

波力利用推進について

別冊

内容

概要

頁
0-1~3

1. 入射波動力とその利用効率

1

2. 波の運動

10

3. " 上下動

16

4. 利用可能推力と自航速度

18

5. 実験について

20-22

附録 A 後継波高

A-1~3

" B 近似解

B-1~2

" C 水中翼の定常流抵抗

C-1~7

概要

海上の定点において入射波エネルギーを吸収する装置の原理については既に周知であり、応用面が期待されているが、その船または浮体が進速速度をもつ時の理論についてはまだよく知られておらず、また少々不明瞭な面もある。

さてこの動力を利用するには2通りの方法がある。

その1は船又は浮体の運動を利用して発電機を直接(又は水や空気を使って間接)に機械電力として利用する方法であるが、これは一般に運動の周期が非常に長く、発電機回転数(これが小さいと発電機は巨大なものになる)とのマッチングが困難である。

またこれを推力に変換するとすればさらに推進器による損失があることになる。

そういう訳で次の方法として船又は浮体の運動を利用して直接推力を発生させる事が考えられてよい。この向の例は風力推進において船上に風車をおいて風力を回収し、フュー

を水中で回して推力を得る方法と、直接帆を用いて推力に変換させる方法との関係に似ている。

このような方法の一つとして水中翼の動揺による推力の発生（羽ばたき推進）が考えられる。

所で水中翼の理論の歴史はかなり長く、波浪中の問題も西山によって大きく取扱われ、また問題のエネルギー抽出について W_u の研究がある。

これらの研究は尚近似理論であり、現在の計算機能力から考えればもう少し詳しい計算をしていくべきであるけれども、本問題の現状ではまだ概念的把握が充分でないようなので、あえて本報では近似理論によって總括を試みた。

既に向波中を前進する水中翼を考え、それが吸収する波動力と水との相対動揺によって発生する推力について考察する。

吸収波動力は明らかに後流側の波がなくなれば最大であるから、翼の進む波で入射波を打消す

ように運動させればよい。

次に振動翼理論によって翼の発生推力を求めるわけであるが、これは推進器であるから 荷重度によって効率は一を越えることはない。

本稿では、近似的に無限流体中の理論を用いる。
〔水との相対運動を考慮して〕
最後にこの推力によって自航するとなると抵抗がわからぬならない。

ここでは特に翼のみが自航する場合の造流抵抗の性質についても附録で言及する。

なおこの近似理論では翼と水との相対運動がわかれば、推力は求められるので、直接 揚力吸収係数は必要としない。

1. 入射波動力とその利用効率

今一様流速 U の流れの表面に右側から波数 K の波速 c の何波か入射すると考えよう。

また U は ^{（単位は波の）}臨界流速より大きいとすると波の後方には波数 K の透過波と K' の反射波が残る。（附録 A）

○ 入射波が単位時間にもたらすエネルギー（パワー、動力）

は
$$E_{WI} = \frac{\rho g}{2} (U + \frac{c}{2}) \quad (1.1)$$

透過波のそれは振幅（振幅）を $A(K)$ とすると

$$E_{WT} = \frac{\rho g}{2} |1 + A(K)|^2 (U + \frac{c}{2}) \quad (1.2)$$

反射波の振幅を $A(K')$ とすると反射波の持てるパワーは

$$E_{WR} = \frac{\rho g}{2} |A(K')|^2 (U - \frac{c'}{2}) \quad (1.3)$$

○ この故 體によつて吸収されたパワーは

$$E_{ab} = E_{WI} - E_{WT} - E_{WR} \quad (1.4)$$

となるから入射波パワーの幾に於る吸収効率は

$$\begin{aligned} \eta_{ab} &= \frac{E_{ab}}{E_{WI}} = 1 - |1 + A(K)|^2 - |A(K')|^2 \left(\frac{U - \frac{c'}{2}}{U + \frac{c}{2}} \right) \\ &= 1 - |1 + A(K)|^2 - \frac{c'}{c} |A(K')|^2 \quad (1.5)^* \end{aligned}$$

c' は K' 波の波速（附録 A, (A-9) 式参照）

* 註) 逆流の場合も同じような式が得られるが、この場合負 A-3 に示すように波系は 4 つあるので大変面倒になる。

系外へのパワー収支はないものとする、この吸収パワーは翼後方^{へ流出する}渦層^{（渦列）}の^{（実際は）}パワー^{（ E_v ）}と翼に生ずる推力 T のなす仕事に等しい。

$$E_{ad} = E_v + TU, \quad (1.6)$$

この際翼を推力 T を出す推進器と見るならばこの推進器効率 η_T は

$$\eta_M = \frac{TU}{E_{ad}}, \quad (1.7)$$

と定義されよう。

したがって入射はパワーに対する推進パワーの効率 η_T は

$$\eta_T = \frac{TU}{E_{WE}} = \eta_{ad} \eta_M, \quad (1.8)$$

翼を補助的な推力源として利用するにはこれでよいが、この推力で自航する時には抵抗 R （更に）を考えて

$$\frac{R}{T} = \eta_h, \quad (1.9)$$

とすると流パワー利用推進効率 η_p は

$$\eta_p = \eta_{ad} \eta_M \eta_h, \quad (1.10)$$

と求まる。

以下 平衡位置の上下, 揺動を許している場合について考えよう。

i) 吸収効率 η_{ab}

(1.5) によって計算出来るから 附録 A, B により近似的に算出出来る。

容易にわかるように η_{ab} は次の時 1 になる。

$$1 + A(K) = 1 + A_K(K) + h A_0(K) + \theta A_1(K) = 0, \quad \left\{ \begin{array}{l} * \\ (1.11) \end{array} \right.$$

$$A(K') = A_K(K') + h A_0(K') + \theta A_1(K') = 0,$$

h, θ についてとくと

$$-h = \left[- (1 + A_K(K)) A_1(K') + A_K(K') A_1(K) \right] \div \left[A_0(K) A_1(K') - A_0(K') A_1(K) \right],$$

$$\theta = \left[(1 + A_K(K)) A_0(K') - A_K(K') A_0(K) \right] \div \left[\quad \right], \quad \left\{ \begin{array}{l} * \\ (1.12) \end{array} \right.$$

つまり, $\eta_{ab} = 1$ とすると 動揺は定まってしまう。

この動揺は 推力最大の条件と一般には一致しないであろう。

* 2次節に導くか... は附録からもわかるように 我々の近似では

$$A_K(K) + h A_0(K) + \theta A_1(K) = 1 \cdot h A_0 + \theta A_1$$

のように 水との相対運動 h, θ を導入した事に相当している。

ii) 推進器効率 η_M

前報により荷重度と次のように定義しよう*
 $\eta_M = \frac{T}{\frac{\rho}{8} \omega U |K|^2} = P \bar{H} + \bar{P} P - \bar{H} \bar{H} \quad (1.13)$

$$H = a + \frac{A}{X}, \quad P = A + \frac{B}{X}$$

$$a = \frac{4}{H_1^{(2)}(\alpha) + i H_0^{(2)}(\alpha)}, \quad b = \left(\frac{2}{\alpha} - \frac{1}{2}\right) a, \quad (1.14)$$

$$A = \pi \alpha H_1^{(1)}(\alpha), \quad B = \frac{i \pi \alpha}{2} H_0^{(1)}(\alpha)$$

$$\frac{1}{X} = \frac{B}{a} \quad (1.15)$$

すると効率 η_M は 2 変数で与えられる。(遊似的に無限小限として)

$$\eta_M = 1 - \frac{\bar{H} \bar{H}}{P \bar{H} + \bar{P} P} \quad (1.16)$$

推力が最大となる時の最適ツェザリング角は

$$\frac{B}{a} = \frac{1}{X} = \frac{1}{\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\alpha}\right)} \left[1 - \mu \left(\frac{A}{a} - \frac{B}{a}\right)\right] \quad (1.17)$$

μ は荷重度によって 2 変式から定まる。

$$K_T = \mu \left[2 + \left(\frac{B}{a} + \frac{\bar{B}}{\bar{a}} - 1\right) \mu\right] \left|a \left(\frac{A}{a} - \frac{B}{a}\right)\right|^2 \quad (1.18)$$

この時効率は

$$\eta_M = \frac{2 + \mu \left(\left(\frac{B}{a} + \frac{\bar{B}}{\bar{a}}\right) - 1\right)}{2 + \mu \left(\frac{B}{a} + \frac{\bar{B}}{\bar{a}}\right)} \quad (1.19)$$

* 次節に示すように本報の近似では以下の諸量の中の θ は相対運動 θ_{ar}, θ_r とななければならない。

iii) 推力抵抗比 $\eta_R = T/R$

これについては今の所何もわからないので

$$T = R, \quad \eta_R = 1, \quad \dots \quad (1.20)$$

とする他ない。

ここで抵抗としては、静水中で定速で走る時の抵抗をとする他ない。

抵抗は形状(粘性)抵抗と造波抵抗の和として表わされると考えられる。

今抵抗係数を

$$C_R = \frac{R}{\frac{\rho}{2} U^2 C}, \quad \text{この } C \text{ は 弦長とする,} \quad (1.21)$$

と定義すると 形状^(造波)抵抗係数を C_D, C_W とする。

$$C_R = C_D + C_W, \quad (1.22)$$

よく知られているように C_D は迎角の小さい範囲でほぼ一定である。

C_W については翼が薄くて迎角が0のときは略々0と考えてよいが、

しかしこの推進法での推力の根源は翼前端的吸力力にあるので船の船尾(フノペラ後流によって推力を生ずる)

の場合を考え合せると翼は充分厚いものの方が
好適と考えられ、また今までの実験からもこの事は伺える。

このように厚翼を使うとなると造波抵抗を無視
出来なくなりそうである。

この場合、^(附録Cに示すように) 翼厚によって出来る波を、迎角をとり
揚力を発生させそれによって出来る波によって
打消す事が出来れば C_w を充分小さくする事が
出来よう。

なお近似理論の範囲内では定常迎角があつても
動揺性能は氷平々板とかわらない。

そのようにして造波抵抗を小さくする事にすれば抵抗
は形状抵抗に幾分の余裕を見込んでおけば
よいだろう。

それ故 (1.13) の荷重度は

$$k_T = \frac{8 C_R}{\alpha |A|^2} = \frac{8}{\alpha |A|^2} C_R, \quad A > 1 \quad (1.22)$$

(1.22) の右辺は、
係数

～ 平衡の揚力 L_0 は

$$C_{L0} = \frac{L_0}{\frac{\rho}{2} C U^2} = 2\pi m \alpha_0, \quad (1.23)$$

α_0 : 迎角, $m(<1)$ 実験的修正係数,

揚抗比 ε は

$$\varepsilon = \frac{D}{L} = \frac{C_D}{C_{L0}}, \quad (1.24)$$

(1.22) を ε で書くと

$$K_T = \frac{\delta R C_{L0}}{\alpha_{HP}} \cdot \varepsilon, \quad (1.25)$$

2 が防衛荷重度である。

推進率効率 η_m は 荷重度 K_T によって定まり, K_T の小さい程効率はよくなるわけであるが 2 の K_T は (1.22) からわかるように 動揺振幅の自乗に 逆比例するので スクリュー プロペラの場合と少し勝手が違い、今の場合は 面倒である。

以上の考察から先ず次のような事が言えよう。

この推進法では先ず入射波の吸収効率 η_{ab} をよくする事が
肝要で、さらに推進器としての効率 η_M をよくする必要がある。

η_M を大きく保つには荷重度を小さくする事が必要なので
動揺振幅が出来る限り小さくし、また抵抗を小さく
しなければならぬ。

抵抗の内、造波抵抗は定常迎角を調整するか、または
キャンバーをつける事で小さくする事が出来よう。

もう少し細かく見ると

i) $\eta_{ab} = 1$ とすると (1.12) のように 動揺の振幅と位相
が完全に決まってしまう。

それ故 (1.15) の $\theta_{rel} = 1/\alpha$ が決まり、(1.13) により K_T が
(1.16) により η_M が定まり、 K_T から得られる推力が求まる。

なおこの時 $\eta_T = \eta_{ab}\eta_M = \eta_M$ であるから推力は

入射波のパワー $\frac{1}{2} E_{wi} \eta_M / U = T$ としておいてもよい。

ii) 抗力が与えられて、 η_M が最大とするためには

上式ゆえに 終速状態の場合 (1.17) の関係があればよい。

式中 μ は K_T より (1.18) を解いて求められるが、抵抗は与えられていても振幅長がわからないと K_T は定まらない。

そこで h は η_{rel} を最大にするように決める事とする。

$$\eta_{\text{rel}} = 1 - \frac{\left| 1 + A_K(K) + h \left\{ A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \right\} \right|^2}{\left| A_K(K) + h \left\{ A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \right\} \right|^2}, \quad (1.26)$$

であるから

$$\left\{ A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \right\} \left[1 + \overline{A_K(K)} + \overline{h} \left\{ A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \right\} \right] + \left\{ A_0(K') + \frac{A_1(K')}{X} \right\} \left[\overline{A_K(K')} + \overline{h} \left\{ A_0(K') + \frac{A_1(K')}{X} \right\} \right] = 0, \quad (1.27)$$

この式が絶対値 0 とならねばならない。

よって

$$h = - \frac{\left\{ A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \right\} \left\{ 1 + \overline{A_K(K)} \right\} + \left\{ A_0(K') + \frac{A_1(K')}{X} \right\} \overline{A_K(K')}}{\left| A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \right|^2 + \left| A_0(K') + \frac{A_1(K')}{X} \right|^2}, \quad (1.28)$$

今簡単のため

$$\left. \begin{aligned} P &= 1 + A_K(K), \quad Q = A_0(K) + \frac{A_1(K)}{X} \\ P' &= A_K(K'), \quad Q' = A_0(K') + \frac{A_1(K')}{X} \end{aligned} \right\} \quad (1.29)$$

とおくと

$$h = - \frac{P\overline{Q} + P'\overline{Q'}}{|Q|^2 + |Q'|^2}, \quad (1.28')$$

この時

$$\text{Max} [\eta_{\text{rel}}] = 1 - \frac{|P\overline{Q}|^2 - P'\overline{Q'}Q|^2 + |P'\overline{Q'}|^2 - P\overline{Q}Q|^2}{[|Q|^2 + |Q'|^2]^2},$$

$$= 1 - \frac{2|P\overline{Q} - P'\overline{Q'}|^2}{|Q|^2 + |Q'|^2}, \quad (1.30)$$

特に

$$\frac{P}{Q} = \frac{P'}{Q'},$$

の時は $h = -P/Q \Rightarrow P'/Q'$ となり $\eta_{ab} = 1$ となるから

これは一般には成立しないだろう。

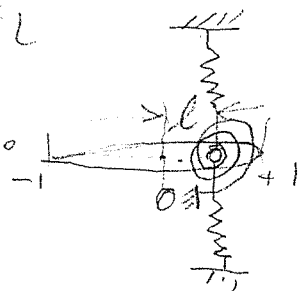
このようにして h が求まったので K_+ は定まり、 μ 従って η_M が定まる。

iii) 以上の考察では 望の運動方程式は考えないで
いわば強制動揺させる(勿論系外との間にエネルギー
伝達はない)として考えたからとある運動を実現させる
には 適当な力学系を考えて所望の運動をするように
調整しなければならない。

逆に 所与の力学系に従って運動方程式を立て、
運動振幅を求めると、抵抗も所与とすれば K_+
従って η_M が求まり、また η_{ab} も求まる故 η_P が定まる。
この点については後節で考察しよう。

2. 響の運動

響は右図のように中央前方の点を支持し、
夫にバネを介して上下、回転運動をするものとする。



この強制力、モーメントは (単位振幅とする)

$$\begin{aligned} V_1 &= Z_{00} \dot{h}_w + Z_{10} \dot{\theta}_w \\ V_2 &= Z_{01} \dot{h}_w + Z_{11} \dot{\theta}_w \end{aligned} \quad \left\{ \dots (2.1) \right.$$

$$\dot{h}_w = i\omega h_w, \quad \dot{\theta}_w = i\omega \theta_w$$

$$h_w = J_0(k) e^{-kf}, \quad \theta_w = 2i J_1(k) e^{-kf} \quad \left\{ (2.2) \right.$$

$$Z_{00} = -\pi P U A_f A_0'$$

$$Z_{10} = -\frac{\pi}{2} P U c A_f A_0'$$

$$Z_{01} = -\frac{\pi}{4} P U c A_f A_1'$$

$$Z_{11} = -\frac{\pi}{8} P c^2 U A_f A_1'$$

c : 弦長

$A_f = BC$: 響面積 (2.3)

A_n' : 附録B参照

これは入射波の水の運動を相対的に響の強制上、終ゆめ
にある力として計算した力およびモーメントである。

これ以外に外力は働かないものとし、響弦中央の上下ゆれ、
縦ゆれ角 θ とすると運動方程式は

$$\begin{aligned} Z'_{00} \dot{h} + Z'_{10} \dot{\theta} &= V_1 \\ Z'_{01} \dot{h} + Z'_{11} \dot{\theta} &= V_2 \end{aligned} \quad \left\{ \begin{aligned} \dot{h} &= i\omega h, \quad \dot{\theta} = i\omega \theta, \dots (2.4) \end{aligned} \right.$$

$$Z'_{00} = Z_{00} + Z_{LH}, \quad Z_{LH} = i\omega M + Z_L,$$

$$Z_L = \frac{k_H}{i\omega},$$

M : 膜の質量, k_H : 上下方向バネ定数

$$Z'_{10} = Z_{10} + l Z_L, \quad Z'_{01} = Z_{01} + l Z_L,$$

$$Z'_{11} = Z_{11} + Z_{L0}, \quad Z_{L0} = i\omega I + l^2 Z_L + \frac{k_0}{i\omega},$$

I : 膜の慣性モーメント, k_0 : 回転方向バネ定数

(2.4) を解くと

$$\dot{h} = \frac{1}{\Delta'} [V_1 Z'_{11} - V_2 Z'_{10}]$$

$$\dot{\theta} = \frac{1}{\Delta'} [V_2 Z'_{00} - V_1 Z'_{01}]$$

$$\Delta' = Z'_{00} Z'_{11} - Z'_{01} Z'_{10},$$

(2.6)

さてこの運動から現在の近似法で水に対してなす付着を計算するには水との相対運動を知らねばならない。

それは

$$\left. \begin{aligned} h_r &= h - h_w \\ \theta_r &= \theta - \theta_w \end{aligned} \right\} \dots (2.7)$$

と書けるから, (2.6) によって計算してもよいし, また式を

(2.4) に代入して

$$\left. \begin{aligned} Z'_{00} \dot{h}_r + Z'_{10} \dot{\theta}_r &= -Z_{LH} \dot{h}_w - l Z_{LH} \dot{\theta}_w = V'_1 \\ Z'_{01} \dot{h}_r + Z'_{11} \dot{\theta}_r &= -l Z_L \dot{h}_w - Z_{L0} \dot{\theta}_w = V'_2 \end{aligned} \right\} (2.8)$$

これを解いて

$$\dot{h}_r = \frac{1}{\Delta'} [V'_1 Z'_{11} - V'_2 Z'_{10}]$$

$$\dot{\theta}_r = \frac{1}{\Delta'} [V'_2 Z'_{00} - V'_1 Z'_{01}],$$

(2.9)

2.12 Δ' は (2.6) の Δ と同じである。

これから推力 $\overline{T}_R$ と パワー W_R は 2式により計算出来る

$$K_{TR} = \frac{\overline{T}_R}{\frac{\rho \omega |h_r|^2 U^2}{8}} = \overline{P} \overline{H} + \overline{P} \overline{F} - \overline{H} \overline{H} \quad (2.10)$$

$$K_{WR} = \frac{W_R}{\frac{\rho \omega |h_r|^2 U^2}{8}} = \overline{P} \overline{H} + \overline{P} \overline{H} ,$$

$$\eta_H = \overline{T}_R U / W_R = K_{TR} / K_{WR} ,$$

$$\left. \begin{aligned} P &= A + B/X, \quad F = a + b/X, \\ X &= R_r / h_r \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

このパワー増進効率 η_H は (1.5) に よって 近似的に

$$\left. \begin{aligned} 1 + A(K) &= 1 + h_r A_0(K) + \theta_r A_1(K) \\ A(K') &= h_r A_0(K') + \theta_r A_1(K') \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

$$A_j(K) = \frac{c_j}{K' - K} F_j(K) e^{-Kf} \quad \left. \begin{aligned} & \\ & \end{aligned} \right\} \quad j=0,1 \quad (2.13)$$

$$A_j(K') = \frac{-i' K'}{K' - K} F_j(K') e^{-Kf}$$

となるので

$$\eta_{ab} = 1 - \left| 1 + h_r A_0(K) + \theta_r A_1(K) \right|^2 - \frac{c'}{c} \left| h_r A_0(K') + \theta_r A_1(K') \right|^2 \quad (2.14)$$

と計算出来る。(この c, c' はは定数)

これで最終的に推進効率 η_H の計算出来る事になるが、推力

自体は先に (2.10) で計算出来るので η_H の計算は必ずしも必要ない。
おまけ

その時は (2.10) の W_R を使って 直接定義式から

$$\eta_{a0} = \frac{W_R}{E_{WI}} = \frac{W_R}{\frac{\rho g}{2}(U + \frac{c}{2})} = \frac{\omega |h_r|^2 U^2}{4g(U + \frac{c}{2})} K_{WR}, \quad (2.15)$$

$$\eta_T = \frac{U T_R}{\frac{\rho g}{2}(U + \frac{c}{2})} = [\quad] K_{TR}$$

[c は h_r は 振幅中にあり
[U と c の和]

従って 我々の近似では 船波効率 は 直接 考える
必要はなく、推力 T_R を 最大 と する よう に 考えれば
それが 最適 である ことになる。

その為には (1.17), (1.18) の関係が 使われる よい。

再録すれば

$$\theta_r / i_r = \dot{\theta}_r / \dot{i}_r = \frac{1}{(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{2})} \left[1 - \mu \left(\frac{A}{a} - \frac{B}{a} \right) \right], \quad (2.16)$$

$$K_{TR} = \mu \left[2 + \left(\frac{B}{a} + \frac{B}{c} - 1 \right) \mu \right] \left| a \left(\frac{A}{a} - \frac{B}{a} \right) \right|^2, \quad (2.17)$$

一方 h_r, θ_r は (2.9) で 与えられる から ます

$$\frac{V_2' Z_{00}' - V_1' Z_{01}'}{V_1' Z_{11}' - V_2' Z_{10}'} = \frac{1}{(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{2})} \left[1 - \mu \left(\frac{A}{a} - \frac{B}{a} \right) \right], \quad (2.18)$$

でなければならぬ。

2、で μ は $\frac{1}{2}$ 実数 で なければならぬ ので 上式から

$$\mu = \frac{\left[\frac{V_2' Z_{00}' - V_1' Z_{01}'}{V_1' Z_{11}' - V_2' Z_{10}'} + \frac{1}{(\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{2})} \right] \div \left[\frac{(\frac{A}{a} - \frac{B}{a})}{\frac{1}{2} - \frac{\alpha}{2}} \right]}{1} \quad (2.19)$$

$\alpha = 0$,

今考えている力学系で調整可能な量は ℓ , k_H , k_0 と
 3つあるから、これらの関係をも (2.9) を満たすようにすれば
 最適状態となる。

次に (2.17) もしに必要推力が与えられているならば) ^{or} 効率の
 最大となるように (これは μ が最小となるようにと考えるよい)

ℓ , k_H , k_0 を決めることにすればよい。

μ が小さくなる事は K_{TR} ^(荷重係) が小さければよいと言う事で
 あるからこの条件は K_{TR} が最小である事であり、それは
 $|h_r|$ が最大となればよい事を意味する。

この場合通常大抵において同期点と考えればよい。

つまり ℓ , k_H , k_0 は考えている点で同期するように選べばよい。

(2.9) より 同期の条件は

$$\begin{aligned} \Re[\Delta] &= \Re[Z_{00}Z_{11} - Z_{01}Z_{10}] \\ &= \Re[\ell + Z_{00}Z_{L0} + Z_{11}Z_{LH} + Z_{LH}Z_{L0} \\ &\quad - \ell(Z_{L0} + Z_{L1}) - \ell^2 Z_L^2] = 0, \quad \dots (2.20) \end{aligned}$$

$$\Delta = Z_{00}Z_{11} - Z_{01}Z_{10}$$

(2.19) と合せて 条件が 2 つ出たので ℓ , k_H , k_0 の内 2 つは
 決まるけれど 1 つの自由度があるように見える。

実際にその自由度が許されているかどうかはわからないが、もし許されているならば (2.9) の h_r の分母が最大となるように決めればよい。

さてこの過程を $\gamma_{ab}=1$ となるようにするとどうであろうか？

まず (2.14) より $\gamma_{ab}=1$ となるのは

$$\begin{cases} 1 + h_r A_0(k) + \theta_r A_1(k) = 0 \\ h_r A_0(k') + \theta_r A_1(k') = 0 \end{cases} \quad (2.21)$$

故に
$$h_r = -\frac{A_1(k)}{\Delta A}, \quad \theta_r = \frac{A_0(k)}{\Delta A} \quad (2.22)$$

$$\Delta A = A_0(k) A_1(k') - A_1(k) A_0(k')$$

この h_r, θ_r と (2.9) のそれらを代入すると ϵ, h_r, θ_r 等の満たすべき条件式がえられるが、これは前の場合と異なり、複素数の等式なのでこの2式から4つの条件が出て来る。

それ故に調整すべき量がある、では一つ不足である。

つまり一般には今考えた運動で $\gamma_{ab}=1$ とする事は不可能である。

したがって $\gamma_{ab}=1$ としかつ γ_{ab} を最大とするには運動の自由度をもう一つ増やす、例えばフラップをつける必要がある。

3. 翼の上下動

前項の一般の場合はいかなり複雑で見通しがたちにくい。

そこで上下運動のみの場合を考えよう。

運動方程式は (2.4) で $\theta = 0$ とおいて

$$Z_{00}' \dot{h} = V_1 = Z_{00} \dot{h}_w + Z_{10} \dot{\theta}_w \quad (3.1)$$

相対運動は (2.7) から

$$h_r = h - h_w, \quad \theta_r = -\theta_w, \quad (3.2)$$

で (2.8), または (3.1) から

$$Z_{00}' \dot{h}_r = -Z_{LH} \dot{h}_w + Z_{10} \dot{\theta}_w \quad (3.3)$$

$$\text{or} \quad \dot{h}_r = \frac{1}{Z_{00}'} [-Z_{LH} \dot{h}_w + Z_{10} \dot{\theta}_w]$$

推力等は (2.10) より

$$\left. \begin{aligned} K_{TR} &= \frac{T_R U}{\frac{\rho U}{8} |h_r|^2 U^2} = \overline{P_H} + \overline{P_F} - \overline{H \dot{H}}, \\ K_{WR} &= \frac{W_R}{\dot{h}_r} = \overline{P_H} + \overline{P_F}, \\ X &= -\theta_w / h_r, \quad Y_M = \frac{T_R U}{W_R} \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

吸気効率率は (2.14) より

$$\eta_{aa} = 1 - \left| 1 + h_r A_0(k) - \theta_w A_1(k) \right|^2 - \frac{c'}{c} \left| h_r A_0(k) - \theta_w A_1(k) \right|^2, \quad (3.5)$$

この場合、明らかに推力を大きくするには (3.4) から

h_r を大きくすればよい。

h_r を大きくするには、^{まず} 同方向にせざるべしと (3.3) より (2.5)

$$\text{Re}[Z_{00}] = \text{Re}[Z_{00} + Z_L + i\omega M] = 0, \quad \dots (3.6)$$

or $Z_{00}^{(i)} + \omega M - \frac{k_H}{\omega} = 0$

この式の (i) は虚部を示す。 $Z_{00}^{(i)}$ は附加質量の ω 倍である。

この時 h_r は上式を考慮して

$$\begin{aligned} h_r &= \frac{1}{Z_{00}^{(r)}} \left[Z_{10} \theta_W - i\omega \left(M - \frac{k_H}{\omega^2} \right) h_W \right] \\ &= \frac{1}{Z_{00}^{(r)}} \left[Z_{10} \theta_W + i Z_{00}^{(i)} h_W \right], \quad \dots (3.7) \end{aligned}$$

(2.2) を代入すると

$$\begin{aligned} h_r &= \frac{i e^{-kx}}{Z_{00}^{(r)}} \left[Z_{00}^{(i)} J_0(k) + 2 Z_{10} J_1(k) \right] \\ &\approx \frac{i e^{-kx}}{(A_0^0)_r} \left[(A_0^0)_i J_0(k) + 2 J_1(k) A_0^1 \right], \quad (3.7') \end{aligned}$$

得られる推力は h_r を (3.4) の上式に代入して得られ、

推進効率 η は (3.15) より

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\omega U^2 |h_r|^2}{4g(U + \frac{c}{2})} K_{TR} = \frac{\omega U^2 |h_r|^2}{4g(U + \frac{c}{2})} [P\bar{H} + \bar{H}H - \bar{H}\bar{H}], \quad (3.8) \\ T_{TR} &= \frac{\rho \omega U |h_r|^2}{8} [\dots] \\ \frac{T_{TR}}{\frac{\rho}{2} C U^2} &= \frac{\alpha}{8} |h_r|^2 [\dots] \end{aligned}$$

これらの式から $\alpha \rightarrow 0$ では T も大变小といえるが、

T を大きくするには 或程度 α を大きくせざるを得ないと考えられる。これは翼の減衰が大きく h_r が小さいためであり、 α の小さい時は同調点では共振を持っていない。

4. 利用可能推力と自航速度

入射波振幅を a とすると入射波のパワーは

$$E_{WI} = \frac{\rho g}{2} (U + \frac{c}{2}) a^2 B, \quad (4.1)$$

B は入射波の巾幅 (適当な意味) とする。

推力効率を η_T とすると得られる推力は

$$T = \frac{E_{WI}}{U} \eta_T = \frac{\rho g}{2} (1 + \frac{c}{2U}) a^2 B \eta_T, \quad (4.2)$$

今長を L (弦長といふよい) を導入して無次元化

$$C_T = \frac{T}{\frac{\rho}{2} B L U^2}, \quad (4.3)$$

とおいて (4.2) に代入すると

$$C_T = \frac{\eta_T}{Fr^2} \left(\frac{a}{L}\right)^2 \left(1 + \frac{c}{2U}\right), \quad (4.4)$$

$$\text{但し } Fr = U / \sqrt{gL}$$

なお入射波長を λ とすると

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad \text{と} \quad \left(1 + \frac{c}{2U}\right) = 1 + \frac{1}{2Fr} \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi L}}, \quad (4.5)$$

$\eta_T = \eta_{ac} \cdot \eta_M$ であつて 翼の運動が与えられる 2 節の
ように計算出来るので (4.2) によつて推力が決定出来る。

また 2 節のように力学系が同期可能ならば それが
大さくなるよう調節出来、いづれにしても入射波中の自乗に

比例する。

また幅 B に比例する故、荷重は必ずしも有利ではなく、横波を受ける方がずっと大きい推力を得るようになる。この場合は^{船が}横波をうけて上下ゆれおこし横ゆれをし、それによつて翼が動き推力を発生する事になる。この場合も翼の水との相対速度がわかれば推力は (2.10) 等のようになる。

さて自航する場合を考えよう。

抵抗を R とし、

$$C_R = \frac{R}{\frac{\rho}{2} B L U^2} \quad , \quad \dots \quad (4.6)$$

とし、 $T = R$ で自航する場合とすると (4.4) より

$$C_R = \frac{\eta_T}{F_r^2} \left(\frac{q}{L} \right)^2 \left(1 + \frac{c}{20} \right) \quad , \quad \dots \quad (4.7)$$

となるので自航速度は

$$F_r = \frac{q}{L} \cdot \sqrt{\frac{\eta_T (1 + \frac{c}{20})}{C_R}} \quad , \quad \dots \quad (4.8)$$

(こゝに $(1 + \frac{c}{20})$ は (4.5) のように表わされるから上式は F_r の

3次式としてとけるけれども、この計算は繰返し計算となるのでこの形のものが簡便である)

よって自航速度は $\sqrt{C_R}$ に殆ど逆比例し、それをあげるには

C_R を小さくするのが有効である。

5. 実験について

今年度は主に強制上下動試験を計画しているからこれに入る前に定常抵抗試験を行う。

1) 定常抵抗試験

迎角 α_0 を変化させ、揚力 L_0 、抗力 R_0 、後縁波跡高 $2A_0$ を測定し、抵抗 R は A_0 の最小の点を見出す。

無次元化

$$C_{L0} = \frac{L_0}{\frac{\rho}{2} A_f U^2}, \quad A_f = Bc: \text{翼面積}$$

$$C_R = \frac{R_0}{\frac{\rho}{2} A_f U^2},$$

$$C_W = \frac{R_W}{\frac{\rho}{2} A_f U^2} = \frac{\frac{\rho}{2} g A_0^2}{\frac{\rho}{2} c U^2} = \frac{g c}{2 U^2} \left(\frac{A_0}{c} \right)^2.$$

$$\text{なお} \quad Fr = \frac{U}{\sqrt{g c}}$$

とともにか $U/\sqrt{g c}$ でプロットするとハムブリー $\frac{g c}{2 U^2} \left(\frac{A_0}{c} \right)^2$ か

大体一致するであろう。

11) 強制動揺試験

上下動, 縦ゆれの振巾を h, θ とすると, 翼に働く^揚力_入, モーメント(弦中央に作用する) M および推力_下を測り更に後継波の波高 $A(k), A(k')$ (所録 A 参照) を測定する。

無次元化

$$\left. \begin{aligned} \frac{L}{\rho A_f \omega h U} &= i\pi \left[A_0^o + A_0' \left(\frac{c\theta}{2h} \right) \right] m_L, \\ \frac{M}{\rho A_f \omega h U c} &= \frac{i\pi}{4} \left[A_1^o + A_1' \left(\frac{c\theta}{2h} \right) \right] m_0, \end{aligned} \right\}$$

m_L, m_0 は 無限流体中の平板翼の係数に対する厚み および 水深の補正係数である。

$$C_T = \frac{T}{\frac{\rho}{2} A_f U^2}, \quad K_T = \frac{T}{\frac{\rho}{8} B \omega U h^2} = \frac{T}{\frac{\rho}{8} A_f \omega U h^2 / c},$$

$$C_T / K_T = \frac{\omega h^2}{4 c U} = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{h}{c} \right)^2,$$

$$\alpha = \frac{c \omega c}{2},$$

この C_T は 定常揚抗を含む故 理論^{値 (2.10)} とは異なる

計算はそれを行ってからにする。

後続の形は (A.11) のように $F_j(k)$ で表わされ、 $F_j(k)$ は (B.4) に よって 計算される。

$$\frac{A_j(k)}{h \cdot \frac{c}{2} \cdot \frac{1}{\pi}} = \frac{-2\pi\alpha k}{k^2 - k'} e^{-kf} \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^m A_m^j J_m(k)$$

$$h = k \text{ or } k'$$

$$\frac{k}{k'} = \frac{\gamma}{2} + \frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\alpha\gamma + \frac{\gamma^2}{4}}$$

$$\gamma = \frac{2C}{2U^2} = \frac{1}{2F_r^2}$$

左辺の測定値を右辺の近似値と比較し、 L, M のそれぞれで求めた m_L, m_B と比較する。

附録 A 後続波は

遠く充分後方では水面変位 $\eta(x)$ は二次式で表わされる。(速度があまり小さい場合 $\alpha > \beta$)

$$\eta(x) = A(k) e^{ikx} + A(k') e^{ik'x} \quad (A.1)$$

こゝに 振巾は 水面圧力を $p(x)$ とし

$$F(k) = \frac{1}{\rho U^2} \int p(x) e^{-ikx} dx, \quad (A.2)$$

なるコッテニ関数から逆式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} A(k) &= \frac{iK}{K' - K} F(k) e^{-Kx} \\ A(k') &= \frac{-iK'}{K' - K} F(k') e^{-K'x} \end{aligned} \right\} \quad (A.3)$$

たゞし K, K' は

$$(k - \alpha)^2 - \gamma k = 0, \quad \alpha = \frac{\omega}{U}, \quad \gamma = g/U^2, \quad (A.4)$$

の根で

$$\left. \begin{aligned} K, K' &= \alpha + \frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\alpha\gamma + \frac{\gamma^2}{4}} \\ K' &= \alpha^2/K \end{aligned} \right\} \quad (A.5)$$

ω は 全周同波数であるから $\omega = \omega_0, \omega_0'$

とすると

$$K = \omega_0^2/g, \quad K' = \omega_0'^2/g,$$

(A.6)

$$K - \alpha = -\frac{\omega_0}{U}, \quad K' - \alpha = \omega_0'/U,$$

消滅を c, c' とすると

$$c = g/\omega_0, \quad c' = g/\omega_0' \quad (A.7)$$

(A-5), (A-6), (A-7) より

$$\therefore \frac{1}{c} + \frac{1}{v} = \frac{1}{c'} \quad , \quad (A-8)$$

$$\begin{aligned} \text{また } K' - K &= \sqrt{\gamma^2 + 4\alpha\beta} = \frac{\omega_0 + \omega_0'}{v} = \frac{q}{v} \left(\frac{1}{c} + \frac{1}{c'} \right) \\ &= \frac{q}{v} \left(\frac{2}{c} + \frac{1}{v} \right) = \frac{2q}{c v^2} \left(v + \frac{c}{2} \right) \end{aligned}$$

同様にして

$$K' - K = \frac{2q}{c' v^2} \left(v - \frac{c'}{2} \right) \quad ,$$

より

$$\frac{v + \frac{c}{2}}{v - \frac{c'}{2}} = \frac{c}{c'} = \frac{\omega_0'}{\omega_0} \quad , \quad (A-9)$$

付録 B によれば" 同 振 幅 " は

$$A(k) = [\theta A_0(k) + \theta A_1(k)] \quad , \quad k = k \text{ or } k' \quad (A-10)$$

θ , θ は上下, 経度方向の 振幅比, A_0 , A_1 は ω_0 の 単位
振幅の時の 振幅であって.

$$\begin{aligned} A_j(k) &= \frac{i k}{k' - k} \bar{F}_j(k) e^{-k f} \quad , \\ A_j(k') &= \frac{-i k'}{k' - k} \bar{F}_j(k') e^{-k' f} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} A_j(k) &= \frac{i k}{k' - k} \bar{F}_j(k) e^{-k f} \\ A_j(k') &= \frac{-i k'}{k' - k} \bar{F}_j(k') e^{-k' f} \end{aligned}} \right\} (A-11)$$

数式 (12-11) より

$$\begin{aligned} A_k(k) &= \frac{i k}{k' - k} \bar{F}_k(k) e^{-k f} \quad , \\ A_k(k') &= \frac{-i k'}{k' - k} \bar{F}_k(k') e^{-k' f} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} A_k(k) &= \frac{i k}{k' - k} \bar{F}_k(k) e^{-k f} \\ A_k(k') &= \frac{-i k'}{k' - k} \bar{F}_k(k') e^{-k' f} \end{aligned}} \right\} (A-12)$$

 $\bar{F}_k(k)$ は (B-12) に よる.

追波の場合は前述の、 k, k' はか後流側にある他に
入射追波 (波数 k_F) と 後流側に進む k'_F 波がある。

つまり、この場合は $\alpha < \frac{\gamma}{4}$ で波系が 4 つある。

$$Uk_F + \omega = \omega_F, \quad k_F = \frac{\omega_F^2}{g}, \quad g/\omega_F = c_F$$

$$\left. \begin{array}{l} \omega_F/U \\ \omega'_F/U \end{array} \right\} = \frac{\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 - 4\alpha\gamma}}{2}, \quad \gamma > 4\alpha$$

$$Uk'_F + \omega = \omega'_F, \quad k'_F = \frac{\omega'^2_F}{g}, \quad g/\omega'_F = c'_F$$

$$\left. \begin{array}{l} c_F/U \\ c'_F/U \end{array} \right\} = \frac{2}{1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\alpha}{\gamma}}} = \frac{\gamma}{2\alpha} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\alpha}{\gamma}} \right),$$

$$\frac{1}{c_F} + \frac{1}{c'_F} = \frac{1}{U},$$

$$\frac{c_F}{2} > U, \quad \frac{c'_F}{2} < U,$$

附録B 近似解

圧力分布を次の式のように表す。

$$p_n(x) = \frac{2i\rho\omega U}{\sin\theta} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^n \cos m\theta, \quad x = \cos\theta, \quad (B.1)$$

境界条件は上下、船中点（下流方向）に於いては

圧力振幅が h , $\theta = 17^\circ$ 。

$$\psi(x) = h + \theta x, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = -(i\omega - U \frac{\partial}{\partial x}) \psi(x), \quad (B.2)$$

であるから、上の等値式の中で ψ の解を考えて。

$$\begin{aligned} \psi_0^*(x) &= 1, & \frac{1}{U} \frac{\partial \phi_0}{\partial y} &= -i\alpha \\ \psi_1^*(x) &= x, & \frac{1}{U} \frac{\partial \phi_1}{\partial y} &= 1 - i\alpha x \end{aligned} \quad (B.3)$$

また (B.1) のように ψ と ψ^* の関係は

$$F_n(k) = \frac{1}{\rho U^2} \int_{-1}^1 p_n(x) e^{-ikx} dx = 2\pi i\alpha \sum_{m=0}^{\infty} (-i)^m A_m^n J_m(h), \quad (B.4)$$

$J_m(h)$ はベッセル関数。

近似的に水面の影響を無視すると A_m^n は

$$A_m^n = \begin{vmatrix} \frac{h}{2} & 0 & 1 & 2 & 3 \\ 0 & \begin{vmatrix} -\frac{i\alpha}{2} - C(\alpha) & -C(\alpha) \\ \frac{1}{2} + (\frac{1}{2} - \frac{i}{2})C(\alpha) & -\frac{1}{2} - \frac{i\alpha}{8} + (\frac{1}{2} - \frac{i}{2})C(\alpha) \end{vmatrix} & -C(\alpha) & \frac{i\alpha}{2} & 0 \\ / & \begin{vmatrix} -\frac{1}{2} - \frac{i\alpha}{8} + (\frac{1}{2} - \frac{i}{2})C(\alpha) & -1 \end{vmatrix} & \frac{i\alpha}{8} \end{vmatrix} \quad (B.5)$$

$$F_0(\alpha) = \frac{4}{H_1^{(2)}(\alpha) + iH_0^{(2)}(\alpha)}, \quad F_1(\alpha) = (\frac{i}{2} - \frac{1}{2})F_0(\alpha), \quad (B.6)$$

$$C(\alpha) = H_1^{(2)}(\alpha) / [H_1^{(2)}(\alpha) + iH_0^{(2)}(\alpha)],$$

$H_n^{(2)}(\alpha)$ は n -次ヘルツ関数とする。

次に、上の散乱については、同様に

$$\psi_K^* = e^{iKx - Kf}, \quad \frac{1}{v} \frac{\partial \psi_K^*}{\partial y} = -i\omega_0 e^{iKx - Kf}, \quad \dots (B.7)$$

f: 入射波の位置

同様に、

$$\psi_{K'}^* = e^{iK'x - K'f}, \quad \frac{1}{v} \frac{\partial \psi_{K'}^*}{\partial y} = +i\omega_0' e^{iK'x - K'f}, \quad (B.8)$$

今は充分な長さが大きいとして、

$$\begin{aligned} \psi_K &\doteq [J_0(K) + 2iJ_1(K)x + \dots] e^{-Kf} \\ \psi_{K'} &\doteq [J_0(K') + 2iJ_1(K')x + \dots] e^{-K'f} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \psi_K \\ \psi_{K'} \end{aligned}} \right\} (B.9)$$

とすると、近似として、上の散乱の解により近似結果

$$\begin{aligned} P_K(x) &= h_K P_0(x) + \theta_K P_1(x) \\ P_{K'}(x) &= h_{K'} P_0(x) + \theta_{K'} P_1(x) \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} P_K(x) \\ P_{K'}(x) \end{aligned}} \right\} \dots (B.10)$$

$$\begin{aligned} h_K &= J_0(K) e^{-Kf}, \quad \theta_K = 2iJ_1(K) e^{-Kf} \\ h_{K'} &= J_0(K') e^{-K'f}, \quad \theta_{K'} = 2iJ_1(K') e^{-K'f} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} h_K \\ h_{K'} \end{aligned}} \right\} \dots (B.11)$$

したがって

$$\begin{aligned} \bar{F}_K(K) &= h_K \bar{F}_0(K) + \theta_K \bar{F}_1(K) \\ \bar{F}_K(K') &= h_K \bar{F}_0(K') + \theta_K \bar{F}_1(K') \\ \bar{F}_{K'}(K) &= h_{K'} \bar{F}_0(K) + \theta_{K'} \bar{F}_1(K) \\ \bar{F}_{K'}(K') &= h_{K'} \bar{F}_0(K') + \theta_{K'} \bar{F}_1(K') \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \bar{F}_K(K) \\ \bar{F}_K(K') \\ \bar{F}_{K'}(K) \\ \bar{F}_{K'}(K') \end{aligned}} \right\} (B.12)$$

2-12 $\bar{F}(K)$ は (B.4) 式による。

附録C 水中翼の定常流抵抗

No. C-1

Date 58.11.9

11.10.28
増

1. 速度ポテンシャル

速度ポテンシャルを $\phi(x, y)$ とする

水面条件は

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \kappa \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{y=0} = 0, (1.1)$$

$$\kappa = g/U^2$$

圧力 p は

$$\frac{p}{\rho} = -U \frac{\partial \phi}{\partial x}, (1.2)$$

水面変位を $\eta(x)$ とすると

$$\eta(x) = -\frac{U}{g} \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{y=0}, (1.3)$$

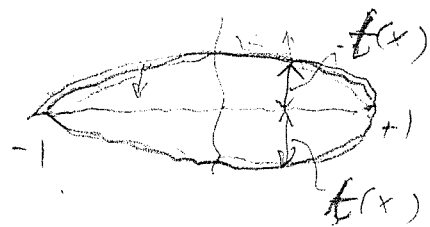
$$U \frac{\partial \eta}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial y}$$

翼面上の境界条件は

対称翼とし
翼のオフセットは下図の如く

迎角を α とすると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_U &= U \left(\alpha + \frac{\partial f}{\partial x} \right) \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_L &= U \left(\alpha - \frac{\partial f}{\partial x} \right) \end{aligned} \right\} (1.4)$$



今複素平面にポテンシャル $f(z)$, $z = x + iy$ を導入し

$$f(z) = \phi + i\psi, \quad (1.5)$$

とすると (1.1) は

$$\operatorname{Re} \left[\frac{d^2 f}{dz^2} + iK \frac{df}{dz} \right] = 0$$

$$\text{or} \quad \operatorname{Re} \left[\frac{df}{dz} + iKf \right] = 0, \quad (1.6)$$

(1.3) の下の式から水面傾斜は

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{U} \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{1}{U} \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

故

$$\eta(x, 0) = -\frac{1}{U} \psi(x, 0), \quad (1.7)$$

さて今

$$S_m(z) = \frac{1}{2\pi} \log(z+ik) + \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k+\kappa}{k-\kappa+\mu i} e^{-k\frac{f}{U} - i\kappa z} \frac{d\kappa}{k}, \quad (1.8)$$

$$S_r(z) = \frac{i}{2\pi} \log(z+ik) - \frac{i}{2\pi} \int_0^\infty \frac{k+\kappa}{k-\kappa+\mu i} e^{-k\frac{f}{U} - i\kappa z} \frac{d\kappa}{k}, \quad (1.9)$$

無限下流では

$$\left. \begin{aligned} S_m &\longrightarrow 2e^{-x(\frac{f}{U} + iz)} \\ S_r &\longrightarrow 2ie^{-x(\frac{f}{U} + iz)} \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

なる関数を導入し 2次のポテンシャルを考えよう。

$$f(z) = \int_{-1}^1 \{ m(\beta) S_m(z-\beta) + r S_r(z-\beta) \} d\beta, \quad (1.11)$$

(1.8), (1.9) の右辺が2項を無視すると.

$$f(z) \rightarrow f_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 (m+i\gamma) \log(z-\bar{z}+i\epsilon) d\bar{z}, \quad (1.12)$$

2nd order

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_{y=-i\epsilon} = - \int_m \left. \frac{df_0}{dz} \right|_{y=-i\epsilon} = - \int_m \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{(m+i\gamma) d\bar{z}}{z-\bar{z}+i\epsilon}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma d\bar{z}}{x-\bar{z}} \pm \frac{m}{2}, \quad \dots (1.13)$$

但し右辺が2項 + は 上面に面, - は 下面に面である。

(1.4) と 比較して.

$$m = 2U \frac{df}{dx}, \quad \left\{ \dots (1.14) \right.$$

$$U\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma d\bar{z}}{x-\bar{z}}$$

が2式の解は, $x = \cos\theta$, $\bar{z} = \cos\theta'$ とすると

$$U\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\gamma \sin\theta' d\theta'}{\cos\theta - \cos\theta'}$$

これをから

$$\gamma = \frac{2U\alpha (\cos\theta + \cos\theta')}{\sin\theta} \quad \dots (1.15)$$

後半部分は、(1.10)を(1.7)に代入して、(1.7)より

$$f(z) \Big|_{z=0} \rightarrow 4\alpha \bar{F}_m(x) e^{-ikx} + 4i\alpha \bar{F}_g(x) e^{-ikx}, \quad (1.12)$$

$$\therefore \bar{F}_m(x) = \frac{1}{2\alpha} \int_{-1}^1 m(x) e^{ikx} dx = \frac{1}{2\alpha} \int_{-1}^1 \frac{dx}{dx} e^{ikx} dx, \quad (1.13)$$

$$\bar{F}_g(x) = \frac{1}{2\alpha U} \int_{-1}^1 g(x) e^{ikx} dx = \frac{1}{2\alpha U} \int_0^\pi (1+\cos\theta) e^{ikU\theta} d\theta, \quad (1.14)$$

$$\therefore \psi(x) = -4 \ln \left[\left\{ \bar{F}_m(x) + i\alpha \bar{F}_g(x) \right\} e^{ikx} \right], \quad (1.15)$$

片振振幅は $A = 4 \left| \bar{F}_m(x) + i\alpha \bar{F}_g(x) \right|$, (1.16)

平均透過損失係数 R_w は

$$R_w = \frac{\rho g}{\tau} A^2 = 4\rho g \left| \bar{F}_m(x) + i\alpha \bar{F}_g(x) \right|^2, \quad (1.17)$$

これを " $\frac{1}{2}$ 以下に抑えるには

$$\frac{\partial R_w}{\partial \alpha} = 0, \quad i\bar{F}_g(\bar{F}_m - i\alpha \bar{F}_g) + (\bar{F}_m + i\alpha \bar{F}_g)(-i\bar{F}_g) = 0$$

$$\therefore \alpha \bar{F}_g \bar{F}_g = i(\bar{F}_g \bar{F}_m - \bar{F}_m \bar{F}_g), \quad -$$

$$\alpha = \frac{i}{2} \left[\frac{\bar{F}_m}{\bar{F}_g} - \frac{\bar{F}_m}{\bar{F}_g} \right], \quad (1.18)$$

の時に、その時 R_w は

$$\begin{aligned} \text{Min}(R_w) &= 4Pq \left| \bar{F}_m - \frac{F_0}{2} \left(\frac{\bar{F}_m}{\bar{F}_r} - \frac{\bar{F}_m}{\bar{F}_r} \right) \right|^2 \\ &= 4Pq \left| \bar{F}_m + \bar{F}_m \frac{\bar{F}_r}{\bar{F}_r} \right|^2, \quad \dots (1.19) \end{aligned}$$

すなわち

$$\frac{\bar{F}_m}{\bar{F}_m} \frac{\bar{F}_r}{\bar{F}_r} = -1, \quad \dots (1.20)$$

すなわち $R_w = 0$ となる。

この場合 (1.17) から考えると

$$\alpha = \frac{-F_m}{i F_r}, \quad \dots (1.21)$$

つまり F_m と F_r の位相が 90° ずれていなければ

$R_w = 0$ となる 迎角 α が存在する。

公式

$$J_n(x) = \frac{1}{\pi i^n} \int_0^\pi e^{i x \cos \varphi} \cos n \varphi d\varphi$$

$$\therefore \int_0^\pi (1 + \cos \theta) e^{i x \cos \theta} d\theta = \pi [J_0(x) + i J_1(x)], \quad (1.22)$$

$$f = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \sin n\theta, \quad \text{半幅曲線} \quad (1.23)$$

$$\frac{df}{d\theta} = \sum n a_n \cos n\theta.$$

$$-\int_1^x \frac{df}{dx} e^{i k x} = \int_0^\pi \frac{df}{d\theta} e^{i x \cos \theta} d\theta = \pi \sum_{n=1}^{\infty} n a_n i^n J_n(x), \quad (1.24)$$

$$F_m(x) = -\pi e^{-x f} \sum_{n=1}^{\infty} n a_n i^n J_n(x) \quad (1.25)$$

$$F_r(x) = \pi e^{-x f} \{J_0(x) + i J_1(x)\}$$

$$\frac{F_m}{F_r} = - \frac{\sum n a_n i^n J_n(x)}{J_0 + i J_1}, \quad (1.26)$$

(1.13) の F_m より はこれを部分積分して

$$F_m(x) = \frac{i}{x} F_m^*(x) = \frac{i}{x} e^{x f} \int_1^x f(x) e^{i x y} dx, \quad (1.27)$$

存し F_m^* の方が便利かもしれない。

$$F_m(x) = \pi \sum_{n=1}^{\infty} a_n i^n J_n(x) \quad , \quad \dots (1.28)$$

波長が充分長い時は 先ず

$$F_r(x) \doteq \pi e^{-kf} \quad , \quad \dots (1.29)$$

(1.27) より

$$F_m(x) \doteq \frac{i}{2\kappa} e^{-i\kappa f} (\text{Area}) \quad , \quad \dots (1.30)$$

$$\text{Area} = 2 \int_{-1}^1 f(x) dx \quad , \quad \dots (1.31)$$

と近似出来る, 波長1条件 (1.21) は

$$\alpha = \frac{-F_m}{i F_r} \doteq -\frac{1}{2\kappa} \left[\frac{\text{Area}}{\pi \left(\frac{c}{2}\right)^2} \right] \quad , \quad \dots (1.32)$$

$$\kappa = \frac{g c}{2 v^2} = \frac{1}{2 F_r^2} \quad , \quad F_r = \frac{v}{\sqrt{g c}} \quad , \quad (1.33)$$

翼型の面積が厚み下の積分で近似出来るすると

$$\frac{\text{Area}}{\pi \left(\frac{c}{2}\right)^2} \doteq \frac{I}{c} \quad , \quad \dots (1.34)$$

で2の時 (1.32) は

$$\alpha \doteq -\frac{I}{F_r^2} \quad , \quad \dots (1.35)$$

となり, F_r が 1 に近いとすると α はかなり大きい値をとる。

最後に これはキャンバーを考へなかつたからそれを

考慮すれば"造波抵抗を小さくするのは一層容易となる。