前翼式WISESの翼間空力干渉と波浪中空力特性に関する研究(その二)

正員　岩 下 英 嗣*

A Study on the Aerodynamic Interaction of Wings and the Aerodynamic Properties of a Canard-Configuration WISES Flying over Still Water and Waves (Part 2)

by Hidetsugu Iwashita, *Member*

Summary

The aerodynamic properties of a canard-configuration WISES (Wing In Surface Effect Ship) flying over waves are predicted by applying the time-domain computation method based on the BEM, and the nonlinear characteristics of unsteady aerodynamic exciting forces acting on the WISES are studied through the comparison with experimental results and with linear computations reported in Part 1.

Through the study it is confirmed that the presented time-domain computation considering the nonlinearity caused by the finite amplitude of waves can predict measured results more precisely compared with the linear method shown in Part 1, especially for the phase of exciting forces. The nonlinear phenomenon due to unsteady exciting forces remarkably appears in the center-of-pressure coefficient, but the amplitude of its fluctuation itself is small and not so serious for the stable flight of WISES above waves.

1. 緒 言

表面効果翼船 WISES (Wing In Surface Effect Ship) もしくは WIG (Wing In Ground effect) は，地面近傍における翼の揚抗比の増大を利用して高速飛行する輸送機の一種であり，次世代の高速海上輸送の担い手としての期待からこれまでにも多くの基礎研究が行われてきている.

現在，鳥取大学，広島大学，東京大学では，久保・秋元[1)2)]らの提案する前翼式 WISES を対象として，その基本的な空力性能や波浪上を飛行した場合の性能，すなわち広い意味での耐航性能等について共同研究を実施している．その研究成果の一部を取りまとめた Part 1[3)]においては，前翼式 WISES が静水面上を飛行する場合の前翼・主翼間の空力干渉，波浪上を飛行した場合に作用する非定常空力に関し，実験，理論の両面から検討を行っている．その結果，主翼が前翼の空力性能に与える影響が大きいこと，波浪上を飛行する場合の非定常空力が比較的大きいこと，また WISES が固定波面上を飛行する場合と実際の進行波面上を飛行する場合とでは物理現象が大きく異なることなど有益な知見が得られている．その中で，WISES が波面近傍を飛行する場合の非定常空力に関する非線形影響について，より詳細な検討が必

* 広島大学大学院工学研究科

原稿受理　平成 15 年 7 月 2 日

要であるという課題が残されていた.

そこで本報では, WISES が波浪上を飛行する場合の非定常空力を時間領域境界要素法を用いて解析し, その非線形影響について検討を行うことにする. また, 前翼・主翼間空力干渉の非定常成分に関しても考察を行う. 既に Part 1 で示した固定波板上を飛行する WISES の水槽試験においては, 前翼・主翼間空力干渉の非定常成分は微小であることが判明しているが, 実際の進行波面上ではどうなるかを上記計算法によりシミュレーションし, 非定常成分の度合について考察を加える.

2. 理論計算

2.1 問題の定式化

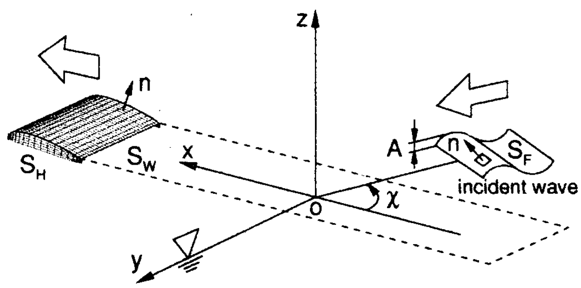

Fig. 1 Coordinate system

波数 k, 円周波数 $\omega_0(=\sqrt{gk})$, 入射角 χ, 波振幅 A の有限振幅規則波上を速度 $\boldsymbol{V}_H(t)$ で前進する WISES を考え, 空間固定座標系を Fig. 1 のように取る. x 軸は翼の進行方向を正, z 軸は $z=0$ を静水面に取り鉛直上向きを正とし, 法線 $(\boldsymbol{n})$ は流体内向きを正とする. 流体は非粘性, 非圧縮, 非回転の理想流体であると仮定し, 物体表面を S_H, 翼後端を C_W, 後流渦面を S_W, 波面を S_F で表わす. WISES による自由表面攪乱を無視して波面は剛体と考える. 空気 (密度 ρ) の速度ポテンシャル $\phi(x,y,z;t)$ は初期条件および任意時刻 t において以下の支配方程式と境界条件を満足しなければならない.

$$[L]\quad \nabla^2\phi=0 \tag{1}$$

$$[H]\quad \frac{\partial\phi}{\partial n}=\boldsymbol{V}_H(t)\cdot\boldsymbol{n}\quad \text{on } S_H \tag{2}$$

$$[F]\quad \frac{\partial\phi}{\partial n}=\boldsymbol{V}_F(t)\cdot\boldsymbol{n}\ \text{on } z=\zeta(x,y;t) \tag{3}$$

$$[K]\quad p^+-p^-=0\quad \text{on } S_W \tag{4}$$

ただし,

$$\zeta(x,y;t)=A\cos[\omega_0 t-k(x\cos\chi+y\sin\chi)] \tag{5}$$

(4) 式は圧力に関する Kutta 条件であり, p^+, p^- は S_W 上下面での圧力を表わしている. $\boldsymbol{V}_H(t)$, $\boldsymbol{V}_F(t)$ は物体表面および自由表面の空間固定座標系上での移動速度である.

任意時刻 t において翼, 後流渦面, 自由表面により取り囲まれた空気領域に Green の第二定理を適用し, 後流渦面上で $\phi_n^+-\phi_n^-=0$ であることを用いると積分方程式

$$\begin{aligned}\frac{\phi(P;t)}{2}-\iint_{S_H+S_F}\frac{\partial G(P,Q)}{\partial n}\phi(Q;t)\,dS &= -\iint_{S_H+S_F}\frac{\partial\phi(Q;t)}{\partial n}G(P,Q)\,dS\\ &+\iint_{S_W}\Delta\phi(Q;t)\frac{\partial G(P,Q)}{\partial n}\,dS\end{aligned} \tag{6}$$

を得る. ここに $P=(x,y,z)$, $Q=(x',y',z')$ であり, $\Delta\phi(Q;t)\equiv\phi(Q^+;t)-\phi(Q^-;t)$ は S_W の上下の点 Q^+, Q^- でのポテンシャル差である. 核関数 $G(P,Q)$ は $G=1/4\pi r$, $r=|PQ|$ である.

いま時刻 t 以前の時刻における後流渦面上の $\Delta\phi(Q;t)$ が既知であるとし, 時刻 t 直前の時刻から時刻 t への間に翼が $\boldsymbol{V}_H$ で移動したことにより翼後縁直後に新たに追加される後流渦面 δS_W 上の $\delta\Delta\phi(Q;t)$ が未知であるとする. 後流渦面が翼後縁から主流に沿って流れると仮定すれば, $\delta\Delta\phi(Q;t)$ は Part 1 で記したように y, z 座標が一定の後流渦面上で一定値を取り

$$\delta\Delta\phi(Q;t)=\delta\Delta\phi(x,y_T,z_T;t)=\delta\Delta\phi(Q_T;t) \tag{7}$$

と書ける. ここで $Q_T=(x_T,y_T,z_T)$ は翼後縁の座標を表わしている. よって (6) 式は翼面上の速度ポテンシャル ϕ を未知数とする積分方程式となり, 離散化の上, 時刻 t における S_H, S_F 上の境界条件 (2), (3) を用いて解くことができる. (7) 式は後流渦面上の圧力として線形圧力式を用いる近似により成立 (Morino 近似) しているから, 攪乱が大きな場合には正しくない. そこで Kerwin ら [4] の方法を用いて非線形圧力式

$$\frac{p(x,y,z;t)-p_\infty}{\rho}=-\frac{\partial\phi}{\partial t}-\frac{1}{2}\nabla\phi\cdot\nabla\phi \tag{8}$$

により Kutta 条件 (4) 式が厳密に満足されるように繰り返し計算を行い, $\phi(Q;t)$, $\delta\Delta(Q;t)$ を真の値に近づけて行く.

こうして求められた圧力を翼表面で積分し, j 方向に作用する空力

$$F_j(t)=-\iint_{S_H}(p-p_\infty)n_j\,dS\quad (j=1\sim 6) \tag{9}$$

が求められる. ここで, $\boldsymbol{r}$ を境界面の位置ベクトルとするとき $(n_1,n_2,n_3)=\boldsymbol{n}$, $(n_4,n_5,n_6)=\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{n}$ である.

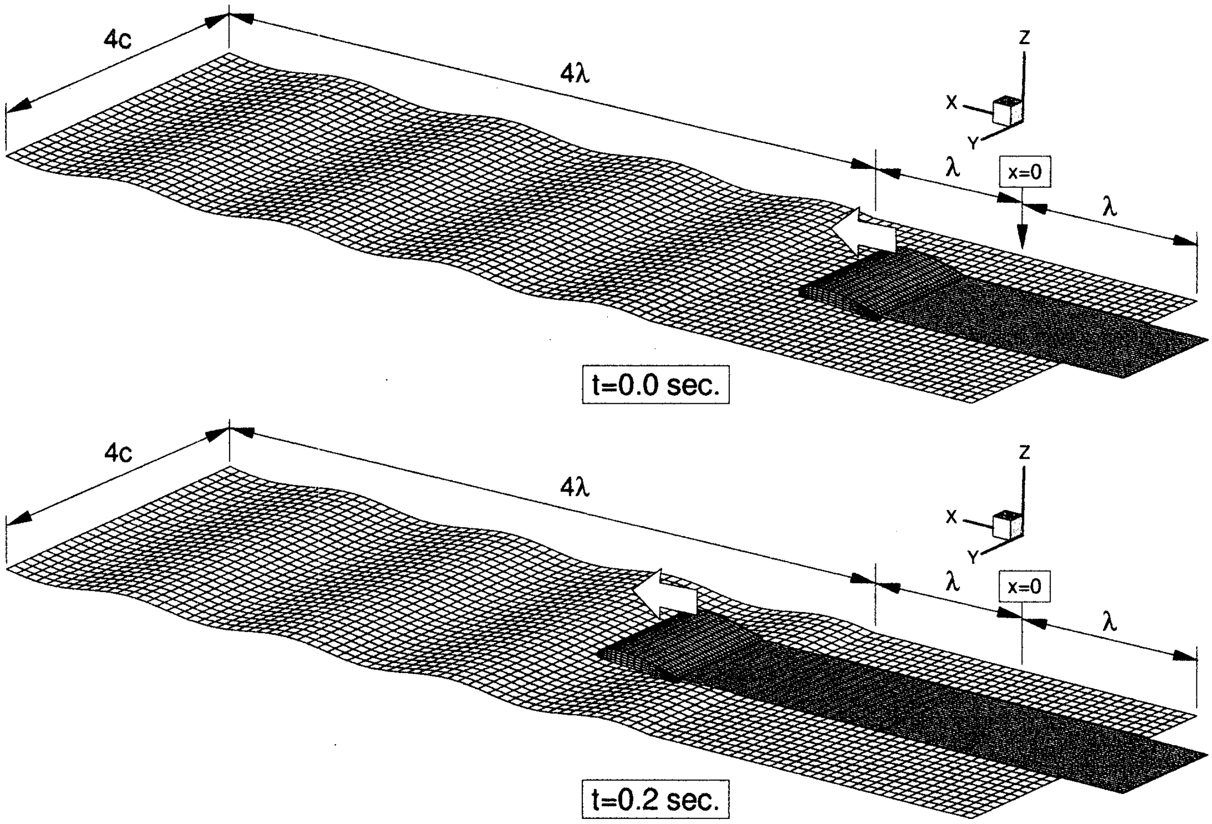

Fig. 2 Computation grids at $t = 0$ sec. and $t = 0.2$ sec. for the main wing flying above restricted wavy-plate ($U = 2.5$ m/s, $\lambda/c = 2.0$, $\chi = 180$ degs., $A = 0.01$ m, $\Delta t = 0.005$ sec., $\Delta x = 0.025$ m)

以上を，時間進行に伴い翼を移動させ，同時に翼の移動に伴い翼後縁直後に生じるスペースに後流渦面を追加しながら繰り返すことによって，翼まわりの流場を時系列的に求めることができる．

2.2 数値計算法

本研究では，Part 1 で示した固定波板上を WISES が飛行する場合を模擬した水槽試験および線形理論に基づく数値計算結果に対応した時間領域非線形計算を実施し，非線形影響について検討することを目的の一つとしている．計算の対象とする翼は Part 1 で扱った WISES の主翼であり，その主要寸法は，Table 1 のようになっている．

Table 1 Principal dimensions of wings

	Front wing	Main wing
Wing section	NACA0012	Clark-Y
Chord length (m)	0.04	0.2
Span length (m)	0.3	0.3
Aspect ratio	7.5	1.5

また，波板もしくは進行波は $\lambda/c = 2.0$ (c; 翼コード長), $\chi = 180$ degs., $A = 0.01$ m であり，翼の飛行速度は $\boldsymbol{V}_H = (U, 0, 0)$, $U = 2.5$ m/s である．飛行高度 h を波の平均位置から主翼後縁までの高さと定義し，$h/c = 0.15, 0.25, 0.35$ の場合について主な計算を行う．以下，これらの条件を想定して計算手順を示すことにする．

まず，Fig. 2 中 $t = 0$ sec. の図のように翼表面，後流渦面，自由表面を有限個の要素に分割する．自由表面の計算領域は試計算により，領域の打ち切り誤差が十分に小さくなるように検討して図のように決定している．その y 軸方向への分割数は $y > 0$ について 14 分割とし，x 軸方向への分割に関しては，計算精度への影響が大きかったため後述のようにいくつかの分割数について検討を行っている．翼は $t = 0$ においてその後縁が $x = 0$ の位置にあるとし，波形分布は

$$\zeta(x, y; t) = \begin{cases} 0 & (x < x_0) \\ A\sin[k(x - x_0) + \omega_0 t] & (x > x_0) \end{cases} \tag{10}$$

で与えている．今回の計算では，$x_0 = \lambda$ である．翼が固定した波板上を飛行する場合の計算では (10) 式において $\omega_0 = 0$ とすればよい．なお，翼表面の要素分割は Part 1 の Table 2 と同様である．

次にこの要素分割を用いて翼が静水面上を飛行する場合の計算，すなわち定常飛行状態の計算を行う．自由表面上で図に示した要素を用いると翼前方の計算領域に波面域が存在することになるので，厳密には静水面上の定常飛行時の計算にはならないが，x_0 を十分大きく取っているので，実用上波面域の影響は無視できる．以下の計算では，この状態を $t=0$ として時間領域の計算へと移行させていく．物理的には，$x=-\infty$ から一定速度速度 U で静水面上を飛行して来た翼が $x=0$ に到達した瞬間を $t=0$ として，その後波面上へ向かって飛行して行くというシナリオに対応する．こうすることで，翼を前進速度ゼロから加速させる必要がなくなり，計算領域の節約，計算時間の短縮につながる．

こうして得られた定常飛行状態の解を初期値として，その後は Appendix に示す計算法により各時間ステップにおいて積分方程式 (6) を解き，流場を求めていく．得られた力やモーメントの時刻暦を Fourier 解析することにより非定常空力などの 0 次成分，1 次成分などを求めることができる．0 次成分から $t=0$ での定常飛行時の力を差し引くと船舶の耐航性で言うところの抵抗増加が得られることになる．

3. 計算結果

3.1 時間刻みおよび波面分割

まず，数値計算において時間刻み Δt や波面上の x 軸方向の要素分割刻み Δx を決定するためにいくつかの試計算を行ってみた．Fig. 3 には，翼が固定波板上 $(\omega_0=0)$ を飛行した場合の計算を 4 種類の異なる条件で行って得られた抗力係数，揚力係数および圧力中心係数の時刻暦の計算結果を示している．抗力・揚力係数は

$$C_d=\frac{-F_1}{\rho U^2 S/2},\quad C_l=\frac{F_3}{\rho U^2 S/2}$$

で定義されている．また圧力中心係数は，翼の基線上で翼に作用するモーメントがゼロとなる点を求め，その翼前縁からの距離を翼の chord 長で除した値である．

翼の飛行速度 $U=2.5$ m/s，波板の波長 $\lambda=2c=0.4$ m を考えると，$\Delta t=0.01$ sec., $\Delta x=0.025=U\Delta t$ の場合には，翼は時間刻み Δt 間に波板上を 1 パネル分前進することになる．$\Delta t=0.005$ sec., $\Delta x=0.025=2U\Delta t$ の場合には，翼は 1/2 パネル分しか前進しない．計算結果から，このような場合には，翼が波頂に接近したときに，得られた力が微小な振幅で振動をする現象を示すことが分かる．今回の計算が一定要素による計算であることから，境界上の速度ポテンシャルの分布が階段状分布であることに起因していると考えられる．この現象は数値計算上のものであり物理現象に関る本質的な問題ではないが，見かけ上スムーズな時刻暦を得るためには，波板の x 軸方向の刻み Δx を時間刻み Δt 間に進む距離と等しくするとよいことが分かる．

そこで，この条件つまり $\Delta x=U\Delta t$ を満足する $\Delta t=0.01$ sec., $\Delta x=0.025$ m と $\Delta t=0.005$ sec., $\Delta x=0.0125$ m および $\Delta t=0.0025$ sec., $\Delta x=0.00625$ m を比較して，計算結果に及ぼす Δt の影響を見てみると，時間刻みを小さくすると時刻暦の変動振幅が小さくなりかつ収束していく様子を確認することができる．抗力，揚力に比べて圧力中心係数は Δt に対する収束がやや遅いようである．数値計算においては可能な範囲で小さな Δt を採用するべきであるが，今回の計算においては計算機能力の制約から $\Delta t=0.005$ sec., $\Delta x=0.0125$ を採用し，一連の計算を実施することに決定した．

時刻暦に見る非線形影響については，抗力および圧力中心係数でその影響が大きいことが分かる．特に圧力中心係数では 1 次成分と同程度の 2 次成分が現れている．これは主に翼に作用するモーメントの非線形影響によるものである．しかし，その変動振幅自体は微小量であり，この変動が翼の安定飛行に影響を及ぼすとは考えられない．

U と (10) 式で定義される波形分布から考えて，Fig. 2 の下図のように $t=0.2$ sec. のとき翼後縁は一番目の波頂に到達する．Fig. 3 に示した時刻暦を見ると，翼に作用する変動力等はこの時刻において十分に収束している．そこで，時刻暦の Fourier 解析はこの時刻から 1 周期分を取って行うことにした．

3.2 固定波板上を飛行する場合の非定常空力

Figs. 4,5 に固定波板上を主翼が $h/c=0.15$, 0.25, 0.35 の高度で飛行した場合に主翼に作用する x, z 軸方向の力と翼後縁まわりのモーメントの変動成分の計算結果を示す．ここで得られる変動成分は，翼がその運動を拘束されて飛行する場合に波浪海面の影響により翼に誘起された変動外力であり，船舶の耐航性で言うところの波浪強制力に相当する．Fig. 4 は翼端板なし，Fig. 5 は翼端板ありの場合の結果であり，無次元化は，抗力・揚力と比較できるようにこれらと同様にしている．

Figs. 4,5 は Part 1 の Figs. 17,18 に対応する図であるが，Figs. 17,18 に示した線形理論に基づく結果と比べて，今回の非線形計算の結果は定量的にも定性的にも実験結果と非常に良く一致していることが分かる．特に線形理論において実験値との合致度の悪かった位相に関して改善の度合が顕著である．今回の計算においては，Roll up など後流渦面の形状に起因する非線形性は考慮

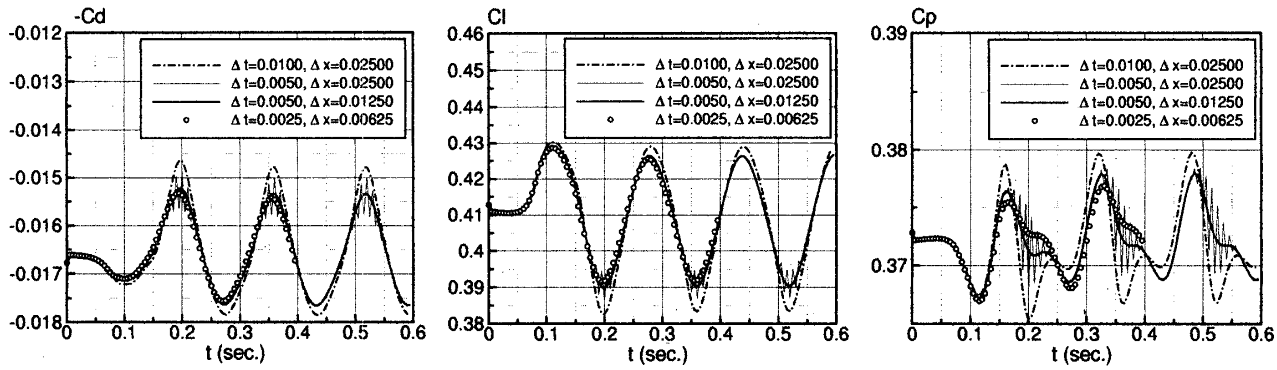

Fig. 3 Time histories of drag, lift and center-of-pressure coefficients of the main wing flying above restricted wavy-plate (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m, $h/c = 0.15$, $\alpha = 4$ degs.)

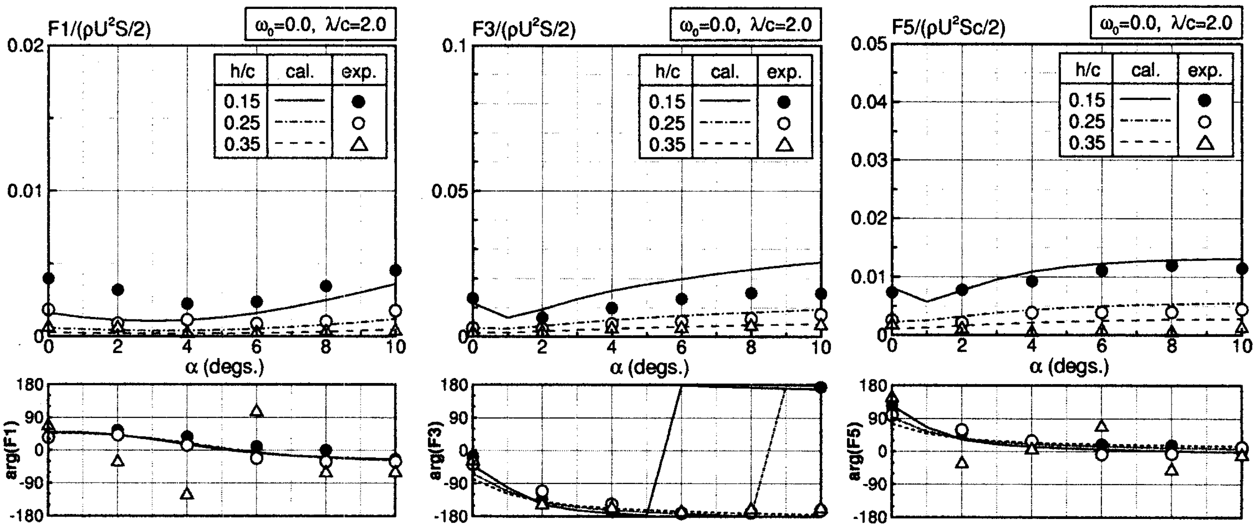

Fig. 4 Exciting forces and moment acting on the main wing flying above restricted wavy-plate (without end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m)

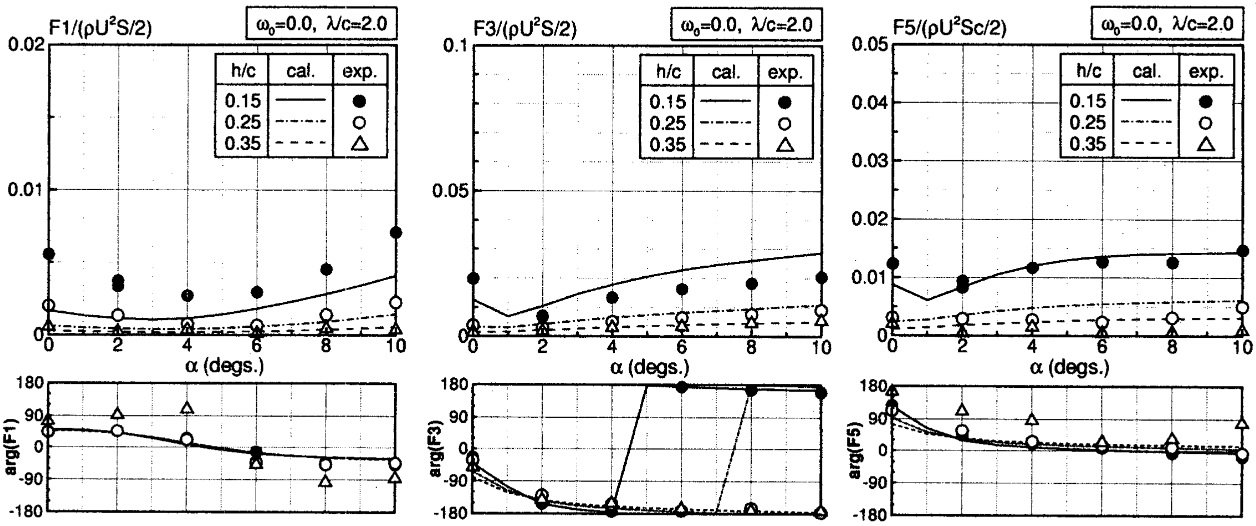

Fig. 5 Exciting forces and moment acting on the main wing flying above restricted wavy-plate (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m)

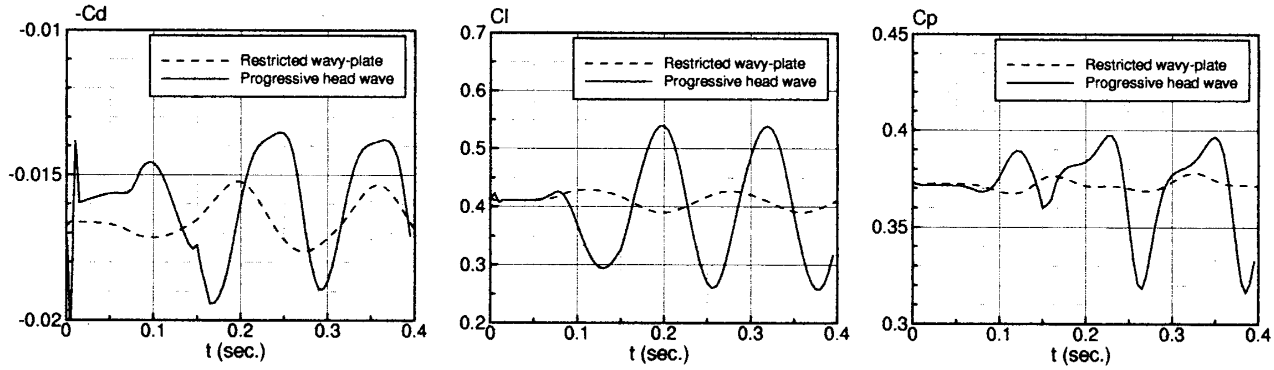

Fig. 6 Time histories of drag, lift and center-of-pressure coefficients of the main wing flying above restricted wavy-plate and above progressive head waves (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m, $\chi = 180$ degs., $h/c = 0.15$, $\alpha = 4$ degs.)

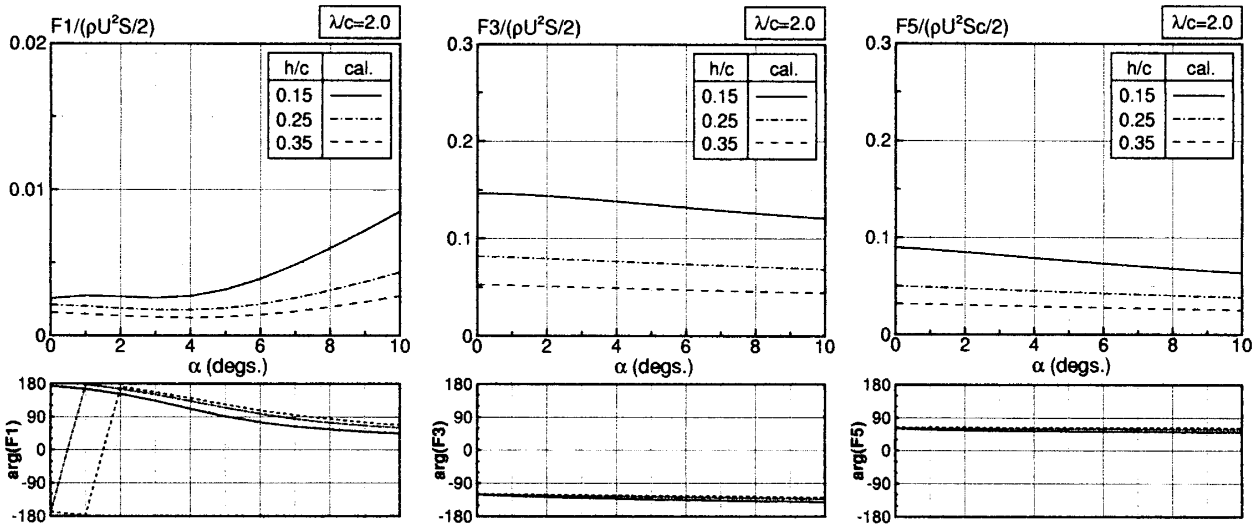

Fig. 7 Exciting forces and moment acting on the main wing flying above progressive head wave (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m, $\chi = 180$ degs.)

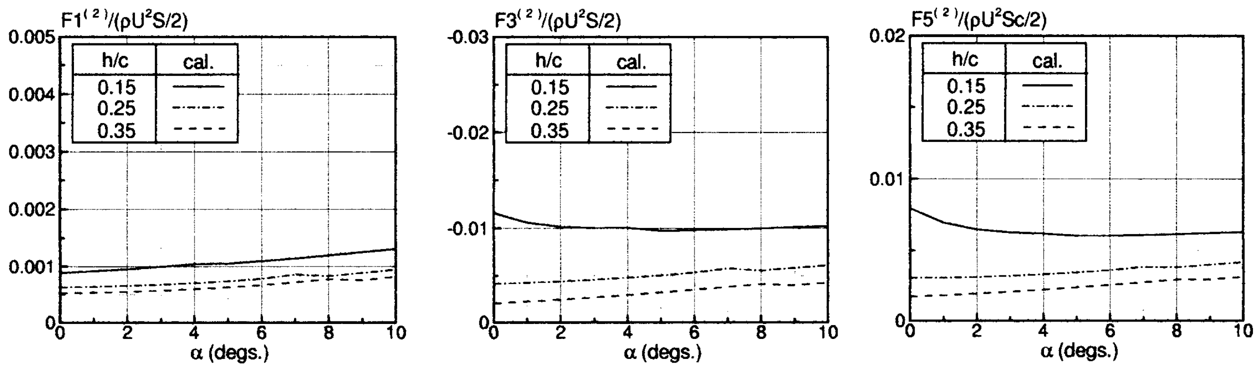

Fig. 8 2nd-order forces and moment acting on the main wing flying above progressive head wave (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m, $\chi = 180$ degs.)

されていないものの，理想流体の仮定内でその他の非線形性は考慮されており，Part 1 の Figs. 17,18 の線形理論との相違がそのまま非線形影響ということになる．僅かに残る実験値との相違は，粘性影響であると解釈することができる．その影響は，定量的には微量であるが，x 軸方向の力に顕著に現れている．また，翼が静水面上を飛行する定常問題と同様に，理想流体を仮定する今回の理論計算は，抗力成分を小さ目に，揚力成分を大き目

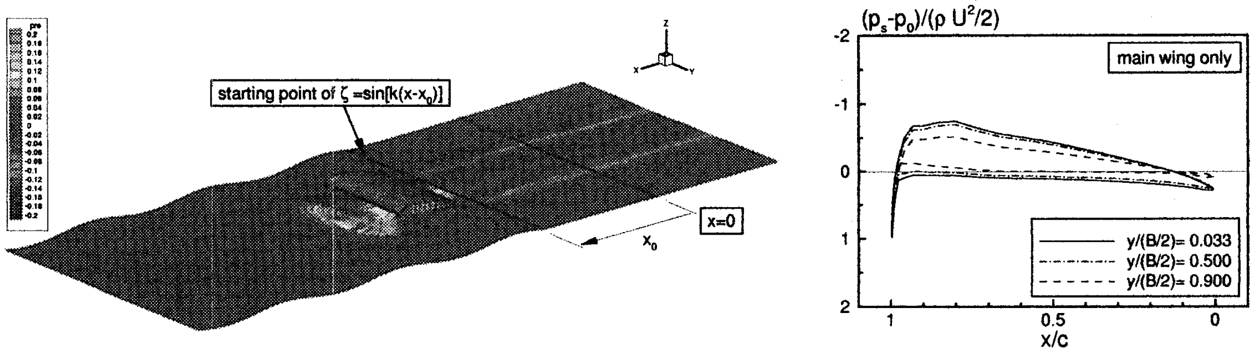

Fig. 9 Pressure distribution on the main wing flying above restricted wavy-plate (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$m, $h/c = 0.15$, $\alpha = 4$ degs., $t = 0.2$ sec.)

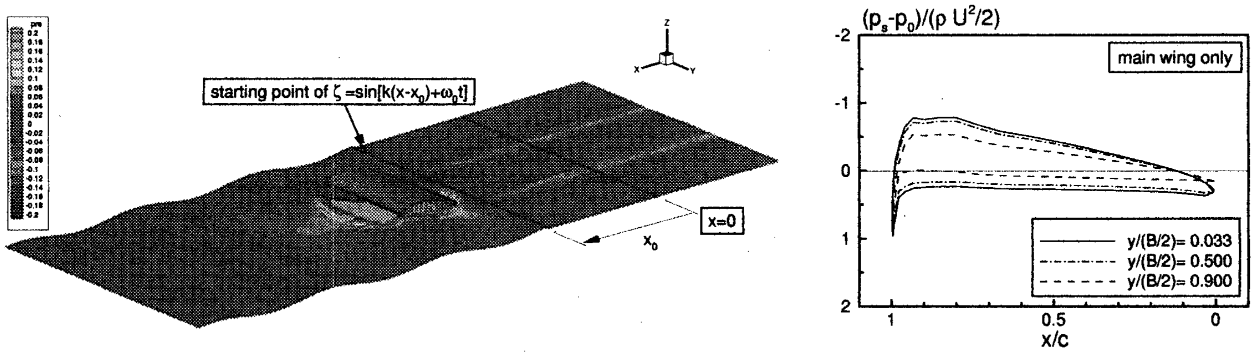

Fig. 10 Pressure distribution on the main wing flying above progressive head wave (with end-plates, $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$m, $\chi = 180$ degs., $h/c = 0.15$, $\alpha = 4$ degs., $t = 0.2$ sec.)

に推定することが分かる．

3.3 進行波面上を飛行する場合の非定常空力

Part 1 においては，翼が固定波板上 ($\omega_0 = 0$) を飛行する場合と，進行波面上 ($\omega_0 \neq 0$) を飛行する場合とでは，翼に作用する空力の変動成分が大きく異なることを線形理論による数値計算で示した．またその理由は，進行波面の変動により空気場に撹乱流場が誘起されることに起因していることも示している．そこで，同様の計算を今回の非線形計算においても実施し，そうした現象の検証を行ってみた．

Fig. 6 は主翼 (翼端板あり) が $h/c = 0.15$, $\alpha = 4$ degs. の状態で $\lambda/c = 2.0$, $A = 0.01$ m, $\chi = 180$ degs. の進行波面上を飛行する場合の時刻暦の計算結果を，固定波板上を飛行する場合のそれと比べて示したものである．後者の計算は Fig. 3 の $\Delta t = 0.005$, $\Delta x = 0.125$ の結果と同じである．当然ながら，前者は $\omega_e = \omega_0 + kU$ で変動し，後者は $\omega_e = kU$ で変動している．図から，両者の結果が定量的にも定性的にも大きく異なることが分かる．特に定量的には，進行波面上を飛行する場合には固定波板上を飛行する場合と比べて変動振幅が非常に大きくなることが分かり，Part 1 の線形理論に基づく計算結果と同じ結論を得る．

時刻暦に見られる非線形性については，固定波板上を飛行する場合と同様，抗力成分と圧力中心係数に大きな影響が現れ，その影響の度合はより顕著になっている．ただし，増田・鈴木ら [6] の行った 2 次元翼が正面規則波上を飛行する場合の計算結果に見られるような非線形性と比べると，時刻暦の曲線の形が異なるようであり，2 次元問題と 3 次元問題の相違点として着目される．3 次元の場合には，翼下面の空気が波の谷部に沿って自由に流出でき，2 次元のように波と波頂との間で空気が閉じ込められることはない．もともと WISES は翼のアスペクト比が小さく 3 次元性が強いこともあり，波面上の飛行問題に限らず 3 次元計算が必須であろうと考えられる．

なお，進行波面上での計算結果において $t = 0$ 近傍，$t = 0.15$ 近傍に現れる時刻暦の乱れは，前者は $t = 0$ において急に波面が進行し始めたこと，後者は翼が波面域の前縁 $x = x_0$ に差し掛かった時点において，進行波面がステップを有する形状となっていることに起因している．

Fig. 7 は主翼が進行波面上を飛行する場合に翼に作用する空力およびモーメントの変動成分を計算したもので

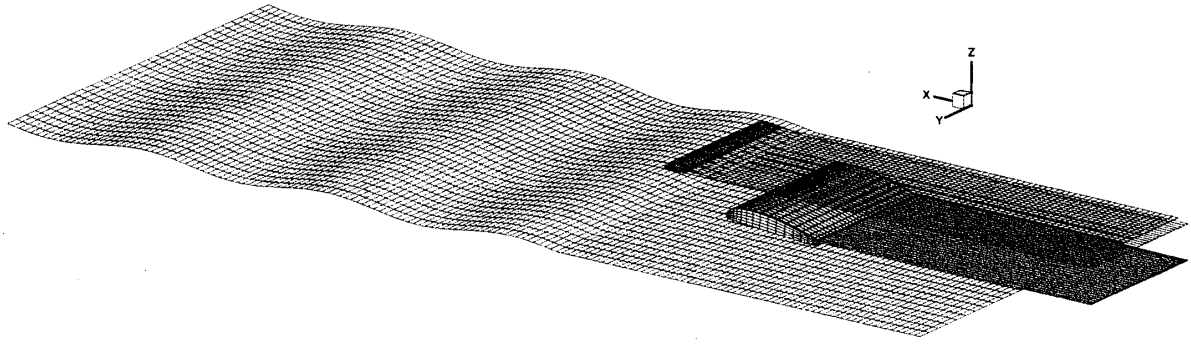

Fig. 11 Computation grids at $t = 0$ sec. for the WISES flying above progressive head waves ($U = 2.5$ m/s, $\lambda/c = 2.0$, $\chi = 180$ degs., $A = 0.01$ m, $\Delta t = 0.005$ sec., $\Delta x = 0.0125$ m, $h/c = 0.15$, $\alpha_f = \alpha = 4$ degs.)

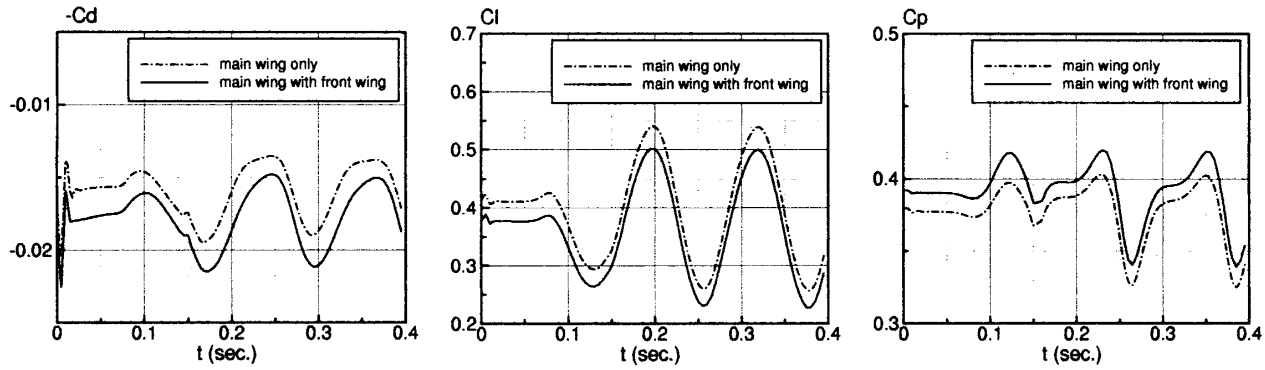

Fig. 12 Time histories of drag, lift and center-of-pressure coefficients of the main wing of WISES flying above progressive head waves ($U = 2.5$ m/s, $\lambda/c = 2.0$, $\chi = 180$ degs., $A = 0.01$ m, $h/c = 0.15$, $\alpha_f = \alpha = 4$ degs.)

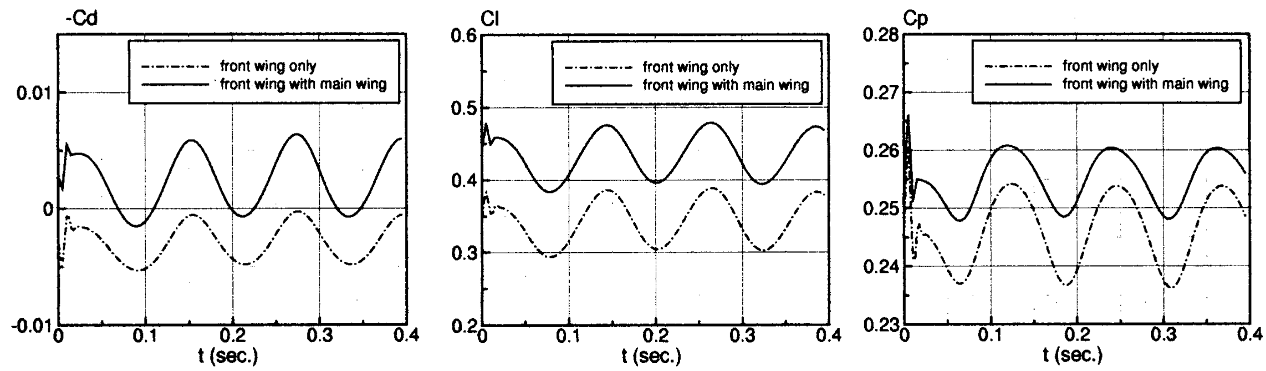

Fig. 13 Time histories of drag, lift and center-of-pressure coefficients of the front wing of WISES flying above progressive head waves ($U = 2.5$ m/s, $\lambda/c = 2.0$, $\chi = 180$ degs., $A = 0.01$ m, $h/c = 0.15$, $\alpha_f = \alpha = 4$ degs.)

ある．Part 1 の線形計算による Fig. 19 に対応する．非線形性が強く現れると考えられる $h/c = 0.15$ では今回の非線形計算と Part 1 の Fig. 19 とに相違が見られるが，h/c が大きくなると相違は小さくなっている．また，Fig. 5 と Fig. 7 とを比較することで，波面が動くことによる影響を見ることができ，Part 1 同様に，固定された波板上を飛行する場合と進行波面上を飛行する場合とでは非定常な空力やモーメントの値が大きく異なることが確認される．しかし，WISES の安定飛行にとって重要となる圧力中心の変動振幅は既に Fig. 6 に示されたように chord 長の 5% 程度でしかない．

Fig. 8 には計算により得られた 2 次オーダーの空力およびモーメントを示している．これらは，前述のように翼が静水上を飛行しているときの F_j，すなわち今回

Table 2 Aerodynamic interaction between front and main wings of WISES

	$-C_d$			C_l			C_p		
	amp.	phase	0th-order	amp.	phase	0th-order	amp.	phase	0th-order
main wing only	0.00271	111	0.00104	0.138	-132	-0.0101	0.0287	-173	-0.00431
main wing with front wing	0.00319	101	0.00111	0.134	-131	-0.00963	0.0277	-180	-0.00372
difference	+18%	-9%	+7%	-3%	+1%	+5%	-3%	-4%	+14%
front wing only	0.00227	-8	0.000194	0.0421	26	-0.000291	0.00864	77	-0.000296
front wing with main wing	0.00356	-1	-0.000051	0.0416	30	-0.00400	0.00604	87	-0.000200
difference	+57%	-88%	-127%	-1%	+15%	-1275%	-30%	+13%	+32%

の計算における $F_j(0)$ と $F_j(t)$ の時間平均値との差から算出される．波面上を飛行することにより僅かながら推進力が発生し，また揚力は減少することが分かる．

3.4　圧力

Figs. 9,10 に主翼が固定波板上を飛行する場合と進行波面上を飛行する場合の翼表面，および波面上の圧力の分布を示している．Fig. 6 もしくは Figs.5,7 で見られた翼に作用する空力の相違を圧力レベルで示したものである．固定波板上を飛行する場合，波板が運動しないため，波板上流に圧力分布はほとんど見られない．一方，進行波面上を飛行する場合には，波面上流に波の変動により非定常な速度場が誘起されていることが分かる．これに伴い，翼直下の圧力や翼表面の圧力に顕著な相違が現れている．

3.5　前翼・主翼間空力干渉

Part 1 に示した前翼式 WISES の水槽試験から，WISES が固定波板上を飛行する場合の前翼・主翼間空力干渉における非定常成分は非常に小さいことが分かっている．一方，固定波板上を飛行する場合と実際の進行波面上を飛行する場合とでは物理現象が全く異なり，後者の場合には前者に比べて大きな非定常空力が作用する (Part 1 および本論 Figs. 5,7 参照)．これらの結果より，前翼式 WISES が進行波面上を飛行する場合には，前翼・主翼間の空力干渉の非定常成分もまた固定波板上を飛行する場合と比べて大きくなるものと推察される．そこで，本論で示した計算法を用いて前翼式 WISES が進行波面上を飛行する場合の数値計算を行い，翼間空力干渉における非定常成分の度合について考察してみることにした．

Fig. 11 に，計算に用いた前翼式 WISES および自由表面の要素分割を示している．主翼および自由表面の分割は前節までの一連の計算と同様にしており，これに Table 1 に示す前翼を追加したものとなっている．主翼と前翼の位置関係は Part 1 の Fig. 2 と同一，また前翼の要素分割は Part 1 の Table 2 と同様である．前翼，主翼の迎角 α_f，α は $\alpha_f = \alpha = 4$ degs. としている．

Fig. 12 は前翼式 WISES の主翼に作用する抗力係数，揚力係数，圧力中心係数の時刻暦を，主翼単独飛行時の結果と比較して示したものである．前記のように $t = 0$ における値は WISES が平水面上を飛行する場合の定常値を意味し，Part 1 の Fig. 11(b) 右図中における $\alpha = 4$ degs. での値と合致する．前翼との翼間干渉により平水面上飛行時の主翼揚力が僅かながら減少することが再確認される．前翼についての計算結果を示したものが Fig. 13 であり，主翼の場合と同様に $t = 0$ での値は Part 1 の Fig. 11(b) 左図中の $\alpha = 4$ degs. での値と合致する．主翼の存在によって前翼近傍の流場に鉛直上向き方向の速度成分が誘起され，前翼への空気の流入迎角が増加し，結果として単独時よりも揚力が増大するものと思われる．

Figs. 12,13 の時刻暦を 0.2 sec. $\leq t \leq$ 0.4 sec. の区間で Fourier 級数に展開し，1 次の項の振幅と位相，更に 0 次項から $t = 0$ における値 (WISES が平水面上を飛行している場合の定常値) を差し引いた値を Table 2 にまとめている．主翼の前翼による干渉影響，前翼の主翼による干渉影響共に，変動抗力の増加，変動揚力の僅かながらの減少，圧力中心の変動振幅の僅かながらの減少として現れることが分かる．平水面上を飛行する場合と同様に，これらの影響の度合は前翼の方に顕著に現れているが，定量的にはそれらの影響は微小であり，WISES の波浪面上の安定飛行に対して問題を及ぼすとは考えられない．船舶の波浪中抵抗増加に相当する 0 次成分についてみると，翼間干渉により若干の影響は出ているが定量的には極めて微小であり，WISES の設計時に問題にするような値ではないと言ってよい．

4. 結　言

本論文では，WISES が固定波板上および進行波面上を飛行する場合の空力問題を時間領域境界要素法を適用して求解し，非線形空力および翼間干渉空力の非定常成分について検討した．その結果，以下の結論を得た．

(1) 時間領域境界要素法による非線形計算が，WISES の低空飛行時の空力解析において非常に有効であ

ることが示された．特に空力の位相や圧力中心の推定に関して非線形性は顕著であり，非線形解析の重要性が確認された．

(2) Part 1 の結果と同様に，WISES が固定波板上を飛行する場合と進行波面上を飛行する場合とでは，WISES まわりの空気場は大きく異なり，後者の場合比較的大きな非定常空力が作用することが分かった．しかし，これによる圧力中心の変動幅は chord 長の 5% 程度である．

(3) 非線形性は飛行高度 h/c の増加とともに急激に減少し，$h/c = 0.25$ 程度であれば，Part 1 に示した線形計算で十分な精度の空力推定が可能であることが確認された．

(4) 前翼式 WISES が進行波面上を飛行する場合の数値計算を実施し，翼間空力干渉における非定常成分について考察した．その結果，前翼，主翼共に干渉影響により変動抗力，変動揚力の振幅が小さくなることが判明したが，定量的には微小であり，WISES の波浪上安定飛行に影響を与えるものではないことが分かった．

以上のように時間領域の非線形計算は確かに有効であるが，計算負荷の面からは難点がある．耐航性能の推定においては波向き，波長，波振幅および WISES の飛行速度など考慮しなくてはならない条件が非常に多いため，特に計算時間は実用推定法の選択において重要な要素である．飛行高度が極端に低くない場合においては実用に供するという面から Part 1 に示した線形計算法がより有用であろうと思われる．

謝 辞

本研究の一部は，文部科学省科学研究費補助金 (基盤研究 (A)(1)14205145)，および新エネルギー・産業技術総合開発機構 産業技術研究助成事業費助成金 (プロジェクト ID:02B69005c) により行われたことを付記し，関係各位に謝意を表わす．

参 考 文 献

1) 久保昇三, 秋元博路: 表面効果翼艇の現状と展望, 日本航空宇宙学会誌, 第 50 巻, 第 585 号, pp.220-224, 2002

2) 竹爪崇浩, 秋元博路, 杉山大輔, 飯田恵一郎, 久保昇三: 前翼型表面効果翼船の小型自航模型の試作, 関西造船協会講演概要集, 2003 年度春季講演会, 第 20 号, pp.27-30, 2003

3) 岩下英嗣, 田中聡嗣, 末永昌照, 土井康明: 前翼式 WISES の翼間空力干渉と波浪中空力性能に関する研究 (その一), 日本造船学会論文集, 第 194 号, 2003(掲載予定)

4) Kerwin, J. E., Kinnas, S. A., Lee, J.-T.: Surface Panel Method for the Hydrodynamic Analysis of Ducted Propellers, SNAME Transactions, Vol.95, pp.93-122, 1987

5) Newman, J. N.: Distribution of Sources and Normal Dipoles over a Quadrilateral Panel, Journal of Engineering Mathematics, Vol.20, pp.113-126, 1986

6) 増田聖始, 鈴木和夫: WIG の自由表面効果に関する数値解析的研究, 日本造船学会論文集, 第 170 号, pp.83-92, 1991

Appendix

いま，翼および自由表面を平面要素で分割し，その要素分割数全体を N，翼および後流渦面の span 方向への分割数を N_W とする．時刻刻みを Δt とし，m 番目の時間ステップを考える．各要素内で ϕ, ϕ_n が一定であると近似すると時間ステップ m における積分方程式 (6) は次式のように離散化して表わすことができる．

$$\sum_{j=1}^{N} G_n^*(i,j)\phi^m(j) + \sum_{k=1}^{N_W} G_n^*(i,k)[\phi^m(j_k^+) - \phi^m(j_k^-)]$$
$$= \sum_{j=1}^{N} G^*(i,j)\phi_n^m(j)$$
$$- \sum_{l=1}^{m-1}\sum_{k=1}^{N_W} G^*(i,k_W(l,k))\Gamma^l(k) \quad (i = 1 \sim N) \qquad \text{(A1)}$$

$\phi^m(j)$ は時間ステップ m における j 番目の要素の速度ポテンシャル，j_k^+, ϕ_k^- は k 番目の後流渦面に接する翼後縁上下の要素の番号 j を意味する．同様に $\phi_n^m(j)$ は 時間ステップ m における j 番目の要素の法線速度である．$k_W(l,k)$ は時間ステップ l において翼後縁直後に生じた微小長さの後流渦面上において span 方向に k 番目の位置にある要素の番号を表わしている．$\Gamma^l(k)$ はその時間ステップにおける k 番目の渦面要素の循環値で，時間ステップ m において既知量である ((A3))．また，$G^*(i,j)$, $G_n^*(i,j)$ は次式を表わしている．

$$\left.\begin{array}{c} G^*(i,j) \\ G_n^*(i,j) \end{array}\right\} = \iint_{\Delta S^m(j)} \left\{\begin{array}{c} G[\boldsymbol{r}^m(i), \boldsymbol{r}^m] \\ G_n[\boldsymbol{r}^m(i), \boldsymbol{r}^m] \end{array}\right\} dS \qquad \text{(A2)}$$

$\Delta S^m(j)$ は 時間ステップ m における j 番目の要素平面，$\boldsymbol{r}^m(i)$ は i 番目の要素の代表点の位置ベクトル，$\boldsymbol{r}^m$ は $\Delta S^m(j)$ 内の任意点の位置ベクトルを表わしている．(A2) 式は Newman[5] の方法を用いて平面要素 $\Delta S^m(j)$ 内で厳密積分を行う．

$\phi_n^m(j)$ として境界条件 (2), (3) 式を用いて (A1) の N 元連立方程式を数値的に解いて $\phi^m(j)$ が求まると，Part 1 で示したスプライン微分法を用いて境界面上での流速 $\nabla\phi^m(j)$ が計算される．

$$\Gamma^m(k) \equiv \phi^m(j_k^+) - \phi^m(j_k^-), \quad (k = 1 \sim N_W) \tag{A3}$$

とおき，非線形圧力

$$\frac{p^m(j) - p_\infty}{\rho} = -\phi_t^m(j) - \frac{1}{2}\nabla\phi^m(j)\cdot\nabla\phi^m(j) \tag{A4}$$

を計算し，翼後縁での圧力差を算出する．$\phi_t^m(j)$ は後退差分式

$$\phi_t^m(j) = \frac{\phi^m(j) - \phi^{m-1}(j)}{\Delta t} - \frac{\boldsymbol{r}^m(j) - \boldsymbol{r}^{m-1}(j)}{\Delta t}\cdot\nabla\phi^m(j) \tag{A5}$$

により算定する．実際の計算では $m \geq 3$ において 2 次オーダーの後退差分式を用いている．(A3) 式の $\Gamma^m(k)$ を初期値としてその値を微小変化させながら最終的に

$$\sum_{j=1}^{N} G_n^*(i,j)\phi^m(j) = \sum_{j=1}^{N} G^*(i,j)\phi_n^m(j) - \sum_{k=1}^{N_W} G_n^*(i,k)\Gamma^m(k) - \sum_{l=1}^{m-1}\sum_{k=1}^{N_W} G^*(i,k_W(l,k))\Gamma^l(k) \quad (i = 1 \sim N) \tag{A6}$$

が満足され，かつ (A4) 式による翼後縁での圧力差が十分に小さくなるように $\phi^m(j)$，$\Gamma^m(k)$ を更新していく．この収束計算には Kerwin ら[4] の提案した Newton-Raphson 法を用いる．収束計算は非常に速く，1 回程度の繰り返しにより実用上十分な精度で収束に至る．

このようにして $\phi^m(j)$, $\Gamma^m(k)$, $p^m(j)$ が求まれば，(9) 式により翼に作用する力を計算し，これらの値と $\boldsymbol{r}^m(j)$ を保管した後，次の時間ステップへと進んでいく．