

波状壁面上を飛ぶ2次元翼の運動解析(揚力面理論)

安東茂典* 酒井徹* 新田恭子*

Analysis of a 2-D Airfoil Motion Flying in-proximity-to a Wavy-Wall Surface — Lifting-Surface-Method —

by

Shigenori ANDO, Tetsu SAKAI and Kyoko NITTA
Department of Aeronautical Engineering
Nagoya University

ABSTRACT

An analysis of a two-dimensional thin airfoil motion is presented, for cases when it flies over and in-proximity-to a wavy-wall surface in an incompressible inviscid flow. Lifting surface technique is used. The results of computation agree satisfactorily with ones of another scheme, which is based on a finite difference method. Efficient integral domain on the wall surface is carefully settled. Some computations are included which suggest effect of many parameters on WIG sea-worthiness.

1. 序 論

波状壁面上を飛ぶ翼の空力特性、及びそれに基づく翼の運動の解析は、ある種の航空機 — 特に WIG[†] — にとり大そう重要な問題である。しかし、これまで殆んど扱われていない。筆者らは、2次元非圧縮完全流体中で翼の運動が指定されたとき、翼上の空力荷重を求めるための2つの方法を開発した^{1,2)}。2つの方法を同時に開発したのは、相互チェックを可能にするためであった。

今回の研究は、波状壁面上を飛ぶ翼の運動を求めるものである。翼は弾性的に支持された、いわゆるティピカル・セクションである。文献^{1,2)}に対応して、差分法によるものと、揚力面によるものが開発された。これらは一種の強制振動問題である。その場合の解はよく知られているように (同次解の一般解) + (非同次解の特解)

の形をとる。そして前者は減衰して消滅し、後者のみが残る。差分法を用いるとそういう状況がよく分った。しかし、揚力面法を用いると、後者のみ直接求められる。両方法を用いてえられたこの特解部分を比較したところ、よい一致がえられた。

本論文では、揚力面法のみについて報告する。選ばれた計算例では、WIGの乗り心地がどういう状況下で悪くなるか?を知るに役立たせようと試みた。

揚力面理論は今日では、確かに古典的となってしまった。しかし、本問題の如きものの基本特性を解明するには最も efficient な tool であることを強調したい。なお揚力面理論であるから、当然翼厚は無視されている。流体は、非圧縮非粘性と仮定される。

† Wing-in-Ground Effect Vehicleのこと

記	号
a	; 弦長中点の後方, 弾性軸までの距離
b	; 翼の半弦長, 1 ととる。
B	; 壁面上の, 積分幅 / 2
ΔC_p	; $= \Delta P_s / \rho U^2$
C_L	; 揚力係数
F_1, F_2, F_3, F_4	; それぞれ式(17), (18), (19), (20)参照
$G(x, x_s)$; 式(10a)参照
g	; 重力の加速度
H	; 第 1 図参照
h_a, h_w	; 翼および波状壁面の平均位置からの 変位, h_a は下, h_w は上方正
I_α, r_α	; 質量慣性能率, 及び $I_\alpha / (mb^2)$
K	; 核関数
k	; reduced freq. $= \omega b / U = \Omega \tau$
L_{ea}	; 揚力, 上方向き正
M_{ea}	; 弾性軸まわりのモーメント, 頭上げ 正
m, μ	; 翼の質量, 及び $m / (\pi \rho b^2)$
$\Delta P_s, \Delta \tilde{P}_s$; 翼の上下面の圧力差, 及びその修正 量。上方向き正。 $\Delta \tilde{P}_s \equiv \Delta P_s \cdot e^{i\omega x_s / U} / \rho U^2$
\hat{p}_w	; 波状壁面上で, 翼が引起こす攪乱圧 力に $\exp[i\omega x_w / U] / \rho U^2$ を乗じたもの。
S_α, x_α	; mbx_α, x_α については第 1 図を見よ。
t	; 実時間
U	; 自由流流速
w	; 垂直速度, 上方正
$w_{ww, alone}, w_{ww}$; 波状翼面のみによる, 任意 点及び波状壁面上の w を U で割った もの。
\tilde{w}, \hat{w}	; 式(3b), (4b) をみよ。
x, z	; デカルト座標, 第 1 図をみよ。
$(x_s, z_s), (x_w, z_w)$; それぞれ翼面及び波状壁面 上の (x, z)
α	; 迎角, 頭上げ正
τ	; 波状壁面移動速度 / 自由流流速
λ	; 波状壁面の波長
ρ	; 空気密度

Ω	; $2\pi/\lambda$, 波数
ω	; 時間変化の角振動数
$\omega_\alpha, \hat{\omega}_\alpha$; 翼回転の非連成固有角振動数, ω_α/ω
$\omega_h, \hat{\omega}_h$; 翼昇降の非連成固有角振動数, ω_h/ω
本論文では, $e^{i\omega t}$ の複素振幅を, 元の量全体と同じ記号で示した。	

2. 定式化

2.1 問題の設定

第 1 図を見られたい。自由流は x 軸の正の方向に, 速度 U で流れている。翼は, $z=0, -b \leq x \leq b$ にある。波状壁面の平均面は, $z=-H$ にあり, 時間 t の次の如き関数で表わされる。

$$z_w = -H + h_w \exp\{i\Omega(\tau Ut - x)\} \quad (1)$$

よって波状壁面上の垂直速度は,

$$\begin{aligned} w_{ww} &\equiv \frac{w_w(x, -H)}{U} \\ &= i\Omega h_w (\tau - 1) \exp\{-i\Omega x\} e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (2)$$

ただし, $h_w \ll H, \tau \approx 1$ と仮定する。 $\tau=1$ の場合には, 線型理論による限り, 翼と波状壁間の空力的干渉が消滅するのである^{1,2)}。翼は一般には第 1 図上のように, その平均位置のまわりにバネで拘束されている。しかし本研究では簡単のために $\beta=0$ とする。もちろん, この図のバネ支持台は, 仮空のものである。

多くの物理量は, 時間的に $e^{i\omega t}$ の如く変化する。よって以下では, その複素振幅のみを元の物理量と同じ記号で表わす。

2.2 2次元揚力面理論

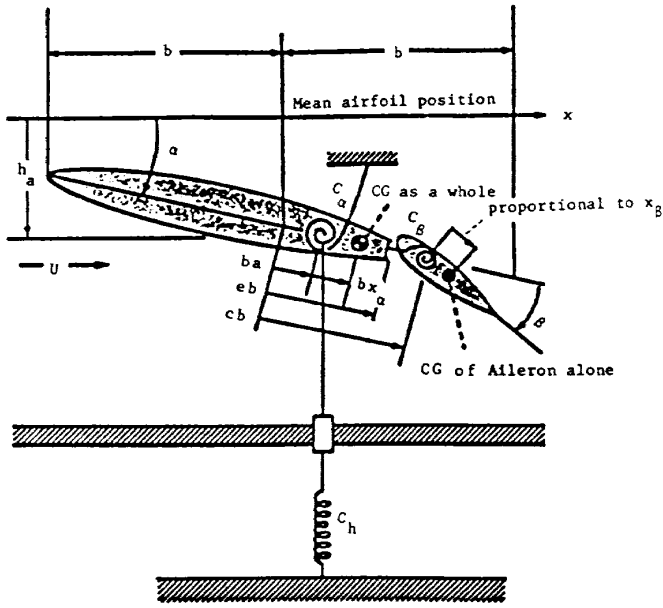
(1) 第 1 次修正形

本方法の基礎をなす 2次元揚力面理論を, 文献1)から簡単に引用すると,

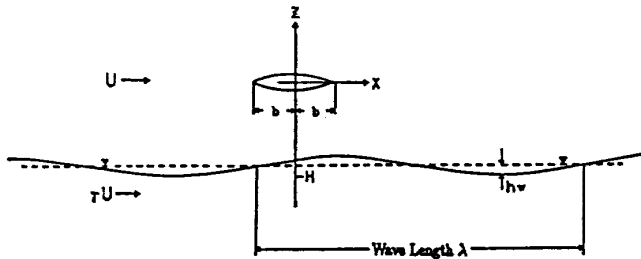
$$\begin{aligned} \bar{w}(x, z) &= \int_{S_s} \Delta \tilde{P}_s \frac{\partial^2 K_s}{\partial z_s^2} dS \\ &+ \int_{S_w} \left(\bar{w}_w \frac{\partial K_w}{\partial z_w} + \tilde{P}_w \frac{\partial^2 K_w}{\partial z_w^2} \right) dS \end{aligned} \quad (3a)$$

ただし

$$\bar{w} \equiv \frac{w(x_s, z_s)}{U} e^{i\bar{U}x_s}$$



(a)



(b)

第1図 記号の説明

$$\tilde{w}_w \equiv \left(i \frac{\omega}{U} + \frac{\partial}{\partial z_w} \right) \frac{w_w(x_w, z_w)}{U} e^{i \frac{\omega}{U} x_w} \quad (3b)$$

$$\Delta \tilde{P}_s \equiv \frac{\Delta P_s}{\rho U^2} e^{i \frac{\omega}{U} x_s} \quad (3c)$$

$$\tilde{P}_w \equiv \frac{P_w}{\rho U^2} e^{i \frac{\omega}{U} x_s} \quad (3d)$$

ここで w は垂直速度、 ΔP_s は翼の上下面の圧力差、 P_w は波状壁面上の圧力分布である。更に、座標を、

翼上では x_s, z_s

波状壁面上では x_w, z_w

の如く使い分けている。 K_s, K_w は、いわゆる核関数である。その詳細については文献1)を参照されたい。

(2) 第2次修正形

上式の \tilde{w} 及び $\Delta \tilde{P}_s, \tilde{P}_w$ は、元の物理量とは異なる、いわゆる“修正された量”である。ところが

再度次の如く変換される。

$$\hat{w}(x, z) = \int_{-1}^1 \Delta \tilde{P}_s \cdot \hat{K}_s dx_s + \int_{-B}^B \tilde{P}_w \cdot \hat{K}_w dx_w \quad (4a)$$

$$\hat{w}(x, z) \equiv \tilde{w}(x, z) - \tilde{w}_{w, alone} \quad (4b)$$

$$\tilde{w}_{w, alone} \equiv i h_w \Omega (\gamma - 1) e^{i(k - \Omega)x - \Omega(z + H)} \quad (4c)$$

$$\hat{K} \equiv \partial^2 K / \partial z^2 \quad (4d)$$

\tilde{P}_w は、 \tilde{P}_w 中の、翼による攪乱部分のみ。

波状壁面上の積分範囲が $(-\infty, \infty)$ より有限の $(-B, B)$ に変化されたのは、integrand 内の \tilde{P}_w が、翼から遠ざかると消滅するからである。

2.3 翼の運動方程式

(1) 2次元薄翼の弾性軸の昇降、及びそのまわりのピッチング運動の方程式は、

$$m \ddot{h}_a + S_\alpha \ddot{\alpha} + m \omega_h^2 h_a = -L_{ea} \quad (5a)$$

$$S_\alpha \ddot{h}_a + I_\alpha \ddot{\alpha} + I_\alpha \omega_\alpha^2 \alpha = M_{ea} \quad (5b)$$

のように書かれる³⁾。以下調和振動形に限定する。そして、 h_a, α について解くと

$$\begin{Bmatrix} h_a \\ \alpha \end{Bmatrix} = \frac{1}{\Delta} \begin{bmatrix} I_\alpha (\omega_\alpha^2 - \omega^2) & S_\alpha \omega^2 \\ S_\alpha \omega^2 & m (\omega_h^2 - \omega^2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} -L_{ea} \\ M_{ea} \end{Bmatrix} \quad (6a)$$

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} m (\omega_h^2 - \omega^2) & -S_\alpha \omega^2 \\ -S_\alpha \omega^2 & I_\alpha (\omega_\alpha^2 - \omega^2) \end{vmatrix} \quad (6b)$$

一方翼上の垂直速度 $w(x_s)$ は、

$$-w(x_s) = i \omega h_a + \{U + i \omega(x_s - ba)\} \alpha \quad (7)$$

この式の中の h_a, α の式(6a)の表現を入れると結局 w は、 L_{ea}, M_{ea} により表わされてしまう。更に

$$\left. \begin{aligned} L_{ea} &= \int_{-1}^1 \Delta P_s dx_s \\ M_{ea} &= \int_{-1}^1 \Delta P_s (x_s - ba) dx_s \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

である。これらと全て組み合わせ、しかも $w, \Delta P_s$ の代りに $\hat{w}, \Delta \tilde{P}_s$ を用いると結局、翼上で、

$$\hat{w}(x) = \int_{-1}^1 \Delta \tilde{P}_s(x_s) G(x, x_s) dx_s \quad (9)$$

の形をうる。ただし

$$G(x, x_s) = e^{i\omega(x-x_s)/U} [G_1(x, x_s)/G_2] \quad (10a)$$

$$G_1 = x_\alpha - (\hat{\omega}_h^2 - 1)(x_s/b - a) + ik[r_\alpha^2(\hat{\omega}_\alpha^2 - 1) - x_\alpha(x_s - x)/b - (\hat{\omega}_h^2 - 1)(x/b - a) \times (x_s/b - a)] \quad (10b)$$

$$G_2 = \pi \mu b k^2 \{r_\alpha^2(\hat{\omega}_h^2 - 1)(\hat{\omega}_\alpha^2 - 1) - x_\alpha^2\} \quad (10c)$$

(2) 以上で準備がととのった。

式(4a)を

$$\begin{cases} z=0, & \text{つまり翼上} \\ z=-H, & \text{つまり波状壁面上} \end{cases}$$

で書き下ろす。それに際して

$$\hat{w}(x, 0) = \int_{-1}^1 \Delta \tilde{P}_s(x_s) G(x, x_s) dx_s - \tilde{w}_{uw}(x, 0) \quad (11a)$$

$$\hat{w}(x, -H) = 0 \quad (11b)$$

となる。

これを式(4a)中で用いると、

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 \Delta \tilde{P}_s (\hat{K}_s - G) dx_s + \int_{-B}^B \tilde{p}_w \hat{K}_w dx_w \\ = -\tilde{w}_{uw}(x, 0) \\ ; z=0 \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} \int_{-1}^1 \Delta \tilde{P}_s \hat{K}_s dx_s + \int_{-B}^B \tilde{p}_w \hat{K}_w dx_w = 0, \\ ; z=-H \end{aligned} \quad (12b)$$

をうる。これらは、 $\Delta \tilde{P}_s$ 、 \tilde{p}_w に関する、連立線型積分方程式である。

面白いことは、文献1)で解いた

迎角0の平板翼の問題

と比較すると、第1式の \hat{K}_s が $\hat{K}_s - G$ へ変っているだけである。関数 G は、核関数 \hat{K}_s のような特異性をもっていない。よって文献1)で解いた問題を超越する数学的困難は全く発生していない。故に文献1)の手法を完全に踏襲して式(12)を離散化し、 $\Delta \tilde{P}_s$ 、 \tilde{p}_w を求める。それから

$$C_L, L_{ea}, M_{ea}$$

$$\text{更には, } h_\alpha, \alpha$$

を求める。 h_α, α を求めることが加わるのが、文献1)と異なる。

3. 数値計算

3.1 壁面上の積分範囲Bの決定

この目的のために、次の条件で C_L を計算した。

$$\left. \begin{aligned} x_\alpha = 0.0, \quad r_\alpha = 0.5, \quad a = 0, \\ \mu = 10, \quad \hat{\omega}_\alpha = 8.0, \quad \hat{\omega}_h = 6.0 \\ H/b = 0.4, \quad r = 0.3, \quad h_w/b = 0.04 \\ \lambda/b = 5.0 \\ B/b = 7.5, 15, 25 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

計算結果を、両対数グラフ上において

$$\frac{d|C_L|}{dB} \quad \text{vs. } B$$

の形でプロットすると、殆んど直線的となり、

$$d|C_L|/dB = KB^{-r}, \quad r \approx 3.37 \quad (14)$$

がえられた。これから $B \rightarrow \infty$ の究極値が推定され、

$$|C_L|_{B=\infty} = |C_L|_{B_0} - KB_0^{-r+1}/(-r+1) \quad (15)$$

となるので、相対誤差の近似が、

$$\epsilon \equiv (|C_L|_{B=\infty} - |C_L|_{B_0})/|C_L|_{B_0} \quad (16)$$

と求められる。第1表に ϵ を示す。 $B/b=7.5$ でも $\epsilon \approx O(10^{-5})$ である。よって $B/b \approx 10$ 程度で充分であると推定された。

3.2 差分法解との比較

差分法解は、 h_α, α の初期値を仮定して、ルンゲ・クッタ法で解いてゆくものである。 h_α, α vs. t タイムヒストリーの最初の部分には、序論でも述べたように同時解が含まれるが、その中に特解部分(周波数応答)が卓越してくる⁴⁾。それが揚力面法解と比較される。ただし、差分法は自由流マッハ数、約0.3程度で用いられる²⁾。これは定常の場合のプラントル・グラワート相似則から推測して数%の差を生ずるだろう。しかしこの程度の差は工学的目的からは無視可能といえよう。本論文で“よく一致している”という場合、そういう意味であると解されたい。

比較のための計算は式(13)で示すcaseである。揚力面法の解は $B/b=10$ で得られた。 ΔC_p 分布の比較を第2図に示す。又、 $|C_L|$ 、 $|h_\alpha|$ 、 $|\alpha|$ の比較を第2表に示す。前述のような理由を考えれば、充分な一致といってよからう。むしろ揚力面法解

第1表 $|C_L|$ と ϵ の値 — B/b による変化
パラメータの値

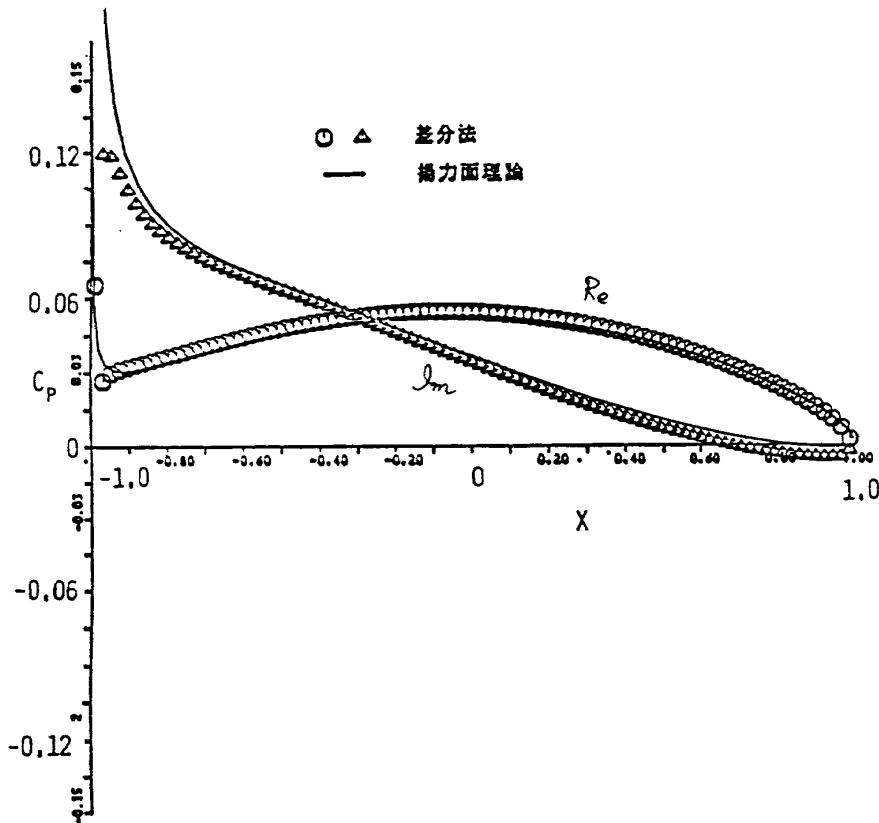
$x_\alpha=0.0, r_\alpha=0.5, a=0, \mu=10, \hat{\omega}_\alpha=8.0,$
 $\hat{\omega}_h=6.0, H=0.4b, \gamma=0.3, h_w=0.04b$
 $\lambda=5.0b, B=5b, 10b, 20b, 30b$

B	7.5 b	15 b	25 b
$ C_L $	0.1224534	0.1224526	0.1224531
$\epsilon \times 10^6$	50.634069	2.4499336	3.2665674

第2表 $|C_L|, |h_\alpha|, |\alpha|$ の揚力面, 差分法間の比較
パラメータの値

$x_\alpha=0.0, r_\alpha=0.5, a=0, \mu=10, \hat{\omega}_\alpha=8.0,$
 $\hat{\omega}_h=6.0, H=0.4b, \gamma=0.3, h_w=0.04b,$
 $\lambda=5.0b, B=10b$ (揚力面理論)

	揚力面理論	差分法 ²⁾
$ C_L $	0.1225	0.1220
$ h_\alpha \times 10^3$	0.7765	0.7640
$ \alpha \times 10^3$	0.6614	0.6330



第2図 C_p 分布 — 差分法, 揚力面法の比較
パラメータの値は, 表2と同じ

を“正解”と考えて, 差分法解の誤差を評価すべきであろう。

なお, 差分法にも長所がある。それは, 一般的時間変化問題も簡単に扱えることである⁴⁾。特にフラッタ解析さえも可能である。安東が提案したシナリオは, 翼に垂直突風パルスを与える。それが後方に通り過ぎた時の翼の揺動は, $U/b\omega_\alpha$ がフラッタ・クリティカル値以下(以上)であれば, 減衰(発散)する。

パルス垂直突風の与え方は, 波状壁面に弧立し

た \cup , あるいはsineの一周期形状を与え, これを適当な速度 rU で翼の方に向わせることによる。このフラッタ解析は, 目下, 著者の一人, 新田により進められつつある。

揚力面法によるフラッタ解析法は, 目下のところ思いつかない。

3.3 数値計算例

ここでは, 翼の運動の程度や乗り心地等を評価するために以下の2つのケースについて, それぞ

れ評価関数を定めて、各パラメータを変化させながらその変化の様子を調べてみる。

(1) 強制振動問題

翼の固有振動数 $\hat{\omega}_\alpha, \hat{\omega}_h$ をパラメータとして、翼の振動の度合いを示す評価関数

$$F_1 = (|h_a| + |\alpha|) / H \quad (17)$$

の値を計算した。他の諸量は(13)式のそれとし、また $B/b=15$ である。結果は第3表と、第3図に示す。 F_1 は $\hat{\omega}_h \rightarrow 1$ のとき大きくなるが、 $\hat{\omega}_\alpha \rightarrow 1$ の影響は小さい。これは新発見である。

第3表 F_1 の値

パラメータの値

$$x_\alpha=0.0, r_\alpha=0.5, a=0, \mu=10, H=0.4b, \gamma=0.3, h_w=0.04b, \lambda=5.0b, B=15b$$

$\hat{\omega}_\alpha \backslash \hat{\omega}_h$	0.3	0.6	0.9	0.98	1.02	1.2	1.5
0.3	1.247	1.384	1.900	2.385	2.371	5.477	2.224
0.6	1.462	1.587	2.081	2.568	2.559	5.521	2.545
0.9	3.023	3.084	3.475	3.957	3.988	5.758	4.152
0.98	7.248	7.857	10.68	11.96	12.37	7.771	6.113
1.02	8.327	9.443	17.35	31.78	49.51	12.04	7.104
1.2	2.108	2.284	3.024	3.756	3.990	23.38	4.116
1.5	1.215	1.384	2.004	2.565	2.617	9.006	2.340

(2) WIG の耐航性

実際の応用例として、WIG の乗り心地について考えてみる。この場合の評価関数を

$$F_2 = |h_a + h_w e^{-i\omega b a}| / H \quad (18)$$

$$F_3 = \omega^2 h_a / g = [U^2 / bg] (k^2 h_a / b) \quad (19)$$

とする。ただし F_3 は翼の垂直加速度を g 単位で示す。これらの評価関数を選んだ理由について説明する。

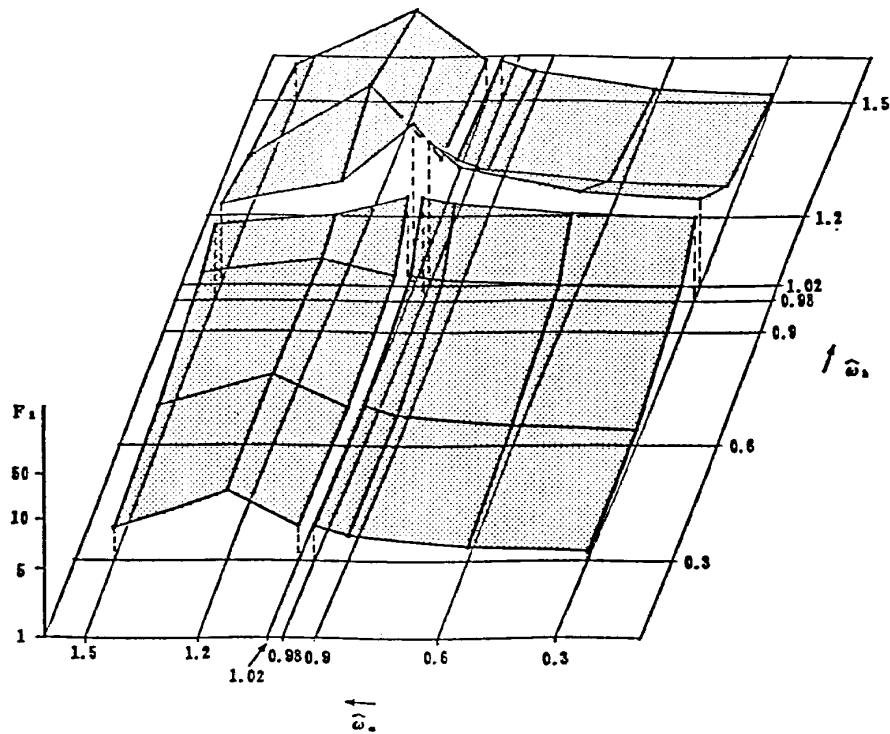
まず F_2 は、瞬間瞬間の水面からの飛行経路の隔りを無次元化したいという意図を表わす。 F_2 が大きいと搭乗者に恐怖心を起こすことがあるだろう。

ある瞬間瞬間の、翼弾性軸とその直下波状面の距離の変動部分は、式(1)を見れば分かるように、

$$Re[(-h_a e^{i\omega t}) - (h_w e^{i\omega(rU t - ba)})] \quad (1)$$

h_a の前に負号をつけたのは、 h_a は下方向き正だからである。式①は

$$\begin{aligned} & Re[-(h_a + h_w e^{-i\omega b a}) e^{i\omega t}] \\ &= Re[-h_* e^{i\omega t}] = \frac{1}{2} (h_* e^{i\omega t} + \bar{h}_* e^{-i\omega t}) \\ &= -\frac{1}{2} |h_*| [e^{i(\omega t + \psi)} + e^{-i(\omega t + \psi)}] \quad (2) \end{aligned}$$



第3図 F_1 vs. $\hat{\omega}_\alpha, \hat{\omega}_h$
パラメータの値は、表3と同じ

ただし

$$h_* \equiv h_a + h_w e^{-i\omega b a} \equiv |h_*| e^{i\psi} \quad (3)$$

とおいた。②は

$$-|h_*| \cos(\omega t + \psi) \quad (4)$$

となる。その振幅は $|h_*|$ であるが、これこそが WIG の搭乗員に恐怖感を与えるであろう。よって

$$F_2 \equiv |h_*|/H = |h_a + h_w e^{-i\omega b a}|/H \quad (5)$$

もちろん、 $a=0$ の場合には（我々の下述の計算ケースはそうである）、 $F_2 = |h_w + h_a|/H$ と簡略化される。

一方 F_3 は、乗り心地に直接関与する。許容される

F_3 vs. ω

の関係は、すべての乗り物に普遍的にはほぼ確立されている（例えば米軍軍用機に関する MIL スペック）。 F_2 と F_3 は互いに補完的である。よって

$$F_4 = F_2 + F_3 \quad (20)$$

をも定義した。これにより F_2 及び F_3 の何れか一方がひどく大きくなるケースがカバーされると考えたわけである。

なお、本論の定式化部分は既述のように完全に無次元化されている。しかし、 $\omega^2 h_a/g$ 、その他の重力加速度 g を含む無次元数は無かった。よって

$$\left. \begin{aligned} \omega &\rightarrow b\omega/U \equiv k \\ h_a &\rightarrow h_a/b \\ U &\rightarrow U/\sqrt{2bg} \quad \text{フルード数} \end{aligned} \right\} (21)$$

を用いて、 F_3 を表わすことにした。

数値計算に選ばれた、諸量の値は、次の如くである。

$$U/\sqrt{2gb} = 2.0 \quad (22)$$

これは WIG のハンプ速度の約 2 倍である。更に

$$\left. \begin{aligned} x_a &= 0.0, & r_a &= 0.5, & a &= 0 \\ \mu &= 10, & \hat{\omega}_h &= 0.0, & H/b &= 0.4 \\ \gamma &= 0.9, & h_w/b &= 0.04, & B/b &= 15 \end{aligned} \right\} (23)$$

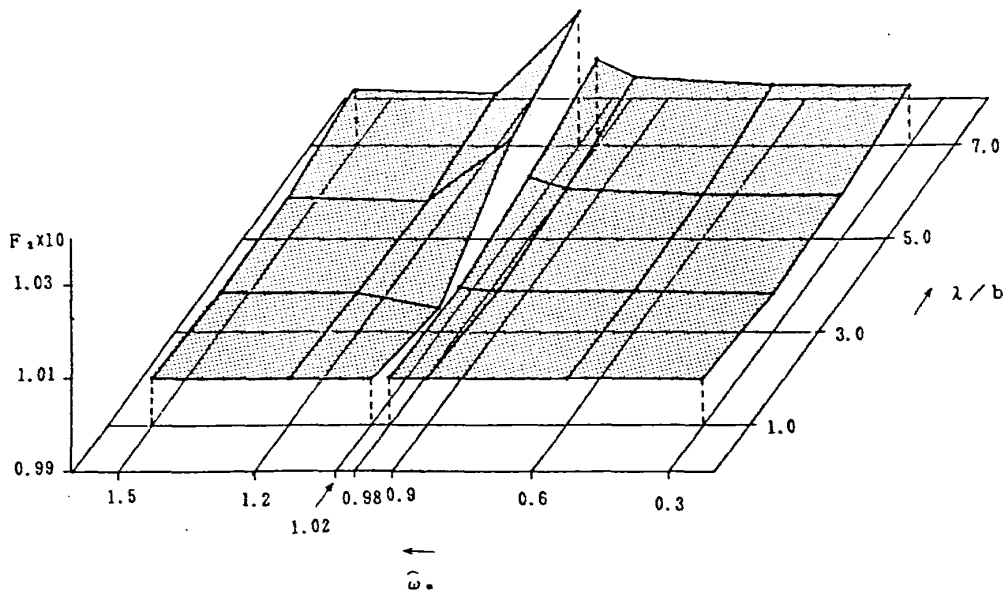
この計算結果はそれぞれ第 4, 5 表および第 4, 5 図に示す。式 (23) で $\hat{\omega}_h = 0$ と仮定したのは、構造的昇降安定性を無視可能としたこと—しかし空力的なそれはもちろん計算中に含まれている。一方

第 4 表 $F_2 \times 10^2$ の値

パラメータの値

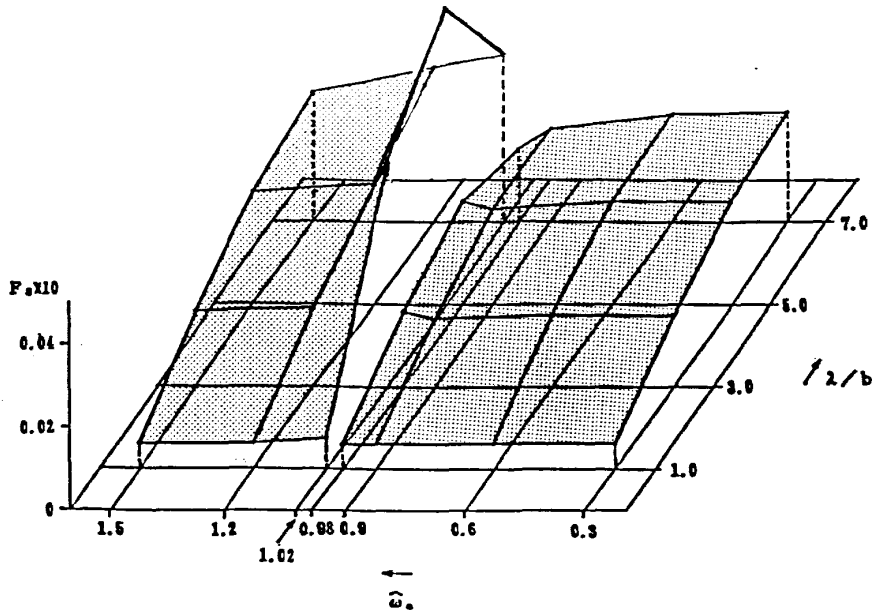
$$x_a = 0.0, r_a = 0.5, a = 0, \mu = 10, \hat{\omega}_h = 0.0, H = 0.4b, \gamma = 0.9, h_w = 0.04b, B = 15b$$

$\hat{\omega}_*$ λ/b	0.3	0.6	0.9	0.98	1.02	1.2	1.5
1.0	10.00	10.00	10.00	10.00	10.00	10.00	10.00
3.0	9.987	9.987	9.989	9.994	9.953	9.985	9.986
5.0	9.996	9.997	10.01	10.03	10.11	9.983	9.989
7.0	10.03	10.03	10.05	10.09	10.18	10.01	10.02



第 4 図 F_2 vs. $\hat{\omega}_*$, λ/b

パラメータの値は、表 4 と同じ



第 5 図 F_3 vs. $\hat{\omega}_\alpha, \lambda/b$
 パラメータの値は、表 4 と同じ

第 5 表 $F_3 \times 10^4$ の値
 パラメータの値は、表 4 と同じ

$\hat{\omega}_\alpha$ λ/b	0.3	0.6	0.9	0.98	1.02	1.2	1.5
1.0	6.130	6.119	6.042	5.846	7.439	6.219	6.178
3.0	17.60	17.46	16.74	18.12	54.63	18.97	18.28
5.0	25.07	24.71	22.99	24.72	71.37	29.33	27.09
7.0	26.60	25.81	22.36	22.51	39.99	37.03	31.24

$\hat{\omega}_\alpha$ は、WIG の場合一般に水平尾翼によるピッチング安定性があり、これを構造的バネで象徴することにした。

第 4 図、第 4 表； $\hat{\omega}_\alpha, \lambda/b$ にかかわらず $F_2 \approx O(0.1)$ である。

第 5 図、第 5 表； $\hat{\omega}_\alpha$ に対しては F_3 は影響されない。 λ/b が増すと F_3 は増すが、それでも $O(10^{-3})$ である。

なお、 $\lambda/b, \hat{\omega}_\alpha$ の広い範囲にわたり、 $F_3 \ll F_2$ なので、 $F_4 \approx F_2$ である。よって F_4 の表、図示は省く。

以上の耐航性調査に関しては、特に注目すべき現象・結果には遭遇しなかった。面白くなかったともいえるが、一方 WIG の耐航性上のシビアーな問題がないのは幸いともいえる。それはとも角として、かような問題への新しい攻略方法が見つかったことは間違いなからう。

4. 結 論

2次元非圧縮非粘性流中の、波状壁面上を飛ぶ薄翼の運動が解析された。先に開発された揚力面理論の一つの変形・応用問題に帰着された。

波状壁面上の無限積分は有限領域で打切られたが、翼弦長の10倍程度で充分であることが確認された。

同じ問題を差分法によっても解きうることがわかった。そして両方法からの結果は、満足に一致した。

計算例は次の2種類についてなされた。

- i) 強制振動問題； ω_h には敏感、 ω_α には鈍感だった。
- ii) WIG の耐航性；特にシビアーな現象はなかった。

本稿のテーマは従来、類例のないものである。そして3次元・圧縮性ケースへの拡張は、基本的にはストレートであろう。

謝 辞

本計算においては、文献1)用に市川正美氏が作成された揚力面計算法のソフトを利用することができた。ここに同氏に深く感謝する。

参 考 文 献

- 1) Ando, S. and Ichikawa, M. : Aerodynamics of a Thin Airfoil over and in proximity to a Wavy-Wall Surface — Lifting Surface Theory, Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci., 34 (1991).
- 2) 新田恭子, 安東茂典, 和久浩行 : 波状壁面上を飛ぶ2次元翼の空力特性の差分解法, 日本航空宇宙学会誌, 39 (1991).
- 3) Bisplinghoff, R. L., Ashley, H., and Halfman, R. L. : Aeroelasticity, Addison-Wesley (1955), New York.
- 4) 新田恭子, 安東茂典, 酒井 徹 : 波状壁面上を飛ぶ2次元翼の運動解析(差分法), 日本航空宇宙学会第22期年会講演会講演集(1991).

