非定常流れでの二次元翼に与える壁面効果の研究*

山田明良^{*1}, 大上芳文^{*2}, 赤松映明^{*3}

Study of Wall-Effect on Two-Dimensional Airfoils in an Unsteady Flow

Akiyoshi YAMADA, Yoshifumi OHGAMI and Teruaki AKAMATSU

A numerical method is presented for calculating the pressure, forces and moments on arbitrary-shaped airfoils in an unsteady potential flow between two parallel walls. Airfoils and walls are represented by vorticity distributions and mirror images respectively. Vortex movements are determined by discrete vortex method. Our method does not have the restrictions on the height of walls and the location of airfoils between walls. The calculations are carried out for two cases of starting flow and accelerating flow. It is found that when walls come closer, the steady lifts, moments and apparent mass become greater, and the unsteady lifts and moments reach the steady values faster, and that the pressure center of airfoils moves notably under the influence of the flow acceleration.

Key Words: Unsteady Flow, Wall Effect, Discrete Vortex Method, Unsteady Forces, Unsteady Moments, Apparent Mass

1. 緒言

翼が上下の平行壁面にはさまれた流路内を運動する場合、壁面のない場合に比べ定常揚力や定常モーメントの値が大きくなることは壁面効果として知られており、限られた空間内での実験の際に問題となる風洞干渉の問題などに関連して、古くから注目され研究されてきた。

例えば、友近⁽¹⁾は非圧縮非粘性流れにある平板翼の壁面の影響について等角写像を用いた理論解析を行ない、定常揚力、定常モーメントに対する一般解を与えている。また、鈴木ら⁽²⁾は厚みのある翼に対して特異点法に基づく数値解析、並びに実験を行ない、定常状態における壁面効果の一般的性質と高揚力装置としての可能性について言及している。更に、高速地上輸送機器の浮揚性能に関連して特に地面効果を扱ったものとして、Widnallらの漸近展開法を用いた研究⁽³⁾がある。

このように多方面から壁面効果に関する研究が行なわれているが、これらはいずれも定常状態を扱ったものであり、非定常状態での研究は少ない。

前報において著者ら⁽⁴⁾は平板翼に対し、小さな迎え角で後流渦の巻き込みはないとする線形近似モデルを用いて、翼が流路内の中心に位置する場合の非定常流れにおける壁面効果を明らかにした。そこで、本報ではそのような線形近似モデル、翼の位置にとらわれず、任意形状の翼が流路内任意の位置にある場合に対応できるように数値解析法を提示する。また、前報では揚力を中心に出発流に対する非定常応答と見掛けの質量による効果を論じたが、本報ではそれに加えてモーメント、翼まわりの圧力分布についても考察を行ない、翼の非定常特性に及ぼす壁面効果を明らかにする。ここで取り上げる問題は非圧縮非粘性流れにある二次元翼が流路内に固定された場合で、翼背面における剥離は考えないものとする。

平行壁面にはさまれた翼まわりの流れを計算するには、物体を特異点で表す特異点法^{(4)~(6)}と鏡像の原理⁽²⁾⁽⁴⁾を組み合わせてよい。物体を表す特異点としては、(I)吹き出し分布のみ⁽⁵⁾、(II)吹き出し分布と渦度分布⁽⁶⁾、(III)渦度分布のみ⁽⁴⁾⁽⁷⁾⁽⁸⁾が用いられるが、ここでは2・1節で述べる理由から渦度分布のみを用い、

* 昭和62年3月13日 関西支部第62期定時総会講演会において講演、原稿受付 昭和61年9月1日。

^{*1} 学生員、京都大学大学院 (〒606 京都市左京区吉田本町)。

^{*2} 正員、京都大学大学院。

^{*3} 正員、京都大学工学部。

離散渦法に基づく定式化を行なう。

おもな記号

- c : 翼弦長
 C_p' : 翼後縁圧力を基準とした翼表面相対圧力係数
 D : 抗力
 h : 壁面間隔
 L : 揚力
 M : 原点まわりのモーメント(反時計方向を正)
 N : 翼表面分割数
 p : 圧力
 s : 翼後縁を基準とする翼に沿う座標系
 t : 時間
 U : 主流速度
 u, v : 速度の x, y 方向成分
 z = x + iy : 複素表示による直角座標系
 α : 迎え角
 Γ : 循環の強さ(時計方向を正)
 γ : 渦度分布(時計方向を正)
 ζ : 後流渦が存在する位置座標
 ρ : 密度
 τ = h/c
 Ψ : 流れ関数
- 添 字
- 0 : 定常値。壁面がある場合の揚力, モーメントの定常値については特に C 0 と表示する。
 1 : 見掛けの質量による寄与。壁面がある場合については特に C 1 と表示する。
 B : 束縛渦に關与するもの
 te : 翼の後縁
 W : 後流渦に關与するもの

2. 数値解析法

2・1 特異点分布 緒言で述べたように、本論文では物体を表す特異点として渦度分布のみを用いるが、その妥当性は次のように説明できる。

非圧縮非粘性流体中にある物体まわりの流れを解析することは、流れ関数に対する Laplace 方程式 $\nabla^2 \Psi = 0$ を境界条件の下で解くことに等しい。

今、物体と後流渦を含む閉曲線 c_1 および無限遠 c_∞ を境界として(図1)、Greenの定理を用いれば、

$$\Psi(x, y) = \frac{1}{2\pi} \oint_{c_1 + c_\infty} \left\{ \Psi \frac{\partial}{\partial n} \left(\log \frac{1}{r} \right) - \log \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial n} \right\} ds$$

$$= \Psi_1(x, y) + \Psi_\infty(x, y) \dots \dots \dots (1)$$

が成り立つ。ここに、内部境界 c_1 、外部境界 c_∞ に沿う積分項をそれぞれ、 $\Psi_1(x, y)$ 、 $\Psi_\infty(x, y)$ と定義した。

まず、 $\Psi_1(x, y)$ について考えると、境界 c_1 上、 $\Psi = \text{const.}$ 、 $\partial \Psi / \partial n = u_t$ (接線速度)であり、しかも

$$\oint_{c_1} \frac{\partial}{\partial n} \left(\log \frac{1}{r} \right) ds = 0$$

が成立するから、結局 $\Psi_1(x, y)$ は

$$\Psi_1(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \oint_{c_1} \log \frac{1}{r} \cdot u_t ds \dots \dots \dots (2)$$

となる。また、 $\Psi_\infty(x, y)$ は、少々計算ののち、

$$\Psi_\infty(x, y) = U \cos \alpha \cdot y - U \sin \alpha \cdot x \dots \dots \dots (3)$$

となって、一様流の流れ関数に一致する。

従って、これらの関係から、

$$\Psi(x, y) = U \cos \alpha \cdot y - U \sin \alpha \cdot x - \frac{1}{2\pi} \oint_{c_1} \log \frac{1}{r} \cdot u_t ds$$

$$\dots \dots \dots (4)$$

を得る。ここで、境界 c_1 上の線素 ds の座標を (ξ, η) とすれば、速度場として

$$u(x, y) = U \cos \alpha + \frac{1}{2\pi} \oint_{c_1} \frac{y - \eta}{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \cdot u_t ds$$

$$\dots \dots \dots (5.a)$$

$$v(x, y) = U \sin \alpha - \frac{1}{2\pi} \oint_{c_1} \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2} \cdot u_t ds$$

$$\dots \dots \dots (5.b)$$

が与えられる。

以上の関係は物体が渦度分布のみで表現できることを示しており、境界表面上に強さが接線速度に等しい渦度を分布させることによって流れを解析し得ることがわかる。

以下では簡単のため、流路に取り付けた座標系(流路の中心線を x 軸とする。)で議論を行なう。

2・2 渦度分布の支配方程式とその決定手順 時刻 t において、図2のように翼表面およびその後流中に渦度が分布している。

平行壁面にはさまれた翼まわりの流れは、図2の渦度分布に対応して、その鏡像渦を配置することによって表現できる⁽²⁾⁽⁴⁾。例えば、壁面間内の点 $z(s)$ に循環 Γ が存在する場合、図3のように配置する。こうして構成された流れ場を表す複素ポテンシャルは、

図1 流れの領域

$$F(t, z) = U(t)z + \frac{i}{2\pi} \oint \gamma_B(t, s) f(z, z(s)) ds \\ + \frac{i}{2\pi} \int_0^t \gamma_w(\tilde{t}) f(z, \zeta(t, \tilde{t})) d\tilde{t} \dots (6)$$

ここに、

$$f(z, z(s)) = \log\left(\sinh \frac{\pi}{2h}(z - z(s))\right) \\ - \log\left(\cosh \frac{\pi}{2h}(z - \overline{z(s)})\right) \dots (7.a)$$

となる。ここで、壁面のない場合を扱うときには上式の代りに

$$f(z, z(s)) = \log(z - z(s)) \dots (7.b)$$

を用いればよい。

境界条件は、翼表面において流れが沿うことであるから、

$$-\frac{\text{Im}\left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)}{\text{Re}\left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)} = \frac{dy}{dx}, \quad z = x + iy \dots (8)$$

と表され、式(6)を代入することによって、

$$U(t) \frac{dy}{dx} + \frac{1}{2\pi} \oint \gamma_B(t, s) g(z, z(s)) ds \\ + \frac{1}{2\pi} \int_0^t \gamma_w(\tilde{t}) g(z, \zeta(t, \tilde{t})) d\tilde{t} = 0 \dots (9)$$

図2 渦度分布

図3 鏡像の原理

ここに、

$$g(z, z(s)) = \text{Re}\left(\frac{\partial f}{\partial z}(z, z(s))\right) \\ - \frac{dy}{dx} \cdot \text{Im}\left(\frac{\partial f}{\partial z}(z, z(s))\right)$$

を得る。

また、Kelvinの循環定理、およびKutta条件から、それぞれ

$$\oint \gamma_B(t, s) ds + \int_0^t \gamma_w(\tilde{t}) d\tilde{t} = 0 \dots (10)$$

$$\gamma_B(t, s) \Big|_{t_e} = 0 \dots (11)$$

が成り立つ。

以上述べた方程式(9)~(11)が渦度分布の支配方程式であるが、これらは渦度分布を渦点分布で置き換え離散化することによって、逐次連立一次方程式として解くことができる(図4)。

今、 $t = t_{k-1} \sim t_k (k=1, 2, \dots; t_0=0)$ の間に後流渦 Γ_{wk} が一つずつ放出されるとすると、最初 $t = t_1$ において、式(9)~(11)は

$$U(t_1) \frac{dy}{dx} + \frac{1}{2\pi} \sum_{j=1}^N \Gamma_{Bj}(t_1) g(z, z_{Bj}) \\ + \frac{1}{2\pi} \Gamma_{w1} g(z, \zeta_1(t_1)) = 0 \dots (12)$$

$$\sum_{j=1}^N \Gamma_{Bj}(t_1) + \Gamma_{w1} = 0 \dots (13)$$

$$\Gamma_{BN}(t_1) = 0 \dots (14)$$

と書き直される。式(12)を課す翼表面上の点(標点)は、図4に示すように束縛渦点間の任意の点を N 個選ぶことができる。ところで、このとき、未知数 $(\Gamma_{Bj}(t_1) (j=1, 2, \dots, N), \Gamma_{w1})$ の数 $(N+1)$ に対し式の数 $(N+2)$ となって式の数の一つ多くなる。しかし、流れが翼に沿うという境界条件は、本来翼表面において流れ関数 Ψ が一定となる条件

$$\Psi_1 = \Psi_2 = \dots = \Psi_N \dots (15)$$

に等価であるから、結局境界条件から得られる情報は $(N-1)$ 個ということになる。ここで、 Ψ_j は j 番目の

図4 渦度の離散化

標点における流れ関数の値を表す。このことは式(12)のうち一次独立な式が $(N-1)$ 個であることを示しており、それ故標点の一つ省くことでこの問題は解決される。この問題に関連して、稲室ら¹⁰⁾は以上のことを踏まえた上で最小二乗法を用いて計算誤差を分散させる方法を提案しているが、ここでは計算精度の点でも問題がないと確かめられた標点を省いて計算を行なっている。従って、式(12)~(14)は解けて $t=t_1$ における渦点分布が決定される。以下同様の操作によって、順次渦点分布が決定されていく。

なお、連立一次方程式の解法にあたっては、Crout法を用いた。

2・3 渦の挙動 渦点の挙動は、次に示す連立微分方程式を解くことでシミュレートされる。すなわち、 $t=t_n$ において、

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \zeta_k(t) &= \frac{\partial}{\partial z} \{ F(t, z) \\ &\quad - \frac{i}{2\pi} \Gamma_k \log(z - \zeta_k(t)) \} \Big|_{z=\zeta_k(t)} \\ &\quad , k=1, 2, \dots, n \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

と与えられる。上式の解法に際しては、Adams法を適用した。

ところで、離散渦法における渦点の導入については、あらかじめ渦点導入位置を仮定してKutta条件により放出渦の強さを決定する方法¹⁰⁾と、境界層理論から放出渦の強さを決めてKutta条件により渦点導入位置を求める方法¹¹⁾の二つの方法があるが、ここでは前者の方法を採用し、その導入位置を

$$\zeta_n(t_n) = \zeta_{te} + \kappa e^{-i(\alpha+\beta)} U(t^*) \cos\beta \cos(\alpha+\beta)\Delta t^* \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここに、

$$t^* = (t_{n-1} + t_n)/2, \quad \Delta t^* = t_n - t_{n-1}$$

のように仮定している。ここで、 ζ_{te} は、翼後縁の位置座標を表す。また、 κ 、 β は、それぞれ翼の厚み、反りに応じて定まる翼形状パラメータ ($0 < \kappa \leq 1$, $\beta \geq 0$) である。上式の仮定は、ちょうど翼後縁の定常時における後流流線上に渦点導入位置をとったことに対応している。この仮定を採用することで、 $U(t^*) \Delta t^* = \text{const.}$ となるように時間格子点 t_n を選んだ場合、渦点導入位置が固定され、前節で述べた連立一次方程式の係数行列が時間によらず一定となるから、その結果、計算時間が短縮されることになる。

2・4 翼に働く力とモーメント 翼に働く力とモーメントは、非定常に拡張されたBlasiusの公式によって、あるいは、渦の挙動に伴う流れ場の運動量、角運動量の時間的変化を計算することによって求められるが、その計算の煩雑さから、これらの方法は必ずしも得策とは言えない。そこで、ここでは、翼表面における圧力分布を直接求め、これを積分することによってこれらの非定常特性値を評価する。

翼表面上の圧力分布は、2・1節で述べたように束縛渦度が翼表面接線速度に一致することを考え合せれば、非定常Bernoulliの式から、

$$\begin{aligned} C_p &= \frac{p(t, s) - p(t, 0)}{\frac{1}{2} \rho U_0^2} \\ &= \left(\frac{\gamma_\theta(t, 0)}{U_0} \right)^2 - \left(\frac{\gamma_\theta(t, s)}{U_0} \right)^2 + \frac{2}{U_0^2} \int_0^s \frac{\partial \gamma_\theta}{\partial t}(t, \tilde{s}) d\tilde{s} \\ &\quad \dots\dots\dots (18) \end{aligned}$$

となる。ただし、上式に含まれる線積分は、後流渦の放出流線を横切らないように行なうものとする。上式に現れる $\partial \gamma_\theta / \partial t(t, s)$ の値は、式(9)~(11)を時間で微分した方程式

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt}(t) \frac{dy}{dx} + \frac{1}{2\pi} \oint \frac{\partial \gamma_\theta}{\partial t}(t, s) g(z, \zeta(s)) ds \\ + \frac{1}{2\pi} \gamma_w(t) g(z, \zeta(t, t)) \\ + \frac{1}{2\pi} \int_0^t \gamma_w(\tilde{t}) \frac{\partial g}{\partial t}(z, \zeta(t, \tilde{t})) d\tilde{t} = 0 \quad \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

$$\oint \frac{\partial \gamma_\theta}{\partial t}(t, s) ds + \gamma_w(t) = 0 \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$\frac{\partial \gamma_\theta}{\partial t}(t, s) \Big|_{te} = 0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

から、渦度分布決定の際の手順と同様に求めることができる。上述のように式(9)~(11)を時間で微分できるのは、渦度分布の支配方程式が常に成り立っているものと考えているからである。

式(18)より得られる翼表面上の圧力分布から、翼に働く力とモーメントは、

$$D - iL = -i \oint p d\bar{z} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$M = \frac{1}{2} \oint p d(z\bar{z}) \quad \dots\dots\dots (23)$$

を計算することによって求められる。

3. 数値計算結果と考察

二次元翼の例としてNACA0015について解析を行なった。このときの計算条件を表1にまとめて示す。表の中でOriginとあるのは、流路に取り付けた座標系の原点が翼に固定した座標系ではどの点に対応しているかを表しており、これと迎え角の値によって流路内に置かれる翼の位置が決定される(図5)。なお、 β はこの場合対称翼であるので0とした。また、境界条件を課

す標点については、翼の前方岐点に近い点の一つ省いた。

3・1 出発流 まず、翼が静止状態から急に一定速度 U_0 で動き始めるような出発流に対して壁面の影響を調べた(図6)。ここで、壁面を表すパラメータとして壁面間隔 h と翼弦長 c の比 τ を考えた。

図6(a)に揚力とモーメントの時間的変化を示した。横軸に無次元時間 $U_0 t/c$ を、縦軸に壁面のない場合の定常値で無次元化を行なった揚力、モーメントをとった。ここで、モーメントは流路に取り付けた座標系の原点(この場合、 $1/2$ 翼弦点)まわりの値を示した。図を見ると、例えば壁の幅が翼弦長に等しい場合($\tau = 1$)には $U_0 t/c = 6$ でほぼ定常に達しているのに比べ、壁面のない場合($\tau = \infty$)には $U_0 t/c = 20$ においてもその傾向が見られないことから、壁の接近に伴って定常への収束が速くなることがわかる。また、壁の接近により揚力とモーメントの定常値が大きくなることもわかる。図6(b),(c)は特に壁面のない場合($\tau = \infty$)と壁の幅が翼弦長に等しい場合($\tau = 1$)について、それぞれ流れの様子と非定常圧力分布を比較したものである。図6(b)の中で翼に付した矢印は翼に働く力を表しており、翼弦に沿う圧力中心の位置にこれを表示した。図から、後流渦の放出流線が壁の存在により壁面間中央へと曲げられ、後流渦の形状もまたこれによって歪みが生じることがわかる。図6(c)は横軸に翼弦方向の座標(図5参照)を、縦軸に翼表面相対圧力係数をとり、奥行き方向に時間の進行を表した。図を見ると、翼まわりの圧力分布は翼上面前縁部においてその

差が顕著であり、この翼上面前縁近傍における負圧低下の速さが非定常揚力、モーメントの定常状態への収束性能(図6(a))に類似していることがわかる。

ここで説明した図の見方は以下に示す図においても同様である。

3・2 加速流 次に、翼が静止状態からある加速速度をもって運動し最終的に定常速度に達するという場合に対応して、その流速過程が

$$\frac{U(t)}{U_0} = \tanh\left(\sigma \frac{U_0 t}{c}\right) \quad \dots\dots\dots (24)$$

で与えられるような加速流について考えた。これはステップ状の圧力変化を加えたときに実現される流れである。ここで、 $\sigma = c/(U_0 T)$ 、(T :時定数)。 σ は非定常性を表すパラメータであって、 $\sigma \rightarrow \infty$ の極限で出発流に一致する。

図7に壁面のない場合の非定常パラメータ σ の影響を示す。図7(b),(c)から、揚力、モーメントの初期

(a) 揚力とモーメントの時間的変化

(b) 流れの様子($U_0 t/c = 8$)

(c) 非定常圧力分布

表1 計算条件

	Starting Flow	Accelerating Flow
N		201
$U_0 \Delta t/c$	0.1(Fixed)	0.02~0.1(Changed)
κ		0.85
Origin	$(\frac{1}{2}c, 0)$	$(\frac{1}{4}c, 0)$
α		10°

図5 流路内に置かれた翼の位置

図6 出発流に対する壁面の影響

(a) 流速の時間的变化

(b) 揚力の時間的变化

(c) モーメントの時間的变化

段階において加速度による見掛けの質量の効果が現れるが、時間の経過とともに σ による差異は小さくなっていく。図7(c)の中でモーメントの値が負の値をとることが観察されるが、これは圧力中心が原点を横切ったことに対応している。図7(d)には $\sigma=4$ の場合の流れの様子を示したが、出発流の場合に比べ加速度の影響を受けて圧力中心が著しく変動することは興味深い。図7(e)に $\sigma=1$ と $\sigma=4$ の場合について非定常圧力分布を示したが、この図は見掛けの質量の効果による圧力分布から加速度のない場合の圧力分布への遷移を表しており、先に述べた圧力中心の移動がこの遷移に応じて起ることがわかる。

図8に $\sigma=4$ の加速流に対する壁面の影響を示す。図から、見掛けの質量が壁の接近に伴って大きくなるのがわかる。また、図は割愛するが、流れの様子や非定常圧力分布の解析結果から、見掛けの質量の効果が現れる初期段階を除けば後流渦の形状や翼上面前縁部の負圧の降下について出発流の場合と同様のことが言えることがわかった。

最後に、揚力、モーメントについて、その定常値に及ぼす壁面効果を図9に、見掛けの質量成分に及ぼす壁面効果を図10に、また、そのときの計算に用いた翼の設定条件を表2に示した。なお、モーメントはここでは特に翼の前縁まわりの値を示し、見掛けの質量に

(d) 流れの様子($\sigma=4$)

(e) 非定常圧力分布

図7 非定常パラメータの影響(壁面なし)

(a) 揚力の時間的变化

(b) モーメントの時間的变化

図8 加速流に対する壁面の影響($\sigma=4$)

よる揚力, モーメントは壁面のない場合の値で無次元化を行なった。前章で提示した解析法は、本来非定常流れを扱うためのものであるが、 $t \rightarrow \infty$ の極限を考慮することによって容易に定常状態を扱うための解析法を導くことができる。図9, 10はこれまで見てきた結果、つまり、壁の接近に伴い定常揚力や定常モーメント、見掛けの質量が大きくなるという結果に一致している。図9を見ると、定常揚力, 定常モーメントは翼が上壁に近いほど大きい値をとっているが、これは揚力増加作用として地面効果よりも天井効果の方が大きいこと⁽²⁾によっている。図10から、見掛けの質量による効果は定常揚力, 定常モーメントに比べ翼の設定条件による差は少ないと言える。

図9 定常揚力, 定常モーメントに及ぼす壁面効果

図10 見掛けの質量の揚力, モーメント成分に及ぼす壁面効果

表2 図9, 10の計算に用いた翼の設定条件

	Case 1	Case 2	Case 3
Origin	$(\frac{1}{4}c, 0)$	$(\frac{1}{2}c, 0)$	$(\frac{3}{4}c, 0)$
α	10°		

4. 結言

非圧縮非粘性流れにある二次元翼の非定常特性に及ぼす壁面効果について数値解析法を提示し、計算を行なうことによってその影響を明らかにした。ここでは、翼の非定常特性として特に揚力, モーメント, 見掛けの質量, 翼まわりの圧力分布, 後流渦の巻き込みを取り上げた。

本報で得られた結果をまとめると次のようになる。

- (1) 壁の接近に伴い、揚力, モーメントの定常値が大きくなると同時に、定常状態への収束も速くなる。
- (2) 翼上面の前縁近傍における負圧の降下についても(1)と同様のことが言える。
- (3) 加速度の影響を受けて、圧力中心の位置が著しく変動する。
- (4) 壁の接近に伴い、見掛けの質量による効果も大きくなる。

また、本報で用いた解析法の特徴は次の点にある。

- (1) 任意形状の翼が平行壁面にはさまれた流路内の任意の位置にある場合の非定常流れを扱うことができる。
- (2) 「翼後縁において常にKutta条件が満足され、それに従うようにして渦が連続的に放出される。」という概念に基づいている。
- (3) 翼まわりの圧力分布を計算することにより、翼に働く力とモーメントを求めている。

文献

- (1) 友近, 航研報告, 13-170 (昭13), 471.
- (2) 鈴木・ほか2名, 機論, 39-327 (昭48), 3378.
- (3) Widnall, S.E. and Barrows, T.M., J. Fluid Mech., 41-4 (1970), 769.
- (4) 大上・赤松, 機論, 52-475, B (昭61), 1014.
- (5) Giesing, J.P., AIAA Paper, 66-968 (1966).
- (6) Basu, B.C. and Hancock, G.J., J. Fluid Mech., 87-1 (1978), 159.
- (7) Lewis, R.I., J. Mech. Eng. Sci., 23-1 (1981), 1.
- (8) 坂田・ほか2名, 機論, 49-440, B (昭58), 801.
- (9) 稲室・足立, 機論, 52-476, B (昭61), 1600.
- (10) 例えば 木谷・有江, 機論, 43-367 (昭52), 1015.
- (11) 例えば Sarpkaya, T., J. Fluid Mech., 68-1 (1975), 109.

討 論

〔質問〕 西山 哲 男〔東北大学工学部〕

(1) 出発初期, 中期の後部流線の瞬間位置は, 定常岐点流線位置とは, どの程度異なっているのか。もし, 大差なければ, 当初より後流渦に定常岐点流線上を流出するとして扱えば, 実質的な計算はかなり少なくなると思う。

(2) 代表速度を V , 代表寸法を L とすると, 渦度は $[V/L]$, 渦は $[V]$ の次元をもっており, 全く異なった物理量である。物体は, 渦度分布では表示できず, 渦分布と訂正するのが, 貴論文のためであり, また読者のためでもあると思う。訂正すべき箇所は次のとおりである。1909 ページ右欄下 1~3 行め, 1910 ページ左欄 18 行め, 右欄下 8, 11 行め, 1911 ページ右欄 10, 11 行め, 図 4, 1912 ページ右欄下 15, 17 行め。

〔回答〕 (1) 後流渦の巻き込み状態と定常岐点流線の比較を付図 1 に示す。ここに示した計算例は, 翼が NACA 0015, 迎え角が 10° の壁面のない場合の出発流であり, $N=201$, $\kappa=0.85$, $U_0\Delta t/c=0.025$ とした。付図 1 の中で, 翼後流の実線が定常岐点流線を表しており, 破線はとくに $t=0\sim\Delta t$ の間に放出された渦 Γ_{w1} の軌跡を示したものである。

付図 1 から, Γ_{w1} の軌跡は定常岐点流線から大きくそれていることがわかる。後流渦の巻き込みの影響については, 文献(付 1)の中で述べられているが, Γ_{w1} は翼後流に放出される渦の中でも最も強い渦であり, 翼と Γ_{wA} の距離が比較的短い, 流れの初期段階においてす

付図 1 後流渦の巻き込みと定常岐点流線

で後流渦の巻き込みによる影響が見られる。

(2) 本論文で渦度分布と表示したのは, 離散渦法分野において二次元物体を渦のみで表現する方法が提案された文献(7)の中の surface vorticity という語を引用したもので, この場合の渦は物体表面近傍に生じる境界層内の二次元的な広がりをもつ渦度を物体表面上に縮退させたものであると考えることができる⁽⁷⁾。また, 翼の後流渦についても同様に考えられる。〔その他, 文献(6)(付 2), においても vorticity distribution という表現がある。〕本来, 渦度は面積を乗ずると循環になるものであるのに対し, 本論文での渦度は長さを掛けると循環になるもので, 当然, 次元は異なるが, 物理上の概念としては渦度に相当する。つまり, 線密度と密度の関係に類似している。

しかし, ご指摘のように翼理論の分野では広く渦分布という語が用いられており, この場をかりて渦度分布を渦分布に訂正させていただきたい。

(付 1) 大上・赤松, 機論, 53-490, B (昭 62)。

(付 2) Naumann, H. and Yeh, H., Trans. ASME, J. Eng. Power, 95-1 (1973), 1.