水池试验译文集

第二辑

中国船舶及海洋工程设计研究院

内 容 简 介

继第一辑之后，本辑将介绍国外船舶耐波性试验研究的成果，内容主要分两大部分：第一部分为日本造船研究协会第161研究分会关于提高船舶耐波性能估算方法精度的大量论证及试验资料(共两篇，其中第一篇即日本SR-161研究资料№257已在本译文集的第一辑中发表)，这些资料着重对船舶横摇的估算、波浪中失速与推进性能以及耐波性基准等进行了理论探讨与试验验证；第二部分为1975年国际船舶与海洋浮器的稳性会议及日本第二次船舶耐波性论文报告会上所发表的有关耐波性(特别对船舶的横向运动)试验研究的文献(共七篇)。此外尚有二篇关于无接触式浪高仪及气垫船的文献。

本辑各篇论题新颖，资料比较全面，既能启发船舶耐波性能研究工作者的思路，又有大量实用资料可供船舶设计师估算耐波性能时之用；同时对于大专院校造船系的师生也有参考价值。

因水平所限，编辑过程中难免出现谬误，敬请各方批评指正。

编 者

一九七九年十一月

目　　录

关于提高船舶在波浪中性能的估算精度及其验证的研究

日本造船研究协会第 161 研究分会

研究资料 No 275

1. 绪　　言(略)

2. 关于提高船体横摇阻尼力估算精度的研究

2.1 关于横摇阻尼力的基础研究

2.1.1. 裸体横摇的粘性阻尼力($Fn=0$ 的场合)

在横摇阻尼力中粘性阻尼占很大的比例，这是势流理论与试验值所以不相符合的主要原因。以下，从二元模型试验结果来考察无航速($Fn=0$)时的横摇旋涡阻尼力的性质，试建立其估算方法。

(1) 二元模型的强制横摇试验

用各种二元模型进行强制横摇试验，试考察旋涡阻尼力成份的频率及振幅影响。分析时读取横摇角 $\theta=0$，即横摇角速度为最大瞬间的力矩 M_R，得 $B_{44}^*=\dfrac{M_R}{\theta_0\omega}$(* 表示 $\theta=0$ 时的瞬时值)，再算出无因次系数 $\hat{B}_{44}^*=\dfrac{B_{44}^*}{\rho\Delta B^2}\sqrt{\dfrac{B}{2g}}$。为了仅考察旋涡阻尼力成份 $\hat{B}_E^*$ 的性质，兴波成份 $\hat{B}_W^*$ 认为可用厄赛尔 (Ursell) 一田才法估算，摩擦成份 $\hat{B}_F^*$ 可用加藤公式估算，其余的则认为是旋涡成份 $\hat{B}_E^*$，即

$$\hat{B}_{44}^*=\hat{B}_W^*+\hat{B}_F^*+\hat{B}_E^* \tag{2.1.1}$$

模型的主要尺度如表 2.1.1 所示。图 2.1.1～2.1.3 表示 $\hat{B}_E^*$ 的频率影响。由这些图可知 $\hat{B}_E^*$ 大致与频率成正比，旋涡阻尼力矩 M_{RE} 亦即比例于频率的二次方。为了考察横摇振幅对旋涡阻尼力矩的影响，变更横摇振幅进行了强制横摇试验。结果如图 2.1.4～2.1.3 所示。图 2.1.4～2.1.7 为系统变化舯剖面舭部半径 R 的试验结果，图 2.1.8～图 2.1.13 为系列 60C_B=0.6 船的各种剖面的试验结果，无论在那个场合则可见 $\hat{B}_E^*$ 与横摇振幅 θ_0 成比例关系。从实用上考虑，视裸体横摇旋涡阻尼力矩与横摇角速度 $\dot{\theta}$ 平方成比例已属足够。几乎看不出如在舭龙骨上面所见到的周期参数的影响，这点对建立裸体的旋涡阻尼力估算法是非常有利的。

(2) 旋涡阻尼力的估算式

与定常阻力系数相仿，横摇阻尼系数 C_R 由下式定义。

$$C_R=\frac{M_R}{\frac{1}{2}\rho d^4L|\dot\theta|\dot\theta} \tag{2.1.2}$$

式中 d，L 分别代表吃水与船长。从上述试验结果，将 C_R 仅作为船型的函数来处理导出 C_R 的估算式。

横摇的旋涡阻尼来自于船体附近所生成的分离涡，因此首先就这个涡来考虑一下，生成的涡的式样大体上可分为，于船体舯剖面舭部分别生成的2个涡，以及于近似于平板的艏部剖面和艉部剖面的底部所生成的一个涡。此后，前者称为两点分离状态，后者称为一点分离状态。设想成涡的式样如图2.1.14所示。（Ⅰ）矩形剖面船在边缘生成2个强烈的涡，（Ⅱ）随舭部半径的变大涡的生成点亦逐渐后移，涡强变弱。若再减弱下去，当（Ⅳ）$H_0=1$，$\sigma=\pi/4$ 时则已无分离涡生成，粘性阻尼力只有摩擦成份。（Ⅲ）$H_0<1$ 时，在船舷边有一个弱的涡。（Ⅴ）$H_0>1$ 时，在船底部虽然可以认为生成一个涡，但涡强很弱，实用上可以不予考虑。若船型再瘦下去，则（Ⅵ）成为艉部剖面，在船底部生成复在船体上那样的分离涡，但是在此场合，即使涡很强而由于剖面形状力矩之力臂减小，不一定会导致大的横摇阻尼力。（Ⅶ～Ⅷ）为 $H_0\ll1$ 时，在船底生成强的涡，由此形成大的横摇阻尼力。

这样产生的分离涡使得在船体表面上发生压力的变动，这就形成横摇阻尼力。对2点分离状态与一点分离状态的压力分布则假定分别采用简单模式。

估计分离位置，因为在理论与实验上都有困难，故作如下假定。对两点分离状态，假定分离发生在舭部圆弧的端点，对一点分离状态分离则发生在船底（参阅图2.1.15）。压力分布可以用简单的线性函数或用二次函数，假定分布形式如图2.1.16所示。采用图示线性式时，对两点分离状态忽略作用于舭部圆弧内的正压力。对一点分离状态中的艉部形状剖面而言，由于计算力臂的困难，将其视作 $\sigma=0.5$ 即三角形剖面来考虑。对假定的压力分布进行积分即可求得阻尼力矩。对两点分离与一点分离状态分别如下式所示：

$$M_{RE}=Ld^2\left[\left(1-\frac{R}{d}\right)\left(1-\frac{OG}{d}-\frac{R}{d}\right)+\left(H_0-\frac{R}{d}\right)^2\right]P \tag{2.1.3}$$

$$M_{RE}=Ld^2\left(1-\frac{OG}{d}-\frac{1}{2}H_0^2\right)P \tag{2.1.4}$$

式中 $|OG/d|\ll1$，R 表示舭部半径。P 由分离点前后的正压 P^+ 与负压 P^- 的差决定。对线性压力分布时为 $P=1/3(P^+-P^-)$。

为将(2.1.4)式用于三角形以外的一点分离状态，故引进修正系数 f_2，如下式所示

$$M_{RE}=Ld^2\left(1-\frac{OG}{d}+f_2H_0^2\right)P \tag{2.1.5}$$

由旋涡阻尼力 P 与 $\dot\theta$ 的平方成比例的关系试验结果可以表达成

$$P=\frac{1}{2}\rho r^2|\dot\theta|\dot\theta C_p \tag{2.1.6}$$

式中 r 为转轴到分离点的距离。

两点分离状态的(2.1.3)式与一点分离状态的(2.1.5)式可用一个公式表达

$$M_{RE}=\frac{1}{2}\rho r^2|\dot\theta|\dot\theta Ld^2\left[\left(1-f_1\frac{R}{d}\right)\left(1-\frac{OG}{d}-f_1\frac{R}{d}\right)+f_2\left(H_0-f_1\frac{R}{d}\right)^2\right]C_p \qquad (2.1.7)$$

式中 f_1 对两点分离取为 1，对一点分离取为 0。f_1 为 σ 的函数，

$$f_1=\frac{1}{2}\{1+\tanh[20(\sigma-0.7)]\} \qquad (2.1.8)$$

使 f_2 满足，当 $\sigma=0.5$ 时，$f_2=-0.5$ 的条件。

$$f_2=\frac{1}{2}(1-\cos\pi\sigma)-\sin^2\pi\sigma \qquad (2.1.9)$$

舭部半径 R 采用下列近似式

$$R/d=2\sqrt{\frac{H_0(\sigma-1)}{\pi-4}} \qquad (2.1.10)$$

然而若 R 较 d 与 $B/2$ 为大时，则因上式无意义，故有

$$\left.\begin{array}{lll} H_0\geqslant 1, & R/d>1 & 则\ R/d=1 \\ H_0<1, & R/d>H_0 & 则\ R/d=H_0 \end{array}\right\} \qquad (2.1.11)$$

下面阐述关于(2.1.7)式的 C_p。可以认为涡生点附近的局部速度分布与速度梯度对 C_p 的影响很大。以参数 γ 即分离点处就地速度与剖面上的平均速度的比表示涡生成点附近的增速率，剖面上的最大流速近似地作为就地速度，为了简单起见，用无限流体中作定常回转的刘易士剖面上的最大流速替代。作为剖面形状，考虑重心(转轴)以下的剖面来给出流速。

剖面上的流速为

$$V=\left(r_1+\frac{2M}{H}\sqrt{A^2+B^2}\right)\dot\theta \qquad (2.1.12)$$

式中

$$\left.\begin{aligned} M&=\frac{b}{1+a_1+a_3} \\ H&=1+a_1^2+9a_3^2+2a_1(1-3a_3)\cos 2\theta_1-6a_3\cos 4\theta_1 \\ A&=-2a_3\cos 5\theta_1+a_1(1-a_3)\cos 3\theta+[(6-3a_1)a_3^2+(a_1^2-3a_1)a_3+a_1^2]\cos\theta_1 \\ B&=-2a_3\sin 5\theta_1+a_1(1-a_3)\sin 3\theta_1+[(6-3a_1)a_3^2+(3a_1+a_1^2)a_3+a_1^2]\sin\theta_1 \end{aligned}\right\} \qquad (2.1.13)$$

θ_1，a_1，a_3 分别为刘易士偏角与刘易士参数。

$$r_1=\sqrt{[(1+a_1)\sin\theta_1-a_3\sin 3\theta_1]^2+[(1-a_1)\cos\theta_1+a_3\cos\theta_1]^2}$$

r_1 为自横摇轴到剖面表面的距离，假定其最大位置处 V 最大，则 θ_1 为

$$\theta_1=0 \qquad 或\ \frac{1}{2}\cos^{-1}\frac{a_1(1+a_3)}{4a_3} \qquad (2.1.14)$$

前者相当于一点分离状态，后者相当于两点分离状态。实际计算时，就两个 θ_1 计算 r_1，取 r_1 大的那个 θ_1。在此计算中，剖面采用了刘易士线型，当剖面面积系数 σ 接近 1 时与刘易士剖面的近似程度很差。而 σ 接近 1 时，旋涡阻尼力很大，这种误差就不能忽视，因此有必要予以修正。对 V 引进修正系数 f_3，则

$$V_{max} = f_3\left(r_{max} + \frac{2M}{H}\sqrt{A^2+B^2} \right) \dot{\theta} \tag{2.1.15}$$

f_3 依据舭部半径系统变化的试验(图 2.14～2.17)，则为

$$f_3 = 1 + 4\exp[-1.65\times10^5(1-\sigma)^2] \tag{2.1.16}$$

剖面各点的运动速度的平均流速 V_{mean} 为

$$\left.\begin{aligned} V_{mean} &= r_{mean}\cdot\dot{\theta} \\ r_{mean} &= 2d\left(1-\frac{OG}{d}\right)\sqrt{\frac{H_0\sigma}{\pi}} \end{aligned}\right\} \tag{2.1.17}$$

由(2.1.15)与(2.1.17)式可得参数 γ 为

$$\gamma = \frac{V_{max}}{V_{mean}} = \frac{\sqrt{\pi}f_3}{2d\left(1-\frac{OG}{d}\right)\sqrt{H_0\sigma}}\left(r_{max} + \frac{2M}{H}\sqrt{A^2+B^2} \right) \tag{2.1.18}$$

C_p 由二元模型的试验结果算出，用 γ 整理出结果如图 2.1.17 所示。由此图作出 C_p 的实验式为

$$C_p = 1/2[0.8]e^{-\gamma} - 4e^{-0.187\gamma} + 3] \tag{2.1.19}$$

将(2.1.19)式代入(2.1.7)式，可求得旋涡阻尼力矩，C_R 与等效线性阻尼系数 B_E 分别如下式

$$C_R = \left[\left(1-f_1\frac{R}{d}\right)\left(1-\frac{OG}{d}-f_1\frac{R}{d}\right)+f_2\left(H_0-f_1\frac{R}{d}\right)^2\right]\left(\frac{r_{max}}{d}\right)^2 C_p \tag{2.1.20}$$

$$B_E = \frac{4}{3\pi}PLd^4\omega\theta_0 C_R \tag{2.1.21}$$

(3) 计算结果与试验值的比较

用上述估算方法对实用船型各剖面的 C_R 估算的结果如图 2.1.18 和 2.1.19 所示。图 2.1.18 为系列 60，$C_B=0.6$ 船的计算结果，在图上同时给出各剖面的二元模型的试验结果，但除艉部的若干点略高外，其他均较一致。艉部估算值与试验值之间存在差异可以认为是(2.1.19)式中 f_2 函数形式存在一些问题。图 2.1.19 给出各种船型的估算结果。若船型丰满，则可知舯部的效果是非常大的。

将各剖面的估算结果用切片法求和得出三元船体的阻尼力，并将估算结果与模型试验结果进行比较，如图 2.1.20 与 2.1.21 所示。图 2.1.20 为 SR108 单桨集装箱船的结果，图中横座标为横摇振幅 θ_0。图 2.1.21 为系列 60，$C_B=0.7$ 的 1.8 米船模的结果，其横座标为频率。对上述这些情况，无论从定性还是定量的方面来说还是比较一致的。

(4) 结　语

用二元模型进行了试验，研究了横摇旋涡阻尼力的性质，在此基础上给出了旋涡阻尼力的估算式，并与船模试验的结果进行了比较。关于横摇振幅或频率影响的结果与模型试验结果是一致的。今后，为使模型试验结果能与估算结果全面吻合应对修正系数 f_2 进行修改。

参　考　文　献（略）

2.1.2 舭龙骨所形成的船体表面的压力

继去年的研究之后用二元模型测定了由舭龙骨所形成的船体表面压力并提出了估算公式。还

通过试验考察了舭部半径对舭龙骨效果的影响。

（1） 试验概要

试验是就两种二元模型进行的。模型的主尺度如表 2.1.2 所示。为了排除自由表面的影响，船体中心对自由表面呈垂直状态，为使满足对静水面映像，于吃水位置用平板设置了边界。横摇轴设在 0 点（吃水），使其强制横摇，用小型压力传感器测定了表面压力。

（2） 试验结果

通过对所测的变动压力的分析，算出横摇角 $\theta=0$，即读取横摇角速度为最大的瞬间的压力值 P，算出了 $C_p(=2P/\rho(r\theta_0\omega)^2)$。其中 r，θ_0，ω 分别为自舭龙骨到回转中心的距离，横摇振幅，横摇的圆频率。测量点如图 2.1.22 所示。在各测量点测得的 C_p 以频率为横座标如图 2.1.23 与 2.1.24 所示。由图可见，C_p 与频率无关，可以作为常值。船体上的压力分布如图 2.1.25 与 2.1.26 所示。舭龙骨前面的正压，虽然随距舭龙骨的距离而单调减小，但是后面的负压，在相当的距离内保持常值，而后看到减小的趋势。周期参数$\left(\frac{\pi r\theta_0}{b_{BK}}\right)$的影响（即振幅影响）在舭龙骨背后的负压明显地表现出来，但在其前面的正压则看不出这一影响。

（3） 估算方法

以下阐述由舭龙骨所形成的船体表面压力来估算横摇阻尼的方法。

首先必须假定压力分布。对舭龙骨的前面的正压，由于从离开舭龙骨处开始呈单调减少，故将其作线性假定在吃水处与船体中心线处为 0 。从试验来看，舭龙骨背后的负压呈台形形状，若将分布长度用周期参数整理，则其结果如图 2.1.27 所示。由此试验结果把负压区的长度 S 作为周期参数的线性式

$$S/b_{BK}=0.4\left(\frac{\pi r\theta_0}{b_{BK}}\right)+2.6 \tag{2.1.22}$$

（b_{BK} 为舭龙骨的宽度）

但为简化算式，将分布形式作为长度 S_0 的定值分布，令(2.1.22)与合压力相等，则 S_0。

$$S_0=0.3\pi r\theta_0+1.95b_{BK} \tag{2.1.23}$$

但在这里，直到台形分布 S 的一半都是作为常值分布的。

紧靠舭龙骨前面的正压值 C_p^+，不受周期参数的影响，大致为一常值。在图 2.1.28 上给出各种剖面的 C_p^+ 值，由此则假定

$$C_p^+=1.2 \tag{2.1.24}$$

因直接在舭龙骨前面同背面的压力差必须与法向压力一致，故由去年的报告 [1] 的法向压力公式紧靠舭龙骨背面的压力系数 C_p^- 为

$$|C_p^-|=22.5\frac{b_{BK}}{\pi r\theta_0}+1.2 \tag{2.1.25}$$

采用如图 2.1.29 所示的舭部圆弧为 1/4 圆周的单纯剖面。同时在图上亦标出了假定的压力分布形状。将舭龙骨所引起的船体表面压力进行积分，可以求得线性等效阻尼系数 $\hat{B}_S$ 为

$$\hat{B}_S=\frac{8}{3\pi}\cdot\frac{Lr^2\hat{\omega}\theta_0}{2\Delta B^2}\int_{S_G}C_p l\,dS_G \tag{2.1.26}$$

$$\int_{S_G} C_p l dS_G = d^2\left\{ |C_p^-| [(m_3+m_4)m_8 - m_7^2] \right.$$

$$+ C_p^+ \left[\frac{1}{3} \cdot \frac{m_4^3}{H_0 - 0.215m_1} + \frac{1}{6} \cdot \frac{(1-m_1)^2(2m_3 - m_2)}{1 - 0.215m_1} \right.$$

$$\left.\left. + m_1(m_3 m_5 + m_4 m_6) \right]\right\} \tag{2.1.27}$$

式中 S_G, L, l 分别表示剖面的围线长、船长、各点力臂。

$m_1 = R/d$,（R为舭部半径）

$m_2 = OG/d$, $m_3 = 1 - m_1 - m_2$, $m_4 = H_0 - m_1$

$$m_5 = \frac{0.414H_0 + 0.0651m_1^2 + (-0.382H_0 - 0.0106)m_1}{(H_0 - 0.215m_1)(1 - 0.215m_1)}$$

$$m_6 = \frac{0.414H_0 + 0.0651m_1^2 + (-0.382 - 0.0106H_0)m_1}{(H_0 - 0.215m_1)(1 - 0.215m_1)}$$

$$m_7 = \begin{cases} S_0/d - \frac{\pi}{4}m_1 & \left(S_0 > \frac{\pi}{4}R\right) \\ 0 & \left(S_0 \leqslant \frac{\pi}{4}R\right) \end{cases}$$

$$m_8 = m_7 + n \cdot m_1$$

$$n = \begin{cases} 0.414 & \left(S_0 > \frac{\pi}{4}R\right) \\ \sqrt{2}[1 - \cos(S_0/R)] & \left(S_0 \leqslant \frac{\pi}{4}R\right) \end{cases}$$

$$r = \sqrt{\left[b - \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)R \right]^2 + \left[d - \left(1 - \frac{\sqrt{2}}{2}\right)R \right]^2}$$

$$R = \begin{cases} 2d\sqrt{\frac{H_0(\sigma - 1)}{\pi - 4}} & \left(R < d,\ R < \frac{B}{2}\right) \\ d & (H_0 \geqslant 1,\ R/d > 1) \\ B/2 & (H_0 \leqslant 1,\ R/d > H_0) \end{cases}$$

最后，阐述关于舭部半径很小的场合的修正。若舭部半径很小，绕舭部的流动增大，可以想象舭龙骨的效果亦增大。为了考虑这种效果，在此如认为相当于舭龙骨处的流速为舭龙骨运动速度 $r\dot{\theta}$ 的 f_4 倍，f_4 则由试验决定。为简单计，f_4 仅作为 σ 的函数。由系统变化舭部半径的试验结果即如下式：

$$f_4 = 1 + 0.3e^{-160(1-\sigma)} \tag{2.1.28}$$

该 f_4 为横摇速度 $V(=r\dot{\theta})$ 或周期参数的乘子。

最后提出舭龙骨效果的估算方法。由于舭龙骨的横摇阻尼力的等效线性阻尼系数 $\hat{B}_{BK}$ 为由法向压力成份之 $\hat{B}_N$ 和船体表面压力成份之 $\hat{B}_S$ 两部组成，故表达式如下：

$$\hat{\hat{B}}_{BK}=\hat{\hat{B}}_N+\hat{\hat{B}}_S$$
$$=\frac{8}{3\pi}\frac{r^2\hat{\omega}\theta_0 f_4^2}{\Delta B^2}\left[rb_{BK}l_{BK}C_p+\frac{1}{2}\int_{S_G}C_P\cdot l\cdot dS_G\right] \qquad (2.1.29)$$

式中 $C_p=22.5\frac{b_{BK}}{\pi r\theta_0 f_4}+2.4,\quad C_p^+=1.2$

$|C_p^-|=22.5\frac{b_{BK}}{\pi r\theta_0 f_4}+1.2$，(2.1.29)式中积分用(2.1.27)式。

(4) 估算结果及其同试验值的比较

现在先说明一下估算的舭龙骨的效果受到 σ 的影响。图 2.1.30(a)所示为 $H_0=1.25$ 的剖面为改变各种 σ 后的舭龙骨效果。若舭龙骨宽度增加，在所定场合阻尼系数 $\hat{\hat{B}}_{BK}$ 亦增加。σ 接近于1者，即使小的舭龙骨亦可产生大的阻尼力，这与肥胖船型用小的舭龙骨有利这个历来的说法也是符合的。图 2.1.30(b)表示法向压力成份 $\hat{\hat{B}}_N$ 与船体表面压力成份 $\hat{\hat{B}}_S$ 的比例。对肥大船型来说，船体表面压力成份增大，而对瘦船来说，法向压力成份占大部分。

其次，将装有舭龙骨的二元船模做强制横摇试验而测得的阻尼力与估算值进行比较。结果，从有舭龙骨场合的试验值中减去无舭龙骨场合的试验值，将其作为舭龙骨的效果给出。图 2.1.31～2.1.33 是舭部半径系统变化场合的结果。虚线表示未考虑 f_4 的情况，实线为考虑了 f_4 后的估算值。图 2.1.34 和 2.1.35 为系列 60 船第 5 站剖面和第 7 站剖面的结果。第 5 站剖面的 $f_4=1$。第 7 站剖面的结果给出了振幅的影响。

图 2.1.36 和 2.1.37 给出了适用于三元船的例子。估算值由算出二元舭龙骨船型剖面的数值后再沿船长方向积分。频率的影响、横摇角度的影响都同试验值大体上保持良好的一致。

(5) 结语

继去年的研究之后，测定了由舭龙骨所产生的船体表面压力，并基于这些结果而提出估算公式。将该式与舭龙骨法向压力的估算式相加求得的估算值同大阪大学的试验进行比较，结果相当一致。

参 考 文 献（略）

2.1.3 作用在小展弦比振动平板上的水动力

在去年研究舭龙骨效果的基础上，测定了作用在小展弦比振动平板上的水动力。即测定了最大进流角一定的情况下的水动力，振幅一定时的流体力与作用在设在纺锤体上的舭龙骨的水动力。由此得出如下结论：

i) 若浸水深度大于展长的五倍，则即使不考虑自由液面影响也可以。

ii) 以振幅为定值来整理水动力。

iii) 作用在纺锤体上的舭龙骨的水动力同作用在小展弦比振动平板上的水动力大体上一致。

今年，在对 3 种小展弦比的平板进行试验的同时，应用死水区模型与升力面理论计算相叠加的方法进行估算并将估算值同试验值做了比较。因为两者结果未必很好一致，所以测定了弦长方向的压力分布，并与升力面理论的计算进行了比较。

(1) 对作用在小展弦比振动平板上的水动力的评价

试探讨一下如何来评价作用在小展弦比振动平板上的水动力是合理的。对处理前进速度为 U

时的振动翼理论[1]而言，可认为

$$F = C_m \rho \Delta \ddot{x} + 1/2 C_{L\alpha} \rho S U \dot{x} \tag{2.1.30}$$

C_m——附加质量系数，

$C_{L\alpha}$——升力系数，（阻尼系数）

ρ——水的密度，

S——$b \cdot l$，

∇——$1/4\pi b^2 l$，

U——前进速度，

x——横向位移，

$\cdot$——对时间微分，

b——展长，

l——弦长

但是前进速度$U = 0$的情况，按毛列森（Morrison）关于二元振动平板的理论认为用下式比较妥当。

$$F = C_m \rho \nabla \ddot{x} + 1/2 C_d \rho S \dot{x} |\dot{x}| \tag{2.1.31}$$

C_d——阻力系数

可是对于小展弦比振动平板来说，假定象(2.1.30)式的水动力的升力面理论是不能说明试验值的。可以认为这是由于翼梢流出的自由涡的影响——因为它相应于二元振动平板的阻力增大。因此假定由附加质量的惯性力，升力与阻力三部分所组成。

$$F = C_m \rho \nabla \ddot{x} + \frac{1}{2} C_{L\alpha} \rho S U \dot{x} + \frac{1}{2} C_d \rho S \dot{x} |\dot{x}| \tag{2.1.32}$$

（2）量纲分析[3]

可认为水动力(F)由前进速度(U)，振动频率(ω)，振幅(a)，平板弦长(l)，平板的展长(b)，水的密度(ρ)，水的动力粘性系数(ϑ)决定。即表示为：

$$F = f(U, \omega, a, l, b, \rho, \vartheta) \tag{2.1.33}$$

用因次分析方法可表示为：

$$F = K \cdot U^{\alpha} \cdot \omega^{\beta} \cdot a^{\gamma} \cdot l^{\delta} \cdot b^{\varepsilon} \cdot \rho^{\zeta} \cdot \vartheta^{\eta} \tag{2.1.34}$$

以基本单位用质量[M]，长度[L]，时间[T]来整理，决定α，β……η的关系。具体可写成

$$[MLT^{-2}] = [LT^{-1}]^{\alpha}[T^{-1}]^{\beta}[L]^{\gamma}[L]^{\delta}[L]^{\varepsilon}[ML^{-3}]^{\zeta}[L^2T^{-1}]^{\eta} \tag{2.1.35}$$

故若就[M]，[L]，[T]来整理，则必须满足如下的关系

$$\begin{aligned} 1 &= \zeta \\ 1 &= \alpha + \gamma + \delta + \varepsilon - 3\zeta + 2\eta \\ -2 &= -\alpha - \beta - \gamma \end{aligned}$$

最终成为

$$\frac{F}{\frac{1}{2}\rho U^2 l b} = f\left(\frac{\omega l/2}{U}, \quad 2\pi\frac{a}{b}, \frac{b}{l}, \frac{Ul}{\vartheta}\right) \tag{2.1.36}$$

即流体力的无因次量为约简频率（Reduced Fnequency）$\left(K = \frac{\omega l/2}{U}\right)$、周期参数$\left(2\pi\frac{a}{b}\right)$、展弦比（$A.R. = b/l$）、雷诺数（$R_n = Ut/\vartheta$）四个无因次量的函数。至于$R_n$，辛（Shin）与巴查南（Buchanan）在关于振动平板的报告[4]中指出（该文中以$a\omega$为代表速度），$R_n > 250$时，可以认为C_d与R_n无关，因本试验采用$R_n > 1000$，可以认为R_n对水动力没有影响。

并且，流入振动平板的流体的最大进流角 β 为

$$\beta=\tan^{-1}(a\omega/U)=\tan^{-1}\left(2\frac{\omega l/2}{U}\cdot\frac{a}{b}\cdot\frac{b}{l}\right) \tag{2.1.37}$$

可用三个无因次量来表示。

(3) 横向力的测试与试验分析

将长为1米，展弦比分别为0.04，0.06，0.08的矩形平板，于浸水深度在自由表面以下大于6b的水中，按表(2.1.3)的试验状态拖曳前进作强迫振动试验，依图2.1.38所示的方法测定横向力。将数据的模拟记录在1个周期内取60个采样点，通过 $A.D.$ 转换后，再进行富里哀分析，求出 C_m，C_{dt}[(3.1.38式)]。

对正弦运动场合，则从等效线性来考虑，若用

$$\begin{aligned}C_{dt}&=C_d+\frac{3\pi}{8}\frac{U}{2\omega}C_{L\alpha}\\&=C_d+\frac{3\pi}{16}\frac{b}{a}\frac{2U}{\omega l}C_{L\alpha}\end{aligned} \tag{2.1.38}$$

定义 C_{dt}，则(2.1.32)式即可写成

$$F=-C_m\rho\nabla a\omega^2\sin\omega t+\frac{4}{3\pi}C_{dt}\rho Sa^2\omega^2\cos\omega t \tag{2.1.39}$$

另一方面，当所测定的周期性变动的流体力用下式表达时

$$F=-A\sin\omega t+B\cos\omega t \tag{2.1.40}$$

因为系数 A、B 可由富里哀分析求出，故 C_m，C_{dt} 为

$$C_m=\frac{A-A'-m}{\rho\nabla a\omega^2},\quad C_{dt}=\frac{3\pi(B-B')}{4\rho Sa^2\omega^2} \tag{2.1.41}$$

(本试验中矩形平板在自由液面下大于 $6b$ 的水中是用圆棒支持的，对单独圆棒进行测量得出 A'、B'，应从流体力中减去。式中 m 为平板的质量)

因前进速度为0时，(2.1.32)式中无 $C_{L\alpha}$ 项，C_{dt} 恰好等于 C_d。并且，以数值相当的曲线形式示于图2.1.39。

试验结果如下，$U=0$ 时，C_d，C_m 同 a/b 的关系如图2.1.40，图2.1.41所示。a/b 一定时 C_{dt}，C_m 同 $1/k$ 的关系如图2.1.42～图2.1.45所示。图2.1.42，图2.1.44表示 $a/b=0.5$，$b/l=0.04$，0.08时 C_{dt}，C_m 同 $1/k$ 的关系，图2.1.43，图2.1.45表示 $a/b=1.0$，$b/l=0.04$，0.06，0.08时 C_{dt}，C_m 同 $1/k$ 的关系

由这些结果可知如下情况：

i) $U=0$ 的场合，C_d 同二元振动平板[2][4]的场合大致相同，如 a/b 增大，C_d 则减小，趋近于匀流中的 $C_d(=2)$，C_m 按势流理论为1，而本试验与库尔甘(Keulegan)等的试验[2]一样，大于1，而接近3。其原因可能是由于运动方向反转时平板背面有液体的追随而作为加速度成份的水动力的作用。

ii) a/b 一定时，前进速度增加(相当于 $1/k$ 增加)，C_{dt} 一度减小后又有增加的趋势，展弦比(b/l)大时减小显著。这可能是由于 b/l 大时翼梢流出的自由涡的影响小所造成。而 C_m 则随前进速度的增加而有均匀减小的倾向。

(4) 水动力系数的估算

对于(2.1.32)式中 C_d，$C_{L\alpha}$，C_m 的估算，C_d 可用雷勃钦斯基(Riabouchinsky)的死水区模

型，$C_{L\alpha}$，C_m 可试用关于振动小展弦比机翼的劳伦斯(Lawrence)方法计算。

(i) C_d 的估算——雷勃钦斯基模型[5][6]的应用

对匀流中垂直平板场合，在平板背部会发生死水区。该死水区的压力 p_1 同流动的无限远前方压力 p_0 相比，在现实流动中，为 $p_1<p_0$，死水区，直至无穷远后方为止，用克希荷夫(Kirchhoff)模型已无法给予充分的定量说明。在这里考虑了罗西柯(Roshko)模型、雷勃钦斯基模型、瓦格纳(Wagner)的回射流模型等。其中雷勃钦斯基模型，若给定死水区范围则可决定出 C_d，其关系可以认为是对应于振动平板的 a/d 同 C_d 的关系。这种模型是以第 2 假想平板来说明实际流体的粘性效果，若给定平板间距(h)，即可决定 C_d，令 α 为参变数，则可表示为

$$\frac{h}{b}=\frac{E(\cos\alpha)-\sin^2\alpha K(\cos\alpha)}{\sin^2\alpha+E(\sin\alpha)-\cos^2\alpha K(\sin\alpha)} \tag{2.1.42}$$

$$C_d=2\ \frac{1+\sin\alpha}{1-\sin\alpha}\ \frac{E(\sin\alpha)-\cos^2\alpha K(\sin\alpha)}{\sin^2\alpha+E(\sin\alpha)-\cos^2\alpha K(\sin\alpha)} \tag{2.1.43}$$

式中 $$K(x)=\int_0^{\pi/2}\frac{d\theta}{\sqrt{1-x^2\sin^2\theta}}\qquad \text{（第一类完全椭圆积分）}$$

$$E(x)=\int_0^{\pi/2}\sqrt{1-x^2\sin\theta}\ d\theta\qquad \text{（第二类完全椭圆积分）}$$

阻力系数 C_d，死水区长度 h/b，无限远前方的压力与平板背部压力差值 $(p_0-p_1)/\rho q_0^2$（其中 q_0 为无限远前方的匀流速度)同参变数 α 的对应关系如表 2.1.4 所示。图 2.1.46 给出了 C_d 同 h/b 的对应关系。图中 $1/N_{St}$ 为 $2\pi h/b$ 之值。

为了用雷勃钦斯基模型来解释由三元矩形平板试验所得的 C_d 值，须用图 2.1.46 读取必要的 h/b，对于实验时的 a/b，点出的是(图 2.1.47)圆点。对于这些圆点，采用线性近,似即如同一图中的直线。为

$$h/b \doteq 0.263a/b+0.104 \tag{2.1.44}$$

(ii) $C_{L\alpha}$，C_m 的估算——按劳伦斯方法计算[7][8]

由莱斯纳(Reissner)给出的关于诱导速度的积分方程用在翼展方向重积分计算的方法，采用右手直角坐标系，取主流方向为 x 轴，翼展方向为 y 轴，与翼面垂直方向为 z 轴，速度势若以匀流速度 U 作无因次化，则在翼面上 z 方向的诱导速度为

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=-\frac{1}{2\pi}\frac{\partial}{\partial y}\iint_{R_a+R_W}\frac{\dfrac{\partial\phi}{\partial x}}{y-\eta}\left(1+\frac{r}{x-\xi}\right)d\xi d\eta \tag{2.1.45}$$

其中 $r=\sqrt{(x-\xi)^2+(y-\eta)^2}$

R_a——翼面上，　　R_W——自由涡上。

以此作为边界条件，在无限远前方无扰动，在翼表面上无穿过机翼的流动，在翼后缘能满足柯达条件。压力分布作为沿翼展方向做积分来计算

$$\frac{dL}{dx}=\int_{-b/2l}^{b/2l}\frac{dL}{dS}\quad dy=\int_{-b/2l}^{b/2l}2\rho U^2\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}+ik\phi\right)dy \tag{2.1.46}$$

其中 $dS=dxdy$

这样计算所得的压力分布的加速度成份与速度成份分别如图 2.1.48 与图 2.1.49 所示。再将压力分布沿弦向积分，由升力的加速度、速度成份求出 C_m，$C_{L\alpha}$，对约简频率（k）画成曲线即为图 2.1.50 与图 2.1.51。

由这些图可知，在小展弦比场合，C_m，$C_{L\alpha}$ 同约简频率无关。

(iii) C_{dt}，C_m 的估算

C_{dt} 是如下估算的。首先 C_d 可用(i)的方法估算。由(ii)的结果可知 $C_{L\alpha}$ 与约简频率无关，据此，性质可以采用定常时（即 $\omega=0$）的值（$C_{L\alpha}=\pi/2\times$展弦比）。由这些数值估算用(2.1.38)式所定义的 C_{dt}。关于 C_m 也是从其与约简频率无关的性质出发的。最好，预先对各种展弦比进行计算。从图 2.1.42 到图 2.1.45 中的直线来表示 C_m 与 $C_{L\alpha}$ 的估算值。C_{dt} 的估算值如图 2.1.42，图 2.1.43 所示。由此可知以下结果：

i) 这种模型虽无法说明 C_{dt} 随 $1/k$ 值的增加而减小的原因，但减小后又增大的倾向可以由考虑 $C_{L\alpha}$ 来说明。

ii) 当展弦比接近 0 时，C_m 的计算值与二元振动平板的理论值 1 接近，而试验值则远大于该值。另外，若前进速度增大(相当于 $1/k$ 增大)则试验值逐渐接近于计算值。这表明随 $1/k$ 的增大，用微小振动假设由升力面理论所描述的流场同振动平板周围的流场相近。

(5) 压力分布的测定

在周期参数一定的条件下，随着约简频率的减小，C_{dt} 一度减小后又增大。C_m 则均匀地减小。为了考察确定这种倾向的较好的流体力学模型，测量了小展弦比振动平板的弦向压力分布。将其同升力面理论的计算值进行了分析比较。

试验用铝制平板，展弦比为 0.03($l=1000$ 毫米，$b=80$ 毫米，$t=4$ 毫米)，在距前缘为 40 毫米、310 毫米、850 毫米三处设置压力计(ST 研究公司制造的 PM-25-01 型；$P_{\max}=0.1$ 公斤/厘米^2)，如图 2.1.52 所示。平板浸水入中，在自由液面下 480 毫米($6b$)，使其以速度 U 一面前进，一面以振幅 a、周期 T 做振动测定压力。试验状态如表 2.1.5 所示。

振动平板的变动压力的正压侧与负压侧的压力差 p，水动力如由(2.1.32)式所假定的一样

$$p=p_1(\dot{x})+p_2(\ddot{x}) \tag{2.1.47}$$

如可以分为振动速度与振动加速度两个成份，则 i) 采用直接法，从压力的时间历程记录上，于 $\dot{x}=0$ 时读出加速度成份，于 $\ddot{x}=0$ 时读得速度成份。ii) 用富里哀分析方法进行计算，对单一周期运动的试验，压力差 p 可以表示为

$$p=\sum_{n=1}^{\infty} a_n\cos n\omega t+\sum_{n=1}^{\infty} b_n\sin n\omega t \tag{2.1.48}$$

速度、加速度的主成份 a_1，b_1 为

$$\left.\begin{aligned} a_1&=\frac{\omega}{\pi}\int_0^T\cos\omega t\cdot p\,dt\\ b_1&=\frac{\omega}{\pi}\int_0^T\sin\omega t\cdot p\,dt \end{aligned}\right\} \tag{2.1.49}$$

用上述两种方法做了试验分析的例子于图 2.1.53 给出。由此可见，无论用哪种分析方法对速度成份来说均无大的差异，对加速度成份而言直接法点子分散。这是由于读取数值时直接受到

资料中所包含的干扰影响所造成。以下给出用富里哀分析法(一周期取采样 100 点)所得的结果，图 2.1.54～图 2.1.60 表示速度成份，图 2.1.61～图 2.1.67 为加速度成份。

另一方面，用劳伦斯方法计算了压力分布的结果，因为是在翼展方向积分，所以假定在翼展方向呈椭圆分布，计算变动压力差。最后用劳伦斯方法计算的值为 L'，则

$$L'=\frac{1}{2\rho U^2}\frac{dL}{dx} \tag{2.1.50}$$

但考虑到希望用 $\frac{1}{2}$ 弦长作无因次化，假定以 $\widehat{dL}/dS$ 表示翼展中央处的压力，则可由下式算出

$$\frac{\widehat{dL}}{dS}=\frac{4}{\pi b}\rho U^2 L' \tag{2.1.51}$$

因此求得振幅为 a（米）时的压力

$$p=\frac{4a}{5\pi b}\rho U^2 L' \tag{2.1.52}$$

用该值计算的结果如图 2.1.54～图 2.1.67 中实线所示。

由此结果可知：

i）除前缘附近的变动压力差的速度成份随前进速度增加而增大外，其它处随前进速度增加而逐渐减小，接近于某一常值（$p_1(\dot{x})/\rho|\dot{x}|^2\max \simeq 1.0 \sim 1.5$）。这可以认为变动压力差的振动速度的非线性成份随前进速度的增加而减小。

ii）前缘附近的变动压力差的加速度成份随前进速度的增加而逐渐接近计算值，这可以认为流动不受从前缘流入到翼梢流出的自由涡的影响，即表明流场接近于象小扰动假定的升力面理论所考虑的流场。

(6) 考　　察

通过对作用在小展弦比振动平板上的横向力及其弦长方向的压力分布的测试，明确了以下两点：

i）对一定的 a/b 来说，C_{dt} 随约简频率的倒数（$1/k$）的增加（相当于周期一定，前进速度增加）一度减小后又趋向增大（示例如图 2.1.43）。这一情况在弦长方向压力分布的试验方面，随前进速度的增加，除前缘外，变动压力差的无因次量（$p_1(\dot{x})/\rho|\dot{x}|^2\max$）大体上逐渐减小接近一常值(示例如图 2.1.56)。对前缘附近增加的结果作如下的考虑，即 C_d 虽然随 $1/k$ 的增加而逐渐减小接近一常值，但如在(2.1.38)式所示的 C_{dt} 中的 $C_{L\alpha}$ 的成份，则从 $C_{L\alpha}$ 为一定起，以后呈线性增大，最终导致出现 C_{dt} 在一度减小后又增大的现象。

ii）当 a/b 一定时，C_m 随 $1/k$ 的增加而均匀减小，逐渐接近于劳伦斯方法的计算值（示例如图 2.1.44)。这可由弦长方向的压力分布的试验来说明，这种试验指出，变动压力的加速度成份，随 $1/k$ 的增加在前缘附近逐渐接近劳伦斯计算值。亦即，振动平板周围的流场，随前进速度的增加与小扰动假设的流场接近，因为有限振幅从翼梢放出的自由涡的影响以弦向的后方表现得较明确。

以上两点结果与舭龙骨的阻尼效果有关，i）点结果尤为重要。总之，振动平板阻力的流体力成份的减小同振动翼升力成份的增加大概相互抵消，因此舭龙骨的阻尼效果与前进速度无多大关系。

参　考　文　献（略）

2.1.4 舭龙骨对横摇阻尼的影响

(1) 前　　言

对横摇减摇最有效的舭龙骨进行了以下四种试验：

(a) 舭龙骨宽度对压力分布相位差的影响；

(b) 相对流速对表面压力的影响；

(c) 舭龙骨的兴波率；

(d) 作用于舭龙骨上的法向压力。

将这些试验结果介绍如下：

(2) 试　　验

试验用长为 1.45 米的刘易士剖面的二因次船模，剖面形状如图 2.1.68 所示，剖面系数 $\sigma=1.0$，半宽吃水比 $H_0=1.25$。船模的舯部设置 10 个(图中 $B1$，$B2$，$B3$，$B4$，$B5$，$S1$，$S2$,$S3$，$S4$，$S51$ 各处)压力计，改变 5 种舭龙骨宽度($b_{BK}=0$，5，10，15，20 毫米)，考察舭龙骨宽度对运动与压力的相位差的影响。

又为了考察舭龙骨对船体周围的流速有何影响，在压力计 B_2 的位置上装有热线流速仪(卡诺马克斯公司制作)，考察流体扰动的情况。

舭龙骨的兴波率，通过测定强制横摇时所发生的进行波的波幅而得，波幅由安装在离二元船模 5.5 米处的伺服式液面计测得的。

作用于舭龙骨上的法向压力通过特制的测力传感器测定，该传感器安装在船模内，取一段长为 $l_{BK}=150$ 毫米的舭龙骨装在传感器上，测量了作用在舭龙骨上的法向压力。

最后，通过强制横摇求得舭龙骨宽度变化时的横摇的总阻尼系数。

(3) 舭龙骨对横摇运动与压力的相位差的影响

横摇运动为：

$$\phi=\phi_A\sin\omega t \tag{2.1.53}$$

时，由压力计测得的压力将为

$$P=P_{all}\sin(\omega t+\varepsilon') \tag{2.1.54}$$

其中

$$P_{all}=[(P_a+P_0)^2+P_V^2]^{1/2}$$

P_a——与加速度同相的成份

P_V——与速度同相的成份

P_0——变动静水压

另一方面，为了考察流速分布与压力之间的关系，从 (2.1.54) 式中减去变动静水压 P_0，通过 P_a，P_V 求得相位差 ε。

$$P'=P_a\sin\omega t+P_V\cos\omega t$$

$$=\sqrt{P_a^2+P_V^2}\sin(\omega t+\varepsilon) \tag{2.1.55}$$

$$\varepsilon=\tan^{-1}\frac{P_a}{P_V} \tag{2.1.56}$$

据这种方法，将测得的一个周期的各种压力进行富里哀分析，求得 ε 值，如图 2.1.69～图 2.1.73 所示。

离舭龙骨最近的 B_1 与 S_1 之间的压力，即使在无舭龙骨场合亦存在相位差。并且若增大舭龙骨宽度(b_{BK})，则这种相位差与摇摆频率一起增大。因此，对舭部圆弧小的丰满剖面，则可以说舭部圆弧起着舭龙骨的作用(图 2.1.69)。

在 B_2，S_2 处，低频时无论有无舭龙骨相位差均相同，若摇摆频率增高，则船底压力同舷边压力间出现相位差，舭龙骨宽度大，相位差也大。特别是舭龙骨的影响在船底更大些(图 2.1.70)。

B_3，S_3 处几乎看不出舭龙骨的影响，高频范围内才有影响，在船底相位为负方向，在舷边为正方向(图 2.1.71)。

在 B_4，S_4 处，当 $b_{BK} \leqslant 15$ 毫米时，B_4 位置差不多无影响，$b_{BK}=20$ 毫米时，舭龙骨对该位置有影响，使得相位变化。另一方面，舷边相位差波动，看不出明确的趋向。这可能是由于接近于水面存在不稳定区域(图 2.1.72)。

在离舭龙骨最远的 B_5，甚至于 $b_{BK}=20$ 毫米的舭龙骨也几乎无影响，同无舭龙骨情况呈相同趋势。然后，在舷边 S_5 处 $b_{BK}>15$ 毫米的亦受到舭龙骨的影响，当 $b_{BK} \leqslant 10$ 毫米时显示出不同的相位差。

以下阐述舭龙骨对船体周围流速的影响，用热线流速仪在 B_2 位置测得的流动形式如图2.1.74所示。上面的记录为无舭龙骨的状态，下面为 $b_{BK}=10$ 毫米场合的同一运动周期的记录。无舭龙骨时，在一个周期 T_ϕ 内，于 $t=\frac{T_\phi}{2}$ 和 $t=T_\phi$ 时对应地出现两次流速峰值，有舭龙骨时，峰值仅在 $t=T_\phi/4$ 时出现，其相位移动 90°，再由这些记录的形式可见流动的扰动是大的。这种扰动在压力上也有体现，说明压力与这些流速间的关系密切。试看在前面已调查的压力的相位和这个流动的相位，如图 2.1.70 所示由压力计求得 $b_{BK}=0$ 与 $b_{BK}=10$ 毫米时之间相位差不大于 25°，由流速的记录求得者差别大至 90°。这可能是由于求压力时是对一个周期进行富里哀分析的，若从流动的记录来看，则每半周期流动是有变化的。

(4) *舭龙骨的兴波率*

首先在测压的同时测量了舭龙骨的兴波率。其结果如图 2.1.75 所示。以无因次形式表示如下：

$$\hat{A}_R=\frac{\zeta_a}{\phi_A T} \tag{2.1.57}$$

其中 ζ_a——进行波的振幅

ϕ_A——横摇角

T——船的吃水

去年的报告[1]中指出，对裸体状态的兴波率同势流理论吻合得非常好。由图 2.1.75 可见，若舭龙骨宽度增大，扩散波的振幅比 $\hat{A}_R$ 大于用线性理论求得的裸体状态的 $\hat{A}_R$。这一结果说明舭龙骨的兴波率不是可以忽略的。

(5) *舭龙骨的阻尼系数*

对用测力传感器测出的舭龙骨的法向压力进行富里哀分析，求得与基本圆频率 ω 速度的相同成份 F_D，通过以下各式求得阻力系数 C_D。

$$F_D=\frac{1}{2}\rho C_D \cdot U_{\max}^2 \cdot b_{BK} l_{BK} \tag{2.1.58}$$