

可渗透型结构的非线性水波绕射作用问题^{*}

黄 华, 詹杰民

(中山大学应用力学与工程系, 广东 广州 510275)

摘 要: 含孔型结构的可渗透性具有对波浪的减弱效应, 研究非线性波对该类结构的绕射作用机制有重要意义。分析了椭圆余弦波、孤立波以及 Stokes 二阶波对可渗透圆柱群结构的波绕射问题, 给出了各类波对结构的绕射势解及 Stokes 二阶波对结构绕射作用的积分解式。

关键词: 含孔结构; 椭圆余弦波; 孤立波; Stokes 二阶波; 绕射; 散射; 波浪作用

中图分类号: O 353 **文献标识码:** A **文章编号:** 0529-6579 (2006) 01-0025-04

含孔型结构因其可能具有的对波浪之减弱作用而倍受关注。研究表明, 结构的可渗透性可以减少波对结构散射现象的复杂性, 含孔结构具有一定的吸收波浪作用。从现有资料来看, 关于结构多孔性对波浪的减弱乃至吸收的原理及其实用性仍处于研究的初步阶段, 对可渗透结构的水波绕射分析还仅限于线性水波, 主要涉及圆柱、浮筒、圆盘、防波堤等一些典型离岸结构^[1-7]。由于结构的可渗透性, 使水波的绕射作用机制与普通结构存在一定差异, 在非线性波作用下, 这种差异的变化对波浪作用的估算乃至对工程结构设计之影响成为了重要的研究问题, 因而建立可渗透结构的非线性波绕射理论对于波浪理论的拓展及工程应用都十分必要。本文着重分析了非线性波对典型结构中的圆柱群产生绕射作用的一般理论模式, 采用工程中常用的浅水波及 Stokes 二阶有限振幅波的水波模型, 探讨了结构的可渗透性对非线性波散射作用机制的影响。其中从实用性考虑, 浅水波采用椭圆余弦波的一阶模式及孤立波模式, 建立了两种波型作用下柱群绕射波势场的解析解式。对于水波研究中焦点之一的 Stokes 二阶波绕射问题, 本文借鉴不可渗透结构的波绕射分析法^[8], 通过建立结构的内外流域及第二阶绕射波物面条件的 Darcy 定理推广式, 求解内外流域所对应的一阶绕射势及辅助势的精确解, 再对内外流域分别应用格林积分原理, 从而给出了可渗透柱群结构的第二阶绕射波作用的积分解式, 为分析结构渗透性对非线性波的减弱效应提供了一条可行的途径。

1 浅水波对结构的绕射问题

1.1 椭圆余弦波对圆柱群的绕射

实际资料表明, 近海区波浪作用中以浅水波作用为主, 其中工程实算中主要考虑椭圆余弦波一阶分量及孤立波的波浪作用。考虑由 N 个含孔圆柱所组成柱群 (图 1) 对水波的绕射, 由浅水波理论^[9], 有:

$$\frac{k}{\sqrt{gh}}\varphi_{1i} = \epsilon \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{in} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(nkr_j) e^{in\theta_j} \right] e^{in(kr_{j0} \cos\theta_{j0} - \omega t)}$$
$$A_n = \frac{2\pi^2}{\kappa^2 K^2(\kappa)} \left(\frac{nr^n}{1-r^{2n}} \right), r = \exp \left[-\pi \frac{K(\kappa')}{K(\kappa)} \right] \quad (1)$$

式中, φ_{1i} 表示按第 j 个圆柱建立柱坐标所给入射波一阶势; ω 、 k 分别为波频与波数; $\epsilon = H/d$ (H 为波高, d 为水深); $J_m(x)$ 为 m 阶第一类贝塞尔函数; $K(\kappa)$ 为第一类完全椭圆积分, 且有 $(\kappa')^2 = 1 - \kappa^2$, $\kappa^2 K^2(\kappa) = 3\pi^2 H A \kappa^2 d^3$ 。将流场划分为一个柱外区域和 N 个柱内区域, 其中各柱侧表面的含孔薄壁为内外域边界。再设柱外流场的一阶绕射势为 $\varphi_1^{(0)}$, 其中 $\varphi_1^{(0)} = \varphi_{1i}^{(0)} + \varphi_{1s}^{(0)}$ ($\varphi_{1i}^{(0)}$ 、 $\varphi_{1s}^{(0)}$ 分别为入射与散射势分量); 设第 N 个柱内区中的一阶绕射势为 $\varphi_1^{(j)}$ ($j=1, 2, \dots, N$)。由一阶绕射波迭加原理, 可得:

$$\frac{k}{\sqrt{gh}}\varphi_1^{(0)} = \epsilon \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{in} e^{-in\omega t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[i^m J_m(nkr_j) e^{in\theta_j} e^{in(kr_{j0} \cos\theta_{j0})} + \sum_{i=1}^N B_m^{(i)} H_m^{(1)}(nkr_i) e^{in\theta_i} \right]$$

* 收稿日期: 2005-02-01

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10272118)

作者简介: 黄华 (1961年生), 男, 副教授; Email: stshh@zsu.edu.cn

$$\frac{k}{\sqrt{gh}} \varphi_1^{(i)} = \epsilon \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{in} e^{-in\omega t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m^{(i)} J_m(nkr_i) e^{im\theta_i} \quad (2)$$

式中, $B_{nm}^{(i)}$ 及 $C_m^{(i)}$ 为待定系数, $H_m^{(1)}(x)$ 为第一类汉克尔函数。由贝塞尔坐标变换关系:

$$J_m(nkr_i) e^{im\theta_i} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} J_{m+l}(nkr_{ji}) J_l(nkr_j) e^{il(\theta_j - \theta_i) + im\theta_{ij}} \quad (i=0, 1, \dots, N)$$

$$H_m^{(1)}(nkr_i) e^{im\theta_i} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} H_{m+l}^{(1)}(nkr_{ji}) J_l(nkr_j) e^{il(\theta_j - \theta_i) + im\theta_{ij}} \quad (i=0, 1, \dots, N) \quad (3)$$

即可对式 (2) 中的各不同柱坐标加以统一。再应用了 Darcy 定理, 即: 圆柱内流域流速与带孔圆柱壁两侧压力差成正比^[9], 可得:

$$\frac{\partial \varphi_1^{(0)}}{\partial r_j} = \frac{\partial \varphi_1^{(j)}}{\partial r_j} = i \frac{\gamma}{\mu} \rho \omega (\varphi_1^{(j)} - \varphi_1^{(0)}) \quad (r_j = a_j, j=1, 2, \dots, N) \quad (4)$$

式中, ρ , γ 及 μ 分别为流体密度、具有长度量纲的材料系数及流体粘性系数。显然, 应用变换式 (3) 及物面条件式 (4), 便可给出关于系数 $B_m^{(i)}$ 及 $C_m^{(i)}$ 的无限维完备代数方程组。在实算中, 对每一个 n 值, 级数解中的 l, m 一般均可作截项处理^[8], 由 A_n 的递减性, 对级数中 n 也可同样加以截项。

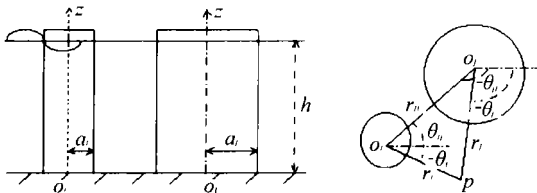


图 1 可渗透型圆柱群

Fig. 1 Porous vertical multiple circular cylinders

1.2 孤立波对圆柱群的绕射

孤立波为椭圆余弦波在波长趋于无穷大时的极端情形, 由对应的水波理论^[9], 有:

$$\frac{\pi}{H} \sqrt{\frac{h}{g}} \varphi_i = \int_0^\infty \frac{A(k)}{ik} e^{ikr_{j0} \cos \theta_j - kct} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(kr_j) e^{im\theta_j} dk$$

$$A(k) = \frac{4\pi h^3 k}{3H} \operatorname{sech}(\pi k \sqrt{\frac{h^3}{3H}}) \quad (5)$$

式中, φ_i 表示按第 j 个圆柱建立柱坐标所给孤立波入射波势; c 为波速; $A(k)$ 为入射波水面位移之 Fourier 变换。同理, 可设 $\varphi^{(0)}$ 为柱外区之孤立波绕射波势, 其中 $\varphi^{(0)} = \varphi_i^{(0)} + \varphi_s^{(0)}$, $\varphi^{(j)}$ ($j=1, 2, \dots, N$) 为第 N 个柱内区间的孤立波绕射波势。由水波绕射理论, 有:

$$\frac{\pi}{H} \sqrt{\frac{h}{g}} \varphi^{(0)} = \int_0^\infty \left\{ \frac{A(k)}{ik} e^{-ikct} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[i^m J_m(kr_j) e^{im\theta_j} e^{ikr_{j0} \cos \theta_j} + \sum_{l=1}^N B_m^{(i)} H_m^{(1)}(kr_i) e^{im\theta_i} \right] \right\} dk$$

$$\frac{\pi}{H} \sqrt{\frac{h}{g}} \varphi^{(j)} = \int_0^\infty \frac{A(k)}{ik} e^{-ikct} \sum_{m=-\infty}^{\infty} C_m^{(i)} J_m(kr_j) e^{im\theta_j} dk \quad (6)$$

式中, $B_m^{(i)}$ 、 $C_m^{(i)}$ 为待定系数。由物面条件式 (4) (以 $\varphi^{(0)}$ 、 $\varphi^{(j)}$ 分别取代 $\varphi_1^{(0)}$ 、 $\varphi_1^{(j)}$), 并再次应用贝塞尔坐标变换式 (3), 即可建立待定系数的完备代数方程组。实算中通常可对级数中 l, m 作截项运算, 而得到随 k 变化的系数值; 在进一步的波浪力估算中, 由于涉及关于 k 的广义积分且各系数值均为 k 之函数, 故一般需施以数值积分。

2 Stokes 二阶水波对结构的绕射问题

Stokes 有限振幅波在波浪作用的分析中十分重要, 工程中主要计入第一、二阶波对结构的绕射作用。对于可渗透型结构, 因结构内部流场的存在, 引起物面条件变化, 进而使物面压力差导致的第二阶波绕射作用及其分析法产生相应变化。柱群结构对应的 Stokes 一、二阶绕射波势的边值问题可表达为:

$$\Phi_n = \Phi_{ni} + \Phi_{ns} = \operatorname{Re} [(\varphi_{ni} + \varphi_{ns}) e^{-in\omega t}] = \operatorname{Re} (\varphi_n e^{-in\omega t}) \quad (n=1, 2) \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_n}{\Delta} = \frac{\partial^2 \varphi_{ni}}{\Delta} = \frac{\partial^2 \varphi_{ns}}{\Delta} = 0 \quad (v_0 + v_1 + \dots + v_N)$$

$$g \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} - n^2 \omega^2 \varphi_n = (1 - \hat{q}_n) F(\varphi_1) \quad (z=h)$$

$$F(\varphi_1) = -i\omega g^{-1} \varphi_1 \frac{\partial}{\partial z} \left[g \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} - \omega^2 \varphi_1 \right] + 2i\omega \left(\frac{\partial \varphi_1}{\Delta} \right)^2 \quad (z=h)$$

$$\frac{\partial \varphi_n}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_{ni}}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_{ns}}{\partial z} = 0 \quad (z=0)$$

$$\varphi_{ns}^{(0)} \sim r_0^{-1/2} \{ N_n(\theta_0) e^{ik_1 r_0} \cosh k_n z + \hat{q}_n M_2(\theta_0) e^{ik_1 r_0 (1 + \cos \theta_0)} \cosh [k_1 (2 + 2 \cos \theta_0)^{1/2} z] \}$$

$$(k_1 r_0 \gg 1, k_2 r_0 \gg 1; k_n \tanh k_n h = n^2 \omega^2 / g, n=1, 2) \quad (8)$$

$$\frac{\partial \varphi_1^{(0)}}{\partial r_j} = \frac{\partial \varphi_1^{(j)}}{\partial r_j} = i \frac{\gamma}{\mu} \rho \omega (\varphi_1^{(j)} - \varphi_1^{(0)})$$

$$(r_j = a, j=1, 2, \dots, N)$$

$$\frac{\partial \varphi_2^{(0)}}{\partial r_j} = \frac{\partial \varphi_2^{(j)}}{\partial r_j} = \frac{\gamma}{\mu} \rho [i\omega (\varphi_2^{(j)} - \varphi_2^{(0)}) +$$

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi_1^{(j)}}{\Delta} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \varphi_1^{(0)}}{\Delta} \right)^2]$$

$$(r_j = a, j=1, 2, \dots, N) \quad (9)$$

式中, $n=1, 2$ 分别对应 Stokes 第一、二阶波的相关量; Φ_n 、 Φ_{ni} 及 Φ_{ns} 分别为第 n 阶波总势、入射波势与散射波势, 其中入射波势 Φ_{1i} 与 Φ_{2i} 为已知量; $v_0 \sim v_N$ 及 $\varphi_n^{(0)} \sim \varphi_n^{(N)}$ 分别代表柱外、柱内流域及各流域内水波势; $N_n(\theta_0)$ 、 $M_2(\theta_0)$ 为可定函数; 式 (9) 为 Darcy 定理的一阶势和二阶推广式。对于 $\varphi_1^{(0)} \sim \varphi_1^{(N)}$, 应用线性波理论, 可得:

$$\varphi_1^{(0)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [-gh \bar{t}^{m+1} (2\omega \cosh k_1 h)^{-1} \cdot J_m(k_1 r_j) e^{im\theta_j + k_1 r_0 \cos \theta_j} + \sum_{j=1}^N A_m^{(j)} H_m^{(1)}(k_1 r_j) e^{im\theta_j}] \cosh k_1 z$$
$$\varphi_1^{(j)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} B_m^{(j)} J_m(k_1 r_j) e^{im\theta_j} \cosh k_1 z \quad (10)$$

应用贝塞尔坐标变换式 (3) 及物面条件式 (9), 即可建立相关系数 $A_m^{(j)}$ 、 $B_m^{(j)}$ 的完备代数方法组, 再按级数的截项运算即可。

为了取得第二阶绕射波作用的积分解式, 须建立对应的辅助波势场^[8], 其边值问题为:

$$\begin{aligned} \Delta^2 \Psi_{qk}^{(0)} &= \Delta^2 \Psi_{qk}^{(j)} = 0 \\ (v_0 \sim v_N, j=1, 2, \dots, N; q=1, 2, k=1, 2) \\ g \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial z} - 4\omega^2 \Psi_{qk}^{(0)} &= g \frac{\partial \Psi_{qk}^{(j)}}{\partial z} - 4\omega^2 \Psi_{qk}^{(j)} = 0 \quad (z=h) \\ \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial z} &= \frac{\partial \Psi_{qk}^{(j)}}{\partial z} = 0 \quad (z=0) \\ \Psi_{qk}^{(0)} &\sim r_0^{-1/2} N(\theta_0) e^{ik_2 r_0} \cosh k_2 z \quad (k_2 r_0 \gg 1) \\ \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_j} &= \frac{\partial \Psi_{qk}^{(j)}}{\partial r_j} = n_{qk}^{(j)} = \hat{q}_j [1 + (z-1) \hat{z}_k] \cos \theta_j \\ \Psi_{qk}^{(0)} &= \Psi_{qk}^{(j)} \quad (r_j = a_j) \end{aligned} \quad (11)$$

式中, $k=1, 2$ 分别对应第二阶绕射波作用的水平波浪力、力矩; $q=1, 2$ 分别对应波浪作用估算中计入或不计入第 j 号柱作用分量的情形, 以此计算柱群的总波浪力或各单柱的波浪力; $\Psi_{qk}^{(j)}$ 、 $\Psi_{qk}^{(0)}$ 分别表示柱内、外流域中的辅助势; $N(\theta_0)$ 为可定函数。现设置积分项 $I_{qk}^{(j)}$, 应用各边值条件式有:

$$I_{qk}^{(j)} = \sum_{j=1}^N \left[\iint_{s_j} [\varphi_2^{(0)} - \varphi_2^{(j)}] n_{qk}^{(j)} ds = \sum_{j=1}^N \iint_{s_j} [\varphi_{2s}^{(0)} + \varphi_{2i}^{(0)} - \varphi_2^{(j)}] \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_j} ds \right] \quad (12)$$

其中, s_j 表示第 j 号柱之径向表面; $n_{qk}^{(i)} = [1 + (z-1) \hat{z}_k] \cos \theta_j$, $n_{qk}^{(j)} = \hat{q}_j [1 + (z-1) \hat{z}_k] \cos \theta_j$ ($i \neq j$)。对柱内、外流域分别应用格林第二积分关系, 有:

$$\iint_{s_j} \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_j} ds = \iint_{s_j} \frac{\partial \Psi_{qk}^{(j)}}{\partial r_j} ds =$$

$$\begin{aligned} &\iint_{s_j} \frac{\partial \varphi_2^{(j)}}{\partial r_j} \Psi_{qk}^{(j)} ds + g^{-1} \iint_{s_j} [\varphi_1^{(j)}] \Psi_{qk}^{(j)} ds \quad (13) \\ &\iint_{s_j} \frac{\partial \varphi_{2s}^{(0)}}{\partial r_j} \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_j} ds = \iint_{s_j} \frac{\partial \varphi_{2s}^{(0)}}{\partial r_j} \Psi_{qk}^{(0)} ds - \\ &\iint_{s_j} \frac{\partial \varphi_{2i}^{(0)}}{\partial r_j} \Psi_{qk}^{(0)} ds + g^{-1} \iint_{s_j} [\varphi_1^{(0)}] \Psi_{qk}^{(0)} ds + \\ &(\sum_{i=1}^{j-1} + \sum_{i=j+1}^N) \{ \iint_{s_i} [\frac{\partial \varphi_{2s}^{(0)}}{\partial r_i} - \frac{\partial \varphi_{2i}^{(0)}}{\partial r_i}] \Psi_{qk}^{(0)} - \\ &(\varphi_2^{(0)} - \varphi_{2i}^{(0)}) \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_i} \} ds \} \quad (14) \end{aligned}$$

式中, s_{F_0} 、 s_{F_j} 分别表示 v_0 、 v_j 中所对应的自由表面; $F_s^{(0)}[\varphi_1^{(0)}] = F^{(0)}[\varphi_1^{(0)}] + 4\omega^2 \varphi_{2i} - g \frac{\partial \varphi_{2i}}{\partial z}$, 而 $F^{(0)}[\varphi_1^{(0)}]$ 与 $F^{(j)}[\varphi_1^{(j)}]$ 分别为 $F(\varphi_1)$ 在 v_0 、 v_j 中的对应式。由式 (13) 和 (14) 及各边值条件式, 可得:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^N I_{qk}^{(j)} &= \sum_{j=1}^N \{ \sum_{j=1}^N \iint_{s_j} [\varphi_{2i}^{(0)}] \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_j} - \\ &\frac{\partial \varphi_{2i}^{(0)}}{\partial r_j} \Psi_{qk}^{(0)} \} ds - g^{-1} \iint_{s_{F_j}} [\varphi_1^{(j)}] \Psi_{qk}^{(j)} ds + \\ &g^{-1} \iint_{s_{F_0}} [\varphi_1^{(0)}] \Psi_{qk}^{(0)} ds \} \quad (15) \\ I_{qk}^{(i)} &= \sum_{j=1}^N \left[\iint_{s_j} [\varphi_{2i}^{(0)}] \frac{\partial \Psi_{qk}^{(0)}}{\partial r_j} - \frac{\partial \varphi_{2i}^{(0)}}{\partial r_j} \Psi_{qk}^{(0)} \right] ds - \\ &g^{-1} \iint_{s_{F_j}} [\varphi_1^{(j)}] \Psi_{qk}^{(j)} ds + g^{-1} \iint_{s_{F_0}} [\varphi_1^{(0)}] \Psi_{qk}^{(0)} ds \quad (16) \end{aligned}$$

设 $F_{qk}^{(i)}$ 表示第二阶绕射波对第 i 号立柱的水平波浪力 ($k=1$) 及力矩 ($k=2$), 其中 $F_{ik}^{(i)}$ 为第 i 号单柱的水平波浪力 (矩), $F_{jk}^{(i)}$ 为计入其它立柱作用分量的总波浪力 (矩), 则有:

$$F_{qk}^{(i)} = \text{Re} [2i\omega e^{-2i\omega t} I_{qk}^{(i)}] \quad (17)$$

对于辅助势 $\Psi_{qk}^{(0)}$ 、 $\Psi_{qk}^{(j)}$ ($j=1, \dots, N$), 由其边值问题式可得:

$$\begin{aligned} \Psi_{qk}^{(0)} &= \sum_{j=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (a_{nm}^{(0)} \cos n\theta_j + ib_{nm}^{(0)} \sin n\theta_j) \cdot \\ &K_n(\alpha_m r_j) \cos \alpha_m z \\ \Psi_{qk}^{(j)} &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} (a_{nm}^{(j)} \cos n\theta_j + ib_{nm}^{(j)} \sin n\theta_j) \cdot \\ &I_n(\alpha_m r_j) \cos \alpha_m z \end{aligned} \quad (18)$$

式中, $I_n(x)$ 、 $K_n(x)$ 分别为第一、二类变形贝塞尔函数; α_m 满足: $\alpha_m \tanh \alpha_m h = -4\omega^2/g$, $\alpha_{mj}^{(0)}$ 、 $b_{mj}^{(0)}$ 、 $a_{nm}^{(j)}$ 及 $b_{nm}^{(j)}$ 均为待定系数, 应用 Graf 加法定理, 即:

$$\{I_n(a_j); K_n(a_j)\} \cos n\theta = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{(-1)^m I_{n-m}(a_j) I_m(a_i);$$

$$\begin{aligned} & K_{n+m}(ar_{ij})K_m(ar_j)\} \times \cos[m\theta_i - n\pi - (m+n)\theta_{ij}] \\ & \{I_n(ar_j); k_n(ar_j)\} \sin n\theta = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{(-1)^m I_{n+m}(ar_{ij})I_m(ar_i); \\ & K_{n+m}(ar_{ij})K_m(ar_i)\} \times \sin[m\theta_i - n\pi - (m+n)\theta_{ij}] \end{aligned} \quad (19)$$

即可将级数解转换为同一坐标下的相关形式, 再将级数式中的对 m 的求和域 $(-\infty, +\infty)$ 转换到区域 $[0, +\infty]$ 上, 并与 n 交换标号, 最后通过对正、余弦项分别进行合并, 由物面条件式便可取得级数解待定系数的完备代数方程组。

以上推导表明: 结构的可渗透性直接改变了波绕射问题的物面条件, 进而引起物面两侧流场压力的相应改变。其中一阶波压力作用可由一阶势精确解直接求得, 而由第二阶绕射波直接引起的波浪作用须对结构内外流域耦合应用第二格林积分式而间接估算, 其算式中即包含结构外无限自由表面的非线性项内函积分, 也包含结构内流域所对应海水表面的相应积分, 这说明结构内外流域所对应的自由面上均存在强迫波动项所致压力扰动。由于取得了对一阶波和辅助波势的级数解, 从而可以应用特殊函数运算关系对自由面上无穷积分进行一种简化形式的递推运算^[8]。

3 结 论

(1) 探讨了非线性波对可渗透型结构的波绕射问题, 给出了可渗透条件下非线性波绕射场物面条件的相应提法, 包括对一阶 Darcy 定理的二阶推广。

(2) 通过浅水波理论的应用, 给出了椭圆余弦波作用分量及孤立波对结构绕射水波势精确解式; 同时由特征函数法, 取得了 Stokes 一阶波对含孔柱群绕射波势级数解。

(3) 通过对结构内外流域耦合应用格林积分原

理, 推导了由 Stokes 第二阶绕射波所致波浪作用的积分解式。结论表明: 在可渗透性引起物面条件完全改变的情形下, 二阶波作用的积分算法仍可加以应用, 但具有更复杂的积分数学形式, 其解式反映出结构内外流域的自由面上均存在强迫波动项所致压力扰动。

参考文献:

- [1] CHWANG A T, WU J. Wave scattering by submerged porous disk[J]. J Eng Mech ASCE 1994 120(12): 2575-2587.
- [2] MELVER P. Water wave diffraction by thin porous break water[J]. J Waterway Port Coastal and Ocean Eng ASCE 1999 125(2): 66-70.
- [3] YU X. Diffraction of water waves by porous breakwaters[J]. J Waterway Port Coastal and Ocean Eng ASCE 1995 121(6): 275-282.
- [4] WILLIAMS A N, LIW, WANG K H. Water wave interaction with a floating porous cylinder[J]. Ocean Eng 2000 27(1): 1-28.
- [5] WILLIAMS A N, LIW. Water wave Interaction with an Array of bottom-mounted Surface piercing porous Cylinders[J]. Ocean Eng 2000 27(8): 841-866.
- [6] CHO I H, KIM M H. Interactions of horizontal porous flexible membrane with waves[J]. J Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng ASCE 2000 126(5): 245-253.
- [7] SILVA R, GOVAERE G, SALLES P. Wave interaction with cylindrical porous piles[J]. Ocean Engineering 2003 30(14): 1719-1740.
- [8] 黄华, 罗志高, 孙明光. 大尺度海工圆柱的非线性波浪载荷[J]. 热带海洋, 1999 18(4): 24-31.
- [9] SARPKAYA T, ISAACSON M. Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures[M]. New York: Van Nostrand Reinhold 1981.

Problems of Diffracting Effects of Nonlinear Water Waves on Porous Structures

HUANG Hua, ZHAN Jiem in

(Department of Applied Mechanics and Engineering Sun Yat sen University Guangzhou 510275 China)

Abstract Porous structures are considered to have the property of diminishing wave loads. It is important to study the diffracting effects of water waves, especially nonlinear waves, on the structures like this. The problems of diffraction on porous multiple vertical cylinders by nonlinear water waves, such as cnoidal wave, solitary wave and second order Stokes wave, are analyzed. The analytical solutions are derived to determine wave potentials caused by cnoidal wave and solitary wave and the integral expressions are presented to estimate second order Stokes diffracting wave forces on an array of porous vertical cylinders.

Key words porous structure; cnoidal wave; solitary wave; stokes second order wave; diffraction; radiation; wave effects