

ハイブリッド（マヨット）型にフリエ

1. 概要 /
2. 矩形圧力面と薄船 3
3. 前半楕円 後半矩形圧力面 7
4. 船型 10

ハイブリッド(又はヨット)型 について

1. 概略 高速では薄い船の船側波形は計算上大変大きくなり、實際上飛沫となって碎け抵抗を増大させると考えられる。

それをさけるには波押えの板をとりつける事が考えられる。

即ち薄い船による水面の x -方向速度を $u(x, y, 0)$, 板面から働く圧力を $p(x, y)$ [密度 $\rho=1$, 長さ 1 とする], 水面変位を $\zeta(x, y)$ とすると

$$\zeta(x, y) = \frac{1}{K} [u_T(x, y, 0) + u_p(x, y, 0) - p(x, y)], \quad (1.1)$$

但し u_p は $p(x, y)$ による x -方向誘起速度とする。

それ故断片的に

$$p(x, y) = u_T(x, y, 0), \quad (1.2)$$

とすれば

$$\zeta(x, y) = \frac{1}{K} u_T(x, y, 0) \quad (1.3)$$

となるが、今の場合は u_T が大きいとすると (1.3) の ζ は

必ずしも小さくなるとは限らないので波押え板の形状が与えられねばならない。境界積分方程式として解いて圧力を決めなければならぬ。

一方圧力分布型ではいかりした船身材を表現する事は困難なのでそれに薄い船を着け足す事が考えられるか

この場合も 水面変位は 同じく (1.1) で表わされ、

ρ, η がわかっている場合は 水面変位は 明らか

$$\zeta = \frac{1}{g} \eta, \quad (1.4)$$

だけ増加する、つまり 船体形状が変化する。

この時 船体形状を変えないならば 圧力は変化するの?

境界値問題を解いて 変化分を求めなければならぬ。

いづれにしても 船型が与えられる時は 元の解 である圧力
分布は ^{一船型に} 飛沫分 もついている (端部で無限大となる) と考えられる。

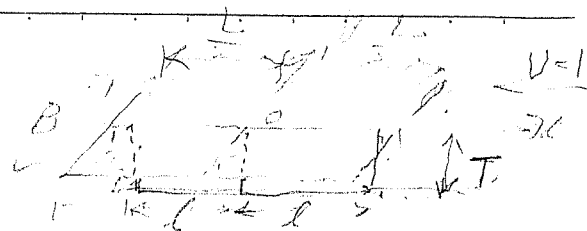
我々は 今 最適船型を探索しようとしているのである
から 必ず最適 の 特異点分布を求め、それが表わす
^(船型のかかりに) 船型が 実用的かどうかを調べ、もしも実用的
でないならば さらに その対策を検討する という方針
で進む 事にする。

そこで その特異点分布の最適化の評価基準としては
造波抵抗をとる事とし、また 飛沫なし船型 について
考える事とする。

2. 矩形圧力面と薄い船

薄い船は $y=0$ の面上, $|x| < l$,

$0 > z > -T$ の間の2重吹出し $\mu(x, z)$



で表わされるものとし, 圧力面は $z=0$ の面上 $|x| < \frac{L}{2}$, $|y| \leq \frac{B}{2}$ における圧力分布 $p(x, y)$ で表わされるものとする。

なお以下では, 簡単のため $L=2$ とする。

また薄い船による水面変位(特に船着所近の)を η とする。

為此 l は $L/2$ より少し小さくとり束とする。[例として $l=0.95 \frac{L}{2}$]

薄い船の近似的な半幅曲線を $\zeta(x, z)$ とすると

$$\mu(x, z) = \frac{U}{2\pi} \zeta(x, z), \quad (2.1)$$

である。

また圧力分布も2重吹出しであつてその関係は

$$\mu(x, y) = \frac{U}{\pi g} p(x, y), \quad (2.2)$$

従つて ζ と p の対応関係は

$$p \approx 2\pi g \zeta, \quad (2.3)$$

となる。

透射損失 R_{w1}

$$R = \frac{4}{\pi} \rho g K_0^3 \int_0^{\frac{\pi}{2}} |\bar{H}(K_0 \sec \theta, \theta)|^2 \sec^2 \theta d\theta, \quad (2.4)$$

($K_0 = g/U^2$)

$$\bar{H}(k, \theta) = \bar{F}_T(k, \theta) + \bar{F}_P(k, \theta), \quad (2.5)$$

$$\bar{F}_T(k, \theta) = \int_{-L}^0 \int_{-L}^L \eta(x, y) e^{ikx - iky \cos \theta} dx dy, \quad (2.6)$$

$$\bar{F}_P(k, \theta) = \frac{1}{2\rho g} \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} p(x, y) e^{-ik(x \cos \theta + y \sin \theta)} dx dy, \quad (2.7)$$

と

$$p(x, y) = A \sum_n \sum_m a_{nm} \sin n\phi \sin m\psi, \quad (2.8)$$

$$x = -\frac{L}{2} \cos \phi, \quad y = -\frac{B}{2} \cos \psi,$$

とおく。 $a_{11} = 1$ とおく。 $p(x, y)$ の近似係数は ∇p 17

$$\nabla p = \frac{1}{\rho g} \iint p(x, y) dx dy = \frac{\pi^2 LB}{16 \rho g} A a_{11} \quad (2.9)$$

$$A' = \frac{A}{2\rho g} = \frac{8 \nabla p}{\pi^2 LB}, \quad a_{11} = 1.$$

より

$$\bar{F}_P(K_0 \sec \theta, \theta) = \frac{\pi^2 A' \cos^2 \theta}{K_0^2 \sin^2 \theta} \sum_n \sum_m n, m (-i)^{n+m-2} a_{nm} J_n(K_0 \sec \theta) \times J_m(K_0 \sec \theta \sin \theta),$$

$\lambda = B/L, \quad (L=2)$

(2.10)

$$\eta(x, z) = C \sum_n \sum_m C_{nm} \frac{\cos n\phi}{xip} f_m\left(\frac{z}{T}\right), \quad (2.11)$$

$$x = -l \cos \phi$$

$$f_0(z) = -1, \quad f_1(z) = \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{T}\right), \quad (2.12)$$

今は z の $2T$ のみとることにする。

$$\int_{-T}^0 f_0 dz = T, \quad \int_{-T}^0 f_1 dz = 0, \quad (2.12')$$

薄船の近似では ∇_T は

$$\nabla_T = 2 \iint \eta dx dz = 2\pi l C C_{00} T, \quad (2.13)$$

$$C = \frac{\nabla_T}{2\pi l T}, \quad C_{00} = 1, \text{ etc.}$$

$$\bar{F}(K_0 \sec^2 \theta, \theta) = \frac{2\pi l C \cos^2 \theta}{K_0} \sum_m C_{nm} (-i)^n J_n(K_0 l \sec \theta) f_m(K_0 T \sec^2 \theta), \quad (2.14)$$

$$f_0(K_0 T \sec^2 \theta) = 1 - e^{-K_0 T \sec^2 \theta} = K_0 T \sec^2 \theta \int_{-T}^0 e^{K_0 z \sec^2 \theta} dz, \quad (2.15)$$

$$f_1(K_0 T \sec^2 \theta) = K_0 T \sec^2 \theta \int_{-T}^0 e^{K_0 z \sec^2 \theta} \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{T}\right) dz = \frac{1+e^{-K_0 T \sec^2 \theta}}{2} - \frac{1-e^{-K_0 T \sec^2 \theta}}{K_0 T \sec^2 \theta}$$

[前の定義と違うのは注意]

また

$$r = \frac{R}{\rho g V(\nabla/B)} = \frac{128\pi}{K_0 l \lambda^2} \int_0^{\pi/2} |\bar{F}_P + \bar{F}_T|^2 \sec^2 \theta d\theta, \quad (2.16)$$

$$\nabla = \nabla_P + \nabla_T, \quad \text{又} \quad \nabla_T / \nabla = \mu, \quad \text{etc.} \quad (2.17)$$

$$\bar{F}_P^* = (1-\mu) \frac{\cos^3 \theta}{\sin \theta} \sum_n \sum_m n \cdot m (-i)^{n+m-2} a_{nm} J_n(k_0 \sin \theta) \bar{J}_m(k_0 \sin \theta), \quad (2.11)$$

$$\bar{F}_T^* = \mu \left(\frac{k_0 L B}{g T} \right) \cos^3 \theta \sum_n \sum_m (-i)^n C_{nm} J_n(k_0 \sin \theta) \bar{J}_m(k_0 \sin \theta), \quad (2.12)$$

$$a_{00}, C_{00} \in \mathbb{R} \text{ and } C_{00} = 1.$$

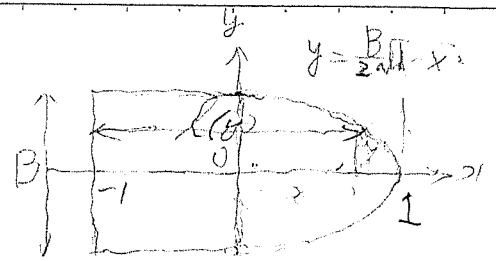
$$a_{00} + C_{00} = 1, \quad -$$

3. 前半楕円後半矩形圧力面

右図のような圧力面を考慮しよう。

その上の圧力分布の一般形は種々
_(仮定)

考えられるが、一案として次の分布を考慮しよう。



とす

$$l(y) = 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{2y}{B}\right)^2} = 1 + \sin \phi, \quad y = \frac{B}{2} \cos \phi, \quad (3.1)$$

$$x = -\frac{l(y)}{2} \cos \phi + \frac{l(y)}{2} - 1, \quad (3.2)$$

$$p(x, y) = A \sum_{n, m=1}^{\infty} a_{nm} \sin n\phi \sin m\phi, \quad (3.3)$$

よって,

$$\nabla p = \frac{1}{\rho g} \int dy \int p(x, y) dx = \frac{LBA}{\rho g} \sum_{n, m=1}^{\infty} a_{nm} \int_0^{\pi} \sin n\phi l(y) d\phi \int_0^{\pi} \sin m\phi d\phi$$

$$= \frac{\pi ABL}{\rho g} \sum_m a_{1m} \int_0^{\pi} l(y) \sin m\phi d\phi$$

$$\int_0^{\pi} \sin m\phi \sin^2 \phi d\phi = -\frac{\cos m\phi \sin^2 \phi}{m} \Big|_0^{\pi} + \frac{1}{m} \int_0^{\pi} \cos m\phi \sin 2\phi d\phi$$

$$= \frac{1}{2m} \int_0^{\pi} [\sin (m+2)\phi - \sin (m-2)\phi] d\phi = \frac{1}{2m} \left[\frac{1 - (-1)^{m+1}}{m+2} - \frac{1 - (-1)^{m-1}}{m-2} \right] = \frac{-2}{m} \frac{1 - (-1)^m}{m^2 - 4}$$

$$= \begin{cases} \frac{4}{3} & \text{for } m=1 \\ 0 & \text{for } m \text{ even} \end{cases}$$

$$\left(\frac{4}{m(4-m^2)} \right) \text{ for } m \text{ odd}$$

(3.4)

$$\nabla p = \frac{\pi ABL}{\rho g} \left[\frac{\pi}{2} a_{11} + 4 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{1, 2n+1}}{(2n+1)(4 - \frac{1}{2n+1})} \right], \quad (3.5)$$

$A' = 2\rho g A$ とおくと

$$\nabla p = \frac{\pi^2 L B A'}{8} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{4}{3\pi} \right) a_{11} - \frac{4}{\pi} \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{a_{1,2\mu+1}}{(2\mu+1)(2\mu+1^2-4)} \right], \quad (3.5')$$

(2.9) と (3.5') より

$$A' = \frac{8 \nabla p}{\pi^2 L B} \quad (3.6)$$

と定義すれば、排水量が ∇p である為の係数の条件式として

$$1 = \left(\frac{1}{2} + \frac{4}{3\pi} \right) a_{11} - \frac{4}{\pi} \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{a_{1,2\mu+1}}{(2\mu+1)(2\mu+1^2-4)} \quad (3.7)$$

を得る。

(2.7) より

$$\bar{f}_p(r, \theta) = \frac{L B A'}{8} \sum a_{nm} \int_0^\pi \sin n\varphi \sin m\varphi e^{+i \frac{1}{2} B \cos \varphi r \cos \theta} J_n \left(\frac{1}{2} k r \cos \varphi \right) d\varphi \cdot \int_0^\pi \sin \phi e^{i \frac{1}{2} k r \cos \phi \cos \theta} d\phi$$

$$= \frac{\pi \cdot L B A'}{8 k \cos \theta} \sum_{n,m} n a_{nm} \int_0^\pi e^{i \frac{1}{2} B \cos \varphi r \cos \theta + i k (1 - \frac{r}{2}) \cos \theta} \sin n\varphi \sin \varphi J_n \left(\frac{1}{2} k r \cos \varphi \right) d\varphi$$

$$\bar{F}_{n,m}(K, \theta) = \frac{2 K_0 \sin \theta \cos \theta}{m \pi (i)^{n-1}} \int_0^\pi e^{i K_0 [2 \cos \varphi \cos \theta \cos \theta + (1 - \frac{r}{2}) \cos \theta]} \sin m\varphi \sin \varphi J_n \left[\frac{K_0 (1 + \frac{r}{2}) \cos \theta}{2} \right] d\varphi \quad (3.8)$$

とおくと

$$\bar{F}_p(K_0 \cos \theta, \theta) = \frac{\pi^3 A'}{K_0^2} \frac{\cos^3 \theta}{\cos \theta} \sum_{n,m} n \cdot m (i)^{n+m-2} a_{n,m} \bar{F}_{n,m}(K_0, \theta), \quad (3.9)$$

なお、船は左対称と考えるから m は奇数のみである。
(従って $\bar{F}_{n,m}$ は実数値である)

これは (2.10) と同じ形となっているから、計算は (2.16) で

与えられ、 $\bar{F}_p$ は

$$\tilde{F}_p^* = (1-\mu) \frac{\cos^3 \theta}{\lambda^3} \sum \sum_{n,m} (i)^{n+m-2} a_{n,m} \tilde{F}_{n,m}(k_0, \theta), \quad (3.10)$$

(3.17) の $T_0(\mathcal{D})$

$$\cos \theta + \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu}{3\sqrt{3}} \right) a_{11} - \frac{4}{\pi} \sum \dots = 1$$

4. 船型

薄い船では2重吹出し強さと半幅曲線とは(2.1)の対応があり、これをより正しく求める事は大変困難である。
 (線形理論の範囲内では)
 一般には鏡像近似による hull により正確な船型と考えられているが、確たる数値的検証がある訳ではない。
 圧力分布では(1.1)近似の(1.1)の u を無視して、

$$s(x, y) \doteq \frac{1}{k} p(x, y), \quad (4.1)$$

と船底曲線が与えられるが、高原 ($k \rightarrow 0$) では良い近似ではない。

しかしこの場合は線形理論の範囲内で(4.1)により船底形状を計算出来る。

Hybrid 型になった時船型がどうなるかはよく判らないが、とにかく近似的な船底曲線は計算出来るのでこの式で計算して見る事にする。

速度ポテンシャルは

$$\phi = \phi_P + \phi_T, \quad (4.2)$$

$$\phi_P(x, y, z) = \iint_R \rho(x', y') S(x-x', y-y', z) dx' dy', \quad (4.3)$$

$$\phi_T(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi} \iint_S \rho(x', z') \frac{\partial}{\partial x'} \left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + 4\pi K T(x-x', y, z+z') \right] dx' dz',$$

$$r_1^2 = (x-x')^2 + y^2 + (z-z')^2, \quad r_2^2 = (x-x')^2 + y^2 + (z+z')^2, \quad (4.4)$$

$$\zeta(x, y) = \zeta_P(x, y) + \zeta_T(x, y), \quad (4.5)$$

$$\zeta_P(x, y) = \iint_R \rho(x', z') S_2(x-x', y-y', z) dx' dy', \quad (4.6)$$

$$\zeta_T(x, y) = -\frac{1}{K} \frac{\partial}{\partial x} \phi_T(x, y, 0)$$

$$= -\frac{1}{2\pi K} \iint_S \rho(x', z') \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} + 4\pi K T(x-x', y, z+z') \right] dx' dz'$$

$$= -\frac{1}{2\pi K} \iint_S \rho(x', z') \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) - \frac{2(z+z')}{r_2^3} + 4\pi K^2 \int_0^z (x-x', y, z+z') \right] dx' dz',$$

$$(4.7)$$

$$S_1(x, y, z) = -\frac{\partial}{\partial x} T(x, y, z),$$

$$S_2(x, y, z) = -\frac{\partial}{\partial z} T(x, y, z),$$

(4.8)

$$T(x, y, z) = -\frac{1}{4\pi^2} \int_0^\pi \int_0^\infty \frac{e^{-kz + i/2 (x \cos u + y \sin u)}}{k \cos^2 u - K + i \sin u} dk du, \quad (4.9)$$