



# 干粉粒径对灭火器超声速气固两相流影响的数值模拟

孙 卫,施红辉

(浙江理工大学机械与自动控制学院,杭州 310018)

**摘 要:** 使用流体仿真软件 FLUENT 中的 SST  $k-\omega$  湍流模型与离散相模型对超声速喷管内外不同粒径气固两相流进行数值模拟,以研究干粉粒径对干粉灭火器灭火效能的影响。结果表明:随着干粉粒径的增大,马赫数等值线沿喷管轴线向下游推移,激波位置随之向下游变化,射流激波强度随颗粒粒径的增大而增大;1  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流颗粒的随流性较强,颗粒速度受气相射流激波结构影响显著,在出口边界处颗粒分布较为分散;10、30、50  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流颗粒速度分布不再受气相射流激波结构的影响,出口边界处颗粒分布集中性较高;在灭火火源目标的最佳距离处,10  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流的颗粒喷射速度最大,使用 10  $\mu\text{m}$  粒径干粉颗粒能够取得较好的灭火效果。该研究结果可为干粉灭火器颗粒粒径的选择提供参考。

**关键词:** 气固两相流;超声速;颗粒粒径;缩放喷管;数值模拟

中图分类号: O354.3

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851 (2021) 05-0365-08

## Numerical simulation of the effect of dry powder particle size on supersonic gas-solid two-phase flow in the fire extinguisher

SUN Wei, SHI Honghui

(Faculty of Mechanical Engineering & Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

**Abstract:** The SST  $k-\omega$  turbulence model and discrete phase model in the fluid simulation software FLUENT were used to numerically simulate the gas-solid two-phase flow with different particle sizes inside and outside the supersonic nozzle, with a view to explore the effect of dry powder particle size on the fire extinguishing efficiency of dry powder extinguisher. The results show that with the increase of dry powder particle size, the Mach number contour drifts downstream along the nozzle axis, and the position of shock wave moves downstream accordingly. The intensity of jet shock wave increases with the increase of particle size; gas-solid two-phase flow particles with a particle size of 1  $\mu\text{m}$  have strong fluidity, and the particle velocity is significantly affected by the shock wave structure of the gas-phase jet, and the particle distribution at the exit boundary is relatively dispersed. The velocity distribution of gas-solid two-phase flow particles with a particle size of 10, 30 and 50  $\mu\text{m}$  is no longer affected by the shock wave structure of the gas-phase jet, and the particle distribution at the exit boundary is highly concentrated. At the optimal distance from the target fire source, gas-solid two-phase flow particles with a particle size of 10  $\mu\text{m}$  have the largest jet velocity, and dry powder particles with a particle size of 10  $\mu\text{m}$  can achieve a good extinguishing effect. This result can provide a reference for the selection of particle size of dry powder fire extinguishers.

**Key words:** gas-solid two-phase flow; supersonic; particle size; laval nozzle; numerical simulation

收稿日期:2020-01-08 网络出版日期:2021-03-31

基金项目:浙江省自然科学基金项目(LY17E060006);浙江理工大学科研业务费专项(2019Q030);国家自然科学基金项目(51876194)

作者简介:孙 卫(1995-),男,江西上饶人,硕士研究生,主要从事超声速气固两相流方面的研究。

通信作者:施红辉,E-mail:hhshi@zstu.edu.cn

## 0 引言

随着社会与经济的快速发展,高层建筑数量迅猛增加,火灾事故频发,严重威胁人们的生命财产安全。干粉灭火器因具备灭火效率高、适用范围广、操作简单、经济成本低等多方面的优势,在住宅消防安全领域应用广泛,占有绝对的主导地位<sup>[1]</sup>。目前我国广泛使用的普通干粉灭火器,其干粉颗粒平均粒径在30~60  $\mu\text{m}$ 之间。GA578-2005-超细干粉灭火剂规范指出,超细干粉的90%粒径应小于等于20  $\mu\text{m}$ 。干粉灭火器的喷射流动过程本质上属于超声速喷管气固两相流动问题。超声速气固两相流气相与颗粒相互作用的流动过程较为复杂,随着固体颗粒的加入,两相流场的湍流强度、压力分布、马赫数分布也随之改变,进而影响干粉灭火器的灭火效率。

关于超声速喷管的气固两相流动问题,已有许多研究。Li等<sup>[2]</sup>通过数值模拟,针对转炉内超声速氧气-石灰石粉混合射流进行脱磷的情况,研究了颗粒对气体流动的影响,结果表明粉末的加入使氧射流结构发生了显著变化,削弱了喷嘴外的压力波强度,粉末造成管内气体径向速度分布呈“M型”曲线,极大地限制了气体射流沿喷嘴轴的流动。Wang等<sup>[3]</sup>对纳米铁粉颗粒燃烧和发动机推力测量进行了实验研究,结果表明颗粒粒径与凝固相含量对两相流损失有重要影响。Li等<sup>[4]</sup>研究了1~100  $\mu\text{m}$ 颗粒对两相流滞后效应的影响,分析了喉部 $Ma=1$ 等值线分布以及喷管出口气相、颗粒速度分布规律,得出了推力系数与粒径的拟合关系式,发现两相流损失随粒径的增大而减小。AbdEl-hamid等<sup>[5]</sup>实验研究了混合管和尾段形状对喷射器性能的影响,以及空气动力压力和固体颗粒质量流量对静压分布和产生的真空压力的影响,结果表明混合管的收敛-平直-发散几何结构使喷射器具有较高的真空压力和良好的性能。Soliman等<sup>[6-7]</sup>将超声速喷管用于均匀加速疫苗药物微粒实现穿透人体表皮的药物递送,通过改变驱动气体压力,研究其对穿过装置出口的粒子速度和粒子浓度均匀性的影响。Bayouth等<sup>[8]</sup>采用双欧拉模型,研究了不同粒径及颗粒加载率条件下,射流扩散与平均轴向流速衰减的规律,结果表明颗粒粒径和加载率对气相湍流结构具有显著影响。孙建国等<sup>[9]</sup>对在超声速喷管中不同压强比条件下的气固两相流流场进行了数值模拟研究,分析结果显示:在较小压强比条件下,固体颗粒的速度分

布较均匀;当压强比增加时,固体颗粒的速度分布在径向上呈中间高,边界低的曲线状;大压强比条件下颗粒速度和激波强度较高。李平等<sup>[10]</sup>利用压力传感器、双盘测速分别测量喷管内壁静压与喷管出口颗粒速度,并与数值模拟结果相对比,结果发现喷管出口粒子速度随入口总压增大而增大,入口总压在0.32~0.40 MPa范围内增长速率较大,在0.40~0.56 MPa范围内增长速率较小;粒子加速主要发生在扩张段。汪卢等<sup>[11]</sup>对圆柱型喷嘴自由射流开展仿真分析,发现膨胀波和斜激波的交替出现是影响干冰颗粒速度变化的主要原因。刘辉等<sup>[12]</sup>研究发现,推力矢量喷管气固两相流中喷管推力矢量角和推力系数与颗粒直径呈正比,与颗粒质量分数成反比。宋亚飞等<sup>[13]</sup>采用颗粒轨道模型单向耦合的方法,研究了粒径变化对矢量喷管内流场和矢量喷管性能的影响,发现随粒径的增加推力矢量角先增大后减小,推力系数先减小后增大。关于超声速气固两相流在冷喷涂、航空推进喷管等领域已开展了许多研究,然而对于超声速气固两相流在干粉灭火领域的研究较少。

本文以灭火器超声速气固两相流为研究对象,基于气固双向耦合的欧拉-拉格朗日模型,分析在超声速喷管内外不同粒径气固两相流流场特性及颗粒的运动特性。对纯气相,1、10  $\mu\text{m}$ 超细干粉颗粒气固两相流,30、50  $\mu\text{m}$ 普通干粉颗粒气固两相流在超声速喷管内的流动情况进行了数值模拟,分析了在不同粒径条件下,超声速喷管内外气固两相流的流动特性,固体颗粒的轴向以及出口截面速度与空间分布情况。开展超声速可压缩气固两相流动的研究,将为超细干粉灭火器的推广应用提供理论支撑。

## 1 研究对象及数值方法

### 1.1 研究对象

本文以市面上常见的干粉灭火器软管为研究对象,干粉灭火器软管实物图如图1所示。依照其实际尺寸同比例构建喷管几何模型,由于研究模型为轴对称结构,因此本文采用二维轴对称模型进行几何建模。其中,软管结构由喷管直管段与收缩-扩张段两部分组成,外流场表示喷管出口计算域,喷管及外流场几何模型如图2所示,喷管及外流场具体尺寸如表1所示。利用ANSYS ICEM对其进行网格划分,采用计算精度更高的四边形结构化网格,ICEM网格划分如图3所示。SST  $k-\omega$ 模型对于管内低雷诺数,管外高雷诺数射流这类流动具有很好

的适用性。因 SST  $k-\omega$  模型不使用壁面平衡函数，需要对边界层网格进行加密，以确保数值仿真结果的准确性。在对喷管壁面边界层网格加密时，定义壁面附近第一层网格高度为  $y$ ，通过理论计算确定第一层网格高度  $y=0.01\text{ mm}$ ，壁面边界层网格加密如图 4 所示。



图 1 干粉灭火器软管实物图

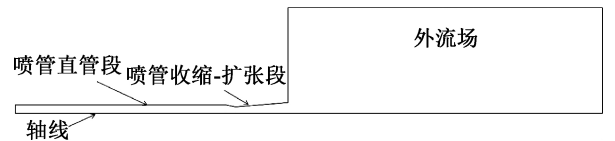


图 2 喷管及外流场几何模型

表 1 喷管及外流场具体尺寸 mm

参数	参数值
喷管直管段长度 $l_0$	200
喷管收缩段长度 $l_1$	10
喷管扩张段长度 $l_2$	50
进口直径 $D_1$	16
喉部直径 $D_0$	12
出口直径 $D_2$	20
外流场长度 $L_1$	300
外流场宽度 $L_2$	200

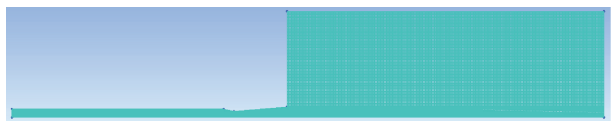


图 3 ICEM 网格划分

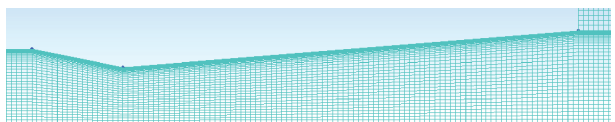


图 4 壁面边界层网格加密

1.2 数值方法

1.2.1 理想化假设与湍流模型

干粉灭火器以高压氮气作为干粉颗粒喷射的驱动气相，最大喷射速度可以达到上百米每秒，喷射速度较高，喷射过程属于超声速可压缩气固两相非定常流动过程。对喷管的超声速气固流动模拟进行如下理想化假设：高压氮气是理想可压缩气体，黏度随温度变化遵循 Sutherland 法则；颗粒体积分数小于 10%，颗粒粒径较小且分布离散，颗粒的阻力系数遵循高马赫数颗粒阻力系数准则；壁面为绝热无滑移壁面，颗粒与壁面的碰撞为弹性碰撞。

Balabel 等<sup>[14]</sup>对 6 种不同湍流模型在二维缩放喷管中的压力预测特性做出评价，研究表明 SST  $k-\omega$  湍流模型和  $\nu^2-f-2$  湍流模型预测的实验测量值非常吻合，由于  $\nu^2-f-2$  湍流模型计算成本更高，在同等条件下 SST  $k-\omega$  湍流模型对于计算该类流动问题预测效果最好。基于剪应力-输运(SST)模型的设计是为了通过将输运效应纳入涡流黏度公式，对逆压梯度下的流动分离量和起始流场进行高度精确的预测，该模型对于流动分离预测方面计算精度较高，剪应力-输运(SST)模型方程为<sup>[15]</sup>：

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j \omega}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2)$$

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2 \quad (3)$$

式中： $\rho$  表示气体密度， $k$  表示湍动能， $u_i$ 、 $u_j$  表示速度分量， $\omega$  表示比耗散率， $\mu$  表示层流黏性， $\mu_t$  表示湍流黏性系数， $\nu_t$  表示湍流运动黏性， $\beta^*$ 、 $\gamma$ 、 $\beta$ 、 $\sigma_\omega$ 、 $\sigma_{\omega 2}$  为封闭函数， $\phi$  表示原始模型中任意的常数， $\phi_1$ 、 $\phi_2$  分别为内层、外层的常数值。其中加权函数  $F_1$  的表达式如方程(4)所示：

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (4)$$

式中  $\arg_1$  的计算公式如下：

$$\arg_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \sigma_{\omega 2} k}{CD_{kw} y^2} \right] \quad (5)$$

式中： $y$  是指到达下一个表面的距离， $CD_{kw}$  是交叉扩散项方程 Baseline Model 的正部分，其公式如(6)所示：

$$CD_{kw} = \max \left( 2 \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (6)$$

涡流黏性系数  $\nu_t$  定义为：

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (7)$$

式中  $\Omega$  为涡量的绝对值。  $F_2$  的计算公式如下：

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (8)$$

式中  $\arg_2$  的计算公式如下：

$$\arg_2 = \max \left( 2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \nu}{y^2 \omega} \right) \quad (9)$$

DPM 颗粒的轨迹计算模型可根据牛顿第二定律方程计算：

$$\boldsymbol{F} = m\boldsymbol{a} = m \frac{\Delta \boldsymbol{v}}{\Delta t} \tag{10}$$

式中: $\boldsymbol{F}$  是流体与颗粒间摩擦力与惯性力之和。由于重力的量级远小于惯性力与阻力,本文忽略重力影响,因此

$$\boldsymbol{F} = \boldsymbol{F}_{\text{drag}} + \boldsymbol{F}_{\text{inertia}} \tag{11}$$

流体与颗粒间的阻力通过斯托克斯公式计算,计算公式如下:

$$\boldsymbol{F}_{\text{drag}} = -\frac{D}{F_s}(\boldsymbol{V} - \boldsymbol{U}) \tag{12}$$

式中: $D$  表示颗粒的直径, $\boldsymbol{U}$  为流体的速度, $\boldsymbol{V}$  表示颗粒的速度,剪切应力  $F_s$  取决于流体的黏度以及颗粒的雷诺数,其计算公式为:

$$F_s = \frac{1}{3\pi\mu C} \tag{13}$$

对高雷诺数颗粒而言,  $C = 1 + 0.179R_{\text{ep}}^{0.5} + 0.013R_{\text{ep}}$ ,其中  $R_{\text{ep}}$  表示颗粒雷诺数。

1.2.2 边界条件与材料参数

本文以  $\text{N}_2$  作为颗粒的驱动气体,颗粒理想化为均匀粒径的球形惰性颗粒,具体的边界条件及材料属性参数见表 2 和表 3,其中颗粒速度值为  $V_p$ 。基于密度基求解器,使用适用于高雷诺数可压缩流动的 SST  $k-\omega$  湍流模型对连续相进行稳态计算,当残差小于  $10^{-6}$  时得到收敛的连续相流场。再引入离散相模型,进行颗粒的瞬态数值模拟。采用两步法计算惰性粒子的运动轨迹,其中粒子的阻力和热通量与气相方程进行双向耦合。

表 2 边界条件

参数	参数值
环境压力 $P_b/\text{MPa}$	0.10
环境温度 $T_b/\text{K}$	300
氮气初始压力 $P_0/\text{MPa}$	1.20
氮气初始温度 $T_0/\text{K}$	300
注入颗粒温度 $T_p/\text{K}$	300
注入颗粒速度 $V_p/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	20.00
注入颗粒质量流量 $m_p/(\text{kg}\cdot\text{s}^{-1})$	0.001

表 3 材料属性参数

材料	参数设定
氮气	密度 设为理想气体
	黏性系数 假设符合 Sutherland 定律
	表压总压/MPa 1.20
	初始表压/MPa 1.19
普通干粉颗粒	典型粒径/ $\mu\text{m}$ 30, 50
超细干粉颗粒	典型粒径/ $\mu\text{m}$ 1, 10

注:干粉颗粒密度均为  $1803\text{ kg/m}^3$ 。

1.3 网格相关性检验

本文为了验证网格的相关性,分别使用网格数为 60153、124561、154745 的三种网格对气相流场进行稳态计算数值模拟。稳态计算残差设为  $10^{-6}$ ,此时流场计算已经达到收敛。得到在三种网格达到收敛条件下,超声速喷管沿轴线的马赫数分布,网格相关性验证如图 5 所示。由图 5 分析可知,在流场收敛条件下,可以发现三种网格计算的轴向马赫数分布趋势基本一致,在大空间射流区域粗网格数为 60153 与细网格数为 154745 的轴向马赫数计算结果相对误差较大,中等网格数为 124561 与细网格数为 154745 的轴向马赫数计算结果相对误差小于 1%,粗网格数为 60153 的条件下计算存在较大偏差。在保证计算精度的前提下为节约时间成本,本文选择中等网格数为 124561 的网格模型开展数值模拟。

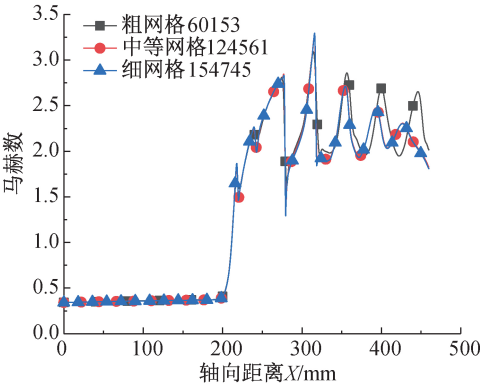


图 5 网格相关性验证

1.4 实验验证

采用与实验工况相同的模型与边界条件(No.1 nozzle,  $P_0 = 0.4\text{ MPa}$ ,  $D_p = 545\text{ }\mu\text{m}$ )开展数值模拟,将数值模拟结果与文献[16]的实验数据进行对比,研究在喷管的扩散段颗粒速度分布情况,数值模拟结果与实验结果对比曲线如图 6 所示。可以发现,颗粒速度在喷管扩散段呈现上升趋势,实验测量的颗粒速度与数值模拟结果平均误差小于 10%,数值模拟与实验结果吻合较好,验证了数值模型的可靠性。

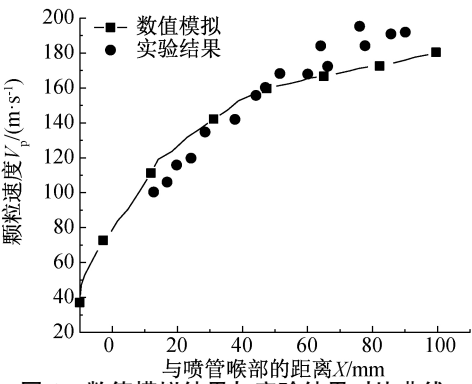


图 6 数值模拟结果与实验结果对比曲线



## 2 结果与讨论

### 2.1 不同粒径颗粒的气固两相流场特性分析

以所有注入颗粒流过整个计算流场作为数值模拟的终点, 纯气相, 1、10、30、50  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流的马赫数等值线分布如图 7 所示。由图 7 可以发现: 由于干粉颗粒对两相流的速度滞后以及颗粒与驱动气体之间的热交换, 在两相流条件下, 马赫数分布相较于纯气相有明显减弱。对不同粒径的气固两相流马赫数分布对比发现, 粒径越小, 其对气相马赫数分布的影响越大。随着粒径的增大, 马赫数等值线沿喷管轴线向下游推移, 激波位置随之向下游变化。这是由于在相同的质量流量条件下, 干粉颗粒对驱动气体的阻力和热交换与单位体积中的颗粒数目存在直接关系, 小粒径颗粒流在单位体积内的颗粒数量更多, 其颗粒群与驱动气相的相互作用更显著, 激波效应随着颗粒粒径的增大而增强。

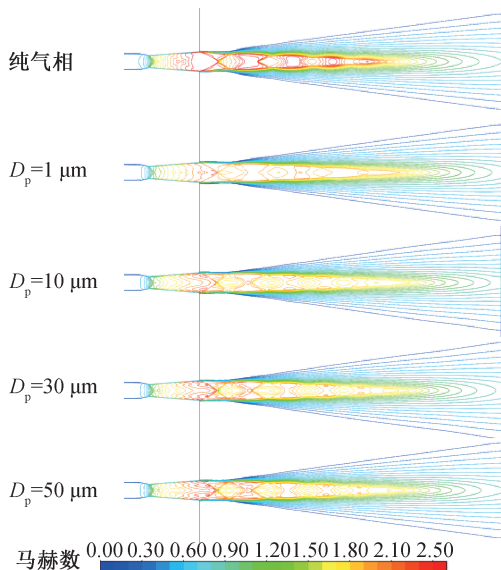


图7 不同粒径气固两相流马赫数等值线分布

在 1.20 MPa 进口压力条件下, 纯气相, 1、10、30、50  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流沿轴线的气相速度值  $V_x$  分布如图 8 所示。定义喷管入口为轴向距离  $X = 0 \text{ mm}$  位置, 由图 8 分析可知: 纯气相流场整体气相速度远高于气固两相流气相速度, 这是由于颗粒对气相的阻滞作用大大降低其两相流的气相速度, 造成两相流的气相速度损失。随着粒径的增大, 颗粒对两相流气相速度的阻滞作用更加显著。在直管段, 纯气相的速度近乎不变, 大约为 120.00 m/s, 气固两相流速度缓慢增加, 颗粒此时对两相流气相速度影响较小, 粒径越大的两相流气相速度略微偏大。在喷管收缩-扩张段, 由于压力的骤降, 两相流气相速

度急剧升高。两相流在离开喷管出口 ( $X = 260 \text{ mm}$ ) 后速度继续升高, 在距离喷管出口大约 20 mm 位置, 由于首次管外激波的出现, 两相流气相速度发生突变降低, 随后非定常膨胀恢复, 两相流在穿过下游多个激波序列时, 速度发生多次波动后逐渐降低。

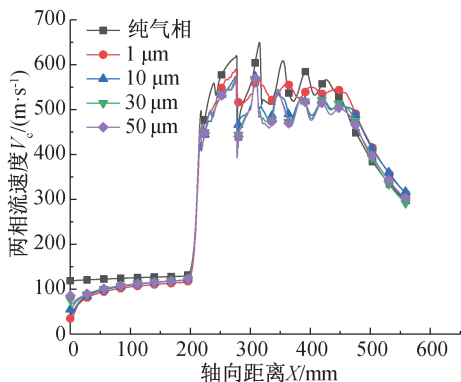


图8 不同粒径气固两相流沿轴线的速度分布曲线

图 9 为不同粒径气固两相流静压分布云图, 从图中分析可知: 气固两相流在超声速喷管外两相流均受到压缩, 纯气相条件下驱动气体在喷管扩张段流动较为复杂, 在管内外均有激波存在且管外激波强度更高, 激波强度随流动过程向下游逐渐衰减。由于颗粒对气相的阻力影响, 气固两相流在喷管扩张段压降较为均匀, 管内几乎不存在激波, 管外激波与纯气相比有所削弱。静压分布云图对比发现, 纯气相的激波强度最高, 对气固两相流而言, 随着粒径的增大, 气固两相流管外射流流场激波强度逐渐增大。



图9 不同粒径颗粒两相流静压分布云图

图 10 为在 1.20 MPa 进口压力条件下, 纯气相, 1、10、30、50  $\mu\text{m}$  粒径颗粒气固两相流沿轴线的静压分布曲线, 喷管直管段进口  $X = 0 \text{ mm}$ , 喷管收缩-扩张段进口  $X = 200 \text{ mm}$ , 喷管出口  $X = 260 \text{ mm}$ 。由图 10 分析可知, 在喷管直管段 ( $0 \sim 200 \text{ mm}$ ) 静压近乎不变, 在喷管收缩-扩张段压力骤降, 对于不同粒径气固两相流, 在喷管内部的静压分布均呈现相似的下降趋势。距离喷管出口下游大约 20 mm 处静压达到最低, 此时最小静压为 0.04 MPa, 随即压力发生突变升高, 最大静压达到 0.37 MPa, 流体在该位置有激波产生, 对比发现纯

气相的激波强度最高。对于气固两相流而言,由于颗粒与气相间存在的耦合作用,激波强度有所削弱,此时  $1\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流波前压力为  $0.06\text{ MPa}$ ,波后压力为  $0.13\text{ MPa}$ ;  $10\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流波前压力为  $0.06\text{ MPa}$ ,波后压力为  $0.18\text{ MPa}$ ;  $30\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流波前压力为  $0.05\text{ MPa}$ ,波后压力为  $0.20\text{ MPa}$ ;  $50\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流波前压力为  $0.05\text{ MPa}$ ,波后压力为  $0.21\text{ MPa}$ ,激波强度随颗粒粒径的增大而增大。随着气固两相流向下游流动,非定常膨胀恢复,静压发生多次波动,激波强度逐渐衰减,呈现的规律与首次出现的管外强激波一致,最终两相流压力恢复到环境压力。

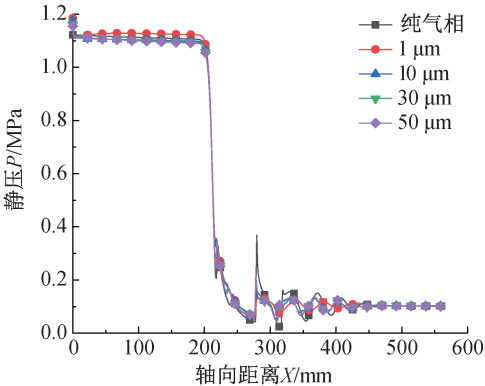


图 10 不同粒径气固两相流沿轴线的静压分布曲线

图 11 为纯气相,  $1$ 、 $10$ 、 $30$ 、 $50\text{ }\mu\text{m}$  气固两相流在喷管出口截面的径向速度分布曲线。定义喷管出口中心位置为  $Y=0\text{ mm}$ 。由图 11 中分析可知,两相流气相速度在喷管出口截面处速度分布较为均匀,由于边界层的影响,在壁面附近速度急剧降低。随着颗粒的注入,在喷管出口截面处气相速度整体发生明显的下降。 $1\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流出现明显的速度阻滞现象,这是由于颗粒分布的广泛性造成较为明显的整体速度损失所导致的。随着气固两相流粒径的增大,这种阻滞现象更加明显,粒径大于  $10\text{ }\mu\text{m}$  后,这种滞后效应逐渐趋于稳定。

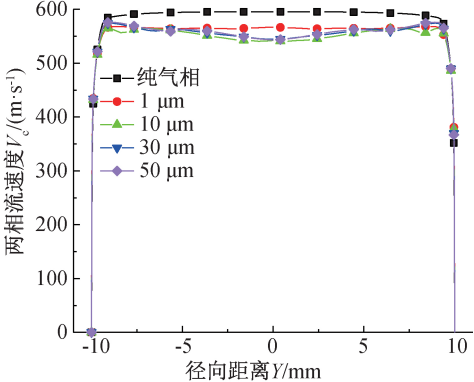


图 11 喷管出口的两相流径向速度分布曲线

2.2 颗粒的运动特性分析

图 12 为不同粒径气固两相流的颗粒速度分布云图,定义颗粒速度为  $V_p$ 。由颗粒分布云图分析可知,颗粒速度在直管段变化较小,在喷管收缩-扩张段颗粒速度显著升高,  $1\text{ }\mu\text{m}$  粒径颗粒在喷管出口附近速度达到近六百米每秒。值得注意的是,对于喷管外部的颗粒流动情形,  $1$ 、 $10\text{ }\mu\text{m}$  颗粒可以观察到明显的速度分层现象,这是由于小粒径颗粒受气相流场的影响较显著,而较大粒径颗粒受到的影响较小,因此大粒径颗粒的速度分布相对均匀。由颗粒分布云图分析可知,  $1\text{ }\mu\text{m}$  粒径颗粒在出口边界位置颗粒分布较为分散,  $10$ 、 $30$ 、 $50\text{ }\mu\text{m}$  粒径颗粒集中性更强,对于干粉灭火过程而言,干粉颗粒集中性越高,对扑灭火源越有利。随着气固两相流颗粒粒径增大,其自身的阻力系数也随之增大,颗粒速度分布随粒径的增大而减小,因此颗粒的加速效果随颗粒粒径的增大而减小。然而,在模型的外流场出口边界 ( $X=560\text{ mm}$ ) 处,该距离为通常扑灭火源目标的最佳距离,此时  $1\text{ }\mu\text{m}$  粒径颗粒整体速度并不大。

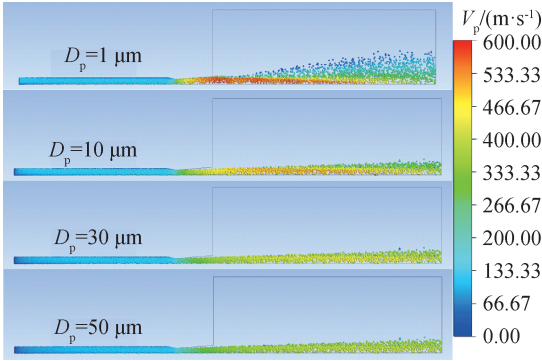


图 12 不同粒径气固两相流颗粒速度分布云图

图 13 为不同粒径颗粒沿轴线的速度分布曲线。从图 13 中分析可知,  $1\text{ }\mu\text{m}$  气固两相流的颗粒随流性最好,此时颗粒速度的变化与纯气相的速度变化趋势相似。整体而言,颗粒速度在直管段内呈曲线趋势缓慢升高,进入喷管收缩-扩张段 ( $X=200\sim 260\text{ mm}$ ) 后,颗粒速度急剧升高,离开喷管后,由于两相流气相速度大于颗粒流速度,颗粒所受气动曳力大于其自身阻力,速度呈现缓慢增加的趋势。由于颗粒粒径很小,  $1\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流的颗粒速度分布明显受到气相激波结构的影响,在喷管出口附近颗粒速度达到最大,其最大值为  $582.64\text{ m/s}$ 。随着颗粒粒径的增大,颗粒的速度变化逐渐趋于稳定,颗粒沿轴线的最大速度随着颗粒粒径的增大而减小。通过定量分析发现,  $10\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相流的颗粒最大速度为  $506.75\text{ m/s}$ ,  $30\text{ }\mu\text{m}$  粒径气固两相

流的颗粒最大速度为 440.74 m/s, 50  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流的颗粒最大速度为 401.54 m/s, 且最大颗粒速度出现在  $X=500\text{ mm}$  附近, 此时 1  $\mu\text{m}$  粒径颗粒速度已发生急剧降低, 甚至低于 30  $\mu\text{m}$  粒径颗粒的速度。因此, 从干粉颗粒的集中性与喷射速度综合考虑, 10  $\mu\text{m}$  粒径干粉颗粒能够取得较好的灭火效果。

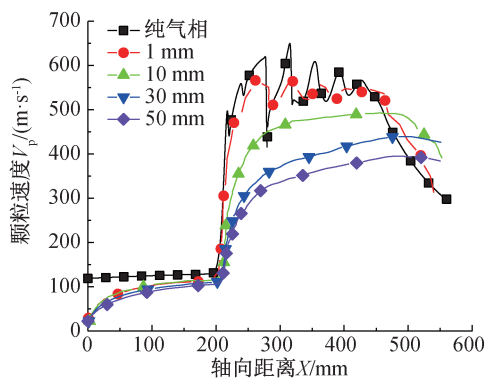


图 13 不同粒径颗粒沿轴线的速度分布曲线

图 14 为喷管出口不同粒径颗粒的速度分布曲线, 对于 1  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流, 其颗粒的速度分布近似于两相流气相速度分布, 颗粒速度近乎均匀地分布在喷管出口, 平均速度可达 557.06 m/s。随着颗粒粒径的增大, 颗粒在喷管出口的速度逐渐降低且在喷管出口的分布面积比例逐渐减小, 不再充满整个喷管出口截面。对于 10  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流, 其颗粒在喷管出口所占的分布面积比例大约为 89%, 平均速度为 435.51 m/s; 对于 30  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流, 其颗粒在喷管出口所占的分布面积比例大约为 83%, 平均速度为 340.26 m/s; 对于 50  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流, 其颗粒在喷管出口所占的分布面积比例大约为 80%, 平均速度为 310.18 m/s。分析表明, 超细干粉颗粒在喷管出口加速效果与弥散条件方面都显著优于普通干粉颗粒。

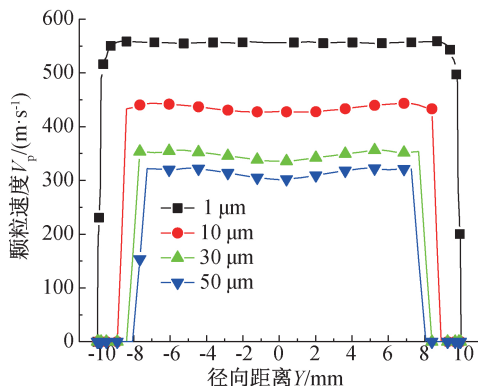


图 14 喷管出口不同粒径颗粒的速度分布曲线

### 3 结 论

为了研究超细干粉相较于普通干粉射流在喷射过程的流动特性优势, 本文以干粉灭火器软管为研究对象, 针对几种典型粒径条件下的干粉颗粒气固两相流动开展数值模拟研究, 从流动特性角度描述了不同颗粒粒径条件下超声速喷管内外气固两相流的流场特性和颗粒运动特性, 得出的结论如下:

a) 对于超声速气固两相流数值模拟, 由于颗粒固相与驱动气相的双向耦合作用, 固体颗粒对两相流有着显著的阻滞作用, 两相流速度相较于纯气相速度显著降低, 且随着颗粒粒径的增大, 这种阻滞作用更加明显。

b) 通过对不同粒径气固两相流马赫数等值线与静压分布的分析对比发现, 纯气相射流流场的激波强度最大, 注入颗粒使得两相流的激波强度有所削弱。随着粒径的增大, 马赫数等值线沿喷管轴向向下游推移, 激波位置随之向下游移动, 对波前波后静压进行了定量分析, 验证了激波效应随着粒径的增大而增强。

c) 对 1  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流而言, 其颗粒的随流性较强, 颗粒的速度受气相射流激波结构影响显著。对 10、30、50  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流而言, 颗粒的加速效果随颗粒粒径的增大而减小, 且颗粒速度分布受气相流场激波结构的影响较小。对比不同粒径气固两相流颗粒分布云图发现, 1  $\mu\text{m}$  粒径条件下外流场出口边界处颗粒较为分散, 10、30、50  $\mu\text{m}$  粒径条件下外流场出口边界颗粒集中性较高。对不同粒径条件下的颗粒速度进行定量分析表明: 在灭火火源目标的最佳距离, 10  $\mu\text{m}$  粒径气固两相流的颗粒喷射速度最大。基于干粉颗粒的集中性与喷射速度综合考虑, 10  $\mu\text{m}$  粒径干粉颗粒能够取得较好的灭火效果。

d) 不同粒径气固两相流在喷管出口的颗粒速度分布较为均匀, 颗粒粒径越小, 颗粒在喷管出口所占的分布面积比例越大, 颗粒平均速度也越大, 喷管出口颗粒的加速效果与弥散条件更好。

### 参考文献:

- [1] 刘慧敏, 杜志明, 韩志跃, 等. 干粉灭火剂研究及应用进展[J]. 安全与环境学报, 2014, 14(6): 70-75.
- [2] Li M M, Li L, Zhang B, et al. Numerical analysis of the particle-induced effect on gas flow in a supersonic powder-laden oxygen jet[J]. Metallurgical and Materials

- Transactions B, 2020, 51(4):1718-1730.
- [3] Wang J Y, Yang Z L, Wang M J. Numerical and experimental studies on nozzle two-phase flow characteristics of nanometer-scale iron powder metal fuel motor [J]. Advanced Powder Technology, 2018, 29 (11):2753-2764.
- [4] Li Z Y, Wang N F, Shi B L, et al. Effects of particle size on two-phase flow loss in aluminized solid rocket motors[J]. Acta Astronautica, 2019, 159:33-40.
- [5] AbdEl-hamid A A, Mahmoud N H, Hamed M H, et al. Gas-solid flow through the mixing duct and tail section of ejectors; Experimental studies [J]. Powder Technology, 2018, 328:148-155.
- [6] Soliman S M, Abdallah S, Gutmark E, et al. Numerical simulation of microparticles penetration and gas dynamics in an axi-symmetric supersonic nozzle for genetic vaccination[J]. Powder Technology, 2011, 208 (3):676-683.
- [7] Soliman S M. Micro-Particles Dispersion and Gas Dynamics in an Axi-Symmetric Supersonic Nozzle[R]. USA, ILASS Americas, 2010.
- [8] Bayoudh M, Touati H, N' Ticha H B. Study of the effect of particles on the kinetic parameters of a turbulent two-phase flow[J]. Energy Procedia, 2019, 162: 201-210.
- [9] 孙建国,金英子,金羲东. 超声速气固两相流在不同压强比下的数值模拟研究[J]. 浙江理工大学学报, 2013, 30 (3):354-358.
- [10] 李平,肖良华,何卫锋,等. 收缩-扩张喷管内气固两相流运动规律研究[J]. 工程力学, 2018, 35(12): 240-247.
- [11] 汪卢,雷泽勇,邓健,等. 基于 FLUENT 干冰清洗喷嘴气固两相流场仿真研究[J]. 山东化工, 2019, 48(6): 120-122.
- [12] 刘辉,邢玉明,额日其太. 气体二次喷射矢量喷管三维流场计算[J]. 北京航空航天大学学报, 2009, 35(10): 1174-1178.
- [13] 宋亚飞,高峰,张志峰,等. 固体火箭发动机射流推力矢量喷管气固两相流数值模拟[J]. 弹箭与制导学报, 2011, 31(6):133-136.
- [14] Balabel A, Hegab A M, Nasr M, et al. Assessment of turbulence modeling for gas flow in two-dimensional convergent - divergent rocket nozzle [J]. Applied Mathematical Modelling, 2011, 35(7):3408-3422.
- [15] Menter F R. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications[J]. AIAA Journal, 1994, 32(8):1598-1605.
- [16] Okuda S, Choi W S. Gas-particle mixture flow in various types of convergent-divergent nozzle [J]. Journal of Chemical Engineering of Japan, 1978, 11 (6):432-438.

(责任编辑:康 锋)