基于ISPH-TLSPH的充液多柔体动力学建模与计算

孔伟振, 陈占魁, 田强*

北京理工大学宇航学院, 北京 100081

*联系人, E-mail: tianqiang_hust@aliyun.com

收稿日期: 2021-04-19; 接受日期: 2021-06-21; 网络出版日期: 2021-12-17

国家自然科学基金(编号: 11832005)资助项目

摘要 基于不可压光滑粒子流体动力学(Incompressible Smoothed Particle Hydrodynamics, ISPH)和全拉格朗日光滑粒子流体动力学(TLSPH)基本理论, 提出了一种求解充液多柔体动力学数值模拟方法. 与传统SPH方法相比, 该方法可采用较大的时间步长、可避免压力振荡与柔性部件拉伸不稳定问题. 通过求解混合压力泊松方程和引入位移修正技术可得到光滑的液体压力分布结果, 通过添加人工黏性项使得TLSPH在数值计算中更稳定. 流体域计算时, 将固体粒子假设为虚粒子参与到求解压力泊松方程中. 固体域计算时, 流体粒子对固体粒子的相互作用力作为固体受到的外力加入到动量方程中. 最后, 采用5个数值算例与实验分别验证了ISPH, TLSPH和ISPH-TLSPH耦合算法的有效性, 并将提出的方法应用于充液多柔体动力学问题的模拟.

关键词 不可压光滑粒子流体动力学, 全拉格朗日光滑粒子流体动力学, 多柔体系统动力学, 液体晃动

PACS: 47.11.+j, 47.10.Fg, 45.50.-j, 45.10.-b

1 引言

携带燃料的空间航天器、地面燃料运输车辆等都是典型的充液多柔体系统. 燃料液体的晃动对系统整体的动特性影响不可忽视. 因此, 充液多柔体系统动力学问题一直受到很多学者的关注^[1-3]. 当液体晃动幅值低于充液腔体半径15%时可视为小幅晃动, 大于25%时为大幅晃动, 介于两者之间为有限幅晃动^[4]. 采用等效力学解析理论模型对小幅液体晃动问题模拟可以得到与系统实际晃动情况吻合较好的结果^[5]. 然而

该方法难以处理大幅液体晃动、描述液体飞溅等复杂问题. 随着计算机技术的高速发展, 数值仿真技术被广泛应用于充液系统动力学问题的研究^[6,7]. 但是, 充液多柔体系统动力学问题的研究仍然面临一些难点, 如大范围运动与变形耦合的柔性多体系统动力学建模、流固耦合界面问题处理等.

近年来, 人们发展了多种流固耦合数值计算方法^[8], 如基于网格的流体体积法(Volume of Fluid, VOF)^[9]、粒子有限元法(Particle Finite Element Method)^[10]、任意拉格朗日-欧拉方法(Arbitrary Lagrangian

引用格式: 孔伟振, 陈占魁, 田强. 基于ISPH-TLSPH的充液多柔体动力学建模与计算. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2022, 52: 244511
Kong W Z, Chen Z K, Tian Q. Dynamic modeling and simulation of fluid-filled flexible multibody system based on ISPH-TLSPH method (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2022, 52: 244511, doi: [10.1360/SSPMA-2021-0117](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0117)

Eulerian, ALE)^[11]和无网格方法^[12], 如光滑粒子流体动力学方法(Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH)^[13]等. 基于网格的数值方法在流体和固体力学数值模拟领域相对成熟, 但在实际应用时仍存在局限性. 如楼云峰等人^[14]采用多物质ALE方法对充气式浮桥进行多工况数值模拟分析, 流体区域采用ALE描述, 浮桥结构采用Lagrangian描述, 采用VOF法区分两种物质以跟踪自由液面, 并通过罚函数方法实现两者间的耦合作用, 其中阻尼系数和刚度系数的取值十分依赖于经验. 并且使用VOF方法, 需要额外的算法去追踪流体边界^[9]. 另外, 在一些剧烈的流固接触问题中, 网格法会出现严重的网格畸变和网格重画等问题^[13]. 而以SPH方法为代表的无网格法在流固耦合数值算法中可以避免上述提到的问题.

SPH方法比较适合用于模拟自由表面流动问题^[15]. Kong和Tian^[6]在研究微重力环境下充液空间多体系统动力学中, 采用SPH方法描述液体, 绝对节点坐标方法(Absolute Nodal Coordinate Formulation, ANCF)描述柔性容器, 液体和固体边界之间通过嵌入在ANCF板单元中的虚粒子传递相互作用力. 任选其等人^[16]基于SPH/FEM耦合方法对浅水冲击的液体喷溅特性开展研究, 实际计算中SPH和FEM相对独立计算, 每个计算步通过罚函数接触算法传递接触状态和作用力. 除了用无网格法描述液体, 有限元法描述固体的这类耦合方法, 也有学者提出只用无网格法描述液体和固体的方法. Rafiee和Thiagarajan^[17]采用SPH方法描述固体和液体, 当使用SPH方法描述固体变形时容易出现拉伸失稳(Tensile Instability), 因此引入了“人工应力”方法. He等人^[18]和Zhan等人^[19]也使用SPH方法描述液体, 全拉格朗日SPH(TLSPH)方法描述固体. 在TLSPH方法中, 计算过程始终以初始构形为参照, 光滑函数采用全拉格朗日形式, 能够有效克服传统SPH方法在模拟过程中出现的拉伸失稳问题. 于强和王天舒^[20]基于SPH基本理论提出了可以精确计算出液体对于航天器的晃动力和晃动力矩, 然而充液容器采用的是刚性边界条件. 在传统SPH方法计算不可压缩流时, 压力通过建立与密度相关的状态方程求解得到, 并且密度相较于参考密度允许有1%的变化, 因此也被称为WCSPH(Weakly Compressible SPH). 这种SPH方法虽然计算压力方法简单, 但是也存在压力场和速度场的波动, 时间步长受限于“人工声速”的取值等问题.

Cummins和Rudman^[21]提出了一种通过求解压力泊松方程(Pressure Poisson Equation, PPE)得到不可压缩流压力场的方法, 这种半隐式的方法后来也被称为ISPH(Incompressible SPH). ISPH方法由于没有“人工声速”的限制, 因此可以取较大的时间步长, 并且还能保证较为光滑的压力场分布^[22]. 然而当ISPH模拟液体运动时, 也会出现拉伸失稳问题, Xu等人^[23]最早将粒子位移技术(Particles Shifting Technology)应用于SPH方法中以获得更趋于各向同性的粒子分布. 由于自由液面附近粒子的支持域有截断误差, 该方法不能直接应用于具有自由液面的流体动力学问题. Lind等人^[24]基于Fick定律提出了适用于包含自由液面问题的粒子位移修正方法. 王平平等^[25]基于前人的工作总结出更为通用的修正后的位移矢量形式, 适用于单相流和多相流SPH算法. 最近, Khayyer等人^[26]提出多分辨率ISPH-SPH耦合方法模拟海洋工程中流固耦合问题, 在保证一定计算精度的情况下可提高计算效率. Asai等人^[27]基于ISPH-DEM耦合方法提出模拟流体和刚体的接触算法, 可有效模拟自由流体冲击多个刚体的问题. Khayyer等人^[28]又提出采用ISPH描述流体, Hamiltonian SPH (HSPH)方法描述复合弹性材料用于研究流固耦合问题. 上述工作中都采用了ISPH方法和相关粒子法耦合研究流固耦合的问题, 但是并没有应用到充液多柔体动力学问题中. 本文采取ISPH方法和TLSPH方法相结合的研究思路提出新的完全无网格流固耦合算法, 既具有ISPH方法可采用大步长的优势, 又具有TLSPH方法计算效率高、稳定性好的特点. 开展了充液多柔体动力学模拟, 并对部分算例进行了实验验证.

2 ISPH方法基本理论

2.1 控制方程

本文采用ISPH描述液体, 在ISPH方法中, 控制方程为基于Lagrange形式的连续方程与动量方程^[29]

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f}^{\text{ext}}, \quad (2)$$

其中, ρ 为流体粒子密度, t 为时间, $\mathbf{v}$ 为粒子的速度, p 为压强, ν 为动力黏度系数, $\mathbf{f}^{\text{ext}}$ 为外力.

2.2 ISPH算法

ISPH算法包含预测-校正两个步骤, 在预测步, 只考虑黏性力和外力的作用, 不考虑压力, 通过计算式(2), 得到粒子的临时速度和临时位置

$$\mathbf{v}^* = \mathbf{v}_t + (\nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{f}^{\text{ext}}) \Delta t, \quad (3)$$

$$\mathbf{r}^* = \mathbf{r}_t + \mathbf{v}^* \Delta t, \quad (4)$$

其中, Δt 为时间步长, $\mathbf{v}_t$ 和 $\mathbf{r}_t$ 表示在 t 个计算时间步时粒子的速度矢量和位置矢量, $\mathbf{v}^*$ 和 $\mathbf{r}^*$ 表示粒子的临时速度矢量和临时位置矢量.

在预测步中, 流体计算不满足不可压条件, 因此在校正步利用不可压缩条件建立压力泊松方程(PPE)得到第 $t+1$ 个时间步的粒子压强 p_{t+1} . 然后更新粒子在 $t+1$ 个时间步的速度和位置

$$\mathbf{v}_{t+1} = \mathbf{v}^* - \frac{1}{\rho} \nabla p_{t+1} \Delta t, \quad (5)$$

$$\mathbf{r}_{t+1} = \mathbf{r}_t + \frac{\mathbf{v}_t + \mathbf{v}_{t+1}}{2} \Delta t, \quad (6)$$

同理, 下标($t+1$)表示在 $t+1$ 个时间步时粒子的相关物理量.

2.3 压力泊松方程

常用的PPE有两类. 一类是由将中间速度场投射到无散空间(Divergence-Free Space)中推导而来的形式^[21], 如

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla p_{t+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}^*}{\Delta t}. \quad (7)$$

另一类则是最先由Shao和Lo^[29]提出的基于相对密度差(Relative Density Variance)的形式, 如

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla p_{t+1} \right) = \frac{\rho - \rho^*}{\rho \Delta t^2}, \quad (8)$$

其中 ρ^* 为中间密度, 计算方法见后文. 上述两种投射方法理论上都能满足流体的不可压性, 然而在数值计算中却会引起误差. 一方面, 式(7)不显含粒子的位置坐标, 计算结果对粒子的位置坐标不敏感, 所以可以得到较为光滑的压力场, 但是流体的体积在长时间仿真后不能严格守恒, 因此会出现计算不稳定和粒子穿透边界的现象. 另一方面, 式(8)可以保证流体体积守恒和数值稳定, 但是也会出现较大的压力噪声和粒子波

动现象. 因此为了克服两种方法的缺陷, 本文采用了一种混合PPE形式^[22]

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla p_{t+1} \right) = (1 - \theta) \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}^*}{\Delta t} + \theta \frac{\rho - \rho^*}{\rho \Delta t^2}, \quad (9)$$

其中, θ 为权重系数, 在不同的应用中取值也不相同, 本文取值为 0.1δ (δ 为粒子初始间距).

2.4 核函数近似

SPH方法的核心思想是将计算域离散成一系列具有拉格朗日性质的粒子, 利用核函数求和近似方法对某一点处的物理量 f 及其导数 ∇f 进行描述, 形式如下:

$$\langle f(\mathbf{r}_a) \rangle = \sum_{b=1}^N \frac{m_b}{\rho_b} f(\mathbf{r}_b) W_{ab}, \quad (10)$$

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}_a) \rangle = \sum_{b=1}^N \frac{m_b}{\rho_b} f(\mathbf{r}_b) \nabla_a W_{ab}, \quad (11)$$

其中, $\mathbf{r}_a$ 和 $\mathbf{r}_b$ 分别表示粒子 a 和 b 的坐标, m_b 和 ρ_b 分别为粒子 b 的质量和密度, $W_{ab} = W(\mathbf{r}_{ab}, h)$ 为插值核函数, $\mathbf{r}_{ab} = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b$, h 为光滑长度, $\nabla_a W_{ab}$ 为核函数在粒子 a 处的梯度. 本文采用的核函数为Cubic Spline函数^[15], 光滑长度取 $h = 1.33\delta$.

根据式(10), 粒子 a 的密度可以被近似表示为

$$\rho_a = \sum_{b=1}^N m_b W_{ab}. \quad (12)$$

式(2)中的压力梯度项本文采用如下的形式:

$$\left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right)_a = \sum_{b=1}^N m_b \left(\frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab}. \quad (13)$$

粒子 a 处速度的散度由下式计算:

$$(\nabla \cdot \mathbf{v})_a = -\frac{1}{\rho_a} \sum_{b=1}^N m_b (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b) \cdot \nabla_a W_{ab}. \quad (14)$$

式(9)中左端项的拉普拉斯算子也可以写成如下求和形式:

$$\nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho} \nabla p \right)_a = \sum_{b=1}^N m_b \frac{8}{(\rho_a + \rho_b)^2} \frac{(p_a - p_b) \mathbf{r}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{|\mathbf{r}_{ab}|^2 + 0.01h^2}. \quad (15)$$

同样地, 式(2)中的黏性项表示为

$$(\mathbf{v} \nabla^2 \mathbf{v})_a = \sum_{b=1}^N m_b \frac{2(v_a + v_b)}{\rho_a + \rho_b} \frac{(\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b) \mathbf{r}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{|\mathbf{r}_{ab}|^2 + 0.01h^2}. \quad (16)$$

本文采用如下形式的人工黏性项 Π_{ab} , 来保证流体在模拟过程中的数值稳定性:

$$\Pi_{ab} = \begin{cases} -\frac{\alpha \bar{c}_{ab} h \mathbf{v}_{ab} \mathbf{r}_{ab}}{\bar{\rho}_{ab} (|\mathbf{r}_{ab}|^2 + 0.01h^2)}, & \mathbf{v}_{ab} \mathbf{r}_{ab} \leq 0, \\ 0, & \mathbf{v}_{ab} \mathbf{r}_{ab} > 0, \end{cases} \quad (17)$$

其中 $\bar{\rho}_{ab} = (\rho_a + \rho_b)/2$, $\bar{c}_{ab} = (c_a + c_b)/2$, c 是人工声速.

综上, 由式(9), (12), (14)和(15)联合构造出如下线性方程组:

$$\begin{cases} \left(\sum_{b=1}^N A_{ab} \right) p_a - \sum_{b=1}^N A_{ab} p_b = R_a, \\ A_{ab} = m_b \frac{8}{(\rho_a + \rho_b)^2} \frac{\mathbf{r}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{|\mathbf{r}_{ab}|^2 + 0.01h^2}, \\ R_a = (1 - \theta) \frac{\nabla \cdot \mathbf{v}_a^*}{\Delta t} + \theta \frac{\rho_a - \rho_a^*}{\rho_a \Delta t^2}, \end{cases} \quad (18)$$

式(18)可写为紧凑格式的线性方程组 $\mathbf{A}\mathbf{p}=\mathbf{R}$, 其中 $\mathbf{A}$ 矩阵为稀疏系数矩阵, $\mathbf{p}$ 为所有粒子待求压强组成的向量, $\mathbf{R}$ 为右端向量. 本文通过调用Intel MKL数学库中Pardiso包^[30]求解该线性方程组, 得到第 $t+1$ 个时间步的压强值.

2.5 自由面和边界条件

由Dirichlet边界条件可知, 流体自由表面的压力值通常为0. 由于自由面外部是不存在粒子的, 因此利用核函数的紧支域在边界处的截断误差性质可知, 由式(12)计算得到自由面处粒子的密度 ρ' 小于流体的初始密度 ρ . 当满足下列判定条件时, 粒子被视作表面粒子, 其压力值为0^[17].

$$\rho' \leq \kappa \rho, \quad (19)$$

本文系数 κ 取值为0.9.

在SPH方法中边界处理也至关重要. 本文采用虚粒子法, 其基本思想是在固壁边界处预置若干层与流体粒子初始物理属性相同的虚拟粒子, 并参与到流体计算中, 该方法也容易施加no-slip边界条件^[31]. 计算过程中, 虚粒子的压力 P_w 通过其邻近的流体粒子的压力插值得到^[32]. 在ISPH方法中, 流体粒子的压强通过

PPE求解, 根据文献^[32], 边界虚粒子压力求解公式可表达为

$$\left(\sum_{f=1}^N W_{wf} \right) p_w - \sum_{f=1}^N W_{wf} p_f = (\mathbf{g} - \mathbf{a}_w) \cdot \sum_{f=1}^N \rho_f \mathbf{r}_{wf} W_{wf}, \quad (20)$$

其中 f 为边界虚粒子 w 紧支域内的流体粒子. p_f 和 ρ_f 为流体粒子的压力和密度, W_{wf} 为虚粒子和流体粒子对应的核函数, $\mathbf{g}$ 为重力加速度, $\mathbf{a}_w$ 为壁面的加速度. $\mathbf{r}_{wf}=\mathbf{r}_w-\mathbf{r}_f$ 为虚粒子与流体粒子间的距离矢量. 通过联立式(20)与线性方程组(18)求解, 可同时得到流体粒子和虚粒子的压强值.

2.6 粒子位移修正技术

当ISPH方法直接应用于流动问题时, 会出现拉伸不稳定现象. Lind等人^[24]提出的粒子位移技术被广泛用于ISPH方法中, 对粒子位置作如下修正:

$$\mathbf{r}_a = \mathbf{r}_a + \delta \mathbf{r}_a, \quad (21)$$

其中 $\mathbf{r}_a$ 和 $\mathbf{r}_a$ 分别是修正后和修正前的位置. $\delta \mathbf{r}_a$ 为位移修正矢量, 具体形式^[25]可表示如下:

$$\delta \mathbf{r}_a = \begin{cases} 0, & \text{if } a \in S, \\ -\zeta h |\mathbf{v}_a| (\mathbf{e} - \mathbf{n}_a \otimes \mathbf{n}_a) \Delta t \nabla C_a, & \text{if } a \in F, \\ -\zeta h |\mathbf{v}_a| \Delta t \nabla C_a, & \text{if } a \in I, \end{cases} \quad (22)$$

其中, S , F 和 I 分别表示飞溅的粒子、自由表面附近的粒子和流体域内部粒子. ζ 为系数, $|\mathbf{v}_a|$ 为速度大小,

$$\nabla C_a = \sum_{b=1}^N (m_b / \rho_b) \nabla_a W_{ab}, \quad \mathbf{e} \text{ 为单位矩阵, 自由面单位法}$$

向量为 $\mathbf{n}_a = -\nabla C_a / |\nabla C_a|$.

综上所述, 采用ISPH求解流体动力学一般流程为: 首先通过式(3)和(4)计算流体的临时速度和位置矢量, 然后根据式(19)判断自由表面粒子和流体域内部粒子, 在求解式(18)和(19)组成的线性方程组得到流体粒子和虚粒子的压强后, 通过式(5)和(6)更新粒子的速度和位置. 最后通过式(21)对粒子的位置进行修正.

3 TLSPH方法基本理论

传统的SPH方法在模拟受载柔性部件时会出现拉伸失稳问题, 导致在数值计算中粒子聚集引起较大误

差甚至发散, 采用拉格朗日形式的核函数可以有效地消除柔性部件拉伸不稳定问题^[33]. 与传统SPH方法不同, TLSPH方法始终以物体初始状态作为参考, 因此在计算中, 检测相邻的粒子对只需要执行一次, 无需在每一个计算步实施, 这就大大提高了计算效率. 在动量方程中, 粒子的密度始终为初始密度, 也无需求解连续方程.

在TLSPH方法中, 基于初始状态下求解动量方程可以表示为

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{1}{\rho} \nabla_0 \cdot \mathbf{P} + \mathbf{g}, \quad (23)$$

其中下标0代表在初始状态下对应的值, $\mathbf{P}$ 为第一类Piola-Kirchhoff应力张量, 并且由下式求得:

$$\mathbf{P} = \det(\mathbf{F}) \boldsymbol{\sigma} \mathbf{F}^{-T}, \quad (24)$$

其中 $\mathbf{F}$ 为变形梯度张量, $\boldsymbol{\sigma}$ 为柯西应力张量, $\det(\mathbf{F})$ 为 $\mathbf{F}$ 行列式. 粒子 a 的变形梯度张量通过其紧支域的粒子参数求和得到

$$\mathbf{F}_a = \left(\frac{d\mathbf{r}}{d\mathbf{r}_0} \right)_a = \sum_{b=1}^N (\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) \nabla_0 W_{ab} V_{0b}, \quad (25)$$

其中 $\mathbf{r}$ 为粒子的当前坐标, $\mathbf{r}_0$ 为粒子的初始坐标, V_{0b} 为粒子初始的体积(三维问题)或者面积(二维问题). 柯西应力张量则根据Hooke定律计算而来.

最终, 弹性体的动量方程的离散形式为

$$\frac{d\mathbf{v}_a}{dt} = \sum_{b=1}^N \left(\frac{\mathbf{P}_a}{\rho_a^2} + \frac{\mathbf{P}_b}{\rho_b^2} - \mathbf{P}_{vab} \right) \nabla_0 W_{0ab} \rho_b V_{0b} + \mathbf{g}, \quad (26)$$

其中 $\mathbf{P}_0$ 为引入的人工黏性项, 用以保证计算的稳定性. 其具体形式为

$$\mathbf{P}_{vab} = \det(\mathbf{F}) \Pi_{ab} \mathbf{F}^{-T}, \quad (27)$$

其中 Π_{ab} 的形式与式(17)相同, 人工声速由固体本身的物理属性确定, 本文中取值 $c_s = \sqrt{E/\rho}$, E 是弹性体的杨氏模量, 黏性系数 α 取0.1. 本文中TLSPH方法部分时间积分算法采用预测-校正法.

4 ISPH-TLSPH耦合算法

在本文提出的方法中, 流体和固体计算域采用相同初始间距的粒子离散. 在ISPH方法计算流体部分,

固体粒子采用和边界虚粒子同样的处理办法参与计算^[19], 通过求解压力泊松方程得到了固体粒子的临时变量 p_s , 流体粒子受到固体粒子作用力由式(28)表示:

$$\mathbf{f}_f^s = -m_f \sum_{s=1}^N m_s \left[\left(\frac{p_f}{\rho_f^2} + \frac{p_s}{\rho_s^2} \right) - \Pi_{fs} \mathbf{I} \right] \cdot \nabla_f W_{fs}, \quad (28)$$

其中, f 和 s 分别代表流体粒子和固体粒子. 由牛顿第三定律可知, 式(28)中参与计算的固体粒子受到流体粒子施加的等大相反方向的力. 因此, 流体粒子对固体粒子的作用力为

$$\mathbf{f}_s^f = -m_s \sum_{f=1}^N m_f \left[\left(\frac{p_s}{\rho_s^2} + \frac{p_f}{\rho_f^2} \right) - \Pi_{sf} \mathbf{I} \right] \cdot \nabla_s W_{sf}. \quad (29)$$

最后, 在本文提出的耦合算法中为保证数值计算的稳定性, 时间步长根据CFL条件取值, 不同于文献[18,19]流体部分和固体部分计算取同样的时间步长, 由于本文中采用的ISPH方法可以使用较大步长, 而采用TLSPH方法计算杨氏模量较大的弹性体时取的步长偏小, 因此为了提高计算效率, ISPH和TLSPH计算部分采用独立的时间步长^[26]. 另外, 作者在计算本文的算例中发现, ISPH计算部分时间步长也不能过大, 不然会导致计算失败, 本文中建议不超过TLSPH计算时间步长的100倍. 即

$$\begin{cases} \Delta t_s \leq 0.8h/c_s, \\ \Delta t_f \leq \min(0.25h/|\mathbf{v}|_{\max}, 0.25\sqrt{h/g}, 100\Delta t_s), \end{cases} \quad (30)$$

其中, $|\mathbf{v}|_{\max}$ 为粒子最大速度, Δt_s 和 Δt_f 分别为TLSPH和ISPH计算部分的时间步长, g 为重力加速度大小.

综上所述, 当流体域计算结束后, 得到更新后的流体粒子的位置和速度等物理变量, 采用式(29)计算流体粒子对固体粒子的作用力. 由于在单个时间步长内固体的变形有限, 为了进一步提高计算效率, 将该作用力作为求解固体部分每一个小的时间步长内的外力, 并保持不变, 而不是每一个小的时间步长内再计算一次流体粒子对固体粒子的作用力. 完成固体域计算后, 便可更新固体粒子的位置和速度等. 本文算法基于C++编程语言实现, 并采用了OpenMP指令实现了程序并行化. 所有算例计算均在配置CPU为Intel Xeon E5-2698×2 (20核心, 2.2 GHz), 内存大小为128 GB的工作站上进行.

5 算例

5.1 溃坝问题数值模拟

本算例通常是验证SPH方法在模拟含有自由面流动问题的可靠性的经典算例. 如图1所示为溃坝计算模型的初始构形, 黑色区域为固定边界, 尺寸为 $L_1=5.37$ m, $H_1=3$ m. 蓝色矩形区域为液体, 初始尺寸为 $L=2$ m, $H=1$ m. 与文献[32]中相同, 粒子的初始间距设置为0.01 m, 边界设置4层虚粒子, 因此计算中包含了20000个液体粒子和6760个虚粒子. 重力加速度方向为Y轴负方向, 大小为 $g=9.81$ m/s². 模拟时长为2.5 s.

采用WCSPH方法和ISPH方法对该溃坝问题进行模拟, 时间步长分别取 2.5×10^{-5} 和 2.5×10^{-4} s, 最终仿真时间分别为7952和2503 s. 虽然在ISPH方法中求解泊松方程较为耗时, 但是由于可以取较大步长, 最终计算总耗时仍然会比采用WCSPH方法少. 图2为两种SPH方法模拟得到的不同时刻的压力分布对比图, 可以看到不同时刻流体构形极为相似, 但ISPH的压力分布更光滑. 另外, 取右侧内壁面 $y=0.2$ m处为监测点, 将两种SPH方法计算得到的监测点的压力值随时间变化情况与实验结果[34]进行比较. 从图3中可以发现, 当水流冲击到右端壁面并沿着壁面上升, 监测点处的压力值也不断增大. 当水流在重力作用下回落到水面时, 引起了监测点处压力值的陡增. 两种方法得到的监测点压力值变化趋势与实验测得的结果大致吻合, 但ISPH方法得到的压力值变化波动较小.

5.2 振动板问题的数值模拟

本算例验证TLSPH方法模拟弹性体变形问题的可靠性. 图4为板在自由振荡模拟中初始状态下的构形. 其中, 长度 $L=0.2$ m, 厚度 $H=0.02$ m. 板左端固连于

图 1 (网络版彩图)溃坝计算模型初始构形

Figure 1 (Color online) The initial configuration of the dam-break model.

壁面, 右端为自由端. 如文献[17,35]中描述, 板沿厚度方向给定如下形式的初始速度:

$$v_y(x) = v_L c_0 \frac{f(x)}{f(L)}, \quad (31)$$

$$f(x) = (\cos(kL) + \cosh(kL))(\cosh(kx) - \cos(kx)) + (\sin(kL) - \sinh(kL))(\sinh(kx) - \sin(kx)), \quad (32)$$

则板在模拟过程中会以一定的角频率 ω 进行振荡:

$$\omega = \frac{EH^2 k^4}{12\rho(1-\nu^2)}, \quad (33)$$

其中 $kL=1.875$, 初始条件下板材的自由端的速度为 $v_L=0.01$ m/s, 声速为 $c_0 = \sqrt{K/\rho}$, K 为材料的体积模量. 材料的密度为 $\rho=1000$ kg/m³, 体积模量 $K=3.25 \times 10^6$ N/m², 泊松比 $\nu=0.3975$, 弹性模量 $E=1.998 \times 10^6$ N/m².

为验证TLSPH方法模拟该问题的收敛性, 初始粒子间距分别设置为 $\delta=2 \times 10^{-3}$, 1×10^{-3} 和 5×10^{-4} m. 对应的固体粒子个数分别为1000, 4000和16000. 图5为板自由端C点在Y方向位移随时间变化曲线, 采用不同初始粒子间距得到了较好的收敛结果.

表1为板振荡周期和末端点振幅模拟值与理论值的对比结果. 与文献[17]类似, 周期和振幅以无量纲的形式给出. 从表1可以看到随着初始粒子间距减小, 粒子数量增加, 得到的数值仿真结果与理论值越接近, 并且本文得到的结果优于文献[17]中的数值仿真结果.

5.3 空间柔性单摆动力学模拟

本算例验证了TLSPH方法处理柔体包含大变形和大转动动力学问题的有效性. 如图6所示, 为空间柔性单摆初始构形, 柔性梁A一端铰接在惯性坐标系XYZ原点, 另一端为自由端. 在重力作用下由初始时刻释放, 重力加速度大小为9.81 m/s², 重力加速度方向为Z轴负方向. 柔性梁横截面为矩形, 尺寸为 $L=1$ m, $W=H=0.02$ m. 杆的密度为 $\rho=7200$ kg/m³, 杨氏模量为 $E=20$ MPa, 泊松比为0.3. 分别采用151(长)×3(宽)×3(高), 251(长)×5(宽)×5(高)和351(长)×7(宽)×7(高)粒子离散柔性梁, 仿真时间为1.6 s. 为了校核本文TLSPH方法的准确性, 此算例采用绝对节点坐标方法(ANCF)无闭锁梁单元[36]进行了模拟, 柔性摆采用10个ANCF单元离散.

图7(a)和(b)为采用TLSPH和ANCF模拟计算得到

图 2 (网络版彩图)溃坝模拟不同时刻压力分布对比. (a) WCSPH, (b) ISPH

Figure 2 (Color online) Comparison of the pressure field at different time obtained. (a) WCSPH, (b) ISPH.

的单摆末端截面中心点 C 处 X 方向和 Z 方向坐标随时间变化曲线的对比图. 可以看到采用不同数量粒子的计算模型得到了收敛的结果, 并且与ANCF的计算结果对比为吻合. 另外图8给出了柔性单摆在不同时刻的构形图, 进一步表明TLSPH方法可以有效求解包含大变形和大转动的动力学问题.

5.4 自由表面水流冲击弹性体动力学问题与实验

为验证本文所提出的ISPH-TLSPH流固耦合方法的可靠性, 如图9所示为自由表面水流冲击弹性体动力学系统的初始状态构形图. 其中, 蓝色部分为液体, 红色部分为弹性固体, 黑色部分为固定边界. 初始状态

图 3 (网络版彩图)采用WCSPH和ISPH得到右壁面 $y=0.2$ m处压力随时间变化与实验结果的对比

Figure 3 (Color online) Comparison of the pressure at $y=0.2$ m obtained by WCSPH, ISPH, and experiment.

图 4 (网络版彩图)板初始构形

Figure 4 (Color online) The initial configuration of plate.

图 5 (网络版彩图)板自由端在Y方向位移随时间变化曲线

Figure 5 (Color online) The displacement of the free end of the plate.

下, $L_1=0.5$ m, $W_1=0.4$ m, $W_2=0.2$ m, $L_2=0.125$ m, $L_3=0.012$ m, $W_3=0.1$ m. 液体和弹性体的密度分别为 $\rho_f=1000$ kg/m³, $\rho_s=1100$ kg/m³. 弹性体的杨氏模量取值

表 1 无量纲周期和振幅结果对比

Table 1 Comparison of the non-dimensional period and amplitude

方法	周期 (T_c/L)	误差 (%)	振幅 (A/L)	误差 (%)
理论值	72.39	—	0.115	—
TLSPH ($\delta=0.002$ m)	82.98	14.6	0.128	11.3
TLSPH ($\delta=0.001$ m)	80.74	11.5	0.125	8.7
TLSPH ($\delta=0.0005$ m)	79.99	10.5	0.124	7.8
文献[17]	82.2	13.55	0.126	9.57

图 6 (网络版彩图)空间单摆初始构形

Figure 6 (Color online) The initial configuration of the spatial pendulum.

为 $E=0.75$ Mpa, 泊松比为 $\zeta=0.3$. 初始粒子间距分别取 $\delta=1.5 \times 10^{-3}$, 1×10^{-3} 和 8×10^{-4} m, 对应的粒子总数为 16423, 33456 和 49939. 仿真时间为 0.6 s, 人工黏性系数取 0.1.

为验证数值模拟结果的正确性, 本文还设计了相同实验, 并测量出结果用于对比. 如图 10(a)所示为整体实验观测系统. 采用型号为 FASTCAM SA5 的高速相机拍摄, 照明灯为拍摄提供光源, 控制采集系统一方面控制高速相机启动关闭, 另一方面处理保存拍摄图片. 拍摄主体安置在试验台上, 如图 10(b)所示为实验对象, 其中水箱采用透明亚克力板黏接而成, 黑色挡板用于保持液体的初始状态, 挡板上端用绳索一端固定, 并通过两个定滑轮连接到另一端的重物. 弹性板材料为橡胶, 一端黏接在水箱底部, 另一端为自由端. 当实验开始时, 释放重物, 依靠惯性从而可以迅速抽离挡板. 实验过程中, 高速相机以 1000 fps 速度拍摄. 将拍摄的图片导入到高速相机配套的图像处理软件中, 取特定时刻的图片保存. 弹性板上任一点在图片中的坐标可以直接读出, 通过简单运算即可得到标记点任意时刻的位移.

如图 11 所示, 本文给出了不同时刻仿真计算和实验结果的对比图, 在抽取挡板后, 水柱在重力作用下

图 7 (网络版彩图)采用TLSPH和ANCF时单摆末端标记点C的坐标随时间变化沿X方向(a)和Z方向(b)的对比
Figure 7 (Color online) Comparison of the coordinates of the marker C obtained by TLSPH and ANCF in X-direction (a) and Z-direction (b).

图 8 (网络版彩图)柔性单摆(251×5×5)不同时刻构形
Figure 8 (Color online) Configuration of the flexible pendulum (251×5×5) at different time.

图 9 (网络版彩图)自由表面水流冲击弹性体动力学系统初始构形
Figure 9 (Color online) Initial configuration of water column with an elastic obstacle.

图 10 (网络版彩图)水流冲击弹性板动力学实验系统. (a) 实验观测系统; (b) 实验对象
Figure 10 (Color online) Dynamical experimental system of water impact on elastic obstacle. (a) Experimental observation system; (b) experimental subject.

运动, 弹性板在被水流冲击的过程中发生变形. 水流流过弹性板上方时碰撞力和水流本身的重力使得变形不断增加, 当水流流动缓慢下来时, 弹性板发生回弹, 变形减小. 可以看到仿真和实验结果十分吻合, 并且得到液体压力分布较为光滑. 为了进一步说明本文提出方

法的精度, 将弹性板左上角顶点 M 作为标记点, 图12为标记点在 X 方向上的位移随时间的变化曲线. 不同粒子数模型得到的结果近似. 计算结果与实验结果对比发现, 前0.3 s结果吻合较好; 但是, 由于实验中使用的弹性板并不是线弹性材料, 实验测试也存在很多不确

图 11 (网络版彩图)不同时刻仿真结果与实验数据对比. (a) $t=0.1$ s; (b) $t=0.3$ s; (c) $t=0.6$ s

Figure 11 (Color online) Comparison between simulation result and experimental data. (a) $t=0.1$ s; (b) $t=0.3$ s; (c) $t=0.6$ s.

图 12 (网络版彩图) 标记点 M 在 X 方向上的位移

Figure 12 (Color online) Displacement of the marker M in X -direction.

定性因素, 导致在 0.3–0.6 s 之间, 计算结果变形比实验测的变形偏小. 后续研究可进一步精细化建模与计算. 另外, 读者可以参考同样采用 SPH 方法模拟类似该算例的工作^[17,19], 这些工作中弹性板的位移随时间变化的曲线与本文的结果有相似的规律.

5.5 充液多柔体系统动力学数值仿真

该算例验证了本文提出的方法可用于大范围运动柔性充液容器的晃动动力学计算. 图 13 给出了充液柔性摆系统初始构形, 该系统由柔性杆和充液柔性容器组成. 柔性杆一端铰接固定在惯性坐标系 XY 原点, 另一端固连于方形柔性容器, 容器内充有液体, 在重力作用下, 液体随容器下摆并晃动. 柔性杆长 $L_1=0.4$ m, 宽 $H_1=0.01$ m, 方形容器尺寸为 $W_1=L_2=0.2$ m, 壁厚为 $H_2=0.01$ m. 初始时刻充液比 η 为 25%, 即液体高度为 $L_3=0.05$ m, 柔性杆与坐标轴 Y 轴负方向夹角为 $\theta=60^\circ$. 柔性杆和容器由 TLSPH 固体粒子描述, 杨氏模量为 100 MPa, 泊松比为 0.3, 密度为 1000 kg/m^3 . 液体由 ISPH 粒子描述, 密度为 1000 kg/m^3 . 为验证本文提出方

表 2 模型参数

Table 2 Parameters of different models

模型	初始粒子间距 (m)	液体粒子数	固体粒子数	ISPH 时间步长 (s)	TLSPH 时间步长 (s)	仿真总时长 (s)
Model1	2.5×10^{-3}	1600	1984	5×10^{-4}	5×10^{-6}	1872
Model2	1.67×10^{-3}	3600	4464	4×10^{-4}	5×10^{-6}	3470
Model3	1.25×10^{-3}	6400	7936	2.5×10^{-4}	5×10^{-6}	6753
Model4	2.5×10^{-3}	0	3584	—	5×10^{-6}	2567

图 13 (网络版彩图) 充液柔性摆系统初始构形

Figure 13 (Color online) Initial configuration of fluid-filled flexible pendulum system.

法的收敛性, 初始粒子间距分别设置为相同大小 $\delta=2.5 \times 10^{-3}$, 1.67×10^{-3} , 1.25×10^{-3} m. 相对应的液体和固体粒子数如表 2 中 Model1, Model2 和 Model3 所示. 液体人工黏性系数为 0.05, 重力加速度大小为 9.81 m/s^2 . 仿真时间为 5 s.

图 14 为该充液多体系统 Model3 在不同时刻下的构形图. 可以看到液体在晃动过程中与柔性容器壁面相互作用引起柔性壁面产生轻微的变形, 并且液体的压力分布十分光滑, 同时可以观察到液滴飞溅的现象. 另外, 取柔性杆和容器固连处 M 为标记点, 由图 15(a) 和 (b) 分别给出了 Model1, Model2 和 Model3 中 M 点在沿 X 和 Y 轴方向随时间变化的位移曲线, 得到了较好的收敛结果.

为了对比液体晃动对该系统的影响, 如表 2 中 Model4 所示, 本文将 Model1 中所有液体粒子由与方形柔性边界物理性质相同的固体粒子代替, 在相同的初始位置释放. 如图 16 所示, 等效模型 Model4 中标记点的位移最大值比 Model1 中大, 表明充液容器中液体的晃动对整个多柔体系统的动力学响应是有明显影响的.

另外, 本文还比较了初始充液比 η 分别为 25%,

图 14 (网络版彩图)不同时刻充液柔性摆系统构形. (a) $t=0.2$ s; (b) $t=0.4$ s; (c) $t=1.1$ s; (d) $t=1.6$ s

Figure 14 (Color online) Dynamics configurations of the fluid-filled pendulum system. (a) $t=0.2$ s; (b) $t=0.4$ s; (c) $t=1.1$ s; (d) $t=1.6$ s.

50%和75%时的晃动计算结果. 从图17(标记点 M 在不同充液比计算模型中沿 Y 轴方向的位移随时间变化的曲线)可以看出, 柔性容器中充液比越大, 液体的晃动对该系统的动力学响应越明显. 最后还进一步比较了柔体部分杨氏模量 E 分别为 1×10^8 , 5×10^7 和 1×10^7 Pa时的计算结果, 从图18很明显看出来柔体部件的杨氏模量越小, 晃动过程中变形越大, 对系统整体的动力学响应的影响也就越大.

6 结论

本文结合ISPH和TLSPH方法提出了一种完全无

网格粒子数值仿真算法, 应用于充液多柔体动力学数值仿真研究. 前三个算例分别验证了ISPH和TLSPH方法的精度和稳定性, 其中第三个算例验证了TLSPH在模拟柔性体包含大变形和大转动动力学问题的准确性. 对于由流体冲击弹性板的过程的算例开展了实验与计算的对比分析, 仿真结果与实验测量结果总体吻合较好. 通过模拟充液柔性摆晃动动力学过程, 可以看出本文提出的算法可以模拟出液体大幅晃动中液面破碎、液滴飞溅现象, 同时发现了液体晃动会引起柔性部件发生较大变形. 通过与无充液等效模型的对比研究, 发现液体晃动对柔性多体系统的动力学响应有较大的影响. 另外, 柔性容器中液体的充液比和柔

图 15 (网络版彩图) 标记点 M 沿 X 轴方向(a)和 Y 轴方向(b)的位移曲线

Figure 15 (Color online) Displacement of marker M in X -direction (a) and Y -direction (b).

图 16 (网络版彩图) 标记点 M 在充液模型和等效模型中沿 X 轴方向(a)和 Y 轴方向(b)的位移

Figure 16 (Color online) Displacement of marker M obtained using liquid-filled model and the equivalent model in X -direction (a) and Y -direction (b).

图 17 (网络版彩图) 标记点 M 在不同充液比计算模型中沿 Y 轴方向的位移

Figure 17 (Color online) Displacement of marker M in Y -direction obtained using models with different liquid-filled ratios.

图 18 (网络版彩图) 标记点 M 在不同杨氏模量计算模型中沿 Y 轴方向的位移

Figure 18 (Color online) Displacement of marker M in Y -direction obtained using models with different Young's moduli.

性部件的杨氏模量也对系统整体动力学响应有一定的影响。但是, 通过研究发现TLSPH方法在模拟杨氏模量较大的柔性体时需要取较小的时间步长。因此, 本文提出的方法对于模拟含有金属等硬质材料的

动力学问题计算效率并不高, 需要进一步深入研究。提出的算法还可以进一步通过GPU并行技术进行加速, 来处理大规模复杂的工程充液多体系统动力学问题。

参考文献

- 1 Lyu W, Moctar O, Schellin T E. Ship motion-sloshing interaction using a field method. *Mar Struct*, 2021, 76: 102923
- 2 Liu F, Yue B Z, Ma B L, et al. Equivalent dynamics modeling and analysis of liquid-filled spacecraft with fuel consumption (in Chinese). *Chin J Theor Appl Mech*, 2020, 52: 1454–1464 [刘峰, 岳宝增, 马伯乐, 等. 燃料消耗下充液航天器等效动力学建模与分析. *力学学报*, 2020, 52: 1454–1464]
- 3 Yu Q, Wang T, Li Z. Rapid simulation of 3D liquid sloshing in the lunar soft-landing spacecraft. *AIAA J*, 2019, 57: 4504–4513
- 4 Li Q. Dynamic Analysis of Liquid-Filled Flexible Systems and Its Application Studies on Aerospace Engineering (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Beijing: Tsinghua University, 2010 [李青. 充液挠性系统动力学分析及在航天工程中的应用研究. 博士学位论文. 北京: 清华大学, 2010]
- 5 Yue B Z. Study on the chaotic dynamics in attitude maneuver of liquid-filled flexible spacecraft. *AIAA J*, 2011, 49: 2090–2099
- 6 Kong W, Tian Q. Dynamics of fluid-filled space multibody systems considering the microgravity effects. *Mech Machine Theor*, 2020, 148: 103809
- 7 Hu W, Tian Q, Hu H. Dynamic simulation of liquid-filled flexible multibody systems via absolute nodal coordinate formulation and SPH method. *Nonlinear Dyn*, 2014, 75: 653–671
- 8 Rebouillat S, Likonov D. Fluid-structure interaction in partially filled liquid containers: A comparative review of numerical approaches. *Comput Fluids*, 2010, 39: 739–746
- 9 Hirt C W, Nichols B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J Comput Phys*, 1981, 39: 201–225
- 10 Idelsohn S R, Oñate E, Pin F D, et al. Fluid-structure interaction using the particle finite element method. *Comput Methods Appl Mech Eng*, 2006, 195: 2100–2123
- 11 Souli M, Ouahsine A, Lewin L. ALE formulation for fluid-structure interaction problems. *Comput Methods Appl Mech Eng*, 2000, 190: 659–675
- 12 Mazhar F, Javed A, Xing J T, et al. On the meshfree particle methods for fluid-structure interaction problems. *Eng Anal Bound Elem*, 2021, 124: 14–40
- 13 Zhang A, Sun P, Ming F, et al. Smoothed particle hydrodynamics and its applications in fluid-structure interactions. *J Hydrodyn*, 2017, 29: 187–216
- 14 Lou Y F, Liu T, Wang H H, et al. Dynamic fluid-structure interaction analysis of gasbag-type floating bridges under wave impact (in Chinese). *Eng Mech*, 2018, 35: 232–239 [楼云峰, 刘涛, 王欢欢, 等. 波浪冲击下充气式浮桥流固耦合数值模拟分析. *工程力学*, 2018, 35: 232–239]
- 15 Monaghan J J. Smoothed particle hydrodynamics. *Rep Prog Phys*, 2005, 68: 1703–1759
- 16 Ren X Q, Xu F, Zhang X P, et al. Research on the water spray generated by shallow water impact and its suppression structure by using the SPH/FEM method (in Chinese). *Chin J Comput Mech*, 2018, 35: 769–776 [任选其, 徐绯, 张显鹏, 等. 基于SPH/FEM方法的浅水冲击飞溅及其抑制结构研究. *计算力学学报*, 2018, 35: 769–776]
- 17 Rafiee A, Thiagarajan K P. An SPH projection method for simulating fluid-hypoelastic structure interaction. *Comput Methods Appl Mech Eng*, 2009, 198: 2785–2795
- 18 He J, Tofighi N, Yildiz M, et al. A coupled WC-TL SPH method for simulation of hydroelastic problems. *Int J Comput Fluid Dyn*, 2017, 31: 174–187
- 19 Zhan L, Peng C, Zhang B, et al. Three-dimensional modeling of granular flow impact on rigid and deformable structures. *Comput Geotech*, 2019, 112: 257–271
- 20 Yu Q, Wang T S. Dynamic analysis of large-scale amplitude liquid sloshing in the spacecraft (in Chinese). *Sci Sin-Phys Mech Astron*, 2019, 49: 024514 [于强, 王天舒. 航天器贮箱内液体大幅晃动动力学分析. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2019, 49: 024514]
- 21 Cummins S J, Rudman M. An SPH projection method. *J Comput Phys*, 1999, 152: 584–607

- 22 Gui Q, Dong P, Shao S. Numerical study of PPE source term errors in the incompressible SPH models. *Int J Numer Meth Fluids*, 2015, 77: 358–379
- 23 Xu R, Stansby P, Laurence D. Accuracy and stability in incompressible SPH (ISPH) based on the projection method and a new approach. *J Comput Phys*, 2009, 228: 6703–6725
- 24 Lind S J, Xu R, Stansby P K, et al. Incompressible smoothed particle hydrodynamics for free-surface flows: A generalised diffusion-based algorithm for stability and validations for impulsive flows and propagating waves. *J Comput Phys*, 2012, 231: 1499–1523
- 25 Wang P P, Zhang A M, Meng Z F. An improved particle shifting algorithm for multiphase flows in SPH method (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2020, 65: 729–739 [王平平, 张阿漫, 孟子飞. 一种改进的适用于多相流SPH模拟的粒子位移修正算法. 科学通报, 2020, 65: 729–739]
- 26 Khayyer A, Shimizu Y, Gotoh H, et al. Multi-resolution ISPH-SPH for accurate and efficient simulation of hydroelastic fluid-structure interactions in ocean engineering. *Ocean Eng*, 2021, 226: 108652
- 27 Asai M, Li Y, Chandra B, et al. Fluid-rigid-body interaction simulations and validations using a coupled stabilized ISPH-DEM incorporated with the energy-tracking impulse method for multiple-body contacts. *Comput Methods Appl Mech Eng*, 2021, 377: 113681
- 28 Khayyer A, Shimizu Y, Gotoh H, et al. A coupled incompressible SPH-Hamiltonian SPH solver for hydroelastic FSI corresponding to composite structures. *Appl Math Model*, 2021, 94: 242–271
- 29 Shao S, Lo E Y M. Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface. *Adv Water Resour*, 2003, 26: 787–800
- 30 Schenk O, Gärtner K. Solving unsymmetric sparse systems of linear equations with PARDISO. *Future Generat Comput Syst*, 2004, 20: 475–487
- 31 Hu W, Pan W, Rakhsha M, et al. A consistent multi-resolution smoothed particle hydrodynamics method. *Comput Methods Appl Mech Eng*, 2017, 324: 278–299, arXiv: [1704.04260](https://arxiv.org/abs/1704.04260)
- 32 Adami S, Hu X Y, Adams N A. A generalized wall boundary condition for smoothed particle hydrodynamics. *J Comput Phys*, 2012, 231: 7057–7075
- 33 Belytschko T, Guo Y, Kam Liu W, et al. A unified stability analysis of meshless particle methods. *Int J Numer Meth Engng*, 2000, 48: 1359–1400
- 34 Buchner B. Green Water on Ship-type Offshore Structures. Dissertation for Doctoral Degree. Delft: Delft University of Technology, 2002
- 35 Gray J P, Monaghan J J, Swift R P. SPH elastic dynamics. *Comput Methods Appl Mech Eng*, 2001, 190: 6641–6662
- 36 Nachbagaue K, Gruber P, Gerstmayr J. Structural and continuum mechanics approaches for a 3D shear deformable ANCF beam finite element: Application to static and linearized dynamic examples. *J Comput Nonlin Dyn*, 2013, 8: 021004

Dynamic modeling and simulation of fluid-filled flexible multibody system based on ISPH-TLSPH method

KONG WeiZhen, CHEN ZhanKui & TIAN Qiang^{*}

School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

Based on the incompressible smoothed particle hydrodynamics (ISPH) and total Lagrange smoothed particle hydrodynamics (TLSPH) method, a numerical computation methodology is proposed for simulating the dynamics of fluid-filled flexible multibody systems. Compared with the conventional SPH method, a larger time step can be used in the iteration procedure, the obtained pressure fields are free from spurious oscillations, and the tensile instability problem in simulation of the flexible bodies can also be alleviated. With the particle shifting technology, the smooth pressure field of the fluid can be obtained by solving the hybrid pressure poisson equation. An artificial viscosity term is introduced to maintain the numerical stability of the TLSPH. On the fluid domain, the solid particles are treated as dummy particles to solve the pressure poisson equation in the ISPH. On the solid domain, the interaction forces between fluid particles and solid particles are applied in the momentum equation as external forces within the TLSPH solver. Finally, the effectiveness of the ISPH, TLSPH and ISPH-TLSPH coupling method is validated by five numerical examples and experiment, and then the proposed method is applied to simulate the dynamics of fluid-filled flexible multibody system.

incompressible smoothed particle hydrodynamics, total Lagrange smoothed particle hydrodynamics, flexible multibody dynamics, liquid sloshing

PACS: 47.11.+j, 47.10.Fg, 45.50.-j, 45.10.-b

doi: [10.1360/SSPMA-2021-0117](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2021-0117)