

船舶适航性的 理论计算程序

(第一部分)

理论计算方法

交通部上海船舶运输科学研究所译

一九七三·九

目 录

xxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxxx

1. 前言.....	1
2. 理论计算方法.....	3
3. 计算程序的内容和特征.....	22
附号表.....	28
参考文献.....	34
附录1 升沉引起的流体动力.....	40
附录2 横盪引起的流体动力.....	49
附录3 横摇引起的流体动力.....	58
附录4 斜波中的运动方程式.....	63
附录5 船体表面的变动压力.....	85
附录6 波浪剪切力和力矩.....	93
附录7 相对位移.....	100
附录8 动态水位上升.....	100
附录9 平水航行时的船侧波高.....	103
附录10 相对速度.....	103
附录11 船体加速度.....	104
附录12 阻力增加系数.....	105
附录13 短期预报.....	108
附录14 对横摇非线性流体动力的考虑.....	109
附录15 关于波浪海.....	111

船舶适航性的理论计算程序

(第一部分 理论计算方法)

(日本) 小林正典、汤浅肇、岸本修、安部光弘、
国武吉邦、成田仁、平野雅祥、杉村泰

为了合理地设计船舶和良好地航运，则定量地掌握适航性能是一个不可缺少的要素，近年来，在适航性研究方面发展了基于所谓切片法的理论，使在实际设计中的应用成为可能。作者，以最新适航性理论应用于设计为目的，把复杂的适航性诸要素的计算进行统一和系统化，提出了灵活有效计算诸值的电子计算机程序。

本计算程序中可以计算下列适航性诸要素：

船体运动

船体表面的变动压力

波浪剪切力和力矩

甲板上浪和螺旋桨露出水面

波浪和船体之间的相对运动

砰击

船体加速度

阻力增加

此外还可以对诸要素进行规则波中的应答及其统计予报。

本文第1部分叙述该计算程序中所用的适航性理论计算方法和程序的内容与特征，在续编中第2部分将报告程序的详细内容和计算例。

／ 前 言

在海洋中航行的船舶，由于波浪和由它产生的船体运动，使船体阻力增加，而且还作用着剪切力、弯曲力矩及扭转力矩。然而在海况恶劣的情况下，由于砰击等波浪冲击，甲板上浪或大的加速度，有时

会使船体、货物受到损伤。另一方面，舒适性恶化、有时由于丧失复原力，甚至要翻船和沉没。

如把船舶航行的海洋外部环境和船体运动及各种适航性能的关系用图来表示，则如图 1 所示¹⁾，而定量地掌握船舶适航性的诸因素是船舶设计和确保安全航运的必不可少的工作之一。

特别是对于按时确保定期航运，在恶劣天气中也要维持航速的高速集装箱船、用以前的经验数据很难外插的大型船、要求特殊结构设计的液化天然气船、或将来的新型船舶等，有必要采用代替以前的经验的、试验的方法的适航性理论来进行更合理的设计。作为这种设计法的有力武器是切片法的适航性理论计算方法，现在以它作为实用方法，作详细介绍。

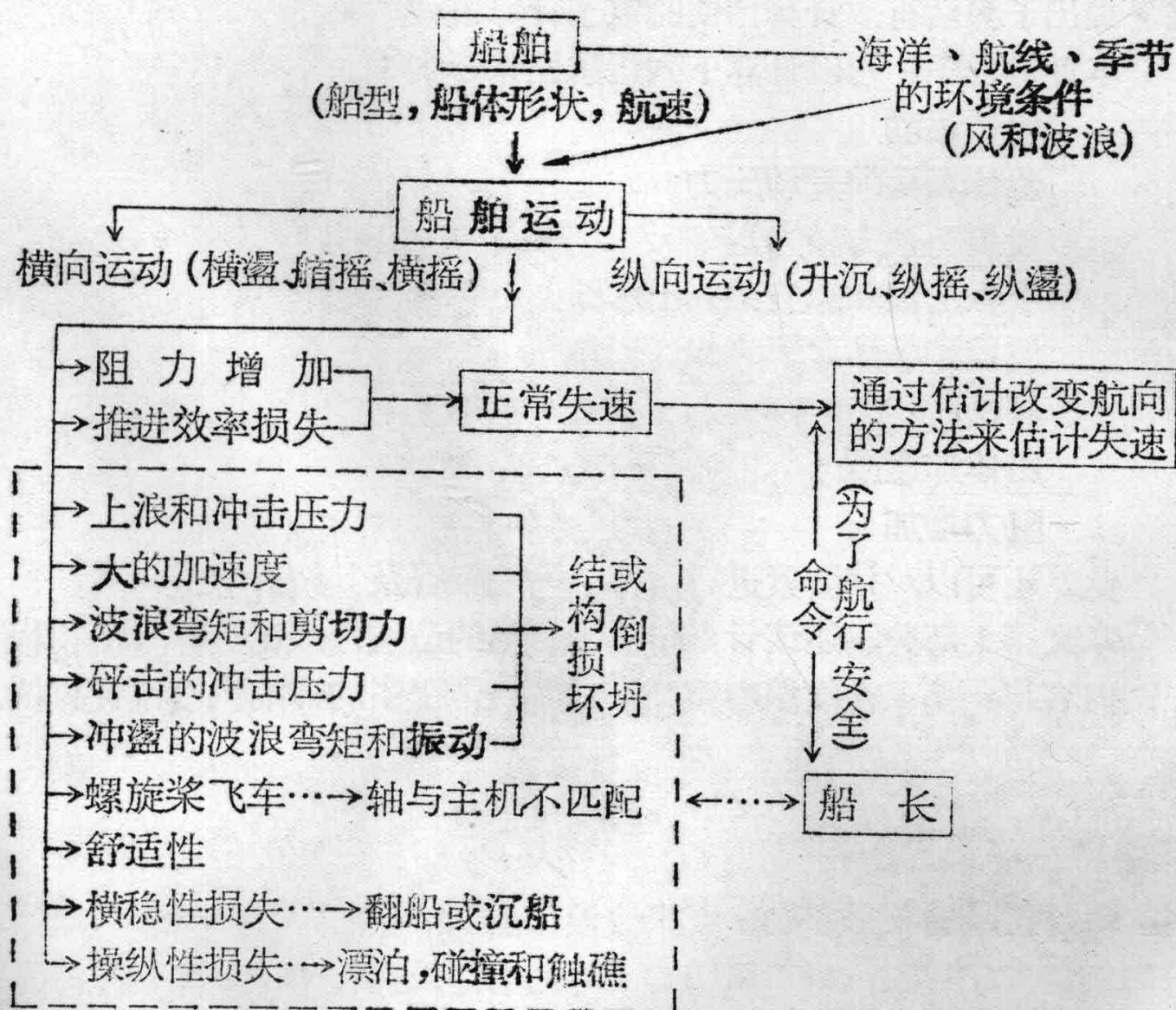


图 1 适航性的诸因素 (引自参考文献 1))

可以认为,切片法的船体运动理论,是把船体作为二维切片的连续体的近似巧妙方法,虽在原理上还有问题,却是说明适航性能的有力手段。现在虽对计算精度的确定和计算方法的改进等方面仍在大力进行研究,而在实用上已被认为是极其有效的。2),3),4),5),6)。

在这种背景下,作者用最新的船体运动理论和适航性理论,提出了一整套理论计算系统。该系统可以把船型、波浪状态等作为输入,而输出船体运动和波浪负荷、甲板上浪等现象,甚至于它们的统计预报的有关适航性设计的数据。

本文介绍其理论计算系统的概要,而第1部分是叙述该系统中所用的理论计算方法和电子计算机的程序内容、特征。在续编中,第2部分,将介绍这个程序的详细内容和计算例。

2 理论计算方法

2.1 坐标系

假设船位于与空间静止坐标系的X轴成 α 角度、以等速 V 移动的坐标系的附近,作6个自由度的微小定常周期运动,坐标系如图2所规定。即

$O'-XYZ$: 静止空间座标

$O_0-X_0Y_0Z_0$: 等速移动的空间座标

$G-x_b y_b z_b$: 船体上的固定座标(原点位于重心处)

$O-x y z$: 船体上的固定座标(原点位于静止的自由表面上)

对于 $O_0-x_0 y_0 z_0$ 坐标系的船体重心 G 的座标可表示为 $(x_G, y_G, z_G, -OG)$, OG 表示从船舶静止时的 G 到静止自由表面的距离。 x_G, y_G, z_G 分别表示重心 G 的纵盪、横盪及升沉运动的位移。另外,如把绕 x_b, y_b, z_b 轴的回转运动分别记为 φ, θ, ψ ,则它们表示横摇、纵摇及艏摇运动的角位移。

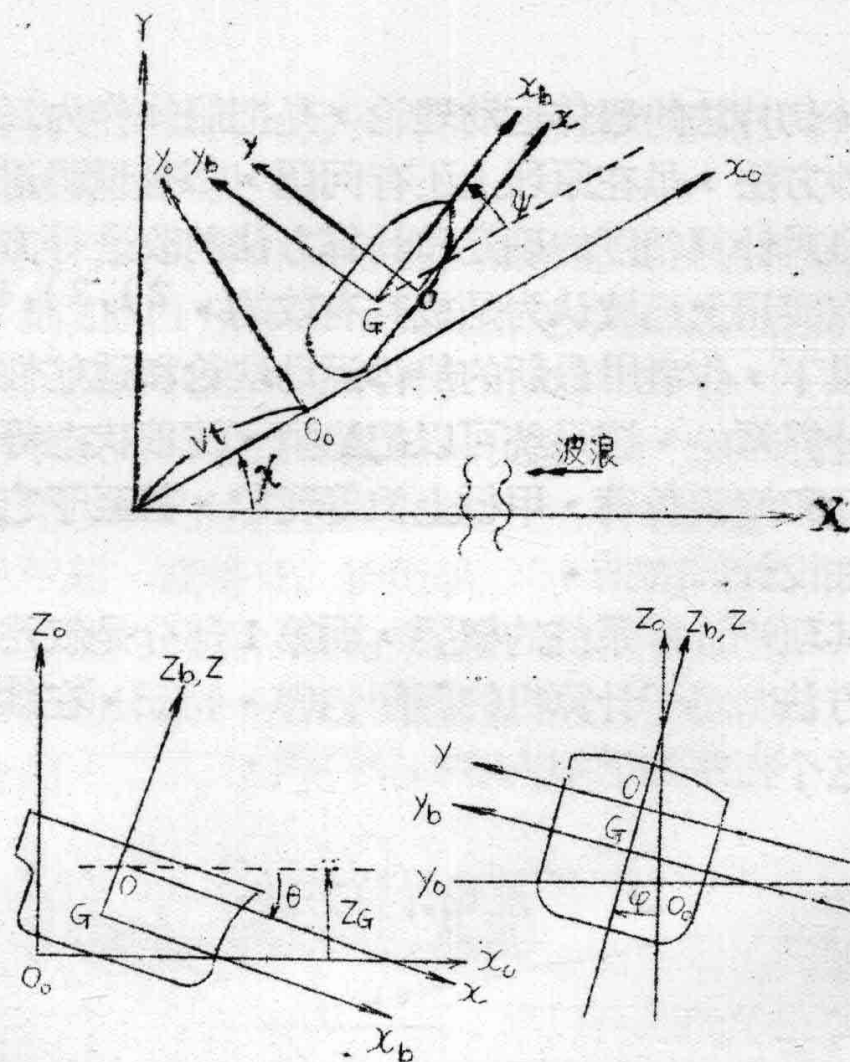


图2 坐标系

2.2 作用在二维横剖面上的流体动力

在求解运动方程式时，必须求得船舶运动中与运动速度成比例的力（所谓阻尼力）和与加速度成比例的力（所谓附加质量）等流体动力。求解三维船体的这些力是非常困难的，所以一般用切片法作为近似的计算方法。

切片法是把任意的船体横剖面看成是无限长的柱状体，求得其作升沉、横盪及横摇运动时的二维流体动力，把各个横剖面上求得的这些二维流体动力沿船长方向积分作为三维流体动力的近似。因此，在切片法中除了纵盪外可以求得5个自由度的流体动力。

计算二维流体动力的方法有将Urse11方法^{7), 8)}扩充了的田才方法^{9), 10)}，在物体表面分布源汇求解边值问题的所谓奇点方法^{11), 12)}等，本文是依据田才方法。^{9), 10)}

2.2.1 船体横剖面的数学表示

为了求得船体横剖面的二维流体动力，把船体横剖面用刘易斯横剖面 (Lewis Form)¹³⁾ 的数学表达式来代替。

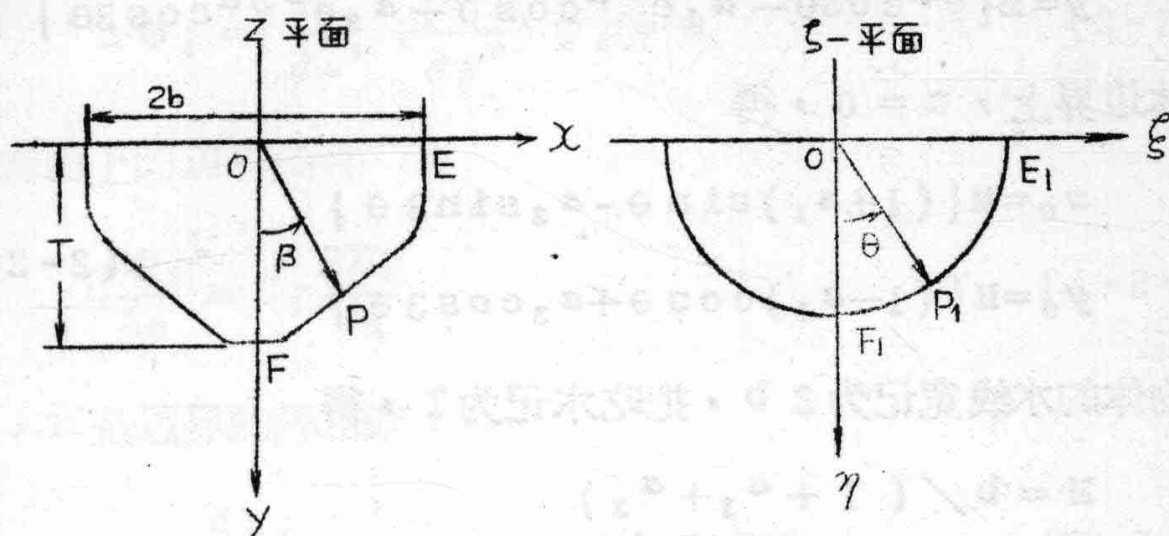


图3 Lewis 剖面

图3上，假设船体横剖面可用Z平面的图形表示，包括该图形对OX轴的镜象的二重图形可以用 ζ 平面上单位圆的保角变换函数来表示。这时的变换函数，一般的通式如下。

$$Z/M = \zeta + \sum_{n=1}^{\infty} a_{2n-1} \zeta^{-(2n-1)} \quad (2-2-1)$$

式中

$$Z = x + iy, \quad \zeta = i\gamma e^{-i\theta} = ie^{\alpha} e^{-i\theta} \quad (2-2-2)$$

系数 a_{2n-1} 和比例系数 M 都是实数。

这里，如果取 $n = 2$ ，(2-2-1) 式得

$$Z/M = \zeta + \frac{a_1}{\zeta} + \frac{a_3}{\zeta^3} \quad (2-2-3)$$

这就是一般所称的 Lewis 横剖面，如果用 (2-2-2)，(2-2-3) 式得

$$\begin{aligned}x &= M \{ e^{\alpha} \sin \theta + a_1 e^{-\alpha} \sin \theta - a_3 e^{-3\alpha} \sin 3\theta \} \\y &= M \{ e^{\alpha} \cos \theta - a_1 e^{-\alpha} \cos \theta + a_3 e^{-3\alpha} \cos 3\theta \}\end{aligned}\quad (2-2-4)$$

在物体边界上, $\alpha = 0$, 得

$$\begin{aligned}x_0 &= M \{ (1 + a_1) \sin \theta - a_3 \sin 3\theta \} \\y_0 &= M \{ (1 - a_1) \cos \theta + a_3 \cos 3\theta \}\end{aligned}\quad (2-2-5)$$

如把物体的水线宽记为 $2b$, 把吃水记为 T , 得

$$\begin{aligned}M &= b / (1 + a_1 + a_3) \\H_0 (=b/T) &= (1 + a_1 + a_3) / (1 - a_1 + a_3)\end{aligned}\quad (2-2-6)$$

进而, 水面下的横剖面积 S 与横剖面系数 σ 为如下形式。

$$\begin{aligned}S &= \frac{\pi}{2} b^2 \frac{1 - a_1^2 - 3a_3^2}{(1 + a_1 + a_3)^2} \\ \sigma &= \frac{S}{2bT} = \frac{\pi}{4} H_0 \frac{1 - a_1^2 - 3a_3^2}{(1 + a_1 + a_3)^2}\end{aligned}\quad (2-2-7)$$

在 (2-2-6) 和 (2-2-7) 式中, 如给定 H_0 , σ 就可以决定 a_1, a_3 。^註

2.2.2 升沉、横盪及横摇引起的流体动力

图3所示的物体作

$$X_i = \bar{X}_i \cos(\omega t + \delta_i) \quad (i=1, 2, 3) \quad (2-2-8)$$

的运动 ($i=1$ 为升沉、 $i=2$ 为横盪、 $i=3$ 为横摇) 时, 设由物

註) 在流体力学上, (2-2-3) 式的保角变换如不是把单位圆外部区域保角变换到 Z 平面图形的外部区域是没有意义的, 所以对 a_1, a_3 给了各种限制²⁾。

体运动产生的流体运动的速度势（辐射速度势）为 Φ_i 。这个速度势 Φ_i ，必须满足连续性条件（Laplace 方程）

$$\Delta \Phi_i = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi_i = 0 \quad (2-2-9)$$

物体表面上的边界条件

$$\frac{\partial \Phi_i}{\partial n} = U_i \frac{\partial X_i}{\partial n} \quad (2-2-10)$$

式中， n 是边界的外法线，

$$U_i \equiv \frac{dX_i}{dt} = -\bar{X}_i \omega \sin(\omega t + \delta_i) \quad (2-2-11)$$

和自由表面条件

$$K \Phi_i + \frac{\partial \Phi_i}{\partial y} = 0, \quad K = \omega^2 / g \quad (2-2-12)$$

另外，由物体运动所产生的波，必须满足在无穷远处仅存在进行波的扩散条件，和在水底 $\frac{\partial \Phi_i}{\partial y} = 0$ 的水底条件。如确定了满足这些条件的 Φ_i ，则作用在横剖面上的动压力 p_i 就可由下式求得，

$$p_i = -\rho \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \quad (2-2-13)$$

式中， ρ 是流体密度。

把该压力沿物体横剖面周围积分，便可得到各种二维流体动力。

对 Lewis 横剖面的二维流体动力的详细计算，是根据田才的方法^{9), 10)}记于附录 1、2、3。

2.3 斜波中的运动方程式

Korvin-Kroukovsky 和 Jacob¹⁴⁾对纵向波中的升沉、纵

摇提出用切片法的解法，并开始应用于工程上。之后，关于波浪中的船体运动理论，用得最多的是切片法，在日本，对升沉、纵摇的纵向运动，由渡边¹⁵⁾提出了在由动量定理出发导出的运动方程式中采用田才^{9), 10)}的流体动力系数的一般切片法 (O. S. M)，随后由高木，田才发表了新的切片法²⁾ (N. S. M)，该方法采用二维速度势，正确地处理了自由表面的影响。

本文所用的斜波中的运动方程式是根据新切片法的。具体地说，关于全部纵向运动是用高木、田才在规则迎波中升沉、纵摇的耦合运动方程²⁾推广而得到斜波中的运动方程式，而关于全部横向运动是用田才提出的短降波中横盪、艏摇、横摇的耦合运动方程式推广而得到斜波中的运动方程式，而且考虑了船艏两端的影响。对于三维影响大的船艏两端，用切片法处理，在严格的意义上还有异议，所以在计算程序上，也可以进行去除了船艏两端影响的计算。

然而，运动方程式中忽略了纵盪和横漂（纵盪将在后面叙述），对升沉、纵摇的纵向运动和横盪、艏摇、横摇的横向运动分别用 (2-3-1)，(2-3-2) 式给出。

$$\begin{aligned} (M+a_{zz})\ddot{z}_G + b_{zz}\dot{z}_G + c_{zz}z_G + a_{z\theta}\ddot{\theta} + b_{z\theta}\dot{\theta} + c_{z\theta}\theta \\ = F_{zc}\cos\omega_e t + F_{zs}\sin\omega_e t \\ (J_\theta + a_{\theta y})\ddot{\theta} + b_{\theta\theta}\dot{\theta} + c_{\theta\theta}\theta + a_{\theta z}\ddot{z}_G + b_{\theta z}\dot{z}_G + c_{\theta z}z_G \\ = M_{\theta c}\cos\omega_e t + M_{\theta s}\sin\omega_e t \end{aligned} \quad (2-3-1)$$

$$\begin{aligned} (M+a_{yy})\ddot{y}_G + b_{yy}\dot{y}_G + c_{yy}y_G + a_{y\phi}\ddot{\phi} + b_{y\phi}\dot{\phi} + c_{y\phi}\phi + a_{y\varphi}\ddot{\varphi} \\ + b_{y\varphi}\dot{\varphi} + c_{y\varphi}\varphi = F_{yc}\cos\omega_e t + F_{ys}\sin\omega_e t \\ (J_\phi + a_{\phi\phi})\ddot{\phi} + b_{\phi\phi}\dot{\phi} + c_{\phi\phi}\phi + a_{\phi y}\ddot{y}_G + b_{\phi y}\dot{y}_G + c_{\phi y}y_G + a_{\phi\varphi}\ddot{\varphi} \\ + b_{\phi\varphi}\dot{\varphi} + c_{\phi\varphi}\varphi = M_{\phi c}\cos\omega_e t + M_{\phi s}\sin\omega_e t \\ (J_\varphi + a_{\varphi\varphi})\ddot{\varphi} + b_{\varphi\varphi}\dot{\varphi} + c_{\varphi\varphi}\varphi + a_{\varphi y}\ddot{y}_G + b_{\varphi y}\dot{y}_G + c_{\varphi y}y_G + a_{\varphi\phi}\ddot{\phi} \\ + b_{\varphi\phi}\dot{\phi} + c_{\varphi\phi}\phi = M_{\varphi c}\cos\omega_e t + M_{\varphi s}\sin\omega_e t \end{aligned} \quad (2-3-2)$$

这些运动方程式的详细推导过程列在附录 4 中，它是根据所有的运动假设都是作微小振幅的定常周期运动的线性理论，而且认为作用于在波浪中运动的船体上的力（或力矩）为如下四个力（或力矩）。

(a) 静水中的静位移所产生的力（静复原力）

(b) 船体在静水中运动，搅乱了周围的水，由此使船体受到的力（幅射力）

(c) 假设船体存在并不破坏波的结构（Froude-Kriloff 假定）时，作用在船体上的波力（Froude-Kriloff 力）

(d) 船体静止时，波受到船体的反射，由此使船体受的力（绕射力）

另外，Froude-Kriloff 力和绕射力是由波产生的力，把二者合起来，可称为波浪强制力。

如 (2-3-1)，(2-3-2) 式所示的，作用在船体上的力（或力矩）中，静的复原力和幅射力是伴随船体运动产生的，所以可以作为运动方程式左边的惯性项、阻尼项、复原项的系数来处理，Froude-Kriloff 力和绕射力作为外力记于右边。

例如对于升沉，设其位移为

$$z_G = \bar{z}_A \cos(\omega_e t + \varepsilon_z)$$

在求的振幅 $\bar{z}_A$ 和与波的相位 ε_z 后，就可求得 z_G 。(2-3-1)，

(2-3-2) 式的其他运动的解也是如此。

此外，关于纵盪，根据元良¹⁷⁾的方法，把波浪强制力记为 F_x ，使得纵盪振幅 $\bar{x}_A$

$$\bar{x}_A = \frac{|F_x|}{M + a_{xx}} \cdot \frac{1}{\omega_e^2} \quad (2-3-3)$$

而 $\varepsilon_x = 0$ (附录 4)。

还有，把 Frahm 式减摇水舱工作时的运动方程式¹⁸⁾示于附录

4。

2.4 船体表面的变动压力

近年来，应用了有限要素法要使船体横强度计算精确化，有必要将波浪在船体表面上的变动压力作为外力条件。

变动压力，可以把波浪中船舶运动的总速度势代入线性化的 Bernoulli 方程式中来求的。现在如果仅考虑静止状态的压力变化，则这样的变动压力可将船体运动时的静压变化、辐射速度势、绕射速度势和规则波引起的变动压力分别叠加起来求得（参照附录 4）。

静压引起的变动压力 p_s ，按 (A-4-9) 式可表示为

$$p_s = -\rho g(z_G - x\theta + y\varphi) \quad (2-4-1)$$

辐射速度势引起的变动压力 p_{rz} , p_{ry} 及 $p_{r\varphi}$ ，按 (A-4-10) 式，为

$$p_{rz} = \rho(A_{zz}\ddot{z}_G + B_{zz}\dot{z}_G + C_{zz}z_G + A_{z\theta}\ddot{\theta} + B_{z\theta}\dot{\theta} + C_{z\theta}\theta) \quad (2-4-2)$$

$$p_{ry} = \rho(A_{yy}\ddot{y}_G + B_{yy}\dot{y}_G + C_{yy}y_G + A_{y\phi}\ddot{\phi} + B_{y\phi}\dot{\phi} + C_{y\phi}\phi + A_{y\varphi}\ddot{\varphi} + B_{y\varphi}\dot{\varphi} + C_{y\varphi}\varphi) \quad (2-4-3)$$

$$p_{r\varphi} = \rho(A_{\varphi\varphi}\ddot{\varphi} + B_{\varphi\varphi}\dot{\varphi} + C_{\varphi\varphi}\varphi) \quad (2-4-4)$$

绕射速度势引起的变动压力 p_{dz} 和 p_{dy} ，按 (A-4-21) 式为

$$p_{dz} = -\rho(-D_{z1}\bar{u}_z + D_{z2}\dot{\bar{u}}_z) \quad (2-4-5)$$

$$p_{dy} = -\rho(-D_{y1}\bar{u}_y + D_{y2}\dot{\bar{u}}_y) \quad (2-4-6)$$

另外，从 (2-4-2) 式到 (2-4-6) 式的右边系数，示于附录 5。

还有规则波引起的变动压力 p_F ，按 (A-4-25) 式，得

$$p_F = \rho g \zeta_A e^{Kz} \cos(Kx \cos \chi - Ky \sin \chi + \omega_e t) \quad (2-4-7)$$

因此，船体表面上变动压力的振幅 $\bar{p}_A$ 和与波之间的相位 δ_p ，可将 (2-4-1) 式 ~ (2-4-7) 式分别分成 cosine 项和 sine 项，把它们叠加起来求得，即

$$p = \bar{p}_A \cos(\omega_e t + \delta_p)$$

$$\bar{p}_A = \sqrt{\bar{p}_{Ac}^2 + \bar{p}_{As}^2}$$

$$\delta_p = \tan^{-1}(-\bar{p}_{Ac} / \bar{p}_{As}) \quad (2-4-8)$$

式中 $\bar{p}_{Ac}$ 和 $\bar{p}_{As}$ 分别表示变动压力的 cosine 分量和 sine 分量的振幅，详细记于附录 5。

2.5 波浪的剪切力和力矩

由 2.4 节所述的变动压力沿船体表面积分所求得的力和由船体运动产生的惯性力，可以计算出波浪剪切力和波浪力矩。

把作用在船体各横剖面的力从艏端 l_a 积分到任意剖面 ($x = x'$)，则可求得作用在该剖面的垂直剪切力 F_V 和水平剪切力 F_H 。另外，如果乘上至剖面的距离再积分，就可以求得垂直弯矩 M_V 和水平弯矩 M_H 。同样，绕 x_b 轴的扭矩 M_T 也可以把作用在各剖面上的横摇力矩和横摇惯性矩沿各剖面积分来求得。(图 4)

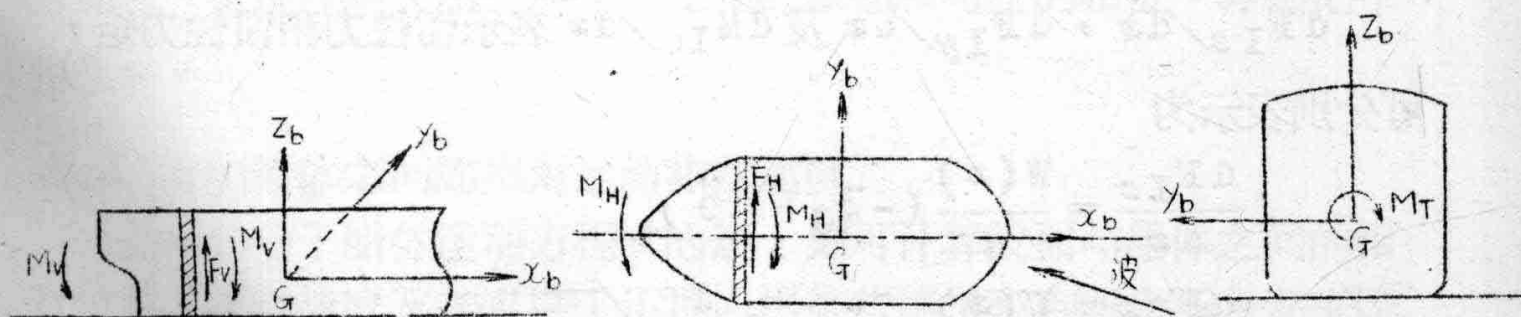


图 4 剪切力和弯矩，扭矩

即

$$F_V = \int_{l_a}^{x'} \left\{ \frac{dF_{z0}}{dx} + \frac{dF_{dz}}{dx} + \frac{dF_z^{F.K.}}{dx} + \frac{dF_{Iz}}{dx} \right\} dx$$

$$F_H = \int_{l_a}^{x'} \left\{ \frac{dF_{y0}}{dx} + \frac{dF_{dy}}{dx} + \frac{dF_y^{F.K.}}{dx} + \frac{dF_{Iy}}{dx} \right\} dx$$

$$M_V = \int_{l_a}^{x'} \left\{ \frac{dF_{z0}}{dx} + \frac{dF_{dz}}{dx} + \frac{dF_z^{F.K.}}{dx} + \frac{dF_{Iz}}{dx} \right\} (x - x') dx \quad (2-5-1)$$

$$M_H = \int_{l_a}^{x'} \left\{ \frac{dF_{y0}}{dx} + \frac{dF_{dy}}{dx} + \frac{dF_y^{F.K.}}{dx} + \frac{dF_{Iy}}{dx} \right\} (x - x') dx$$

$$M_T = \int_{l_a}^{x'} \left\{ \frac{dM_{\varphi 0}}{dx} + \frac{dM_{d\varphi}}{dx} + \frac{dM_{\varphi}^{F.K.}}{dx} + \frac{dM_{I\varphi}}{dx} \right\} dx$$

式中 dF_{z0}/dx , dF_{y0}/dx 及 $dM_{\varphi 0}/dx$ 是在 (A-4-12) 式 ~ (A-4-14) 式中的静压变化、辐射力及辐射力矩, 而 dF_{dz}/dx , dF_{dy}/dx 及 $dM_{d\varphi}/dx$ 是在 (A-4-24) 式中的绕射力和绕射力矩。还有 $dF_z^{F.K.}/dx$, $dF_y^{F.K.}/dx$ 及 $dM_{\varphi}^{F.K.}/dx$ 是 (A-4-26) 式中的 Froude-Kriloff 力和力矩。

dF_{Iz}/dx , dF_{Iy}/dx 及 $dM_{I\varphi}/dx$ 表示惯性力和惯性力矩, 可分别表示为

$$\begin{aligned} \frac{dF_{Iz}}{dx} &= \frac{W(x)}{g} (-\ddot{z}_G + x \ddot{\theta}) \\ \frac{dF_{Iy}}{dx} &= \frac{W(x)}{g} (-\ddot{y}_G - x \ddot{\phi}) \\ \frac{dM_{I\varphi}}{dx} &= -\frac{W(x)}{g} k^2 \ddot{\varphi} \end{aligned} \quad (2-5-2)$$

式中 $W(x)$ 是船体各剖面每单位长度的重量， k 是横惯量半径。

这些波浪剪切力和波浪力矩都是与船体运动相同的周期函数，所以例如对垂直剪切力，可以将其振幅 $\overline{F}_{VA}$ 和与波的相位 δF_V 表示为：

$$F_V = \overline{F}_{VA} \cos(\omega_e t + \delta F_V)$$

$$\overline{F}_{VA} = \sqrt{\overline{F}_{VAc}^2 + \overline{F}_{VAS}^2} \quad (2-5-3)$$

$$\delta F_V = \tan^{-1}(-\overline{F}_{VAS} / \overline{F}_{VAc})$$

这里 $\overline{F}_{VAc}$ 和 $\overline{F}_{VAS}$ 分别表示垂直剪切力的 cosine 分量和 sine 分量的振幅。

同样，对于其他剪切力和弯矩、扭矩也有

$$F_H = \overline{F}_{HA} \cos(\omega_e t + \delta F_H)$$

$$M_V = \overline{M}_{VA} \cos(\omega_e t + \delta M_V)$$

$$M_H = \overline{M}_{HA} \cos(\omega_e t + \delta M_H)$$

$$M_T = \overline{M}_{TA} \cos(\omega_e t + \delta M_T)$$

$\overline{F}_{HA}$ ， δF_H ， $\overline{M}_{VA}$ ， δM_V ， $\overline{M}_{HA}$ ， δM_H ， $\overline{M}_{TA}$ 及 δM_T 分别表示水平剪切力、垂直弯矩、水平弯矩、扭矩的振幅和与波的相位。详细记于附录 6。

2.6 波和船体之间的相对运动和加速度

如果求得了船体运动方程式的解，则可计算波面与船体之间的相对位移、相对速度及加速度。还可以用这些结果来判断会不会发生甲板上浪，螺旋桨露出水面及砰击等现象。

2.6.1 相对位移

船体上任意一点的相对位移可表示为

$$z_r = (z_G - x\theta + y\varphi) - \zeta_w - h_d - f_s \quad (2-6-1)$$

式中

$(z_G - x\theta + y\varphi)$: 由船体运动而离开静水面的位移

ζ_w : 进行波面相对于静水面的高度

h_d : 动态水位上升 (附录 8)

f_s : 船在平水中航行时产生的船侧波高 (附录 9)

另外, 将第 1, 2, 3 项的周期项合并起来, (2-6-1) 式便可表示为

$$z_r = \bar{z}_{rA} e^{i(\omega_e t + \varepsilon_{zr})} - f_s \quad (2-6-2)$$

这里, 周期项的振幅和与波的相位, 如附录 7 所示。

2.6.2 甲板上浪

引起甲板上浪的条件, 如用干舷 F 和 (2-6-2) 式的 $\bar{z}_{rA}$, f_s 表示, 得

$$F < \bar{z}_{rA} + f_s \quad (2-6-3)$$

由此可求得甲板上浪的临界波高 H_w (全振幅)

$$H_w = \frac{2(F - f_s)}{(\bar{z}_{rA} / \zeta_A)} \quad (2-6-4)$$

2.6.3 螺旋桨出水

螺旋桨露出水面 D/n (D 为螺旋桨直径) 的条件与甲板上浪时一样, 如用 $\bar{z}_{rA}$, f_s 表示为

$$|z_p| - \frac{n-2}{2n} D < \bar{z}_{rA} - f_s \quad (2-6-5)$$

这里 z_p 是螺旋桨中心的 z 座标, $\bar{z}_{rA}$ 是动水位上升 (h_d) 项为零时的座标。

用(2-6-5)式得露出螺旋桨直径的 $1/n$ 时的临界波高 H_W 为

$$H_W = 2 \left\{ |z_p| - \frac{n-2}{2n} D + f_s \right\} / (\bar{z}_{rA} / \zeta_A) \quad (2-6-6)$$

2.6.4 砰击

船体任意横剖面处的船底是否会产生砰击现象,可由船底是否露出水面,而且波与船体相对速度是否超过某临界速度 v_{cR} 来判断。这些条件可写为

$$\bar{z}_{rA} > dx$$

$$V_{zr}(z_r = +0) > v_{cR} \quad (2-6-7)$$

式中 z_r, V_{zr}, dx 分别为该位置上的相对位移、相对速度及吃水(参考附录7,10)。这里 V_{zr} 是船体砰击波面时的相对速度,另外因为 v_{cR} 是临界速度,所以在这里用船体砰击波面时,加速度发生振动变化的越智的经验公式²¹⁾

$$v_{cR} = 0.09 \sqrt{gL} \quad (2-6-8)$$

根据这些量,发生砰击现象的临界波高 H_W 就可由如下两式中值大的一式给出。

$$H_{W1} = 2dx / (\bar{z}_{rA} / \zeta_A) \quad (2-6-9)$$

$$H_{W2} = 2v_{cR} / \{V_{zr}(z_r = +0) / \zeta_A\}$$

砰击时船底的冲击压力 P_{sl} ,按Wagner-渡边理论^{22),23)}

为

$$P_{sl} = \frac{\pi^2}{4} \rho V_{zr}^2 \tan \beta_e \quad (2-6-10)$$

式中 β_e 表示在断定发生砰击的横剖面上的船底倾斜角。