

H/A

1.150-1

No.

Date

1.3.4

M. Bpscho

2次元滑走板の理論

	頁
概要	0
1. 速度ポテンシャル	1-6
2. 揚力, モーメント, 抗力	7
3. 流れ	10
4. 可逆定理	12
5. 高速の近似値	16-17

附録A 核関数

A-1~4

概要

昭和60.3.13付同名メモは船体の内記事項の本と又
前縁傾出しを最終的になくするように浸水長を変化させる
計算プログラムを考えていたが、その取柄、特に計算の式についての
検討は不備であった。

本覚書では浸水長は^略変化しない(その為には船首が鉛直
でなければならぬ)場合を考えてもう一度整理し直した
ものがある。

この流れの特徴は無限後流の平均水深が上流側水深
より低くなる(その場合のみ考える)事であって、船底ではクッタの条件
を満たすとすると Transon stern (Detached stern) の数値
模型と考えてよい。

また従来可逆定理を導くに当って逆流れポテンシャルを
導入したが、少しく混乱があるので今回はもっと直接的
表現を採用してみた。

1. 速度ポテンシヤル

右図の座標系で複素関数 $\phi(z)$ を

$$2) f(z) = \phi(x, y) + i\psi(x, y) \quad (1.1)$$

$$u - i'v = -\frac{dW}{dz}$$

と定義する事にし, 以下簡潔の為に $U=1$, 密度 $\rho=1$ と

かくと水筒では圧力を P とする

$$\phi_x - K\psi = \begin{cases} 0 & \text{for } |x| > 1 \\ -p & \text{for } |x| < 1 \end{cases} \quad \left\{ \begin{array}{l} K = 9/0^2 \\ (1/2) \end{array} \right.$$

$$\text{or } \phi_{xx} + K\phi = 0 \quad \text{--- (1)}$$

水面上昇是 个很 自由表面问题

$$\gamma(x, 0) = -\gamma(x) \quad (13)$$

圧力面では、

$$\psi(x, -0) = - [f(x) + \tau x + h], \text{ for } |x| < 1, \quad (1.4)$$

但し θ はトリム, h は原点における滑走板の昇量,
滑走板状態における

$f(x)$ は 滑らかな inv. local の時のみかつセットとなる。

(1.4) は境界条件であるが、 h が与えられていない。

時は其れが 悪く、二名式の方がよい。

$$\psi_x(x, 0) = -\phi_y(x, 0) = -[f_x(x) + \tau], \quad (1.5)$$

数理論では (14) のような境界条件は無意味で

(1.5) の方式 1 が無い。

さてよく知られた方法により速度ポテンシャルは一般に
次のように表わされる。(附録Aの検定式を用いて)

$$\phi(x, y) = - \int_{-\infty-i0}^{+\infty+i0} \left[\phi(\xi, 0) \frac{\partial}{\partial \eta} W_R(x, y; \xi, 0) - \frac{\partial \phi(\xi, 0)}{\partial \eta} W_R(x, y; \xi, 0) \right] d\xi, \quad (1.6)$$

ここで W_R は (A.72) ... (1.72) を代入して部分積分すれば、もし

$x = \pm 1$ で ϕ, ψ が連続ならば、直ちに
(1.6) より

$$\phi(x, y) = -\frac{1}{K} \int_{-1}^1 p(\xi) W_{R3}(x, y; \xi, 0) d\xi, \quad (1.7)$$

類似式は

$$\psi(x, y) = -\frac{1}{K} \int_{-1}^1 p(\xi) W_{I3}(x, y; \xi, 0) d\xi, \quad (1.8)$$

これが従来用いられている表現であるが、もし ψ が $|x|=1$ で不連続とすれば、所謂線積分項が出て来る。

今はそれは考えないで(と言うのは解では ψ は連続

なので)、ある一定の圧力が前縁から(後縁からと

する方が合理的なように思われるが解析的に簡単なので)

無限後方迄続いて分布している場合を考えよう。

そうすると無限後流の平均水面はその水頭分だけ

低下する本になる。

その水面低下量を A とすると 新しい (床高ポテンシャル) W

$$\phi(x, y) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 p(\xi) W_{R2}(x, y; \xi, 0) d\xi - A W_R(x, y; 1, 0), \quad (1.9)$$

$$\psi(x, y) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 p(\xi) W_{L2}(x, y; \xi, 0) d\xi - A W_L(x, y; 1, 0), \quad (1.10)$$

附録の S, T, S^*, T^* 関数を用ゐる

$$\phi(x, 0) = + \int_{-1}^1 p(\xi) S(x-\xi, 0) d\xi + A T^*(x-1, 0), \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} (1.11)$$

$$\psi(x, 0) = + \int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi, 0) d\xi - A S^*(x-1, 0),$$

3頁 >

本報では この (1.13) を (1.14) の条件によつて境界値問題を解く立場をとることにする。

核関数 T は対称的特異点を持つので、その解は一意的に定まると考えられる。

^{A が 0 ならば}
連続フックの流出条件

$$p(-1) = 0, \quad (1.15)$$

を満たす余裕がないが、定数 A を導入する本により上の条件を満たす解を作る本が出来る。

鈴木等は 実際の^{平板に近い} 滑走面では浸水面が変化することを考えて、浸水面を変化させてこの A が 0 とするよう

これに伴って左方は

$$\phi_x(x,0) = -p(x) + K \int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi + KAS(x,0), \quad (1.12)$$

$$\psi(x) = -\psi(x,0) = - \int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi + AS^4(x-1), \quad (1.13)$$

これから

$$\psi_x(x) = -\psi_x(x,0) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p(\xi)}{\xi-x} d\xi + K \int_{-1}^1 p(\xi) S(x-\xi) d\xi + KAT(x-1), \quad (1.15)$$

$$\phi_x(x,0) + K\psi(x) = -p(x) + A\left(\frac{R}{x}\right), \quad \begin{matrix} 0 < x < 1 \\ 0 < -x < 1 \end{matrix}, \quad (1.14)$$

と表わされる。

(1.13) は境界積分方程式であるが、境界条件は変形論では普通その微分方程式で表わされる。

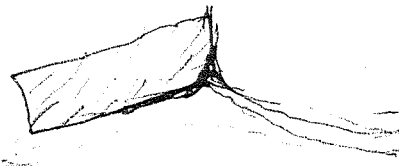
解を求める事を試みた。

しかしながら、普通の船の船首部船側は垂直に近く浸水面(特にその水平投影面)の変化は僅かであると考えられるので、もし船を圧力面で近似するとすると浸水面積の変化を考えるのは面倒でもあり、実際的でもない。

そこで本報では浸水面は変化しないとし、Aを導入した理論を展開する。

実際の船の船型は垂直船首、Transom stern と考える事にしよう。

この船型は特に3次元の高速船型に関し、興味がある。



さて高速では船の姿勢が変化するので境界値問題はそれらを考えに入れねばならない。

そこで (1.4) を別けて次のような3つの境界値問題の和として解く事にする。

もし A を考えなければ

$$-\int_1^x p_f(\xi) T(x-\xi) d\xi = f(x) + h_f, \quad (1.17)$$

$$-\int_1^x p_T(\xi) T(x-\xi) d\xi = -x + h_T, \quad (1.18)$$

は一意的に解があり、クツタの条件を指定すれば h_f, h_T は定まり、 h が不定であれば問題はとけるが h も指定しなければならない

$$\int_1^x p_0(\xi) T(x-\xi) d\xi = 1, \quad (1.19)$$

の解は クツタの条件を満たさないので クツタの条件を満たす解は得られない。

A を導入すれば

$$-\int_1^x p_A(\xi) T(x-\xi) d\xi + A S^*(x-1, 0) = 1, \quad (1.20)$$

解は クツタの条件を満たすように p_A を選ぶ事が出来る。

そこで 解は

$$h_f + Th_T + C$$

$$p(x) = p_f(x) + T p_T(x) + C p_A(x) \quad \left. \vphantom{p(x)} \right\} \quad (1.21)$$

$$h = h_f + T h_T + C, \quad A = C A_A$$

と表わされ、クツタの条件を満たす。

なお後流では

$$w(x-i0) = \phi + i\psi \doteq \int_{-1}^1 p(\xi) \{s+iT\}^\xi - A W(x, 1)$$

$|x| < 1$

$$= 2 e^{-iKx} \bar{F}(K) - A \left[\frac{1}{\pi} \log \frac{1}{2} - i + 2i e^{-iK(x-1)} \right]$$

$$= 2 e^{-iKx} [\bar{F}(K) - iA e^{iK}] - \frac{A}{\pi} \log \frac{1}{2} + \underline{iA}, \quad (1.22)$$

$$\bar{F}(K) = \int_{-1}^1 p(x) e^{iKx} dx, \quad (1.23)$$

$$\bar{F}^V(K) = \bar{F}(K) - iA e^{iK}, \quad (1.24)$$

2. 揚力, モーメント, 抗力

揚力 L は

$$L = \int_{-1}^1 \dot{p}(x) dx = L_f^* + \tau L_c^* + h L_A, \quad (2.1)$$

$$L_f^* = L_f - h_f L_A, \quad L_f = \int_{-1}^1 \dot{p}_f dx, \quad L_A = \int_{-1}^1 \dot{p}_A dx,$$

$$L_c^* = L_c - h_c L_A, \quad L_c = \int_{-1}^1 \dot{p}_c dx,$$

$$M = \int_{-1}^1 \dot{p}(x)x dx = M_f^* + \tau M_c^* + h M_A,$$

$$M_f^* = M_f - h_f M_A, \quad M_f = \int_{-1}^1 \dot{p}_f x dx, \quad M_A = \int_{-1}^1 \dot{p}_A x dx \quad (2.2)$$

$$M_c^* = M_c - h_c M_A, \quad M_c = \int_{-1}^1 \dot{p}_c x dx,$$

自由航行, つまり, τ, h が一定と小さい時は
この L, M が所与であるから, この両式をとりて
 τ と h が定まる.

解は

$$\tau = \frac{1}{\Delta} [(L - L_f^*) M_A - (M - M_f^*) L_A],$$

$$h = \frac{1}{\Delta} [(M - M_f^*) L_c^* - (L - L_f^*) M_c^*], \quad (2.3)$$

$$\Delta = L_c^* M_A - M_c^* L_A$$

同様に抗力は次のように分離出来る.

$$D_p = \int_{-1}^1 \dot{p} \frac{\partial k}{\partial x} dx = \int_{-1}^1 \dot{p} f_x dx + \tau L, \quad (2.4)$$

あるいは (1.15) に $p(x)$ をかけて積分すると,

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 p(x) dx \int_{-1}^1 \frac{p(x)}{z-x} dz = \frac{\pi}{4} \sigma^2, \quad (2.5)$$

$$\text{但し } \sigma \text{ は } p(x) = \frac{c + d \cos \theta}{2 \sin \theta} + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos n \theta, \quad x = -\cos \theta \quad (2.6)$$

$$\text{と 仮定} \quad \text{[同様 } \sigma = c + d$$

より他でなく。

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 p(x) dx \int_{-1}^1 p(x) S(x-z) dz &= \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 p(x) p(x) \cos k(x-z) dx dz \\ &= H(k) \overline{H(k)} \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 p(x) T(x-1) dx &= \int_{-1}^1 p(x) [T(1-x) + 2 \sin k(1-x)] dx \\ &= \frac{A}{2} - \psi(1) + i \left[e^{-ik} \overline{H(k)} - e^{ik} \overline{H(k)} \right], \end{aligned} \quad (2.8)$$

等となるので

$$\begin{aligned} D_p &= \int_{-1}^1 p(x) \psi_x(x) dx = \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K \sqrt{\frac{H(k)}{H(k)}} - KA \left[\psi(1) + \frac{A}{2} \right] \\ &\quad + iKA \{ e^{-ik} \overline{H(k)} - e^{ik} \overline{H(k)} \} \\ &= \frac{\pi}{4} \sigma^2 + K H^*(k) \overline{H(k)} + \frac{K}{2} \left[\psi(1) - \left\{ \psi(1) + \frac{A}{2} \right\}^2 \right], \end{aligned} \quad (2.9)$$

を得る。

右辺第1項はよく知られている。飛沫増殖であり、第2項

は (1.22), (1.24) からわかるように 飛沫増殖である。

水は新しく来て来るので、上下流側の水位差 A から生ずるもので、静的浮力の x -方向成分の差の形となっている。

即ち、下流側の平均水深から測ると $\frac{\rho}{2} g h_1^2$ の静水圧が荷重となるが、実際にはそれは上流側の平均水深から測つて $\frac{\rho}{2} g h_2^2$ とすべきであることを示していると考えなければならないと示していると言えよう。

正確を期す為には運動量定理を用いて抗力を求めて見ればやはり同じ式に到達する。即ち、抗力は従来通り、静水圧力の積分 (6.4) によって求めてよいと考えられる。

これらの事から考えて、この船首^{の点}後^{の点}込み特異点^{の点}は上流側の水をせき止めて下流側の水深を下げる役割を果たし、直接飛沫を飛ばすようなものではないと考えられる。

3. 逆流れ

次節の可逆定理を導く準備として、一様流れを逆にした流れを考え、その諸量に(1.1)のPを附して示すことにしよう。

$$\text{付} \quad -\tilde{\phi}_x(x,0) + K\tilde{\psi}(x,0) = \begin{cases} 0 & \text{for } |x| > 1 \\ -\tilde{p}(x) & \text{for } |x| < 1 \end{cases} \quad (3.1)$$

$$\tilde{\psi}(x,0) = \tilde{\eta}(x), \quad (3.2)$$

$$\text{境界条件} \quad \tilde{\psi}(x,0) = \tilde{\eta}(x) = f(x) + \tilde{c}x + \tilde{d}, \quad \text{for } |x| < 1, \quad (3.3)$$

$$\text{あるいは} \quad \tilde{\psi}_x(x,0) = \tilde{\eta}_x(x) = f(x) + \tilde{c}, \quad \text{for } |x| < 1, \quad (3.4)$$

(1.1) の x の符号を逆にすると

$$\begin{aligned} \phi(-x,0) &= \int_{-1}^1 p(\xi) S(\xi-x) d\xi + AT^*(-1-x), \\ \psi(-x,0) &= \int_{-1}^1 p(\xi) T(\xi-x) d\xi - AS^*(-1-x), \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \phi(-x,0) \\ \psi(-x,0) \end{aligned}} \right\}$$

(1.2), (1.5) を用いて

$$\begin{aligned} \phi_x(-x,0) &= -p(x) + K \int_{-1}^1 p(\xi) T(\xi-x) d\xi - KA S^*(-x) \\ + \psi_x(-x,0) &= -\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p(\xi)}{\xi-x} d\xi - K \int_{-1}^1 p(\xi) S(\xi-x) d\xi - KAT^*(-1-x), \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \phi_x(-x,0) \\ + \psi_x(-x,0) \end{aligned}} \right\}$$

$$\begin{aligned} \text{従って、} \quad \tilde{\phi}(x,y) &= -\phi(-x,y), \quad \tilde{\phi}_x(x,y) = -\phi_x(-x,y), \\ \tilde{\psi}(x,y) &= -\psi(-x,y), \quad \tilde{\psi}_x(x,y) = -\psi_x(-x,y). \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \tilde{S}(x) &= -S(-x), \quad \tilde{T}(x) = T(-x) \\ \tilde{S}^*(x) &= -S^*(-x), \quad \tilde{T}^*(x) = +T^*(-x) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \tilde{S}(x) \\ \tilde{S}^*(x) \end{aligned}} \right\}$$

等とかくと

$$\left. \begin{aligned} \hat{\phi}(x,0) &= + \int \hat{p}(\xi) \hat{S}^2(x-\xi) d\xi - \tilde{A} \hat{T}^{\#}(1+x) \\ \hat{\psi}(x,0) &= - \int \hat{p}(\xi) \hat{T}(x-\xi) d\xi \Rightarrow \tilde{A} \hat{S}^{\#}(1+x) \end{aligned} \right\} (3.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{p}_x(x,0) &= \hat{p}(x) - K \int \hat{p}(\xi) \hat{T}(x-\xi) d\xi - K \hat{A} \hat{S}^{\#}(1+x) \\ \hat{\psi}_x(x,0) &= -\frac{1}{\pi} \int \frac{\hat{p}(\xi) d\xi}{\xi-x} - K \int \hat{p}(\xi) \hat{S}^2(x-\xi) d\xi + K \tilde{A} \hat{T}^{\#}(1+x) \end{aligned} \right\} (3.7)$$

$$\text{但し } p(-x) = \tilde{p}(x), \quad x \text{ 変} \quad (3.8)$$

このように構成すると境界積分方程式は x の符号を変えた区間で同じであるから

$$\tilde{p}(-1) = 0 \quad (3.9)$$

なる流出条件を指定すれば

$$\left. \begin{aligned} \tilde{p}(x) &= p(-x) \quad \text{for } |x| < 1, \\ \text{に対して解} \quad \tilde{p}(x) &= p(-x), \quad \tilde{A} = A \end{aligned} \right\} (3.10)$$

とす。

4. 可逆定理

確率論) において Markov の定理 に 対応する 平衡状態が
 導くために (1.15) に $P(x)$ を (3.7) の形式 に $P(x)$ として
 積分する。

$$\int_{-1}^1 \tilde{P}(x) \eta_x(x) dx = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \tilde{P}(x) dx \int_{-1}^1 \frac{P(\xi)}{3-x} d\xi + K \int_{-1}^1 \tilde{P}(x) dx \int_{-1}^1 P(\xi) S(x-\xi) d\xi \\ + KA \int_{-1}^1 \tilde{P}(x) T(x-1) dx,$$

$$\int_{-1}^1 P(x) \tilde{\eta}_x(x) dx = -\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 P(x) dx \int_{-1}^1 \frac{\tilde{P}(\xi)}{3-x} d\xi - K \int_{-1}^1 P(x) dx \int_{-1}^1 \tilde{P}(\xi) S(x-\xi) d\xi \\ + KA \int_{-1}^1 P(x) \tilde{T}(1+x) dx,$$

$$\int_{-1}^1 \tilde{P}(x) T(x-1) dx = \int_{-1}^1 \tilde{P}(x) \tilde{T}(1-x) d\xi = -\tilde{\eta}(1) - \tilde{A} S^*(2) \quad (4.1)$$

$$\int_{-1}^1 P(x) \tilde{T}(1+x) dx = \int_{-1}^1 P(x) T^*(1-x) d\xi = -\eta(1) + A S^*(-2) \quad (4.2)$$

よって

$$\therefore \int_{-1}^1 \tilde{P}(x) \eta_x(x) dx - \int_{-1}^1 P(x) \tilde{\eta}_x(x) dx = -KA \tilde{\eta}(1) + KA \tilde{A} \eta(1), \quad (4.3)$$

を得る。

また最初に (1.20) の解の逆流れを考えると

$$\tilde{P}_A(x) = P_A(-x), \quad \tilde{A}_A = A_A, \quad \tilde{\eta}_A = 0, \quad \tilde{\eta}_A(1) = 1, \quad (4.4)$$

であるからと式 (4.3) より

$$\int_{-1}^1 \tilde{P}_A(x) \eta_x(x) dx = -KA + KA A_A \eta(1), \quad (4.5)$$

つまり $P_A(x)$ がわかっている η_x が与えれば A は定まる事になる。
 $\eta(1)$

逆流れを導入すれば“きれいな式が書けるが、少し混乱する。
実際には x の符号を変えての考えたのであるから直接 $p(x)$
を (4.15) にかけて積分する方が簡単である。

$$\int_{-1}^1 p'(x) \eta(x) dx = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 p'(-x) dx \int_{-1}^1 \frac{p(\xi) d\xi}{\xi - x} + K \int_{-1}^1 p'(-x) dx \int_{-1}^1 p(\xi) S(x - \xi) d\xi \\ + KA \int_{-1}^1 p'(-x) T(x - 1) dx,$$

同様にして

$$\int_{-1}^1 p(x) \eta'(x) dx = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 p(x) dx \int_{-1}^1 \frac{p'(\xi) d\xi}{\xi - x} + K \int_{-1}^1 p(x) dx \int_{-1}^1 p'(\xi) S(\xi - x) d\xi \\ + KA' \int_{-1}^1 p(x) T(-1 - x) dx,$$

$$\int_{-1}^1 p'(-x) T(x - 1) dx = \int_{-1}^1 p'(\xi) T(-1 - \xi) d\xi = -\eta'(-1) + AS^*(\xi - 2)$$

$$\int_{-1}^1 p(x) T(-1 - x) dx = -\eta(-1) + AS^*(\xi - 2),$$

よって

$$\int_{-1}^1 p'(-x) \eta(x) dx + KA' \eta'(-1) = \int_{-1}^1 p(x) \eta'(-x) dx + KA' \eta(-1), \quad (4.4)$$

となる。

よって (4.3) は

$$\int_{-1}^1 p_A(-x) \eta(x) dx = -KA + KA_A \eta(-1), \quad (4.3')$$

(1.18) の解を用いて、 q は

$$\int_{-1}^1 p_c(-x) \eta_x(x) dx + KA(h_c - 1) = \int_{-1}^1 p(x) dx = L, \quad \dots (4.5)$$

同様にして

$$-\int_{-1}^1 p_c(\xi) T(\xi - \frac{x}{2}) d\xi = \frac{1}{2}(1 - x^2) + h_c, \quad \dots (4.6)$$

の解 p_c を用いては

$$\int_{-1}^1 p_c(-x) \eta_x(x) dx + KA h_c = -\int_{-1}^1 p(x) x dx = -M, \quad (4.7)$$

となり Manabe の定式が得られる。

次に (4.5) で与えられるから両式から A を消去すると

$$\int_{-1}^1 [p_c(-x) - (h_c - 1)p_A(-x)] \eta_x dx + KA \eta(-1)(h_c - 1) = L, \quad (4.5')$$

$$\int_{-1}^1 [p_c(-x) - (h_c - 1)p_A(-x)] \eta_x dx + KA \eta(-1) h_c = -M, \quad (4.7')$$

特に $\eta_A = 1$ で

$$\left. \begin{aligned} L_A &= KA(h_c - 1) \\ M_A &= -KA h_c \end{aligned} \right\} \quad (4.8)$$

又 $h = \tau$ かつ τ の $\bar{r}$ となる

$$L = \tau [L_c + (1 - h_c) L_A] + K_A \tau (1 - h_c) (1 - \tau)$$

$$= \tau L_c + [\tau (1 - \tau) + \tau (1 - h_c)] L_A, \quad (4.9)$$

$$M = -\tau L_c + \tau h_c L_A + \tau (1 - h_c) M_A, \quad (4.10)$$

また $\tau (1 - \tau) = -\tau + \tau h_c$

と ~~変~~ h_c が τ となることを

$$L = \tau L_c + \tau (h_c - h_c \tau) L_A,$$

$$M = -\tau L_c + \tau [h_c L_A - (1 - h_c) M_A],$$

4. (4.11)

のようになる。

明らかに $h = h_c$ である $L = \tau L_c$ になっていることがわかる。

5. 高次元の近似解

基底解として (1.20) , (1.18) , (4.5)

$$-\int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi + A_0 S^*(x) = 1, \quad (1.20)$$

$$-\int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi = x + h_T, \quad (1.18)$$

$$-\int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi = \frac{1}{2}(1-x^2) + h_C, \quad (4.5)$$

の $K \rightarrow 0$ における $\vec{p}$ を求めよう。

まず

$$T(x) \doteq \frac{1}{\pi} (x + \log K + \log |x|) + O(K), \quad (5.1)$$

$$S^*(x) \doteq \frac{1}{2} + O(K), \quad x < 0, \quad (5.2)$$

$$\log |x - \xi| = -\log 2 - 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos n \theta \cosh n \theta'}{n}, \quad \begin{matrix} x = -\cosh \theta \\ \xi = -\cosh \theta' \end{matrix} \quad (5.3)$$

$$p(\xi) = \frac{1}{\pi i \theta'} \sum_{n=0}^{\infty} a_n \cosh n \theta', \quad \sum_{n=0}^{\infty} a_n = 0 \quad (5.4)$$

$$-\int_{-1}^1 p(\xi) T(x-\xi) d\xi = -\left(x + \log \frac{K}{2}\right) a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \frac{\cosh n \theta}{n}, \quad (5.5)$$

よって p によって

$$\left. \begin{aligned} a_1^T &= -1, \quad a_n^T = 0 \text{ for } n \geq 2, \quad a_0^T = -a_1^T = 1, \\ h_T &= -\left(x + \log \frac{K}{2}\right), \quad L_T = \pi, \quad M_T = \frac{\pi}{2} \end{aligned} \right\} \quad (5.6)$$

p によって r は, $\frac{1}{2}(1-x^2) = \frac{1}{2}x^2 + \frac{1}{4}(1-\cosh 2\theta)$ より,

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{2}a_2^C &= -\frac{1}{4}a_0^C, \quad a_1^C = 0, \quad a_n^C = 0 \text{ for } n \geq 3, \quad a_0^C = \frac{1}{2}, \\ h_C + \frac{1}{4} &= -\left(x + \log \frac{K}{2}\right) \frac{1}{2}, \quad L_C = \frac{\pi}{2}, \quad M_C = 0, \end{aligned} \right\} \quad (5.7)$$

$r = .57721$

最後に p_A について12 流出条件をつけて

$$p_A = a_0 \frac{(1 - \cos \theta)}{R_1 \theta}$$

とすると (1.20) より 今の近似では

$$-a_0 \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} \right) + \frac{A_0}{2} = 1, \quad (5.8)$$

となり, どの一段近似を進めようと 係数は定まらない。

しかし少し複雑なもので、ここでは (1.15) を援用してみよう。

$$\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{1 - \cos \theta'}{\cos \theta - \cos \theta'} d\theta' = 1, \quad T(x-1) \doteq \frac{1}{\pi} \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} + 2 \cos \theta \dots \right)$$

$$S(x-3) = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{for } x > 3 \\ \frac{3}{2} & \text{for } x < 3 \end{cases}$$

$$\int_0^\pi S d\theta' = \frac{3}{2}\pi - \theta, \quad \int_0^\pi S \cos \theta' d\theta' = -\sin \theta, \quad \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \theta d\theta = -\frac{\pi}{2}, \quad \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \theta^2 d\theta = \frac{2}{\pi}.$$

$$\frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{p_A(x)}{3-x} dx + 2 \int_{-1}^1 p_A(x) S(x-3) dx + K A_0 T(x-1) = 0, \quad (5.9)$$

$$a_0 \left[1 + K \left(\frac{\pi}{2} - \theta + \sin \theta \right) \right] + \frac{K A_0}{\pi} \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} - 2 \cos \theta \right) = 0,$$

$$a_0 \left[1 + K \left(\pi + \frac{\pi}{2} \right) \right] = -\frac{K}{\pi} A_0 \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} \right), \quad (5.10)$$

(5.8) を代入すると

$$A_0 = \frac{2 \left[1 + K \left(\pi + \frac{\pi}{2} \right) \right]}{1 + K \left(\pi + \frac{\pi}{2} \right) + \frac{2K}{\pi} \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} \right)}, \quad (5.11)$$

$$a_0 = -\frac{\frac{2K}{\pi} \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} \right)}{1 + K \left(\pi + \frac{\pi}{2} \right) + \frac{2K}{\pi} \left(\gamma + \ell_1 \frac{K}{2} \right)}, \quad (5.12)$$

$$L_A = \pi a_0, \quad M_A = \frac{\pi}{2} a_0, \quad (5.13)$$

結局

$$L_A \leq 0 \quad \text{for } K \geq 1.12, \quad Fr = \frac{1}{\sqrt{1.12}} \approx 0.667,$$

附錄 A 核函數

$$W(z, \zeta) = W_R(x, y; \zeta, \eta) + i W_I(x, y; \zeta, \eta)$$

$$= \frac{1}{2\pi} \log(z-\zeta)(z-\bar{\zeta}) - T(x-\zeta, y+\eta) + i S(x-\zeta, y+\eta), \quad (A.1)$$

$$z = x+iy, \quad \zeta = \zeta+i\eta, \quad \bar{\zeta} = \zeta-i\eta,$$

$$S(x, y) + iT(x, y) = \lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{\pi i} \int_0^\infty \frac{e^{-ikz} dk}{k - i\mu} \quad (A.2)$$

for $y < 0$

$$\frac{\partial}{\partial \bar{z}} W(z, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{z-\zeta} - \frac{1}{z-\bar{\zeta}} \right) - \frac{iK}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-ik(z-\bar{\zeta})} dk}{k - i\mu}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{z-\zeta} - \frac{1}{z-\bar{\zeta}} \right) + K \left[S(x-\zeta, y+\eta) + iT \right] \quad (A.3)$$

$$W_R(x, \zeta) = \frac{1}{\pi} \log|x-\zeta| - T(x-\zeta, 0) \quad (A.4)$$

$$W_I(x-i0, \zeta-i0) = \frac{\theta}{\pi} + i S(x-\zeta, 0)$$

$$\tan \theta = \frac{y}{x-\zeta}, \quad \theta = 0 \text{ for } x > \zeta, \quad \theta = -\pi \text{ for } \zeta > x.$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} W_R(x, \zeta) &= K S(x-\zeta, 0) = -\frac{\partial}{\partial \zeta} W_R(x, \zeta) \\ \frac{\partial}{\partial x} W_I &= K T(x-\zeta, 0) = -\frac{\partial}{\partial \zeta} W_I \end{aligned} \right\} \quad (A.5)$$

$$\left[\frac{\partial W_R}{\partial x} = \frac{\partial W_I}{\partial y}, \quad \frac{\partial W_R}{\partial y} = -\frac{\partial W_I}{\partial x} \quad (\text{Cauchy-Riemann}) \right]$$

$$\left(\frac{d}{dz} + iK \right) W(z, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{z-\zeta} - \frac{1}{z-\bar{\zeta}} \right) + \frac{iK}{2\pi} \log(z-\zeta)(z-\bar{\zeta}), \quad (A.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re} \left[\left(\frac{d}{dz} + F \right) W \right]_{y, \bar{y} = 0} &= \frac{K}{T} \theta = \begin{cases} 0 & \text{for } x > 0 \\ -K & \text{for } x < 0 \end{cases} \\ \operatorname{Re} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + iK \frac{\partial}{\partial x} \right) W \right]_{y = \bar{y} = 0} &= 0 \\ \frac{\partial^2}{\partial x^2} W_R + K \frac{\partial}{\partial x} W_I &= \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + K \frac{\partial}{\partial x} \right) W_R = 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{A.7})$$

$$\left[\begin{aligned} \frac{dW}{dz} &= \frac{1}{2\pi i} \left[\frac{1}{z-y} + \frac{1}{z-\bar{y}} \right] + K(S+iT) \\ \frac{dW}{dz} &= \frac{1}{\pi i} \left(\frac{1}{z-\bar{y}} \right) + K(S+iT), \\ \frac{\partial}{\partial x} W_R &= K S(x-3,9) = \frac{\partial}{\partial y} W_R \end{aligned} \right]$$

$$S(x,0) + iT(x,0) = \begin{cases} \frac{1}{\pi Kx} & \text{for } x \gg 1 \\ -\frac{1}{\pi K|x|} + 2e^{-iKx} & \text{for } x \ll -1 \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

$$S(x,0) + iT(x,0) = \begin{cases} \frac{1}{2} + \frac{i}{\pi} (\gamma + \frac{1}{2} Kx), & \text{for } x \neq 0 \\ \frac{3}{2} + \frac{i}{\pi} (\gamma + \frac{1}{2} K|x|), & \text{for } x = 0, \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

γ is Euler's constant

$$\left[\begin{aligned} W(x,0) &= \frac{1}{\pi} \log x + \frac{i}{\pi Kx}, \quad \text{for } x \gg 1 \\ \frac{1}{\pi} \log |x| - i &= \frac{i}{\pi K|x|} + 2ie^{-iKx} \quad \text{for } x \ll -1, \end{aligned} \right] \quad (\text{A.10})$$

$$W(x,0) \approx \frac{i}{2} - \frac{1}{\pi}(\gamma + \frac{1}{2}K), \text{ for } x \rightarrow +0$$

$$\frac{i}{2} - \frac{1}{\pi}(\gamma + \frac{1}{2}K), \text{ for } x \rightarrow -0$$

$$\left. \begin{array}{l} \end{array} \right\} \text{ (A.11)}$$

$$\text{for } x$$

$$S^*(x,0) = W_I(x,0) = \frac{\theta}{\pi} + S'(x,0)$$

$$T^*(x,0) = -W_R(x,0) = T(x,0) - \frac{1}{\pi} \log|x|,$$

$$\left. \begin{array}{l} \end{array} \right\} \text{ (A.12)}$$

for x is ∞ .

$$\frac{\partial}{\partial x} S(x) - K T(x) = \frac{y}{\pi(x^2 + y^2)}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} T + K S = \frac{x}{\pi(x^2 + y^2)}$$

$$\left. \begin{array}{l} \end{array} \right\}$$

$$\frac{\partial}{\partial x} T^*(x,0) = \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{1}{\pi x} = -K S'(x,0)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} S^*(x,0) = \frac{\partial S}{\partial x} = K T(x,0)$$

$$\left. \begin{array}{l} \end{array} \right\}$$

$$\tilde{W}(z, \zeta) = \tilde{W}_R + \tilde{W}_I$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int (z-\zeta)(\bar{z}-\bar{\zeta}) - \tilde{T}(x-\bar{z}, y+\zeta) + i \tilde{S}(x-\bar{z}, y+\zeta), \quad (A.13)$$

$\cos Kx = \frac{1}{2}(e^{iKx} + e^{-iKx})$

$$\tilde{S}(x, y) + i \tilde{T}(x, y) = \lim_{\mu \rightarrow +0} \frac{1}{\pi i} \int_0^{\infty} \frac{e^{-ikz} dk}{k - K + \mu i}, \quad y < 0, \quad (A.14)$$

$+ (\frac{1}{2} - \frac{1}{2}) = 0$

$$\tilde{S}(x, y) + i \tilde{T}(x, y) = S(x, y) + i T(x, y) + 2 e^{-iKz}, \quad (A.15)$$

$- e^{-iKy}$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{S}(x, 0) + i \tilde{T}(x, 0) &= -\frac{1}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{z - kx}{k - K} dk + \cos Kx \\ S(x, 0) + i T(x, 0) &= +\frac{i}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\cos kx}{k - K} dk + i \sin Kx \end{aligned} \right\} \quad (A.16)$$

$$\tilde{S}(-x, 0) = -S(x, 0), \quad \tilde{T}(-x, 0) = T(x, 0), \quad (A.17)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{W}(-x, \bar{z}) &= \overline{W(x, z)} \\ \tilde{W}_x(-x, \bar{z}) &= -\overline{W_x(x, z)} \end{aligned} \right\} \quad (-) \text{ complex conjugate } \quad (A.18)$$

$$\begin{aligned} S(x, 0) + i T(-x, 0) &= +\frac{P}{\pi} \int \frac{\sin kx}{k - K} dk + \cos Kx \\ &\quad - \frac{i}{\pi} \int \frac{\cos kx}{k - K} dk + i \sin Kx \end{aligned}$$

$$= -S(x, 0) + iT(x, 0) + 2 \cos Kx + 2i \sin Kx$$

設計書

No.

Date 63.6.21

保安庁(案)

Comparison

	PT-11		巡視船		大型船	
Δ^t	136		2/2		24,129	2,000
L^m	32.13		47		175	765
B	7.16 (.12238)		7.0 (.1489)		25.4 (.1451)	
d	1.24 (.0386)		1.6 (.0340)		9.5 (.0543)	
V^{ft}	41 (20.66)		MCR 398 (20.06) CRUIS 36 knots 13500 4500X1500X3		50 (25.2)	
HP	11,200				7175X10 ⁵	
σ/L^3 σ/L	.00410 (.1601)		.002042		.00450 (.1651)	
$F_v = V/\sqrt{g\sigma}$	2.910		2.624		1.497	1.80 2.25
$\frac{HP \times 746}{1000 \Delta V}$	.2990 $\eta = 0.6$		.2381		.1475	
$\sigma \times 6 = \frac{S}{L}$	.179		.143		.0885 ^{EXP} _{Est}	
$\frac{S}{2V^3} F_v^2$	29.64 $S/L^3 = 7$		24.1 $S/L^3 = 7$		6.73 $S/L^3 = 7$	
R_t	6.64X10 ⁸ $C_f = .0018$		9.4X10 ⁸ $C_f = 0.016$		44X10 ⁹ $C_f = .0015$	
$\xi = R_t/\Delta$	.0533		.0386		.0101	
$Fr = \frac{V}{\sqrt{Lg}}$	1.164		.935		.6085	4000 113 500 81
E_w					$V_{10} = .035$.078 ^{EXP} _{Est}	

$$V_{10} = \frac{R_t}{R_w} \sqrt{\frac{g}{L}} = E_w$$

4000 113 500 81

飛沫について

別紙

1. 概説 高速艇では飛沫の役割が大きいと考えられるが、その数学的表現特に線型近似については滑走板に
関し Wagner, 凡座の研究があるのみである。

所以^{この}滑走板の理論(丸尾)は翼理論に殆ど等しく
重力の影響を加味するだけでよいとされているが、
実際に滑走板形状が与えられて境界値問題を
解く事を考える^{空中}翼^としくは水中翼と大変異なる
事を見出す。

先ず平均沈下(相上昇)を与えると一般には
クッタの条件を満たす解はなし。また翼では上反角
($\text{rise of } f(\text{cor})$)は線形理論では問題にならないが
滑走板ではクッタの条件を後縁で満たす為には
その位置が大切である。

そして更に浸水面積が随分じめ沢まりない。
従つて従来の(板ばねの)速度場の表現では
Arbitrariness が足りないので、例えば浸水面積の変化
を表現する特異性を導入するなどの工夫が必要である。

しかしこの特異性は複雑で積分不可能という欠点があり、一般的でない。

また排水量型船型（高速では速度水頭 $\frac{1}{2}v^2$ に吃水 d が小さくなるので圧力分布で表現する方が薄い船とするよりも良いと考えられる）では船側は殆ど垂直で浸水面積の変化は無視しうると考えられ、この場合は上述の方法では具合が悪い。

一方速度場の一般的表現としては所謂線積分項が redundant な項として知られているのでこの内吸出し吸込み特異性を利用する事が鈴木によりに提唱された。

この吸込みを前線に沿って分布させる事になると、明らかに流線はそれだけ jump し、垂直船側船の線形模型になろうというものである。

従来 Trauwern stern の取扱いは方法がなかったけれど、この特異性の導入により、そこで流出条件を指定する事が出来るので合理的に取扱が出来る事になる。
（始めて線型的にはあるか）

さて従来の Wagner 力尾理論では飛沫量は高次の微少量で線形理論では速度ポテンシャルの表面には出て来なかったが吸込み特異性を導入すると陽に出て来る款でそれによる揚力、抗力などどう表現出来るかと言う点の問題となってくる。

この問題を考えるには先ず2次元、重力なしとすると自由流線理論による厳密解がえられるのでそこから始めるのが糸であらう。

例えば図1のような問題に対し、Wedgeの問題図2が対応していると考えられる。

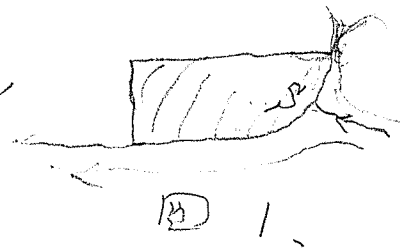


図1

図1で仮定み点では速度が0で船体上の速度は有限である事を考えると図2

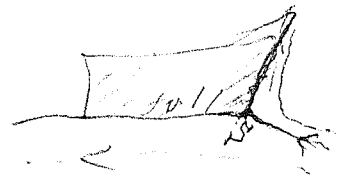


図2

の問題では直角の所以外に持つて行くのは辛くなる。

この問題の解は Tsatlin & Fedorov によって解かれている。

Gurevich, M.I. "Theory of jets in ideal fluid"

Academic Press, 1965, pp. 257-261