

分类号: TV131.21

单位代码: 10363

密 级: 公开

学 号: 2221410101

题 目 运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用机理研究

题 目 Mechanistic Study of Interaction between Sloshing Water
and Flexible Baffle in a Moving Water Tank

学生姓名: 姚乐

指导教师: 陈善群

专 业: 应用力学与工程结构

研究方向: 水动力学

论文答辩日期: 2025 年 5 月 14 日

安徽工程大学学位论文原创性声明

本人郑重声明：我恪守学术道德，崇尚严谨学风。所呈交的学位论文，是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。除文中已明确注明和引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的作品及成果的内容。论文为本人亲自撰写，我对所写的内容负责，并完全意识到本声明的法律后果由本人承担。

学位论文作者签名： 

日期：2025 年 5 月 16 日

安徽工程大学学位论文版权使用授权书

学位论文作者完全了解学校有关保留、使用学位论文的规定，同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅或借阅。本人授权安徽工程大学可以将本学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本学位论文。

保密 ☐，在 ____ 年解密后适用本版权书。

本学位论文属于

不保密 ☒

学位论文作者签名：刘永林

日期：2025 年 5 月 16 日

指导教师签名：陈其华

日期：2025 年 5 月 16 日

运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用机理研究

摘 要

储液容器在工业存储与运输领域得到了广泛应用。当外部激励频率接近容器内部水体的一阶固有频率时，易引发剧烈的晃荡水体效应，导致水体对容器壁施加显著的冲击压力，对储液容器的安全性构成严重威胁。围绕储液容器内部晃荡水体效应的抑制问题，本文采用光滑粒子动力学（Smoothed Particle Hydrodynamics, SPH）方法对运动水箱内晃荡水体与柔性挡相互作用的机理进行了系统研究。本文的主要研究内容如下：

（1）构建了水平激励条件下含单柔性挡板运动水箱二维计算模型。通过无挡板、刚性挡板、柔性挡板三种工况下晃荡水体运动响应的对比分析发现，柔性挡板工况的晃荡水体运动响应主要由外部激励频率决定，其响应特性并不随激励振幅发生改变；外部激励振幅与晃荡水体运动响应及柔性挡板位移均呈现正相关关系；非浸没状态下，柔性挡板对于晃荡水体运动响应的抑制效果要优于刚性挡板；而处于浸没状态下，刚性挡板对于晃荡水体运动响应的抑制效果要优于柔性挡板。

（2）构建了晃动激励条件下含单柔性挡板运动水箱二维计算模型。研究发现，运动水箱固有频率外部激励下，晃荡水体呈现更高的能量转化效率和显著的非线性特征；在较小晃动角度下，晃荡水体自由面高程表现出较强的非线性特征，而在较大晃动角度下，晃

荡水体运动响应趋于稳定并表现出线性演化趋势；浸没比的调控可有效改变晃荡水体能量的频域分布特性。

（3）构建了晃动激励条件下含多柔性挡板运动水箱二维计算模型。研究发现，水平柔性挡板的加入使得运动水箱的共振频率转移到更高值，加剧了晃荡水体自由面演化的非线性特征；水平柔性挡板的加入使得多柔性挡板的位移均呈现正相关增长趋势；柔性垂直挡板的水平位移与浸没比呈现负相关关系，浸没比的改变对水平柔性挡板的位移没有显著影响。

关键词：晃荡水体；柔性挡板；SPH 方法；流固耦合；水动力学

Mechanistic Study of Interaction between Sloshing Water and Flexible Baffle in A Moving Water Tank

ABSTRACT

Liquid storage containers have been widely used in industrial storage and transportation. When the external excitation frequency approaches the first natural frequency of the water body inside the container, it is easy to cause a violent sloshing water effect, which leads to significant impact pressure exerted by the water body on the container wall, posing a serious threat to the safety of the liquid storage container. Focusing on the suppression of the sloshing water effect inside the liquid storage container, this work systematically studies the interaction mechanism between the sloshing water and the flexible baffle in a moving water tank by using the Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) method. The main research contents of this paper are as follows:

(1) A two-dimensional computational model of a water tank with a single flexible baffle under horizontal excitation is established. Through the comparative analysis of the sloshing water motion responses under three conditions: no baffle, rigid baffle, and flexible baffle, it is found that the sloshing water motion response under the flexible baffle condition is mainly determined by the external excitation frequency, and its response characteristics do not change with the excitation amplitude. The external excitation amplitude is positively correlated with the sloshing water motion response and the displacement of the flexible baffle. In the non-immersed state, the inhibitory effect of the flexible baffle on the sloshing water motion response is better than that of the rigid baffle; while in the immersed state, the inhibitory effect of the rigid baffle on the sloshing water motion response is better than that of the flexible baffle.

(2) A two-dimensional computational model of a water tank with a single flexible baffle under sloshing excitation is established. The research finds that under the external excitation of the natural frequency of the moving water tank, the sloshing water presented a higher energy conversion efficiency and significant nonlinear characteristics. At a smaller sloshing angle, the free surface elevation of the sloshing water shows a strong nonlinear characteristic; while at a larger shaking angle, the motion response of the sloshing water tends to be stable and exhibits a linear evolution trend. The regulation of the immersion ratio could effectively change the frequency domain distribution characteristics of the sloshing water energy.

(3) A two-dimensional computational model of a water tank with multiple flexible baffles under sloshing excitation is established. The research finds that the addition of horizontal flexible baffles shifts the resonance frequency of the moving water tank to a higher value, intensifying the nonlinear characteristics of the free surface evolution of the sloshing water. The addition of horizontal flexible baffles leads to a positive correlation growth trend in the displacements of multiple flexible baffles. The horizontal displacement of the vertical flexible baffle is negatively correlated with the immersion ratio, and the change in the immersion ratio has no significant effect on the displacement of the horizontal flexible baffles.

YAO Le (Hydrodynamics)

Supervised by Prof. CHEN Shan-qun

Keywords: sloshing water body; flexible baffle; SPH method; Fluid-Solid Interaction; hydrodynamics

目 录

摘 要	I
ABSTRACT.....	III
第 1 章 绪论.....	1
1.1 研究背景及意义.....	1
1.2 国内外研究现状.....	2
1.2.1 无挡板运动水箱内晃荡水体研究.....	2
1.2.2 含单挡板运动水箱内晃荡水体研究.....	5
1.2.3 含多挡板运动水箱内晃荡水体研究.....	6
1.3 本文研究内容.....	7
第 2 章 数值模型的建立.....	10
2.1 SPH 方法理论	10
2.1.1 粒子近似原理.....	10
2.1.2 核函数.....	11
2.2 流体动力学控制方程.....	12
2.2.1 粘性项.....	13
2.2.2 密度耗散项.....	13
2.3 固体结构控制方程.....	14
2.4 动态边界条件.....	15
2.5 时间积分格式.....	17
2.5.1 Verlet 算法.....	17
2.5.2 Symplectic 算法.....	17
2.6 本章小结.....	18
第 3 章 水平激励下晃荡水体与单柔性挡板相互作用机理研究.....	20
3.1 计算模型.....	20
3.1.1 计算域及相关参数.....	20
3.1.1 模型验证及工况设计	22
3.2 各项参数对晃荡水体与单柔性挡板相互作用的影响.....	25
3.2.1 外部激励频率 ω	25
3.2.2 外部激励振幅 A	29
3.2.3 浸没比 h/h_b	31
3.3 本章小结.....	34
第 4 章 晃动激励下晃荡水体与单柔性挡板相互作用机理研究.....	36
4.1 计算模型.....	36

4.1.1 计算域及相关参数.....	36
4.1.2 粒子收敛性验证及工况设计.....	37
4.2 各参数对晃荡水体与单柔性挡板相互作用的影响.....	38
4.2.1 外部激励频率 ω	38
4.2.2 晃动角度 θ	42
4.2.3 浸没比 h/h_b	45
4.3 晃荡水体流场分析.....	49
4.3 本章小结.....	50
第 5 章 晃动激励下晃荡水体与多柔性挡板相互作用机理研究.....	51
5.1 计算模型.....	51
5.1.1 计算域及相关参数.....	51
5.1.2 粒子收敛性验证及工况设计.....	52
5.2 各项参数对晃荡水体与多柔性挡板相互作用的影响.....	54
5.2.1 外部激励频率 ω	54
5.2.3 晃动角度 θ	59
5.2.2 浸没比 h/h_b	64
5.3 晃荡水体流场分析.....	68
5.4 本章小结.....	70
第 6 章 结论与展望.....	71
6.1 结论.....	71
6.2 主要创新点.....	72
6.3 不足与展望.....	72
参考文献	74
攻读硕士学位期间获得的工作成果	80
致谢	81

第 1 章 绪论

1.1 研究背景及意义

在工程领域，具有自由液面的储液容器广泛应用于各类工程系统结构中，如油罐运输车、液化天然气（Liquefied Natural Gas, LNG）储罐、运输货船等^[1]。当此类结构受到外部动力激励（如车辆行驶引起的惯性效应、荷载突变等）时，储液容器本体不可避免地产生多自由度运动响应，包括平移、旋转及其复合运动模态。这种运动将诱发内部水体的晃荡现象，而晃荡所产生的附加动水压力将反作用于储液容器本体，形成较为复杂的动力反馈，即晃荡水体效应^[2-3]。

晃荡水体效应可能导致严重工程安全隐患。例如，图 1-1 所示的公路罐车在转弯工况下，水体重心偏移引发侧倾失稳；图 1-2 展示了地震期间，LNG 储罐因共振效应产生高达 2.3 m 的水体冲击波，导致罐顶结构破坏并引发次生火灾；图 1-3 则显示，2021 年苏伊士运河“长赐号”货轮事故中，压载水舱晃荡削弱了舵效，最终导致航道阻塞。为降低晃荡水体效应带来的安全风险，工程实践中通常采用结构加固、曲面底箱等方案来设计储液容器。有研究表明，储液容器内晃荡水体的动态响应特性不仅取决于容器自身的动力学特征及水体的晃荡效应，更依赖于两者之间的非线性相互作用机制。由此，提高储液容器的阻尼特性成为抑制晃荡水体效应的重要途径。传统的工程措施包括在储液容器内部引入悬浮颗粒阻尼层、填充多孔介质材料或使用浮动泡沫等^[4-6]。但这些措施受限于诸多外部条件，如需特定的微重力环境或特定的固定方式，适用性较窄且安装维护成本较高，经济可行性较低。相比之下，在储液容器内部安装阻尼挡板可通过重构晃荡水体流场，提高晃荡水体的能量耗散，在仅增加有限质量的条件下有效减小晃荡水体效应，是一种兼具高效性与普适性的解决方案。已有研究初步表明，合理配置阻尼挡板能有效削弱晃荡水体效应，提升储液容器的整体稳定性^[7-9]。

因此，深入研究运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用机理，不仅可为新型自适应挡板的研发提供理论支撑，还可揭示受限湍流与弹性边界之间的相互作用规律，兼具工程创新价值与基础科学意义。进一步优化抑制晃荡水体的

装置设计，对于提升储液结构的安全性具有重要的工程价值。



图 1-1 侧翻的液化气运输车
(图片来源于网络)



图 1-2 地震后倒塌天然气储液罐
(图片来源于网络)



图 1-3 苏伊士运河“长赐号”(图片来源于网络)

1.2 国内外研究现状

晃荡水体动力学研究最早起源于 20 世纪中叶航天器推进剂管理领域，随后，随着海洋资源开发技术的不断演进，特别是浮式生产储卸油 FPSO (Floating Production Storage and Offloading, FPSO) 装置和 LNG 运输船等大型海洋工程装备的广泛应用，该研究体系逐步拓展至船舶与海洋工程领域^[10-11]。同时，在公路运输领域，运输车在行驶过程中因晃荡水体效应导致的车辆稳定性问题也引起了广泛关注，晃荡水体效应不仅影响行车安全，还可能加剧容器结构的疲劳损伤^[12]。近年来，针对晃荡水体效应及其抑制方法，国内外学者已开展了大量相关研究，已有工作具体可分以下几个维度进行阐述。

1.2.1 无挡板运动水箱内晃荡水体研究

(1) 理论研究方面

早期因为实验条件和数值模拟技术的不成熟，晃荡水体的相关研究最早起步于理论研究。

早期的理论研究是在不可压缩无粘流假设下，势流理论可以用来预测无挡板水箱内晃荡水体的波频以及速度场。具体工作包括：Abramson^[13]首次将势流理论应用于分析晃荡水体的线性和非线性动力学行为，并预测了圆柱形水罐内的动压力；Housner等^[14]提出了一种水平加速条件下储液容器承受水体压力的计算方法，并由此提出了高架水箱对地震响应的简化动力学模型；Faltinsen^[15-17]运用势流理论研究了小幅度晃动激励下水箱内晃荡水体的问题，提出了 n 阶自振频率表达式；并开发了适用于矩形水箱内晃荡水体的多维度分析方法和渐近模态近似方法，洪亮^[18]采用势流理论方法建立了波浪中容器结构与容器内晃荡水体耦合作用机制运动响应方程；李遇春等^[19]应用势流理论结合边界元法分析了非线性晃荡水体及其对渡槽的作用效应，并将数值结果与线性解析解作了比较；结果表明，水体以较大幅度晃荡时，非线性边界元数值结果与线性解析解与有较大偏差。Wu 等^[20]基于势流理论提出了一种三维有限差分模型来研究斜向水平激励下方形无挡板水箱的斜向晃荡。研究表明，当水平激励频率远远大于水箱固有频率时，水体动压力主要受附加质量效应的支配；方智勇等^[21]运用 Level-Set 方法对简谐波作用下的矩形水箱内的晃荡水体进行研究，获取了容器边壁压强分布规律，并与势流理论解析解进行了对比验证。

（2）实验研究方面

卫志军等^[22]通过实验比较了不同含水率条件下水箱中晃荡水体产生的冲击荷载，结果表明：在低含水率条件下晃荡水体在自由面附近产生较大的冲击载荷，当含水率为 30%时，自由液面的冲击载荷达到最大值；卫志军等^[23]还通过实验对比分析了不同尺寸比例的水箱模型在单次激励下晃荡水体的冲击差异，结果表明：大尺寸比例的水箱中晃荡水体冲击现象复杂，而小尺寸比例的水箱中晃荡水体冲击平缓；祁恩容等^[24]实验研究了三维 LNG 容器内的水体晃荡问题，针对规则与不规则运动激励条件，实验对比分析了不同含水率下晃荡水体对容器壁的冲击压力特性；薛米安等^[25-26]实验研究了宽频和窄频两种激励频率下晃荡水体自由面演化特性及其对水箱内壁的冲击压力分布规律。结果表明，在两种激励频率下晃荡水体自由面演化主要受运动水箱最低固有频率调制，且晃荡水体的能量主要集中在运动水箱最低固有频率处；甄长文^[27]通过实验研究了横

摇与纵摇的复合外部激励作用下，含柔性侧壁的水箱内晃荡水体的动力学特征；李晨光^[28]通过实验研究了，柔性水箱壁的变形对水箱内晃荡水体自由面演化的影响；Fujino 等^[29]通过实验研究了附加调谐水体阻尼器（Top-level Domain, TLD）对单自由度结构振动的影响，具体基于浅水波理论，推导出该模型中晃荡水体阻尼效应的半解析解。

（3）数值研究方面

20 世纪 80 年代，随着计算机技术的广泛应用和流体力学的迅速发展，对于晃荡水体研究逐渐趋向于数值研究，数值研究不仅提高了研究的便捷性，还能与实验研究结果相互验证，为实验研究提供了有力的补充。具代表性工作有：Zheng 等^[30]采用 ISPH（Implicit Smoothed Particle Hydrodynamics, ISPH）方法数值研究了含复杂挡板的二维水箱内晃荡水体特性。研究表明，复杂挡板能够显著影响剧烈晃荡水体对水箱的冲击压力；Zheng 等^[31]通过引入晃荡水体晃荡严重程度（Sloshing Severity RAO, SSR）的衡量指标，数值研究了不规则海况激励下的晃荡水体运动响应特征，该研究利用 SSR 评估不同海况条件下晃荡水体的响应特性；Pal 等^[32]基于混合欧拉-拉格朗日（Eulerian-Lagrangian）方法开发了一种数值模型，用于研究水箱内晃荡水体的非线性自由面演化及其与固体结构的相互作用，研究表明该方法能够有效捕捉水箱中晃荡水体非线性的耦合相互作用效应；Zhao 等^[33]基于势流理论开发了一种数值模型，用于研究在强制激励下矩形水箱内晃荡水体的非线性特征，使用该模型可以在时域和频域中获得水箱内晃荡水体的自由面高度和动水压力；李金龙等^[34]开发了一种改进的流体体积分数（Volume of Fluid, VOF）法，数值研究了在共振与非共振条件下水箱内晃荡水体的运动响应特征，研究表明该方法提高了晃荡水体自由面演化过程中的计算精度；宿崇等^[35]基于有限元法分析数值研究了在外部激励作用下水箱内晃荡水体运动响应特征。结果表明，晃荡水体的动水压力垂直分量对水箱结构的破坏程度较高；董问等^[36]数值研究了不同外部激励振幅下水箱内晃荡水体的动水压力变化特性。结果表明，外部激励幅值越大，晃荡水体的动水压力变化越大。

1.2.2 含单挡板运动水箱内晃荡水体研究

在储液容器中安装阻尼挡板是抑制晃荡水体效应较为有效的技术之一。由此，研究晃荡水体与挡板相互作用机理逐渐受到研究者的重视。目前，主流的阻尼挡板类型主要包括刚性挡板和柔性挡板两类，下面就刚性挡板以及柔性挡板的研究现状进行分别阐述。

（1）刚性挡板研究方面

诸多国内外研究学者对于刚性挡板抑制晃荡水体效应进行了大量实验和数值研究。具有代表性的工作有：Cho 和 Lee^[37]数值研究了水平强制激励条件下二维含挡板水箱中晃荡水体的大振幅晃荡过程。研究表明，晃荡水体的剧烈程度与挡板的设计参数之间存在明显的依赖关系；Akyildiz^[38-40]通过实验比较了竖直接性挡板和无挡板矩形水箱中的晃荡水体的非线性行为和阻尼特性以及对于水箱的冲击压力。结果表明，竖直挡板可以有效地降低晃荡水体对于水箱壁面的冲击压力，一定程度地抑制了晃荡水体的运动响应；Liu 和 Lin^[41]采用大涡模拟（Large Eddy Simulation, LES）方法数值研究了含有挡板三维矩形水箱内的晃荡水体问题，并发现竖直挡板比水平挡板在抑制晃荡水体和降低晃荡水体对壁面冲击压力更为有效；Zang 等^[42]使用了边界元（Boundary Element Model, BEM）模型数值研究了晃荡水体与不同构型多孔挡板之间的相互作用过程，探索了挡板长度、孔隙率对晃荡水体运动响应的影响规律；Biswal 等^[43]研究了正弦基激励下矩形容器中有挡板和无挡板的晃荡水体响应；Jung 等^[44]采用 VOF 方法对含有垂直挡板矩形水箱内晃荡水体运动响应特性进行了数值研究，结果表明：随着挡板高度的增加，挡板顶端的流动分离产生的涡流变得更弱，导致顶端涡流对晃荡水体的阻尼作用减弱。

（2）柔性挡板研究方面

随着流固耦合（Fluid Structure Interaction, FSI）数值方法的兴起，国内外研究者们开始着眼于柔性挡板抑制晃荡水体效应。具有代表性的工作有：Paik 等^[45]采用非线性有限元方法耦合时均雷诺平均 Navier-Stokes/分离涡求解器数值研究了晃动激励下含有柔性杆水箱中晃荡水体自由面的响应特征；Hwang 等^[46]采用移动粒子模拟（Moving Particle Simulation, MPS）方法对无挡板、刚性挡

板和柔性挡板工况下矩形水箱中的晃荡水体进行了数值研究，探讨了上述工况对于晃荡水体运动响应的阻尼效果；Maiti 和 Bhattacharyya^[47]通过实验研究了菱形水箱中悬臂柔性挡板与晃荡水体相互作用下柔性挡板周围水体运动响应和流动特性；Cho 等^[48]采用格林函数匹配特征函数展开方法数值求解了晃荡水体与多孔柔性挡板的相互作用，探索了挡板孔隙率和刚度对晃荡水体运动响应的阻尼效果；Idelsohn 等^[49]在滚动槽中进行了浅水悬挂柔性挡板、浅水夹紧柔性挡板和深水柔性挡板三种 FSI 基准试验，实验数据与数值结果吻合较好；Qin 等^[50]对不同构型水箱内的柔性挡板运动响应进行了数值研究。结果表明，柔性挡板的运动响应主要由外部激励、水箱固有频率和高次谐波振动所主导；Demir 等^[51]采用欧拉-拉格朗日混合（Eulerian-Mixed Frame, EMF）方法与 SPH 方法相结合，提出了一种新的全耦合模型，并探讨了在地震激励条件下垂直柔性挡板对晃荡水体的抑制效果；Zhang 等^[52]通过 SMEM-DFPM（Structural Mechanics Explicit Method-Discrete Fluid-Particle Method, SMEM-DFPM）耦合模型讨论了不同配置和刚度柔性挡板在晃动激励下对晃荡水体的阻尼效果；Ren 等^[53]采用 SPH 方法研究了水平激励下晃荡水体与柔性挡板之间相互作用，并讨论了柔性挡板对晃荡水体效应的抑制作用与挡板周围涡演化的内在关联。

1.2.3 含多挡板运动水箱内晃荡水体研究

为进一步抑制晃荡水体效应，国内外学者逐步将研究重点转向含多挡板运动水箱内晃荡水体与多挡板相互作用方面。具有代表性的工作有：Xue 等^[54]和 Chu 等^[55]通过实验对比研究了不同构型以及多个竖直挡板对矩形水箱内晃荡水体运动响应的影响规律，结果表明：垂直挡板改变了水箱的第一阶固有频率，从而有效抑制晃荡水体对水箱壁的冲击压力；Cao 等^[56]开发了一种半解析解方法数值研究了含有双柔性挡板和双柔性壁面二维水箱内晃荡水体的运动响应，探索了柔性挡板参数和水平激励频率对晃荡水体运动响应的影响规律；Goudarzi 等^[57]通过实验对比研究了矩形水箱中上下安装的垂直挡板和水平挡板对晃荡水体的抑制效果。结果表明，上部安装的垂直挡板的阻尼效果优于下部安装的垂直挡板，而水平挡板对晃荡水体的抑制效果随着浸没比的降低而减弱；Nasar 和 Sannasiraj^[58]通过实验对比了不同孔隙率下的多孔挡板对晃荡水体的抑

制效果对比, 研究表明, 孔隙率越高对晃荡水体的抑制效果越好; Yu 等^[59]通过对含有多个竖直挡板水箱内的晃荡水体进行实验研究, 研究表明挡板位置越靠近晃荡模态节点, 抑制晃荡水体运动响应效果越好; Siddiqui 等^[60]通过数值模拟比较了安装垂直穿孔挡板和未安装垂直穿孔挡板水箱内的晃荡水体瞬态响应特征。结果表明, 不同浸没深度条件下水箱的重心发生变化, 穿孔挡板大大增加了晃荡水体的抑制效果; Wang 等^[61]实验研究了水箱中不同长度、浸没深度、挡板数量参数的多孔挡板对水箱固有频率、晃荡水体自由面高程和动水压力以及速度场的影响。结果表明, 底部安装多孔挡板对晃荡水体的抑制效果比单个底部安装多孔挡板抑制效果更显著; Jin 等^[62]通过数值研究了在晃动激励下水箱内晃荡水体与双垂直挡板相互作用机理, 通过改变挡板的高度和宽度探讨挡板尖端周围产生成对的强涡流以消散波能。结果表明, 挡板宽度的增加会导致晃荡水体的波幅、压力响应以及流体偏压的减小。

综上所述, 无挡板运动水箱内晃荡水体研究体系较为完善、成果较为丰富, 但其抑制晃荡水体效应的作用有限; 含单挡板运动水箱内晃荡水体研究主要集中于刚性单板。相较之下, 柔性挡板抑制晃荡水体的研究并不充分, 如柔性挡板位移和受力与晃荡水体运动响应之间的作用机制还没有完全揭示; 含多挡板运动水箱内晃荡水体研究目前还处于起步阶段, 仍有一些内在机制需要进一步发掘。基于此, 借助计算机技术的飞速发展, 本文拟采用数值模拟对运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用机理进行研究。由于传统的计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 方法在处理自由液面大变形、液滴飞溅和波浪破碎等非线性流体现象时的计算精度和稳定性受限。而 SPH 方法作为一种拉格朗日无网格方法, 在捕捉大变形、处理自由表面和移动边界等流固耦合问题方面具有天然优势, 因而在 FSI 相关的工程应用和科学研究中得到了广泛应用^[63-65]。最终, 本文选取 SPH 方法来开展对运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用机理的研究。

1.3 本文研究内容

本文拟通过 SPH 方法, 结合数值模拟条件设置灵活及结果信息丰富的优势

对运动水箱内晃荡水体与柔性挡相互作用的机理进行系统研究。具体通过改变外部激励频率 ω 、振幅 A 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 等参数，获取不同运动状态下运动水箱内晃荡水体自由面的演化规律、柔性挡板的弯曲变形位移和受力以及水箱侧壁动态压力分布特征等信息数据。在此基础上，揭示晃荡水体与柔性挡板相互作用的内在机理，为抑制晃荡水体效应问题提供了理论依据以及有效的参考信息。本文具体的研究内容主要包括：

(1) 系统阐述了数值模型的建立过程，具体包括基于 SPH 方法的流体动力学和固体结构控制方程，并详细阐述 SPH 方法中流体粒子与固体结构粒子的推进演化控制方程。此外，还介绍了动态边界条件以及时域积分格式的选取。

(2) 构建水平激励条件下含单柔性挡板运动水箱二维计算模型。通过与前人实验数据结果的对比分析，验证计算模型的可靠性与准确性。在此基础上，选取无挡板、刚性挡板、柔性挡板三种工况进行晃荡水体运动响应的对比分析，重点关注外部激励与运动水箱一阶固有频率达到一致时发生共振现象时晃荡水体的运动响应，并由此判定得出单柔性挡板在抑制晃荡水体效应具有优势的参数范围。

(3) 构建晃动激励条件下含单柔性挡板运动水箱二维计算模型。重点分析单柔性挡板对晃动激励条件下晃荡水体效应的抑制机理。在不同外部激励频率 ω 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 等参数条件下，对晃荡水体的自由面高程 η 、柔性挡板位移 D 和受力 F 以及水箱侧壁的冲击荷载 P 随时间的演化规律进行系统研究。

(4) 构建晃动激励条件下含多柔性挡板运动水箱二维数值模型。重点分析多柔性挡板对晃动激励条件下晃荡水体效应的抑制机理。在不同外部激励频率 ω 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 等参数条件下，对晃荡水体的自由面高程 η 、垂直及水平柔性挡板位移 D 和受力 F 以及水箱侧壁的冲击荷载 P 随时间的演化规律进行系统研究。本文研究技术路线如图 1-4 所示。

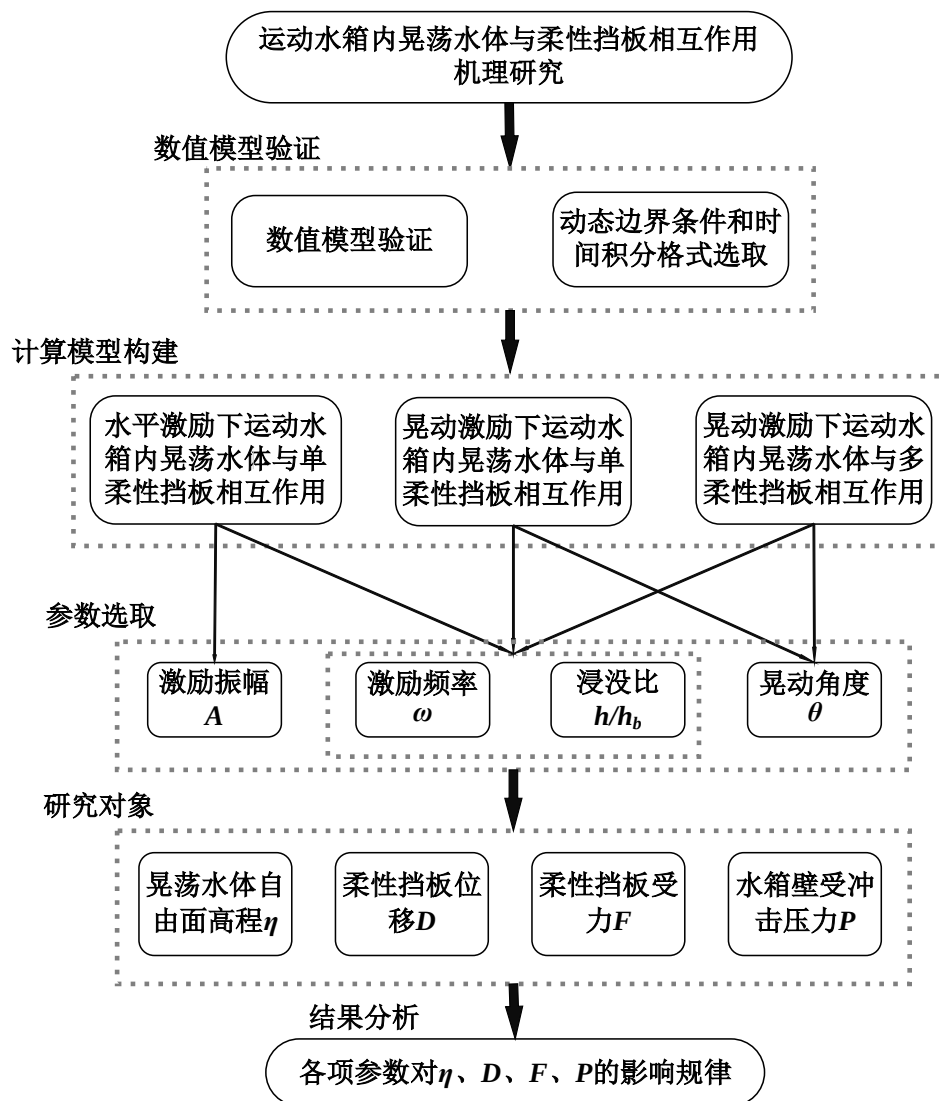


图 1-4 本文技术路线图

第 2 章 数值模型的建立

当装载水体的水箱受到外部激励时，水箱内部的水体会发生剧烈的晃荡现象，并对水箱壁施加强烈的冲击载荷。如何有效抑制晃荡水体的剧烈运动，降低其对容器结构的冲击危害，是一个具有重要工程实际意义的科学问题。而在研究运动水箱中晃荡水体的自由面大变形特征以及流固耦合问题时，SPH 方法作为一种拉格朗日无网格数值方法在这方面具有天然优势，本章将对 SPH 方法进行详细介绍，内容包括：核函数和粒子近似原理、流体动力学控制方程离散形式、时间积分格式和动态边界条件。

2.1 SPH 方法理论

SPH 方法是一种无网格的拉格朗日数值方法，其核心思想是利用核函数将连续介质离散为一系列材料点（或粒子），并赋予这些粒子相应的物理属性。在计算过程中，该方法基于粒子的局部特性，对 N-S 方程的离散形式进行积分求解。粒子间的相互作用通过核函数描述，其计算域的形状取决于空间维度，通常在二维空间中呈圆形，在三维空间中呈球形。计算域的特征尺度，即平滑长度通常表示为 Γ 。在每个时间步，SPH 方法通过更新粒子的物理量，计算其运动状态，并据此调整粒子位置，从而实现对流体动力学行为的精确模拟。

2.1.1 粒子近似原理

SPH 方法通过使用基于插值函数的积分方程将流体力学控制方程从偏微分形式转化为粒子近似的形式，此插值函数通常被称为光滑核函数 W 。

在 SPH 方法中，通常将函数 $f(\mathbf{r})$ 用积分的形式表示出：

$$f(\mathbf{r}) = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}') \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (2-1)$$

式中： f 表示空间向量 $\mathbf{r}$ 的函数； Ω 表示的积分域； $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ 表示狄拉克函数，其形式如下：

$$\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} = \mathbf{r}' \\ 0, & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}' \end{cases} \quad (2-2)$$

实际计算中，通常用核函数 $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \Gamma)$ 替代狄拉克函数 $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ ，其中 h

为核函数平滑长度 ($\Gamma = 1.0 \times \sqrt{2}\Delta l$, Δl 为初始粒子间距大小), $f(\mathbf{r})$ 的积分表达式可以改写成:

$$f(\mathbf{r}) = \int_{\Omega} f(\mathbf{r}')W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', \Gamma)d\mathbf{r}', \quad (2-3)$$

图 2-1 展示了 SPH 核函数估计示意图, 通过对积分域 Ω 内所有粒子叠加求和, 可得到函数在粒子 a 上的粒子近似形式:

$$F(\mathbf{r}_a) \approx \sum_b f(\mathbf{r}_b)W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, \Gamma)\Delta v_b, \quad (2-4)$$

式中: 下标 a 为目标粒子, b 为任意相邻粒子, v_b 表示为粒子 b 的体积。将 $v_b = m_b/\rho_b$ 代入式(2-4)可以得到:

$$f(\mathbf{r}_a) = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} f(\mathbf{r}_b)W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, \Gamma). \quad (2-5)$$

式中: m_b 为粒子 b 的质量, ρ_b 为粒子 b 密度。

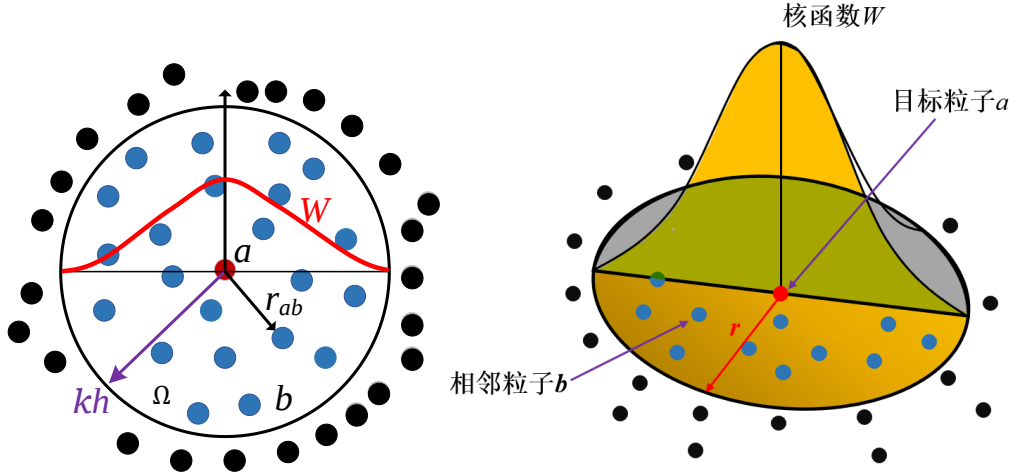


图 2-1 SPH 核函数估计示意图

2.1.2 核函数

$W(\mathbf{r}, h)$ 为核函数, 表达式为:

三次样条差值形式:

$$W(\mathbf{r}, \Gamma) = \alpha_D \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3 & 0 \leq q \leq 1 \\ \frac{1}{4}(1 - q)^3 & 1 \leq q \leq 2 \\ 0 & q \geq 2 \end{cases} \quad (2-6)$$

式中： α_D 为平滑长度 Γ 的相关系数，在二维情况下， $\alpha_D = \frac{10}{7\pi\Gamma^2}$ ；在三维情况下， $\alpha_D = \frac{1}{\pi\Gamma}$ 。

五次样条差值形式：

$$W(\mathbf{r}, \Gamma) = \beta_D \left(1 - \frac{q}{2}\right)^4 (2q + 1) \quad 0 \leq q \leq 2, \quad (2-7)$$

式中：维情况下， β_D 为平滑长度 Γ 的相关系数，二维情况下， $\beta_D = \frac{7}{4}\pi\Gamma^2$ ；三维情况下， $\beta_D = \frac{21}{16}\pi\Gamma^3$ 。本文对流体结构均采用五次样条。

对于固体结构，这里需要引入一个校正矩阵，并对核函数的导数进行预乘，表达式为：

$$\mathbf{L}(\mathbf{r}_a) = \sum_b \frac{m_b}{\rho_b} (\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) \otimes \nabla_a W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, \Gamma), \quad (2-8)$$

式中： ∇ 为哈密顿算子。

对核函数导数进行修正后，式(2-8)变为：

$$\tilde{\nabla}_a W(\mathbf{r}, \Gamma) = \mathbf{L}^{-1}(\mathbf{r}_a) \nabla_a W(\mathbf{r}, \Gamma), \quad (2-9)$$

式中： $\tilde{\nabla}$ 为 ∇ 为修正后的表达形式； $\mathbf{L}^{-1}(\mathbf{r}_a)$ 为 $\mathbf{L}(\mathbf{r}_a)$ 的倒数形式。

2.2 流体动力学控制方程

控制流体运动动力学的质量和动量守恒定律（N-S 方程）以拉格朗日形式给出：

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{g}, \quad (2-10)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \nabla \cdot \mathbf{v}, \quad (2-11)$$

$$P = \frac{\rho_0 c_0^2}{\gamma} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right]. \quad (2-12)$$

式中： $\mathbf{v}$ 为速度， t 为时间， P 为压强， ν 为运动粘度， $\mathbf{g}$ 为重力加速度， ρ 为粒

子密度, $\gamma=7$, $\rho_0=1000 \text{ kg/m}^3$, $c_0 = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}_{\rho_0}$ 为参考密度下的声速。

2.2.1 粘性项

本文采用大涡模拟 (Large Eddy Simulation, LES) 方法, 通过引入亚粒子尺度 (Sub-Partical Scale, SPS) 来计算粘性力, 公式(2-10)中的粘性应力可以表示为^[66]

$$(v\nabla^2 \mathbf{v})_a = \sum_b m_b \left(\frac{4v r_{ab} \cdot \nabla_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab}, \quad (2-13)$$

式中: $\nabla_a W_{ab} = \nabla_a W(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b, \Gamma)$; $r_{ab} = |\mathbf{r}_{ab}|$; $\mathbf{v}_{ab} = \mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b$; ξ 为平滑长度 Γ 的相关系数, $\xi^2 = 0.01\Gamma^2$, 在 r_{ab} 趋于 0 的情况下防止奇点出现。

利用 SPH 方法近似离散守恒方程, 得出公式(2-10)的 SPH 形式:

$$\frac{D\mathbf{v}_a}{Dt} = - \sum_b m_b \left(\frac{p_a + p_b}{\rho_a + \rho_b} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_b m_b \left(\frac{4v_0 r_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab} + g_a, \quad (2-14)$$

式中: v_0 为初始运动黏度; g 为粒子 a 的重力加速度。

SPS 的概念最早是由 Gotoh 等^[67]提出的, 用于移动粒子半隐式 (Moving Particle Semi-implicit, MPS) 模型中表示湍流的影响, 动量守恒方程表达式为:

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + g + v \nabla^2 \mathbf{v} + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}^{\text{SPS}}, \quad (2-15)$$

式中: $\boldsymbol{\tau}^{\text{SPS}}$ 表示 SPS 应力张量。

Dalrymple 等^[68]利用 Favre 平均法将 SPS 引入弱可压缩 SPH 方法中, 式(2-14)可改写为

$$\begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}_a}{Dt} = & - \sum_b m_b \left(\frac{p_a + p_b}{\rho_a + \rho_b} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_b m_b \left(\frac{4v r_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab} + \boldsymbol{\tau}_a^{\text{SPS}} \\ & + g_a. \end{aligned} \quad (2.16)$$

2.2.2 密度耗散项

SPH 方法中, 若将流场密度视为弱可压缩, 粒子密度易出现高频振荡, 从而引发流场内部的压力波动。为消除密度波动带来的不利影响, 本文在连续性方程中添加由 Molteni 等^[69]提出的密度耗散项。添加后连续性方程 (式(2-11))

离散形式为：

$$\begin{aligned} \frac{D\rho_a}{Dt} = & \sum_b m_b (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_b) \cdot \nabla_a W_{ab} \\ & + 2\delta_\phi \Gamma c_0 \sum_b m_b \left(\frac{\rho_a}{\rho_b} - 1 \right) \frac{\mathbf{r}_{ab}}{r_{ab}^2 + \xi^2} \cdot \nabla_a W_{ab}. \end{aligned} \quad (2-17)$$

式中： δ_ϕ 为密度耗散项系数，一般取值 0.1。

2.3 固体结构控制方程

在 SPH 方法中，固体结构的质量和动量守恒控制方程为：

$$\rho \mathbf{J} = \rho_0, \quad (2-18)$$

$$\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{1}{\rho_0} \nabla \cdot \mathbf{P} + \mathbf{g}, \quad (2-19)$$

式中： $\mathbf{J}$ 为变形梯度的雅可比行列式， $\mathbf{P}$ 为第一 Piola-Kirchhoff (PK1) 应力张量。

式(2-19)的离散形式为：

$$\frac{D\mathbf{v}_a}{Dt} = \sum_b m_{0b} \left(\frac{\mathbf{p}_a L_{0a}^{-1}}{\rho_{0a}^2} + \frac{\mathbf{p}_b L_{0b}^{-1}}{\rho_{0b}^2} \right) \cdot \nabla_{0a} W_{0ab} + \frac{\mathbf{f}_a^{HG}}{m_{0a}} + \mathbf{g}_a, \quad (2-20)$$

式中：下标“0”为相对于材料参照系测量值； $\mathbf{f}_a^{HG}$ 是一种惩罚力，其将粒子 a 所受相邻粒子 b 总数值修正力最小化，可抑制由 SPH 近似中的秩不足引起的虚假零能量模式^[70]。

计算 PK1 应力张量须先计算变形梯度：

$$\mathbf{F} = \frac{d\mathbf{r}}{d\mathbf{R}}, \quad (2-21)$$

式中： $\mathbf{r}$ 为当前构型， $\mathbf{R}$ 为材料坐标下初始未变形构型。

变形梯度的离散形式为：

$$\mathbf{F}_a = \sum_b \frac{m_{0b}}{\rho_{0b}} (\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) \otimes L_{0a}^{-1} \nabla_{0a} W_{0ab}, \quad (2-22)$$

在全拉格朗日方法中，相应的应变测度为格林-拉格朗日 (Green-Lagrange) 应变，表达式为：

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2}(\mathbf{F}^T \mathbf{F} - \mathbf{I}), \quad (2-23)$$

式中： $\mathbf{E}$ 为应力张量； $\mathbf{F}^T$ 为变形梯度 $\mathbf{F}$ 的转置； $\mathbf{I}$ 是单位矩阵。

对于弹性材料 Saint Venant-Kirchhoff 的本构模型通过以下方式将 Green-Lagrange 应变与第二 Piola-Kirchhoff 应力张量 $\mathbf{S}$ 联系起来，即：

$$\mathbf{S} = \lambda \text{tr}(\mathbf{E})\mathbf{I} + 2\mu\mathbf{E}, \quad (2-24)$$

$$\lambda = \frac{Ev}{(1+\nu)(1-2\nu)}, \quad (2-25a)$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}, \quad (2-25b)$$

式中： λ 和 μ 为 Lamé 系数， E 为杨氏模量， ν 为泊松比。

因此，PK1 应力表达式为：

$$\mathbf{P} = \mathbf{F}\mathbf{S}, \quad (2-26)$$

两个粒子之间的分离误差矢量被定义为：

$$\epsilon_{ab}^a = \langle \mathbf{r}_{ab} \rangle^a - \mathbf{r}_{ab} = \mathbf{F}_a \mathbf{R}_{ab} - \mathbf{r}_{ab}, \quad (2-27)$$

然后将此误差向量投影到分离向量上，表达式为：

$$\delta_{ab}^a = \frac{\epsilon_{ab}^a \cdot \mathbf{r}_{ab}}{r_{ab}}, \quad (2-28)$$

最后，根据线性弹簧理论推导出惩罚力 $\mathbf{f}_a^{HG}$ 的表达式为：

$$\mathbf{f}_a^{HG} = -\frac{1}{2}\alpha \sum_b \frac{V_{0a}V_{0b}W_{0ab}}{R_{ab}^2} (\mathbf{E}_a \delta_{ab}^a + \mathbf{E}_b \delta_{ba}^b) \frac{\mathbf{r}_{ab}}{r_{ab}}. \quad (2-29)$$

式中： α 是控制校正力大小的无量纲系数，具体有给定问题确定，一般取值 0.1； V_{0a} 为参考系中粒子 a 的体积。

2.4 动态边界条件

本文采用动态边界条件（Dynamic Boundary Condition, DBC）。该方法中，边界粒子与流体粒子满足相同的方程，边界粒子会根据预设的运动函数运动，其位移不受外力影响。当流体粒子接近边界，且边界粒子与流体粒子间的距离小于平滑长度 h 的2倍时，受影响的边界粒子密度会增加，从而导致压力增加。

反过来，这种压力的增加会通过动量方程中的压力项对流体粒子产生排斥力。这种方法的适用性取决于时间步长，时间步长要足够短以便处理当前与边界粒子相互作用的任何流体粒子的最高流速^[71]。这一过程在图 2-2 中显示，图 2-2 显示了粒子在相互作用步骤中结构粒子是如何像普通边界粒子一样被处理。

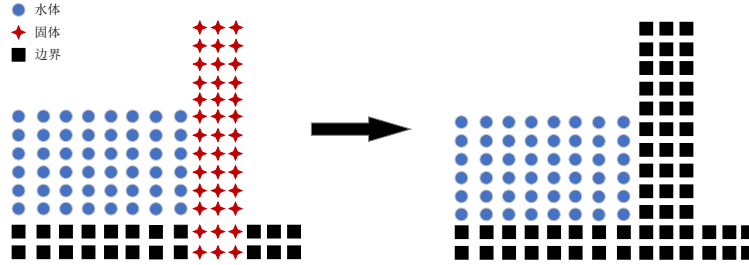


图 2-2 SPH 方法中粒子耦合示意图

为满足对 DBC 的可适用性以及实现 FSI 的准确求解，这里阐述所用粒子加速度格式。首先，流体粒子的加速度求解由该粒子所有邻近的流体、固体结构以及边界粒子对其的作用力所确定。忽略体积力条件下，流体粒子 a 的加速度求解表达式为：

$$\begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}_a}{Dt} = & - \sum_{b \in b_f} m_b \left(\frac{p_a + p_b}{p_a \rho_b} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_{b \in b_f} m_b \left(\frac{4\mathbf{v}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab} - \\ & \sum_{b \in b_a} m_b \left(\frac{p_a + p_b}{p_a \rho_b} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_{b \in b} m_b \left(\frac{4\mathbf{v}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab} - \\ & \sum_{b \in b_b} m_b \left(\frac{p_a + p_b}{p_a \rho_b} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_{b \in b_a} m_b \left(\frac{4\mathbf{v}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab} + \\ & + g_a, \end{aligned} \quad (2-30)$$

同理，固体粒子 a 的加速度的求解表达式为：

$$\begin{aligned} \frac{D\mathbf{v}_a}{Dt} = & - \frac{m_a}{m_{0a}} + \frac{m_a}{m_{0a}} \sum_{b \in b_f} m_b \left(\frac{4\mathbf{v}_{ab} \cdot \nabla_a W_{ab}}{(\rho_a + \rho_b)(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right) \mathbf{v}_{ab} \\ & + \sum_{b \in b_s} m_{0b} \left(\frac{\mathbf{p}_a \mathbf{L}_{0a}^{-1}}{\rho_{0a}^2} + \frac{\mathbf{p}_b \mathbf{L}_{0b}^{-1}}{\rho_{0b}^2} \right) \cdot \nabla_{0a} W_{0ab} \\ & - \frac{a}{2\rho_{0a}} \sum_{b \in b_s} \frac{V_{0b} W_{0ab}}{R_{ab}^2} (E_a \delta_{ab}^a + E_b \delta_{ba}^b) \frac{\mathbf{r}_{ab}}{r_{ab}} \\ & + g_a. \end{aligned} \quad (2-31)$$

式中： b_f 、 b_s 和 b_b 是包含粒子 a 的邻近流体、结构和边界粒子的集合， m_{0a} 、 m_a 、 m_b 和 ρ_{0a} 、 ρ_a 、 ρ_b 分别指粒子 a 、 b 的质量和密度。

2.5 时间积分格式

SPH 方法有多种时间积分算法，例如预测修正法（predictor corrector）蛙法（leapfrog）和龙格-库塔法（runge-kutta）本文采用 Verlet 算法和 Symplectic^[72] 算法进行时间积分计算。

2.5.1 Verlet 算法

该算法基于常见的 Verlet 方法。相比于其他积分技术，Verlet 算法不需要对每一时间步进行多次（即预测器和校正器）计算，计算成本较低。预测器步骤计算变量根据：

$$\rho_a^{n+1} = \rho_a^{n-1} + 2\Delta t \frac{d\rho_a^n}{dt}, \quad (2-32)$$

$$\mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^{n-1} + 2\Delta t \frac{d\mathbf{v}_a^n}{dt}, \quad (2-33)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^n + \Delta t \mathbf{v}_a^n + \frac{\Delta t^2 d\mathbf{v}_a^n}{2dt}, \quad (2-34)$$

式中：上标 n 表示时间步，每当计算完 50 个时间步左右，需要使用以下公式进行修正，防止计算发散。即：

$$\rho_a^{n+1} = \rho_a^n + \Delta t \frac{d\rho_a^n}{dt}, \quad (2-35)$$

$$\mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^n + \Delta t \frac{d\mathbf{v}_a^n}{dt}, \quad (2-36)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^n + \Delta t \mathbf{v}_a^n + \frac{\Delta t^2 d\mathbf{v}_a^n}{2dt}, \quad (2-37)$$

2.5.2 Symplectic 算法

Symplectic 算法在时间上是二阶精确的，而且在没有摩擦力和粘性力的影响下，时间是可逆的。因此对于粒子 a 在中间时间步的密度和加速度的公式如下所示：

$$\rho_a^{n+\frac{1}{2}} = \rho_a^n + \frac{\Delta t d\rho_a^n}{2dt}, \quad (2-38)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+\frac{1}{2}} = \mathbf{r}_a^n + \frac{\Delta t d\mathbf{r}_a^n}{2dt}, \quad (2-39)$$

在修正阶段，通常使用 $D\mathbf{v}_a^{n+1/2}/Dt$ 计算修正速度，因此粒子在最后的时间

步的位置由下式决定：

$$\mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{F}_a^{n+\frac{1}{2}}, \quad (2-40)$$

$$\mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^{n+\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{2} \mathbf{v}_a^{n+1}, \quad (2-41)$$

对于流体相，本文采用具有二精度的 Symplectic 和 Verlet 时域离散格式对方程(2-41)进行时间迭代求解，而对于固体结构，区别于流体相，这里采用 Verlet 格式时，应用一步半隐式欧拉格式对运动方程进行时间迭代求解，表达式为：

$$\begin{cases} \mathbf{v}_a^{n+1} = \mathbf{v}_a^n + \Delta t \frac{D\mathbf{v}_a^n}{Dt}, \\ \mathbf{r}_a^{n+1} = \mathbf{r}_a^n + \Delta t \mathbf{v}_a^{n+1} \end{cases} \quad (2-42)$$

式中： n 为时间步， Δt 为时间步长。

流体相离散迭代的时间步长：

$$\Delta t = \alpha_c \min(\Delta t_a, \Delta t_{cv}), \quad (2-43)$$

固体结构离散迭代的时间步长：

$$\Delta t = \alpha_c \min(\Delta t_a, \Delta t_{cv}, \Delta t_s). \quad (2-44)$$

式中， $\alpha_c = 0.01$ ， $\Delta t_a = \min_a \left[\sqrt{\frac{\Gamma}{Dv_a}} \right]$ ， $\Delta t_{cv} = \min_a \left(\frac{\Gamma}{c_0 + \max_b \left(\frac{\Gamma v_{ab} r_{ab}}{(r_{ab}^2 + \xi^2)} \right)} \right)$ ， $\Delta t_s = \min_a \left(\frac{\Gamma}{\frac{E_a(1-\nu)}{\rho_0 a(1+\nu)(1-2\nu)}} \right)$ 。

2.6 本章小结

本章介绍了 SPH 方法的理论基础及其应用在流固耦合问题中的控制方程、动态边界条件、时间积分格式等。SPH 方法作为一种拉格朗日无网格方法，通过粒子近似原理和核函数将流体力学控制方程从偏微分形式转化为粒子近似形式。该方法特别适用于处理自由液面大变形和流固耦合问题，能够有效避免传统网格法中常见的网格畸变问题。通过合理选择核函数、平滑长度和时间步长，确保了数值模拟的准确性和稳定性，使 SPH 方法能够有效地应用于研究运动水

箱内晃荡水体与柔性挡板的相互作用机理。

第3章 水平激励下晃荡水体与单柔性挡板相互作用

机理研究

本章旨在揭示水平激励下晃荡水体与单柔性挡板相互作用。具体通过改变外部激励频率 ω 、外部激励振幅 A 和浸没比 h/h_b 等条件参数，系统探究其对自由液面高程 η 、挡板顶端位移 D 和挡板顶端受力 F 的耦合影响规律。此外，结合与无挡板、刚性挡板工况的对比分析，深入探讨柔性挡板抑制晃荡水体效应的优势。本章的研究成果一方面可丰富水平激励下晃荡水体与柔性挡板相互作用的相关机理认识和规律总结，另一方面可为柔性挡板对晃荡水体抑制效果优化应用于工程实践提供概念支撑和理论指导。

3.1 计算模型

3.1.1 计算域及相关参数

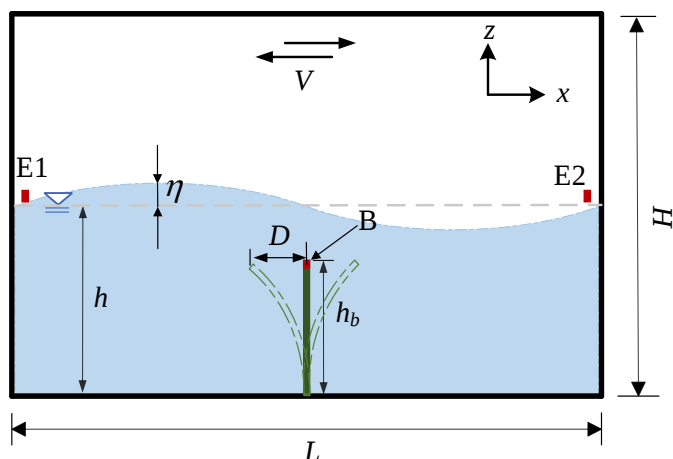


图 3-1 水平激励下含单柔性挡板运动水箱计算域示意图

运动水箱内晃荡水体计算域如图 3-1 所示。需要说明的是, 运动水箱分无挡板、含刚性挡板和含柔性挡板三种形式。为表述简洁, 这里只展示含柔性挡板运动水箱内晃荡水体的计算模型。图中, $E1$ 和 $E2$ 表示自由液面高程探测针, 分别距离运动水箱左右边壁 $\Delta x = 32.0 \text{ mm}$, B 表示柔性挡板水平位移探测点, D 表示柔性挡板顶端的水平位移, h_b 为柔性挡板高度, V 为水箱水平简谐的速度大小, η 为运动水箱内晃荡水体自由面高程。运动水箱内水体填充深度为 h , 几何形状宽度 L 、高度 H , 其结构参数及水箱参数具体如表 1 所示。刚性挡板尺寸

大小与柔性挡板保持一致，并设置为固定粒子结构。

表 3-1 含柔性挡板运动水箱计算模型的具体参数设置

描述	变量	值	单位
水箱宽度	L	1.0	(m)
水箱高度	H	0.72	(m)
水体密度	ρ_r	1000	(kg/m ³)
柔性挡板厚度	b	0.006	(m)
柔性挡板密度	ρ	1250	(kg/m ³)
柔性挡板泊松比	ν	0.47	/
柔性挡板杨氏模量	E	3.0×10^7	(Pa)

运动水箱受水平方向激励产生位移，位移与时间满足正弦函数关系，表达式为：

$$S(t) = A \sin \omega t, \quad (3-1)$$

式中： A 和 ω 分别为振幅和角频率，为表述简洁，后文统称为频率。

对于给定宽度和水体填充深度的矩形运动水箱，水箱内晃荡水体响应的自由面高程 η 线性解析解和固有频率 ω_n 可由 Faltinsen 等^[73]提出的理论方程求解，具体如下：

$$\eta = \frac{1}{g} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin k_n x \cos h(k_n h) (-A_n \omega_n \sin \omega_n t - C_n \omega \sin \omega t) - \frac{1}{g} A \omega x \sin \omega t}{}, \quad (3-2)$$

$$\omega_n = \sqrt{g k_n \tan h(k_n h)}. \quad (3-3)$$

其中， $k_n = \frac{2n-1}{L} \pi$ ； $A_n = -C_n - \frac{D_n}{\omega}$ ； $D_n = \frac{4\omega(-1)^n}{L \cosh(k_n h)} \frac{1}{k_n^2}$ ； $C_n = \frac{\omega D_n}{\omega_n^2 - \omega^2}$ ； $n=1,2,3,\dots$ ； k 为常数。

考虑到运动水箱与柔板相互作用过程的复杂性，在验证所建立数值模型的适用性和精确度之前需对数值模型粒子数收敛性进行验证，以确保数值结果的稳定性与粒子数独立性。为此，这里采用四种不同的初始粒子间距进行模拟计算，分别为 $\Delta l = 0.00075$ m、 $\Delta l = 0.001$ m、 $\Delta l = 0.0015$ m 和 $\Delta l = 0.002$ m 来进行粒子数收敛性验证。需在此说明的是，运动水箱中水体高度与柔性挡板高度

之比，即浸没比 $h/h_b = 1.25$ ，外部激励频率为 5.80 rad/s ，流体与固体粒子尺寸相同。图 3-2 为上述四种粒子间距条件下，柔性挡板顶端位移 D 随时间 t 的演化曲线。从图 2 中可以观察到，随着粒子间距 Δl 的减小， D 随 t 的演化曲线趋于重合；具体为 $\Delta l = 0.0015 \text{ m}$ 的曲线与 $\Delta l = 0.001 \text{ m}$ 的曲线有一定差距而 $\Delta l = 0.001 \text{ m}$ 与 $\Delta l = 0.00075 \text{ m}$ 的曲线近乎重合。考虑到需节约计算资源本文后续的所有数值算例中流体和固体的初始粒子间距均设为 $\Delta l = 0.001 \text{ m}$ 。本文求解使用的数值仿真计算平台为 NvidiaTM 专业图形计算显卡，型号为 Quadro RTX4000，拥有 2304 个 CUDA 并行计算核心。在此平台下，对一个无挡板运动水箱算例运行时长约为 3~4 个小时；一个含刚性挡板运动水箱算例运行时长约为 3~4 个小时；一个含柔性挡板运动水箱算例运行时长约为 36~38 个小时。CUDA 并行计算核心之间的传递数据通过 cudaMemcpy 指令来实现。

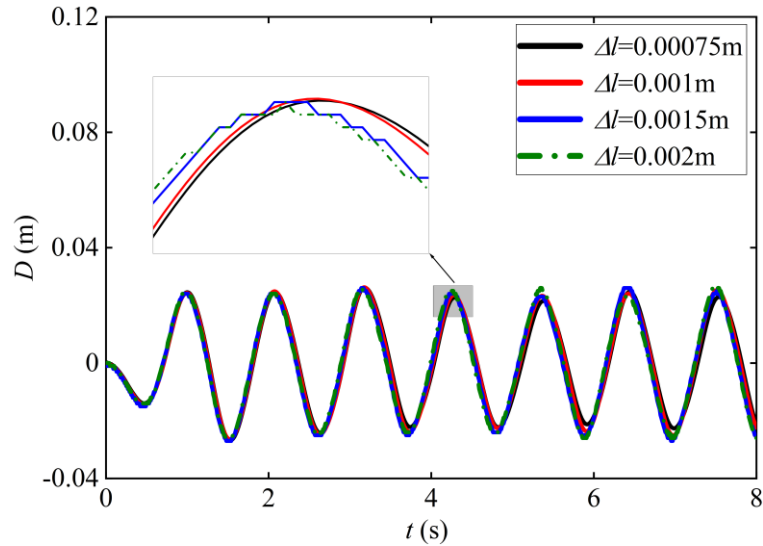


图 3-2 粒子收敛性验证

3.1.1 模型验证及工况设计

为了验证数值模型的适用性与精确度，本文将构建含柔性挡板运动水箱数值模型用于计算外部激励频率 $\omega = 5.80 \text{ rad/s}$ 、振幅 $A = 0.01 \text{ m}$ 条件下柔性挡板顶端位移 D ，并与同等条件下 Ren 等^[53]的实验数据进行对比，结果如图 3-3 所示，从图中对比结果来看， D 的数值结果与实验数据较为吻合。接下来，为验证本文数值模型对于无挡板的适用性和精确度，本文先提取 $\omega = 5.80 \text{ rad/s}$ 、 $A = 0.01 \text{ m}$ 条件下运动水箱 E2 测点处晃荡水体自由面高程 η 随时间 t 的演化曲线并与 Faltinsen 等^[73]基于势流理论的解析解（见公式(3-2)）进行对比，结果如图 3-4 所

示。从图 3-4 中可以看出, η 的数值结果同样与解析解较为吻合。最后, 为验证本文数值模型对于含刚性挡板工况的适用性和精确度, 这里提取外部激励频率 $\omega = 5.92 \text{ rad/s}$ 、振幅 $A = 0.002 \text{ m}$ 、 $h = 0.5 \text{ m}$ 、 $h_b = 0.375 \text{ m}$ 条件下晃动水体自由面高程 η 随时间 t 的演化曲线, 并与同等计算条件下 Liu 和 Lin^[41] 的数值结果进行对比, 如图 3-5 所示。从图 3-5 中可以看出, η 的数值结果同样与参考文献的数值结果较为吻合。综合以上三种挡板工况的对比结果分析, 本文数值模型对与无挡板、刚性挡板以及柔性挡板工况的数值计算均具有较好的适用性和较高的精确度。

表 3-2 计算模型验证工况

工况	频率 ω (rad/s)	浸没比 h/h_b	振幅 A (m)
无挡板	5.80	/	0.01
刚性挡板	5.92	1.3	0.002
柔性挡板	4.456	1.25	0.01

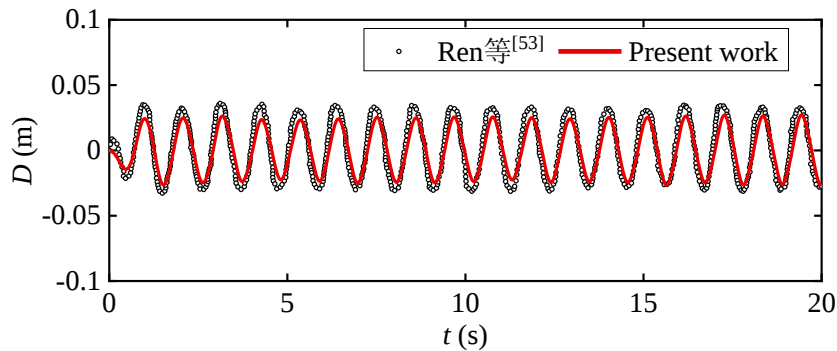
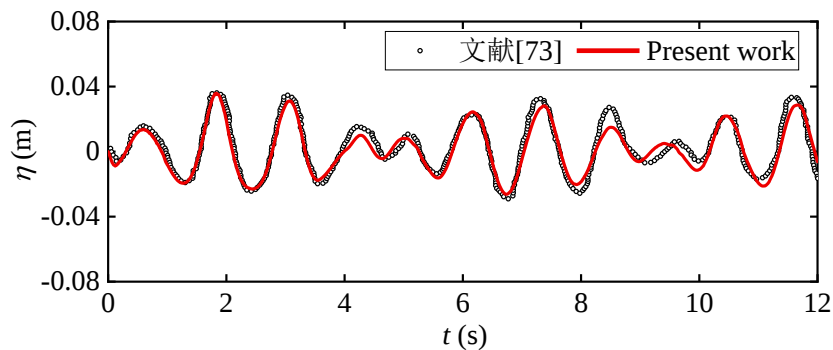
图 3-3 柔性挡板顶端水平位移 D 的演化曲线

图 3-4 无挡板运动水箱内晃动水体 E2 测点自由面高程数值结果与解析解的对比

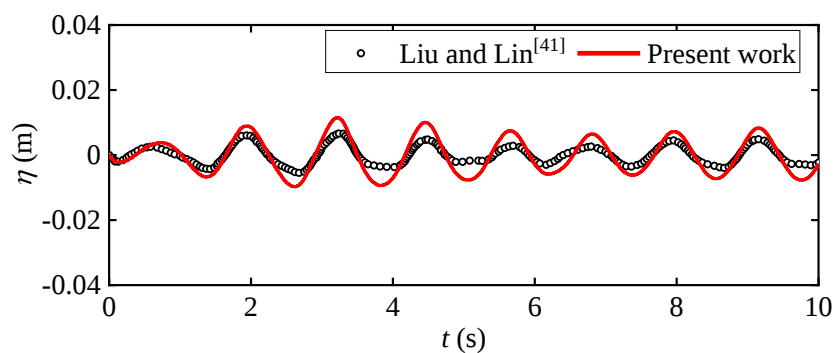


图 3-5 含刚性挡板运动水箱内晃荡水体 E2 测点自由面高程数值结果的对比

表 3-1 运动水箱数值模型计算工况的参数设置

振幅 A (m)	频率 ω (rad/s)	雷诺数 Re	浸没比 h/h_b
0.01	2.228	2.228×10^4	0.75
0.01	3.342	3.342×10^4	0.75
0.01	4.456	4.456×10^4	0.75
0.01	5.570	5.57×10^4	0.75
0.01	6.684	6.684×10^4	0.75
0.01	7.798	7.798×10^4	0.75
0.01	2.228	2.228×10^4	1.0
0.01	3.342	3.342×10^4	1.0
0.01	4.456	4.456×10^4	1.0
0.01	5.570	5.57×10^4	1.0
0.01	6.684	6.684×10^4	1.0
0.01	7.798	7.798×10^4	1.0
0.01	2.228	2.228×10^4	1.25
0.01	3.342	3.342×10^4	1.25
0.01	4.456	4.456×10^4	1.25
0.01	5.570	5.57×10^4	1.25
0.01	6.684	6.684×10^4	1.25
0.01	7.798	7.798×10^4	1.25
0.015	3.342	5.013×10^4	1.25
0.02	3.342	6.684×10^4	1.25

为深入研究运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用的内在机理，本文辅以相同条件下无挡板以及刚性挡板工况与柔性挡板工况进行对比分析并予以机理揭示。考虑到外部激励振幅 A 和频率 ω 以及浸没比 h/h_b 等参数对晃荡水体与

柔性挡板相互作用具有明显影响。表 3-1 列出了本文选取用于研究含柔性挡板运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用计算工况的参数设置。需要说明的是，无挡板与刚性挡板工况的参数设置有柔性挡板一致；运动水箱尺寸、粒子数量、水体密度以及挡板尺寸等参数在各工况中均保持一致。

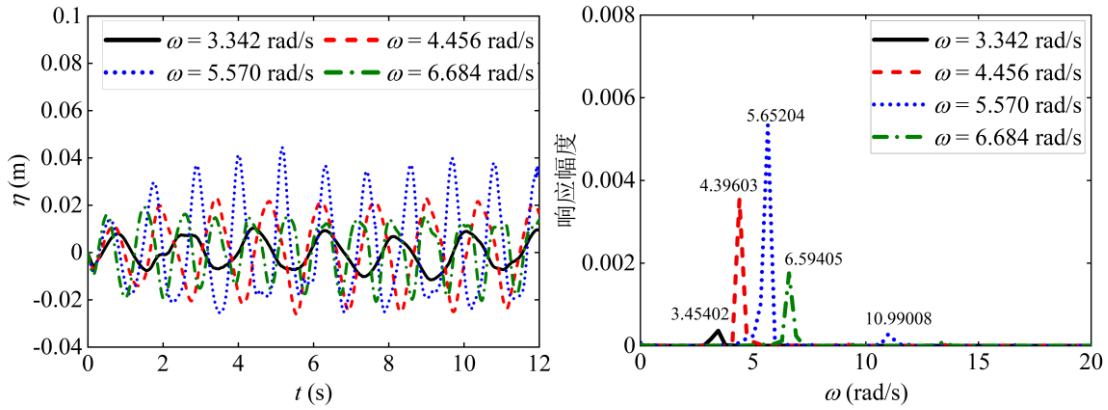
3.2 各项参数对晃荡水体与单柔性挡板相互作用的影响

3.2.1 外部激励频率 ω

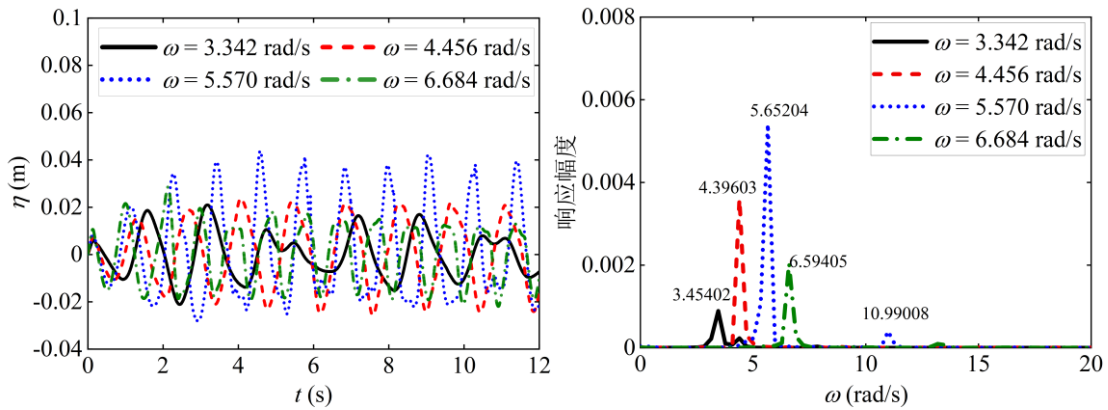
外部激励下晃荡水体与柔性挡板的运动响应是两者之间相互作用的重要衡量指标。为研究外部激励频率对晃荡水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持外部激励振幅 $A = 0.01\text{m}$ 且浸没比 $h/h_b = 1.25$ 不变，获取不同外部激励频率（ $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 、 4.456 rad/s 、 5.570 rad/s 和 6.684 rad/s ）条件下晃荡水体自由面高程 η 和对应的快速傅里叶变换（Fast Fourier Transform, FFT）分析（E1 和 E2 测点）、柔性挡板水平位移 D 随时间的演化曲线，结果如图 3-6 所示。其中，FFT 分析图的纵坐标表示响应幅度，即晃荡水体在不同频率上的运动响应强度；而曲线的峰值代表挡板工况对晃荡水体运动的响应特征^[74]，此外，FFT 结果分析可以将时间域信号转换到频率域，揭示晃荡水体、自由面运动或压力变化等物理量的在不同频域内的响应强度分布特性。需要说明的是，图中标注的数据表示横坐标对应的频谱大小，峰值横坐标对应的响应频率与实际外部激励频率（ $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 、 4.456 rad/s 、 5.570 rad/s 和 6.684 rad/s ）存在一定的误差。观察图 3-6(a-b)发现，当外部激励频率 ω 从 3.342 rad/s 增加到 5.57 rad/s 时， η 呈现明显的增大趋势；而 ω 从 5.57 rad/s 增加到 6.684 rad/s 时， η 呈现明显的减小趋势；显然 $\omega = 5.57 \text{ rad/s}$ 时， η 明显高于其他外部激励频率工况，从 FFT 结果分析进一步证实了这一规律。一般认为，当外部频率接近水箱固有频率 ω_0 时会引发共振现象，运动水箱内晃荡水体的运动响应达到峰值。通过上述对不同外部频率下 η 的对比分析，笔者认为含柔性挡板运动水箱的固有频率 $\omega_0 \approx 5.57 \text{ rad/s}$ ，明显大于无挡板运动水箱的固有频率 4.456 rad/s 。这一结论与文献^[75]较为吻合。后文为凸显区分，含柔性挡板运动水箱的固有频率用 $\omega_1 = 5.57 \text{ rad/s}$ 标识。后续通过图 3-6(c)可以看出，当外部频率接近水箱固有频率 ω_1 时， D 的运动响应同

样达到峰值。这也一定程度验证了 $\omega_1 \approx 5.57 \text{ rad/s}$ 的分析结论。

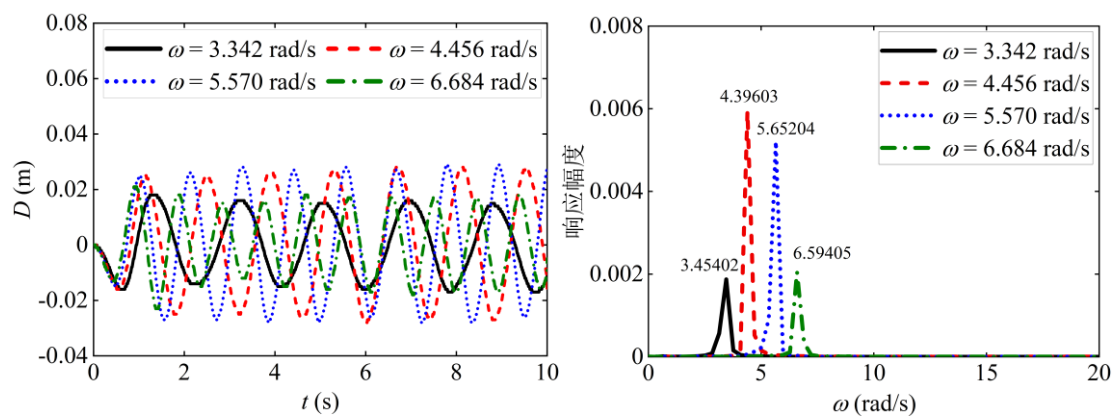
为了进一步探讨晃荡频率是否与时间的连续变化有关，笔者进行了小波分析。需要说明的是，小波分析基于 Morlet 小波，其在解决波传播问题的同时，还能够提供信号在时间域和频率域上的局部化特性^[76]。图 3-4 显示的是四种外部激励频率下自由面高程演化对应的小波分析。纵轴表示归一化频率 ω/ω_0 （即外部激励频率与运动水箱固有频率的比值），颜色表示小波变换后的能量大小。从图 3-4(a)中可以看出，在 $t=0\sim5 \text{ s}$ 之间，高能量区域逐渐增强并达到最高值，表明系统进入稳态前的能量积累过程； $t > 5 \text{ s}$ 之后，能量略有减弱。可能是由于系统的非线性效应、湍流耗散或其他因素引起的共振衰减。图 3-4(b-d)中可以看出在整个时间段中能量显示均较强，且高能量区域分布更为集中。



(a) E1 测点自由面高程



(b) E2 测点自由面高程



(c) 柔性挡板顶端水平位移

图 3-6 不同频率 ω 条件下自由面高程 η 与挡板水平位移 D 随时间 t 的演化及 FFT 分析

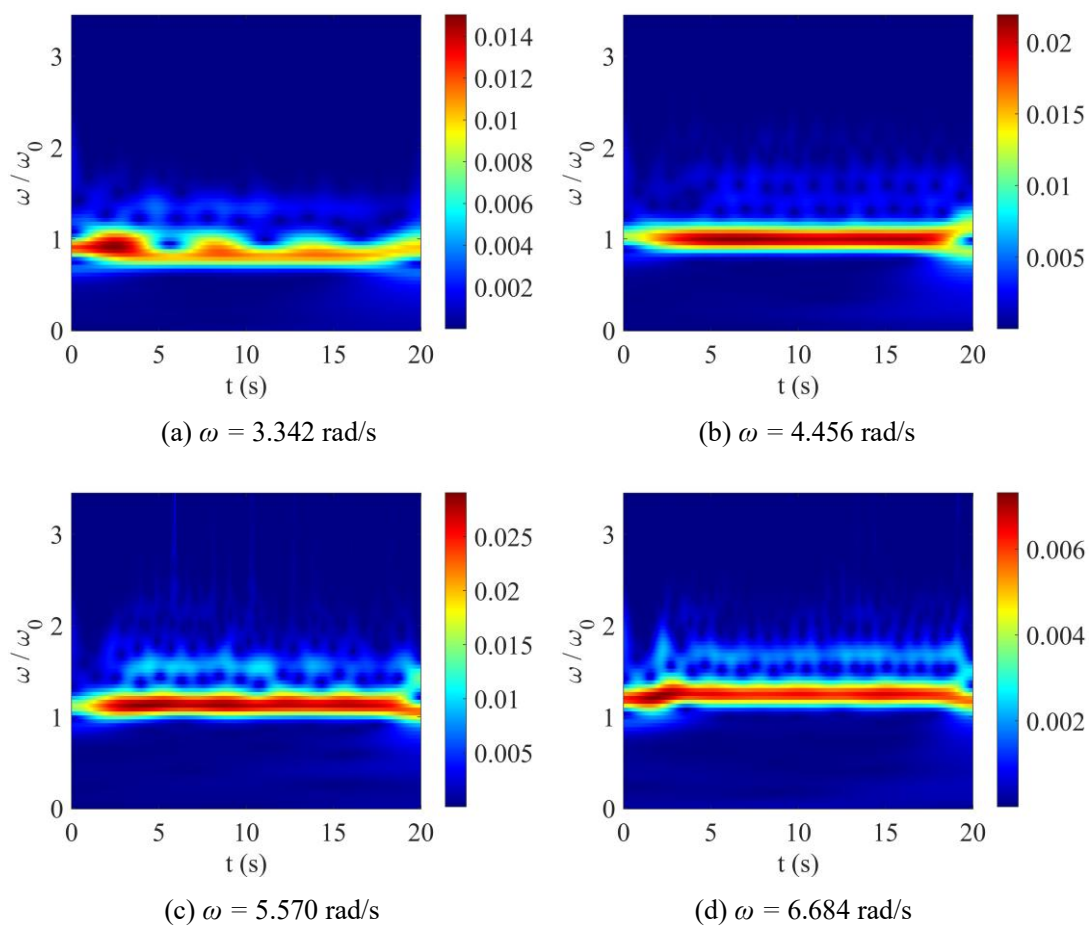
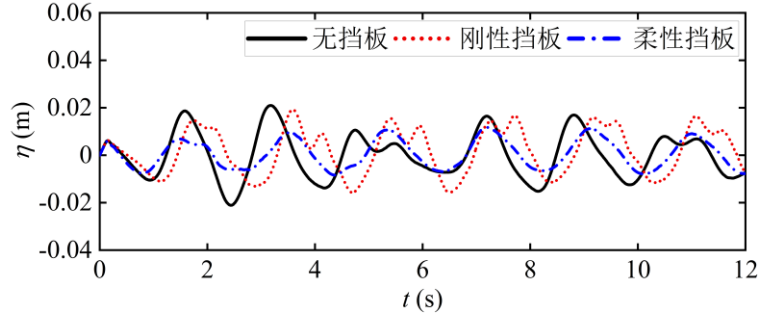
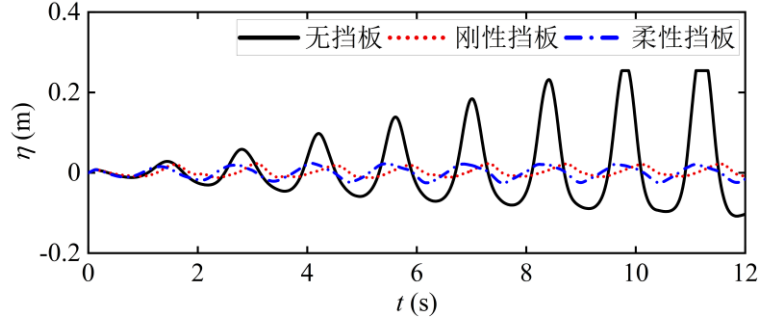
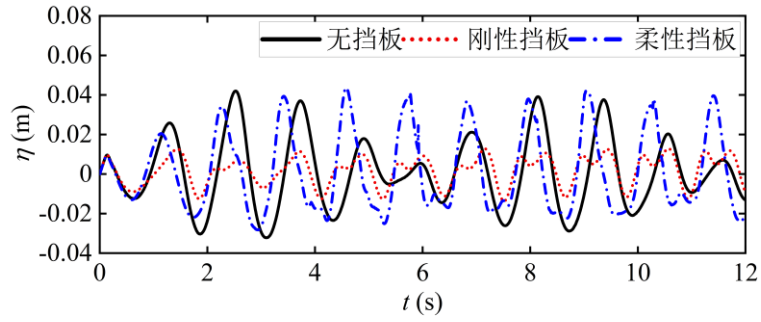
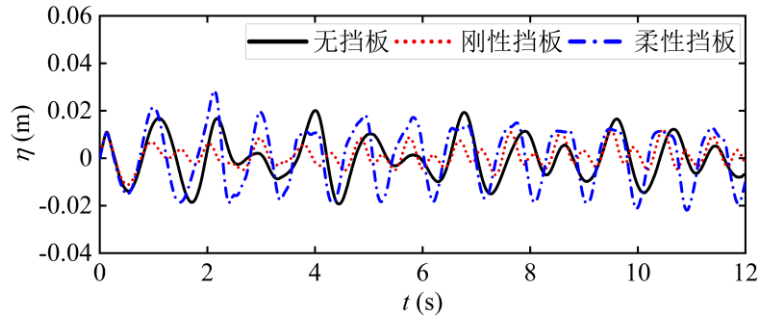


图 3-7 不同频率 ω 下自由面高程演变小波分析

(a) $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ (b) $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ (c) $\omega = 5.570 \text{ rad/s}$ (d) $\omega = 6.684 \text{ rad/s}$ 图 3-8 不同挡板工况下晃动水体 E1 测点自由面高程 η 的演化曲线

为揭示外部激励频率结合挡板工况对晃动水体运动响应的作用机制，这里提取了不同激励频率（ $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 、 4.456 rad/s 、 5.570 rad/s 和 6.684 rad/s ）条件下无挡板、柔性挡板和刚性挡板三种工况 E1 测点自由面高程 η 随时间 t 的

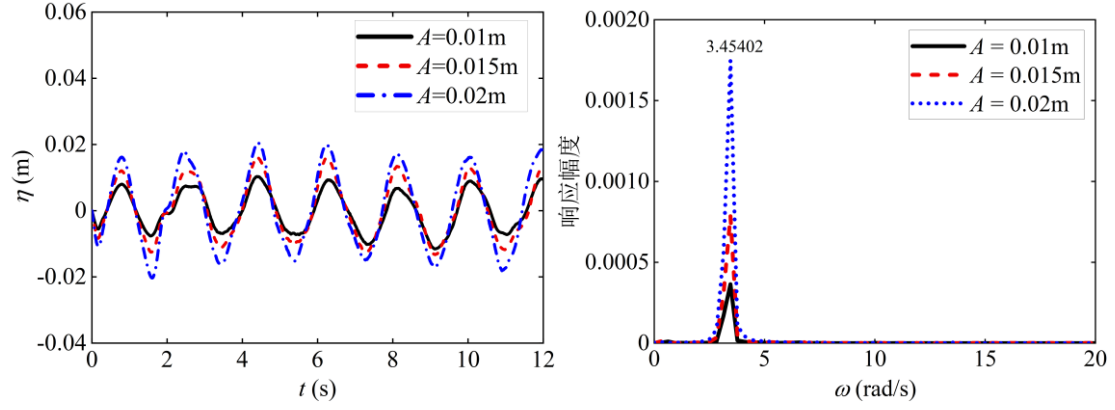
演化曲线，结果如图 3-8 所示。从图 3-8 中可以看出，当 $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 时，柔性挡板工况 E1 测点的 η 显著低于无挡板和刚性挡板工况；当激励频率达到无挡板水箱固有频率 $\omega = \omega_0$ 时，柔性挡板和刚性挡板工况下的 E1 测点的 η 振幅较为接近，均远低于无挡板工况；当激励频率增至 $\omega \geq \omega_1$ 时，刚性挡板工况下的 η 振幅明显低于柔性挡板以及无挡板工况。从以上分析结果来看，当外部激励频率低于或接近 ω_0 时，相较于无挡板水箱，含挡板水箱对于晃荡水体运动响应具有更好的抑制效果，且柔性挡板较刚性挡板具有一定的优势；当外部激励频率高于 ω_1 时，相较于无挡板水箱，含挡板水箱对于晃荡水体运动响应的抑制效果已无明显优势可言，且柔性挡板对于晃荡水体运动响应的抑制效果要劣于刚性挡板。

3.2.2 外部激励振幅 A

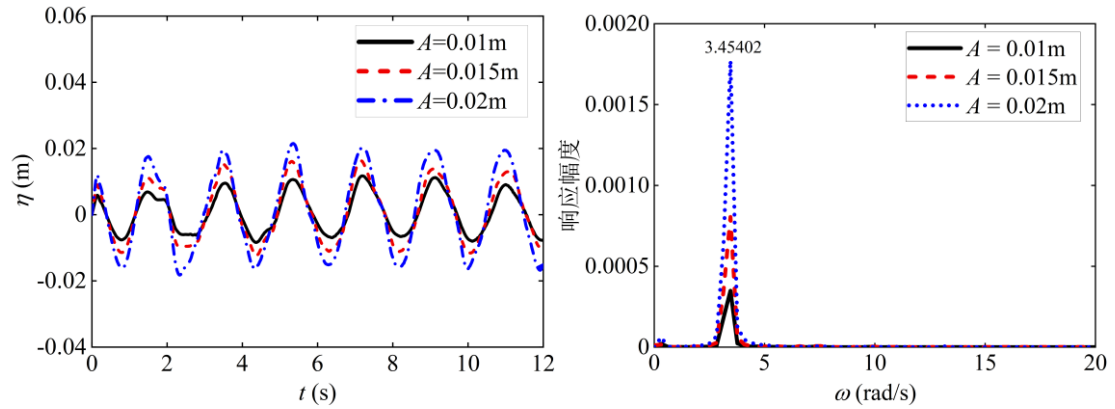
为研究外部激励振幅对晃荡水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持外部激励频率 $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 且浸没比 $h/h_b = 1.25$ 不变，获取不同外部激励振幅（ $A = 0.01 \text{ m}$ 、 0.015 m 和 0.02 m ）条件下晃荡水体自由面高程 η 和对应的 FFT 结果分析（E1 和 E2 测点）以及柔性挡板水平位移 D 随时间的演化曲线，结果如图 3-9 所示。从图 3-9(a-)，随着 A 的增加， η 呈现明显的增大趋势， A 越大，晃荡水体运动响应越剧烈； A 与 η 的运动响应呈现正相关关系。从图 3-9(c)中可以看出， A 与 D 的运动响应之间同样呈现正相关关系。

为揭示外部激励振幅结合挡板工况对晃荡水体运动响应的作用机制，本节通过 FFT 分析了不同激励振幅（ $A = 0.01 \text{ m}$ 、 0.015 m 和 0.02 m ）条件下无挡板、柔性挡板和刚性挡板三种工况晃荡水体 E1 测点的 η 随激励频率 ω 的响应频谱演化曲线，结果如图 3-10 所示。从图 3-10 中可见，在各个激励振幅 A 工况下，响应频谱演化曲线演化趋势较为一致，但在响应频率特征值上有一定区别。具体表现在：无挡板工况下，晃荡水体运动响应主要集中在外部激励频率（ $\omega = 3.454 \text{ rad/s}$ ）、固有频率（ $\omega_0 = 4.396 \text{ rad/s}$ ）及其约两倍外部激励频率（ $\omega = 7.850 \text{ rad/s}$ ）处；刚性挡板的晃荡水体运动响应集中在外部激励频率（ $\omega = 3.454 \text{ rad/s}$ ）及约三倍外部激励频率（ $\omega = 10.048 \text{ rad/s}$ ）处；而柔性挡板的晃荡水体响应主要出现在外部激励频率（ $\omega = 3.454 \text{ rad/s}$ ）处。特别地，在外部激励频率 $\omega = 3.454$

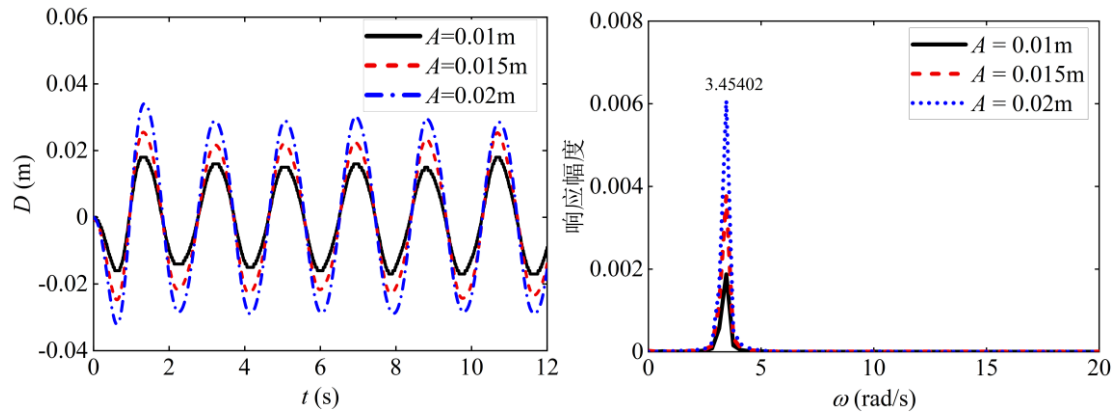
rad/s 处，柔性挡板的响应幅值显著低于其他两种挡板工况。这表明，随着 A 的增加，柔性挡板工况的晃荡水体运动响应主要由外部激励频率决定特性并没有发生改变，并且相比无挡板和含刚性挡板工况，柔性挡板能更有效地吸收能量，从而更好地抑制晃荡水体的运动响应，这与 3.2.1 节的分析结果较为吻合。



(a) E1 测点自由面高程

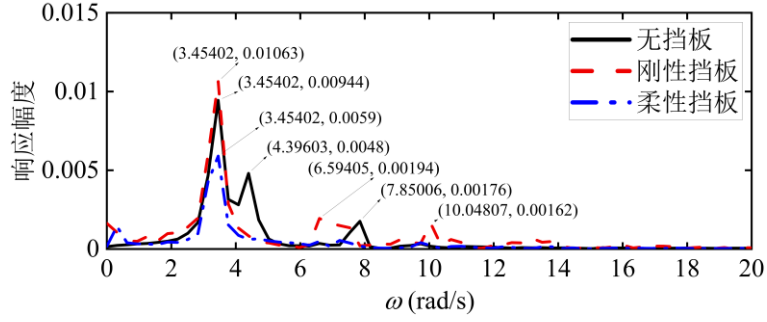
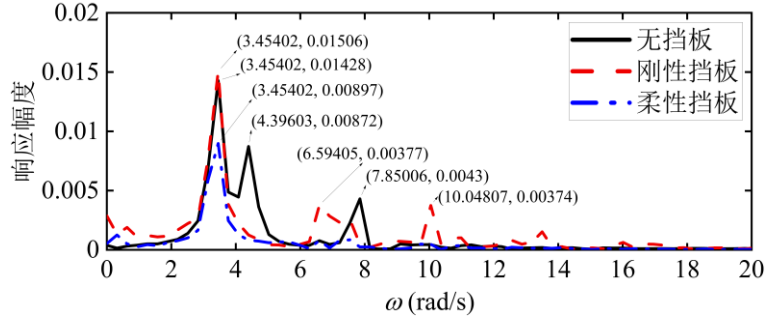
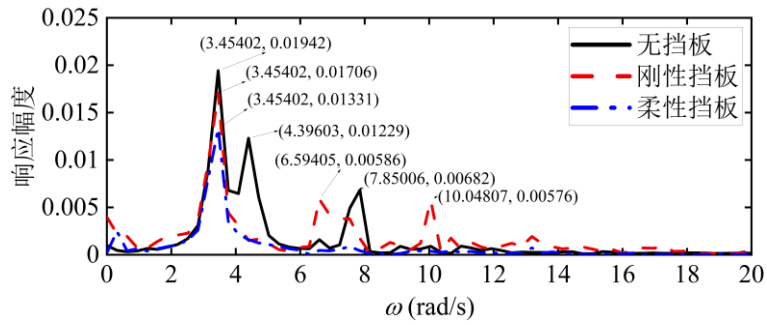


(b) E2 测点自由面高程



(c) 柔性挡板顶端水平位移

图 3-9 不同振幅 A 条件下自由面高程 η 与挡板水平位移 D 的演化曲线及对应的 FFT 分析

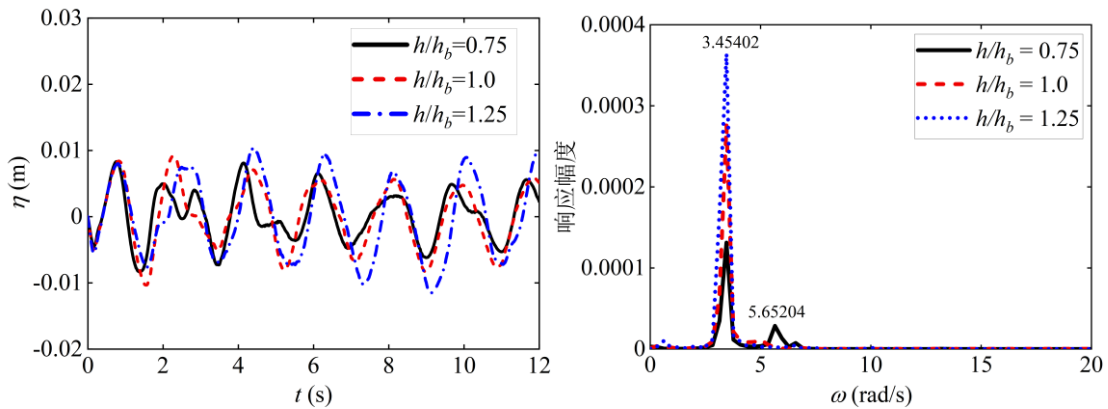
(a) $A = 0.01$ m(b) $A = 0.015$ m(c) $A = 0.02$ m图 3-10 不同振幅 A 条件下三种挡板工况下晃荡水体 E1 测点自由面高程的 FFT 结果对比

3.2.3 浸没比 h/h_b

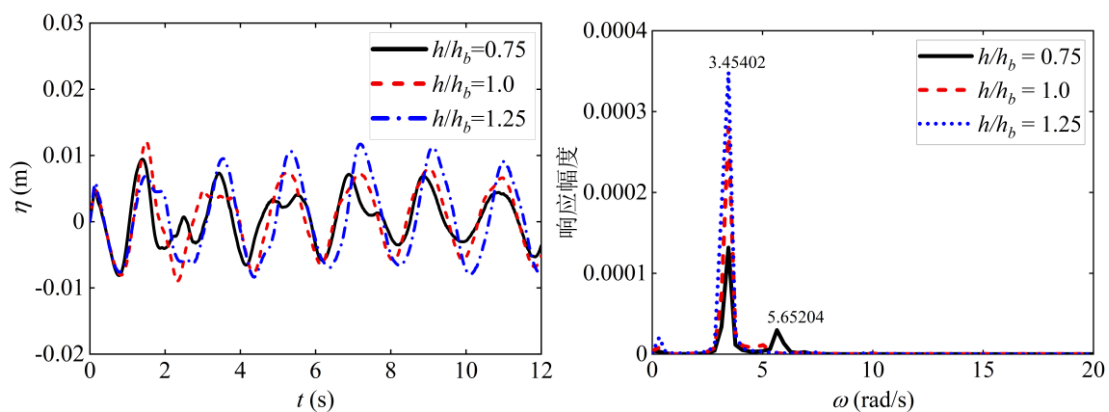
为研究浸没比对晃荡水体与柔性挡板运动响应的影响规律，保持外部激励频率 $\omega = 3.342$ rad/s 且激励振幅 $A = 0.01$ m 不变，获取不同浸没比 ($h/h_b = 0.75$ 、1.0 和 1.25) 条件下晃荡水体自由面高程 η (E1 和 E2 测点) 以及柔性挡板水平位移 D 随时间的演化曲线，结果如图 3-11 所示。从图 3-11(a-b)中可以看出，随着浸没比 h/h_b 的增加，柔性挡板从非浸没状态逐渐转变为浸没状态， η 呈现出逐渐增大的趋势，且增幅较为明显。然而，从图 3-11(c)中可以看出，随着 h/h_b 的增加， D 并未表现出明显的变化趋势。究其原因，笔者认为这与柔性挡板的高可变形性有关。在受到周围晃荡水体波浪力作用时，柔性挡板表现出类似弹性壁的行为特征，使其能显著响应波浪力的变化^[53]。在此情形下， h/h_b 对柔性挡

板的运动响应影响较小。

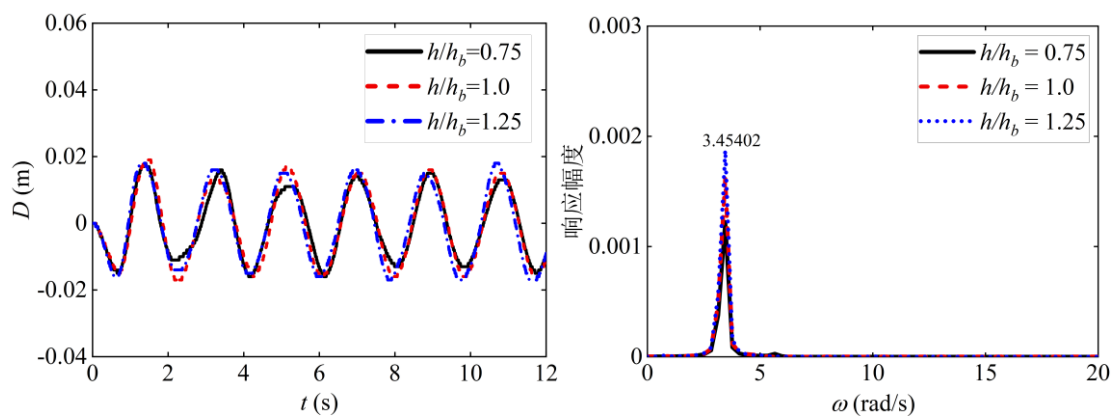
为揭示浸没比结合挡板工况对晃荡水体运动响应的作用机制，这里提取了不同浸没比（ $h/h_b = 0.75$ 、 1.0 和 1.25 ）条件下，无挡板、柔性挡板和刚性挡板三种工况 E1 测点自由面高程 η 最大值 $\eta_{\max}$ 随激励频率 ω （ $2.0 \sim 8.0 \text{ rad/s}$ ）的散点折线，结果如图 3-12 所示。从图 3-12 中可以看出，相较于无挡板工况，柔性挡板和刚性挡板工况对于 $\eta_{\max}$ 具有一定的抑制效果； $\eta_{\max}$ 出现时的激励频率有明显提升，即含挡板运动水箱引发共振的固有频率 ω_1 大于水箱固有频率 ω_0 。这与 3.2.1 节分析的结果一致。需要说明的是，在保持挡板尺寸不变的条件下，实现不同的浸没比条件需调整运动水箱的填充水位，进而使得不同浸没比条件下的 ω_0 发生变化。进一步观测图 3-12 (a) $h/h_b = 0.75$ 条件下， $\omega < \omega_0$ 时，刚性挡板对于 $\eta_{\max}$ 的抑制效果优于柔性挡板；而 $\omega > \omega_0$ 条件时，柔性挡板对于 $\eta_{\max}$ 的抑制效果明显优于刚性挡板；相比之下，刚性挡板在部分频率下对 $\eta_{\max}$ 的抑制效果更好，但整体性波动性较大，稳定性不如柔性挡板；图 3-12(b) $h/h_b = 1.0$ 条件下所展示的 $\eta_{\max}$ 与 ω 的演化趋势基本相同；图 3-12(c) $h/h_b = 1.25$ 条件下所展示的 $\eta_{\max}$ 与 ω 的演化趋势有所不同，具体 $\omega < \omega_0$ 时，柔性挡板对于 $\eta_{\max}$ 的抑制效果优于刚性挡板；而 $\omega > \omega_0$ 时，刚性挡板对于 $\eta_{\max}$ 的抑制效果优于柔性挡板。综合来看，非浸没状态（ $h/h_b \leq 1.0$ ）下， $\omega > \omega_0$ 时，柔性挡板对于晃荡水体运动响应的抑制效果要优于刚性挡板；浸没状态（ $h/h_b > 1.0$ ）下， $\omega > \omega_0$ 时，刚性挡板对于晃荡水体运动响应的抑制效果要优于柔性挡板。这一结论与 Ren^[53] 相关研究结论部分吻合。图 3-13 为浸没比 $h/h_b = 1.25$ 、外部激励 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 条件下四个时刻含柔性挡板运动水箱内晃荡水体动水压力分布特征。



(a) E1 测点自由面高程

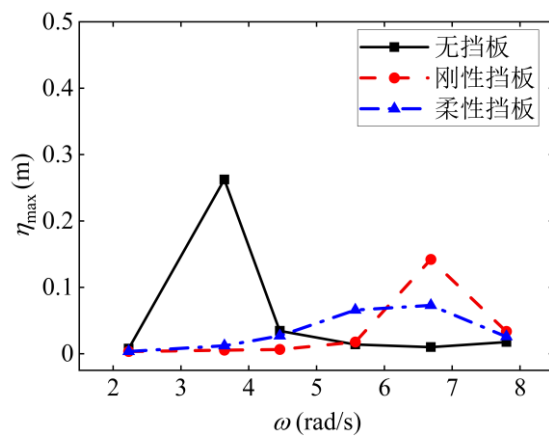


(b) E2 测点自由面高程



(c) 柔性挡板顶端水平位移

图 3-11 不同浸没比 h/h_b 条件下自由面高程 η 与挡板水平位移 D 的演化曲线及对应的 FFT 分析



(a) $h/h_b = 0.75$

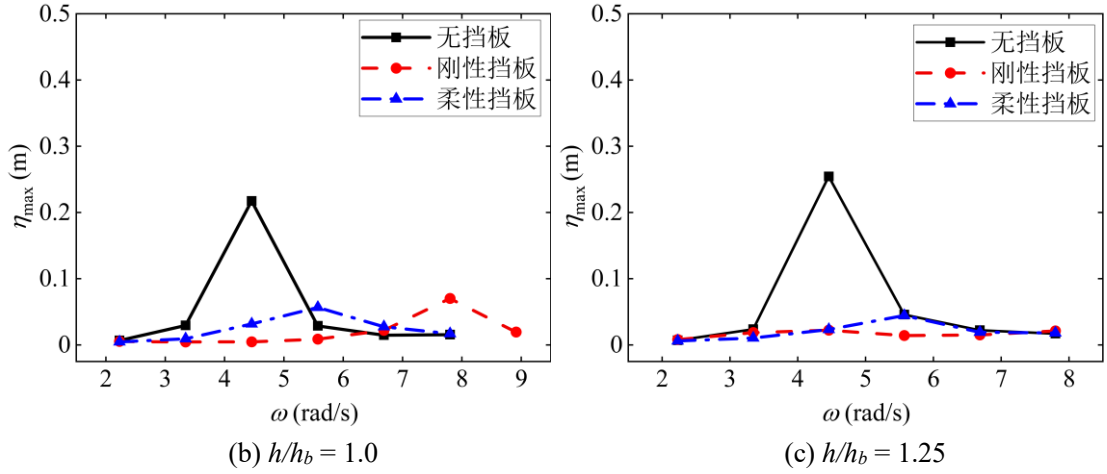
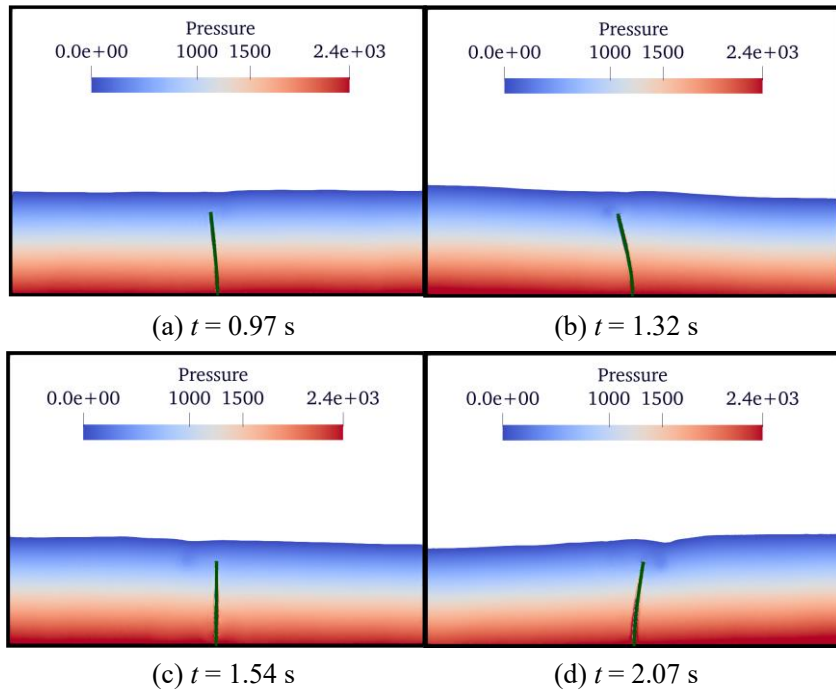
图 3-12 不同挡板工况下 E1 测点最大自由面高程 η 随频率的散点折线

图 3-13 含柔性挡板运动水箱的动水压力

3.3 本章小结

本章对水平激励作用下运动水箱内晃荡水体与单柔性挡板运动响应进行了系统研究。具体阐述了外部激励频率 ω 、振幅 A 以及浸没比 h/h_b 对晃荡水体自由高程 η 以及柔性板顶端水平位移 D 的影响规律。在此基础上，结合与无挡板、刚性挡板工况的对比分析，揭示了晃荡水体与柔性挡板之间的作用机制。得出主要结论如下：

(1) 计算分析发现含柔性挡板运动水箱的固有频率 $\omega_1 = 5.57 \text{ rad/s}$ ，大于无挡板运动水箱的固有频率 $\omega_0 = 4.456 \text{ rad/s}$ 。当外部激励频率与 ω_1 较为接近时，

η 明显高于其他外部激励频率工况, D 的运动响应同样达到峰值。 $h/h_b = 1.25$ 条件下, 外部激励频率低于或接近 ω_0 时, 相较于无挡板水箱, 含挡板水箱对于晃动水体运动响应具有更好的抑制效果, 且柔性挡板较刚性挡板具有一定的优势; 外部激励频率高于水箱固有频率时, 相较于无挡板水箱, 含挡板水箱对于晃动水体运动响应已无明显抑制效果。

(2) 外部激励振幅 A 与 ω 和 D 的运动响应呈正相关。 $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 、 $h/h_b = 1.25$ 条件下, 经 FFT 分析可以发现, 随着 A 的增加, 含柔性挡板工况的晃动水体运动响应主要由外部激励频率决定, 特性并没有发生改变, 且相比于无挡板和含刚性挡板工况, 柔性挡板能更有效地吸收能量, 从而能更好地抑制晃动水体的运动响应。

(3) $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 条件下, 随着 h/h_b 的增加, 柔性挡板从非浸没状态逐渐转变为浸没状态, η 呈现出逐渐增大的趋势, 且增幅较为明显, D 并未表现出明显的变化趋势。非浸没状态($h/h_b \leq 1.0$)下, $\omega > \omega_0$ 时, 柔性挡板对于晃动水体运动响应的抑制效果要优于刚性挡板; 浸没状态($h/h_b > 1.0$)下, $\omega > \omega_0$ 时, 刚性挡板对于晃动水体运动响应的抑制效果要优于柔性挡板。

第4章 晃动激励下晃荡水体与单柔性挡板相互作用机理研究

在对水平激励运动下晃荡水体与单柔性挡板相互作用的机理研究的基础上，以探求更为复杂的运动状态下晃荡水体与单柔性挡板相互作用机理研究为目的，本章开展晃动激励下运动水箱内单柔性挡板与晃荡水体相互作用的机理研究。具体通过改变水箱到的外部激励频率 ω 、晃动角度 θ 、浸没比 h/h_b 等参数条件，探讨了晃荡水体的自由面高程 η 、柔性挡板位移 D 和受力 F 以及水箱侧壁的冲击荷载 P 等变化特征。本章的研究成果一方面可丰富晃动激励下晃荡水体与柔性挡板相互作用的相关机理认识和规律总结，另一方面可为柔性挡板对晃荡水体抑制效果优化应用于工程实践提供概念支撑和理论指导。

4.1 计算模型

4.1.1 计算域及相关参数

本章构建的二维晃动激励下的运动水箱含单柔性挡板计算域如图4-1所示，图中，E1和E2表示自由液面高程探测点，分别距离运动水箱左右边壁 $\Delta x = 32.0$ mm，B表示柔性挡板水平位移探测点， D 分别表示柔性挡板顶端的水平位移， η 为运动水箱内晃荡水体自由面高程，P1为水箱侧壁压力探测点，距离水箱底部 $\Delta h = 0.195$ m。运动水箱内水体填充深度为 h ，几何形状宽度 L 、高度 H ，其结构参数及水箱参数具体如表4-1所示。

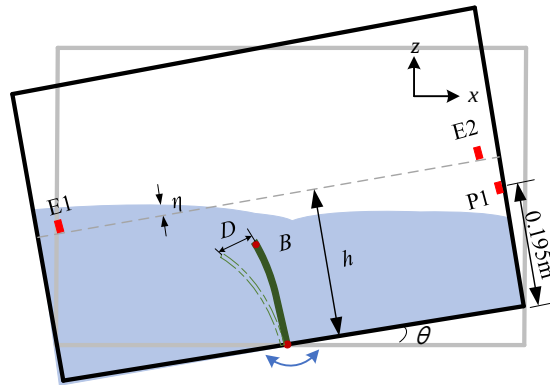


图4-1 晃动激励下含单柔性挡板运动水箱计算域示意图

运动水箱受水平方向激励产生位移，位移与时间满足正弦函数关系，表达式为：

$$S(t) = \theta \sin \omega t. \quad (4-1)$$

式中： θ 为晃动角度。

4.1.2 粒子收敛性验证及工况设计

考虑到运动水箱与柔板相互作用过程的复杂性，在验证所建立数值模型的适用性和精确度之前需对数值模型粒子数收敛性进行验证，以确保数值结果的稳定性与粒子数独立性。为此，这里采用四种不同的初始粒子间距进行模拟计算，分别为 $\Delta l = 0.00075\text{m}$ 、 $\Delta l = 0.001\text{m}$ 、 $\Delta l = 0.0015\text{m}$ 和 $\Delta l = 0.002\text{m}$ 来进行粒子数收敛性验证。需在此说明的是，运动水箱中水体高度与柔性挡板高度之比，即浸没比 $h/h_b = 1.25$ ，外部激励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ ，流体与固体粒子尺寸 Δl 相同。图 4-2 为上述四种粒子间距条件下，柔性挡板顶端位移 D 随时间 t 的演化曲线。从图 4-2 中可以观察到，随着粒子间距 Δl 的减小， D 随 t 的演化曲线趋于重合；具体为 $\Delta l = 0.0015\text{m}$ 的曲线与 $\Delta l = 0.001\text{m}$ 的曲线有一定差距而 $\Delta l = 0.001\text{m}$ 与 $\Delta l = 0.00075\text{m}$ 的曲线近乎重合。考虑到需节约计算资源本文后续的所有数值算例中流体和固体的初始粒子间距均设为 $\Delta l = 0.001\text{m}$ 。

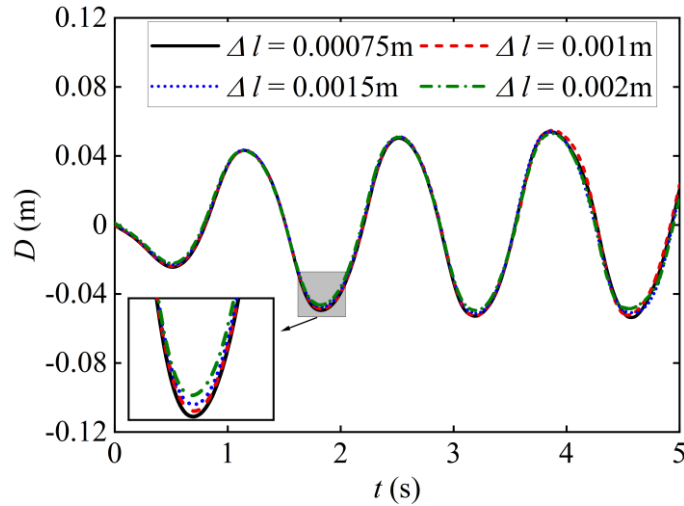


图 4-2 粒子收敛性验证

考虑到外部晃动角度 θ 和频率 ω 以及浸没比 h/h_b 等参数对晃动水体与柔性挡板相互作用具有明显影响。表 4-1 列出了本文选取用于研究含柔性挡板运动水箱内晃动水体与柔性挡板相互作用计算工况的参数设置。

表 4-1 计算模拟工况

频率 ω (rad/s)	浸没比 h/h_b	晃动角度 θ	雷诺数 Re
3.342	0.75	4°	2.33×10^5
4.456	0.75	4°	3.11×10^5
5.570	0.75	4°	3.89×10^5
6.684	0.75	4°	4.67×10^5
3.342	1.0	4°	2.33×10^5
4.456	1.0	4°	3.11×10^5
5.570	1.0	4°	3.89×10^5
6.684	1.0	4°	4.67×10^5
3.342	1.25	4°	2.33×10^5
4.456	1.25	4°	3.11×10^5
5.570	1.25	4°	3.89×10^5
6.684	1.25	4°	4.67×10^5
4.456	0.75	4°	3.11×10^5
4.456	1.25	5°	3.89×10^5
4.456	1.25	6°	4.66×10^5
4.456	1.25	7°	5.44×10^5

4.2 各参数对晃荡水体与单柔性挡板相互作用的影响

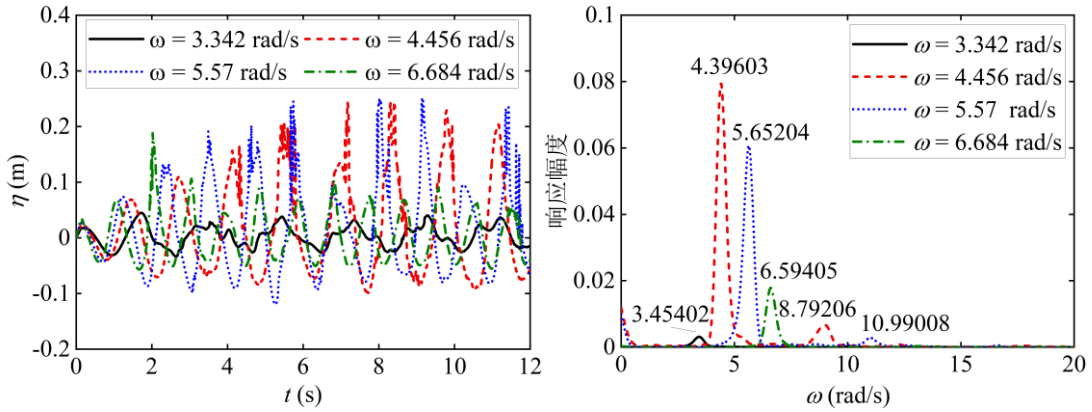
4.2.1 外部激励频率 ω

外部激励下晃荡水体与柔性挡板的运动响应是两者之间相互作用的重要衡量指标。为研究外部激励频率对晃荡水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持晃动角度 $\theta = 4^\circ$ 且浸没比 $h/h_b = 1.25$ 不变，对不同外部激励频率（ $\omega = 3.342$ 、4.456、5.57 和 6.684 rad/s）条件下探讨晃荡水体自由面高程 η （E1 和 E2 测点）、柔性挡板水平位移 D 和顶端受力 F 、水箱右壁 P1 点受晃荡水体冲击压力 P 随时间变化的影响规律。

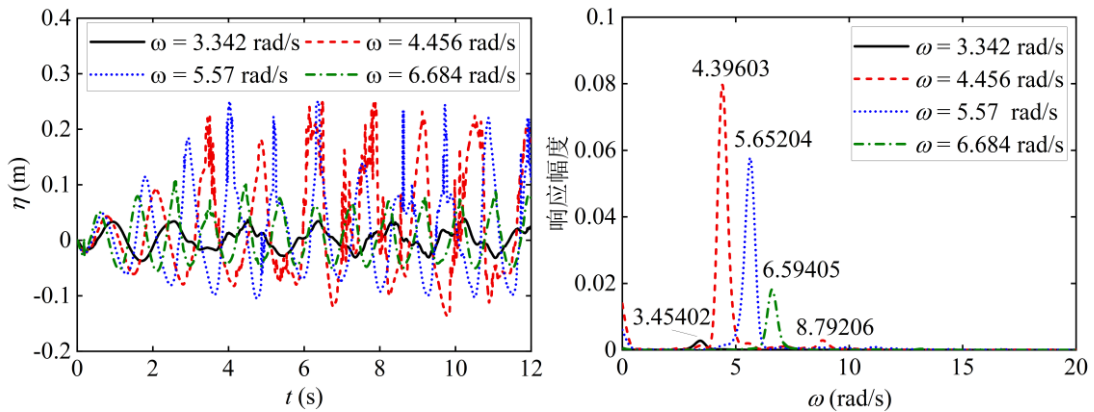
（1）自由面高程 η 对比

本节基于自由面高程演变规律及 FFT 结果分析，系统研究了不同激励频率（ $\omega = 3.342$ 、4.456、5.57 及 6.684 rad/s）作用下晃荡水体 E1、E2 测点的自由面高程 η 动态响应特性，结果如图 4-3 所示。图 4-3（左：时域高程演化曲线，右：

频域 FFT 分析)展示了各频率工况下的对比分析结果。时域分析表明,自由面高程波动周期呈现显著的激励频率依赖性,其中 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 和 5.57 rad/s 工况下的晃荡水体的幅度振荡较之 3.342 rad/s 和 6.684 rad/s 工况更为显著,显示出更剧烈的晃荡响应特征。然而,时域波形晃荡较为散乱难以较为准确比较,需借助频域响应分析方法作深入解析。FFT 频谱响应分析不仅验证了时域观测结果的一致性,更揭示了 4.456 rad/s 工况的响应幅度强度较 5.57 rad/s 工况。值得注意的是,在 $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 和 6.684 rad/s 工况下,晃荡水体能量主要集中于固有频率($\omega_0 = 4.456 \text{ rad/s}$)分量;而在 4.456 rad/s 和 5.57 rad/s 工况中,频谱呈现显著的 2 倍频能量分布(对应 8.79206 rad/s 和 10.99008 rad/s),该现象与非线性波(倍频的出现)相互作用机理密切相关^[77]。



(a) E1 测点自由面高程



(b) E2 测点自由面高程

图 4-3 不同频率 ω 条件下自由面高程 η 演变及相对应的 FFT 分析

结果表明,晃荡水体的能量响应特性具有明显的频率选择特征:在中间频段($\omega = 6-5.57 \text{ rad/s}$)激励下,系统呈现更高的能量转化效率和显著的非线性特征,运动水箱固有频率与倍频分量的协同作用导致水体运动加剧;FFT 频谱分

析较之时域波形能更精准地对比不同频率激励下的能量分布差异，特别是倍频分量的出现揭示了非线性动力特性的发展过程。此外，当外部激励频率 ω 趋近于运动水箱固有频率 ω_0 邻域时，运动水箱呈现典型共振响应特征。

图 4-4 显示的是四种外部激励频率下自由面高程演化对应的小波分析。从图 4-4(b) 中可以看出，在 $t < 10$ 阶段，能量区域表现出逐渐增强趋势，表明系统进入稳态前的能量积累过程。 $t = 10$ s 时刻，能量强度响应值达到最高，随后能量响应逐渐减弱。图 4-4(a) 和 (c-d) 中可以看出能量显示均较强，且高能量区域分布更为集中。

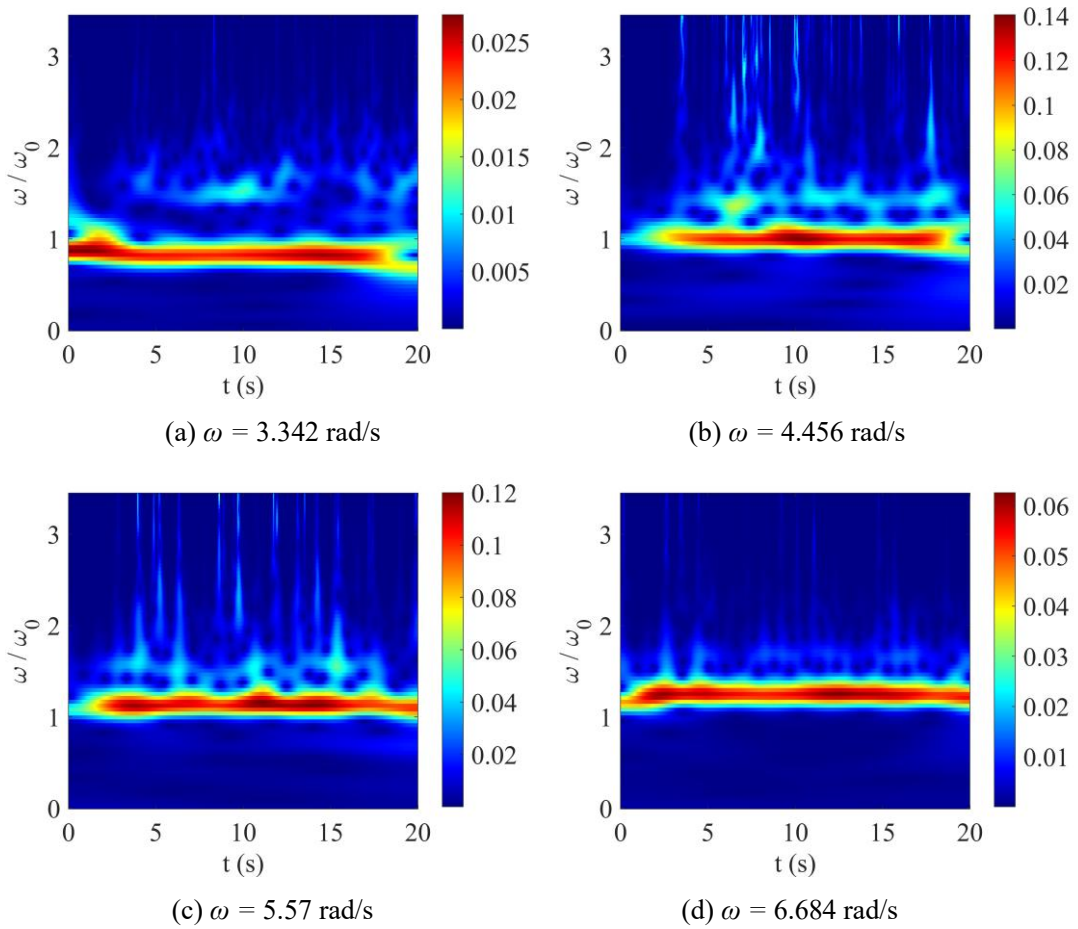


图 4-4 不同频率 ω 条件下自由面高程演变的小波分析

(2) 柔性挡板顶端水平位移 D 和顶端受力 F

对不同激励频率下柔性挡板的位移响应特性及其相应的 FFT 分析结果进行了对比研究，结果如图 4-5 所示。从图中可以观察到，柔性挡板的水平位移 D 与自由面高程的 η 变化趋势具有较强的一致性，表明二者在流固耦合作用下具有密切的动态关联。此外，相较于自由面高程 η 的变化特征，柔性挡板的水平

位移 D 能够更显著地反映激励频率对其动态响应的影响规律。同样当激励频率接近运动水箱的固有频率时，柔性挡板的弯曲变形幅度达到最大，表明运动水箱发生共振现象。此外，FFT 频谱分析结果进一步验证了这一趋势，柔性挡板在 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 条件下达到最大弯曲响应幅度，即当外部激励频率接近运动水箱固有频率时，共振现象会导致结构响应幅度的显著提升。

结果表明柔性挡板的水平位移不仅与自由面高程呈现一致的演化趋势，而且更能直观地反映激励频率对结构动力学响应的影响。在激励频率接近运动水箱固有频率的情况下，水箱共振效应使得柔性挡板的弯曲变形显著增强，FFT 频谱分析结果进一步证实了这一结论。该研究结果对于深入理解流固耦合系统的动力学特性以及柔性结构在晃荡环境中的响应机制具有重要意义。

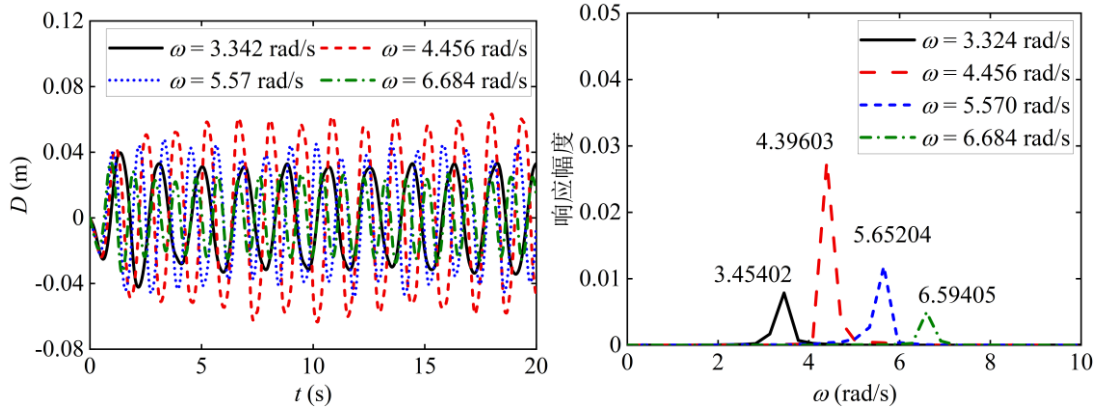


图 4-5 不同激励频率 ω 条件下柔性挡板水平 D 位及相对应的 FFT 分析

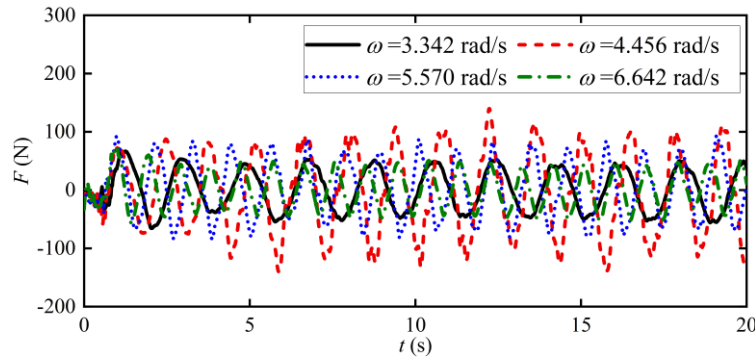


图 4-6 不同激励频率 ω 条件下作用在柔性挡板的力 F

(3) 水箱壁压力 P

图 4-7 展示了水箱右壁测点 P1 在不同外部激励频率下的动态压力 P 时程变化。通过对比分析可以发现，水箱壁的动态压力并非随着激励频率的线性增加而增大。相反，当外部激励频率接近系统的固有频率时，即，水箱壁受到的动

态压力达到最大值。这一现象表明，激励频率与系统固有频率的匹配是引发共振、导致压力峰值的关键因素。

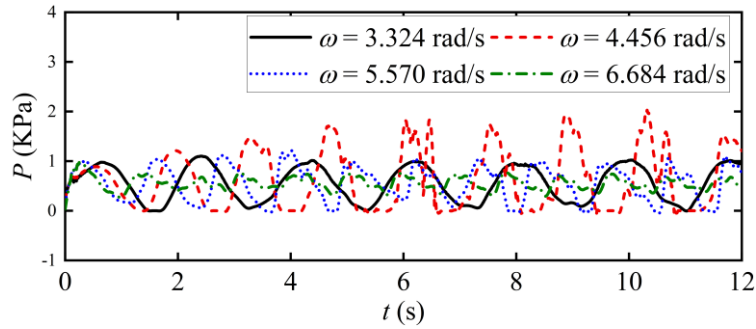


图 4-7 不同激励频率 ω 条件下水箱壁受动态压力 P 演化曲线

4.2.2 晃动角度 θ

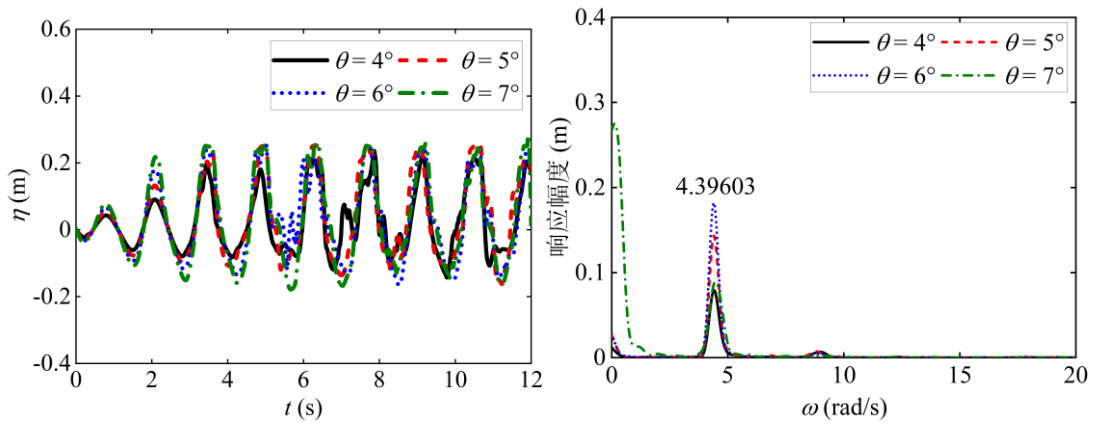
为研究晃动角度对晃荡水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持外部激励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 且浸没比 $h/h_b = 1.25$ 不变，对不同晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6° 和 7°) 条件下探讨晃荡水体自由面高程 η (E1 和 E2 测点)、柔性挡板顶端水平位移 D 和顶端受力 F 、水箱右壁 P1 点受晃荡水体冲击压力 P 随时间变化的影响规律。

(1) 自由面高程 η 对比

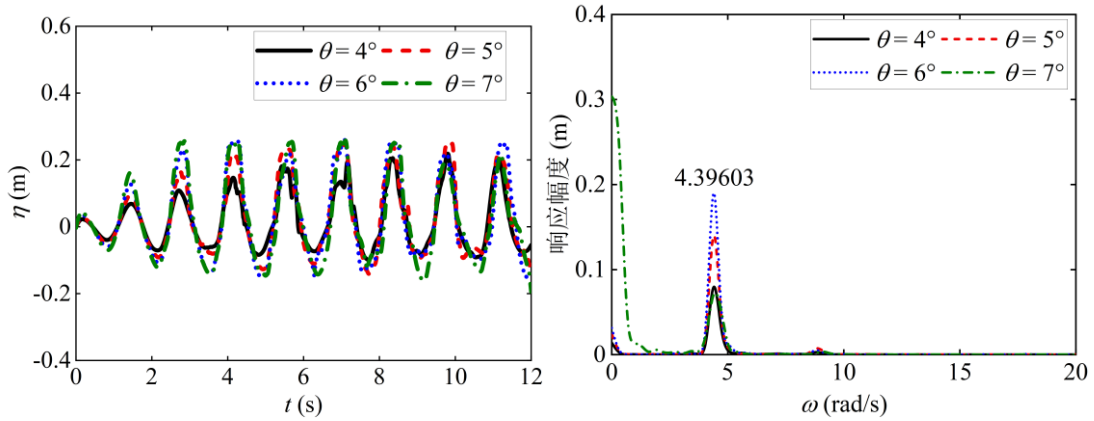
本节基于自由面高程演变规律及 FFT 频谱分析，系统研究了不同晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6° 和 7°) 作用下晃荡水体 E1、E2 测点的自由面高程 η 动态响应特性，结果如图 5-8 所示。图 4-8 (左：自由面高程演化曲线时域图，右：FFT 分析频域图) 展示了各晃动角度工况下的对比分析结果。从自由面高程演化曲线时域图 (图 4-8 左) 可以看出，在不同晃动角度 θ 条件下，晃荡水体的整体演化特征保持一致，且自由面高程的波动幅值随晃动角度变化并未表现出显著差异。然而，进一步观察晃荡水体的演化趋势可发现，在较小晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6°) 条件下，自由面高程演化曲线表现出明显的非线性特征，而当晃动角度增大至 $\theta = 7^\circ$ 时，演化特征趋于稳定，并表现出较为线性的变化趋势。这一现象表明，较小晃动角度时晃荡水体的动力学行为受非线性效应影响较大，而在更高晃动角度下，非线性效应有所减弱，使得系统响应趋于稳定。从 FFT 频谱分析结果 (图 4-8 右) 可以进一步验证上述规律。当晃动角度 $\theta = 6^\circ$ 时自由面响应幅度达到最大，而在最大晃动角度 $\theta = 7^\circ$ 条件下，响应幅度却明显减

小，并与 $\theta = 4^\circ$ 时的响应幅值接近。这表明当晃动角度增大至一定程度（ $\theta > 6^\circ$ ）后，晃荡水体的能量反而有所降低，笔者认为这可能是由于流体黏性耗散和湍流效应增强，从而限制了自由面高程的增长。

结论表明，在较小晃动角度下，晃荡水体自由面高程表现出较强的非线性特征，而在较大晃动角度（ $\theta = 7^\circ$ ）条件下，系统响应趋于稳定并表现出线性演化趋势。频域分析进一步验证了这一规律，并揭示出当晃动角度超过一定阈值（ $\theta = 6^\circ$ ）后，晃荡水体能量响应不再增加，反而由于能量耗散效应而有所降低。



(a) E1 测点自由面高程



(b) E2 测点自由面高程

图 4-8 不同晃动角度 θ 条件下自由面高程 η 演变及相对应的 FFT 分析

(2) 柔性挡板顶端水平位移 D 和顶端受力 F

从图 4-9 时域曲线可以观察到，柔性挡板的水平位移 D 与自由面高程的动态变化特征表现出高度一致性，特别是在外部激励频率 $\omega = 4.456$ rad/s 处，两者均显现出显著的共振现象。FFT 频谱分析进一步验证了这一规律，在 $\omega = 4.456$ rad/s 附近，各晃动角度条件下的挡板位移幅值均达到峰值，表明系统在该频率

下的能量响应最为强烈。此外，随着晃动角度的增加，柔性挡板的水平位移幅度呈现出先增加后减小的趋势，这一变化规律与流固耦合理论的预测相吻合。其中，在晃动角度 $\theta = 6^\circ$ 时，挡板位移幅度在共振频率附近达到最大值，表明晃动角度对系统动力学响应具有重要影响。图 4-10 描绘了柔性挡板所受动态力的时域演化过程。分析结果表明，柔性挡板的动态力 F 与挡板位移 D 具有相似的变化趋势，进一步验证了流固耦合作用对挡板动力学响应的显著影响。此外，从时域曲线可观察到，在共振频率附近，挡板所受动态力的振幅达到峰值，表明柔性挡板在该频率下承受较强的流体作用力。

图 4-11 显示了在选取不同晃动角度 θ 下作用在挡板上的最大力 $F_{\max}$ 和最大挡板位移 $D_{\max}$ 之间的关系。结果表明，作用在挡板上的力 F 随挡板位移 D 呈近似线性变化。

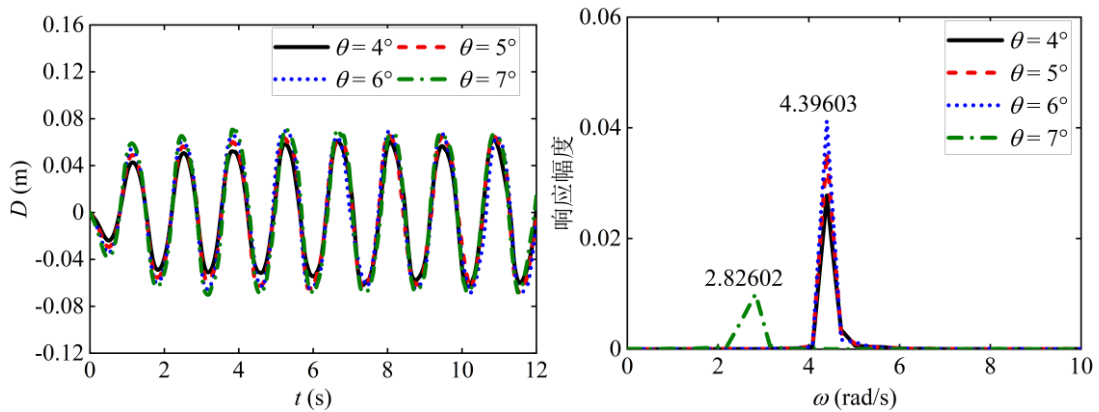


图 4-9 不同晃动角度 θ 条件下柔性挡板水平位移 D 及相对应的 FFT 分析

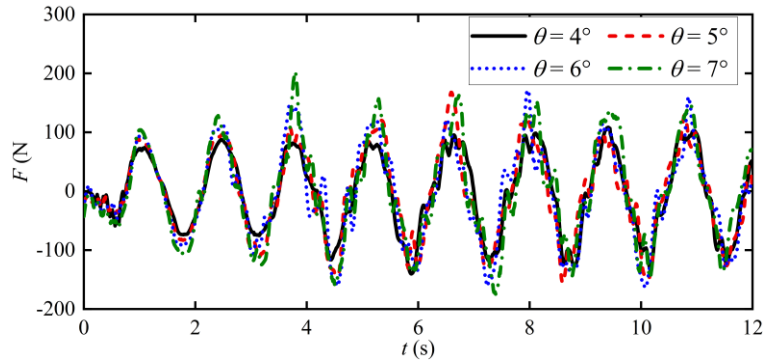


图 4-10 不同晃动角度 θ 条件下作用在柔性挡板的力 F 演化曲线

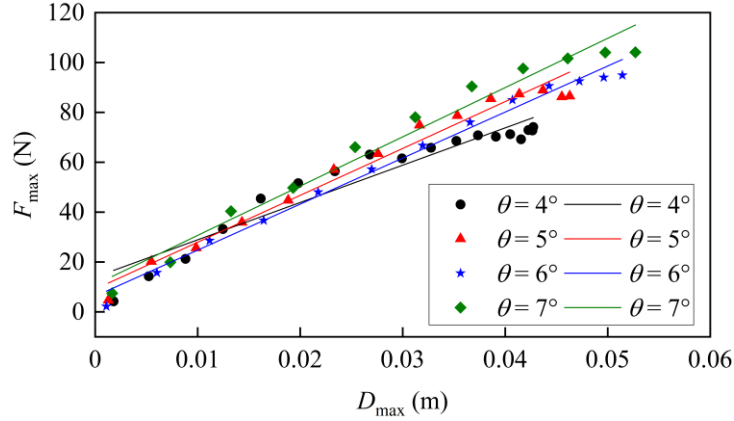


图 4-11 不同晃动角度 θ 条件下柔性挡板最大水平位移 $D_{\max}$ 和最大受力 $F_{\max}$ 的线性拟合
(3) 水箱壁压力 P

图 4-12 详细描绘了在不同晃动角度条件下，水箱壁 P 点的动态压力随时间变化的曲线。图中展示了四种不同的晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6° 和 7°)，动态压力都呈现出周期性波动，这是晃荡现象的直接体现。随着晃动角度的增加，尤其是当振幅达到 6° 时，动态压力的波动幅度显著增大，表明晃荡行为更为激烈。

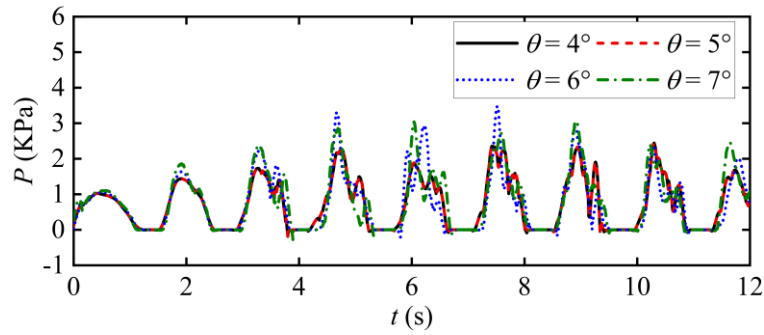
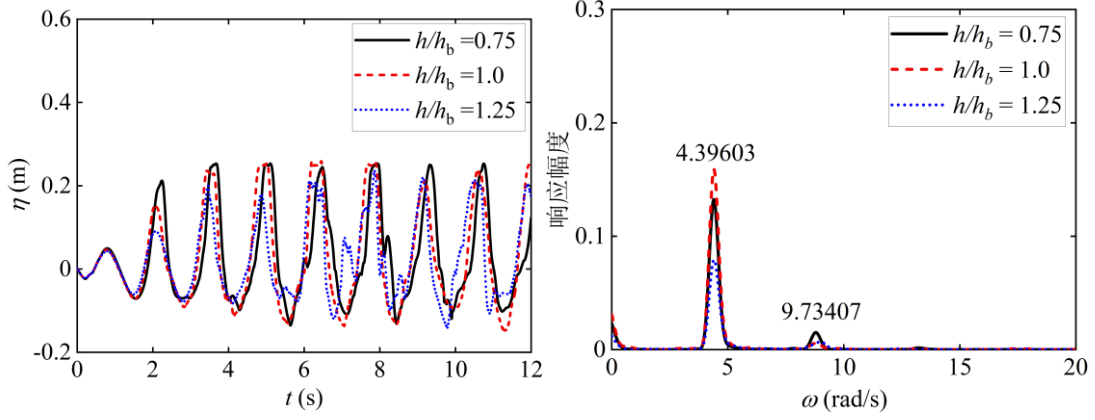


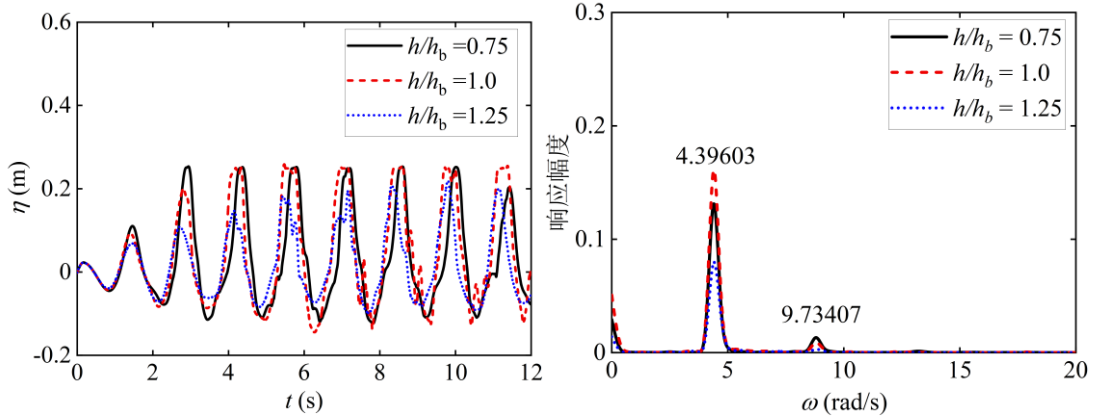
图 4-12 不同晃动角度 θ 条件下水箱壁受动态压力 P 演化曲线

4.2.3 浸没比 h/h_b

为研究不同浸没比对晃荡水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持外部激励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 且晃动角度 $\theta = 4^\circ$ ，对不同浸没比 ($h/h_b = 0.75$ 、 1.0 和 1.25) 条件下探讨晃荡水体自由面高程 η (E1 和 E2 测点)、柔性挡板顶端水平位移 D 和顶端受力 F 、水箱右壁 P1 点受晃荡水体冲击压力 P 随时间变化的影响规律。



(a) E1 测点自由面高程



(b) E2 测点自由面高程

图 4-13 不同浸没比 h/h_b 条件下自由面高程 η 演变及相对应的 FFT 分析(1) 自由面高程 η 对比

本节基于自由面高程演变规律及 FFT 频谱分析，系统研究了不同浸没比 h/h_b 条件下晃荡水体 E1、E2 测点的自由面高程 η 动态响应特性，结果如图 4-12 所示。图 4-12（左：自由面高程演化曲线时域图，右：FFT 分析频域图）展示了各浸没比 h/h_b 工况下的对比分析结果。从图 4-12 中可已看出，在不同浸没比 h/h_b 条件下，在初始阶段（ $t < 4$ s），晃荡水体自由面高程幅值大小表现出随着浸没比 h/h_b 的增加幅值逐渐减小，然而在后续演化过程中（ $t > 4$ s）， $h/h_b = 1.0$ 的条件下自由面高程幅值逐渐增大，其稳态振幅最终收敛至接近 $h/h_b = 0.75$ 下的工况。同时值得注意的是，自由面高程非线性振荡特征随着浸没比 h/h_b 的增大而显著增强，并在 $h/h_b = 1.25$ 的条件下表现最为明显，证实了流体-结构耦合效应的非线性阈值特性。观察 FFT 分析结果图可以发现，晃荡水体的响应主要出现在运动水箱固有频率（ $\omega = 4.39603$ rad/s）和两倍固有频率（ $\omega = 9.73407$ rad/s）处，在激励频率 $\omega = 4.39603$ rad/s 时晃荡水体相应幅度最大值出现在浸没比 h/h_b

= 1.0 条件下，而在激励频率 $\omega = 9.73407 \text{ rad/s}$ 时晃荡水体相应幅度最大值出现在浸没比 $h/h_b = 0.75$ 条件下并表现出随着浸没比 h/h_b 增加晃荡水体响应幅度逐渐减小。

结论表明，浸没比的调控可有效改变晃荡能量的频域分布特性， $h/h_b = 1.0$ 为能量响应的临界阈值，此时系统主频能量集聚效率达到峰值，当 h/h_b 偏离此阈值时，能量耗散路径通过高阶谐波激发显著增加。

(2) 柔性挡板顶端水平位移 D 和顶端受力 F

针对不同浸没比 h/h_b 下的柔性挡板位移 D 演化曲线以及相对应的 FFT 结果分析，结果如图 4-13 所示（左柔性挡板位移 D 演化曲线，右 FFT 分析结果）。从图 4-13 中可以看出柔性挡板顶端水平位移 D 与自由面高程 η 表现出相一致的变化特征，可以明显看出随着浸没比的增加 h/h_b 柔性挡板水平位移 D 逐渐减小，两者呈现出负相关的关系；观察 FFT 分析结果图可以发现，柔性挡板的响应主要出现在运动水箱固有频率（ $\omega = 4.39603 \text{ rad/s}$ ）处，在随着浸没比的增加 h/h_b 柔性挡板水平位移 D 同样呈现出逐渐减小的趋势。

为进一步探究柔性挡板的动力学变化特征，对作用在柔性挡板动态力的变化进行分析，结果如图 4-14 所示。从图 4-14 可以看出作用在柔性挡板动态力 F 表现与柔性挡板顶端水平位移 D 相一致的变化特征，。这进一步说明柔性挡板的运动状态直接影响其受力特征。此之，在较低浸没比 $h/h_b \leq 1.0$ （ $h/h_b = 0.75$ 、1.0）条件下，作用在柔性挡板的力呈现明显的非线性特征，可能与较低浸没比 h/h_b 时水动力激励的不均匀性及柔性挡板的复杂变形模式相关，随着浸没比的增加这种非线性特征逐渐减弱，表明在较大浸没比条件下，流体与柔性挡板之间的相互作用趋于稳定，其动力学响应更接近线性行为。

结果表明，随着浸没比 h/h_b 的增加，柔性挡板的水平位移 D 逐渐减小，柔性挡板对晃荡水体的抑制作用更为显著；此外，柔性挡板所受动态力 F 与位移 D 具有一致的变化趋势，并在较低浸没比（ $h/h_b \leq 1.0$ ）时表现出强烈的非线性特征，而在较高浸没比下（ $h/h_b > 1.0$ ），晃荡水体的动态响应逐渐趋于线性。

图 4-15 显示了在选取不同浸没比下作用在挡板上的最大力 $F_{\max}$ 和最大挡板位移 $D_{\max}$ 之间的关系。结果表明，作用在挡板上的力 F 随挡板位移 D 呈线性变

化。

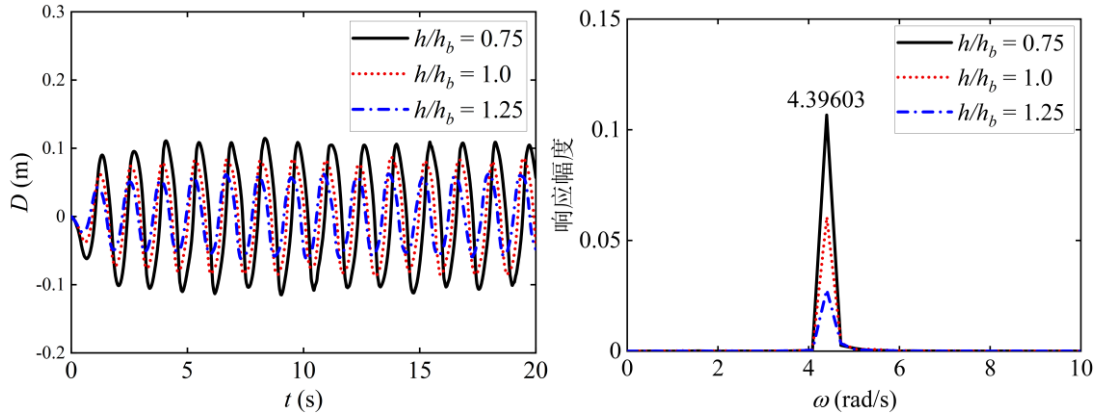


图 4-13 不同浸没比 h/h_b 条件下柔性挡板水平位移 D 及相对应的 FFT 分析

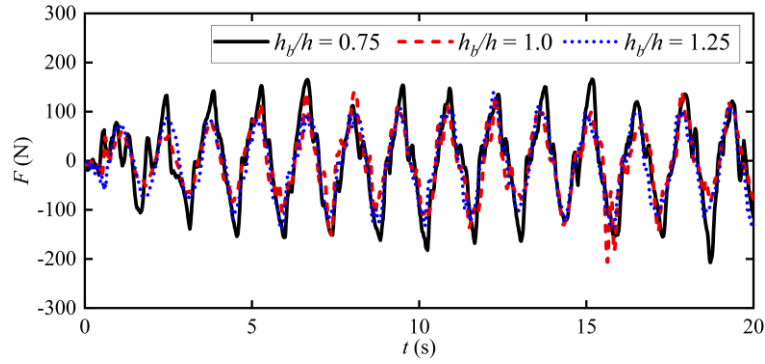


图 4-14 不同浸没比 h/h_b 条件下作用在柔性挡板的力 F 的演化曲线

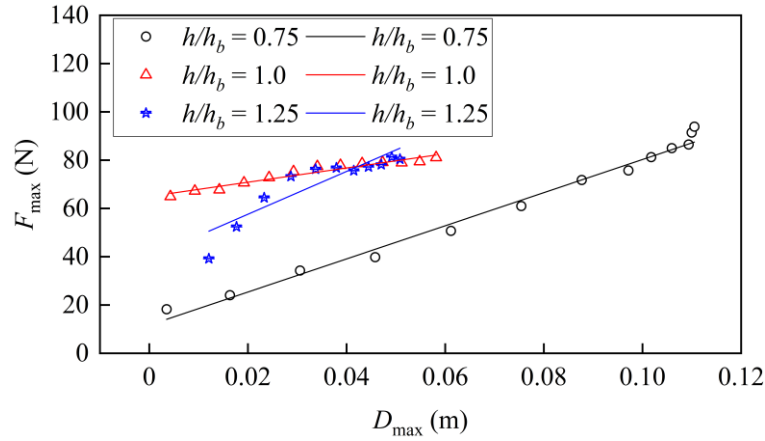


图 4-15 不同浸没比 h/h_b 条件下柔性挡板最大水平位移 $D_{\max}$ 与最大受力 $F_{\max}$ 线性拟合

(3) 水箱壁压力 P

图 4-16 显示了在不同浸没比 h/h_b 条件下, 水箱壁上 P1 点的动态压力 P 随时间的变化曲线。分析表明, 随着浸没比 h/h_b 的改变, 水箱壁压力波动幅度的峰值并无显著变化。同时, 水箱壁受到的晃荡水体冲击力呈现出较强的非线性特征: 在初始时刻附近均出现了一个显著的压力峰值, 这可能归因于水箱启动瞬

间的瞬态效应或外部激励的初始冲击；随后，压力波动逐渐趋于稳定，并表现出与水箱内晃动现象相关的周期性波动特征。

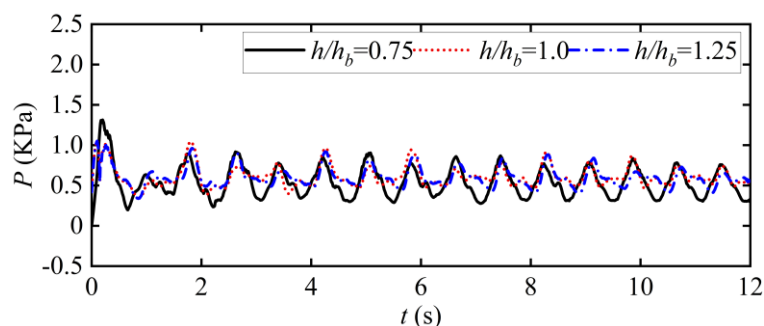
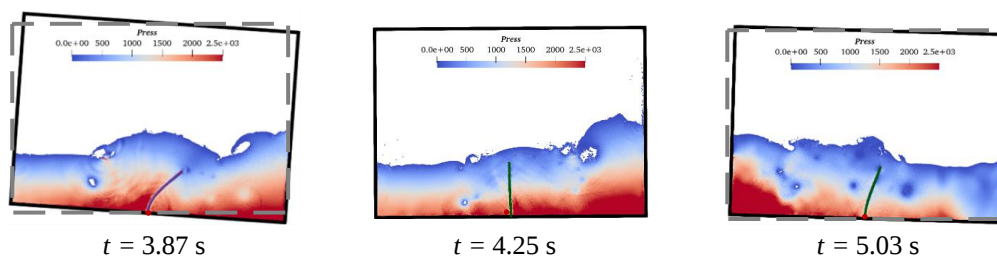


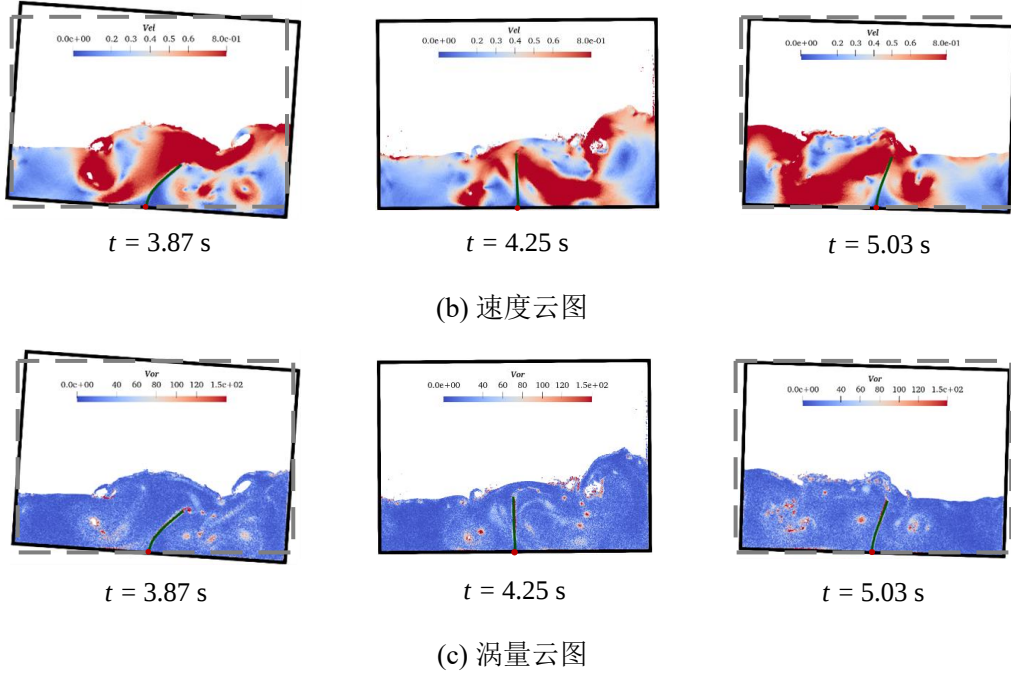
图 4-16 不同浸没比 h/h_b 条件下水箱壁受动态压力 P 演化曲线

4.3 晃动水体流场分析

为更直观观察到各个时刻晃动水体流场变化特征，本小结选取了在外激励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 、激励振幅 $\theta = 4^\circ$ 以及浸没比 $h/h_b = 1.25$ 的条件下不同时刻流场压力、速度和涡量分布云图，如图 4-175 所示。从图 4-17(a)可见，在所有时刻，水箱底部及侧壁均存在高压区域（红色），这主要源于水体静压力与流体冲击作用的叠加效应。此外，在晃动水体的自由表面附近，压力梯度较大，表明局部区域存在剧烈的波浪破碎与流体撞击现象。从图 4-17(b)看出，随时间演化，自由面附近及水体撞击壁面处均出现显著的高速区域，表明晃动过程中水体运动剧烈，并伴随较强的非线性流动特性。此外，局部高流速区域的分布随时间不断变化，反映出晃动水体的非稳定特征。图 4-17(c)表明，随着时间推进，自由面附近的涡量显著增大，可能由于波浪破碎、流体剪切作用导致局部旋涡的形成。



(a) 压力云图

图 4-17 不同时刻 t 对应的流场压力、速度、涡量分布云图

4.3 本章小结

本章对晃动激励作用下运动水箱内晃荡水体与柔性挡板运动响应进行了系统研究。具体通过改变外部激励频率 ω 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 等参数条件探究对晃荡水体自由高程 η 、柔性板顶端水平位移 D 和顶端受力 F 、水箱右壁 P1 点受晃荡水体冲击压力 P 随时间变化的影响规律，最后通过流场云图对动水压力、速度以及涡量进行了直观对比。所得的主要结论具体如下：

(1) 晃荡水体的能量响应特性具有明显的频率选择特征：在中间频段（ $\omega = 4.456\text{--}5.57 \text{ rad/s}$ ）激励下，系统呈现更高的能量转化效率和显著的非线性特征，运动水箱固有频率与倍频分量的协同作用导致水体运动加剧。

(2) 在较小晃动角度（ $\theta = 4^\circ$ ）下，晃荡水体自由面高程表现出较强的非线性特征，而在较大晃动角度（ $\theta = 7^\circ$ ）条件下，系统响应趋于稳定并表现出线性演化趋势。揭示出当晃动角度超过一定阈值（ $\theta = 6^\circ$ ）后，晃荡水体能量响应不再增加，反而由于能量耗散效应而有所降低。

(3) 浸没比的调控可有效改变晃荡能量的频域分布特性， $h/h_b = 1.0$ 为能量响应的临界阈值，此时系统主频能量集聚效率达到峰值，当 h/h_b 偏离此阈值时，能量耗散路径通过高阶谐波激发显著增加。

第5章 晃动激励下晃动水体与多柔性挡板相互作用

机理研究

在对晃动水体与单柔性挡板相互作用机理研究的基础上，以探求晃动水体与多柔性挡板组合下相互作用机理研究为目的，本章开展晃动激励下运动水箱内晃动水体与多柔性挡板相互作用机理研究。具体通过改变水箱到的外部激励频率 ω 、晃动角度 θ 、浸没比 h/h_b 等参数条件，探讨了晃动水体的自由面高程 η 、柔性挡板顶端位移 D 和顶端受力 F 以及水箱侧壁的冲击荷载 P 等变化特征。本章的研究成果一方面可丰富晃动激励下晃动水体与多柔性挡板相互作用的相关机理认识和规律总结，另一方面可为多柔性挡板对晃动水体抑制效果优化应用于工程实践提供概念支撑和理论指导。

5.1 计算模型

5.1.1 计算域及相关参数

本章构建的二维晃动激励下的运动水箱含多柔性挡板计算域如图 5-1 所示，图中，E1 和 E2 表示自由液面高程探测针，分别距离运动水箱左右边壁 $\Delta x = 132.0 \text{ mm}$ ，B₁、B₂ 和 B₃ 分别表示三块柔性挡板水平位移探测点，D₁、D₂ 和 D₃ 分别表示三块柔性挡板顶端的水平位移， h_b 为垂直柔性挡板高度， h_p 表示水平柔性挡板的宽度， η 为运动水箱内晃动水体自由面高程，P1 为水箱侧壁压力探测点，距离水箱底部 $\Delta h = 0.195 \text{ m}$ 。运动水箱内水体填充深度为 h ，几何形状宽度 L 、高度 H ，其结构参数及水箱参数具体如表 5-1 所示。

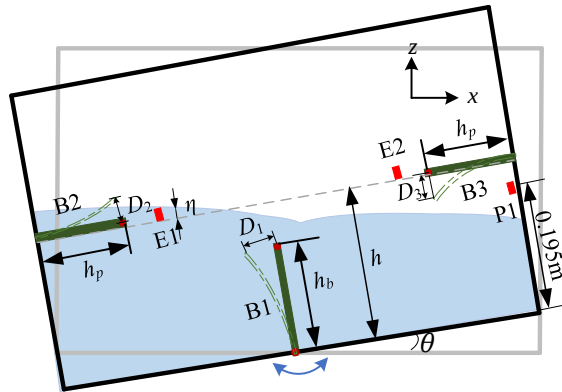


图 5-1 晃动激励下含多柔性挡板运动水箱计算域晃动激励示意图

表 5-1 含柔性挡板运动水箱数值模型的具体参数设置

描述	变量	值	单位
水箱宽度	L	1.0	(m)
水箱高度	H	0.72	(m)
水体密度	ρ_r	1000	(kg/m ³)
柔性挡板厚度	b	0.006	(m)
柔性挡板密度	ρ	1250	(kg/m ³)
柔性挡板 B2 宽度	h_p	0.01	(m)
柔性挡板 B3 宽度	h_p	0.01	(m)
柔性挡板泊松比	ν	0.47	/
柔性挡板杨氏模量	E	3.0×10^7	(Pa)

5.1.2 粒子收敛性验证及工况设计

考虑到运动水箱与柔板相互作用过程的复杂性，在验证所建立数值模型的适用性和精确度之前需对数值模型粒子数收敛性进行验证，以确保数值结果的稳定性与粒子数独立性。为此，这里采用四种不同的初始粒子间距进行模拟计算，分别为 $\Delta l = 0.00075$ m、 $\Delta l = 0.001$ m、 $\Delta l = 0.0015$ m 和 $\Delta l = 0.002$ m 来进行粒子数收敛性验证。需在此说明的是，运动水箱中水体高度与柔性挡板高度之比，即浸没比 $h/h_b = 1.25$ ，外部激励频率为 4.456 rad/s，流体与固体粒子尺寸 Δl 相同。图 5-2 为上述四种粒子间距条件下，柔性挡板顶端位移 D 随时间 t 的演化曲线。从图 5-2 中可以观察到，随着粒子间距 Δl 的减小， D 随 t 的演化曲线趋于重合；具体为 $\Delta l = 0.0015$ m 的曲线与 $\Delta l = 0.001$ m 的曲线有一定差距而 $\Delta l = 0.001$ m 与 $\Delta l = 0.00075$ m 的曲线近乎重合。考虑到需节约计算资源本文后续的所有数值算例中流体和固体的初始粒子间距均设为 $\Delta l = 0.001$ m。

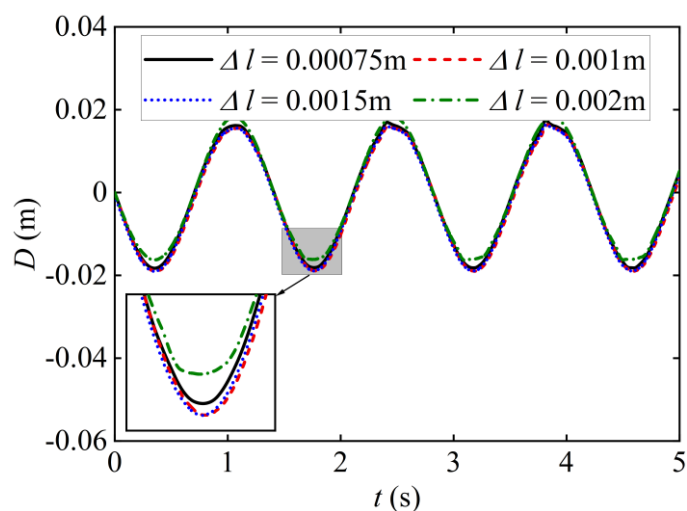


图 5-2 粒子收敛性验证

考虑到外部晃动角度 θ 和频率 ω 以及浸没比 h/h_b 等参数对晃动水体与柔性挡板相互作用具有明显影响。表 5-1 列出了本文选取用于研究含柔性挡板运动水箱内晃动水体与柔性挡板相互作用计算工况的参数设置。

表 5-2 计算模拟工况

频率 ω (rad/s)	浸没比 h/h_b	晃动角度 θ	雷诺数 Re
3.342	0.75	4°	2.33×10^5
4.456	0.75	4°	3.11×10^5
5.570	0.75	4°	3.89×10^5
6.684	0.75	4°	4.67×10^5
3.342	1.0	4°	2.33×10^5
4.456	1.0	4°	3.11×10^5
5.570	1.0	4°	3.89×10^5
6.684	1.0	4°	4.67×10^5
3.342	1.25	4°	2.33×10^5
4.456	1.25	4°	3.11×10^5
5.570	1.25	4°	3.89×10^5
6.684	1.25	4°	4.67×10^5
4.456	0.75	4°	3.11×10^5
4.456	1.25	5°	3.89×10^5
4.456	1.25	6°	4.66×10^5
4.456	1.25	7°	5.44×10^5

5.2 各项参数对晃荡水体与多柔性挡板相互作用的影响

与前文第四章中探讨各参数对柔性挡板与晃荡水体相互作用的影响因素类似，本章具体针对不同的 ω 、 h/h_b 、 θ 来系统分析晃荡水体 η 以及柔性挡板顶端位移 D 和受力 F 的变化规律。此外，基于前文对单柔性挡板的研究的基础上，本文对多柔性挡板条件下各挡板顶端最大水平位移 $D_{\max}$ 以及最大受力 $F_{\max}$ 的变化特征进行了探讨，总结出多柔性挡板条件下柔性挡板与晃荡水体相互作用的影响因素。

5.2.1 外部激励频率 ω

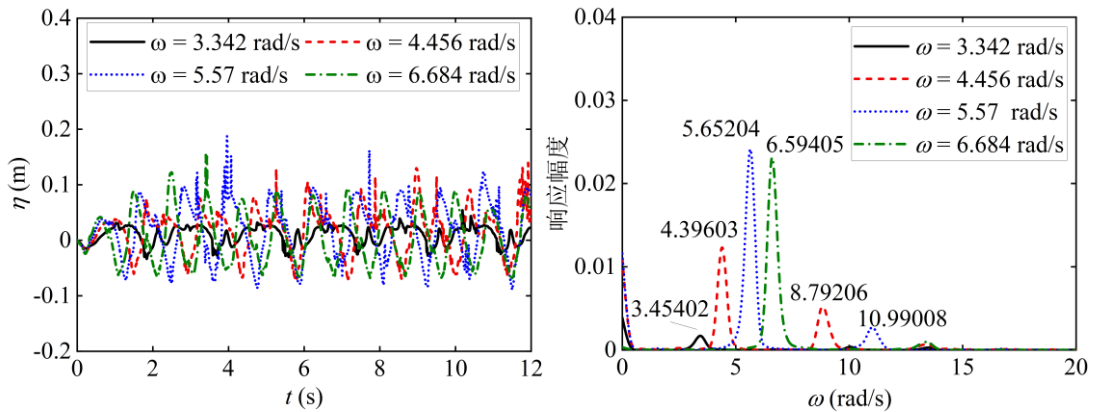
外部激励下晃荡水体与多柔性挡板的运动响应是两者之间相互作用的重要衡量指标。为研究外部激励频率对晃荡水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持晃动角度 $\theta = 4^\circ$ 且浸没比 $h/h_b = 1.25$ 不变，对不同外部激励频率（ $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 、 4.456 rad/s 、 5.57 rad/s 和 6.684 rad/s ）工况下的数值模拟研究。

（1）自由面高程 η 对比

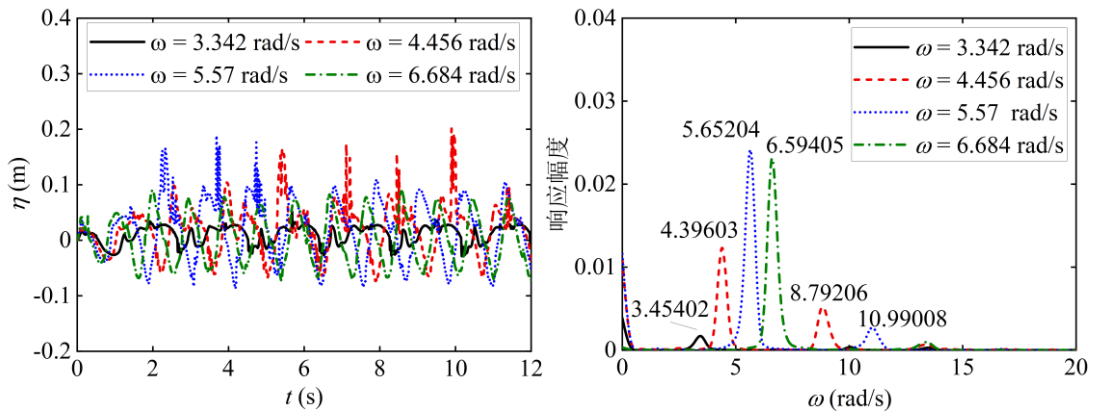
本节基于自由面高程演变规律及 FFT 分析，系统研究了不同激励频率（ $\omega = 3.342$ 、 4.456 、 5.57 及 6.684 rad/s ）作用下晃荡水体 E1、E2 测点的自由面高程 η 动态响应特性，结果如图 5-3 所示。图 5-3（左：自由面高程演化曲线时域，右：FFT 分析频域）展示了各频率工况下的对比分析结果。时域分析表明，自由面高程波动周期呈现显著的激励频率依赖性。对比单柔性挡板工况下多柔性挡板下自由面高程演变非线性特征更为明显，其中 $\omega = 5.57 \text{ rad/s}$ 和 6.684 rad/s 工况下的晃荡水体的幅度振荡较之 3.342 rad/s 和 4.456 rad/s 工况更为显著，显示出更剧烈的晃荡响应特征，这与单柔性挡板有所差异，使得运动水箱的共振频率转移到更高值。由于时域波形晃荡较为散乱难以较为准确比较，需借助频域响应分析方法作深入解析。FFT 频谱响应分析不仅验证了时域观测结果的一致性，揭示了 $\omega = 5.57 \text{ rad/s}$ 和 6.684 rad/s 工况的响应幅度强度较 3.342 rad/s 和 5.57 rad/s 工况。值得注意的是，在 $\omega = 3.342 \text{ rad/s}$ 和 6.684 rad/s 工况下，晃荡水体能量主要集中于高于运动水箱固有频率（ $\omega_0 = 4.456 \text{ rad/s}$ ）分量；而在 4.456 rad/s 和 5.57 rad/s 工况中，频谱呈现显著的两倍频能量分布（对应 8.79206 rad/s 和 10.99008 rad/s ），该现象与非线性波（倍频的出现）相互作用机理密切相关。

结果表明，水平挡板的增加使得运动水箱的共振频率转移到更高值，从而晃动水体的能量响应特性具有明显的频率选择特征：在较高频段（ $\omega = 5.57\text{--}6.684\text{ rad/s}$ ）激励下，系统呈现更高的能量转化效率和显著的非线性特征，运动水箱固有频率与倍频分量的协同作用导致水体运动加剧；FFT 频谱分析较之时域波形能更精准地对比不同频率激励下的能量分布差异，特别是倍频分量的出现揭示了非线性动力特性的发展过程。此外，当外部激励频率 ω 趋近于运动水箱固有频率 ω_0 邻域时，运动水箱呈现典型共振响应特征。

图 5-4 显示的是四种外部激励频率下自由面高程演化对应的小波分析。从图 5-4(a-b)看出在较低频率下，晃动响应涉及到俩个主要频率分量（即在 $\omega/\omega_0 \approx 1$ 和 $\omega/\omega_0 \approx 1.5$ ），表明晃动水体以线性响应为主。此外，从图 5-4(b)看出，在 $t = 0\sim 20\text{s}$ 的时间区段中晃动响应的强度逐渐增强，而图 5-4(a)(c-d)可以看出晃动从一开始就表现出较高的能量强度。

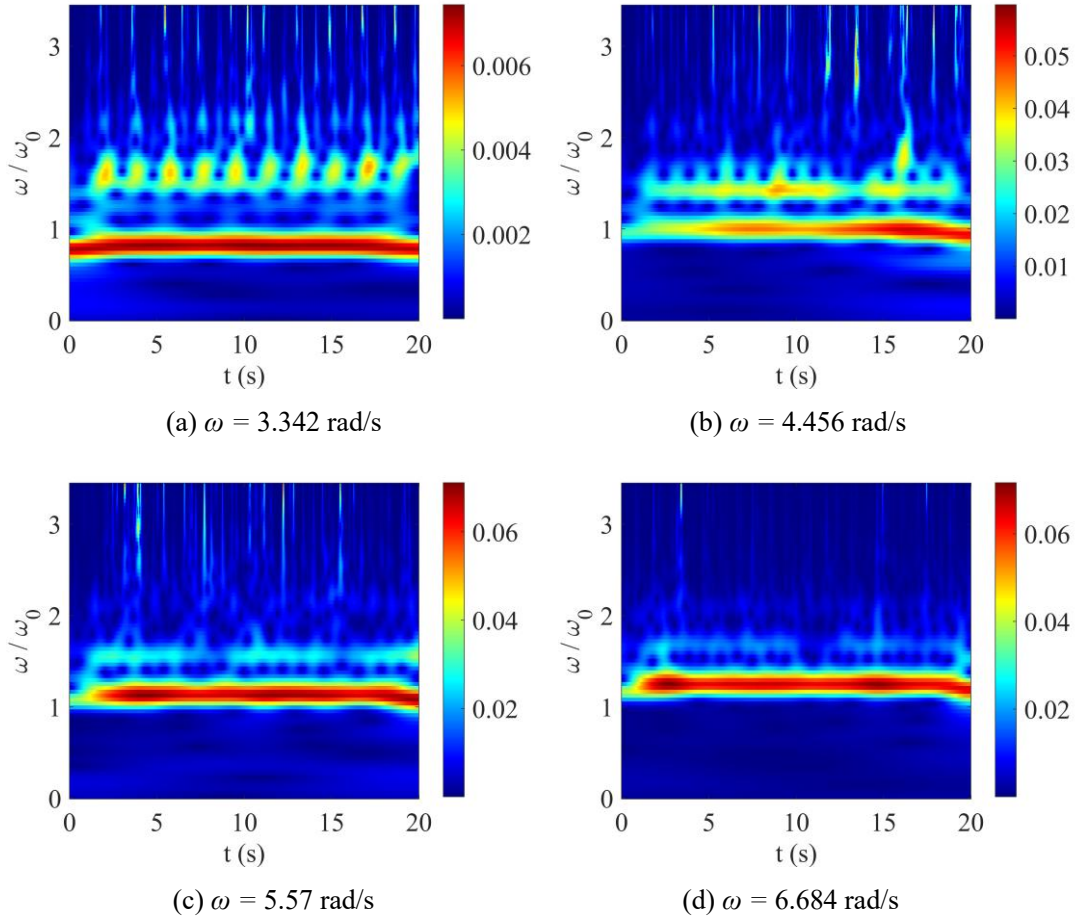


(a) E1 测点自由面高程



(b) E2 测点自由面高程

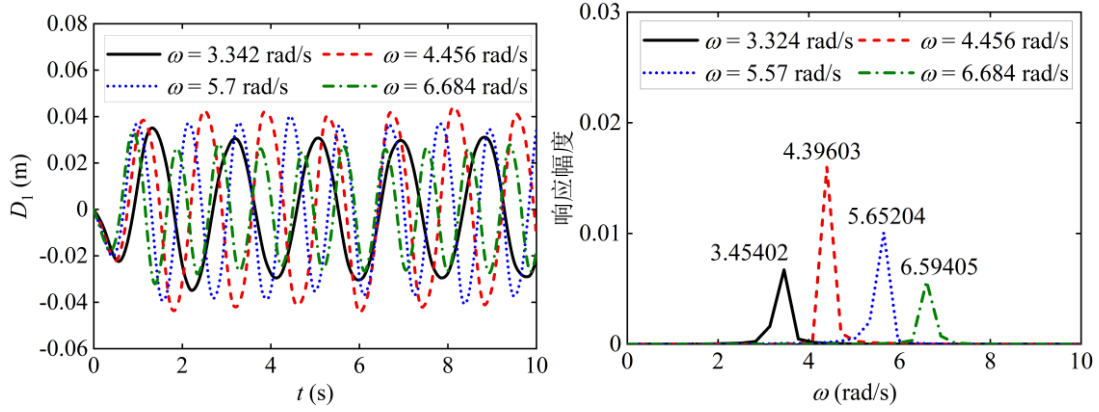
图 5-3 不同频率 ω 条件下自由面高程 η 及相对应的 FFT 分析

图 5-4 不同频率 ω 条件下自由面高程演变的小波分析

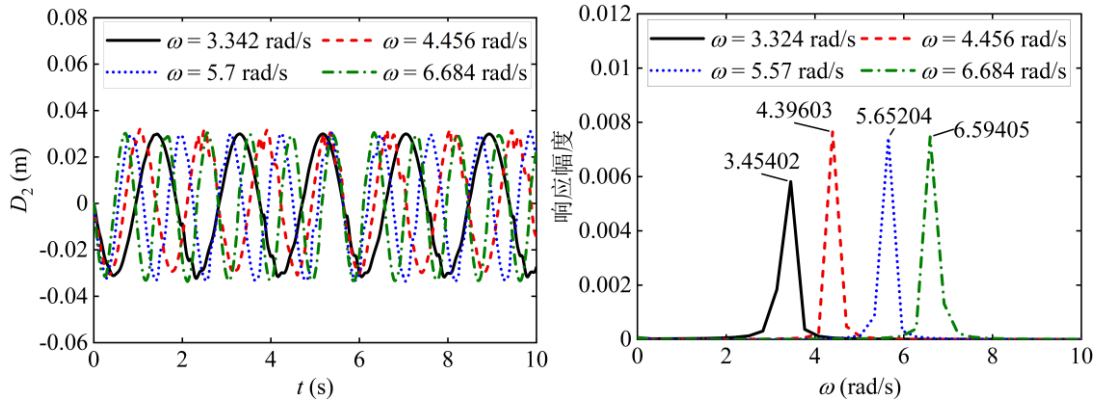
(2) 柔性挡板顶端位移 D 与顶端受力 F

对不同激励频率下多柔性挡板的位移响应特性及其相应的 FFT 分析结果进行了对比研究, 结果如图 5-5 所示。从图中可以观察到, 柔性挡板 B1 的水平位移 D_1 与自由面高程的 η 变化趋势具有较强的一致性, 表明二者在流固耦合作用下具有密切的动态关联。此外, 区别于自由面高程 η 的变化特征, 当激励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 时, 柔性挡板的弯曲变形幅度达到最大。从 FFT 频谱分析结果进一步验证了这一趋势, 柔性挡板在 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 条件下达到最大弯曲响应幅度, 即当外部激励频率接近运动水箱固有频率时, 共振现象会导致结构响应幅度的显著提升。此外, 观察水平柔性挡板 B2 和 B3 位移 D_2 和 D_3 变化曲线可以发现激励频率的改变对其挡板弯曲变形程度影响程度较小; 但这些较小的差异可以通过 FFT 结果分析显示出来, 但有所区别的是挡板 B2 响应频率主要依赖于外部激励频率, 而挡板 B3 的响应频率却主要集中在运动水箱固有频率处 ($\omega_0 = 4.456 \text{ rad/s}$)。

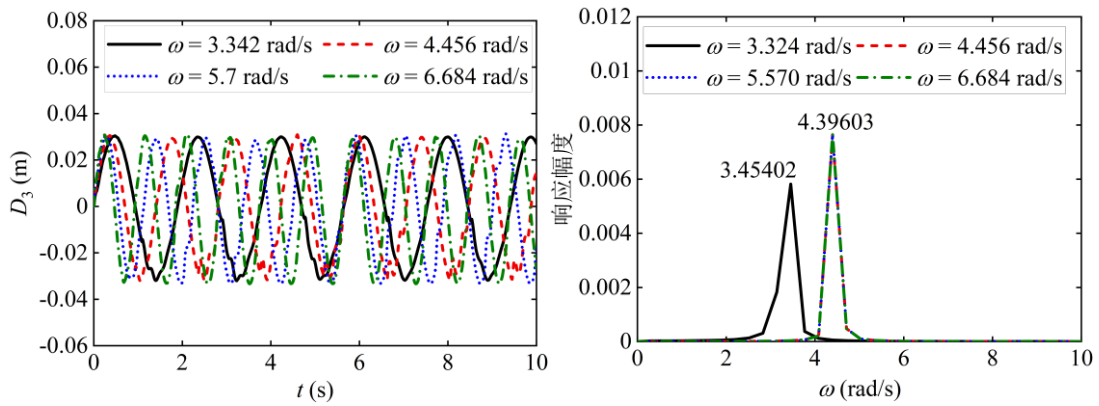
结果表明，增加水平挡板条件下，柔性挡板 B1 的水平位移不仅与自由面高程 η 呈现一致的演化趋势，而且更能直观地反映激励频率对结构动力学响应的影响。在激励频率接近运动水箱固有频率的情况下，水箱共振效应使得柔性挡板的弯曲变形显著增强，FFT 频谱分析结果进一步证实了这一结论；而激励频率的改变对于水平挡板 B2 和 B3 弯曲变形的影响较小，可以忽略不计。



(a) B1 柔性挡板 x 方向位移



(b) B2 柔性挡板 z 方向位移

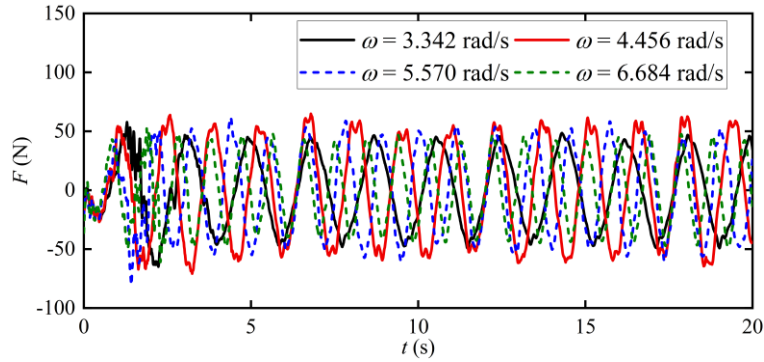


(c) B3 柔性挡板 z 方向位移

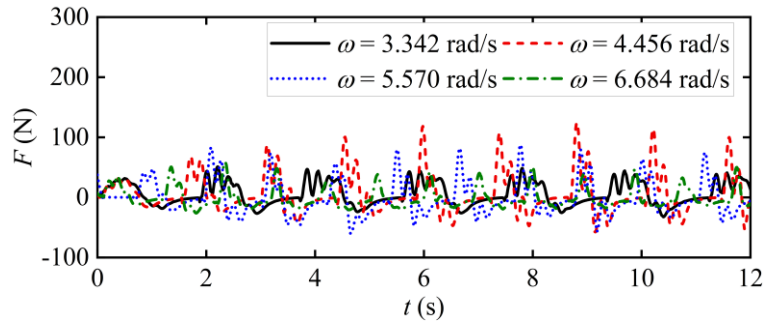
图 5-5 不同频率 ω 条件下柔性挡板位移 D 及相对应的 FFT 分析

为进一步探究柔性挡板的动力学变化特征，对不同激励频率条件下作用在

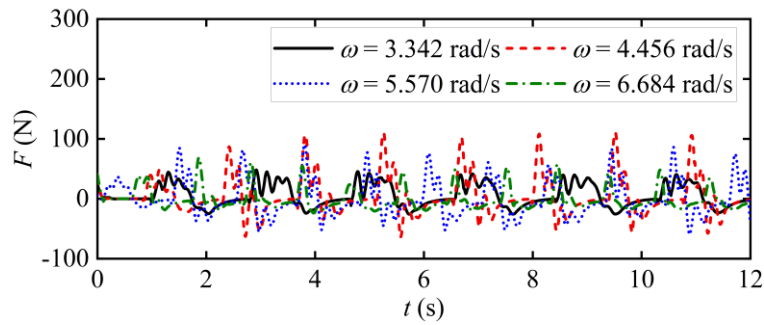
柔性挡板动态力的变化进行分析, 结果如图 5-6 所示。从图 5-6 可以看出作用在柔性挡板 B1 动态力 F_1 表现与其位移 D_1 相一致的变化特征, 这进一步说明柔性挡板的运动状态直接影响其受力特征。对于作用在水平柔性挡板 B2 和 B3 的动态力则呈现出显著的非线性特征, 并且表现出在 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 时作用在挡板的动态力达到最大。



(a) B1 柔性挡板 x 正方向受力



(b) B2 柔性挡板 z 方向的力



(c) B3 柔性挡板 z 方向的力

图 5-6 不同频率 ω 条件下作用在柔性挡板上的力 F 演化曲线

(3) 水箱壁压力 P

图 5-7 展示了水箱右壁测点 P 在不同外部激励频率下的动态压力时程变化。通过对比分析可以发现, 水箱壁的动态压力并非随着激励频率的线性增加而增大。相反, 当外部激励频率接近系统的固有频率时, 即, 水箱壁受到的动态压

力达到最大值。这一现象表明，激励频率与系统固有频率的匹配是引发共振、导致压力峰值的关键因素。在和时，尽管激励频率偏离固有频率，但动态压力的响应仍然存在，且在某些时刻出现局部峰值。

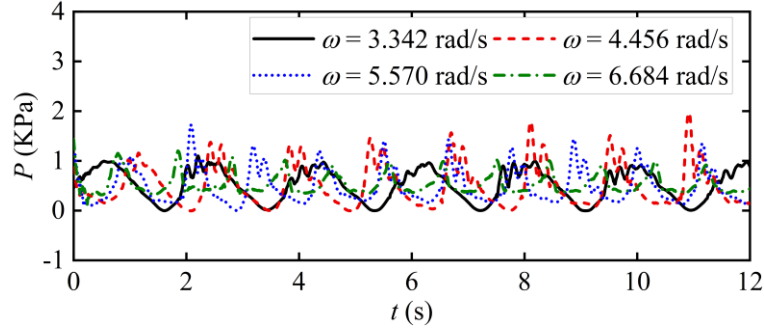


图 5-7 不同频率 ω 条件下水箱壁受动水压力 P 演化曲线

5.2.3 晃动角度 θ

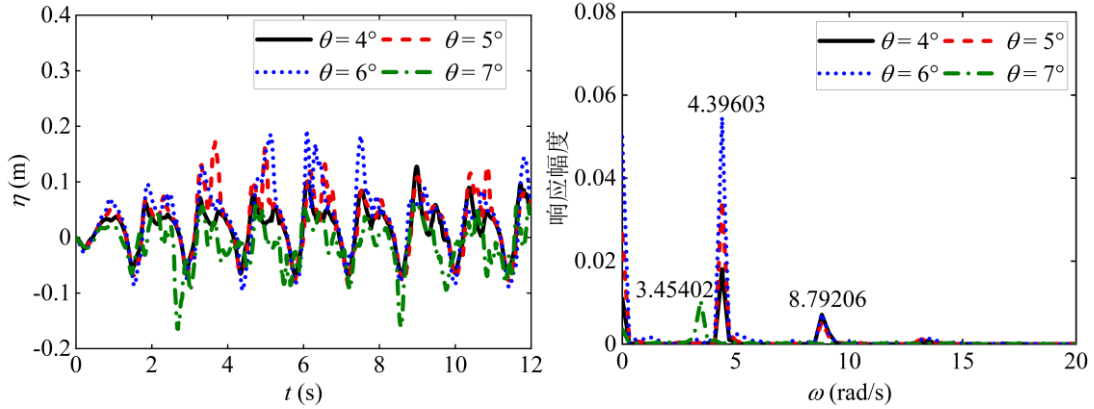
为研究外部晃动角度对晃动水体与柔性挡板运动响应特征的影响规律，保持外部晃动角度 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 且浸没比 $h/h_b = 1.25$ 不变，对不同外部晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6° 和 7°) 工况下的数值模拟研究。

(1) 自由面高程 η 对比

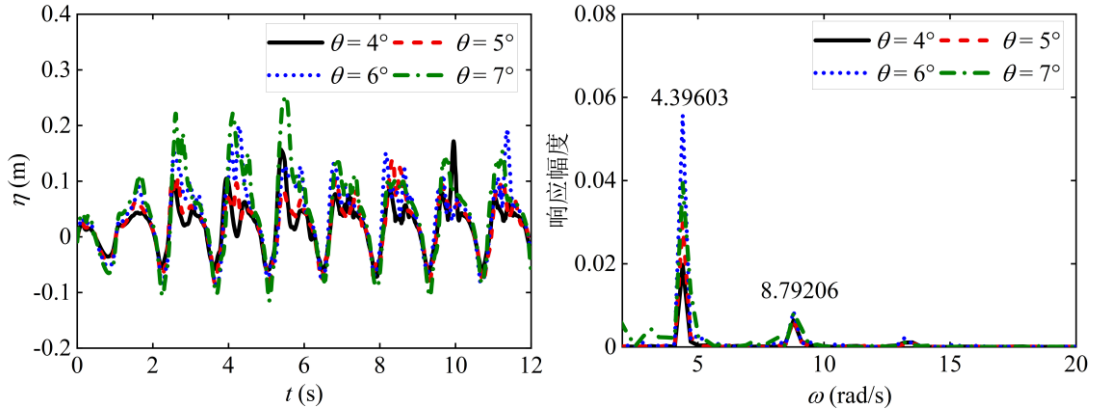
本节基于自由面高程演变规律及其 FFT 频谱分析，系统研究了不同晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6° 和 7°) 作用下晃动水体 E1、E2 测点的自由面高程 η 动态响应特性，结果如图 5-8 所示。图 5-8 (左：自由面高程演化曲线时域图，右：FFT 分析频域图) 展示了各晃动角度工况下的对比分析结果。从自由面高程演化曲线时域图 (图 5-8 左) 可以看出，在不同晃动角度 θ 条件下，晃动水体的整体演化特征保持一致，且自由面高程的波动幅值随晃动角度变化并未表现出显著差异。然而，进一步观察晃动水体的演化趋势可发现增加水平挡板使得原本在较低晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6°) 条件下自由面高程演化曲线表现出明显的非线性特征现象，转变为在四种晃动角度下均表现明显的非线性特征现象。从 FFT 频域图结果分析 (图 5-8 右) 进一步验证上述规律发现。晃动角度 $\theta = 6^\circ$ 时晃动水体的响应幅度达到最大值，而在最大晃动角度 $\theta = 7^\circ$ 条件下，响应幅度却明显减小，并与 $\theta = 4^\circ$ 时的响应幅值接近。

结论表明，水平挡板的增加显著增强了自由面高程的非线性特征，使得该特征在所有晃动角度条件下均表现突出。这表明挡板的存在改变了晃动水体的

动力学特性，强化了流场约束效应，使得系统响应的非线性演化趋势更为显著。同样 FFT 频域图结果进一步反应这一规律，晃荡水体的响应幅度在 $\theta = 6^\circ$ 时达到最大，但当晃动角度进一步增大至 $\theta = 7^\circ$ 时，响应幅度反而降低，与较低晃动角度 $\theta = 4^\circ$ 时的响应幅值接近。这表明在高晃动角度下，流体系统的能量传递受到了黏性耗散与湍流效应的显著影响，导致自由面高程的增长受限。



(a) E1 测点自由面高程



(b) E2 测点自由面高程

图 5-8 不同晃动角度 θ 条件下自由面高程 η 演化及对应 FFT 分析

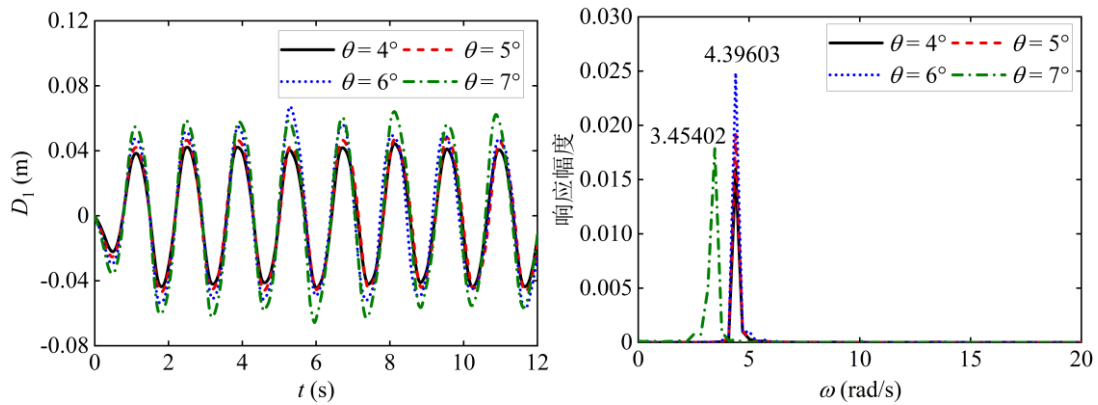
(2) 柔性挡板位移 D 和受力 F

图 5-9（左：柔性挡板演化曲线时域图，右：FFT 分析频域图）显示了在不同晃动角度条件下柔性挡板位移大小随时间的变化演化曲线以及相对应的 FFT 结果分析图。从图 5-9(a)可以观察到，柔性挡板 B1 的位移幅值随晃动角度 θ 的增加而增加，二者呈现出明显的正相关关系。这一趋势在 FFT 分析结果中得到了进一步验证，表明在特定共振频率下，系统的能量响应最为显著。此外，该结论与流固耦合理论的预测相一致，即晃动角度的增加增强了流体对柔性挡板的作用效应，进而导致挡板位移幅度的增大。特别是在晃动角度 $\theta = 6^\circ$ 时，挡板

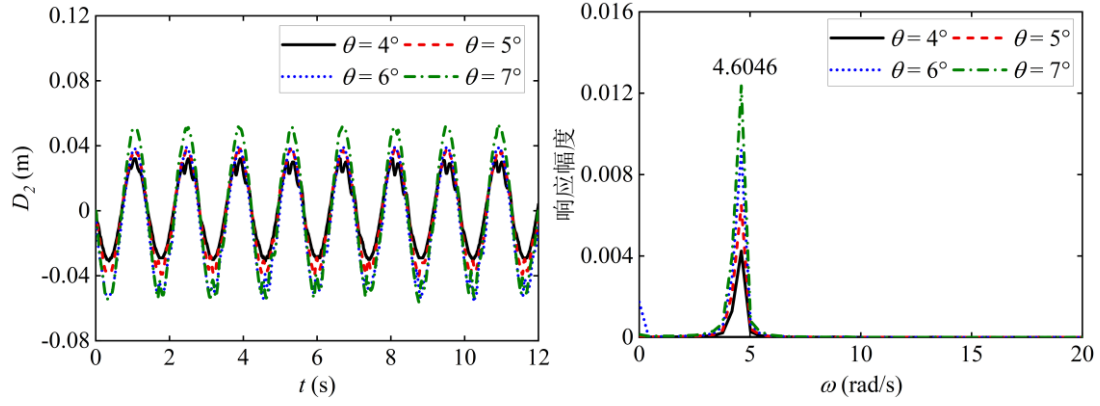
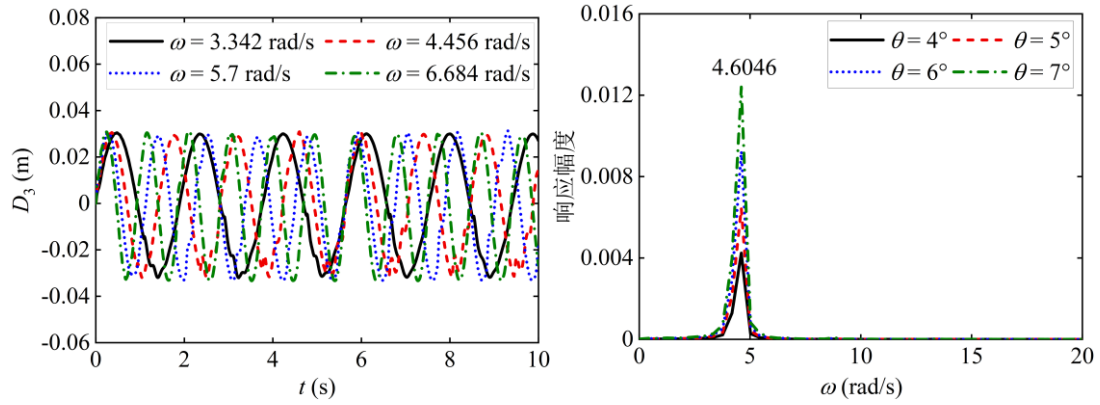
位移幅值在共振频率附近达到最大，表明该激励条件下系统进入共振状态，进一步印证了晃动角度对系统响应的显著影响。进一步分析图 5-9(a-b)可发现，柔性挡板 B2 和 B3 的位移同样随晃动角度 θ 的增加而增大，并呈现出正相关关系，且 FFT 分析结果良好地验证了这一趋势，表明不同挡板的动力学响应均受到晃动角度的直接影响，具有一致性特征。图 5-10 展示了作用在柔性挡板上的动态力演化过程。时域分析结果表明，柔性挡板所受动态力 F 与挡板位移 D 表现出相似的变化特征，进一步验证了流固耦合作用对挡板动力学响应的影响。尤其是在图 5-10(b-c)中可以观察到，作用于柔性挡板 B2 和 B3 的动态力呈现出较强的非线性特征，这可能与流场扰动、涡量变化及局部流体惯性效应增强有关，表明晃动角度的增加不仅影响挡板的线性响应，同时也在特定工况下诱发了更为复杂的非线性动力学行为。

结论表明，随着晃动角度 θ 的增加，柔性挡板 B1、B2、B3 的位移大小 D 均呈现正相关增长趋势，表明晃动角度的增加显著增强了流体对挡板的作用效应。作用在柔性挡板上的动态力与挡板位移表现出一致的变化趋势，表明流固耦合作用的主导效应。此外，柔性挡板 B2 和 B3 的动态力显示出较强的非线性特征，这可能是由流体惯性效应、局部涡动力学及挡板柔性形变共同作用所致，说明在较大晃动角度下，流固耦合系统可能表现出复杂的非线性动力学行为。

图 5-11 显示了在选取不同晃动角度 θ 下作用在挡板上的最大力 $F_{\max}$ 和最大挡板位移 $D_{\max}$ 之间的关系。结果表明，作用在挡板上的力 $F_{\max}$ 随挡板位移 $D_{\max}$ 呈线性变化。

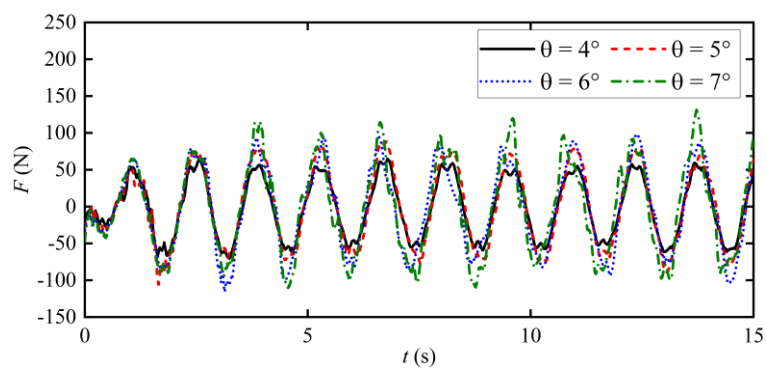


(a) B1 柔性挡板 x 方向位移

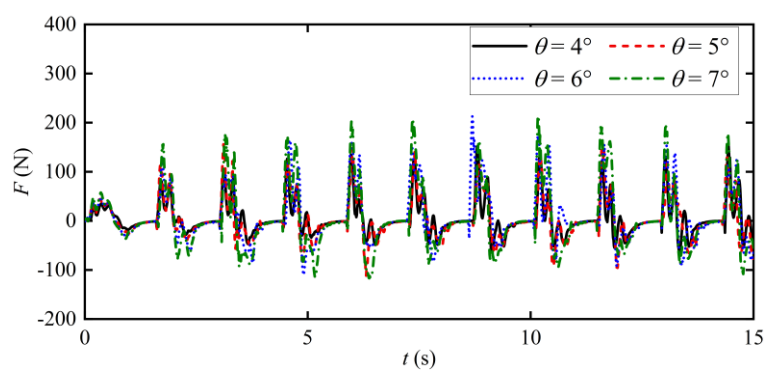
(b) B2 柔性挡板 z 方向位移(c) B3 柔性挡板 z 方向位移图 5-9 不同晃动角度 θ 下柔性挡板位移 D 及相对应的 FFT 分析

结论表明,随着晃动角度 θ 的增加,柔性挡板 B1、B2、B3 的位移大小 D 均呈现正相关增长趋势,表明晃动角度的增加显著增强了流体对挡板的作用效应。作用在柔性挡板上的动态力与挡板位移表现出一致的变化趋势,表明流固耦合作用的主导效应。此外,柔性挡板 B2 和 B3 的动态力显示出较强的非线性特征,这可能是由流体惯性效应、局部涡动力学及挡板柔性形变共同作用所致,说明在较大晃动角度下,流固耦合系统可能表现出复杂的非线性动力学行为。

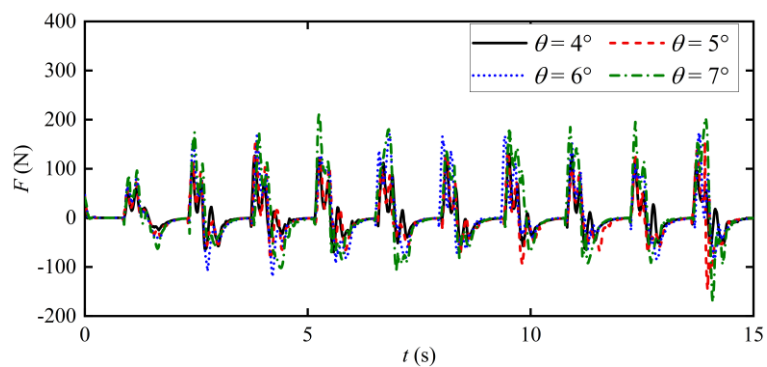
图 5-11 显示了在选取不同晃动角度 θ 下作用在挡板上的最大力 $F_{\max}$ 和最大挡板位移 $D_{\max}$ 之间的关系。结果表明,作用在挡板上的力 $F_{\max}$ 随挡板位移 $D_{\max}$ 呈线性变化。



(a) B1 柔性挡板 x 向受力



(b) B2 柔性挡板 z 方向受力



(c) B3 柔性挡板 z 方向受力

图 5-10 不同晃动角度 θ 条件下作用在柔性挡板的力 F 的演化曲线

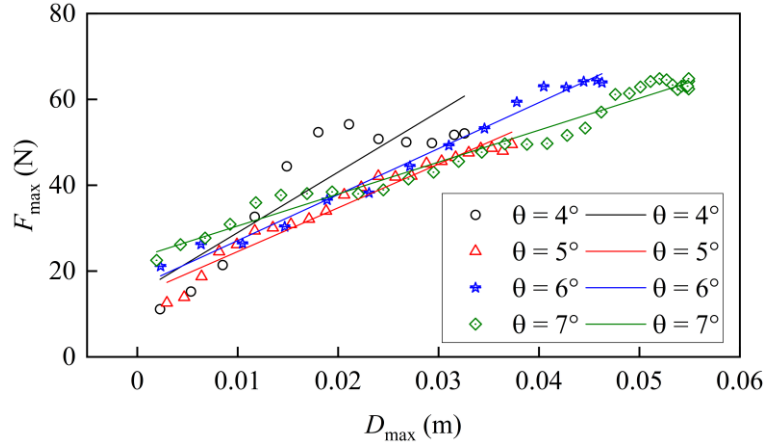


图 5-11 不同晃动角度 θ 条件下柔性挡板最大位移 $D_{\max}$ 和最大受力 $F_{\max}$ 线性拟合

(3) 水箱壁压力 P

图 5-12 描绘了在不同晃动角度 ($\theta = 4^\circ$ 、 5° 、 6° 和 7°) 条件下, 水箱壁上 P1 点的动态压力 P 随时间的变化曲线。从图中可以观察到, 尽管浸没比有所变化, 但水箱壁压力的波动幅度并没有显著差异, 这表明在晃动角度 θ 对水箱壁压力的影响可能不是决定性的。所有曲线在初始时刻附近都显示出一个显著的压力峰值, 这可能是由于系统启动时的瞬态效应或外部激励的初始冲击造成的。随后, 压力波动逐渐稳定, 显示出周期性的波动特征, 这些波动与水箱内的晃荡现象有关。

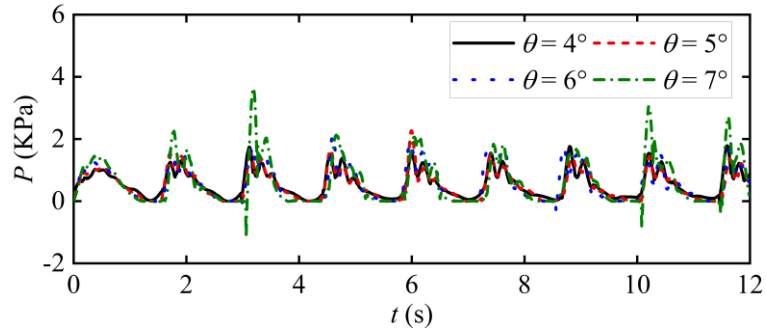


图 5-12 不同晃动角度 θ 条件下水箱壁动态压力 P 演化曲线

5.2.2 浸没比 h/h_b

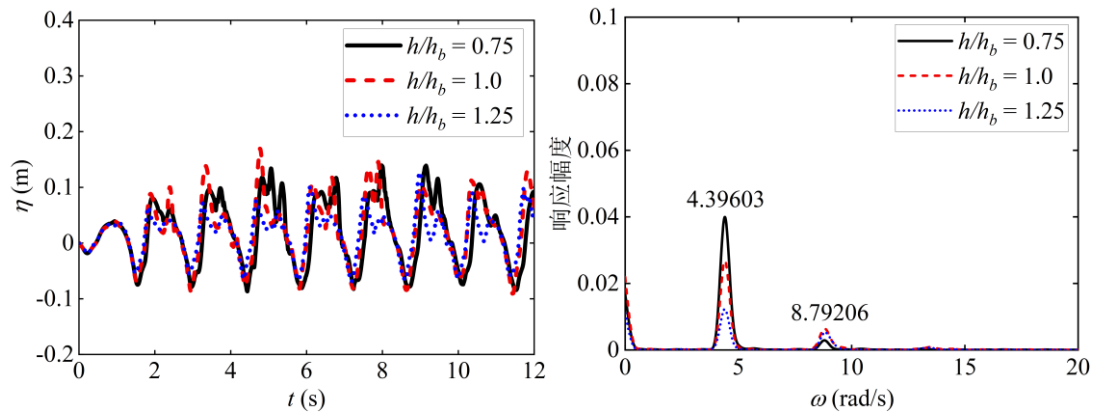
为研究浸没比 h/h_b 对多柔性挡板与晃荡水体运动响应特征的影响规律, 保持外部激励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 且晃动角度 $\theta = 4^\circ$ 条件下, 对不同浸没比 ($h/h_b = 0.75$ 、 1.0 和 1.25) 工况下的数值模拟研究。

(1) 自由面高程 η 对比

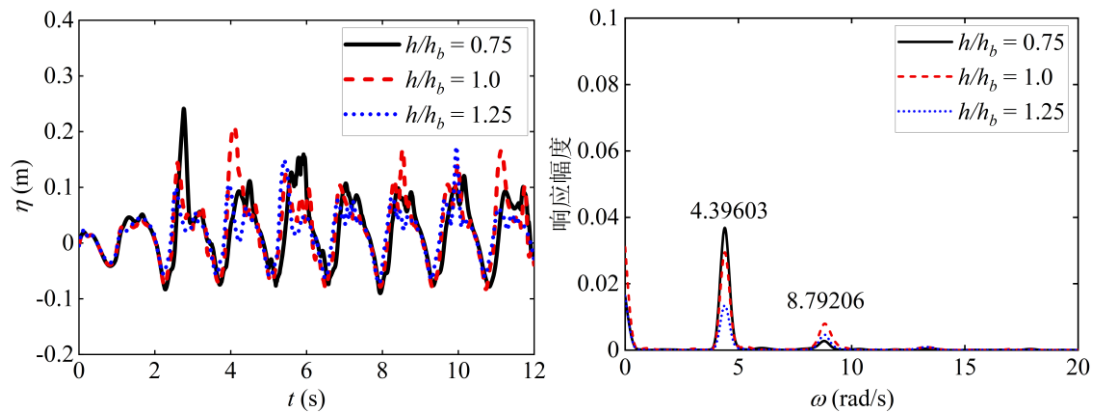
本节基于自由面高程演变规律及 FFT 频谱分析, 系统研究了不同浸没比

h/h_b 条件下晃动水体 E1、E2 测点的自由面高程 η 动态响应特性，结果如图 5-12 所示。图 5-13（左：自由面高程演化曲线时域图，右：FFT 分析频域图）展示了各浸没比 h/h_b 工况下的对比分析结果。从图 5-13 中可已看出，在不同浸没比 h/h_b 条件下，自由面高程非线性振荡特征随着浸没比 h/h_b 的增大而显著增强，并在 $h/h_b = 1.0$ 的条件下表现最为明显，从 FFT 分析结果图可以证实这一规律，三种浸没比条件均出现了运动水箱固有频率（ $\omega = 4.39603 \text{ rad/s}$ ）和两倍频率（ $\omega = 9.73407 \text{ rad/s}$ ）响应，此外，在频率 $\omega = 4.39603 \text{ rad/s}$ 时晃动水体相应幅度最大值出现在浸没比 $h/h_b = 1.0$ 条件下，而在频率 $\omega = 9.73407 \text{ rad/s}$ 时晃动水体相应幅度最大值出现在浸没比 $h/h_b = 0.75$ 条件下。

结论表明，浸没比 h/h_b 的改变不仅影响自由面高程的时域演化特征，同时也对系统的频域响应产生显著影响。



(a) E1 测点自由面高程



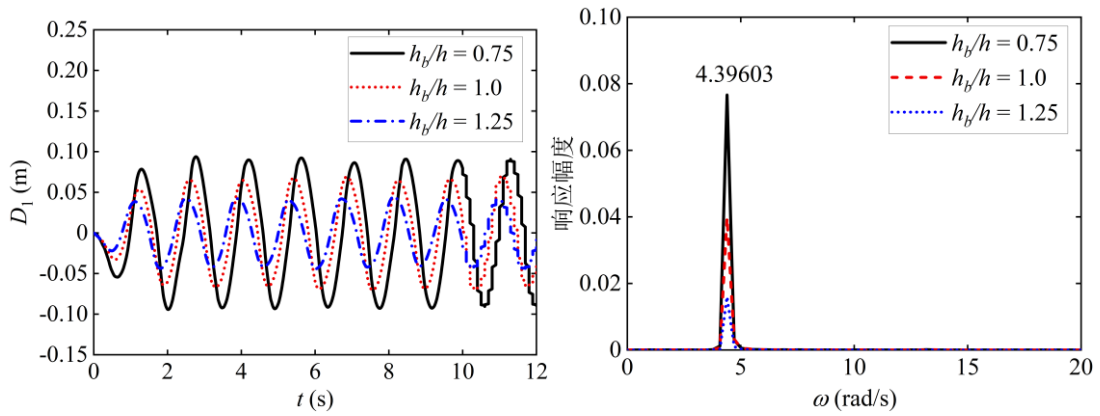
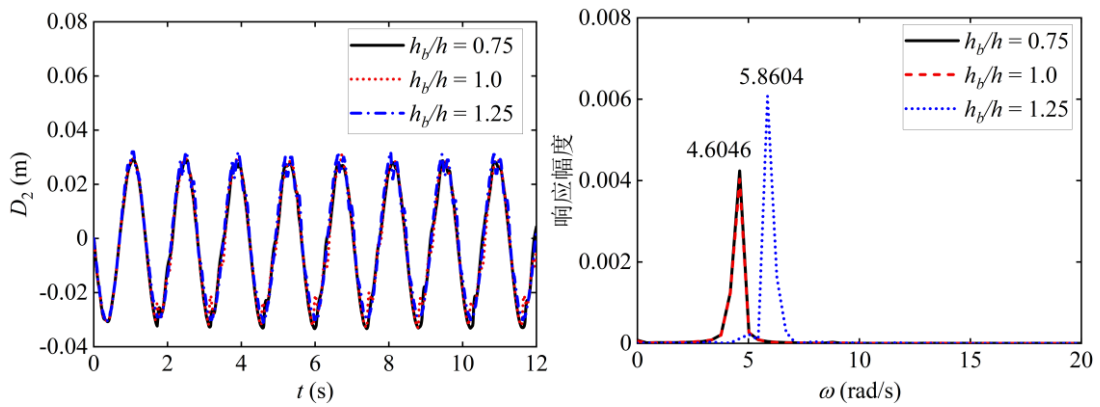
(b) E1 测点自由面高程

图 5-13 不同浸没比 h/h_b 条件下自由面高程演化及对应 FFT 分析

(2) 柔性挡板位移 D 和受力 F

针对不同浸没比 h/h_b 下的柔性挡板位移 D 演化曲线以及相对应的 FFT 结果

分析, 结果如图 5-14 所示 (左柔性挡板位移 D 演化曲线, 右 FFT 分析结果)。从图 5-14(a)中可以看出柔性挡板水平位移 D 与自由面高程 η 表现出相一致的变化特征, 可以明显看出随着浸没比 h/h_b 的增加柔性挡板 B1 水平位移 D 逐渐减小, 两者呈现出负相关的关系; 从图 5-14(a)可以看出浸没比 h/h_b 的改变对柔性挡板 B2 和 B3 的位移并没有显著影响, 观察 FFT 分析结果图可以进一步验证上述规律。图 5-15 展示了不同浸没比条件下作用在柔性挡板上的动态力演化过程。时域分析结果表明, 柔性挡板所受动态力 F 与挡板位移 D 表现出相似的变化特征, 进一步验证了流固耦合作用对挡板动力学响应的影响。尤其是在图 5-15(b-c)中可以观察到, 作用于柔性挡板 B2 和 B3 的动态力呈现出较强的非线性特征, 这可能与流场扰动、涡量变化及局部流体惯性效应增强有关, 表明晃动角度的增加不仅影响挡板的线性响应, 同时也在特定工况下诱发了更为复杂的非线性动力学行为。

(a) B1 柔性挡板 x 方向位移(b) B2 柔性挡板 z 方向位移

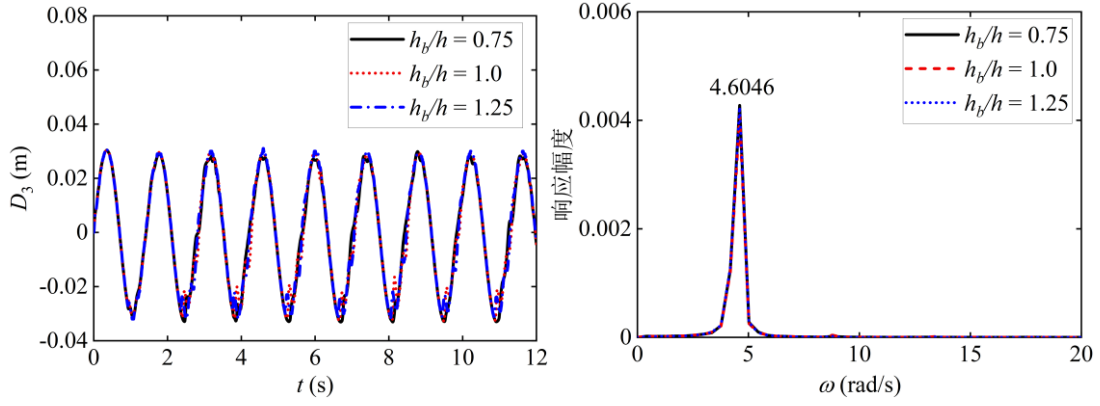
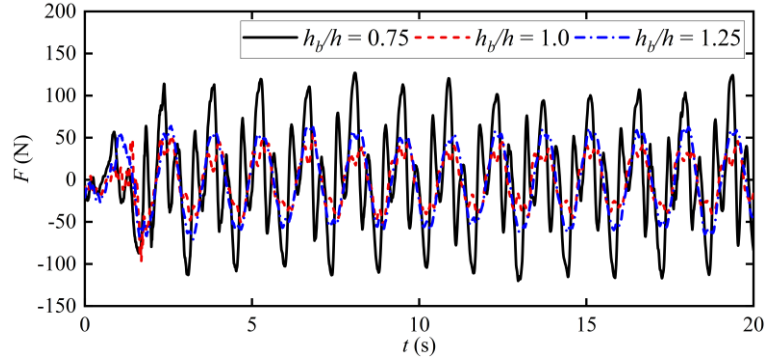
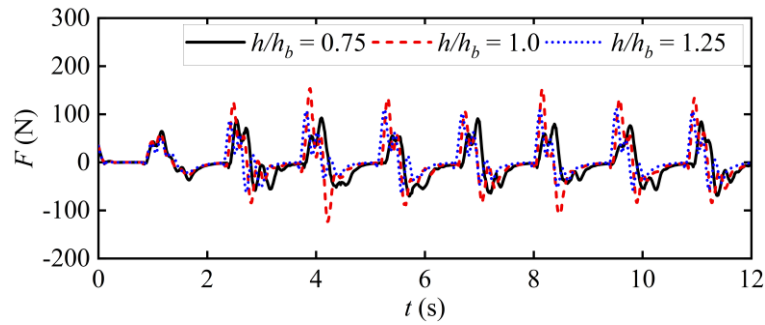

 (c) B3 柔性挡板 z 方向位移

 图 5-14 不同浸没比 h/h_b 条件下柔性挡板位移 D 及对应的 FFT 分析

结论表明，柔性挡板 B1 的水平位移 D 与浸没比 h/h_b 呈现负相关关系，浸没比 h/h_b 的改变对柔性挡板 B2 和 B3 的位移并没有显著影响，挡板所受动态力 F 与其位移 D 具有相似的演化特征。

图 5-16 显示了在选取不同晃动角度 θ 下作用在挡板上的最大力 $F_{\max}$ 和最大挡板位移 $D_{\max}$ 之间的关系。结果表明，作用在挡板上的力 $F_{\max}$ 随挡板位移 $D_{\max}$ 呈线性变化。


 (a) B1 柔性挡板 x 方向受力

 (b) B2 柔性挡板 z 方向受力

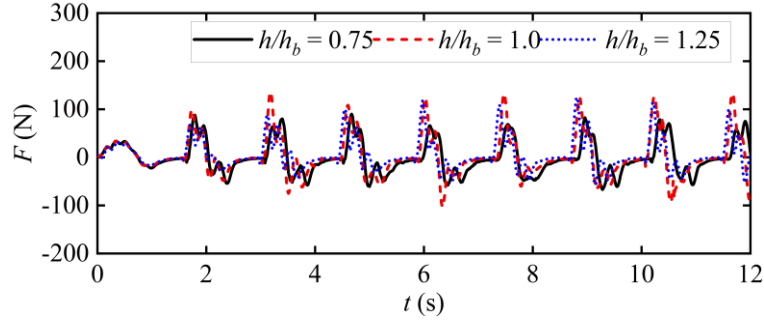
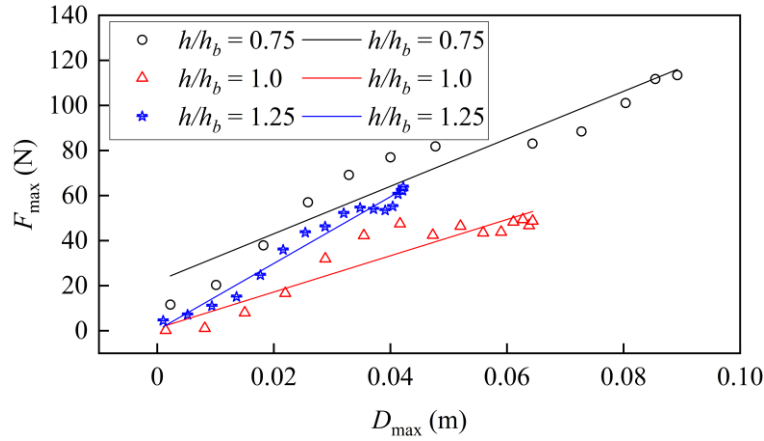
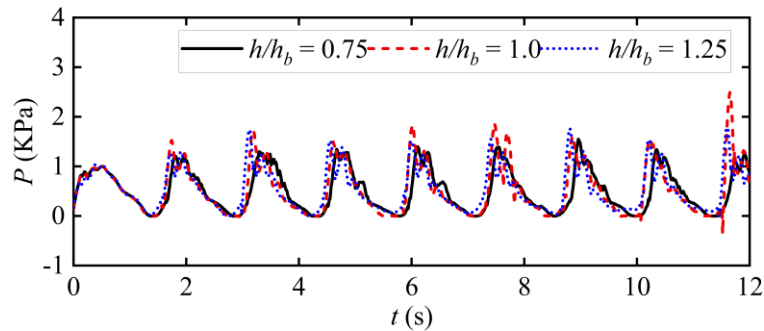

 (c) B3 柔性挡板 z 方向受力

 图 5-15 不同浸没比 h/h_b 条件下作用在柔性挡板上的力 F 演化曲线

 图 5-16 不同浸没比 h/h_b 条件下柔性挡板最大位移 $D_{\max}$ 与最大受力 $F_{\max}$ 拟合

(3) 水箱壁压力 P

图 5-17 显示了在不同浸没比 h/h_b 条件下，水箱壁上 P1 点的动态压力 P 随时间 t 的变化曲线。从图中可以观察到，尽管浸没比有所变化，但水箱壁压力的波动幅度并没有显著差异，这表明浸没比对水箱壁压力的影响可能不是决定性的因素。


 图 5-17 不同浸没比 h/h_b 条件下水箱壁动态压力 P 演化曲线

5.3 晃动水体流场分析

为更直观观察到各个时刻晃动水体流场变化特征，本小结选取了在外部激

励频率 $\omega = 4.456 \text{ rad/s}$ 、激励振幅 $\theta = 4^\circ$ 以及浸没比 $h/h_b=1.25$ 的工况条件下不同时刻流场压力、速度和涡量分布云图，结果如图 5-18 所示。从图 5-18(a)可见，水箱底部及侧壁普遍存在高压区域（红色区域），主要由静水压力与流体冲击压力叠加所致。在 $t = 10.96 \text{ s}$ 和 $t = 12.68 \text{ s}$ 时，局部压力波动剧烈，表明波浪破碎与流体冲击对压力分布影响显著。图 5-18(b)显示，随着时间推移，自由液面附近及壁面撞击区域流体速度显著增加，局部速度接近最大值（红色区域），反映出晃荡过程中剧烈的非线性流动特性。此外，图 5-18(c)表明，自由液面附近、挡板周围及壁面撞击点均为高涡量区域，表明局部剪切作用强烈。旋涡结构随时间经历生成、合并、脱落及漂移等演化过程，表明旋涡运动受剪切效应、边界层分离以及波浪破碎与流体冲击等非线性动力学机制的综合驱动。

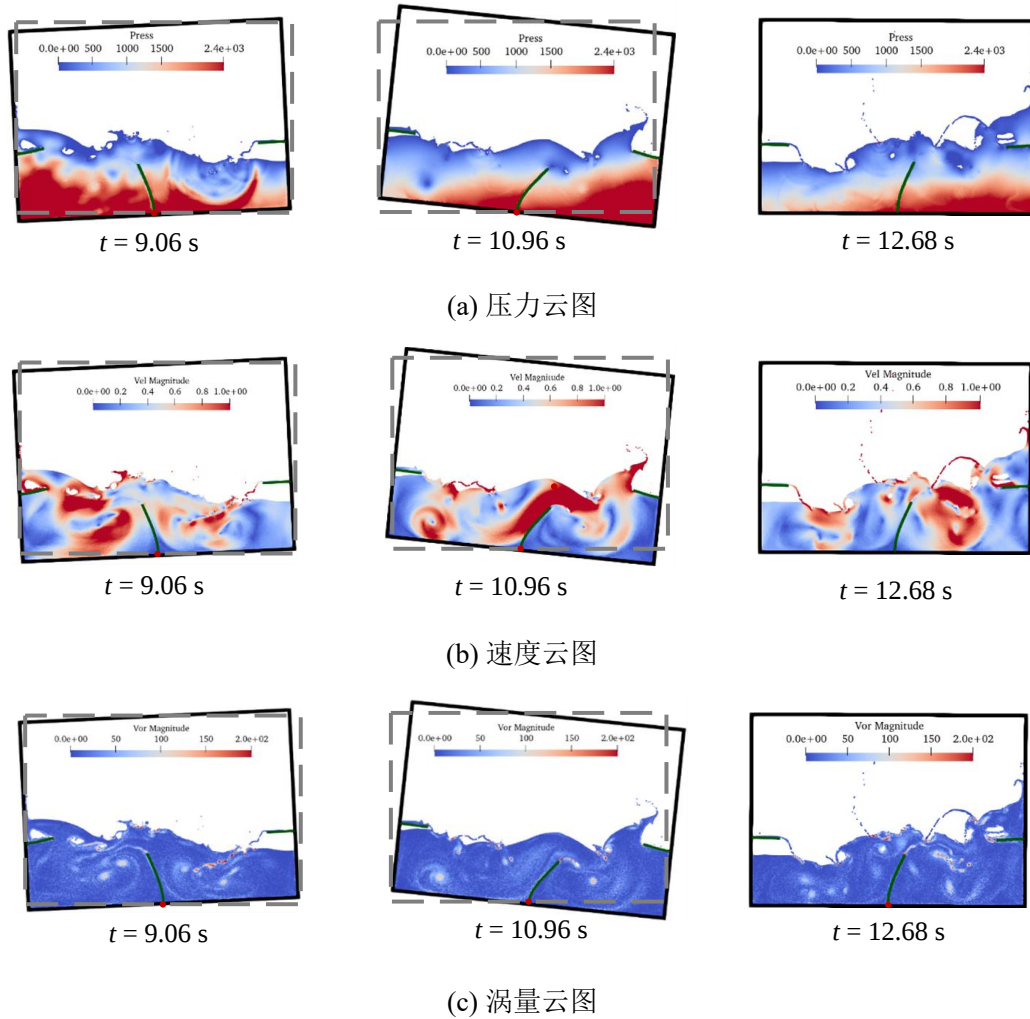


图 5-18 不同时刻 t 对应的流场压力、速度、涡量分布云图

5.4 本章小结

本章在第四章研究的基础上，进一步引入水平挡板，构建了晃动激励条件下晃动水体与多柔性挡板相互作用的计算模型。具体通过改变外部激励频率 ω 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 等参数条件探究对晃动水体自由高程 η 、柔性板顶端水平位移 D 和顶端受力 F 、水箱右壁 P1 点受晃动水体冲击压力 P 随时间变化的影响规律，最后通过流场云图对动水压力、速度以及涡量进行了直观对比。所得的主要结论具体如下：

（1）水平挡板的增加使得运动水箱的共振频率转移到更高值，较高频段（ $\omega = 5.57、6.684 \text{ rad/s}$ ）激励下，系统呈现更高的能量转化效率和显著的非线性特征，运动水箱固有频率与倍频分量的协同作用导致水体运动加剧；此外，激励频率的变化对水平挡板 B2 和 B3 的弯曲变形影响较小，其影响可忽略不计。

（2）水平挡板的增加使得柔性挡板 B1、B2、B3 的位移幅度 D 均呈现正相关增长趋势，同时，柔性挡板顶端受力 F 与其位移 D 具有一致的演化特征，表明流固耦合作用在系统动力学响应中的主导地位。此外，由于黏性耗散与湍流效应的显著影响，水箱自由面高程的增长受到了抑制，进一步反映出流体动力学与结构动力学之间的复杂相互作用。

（3）柔性挡板 B1 的水平位移 D 与浸没比 h/h_b 呈现负相关关系，浸没比 h/h_b 的改变对柔性挡板 B2 和 B3 的位移并没有显著影响。

第 6 章 结论与展望

6.1 结论

本文采用 SPH 方法对水平及晃动激励下运动水箱内晃动水体与柔性挡板运动响应进行了系统研究，阐述了外部激励频率 ω 、振幅 A 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 对晃动水体自由高程 η 、柔性板顶端水平位移 D 及顶部受力 F 、水箱壁压力 P 的影响规律。在此基础上，结合与无挡板、含刚性挡板工况的对比分析，揭示了晃动水体与柔性挡板的相互作用机制。研究工作和结论主要如下：

(1) 阐述了外部激励下运动水箱内晃动水体与柔性挡板机理的研究背景及意义；总结归纳了无挡板运动水箱、含单挡板运动水箱以及含多挡板运动水箱内晃动水体的研究现状。

(2) 通过建立水平激励条件下含单柔性挡板运动水箱二维计算模型并研究发现：含柔性挡板运动水箱的固有频率 $\omega_1 = 5.57 \text{ rad/s}$ ，大于无挡板运动水箱的固有频率 $\omega_0 = 4.456 \text{ rad/s}$ ，且相比于无挡板和含刚性挡板工况，柔性挡板能更有效地吸收能量，从而能更好地抑制晃动水体的运动响应；外部激励振幅 A 与 η 和 D 的运动响应呈正相关。随着 A 的增加，含柔性挡板工况的晃动水体运动响应主要由外部激励频率决定，响应特性并没有发生改变；随着 h/h_b 的增加，柔性挡板从非浸没状态逐渐转变为浸没状态， η 呈现出逐渐增大的趋势，且增幅较为明显， D 并未表现出明显的变化趋势。非浸没状态($h/h_b \leq 1.0$)下， $\omega > \omega_0$ 时，柔性挡板对于晃动水体运动响应的抑制效果要优于刚性挡板；浸没状态($h/h_b > 1.0$)下， $\omega > \omega_0$ 时，刚性挡板对于晃动水体运动响应的抑制效果要优于柔性挡板。

(3) 通过建立晃动激励条件下含单柔性挡板运动水箱二维计算模型并研究发现：在运动水箱固有频率附近 ($\omega = 4.456、5.57 \text{ rad/s}$) 激励下，晃动水体呈现更高的能量转化效率和显著的非线性特征；在较小晃动角度 ($\theta = 4^\circ$) 下，晃动水体自由面高程表现出较强的非线性特征，而在较大晃动角度 ($\theta = 7^\circ$) 条件下，系统响应趋于稳定并表现出线性演化趋势。当晃动角度超过一定阈值 ($\theta = 6^\circ$) 后，晃动水体能量响应不再增加，反而由于能量耗散效应而有所降

低；浸没比的调控可有效改变晃荡水体能量的频域分布特性， $h/h_b = 1.0$ 为能量响应的临界阈值，此时系统主频能量集聚效率达到峰值；当 h/h_b 偏离此阈值时，能量耗散路径通过高阶谐波激发显著增加。

(4) 通过建立晃动激励条件下含多柔性挡板运动水箱二维计算模型并研究发现：水平柔性挡板的增加使得运动水箱的共振频率转移到更高值，加剧了自由面演化的一个非线性特征现象；水平柔性挡板的增加使得柔性挡板 B1、B2、B3 的位移幅度 D 均呈现正相关增长趋势；柔性挡板 B1 的水平位移 D 与浸没比 h/h_b 呈现负相关关系，浸没比 h/h_b 的改变对柔性挡板 B2 和 B3 的位移并没有显著影响。

6.2 主要创新点

(1) 通过无挡板、刚性挡板、柔性挡板三种工况进行晃荡水体运动响应的对比分析，重点关注外部激励与水箱固有频率达到一致时发生共振现象时晃荡水体的运动响应，并由此判定得出单柔性挡板在抑制晃荡水体效应具有优势的参数范围。

(2) 现有研究多集中于单刚性板或单柔性板的晃荡水体抑制机制，对多柔性挡板耦合作用下的晃荡水体拟制机制关注较少，相关研究尚显不足。本文围绕运动水箱内晃荡水体与多柔性挡板的相互作用机理展开深入探讨，可望为多柔性挡板结构在工程实践中抑制晃荡水体效应提供了理论依据和较为可行的技术参考。

6.3 不足与展望

本文利用 SPH 方法数值研究了运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用机理，具体研究了外部激励频率 ω 、振幅 A 、晃动角度 θ 以及浸没比 h/h_b 等参数对运动水箱内晃荡水体的自由面演化、柔性挡板的弯曲变形位移和受力以及水箱侧壁动态压力分布特征的影响机制。研究内容较为翔实，但仍存在一些问题还需进一步探索和研究：

(1) 目前的研究工作主要基于二维计算模型，与实际工况存在一定差距。

下一步研究工作拟基于三维计算模型展开。

(2) 研究主要聚焦于规则激励下的共振工况，尚未涉及较大破坏幅度下的极端工况。然而，在实际海洋环境中，储液容器通常受到不规则外部激励的作用。由此，后续研究可进一步考虑不规则激励条件下柔性挡板对晃荡水体的抑制机制。

(3) 对挡板工况的研究较为有限，未来可进一步考虑挡板刚度、尺寸参数等对晃荡水体抑制效果的影响，以揭示其作用机理并优化设计方案。通过系统性的参数分析，可为工程系统中晃荡水体问题的缓解提供更丰富的理论支持和技术参考。

参考文献

- [1] 尚春雨. 带自由面水体的结构地震反应分析方法及应用[D]. 上海: 上海交通大学, 2008.
- [2] 刘韦宏. 储液罐液体晃荡动力分析与动水压力影响特性研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2020.
- [3] 李青. 大晃动粘性流体与储液容器的相互作用数值分析[D]. 北京: 清华大学, 2004.
- [4] Zeng X, Yu Y, Zhang L, et al. A new energy-absorbing device for motion suppression in deep-sea floating platforms[J]. *Energies*, 2014, 8(1): 111-132.
- [5] Sergievskaya I, Ermakov S, Lazareva T, et al. Damping of surface waves due to crude oil/oil emulsion films on water[J]. *Marine Pollution Bulletin*, 2019, 146: 206-214.
- [6] Tsao W H, Chen Y C, Kees C E, et al. The effect of porous media on wave-induced sloshing in a floating tank[J]. *Applied Sciences*, 2022, 12(11): 5587-5618.
- [7] Gillissen J J J, Van den Akker H E A. Direct numerical simulation of the turbulent flow in a baffled tank driven by a Rushton turbine[J]. *AIChE Journal*, 2012, 58(12): 3878-3890.
- [8] Shiono K, Teixeira E C. Turbulent characteristics in a baffled contact tank[J]. *Journal of Hydraulic Research*, 2000, 38(6): 403-416.
- [9] Wang G, Yang F, Wu K, et al. Estimation of the dissipation rate of turbulent kinetic energy: A review[J]. *Chemical Engineering Science*, 2021, 229: 116133-116150.
- [10] 陈梁. 液货舱内柔性隔板阻晃效果研究[D]. 舟山: 浙江海洋大学, 2023.
- [11] 刘永涛. 舱室内液体晃荡的数值模拟及其与船体运动耦合作用的研究[D]. 上海: 上海交通大学, 2014.
- [12] 陈江弥. 多工况下汽车燃油箱内液体晃动特性研究[D]. 武汉: 武汉理工大学, 2017.
- [13] Abramson H N. The dynamic behavior of liquids in moving containers. NASA SP-106[R]. NASA Special Publication, 1966.
- [14] Housner G W. The Dynamic Behavior of Water Tanks[J]. *Bulletin of the Seismological Society of America*, 1963, 53(2): 381-387.
- [15] Faltinsen O M. A nonlinear theory of sloshing in rectangular tanks[J]. *Journal of*

- Ship Research, 1974, 18(04): 224-241.
- [16] Faltinsen O M, Timokha A N. On sloshing modes in a circular tank[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 695: 467-477.
- [17] Faltinsen O M, Timokha A N. Sloshing with marine and land-based applications[C]. International Conference on Hydrodynamics, Shanghai, China. 2010.
- [18] 洪亮, 朱仁传, 缪国平, 等. 液舱晃荡对船舶横摇运动影响的数值研究[J]. 中国造船, 2015, 56(1): 1-10.
- [19] 李遇春, 楼梦麟. 渡槽中流体非线性晃动的边界元模拟[J]. 地震工程与工程振动, 2000, 20(2): 51-56.
- [20] Wu C H, Chen B F, Hung T K. Hydrodynamic forces induced by transient sloshing in a 3D rectangular tank due to oblique horizontal excitation[J]. Computers & Mathematics with Applications, 2013, 65(8): 1163-1186.
- [21] 方智勇, 杨松林, 朱仁庆. Level-set 法在液体晃荡研究中的应用[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2007, 22(2): 150-156.
- [22] 卫志军, 岳前进, 阮诗伦, 等. 矩形液舱晃荡冲击载荷的试验机理研究[J]. 船舶力学, 2012, 16(8): 885-892.
- [23] 卫志军, 申利敏, 王梓名, 等. 液体晃荡自由液面波高的相似关系的实验研究[J]. 船舶力学, 2020, 24(3): 282-293.
- [24] 祁恩荣, 庞建华, 徐春, 等. 薄膜型 LNG 液舱晃荡压力与结构响应试验[J]. 舰船科学技术, 2011, 33(4): 17-24.
- [25] 薛米安, 陈奕超, 苑晓丽, 等. 不同海浪谱激励下矩形液舱内液体晃荡试验研究[J]. 大连理工大学学报, 2018, 58(3): 261-268.
- [26] 薛米安, 陈奕超, 苑晓丽, 等. 低载液率液体晃荡冲击压力的试验研究[J]. 振动与冲击, 2019, 38(14): 239-245.
- [27] 甄长文. 复合激励下弹性侧壁液舱内液体晃荡特性研究[J]. 浙江海洋大学, 2019.
- [28] 李晨光. 弹性变形对三维液舱晃动液面影响的实验研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2015.
- [29] Fujino Y, Sun L, Pacheco B M, et al. Tuned liquid damper (TLD) for suppressing horizontal motion of structures[J]. Journal of Engineering Mechanics, 1992, 118(10): 2017-2030.

- [30] Zheng X, You Y, Ma Q, et al. A comparative study on violent sloshing with complex baffles using the ISPH method[J]. *Applied Sciences*, 2018, 8(6): 904-920.
- [31] Zheng M Z, Gou Y, Teng B, et al. A practical prescreening method for sloshing severity evaluation[J]. *Petroleum Science*, 2020, 17: 1119-1134.
- [32] Pal N C, Bhattacharyya S K, Sinha P K. Non-linear coupled slosh dynamics of liquid-filled laminated composite containers: a two dimensional finite element approach[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2003, 261(4):729-749.
- [33] Zhao D, Hu Z, Chen G, et al. Nonlinear sloshing in rectangular tanks under forced excitation[J]. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*, 2018, 10(5): 545-565.
- [34] 李金龙, 尤云祥, 陈科. 一种几何 VOF 方法在液舱晃荡流动模拟中的应用[J]. *上海交通大学学报*, 2019, 53(8): 943-951.
- [35] 宿崇, 马纪军, 张伟庆. 振动冲击下水体晃荡对水箱部件动力学特性的影响[J]. *机械设计*, 2018, 35(6): 36-41.
- [36] 董问, 袁奕, 张正艺, 等. 晃荡载荷作用下 LNG 船 B 型独立液货舱支撑结构受力分析[J]. *舰船科学技术*, 2019, 41(8): 17-22.
- [37] Cho J R, Lee H W. Numerical study on liquid sloshing in baffled tank by nonlinear finite element method[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics & Engineering*, 2004, 193(23/26): 2581-2598.
- [38] Akyildiz H, Ünal E. Experimental investigation of pressure distribution on a rectangular tank due to the liquid sloshing[J]. *Ocean Engineering*, 2005, 32(11-12): 1503-1516.
- [39] Akyildiz H. Experimental investigation of pressure distribution on a cylinder due to the wave diffraction in a finite water depth[J]. *Ocean engineering*, 2002, 29(9): 1119-1132.
- [40] Akyıldız H, Ünal N E, Aksoy H. An experimental investigation of the effects of the ring baffles on liquid sloshing in a rigid cylindrical tank[J]. *Ocean Engineering*, 2013, 59: 190-197.
- [41] Liu D M, Lin P Z. Three-dimensional liquid sloshing in a tank with baffles[J]. *Ocean Engineering*, 2009, 36(2): 202-212.
- [42] Zang Q, Fang H, Liu J, et al. Boundary element model for investigation of the effects of various porous baffles on liquid sloshing in the two dimensional rectangular tank[J]. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 2019, 108:

484-500.

- [43] Biswal K C, Bhattacharyya S K, Sinha P K. Dynamic response analysis of a liquid-filled cylindrical tank with annular baffle[J]. Journal of sound and vibration, 2004, 274(1-2): 13-37.
- [44] Jung J H, Yoon H S, Lee C Y, et al. Effect of the vertical baffle height on the liquid sloshing in a three-dimensional rectangular tank[J]. Ocean Engineering, 2012, 44: 79-89.
- [45] Paik K J, Carrica P M. Fluid-structure interaction for an elastic structure interacting with free surface in a rolling tank[J]. Ocean Engineering, 2014, 84: 201-212.
- [46] Hwang S C, Park J C, Gotoh H, et al. Numerical simulations of sloshing flows with elastic baffles by using a particle-based fluid-structure interaction analysis method[J]. Ocean Engineering, 2016, 118: 227-241.
- [47] Maiti P R, Bhattacharyya S K. Liquid-structure interaction coupled motion of a cantilever plate inside a container an experimental investigation[J]. International Journal of Fluid Mechanics Research, 2020, 47(6): 517-531.
- [48] Cho I H. Liquid sloshing in a swaying/rolling rectangular tank with a flexible porous elastic baffle[J]. Marine Structures, 2021, 75: 102865-102881.
- [49] Idelsohn S R, Marti J, Souto-Iglesias A, et al. Interaction between an elastic structure and free-surface flows: experimental versus numerical comparisons using the PFEM[J]. Computational Mechanics, 2008, 43(1): 125-132.
- [50] Qin H, Mu L, Tang W, et al. Numerical study on structural response of anti-sloshing baffles of different configurations in a sloshing tank considering hydroelasticity[J]. Ocean Engineering, 2019, 188: 106290-106312.
- [51] Demir A, Demir A. Hydro-elastic analysis of standing submerged structures under seismic excitations with SPH-FEM approach[J]. Latin American Journal of Solids and Structures, 2020, 17(9): 333-347.
- [52] Zhang Z L, Khalid M S U, Long T, et al. Investigations on sloshing mitigation using elastic baffles by coupling smoothed finite element method and decoupled finite particle method[J]. Journal of Fluids and Structures, 2020, 94: 102942-102965.
- [53] Ren Y R, Khayyer A, Lin P Z, et al. Numerical modeling of sloshing flow interaction with an elastic baffle using SPHinXsys[J]. Ocean Engineering, 2023, 267: 113110-113130.

- [54] Xue M A, Zheng J, Lin P Z, et al. Experimental study on vertical baffles of different configurations in suppressing sloshing pressure[J]. *Ocean Engineering*, 2017, 136: 178-189.
- [55] Chu C R, Wu Y R, Wu T R, et al. Slosh-induced hydrodynamic force in a water tank with multiple baffles[J]. *Ocean Engineering*, 2018, 167: 282-292.
- [56] Cao Z, Xue M A, Yuan X, et al. A fast semi-analytic solution of liquid sloshing in a 2-D tank with dual elastic vertical baffles and walls[J]. *Ocean Engineering*, 2023, 273: 113951-113972.
- [57] Goudarzi M A, Danesh P N. Numerical investigation of a vertically baffled rectangular tank under seismic excitation[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2016, 61: 450-460.
- [58] Nasar T, Sannasiraj S A. Sloshing dynamics and performance of porous baffle arrangements in a barge carrying liquid tank[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 183: 24-39.
- [59] Yu L, Xue M A, Jiang Z. Experimental investigation of parametric sloshing in a tank with vertical baffles[J]. *Ocean Engineering*, 2020, 213: 107783.
- [60] Siddiqui U A, Fatima B, Siddiqui H U, et al. Effect of horizontal perforated baffle on sloshing in partly filled tank trucks[J]. *Int Res Eng and Tech*, 2019, 6(4): 685-691.
- [61] Wang W, Zang Q, Wei Z, et al. An isogeometric boundary element method for liquid sloshing in the horizontal eccentric annular tanks with multiple porous baffles[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 189: 106367-106386.
- [62] Jin X, Zheng H, Liu M, et al. Damping effects of dual vertical baffles on coupled surge-pitch sloshing in three-dimensional tanks: a numerical investigation[J]. *Ocean Engineering*, 2022, 261: 112130-112147.
- [63] Khayyer A, Gotoh H, Falahaty H, et al. Towards development of enhanced fully-Lagrangian mesh-free computational methods for fluid-structure interaction[J]. *Journal of Hydrodynamics*, 2018, 30(1): 49-61.
- [64] Sun P N, Le Touze D, Oger G, et al. An accurate FSI-SPH modeling of challenging fluid-structure interaction problems in two and three dimensions[J]. *Ocean Engineering*, 2021, 221: 108552-108574.
- [65] 顾常璠. 基于 SPH 方法的结构物砰击入水的流固耦合问题研究[D]. 镇江: 江苏科技大学, 2023.

- [66] Lo E Y M, Shao S. Simulation of near-shore solitary wave mechanics by an incompressible SPH method[J]. *Applied Ocean Research*, 2002, 24(5): 275-286.
- [67] Gotoh H, Shibahara T, Sakai T. Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method-Lagrangian flow model for hydraulic engineering[J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2001, 9(4): 339-347.
- [68] Dalrymple R A, Rogers B D. Numerical modeling of water waves with the SPH method[J]. *Coastal Engineering*, 2006, 53(2-3): 141-147.
- [69] Molteni D, Colagrossi A. A simple procedure to improve the pressure evaluation in hydrodynamic context using the SPH[J]. *Computer Physics Communications*, 2009, 180(6): 861-872.
- [70] Ganzenmüller G C. An hourglass control algorithm for Lagrangian smooth particle hydrodynamics[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2015, 286: 87-106.
- [71] Crespo A J C, Gómez-Gesteira R, Dalrymple R A. Boundary conditions generated by dynamic particles in SPH methods[J]. *Computers, Materials, & Continua*, 2007, 5(3): 173-184.
- [72] Leimkuhler B, Matthews C. *Molecular Dynamics*[M]. New York: Springer International Publishing, 2015.
- [73] Faltinsen O M. A numerical nonlinear method of sloshing in tanks with two-dimensional flow[J]. *Journal of Ship Research*, 1978, 22(3): 193-202.
- [74] Lu L, Jiang S, Zhao M, et al. Two-dimensional viscous numerical simulation of liquid sloshing in rectangular tank with/without baffles and comparison with potential flow solutions[J]. *Ocean Engineering*, 2015, 108: 662-677.
- [75] Ren Y R, Xue M A, Lin P Z. Experimental study of sloshing characteristics in a rectangular tank with elastic baffles[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2023, 122: 103984-104010.
- [76] Ma Y, Dong G, Ma X, et al. A new method for separation of 2D incident and reflected waves by the Morlet wavelet transform[J]. *Coastal engineering*, 2010, 57(6): 597-603.
- [77] Zhang C, Li Y, Meng Q. Fully nonlinear analysis of second-order sloshing resonance in a three-dimensional tank[J]. *Computers & Fluids*, 2015, 116: 88-104.

攻读硕士学位期间获得的工作成果

已发表论文:

1. 姚乐, 陈善群, 邓博思, 等. 运动水箱内晃荡水体与柔性挡板相互作用的机理研究[J]. 水动力学研究与进展 A 辑, 2025, 40(01): 1-12.
2. 张龙飞, 姚乐, 程奕坤, 等. 阶梯海床上系泊浮体运动响应及系泊力的数值研究[J]. 科学技术与工程, 2025, 25(03): 1206-1213.
3. Bin Liao, Longfei Zhang, **Le Yao**, et al. Oscillatory behavior of drops in an ambient liquid under an impact[J], International Journal of Multiphase Flow, 2024(177): 104850.

参与科学竞赛:

1. 获得安徽省力学学会第八届会员代表大会暨学术报告会研究生优秀报告奖;
2. 第四届华数杯数学建模竞赛二等奖;
3. 第十三届 Mathor Cup 高校数学建模挑战赛三等奖。

致谢

行文至此，我的硕士研究生学习阶段也即将结束，回首在安徽工程大学的三年时光，这段经历将成为我人生中重要的成长印记。

首先，谨向我的导师陈善群教授和廖斌副教授致以最诚挚的感谢，感谢两位导师在科研道路上的悉心指导。陈老师和廖老师以渊博的专业知识和谦和的处事风格，使我受益匪浅。在过去三年里，他们不仅在学术研究上给予我极大的帮助，也在生活中关心和支持我。在我对未来感到迷茫时，他们给予了宝贵的人生建议，使我受益终生。他们严谨治学、严于律己，在生活中却和蔼可亲、平易近人，这种人格魅力让我深感敬佩。此外，还要感谢给予我帮助的所有老师以及课题组的小伙伴们，特别感谢。山水一程有幸相遇。愿老师们工作顺利、身体健康，愿我们的课题组越来越好，蒸蒸日上。

父母之恩，常记于心。漫漫求学路离不开父母的无条件支持，感谢父母二十余载养育恩情，感谢你们对我每一次选择的理解与支持，家永远是最温暖的港湾和最坚硬的后盾。养育之恩，无以为报，希望未来我可以像你们于我一样，成为你们的依靠。愿父母身体健康、万事顺意。

一路走来幸得朋友们一直陪伴在我身边，给予我无限包容、安慰和鼓励。我要感谢我的同窗张龙飞、马亮亮、杜旭泽、钱华山和李思然，以及我的师姐汪冰和师兄杨在贺，希望他们能在各自的领域闪闪发光也好，普普通通也好，都能成为自己想要成为的人。愿大家前程似锦，万事胜意。

始于初秋，终于盛夏。我想感谢这三年里迷茫、焦虑、内耗、遗憾过以及努力、幸福、感动、快乐过的自己，尽管一路跌跌撞撞的前进，但也从未想过放弃。这些宝贵又温暖的时光，让我不断地了解自己、认识自己，让我能够以更从容、更平和的心态迎接人生的新篇章。

最后，感谢所有百忙之中抽出时间参加我论文评阅、评议和答辩的专家们，感谢你们宝贵的意见与建议。

姚乐于芜湖

2025年5月