

## 回転する単独平板翼の後流に関する研究\*

### (第3報, 速度の周期変動現象に及ぼす後縁形状の影響)

深野 徹\*<sup>1</sup>, 福原 稔\*<sup>2</sup>, 磯部 浩\*<sup>3</sup>  
廣中 康雄\*<sup>4</sup>, 林 秀千人\*<sup>5</sup>

## Experimental Study on the Characteristics of the Near Wake of a Rotating Flat Plate (3rd Report, Influence of the Shape Near the Trailing Edge on Periodic-Velocity-Fluctuation Phenomena)

Tohru FUKANO, Minoru FUKUHARA, Hiroshi ISOBE,  
Yasuo HIRONAKA and Hidechito HAYASHI

We have experimentally investigated the influence of the shape near the trailing edge of a flat-plate blade on the periodic velocity fluctuation in the near wake of the single rotating blade. The results show that the characteristics of the near wake in the rotating flow field are similar to those in the uniform flow field; i. e., the periodic velocity fluctuation did not occur when the suction surface of the blade was scraped near the trailing edge, and did occur if the pressure surface was scraped. In the latter case, the two types of trailing edge separations occur. The flow always separates at the trailing edge of the blade on the suction side, while the flow separation alternately originates from two different points, i. e., from either the starting point of the scraping or from a fixed point on the scraped surface.

**Key Words:** Fluid Machinery, Wake, Vortex, Separation, Aerodynamic Acoustics, Noise

### 1. ま え が き

Wright<sup>(1)</sup> や Longhouse<sup>(2)</sup> は軸流送風機騒音の一つとして渦放出による離散周波数音(以下 DFN という)があることを確認している。著者らの一人はその基礎研究として速度一様な流れ場に単純な形状の供試体(平板)を設定した場合の DFN の発生条件を供試体の後縁近傍の流動様相と関連付けて調べてきた<sup>(3)-(5)</sup>。その中で後縁近傍の負圧面側を切削した翼の場合には後縁まで流れは付着しており, DFN は発生しないが, 圧力面側を切削した翼の場合には後縁近傍で流れがはく離し, DFN が発生するという注目すべきデータを得た<sup>(4)</sup>。一様な流れ場に設置された単独翼からの DFN の発生機構を説明するため, これまで種々のモデルが提案されている<sup>(6)-(8)</sup>が, どのモデルもこの現象を説明できない。そこで著者らは, この音の発生は翼後縁の二つののはく離点から出発する二つのせん断層によ

て形成されたカルマン渦によるものであり, その安定条件が周波数を定めているというモデルを提案した。また, 同様のモデルから, 実機の軸流および斜流送風機騒音の音圧レベルが十分な精度で予測できる式を導入した<sup>(9)</sup>。しかし, 一様場でみられるこの現象が回転場でも観察されるか否かについてはこれまで調べられていない。

本研究では, 熱線流速計のセンサが供試モデルとともに回転し, その相対流れが計測できる自動計測装置を用い, 供試体の近傍後流の速度変動のスペクトル密度分布や乱れの強さなどの時間変動特性を計測し, 後縁形状による流れの違いを明らかにした。

### 2. おもな記号

$f$ : 周波数 Hz

$L_w$ : 切削面上に装着したトリッピングワイヤの切削  
開始点からの位置 mm

$L_{ws}$ : 負圧面上に装着したトリッピングワイヤの後縁  
からの位置 mm

$R, L, Z$ : 回転翼に固定した座標

$u'$ : 速度変動の強さ m/s

$u'_{\max}$ : 最大速度変動強さ m/s

\* 平成3年3月31日 第68期通常総会講演会において講演, 原稿受付 平成4年2月17日。

<sup>1</sup> 正員, 九州大学工学部(●812 福岡市東区箱崎 6-10-1)。

<sup>2</sup> 正員, 鹿児島大学工学部(●890 鹿児島市郡元 1-21-40)。

<sup>3</sup> 日産自動車(株)(●190-12 武蔵村山市榎 1-1)。

<sup>4</sup> 三菱電機(株)(●661 尼崎市塚口本町 8-1-1)。

<sup>5</sup> 正員, 長崎大学工学部(●852 長崎市文教町 1-14)。

$\theta$ : 迎え角

### 3. 実験装置および方法

乱流騒音の原因であると考えられる翼が誘起する乱れの時間変動特性を明らかにするために、供試モデルとともに回転する熱線流速計センサを用いて単独平板翼の供試モデルの相対流れを測定した。図1に示すように、I形熱線はR方向に平行に取り付けられており、ボス内に設けたトラバース装置によって回転中にも半径方向(R方向)、周方向(L方向)および回転軸方向(Z方向)に移動できる。その位置はマイクロコンピュータを用いて自動遠隔操作され、センサ出力は自動的にサンプリングされ、諸統計量が算出される。

供試モデルは図2に示すように、前縁を半円形とした平板である。これを標準形としてN形モデルと呼ぶ。後縁切削した翼の切削長さ $L_c$ は10mmで、後縁の厚さ $D_c$ が0.5mmとなるまで徐々に薄く切削してある。この供試体を切削面が負圧面側になるように設置した場合TS形、圧力面側にした場合TP形と呼ぶ。迎え角 $\theta$ は、平板翼の負圧面側前縁近くのはく離泡より下流で流れが後縁まで再びはく離しない範囲の角度すなわち $3.0^\circ$ ,  $5.9^\circ$ ,  $6.6^\circ$ ,  $8.8^\circ$ ,  $11.7^\circ$ および $14.6^\circ$ の6種類に定めた。先端すきまは、前報<sup>(10)(11)</sup>の結果を考慮して10mmに設定した。半径方向の測定位置はダクトおよびボスの端壁の影響が及ばないスパン中央近傍の位置( $R=189.5$ mm)を対象とした。

本研究では、半径 $R$ が一定の断面(L-Z断面)における相対流れの速度分布、速度変動強さ分布および速

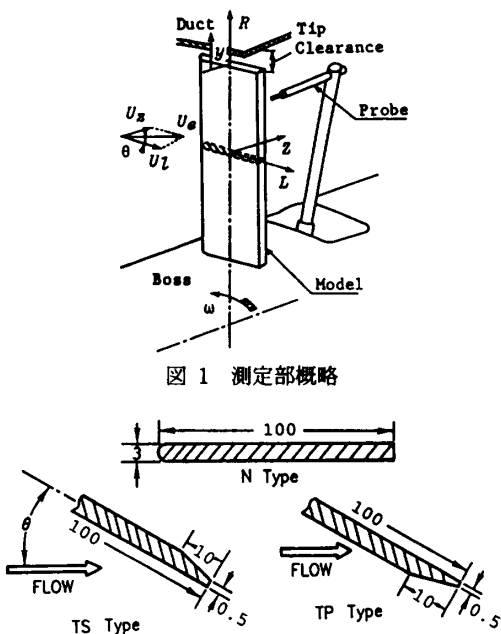


図1 測定部概略

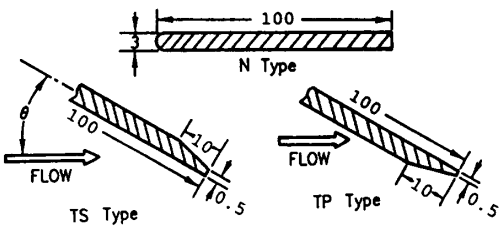


図2 供試モデルの断面形状

度変動の周波数特性を調べた。離散周波数成分が観察された場合にはその周波数領域に含まれる変動エネルギーに等価な量として、速度変動のスペクトル分布中のそのピーク周波数を中心として $\pm 250$  Hz帯域にはいる出力レベルを計測した。この解析機能はスペクトル分析器に内蔵されている。この量を本文では帯域エネルギー (partial) と呼ぶことにする。

なお、動翼回転数は1000 rpmであり、測定したL-Z断面、半径 $R=189.5$ mmにおける動翼への流入主流速度は19.8 m/sである。また実験装置の詳細については第1報<sup>(10)</sup>を参照いただきたい。

### 4. 実験結果および考察

**4.1 速度変動強さ分布** 図3にL-Z断面内の速度変動強さ $u'$ の等高線図を供試翼形による差異として示している。迎え角 $\theta$ は $8.8^\circ$ である。 $u'$ はその半径の回転速度に対応する主流速度で無次元化している。図3から後縁形状が異なっても前縁から後縁近傍までの流れはほとんど同じであるが、後流において顕著な差が生じることがわかる。すなわち、N形とTP形モデルの場合、圧力面および負圧面の後縁下流すぐの位置に最大速度変動強さ $u'_{max}$ 点が対になって形成されており、そこに大規模の死水領域が存在し、後縁から両せん断層が形成されているが、TS形モデルの場合には両せん断層や死水領域が明確でなく、流れは後縁まで付着し、流れのはく離はみられない。このような流動様相の差異は以下に述べるように速度変動のスペクトル密度分布の差異とよく対応している。

**4.2 速度変動のスペクトル密度分布のモデルによる差異** 図3に対応する $u'_{max}$ 点での速度変動のスペクトル密度分布を図4に示す。横軸 $f$ は周波数、縦

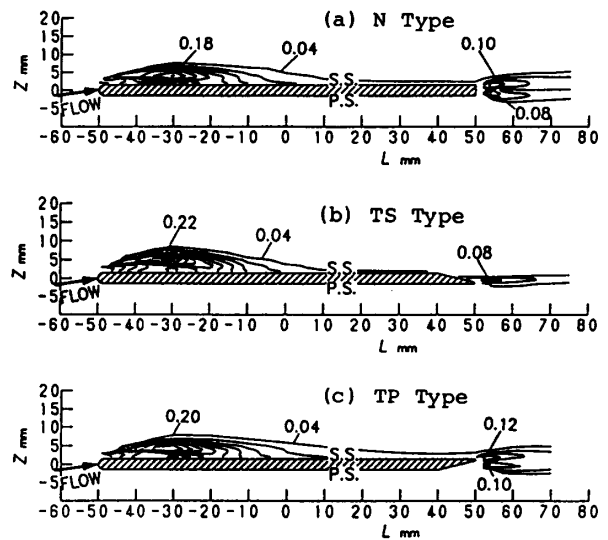


図3 速度変動強さ $u'$ の等高線図

軸  $G_a$  はスペクトル分析器の出力値を表す。N 形モデルの場合、約 1.7 kHz の周波数にピークが形成されている。この周波数は、図 3 の流動状態や、後縁はく離による DFN の発生に関する実験結果<sup>(5)</sup> に基づき予測されたピーク周波数の計算値に近いことから、流れが後縁においてはく離していることを表す。TP 形モデルの場合も一つのピークは同様の周波数帯域にある。これに対し TS 形モデルにはピークが存在しない。これらのことは、速度の周期変動現象に及ぼす後縁形状の影響が、回転場と一様場で同様であることを示している。

また、図 4 (c) に示す TP 形モデルの場合には、約 1.7 kHz と共に約 2.4 kHz にも離散周波数成分が共存している。1.7 kHz を基本周波数とすれば、この 2.4 kHz のピークがその高調波成分ではないことは明らかである。図 5 にこれら二つの周波数の速度変動成分の振幅の時間的変化を帯域フィルタを用いて同時に解析して比較した例を示している。各周波数の振幅は一方が大なるときに他方は小さくなる傾向を示しており、一方が発生するときは他方は止まるというようなことを交互にランダムに繰返している状態にあることがわかる。

著者らは、このような離散的な速度変動がカルマン渦放出によるというモデルを提案している<sup>(5)</sup>。周波数の

異なる二つのカルマン渦放出が同時に後縁近傍において起こるものであるならば、この渦放出モデルは理解し難いが、異なる周波数の渦放出が上述のように交互に起こっているため、速度変動の周期性成分の形成機構としてのカルマン渦放出モデルを否定する必要はない。

このような双峰性スペクトル密度分布を持つ速度変動現象は一様場でも確認されている。すなわち、翼負圧面側のはく離は常に翼後縁に始まるが、そのせん断層と対を成す圧力面側のせん断層を形成するはく離点は低周波数側のピークの場合切削開始点、高周波数側のピークの場合切削面上のある固定した点である。また N 形の場合には本論文で対象とした程度の小さな迎え角の範囲では約 1.7 kHz 近傍のピークのみが形成されるのでこの双峰性分布は TP 形の特徴といえる。

**4・3 切削面上のトリッピングワイヤの影響** 速度変動のスペクトル密度分布中の二つのピークのうち高周波数側の渦発生機構の解明を意図して、一様場中の同様の知見<sup>(5)</sup> を基に以下の調査をした。図 6 に示すように切削面上の異なる位置  $L_w$  に直径 0.4 mm のトリッピングワイヤを取付け、二つのピーク周波数の発生状況を調べた(直径 0.3 mm のワイヤでは  $L_w$  のどの位置でも何の影響もなかった)。図 7 はワイヤ位置とスペクトル密度分布との関係を、図 8 はその二つのピークのそれぞれの帯域エネルギーを示している。

一様場での同様の実験結果によれば、非切削の圧力面上や切削開始点のすぐ近くの切削面上にワイヤを設置すれば、前者の場合層流境界層を乱流化するために、後者の場合にははく離せん断層と干渉して流体混合を促進して、せん断の強さを弱め、かつ流れを後縁に至るまでに再付着させる結果、カルマン渦の巻上げに至らず、渦放出が行われぬ。また切削面上のワイヤは切削開始点からはく離を抑制する傾向にある<sup>(5)</sup>。図 7 のスペクトル密度分布でワイヤを取付けることにより低周波側のピークが一般に低下していることや、 $L_w=1.3$  mm の場合にはピークが形成されないこと

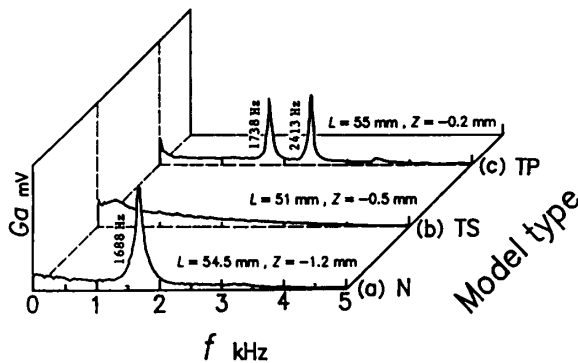


図 4 図 3 に対応する供試モデルの速度変動のスペクトル密度分布 ( $\theta=8.8^\circ$ , 圧力面側で測定)

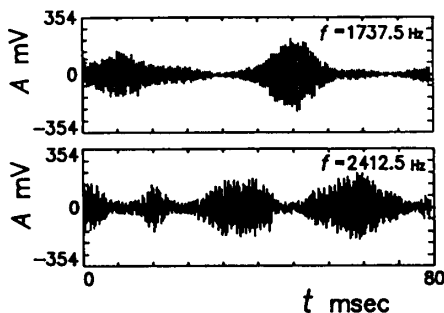


図 5 二つの周波数の振幅の時間的変化 (TP 形モデル,  $\theta=8.8^\circ$ ,  $L=55$  mm, 圧力面側で測定)

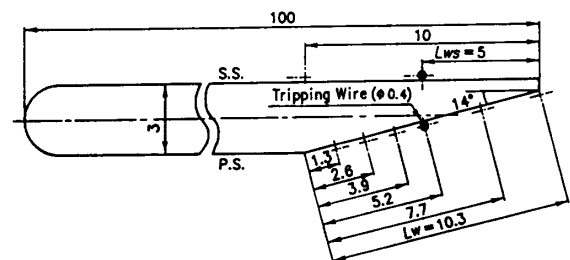


図 6 トリッピングワイヤの位置

は、翼周辺の流れ場や渦放出現象が回転場においても上述のような様場と同様であることを示している。

$L_w=3.9$  mm の場合のスペクトル密度分布はワイヤがない場合のそれに最も近く、ワイヤはこのとき切削開始点からはく離した流れの中に存在していることが考えられる。また図7中に記入したピーク周波数の比較から、 $L_w=5.2$  mm の場合を除いて高周波数側の渦放出の原因となるはく離点はワイヤの有無にあまり影響されていないことがわかる。ワイヤ径が0.7 mm の場合は  $L_w=5.2$  mm の場合のピーク周波数のみ2.06 kHz と変化し、ワイヤ径が0.4 mm の場合より大規模のはく離領域が形成されたことを示唆するデータを得たが、他の  $L_w$  では特に周波数に目立った変化はみられなかった。

以上のことから、切削面上の流動様相は以下のようにまとめられる。すなわち、一様場の場合と同様に高周波数側ピークは、切削開始点でいったんはく離しても流れが切削面上で再付着する場合に形成される。

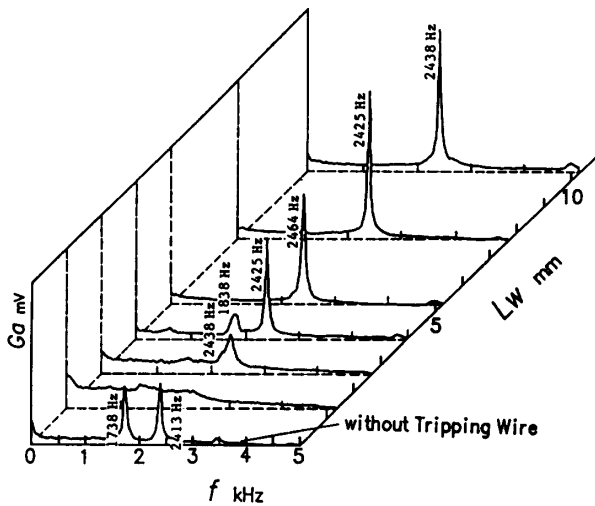


図7 速度変動のスペクトル密度分布に与えるトリッピングワイヤの影響 ( $\theta=8.8^\circ$ ,  $L=55$  mm, TP 形圧力面側で測定)

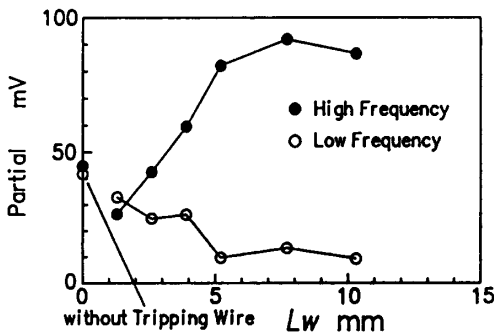


図8 スペクトル密度の帯域エネルギーに与えるトリッピングワイヤの影響 ( $\theta=8.8^\circ$ ,  $L=55$  mm, TP 形圧力面側で測定)

の際流れは切削開始点後方約4.5 mm から6 mm 近傍まで付着しており、そこからはく離する。渦はそのせん断層と負圧面側翼後縁から出発するもう一つのせん断層と干渉して形成される。したがって  $L_w=3.9$ , 7.7 mm および10.3 mm の場合、ワイヤははく離流れの中にあるのでピーク周波数に与える影響は少ないが、 $L_w=5.2$  mm のときは、ワイヤ自体が流れのはく離を起こさせるのでその径によってピーク周波数は変化する。また、図8より高周波数側の帯域エネルギーは  $L_w>5.2$  mm でほぼ一定となっており、上述の推論の正しさの傍証を与えている。

4.4 切削面上の切欠の影響 図9に示すように圧力面側切削面上にさらに切欠を施した三つの供試モデルについて、切欠の影響をトリッピングワイヤの影響の場合と同じ条件下で調べた。図10はその結果をそれぞれの  $u'_{max}$  のスペクトル密度分布として示したものである。流れの測定によれば、切欠部分の大きいTP2形およびTP3形モデルでは、切削だけを施したTP形の場合には流れが付着する領域に切欠があるため、切欠部に強い固定渦が形成されており、その部分の圧力が低下するため主流が供試体にひきつけられて流れは後縁まで付着している(図略)。そのために放出渦はなくピークが形成されない。しかし、TP1形モデルでは前述のように本来流れは切欠のすぐ下流では付着しているため、切欠は流れの付着を助長させるだけで、あまり影響を与えない。したがって、TP形モデルと同様、二つの離散周波数成分が形成される。これらのト

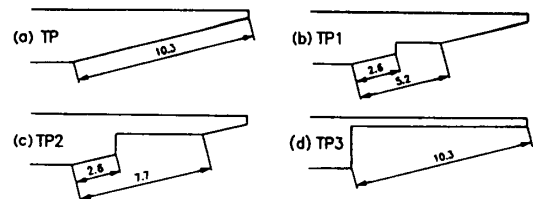


図9 圧力面側切削面上に切欠を施した供試モデル

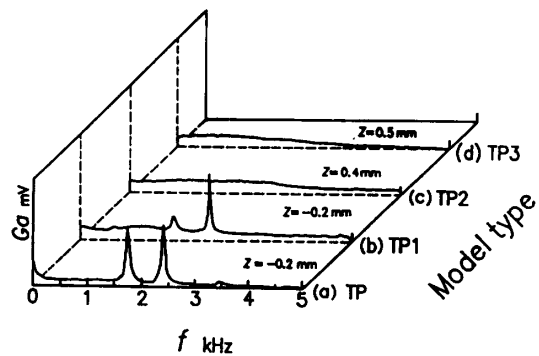


図10 速度変動のスペクトル密度分布に与える後縁形状の影響 ( $\theta=8.8^\circ$ ,  $L=55$  mm, 圧力面側で測定)

リップングワイヤと切欠に関する実験結果には矛盾がなく、本報で提案している周期的渦放出モデルとも矛盾しない。

**4・5 近傍後流における周期変動現象の流れ方向変化** 後縁切削開始点および切削面上の異なる2箇所から発生する渦の各周波数成分のピーク値は、図11に示すように下流方向に変化する。ここで、後縁から下流1 mm ( $L=51$  mm), 2 mm ( $L=52$  mm), 3 mm ( $L=53$  mm), 5 mm ( $L=55$  mm), 7 mm ( $L=57$  mm)の五つの測定位置について示した。また図12には高周波数側および低周波数側の二つのピークの帯域エネルギーを示している。これら図11, 12からわかるように、低周波数帯域の帯域エネルギーは下流へ向かって増大する。つまり後縁切削開始点から発生する大規模スケールの渦はその代表寸法(約5 mm)程度後縁から離れて形成され、切削面上から発生する高周波数帯域の小規模スケールの渦は後縁直後に形成され、流れ方向に急速に減衰していくことがわかる。図は省略するが、この様子は迎え角が約3~15°の広い範囲においてもほとんど変わらない。

図13はスペクトル密度分布中の二つのピークをも含む広帯域エネルギーの流れ方向変化を示す。周波数帯域は高低二つのピーク周波数をそれぞれ  $f_H$  と  $f_L$  と

すれば、 $f_H+5000$  Hz から  $f_L-500$  Hz までである。  $L=51$  mm の位置では後縁直後であり若干異なるが、それより下流ではほとんど迎え角による差異はみられず、同様に減衰している。このことは主流速度が変わらなければ渦に与えられるエネルギーとその消散が周波数にかかわらずほぼ一定に保たれることを示唆している。

**4・6 周期変動現象に与える迎え角の影響** スペクトル密度分布における二つのピークの各帯域エネルギーを後縁から下流1 mm ( $L=51$  mm) および5 mm ( $L=55$  mm)の断面について迎え角の関数として図14に示している。  $L$  の大小にかかわらず、一般的に  $\theta$  が6°程度までは、 $\theta$  の増加によりエネルギーは若干増加するが、それ以上から  $\theta \geq 9^\circ$  までに低周波のピークは急減し、高周波のピークは急増する。図13に示したように二つのスペクトル密度分布を含む全帯域エネルギーは迎え角によらず各流れ方向位置においてほぼ一致することから、高低両周波数の帯域エネルギーは互いに逆の傾向を示すことになる。これらの傾向は、図15に示す速度変動強さの等高線図の変化とよく対応している。すなわち、 $\theta$  が6.5°程度までの小さい範囲では、前縁のはく離泡は小さく、負圧面にそって境界層は下流側へ若干増大する傾向にあるが、 $\theta$  が約9°以

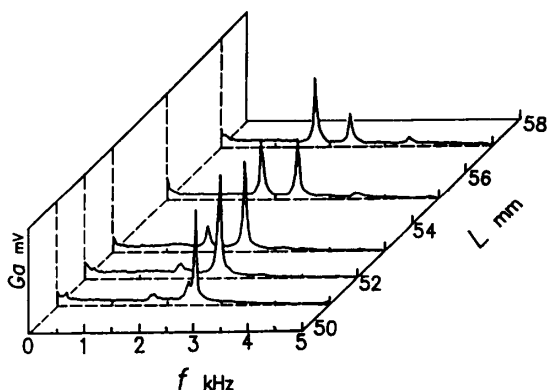


図11 速度変動のスペクトル密度分布の流れ方向変化 ( $\theta=8.8^\circ$ , TP形圧力面側で測定)

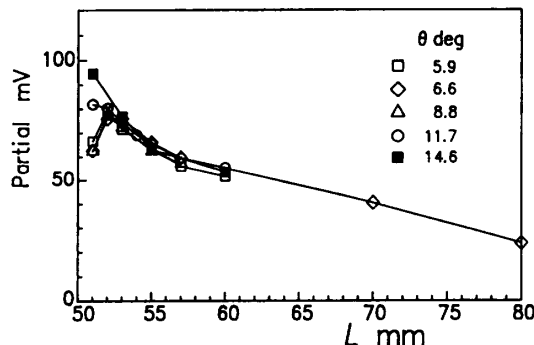


図13 広帯域エネルギーの流れ方向変化 (TP形圧力面側で測定)

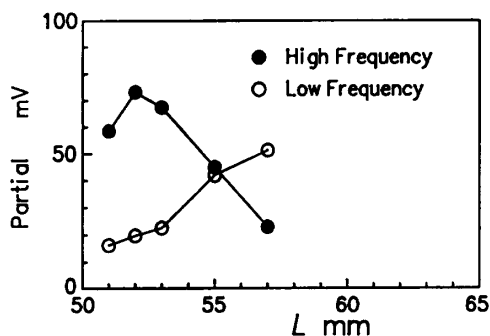


図12 帯域エネルギーの流れ方向変化 ( $\theta=8.8^\circ$ , TP形圧力面側で測定)

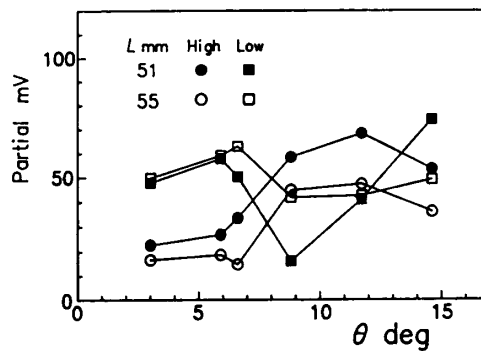


図14 帯域エネルギーの迎え角による変化 (TP形圧力面側で測定)

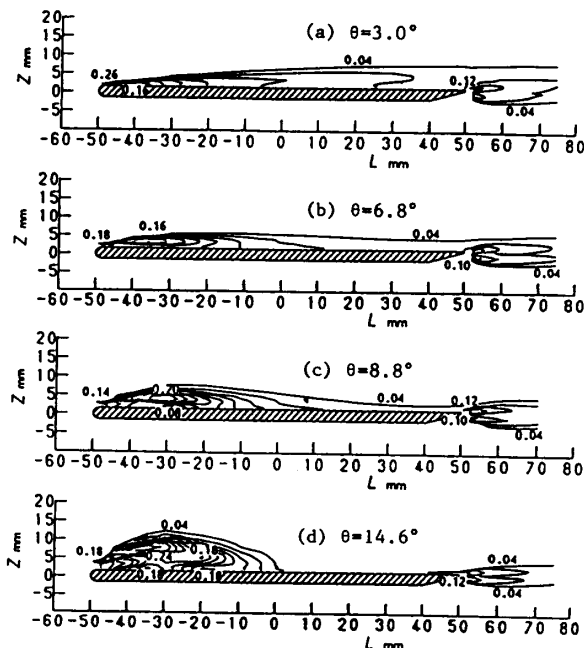


図 15 速度変動強さ分布の迎え角による変化

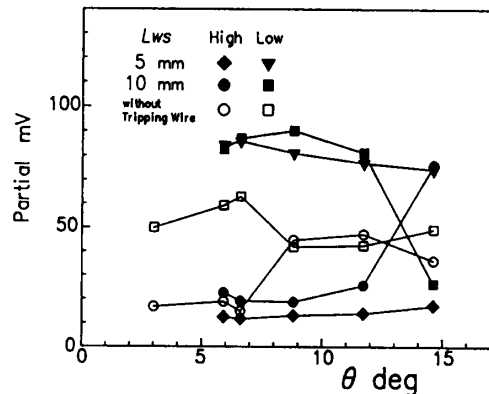
上では  $\theta$  の増加にしたがって離泡が発達し、その下流では主流が負圧面に引き寄せられ、境界層は後縁においても極めて薄くなる。このことは、後縁でのカルマン渦形成のための条件(強いせん断層の存在)<sup>(6)</sup>が満足されやすくなっていることを意味しており、図 14 に示したように  $\theta = 15^\circ$  に向かって帯域エネルギーは増加の傾向を示す。

図 16 はトリッピングワイヤを後縁から 5 mm または 10 mm の負圧面上に装着したときの帯域エネルギーの変化を示したものである。 $\theta$  が約  $6.5^\circ$  までは上述のように境界層が比較的厚いため、ワイヤがない場合と比較的近いが、それ以上の迎え角では境界層が薄いためワイヤの有無による差が大きくなり、図 15 に示した流動様相の差異とよく対応している。これらのことは負圧面の流れもはく離せん断層の強さを介して渦放出現象に影響を及ぼすことがわかる。

## 5. む す び

回転する単独平板翼の後流において観察される速度の周期変動現象に及ぼす後縁形状の影響を調べた結果、以下の結論を得た。

(1) 回転する平板翼の周辺の流動様相は、一樣流れ場の場合にみられる現象と同様に、負圧面側を切削した翼では流れは後縁まで付着して近傍後流における速度変動は小さいが、圧力面側を切削した翼では一般に切削開始点から流れははく離し、カルマン渦放出に

図 16 帯域エネルギーに与える負圧面上トリッピングワイヤの影響 ( $L = 55$  mm, TP 形圧力面側で測定)

起因する大振幅の周期的速度変動が発生する。

(2) 圧力面側を切削した翼の場合、二つの離散周波数成分が生じる場合がある。これは負圧面翼後縁から出発するはく離せん断層と対を成してカルマン渦を生成するもう一方のせん断層の出発点となるはく離点、切削開始点および切削面上の 1 点の異なる 2 箇所であり、その二つのはく離点が不規則に交互に代わるためである。そのため時間平均したスペクトル密度分布には二つのピークが形成される。

(3) 切削面上から発生する小規模(高周波数)の渦も後縁切削開始点から発生する大規模(低周波数)の渦もいずれも代表寸法と同程度下流で十分発達し、前者の場合特に流れ方向に急速に減衰していく。

(4) 本実験範囲では迎え角が増大するほど前縁のはく離泡が強くなり、主流が負圧面に引き寄せられるとともに遠心力による吐出し効果により負圧面後縁近傍の境界層が著しく薄くなる。そのため後縁における負圧面側せん断層が強くなり、渦形成が顕著になる。

おわりに、本実験に協力された九州大学原義則文部技官、同大学院生 木元徹の諸氏に深く感謝する。また、本研究の一部は平成元年度(課題番号 01750156)の科学研究費によったことを記して謝意を表す。

## 文 献

- (1) Wright, S. E., *J. Sound Vib.*, 45-2 (1976), 165.
- (2) Longhouse, R. E., *J. Sound Vib.*, 53-1 (1977), 25.
- (3) 深野・ほか 3 名, 機論, 51-468, B(1985), 2505.
- (4) 深野・ほか 3 名, 機論, 51-469, B(1985), 2828.
- (5) 深野・Talukder, A. A., 機論, 52-480, B(1986), 2828.
- (6) Tam, C. K. W., *J. Acoust. Soc. Am.*, 55-6 (1974), 1173.
- (7) Fink, M. R., *J. Aircr.*, 12-2 (1975), 118.
- (8) 秋下, 機論, 47-424, B(1981), 2243.
- (9) 深野・児玉, 機論, 51-466, B(1985), 1825.
- (10) 深野・ほか 4 名, 機論, 55-509, B(1989), 56.
- (11) 深野・ほか 3 名, 機論, 57-535, B(1991), 891.