP-based level-set and Mars)技术对甘油/水溶液射流撞击形成液膜的破碎过程开展了数值模拟,得到了不同时刻的液膜形状。虽然能够在固定的网格中观察到液膜的波动,但由于网格比较粗糙,很难精确模拟出液膜波动破碎过程中出现的液丝以及液滴。Arienti 等^[10]运用 CLSVOF(coupled level-set and volume-of-fluid)方法对气液界面进行追踪,并把雾化过程中生成的小液滴从欧拉网格转移到拉格朗日坐标系下,计算得到了液滴的尺寸分布并与试验数据进行了对比,另外计算了水/油两种不相溶液体的撞击雾化混合过程,但是只是作为初步的计算,并没有进行定量分析。Chen 等^[11-13]基于开源程序 Gerris 针对两束射流撞击雾化过程开展了高精度的数值仿真,计算得到了不同的雾化模式,研究了不同的射流速度剖面对于撞击波形成的影响,对射流撞击的动力学过程开展了分析。作者还计算了水和氟利昂 113 两种不相溶液体的撞击雾化混合过程,计算结果表明液膜在撞击波的作用下发生破碎,另外,撞击波对两种不同液体的掺混起到了至关重要的作用。郑刚等^[14-16]基于 ANSYS Fluent,在固定网格下应用 CLSVOF 方法对气液界面进行追踪,研究了撞击角、动量比对于射流撞击雾化过程的影响。由于采用的是固定形式的网格,只有当网格尺度非常细时才能捕捉到非常细小的液滴,高精度的数值仿真结果对网格尺度及网格量要求较高。刘昌波等^[17]基于 OpenFOAM(openfield operation and mainpulation)开发了一种雾化过程的多尺度仿真算法:采用 VOF 方法描述流场中大块液体的运动,将小于一定尺度的液滴简化为质点,采用 LPT(lagrange particle tracking)进行追踪,针对撞击式喷嘴开展了数值模拟,并与试验进行了对比分析,表明所开发的算法可以实现雾化过程的数值求解,但是由计算结果来看,捕捉到的气液界面仍然不够清晰。强洪夫、韩亚伟等^[18-20]基于 SPH(smoothed particle hydrodynamics)方法进行了射流撞击形成液膜过程的数值模拟,表明 SPH 方法是解决射流撞击雾化问题的一种可行新方法,同时作为一种纯 Lagrange 无网格方法,计算方法简单,计算量较传统网格方法小。但是计算结果只能定性的与理论及实验进行对比,无法进行定量分析。Wei 等^[21]对传统的非耦合撞击雾化计算模型进行了改进,引入了平口喷嘴、射

流撞击以及液滴撞击等雾化子模型,并通过不同撞击角度、射流动量以及偏心撞击等工况下的算例对模型进行了充分的验证。基于耦合计算模型,研究了发动机中非均匀气体流动对于雾化过程的影响,重点关注了流强与混合比分布情况,并研究了发动机起动过程的压力、温度变化对于雾化液滴粒径的影响。由于采用的是单纯的粒子追踪方法,无法获得液膜波动的一些信息。

与上述文献中采用的方法相比,本文采用的数值模拟方案在处理雾化这种多相、多尺度的流动过程中具有诸多优势:通过直接求解 Navier-Stokes 方程组得到流动参数,属于直接数值模拟(DNS)范畴,求解得到的流场精度很高;采用了八叉树结构形式的笛卡儿网格,结合自适应加密算法与改进的分段线性 VOF 方法追踪气液界面,可以实现相界面的精确捕捉,同时与固定网格相比计算量大大降低;由高度函数结合连续表面力模型实现表面张力的精确求解,这在雾化的数值计算中尤其重要。

四氧化二氮/一甲基肼(NTO/MMH)是小推力液体火箭发动机中经常采用的自燃推进剂组合,由于其具有自燃及剧毒的性质,试验探究其冷态雾化混合特性比较困难。台湾国立成功大学^[22-24]的研究成果表明,由模拟液冷态混合比经热力计算得到的伪温度场与实际推进剂燃烧条件下热电偶测得的温度场十分接近,可以推断对于自燃推进剂而言,液相反应并不会对反应前喷雾流场的宏观特性造成太大影响,液相反应的影响可以忽略不计,这与 Rupe^[25]在 NASA 报告中作出的假设一致。本文的数值计算作出如下三个假定:①采用通用尺寸的撞击式喷嘴,在设计工况下,推进剂射流撞击之后不发生射流分离与射流贯穿的情况,推进剂实现了恰好完全混合;②在恰好完全混合的情况下,液相反应对推进剂的雾化混合特性影响不大,计算将不考虑自燃推进剂的液相反应;③假定 NTO/MMH 为互不相溶的液体,这与文献^[26]中试验的结论一致。基于上述三点假设开展数值计算,通过数值计算模拟 NTO/MMH 冷态射流撞击雾化过程,研究偏心撞击对雾化特性的影响,弥补试验的不足之处。

1 数值计算方法

基于开源程序 Gerris^[27-28]实现自燃推进剂射流撞击雾化过程的数值计算,将采用数值计算方法描述如下。由八叉树结构形式的规则笛卡儿六

面体网格对空间进行离散,结合网格自适应加密算法实现特定区域的局部加密。由有限体积法直接数值求解不可压 Navier-Stokes 方程组,由分段线性的 VOF 方法对气液界面进行重构,并采用了多组分 VOF 方法实现不相溶液体混合过程的计算。表面张力采用 Brackbill 等^[29]提出的 CSF (continuum surface force)方法,将相界面上的一定宽度区域的表面张力等效为连续的体积力,在动量方程中加入这一项。湍流的处理采用隐式大涡模拟方法^[30-31]。基于 Linux 系统,以 MPI (message passing interface)为并行平台实现三维两相流的并行计算。由于采用了动态的自适应网格,为了提高计算效率,Gerris 采用了动态负载平衡技术。

求解的三维不可压 Navier-Stokes 方程组为

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \tag{1}$$

$$\rho (\partial \mathbf{u} / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}) = - \nabla p + \nabla \cdot (2 \mu \mathbf{D}) + \sigma \mathbf{\kappa} \delta_s \mathbf{n} \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \tag{3}$$

式中 $\mathbf{u}=(u,v,w)$ 是网格内流体的速度, p 是流体的压力, $\rho=\rho(\mathbf{x},t)$ 是流体的密度, $\mu=\mu(\mathbf{x},t)$ 是流体的动力黏度, $\mathbf{D}=(\partial u_j/\partial x_i+\partial u_i/\partial x_j)/2$ 是流体的变形张量, σ 为表面张力系数,Dirac 函数 δ_s 表明表面张力集中在两相交界面, $\mathbf{\kappa}$ 和 $\mathbf{n}$ 分别是界面曲率与界面的法向量。

采用经典的时间分裂投影方法对控制方程进行离散,离散后的方程为

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_{\text{tem}} - \frac{\Delta t}{\rho_{n+\frac{1}{2}}} \nabla p_{n+\frac{1}{2}} \tag{4}$$

$$\rho_{n+\frac{1}{2}} \left(\frac{\mathbf{u}_{\text{tem}} - \mathbf{u}_n}{\Delta t} + \mathbf{u}_{n+\frac{1}{2}} \cdot \nabla \mathbf{u}_{n+\frac{1}{2}} \right) = \tag{5}$$

$$\nabla \cdot [\mu_{n+\frac{1}{2}} (\mathbf{D}_n + \mathbf{D}_{\text{tem}})] + (\sigma \mathbf{\kappa} \delta_s \mathbf{n})_{n+\frac{1}{2}} \tag{6}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_{n+1} = 0$$

同时需要求解泊松方程

$$\nabla \cdot \left(\frac{\Delta t}{\rho_{n+\frac{1}{2}}} \nabla p_{n+\frac{1}{2}} \right) = \nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{tem}} \tag{7}$$

所求解的物理量均布置于控制体网格的中心位置, Δt 表示计算的时间步长,下标 n 代表第 n 时刻, $\mathbf{u}_{\text{tem}}$ 表示临时的速度场。动量离散方程(5)中表面张力项 $\sigma \mathbf{\kappa} \delta_s \mathbf{n}$ 的处理是将其转化为某一区域连续的体积力来计算,即 $\sigma \mathbf{\kappa} \delta_s \mathbf{n} \approx \sigma \mathbf{\kappa} \nabla \alpha$ 。由 VOF 方法计算得到的界面曲率精度不够,Gerris 程序采用高度函数(height function)计算界面曲率,结合规则的笛卡儿网格能实现表面张力的精确求解。

计算假定 NTO/MMH 为互不相溶液体,存

在液液界面,重点关注其雾化混合机制。采用经典的 VOF 方法^[32]对气液界面进行重构,定义两个体积分数值 α_1 与 α_2 ,分别代表某一网格内 MMH 与 NTO 的体积分数值,由于在同一个网格内 MMH,NTO 与空气的体积分数为 1,故空气的体积分数为 $(1-\alpha_1-\alpha_2)$ 。定义了两个体积分之后,流场中便存在三个界面,即 NTO 与空气界面,MMH 与空气界面,NTO 与 MMH 液液界面。VOF 方法不需要对界面的破裂与融合等现象作特殊的处理,这些结构的改变都被包含在计算过程中了。流体的密度与动力黏度系数由各流体的体积分数值加权平均计算

$$\rho = \rho_1 \alpha_1 + \rho_2 \alpha_2 + \rho_3 (1 - \alpha_1 - \alpha_2) \tag{8}$$

$$\mu = \mu_1 \alpha_1 + \mu_2 \alpha_2 + \mu_3 (1 - \alpha_1 - \alpha_2) \tag{9}$$

两种液体的表面张力系数则需要分别定义。通过设定自适应加密准则对存在气液界面、液液界面以及各体积分数值存在梯度的区域加密处理。

2 算例验证

Heidmann 等^[4]通过实验得到了四种不同的雾化模式:封闭边缘,周期性液滴脱落,开放边缘以及完全发展模式。选择完全发展模式的典型喷雾场开展数值计算,水与空气的物性参数列于表 1,部分结构与工作参数列于表 2。

表 1 水与空气的物性参数

Table 1 Physical parameters of water and air

参数	数值
水密度/(kg/m ³)	998.2
水黏度/(Pa·s)	1.003×10 ⁻³
水表面张力系数/(N/m)	73.0×10 ⁻³
空气密度/(kg/m ³)	1.225
空气黏度/(Pa·s)	0.015×10 ⁻³

表 2 结构与工作参数

Table 2 Geometry and working parameters

参数	数值
撞击角/(°)	60.000
射流直径/mm	1.000
射流长度/mm	6.000
射流速度/(m/s)	12.755

计算得到的雾场形态与试验结果的对比如图 2 所示,计算结果显示为体积分数值 $\alpha=0.25$ 的等

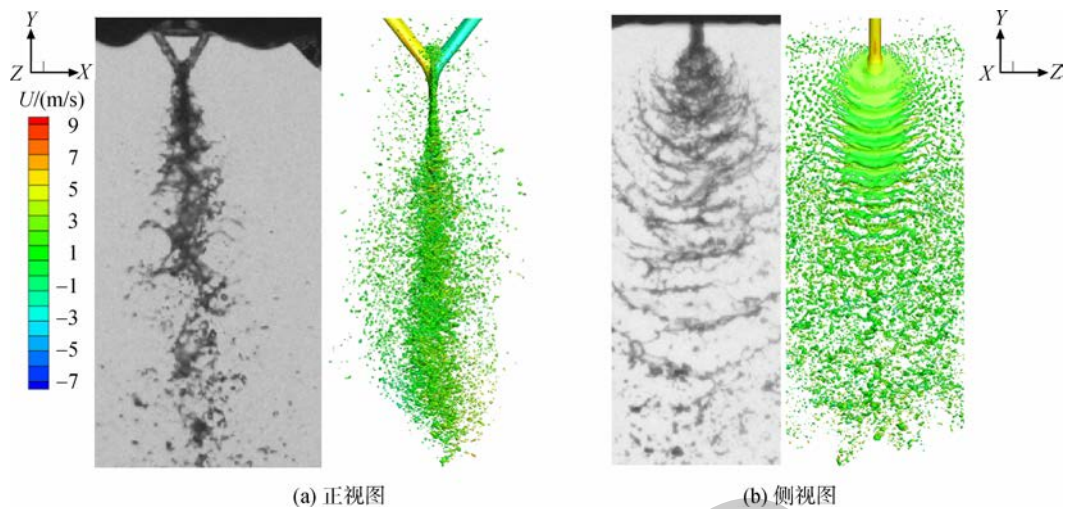


图 2 数值模拟结果与试验结果的对比
Fig. 2 Comparison of simulation results with experiment results

值面,由 X 方向的速度分量 U 对等值面染色。雾场 XY 截面与 YZ 截面的体积分数分布如图 3 所示,由计算结果可以明显观察到液膜表面撞击波的波动过程。根据试验以及计算得到的结果,可以将射流撞击雾化过程分为三个阶段,首先,两束射流撞击之后在撞击点处铺展形成液膜,这是射流撞击雾化的第一步,液膜的参数对于后续液滴的参数至关重要。之后液膜在撞击波的作用下波动破碎形成弓形液丝,撞击波的形成原因是由于受湍流、气动力等内外因素的扰动,射流发展并不是完全对称,撞击之后在撞击点处由于惯性力的不平衡导致液膜发生较大幅值,较高频率的波动。最后弓形液丝在表面张力、气动力等因素的共同作用下进一步收缩形成液滴。图 3 中 λ 表示撞击波的波长。

对撞击点处 X 方向的速度分量 U 进行观测,如图 4 所示,可以看出当雾场达到稳定时,撞击点处的速度随时间的变化表现出良好的周期性。由

于时间步长也是自适应的,因此对采样得到的数据点进行等距插值得到新的数据点,并对新得到的数据点进行快速傅里叶变换(FFT),采样频率为等距时间步长的倒数,约为 $6.85 \times 10^5 \text{ Hz}$ 。经 FFT 变换得到的频谱分布如图 5 所示,峰值频率约为 5989.2 Hz 。由 Hewitt 准则^[33-34]可以得知,自然雾化的频率 f_a 范围

$$\frac{u}{10d} < f_a < \frac{u}{d} \tag{10}$$

其中 u 为射流速度, d 为射流直径。代入数据得到 $1275.5 \text{ Hz} < f_a < 12755 \text{ Hz}$,FFT 之后的雾化频率位于此范围内,表明计算的可信度较高。

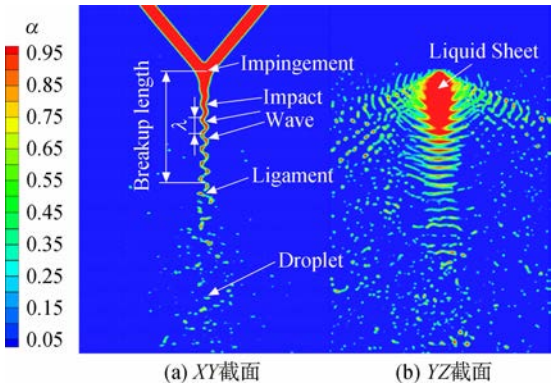


图 3 体积分数 α 的分布云图
Fig. 3 Contours of α of different slices

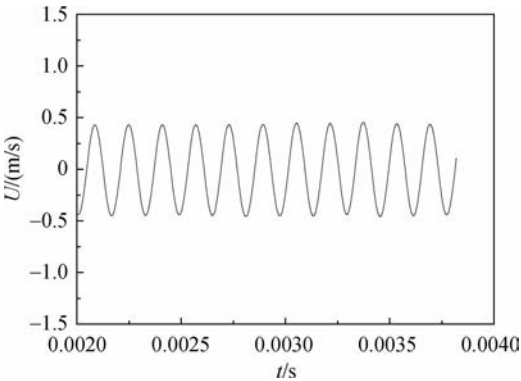


图 4 撞击点处的速度分量 U
Fig. 4 Velocity component U on the impingement point

经过网格无关性验证,发现当网格加密最小尺寸在 $50 \sim 70 \mu\text{m}$ 的范围内时,既能表征雾化液滴的大小,又能精确模拟出雾化过程中生成的液膜、液丝、液滴等细微结构^[35]。设定最高网格加密等级为 8 级,对应的最小网格尺寸为 $62 \mu\text{m}$ 。雾场液滴粒径的统计方法是由液滴体积进行换

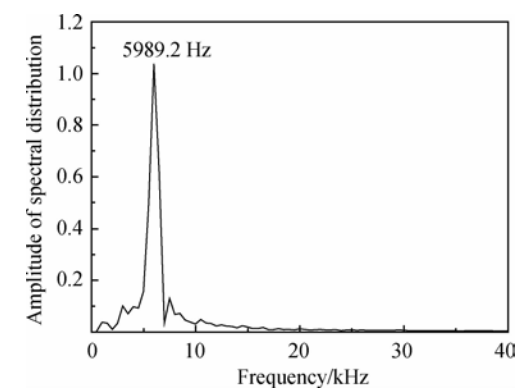


图 5 撞击点处速度分量 U 的频谱分布

Fig. 5 Spectral distribution of velocity component U on the impingement point

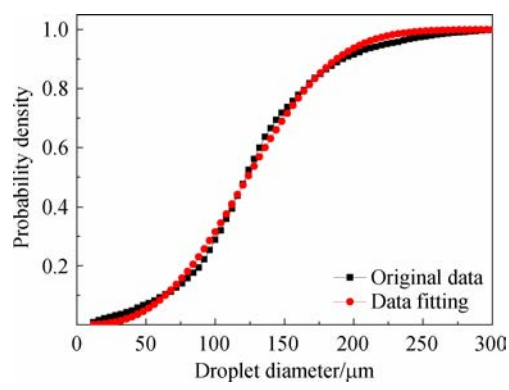


图 7 累积概率密度分布

Fig. 7 Accumulated probability density distribution

算,由界面所围成的网格体积与体积分数的乘积来计算液滴体积,假定液滴近似为球形,由球形体积公式得到每个液滴的粒径。统计的雾场液滴粒径范围在 $10\sim300\text{ }\mu\text{m}$ 之间,每隔 $4\text{ }\mu\text{m}$ 作一次统计,统计得到的液滴粒径分布如图 6 所示,液滴粒径的分布规律与正态分布相似,呈现出中间区域高两边区域低的规律,其中概率密度超过 0.03 的液滴粒径分布在 $94\sim140\text{ }\mu\text{m}$ 。图 7 液滴粒径的累积概率密度分布,可以看出液滴粒径近似服从 Rosin-Rammler 分布,其表达式为

$$Q=1-\exp\left[-\left(\frac{D}{c}\right)^N\right] \tag{11}$$

其中 Q 表示直径小于 D 的液滴体积在喷雾总体积中所占的百分比。对得到的累积概率密度曲线进行光滑处理,并经过曲线拟合得到累积概率密度函数的参数 $c=140.3$, $N=2.867$,其中 N 称为均匀度指数,大多数喷雾的 N 值在 $1.5\sim4.0$ 之间。Sauter 平均直径在质量运输、燃烧反应中应用较多,其表达式为式(12),式中 D 表示液滴直径, N_d 表示液滴的数目,计算得到的液滴 Sauter

平均直径约为 $167.4\text{ }\mu\text{m}$ 。

$$D_{32}=\frac{\int\limits_{D_{\min}}^{D_{\max}}D^3dN_d}{\int\limits_{D_{\min}}^{D_{\max}}D^2dN_d} \tag{12}$$

3 计算结果及分析

3.1 偏心撞击理论分析

偏心撞击是由于撞击式喷嘴在加工过程中,两喷嘴轴线不相交造成的。坐标系定义如图 2 所示,假定一喷孔在加工过程中 XY 坐标不发生变化,而沿 Z 方向发生偏移,偏移距离为 S ,如图 8 所示,则 S 的变化范围为 $0<S<d$, d 为射流直径。当 $S=0$ 时,两束射流恰好完全撞击,当 $S=d$ 时,两束射流则完全没有撞击,当 S 介于两者之间时就会发生偏心撞击。定义一个无量纲参数 E 来表示两喷孔的偏心程度

$$E=\frac{S}{d} \tag{13}$$

两束射流偏心撞击时一个最为明显的现象就是撞击形成液膜发生偏转,整个雾场出现旋转。偏转的原因是由于部分射流动量未参与撞击,沿射流方向继续运动,带动撞击形成液膜由垂直于射流所在平面向射流方向发生偏转,如图 8 所示,由位置 1 偏转到位置 2,定义液膜的偏转角度为 ψ ,以下将通过理论分析求解 ψ 。

将射流动量沿水平与竖直方向分解,实际参与撞击的射流动量为水平分量,液膜偏转重点关注射流动量的水平分量。假设撞击前射流未发生变形,射流截面为规则椭圆形状,图 8 给出了两射流恰好撞击时的截面形状,液膜偏转角度 ψ 的计算公式为

$$\psi=\arctan\frac{M_s}{M_i}=\arctan\frac{M_s/M_0}{1-M_s/M_0} \tag{14}$$

式中 M_s 为水平分量中未参与撞击的动量, M_i 为

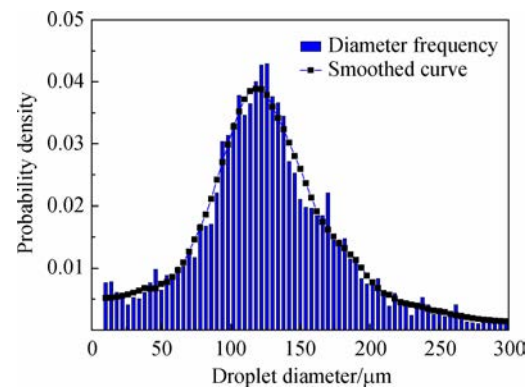


图 6 液滴粒径分布

Fig. 6 Droplet diameter distribution

表 4 偏心撞击工况
Table 4 Cases of misaligned impingement

工况	偏心距离	无量纲偏心度
1	0	0
2	$R/4$	$1/8$
3	$2R/4$	$2/8$
4	$3R/4$	$3/8$

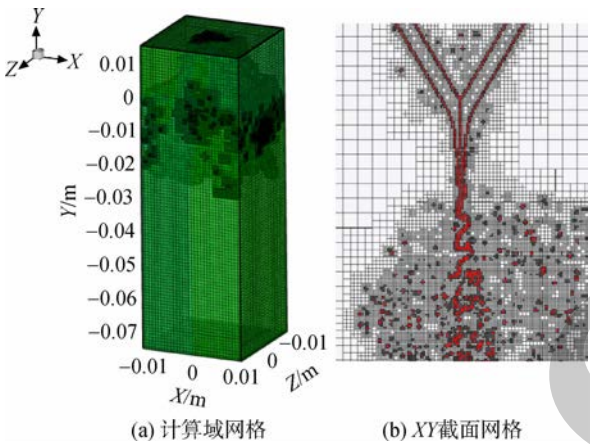


图 9 计算域网格及 XY 截面网格

Fig. 9 Meshes of computational region and XY slice

工况 1 的计算结果如图 10 所示,图中青色液体代表燃料 MMH,紫色液体代表氧化剂 NTO,整个雾化过程与自击式喷嘴的雾化过程^[4]基本一致。以下分析液膜的波动破碎过程,撞击点处的体积分数随时间的变化如图 11 所示,可以看出 α_1 与 α_2 随时间呈周期性变化并且此消彼长,表明撞击点处 NTO 与 MMH 交替出现。撞击点处的压力 P 随时间的变化如图 12 所示,流体均视为不

可压缩流体,参考压力设定为 0,撞击之后撞击点处的压力由 0 开始迅速攀升,形成稳定液膜之后出现周期性的波动。在这种脉动压力的作用下,液膜发生周期性波动,撞击点处的速度分量 U 出现了图 13 所示的周期性的波动。在向下游发展过程中,液膜波动幅值不断增大,达到破碎的临界值之后,在末端就会形成周期性脱落的弓形液丝,液丝在向下游发展过程中会在表面张力、气动力等因素的共同作用下收缩成较大尺寸的液滴,较大尺寸的液滴还会进一步破碎形成尺寸更小的液滴,从而完成雾化过程。撞击波的形成对液相混合过程起到了至关重要的作用,在撞击波的作用下燃料与氧化剂分别穿透过射流对称面,分布于射流两侧,从而完成了液相混合过程。

与正心撞击形成的液膜相比,偏心撞击会导致液膜发生一定程度的偏转。图 14 给出了各计算工况雾场的顶视图,可以明显观察到这一现象,白色液体代表燃料 MMH,红色液体代表氧化剂 NTO,并且随着偏心度的增大,雾场偏转角度也随之增大,红色与白色液体的空间分布范围也开始出现交错。统计雾场达到稳定状态四个不同时刻的液膜偏转角度,数值平均作为最终液膜的偏转角度,并与文中第 4.1 节中理论分析得到的结果进行对比,如图 15 所示。液膜偏转角度随偏心度的变化趋势是一致的,理论分析得到的偏转角度要小于数值计算得到的偏转角度,出现偏差的主要原因在于理论分析未考虑射流流动量沿截面分布的不均匀性,后期可以对理论模型进行改进,考虑更多实际撞击过程的因素。

发动机实际工作过程中,推进剂的流强分布、

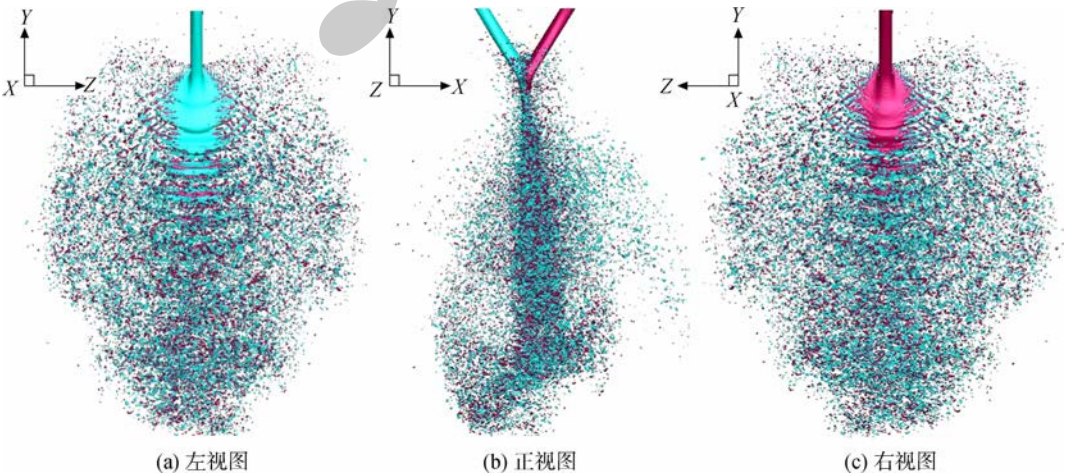


图 10 雾场的不同视图

Fig. 10 Different views of atomization field

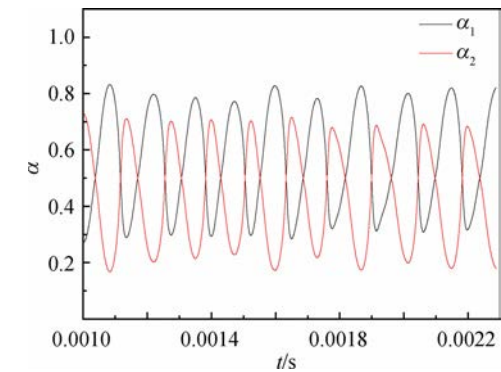


图 11 撞击点处的体积分

Fig. 11 Volume fraction on the impingement point

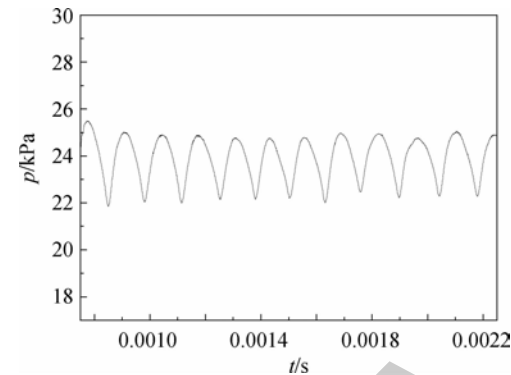


图 12 撞击点处的压力

Fig. 12 Pressure on the impingement point

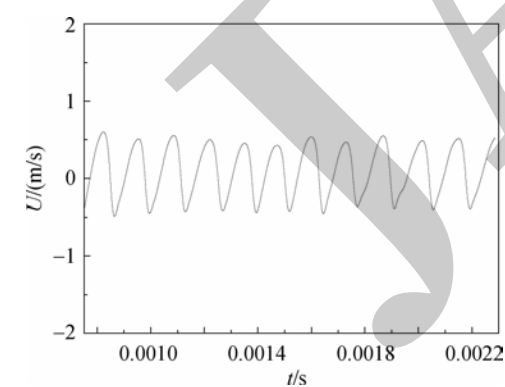


图 13 撞击点处的速度分量 U

Fig. 13 Velocity component U on the impingement point

混合比分布与发动机的性能关系最为密切, 试验统计流强与混合比分布的方法可以分为试管收集^[36-37]与光学诊断方法^[22-24], 但是这两种方法都存在一定弊端, 比如试管收集方法并不适用于小推力小尺寸的液体火箭发动机, 光学诊断方法还只能用作半定量的分析等。基于流强的定义, 提出适用于本文数值计算的流强统计方法。在撞击点下游某个平面位置处设置厚度为 1 倍直径的长方体, 将长方体均分为 40×16 的小格子, 统计某

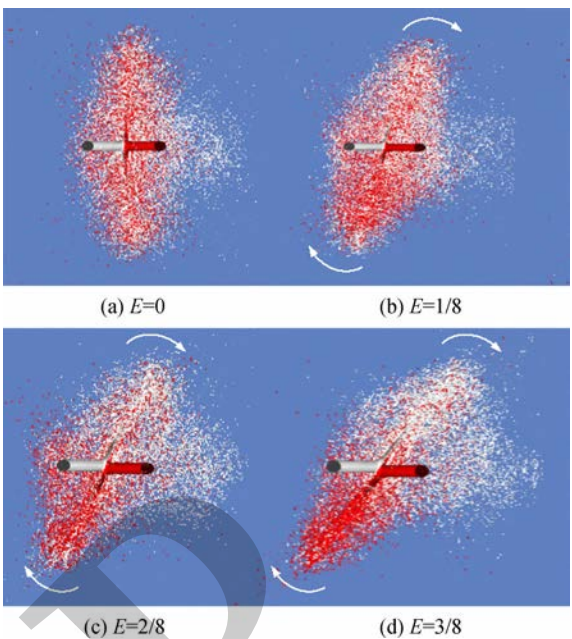


图 14 不同偏心度条件下雾场的顶视图

Fig. 14 Top views of atomization field under different misaligned degree

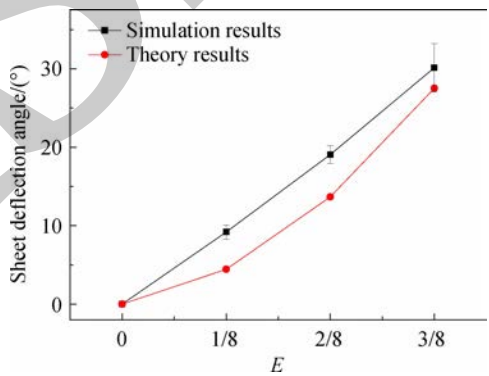


图 15 液膜偏转角度

Fig. 15 Deflection angle of liquid sheet

一时刻每个小格子内所有燃料与氧化剂液滴的速度、质量、质心坐标等信息, 下标 i 表示每个液滴, 则每个小格子内液体的平均密度为

$$\bar{\rho} = \frac{\sum_i m_i}{V_{\text{box}}} \tag{18}$$

式中 m_i 为每个液滴的质量, V_{box} 为每个小格子的体积, 由每个小格子内液滴的质量加权求得平均速度为

$$|\bar{v}| = \frac{\sum_i |v_i| m_i}{\sum_i m_i} = \frac{\sum_i |v_i| \rho_i V_i}{\sum_i m_i} \tag{19}$$

其中 ρ_i 为液体的密度, V_i 为每个液滴的体积, v_i 为每个液滴 Y 方向的运动速度分量, 由流强的计算公式得到

$$\dot{W} = \bar{\rho}|\bar{v}| = \frac{\sum_i |v_i| \rho_i V_i}{V_{\text{box}}} \tag{20}$$

将式(20)的右端项定义为式(21),表示每个液滴对流强的贡献

$$\dot{W}_i = \frac{|v_i| \rho_i V_i}{V_{\text{box}}} \tag{21}$$

将流强无量纲化,得到相对流强

$$\bar{\dot{W}} = \frac{\dot{W}}{\sum \dot{W}} \tag{22}$$

由相对流强的计算公式可以看出相对流强只与液体的密度、每个液滴的体积与运动速度有关系,在流强的统计过程中,根据液滴在小格子内与四个顶点的相对位置,将液滴信息分配给四个顶点进行叠加,如图 16 所示,具体的计算公式为式(23)~式(26),其中 $\dot{W}_i$ 可由式(21)得到。

$$\dot{W}_{n_1} = \dot{W}_{\text{droplet}} \cdot \frac{x}{a} \cdot \frac{z}{b} \tag{23}$$

$$\dot{W}_{n_2} = \dot{W}_{\text{droplet}} \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right) \cdot \frac{z}{b} \tag{24}$$

$$\dot{W}_{n_3} = \dot{W}_{\text{droplet}} \cdot \frac{x}{a} \cdot \left(1 - \frac{z}{b}\right) \tag{25}$$

$$\dot{W}_{n_4} = \dot{W}_{\text{droplet}} \cdot \left(1 - \frac{x}{a}\right) \cdot \left(1 - \frac{z}{b}\right) \tag{26}$$

燃料、氧化剂液滴通过厚度为一倍直径的长方体的时间约为 50 个时间步长,每 50 个时间步长对液滴信息统计一次,取统计得到的 40 次液滴信息的平均值来计算最终的流强分布。由得到的

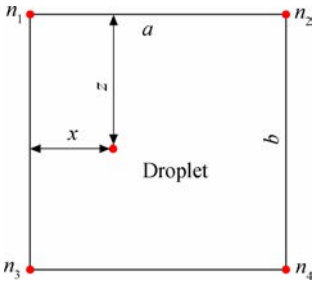
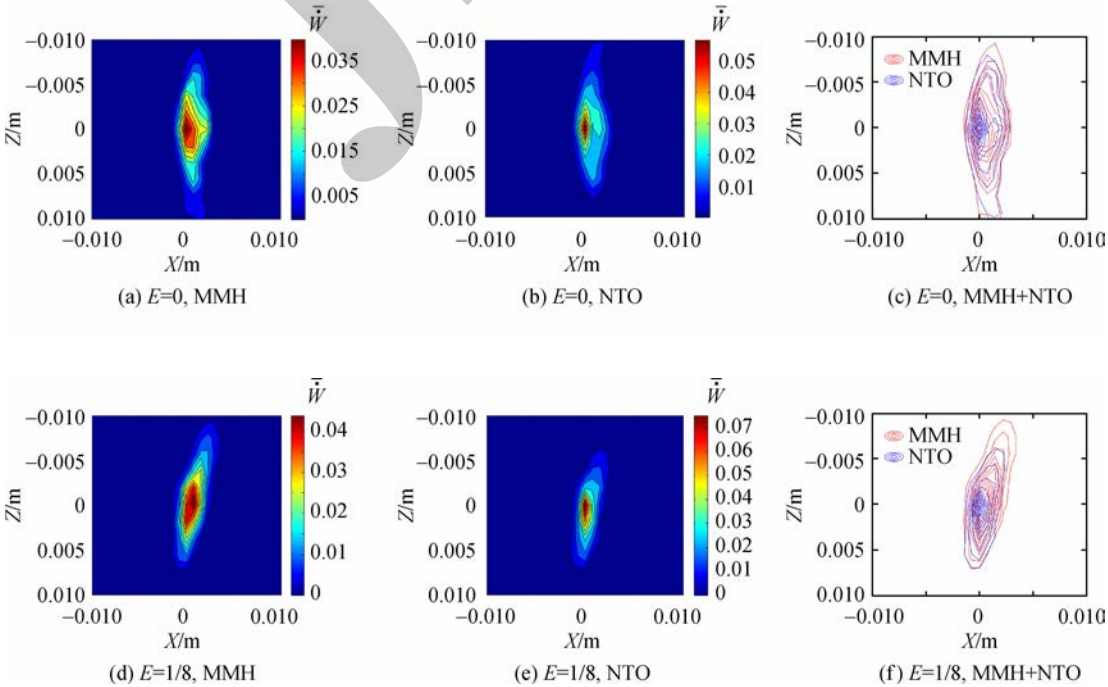


图 16 液滴的 $\dot{W}_i$ 值分配到四个顶点
Fig. 16 Distribution of $\dot{W}_i$ of each droplet on four corners

相对流强分布除以每个方格的截面积就可以得到流强的概率密度分布。撞击点下游 15 mm 的区域液膜已经完全雾化,统计该平面位置处燃料与氧化剂液滴的流强分布,编写 MATLAB 程序对流强分布进行统计,统计结果以及燃料与氧化剂流强分布的相对位置如图 17 所示。当两束射流正心撞击时,流强分布近似呈椭圆分布,中心区域流强最高,边缘区域流强则相对较低。燃料与氧化剂流强峰值空间位置接近,总的流强分布近似呈现单峰分布。当两束射流出现偏心撞击时,垂直于液膜方向的分布变窄,液膜方向的分布变长,整个流强呈现狭长形分布。同时,燃料与氧化剂的流强峰值开始出现交错,偏心度越大,流强峰值的空间位置相错越大,最终,总的流强分布呈现出双峰分布的特征。由于燃料与氧化剂的空间分布出现交错,对推进剂的液相混合影响很大,尤其是



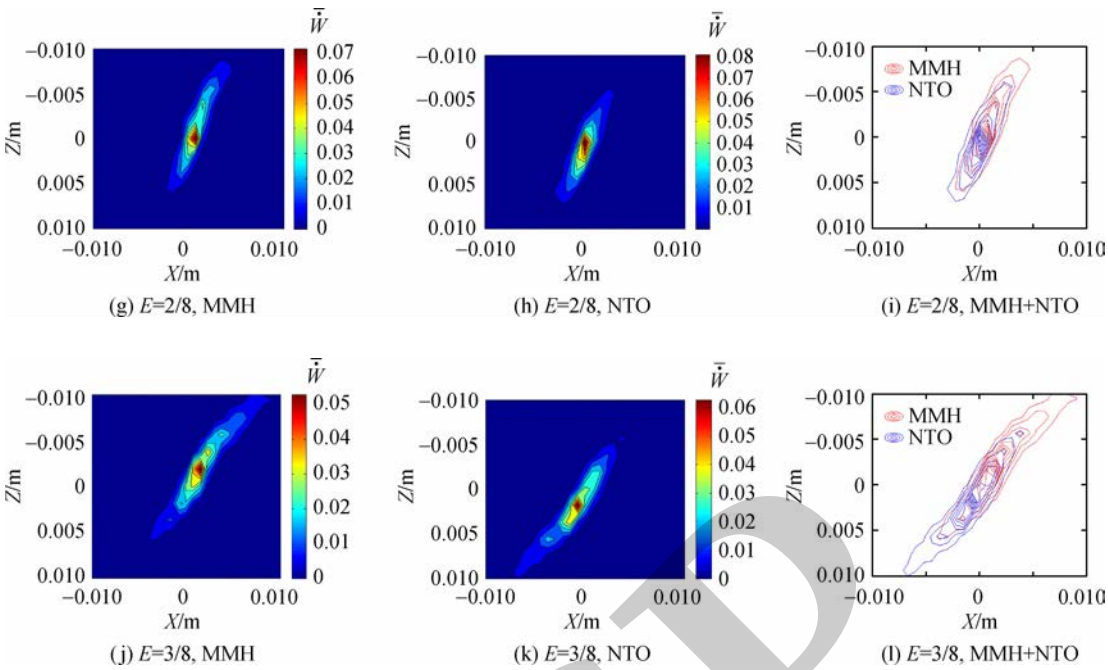


图 17 不同偏心度条件下 MMH/NTO 流强概率密度分布

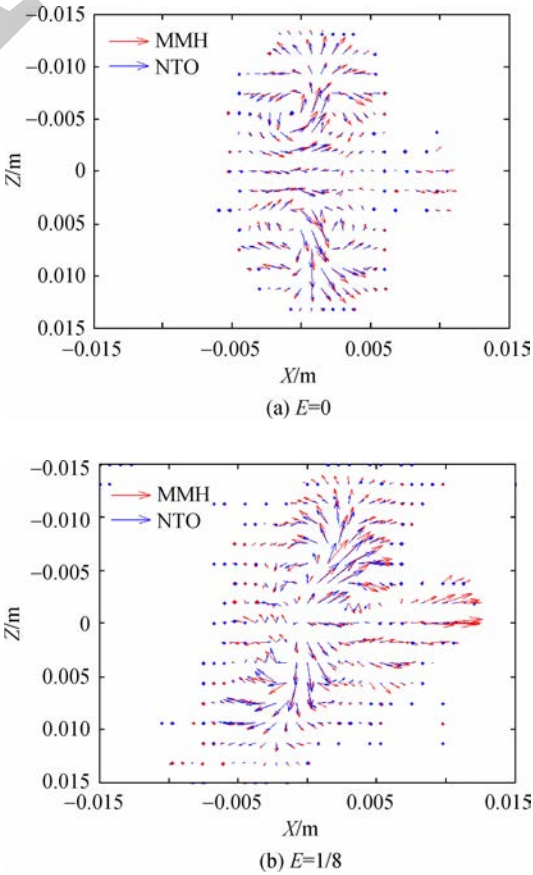
Fig. 17 Mass flow rate flux probability density distribution of MMH/NTO under different misaligned degrees

在雾场的边区,该区域由于只是分布燃料或者氧化剂,混合比偏离设计混合比较远,当各个喷注对的加工偏差一致,出现累积效应时,会导致发动机工作过程中推力室内温度分布异常,甚至导致推力室内局部温度过高壁面发生烧蚀。因此,在喷注对加工过程中应尽量降低喷孔的交错。

对撞击点下游 15 mm 平面位置处燃料与氧化剂液滴的二维速度分布进行统计,如图 18 所示。当两束射流正心撞击时,液滴的速度分布近似以 $x=0$ 为对称轴呈轴对称分布,当出现偏心撞击时雾场发生旋转,液滴速度近似呈中心对称分布,这也是试验中观察到的现象^[38]。雾场发生偏转时,液膜带动气体旋转,雾场将会出现更多的气涡,在气涡卷吸作用下对液膜冷却可能造成影响。由相位多普勒粒径分析仪(PDPA)测量得到的液滴速度矢量分布可以作为鉴别喷嘴加工精度的一个方法,当速度分布呈现轴对称分布时表明喷嘴加工精度较高,而当速度分中心对称分布时,表明两喷孔的轴线可能不相交,存在偏心撞击。

统计撞击点下游 15 mm 平面位置处厚度为一倍射流直径的长方体区域的液滴平均粒径,由式(13)计算每个时刻的 Sauter 平均直径,由 40 个时刻的平均值得到最终的平均粒径,不同偏心度条件下的液滴平均粒径如图 19 所示。MMH 的平均粒径普遍大于 NTO 的平均粒径,这主要是由于 NTO 的表面张力、黏度均要小于 MMH,

导致 NTO 比 MMH 更容易破碎。当出现偏心撞击时,由于部分射流未参与撞击,雾化性能变差,液滴平均粒径增大,偏心程度越大,液滴的平均粒径也就越高。



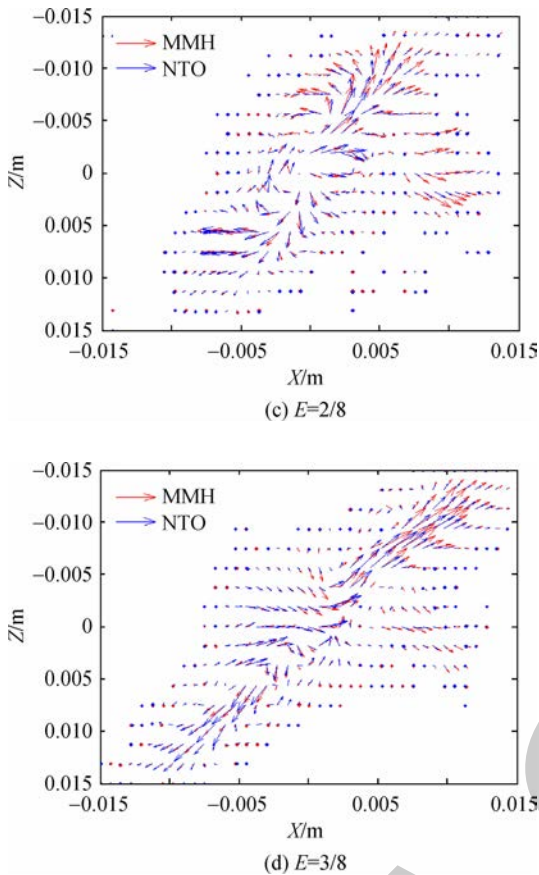


图 18 不同偏心度条件下 XZ 截面的速度矢量
Fig. 18 Velocity vector of XZ slice under different misaligned degree

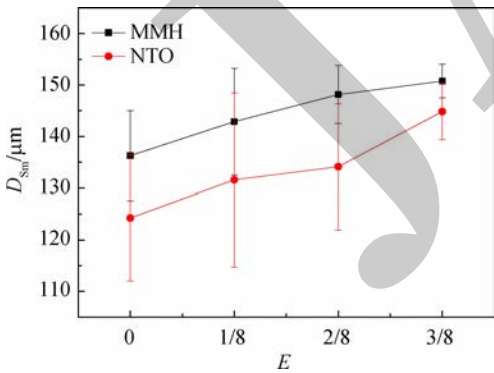


图 19 不同偏心度条件下的 SMD
Fig. 19 SMD under different misaligned degree

4 结 论

喷嘴的结构参数对雾化过程具有显著影响,偏心撞击对撞击式喷嘴雾化特性的影响在以往很少被关注,某些姿轨控发动机推力室中出现的温度分布异常与偏心撞击有很大关系,研究偏心撞击对于雾化特性的影响具有重要的工程应用价值。本文开展了初步的数值模拟工作,建立了求

解自燃推进剂冷态撞击雾化过程的数值模拟方案,研究了偏心撞击对雾化特性的影响规律,得出的主要结论如下:

1) 偏心撞击导致液膜发生偏转,当无量纲偏心度 $E=1/8$ 时,液膜偏转角度约为 9.2° ,应控制加工偏差小于该值。理论推导得到了液膜偏转角度的数学表达式,并与数值模拟结果进行了对比,发现理论分析值小于数值模拟值。理论分析与数值模拟结果表明,偏心度越大,液膜的偏转角度越大。

2) 流强分布对于喷注器的设计具有重要意义,提出了适用于数值计算的流强统计方法,统计得到了不同偏心度撞击时燃料与氧化剂的流强分布。偏心撞击时,燃料与氧化剂的流强峰值交错,总的流强分布呈双峰分布。由燃料与氧化剂的流强分布来看,偏心撞击导致混合比的空间分布发生较大改变,可能会是推力室温度分布发生异常的重要原因。

3) 正心撞击时撞击点下游的液滴速度分布呈轴对称分布,偏心撞击时撞击点下游的液滴速度分布呈中心对称分布。未来可根据雾场液滴的速度分布规律建立一种鉴定喷嘴加工精度的新方法,非常适用于孔径非常小、加工精度难以检测的撞击式喷嘴。

4) 偏心撞击时,由于部分射流动量未参与撞击,导致液滴平均粒径增大,无量纲偏心度越大,液滴的平均粒径越大。当无量纲偏心度 $E=1/8$ 时,MMH 的 Sauter 平均直径增大约 4.8% ,NTO 的 Sauter 平均直径增大约 5.8% 。由于 NTO 的表面张力与黏度与 MMH 相比较小,NTO 的平均粒径要小于 MMH 的平均粒径。

偏心撞击对于撞击式喷嘴雾化特性的影响是工程上非常关心的问题,目前开展了初步的研究工作,未来仍需要开展系统深入的研究,将未来要开展的研究作简单介绍:后期将针对孔径比、动量比不为 1 的情况开展更多的计算,给出混合比的定量分布规律。喷孔加工精度的检测是工程上的难题,由 PDPA 测量得到的速度分布可以作为检测喷孔加工精度的方法,未来将根据液滴速度分布规律建立喷孔交错度的定量分析方法。未来将搭建试验系统,通过机构调节喷孔交错,试验研究偏心撞击对雾化特性的影响。

致谢:

此项工作是在国家超级计算天津中心的“天河一号”超级计算机上完成,感谢天津超算中心的

大力支持。

参考文献:

- [1] HEIDMANN M F, PRIEM R J, HUMPHREY J C. A study of sprays formed by two impinging jets[R]. NACA (National Advisory Committee for Aeronautics) TN3835, 1957.
- [2] HEIDMANN M F, HUMPHREY J C. Fluctuations in a spray formed by two impinging jets[R]. NACA (National Advisory Committee for Aeronautics) TN2349, 1951.
- [3] ANDERSON W E, RYAN H M, SANTORO R J. Impact wave-based model of impinging jet atomization[J]. Atomization and Sprays, 2006, 16(7): 791-805.
- [4] 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.
- [5] LI R, ASHGRIZ N. Characteristics of liquid sheets formed by two impinging jets[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(8): 087104. 1-087104. 13
- [6] 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. 1-012105. 11
- [7] SUBEDI B, SON M, KIM W, et al. Spray characteristics of misaligned impinging injectors[J]. Journal of the Korean Society of Marine Engineering, 2014, 38(10): 1257-1262.
- [8] 邓寒玉, 封锋, 武晓松, 等. 射流偏心撞击对凝胶推进剂撞击雾化影响的实验研究[J]. 兵工学报, 2016, 37(4): 612-620.
- DENG Hanyu, FENG Feng, WU Xiaosong, et al. Experimental research on the effect of eccentric impact of jet on the impinging atomization of gel propellant[J]. Acta Armamentarii, 2016, 37(4): 612-620. (in Chinese)
- [9] INOUE C, WATANABE T, HIMENO T. Study on atomization process of liquid sheet formed by impinging jets[R]. AIAA 2008-4847, 2008.
- [10] ARIENTI M, LI X, SOTERIOU M C, et al. Coupled level-set/volume-of-fluid method for the simulation of liquid atomization in propulsion device injectors[R]. AIAA 2010-7136, 2010.
- [11] CHEN X D, MA D J, YANG V. Mechanism study of impact wave in impinging jets atomization[R]. AIAA 2012-1089, 2012.
- [12] CHEN X D, MA D J, YANG V. High-fidelity numerical simulations of impinging jet atomization[R]. AIAA 2012-4328, 2012.
- [13] CHEN X D, YANG V. Thickness-based adaptive mesh refinement methods for multi-phase flow simulations with thin regions[J]. Journal of Computational Physics, 2014, 269: 22-39.
- [14] 郑刚, 聂万胜, 何博, 等. 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): 608-613.
- ZHENG Gang, NIE Wansheng, HE Bo, et al. Effects of impingement angle on atomization characteristics of impinging jets injector[J]. Journal of Propulsion Technology, 2015, 36(4): 608-613. (in Chinese)
- [15] 郑刚, 冯伟, 聂万胜, 等. 动量比对两股互击式喷嘴雾化特征的影响[J]. 航空动力学报, 2016, 31(9): 2283-2289.
- ZHENG Gang, FENG Wei, NIE Wansheng, et al. Effect of momentum ratio on atomization characteristics of unlike-doublet impinging jets injector[J]. Journal of Aerospace Power, 2016, 31(9): 2283-2289. (in Chinese)
- [16] ZHENG G, NIE W S, FENG S J, et al. Numerical simulation of the atomization process of a like-doublet impinging rocket injector[J]. Procedia Engineering, 2015, 99: 930-938.
- [17] 刘昌波, 雷凡培, 周立新. 两股湍流射流撞击雾化过程的数值研究[J]. 推进技术, 2014, 35(12): 1669-1678.
- LIU Changbo, LEI Fanpei, ZHOU Lixin, et al. Primary atomization simulations of two turbulent impinging jets[J]. Journal of Propulsion Technology, 2014, 35(12): 1669-1678. (in Chinese)
- [18] 强洪夫, 刘虎, 陈福振, 等. 基于 SPH 方法的射流撞击仿真[J]. 推进技术, 2012, 33(3): 424-429.
- QIANG Hongfu, LIU Hu, CHEN Fuzhen, et al. Simulation on jet impingement based on SPH method[J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(3): 424-429. (in Chinese)
- [19] 强洪夫, 韩亚伟, 王广, 等. 幂律型流体雾化 SPH 方法数值分析[J]. 推进技术, 2013, 34(2): 240-247.
- QIANG Hongfu, HAN Yawei, WANG Guang, et al. Numerical simulation of atomization process of liquid with power law model based on SPH method[J]. Journal of Propulsion Technology, 2013, 34(2): 240-247. (in Chinese)
- [20] 韩亚伟, 强洪夫, 刘虎. 双股液体射流撞击雾化的 SPH 方法数值模拟[J]. 工程力学, 2013, 30(3): 17-23.
- HAN Yawei, QIANG Hongfu, LIU Hu. Numerical simulation of two liquid impinging jets with SPH method[J]. Engineering Mechanics, 2013, 30(3): 17-23. (in Chinese)
- [21] WEI Q, LIANG G Z. Coupled lagrangian impingement spray model for doublet impinging injectors under liquid rocket engine operating conditions[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2017, 30(4): 1391-1406.
- [22] YUAN T, CHEN C, HUANG B. Optical observation of the impingements of nitrogen tetroxide/monomethylhydrazine simulants[J]. AIAA Journal, 2006, 44(10): 2259-2266.
- [23] YUAN T, CHEN C, HUANG B. Comparison of hot-fire and cold-flow observations of nitrogen tetroxide/monomethylhydrazine impinging combustion[J]. AIAA Journal, 2009, 47(10): 2359-2367.
- [24] YUAN T, CHEN C, HUANG B, et al. The impinging-type injector design of MMH/NTO liquid rocket engine[R]. AIAA 2012-3745, 2012.
- [25] RUPE J H. An experimental correlation of the nonreactive properties of injection schemes and combustion effects in a

liquid-propellant rocket engine; Part 1 the application of nonreactive-spray properties to rocket-motor injector design[R]. NASA-CR-64635,1965.

[26] TANI H,DAIMON Y,SASAKI M,et al. Atomization and hypergolic reactions of impinging streams of monomethylhydrazine and dinitrogen tetroxide[J]. Combustion and Flame,2017,185:142-151.

[27] POPINET S. Gerris; a tree-based adaptive solver for the incompressible euler equations in complex geometries[J]. Journal of Computational Physics,2003,190(2):572-600.

[28] POPINET S. An accurate adaptive solver for surface-tension-driven interfacial flows[J]. Journal of Computational Physics,2009,228(16):5838-5866.

[29] BRACKBILL J U,KOTHE D B,ZEMACH C A. A continuum method for modeling surface tension[J]. Journal of Computational Physics,1992,100(2):335-354.

[30] 阎超,于剑,徐晶磊,等. CFD 模拟方法的发展成就与展望[J]. 力学进展,2011,41(5):563-589.

YAN Chao, YU Jian, XU Jinglei, et al. On the achievements and prospects for the methods of computational fluid dynamics[J]. Advances in Mechanics,2011,41(5):563-589. (in Chinese)

[31] BORIS J P,GRINSTEIN F F,ORAN E S,et al. New insights into large eddy simulation[R]. NAL (Naval Research Laboratory),4400-92-6979,1992

[32] HIRT C W,NICHOLS B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. Journal of Computational Physics,1981,39(1):201-225.

[33] ANDERSON W E. The effects of atomization on combustion stability[D]. Philadelphia: The Pennsylvania State University,1996:30-34.

[34] ANDERSON W E,RYAN H M,SANTORO R J,et al. Combustion instability mechanisms in liquid rocket engines using impinging jet injectors[R]. AIAA 95-2357,1995.

[35] ZHANG P Y,WANG B. Effects of elevated ambient pressure on the disintegration of impinged sheets[J]. Physics of Fluids,2017,29:042202. 1-042202. 17.

[36] RUPE J H. The liquid-phase mixing of impinging streams [R]. Pasadena, US: Jet Propulsion Laboratory, Progress Report,1953.

[37] RUPE J H. A correlation between the dynamic properties of a pair of impinging streams and the uniformity of mixture-ratio distribution in resulting spray [R]. Pasadena, US: Jet Propulsion Laboratory, Progress Report,1956.

[38] 费俊,孙璠,杨伟东,等. 射流撞击雾化液滴运动过程与粒径分布特性的试验研究[J]. 火箭推进,2015,41(1):10-14,35.

FEI Jun,SUN Fan,YANG Weidong,et al. Experimental analysis on movement and size distribution of atomized droplets from impinging liquid jet[J]. Journal of Rocket Propulsion,2015,41(1):10-14,35. (in Chinese)

(编辑:李岩梅、张 雪)