

回転する単独平板翼の近傍後流中の周期的 速度変動成分による広帯域騒音の発生*

深野 徹^{*1}, 濱川 洋充^{*1}, 木元 徹^{*2}
猿渡 博孝^{*3}, 林 秀千人^{*4}

Generation of Broadband Noise due to Periodic Velocity Fluctuation in the Near Wake of a Rotating Flat-Plate Blade

Tohru FUKANO, Hiromitsu HAMAKAWA, Tohru KIMOTO,
Hirotaka SARUWATARI and Hidechito HAYASHI

We have experimentally investigated the relationship between the periodic velocity fluctuation in the near wake of a rotating flat-plate blade and the generation of broadband noise in the case of different setting angles and types of blades. A typical periodic fluctuation of the near-wake flow is caused by Kármán vortex shedding from the trailing edge of the blade. Periodic fluctuation due to Kármán vortex shedding generates a discrete frequency noise even in a rotating flow field. The frequency of the periodic fluctuation in the rotating flow field increases with the radius of the blade. Discrete frequency noises due to different frequencies generated from a near-wake flow along the blade span result in the occurrence of broadband noise from the rotating flat plate blade.

Key Words: Fluid Machinery, Fan Noise, Wake, Vortex, Aerodynamic Acoustics, Broadband Noise

1. 緒 言

生活環境の向上に伴い各種機械騒音の低減化に対する社会的な要求から、空調機などに使用されている低圧送風機の低騒音化が急務である。

送風機騒音は一般的に、ある特定の周波数に高いピークを形成する離散周波数騒音(以下 DFN と略記する)と、広い周波数帯域にわたってなだらかな分布を示す広帯域騒音とからなり、特に広帯域騒音は、主流の乱流成分や境界層の圧力変動、はく離、渦放出などの流れの乱れによって誘起される場合が多いので乱流騒音とも呼ばれている。

著者らは、低圧軸流送風機の乱流騒音の低減化を目的として、その発生機構を明らかにするために単独平板翼を軸周りに回転させた回転場において翼周りの速度場を詳細に測定し、騒音のスペクトルと比較した。その結果、平板翼を一様流中に設置した場合(以下、一様場と略記する)、カルマン渦放出に起因する周期的

な速度変動により DFN が発生する⁽¹⁾が、回転場においても、同様に渦放出による周期性に富む速度変動が誘起されるものの⁽²⁾、発生騒音は一様場で見られたような DFN ではなく、むしろ広帯域騒音となることが明らかとなった。一般的に広帯域騒音は流れの不規則な乱れにより生じると考えられているので、この顕著な規則的な速度変動現象が発生騒音に課す役割については、従来ほとんど論じられていない。

そこで本報では、この広帯域騒音の発生する原因を明らかにするために、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、翼近傍後流の周期的速度変動と広帯域騒音の発生との関係を詳細に調査検討した。

2. おもな記号

D : 翼厚 mm

D_t : 後縁の厚さ mm

f : 渦放出周波数 kHz

L_c : 翼後縁切削長さ mm

R, L, Z : 回転翼に固定した半径, 円周, 回転軸の各方向座標 mm

* 平成5年10月4日 第71期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成6年1月17日。

*¹ 正員, 九州大学工学部 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)。

*² 三菱自工(株) (〒444 岡崎市橋目町中新切1)。

*³ 学生員, 九州大学大学院。

*⁴ 正員, 長崎大学工学部 (〒852 長崎市文教町1-14)。

- \bar{s} : 翼先端すきま mm
 SPL: 音圧レベル dB
 u' : 速度変動強さ m/s
 W : 翼に相対的な主流速度 m/s
 α_t : 翼先端迎え角 °
 τ : 遅れ時間 ms

3. 実験装置および方法

乱流騒音と密接に関係すると考えられる翼近傍後流の速度の時間変動特性を計測するために供試モデルとともに回転する熱線流速形センサを用いてモデル後方の相対流れを測定した。その測定部および供試モデルを図1に示す。図1中プローブ先端にR方向に平行に張られた熱線は、コンピュータ制御により、ハブ内に組み込まれたトラバース装置によって回転中においても半径方向(R方向)、周方向(L方向)および軸方向(Z方向)に移動できる。センサ出力は測定用コンピュータにより自動的にサンプリングされ、諸統計量が算出される。

供試平板翼は図2にその断面形状を示すように、前縁を半円形とした平板であり、後縁を直角に切り落としたものをN形モデルと呼び、厚さ3mm、翼弦長100mmと、厚さ6mm、翼弦長60mmの2種類のモデルがある(以下前者をCD3-N100、後者をCD6-N60と略記する)。また厚さ3mmの、平板翼の後縁を切削長さ L_c が10mm、後縁の厚さ D_t が0.5mmとなるまで切削角 14° で徐々に薄く切削したもので、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(以下CD3-TS100、CD3-TP100と略記する)。モデル先端とダクト内壁とのすきま(先端すきま \bar{s})は、供試モデルを半径方向に移動させることにより変化させ、1mmと10mm

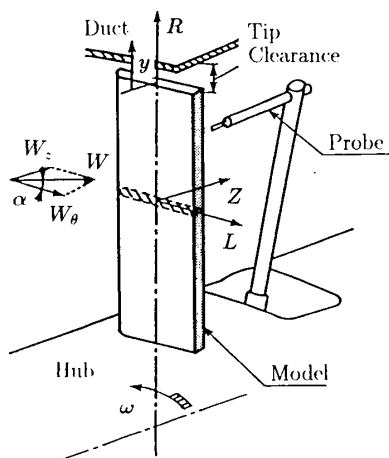


図1 測定部概要

の2種類とした。迎え角は、供試モデルを周方向に平行に設置しているため、下流に取付けた補助軸流送風機によって回転軸方向に流れを付けることにより変化させた。迎え角は翼根元から翼先端へしだいに小さくなるが、以下では翼先端迎え角 α_t を代表として表し、当実験では $2, 4, 6^\circ$ の3種類に定めた。なお動翼回転数は1000rpmであり、翼弦長(100mm)を代表寸法にとった平均半径におけるレイノルズ数は 1.5×10^5 である。

実験では、翼後縁からの距離が半径により若干異なる $1.5D \sim 3.3D$ のR-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度変動の周波数特性を調べた。この領域ではN、TP形ともL方向の速度変動強さがほぼ最大となる。

また発生騒音の測定に際し、精密騒音計は供試モデルの回転面からダクトの中心線上で上流側へ1m離れた点に設置した。

4. 実験結果と考察

音の発生は翼面上の圧力の時間変動に起因しており、それを誘起する原因の一つとして平板後縁からの渦放出に伴う翼周りの局所的な循環の変動がある。したがって速度変動成分に対してカルマン渦の寄与が支配的なほど、騒音と速度変動強さの相関関係は大きくなる。その例として一様場において渦放出に起因する発生騒音は、スペクトル密度分布に鋭いピークを形成する離散周波数騒音となることが確認されている⁽¹⁾。しかし、緒言で述べたように、回転場においてはスペクトル密度分布が広い周波数帯域にわたってなだらかに分布する広帯域分布となる。ここでは、供試体の近傍後流を詳細に調査し、広帯域騒音と渦放出による速度変動の関係について考察する。

まず平板翼(CD3モデル、弦長100mm)の後縁を切削した異なる三つの形状について翼後方の流れ場の速

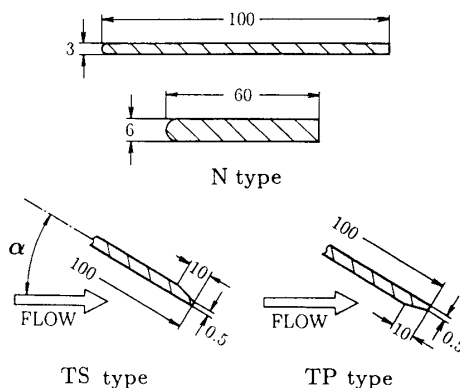


図2 供試平板翼の断面形状

度変動強さおよび速度変動スペクトル密度分布を詳細に測定し、騒音のスペクトル密度分布と比較してみる。

図3はN形モデル(後縁を弦長に対して垂直に切削したもの)について翼の近傍後流領域におけるR-Z断面(モデル後縁から下流へ $1.5D \sim 3.3D$)の速度変動強さ u' の等高線図を翼の下流側から見たものを図3の中央部に示し、その左側と右側にそれぞれ翼の正圧面側と負圧面側で u' が最大となる点(図3中に数字で示した点)における速度変動スペクトル密度分布を示している。図3中に陰影で示しているように $Z = \pm 1.5 \text{ mm}$ の線が翼後縁に相当する。図3中の等高線図は速度変動強さ u' を主流速度 W で無次元化したものである。この場合 W は動翼先端で $W = 29 \text{ m/s}$ であり、ハブに向かってほぼ直線的に減少する。すなわち主流はスパン方向に一樣せん断流となっている。

速度変動強さ u' の等高線図より、翼スパンの全域にわたり翼の正・負圧面側の両後縁に沿って u' が強くなり、ほぼ対称に位置している。また半径 $R = 170 \text{ mm}$ 以下ではハブ面境界層が発達している。

速度変動スペクトル密度分布には翼正・負圧面側とも翼スパンのほぼ全領域にわたり明確なピークが見ら

れ、周期性の強い速度変動現象が存在していることがわかる。この現象の発生原因を調べるため、比較的スペクトルのピークレベルが高い半径 $R = 185 \text{ mm}$ の正・負圧面側の速度変動最大点に2本の熱線流速計プローブを挿入し、速度変動の空間相関を測定した。その結果を図4に示す。相互相関係数が遅れ時間 $\tau = 0 \text{ ms}$ で負の最大値をとることから、翼の正・負圧面側の近傍後流の速度変動は逆位相の周期変動をしていることがわかる。これは速度変動スペクトル密度分布中のピークを形成する周期的速度変動がカルマン渦放出によるものであることを示している。

ピークレベルが卓越していることは、速度変動成分中のカルマン渦の影響が支配的であることを表している。特に半径 $R = 160 \text{ mm}$ から 195 mm 、周波数帯域でいえば 1.4 kHz から 1.7 kHz にかけて鋭いピークが形成され、ピークレベルが徐々に低下しながら翼先端近傍($R = 260 \text{ mm}$)までカルマン渦の周期成分($1.4 \sim 2.5 \text{ kHz}$)が見られる。半径 $R = 160 \text{ mm}$ 以下および $R = 200 \text{ mm}$ 以上の領域で速度変動スペクトルのピークレベルが低下しているのは、翼後縁から出発した自由せん断層がそれぞれハブ面境界層の影響および漏れ渦による境界層の発達により弱体化して、カルマン渦放出の周期性が弱まったためである。またピーク周波数は半径が増加するに従って、すなわち $R = 155 \text{ mm}$ から 260 mm ($1.4 \sim 2.5 \text{ kHz}$)にかけて徐々に増加しており、カルマン渦の放出周波数が半径方向の流速の増加に伴い増加していることを表している。

図5(a)~(c)に後縁形状を異にする三つのCD3モデルの発生騒音のスペクトル密度分布を示す。図5(a)のN形の結果と上記速度変動の結果を比較すると、速度変動中にカルマン渦による周期成分が見られる周波数帯域($1.4 \sim 2.5 \text{ kHz}$)に対応して、騒音のスペクトル分布では周波数帯域 $1.16 \sim 1.95 \text{ kHz}$ 、 $1.95 \sim 2.39 \text{ kHz}$ でこぶ状に音圧レベルが盛り上がるのがわかる。すなわちカルマン渦が発生している周

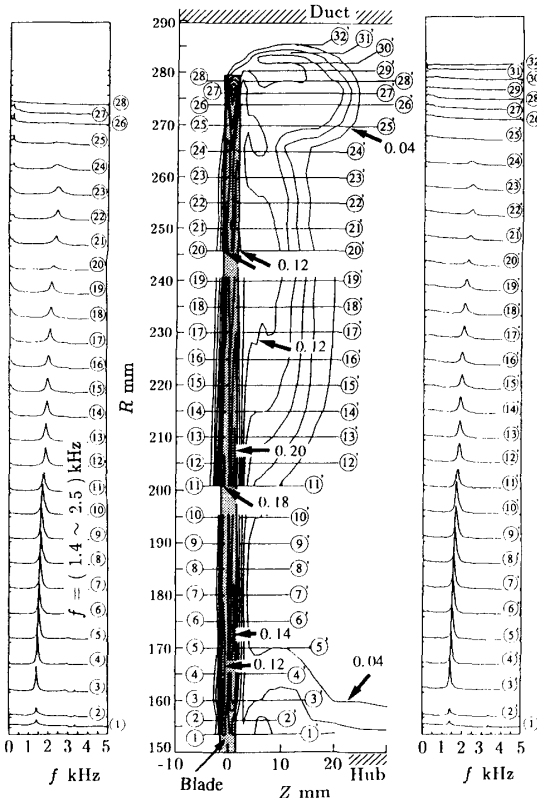


図3 速度変動強さおよび速度変動スペクトル密度分布 (N type, CD3モデル, $\bar{s} = 10 \text{ mm}$, $\alpha_t = 6^\circ$)

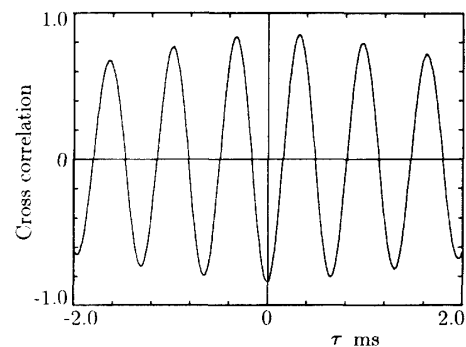


図4 翼近傍後流の速度変動の相互相関

波数帯域と騒音の音圧レベルが高くなる帯域とがよく対応していることがわかる。

図6はTP形(圧力面側後縁を長さ L_c だけ切削したもの)について図3と同様な速度変動の等高線と速度変動スペクトル密度分布を示したものである。N形とは異なり、翼負圧面側($Z > 0$ の側で0.5 mmの厚さの後縁がある側)の後縁に沿って速度変動強さが大きくなる。漏れ渦の影響は同様に半径 $R = 190$ mmまで及んでいる。各半径における速度変動の最大点にお

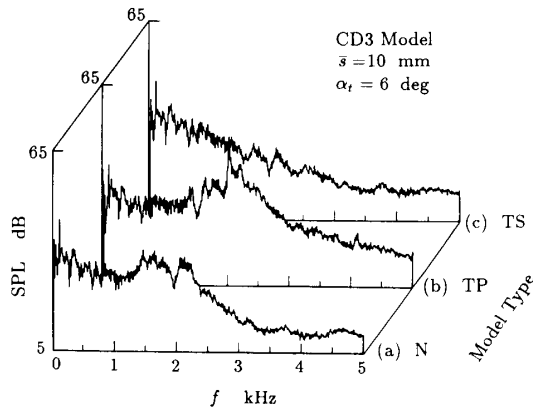


図5 騒音のスペクトル密度分布に及ぼす後縁形状の影響

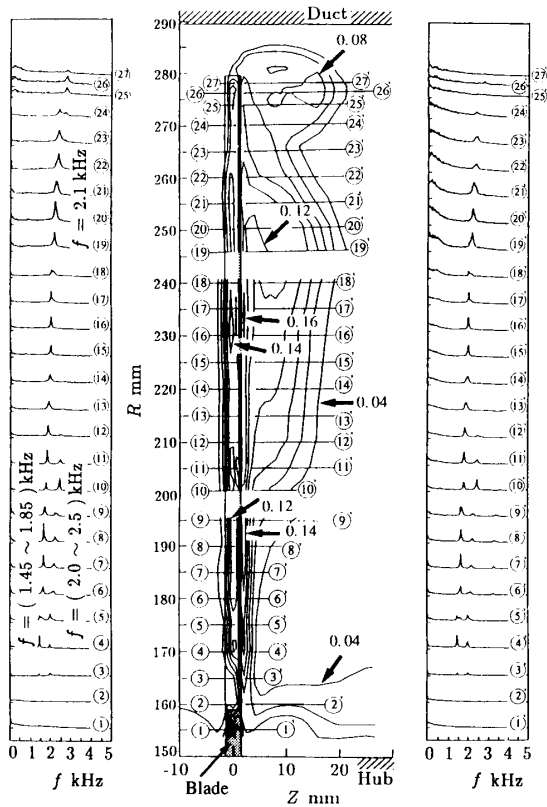


図6 速度変動強さおよび速度変動スペクトル密度分布 (TP type, CD3モデル, $\bar{s} = 10$ mm, $\alpha_t = 6^\circ$)

る速度変動スペクトル密度分布はN形とまったく特徴が異なり、 $R = 170 \sim 210$ mm(低周波側1.45~1.85 kHz, 高周波側2.0~2.5 kHz)において二つのピークをもつ双峰性分布となる。この二つのうち、低周波側のピーク周波数は翼根元から先端にかけて連続的に変化するが、高周波側のピークはピークレベルが低く、その分布領域は $R = 170$ mmから210 mmに限られている。それ以上の半径位置 $R = 245 \sim 265$ mm(約2.1 kHz)ではちょうどN形のように単独で鋭いピークが立つ。さらに翼先端へ近付くにつれ、ピークレベルは徐々に減衰していく。

このようなTP形に見られる双峰性スペクトル分布は一樣な流れ場でのTP形モデルにも生じ⁽³⁾、流れ場が一樣場か、回転場かに依存しない基本的な現象である⁽⁴⁾。図7に半径 $R = 189.5$ mmの圧力面側で測定した、双峰性を成す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す。各周波数の振幅は一方が大きく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、図4や図7に例示するような特徴を考慮して、このような離散周波数の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⁽³⁾。すなわち、カルマン渦を生成する負圧面翼後縁から出発するはく離せん断層と対を成す圧力面側のせん断層が、後縁の切削開始点からはく離する場合、速度変動スペクトルの低周波側に対応するカルマン渦が発生し、切削面上に再付着した後に流れが再びはく離する場合、高周波側に対応するカルマン渦が発生すると考えている。この二つのはく離が時間的に不規則に交互に切り替わり、それぞれの渦放出周波数が明確に異なるため速度変動スペクトルが双峰性分布となるのである⁽⁴⁾。

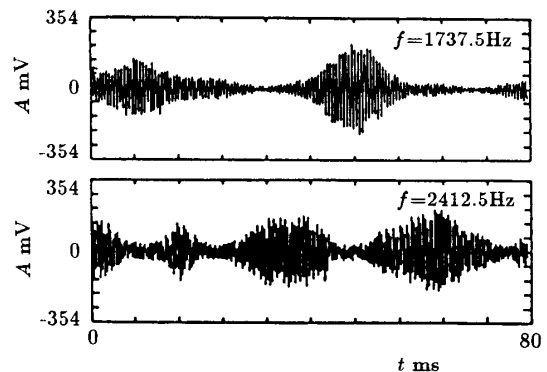


図7 二つの周波数の振幅の時間的変化 (TP type, $\alpha_t \cong 6^\circ$)

速度変動スペクトル密度分布が双峰性をもつため非常に複雑であるが、要約すると1.45~2.5 kHzでカルマン渦によるピークが現れており、約1.66, 2.05, 2.24 kHzでピークレベルが大きくなる。これに対し、図5(b)の騒音のスペクトルは2.06, 2.23 kHzにピークをもち、1.4~2.6 kHzで音圧レベルが高くなり、お互いの周波数帯域が非常によく一致している。

図8はTS形(TP形とは逆の負圧面側の後縁を長さ L_c だけ切削したもの)の速度変動強さの等高線図と速度変動スペクトル密度分布である。翼の負圧面側の流れ場はN形やTP形に比べて $R=215$ mm近傍で漏れ渦による境界層の発達の影響が若干大きいが、概して同様な傾向を示している。速度変動が強い領域は、境界層の発達していない $R=195$ mm以下では正圧面側の後縁に沿って存在しているが、境界層の発達している $R=200$ mm以上では、徐々に負圧面側へと移動している。この翼スパンに沿っての速度変動強さの最大点における速度変動スペクトル密度分布は、N, TP形とまったく異なり、カルマン渦の発生を示す周期変動成分がまったく存在しない。これは文献(3), (4)の L - Z 断面の等高線図に示されているように、負圧面側では流れが前縁に形成されるはく離泡や流速

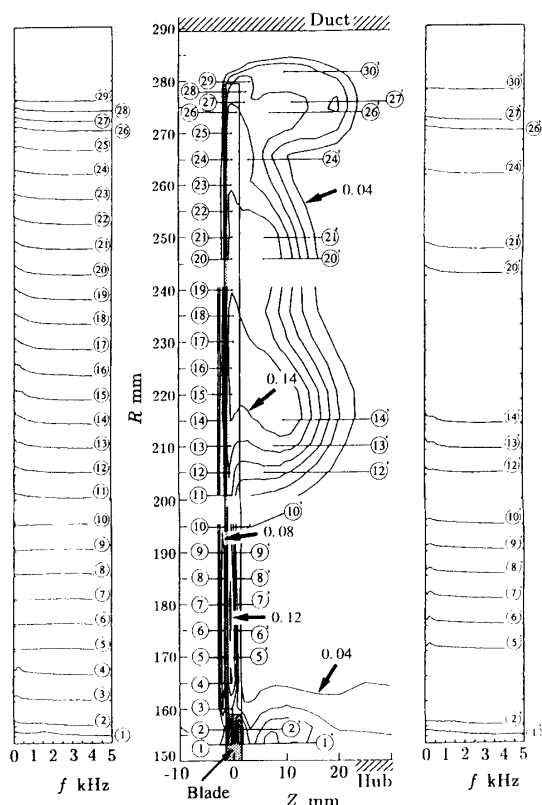


図8 速度変動強さおよび速度変動スペクトル密度分布 (TS type, CD 3 モデル, $\bar{s}=10$ mm, $\alpha_t=6^\circ$)

の増加に伴い乱流境界層へ遷移し、その結果、切削開始点においても流れのはく離は生ぜず、後縁まで流れは翼面に付着しているために、死水領域が狭いうえにせん断層が弱く、渦が巻き上がらないためである。その結果、図5(c)に示す騒音のスペクトル密度分布はN形と比べて、ピークをもった山状の部分がちょうど欠落したような分布を示す。このことはカルマン渦放出が騒音の発生に大きく寄与しており、他の後縁形状のスペクトルの結果に現れている山状の部分が渦放出によるものであることを端的に示している。

以上のことから、騒音のスペクトル密度分布に形成されるピークレベルが比較的高い山状の部分がカルマン渦の発生によるものであることが明らかにされた。そこで、よりカルマン渦が発生しやすい翼厚が厚いCD6モデルを用いて、迎え角を変化させた場合について同様の検討をした。ここで翼先端すきまは $\bar{s}=1$ mmとした。同じ翼で実験した場合には $\bar{s}=10$ mmに比べ漏れ渦が小さくなる傾向にある。

図9(a)~(c)に翼先端迎え角 α_t に対するCD6-N60モデルの発生騒音のスペクトル密度分布の変化を示す。また図10(a)~(c)は翼先端迎え角 α_t に対する翼の近傍後流領域における R - Z 断面(モデル後縁から下流へ $1.5D\sim 3.3D$)の速度変動強さ u' の等高線図(図の中央部)およびその左側と右側に翼の正・負圧面側で u' が最大となる点における速度変動スペクトル密度分布を示している。ただし図10中の等高線図は速度変動強さ u' を主流速度 W で無次元化したものである。この場合動翼先端で $W=30$ m/sである。

図10(a)は翼先端迎え角 $\alpha_t=2^\circ$ の場合である。CD3-N100モデルと同様に翼スパンの全域にわたり翼の正・負圧面側の両後縁に沿って u' が強くなり、ほぼ対称に位置している。速度変動スペクトル密度分布

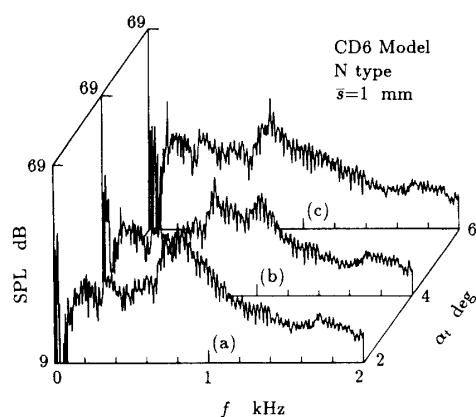
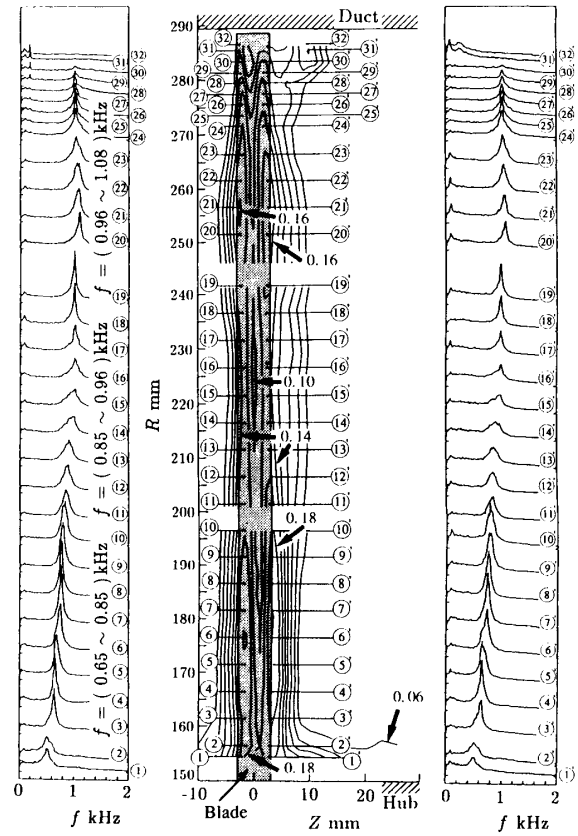


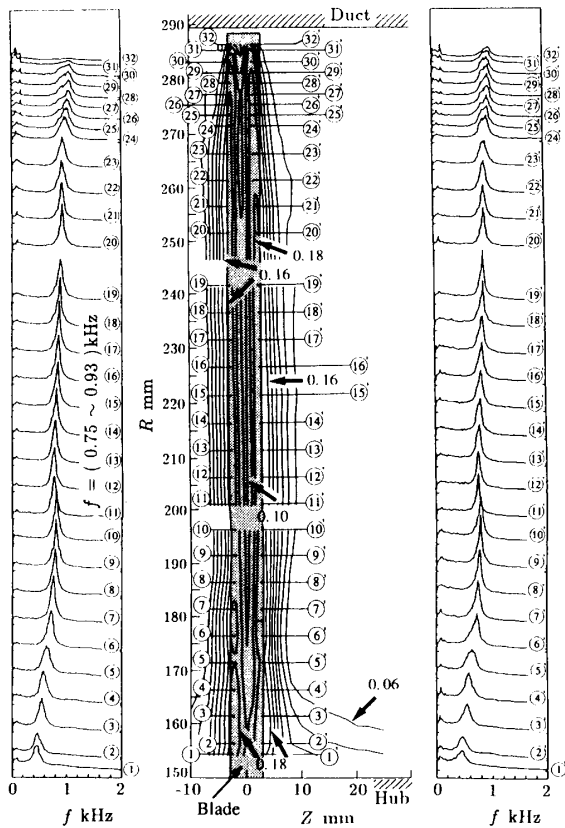
図9 騒音のスペクトル密度分布に及ぼす翼先端迎え角の影響

には翼正・負圧面側とも翼スパンの全領域にわたり明確なピークが見られ、広い範囲で速度変動成分中にカルマン渦が支配的であることがわかる。特に半径 $R=180$ mm から 255 mm, 周波数帯域でいえば 0.75 kHz から 0.93 kHz にかけて鋭いピークが立つ。図 9 (a) の騒音のスペクトル密度分布と比較すると、この領域は騒音のスペクトル密度分布におけるピーク周辺の音圧レベルの高い周波数帯域 ($0.67 \sim 1.12$ kHz) とよく一致している。

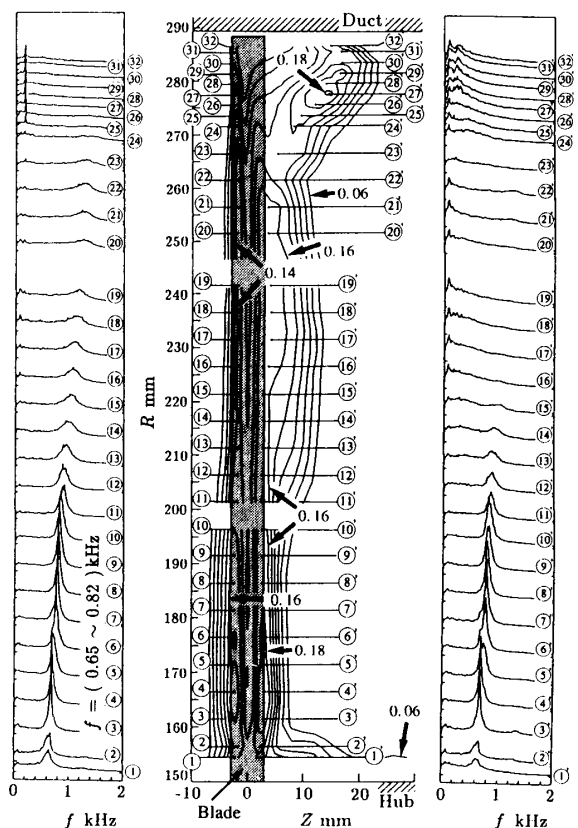
図 10 (b) は翼先端迎え角 $\alpha_t = 4^\circ$ の場合である。速度変動強さの等高線図より $\alpha_t = 2^\circ$ の場合と同様に翼スパンの全領域にわたり翼の正・負圧面側の両後縁に沿って速度変動強さが強くなることわかる。しかし、迎え角の増加に伴い漏れ渦が発達し、負圧面境界層の発達を促進させ、その影響が半径 $R=200$ mm にまで及んでいる⁽⁵⁾。その結果、速度変動スペクトル密度分布に見られるピーク形状が半径 $R=200$ mm から $R=230$ mm においてピークレベルが低下し、かつ帯域幅の広い横に広がった分布となる。これは負圧面側後縁から出発した自由せん断層が境界層の発達により弱体化して、カルマン渦放出の周期性が弱まったためであ



(b) $\alpha_t = 4^\circ$, CD 6 モデル, $\bar{s} = 1$ mm



(a) $\alpha_t = 2^\circ$, CD 6 モデル, $\bar{s} = 1$ mm



(c) $\alpha_t = 6^\circ$, CD 6 モデル, $\bar{s} = 1$ mm

図 10 速度変動強さおよび速度変動スペクトル密度分布

る。同様のことは図6にも明確に示されている。漏れ渦の影響が翼中間のこの限られた領域に強く生じる理由は、今のところ不明である。

この影響は騒音のスペクトル密度分布にも明確に現れており、この領域に対応する半径 $R=200\sim 230$ mm のピーク周波数の分布帯域である $0.85\sim 0.96$ kHz において、図9(b)の二つのピーク間のレベルが低下している帯域 ($0.77\sim 0.97$ kHz) とよく一致している。また速度変動スペクトル密度分布のピークレベルが卓越している領域は、半径 $R=160$ mm から 200 mm ($0.65\sim 0.85$ kHz) と 235 mm から 270 mm ($0.96\sim 1.08$ kHz) にかけてであり、ちょうど騒音のスペクトル密度分布 [図9(b)] に見られる二つのピーク (0.73 kHz と 1.04 kHz) の周辺に対応している。

図10(c)は $\alpha_t=6^\circ$ の場合である。 $\alpha_t=4^\circ$ の場合に比べ翼の圧力面と負圧面との圧力差が迎え角の増加により大きくなるため、さらに漏れ渦が発達し、負圧面境界層もさらに発達している。その影響は半径 $R=200$ mm まで及んでいる。その結果、各半径における速度変動強さの最大点は、小さな迎え角の場合と同様に翼の正圧面側では依然として後縁に沿っており、境界層が層流であることを示しているものの、負圧面側では発達した負圧面境界層と漏れ渦の方向へ移動している。この領域(半径 $R=200$ mm 以上、周波数領域 0.82 kHz 以上)では、速度変動スペクトル密度分布のピークレベルは急減し、帯域幅の広い横に広がった分布となる。一方翼先端近くでは 0.4 kHz 以下の低周波領域の速度変動成分が増加する。これは漏れ渦の影響により負圧面境界層はく離が促進され、さらに低エネルギー流体の蓄積により死水域が広がり、前縁はく離が生じ、翼後縁をはく離点とするせん断面によるカルマン渦放出が消滅するためである。

速度変動スペクトル密度分布に鋭いピークが立つのは負圧面境界層が発達していない半径 $R=160\sim 200$ mm で、その周波数帯域は $0.65\sim 0.82$ kHz である。これは図9(c)の騒音スペクトルの周波数帯域 $0.69\sim 0.90$ kHz 周辺のレベルが高い領域とよく一致している。また発達した負圧面境界層の影響を受け、カルマン渦の周期性が弱まった半径 $R=200$ mm 以上の領域に相当する周波数 ($0.82\sim 1.3$ kHz) では騒音のスペクトルのレベルが他の迎え角に比べ低い。

以上のことをまとめると、翼の近傍後流の速度変動成分中にカルマン渦により周期性の強い成分が存在し、離散周波数の騒音を発生する。しかし、その周波数はスパン方向に連続的に変化するので、翼全体から発生する騒音のスペクトル密度分布では、広帯域のいわゆる乱流騒音と呼んでいる分布となる。

5. 結 論

回転する平板翼の近傍後流中の周期的速度変動と平板翼から発生する広帯域騒音の関係を実験的に調べた結果、以下の結論を得た。

(1) 後縁を垂直に切削した N 形モデルでは、 2° 以下の迎え角において近傍後流の速度変動成分中にカルマン渦による周期性の強い成分が含まれている。 4° 以上になると漏れ渦の影響が強くなり、翼負圧面境界層の発達を促進され、その領域でのカルマン渦の周期性が弱まっていく。

(2) TP 形モデルでは翼スパンの一部の領域の近傍後流の速度変動は双峰性のスペクトル密度分布を示す。これは一様場における TP 形モデルの近傍後流の速度変動特性と同じである。このことは回転場でのカルマン渦の生成は基本的に一様場のそれと同じであることを意味している。

(3) 迎え角が小さいとき、翼の負圧面側後縁を斜めに切削した TS 形モデルでは速度変動のスペクトル密度分布に周期性のある変動成分はない。これも一様場の場合と同様である。

(4) 近傍後流にカルマン渦放出による周期性の強い速度変動成分があると、その周波数に対応して騒音も高くなる。周期的速度変動の周波数がハブから翼先端へと連続的に増加するため、騒音のスペクトル密度分布はその周波数帯で連続的な、いわゆる乱流騒音の広帯域の分布となる。

文 献

- (1) Sharland, I. J., *J. Sound Vib.*, **1** 3(1964), 302.
- (2) 深野・林・磯部・廣中・福原, PVP, **243 Acoust. Effects FSI (ASME WAM)**, (1992), 1.
- (3) 深野・Talukder, A. A.・高松・原, 機論, **51** 469, B(1985), 2828.
- (4) 深野・福原・磯部・廣中・林, 機論, **58** 551, B(1992), 2087.
- (5) 深野・福原・松尾・林, 機論, **57** 535, B(1992), 891.