

文章编号:1006-9941(2024)11-1162-12

固体推进剂药浆立式混合过程 SPH 方法研究

洪寅¹,刘看¹,武毅¹,吴艳青²,杨秀峰¹

(1.北京理工大学宇航学院,北京 100081; 2.北京理工大学机电学院,北京 100081)

摘要: 立式混合机内桨叶的行星运动可有效促进物料不同组分间的分散循环和均质分布,故已应用于固体推进剂药浆的制备过程。然而,混合机内的复杂界面及其运动导致药浆内部的混合机理与流变特性难以采用传统的方法进行研究。针对层流流动下推进剂药浆与桨叶耦合过程,基于光滑粒子法(Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH),连续体被离散为若干携带物理量的守恒质点。结合 Herschel-Bulkley(HB)本构模型,发展了适用于非牛顿流体状态下推进剂药浆混合过程的无网格方法。将数值模拟和实验进行对比,验证所提出模型的准确性。通过探究桨叶运动参量与功率消耗的相关性,分析了几何构型、转动模式对药浆混合均匀程度及叶轮扭矩负载的影响规律。研究结果表明,若剪切速率指数 n 为 0.47 时,液体在非牛顿流动状态下,模拟结果相对文献实验结果的平均误差约为 4.98%,故两者具有良好的一致性。行星叶轮搅拌 2.65 s 后,其混合均匀性指数相比于中心、偏心叶轮依次提高了 8.9% 和 7.3%。而雷诺数 $Re=1$ 时,公转半径在 $0.11D_w \sim 0.23D_w$ 范围内,扭矩的最大增幅可达 38.4%。

关键词: 固体推进剂药浆;非牛顿流体;行星叶轮;光滑粒子法(SPH)

中图分类号: TJ55

文献标志码: A

DOI:10.11943/CJEM2024043

0 引言

行星式叶轮与高黏性液体的搅拌混合是固体推进剂装药制备过程中的重要步骤^[1]。层流状态下,桨叶-壁面、双桨的相对运动可增强物料成分之间的挤压和剪切作用,进而诱发混沌混合,大幅度提高搅拌效率^[2]。然而,固体推进剂具有高能量密度,对挤压、碰撞、剪切、摩擦等导致温度升高的行为敏感,易在加工过程中出现点火事故^[3-5]。因此,研究高能燃料制备阶段的工艺参数、流变特性以及几何构型是改善推进剂混合质量,提高工业生产能力和制造安全性的必要前提。

实验方面,相关研究人员分析了立式混合器桨板的相对位置、结构参数、转动模式对瞬时功率消耗的影响

响^[6-8]。Youcefi 等^[9]比较了平直板单桨分别搅拌牛顿、假塑性以及黏弹性这 3 种流体时药浆切向速度沿径向的变化趋势,并定性地发现惯性与黏弹性的共轭效应越强,对桨叶与内壁面间切向速度的影响则越大。基于此,Bohl 等^[10-11]采用类似的实验工况分析了叶片尺寸、偏心距与混合均匀程度、叶轮尖端涡量分布的关系,结果表明半叶片的偏心布置可有效改善流场混合。因实验测量的局限性,Youcefi、Bohl 等未探究涡旋脱落和混合均匀程度的物理联系。而对于复杂的双桨行星叶轮立式混合机,有关桨叶形变、流场混沌混合特性的定量分析则更加匮乏。

随着计算机软硬件技术的发展,数值模拟技术相比于传统实验方法,不仅具有更加低廉的成本和更强的通用性,还可直接获得药浆内部的物理量变化。因此,计算机数值仿真为探究复杂流场特性提供了新的求解思路^[12-13]。Taguy 等^[14]通过虚拟有限元法,阐明了双搅拌桨相对位置改变与扭矩消耗的关系,并进一步分析了混合机内流场速度、压力分布情况。近年来,Long 等^[15-16]采用商业流体软件对复杂曲面行星式捏合机进行建模,揭示了高黏性流动中双桨捏合压力随转速比增大而降低的变化规律,在此基础上研究了非

收稿日期:2024-01-30;修回日期:2024-03-19

网络出版日期:2024-04-26

基金项目:国家自然科学基金(12172049,U2341288)

作者简介:洪寅(1998-),男,博士生,主要从事流固耦合数值模拟研究。e-mail:18355430869@163.com

通信联系人:杨秀峰(1985-),男,特别研究员,主要从事复杂多相流数值模拟研究。e-mail:xyang@bit.edu.cn

引用本文:洪寅,刘看,武毅,等.固体推进剂药浆立式混合过程 SPH 方法研究[J].含能材料,2024,32(11):1162-1173.

HONG Yin, LIU Kan, WU Yi, et al. SPH Method for Vertical Mixing Process of the Solid Propellant Slurry[J]. Chinese Journal of Energetic Materials (Hanneng Cailiao), 2024, 32(11):1162-1173.

牛顿流体本构模型的幂律指数对流变特性的影响。然而,网格类方法在处理大位移流固耦合问题时是相当困难的,网格重划分技术不但耗时,且变形单元易导致较大误差和计算发散。此外,推进剂药浆为包含了多种固体填料的悬浮体系,难以同时采用网格对连续相和分散相进行离散。

混合过程伴随着多相多组分的交联作用和化学反应,使得目前没有能完全描述药浆流变行为的本构方程。江晓瑞等^[17]忽略固态颗粒和含气量,于 Herschel-Bulkley(HB)模型^[18]中引入随时间变化的流变参数,并模拟了丁羟推进剂花板浇注过程。袁申等^[19]利用 HB 模型将端羟基聚醚推进剂(HTPE)处理成均匀的幂律型宾汉流体,分析了聚ε-己内酯黏合剂的注入对推进剂力学性能的改进。江晓瑞和袁申等^[17, 19]的研究说明了 HB 本构模型可较好地表征药浆黏度在临界剪切速率以上的非线性物理特性。该模型基于均匀液相假设,简化了物料混合过程,为数值模拟中控制方程的选取提供了合理参考。

光滑粒子法(Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH)作为一种完全拉格朗日描述下的无网格方法,在移动边界问题和物质界面追踪等方面具有明显的优势^[20-21]。目前,SPH 已广泛运用于解决复杂多相流动^[22]、液滴撞击^[23]以及流固耦合^[24]等问题。另外,值得关注的是部分粒子类方法,诸如离散单元法(Discrete Element Method, DEM)^[25-26]、移动粒子半隐式法(Moving Particle Semi-implicit, MPS)^[27-28],已有效地模拟了单板式叶轮搅拌物料的混合过程。然而,MPS的半隐式压力求解方式导致在三维问题中的计算量过大,即使 SPH 的显式时间积分需要更小的时间步长,但此时前者的数值效率依然低于后者^[29]。DEM 则更适合不同尺寸及形状的固体颗粒流动,难以进行高黏流体的流动特性研究^[30]。

本研究将层流状态的推进剂药浆等效为均匀液相,依据实际物料流变特性来选取合适的本构方程,并构建非牛顿流体的 SPH 数值模型。通过比较假塑性非牛顿流体的数值与实验结果,初步验证所提模型的准确性。采用中心、偏心、行星式平直板单桨这 3 种工况,揭示几何结构、工艺参数对立式混合机内非牛顿流场流变特性的影响规律,从而进一步证明当前方法的可靠性及鲁棒性。该数值模型摆脱对传统网格的依赖并实现边界的精准捕捉,以期研究推进剂混合问题提供一种新途径。

1 数值模拟方法

1.1 控制方程和流变模型

混合机内药浆的运动可通过流体控制方程进行描述。研究采用拉格朗日形式的纳维-斯托克斯(Navier-Stokes, N-S)^[31]方程:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{g} + \frac{1}{\rho} \nabla(\boldsymbol{\tau} - p\mathbf{I}) \quad (2)$$

式中, \mathbf{u} 为流场速度, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$; \mathbf{g} 表示重力加速度, $\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$; p 为流场压强,Pa; ρ 为流体密度, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$; \mathbf{I} 和 $\boldsymbol{\tau}$ 分别表示单位对角矩阵和应力张量。

控制方程(1)和(2)不封闭,一般通过人工状态方程求解压力^[32],具体形式为

$$p(\rho) = c^2(\rho - \rho_0) \quad (3)$$

式中, ρ_0 为参考密度, $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$; c 为数值声速, $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$,且通常取流体计算域内最大速度的十倍以上。

固体推进剂制备过程中,药浆更趋于非牛顿流动特征。研究人员针对 HTPE 复合推进剂,采用 Herschel-Bulkley 模型,拟合了屈服应力、表观粘度与剪切时间的变化曲线^[19]。鉴于 HB 模型对非牛顿流体具有较高的拟合系数,本研究采用其本构方程来表征流变特性。应力 $\boldsymbol{\tau}$ 与剪切速率的关系为

$$\boldsymbol{\tau} = \boldsymbol{\tau}_0 + K_s \dot{\boldsymbol{\gamma}}^n = \boldsymbol{\tau}_0 + \boldsymbol{\eta}_a \dot{\boldsymbol{\gamma}} \quad (4)$$

式中, K_s 为黏度系数, $\text{Pa}\cdot\text{s}^n$; $\boldsymbol{\tau}_0$ 为屈服应力,Pa; n 表示剪切速率指数; $\dot{\boldsymbol{\gamma}}$ 为剪切速率, s^{-1} ; $\boldsymbol{\eta}_a$ 为表观黏度,且 $\boldsymbol{\eta}_a = K_s \dot{\boldsymbol{\gamma}}^{n-1}$, $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 。剪切速率由式(5)计算获得:

$$\dot{\boldsymbol{\gamma}} = \sqrt{2\text{tr}(\mathbf{s}_{\alpha\alpha}\mathbf{s}_{\beta\beta})} \quad (5)$$

其中, α 和 β 为爱因斯坦求和约定^[31]的下标, \mathbf{s} 为应变率张量,其具体形式为

$$\mathbf{s}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u^\alpha}{\partial x^\beta} + \frac{\partial u^\beta}{\partial x^\alpha} \right) \quad (6)$$

式中, x^α 和 x^β 均表示笛卡尔空间坐标。

若剪切速率指数 $n=1$ 时,幂律流体简化为黏度恒定的牛顿流体,则应力由速度梯度求得:

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \nabla \mathbf{u} \quad (7)$$

因此,牛顿流体动量方程可写成式(8)的形式:

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{g} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u} \quad (8)$$

式中, μ 为流体的动力黏度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$ 。

1.2 数值离散形式

SPH的核心思想是将连续介质离散为一系列携带密度、速度、压强等物理量的质点,再利用核近似、粒子近似方法将任一场函数的积分计算转变为支持域内粒子的加权求和形式。光滑粒子法离散后的场函数 $f(x)$ 及其一阶导数为^[33]

$$\langle f(x_i) \rangle = \sum_{j=1}^N f(x_j) \frac{m_j}{\rho_j} W_{ij} \quad (9)$$

$$\langle \nabla \cdot f(x_i) \rangle = \frac{1}{\rho_i} \sum_{j=1}^N m_j [f(x_j) - f(x_i)] \nabla_i W_{ij} \quad (10)$$

式中, m 为粒子质量,下标 i 和 j 表示粒子序号, N 为某一光滑域内的粒子总数, W_{ij} 和 $\nabla_i W_{ij}$ 分别为核函数及其以粒子 i 为光滑域中心在粒子 j 处的一阶导数。

在 SPH 方法中,核函数的选取至关重要,决定了数值模拟的精度与效率。三次样条函数^[34]的紧致性好,单个支持域内包含的粒子数量较少,计算效率高。此外,相比于更高次样条函数,其形式简单,便于使用。故 SPH 模型中常采用该函数来计算公式(9)中 W_{ij} 的值:

$$W = \frac{5}{14\pi h^2} \begin{cases} (2-s)^2 - 4(1-s)^3 & 0 \leq s < 1 \\ (2-s)^3 & 1 \leq s < 2 \\ 0 & s \geq 2 \end{cases} \quad (11)$$

式中, $s=r/h$, r 表示两粒子之间的位移, h 为光滑长度。

Swegle^[35]分析指出,若 W_{ij} 的二阶导数与应力的乘积大于零时,存在正压状态下的压缩不稳定性,进而导致粒子聚集现象。为消除该影响,采用双曲型光滑函数^[34]来计算公式(10)中核函数的导数 $\nabla_i W_{ij}$:

$$W = \frac{1}{3\pi h^2} \begin{cases} s^3 - 6s + 6 & 0 \leq s < 1 \\ (2-s)^3 & 1 \leq s < 2 \\ 0 & s \geq 2 \end{cases} \quad (12)$$

利用 SPH 方法的求和,可得到非牛顿流体控制方程的 SPH 离散形式为

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \mathbf{u}_{ij} \cdot \nabla W_{ij} \quad (13)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \mathbf{g} + \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\boldsymbol{\sigma}_j}{\rho_j^2} + \frac{\boldsymbol{\sigma}_i}{\rho_i^2} \right) \cdot \nabla W_{ij} \quad (14)$$

式中,应力张量 $\boldsymbol{\sigma}$ 由式(15)计算可得:

$$\boldsymbol{\sigma}_i^{\alpha\beta} = -\rho \delta_i^{\alpha\beta} + \eta_a (\dot{\gamma}) \left(\frac{\partial u_i^\alpha}{\partial x^\beta} + \frac{\partial u_i^\beta}{\partial x^\alpha} \right) \quad (15)$$

其中, δ 为狄利克雷符号。依据公式(10),速度梯度进一步采用式(16)计算求得:

$$\frac{\partial u_i^\alpha}{\partial x^\beta} = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} (u_j^\alpha - u_i^\alpha) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x^\beta} \quad (16)$$

牛顿流体动量方程(式(8))的 SPH 离散形式与公式(14)不同,参照文献[36-37]可直接给出,见式(17):

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \mathbf{g} - \sum_{j=1}^N m_j \left(\frac{\rho_j}{\rho_i^2} + \frac{\rho_i}{\rho_j^2} \right) \nabla W_{ij} + \sum_{j=1}^N \frac{m_j (\boldsymbol{\mu}_i + \boldsymbol{\mu}_j) \mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla W_{ij}}{\rho_i \rho_j (r_{ij}^2 + \eta)} \mathbf{u}_{ij} \quad (17)$$

其中, $\mathbf{u}_{ij} = \mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j$, $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$, $\eta = 0.01 \bar{h}_{ij}^2$ 且 $\bar{h}_{ij} = (h_i + h_j)/2$ 。

此外,人工黏性项 Π_{ij} 常被纳入动量方程来缓和应力震荡^[36],其形式为

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} -\frac{\alpha_\Pi \bar{c}_{ij} \boldsymbol{\mu}_{ij}}{\bar{\rho}_{ij}} & \mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} < 0 \\ 0 & \mathbf{u}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (18)$$

式中, α_Π 为非负常数,取值通常很小。 \bar{c}_{ij} , $\bar{\rho}_{ij}$ 和 $\boldsymbol{\mu}_{ij}$ 被设定为

$$\bar{c}_{ij} = \frac{c_i + c_j}{2}, \quad \bar{\rho}_{ij} = \frac{\rho_i + \rho_j}{2}, \quad \boldsymbol{\mu}_{ij} = \frac{h_{ij} \mathbf{r}_{ij} \cdot \mathbf{u}_{ij}}{r_{ij}^2 + \eta} \quad (19)$$

为了减少迭代所累积的密度误差,每间隔 20 个时间步长修正一次密度:

$$\bar{\rho}_i = \frac{\sum_j m_j W_{ij}}{\sum_j V_j W_{ij}} \quad (20)$$

其中, $V = m/\rho$ 表示粒子体积。

1.3 刚体运动方程

立式混合机内叶轮行星运动可分解为相对质心的自转和绕混合机母线的公转。因此,这两种转动方式需分别在随体坐标系和惯性坐标系下进行描述,并通过变换矩阵 \mathbf{H} 来表征两者间的联系。由于本研究中的刚体运动只有一个旋转自由度,所以矩阵 \mathbf{H} 可简化为二维反对称张量,即

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (21)$$

式中, θ 为叶轮的旋转弧度, rad。

对于桨叶上任意一点的速度 \mathbf{u}_a 、位移 \mathbf{r}_a ,根据运动分解定理可知:

$$\begin{cases} \mathbf{u}_a = \mathbf{u}_e + \boldsymbol{w}_c \times \mathbf{r}_{ca} \\ \mathbf{r}_a = \mathbf{r}_c + \mathbf{H}^T \cdot \bar{\mathbf{r}}_{ca} \end{cases} \quad (22)$$

式中, \mathbf{u}_e 表示绕母线的公转速度, $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$; \boldsymbol{w}_c 为相对质心 c 自转的角速度; \mathbf{r}_{ca} 和 $\bar{\mathbf{r}}_{ca}$ 分别表示在惯性和随体坐标系下从质心到刚体某点的位移矢量。刚体在给定的运动条件下, \mathbf{u}_e 通过公转角速度 \boldsymbol{w}_e 与公转半径的叉乘来计算。

针对液体与旋转叶轮的耦合过程,流固两相均被划分成粒子,并将刚体粒子的旋转作为流体粒子的运动边界条件,从而参与 SPH 离散控制方程的求解。随后,求和每个刚体粒子上所承受的流体粒子的反作用力,即为物料对桨叶施加的耦合力 F_a 。对应的表达式为

$$\begin{cases} F_a = \sum_i^N f_i = \sum_i^N m_i \frac{d u_i}{d t} \\ \Gamma_c = \sum_i^N r_{ci} \times f_i \end{cases} \quad (23)$$

其中, N 为叶轮刚体粒子的总数, Γ_c 表示作用于质心的力矩, $N \cdot m$ 。

2 数值模拟方法的验证

推进剂悬浮体系在混合期间表现为剪切变稀的非牛顿流动特性,而文献[1,15]指出混合末期逐渐趋于粘稠液态流动,并视为单质牛顿流体。本研究对牛顿流体和非牛顿流体均进行 SPH 模拟,并与实验^[9]对比,以此充分说明剪切速率指数 $n \leq 1$ 时所提出数值模型

的准确性。

2.1 模型建立

参考 Youcefi 等^[9]采用的平板叶轮,相应的几何结构如图 1 所示,其中柱形容器内径 D_w 设为 0.3 m,容器高度 H_w 等于 0.35 m。叶轮为长方体平板状,绕圆柱中心轴做自转运动,其长 d_a 、宽 b_a 、高 h_a 分别为 0.15 m, 0.008 m 和 0.37 m。液面高度 H_f 与 D_w 相同,叶轮底部与容器内的下表面保持一定间隙 ε ,大小设为 0.014 m。

图 2 为离散后的粒子分布示意图,包含 931039 个粒子,其中各质点初始间距 3 mm,时间步长 1×10^{-5} s。为提高 SPH 的求解效率,研究的数值算例均采用分布式 Message Passing Interface(MPI)并行技术,将计算域分至 8 个进程以实现负载平衡。2.1 和 2.2 小节均采用上述几何构型和粒子分布。

2.2 牛顿流体

甘油是一种透明的粘稠液体,其黏度在恒温情况下不会变化。为与实验^[9]中甘油溶液的材料属性一致,设定动力黏度为 1.28 Pa·s,剪切速率指数为 1,并

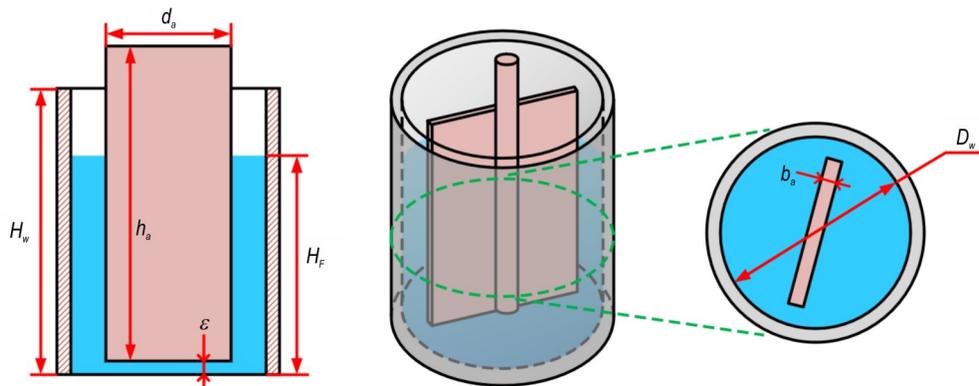


图 1 立式搅拌槽和平板叶轮的几何示意图

Fig.1 Geometric diagram of the vertical mixing vessel and flat impeller

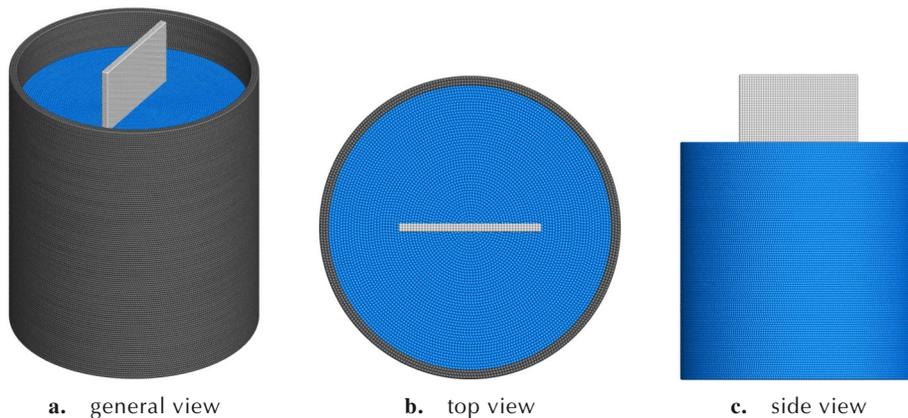


图 2 立式搅拌槽和平板叶轮的粒子分布

Fig.2 Particle distribution of the vertical mixing vessel and flat impeller

求解牛顿流体状态的离散控制方程(式(17)),以获得叶轮搅拌时所承受的转矩大小。除几何结构外,混合系统功率消耗还与桨叶转速、物料物理特性相关。无漩涡流动时,忽略重力对扭矩负载的影响,上述多种因素与功率特性的关系用无量纲方程组(24~26)^[38]来描述:

$$F(P, d_a, D_w, H_f, h_a, \varepsilon, \rho, \mu, N_s) = F(Np, Re) = 0 \quad (24)$$

$$Re = \frac{\rho N_s d_a^2}{\mu} \quad (25)$$

$$Np = \frac{P}{\rho N_s^3 d_a^5} = \frac{|2\pi N_s \Gamma_z|}{\rho N_s^3 d_a^5} \quad (26)$$

式中, F 表示物理量变; P 为系统的功率消耗, W ; N_s 表示叶轮转速,且转动方向逆时针为正, $r \cdot s^{-1}$; Re 为槽内流体的雷诺数; Np 为无量纲功率准数; Γ_z 表示由旋转所产生的力矩分量, $N \cdot m$ 。

保持流体材料参数相同,改变转速大小,对比实验结果(Exp)^[9]与模拟结果(Sim)在不同雷诺数 Re 下的功率特性。如图3所示,层流流动中,由实验测量和SPH模拟所得的 Np 均随着 Re 的增大而减小,且下降斜率相近,分别为 -0.9969 和 -0.9965 。 Re 等于 0.5 、 1.0 、 5.0 、 10.0 时,模拟相对实验^[9]的误差依次为 8.94% 、 9.11% 、 8.75% 和 8.73% 。因此,工程中可认为本研究所提出的立式搅拌容器内牛顿流体数值模型具有可行性。

2.3 非牛顿流体

含 1.5% 羧甲基纤维素的溶液具有与推进剂药浆类似的剪切变稀特性,故采用实验^[9]中羧甲基纤维素(CMC)的材料参数来验证前述流变模型。此时,溶液为黏度系数 $K_s=13.9 \text{ Pa} \cdot \text{s}^n$ 、剪切速率指数 $n=0.47$ 且

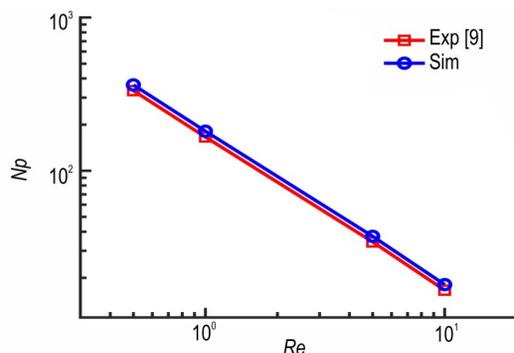


图3 牛顿流体中功率准数 Np 与雷诺数 Re 的模拟与实验^[9]结果对比

Fig. 3 Comparison of the simulation and experiment^[9] results of the power number (Np) and Reynolds number (Re) in the Newtonian fluid

无屈服应力的非牛顿流体。由于非牛顿状态下动力黏度会随着剪切速率的增大而改变,所以需在雷诺数 Re 的定义中引入幂律指数,相应改进形式为

$$Re = \frac{\rho N_s^{2-n} d_a^2}{K_s K^{n-1}} \quad (27)$$

式中, K 是根据实验确定的常数, $K=(7.54 \pm 8)\%$ 。

图4绘制了非牛顿流体的功率特性曲线。从图4可知,层流流动时 Np 与 Re 之间依旧保持着线性变化的规律。当 Re 等于 1.89 、 2.86 、 5.62 、 10.32 时,数值模拟与测量结果^[9]的相对误差 E 分别为 5.19% 、 3.04% 、 2.96% 和 5.63% 。同理,误差被认为在合理范围内,说明当前的离散流变模型可准确模拟非牛顿流体与搅拌叶轮的耦合作用。

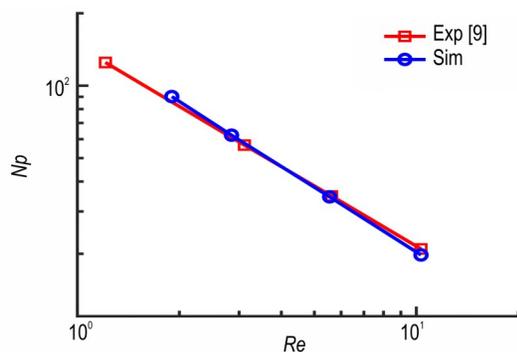


图4 非牛顿流体中功率准数 Np 与雷诺数 Re 的模拟与实验^[9]结果对比

Fig. 4 Comparison of the simulation and experiment^[9] results of the power number (Np) and Reynolds number (Re) in the non-Newtonian fluid

3 模拟方法的数值算例

3.1 模型参数

数值模型得到实验验证后,为说明在不同工况下的可靠性及鲁棒性,以平直板单桨作为应用对象,进一步采用光滑粒子法模拟立式混合机内工艺参数和桨叶结构对混合均匀程度及功率特性的影响。参照文献^[11],重新设定圆柱形容器和平直单板叶轮的几何尺寸: $D_w=0.1386 \text{ m}$, $H_w=0.21 \text{ m}$, $H_f=0.1775 \text{ m}$, $d_a=0.0598 \text{ m}$, $b_a=0.006 \text{ m}$, $\varepsilon=0.006 \text{ m}$ 及 $h_a=0.22 \text{ m}$ 。粒子初始间距给定 2 mm ,计算域共包含 426756 个粒子,相应的分布情况如图5所示。

3.2 立式混合机搅拌物料的模拟

3.2.1 模拟研究混合均匀程度的影响因素

采用中心、偏心以及行星式叶轮来探究物料混合均匀程度与桨叶结构的相关性。图6给出了三种桨叶

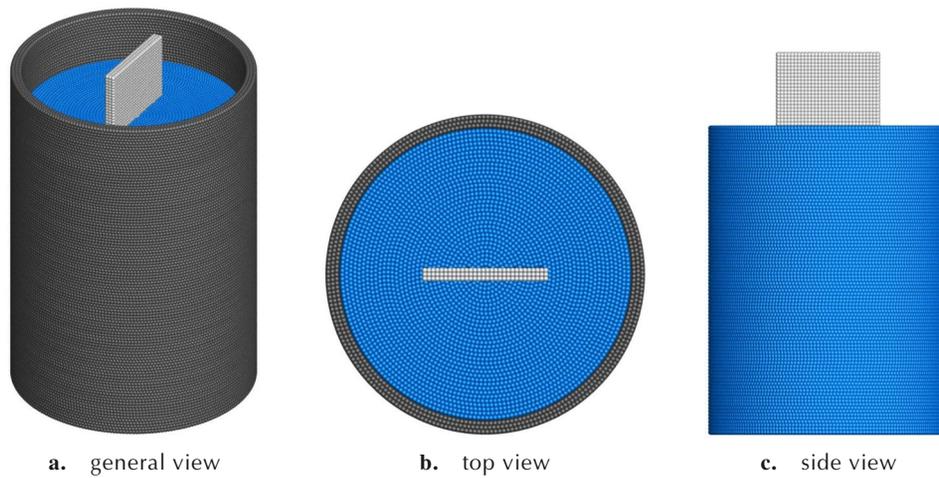


图5 几何尺寸修改后立式混合机的粒子分布

Fig.5 Particle distribution of the vertical mixer after modifying geometric size

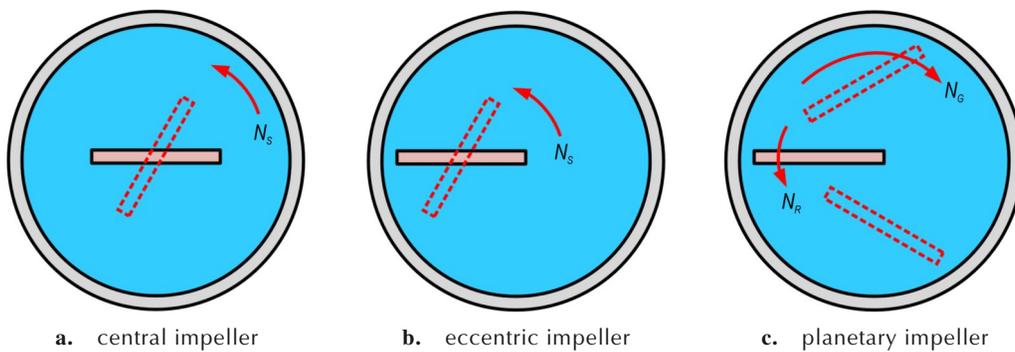


图6 不同搅拌工况下桨叶的结构和运动轨迹示意图

Fig.6 Schematic of the blade structure and motion trajectory at different mixing conditions

的结构和运动轨迹示意图。偏心桨叶的母线位置相对中心桨沿着径向水平移动 $0.17D_w$ ，并绕母线逆时针自转，如图 6b 所示。基于此，若母线绕混合机中心轴做顺时针方向的公转运动，即构成行星叶轮，见图 6c。材料为密度 $\rho=1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 、动力黏度 $\mu=3.8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 的牛顿流体。为便于定性比较不同工况在混合均匀性方面的区别，以 $x-z$ 平面为界，位于 y 轴负方向的流体粒子被标记为红色。3 种搅拌工况的粒子间距均设定为 2 mm ，如图 7 所示。

为了定量分析物料搅拌的均匀程度，将以混合机中心轴为母线、半径为 69.3 mm 的圆柱划分成 n 个单元格，并统计每个单元格内标红粒子的数量 N_i 。参照浓度方差的计算公式^[39]，定义一个适用于无网格方法的混合均匀性指数 ξ ：

$$\xi = \frac{\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N})^2}{(n-1)N_0^2} \quad (28)$$

其中， \bar{N} 表示平均粒子数， N_0 为总的标红粒子数。

3.2.2 模拟研究功率准数的影响因素

功率准数 Np 是评估桨叶扭矩消耗的重要依据，工程中研究其与叶轮转速、桨壁间隙、运动模式的影响关系来指导混合效率的放大设计。首先，转速的不同会直接改变混合机内液面漩涡的深度。在中心桨叶搅拌过程中，根据公式(25)，若 Re 相同，运动黏度 $\nu(=\mu \cdot \rho^{-1})$ 越小，所需要的转速则越低。因此，采用 3 种运动黏度的牛顿流体，即 $\nu_1=9.13 \times 10^{-4} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ 、 $\nu_2=3.8 \times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ 、 $\nu_3=5.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ，从而模拟转速引起的自由液面变化对 Np 的影响。

其次，物料经过桨尖与壁面间的通道越窄，所承受的应力则越大。采用 $\rho=1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 和 $\mu=3.8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 的牛顿流体，移动桨叶母线至水平距离圆柱容器中心轴 $0.17D_w$ 的固定位置处，从而模拟比较有无偏心距 e' 对混合系统功率特性的影响。基于这种偏心平板式叶轮的几何构型，于母线施加绕圆柱容器中心轴的转动。

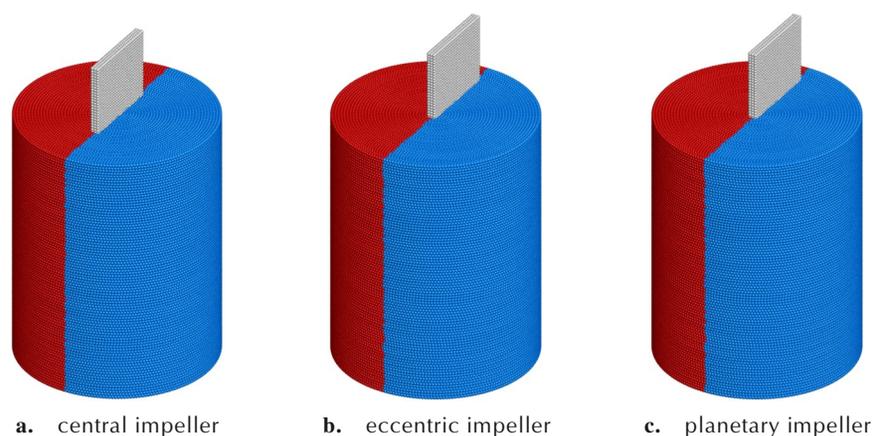


图7 不同叶轮搅拌时的粒子分布

Fig.7 Particle distribution when stirring with different impellers

采用 $K_s=13.9 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ 、 $n=0.47$ 、 $\tau_0=0$ 的非牛顿流体, 来分析桨叶扭矩负载与公转半径 e^n 的相关性。此时, 桨叶速度呈周期性变化, 则式(26)~式(27)中有关非牛顿流体功率准数 Np 和雷诺数 Re 的定义不再适用。参照文献[40], 选取桨尖最大速率为特征速度 u_{ch} , 立式混合机内 Re 和 Np 的计算公式如式(29)~式(30)所示:

$$Re = \frac{\rho u_{ch}^{2-n} d_G^n}{K_s K^{n-1}} \quad (29)$$

$$Np = \frac{P}{\rho u_{ch}^3 d_G^2} = \frac{2\pi N_R \Gamma_z}{\rho u_{ch}^3 d_G^2} \quad (30)$$

$$u_{ch} = N_G d_G + N_R d_R \quad (31)$$

式中, d_G 表示公转直径, m; d_R 为绕质心的自转直径, m; N_G 和 N_R 分别表示叶轮的公转和自转转速, 且转动方向逆时针为正, $\text{r}\cdot\text{min}^{-1}$ 。若剪切速率指数 $n=1$ 时, 式(29)适用于牛顿流体。

3.3 模拟结果与讨论

3.3.1 不同桨叶结构的混合均匀程度

研究采用牛顿流体的 SPH 数值模型(公式(17)), 分别对中心、偏心以及行星叶轮搅拌粘稠液体进行模拟, 得到了 $t=1.0 \text{ s}$ 、 2.0 s 两个时刻的粒子分布情况, 结果如图8所示。其中, 中心、偏心叶轮的转速为 $N_s=60 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$, 行星叶轮的转速为 $N_G=-25 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 和 $N_R=60 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 。由图8a可知, 若桨叶质心位于容器中央, 物料的扰动主要存在于桨尖扫掠圆周内, 此时圆周外的有效混合区(物料快速移动的区域)较小。较强的黏性作用导致流体粒子距离壁面越近, 速度越低, 且切向流动占主导, 形成了较大的混合滞留区(物料缓慢移动的区域)。图8b中, 将叶轮旋转中心轴偏移 $0.17D_w$, 左侧壁面与桨叶尖端对槽内物料的捏合作用促进了径向对流, 从

而导致尖端附近的扰动体积扩大, 有利于局部混合。当中心、偏心桨叶搅拌 2 s 后, 物料因被持续剪切、拉伸而呈现出一定程度的分布混合状态, 但标红粒子依旧比较集中, 此时混合均匀性较差。图8a~8b的液面形态与文献[10, 41]中实验结果一致, 故从流场分布角度进一步说明了当前数值模型的准确性。图8c中, 行星轨迹显著扩大了桨叶运动范围, 同时增强流体粒子在切向和径向的移动, 导致混合滞留区缩小。依据时间、空间混沌混合特性^[42], 行星桨叶的非对称结构和变速搅拌均有利于壁面处粒子与容器中心处粒子之间的对流。

2.3 节中说明了中心叶轮搅拌黏度系数 K_s 为 $13.9 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ 、剪切速率指数 n 为 0.47 、屈服应力 τ_0 为零的 CMC 溶液时, 模拟结果与实验结果比较吻合。因此, 采用相同材料参数, 进一步模拟行星叶轮混合非牛顿流体的液面形态变化, 结果如图9所示。雷诺数设为 $Re=1$, 公转、自转转速分别为 $N_G=-40 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 和 $N_R=100 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 。图9中, t/T 表示物理时间 t 与公转周期 T 的比值。初始阶段物料剪切速率较低, 此时表观黏度较大, 药浆较为浓稠。当 $t/T=0.213$ 、 0.287 时, 混合机内物料在桨叶旋转和黏性力的共同作用下, 依次被拉伸、折叠, 形成U型条纹状区域。 t/T 位于 $0.287\sim 0.44$ 之间, 自转运动使壁面附近的流体逐渐承受挤压作用, 因此条纹带宽在桨叶尖端处缩小。行星叶轮的周期性轨迹保证了搅拌槽内剪切、拉伸、折叠、挤压、切断等作用循环往复, 显著增强了物料组分的切向和径向对流。而流动性的提高进一步降低了非牛顿流体黏度, 导致标红粒子在桨叶边缘处承受的黏滞力减小, 并逐渐脱离表面。因此, 第二、三个周期内, 容器中心部位的流

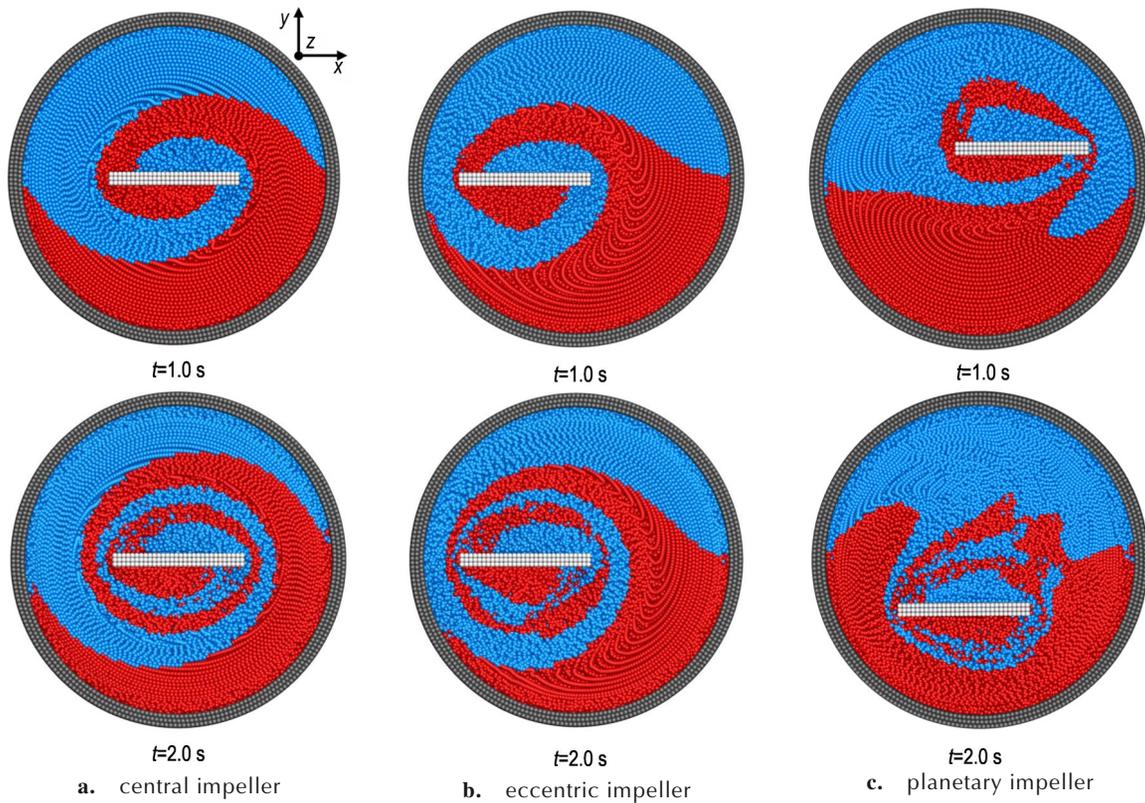


图 8 牛顿流体中不同叶轮搅拌时的液面状态

Fig.8 Liquid surface state when stirring with different impellers in the Newtonian fluid

体粒子逐渐向四周分散,即无明显的混合滞留区,实现了非牛顿流体状态下物料组分间的有效混合。根据上述混合过程的物理机理可知,在实际搅拌装置的设计方面,行星转动模式匹配合理的桨叶尺寸与公转半径能有效诱导物料混沌混合。

图 8~9 定性描述了行星桨叶相比于中心、偏心桨叶在立式混合机内的搅拌优势。接下来,研究采用非牛顿流体的 SPH 数值模型,分别对中心、偏心以及行星叶轮这 3 种工况下混合均匀性指数(公式(28))的时间历程进行模拟,定量结果如图 10 所示。材料参数为 $K_s=13.9 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n$ 、 $n=0.47$ 和 $\tau_0=0$ 。所有桨叶自转速度等于 $100 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$,而行星桨公转速度为 $-40 \text{ r}\cdot\text{min}^{-1}$ 。从图 10 可知,量化指标曲线在行星运动条件下会周期性地出现峰值,而峰值大小随着时间逐渐降低。对于中心和偏心桨,指数 ξ 均保持下降趋势,但到混合后期,下降速度明显减慢。当 t 等于 1.05 s 、 1.90 s 、 2.65 s ,相邻时刻间行星叶轮的混合均匀性指数相比于中心叶轮,增幅分别为 14.1% 、 9.4% 、 8.9% 。而相比于偏心叶轮,增幅分别为 15.0% 、 7.4% 、 7.3% 。这些现象表明三种工况下物料均趋于混合,且行星模式的效率明显优于其他两种工况。原因如图 9 所示,公转与自转运

动的结合为桨叶提供了更大的扫掠空间,使得物料扰动幅度增大,混合滞留区减小。此外,需要注意的是,这种行星运动也会导致原本分散的物料又会再次堆积,从而曲线周期性波动。

3.3.2 桨叶转速与功率准数的关系

依据公式(25),同一 Re 下,运动黏度不同则转速不同。为研究转速对系统功率的影响,采用 SPH 数值模型,保持密度相同,对 3 种运动黏度 ($\nu_1=9.13\times 10^{-4} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ 、 $\nu_2=3.8\times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ 、 $\nu_3=5.0\times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$) 的牛顿流体进行模拟,得到了混合机功率准数 Np 随雷诺数 Re 的变化情况,结果如图 11 所示。对比可知, ν 等于 $3.8\times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $5.0\times 10^{-3} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$,所对应的功率特性曲线均呈线性变化且几乎重合。然而,若 ν 降低至 $9.13\times 10^{-4} \text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$,相对于 ν_3 ,在 $Re=16$ 、 32 时 Np 增大约 51.8% 和 32.1% 。究其原因,运动黏度越小,需要更低的转速以保证 Re 相同,此时桨叶旋转引起的流体离心力减弱,搅拌槽中心漩涡高度降低。尽管黏度从 ν_2 增至 ν_3 ,会导致漩涡高度上升,固液粒子间的接触减少,但是黏性力占主导,故功率曲线依然接近重合。 ν_1 时,黏性作用和自由液面变化共同影响低黏度

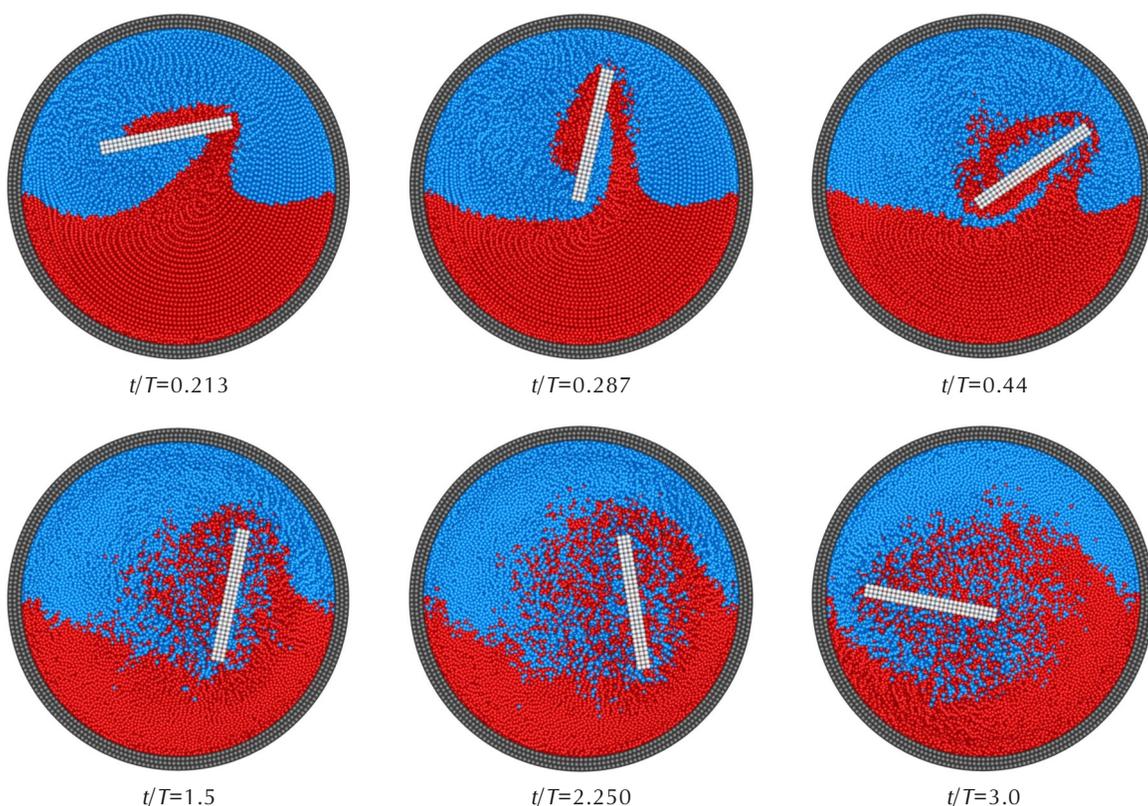


图9 非牛顿流体液面状态的时间历程

Fig.9 Liquid surface state history of the non-Newtonian fluid

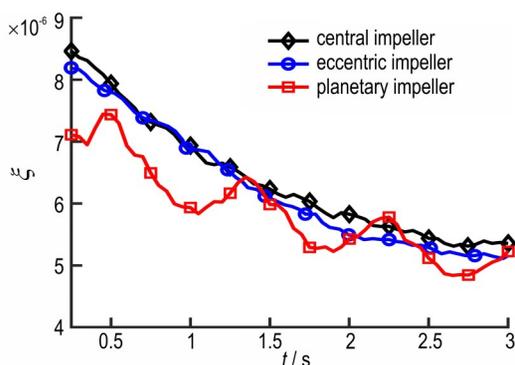


图10 混合均匀性指数随时间的变化

Fig.10 Variation of mixed uniformity index over time

物料混合过程中的桨叶扭矩,所以转速减幅过大反而增加功率消耗。此外,网格方法难以捕捉中心漩涡变化对计算结果的影响,说明本研究所提出的无网格法更加适用于模拟固体推进剂药浆混合。

3.3.3 运动模式与功率准数的关系

采用 $\rho=1000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ 和 $\mu=3.8 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 的牛顿流体,模拟比较偏心距 $e' = 0.17D_w$ 对混合系统功率特性的影响,结果如图12所示。从图12可发现,牛顿流体中叶轮旋转轴与容器壁面的距离缩小,会增加桨叶扭矩负载。 Re 等于 2、4、8 时,偏心桨功率准数 Np 相对中

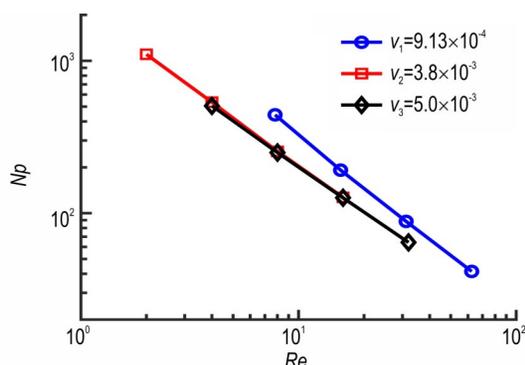


图11 运动黏度对混合机功率特性的影响

Fig.11 Effect of kinematic viscosities on the power characteristics of a mixer

心桨分别涨幅 9.4%、4.3%、2.2%。因为偏心侧的桨叶边缘对物料的拉伸及折叠作用增强,诱导了壁面处流场的径向对流,所以施加于桨叶尖端固体粒子上的剪切、挤压应力变大。而随着 Re 增加,相应的叶轮转速则越快,此时液面流动会影响扭矩,桨尖与壁面间隙对应力的增强作用减弱。

图12亦反映了偏心桨搅拌 $K_s=13.9 \text{ Pa}\cdot\text{s}^n, n=0.47, \tau_0=0$ 的非牛顿流体时,层流状态下混合机功率准数 Np 随雷诺数 Re 的变化关系。同一材料参数中,在偏

心桨母线上施加固定的公转角速度,即可研究非牛顿流体中不同行星叶轮公转半径($e'' = 0.11D_w, 0.17D_w, 0.23D_w$)的扭矩消耗情况,如图 13 所示。模拟结果表明,偏心、行星桨的功率曲线均呈线性递减。同一转速下行星叶轮质心距圆柱中心轴越远,流体粒子施加在桨叶固体粒子上的扭矩则越大。 $Re = 1$ 时,公转半径 $0.23D_w$ 的模拟结果相对半径 $0.11D_w, 0.17D_w$ 这两种情况分别增大 38.4%、17.7%。究其原因有两个方面:其一,公转半径的改变直接影响了桨叶尖端与容器内壁的间隙,适当增加半径可增强间隙内桨叶对物料的挤压应力;其二,根据伯努利原理,桨叶与壁面所构成的通道面积越小,穿过该通道的粒子剪切速率就更大,相应的黏性力则更强。而挤压和剪切应力在周期性的转动模式中会持续反作用于桨叶边缘部位。

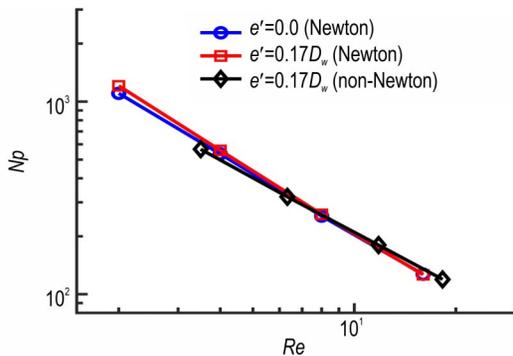


图 12 偏心距对功率特性的影响

Fig.12 Effect of eccentricities on the power characteristics

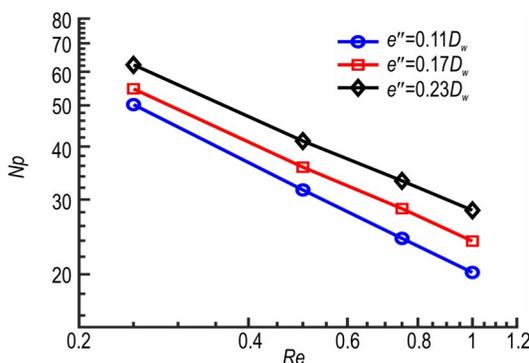


图 13 非牛顿流体中行星球立式混合机的功率特性

Fig.13 Power characteristics of the vertical mixer with planetary impeller in the non-Newtonian fluid

4 结论

本研究针对推进剂药浆混合过程,基于无网格光滑粒子法发展了非牛顿流体的数值模型,为分析行星叶轮立式混合机内药浆的复杂流动提供了一种新的方

法。数值模拟结果相对于实验测量的平均误差约为 4.98%,反映了非牛顿流体 SPH 模型的准确性。将其应用至中心、偏心和行星桨叶这三种搅拌工况中,结果表明:

(1) 立式混合机内行星模式的搅拌效果最优,其初始阶段的混合均匀性指数相比于中心、偏心桨,增幅分别为 14.1% 和 15.0%,而搅拌 2.65 s 后增幅分别为 8.9% 和 7.3%。这是由于行星桨叶的非对称结构和周期性速率变化共同促进了物料沿切向和径向的对流运动。

(2) ν 为 $3.8 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}, 5.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, 两者的功率特性曲线接近重合,这是因为黏性力此时为主导因素,液面变化对扭矩消耗的影响较小。若 ν 降至 $9.13 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, Np 的增幅最高达到 51.8%,原因是中心漩涡高度的下降使得承受流体力的固体体积增大。现象说明材料参数、液面高度会共同决定桨叶扭矩负载,故而有必要采用当前的 SPH 方法来精准模拟自由界面对计算结果的影响。

(3) 公转半径 $e'' = 0.23D_w$ 的行星桨叶扭矩负载,相比于 $e'' = 0.11D_w$ 的最大增幅是 38.4%。这些变化均是因为减小槽内壁与桨叶尖端的间隙,会相应增强流体内部的挤压、剪切应力。偏心距促进混合均匀程度的同时也会增加扭矩,故实际制备中,合理设计桨叶结构是确保搅拌装置兼顾混合效率和能耗的关键。

综上所述,本研究所发展的 SPH 数值模型可精准捕捉物料液相的时空混沌混合特性和自由界面行为,为立式混合机内药浆的复杂流动研究提供了一种新的模拟方法。

参考文献:

- [1] 梁建, 杨红, 魏佳, 等. 立式捏合机桨叶扭矩特性的 CFD 仿真研究[J]. 固体火箭技术, 2018, 41(1): 78-83.
LIANG Jian, YANG Hong, WEI Jia, et al. CFD analysis on the characteristics of blades torque of the twin-blade planetary mixer[J]. *Journal of Solid Rocket Technology*, 2018, 41(1): 78-83.
- [2] OTTINO J M. The kinematics of mixing: Stretching, chaos, and transport[M]. London: Cambridge University Press, 1989.
- [3] 高涵, 冯晓军, 尚宇, 等. 混合炸药微结构设计制备研究进展[J]. 火炸药学报, 2023, 46(9): 761-775.
GAO Han, FENG Xiao-jun, SHANG Yu, et al. Research progress of microstructure design and preparation of mixed explosives[J]. *Chinese Journal of Explosives and Propellants*, 2023, 46(9): 761-775.
- [4] 黎红艳, 白志鑫, 刘福生, 等. 含能材料摩擦感度的影响因素及理论预测[J]. 火炸药学报, 2023, 46(10): 855-865.
LI Hong-yan, BAI Zhi-xin, LIU Fu-sheng, et al. Influencing factors and theoretical prediction of friction sensitivity of ener-

- getic materials [J]. *Chinese Journal of Explosives and Propellants*, 2023, 46(10): 855-865.
- [5] 张力恒, 苏昌银, 何煜, 等. 推进剂装药混合过程安全性研究 [J]. *固体火箭技术*, 2012, 35(4): 508-512.
ZHANG Li-heng, SU Chang-yin, HE Yu, et al. Study on safety of propellant mixing process [J]. *Journal of Solid Rocket Technology*, 2012, 35(4): 508-512.
- [6] FAN M Y, XU J X, SUN H, et al. Enhancement of chaotic mixing performance in laminar flow with reciprocating and rotating coupled agitator [J]. *Chemical Engineering Science*, 2023, 280: 118988.
- [7] KOMODA Y, TOMIMASU F, HIDEMA R, et al. Frequency analysis of torque variation of a rotationally reciprocating impeller using newtonian and viscoelastic fluids [J]. *Chemical Engineering Research and Design*, 2019, 142: 327-335.
- [8] ZHOU G, TANGUY P A, DUBOIS C. Power consumption in a double planetary mixer with non-Newtonian and viscoelastic materials [J]. *Chemical Engineering Research and Design*, 2000, 78(3): 445-453.
- [9] YOUCEFI A, ANNE-ARCHARD D, BOISSON H C, et al. On the influence of liquid elasticity on mixing in a vessel agitated by a two-bladed impeller [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 1997, 119(3): 616-622.
- [10] BOHL D, MEHTA A, SANTITISSADEEKORN N, et al. Characterization of mixing in a simple paddle mixer using experimentally derived velocity fields [J]. *American Society of Mechanical Engineers*, 2011, 133(6): 061202.
- [11] DOUGLAS B. Experimental investigation of the fluid motion in a cylinder driven by a flat-plate impeller [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2007, 129(6): 737-746.
- [12] 王建, 刘皓, 赵亚风, 等. 复合固体推进剂双螺杆挤出成型过程 DEM-CFD 耦合仿真 [J]. *含能材料*, 2022, 30(2): 138-145.
WANG Jian, LIU Hao, ZHAO Ya-feng, et al. DEM-CFD simulation of twin screw extrusion process of composite solid propellant [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials (Hanneng Cailiao)*, 2022, 30(2): 138-145.
- [13] 张豫鲁, 刘奔奔, 陈国辉, 等. 不饱和聚酯包覆层流动及浇注的仿真模拟 [J]. *含能材料*, 2022, 30(11): 1106-1117.
ZHANG Yu-lu, LIU Ben-ben, CHEN Guo-hui, et al. Flow and casting process simulation of unsaturated polyester coating layer [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials (Hanneng Cailiao)*, 2022, 30(11): 1106-1117.
- [14] TANGUY P A, BERTRAND F, LABRIE R, et al. Numerical modelling of the mixing of viscoplastic slurries in a twin-blade planetary mixer [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1996, 23(4): 499-504.
- [15] LONG J, HE Y, ZHAN X, et al. Study of kneading pressure and power consumption in a twin-blade planetary mixer for mixing highly viscous fluids [J]. *Chemical Engineering Science*, 2021, 241: 116723.
- [16] LONG J, ZHAN X, GUO F, et al. Study of hydrodynamics and flow characteristics in a twin-blade planetary mixer with non-Newtonian fluids [J]. *AIChE Journal*, 2022, 68(10): e17797.
- [17] 江晓瑞, 李卓, 鲁荣, 等. 丁羟推进剂花板浇注过程数值仿真 [J]. *含能材料*, 2020, 28(8): 724-730.
JIANG Xiao-rui, LI Zhuo, LU Rong, et al. Numerical simulation of the pouring process of HTPB propellant [J]. *Chinese Journal of Energetic Materials (Hanneng Cailiao)*, 2020, 28(8): 724-730.
- [18] SHAFIEI M, BALHOFF M, HAYMAN N W. Chemical and microstructural controls on viscoplasticity in Carbopol hydrogel [J]. *Polymer*, 2018, 139: 44-51.
- [19] 袁申, 赵越, 罗运军. HTPE/PCL 四组元推进剂药浆的流变性能 [J]. *火炸药学报*, 2021, 44(3): 301-307.
YUAN Shen, ZHAO Yue, LUO Yun-jun. Rheological properties of HTPE/PCL four-component propellant slurry [J]. *Chinese Journal of Explosives and Propellants*, 2021, 44(3): 301-307.
- [20] VIOLEAU D, ROGERS B D. Smoothed particle hydrodynamics (SPH) for free-surface flows: past, present and future [J]. *Journal of Hydraulic Research*, 2016, 54(1): 1-26.
- [21] YE T, PAN D Y, HUANG C, et al. Smoothed particle hydrodynamics (SPH) for complex fluid flows: Recent developments in methodology and applications [J]. *Physics of Fluids*, 2019, 31(1): 011301.
- [22] 陈飞国, 葛蔚. 多相流动的光滑粒子流体动力学方法研究综述 [J]. *力学学报*, 2021, 53(9): 2357-2373.
CHEN Fei-guo, GE Wei. A review of smoothed particle hydrodynamics family methods for multiphase flow [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2021, 53(9): 2357-2373.
- [23] SOHAG M, CHAUSALKAR A, LI L H, et al. Numerical study of drop spread and rebound on heated surfaces with consideration of high pressure [J]. *Physics of Fluids*, 2022, 34(11): 113319.
- [24] LIU M, ZHANG Z. Smoothed particle hydrodynamics (SPH) for modeling fluid-structure interactions [J]. *Science China: Physics, Mechanics and Astronomy*, 2019, 62(8): 5-42.
- [25] BOONKANOKWONG V, FRANK R P, VALLIAPPAN P, et al. Flow of granular materials in a bladed mixer: Effect of particle properties and process parameters on impeller torque and power consumption [J]. *Advanced Powder Technology*, 2018, 29(11): 2733-2752.
- [26] LONG J C, WANG C, ZHU J Z, et al. Discrete element simulation for mixing performances and power consumption in a twin-blade planetary mixer with non-cohesive particles [J]. *Advanced Powder Technology*, 2022, 33(2): 103437.
- [27] NG K C, HWANG Y H, SHEU T, et al. Moving Particle Level-Set (MPLS) method for incompressible multiphase flow computation [J]. *Computer Physics Communications*, 2015, 196: 317-334.
- [28] NG K C, NG E. Laminar mixing performances of baffling, shaft eccentricity and unsteady mixing in a cylindrical vessel [J]. *Chemical Engineering Science*, 2013, 104: 960-974.
- [29] 张驰, 张雨新, 万德成. SPH 方法和 MPS 方法模拟溃坝问题的比较分析 [J]. *水动力学研究与进展*, 2011, 26(6): 736-746.
ZHANG Chi, ZHANG Yu-xin, WAN De-cheng. Comparative study of SPH and MPS methods for numerical simulations of dam breaking problems [J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics*, 2011, 26(6): 736-746.
- [30] SUN Z G, XI G, CHEN X. A numerical study of stir mixing of liquids with particle method [J]. *Chemical Engineering Science*, 2009, 64(2): 341-350.
- [31] FERZIGER J H, PERIC M, LEONARD A. Computational methods for fluid dynamics [J]. *Physics Today*, 1997, 50(3): 80-84.

- [32] MORRIS J P, FOX P J, ZHU Y. Modeling low Reynolds number incompressible flows using SPH [J]. *Journal of Computational Physics*, 1997, 136(1): 214–226.
- [33] LIU G R, LIU M B. Smoothed Particle Hydrodynamics: A Meshfree Particle Method[M]. London: World Scientific, 2003.
- [34] 李林豪, 杨秀峰, A. SOHAG Md M., 等. 双液滴连续撞击高温壁面的SPH-ASR模拟研究[J]. *中国科学:物理学 力学 天文学*, 2022, 52(10): 37–49.
LI Lin-hao, YANG Xiu-feng, SOHAG Md M. A., et al. Simulation of two successive drops impacting a heated wall by smoothed particle hydrodynamics with adaptive spatial resolution[J]. *SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica and Astronomica*, 2022, 52(10): 37–49.
- [35] SWEGLE J W, HICKS D L, ATTAWAY S W. Smoothed Particle Hydrodynamics stability analysis [J]. *Journal of Computational Physics*, 1995, 116(1): 123–134.
- [36] MONAGHAN J J. Smoothed Particle Hydrodynamics [J]. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1992.
- [37] YANG X F, KONG S C. Adaptive resolution for multiphase smoothed particle hydrodynamics [J]. *Computer Physics Communications*, 2019, 239: 112–125.
- [38] DELAPLACE G, GUÉRIN R, LEULIET J C. Dimensional analysis for planetary mixer: Modified power and Reynolds numbers [J]. *AIChE Journal*, 2005, 51(12): 3094–3100.
- [39] VILLEON J, BERTRAND F, TANGUY P A, et al. Numerical investigation of mixing efficiency of helical ribbons [J]. *AIChE Journal*, 1998, 44(4): 972–977.
- [40] AUGER F, DELAPLACE G, BOUVIER L, et al. Hydrodynamics of a planetary mixer used for dough process: Influence of impeller speeds ratio on the power dissipated for Newtonian fluids [J]. *Journal of Food Engineering*, 2013, 118(4): 350–357.
- [41] SANTITISSADEEKORN N, BOHL D, BOLLT E M. Analysis and modeling of an experimental device by finite-time Lyapunov exponent method [J]. *International Journal of Bifurcation and Chaos*, 2009, 19(3): 993–1006.
- [42] TAKAHASHI K. Recent advance in chaotic mixing in a mixing equipment [J]. *Journal of Chemical Engineering of Japan*, 2007, 40(8): 605–610.

SPH Method for Vertical Mixing Process of the Solid Propellant Slurry

HONG Yin¹, LIU Kan¹, WU Yi¹, WU Yan-qing², YANG Xiu-feng¹

(1. School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China; 2. School of Mechatronic Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: The planetary motion of impeller in the vertical mixer can effectively promote the dispersed circulation and homogeneous distribution of different material components, which has been employed in the preparation procedure of solid propellant slurry. However, the mixer involves complex interfaces and motions that it is difficult to study the mixing mechanism and rheological property of slurries by traditional methods. Based on the smoothed particle hydrodynamics (SPH), the continuum was discretized into the conserved particles with physical quantities for simulating the interaction between the propellant slurry and blades under laminar flow. A meshless method for the mixing process of propellant slurries in non-Newtonian fluid state was developed by combining the Herschel-Bulkley (HB) constitutive model. The numerical simulations were compared with the experiments to verify the accuracy of the proposed model. The correlations of the blade motion parameters and power consumption were explored. The effects of geometric configurations and rotation modes on the mixing uniformity of slurries and the torque loads of impellers were analyzed. Research findings indicate that the simulation and literature experiment results have a good agreement that the average relative error between them is around 4.98% in the non-Newtonian fluid with shear rate index $n=0.47$. The mixing uniformity index of planetary impellers increased by 8.9% and 7.3% respectively than those of central and eccentric impellers after stirring for 2.65 s. The maximum amplification in torque can reach 38.4% within the revolution radius range of $0.11D_w-0.23D_w$ at Reynolds number $Re=1$.

Key words: solid propellant slurry; non-Newtonian fluid; planetary impeller; smoothed particle hydrodynamics (SPH)

CLC number: TJ55

Document code: A

DOI: 10.11943/CJEM2024043

Grant support: National Natural Science Foundation of China (Nos. 12172049, U2341288)

(责编:姜梅)