

# 竖直平面波动问题的水动力系数

M. 艾萨克逊

(加拿大不列颠哥伦比亚大学土木系)

吴宋仁

(重庆交通学院水港系)

(王志忠推荐, 1982年9月30日收到)

## 摘 要

本文阐述了一种用以计算深水中竖直平面波动问题水动力系数的数值方法。其过程是, 以格林公式为基础导出了波源法, 应用该方法计算了受线性波动作用时的半圆及矩形截面的物体, 并将计算结果与沃兹 (Vugts) 早期的试验结果进行了比较。

## 一、引 言

本文论述受线性波作用的竖直平面物体的水动力系数的计算方法。许多海岸和海洋工程实际中, 都会遇到竖直平面(二维)问题, 例如浮式防波堤、半浮式钻井台的浮箱等。厄索 (Ursell, 1950), 约翰 (John, 1950), 金 (Kim, 1965), 沃兹 (Vugts, 1968) 以及白和袁 (Bei and Yeung, 1974) 等人 [参阅沙泊卡亚 (Sarpkaya) 和艾萨克逊 (Isaacson) 1981 年的合著中对此问题的综述] 均曾先后对竖直平面问题进行过试验和研究。

本文对于二维波源法进行了论述和推导, 并以金 (Kim) 1965 年提出的格林 (Green) 函数表达式为基础编制了数值计算程序。利用这一程序计算了几种不同截面的物体的垂荡、纵荡和横摇等的附加质量和阻尼系数及其相应的激发力。计算结果与沃兹 (1968) 的试验和理论结果进行了比较。

## 二、理 论 推 导

设一列在深水中推进的波高为  $H$ , 角频率为  $\omega$  (或周期为  $T$ ) 的规则微幅波列绕过一任意截面形状的竖直平面物体, 如图 1 所示。兹令  $x$  和  $z$  组成一笛卡儿坐标系统,  $x$  轴沿波推进方向,  $z$  轴从静水面起铅直向上。假设流体不可压缩且无粘滞性, 因而水流可认为是无旋的。于是该水流运动可用速度势  $\phi$  (由速度向量  $\vec{u} = \nabla\phi$  而定义) 来描述, 在所研究的流域

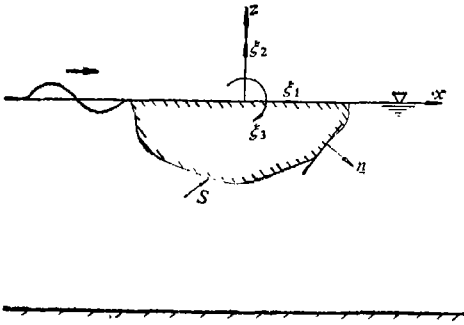


图1 波浪绕垂直平面体运动示意图

内这一速度势将满足拉普拉斯方程。假设波高足够微小而致可应用线性波理论，这样，速度势  $\phi$  将符合物体表面、流体自由表面以及远离物体处的流场的一般线性边界条件。物体表面边界条件由物体自身的运动速度所规定，如下式所示

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = V_n \quad \text{在物体表面 } S \text{ 上} \quad (2.1)$$

式中： $n$  为垂直于物体表面  $S$  的单位法向量  $\mathbf{n}$  在外法线上的长度， $V_n$  为物体表面在  $\mathbf{n}$  方向上的速度。由于运动是微小的，因此可用静止平衡状态的边界条件代替瞬时平衡状态的边界条件。

这一物体的运动将为如图 1 所示的三个自由度运动——纵荡、垂荡和横摇，文中分别以注脚 1, 2, 3 表示。设每一个运动皆为调和运动并可用下式表示

$$\xi_k = a_k \exp(-i\omega t) \quad (2.2)$$

式中： $\xi_k$  为位移 ( $k=1, 2$ ) 或转角 ( $k=3$ )， $a_k$  为运动的复模， $\omega$  为运动角频率， $t$  为时间。而  $V_n$  本身将由相应的三个运动分量组成，可按按下式确定

$$V_n = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \xi_k}{\partial t} n_k = \sum_{k=1}^3 -i\omega a_k n_k \exp(-i\omega t) \quad (2.3)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= n_x \\ n_2 &= n_z \\ n_3 &= zn_x - xn_z \end{aligned} \right\} \quad (2.4)$$

式中： $n_x$  和  $n_z$  为法向量  $\mathbf{n}$  的方向余弦。

对于一个受入射波作用而运动的物体，一般情况下其速度势将由入射波势（注脚为 0）、漫射波势（注脚为 4）以及由于物体运动而产生的强制波势（注脚为 1, 2, 3）所组成。总速度势可表示为：

$$\phi = \left[ \frac{-i\omega H}{2} (\phi_0 + \phi_4) + \sum_{k=1}^3 -i\omega a_k \phi_k \right] \exp(-i\omega t) \quad (2.5)$$

其中  $\phi_k$  ( $k=0, 1, \dots, 4$ ) 为普通的复数。入射波势  $\phi_0$  是已知的，且可由下式求得

$$\phi_0 = \frac{1}{k} \exp[k(z+ix)] \quad (2.6)$$

式中： $k = \omega^2/g$  称为波数。

将方程式 (2.3) 至 (2.5) 代入到方程式 (2.1)，并将相应于绕射问题的有关各项 ( $k=0, 4$ ) 和相应于散射问题的有关各项 ( $k=1, 2, 3$ ) 区分开，物体表面边界条件便可分解为如下形式：

$$\frac{\partial \phi_k}{\partial n} = \begin{cases} n_k & (k=1, 2, 3) \\ -\frac{\partial \phi_0}{\partial n} & (k=4) \end{cases} \quad (2.7)$$

由式 (2.6)，很容易得到  $\frac{\partial \phi_0}{\partial n}$  为

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial n} = (n_z + i n_x) \exp [k(z + ix)] \quad (2.8)$$

按势论, 未知速度势  $\phi_k (k=1, \dots, 4)$  分别可用分布在物体稳定浸水表面  $S$  上的各个点波源产生的速度势表示. 这样, 物体表面上任一点  $\mathbf{x} = (x, z)$  的速度势  $\phi_k(\mathbf{x})$  可表示为

$$\phi_k(\mathbf{x}) = \frac{1}{2\pi} \int_S f_k(\boldsymbol{\xi}) G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) dS \quad (k=1, 2, 3, 4) \quad (2.9)$$

式中:  $f_k(\boldsymbol{\xi})$  为波源强度分布函数,  $\boldsymbol{\xi}$  为被积物体表面上的一点  $(\xi, \zeta)$ ,  $dS$  为物体表面上的一个微分单元,  $G(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi})$  为位于  $\boldsymbol{\xi}$  点处的单位强度的点波源对于一般点  $\mathbf{x}$  的格林函数. 要是所取格林函数本身能满足拉普拉斯方程, 线性自由表面边界条件和散射条件. 那么, 势  $\phi_k$  也将能满足所有这些边界条件方程, 其次所选取的  $f_k$  应能确保物体表面边界条件得以满足.

将边界条件方程式(2.7)和速度势方程式(2.9)综合起来, 便可得到一组以  $f_k$  为变量的四元积分方程组如下:

$$f_k(\mathbf{x}) + \frac{1}{\pi} \int_S f_k(\boldsymbol{\xi}) \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}) dS = b_k(\mathbf{x}) \quad (k=1, 2, 3, 4) \quad (2.10)$$

式中:  $\mathbf{x}$  为物体表面上可被用作边界条件的任意一点;  $n$  从  $\mathbf{x}$  点起算, 积分范围为全部  $\boldsymbol{\xi}$  点. 上列方程组的右边项可从方程式(2.7)和(2.8)求出, 结果如下:

$$b_k = \begin{cases} 2n_k \\ -2(n_z + i n_x) \exp[k(z + ix)] \end{cases} \quad (2.11)$$

用数值法解积分方程组(2.10)可求得源强度函数  $f_k$ . 在数值计算中, 将物体外轮廓线  $S$  离散为  $N$  段短直线段单元如图 2 所示, 并假定在每一个线段单元上  $f_k$  为恒量. 将积分方程组(2.10)依次应用在每一个线单元中点上, 这样, 该积分方程组便可由一组线性代数方程组表示:

$$\sum_{j=1}^N A_{ij} f_{kj} = b_{ki} \quad \begin{cases} i=1, \dots, N \\ k=1, \dots, 4 \end{cases} \quad (2.12)$$

式中:  $f_{kj}$  和  $b_{ki}$  分别为  $f_k(x_j)$  和  $b_k(x_i)$ ,  $x_j$  为第  $j$  个线段中点处的坐标  $\mathbf{x}$  的值. 系数  $A_{ij}$  由下式确定

$$A_{ij} = \frac{1}{\pi} \int_{\Delta S_j} \frac{\partial G}{\partial n}(\mathbf{x}_i, \boldsymbol{\xi}) dS \quad (2.13)$$

上式可近似地表示为:

$$A_{ij} = \frac{\Delta S_j}{\pi} \left( \frac{\partial G}{\partial n} \right)_{ij} \quad (2.14)$$

当出现奇异情况特别是  $i=j$  时, 方程(2.14)的处理方法将详述于第三节. 不难解出方程组(2.12)而得到  $f_{kj}$  值, 一当所有这些波源强度求得后, 流体的速度势便可由方程式(2.9)的离散型方程求出, 即

$$\phi_{ki} = \sum_{j=1}^N B_{ij} f_{kj} \quad (2.15)$$

式中: 系数  $B_{ij}$  为

$$B_{ij} = \frac{1}{2\pi} \int_{\Delta S_j} G(\mathbf{x}_i, \boldsymbol{\xi}) dS \quad (2.16)$$

上式可近似地表示为:

$$B_{ij} = \frac{\Delta S_j}{2\pi} G_{ij} \quad (2.17)$$

同上, 当出现奇异情况时, 式(2.17)的处理方法亦将详述于第三节。

物体表面上的速度势求得之后, 便可用来确定各水动力系数。由线性伯努里方程式  $p = -\rho \partial \phi / \partial t$ , 可求出作用在物体表面的水动力压力。积分之, 便能求得作用在物体上的各个水动力或力矩:

$$F_j = - \int_S p n_j dS = -i\omega\rho \int_S \phi n_j dS \quad (j=1, 2, 3) \quad (2.18)$$

式中:  $F_1$  为水平力,  $F_2$  为垂直力,  $F_3$  为对坐标原点的力矩。这三种力中的每一个力都可按常规方法分解成对应于  $\phi_0$  和  $\phi_k$  的激荡力  $F_j^{(e)}$  以及对应于强制波势的强制力。而各个“强制”力可依次用附加质量和阻尼系数来表述, 于是  $F_j$  可表示为:

$$F_j = \left[ F_j^{(e)} + \sum_{k=1}^3 (\omega^2 \mu_{jk} + i\omega \lambda_{jk}) a_k \right] \exp(-i\omega t) \quad (j=1, 2, 3) \quad (2.19)$$

其中附加质量  $\mu_{jk}$  和阻尼系数  $\lambda_{jk}$  均为实数。将式(2.5)和(2.19)代入方程式(2.18)并将相应的有关项归并起来, 便得到  $F_j^{(e)}$ ,  $\mu_{jk}$  及  $\lambda_{jk}$  的表达式。即为

$$F_j^{(e)} = -\frac{1}{2} \rho g H k \int_S (\phi_0 + \phi_k) n_j dS \quad (2.20)$$

$$\mu_{jk} = -\rho \operatorname{Re} \{ I_{jk} \} \quad (2.21)$$

$$\lambda_{jk} = -\rho \omega \operatorname{Im} \{ I_{jk} \} \quad (2.22)$$

式中:

$$I_{jk} = \int_S \phi_k n_j dS \quad (2.23)$$

在本文所用的数值计算中, 方程式(2.20)和(2.23)可近似地写成为:

$$F_j^{(e)} = -\frac{1}{2} \rho g H k \sum_{i=1}^N (\phi_{0i} + \phi_{ki}) n_{ji} \Delta S_i \quad (2.24)$$

$$I_{jk} = \sum_{i=1}^N \phi_{ki} n_{ji} \Delta S_i \quad (2.25)$$

只要上述各水动力系数求出后, 便很容易直接解出运动方程式从而得到物体的三个运动分量。

### 三、格林函数

1950年约翰(John)曾提出深水二维运动的格林函数表达式, 经作者略加修改后得

$$G = \ln R + \int_0^\infty \left[ \frac{k+\mu}{k-\mu} \frac{\exp[(z+\zeta)\mu] \cos \mu y}{\mu} - \frac{e^{-\mu}}{\mu} \right] d\mu - 2\pi i \exp[(z+\zeta)k] \cos k|\Delta| \quad (3.1)$$

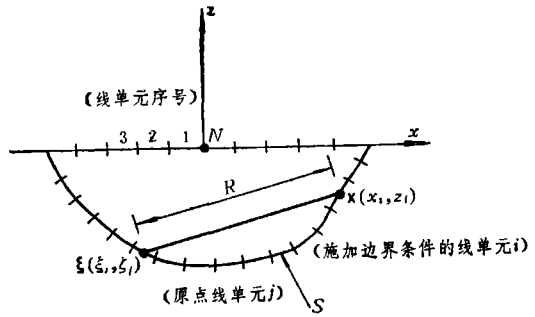


图2 数值计算图式

式中:  $R = [(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2}$ ,  $\Delta = x-\xi$ , 及  $\int$  为柯西积分主值. 虽然, 在数值计算中式 (3.1) 可用作为计算格林函数的基础, 但是 1965 年金 (Kim) 提出了避免作无穷积分的另一种格林函数表达式. 这里我们采用后者作为计算格林函数的基础. 金的格林函数可写成如下:

$$G = \ln R + \ln R' + H \tag{3.2}$$

以及

$$\begin{aligned} H = & 2e^{a\Gamma} \{ \cos(a\Delta) \text{Ci}(a|\Delta|) + \sin(a|\Delta|) \text{Si}(a|\Delta|) \\ & - \ln|\Delta| + \frac{\pi}{2} \sin(a|\Delta|) - i\pi \cos(a\Delta) \\ & - \frac{a}{2} \int_{\Gamma}^0 e^{-a\mu} \ln(\Delta^2 + \mu^2) d\mu \} \end{aligned} \tag{3.3}$$

以上两式中:

$$\left. \begin{aligned} R &= [\Delta^2 + \beta^2]^{1/2} \\ R' &= [\Delta^2 + \Gamma^2]^{1/2} \\ \Delta &= x - \xi \\ \beta &= z - \zeta \\ \Gamma &= z + \zeta \\ a &= ka \end{aligned} \right\} \tag{3.4}$$

而其中的  $a$  为物体的特征长度, Si 和 Ci 分别为正弦积分和余弦积分.

将  $G$  对  $n$  求导数, 得

$$\begin{aligned} \left( \frac{\partial G}{\partial n} \right)_{ij} &= \frac{\partial G}{\partial x} n_x + \frac{\partial G}{\partial z} n_z \\ &= \left\{ \frac{\Delta}{R^2} + \frac{\Delta}{R'^2} + 2ae^{a\Gamma} \left[ -\sin(a|\Delta|) \text{Ci}(a\Delta) \pm \cos(a\Delta) \text{Si}(a|\Delta|) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \pm \frac{\pi}{2} \cos(a\Delta) + i\pi \sin(a\Delta) - \int_{\Gamma}^0 e^{-a\mu} \frac{\Delta}{\Delta^2 + \mu^2} d\mu \right] \right\} n_x \\ &\quad + \left[ \frac{\beta}{R^2} + \frac{\Gamma}{R'^2} + aH + 2a \ln R' \right] n_z \end{aligned} \tag{3.5}$$

在对  $G_{ij}$  和  $\left(\frac{\partial G}{\partial n}\right)_{ij}$  进行数值计算时要求对所有的  $i$  和  $j$  值都进行计算. 显然, 当  $i=j$  时, 相应的  $R \rightarrow 0$ , 这时将出现奇异, 因而需另行计算. 此外, 对于一个伸出自由水面的物体, 前人的经验表明: 当出现“非规则”频率时, 所得结果将可能是虚假的. 这时若将物体中沿  $z=0$  的等位线包括在物体的轮廓之中, 使得物体实际上是封闭型式时, 上述现象可能可以避免. 然而这时对于  $z=0$  的那些线段单元, 当  $i=j$  时可能出现另外一些附加的奇异项, 因而也需要另行计算. 下面我们给出了各种奇异情况出现时  $G_{ij}$  和  $\left(\frac{\partial G}{\partial n}\right)_{ij}$  的相应表达式. 兹分成三种特殊情况进行讨论:

(i) 当  $\Delta=0$ , 即为同一个  $x$  值的两个线段单元时, 凡正比于  $\text{Ci}|\Delta|$  和  $\ln|\Delta|$  的各项皆为奇异, 但均能自动消去.

(ii) 当  $i=j$  时, 因  $R \rightarrow 0$ , 故  $\ln R$  为奇异, 因而需单独计算.

(iii) 当  $i=j$  且  $\Gamma=0$ , 即为位于自由表面处的线段时, 因  $R' \rightarrow 0$  而出现附加奇异项.

在上述三种情况下, 可将  $G_{i,j}$  和  $(\frac{\partial G}{\partial n})_{i,j}$  的表达式化简, 兹归纳如下:

情况 I  $\Delta=0, \Gamma \neq 0$  (即为  $x$  值相同的两个线段单元)

这时,  $C_i$  为奇异, 但可化为

$$C_i(a|\Delta|) \rightarrow \gamma + \ln(a|\Delta|) \quad (3.6)$$

式中:  $\gamma$  为欧拉常数 ( $\gamma=0.5772$ ). 于是式 (3.3) 可化简为

$$H=H_1=2e^{a\Gamma}[\gamma + \ln(a) - i\pi - \frac{a}{2} \int_{\Gamma}^0 e^{-a\mu} \ln \mu^2 d\mu] \quad (3.7)$$

而相应的  $G$  和  $\partial G/\partial n$  表达式变成:

$$G = \ln R + \ln R' + H_1 \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n} = a\pi \exp(a\Gamma) |n_x|$$

$$+ \left[ \frac{\beta}{R^2} + \frac{\Gamma}{R'^2} + a(H_1 + 2 \ln R') \right] n_x \quad (3.9)$$

情况 II  $\Delta=0, \beta=0, \Gamma \neq 0$  (即  $i=j$ )

这时, 除可应用情况 I 的简化措施外, 由于  $\ln R$  为奇异, 采用线性中点的数值来代替全线段的积分值, 即是说, 将用  $[\ln(\Delta S/2) - 1]$  代替  $\ln R$ . 这时,  $\frac{\partial G}{\partial n}$  中的同类项也将为奇

异, 亦需另作处理. 我们令  $H=H_1$  (如前), 相应的  $G$  和  $\frac{\partial G}{\partial n}$  分别为:

$$G = \ln(\Delta S/2) - 1 + \ln R' + H_1 \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n} = \frac{\pi}{\Delta S} + a\pi \exp(a\Gamma) |n_x|$$

$$+ \left[ \frac{\Gamma}{R'^2} + a(H_1 + 2 \ln R') \right] n_x \quad (3.11)$$

情况 III  $\Delta=0, \beta=0, \Gamma=0$  ( $i=j$  且在自由表面处的线性)

这时, 除象情况 I 和情况 II 中所出现的奇异外,  $\ln R'$  也为奇异, 故需象处理  $\ln R$  那样作处理.  $H$  可进一步化简为:

$$H=H_2=2(\gamma + \ln(a) - i\pi) \quad (3.12)$$

而其相应的  $G$  和  $\frac{\partial G}{\partial n}$  的表达式则化为:

$$G = 2 \ln(\Delta S/2) - 2 + H_2 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n} = \frac{2\pi}{\Delta S} + aG \quad (3.14)$$

此外, 因伸出自由表面的物体其临气表面上的压力为零, 因而, 当物体轮廓线为封闭型式时, 在数值计算中可将临气表面的计算压力视为零, 从而求出水动力系数.

#### 四、计算成果

基于上述方法编制了计算程序 VERP, 用该程序计算了不同形状截面的物体的水动力系

数并与沃兹(1968年)实验成果及理论曲线进行了比较。约翰(1950)和金(1965)提出的格林函数计算式都曾被编入程序进行计算,然而本文仅给出了用金的格林函数计算式的计算结果。所给出的成果中包括半圆形截面、宽深(吃水)比为2和8的矩形截面。

图3所示为半圆截面的无因次附加质量和阻尼系数  $R(\quad)$  随频率参数  $\omega\sqrt{B/2g}$  的变化情况。图中实线代表本法计算结果(截面轮廓线为“开口”型),虚线和圆点分别为沃兹

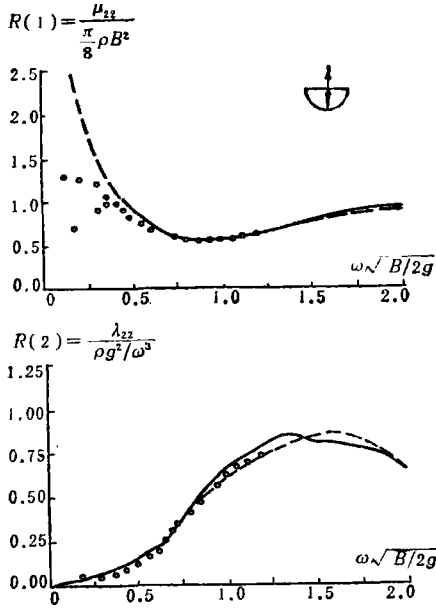


图3(a) 垂荡

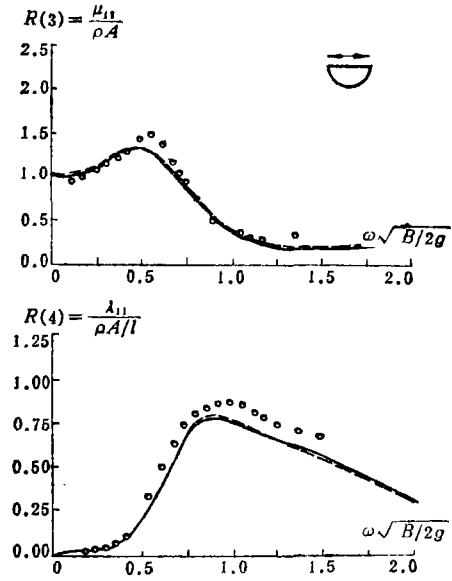


图3(b) 纵荡

— 本文方法计算结果  
 - - - , • 沃兹理论和试验结果(1968)  
 图3 半圆截面的附加质量和阻尼系数

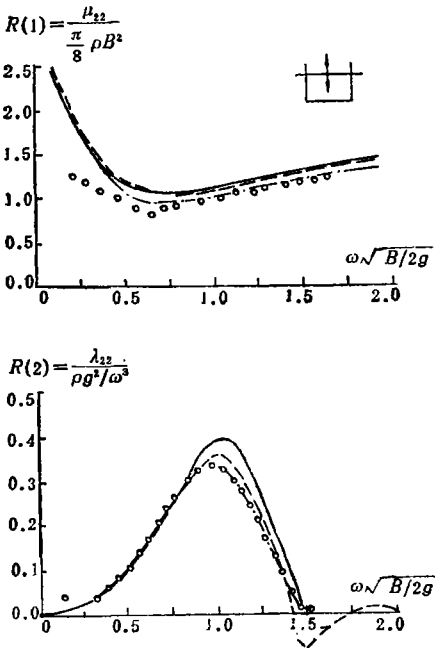


图4(a) 垂荡

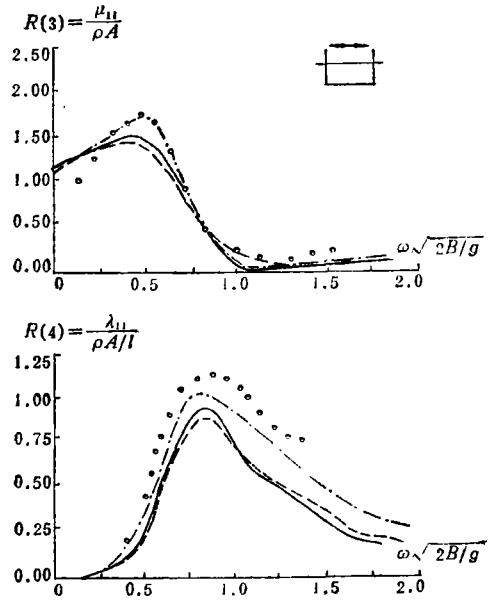


图4(b) 纵荡

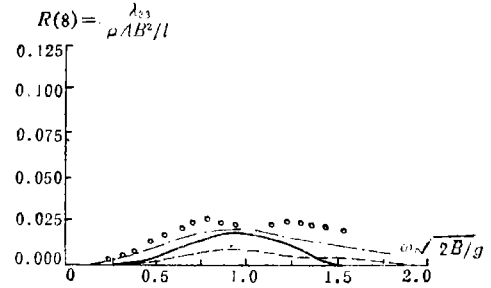
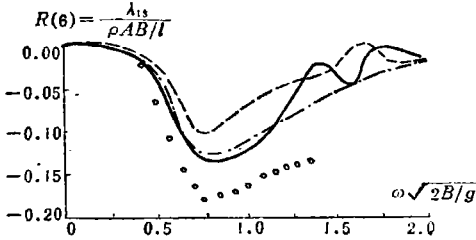
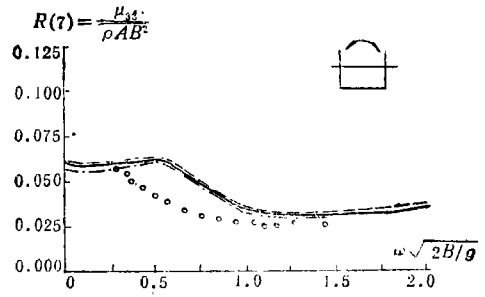
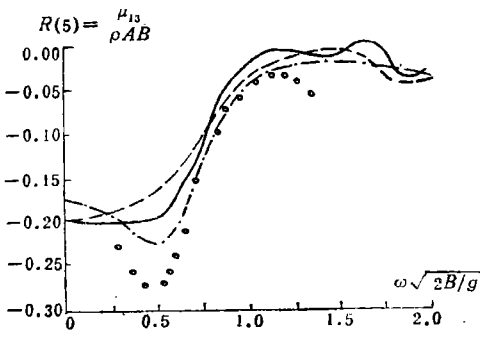


图 4 (c) 纵荡—横摇

图 4 (d) 横摇

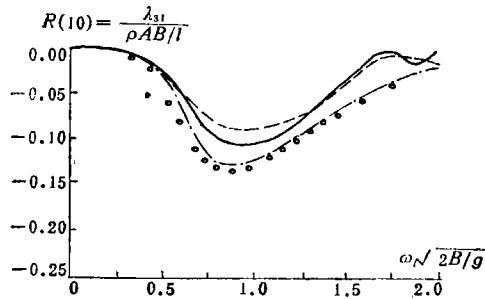
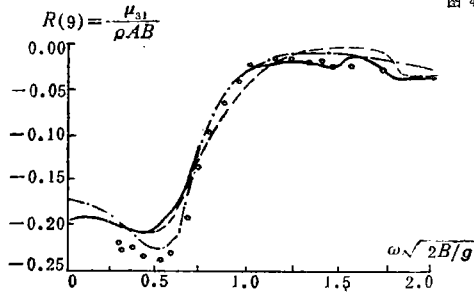


图 4 (e) 横摇—纵荡

- 本文方法计算结果 (封闭型)
- - - 本文方法计算结果 (开口型)
- · - · 沃兹理论和试验结果 (1968)

图 4 矩形截面 (型宽/吃水=2) 的附加质量和阻尼系数

的理论曲线和实验结果。

图 4 和图 5 分别表示宽深比为 2 和 8 的矩形截面的计算结果。这些图中，同时给出了封闭型截面和开口型截面两种情况的计算成果。从该图中可以看到，封闭型截面成果更加接近于沃兹的实验结果的情况。



### 五、结 语

本文阐述了求解竖直平面波动问题中的水动力系数——附加质量和阻尼系数以及激荡力的一种数值算法——格林函数积分方程法。作者对不同的格林函数表达式进行了分析研究后发现金 (Kim) 1965年提出的表达式颇为有效并能获得可靠的计算成果。

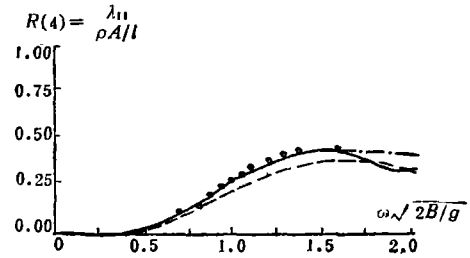
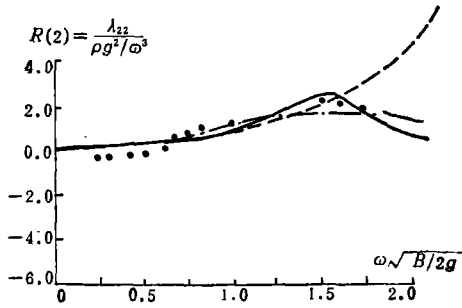
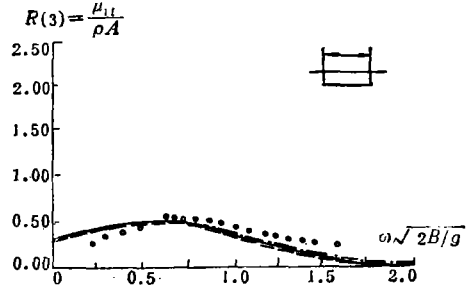
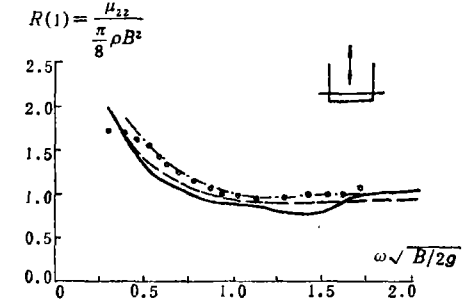


图 5 (a) 垂荡

图 5 (b) 纵荡

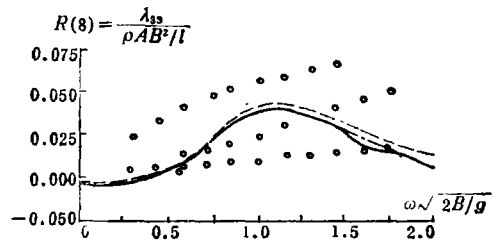
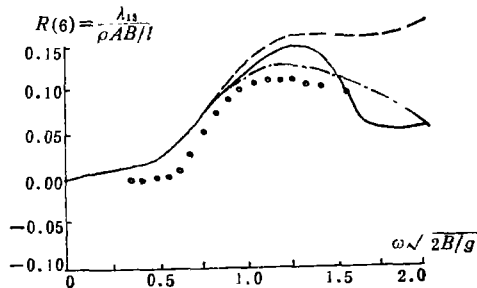
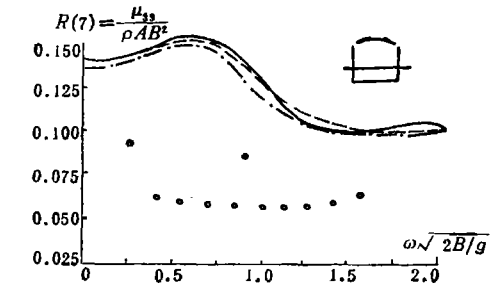
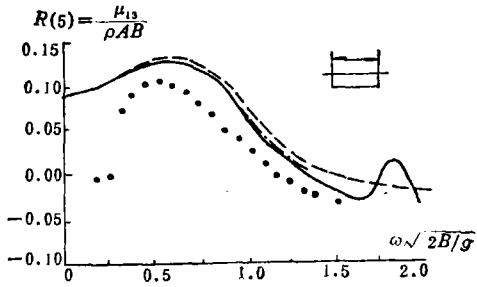


图 5 (c) 纵荡—横摆

图 5 (d) 横摆

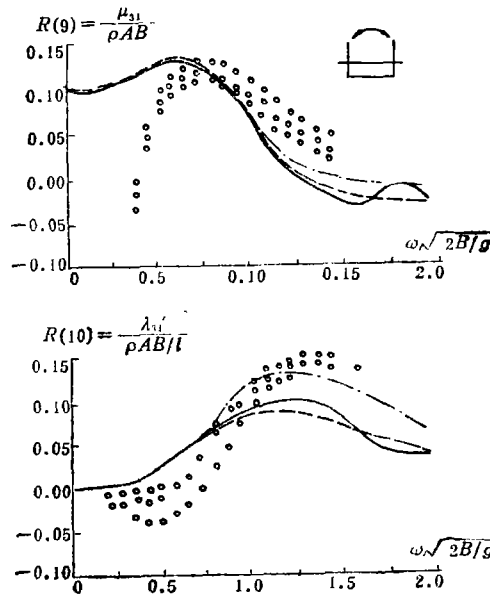


图 5 (e) 横摇—纵荡

— 本文方法计算结果 (封闭型)  
 - - - 本文方法计算结果 (开口型)  
 ··· 沃兹理论和试验结果 (1968)

图 5 矩形截面(型宽/吃水=8)的附加质量和阻尼系数

本文给出了开口半圆截面和自由表面处情况不同(开口, 或封闭两种)的矩形物体的计算成果, 这些成果与沃兹(1968)的理论计算和实验结果都非常一致。

对不同截面轮廓的物体进行数值计算后发现在计算伸出水面以外的物体时, 将该物体沿自由表面封闭起来能够有效地避免非规则频率时计算结果严重偏离。

附录 符号名称

- |                             |  |
|-----------------------------|--|
| $a = a\omega^2/g$           | $R = [(x-\xi)^2 + (z-\zeta)^2]^{1/2}$  |
| $\bar{a}$ = 截面特征长度          | $R' = [(x-\xi)^2 + (z+\zeta)^2]^{1/2}$ |
| $a_k$ = 物体运动模量              | $R(1) - R(10)$ = 无因次附加质量和阻尼系数          |
| $A_{ij}$ = 系数矩阵, 见方程式(2.13) | $S$ = 物体表面                             |
| $B_{ij}$ = 系数矩阵, 见方程式(2.16) | $\Delta S$ = 单元线段长度                    |
| $B$ = 物体型宽                  | $t$ = 时间                               |
| $f$ = 源强度分布函数               | $x, z = x$ 点的坐标                        |
| $g$ = 重力常数                  | $\xi, \zeta = \xi$ 点的坐标                |
| $G$ = 格林函数                  | $\xi_k$ = 物体的运动(位移或转角)                 |
| $i = \sqrt{-1}$             | $\mu_{ij}$ = 附加质量                      |
| $l = \sqrt{B/2g}$           | $\lambda_{ij}$ = 阻尼系数                  |
| $n$ = 物体外法线方向单位法向量          | $\omega$ = 波浪角频率                       |
| $p$ = 水动压力                  | $\phi$ = 速度势                           |

参 考 文 献

- [1] Bai, K. J. and R. Yeung, Numerical solutions of free surface problems, *Proc. 10th Symp. Naval Hydrodyn.*, Cambridge, Mass., (1974)609—647.
- [2] John, R., On the motion of floating bodies, *I. Comm. Pure and Applied Mathematics*, **3**, (1950) 45—101.
- [3] Kim, W. D., On the harmonic oscillations of a rigid body on a free surface, *J. Fluid Mech.*, **21**, (1965) 427—451.
- [4] Sarpkaya, T. and M. Isaacson, *Mechanics of Wave Forces on Offshore Structures*, Van Nostrand, Reinhold, New York, (1981).
- [5] Ursell, F., Surface wave on deep water in the presence of a submerged circular cylinder *I*, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **46**, (1950) 141—152.
- [6] Vugts, J. H., The hydrodynamic coefficient for swaying, heaving and rolling cylinders in a free surface. *Int. Shipbuilding Prog.*, **15**, (1968) 251—276.

## Hydrodynamic Coefficients for Vertical Plane Wave Motion Problems

Michael de St. Q. Isaacson

(*The University of British Columbia, Vancouver, Canada*)

Wu Song-ren

(*Chongqing Jiaotong Institute, Chongqing*)

### Abstract

In this paper a numerical method for calculating the hydrodynamic coefficients for vertical plane wave motion problems in deep water is described. This procedure is developed by using wave source method based on Green's theorem. The applications of the method to the cases of semicircular and rectangular section bodies subjected to linear waves are presented here, and the computed results are compared with the earlier experimental data of Vugts.