Vol. 59, No. 2 Mar. 2 0 1 9

文章编号: 1000-8608(2019)02-0162-10

基于振动台实验的液体晃荡激励参数敏感性研究

薛米安*1,2, 邢建建1,2, 陈奕超1,2, 罗铆钩1,5

(1. 河海大学海岸灾害及防护教育部重点实验室, 江苏南京 210098;

2. 河海大学 港口海岸与近海工程学院, 江苏 南京 210098)

摘要:为评估不同参数对晃荡冲击压力的敏感性,基于振动台实验研究了运动幅度、水深尤其是外激励频率对晃荡冲击压力的响应规律.实验中,运动幅度分别为 3.5.7 mm,水深分别为 9 和 20 mm,外激励频率的范围为 $0.5f_0 \sim 2.0f_0(f_0$ 为固有频率).通过计算相同实验条件下两组实验数据的决定系数讨论了运动幅度、水深及外激励频率对实验数据可重复性的影响.研究发现浅水晃荡中最大压力的响应频率略大于理论上的固有频率,而有限水深晃荡中最大压力的响应频率略小于理论上的固有频率.运动幅度仅在共振频率附近对晃荡冲击压力较敏感.压力时程曲线的瞬态阶段主要受外激励频率和固有频率调制,稳态阶段仅受外激励频率及其倍频的影响.

关键词:液体晃荡;压力分布;振动台实验;参数敏感性分析

中图分类号:U661.7

文献标识码:A

doi:10.7511/dllgxb201902008

0 引 言

未满载液舱在外力作用下产生的剧烈自由液面运动称为液体晃荡,它在船舶与海洋工程、核工程、航空航天工程等领域均具有广泛的应用. 例如海洋平台上的调谐液体阻尼器、大型液货船、地震时核反应炉及大型储油罐、公路上行驶的油罐车、飞行器中的燃料箱等都与液体晃荡密切相关. 在外力作用下,尤其是当运动频率接近容器固有频率或运动幅度较大时,容器内的液体常常发生剧烈的波动,进而产生巨大的脉冲压力及倾覆力矩,容易造成容器的结构破坏或液货船的倾覆,因此晃荡压力荷载是船舶液舱或大型储液容器设计必须考虑的关键荷载之一.

影响晃荡的因素众多,如运动幅度、频率、液体装载率、容器形状、运动方式、液体的黏性、液舱的结构弹性等.上述因素使得该问题变得十分复杂.但是由于工程的实际需求,许多学者采用理论分析、模型实验和数值模拟等方法对晃荡问题开展了大量卓有成效的研究. Abramson^[1]首先应用线性势流理论,对柱形和球形容器内的液体晃荡

现象做了研究,预测了由晃荡引起的动压对燃料 箱内结构的作用,由于该问题的复杂性,基于势流 理论的解析研究存在一定的局限性. Faltinsen^[2] 于1974年对二维纵摇运动时矩形液舱的液体晃 荡问题进行了非线性理论分析,之后 Faltinsen 等[3]提出了非线性复合模态分析法,认为该理论 能更好地帮助理解晃荡运动的各种流动形态.除 此之外,很多学者基于非线性势流理论完成了对 晃荡运动的数值模拟,并取得了卓有成效的结果. Wu 等[4] 基于非线性势流理论,使用有限元法成 功模拟了三维液舱中液体的晃荡运动. 随着计算 机技术的发展,基于求解各类流体运动方程的数 值模拟方法逐渐被广泛地用于该问题的研究. 数 值模拟计算在自由表面捕获并预报晃荡冲击荷载 的大小、空间分布以及液舱内的晃荡荷载与船体 姿态二者之间的弱耦合效应有很多应用[5-8]. Nakayama等[9-10]对二维矩形液舱纵摇运动的液 体晃荡进行了数值模拟研究,他们对空间进行网 格划分时采用了有限元法,在计算时间递进时采 用的是有限差分法. 之后他们又运用边界元法对 二维纵摇矩形容器中的液体晃荡进行了研究.

在实际工程问题中,由于晃荡十分剧烈,自由 液面经常发生变形、破碎并且有大量气泡被卷入, 导致当前的数值模型很难准确预报晃荡的冲击压 力. 同时由于是三维模拟,耗时较长,对计算机的 要求越来越高.物理模型实验由于没有任何假设, 其结果一般能够真实地反映出剧烈晃荡波及其对 容器冲击压力的主要特征. Mikelis 等[11] 通过二 维菱形液舱模型实验研究了晃荡压力和力矩作 用. Hattori 等[12] 通过实验研究了不同形态破碎 波的主要特征并发现当波面与壁面之间存在气隙 时会出现压强峰值现象. Abrahamsen 等[13] 研究 了裹气泄漏和热交换对局部冲击的影响. Graczyk 等[14] 及 Kim 等[15] 比较全面地阐述了晃荡冲击实 验的数据处理方法,采用统计方法分析和预测晃 荡冲击压力. Malenica 等[16] 发现晃荡实验的比尺 效应不仅影响冲击荷载的最大值,也会影响到冲 击时间特征. Xue 等[17] 采用物理模型实验对三维 晃荡模型中环型挡板及4种垂直挡板的减晃机理 进行了研究. 卫志军等[18]采用大尺度模型实验方 法对矩形液舱内液体晃荡产生的冲击压力进行了 研究,分析了不同载液率下晃荡冲击荷载的特性、 时空分布规律、统计特征及与频率的关系,发现低 载液率时自由液面附近冲击荷载较大,高载液率 时顶部冲击荷载较大,30%时自由液面冲击荷载 最大. 卫志军等[19] 对比分析了两种实验平台的适 用度,结果表明仅考虑水平运动,单自由度平台的 精度要高于六自由度平台;整体上晃荡冲击荷载 的趋势基本一致,但是在个别工况下,两个平台下 冲击荷载时程和特征值的对比结果出现了一定差 别, 蒋梅荣等[20] 通过物理模型实验比较了水平简 谐激励下弹性和刚性液舱内自由液面高度和晃荡 压力的变化特性,研究表明:在非共振情况下弹性 和刚性液舱内的波高与压力和理论值较为接近; 在共振情况下弹性和刚性液舱内的波高基本相 等,近舱壁处二者明显大于理论值;此外,弹性液 舱内的压力较刚性液舱的略小,但二者与理论值 差别较大. 吴尚华等[21]对横荡激励下低载液率液 舱晃荡进行了实验研究,得出了最大冲击压力发 生的频率范围及在容器壁上的位置. Kim 等[22]则 通过实验比较了压电式传感器、压阻式传感器和 ICP 压力传感器在不同实验条件下对实验结果的 影响. Lyu 等[23] 通过将 PIV、压力传感器采集的 数据与数值模拟结果对比,研究了3种不同自由 表面追踪方法对数值模拟预测效果的影响,并讨

论了自由表面附近的气泡现象.

综上所述,尽管许多科研人员都对液体晃荡 问题开展了大量研究,但是晃荡冲击压力特征仍 不能被准确预报并且晃荡过程中往往伴随着波浪 破碎、掺气等强非线性作用的影响,液体晃荡的冲 击压力特征及其对外部激励参数的敏感性仍需开 展进一步研究,尤其是不同载液深度下的晃荡冲 击压力规律仍缺乏细致深入的研究. 为此,基于振 动台实验,本研究通过改变运动幅度、频率及液体 装载率等参数系统分析晃荡冲击压力对上述参数 的响应规律,研究结果可为大型储液容器的优化 设计提供科学依据.

实验装置 1

1.1 振动台及液舱模型

振动台可分别模拟纵荡、横荡、垂荡、艏摇、纵 摇、横摇6个自由度运动,也可以模拟任意多个自 由度的耦合运动. 平台的台面尺寸为 1.5 m× 1.5 m,最大静态负载为1t.本研究中模拟的是纵 荡运动,即沿着矩形液舱的长度方向做水平往复 运动. 通过系统软件设定平台运动的频率与振幅 来控制运动平台按照指定的规律运动. 平台的实 际位移通过位移传感器保存到计算机. 图 1 为实 验平台及液舱的实物图.



实验平台及液舱 图 1

Fig. 1 Experimental platform and tank

实验中矩形液舱的长、宽、高分别为600、300 及 650 mm. 液舱模型采用 10 mm 厚的透明有机 玻璃板制作,以方便利用摄像机记录自由液面的 变化. 实验中载液高度分别选为 90 和 200 mm. 当载液高度为 90 mm 时,载液高度与液舱长度之 $\text{比}_h/L=0.15<0.2$,属于浅水晃荡范畴,浅水晃 荡更容易引起剧烈的自由液面波动[24],共振时会 产生行波和水跃,对舱壁产生很高的冲击压力;当 载液高度为 200 mm 时,h/L=0.333>0.2,为高

液位,共振时一般产生大驻波,对顶盖产生强烈的冲击压力^[25]. 在矩形液舱的左侧面中心线上安装了5支针孔型数字压力传感器,它们分别被布置在距离液舱底部30、70、110、150、190 mm处,用于记录晃荡过程中液体对液舱内壁的冲击压力.5支压力传感器从下到上分别被命名为P1、P2、P3、P4、P5,具体布置如图2所示.

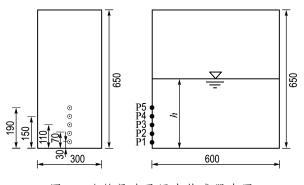


图 2 液舱尺寸及压力传感器布置

Fig. 2 Tank size and layout of pressure sensors

1.2 液舱运动位移及实验工况

实验中平台按正弦函数 $X = -A\sin(2\pi ft)$ 运 动,以驱使充液容器内液体产生晃荡运动,式中 A 为平台运动幅度, f 为外激励频率. 二维矩形液舱 的固有频率计算公式为 $f_n = \sqrt{gk_n \tanh(k_n h)}$ 2π ,其中 $k_n = (2n+1)\pi/L$, $n = 0, 1, 2, \dots, f_n$ 为 n阶固有频率,g 为重力加速度,h 为载液高度,L 为液舱长度. 当载液高度为 90 mm,液舱长度为 600 mm 时, 充液液舱的固有频率为 $f_0 = 0.7559$ Hz, $f_1 = 1.862$ Hz. 当载液高度变为 200 mm,液 舱长度保持不变时,充液液舱的固有频率为 f_0 = $1.008 \text{ Hz}, f_1' = 1.972 \text{ Hz}. 实验中,运动幅度的变$ 化依次为 $3\sqrt{5}$ 和 7 mm,运动频率范围为 $0.5f_0$ ~ $2.6f_0$ 和 $0.5f_0'\sim 2.0f_0'$,并在一阶模态及二阶模 态附近减小频率间隔以获取更为详细的频率响应 曲线,每组实验工况的时间为 240 s. 每组实验的 频率取值如表 1 所示.

表 1 实验中的频率取值 Tab. 1 Frequency value in experiments

载液高度/mm	f/f_0 或 f/f_0'														
0.0	0.50	0.60	0.65	0.70	0.73	0.76	0.79	0.80	0.82	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94
	0.96	0.98	1.00	1.02	1.04	1.06	1.08	1.10	1.12	1.14	1.16	1.18	1.20	1.21	1.24
90	1.27	1.30	1.40	1.50	1.60	1.70	1.80	1.90	2.00	2.10	2.20	2.30	2.35	2.40	2.42
	2.44	2.46	2.48	2.50	2.52	2.55	2.60								
200	0.50	0.60	0.65	0.70	0.73	0.76	0.79	0.80	0.82	0.84	0.86	0.88	0.90	0.92	0.94
	0.96	0.98	1.00	1.02	1.04	1.06	1.08	1.10	1.12	1.14	1.16	1.18	1.20	1.21	1.24
	1.27	1.30	1.40	1.50	1.60	1.70	1.80	1.90	2.00						

2 实验数据准确性评估

决定系数的公式为 $R^2 = S/T = 1 - E/T$,其中 T = S + E, T 为总平方和, S 为回归平方和, E 为残差平方和. 相同实验条件下两组离散实验数据的决定系数可用于实验数据的准确性评估. 决定系数越接近 1 则表示实验数据的可重复性越好. 图 3 给出了相同实验条件下两组实验数据的决定系数随水深、振幅及频率的变化关系. 由图 3 可知当水深为 90 mm 时,两组压力数据的决定系数在共振频率附近会变得较小而且随着振幅的增大而减小. 当水深增加到 200 mm 时,决定系数在整个研究频率范围内均接近 1. 图 4 给出了晃荡波冲击液舱内壁时产生的液面破碎、掺气等现象. 图 4 为 h = 90 mm, A = 7 mm, f = 1. $1f_0$ 条件下拍摄的照片. 从图 4(a) 可以看出自由液面撞击左

侧舱壁并沿壁面射流出一股水流. 这股射流在重力作用下快速下降并冲击液舱底部形成强掺气破碎波,如图 4(b)所示. 随后气泡随着破碎波逃逸出液体的包裹,如图 4(c)所示. 图 5 为 h = 200 mm,A=7 mm,f=0.96f°。条件下拍摄的照片. 从图 5(a)可以看出自由液面撞击左侧舱壁后沿壁面爬升并伴随着液体飞溅,但并没有射流产生. 随后自由液面快速下降并冲击液舱底部,如图 5(b)所示,并伴有少量的气泡产生. 由于水深较深,气泡在上升过程中很快逃逸出液体的包裹,如图 5(c)所示,因此破碎自由液面处气泡较少. 总之,浅水晃荡过程中由于大量气泡被卷入破碎的自由液面,导致较易产生强非线性破碎晃荡波. 相较于高液位水深晃荡,由于破碎掺气带来的随机性直接导致浅水晃荡实验的可重复性变低,因此

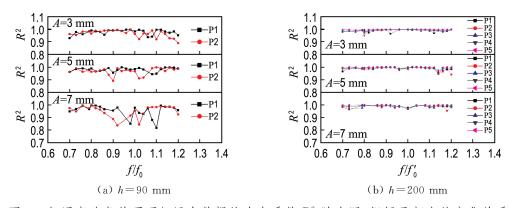


图 3 相同实验条件下两组压力数据的决定系数 R² 随水深、振幅及频率的变化关系 Fig. 3 The determination coefficient R² varying with the water depth, amplitude and frequency for two group of pressure data under the same experimental condition



图 4 晃荡波冲击液舱内壁时产生的破碎现象($h=90 \text{ mm}, A=7 \text{ mm}, f=1.1f_0$)

Fig. 4 Breaking phenomena induced by sloshing wave impacting the tank walls (h=90 mm, A=7 mm, $f=1.1f_0$)



图 5 晃荡波冲击液舱内壁时产生的破碎现象(h=200 mm,A=7 mm,f=0.96 f_0^\prime)

Fig. 5 Breaking phenomena induced by sloshing wave impacting the tank walls (h=200 mm, A=7 mm, $f=0.96f_0'$)

剧烈晃荡时,两组实验数据的决定系数变小.

3 冲击过程中的波形演变

实验中利用高速摄像机拍摄了晃荡波的演化过程,通过视频可以得到自由液面在某个瞬时的波形,进而可以对晃荡过程中自由液面的波形特征进行分析. 图 6 给出了 $h=200~\mathrm{mm}$, $A=7~\mathrm{mm}$, $f=0.96f_0'$ 条件下的自由液面波形演变过程. 从图中可以看出,液体从图 6(a) 自右向左传播至图 6(d)后自左向右传播. 如图 6(a)所示液舱右侧液体在重力作用下下落,由势能转变成动能,并向

左侧运动进而冲击液舱左侧,自由液面破碎产生大量气泡.液舱内液体继续自右向左传播,左侧舱壁液面开始上升至图 6(b).之后左侧壁面液体沿壁面快速爬升,由动能转化成势能,如图 6(c)所示.左侧壁面处液体继续向上爬升,由于顶盖的存在,液体撞击顶盖产生射流并伴有大量液体飞溅,如图 6(d)所示.在重力作用下,左侧壁面液体下降,如图 6(e)所示,此时液体自左向右传播.如图 6(f)所示,液体沿右侧壁面爬升至顶盖后形成翻卷,由于能量的损失,液体并没有触顶.

图 7 给出了 h = 90 mm, A = 7 mm, f =

1.06 f₀条件下的自由液面波形演变过程.从图中可以看出,液体从图 7(a)自右向左传播至图 7(d)后自左向右传播.如图 7(a)所示,液舱右侧液体在重力作用下下落,液体对左侧底部产生冲击并伴有少量气泡,液舱液体自右向左传播至图 7(b),此时液舱内波形为行进波.之后液体传播至左侧壁面,由于右侧壁面处液体势能转化成

动能碰撞液舱底部而产生少量气泡,如图 7(c)所示.左侧壁面液体继续向上爬升至最高处,如图 7(d)所示.在重力作用下,左侧壁面液体经过一段时间后下降,如图 7(e)所示,此时液体自左向右传播,如图 7(f)所示,液体沿右侧壁面爬升至最高处.但是,与图 6 相比,由于水深相对较小,液体晃荡过程中没有触顶现象发生.

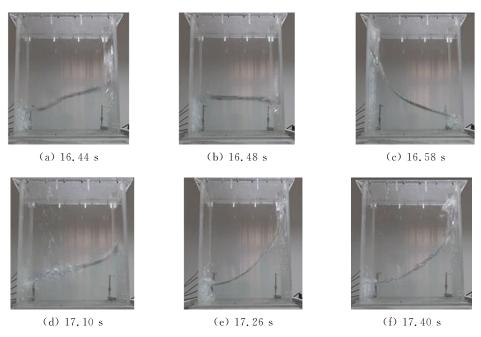


图 6 自由液面波形演变过程(h=200 mm,A=7 mm,f=0.96 f'_0) Fig. 6 The evolution of the free liquid surface (h=200 mm, A=7 mm, f=0.96 f'_0)

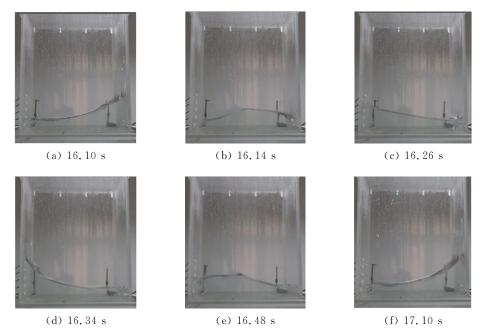


图 7 自由液面波形演变过程(h=90 mm,A=7 mm, $f=1.06f_0$) Fig. 7 The evolution of the free liquid surface (h=90 mm, A=7 mm, $f=1.06f_0$)

4 实验结果与讨论

4.1 晃荡冲击压力的空间分布

图 8 给出了不同压力测点在不同频率、不同 水深下的最大冲击荷载分布. 由于 $0.8f_0 \sim 1.2f_0$ 与 $0.8f_0'\sim 1.2f_0'$ 频率区间内液体晃荡比较剧烈, 对液舱结构最容易造成影响,因此本研究仅对 0.8~1.2倍固有频率区间的数据进行统计分析. 图中黑色粗实线代表水深为 200 mm,红色细虚 线代表水深为 90 mm, 而图中两条水平黑色虚线 则分别代表了两种水深的静止自由液面. 从图 8 可以看出: 当 h = 200 mm 时,整体上各个频率下 的晃荡冲击压力自下而上逐渐增大,最大冲击压 力分布在自由液面附近. 当 h=90 mm 时,整体上 各个频率下的晃荡冲击压力最大值集中在水面以 下的 P2 压力测点处,即自由液面附近,而水面以 上的 P3 压力测点处压力迅速变小,且仅当共振 频率下水面以上更高的压力测点 P4 和 P5 才能 显示读数,即有液体冲击液舱.但是对于0.9 f。的 浅水晃荡冲击压力曲线而言,晃荡过程中伴随波 浪破碎、掺气等强非线性现象,故存在晃荡冲击压 力并不是自下而上逐渐增大的现象;对于 $1.06 f_0$ 的浅水晃荡冲击压力曲线而言,晃荡最为剧烈,晃 荡冲击压力最大,且伴随波浪破碎等非线性特征. 此条曲线上的晃荡冲击压力并不是自下而上逐渐 增大,最大冲击压力分布在液舱的最底部.浅水晃 荡冲击压力的最大值出现在自由液面附近,这与 前人的研究成果是一致的. 此外,从图 8 中发现, 冲击压力分布与水深和外激励频率均密切相关.

4.2 不同振幅下同一测点处晃荡冲击压力的频 率响应曲线

图 9 给出了压力测点 P1 处不同振幅下晃荡冲击压力对外激励频率的响应曲线. 从图 9 可以看出,水深无论是 200 mm 还是 90 mm,P1 压力测点在不同频率处的压力均随着振幅的增大而增大,尤其是在共振频率附近,晃荡冲击压力增幅更加明显,即共振晃荡下的冲击压力对振幅变化比较敏感. 当外激励频率远离共振频率时,晃荡冲击压力增幅不明显. 此外,从图 9 中还可以发现共振晃荡时,当振幅较小(A 为 3 或 5 mm)时,200 mm水深晃荡的冲击压力稍大于 90 mm 水深晃荡产生的冲击压力. 然而,当振幅增大到 7 mm 时,90 mm水深晃荡的冲击压力略大于 200 mm 水深晃荡的冲击压力. 主要原因是晃荡振幅较大时,浅

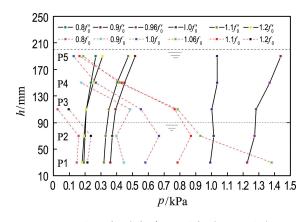
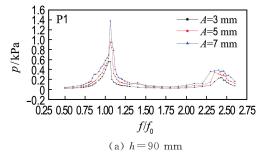


图 8 不同压力测点在不同频率、不同水深下的最大冲击荷载分布

Fig. 8 The maximum impact load distribution of different pressure measuring points under different frequencies and water depths



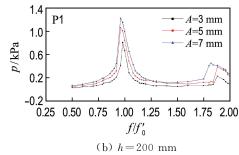


图 9 振幅对晃荡冲击压力的影响

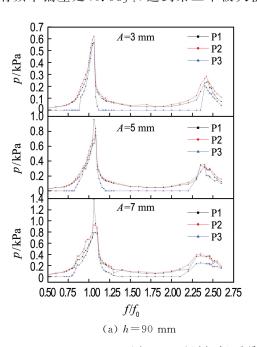
Fig. 9 Effect of amplitude on sloshing impact pressure

水晃荡过程中晃荡波更易冲击液舱底部,使得底部压力变大.

4.3 不同振幅下不同测点处晃荡冲击压力的频 率响应曲线

图 10(a)为浅水(h=90 mm)晃荡的不同振幅下不同压力测点处的冲击压力对频率的响应曲线,图 10(b)为高液位(h=200 mm)晃荡的不同振幅下不同压力测点处的冲击压力对频率的响应曲线.图中纵坐标是压力,横坐标为量纲一的频率.由于振幅较小,外部能量的输入较小,冲击压力较小,所以各个压力测点处的值才会相差不大.

因此在相同激励下不同测点处的冲击压力曲线几 乎是重合的. 从图 10 中可以看出, 200 mm 水深 与90 mm水深时晃荡冲击压力随着频率的变化趋 势相似,均是在共振频率附近冲击压力最大.振幅 为 3 mm 时的浅水晃荡冲击压力先是随着频率的 增大而增大,并在一阶固有频率偏右处(1.06 f。) 达到最大值($p_{max} = 0.6207 \text{ kPa}$)后迅速减小,在 $1.8f_0$ 处达到最小值($p_{\min} = 0.02895 \text{ kPa}$). 随着 频率的继续增大冲击压力逐渐增大并在二阶固有 频率偏左处(0.98 f_1)达到第二个极大值(p=0.283 9 kPa)后逐渐减小,第二个极大值约为最 大值的 1/2. 200 mm 水深曲线的变化趋势与 90 mm水深相似,但是晃荡冲击压力的最大值、最 小值、第二个极值却是不同的. 振幅为 3 mm 时的 高液位晃荡冲击压力在一阶固有频率偏左处 $(0.98f_0')$ 达到最大值 $(p_{max} = 1.002 3 \text{ kPa})$,在 $1.6 f'_0$ 处达到最小值($p_{min} = 0.05865 \text{ kPa}$). 在二 阶固有频率偏左处(0.98f1)达到第二个极大值



(p=0.34235 kPa),第二个极大值约为最大值的 1/3. 可以看出实际的共振频率和基于线性理论的 一阶固有频率有所偏差. 研究结果表明, 浅水晃荡 的实际一阶共振频率大于由理论推导的一阶固有 频率,高液位晃荡的实际一阶共振频率小于由理 论推导的一阶固有频率. 由于液体的 n 阶固有频 率是在线性理论下推出的,而晃荡本身具有高度 的非线性,实际的共振频率往往与理论值有所偏 差. 由于晃荡波破碎等强非线性的影响,不同振幅 下的实际共振频率也有所差异. 当水深为 200 mm,振幅为 3 mm 时,晃荡冲击压力最大值 和第二个极大值分别发生在 $0.98f'_0$ 和 $1.92f'_0$; 振幅为 5 mm 时,晃荡冲击压力最大值和第二个 极大值分别发生在 $0.96 f'_0$ 和 $1.84 f'_0$;振幅为 7mm 时,晃荡冲击压力最大值和第二个极大值分 别发生在 $0.96 f'_0$ 和 $1.82 f'_0$. 可见随着振幅的增 大,由晃荡波破碎导致的非线性增强使得实际共 振频率会略有变小.

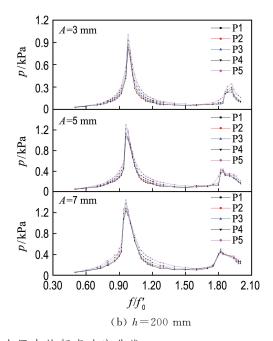


图 10 不同振幅下晃荡冲击压力的频率响应曲线

Fig. 10 The frequency response curve of sloshing impact pressure under different amplitudes

通过实验视频也可以得出: 当水深为 200 mm, 振幅为 3 mm 时, 晃荡波破碎的频率区间为 $0.98f_o'\sim 1.00f_o'$ 和 $1.86f_o'\sim 1.96f_o'$; 振幅为 5 mm时, 晃荡波破碎的频率区间为 $0.96f_o'\sim 1.02f_o'$ 和 $1.82f_o'\sim 2.00f_o'$; 振幅为 7 mm 时, 晃荡波破碎的频率区间为 $0.94f_o'\sim 1.04f_o'$ 和 $1.80f_o'\sim 2.00f_o'$. 因此,其他实验条件不变时,增加振幅使得实际最大幅度响应频率变小,自由液面

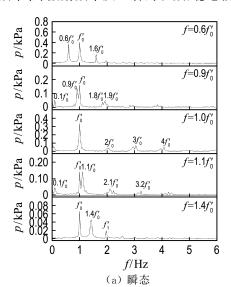
发生破碎时的频率会出现较之前略有变小的现象.

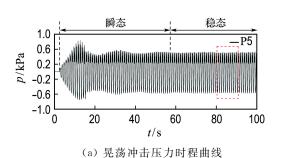
此外,由图 10 可以发现不同振幅下 200 mm 有限水深晃荡时的压力荷载分布均是自液舱底部 至自由液面处依次增大;而对于 90 mm 浅水晃荡 时的压力荷载分布来说,当振幅变大时,底部的压 力分布一般大于自由液面处的压力分布,且幅值 随着振幅的增大而增大.

4.4 晃荡冲击压力时程曲线的频域分析

图 11(a) 为 h=200 mm, A=5 mm, f=1.008 Hz 条件下 P5 压力传感器的晃荡冲击压力时程曲线.如图 11(a) 所示,一个完整的晃荡冲击压力时程曲线包括瞬态阶段和稳态阶段.在外激励下,静止液舱的晃荡冲击压力由零开始逐渐变化,经历瞬态阶段后达到一个相对稳定的阶段.在瞬态阶段,各个时间段晃荡冲击压力的大小、波形变化较大,晃荡冲击压力受外激励频率和液舱固有频率的调制.随着时间的增加,外部能量输入与内部能量耗散达到平衡,瞬态阶段结束变为稳态阶段.图 11(b) 为图 11(a) 中稳态阶段虚线框选部分的放大图,此时每个周期内晃荡冲击压力的大小、波形几乎一致,而且冲击压力具有典型的双峰结构.

图 12 给出了水深 200 mm、振幅 7 mm,不同外激励频率下晃荡冲击压力时程曲线瞬态 (0~30 s)与稳态 (210~240 s)的快速傅里叶变换结果. 由图 12 可知,在瞬态与稳态阶段的主要频率组成出现了明显的不同,表明晃荡波能量随着时间的推进在不同频率之间出现了转移. 瞬态阶段,当外激励频率偏离固有频率时,主要响应频率为一阶共振频率、外激励频率及二者的和频. 稳态阶





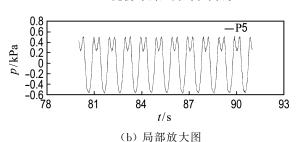


图 11 压力时程曲线及其局部放大图

Fig. 11 Pressure-time history curve and its enlarged view

段,在外激励频率下,其主要响应频率中液舱系统的固有频率成分消失,主要由外激励频率及其倍频组成.因此,当外部能量输入与内部能量耗散达到平衡时,晃荡冲击压力的特征曲线不再受系统固有频率的调制,仅与外激励频率及其倍频相关.

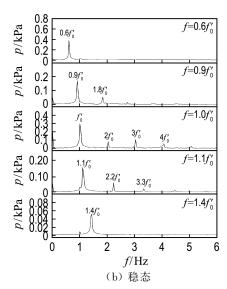


图 12 不同外激励频率下压力时程曲线中瞬态及稳态阶段的快速傅里叶变换谱图

Fig. 12 FFT spectrum of transient and steady state pressure-time history curves under different external excitation frequencies

5 结 论

(1)浅水晃荡过程中大量气泡被卷入破碎的自由液面,导致强非线性破碎晃荡波的产生.相较于高液位晃荡,破碎掺气带来的随机性直接导致浅水晃荡的可重复性变低,使得共振频率附近的实验数据决定系数变小.

- (2)运动幅度较大时,浅水晃荡过程中,晃荡 波更易冲击液舱底部,使得底部压力变大,而高液 位晃荡过程中压力分布规律一般自液舱底部至自 由液面处依次增大.
- (3)运动幅度对晃荡冲击压力的影响仅在共振频率附近较为敏感,在偏离共振区域里影响不

明显. 此外,其他实验条件不变时,增加运动幅度 使得实际最大压力响应频率变小,自由液面发生 破碎时的频率会出现较之前略有变小的现象.

- (4)在波浪破碎等强非线性作用下,实际的共振频率往往与理论值有所偏差. 浅水晃荡的实际一阶共振频率大于由理论推导的一阶固有频率,高液位晃荡的实际一阶共振频率小于由理论推导的一阶固有频率.
- (5)冲击压力时程曲线一般分为瞬态阶段和稳态阶段.在瞬态阶段每个周期内晃荡冲击压力的幅值及轮廓变化较大,晃荡冲击压力主要受外激励频率和液舱固有频率的共同调制. 当外部能量输入与内部能量耗散达到平衡时,晃荡达到稳态阶段,晃荡冲击压力的特征曲线不再受系统固有频率的调制,仅与外激励频率及其倍频相关.

参考文献:

- [1] ABRAMSON H N. The dynamic behavior of liquids in moving containers, with applications to space vehicle technology: NASA-SP-106 [R]. Washington D C: NASA, 1966.
- [2] FALTINSEN O M. A nonlinear theory of sloshing in rectangular containers [J]. **Journal of Ship Research**, 1974, **18**(4):224-241.
- [3] FALTINSEN O M, TIMOKHA A N. Sloshing with marine and land-based applications [C] // Proceedings of the 9th International Conference on Hydrodynamics, ICHD2010. Shanghai; ICHD, 2010.
- [4] WU G X, MA Q W, EATOCK T R. Numerical simulation of sloshing waves in a 3D tank based on a finite element method [J]. **Applied Ocean Research**, 1998, **20**(6):337-355.
- [5] 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 Renqing, WU Yousheng. A numerical study on sloshing phenomena in a liquid tank [J].

 Shipbuilding of China, 2002, 43(2):15-21. (in Chinese)
- [6] 王永学, SU T C. 圆柱容器液体晃动问题的数值计算 [J]. 空气动力学学报, 1991, **9**(1):112-119. WANG Yongxue, SU T C. Numerical simulation of liquid sloshing in cylindrical containers [J]. **Acta Aerodynamica Sinica**, 1991, **9**(1): 112-119. (in Chinese)
- [7] WANG Xin, MAKOTO A. A study on coupling effect between sea-keeping and sloshing for membrane-type LNG carrier [J]. Proceedings of the International Offshore and Polar Engineering

Conference, 2010, 3:244-251.

- [8] 娜日萨. VLCC 液舱晃荡仿真及结构强度评估方法 研究 [D]. 哈尔滨:哈尔滨工程大学,2006.
 NA Risa. Coupled method of sloshing simulation and structural response evaluation in VLCC tanks [D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2006. (in Chinese)
- [9] NAKAYAMA T, WASHIZU K. Nonlinear analysis of liquid motion in a container subjected to forced pitching oscillation [J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1980, 15(8):1207-1220.
- [10] NAKAYAMA T, WASHIZU K. Boundary element method applied to the analysis of two-dimensional nonlinear sloshing problems [J]. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1981, 17(11):1631-1646.
- [11] MIKELIS N E, MILLER J K, TAYLOR K V. Sloshing in partially filled liquid tanks and its effect on ship motions: numerical simulations and experimental verification [J]. Naval Architect, 1984, 126:267-281.
- [12] HATTORI M, ARAMI A, YUI T. Wave impact pressure on vertical walls under breaking waves of various types [J]. Coastal Engineering, 1994, 22(1/2):79-114.
- [13] ABRAHAMSEN B C, FALTINSEN O M. The effect of air leakage and heat exchange on the decay of entrapped air pocket slammingo scillations [J]. Physics of Fluids, 2011, 23(10):102107.
- [14] GRACZYK M, MOAN T. A probabilistic assessment of design sloshing pressure time histories in LNG tanks [J]. Ocean Engineering, 2008, 35(8/9):834-855.
- [15] KIM Y, KIM S Y, YOO W J. Statistical evaluation of local impact pressures in sloshing [J]. Proceedings of the International Offshore and Polar Engineering Conference, 2010, 3:223-230.
- [16] MALENICA S, DIEBOLD L, KWON S H, et al. Sloshing assessment of the LNG floating units with membrane type containment system where we are? [J]. Marine Structures, 2017, 56: 99-116.
- [17] XUE Mi'an, ZHENG Jinhai, LIN Pengzhi, et al. Experimental study on vertical baffles of different configurations in suppressing sloshing pressure [J]. Ocean Engineering, 2017, 136:178-189.
- [18] 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.

WEI Zhijun, YUE Qianjin, RUAN Shilun, et al.

An experimental investigation of liquid sloshing

- impact load on a rectangular tank [J]. **Journal of Ship Mechanics**, 2012, **16**(8):885-892. (in Chinese)
- [19] 卫志军,陈晓东,董玉山,等. 两种运动平台下晃荡冲击荷载的实验研究 [J]. 船舶力学, 2015, **19**(7):841-849.
 - WEI Zhijun, CHEN Xiaodong, DONG Yushan, *et al*. An experimental study of slamming impact load on two platforms [J]. **Journal of Ship Mechanics**, 2015, **19**(7):841-849. (in Chinese)
- [20] 蒋梅荣,任 冰,温鸿杰,等. 弹性液舱内液体晃荡 实验研究 [J]. 海洋工程, 2013, **31**(5):1-10. JIANG Meirong, REN Bing, WEN Hongjie, *et al*. Experimental study on sloshing in elastic tanks [J]. **The Ocean Engineering**, 2013, **31**(5):1-10. (in Chinese)
- [21] 吴尚华,杨志勋,周茂夫,等. 基于实验的横荡激励下液舱低载液率晃荡冲击规律研究 [J/OL]. 哈尔滨工程大学学报,2017 [2017-04-27]. http://kns.cnki.net/kcms/detail/23.1390. U. 20170427.1511.102.html.
 - WU Shanghua, YANG Zhixun, ZHOU Maofu, et al. Study on sloshing law in tank with shallow

- water under swaying excitation based on experiment [J/OL]. **Journal of Harbin Engineering University**, 2017 [2017-04-27]. http://kns. cnki. net/kcms/detail/23. 1390. U. 20170427. 1511. 102. html. (in Chinese)
- [22] KIM S Y, KIM K H, KIM Y. Comparative study on pressure sensors for sloshing experiment [J]. Ocean Engineering, 2015, 94:199-212.
- [23] LYU W, MOCTAR O E, POTTHOFF R, et al. Experimental and numerical investigation of sloshing using different free surface capturing methods [J]. Applied Ocean Research, 2017, 68:307-324.
- [24] NASAR T, SANNASIRAJ S A, SUNDAR V. Experimental study of liquid sloshing dynamics in a barge carrying tank [J]. Fluid Dynamics Research, 2008, 40(6):427-458.
- [25] 王永学. 任意容器液体晃动问题的数学模拟[D]. 大连: 大连理工大学, 1989.
 - WANG Yongxue. Numerical simulation of sloshing in arbitrary containers [D]. Dalian: Dalian University of Technology, 1989. (in Chinese)

Excitation parameters sensitivity study of liquid sloshing based on shaking table experiment

XUE Mi'an*1,2, XING Jianjian^{1,2}, CHEN Yichao^{1,2}, LUO Maojun^{1,2}

- (1. Key Laboratory of Coastal Disaster and Defence, Ministry of Education, Hohai University, Nanjing 210098, China;
 - 2. College of Harbour, Coastal and Offshore Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China)

Abstract: In order to evaluate the sensitivity of different parameters to the sloshing impact pressure, the response law of the motion amplitude, the water depth and especially the external excitation frequency to the sloshing impact pressure is studied based on the shaking table experiment. In the experiment, the motion amplitude is in turn 3, 5, 7 mm, the water depth is 9 and 20 mm respectively, and the external excitation frequency ranges from $0.5f_0$ to $2.0f_0$ (f_0 is the natural frequency). The effects of motion amplitude, water depth and external excitation frequency on the repeatability of experimental data are discussed by calculating the determination coefficients of the two experimental data under the same experimental conditions. Findings show that the response frequency of the maximum pressure in shallow water sloshing is slightly larger than the theoretical natural frequency, and the response frequency of the maximum pressure in finite water depth sloshing is slightly smaller than the theoretical natural frequency. The motion amplitude is sensitive to sloshing impact pressure only when the forcing is near the resonant frequency. The transient phase of the pressure-time history curve is mainly modulated by the external excitation frequency and the natural frequency, and the steady state phase is only affected by the external excitation frequency and its frequency multiplication.

Key words: liquid sloshing; pressure distribution; shaking table experiment; parameters sensitivity analysis