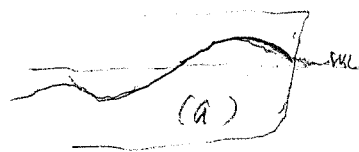


舷側波形, 飛沫, 波崩れ

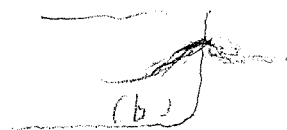
1 はじめに

船首部舷側波形は船型, 速度によつて種々のタイプが観察されるが大別すると次のようになる。

まず横から見て右図 a) b) の 2 種類に大別されるように見える。



a) は ^{最近}普通の型と考えられるが高速では波面は舷側から離れて来るように



こうなると飛沫となり、舷側波形の定義は難しくなる。
b) の型は体速肥大船型、^{大型}球状船首船型に見られる型で波面の上端で波崩れを起しているのが普通である。最近の船型は低速でも高速でもこの型が最も多くのように見受けられる。

船首形状は a) 型では先端が鋭角的に尖っており b) 型では丸くなっており又球状船首となっていると言ふ様な差があるように見える。

いづれにしてもこのような簡単な観察からも船首部波形は船型に密接に関連していることが知られる。

この覚え書では造波抵抗理論では艇側波形を
どう取扱つて来たか、今後どう研究すべきか、そして
例は「飛沫、波崩れ等をなくするにはどの様に今後
研究を進めるべきか等について述べ最後に Wagner 理論
を簡単化した簡單な艇側波形の見積り方法を記す。

2. 造波抵抗理論

艇側波形の理論値と実験値との比較は Wigley に
始まる¹⁾が発表されたものはあまり多くない。

これは薄い船理論によつており、また船体中心面
上の水面変位を計算しているにも拘わらず、定量的
にも可成良い一致を見せている。

しかし研究されたものは前項 a) 型に限られまた飛沫
については全く理論の中で考えられていない。

これらの研究は充分昔の事で計算手段も限られていた
が、最近の計算機の容量を考えると理論計算も
充分実用的と考えられるので今後検討の余地がある。

¹⁾ J.V. Wehausen "The wave resistance of ships", Advances in
Applied Mechanics, vol. 15, Academic Press, 1968.

この際、艇側波形を従来のように $y=0$ の中心線上でなく、実際の船体表面位置で計算すべきであろう。

また艇末はこの理論では^{θの大きい}発散波の波高が高くなって頂上が砕けるものと言う様に考えられる。

理論計算を非線形性^{非線形性}をも考慮して一挙に C.F.D. による事も考えられるが現状ではあまり実用的とは思われない。

その理由の一つは我々の目的は最適船型の探索であって現象の説明^{そのものではない}、この目的には線型理論の^{簡易に}ような結果の見通しが利き易いものの方が適している。

その二は水面と船体の交線^{線形近似では}には所謂線積分項の問題があつて理論的にも未だ解決がつかない、これは C.F.D. で一挙に非線形計算に解決出来るものかどうかよく判らない。

筆者の見解ではこれは解の不定性に関する問題で、そう解釈するならば非線形計算をして

解決すべき問題ではなく、^{その前に}解を唯一にするための条件を探究しなければならぬ。

薄い船理論ではこの点に決し今一つ判然としないが浅吃水船理論(水面の圧力分布で表わされる船)では理論的整合性のある解が可能である。

この理論では船体前半部水線の周縁に噴出し吸込又特異性を分布させ、その強さを後半部、好む Transom における水切り条件によって決めるのである。

この特異性は今の所波崩れもしくは飛沫の強さを代表していると考えられる。

したがってこれを小さくする事は飛沫等を小さくする事に通ずると思われる。

更にそれが船尾の形状^{姿勢}に依存する事を示す理論式も判っているので見通しをつけ易い。

また最適船型の探索という観点から見ればこの理論では飛沫のない圧力分布と言うものが簡単に周縁で圧力が無限にならぬと言う条件で

与えられる事がわかっているので大要簡潔であり、
上述のような持異性もなく 四角い圧力が 0 となる
(そうすると舷側と外側水面変位が連続になるのだ)
(そうでなければ P/P_0 のジャンプがある)
圧力分布をどうえ 逆府折境も小さくなるようにして
置けば "良い船型" が得られる事になる。

一般に浅吃水線理論は

速度水頭 $V^2/2g$ が 吃水より充分大きい時に
成立つと考えられているので ある程度高速になれば
試みて見る価値はあるう。

少くとも現段階においては 薄い船理論よりも 理論的
整合性において優れている。

そういう事で 研究の方向は 2通りある。

即ち α_1 は与えられた船型の 舷側形状等を予測
する事であり、 α_2 は最適船型を探索する事である。

普通 α_1 の手法により 自然に最適船型は判明すると

考えられているが、それは現用船型が最適船型の同類で
ある場合であつて、いつもそうであるという保証は全く
ない。 またもし そうであるならば "長い経験の正史" の中で
は 既に見つかつてゐるか、あるいは 最適に近いものか "存在
する" であらうから、それが無い以上は α_2 の方法は α_1 とは別

Wagner 理論の近似解

楔状物体の水面落下に関する Wagner の理論は水面変位の予測が出来、菊原はそれを使って飛行艇体の飛沫の研究を行い、実験との良い一致を報告している。

この理論では、今風に言えば「細長体理論」で、水面を自由表面（重力のない）として、水面変位を計算するものであるが、物体形状が等角図形で取扱われているので、形状が変化すると計算が複雑になって来る。

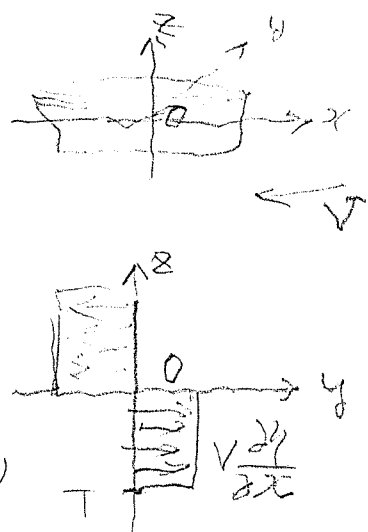
そこで、薄い船理論的に船体形状を縦断面面上の吹出し、吸込み分布とすると大変簡単になり、見通しを付け易い。

船速を V 、船の半幅を $\ell(x, z)$ とし、図のように座標系をとり、速度ポテンシャルを $\phi(y, z; x)$ とすると

薄い細長船理論では

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 0, \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \phi(y, z; x) = 0, \quad (1)$$

$$\phi(y, 0; x) = 0, \quad (2)$$



より

$$\phi(y, z; x) = \frac{+V}{\pi} \int_{-T}^T \rho q_n(z') \gamma_x(z'; x) \log \sqrt{y^2 + (z - z')^2} dz', \quad (3)$$

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial y} = + \frac{V}{\pi} \int_{-T}^T \rho q_n(z') \gamma_x(z'; x) \frac{y dz'}{y^2 + (z - z')^2} \xrightarrow{y \rightarrow +0} -V \gamma_x(z; x), \quad (4)$$

と表わされる。

水面に於ける
 z -方向の速度は

$$w(y, z; x) = \frac{\partial \phi}{\partial z} = - \frac{V}{\pi} \int_{-T}^T \rho q_n(z') \gamma_x(z'; x) \frac{z'}{y^2 + z'^2} dz', \quad (5)$$

“ $z=0$ ” 水面変位を $\zeta(x, y)$ とすると

$$w(y, 0; x) = -V \frac{\partial \zeta}{\partial x}(x, y), \quad (6)$$

“ $z=0$ ” から, (5) に基づいて

$$\begin{aligned} \zeta(x, y) &= \int_{-\infty}^x \zeta_x(x, y) dx = \frac{V}{\pi} \int_{-T}^T \rho q_n(z') \gamma_x(z'; x) \frac{z'}{y^2 + z'^2} dz' \\ &= -\frac{2}{\pi} \int_{-T}^0 \rho(z'; x) \frac{z' dz'}{y^2 + z'^2}, \quad (7) \end{aligned}$$

となつて大変簡単な形で表わされる。

以下代表的な 3 つの型について考えよう。

i) U 型肋骨船の代表として。

$$\rho(z; x) = \frac{B(x)}{z}, \quad \text{for } 0 > z > -T, \quad (8)$$



$$\zeta(x, \frac{B}{2}) = -\frac{B(x)}{\pi} \int_{-T}^0 \frac{z' dz'}{y^2 + z'^2} = \frac{B(x)}{\pi} \log \sqrt{\frac{y^2 + T^2}{y^2}} \Big|_{y=\frac{B}{2}} = \frac{B}{\pi} \log \sqrt{1 + \left(\frac{2T}{B}\right)^2}$$

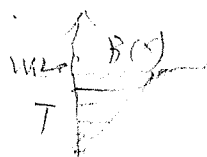
あるいは $\beta = \frac{B(x)}{2T} = A(x)/T$, $A(x)$ は横断面係数

$$\frac{\zeta(x, \frac{B(x)})}{T} = \frac{B(x)}{\pi T} \log \sqrt{1 + \left(\frac{2T}{B(x)}\right)^2} = \frac{2}{\pi} \beta \log \sqrt{1 + \frac{1}{\beta^2}}, \quad (9)$$

ii) V型肋骨船の代表として上図と面積を等しくとり

$$\zeta(z; x) = \frac{B(x)}{T} (T + z'), \quad (10)$$

とおくと



$$\zeta(x, B) = -\frac{2B}{\pi T} \int_{-T}^0 \frac{(T+z')z' dz'}{y^2 + z'^2}$$

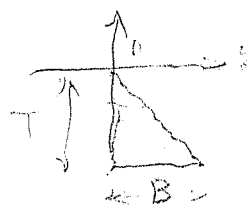
$$= \frac{2}{\pi} B(x) \log \sqrt{1 + \left(\frac{T}{B}\right)^2} - \frac{2}{\pi} B(x) \left(1 - \frac{B}{T} \tan^{-1} \frac{T}{B}\right) \quad (10')$$

$$\frac{\zeta(x, B)}{T} = \frac{4}{\pi} \beta \log \sqrt{1 + \frac{1}{\beta^2}} - \frac{4}{\pi} \beta \left(1 - \beta \tan^{-1} \frac{1}{\beta}\right), \quad (11)$$

iii) 最後に A型として球状船首船型を代表するような次の分布をとろう。

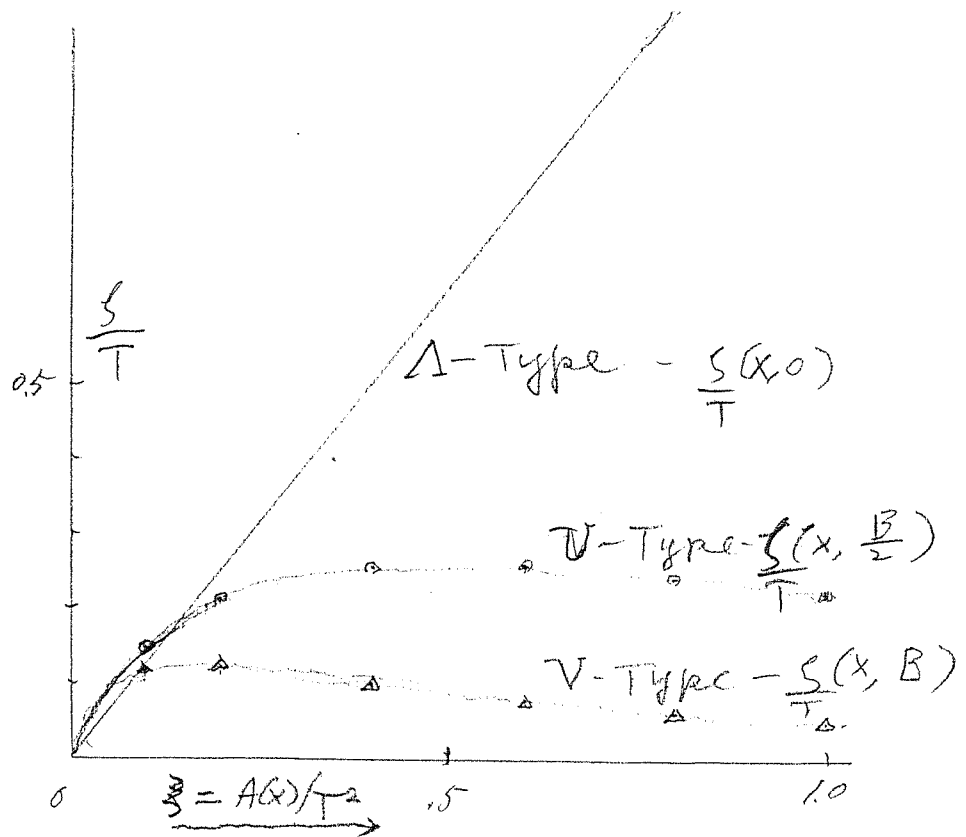
$$\zeta(z; x) = -\frac{B(x)}{T} z \quad (12)$$

こうすると船体係数は



$$\zeta(x, 0) = \frac{2B}{\pi T} \int_{-T}^0 dz' = \frac{2}{\pi} B(x)$$

$$\frac{\zeta(x, 0)}{T} = \frac{4}{\pi} \beta, \quad (13)$$



$\frac{\zeta}{T}$	$\frac{\zeta(x, \frac{B}{2})}{T}$ U	$\frac{\zeta(x, B)}{T}$ V	$\frac{\zeta(x, 0)}{T}$ Δ
0	0	0	0
.1	.1460	.1150	.1273
.2	.2094	.1188	.2546
.4	.2522	.0954	.5093
.6	.2538	.0743	.7639
.8	.2396	.0587	1.0186
1.0	.2196	.0494	1.2733

これらの値を前図に示す。

この図から水線幅が広いと舷側波形は小さくなる事がわかるが、式から見るとその効果は波形計算点、が特異点分布面から離れている点が一番も利いていると考えられる。

いづれにしても、 α -方向の横切面積曲線を一定と考えても舷側波形の変化は可成りなもので予想される事になる。

最後に菊原によれば、これらの波形(飛沫)は重力の影響を受けて後方で徐々に落下すると言う。

船首から飛び上がった水滴が α 時刻後に落下する距離は $\frac{g}{2} t^2$ であるから $t = x/V$ とおくと船首から x だけ後方の点では

$$\Delta z = \frac{g}{2V^2} x^2, \quad \frac{\Delta z}{T} = \frac{gL^2}{2V^2 T} \left(\frac{x}{L}\right)^2, \quad (14)$$

となるが、この値は、大分大を過ぎるようなので自由落下と考えるのは良くなく、水滴が液体から出る加速度 ($V_{\text{出}}^2/x$) を考慮すべきなのである。

V) 船体上の圧力分布(矩形)の諸係数

$$(A = \frac{16F\pi\Delta}{\pi^2 LB})$$

$$(5.1) \quad p(x, y) = A Z(x, y), \quad x = -L \cos \phi, \quad y = -\frac{B}{2} \cos \phi$$

$$Z(x, y) = \sum_n \sum_m a_{nm} \sin n\phi \sin m\psi$$

圧力分布の場合はこの $Z(x, y)$ を同化するものとする。
 近似的に圧力面上の船底のオフセットを $-Z(x, y)$ とする

$$p(x, y) / \rho g = Z(x, y)$$

とあって以下諸係数を考える。

横切面積曲線 $A(x)$ は

$$\begin{aligned} A(x) &= \int_{-\frac{B}{2}}^{\frac{B}{2}} \frac{p(x, y)}{\rho g} dy = \frac{\pi B A}{4 \rho g} \sum_n a_{n,1} \sin n\phi \\ &= \frac{4\Delta}{\pi L} \sum_n a_{n,1} \sin n\phi \end{aligned}$$

$$\Delta = \int_{-1}^1 A(x) dx = \Delta a_{1,1}, \quad \because a_{1,1} = 1$$

中央横切面積 $A(0)$ は

$$A(0) = \frac{4\Delta}{\pi L} \sum_m (-1)^m a_{2m+1,1}$$

中央横切面積係数 C_A は

$$C_A = \frac{A(0)}{B \frac{p(0,0)}{\rho g}} = \frac{\pi}{4} \frac{\sum_m (-1)^m a_{2m+1,1}}{\sum_n \sum_m (-1)^{n+m} a_{2n+1,2m+1}}$$

$$\frac{p(0,0)}{\rho g} = \frac{16\Delta}{\pi^2 LB} \sum_n \sum_m (-1)^{n+m} a_{2n+1,2m+1}$$

柱形係数 C_p は

$$C_p = \frac{\nabla}{LA(0)} = \frac{\frac{\pi}{4}}{\sum_m (-1)^m a_{2m+1,1}}$$

方形係数 C_B は

$$\left(\frac{\pi}{4}\right)^2 = .6168$$

$$C_B = \frac{\nabla}{L \cdot B \cdot \frac{\rho(0)}{\rho g}} = C_p C_\phi = \frac{\left(\frac{\pi}{4}\right)^2}{\sum_n \sum_m (-1)^{n+m} a_{2n+1,2m+1}}$$

縦柱形係数 C_{VP} は 今の場合 水線面積係数 C_{LV} が 1 なので

$$C_{VP} = \frac{\nabla}{L \cdot B \cdot \frac{\rho(0,0)}{\rho g}} = C_B. \quad (- \text{船舶の場合 } C_{VP} = C_B / C_{LV})$$

vi) 飛来流の圧力面 (矩形) の諸係数

$$(7.8), (8.1) \quad p(x, y) = A \Sigma(x, y) \quad (\text{DIN-Σ})$$

$$\Sigma(x, y) = \sum_n \sum_m a_{n,m} \frac{\cos n\phi}{x\phi} \sin m\phi,$$

$$A = \frac{8P\delta V}{\pi^2 L B},$$

横切面積曲線

$$A(x) = \int \frac{p(x, y)}{P\delta} dy = \frac{\pi B A}{4P\delta} \sum_n a_{n,1} \frac{\cos n\phi}{x\phi}$$

$$= \frac{2V}{\pi L} \sum_n a_{n,1} \frac{\cos n\phi}{x\phi},$$

$$\nabla = \nabla a_{0,1}, \quad a_{0,1} = 1 //$$

中央横切面積, $A(0)$

$$A(0) = \frac{2V}{\pi L} \sum_n a_{2n,1} (-1)^n,$$

2の係数 C_{x1}

$$C_x = \frac{A(0)}{B \frac{P(0,0)}{P\delta}} = \frac{\frac{\pi}{4} \sum_n (-1)^n a_{2n,1}}{\sum_n \sum_m (-1)^{n+m} a_{2n,2m+1}},$$

$$\frac{P(0,0)}{P\delta} = \frac{8V}{\pi^2 L B} \sum_n \sum_m (-1)^{n+m} a_{2n,2m+1}$$

柱形係数

$$C_P = \frac{V}{L A(0)} = \frac{\pi}{2} / \left[\sum_n (-1)^n a_{2n,1} \right],$$

縦柱形係数, 方形係数

$$C_{v,B} = C_B = \frac{\pi^2}{8} / \left[\sum_n \sum_m (-1)^{n+m} a_{2n,2m+1} \right],$$