

非线性波消波及波场分布研究

王巧莎, 李明海

(中国工程物理研究院 总体工程研究所, 四川 绵阳 621900)

摘要: 本文基于雷诺平均 N-S 方程, 并结合 RNG $k-\varepsilon$ 方程建立了粘性数值波浪水槽, 对不同波陡、不同相对水深、不同相对波高的非线性规则波的阻尼消波问题和波场分布进行研究。文中提出了两种描述消波区内部阻尼变化的阻尼函数, 分别适用于小波陡情形和高波陡情形。研究表明, 小波陡组消波区可设为一个波长, 阻尼系数取 $10^4 \sim 10^5$ 即可满足消波要求, 计算结果与实验结果及造波理论吻合良好; 高波陡组消波区可设为两个波长, 阻尼系数取 $10^4 \sim 10^5$ 亦可满足消波要求, 计算结果与实验结果吻合良好。此外, 当波陡较小时, 波场内反射情况的小幅改变即可对整个波场造成影响, 特别是当水深较浅时这种影响极为明显, 需谨慎考虑。当波陡较大时, 水波能量较高, 整个波场沿水波传播方向可观测到明显的衰减现象, 在具体试验中需进行考虑。

关键词: 阻尼消波; 多孔介质; 数值波浪水槽; 推板造波法; 非线性波造波

中图分类号: TV139.2 文献标识码: A 文章编号: 1000-3096(2018)06-0030-09

DOI: 10.11759/hyxx20171128003

长期以来在海岸工程、港口工程、船舶以及各种海洋结构的研究中, 波浪水槽(或波浪水池)内的水波实验都扮演着重要角色, 大量学者对波浪水槽内的水波问题进行研究。如: Ursell 等^[1]于 1960 年采用推板造波法在矩形波浪水槽内对规则波进行研究, Nallayarasu 等^[2]在设有水下平板的波浪水槽内对水波的反射测量技术进行研究, Dong 等^[3]对长波与不同坡度坡面的相互作用进行研究, Spinneken 等^[4]提出基于力反馈控制方法的二阶造波理论用于规则波的实验室生成, 陈杰等^[5]对海啸作用下的泥沙运动进行研究, 陈永平等^[6]对海底排污管道出口处污染物扩散情况进行研究, 杜辉等^[7]对缓坡地形上的内孤立波破碎问题进行研究, Sekiguchi 等^[8]在土工离心机内对波致沙土液化问题进行研究等。然而物理实验不可避免的存在实验周期长、实验费用昂贵等缺点。随着计算机技术和计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)方法的发展, 水波问题的数值模拟技术日渐成熟, 并发展出大量适用于不同问题的研究的数值波浪水槽构建方法。同时, 数值波浪水槽实验成本低、无模型尺寸限制、易于改造、实验参数测量精确等优点有效弥补了传统物理实验的不足, 在水波问题研究中的重要性日渐凸显, 也吸引了大量学者进行研究。

季新然等^[9]基于势流理论和 OpenFOAM 的耦合

模型对多向不规则波进行研究, 徐振山等^[10-11]采用大涡模拟方法(Large Eddy Simulation, LES)对水下环境中排水管道出口附近的污染物扩散情况进行模拟。此外, 亦有人对数值计算方法进行研究。Ducrozet 等^[12]采用高阶谱方法建立了可用于非线性波模拟的三维数值波浪水槽, Wu 等^[13]采用无网格方法建立数值波浪水槽对孤立波的生成进行研究等。

与物理实验相同, 数值波浪水槽内波浪反射问题的处理也得到了大量学者的关注。目前, 数值波浪水槽内常用的消波方法主要有 Sommerfeld 辐射边界条件法和阻尼消波法等。其中, Sommerfeld 辐射边界条件法是指将波浪水槽的出流边界设为 Sommerfeld 辐射边界, 模拟过程中水波通过该出流边界传至计算域外, 以起到消波作用。但是 Sommerfeld 辐射边界条件在应用时需得到出流边界处的法向相速度, 其适用范围有限。阻尼消波方法则是在波浪水槽末

收稿日期: 2017-11-28; 修回日期: 2018-02-13

基金项目: “十三五”国家重大科技基础设施建设项目(超重力离心模拟与实验装置)

[Foundation: The 13th Five Year National Major Reserach Infrastructures Plan, Centrifugal Hypergravity and Interdisciplinary Experiment Facility (CHIEF)]

作者简介: 王巧莎(1989-), 女, 河南漯河人, 博士研究生, 主要研究方向为水动力学、波浪力学, Email: wqs_20@163.com; 李明海, 通信作者, 研究员, 主要从事工程热物理、流体力学方面的研究, Email: Limh@caep.cn

端壁面前一定范围内设置人工阻尼区(消波区)模拟海绵层(或沙滩)的消波效果,人工阻尼区内水质点的运动速度按一定规律衰减,以达到吸收波浪能量的目的。阻尼消波法因适用范围广、程序实现简单、通用性强等特点在数值波浪水槽的构建中被广泛采用^[10-11, 14-15]。然而,阻尼消波方法在水波模拟中的适用范围、参数选取等问题却并未得到系统的研究。本文就不同波浪条件下消波区内阻尼函数的选取、消波区长度的确定、消波系数的确定以及不同消波条件下波浪水槽内的波场分布情况等问题进行研究,以促进数值波浪水槽的发展。

1 阻尼消波法

自然环境中的沙滩或具有高渗透率的海岸结构以及室内波浪水槽中的海绵层、多孔板等均有消耗水波能量的作用,阻尼消波就是依据这一耗能原理提出的。其具体实现方法是在波浪水槽末端壁面前一定范围内设置人工阻尼区(消波区)以模拟海绵层(或沙滩)的消波效果,可依据渗流理论进行研究。人工阻尼区在数值模拟中的具体处理方法为在动量方程中增加动量源项:

$$S_i = -\frac{\mu}{\alpha}u_i - C\frac{1}{2}\rho|u|u_i \quad (i=1,2) \quad (1)$$

源项中的第一项为多孔区域的黏性损失项,第二项为多孔区域的惯性损失项。其中, α 为多孔介质渗透率, C 为惯性阻力系数,通常由实验测得; μ 为流体动力黏性系数; $|u|$ 为流体速度的模; ρ 为流体密度, u_i 为流体速度分量。源项中的各参数均有明确的物理意义,因此阻尼消波法的消波效果对物理实验具有一定的指导意义,并可用于物理实验的对照实验。在数值计算中通常取动量源项的第一项,即黏性损失项,通过调整多孔介质的渗透率 α 控制消波区内部的阻尼变化以达到理想消波效果。

实际应用中消波区的设置需同时保证消波区前段阻尼足够小,以避免消波区前段的波浪反射;和消波区末端阻尼足够大,以避免波浪水槽末端的壁面反射,从而保证消波区的整体消波效果。因此,实际应用中消波区内部阻尼通常沿消波区前端至消波区末端逐渐增大^[14-15]。自然条件下,波浪的反射取决于反射面的坡度、粗糙度、透水性、几何形状、相对水深以及波陡等多种因素^[16]。在数值模拟中采用阻尼消波法时反射面坡度、粗糙度、几何形状等因素的影响都可忽略。因此本文重点对不同相对水深、

不同波陡条件下水波的消波方法进行研究。基于不同条件下水波消波面临的不同问题,本文提出两种适用于描述消波区内部阻尼变化的阻尼函数:

$$\frac{\mu}{\alpha} = b \times 10^n \left(\frac{x-x_s}{x_e-x_s} \right)^2 \quad x_s < x < x_e \quad (2)$$

$$\begin{cases} \frac{\mu}{\alpha} = \frac{b}{3} \times 10^n \left(\frac{x-x_s}{l} \right)^2 & x_s < x < x_s + l \\ \frac{\mu}{\alpha} = \frac{b}{3} \times 10^n + \frac{2b}{3} \times 10^n \frac{x-(x_s+l)}{l} & x_s + l < x < x_e \end{cases} \quad (3)$$

式中, x_s 和 x_e 分别为消波区前端和消波区末端, x_e-x_s 为消波区长度; l 为波长; b 和 n 均为消波系数,其中 n 为粗调参数, b 为针对具体工况的精调参数。 $b \times 10^n$ 为阻尼系数,表征消波区内部阻尼的最大值,亦即消波区末端阻尼(当公式(3)消波区长度取2倍波长时)。文中重点对消波系数 n 的取值范围进行研究,以确定消波区内部阻尼系数的选取范围。

公式(2)适用于相对波高(波高与静水深度之比)较小或波陡较小的情况,消波区长度较短(通常为1倍波长),消波区内阻尼沿水波传播方向依二次幂函数规律变化,可有效避免消波区前段阻尼增速过快引起的波浪反射。公式(3)适用于相对波高较大或波陡较大的情况,消波区较长(通常为1~2倍波长),消波区内部阻尼沿水波传播方向1倍波长范围内依二次幂函数规律变化,超出一倍波长范围内依线性规律变化,可提高消波区中段阻尼增长速度以弥补二次幂函数中段增速过缓、末段增速过快的缺点。

2 数学模型

数学模型的建立是构建数值波浪水槽的核心问题。目前其控制方程主要有基于势流理论的 Laplace 方程、综合考虑折射和绕射的缓坡方程^[17]、以及考虑流体黏性的 N-S 方程^[18-19]等。本文以雷诺平均 N-S 方程作为计算域内的控制方程,采用 VOF(volume of fluid)方法捕捉自由液面以构建数值波浪水槽。波浪水槽内采用推板造波法生成波浪,阻尼消波法实现消波。具体介绍如下。

2.1 控制方程

水波问题的研究中通常可将水体视为不可压黏性流体,二维不可压黏性流体的雷诺平均 N-S 方程如下

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (i=1,2) \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) + f_i \quad (i, j = 1, 2) \quad (5)$$

式中, u 为流体时均速度分量, f 为体力, P 为压强, u' 为流体脉动速度分量, $\overline{\rho u_i' u_j'}$ 为雷诺应力。由于雷诺平均方程中加入了雷诺应力项, 因此需要结合湍流模型以保证方程封闭。本文采用水波运动计算中常用的 RNG $k-\varepsilon$ 二方程湍流模型, 具体表示如下

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \frac{\partial (k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_k \mu_{eff} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon \quad (i, j = 1, 2) \quad (6)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho \frac{\partial (\varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} G_k - C_{2\varepsilon}^* \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (i, j = 1, 2) \quad (7)$$

公式(6)和公式(7)分别为湍动能 k 和湍流耗散 ε 的输运方程。式中, α_k 和 α_ε 分别为 k 方程和 ε 方程对应的逆有效 Prandtl 数, μ_{eff} 为有效黏性, G_k 为层流速度梯度引起的湍动能项, $C_{1\varepsilon}$ 为常数, $C_{2\varepsilon}^*$ 由计算得到。

文中采用有限体积法求解雷诺平均 N-S 方程和 RNG $k-\varepsilon$ 方程, 并采用二阶迎风格式离散控制方程。由于不可压流动问题的求解中连续性方程与动量方程解耦, 因此 PISO(Pressure Implicit with Splitting of Operators)算法被用于求解压力-速度耦合问题。

2.2 自由液面捕捉

文中采用 VOF 方法捕捉自由液面。定义标量场内各单元中液相的体积分数为 a , a 表示单元内液相所占比例与该单元的体积之比, 即

$$a = \begin{cases} 0 & \text{气相} \\ (0,1) & \text{气-液界面} \\ 1 & \text{液相} \end{cases} \quad (8)$$

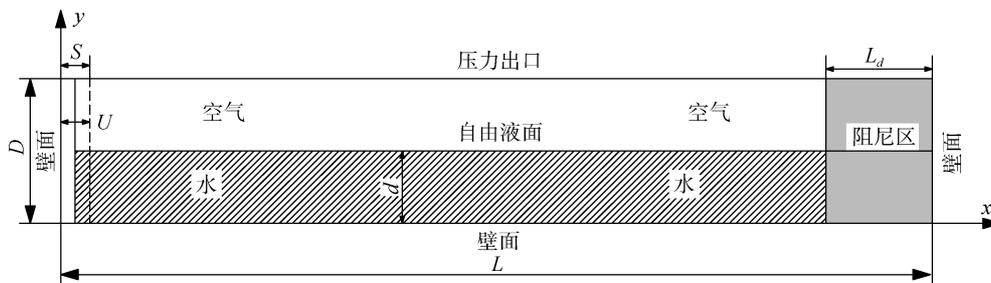


图 1 推板造波法计算模型简图

Fig. 1 Sketch of computation model for piston-type wavemaker

体积分数 a 满足方程:

$$\frac{\partial a}{\partial t} + u \frac{\partial a}{\partial x} + v \frac{\partial a}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

2.3 造波方法

M. Anbarsooz 等^[19]的研究结果表明远离造波板一定距离之后波浪水槽内的水波运动与造波方式无关, 因此本文仅采用推板造波法生成波浪。推板造波法是一种仿物理造波法, 数值计算中常通过在计算域内设置运动边界来模拟造波板运动。本文计算过程中造波板的运动速度如下式所示:

$$\begin{cases} U = \frac{t}{2T} \frac{S}{2} \omega \cos(\omega t) & t \leq 2T \\ U = \frac{S}{2} \omega \cos(\omega t) & t > 2T \end{cases} \quad (10)$$

式中, S 为造波板冲程, T 为造波板运动周期(亦为生成波浪的波动周期), $\omega=2\pi/T$ 为圆频率。

3 计算模型

计算域为矩形区域($L \times D$), 如图 1 所示。计算域左侧壁面为造波边界, 计算过程中依公式(10)沿水平方向做特定简谐运动生成水波; 顶部为压力出口; 右侧及底部为无滑移壁面; 计算域右端为长度为 L_d 的人工阻尼消波区, 消波区内部阻尼变化方式如公式(2)和公式(3)所示; 初始条件为静止水面, 初始时刻造波板(造波边界)位于 $x=0$ 处。计算域长 $L \geq 7l$, 计算域高 $D \geq 1.5d$, 消波区长 $L_d \geq 1l$ 。自由液面上下各一个波高范围内网格加密。加密区一个波高范围内设 10 个网格, 网格高宽比为 1:3。计算域内其他区域网格宽度不变, 高度渐增, 但不大于网格宽度的 3 倍。时间步长取 $T/1000$ ^[20]。

4 计算结果与分析

文中采用反射系数 ε_r 表征消波区的消波效果, 反射系数表示反射波波高与入射波波高之比。由消波区传回的反射波会干扰入射波的传播并在波浪水槽内形成局部驻波, 波浪水槽内不同区域的波高通常在一定均值附近上下浮动。因此消波系数可表示为

$$\varepsilon_r = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\max} + H_{\min}} \quad (11)$$

式中, H_{\max} 和 H_{\min} 分别为观测波高的最大值与最小值^[1]。

Ursell 等^[1]的实验中将实验工况依据波陡的不同分为小波陡组($0.002 \leq H/l \leq 0.03$, 实验中该范围被扩至 $0.0015 \leq H/l \leq 0.03$)和高波陡组($0.045 \leq H/l \leq 0.048$, 实验中该范围被扩至 $0.04 \leq H/l \leq 0.049$), 并给出了 20 组小波陡实验和 4 组高波陡实验。本文以

其中 6 种工况(包括 3 个高波陡工况和 3 个小波陡工况)为例对阻尼消波问题进行研究, 并将实验分为小波陡组和高波陡组。此外, 为了验证计算结果的有效性, 本文计算结果将与理论结果和 Ursell 等^[1]的实验结果进行比较。

4.1 小波陡组模拟

小波陡组选择 3 个工况进行研究, 分别为 Ursell 等^[1]的实验中的 9、13、17 号工况, 具体工况参数及计算结果如表 1 所示。小波陡条件下各工况均采用公式(2)描述消波区内部的阻尼变化, 消波区长度取 1 倍波长, 消波系数 b 均取为 1, 此时消波区内阻尼系数为 1×10^n 。为了测量反射系数 ε_r , 文中各工况均将波浪水槽内距离造波板约 3~5 个波长范围内的流体域设为观测区, 反射系数由观测区内的波高观测值计算得到。具体计算结果如表 1 所示。

表 1 小波陡组实验工况及计算结果

Tab. 1 Small wave steepness conditions and numerical results

No.	周期 T/s	冲程 S/cm	水深 d/m	波陡 H_0/l_0	$2\pi d/l$	相对波高 H/d	消波区 长度	消波系数		反射系数 $\varepsilon_r/\%$
								b	n	
1	0.92	1.51	0.7315	0.0230	3.52	0.041	1l	1	4	0.4
								1	5	1.1
2	1.11	1.56	0.7315	0.0153	2.44	0.039	1l	1	4	0.5
								1	5	2.0
3	1.27	1.88	0.5090	0.0094	1.42	0.049	1l	1	4	0.7
								1	5	4.0

注: 表中波陡栏为 Ursell 等^[1]的实验数据; H/d 为理论波高与水深的比值。

Note: Values of wave steepness from Ursell et al^[1]; H/d are the ratio of the theoretical wave height to the water depth.

由表 1 可以看出小波陡情况下当 n 取 4 时, 各工况反射系数均在 1% 以内, 可以很好的满足消波要求。当 n 取 5 时, 各工况反射系数仍在百分之五以内, 亦可满足消波要求。对比以上各工况, 采用同种消波方法、消波参数时, 工况 3 虽波陡最小, 但由于相对波高最大、相对水深(d/l)最小因而其反射系数最大; 工况 1 相对波高与工况 2 相似, 虽波陡大于工况 2, 但由于相对水深大于工况 2, 因而其反射系数小于工况 2。因此, 小波陡情况下(即波陡小于 0.03 时), 水波的反射除受波陡影响之外, 对于浅水波和中等水深波(d/l 小于 0.5)相对水深和相对波高的影响亦非常重要。

各工况 30 个周期时的瞬时波面如图 2 所示。对

比同一工况不同消波系数条件下的波面图可以发现, n 取 4 时工况 1 和工况 3 消波区末端波面未能达到水平状态, 工况 2 接近水平状态, 说明消波区不能完全消除入射波波能, 但计算结果表明反射波在通过消波区进入波场的过程中可消除大部分波能, 因而波场内反射系数极小; n 取 5 时消波区内水波迅速衰减, 液面很快变为水平状态, 表示消波区内入射波在未到达波浪水槽壁面时即被消除, 但此时由于消波区内阻尼增速过大引起的反射波则不可忽略, 因而其波场内的反射系数略大。由此可以看到, 阻尼系数应大于 10^4 并小于 10^5 , 针对具体工况则可通过参数 b 进行调整, 以获得最佳消波效果。

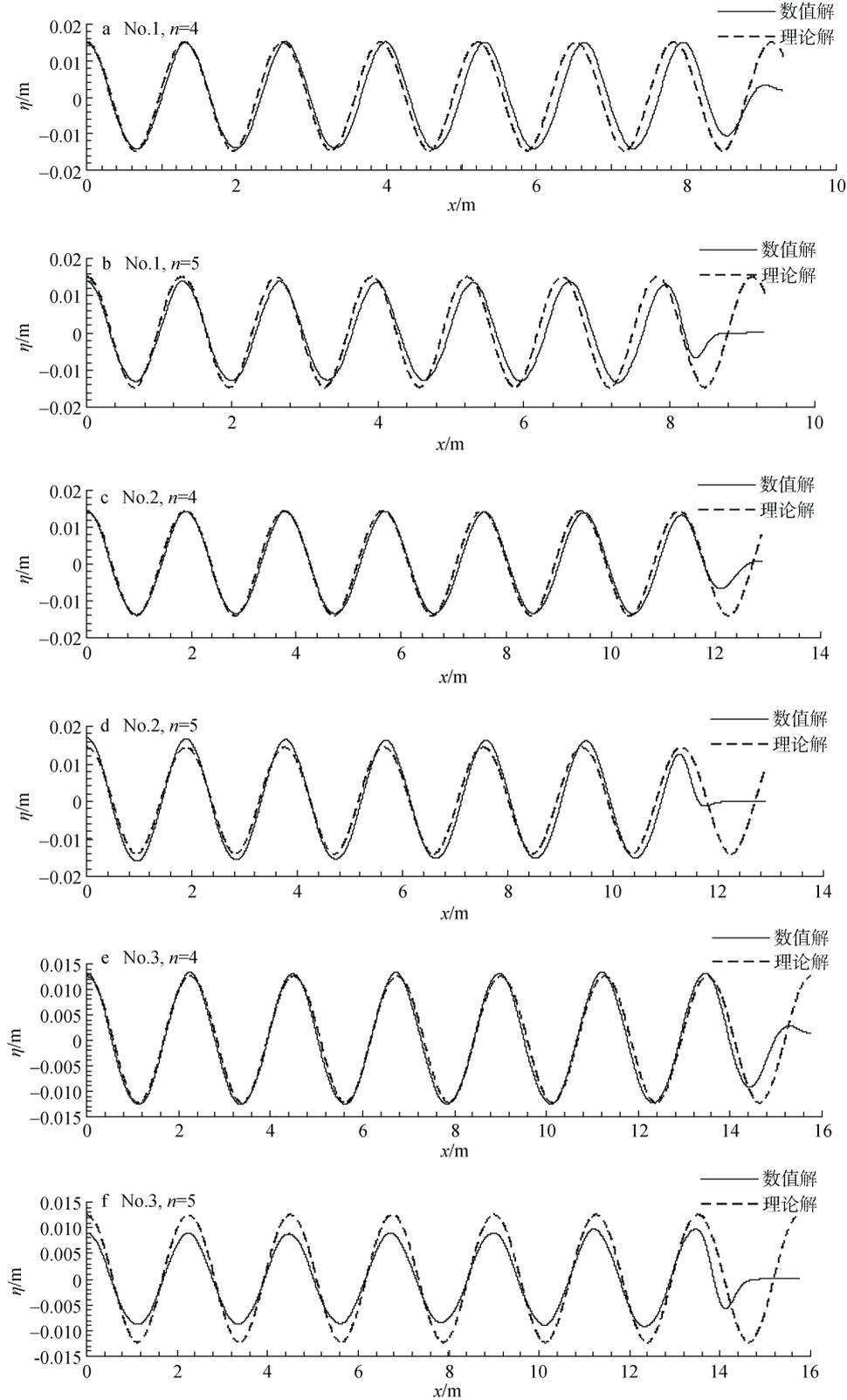


图 2 30 个周期时各工况数值波面与理论波面对比图

Fig. 2 Comparison between the numerical and theoretical wave profile at $t/T=30$

此外, 观察图 2e 和图 2f, 可以发现阻尼系数取不同值时数值波面偏差极大。 n 取 4 的时数值波面与

理论波面吻合良好, 然而 n 取 5 数值波面明显低于理论波面。发生此种现象的主要原因如下: 一是工况 3

水深较浅,水波非线性较强,因而波场对反射波的扰动极为敏感;二是该工况条件下由消波区传入波场的反射波传回造波端,与造波边界相互作用生成二次反射波与入射波叠加从而影响了整个波场的入射条件。除工况 3 外,图 2d 亦可观测到工况 2 水波波高明显大于理论波高,可见该现象较为普遍。因此,实验过程中需谨慎选择阻尼系数,以避免计算结果与目标波场有较大差异。

表 2 高波陡条件下的实验工况及计算结果

Tab. 2 High wave steepness conditions and numerical results

No.	周期 T/s	冲程 S/cm	水深 d/m	波陡 H_0/l_0	$2\pi d/l$	相对波高 H/d	消波区 长度	消波系数		反射系数 $\varepsilon_r / \%$
								b	n	
4	0.79	2.54	0.6096	0.0488	3.98	0.083	2l	1	4	1.8
								1	5	1.7
5	0.85	3.15	0.4572	0.0485	2.55	0.128	2l	1	4	1.3
								1	5	0.6
6	0.95	4.50	0.3048	0.0439	1.51	0.206	2l	1	4	3.5
								1	5	2.9

注:表中波陡栏为 Ursell 等^[1]的实验数据; H/d 为理论波高与水深的比值。

Note: Values of wave steepness from Ursell et al^[1]; H/d are the ratio of the theoretical wave height to the water depth.

由表 2 可以看出高波陡情况下工况 4~6 反射系数均在 5%以内,均可满足消波要求。与小波陡组情况不同,由于高波陡组消波区长度取为两倍波长,同条件下阻尼增速更缓,从而降低了消波区前端的波浪反射,因此各工况中当 n 取 5 时反射系数略小于 n 取 4 时的反射系数。对比高波陡组各工况,工况 6 虽波陡最小但由于相对波高最大和相对水深最小,其反射系数均大于其他各工况;工况 4 与工况 5 波陡相似,且工况 4 相对波高小于工况 5,然而工况 5 消波效果明显优于工况 4,可见相对水深的对水波反射的影响明显大于相对波高的影响。因此,当水深较小时,高波陡(波陡大于 0.04,小于 0.05)情况下水波的反射问题仍主要受相对水深和相对波高的影响,其中相对水深对水波反射的影响尤为重要。

高波陡组各工况在 30 个周期时的瞬时波面如图 3 所示。对比同一工况不同阻尼系数条件下的波面图可以发现,当 n 取 4 时消波区末端液面基本达到水平状态,即消波区取两倍波长可以满足消波要求;当 n 取 5 时与小波陡组相同,消波区内液面迅速趋于水平状态。然而,与小波陡组情况不同,高波陡组波能较大,无论波浪水槽壁面引起的反射波亦或消波区内部阻尼引起的反射波均无法在通过消波区传入波场的过程的中有效消除,因而高波陡条件下低阻尼

4.2 高波陡组模拟

高波陡组选择 3 个工况进行研究,分别为 Ursell 实验中的 21~23 号工况,具体工况参数及计算结果如表 2 所示。高波陡条件下各工况消波区长度均取两倍波长,采用公式(3)描述消波区内的阻尼变化,消波系数 b 均取 1,此时消波区内部阻尼系数为 1×10^n ,与小波陡组相同。反射系数观测方法与小波陡条件下相同。

系数的优势不再明显,相反较高的阻尼系数有助于在反射波传入波场的过程中消除反射波。综上所述,高波陡组实际应用中阻尼系数的选取范围亦在 $10^4 \sim 10^5$ 之间。此外,高波陡组各工况均出现计算波长大于理论波长的情况,尤以波陡最大的工况 4 最为明显(如图 3 所示)。这是由于文中采用的计算水波波长的色散关系并未考虑由波陡引起的高阶非线性波长增量,本文不再详细阐述。

为了验证计算结果的有效性,本文计算结果(图中数值解取各工况计算结果中的较好解)与造波理论和实验结果^[1]对比如图 4 所示。由图 4 可以看出小波陡组计算结果与造波理论、实验结果均吻合良好,高波陡组各工况计算结果与实验结果吻合良好,由于高波陡情况下水波非线性增强因而实验结果和计算结果均与造波理论略有差异。

综合考虑高波陡组与小波陡组各工况。小波陡组 n 取不同值时,波场中波高的计算值均有所不同,其中尤以波陡最小、相对水深最小、相对波高最大的工况 3 最为明显。工况 3 当 n 取 5 时虽反射系数仍在 5%以内,但此时整个波场内波幅大幅减小(如图 2f)。其它各小波陡工况波场内波幅亦随着消波系数的变化而有整体的改变。高波陡组各工况可能由于 n 取不同值时反射系数相近,并没有观察到这种现象。

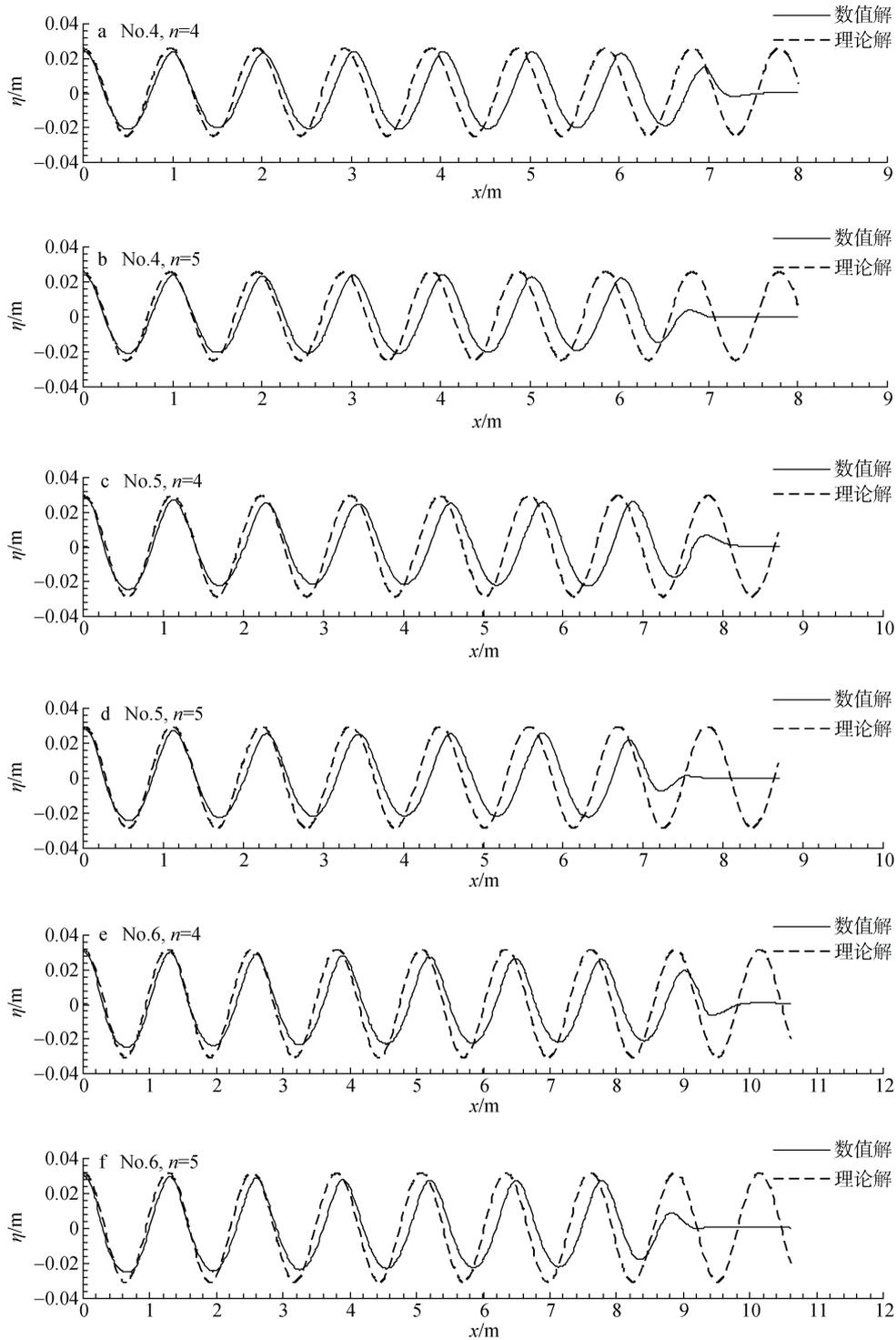


图3 30个周期时各工况数值结果与理论结果波面对比图
 Fig. 3 Comparison between the numerical and theoretical wave profile at $t/T=30$

然而，高波陡组各工况波场内波幅均呈现沿水波运动方向逐渐降低的趋势，且各工况降低速率相近。考虑到高波陡组各工况波陡相近，相对水深、相对波高均有大幅变化，因此该衰减趋势应主要受波陡影响。即高波陡组由于波高普遍较高，含有较大波能，因

而在传播过程中较小波陡组更易呈现明显的衰减现象。综上所述，值得关注的是当波陡较小、水深较浅时，水波反射可对整个波场的造成影响。如工况 3，即便反射系数仅为 4%，但此时计算波场已严重偏离理想波场，在实际计算中需引起足够重视。

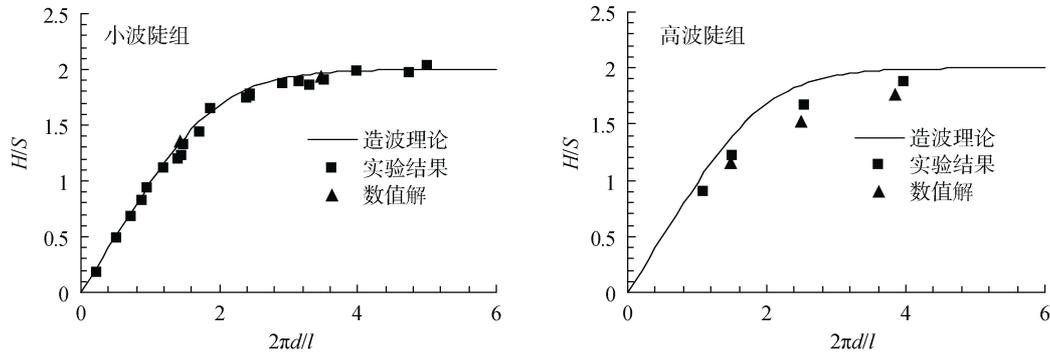


图4 本文计算结果与造波理论和 Ursell 等^[1]的实验结果对比图

Fig. 4 Comparison between the solution of the wavemaker theory, Ursell et al's experiments and the numerical results of the present study

5 结论

本文基于雷诺平均 N-S 方程, 并结合 RNG $k-\epsilon$ 方程、VOF 方法建立黏性数值波浪水槽对规则波的阻尼消波问题和波场分布特征进行研究。文中提出了两种描述消波区内部阻尼变化的阻尼函数, 分别适用于小波陡情形和高波陡情形。

研究结果表明, 小波陡条件下消波区可仅取一个波长, 此时阻尼系数的取值范围为 $10^4 \sim 10^5$, 采用公式(2)描述消波区内部阻尼变化即可很好的满足消波要求。然而当相对水深较小或相对波高较大时波场对水波反射极为敏感(如工况 3), 需准确设置消波系数(建议进行试算), 以避免实验波场与理想波场的较大偏差。

高波陡条件下, 消波区通常需设为两个波长, 此时阻尼系数的取值范围宜为 $10^4 \sim 10^5$, 采用公式(3)描述消波区内部阻尼变化便可满足消波要求。此外, 由于高波陡组水波普遍含有较高的波能, 因而在传播过程中更易呈现明显的衰减现象。

参考文献:

- [1] Ursell F, Dean R G, Yu, Y S. Forced small-amplitude water waves: A comparison of theory and experiment[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1960, 7(1): 33-52.
- [2] Nallayarasu S, Fatt C H, Shankar N J. Estimation of incident and reflected waves in regular wave experiments[J]. *Ocean Engineering*, 1995, 22(1): 77-86.
- [3] Dong G, Ma X, Perlin M, et al. Experimental study of long wave generation on sloping bottoms[J]. *Coastal Engineering*, 2009, 56(1): 82-89.
- [4] Spinneken J, Swan C. Second-order wave maker theory using force-feedback control. Part I: A new theory for regular wave generation[J]. *Ocean Engineering*, 2009, 36(8): 539-548.
- [5] 陈杰, 管喆, 蒋昌波. 海啸波作用下泥沙运动—V. 红树林影响下的岸滩变化[J]. *水科学进展*, 2016, 27(2): 206-213.
Chen Jie, Cuan Zhe, Jiang Changbo. Study of sediment transport by tsunami waves: V: influence of mangrove[J]. *Advances in water science*, 2016, 27(2): 206-213.
- [6] 陈永平, 田万青, 方家裕, 等. 波浪环境下多孔射流水动力学特性试验[J]. *水科学进展*, 2016, 27(4): 569-578.
Chen Yongping, Tian Wanqing, Fang Jiayu, et al. Experimental study on hydrodynamic characteristics of multiple jets in wave environment[J]. *Advances in water science*, 2016, 27(4): 569-578.
- [7] 杜辉, 魏岗, 曾文华, 等. 缓坡地形上内孤立波的破碎及能量分析[J]. *海洋科学*, 2014, 38(10): 98-104.
Du Hui, Wei Gang, Zeng Wenhua, et al. Breaking and energy analysis of internal solitary wave over a gentle slope[J]. *Marine Sciences*, 2014, 38(10): 98-104.
- [8] Sekiguchi H, Kita K, Sassa S, et al. Generation of progressive fluid waves in a geo-centrifuge[J]. *Geotechnical Testing Journal*, 1998, 21(2): 95-101.
- [9] 季新然, 柳淑学, Bo T. PAULSEN, 等. 基于势流理论和 OpenFOAM 的耦合模型对多向不规则波浪的模拟[J]. *水科学进展*, 2016, 27(1): 88-99.
Ji Xinran, Liu Shuxue, Paulsen B T, et al. Numerical research on multidirectional waves progresses on the coupling model based on the potential theory and OpenFOAM[J]. *Advances in water science*, 2016, 27(1): 88-99.
- [10] 徐振山, 陈永平, 张长宽, 等. 波流环境中射流的大涡数值模拟[J]. *水科学进展*, 2014, 25(2): 239-245.
Xu Zhenshan, Chen Yongping, Zhang Changkuan, et al. Large eddy simulation of a jet in wave-current environment[J]. *Advances in water science*, 2014, 25(2): 239-245.
- [11] 徐振山, 陈永平, 张长宽. 波流环境中垂向圆管射流

- 三维运动和稀释过程模拟[J]. 水科学进展, 2017, 28(2): 265-275.
- Xu Zhenshan, Chen Yongping, Zhang Changkuan. Study on three-dimensional movement and dilution of a vertical round jet under the wave-current effect[J]. Advances in water science, 2017, 28(2): 265-275.
- [12] Ducrozet G, Bonnefoy F, Touzé D L, Ferrant P. A modified High-Order Spectral method for wavemaker modeling in a numerical wave tank[J]. European Journal of Mechanics B/fluids, 2012, 34(7): 19-34.
- [13] Wu N J, Tsay T K, Chen Y Y. Generation of stable solitary waves by a piston-type wave maker[J]. Wave Motion, 2014, 51(2): 240-255.
- [14] Lin P, Liu P L F. Discussion of "Vertical variation of the flow across the surf zone" [Coast. Eng. 45 (2002) 169-198][J]. Coastal Engineering. 2004, 50(3): 161-164.
- [15] Hafsia Z, Hadj M B, Lamoumi H, Maalel K. Internal inlet for wave generation and absorption treatment[J]. Coastal Engineering. 2009, 56(9): 951-959.
- [16] 俞聿修, 柳淑学. 随机波浪及其工程应用[M]. 大连: 大连理工大学出版社, 2011.
- Yu Yuxiu, Liu Shuxue. Random wave and its applications to engineering[M]. Dalian: Dalian university of technology press, 2011.
- [17] 沈永明, 唐军, 郑永红, 等. 基于抛物型缓坡方程模拟近岸波流场[J]. 水利学报, 2006, 37(3): 301-307.
- Shen Yongming, Tang Jun, Zheng Yonghong, et al. Numerical simulation of wave current field in coastal zone based on parabolic mild slope equation[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2006, 37(3): 301-307.
- [18] Huang C J, Zhang E C, Lee J F. Numerical simulation of nonlinear viscous wavefields generated by piston-type wavemaker[J]. Journal of Engineering Mechanics, 1998, 124(10): 1110-1120.
- [19] Anbarsooz M, Passandideh-Fard M, Moghiman M. Fully nonlinear viscous wave generation in numerical wave tanks[J]. Ocean Engineering, 2013, 59(1): 73-85.
- [20] 杨波, 石爱国, 吴明. 基于抗数值衰减的短波数值模拟[J]. 水运工程, 2011, (12): 30-35.
- Yang Bo, Shi Aiguo, Wu Ming. Numerical simulation of short wave based on anti-numerical-attenuation[J]. Port and Waterway Engineering, 2011, (12): 30-35.

Study of nonlinear wave absorption and the wave fields

WANG Qiao-sha, LI Ming-hai

(China Academy of Engineering Physics Institute of System Engineering, Mianyang 621900, China)

Received: Nov. 28, 2017

Key words: damping absorption; porous media; numerical wave tanks; piston-type wavemaker; nonlinear wave generation

Abstract: In this paper, the Reynolds averaged N-S equations and RNG $k-\varepsilon$ equations are solved for establishing the viscous numerical wave tanks. The problem of the damping absorption and the distribution of wave fields with different wave steepness, wave length to water depth and wave height to water depth is studied in the viscous numerical wave tanks. Two damping functions for describing the variation of the damping in damping zone are presented. They are suitable to the cases with small wave steepness and the cases with high wave steepness respectively. The resulting shows that for the cases with small wave steepness the length of damping zone can be set to one wave length, the damping coefficient can be set from 10^4 to 10^5 , then the requirement of wave absorption can be meet and the numerical results agree well with the theoretical and experimental results; for the cases with high wave steepness the length of damping zone can be set to two wave lengths, the damping coefficient can be set from 10^4 to 10^5 , then the requirement of wave absorption can be meet and the numerical results agree well with the experimental results. In addition, for the cases with small wave steepness the whole wave fields will be influenced even with a moderate changes in wave reflection, especially when the wave tanks with a relative small water depth, which should be given a more closely attention. And for the cases with high wave steepness the wave attenuation along the direction of wave propagation should be considered.

(本文编辑: 李晓燕)