

弱流下四柱结构波浪爬高的求解

王硕, 滕斌

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连, 116024, Email: bteng@dlut.edu.cn)

摘要: 波流相互作用是一种十分普遍的自然现象, 本文采用高阶边界元方法对波浪、水流与结构物相互作用问题进行了理论研究和数值模拟, 该方法基于小流速下速度势和格林函数摄动展开, 采用积分方程, 改进积分中某些柯西主值积分的计算, 并将未知量限制在物体表面上, 使计算速度大为提高。对水流和波浪共同作用下某四柱结构的波浪爬高进行了详细的数值模拟研究, 对水流参数的引入和单纯波浪结构物相互作用模拟结果的影响进行了对比。

关键词: 波浪; 水流; 四柱结构; 波浪爬高; 高阶边界元法

1 引言

对于波浪、水流与海洋工程结构物的相互作用问题, 学者们进行了大量的研究, 许多学者已经开发出有效的算法来单独评估波浪和水流对结构的作用。然而自然状态下波浪和水流一般是同时存在的, 或者物体在行进的过程中还受到波浪的影响。波流共存时, 它们间的相互作用将影响各自的传播特性, 综合而形成的波流场并不是纯波浪场与纯水流场的简单叠加, 而是一个比较复杂的组合过程。由于定常流的存在, 物面上波动势的边界条件受到改变, 波浪对结构物的绕射发生变化, 相应地波浪对物体的作用力及在物体上的爬高也将受到水流的影响。而波浪爬高是决定海洋平台甲板高度的主要因素。低估的高度不能保证平台的安全正常运行, 而平台的高度越高, 成本越高, 平台的稳定性就越低。

在计算物体周围的绕射和辐射问题时, 积分方程法在工程上得到了广泛的应用。对于波流共存问题, 利用满足自由水面和远场条件的格林函数^[1], 积分域可以限制在物体表面和自由水面上一个有限区域。然而与纯波浪的情况相比, 格林函数的计算是十分耗时的, 该方法的效率大大降低。在船舶水动力学中, 船舶被假定是“细长”的, 从而引入切片理论。将三维细长物体根据切片理论简化为二维物体与波流相互作用。而对于张力腿平台等“粗钝”的结构, “细长”假设将不再适用。然而与波浪速度相比, 结构物向前的行进速度或水流速度一般是很小的。在小流速的假定下, 应用摄动理论求解积分方程的^[2-6], 其中积

分方程和格林函数按流速展开。通过摄动展开，原来复杂的波流共同作用问题可以分解为两个相对简单的问题：一个是纯波浪与结构物的作用；另一个为水流对上述问题的修正。对于第一个问题，在有效计算静水中格林函数^[7-9]的基础上，发展了高阶边界元方法^[10-11]。对于第二个问题，可以用零速度格林函数及其导数导出格林函数及其导数的一阶项^[2-3]。

本文采用高阶边界元法研究了定常流对规则波与四柱结构作用的波面升高的影响。在小流速假定下，将速度势和格林函数按与波陡有关的参数 ϵ 和与水流有关的参数 τ 进行摄动展开，其中 ϵ 和 τ 都为小参数。并且采用积分方程，改进积分中某些柯西主值积分的计算，从而使方程更为简化，计算更为迅速。

2 数值模型

2.1 边值问题

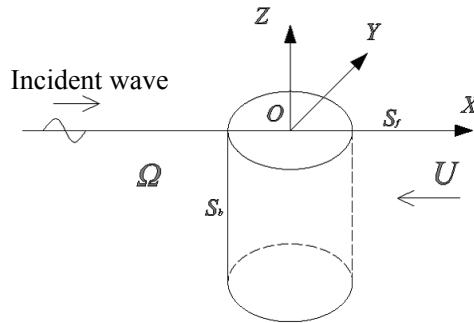


图1 坐标系和计算域定义

如图1所示，定义一个右手坐标系， $x = (x, y, z)$ 代表任一点坐标，原点设在静水面上， z 轴垂直向上为正。规则波沿 x 轴正向传播，均匀水流流向 x 轴的负方向，或者物体以 U 的速度向 x 轴正向运动。假定流体为无旋和不可压缩的，且忽略表面张力。这样有一速度势满足 Laplace 方程和下列边界条件：

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (1)$$

$$\Phi_{tt} + 2\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi_t + \frac{1}{2}\nabla\Phi \cdot \nabla(\nabla\Phi \cdot \nabla\Phi) + g\Phi_z = 0 \quad z = \eta \quad (2)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial n} = V_s \cdot \vec{n} \quad \text{在 } S_0 \text{ 上} \quad (3)$$

式中， g 为重力加速度； η 为瞬时波面； S_0 为瞬时物面； \vec{n} 为物面处单位法向量，指出流场外侧为正； V_s 是物面上该点的运动速度。式(2)为自由水面条件，式(3)为物面条件。除以上条件外，势函数还需满足无穷远处的远场条件。

由于自由面边界条件的非线性，上述方程的求解是非常困难的。实际计算中常常引入某些假设。在小波高的假设下，速度势可以分解为时间无关的稳定势 ϕ_s 、随时间振荡的绕射势 Φ_D 和辐射势 Φ_R ：

$$\Phi(x,t) = \phi_s(x) + \Phi_D(x,t) + \Phi_R(x,t) \quad (4)$$

稳定势可以表达为均匀入流势和绕流势之和的形式：

$$\phi_s(x) = U\chi_s = U(\chi - x) \quad (5)$$

由于水流的存在，规则波的遭遇频率为：

$$\sigma = |\omega - Uk \cos \beta| \quad (6)$$

式中， k 为波数； β 为波浪的入射角； ω 为波浪频率； $\omega = \sqrt{gk \tanh kh}$ ； h 为静水深。

在时域内对式 (5) 取平均值，并近似到 $\tau = \sigma/g$ 的一阶项，我们可以得到 x 的“刚性”水面条件：

$$\frac{\partial \phi_s}{\partial z} = 0 \quad z = 0 \quad (7)$$

进一步作物体小振幅振动假设，我们可以得到：

$$\frac{\partial \chi_s}{\partial n} = 0 \quad \text{在 } S_0 \text{ 上} \quad (8)$$

式中， S_b 为物体的平均表面。

辐射势 Φ_r 是由物体运动引起的，常写成物体运动的 6 个分量形式：

$$\Phi_R(x,t) = \text{Re} \left[i\sigma \sum_{j=1}^6 \xi_j \phi_j(x) e^{i\sigma t} \right] \quad (9)$$

式中， ξ_j 为物体在第 j 个模态下的运动幅值。总的绕射势 Φ_d 可以写成：

$$\Phi_D(x,t) = A \text{Re} [\phi_D(x) e^{i\sigma t}] = A \text{Re} [\{\phi_0(x) + \phi_7(x)\} e^{i\sigma t}] \quad (10)$$

式中， A 为入射波幅值，入射势 ϕ_0 具有下述形式：

$$\phi_0(x,y,z) = \frac{gA}{\omega} \cdot \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \sin(kx \cos \beta + ky \sin \beta - \omega t) \quad (11)$$

ϕ_s 、 $\phi_j (j=1, \dots, 6)$ 和 ϕ_d 满足 Laplace 方程。近似到一阶波浪高度 $\varepsilon = kA$ 和一阶水流速度参数 τ ， $\phi_j (j=1, \dots, 6)$ 和 ϕ_d 在 $z=0$ 平面上满足：

$$-v\phi_j + 2i\tau \nabla_2 \phi_j \cdot \nabla_2 \chi_s + i\tau \phi_j \nabla_2^2 \chi + \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad (12)$$

式中， ∇_2 为水平面内的二维梯度算子， $v = \sigma^2/g$ 。在远离物体处上述方程近似为：

$$-v\phi_j - 2i\tau \frac{\partial \phi_j}{\partial x} + \frac{\partial \phi_j}{\partial z} = 0 \quad (12a)$$

在物体的平均表面 S_b 上, $\phi_j (j=1, \dots, 6)$ 和 ϕ_d 满足:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_j}{\partial n} &= n_j + \frac{U}{i\sigma} m_j, \quad j=1, \dots, 6 \\ \frac{\partial \phi_D}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

其中:

$$\begin{aligned} (m_1, m_2, m_3) &= -(n \cdot \nabla) \nabla \chi_s \\ (m_4, m_5, m_6) &= -(n \cdot \nabla) (x \times \nabla \chi_s) \end{aligned}$$

2.2 数值方法

对自由表面条件[式(12a)]和波浪向外传播的无限远条件, 我们可以求得其基本解为:

$$4\pi G(x, x_0) = -\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} + \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{(\lambda\Lambda - k)2\tau \cos\theta - k}{\pi(\lambda\Lambda - k)\Lambda} e^{\lambda w} d\lambda d\theta \quad (14)$$

其中:

$$r = \sqrt{R^2 + (z - z_0)^2} \quad r' = \sqrt{R^2 + (z + z_0)^2} \quad R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}$$

$$W = (z + z_0) + i[(x - x_0)\cos\theta + (y - y_0)\sin\theta] \quad \Lambda = 1 + 2\tau \cos\theta$$

在计算域 Ω 上, 对稳定绕流势应用一满足“刚性”水面条件的简单格林函数:

$$G_0(x, x_0) = -\frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \quad (15)$$

可以得到其积分方程:

$$\alpha\chi(x_0) - \int_{S_B} \frac{\partial G_0(x, x_0)}{\partial n} \chi(x) ds = -\int_{S_B} n_1 G_0(x, x_0) ds \quad (16)$$

为了适于高阶边界元的计算, 我们采用 Noblesse^[7]和 Eatock Taylor 和 Chau^[10]的方法, 将上述方程与物体内部的积分方程:

$$(1 - \alpha)\chi(x_0) + \int_{S_B} \frac{\partial G_0(x, x_0)}{\partial n} \chi(x_0) ds = 0 \quad (17)$$

相加, 可以得到一无自由项 α 、无柯西主值积分的积分方程:

$$\chi(x_0) + \int_{S_B} \frac{\partial G_0(x, x_0)}{\partial n} [\chi(x_0) - \chi(x)] ds = -\int_{S_B} n_1 G(x, x_0) ds \quad (18)$$

对随时间变动的辐射势和绕射势, 在流域 Ω 中应用第二格林定理, 我们可以得到下述

积分方程:

$$\alpha\phi(x_0) = \iint_{S_f+S_b+S_\infty} \left[\frac{\partial G_0(x, x_0)}{\partial n} \phi_j(x) - \frac{\partial \phi_j(x)}{\partial n} G(x, x_0) \right] dS \quad (19)$$

应用一逆流等强度的移动脉动源[式(12)]和 Tuck 定理^[12], 方程可以简化为:

$$\begin{aligned} & \alpha\phi(x_0) - \iint_{S_b} \phi(x) \frac{\partial G}{\partial n} dS + 2i\tau \iint_{S_f} \phi(x) \left(\nabla_2 G \cdot \nabla_2 \chi + \frac{1}{2} G \nabla_2^2 \chi \right) dS \\ & = \begin{cases} \phi_0 & \text{for } \phi_D \\ - \iint_{S_b} \left(G + \frac{i\tau}{v} \nabla G \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } \phi_j (j=1, \dots, 6) \end{cases} \quad (20) \end{aligned}$$

上述方程中包含一自由水面积分, 由于远离物体时稳定绕流势 χ 衰减为零, 其积分只需在物体周围有限的范围内进行。

将方程(16)中 $\chi(x_0)$ 换成 $\phi(x_0)$ 并与式(20)相加, 我们可以得到一个新的积分方程:

$$\begin{aligned} & \phi(x_0) + \iint_{S_b} \left[\phi(x_0) \frac{\partial G_0}{\partial n} - \phi(x) \frac{\partial G}{\partial n} \right] ds + 2i\tau \iint_{S_f} \phi(x) \left(\nabla_2 G \cdot \nabla_2 \chi + \frac{1}{2} G \nabla_2^2 \chi \right) ds \\ & = \begin{cases} \phi_0 & \text{for } \phi_D \\ - \iint_{S_b} \left(G + \frac{i\tau}{v} \nabla G \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } \phi_j (j=1, \dots, 6) \end{cases} \quad (21) \end{aligned}$$

在上述方程中, 未知量既在物面上又在自由水面上, 求解时需要联立很大的方程组。应用摄动展开的方法, 将格林函数和速度势分别展开成流速参数 τ 的函数:

$$\begin{aligned} \phi &= \phi^{(0)} + \tau\phi^{(1)} + 0(\tau^2) \\ G &= G^{(0)} + \tau G^{(1)} + 0(\tau^2) \end{aligned} \quad (22)$$

其中:

$$\begin{aligned} G^0 &= \left[-\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} - 2v \int_0^\infty \frac{e^{\lambda(z-z_0)}}{\lambda-v} J_0(\lambda R) d\lambda \right] / 4\pi \\ G^{(1)} &= -2i \frac{\partial^2 G^{(0)}}{\partial v \partial x} \end{aligned}$$

将式(22)代入积分方程(21), 并按 τ 的量级重新整理, 可以得到 τ 的零阶项的积分方程:

$$\phi(x_0) + \iint_{S_b} \left[\phi^{(0)}(x_0) \frac{\partial G_0}{\partial n} - \phi^{(0)}(x) \frac{\partial G^{(0)}}{\partial n} \right] ds = \begin{cases} \phi_0 & \text{for } \phi_D \\ - \iint_{S_b} G^{(0)} n_j ds & \text{for } \phi_j (j=1, \dots, 6) \end{cases} \quad (23)$$

τ 的一阶项的积分方程为:

$$\begin{aligned}
& \phi^{(1)}(x_0) + \iint_{S_B} \left[\phi^{(1)}(x_0) \frac{\partial G_0}{\partial n} - \phi^{(1)}(x) \frac{\partial G^{(0)}}{\partial n} \right] ds \\
&= \iint_{S_B} \frac{\partial G^{(1)}}{\partial n} \phi^{(0)}(x) ds - 2i \iint_{S_F} \phi^0(x) \left(\nabla_2 G^{(0)} \cdot \nabla_2 \chi + \frac{1}{2} G^{(0)} \nabla_2^2 \chi \right) ds \\
&+ \begin{cases} 0 & \text{for } \phi_D \\ - \iint_{S_B} \left(G^{(1)} + \frac{i}{v} \nabla G^{(0)} \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } \phi_j (j=1, \dots, 6) \end{cases}
\end{aligned} \quad (24)$$

在水面上当源点与场点接近时, $\partial G^{(1)} / \partial n$ 中包含一复杂的奇异核。为了避免它的直接积分, 我们在上式中分别减去和加上下面等式的两侧:

$$\iint_{S_B} \frac{\partial G^{(1)}}{\partial n} \phi^{(0)}(x_0) ds = - \iint_{S_w} \left[v G^{(1)} - 2i G_x^{(0)} \right] \phi^{(0)}(x_0) ds \quad (25)$$

可以得到一新的积分方程:

$$\begin{aligned}
& \phi^{(1)}(x_0) + \iint_{S_B} \left[\phi^{(1)}(x_0) \frac{\partial G_0}{\partial n} - \phi^{(1)}(x) \frac{\partial G^{(0)}}{\partial n} \right] ds \\
&= \iint_{S_B} \frac{\partial G^{(1)}}{\partial n} \left\{ \phi^{(0)}(x) - \phi^{(0)}(x_0) \right\} ds - 2i \iint_{S_F} \phi^0(x) \left(\nabla_2 G^{(0)} \cdot \nabla_2 \chi \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} G^{(0)} \nabla_2^2 \chi \right) ds - \iint_{S_w} \left(v G^{(1)} - 2i G_x^{(0)} \right) \phi^{(0)}(x_0) ds \\
&+ \begin{cases} 0 & \text{for } \phi_D \\ - \iint_{S_B} \left(G^{(1)} + \frac{i}{v} \nabla G^{(0)} \cdot \nabla \chi_s \right) n_j ds & \text{for } \phi_j (j=1, \dots, 6) \end{cases}
\end{aligned} \quad (26)$$

虽然经过上述处理, 自由项 α 被消除了, 部分奇异积分被抵消了, 但上述积分方程的右端第二、三和六项中仍存在着 $G^{(0)}$ 的一阶空间导数, 其中包含着 $1/r^2$ 和 $1/r'^2$ 量级的奇异核。对于这些积分我们利用 Guiggiani 和 Gigante^[13] 的直接数值方法, 分离出奇异性核, 只计算剩余的非奇异部分, 由于奇异核在源点周围各单元的积分之和为零, 奇异核在各单元的柯西主值积分可以避而不算。

在等参元内引入形状函数 $h(\xi, \eta)$, 对式 (23) 和式 (26) 离散, 可建立两组联立的代数方程组为:

$$\begin{aligned}
[A] \{ \phi_j^{(0)} \} &= \{ B_j^{(0)} \} \\
[A] \{ \phi_j^{(1)} \} &= \{ B_j^{(1)} \}
\end{aligned} \quad (27)$$

在上述方程中对于零阶和一阶的 14 个辐射和绕射势右端矩阵 $[A]$ 是相同的, 求解时采用 IU 分解的方法, 对矩阵 $[A]$ 分解一次, 然后回代 14 次可求得全部的未知量。

2.3 弱流状态下波浪爬高的求解

通过求解方程组 (27) 得到物面速度势等未知量后, 就可以计算出结构物上的波浪爬高。对于自由表面上的 Bernoulli 方程近似到一阶波高和一阶流速, 波流共同作用下的波面

高度可表达为:

$$\eta = \frac{1}{g} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} [\Phi_d^{(0)} + \Phi_r^{(1)} + \tau(\Phi_d^{(1)} + \Phi_r^{(1)})] + \nabla \phi_s \cdot \nabla (\Phi_d^{(0)} + \Phi_r^{(0)}) \right\} \quad (28)$$

将波面按佛汝德数 $Fr = U/\sqrt{ga}$ 展开可得:

$$\eta = \eta^{(0)} + Fr\eta^{(1)}(\sigma, \tau) \quad (29)$$

其中: a 为结构的断面尺度参数,

$$\eta^{(0)} = -\frac{1}{g} \frac{\partial}{\partial t} [\Phi_D^{(0)} + \Phi_R^{(0)}] \quad (30)$$

$$\eta^{(1)} = -\sqrt{\frac{a}{g}} \left\{ \frac{\sigma}{g} \frac{\partial}{\partial t} (\Phi_D^{(1)} + \Phi_R^{(1)}) + \nabla \chi_s \cdot \nabla (\Phi_D^{(0)} + \Phi_R^{(0)}) \right\} \quad (31)$$

3 数值结果与讨论

为了验证本文方法的可行性和准确性,以一水深 $h = 0.5 \text{ m}$ 中坐底四柱结构为例,计算波流同向、波流反向和单位纯波浪下的波浪爬高。圆柱的半径为 $a = 0.2 \text{ m}$,各圆柱圆心处的坐标分别为 $(\pm 0.4 \text{ m}, \pm 0.4 \text{ m})$ 。

计算过程中整体坐标系坐标原点选取在自由水面结构中心位置处,同时以各圆柱圆心为坐标原点分别在各个象限内建立局部坐标系,局部坐标系的坐标轴方向与整体坐标系坐标轴方向平行。图 2 描述了整体坐标系以及局部坐标系的定义。

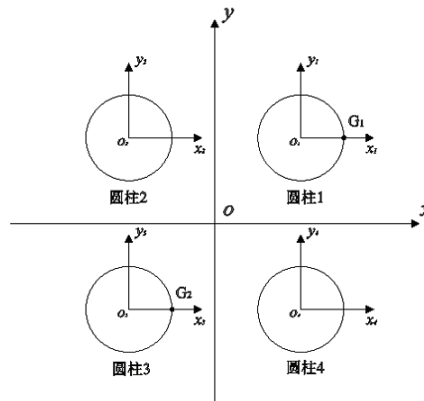


图 2 局部坐标系和整体坐标系的定义

考虑模型的对称性,计算中只在 1/4 物面以及近场自由水面离散网格。物面沿圆周方向划分 16 个网格,吃水方向划分 4 个网格,自由水面是大小较均匀的非结构化网格,波浪波幅取单位值。

图3 (a, b) 是波浪沿 x 轴负向入射、不同波浪周期下各位置处一阶无因次波浪爬高幅值及与 Cong^[14]的结果对比。从图3中可以看出, G_1 在上游圆柱迎浪侧附近, 在短周期范围内结果变化较为剧烈。随着入射波浪周期的增大, 结果逐渐趋于稳定。 G_2 在下游圆柱迎浪侧附近, 当入射波浪周期相对较短时波高增大明显, 并在短周期范围内形成了一个峰。本文计算结果与 Cong^[14]的结果吻合良好。

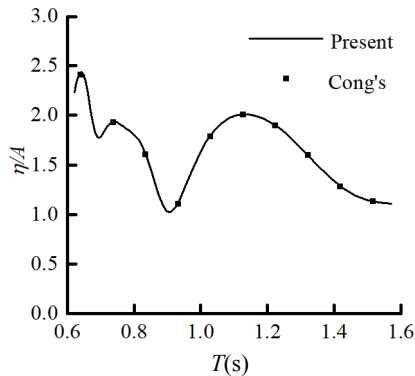


图3(a) G_1 位置处波高结果

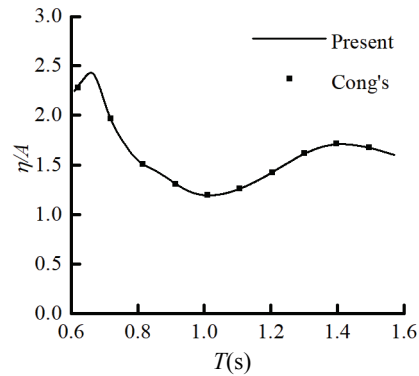


图3(b) G_2 位置处波高结果

图4 (a, b) 是波流同向及反向 ($Fr = \pm 0.04$) 和纯波浪作用 ($Fr = 0.0$) 时各位置的波高在不同周期下的一阶无因次波浪爬高幅值。由于规则波的遭遇频率 $\sigma = |\omega - Uk \cos \beta|$, 所以当水流参数 U 不同时, 周期 $T = 2\pi / \sigma$ 也相应的发生变化。从图4中可以看出, G_1 在上游圆柱迎浪侧附近, 在短周期范围内结果变化较为剧烈, 波浪与水流同向时波浪爬高幅值较单纯波浪作用下的结果增大, 而反向时则减小。随着周期的增大, 波流同向、反向和纯波浪作用的结果逐渐一致。 G_2 在下游圆柱迎浪侧附近, 当入射波浪周期相对较短时波高增大明显, 波浪与水流同向时波浪爬高幅值较单纯波浪作用下的结果减小, 而反向时则增大。随着周期的增大, 波流同向、反向和纯波浪作用的结果逐渐一致。

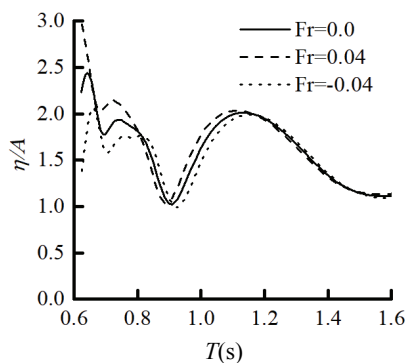


图4(a) G_1 位置处波高结果

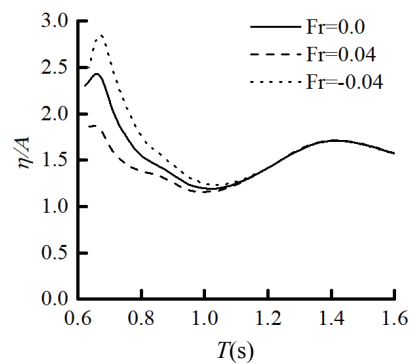


图4(b) G_2 位置处波高结果

4 结论

对波浪、弱流对四柱结构的作用问题,应用摄动展开法按水流参数对速度势和格林函数做了展开,从而避免了格林函数的直接计算。本文应用一个左端项无奇异积分的积分方程求解。对右端项中的柯西主值积分,应用直接方法进行计算。本文结果与已有文献结果对比吻合良好,从而证明了计算模型的正确性。本文还计算了四柱结构不同位置处的波浪爬高,通过不同参数水流与波浪组合,可以看出在短周期时水流的加入使上下游迎浪侧的最大波高变化很大,上游位置处波流同向则波浪爬高较单纯波浪作用下结果增大,反之则减小,对于下游位置处则相反。随着周期的增大,水流加入的影响逐渐减小,结果趋向一致。通过本文的研究可以为工程实践提供一些参考。

参 考 文 献

- 1 R'ehausen J V, E V Laitone. Surface wave. Handbuch der Physik, Vol. IX, Berlin, Springer-Verlag., 1960, 468-521
- 2 Nossen J, J Grue and E Palm. Wave forces on three-dimensional floating bodies with small forward speed. J. Fluid Mech., 1991, 227: 135-160.
- 3 Eatock Taylor R, B Teng. The effect of corners on diffraction/radiation forces and wave drift damping. OTC 7178, Houston, USA, 1993.
- 4 Grue J, E Palm. Wave loading on ships and platforms at a small forward speed. In: Proc. of OMAE, Volume 1-A, 255-263.
- 5 Huijsmans R H M, A J Hermans. The effect of the steady perturbation potential on the motions of a ship sailing in random seas. In: Proc. 5th Numerical Ship Hydrodynamic Conf., Horishima. Japan, 1989.
- 6 Zhao R, O M Faltinsen, J R Krokstad, et al. Wave-current interaction effects on large-volume structures. Proc. BOSS, 1988, 623-638.
- 7 Noblesse F. The Green function in the theory of radiation and diffraction of regular water waves by a body. Jour. Eng. Math., 1982, 16: 137-169.
- 8 Newman J N. Double-precision evaluation of the oscillatory source potential. Jour. Ship Research, 1984, 28: 151-154.
- 9 Newman J N. Algorithms for the free-surface Green function. Jour. Engineering Mathematics, 1985, 19: 57-67.
- 10 Chau F P, R Eatock Taylor. Second order velocity potential for arbitrary bodies in waves. In: 3rd Int. Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Wood Hole, 1988.
- 11 Liu Y H, C H Kim, X S Lu. Comparison of higher order boundary element and constant panel methods for

- hydro-dynamic loadings. Int. Jour. of Offshore and Polar Eng., 1991, 1(1):8-17
- 12 Ogilvie T F , E O Tuck. A rational strip theory of ship motions; Part I. Rep. 013. The Department of Naval Architecture and Marine Engineering, The University of Michigan College of Engineering, 1969
- 13 Guiggiani M , A Gigante. A general algorithm for multidimensional Cauchy principal value integrals in the boundary element method. Journal of Applied Mechanics, Transaction of the ASME, 1990, 57, 906-915
- 14 Cong P, Gou Y, Teng B, et al. Model experiments on wave elevation around a four-cylinder structure[J]. Ocean Engineering. 2015, 96: 40-55.

Solution of wave run-up on a four-cylinder structure with small forward speed

WANG Shuo, TENG Bin

(State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering, Dalian University of Technology, Dalian 116024.

Email: bteng@dlut.edu.cn)

Abstract: Process of wave propagation is usually accompanied by currents. In the essay, a higher-order boundary element method (HOBEM) is developed to simulate wave-current interaction with 3D bodies. Based on the perturbation procedure of the velocity potential and Green's function with weak current, the integral equation is used to improve the calculation of Cauchy principal value integrals, and the unknown quantity is limited on the surface of the structure, which greatly improve the computational efficiency. The wave run-up of wave-current interaction with a four-cylinder structures are investigated. The emphasis is focused on the influence of the current on the results for wave-body interaction.

Key words: Wave, Current; Four-cylinder structure, Wave run-up, High order boundary element method