

55/
SV

W I G の 最 適 形 状 生 成 コ ー ド の 開 発

(課題番号 10555339)

平成10年度～平成12年度科学研究費補助金（基盤研究(B)(2)）研究成果報告書

平成13年3月

横浜国立大学附属図書館



10996513

研究代表者 鈴 木 和 夫
(横浜国立大学工学部教授)

200100232
WIGの最適形状生成コードの開発

寄贈 鈴木和夫

は し が き

高速海上輸送についての関心が高まり、各方面で高速船あるいは高速艇に関する研究が実施され様々なコンセプトが提唱されている。その中で WIG (Wing In Ground effect) すなわち地面効果翼を用いた高速海上輸送システムが将来型輸送システムの候補のひとつとして考えられるようになってきた。WIG については古くから研究されており、基礎的な理論研究から数値流体力学に基づく研究まで、またコンセプトの提唱から実用的な研究あるいは試作システムに関する研究まで多くの研究が実施されている。

一般に WIG に関する理論は剛体壁面上を飛行すると仮定しているが、実用上は水面すなわち自由表面上を飛行する高速輸送システムとして実現されることになるので、水面の変形の影響を受ける可能性がある。筆者の研究グループでは 2 次元 および 3 次元 WIG への水面の変形の影響について数値計算に基づく検討を行い、2 次元および 3 次元の場合いずれも水面の変形の影響は実用上無視してよいという結論が得られている。従って WIG の場合水面を剛体壁面と仮定することに何等問題はない。

本研究ではこのような研究結果をふまえ、水面を剛体壁面とし空中に適当な曲面をもつ WIG を仮定してこの流体力学的特性を揚力体理論で表現し、非線形計画法を応用し適当な制約条件の下に適当な空気力学的特性を最適化するという方法により、高速 WIG の表面形状を生成するコードを作成しようとするものである。非線形計画法を船型計画に利用しようとする研究は筆者に始まり多くの検討例があるが、揚力体理論と非線形計画法を組み合わせた手法により WIG の表面形状を生成しようとするアイデアについては初めての試みでもある。

本研究ではまず 2 次元揚力体理論により WIG 翼型を生成するコードを開発し、基礎的な問題点について検討する。この問題では WIG に要求される性能に関する最適化のための目的関数および制約条件について検討し、数種の設定問題に対して最適形状を生成するコードを開発する。これらの基礎的研究成果を基に 3 次元 WIG の流体力学的性能を評価する 3 次元揚力体理論に基づく計算コードを開発し、様々な翼型に適用し WIG としての空力特性について検討する。これらの研究について実施した後、非線形計画法を組み合わせたコードを開発して、実際にラムウィング型 3D WIG について最適化計算例を示し、その最適形状について検討する。

なお本報告書では最適化コードに関する研究成果とともに、それ以前に筆者の研究グループの実施した WIG の自由表面効果、すなわち WIG に対する自由表面影響について検討した際の研究成果についても再掲している。これらの研究は本研究を実施する際の基礎理論の一部でもあり、最適化計算コードを理解するためにも必要な部分であるので、あえて報告書に加えることにした。

研究組織

研究代表者：鈴木和夫（横浜国立大学 工学部 教授）

研究経費

平成 10 年度	4,400 千円
平成 11 年度	3,200 千円
平成 12 年度	4,100 千円
計	11,700 千円

研究発表

(1) 学会誌等

1. 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). [参考]
2. 水谷直樹, 鈴木和夫 : 3 次元 WIG に関する数値解析的研究, 日本造船学会論文集, 第 174 号, pp.35-46, (1993). [参考]
3. 鈴木和夫 : 数値計算に基づく WIG の水面効果の検討, 第 31 回飛行機シンポジウム論文集, pp.526-529, (1993). [参考]
4. Suzuki, K. and Ikehata, M. : Free Surface Effect of WIG Advancing over the Still Water Surface, Proceedings of the International Conference on Hydrodynamics (ICHD'94), pp.254-260, Wuxi, (1994). [参考]
5. 鈴木和夫, 松本慎也, 新郷将司, 和気千大 : 2 次元 WIG のポテンシャル理論に基づく翼型最適化, 関西造船協会誌, 第 229 号, pp.1-11, (1998).
6. Suzuki, K. and Matsumoto, S. : Studies on Inverse and Optimization Problems of Two Dimensional Wing Section Based on Panel Method, Proceedings of the 3rd Osaka Colloquium on Advanced CFD Applications to Ship Flow and Hull Form Design (OC'98), pp.485-498, Osaka, (1998).
7. 鈴木和夫, 田中裕一, 甲斐 寿 : ラムウィング型 WIG のパネル法に基づく流場特性と翼型最適化, 関西造船協会誌, 第 236 号, (2001). [掲載予定]

(2) 口頭発表

上記論文の講演発表

(3) 出版物

なし

研 究 成 果

1. WIG の自由表面効果に関する数値解析的研究 [参考]
2. 3 次元 WIG に関する数値解析的研究 [参考]
3. 数値計算に基づく WIG の水面効果の検討 [参考]
4. Free Surface Effect of WIG Advancing over the Still Water Surface [参考]
5. 2 次元 WIG のポテンシャル理論に基づく翼型最適化
6. Studies on Inverse and Optimization Problems of Two Dimensional Wing Section Based on Panel Method
7. ラムウィング型 WIG のパネル法に基づく流場特性と翼型最適化

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

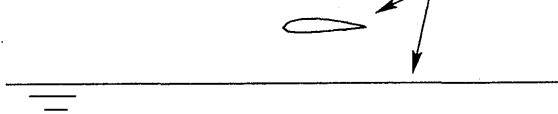
し、抵抗の軽減を図ろうとするものがある。これらは一般に非排水量型と呼ばれ、先に述べた水中翼, SES, ホバークラフトなどがある。ここでSES, ホバークラフトはACV (Air Cushion Vehicle) と言われるもので、空気揚力を用いて船体を完全に水面上に浮上させて航行するものである。

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

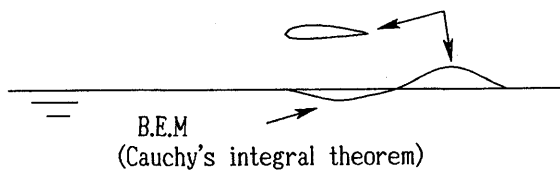
* NKK 応用技術研究所 (研究当時 横浜国立大学大学院)

** 横浜国立大学工学部

CASE 1 WIG on rigid surface
(without wave making effect)
panel method



CASE 2 WIG on free surface
(with wave making effect)
panel method

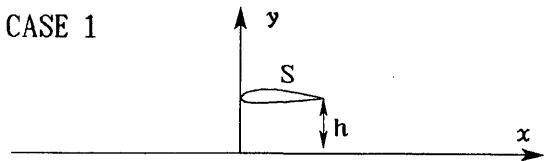


CASE 3 WIG on regular wave
panel method discrete vortex method

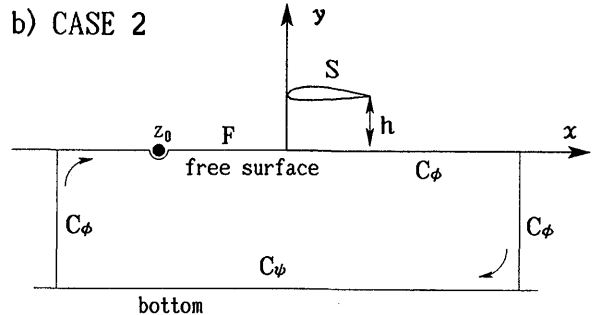


Fig. 1 Calculation cases

a) CASE 1



b) CASE 2



c) CASE 3

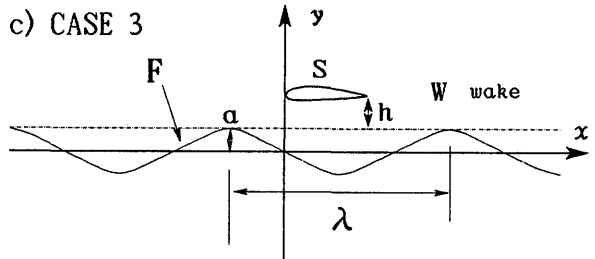


Fig. 2 Coordinate systems

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、実際にレジャーポ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。

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

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、

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

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

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

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

と考へ、

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

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 V_i は次のように書き表される。

$$\begin{aligned} V_i = & U + n_i \sigma_i + t_i \frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{R_{7ij}}{|R_{7ij}|^2} dl_j \\ & + \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{R'_{7ij}}{|R'_{7ij}|^2} dl_j \\ & + \sum_{j=1}^{N_w} \sigma_j \int_{l_j} \frac{R_{ij}}{|R_{ij}|^2} dl_j + \sum_{j=1}^{N_w} \sigma_j \int_{l_j} \frac{R'_{ij}}{|R'_{ij}|^2} dl_j \quad (5) \end{aligned}$$

ここで l_j は j 番目のパネル要素であり、

$$\begin{aligned} R_{ij} &= (x_i - x', y_i - y') & x', y' \text{ on } j' \text{ th panel} \\ R'_{ij} &= (x_i - x', y_j + y') & x', y' \text{ on } j' \text{ th panel} \\ R_{7ij} &= (y_i - y', x_i - x') & x', y' \text{ on } j' \text{ th panel} \\ R'_{7ij} &= (y_i + y', x_i - x') & x', y' \text{ on } j' \text{ th panel} \quad (6) \\ V_i &= (u_i, v_i) \quad (7) \end{aligned}$$

ただし、 U は一様流速ベクトルを、 n_i, 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、

$$n_{xi} u_i + n_{yi} v_i = 0 \quad i=1, \dots, N_p \quad (8)$$

$$t_{x1} u_1 + t_{y1} v_1 + t_{xN_w} u_{N_w} + t_{yN_w} v_{N_w} = 0 \quad (9)$$

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

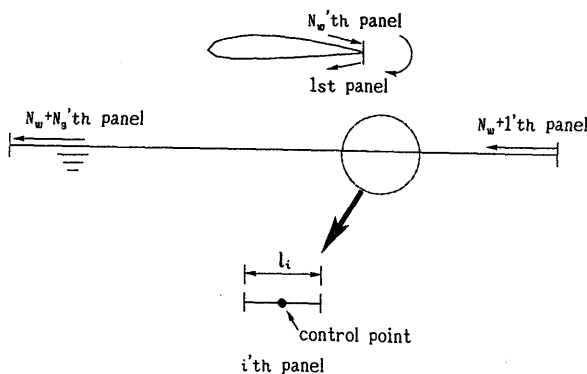


Fig. 3 Panel arrangement

C_p , 揚力係数 C_L および 1/4 モーメント係数 $C_{M1/4}$ は、
 $C_p(x, y) = 1 - v_w^2(x, y)$ (10)

$$C_L = - \int_s C_p(x, y) n_y(x, y) ds \quad (11)$$

$$C_{M1/4} = - \int_s C_p(x, y) n_y(x, y) l_{1/4}(x, y) ds \quad (12)$$

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、 $2^\circ, 4^\circ$ 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

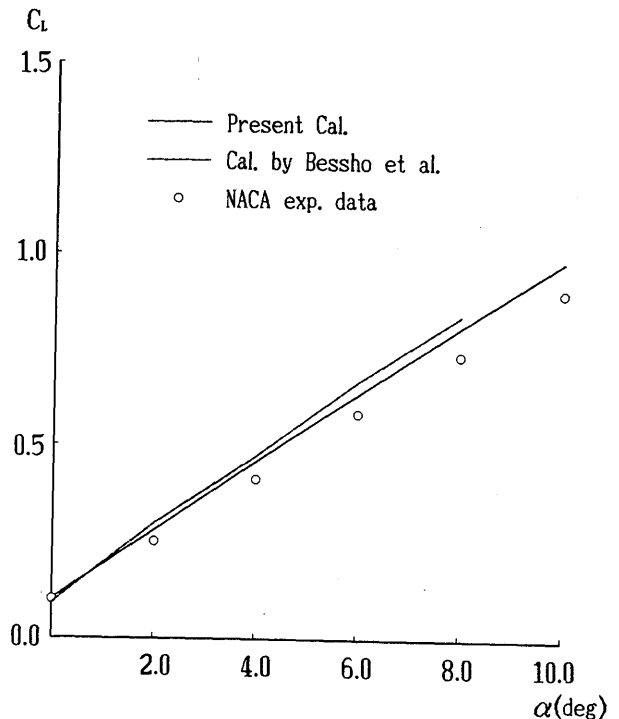


Fig. 4 Comparison of C_L (NACA 23015)

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事は、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い翼型にたいして本計算方法の誤差が大きいたことが考えられる。なぜなら実際は流線が翼後縁から流れ出さないで、途中で剥離してしまうからである。

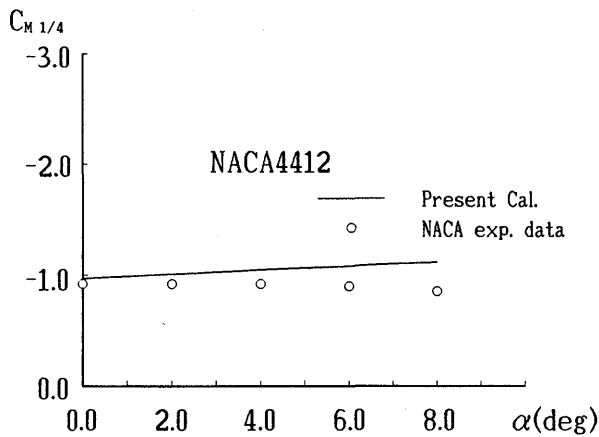
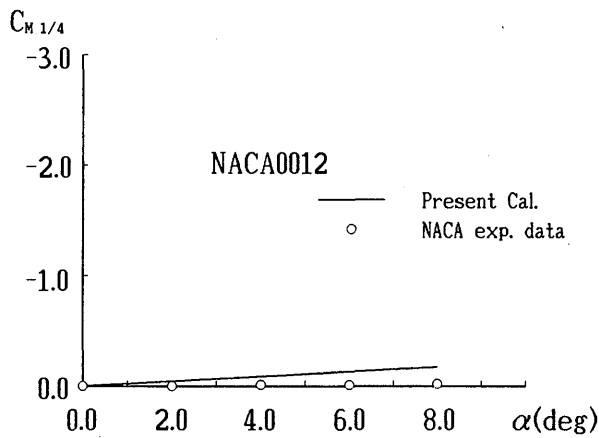


Fig. 5 Comparison of $C_{M1/4}$ (NACA 0012, NACA 4412)

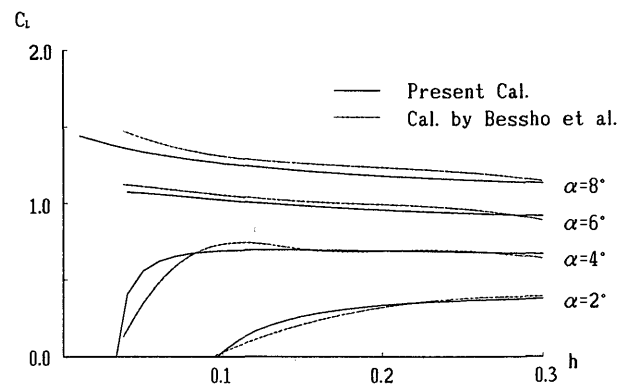


Fig. 6 Comparison of C_L (NACA 23015)

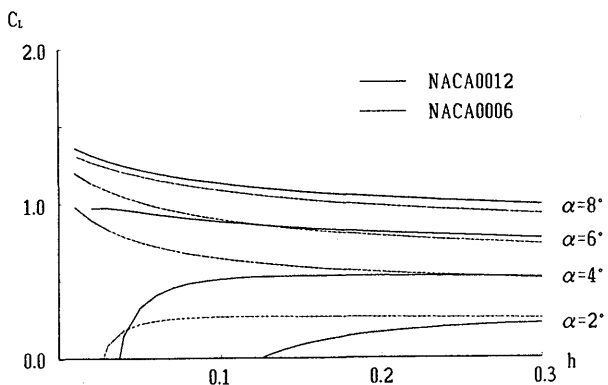


Fig. 7 Comparison of C_L (NACA 0012 & NACA 0006)

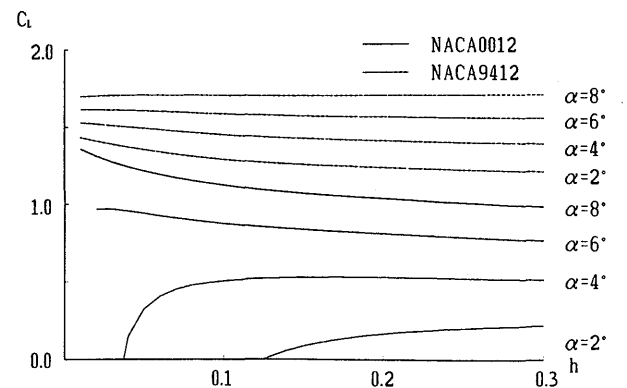


Fig. 8 Comparison of C_L (NACA 0012 & NACA 9412)

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剥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、

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

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

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

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、

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

ここで

$$z = x + iy \quad (16)$$

と表すことができる。Cauchyの積分定理より

$$\int_C \frac{w(z)}{z-z_0} dz = 0 \quad (17)$$

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、

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

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_ψ 、流れ関数 ψ_w が既知である領域を C_ϕ とし、式(18)を実数部と虚数部に分けると、(18)式は、

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

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

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 ψ_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、

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

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。

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial \phi_w}{\partial x} \quad (22)$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{\partial \phi_w}{\partial y} \quad (23)$$

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

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

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

$$\phi_w = x \quad (25)$$

$$y = 0$$

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。

$$\phi_w = x : \text{on upstream boundary} \quad (26)$$

$$\phi_w = -H : \text{on bottom} \quad (27)$$

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) $y \leq 0$

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

(b) $y \geq 0$

$$\varphi = \varphi_c \frac{ky \sinh kH + \cosh kH}{ky_c \sinh kH + \cosh kH} \quad (29)$$

2. $y_c \leq 0$

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

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、

$$\begin{aligned} V_i = & U + n_i \sigma_i + t_i \frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{R'_{\gamma ij}}{|R_{\gamma ij}|^2} dl_j \\ & + \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{R'_{\gamma ij}}{|R_{\gamma ij}|^2} dl_j \\ & + \sum_{j=i}^{N_w+N_f} \sigma_j \int_{l_j} \frac{R'_{ij}}{|R_{ij}|^2} dl_j \end{aligned} \quad (31)$$

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

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

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 $z_n \leq z < z_{n+1}$ 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)

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

$$\Lambda_k = 0 \quad k=1, \dots, n-1, n+2, \dots, N_p \quad (33)$$

と書き表される。 Λ_n をもちいて (18) を書き改めると

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

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

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、

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

と表され、 $n=k-1, k, k+1$ ならば、

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

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

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

となる。以上の結果より式 (19) (20) を離散化した形に直すとして、

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

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

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

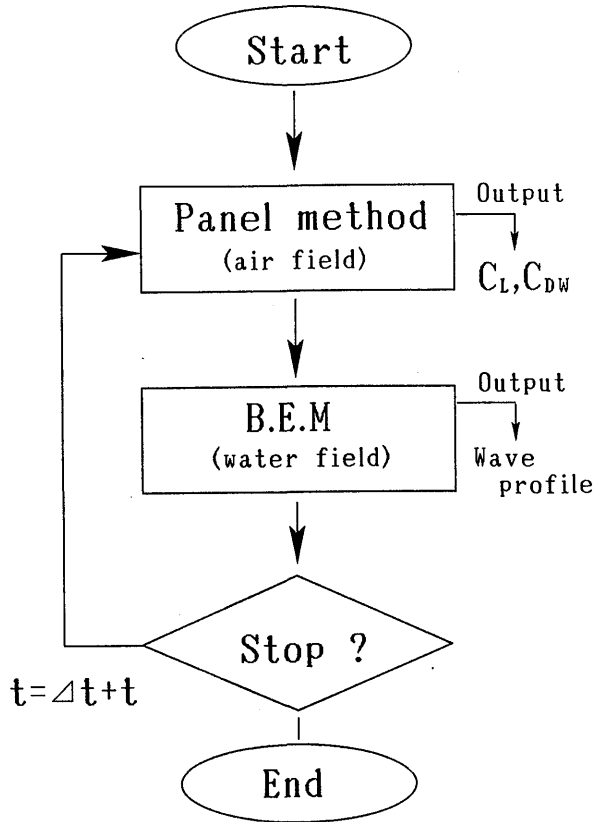


Fig. 9 Flow chart

ができ、造波抗力係数 C_{DW} は、

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

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 $\alpha = 8^\circ$ 、 $h = 0.01$ 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まなう揚力変動、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

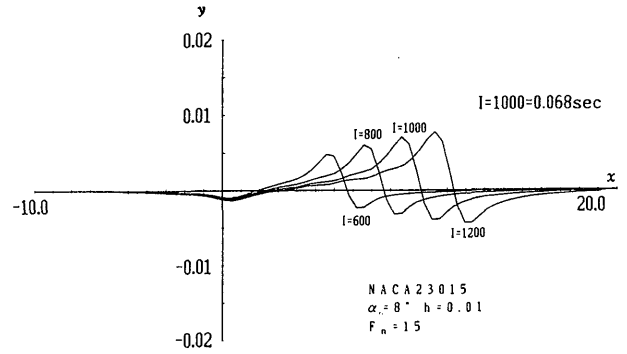


Fig. 10 Time history of wave profile (NACA 23015)

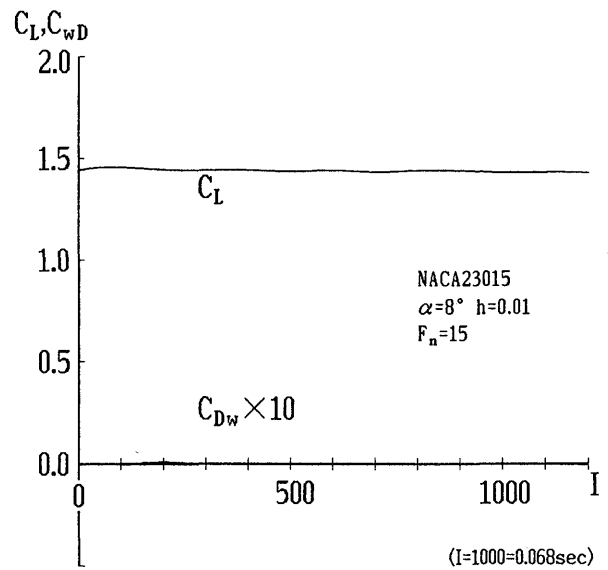


Fig. 11 Time history of C_L, C_{DW} (NACA 23015)

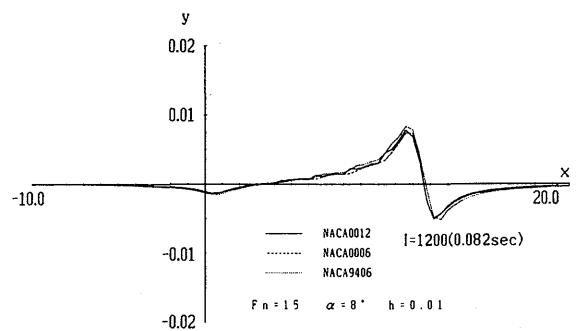


Fig. 12 Comparison of wave profile

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。

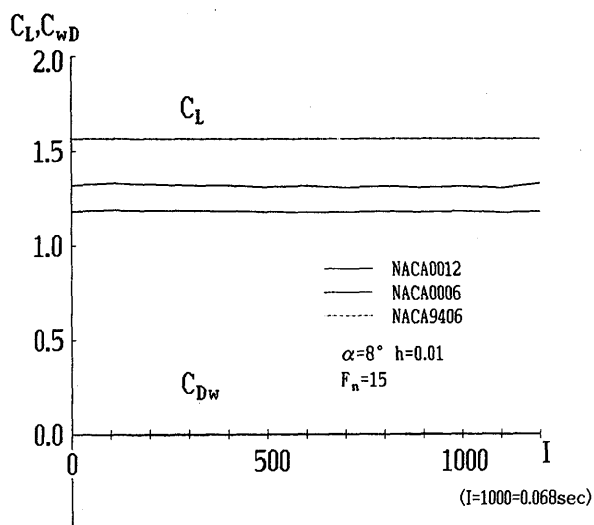


Fig. 13 Time history of C_L, C_{DW}

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のことである。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。

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

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。

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

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。

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

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はについて考える。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 目における 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 $v_r = (u_{r,i}, v_{r,i})$ とすると、

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

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

と書き表される。 Γ_k は k step 目の翼回りの循環を、 r_{rk} と R_{rk} は k 番目の渦と i 番目の計算点との距離および k 番目の鏡像渦と i 番目の計算点の距離を表す。よって(31)(45)(46)より i 番目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

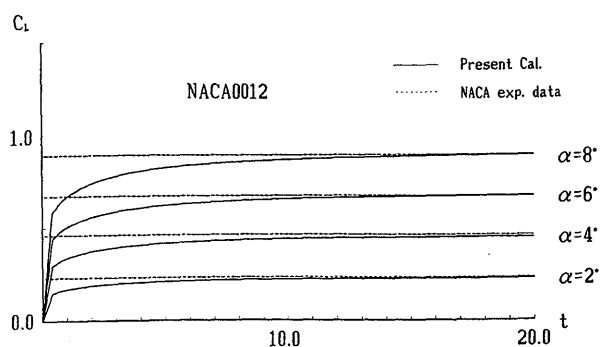


Fig. 14 Time history of C_L (NACA 0012)

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が大きくなる。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い。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 $h=0.01, 1, 5, \infty$ 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

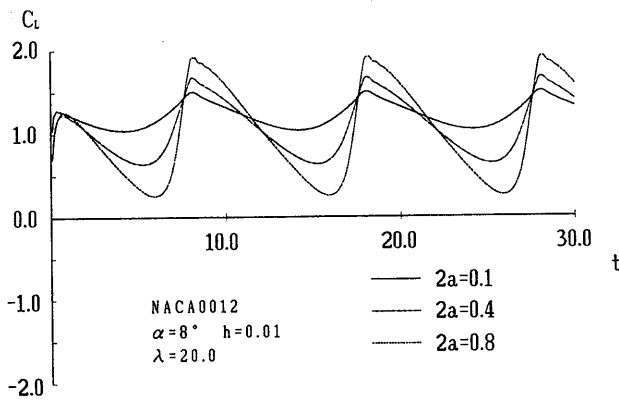


Fig. 15 Comparison of C_L (NACA 0012)

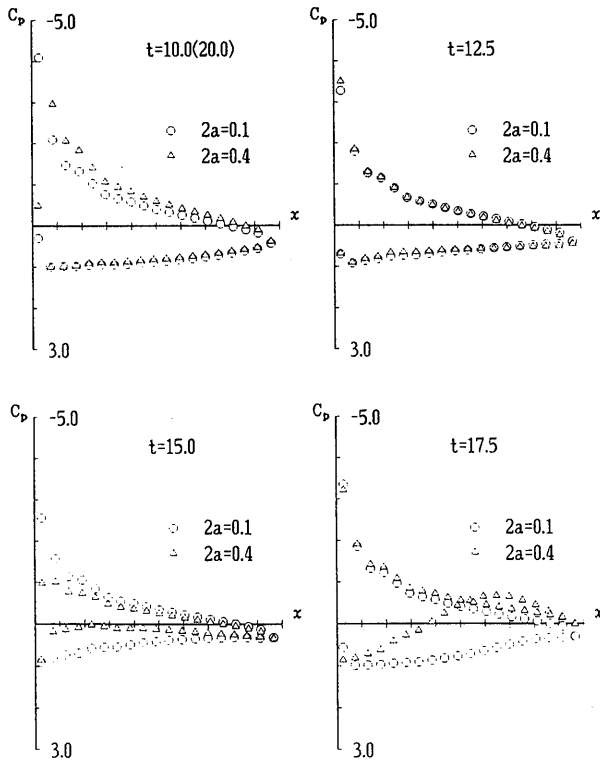


Fig. 16 Pressure distributions of WIG on regular wave (NACA 0012)

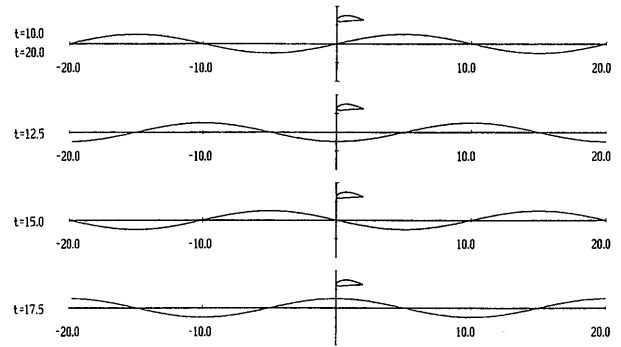


Fig. 17 Positions of WIG on regular wave

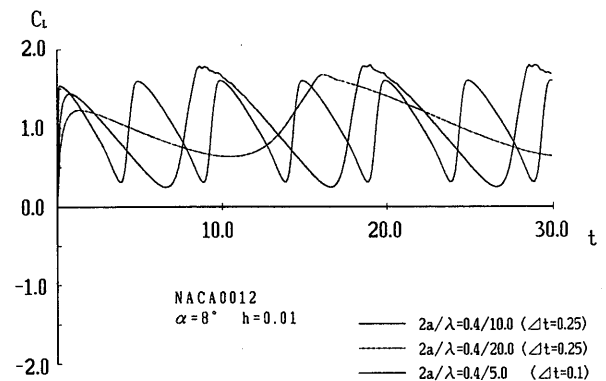


Fig. 18 Comparison of time history C_L (NACA 0012)

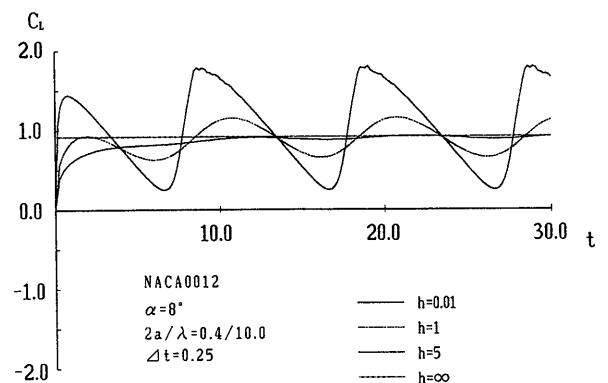


Fig. 19 Comparison of time history C_L (NACA 0012)

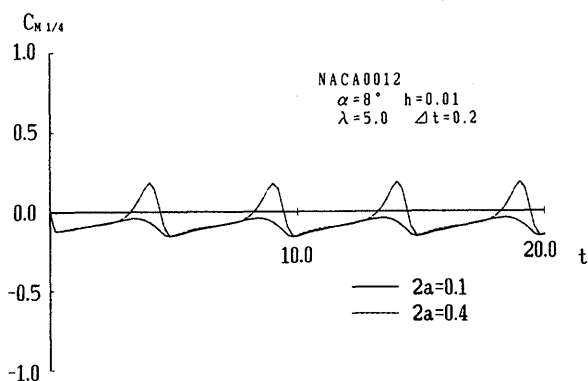


Fig. 20 Comparison of time history $C_{M1/4}$ (NACA 0012)

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す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 Development in WIG Vehicle, Intersociety Advanced Marine Vehicles Conference, (1989).
- 2) Emaes, M. C.,: Advances in Naval Architecture for Future Surface Warship, The Naval Architect, (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ピークル, 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, 浦上絢一: 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. (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—有限要素法と差分法—, 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).

3次元 WIG に関する数値解析的研究

正員 水谷直樹* 正員 鈴木和夫**

Numerical Analysis of 3-D WIG Advancing over the Still Water Surface

by Naoki Mizutani, *Member* Kazuo Suzuki, *Member*

Summary

The craft by Wing In Ground effect (WIG) is considered as one of the future high speed vessel on seaway. As well known, the lift of the wing advancing over the rigid surface becomes larger than the case of the wing in infinite air field by the ground effect. In the present investigation, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG is computed 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 represented as pressure distributions acting on the free surface by this method. In order to analyze the wave making phenomena caused by the pressure distributions on the water surface, Rankine source method is employed, in which the linearized free surface condition is imposed on the still water surface. The interaction problem between WIG and the free surface can be solved by the interactive procedure based on the panel method for the air flow field and Rankine source method for water flow field. From results of these computations, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG can be clarified.

1. 緒 言

“海洋国”日本の経済発展に船舶の果たしてきた役割は計り知れない。しかし航空機による高速輸送システム、自動車・鉄道による陸上輸送システムの進出により高速できめ細やかな輸送が可能となり、世界経済のニーズにマッチしてそれらの果たす役割は大きくなっている。船舶による海上輸送システムのメリットは大量でかつ安価なことであるが、他の輸送システムと競合するためには必然的に輸送スピードの向上を実現しなければならない。それが近年船舶の高速化について様々な研究開発がなされるゆえんである。

次世代の高速海上輸送システムを考えたとき、船舶の大量輸送という利点を生かしながら高速でかつ安価なことが

求められ、その一つのアイデアとして WIG (Wing In Ground effect) を挙げることができる。WIG は水面(地面)のごく近くを飛行することにより生ずる地面効果と、高速前進することによって生ずる相対気流の動圧(ラム圧)を翼下面と水面との間に閉じこめることによる揚力によって浮上するシステムである。WIG は航空機よりも安価で自動車・鉄道よりも高速であるため、Gabrielli-von Karman の輸送効率チャートの空白の三角地帯を埋めるものとして注目されており、最近では我が国でもレジャー用 WIG 艇が製作され、今後の WIG の発展が期待されている。

WIG に関する研究は古くからなされており Widnall and Barrows¹⁾, Tuck²⁾ の研究のほか理論的、実験的な研究がいくつかみられる。最近では 3次元 WIG に関していくつかの数値計算例が発表されているが³⁾⁴⁾, これらは水面の変形を考えない、すなわち WIG は剛体壁面上を飛行するものとしている。WIG と自由表面との干渉問題に関する研究は数少ないが、2次元問題では 2, 3 の計算例がみられ⁵⁾⁶⁾⁷⁾, これらによれば自由表面の変形は小さく、その変形が翼特性に及ぼす影響は無視できるほど小さいことが示されている。しかし WIG は通常アスペクト比の小さい 3次

* 川崎重工業株式会社 (研究当時 横浜国立大学大学院)

** 横浜国立大学工学部

元影響の強い翼が用いられるため、3次元問題として自由表面との干渉問題について検討する必要もあると考え、本研究では境界要素法を用いた剛性壁面上および自由表面上を飛行する3次元WIGに関する数値解析を行なう。

2. 3次元WIGの数値解析法

2.1 基礎式

ここでは自由表面および地面上を飛行する3次元WIGの数値解析の定式化について述べる。座標系はWIGに固定しFig.1のようにとる。WIGと自由表面との干渉問題を数値解析する手順は概ね次の通りである。まずパネル法⁸⁾を用いてWIGまわりの流場(空中側)を解き、次に線形化された自由表面条件式の下にRankine source法⁹⁾を用いて水中側の流場を解き自由表面形状を求める。さらに自由表面の変形が空中側に及ぼす影響を考慮して再びWIGまわりの流場を解く。これらの計算手順を自由表面形状が収束するまで繰り返すことにより問題を解くことができる。また自由表面の形状変化がないものとして問題を解けば、剛体壁面上を飛行する場合となる。

空中側の流場を解くにあたり、物体は流速 U の一様流中にあり非圧縮ポテンシャル流れであるとすれば、流場内では攪乱速度ポテンシャル ϕ_a が存在する。このとき攪乱速度ポテンシャル ϕ_a は Laplace の方程式を満足する。

$$\nabla^2 \phi_a = 0 \quad (1)$$

いま境界面を物体表面 (WIG 表面) S_B 、後流渦面 S_w 、静水面 S_F からなるとすれば、以下のような境界条件を満足する必要がある。まず物体表面 S_B における境界条件は

$$\frac{\partial \phi_a}{\partial n} = -Un_x \quad (2)$$

ただし n_x は物体表面の外向き法線と x 軸との方向余弦である。次に後流渦面 S_w の上下面でのポテンシャルの差 $\Delta \phi_a$ は流線に沿って一定であるから

$$\Delta \phi_a = \phi_a|_{upper} - \phi_a|_{lower} = \text{const.} \quad (3)$$

となる。また Kutta の条件として翼後縁における上下面の圧力が等しいものとし

$$C_p|_{upper} = C_p|_{lower} \quad \text{at trailing edge} \quad (4)$$

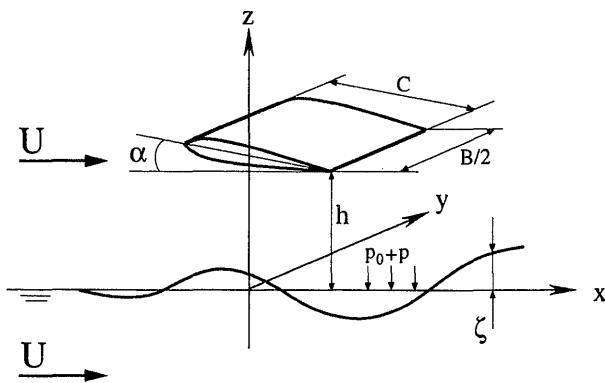


Fig.1 Coordinate system

を満足させる¹⁰⁾。ここで C_p は圧力係数である。

いま鏡像を考慮した Green 関数

$$G(P, Q) = \frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \quad (5)$$

を考える。ただし r は点 $P(x', y', z')$ 、 $Q(x, y, z)$ 間の距離、 r' は点 P と点 Q の静水面に対する鏡像点 $Q'(x, y, -z)$ 間の距離である。

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

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

攪乱速度ポテンシャル ϕ_a と G について Green の定理を空中側の流場に適用すると、流体中の任意の点における ϕ_a は以下のように表される。

$$\begin{aligned} 4\pi\phi_a = & \iint_{S_B} \left\{ \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \frac{\partial \phi_a}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right\} dS \\ & + \iint_{S_w} \Delta \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) dS \\ & + \iint_{S_F} \left\{ \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \frac{\partial \phi_a}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right\} dS \end{aligned} \quad (6)$$

ここで n は境界面上での外向き法線である。境界条件を考慮して標点を境界面 S_B および S_F 上にとれば、(6)式は以下のように変形される。

$$\begin{aligned} 4\pi E \phi_a = & \iint_{S_B + S_B'} \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ & + \iint_{S_B + S_B'} Un_x \frac{1}{r} dS \\ & + \iint_{S_w + S_w'} \Delta \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ & - \iint_{S_F} \frac{\partial \phi_a}{\partial n} \frac{2}{r} dS \end{aligned} \quad (7)$$

ただし

$$E = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{on } S_B \\ 1 & \text{on } S_F \end{cases}$$

ここで S_B' 、 S_w' はそれぞれ S_B 、 S_w の静水面に対する鏡像である。(7)式における右辺最後の項の $\partial \phi_a / \partial n$ は、後に述べるように水中側の流場を解くことにより求められる項で、水面の変形が空中側の流場に及ぼす影響を表す。従って $\partial \phi_a / \partial n = 0$ とすれば剛体壁面上を飛行した場合になる。

次に自由表面条件について考える。水面の有限変形を考慮した2次元WIGの数値解析結果⁶⁾によれば、自由表面の非線形性は顕著ではないのでここでは線形化された自由表面条件を用いることにする。線形化された自由表面の動力学的境界条件と運動学的境界条件は、まず空中側では

$$p + \rho_a U \frac{\partial \phi_a}{\partial x} + \rho_a g \zeta = 0 \quad \text{on } S_F \quad (8)$$

$$U \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \phi_a}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_F \quad (9)$$

水中側では

$$p + \rho_w U \frac{\partial \phi_w}{\partial x} + \rho_w g \zeta = 0 \quad \text{on } S_F \quad (10)$$

$$U \frac{\partial \zeta}{\partial z} - \frac{\partial \phi_w}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_F \quad (11)$$

ここで p は大気圧を除いた圧力, ρ は密度, g は重力加速度, ζ は自由表面形状を示し, 添え字の a, w はそれぞれ空中側, 水中側の値を表す。これらの式より以下のような線形自由表面条件式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \phi_w}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial \phi_w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_w U} \frac{\partial p}{\partial x} \\ &= -\frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{\partial^2 \phi_a}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial \phi_a}{\partial z} \right) \quad \text{on } S_F \end{aligned} \quad (12)$$

ただし

$$K_0 = -\frac{g}{U^2} \quad (13)$$

(8)式, (10)式から波形 ζ は

$$\zeta = -\frac{U}{g} \frac{\rho_w \frac{\partial \phi_w}{\partial x} - \rho_a \frac{\partial \phi_a}{\partial x}}{\rho_w - \rho_a} \quad \text{on } S_F \quad (14)$$

また(9)式より

$$\frac{\partial \phi_a}{\partial z} = U \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad \text{on } S_F \quad (15)$$

水中側の攪乱速度ポテンシャル ϕ_w は静水面上に分布させた吹き出し σ により次のように表現できる。

$$\phi_w = -\iint_{S_F} \sigma \frac{1}{r} dS \quad (16)$$

これを線形自由表面条件式(12)式に代入すると

$$\begin{aligned} \iint_{S_F} \sigma \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{r} \right) dS + K_0 \iint_{S_F} \sigma \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ = -\frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{\partial^2 \phi_a}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial \phi_a}{\partial z} \right) \quad \text{on } S_F \end{aligned} \quad (17)$$

これを解いて σ が求まり, (14)式から波形を求めることができる。さらに(15)式より $\partial \phi_a / \partial z (= \partial \phi_a / \partial n)$ を求め, これを(7)式の右辺最後の項に代入すると

$$\begin{aligned} 4\pi E \phi_a &= \iint_{S_B + S_B'} \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ &+ \iint_{S_B + S_B'} U n_x \frac{1}{r} dS \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} + \iint_{S_w + S_w'} \Delta \phi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ - \iint_{S_F} U \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{2}{r} dS \end{aligned} \quad (18)$$

と変形され, 再び空中側を解くことにより自由表面の影響が考慮される。

以上のプロセスを波形が収束するまで繰り返すことにより水面効果を考慮した3次元 WIG の空力特性および波形を求めることができる。定式化には(5)式のように鏡像を考えず静水面上に未知数を置いて解く方法も考えられる¹¹⁾が, 解くべきマトリクス方程式が大きくなり計算機容量の制限からパネル分割数を多くとれない場合も考えられるので鏡像を用いた本方法の方が有利である。

2.2 離散化

空中側の流場を表現する物体表面 S_B 上の積分方程式(18)式を数値的に解くにあたり, 以下の手順で離散化する。物体表面 S_B , 後流渦面 S_w , 静水面 S_F を Fig. 2 のようにそれぞれ N_B, N_w, N_F 個の四辺形パネルに分割する。各四辺形パネル上の変数 $\phi_a, \Delta \phi_a, n_x, \partial \zeta / \partial x$ はパネルの中心における値で代表させ, パネル内の分布は一定と仮定する。 $\Delta \phi_a$ の値は翼後縁に接する翼の上下パネルの ϕ_a の値の差で近似し, 上下パネルでの圧力が等しくなるように反復計算によってその値を変化させる。また本計算においては流れは左右対称であることから領域の片側を解くものとする。以上の方法により, 物体表面 S_B 上の攪乱速度ポテンシャル ϕ_a は物体表面のパネル分割数 N_B の自由度に離散化されて次の連立一次方程式が得られる。

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^{N_B} (\delta_{ij} - C_{ij} - C'_{ij}) \phi_{aj} - \sum_{m=1}^{N_w} (W_{im} + W'_{im}) \Delta \phi_{am} \\ = \sum_{j=1}^{N_B} (B_{ij} + B'_{ij}) U n_{xj} \\ - U \sum_{j=1}^{N_F} (B_{ij} + B'_{ij}) \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)_j, \end{aligned} \quad (19)$$

for $i=1, 2, \dots, N_B$

ここで

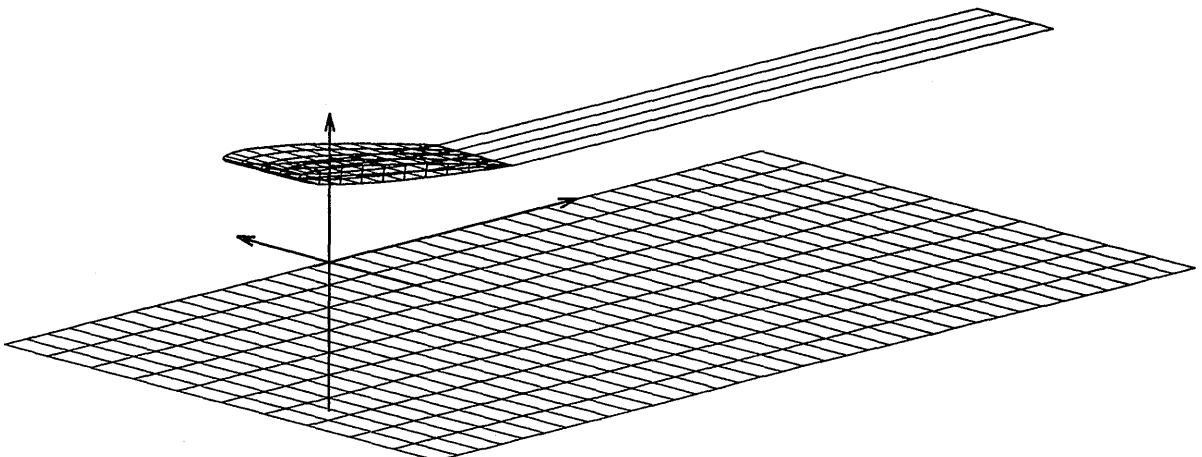


Fig. 2 Outline of panel arrangement for WIG

δ_{ij} : Kronecker のデルタ

$$C_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{r_{ij}} \right) dS_j \quad (20)$$

$$C'_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{r'_{ij}} \right) dS_j \quad (21)$$

$$B_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{1}{r_{ij}} dS_j \quad (22)$$

$$B'_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{1}{r'_{ij}} dS_j \quad (23)$$

$$W_{im} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_m} \frac{\partial}{\partial n_m} \left(\frac{1}{r_{im}} \right) dS_m \quad (24)$$

$$W'_{im} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_m} \frac{\partial}{\partial n_m} \left(\frac{1}{r'_{im}} \right) dS_m \quad (25)$$

ここで ϕ , n 等において添え字 j , m はそれぞれ物体表面 (S_B) 上および後流渦面 (S_w) 上パネルの番号を示す。 r_{ij} は i 番目のパネルの標点から j 番目のパネル上の点までの距離を表し、 r'_{ij} は i 番目のパネルの標点から j 番目のパネルの静水面に対する鏡像パネル上の点までの距離を表す。 r_{im} , r'_{im} についても同様である。このマトリクス方程式を解くことにより空中側の攪乱速度ポテンシャル ϕ_a が得られ、物体表面に沿って微分し速度を求め¹²⁾、さらに Bernoulli の定理から圧力を計算し物体に働く流体力を求めることができる。

次に水中側の流場の数値解析法について述べる。線形自由表面条件式(17)式を以下のように離散化する。

$$2\pi \sum_{j=1}^{N_f} (B_{xxij} + K_0 B_{zij}) \sigma_j = \frac{\rho_a}{\rho_w} (P_{xxi} + K_0 P_{zi}) \quad (26)$$

for $i=1, 2, \dots, N_f$

ここで σ_j は j 番目のパネルにおける吹き出しであり、 P_{xxi} , P_{zi} は以下ようになる。

$$\begin{aligned} P_{xxi} = & \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N_B} [(C_{xxij} + C'_{xxij}) \phi_{aj} \\ & + (B_{xxij} + B'_{xxij}) U n_{xj}] \\ & + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{N_w} (W_{xxim} + W'_{xxim}) \Delta \phi_{am} \\ & + U \sum_{j=1}^{N_f} B_{xxij} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)_j \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} P_{zi} = & \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N_B} [(C_{zij} + C'_{zij}) \phi_{aj} + (B_{zij} + B'_{zij}) U n_{xj}] \\ & + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{N_w} (W_{zim} + W'_{zim}) \Delta \phi_{am} \\ & + U \sum_{j=1}^{N_f} B_{zij} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)_j \end{aligned} \quad (28)$$

C_{xxij} 等は先に述べた影響係数 C_{ij} 等の x 方向 2 階偏微分であり、また C_{zij} 等は C_{ij} 等の z 方向 1 階偏微分を表す。 C_{ij} , B_{ij} , W_{im} の x , z 方向の偏微分 C_{xij} , B_{xij} , W_{xim} , C_{zij} , B_{zij} , W_{zim} は Morino によって解析的に求められている¹³⁾。 x 方向 2 階偏微分項 C_{xxij} 等に関しては radiation condition を満足させるために解析的に求められた C_{xij} 等を 3 点上流差分により計算している⁹⁾。(27)式は σ に関するマトリクス方程式であり、これを解いて(14)式から波形が得られる。また(15)式から波形勾配が求められ、これを(18)

式の右辺最後の項に代入して再び空中側を解くことにより自由表面の影響が考慮される。このプロセスを波形が収束するまで繰り返すことにより自由表面の影響を考慮した 3 次元 WIG の解析を行なうことができる。

2.3 各空力係数の計算

前節までに述べた手順にり物体表面上の各パネルにおける速度 V が求まると Bernoulli の定理により圧力係数 C_p は次のように求められる。

$$C_p = 1 - \frac{V^2}{U^2} \quad (29)$$

揚力係数 C_L , 圧力抵抗係数 C_{Dp} , モーメント係数 C_M は次のように計算される。

$$C_L = -\frac{1}{S} \iint_{S_B} C_p n_z dS \quad (30)$$

$$C_{Dp} = -\frac{1}{S} \iint_{S_B} C_p n_x dS \quad (31)$$

$$C_M = -\frac{1}{ST} \vec{t} \cdot \iint_{S_B} (\vec{R} - \vec{R}_c) \times \vec{n} C_p dS \quad (32)$$

ここで S は基準面積、 T は基準長さ、 \vec{t} は基準点の回転方向の単位ベクトル、 \vec{R} は標点の位置ベクトル、 \vec{R}_c は基準点の位置ベクトル、 \vec{n} は外向き法線ベクトルである。本論文では、物体形状として 3 次元矩形翼を考えているため、 S , T をそれぞれ以下のように与える。

$$S = \text{chord} \times \text{span} \quad (33)$$

$$T = \text{chord} \quad (34)$$

3. 数値計算例 1—剛体壁面上を飛行する場合—

3.1 地面効果

ここでは自由表面の変形がない場合すなわち剛体壁面上を飛行する場合の WIG に関する数値計算例を示す。

WIG に関する数値計算に先立ち、計算精度の検証のためにいくつかの計算を行う。まず、アスペクト比 2.0, 迎角 5.73° , 翼厚比 11.1% の矩形翼 (Boeing TR 17 翼型) が無限流体中を飛行する場合について本計算結果と Rubbert & Saaris による計算結果¹⁴⁾ を翼面上の圧力分布と比較して Fig. 3 に示し、Table 1 に揚力係数、抗力係数、モーメント係数の値を示す。このときの翼面上のパネル分割は翼弦方向に 12, 翼幅方向に 4 であり総パネル数は 96 である。圧力分布に関して両計算結果は翼端、翼幅中央のどちらにおいてもほぼ一致している。また、揚力係数、抗力係数、モーメント係数は本計算では値が若干大きめに計算されることがわかる。次にアスペクト比 1.5, 迎角 10.0° , NACA 0009 翼型の矩形翼で無限流体中を飛行する場合の翼端から 1/4 翼幅の位置における翼面上の圧力分布について実験値と比較して Fig. 4 に示す。翼面上のパネル分割数は翼弦方向に 12, 翼幅方向に 5 であり総パネル数は 120 である。翼の上下面ともに実験値と良く一致している。

松岡他¹⁵⁾, 永松他⁴⁾ によって 3 次元 WIG の実験結果および数値解析結果が発表されているので、ここでは本計算結

果と永松他による実験および数値解析結果を比較する。ただし両計算ともに水面を剛体壁面として扱っている。計算に用いる WIG は翼型が NACA 63-012 でアスペクト比 1.56 の矩形翼で、物体表面上のパネル分割数は 144 である。飛行する高度 h/C に対する揚力 C_L の変化を実験結果および永松他の数値解析結果と比較して Fig. 5 に示す。揚力に関して本計算結果は永松他の計算結果とほぼ一致するが実験値との差異がある。全体として見れば揚力増加の傾向を捉えていると考えられ本計算は妥当であると考えられる。

次に翼の地面効果のメカニズムについて検討する。計算の対象翼型は NACA 0006 でアスペクト比 1.5, 迎角 8.0° とする。翼面上のパネル分割数は片側 144 である。WIG の飛行高度が無限大の場合 ($h/C = \infty$) と翼弦長の 5% ($h/C = 0.05$) の場合について翼面上の圧力分布を比較して Fig. 6 に示す。ここで h, C はそれぞれ地面と翼後縁までの距離

および翼弦長である。無限高度を飛行する場合に比べて、地面近く ($h/C = 0.05$) を飛行することによって翼幅中央において翼下面の正圧が大きく増大し、翼上面においても負圧が増大している。地面効果による揚力増加はこれに起因するものである。ただし翼端においては地面近くを飛行することにより翼下面と地面との間に挟まれた流体が翼端から外へ逃げ出すため、翼下面の翼後半部において翼幅方向の速度成分が大きくなり翼下面の負圧域が増大し揚力に悪

Table 1 Comparison of C_L, C_M, C_{Dp}

	C_L	C_M	C_{Dp}
Rubbert & Saaris	0.2593	-0.05295	0.01083
Present	0.2845	-0.07966	0.01313

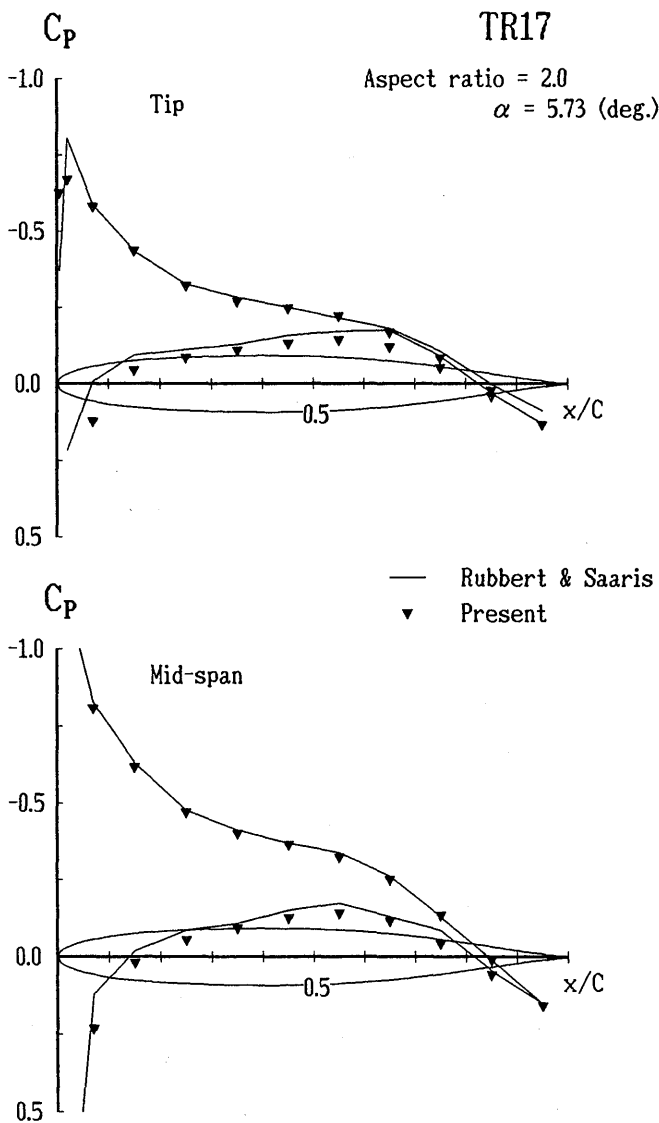


Fig. 3 Comparison of C_p (TR 17)

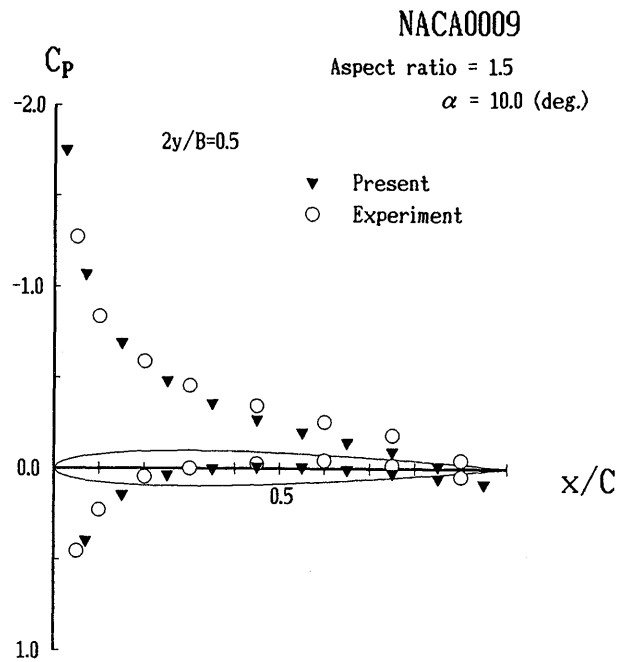


Fig. 4 Comparison of C_p (NACA0009)

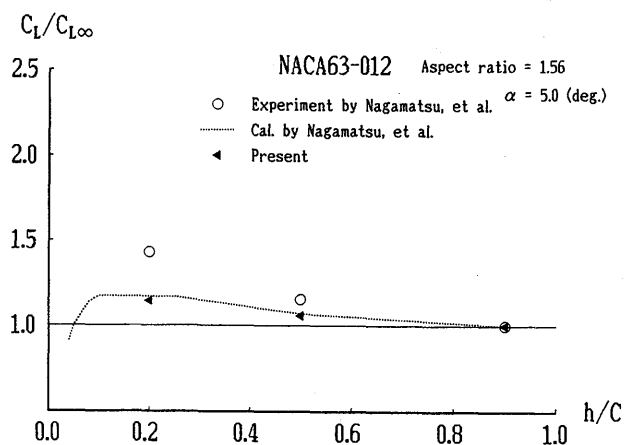


Fig. 5 Comparison of C_L (NACA 63-012)

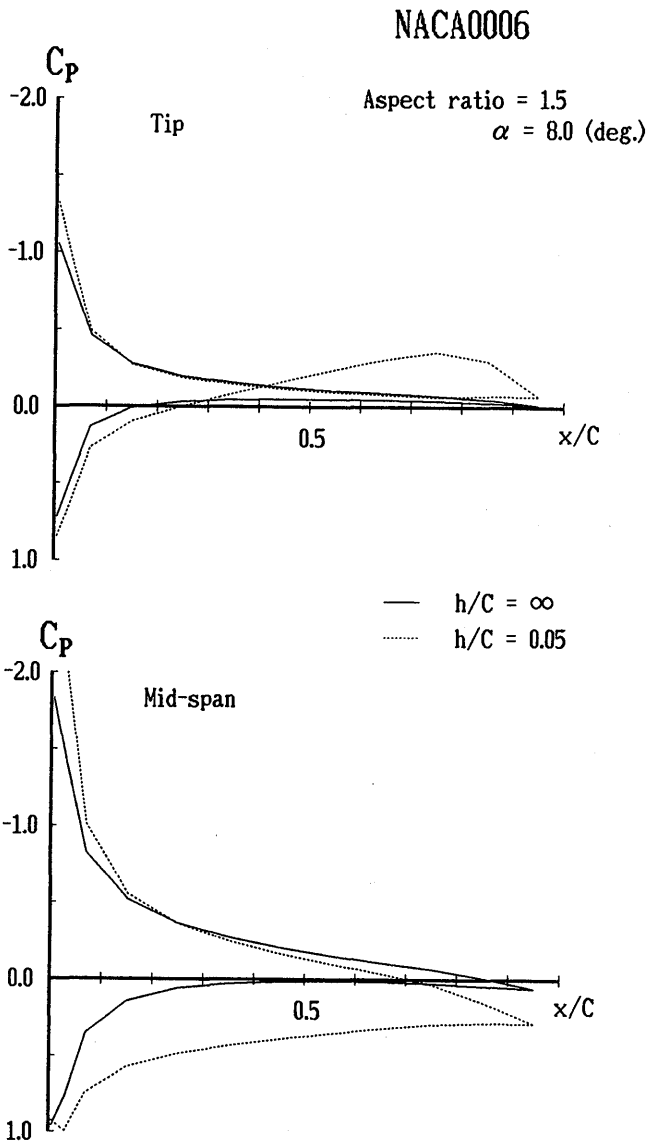


Fig. 6 Ground effect on C_p (NACA0006)

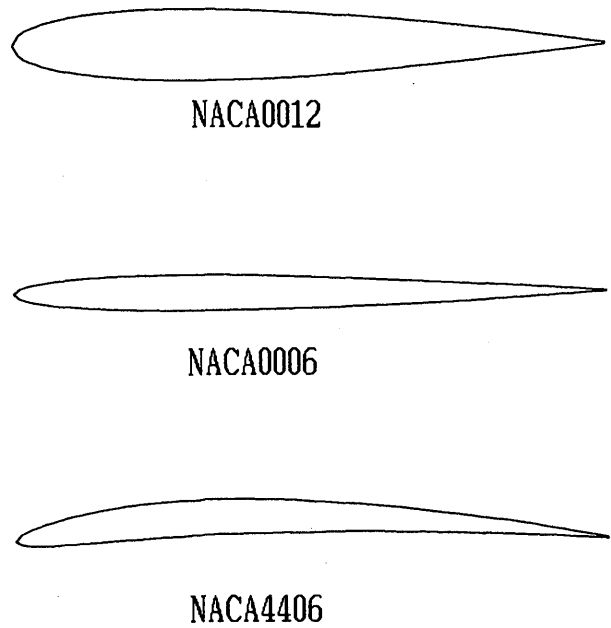


Fig. 7 Wing sections

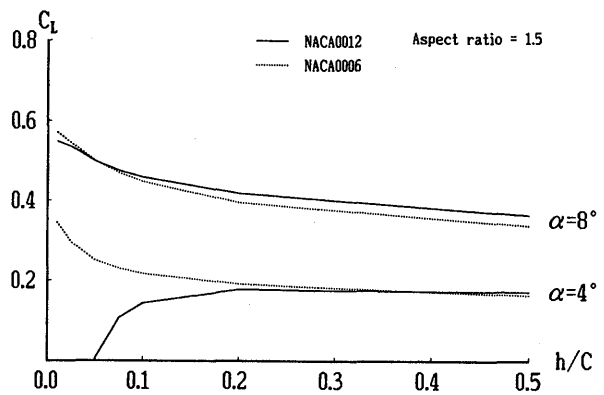


Fig. 8 Comparison of C_L (NACA0006, NACA0012)

影響を及ぼすことが予想される。通常 WIG にはアスペクト比の小さな翼が用いられ、この現象が無視できないため翼端板を付加する機会が多い。翼端板の効果については後に述べる。

3.2 翼断面形状の影響

ここでは WIG の翼断面形状の違いによる比較を行う。ここで用いる翼型は NACA 0012, NACA 0006, NACA 4406 の 3 種類でアスペクト比 1.5 とする。Fig. 7 にこれらの断面形状を示す。

まず飛行する高度 h/C に対する揚力の変化を翼型間で比較する。迎角は 4° および 8° とする。NACA 0012 と NACA 0006 の計算結果を比較して Fig. 8 に示す。NACA 0006 においては迎角 $4^\circ, 8^\circ$ とともに h/C が小さくなるにしたがって揚力は増加する。一方、NACA 0012 の迎角 8° については h/C が小さくなるにしたがって NACA 0006 と同様に揚力は増加するが、迎角 4° の場合に

は揚力は落ち込んでしまう。これは迎角が小さい場合、対称翼では翼下面の形状が膨らみをもち、翼厚比が大きいほど前述の翼下面の圧力低下が大きく影響するからである。WIG の適応性を考えたとき、迎角が小さい場合に飛行する高度によって揚力が減少してしまうのは大きな問題となる。したがって対象翼の場合は翼厚比の小さい方が WIG に適している。次に NACA 0006 とキャンバー付きの NACA 4406 を比較して Fig. 9 に示す。これらの翼型では迎角 $4^\circ, 8^\circ$ のどちらについても h/C が小さくなるにしたがって揚力は増加する。また地面効果の揚力に及ぼす影響は両翼型で似ていることがわかる。

飛行する高度 h/C に対する $1/4$ 翼弦長点まわりのモーメントの変化を翼型間で比較する。ここでモーメントは機首を上げる向きを正にとっている。NACA 0012, NACA 0006, NACA 4406 の 3 種の翼型を比較して Fig. 10 に示す。まず NACA 0012 と NACA 0006 では両翼型とも

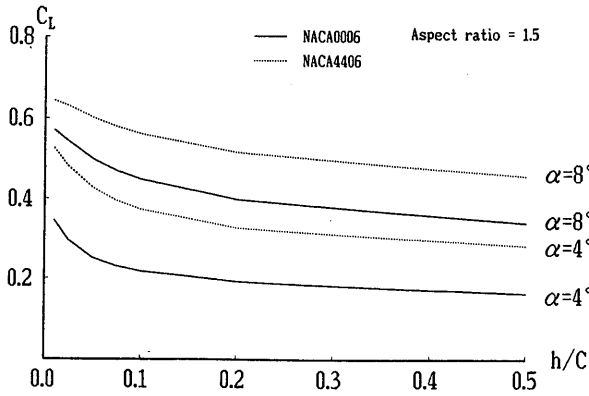


Fig. 9 Comparison of C_L (NACA0006, NACA4406)

に h/C が小さくなるにしたがって機首下げを生じ、同じ迎角で比較した場合 NACA 0012 はその変化が大きい。次に NACA 0006 と NACA 4406 を比較すると、NACA 0006 では h/C が小さくなるにしたがって迎角 4° の場合には大きく機首下げを生ずるのに対し、NACA 4406 では h/C が小さくなくてもモーメントにはほとんど変化がないことがわかる。したがって WIG の安定性見地から対称翼の場合は翼原比の小さい方が WIG に適しており、またキャンパー付きの方が安定が良いといえる。

3.3 翼端板の効果

WIG にはアスペクト比の小さいすなわち 3次元影響の強い翼が用いられることが多い。したがって先に述べたように地面近く飛行することによって翼端において翼下面と地面との間に挟まれた流体が翼端から外へ逃げ出すため、翼下面の翼後半部において翼幅方向の速度成分が大きくなり翼下面の負圧域が増大し揚力に悪影響を及ぼす。これを防ぐために WIG には翼端板を付加するが多い。

ここでは翼端板の効果について調べるため、翼端板の有無による比較を行った。対象翼型は NACA 4406、迎角 4° 、アスペクト比 0.6 とし、翼端板は Fig. 11 に示すように迎角にかかわらず底辺が地面に平行で厚みが翼弦長の 2% の板を翼端に付加する。翼の後縁から翼端板の底辺まで距離すなわち翼端板の深さ h_p は翼弦長の 3% すなわち $h_p/C = 0.03$ とした。また WIG のパネル分割数は翼端板付きの場合で 196、翼端板無しの場合で 144 であり翼端板を付加した場合のパネル分割例を Fig. 12 に示す。まず $h/C = 0.05$ の場合の翼面上の圧力分布を翼端板の有無について比較し Fig. 13 に示す。翼端板無しの場合には翼端において翼下面の負圧域が増大しているのに対し、翼端板を付加することにより、翼端において外へ逃げ出す流速成分が抑えられ負圧域がなくなり逆に正圧が増加している。また翼幅中央においても翼下面の正圧域がさらに増大し翼端板の効果が良く現れている。

次に飛行する高度 h/C に対する揚力を翼端板の有無について比較し Fig. 14 に示す。高度全域を通して翼端板付

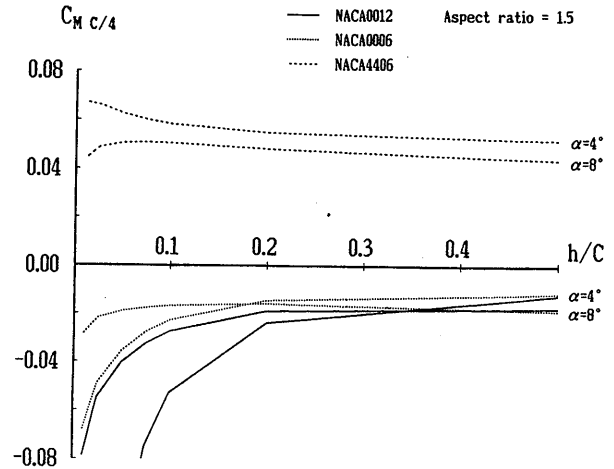


Fig. 10 Comparison of $C_{M c/4}$ (NACA0012, NACA0006, NACA4406)

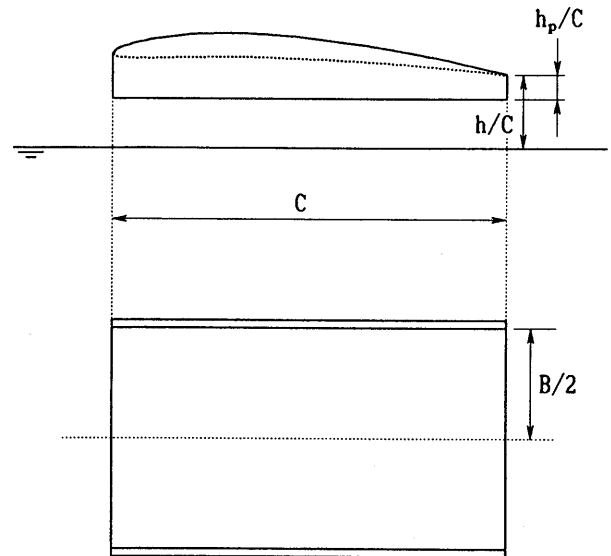


Fig. 11 WIG with side plate

きは揚力が大きく、その差は $0.2 < h/C$ ではほぼ一定である。しかし $h/C < 0.2$ では翼端板付きの WIG は翼端板無しの WIG に比べ、より大きな揚力増加が得られる。これは翼端板によって翼下面と地面との間に流体を閉じこめることによるせき止め圧 (ラム圧) が生ずる為である。

飛行する高度 h/C に対する $1/4$ 翼弦長点まわりのモーメントの変化を翼端板の有無について比較し Fig. 15 に示す。翼端板を付加した場合は無しの場合に比べ高度全域においてモーメント係数の値が若干大きい。これは翼端板を付加することで揚力中心が前方へ移動することを示している。また $0.1 < h/C$ ではどちらも値は横ばいであるが $h/C < 0.1$ ではどちらも若干増加傾向にある。

4. 数値計算例 2—自由表面上を飛行する場合—

WIG の自由表面との干渉問題を解くにあたり計算モデ

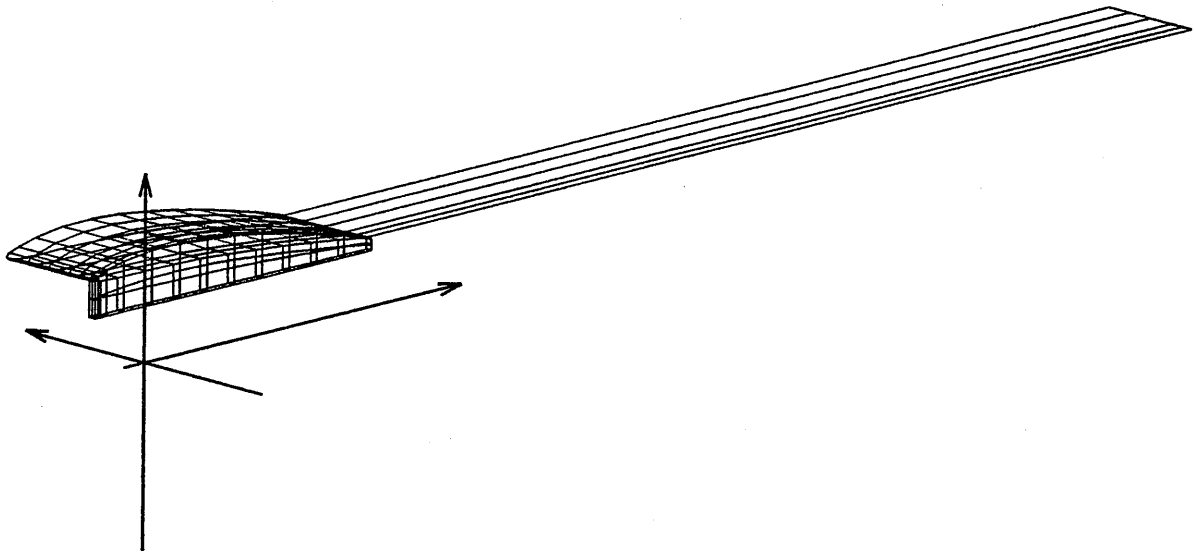


Fig. 12 Panel arrangement for WIG with side plate

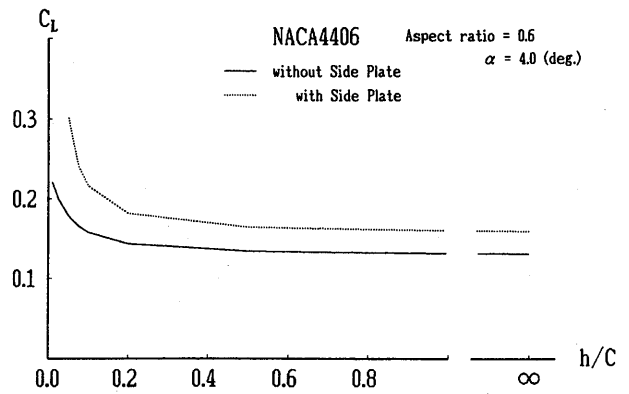
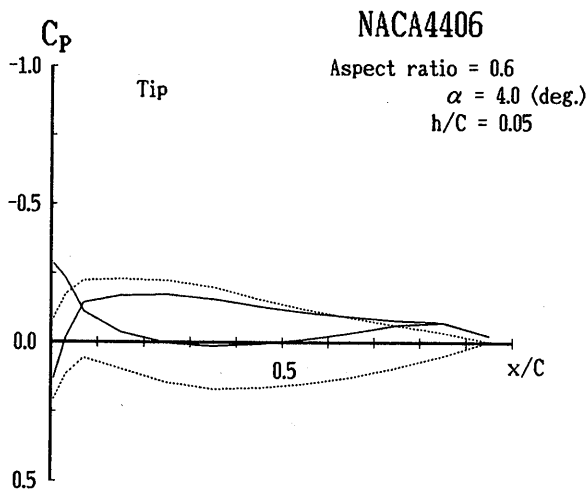


Fig. 14 Comparison of C_L

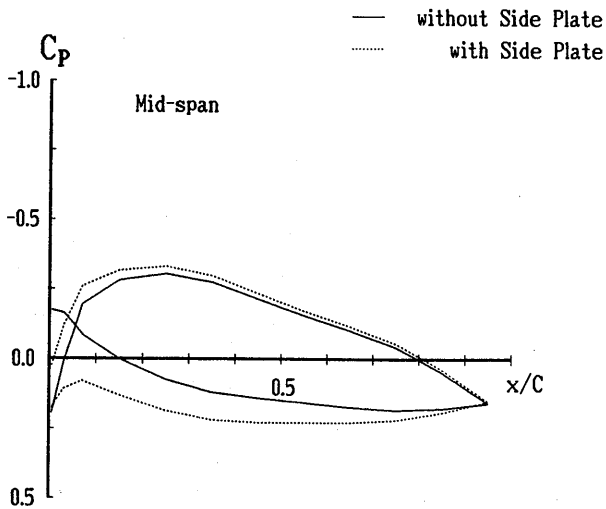


Fig. 13 Effect of side plate on C_p

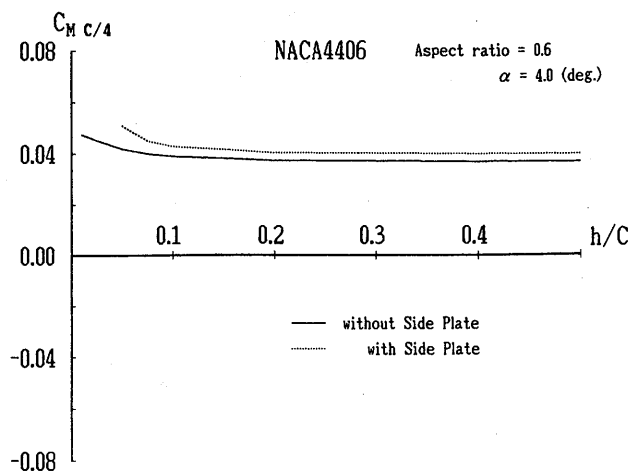


Fig. 15 Comparison of $C_{M,c/4}$

ルとして、翼型 NACA 4406, 翼弦長 1m, アスペクト比 0.6, 迎角 4° とする。WIG のパネル分割数は翼端板無しモデルについては 144, 翼端板付きモデルについては 196 とする。静水面は WIG の前縁の真下から前方に翼弦長の 7 倍, 後縁の真下から後方に翼弦長の 25 倍, 翼端の真下から側方に翼弦長の 9 倍にとり, パネル分割数は片側 663 である。

翼端板付きの WIG がフルード数 $U/\sqrt{gC}=4.0$, $h/C=0.05$ で飛行する場合の翼面上の圧力分布を剛体壁面上を飛行する場合と比較して Fig. 16 に示す。またこの場合の揚力, 圧力抵抗の変化を Table 2 に示す。自由表面上を飛行する場合で翼面上の圧力分布および圧力抵抗にはほとんど影響がないことがわかる。また Fig. 17 に飛行する高度 h/C に対する揚力の変化を示す。 h/C が小さい場合にも自由表面上を飛行することによる揚力への影響はほとんどみられない。このように自由表面との干渉が空力特性に及ぼ

す影響は非常に小さいが, 実際には自由表面は変形しているのでそのシミュレート結果を次に示す。

翼端板無し WIG がフルード数 4.0, 高度 $h/C=0.05$, 0.01 で飛行する場合の波形の鳥瞰図をそれぞれ Fig. 18, 19 に示し, これらの波形を比較して Fig. 20 に示す。ただし, 波形の鳥瞰図に関しては自由表面の変形が非常に小さいため, 高さ方向に 500 倍に拡大して表示した。WIG が自由表面上を飛行することで後続波が遠くへ伝播することがわかる。また飛行する高度が低くなることによって自由表面の形状変化は相対的に大きくなっている。

次に翼端板付きの WIG がフルード数 4.0, 高度 $h/C=0.05$ で飛行する場合の波形の鳥瞰図をそれぞれ Fig. 21 に示し, 同じ飛行高度の翼端板無しの場合と比較して Fig. 22 に示す。翼端板を付加することによって自由表面の形状変化は大きくなる。しかしこの場合の最大波高でも翼弦長の 0.2% 程度と非常に小さい。

最後にフルード数を変化させたときに波形はどのように変化するか, $h/C=0.05$ で翼端板無しの場合の波形をフルード数 3.2, 4.0 で比較して Fig. 23 に示す。飛行する速度が大きくなることによって波形の位相が後方へ移動することがわかる。

5. 結 言

本論文では境界要素法を用いて 3次元 WIG の地面効果および自由表面影響に関する数値解析を行なった。剛体壁面上を飛行する WIG についての数値計算では地面効果のメカニズムおよび翼断面形状, 翼端板の効果について検討した。さらに自由表面上を飛行する WIG についての数値

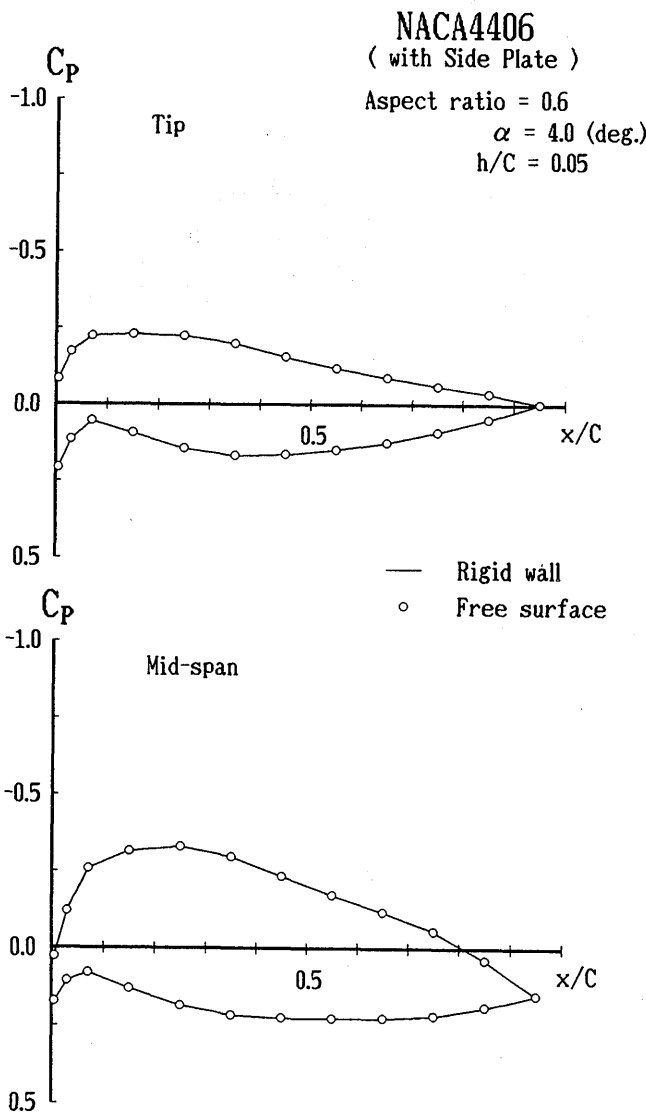


Fig. 16 Free surface effect on C_p ($F_n=4.0$, with side plate)

Table 2 Free surface effect on $C_L, C_{M/C/4}, C_{Dp}$

	C_L	$C_{M/C/4}$	C_{Dp}
Rigid wall	0.30145	0.04455	0.00866
Free surface	0.30096	0.04451	0.00865

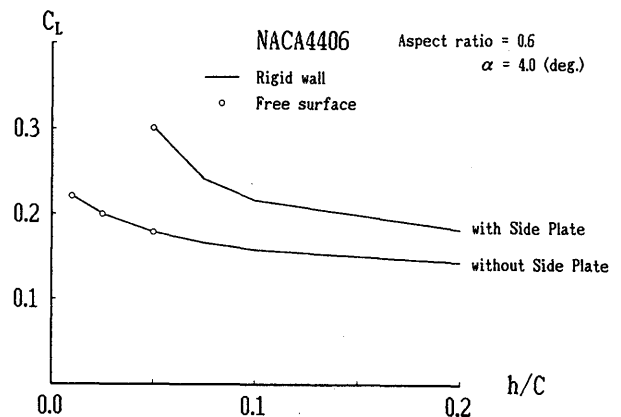


Fig. 17 Free surface effect on C_L ($F_n=4.0$)

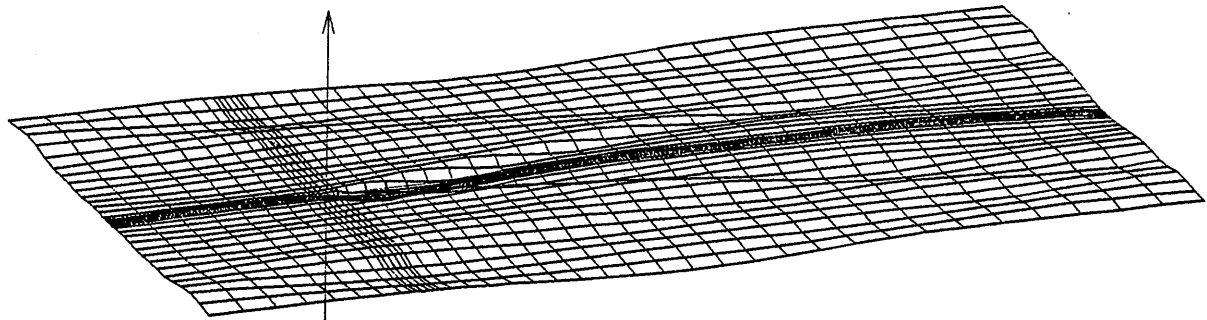


Fig. 18 Perspective view of wave pattern ($F_n=4.0$, $h/C=0.05$)

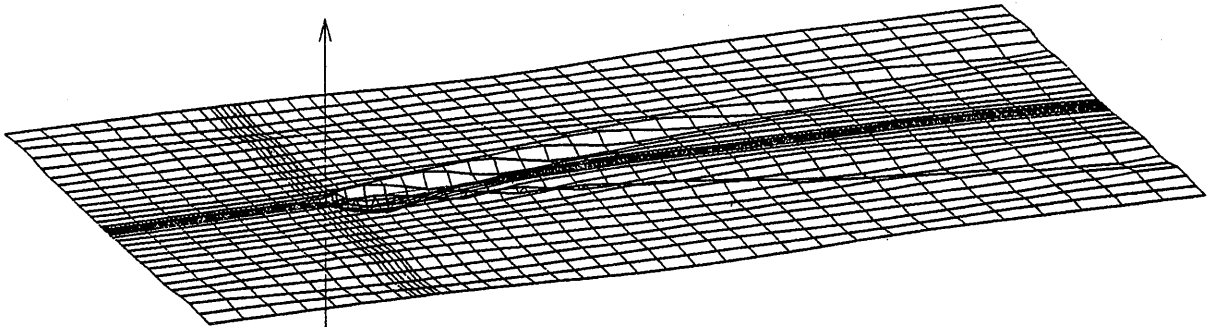


Fig. 19 Perspective view of wave pattern ($F_n=4.0$, $h/C=0.01$)

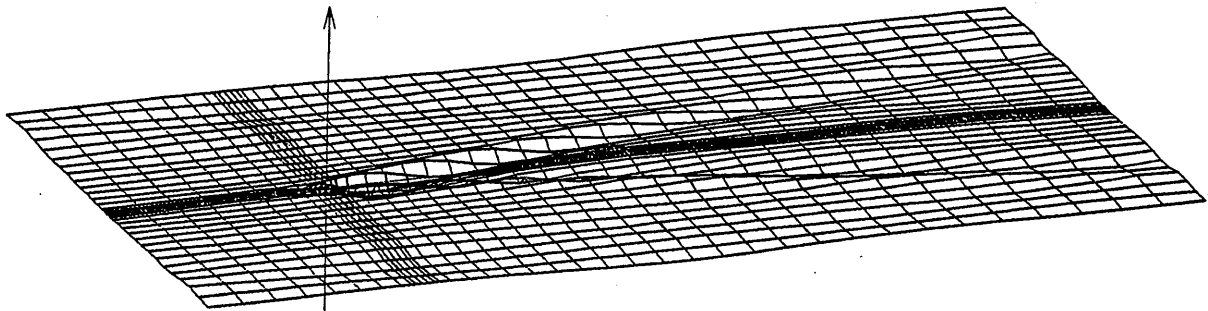


Fig. 21 Perspective view of wave pattern ($F_n=4.0$, $h/C=0.05$, with side plate)

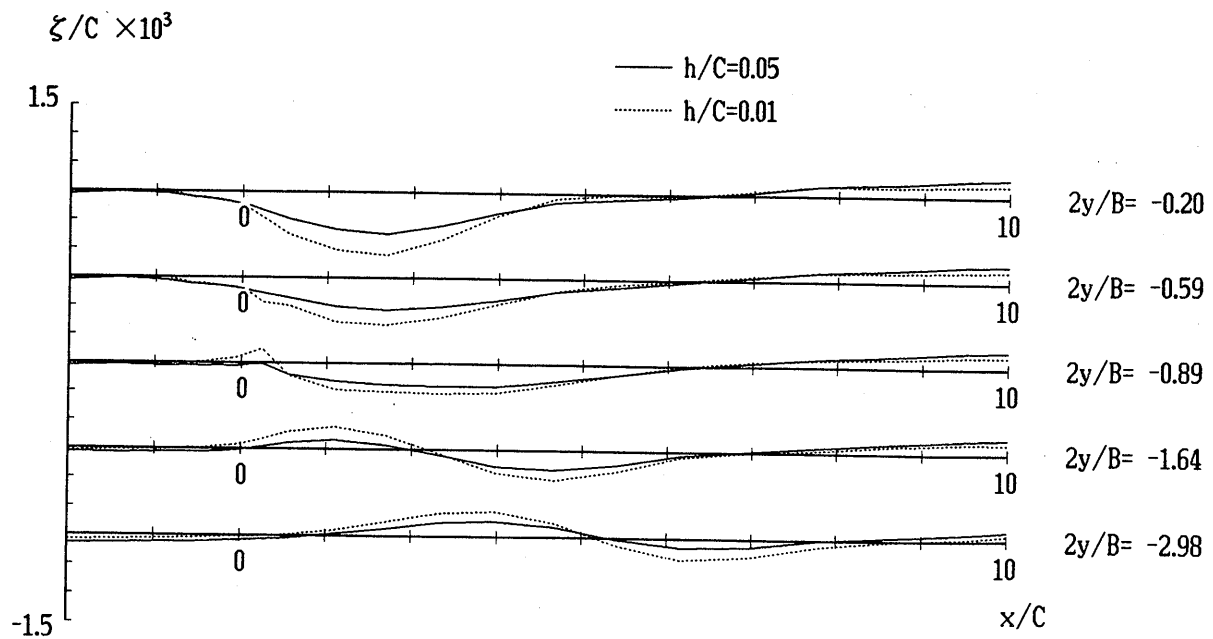


Fig. 20 Comparison of wave pattern ($F_n=4.0$, $C=0.05, 0.01$)

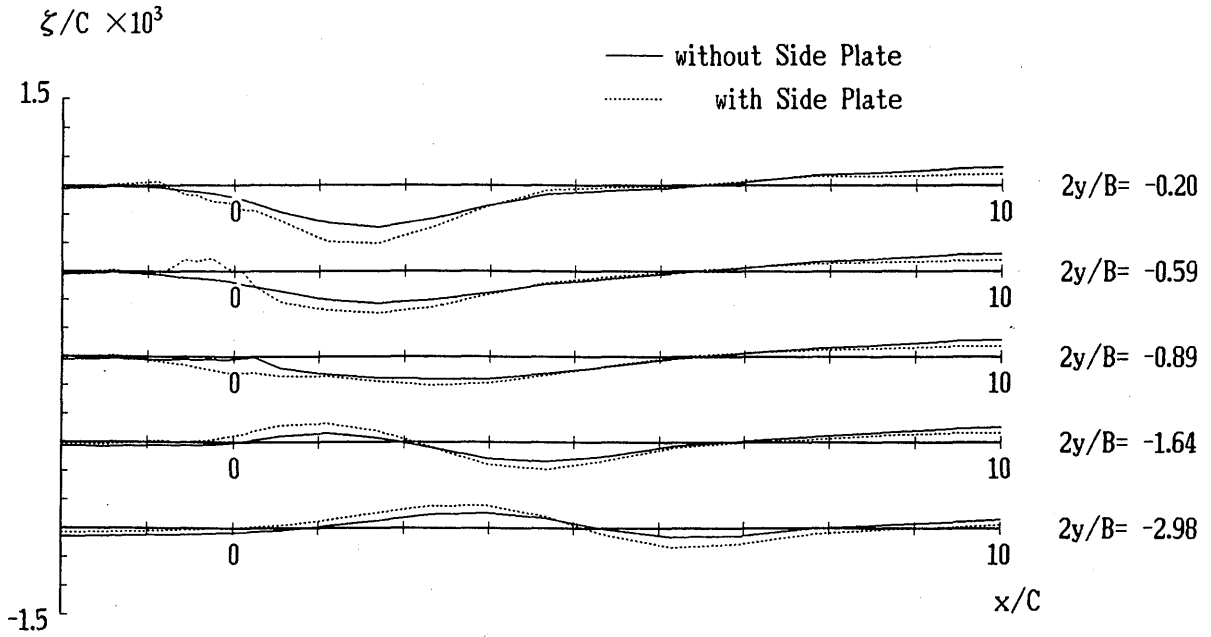


Fig. 22 Comparison of wave pattern ($F_n=4.0$)

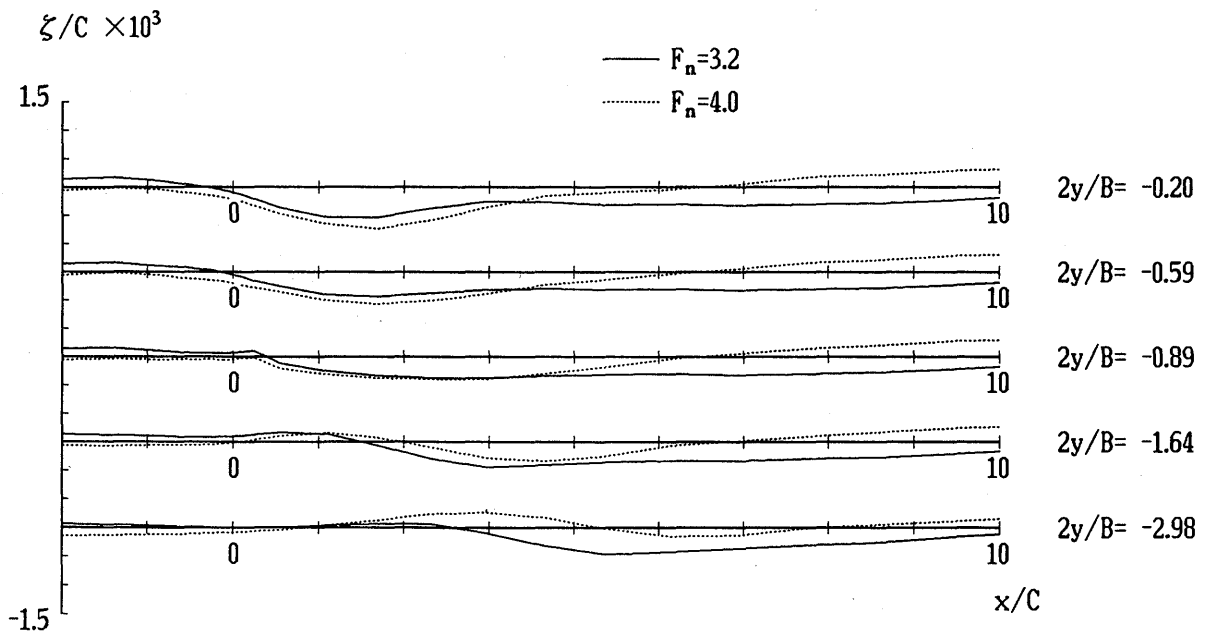


Fig. 23 Comparison of wave pattern ($F_n=3.2, .40$)

計算では線形自由表面条件の下で WIG と自由表面との干渉問題について検討した。これらの結果をまとめると以下のようなになる。

1. 地面効果による揚力増加は地面近くを飛行することによって翼下面の正圧が大きく増大し、また翼上面においても負圧が増大することに起因する。
2. 地面近くを飛行することにより翼端においては翼下面と地面との間に挟まれた流体が翼端から外へ逃げ出すため翼下面の翼後半部において翼幅方向の速度成分が大きくなり翼下面の負圧域が増大し揚力に悪影響を及ぼす。これを防ぐためにアスペクト比の小さな WIG に対して翼端板を付加することは有効であることが確認できた。
3. WIG の空力的適応性を考えた場合、対称翼型については翼厚比の小さいものが優れており、また対称翼とキャンバー付きの翼型では後者が優れている。
4. 本計算方法で WIG の起こす波が遠くへ伝播する様子がシミュレートできる。
5. WIG が飛行することで起こす波は微小であり、自由表面の形状変化が WIG の空力特性に及ぼす影響は

非常に小さい。したがってWIGの基本特性を考慮うえで自由表面の変形を無視しても差し支えないと考えられる。

WIGの空力性能を評価する場合、地面効果による揚力増加だけでなく抵抗、縦安定性等とのバランスの評価が重要になる。本数値計算法の今後の課題として、後流渦の取扱い、粘性の考慮等についての検討が必要である。

本研究を進めるにあたり終始御指導、御助言いただきました横浜国立大学工学部、池畑光尚教授および数値計算法に関して様々な御教示をいただきました横浜国立大学工学部、山崎寿助手に深く感謝申し上げます。また本研究に対して貴重なご討論を頂きました大阪大学工学部、松村清重助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川崎重工業株式会社、斎藤泰夫氏、岩崎泰典氏に深く感謝致します。

本研究の数値計算には横浜国立大学情報処理センターのHITAC M-680 D、東京大学大型計算機センターのHITAC M-680 Hを使用したことを付記し関係各位に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) Widnall, S. E. and Barrows, T. M.: An Analytic Solution for Two- and Three-Dimensional Wings in Ground Effect, *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, Part 4 (1970)
- 2) Tuck, E. O.: A Nonlinear Unsteady One-Dimensional Theory for Wings in Extreme Ground Effect, *J. Fluid Mech.*, Vol. 98, Part 1 (1980).
- 3) 河村哲也, 久保昇三: 地面効果翼機まわりの流れの数値シミュレーション, *航空宇宙技術研究所特別資料* 9号 (1989).
- 4) 永松哲郎, 星野徹二, 呉文雄, 飯塚透, 三好章夫, 松原武徳: 地面効果の翼特性について, *関西造船協会誌*, 第218号 (1992)
- 5) 別所正利, 石川明男: 空中翼の水面効果について (第1報), *関西造船協会誌*, 第165号 (1977)
- 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 (1991).
- 7) 片岡克己, 安東潤, 中武一明, 2次元空中翼の水面効果, *西部造船会々報*, 第83号 (1992)
- 8) Morino, L., Chen, L. -T. and Suci, E. O.: Steady and Oscillatory Subsonic and Supersonic Aerodynamics around Complex Configurations, *AIAA Journal*, Vol. 13, No. 3 (1975)
- 9) 萩原誠功: Rankine Sourceによる船体まわりの流れの近似計算法, *関西造船協会誌*, 第190号 (1983)
- 10) Kerwin, J. E., Kinnas, S. A., Lee, -T. and Shin, W. -Z.: A Surface Panel Method for the Hydrodynamic Analysis of Ducted Propellers, *SNAME Transactions*, Vol. 95 (1987)
- 11) 水谷直樹, 鈴木和夫: 3次元WIGの水面効果に関する数値計算, 第6回 数値流体力学シンポジウム講演論文集 (1992)
- 12) 柳沢三憲, 菊地一雄: 有限要素法を用いた3次元物体の空気力学的係数の計算, *航空技術研究所報告*, 724号 (1982)
- 13) Susiu, E. O. and Morino, L.: A Nonlinear Finite-Element Analysis of Wings in Steady Incompressible Flows with Wake Roll-Up, *AIAA Paper*, No. 76-64 (1976)
- 14) Johnson, F. T.: A General Panel Method for the Analysis and Design of Arbitrary Configurations in Incompressible Flows, *NASA CR-3079* (1980).
- 15) 松岡利雄, 東田秋夫, 松原武徳, 山口信行, 久保昇三: 地面効果翼艇マリンスライダージェムスカイの模型の低速六分力風洞試験, *日本航空宇宙学会誌*, 第39巻, 第449号 (1991)

数値計算に基づく WIG の水面効果の検討

鈴木和夫 (横浜国立大学工学部船舶海洋工学教室)

Study on the Free Surface Effect of WIG by Means of Numerical Simulation

Kazuo Suzuki, Yokohama National University

Key Words : Aerodynamic Characteristics, WIG, Free Surface Effect, Simulation

Abstract

The craft by Wing In Ground effect (WIG) is considered as one of the future high speed vessel on seaway. As well known, the lift of the wing advancing over the rigid surface becomes larger than the case of the wing in infinite air field. Same effect can be also expected for the case of WIG advancing over the still water surface, however, wave making phenomena are observed below WIG by its pressure distribution acting on the free surface. This interaction effect between WIG and the free surface has not been clarified so well. In the present paper, 2-dimensional and 3-dimensional problems of WIG with the effect of free surface are discussed. For both problems, the wave making phenomena are simulated and the lift and drag coefficients are computed to confirm the free surface effect. From results of these computations, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG can be clarified.

1 緒言

WIG (Wing In Ground effect) については古くから研究されており、基礎的な理論研究から CFD に基づく研究まで、またコンセプトの提唱から実用的な研究あるいは試作艇に関する研究まで多くの研究が実施されている。一般に WIG に関する理論は剛体壁面上を飛行すると仮定している [1]~[4] が、実用上は水面すなわち自由表面上を飛行する高速艇として実現されることになる [5]。WIG と自由表面との干渉問題としては、静止自由表面上を飛行する際の水面の変形の影響および波浪上を飛行する際の流体力の変動が考えられるが、本論文では 1 番目の問題に絞って境界要素法的な手法による数値計算に基づきその影響を検討する。空気と水の密度差を考慮すると水面の変形を無視できることは容易に想像できることではあるが、その影響を具体的に把握、確認しておくことは今後の研究のためにも必要であると考えられる。このような問題は自由表面問題の 1 つとして定式化できるので、本論文では自由表面条件の扱い方を中心に計算法の概要について述べた後、2次元 WIG と 3次元 WIG に関する数値計算例 [6] [7] を紹介する。

2 水面効果の定式化概要

物体 (WIG) 固定の座標系 x, y, z を考え、一様流 U の方向に x 軸、翼幅方向に y 軸、鉛直上向きに z 軸をとる。いずれの流場も非粘性、非圧縮、非回転であるとする。速度ポテンシャル $\phi_a = Ux + \varphi_a$, $\phi_w = Ux + \varphi_w$ が存在する。ただし φ_a および φ_w は物体による攪乱速度ポテンシャルであり、添え字の a, w はそれぞれ空中側、水中側の物理量を示す。これらは支配方程式としてラプラスの方程式 $\nabla^2 \phi_a = 0$, $\nabla^2 \phi_w = 0$ を満たし、いずれも自由表面条件を満足しなければならない。また ϕ_a は物体表面条件と Kutta の条件を、 ϕ_w は radiation 条件を満足する必要がある。ここでは特に自由表面条件について述べる。空中側の自由表面における動力学的境界条件および運動学的境界条件は

$$\frac{\partial \phi_a}{\partial t} + \frac{1}{2} \{ (\nabla \phi_a)^2 - U^2 \} + gz = -\frac{p}{\rho_a}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \phi_a}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi_a}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \phi_a}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = \zeta(x, y) \quad (1)$$

と書け、水中側も同様に次のように書ける。

$$\frac{\partial \phi_w}{\partial t} + \frac{1}{2} \{ (\nabla \phi_w)^2 - U^2 \} + gz = -\frac{p}{\rho_w}, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \phi_w}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial \phi_w}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{\partial \phi_w}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = \zeta(x, y) \quad (2)$$

ただし p は大気圧を除いた圧力、 ρ は密度、 g は重力加速度、 $z = \zeta(x, y)$ は自由表面形状を示す。相互の流場は圧力と自由表面の変形を介して影響を及ぼし合うことになる。基本的な解法のパターンは、空中側の解析により得られた圧力分布により水中側の問題を解いて自由表面の変形を求め、次にこの変形を考慮して空中側の流場を解き、さらにこのプロセスを反復するという形になる。以下では自由表面に加わる圧力分布が既知であるとした場合の水中側の自由表面条件の扱い方について 2 つの方法を紹介する。

(1) Lagrange 型非線形自由表面条件 (非定常)

自由表面条件 (2) 式を Lagrange 的に表現すると、自由表面上の速度ポテンシャルおよびそのときの自由表面形状の条件はそれぞれ以下の式で表される。

$$\frac{d\phi_w}{dt} = \frac{1}{2}\{(\nabla\phi_w)^2 + U^2\} - gz - \frac{p}{\rho_w}, \quad \frac{dx}{dt} = \frac{\partial\phi_w}{\partial x}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{\partial\phi_w}{\partial y}, \quad \frac{dz}{dt} = \frac{\partial\phi_w}{\partial z} \quad (3)$$

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 (有限変形) を求めることができる。実際には数値積分によって求める。

(2) 線形自由表面条件 (定常)

自由表面の非線形性が顕著でない場合には線形化された自由表面条件を用いることができる。線形化された動力学的境界条件と運動学的境界条件を空中側および水中側について列記すると

$$U \frac{\partial\varphi_a}{\partial x} + g\zeta = -\frac{p}{\rho_a}, \quad U \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial\varphi_a}{\partial z} = 0 \quad ; \quad U \frac{\partial\varphi_w}{\partial x} + g\zeta = -\frac{p}{\rho_w}, \quad U \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial\varphi_w}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (4)$$

となる。これらの式より以下のような線形自由表面条件が得られる。

$$\frac{\partial^2\varphi_w}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial\varphi_w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w U} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{\partial^2\varphi_a}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial\varphi_a}{\partial z} \right) \quad \text{on } z = 0 \quad (5)$$

ただし $K_0 = g/U^2$ である。(4) 式の各動力学的条件より自由表面形状 ζ は次の式で求められる。

$$\zeta = -\frac{U}{g} \frac{1}{\rho_w - \rho_a} \left(\rho_w \frac{\partial\varphi_w}{\partial x} - \rho_a \frac{\partial\varphi_a}{\partial x} \right) \quad \text{on } z = 0 \quad (6)$$

3 数値計算法概要

3.1 Lagrange 型非線形自由表面条件に基づく 2 次元 WIG の数値計算

自由表面条件の扱い方について 2 つの方法を紹介したが、ここでは Lagrange 型非線形自由表面条件に基づく数値計算について概要を述べる。ただし問題を 2 次元とするので座標系を x, y とし、 y 軸を鉛直上向きにとる。この計算法では空中側と水中側の流場を干渉させながら解き、時系列にそった自由表面形状や流体力を求めることができる。

まず空中部の速度ポテンシャル ϕ_a を、翼面上の吹き出しと循環およびそれらの鏡像さらに自由表面上の吹き出しにより表現する。

$$\begin{aligned} \phi_a(x, y) = & Ux + \int_S \sigma(x', y') (\ln r + \ln r') ds + \int_F \sigma(x', y') \ln r ds \\ & + \int_S \gamma(x', y') \left(-\tan^{-1} \frac{y-y'}{x-x'} + \tan^{-1} \frac{y+y'}{x-x'} \right) ds \end{aligned} \quad (7)$$

ただし S は翼面、 F は自由表面を示し、 σ は吹き出し密度、 γ は循環密度であり、 $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}$, $r' = \sqrt{(x-x')^2 + (y+y')^2}$ である。実際の数値計算にあたっては翼面および自由表面を要素分割し、境界条件を満足させる control point を各要素の中心におき、各要素上で吹き出し密度一定かつ翼面上の全ての要素において循環密度が等しいと仮定して離散化を行う [6]。

次に水中側の流場の表現であるが、2 次元自由表面問題を Lagrange 型の条件により解く場合には、複素速度ポテンシャル $w(z) = \phi_w(x, y) + i\psi_w(x, y)$ 、ただし $z = x + iy$ を導入した方が便利である [8]。自由表面、上下流および水底の仮想境界からなる境界 C で囲まれる領域に Cauchy の積分定理を適用し、境界における式を導くと次のようになる。

$$-\alpha_0 \psi_w(z_0) + \text{Re} \left[\oint_{C_\phi} \frac{w(z)}{z-z_0} dz \right] = 0 \quad \text{on } C_\phi \quad \alpha_0 \phi_w(z_0) + \text{Im} \left[\oint_{C_\psi} \frac{w(z)}{z-z_0} dz \right] = 0 \quad \text{on } C_\psi \quad (8)$$

ただし速度ポテンシャル 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 としている。なお境界が滑らかな場合には $\alpha_0 = \pi$ となる。これらは ϕ_w あるいは ψ_w の積分方程式であり、境界 C を要素分割し複素速度ポテンシャル w を要素上で z の一次式で近似して離散化することにより、各境界で未知である ϕ_w および ψ_w を求めることができる [6]。この問題では Lagrange 型自由表面条件 (3) 式 (ただし 2 次元) を時間について数値積分し、自由表面上の ϕ_w と自由表面形状を決定しなければならない。時間積分には Hamming の予測子・修正子法を用いる。

3.2 線形自由表面条件に基づく3次元WIGの数値計算

後に示すように前節の定式化による数値計算例によれば自由表面の非線形性は顕著ではないので、ここでは3次元WIGを線形自由表面条件に基づいて計算する手法について述べる。2次元の場合には横波のみであったのに対し、3次元の場合には分散波の影響も考慮されることになる。

本節では空中側、水中側とも攪乱速度ポテンシャルを対象として式を示す。まず空中側の流場にGreenの定理を適用し多少整理すると次のような φ_a の表示が得られる。

$$\varphi_a(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \varphi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) - \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right\} dS + \frac{1}{4\pi} \iint_W \Delta \varphi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) dS - \frac{1}{2\pi} \iint_{F_0} \frac{\partial \varphi_a}{\partial z} \frac{1}{r} dS \quad (9)$$

ただし S は翼面、 W は後流渦面、 F_0 は静水面($z=0$)を示し、 n は境界面上の外向き法線を示す。また W において $\Delta \varphi_a$ は翼後縁における上下面の速度ポテンシャルの差を表す。 r, r' は $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}$ および $r' = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2}$ であり、 φ_a は鏡像ポテンシャルの部分と自由表面の影響項から構成されている。翼面 S における(9)式は物体表面条件を考慮すると φ_a を未知数とする積分方程式であり、自由表面も含めパネル分割しMorinoの手法[9]に従って離散化することにより数値計算が可能になる。

一方水中側の φ_w はRankine source法と呼ばれる船体まわりの造波を解析する手法と同様に、静水面上に分布させた吹き出し σ により次のように表現できる。

$$\varphi_w(x, y, z) = - \iint_{F_0} \sigma(x', y', z') \frac{1}{r} dS \quad (10)$$

これを線形自由表面条件(5)式に代入すると σ に関する積分方程式が得られ、通常Rankine source法と同様に2階微分項を上流差分で近似することによりradiation条件を満たすことができ、自由表面問題を解くことが可能になる。(6)式から波形を求め波形勾配 $\partial \zeta / \partial x$ を計算すれば(4)式より $\partial \varphi_a / \partial z$ が既知となるから、これを(9)式の右辺最後の項に代入して再び空中側を解くことにより自由表面の影響が考慮される。このようなプロセスを波形が収束するまで繰り返すことにより問題を解くことができる。

4 数値計算例

4.1 2次元WIGの計算例

計算対象としてここではFroude数 $F_n = U/\sqrt{gC} = 15$ 、迎角 $\alpha = 8^\circ$ 、 $h/C = 0.01$ で飛行するWIGを考える。ただし C は翼弦長、 h は翼後縁における高度を示す。これは翼弦長10mのWIGが翼後縁における高度0.1mを航行速度約300knotで飛行する場合に相当する。NACA0012、NACA0006、NACA9406の3種類の翼型の1200時間ステップにおける自由表面形状の比較をFig. 1に、揚力係数および抗力係数の時刻歴変化をFig. 2に示す。これらの図にみられるとおり翼下面における自由表面の変化は無視できる程度であり、本例のようにやや極端な場合を想定しても、造波による揚力変動はほとんど無く造波抗力も0とみなすことができる。

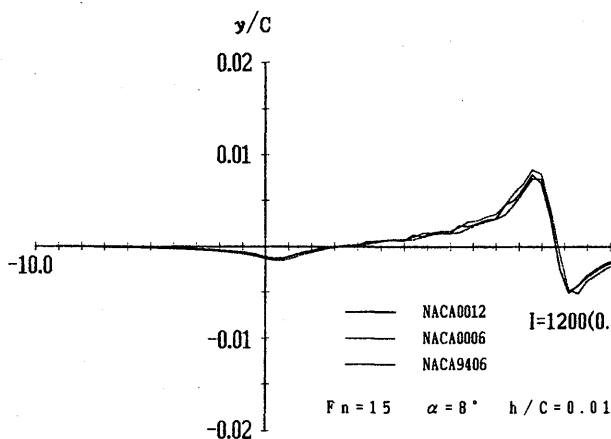


Fig. 1 Comparison of wave profile

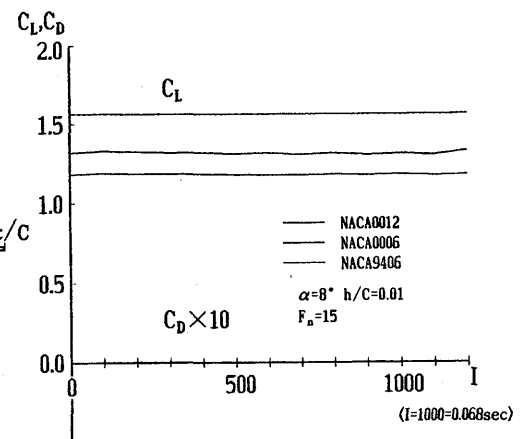


Fig. 2 Time history of lift and drag coefficient

4.2 3次元WIGの計算例

分散波の影響も含めた自由表面との干渉問題を解くにあたり、計算モデルとしてアスペクト比0.6の翼型NACA4406に翼弦長の2%の厚みの翼端板を付加した3次元WIGを想定する。このWIGが $F_n = 4$ 、 $\alpha = 4^\circ$ 、

$h/C = 0.05$ で飛行する場合の波形の鳥瞰図を高さ方向を 500 倍に拡大して Fig. 3 に示す。3次元 WIG のため分散波が生じ、翼端板の付加により自由表面の形状変化が大きくなっているが、この場合の最大波高でも翼弦長の 0.2%程度と非常に小さい。翼端板無しの場合と剛体壁面上を飛行する場合を含め、Fig. 4 に高度 h/C に対する揚力係数の変化を示す。 h/C が小さい場合でも自由表面上を飛行することによる揚力への影響はほとんどないことがわかる。

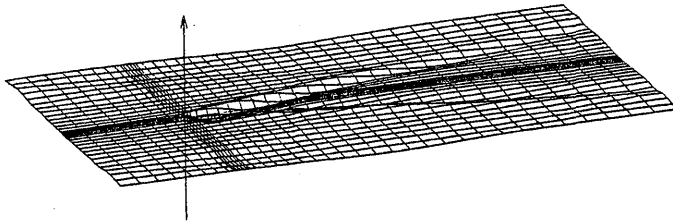


Fig. 3 Perspective view of wave pattern
($F_n = 4, h/C = 0.05$, with side plate)

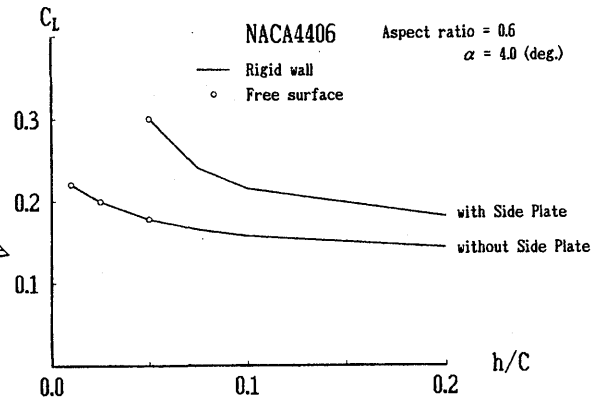


Fig. 4 Free surface effect on lift coefficient
($F_n = 4$)

5 結言

本論文では WIG が静止自由表面上を飛行する際の水面の変形の影響について数値計算に基づく検討を行った。それによれば 2次元、3次元の場合とも水面の変形による WIG への影響は実用上無視してよいという常識的な結論となったが、これにより剛体壁面を仮定した従来の研究にその根拠を与えることになると考えられる。

本研究を進めるにあたり御指導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します。また当時同大学院において計算を実施していただきました増田聖始氏(現 NKK 応用技術研究所)および水谷直樹氏(現川崎重工業株式会社)、数値計算法について御助言いただきました同工学部、山崎寿助手に感謝します。

参考文献

- [1] 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).
- [2] 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).
- [3] Widnall, S.E. and Barrows, T.M.: An Analytic Solution for Two- and Three-Dimensional Wings in Ground Effect, J. Fluid Mech., Vol.41, Part4 (1970).
- [4] Tuck, E.O.: A Nonlinear Unsteady One-Dimensional Theory for Wings in Extreme Ground Effect, J. Fluid Mech., Vol.98, Part1 (1980).
- [5] 久保昇三, 松岡利雄, 河村哲也: 表面効果翼艇マリンスライダ・ミュースカイの流体力学, 日本流体力学会誌ながれ, 10-1 (1991).
- [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(1991).
- [7] 水谷直樹, 鈴木和夫: 3次元 WIGに関する数値解析的研究, 日本造船学会論文集, 第174号(1993).
- [8] 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, Hiroshima (1989).
- [9] Morino, L., Chen, L.-T. and Suci, E.O.: Steady and Oscillatory Subsonic and Supersonic Aerodynamics around Complex Configurations, AIAA Journal, Vol.13, No.3 (1975).
- [10] 荻原誠功: Rankine Sourceによる船体まわりの流れの近似計算法, 関西造船協会誌, 第190号(1983).

Free Surface Effect of WIG Advancing over the Still Water Surface

Kazuo Suzuki and Mitsuhsa Ikehata

Department of Naval Architecture and Ocean Engineering
Yokohama National University
156, Tokiwa-dai, Hodogaya-ku,
Yokohama, 240 Japan

ABSTRACT

The craft by Wing In Ground effect (WIG) is considered as one of the future high speed vessel on seaway. As well known, the lift of a wing advancing over the rigid surface becomes larger than the case of the wing in infinite air field. Same effect can be also expected for the case of WIG advancing over the still water surface, however, wave making phenomena are observed below WIG by its pressure distribution acting on the free surface. This interaction effect between WIG and the free surface has not been clarified so far. In the present paper, 2-dimensional (2-D) and 3-dimensional (3-D) problems of WIG with the effect of free surface are discussed. For both problems, the wave making phenomena are simulated and the lift and drag coefficients are computed to confirm the free surface effect. From results of these computations, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG can be clarified.

INTRODUCTION

Many studies on WIG have been carried out by means of several approaches, for example, fundamental mathematical model [1] [2], CFD technique [3], proposal of concept [4] [5] and trial production of WIG craft [6]. In theoretical studies among them, it has

been generally assumed that WIG crafts advance over the rigid surface, however, practical crafts are constructed as high speed marine vehicles advancing over the free surface. From this point of view, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG was discussed in the first time in the reference [7].

In the present study, the wave making phenomena are simulated and the lift and drag coefficients are computed for 2-D and 3-D problems of WIG to confirm the free surface effect. In the case of 2-D problem, only transverse wave component can be simulated. In 3-D problem, however, not only the transverse wave component but also the diverging wave component must be considered. In addition to the above, the free surface effect on the induced drag must be also taken into account.

In these analyses, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG is computed by means of boundary element techniques. The air flow field around WIG is analyzed by the surface panel method, and interactions between WIG and the free surface are represented as pressure distributions acting on the free surface by this method. In order to analyze the wave making phenomena caused by the pressure distributions on the water surface, the different formulations are used for 2-D and 3-D problems. In 2-D problem, the wave elevation is treated as the finite amplitude one in order to simulate the

free surface effect exactly. For this purpose, the boundary element method based on Lagrange's expressions of the free surface condition is used. Since it is concluded from 2-D analysis that the free surface effect for 2-D WIG is not so significant, the linearized free surface condition is imposed on the still water surface for 3-D problem. In order to analyse the free surface problem with this condition, Rankine source method is employed. In this linearized treatment, the upstream difference is introduced like Dawson's scheme in order to satisfy the radiation condition on the free surface. For both 2-D and 3-D cases, the interaction problem between WIG and the free surface can be solved by the iterative procedure of the analysis between the air flow field and the water flow field. From results of these computations, the free surface effect on aerodynamic characteristics of WIG can be clarified.

FREE SURFACE CONDITION

In this section, formulations of free surface conditions are discussed briefly for the general 3-D WIG problem. The coordinate system is taken in such a way that the origin is placed on the still water surface, x axis is in the direction of uniform flow U , y axis is the spanwise direction and z axis is vertically upward. In both the air flow field and the water flow field, inviscid, incompressible and irrotational fluid motions are assumed. In such cases, velocity potentials $\phi_a = Ux + \varphi_a$ and $\phi_w = Ux + \varphi_w$ can be introduced, in which φ_a and φ_w are the perturbation velocity potential for the air flow field and the water flow field respectively. As these expressions, subscripts a and w express the quantities for the air flow field and the water flow field respectively. Laplace's equations $\nabla^2\phi_a = 0$ and $\nabla^2\phi_w = 0$ must be satisfied in each region, and the free surface conditions explained below must be satisfied on the boundary of both flow fields. As the other boundary conditions, the body surface condition on WIG and Kutta's condition at the trailing edge of WIG

must be satisfied by ϕ_a , and the radiation condition must be satisfied by ϕ_w .

At first, the dynamical condition and the kinematical condition on the free surface of the air flow region can be written as follows.

$$\frac{\partial\phi_a}{\partial t} + \frac{1}{2}\{(\nabla\phi_a)^2 - U^2\} + gz = -\frac{p}{\rho_a} \quad \text{on } z = \zeta \quad (1)$$

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{\partial\phi_a}{\partial x}\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\phi_a}{\partial y}\frac{\partial\zeta}{\partial y} - \frac{\partial\phi_a}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = \zeta \quad (2)$$

In the same way, the free surface conditions of the water flow region can be written as follows.

$$\frac{\partial\phi_w}{\partial t} + \frac{1}{2}\{(\nabla\phi_w)^2 - U^2\} + gz = -\frac{p}{\rho_w} \quad \text{on } z = \zeta \quad (3)$$

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} + \frac{\partial\phi_w}{\partial x}\frac{\partial\zeta}{\partial x} + \frac{\partial\phi_w}{\partial y}\frac{\partial\zeta}{\partial y} - \frac{\partial\phi_w}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = \zeta \quad (4)$$

In these equations, t is the time, p is the pressure excluding atmospheric one, ρ is the fluid density, g is the acceleration of gravity, and $z = \zeta(x, y)$ is the wave profile generated by the motion of WIG. Mutual flow fields interact to each other through the influence of the pressure acting on the free surface and the free surface deformation. The basic ideas to solve the problem are as follows; at the first step, pressure distributions acting on the free surface are computed from the numerical analysis of the air flow field, at the second step, free surface deformations are obtained from the numerical analysis of the water flow field, and finally these procedures are iterated to the convergence. Concerning this iterative method, two treatments of the free surface conditions of the water flow region are shown in the subsequent sections, in which it is assumed that the pressure distributions on the free surface have been already known by the analysis of the air flow field.

Lagrange's Free Surface Condition

As shown above, the free surface conditions (3) and (4) are imposed on the unknown and finite amplitude wave profile $z = \zeta(x, y)$,

which is very inconvenient to carry out the numerical analysis. In order to get the suitable expressions for the numerical treatment, these equations can be transformed to Lagrange's type free surface conditions as follows.

$$\frac{d\phi_w}{dt} = \frac{1}{2}\{(\nabla\phi_w)^2 + U^2\} - gz - \frac{p}{\rho_w} \quad (5)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial\phi_w}{\partial x}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{\partial\phi_w}{\partial y}, \quad \frac{dz}{dt} = \frac{\partial\phi_w}{\partial z} \quad (6)$$

The velocity potentials ϕ_w on the free surface and the finite elevation of the free surface can be obtained by the numerical integration of eq. (5) and (6) respectively. In this case, the above mentioned iterative analyses for both flow fields can be carried out in the process of time marching.

Linearized Free Surface Condition

If nonlinearities of the free surface conditions are assumed negligible and fluid motions are assumed steady, treatments of the free surface conditions become easier. Linearizing the respective dynamical and kinematical free surface conditions, following conditions are obtained with respect to φ_a or φ_w .

$$U \frac{\partial\varphi_a}{\partial x} + g\zeta = -\frac{p}{\rho_a} \quad \text{on } z = 0 \quad (7)$$

$$U \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial\varphi_a}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (8)$$

$$U \frac{\partial\varphi_w}{\partial x} + g\zeta = -\frac{p}{\rho_w} \quad \text{on } z = 0 \quad (9)$$

$$U \frac{\partial\zeta}{\partial x} - \frac{\partial\varphi_w}{\partial z} = 0 \quad \text{on } z = 0 \quad (10)$$

All conditions are imposed on the still water surface $z = 0$ by the principle of the linearization. Eliminating ζ from eq.(7) ~ (10), finally the linearized free surface condition for φ_w can be obtained as follows,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2\varphi_w}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial\varphi_w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_w U} \frac{\partial p}{\partial x} \\ &= \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{\partial^2\varphi_a}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial\varphi_a}{\partial z} \right) \quad \text{on } z = 0, \quad (11) \end{aligned}$$

where $K_0 = g/U^2$. In this linearization, the wave profile ζ can be evaluated by the equation such as

$$\zeta = -\frac{U}{g} \frac{1}{\rho_w - \rho_a} \left(\rho_w \frac{\partial\varphi_w}{\partial x} - \rho_a \frac{\partial\varphi_a}{\partial x} \right) \quad \text{on } z = 0, \quad (12)$$

which is obtained from eq.(7) and (9).

NUMERICAL TREATMENT

2-D Problem Based on Lagrange's Free Surface Condition

As introduced above, Lagrange's expressions of the free surface conditions are suitable to evaluate the free surface effect exactly. In this section, however, 2-D problem based on Lagrange's expression is discussed for the sake of simplicity. In such a case, x, y coordinate system is taken with y axis vertically upward. Time histories of hydrodynamical forces acting on WIG and the wave profile can be obtained by the iterative procedures of the analyses of both flow fields, which are carried out in the process of time marching. Numerical treatments for respective analysis are based on the following explanations.

For the numerical analysis of the air flow field, the velocity potential ϕ_a can be expressed by source and circulation distributions on the surface of WIG, their mirror images and source distributions on the free surface as follows,

$$\begin{aligned} \phi_a(x, y) &= \\ &Ux + \int_S \sigma(x', y') (\ln r + \ln r') ds \\ &+ \int_F \sigma(x', y') \ln r ds + \int_S \gamma(x', y') \times \\ &\left(-\tan^{-1} \frac{y - y'}{x - x'} + \tan^{-1} \frac{y + y'}{x - x'} \right) ds, \quad (13) \end{aligned}$$

where S is the surface of WIG, F is the free surface, σ is the source density, γ is the circulation density, and

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

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

In practical computations based on the discretization of the problem, S and F are divided by many line elements, and the control point to satisfy the boundary condition is located at the midpoint of each element. In the discrete expression of eq.(13), σ is assumed constant on respective elements and γ is assumed constant on all elements [8].

In order to solve the problem of the water flow field based on Larange's free surface conditions, the introduction of the complex velocity potential $w(z) = \phi_w(x, y) + i\psi_w(x, y)$, where $z = x + iy$, is available [9]. If the contour C bounded by the free surface, the upstream and downstream fictitious boundaries and the bottom is chosen clockwise, the following equations at the singular point z_0 on C can be obtained by Cauchy's integral theorem,

$$-\alpha_0\psi_w(z_0) + Re \left[\oint_C \frac{w(z)}{z - z_0} dz \right] = 0 \quad \text{on } C_\phi \quad (14)$$

$$\alpha_0\phi_w(z_0) + Im \left[\oint_C \frac{w(z)}{z - z_0} dz \right] = 0 \quad \text{on } C_\psi \quad (15)$$

where ϕ_w is known on C_ϕ , ψ_w is known on C_ψ , and $\alpha_0 = \pi$, if C is smooth at z_0 . These formulae (14) and (15) are integral equations of Fredholm type of the second kind with respect to ϕ_w and ψ_w on each boundary. To solve these equations, nodal points are distributed along the contour C , however, nodal points on the free surface must be movable. On each boundary element divided by these nodal points, it is assumed that the complex velocity potential w varies linearly in z . Using the well known procedures by means of these linear elements, a set of simultaneous equations with unknown ϕ_w and ψ_w is obtained, which can be solved by Gauss-Seidel iterative method. In order to follow nodal point coordinates and velocity potential values on the free surface, 2-D Lagrange's free surface conditions like eq.(5) and (6) should be integrated numerically with time increment. In the present study, Hamming's

predictor-corrector scheme is used as the time marching integration technique.

3-D Problem Based on Linearized Free Surface Condition

As shown in numerical examples of 2-D problem in the subsequent section, it is concluded that nonlinearities of the free surface conditions are not remarkable. Therefore, in this section, 3-D problem based on the linearized free surface conditions is formulated [10]. In 3-D problem, not only effects of transverse wave component but also effects of diverging wave component can be estimated.

Now applying Green's theorem to the air flow field, an expression of the perturbation velocity potential φ_a at (x, y, z) on S can be derived such as,

$$\begin{aligned} \varphi_a(x, y, z) = & \frac{1}{4\pi} \iint_S \left\{ \varphi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right. \\ & \left. - \frac{\partial \varphi_a}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) \right\} dS \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_W \Delta \varphi_a \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) dS \\ & - \frac{1}{2\pi} \iint_{F_0} \frac{\partial \varphi_a}{\partial z} \frac{1}{r} dS, \end{aligned} \quad (16)$$

where S is the surface of WIG, W is the wake sheet, F_0 is the still water surface ($z = 0$), n is the outward normal on the boundaries, $\Delta \varphi_a$ in the 2nd term of eq.(16) is the difference of the velocity potential on the upper surface and lower surface at the trailing edge of WIG like

$$\Delta \varphi_a = \varphi_a|_{\text{upper}} - \varphi_a|_{\text{lower}},$$

and

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

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

As shown in eq.(16), φ_a has parts of the mirror image potential and the free surface effect term. If the boundary condition on S is taken into consideration, eq.(16) can be regarded as the integral equation of Fredholm

type of the second kind for unknown values φ_a . This integral equation can be solved by using Morino's panel method [11], in which panel divisions of S , W and F_0 are needed, especially a large number of panels below WIG must be distributed. Since the distance between a trailing edge of WIG and the free surface is very small, the treatment of Kutta's condition imposed on the trailing edge becomes more difficult than the case of the wing in the unbounded domain. In the present computation, according to Kerwin's paper [12], the pressure Kutta's condition is employed, namely, the pressure on the upper surface must become equivalent to that on the lower wing surface at the trailing edge.

On the other hand, in the same way as Dawson's Rankine source method [13] [14] used for the analysis of wave making phenomena around a ship, the perturbation velocity potential φ_w can be expressed by the source distribution on the still water surface F_0 as follows.

$$\varphi_w(x, y, z) = - \iint_{F_0} \sigma(x', y', z') \frac{1}{r} dS \quad (17)$$

Substituting eq.(17) to the linearized free surface condition (11), the integral equation of Fredholm type of the second kind is obtained with respect to the source density σ as follows.

$$\begin{aligned} 2\pi K_0 \sigma - K_0 \iint_{F_0} \sigma \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ - \iint_{F_0} \sigma \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{1}{r} \right) dS \\ = \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{\partial^2 \varphi_a}{\partial x^2} + K_0 \frac{\partial \varphi_a}{\partial z} \right) \text{ on } F_0 \quad (18) \end{aligned}$$

This integral equation can be solved by means of Dawson's scheme, in which the 3-point upstream difference is introduced for the evaluation of integral term including $\partial^2(1/r)/\partial x^2$ in order to satisfy the radiation condition on the free surface numerically. The wave profile ζ is calculated from eq.(12), thus the gradient of wave profile $\partial\zeta/\partial x$ can be evaluated. Since $\partial\varphi_a/\partial z$ in the 3rd term of eq.(16) is determined from eq. (8), the

analysis of the air flow field with the free surface effect becomes available. Such procedures are iterated to the convergence of the wave profile.

NUMERICAL EXAMPLES

Numerical Examples for 2-D WIG

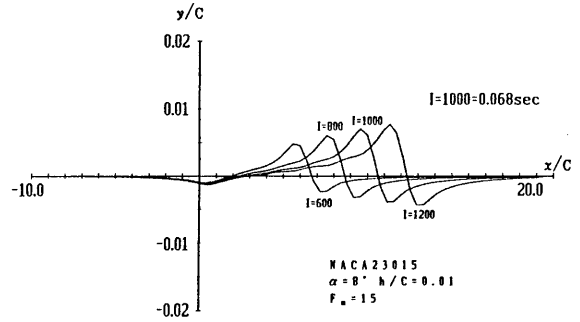


Fig. 1 Time history of wave profile.

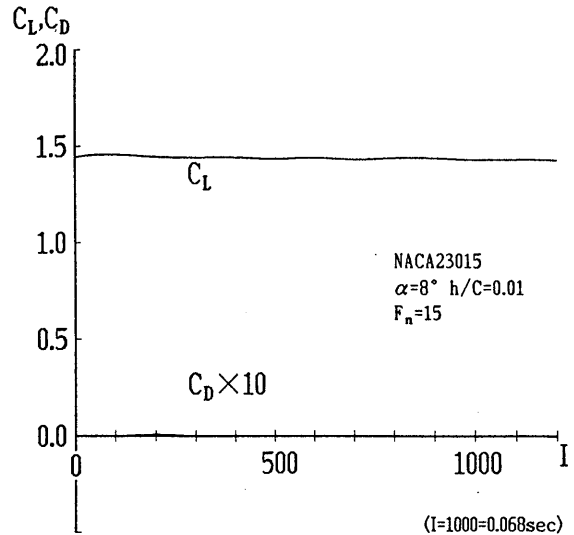


Fig. 2 Time history of lift and drag coefficient.

For 2-D WIG problem based on Lagrange's free surface conditions, numerical examples are shown and discussed. In numerical examples of this section, the following conditions are assumed : 2-D WIG in Froude number $F_n = U/\sqrt{gC} = 15$, the angle of attack $\alpha = 8^\circ$, and $h/C = 0.01$, where C is the chord length of WIG and h is the height of WIG

at the trailing edge. These conditions correspond to WIG of 10m chord length, 0.1m height at the trailing edge, and advancing in about 300knot over the still water surface, which are extreme conditions for WIG craft.

In Fig. 1 and 2, numerical results of time histories of the wave profile normalized by C and the lift and pressure drag coefficients are shown respectively for WIG of NACA23015 wing section. As shown in Fig. 1, transverse wave made by WIG propagate to the far field because of its high speed, and it is estimated that the maximum wave amplitude is less than 1% of the chord length. According to the results in Fig. 2, the free surface effect is negligibly small for the lift coefficient and the drag is extremely small.

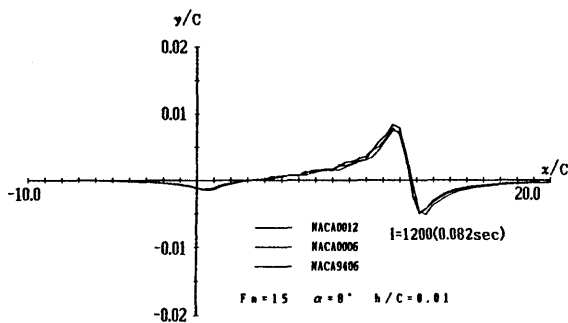


Fig. 3 Comparison of wave profile.

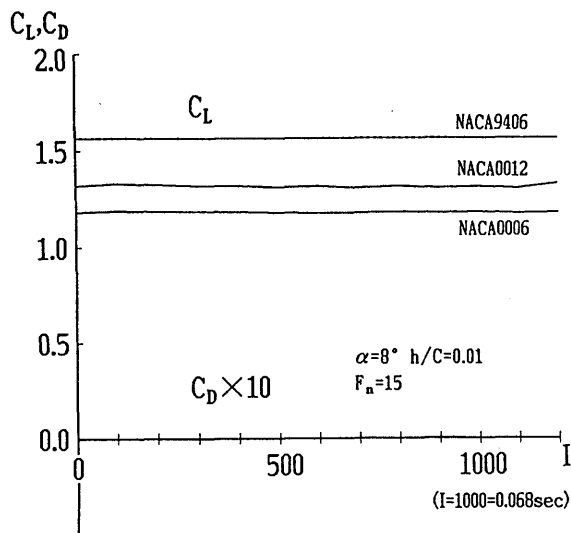


Fig. 4 Time history of lift and drag coefficient.

Wave profiles at 1,200 time steps in numerical computations are compared in Fig. 3 for WIG of NACA0012, NACA0006 and NACA9406 wing sections. In this figure, remarkable differences of the wave profile are not observed. Time histories of their lift and drag coefficients are shown in Fig. 4. As same as shown in Fig. 2, the free surface effect is negligibly small. These results indicate that nonlinearities of the free surface conditions like the finite elevation effect of the free surface can be ignored. In 2-D problem, however, 3-D effect of the free surface conditions including the effect of diverging wave component can not be discussed. According to these considerations, numerical examples for 3-D WIG problem based on the linearized free surface conditions are given in the following section.

Numerical Examples for 3-D WIG

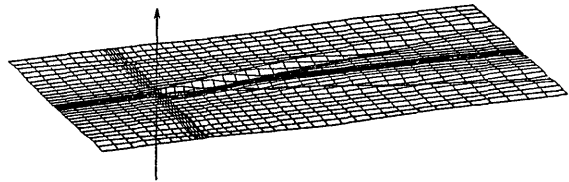


Fig. 5 Perspective view of wave pattern ($F_n = 4, h/C = 0.05$, with side plate).

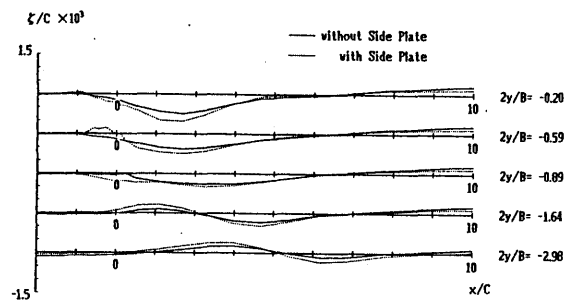


Fig. 6 Comparison of wave profile ($F_n = 4, h/C = 0.05$).

As examples of 3-D WIG, NACA4406 wing sections of the aspect ratio 0.6 without and

with plates at both sides are supposed. The thickness of the side plate is 2% of the chord length, and the depth of the side plate at the trailing edge is 3% of the chord length. An example of the perspective view of 3-D wave pattern generated by WIG with side plates is given in Fig. 5, in which Froude number $F_n = 4$, the angle of attack $\alpha = 4^\circ$ and the height $h/C = 0.05$ are assumed. As shown in Fig. 5, the diverging waves can be simulated clearly. Comparisons of the wave profile are shown in Fig. 6 for WIG without and with side plates, where B expresses the breadth of WIG. The amplitude of wave generated by WIG with side plates becomes larger than that by WIG without side plates, however, the maximum wave amplitude is about 0.2% of the chord length.

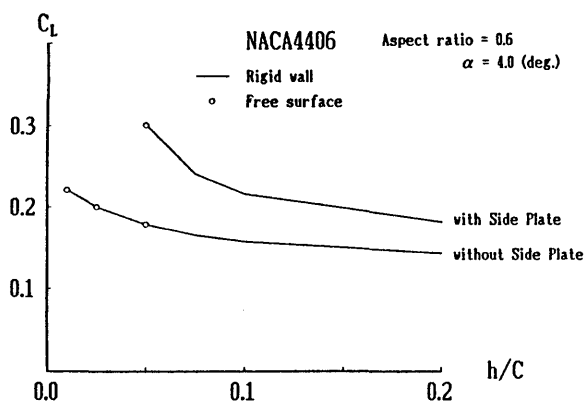


Fig. 7 Free surface effect on lift coefficient ($F_n = 4$).

Table 1 Comparison of lift, drag and moment coefficients ($F_n = 4, h/C = 0.05$).

Condition of WIG	Surface	C_L	C_D	$C_{MC/A}$
without Side Plate	Rigid	0.17822	0.00481	0.03661
	Free	0.17820	0.00482	0.03666
with Side Plate	Rigid	0.30145	0.00866	0.04455
	Free	0.30096	0.00865	0.04451

The lift coefficients in various cases of WIG are calculated as shown in Fig. 7. As compared in this figure, the free surface effect for 3-D WIG is also negligibly small. The free

surface effect on coefficients of lift, pressure drag (induced drag) and moment about $C/4$ are compared in Table 1. Although small numerical errors may be included in this table, the free surface effect can be neglected in practice.

CONCLUDING REMARKS

In the present study, numerical analyses of 2-D WIG problem based on the Lagrange's free surface conditions and 3-D WIG problem based on the linearized free surface conditions have been carried out to clarify the free surface effect on the aerodynamic characteristics of WIG. According to the numerical results of both problems, the free surface effect is negligibly small and it can be neglected in practice. In future works, for example, optimization problems of the wing section of WIG craft, it can be assumed from the present conclusions that the free surface is practically regarded as the rigid surface. This assumption plays a effective role for such future works, because the numerical treatment of the problems become very easy.

The authors wish to express their deep appreciations to Mr. S. Masuda of NKK Co. Ltd. and Mr. N. Mizutani of KHI Co. Ltd. for their kind cooperations in numerical works. The authors would also like to say thanks to Mr. H. Yamasaki for his helpful suggestions.

REFERENCES

- [1] Widnall, S.E. and Barrows, T.M. : An Analytic Solution for Two- and Three-Dimensional Wings in Ground Effect, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 41, Part 4 (1970).
- [2] Tuck, E.O. : A Nonlinear Unsteady One-Dimensional Theory for Wings in Extreme Ground Effect, *Journal of Fluid Mech.*, Vol. 98, Part 1 (1980).
- [3] Kawamura, T. and Kubo, S. : Numerical Simulation of Wing in Ground Effect,

- International Symposium on Computational Fluid Dynamics, Nagoya (1989).
- [4] Ando, S. : Ground Effect Vehicles from the Aerodynamic Point of View, Journal of Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol. 29, No. 325 (1981) (in Japanese).
- [5] Fischer, H. : RFB Research and Development in WIG Vehicle, Intersociety Advanced Marine Vehicles Conference (1989).
- [6] Kubo, S. Matsubara, T. Matsuoka, T and Kawamura, T. : A Production Model of WIG as a High Speed Marine Craft : "Marine Slider ; μ sky-2", 1st International Symposium on Fast Sea Transportation, Trondheim (1991).
- [7] Bessho, M. and Ishikawa, A. : On the Water Surface Effect of an Air Wing (1st Report), Journal of Kansai Society of Naval Architects, Japan, Vol. 165 (1977) (in Japanese).
- [8] Masuda, S. and Suzuki, K. : Simulation of Hydrodynamic Effects of 2-Dimensional WIG Moving near the Free Surface, Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 170 (1991) (in Japanese).
- [9] 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, Hiroshima (1989).
- [10] Mizutani, N. and Suzuki, K. : Numerical Analysis of 3-D WIG Advancing over the Still Water Surface, Journal of Society of Naval Architects of Japan, Vol. 174 (1993) (in Japanese).
- [11] Morino, L., Chen, L.T. and Suci, E.O. : Steady and Oscillatory Subsonic and Supersonic Aerodynamics around Complex Configurations, AIAA Journal, Vol. 13, No. 3 (1975).
- [12] Kerwin, J.E., Kinnas, S.A., Lee, J.T. and Shin, W.Z. : A Surface Panel Method for the Hydrodynamic Analysis of Ducted Propellers, Transactions of SNAME, Vol. 95 (1987).
- [13] Dawson, C.W. : A Practical Computer Method for Solving Ship Wave Problems, 2nd International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics, Berkeley (1977).
- [14] Ogiwara, S. : A Method to Predict Free Surface Flow around Ship by Means of Rankine Sources, Journal of Kansai Society of Naval Architects, Japan, Vol. 190 (1983) (in Japanese).

2次元 WIG のポテンシャル理論に基づく翼型最適化 *1

正会員 鈴木 和夫 *2, 松本 慎也 *3
 学生会員 新郷 将司 *4, 学生会員 和氣 千大 *4

Shape Optimization of Two Dimensional WIG Based on Potential Theory

By Kazuo SUZUKI (Member), Shinya MATSUMOTO
 Shoichi SHINGO (Student Member) and Chihiro WAKE (Student Member)

The vehicle based on WIG (Win In Ground effect) is expected and investigated as one of the future high speed vessels on seaway. In this paper, the shape optimization problem of 2 dimensional WIG is discussed as a fundamental study with respect to WIG. For this purpose, the panel method is used for the fluid flow analysis around WIG and the nonlinear programming is used as the optimization method. Numerical examples are shown for several optimization problems. Experimental verifications are also shown by using a devised test method of WIG for a small wind tunnel.

Keywords : WIG, Potential Theory, Wing Section, Nonlinear Programming, SQP

1. 緒言

地面効果翼 WIG (Wing In Ground effect) の研究は古くから航空工学の分野において実施されてきたが、船舶海洋工学の分野においても次世代の高速海上輸送システムの候補の一つとして注目されるようになり研究が進められつつある。著者らの研究グループにおいてもパネル法に基づく数値解析的な研究手法により、WIG と自由表面との干渉に関する検討を中心に基礎的な研究が実施されてきた^{1,2)}。その結果によれば WIG 自身が起こす造波の WIG の空力特性に与える影響は無視できるほど小さく、自由表面上を飛行する WIG は剛体壁面上を飛行するものとみなしてもよいということが確認されている。このような研究成果をふまえて本論文では引き続き WIG の基礎的研究の一つとして、2次元 WIG の翼型最適化問題について検討する。

翼型の形状設計に関しても研究は古くから行われてきたが、WIG の翼型に関する研究を取り扱ったものは比較的数量が少ない。翼型の形状設計に関しては、あらかじめ圧力分布を与え、その圧力分布に対応する形状

を数値計算により求めるといいうわゆる逆解法に基づく手法がよく知られている。すなわち最適化に相当する作業は圧力分布を決める設計者によって行われ、その腕に著しく依存することになる。これとは別に最適化手法による形状設計という方法が知られている。この方法は逆解法に比べて計算時間がかかるが、設計者にとっては圧力分布の設定という最も面倒な作業を必要としない。特に WIG 翼型の形状設計の場合には、適切な圧力分布の設定が困難であると予想される。最適化手法による翼型設計では流場の数値解析コードと最適化のコードが必要である。本研究ではこのような問題を、ポテンシャル理論に基づく解析手法としてのパネル法と、最適化手法としての非線形計画法、特に本論文では SQP 法 (逐次 2 次計画法 : Sequential Quadratic Programming) の組み合わせにより、様々な制約条件の下で最適化するという問題として扱う。

本論文ではまず WIG の安定性の条件を含めポテンシャル流場の定式化とそのパネル法による数値計算法を示し、いくつかの最適化問題の設定とともに翼型最適化の計算例を示す。さらに小型風洞における WIG の実験手法について検討し、その手法による最適翼型の実験結果についても報告する。

*1 平成9年11月15日造船三学会秋季連合大会において講演、原稿受付平成9年12月1日

*2 横浜国立大学工学部

*3 防衛庁技術研究本部 (研究当時横浜国立大学大学院)

*4 横浜国立大学大学院

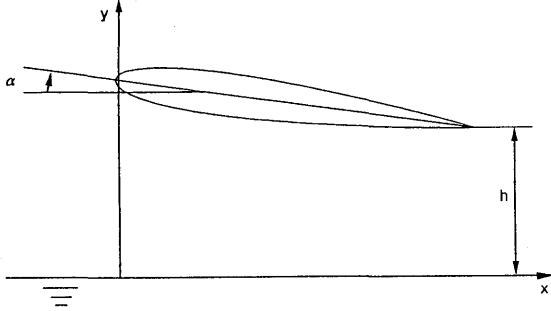


Fig. 1 Coordinate system

2. 2次元 WIG の流場計算

2次元¹⁾および3次元²⁾の場合ともWIGの造波影響は実用上無視してよいことが確認されているので、本研究ではWIGが平滑な剛体平面上を飛行している場合を考える。座標系をFig. 1に示す。翼後縁と剛体平面との距離を h として、WIGの翼まわりの速度ポテンシャルを剛体平面による鏡像影響を考慮することにより表現すると次のようになる¹⁾。

$$\begin{aligned} \phi(x, y) = & Ux \\ & - \frac{1}{2\pi} \oint_s \gamma(x', y') \arctan \frac{y - y'}{x - x'} ds \\ & + \frac{1}{2\pi} \oint_s \gamma(x', y') \arctan \frac{y + y'}{x - x'} ds \\ & + \oint_s \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} ds \\ & + \oint_s \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x - x')^2 + (y + y')^2} ds \end{aligned} \quad (1)$$

ここで U は一様流速、 σ は吹き出し密度、 γ は循環密度、 s はそれらの分布面(翼面)を表し、第3項および第5項が鏡像影響項である。なお s は時計回りに正とする。

速度ポテンシャル(1)式は境界条件として、次のような物体表面条件および翼の後縁におけるKuttaの条件を満足しなければならない。まず物体表面条件は法線方向速度成分が0でなければならないから

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } s \quad (2)$$

となる。またKuttaの条件は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て

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{\text{upper}} = - \left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{\text{lower}} \quad \text{at trailing edge} \quad (3)$$

で表される。

速度ポテンシャル(1)式についてパネル法により離散化を行い、境界条件(2)式および(3)式を満足するように代数方程式を解くと、未知数である吹き出し分布 σ および循環分布密度 γ を求めることができ、2次元WIGまわりの速度ポテンシャル ϕ を決定することができる。

本論文では、後縁を始点および終点として翼面上を時計回りにいくつかのパネル(線分)に分割し、そのパネル上において吹き出し密度 σ は一定、また全てのパネル上の循環密度 γ は等しいと仮定して離散化を行う。また境界条件を満たす計算点(control point)を各パネルの中点とする。このような仮定に基づき i 番目のパネルに誘導される速度ベクトル V_i を求めると次のように表される。

$$\begin{aligned} V_i = & U + \pi n_i \sigma_i + t_i \frac{\gamma}{2} \\ & - \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{R_{\gamma ij}}{|R_{\gamma ij}|^2} ds \\ & + \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{R'_{\gamma ij}}{|R'_{\gamma ij}|^2} ds \\ & + \sum_{j=1}^{N_w} \sigma_j \int_{l_j} \frac{R_{ij}}{|R_{ij}|^2} ds \\ & + \sum_{j=1}^{N_w} \sigma_j \int_{l_j} \frac{R'_{ij}}{|R'_{ij}|^2} ds \end{aligned} \quad (4)$$

ここで

$$\begin{aligned} R_{ij} &= (x_i - x', y_i - y') \\ R'_{ij} &= (x_i - x', y_i + y') \\ R_{\gamma ij} &= (y_i - y', x_i - x') \\ R'_{\gamma ij} &= (y_i + y', x_i - x') \end{aligned} \quad (5)$$

であり、 N_w は翼面上のパネル数、 (x_i, y_i) は i 番目のパネルの計算点、 l_j は j 番目のパネル(線分)、 (x', y') は j 番目のパネル上の点を各々示す。また U は一様流速ベクトル、 n_i は i 番目のパネルにおける翼表面上の外向き法線ベクトルを表し、 t_i は前縁から後縁方向への接線方向ベクトルである。

翼面上の流速の離散化式(4)を境界条件(2)式および(3)式に代入することにより σ_i および γ を未知数とする代数方程式を得ることができる。まず i 番目の計算点に誘導される速度 V_i の成分を (u_i, v_i) とし、境界条件(2)式および(3)式を用いると

$$n_{xi} u_i + n_{yi} v_i = 0 \quad i = 1, \dots, N_w \quad (6)$$

および

$$t_{x1}u_1 + t_{y1}v_1 + t_{xNw}u_{Nw} + t_{yNw}v_{Nw} = 0 \quad (7)$$

が得られる。ただし (n_{xi}, n_{yi}) は n_i の成分, (t_{xi}, t_{yi}) は t_i の成分である。ここで (6) 式および (7) 式は, 各パネルにおける吹き出し密度 σ_i および翼面上の循環密度 γ を未知数とする代数方程式であり, これを解くことにより各計算点における流速も評価できることになる。

翼面上の計算点における流速 V_i が求められたとすると, その結果を用いて i 番目の計算点における圧力係数 C_{pi} は

$$C_{pi} = 1 - \frac{V_i^2}{U^2} \quad (8)$$

により計算される。従って揚力係数 C_L およびモーメント係数 C_m は

$$C_L = \sum_{i=1}^{Nw} C_{pi} n_{yi} l_i \quad (9)$$

$$C_m = - \sum_{i=1}^{Nw} C_{pi} \{n_{xi}(y_i - y_m) - n_{yi}(x_i - x_m)\} l_i \quad (10)$$

で求められる。ただし (x_m, y_m) はモーメント中心を示す。

以上のように WIG の流体力係数が計算されたとして, 次に WIG の安定性について考えてみる。安定性については動安定性と静安定性を考えなければならないが, 本研究では WIG の翼型最適化問題を扱っているので, 安定性をその制約条件として考える際には最も簡単な扱い方として静安定性についてのみ考慮するものとする。WIG の場合には地面効果により流体力および縦揺れモーメントが大きく変化するために縦安定性が重要になる。通常の翼の場合には, 縦安定性は縦揺れ角に対する復元性 (Pitching Stability: *P.S.*) を考えれば十分であり, α を WIG の迎角として

$$P.S. = \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} = C_{m\alpha} \quad (11)$$

が負のとき静安定になる。ところが WIG の場合にはその高度によって流体力が変わってくるために, 高度によるパラメータも考えなければならない。すなわち縦揺れ角に対する復元性も高度の影響を受け, また同時に高度変化に対する復元性 (Height Stability: *H.S.*) も考える必要がある。従って最終的に WIG の静安定性は

$$H.S. = C_{Ly} - \left(\frac{C_{my}}{C_{m\alpha}} \right) C_{L\alpha} \quad (12)$$

$$P.S. = C_{m\alpha} - \left(\frac{C_{L\alpha}}{C_{Ly}} \right) C_{my} \quad (13)$$

が負のとき安定ということになる。ただしモーメントは重心まわりにとる。

3. 最適化問題の設定

WIG 翼型最適化のような形状最適化問題を非線形計画法により解く場合には, まず最適化の対象である形状を表現する設計変数を定義し, 最適化 (最小化) の目的を表す目的関数および力学的あるいは実用的な設計条件を示す制約条件をそれぞれ設計変数の関数で表現しなければならない。

3.1 設計変数の設定

本研究では WIG の翼型最適化を検討しているので, 最適化の際の設計変数とは翼型を表すパラメータのことであり, 翼型は翼厚分布とキャンパー分布との重ね合わせで表現できる。翼厚分布を $2y_t(r)$, キャンパー分布を $y_c(r)$ とすると, 翼型の上面および下面の座標 (r_u, y_u) , (r_l, y_l) は

$$r_u = r - y_t \sin \theta, \quad y_u = y_c + y_t \cos \theta \quad (14)$$

$$r_l = r + y_t \sin \theta, \quad y_l = y_c - y_t \cos \theta \quad (15)$$

で表すことができる。ただし θ はキャンパーの接線の傾きであり $\theta = \tan^{-1}(dy_c/dr)$ である。なお翼型については全て翼弦長で無次元化してその形状を表現しているので $0 \leq r \leq 1$ である。

まず翼厚分布に関する設計変数について検討する。本研究では翼厚分布を NACA 4 字系列に倣い次のような形の 4 次式で表すものとする。

$$y_t(r) = 5t \{t_1 \sqrt{r} + t_2 r + t_3 r^2 + t_4 r^3 + t_5 r^4\} \quad (16)$$

ただし t は最大翼厚比である。ここで翼弦長は 1 であるから, $y_t(0) = y_t(1) = 0$ でなければならない。従って

$$t_5 = -(t_1 + t_2 + t_3 + t_4) \quad (17)$$

であるから独立な設計変数の数は 4 個となる。また翼断面積を

$$A = 10t \left\{ \frac{2}{3} t_1 + \frac{t_2}{2} + \frac{t_3}{3} + \frac{t_4}{4} - \frac{(t_1 + t_2 + t_3 + t_4)}{5} \right\} \quad (18)$$

と表すことができるので, 翼断面積を指定する場合を考えてみる。その指定値を A_0 とすれば

$$t_4 = \frac{2A_0}{t} - \frac{28}{3} t_1 - 6t_2 - \frac{8}{3} t_3 \quad (19)$$

となるので, この場合にはさらに設計変数を減らすことができる。すなわち翼厚分布に関する設計変数の数は翼断面積を指定する場合には 3 個, 指定しない場合には 4 個と考えればよい。

次にキャンパーに関する設計変数について検討する。キャンパー分布は翼型の形状変化に自由度を持たせる

ために、以下の4次式で表されるものとする。

$$y_c(r) = c_1 r + c_2 r^2 + c_3 r^3 + c_4 r^4 \quad (20)$$

ただし翼厚分布の場合と同様に $y_c(0) = y_c(1) = 0$ としなければならないから

$$c_4 = -(c_1 + c_2 + c_3) \quad (21)$$

となる。従ってキャンバーに関する独立な設計変数の数は3個である。

3.2 目的関数および制約条件の設定

翼型最適化問題の目的関数としては、いかに揚抗比を高くするか、等が考えられるが、本研究では翼型まわりの流れを2次元ポテンシャル流として取り扱っているため、抗力を考えることはできない。従って本論文の場合基本的には揚力係数の最大化が目的となる。すなわち

$$f = -C_L \rightarrow \min. \quad (22)$$

が目的関数である。この目的関数は先に述べた数値計算法によって評価され、設計変数に対しては陰な形の関数となっている。

次に制約条件について考えてみる。ある設計変数の組み合わせにより翼型が確定したとしても、それが非実用的であったり、あるいは設計者の意図せざる形状であった場合にはそれを採用することはできない。そこであらかじめ不適当な翼型が生じないように幾何学的な制約条件を課す必要がある。WIGの翼型については次のような条件も重要になってくる。まず対象とする飛行条件に対して揚力やモーメントの変化が少なく、圧力中心の移動が少ない、もしくは地面効果外で圧力中心ができるだけ後方にあることが重要である。また安定性については重心位置(モーメント中心)を適当に選ぶことによって $H.S.$ を満たすことができるが、 $H.S.$ 、 $P.S.$ を満たすためには翼厚よりもキャンバー分布が重要になってくる。従ってこれらの条件も必要に応じ制約条件として最適化問題の定式化に取り入れなければならない。なお制約条件の形としては等号制約条件と不等号制約条件がある。

まず等号制約条件であるが、これは設計変数の間または設計変数で表される関数の間の関係を等号で規定しようとするものである。本研究のような翼型最適化問題の場合には先の設計変数の設定で検討したような翼断面指定条件等が考えられる。しかし翼断面指定条件の場合には前述のように指定することにより設計変数が一つ減ることになるため、等号制約条件の形で制約条件を与える必要はない。最適化計算における制約条件の数は少ない方がよいので、等号制約条件が

線形な式で表される場合にはこのような処理を行うことによって計算量を削減することができる。

次に不等号制約条件としては以下に挙げられるようなものが考えられる。ただし実際にはこれら全ての制約条件を一度に課すわけではなく、必要に応じ様々な組み合わせに基づいて適用していくことにする。

1. 設計変数の変域に関する制約

(16)式は+と-が入れ替わっても成り立ち同値である。従って t_1 を+もしくは-に指定した方が収束が速い。この条件は次式で表される。

$$t_1 \geq 0 \quad (23)$$

2. 翼厚分布に関する制約

翼厚分布は常に0以上の範囲で値が変化するように条件を付ける必要がある。すなわち

$$\min[y_t(r)] \geq y_{t0} \quad (24)$$

ただし $\min[y_t(r)]$ は $0 < r < 1$ に対する $y_t(r)$ の最小値である。本論文では y_{t0} の値を翼弦長の0.1%とする。

3. 最大キャンバーに関する制約

キャンバーがつきすぎると実用的ではなくなるので、これを防ぐために最大キャンバーに関する制限を設ける。最大キャンバーを $\max[y_c(r)]$ とすると

$$\max[y_c(r)] \leq y_{c0} \quad (25)$$

であり、 y_{c0} は定数で既存の翼型を参考に与える。

4. 翼断面積に関する制約

翼断面積を指定せずに最適化を行う場合には、翼断面積が過小あるいは過大になり実用的ではない場合が考えられる。従って翼断面積がある範囲内に収まるように制限を加える必要がある。この条件は(18)式を用いて

$$A_{min} \leq A \leq A_{max} \quad (26)$$

と書ける。 A_{min} 、 A_{max} は既存の翼型を参考に与える。

5. 最小圧力(最大流速)に関する制約

本研究ではポテンシャル理論に基づいて翼型最適化を実施するので、剥離等の影響を考慮することは不可能である。従って翼面上の最大流速(最小圧力)を次のように制限する必要がある。

$$\min[C_p] = 1 - \frac{\max[V_i^2]}{U^2} \geq C_{p0} \quad (27)$$

ただし C_{p0} を定数として与える。

6. 空力(モーメント)係数に関する制約

最適化の結果 C_L の高い翼型が得られたとしても C_m が過大では良好な翼型とは言えない. そのためには C_m の絶対値を次のようにある値以下に抑さえる必要がある.

$$|C_m| \leq C_{m0} \quad (28)$$

ただし C_{m0} を定数として与える.

7. WIGの縦安定性に関する条件

前節で述べたように WIG の縦安定性に関する制約条件は以下のように与えられる.

$$H.S. \leq 0 \quad (29)$$

$$P.S. \leq 0 \quad (30)$$

3.3 逐次2次計画法

以上のような最適化問題を一般的に表現すると次のようになる. すなわちある一組の設計変数をベクトルの形で $x = (x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$ と書き目的関数を $f(x)$ と表すと最適化問題は, 不等号制約条件 $g_i(x) \leq 0$ ($i = 1, 2, 3, \dots, I$) および等号制約条件 $h_j(x) = 0$ ($j = 1, 2, 3, \dots, J$) の下で $f(x)$ を最小化する x を求めよ, と書くことができる. ここで目的関数, 制約条件のうち1つでも線形でない関数を含む場合を非線形計画問題といい, 一般に非線形計画法を用いて解くことになる. このような問題に対し著者らのグループでは内点ペナルティ法である SUMT 法をよく利用してきた³⁾が, SUMT 法の場合には初期点(初期形状)としてあらかじめ不等号制約条件を満たすものを選ぶ必要がある. 本研究のような問題の場合には, 例えば $H.S.$ や $P.S.$ を制約条件として課す場合を想定することができるが, これらの条件を満足するような初期形状を与えることは実際には極めて難しい. 従って本研究では制約条件付き最小化問題の有力な解法の一つであり, 初期形状を任意に設定できる SQP 法(逐次2次計画法: Sequential Quadratic Programming)⁴⁾を採用する.

SQP 法は概ね次のような考え方に基づく非線形計画法である. すなわち非線形の目的関数と制約条件をある設計変数のまわりで Taylor 展開して, 目的関数を2次関数, 制約条件を1次関数すなわち線形条件で近似し, その結果に2次計画法(QP)を適用して近似最適解を求め, さらにこの手順を次々と繰り返すことによって最終的に最適解を得る手法である. SQP 法のアルゴリズムをごく簡単に紹介すると次のようになる.

- Step 0 初期点 x_0 および n 次正定値対称行列 L_0 を与え, SQP に必要な各種パラメータの初期化を行う. $k = 0$ とする.

- Step 1 次の QP 部分問題を d について解く. (内部反復)

線形制約条件

$$g_i(x_k) + \nabla g_i(x_k)^T d \leq 0, \quad i = 1, 2, 3, \dots, I$$

$$h_j(x_k) + \nabla h_j(x_k)^T d = 0, \quad j = 1, 2, 3, \dots, J$$

の下で

$$\frac{1}{2} d^T (L_k L_k^T)^{-1} d + \nabla f(x_k)^T d$$

を d について最小にせよ. この問題の解を d_k とする. (探索方向の決定)

- Step 2 元の非線形計画問題について K-K-T (Karush-Kuhn-Tucker) 条件⁴⁾と呼ばれる条件をチェックしこれを満足していれば停止する. さもなければ Step 3 にいく. (収束判定)
- Step 3 直線探索評価関数を設定し定められた手順で刻み幅 α_k を決定する. (直線探索)
- Step 4 $x_{k+1} = x_k + \alpha_k d_k$ とする.
- Step 5 行列 L_k を定められた手順に従い更新して L_{k+1} を生成する. $k = k + 1$ として Step 1 へいく. (外部反復)

このように実際には QP 問題を解くことによって得られるのは探索方向ベクトルということになる. なお収束判定については上記のように K-K-T 条件と呼ばれる条件を満足する必要があるが, 実際には x が変化しないと判定されるとき, すなわち $d_k = 0$ の場合に収束したと判定している.

4. 計算例および実験例

4.1 最適化計算例

ここでは以上のような手法による WIG 翼型の最適化計算例について紹介する. 本研究で検討した翼型最適化問題は

- Case 1 最大流速を制限し最大揚力を発生する翼型
- Case 2 地面効果外で圧力中心を後方におき最大揚力を発生する翼型
- Case 3 定常飛行時の静安定性を満たし最大揚力を発生する翼型

の3ケースであり, 以下各ケースについて計算例を紹介し検討する.

Case 1: 最大流速を制限し最大揚力を発生する翼型

本研究で用いている流場の解析手法はポテンシャル理論によるものであるから剥離などの影響を考慮できない。従って最大流速を制限する必要がある。ベルヌーイの定理により最大流速は最小圧力に相当するから、最小圧力を制限すれば最大流速を制限することになる。計算条件は次の通りである。

- 設計変数: $t_1, t_2, t_3, t_4, c_1, c_2, c_3$ の計 7 個
- 初期形状: NACA0012
- 飛行条件: $h/c = 0.2, 0.4, 0.6$, $\alpha = 0^\circ, 2^\circ, 4^\circ$
- 制約条件: $t_1 \geq 0$, $C_p \geq -1.56$,
 $y_t \geq 0.001$, $0.9A_0 \leq A \leq 1.1A_0$

なお最小圧力 -1.56 は速度が一樣流速の 1.6 倍に相当する。また c は翼弦長を、 A_0 は初期翼型の断面積を示す。

Table 1 Optimization results of Case 1

h/c	α	iteration	$-f = C_L$
0.2	0°	32	2.202
0.2	2°	11	2.197
0.2	4°	20	2.165
0.4	2°	12	2.115
0.6	2°	7	2.015

最適化計算結果を Table 1 に示す。設定飛行高度の低い場合の方が計算量は多くなるという傾向が認められる。次に迎角 $\alpha = 2^\circ$ のとき設定飛行高度を変えて最適化した場合の翼型を Fig. 2 に示す。高度が低くなるに従いキャンバーの最大反り比が増加し、最大反りの位置が前縁側に移動している。また翼厚分布は高度が低くなるに従い後縁側が薄くなり、最大翼厚も前縁側に移動している。Fig. 3 にはこれらの最適化翼型の圧力分布を示す。下面の圧力分布は翼形状に関係なく高度が減るにつれてほぼ一樣な圧力となっており、上面の圧力はその最小値を制限しているためほぼ前縁から後縁まで最小圧力の値をとっている。このように圧力の最小値を制限し揚力係数を最大化すると、前縁から後縁まで上面の圧力は最小圧力を取り下面の圧力は最大圧力(岐点圧)をとろうとするため、いずれの場合も同じような圧力分布になる。Fig. 4 には設定飛行高度 $h/c=0.2$ のとき迎角を変えて最適化した場合の翼型が示されており、迎角が小さい場合ほど最大反り比の大きいことがわかる。翼厚については低迎角になるに従い、翼後半部が薄くなっていき前縁に厚みが集中している。なお Fig. 4 の最適化翼に実際に迎角をつけてみた場合、すなわち飛行している状態を想定してみると、翼背面の形状はほとんど一致していることが確認できる。

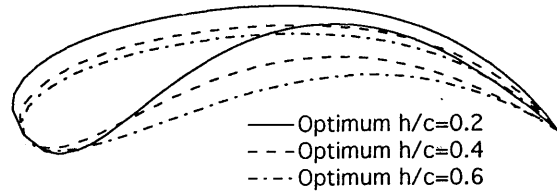


Fig. 2 Optimum wing sections (Case 1, $\alpha = 2^\circ$)

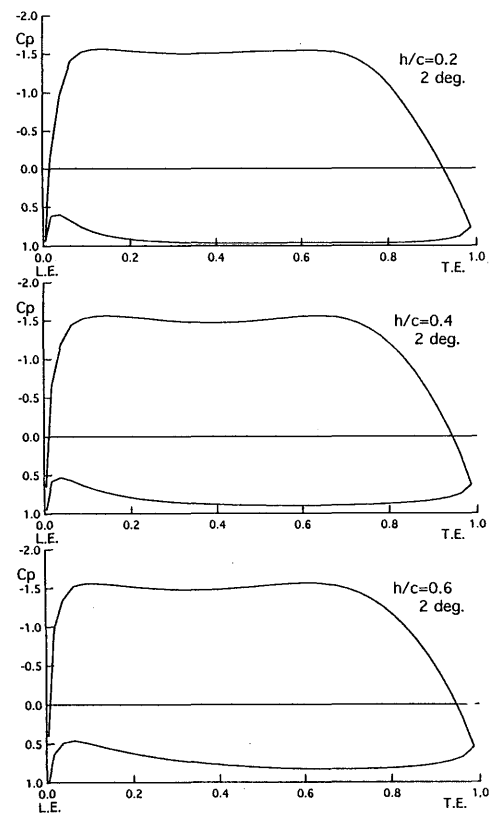


Fig. 3 Pressure distributions of optimum wings

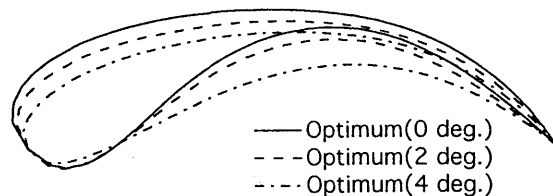


Fig. 4 Optimum wing sections (Case 1, $h/c = 0.2$)

Case 2: 地面効果外で圧力中心を後方におき最大揚力を発生する翼型

地面効果内では地面効果外に比べ圧力中心がかなり後方に移動してしまうことが知られている。このため高い飛行高度(地面効果外)においてあらかじめ圧力中心を後方におくことにより、地面効果内で圧力中心が後方に移動することを防ぐことができると考え、次のような計算条件の最適化問題について検討してみる。

- 設計変数: $t_1, t_2, t_3, c_1, c_2, c_3$ の計 6 個 (翼断面積固定)
- 初期形状: NACA0012
- 飛行条件: $h/c = 0.6, \alpha = 4^\circ$
- 制約条件: $t_1 \geq 0, C_p \geq -1.56, (C_m)^2 \leq 0.05^2, y_t \geq 0.001$

ただし上記のモーメントの中心位置については $0.4c$ と $0.45c$ に置いた 2 ケースの計算を行っている。

Table 2 Optimization results of Case 2

h/c	α	moment center	iteration	$-f = C_L$
0.6	4°	$0.4c$	26	1.776
0.6	4°	$0.45c$	30	2.072

最適化計算結果を Table 2 に示す。最適化翼型を Fig. 5 に示すが、いずれの場合も反りの強いものとなっている。また圧力分布を Fig. 6 に示すが、それぞれ $0.4c$ および $0.45c$ 付近に圧力中心があることがわかる。さらに Fig. 7 および Fig. 8 によれば、これらの最適化翼型は初期翼型 (NACA0012) に比べ、飛行高度による揚力の変化およびモーメントの変化がともに少なく、ほぼ一定の $C_L, C_{m1/4}$ を保つことにより圧力中心の移動を防いでいる。このように初期翼型とは空力特性がかなり異なる最適化翼型を生成することができる。

Case 3: 静安定性を満たし最大揚力を発生する翼型

Case 1 および 2 による最適化計算では $H.S., P.S.$ を満たすような翼型は得られない。ここでは静安定性を満たすような翼型の最適化計算を考えることにする。最適化問題としては次のように表現できる。

- 設計変数: c_1, c_2, c_3 の計 3 個 (キャンパーのみ)
- 初期形状: NACA4412
- 飛行条件: $h/c = 0.1, 0.2, 0.4, \alpha = 4^\circ$
- 制約条件: $C_p \geq -1.56, H.S. \leq 0, P.S. \leq 0$

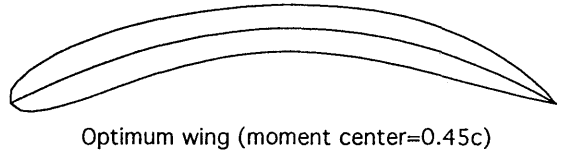
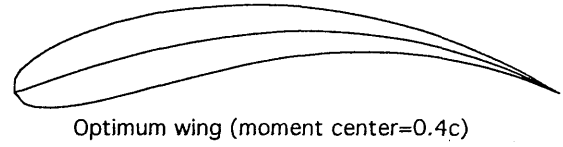


Fig. 5 Optimum wing sections (Case 2)

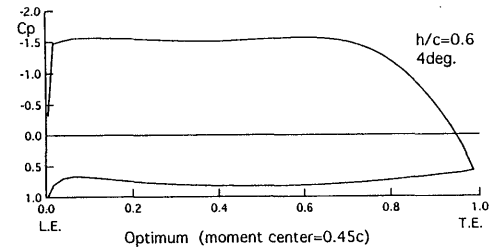
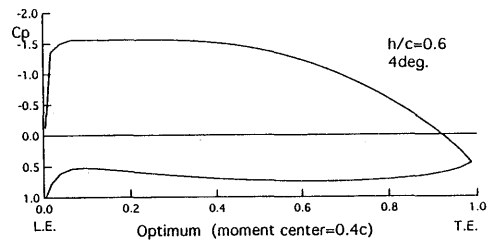


Fig. 6 Pressure distributions (Case 2)

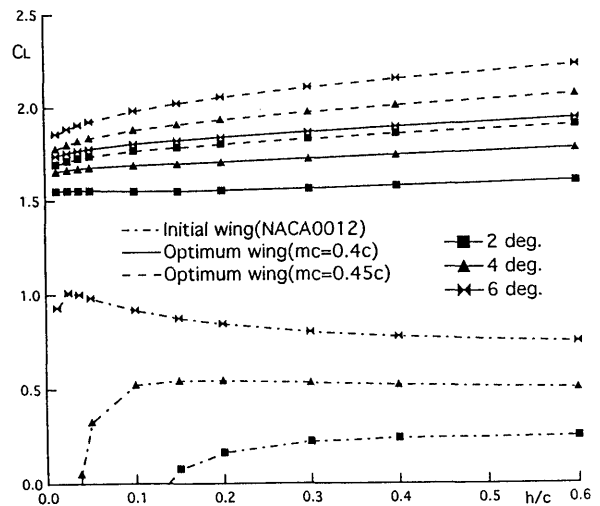


Fig. 7 Comparison of C_L (Case 2)

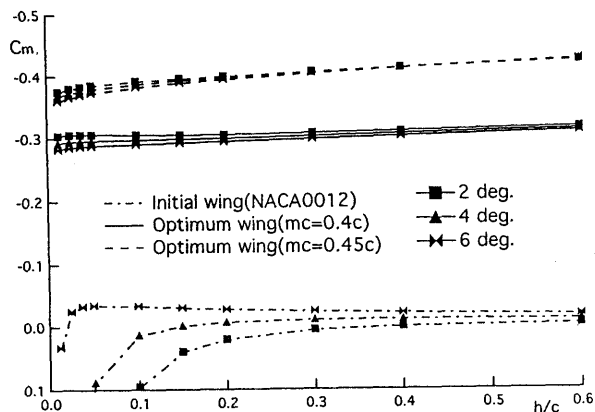


Fig. 8 Comparison of $C_{m1/4}$ (Case 2)

Table 3 Optimization results of Case 3

h/c	α	iteration	$-f = C_L$
0.1	4°	31	1.142
0.2	4°	22	1.035
0.4	4°	28	0.876

ただし $H.S.$, $P.S.$ の評価については重心位置を $c/4$ と仮定している。

最適化計算結果を Table 3 に示し、最適化翼型を Fig. 9 に示す。設定飛行高度を高くするに従い最大反りが減少しているが、いずれもキャンバーが後縁付近で変曲点を持つ翼型となっている。このような翼型を一般に反転翼といい迎角変化による圧力中心の移動が少ない翼型として知られている。圧力分布の計算例を $h/c=0.2$ について最適化した翼型について示すと Fig. 10 のようになる。翼後縁に揚力を打ち消す部分を設ける事により圧力中心の移動を抑えているが、極低高度時には下面後縁部分の狭水路効果により大きく圧力中心が移動することが考えられる。実際に $H.S.$ および $P.S.$ を評価した結果を Fig. 11 に示す。それぞれ設定飛行高度では静安定性を満たしているが、設定高度が低い場合ほど静安定性を満たす高度の範囲が狭くなっている。また予想通りいずれの場合も極低高度では静安定性を満足することはできない。

4.2 風洞実験例

ここでは以上のような計算例の中から Case 3 を選び、その結果に基づいて作成した WIG 翼型模型の風洞実験例について紹介する。先にも述べたように Case 1 および 2 による最適化計算では $H.S.$, $P.S.$ を満たすような翼型は得られない。従ってここでは静安定性

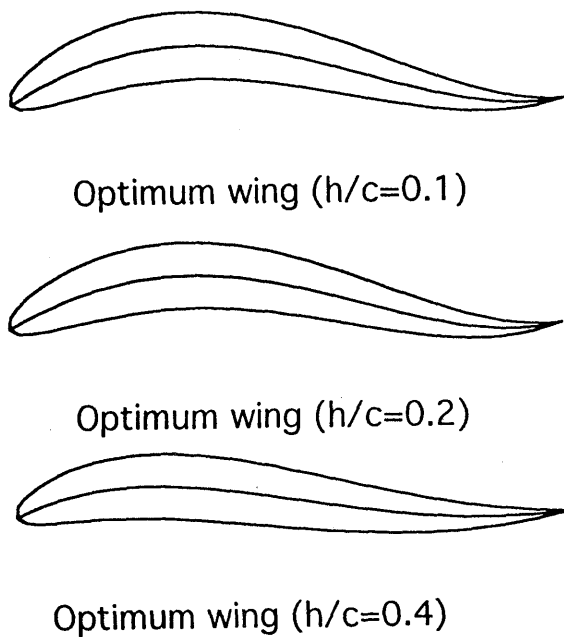


Fig. 9 Optimum wing sections (Case 3)

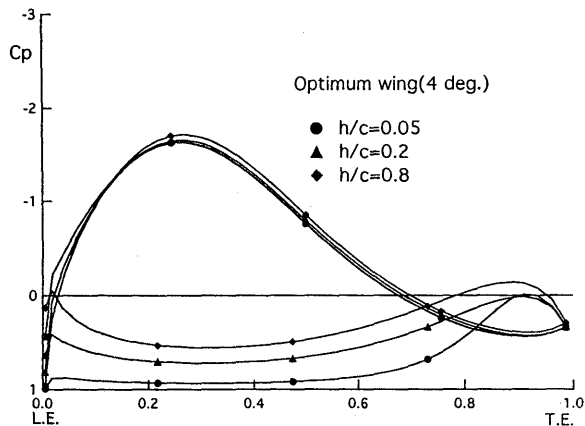


Fig. 10 Pressure distributions (Case 3, optimum for $h/c=0.2$ & $\alpha = 4^\circ$)

を満たすような Case 3 に基づく最適化翼型について風洞実験に基づく検討を実施する。ただしここでは初期形状が先の計算例とは異なっており、改めて最適化問題を記述してみると次のようになる。

- 設計変数: c_1, c_2, c_3 の計 3 個 (キャンバーのみ)
- 初期形状: NACA6409
- 飛行条件: $h/c = 0.1$, $\alpha = 6^\circ$
- 制約条件: $C_p \geq -1.56$, $H.S. \leq 0$, $P.S. \leq 0$

なお $H.S.$, $P.S.$ の評価については重心位置を先の場合と同じく $c/4$ としている。以上のような計算条件の最

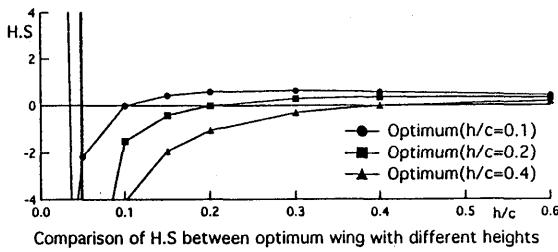
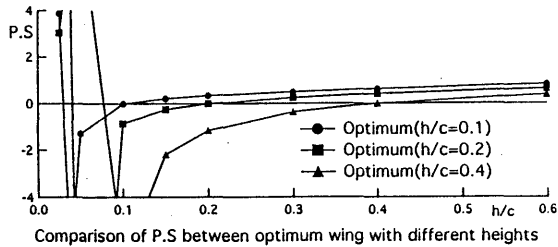


Fig. 11 Comparison of static stabilities (Case 3)

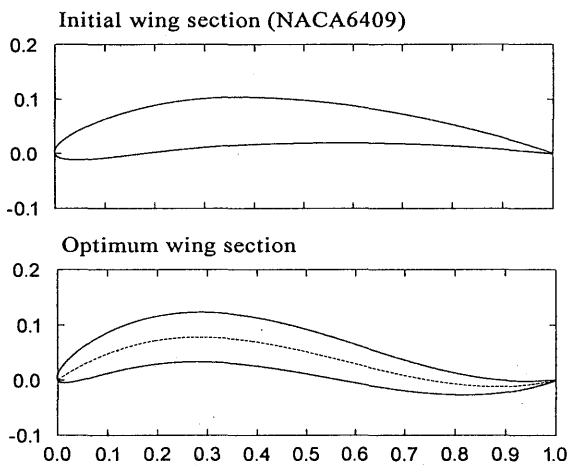


Fig. 12 Initial and optimum wing sections

適化に基づく翼型を Fig. 12 に示す. この翼型もキャンバーが後縁付近で変曲点を持つ反転翼となっている. 静安定性の計算結果は上記の飛行条件において Table 4 のようになっており, 初期形状である NACA6409 では満たされていない静安定の制約条件を $H.S.$, $P.S.$ ともに負となっていて満足していることがわかる.

次にこのような最適化計算例に基づく WIG の翼型モデルを作成し, 風洞実験による確認試験を実施する. ただし本研究で用いる風洞は極めて小型であるため, Appendix に示すような地面板法により実験を行う. なお最適化計算は 2 次元であるが, モデルは低アスペクト比かつ翼端板を有する 3 次元 WIG 形状とする. すなわちモデル要目は翼幅 18cm, 翼弦長 30cm, アスペクト比 0.6 であり, Fig. 13 に示すような翼端板を有する.

Table 4 Comparison of static stabilities

Wing Section	2D Calculation		Experiment	
	$H.S.$	$P.S.$	$H.S.$	$P.S.$
NACA6409	5.06	1.10	2.84	0.034
Opt. Wing	-2.79	-1.67	-14.1	-0.024

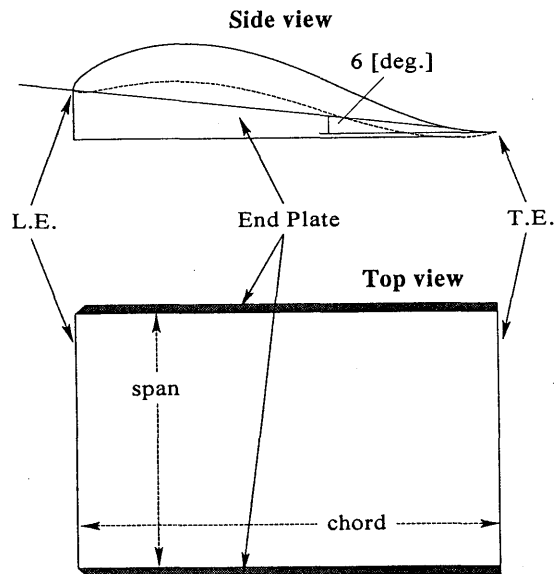


Fig. 13 WIG model with optimum wing section

風洞実験ではこのような翼端板を有する NACA6409 翼型および最適化翼型の模型について, 迎角 $\alpha = 6^\circ$ に対し高度を変化させて揚力, 抗力, モーメントを計測する. このうち揚力係数およびモーメント係数の計測値を Fig. 14 に示す. またこれらの計測値に基づく静安定性の実験結果も Table 4 に示す. 最適化翼はモーメント特性が明らかに NACA6409 とは異なっており, 静安定性の条件を実験結果においても満足していることがわかる. そのため揚力係数は初期形状の NACA6409 より低くなるが, 極低高度ではほぼ同等な揚力特性を持つ. 実験値は翼端板を有する低アスペクト比翼型に対するものであるが, 本研究のような 2 次元ポテンシャル理論に基づく最適化でも目標とする空力性能に近い妥当な翼型を得ることができる.

5. 結言

本研究では 2 次元 WIG の翼型最適化をパネル法による流場の数値計算と非線形計画法による最適化計算に基づいて検討し, 最適化問題の設定とともに翼型最適化の計算例を示した. また小型風洞における WIG

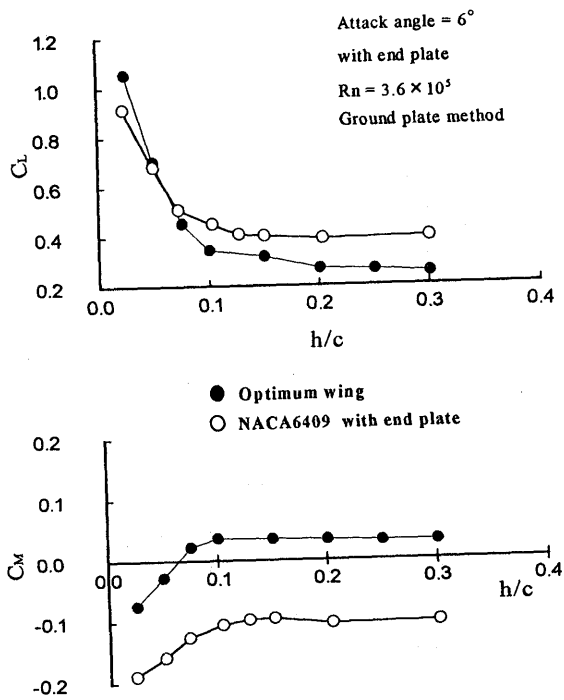


Fig. 14 Comparison of experimental results

の実験手法について検討し、その手法による最適翼型の実験結果についても報告した。最適化問題として、Case 1: 最大流速を制限し最大揚力を発生する翼型、Case 2: 地面効果外で圧力中心を後方におき最大揚力を発生する翼型、Case 3: 定常飛行時の静安定性を満たし最大揚力を発生する翼型、の3ケースを検討したが、それぞれ制約条件を満たす特徴ある翼型を生成することができた。特に Case 3 では最適化翼型として反転翼が得られた。この翼型は静安定性の制約条件を満たすために揚力係数は初期形状より低くなるが、低高度ではほぼ同等な揚力特性を持つことが風洞実験によっても確かめられた。従って本研究のような2次元ポテンシャル理論に基づく最適化でも目標とする空力性能に近い妥当な翼型を得ることができるということが確認された。

本研究を進めるにあたり終始御指導、御教示あるいは御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、甲斐寿助手および岡田功技官に深く感謝申し上げます。また本研究の一部は科学研究費(総合研究A、界面効果翼船の性能評価法に関する研究、代表:大阪大学工学部 松村清重助教授)によったことを付記し、松村先生および関係各位にお礼申し上げます。

参考文献

- 1) 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).
- 2) 水谷直樹, 鈴木和夫: 3次元WIGに関する数値解析的研究, 日本造船学会論文集, 第174号, pp.35-46, (1993).
- 3) 鈴木和夫, 小柴幸雄: 船型計画法と線図生成, 船体まわりの流れと船型開発に関するシンポジウム, 日本造船学会, pp.163-202, (1993).
- 4) ASNOP研究会: 非線形最適化プログラミング, 日刊工業新聞社, (1991).
- 5) 堀利文, 塚田吉昭, 不破健: 海面効果翼船 WISESの空力特性について, 船舶技術研究所研究発表会, 第60回, (1992).

Appendix WIGの小型風洞実験法

WIGの実験を行う場合には風洞壁面(地面)に発達する境界層の影響を無視することはできない。しかも小型風洞においてはできる限り閉塞率が高くない簡便な実験方法が望ましい。そこで風洞壁面に生じる境界層の影響を除いて地面効果を表現する地面板法と呼ぶ実験手法について検討する。地面板法とは翼型模型の下部に地面板を配置することにより実験計測位置では境界層が未発達となり、境界層影響が少ない中で地面効果を表現し得る手法である。また本実験では数値計算を援用することにより、風洞壁干渉の修正を行い計測値から風洞壁影響を取り除くという手法も併用している。

本研究の実験に用いた風洞は計測部の断面寸法が60 cm × 36 cmであり、地面板は寸法36 cm × 90 cm、厚さ1 mmのアルミ板である。実験装置の配置をFig. 15に示す。ここで地面板の配置が重要になる。地面板を翼より前方に出しすぎると境界層が発達してしまうため境界層の影響が大きくなる。また地面効果においては翼下面前方で圧力が上昇するので地面板の先端と翼の前縁の距離が近いと地面板の下に流れが逃げってしまうため、翼下面におけるラム圧効果が減少し地面効果をうまく再現できない。そこで地面板先端から翼前縁の距離と揚力の関係をあらかじめ実験により測定し地面板の最適位置を検討してある。

今回の実験ではWIG模型に対して風洞の測定断面が十分に大きいとは言えず、風洞壁の干渉の影響を取り除く必要がある。本研究では実験に用いた翼型についてパネル法による3次元ポテンシャル流の数値解析手法を利用し、翼が無限流体中にある状態と風洞内にある状態の2つの状態の翼の空力係数を求め、その

討 論

【討論】 (船舶技術研究所) 日野 孝則

Fig. 14 に示された風洞試験結果では最適化された翼型の C_L は初期形状 (NACA6409) より低くなっていますが、最適化計算における最適翼型の C_L は初期形状の C_L に対してどのような値になったのでしょうか。

【回答】

Fig. A に示しますように計算結果でも C_L は初期形状の値より低くなっています。なお当然ながら実験は翼端板つき 3 次元形状ですから、この計算結果は数値も傾向も実験値とは異なります。

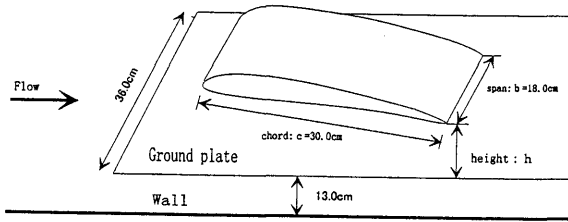


Fig. 15 Ground plate method in wind tunnel

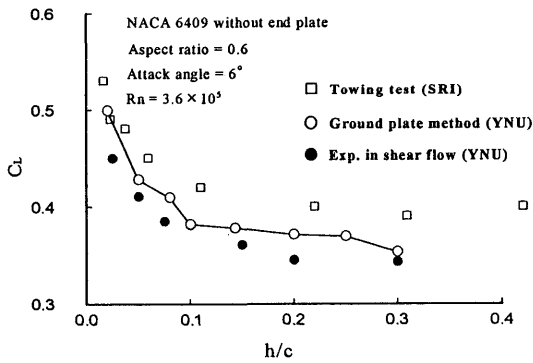


Fig. 16 Comparison of lift coefficients

値を用いて風洞壁干渉の修正を行う。揚力係数を例にとって実験値の修正式を示すと次のようになる。

$$C_L = C_{L[exp]} \frac{C_{L[inf]}}{C_{L[wt]}} \quad (31)$$

ここで C_L は風洞壁干渉の修正後の実験値、 $C_{L[exp]}$ は修正前の実験値、 $C_{L[inf]}$ は無限流体中の計算値、 $C_{L[wt]}$ は風洞内の場合の計算値である。以上のような修正を抗力係数、モーメント係数についてもおこなう。ただし粘性による抗力成分は Hoerner の経験式を用いて近似計算している。

NACA6409 翼型の地面板法による計測値に上記の修正を加えた揚力係数を Fig. 16 に示す。Fig. 16 には比較のため地面境界層の影響が非常に大きいと考えられる風洞壁を地面とした計測値と、船舶技術研究所において実施された地面境界層の影響がない曳航試験の結果⁵⁾も示されている。地面板法による計測値は発達した境界層中の計測値よりは境界層の影響がない曳航試験による計測値に近く、地面効果を比較的うまく再現していると思なすことができる。しかも風洞内にはアルミ板を一枚設置するだけなので閉塞率を低く押さえられるという利点もある。従って今回のような小型の風洞設備で WIG の実験を実施する場合には地面板法が有効である。

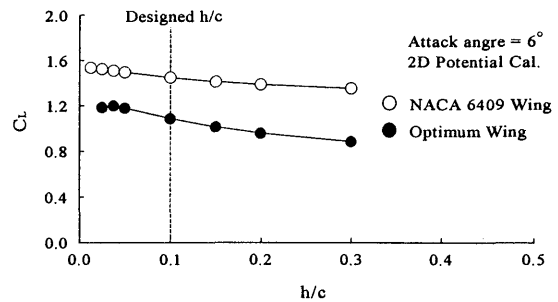


Fig. A Comparison of lift coefficients (2D cal.)

Studies on Inverse and Optimization Problems of Two Dimensional Wing Section Based on Panel Method

K. Suzuki ¹ and S. Matsumoto ²

¹ Dept. of Naval Archi. and Ocean Eng., Yokohama National University
79-5 Tokiwadai, Hodogayaku, Yokohama 240-8501, JAPAN

² TRDI Japan Defense Agency
2-2-1 Nakameguro, Meguroku, Tokyo 153-0061, JAPAN

ABSTRACT: In the present study, two problems are discussed for shape designs of two dimensional (2-D) wing section. The first one is an inverse problem to design a wing section in infinite flow field. The second one is an optimization problem to design a wing section of WIG (Wing In Ground effect) under prescribed design constraints. In both problems, the panel method is used to analyze the flow field around the wing and the nonlinear programming is used to minimize the objective function of respective problems. In this paper, SQP (Sequential Quadratic Programming) is employed as the nonlinear programming technique. In the first problem, the inverse problem, the wing section is designed to satisfy the pressure distribution given as the design condition. In the second problem, the shape optimization problem of WIG, the wing section is designed to maximize the lift coefficient under several design constraints. Numerical examples are shown for both problems.

1. INTRODUCTION

Shape design problems of the wing section are classical ones in fields of applied fluid dynamics. In the present study, two types of the shape design problem are discussed as the nonlinear programming problem, in which the numerical analysis of flow field around the wing is carried out as the potential problem.

As the first shape design problem of the wing section, the inverse problem is discussed. In this problem, the wing is designed to satisfy the pressure distribution given as the design condition, which is one of the conventional way to determine the wing section in infinite flow field. The objective function is defined as the least square approximation of differences between the calculated pressure distributions on the design wing and the given pressure distributions.

As the second problem, the optimization problem to design a wing section of WIG (Wing In Ground effect) under prescribed design constraints is discussed. The vehicle based on WIG is expected and investigated as one of the future high speed vessels on seaway. In this paper, the shape optimization problem of 2-D WIG is discussed as a fundamental study with respect to WIG. For this problem, however, the first method, namely, the inverse technique is not available, because it is not so easy to find suitable pressure distributions for WIG in general. In addition, the complicated design constraints like pitching and height stabilities can be included in this problem. The objective function is defined as the negative lift coefficient.

For both problems, the respective objective functions are minimized under design constraints by means of the nonlinear programming technique. In this paper, SQP (Sequential Quadratic Programming) is selected as the nonlinear programming, because SQP is robust and stable for

any types of the nonlinear programming problem. In the respective processes of the minimization, the panel method is used as the numerical analysis of flow field around wings, which can be used for arbitrary wing sections.

2. PANEL METHOD APPLIED TO 2-D WING

In order to analyze the flow field around 2-D wing section, the panel method is employed as the numerical analysis. First of all, the velocity potential should be formulated for the wing section in infinite flow field. The coordinate system is taken in such a way that the origin is placed on the still water surface, x axis is in the direction of uniform flow U , and y axis is vertically upwards. For this coordinate system, the velocity potential is given as,

$$\phi(x, y) = Ux - \frac{1}{2\pi} \oint_s \gamma(x', y') \arctan \frac{y - y'}{x - x'} ds + \oint_s \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} ds, \quad (1)$$

where σ is the source density, γ is the circulation density, and s is the wing surface taken in clockwise direction.

For the purpose of the analysis of flow field around WIG, however, the effect of the water surface must be taken into account. According to the studies on the free surface effect of WIG advancing over the still water surface for 2-D or 3-D (Masuda et al., 1991, Mizutani et al., 1993, Suzuki et al. 1994), it is verified that the wave making effect by WIG can be ignored. For this reason, the velocity potential can be expressed by introducing mirror image terms of eq. (1) as follows.

$$\begin{aligned} \phi(x, y) = & Ux - \frac{1}{2\pi} \oint_s \gamma(x', y') \arctan \frac{y - y'}{x - x'} ds + \frac{1}{2\pi} \oint_s \gamma(x', y') \arctan \frac{y + y'}{x - x'} ds \\ & + \oint_s \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2} ds \\ & + \oint_s \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x - x')^2 + (y + y')^2} ds \end{aligned} \quad (2)$$

In eq. (2), 3rd and 5th terms are mirror image ones to eq. (1). In the case of WIG, its height h is defined as a distance between the trailing edge of the wing and the still water surface.

The velocity potential eq. (1) or eq. (2) satisfy the following boundary conditions. Since the normal velocity on the wing surface should be vanished, the body boundary condition is given as follows.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0 \quad \text{on } s \quad (3)$$

In the case of the wing problem, Kutta condition should also be satisfied at its trailing edge. This condition can be written as

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{upper} = - \left. \frac{\partial \phi}{\partial s} \right|_{lower} \quad \text{at trailing edge,} \quad (4)$$

in which fluid velocities on the face and back sides of the wing should become equal.

In order to solve the above mentioned boundary value problem, the panel method is applied to eq. (1) or eq. (2). As an example, discretization procedures of eq. (2) are explained here, because the discretization of eq. (1) can be executed similarly and more easily.

The wing surface s is divided by N_w panels (line elements) along the clockwise direction, in which their start and end points are located at the trailing edge. The control point to satisfy the boundary condition is located at the midpoint of each panel. The source density σ is assumed a constant on respective panels and the circulation density γ is also assumed a constant on all

panels. According to these assumptions, the induced velocity V_i on i th panel can be expressed as follows.

$$\begin{aligned} V_i = & U + \pi n_i \sigma_i + t_i \frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{\mathbf{R}_{\gamma ij}}{|\mathbf{R}_{\gamma ij}|^2} ds + \frac{1}{2\pi} \gamma \sum_{j=1}^{N_w} \int_{l_j} \frac{\mathbf{R}'_{\gamma ij}}{|\mathbf{R}'_{\gamma ij}|^2} ds \\ & + \sum_{j=1}^{N_w} \sigma_j \int_{l_j} \frac{\mathbf{R}_{ij}}{|\mathbf{R}_{ij}|^2} ds + \sum_{j=1}^{N_w} \sigma_j \int_{l_j} \frac{\mathbf{R}'_{ij}}{|\mathbf{R}'_{ij}|^2} ds \end{aligned} \quad (5)$$

In eq. (5),

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_{ij} &= (x_i - x', y_i - y'), & \mathbf{R}'_{ij} &= (x_i - x', y_i + y'), \\ \mathbf{R}_{\gamma ij} &= (y_i - y', x_i - x'), & \mathbf{R}'_{\gamma ij} &= (y_i + y', x_i - x'), \end{aligned} \quad (6)$$

(x_i, y_i) is the control point on i th panel, l_j is the line element of j th panel, and (x', y') is the field point on j th panel. In same equation, three vectors U , n_i and t_i are also defined respectively as the uniform velocity vector, the outward normal vector on i th panel, and the tangent vector on i th panel along the direction from the leading edge to the trailing edge.

By substituting the discrete formula (5) into the boundary conditions (3) and (4), simultaneous algebraic equations which has unknowns σ_i and γ are obtained. Taking components (u_i, v_i) of the induced velocity V_i on i th panel, the boundary conditions (3) and (4) can be rewritten as

$$n_{xi} u_i + n_{yi} v_i = 0 \quad i = 1, \dots, N_w, \quad (7)$$

and

$$t_{x1} u_1 + t_{y1} v_1 + t_{xNw} u_{Nw} + t_{yNw} v_{Nw} = 0, \quad (8)$$

where (n_{xi}, n_{yi}) are components of n_i , (t_{xi}, t_{yi}) are components of t_i . These eqs. (7) and (8) means simultaneous algebraic equations for unknowns σ_i on each panel and γ . After solving these algebraic equations, the fluid velocity on each panel can be evaluated.

If obtaining the fluid velocity V_i on the wing surface, the pressure coefficient C_{pi} on i th panel are easily calculated as follows.

$$C_{pi} = 1 - \frac{V_i^2}{U^2} \quad (9)$$

Aerodynamic coefficients, that is, a lift coefficient C_L and a moment coefficient C_m can be evaluated by pressure integrals of eq. (9) like

$$C_L = \sum_{i=1}^{N_w} C_{pi} n_{yi} l_i, \quad (10)$$

and

$$C_m = - \sum_{i=1}^{N_w} C_{pi} \{n_{xi}(y_i - y_m) - n_{yi}(x_i - x_m)\} l_i, \quad (11)$$

where (x_m, y_m) means the moment center.

In order to discuss about the design of a vehicle with wings, its stabilities should be considered. However, in numerical examples of the present study employing stabilities as the design constraints, the static stabilities are considered for the sake of brevity. In ordinary cases, it is suitable to introduce a pitching stability (*P.S.*) given as,

$$P.S. = \frac{\partial C_m}{\partial \alpha} = C_{m\alpha} < 0 \quad (12)$$

where α is an attack angle of the wing. In the case of WIG, however, the above mentioned aerodynamic coefficients C_L and C_m are varied with the height of the wing by the ground effect, and then a height stability (*H.S.*) should also be introduced. Finally, both static stability criteria for WIG can be written as,

$$H.S. = C_{Ly} - \left(\frac{C_{my}}{C_{m\alpha}} \right) C_{L\alpha} < 0, \quad (13)$$

$$P.S. = C_{m\alpha} - \left(\frac{C_{L\alpha}}{C_{Ly}} \right) C_{my} < 0, \quad (14)$$

where the moment center is taken at the center of gravity.

3. FORMULATION OF INVERSE AND OPTIMIZATION PROBLEMS

As mentioned previously, two types of shape design problem are discussed as the nonlinear programming problems in the present study. In order to formulate both the inverse problem and the optimization problem, objective functions to minimize, design variables, and design constraints should be defined respectively.

3.1 OBJECTIVE FUNCTIONS

In the first problem, the inverse problem, the wing is designed to satisfy the pressure distribution given as the design condition. According to this requirement, the objective function is defined as,

$$f = \sum_{i=1}^{N_w} (C_{p0i} - C_{pi})^2 \rightarrow \min. \quad (15)$$

where C_{p0i} is the given distribution of the pressure coefficient.

For the second problem to optimize the wing section of WIG, the most practical candidate of the objective function is the drag to lift ratio. For the present 2-D potential problem, however, the drag of the wing can not be calculated. For this reason, the optimization is carried out to maximize the lift coefficient. In practical optimization process, the objective function is defined as the negative lift coefficient as follows.

$$f = -C_L \rightarrow \min. \quad (16)$$

In respective objective functions, C_{pi} or C_L is evaluated numerically by using the panel method based on the previous explanations, and these are implicit functions of the design variables defined in subsequent section 3.2. In this paper, SQP (Sequential Quadratic Programming) (ASNOP, 1991) is selected to minimize the objective function under the design constraints introduced in subsequent section 3.3. This SQP is a robust and stable scheme for any types of the nonlinear programming problem, in which QP (Quadratic Programming) is sequentially used to solve a local problem approximated around a set of design variables by means of Taylor expansions.

3.2 DESIGN VARIABLES

Since the shape design problems are discussed for 2-D wing section in this paper, the design variables should be taken as parameters to express the wing section, which can be expressed by the superposition of the thickness distribution and the camber distribution. Expressing the thickness distribution as $2y_t(r)$ and the camber distribution as $y_c(r)$, the upper surface (r_u, y_u) and the lower surface (r_l, y_l) of the wing section are written as,

$$\begin{aligned} r_u &= r - y_t \sin \theta, & y_u &= y_c + y_t \cos \theta, \\ r_l &= r + y_t \sin \theta, & y_l &= y_c - y_t \cos \theta, \end{aligned} \quad (17)$$

where $\theta = \tan^{-1}(dy_c/dr)$. Since a coordinate system normalized by the cord length c of the wing section is used in this expression, a range of r should be given as $0 \leq r \leq 1$.

For the thickness distribution of eq. (17), the following expression based on NACA 4 digit series is introduced, in which coefficients of the respective terms are defined as the design variables in the present problems.

$$y_t(r) = 5t\{t_1\sqrt{r} + t_2r + t_3r^2 + t_4r^3 + t_5r^4\} \quad (18)$$

In this expression, t is the maximum thickness ratio. The cord length is 1 according to the above mentioned normalization, and then $y_t(0) = y_t(1) = 0$. For this reason, the relation among design variables are given as,

$$t_5 = -(t_1 + t_2 + t_3 + t_4), \quad (19)$$

where the independent design variables are reduced to 4. If the normalized sectional area is specified as A_0 , the design variables have the relation expressed by

$$t_4 = \frac{2A_0}{t} - \frac{28}{3}t_1 - 6t_2 - \frac{8}{3}t_3, \quad (20)$$

because the sectional area is calculated by using the following formula.

$$A = 10t\left\{\frac{2}{3}t_1 + \frac{t_2}{2} + \frac{t_3}{3} + \frac{t_4}{4} - \frac{(t_1 + t_2 + t_3 + t_4)}{5}\right\} \quad (21)$$

In this case, the independent design variables can further be reduced to 3.

In the next place, the design variables about the camber distribution is discussed. In the present study, the following biquadratic equation is employed to give sufficient variation for the wing section. These coefficients are also defined as the design variables in the present problems.

$$y_c(r) = c_1r + c_2r^2 + c_3r^3 + c_4r^4 \quad (22)$$

Since the condition $y_c(0) = y_c(1) = 0$ should be satisfied similarly, the following relation is valid.

$$c_4 = -(c_1 + c_2 + c_3) \quad (23)$$

According to this relation, the independent design variables are reduced to 3 too.

3.3 DESIGN CONSTRAINTS

In general shape design problems by means of the nonlinear programming techniques, a set of suitable design constraints can be introduced to get the practical and available results. In the present problems, the suitable constraints should be introduced in order to get reasonable wing sections. For practical design problems, both equality and inequality constraints can be considered.

The equality constraints are discussed at first, which is given as the equality relations among the design variables. The ordinary nonlinear programming techniques like SQP have a function to adopt the equality constraints numerically. In the present problems, however, the equality constraints are expressed as the linear forms of the design variables like eqs. (19), (20) and (23). For these linear equality constraints, no special numerical treatments are needed, because the techniques to reduce the independent design variables can be used as mentioned above.

As the inequality constraints, the following ones can be considered, especially for the second problem, namely, the optimization problem of the wing section of WIG. In numerical examples shown in the subsequent section 4, various sets of those constraints are tried respectively.

1. Range of design variable

Convergence of the iteration in the optimization process is improved by putting $t_1 > 0$ or $t_1 < 0$, because eq. (18) has a same meaning for both signs of + and -. In the present numerical examples, t_1 is kept the range in + as follows.

$$t_1 \geq 0 \quad (24)$$

2. Minimum thickness distribution

The minimum thickness must be larger than a prescribed value such as,

$$\min[y_t(r)] \geq y_{t0}, \quad (25)$$

where $\min[y_t(r)]$ means the minimum $y_t(r)$ in $0 < r < 1$. In the present paper, y_{t0} is taken as 0.1 % of the cord length, namely 0.001.

3. Maximum camber

For the practical purposes, the maximum camber should be limited as follows.

$$\max[y_c(r)] \leq y_{c0} \quad (26)$$

In this constraint, $\max[y_c(r)]$ means the maximum $y_c(r)$ in $0 < r < 1$, and y_{c0} is selected as the practical value based on the conventional data of wings.

4. Sectional area of wing

Unless the sectional area is specified, it should be designed in a practical range. This constraint can be written by using eq. (21) as follows.

$$A_{min} \leq A \leq A_{max} \quad (27)$$

Both limits A_{min} and A_{max} are selected according to the conventional data.

5. Minimum pressure (Maximum fluid velocity)

Since the present shape design problem is based on the potential theory, flow separation is not taken into consideration. In order to avoid this phenomena, the minimum pressure (the maximum fluid velocity) on the wing surface should be restricted, which is given as,

$$\min[C_p] = 1 - \frac{\max[V_i^2]}{U^2} \geq C_{p0}, \quad (28)$$

where C_{p0} should be given as a reasonable pressure coefficient.

6. Moment coefficient

The wing with an excessive moment coefficient is not available, even if optimizing its sectional shape. In order to restrict excessive C_m , the following constraint is introduced.

$$|C_m| \leq C_{m0} \quad (29)$$

In this constraint, C_{m0} is given as the suitable constant.

7. Static stabilities

The pitching and height stabilities should be introduced as the design constraints, especially for the case of WIG. As discussed previously, both stability constraints are given as follows.

$$H.S. \leq 0, \quad P.S. \leq 0 \quad (30)$$

Table 1: Results of inverse design problem

target wing	h/c	α	iteration	f
NACA4412	∞	0°	15	0.0093
NACA24012	∞	0°	37	0.0544

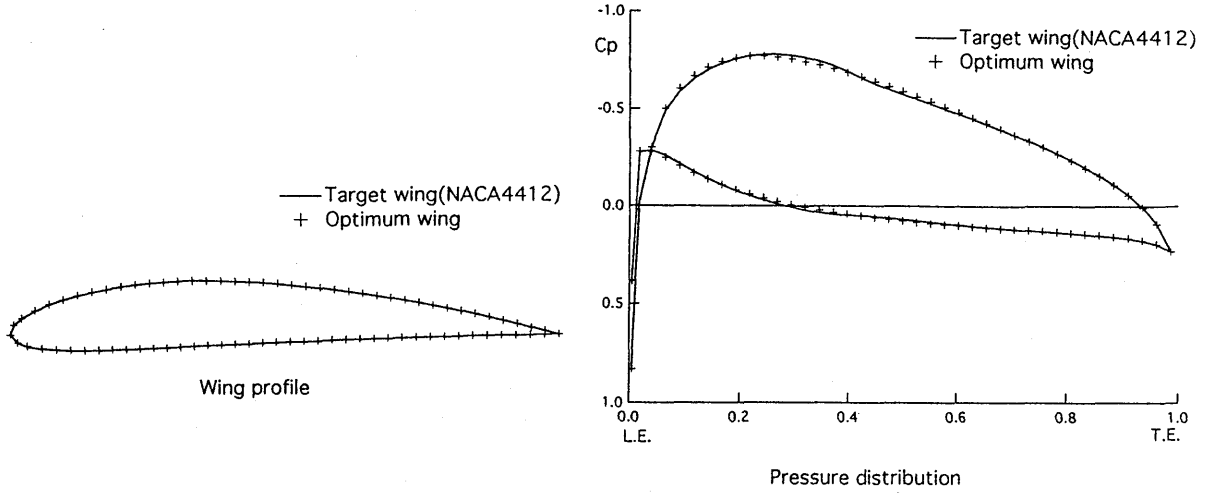


Figure 1: Final wing section and pressure distribution (target wing NACA4412)

4. NUMERICAL EXAMPLES

4.1 INVERSE PROBLEM OF WING SECTION

As the first numerical example, the inverse problems are discussed. First of all in actual design procedures of a wing section, the designer gives a suitable pressure distribution according to the conventional data and his experience. In the present examples, however, the pressure distribution is given as the numerical result for the target wing section by means of the panel method. If the present inverse technique based on the panel method and the nonlinear programming formulated in previous sections is effective, the target wing section should be obtained as the final result from an arbitrary initial wing section. In this inverse problem, the objective function is given as eq. (15). Calculation conditions in the present numerical examples are as follows.

- Design variables : $t_1, t_2, t_3, t_4, c_1, c_2, c_3$ (7 variables)
- Initial wing section : NACA0006
- Target wing section (Pressure distributions are given.) : NACA4412, NACA24012
- Flight condition : $h/c = \infty$ (in infinite flow field), $\alpha = 0^\circ$
- Design constraints : $t_1 \geq 0$

Minimization results of the objective function are given in Table 1. The final results of the wing profile and the pressure distribution are shown in Figure 1 for the target wing section NACA4412 and in Figure 2 for the target wing section NACA24012. As shown in Table 1, the latter case needs more iterations than the former case, and its minimization results are worse than the former one. As shown in Figure 1, the final results agree well with the wing profile

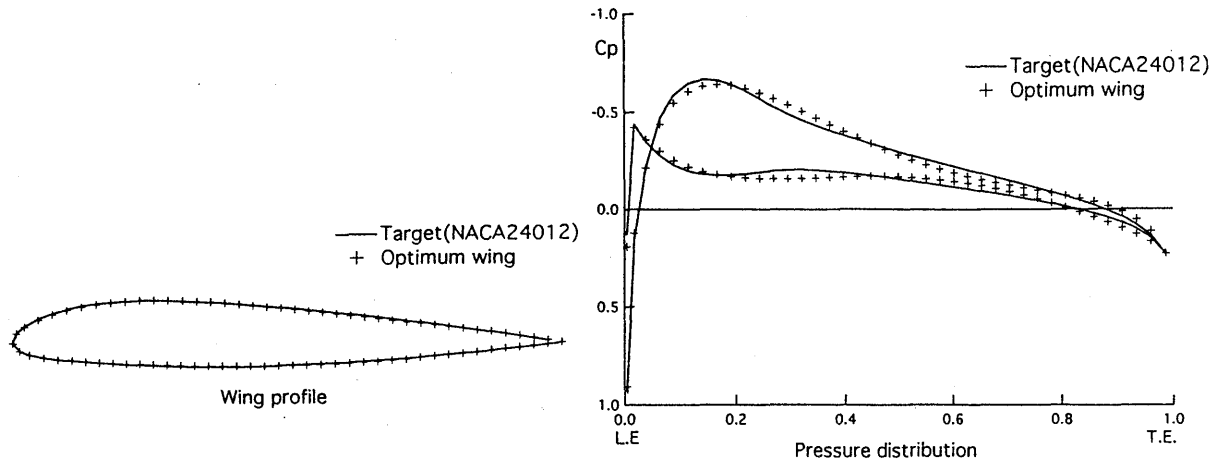


Figure 2: Final wing section and pressure distribution (target wing NACA24012)

and the pressure distribution of the target wing section NACA4412. As shown in Figure 2, however, small differences are found between the final results and the target wing NACA24012 in comparison with the results of Figure 1, which can be explained from the minimization results in Table 1 too. In the case of NACA 5 digit series like NACA24012, the camber distribution is expressed by the cubic equation for the fore part and the linear equation for the aft part. In the present problems, however, it is expressed by the biquadratic equation (22) in a whole cord length. Small errors shown in Figure 2 are caused by these reasons, but the obtained results are useful in practice. As shown in these numerical examples, the nonlinear programming can effectively be applied to the conventional design approach of the wing section.

4.2 SHAPE OPTIMIZATION OF 2-D WIG

According to the above mentioned formulation, numerical examples of the optimization problem to design a wing section of WIG are shown. In this section, the following 3 cases of the optimization problem are discussed.

- Case 1 Optimum wing under constraint of minimum pressure
- Case 2 Optimum wing with a center of pressure behind usual position in OGE
- Case 3 Optimum wing under static stability constraints

In Case 2, the abbreviation OGE means Over Ground Effect. In these optimization problems, the objective function is given as eq. (16) to get the maximum lift coefficient under the respective sets of design constraints.

Table 2: Optimization results of Case 1

h/c	α	iteration	$-f = C_L$
0.2	0°	32	2.202
0.2	2°	11	2.197
0.2	4°	20	2.165
0.4	2°	12	2.115
0.6	2°	7	2.015

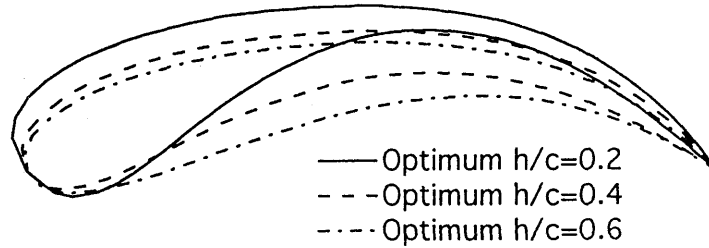


Figure 3: Optimum wing sections (Case 1, $\alpha = 2^\circ$)

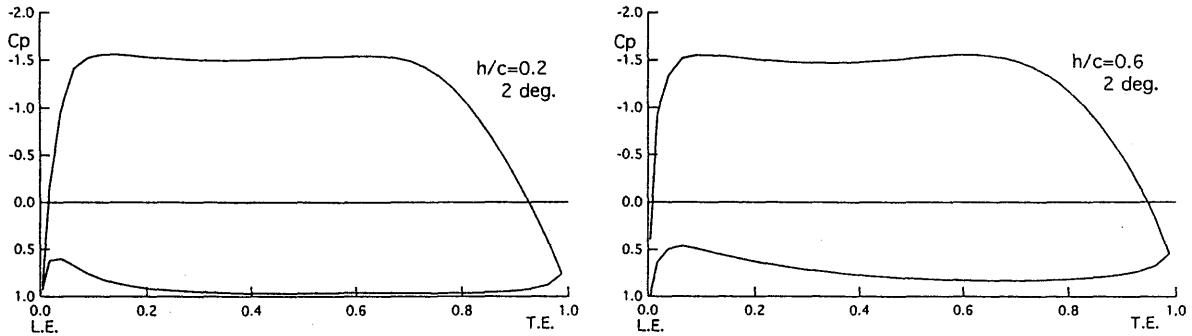


Figure 4: Examples of pressure distributions of optimum wings

Case 1 : Optimum wing under constraint of minimum pressure

In this first case, the constraint of the minimum pressure (the maximum fluid velocity) is introduced, because the flow separation is not taken into consideration in the case of the potential theory as discussed previously. Calculation conditions in the optimization process are as follows.

- Design variables : $t_1, t_2, t_3, t_4, c_1, c_2, c_3$ (7 variables)
- Initial wing section : NACA0012
- Flight condition : $h/c = 0.2, 0.4, 0.6, \alpha = 0^\circ, 2^\circ, 4^\circ$
- Design constraints : $t_1 \geq 0, C_p \geq -1.56, y_t \geq 0.001, 0.9A_0 \leq A \leq 1.1A_0$

In these design constraints, the minimum pressure -1.56 corresponds to 1.6 times of the uniform flow velocity, and A_0 means the sectional area of the initial wing.

The optimization results are shown in Table 2. It is recognized as a tendency that more iterations are needed in case of lower design height. In Figure 3, the optimized wing sections to keep the attack angle $\alpha = 2^\circ$ are compared for various design heights. With the lower

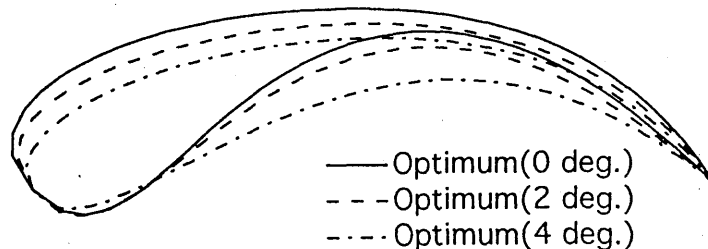


Figure 5: Optimum wing sections (Case 1, $h/c = 0.2$)

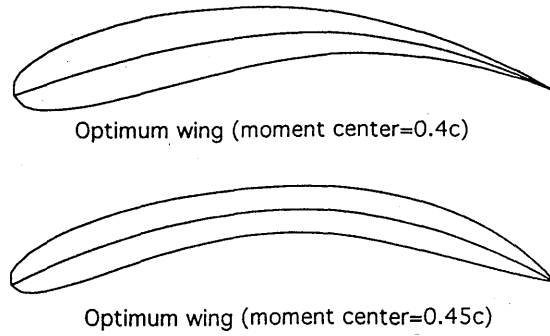


Figure 6: Optimum wing sections (Case 2)

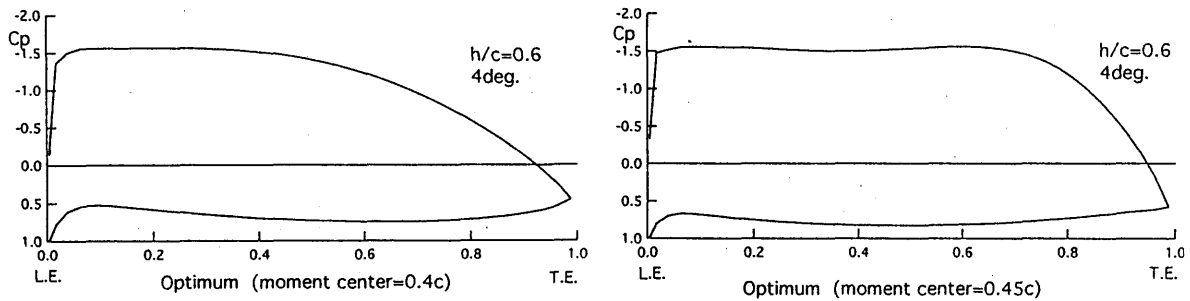


Figure 7: Pressure distributions (Case 2)

design height, the maximum camber is increased and positions of the maximum camber and the maximum thickness move toward the leading edge. Examples of the pressure distributions for the optimum wing sections are shown in Figure 4. In order to obtain the maximum lift, the pressure distributions become similar ones for all examples of this case (Case 1), that is, the minimum pressure on the lower side due to the design constraint and the maximum pressure (stagnation pressure) on the upper side are almost kept from the leading edge to the trailing edge. In opposition to Figure 3, the optimized wing sections to keep the design height $h/c=0.2$ are compared for various design attack angles in Figure 5. With the lower design attack angle, similar tendencies as shown in Figure 3 for the design height are obtained about the camber and the thickness.

Table 3: Optimization results of Case 2

h/c	α	moment center	iteration	$-f = C_L$
0.6	4°	0.4c	26	1.776
0.6	4°	0.45c	30	2.072

Case 2 : Optimum wing with a center of pressure behind usual position in OGE

In ground effect, the center of pressure moves toward the trailing edge from the usual position. However, this movement is not a suitable aerodynamic characteristic for the vehicle based on WIG. In order to avoid the movement of the center of pressure, it can be considered as one of the way to keep this center behind its usual position in OGE. For this optimization problem, the following calculation conditions are employed.

- Design variables : $t_1, t_2, t_3, c_1, c_2, c_3$ (6 variables : sectional area is fixed)

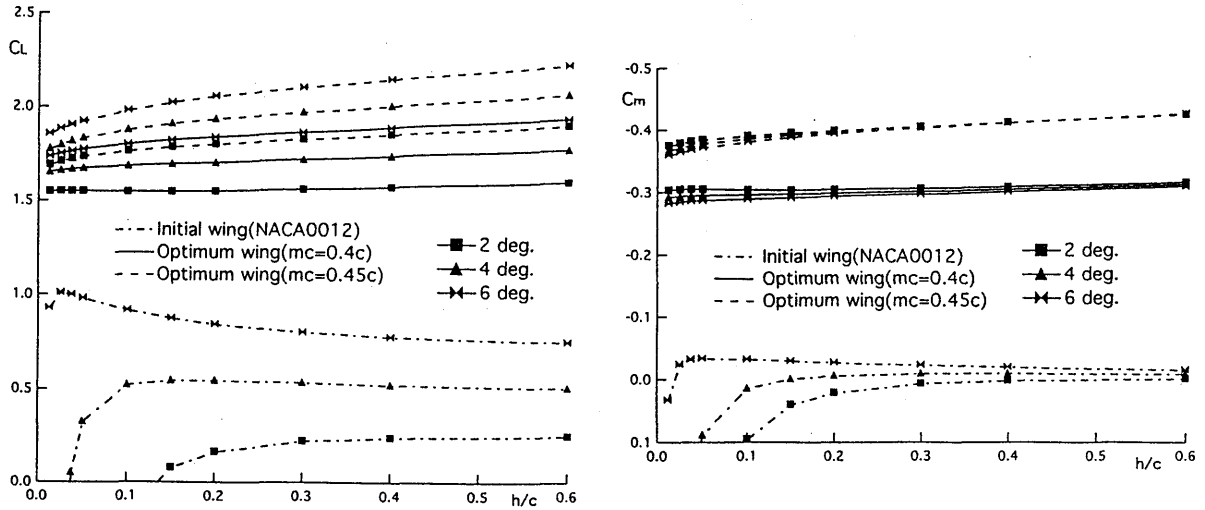


Figure 8: Comparison of C_L and $C_{m1/4}$ (Case 2)

- Initial wing section : NACA0012
- Flight condition : $h/c = 0.6$, $\alpha = 4^\circ$
- Design constraints :
 $t_1 \geq 0$, $C_p \geq -1.56$, $y_t \geq 0.001$, $(C_m)^2 \leq 0.05^2$ (moment center = $0.4c$, $0.45c$)

As shown in the above constraints, two cases are tried about the position of moment center to keep the center of pressure behind its usual position in $h/c=0.6$.

The optimization results are shown in Table 3 and the optimized wing sections are illustrated in Figure 6. Both optimum wing sections have larger cambers than conventional ones. As shown in Figure 7 for the respective pressure distributions, the center of pressure is nearly located at $0.4c$ or $0.45c$ by the design constraint for C_m . As shown in Figure 8, variations in aerodynamic coefficients C_L and $C_{m1/4}$ for h/c of the optimum wing sections are less than the initial ones of NACA0012. The movement of the center of pressure is suppressed by keeping almost constant C_L and $C_{m1/4}$ like these examples. As shown in both numerical examples, the optimum wing sections with the different aerodynamic characteristics from initial ones can be obtained.

Table 4: Optimization results of Case 3

h/c	α	iteration	$-f = C_L$
0.1	4°	31	1.142
0.2	4°	22	1.035
0.4	4°	28	0.876

Case 3 : Optimum wing under static stability constraints

As far as the optimizations based on Case 1 or Case 2 are carried out, the optimum wing sections satisfying both static stabilities $H.S.$ and $P.S.$ in eqs. (13) and (14) can not be obtained. As the final numerical examples, wing sections are optimized to satisfy $H.S.$ and $P.S.$. The optimization problems are described as follows.

- Design variables : c_1, c_2, c_3 (3 variables : thickness distribution is fixed)

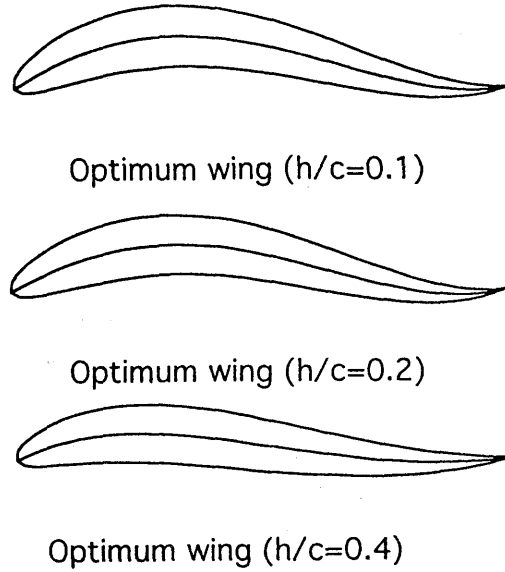


Figure 9: Optimum wing sections (Case 3)

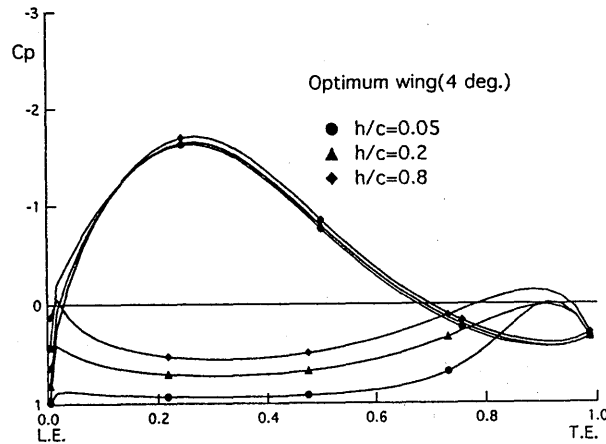


Figure 10: Pressure distributions (Case 3, optimum for $h/c=0.2$ & $\alpha = 4^\circ$)

- Initial wing section : NACA4412
- Flight condition : $h/c = 0.1, 0.2, 0.4$, $\alpha = 4^\circ$
- Design constraints : $C_p \geq -1.56$, $H.S. \leq 0$, $P.S. \leq 0$

In evaluations of $H.S.$ and $P.S.$, the center of gravity is assumed at $c/4$ for the sake of brevity.

The optimization results are shown in Table 4 and the optimized wing sections are illustrated in Figure 9. As shown in Figure 9, the maximum cambers are varied with the design heights, and the camber distributions in every cases are reversed around the trailing edge. It is known that the wing sections of S-type shapes like these optimized results have an aerodynamic characteristic to keep the position of the center of pressure for changing the attack angle (Staufenbiel et al., 1980). Numerical examples of the pressure distributions are shown in Figure 10 for the wing section optimized for $h/c=0.2$ & $\alpha = 4^\circ$. In respective calculation heights, the pressure distributions are also reversed around the trailing edge. The movement of the center of pressure can be suppressed by these remarkable pressure distributions. Both static stabilities $H.S.$ and $P.S.$ are evaluated as shown in Figure 11. The static stabilities are satisfied in respective design heights by means of the optimization, however, it is difficult to keep these constraints in very low heights which are not the own design height.

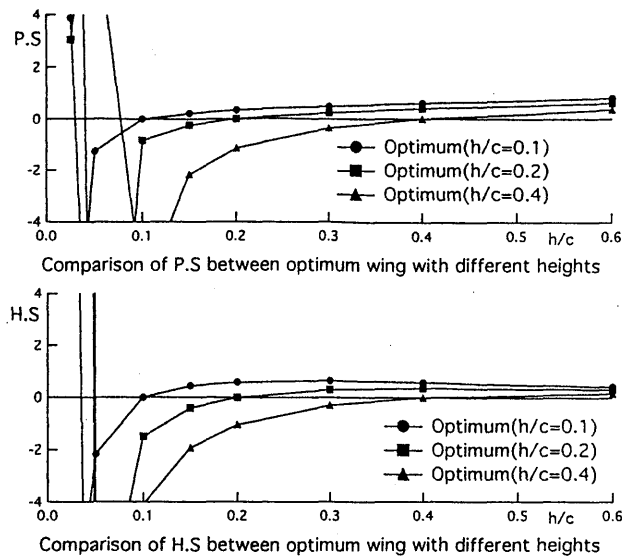


Figure 11: Comparison of static stabilities (Case 3)

5. CONCLUDING REMARKS

In the present study, two types of the shape design problem for 2-D wing section are discussed. The first one is an inverse problem to design a wing section in infinite flow field. The second one is an optimization problem to design a wing section of WIG under several design constraints. In formulations of both problems, the panel method is used to analyze the flow field around the wing and the nonlinear programming is used to minimize the respective objective functions.

In the inverse problem, the wing section is designed to satisfy the pressure distribution given as the design condition. The obtained final results agree well with the wing profile and the pressure distribution of the target wing section in practice. The nonlinear programming can effectively be applied to the conventional design approach of the wing section like this inverse problem.

In the optimization problem of WIG, the wing section is designed to maximize the lift coefficient. For this problem, numerical examples of 3 cases are discussed, namely, Case 1 : optimum wing under constraint of minimum pressure, Case 2 : optimum wing with a center of pressure behind usual position in OGE, and Case 3 : optimum wing under static stability constraints. In respective cases, remarkable wing sections are obtained to satisfy the design constraints, especially, in Case 3, S-type wing sections satisfying the static stabilities are obtained.

For the research field of ship hydrodynamics, a same type of the formulation can also be extended to the hull form design problems, that is, a combined technique of CFD and the nonlinear programming can be introduced.

The authors express their sincere thanks to Prof. M. Ikehata, Dr. H. Kai and Mr. I. Okada of Yokohama National University for helpful discussions and cooperations. The present study was partially supported by Grant-in Aid for Scientific Research of the Ministry of Education, Science and Culture of Japan.

REFERENCES

- [1] ASNOP research group (1991). "Application System for Nonlinear Optimization Problems", Nikkan Kogyo Shimibun Co. Ltd. [Japanese].
- [2] Masuda, S. and Suzuki K. (1991). "Simulation of Hydrodynamic Effects of 2-Dimensional

WIG Moving near the Free Surface”, J. Society of Naval Architects of Japan, Vol. 170, pp.83-92 [Japanese].

- [3] Mizutani, N. and Suzuki, K. (1993). "Numerical Analysis of 3-D WIG Advancing over the Still Water Surface”, J. Society of Naval Architects of Japan, Vol. 174, pp.35-46 [Japanese].
- [4] Staufenbiel R. and Kleinedam G. (1980). "Longitudinal Motions of Low-Flying Vehicles in Nonlinear Flowfields”, Proc. of 12th Cong. of the Int. Council of the Aeronautical Science (ICAS'80), Munich, pp.293-308.
- [5] Suzuki, K. and Ikehata, M. (1994). "Free Surface Effect of WIG Advancing over the Still Water Surface”, Proc. of Int. Conf. on Hydrodynamics (ICHHD'94), Wuxi, pp.254-260.

ラムウイング型 WIG のパネル法に基づく流場特性と翼型最適化

鈴木 和夫¹, 田中 裕一², 甲斐 寿¹

Aerodynamic Characteristics and Shape Optimization of Ram-Wing Type WIG Based on Panel Method

By Kazuo SUZUKI (*Member*), Yuichi TANAKA, and Hisashi KAI (*Member*)

A vehicle based on WIG (Win In Ground effect) is expected as one of the candidates of future high speed vessels on seaway. In the former part of the present study, Morino's panel method is applied to aerodynamic analyses around a Ram-wing type 3D WIG with special reference to aerodynamic characteristics of its side end plates. Under the consideration of these analyses, aerodynamic shape optimization problems of WIG are discussed in the latter part of this paper. Numerical examples of optimized wing section are shown, in which the optimizations are carried out by means of the aerodynamic analysis based on the panel method and the nonlinear programming technique based on SQP (Sequential Quadratic Programming).

Keyword : WIG, Panel Method, Aerodynamic Characteristics, Shape Optimization, Wing Section, Non-linear Programming, SQP

1 緒言

WIG とは “Wing In Ground effect” の略であり、WIG を利用した高速艇は将来型高速海上輸送システムの候補の1つとされており、最近では中国で観光用 WIG の運航が実際に開始されている。WIG は水面(地面)の極く近くを飛行することにより生じる地面効果と、高速前進することによって生じる相対気流の動圧(ラム圧)を翼下面と水面との間に閉じ込めることによる揚力によって浮上するシステムである。WIG は航空機よりも安価で自動車、鉄道よりも高速である為に Gabrielli-von Karman の輸送効率チャートにおける空白の三角領域を埋める輸送システムと考えられている。我が国においては WIG の実用化をすぐに期待できる状況にはないものの、小規模ながらその基礎的な研究が実施されてきた。著者等の研究グループでも WIG の自由表面効果 [1, 2, 3, 4] や 2D WIG 翼型の最適化等 [5, 6] が検討されている。WIG の設計コンセプトとして、ラムウイング型 WIG、リピッシュ型 WIG、PAR (Power Augmented Ramwing) WIG、タンデム型 WIG など様々な形態の WIG が提案されているが、本研究は著者等による上記の基礎的研究に引き続きラムウイング型 3D WIG の特に翼端板を考慮した流場特性の把握と翼型最適化を対象として実施したものである。

本論文ではまずパネル法 (Morino 法) に基づく WIG まわり流場の数値計算法について簡単に紹介した後、実際に翼端板付きラムウイング型 WIG の流場特性について検討する。WIG の場合には当然主翼の翼特性が重要になるが、ラムウイング型 WIG の翼端板は翼下面における流体の閉じ込め効果や翼端渦の低減効果を担う重要な空力要素とも考えられるので、翼端板形状にも注目して空力特性の検討を行う。またパネ

¹横浜国立大学工学部

²本田技術研究所 (研究当時 横浜国立大学大学院)

ル法による空力特性の解析と非線形計画法の逐次2次計画法 (SQP : Sequential Quadratic Programming) による最適化手法を組み合わせた翼型最適化についても検討し、主翼や翼端板の組み合わせよりさらに空力性能が向上する WIG の形状および翼特性について検討する。

2 WIG の数値計算手法

本節ではパネル法 (Morino 法) に基づく WIG の数値計算手法について紹介する。定式化および離散化手法は水谷他 [2] とほぼ同様であるが、計算精度改善のために細部にわたる数値計算手法の改良を実施している。ここではまず3次元 WIG の定式化について述べる。翼固定座標系を Fig. 1 のようにとり、3次元の流場領域 V とその境界面 S を考える。ただし境界面 S は物体表面 S_B 、静止自由表面 (地面) S_G 、後流渦面 S_W 、領域 V を取り囲む S_∞ からなるものとし、 n を境界面における領域 V に向けた法線、各軸との方向余弦を n_x, n_y, n_z とする。なお S_W は厚さが無いものと仮定する。WIG は x 軸方向一様流入速度 U 内にあり領域 V 内の流れは非圧縮、非粘性、非回転とすると、攪乱速度ポテンシャル ϕ が存在する。このとき攪乱速度ポテンシャル ϕ は次のような支配方程式および境界条件を満足しなければならない。

(1) 支配方程式 : Laplace の方程式

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad \text{in } V \quad (1)$$

(2) 物体表面境界条件 :

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = -Un_x \quad \text{on } S_B \quad (2)$$

(3) 自由表面 (地面) 境界条件 :

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad \text{on } S_G \quad (3)$$

(4) 後流渦面境界条件 : S_W の上下面でのポテンシャル差 $\Delta\phi$ は流線に沿って一定

$$\Delta\phi = \phi^+ - \phi^- = \text{const.} \quad \text{on } S_W \quad (4)$$

(5) Kutta の条件 : 物体後縁 (T.E.) 上での流れの速度は有限

$$\nabla\phi < \infty \quad \text{at T.E.} \quad (5)$$

(6) 無限遠方境界条件 : 無限遠方の境界面において物体による攪乱速度は0

$$\nabla\phi \rightarrow 0 \quad \text{as } S_\infty \rightarrow \infty \quad (6)$$

なお WIG に対する自由表面条件は、著者等の従来の研究 [1, 2, 3, 4] により自由表面影響を実用上無視して差し支えないことがわかっているので、静止自由表面を剛体壁面とみなした地面境界条件として扱うものとする。

以上のような支配方程式および境界条件のうち Kutta の条件を除く全ての条件を考慮すると、物体表面 S_B 上の攪乱速度ポテンシャル ϕ に対する次のような積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} 2\pi\phi(P) &= \iint_{S_B+S'_B} \phi(Q) \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) dS \\ &+ \iint_{S_W+S'_W} \Delta\phi \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) dS \\ &+ \iint_{S_B+S'_B} Un_x \frac{1}{R} dS \end{aligned} \quad (7)$$

ただし、 $P(x', y', z'), Q(x, y, z)$ であり

$$R = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2} \quad (8)$$

また S'_B, S'_W はそれぞれ S_B, S_W の地面 S_G に対する鏡像を表す。

この積分方程式を数値的に解くにあたり、次のように離散化する。まず、物体表面 S_B 、後流渦面 S_W をパネル化し、 S_B, S_W をそれぞれ N, N_W 個の四辺形要素に分割する。そのパネル内で ϕ は一定と仮定する。これより物体表面 S_B 上の攪乱速度ポテンシャル ϕ は要素分割数 N の自由度に離散化され、次のような連立一次方程式が得られる。

$$\sum_{j=1}^N (\delta_{ij} - C_{ij} - C'_{ij}) \phi_j - \sum_{m=1}^{N_W} (W_{im} + W'_{im}) \Delta\phi_m = \sum_{j=1}^N (B_{ij} + B'_{ij}) U n_{xj} \quad (9)$$

for $i = 1, 2, \dots, N$

ここで、 δ_{ij} は Kronecker のデルタであり、

$$C_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{R} \right) dS_j \quad (10)$$

$$C'_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{\partial}{\partial n_j} \left(\frac{1}{R'} \right) dS_j \quad (11)$$

$$B_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{1}{R} dS_j \quad (12)$$

$$B'_{ij} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_j} \frac{1}{R'} dS_j \quad (13)$$

$$W_{im} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_m} \frac{\partial}{\partial n_m} \left(\frac{1}{R} \right) dS_m \quad (14)$$

$$W'_{im} = \frac{1}{2\pi} \iint_{S_m} \frac{\partial}{\partial n_m} \left(\frac{1}{R'} \right) dS_m \quad (15)$$

ただし、 S_j, S_m はそれぞれ S_B, S_W および鏡像上の要素パネルを示す。この代数方程式を解くことにより物体表面上の攪乱速度ポテンシャルが求められる。この計算手法は地面にポテンシャルを配置することなく問題を解くことができるので、地面のパネル分割数や分割方法に依存しない。また数値計算に必要な計算記憶容量の大幅な節減になるという利点もある。

上記の (10), (12), (14) 式で表される C_{ij}, B_{ij}, W_{im} 等は影響係数と呼ばれ、パネル数の 2 乗の計算回数が必要とし、かつ得られる行列も密行列となる。従って影響係数の計算はパネル法において最も計算時間と記憶領域を要するプロセスの 1 つである。影響係数を計算する方法としては一般に Gauss の積分公式が用いられるが、この計算には多大な計算時間を要する。これに対し Morino [7] は四辺形要素を双曲面で近似して影響係数を解析的に求めており、この解析的近似解を用いることにより影響係数の計算時間を大幅に短縮することができる。しかし Morino による解析解には特異性が存在し、四辺形パネルの 4 頂点が同一平面上にない場合には誤差を生じることが指摘されている。本論文ではこの解析解の特異性を抑制するために岩寄他 [8] が行った次のような手法を採用している。計算を行う際にまず試験的にパネリングを行い、パネルの 2 つの対角線間の距離を対角線の長さの百分率で表した “gap” を全てのパネルについて算出する。次に “gap” がある値 ε 以上になったパネルの近辺を更に細かく切り直し、“gap” が ε 以上となるパネル数が基準値以下になるまで繰り返す。これらの手順後に全てのパネルについて 4 頂点を同一平面上にくるように移動させ、四辺形パネルを平面パネルに近似した上で影響係数を Morino の解析解により評価する。本研究では岩寄他が行ったように ε を 1% としている。

Morino 法では Kutta の条件を単に後流面パネル上での $\Delta\phi$ が物体後縁でのポテンシャルの差に等しいとしている。すなわち物体後縁に接するパネルの上下面のポテンシャルをそれぞれ $\phi_{T.E.}^+, \phi_{T.E.}^-$ とすると

$$\Delta\phi = \phi_{T.E.}^+ - \phi_{T.E.}^- \quad (16)$$

と表される。しかし WIG のような形状の 3 次元翼になった場合、翼端渦の影響を受け攪乱速度はスパン方向成分を含むようになる。特にアスペクト比が小さい場合、すなわち 3 次元影響が強く働く場合や迎角が大きい場合には、Morino の方法では Kutta の条件を満足しないことがあると予想される。そこで本計算では Kutta の条件として翼後縁に接するパネルの上下面の圧力差が 0 になるように、 $\Delta\phi$ を変化させて反復計算により解く Kerwin の方法 [9] を採用している。翼後縁に接するパネルのコントロールポイントにおいて圧力係数 C_P が等しくなるという Kutta の条件 (Kerwin's pressure Kutta condition) は

$$\Delta C_P = C_{P_{T.E.}}^+ - C_{P_{T.E.}}^- = 0 \quad (17)$$

と表すことができる。

以上のような計算手法により全ての境界条件を満足する物体表面 S_B 上の攪乱速度ポテンシャル ϕ を得ることができる。WIG 翼面上の攪乱速度分布はこの ϕ から柳沢法 [10] によって求めることができる。柳沢法では隣接する 3 つのパネルのポテンシャル ϕ を表面距離に関して 2 次式で表して、微分を行うという手法が採用されている。一方、WIG 翼面外の周囲流場における攪乱速度分布は

$$\begin{aligned} 4\pi \nabla\phi(P) &= \iint_{S_B+S'_B} \phi(Q) \nabla \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) \right\} dS \\ &+ \iint_{S_w+S'_w} \Delta\phi \nabla \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{1}{R} \right) \right\} dS \\ &+ \iint_{S_B+S'_B} U n_x \nabla \left(\frac{1}{R} \right) dS \end{aligned} \quad (18)$$

を用いて直接求めることができる。

物体表面上の各パネルにおける攪乱速度より表面上の速度 V が決まるので、Bernoulli の定理から圧力係数 C_P を次のように計算することができる。

$$C_P = 1 - \frac{V^2}{U^2} \quad (19)$$

さらに C_P を用いて各空力係数を計算することができる。すなわち、揚力係数 C_L 、圧力抗力係数 C_{D_p} 、モーメント係数 C_M は次のように計算される。

$$C_L = -\frac{1}{S} \iint_{S_B} C_P n_z dS \quad (20)$$

$$C_{D_p} = -\frac{1}{S} \iint_{S_B} C_P n_x dS \quad (21)$$

$$C_M = \frac{1}{ST} \vec{t} \cdot \iint_{S_B} (\vec{R} - \vec{R}_C) \times \vec{n} C_P dS \quad (22)$$

ここで、 S は基準面積、 T は基準長さ、 \vec{t} は基準点の回転方向の単位ベクトル、 \vec{R} は圧力の作用点の位置ベクトル、 \vec{R}_C はモーメントの基準点の位置ベクトル、 \vec{n} は各パネルの法線ベクトルである。本研究では物体形状としてラムウイング型 WIG を考えているため、 S, T をそれぞれ静止自由表面 (地面) への投影面積および主翼コード長にとる。なおパネル法はポテンシャル計算であるため (21) 式による圧力抗力係数は誘導抗力係数に相当する。

3 ラムウィング型 WIG の流場特性

3.1 矩形翼 WIG の場合

翼端板付きラムウィング型 WIG の流場特性を検討する前にまず翼端板のない主翼のみ、すなわち矩形翼 WIG の流場特性について検討する。検討項目は、(1) 主翼後縁高度、(2) 最大キャンパー、(3) 最大翼厚、(4) 最大キャンパー位置、の違いによる空力特性の比較である。本節の数値計算では全てのケースについて NACA 4 字系翼型、アスペクト比 2、迎角 $\alpha = 6^\circ$ の矩形翼 WIG を対象として検討する。NACA 4 字系翼型では翼厚分布とキャンパー分布の式が与えられており、 c をコード長として最大翼厚比 t/c 、最大キャンパー比 f/c 、最大キャンパー位置 x_f/c を指定すれば翼型が定まる。キャンパー分布の式は x_f/c を境に 2 つの式で与えられている。なお矩形翼 WIG は左右対称であるから片側のみを分割して解くものとし、本節の全てのケースにおいて片側の翼面パネル分割数を 288 として数値計算を行っている。

最初に、(1) 主翼後縁高度、の空力特性への影響について検討する。計算例の対象翼を NACA6409 とし、主翼後縁高度 h を $h/c = 0.05$ から 0.50 まで計算し比較したものを Fig. 2 に示す。後縁高度が低下するに従い揚力は上昇し、圧力抗力は逆に減少している。ピッチングモーメントは $h/c = 0.10$ までは揚力と同じ傾向で、 $h/c = 0.05$ においてやや減少するという結果が得られている。次に後縁高度が $h/c = 0.50$ と $h/c = 0.05$ の場合における、翼面上翼幅中央と翼端部における圧力係数の比較を Fig. 3 に示す。翼幅中央での比較を行うと、地面効果がほとんど働いてない $h/c = 0.50$ では翼上面での負圧の影響による揚力が主であり、地面効果が強く働いている $h/c = 0.05$ では翼下面での正圧の影響が主であることが分かる。これに対し翼端部での比較をすると、 $h/c = 0.50$ では翼上面と翼下面の圧力係数が交わることなく後縁まで続いているのに対し、 $h/c = 0.05$ では $x/c = 0.2$ 付近で翼上面と翼下面の圧力係数が交わってしまい、ここより後縁までは圧力係数が逆転していることがわかる。これは $h/c = 0.05$ の場合に翼下面の正圧が高くなり、翼下面の流体が外へ逃げ出しているのが原因であると考えられる。実際に後縁高度が $h/c = 0.50$ と $h/c = 0.05$ の場合について、翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力分布の比較をすると Fig. 4 のようになる。速度分布を比較すると、 $h/c = 0.05$ において翼下面と地面との間に挟まれた流体が翼端から外へ逃げ出しているのが確認できる。また翼端付近に注目すると、 $h/c = 0.50$ での速度分布と比較して $h/c = 0.05$ での速度分布は若干であるが低くなっており、翼端渦が弱くなっているのが確認できる。圧力分布を比較すると、翼面上での圧力分布の比較と同じく、 $h/c = 0.50$ では翼上面における負圧の影響による揚力が主であり、 $h/c = 0.05$ では翼下面における正圧の影響が主であることが再確認できる。

次に順次、(2) 最大キャンパー、(3) 最大翼厚、(4) 最大キャンパー位置、の違いによる空力特性の比較を示すが、これらの検討においては全て翼後縁高度を $h/c = 0.15$ として計算している。

まず Fig. 5 は最大翼厚が翼弦長の 9% で最大キャンパー位置が翼弦長の 40% の位置にある翼型の中で、キャンパーが付いていない NACA0009 からキャンパーが翼弦長の 6% である NACA6409 までキャンパーを 1% ずつ変化させた翼型の矩形翼 WIG に対する計算結果である。Fig. 5 によれば、最大キャンパーが増加するに従い揚力は直線的に増加、圧力抗力は 2 次関数的に増加、またピッチングモーメントも揚力と同じく直線的に増加という結果が得られている。このうち NACA0009 と NACA6409 の矩形翼に対する翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力係数の比較をすると Fig. 6 のようになる。速度分布を比較すると、翼端部や翼下面で NACA6409 の方が速度ベクトルが高くなっており、最大キャンパーの増大に従い翼端渦が強くなり、翼下面の流体が外に逃げていると考えられる。一方圧力分布の比較からは NACA0009 と比べ NACA6409 の方が正圧、負圧共に高く、キャンパーの増加による負圧の増加と地面効果による正圧の増加を共に確認することができる。

最大翼厚、最大キャンパー位置、による空力特性の変化をそれぞれ Fig. 7、Fig. 8 に示す。Fig. 7 は最大翼厚が翼弦長の 6% である NACA0006 から最大翼厚が翼弦長の 12% である NACA0012 まで、最大翼厚を 1% ずつ変化させた翼型の矩形翼 WIG に対する計算結果である。揚力は翼厚が翼弦長の 9% である

NACA0009の時に最も高くなり、圧力抗力は翼厚が厚くなるに従い増加、ピッチングモーメントは翼厚が厚くなるに従い減少するがNACA0009の時に一度増加し再び減少するという結果が計算されているが、最大翼厚の違いによる空力特性の違いは顕著ではないことがわかる。Fig. 8は最大キャンバーが翼弦長の6%であり最大翼厚が翼弦長の9%である翼型の中で、最大キャンバー位置が前縁から翼弦長の20%の位置にあるNACA6209から、70%の位置にあるNACA6709まで最大キャンバー位置を10%づつ変化させた翼型の矩形翼WIGに対する計算結果である。この場合にはピッチングモーメントが最大キャンバー位置の後方への移動とともにゆるやかに増加するが、揚力と圧力抗力の変化はそれほど顕著ではない。

以上のように翼端板のない矩形翼WIGの地面効果のメカニズムをパネル法による数値計算により検討することができる。

3.2 翼端板の効果

前節のような計算により翼端板のない主翼のみのWIG翼特性を把握することができる。ここでは翼端板付きラムウイング型WIGの流場特性を検討するために、(1)翼端板の最大キャンバー、(2)翼端板の最大翼厚、(3)翼端板の最大キャンバー位置、の違いによる空力特性の比較について検討する。緒言にも述べたとおり翼端板はラムウイング型WIGの重要な空力要素と考えられるが、従来の研究ではその効果の検討が十分になされていたとは言いがたい。翼端板の形状を考慮に入れることにより、WIGまわりの流場特性を変化させ地面効果を高めることも可能になるものと考えられる。本節では全てのケースにおいて主翼翼型をNACA6409、アスペクト比2、迎角 $\alpha = 6^\circ$ 、主翼後縁高度 $h/c = 0.15$ とし、翼端板深さ h_{SP} を主翼コード長の10%、すなわち $h_{SP}/c = 0.10$ 、翼端板形状をNACA 4字系翼型で定義して計算を実施するものとする。パネル分割数は主翼および翼端板について片側544分割としている。ラムウイング型WIGの表面分割例をFig. 9に示す。

最初に、(1)翼端板の最大キャンバー、によりラムウイング型WIGの空力特性がどのように変化するかについて検討する。翼端板の対象翼型として、最大翼厚が翼弦長の9%で最大キャンバー位置が翼弦長の40%の位置にある翼型の中で、キャンバーのついていないNACA0009から最大キャンバーが翼弦長の6%であるNACA6409まで最大キャンバーを1%づつ変化させた翼型翼端板に対する計算結果をFig. 10に示す。翼端板の最大キャンバーの増加とともに揚力は直線的に増加、圧力抗力は直線的に減少、またピッチングモーメントは若干の増加という結果が得られている。実際に流場の比較をするために、NACA0009とNACA6409の翼端板を付けたWIGの主翼翼幅中央と主翼翼端部の翼面上における圧力係数の比較をFig. 11に、さらに翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力分布の比較をFig. 12に示す。これらの図から翼端板の最大キャンバーの増加により、特に主翼翼端部下面の流速が影響を受けて揚力の増加に寄与していることがわかる。なおいずれの場合も前節の翼端板のない矩形翼WIGに比べると揚力が増加しており、実際に流体の翼端部から流出が抑えられ、その閉じ込め効果により主翼下面の正圧が増加していることが確認できる。

次に、(2)翼端板の最大翼厚、の影響について検討する。翼端板としてキャンバーのついていない対称翼を用い、最大翼厚が翼弦長の6%の翼であるNACA0006から、翼弦長の12%の翼であるNACA0012まで最大翼厚を1%づつ変化させた翼型翼端板に対する計算結果をFig. 13に示す。最大翼厚が大きくなるに従い揚力は直線的に増加、圧力抗力は直線的に減少、ピッチングモーメントは若干減少という結果が得られている。上記の最大キャンバーの場合と同様に、NACA0006とNACA0012の翼端板付きWIG主翼翼面上の圧力係数および翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力分布の比較をそれぞれFig. 14およびFig. 15に示す。最大キャンバーの影響の場合と同様に主翼翼端部下面の流場が影響を受けているが、主翼下面の正圧の増加は下面領域全体にわたっているのも確認できる。翼端板については最大キャンバーよりも最大翼厚の影響のほうがやや顕著なようである。これは翼端板翼厚の増加によって、より多くの流体を翼下

面に閉じ込めることになるために、翼下面において正圧が高くなったものとも考えられる。

翼端板の影響に関する最後の検討例として、(3) 翼端板の最大キャンパー位置、の影響を Fig. 16 に示す。これは最大キャンパーが翼弦長の 6% であり最大翼厚が翼弦長の 9% である翼型の中で、最大キャンパー位置が前縁から翼弦長の 20% の位置にある NACA6209 から 70% の位置にある NACA6709 まで、最大キャンパー位置を 10% づつ変化させた翼型を翼端板とした計算例である。揚力に関しては最大キャンパー位置が翼弦長の 60% である $x_f/c = 0.6$ までは大きな変化は無く $x_f/c = 0.7$ で急に減少、圧力抗力は揚力とは逆に $x_f/c = 0.6$ までは若干の減少傾向で $x_f/c = 0.7$ で急に増加、ピッチングモーメントは揚力と同様な傾向という計算結果になっている。ただし最大キャンパーや最大翼厚の影響に比べれば空力係数の変化はそれほど顕著ではない。

以上のように翼端板の空力要素としての影響は無視できるものではなく、ラムウィング型 WIG の空力形状最適化を考える場合には翼端板の最適化についても考慮する必要があると考えられる。

4 ラムウィング型 WIG の翼型最適化

4.1 最適化問題の設定

ここまでの検討により、地面効果中では地面効果外における翼上面の負圧による揚力ではなく、翼下面の正圧による揚力の効果が重要であり、翼端板の形状変化により主翼の流場特性が変化し、その結果空力特性が変化することが確認された。従って WIG に使用するための翼型は、揚力発生のメカニズムが通常の航空機の翼とは異なるという観点に基づいて形状設計をされなければならない。本研究では次節においてラムウィング型 WIG の主翼および翼端板について翼型最適化を検討するが、ここではそれらの問題の定式化について述べる。良く知られているように流体力学的形状最適化問題 [11] を数学的に記述するためには、形状を決定する設計変数、設計条件に相当する制約条件、さらにそれらの制約条件下で最小化すべき目的関数、を各々定義する必要がある。基本的な定式化は 2D WIG に対する鈴木他 [5, 6] の場合と同様であるのでここでは簡単に紹介する。

まず設計変数について述べる。鈴木他 [5, 6] の研究では 2 次元問題を扱っているので主翼翼型のみが最適化の対象であったが、本研究では主翼および翼端板の翼型最適化について検討する。ただし本研究では両者の同時最適化については考慮しない。従って NACA 4 字系翼型の定義式を参考に次のような設計変数により主翼あるいは翼端板の形状が定まるものとする。翼型は翼厚分布とキャンパー分布の重ね合わせで表現されるので、設計変数を次のようにとる。まず翼厚分布は無次元化翼弦長を 1 として以下のように与えられる。

$$y_t(x) = 5t \{ a_0 \sqrt{x} + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + a_4 x^4 \} \quad (23)$$

ここで翼弦長が 1 であるので $y_t(0) = y_t(1) = 0$ でなくてはならないから

$$a_4 = -(a_0 + a_1 + a_2 + a_3) \quad (24)$$

となり設計変数を 1 つ減らすことができる。さらに翼断面積一定という条件を考える場合には、 a_3 を a_0, a_1, a_2 の従属変数として表すことができるので、さらに設計変数を減らすことができる [5, 6]。従って翼厚に関する設計変数は翼断面積を固定した場合には 3 個、固定しない場合には 4 個となる。次にキャンパー分布に関する設計変数について考える。NACA 4 字系のキャンパー分布の式は最大キャンパー位置 x_f/c を境に 2 つの式で成り立っているが、本研究では次のような 4 次式で表現することにする。すなわち翼弦長を 1 とした場合、キャンパー分布の式は以下ようになる。

$$y_c(x) = b_1 x + b_2 x^2 + b_3 x^3 + b_4 x^4 \quad (25)$$

翼厚分布の場合と同様に翼弦長が 1 であるから $y_c(0) = y_c(1) = 0$ となるので

$$b_4 = -(b_1 + b_2 + b_3) \quad (26)$$

により独立な設計変数は 3 個となる。

次に制約条件の設定について述べる。最適化計算により翼型が確定したとしても、それが非現実的な形状であったり設計者の意図に反するものであった場合にはその翼型を採用することはできない。従ってあらかじめ不適当な翼型が生じないように制約を課す必要がある。これは流体力学的な条件であったり実用的な理由による幾何学的な設計条件であったりするが、いずれも設計変数の関数として表現されなければならない。制約条件には等号制約条件と不等号制約条件とがある。等号制約条件は各々の設計変数で表される関数間の関係を等号で規定しようとするものであり、例えば上で紹介した翼断面積一定の条件などがこれに相当するが、このような条件は前述のように一般に設計変数の削減という処理で済んでしまうことが多い。従ってここでは WIG に対して考えられる不等号制約条件について紹介するに留める。各条件の詳細な表現方法は文献 [5, 6] と同様と考えればよいが、これら全ての条件が必要なわけではなく設計者が必要に応じて選択すればよい。

- (1) 設計変数の変域に関する制約
- (2) 最小翼厚および最大翼厚に関する制約
- (3) 最小翼断面積および最大翼断面積に関する制約
- (4) 最大キャンバーに関する制約
- (5) 最小圧力 (最大流速) に関する制約
- (6) ピッチングモーメント係数に関する制約
- (7) WIG の縦静安定に関する制約

このうち設計変数の変域に関する条件は $a_0 \geq 0$ であり、これは (23) 式の + と - が入れ替わっても同値であるため、 a_0 を + もしくは - に固定した方が収束が早いからである。また WIG の縦安定性については、縦揺れ角に対する復元性 (Pitching Stability : P.S.) と同時に高度変化に対する復元性 (Height Stability : H.S.) についても考慮しなければならない。これは一般の翼とは異なり WIG においては高度によって流体力係数が変化するために、高度によるパラメータを考える必要があるからであり、P.S.、H.S. とも多少複雑な表現になる [5, 6]。ただし本研究の最適化計算例では考慮されていない。

目的関数は先にも述べたように最適化 (最小化) の対象となる関数で、設計変数の関数として表現されている必要がある。翼型の設計においてはいかに揚抗比を高くするかが重要であるが、本研究では流れをポテンシャル流として扱っているため、抗力のうち粘性抗力成分を評価することができないので、本研究では揚力係数を最大化することが目的となる。従って

$$f = -C_L \quad (27)$$

が最小化すべき目的関数であり、設計変数によって定義された翼型に対しパネル法による数値解析のプロセスを経て目的関数が評価されることになる。従ってパネル法による数値解析コードが、設計変数と目的関数との関数関係を規定していることになる。

このような最適化問題を考えたとき、目的関数、制約条件のうち 1 つでも線形でない関数を含む問題を非線形計画問題といい、非線形計画法を用いて解く必要がある。非線形計画法の解法には様々な方法が知られており、最近では遺伝的アルゴリズムと呼ばれる決定論的ではない手法の利用も盛んであるが、本研究では複雑な制約条件でも容易に処理ができ、かつ安定した最適化探索が期待できる逐次 2 次計画法 (SQP : Sequential Quadratic Programming) を用いて最適化計算を実施する。SQP は非変換法と呼ばれる手法のひとつであり、非線形の目的関数および制約条件を設計変数のまわりでまず Taylor 展開し、目的関数を 2 次関数、制約条件を 1 次式、すなわち線形で近似した部分 2 次計画問題を設定する。その問題を 2 次計画法 (QP : Quadratic Programming) により解き近似最適解を与える点を求めて次の設計点とし、この手順

を次々と繰り返すことによって最終的に最適解を求める手法である [12]。本研究では以上のような問題設定の下に最適化計算例を示すことにする。

4.2 最適化計算例

以上のような最適化手法に基づきラムウィング型 WIG の主翼および翼端板をそれぞれ最適化した例を示し、最後に各最適化形状を組み合わせたラムウィング型 WIG の空力特性について検討する。具体的には、(1) 主翼における最大流速を制限し最大揚力を発生する主翼翼型、(2) 翼端板における最大流速を制限し最大揚力を発生する翼端板翼型、についてそれぞれ最適化問題を解き、最後に (3) 最適化された主翼と翼端板を組み合わせた場合、について検討する。なお最適化計算は反復計算であるため多大な計算時間を要するので、Fig. 9 のようなパネル分割ではなく、主翼と翼端板の接合部分の形状を単純化したパネル分割を採用して計算時間の短縮を図っている。以下に示す最適化計算では、先に検討した翼端板の効果に関する数値計算の場合と同様に、主翼アスペクト比 2、主翼迎角 $\alpha = 6^\circ$ 、主翼後縁高度 $h/c = 0.15$ 、翼端板深さ $h_{SP}/c = 0.10$ 、としている。

まず、(1) 主翼における最大流速を制限し最大揚力を発生する主翼翼型、について検討する。上記の条件とともに以下のような計算条件で主翼の最適化を行う。

- ・設計変数: $a_0 \sim a_3, b_1 \sim b_3$ の計 7 個
- ・初期主翼形状: NACA6409
- ・翼端板形状: NACA6409
- ・制約条件: $a_0 \geq 0$, $0.09c \geq y_t \geq 0.001c$, $0.10c \geq y_c$, $C_P \geq -1.56$

制約条件としては、設計変数の変域に関する制約、最小翼厚および最大翼厚に関する制約、最大キャンバーに関する制約、および最小圧力 (最大流速) に関する制約、を課したことになる。なお最小圧力係数 -1.56 は最大流速 $V_{max}/U = 1.6$ に相当する。パネル法では剥離の影響を考慮できないので、このように最大流速を制限する必要がある。このような計算条件の下で最適化計算を実施した結果、SQP の外部反復と呼ばれる計算ループ [12] が 9 回で

$$C_L = 1.006 \rightarrow 1.073 \quad (6.7\% \text{向上})$$

という結果が得られている。Fig. 17 に初期主翼形状である NACA6409 と最適化主翼形状の比較を示す。翼型を比較すると、初期形状の NACA6409 と比較してキャンバーが大幅に増加しており、最大キャンバー位置も若干後方に移動している。翼厚も全体的には若干厚くなっているが、最大翼厚位置ではほとんど変化がない。初期形状の WIG と最適化された WIG の流場特性を比較するために、主翼が NACA6409 の WIG と最適化された WIG について、主翼翼面上での圧力係数を比較したものを Fig. 18 に示す。翼上面における負圧と翼下面における正圧を両方で比較すると、最適化された主翼は翼弦中央付近より後方の圧力分布の変化により揚力増加を得ていると考えられる。次に翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力分布の比較を Fig. 19 に示す。速度分布を比較すると最適化された主翼に関して翼下面翼端部において流速が減少しており、翼上面および翼端板外部ではほとんど変化がない。また圧力分布を比較すると、流速が減少したことが影響して翼下面における正圧の高い部分が拡大しており、多くの流体を取り込んで圧力を高めていると考えられる。

次に、(2) 翼端板における最大流速を制限し最大揚力を発生する翼端板翼型、について検討する。ここでは先に示した共通の条件とともに以下のような計算条件で翼端板の最適化を行う。

- ・設計変数: $a_0 \sim a_3, b_1 \sim b_3$ の計 7 個
- ・主翼形状: NACA6409
- ・初期翼端板形状: NACA6409
- ・制約条件: $a_0 \geq 0$, $0.09c \geq y_t \geq 0.001c$, $0.10c \geq y_c$, $C_P \geq -1.56$

制約条件としては主翼最適化の場合と同じ条件を課したことになる。このような計算条件の下で最適化計算を実施した結果、SQP の外部反復が 8 回で

$$C_L = 1.006 \rightarrow 1.036 \text{ (3.0\%向上)}$$

という結果が得られている。なおこの最適化計算では外部反復回数が 9 回目の時に、圧力による Kutta の条件を満足させるための反復計算ルーチンにおいて計算時間が非常にかかったため、8 回目の計算結果までで強制終了させている。Fig. 20 に初期翼端板形状である NACA6409 と最適化翼端板形状を示す。翼型を比較すると初期形状の NACA6409 と比較してキャンバーが増加しており、最大キャンバー位置は $x/c = 0.55$ 付近に移動している。翼厚も全体的に厚くなっている。初期形状の WIG と最適化された WIG の流場特性を比較するために、翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力分布の比較を Fig. 21 に示す。速度分布を比較すると最適化された翼端板の場合には、主翼翼端部で若干流速が減少している。また圧力分布を比較すると、流速が減少したことが影響して正圧の高い部分がやや拡大していることが確認できる。

上記 2 例の最適化は主翼と翼端板の各々について別個に計算した結果であるが、最後にこれらの結果を利用して、(3) 最適化された主翼と翼端板を組み合わせた場合、について検討してみる。実際にこの最適化形状の組み合わせにより揚力係数を計算してみると

$$C_L = 1.006 \rightarrow 1.080 \text{ (7.4\%向上)}$$

となることがわかる。最適化された主翼と翼端板を組み合わせた WIG の流場特性を比較するために、主翼のみを最適化した WIG と最適化された主翼と翼端板を組み合わせた WIG について、翼弦中央 $x/c = 0.0$ の断面内速度ベクトル分布と圧力分布の比較を Fig. 22 に示す。速度分布を比較すると翼幅中央ではほとんど変化が無いが、翼端部で流速が変化している事が確認できる。また圧力分布を比較すると翼下面において翼端部を中心とした正圧の高い領域の拡大が確認でき、最適化された主翼と翼端板を組み合わせることにより、翼端部でさらに多くの流体を取り込んで圧力を高められている。

以上のような各 WIG について主翼後縁における循環分布の比較を行ってみる。循環は翼後縁におけるポテンシャルの差に相当し、次の式で与えられる。

$$\Gamma = \int_S d\phi = \Delta\phi_{T.E.} \quad (28)$$

この式により求めた循環分布を、翼端板のない矩形翼 WIG、翼端板付きラムウイング型 WIG、主翼のみ最適化されたラムウイング型 WIG、最適化された主翼および翼端板を組み合わせたラムウイング型 WIG、について比較したものを Fig. 23 に示す。循環分布はこの順に高くなっており、翼端板の効果や主翼あるいは翼端板の翼型最適化が揚力向上に寄与していることが循環分布の比較からも確認できる。

5 結言

本研究の前半では Morino 法に基づくパネル法を用いたラムウイング型 WIG の形状と流場特性に関する数値解析結果を示し、後半ではパネル法と逐次 2 次計画法 SQP による主翼および翼端板の最適化計算結果について報告した。

パネル法を用いて数値解析を行った結果、WIG の場合には翼下面の正圧が増加することにより揚力が増加することが確かめられ、本研究を通して次のような点が明らかになった。矩形翼 WIG では高度を下げると正圧領域が翼幅方向に拡大すること、翼端板をつけたラムウイング型 WIG の場合には正圧領域がより拡大すること、さらに主翼や翼端板の最適化および両者を組み合わせた WIG ではさらに正圧領域が拡大することが示された。これは有効翼幅の増加、すなわちあたかも翼幅が増加しアスペクト比が増加したことと同様な効果を生み、結果として揚力増加、抗力低下を得ることができる。ラムウイング型 WIG については

主翼の空力特性が重要であることはもちろんであるが、翼端板の形状も重要であり、翼端板を付けることによって翼端渦の影響が緩和され圧力抗力が減少し揚力が増加すること、翼端板のキャンバーと翼厚を増大し、最大キャンバー位置を後方に移動させることにより、翼下面の正圧の増加が中心となって流場特性が改善されること、などの結果も示された。主翼および翼端板を最適化することにより循環分布も改善されており、これらの翼型最適化が揚力性能の向上に寄与していることも確かめられた。

最後に本研究の様々なステージにおいて多くのご助言をいただきました横浜国立大学大学院工学研究科、池畑光尚教授に深く感謝申し上げます。なお本研究の一部は科学研究費(基盤研究B、10555339、WIGの最適形状生成コードの開発)によったことを付記し、関係各位にお礼申し上げます。

参考文献

- [1] 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).
- [2] 水谷直樹, 鈴木和夫: 3次元WIGに関する数値解析的研究, 日本造船学会論文集, 第174号, pp.35-46, (1993).
- [3] 鈴木和夫: 数値計算に基づくWIGの水面効果の検討, 第31回飛行機シンポジウム論文集, pp.526-529, (1993).
- [4] Suzuki, K. and Ikehata, M.: Free Surface Effect of WIG Advancing over the Still Water Surface, Proceedings of the International Conference on Hydrodynamics (ICHD'94), pp.254-260, Wuxi, (1994).
- [5] 鈴木和夫, 松本慎也, 新郷将司, 和気千大: 2次元WIGのポテンシャル理論に基づく翼型最適化, 関西造船協会誌, 第229号, pp.1-11, (1998).
- [6] Suzuki, K. and Matsumoto, S.: Studies on Inverse and Optimization Problems of Two Dimensional Wing Section Based on Panel Method, Proceedings of the 3rd Osaka Colloquium on Advanced CFD Applications to Ship Flow and Hull Form Design (OC'98), pp.485-498, Osaka, (1998).
- [7] Suciu, E.O. and Morino, L.: A Nonlinear Finite-Element Analysis of Wings in Steady Incompressible Flows with Wake Roll-up, AIAA Paper, No.76-64, January 26-28, (1976).
- [8] 岩寄正城, 鈴木和夫, 甲斐寿: パネル法によるセーリングヨット船型まわりの自由表面流の数値解析, -第1報:直立直進及び斜航状態の計算-, 関西造船協会誌, 第230号, pp.65-74, (1998).
- [9] Kerwin, J.E., Kinnas, S.A., Lee, J.-T. and Shin, W.-Z.: A Surface Panel Method for the Hydrodynamic Analysis of Ducted Propellers, Transactions of SNAME, Vol.95, pp.93-122, (1987).
- [10] 柳沢三憲, 菊池一雄: 有限要素法を用いた3次元物体の空気力学的係数の計算, 航空技術研究所報告, 724号, (1982).
- [11] 鈴木和夫: 流体力学的形状最適化問題, 船型設計と流力最適化問題, 試験水槽委員会シンポジウム, 日本造船学会, pp.67-90, (1999).
- [12] ASNOP研究会: 非線形最適化プログラミング, 日刊工業新聞社, (1991).

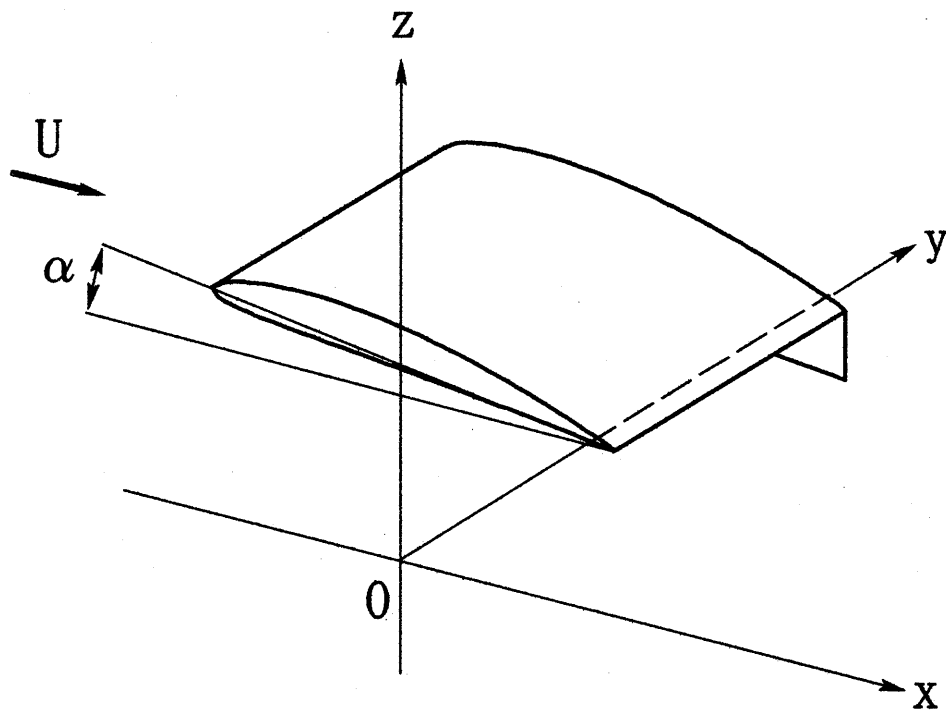


Fig.1 Coordinate system for WIG

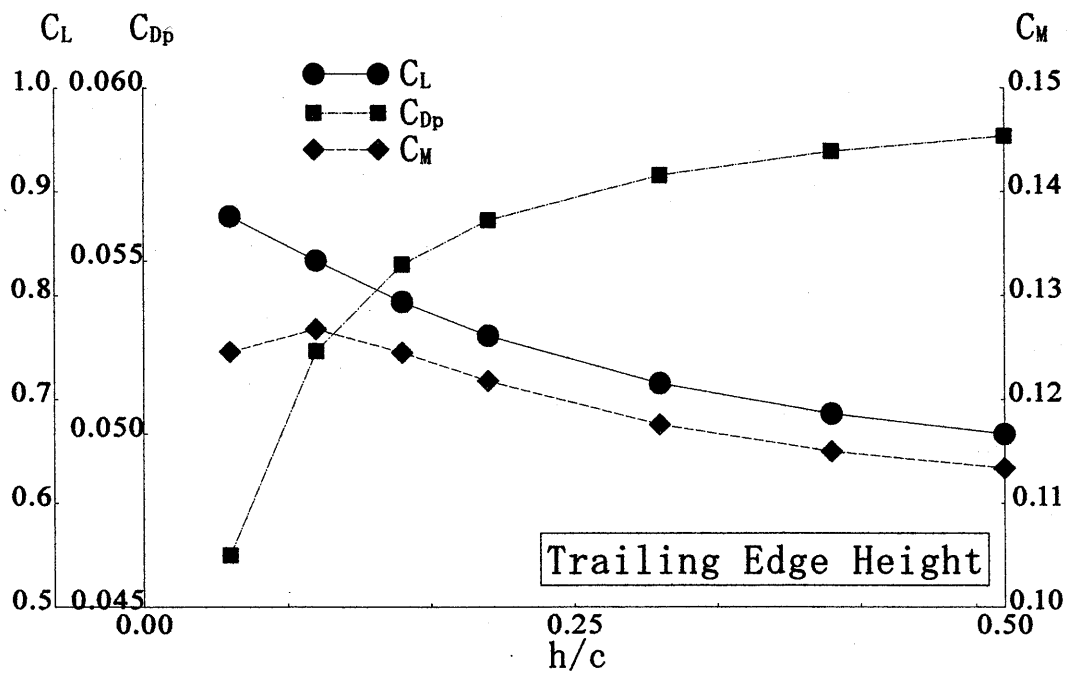


Fig.2 Effect of trailing edge height for aerodynamic coefficients (NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg.)

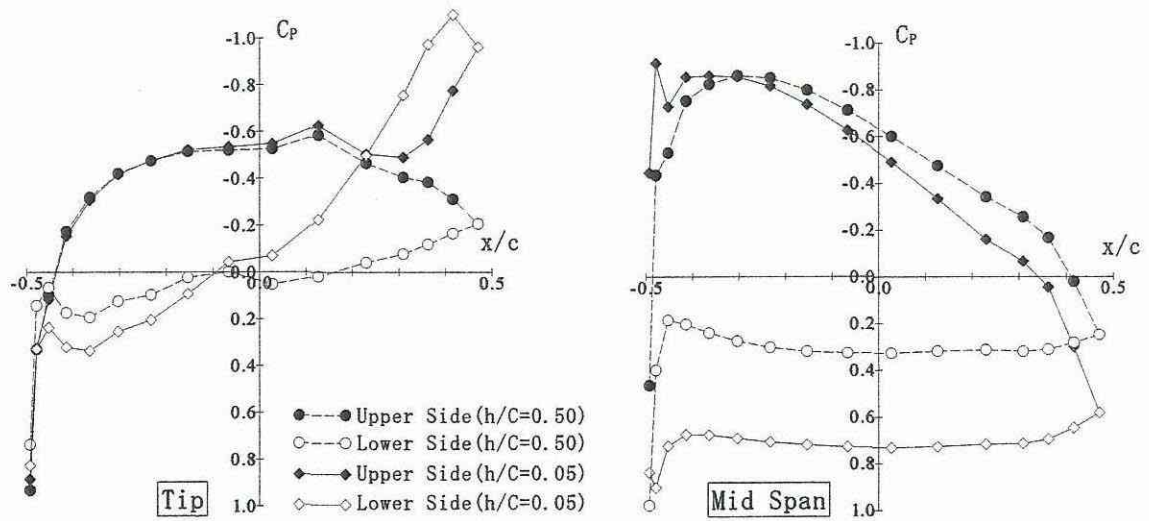


Fig.3 Effect of trailing edge height for pressure distributions on wing plane (NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg.)

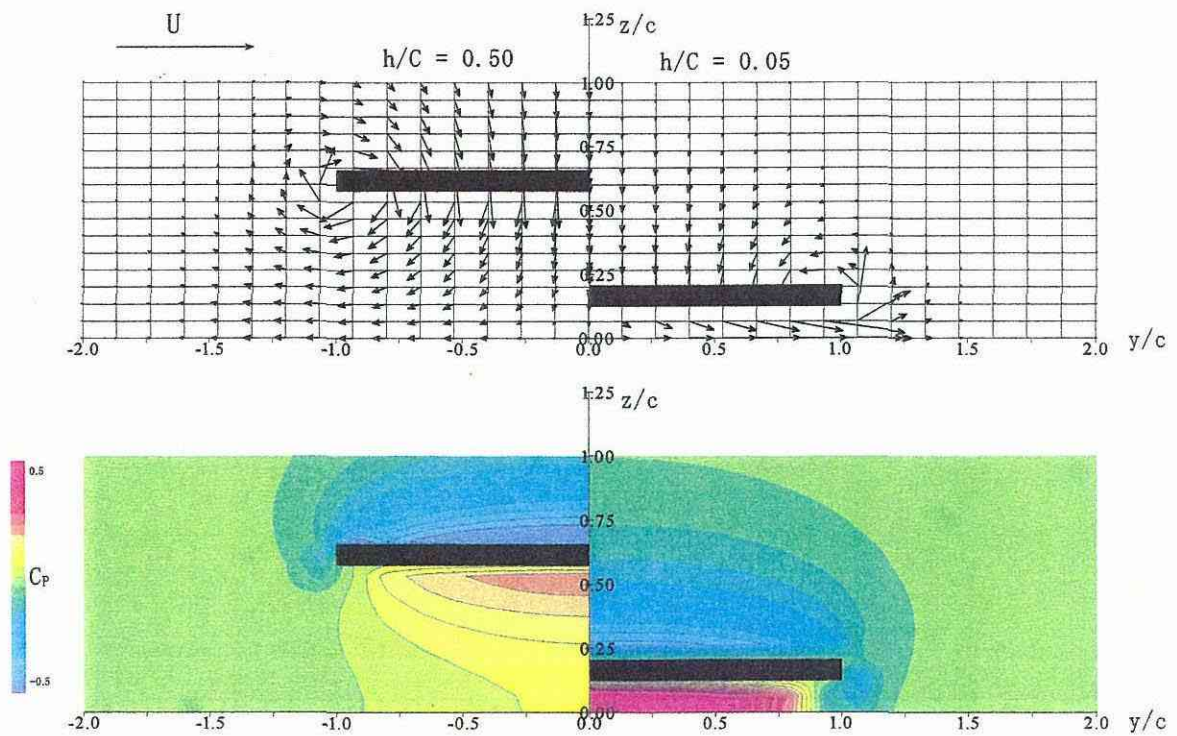


Fig.4 Effect of trailing edge height for velocity and pressure distributions on midchord plane (NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg.)

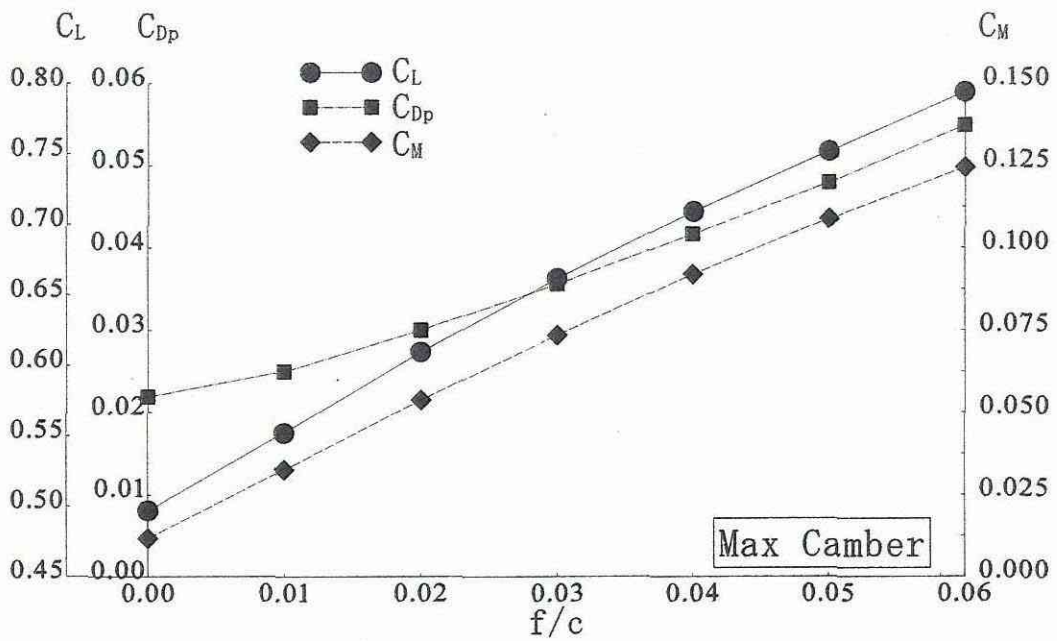


Fig.5 Effect of maximum camber for aerodynamic coefficients (aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$)

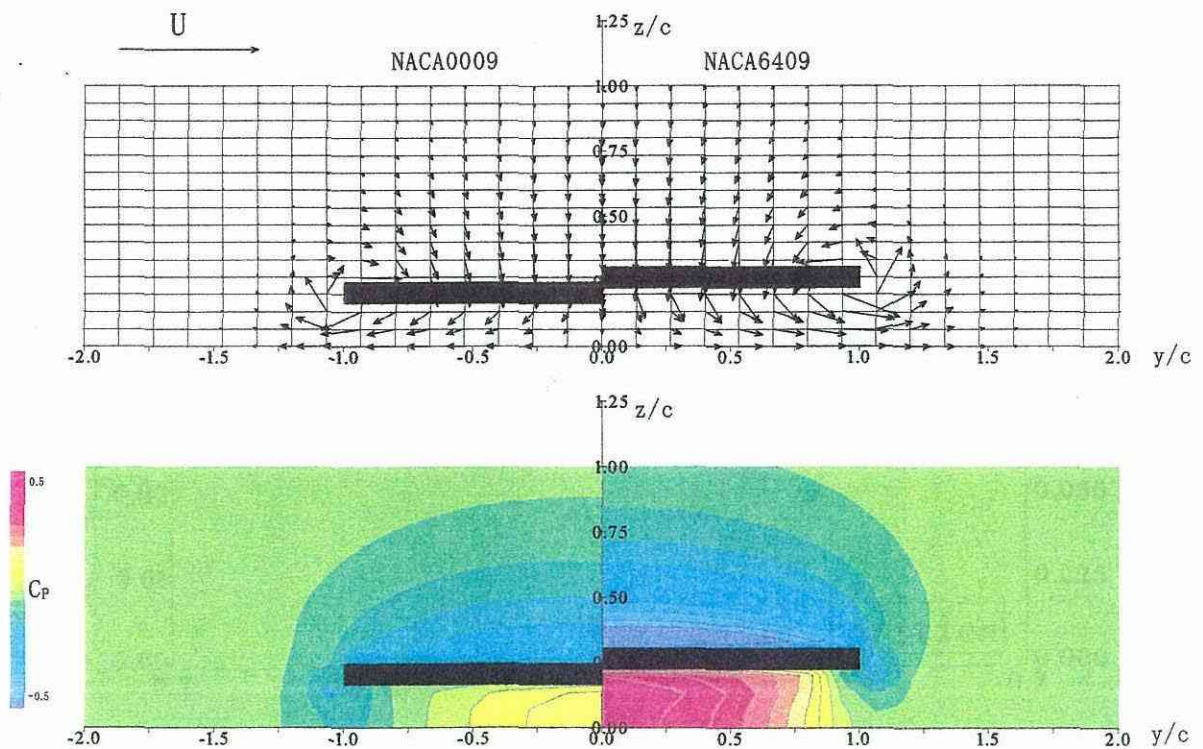


Fig.6 Effect of maximum camber for velocity and pressure distributions on midchord plane (aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$)

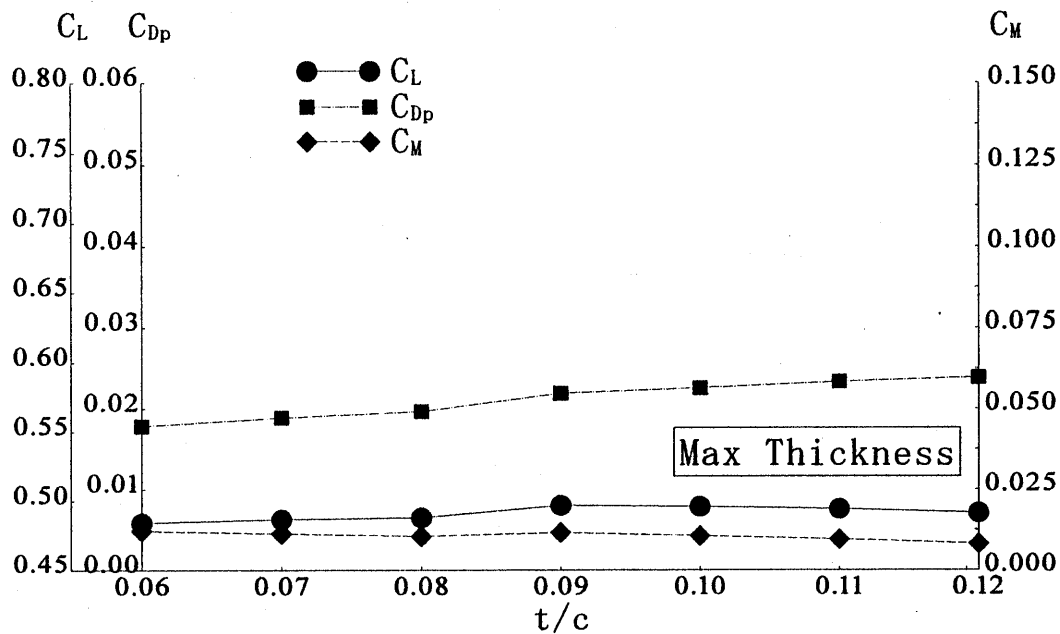


Fig.7 Effect of maximum thickness for aerodynamic coefficients
(aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$)

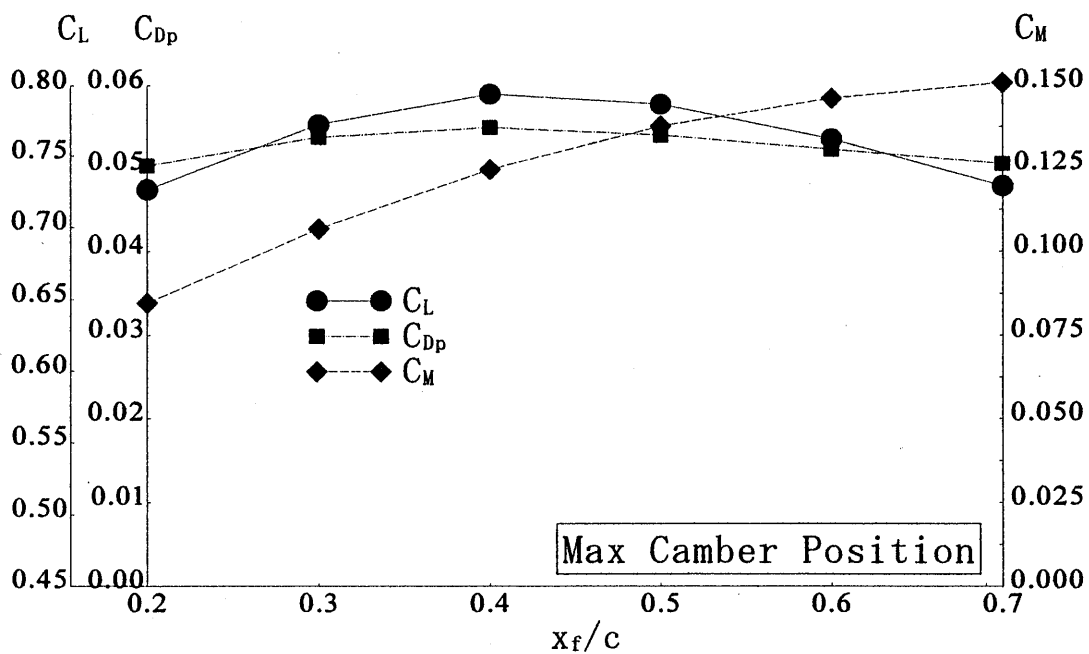


Fig.8 Effect of maximum camber position for aerodynamic coefficients
(aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$)

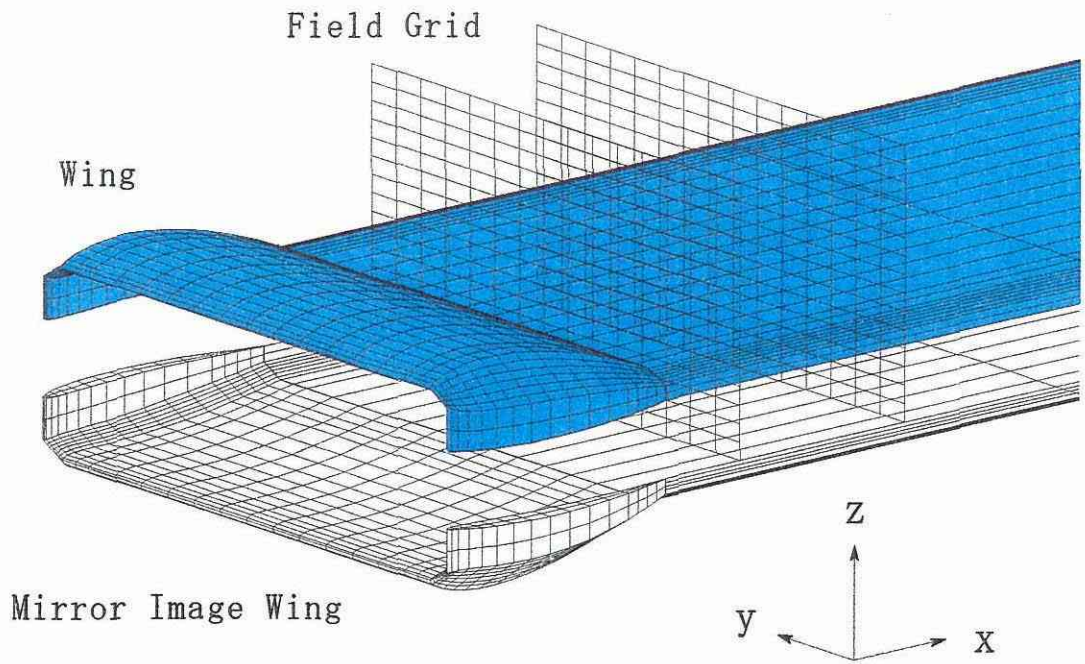


Fig.9 Example of panel arrangement for Ram-wing type WIG

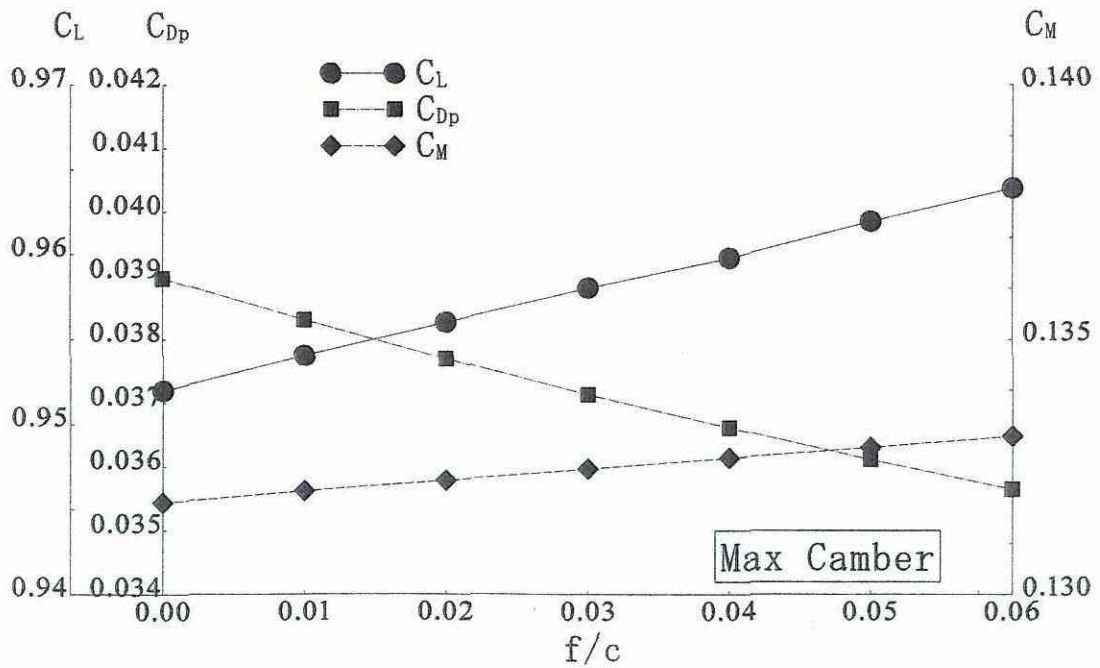


Fig.10 Effect of maximum camber of end plate for aerodynamic coefficients (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{sp}/c=0.10$)

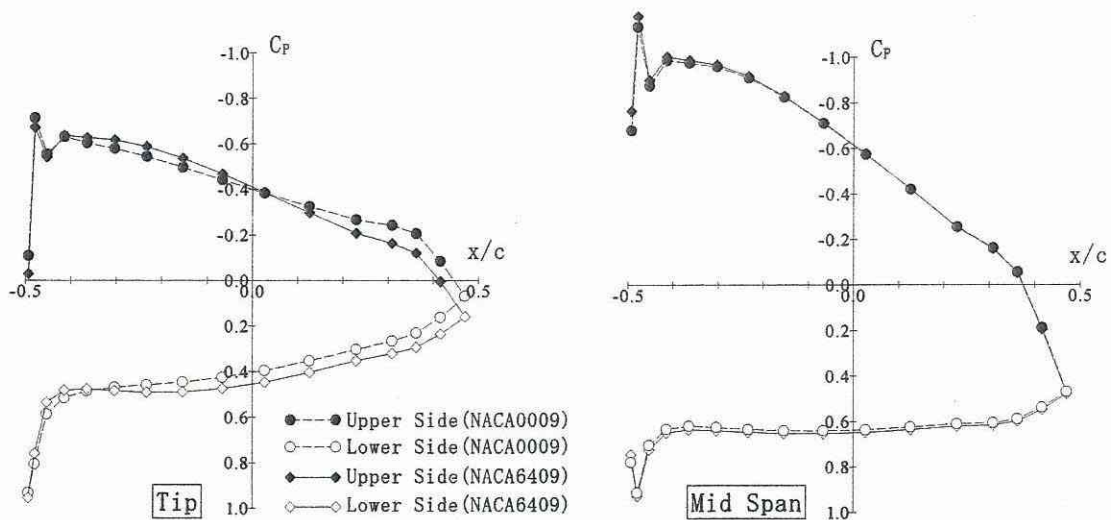


Fig.11 Effect of maximum camber of end plate for pressure distributions on main wing plane
 (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{SP}/c=0.10$)

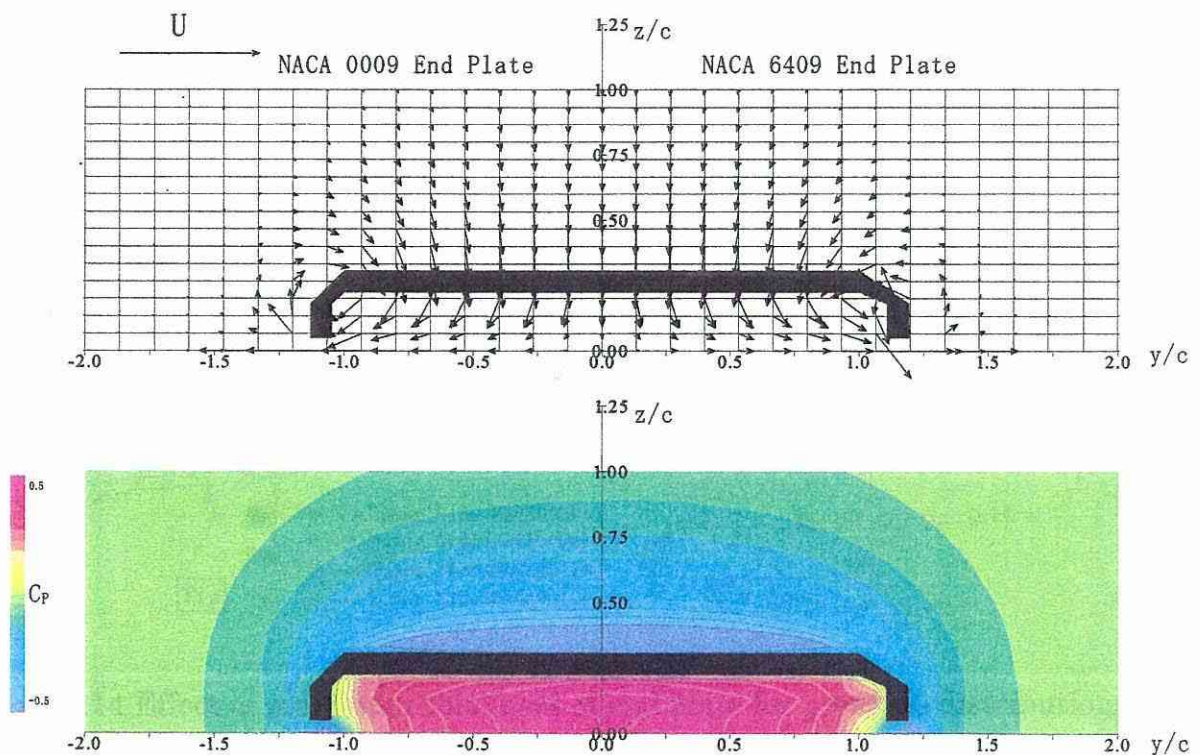


Fig.12 Effect of maximum camber of end plate for velocity and pressure distributions on midchord plane
 (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{SP}/c=0.10$)

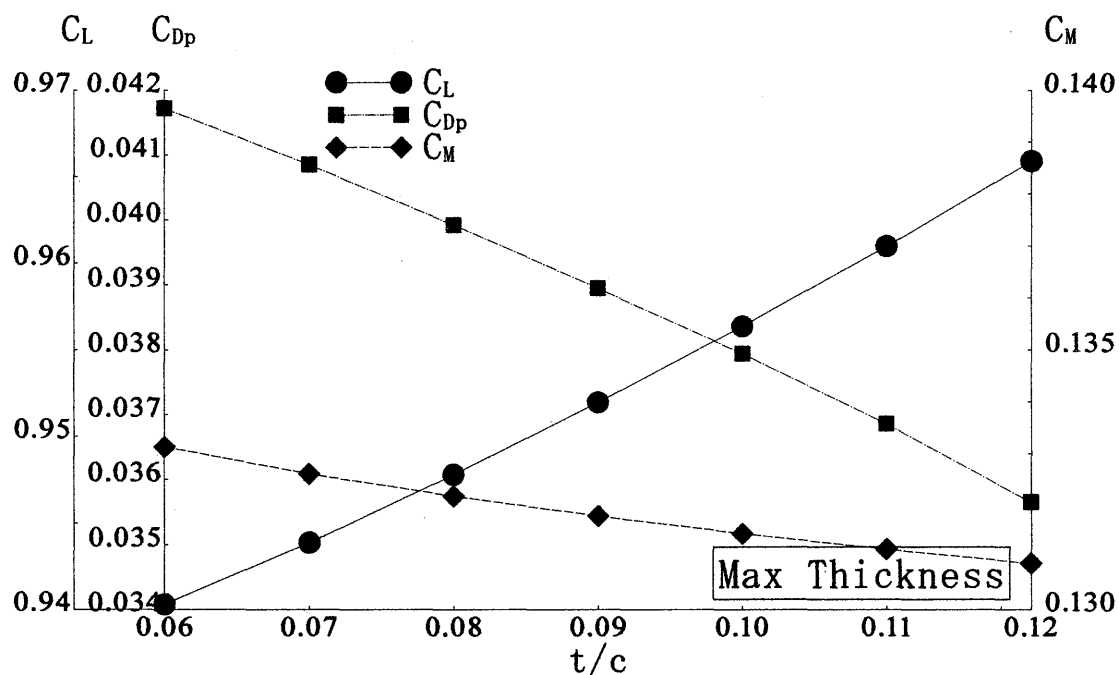


Fig.13 Effect of maximum thickness of end plate for aerodynamic coefficients (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{sp}/c=0.10$)

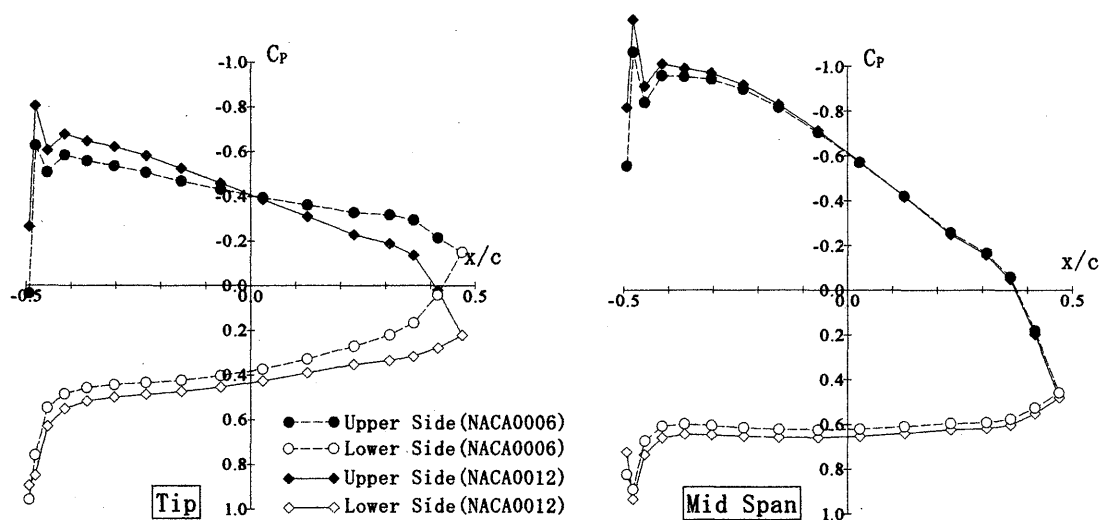


Fig.14 Effect of maximum thickness of end plate for pressure distributions on main wing plane (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{sp}/c=0.10$)

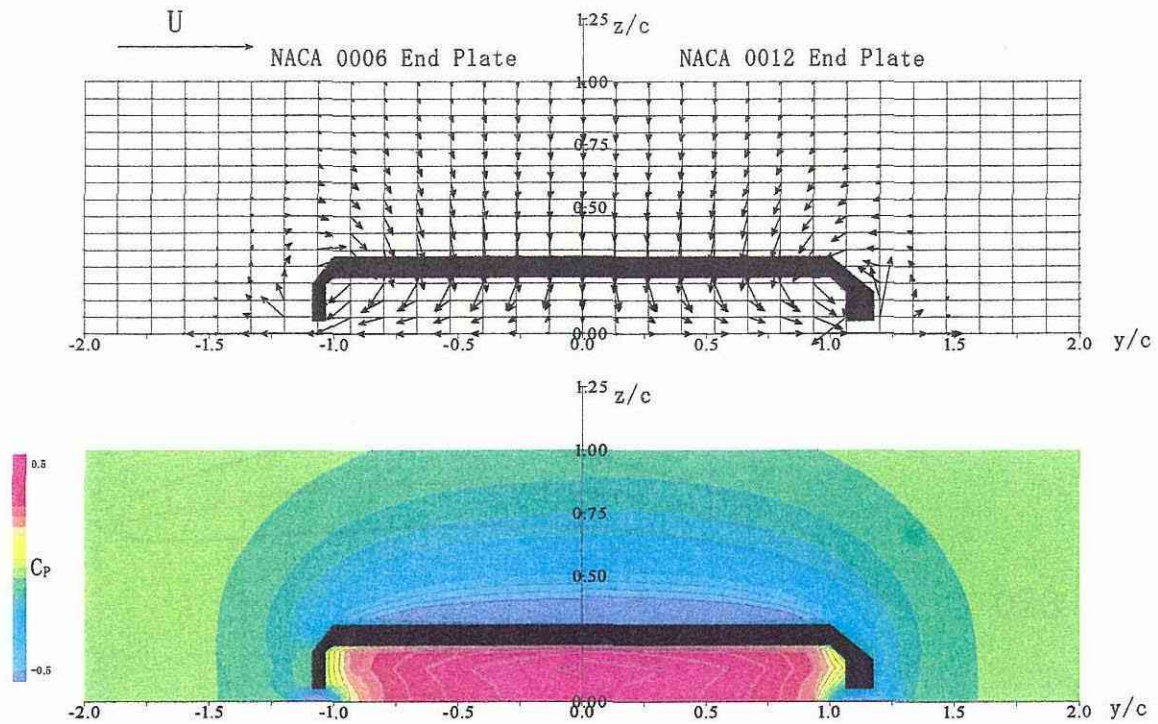


Fig.15 Effect of maximum thickness of end plate for velocity and pressure distributions on midchord plane
 (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{sp}/c=0.10$)

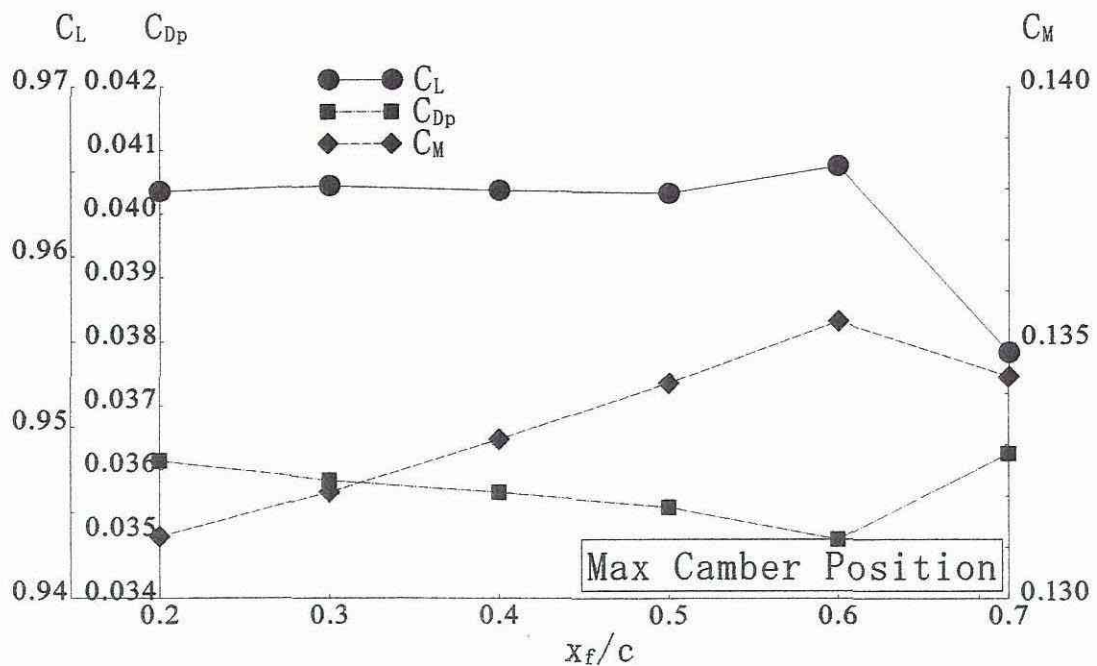


Fig.16 Effect of maximum camber position of end plate for aerodynamic coefficients
 (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{sp}/c=0.10$)

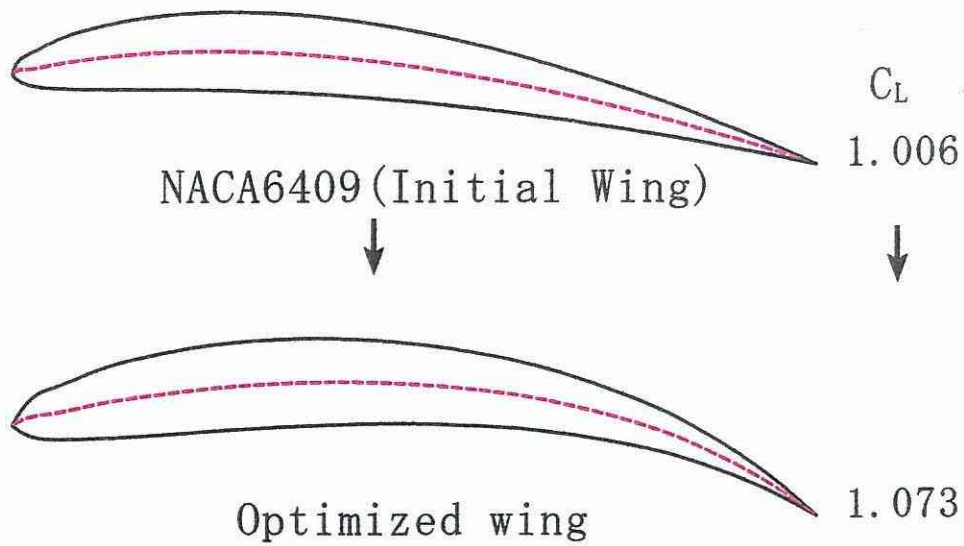


Fig.17 Initial and optimum wing sections of main wing

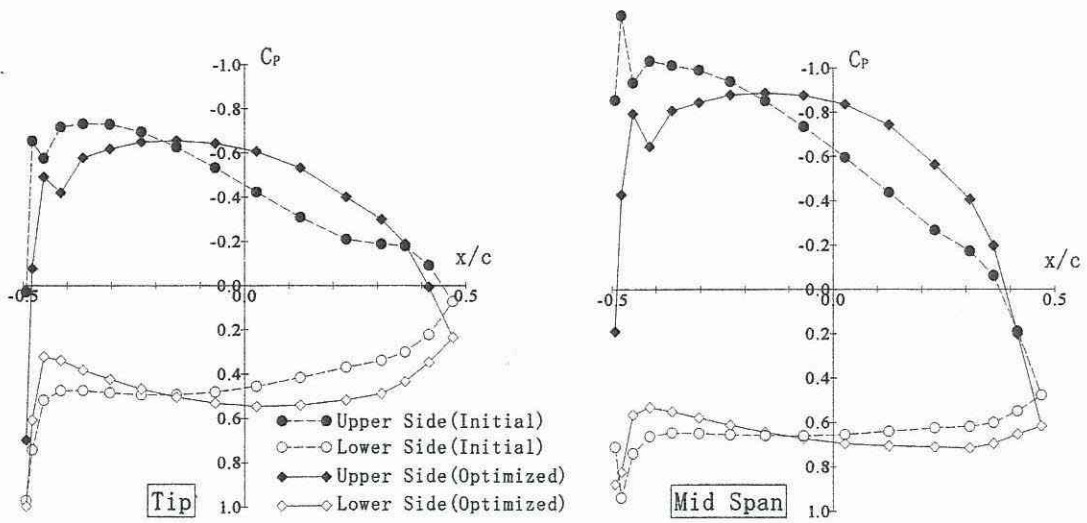


Fig.18 Comparison of pressure distributions on main wing plane
 (aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, end plate NACA6409, $h_{sp}/c=0.10$)

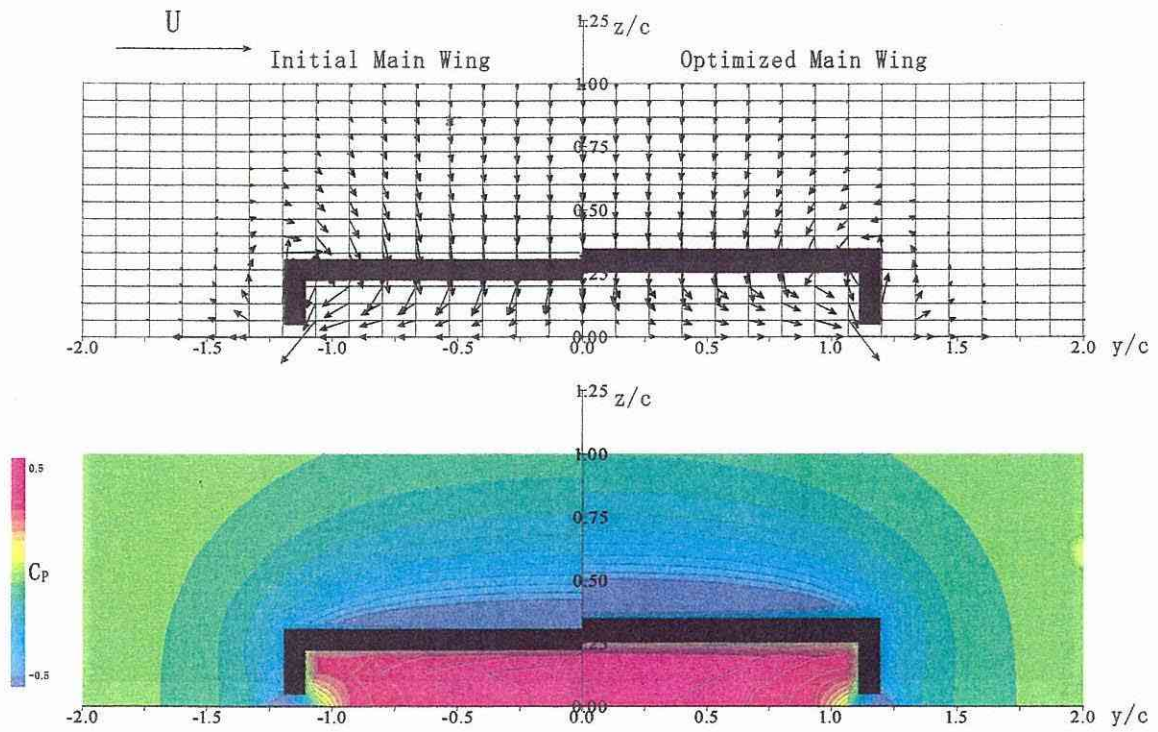


Fig.19 Comparison of velocity and pressure distributions on midchord plane (aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, end plate NACA6409, $h_{SP}/c=0.10$)

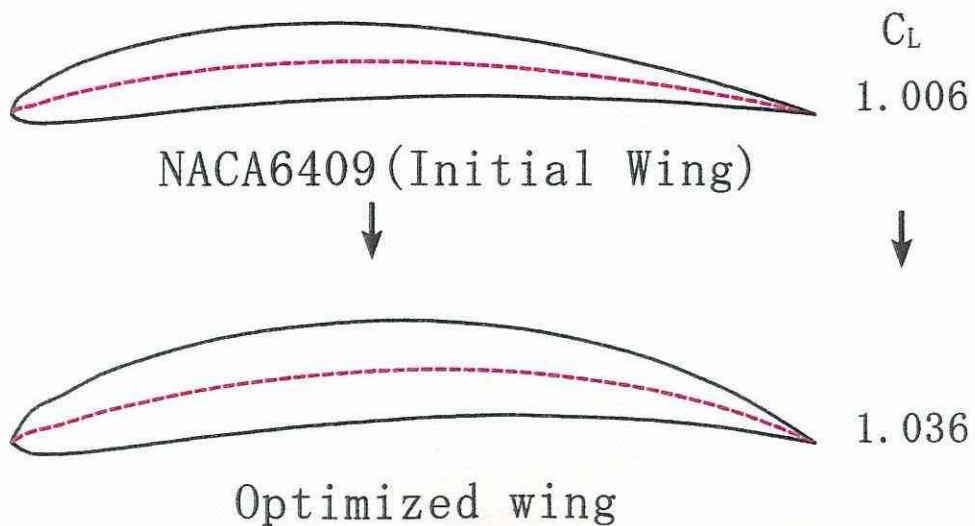


Fig.20 Initial and optimum wing sections of end plate

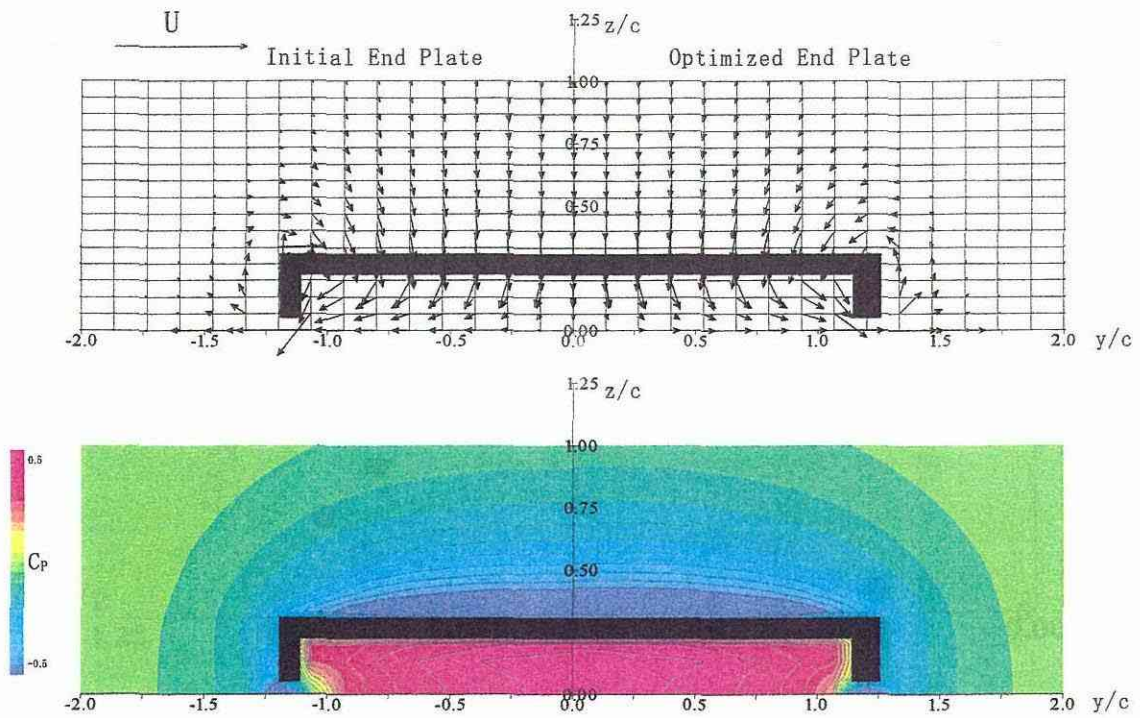


Fig.21 Comparison of velocity and pressure distributions on midchord plane (main wing NACA6409, aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{SP}/c=0.10$)

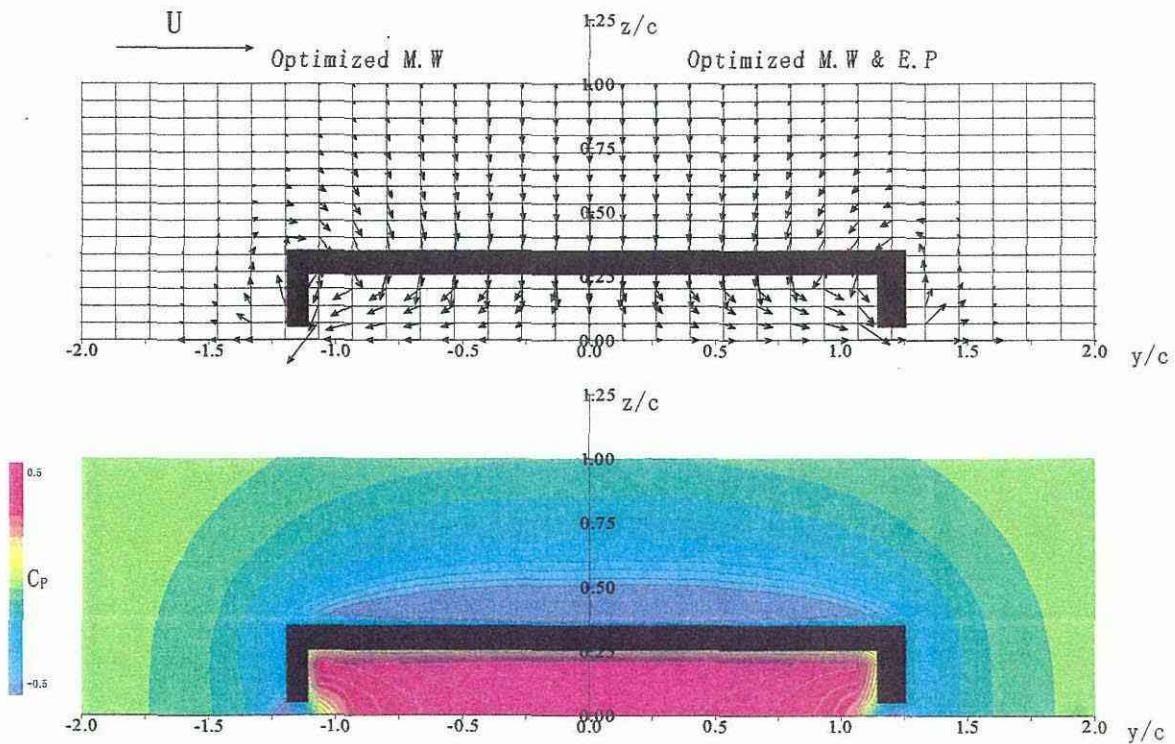


Fig.22 Comparison of velocity and pressure distributions on midchord plane (aspect ratio 2, attack angle 6 deg., $h/c=0.15$, $h_{SP}/c=0.10$)

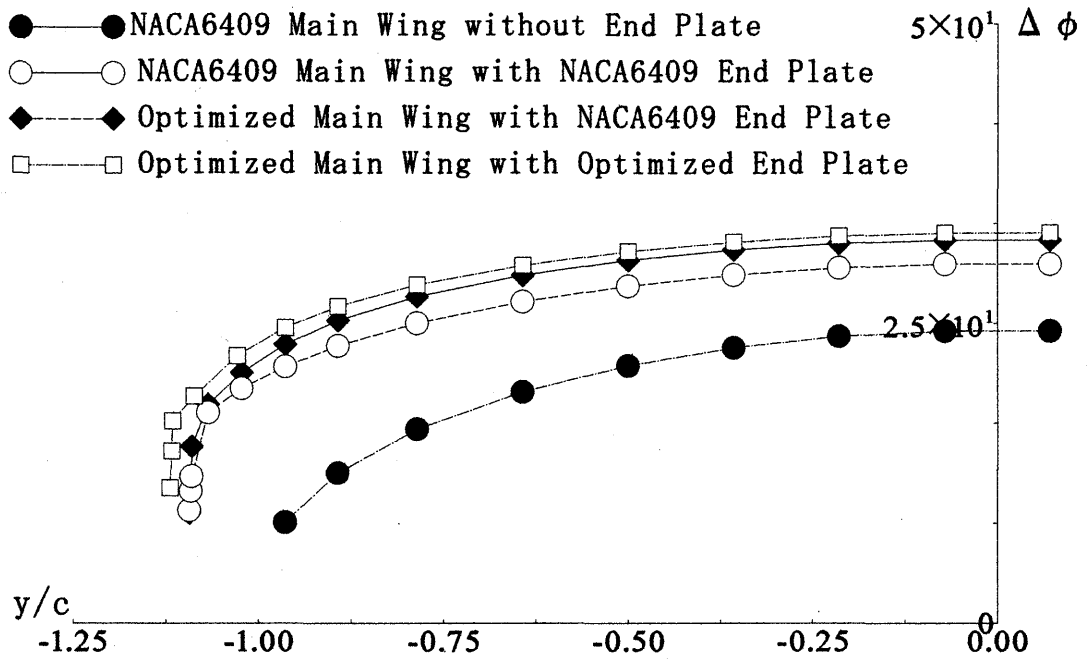


Fig.23 Comparison of circulation distributions at trailing edge of main wing