

# 基于 SPH 法的二维矩形液舱晃荡研究

李大鸣\*, 陈海舟, 张建伟, 徐亚男

(天津大学 建筑工程学院 港口与海洋工程教育部重点实验室, 天津 300072)

**摘要:**液体晃荡是一种复杂的流体运动现象,自由液面的存在使得该现象具有很强的非线性和随机性。针对二维矩形液舱在不同振幅水平激励下的纵荡问题,应用 SPH 法对其进行了数值研究。首先计算了小振幅激励下的纵荡,计算结果分别与线性理论解、文献 VOF 法结果及文献 SPH 法结果作了比较分析,以验证所建数值模型的合理性;然后计算了液舱在大振幅水平激励下的纵荡,着重分析了不同振幅下液体晃荡的速度向量图、液面波动时程、压强波动时程、动量波动时程以及波动的频谱图,并将计算所得液面波动结果与小振幅激励下的液面波动结果作了比较。分析结果表明,在大振幅水平激励下,液面波动的波峰值较小振幅下的结果有较为明显的增大,而波谷值则无过大的变化,总体波动幅值比小振幅下的结果大;随着激励幅值的增大,液面波动幅值呈现明显增大的趋势,压强的整体波动幅值也呈增大趋势,动量波动的均值亦有明显增大;波动能量随着激励幅值的增大而增大并向第一阶频率区域集中。SPH 法对处理液体大幅晃荡这种具有自由表面大变形的的问题有十分优越的特性。

**关键词:**液体晃荡;SPH 法;二维矩形水槽;不同振幅外激励;充液动力学

**中图分类号:**O353 **文献标识码:**A

## 1 引言

晃荡一般是指液体在盛液容器内由自由表面波动所引起的整个液体的运动,由外部激励作用下引起盛液容器运动进而激发内部流体的晃荡称为强迫晃荡。液体晃荡是非常复杂的流体运动现象,表现出很强的非线性和随机性,其现象可分为驻波、进行波、水跃、破波及相应这几种组合的流体运动<sup>[2]</sup>。液舱内的强迫晃荡问题的特性主要取决于外激励参数(振幅和频率)、容器的几何特性(形状和大小)、液体性质(密度、粘性及表面张力系数等)及容器中液体的深度等。

液体晃动问题在航天、石化、船舶、核能和水利水电等工程中均有涉及,对其进行的研究方法分为实验方法、理论分析和数值仿真。早期研究主要是物理模型或真实结构试验以及以液体晃动的等效力学模型为基础的理论分析方法。对于液体振幅小于充液腔内液面半径 15% 的情况可归结为小幅晃动问题,线性理论能给出良好的结果<sup>[4]</sup>。上世纪 70 年代以来,各种数值方法被相继提出并被应用于液体晃荡研究,如 Milkelis<sup>[5]</sup> 采用差分法计算了

二维液舱晃荡问题,沈国光<sup>[6]</sup> 应用 MAC 法模拟了矩形容器内一层和两层流体由水平激振所引发的晃动,邹志利等<sup>[7]</sup> 用 VOF 法模拟了波浪槽中二维非线性波,朱仁庆等<sup>[9]</sup> 也利用 VOF 法对矩形液舱内液体晃荡进行数值计算,曾江红等<sup>[10]</sup> 用 ALE 有限元模拟了粘性流体的大幅晃动, J. R. Cho 等<sup>[11]</sup> 用 FEM 法分析了二维容器内的液体晃动,方智勇等<sup>[12]</sup> 采用 Level-Set 法对矩形液舱内的液体晃荡进行了数值模拟, Faltinsen<sup>[13]</sup> 应用 BEM 法计算了矩形容器的液体晃荡。上述数值方法都建立在有网格法基础上,对于晃荡这类具有强非线性自由液面运动的现象,其模拟存在相当大的困难。

SPH 法是一种新兴的完全无网格的粒子法,其特点是用任意分布的粒子代替整个连续介质流体,并用粒子集合和插值核函数来估算空间函数及其导数<sup>[14]</sup>,克服了基于网格的方法在流体模拟过程中存在的各种问题,可方便地模拟自由表面大变形问题。

近年来,已有一些学者应用 SPH 法研究了容器内液体晃荡问题。Iglesias 采用 SPH 法模拟了二维矩形水槽的纵摇<sup>[15]</sup>,但没有研究水槽在水平激励下的晃荡;崔岩等应用 SPH 法对矩形水槽在小振幅激励下的纵荡问题作了研究<sup>[1]</sup>;陈正云等运

收稿日期:2008-08-23;修改稿收到日期:2009-11-06.

作者简介:李大鸣\*(1957-),男,博士,教授

(E-mail: lidaming@tju.edu.cn).

用 SPH 法对二维液舱内液体大幅晃荡问题进行了数值模拟<sup>[8]</sup>。

本文在前人工作的基础上,采用 SPH 法,首先模拟矩形液舱在小振幅水平激励下的晃荡并将结果与线性理论解和文献给出的结果作比较,验证本文数值模型的合理性;然后模拟液舱在大振幅水平激励下的纵荡,详细分析不同振幅(大振幅)激励下液体晃荡时的速度向量图、液面波动时程、压强波动时程、动量波动时程以及波动的频谱图,且将计算所得液面波动结果与小振幅激励下的液面波动结果作比较,研究了大振幅水平激励下液舱内液体晃荡问题。

## 2 数值技术

### 2.1 SPH 基本原理

SPH 法中任一宏观变量(如密度、压强和温度等) $f(\mathbf{x})$  均可通过表示成计算域内的积分插值计算得到<sup>[16]</sup>

$$[f(\mathbf{x})] = \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (1)$$

式中  $\Omega$  表示计算域,  $\mathbf{x}$  表示坐标向量,  $W$  是核函数,  $h$  是光滑长度。

常用的核函数一般有高斯核、指数核、样条核及 B-样条核等。B-样条核是现有 SPH 文献中最为广泛应用的核函数。

$$W(R, h) = \alpha_d \times \begin{cases} \frac{2}{3} - R^2 + \frac{1}{2}R^3, & 0 \leq R < 1 \\ \frac{1}{6}(2 - R)^3, & 1 \leq R < 2 \\ 0, & R \geq 2 \end{cases} \quad (2)$$

在一维、二维和三维空间中分别有  $\alpha_d = 1/h$ ,  $15/7\pi h^2$ ,  $3/2\pi h^3$ 。

函数  $f(\mathbf{x})$  的空间导数可利用核函数的可微性由下式得到

$$[\nabla \cdot f(\mathbf{x})] = - \int_{\Omega} f(\mathbf{x}') \nabla W(\mathbf{x} - \mathbf{x}', h) d\mathbf{x}' \quad (3)$$

与 SPH 核函数近似法相关的连续积分表达式(如式(1)和式(3)),可转化为支持域内所有粒子叠加求和的离散化形式:

$$[f(x_i)] = \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) \cdot W_{ij} \quad (4)$$

$$[\nabla \cdot f(x_i)] = - \sum_{j=1}^N \frac{m_j}{\rho_j} f(x_j) \cdot \nabla W_{ij} \quad (5)$$

### 2.2 SPH 法的流体控制方程

利用式(4,5),可将 Lagrange 形式的二维 N-S 方程插值离散为 SPH 型流体控制方程:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j v_{ij}^{\beta} \cdot \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^{\beta}} \quad (6)$$

$$\frac{dv_i^{\alpha}}{dt} = \sum_{j=1}^N m_j \left( \frac{\sigma_i^{\alpha\beta}}{\rho_i^2} + \frac{\sigma_j^{\alpha\beta}}{\rho_j^2} \right) \frac{\partial W_{ij}}{\partial x_i^{\beta}} \quad (7)$$

式中  $v_{ij}^{\beta} = (v_i^{\beta} - v_j^{\beta})$ ,  $\sigma$  为总应力张量。

### 2.3 人工黏性

为防止求解结果出现非物理振荡,在模拟中采用人工黏性以保证计算稳定性。Monaghan 型的人工黏性使用最为广泛,其形式如下:

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} \frac{-\alpha_{\Pi} \bar{c}_{ij} \phi_{ij} + \beta_{\Pi} \phi_{ij}^2}{\bar{\rho}_{ij}}, & v_{ij} \cdot x_{ij} < 0 \\ 0, & v_{ij} \cdot x_{ij} \geq 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中

$$\phi_{ij} = \frac{h_{ij} v_{ij} \cdot x_{ij}}{|x_{ij}|^2 + \phi^2}, \bar{c}_{ij} = \frac{1}{2}(c_i + c_j)$$

$$\bar{\rho}_{ij} = \frac{1}{2}(\rho_i + \rho_j), h_{ij} = \frac{1}{2}(h_i + h_j)$$

式中  $\alpha_{\Pi}$  和  $\beta_{\Pi}$  是标准常数,一般取值在 1.0 左右。

### 2.4 边界处理

对自由液面边界,SPH 法能够自然地得到满足,而对固壁边界,临近边界处的粒子在 SPH 积分时会发生边界截断,使得边界附近变量的梯度计算不正确,故对其同时采用两种类型的虚粒子进行处理。第一种为边壁虚粒子,直接分布在边壁处并对过于靠近边壁的内部实粒子作用一个强排斥力以防止非物理穿透;第二种为镜像虚粒子,根据以下方式构造:对于到边壁的距离小于  $\kappa h_i$  的实粒子,在边界外与实粒子对称地布置一个粒子并与对应实粒子具有相同的密度、压强及光滑长度,速度则是大小相同,方向相反。

### 2.5 人工压缩率

在 SPH 法中,通常通过计算微可压的流体来模拟不可压缩流体问题。本文采用 Monaghan(1994)建议的人工压缩法求解压强:

$$p = \frac{c_s^2 \rho_0}{\gamma} \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma} - 1 \right) + p_{atm} \quad (9)$$

式中  $\gamma$  为常数,一般  $\gamma = 7$ ,  $\rho_0$  为参照密度,一般取  $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$ ,  $p_{atm}$  为大气压,  $c_s$  为声速,一般取最大流动速度的 10 倍,也可由式  $c_s = V_{\max} / (\Delta\rho/\rho)^{1/2}$  计算得到,其中  $V_{\max}$  为预估的最大流动速度。

### 3 计算模型

取液舱宽和高均为 1 m,在距离液舱右侧壁 0.05 m(A1)处记录液面变化过程。液舱在激励作用下沿水平方向作简谐振动:

$$x_e = b \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) = b \sin(\omega t) \quad (15)$$

式中  $x_e$  为激励水平位移,  $b$  为激励水平振动的幅值,  $T$  为激励振动周期,  $\omega$  为激励振动频率。

建立绝对坐标系,其位置设于初始时刻容器的左下角,坐标系不随液舱振荡而运动,设液舱为刚性容器,将激励加载于液舱边壁,舱内水体在边壁作用下进行运动。

二维矩形液舱初始布点液面高度为 35 cm,内部区域粒子间距取  $\Delta x = \Delta y = 2$  cm,液面处则采用  $\Delta x = \Delta y = 1$  cm。采用矩形布点,共得实粒子 900 个,边壁虚粒子 200 个,采用全配对法搜索相邻粒子,光滑长度取 1.5 倍粒子初始间距并采用不变光滑长度,人工黏性系数取  $\alpha_n = 1.0, \beta_n = 1.0$ ,初始密度根据初始压强由式(9)反算得到,取时间步长为  $0.5e-3$  s。

### 4 数值计算结果及分析

一般地讲,当水平激励幅值小于 15% 的容器腔内液面半径时,可视为小振幅激励;反之,可视为大振幅激励<sup>[4]</sup>。

#### 4.1 小振幅激励下的结果

文献[17]给出了矩形容器内速度势函数  $\phi$  的线性结果,在此基础上文献[18]得到了自由液面位移函数  $\eta$  的表达式为

$$\eta = \frac{1}{g} \sum_{n=0}^{\infty} \sin\left\{\frac{(2n+1)\pi}{2a}x\right\} \cosh\left\{\frac{(2n+1)\pi}{2a}h\right\} \cdot \left[-A_n \omega_n \sin \omega_n t - C_n \omega \sin \omega t\right] - \frac{1}{g} A \omega x \sin \omega t \quad (16)$$

式中  $a$  为容器长度的一半,  $h$  为水深。

$$\omega_n^2 = g \frac{(2n+1)\pi}{2a} \tanh\left\{\frac{(2n+1)\pi}{2a}h\right\} \quad (17)$$

$$C_n = \frac{\omega K_n}{\omega_n^2 - \omega^2}, \quad A_n = -C_n - \frac{K_n}{\omega} \quad (18, 19)$$

$$K_n = \frac{\omega A}{\cosh\left\{\frac{(2n+1)\pi}{2a}h\right\}} \frac{2}{a} \left[\frac{2a}{(2n+1)\pi}\right]^2 (-1)^n \quad (20)$$

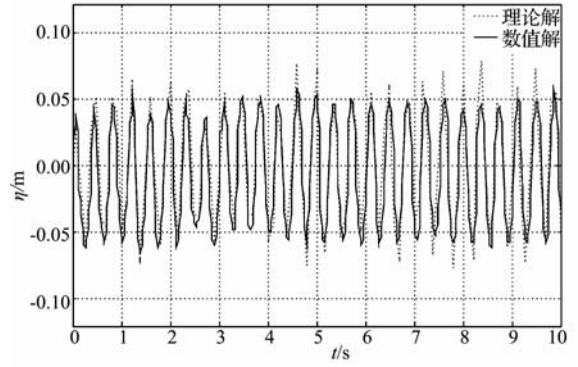


图1 液面波动时程曲线

Fig.1 Surface wave elevation history at  $x = 0.95$  m

根据本文所建模型,计算得到容器内液体晃荡基频  $\omega_0 = 4.94488$  rad/s,选取激励频率  $\omega = 0.3\omega_0$ ,激励幅值  $b = 0.02$  m,在计算中不考虑流体的黏性。

由所建 SPH 法数值模型及上述参数,可得液面波动时程曲线,如图 1 所示。由图可见,理论解与数值解的振荡周期吻合很好,数值解的波动幅值较理论解稍小,且其峰值较理论解稍为平缓,其主要原因是,在数值计算中采用人工黏性,降低了模型中流体的可流动性。

为研究液体在基频附近时的振荡特性,分别计算了激励周期为  $T = 1.2$  s 和  $T = 1.3$  s,激励幅值为  $b = 0.025$  m 和  $b = 0.05$  m 时容器内的液体晃荡,计算结果与文献[1,19]作了比较,计算参数与文献一致,比较结果见图 2 和图 3。

分析图 2 和图 3 可见,图 2 中文献 SPH 法的结果幅值与本文结果吻合较好,二者对激励作用的响应均比 VOF 法更快且较 VOF 结果稍大;图 3 中本文计算结果幅值与文献 SPH 法结果吻合良好,二者对激励的响应比 VOF 法迅速且与稳定后的 VOF 结果基本一致。比较图 2 和图 3,激励振幅不变,周期由  $T = 1.2$  s 增大到  $T = 1.3$  s 时,液面波动幅值整体增大,与上节同理,本文计算结果与文献结果相比虽然波动周期相同,但相位稍有延时。

通过上述比较分析,在小振幅激励下,本文计算结果总体上与理论解、文献[1,19]的结果吻合,这说明本文在数值计算中所采用的方法及参数选取是合理的,为后续的大振幅激励下的纵荡研究提供了必要的基础。

#### 4.2 大振幅激励下的结果

选取激励周期  $T = 1.3$  s,振幅分别为  $b = 0.075$  m 和  $b = 0.125$  m 两种情况进行计算。

图 4 为激励周期  $T = 1.3$  s,振幅为  $b = 0.125$  m,

不同时刻  $t = 12.5 \text{ s}$  和  $t = 35 \text{ s}$  时的流场图。由图可见,在大振幅晃动下,容器内的液面波动剧烈,粒子的运动速度较大,而且波面存在局部破碎的趋势。

图 5 为  $x = 0.95 \text{ m}$  截面处最大液面波动  $\eta$  的时间历程(坐标轴采用无量纲量表示,  $\eta$  为该截面处最大水位减去静止液面高度后的值)。对比各子图可见,随着激励振幅的增大,液面波动也随之增大,且振动初期液面波动幅值的增大比平稳后的液面波动幅值增大更为明显。

图 6 为总动量波动时间历程。由各子图可见,

总动量的波动频率比液面波动频率高,其波动最大值均出现在振动初期,且随着激励振幅的增大,此特征更为明显,平稳后,随着激励振幅的增大,虽然各动量曲线的波谷值明显增大,但波峰值仅稍有增加,动量波动的均值随着激励振幅的增加有明显的增大。

为从频率及对应能量分布角度考察不同激励振幅的影响,图 7 给出了最大液面波动  $\eta$  的频谱图。由图可见,各子图均只出现两阶主频,其频率值分别为  $0.77 \text{ Hz}$  和  $1.54 \text{ Hz}$ ,其中第一阶频率较激励频率( $0.787 \text{ Hz}$ )稍小,第二阶频率约为第一阶频

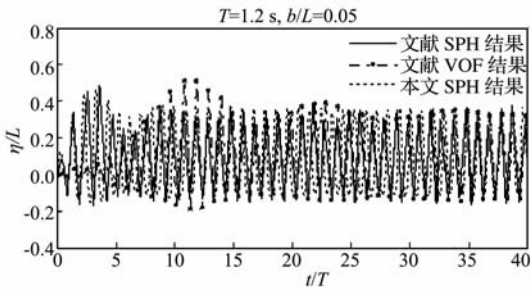


图 2 水位随时间的变化曲线  
Fig. 2 Surface wave elevation history

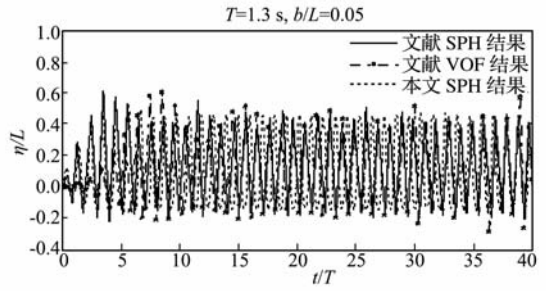


图 3 水位随时间的变化曲线  
Fig. 3 Surface wave elevation history

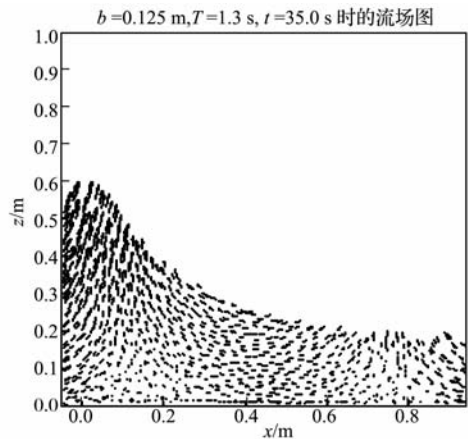
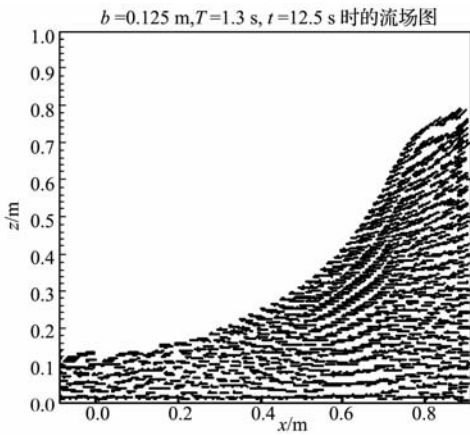


图 4 大振幅水平激励下的流场图  
Fig. 4 The distributing of velocity

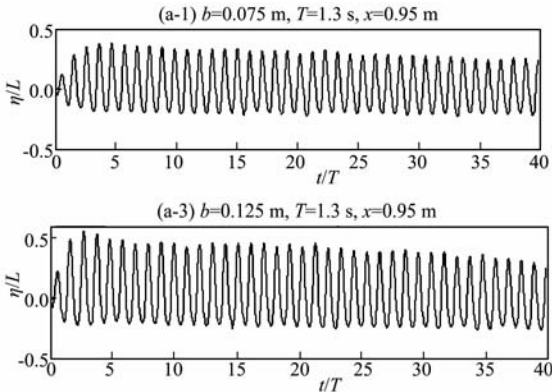


图 5 最大液面波动时间历程  
Fig. 5 The highest surface wave elevation history

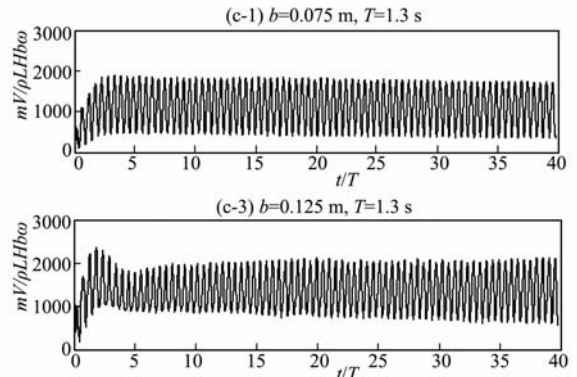


图 6 总动量波动时间历程  
Fig. 6 General momentum elevation history

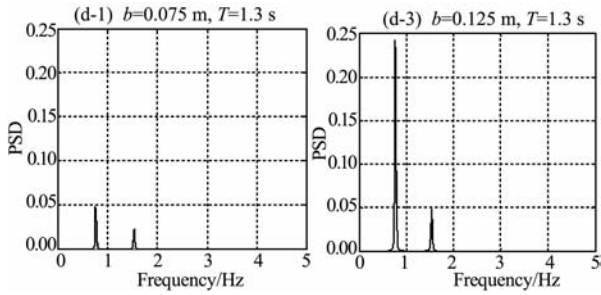


图7 最大液面波动的频谱图

Fig. 7 Frequency charts of the biggest vibration of liquid surface rate value's double;随着激励幅值的增大,第一阶主频所对应的功率谱密度值由0.048增大到0.2423,第二阶主频所对应的功率谱密度值由0.024增大到0.0493,表明波动能量随着激励幅值的增大而增大,且随着激励幅值的增大,第一阶主频所对应的功率谱密度值与第二阶主频所对应的功率谱密度值的比值由2.00增大到4.915,可知波动能量随着激励幅值的增大而向第一阶频率区域集中。

将大振幅激励下的液面波动时间历程与前文小振幅下的结果作比较,可知在大振幅激励作用下,其液面波动的波峰值较小振幅下的结果有较为明显的增大,而波谷值则无大的变化。

综上所述,在大振幅水平激励下,随着激励幅值的增大,液面波动幅值、压强波动幅值及动量波动的均值都呈现明显增大的趋势,波动能量不断增大并向第一阶频率区域集中。

## 5 结论

本文采用SPH数值方法,计算了二维矩形液舱在不同振幅水平激励下的纵荡问题。文中首先计算了小振幅激励下的液舱纵荡,计算结果分别与线性理论解、文献VOF法结果及文献SPH法结果作了比较,其结果吻合较好,验证了本文所建模型的合理性。然后,文中计算了液舱在大振幅激励下的纵荡,分析了液体的速度向量图、液面波动时程、压强波动时程、动量波动时程以及波动的频谱图,并将计算所得液面波动结果与小振幅激励下的液面波动结果作了比较,得到以下几点结论:

(1) 在大振幅激励作用下,其液面波动的波峰值较小振幅下的结果有较为明显的增大,而波谷值则无过大的变化,总体波动幅值比小振幅下的结果大。

(2) 在不同振幅水平激励下,随着激励幅值的增大,液面波动幅值呈现明显增大的趋势,压强的整体波动幅值也呈增大趋势,动量波动的均值亦有明显增大。

(3) 波动能量随着激励幅值的增大而增大,并

向第一阶频率区域集中。

(4) SPH法对处理液体大幅晃荡这种具有自由表面大变形问题有十分优越的特性。

## 参考文献(References):

- [1] 崔岩,吴卫,等. SPH方法模拟二维矩形水槽晃荡过程[A]. 第二十届全国水动力学研讨会文集[C], 2007:319-324. (CUI Yan, WU Wei, et al. Sloshing simulation in two dimensional rectangular tanks with SPH[A]. The Corpus of The Twentieth National Meeting on Hydrodynamics[C], 2007: 319-324. (in Chinese))
- [2] 朱仁庆,吴有生,等. 船舶液体晃荡动力学的研究方法及其进展[J]. 华东船舶工业学院学报, 1999, 13(1):45-50. (ZHU Ren-qing, WU You-sheng, et al. Study and advance of liquid sloshing dynamics of ship[J]. *Journal of East China Shipbuilding Institute*, 1999, 13(1):45-50. (in Chinese))
- [3] 曾江红,王照林. 航天器液体晃荡动力学的研究方法概述[J]. 强度与环境, 1997, (4):37-43. (ZENG Jiang-hong, WANG Zhao-lin. Summary of research methods for the dynamics of liquid sloshing of spacecraft[J]. *Structure & Environment Engineering*, 1997, (4):37-43. (in Chinese))
- [4] 王照林,刘廷柱. 充液系统动力学[M]. 北京:科学出版社, 2002. (WANG Zhao-lin, LIU Yan-zhu. *Dynamics of Fluid-Filled System*[M]. Beijing: Science Press, 2002. (in Chinese))
- [5] Milkelis N E, Miller J K. Sloshing in partially filled liquid tanks and its effect on ship motions, numerical simulations and experimental verification[J]. *Transaction of Royal Institute of Naval Architect*, 1984, 12.
- [6] 沈国光. 矩形容器内液体晃荡的数值模拟[J]. 水动力学研究与进展, 1997, 12(3):281-285. (SHEN Guo-guang. Numerical simulation of liquid sloshing in a rectangular container[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 1997, 12(3):281-285. (in Chinese))
- [7] 邹志利,邱大洪,等. VOF方法模拟波浪槽中二维非线性波[J]. 水动力学研究与进展, Ser. A, 1996, 11(1):93-103. (ZOU Zhi-li, QIU Da-hong, et al. Numerical simulation of nonlinear wave generated in wave flume by VOF technique[J]. *Journal of Hydrodynamics, Ser. A*, 1996, 11(1):93-103. (in Chinese))
- [8] 陈正云,朱仁庆,等. 基于SPH方法的二维液体大晃荡数值模拟[J]. 船海工程, 2008, 4(2):44-47. (CHEN Zheng-yun, ZHU Ren-qing, et al. Numerical simulation of sloshing in two dimensional liquid tank based

- on SPH method[J]. *Ship & Ocean Engineering*, 2008, **4**(2):44-47. (in Chinese))
- [9] 朱仁庆, 吴有生. 液舱内流体晃荡特性数值研究[J]. 中国造船, 2002, **43**(2):15-21. (ZHU Ren-qing, WU You-sheng. A numerical study on sloshing phenomena in a liquid tank[J]. *Ship Building of China*, 2002, **43**(2):15-21. (in Chinese))
- [10] 曾江红, 王照林. 粘性流体大幅晃动的 ALE 有限元模拟[J]. 强度与环境, 1996(3):22-31 (ZENG Jiang-hong, WANG Zhao-lin. Arbitrary lagrangian-eulerian finite element simulation for viscous flow with large-amplitude sloshing[J]. *Structure & Environment Engineering*, 1996(3):22-31. (in Chinese))
- [11] Cho J R, Lee H W. Finite element analysis of resonant sloshing response in 2-D baffled tank[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2005(288):829-845.
- [12] 方智勇, 端木玉, 等. 基于 Level-set 法的液舱液体晃荡数值模拟[J]. 船舶力学, 2007, **11**(1):62-67. (FANG Zhi-yong, DUAN Mu-yu, et al. Numerical simulation of liquid sloshing in a liquid tank based on Level-set method[J]. *Journal of Ship Mechanics*, 2007, **11**(1):62-67. (in Chinese))
- [13] Faltinsen O M. A numerical nonlinear method of sloshing in tank with two dimensional flow[J]. *J S R*, 1978, 22.
- [14] Randles P W, Libersky L D. Smoothed Particle Hydrodynamics: Some recent improvements and applications[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 1996(139):375-408.
- [15] Souto-Iglesias A, Delorme L. Liquid moment amplitude assessment in sloshing type problems with smooth particle hydrodynamics[J]. *Ocean Engineering*, 2006, **33**:1462-1484.
- [16] LIU G R, LIU M B. *Smoothed Particle Hydrodynamics* [M]. Changsha: Hunan University Press, 2005.
- [17] Faltinsen O M. A numerical nonlinear method of sloshing in tanks with two-dimensional flow[J]. *J Ship Res*, 1978(22):193-202.
- [18] Liu Dong-ming, Lin Peng-zhi. A numerical study of three-dimensional liquid sloshing in tanks[J]. *Journal of Computational Physics*, 2008(227):3921-3939.
- [19] Rainald Lohner, Chi Yang. On the simulation of flows with violent free surface motion[J]. *Comput Methods Appl Mech Engrg*, 2006(195):5597-5620.

## A study of 2D liquid sloshing in rectangle tanks based on SPH method

LI Da-ming\*, CHEN Hai-zhou, ZHANG Jian-wei, Xu Yan-an

(School of Civil Engineering, Key Laboratory of Harbor and Ocean Engineering Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

**Abstracts:** Liquid sloshing is a very complex liquid phenomenon and has strong non-linearity and randomness because of the existence of free surface. Numerical study of sloshing under level force with different swing in 2D rectangle tank is made by SPH. Sloshing under small swing force is calculated firstly, and to validate the rationality of the numerical model, its result is compared with the results calculated by linearity theory, VOF, and other SPH method. Next, sloshing under big swing force is simulated, and some results, including the distributing of velocity, pressure and general momentum elevation history, surface wave elevation history and its frequency charts, are analyzed carefully. Besides, the surface wave elevation history is compared between big swing force and small swing force. Analysis results show that, firstly, the peak value of surface waves elevation history under big swing force is more bigger than that under small swing force, but both trough values have no outstanding difference, and the general fluctuate swing under big swing force is bigger than that under small swing force; secondly, along with the accretion of the swing, the values of surface wave elevation history, the pressure course, the average of momentum fluctuate, and the energy of sloshing, all have a trend of evidently increase; thirdly, the energy of sloshing is closing to the first frequency area along with the increase of the swing; lastly, SPH method has great superiority in dealing with the problem of big swing liquid sloshing with free surface.

**Key words:** sloshing; SPH; 2D rectangle flume; external force with different swing; sloshing dynamics