WIGの自由表面効果に関する数値解析的研究

正員　増　田　聖　始*　　正員　鈴　木　和　夫**

Simulation of Hydrodynamic Effects of 2-Dimensional WIG Moving near the Free Surface

by Satoshi Masuda, *Member*　Kazuo Suzuki, *Member*

Summary

In this paper, hydrodynamic effects of 2-dimensional WIG (Wing In Ground effect) moving near the free surface are simulated by means of boundary element techniques. The air flow field around WIG is analyzed by the panel method, and interactions between WIG and the free surface are given as pressure distributions acting on the free surface by this method. In order to analyze the wave making phenomena of water by those pressure distributions, the boundary element method based on Cauchy's integral theorem is employed, in which nonlinearities of free surface conditions can be included. As results of those computations, however, it is verified that wave making effects of WIG are very small because of the difference of fluid density. In final examples of the present computations, simulations of lift changes of WIG moving near the incident regular waves are shown by using the combined scheme of the panel method and the discrete vortex method. In those examples, the wave surface can be treated as the rigid wavy wall, because the wave making effect of WIG is small.

1. 緒　　言

21世紀を迎えるにあたり世界経済はますます国際化し，それにともないより速く大量で安価な輸送システムの発展が望まれている。船という海上輸送システムを考えたとき大量で安価という要因は現在までである程度満たされてきた。しかし輸送スピードという点を考えるとまだまだ改善の余地があると考えられる。近年船舶の高速化について様々な研究がなされている。これらの研究は船の大量輸送という利点を生かしながら，高速化を行うことで航空機などの高速輸送システムに競合しようとするものである。例えば，運輸省が中心となり各造船会社が開発を行っているTSLなどもその1例である。船舶の高速化の方法として，船体の造波抵抗を極小化した排水量型船型，あるいは水中翼船やSES (surface effect ship)，ホバークラフトなど様々なものが考えられている。

その中で船体を何らかの揚力で浮上させ浸水面積を減らし，抵抗の軽減を図ろうとするものがある。これらは一般に非排水量型と呼ばれ，先に述べた水中翼，SES，ホバークラフトなどがある。ここでSES，ホバークラフトはACV (Air Cusion Vehicle) と言われるもので，空気揚力を用いて船体を完全に水面上に浮上させて航行するものである。

本研究で述べるWIGもその一種である。ただ前述の2船型と違うのは浮上用のファンなどのpower liftを用いるのではなく，地面効果と高速前進する事によって生じる相対気流による動圧（ラム圧）を翼面下と水面間に閉じこめる事による揚力により浮上するものである。また最近ではPAR/WIGという自らの推進力を翼面下にせき止めることによって浮上するものもある。ここでWIGを大きく分けると3つのタイプに分類する事ができる。1つは地面効果のみを利用するものでこの外見は殆ど飛行機とかわりない。次に地面効果とせき止め圧（ラム圧）によって浮上するものでLippisch翼に代表されるような低アスペクト比の翼をもつものである。最後のタイプはPAR/WIGである。これらのどのタイプにおいてもかなりの高速が期待できる。この高速性を利用し航空機よりは安価で，船舶よりは高速な輸送形態を目指すのがWIGである。これは有名なGabrielli-von Karmanの輸送効率チャートの空白の三

*　NKK応用技術研究所（研究当時　横浜国立大学大学院）
**　横浜国立大学工学部

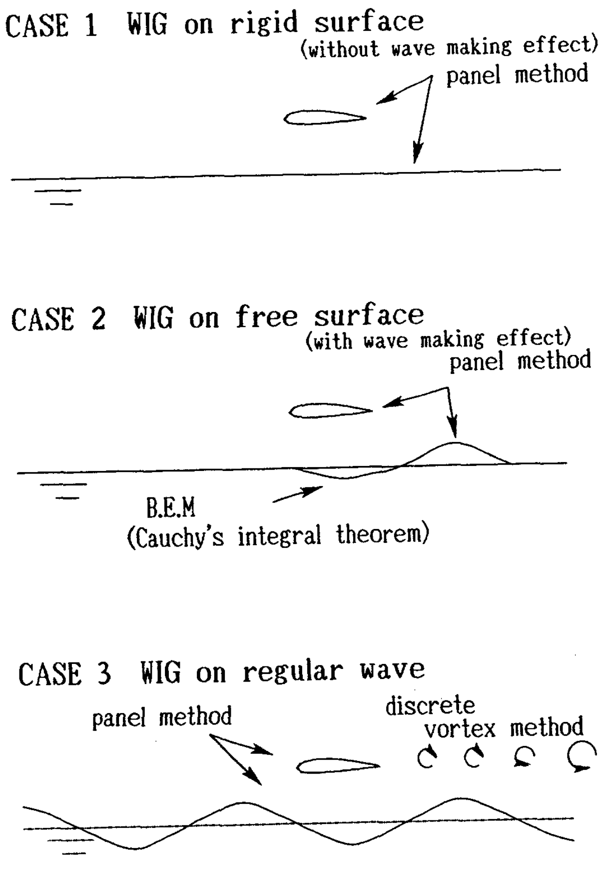

Fig. 1　Calculation cases

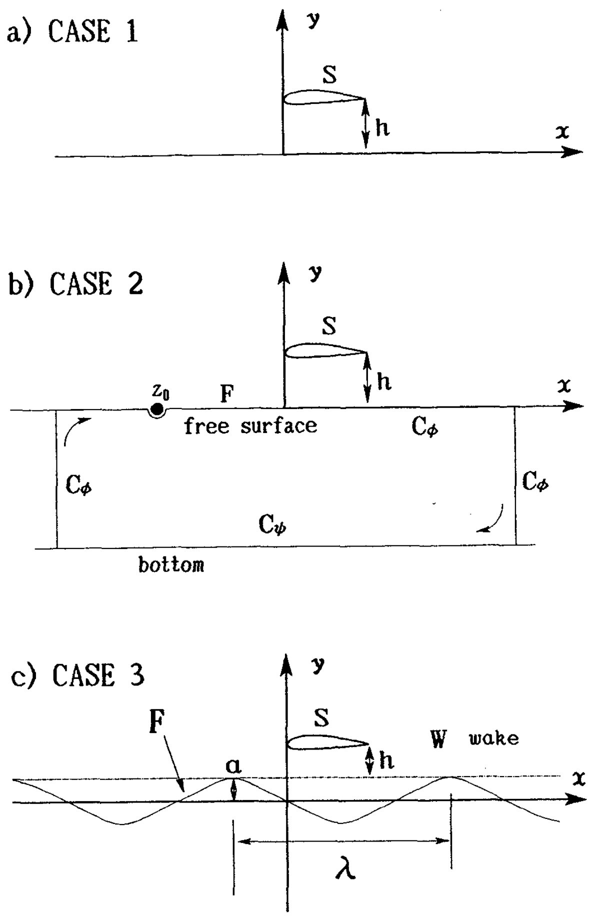

Fig. 2　Coordinate systems

角地帯を埋めるものとして期待されている[1)2)]。

WIG に関する研究はかなり古くから航空機の分野[3)4)]でなされてきた。またいくつかは試作され，実際にレジャーボートとして販売されている物もある[5)]。しかしながら，地面形状の変化や自由表面との干渉に関する基礎的な解析は数少ない[6)7)8)]。そこで，本研究では2次元 WIG の自由表面効果にのみ着目し，Fig. 1 に示すように次のような3種類の数値解析を行った。

1．平水面上を飛行する場合（造波なし）
パネル法による解析
2．WIG と自由表面との相互干渉（造波あり）
パネル法および Cauchy の積分定理に基づいた境界要素法による解析
3．WIG が規則波上を飛行する場合
パネル法および離散渦法による解析

以下これらについて報告を述べる。

2．WIG の基本特性（平水面上を飛行する場合）

2.1　問題の設定と数値計算法

本論文ではまず WIG の基本特性として，平水面上を飛行する場合の解析について述べる。空中部の流場を非圧縮，非粘性，非回転とすると，翼回りの速度ポテンシャル ϕ_a は，次のような Laplace の方程式を満たす。ただし，本論文の式は全て翼弦長 C と翼の前進速度 U で無次元化して表すことにする。

$$\frac{\partial^2 \phi_a}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 \phi_a}{\partial y^2}=0 \qquad (1)$$

このとき，座標系を Fig. 2 の a）のように仮定すると WIG 周りの流れは，

$$\begin{aligned}\phi_a(x, y)=x&+\frac{-1}{2\pi}\oint_S \gamma(x', y')\arctan\frac{y-y'}{x-x'}ds\\&+\frac{1}{2\pi}\oint_S \gamma(x', y')\arctan\frac{y+y'}{x-x'}ds\\&+\oint\sigma(x', y')\ln\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\,ds\\&+\oint_S \sigma(x', y')\ln\sqrt{(x-x')^2+(y+y')^2}\,ds\end{aligned} \qquad (2)$$

と表される。ここで S は翼面を表し，σ は吹き出し密度を，γ を循環密度を表す。また第3項および第5項が鏡像影響を表す項である。式（2）が満たすべき境界条件については，まず翼表面において法線方向速度が0であることから

$$\frac{\partial \phi_a}{\partial n}=0 \quad \text{on} \quad S \qquad (3)$$

また，翼の後縁についての条件については，翼の後縁で流れが滑らかに流れ出るように Kutta の条件を用いる。すなわち後縁における上面と下面の接線方向速度が同じである

と考え，

$$\left.\frac{\partial\phi_a}{\partial s}\right|_{upper}=-\left.\frac{\partial\phi_a}{\partial s}\right|_{lower}\quad \text{at trailing edge} \tag{4}$$

を満足しなければならない。

以上の基礎式について数値計算を行うにあたり，まずFig. 3のように翼面上を翼後縁下面から時計回りにパネル分割し，式(2)に対し各パネル上において吹き出し密度 σ が一定，全てのパネルにおいて循環密度 γ が等しいと仮定し離散化を行う。また各パネル上で境界条件を満足する代表点（control point）をその中点におく。以上の仮定から i 番目のパネルに誘導される速度ベクトル $\boldsymbol{V}_i$ は次のように書き表される。

$$\begin{aligned}\boldsymbol{V}_i=&\boldsymbol{U}+\boldsymbol{n}_i\sigma_i+\boldsymbol{t}_i\frac{\gamma}{2}-\frac{1}{2\pi}\gamma\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{N_w}\int_{l_j}\frac{\boldsymbol{R}_{\gamma ij}}{|\boldsymbol{R}_{\gamma ij}|^2}dl_j\\&+\frac{1}{2\pi}\gamma\sum_{j=1}^{N_w}\int_{l_j}\frac{\boldsymbol{R}'_{\gamma ij}}{|\boldsymbol{R}'_{\gamma ij}|^2}dl_j\\&+\sum_{\substack{j=1\\j\neq i}}^{N_w}\sigma_j\int_{l_j}\frac{\boldsymbol{R}_{ij}}{|\boldsymbol{R}_{ij}|^2}dl_j+\sum_{j=1}^{N_w}\sigma_j\int_{l_j}\frac{\boldsymbol{R}'_{ij}}{|\boldsymbol{R}'_{ij}|^2}dl_j\end{aligned} \tag{5}$$

ここで l_j は j 番目のパネル要素であり，

$$\boldsymbol{R}_{ij}=(x_i-x',\,y_i-y')\qquad x',y'\ \text{on}\ j'\text{th panel}$$
$$\boldsymbol{R}'_{ij}=(x_i-x',\,y_j+y')\qquad x',y'\ \text{on}\ j'\text{th panel}$$
$$\boldsymbol{R}_{\gamma ij}=(y_i-y',\,x_i-x')\qquad x',y'\ \text{on}\ j'\text{th panel}$$
$$\boldsymbol{R}'_{\gamma ij}=(y_i+y',\,x_i-x')\qquad x',y'\ \text{on}\ j'\text{th panel} \tag{6}$$
$$\boldsymbol{V}_i=(u_i,\,v_i) \tag{7}$$

ただし，$\boldsymbol{U}$ は一様流速ベクトルを，$\boldsymbol{n}_i$, $\boldsymbol{t}_i$ はそれぞれ法線方向ベクトルおよび接線方向ベクトルを表す。以上より境界条件(3)(4)を用いると，

$$n_{xi}u_i+n_{yj}v_i=0\quad i=1,\cdots,N_p \tag{8}$$
$$t_{x1}u_1+t_{y1}v_1+t_{xN_w}u_{N_w}+t_{yN_w}v_{N_w}=0 \tag{9}$$

と表され，未知数は各パネルにおける吹き出し密度 σ_j と翼面上の循環密度 γ である。従って式(8)(9)より得られるマトリックス方程式を解けばすべての未知数を求める事ができる。

また，揚力係数 C_L および1/4モーメント係数 $C_{M1/4}$ は以上の結果より得られた翼面上の圧力分布より求める。翼面上に誘導される速度を v_w とすると翼面上の圧力係数 C_p，揚力係数 C_L および1/4モーメント係数 $C_{M1/4}$ は，

$$C_p(x,y)=1-v_w^2(x,y) \tag{10}$$
$$C_L=-\oint_s C_p(x,y)n_y(x,y)ds \tag{11}$$
$$C_{M1/4}=-\oint_s C_p(x,y)n_y(x,y)l_{1/4}(x,y)ds \tag{12}$$

と表される。ただし n_y は翼面上の法線方向ベクトルの y 成分，$l_{1/4}(x,y)$ は任意の翼面上の点から翼弦長の1/4中心までの距離とする。

2.2　数値計算例および考察

まず本計算方法の精度を確かめるために一様流中（地面効果の影響なし）の2次元翼（NACA 23015）の揚力係数，1/4モーメント係数についての本計算結果とNACAの実験結果[9]および他計算法による結果[10]との比較をFig. 4およびFig. 5に示す。これらの結果より本計算の精度が十分であることが分かる。次に高度による揚力係数の変化について考える。前述の翼型についてFig. 6に他計算の結果との比較[10]を示す。定性的にも定量的にもよく一致していることがわかる。また地面効果が全ての迎角において揚力が増加する方向に作用するわけではなく，2°，4°という比較的低い迎角においては，揚力は増加せず逆に減少していることがわかる。このように同高度でも迎角によって揚力が大きく変動することは，安定性の面で大きな問題である。地面効果中のこのような不安定性については航空機の分野でも着陸時の問題[3]として重要視されている。

次に，高度による揚力係数の変化について計算を行う。まず翼厚の違いによる比較を行うためにNACA 0012とNACA 0006について，またキャンバーの違いによる比較

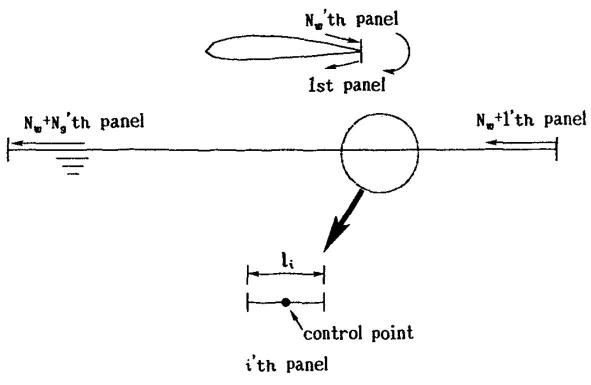

Fig. 3　Panel arrangement

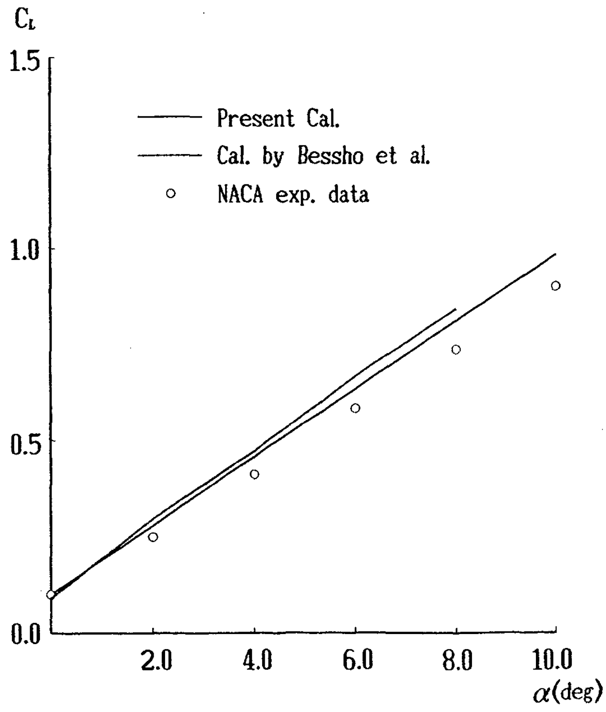

Fig. 4　Comparison of C_L (NACA 23015)

を行うためにNACA 0012とNACA 9412について計算する。Fig. 7にNACA 0012とNACA 0006の比較を示す。迎角が8°のときはほぼ同様な揚力増加を示しているが，6°のときはNACA 0006の揚力がNACA 0012より大きくなっている。また4°においてはNACA 0006が揚力増加を示しているのに対してNACA 0012は揚力減少を示している。2°においては同様に揚力減少しているがNACA 0006のほうが揚力が負に転ずる高度が低いことがわかる。WIGに対する適応ということを考えると，迎角が小さい場合，高度によって揚力が大きく減少するということは，低高度において迎角による揚力変動が大きく，空力的に不安定であるといえる。このようなことから対称翼においては翼厚が薄いほうがWIGとしての適応性があると考えられる。次にFig. 8に，NACA 0012とNACA 9412の揚力の比較を行う。全体的にNACA 9412においては高度による揚力変動は小さく，迎角が4°，6°，8°においてはむしろ若干の揚力減少を示している。また迎角が2°においては揚力がわずかに増加しており，今まで示した他の翼型とは性質が異なっている。NACA 9412のようなきわめてキャンバーが大きい翼では全体的に揚力増加は望めないが，大きな揚力減少も無いのが特徴である。前述のようにWIGの実機(試作艇)にはせき止め圧（ラム圧）を利用したものが少なくない。このようなWIGに対してはきわめてキャンバーの大きい翼型が使用される。つまり揚力増加はラム圧に期待できるわけである。このとき翼型自身の高度による揚力変動が少ないという特性は興味深い。ただしWIGに実際に使用される翼型はアスペクト比が小さく，3次元影響が大きいと思われるので2次元翼型の性能から即判断するのは問題がある。そういった意味では同様の3次元数値解析が必要であろう。また別の問題点としては，NACA 9412のようなキャンバーの大きな翼型にたいして本計算方法の誤差が大きいことが考えられる。なぜなら実際は流線が翼後縁から流れ出さないで，途中で剝離してしまうからである。

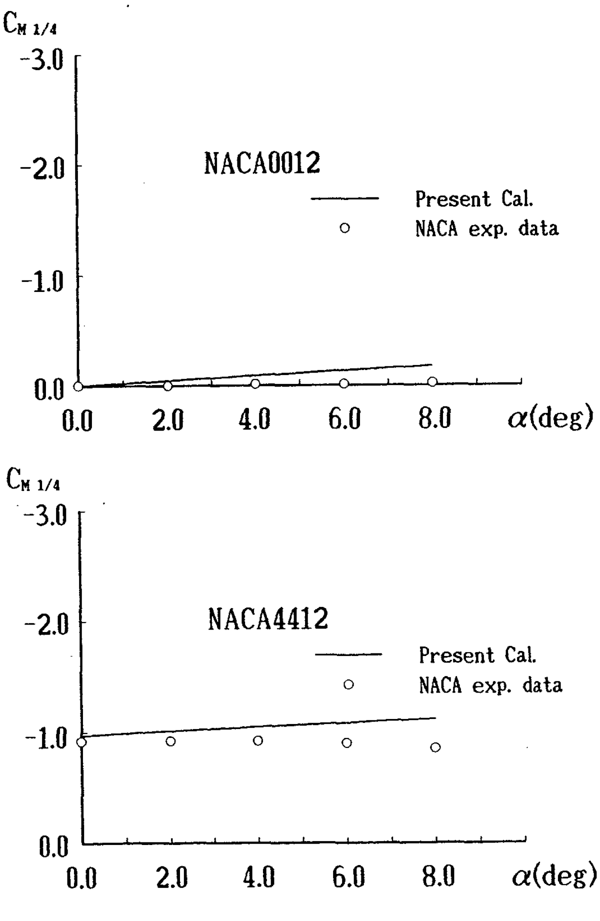

Fig. 5 Comparison of $C_{M1/4}$ (NACA 0012, NACA 4412)

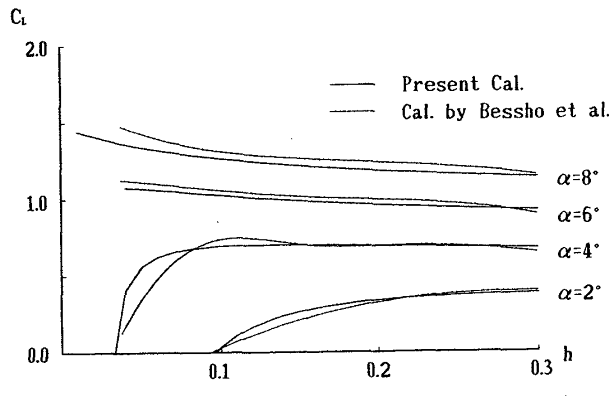

Fig. 6 Comparison of C_L (NACA 23015)

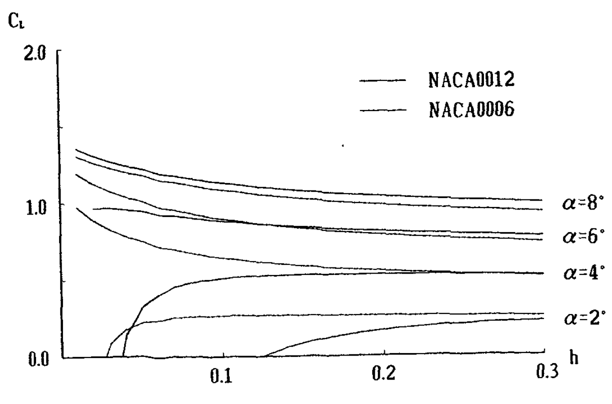

Fig. 7 Comparison of C_L (NACA 0012 & NACA 0006)

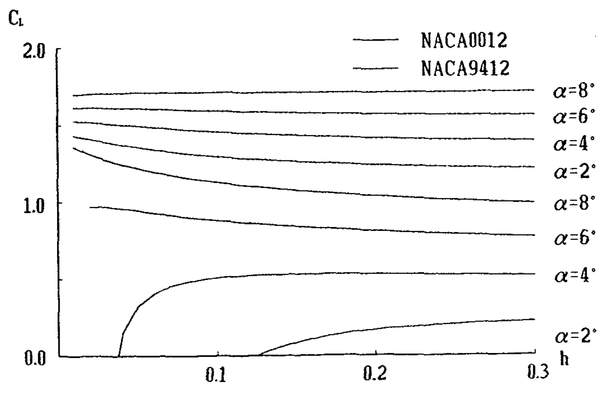

Fig. 8 Comparison of C_L (NACA 0012 & NACA 9412)

ただし実機（試作艇）では推進のためのプロペラを翼後縁付近に配置する事が多くプロペラによる推進によりある程度剝離が抑えられるという報告もある。

3. WIGと自由表面の相互干渉

3.1 問題の設定と数値計算法

前章では水面を剛体と仮定し造波現象を無視したが，ここではWIGと自由表面の相互干渉について考え，WIGによる造波を考慮した解析を行う。本計算では空中部と水中部の2つの流場を干渉させながら解くことによって時系列にそった波形，揚力変動，造波抗力を求める。座標系をFig. 2のb)のように定め，前章と同様に空中部とも完全流体であると仮定する。まず空中部の定式化について考える。(2)式においては波面の変形による影響を考慮していないが，ここでは自由表面上に吹き出しを配慮することによってその影響を考慮することとする。よって空中部の速度ポテンシャル ϕ_a は，

$$\begin{aligned}\phi_a(x,y)=x&+\frac{-1}{2\pi}\oint_S \gamma(x',y')\arctan\frac{y-y'}{x-x'}ds\\&+\frac{1}{2\pi}\oint_S \gamma(x',y')\arctan\frac{y+y'}{x-x'}ds\\&+\oint_S \sigma(x',y')\ln\sqrt{(x-x')^2+(y-y)^2}\,ds\\&+\oint_S \sigma(x',y')\ln\sqrt{(x-x')^2+(y+y')^2}\,ds\\&+\int_F \sigma(x',y')\ln\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\,ds\end{aligned}\tag{13}$$

と表される。ただし F は自由表面を示し，ϕ_a の満足すべき境界条件は

$$\frac{\partial\phi_a}{\partial n}=0 \quad \text{on } S \text{ and } F \tag{14}$$

およびKuttaの条件(4)である。

次に水中部の定式化について述べる。まず流場を複素速度ポテンシャル w を用いて表すと，

$$w(z;t)=\phi_w(x,y;t)+i\psi_w(x,y;t) \tag{15}$$

ここで

$$z=x+iy \tag{16}$$

と表すことができる。Cauchyの積分定理より

$$\oint_C \frac{w(z)}{z-z_0}dz=0 \tag{17}$$

ここで，z_0 を境界 C に近づけると式(17)は積分主値をとり，

$$i\alpha_0 w(z_0)+\oint_C \frac{w(z)}{z-z_0}dz=0 \tag{18}$$

が成り立つ。例えば境界が滑らかであったとすると $\alpha_0=\pi$ である。ここで境界 C において速度ポテンシャル ϕ_w が既知である領域を C_ϕ，流れ関数 ψ_w が既知である領域を C_ψ とし，式(18)を実数部と虚数部に分けると，(18)式は，

$$-\alpha_0\psi_w(z_0;t)+Re\left[\oint\frac{w(z;t)}{z-z_0}dz\right]=0 \quad \text{on } C_\phi \tag{19}$$

$$\alpha_0\phi_w(z_0;t)+Im\left[\oint\frac{w(z;t)}{z-z_0}dz\right]=0 \quad \text{on } C_\psi \tag{20}$$

と書き直される。以上の2式において複素速度ポテンシャル w を離散化することにより各境界で未知である ϕ_w および ϕ_w を求めることができる。

次に水中部の境界条件について考える。水中部の境界条件として特に重要なのは自由表面条件である。なぜなら空中部と水中部のこれら2つの流場の相互干渉は自由表面を介して行われる。空中部に対しては自由表面形状が影響し，水中部に対しては自由表面形状および自由表面上における速度ポテンシャル ϕ_w の値が影響を及ぼす。自由表面形状および自由表面上における速度ポテンシャル ϕ_w は，WIGにより自由表面上に誘導される圧力分布を考慮することによって決定される。

まず自由表面条件について考える。自由表面条件をLagrange的に表すと自由表面上の速度ポテンシャルは，

$$\frac{D\phi_w}{Dt}=\frac{1}{2}\left\{\left(\frac{\partial\phi_w}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\phi_w}{\partial y}\right)^2\right\}-\gamma_0 y-\frac{p^*(t)}{\rho_w}+\frac{1}{2} \tag{21}$$

と書き表され，そのときの自由表面形状の条件は以下の2式で書き表される。

$$\frac{dx}{dt}=\frac{\partial\phi_w}{\partial x} \tag{22}$$

$$\frac{dy}{dt}=\frac{\partial\phi_w}{\partial y} \tag{23}$$

ただし $p^*(t)$ は，自由表面上に誘導される圧力から大気圧を差し引いたものである。よってBernoulliの定理より

$$p^*(t)=\frac{1}{2}\rho_a(1-v^2)+\frac{\partial\phi_a}{\partial t} \tag{24}$$

と表される。ここで v は自由表面上に誘導される速度とし，ρ_a は空気の密度，ρ_w は水中部の密度とする。

これらの常微分方程式を解くことによって任意の時刻における自由表面上の速度ポテンシャル ϕ_w と自由表面形状を求めることができる。実際には常微分方程式を数値積分することによって求めることが可能である。なお，自由表面条件の初期値として

$$\begin{aligned}\phi_w&=x\\ y&=0\end{aligned}\tag{25}$$

とする。

その他の領域における境界条件について考える。上流境界および水底については容易に境界条件が決定できる。

$$\phi_w=x: \text{ on upstream boundary} \tag{26}$$

$$\psi_w=-H: \text{ on bottom} \tag{27}$$

下流境界面については，これが開境界面であり，実際は ϕ_w，ψ_w 共に未知数である。よって自由表面上の ϕ_w より下流境界面上の ϕ_w を推定する必要がある。このとき下流面より

流体が滑らかに流出し，自由表面上に不自然な反射波を生じさせないように設定する必要がある。ここではLagrange型の自由表面条件と線形自由表面条件を結合させることによって下流境界面の速度ポテンシャルを決定した[11]。今，下流境界面と自由表面との交点の攪乱速度ポテンシャルを φ_c, y 座標を y_c とすると

1. $y_c \geq 0$

(a) $y \leq 0$

$$\varphi = \frac{\varphi_c \cosh k(y+H)}{ky_c \sinh kH + \cosh kH} \tag{28}$$

(b) $y \geq 0$

$$\varphi = \varphi_c \frac{ky \sinh kH + \cosh kH}{ky_c \sinh kH + \cosh kH} \tag{29}$$

2. $y_c \leq 0$

$$\varphi = \varphi_c \frac{\cosh k(y+H)}{\cosh k(y_c+H)} \tag{30}$$

と表すことができる。以上をまとめて，水中部の境界条件をTable 1に，また初期条件をTable 2に示す。

以上の定式化に対し離散化を行うわけであるが，空中部については前節と同様な離散化を実施することにより，(13)式から，i 番目のパネルに誘導される速度を，

$$\begin{aligned} \boldsymbol{V}_i = \boldsymbol{U} + \boldsymbol{n}_i\sigma_i + \boldsymbol{t}_i\frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2\pi}\gamma \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N_w} \int_{l_j} \frac{\boldsymbol{R}_{\gamma ij}}{|\boldsymbol{R}_{\gamma ij}|^2} dl_j \\ + \frac{1}{2\pi}\gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{\boldsymbol{R}'_{\gamma ij}}{|\boldsymbol{R}'_{\gamma ij}|^2} dl_j \\ + \sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{N_w+N_f} \sigma_j \int_{l_j} \frac{\boldsymbol{R}'_{ij}}{|\boldsymbol{R}'_{ij}|^2} dl_j \end{aligned} \tag{31}$$

と表すことができ，数値解析も同様にして実行できる。なお自由表面を含めたパネルの配置をFig. 3に示す。

水中部の式についての離散化は，まず，w を z の多項式を用いて表すと

$$w(z) = \sum_{n=1}^{N_p} \Lambda_n w_n \tag{32}$$

上式の核関数 Λ_n は多項式の次数で決まる。ここでは精度および安定性の面から次数は1として考えること $z_n \leq z \leq z_{n+1}$ から核関数 Λ_n は，

$$\Lambda_n = \frac{z - z_{n+1}}{z_n - z_{n+1}}$$

Table 1 Boundary conditions

Boundary	*Condition*
free surface	ϕ_w from equation (21)
upstream boundary condition	$\phi_w = x$
bottom	$\psi_w = -H$
downstream boundary condition	ϕ_w from equation (28) ~ (30)

Table 2 Initial conditions

Boundary	*Condition*
free surface	$\phi_w = x$
upstream boundary condition	$\phi_w = x$
bottom	$\psi_w = -H$
downstream boundary condition	ϕ_w from equation (28) ~ (30)

$$\Lambda_{n+1} = \frac{z - z_n}{z_{n+1} - z_n}$$

$$\Lambda_k = 0 \qquad k = 1, \cdots, n-1, n+2, \cdots, N_p \tag{33}$$

と書き表される。Λ_n をもちいて(18)を書き改めると

$$i\alpha_0 w_k + \sum_{n=1}^{N_p} \int_{z_n}^{z_{n+1}} \frac{\Lambda_n w_n + \Lambda_{n+1} w_{n+1}}{z - z_k} dz = 0$$

$$i\alpha_0 w_k + \sum_{n=1}^{N_p} \Gamma_{kn} \cdot w_n = 0 \tag{34}$$

となり，影響係数 Γ_{kn} をもちいて表す事ができる。ここで影響係数 Γ_{kn} は，

$$\Gamma_{kn} = \frac{z_k - z_{n-1}}{z_n - z_{n-1}} \ln \frac{z_n - z_k}{z_{n-1} - z_k} + \frac{z_k - z_{n-1}}{z_n - z_{n+1}} \ln \frac{z_{n+1} - z_k}{z_n - z_k} \tag{35}$$

と表され，$n = k-1, k, k+1$ ならば，

$$\Gamma_{k,k-1} = \frac{z_k - z_{k-2}}{z_{k-1} - z_{k-2}} \ln \frac{z_{k-1} - z_k}{z_{k-2} - z_k} \tag{36}$$

$$\Gamma_{k,k} = \ln \frac{z_{k+1} - z_k}{z_{k-1} - z_k} = \alpha_0 \tag{37}$$

$$\Gamma_{k,k+1} = \frac{z_k - z_{k+2}}{z_{k+1} - z_{k+2}} \ln \frac{z_{k+1} - z_k}{z_{k+2} - z_k} \tag{38}$$

となる。以上の結果より式(19)(20)を離散化した形に直すと，

$$-\alpha_0 \phi_k + Re\left[\sum_{\substack{n=1\\ n\neq k}}^{N_p} \Gamma_{kn} \cdot w_n\right] = 0 \quad \text{on } C_\phi \tag{39}$$

$$\alpha_0 \phi_k + Im\left[\sum_{\substack{n=1\\ n\neq k}}^{N_p} \Gamma_{kn} \cdot w_n\right] = 0 \quad \text{on } C_\psi \tag{40}$$

となり，両式より既知部を右辺に，未知部を左辺に移項し，得られた連立方程式を解くことによって各境界において未知である ϕ_w, ψ_w を得ることができる。ここでは連立方程式の数値解法としてGauss-Seidel法を用いた。本計算のように連立方程式の係数マトリックスが優対角行列であるような場合は，Gaussの消法などに比べて20%から40%程度の速度の向上が見られる。

最後に(21)(22)(23)式の数値積分について考える。(21)(22)(23)式は時間に関する常微分方程式である。よって数値解析的に解を求めるには時間step毎に積分を行う必要がある。そこで本計算においては1 stepから3 stepまで4次のRunge-Kutta法[12]を用い，それ以後の時間積分にはHammingの予測子・修正子法[12]を用いた。

以上のような基礎式に基づいた計算手順をFig. 9に示す。1つのtime stepを大きく分けて2つの計算部に分ける。初めに空中部の計算を行いWIGによって自由表面に誘導される圧力分布を求める。次の処理として水中部の計算を行う。さきに求めた圧力分布をもちいて自由表面上の速度ポテンシャル ϕ_w を決定し，Cauchyの積分定理に基づいた境界要素法により水中部の解析を行う。このとき自由表面形状が決定される。この手順を繰り返す事により各time stepにおける自由表面形状，翼面上の圧力分布および揚力係数などを求めることができる。このときの揚力係数 C_L については前節と同様に式(10)，(11)より求めること

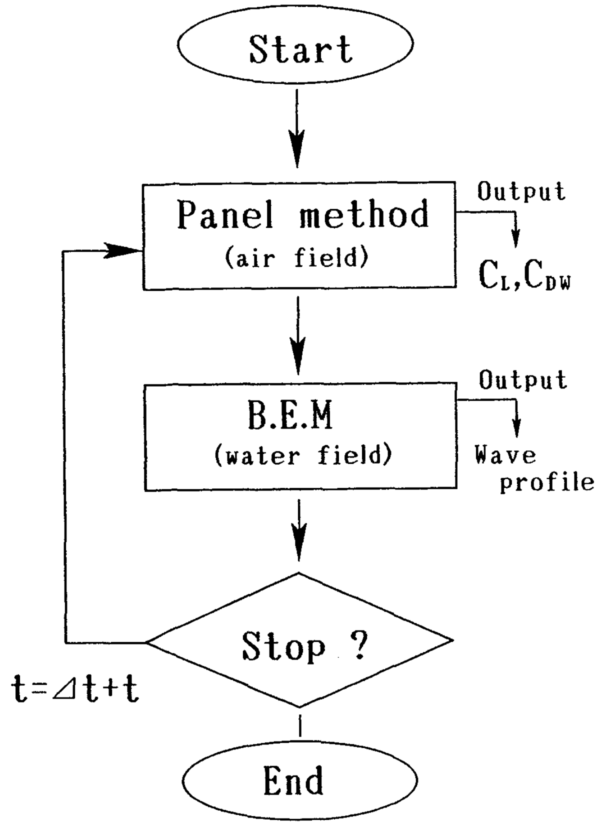

Fig. 9 Flow chart

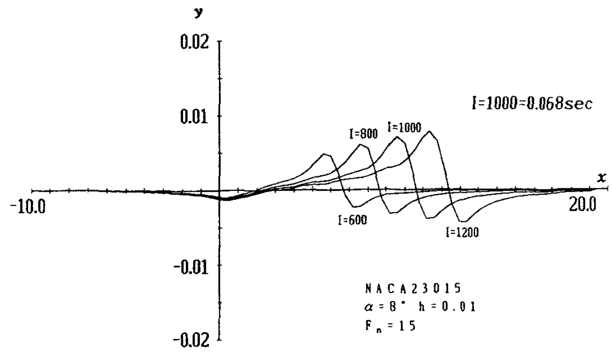

Fig. 10 Time history of wave profile (NACA 23015)

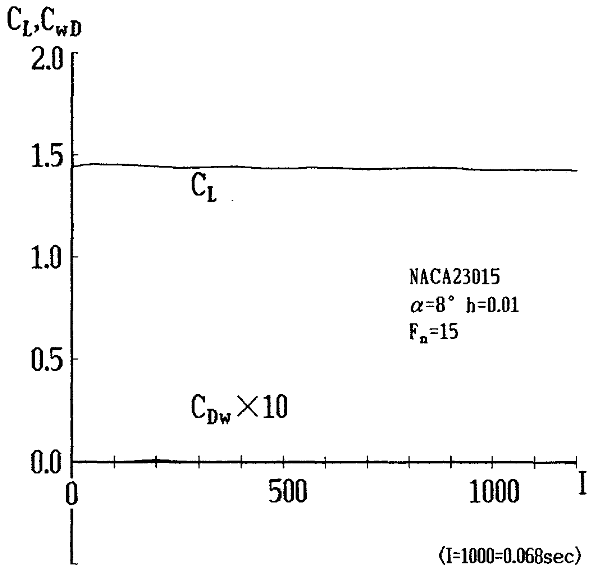

Fig. 11 Time history of C_L, C_{DW} (NACA 23015)

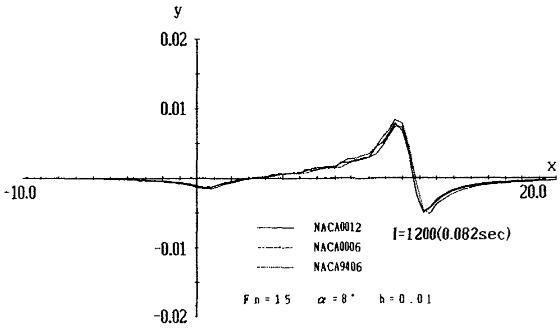

Fig. 12 Comparison of wave profile

ができ，造波抗力係数 C_{DW} は，

$$C_{DW}=-\oint_S C_p(x, y)n_x(x, y)ds \tag{41}$$

と表される[13]。ただし n_x は翼面上における法線方向ベクトルの x 成分とする。

3.2 数値計算例および考察

計算対象として Froude 数 $U/\sqrt{gC}=15$，迎角 $\alpha=8°$，$h=0.01$ で飛行する WIG を考える。これは翼弦長 10 m の WIG が翼後縁における高度 0.1 m を航行速度約 300 knot で飛行する場合に相当する。まずはじめに NACA 23015 について計算を行った。Fig. 10 に波形を，Fig. 11 に時系列に沿った揚力係数，造波抗力係数を示す。後続波の第 1 波は翼弦長の 10 倍程度後方に生じ，波高は極めて小さく波長が長いことがわかる。またこのとき造波による揚力変動はほとんど無く，造波抗力もほとんど 0 である。次に翼型の違いによる造波の違いを Fig. 12 に，揚力係数と造波抗力係数の違いを Fig. 13 に示す。計算対象とした翼型は NACA 0012，NACA 0006，NACA 9406 である。以上の結果からも WIG による造波およびそれにともなう揚力変動，造波抗力は非常に小さいことがわかる。またこれら 3 種類の翼型による波形，揚力変動，造波抗力はほとんど違いがないといえる。

これらの結果から，WIG が 300 knot というようなかなりの高速で飛行する場合でも大きな造波は見られないことがわかる。これについては空気と水の大きな密度差が原因であると考えられる。ただしこの結果は 2 次元翼についてのものであり，分散波が生じるような 3 次元 WIG の場合についてはさらに検討の必要がある。

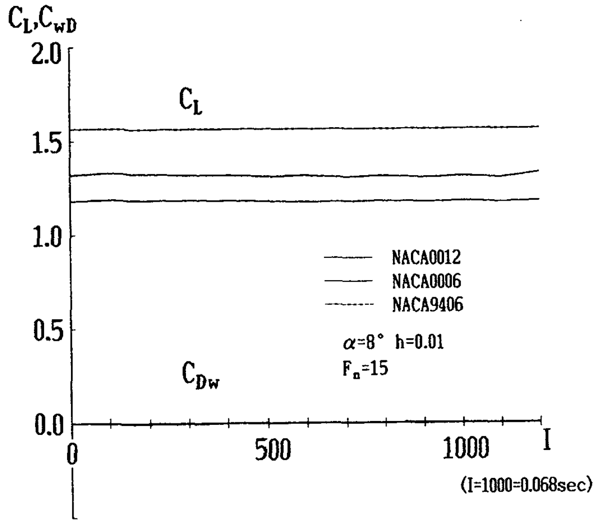

Fig. 13 Time history of C_L, C_{DW}

4. WIGが規則波上を飛行する場合の揚力変動

4.1 問題の設定と数値計算法

ここではWIGが規則波上を飛行する場合の揚力変動について考え，座標系をFig. 2のc)のようにとる。問題となるのは時系列に沿った規則波の変化による揚力変動であり，翼の揚力が変化するということは翼周りの循環が変化し，変化した循環量が時系列にそって渦となって，翼後縁から流れ出るということである。従って定式化においてwake面での渦影響を考慮する必要がある。自由表面の取扱いについては，前章の結果よりWIG自身による造波は極めて小さいことから，ここでは規則波面を剛体と仮定する。以上より翼回りの速度ポテンシャル ϕ_a を表すと次のようになる。

$$
\begin{aligned}
\phi_a(x, y\,;\,t) &= x+\frac{-1}{2\pi}\oint_S \gamma(x', y'\,;\,t)\arctan\frac{y-y'}{x-x'}ds \\
&+\frac{1}{2\pi}\oint_S \gamma(x', y'\,;\,t)\arctan\frac{y+y'}{x-x'}ds \\
&+\frac{-1}{2\pi}\int_W \gamma_w(x', y'\,;\,t)\arctan\frac{y-y'}{x-x'}ds \\
&+\frac{1}{2\pi}\int_W \gamma_w(x', y'\,;\,t)\arctan\frac{y+y'}{x-x'}ds \\
&+\oint_S \sigma(x', y'\,;\,t)\ln\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\,ds \\
&+\oint_S \sigma(x', y'\,;\,t)\ln\sqrt{(x-x')^2+(y+y')^2}\,ds \\
&+\int_F \sigma(x', y'\,;\,t)\ln\sqrt{(x-x')^2+(y-y')^2}\,ds
\end{aligned}
\tag{42}
$$

規則波による自由表面の位置 y' は以下のように表される。

$$
y'(x\,;\,t)=a\sin\left\{\left(\frac{-2\pi}{\lambda}\right)t+\left(\frac{2\pi}{\lambda}x\right)\right\} \quad \text{on } F \tag{43}
$$

なおここでは，WIGと規則波の出会い速度 U' と翼弦長 C をもちいて無次元化をおこなっている。(42)式における右辺第3項，第4項はwake面 W 上の渦影響を表し，第4項は渦の鏡像影響を表す。このとき循環密度は以下の式を満たす必要がある。

$$
\oint_S \gamma(x', y'\,;\,t)ds-\int_w \gamma_w(x', y'\,;\,t)dw=0 \quad \forall\ t \tag{44}
$$

境界条件およびKuttaの条件は前章と同様であり，(14)，(4)を満足しなければならない。

次に式(42)のwake面上の渦が誘導する速度の数値的取扱いについて考える。実際，wake面上の渦は連続である。しかしここでは数値計算上，渦を時間間隔 Δt 毎に発生する離散渦として考える。まず n stepめにおけるwake面の離散渦による i 番目のパネルに対する誘導速度について考える。この時の速度を $\boldsymbol{v}_\gamma=(u_{\gamma,i}, v_{\gamma,i})$ とすると，

$$
u_{\gamma,i}=\sum_{k=1}^{n}\left\{\left(\frac{y_i-y_{\Gamma k}}{2\pi r_{\Gamma k}^2}-\frac{y_i+y_{\Gamma k}}{2\pi R_{\Gamma k}^2}\right)(\Gamma_{k-1}-\Gamma_k)\right\} \tag{45}
$$

$$
v_{\gamma,i}=\sum_{k=1}^{n}\left\{\left(-\frac{x_i-x_{\Gamma k}}{2\pi r_{\Gamma k}^2}+\frac{x_i+x_{\Gamma k}}{2\pi R_{\Gamma k}^2}\right)(\Gamma_{k-1}-\Gamma_k)\right\} \tag{46}
$$

と書き表される。Γ_k は k stepめの翼回りの循環を，$r_{\Gamma k}$ と $R_{\Gamma k}$ は k 番めの渦と i 番めの計算点との距離および k 番めの鏡像渦と i 番めの計算点の距離を表す。よって(31)(45)(46)より i 番めのパネル上の速度が求められ，境界条件(4)(14)を満足させることによりマトリックス方程式が得られ，これを解く事によって未知であるパネル上の吹き出し密度および循環密度を決定する事ができる。

4.2 数値計算例および考察

本計算方法の精度の確認のために，地面効果を受けない翼が停止状態から一定速度にstep関数的に加速した場合の揚力係数と，実験値（定常状態での値）との比較をFig. 14に示す。これより本計算における揚力係数の収束値が実験結果とよく一致していることが確認できる。

この結果より次に波高と波長の違いによるWIGの揚力変動について計算を行う。まず波長が20.0，波高が0.1，0.4，0.8の場合について，高度0.01をWIG(NACA 0012)が迎角8°で飛行した場合の比較をFig. 15に示す。ただし

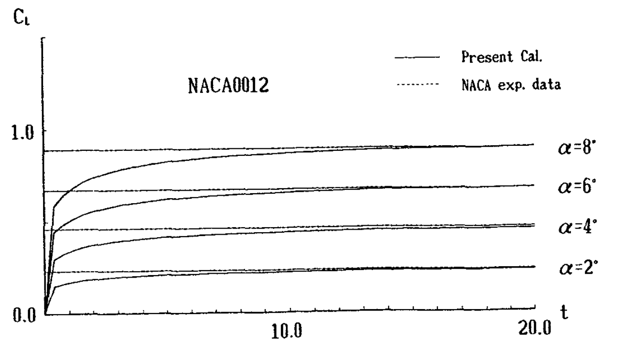

Fig. 14 Time history of C_L (NACA 0012)

ここではWIGのモデル化を翼弦長10mとしている。例えば波長20.0，波高0.1の規則波は波長200m，波高1mの規則波に対応する。これによると波高が高ければ高いほど揚力変動が大きく，特に揚力のdropが大きいことがわかる。このときの時系列にそった翼面上の圧力分布を波高0.1と波高0.4の場合についてFig. 16に示す。波高が0.4の場合については翼下面の圧力が時刻によっては負に転じており揚力が減少している様子を表している。なお，このときのWIGと規則波の状態をFig. 17にしめす。

次にFig. 18に，波高が0.4で波長が50，10.0，20.0についての揚力変動を比較する。これによると波長が短いほうが揚力の変動は大きくなり，波高の時と同様にdropが大きくなっているのがわかる。ただしある程度の波長以下は，揚力変動の周期は短くなるがdropの大きさは変わらなくなる。以上の結果からWIGに対して波長が短く波高が高い波，例えば波高の大きな沿岸波などがWIGの安定性の面で大きな問題であると考えられる。

さらに飛行高度による揚力変動についてシミュレートしてみる。まず波高/波長が0.4/10.0の規則波上を飛行するWIGの高度がh=0.01, 1, 5, ∞の各場合について，揚力変動をFig. 19に示す。翼弦長の5倍程度の高度になるとかなり揚力変動が小さくなっているのがわかる。よって揚力のみを考えた場合，波による翼の不安定性を回避するためには高度を高くする必要があり，高度を高くすると地面効

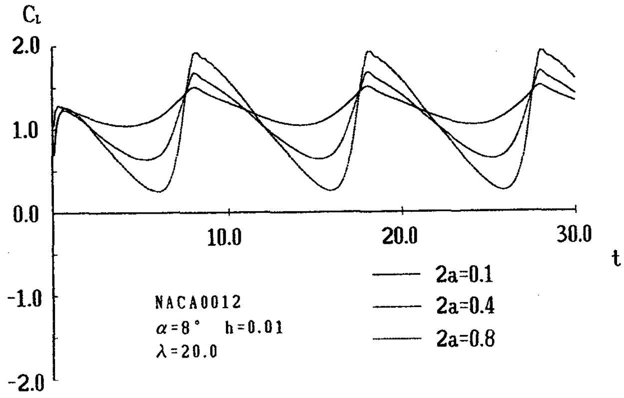

Fig. 15 Comparison of C_L (NACA 0012)

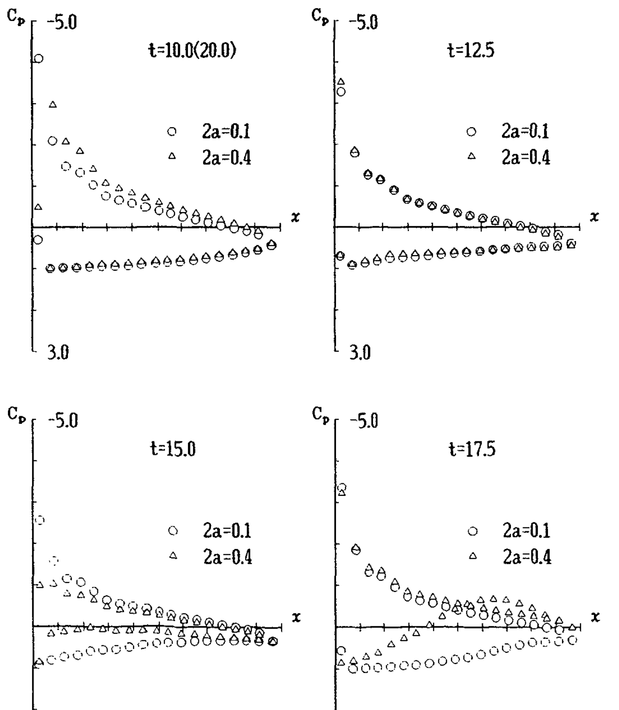

Fig. 16 Pressure distributions of WIG on regular wave (NACA 0012)

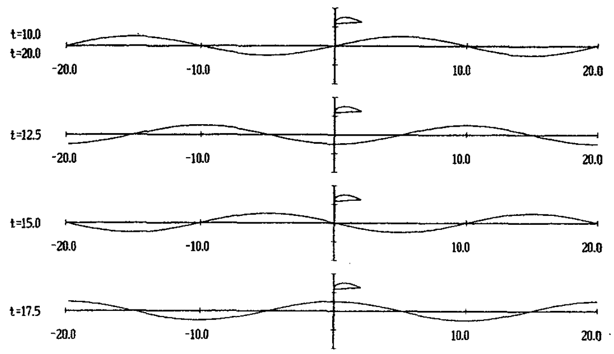

Fig. 17 Positions of WIG on regular wave

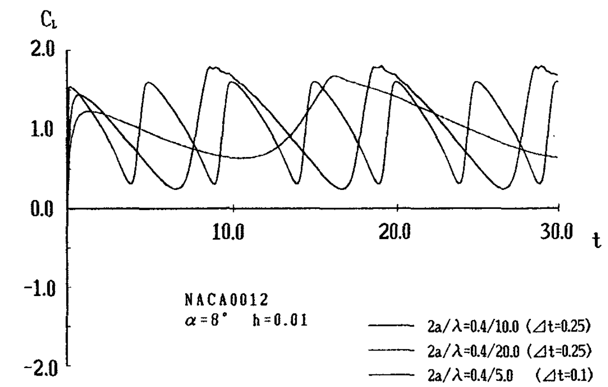

Fig. 18 Comparison of time history C_L (NACA 0012)

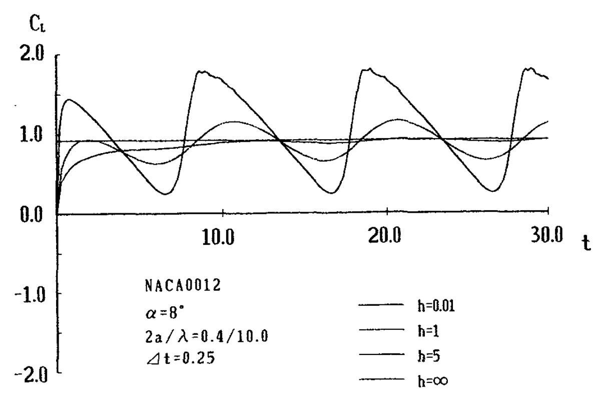

Fig. 19 Comparison of time history C_L (NACA 0012)

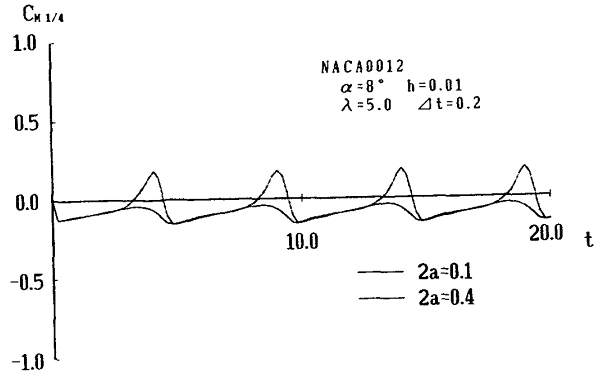

Fig. 20 Comparison of time history $C_{M1/4}$ (NACA 0012)

果による揚力増加が得られなくなるという相反した問題が生じる。最後にWIGが波長5.0で波高0.1，0.4の規則波上を飛行する場合の1/4モーメント係数をFig. 20に示す。揚力がdropすると同時に迎角を大きくとるようなモーメントが生じている。これはFig. 16でも示したが規則波の影響による翼後部の圧力変動が原因だと考えられる。

5. 結 言

以上のように本報告では，2次元WIGの揚力に関する基本特性，自由表面との相互干渉，規則波上を飛行する場合の揚力変動について数値解析を行った。これらの結果をまとめると以下のようになる。

1. WIGに対する地面効果による影響は全ての迎角において，揚力増加をもたらすわけではなく，翼型によっては4°程度までの小迎角では逆に揚力減少を生じる。またこのとき翼型が対称翼ならば，薄い方が揚力の増加率も大きく，揚力減少を生じる低迎角の領域も減少する。またキャンバーが大きい翼については地面効果による揚力増加は見られないが，揚力減少も見られず安定した揚力をしめす。
2. WIGと自由表面の相互干渉については，WIGによる造波が$F_n=15$(実艇モデルで翼弦長が10 m，航行速度が約300 knot）というような高速においても極めて滑らかであることから，それによる造波抵抗，揚力変動はほとんど存在しない。よって2次元という仮定のシミュレーション結果からは，自らの造波影響は無視してよいと考えられる。
3. WIGが規則波上を飛行する場合，波長翼弦長比が長いほど揚力変動は小さく，波高が高いほど揚力変動は大きくなる。また揚力に対する波高の影響はWIGの高度が翼弦長の2倍から3倍程度までにおよび，波による不安定性をさけるために高度を上げると揚力増加が得られないという相反した問題が生じる。
4. 今後の課題として，せき止め圧（ラム圧）を考慮した3次元解析が必要であろう。またWIGの翼下面と水面間の狭い流れを考えたとき，粘性の考慮も必要と考えられる。

最後に本研究にあたり終始，ご指導，ご助言をいただきました横浜国立大学工学部，池畑光尚教授に深く感謝いたします。また離散渦法の適用について貴重なご指摘を下さいました横浜国立大学工学部，亀本喬司教授にお礼申し上げます。最後に本論文作成に際しまして，いろいろ便宜を図って下さいましたNKK応用技術研究所の山本修氏，笠原良和氏に感謝いたします。

なお，計算には東大大型計算機センターHITAC 680 Hおよび横浜国立大学情報処理センターHITAC 280 Dを利用したことを付記し，関係各位に感謝いたします。

参 考 文 献

1) Fischer, H.,: RFB Research and Developement in WIG Vehicle, Intersociety Advanced Marine Vehicles Conference, (1989).
2) Emaes, M. C.,: Advances in Naval Architecture for Future Surface Warship, The Naval Arcitect, (1982).
3) 谷一郎：翼の地面効果について，日本航空学会誌，第4巻，第26号（1937).
4) 安東茂典：空気力学から見た将来の超低空飛行ビークル，日本航空宇宙学会誌，第29号，第325号(1981).
5) 松原武徳，松岡利雄，東田秋生，山口伸行，浦上紘一：レジャー用高速艇”マリンスライダー”の開発，三菱重工業技報，Vol. 27，No. 5 (1990).
6) 野久徹，安東茂典：地面効果を受けた2次元翼の空力特性・前後縁部に重点をおいた簡易計算法，日本航空宇宙学会誌，第30巻，第347号（1982).
7) 増田聖始，鈴木和夫：2次元WIGの自由表面効果に関するシミュレーション，第4回数値流体力学シンポジウム講演論文集（1990).
8) Plotkin, A. and Dodbele, S. S.,: Slender Wing in Ground Effect, AIAA Journal, Vol. 26, No. 4 (1988).
9) Abbott, H. ira. and Doenhoff, E. von. A.: Theory of Wing Section, Dover Publications, INC. New York.
10) 別所正利，石川明男：空中翼の水面効果について(第一報)，関西造船協会等，第165号（1977).
11) Suzuki, K.: Calculation of Nonlinear Water Waves around a 2-Dimensional Body in Uniform Flow by Means of Boundary Element Method, 5th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, (1980).
12) 戸川隼人：微分方程式の数値計算一有限要素法と差分法一，オーム社（1985).
13) 安川宏紀，：境界要素法による2次元没水翼まわりの自由表面流れの計算，第10回NTG資料10-3 (1987).