

正交直墙前直立圆柱振荡问题的研究

宁德志, 滕 斌

(大连理工大学 海岸和近海工程国家重点实验室, 辽宁 大连 116024)

[摘要] 应用镜像原理, 将正交直墙前单个圆柱在静水中的振荡问题, 转化为4个对称布置圆柱在静水中的振荡问题, 由此应用速度势的特征函数展开法, 建立了正交直墙前直立圆柱振荡问题的解析解。通过数值计算研究了圆柱与正交直墙间距离大小、水深等因素对附加质量和辐射阻尼的影响。计算结果表明, 正交直墙前圆柱上的附加质量和辐射阻尼将明显增大, 且随着波数的变化而发生振荡; 不同水深中圆柱的附加质量和辐射阻尼在低频区与水深成线性关系。

[关键词] 附加质量; 辐射阻尼; 镜像原理; 正交直墙; 圆柱

[中图分类号] TU311.3 **[文献标识码]** A **[文章编号]** 1009-1742(2003)05-0084-08

1 引言

船舶以及浮筒、浮式防波堤、半潜式平台等海工建筑物在波浪作用下会发生运动响应。在规则波浪和线弹性约束作用下, 结构物将做简谐振荡。对于这种系统的求解, 常常将流体中的波动速度势分解为物体不动时的绕射势和物体运动时产生的辐射势, 通过绕射势求得物体的波浪激振力, 辐射势则可求得物体的附加质量和辐射阻尼, 最后由物体运动方程确定物体运动幅值。

关于开敞水域中结构物的辐射问题, 目前已开展了很多研究工作。Yeung应用分离变量法建立了单个截断直立圆柱辐射问题的解析解^[1]; Hulme应用多极子展开技术求得了水面半球振荡问题的解析解^[2]; Kagemoto和Yue建立了多个截断直立圆柱绕射和辐射问题的解析解^[3]; Utsunomiya和Eatock建立了多个弹性连接直立圆柱绕射和辐射问题的解析解^[4]。对于任意形状三维结构物的辐射问题, 许多学者目前已建立了各种边界元方法, 如Garrison的常数元方法^[5]; Eatock和Chau^[6]、

Teng和Eatock的高阶边界元方法^[7]; Maniar^[8]、柏威等的B-样条边界元方法^[9], 等等。

码头前结构物在波浪激振下的运动响应是另一常见的工程问题。由于码头的存在, 结构物由于运动而产生的辐射波浪将受到影响, 结构物的附加质量和辐射阻尼也将发生变化。由于问题的复杂性, 计算中常常不考虑码头的存在, 这样必然造成很大程度的不确定性。对于两个半无限长全反射正交直墙前结构物的振荡问题, 可以通过镜像方法求解。本文应用镜像方法, 将正交直墙前单个圆柱在静水中的振荡问题, 转化为开敞水域中4个对称布置圆柱的振荡问题, 由此建立了正交直墙前圆柱振荡问题的解析解。计算结果可用于验证数值方法。通过数值计算, 研究了水深、圆柱离开直墙(横向墙 S_x 和纵向墙 S_y , 如图1所示)距离对圆柱的附加质量和辐射阻尼的影响。计算结果表明, 正交直墙前圆柱上的附加质量和辐射阻尼明显不同于开敞水域中单柱振荡的情况, 且随着波数的变化而发生振荡。

[收稿日期] 2002-11-02; **修回日期** 2002-12-25

[基金项目] 国家杰出青年基金资助项目(50025924)

[作者简介] 宁德志(1975-), 男, 黑龙江五常市人, 大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室博士生

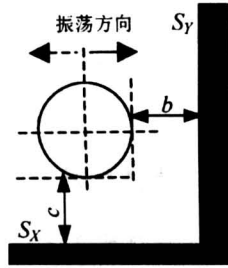


图 1 定义图 1

Fig.1 Definition sketch 1

2 控制方程和边界条件

假定直墙对波浪全反射，根据镜像原理，正交直墙前一垂直圆柱在静水中的振荡问题（图 1）可转化为在该水域内关于正交直墙对称分布的 4 个圆柱振荡问题（图 2）。研究中取一个原点位于 4 柱中央的总体坐标系 $Oxyz$ （或 $Or\theta z$ ），以及原点分别在 4 个圆柱中心的坐标系 $O_j r_j \theta_j z_j$ （ $j = 1, 2, 3, 4$ ）， z 和 z_j 坐标原点都在静水面上，向上为正。

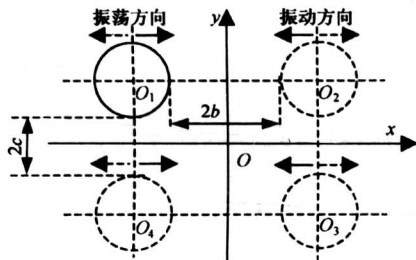


图 2 定义图 2

Fig.2 Definition sketch 2

在整个水域上忽略水体的粘性，假设流体作无旋运动，速度势满足拉普拉斯方程。当圆柱做圆频率为 ω 的简谐运动时，分离出时间因子 $e^{-i\omega t}$ ，将速度势 $\Phi(x, y, z, t)$ 写为：

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{Re}[-i\omega\xi\phi(x, y, z)e^{i\omega t}], \quad (1)$$

式中 ξ 为圆柱振荡幅值， $\phi(x, y, z)$ 为空间复速度势。

复速度势 $\phi(x, y, z)$ 在该水域上满足拉普拉斯方程及下述边界条件：

1) 自由水面条件（在 $z = 0$ 上）

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g}\phi, \quad (2)$$

式中 g 为重力加速度。

2) 水底条件（在 $z = -d$ 上）

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

式中 d 为水深。

3) 柱面条件

$$\begin{aligned} \frac{\partial\phi}{\partial r_j} \Big|_{r_j=a} &= \cos\theta_j \quad (j = 1, 4), \\ \frac{\partial\phi}{\partial r_j} \Big|_{r_j=a} &= -\cos\theta_j \quad (j = 2, 3), \end{aligned} \quad (4)$$

式中 a 为圆柱半径。

4) 散射势向外传播的无穷远处条件（Sommerfeld 条件）。

3 解析分析

在图 2 所示的水域中，可以将复速度势 $\phi(x, y, z)$ 分解为由 4 个圆柱振荡产生的辐射势 φ_j ，（ $j = 1, 2, 3, 4$ ），即

$$\phi = \sum_{j=1}^4 \varphi_j, \quad (5)$$

在圆柱坐标系下的辐射势 φ_j 为

$$\begin{aligned} \varphi_j(r_j, \theta_j, z) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{j,m0} H_m(k_0 r_j) Z_0(k_0 z) + \\ &\sum_{l=1}^{\infty} A_{j,ml} K_m(k_l r_j) Z_l(k_l z)] e^{im\theta_j}, \quad (j = 1, 2, 3, 4), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $A_{j,ml}$ （ $l = 0, 1, \dots, \infty$ ）为待定系数； $H_m(x)$ 为 m 阶第一类汉克尔函数； $K_m(x)$ 为 m 阶第二类修正贝塞尔函数； k_0, k_l 分别为色散方程 $\omega^2 = gk_0 \tanh k_0 d$ 和 $\omega^2 = -gk_l \tanh k_l d$ （ $l \geq 1$ ）的正实根， $Z_l(k_l z)$ 为垂向特征函数，在 $[-d, 0]$ 上满足正交性；其中， $Z_0(k_0 z) = \frac{\cosh k_0(z+d)}{\cosh k_0 d}$ ， $Z_l(k_l z) = \frac{\cos k_l(z+d)}{\cos k_l d}$ （ $l \geq 1$ ）。

对于第 j （ $j = 1, 2, 3, 4$ ）根圆柱产生的辐射势，在第 k （ $k = 1, 2, 3, 4$ 且 $k \neq j$ ）根圆柱坐标系下表示时，可以运用 Graf 加法定理^[10]做坐标变换：

$$\begin{aligned} H_m(kr_j)e^{im\theta_j} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{n+m}(kR_{jk}) \cdot \\ J_n(kr_k)e^{i(m\alpha_{jk} + n\alpha_{kj})} \cdot e^{-in\theta_k} \quad (r_k \leq R_{jk}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$K_m(kr_j)e^{im\theta_j} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} K_{n+m}(kR_{jk}) \cdot$$

$$I_n(kr_k)e^{i(m\alpha_{jk} + n\alpha_{kj})} \cdot e^{-in\theta_k} \quad (r_k \leq R_{jk}), \quad (8)$$

式中 $J_n(x)$ 为 n 阶贝塞尔函数， $I_n(x)$ 为 n 阶第一

类修正贝塞尔函数, R_{jk} 为两圆柱柱心间的距离, α_{kj} 为从 k 圆柱中心到 j 圆柱中心的距离向量与 x 轴间的夹角。

这样, 复速度势 ϕ 在 k 圆柱坐标系中的表达式为

$$\begin{aligned} \phi(r_k, \theta_k, z) = & \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{km0} H_m(k_0 r_k) Z_0(k_0 z) + \\ & \sum_{l=1}^{\infty} A_{kml} K_m(k_l r_k) Z_l(k_l z)] e^{im\theta_k} + \\ & \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^4 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{A_{jm0} Z_0(k_0 z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \cdot \\ & J_n(k_0 r_k) H_{m-n}(k_0 R_{jk}) e^{i(m\alpha_{jk} - n\alpha_{kj})} e^{in\theta_k} + \\ & \sum_{l=1}^{\infty} A_{jml} Z_l(k_l z) \sum_{n=-\infty}^{\infty} I_n(k_l r_k) \cdot \\ & K_{m-n}(k_l R_{jk}) e^{i(m\alpha_{jk} - n\alpha_{kj})} e^{in\theta_k}\}. \end{aligned} \quad (9)$$

把柱面边界条件 (4) 应用于式 (9), 有

$$\begin{aligned} & \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{km0} k_0 H'_m(k_0 a) Z_0(k_0 z) + \\ & \sum_{l=1}^{\infty} A_{kml} k_l K'_m(k_l a) Z_l(k_l z)] e^{im\theta_k} + \\ & \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^4 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{A_{jm0} Z_0(k_0 z) k_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \cdot \\ & J'_n(k_0 a) H_{m-n}(k_0 R_{jk}) e^{i(m\alpha_{jk} - n\alpha_{kj})} e^{in\theta_k} + \\ & \sum_{l=1}^{\infty} A_{jml} Z_l(k_l z) k_l \sum_{n=-\infty}^{\infty} I'_n(k_l a) \cdot \\ & K_{m-n}(k_l R_{jk}) e^{i(m\alpha_{jk} - n\alpha_{kj})} e^{in\theta_k}\} = \\ & \begin{cases} \cos \theta_k, k = 1 \text{ 或 } 4 \\ -\cos \theta_k, k = 2 \text{ 或 } 3 \end{cases} \end{aligned} \quad (10)$$

利用 $\{\cos n\theta_k\}$ 、 $\{\sin n\theta_k\}$ 和 $Z_l(k_l z)$ 的正交性, 经推导后可由式 (10) 得如下方程组

$$\begin{aligned} A_{kn0} H'_n(k_0 a) + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^4 \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i(m\alpha_{jk} - n\alpha_{kj})} \cdot \\ A_{jm0} (-1)^n J'_n(k_0 a) H_{m-n}(k_0 R_{jk}) = \\ \begin{cases} \frac{1}{2} f_0, k = 1 \text{ 或 } 4, \text{ 且 } n = \pm 1 \\ -\frac{1}{2} f_0, k = 2 \text{ 或 } 3, \text{ 且 } n = \pm 1 \\ 0, n \neq \pm 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (11)$$

其中, $f_0 = \int_{-d}^0 Z_0(k_0 z) dz / (k_0 \int_{-d}^0 Z_0^2(k_0 z) \cdot dz)$, $l=1, 2, \dots$,

$$\begin{aligned} A_{knl} K'_n(k_l a) + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k}}^4 \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{i(m\alpha_{jk} - n\alpha_{kj})} \cdot \\ A_{jml} I'_n(k_l a) K_{m-n}(k_l R_{jk}) = \\ \begin{cases} \frac{1}{2} f_l, k = 1 \text{ 或 } 4, \text{ 且 } n = \pm 1 \\ -\frac{1}{2} f_l, k = 2 \text{ 或 } 3, \text{ 且 } n = \pm 1 \\ 0, n \neq \pm 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $f_l = \int_{-d}^0 Z_l(k_l z) dz / (k_l \int_{-d}^0 Z_l^2(k_l z) dz)$ 。

若对圆柱辐射势的展开式, 在富氏级数展开上取 $(2M+1)$ 项 $(-M, \dots, M)$ 近似, 垂向特征函数展开上取 $(L+1)$ 项 $(0, \dots, L)$ 近似, 则由式 (11) 和式 (12) 可以得到 $4 \times (2M+1) \times (L+1)$ 个未知数 A_{kml} 的 $4 \times (2M+1) \times (L+1)$ 个联立方程组, 从而求得待定系数 A_{kml} ($k=1, 2, 3, 4$)。

利用式 (11) 和 (12) 中的关系, $1^\#$ 圆柱附近的复速度势解析式 $\phi(r_1, \theta_1, z)$ 可简化为

$$\begin{aligned} \phi(r_1, \theta_1, z) = & \sum_{m=-M}^M Z_0(k_0 z) A_{1m0} \cdot \\ & [H_m(k_0 r_1) - J_m(k_0 r_1) \frac{H'_m(k_0 a)}{J'_m(k_0 a)}] e^{im\theta_1} + \\ & Z_0(k_0 z) f_0 \frac{J_1(k_0 r_1)}{J'_1(k_0 a)} \cos \theta_1 + \sum_{l=1}^L \left\{ \sum_{m=-M}^M Z_l(k_l z) \cdot \right. \\ & A_{1ml} [K_m(k_l r_1) - I_m(k_l r_1) \frac{K'_m(k_l a)}{I'_m(k_l a)}] \cdot \\ & \left. e^{im\theta_1} + Z_l(k_l z) f_l \frac{I_1(k_l r_1)}{I'_1(k_l a)} \cos \theta_1 \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

4 圆柱的水动力系数

流体中的动水压力 P 可通过线性 Bernoulli 方程求解,

$$P = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \rho \omega^2 \xi \phi(r, \theta, z), \quad (14)$$

式中 ρ 为流体密度。 $1^\#$ 圆柱上的 x 和 y 方向水动力系数可以通过柱面上的压力积分而得到

$$\begin{aligned} F_{11} = & \iint_{S_B} p n_x ds = -\rho \omega^2 \xi a \int_{-d}^0 \int_{-\pi}^{\pi} \phi(a, \theta_1, z) \cdot \\ & \cos \theta_1 d\theta_1 dz = -\rho \omega^2 \xi a \pi \left\{ \frac{\tanh k_0 d}{k_0 J'_1(k_0 a)} \cdot \right. \\ & \left. [f_0 J_1(k_0 a) - \frac{2i(A_{110} - A_{1(-1)0})}{\pi k_0 a}] + \right. \end{aligned}$$

$$\sum_{l=1}^L \frac{\tan k_l d}{k_l I'_1(k_l a)} \left[f_l I_1(k_l a) + \frac{(A_{11l} + A_{1(-1)l})}{k_l a} \right], \quad (15)$$

$$F_{12} = \iint_{S_B} p n_y ds = -\rho \omega^2 \xi a \int_{-d}^0 \int_0^{2\pi} \phi(a, \theta_1, z) \cdot \sin \theta_1 d\theta_1 dz = -\frac{2\rho \omega^2 \xi \tanh k_0 d}{k_0^2 J'_1(k_0 a)} (A_{110} + A_{1(-1)0}) - \sum_{l=1}^L \frac{i\rho \omega^2 \xi \pi \tan k_l d}{k_l^2 I'_1(k_l a)} (A_{11l} - A_{1(-1)l}), \quad (16)$$

式中 n_x 、 n_y 为物面上的单位内法向量在 x 、 y 方向的分量。式 (15) 和式 (16) 的推导中用了贝塞尔函数的 Wronskain 关系式^[10]。

对于辐射问题的水动力系数式 (15) 和式 (16)，常表示成以下形式^[11]：

$$F_{11} = \xi(\omega^2 a_{11} + i\omega b_{11}), \quad (17)$$

$$F_{12} = \xi(\omega^2 a_{12} + i\omega b_{12}), \quad (18)$$

式中 a_{ij} 和 b_{ij} 分别称为附加质量和辐射阻尼。由此可以得到无因次化附加质量 a_{ij}^* 和辐射阻尼 b_{ij}^* 的表达形式：

$$\begin{Bmatrix} a_{11}^* \\ a_{12}^* \end{Bmatrix} = \frac{1}{\omega^2 \xi \rho a^2 d} \operatorname{Re} \begin{Bmatrix} F_{11} \\ F_{12} \end{Bmatrix}, \quad (19)$$

$$\begin{Bmatrix} b_{11}^* \\ b_{12}^* \end{Bmatrix} = \frac{1}{\omega \xi \rho a d (ga)^{1/2}} \operatorname{Im} \begin{Bmatrix} F_{11} \\ F_{12} \end{Bmatrix}. \quad (20)$$

5 计算结果分析和验证

算例：取半径为 a 的圆柱，在水深 $d/a = 1$ 中做单位振幅振荡研究。圆柱与纵向墙 S_Y 、横向墙 S_X 间的间距分别定义为 b 和 c (图 1)。

5.1 验证

图 3 和图 4 是圆柱与纵向墙及横向墙间隙率 $b/a = c/a = 2000$ 时，圆柱的附加质量和辐射阻尼与开敞水域中单个圆柱振荡时的对比 (图中横坐标波数 k_0 通过乘以半径 a 而使其无因次化，下图均同)。从图中可以看出，两种情况下计算结果趋于一致。这是由于直墙与圆柱距离很远，直墙的影响可以忽略，从侧面证明了本文中模型的正确性。

图 5 和图 6 是圆柱与纵向墙间隙率 $b/a = 1.0$ ，横向墙间隙率 $c/a = 0.5$ 时，由本文方法计算的圆柱 x 方向上的附加质量和辐射阻尼与将 Teng 和 Eatock^[7] 的边界元方法修改后得到的计算结果的对比。从中可以看到两种方法得到结果吻合良好，证明本文的理论和算法的准确性。

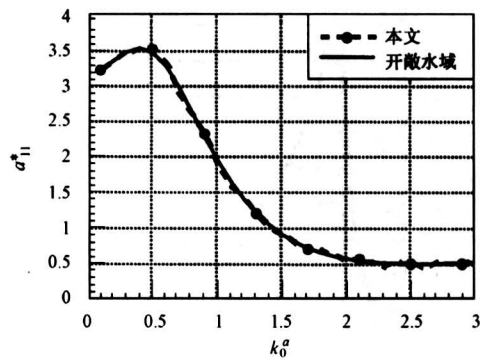


图 3 $b/a = c/a = 2000$ 时附加质量随波数的分布

Fig.3 Added mass of the cylinder at $b/a = c/a = 2000$

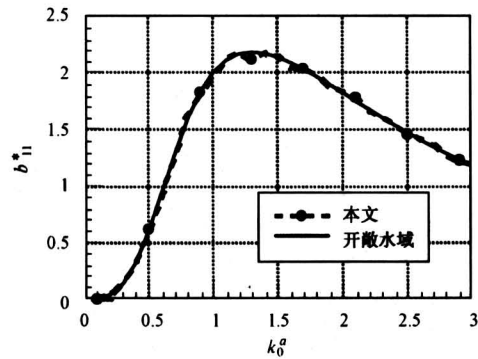


图 4 $b/a = c/a = 2000$ 时辐射阻尼随波数的分布

Fig.4 Radiation damping of the cylinder at $b/a = c/a = 2000$

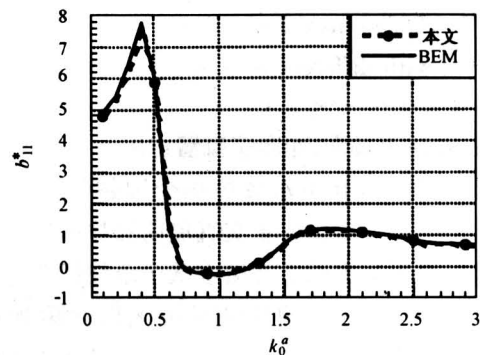


图 5 $b/a = 1.0, c/a = 0.5$ 时 x 方向附加质量随波数的分布

Fig.5 Added mass of a cylinder in x -direction at $b/a = 1.0, c/a = 0.5$

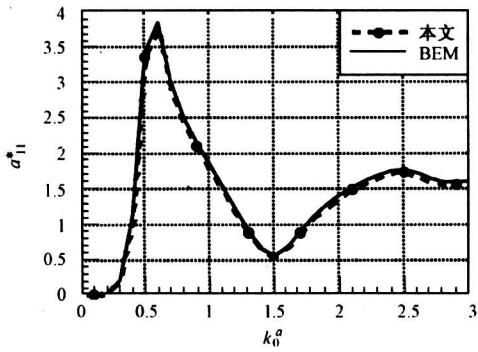


图 6 $b/a = 1.0, c/a = 0.5$ 时 x 方向辐射阻尼随波数的分布

Fig.6 Radiation damping of a cylinder in x -direction at $b/a = 1.0, c/a = 0.5$

5.2 计算结果分析

图 7、图 8 是圆柱与横向墙的间隙率 $c/a = 0.5$ ，与纵向墙间隙率 $b/a = 0.2, 1.0, 5.0$ 时圆

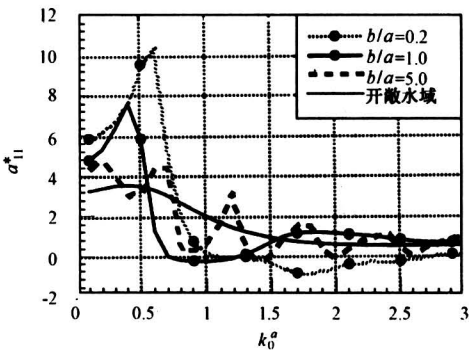


图 7 $c/a = 0.5$ 时 x 方向上附加质量随波数的分布

Fig.7 Added masses of cylinders in x -direction with different b/a at $c/a = 0.5$

柱在 x 方向上的附加质量和辐射阻尼随波数的分布情况，以及与开敞水域中单个圆柱振荡时的对比。从图中可以看出，正交直墙前圆柱的附加质量和辐射阻尼明显不同于开敞水域中单柱振荡时的情况，当 $b/a = 0.2$ 时圆柱的最大无因次附加质量 a_{11}^* 增大了 2.93 倍，最大无因次辐射阻尼 b_{11}^* 增大了 2.85 倍。随着圆柱与纵向墙间距离的增大，圆柱的附加质量和辐射阻尼更接近于开敞水域中的振荡情况，并且还发生愈加明显的振荡现象。造成这一振荡的原因是辐射波遇到纵向墙后，反射回来的波浪与辐射波共同作用于圆柱，当圆柱与纵向墙距

离较远时，由于辐射波频率的微小变化，反射波与辐射波间的相位会发生快速的变化。

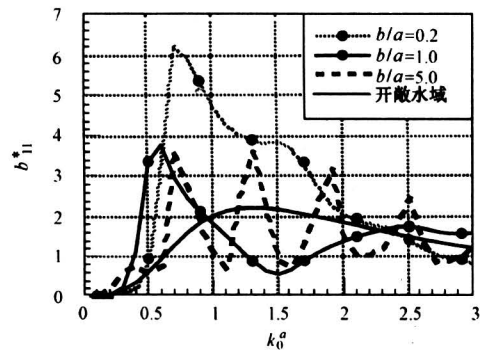


图 8 $c/a = 0.5$ 时 x 方向上辐射阻尼随波数的分布

Fig.8 Radiation damping of cylinders in x -direction with different b/a at $c/a = 0.5$

图 9、图 10 是上述圆柱在间隙率 $b/a = 0.5, c/a = 0.2, 1.0, 5.0$ 时圆柱在 x 方向上的附加质量和辐射阻尼随波数的分布情况，以及与开敞水域中单个圆柱振荡时的对比。从图中可以看出，圆柱与横向墙间距较小时，附加质量和辐射阻尼的变化规律特性与图 7、图 8 基本相同，不同的是当圆柱与横向墙间距很大时，圆柱的附加质量和辐射阻尼并没有像图 7、图 8 那样发生明显的振荡现象。

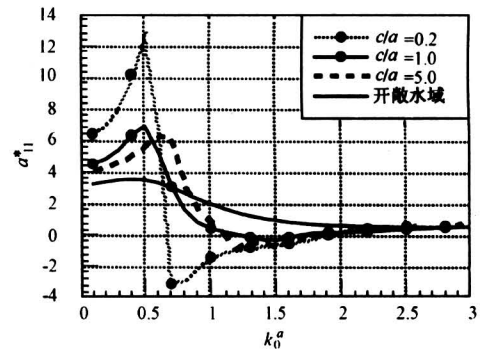


图 9 $b/a = 0.5$ 时 x 方向上附加质量随波数的分布

Fig.9 Added masses of cylinders in x -direction with different c/a at $b/a = 0.5$

图 11、图 12 是圆柱与横向墙间隙率 $c/a = 0.5$ ，纵向墙间隙率 $b/a = 0.2, 1.0, 5.0$ 时圆柱在 y 方向上的附加质量和辐射阻尼随波数的分布情况。圆柱在开敞水域中沿 x 方向振荡时，由于

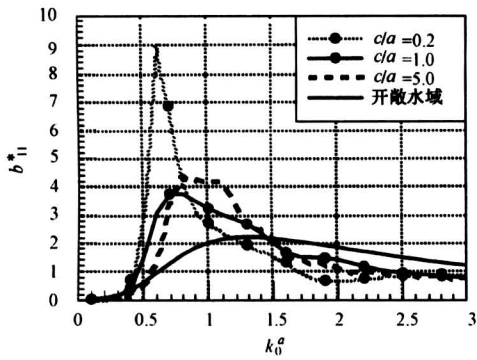


图 10 $b/a = 0.5$ 时 x 方向上辐射阻尼随波数的分布

Fig.10 Radiation damping of cylinders in x -direction with different c/a at $b/a = 0.5$

辐射波在 y 方向上的对称关系而使其相应的附加质量和辐射阻尼都为零，而此时由于正交直墙的存在， y 向的附加质量和辐射阻尼都有了较大的幅值，并且随着离开直墙距离的增大而衰减，随着波数的变化而发生显著的振荡，在高频区两者都趋于零。此外，当圆柱与纵向墙间隙率 $b/a = 0.5$ ，与横向墙间隙率 $c/a = 0.2, 1.0, 5.0$ 时可以得到与图 11、图 12 完全相同的结果，因为当把图 2 中 x 和 y 坐标轴调换位置后，圆柱轴心在点 (b, c) 沿 x 方向的振荡就可以转换为轴心在点 (c, b) 沿 y 方向的振荡，而这两点在同一坐标系中恰好又是关于直线 $y = x$ 的对称点，根据水动力系数的对称性 $a_{12} = a_{21}$ ， $b_{12} = b_{21}$ 就可得出上述结论。

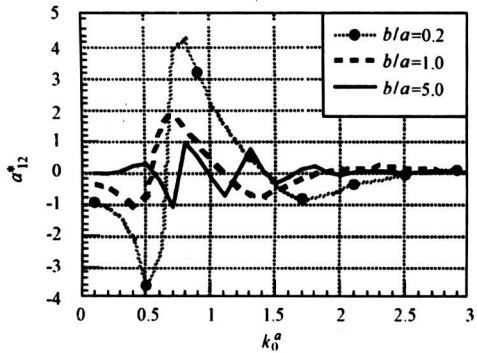


图 11 $c/a = 0.5$ 时 y 方向上附加质量随波数的分布

Fig.11 Added masses of cylinders in y -direction with different b/a at $c/a = 0.5$

图 13、14 是间隙率 $b/a = c/a = 0.5$ 时，水深 $d/a = 1.0, 3.0, 5.0$ 情况下圆柱在 x 方向上的无因次附加质量和无因次辐射阻尼随波数的分布情况。从图中可以看出，不同水深的无因次附加质量和辐射阻尼具有相似的形状，在低频区不同水深的无因次附加质量十分接近，而在高频区随水深的减小而减小，无因次辐射阻尼随水深的减小而增加。

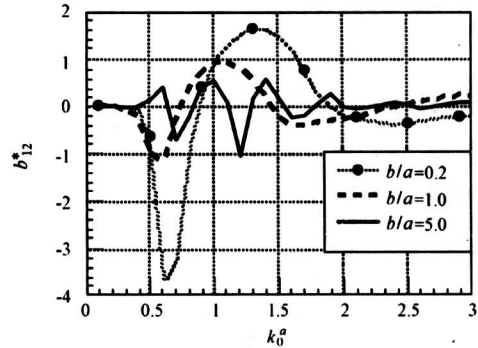


图 12 $c/a = 0.5$ 时 y 方向上辐射阻尼随波数的分布

Fig.12 Radiation damping of cylinders in y -direction with different b/a at $c/a = 0.5$

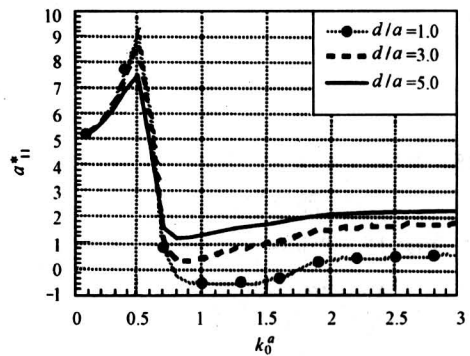


图 13 $b/a = c/a = 0.5$ 时 x 方向上附加质量随波数的分布

Fig.13 Added masses of cylinders in x -direction with different d/a at $b/a = c/a = 0.5$

图 15、图 16 是间隙率 $b/a = c/a = 0.5$ 时，水深 $d/a = 1.0, 3.0, 5.0$ 情况下圆柱在 y 方向上的无因次附加质量和无因次辐射阻尼随波数的分布情况。从图中可以看出，其变化规律基本与图 13、图 14 相似，不同的是，在高频区 y 方向上的无因次附加质量和辐射阻尼都趋于零。

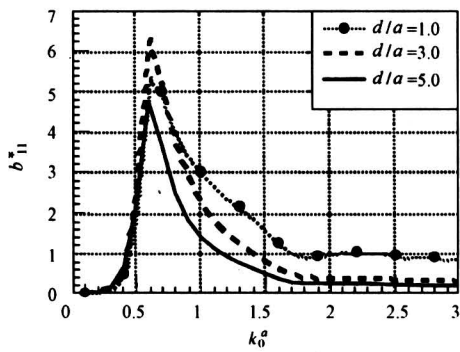


图 14 $b/a = c/a = 0.5$ 时 x 方向上辐射阻尼随波数的分布

Fig. 14 Radiation damping of cylinders in x -direction with different d/a at $b/a = c/a = 0.5$

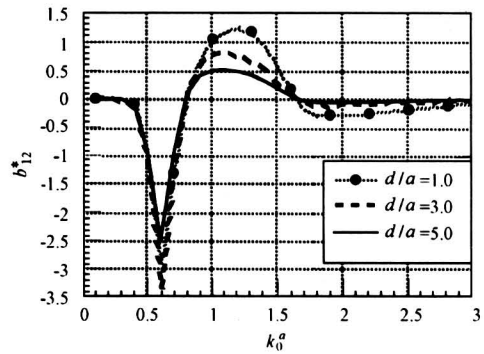


图 16 $b/a = c/a = 0.5$ 时 y 方向上辐射阻尼随波数的分布

Fig. 16 Radiation damping of cylinders in y -direction with different d/a at $b/a = c/a = 0.5$

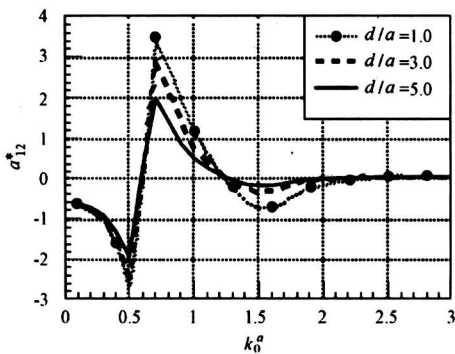


图 15 $b/a = c/a = 0.5$ 时 y 方向上附加质量随波数的分布

Fig. 15 Added masses of cylinders in y -direction with different d/a at $b/a = c/a = 0.5$

6 结论

本文基于镜像原理，并运用速度势特征函数展开法建立了正交直墙前的垂直圆柱振荡问题的解析解，通过数值试验，研究了圆柱与正交直墙间距离及水深等因素对附加质量和辐射阻尼的影响。研究发现：

1) 当圆柱与直墙距离较近时，在低频区附加质量和辐射阻尼明显增长，与开敞水域中单柱情况相比，当 $b/a = 0.2$ ， $c/a = 0.5$ 时，最大无因次附加质量 a_{11}^* 增加了 2.93 倍，最大无因次辐射阻尼 b_{11}^* 增加了 2.85 倍。

2) 附加质量和辐射阻尼振荡的频率随着波数的增加与圆柱离开纵向墙 S_y 距离成正比。

3) 在低频区附加质量和辐射阻尼与水深成线性关系，而在高频区不同水深中的纵向附加质量 a_{12}^* 和辐射阻尼 b_{12}^* 都趋于零。

参考文献

- [1] Yeung R W. Added mass and damping of a vertical cylinder in finite depth waters [J]. Applied Ocean Research, 1981, 3 (3): 119~133
- [2] Hulme A. The wave forces on a floating hemisphere undergoing forced periodic oscillations [J]. Jour Fluid Mech, 1982, 121: 443~463
- [3] Kagemoto H, Yue D K P. Interactions among multiple three-dimensional bodies in water waves; an exact algebraic method [J]. Jour Fluid Mech, 1986, 166: 189~209
- [4] Utsunomiya T, Eatock T R. Resonances in wave diffraction/radiation for arrays of elastically connected cylinders [J]. Jour of Fluids and Structures, 2000, 14: 1035~1051
- [5] Garrison C J. Hydrodynamic loading on large offshore structures: three-dimensional source distribution method [A]. Numerical Methods in Offshore Engineering[M]. Chichester, Wiley, 1978.
- [6] Eatock T R, Chau F P. Wave diffraction-some development in linear and non-linear theory [J]. Jour of Offshore Mech and Arctic Eng, 1992, 114 (3): 185~194
- [7] Teng B, Eatock T R. New higher order boundary

- element method for wave diffraction/radiation [J]. Applied Ocean Research, 1995, 17 (2): 71~77
- [8] Maniar H D. A three dimensional higher order panel method based on B-splines [D]. Department of Ocean Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Ph. D. thesis, 1995
- [9] 柏威, 滕斌, 邱大洪. 基于 B-样条的边界元方法及其在波浪力计算中的应用 [J]. 海洋工程, 2000, 18 (4): 27~31
- [10] Abramovitz M, Stegun I A. Handbook of mathematical functions [M]. Government Printing Office, Washington, 1964.
- [11] Newman J N. Marine Hydraulics [M]. Cambridge, Mass: The MIT Press, 1977.

Study on the Oscillation of a Uniform Cylinder in Front of Two Vertical Walls Intersecting Normally

Ning Dezhi, Teng Bin

(The State Key Laboratory of Coastal and Offshore Engineering,
Dalian University of Technology, Dalian, Liaoning 116024, China)

[Abstract] Based on the image theory, the oscillation of a cylinder in front of two vertical walls intersecting normally in the otherwise static water is transformed into the oscillating problem of four symmetrically arranged cylinders. The transformed problem is solved by an analytical method based on eigenfunction expansion. Numerical experiment has been performed in order to examine the influence of the distances between the cylinder and the walls and water depth on the added mass and radiation damping of the cylinder. The calculation shows that the added mass and radiation damping of the cylinder in front of the two vertical walls increase abruptly. The added mass and radiation damping oscillate with wave number, and the oscillating frequency increases with the increase of the distances between the cylinder and the walls. Furthermore, the added masses and radiation damping are linear with the water depth in the range of low frequencies.

[Key words] added mass; radiation damping; image theory; vertical wall; cylinder

(cont. from p. 79)

Simulation Algorithm of Flightdeck Airflow Based on Neural Network

Sun Wensheng, Lin Ming

(Aeronautical Mechanism Department of Naval Aeronautical Engineering Academy Qingdao Branch,
Qingdao, Shandong 266041, China)

[Abstract] The airflow on the flightdeck is an important factor which influences helicopter flight safety. The airflow velocity distribution characteristics directly influences simulation accuracy of helicopter flight dynamics. Based on the Navier-Stokes equations, the method to determine the airflow velocity in real-time is discussed using BP neural network. This method can be used for flightdeck airflow real-time simulation, and it can improve helicopter flight simulation accuracy.

[Key words] flow; finite element; neural network