

奇异边界法分析含水下障碍物 水域中的水波传播问题*

李珺璞, 傅卓佳, 陈文

(河海大学 力学与材料学院, 南京 210098)

(我刊编委陈文来稿)

摘要: 研究奇异边界法模拟水波在含水下障碍物水域的传播过程.奇异边界法是一种最近提出的新型边界配点方法,具有无网格和无数值积分、数学简单、编程容易等优点.首先研究了奇异边界法分析典型水波算例的精度及效率,并与边界元法的计算结果进行比较,然后通过数值模拟讨论了水下障碍物位置、尺寸及形状等因素对水波传播的影响.发现奇异边界法的计算精度较高,且与边界元法的计算结果吻合较好;数值结果显示水下障碍物的不同高宽比对水波的传播影响明显;障碍物无量纲高度越大对水波的屏障作用越明显;障碍物无量纲宽度增加对水波的屏障作用先增强后变弱.在高宽比一定时,斜率变化对水波的屏障作用不明显;含吸收边界水下障碍物可以得到较低的传递系数和较高的反射系数,对水波的屏障作用更为明显.

关键词: 奇异边界法; 水波问题; 边界元法; 径向基函数; 无网格方法

中图分类号: O353.2 **文献标志码:** A

doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2015.10.003

引 言

地球表面占据 70% 面积的是浩瀚的海洋,随着陆地资源的逐渐枯竭,蕴藏着巨大资源的海洋逐渐吸引了人类越来越多的目光.而随着人类对海洋的开发与利用的加深,涌现出了越来越多的海工建筑物,如深海石油勘探平台、海基风力发电机等.近年来研究水下障碍物与波浪间的相互作用引起了广泛关注.

由于水下障碍物与波浪间的相互作用经常涉及到无限大计算区域,因此边界型数值算法比区域型数值算法更适用于计算此类问题.Chen^[1]等采用对偶边界元方法成功模拟了水下障碍物与波浪间的相互作用,但是该方法需要划分边界网格并处理数学复杂的奇异与近奇异积分计算.为了克服边界元法的上述问题,近年来国内外学者提出了一系列新型边界型无网格方

* 收稿日期: 2015-01-30; 修订日期: 2015-03-03

基金项目: 国家自然科学基金(11372097;11302069);111 引智计划(B12032);国家杰出青年科学基金(11125208);中国博士后科学基金(2014M561565)

作者简介: 李珺璞(1991—),男,河南开封人,硕士生(E-mail: lijunpu@hhu.edu.cn);
傅卓佳(1985—),男,浙江绍兴人,讲师(E-mail: paul212063@hhu.edu.cn);
陈文(1967—),男,江苏镇江人,教授,博士生导师(通讯作者. E-mail: chenwen@hhu.edu.cn).

法,如基本解法^[2-3]、边界无单元法^[4]、正则化无网格方法^[5-6]、改进基本解法^[7]、边界点法^[8]、边界源点法^[9]、边界节点法^[10-11]、无网格边界单元法^[12-13]等。上述数值算法各有所长,却也各自存在一些不足之处,文献[14]对此作了详细阐述。

本文将主要研究陈文教授于2009年提出的一种新型无网格方法——奇异边界法^[15](singular boundary method, SBM)。该方法首次提出源点强度因子概念,从而将源点奇异性问题本质抽象为求解源点强度因子问题,在其后的进一步研究过程中,陈文教授及其团队又进一步对该方法进行了改进,并将之运用于弹性力学^[16]、位势问题^[17-18]、声波传播^[19]等一系列物理力学领域。

本文将奇异边界法用于计算水波在含水下障碍物水域传播的问题,安排如下:第1节介绍奇异边界法计算二维水波问题,包括二维水波问题基本数学模型方程和边界条件以及奇异边界法模拟水波问题的数值模型构建;第2节将奇异边界法应用于求解二维水波问题,分析奇异边界法的精度及效率,并与边界元法的计算结果进行比较,然后通过数值模拟讨论分析了水下障碍物位置、尺寸及形状等因素对水波传播的影响;第3节对目前工作做了总结展望。

1 奇异边界法计算二维水波问题

如图1所示,考虑与水平方向夹角为 h 的水波不断冲击一个二维水下障碍物的情况。在满足流体理想、无旋、无黏、不可压缩等条件下,相关的数学模型可表述为^[20-21]

$$\nabla^2 u - (k \sin \theta)^2 u = 0 \quad (x_1, x_3 \in \Omega_3), \quad (1)$$

其中, ∇^2 表示 Laplace(拉普拉斯)算子,常数 $k > 0$ 。

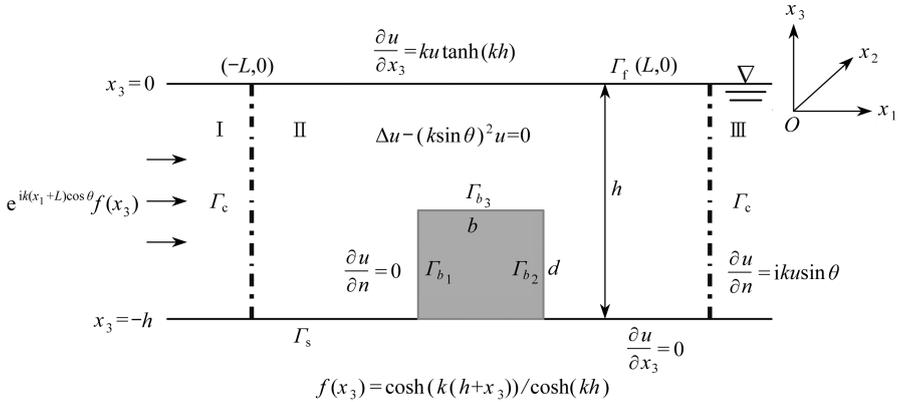


图1 水下障碍物模型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of the submerged structure

1.1 边界条件

1.1.1 自由水面边界条件

$$\frac{\partial u}{\partial x_3} = k u \tanh(kh), \quad (x_1, x_3) \in \Gamma_f. \quad (2)$$

1.1.2 水底边界条件

$$\frac{\partial u}{\partial x_3} = 0, \quad \Gamma_f(L, 0). \quad (3)$$

1.1.3 水下障碍物边界条件

① 刚性边界

$$\frac{\partial u}{\partial x_1} = 0, \quad (x_1, x_3) \in \Gamma_{b_1}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x_1} = 0, \quad (x_1, x_3) \in \Gamma_{b_2}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x_3} = 0, \quad (x_1, x_3) \in \Gamma_{b_3}, \quad (6)$$

② 吸收边界

$$\frac{\partial u}{\partial x_1} = ikG_1 u, \quad (x_1, x_3) \in \Gamma_{b_1}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x_1} = ikG_2 u, \quad (x_1, x_3) \in \Gamma_{b_2}. \quad (8)$$

1.1.4 Sommerfeld 辐射条件

$$\lim_{x_1 \rightarrow \infty} x_1^{1/2} \left(\frac{\partial u}{\partial x_1} - ik u \right) = 0. \quad (9)$$

对于无限长水域问题, 整个水域可被划分为 I, II, III, 3 部分, 引入两个虚拟边界 Γ_c . 如图 1 所示. 假设没有能量损失, 在区域 I 的流势可被表述为

$$u^I(x_1, x_3) = (e^{ik(x_1-L)\cos\theta} + R e^{-ik(x_1+L)\cos\theta}) f(x_3); \quad (10)$$

区域 III 的流势可被表述为

$$u^{III}(x_1, x_3) = T e^{ik(x_1-L)\cos\theta} f(x_3); \quad (11)$$

其中 u^I 的角标 I 代表区域, R 与 T 代表反射与传递系数. 在边界 Γ_c 上的连续性条件为

$$u^I(-L, x_3) = u^{II}(-L, x_3), \quad (12)$$

$$\frac{\partial u^I(-L, y)}{\partial x} = \frac{\partial u^{II}(-L, y)}{\partial x}, \quad (13)$$

$$u^{II}(L, y) = u^{III}(L, y), \quad (14)$$

$$\frac{\partial u^{II}(L, x_3)}{\partial x_1} = \frac{\partial u^{III}(L, x_3)}{\partial x_1}. \quad (15)$$

根据上述方程, 反射与传递系数可以分别表示成以下形式:

$$R = -1 + n_0 \int_{-h}^0 u^{II}(-L, x_3) \cosh(k(h+x_3)) dx_3, \quad (16)$$

$$T = n_0 \int_{-h}^0 u^{II}(L, x_3) \cosh(k(h+x_3)) dx_3, \quad (17)$$

其中

$$n_0 = \frac{2k \sinh(2kh)}{(2kh + \sinh(2kh)) \sin(kh)}.$$

因此, 只有区域 II 中的 u^{II} 需要被求出, 我们可通过 R 与 T 求得 u^I 与 u^{III} .

故浸水障碍物问题可概括为求解二维修正 Helmholtz 方程问题, 此处采用奇异边界法求解区域 II 的二维修正 Helmholtz 方程, 关于奇异边界法的二维修正 Helmholtz 方程源点强度因子推导过程, 参见文献[22], 这里直接引用公式推导结果.

1.2 二维修正 Helmholtz 方程源点强度因子

对于二维修正 Helmholtz 方程源点强度因子 u_{ii} 和 q_{ii} 的推导, 我们依据基本解奇性相似的性质利用二维 Laplace 方程源点强度因子计算公式推导出二维修正 Helmholtz 方程的源点强度

因子表达式.

考虑二维修正 Helmholtz 方程如下:

$$\nabla^2 u(x) - k^2 u(x) = 0, \quad x \in \Omega, \quad (18)$$

$$u(x) = \bar{u}(x), \quad x \in \Gamma_D, \quad (19)$$

$$\frac{\partial u(x)}{\partial n_x} = \bar{q}(x), \quad x \in \Gamma_N, \quad (20)$$

其中常数 $k > 0$, Γ_D 与 Γ_N 分别表示 Dirichlet 与 Neumann 边界部分, 它们共同确定了计算区域 Ω . 奇异边界法采用修正 Helmholtz 方程的基本解 $G(x_m, s_j)$ 作为插值基函数, 得到相应插值表达式:

$$u(x_m) = \begin{cases} \sum_{j=1}^N a_j G(x_m, s_j), & x_m \in \Omega \setminus \partial\Omega, \\ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq m}}^N a_j G(x_m, s_j) + a_m u_{jj}, & x_m \in \Gamma_D, \end{cases} \quad (21)$$

$$q(x_m) = \frac{\partial u(x_m)}{\partial n_x} = \begin{cases} \sum_{j=1}^N a_j \frac{\partial G(x_m, s_j)}{\partial n_x}, & x_m \in \Omega \setminus \partial\Omega, \\ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq m}}^N a_j \frac{\partial G(x_m, s_j)}{\partial n_x} + a_m q_{jj}, & x_m \in \Gamma_N, \end{cases} \quad (22)$$

其中二维问题的基本解为 $G(x_m, s_j) = K_0(k \|x_m - s_j\|_2) / (2\pi)$, 此处 K_0 表示第 0 阶第二类修正 Bessel (贝塞尔) 函数, $r_{mj} = \|x_m - s_j\|_2$ 是配点 x_m 和源点 s_j 之间的 Euclid (欧几里德) 距离. 对于式 (21) 和 (22), 有源点强度因子公式:

$$u_{ii} = \frac{1}{\beta_i} \left[\bar{u}(x_i) - \sum_{j=1, j \neq i}^N \beta_j u^*(x_i, s_j) - c \right] + B, \quad (23)$$

$$q_{ii} = -\frac{1}{l_i} \sum_{j=1, j \neq i}^N l_j \frac{\partial u^*(x_i, s_j)}{\partial n_{s_j}}, \quad (24)$$

其中

$$u^*(x_m, s_j) = -\frac{1}{2\pi} \ln(\|x_m - s_j\|_2)$$

是二维 Laplace 方程基本解, l_i 表示源点 s_{i-1} 与 s_{i+1} 之间距离的一半, 样本解取为 $\bar{u} = x_1 + x_2$, 在二维问题中常数

$$B = -\frac{1}{2\pi} \left(\ln\left(\frac{k}{2}\right) + \gamma \right),$$

此处 Euler (欧拉) 数 $\gamma = 0.577\ 215\ 664\ 901\ 532\ 86\cdots$.

由式 (23) 和 (24) 确定源点强度因子之后, 便可使用奇异边界法的插值表达式 (21) 和 (22) 来求解二维修正 Helmholtz 问题, 从而确定未知系数 $\{a_j\}$. 其后使用插值表达式 (21) 和 (22) 便可求解计算域 Ω 内任一点 x 的解 $u(x)$ 和 $q(x)$.

2 数值算例及讨论

本节首先将奇异边界法应用于二维水波问题, 分析奇异边界法的精度及效率, 并与边界元

法的计算结果进行比较,然后通过数值模拟讨论分析了水下障碍物位置、尺寸及形状等因素对水波传播的影响。

例 1 刚性水下障碍物

本例中选取 $b/h = 1, d/h = 0.75$, 各配点及其法向方向如图 2 所示。图 3 给出传递系数与反射系数当 $\theta = 20^\circ$ 时,随 kh 变化的趋势图。由图 3 可知,传递系数 T 与反射系数 R 随 kh 变化趋势 ($\theta = 20^\circ$) 有两个峰值,且传递系数 T 比反射系数 R 明显要大。在 $kh = 0.5$ 左右,反射系数 R 达到最大,反射效果明显,同时传递系数 T 达到最小。当 $kh = 0.5$ 时,传递系数与反射系数随 θ 变化的趋势如图 4 所示。由图 4 可知,奇异边界法的计算结果与边界元法的结果^[21] 吻合较好,且传递系数 T 随 θ 增加先增大后减小,反射系数 R 先减小后增大。需要指出的是,奇异边界法避免了处理边界元法中的奇异与近奇异积分计算。此外,根据能量守恒定律,我们将之作为衡量数值结果误差的一个指标,当 $kh = 0.5$ 时,奇异边界法的计算结果如图 5 所示。由图 5 可知,奇异边界法的计算结果精度较高。

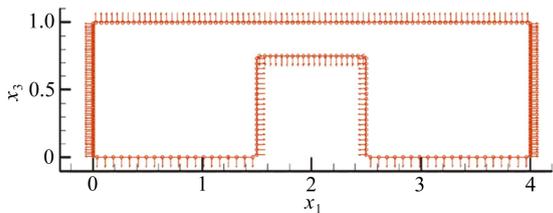


图 2 节点和相应的法向量分布

Fig. 2 Nodes and the corresponding normal vector distribution

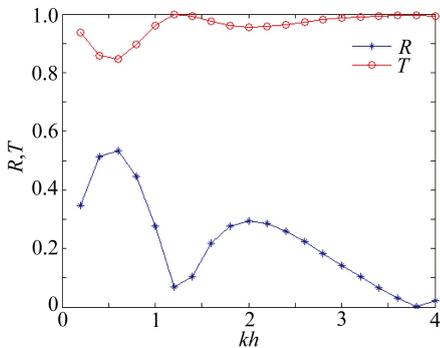


图 3 传递系数与反射系数随 kh 变化趋势 ($\theta = 20^\circ$)

Fig. 3 Transmission and reflection coefficients vs. incident wave number kh for the rigid submerged structure ($\theta = 20^\circ$)

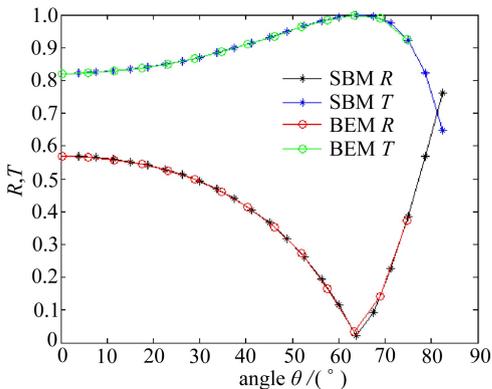


图 4 传递系数与反射系数随 θ 变化趋势 ($kh = 0.5$)

Fig. 4 Transmission and reflection coefficients vs. incident wave angle θ for the rigid submerged structure ($kh = 0.5$)

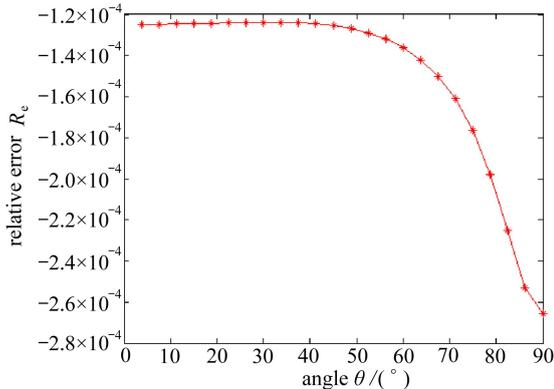


图 5 数值结果相对误差 $R_e(kh = 0.5)$

Fig. 5 Relative error $R_e(kh = 0.5)$

例 2 刚性水下障碍物相关系数分析

本例研究系数 R 与 T 和 水下障碍物高度、宽度及水下障碍物倾斜度之间的关系。

对于垂直障碍物,首先研究 R 与 T 和 水下障碍物无量纲高度 d/h 之间的关系,令 $b/h = 0.5, kh = 0.5, \theta = 20^\circ$, 计算结果如图 6 所示;其次我们研究 R 与 T 和 水下障碍物无量纲宽度 b/h 之间的关系,令 $d/h = 0.75, kh = 0.5, \theta = 20^\circ$, 计算结果如图 7 所示。

随后,我们令水下障碍物向右倾斜一定角度,如图 8 所示;令 $b/h = 0.5, d/h = 0.75, kh = 0.5, \theta = 20^\circ$, 研究 R 与 T 和 水下障碍物斜率之间的关系,如图 9 所示。

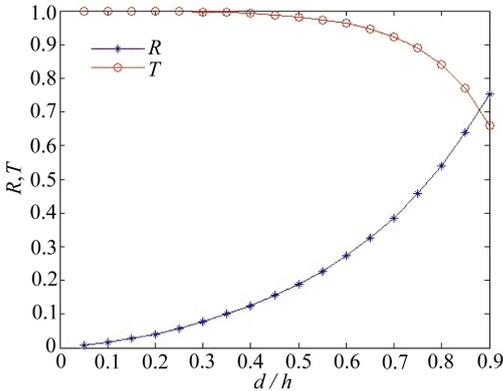


图 6 传递系数与反射系数随 d/h 变化趋势 ($\theta = 20^\circ$)

Fig. 6 Transmission and reflection coefficients vs. dimensionless height d/h for the rigid submerged structure ($\theta = 20^\circ$)

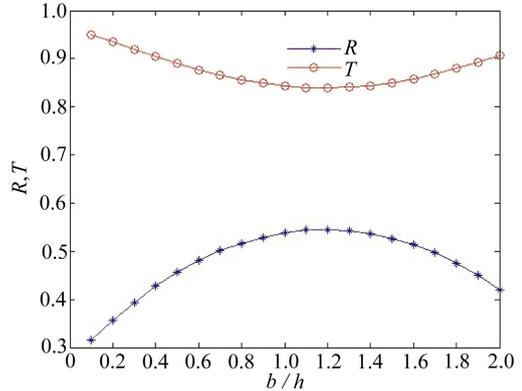


图 7 传递系数与反射系数随 b/h 变化趋势 ($\theta = 20^\circ$)

Fig. 7 Transmission and reflection coefficients vs. dimensionless width b/h for the rigid submerged structure ($\theta = 20^\circ$)

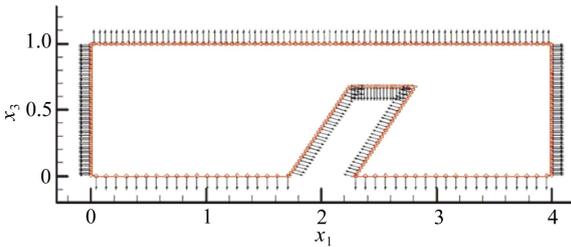


图 8 倾斜水下障碍物节点及其法向量分布

Fig. 8 Nodes and the corresponding normal vector distribution of the sloping submerged structure

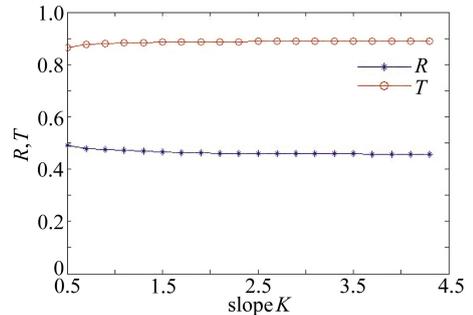


图 9 传递系数与反射系数随斜率变化趋势 ($\theta = 20^\circ$)

Fig. 9 Transmission and reflection coefficients vs. slope K for the rigid submerged structure ($\theta = 20^\circ$)

由图 6~9 可知,对于水下障碍物而言,无量纲高度 d/h 越大,传递系数 T 越小,反射系数 R 越大,即障碍物无量纲高度越大对水波的屏障作用越明显;而随无量纲宽度 b/h 变化,障碍物对水波的屏障作用先增强后变弱,对于单水下障碍物在 $b/h = 1.1$ 时屏障作用最明显;当无量纲参数 d/h 和 b/h 一定时,斜率变化对系数 R 与 T 变化影响不大。

例3 吸收边界水下障碍物

本例中选取 $b/h = 0.5, d/h = 0.75, \theta = 20^\circ$, 各配点及其法向如图 10 所示; 图 11~13 分别给出不同渗透系数 ($(G_1, G_2) = (0.5, 0), (G_1, G_2) = (1, 0), (G_1, G_2) = (1, 1)$) 作用下传递系数 T 与反射系数 R 随 kh 变化趋势图。

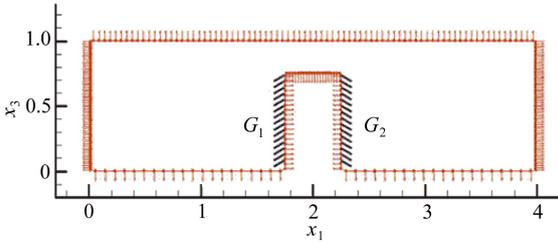


图 10 节点和相应的法向量分布
Fig. 10 Nodes and the corresponding normal vector distribution

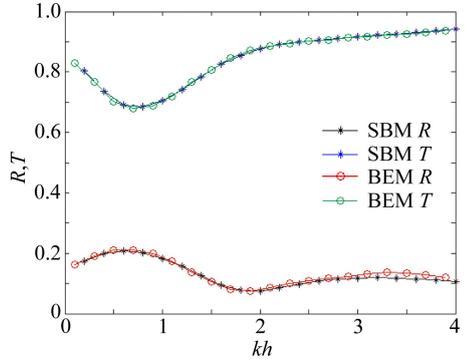


图 11 传递系数与反射系数随 kh 变化趋势
($\theta = 20^\circ, (G_1, G_2) = (0.5, 0)$)

Fig. 11 Transmission and reflection coefficients vs. incident wave number kh for the absorbing submerged structure ($\theta = 20^\circ, (G_1, G_2) = (0.5, 0)$)

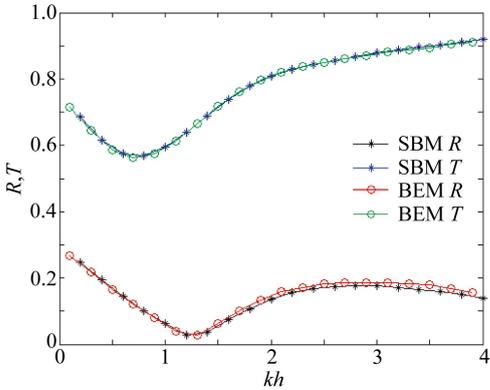


图 12 传递系数与反射系数随 kh 变化趋势
($\theta = 20^\circ, (G_1, G_2) = (1, 0)$)

Fig. 12 Transmission and reflection coefficients vs. incident wave number kh for the absorbing submerged structure ($\theta = 20^\circ, (G_1, G_2) = (1, 0)$)

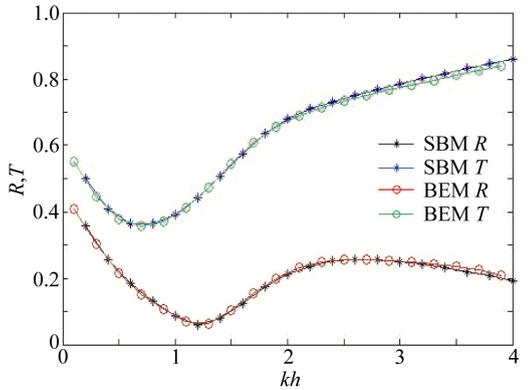


图 13 传递系数与反射系数随 kh 变化趋势
($\theta = 20^\circ, (G_1, G_2) = (1, 1)$)

Fig. 13 Transmission and reflection coefficients vs. incident wave number kh for the absorbing submerged structure ($\theta = 20^\circ, (G_1, G_2) = (1, 1)$)

由图 11~13 可知, 与刚性水下障碍物相比较, 含吸收边界水下障碍物可以得到较低的传递系数 T 和较高的反射系数 R , 对水波的屏障作用更为明显。

3 结论及展望

本文将奇异边界法成功用于计算二维水波问题。根据本文的理论推导及数值实验, 得到以下结论:

- 1) 奇异边界法具有无网格和无数值积分、数学简单、编程容易等优点, 且能避免处理边界

元法中的奇异与近奇异积分计算。

2) 数值实验发现奇异边界法的计算精度较高,与边界元法的计算结果吻合较好。

3) 水下障碍物的不同高宽比对水波的传播影响明显:障碍物无量纲高度越大对水波的屏障作用越明显;障碍物无量纲宽度增加对水波的屏障作用先增强后变弱。在高宽比一定时,斜率变化对水波的屏障作用不明显。

4) 含吸收边界水下障碍物可以得到较低的传递系数和较高的反射系数,对水波的屏障作用更为明显。

本文的研究结论是基于流体理想、无旋、无黏、不可压缩等假设得到的,适用范围有一定的局限性;在今后的研究工作中将逐步减少简化假设,以使数值模拟结果更接近一般现实情况。

参考文献(References):

- [1] Chen K H, Chen J T, Lin S Y, Lee Y T. Dual boundary element analysis of normal incident wave passing a thin submerged breakwater with rigid, absorbing and permeable boundaries [J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering(ASCE)*, 2004, **130**(4): 179-190.
- [2] Fairweather G, Karageorghis A. The method of fundamental solutions for elliptic boundary value problems[J]. *Advances in Computational Mathematics*, 1998, **9**(1/2): 69-95.
- [3] Golberg M A, Chen C S, Ganesh M. Particular solutions of 3D Helmholtz-type equations using compactly supported radial basis functions[J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2000, **24**(7/8): 539-547.
- [4] 程玉民, 陈美娟. 弹性力学的一种边界无单元法[J]. 力学学报, 2003, **35**(2): 181-186. (CHENG Yu-min, CHEN Mei-juan. A boundary element-free method for linear elasticity[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2003, **35**(2): 181-186. (in Chinese))
- [5] Young D L, Chen K H, Lee C W. Novel meshless method for solving the potential problems with arbitrary domain[J]. *Journal of Computational Physics*, 2005, **209**(1): 290-321.
- [6] 刘从建, 陈文, 王海涛, 谷岩. 自适应快速多极正则化无网格法求解大规模三维位势问题[J]. 应用数学和力学, 2013, **34**(3): 259-271. (LIU Cong-jian, CHEN Wen, WANG Hai-tao, GU Yan. Adaptive fast multipole regularized meshless method for large-scale three dimensional potential problems[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2013, **34**(3): 259-271. (in Chinese))
- [7] Sarler B. Solution of potential flow problems by the modified method of fundamental solutions; formulations with the single layer and the double layer fundamental solutions[J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2009, **33**(12): 1374-1382.
- [8] Zhang J M, Yao Z H, Li H. A hybrid boundary node method[J]. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 2002, **53**(4): 751-763.
- [9] Liu Y J. A new boundary meshfree method with distributed sources[J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2010, **34**(11): 914-919.
- [10] Chen W, Tanaka M. A meshless, integration-free, and boundary-only RBF technique[J]. *Computers and Mathematics With Applications*, 2002, **43**(3/5): 379-391.
- [11] 师晋红, 傅卓佳, 陈文. 边界节点法计算二维瞬态热传导问题[J]. 应用数学和力学, 2014, **35**(2): 111-120. (SHI Jin-hong, FU Zhuo-jia, CHEN Wen. Boundary knot method for 2D transient heat conduction problems[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2014, **35**(2): 111-

- 120.(in Chinese))
- [12] 高效伟, 张传增. 非均质问题中的无网格边界单元法[J]. 固体力学学报, 2006, **27**(S1): 62-69. (GAO Xiao-wei, ZHANG Chuan-zeng. Meshless BEM in nonhomogeneous problems[J]. *Chinese Journal of Solid Mechanics*, 2006, **27**(S1): 62-69.(in Chinese))
- [13] Chen J T, Wu A C. Null-field approach for piezoelectricity problems with arbitrary circular inclusions[J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2006, **30**(11): 971-993.
- [14] 傅卓佳. 波传播问题的半解析无网格边界配点法[D]. 博士学位论文. 南京: 河海大学, 2013. (FU Zhuo-jia. Semi-analytical meshless boundary collocation methods for wave propagation problems[D]. PhD Thesis. Nanjing: Hohai University, 2013.(in Chinese))
- [15] 陈文. 奇异边界法: 一个新的、简单、无网格、边界配点数值方法[J]. 固体力学学报, 2009, **30**(6): 592-599.(CHEN Wen. Singular boundary method: a novel, simple, meshfree, boundary collocation numerical method[J]. *Chinese Journal of Solid Mechanics*, 2009, **30**(6): 592-599.(in Chinese))
- [16] Gu Y, Chen W, Zhang C Z. Singular boundary method for solving plane strain elastostatic problems[J]. *International Journal of Solids and Structures*, 2011, **48**(18): 2549-2556.
- [17] 谷岩, 陈文. 改进的奇异边界法模拟三维位势问题[J]. 力学学报, 2012, **40**(2): 351-360.(GU Yan, CHEN Wen. Improved singular boundary method for three dimensional potential problems[J]. *Acta Mechanica Sinica*, 2012, **40**(2): 351-360.(in Chinese))
- [18] CHEN Wen, FU Zhuo-jia, Chen C S. *Recent Advances in Radial Basis Function Collocation Methods*[M]. Berlin: Springer-Verlag, 2013.
- [19] FU Zhuo-jia, CHEN Wen, GU Yan. Burton-Miller type singular boundary method for acoustic radiation and scattering[J]. *Journal of Sound and Vibration*, 2014, **333**(16): 3776-3793.
- [20] CHEN Kue-hong, LU Mi-cheng, HSU Hui-mi. Regularized meshless method analysis of the problem of obliquely incident water wave[J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2011, **35**(3): 355-362.
- [21] Abul-Azm A G. Diffraction through wide submerged breakwaters under oblique waves[J]. *Ocean Engineering*, 1994, **21**(7): 683-706.
- [22] CHEN Wen, ZHANG Jin-yang, FU Zhuo-jia. Singular boundary method for modified Helmholtz equations[J]. *Engineering Analysis With Boundary Elements*, 2014, **44**: 112-119.

The Singular Boundary Method for Obliquely Incident Water Wave Passing a Submerged Breakwater

LI Jun-pu, FU Zhuo-jia, CHEN Wen

(*College of Mechanics and Materials, Hohai University,
Nanjing 210098, P.R.China*)

(Contributed by CHEN Wen, M. AMM Editorial Board)

Abstract: The singular boundary method (SBM) was implemented to solve the obliquely incident water wave passing a submerged breakwater. The SBM was a recently emerging boundary-type collocation method with the merits of being meshless, integration-free, mathematically simple and easy-to-program. The accuracy and efficiency of the SBM was first investigated through the benchmark examples in comparison with the boundary element method. Then the effects of the position, size and geometry of the breakwater on the water wave propagation were analyzed through extensive numerical experiments. The numerical results verify that the present SBM provides accurate solutions in good agreement with those of the boundary element method. Then the numerical investigations show that the size of the breakwater has a great effect on the water wave propagation. The larger the dimensionless height of the breakwater is, the more obvious the observed shield effect is on the water wave propagation passing the submerged breakwater. With the increasing dimensionless width of the breakwater, the shield effect of the breakwater first rises and then falls. The slope of the breakwater has no obvious shield effect on the water wave propagation. The absorbing submerged breakwater has smaller transmission coefficient T and larger reflection coefficient R than the rigid submerged breakwater, which means a more obvious shield effect.

Key words: singular boundary method; water wave; boundary element method; radial basis function; meshless method

Foundation item: The National Natural Science Foundation of China (11372097; 11302069); The National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (11125208); China Postdoctoral Science Foundation (2014M561565)