自由表面化の振動翼に加わる流体力について

経塚, 雄策
九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻

https://doi.org/10.15017/17233

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 13 (2), pp.213-222, 1991-09-01. Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

九州大学大学院総合理工学研究科報告
第13巻 第2号 213-222頁 平成3年9月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU KENKYUKA HOKOKU)
Vol. 13, No. 2 pp. 213-222 SEPT 1991

自由表面下の振動翼に加わる流体力について

経　塚　雄　策

(平成3年5月31日　受理)

Hydrodynamic forces acting on an oscillating wing below free-surface

Yusaku KYOZUKA

Unsteady hydrodynamic forces acting on an oscillating wing below free-surface is studied in two dimensional problem. Unsteady velocity potential is expressed by the distribution of singularities over wing and the wake. A set of integral equations in terms of the forward speed Green function is solved numerically for a thick wing of arbitrary section. Hydrodynamic forces are obtained by integrating the pressure on wing surface.

Numerical calculations for a wing with several Froude numbers and submergences are demonstrated and the results are presented graphically. It is found that unsteady lift on an oscillating wing at shallow submergence shows abrupt change near the characteristic number, τ takes 0.25, which is determined by the forward speed and the oscillating frequency. This could be explained by the fact that one of four surface wave systems is possible to propagate forward for $\tau \leq 0.25$.

Experimental results carried out for two wings in heaving oscillation show good agreement with the present calculations.

1. 緒　　言

自由表面下の振動翼に働く流体力は，古くて新しい問題である．西山[1]は，一連の論文において自由表面影響を厳密に考慮した水中振動翼の線形理論解を与えたが，一般の水中翼の作動状態を考えて前進速度あるいは振動数が大きな場合のみを扱っており，また，当時の計算機の事情を考えれば当然であるが実際の計算は振動数無限大の場合しか行われていない．その後，振動翼は Wu[2]，一色ら[3]などによって特に振動翼が発生する推力に焦点を絞った研究が行われたが，自由表面影響については近似的に考慮されたに過ぎない．

最近になって高速船が造船・海運業界の大きなトピックスの一つとなったことから水中翼に対する関心はかつて無いほどの高まりを見せているように思われ，高速船に関する基礎研究の中で，水中翼の流体力特性も内外のシンポジウムで盛んに取り上げられている現状である[4]．しかしながら，現在までのところ非定常運動する水中翼に働く流体力について線形理論の範囲にしろ自由表面影響を厳密に考慮した計算例はないようなので，厳密解がどのようになっているかを調べておくことも意味のあることのように思われる．また，加減速時には過渡的にしろ広い範囲の周波数を含んだ現象となるので，運航上の安全性からも種々の条件下で確認しておく必要があると考える．

これらの背景から，本研究では自由表面下の非定常翼に働く流体力に関して，線形理論の範疇で自由表面条件を厳密に満たすと同時に翼計上や定常迎角をも考慮しうる数値計算手法を確立することを目的として実施されたもので，実験との比較検討も行った結果について述べる．

大気海洋環境システム学専攻

2. 自由表面下の2次元振動翼に働く非定常流体力の理論計算法

2.1 非定常問題の定式化

Fig. 1 の座標系において平均位置が水面下 f にある

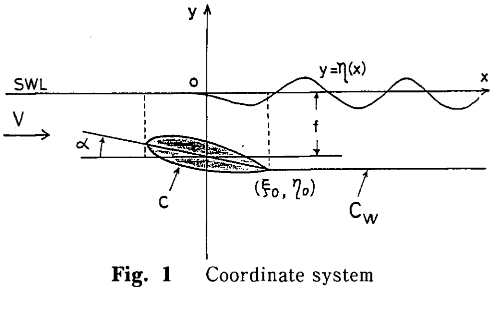

Fig. 1　Coordinate system

水中翼が一様流 V の中で動揺する問題を考える．水中翼の動揺によって自由表面上には波が発生し，また，翼後端からは渦を放出する．微小振幅動揺を仮定しているので，後流渦は翼後端から一様流にのって直線上に流出するものとする．

完全流体を仮定し，速度ポテンシャルによって問題を記述する．速度ポテンシャルを定常成分と非定常成分に分けて

$$\Phi(x,y,t) = Vx + \psi_s(x,y) + Re\{\psi(x,y)e^{i\omega t}\} \quad (1)$$

とおこう．

自由表面の方程式を $y=\eta(x,t)$ とすれば圧力条件式はその上で

$$P(x,y,t) = -\rho\frac{\partial\Phi}{\partial t} - \frac{\rho}{2}(\nabla\Phi)^2 - \rho g\eta - \rho\mu\Phi \quad (2)$$

ここで，μ は Reyleigh の仮想摩擦係数であり，無限遠での条件を自動的に満たすために導入された．

また，運動学的条件式は次の式で与えられる．

$$\frac{D}{Dt}\{y-\eta(x,t)\} = -\eta_t - \Phi_x\eta_x + \Phi_y = 0 \quad (3)$$

(2) と (3) から η を消去し，高次の項を省略すれば非定常ポテンシャル ψ に対する自由表面条件式として

$$(i\omega + V\frac{\partial}{\partial x})^2\psi + g\frac{\partial\psi}{\partial y} + \mu(i\omega + V\frac{\partial}{\partial x})\psi = 0,\ on\ y=0 \quad (4)$$

を得る．

次に，水中翼の動揺モードを前後揺，上下揺，縦揺れに分けて

$$x_j(t) = Re\{X_j e^{i\omega t}\} \quad (5)$$

とおけば，任意の2次元運動はこれらの組み合わせで与えられる．従って，

$$\psi(x,y) = \sum_{j=1}^{3} i\omega X_j\phi_j \quad (6)$$

とすれば，ϕ_j は単位振幅速度に対するポテンシャルであり，翼表面上では

$$\frac{\partial}{\partial n}\phi_j = n_j \quad (7)$$

ただし，

$$n_1 = \frac{\partial x}{\partial n},\ n_2 = \frac{\partial y}{\partial n},\ n_3 = x\frac{\partial y}{\partial n} - (y-f)\frac{\partial x}{\partial n} \quad (8)$$

を満たす．

さらに，無限遠での条件と翼に対する Kutta の条件によって非定常ポテンシャル ψ は決定される．

2.2　積分方程式とグリーン関数

グリーンの定理によって前節の速度ポテンシャル ϕ は

$$\phi(P) = \int_{C+C_w}\left\{\frac{\partial\phi}{\partial n} - \phi\frac{\partial}{\partial n}\right\}G(P,Q)\,dS_Q \quad (9)$$

ここで，C は翼面上，C_w は後流渦面における積分である．また，$G(P,Q)$ は自由表面条件と無限遠の条件を満たす，いわゆるグリーン関数であり，柏木ら[5]の表示に従えば次式となる．

$$G(P,Q) = \frac{1}{2\pi}\{log(r/r') + \hat{G}(x-\xi,\ y+\eta)\} \quad (10)$$

ただし，$P=(x,y)$,　$Q=(\xi,\eta)$

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

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

$$\hat{G}(x,y) = \frac{k_0}{k_1-k_2}\{S_1(x,y) - S_2(x,y)\} + \frac{k_0}{k_3-k_4}\{S_3(x,y) - S_4(x,y)\} \quad (11)$$

ここに

$$S_j(x,y) = \int_0^\infty \frac{e^{ky+ikx}}{k-k_j \pm i\mu_j}dk = e^{ik_jz'}[E_1(ik_jz') \pm 2\pi iU(Im\{\pm ik_jz'\})\times U(1-2\tau)]\ for\ (j=1,2) \quad (12)$$

$$S_j(x,y) = \int_0^\infty \frac{e^{ky-ikx}}{k-k_j+i\mu_j}dk = e^{-ik_jz}\{E_1(-ik_jz) - 2\pi iU(x)\},\ for\ (j=3,4) \quad (13)$$

ただし，

$z=(x-\xi)+i(y+\eta),\ z'=(x-\xi)-i(y+\eta)$

$k_0=g/V^2,\qquad \tau=V\omega/g$

$U(x)$：単位段階関数

また，

$$\left.\begin{aligned}\left.\begin{matrix}k_1\\k_2\end{matrix}\right\}&=\frac{k_0}{2}\{1-2\tau\pm\sqrt{1-4\tau}\},\quad 0<\tau<\frac{1}{4}\\&=\frac{k_0}{2}\{1-2\tau\pm i\sqrt{4\tau-1}\},\quad \frac{1}{4}<\tau\\\left.\begin{matrix}k_3\\k_4\end{matrix}\right\}&=\frac{k_0}{2}\{1+2\tau\pm\sqrt{1+4\tau}\}\end{aligned}\right\}\tag{14}$$

(14) から明らかなように一般に前進速度を伴う動揺問題では４つの波系が生ずる．それらの波系について各々の位相速度 C_j を求めてみると

$$\left.\begin{aligned}C_j=\frac{\omega}{k_j}&=\frac{2V\tau}{1-2\tau\pm\sqrt{1-4\tau}},\quad \text{for } j=1,2\\&=\frac{2V\tau}{1+2\tau\pm\sqrt{1+4\tau}},\quad \text{for } j=3,4\end{aligned}\right\}\tag{15}$$

この結果を図示すれば，**Fig. 2** のような結果を得る．これから，k_1 の波は x の負方向へと進む波であるが位相速度は前進速度 V よりも遅いので移動座標からみると x の正側にしか存在しえない．また，k_1，k_2 は $\tau<\frac{1}{4}$ においてのみ存在し得，$\tau=1/4$ を臨界周波数 (Critical freq.) と呼ぶ．

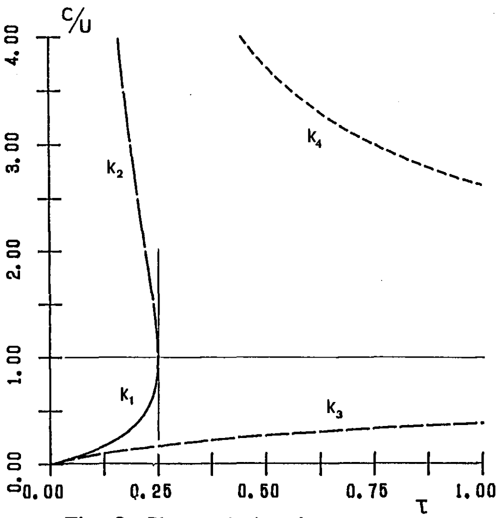

Fig. 2　Phase velocity of wave system

次に，後流渦での積分については以下のような変形ができる．翼後端の座標を (ξ_0,η_0) とすれば

$$\begin{aligned}I_w&=\int_{C_w}\left\{\frac{\partial\phi}{\partial n}-\phi\frac{\partial}{\partial n}\right\}G(P,Q)\,ds\\&=\int_{\xi_0}^{\infty}\left\{\frac{\partial}{\partial\eta}(\phi^+-\phi^-)-(\phi^+-\phi^-)\frac{\partial}{\partial\eta}\right\}\\&\quad\times G(P,Q)\,d\xi\\&=-\int_{\xi_0}^{\infty}\Delta\phi\frac{\partial}{\partial\eta}G(P,Q)\,d\xi\end{aligned}\tag{16}$$

ここで，$\Delta\phi$ は後流面で

$$\left(i\omega+V\frac{\partial}{\partial\xi}\right)\Delta\phi(\xi,\eta_0)=0\tag{17}$$

を満たし，かつケルビンの定理から翼まわりの循環Γによって次式で与えられる．

$$\Delta\phi(\xi,\eta_0)=\Gamma e^{-i\nu(\xi-\xi_0)}\tag{18}$$

ただし，　$\nu=\omega C/2V$ ：Reduced Frequency　(19)

$$\begin{aligned}\Gamma&=\int_c\gamma\,ds=\int_c\frac{\partial\phi}{\partial s}ds\\&=\phi(\xi_0,\eta_0^-)-\phi(\xi_0,\eta_0^+)\end{aligned}\tag{20}$$

ここに，$\phi(\xi_0,\eta_0^{\pm})$ は翼後端をはさむ翼の上下面における速度ポテンシャルである．

従って，

$$\begin{aligned}I_w&=-\int_{\xi_0}^{\infty}\Gamma e^{-i\nu(\xi-\xi_0)}\frac{\partial}{\partial\eta}G(P,\xi,\eta)\,d\xi\\&=-\frac{\Gamma}{2\pi}(I_{w1}+I_{w2})\end{aligned}\tag{21}$$

とおき，(10) を使えば

$$\begin{aligned}I_{w1}&=\int_{\xi_0}^{\infty}e^{-i\nu(\xi-\xi_0)}\frac{\partial}{\partial\eta}\log(r/r')\,d\xi\\&=\frac{i}{2}\Big[E(-i\nu Z_1)-E(-i\nu Z_1')\\&\quad+E(-i\nu Z_2)-E(-i\nu Z_2')\\&\quad+2\pi iU(x-\xi_0)\,(e^{-\nu|y-\eta_0|}\\&\quad+e^{\nu(y+\eta_0)})\,e^{-i\nu(x-\xi_0)}\Big]\end{aligned}\tag{22}$$

ただし,

$$E(Z)=e^{Z}E_1(Z),\quad E_1(Z)=\int_z^{\infty}\frac{e^{-t}}{t}dt$$

$$Z_1=(x-\xi_0)+i(y-\eta_0),\ Z_1'=(x-\xi_0)-i(y-\eta_0)$$

$$Z_2=(x-\xi_0)+i(y+\eta_0),\ Z_2'=(x-\xi_0)-i(y+\eta_0)$$

また

$$I_{w2}=\frac{k_0}{k_1-k_0}\{I_{w21}-I_{w22}\}+\frac{k_0}{k_3-k_4}\{I_{w23}-I_{w24}\} \tag{23}$$

ただし,

$$\begin{aligned}I_{w2j}&=\int_{\xi_0}^{\infty}e^{-iv(\xi-\xi_0)}\frac{\partial}{\partial\eta}S_j(x-\xi,y+\eta_0)\,d\xi\\&=\frac{-i}{k_j+v}\left\{vE(ivZ_1')+k_jS_j(x-\xi_0,y+\eta_0)\right\}\end{aligned} \tag{24}$$

となる.

従って，最終的な積分方程式は (9)，(16)，(18) および (21) から

$$\phi(P)=\int_c\left\{\frac{\partial\phi}{\partial n}-\phi\frac{\partial}{\partial n}\right\}G(P,Q)\,dS_Q-\frac{\Gamma}{2\pi}(I_{w1}+I_{w2}) \tag{25}$$

これと非定常 Kutta 条件に対応する (20) を連立して解けば良い.

I_{w1} は翼後端から無限遠まで延びる後流渦とその自由表面に対する鏡像ポテンシャルを表しており，I_{w2} は後流渦による波動ポテンシャルと解釈される．**Fig. 3 (a), (b)** は (22) と (23) から $I_{w1}+I_{w2}$ を計算したものを示している．ここで，後流渦は (0, −1) から x 軸に平行に無限遠まで延びたものを考えており，観測点は $(x, -0.5)$ としている．$\tau=0.2$ の場合に，波動項を考えないときには x の負側（上流側）では指数関数的に減衰するが，波動項を考慮すると大きな波となって伝搬することが分かる．一方，下流側については，元来の後流渦ポテンシャルが強いので波動項を考慮してもそれほど大きく変化はしていない．**Fig. 3 (b)** は $\tau=0.4>1/4$ で，上流側には局部波だけしか存在できないので当然ながら波動項の影響は少ない．また，下流側については多少変化しているがそれほど大きくないといえる．これらの比較から，後流渦が翼面上のポテンシャルに与える影響は $\tau<1/4$ の場合に大きくなることが想像される.

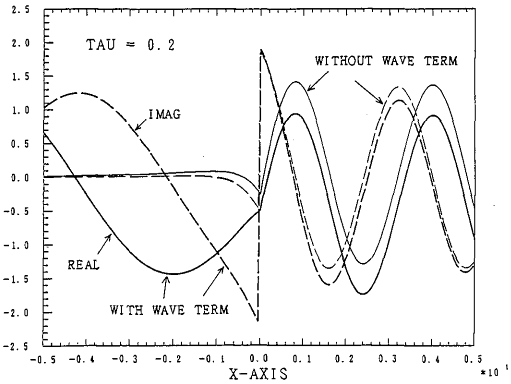

Fig. 3 (a) Velocity potential at (x, −0.5) due to semi-infinite wake starts from (0, −1.0), ($\tau=0.2$)

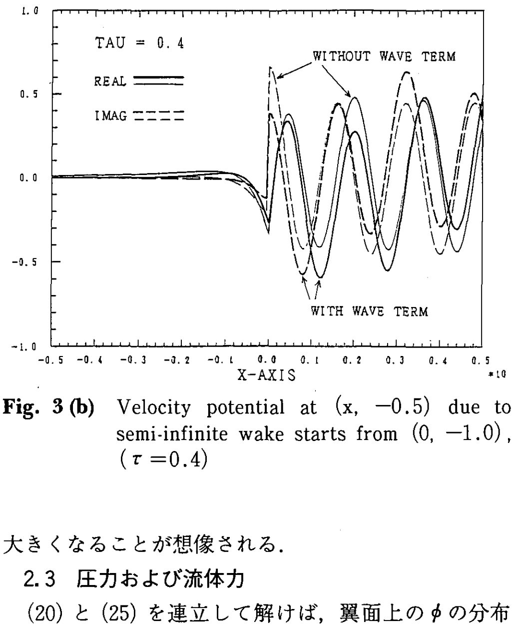

Fig. 3 (b) Velocity potential at (x, −0.5) due to semi-infinite wake starts from (0, −1.0), ($\tau=0.4$)

2.3 圧力および流体力

(20) と (25) を連立して解けば，翼面上の ϕ の分布と Γ の値が求められるので，非定常圧力 p は高次の項を省略して (2) から

$$\begin{aligned}p(x,y)&=-\rho\left(i\omega+V\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi(x,y)\\&=-i\rho V\omega X_j\left(\frac{\partial}{\partial x}+iv\right)\phi(x,y)\end{aligned} \tag{26}$$

で与えられる.

これによる k−方向の流体力は

$$F_{jk}=-\int_c p\,n_k ds$$
$$=i\rho V\omega X_j\int_c\left(\frac{\partial}{\partial x}+iv\right)\phi\ (x,y)\ n_k\ ds \quad (27)$$

となる．非定常の揚力係数を $C_L\ (\omega)$ とすれば

$$C_L(\omega)=\frac{F_{jk}}{\frac{\rho}{2}V^2X_j}=\frac{i2v}{(\frac{c}{2})}\int_c\left(\frac{\partial}{\partial x}+iv\right)\phi(x,y)n_k ds \quad (28)$$

また，付加質量 M_{jk}，減衰力 N_{jk} は

$$F_{jk}=\omega^2X_jM_{jk}-i\rho\ \omega X_jN_{jk}$$
$$=-\rho\ \omega^2X_j\left(\frac{C}{2}\right)\int_c\left(1-\frac{i}{v}\frac{\partial}{\partial x}\right)\phi\ n_k\ ds \quad (29)$$

従って，付加質量係数 m_{jk}，減衰力係数 n_{jk} は

$$\left.\begin{aligned}m_{jk}&=\frac{M_{jk}}{\rho\ \pi\left(\frac{C}{2}\right)^2}\\&=-\frac{1}{\pi\left(\frac{c}{2}\right)}Re\left\{\int_c\left(1-\frac{i}{v}\frac{\partial}{\partial x}\right)\phi\ n_k\ ds\right\}\\n_{jk}&=\frac{N_{jk}}{\pi\left(\frac{C}{2}\right)^2\omega}\\&=+\frac{1}{\pi\left(\frac{c}{2}\right)}Im\left\{\int_c\left(1-\frac{i}{v}\frac{\partial}{\partial x}\right)\phi\ n_k\ ds\right\}\end{aligned}\right\}(30)$$

によって与えられる．

2.4　無限遠における発散波と後流渦

(11)，(12)，(13)，(22) および (23) からグリーン関数の無限遠における漸近解は

$$G\rightarrow\frac{ik_0}{k_1-k_2}e^{k_2y+ik_2x}\ U\ (1-4\tau),\quad as\ x\rightarrow-\infty \quad (31)$$

$$\rightarrow\frac{ik_0}{k_1-k_2}e^{k_1y+ik_1x}\ U\ (1-4\tau)$$
$$-\frac{ik_0}{k_3-k_4}\{e^{k_3y-ik_3x}-e^{k_4y-ik_4x}\},\quad as\ x\rightarrow\infty \quad (32)$$

よって

$$\phi(x,y)\rightarrow\frac{iU\ (1-4\tau)}{\sqrt{1-4\tau}}L_2^{-}e^{k_2y+ik_2x},\ as\ x\rightarrow-\infty \quad (33)$$

$$\rightarrow-\frac{\Gamma}{2}\{e^{-v|y-\eta_0|}+e^{v\ (y+\eta_0)}\}e^{-iv\ (x-\xi_0)}$$
$$+\frac{iU\ (1-4\tau)}{\sqrt{1-4\tau}}L_1^{-}e^{k_1y+ik_1x}-\frac{i}{\sqrt{1+4\tau}}$$
$$\{L_3^{+}e^{k_3y-ik_3x}-L_4^{+}e^{k_4y-ik_4x}\},\ as\ x\rightarrow\infty \quad (34)$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned}L_j^{-}&=H_j^{-}+i\Gamma\frac{k_j}{k_j+v}\ ,\ (j=1,2)\\L_j^{+}&=H_j^{+}+i\Gamma\frac{k_j}{k_j+v}\ ,\ (j=3,4)\end{aligned}\right\}(35)$$

$$H_j^{\pm}=\int_c\left\{\frac{\partial\phi}{\partial n}-\phi\frac{\partial}{\partial n}\right\}e^{k_jy\pm ik_jx}ds:$$
コチン関数　(36)

また，この時の水面変位は (2) から

$$\left.\begin{aligned}\eta\ (x)&=-\frac{i\omega X_j}{g}\left\{i\omega+V\frac{\partial}{\partial x}\right\}\phi\ (x,0)\\&=i\omega X_jA_2\ e^{ik_2x}\qquad as\ x\rightarrow-\infty\\&=i\omega X_j\{A_1e^{ik_1x}+A_3e^{-ik_3x}+A_4e^{-ik_4x}\},\\&\qquad as\ x\rightarrow+\infty\end{aligned}\right\}(37)$$

ただし，

$$\left.\begin{aligned}A_j&=\sqrt{\frac{k_j}{g}}\frac{U\ (1-4\tau)}{\sqrt{1-4\tau}}L_j^{-}\quad for\ j=1,2\\A_j&=\sqrt{\frac{k_j}{g}}\frac{1}{\sqrt{1+4\tau}}L_j^{+}\quad for\ j=3,4\end{aligned}\right\}(38)$$

(33)，(34)，(35) において $\Gamma=0$ とおけば柏木ら[5]の結果に一致する．

3.　実　　　験

3.1　供試模型および実験装置[6)7)]

今回の計算および実験には厚さ比が12％と24％の対

称翼 NACA0012 および NACA0024 を使用した．実験は応用力学研究所の回流水槽（計測部 4.4m×幅 1.5m×深さ 1.5m）で実施された．**Fig. 4** は，実験装置の概略を示しているが，コード長 0.2m，スパン長 0.5m の計測部模型とその両端に同じ断面形状のダミー翼（スパン長 0.3m）を配して2次元状態を実現している．計測部翼とダミー翼の間は，約 1mm 空いているが，本研究では主として非定常揚力に関心を持っているので，隙間の影響は小さいと考えた．計測部翼に加わる流体力はダミー翼の内部を通して両端の水密型6分力計と2分力計によって計測された．

3.2 実験条件および実験解析法

半弦長で定義されたフルード数($Fn=V/\sqrt{g(C/2)}$)

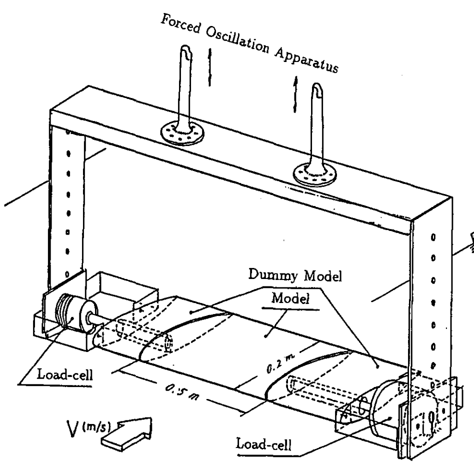

Fig. 4　Experimental setup

による違いを調べるために一様流速は 0.4, 0.6, 0.8, 1.0m/sec の4種類とした．流速は模型前方約 2m の位置でプロペラ式流速計によって計測した．強制動揺振幅は 2cm，周期は1秒から6秒としたが，無次元振動数（ν）では0.1～1.5である．没水深度を半弦長の6.35と1.80倍の2種類としたが，深度の大きな場合の実験は無限流体中の理論値と比較を主目的としている．

流速，強制動揺変位および2台の検力計からの信号はデータレコーダに収録するとともに同時にパソコンにより A/D 変換されフーリエ解析される．A/D 変換は 100Hz/CH のサンプリングにより20秒間計測した．なお，実際には水平方向の力とモーメントも計測されているが，ここでは揚力だけを取り上げる．

3.3 没水深度が大きな場合の非定常揚力特性

Fig. 5 は没水深度比が（$f=6.35$）の場合の NACA 0012 の非定常揚力特性の実験結果を理論計算値と比較したもので，横軸は無次元振動数（$\nu=\omega C/2V$）ととっている．実線は $V=0.4$m/sec に対応する本計算法によるもので，点線は無限流体中の平板翼の解析解で Theodorsen Function によって計算したものである[8]．この場合，実験値は一様流速の違いによる差は付加質量係数に若干見受けられるが，減衰力および揚力係数はほとんど差がなく，自由表面影響は無視し得るといっても良い．

本計算結果と平板翼の解析解との違いも僅かであるので，12％程度の厚さの翼は薄翼近似が十分の精度で成立するといえる．

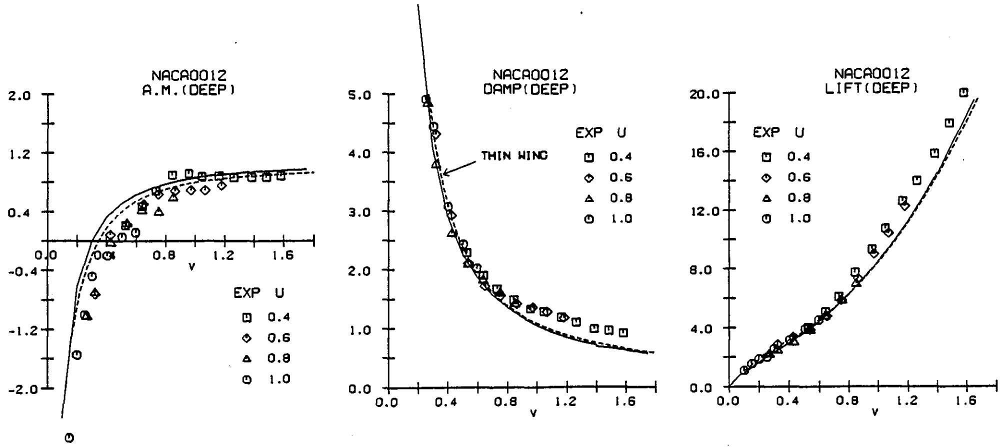

Fig. 5　Added-mass, damping and unsteady lift coefficients of NACA0012 wing in heaving oscillation at deep submergence ($f=6.35$)

Fig. 6 は同様に，NACA0024 に対する結果の比較である．この場合，本計算法による結果は薄翼理論のものとは減衰力，揚力係数において差がみられ，翼厚の影響が反映されていると考えられる．実験値との比較では全般的に本計算結果の方が良く一致しており，この程度の厚翼については翼厚の影響を考慮すべきであると思われる．

3.4　没水深度が小さな場合の非定常揚力特性

Fig. 7 は没水深度比が（$f=1.80$），フルード数（$Fn=0.4$）の場合の付加質量，減衰力，揚力係数の比較である．実線は自由表面影響を考慮した本計算法の結果で，破線は無限流体中の薄翼の解析解である．図中の矢印は $\tau=1/4$ を示しており，この場合は $v=1.532$ である．従って，これらの比較から没水深度が小さな場合には非定常流体力特性は $\tau=1/4$ 付近で急変することがわかる．一方，実験結果についても本計算結果と同様な変化を示しており，定量的にも良く一致しているように思われる．柏木ら[5]の没水楕円柱の結果と比較すると付加質量，減衰力係数の定性的な変化が同じとなっているので，この変化は特に k_2 波の影響によるものだと結論できる．翼では，減衰力に占める後流渦の成分が大きいので楕円柱に比較して変化が小さくなっている．

Fig. 8 は同じ没水深度（$f=1.80$），フルード数（$Fn=0.6$）の NACA0024 の同様の比較であるが，この場合 $\tau=1/4$ は $v=0.681$ である．自由表面影響を考慮した計算結果は $\tau=1/4$ 付近で急激な変化を示し，付加質量はその付近で符号が変わり，減衰力は0に近くなって波無し点を想起させる．実験値についても付加質量，減衰力，揚力係数共に計算結果と同様な

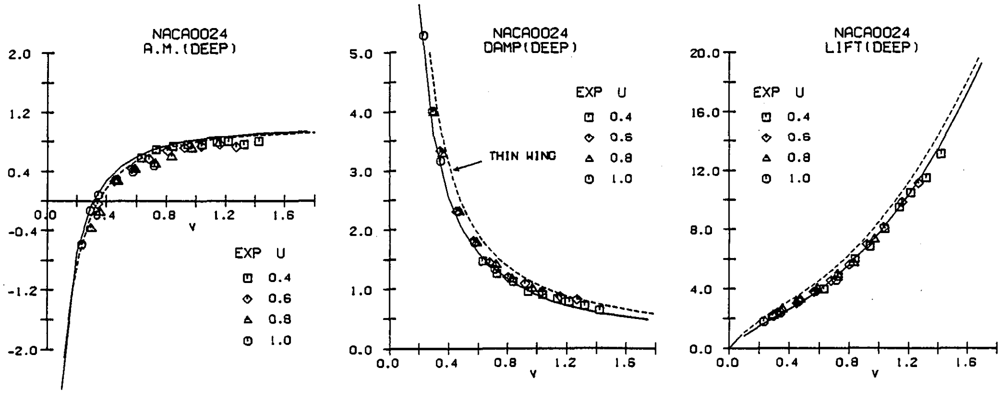

Fig. 6　Added-mass, damping and unsteady lift coefficients of NACA0024 wing in heaving oscillation at deep submergence ($f=6.35$)

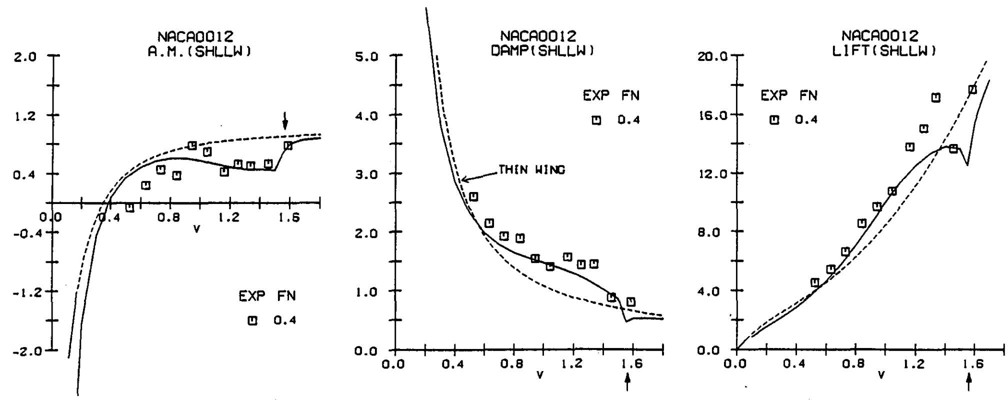

Fig. 7　Added-mass, damping and unsteady lift coefficients of NACA0012 wing in heaving oscillation at shallow submergence ($f=1.80$, $Fn=0.4$)

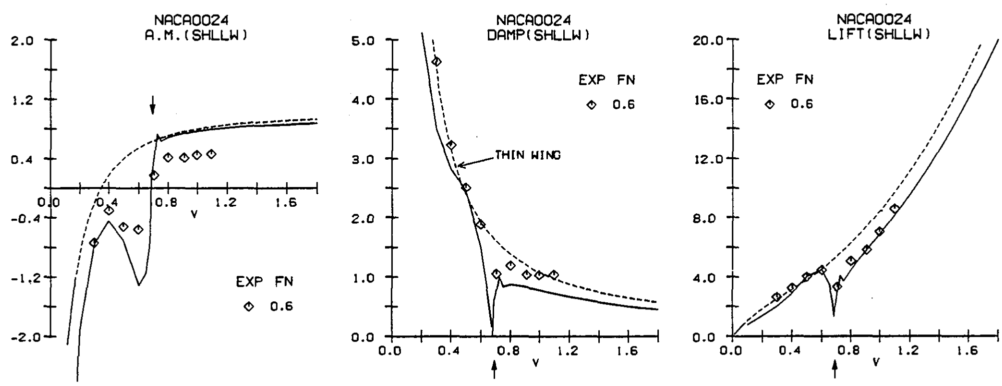

Fig. 8 Added-mass, damping and unsteady lift coeffcients of NACA0024 wing in heaving oscillation at shallow submergence (f=1.80, Fn=0.6)

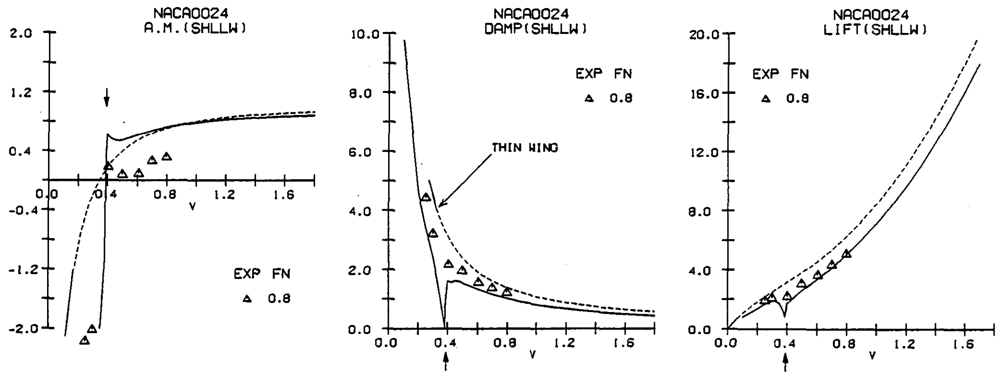

Fig. 9 Added-mass, damping and unsteady lift coeffcients of NACA0024 wing in heaving oscillation at shallow submergence (f=1.80, Fn=0.8)

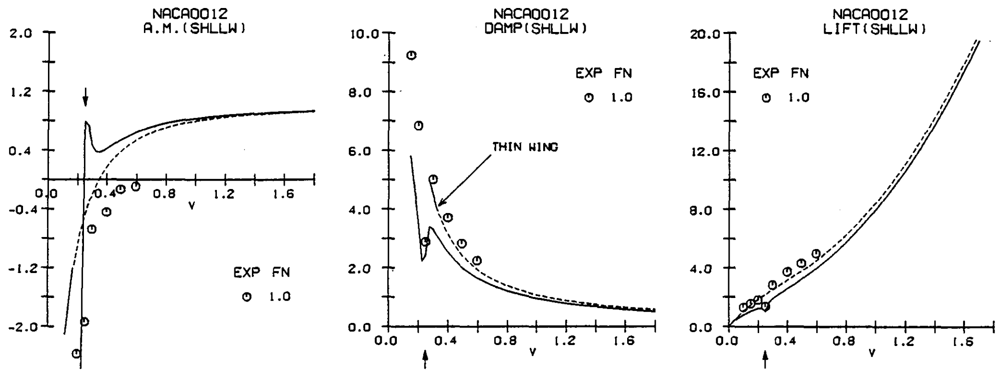

Fig. 10 Added-mass, damping and unsteady lift coeffcients of NACA0012 wing in heaving oscillation at shallow submergence (f=1.80, Fn=1.0)

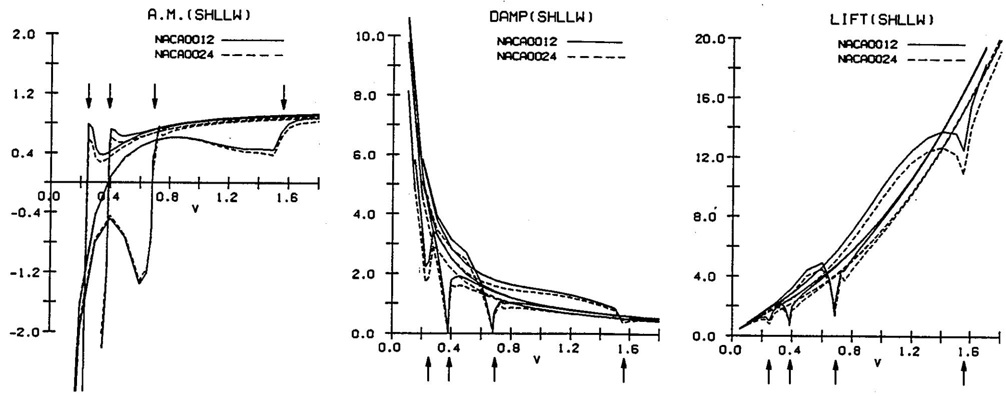

Fig. 11　Comparison of hydrodynamic characteristics of NACA0012 with NACA0024

変化を示しているように思われる.

Fig. 9 はフルード数 ($Fn=0.8$) の NACA0024 の結果であるが，計算値は **Fig. 8** と同様な変化を示していると言える．変化が益々大きくなる原因は τ の定義から一様流速が大きければ大きいほど ω の変化に対する τ の変化が大きくなるからである.

Fig. 10 はフルード数 ($Fn=1.0$) の NACA0012 の結果を示している．波無し点は明瞭ではないがもっと細かく計算すれば ($Fn=0.6, 0.8$) と同様になるのではないかと思われる．実験値については $\tau=1/4$ 付近の一点が減衰力，揚力係数で明らかに小さくなっていることが分かる.

Fig. 11 は2つの翼形による違いをみるために以上の計算結果を4種類のフルード数について比較したものであるが，一般に動揺周波数が大きくなれば無限流体中の特性に近づくと考えられるが，$\tau>1/2$ 範囲ではその近似が成立すると言ってもよいようだ．$\tau=1/4$ よりも少し低周波数側では無限流体中よりも減衰力と揚力係数が大きくなる傾向がある．付加質量係数については翼形による違いはそれほどないようである.

4. 結　　　論

本研究では，自由表面下の非定常翼に加わる流体力について線形理論の範囲内で厳密な自由表面条件と後流渦の影響を考慮して問題を解いた．その結果，以下の結論を得た.

(1) 本計算法は2次元厚翼の非定常問題に対して有効であることを没水深度の大きな場合及び小さな場合の実験結果と比較して確認した．これは任意形状の翼形状あるいは後流渦を伴う物体に適用可能であると思われる.

(2) 没水深度が小さな翼については $\tau=V\omega/g=1/4$ となる振動数付近で流体力係数が急変する．$\tau=1/4$ のごく近くでは減衰力，揚力係数が小さな値をとり，それより小さな τ の範囲では無限流体中よりも大きな減衰力，揚力となる．付加質量係数についても $\tau=1/4$ で大きく変化し，$\tau<1/4$ では小さな値をとる.

(3) 今回の計算と実験範囲では，没水深度が翼弦長の3倍程度あれば自由表面影響はほとんど受けない．また，没水深度が翼弦長ほどの場合は，$\tau>1/2$ ではほぼ無限流体中の値で近似することが可能である.

最後に，この研究は文部省科学研究費の助成を受けたこと，数値計算には応用力学研究所の FACOM M-760/8 を利用させていただいたことを記して関係各位に謝意を表します.

参　考　文　献

1) 西山哲男：水中翼の非定常理論（その1～4），造船協会論文集，第112～114号，(1962. 12～1963. 12).
2) Wu, T. Y. : Extraction of Flow Energy by a Wing Oscillating in Waves, J. Ship Res. (1972. Mar.).
3) Isshiki, H. and Murakami, M.: A Theory of Wave Devouring Propulsion (1st Report～4th Report), J. Soc. Naval Arch. Japan, Vol. 151～156, (1982～1984).
4) 斎藤泰夫，池淵哲朗：第5章　水中翼船，高速船の耐航性推定法シンポジウム，日本造船学会，(1990. 12).
5) Kashiwagi, M., Varyani, K. and Ohkusu, M.: Hydrodyna-

mic Forces Acting on a Submerged Elliptic Cylinder Translating and Oscillating in Waves, 西部造船会会報, 第74号, (1987. 8).
6) 経塚雄策, 倉橋宗和, 小寺山亘：二次元振動翼に働く流体力に関する研究, 西部造船会会報, 第76号, (1988. 8).
7) 倉橋宗和：非定常流中の二次元翼に働く流体力に関する研究, 九州大学大学院工学研究科修士論文, (1988. 3).
8) Newman, J. N.: Marine Hydrodynamics, The MIT Press, Fifth printing, (1986).