ロールするデルタ翼の非定常空気力に関する研究^{*1}

Experimental Research on Unsteady Aerodynamics of Rolling Delta Wings

郭 東 潤^{*2}・砂 田 保 人^{*2}

Dong Youn KWAK, Yasuto SUNADA

佐 藤 淳 造^{*2}

and Junzo SATO

Key Words: Delta Wing, Roll Motion, Unsteady Aerodynamics, Wing Rock**Abstract**

Unsteady aerodynamic characteristics of rolling delta wings were investigated by measuring normal forces and rolling moments acting on delta wing models of 14 and 7 degree apex half angles, which are forced to oscillate sinusoidally in roll. The experiment was conducted in a low-speed wind tunnel at several roll frequencies. Vortex breakdown is observed in more limited range of one roll cycle in forced oscillation than in static test, therefore, normal force and restoring rolling moment increase with applying roll oscillation. With increasing the roll rate, energy is supplied from rolling wings to free stream at low angles of attack, but energy is supplied from free stream to rolling wings at higher angle of attack, which will result in wing rock. The effects on wing rock of roll damping, the convective time lag in separated vortex movements and the time lag in vortex breakdown are also discussed in relation to the direction of roll hysteresis curves.

1. は じ め に

航空機の高速化に伴い大きな後退角を持ち、しかも、構造的にも強いデルタ翼を使用した航空機が数十年前から開発されてきた。デルタ翼の空力特性には従来の翼に比べて揚力傾斜が小さいこと、その結果、最大揚力値を得る迎角が従来の翼に較べて非常に大きいことがあげられる。したがって、離着陸などの低速飛行時に大きな迎角をとる必要がある。このような低速、大迎角の状態デルタ翼はしばしば wing rock 振動を起こすことが知られている。この wing rock は一定の振幅と周波数を持つ自励的なロール振動である^{1,2)}。デルタ翼に働く空気力には一対の前縁剥離渦による vortex lift が含まれているため、この前縁剥離渦の強さと時間に伴う位置の変化が wing rock に

大きな影響を及ぼすものと思われる²⁻⁴⁾。

本研究では wing rock のメカニズムを調べるため、翼半頂角 14° および 7° のデルタ翼模型に強制角振動を与え、振動中の模型に働く空気力、およびそれにもとづくローリングモーメントを測定し、さらに、煙を使った可視化を行った。このように強制振動法を使って広いパラメータの範囲について測定を試みたが、特に従来よりは比較的高い加振周波数領域でのデルタ翼の非定常特性を調べるのを目的とした。

2. 記 号

C_{nor} : 法線力係数 ($=N/(1/2\rho U_\infty^2 S)$) [無次元]

$C_{\text{nor ave}}$: 一周期中の法線力係数の平均 [無次元]

C_r : 最大コード長 [m]

C_{rol} : ローリングモーメント係数

($=M/(1/2\rho U_\infty^2 Sb)$) [無次元]

M : 最大翼弦まわりのローリングモーメント [Nm]

N : 翼面の法線力 [N]

Re_{cr} : レイノルズ数 ($=\rho U_\infty C_r/\mu$) [無次元]

U_∞ : 一様流速度 [m/s]

b : 最大スパン長 [m]

f : 加振周波数 [Hz]

S : 翼面積 ($=bC_r/2$) [m²]

Ω : 無次元振動数 ($=fC_r/U_\infty$) [無次元]

α : 迎角 [deg]

α_{eff} : 有効な迎角 [deg]

θ_A : 翼半頂角 [deg]

$\theta_{A\text{eff}}$: 有効な翼半頂角 [deg]

μ : 粘性係数 [Pa·s]

ρ : 空気密度 [kg/m³]

ϕ : ロール角 [deg]

ϕ_{mean} : 平均ロール角 [deg]

^{*1} 平成8年3月5日原稿受理

^{*2} 東京大学大学院工学系研究科航空宇宙工学専攻

3. 実験装置

3.1 力測定 実験装置の概略を第1図(A)に示す。模型と天秤、ステップモータが同軸になるように支持台に取り付けられている。模型は天秤に支柱を介して固定されており、これ全体をステップモータで機

(A) 力測定

(B) 流れの可視化

第1図 実験装置の概略図

第2図 有効な翼半頂角と有効な迎角の定義

体軸まわりに正弦波状に角振動させる。測定される力は角運動する翼模型表面に対して常に法線方向成分 N であり、モーメント M は模型の中心軸に対するロール方向成分である (第2図)。模型の迎角は支持台によって $0^\circ \sim 45^\circ$ まで連続的に変えられる。可視化を含む全ての実験は東京大学の直径2mゲッチング型低速風洞で行った。模型は第1表に示す寸法を有しており、慣性力を減らすため航空用ベニヤ板を使用して軽量化し、前縁、後縁とも上面側を 45° に切り落としてある。

3.2 流れの可視化 前縁剥離渦の状態を見るため煙を使った可視化を行った。第1図(B)に可視化実験装置の概略を示す。翼面上のあるコード位置に翼コードに垂直なシート状の光をあて、この断面の写真を撮るにより前縁剥離渦の状態を把握した。

3.3 実験条件 実験で使用した模型の寸法、風速等の諸条件、パラメータ等を第1表にまとめて示した。

4. 結果および考察

4.1 静的測定結果 第3図には翼半頂角 $\theta_A = 14^\circ$ 模型について模型をロール運動させずにあるロール角に固定した場合 ($\Omega = 0$) の静的測定結果とロール振動を加えた動的測定結果とをならべて示す。また、第4図には翼半頂角 $\theta_A = 7^\circ$ 模型について同様の結果を示す。静的測定結果の場合、低迎角 ($\alpha < 30^\circ$) では、翼半頂角 $\theta_A = 14^\circ$ 模型ではロール角の絶対値を増加させると法線力係数 C_{nor} は減少する。これに対し翼半頂角 $\theta_A = 7^\circ$ 模型ではロール角の絶対値を増加させるとある角度 ($|\phi| \sim 15^\circ$) までは C_{nor} が増加し、その後は減少に転じる。

Ericsson⁵⁾ は迎角 α とロール角 ϕ の変化に対応す

第1表 実験条件

二分力測定			流れの可視化	
C_r	($\theta_A = 14^\circ$)	0.2 m	($\theta_A = 14^\circ$)	0.3 m
	($\theta_A = 7^\circ$)	0.25 m	($\theta_A = 7^\circ$)	0.5 m
b	($\theta_A = 14^\circ$)	0.10 m	($\theta_A = 14^\circ$)	0.15 m
	($\theta_A = 7^\circ$)	0.061 m	($\theta_A = 7^\circ$)	0.122 m
U_∞	10 m/s		5 m/s	
Re_{cr} ($= U_\infty C_r / \nu$)	($\theta_A = 14^\circ$)	1.3×10^5	($\theta_A = 14^\circ$)	9.8×10^4
	($\theta_A = 7^\circ$)	1.6×10^5	($\theta_A = 7^\circ$)	1.6×10^5
α	0 ~ 45		20 ~ 45	
ϕ	-30° ~ 30°		0° ~ 30°	
Ω ($= f C_r / U_\infty$)	($\theta_A = 14^\circ$)		0.0 ~ 0.1	
	($\theta_A = 7^\circ$)		0.0 ~ 0.125

第3図 法線力係数 C_{nor} とローリングモーメント係数 C_{rol} の測定結果
 $(\theta_A = 14^\circ; \alpha = 0, 5, \dots, 45^\circ; \Omega = 0, 0.002, \dots, 0.1)$

る有効な迎角 α_{eff} と有効な翼半頂角 $\theta_{A,eff}$ を幾何学的な関係から次のように定義した。

$$\alpha_{eff} = \tan^{-1}(\tan \alpha \cos \phi) \quad (1)$$

$$\theta_{A,eff} = \theta_A \pm \tan^{-1}(\tan \alpha \sin \phi) \quad (2)$$

$\left\{ \begin{array}{l} + : \text{下降した翼半面側} \\ - : \text{上昇した翼半面側} \end{array} \right.$

低迎角でロール角を変化させたことによる C_{nor} の変化は α_{eff} と $\theta_{A,eff}$ の変化を通して影響する。正の迎角 $\alpha > 0$ においてロールにより下がった翼半面側は $\theta_{A,eff}$ が増加、上がった翼半面側では減少し、これによって復元モーメントが働く。第3図で無次元振動数 $\Omega = 0$ 、迎角 $\alpha = 30^\circ, 35^\circ$ ではロール角の絶対値を増加させていくと、あるロール角から急激な C_{nor} の減少が見られる。これは下降した翼半面側の前縁剥離渦が翼面上で vortex breakdown を起こすためと思われる。同じ理由でロール復元モーメントも vortex breakdown による減少が起こると期待されるが、 $\Omega = 0$ の実験で

は、対称性が完全でないために C_{rol} は変動している。しかし、ロール振幅の両端近くでのモーメントの大きさは $\alpha \sim 25^\circ$ において最大の復元モーメント値を示し、 α がこれより増加すると逆に減少している。これは vortex breakdown の影響によると説明される。

静的な可視化試験 ($\Omega = 0$) によって得られた右翼上半面でのロール角変化に応じた vortex breakdown 開始位置の変化を、いくつかの迎角について第5図に示す。 $\theta_A = 14^\circ$ 模型の場合 (第5図(A))、ロール角と迎角が増加するほど翼頂点に向かって breakdown が前進するのに対して、 $\theta_A = 7^\circ$ 模型 (第5図(B)) では異なった傾向を示している。この可視化結果をもとに、迎角とロール角の変化により翼後縁で vortex breakdown が起こり始める組み合わせを、有効な迎角 α_{eff} (1) 式と有効な翼半頂角 $\theta_{A,eff}$ (2) 式を両座標軸にとって第6図(A), (B) に示した (●印)。このプロットより上側の領域では、翼面上で vortex breakdown が生じていることを示している。また、

第4図 法線力係数 C_{nor} とローリングモーメント係数 C_{rol} の測定結果
($\theta_A=7^\circ$; $\alpha=0, 5, \dots, 45^\circ$; $\Omega=0, 0.0025, \dots, 0.125$)

この図の実線は(1), (2)式の関係をプロットしたもので, さらに Polhamus⁶⁾ の定常対称状態 ($\phi=0^\circ, \Omega=0$) の測定結果 (ハッチ付実線) を重ねて描くことにより, vortex breakdown が後縁位置で起こる境界を定常非対称状態と定常対称状態で比較した. $\theta_A=14^\circ$ 模型の場合 (第6図 (A)) は二つの状態で同じ傾向を示しているのに対して, $\theta_A=7^\circ$ 模型の場合 (第6図 (B)) では違った傾向を示す. すなわち, たとえば $\alpha=35^\circ$ でロール角を増加していくと Polhamus の限界線よりかなり小さい $\phi=8^\circ$ 付近で翼面上で vortex breakdown が見られはじめるが, さらに, ロール角を増加させると vortex breakdown が起こり始める位置は再度後退し, $\phi=25^\circ$ 以上では翼面上では vortex breakdown が起こらなくなる. また, $\theta_A=7^\circ$ 模型では迎角とロール角を増加させると, 前縁剥離渦が翼面上から離れて浮き上がる vortex lift-off や翼面上への再付着など, $\theta_A=14^\circ$ 模型の場合に比べて複雑な変化が見られる.

4.2 加振による動的測定結果

4.2.1 $\theta_A=14^\circ$ 模型 翼半頂角 $\theta_A=14^\circ$ 模型のロール加振測定結果を第3図に示す. 無次元振動数 $\Omega=0.002$ の $\alpha=30^\circ, 35^\circ$ の結果を見ると法線力係数 C_{nor} とローリングモーメント係数 C_{rol} に大きなヒステリシスが生じている. このため静的測定では $\phi=0^\circ$ で C_{nor} は最大値を記録しているが, $\Omega=0.002$ から $\Omega=0.03$, $\alpha=35^\circ$ の動的測定では Ω が増加するほど大きなロール角の絶対値で C_{nor} は最大値を記録するようになる. $\alpha=30^\circ, \Omega=0.01$ で見られるヒステリシスは Ω がさらに増加し $\Omega \geq 0.03$ になると小さくなり, $\Omega \geq 0.03$ における低迎角 ($\alpha \leq 25^\circ$) の測定結果と同様になる. このような傾向は $\alpha=35^\circ$ での $\Omega=0.01 \sim 0.03$ と $\Omega=0.06 \sim 0.1$ の間にも見られる. $\alpha=40^\circ, 45^\circ$ では, C_{nor} は Ω が増加していくと $\Omega \geq 0.03$ からヒステリシスは小さくなり, 一周期中の変動幅 (C_{nor} の最大値と最小値の差) も狭くなっている. $\Omega=0.1$ での C_{nor} を比較すると $\alpha \leq 35^\circ$ では α の増加とともに

(A) $\theta_A = 14^\circ$ 模型 (B) $\theta_A = 7^\circ$ 模型

第5図 前縁剥離渦が右翼上半面側で vortex breakdown を起こす位置

Ω がより小さい場合と同様な系統的变化をしている。しかし、 $\alpha \geq 40^\circ$ では $\alpha \leq 35^\circ$ とは違った傾向を示し、ヒステリシスの回転方向も $\Omega < 0.1$ の場合と逆転している。

ローリングモーメント係数 C_{rol} に関しては大迎角の場合 ($\alpha = 30^\circ, 35^\circ$)、低い無次元振動数 ($\Omega \leq 0.03$) で反時計方向回りの閉曲線を描いていたのが、 Ω が増加すると ($\Omega \geq 0.06$)、 $\phi = 0^\circ$ 付近で時計方向回りの部分が現れるようになり、さらに、最大ロール角での復元モーメントの増加も見られる。このような大迎角で、低い無次元振動数で反時計方向回りに閉曲線を描

(A) $\theta_A = 14^\circ$ 模型 (B) $\theta_A = 7^\circ$ 模型

第6図 前縁剥離渦が右翼上半面側で vortex breakdown を起こす境界 (定常対称状態と定常非対称状態との比較)

く C_{rol} のヒステリシスは主に前縁剥離渦の vortex breakdown と翼の運動間に生じる時間遅れに起因するものと思われる。

第7図に3種のロール振動数について $\alpha = 35^\circ$ における翼の70%弦長位置で、前縁剥離渦の vortex breakdown 発生状況が示してある。第7図(A)は静止状態 $\Omega = 0$ 、第7図(B)は $\Omega = 0.01$ 、第7図(C)は $\Omega = 0.06$ に対応し、ロール振動数が順に増加している。これを見ると Ω が増加するほど vortex breakdown が起こり始めるロール角は、 $\Omega = 0$ の場合に対して遅れを生じているのが分かる。さらに、一周期中で vortex breakdown が見られるロール角の範囲が Ω の増加と共に低い Ω の場合より狭くなっている。

(A)

(B)

(C)

第7図 一周期のロール運動中、翼面上で前縁剥離渦が vortex breakdown を起こす範囲 ($\theta_A=14^\circ$; $\alpha=35^\circ$; 外側の円: 左翼半面側の渦の状態, 内側の円: 右翼半面側の渦の状態; 罫: 翼面上で vortex breakdown を起こしている範囲)

(A) static, (B) $\Omega=0.01$, (C) $\Omega=0.06$

これは、 Ω が増加するに従って翼面上で vortex breakdown が起こりにくくなることを示し、これが第3図において Ω が大きくなるに従って C_{nor} の変動幅が狭くなり、かつ低い Ω の場合に比べ平均的に大きな C_{nor} を記録するようになる理由と思われる。 Ω が増加するに従って翼面上で vortex breakdown が起こりにくくなることにより $\alpha=30^\circ, 35^\circ$, $\Omega=0.1$ での C_{nor} は vortex breakdown による影響が少ないため、静的な測定で翼面上に vortex breakdown が見られない低迎角 ($\alpha \leq 25^\circ$)と同様な傾向を示すものと思われる。

一周期中の C_{nor} の平均値 ($C_{nor\text{ave}}$)と C_{nor} の変動幅を第8図(A)に示す。低迎角 ($\alpha \leq 25^\circ$)では Ω が増加しても C_{nor} の平均値や変動幅はあまり変化しないが、迎角を増加させると ($\alpha \geq 30^\circ$), Ω が増加するほど C_{nor} の平均値は増加し、さらに、その変動幅は低い Ω に比べて減少する。これは第7図に示したように高い無次元振動数でロールすることにより vortex

 (A) $\theta_A=14^\circ$ 模型

 (B) $\theta_A=7^\circ$ 模型

第8図 一周期のロール運動中、 C_{nor} の平均値と変動幅

breakdown が起こりにくくなったり、あるいは起こる位置が後縁の方へ移動したりすることで C_{nor} の vortex breakdown にもとづく変動が減少するからである。 $\alpha=30^\circ$ と $\alpha=45^\circ$ の場合について一周期中の C_{nor} の平均値を比較すると、 $\alpha=30^\circ$ では $\Omega=0.002$ から Ω が増加すると $C_{nor\text{ave}}$ は増加する。しかし、 $\Omega \geq 0.03$ になると、この Ω の増加に伴う $C_{nor\text{ave}}$ の増加はわずかになる。これに比べ、 $\alpha=45^\circ$, $\Omega=0.002 \sim 0.03$ では Ω の増加による $C_{nor\text{ave}}$ の増加はわずかであるが、 $\Omega \geq 0.06$ になるとこの $C_{nor\text{ave}}$ の増加は大きくなる。

第9図(A)に第3図における C_{rol} のヒステリシス曲線が囲む閉曲線の面積が無次元振動数に伴って変化する様子を示す。ここで図の縦軸の正の面積とは第3図において時計方向回りの閉曲線の囲む面積が反時計方向回りの閉曲線の囲む面積より大きいことを意味し、負の値はその逆に反時計方向回りの閉曲線の囲む

(A) $\theta_A=14^\circ$ 模型 (B) $\theta_A=7^\circ$ 模型

第9図 C_{rol} のリサーチ図形で閉曲線の囲む面積 (正の値: 時計方向回りの閉曲線の囲む面積が大きい, 負の値: 反時計方向回りの閉曲線の囲む面積が大きい)

面積が大きいことを意味する。さらに、 C_{rol} のヒステリシスが時計方向回りの閉曲線を描くことは、流体から翼の運動へエネルギーの供与が行われていることに相当し、反時計方向回りの閉曲線を描くときは、翼の運動から流体へエネルギーが散逸していることに相当する。この面積はエネルギーの移動量を代表している。低迎角の場合 ($\alpha=5^\circ \sim 15^\circ$)、ほとんどの無次元振動数でこの面積が負の値を保っていたのが、迎角が増加し $\alpha=25^\circ$ では正に変わる。さらに迎角を増加させると ($\alpha \geq 30^\circ$)、低い無次元振動数では負の値を取り、無次元振動数を増加させるに従って正の値に変わる。この変化は迎角が大きい時ほど高い無次元振動数で起こっている。この図で C_{rol} のヒステリシスの面積が正の値を持つ場合は wing rock を起こす可能性がある。

4.2.2 $\theta_A=7^\circ$ 模型 翼半頂角 $\theta_A=7^\circ$ 模型のロール加振測定結果を第4図に示す。無次元振動数 $\Omega=0.0025$, $\alpha=35^\circ$ ではローリングモーメント係数 C_{rol} と同様に法線力係数 C_{nor} にも大きなヒステリシスが生じている。このヒステリシスは翼の運動に対して vortex breakdown に時間遅れが生じるために発生している。 $\theta_A=14^\circ$ 模型の場合と同様にこの C_{nor} のヒス

テリシスは Ω が 0.0125 に増加すると小さくなる。それと同時に C_{rol} の $\phi=0^\circ$ 付近では回転方向が時計方向回りのヒステリシスが増加する。 $\theta_A=7^\circ$ 模型の場合でも $\theta_A=14^\circ$ 模型と同様に、静的測定 $\Omega=0$ の場合に比べ Ω を増加させると翼面上で vortex breakdown が見られなくなったり、あるいは、見られてもその起こる位置が後縁の方へ移動する傾向があった。この傾向は流れの可視化によっても確かめられている。たとえば第4図の $\Omega=0.125$ の場合を見ると $\alpha=35^\circ$ での C_{nor} が $\Omega \leq 0.075$ の場合とは異なって $\alpha \leq 30^\circ$ の低迎角と同様な結果を示している。Vortex breakdown が翼面上では起こらないような低迎角では ($\alpha=20^\circ \sim 30^\circ$)、 Ω を増加させると大きなヒステリシスが生じているが、これは翼の頂点から生じた前縁剝離渦が、翼面上を通り過ぎる間に翼がロール運動することにより生じる前縁剝離渦の輸送に関する時間遅れにもとづいているものと思われる。

第8図(B)に一周期中の C_{nor} の平均値と変動幅を示した。 $\alpha=35^\circ, 40^\circ, 45^\circ$ での C_{nor} の変動幅を比較すると、 $\alpha=35^\circ$ では Ω を増加させるに従って変動幅は減少する。これに対し、 $\alpha=40^\circ$ では Ω を増加させても変動幅にはあまり変化がない。さらに、 $\alpha=45^\circ$ で

は Ω を増加させると変動幅が増加する傾向が見られる。このように $35^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$ では迎角が大きくなるにつれて Ω の増加により一周期中の C_{nor} の変動幅も増加する効果が強くなるが、その理由については現時点では不明である。

第4図で $\Omega = 0.0025$ において、 $\alpha = 45^\circ$ の大迎角におけるローリングモーメントは $\phi = 0^\circ$ 付近では、それより迎角の小さい場合とは傾向が逆転して静不安定となり、ロール運動を助長する方向にモーメント (負の復元モーメント) が生じている。また、 $\alpha = 40^\circ$ の場合 $|\phi| \leq 5^\circ$ では静安定の復元モーメントが働くが、 $8^\circ \leq |\phi| \leq 15^\circ$ の範囲ではモーメントの符号が変わり静不安定なモーメントが働く。低迎角 ($\alpha \leq 35^\circ$) の場合に発生する wing rock は前節でも述べたように、流体からロール運動へエネルギーが供与されはじめると徐々にロール運動の振幅を増加させ、一周期中のエネルギーの供与と散逸が釣り合う振幅になったところで、一定振幅の wing rock に落ち着くが、 $\alpha = 40^\circ, 45^\circ$ の大迎角ではこの静不安定範囲の存在のため、何らかの原因で微小な非対称空気力が翼に働くと、静不安定によって一気にあるロール角までロール運動を起こすものと思われる。

$\alpha = 45^\circ$ での測定結果に対して次のようなモデルを考えることによって、この動きの説明を試みた (第10図)。あるデルタ翼を正の迎角においてロール角を変化させると、第10図(A)のような静的特性と第10図(B)のような動的特性を示すものと仮定する。ただし、第4図中の静的測定結果 ($\Omega = 0$) には、測定の困難さもあって、第10図(A)の形状をそのまま示すデータは得られてないが、遅いロール振動 ($\Omega = 0.0025$) における $\alpha = 45^\circ$ 等の結果を見合わせて、この形状を仮定するのが妥当と判断した。このデルタ翼は $\phi = 0^\circ$ の状態から非対称な空気力によりロール回転が起き、原点からはずれて $\phi = c$ になったとすると、翼には静不安定のために負の復元モーメントが働き、ロールが増加する方向へ運動を起こす。実際は翼が運動しているので第4図の $\Omega = 0.0375$ 、 $\alpha = 45^\circ$ にその典型が見られるように第10図(B)のような動的なモーメントが働く。 $\phi = e$ を過ぎて正の復元モーメントが働き始めると、ロール角を増加させる方向の翼運動は次第に角速度が小さくなり、あるロール角 $\phi = a$ で運動が止まる。しかし、この点では正の復元モーメントが働いているため、今度はロール角を減少させる方向へとひきつづきロール運動が起こる。 $\phi = f$ を過ぎてロール運動方向と逆方向のモーメントが働き始めると、次第に角速度が小さくなり始めるが、それでも $\phi = 0^\circ$ を越えて d 点側まで動きが止まらなると、d 点 ($\phi = d$)

第10図 大迎角の $\theta_A = 7^\circ$ 模型で C_{rol} のモデル化
(A) 静的特性, (B) 加振特性, (C) 対称なロール振動 ($\phi_{\text{mean}} = 0^\circ$), (D) 非対称なロール振動 ($\phi_{\text{mean}} \neq 0^\circ$)

の静的なローリングモーメント特性曲線上では逆に負の復元ローリングモーメントが働いているので (第10図(A)), ひきつづきさらに逆方向にロール角が増加する方向に翼は動き続ける。それに反して、今仮に他の翼で、はじめの動きが止まる点が c 点 ($\phi = c$) である場合には静的特性を示す第10図(A)でこのロール角では最初の回転方向に向かうローリングモーメントが働いているので、再びはじめの動きと同じロール方向に運動することになる。前者は $\phi = 0^\circ$ を中心として対称なロール運動 (ロール運動中 $\phi_{\text{mean}} = 0^\circ$) を示し第10図(C)のような履歴曲線を描くことになると思われ、それに対し後者は非対称なロール運動でどちらかに傾いた姿勢を中心に振動をする第10図(D)のような動きを示すものと思われる。Terry と Malcolm²⁾ は翼をロール軸回りに自由に回転出来るようにした自由振動実験でこのような非対称なロール運動を観測している。

4.2.3 ローリングモーメントヒステリシスに対する検討 デルタ翼のロール振動において、ローリングモーメントに見られるヒステリシスに影響を及ぼす要因として次の3つが挙げられる。

- (1) ロール運動にもとづく局所的な迎角の変化による効果 (ロールダンピング効果). この効果は反時計方向回りに C_{rol} のヒステリシスを生じさせる.
- (2) 前縁剥離渦の輸送に関する時間遅れ効果. これは時計方向回りのヒステリシス曲線を描く.
- (3) ロール角の変化により vortex breakdown の発生する位置が変化することと, これが翼の運動に対して時間遅れを含むことによる効果. この効果は正の迎角においてはロール運動により下降した翼半面側で, vortex breakdown の発生位置がより翼先端方向へ前進しはじめる反時計方向回りのヒステリシスを生じさせる ($\theta_A=14^\circ$ 模型の場合).

これら3要因の相対的強さによって現象が決定されるので, ローリングモーメントの履歴は, イ) 翼面上で vortex breakdown が発生せず, 前縁剥離渦による vortex lift も小さい低迎角では, ロールダンピング効果が主体となって反時計方向回りの閉曲線を描く. ロ) 翼面上で vortex breakdown が発生しない範囲で迎角を増加させると, vortex lift が増大し, 前縁剥離渦の輸送に関する時間遅れ効果が支配的となってヒステリシスの方向が逆転し, 曲線の囲む面積の符号が変わる. ハ) さらに迎角が増加し, 翼面上で vortex breakdown が起こるようになるとロール角の大きな部分では C_{rol} のヒステリシスは vortex breakdown による時間遅れ効果に支配され, 再びヒステリシス曲線の囲む合計面積の符号が逆転して, 振幅増大をおさえる方向になる. このような迎角の変化による C_{rol} ヒステリシスの変化は第3図の $\Omega=0.06$ と $\Omega=0.1$ の場合にその典型が示されている.

同じ周波数で加振した場合, $\theta_A=14^\circ$ 模型の方が $\theta_A=7^\circ$ 模型よりもロールダンピング効果が大きい. これは, $\theta_A=14^\circ$ 模型は $\theta_A=7^\circ$ 模型よりスパンが大きく, ロールによって誘起される翼面に垂直方向の速度が大きいからである. また, 前縁剥離渦の輸送に関する時間遅れ効果は, $\theta_A=7^\circ$ 模型の方が $\theta_A=14^\circ$ 模型に比べて大きい. これは頂角の小さなデルタ翼の方が, 同一のロール角で前縁剥離渦が翼面から浮き上がる距離がより大きいと思われる. これらによって, 同じ迎角と加振周波数では, $\theta_A=7^\circ$ 模型の方が $\theta_A=14^\circ$ 模型より時計方向回りに大きな C_{rol} のヒステリシス曲線を示す (第3図, 第4図, $\alpha=25^\circ, 30^\circ$) ことや,

C_{rol} のヒステリシス曲線の囲む面積の符号が低迎角での負の値から正の値に逆転する迎角が $\theta_A=7^\circ$ 模型は $\alpha=10^\circ$ であるのに対し, $\theta_A=14^\circ$ 模型ではこれがより大きな値 $\alpha=20^\circ \sim 25^\circ$ であることなどが説明できる (第9図(A), (B)).

5. ま と め

1) 強制振動法を使って, およそロール無次元振動数 $\Omega=0.1$ までの法線方向空気力, およびローリングモーメントを測定することができた.

2) 静的測定結果に比べ, 加振により無次元振動数が増加するほど翼面上で vortex breakdown が起こりにくくなり, これによって法線力と復元モーメントが増加した.

3) 低迎角ではロール運動によって翼の運動から流体へとエネルギーの散逸が行われており, wing rock は起こらないと思われる. 迎角を増加させると流体から翼のロール運動へとエネルギーの供与が起こる. 今回の測定範囲では無次元振動数を増加させるほどこの傾向は強くなる. これによって wing rock を起こす可能性が再確認された.

4) 迎角とロール角の変化により, 翼面上で vortex breakdown を起こす境界は $\theta_A=14^\circ$ 模型では定常対称状態と定常非対称状態と同じ傾向を示していたが, $\theta_A=7^\circ$ 模型では両者は異なる傾向を示す.

5) $\theta_A=7^\circ$ 模型の大迎角では $\phi=0^\circ$ 付近でロール運動を助長する静的に不安定なモーメントが働く領域がある.

参 考 文 献

- 1) Levin, D. and Katz, J.: Dynamic Load Measurements with Delta Wings Undergoing Self-Induced Roll Oscillation, *J. Aircraft*, **21** (1984), pp. 30-36.
- 2) Terry, T. and Malcolm, G.: Experimental Study of Vortex Flow over Delta Wing in Wingrock Motion, *J. Aircraft*, **29** (1992), pp. 598-603.
- 3) 真保雄一, 佐藤淳造: 大迎角デルタ翼のロール非定常空気力, *日本航空宇宙学会誌*, **37** (1989), pp. 476-484.
- 4) Sato, J., Fujii, K., Umezawa, D. and Sunada, Y.: Experimental Aerodynamics on Rolling Delta Wings at High Angles of Attack, *Proc. IUTAM Symp. Fluid Dynamics of High Angle of Attack*, 1992, pp. 425-439.
- 5) Ericsson, L. E.: The Fluid Mechanics of Slender Wing Rock, *J. Aircraft*, **21** (1984), pp. 322-328.
- 6) Polhamus, E. C.: Prediction of Vortex-Lift Characteristics by a Leading-Edge Suction Analogy, *J. Aircraft*, **8** (1971), pp. 193-199.