

第4種学術刊行物 ISSN 1880-3717

日本船舶海洋工学会論文集

JOURNAL OF THE JAPAN SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS AND OCEAN ENGINEERS

第20号

平成26年12月

VOLUME 20
DECEMBER 2014

振動翼周りの流場シミュレーション

堀 勉

Flow Simulation around an Oscillating Wing

Tsutomu HORI

日本船舶海洋工学会

THE JAPAN SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS AND OCEAN ENGINEERS

振動翼周りの流場シミュレーション

正会員 堀 勉*

Flow Simulation around an Oscillating Wing

By Tsutomu Hori, Member

Summary

In this paper, unsteady flow field around a 2-D oscillating wing is analyzed by vortex layer distribution method. We proposed some calculating formulae of induced velocity caused by trailing vortices. Calculated unsteady lift using by the vortex distribution that has been solved discretely well explained the experimental results.

Flow simulation at the time-dependent is performed, and flow vectors are visualized. Then, flow field of the induced velocity is separated by bound vortex and trailing vortex. As a result, we showed the dependence of the frequency and amplitude to flow vector around oscillating wing. And, the generation process of trailing vortex has been elucidated.

1. 序 論

定常翼の揚力問題に比べると、非定常翼の流力特性については、後流渦の非線型伝播特性など、航空流体力学の分野においても、解明されているとは言い難い状況にある。

これまでに船舶流体力学の分野で公表されている振動翼周りの流場計算を実施した結果数例^{1),2)}は、何れも数値流体力学的な手法に基づくものであり、翼周りの圧力分布や流線の結果が示されている。これに対し、境界要素法的な手法としては、翼表面を要素内で一様なダブルレット分布で表現することにより、それと等価な渦糸で近似した計算法によって、非定常流体力に関する結果^{3),4)}が報告されているが、流場全体をシミュレーションした例は少ない。

このような状況に鑑み、本論では、上下揺する2次元振動翼周りの流場について、翼面を離散的な渦糸で近似することなく、連続的な渦層モデルに基づいて定式化して、数値シミュレーションを実施する。その結果を流速ベクトルの形で可視化したので、水中翼の性能評価に資するところもあると考え、ここにご報告し、諸賢のご批判を仰ぐ次第である。

2. 振動翼周りの誘導速度場の計算法

翼弦長 c の振動翼が Fig. 1 に示すように、流体密度 ρ の一様流 U の中で、振幅 Z_A 、円周波数 ω で、上下揺れ

$$\zeta(t) = Z_A \cos \omega t = \text{Re} [Z_A \cdot e^{i\omega t}] \quad (1)$$

している流場の速度ポテンシャル ϕ は、

* 長崎総合科学大学 工学部 船舶工学科

$$\phi(x, z, t) = \phi_b(x, z, t) + \phi_t(x, z, t) \quad (2)$$

のように、束縛渦による ϕ_b と、後流渦による ϕ_t の重ね合わせで構成される。

以下、座標値 x, z 、振幅 Z_A は翼弦長 c で、誘導速度 u, w 、渦強さ γ, τ は一様流速 U で、速度ポテンシャル ϕ は Uc で、圧力 p は ρU^2 で、揚力 L は $\rho U^2 c$ で、それぞれ無次元化した量で解析する。

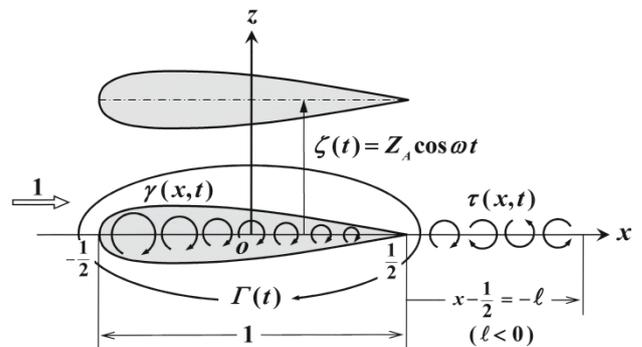


Fig. 1 Coordinate system and some definitions.

2.1 束縛渦による誘導速度場

時計回りを正とする束縛渦の分布密度 $\gamma(\xi, t)$ が、 $\bar{\gamma} = \gamma_c + i\gamma_s$ のような複素表現を用いて、

$$\gamma(\xi, t) = \text{Re} [\bar{\gamma}(\xi) \cdot e^{i\omega t}] \quad (3)$$

の形で与えられるとき、速度ポテンシャル ϕ_b は、

$$\left. \begin{aligned} \phi_b(x, z, t) &= \text{Re} \left[\frac{1}{2\pi} \bar{\phi}_b \cdot e^{i\omega t} \right] \\ \text{但し, } \bar{\phi}_b(x, z) &= - \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \bar{\gamma}(\xi) \tan^{-1} \left(\frac{z}{x-\xi} \right) d\xi \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

と書ける. 式中の $\bar{\phi}_\gamma$ は, 時間項 $e^{i\omega t}$ を分離して複素表記したポテンシャルである.

このとき, 対応する誘導速度の x 成分 $u_\gamma = \text{Re}[\bar{u}_\gamma \cdot e^{i\omega t}]$, z 成分 $w_\gamma = \text{Re}[\bar{w}_\gamma \cdot e^{i\omega t}]$ は,

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_\gamma(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial \bar{\phi}_\gamma}{\partial x} = \frac{1}{2\pi} (u_c + i u_s) \\ \bar{w}_\gamma(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial \bar{\phi}_\gamma}{\partial z} = \frac{1}{2\pi} (w_c + i w_s) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

によって計算できる.

薄翼の $\bar{\gamma}$ 分布については, Theodorsen によって解析解⁵⁾ が導かれているが, 本論では, 今後の厚翼⁶⁾ や自由表面下⁷⁾ への拡張を考慮して, 翼面上 $\left(-\frac{1}{2} \leq \xi \leq \frac{1}{2}\right)$ に分布する渦強さ $\bar{\gamma}(\xi)$ の実部 γ_c , 虚部 γ_s を, それぞれ折れ線近似して解析する. Fig. 2 に示すように, 各要素毎 ($\xi_L^{(j)} \leq \xi \leq \xi_R^{(j)}$) に $\bar{\gamma}(\xi) = a^{(j)}\xi + b^{(j)}$ の台形分布として, 区分的な (j) 番目の渦層による誘導速度成分 $u^{(j)}, w^{(j)}$ は,

$$\left. \begin{aligned} u^{(j)} &= z \int_{\xi_L^{(j)}}^{\xi_R^{(j)}} (a^{(j)}\xi + b^{(j)}) \cdot \frac{1}{(x-\xi)^2 + z^2} d\xi \\ w^{(j)} &= - \int_{\xi_L^{(j)}}^{\xi_R^{(j)}} (a^{(j)}\xi + b^{(j)}) \cdot \frac{x-\xi}{(x-\xi)^2 + z^2} d\xi \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

によって計算できるから, これを解析的に積分し, 区分長を $\delta\xi^{(j)}$ と書いて整理すれば,

$$\left. \begin{aligned} u^{(j)} &= a^{(j)} z \Psi_G^{(j)} - (a^{(j)} x + b^{(j)}) \Psi_T^{(j)} \\ w^{(j)} &= (a^{(j)} x + b^{(j)}) \Psi_G^{(j)} + a^{(j)} z \Psi_T^{(j)} + a^{(j)} \delta\xi^{(j)} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$\text{但し, } \left\{ \begin{aligned} \Psi_T^{(j)} &= \tan^{-1} \left(\frac{x - \xi_R^{(j)}}{z} \right) - \tan^{-1} \left(\frac{x - \xi_L^{(j)}}{z} \right) \\ \Psi_G^{(j)} &= \log_e \sqrt{\frac{(x - \xi_R^{(j)})^2 + z^2}{(x - \xi_L^{(j)})^2 + z^2}} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

を得る. ここに,

$$\left. \begin{aligned} a^{(j)} &= \frac{\gamma_R^{(j)} - \gamma_L^{(j)}}{\delta\xi^{(j)}}, \quad b^{(j)} = \frac{\gamma_L^{(j)} \xi_R^{(j)} - \gamma_R^{(j)} \xi_L^{(j)}}{\delta\xi^{(j)}} \\ \text{但し, } \delta\xi^{(j)} &= \xi_R^{(j)} - \xi_L^{(j)} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

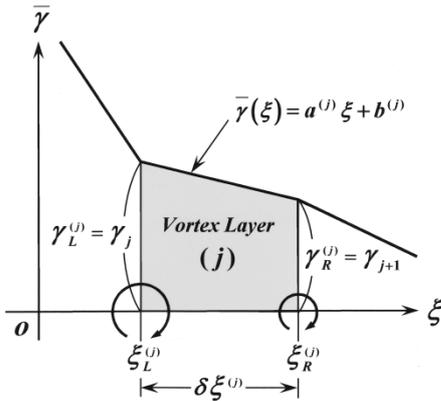


Fig.2 The discrete model of vortex layer.

の關係を用いて書き換えると, (j) 番目の渦層による誘導速度 $u^{(j)}, w^{(j)}$ は, 左右両端の渦強さ $\gamma_L^{(j)}, \gamma_R^{(j)}$ によって,

$$\left. \begin{aligned} u^{(j)} &= \gamma_R^{(j)} U_L^{(j)} - \gamma_L^{(j)} U_R^{(j)} \\ w^{(j)} &= \gamma_R^{(j)} W_L^{(j)} - \gamma_L^{(j)} W_R^{(j)} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\text{但し, } \left\{ \begin{aligned} U_m^{(j)} &\equiv \frac{z \Psi_G^{(j)} - (x - \xi_m^{(j)}) \Psi_T^{(j)}}{\delta\xi^{(j)}} \\ W_m^{(j)} &\equiv 1 + \frac{(x - \xi_m^{(j)}) \Psi_G^{(j)} + z \Psi_T^{(j)}}{\delta\xi^{(j)}} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

のように, $U_m^{(j)}, W_m^{(j)}$ ($m = L, R$) を定義して表記できる.

束縛渦 $\bar{\gamma}$ による誘導速度場 $\bar{u}_\gamma, \bar{w}_\gamma$ は, 実部 $u_c^{(j)}, w_c^{(j)}$, 虚部 $u_s^{(j)}, w_s^{(j)}$ それぞれに対して(10)式を適用することにより, 区分的な速度成分を求め, それらを足し合わせることににより,

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_\gamma(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^n (u_c^{(j)} + i u_s^{(j)}) \\ \bar{w}_\gamma(x, z) &= \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^n (w_c^{(j)} + i w_s^{(j)}) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

によって, 計算できる.

2.2 後流渦による誘導速度場

後流渦の分布密度 $\tau(\xi, t) = \text{Re}[\bar{\tau}(\xi) \cdot e^{i\omega t}]$ は, Kelvin の渦定理によって, 束縛渦の循環の時間変動 $\bar{\Gamma}(t)$ と, 後流渦の翼後縁からの自由流出を含めた総循環が, 相殺してゼロになる⁸⁾ ことから,

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau}(x) &= -ik \bar{\Gamma} e^{ik\ell(x)} \\ \text{但し, } \left\{ \begin{aligned} k &= \frac{\omega c}{U} \left(= \frac{2\pi}{\lambda} \right), \quad \ell(x) = \frac{1}{2} - x \\ \bar{\Gamma} &= \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \bar{\gamma}(x) dx = \Gamma_c + i\Gamma_s \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

のように, 束縛渦 $\bar{\gamma}$ を翼面上で積分した循環量 $\Gamma(t) = \text{Re}[\bar{\Gamma} \cdot e^{i\omega t}]$ によって定まる. 式中の k は, 振動翼の流力特性を支配する Reduced Frequency であり, 後流渦の波長も $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ として決まる.

このとき, 後流渦による誘導速度場 $\bar{\phi}_\tau = \text{Re}\left[\frac{1}{2\pi} \bar{\phi}_\tau \cdot e^{i\omega t}\right]$ のポテンシャルは,

$$\left. \begin{aligned} \bar{\phi}_\tau(x, z) &= - \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \bar{\tau}(\xi) \tan^{-1} \left(\frac{z}{x - \xi} \right) d\xi \\ &= ik \bar{\Gamma} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} e^{ik\ell(\xi)} \cdot \tan^{-1} \left(\frac{z}{x - \xi} \right) d\xi \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

で表現できる. 対応する誘導速度の x 成分 $u_\tau = \text{Re}[\bar{u}_\tau \cdot e^{i\omega t}]$, z 成分 $w_\tau = \text{Re}[\bar{w}_\tau \cdot e^{i\omega t}]$ を計算して整理すると,

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_\tau &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial \bar{\phi}_z}{\partial x} = -\frac{1}{2\pi} i k^2 z \cdot \left\{ \bar{F} \cdot e^{-ik\ell} \cdot F^{(0)}(k\ell, kz) \right\} \\ &\equiv \frac{1}{2\pi} k^2 z \cdot \left\{ H_s^{(0)} - i H_c^{(0)} \right\} \\ \bar{w}_\tau &= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\partial \bar{\phi}_\tau}{\partial z} = -\frac{1}{2\pi} i k \cdot \left\{ \bar{F} \cdot e^{-ik\ell} \cdot F^{(1)}(k\ell, kz) \right\} \\ &\equiv \frac{1}{2\pi} k \cdot \left\{ H_s^{(1)} - i H_c^{(1)} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

となる．式中の $F^{(j)}, H^{(j)}$ ($j=1, 2$) は、

$$\left. \begin{aligned} F^{(j)}(k\ell, kz) &= \int_{k\ell}^{\infty} \frac{t^j e^{-it}}{t^2 + (kz)^2} dt = F_c^{(j)} - i F_s^{(j)} \\ H^{(j)}(k\ell, kz) &= \bar{F} \cdot e^{-ik\ell} \cdot F^{(j)}(k\ell, kz) = H_c^{(j)} + i H_s^{(j)} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

で定義したものであり、 $H_c^{(j)}, H_s^{(j)}$ は、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned} H_c^{(j)} &= \Gamma_c \cdot \left(F_c^{(j)} \cdot \cos k\ell + F_s^{(j)} \cdot \sin k\ell \right) \\ &\quad - \Gamma_s \left(F_c^{(j)} \cdot \sin k\ell - F_s^{(j)} \cdot \cos k\ell \right) \\ H_s^{(j)} &= \Gamma_c \cdot \left(F_c^{(j)} \cdot \sin k\ell + F_s^{(j)} \cdot \cos k\ell \right) \\ &\quad + \Gamma_s \left(F_c^{(j)} \cdot \cos k\ell + F_s^{(j)} \cdot \sin k\ell \right) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

によって計算できる．式中の $F_c^{(j)}, F_s^{(j)}$ ($j=1, 2$) は、

$$\left. \begin{aligned} F_c^{(0)} &= I^{(0)}(kz) \mp \alpha^{(0)}(k|\ell|, kz) \\ &= \frac{\pi}{2k|z|} e^{-k|\ell|} \mp \alpha^{(0)}(k|\ell|, kz) \\ F_s^{(0)} &= J^{(0)}(kz) - \beta^{(0)}(k|\ell|, kz) \\ \\ F_c^{(1)} &= I^{(1)}(kz) + \alpha^{(1)}(k|\ell|, kz) \\ F_s^{(1)} &= J^{(1)}(kz) \mp \beta^{(1)}(k|\ell|, kz) \\ &= \frac{\pi}{2} e^{-k|\ell|} \mp \beta^{(1)}(k|\ell|, kz) \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

のように、2 項に分離して書き表わすことができ、複号は、上が $\ell \geq 0$ 、下が $\ell < 0$ に対応している．上式に書いた $I^{(j)}, J^{(j)}, \alpha^{(j)}, \beta^{(j)}$ ($j=1, 2$) は、それぞれ、

$$\left. \begin{aligned} I^{(j)}(kz) &= \int_0^{\infty} \frac{t^j \cos t}{t^2 + (kz)^2} dt \\ J^{(j)}(kz) &= \int_0^{\infty} \frac{t^j \sin t}{t^2 + (kz)^2} dt \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha^{(j)}(k|\ell|, kz) &= \int_0^{k|\ell|} \frac{t^j \cos t}{t^2 + (kz)^2} dt \\ \beta^{(j)}(k|\ell|, kz) &= \int_0^{k|\ell|} \frac{t^j \sin t}{t^2 + (kz)^2} dt \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

なる Fourier 変換型の積分を定義したものである．この内、 $I^{(0)}, J^{(0)}$ には解析解があつて、結果は(18), (19)式に記した通りである．有限区間の積分である $\alpha^{(j)}, \beta^{(j)}$ は、Fillon の積分法を用いて計算できる．

$I^{(1)}, J^{(0)}$ は、積分区間を $t=M$ ($\gg 1$) を境に 2 つに分けて、

$$\begin{aligned} I^{(1)}(kz) &= \int_0^M \frac{t \cos t}{t^2 + (kz)^2} dt + \int_M^{\infty} \frac{t \cos t}{t^2 + \left(1 + \frac{(kz)^2}{t^2}\right)} dt \\ &= \int_0^M \frac{t \cos t}{t^2 + (kz)^2} dt - \left(1 + \frac{(kz)^2}{2}\right) \cdot \text{ci}(M) \\ &\quad + \frac{(kz)^2}{2M} \cdot \left(\sin M - \frac{\cos M}{M}\right) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} J^{(0)}(kz) &= \int_0^M \frac{\sin t}{t^2 + (kz)^2} dt + \int_M^{\infty} \frac{\sin t}{t^2 + \left(1 + \frac{(kz)^2}{t^2}\right)} dt \\ &= \int_0^M \frac{\sin t}{t^2 + (kz)^2} dt - \left(1 + \frac{(kz)^2}{6}\right) \cdot \text{ci}(M) \\ &\quad + \left\{1 + \frac{(kz)^2}{6} \left(1 - \frac{2}{M^2}\right)\right\} \cdot \frac{\sin M}{M} - \frac{(kz)^2}{6} \cdot \frac{\cos M}{M^2} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\text{但し、} \quad \text{si } x = -\int_x^{\infty} \frac{\sin t}{t} dt, \quad \text{ci } x = -\int_x^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt \quad (24)$$

のように、書くことができる．前者の有限区間は Fillon の求積法を用いて数値的に計算し、後者の半無限部分は、解析的に部分積分を連続的に行うことにより、積分余弦関数 ci で表現できる形に帰着させて、計算を行なった．

$F_s^{(0)}, F_c^{(1)}$ に対して、(23),(22)式の $J^{(0)}, I^{(1)}$ の積分区間の切り換え点 M を、Table. 1 に示すように幾つか変えて検討し、 $M=50$ と選定した．実際、(18), (19)式に示す $F^{(0)}, F^{(1)}$ それぞれの実部と虚部を計算した結果を、Fig. 3 に示す．

Table 1 Switching point M of Integral $F_s^{(0)}, F_c^{(1)}$
($k=1, z=1$).

x	$M=10$		$M=50$		$M=100$	
	$F_s^{(0)}$	$F_c^{(1)}$	$F_s^{(0)}$	$F_c^{(1)}$	$F_s^{(0)}$	$F_c^{(1)}$
-1.0	0.059477	-0.400747	0.072219	-0.400746	0.071991	-0.400746
-0.5	0.243589	-0.324203	0.256331	-0.324202	0.256103	-0.324202
0.0	0.45603	-0.155364	0.468772	-0.155362	0.468545	-0.155362
0.5	0.565382	-0.050415	0.578124	-0.050414	0.577897	-0.050414
1.0	0.45603	-0.155364	0.468772	-0.155362	0.468545	-0.155362

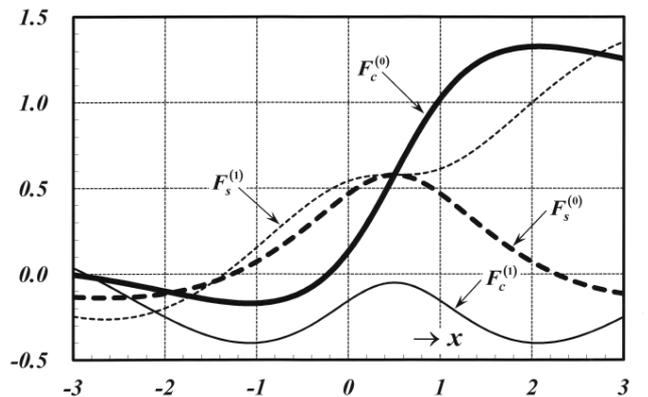


Fig. 3 Integral $F^{(0)}, F^{(1)}$ ($k=1, z=1$).

3. 振動翼を表現する渦分布の求解

翼面上 ($z=0$) での z 方向の誘導速度 $w(x,t) = \text{Re}[\bar{w}(x)e^{i\omega t}]$ は, (4),(14)式において $z=0$ と置くことにより,

$$\begin{aligned} \bar{w}(x) &= \bar{w}_\gamma(x) + \bar{w}_\tau(x) \\ &= -\frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \frac{\bar{\gamma}(\xi)}{x-\xi} d\xi - \frac{1}{2\pi} \int_{\frac{1}{2}}^{\infty} \frac{\bar{\tau}(\xi)}{x-\xi} d\xi \end{aligned} \quad (25)$$

によって計算できる。ここに, 第1項の翼面上の積分は (11) 式の $W_m^{(j)}$ を用いて(10)式によって計算でき, 第2項の後流渦による流速 \bar{w}_τ は, (24)式の si, ci と (13)式の l を用いて,

$$\begin{aligned} \bar{w}_\tau(x) &= -\Omega_s(x)\Gamma_c - \Omega_c(x)\Gamma_s \\ &+ i \{ \Omega_c(x)\Gamma_c - \Omega_s(x)\Gamma_s \} \end{aligned} \quad (26)$$

$$\text{但し, } \begin{cases} \Omega_c(x) \equiv \frac{k}{2\pi} \{ ci(kl)\cos(kl) + si(kl)\sin(kl) \} \\ \Omega_s(x) \equiv \frac{k}{2\pi} \{ ci(kl)\sin(kl) - si(kl)\cos(kl) \} \end{cases} \quad (27)$$

のように, Ω_c, Ω_s を定義することにより計算できる。このとき, 翼面上での境界条件 $w = \zeta$ は,

$$\bar{w}(x) = w_c + iw_s = ikZ_A \quad (28)$$

と書け, 後縁 ($x = \frac{1}{2}$) での Kutta 条件 $\gamma = \tau$ は, (13)式の関係により,

$$\bar{\gamma}\left(\frac{1}{2}\right) = \bar{\tau}\left(\frac{1}{2}\right) = -ik\bar{\Gamma} = k\Gamma_s - ik\Gamma_c \quad (29)$$

と書けるから, この両者(28), (29)式を満足する必要がある。

例えば $N=3$ 分割の場合でも, 渦分布 $\bar{\gamma} = \gamma_c + i\gamma_s$, 循環 $\bar{\Gamma} = \Gamma_c + i\Gamma_s$ が共に実部と虚部が存在するために, 10 元の連立方程式となって, (33)式のように書ける。

式中の①~③, ⑥~⑧が(28)式の翼面条件であり, 計算点 x_i に対する束縛渦の影響を A_{ij} , 後流渦の影響を Ω_{ci}, Ω_{si} で表したものである。また, ④, ⑨が(29)式の Kutta 条件, ⑤, ⑩が循環量 Γ_c, Γ_s を示し, その係数を G_j と書いた。

ここに, Fig. 2 に示す (j) 番目の渦層について,

$$\gamma_R^{(j-1)} = \gamma_L^{(j)} \equiv \gamma_j \quad (30)$$

であるから, (33)式中の係数 A_{ij}, G_j は, (11)式の $W_m^{(j)}, \delta\xi^{(j)}$ を

$$\left. \begin{aligned} A_{11}\gamma_{c1} + A_{12}\gamma_{c2} + A_{13}\gamma_{c3} + A_{14}\gamma_{c4} - \Omega_{s1}\Gamma_c &= 0 & \dots\dots \text{①} \\ A_{21}\gamma_{c1} + A_{22}\gamma_{c2} + A_{23}\gamma_{c3} + A_{24}\gamma_{c4} - \Omega_{s2}\Gamma_c &= 0 & \dots\dots \text{②} \\ A_{31}\gamma_{c1} + A_{32}\gamma_{c2} + A_{33}\gamma_{c3} + A_{34}\gamma_{c4} - \Omega_{s3}\Gamma_c &= 0 & \dots\dots \text{③} \\ & \gamma_{c4} & -k\Gamma_s = 0 & \dots\dots \text{④} \\ G_1\gamma_{c1} + G_2\gamma_{c2} + G_3\gamma_{c3} + G_4\gamma_{c4} - \Gamma_c &= 0 & \dots\dots \text{⑤} \\ & \Omega_{c1}\Gamma_c + A_{11}\gamma_{s1} + A_{12}\gamma_{s2} + A_{13}\gamma_{s3} + A_{14}\gamma_{s4} - \Omega_{s1}\Gamma_s &= kZ_A & \dots\dots \text{⑥} \\ & \Omega_{c2}\Gamma_c + A_{21}\gamma_{s1} + A_{22}\gamma_{s2} + A_{23}\gamma_{s3} + A_{24}\gamma_{s4} - \Omega_{s2}\Gamma_s &= kZ_A & \dots\dots \text{⑦} \\ & \Omega_{c3}\Gamma_c + A_{31}\gamma_{s1} + A_{32}\gamma_{s2} + A_{33}\gamma_{s3} + A_{34}\gamma_{s4} - \Omega_{s3}\Gamma_s &= kZ_A & \dots\dots \text{⑧} \\ & k\Gamma_c & \gamma_{s4} & = 0 & \dots\dots \text{⑨} \\ & G_1\gamma_{s1} + G_2\gamma_{s2} + G_3\gamma_{s3} + G_4\gamma_{s4} - \Gamma_s &= 0 & \dots\dots \text{⑩} \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

用いて,

$$\left. \begin{aligned} A_{ij} &= \frac{W_L^{(j-1)} - W_R^{(j)}}{\delta\xi^{(j-1)} + \delta\xi^{(j)}} \\ G_j &= \frac{\delta\xi^{(j-1)} + \delta\xi^{(j)}}{2} \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

によって定め得る。

構築された(33)式から, 未知数の渦分布 $\bar{\gamma}, \bar{\tau}$ と循環 $\bar{\Gamma}$ は, 上下揺れ振幅 Z_A に比例して求まり, それぞれの実部と虚部は, 互いに連成して解かれることが分かる。

翼面の分割は, 翼弦長を直径とするセミサークルの偏角を等分割することにより, 翼の前後縁付近を細分割して行う。実際, 翼面を $N=60$ 分割して, 124 元の連立方程式を解いて渦強さ $\bar{\gamma} (= \gamma_c + i\gamma_s)$ を求め, 上下揺れ振幅 Z_A で規格化した $\frac{\bar{\gamma}}{Z_A}$ を, Fig. 4 に示す。周波数は $k=2\pi$ である。

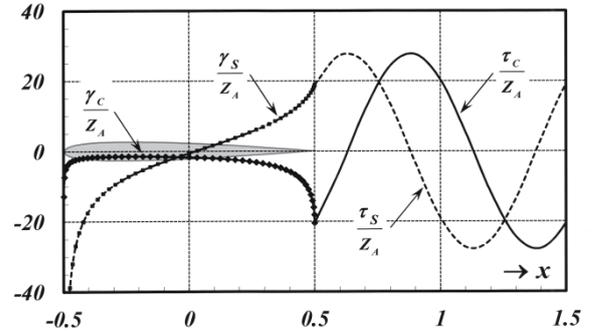


Fig. 4 Distribution of bound vortex γ_c, γ_s and trailing vortex τ_c, τ_s ($k=2\pi$).

後流渦強さの分布 $\bar{\tau} (= \tau_c + i\tau_s)$ は, (13)式に示すように, 翼の総循環 $\bar{\Gamma}$ が決まれば,

$$\left. \begin{aligned} \tau_c &= k(\Gamma_c \sin k\ell(x) + \Gamma_s \cos k\ell(x)) \\ \tau_s &= -k(\Gamma_c \cos k\ell(x) - \Gamma_s \sin k\ell(x)) \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

のように, 波動的に求まる。その τ_c, τ_s の分布 ($x > \frac{1}{2}$) も, Fig. 4 に $\frac{\bar{\tau}}{Z_A}$ の形で併せて示すが, この図から, 翼後縁での γ_c, γ_s との接続状況が分かる。

4. 振動翼に働く圧力分布と非定常揚力

4.1 圧力分布

翼の上下面での圧力差 $\overline{\delta p} (= \delta p_c(x) + i \delta p_s(x))$ は、Bernoulli の定理により、

$$\left. \begin{aligned} \delta p_c(x) &= \gamma_c(x) - k \int_{-\frac{1}{2}}^x \gamma_s(\xi) d\xi \\ \delta p_s(x) &= \gamma_s(x) + k \int_{-\frac{1}{2}}^x \gamma_c(\xi) d\xi \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

によって求まる⁸⁾。 $\delta p_c, \delta p_s$ の第1項は、定常翼と同様、圧力差 $\overline{\delta p}$ と渦分布 $\overline{\gamma}$ の実部と虚部が対応するが、第2項は非定常翼の特徴である。

前章の渦分布と同様、 $\overline{\delta p}$ を振幅 Z_A で規格化した計算結果を Fig. 5 に示す。 γ 分布の前縁での発散傾向の影響を受け、前縁での圧力が急激に増加し、後縁においては Kutta 条件にてゼロとなり、圧力が正しく求まっていることが分かる。

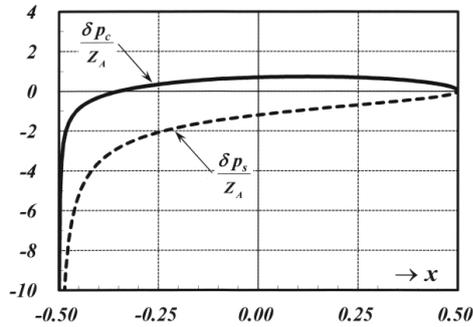


Fig. 5 Pressure distribution $\delta p_c, \delta p_s$ ($k=1$).

4.2 非定常揚力

非定常揚力 $L(t) = \text{Re} [\overline{L} \cdot e^{i\omega t}]$ は、圧力分布 $\overline{\delta p}$ を積分することにより、

$$\overline{L} = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \delta p_c(x) dx + i \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \delta p_s(x) dx \equiv L_c + i L_s \quad (35)$$

によって求め得る。

Fig. 6~8 は、本論の計算値に九大応力研の回流水槽での実験値³⁾を置点し、比較検討したものである。 Fig. 6 は揚力の絶対値 $|\overline{L}| = \sqrt{L_c^2 + L_s^2}$ を、圧力 $\overline{\delta p}$ と同様、上下揺れ振幅 Z_A で規格化した $\frac{|\overline{L}|}{Z_A}$ を、 Fig. 7 は位相角 $\varepsilon = \tan^{-1} \left(\frac{L_c}{-L_s} \right)$ を、

Fig. 8 は、動的迎角で準定常的に換算した揚力 $\frac{|\overline{L}|}{kZ_A}$ を示す。

Fig. 6 は、周波数 k の増加に対して絶対値 $|\overline{L}|$ が単調増加の傾向を示している。 Fig. 7 に示す位相角 ε は、 k が小さいとき ε は0に近くなり減衰力と同位相を取り、 k が増加すると ε は徐々に $\frac{\pi}{2}$ に近付き、付加質量の位相が支配的となる様子を示している。 Fig. 8 は、周波数 k が翼の上下揺速度による動的迎角に相当するので、縦軸の値は定常換算した単位迎角当たりの揚力の絶対値を示している。また、計算値・実験値共に定常揚力値 π に近い値を取っているのが分かる。

これらの図から、振動翼の揚力における非定常特性は位相角に反映され、その絶対値は、概ね準定常的に推定できることが分かった。また、本論による揚力 $|\overline{L}|$ の計算結果は、周波数 k の全域に亘って Theodorsen による平板翼の解析⁵⁾と同値であり、重なって得られている。実験値 (NACA0012, NACA0024) と比較すると、計算値は両実験値の間を縫うように得られていて、翼厚の影響については単純ではなくて言及できないものの、揚力特性については実験結果を十分に説明できているので、本論の計算手法を用いてシミュレーションすれば、妥当な流場が得られると推察できる。

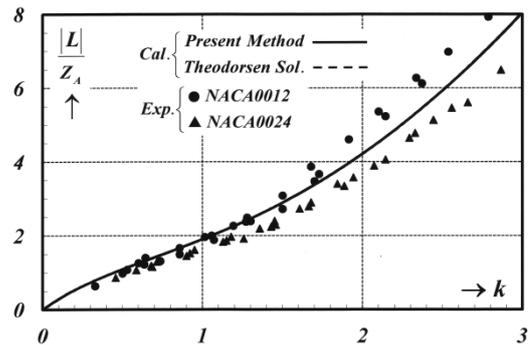


Fig. 6 Amplitude of unsteady lift.

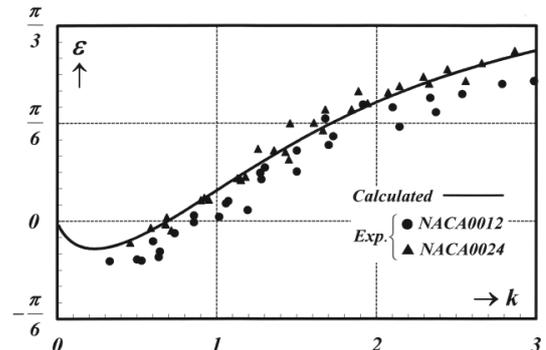


Fig. 7 Phase of unsteady lift.

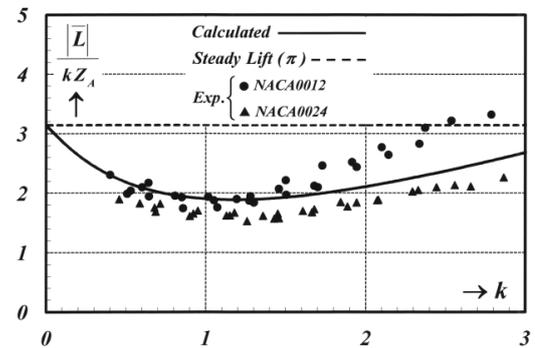


Fig. 8 Converted lift into quasi steady condition.

5. 振動翼周りの非定常流場シミュレーション

3章で求めた渦分布を2章で導いた計算式に用いて、誘導速度場をシミュレートする計算プログラムを開発した。そのシミュレーション結果を Fig. 9~Fig. 24 に示す。

5.1 誘導速度場の x 成分 u と z 成分 w

Fig. 9~11 は、 $z=0.05$ で固定し、Fig. 9 に u_y, w_y 、Fig. 10 に u_r, w_r 、Fig. 11 に Fig. 9 と Fig. 10 を加えた速度 u, w を、それぞれ上下揺れ振幅 Z_A で規格化して示す。時間は $\omega t = \frac{\pi}{2}$ である。束縛渦による成分 u_y, w_y は翼から上下流に離れると小さくなる様子が分かる。

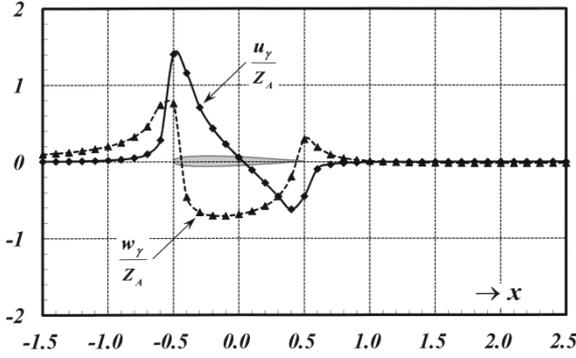


Fig. 9 Induced velocities caused by bound vortex ($k = 2\pi (\lambda = 1), z = 0.05, Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

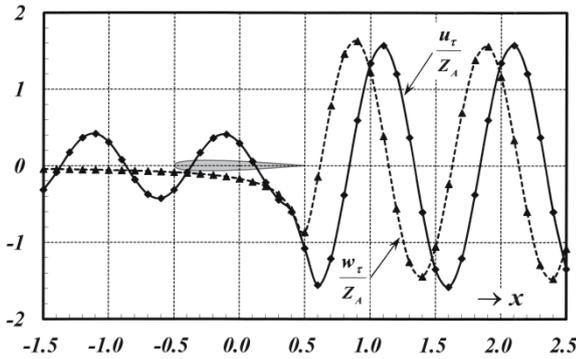


Fig. 10 Induced velocities caused by trailing vortex ($k = 2\pi (\lambda = 1), z = 0.05, Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

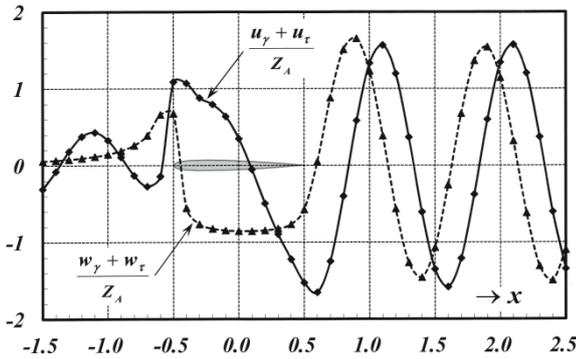


Fig. 11 Total induced velocities ($k = 2\pi (\lambda = 1), z = 0.05, Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

5.2 誘導速度場の成分分離

Fig. 12 は束縛渦のみの、Fig. 13 は後流渦のみの、Fig. 14 は束縛渦と後流渦を足したものの、Fig. 15 は更に一様流を加えた実際の速度場であり、前節と同様 $\omega t = \frac{\pi}{2}$ のときを示す。

これらの図から、束縛渦のみの流場は、翼前縁に強い集中渦が置かれた状況を示し、後流渦の流場は反時計回りの渦と時計回りの渦が交互に発生している様子が分かる。これらの合成によって、振動翼周りの誘導速度場が得られる。

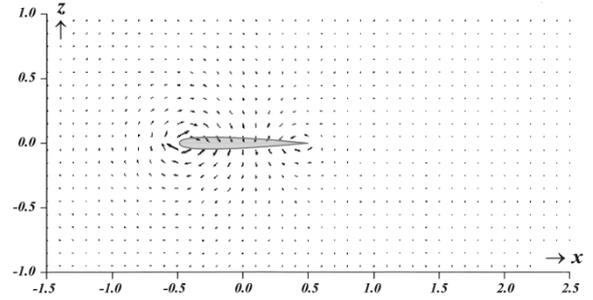


Fig. 12 Flow field caused by bound vortex ($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

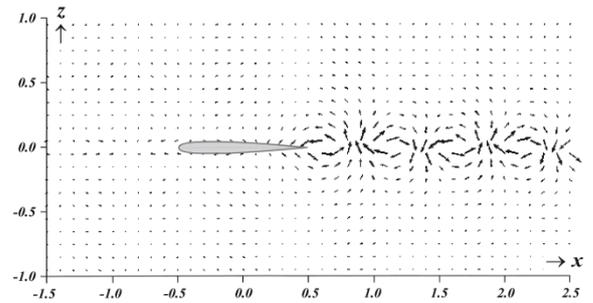


Fig. 13 Flow field caused by trailing vortex ($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

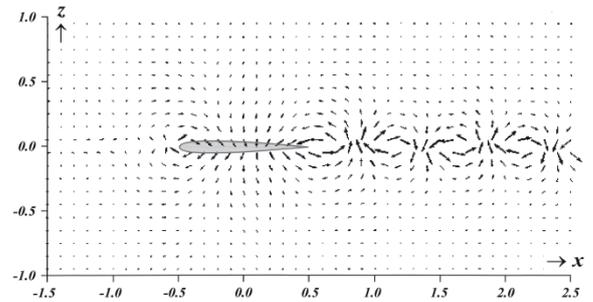


Fig. 14 Total flow field without uniform flow ($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

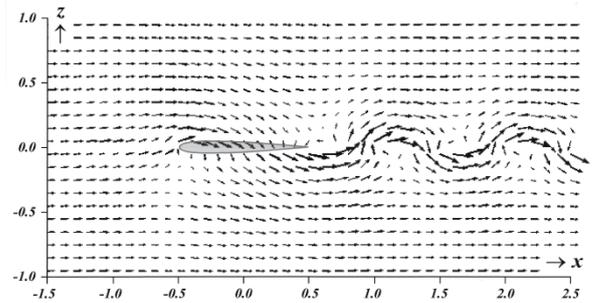


Fig. 15 Total flow field with uniform flow ($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15, \omega t = \frac{\pi}{2}$).

5.3 周波数 k に対する依存性

周波数については、Fig. 16 に低周波数 $k = \pi$ ，Fig. 17 に基準の $k = 2\pi$ ，Fig. 17 に高周波数 $k = 4\pi$ の速度場を示し、比較する。時間は $\omega t = \frac{\pi}{2}$ である。これらの図から、周波数 k が低いときは一様流が支配的であり、周波数が高くなるに連れて、徐々に束縛渦、後流渦の影響が表われてくる様子が確認できる。

本論では、翼面を離散的な渦糸に集約する近似を施すことなく、連続的な渦層モデルで計算していることから、周波数に関わらず、翼面近傍でもスムーズで妥当な流速ベクトルが得られている。

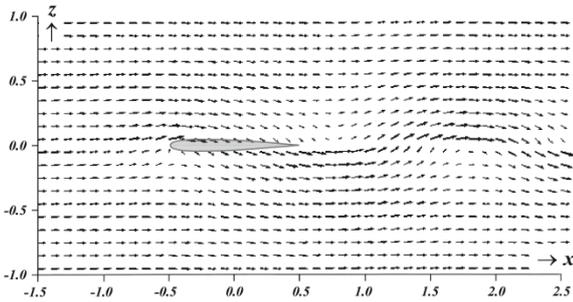


Fig. 16 Total flow field at low frequency
($k = \pi$ ($\lambda = 2$), $Z_A = 0.15$, $\omega t = \frac{\pi}{2}$).

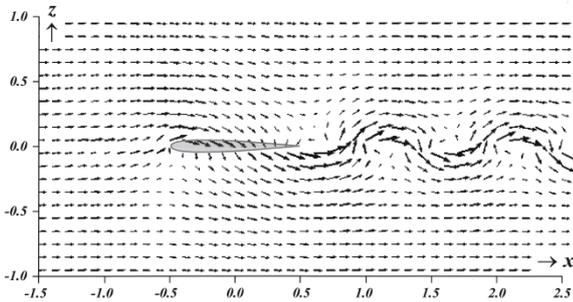


Fig. 17 Total flow field at standard frequency
($k = 2\pi$ ($\lambda = 1$), $Z_A = 0.15$, $\omega t = \frac{\pi}{2}$).

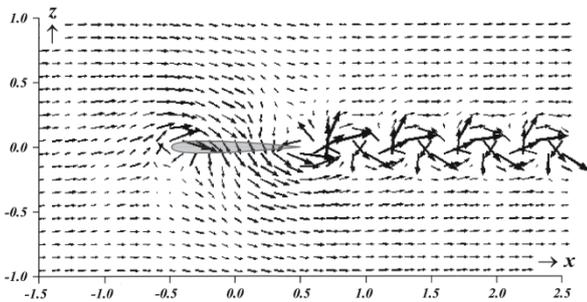


Fig. 18 Total flow field at high frequency
($k = 4\pi$ ($\lambda = \frac{1}{2}$), $Z_A = 0.15$, $\omega t = \frac{\pi}{2}$).

5.4 振幅 Z_A に対する依存性

Fig. 19 は、基準の振幅 $Z_A = 0.15$ の場合で、Fig. 20 は、大

振幅 $Z_A = 0.25$ の速度場であり、前節と同様 $\omega t = \frac{\pi}{2}$ である。両図からは、振幅が大きくなると束縛渦、後流渦が共に強くなっている様子が表われている。

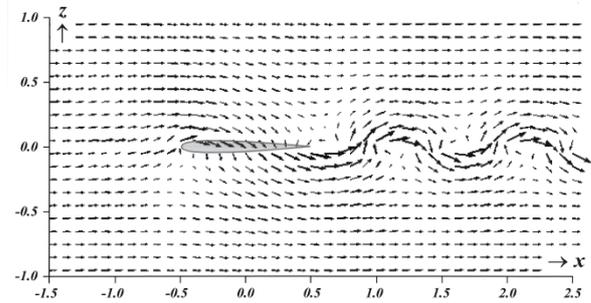


Fig. 19 Total flow field at standard amplitude
($Z_A = 0.15$, $k = 2\pi$ ($\lambda = 1$), $\omega t = \frac{\pi}{2}$).

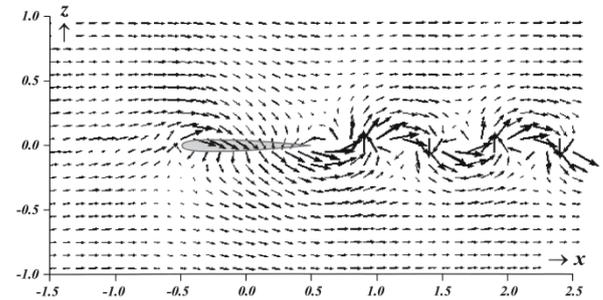


Fig. 20 Total flow field at large amplitude
($Z_A = 0.25$, $k = 2\pi$ ($\lambda = 1$), $\omega t = \frac{\pi}{2}$).

5.5 時間 t ベースに変化させたシミュレーション

Fig. 21~Fig. 24 は、周波数、振幅それぞれを、基準の $k = 2\pi$ ， $Z_A = 0.15$ で固定し、時間 t を $\frac{1}{4}$ 周期ずつ変化させてシミュレートした。Fig. 21 は時間 $\omega t = 0$ ，Fig. 22 は $\omega t = \frac{\pi}{2}$ ，Fig. 23 は $\omega t = \pi$ ，Fig. 24 は $\omega t = \frac{3\pi}{2}$ の流場である。

これらの図から、 $\omega t = 0$ と $\omega t = \pi$ のときは、翼が最大振幅の位置にあり上下揺動速度がゼロであるから、その境界条件から翼面上での速度の z 成分は生じず、翼面上に沿ってほぼ一様流として流れるが、翼後縁からは渦が自由流出している。 $\omega t = 0$ と $\omega t = \pi$ では、逆向きの後流渦が生成されている。

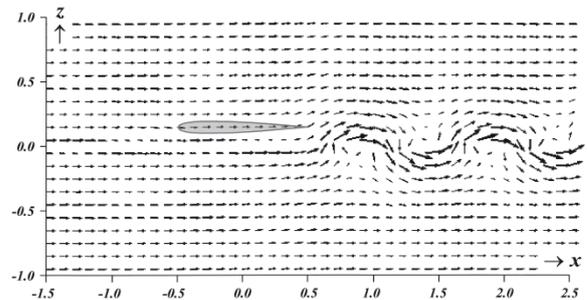


Fig. 21 Total flow field at $\omega t = 0$
($k = 2\pi$ ($\lambda = 1$), $Z_A = 0.15$).

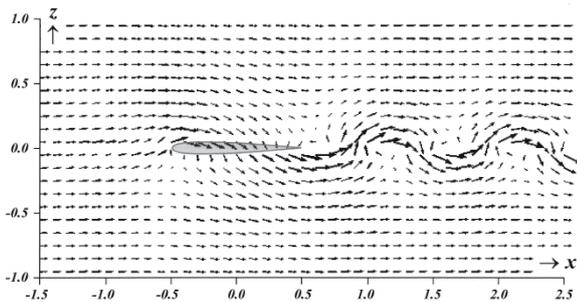


Fig. 22 Total flow field at $\omega t = \frac{\pi}{2}$
($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15$).

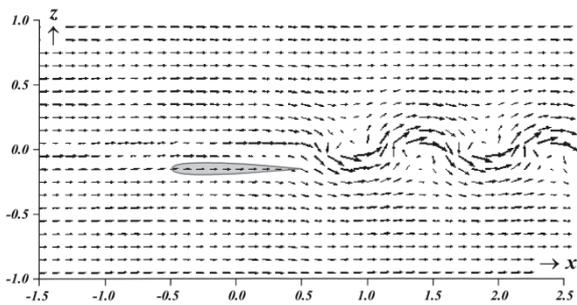


Fig. 23 Total flow field at $\omega t = \pi$
($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15$).

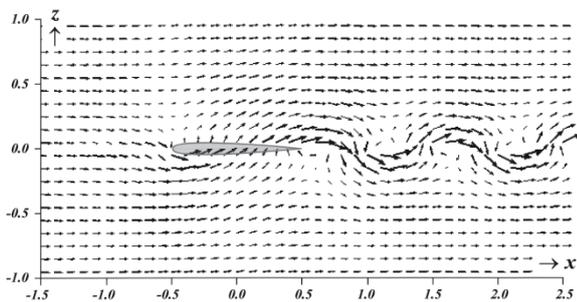


Fig. 24 Total flow field at $\omega t = \frac{3\pi}{2}$
($k = 2\pi (\lambda = 1), Z_A = 0.15$).

一方、 $\omega t = \frac{\pi}{2}$ と $\omega t = \frac{3\pi}{2}$ では、翼の上下揺速度 $\dot{\alpha}$ が最大となるから翼面上で $\omega t = \frac{\pi}{2}$ では下向き、 $\omega t = \frac{3\pi}{2}$ では上向き速度を生じて境界条件を満足している。

6. 結 論

振動翼周りの非定常な誘導速度場について、翼面上の各要素を離散的な渦糸で近似することなく、連続的な渦層モデルで定式化した手法に基づいてシミュレートした。

後流渦による誘導速度を、全流場において計算できる積分表記を導くことにより、誘導速度場を成分分離して計算した。

その結果を流速ベクトルの形で可視化することにより、束縛渦と後流渦の特性を把握できた。

振動翼の周波数や振幅が、速度場に及ぼす影響を明らかにした上で、時間 t ベースに変化させて流場をシミュレートすることにより、翼周りの誘導速度場の構造や、後流渦の生成過程を可視化することができた。

今後、本論の計算手法を、縦揺れや自由表面下での造波現象を伴う 3 次元問題に拡張することにより、水中翼船が波浪中を翼走する際の性能評価や姿勢制御に関する基礎資料を提供できると考える。

プログラムの開発には、Borland C++ 5.0 コンパイラを、流速ベクトルの可視化には、日本電子計算機の Gsharp (Ver 2.0) を用いたことを付記する。

謝 辞

本稿を閉じるに臨み、長崎総合科学大学 船舶工学科の修士論文や卒業研究のテーマとして、ともに本研究の計算に携わった、栗栖 旭氏 (中谷造船) と菊川 臨氏 (声優プロダクション RME)、金崎 悟氏 (福岡造船) に、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) Todor A. Videv, 土井 康明: Numerical Study of the Flow and Thrust Produced by a Pitching 2D Hydrofoil, 日本造船学会論文集, 第 172 号, pp. 165~174, 1992.
- 2) 田中 茂, 宮田 秀明: 補助翼を有する非定常水中翼の数値シミュレーション, 日本造船学会論文集, 第 176 号, pp. 19~30, 1994.
- 3) 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, 西部造船會々報, 第 76 号, pp. 85~96, 1988.
- 4) 経塚 雄策, 堀 勉, 小寺山 亘: 水中揚力体に加わる非定常流体力について (第一報 翼単独の場合), 日本造船学会論文集, 第 167 号, pp. 43~53, 1990.
- 5) Theodorsen, T.: General Theory of Aerodynamic Instability and the Mechanism of Flutter, NACA Trans., Vol.496, 1935.
- 6) 堀 勉: 一次要素を用いた渦層モデルによる厚翼の空力特性の解析 — Macintosh による科学技術計算の奨め —, 長崎総合科学大学 情報科学センター 所報, No.7/1996, pp.40~48, 1997.
- 7) 堀 勉: 渦システムによる造波グリーン関数を導入した定常揚力面の数値解析, 日本造船学会論文集, 第 175 号, pp. 31~45, 1995.
- 8) 西山 哲男: 非定常翼の特性, 流体力学 (I) 6.6 節, 日刊工業新聞社, pp. 122~126, 1978.

日本船舶海洋工学会論文集

第 20 号 平成 26 年 12 月

目 次

No.	論 文 名	著 者 名	頁
1	Study on Bow Shape Optimization of Ultra Large Block Coefficient Ship and CFD Simulations of Initial and Optimized Hull Forms	Aye Aye Mon Kazuo Suzuki Takanori Hino	1
2	振動翼周りの流場シミュレーション	堀 勉	13
3	ノンバラスト船及びバラスト水低減船の初期船型計画 (第1報) - 推進性能の簡易推定法 -	新 郷 将 司	21
4	船体運動パラメータの包括的同定手法	羽 根 冬 希	27
5	高レイノルズ数域での Spar 構造物の VIM 特性	藤 原 敏 文 齊 藤 昌 克 前 田 藤 弥 佐 藤 田 宏 石 田 圭 加 藤 俊 司	39
6	浮沈式大型津波シェルターに作用する流体力低減とその運動特性	陸 田 秀 実 藤 井 俊 輔 鎌 田 正 也 土 井 康 明	49
7	自由航走模型試験のための補助推力装置の開発	塚 田 吉 昭 上 野 澤 道 谷 北 川 克 宮 崎 泰 治 鈴 木 英 良 士 樹 介	59
8	三胴船のクロスデッキに働く波浪荷重におけるサイドハル位置の影響	土 橋 純 也	69
9	斜波中における三胴船の船体運動計算手法	土 橋 純 也	77
10	日本周辺海域における静穏および荒天海象の連続性について	和 田 良 太 尾 崎 雅 彦	85
11	浮遊式海流発電装置の電力ケーブル荷重に関する研究	柴 田 昌 男 高 木 健	99
12	遺伝的アルゴリズムと応答曲面を適用した船体中央断面の構造最適化に 関する研究	森 茂 博 辛 田 正 松 前 吉 川 正 孝 広 吉 川 孝 男	109

JOURNAL
OF
THE JAPAN SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS AND OCEAN ENGINEERS

Vol.20

December 2014

CONTENTS

1. Study on Bow Shape Optimization of Ultra Large Block Coefficient Ship and CFD Simulations of Initial and Optimized Hull Forms, <i>A. A. Mon & others</i>	1
2. Flow Simulation around an Oscillating Wing, <i>T. Hori</i>	13
3. Preliminary Hull Form Planning for Non-Ballast Water Ship and Minimal Ballast Water Ship (1 st Report) - Simplified Estimation Method of Propulsive performance. -, <i>S. Shingo</i>	21
4. A Comprehensive Identification Method for Vessel Motion Parameters, <i>F. Hane</i>	27
5. Experimental Investigation of VIM Characteristics on Spar Type Floater in Higher Reynolds Number, <i>T. Fujiwara & others</i>	39
6. Reduction of Tsunami Force Acting on a Floating/Submerged Tsunami Shelter and Its Motions, <i>H. Mutsuda & others</i>	49
7. Development of an Auxiliary Thruster for Free-running Model Ship Tests, <i>Y. Tsukada & others</i>	59
8. Influence of side hull arrangement for wave loads acting on cross deck of trimaran, <i>J. Dobashi</i>	69
9. On the prediction method for ship motions of trimaran in oblique waves, <i>J. Dobashi</i>	77
10. On the Duration of Calm and Harsh Wave States in the Sea around Japan, <i>R. Wada & M. Ozaki</i>	85
11. A Study on Power Cable Loads for a Floating Ocean Current Turbine, <i>M. Shibata & K. Takagi</i>	99
12. Structural optimization of the mid-ship section by applying genetic algorithm and response surface method, <i>S. Mori & others</i>	109
13. Numerical Simulation of Fatigue Crack Propagation under Superimposed Stress Histories with Several Constant and Variable Mean Stresses, <i>K. Matsuda & others</i>	119
14. Study on CTOD-FAD (first report) -Fracture strength assessment for through thickness crack-, <i>T. Ozawa & others</i>	127
15. Ultimate Longitudinal Strength of Ships' Hull Girder under Combined Loading - 2nd report: Development of simplified analysis method -, <i>Y. Tanaka & others</i>	137
16. ADCP measurements of ocean currents near Miyake Island, <i>K. Kiyomatsu & others</i>	147
17. Motion of a Twin-Rotor Ocean Current Turbine in Transient State, <i>T. Gonoji & K. Takagi</i>	157
18. Evaluation of Bump-up capability of flipper type crawler driven ROV, <i>T. Katsui & others</i>	165
19. Estimation Method for Dragged Anchor Accident Frequency on Subsea Pipelines in Busy Port Areas, <i>Y. Mulyadi & others</i>	173
20. Dynamic Response of Vertically Movable Tension Leg Mooring System to Waves in Frequency Domain, <i>M. Ozaki</i>	185
21. Transport Systems for Offshore CCS with CO ₂ Shuttle Shipping and its Margin, <i>M. Ozaki & R. Wada</i>	197
22. Max-plus-algebra based scheduling of ship building lines for tandem construction of a pair of ships, <i>H. Kajiwara & others</i>	205
23. Automatic Routing System for Multiple Pipe-lines, <i>Y. Ando & H. Kimura</i>	221
24. A Study on the Optimization of Ship Design Process Using Wildcard GA, <i>K. Hamada & others</i>	231