

(昭和 52 年 11 月 日本造船学会秋季講演会において講演)

前進速度を有する小アスペクト比振動平板翼 に作用する流体力について

正員 湯 浅 和 昭* 正員 藤 野 正 隆**
正員 元 良 誠 三**

New Approach to Hydrodynamic Forces on Oscillating Low Aspect Ratio Wings

by Kazuaki Yuasa, *Member* Masataka Fujino, *Member*
Seizo Motora, *Member*

Summary

A new approach to calculating the hydrodynamic forces acting on harmonically oscillating low aspect ratio wings is presented. This approach is based on free streamline theory and lifting surface theory. The hydrodynamic forces can be represented by a linear combination of the inertia force, the first order damping force, that is to say "lift", and the second order damping force, that is to say "drag". Each component of these forces estimated by the model of lifting surface with free stream is compared with the experimental results obtained by the forced oscillation of rectangular low aspect ratio wings. And chordwise pressure distribution estimated by the model is compared with that of measurement.

As the results of these comparisons, the following conclusions are derived :

- 1) Although the equivalent total drag coefficient, C_{dt} , of estimation increases monotonously with the inverse of reduced frequency, that of experiment is not so much varied with reduced frequency, k , for fixed period parameter, P.P., and aspect ratio, A.R. In the range of small $1/k$ the experimental C_{dt} becomes less than that at the time when $1/k$ equals to zero.
- 2) The result of the chordwise pressure distribution shows that as $1/k$ increases drag forces decrease and lift forces increase, so C_{dt} is not so much varied then.
- 3) The added inertia coefficient, C_m , of experiment is remarkably dependent on k however, that of estimation is close to 1.0 and less dependent on k in low aspect ratio wings. In the range of small $1/k$ experimental C_m is much greater than 1.0 and it becomes close at estimated C_m as $1/k$ increases.

1 緒 言

船体にはビルジキール・フィンスタビライザ・舵などアスペクト比の比較的小きな翼が付いており、船体自身を小アスペクト比の翼として考える場合もある。特に横揺に関するビルジキール・アンチローリングフィンの減衰効果を考える場合、小アスペクト比平板翼の振動問題を考えることは非常に重要な課題であり、しかも、純粋に流体力学的な意味からも興味深い問題である。

ビルジキールの減揺効果に関する研究は古くから行なわれており、実用的な実験式も発表されている¹⁾、また、最近ストリップ法的な観点に立った研究が精力的に進め

られており^{2),12)}、船型とビルジキールの寸法から横揺れ減衰係数を求める実用的な方法が完成されるのも、そう遠い将来でないように思われる。

だが、これまでの研究を見ると、ビルジキールは、前進速度のない振動平板として取扱われている場合が多く前進速度をもつ小アスペクト比の振動翼として取扱った例は少ないように思われるので、本論文では、前進速度のある場合のビルジキールの効果を検討するための基礎として、ビルジキールの運動する半径はビルジキールの深さに比べて十分大きいことを考慮にいれて、前進方向に直角に調和運動をしつつ前進する小アスペクト比平板翼に加わる流体力を考えてみることにした。

このように単純化された振動平板に加わる流体力を本論文では、次のような順序で考察する。

* 三菱重工業(株)船舶技術部総合計画課

** 東京大学工学部船舶工学科

i) 流体力の評価方法

流体力は、付加慣性力、振動平板としてのいわゆる抗力（2次の減衰力）と、前進速度がある時に作用する揚力（振動翼としての1次の減衰力）の3つの成分から成ると考える。

ii) 流体力のモデル化

i) で述べた流体力の具体的評価方法として、「揚力面理論」+「(cross flow 成分に対して) 死水モデル」の重ね合わせモデルを考えることにした。

iii) 流体力・コード方向圧力分布実験および流れの様相観察

ii) の流体力のモデルの妥当性と問題点を明らかにするために行った実験結果について検討する。

なお、本論文中で使用される変数の定義は下記のとおりである。

U : 一様前進速度

ω : 振動周波数

b : 翼幅

l : コード長

ρ : 流体の密度

k : reduced frequency ($=\omega l/2U$)

A. R. : アスペクト比 ($=b/l$)

V : 直径 b , 長さ l の円筒の体積 ($=\pi b^2 l/4$)

S : 翼面積 ($=bl$)

C_m : 付加質量係数

C_d : 抗力係数

$C_{L\alpha}$: 揚力係数

C_{dt} : 等価全抗力係数 ($=C_d + \frac{3\pi}{16} \frac{b}{a} \frac{l}{b} \frac{2U}{\omega l} C_{L\alpha}$)

L : 揚力

dL/dx : コード方向揚力分布

dL/ds : 圧力分布 ($ds = dx dy$)

a : 振動振幅

ν : 流体の動粘性係数

β : 最大流入角

h : Riabouchinsky model の二平板間隔

P. P. : Period Parameter ($=|\dot{z}|_{\max} T/b = 2\pi \frac{a}{b}$)

R_n : Reynolds 数 ($=Ul/\nu$ or $|\dot{z}|_{\max} b/\nu$)

R_a : 翼面

R_w : 自由渦面

R_r : 翼面および自由渦面以外の領域

2 流体力の評価方法

前進速度 U を持つ流れの中で微小振動する翼に作用する流体力を取り扱う揚力面理論においては、流体力を付加慣性力と揚力に起因する減衰力との和として、

$$F = C_m \rho V \ddot{z} + \frac{1}{2} C_{L\alpha} \rho S U \dot{z} \quad (1)$$

のごとく考えている。これは、自由渦面が trailing edge より流出し翼面の一様方向に対する投影面と同一平面上に存在していると仮定し、Euler の運動方程式における攪乱速度が一様流速に比べて $O(\epsilon)$ であることを利用して、その2次以上の項を省略することにより導かれた。つまり、trailing edge および tip から流出する自由渦の変形を考慮にいれていない。

一方、一様に斜航する船体に加わる定常流体力を扱う問題においては、浜本⁴⁾ は Bollay にならって自由渦層を流出させた場合の一般式を導き、野中⁵⁾ は流れの観察から渦核を形成する自由渦面を仮定して流体力の計算を行なっている。しかし、自由渦が運動している振動問題にこれらの方法を直接拡張するのは困難であろう。また、貴島⁶⁾ は Bollay 流の考え方から準定常的に自由渦の変形をも考慮に入れて船体が yawing する時の流体力を小アスペクト比振動翼と考えて計算しているが、準定常な解法であるために、付加慣性力については何の考察も与えていない。Lawrence は、一定の迎角で定常流が翼にあたる場合について、cross flow による抗力成分

$$2\alpha^2 \quad (\alpha \text{ は迎角}) \quad (2)$$

を、揚力係数に加えるべきであるとしているが、このことは、振動平板翼に関しても drag に対応する流体力を考慮に入れるべきであることを示していると思われる。

また、Shih³⁾ らの2次元振動平板に対する実験によれば、アスペクト比 0.1 の時に end plate の効果はほとんど関係なく、end plate を付けても付けなくても流体力はほとんど変わらないという結果が得られた。従って、抗力の考えは振動翼の tip から流出する自由渦の影響を表わしていると考えてもよさそうである。

以上の議論から、前進速度を有する小アスペクト比振動平板翼に作用する流体力を

$$F = C_m \rho V \ddot{z} + \frac{1}{2} C_{L\alpha} \rho S U \dot{z} + \frac{1}{2} C_{d\alpha} \rho S \dot{z} |\dot{z}| \quad (3)$$

のごとく、付加慣性力・揚力・抗力の3成分からなると考える。(3)式の右辺の各項に関する具体的検討に入る前に、平板翼に加わる流体力を整理する無次元パラメータについても若干考察しておく。なお(3)式の第3項は定常流における抗力とは異なるが、便宜上抗力と呼ぶことにする。

流体力 (F) は、前進速度 (U)・振動周波数 (ω)・振動振幅 (a)・矩形平板翼のコード長さ (l)・矩形平板翼のスパン長さ (b)・流体の密度 (ρ)・流体の動粘性係数 (ν) によって決まると考えられるので、流体力 F は $\alpha \sim \eta$ を未知数として

$$F = K \cdot U^\alpha \cdot a^\beta \cdot \omega^\gamma \cdot l^\delta \cdot b^\epsilon \cdot \rho^\zeta \cdot \nu^\eta \quad (4)$$

と表わせると仮定し、基本単位である質量 [M]・長さ [L]・時間 [T] を用いて左右両辺を具体的に表示し、

未知数 $\alpha \sim \eta$ の間に成り立つべき関係を求めると最終的に流体力は、

$$\frac{F}{\frac{1}{2}\rho U^2 lb} = f\left(\frac{\omega l}{U}, \frac{a}{b}, \frac{b}{l}, \frac{Ul}{\nu}\right) \quad (5)$$

のごとく、次の4つの無次元パラメータで表わされる。

reduced frequency	$k = \omega l / 2U$
period parameter	P. P. = $2\pi a/b$
アスペクト比	A. R. = b/l
Reynolds 数	$R_n = Ul/\nu$

なお、period parameter ($2\pi a/b$) は、流れの非定常性を表わす、いわゆる Strouhal 数 (N_{st}) の逆数であり、振動物体の流体力を整理するのによく用いられている。ただし、以下においては、Martin のビルジキールに対する実験式の表示法⁹⁾に従い、period parameter ($2\pi a/b$) の代わりに a/b で実験を整理する。

ところで、 R_n については振動平板に関する Shih・Buchanan の報告によれば、 $R_n > 250$ ならば抗力係数 C_d は R_n によらないという結論が得られている。このことを考慮に入れて、本研究においては $R_n > 1000$ として実験を行ない、流体力に対する R_n の影響はないものとする。

3 流体力のモデル化 ——死水を伴う揚力面モデル——

小アスペクト比振動平板翼に作用する流体力を計算するには、微小攪乱を仮定した揚力面理論だけでは不十分であり、cross flow に対する抗力の成分を加える必要があることはすでに述べた。そこで、本論文においては、抗力について死水モデルを応用することにより、Fig.1 に示すような死水を伴う揚力面モデルを考え、流体力を推定することを試みた。

1) C_d の推定——非定常運動に対する Riabouchinsky モデルの応用——

振動平板に対する抗力係数 C_d が定常流の場合と異なり、かなり大きな値を持つこと、およびその値が Strouhal 数によって変わることは、Keulegan ら¹⁰⁾ によって指摘されている。そこで Riabouchinsky の死水 model を応用し、Strouhal 数によって死水の大きさが変わり、従って C_d が変化すると考えてみる。

Riabouchinsky⁹⁾ によれば、平板背後の死水領域の長

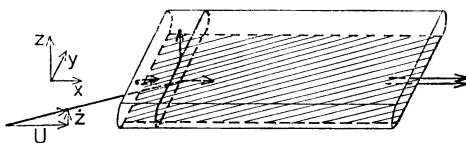


Fig.1 Conception of Lifting Surface Theory with Free Stream

さ h と板幅 b との比を h/b とするとき、抗力係数 C_d は、 α を媒介変数として次式で与えられる。

$$\frac{h}{b} = \frac{E(\cos \alpha) - \sin^2 \alpha K(\cos \alpha)}{\sin^2 \alpha + E(\sin \alpha) - \cos^2 \alpha K(\sin \alpha)}$$

$$C_d = 2 \frac{1 + \sin \alpha}{1 - \sin \alpha} \frac{E(\sin \alpha) - \cos^2 \alpha K(\sin \alpha)}{\sin^2 \alpha + E(\sin \alpha) - \cos^2 \alpha K(\sin \alpha)} \quad (6)$$

ただし、

$$K(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-x^2 \sin^2 \theta}} \quad (\text{第1種完全楕円積分})$$

$$E(x) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-x^2 \sin^2 \theta} d\theta \quad (\text{第2種完全楕円積分})$$

C_d の中に h/b は explicit には入っていないが、 h/b を小さくすると C_d は増加する。そこで実験で得られた C_d に見合った死水領域の長さを決定するために、まず、前進速度 $U=0$ で実験を行なうが、これまでに行なわれたこの種の研究のいくつかを紹介する。

Keulegan らの研究¹⁰⁾では平板を振動させる代わりに水槽内に standing wave を作り、その節となるところに平板をおいて流体力を計測しており、全体的にデータのバラツキも少ない。McNown¹¹⁾は振動平板に作用する流体力の瞬時値を用いて Riabouchinsky model を拡張したモデルに対応させている。Shih・Buchanan は Reynolds 数 (R_n)・自由表面影響を調べているが、付加慣性力を考慮に入れず流体力の最大値から抗力係数を求めている。池田¹²⁾も付加慣性力は考慮していない。

そこで、本研究においては強制振動実験を行ない、 C_d, C_m を実験的に求め、Keulegan らの実験と比較するとともに、実験値を用いて死水領域を決定する。

実験方法について、詳しくは4章で述べるが、自由表面影響については、Shih らによれば平板の中心を $2b$ 以上没水させれば影響がないと報告されている。また、本研究においても、自由表面影響を調べるために矩形断面2次元物体の横運動における付加質量と造波振幅比を有限要素法によって計算してみたところ、 $5b$ 程度没水させれば自由表面影響はないと考えて良さそうであった。そこで、本研究においては平板の中心を $5b$ 以上没水させて実験を行なうことにし、自由表面影響はないものとする。このようにして実験を行ない C_d, C_m の値を求め、Fig.2, Fig.3 に示す。これらの結果と Keulegan らの実験および池田らの実験式とを比較すると、i) C_d はほぼ一致している、ii) C_m は standing wave を用いた Keulegan らの実験値よりも大きめになっていることがわかる。

次に、 C_d の実験値から死水領域 (h/b) を決定したところ、

$$\frac{h}{b} = 0.263 \frac{a}{b} + 0.104 \quad (7)$$

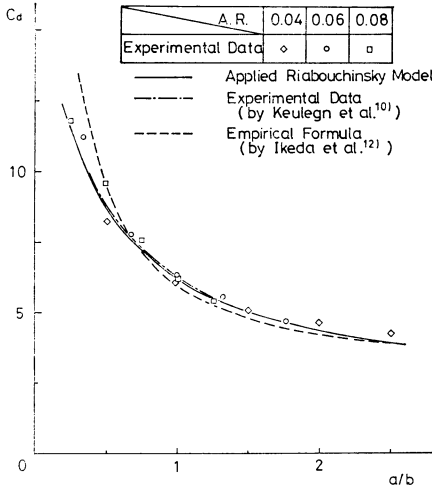


Fig.2 C_d vs. a/b Relations for $U=0m$

とすると実験値の C_d をよく説明できることがわかった (Fig.2)。

2) $C_{La} \cdot C_m$ の推定—Lawrence の方法による計算¹³⁾—

Reissner によって示された誘導速度に関する積分方程式をスパン方向に重み積分して計算する方法で, Fig. 4 に示すように右手直交座標系を用いて, 主流方向に x 軸・スパン方向に y 軸・翼面と鉛直方向に z 軸をとり, 速度ポテンシャルは一様流速 U で無次元化しておく, 翼面上での z 方向誘導速度は,

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \iint_{R_a + R_w} \frac{\partial \phi}{\partial x} \left(1 + \frac{r}{x - \xi}\right) d\xi d\eta \quad (8)$$

ただし,

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2}$$

R_a : 翼面, R_w : 自由渦面

で与えられる。境界条件として, 無限上流で攪乱がなく, 翼面上で翼をよぎる流れがなく, 後縁で Kutta の条件を満足するものとする。コード方向揚力分布は, 圧力分布をスパン方向に積分して,

$$\frac{dL}{dx} = \int_{-b/2l}^{b/2l} \frac{dL}{ds} dy \int_{-b/2l}^{b/2l} \times 2\rho U^2 \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + ik\phi\right) dy \quad (9)$$

として計算する。このようにして計算した揚力分布の加速度成分および速度成分を Fig.5 に示す。

次に, 揚力分布をコード方向に積分して揚力の加速度・速度成分から $C_m \cdot C_{La}$

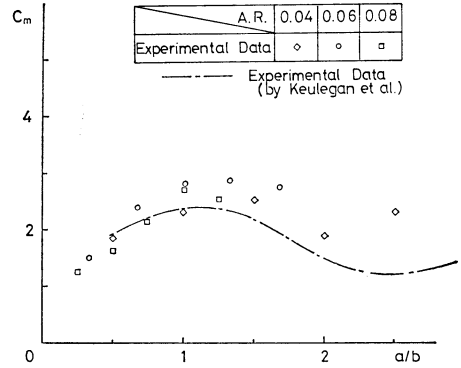


Fig.3 C_m vs. a/b Relations for $U=0m$

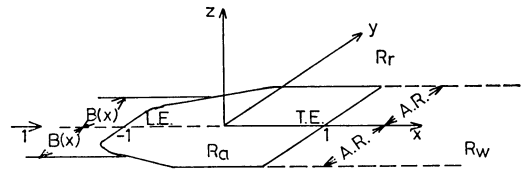


Fig.4 Coordinate System

を求めて reduced frequency (k) に対して図示したのが, Fig.6, Fig.7 である。これらのグラフから, アスペクト比が小さい場合は, $C_m \cdot C_{La}$ はともに reduced frequency にほとんどよらないといえる。

そこで, C_{La} は小アスペクト比平板翼の揚力の考えに基づき,

$$C_{La} = \frac{\pi}{2} \cdot (A.R.) \quad (10)$$

とし, C_m に関しては各アスペクト比に対して Lawrence の方法で計算した値 (Fig.6) を用いる。

以上をまとめると, period parameter によって決まる C_d とアスペクト比の関数としての C_{La} , C_m を使って, 前進速度を有する振動平板に加わる流体力を (3) 式で評価するというのが, 本論文のねらいである。

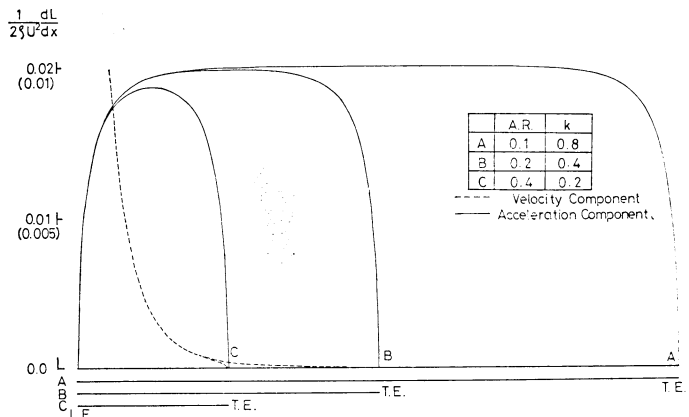


Fig.5 Chordwise Load Distribution

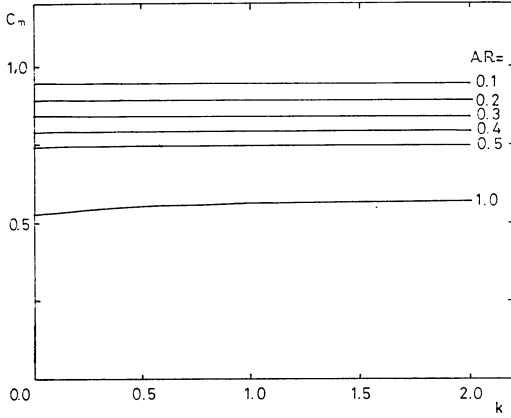


Fig. 6 C_m vs. k Relations for Low Aspect Ratio Wings

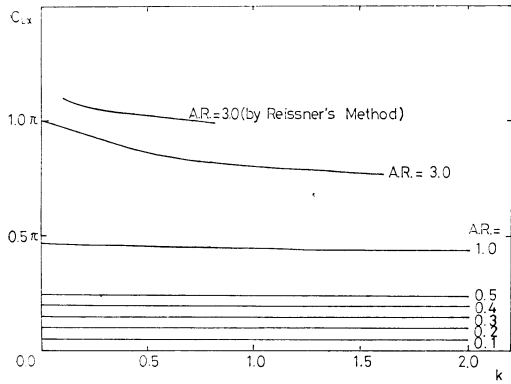


Fig. 7 C_{La} vs. k Relations for Low Aspect Ratio Wings

4 小アスペクト比振動平板翼に作用する流体力の計測実験

以上の推定が果して妥当であるかを調べてみるために以下に示すような方法で実験を行ない、計算結果と比較した。

1) 実験方法および解析方法

実験装置全体の概略図を Fig. 8 に示す。本装置はスコッチヨークを用いた強制動揺装置で、平板を振動周期 (T) で振動させながら曳航し、平板に加わる流体力を計測するものである。

実験に用いた平板翼の大きさおよび重量などは、Table 1 に示す。また、実験状態は

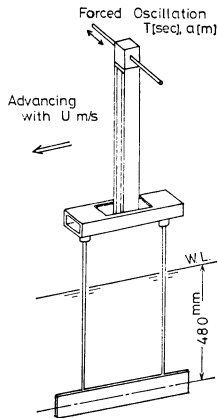


Fig. 8 Profile of Apparatus

Table 1 Dimensions of Rectangular Wings

A. R.	l (m)	b (m)	t (mm)	m ($\text{kg} \cdot \text{sec}^2/\text{m}$)
0.04	1	0.04	4	0.0439
0.06	1	0.06	4	0.0659
0.08	1	0.08	4	0.0878

振幅 (a) について 2.0~10.0cm の間を 5 通り、周期 (T) について 1.5~5.0sec の間を 4 通り、前進速度 (U) について 0.0~1.2m/sec の 5 通りとした。正弦運動している場合、等価線形の考えから、

$$C_{dt} = C_d + \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{U}{a\omega} \cdot C_{La}$$

$$= C_d + \frac{3\pi}{16} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{1}{(\text{A.R.})} \cdot \frac{1}{k} C_{La} \quad (11)$$

として C_{dt} を定義すれば、(3) 式は、

$$F = -C_m \rho V a \omega^2 \sin \omega t$$

$$+ \frac{4}{3\pi} C_{dt} \rho S a^2 \omega^2 \cos \omega t \quad (12)$$

と表わすことができる。一方、計測された周期的に変動する流体力を

$$F = -A \sin \omega t + B \cos \omega t \quad (13)$$

と記述する時の係数 A, B はフーリエ解析で求められるので、結局 C_m, C_{dt} は、

$$C_m = \frac{A - A'}{\rho V a \omega^2} - \frac{m}{\rho V}, \quad C_{dt} = \frac{3\pi(B - B')}{4 S \rho a^2 \omega^2} \quad (14)$$

として求まる。ただし、本実験においては、平板翼のスパン中央を自由表面から 480mm 没水させるために円断面棒で支持しているため、あらかじめ支持棒のみに加わる横力を計測した。 A', B' はこの時の流体力を (13) 式で近似したときの係数であり、同式中の m は平板翼の質量であり、Table 1 に示してある。

2) 実験結果と計算値との比較

実験結果は、全抗力係数 C_{dt} ・付加質量係数 C_m とともに、アスペクト比・振動振幅 (a) と翼のスパン (b) の比 a/b ごとに整理し、reduced frequency の逆数 ($1/k = 2U/\omega l$) ベースにプロットした。これらのうち、 $a/b = 0.5, 1.0$ の結果を、Fig. 9 から Fig. 12 に示す。

i) 全抗力係数 C_{dt}

3 種類のアスペクト比の平板翼について、おのおの 5 種類の a/b の実験を行なったが、そのうち $a/b = 0.5, 1.0$ の実験値を Fig. 9, Fig. 10 に示す。(10) 式の C_{La} を用いて (11) 式から求めた C_{dt} を実線で示す、図中下部の鎖線は C_{La} のみを表わしている。これらの図からわかるように、A.R. = 0.04 の場合は、計算値は比較的良く実験値を説明するといえるが、A.R. = 0.06, 0.08 の場合には、 $1/k$ の増加により一度減少する傾向がある。

本論文には示さなかった a/b の場合も考慮すると、

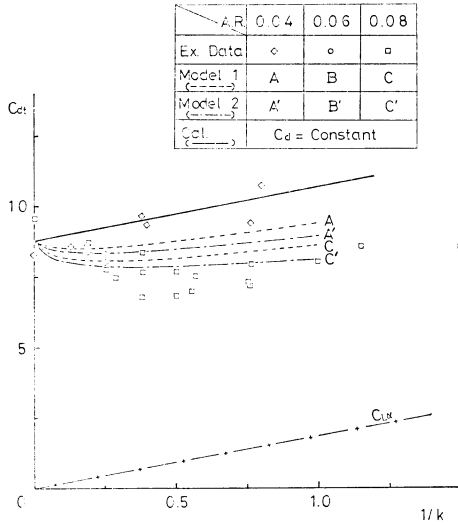


Fig.9 C_{dt} vs. $1/k$ Relations for $a/b=0.5$

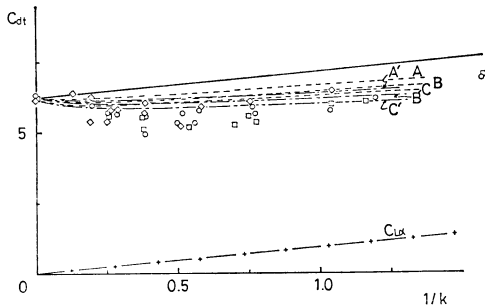


Fig.10 C_{dt} vs. $1/k$ Relations for $a/b=1.0$

この傾向は A.R. が大きいほど、また a/b が小さいほど顕著であり、このことは、A.R. が大きくなるほど tip vortex の影響が小さくなるためと考えられ、 $U=0$ での C_d の値を用いたのでは抗力を過大に見積りすぎたものと考えられる。また、同時に a/b 、すなわち振幅が小さい時は定常運動をする翼では attack angle が小さい場合に対応するので、tip vortex による非線形の効果は小さくなると考えられる。

ii) 付加質量係数 C_m

実験結果を Lawrence の方法による計算値とともに、Fig.11, Fig.12 に示す。これらの図によれば、Lawrence の計算値は明らかに過小で、特に、 a/b が大きいほど両者の差は大きく、さらに実験値が明らかな k による依存性を持つことを説明し得ない。しかし C_m の値が $1/k$ の増加に伴い、計算値に近づいてくることは、振動平板の前部で起った攪乱が後部におし流されてしまうために、微小攪乱を仮定した揚力面理論で考える流れ場に近づいてくるためと考えられる。

以上の検討によれば、本論文で考えた Lawrence の

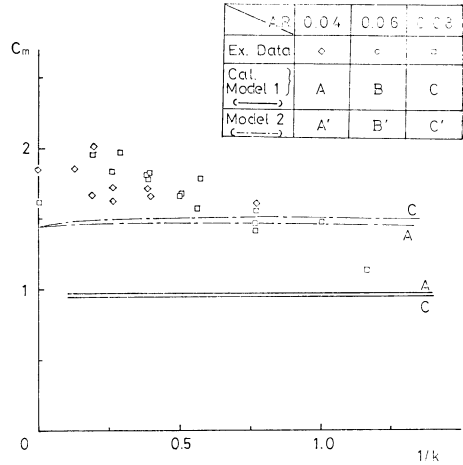


Fig.11 C_m vs. $1/k$ Relations for $a/b=0.5$

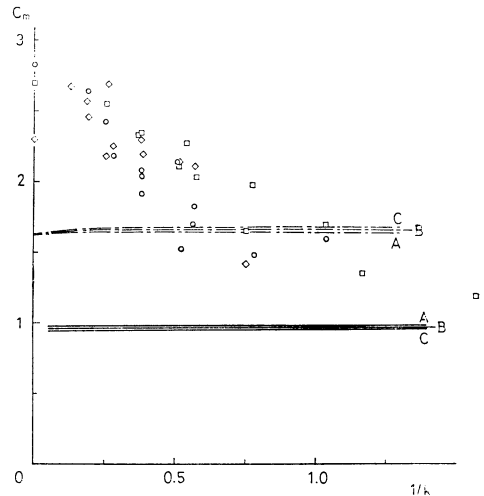


Fig. 12 C_m vs. $1/k$ Relations for $a/b=1.0$

揚力面モデルと、Riabouchinsky の死水モデルを組み合わせた流体モデルによる流体力のうち、速度成分については計算値は実測値より大であり、加速度成分は計算値の方が実測値より小となって、計算値と実測値の一致度はあまりよくないことがわかった。そこで5章では、コード方向の圧力分布を調べることによって、上述の差異についてさらに詳しく検討を加えることにする。

5 コード方向圧力分布の計測実験

アスペクト比 0.08 ($l=1000\text{mm}$, $b=80\text{mm}$, $t=4\text{mm}$) のアルミ製矩形翼の前縁から、40, 310, 850mm の3箇所に圧力計 (ST 研究所製, PM-25-01 : $P_{\text{max}}=0.1\text{kg/cm}^2$) を貼り付け、これを自由表面から 480mm ($6b$) 没水させ、強制動揺させながら前進させて圧力変動を記録した。この実験においては、さらに曳航電車を逆向き

に走らせて計測を行ない、前縁から 150, 690, 960 mm の位置に相当する個所の圧力をも計測し、合わせてコード方向の 6 箇所の点で圧力を計測した。

次に解析においては、変動圧力が正圧側・負圧側で、非対称となることと自由表面に生ずる波による静的圧力の変化とを考慮し、両面の圧力差をもって変動圧力とした。また、変動圧力は、速度成分と加速度成分が分離できると仮定して、フーリエ解析法により求めた。

変動圧力を $\rho |z|_{\max}^2$ で無次元化して整理し、速度成分を Fig.13 から Fig.15 に、加速度成分を Fig.16 から Fig.18 に示す。同図中の計算値は Lawrence の方法によるものであるが、Lawrence の方法では、圧力分布として、スパン方向に積分した値が求まるので、ここではスパン方向に楕円分布していると仮定して計算したものである。速度成分については、いずれのグラフの傾向もほぼ同一である。すなわち前進速度の増加に伴う前縁での圧力差の増加およびそれ以外の部分ではコード方向にあまり変化がないという結果となっている。次に、加速度成分については、例えば、Fig.17 によれば、前縁付近から徐々に、揚力面による計算値に近づく様子がはっきり現われている。

これらのグラフから、前進速度の増加に伴い、tip で剥離した自由渦の影響が前縁から徐々に少なくなって、揚力面理論で考えていた流れ場に近づき、tip vortex による流体力の成分である抗力、すなわち C_d の値は小さくなっていると考えられよう。また、 C_m についても、この値が前進速度の増加に伴い計算値に近づくことから、 $C_m > 1$ となる理由も tip vortex にあるのではないかと考えられる。

以上を整理すると、次のような結果が得られる。

- i) 圧力の速度成分は、前縁付近において大となっている。また、前縁付近以外では、コード方向にはほぼ一定で、その値は $U=0$ の時の値よりも小さくなっている。
- ii) 圧力の加速度成分は、前進速度の増加に伴い、

Cal.	Ex.	U (m/s)	$1/k$
	●	0.0	0.0
A	+	0.2	0.127
B	×	0.4	0.255
C	○	0.6	0.382
D	◇	0.8	0.509
E	□	1.0	0.637

ΔP_1 : Velocity component
 ΔP_2 : Acceleration component

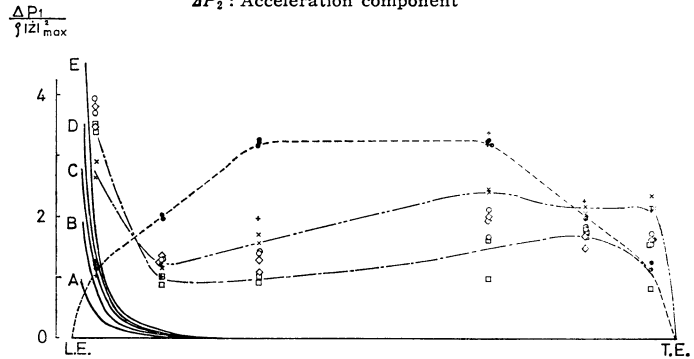


Fig. 13 Pressure Distribution for $a=0.06m$ and $T=2.0sec$ (Velocity Component)

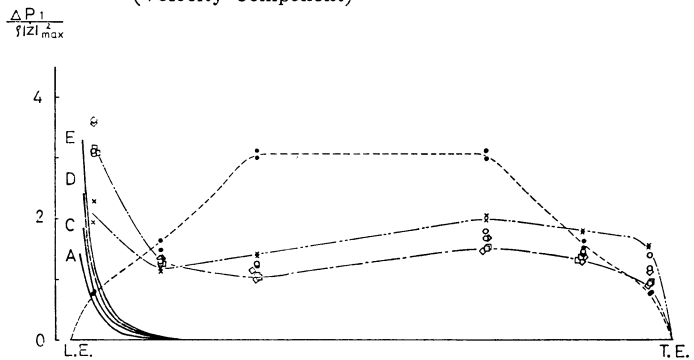


Fig. 14 Pressure Distribution for $a=0.08m$ and $T=2.0sec$ (Velocity Component)

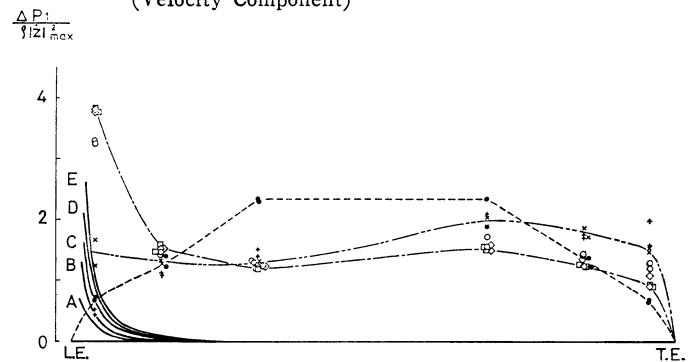


Fig. 15 Pressure Distribution for $a=0.10m$ and $T=2.0sec$ (Velocity Component)

前縁付近から揚力面による計算値に近づく。

6 前進速度のある場合の死水領域について

Fig.9, Fig.10 に示したように、アスペクト比により

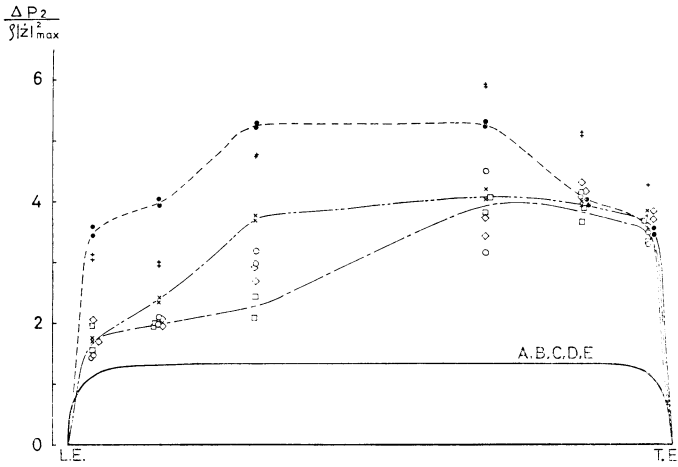


Fig. 16 Pressure Distribution for $a=0.06m$ and $T=2.0sec$ (Acceleration Component)

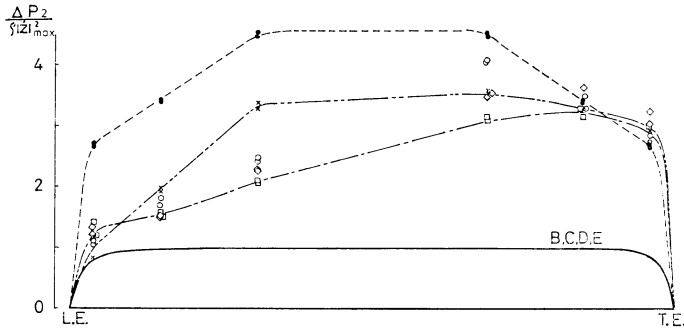


Fig. 17 Pressure Distribution for $a=0.08m$ and $T=2.0sec$ (Acceleration Component)

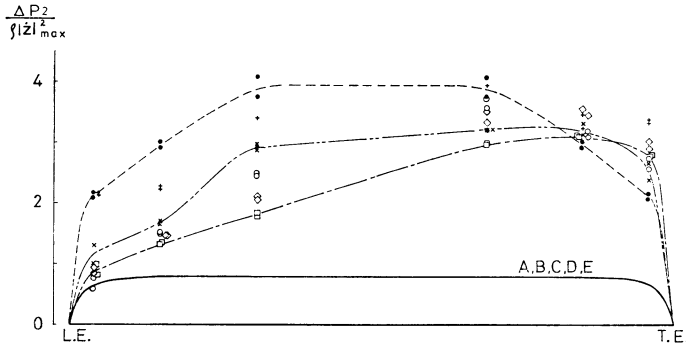


Fig. 18 Pressure Distribution for $a=0.1m$ and $T=2.0sec$ (Acceleration Component)

多小程度の差はあっても、前進速度の増加に伴い、 C_{at} は一度減少してから増加する傾向であった、5章のコード方向圧力分布の実験結果から推測すると、 C_{at} の減少は C_a の減少によるものと思われる。一方、揚力による減衰成分は逆に増加していることが明らかになった。そこで、圧力分布実験の結果を若干整理しなおして、 C_a の減少の様子および揚力の増加の様子を一定の a/b について、 $1/k$ (この無次元数は周期が一定ならば前進速度に

対応している) ベースでプロットしたのが Fig. 19, Fig. 20 である。ここで、Fig. 19 の上図には前縁から 40mm の位置での圧力の速度成分を $a/b=0.75, 1.0, 1.25$ について示し、Lawrence の方法による計算値を実線で示してある。また、Fig. 19 の下図には、前縁から 690mm の位置での圧力の速度成分を示しており、Lawrence の方法による計算値がほぼ 0 に等しいので、このグラフを用いて $1/k$ の増加に伴う C_a の減少を説明するための死水モデルを考えることにする。Fig. 20 は、上図、下図とも圧力の加速度成分を示してあり、上図は前縁から 690mm、下図は前縁から 40mm での実験値で、実線は計算値である。

これらのグラフから、「圧力は、前進速度の増加に伴い、前縁付近から揚力面理論による計算値に近づくが、圧力の計算値に一樣に近づくわけではない」ということがわかる。そこで、前進速度の増加に伴う C_a の変化を考慮に入れた死水モデルとして、次の 2 つのモデルを考えて実験と比較してみた。モデルの概念図を Fig. 21 に示す。

1) (死水モデル)+(揚力面理論モデル)の重ね合わせモデル

これは前述したモデルと同一であるが、抗力係数 C_a の前進速度による変化を考慮に入れたものである。 C_a の値、すなわち死水領域の長さは $A.R. \cdot k \cdot a/b$ の 3 つの無次元変数により決定されるとする。ところで、

i) 横力実験 (Fig. 11, Fig. 12) から、アスペクト比が小さければ C_a の減少は小さくなる。

ii) 前進速度 $U=0$ の時の横力実験 (Fig. 2) から、 a/b については、(7)式に従って C_a が変化する。

iii) 圧力実験のうち、前縁から 690mm の位置での速度成分の変化から、圧力の速度成分の k に対する傾向は決定できると思われる。すなわち、 $k \rightarrow 0$ で $C_a=2$ に、 $k \rightarrow \infty$ で C_a は $U=0$ の時の値にそれぞれ近づくものと考えられる。

以上の i)~iii) を考慮に入れて、

$$\frac{h}{b} = \frac{H}{b} - \left(\frac{H}{b} - \frac{h_0}{b} \right) \frac{\sqrt{1+(1/A.R.)}}{\sqrt{1+(1/A.R.)} + \sqrt{1/k}} \quad (15)$$

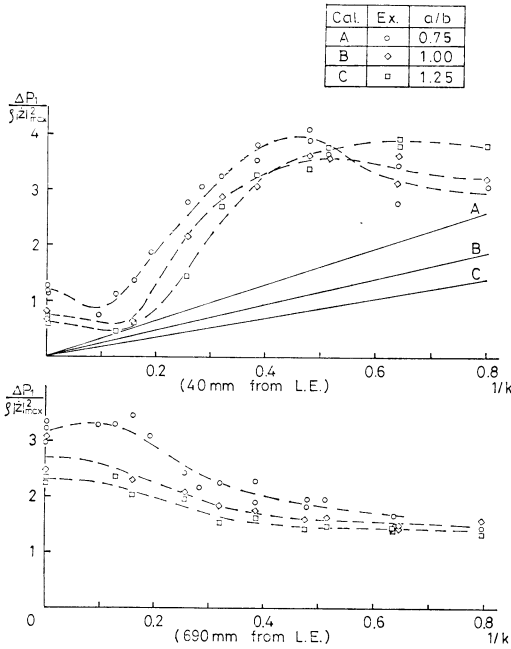


Fig.19 Pressure vs. 1/k Relations (Velocity Component)

と仮定する。ここで、 H/b は $C_d=2$ に相当する死水領域の長さ、 h_0/b は $U=0$ での死水領域の長さとする。

2) 死水モデルのストリップ法的適用

1) のように (死水モデル)+(揚力面モデル) とは考えず、死水モデルで一貫して考えるもので、死水域の長さがコード方向に変化することを考慮する方法である。すなわち各断面での流体力は、仮定された死水域をもつ平板の抗力と、死水域の付いた平板の付加慣性力とから成ると考えるもので、そのような断面の流体力をストリップ法的にコード方向に加え合わせることにより、平板全体に加わる流体力を算定する。

仮りに、死水域の長さを $0 < x < x_0$ の範囲において、次式のように x 方向に放物線状に変わると仮定する。

$$h/b = h_0/b \sqrt{\frac{x}{x_0}}$$

ただし、 $x_0 = h_0/b \tan \beta$ となる。

従って、平板の抗力係数 C_{di}^* は、

$$\begin{aligned} C_{di}^* &= \frac{1}{l} \int_0^l C_d dx \\ &= \int_0^1 C_d dx' \quad (x' = x/l) \\ &= \int_0^{x_0'} C_d dx' + (1-x_0') C_{d_0} \end{aligned}$$

と考える。ただし C_{d_0} は一定死水領域 ((15) 式で与えるものとする) での C_d で、 x_0 以降では死水領域が一定と考えている。また、 C_m としては死水域の付いた2次元平板の McNowen¹¹⁾ によって与えられた値を使うこ

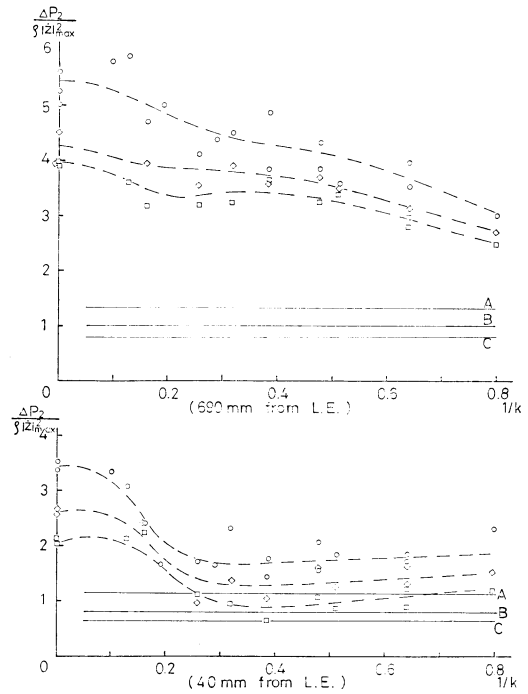
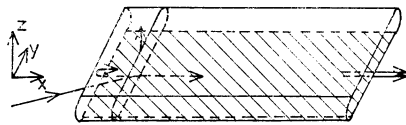


Fig.20 Pressure vs. 1/k Relations (Acceleration Component)

1) Lifting surface theory with free stream



2) Strip method of free stream

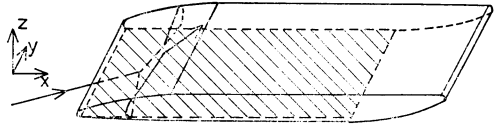


Fig.21 Conception of Models

とすれば、平板の付加質量 C_m^* は、

$$C_m^* = \int_0^1 C_m dx'$$

で与えられる。

以上、1)、2) で計算した値を Fig.9~Fig.12 にそれぞれ破線および鎖線で示す。この結果、 C_{di} が $1/k$ の増加に伴って一時減少することある程度説明できたが、 C_m の実測値の傾向はこのようなモデルを考えても十分説明ができなかった。しかし、振動平板翼の全流体力に対する速度成分と加速度成分のそれぞれの寄与のうち、

後者は一般にかなり小さいので、速度成分について、この程度推定できれば実用上は満足すべきであろう。

7 結 論

小アスペクト比振動平板翼に関する基礎的研究として、横力計測実験・コード方向圧力分布計測実験を実施すると同時に、簡単な流体モデルによる流体力推定計算を行ない、以下に示すような結論を得た。

1) 次元解析の結果 振動平板翼に加わる流体力は、Reynolds 数・reduced frequency・period parameter・アスペクト比の4つの無次元変数により整理するのが適切であるということが明らかになった。ただし、振動平板に関する Shih らの実験結果によれば、Reynolds 数が250以上であればその影響を考慮する必要はないと考えられる。

2) 2次元振動平板に作用する抗力は、振動振幅 a によって次式で決まる長さの死水をもつ平板に関する Riabouchinsky model でかなり良く説明できる。

$$\frac{h}{b} = 0.263 \frac{a}{b} + 0.104$$

3) 微小攪乱を仮定した Lawrence の方法に従った計算で、付加質量係数 C_m ・揚力係数 C_{La} はともに reduced frequency によってはほとんど変化しないことがわかった。一方、付加質量係数 C_m の実験値は、かなり reduced frequency に依存しており、明らかに Lawrence のモデルには改良の必要がある。

4) $U=0$ での振動平板の抗力を説明する一定長さの死水領域をもった“死水域を伴う揚力面理論モデル”では、 C_{dt} が $1/k$ の増加とともに一時減少することは説明できない。コード方向圧力分布の計測実験によれば、 C_{dt} の $1/k$ の増加に伴う減少は C_a が $1/k$ の増加とともに減少することによるといえる。

5) 前述の C_{dt} の減少の傾向は、死水域の長さを k , A.R., a/b によって決定するものと仮定した (15) 式を用いればある程度説明できた。

6) 死水領域の決定、付加質量係数の推定など、今後さらに検討を加えるべきことが多いとはいえ、本論文で採用した“(死水)+(揚力面)”の重ね合わせモデル、および死水モデルのストリップ法的な適用は、小アスペクト比平板翼の非定常運動時の簡単な流体力モデルとして、実用的価値があるといえる。ただし、死水領域の決定については今後研究を進めていく必要がある。

本研究は(社)日本造船研究協会第161研究部会による研究の一部として実施されたものであり、部長はじめ委員各位の有益な御教示、御討議に対し、ここに厚く

御礼申し上げる。

また、実験にあたっては、東京大学工学部船舶工学科運動性能研究室 伊田 力 助手をはじめとする職員各位の多大な御助力を得た。ここに深く感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) Y. Watanabe and S. Inoue: On the Property of Rolling Resistance of Ships and Its Calculation, 九州大学工学部紀要, 第17巻, (昭和32年)及び渡辺恵弘, 井上正祐: N 係数計算法の肥大船型への修正, 西部造船学会報, 第27号, (昭和38年).
- 2) N. Tanaka: A Study on the Bilge Keel Part 1~Part 4, 造船協会論文集, 第101号; 103号; 105号; 109号, (昭和32, 33, 34, 36年).
- 3) C.C. Shih and H.J. Buchanan: The Drag on Oscillating Flat Plates in Liquids at Low Reynolds Number, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 48, Part 2, pp.229~239, Great Britain, 1971.
- 4) 浜本剛実: 小縦横比揚力面の積分方程式とその近似解析, 日本造船学会論文集, 第124号, pp.1~7, (昭和43年12月).
- 5) 野中晃二: 三次元剝離を生じた小縦横比翼の計算, 日本造船学会論文集, 第135号, pp.63~69, (昭和49年6月).
- 6) 貴島勝郎: Yawing しつつ前進する矩形板に働く力の計算 (渦の移動を考慮した場合), 西部造船学会報, 第42号, pp.103~110, (昭和47年).
- 7) H. R. Lawrence: The Lift Distribution of Low-Aspect-Ratio Wings at Subsonic Speeds, JAS, Vol. 18, No. 10, pp. 683~695, October, 1951.
- 8) V.L. Ed. Streeter: Handbook of Fluid Dynamics, 1st ed., McGrawhill Book Company, INC., New York, 1961.
- 9) D. Riabouchinsky: The Steady Fluid Motions with Free Surfaces, Proc. London Math. Soc., 19, pp.206~215, 1920.
- 10) G.H. Keulegan and L. Carpenter: Forces on Cylinders and Plates in an Oscillating Fluid, Journal of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 60, No. 5, May, 1958.
- 11) J.S. McNown, Drag in Unsteady Flow, Proc. IX Int. Cong. Appl. Mech., Brussels, 1957.
- 12) 池田良穂, 姫野洋司, 田中紀男: 横揺れ減衰力について——摩擦成分とビルジキールの直圧力成分——関西造船学会誌, 第161号, pp. 41~49, (昭和51年6月).
- 13) H.R. Lawrence and F.H. Gerber: The Aerodynamic Forces on Low Aspect Ratio Wings Oscillating in an In-compressible Flow, Journal of the Aeronautical Sciences, Vol. 19, No. 11, pp.769~781, November, 1952.