

# 連成モードで振動する翼のダイナミック・ストール

磯貝 紘二<sup>\*1</sup> 新本 康久<sup>\*1</sup> 渡部 洋八郎<sup>\*2</sup>

Numerical Simulation of Dynamic Stall Phenomena for an Airfoil Oscillating in Coupled Pitching and Heaving

by

Koji Isogai, Yasuhisa Shinmoto

Department of Aeronautics and Astronautics, Kyushu University

and

Yohachirou Watanabe

Mitsubishi Heavy Industries Ltd.

## ABSTRACT

Numerical simulation of dynamic stall phenomena around an airfoil oscillating in a coupled mode, where the pitching and heaving oscillations have some phase differences, has been performed using the Navier-Stokes code. The propulsive efficiency and the thrust have been calculated for various combinations of the phase difference and the reduced frequency for two different feathering parameters, and the effects of the dynamic stall phenomena on the behaviors of the propulsive efficiency and thrust are also discussed in detail by examining each flow pattern obtained. The highest efficiency has been observed for the case where the pitching oscillation advances 90 deg. over the heaving oscillation, for which the flow separation is confined in the small region on the airfoil surface near the trailing edge in spite of the large amplitude oscillations. For phase angles other than 90 deg. the efficiency is degraded by the occurrence of the large scale leading edge separation.

## 1. はじめに

振動する翼に発生する非定常的な失速現象 (Dynamic Stall) は、大迎角で作動するヘリコプタ・ブレードやコンプレッサー・ブレード等で問題になるストール・フラッタや動的応答等と密接に関連することから、これまで多くの実験的および理論的な研究がなされてきた。最近では、ナビエ・ストークス (NS) コードを用いた数値シミュレーションによる研究も幾つか発表されている<sup>1)~4)</sup>。

しかしながら、これらのNSシミュレーションで計算されたケースは、すべて、ピッチング振動のモードに対する計算であった。翼のフラッタ現象やヘリコプタ・ブレードの非定常運動は、主として上下振動とピッチング振動がある位相差をもって連成したモードで振動していて、この場合にはピッチング振動のみによるダイナミック・ストール現象とは大幅に異なる現象が起こっている可能性が考えられる。さらに、この問題は鳥の羽ばたき運動による推進の問題とも密接に関連している。すなわち、鳥は、翼のあるスパン位置にお

ける流れ方向の翼断面の運動に注目した場合、上下運動とピッチングの運動との間に、ある位相差をもたせることによって、下流側に伝播する進行波のモードを作り出し、推進力を発生している。鳥の羽ばたき運動による推進力に関する研究は過去に多くの理論的および実験的研究が行われ、一つの大きな研究分野を形成している。

2次元翼の羽ばたきによる推進力の理論的研究は、Garrick<sup>5)</sup>, Lighthill<sup>6)</sup>, Wu<sup>7)</sup> 等によって、ポテンシャル理論が展開され、推進力や推進効率に関する議論がなされた。これらの理論は、羽ばたきによる推進力の問題に対して、基本的な理解を与える上で大きな貢献をしたが、ポテンシャル理論でなおかつ平板翼理論であるために、現実の流れとはかなりかけ離れたものとなっている。例えば、ポテンシャル理論では、平板翼の推進力のかなりの部分が、前縁の特異点に作用する吸引力の寄与に負うところが大きいが、これは、Garrick<sup>5)</sup>も指摘しているように、前縁が丸みを持った通常の翼断面に対しては、非現実的なものである。また、次節でも議論するように、高効率で推進力を発生するためには、ピッチング振動に対して、相対的に大きな振幅で上下振動を行う必要があるが、この大振幅の上下振

\*1 九州大学 工学部

\*2 三菱重工業（株）

動による有効迎角は容易に失速迎角を超えた大きなものになってしまったために、実際の流れは、剥離を伴った非定常な流れ、すなわち、ダイナミック・ストールの領域になる。この場合には当然ポテンシャル理論は非現実的である。羽ばたき翼の推進力や推進効率の推定において、ダイナミック・ストール現象を考慮すべきことは、DeLaurier<sup>8)</sup>、Fairgrieve and DeLaurier<sup>9)</sup>も指摘しているところである。

本報告は、ナビエ・ストークス・コード<sup>4)</sup>を用いた数値シミュレーションによって、羽ばたき運動する2次元翼に対して、ダイナミック・ストールを考慮した解析を行い、上下振動とピッチング振動の振幅比や位相角、無次元振動数等のパラメータが推進効率や推進力に与える効果やそれらのフローパターンとの対応等を検討したものである。

## 2. 数値計算法

今回の数値シミュレーションに使用したナビエ・ストークス・コード（以降、NSコードと呼ぶ）は、筆者の一人が既に開発し、実験との比較等による信頼性の評価を十分に行ったコードである（コード評価については文献4を参照されたい）。

本コードは振動する翼と共に動く物体適合座標を用い、差分スキームとしてはTVDD (Total Variation Diminishing) スキーム<sup>10)</sup>を用いた圧縮性NSコードである。

図1に、今回計算を行った2次元振動翼が定義されている。今後、翼のsemichord長は1として議論を進める。図1で、 $\alpha$ はピッチ軸位置  $x=a$  点まわりのピッチ角であり、 $h$  は  $a$  点の  $y$  方向変位である。一様流は  $x$  軸の正の方向に流れているものとする。計算を行ったレイノルズ数は中型の鳥を想定して  $1.0 \times 10^5$  程度とし、ほとんどの計算は Baldwin & Lomax の乱流モデル<sup>11)</sup>を用いて行った（一部比較の為に層流計算も行っている）。また、今回のシミュレーションでは、翼の平均迎角は零として（すなはち、平均の揚力は零）、羽ばたき運動による推進力、推進効率の計算を主な目的とした。したがって、 $h$  と  $\alpha$  の時間変化としては、次のように設定した、すなはち、

$$h = h_0 \sin kt \quad (1)$$

$$\alpha = \alpha_0 \sin (kt + \phi) \quad (2)$$

ここで、 $h_0$  は上下振動の振幅（semichord長  $b$  で無次元化されている）、 $\alpha_0$  はピッチング振動の振幅、 $k$  は semichord 長を基準とした無次元振動数（reduced frequency  $k=b\omega/U$ ； $\omega$  は翼の振動数、 $U$  は一様流の流速）であり、 $t$  は無次元時間（ $U$  と  $b$  で無次元化されている）である。したがって、(2)式における  $\phi$  はピッチング振動の上下振動に対する位相の進みを表わす。(1)式と(2)式より、翼の任意点  $x$  における  $y$  方向変位  $f(x,t)$  は次式で表わすことができる、すなはち、

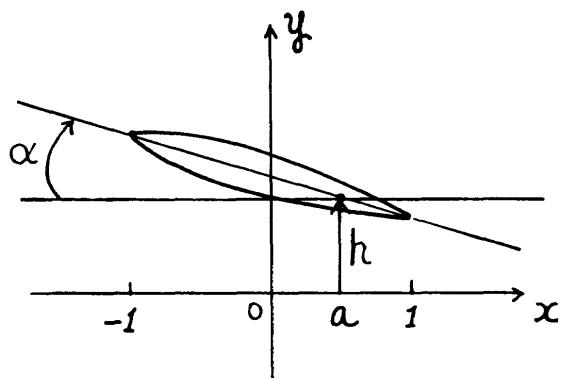


図1 翼の運動の定義

$$f(x,t) = h_0 \sin kt - (x-a) \alpha_0 \sin(kt + \phi) \quad (3)$$

このように、上下振動とピッチング振動がある位相差をもって連成した運動は、進行波モードを生成することが、以下のように容易に示される、すなわち、(3)式を若干変形すれば、

$$f(x,t) = \sqrt{A^2 + B^2} \sin(kt - \psi) \quad (4)$$

ただし、

$$A = h_0 - (x-a) \alpha_0 \cos \phi$$

$$B = (x-a) \alpha_0 \sin \phi \quad (5)$$

$$\psi = \tan^{-1}(B/A)$$

さらに(4)式は、近似的に次のように書くことができる、すなわち、

$$f(x,t) \approx \sqrt{A^2 + B^2} \sin(kt - (\bar{d}\psi/dx)x) \quad (6)$$

ここで  $(\bar{d}\psi/dx)$  は  $\psi$  の  $x$  方向微分の翼弦にわたっての平均値であって、次式で与えられる、

$$\begin{aligned} \bar{d}\psi/dx &= (1/2) \int_{-1}^1 (d\psi/dx) dx \\ &= (1/2) \left[ \psi \Big|_{x=1} - \psi \Big|_{x=-1} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

(6)式より、この運動によって生成される進行波の伝播速度  $c$  は

$$c/U = k / \bar{d}\psi/dx \quad (8)$$

であたえられる。

Bschorr<sup>12)</sup>は、 $c > U$  の場合には、推進力が発生し、逆に  $c < U$  は、フラッタ現象に対応することを準定常（非剥離流）空気力に基づく議論によって指摘している。これは、以下のように解釈できる、すなはち、準定常空気力は、図1に示す運動の場合、

$$L = (1/2) \rho U^2 (2b) C_{L,a} \alpha_e \quad (9)$$

$$M = L (a + (1/2)) b \quad (10)$$

で与えられる。ただし、 $L$  は揚力、 $M$  は  $a$  点周りに働くピッキング・モーメント ( $L$  は 25% 翼弦点に作用すると仮定している) であり、 $C_{L,a}$  は揚力傾斜である。また、(9) 式における  $\alpha_e$  は有効迎角である。

$$\alpha_e = -\dot{\phi} + \alpha \quad (11)$$

で与えられる。このとき、1 サイクルの振動の間に空気力が翼の運動に対して成す仕事  $W$  は

$$W = \oint (L d(bh) + M d\alpha) \quad (12)$$

で与えられるから、 $w > 0$  はフラッタ現象に対応し、逆に  $w < 0$  は翼の運動が流体に対して仕事をすることを意味するので、推進力の発生に対応することになる。(12) 式に (9) ~ (11) 式を代入して、 $W = 0$  の条件 (この時の  $k$  の値を  $k|_{w=0}$  とする) を求めると、

$$k|_{w=0} = (\alpha_e/h_o) \sin \phi / (1 + (\alpha_e/h_o)(a + (1/2)) \cos \phi) \quad (13)$$

を得る。すなわち、 $k > k|_{w=0}$  であれば推進力を発生し、 $k < k|_{w=0}$  であればフラッタ (または、抵抗) の発生の領域になることを意味している。

一方、(8) 式より  $c/U=1$  の条件を満たす  $k$  (これを  $k_{cr}$  とする) の値は、

$$k_{cr} = \overline{(dy/dx)} \quad (14)$$

である。

(13) 式と (14) 式は厳密には一致しないが、数値的にはほとんど一致する結果を与えることを確認することができる。

以上の議論から、(非剥離流) 準定常空気力の仮定の基では、推進力を発生するためには  $k > k_{cr}$  でなければならないことになる。しかしながら、実際の流れは準定常ではなく、非定常効果さらにダイナミック・ストールの効果のために、 $k > k_{cr}$  の条件は修正されなければならない。

しかしながら、(14) 式で与えられる  $k_{cr}$  は、今回行う非定常効果およびダイナミック・ストールの効果を考慮した解析において、解析の指針を与える上で、また、シミュレーションの結果を理解する上で大いに参考になる。このため、図 2 に  $k_{cr}$  の振舞いを、今回シミュレーションを行った 2 つのケースすなわち、

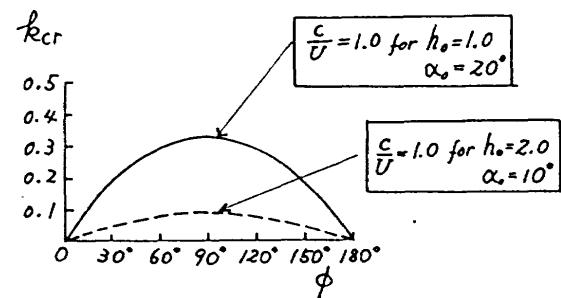


図 2  $k_{cr}$  の振る舞い

CASE A :  $h_o = 1.0, \alpha_e = 20^\circ, a=0$

CASE B :  $h_o = 2.0, \alpha_e = 10^\circ, a=0$

の場合について  $k \sim \phi$  平面上にプロットした。図からわかるように、 $k_{cr}$  の値は  $h_o$  と  $\alpha_e$  の比に依存して大きく変わる。

次節に数値シミュレーションの結果を示すが、そこで使用される推進効率  $\eta_p$  と推力係数  $C_T$  の定義は以下のとおりである<sup>6)</sup>。

$$\eta_p = (\bar{T}U) / \bar{W} \quad (15)$$

ここで、 $\bar{T}$  は 1 サイクルの間の平均推力、 $\bar{W}$  は翼がまわりの流体に対して成す仕事率の 1 サイクル間の平均値である。推進係数は

$$C_T = \bar{T} / ((1/2)\rho U^2 (kh_o)^2 (2b)) \quad (16)$$

である。また、 $\bar{T}$  は

$$\bar{T} = -(1/2\pi) \int_0^{2\pi} \left\{ (1/2)\rho U^2 b \int_{C_p} (dy/dx + f_x) x_\xi d\xi \right\} d\tau \quad (17)$$

で与えられる。

ただし、 $\tau = kt$ 、 $C_p$  は翼面上の圧力係数、 $y = y(x)$  は翼型形状、 $f_x$  は (3) 式で与えられる  $f$  を  $x$  で微分したもの、 $\xi$  は翼型に沿ってとった差分計算空間上の独立変数<sup>4)</sup> である。また、 $\phi$  は翼上下面にわたる積分を意味する。(17) 式からも分かるように今回の計算では、翼表面に作用する摩擦力は考慮していない。

一方、 $\bar{W}$  は次式で計算される。すなわち、

$$\bar{W} = (U/2\pi) \int_0^{2\pi} \left\{ (1/2)\rho U^2 b \int_{C_p} f_t x_\xi d\xi \right\} d\tau \quad (18)$$

(18) 式で、 $f_t$  は (3) 式を  $t$  で微分したものである。

### 3. 計算結果

今回のシミュレーションの対象とした翼型は NACA0012 である。また、マッハ数は 0.10 で行っている。数値シミュレーションは、2 節で述べたように、ピッチ軸が翼弦中央 ( $a=0$ ) の場合について、 $h_0$  と  $\alpha_0$  の二つの組み合わせ、すなわち CASE A ( $h_0 = 1.0, \alpha_0 = 20^\circ$ )、CASE B ( $h_0 = 2.0, \alpha_0 = 10^\circ$ ) の二つのケースのそれについて、パラメータとして、無次元振動数  $k$  と位相角  $\phi$  の種々の組み合わせについて計算を行った。以下に、それぞれのケースの結果について述べる。

#### i) CASE A ( $h_0 = 1.0, \alpha_0 = 20^\circ$ )

図 3 に、数値シミュレーションを実施した各  $k$  と  $\phi$  の組み合わせが  $k - \phi$  平面上の点として、図 2 で示した  $k_{cr}$  の曲線と併にプロットされている。図中、○印は推進力が発生した場合 ( $\bar{T} > 0$ ) で、その下の ( ) の中には得られた推進効率  $\eta_p$  の値が示されている。また、●印は、抵抗となった場合 ( $\bar{T} < 0$ ) を示している。

図からまず言えることは、 $k > k_{cr}$  であっても推進力でなく抵抗が発生する場合のあることである。特に  $\phi = 30^\circ$  の場合、シミュレーションを行った  $k = 0.50, 0.70, 1.0$  のすべてに対して、抵抗を発生している。これが、ダynamique・ストールの効果によることは、フローパターンを調べてみると明らかになる。図 4 に  $\phi = 30^\circ, k = 0.50, 1.0$  における等渦度分布を示す。いずれも翼全面にわたる大規模な流れの剥離が認められる。一方、 $\phi = 90^\circ$  の場合は、 $k=0.5$  以上では推進力が発生し  $k=0.5$  で最大の推進効率 ( $\eta_p = 0.66$ ) が得られている。図 5 に  $\phi = 90^\circ, k=0.5, 1.0$  におけるフローパターンを示す。 $\phi = 90^\circ$  の場合、振動の各時刻におけるフローパターンを調べたが、剥離した領域は、図 5 に示されたように翼の  $3/4$  翼弦長点から後縁付近までの限られた領域に常に局所化されていることがわかった。図 6 には、 $\phi = 60^\circ, k=0.5, 1.0$  のそれに対応するフローパターンを示す。この場合、 $k=0.5$  では、 $\phi = 90^\circ$  の場合と同様に、剥離域は  $3/4$  翼弦長点から後縁付近までの限られた領域に常に局所化されているが、 $k=1.0$  では、大規模な剥離が認められる。しかしながら、 $k=1.0$  でも推進力（ただし、推進効率は 0.30 あまりよくない）が生じている点は、 $\phi = 30^\circ$  の場合と異なる。何故、 $k$  と  $\phi$  の値によって、ダイナミック・ストールの様相がこのように大きく異なるのであろうか？ このことを理解するためには、準定常的ではあるが、有効迎角の振る舞いを調べてみる必要がある。2 節で述べたように、有効迎角は (11) 式で与えられる。(11) 式を変形して、結局

$$\alpha_e = A \sin(kt + \Phi) \quad (19)$$

$$\text{ここで、 } A = \sqrt{(h_0 k)^2 + \alpha_0^2 - 2kh_0\alpha_0 \sin\phi} \quad (20)$$

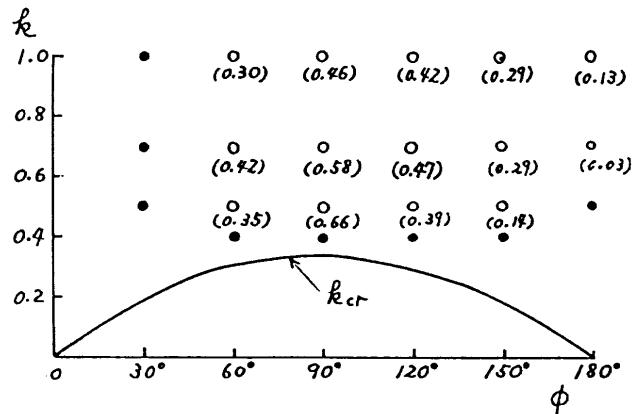


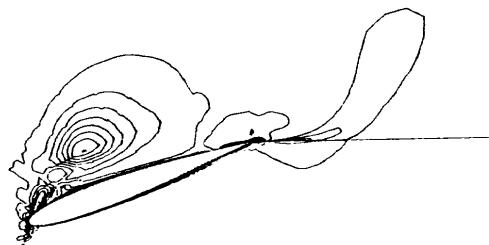
図 3 数値シミュレーションの結果  
(CASE A :  $h_0 = 1.0, \alpha_0 = 20^\circ, a=0$ )

$t=0.52$



(a)  $k=0.5$

$t=3.93$



(b)  $k=1.0$

図 4 等渦度線図 ( $\phi = 30^\circ$ )

を得る。

$$\Phi = \tan^{-1}((-h_0 k + \alpha_0 \sin\phi)/(\alpha_0 \cos\phi)) \quad (21)$$

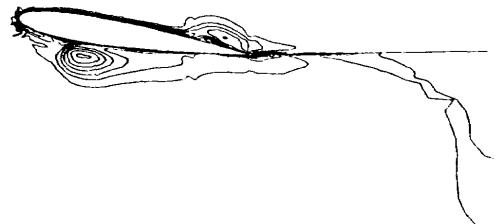
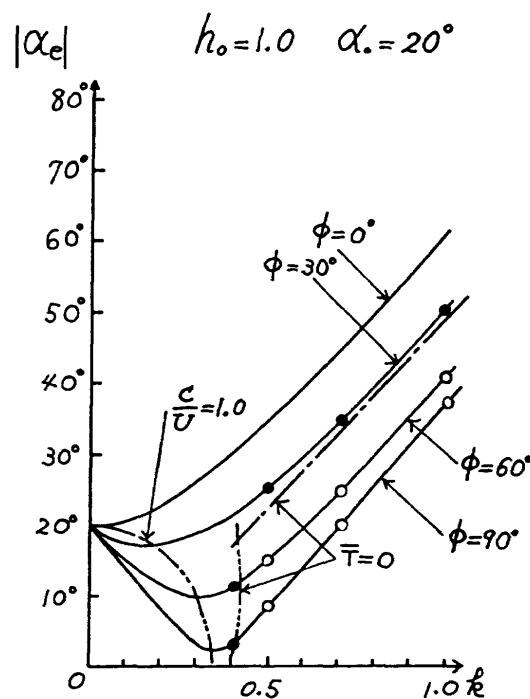
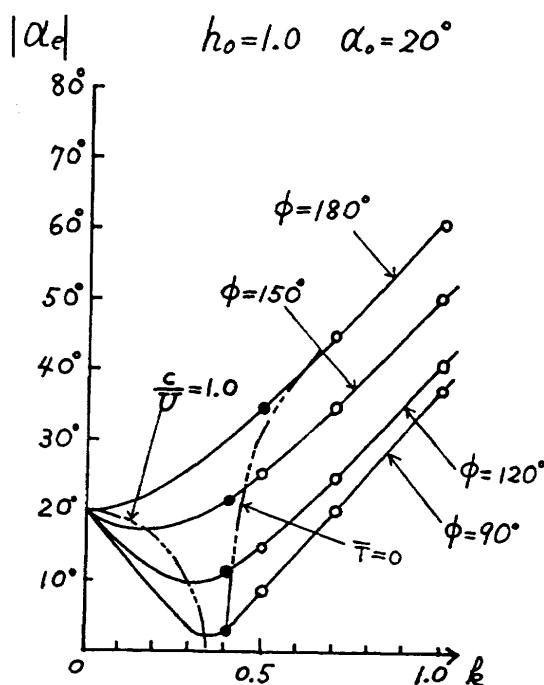
$t=3.14$ (a)  $k=0.5$  $t=1.83$ (b)  $k=1.0$ 図5 等渦度線図 ( $\phi=90^\circ$ ) $t=9.95$ (a)  $k=0.5$  $t=1.57$ (b)  $k=1.0$ 図6 等渦度線図 ( $\phi=60^\circ$ )図7 a 有効迎角の振る舞い  
( $\phi=0^\circ \sim 90^\circ$ )図7 b 有効迎角の振る舞い  
( $\phi = 90^\circ \sim 180^\circ$ )

図7(a), (b)に、 $|\alpha_e| \equiv A$  の振る舞いを、横軸に  $k$  をとりパラメータとして  $\phi$  をとって、示した。本図には、図3と同様に、今回シミュレーションを行った ( $|\alpha_e| \cdot k$  平面上の) 点が○印と●印で示されている。さらに同図には、 $c/U=1.0$  の線が2点鎖線で、また、今回のシミュレーション結果から内挿によって求めた  $\bar{T}=0$  の線が一点鎖線および3点鎖線で示されている。この図から、 $\phi = 90^\circ$  の有効迎角は、 $90^\circ$  以外のどの位相角に対するものより小さいことがわかる。一方、今回シミュレーションを行ったすべての  $k$  の値に対し抵抗の発生を示した  $\phi = 30^\circ$  は、(今回シミュレーションを行った)  $\phi$  の中では最も大きな有効迎角 ( $k=1.0$  では、 $|\alpha_e|$  は約  $50^\circ$  に達する) をとっていること等がわかる。また、 $\bar{T}=0$  になる線は2種類 (1点鎖線と3点鎖線) あり、1点鎖線は、ほぼ  $k$  に直線的に比例して増加していることから、ダイナミック・ストール現象に支配されて決まってくるものと思われる。一方、3点鎖線で示された  $\bar{T}=0$  の線は、推進力を発生させるための  $k$  の下限を与える線と考えられ、準定常非剥離流における  $c/U=1.0$  に対応するものと思われる (ただし、実際の流れは、図5に示された様に局所化された流れの剥離と非定常効果 (準定常では無視された) によって、 $c/U=1.0$  の線とは一致せず、3点鎖線の位置にシフトしたと考えられる)。また、図7aにおける  $\phi = 30^\circ$  の  $|\alpha_e|$  の曲線と図7bにおける  $\phi = 150^\circ$  に対する  $|\alpha_e|$  の曲線は同一であるにもかかわらず、 $\phi = 150^\circ$  では  $k=0.5$  以上で、推進力を発生しているのは (別の言い方をすれば、位相角  $\phi$  に対する  $|\alpha_e|$  の振る舞いが  $\phi = 90^\circ$  を中心にして左右対称であるにもかかわらず、推進力発生の領域が  $90^\circ$  より右側にシフトしているのは) 準定常的な考え方では考慮されていない非定常的な効果によるものと思われる。

図8に  $\eta_p$  の  $\phi$  に対する振る舞いを  $k$  をパラメータとして示した。 $k=0.5$  の場合  $\phi = 90^\circ$  で最大の推進効率 ( $\eta_p=0.66$ ) を示し、 $k > 0.5$  では最大の推進効率を与える位相角は  $180^\circ$  側に若干ずれることがわかる。

図9には、 $C_T$  の  $\phi$  に対する振る舞いを  $k$  をパラメータとして示した。 $C_T$  の最大値を与える位相角は  $90^\circ$  ではなく、 $\phi=110^\circ \sim 140^\circ$  付近になることがわかる。

図10と図11には、 $\phi = 90^\circ$  における  $\eta_p$  および  $C_T$  の  $k$  に対する変化を示した。同図には比較のために、Lighthill<sup>6)</sup> のボテンシャル理論 (平板翼) による値も示されている。また、今回行ったシミュレーションの結果としては、乱流モデル (Baldwin & Lomax の代数モデル) 付の場合と乱流モデル無し、すなわち層流の場合の結果の両方が示されている。今回のシミュレーション結果は、ボテンシャル理論より  $\eta_p$  で 20 % ~ 30 % 低い値を与えている。この理由としては、今回のシミュレーションでは、翼の後縁近傍で剥離が起こっていることおよび前縁の吸引力が平板ボテンシャル理論で予測される値より小さいこと等が考えられる。

また、今回のシミュレーション結果によると、乱流モデル付と層流計算とで、 $\eta_p$  および  $C_T$  の値にはほとんど差が無かったが、これは大変興味深いことである。

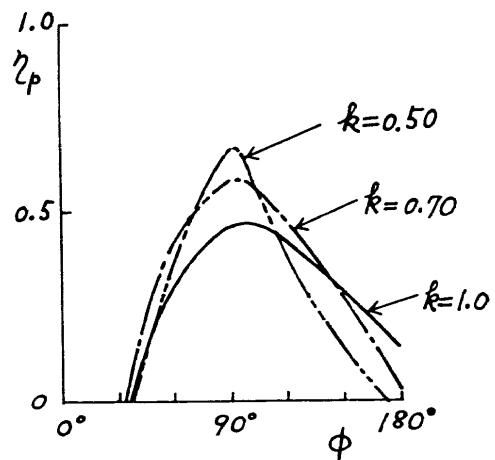


図8 推進効率の位相角に対する振る舞い

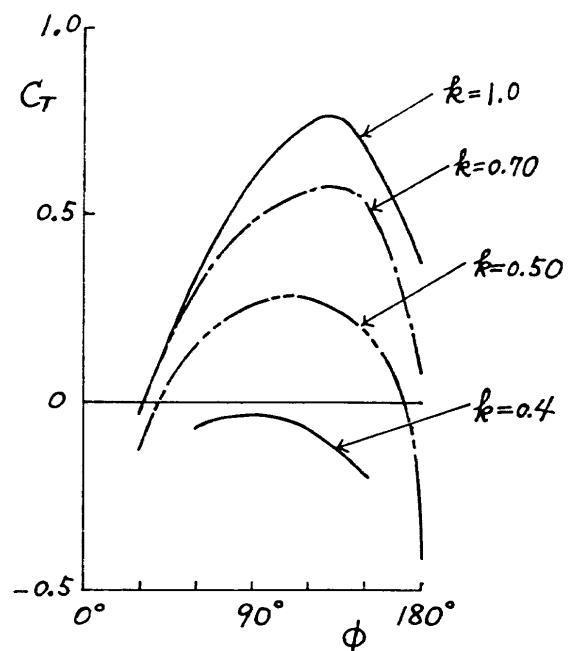


図9 推進係数の位相角に対する振る舞い

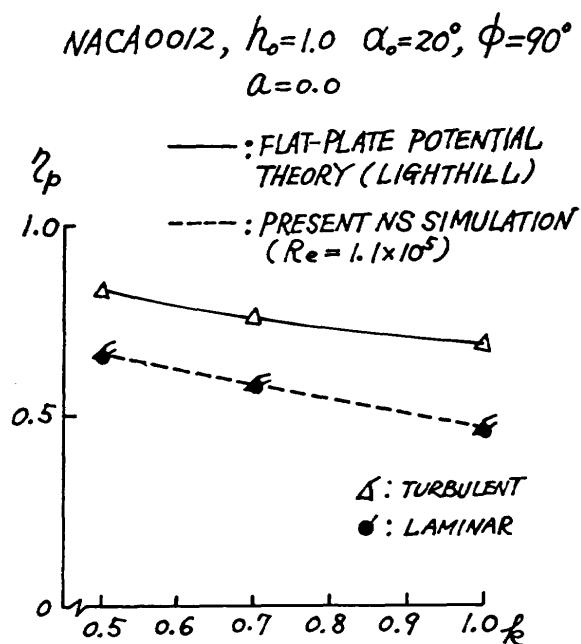


図 10 推進効率のポテンシャル理論との比較

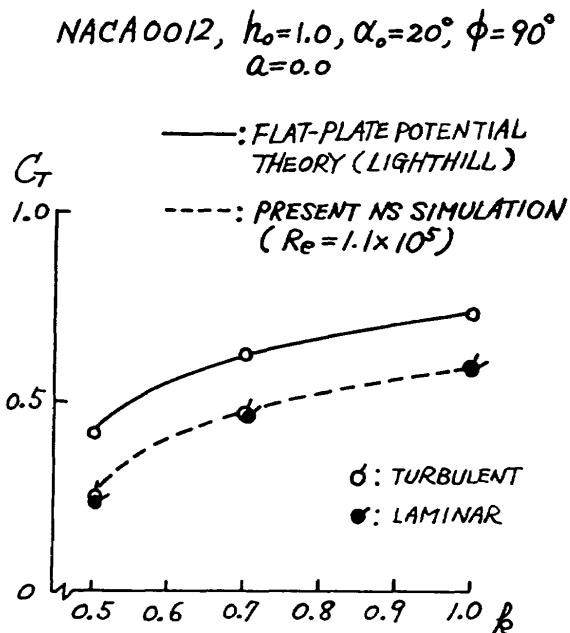


図 11 推進係数のポテンシャル理論との比較

ii) CASE B ( $h_o=2.0, \alpha_o=10^\circ$ )

図 12 に、シミュレーションを行なった  $k$  と  $\phi$  の組み合わせを、 $k \sim \phi$  平面上に、 $k_{cr}$  と共に示した。このケースでは、 $k_{cr}$  の値は CASE A に比較して大幅に小さくなる、例えば、 $\phi = 90^\circ$  に対する  $k_{cr}$  の値は約 0.0873 である (CASE A では  $\phi = 90^\circ$  に対する  $k_{cr}$  の値は約 0.335 である)\*。図で ( ) 中の値は推進効率である。このケースについてのシミュレーションは、 $\phi = 30^\circ, 90^\circ, 150^\circ$  のそれぞれについて  $k=0.15, 0.30, 0.50$  の各値に対して行っている。CASE A の場合と同様に、 $\phi = 90^\circ$  で、 $k$  が  $k_{cr}$  に最も近い  $k=0.15$  で最大の効率  $\eta_p=0.73$  が得られている。

\* 文献 12 によれば、中～大型の鳥は  $k \approx 0.1 \sim 0.2$  で飛んでいる。

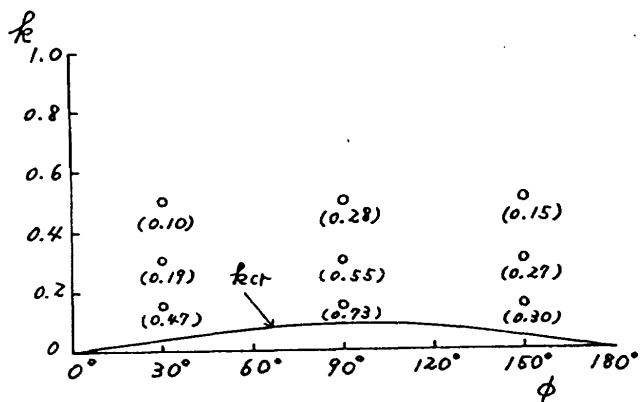
図 12 数値シミュレーションの結果  
(CASE B :  $h_o=2.0, \alpha_o=10^\circ, a=0$ )

図 13 には、CASE A と同様に、 $|\alpha_e| \sim k$  平面上に今回シミュレーションを行なった点を  $c/U=1.0$  ( $k_{cr}$ ) になる曲線 (2 点鎖線) と共に示している。後に示すように各点に対応するフローパターンを調べてみると、 $|\alpha_e|$  が  $30^\circ$  以上の点では、すべて、大規模な前縁剥離渦の発生が認められる。一方、 $|\alpha_e|$  が  $25^\circ$  以下のケース、すなわち、 $\phi = 90^\circ$  で  $k=0.15$  および  $0.30, \phi = 30^\circ$  および  $\phi = 150^\circ$  のそれぞれにおける  $k=0.15$  では、大規模な流れの剥離は認められなかった。図 14 a, b, c にそれぞれ  $\phi = 90^\circ, k=0.15, 0.30, 0.50$  の等渦度線図を示す。 $|\alpha_e|$  が  $50^\circ$  に達する  $k=0.50$  では、大規模な前縁剥離渦の発生が認められる。図 15 a, b, c にそれぞれ  $\phi = 30^\circ, k=0.15, 0.30, 0.50$  の等渦度線図を示す。 $k=0.30, 0.50$  では、大規模な前縁剥離渦の発生が認められる。図 16 a, b, c にそれぞれ  $\phi = 150^\circ, k=0.15$ 。

0.30, 0.50 の等渦度線図を示す。 $k=0.30, 0.50$  では、大規模な前縁剥離渦の発生が認められる。図 17 および図 18 には、 $\eta_p$  および  $C_T$  の  $\phi$  に対する振る舞いが  $k$  をパラメータとして示されている。今回シミュレーションを行った中では、 $\phi = 90^\circ$  が最も良い効率を与えてることがわかる。また、 $\phi = 30^\circ, k=0.15$  で、 $C_T=0.84$  と比較的大きな値が得られているが、これは CASE A には無かった傾向であり、この理由は今のところ不明である。

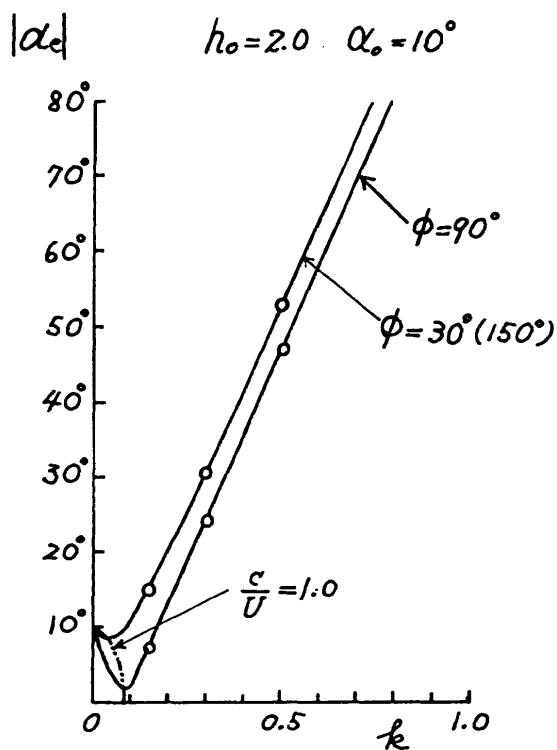
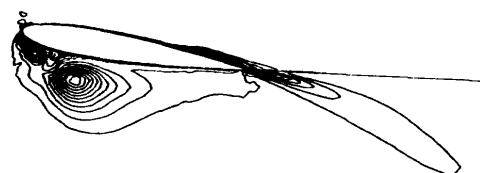


図 13 有効迎角の振る舞い

 $t=10.47$ (a)  $k=0.15$  $t=6.11$ (b)  $k=0.30$  $t=1.57$ (c)  $k=0.50$ 図 14 等渦度線図 ( $\phi=90^\circ$ )

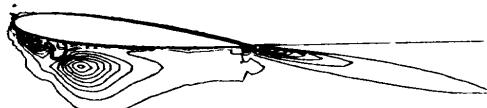
t=20.94

(a)  $k=0.15$ 

t=33.16

(a)  $k=0.15$ 

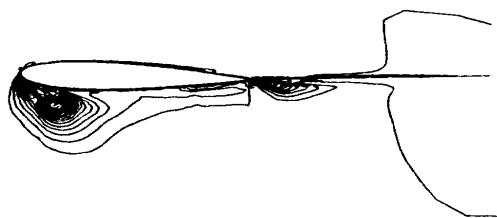
t=0.87

(b)  $k=0.30$ 

t=4.36

(b)  $k=0.30$ 

t=12.04

(c)  $k=0.50$ 

t=1.57

(c)  $k=0.50$ 図15 等渦度線図 ( $\phi=30^\circ$ )図16 等渦度線図 ( $\phi=150^\circ$ )

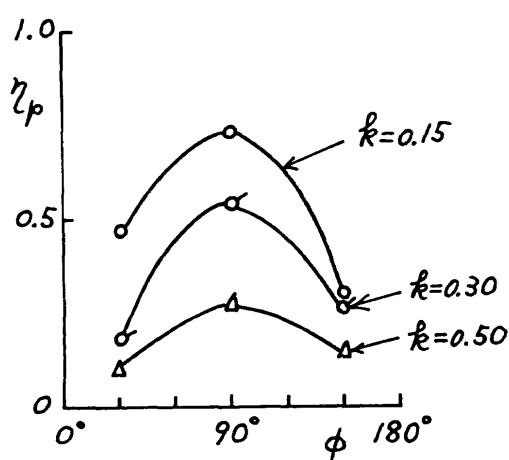


図 17 推進効率の位相角に対する振る舞い

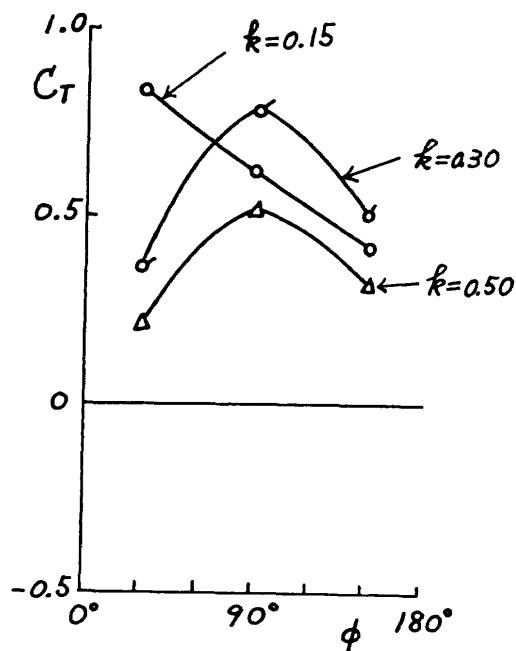


図 18 推進係数の位相角に対する振る舞い

#### 4. 結語

上下振動とピッキング振動の間に、ある位相差をもつて連成振動（いわゆる羽ばたき運動）する2次元翼まわりの流れをナビエ・ストークス・コードを用いて、シミュレーションを行った。シミュレーションは上下振動とピッキング振動の2種類の振幅比のそれについて、無次元振動数と位相角の種々の組み合せに対して行われ、推進効率や推進力に与えるダイナミック・ストールの効果がそれらのフローパターンとの対応とともに詳細に検討された。その結果、位相差が90度の場合に最大の推進効率が得られ、そのとき翼面上の剥離域は後縁付近の極限られた領域に局所化されていることが明らかとなった。また、90度以外の位相差をもつ大部分のケースに対して、大規模な前

縁剥離渦の発生が認められ、これが推進効率の低下、ひいては抵抗の発生を招いていること等が明らかになった。

#### 参考文献

1. Tuncer, I. H., Wu, J. C., and Wang, C. M., "Theoretical and Numerical Studies of Oscillating Airfoils," AIAA Journal, Vol. 28, No. 9, Sep. 1990, pp. 1615 - 1624.
2. Visbal, M. R., and Shang, J. S., "Investigation of the Flow Structure Around a Rapidly Pitching Airfoil," AIAA Journal Vol. 27, No. 8, Aug. 1989, pp. 1044 - 1051.
3. Visbal, M. R., "Dynamic Stall of a Constant-Rate Pitching Airfoil," Journal of Aircraft, Vol. 27, No. 5, May 1990, pp. 400 - 407.
4. Isogai, K., "Numerical Simulation of Dynamic Stall of NACA0012 Airfoil Oscillating near Static Stall Angle Using the Navier-Stokes Equations," NAL TR-1141T, March 1992.
5. Garrick, I. E., "Propulsion of Flapping and Oscillating Airfoil," NACA Report No.567, 1936, pp. 419 - 427.
6. Lighthill, M. J., "Aquatic Animal Propulsion of High Hydromechanical Efficiency," J. Fluid Mech. Vol 44, part 2, 1970, pp. 265 - 301.
7. Wu, T. Y., "Hydromechanics of Swimming Propulsion, Part 2. Some Optimum Shape Problems," J. Fluid Mech. Vol. 46, part 3, 1971, pp. 521 - 544.
8. DeLaurier, J. D., "An Aerodynamic Model for Flapping-Wing Flight," Aeronautical Journal, 1993, pp. 125 - 130.
9. Faigrieve, J. D., and DeLaurier J. D., "Propulsive Performance of Two-Dimensional Thin Airfoils Undergoing Large Amplitude Pitch and Plunge Oscillations," UTIAS Technical Note No. 226, 1982.
10. Yee, H. C., and Harten, A., "Implicit Scheme for Hyperbolic Conservation Laws in Curvilinear Coordinates," AIAA Paper 85-1513, 1985.
11. Baldwin B. S., and Lomax, H., "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA 78-257, AIAA 16th Aerospace Sciences Meeting, Huntsville, Alabama, Jan. 16 - 18, 1978.
12. Bschorr, O., "Propulsive Mechanics in Animal Swimming and Flying Locomotion," Aeronautical Journal Feb. 1988, pp. 84 - 90.