

自由汇流旋涡多相耦合输运演变机理*

李霖^{1)2)†} 陆斌¹⁾ 许炜鑫¹⁾ 顾则恒¹⁾ 杨远山¹⁾ 谭大鹏^{1)2)‡}

1) (浙江工业大学机械工程学院, 特种装备制造与先进加工技术教育部/浙江省重点实验室, 杭州 310014)

2) (浙江大学机械工程学院, 流体动力与机电系统国家重点实验室, 杭州 310027)

(2022年10月17日收到; 2022年11月7日收到修改稿)

含自由液面的汇流旋涡抽吸演变中存在多相耦合、物质传输、能量剧烈交换等物理过程, 其中所涉及的多相流体耦合输运机理是具有高度非线性特征的复杂动力学问题, 多相黏滞耦合输运动力学建模与数值求解具有较高难度. 针对上述问题, 提出一种含自由液面的汇流旋涡多相耦合输运建模与求解方法. 基于水平集-流体体积耦合 (CLSVOF) 计算方法, 结合连续表面张力模型和可实现 ($k-\epsilon$) 湍流模型, 建立含自由液面的汇流旋涡多相耦合输运动力学模型; 利用一种有效的体积修正方案来计算高速旋转多相流, 保证流场质量守恒和无散度的速度场; 结合相间耦合求解策略对多相流体分布与多相界面进行精确追踪. 基于旋流场多特征物理变量, 得到多相耦合界面动态演变与跨尺度涡团输运规律, 揭示了多相耦合输运过程与压力脉动特性之间的相互作用机理. 研究表明: 多相耦合输运过程是流体介质过渡的关键状态, 旋涡微团受到不同时空扰动模式在界面处形成层层螺旋波形; 旋涡多相耦合输运过程随着水口尺度增大而增强, 且耦合能量激波引起非线性压力脉动现象. 研究结果可为旋涡输运机理、涡团跨尺度求解、流型追踪等方面的研究提供有益借鉴.

关键词: 自由汇流旋涡, 多相耦合输运, 水平集-流体体积耦合方法, 体积修正, 压力脉动**PACS:** 47.32.-y, 47.27.E-, 47.61.Jd**DOI:** 10.7498/aps.72.20221991

1 引言

含自由液面的汇流旋涡是自由液面处气-液相互作用所形成的一种动态耦合流动状态, 且形成过程中伴随相间传质、界面破碎、对流传热、能量交换等复杂物理现象. 在旋涡输运过程中, 强烈的涡芯抽吸力会卷吸表层流体介质和固体颗粒物, 是一个复杂的多相、多场耦合动力学问题, 其较强的气-液抽吸耦合作用会引起非线性压力脉动现象, 给工业生产造成不利影响^[1-3]. 因此, 研究含自由液面的汇流旋涡多相耦合输运过程, 探索其临界过渡状态的多相黏滞耦合输运规律, 揭示跨尺度湍流涡团

输运过程与非线性压力脉动特性之间的相互作用机理, 具有重要的科学研究价值和广阔的工程应用前景.

自由汇流旋涡虽然是一种常见的自然现象, 但却是一个复杂的湍流力学问题, 其规模参数与初始扰动条件、约束物理空间构造、表面粗糙度等因素有关^[4]. 目前尚未有成熟的理论模型对其多相黏滞耦合输运规律进行精确的定量分析, 只能在某种理想假设下或结合实验研究, 得到其有限的局部特征^[5-7]. 由于旋涡具有三维非定常、紊流非线性、时空多尺度耦合特性, 多相耦合跨尺度输运过程与压力脉动特性之间的相互作用机制尚未揭示. 因此, 研究汇流旋涡的多相耦合输运机理, 对界面演变、

* 国家自然科学基金 (批准号: 52175124)、浙江省博士后科研择优资助项目 (批准号: ZJ2022068)、流体动力与机电系统国家重点实验室开放基金 (批准号: GZKF-202125) 和浙江省自然科学基金 (批准号: LR21E050003) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: linli@zjut.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: tandapeng@zjut.edu.cn

涡团结构、多相耦合流型等多维动力学特性进行精确测定,分析旋流表观物理特征与压力脉动演变之间的内在联系具有重要意义。

针对上述关键问题,国内外学者进行了大量的研究工作. Tahershamsi 等^[8]通过实验研究了旋流的流动过程,发现在较低雷诺数时气核是一个空气管. Tan 等^[9]利用水平集方法对两相旋流的自由界面进行了追踪,但临界过渡状态的界面演变特征不明显. Morales 等^[10]采用剪切应力输运湍流模型对旋流的传热过程进行了研究,发现温度梯度可以提供足够的浮力. Yang 等^[11]利用流体体积 (volume of fluid, VOF) 模型得到了旋流流场,分析了旋流的流动结构和动态演化过程. Škerlavaj 等^[12]提出了一种带有曲率修正的尺度自适应模拟模型对单相旋流的形成过程进行研究,验证了该模型的可行性. Ann 等^[13]采用简化的储层模型对涡轮机运行过程中产生的汇流旋流进行数值模拟,发现由于强涡量和水体中空气含量的存在,导致管道流动的不均匀性,所预测的旋流与各种分析模型吻合较好. Li 等^[14]采用计算流体-离散单元耦合方法研究了气液固三相汇流旋流的输运效应,得到了颗粒流场的流型演变规律。

综上所述可以推断,当前对自由汇流旋流的研究主要集中在两相动态建模、介入扰动、界面演变和流型追踪等方面. 针对多相旋流演化过程研究,多层界面耦合求解、多相耦合输运规律、非线性压力脉动特性等问题尚不明确. 由于旋流抽吸输运过程的复杂性,相间界面的黏滞耦合输运与跨尺度涡团流型追踪具有高度非线性特性,这无疑增加了旋流多相耦合数值计算的难度. 因此,利用一种含自由液面的汇流旋流多相耦合输运建模与求解方法,得到多相流黏滞耦合过程的相间输运规律,揭示跨尺度湍流涡团输运过程与非线性压力脉动特性之间的相互作用机理是非常有必要的。

本文首先建立了基于水平集-流体体积耦合 (coupled level set and volume-of-fluid, CLSVOF) 耦合的旋流数学模型,并结合体积修正方法和相间耦合求解方法. 基于上述模型,建立了含自由液面的汇流旋流多相耦合输运动力学模型,讨论了流量与旋流多相耦合输运演变过程的关联性,揭示了旋流多相黏滞耦合输运规律. 最后,进一步讨论了不同流量条件下的旋流多相耦合输运过程与非线性压力脉动特性之间的相互作用机理。

2 汇流旋流数学模型

如前所述,含自由液面的汇流旋流是一个复杂的多相耦合流动现象,具有高度非线性力学特性. 常用的多相流体模型有两种: VOF 模型^[15]和 CLSVOF 模型^[16]. 后者结合了 VOF 模型和水平集方法的优点,通过耦合计算来跟踪自由界面的运动,在多相流模拟中得到了广泛的应用. 因此,基于 CLSVOF 耦合方法可以更准确地计算法向量和曲率,同时保持质量守恒,更适合模拟具有自由界面的多相汇流旋流。

2.1 基于 CLSVOF 耦合的旋流数学模型

本文研究有限物理空间中具有自由表面的非定常等温旋转多相流,其中流体域包含水、油、空气的流体相以及气-液界面和液-液界面. 液体和气体被视为不可压缩的牛顿流体,多相流体的连续方程和动量方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

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

式中, \mathbf{u} 为流体速度, ρ 和 μ 分别为流体相的密度和黏度, p 为流体压力, \mathbf{g} 为重力加速度, \mathbf{F} 为单位体积的表面张力. 图 1 表示流体相的分布示意图,由两种不可压缩牛顿流体和一个界面组成,故动量方程应包括界面处的表面张力. 本节考虑连续表面张力模型^[17,18]耦合计算表面张力,则修正的动量方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) + \rho \mathbf{g} + \sigma \kappa \mathbf{n} \delta_s, \quad (3)$$

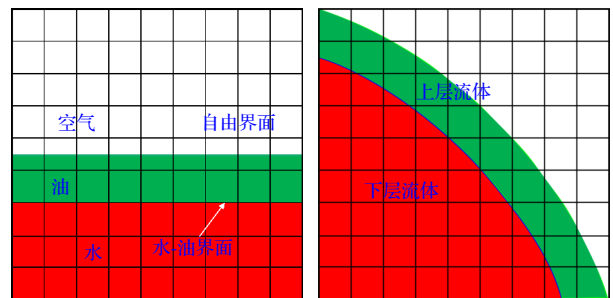


图 1 含自由界面的多相流体示意图

Fig. 1. Schematic diagram of multiphase fluid with a free interface.

式中, σ 为表面张力系数且假定为常数, 该函数在界面上为 1, 在其他区域为 0; \mathbf{n} 为界面的单位法向量, κ 为界面的平均曲率, δ_s 为表面函数.

为了实时追踪旋涡多相耦合的动态演变过程, 本文利用了一种考虑体积修正的 CLSVOF 耦合方法对多相流体分布与多相界面进行精确追踪. 该耦合方法是通过 VOF 函数追踪对流界面, 利用光滑的水平集 (level set, LS) 函数计算界面的法曲率, 然后采用光滑的 Heaviside 函数更新界面的物理性质.

在计算区域中, 界面跟踪通过控制体积中定义的体积分数 α 来实现. 在位置矢量 \mathbf{r} 和时间 t 条件下, 流体相对应的体积分数 $\alpha(\mathbf{r}, t)$ 表达式为^[19]

$$\alpha(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} 1, & \text{上层流体,} \\ 0-1, & \text{相间界面,} \\ 0, & \text{下层流体.} \end{cases} \quad (4)$$

在流体域中, 相邻层流体 (如水-油和油-空气) 被定义为下层流体和上层流体. 在水平集方法中, LS 函数 ϕ 作为一个平滑的函数表示到界面的符号距离. 函数 $\phi(\mathbf{r}, t)$ 可以表示为

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \begin{cases} -|d|, & \text{上层流体,} \\ 0, & \text{相间界面,} \\ +|d|, & \text{下层流体.} \end{cases} \quad (5)$$

这里 $d = d(\mathbf{r})$ 表示在 t 时刻位置 \mathbf{r} 到界面的最短距离. 该值在界面处为零, 在上层流体中为正值, 在下层流体中为负值, 如图 2 所示. 根据 (5) 式, LS 函数在每一个时间步都需要重新初始化. 体积分数 α 和 LS 函数 ϕ 的平流方程可以表示为

$$\begin{cases} \frac{\partial \alpha}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{u}\alpha) = 0, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0. \end{cases} \quad (6)$$

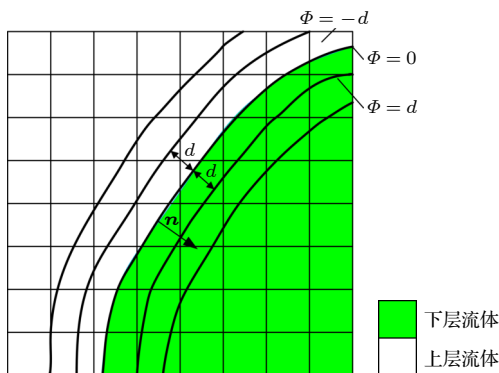


图 2 界面附近的水平集函数等值线

Fig. 2. Level set function contours near the interface.

经过几个时间步后, LS 函数由于数值扩散不再是距离函数 $|\nabla \phi| \neq 1$. 此时需要执行界面重新初始化程序 $\partial \alpha / \partial \tau = S(\phi_0)(1 - |\nabla \phi|)$ 重新设置 LS 函数的距离. 利用 LS 函数获得界面法向量 \mathbf{n} , 得到曲率和光滑的物理性质, 然后计算界面的平均曲率.

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \Big|_{\phi=0}, \quad \kappa = \nabla \cdot \mathbf{n} = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \Big|_{\phi=0}. \quad (7)$$

为了评估含界面的控制单元的 VOF 通量, 采用分段线性界面重构 (piecewise linear interface construction, PLIC) 方案实现复杂剪切流、旋涡流场自由液面的高精度重构^[20,21]. 因此, 本节在 CLSVOF 方法基础上, 通过 PLIC 界面追踪法对旋涡界面演化进行捕捉, 重构 Euler 网格下的自由界面形态. 针对平滑界面附近不连续的物理特性, 利用平滑 Heaviside 函数 $H(\phi)$ 确保物理性质的连续变化^[22]:

$$H(\phi) = \begin{cases} 0, & |\phi| \leq -1.5\Delta, \\ \frac{1}{2} + \frac{\phi}{3\Delta} \frac{1}{2\pi} \sin\left(\frac{2\pi\phi}{3\Delta}\right), & |\phi| \leq 1.5\Delta, \\ 1, & |\phi| \geq 1.5\Delta, \end{cases} \quad (8)$$

式中, Δ 为网格的大小决定数值界面的厚度, 且界面不会覆盖超过两个单元. 基于平滑函数 $H(\phi)$, 流体性质 (如密度和黏度) 将被分配到计算域中的每个控制体积. 则每个控制体的流体相密度和黏度可表示为^[23]

$$\rho(\phi) = \rho_a + (\rho_b - \rho_a)H(\phi), \quad (9)$$

$$\mu(\phi) = \mu_a + (\mu_b - \mu_a)H(\phi), \quad (10)$$

式中, 下标 b 和 a 分别表示上层流体和下层流体, 则动量方程可修改为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho(\phi)\mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho(\phi)\mathbf{u}\mathbf{u}) &= -\nabla p \\ + \nabla \cdot (\mu(\phi)\nabla \mathbf{u}) + \rho(\phi)\mathbf{g} + \sigma\kappa(\phi)\delta(\phi)\nabla \phi. \end{aligned} \quad (11)$$

为了补偿质量变化并保持无散度的速度场, 结合一种有效的体积修正方案来模拟高速旋转多相流. 将 (4) 式和 (5) 式重写为变换后的定义域 $\xi^i = (\xi, \eta, \zeta)$ 如下:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + U \frac{\partial \alpha}{\partial \xi} + V \frac{\partial \alpha}{\partial \eta} + W \frac{\partial \alpha}{\partial \zeta} = 0, \quad (12)$$

$$\frac{\partial (\mathbf{J}\phi)}{\partial t} + (\mathbf{J}U) \frac{\partial (\phi)}{\partial \xi} + (\mathbf{J}V) \frac{\partial (\phi)}{\partial \eta} + (\mathbf{J}W) \frac{\partial (\phi)}{\partial \zeta} = 0, \quad (13)$$

式中, $U^i = (U, V, W)$ 为变换域内的逆变速度分

量, \mathbf{J} 为物理域到变换域变换的雅可比矩阵. 界面重构的关键是确定界面段在每个单元中的方向. 在本研究中, 每个界面段可以在变换域 $\xi^i = (\xi, \eta, \zeta)$ 内重构:

$$n_1\xi + n_2\eta + n_3\zeta = \varphi, \quad (14)$$

式中, φ 为从原点到界面最近距离的参数, 由 (7) 式中的 LS 函数可以得到法向量 $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$.

基于上述变换方法, 该界面可适用于一般曲线网格, 并通过体积修正方案保持质量守恒. 速度场可以等量修改为 $(0.5U, 0.5V, 0)$, $(0, 0.5V, 0.5W)$ 和 $(0.5U, 0, 0.5W)$. 然后, 采用混合分裂三维欧拉隐式-拉格朗日显式方法将 VOF 函数完全更新到新的时间级别. 最后, 基于 PLIC 重构界面, 对 LS 函数进行质量守恒调整, 采用三线性插值方法将 LS 函数从变换域转换到物理域 [24].

2.2 湍流模型

汇流旋涡是一种复杂的气-液-液多相耦合流动, 由于初始扰动的影响, 旋涡流场在初始条件下可达到完全湍流状态. 可实现 $k-\varepsilon$ 模型作为一种经典的湍流模型, 在分析大时均应变情况时, 满足雷诺应力的约束条件, 保证流动更符合湍流物理定律. 同时该模型在湍流黏性计算公式引入曲率和旋度相关项, 依据涡量脉动方程对耗散率方程进行修正, 保证模型在旋转流场、边界层及分离计算时更符合真实物理情况 [25,26], 其输运方程为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k \mathbf{u})}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon \mathbf{u})}{\partial x_i} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \\ & + \rho C_1 E \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}}, \end{aligned} \quad (16)$$

式中, ρ 为流体的密度; \mathbf{u} 为流体的速度; $\sigma_k, \sigma_\varepsilon$ 分别为 k 和 ε 对应的普朗特数; E_1 为时均应变率张量的模量; ν 为流体运动黏度; μ 为流体的动力黏度; G_k, G_b 和 Y_M 与标准 $k-\varepsilon$ 模型的对应项相同; μ_t 为湍流黏度, 并可通过公式 $\mu_t = \rho C_\mu k^2 / \varepsilon$ 求解. 采用的其他经验参数如下: $C_1 = 1.44, C_2 = 1.92, \sigma_k = 1.0, \sigma_\varepsilon = 1.3, A_0 = 4.0$.

在可实现 $k-\varepsilon$ 模型中, 湍流黏性系数 C_μ 是流体动力黏度 μ_t 的一个关键变量, 可看作是含旋转速度、时均应变和湍流强度等参数的函数. 显然, 可实现 $k-\varepsilon$ 模型在模拟射流、边界层流和旋转剪切流场特性方面具有更好的优势 [27,28]. 该方法可以得到更精确的雷诺应力, 符合湍流的实际物理特征.

2.3 CLSVOF 相间耦合求解方法

基于上述数学模型, 本节利用了 CLSVOF 相间耦合求解算法, 如图 3 所示. 该方法计算旋涡多相耦合输运的主要过程包括相函数初始化、流动控制方程和湍动能-耗散方程求解、相函数对流输运方程求解、相界面重构以及相函数再次重新初始化等. 在 CLSVOF 方法中, 首先调用自定义初始化函数, 求解多相流体的控制方程和湍动能-耗散方程, 得到多相流体的压力和速度.

随后, 利用 VOF 函数和 LS 函数计算界面法向量, 并通过 PLIC 方案重构界面. 通过几何程序重新距离 LS 函数, 结合体积修正方法以实现质量守恒. LS 方法和 VOF 方法的耦合发生在界面重构和 LS 重新距离化过程中 (如图 3 虚线框所示). 但当耦合计算不满足收敛条件时, 需要对修正的动量方程再次求解, 得到更新后的流体压力和速度数据. 上述求解过程不断重复, 直到流场耦合求解过程满足收敛条件.

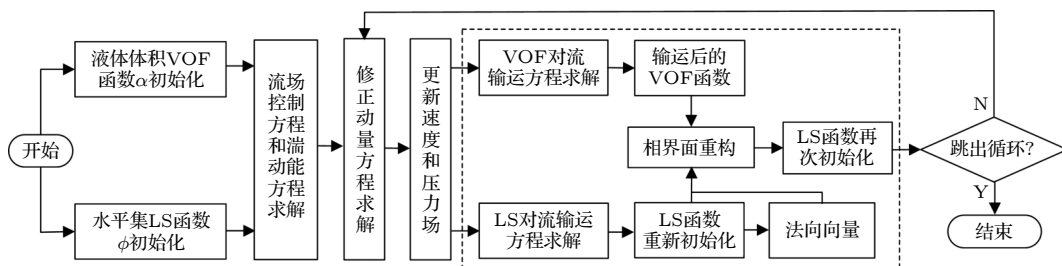


图 3 CLSVOF 相间耦合求解流程图

Fig. 3. Flow chart of interphase coupling solution with CLSVOF.

3 多相汇流旋涡输运动力学模型

3.1 物理对象模型

为了研究含自由液面的汇流旋涡多相耦合输运过程, 建立有限物理空间的几何尺寸模型, 如图 4 所示. 在初始状态下, 多相流体 (水、油和空气) 由于密度不同且互不相容, 均匀分布在上部容器中. 旋涡的形成演化过程发生在底部带有排流管道的容器内部, 其中容器的几何参数主要包括: 容器高度 $H = 0.55$ m, 容器的直径 $D = 0.5$ m, 管道长度 $L = 0.15$ m, 管道直径 $d = 0.030$ m. 容器的顶部与外界大气压相连, 参考压力为 1.01×10^5 Pa, 且流体重力方向与排流方向保持一致.

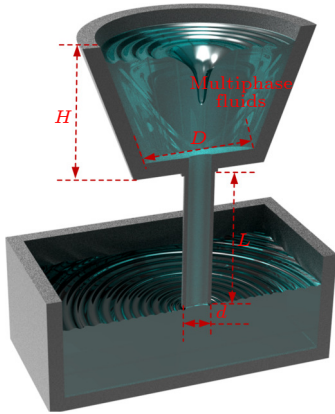


图 4 物理对象模型

Fig. 4. Physical objective model.

3.2 流体动力学模型

基于上述几何尺寸模型, 建立了含自由液面的汇流旋涡输运动力学模型, 如图 5 所示. 网格划分是采取离散化处理有限空间的容器模型, 其划分尺寸直接关系到数值计算的时间和精度, 具有高质量合适尺度的网格划分, 也可提高数值精度和计算效率. 鉴于六面体结构化网格具有网格质量高、数值扩散小以及精度高等方面的优势, 适用于多相汇流旋涡数值模型的网格划分.

本文基于 ICEM 网格划分软件进行模型网格划分, 并对位于圆柱中心区域和排流管道的网格进行加密处理, 加密尺度为 0.003 m, 精确捕捉临界过渡状态的多相耦合输运动力学特征. 在保证网格质量的前提下, 采用较大尺度的网格 (尺度为 0.035 m) 对容器模型的剩余部分进行划分以便提高计算收敛速度, 网格总数为 335460, 且网格质量

在计算允许情况下调整至最高 (网格质量 0.8 以上). 从图 5 中的网格划分可以看出, 模型网格划分较为均匀, 排流管道附近的网格相对较密, 采用高质量的网格保证数值计算的精度要求.

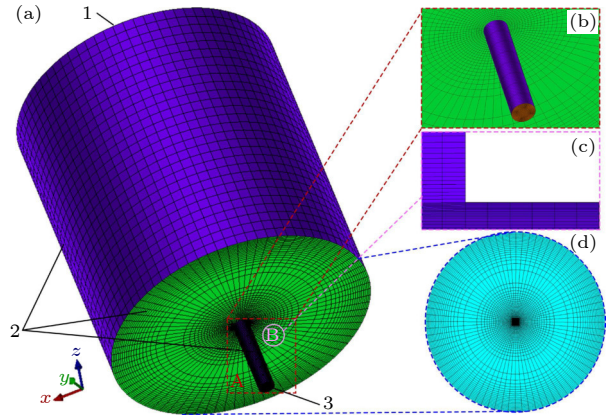


图 5 流体动力学模型与边界条件 (a) 流体域模型; (b) 区域 A 的局部视角; (c) 区域 B 的局部视角; (d) 容器顶部视角. 1-入口壁面; 2-固定壁面; 3-出口壁面

Fig. 5. Fluid dynamic mechanic model and boundary conditions: (a) Fluid-domain model; (b) local view of region A; (c) local view of region B; (d) top view of the container. 1-inlet wall; 2-fixed wall; 3-out wall.

3.3 模型边界条件和初始条件

基于上述数值模型, 研究汇流旋涡的多相耦合输运过程, 其中容器的几何特征和边界条件如表 1 所列. 多相流体介质的基本参数如表 2 所列, 为了建立水-油界面和油-空气界面, 通过区域分割方法将油相和水相分别从整个数值模型中分离, 其余区域设为气相. 上述 3 个流体区域相互联系, 可以进行质量、动量和能量的相互传输, 且初始切向速度和重力加速度作用于整个流场区域. 相关研究结果 [1-3] 表明, 当初始切向速度达到临界值时, 旋转方向与

表 1 流体动力学模型的边界条件.

Table 1. Boundary conditions of the fluid dynamic model.

项	属性
入口	零法向梯度压力入口
出口	无回流平均压力出口
壁面	无滑移壁面 (流体在壁面处的速度或相对速度为零)
重力/N	9.81
重力方向	z轴负方向
水相高度/m	0.2
气相高度/m	0.3
油相高度/m	0.05

表 2 流体介质的物理参数.

Table 2. Physical parameters of fluid mediums.

介质	密度/(kg·m ⁻³)	运动黏度/(m ² ·s ⁻¹)	动力黏度/(Pa·s)	表面张力/(N·m ⁻¹)	接触角/(°)	温度/°C
水	998.2	1.01×10 ⁻⁶	1.01×10 ⁻³	1.8×10 ⁻² (油水)	135	20
油	730	1.01×10 ⁻⁶	2.4×10 ⁻³	2.6×10 ⁻² (油气)	135	20
空气	1.225	1.48×10 ⁻⁵	1.79×10 ⁻⁵	7.3×10 ⁻² (水气)	135	20

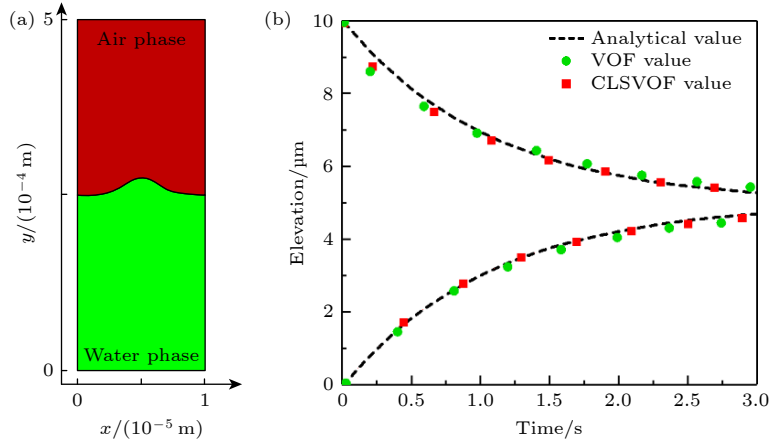


图 6 二维驻波算例验证 (a) 驻波; (b) 表面高度的衰减.

Fig. 6. Validation of the two-dimensional standing wave: (a) Standing wave; (b) decay of the surface elevation.

初始切向方向一致, 本文选取初始切向速度 ($\omega_0 = 1.0\pi$ rad/s) 来研究旋涡多相耦合输运形成过程, 流场在该条件下可以达到完全发展的湍流状态 [29–32].

采用有限体积法离散控制方程保证严格的流体质量守恒. 由于旋涡模拟属于非稳态过程, 相间耦合演化非常复杂, 属于典型的过渡流动计算, 旋涡界面形态以及速度和压力场演变复杂, 采用压力的隐式算子分割 (pressure implicit with split of operator, PISO) 算法处理压力、速度耦合以保证收敛效率 [1,4]. 为了解决压力离散插值问题, 防止内压急剧变化和高旋流, 采用压力交错方式 (pressure staggering option, PRESTO) [33]. LS 函数属于哈密顿-雅可比方程, 空间上采用五阶加权本质无振荡 (weighted essentially non-oscillatory, WENO) 格式离散, 时间上采用三阶总变差减小 (total variation diminishing, TVD) 龙格-库塔格式离散 [34,35]. 此外, 采用二阶迎风格式离散动量、湍动能和耗散率来获得精确解.

3.4 旋涡动力学模型验证

为了验证所提方法的有效性, 研究了二维驻波算例的数值精度, 得到了解析解和 VOF 方法的数值测试 [36], 如图 6 所示. 测试案例与 Deshpande

等 [36] 的相似, 界面的初始轮廓是一个正弦曲面形状, 计算的初始边界条件如图 6(a) 所示. 重力水平设为零, 沿着左右两侧的边界是循环的, 沿着顶部和底部的边界是壁面. 图 6(b) 表示表面振荡的衰减, 且存在一个最大振荡点. 计算得到的衰减高度与解析解吻合较好, 两次振荡后计算得到的高度略大于解析值, VOF 和 CLSVOF 方法的误差分别为 4.03% 和 1.01%. 该耦合方法在测试算例中得到了更准确的结果.

网格数量对旋涡流场瞬态模拟结果的精度具有很大影响, 有必要进行网格无关性研究以满足仿真结果的精度和可重复性 [37–39]. 数值算例生成了 5 种不同密度网格比较检测点的总压强变化曲线, 如图 7(a) 所示, 得到了压力数值计算结果. 可以看出, 当网格密度较低 (S_1 – S_3) 时, 总压 p 的结果偏差较大, 数值误差分别为 0.51%, 0.34% 和 0.77%. 当网格密度达到一定值时, 曲线 S_4 的压力 p 与曲线 S_5 的值呈现一致的均匀分布, 误差分别为 0.26% 和 0.23%. 因此, 网格分辨率 (S_4 和 S_5) 已经满足了网格无关性的要求, 保证了数值计算的准确性和可重复性.

针对自由汇流旋涡的形成过程, 与 Park 等 [40] 的实验和理论结果对比分析旋涡的液面高度变化.

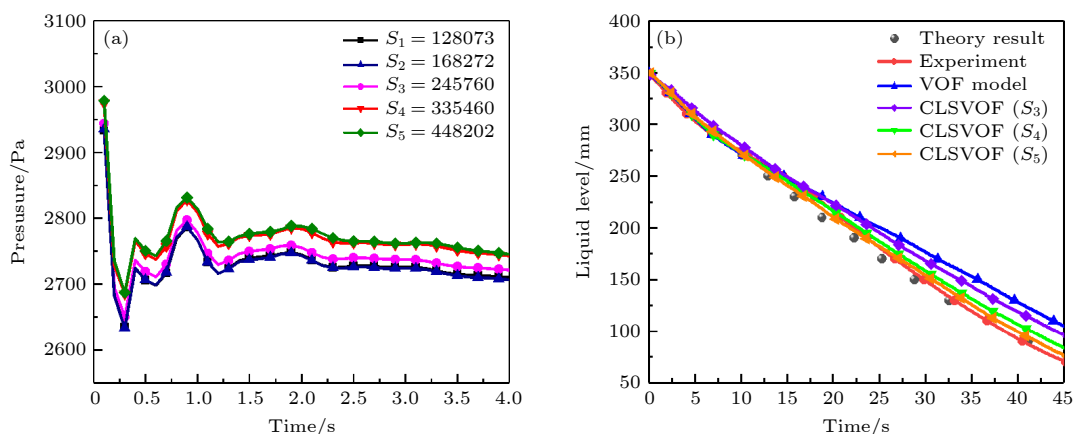


图7 旋涡动力学模型验证 (a) 网格无关性; (b) CLSVOF 与 VOF 模型的液位高度验证

Fig. 7. Validation of the vortex dynamic model: (a) Mesh independence; (b) liquid level height validation of the CLSVOF and VOF models.

图7(b)采用所提出的建模方法建立了气-液两相界面的数值模型,并保证相同的边界条件.通过VOF方法和CLSVOF方法得到旋涡的液面高度.可以看出,数值结果与理论值和实验结果吻合较好,且液面高度呈现连续下降趋势.但随着液体表面的下降和自由汇流旋涡的形成,VOF方法与 S_3 网格的数值结果略大于实验值,这与气液耦合界面的高曲率变形有关.因此,采用基于CLSVOF(S_4)的旋涡动力学建模方法,可以获得更精确的自由界面变形特性.

4 数值计算结果和分析

4.1 旋涡多相耦合输运演变过程

旋涡输运过程中,由于抽吸力变化与界面黏性摩擦影响,多相耦合输运规律具有高度非线性特性.本节选取数值案例($\omega_0 = 1.0\pi$ rad/s, $d = 30$ mm)研究旋涡多相耦合输运演变规律.流体体积分割面可以反映相间界面的演化规律和流场过渡特征,如图8所示,其中红色区域为水相,绿色区域为油相,蓝色区域为气相.

在旋涡形成前期,流体的流动模式表现为重力引起的轴向运动和初始扰动诱导的切向运动,如图8(a)—(c)所示.初始切向速度增加了流动雷诺数,湍流强度增大,这不仅增强了流体的切向运动,而且提高了从壁面附近向中心运动的收敛速率.在图8(b)和图8(c)中,旋涡中心的液面高度明显低于两端,油层底部中心形成凸点.当抽吸力达到一定强度时,凸点逐渐向排流孔发展并形成细长油柱.随着油滴和水从排流管流出,旋涡的尺度不断

增大,说明出口抽吸力促进了流体向排流孔收敛,并能以能量的形式向上输送.但由于水相和油相的黏性阻力不同,能量的衰减使得剩余能量不足以突破水相表面的能量壁垒.

随着旋涡输运过程的动态演变,流场中心有少量空气被排流孔抽吸并悬浮在油相中,如图8(d)所示.强烈的抽吸力克服了流体的黏滞阻力,打破了水相和油相混合表面中心的能量壁垒,此时为吸气状态.在图8(e)中,液面中心的最低位置与容器底部对齐,由于油相吸入大量气泡,流体在管道的流动不稳定,具有高度非线性特征,流体成分为水、油、空气的混合物,此时为抽气状态.当流场与出口大气压相连时,水油两相的流速基本为零,表明旋涡到达贯穿状态,如图8(f)所示,可以看出吸气-抽气-贯穿过程是多相流体介质过渡的关键状态.

针对旋涡的多相耦合输运过程,得到了旋涡流场的油相三维形貌图,如图9所示,其中油相流体表面为空气和油两相自由液面.从图9可观测到旋涡底部中心油层凸点和油柱形成的现象,与图8(b)和图8(c)所示的体积分割面对应,自由液面形成层层螺纹波形,如图9(a)所示.当流场受到初始扰动速度的影响时,旋涡表面的流体微团在不同的时间和空间上存在特性的扰动模式,导致流体微团沿径向方向具有不同的速度梯度.该现象在油层底部的油水界面处同样存在,水油两相间的速度存在差值,如图9(b)所示.从图9(c)可以看到,随着旋涡多相耦合输运过程,排流管道存在明显的气泡抽吸现象,气泡的尺度和数量具有高度非线性特性,管道内演变为复杂的水-油-气多相耦合流动模式.

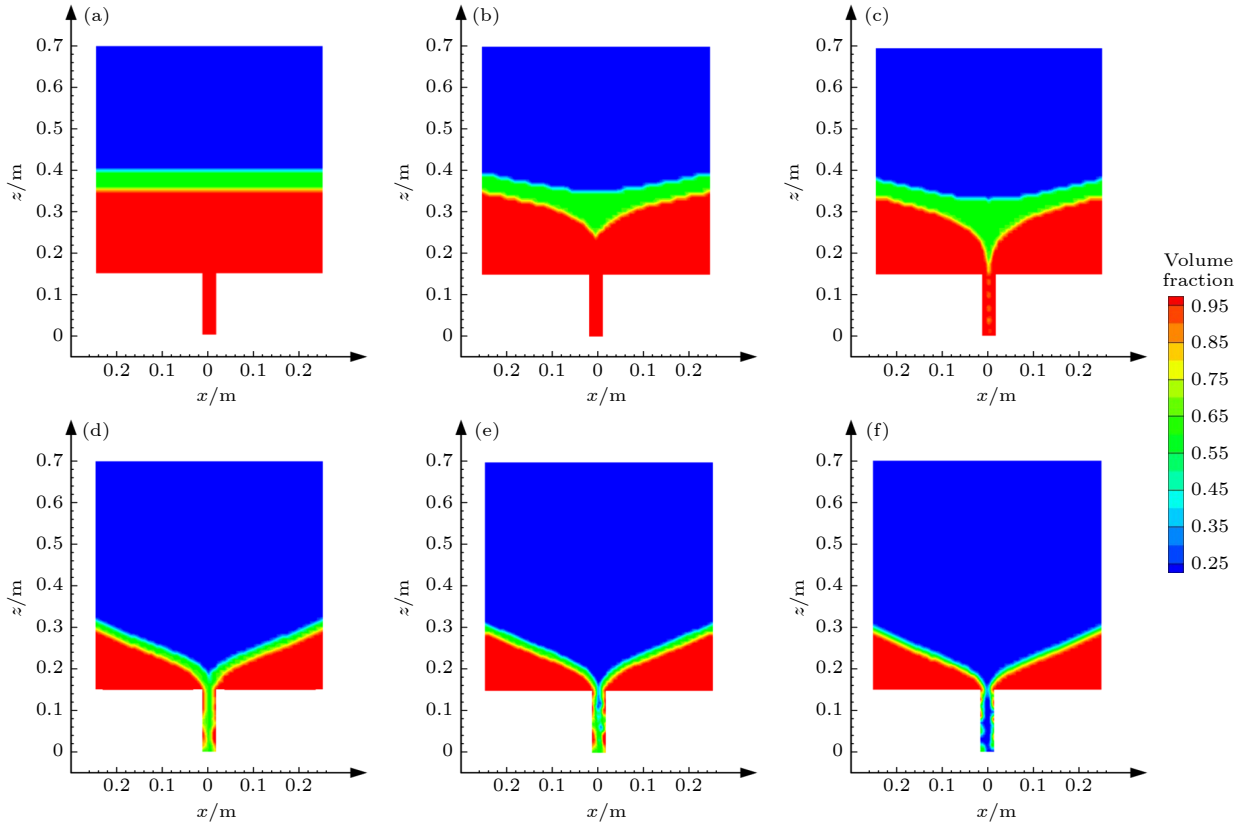


图 8 含自由液面的汇流旋涡体积分数云图 (a) $t = 1.00$ s; (b) $t = 3.50$ s; (c) $t = 6.00$ s; (d) $t = 21.50$ s; (e) $t = 23.00$ s; (f) $t = 25.00$ s
 Fig. 8. Volume fraction cloud chart of the sink vortex with a free-liquid surface ($\omega_0 = 1.0\pi$ rad/s): (a) $t = 1.00$ s; (b) $t = 3.50$ s; (c) $t = 6.00$ s; (d) $t = 21.50$ s; (e) $t = 23.00$ s; (f) $t = 25.00$ s.

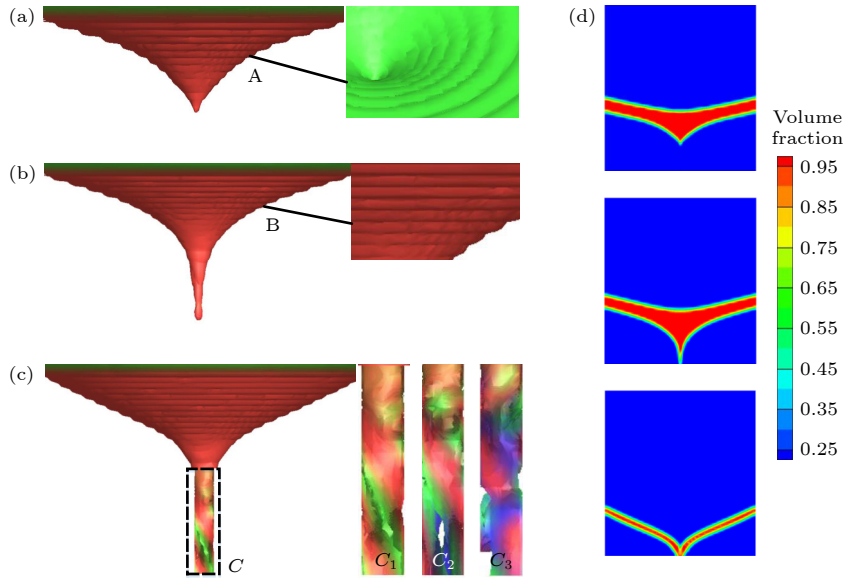


图 9 旋涡流场的油相三维形貌图 (a) 凸点形成; (b) 油相抽吸; (c) 多相耦合输运; (d) 油相体积分数
 Fig. 9. Three-dimensional morphology of oil-phase in the vortex flow field: (a) Salient point formation; (b) oil-phase suction; (c) multiphase coupling transport; (d) volume fraction of the oil phase.

图 10 为旋涡输运过程的流线剖面图, 对其内部流动模式进行分析. 在图 10(a)—(c) 中, 流场中心受到排流口的抽吸力向管口流动, 但在排流口左

右两侧, 流线出现了 Ekman 层上升流动结构. 油层内流体沿着水油两相交界面流动时, 受到界面束缚与凸点区域结构影响, 流动模式发生轻微的

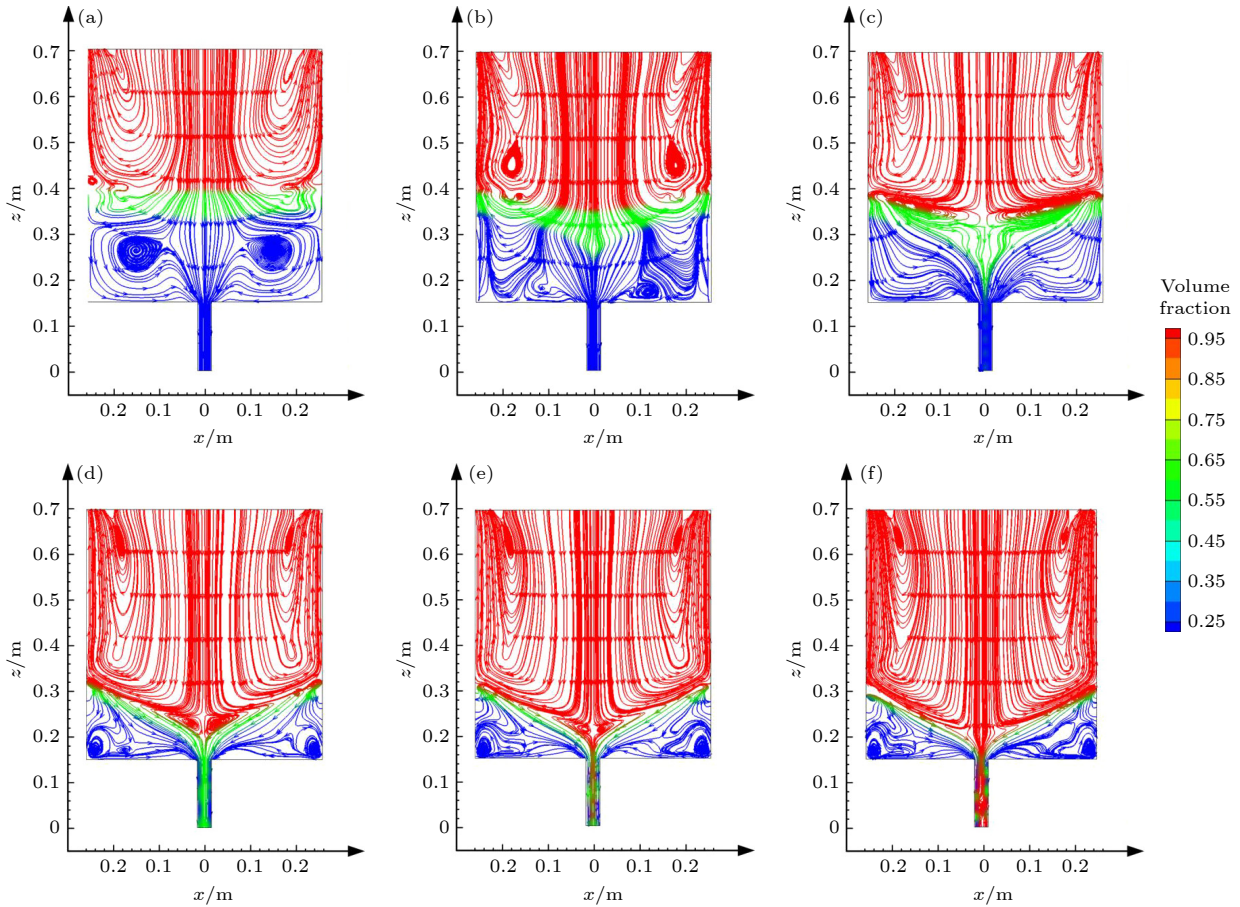


图 10 旋涡多相耦合输运流线图 (a) $t = 1.00$ s; (b) $t = 3.50$ s; (c) $t = 6.00$ s; (d) $t = 21.50$ s; (e) $t = 23.00$ s; (f) $t = 25.00$ s
 Fig. 10. Transport streamline chart of the vortex multiphase coupling: (a) $t = 1.00$ s; (b) $t = 3.50$ s; (c) $t = 6.00$ s; (d) $t = 21.50$ s; (e) $t = 23.00$ s; (f) $t = 25.00$ s.

改变, 如图 10(c) 所示. 在图 10(d) 中, 随着旋涡达到吸气阶段, 在旋涡中心形成较大尺度的局部涡旋. 根据伯努利方程可知, 旋涡中心区域由于较高的抽吸旋转速度具有较低的压力梯度, 导致气相流动模式演化为局部涡旋. 此时, 容器底部壁面两侧流动模式受到 Ekman 边界层的螺旋耦合作用演变为对称的局部涡旋, 流动模式受到水口抽吸出现水平输运, 表现为先上升后向下流动, 其输运过程呈现较强的非线性流动特征, 在 $x = 0.06$ m 出现先上升流动后被管口抽吸流动的现象. 在图 10(e) 和图 10(f) 中, 随着旋涡多相耦合输运过程的演化, 中心气相涡旋逐渐缩小, 且随着贯穿阶段到达而消失.

4.2 水口尺度对旋涡多相耦合输运的影响

为了研究流量对旋涡多相耦合输运过程的影响, 通过定义无量纲水口尺度 $D^* = d/D$ ($d = 0.003$ m, $D = 0.5$ m), 研究不同水口尺度条件下的

结果, 如图 11 所示. 流场径向速度流线可以描述多相耦合过程的旋涡强度和尺度特征. 从图 11 可以看出, 水口尺度不同时, 速度流线分布较为均匀, 径向速度在壁面处最大, 在旋涡中心处较小. 随着水口尺度的增大, 旋涡径向速度不断增大, 周向动能和流体轴向扰动具有较快的累积速率, 流体表面在短时间内不稳定. 说明了多相耦合输运过程的高速旋转使湍流运动增强, 流体黏滞力的影响较小, 惯性力占主导地位. 在高速旋转时, 沙漏区域使表面流体和杂质容易流入排流孔, 加快多相耦合输运过程.

图 12 描述了不同水口直径条件的液位高度. 在旋涡多相耦合输运过程中, 随着水口直径的增大, 液位高度在吸气状态的液高有明显增加. 随着旋涡的动态演变, 抽气状态和贯穿状态的液位高度差明显减小, 说明在初始扰动速度一定的情况下, 水口直径越大, 旋涡的强度和规模越大, 对气相的抽吸力显著增强, 这使得在较高的液位下旋涡可以

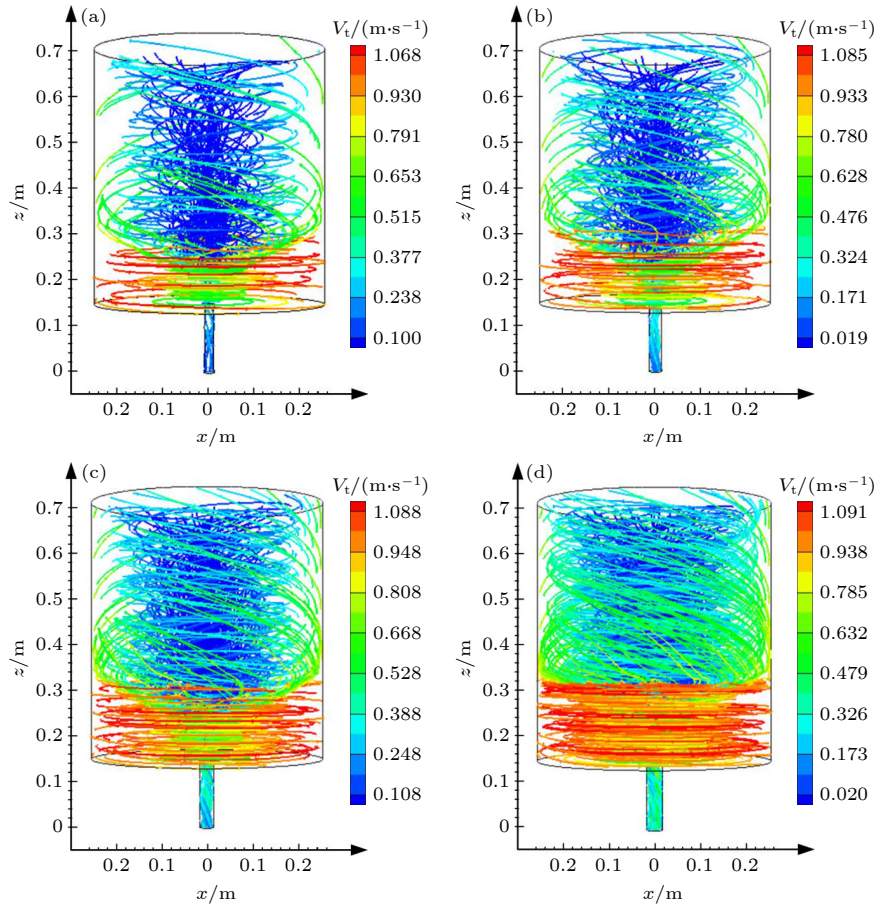


图 11 不同水口尺度条件下的旋涡多相耦合输运流线图 (a) $0.73D^*$; (b) $0.87D^*$; (c) $1.00D^*$; (d) $1.13D^*$

Fig. 11. Transport streamline chart of the vortex multiphase coupling under different nozzle diameter: (a) $0.73D^*$; (b) $0.87D^*$; (c) $1.00D^*$; (d) $1.13D^*$.

快速完成贯穿过程. 显然, 在实际工业应用中, 要想减小旋涡卷吸表层液体的过程, 降低排流量是一种有效的控制措施.

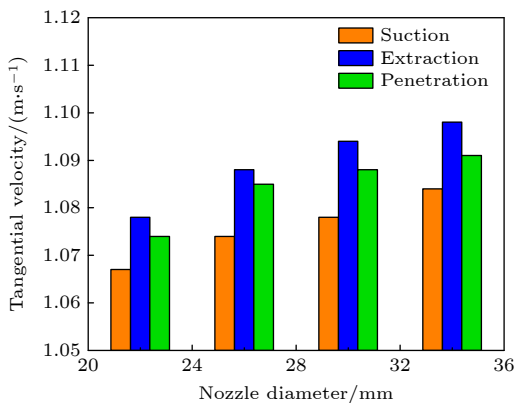


图 12 不同水口直径的液位高度.

Fig. 12. Liquid-level height of different nozzle diameter.

为了进一步探索不同水口尺度对旋涡多相耦合输运过程的影响, 得到了截面 $z = 0.18 \text{ m}$ 时旋涡流场沿径向坐标分布的关键流动特性, 如图 13

所示. 图 13(a) 表示切向速度沿半径方向的演变规律. 可以发现, 旋涡周向速度随管径增大而增大, 且极大值出现在半径 $x = 0.032 \text{ m}$, 呈现出较好的相似性, 这与 Ahn 等 [13] 旋涡抽吸数值结果相吻合. 水口尺度 $1.13D^*$ 的周向速度最大值为 0.32 m/s 是水口尺度 $0.73D^*$ 周向速度最大值的 1.9 倍. 这说明流量的增加促进了旋涡周向流动的收敛速度, 提高了旋涡多相耦合输运的规模和强度.

在图 13(b) 中, 湍动能是反映流场湍流流动的重要指标. 在湍流状态下, 不同尺度和涡量的涡旋不断破碎、合并, 流体微团作复杂的、无规则的、随机的不定常运动. 可以看出, 湍动能在旋涡涡芯处具有最大值, 且沿着径向方向单调递减. 这说明在多相耦合输运过程中, 涡芯处受到管口抽吸力作用以轴向流动为主, 管口处具有最大的流动速度, 此时湍动能在 $x > 0.15 \text{ m}$ 时趋于零值. 上述现象说明旋涡多相耦合过程主要以管口的轴向输运为主, 沿径向方向的流场湍动能相对较弱, 远离管口区域的旋涡多相耦合输运能量较低. 因此, 在旋涡主动

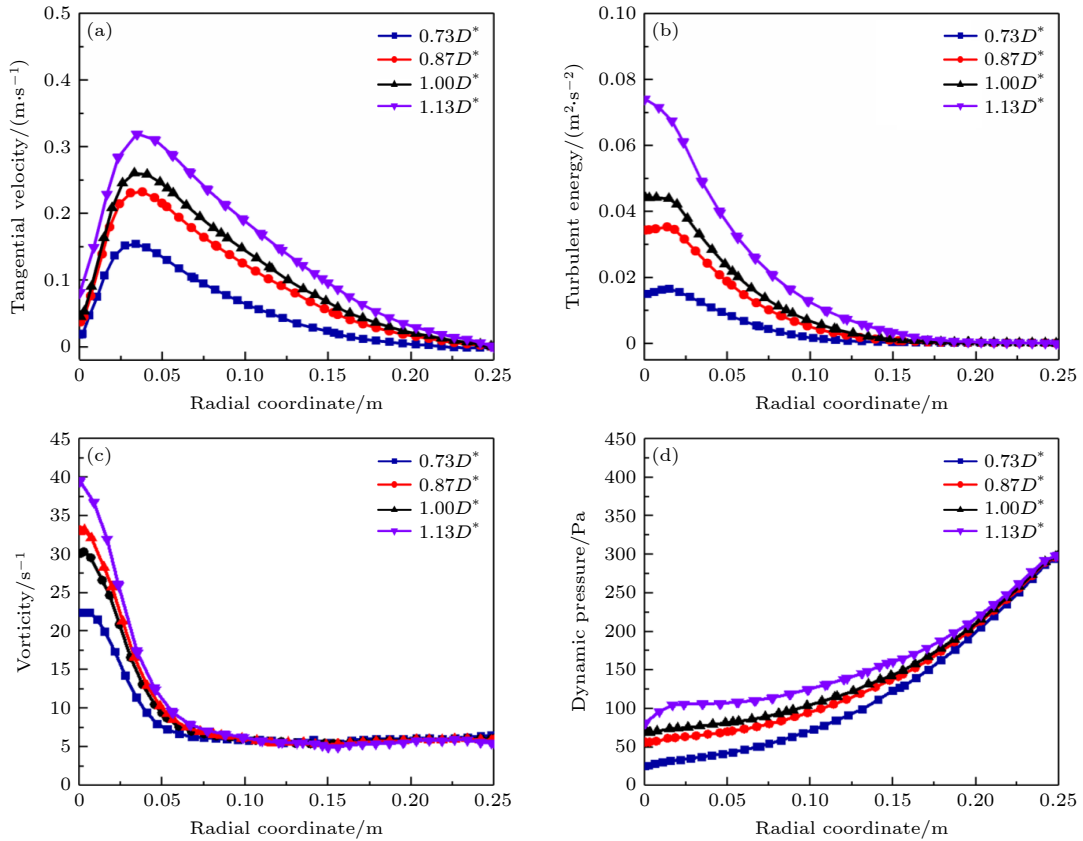


图 13 旋涡流场的关键流动特性 (a) 切向速度分布; (b) 湍动能分布; (c) 涡量; (d) 动压.

Fig. 13. Key flow characteristics of the vortex flow field: (a) Tangential velocity distribution; (b) turbulent energy distribution; (c) vorticity; (d) dynamic pressure.

控制中, 应尽可能降低旋涡管口附近区域受到强烈抽吸力作用而导致的轴向输运过程, 从而降低旋涡多相耦合输运的强度.

图 13(c) 描述了旋涡流场中涡量沿径向坐标的变化曲线. 可以看出, 涡量值在 $x < 0.05$ m 范围内迅速减小, 呈现出与湍动能曲线相似的单调递减趋势. 但是, 在涡芯处的涡量在排流量改变时强度值相差并不大, 此时的涡量主要是管口附近轴向主流动以及底部受到 Ekman 层作用产生的先上升后向下流动共同作用形成的. 因此, 旋涡在管口的中心上方具有最大的涡量值. 图 13(d) 表示旋涡流场中动态压力沿径向左边的演变趋势, 流场的动压与流速有关. 可以看出, 在当前的流动状态下, 不同排流量下的动态压力曲线差别不大, 且沿着径向坐标方向不断增大, 最后动态压力曲线在容器壁面处具有相近值, 这与谭大鹏等^[3] 两相旋涡抽吸过程的数值结果相吻合.

4.3 旋涡多相耦合输运的压力脉动特性

旋涡多相耦合输运过程中流体组分的不稳定

是压力脉动产生的主要原因. 由于气相密度较小且在多相耦合输运状态不连续, 使得流场的压力脉动呈现高度非线性特征. 因此, 研究旋涡压力脉动特性与多相耦合流体组分过渡的内在关联具有重要的意义. 选择不同水口直径条件下管口总压分析旋涡多相耦合输运过程的压力脉动演变特征, 如图 14 所示.

从图 14 可以得到以下规律: 1) 管口总压随着排流过程不断减小, 压力云图的旋涡中心压力也不断减小, 且在排流后期存在剧烈的压力振荡现象. 当流体成分为稳定的水相时, 总压相对稳定, 而当流体演变为复杂水-油-气耦合状态且流量不稳定时, 压力曲线呈现剧烈振荡过程, 且具有较强的随机性. 2) 从不同流量角度来看, 随着流量的增大, 水油两相的体积分数下降较快, 总压的变化速率更快. 3) 根据振荡区间可以推断, 压力振荡的时间受流量控制, 与流量成反比例关系. 随着流量增加, 旋涡在排流后期具有较快的能量积累和释放速率, 导致旋涡压力脉动区间明显减小, 这主要是由于上层气相可在极短时间内贯穿管道.

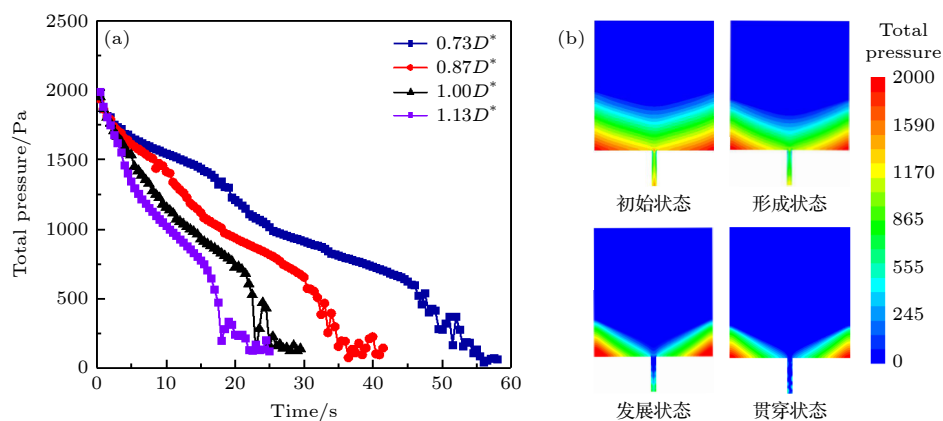


图 14 排流过程的总压变化曲线 (a) 总压曲线; (b) 总压云图

Fig. 14. Total pressure variation curves at the whole drain process: (a) Total pressure curve; (b) cloud diagram of the total pressure.

根据上述压力脉动现象可以发现, 在临界贯穿状态之前, 总压主要受到流体的静压的主导. 随着排流过程的发展, 流体静压迅速下降, 以流体静压为主的总压迅速下降. 流体动压与流体速度有关, 流体流速随旋涡的不断发展而增大. 因此, 在临界贯穿状态, 流体速度达到最大值, 流体动压占总压的比例不断增大. 上述现象表明, 在排流后期, 流体介质过渡转变引起的非周期湍动能扩散导致总压发生剧烈振荡现象. 当流量较小时, 流体非周期湍动能的扩散持续时间较长, 流体动压主导的总压将产生持续振荡. 上述规律可为旋涡主动抑制控制和实时检测提供有益指导.

5 结 论

研究自由汇流旋涡的多相耦合输运机理具有重要的科研价值与工程应用前景. 本文提出了一种含自由液面的旋涡多相耦合输运建模与求解方法, 研究不同流量条件下的旋涡多相黏滞耦合输运规律和非线性压力脉动机理. 主要结论如下:

1) 基于体积修正的 CLSVOF 耦合方法和可实现湍动能-耗散模型, 建立了含自由液面的旋涡多相耦合输运动力学模型, 得到了多相黏滞耦合输运规律. 多相耦合输运过程是流体介质过渡的关键状态; 容器底部的流动模式受到 Ekman 边界层的螺旋耦合作用演变为局部涡旋, 其输运模式呈现较强的非线性流动特征.

2) 自由液面受到扰动速度影响形成了层层的螺旋状流动波形, 表面流体微团在不同的时空上具有特性的扰动模式, 使得流体微团呈现不同的速度

梯度; 旋涡抽吸气泡尺度和数量的演变导致管道内部水-油-气耦合流动模式变得复杂.

3) 水口尺度决定旋涡多相耦合输运过程. 随着水口尺度 D^* 增大, 旋涡多相耦合输运程度增强, 周向动能和流体轴向扰动具有较快的累积速率, 周向速度的极大值出现在半径 $x = 0.032$ m 处, 提高了旋涡多相耦合输运的规模和强度.

4) 多相耦合输运过程是压力脉动产生的主要原因. 在排流后期, 多相耦合输运的能量激波引起压力振荡现象, 该振荡时间在整个排流过程所占比例较小且受流量的控制. 当流量增大时, 旋涡输运能量聚合与耗散速率明显提高, 减小了压力脉动区间. 上述规律可为旋涡多相耦合输运过程的主动抑制控制提供有益指导.

参考文献

- [1] Li L, Tan D P, Yin Z C, Wang T, Fan X H, Wang R H 2021 *Renew. Energ.* **175** 887
- [2] Tan D P, Li L, Yin Z C, Li D F, Zhu Y L, Zheng S 2021 *Int. J. Heat Mass Transfer.* **150** 119250
- [3] Tan D P, Tao Y, Zhao J 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 054701 (in Chinese) [谭大鹏, 杨涛, 赵军 2016 物理学报 **65** 054701]
- [4] Li L, Tan D P, Wang T, Yin Z C, Fan X H, Wang R H 2021 *Energy* **216** 119136
- [5] Aboelkassem Y, Georgicis V 2007 *J. Fluids Eng. Trans. ASME* **129** 1073
- [6] Chen Y C, Huang S L, Li Z Y, Chang C C, Chu C C 2013 *J. Fluid Mech.* **733** 134
- [7] Tan Y F, Ni Y S, Wu J F, Li L, Tan D P 2023 *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* DOI: 10.1007/s00170-022-10761-8 (in Press)
- [8] Tahershamsi A, Rahimzadeh H, Monshizadeh M, Sarkardeh H 2018 *Meccanica* **53** 3269
- [9] Tan D P, Ni Y S, Zhang L B 2017 *J. Iron Steel Res. Int.* **24** 669
- [10] Morales R D, Dávila-Maldonado O, Calderón I 2013 *ISIJ Int.* **53** 782

- [11] Yang M, Liu S, Xu W H 2020 *ACS Omega* **5** 31332
- [12] Škerlavaj A, Škerget L, Ravnik J 2014 *Eng. Appl. Comp. Fluid Mech.* **8** 193
- [13] Ahn S H, Xiao Y X, Wang Z W, Zhou X Z, Luo Y Y 2017 *Renew. Energ.* **101** 617
- [14] Li L, Qi H, Yin Z C, Li D F, Zhu Z L, Tangwarodomnukun V, Tan D P 2020 *Powder Technol.* **360** 462
- [15] Zheng G A, Gu Z H, Xu W X, Li Q H, Tan Y F, Wang C Y, Li L 2023 *Processes* **11** 42
- [16] Ling K, Zhang S, Wu P Z, Yang S Y, Tao W Q 2019 *Int. J. Heat Mass Transf.* **143** 118565
- [17] Tan D P, Li L, Zhu Y L, Zheng S, Yin Z C, Li D F 2019 *J. Zhejiang Univ.-SCI A* **20** 61
- [18] Tan D P, Ji S M, Li P Y 2010 *Sci. China-Technol. Sci.* **53** 2378 (in Chinese) [谭大鹏, 计时鸣, 李培玉 2010 *中国科学-技术科学* **53** 2378]
- [19] Duan G T, Chen B, Zhang X M, Wang Y C 2017 *Comput. Method Appl. Eng.* **320** 133
- [20] Qian J Y, Zhao L, Li X J, Li Q Q, Jin Z J 2022 *J. Zhejiang Univ.-SCI A* **23** 783
- [21] Tan D P, Li L, Zhu Y L, Zheng S, Ruan H J, Jiang X Y 2018 *IEEE Trans. Ind. Inform.* **14** 2881
- [22] Wang J X, Gao S B, Tang Z J, Tan D P 2021 *J. Intell. Manuf.* DOI: 10.1007/s10845-021-01854-4 (in Press)
- [23] Tan D P, Zhang L B 2014 *Sens. Actuator. B* **202** 1257
- [24] Pan Y, Ji S M, Tan D P, Cao H Q 2020 *Int. J. Manuf. Technol.* **109** 2587
- [25] Li L, Yang Y S, Xu W X, Lu B, Gu Z H, Yang J G, Tan D P 2021 *Appl. Sci.* **12** 8538
- [26] Yin Z C, Ni Y S, Li L, Wang T, Wu J F, Li Z, Tan D P 2022 *J. Zhejiang Univ.-SCI A* DOI: 10.1631/jzus.A2200014 (in Press)
- [27] Li L, Xu W X, Tan Y F, Yang Y S, Yang J G, Tan D P 2023 *Mech. Syst. Signal Process* **189** 110058
- [28] Gen J Q, Ji S M, Tan D P 2018 *J. Adv. Manuf. Technol.* **95** 1069
- [29] Ruan Y M, Yao Y, Shen S Y, Wang B, Wang B, Zhang J Y, Huang J K 2020 *Steel Res. Int.* **91** 1900616
- [30] Zheng S H, Yu Y K, Qiu M Z, Wang L M, Tan D P 2021 *Appl. Math. Model.* **91** 934
- [31] Ge M, Ji S M, Tan D P 2021 *J. Adv. Manuf. Technol.* **114** 3419
- [32] Wang Y Y, Zhang Y L, Tan D P 2021 *Chinese J. Mech. Eng.* **34** 30
- [33] Ahmadi M H B, Yang Z Y 2020 *Energy* **207** 118167
- [34] Kaiser J M J, Adami S, Akhatov I S, Adams N A 2020 *Int. J. Heat Mass Transf.* **155** 119800
- [35] Meng Q F, Wu C Q, Su Y, Li J, Pang J B 2019 *J. Clean. Prod.* **210** 1150
- [36] Deshpande S S, Trujillo M F, Wu X, Chahine G 2012 *Int. J. Heat Fluid Flow* **34** 1
- [37] Yin Z C, Wan Y H, Fang H, Li L, Wang T, Wang Z, Tan D P 2022 *Appl. Intel.* DOI: 10.1007/s10489-022-04226-4 (in Press)
- [38] Wang T, Li L, Yin Z C, Xie Z W, Wu J F, Zhang Y C, Tan D P 2022 *P. I. Mech. Eng. C J. Mec.* **236** 11196
- [39] Li L, Lu J F, Fang H, Yin Z C, Wang T, Wang R H, Fan X H, Zhao L J, Tan D P, Wan Y H 2020 *IEEE Access* **8** 27649
- [40] Park I S, Sohn C H 2011 *Int. Commun. Heat Mass Transf.* **38** 1044

Mechanism of multiphase coupling transport evolution of free sink vortex*

Li Lin^{1)2)†} Lu Bin¹⁾ Xu Wei-Xin¹⁾ Gu Ze-Heng¹⁾
 Yang Yuan-Shan¹⁾ Tan Da-Peng^{1)2)‡}

1) (*Key Laboratory of E & M, Ministry of Education & Zhejiang Province, College of Mechanical Engineering, Zhejiang University of Technology, Hangzhou 310014, China*)

2) (*State Key Laboratory of Fluid Power and Mechatronic Systems, College of Mechanical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 17 October 2022; revised manuscript received 7 November 2022)

Abstract

In the evolution of confluence sink vortex with a free surface, there exists some physical processes, such as multiphase coupling, mass transfer, and intensive energy exchange. Here, the transport mechanism of multiphase coupling is a complex dynamic problem with highly nonlinear characteristics. The mechanical modeling and numerical solution of multiphase viscous coupled transport are facing a significant challenge. To address the above problem, a method of modeling and solving multiphase coupling transport of the free sink vortex is proposed. Based on the coupled level set and volume-of-fluid (CLSVOF) method, a multiphase coupling transport model of the free sink vortex is set up with a continuous surface tension model and a realizable ($k-\epsilon$) turbulence model. By using an effective volumetric correction scheme, the high-speed rotating flow is calculated, and the mass conservation of flow field and the velocity field without divergence are ensured. Then, an interphase coupling solution approach accurately traces the multiphase fluid distribution and multiphase interface. The multiphase coupling interface and cross-scale vortex cluster transport laws are obtained according to the multi-characteristic physical variables. The interaction mechanism between the multiphase coupling transport process and the pressure pulsation characteristics is revealed. The results show that the multiphase coupling transport is the critical state of the fluid medium transition. The vortex microclusters are subjected to different spatiotemporal disturbance modes and form the layered threaded waveforms at the interface. With the increase of the nozzle sizes, the multiphase coupling process is strengthened, and the coupling energy shock causes nonlinear pressure pulsation. This study can offer valuable references to the researches of the vortex transport mechanism, cross-scale solution of vortex cluster, and flow pattern tracking.

Keywords: free sink vortex, multiphase coupling transport, coupled level set and volume-of-fluid method, volume correction, pressure pulsation

PACS: 47.32.-y, 47.27.E-, 47.61.Jd

DOI: 10.7498/aps.72.20221991

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52175124), the Postdoctoral Scientific Research Preferred Funding Project of Zhejiang Province, China (Grant No. ZJ2022068), the Open Foundation of the State Key Laboratory of Fluid Power and Mechatronic Systems, China (Grant No. GZKF-202125), and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LR21E050003).

† Corresponding author. E-mail: linli@zjut.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: tandapeng@zjut.edu.cn



自由汇流旋涡多相耦合输运演变机理

李霖 陆斌 许炜鑫 顾则恒 杨远山 谭大鹏

Mechanism of multiphase coupling transport evolution of free sink vortex

Li Lin Lu Bin Xu Wei-Xin Gu Ze-Heng Yang Yuan-Shan Tan Da-Peng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 034702 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221991

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221991>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

多物理耦合计算中动态输运问题高效蒙特卡罗模拟方法

Efficient Monte Carlo algorithm of time-dependent particle transport problem in multi-physics coupling calculation

物理学报. 2022, 71(9): 090501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211474>

粗糙势中耦合布朗粒子的定向输运性能

Transport performance of coupled Brownian particles in rough ratchet

物理学报. 2019, 68(24): 240501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191203>

摩擦不对称耦合布朗马达的定向输运

Investigation on the directional transportation of coupled Brownian motors with asymmetric friction

物理学报. 2020, 69(10): 100503 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191961>

自旋轨道耦合Su-Schrieffer-Heeger原子链系统的电子输运特性

Electron transport through Su-Schrieffer-Heeger chain with spin-orbit coupling

物理学报. 2021, 70(8): 087301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201742>

高雷诺数双螺旋涡尾迹演化特性分析

Evolution characteristic analysis of double-helical vortex wake of high Reynolds number flow

物理学报. 2018, 67(5): 054701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171291>

固体氧化物燃料电池模式阳极内传输与电化学反应耦合机理

Coupling mechanism of mass transport and electrochemical reaction within patterned anode of solid oxide fuel cell

物理学报. 2020, 69(9): 098801 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191697>