昭和49年9月21日

2次元滑走板における浸水長の変化について
(I. 定常問題)

別所正利

内容

昭和　　年　　月　　日

1, 序

滑走艇の理論的研究は定常問題については丸尾によって調べつくされているし，又動揺問題については花岡によって定式化されて久しい。

しかしながらそれらの工学的応用については全く見るべきものが無い。

その一つの原因として考えられるものは滑走艇では浸水長が大変大きく変化するにも拘わらずこれらの理論ではその変化は間接的にしか表わされないと言う点である。

つまり理論は船長を既知として展開され，解を得た後物理的な条件で与速度における長さが始めて決まる。

勿論実際の現象も同じ位複雑なものであってこの点排水量型船と違って大変困難である。

このような状況から考えると長さの僅かな変化に伴う圧力変化（近似的に線型化出来るだろう）なるものを考えればこのような欠点を補なう事が出来ると考えられる。

又一方動揺問題では次報に示すようにそのような要素を考えないと固体としての平板境界条件を満たす事が出来ないのでこの場合はどうしても考えねばならない。

この際定常問題は一つの極限として考えておく必要がある。

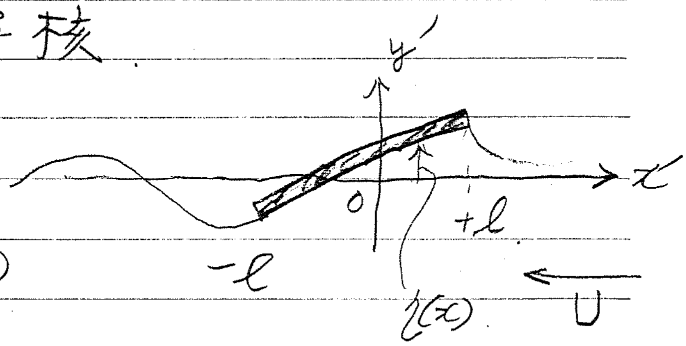
そう言うような事情で今回は定常問題に限って浸水長の僅かな変化に伴う境界条件，圧力分布，その他の諸量の変化についてその線型部分のみ考察する。

昭和　　年　　月　　日

2. 積分方程式と解核

○無次元化関係.

$x' = lx,\ y' = ly$,



$p'(x) = \rho U^2 p(x)$,(圧力)

$\gamma = \gamma' l = \dfrac{gl}{U^2}$,

$u = u'/U,\ v = v'/U$,(速度)

$\eta'(x') = l\,\eta(x)$

境界値問題の積分方程式は*

$$\eta(x) = \frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1} p(\xi)\, S(x-\xi)\, d\xi\ , \qquad (1)$$

又は

$$\frac{d}{dx}\eta(x) = -\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1} p(\xi)\, S_\xi(x-\xi)\, d\xi\ , \qquad (2)$$

ここに

$$S(x) = \lim_{\mu\to+0}\int_0^\infty \frac{\cos k\gamma x}{k-1-\mu i}\, dk\ , \qquad (3)$$

$$S_x(x) = \frac{-1}{x} - \gamma\int_0^\infty \frac{\sin k\gamma x}{k-1-\mu i}\ , \qquad (4)$$

今　$x = -\cos\theta$ とおいて

$$\eta_n(x) = \cos n\theta\ , \qquad (5)$$

に対する(1)の解は

$$P_n(x) = \frac{\Phi_n(\theta)}{\sin\theta} = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m C_m^n \frac{\cos m\theta}{\sin\theta}\ , \qquad (6) \quad \begin{pmatrix} \varepsilon_0 = 1 \\ \varepsilon_m = 2 \\ m \geq 1 \end{pmatrix}$$

の形に一意的に定まる。

一方(2)の解は任意性が残るので Kutta の条件を加えて定められ

* 別所;"2次元滑走板の基礎理論" 昭和44年9月
Bessho & Nomura; M.D.A. vol. 10, No. 1, 1970

昭和　　年　　月　　日

$$\frac{d}{dx}\eta_n(x) = -n\frac{\sin n\theta}{\sin\theta} \quad , \quad \cdots\cdots (7)$$

$$\left.\begin{aligned} P_n(x) &= P_n(x) + \alpha_n P_0(x) \\ \alpha_n &= -\Phi_n(0)/\Phi_0(0) \end{aligned}\right\} \quad \cdots\cdots (8)$$

特に

$$\eta_d(x) = e^{i\gamma x} \quad , \quad \cdots\cdots (9)$$

に対する解は散乱圧力で $P_d(x)$ と記し流出条件を満たすものは $P_d(x)$ と記すことにする。

さて(8)の表現から流出条件を満たす解の η は

$$\eta = \eta_n(x) + \alpha_n \quad , \quad \cdots\cdots (10)$$

となっているから流出条件を満たすと定数 α_n 或は板の上下位置は定まってしまう。

逆に言うと板の長さと上下位置が与えられた時は任意の速度で流出条件を満足する事は出来ない。*

このようにして板の上下位置の変化に対しては線型理論的に容易に解釈出来るが一方板の上下位置が与えられた時浮水長はどれだけになるかと言う問題は例えば $x=-1$ における(10)の値が与えられたものになる γ を求めてそれから長さを求めなければならない。

このような場合長さが僅かに変わると解はどの位変わるかが解っていると大変便利である。

そのような変化が又線型的になっていれば一層便利である。以下の考察をする所以である。

---

* T.Y. Wu, I.S.P. vol. 14, 1967
T.F. Ogilvie; 8-th Symp. on Nav. Hydro., 1970

さて上述の問題で流れの方向を逆にしたものをすべて(~)印によって記す事とし境界条件は

$$\left.\begin{aligned}\tilde{\eta}(x) &= -\eta(x), \\ \frac{d}{dx}\tilde{\eta}(x) &= -\frac{d}{dx}\eta(x).\end{aligned}\right\} \quad (11)$$

となり、積分方程式は

$$\tilde{\eta}(x) = \frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\tilde{P}(\xi)\tilde{S}(x-\xi)d\xi, \quad (12)$$

$$\frac{d}{dx}\tilde{\eta}(x) = -\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\tilde{P}(\xi)\tilde{S}_{\xi}(x-\xi)d\xi. \quad (13)$$

ここに

$$\tilde{S}(x-\xi) = S(\xi-x), \quad \text{---} (14)$$

であり、流出条件は $x=1$ で満足されるものとする。
そうするとこれらの関係から明らかに

$$\left.\begin{aligned}\eta(x) = \eta(-x) \text{ ならば } P(x) &= -\tilde{P}(-x), \\ \eta(x) = -\eta(-x) \text{ ならば } P(x) &= \tilde{P}(-x).\end{aligned}\right\} (15)$$

となる。又特に散乱ポテンシャルについては

$$\tilde{\eta}_d(x) = e^{-i\gamma x} = \eta_d(-x), \quad \cdots (16)$$

とおけば

$$\tilde{P}_d(x) = -P_d(-x),$$

となる。
従って

$$\tilde{P}_n(x) = \frac{1}{\sin\theta}\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_m \tilde{C}_m^n \cos m\theta, \quad (17)$$

と展開すると

$$C_m^n = (-)^{n+m+1}\tilde{C}_m^n, \quad \cdots (18)$$

昭和　　年　　月　　日

又 相反定理は

$$\int_{-1}^{1} P_n \tilde{\eta}_m dx = +\int_{-1}^{1} \tilde{P}_m \eta_n dx \quad , \qquad (19)$$

$$\int_{-1}^{1} P_n(x) \frac{d}{dx} \tilde{\eta}_m dx = -\int_{-1}^{1} \tilde{P}_m \frac{d}{dx} \eta_n dx \qquad (20)$$

となるので

$$C_m^n = -\tilde{C}_n^m , \qquad \cdots (21)$$

又、

$$\left.\begin{aligned} P_n(x) &= \frac{1}{\sin\theta} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m C_m^n \cos m\theta , \\ \tilde{P}_n &= \frac{1}{\sin\theta} \sum \varepsilon_m \tilde{C}_m^n \cos m\theta , \end{aligned}\right\} (22)$$

と展開すると．

$$\left.\begin{aligned} C_m^n &= (-)^{n+m+1} \tilde{C}_m^n , \\ C_m^n &= \alpha_n C_m^0 + C_m^n , \end{aligned}\right\} \cdots (23)$$

$$\tilde{\alpha}_n = (-)^n \alpha_n , \qquad \cdots (24)$$

;航跡条件は

$$\left.\begin{aligned} &\sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m C_m^n = 0 , \\ &\sigma_n = (-)^m \sum_m \varepsilon_m C_m^n = (-)^{n+1} \tilde{\sigma}_n \end{aligned}\right\} (25)$$

（飛ゝ未）

昭和　　年　　月　　日

さて今

$$R(x,\xi)=\frac{1}{\pi\sqrt{1-\xi^2}}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n P_n(x)\eta_n(\xi)$$

$$=\frac{1}{\pi\sin\theta\sin\vartheta}\sum_{n=0}^{\infty}\sum_{m=0}^{\infty}\varepsilon_n\varepsilon_m C_m^n\cos m\theta\cos n\vartheta, \quad (26)$$

$$x=-\cos\theta,\quad \xi=-\cos\vartheta.$$

とおくと

$$P_n(x)=\int_{-1}^{1}\eta_n(\xi)R(x,\xi)\,d\xi, \quad \cdots(27)$$

と書けるのでこれは解核である。

(21) によって (26) は又

$$R(x,\xi)=\frac{1}{\pi\sqrt{1-x^2}}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n\tilde{P}_n(\xi)\tilde{\eta}_n(x), \quad -(28)$$

となるので

$$\tilde{P}_n(x)=\int_{-1}^{1}\tilde{\eta}_n(\xi)\tilde{R}(x,\xi)\,d\xi, \quad \cdots(29)$$

と $\tilde{R}$ を定義すると

$$\tilde{R}(x,\xi)=R(\xi,x), \quad --(30)$$

従って

$$\int_{-1}^{1}S(\xi-x')R(x,\xi)\,d\xi=\frac{1}{\pi\sqrt{1-x^2}}\sum\varepsilon_n\tilde{\eta}_n(x)\int_{-1}^{1}\tilde{P}_n(\xi)S(x'-\xi)\,d\xi$$

$$=\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}\sum_{n=0}^{\infty}\varepsilon_n\tilde{\eta}_n(x)\tilde{\eta}_n(x')$$

$$=\frac{1}{\sqrt{1-x^2}}\lim_{N\to\infty}\left[\sum_{n=0}^{N}\varepsilon_n\cos n\theta\cos n\theta'\right], \quad (31)$$

となって右辺は Dirac の δ 関数で表わされる。

昭和　　年　　月　　日

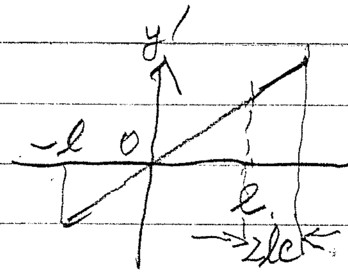
同様にして流出条件を満たす解核 $\mathcal{R}$ は

$$P(x) = \int_{-1}^{1} \frac{d}{d\xi} q(\xi)\, \mathcal{R}(x,\xi)\, d\xi, \quad \text{------} \quad (32)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{R}(x,\xi) &= \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n P_n(x) \frac{\sin n\vartheta}{n}, \\ \frac{\partial}{\partial\xi} \mathcal{R}(x,\xi) &= R^{*}(x,\xi) = \frac{1}{\pi\sqrt{1-\xi^2}} \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n P_n(x)\, \eta_n(\xi) \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

昭和　　年　　月　　日

3. 浸水長の変化



今速度が不変として浸水長が僅かな為を $2c\ell$ だけ先端で伸びたと考えよう。

流出条件を満たす解は最初の

$$-p_1\left(\frac{x'}{\ell},\gamma\ell\right) \longrightarrow \eta' = \ell\left\{-\frac{x'}{\ell}+\alpha_1(\gamma)\right\}$$

でのびたものには

$$-p_1' \equiv -p_1\left(\frac{x'-c\ell}{\ell+c\ell},\gamma\ell\sqrt{1+c}\right) \longrightarrow \eta' = \ell(1+c)\times$$
$$\times\left\{-\frac{x'-c\ell}{\ell(1+c)}+\alpha_1(\gamma\sqrt{1+c})\right\},$$

であるから　その差は

$$\Delta p = -p_1'+p_1 = c\left[-\gamma p_{1\gamma}(x,\gamma)+(1+x)p_{1x}(x,\gamma)\right], \qquad (1)$$

又

$$\Delta\eta = (\eta')'-\eta' = -c(1+\alpha_1+\gamma\alpha_{1\gamma}), \qquad (2)$$

となって c ($c\ell$) に比例する。
又 $\Delta\eta$ は先端の部分（ここでは今はよくわからない）を除いて (2) のように定数値をとる。このような解としては P_0 があるけれど (1) とは違っていて積分可能であるが (1) は積分可能ではないので普通の意味では考えられない。
ここでは上の意味での圧力差の極限の場合と解する事にする。

そうすると(1)の積分は次のように求められる。

$$\int_{-1}^{1} P_n(x)\,\eta_m(x)\,dx = \pi C_m^n , \quad \text{---}(3)$$

であるから

$$\int_{-1}^{1} \Delta P_n(x)\,\eta_m(x)\,dx = \pi \Delta C_m^n$$

$$= c\lim_{c\to 0}\frac{1}{c}\left[\int_{-1}^{1+2c} P_n\left(\frac{x-c}{1+c}, \gamma\sqrt{1+c}\right)\eta_m(x)\,dx - \int_{-1}^{1} P_n(x,\gamma)\,\eta_m(x)\,dx\right] \quad (4)$$

と定義されて

$$\int_{-1}^{1+2c} P_n\left(\frac{x-c}{1+c}, \gamma\sqrt{1+c}\right)\eta_m(x)\,dx = (1+c)\int_{-1}^{1} P_n(\xi, \gamma\sqrt{1+c})\,\eta_m(\xi+\overline{1+\xi}\,c)\,d\xi$$

$$\fallingdotseq \int_{-1}^{1} P_n(\xi,\gamma)\,\eta_m(\xi)\,d\xi + c\int_{-1}^{1}\Big[P_n(\xi,\gamma)\,\eta_m(\xi) + \gamma P_{n\gamma}(\xi,\gamma)\,\eta_m(\xi)$$
$$+ P_n(\xi,\gamma)(1+\xi)\,\eta_{m\xi}(\xi)\Big]d\xi$$

となる故

$$\pi\Delta C_m^n = \int_{-1}^{1}\Delta P_n(x)\,\eta_m(x)\,dx$$

$$= c\int_{-1}^{1}\left[\gamma P_{n\gamma}(\xi)\,\eta_m(\xi) + P_n(\xi,\gamma)\frac{d}{d\xi}\{(1+\xi)\,\eta_m(\xi)\}\right]d\xi, \quad (5)$$

所で前頁所論より一般に

$$\Delta P_n(x) = c\left[\gamma P_{n\gamma}(x) - (1+x)P_{nx}(x)\right], \quad (6)$$

であるから上式と比較して次の部分積分が形式的に成立っている。

$$\int_{-1}^{1}(1+x)P_{nx}\,\eta_m(x)\,dx = -\int_{-1}^{1}P_n(x)\frac{d}{dx}\{(1+x)\,\eta_m(x)\}\,dx, \quad (7)$$

特に

$$F_n(\gamma) = \int_{-1}^{1} P_n(x)\, e^{i\gamma x} dx \qquad (8)$$

については、同様に、

$$\Delta F_n(\gamma) = \int_{-1}^{1} \Delta P_n(x)\, e^{i\gamma x} dx$$

$$= c\int_{-1}^{1} \left[\gamma P_{n\gamma}(x) + \{1 + i\gamma(1+x)\} P_n(x) \right] e^{i\gamma x} dx, \qquad (9)$$

を得るが、一方 (8) を γ で微分すると、

$$F_{n\gamma}(\gamma) = \int_{-1}^{1} \{ P_{n\gamma}(x) + ix\, P_n(x) \} e^{i\gamma x} dx, \qquad (10)$$

であるから これを (9) に代入して

$$\Delta F_n(\gamma) = c\{ \gamma F_{n\gamma}(\gamma) + (1+i\gamma) F_n(\gamma) \}, \qquad (11)$$

を得る。

これらの式中 γ による微係数は 附録A によって求められる。

このようにして ΔP の積分は定義出来物理的にも首肯しうるが、§2 (19) (20) の相反定理については積分順序の交換が出来ない（つまり個々の積分が一様収束でないので）ので成立しない事に注意すべきである。

つまり

$$\int_{-1}^{1} \Delta P_n\, \tilde{\eta}_m\, dx \neq \int_{-1}^{1} \tilde{P}_m\, \Delta\eta_n\, dx, \qquad (12)$$

4. 応用

滑走板の理論では浸水長をあらかじめ決める訳にゆかないのが排水量型船と違って大変面倒な点であるが、前節の結果を利用するとこの点について次のような近似的取扱いが出来る事になる。

さて実際問題として正しく計測出来又簡単に計算出来る長さは静止時水線長であるから以下単位長さとしてはこれを採るものとする。

しかし一般に浸水長の変化は大変大きいので前節で考えたように僅かなものとは考え難い時は逐次近似を行うか又は重力を無視した旧理論によって前もって推定した浸水長から出発すればよかろう。

i) 滑走平板の後端の位置を固定すると浸水長は速度によってどう変るか。

滑走板後端位置は迎角をβとすると

$$-H \equiv \eta(-1) = -\beta\{1+\alpha_1(\gamma)\}, \qquad (1)$$

と与えられるので正しく求めるには右辺の量が左辺の与えられた値に等しいようなγを探し、与えられた速度から浸水長を見出せばよい。

しかしその変化が僅かであるとすれば長さが$2c$（板長さ）だけ変ったとして

$$\beta(1+c)\{1+\alpha_1(\gamma\overline{1+c})\} \doteqdot H \qquad (2)$$

から

$$c \doteqdot \frac{H/\beta-(1+\alpha_1)}{1+\alpha_1+\gamma\alpha_{1\gamma}} \xrightarrow[H=\beta]{} \frac{-\alpha_1}{1+\alpha_1+\gamma\alpha_{1\gamma}}, \qquad (3)$$

となる。

昭和　　年　　月　　日

ii) 排水量一定で速度が変る時の浸水長変化

静止時排水量が揚力に等しいとおくと

$$\frac{\rho g}{2}\beta = -\pi\rho\beta(1+c)C_0'(\gamma,1+c), \qquad (4)$$

から近似的に

$$c \fallingdotseq -\frac{\gamma/2\pi + C_0'}{C_0' + \gamma\frac{d}{d\gamma}C_0'}, \qquad (5)$$

となる。

iii) 排水量および浮心が一定ならば如何か

(4) の他に浮心（今は後端から2/3、中から$-1/3$）

一定の条件は。（β_0は静止時トリム角）

$$\beta_0 = -2\pi\beta(1+c)C_0'(\gamma\ 1+c),$$
$$\frac{\gamma}{6}\beta_0 = \pi\beta(1+c)^2 C_1'(\gamma, 1+c), \qquad (6)$$

よって

$$c = -\frac{3C_1' + \gamma C_0'}{C_1' + \gamma C_{1\gamma}' + \gamma^2 C_{0\gamma}'},$$
$$\frac{\beta_0}{2\pi\beta} = -C_0' - \frac{(3C_1' + \gamma C_0')(C_0' + \gamma C_{0\gamma}')}{C_1' + \gamma C_{1\gamma}' + \gamma^2 C_{0\gamma}'}, \qquad (7)$$

附録A　解のγ微分

昭和　　年　　月　　日

§2(3)をγで微分すると.

$$\frac{\partial}{\partial\gamma}S(x-\xi)=\frac{(x-\xi)}{\gamma}\frac{\partial}{\partial x}S(x-\xi)=\frac{(\xi-x)}{\gamma}S_\xi(x-\xi)\qquad(1)$$

よって§2(1)の両辺をγで微分すると.

$$\frac{\partial}{\partial\gamma}\eta(x)=\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}P_\gamma(\xi)S(x-\xi)\,d\xi-\frac{1}{\pi\gamma}\int_{-1}^{1}P(\xi)(x-\xi)S_\xi(x-\xi)\,d\xi\qquad(2)$$

一方§2(2)は

$$\frac{\partial}{\partial x}\eta(x)=-\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}P(\xi)S_\xi(x-\xi)\,d\xi.\qquad(3)$$

であるから(2)は又

$$(1-x)\frac{\partial}{\partial x}\eta(x)+\gamma\frac{\partial}{\partial\gamma}\eta(x)=\frac{\gamma}{\pi}\int_{-1}^{1}P_\gamma(\xi)S(x-\xi)\,d\xi+\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}P(\xi)(\xi-1)S_\xi(x-\xi)\,d\xi,\qquad(4)$$

と書ける。

ここで$P(x)$が$x=-1$で流出条件を満足するとすれば右辺第2項は部分積分出来て

$$(1-x)\frac{\partial}{\partial x}\eta(x)+\gamma\frac{\partial}{\partial\gamma}\eta(x)=\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\{\gamma P_\gamma(\xi)+(1-\xi)P_\xi(\xi)-P(\xi)\}\times S(x-\xi)\,d\xi$$

或いは

$$\eta(x)+\gamma\frac{\partial}{\partial\gamma}\eta(x)+(1-x)\frac{\partial}{\partial x}\eta(x)$$
$$=\frac{1}{\pi}\int_{-1}^{1}\{\gamma P_\gamma(\xi)+(1-\xi)P_\xi(\xi)\}S(x-\xi)\,d\xi,\qquad(5)$$

を得る。

この解は§2(33)により

$$\gamma P_\gamma(x) + (1-x) P_x(x) = \int_{-1}^{1} \left\{ \eta(\xi) + \gamma \frac{\partial}{\partial\gamma}\eta(\xi) + (1-\xi)\frac{\partial}{\partial\xi}\eta(\xi) \right\} \times R(x,\xi)\, d\xi \,, \cdots (6).$$

よつて特に　$\eta(x) = -x + \alpha_1 = \alpha_1 + \cos\theta$　とおくと、

$$\gamma P_{1\gamma}(x) + (1-x) P_{1x}(x) = (\alpha_1 + \gamma\alpha_{1\gamma} - 1) P_0(x) \,, (7),$$

又　$\eta(x) = e^{i\gamma x} + \alpha_d$　とおくと

$$\eta(x) + \gamma\eta_\gamma + (1-x)\eta_x = (1+i\gamma) e^{i\gamma x} + \alpha_d + \gamma\alpha_{d\gamma}$$

なるゆゑ

$$\gamma P_{d\gamma}(x) + (1-x) P_{dx}(x) = P_d(x) + i\gamma P_d(x) + + \gamma\alpha_{d\gamma} P_0(x) \,, \cdots (8).$$

を得る。

そして　$p_n(x) = \frac{1}{\sqrt{1-x^2}} \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m C_m^n \cos m\theta = \frac{\varphi_n(\theta)}{\sqrt{1-x^2}}$

$$\xrightarrow[\theta\to 0]{} \frac{1}{\sin\theta}\left[\varphi_n(0) + \frac{\theta^2}{2}\varphi_n''(0) + \cdots\right]$$

$$\varphi_n''(0) = +\sum_{m=1}^{\infty} m^2 \varepsilon_m C_m^n \,, \quad \varphi_n(0) = \sum_{m=0}^{\infty} \varepsilon_m C_m = 0 \,,$$

$$\sqrt{1-x^2}\,(1-x) P_x(x) \xrightarrow[x\to -1]{} (1+\cos\theta)\frac{d}{d\theta}\left(\frac{\varphi(\theta)}{\sin\theta}\right) \longrightarrow -\varphi''(0) \,,$$

なる故　(7) (8) において　$x \to -1$　とおくと

$$(\alpha_1 + \gamma\alpha_{1\gamma} - 1)\Phi_0(0) = -\varphi_1''(0) = \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_m m^2 C_m^1 \,, (9).$$

$$i\gamma\Phi_d(0) + \gamma\alpha_{d\gamma}\Phi_0(0) = -\varphi_d''(0) = \sum_{m=1}^{\infty} \varepsilon_m m^2 C_m^d \,, (10)$$

二辺に x

$(1-$

となる場

$\therefore \gamma\sigma_1$

$\therefore \gamma\sigma_d$

を得る。

又

であるか

$\therefore \quad \gamma$

又

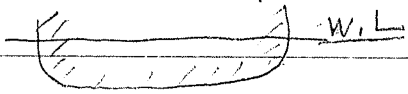
と定義

$-\gamma\frac{d}{d\alpha}$

附録B 両端で微分可能な解

昭和　　年　　月　　日

§2 (1) 又は(2) の積分方程式は同(6)の形の唯一解を持つ事が知られているが圧力として両端で有限で且つ微分可能なものを考えると丸尾*によって示されているように船側が水線と直交し飛沫はなくなる。これは浅吃水排水量型船のモデルと考えられる。



又この間の事情は前進速度なしで水面で振動する圧力分布とは丁度逆になっていてその場合は §2(6)の形の圧力分布が上図の船型を表現すると考えられる。**

そこで $\gamma \to \infty$ における §2 (1)の近似解は形式的に

$$p(x) \longrightarrow z(x)$$

となるけれども上述のように滑走板とはモデルが異なるので上の近似解はうまくない。
∴ 逆に浅吃水排水量型船には具合がよいと考えられる。

しかし圧力分布によって近似すると水線近くの形を細かく表現する事が出来ないにも拘わらずこの附近の形は造波抵抗には大きく影響するので結局の所具合が悪い事になる。

* 丸尾, 造船協会論文集 78号 (1947)
** 別所, "浅吃水船の動揺問題" 1974