

## 回転する単独 NACA65 翼から発生する騒音の スペクトル密度分布の予測\*

深野 徹<sup>\*1</sup>, 猿渡 博 孝<sup>\*2</sup>  
北村 知 生<sup>\*3</sup>, 濱川 洋 充<sup>\*4</sup>

### Prediction of Spectral Distribution of Noise Generated from a Rotating NACA 65 Blade

Tohru FUKANO, Hirotaka SARUWATARI,  
Tomoo KITAMURA and Hiromitsu HAMAKAWA

We have experimentally studied the relationship between the periodic velocity fluctuation in the near wake of a rotating NACA 65 Blade and the generated broad band noise at different setting angles of the blade. The typical periodic velocity fluctuation in the near wake was not clearly observed at a design point but was observed at the attack angle at off design points. The frequency of the produced velocity fluctuation caused by Karman vortex shedding from the trailing edge of the blade increased toward the tip of the blade. Then, the spectrum of noise generated from the blade becomes broad band. In addition, we have proposed a method to predict the spectrum of noise generated from blades due to Karman vortex shedding. The validity of the method was experimentally verified.

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

#### 1. 緒 言

最近, 生活環境の向上が求められており, 各種機械の小形化, 高性能化とともに低騒音であることが製品のセールスポイントとなっている。これは, 例えば空調機に用いられる低圧軸流送風機においても例外ではない。

比較的回転数の低い送風機が, 設計点付近で運転される場合, 翼から放出される渦が原因となる広帯域騒音が支配的であるとされている<sup>(1)</sup>。

著者らは, 低圧軸流送風機の乱流騒音の発生機構の解明を目的として, 平板翼を一様流中に設置した一様場において渦放出に基づく簡易な音圧レベル予測法を理論的に導入し, その妥当性を示した<sup>(2)</sup>。さらに, 単独平板翼を実機の動翼と同様に回転軸まわりに回転させた回転場において, ある半径では一様場と同様に一定の周波数をもつ周期性の強い速度変動成分があり, これが翼後縁から放出されるカルマン渦によるものであること, この渦放出周波数が翼スパン方向に変化する

ために発生騒音はいわゆる広帯域騒音となることを示すとともに<sup>(3)</sup>, 一様場で導入した音圧レベル予測法に修正を行えば, 供試モデルを平板翼とする回転場においても, それは十分に適用可能であることを立証した<sup>(4)</sup>。

本報では, 単独平板翼の実験で用いた回転場の実験システムに, 実機で用いられる流線形断面を有し, 反りおよびひねりを有する供試翼を設定して, その周辺の流れ場および発生騒音の詳細な調査検討を行うとともに, 平板翼に対して適用した音圧レベル予測法の有用性とそれを用いた発生騒音のスペクトル密度分布の予測法を検討する。

#### 2. おもな記号

$a_0$ : 音速 m/s  
 $B$ : 翼枚数  
 $C$ : 翼弦長 mm  
 $D_t$ : 翼後縁の厚さ mm  
 $f$ : 周波数 Hz  
 $l_p$ : スパン方向相関長さ m  
 $l_s$ : 翼弦長方向相関長さ m  
 $L$ : 周方向座標 mm  
 $N$ : 回転数 rpm

\* 原稿受付 1996年9月19日。

<sup>\*1</sup> 正員, 九州大学工学部(☎812-81 福岡市東区箱崎6-10-1)。

<sup>\*2</sup> 正員, 九州大学大学院。

<sup>\*3</sup> 日立造船(株)(☎551 大阪市大正区船町2-2-11)。

<sup>\*4</sup> 正員, 大分大学工学部(☎870-11 大分市且野原700)。

- $p_0$ : 最小可聴音圧 ( $2.0 \times 10^{-5}$  Pa)  
 $r$ : 音源から観測点までの距離 m  
 $R$ : 半径方向座標 mm  
 $R_{xy}$ : 相互相関係数  
 $S(f)$ : スペクトル密度  
 $SPL$ : 音圧レベル dB  
 $St$ : ストローハル数  
 $u'$ : 速度変動強さ (速度変動成分の標準偏差)  
 m/s  
 $u'/U_0$ : 速度変動係数  
 $U_0$ : 主流速度成分 (翼に対する相対速度,  $R$  の関数) m/s  
 $Z$ : 管軸方向座標 mm  
 $\alpha$ : 迎え角 °  
 $\alpha_t$ : 翼先端迎え角 °  
 $\eta$ : 流出流れに垂直な座標 mm  
 $\tau$ : 遅れ時間 ms  
 $\xi$ : 流出方向の座標 mm

### 3. 実験装置および方法

乱流騒音と密接に関係する翼近傍後流の速度の時間変動特性を詳細に調査するために、供試モデルとともに

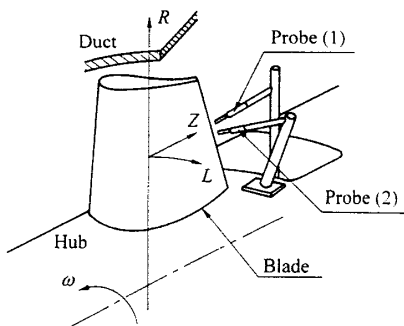


Fig. 1 Schematic view of the test section

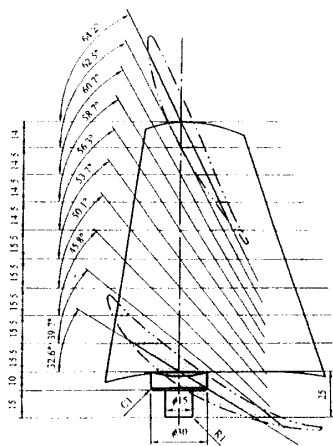


Fig. 2 Tested blade

に回転する直径  $5 \mu\text{m}$  のタングステン線をセンサとする I 形熱線プローブと定温度形熱線流速計を用い、供試モデル後部の相対流れの測定を行った。その実験装置測定部の概略を図 1 に示す。本装置では半径方向に張られた熱線を先端にもつプローブ [図 1 中 Probe (1)] が供試モデルとともに回転するので、供試モデルに対する相対流れを測定することができる。熱線の位置は、ロータ内部に取付けたトラバース装置を介してコンピュータにより制御され、回転中に供試翼モデルに相対的に任意の位置に移動可能である。

もう一方の熱線プローブ [図 1 中 Probe (2)] は 2 点間の速度変動の相関関係を調査するためのもので、これも供試翼とともに回転し、必要に応じて脱着可能である。これらセンサからの出力は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。

供試モデルは NACA65 翼であり、その概略を図 2 に示す。この翼は、吸込流量  $130 \text{ m}^3/\text{min}$ 、静圧上昇  $11 \text{ mmAq}$ 、翼枚数 8 枚の翼列として設計されたものであり、この翼列の翼 1 枚を供試翼モデルとして採用した。図 2 に示すように、翼は流線形断面を有するとともに反りを有し、反りやスタック、翼弦長は翼基部から先端まで連続的に変化している。翼先端のスタックは  $64.2^\circ$ 、翼後縁はスパン全体にわたり厚さ  $1.8 \text{ mm}$  であり、翼弦に対して垂直に切削されている。

本報における迎え角に関する実験条件は、翼先端半径  $R=285 \text{ mm}$  の位置における迎え角で評価し、翼先端迎え角  $\alpha_t$  と呼ぶ。全長約  $13 \text{ m}$  のダクト系出口側に設けた  $1.5 \text{ m} \times 1.7 \text{ m} \times 2.3 \text{ m}$  の出口プレナムの天井に設置した補助ファンを用いて流量を変化させることにより  $\alpha_t$  を変えたが、その補助ファンの流量不足のために、基準回転数  $N=1000 \text{ rpm}$  より回転数を下げ、負の迎え角を実現した。

翼に固定した座標系は、半径方向が  $R$ 、周方向が  $L$ 、管軸方向が  $Z$  である。また、近傍後流の評価のために翼後縁からの流出方向を  $\xi$ 、それに垂直な方向を  $\eta$  とする座標系をも採用した。

測定は三次元空間中のある平面で行い、本研究では半径一定の  $L$ - $Z$  断面および翼後縁からほぼ  $1.5D_t$  ( $D_t$  は翼後縁の厚さ) 下流の  $R$ - $\eta$  断面で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スペクトル密度分布を調査した。なお、 $R$ - $\eta$  断面は、近傍後流中の速度変動の周期性が最も顕著となる位置にある。

発生騒音の測定に際し、マイクロホンも供試モデル翼基部の後縁の回転面から  $1 \text{ m}$  上流の回転軸上に設置した。測定は、ロータに翼を取付けた場合と、翼を

取付けずに流量を合せてロータを回転させた場合と測定を行い、エネルギー的に両者の減算を行うことにより供試モデルから発生する音を得た。

#### 4. 実験結果および考察

##### 4.1 翼中間領域の流れ場に与える迎え角の影響

翼近傍後流の流れの速度変動係数および速度変動のスペクトル密度分布に対する迎え角の影響を二乗平均半径に近い  $R=212$  mm の  $L$ - $Z$  断面において調査した。この半径位置は、平板翼の実験結果によれば<sup>(5)</sup>、翼スパンの中間領域に属し、翼先端の漏れ流れや翼基部付近の二次流れなどの影響を受けていない領域である。また、速度変動係数は、速度変動の標準偏差  $u'$  の二乗平均値を主流速度  $U_0$  で除した  $u'/U_0$  で定義する。

図3, 4および図5にそれぞれ翼先端迎え角  $\alpha_t=4.4^\circ$ ,  $-8.0^\circ$ ,  $-20.0^\circ$  における速度変動係数の分布を等高線図として示し、図6に各翼先端迎え角での測定において速度変動係数が最大に近い点における速度変動のスペクトル密度分布を示す。なお、図3, 4および図5中の P.S. は翼の圧力面側を意味し、S.S. は翼負圧面側を意味している。また、図3~5中ハッチング部は翼後縁付近の翼形状を示している。

まず、図3の設計点  $\alpha_t=4.4^\circ$  ( $\alpha=8.5^\circ$ ,  $N=1000$  rpm) において、速度変動の強い領域は翼後縁直後の

翼負圧面側に存在し、そのこの配は負圧面側のほうが緩やかとなっている。また、図6に示す速度変動のスペクトル密度分布において、約20 Hzでピークをもち、周波数が高くなるにつれ単調に低下する分布となっており、翼後縁からの周期的渦放出を意味するピークは存在しない。このことから、供試モデルの設計点において、 $R=212$  mmの断面では、翼後縁から周期的渦放出現象が生じていないことが確認される。

図4に示す  $\alpha_t=-8.0^\circ$  の場合は、速度変動の強い部分が翼後縁直後の圧力面側と負圧面側に対をなす島状の分布をしている。また、等速度変動係数線のこの配も圧力面側、負圧面側ともに同程度である。さらに、図6の速度変動のスペクトル分布の  $\alpha_t=-8.0^\circ$  においては、約740 Hzにピークが存在する。これらのことより、翼後縁から周期的に渦放出がなされていることがわかる。

さらに、図5に示す  $\alpha_t=-20.0^\circ$  ( $\alpha=-17.8^\circ$ ,  $N=360$  rpm) の場合、図3, 4のものと比較して、翼後縁からかなり下流の位置に速度変動係数が最大となる点が存在しており、その大きさは前述のもの約2倍の値となっている。また、ここには示していないが、翼全体の周辺の速度分布より、翼圧力面側の流れは、 $\alpha_t$  が過度に小さくなるために、翼前縁からはく離している

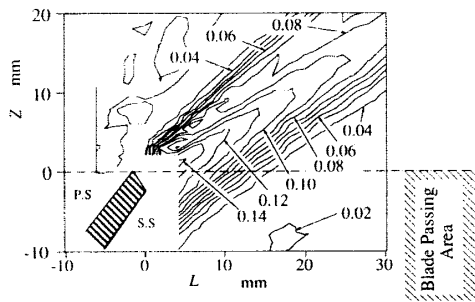


Fig. 3 Contour map of the turbulence intensity ratio,  $u'/U$  ( $R=212$  mm,  $\alpha_t=4.4^\circ$ ,  $\alpha=8.5^\circ$ )

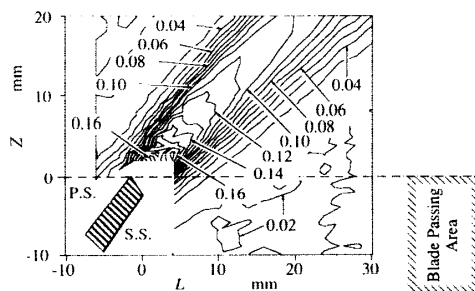


Fig. 4 Contour map of the turbulence intensity ratio,  $u'/U$  ( $R=212$  mm,  $\alpha_t=-8.0^\circ$ ,  $\alpha=-5.7^\circ$ )

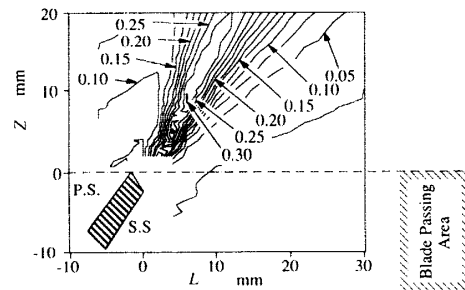


Fig. 5 Contour map of the turbulence intensity ratio,  $u'/U$  ( $R=212$  mm,  $\alpha_t=-20.0^\circ$ ,  $\alpha=-17.8^\circ$ )

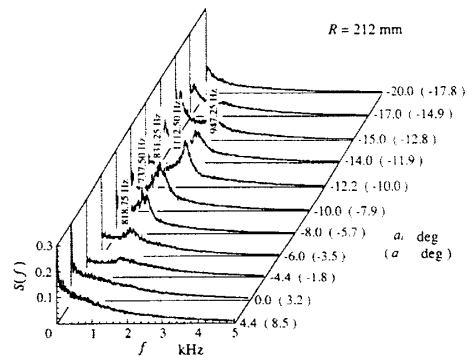


Fig. 6 Effect of the attack angle on the spectrum of velocity fluctuation

ことが確認されている。また、図6の速度変動のスペクトル分布においても、近傍後流中の周期的速度変動成分の存在を意味するピークは形成されていない。

図6の  $R=212$  mm の断面の速度変動のスペクトル分布を見ると、設計点の  $\alpha_i=4.4^\circ$  と  $\alpha_i=0.0^\circ$  の範囲では明確なピークの形成は観察されず、翼先端迎え角  $\alpha_t$  が  $-4.4^\circ$  から速度変動の周期性を意味するピークが観察され始め、 $\alpha_t=-8.0, -10.0^\circ$  付近で最大となり、それ以降減衰し、 $\alpha_t \leq -15.0^\circ$  では翼前縁からの全面的に離れによる低周波数のピークに移行する。このことは、翼近傍後流中の周期的速度変動成分はつねに存在するのではなく、ある迎え角の範囲でのみ存在することを意味している。ただし、後述する図11中には、 $\alpha_t=4.4^\circ$  においても  $3\sim 4$  kHz に若干の盛上がりが見られ、周期的渦放出がなされている可能性を示唆している。

上述の周期性を示す速度変動の原因を調査するため、同じ半径上の翼後縁付近の圧力面側と負圧面側の速度変動スペクトルのピークが顕著となる2点に熱線プローブを設定し、両者の速度変動の相互相関の測定を行った。図7に翼先端迎え角  $\alpha_t=-8.0^\circ$  の場合の結果を示す。図7は横軸に遅れ時間  $\tau$ 、縦軸に相互相関係数  $R_{xy}$  をとったものである。図7において、遅れ時間  $\tau \sim 0$  ms で相互相関係数  $R_{xy}$  の絶対値は最大であるがその符号は負である。このことは圧力面側と負圧面側の速度変動現象がちょうど半周期ずれていることを意味しており、典型的なカルマン渦の性質を表している。すなわち、近傍後流中の周期的速度変動成分は翼後縁から放出されるカルマン渦によるものといえる。

以上のことより、次のように要約することができる。設計点近傍の流量の  $R=212$  mm 断面では、翼後縁からのカルマン渦の放出は明確ではないが、迎え角が負になると翼後縁からカルマン渦が放出されるようになる。しかし、翼まわりの流れが翼前縁付近からは

く離するほどに迎え角が負に大きくなると、翼後縁からの渦放出は行われない。すなわち、翼後縁からのカルマン渦の放出現象はある限られた迎え角の範囲で見られるものである。

**4.2 ストローハル数に与える迎え角の影響** 発生する騒音の音圧レベルの予測に関して、後述するようにストローハル数の把握は重要である。そこで、代表寸法として翼後縁から流れ方向に約4 mm 下流の位置 ( $L$ - $Z$  断面の測定結果からは  $1.5D_t$  での算出が不可能であるため、最大速度変動点に最も近い断面)における排除厚さを用いたストローハル数を算出し、その結果を図8に示す。これより、安定な渦放出が行われる際、ストローハル数は約0.15の値をとり、安定性が欠けてくるとともに増大していることがわかる。

なお、渦の安定については以下の考察による。すなわち例えば、 $\alpha_t=-12.2^\circ$  において、速度変動のスペクトル分布(図6)に顕著なピークが形成されるが、図8ではストローハル数は約0.24とかなり高い値を示している。図9、10に渦放出が安定な場合とそうでない場合のそれぞれ  $\alpha_t=-8.0, -12.2^\circ$  における速度変動のスペクトル密度分布の流れ方向の変化を示す。これらの図9、10中の○印は100 Hz以下の周波数のピークを表し、●印は渦放出による周波数のピークを表している。図9の  $\alpha_t=-8.0^\circ$  の場合は、 $L=20$  mm の位置までピークは他の周波数帯におけるものを卓越して存在しているが、図10の  $\alpha_t=-12.2^\circ$  においては、翼後縁近傍の位置で卓越しているのみで、下流にいくにしたがって、100 Hz以下のピークが卓越していき翼後縁からの渦放出によるピークは相対的に急速に低下している。すなわち、翼後縁からの周期的渦放出は確かなにされているが、下流にいくにしたがって渦のコヒーレントな構造が急速に崩れ、輪郭があいまいとなって渦のスケールが増大したかのような様相を呈する一方不規則性を増す影響が上流に及んで翼後縁直後の後流の幅が増大するものの、渦放出周波数は  $\alpha_t=$

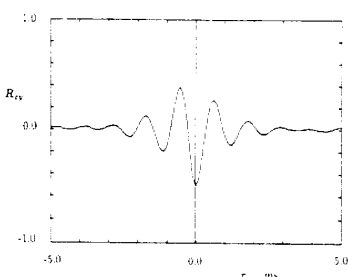


Fig. 7 An example of the cross-correlation ( $R=212$  mm,  $\alpha_t=-8.0^\circ$ ,  $\alpha=-5.7^\circ$ )

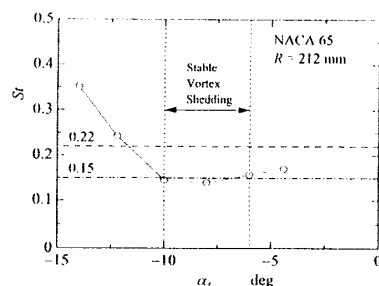


Fig. 8 Effect of the attack angle on the Strouhal number ( $R=212$  mm)

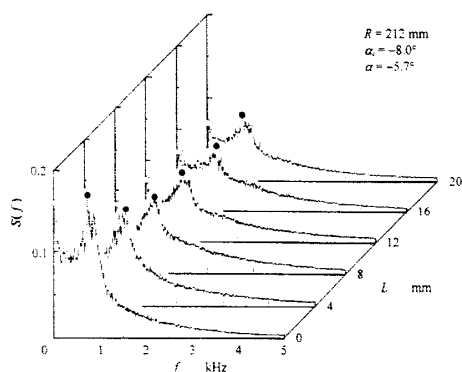


Fig. 9 Changes of the spectrum density distribution of velocity fluctuation in the direction of the flow ( $R=212$  mm,  $\alpha_t = -8.0^\circ$ ,  $\alpha = -5.7^\circ$ )

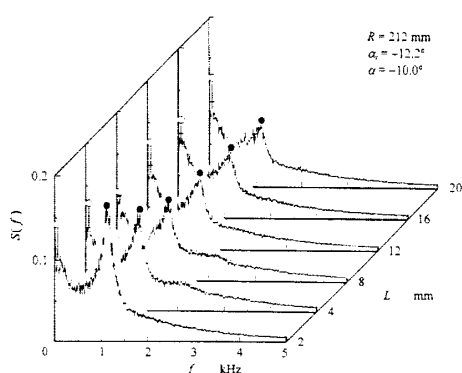


Fig. 10 Changes of the spectrum density distribution of velocity fluctuation in the direction of the flow ( $R=212$  mm,  $\alpha_t = -12.2^\circ$ ,  $\alpha = -10.0^\circ$ )

$-10^\circ$  の場合とほとんど変わらないために、ストローハル数が増大したものである。

一方、一樣な流れ場に設置された NACA0012 翼の場合、 $\alpha$  が  $1\sim 3^\circ$  で翼の近傍後流に周期的速度変動が観察され、同様に翼近傍後流の排除厚さを代表寸法とするストローハル数がこの場合  $0.8\sim 1.8$  程度の値をとっている<sup>(6)</sup>。これらのことは、翼のように流線形状物体の場合、周期的渦放出のストローハル数は鈍頭体である場合より小さくなることを意味している。

**4.3 翼近傍後流中の周期的速度変動成分** 4.2 節まで、翼中間領域における近傍後流中の流れに関して考察した。この節では、翼後縁直後の最大乱れ強さ点での周期的速度変動成分を翼スパン全体の領域にわたって検討する。

図 11 に翼先端迎え角を  $\alpha_t = 6.0, 4.4, -4.0, -6.0, -8.0^\circ$  (回転数はそれぞれ  $N=1000, 940, 640, 590, 540$  rpm) とした場合の、最もハブ面に近い測定半径  $R=155$  mm から最も翼先端に近い測定半径  $R=283$  mm までの間の最大速度変動強さ点の速度変動のスペクトル密度分布図を下から順に並べたものである。なお、

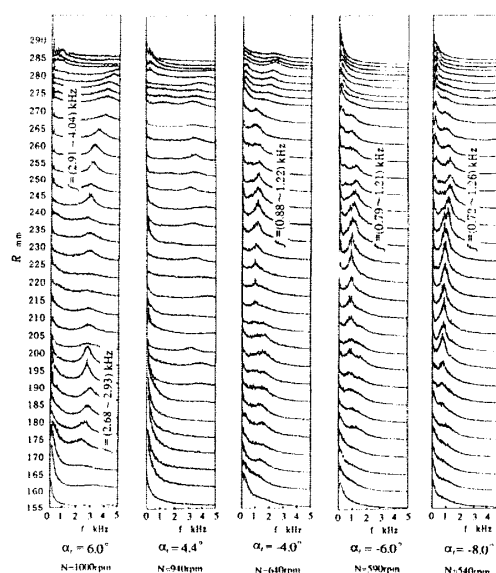


Fig. 11 Effect of the attack angle on the spectrum of the velocity fluctuation

$\alpha_t = 4.4^\circ$  は翼設計点、 $\alpha_t = 6.0^\circ$  は部分流量時、 $\alpha_t = -4.0, -6.0, -8.0^\circ$  は過大流量時に相当する。

図 11 から明らかなように、設計点  $\alpha_t = 4.4^\circ$  においては、4.1 節で述べたように  $R=212$  mm の断面では、周期的速度変動現象は見られないが、他の断面(例えば、 $R=250\sim 280$  mm)では  $3\sim 4$  kHz の周波数帯域でスペクトル密度分布に盛り上がりが見られ、周期的渦放出が間欠的にでも存在することがうかがえる。

一方、 $\alpha_t$  が設計点から大小いずれの方向に外れても、翼後縁からの渦放出を意味するピークが明確に形成されている。周期的渦放出の起こる領域は、 $\alpha_t$  の条件によってそれぞれ異なっている。 $\alpha_t = -4.0, -6.0, -8.0^\circ$  という迎え角の減少は、前述のように、回転数を下げることにより実現しているため、回転数の減少に伴う主流速度の減少に対応して、渦放出によるピーク周波数が若干減少している。全体として見れば、 $\alpha_t$  が負から正へ増大するに従って、翼中間領域における渦放出の周期性が劣化しているといえる。この原因は明らかではないが、部分流量となることにより、翼の圧力面と負圧面の圧力差が増大し、漏れ流れの影響が出ているのではないかと考えられる。このことに関しては、さらに詳細な調査が必要である。

一つの迎え角に限定してみれば、周期的渦放出の周波数は、周期的渦放出が観察される領域において、半径が大きくなるにつれて高くなっていることが明らかである。これは、翼が回転しているために半径が大きくなるにつれ、周速度が増大し、それに対応して流入する主流の流速が増大しているためである。

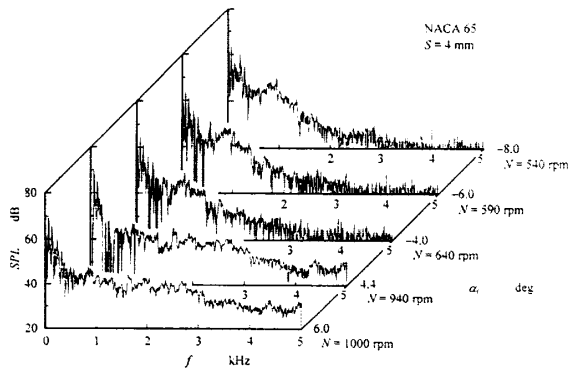


Fig. 12 Effect of the attack angle on the spectrum of the noise

以上のように、翼後縁から放出されるカルマン渦は、必ずしも翼スパン全体から放出されるのではなく、ある限られた範囲で放出されることがあり、この現象は、翼周辺の主流によって主として支配されているといえる。

**4・4 発生騒音に与える翼先端迎え角の影響** 図12に翼から発生する騒音の音圧レベルのスペクトル分布図を示す。図12では、手前から $\alpha_i=6.0, 4.4, -4.0, -6.0, -8.0^\circ$ の場合の順で並べられている。図12からわかるように、前述したように $\alpha_i$ の減少に従って回転数 $N$ は小さく設定したので、高周波数帯域の音圧レベルが低下しているが、明確な渦放出が見られなかった設計点 $\alpha_i=4.4^\circ$ に比較して、 $\alpha_i=-4.0, -6.0, -8.0^\circ$ の場合、およそ0.7~1.2 kHzの周波数帯で音圧レベルが盛り上がっている。この周波数帯は、図11に示した速度変動のスペクトル分布においてピークが形成される周波数帯と一致している。また、 $\alpha_i=6.0^\circ$ の場合も同様で、全体として $\alpha_i=4.4^\circ$ の場合と極めてよく似た分布を示しているが、それでも約2~3 kHzの周波数帯で音圧レベルが若干高くなっており、速度変動のピークが形成される周波数帯とよく一致する。

以上のことより、翼から発生する騒音と翼後縁からの渦放出とは、密接な関係にあることがわかる。すなわち、翼後縁からの渦放出は、ある一定の半径では周期的であり、それによる騒音は離散周波数的であるが、この渦放出周波数が翼のスパン方向に変化するため、翼全体から発生する騒音としては、いわゆる広帯域騒音となるのである。なお、 $\alpha_i=6.0^\circ$ の場合に音圧レベルの盛上がりが少ないことは、翼後縁から放出される渦により発生する騒音が翼から発生する騒音全体を支配するほどのものではないことを意味している。

## 5. 騒音のスペクトル密度分布予測法

**5・1 一つのセルからの音圧レベル** 文献(4)において、平板翼が回転する場合に本論文と同様に周期的渦放出があるとき、その渦から放射される音の音圧レベル予測式を理論的に導出し、その式の妥当性を実験的に確かめた。本報でもその式を音圧レベル予測式として採用する。すなわち、渦の放出周波数が $f$ である渦列からの音の音圧レベルは次式で表される。

$$(SPL)_f = 10 \log_{10} \left( \frac{\rho_0}{\rho_0 a_0 r} \right)^2 U_0^6 St^2 \left( \frac{u'_{\text{vortex}}}{U_0} \right)^2 \left( \frac{l_s}{C} \right)^2 l_p^2 B \dots \dots \dots (1)$$

ここで $\rho_0$ は空気の密度、 $\rho_0$ は最小可聴音圧( $2 \times 10^{-5}$  Pa)、 $a_0$ は音速、 $r$ は音源から測定点までの距離、 $U_0$ は主流速度、 $St$ はストローハル数、 $u'_{\text{vortex}}/U_0$ は渦による速度の変動係数、 $l_s$ は弦長方向相関長さ、 $C$ は翼弦長、 $l_p$ はスパン方向相関長さ、 $B$ は翼枚数である。

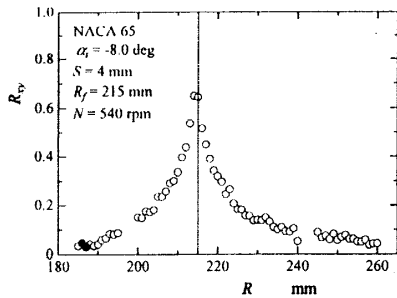
周期性をもって放出される一つの渦はコヒーレントな構造を有している。以下では、この渦のスパン方向の構造を表すのに“セル”という語句を用いる。

式(1)から、一つのセルから発生される周波数 $f$ の音の測定点 $r$ における音圧レベルを算出するが、後述するように同一セル内に複数の測定点がある場合がある。音圧レベルの算出は、まず速度変動 $u'$ の測定点における音圧レベルを $u'$ を用いて算出し、それを基に各渦セル、ひいては翼全体の音圧レベルを算出する。同一セル内に複数個の測定点があれば、一つの周波数に対し、複数の音圧レベルが算出されるが、この場合、放出渦がコヒーレントな構造を有することから、一つのセルから放出される音は、エネルギー的にそのうちの最大のもので支配しているとする。また、翼全体から放出される音としては、各半径位置の渦セルは独立に存在しているとし、各渦セルから放出される音のエネルギーの和が、我々の耳に聞こえるとともに、マイクロホンにより測定されていると考える。したがって、スパン方向に異なるセルから同一周波数の音が放射される場合、同一周波数の音響パワーの和をその周波数における音響パワーとした(4)。

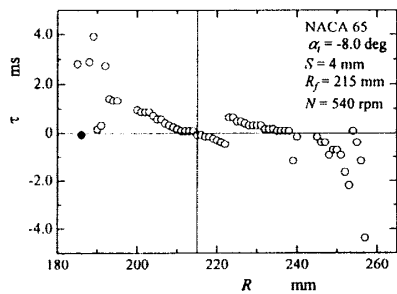
**5・2 相関長さ等の決定** 式(1)を用いた音圧レベルの予測に関して、重要なパラメータであるスパン方向相関長さ $l_p$ は以下のように決定した。すなわち、図13に翼先端迎え角 $\alpha_i=-8.0^\circ$ における相互相関係数と遅れ時間の分布を示す。これは、図11に示すスパン方向に変化する速度変動のスペクトル分布図において、ピークが顕著となる点すなわち渦放出の周期性

が強い点  $R=215\text{ mm}$  に固定プローブ [図 1 中 Probe (2)] を設定し、図 1 中 Probe(1) をスパン方向にトランプして、同様に渦放出の周期性の強い別の点に設定して測定したものである。

図 13(a) は相互相関係数  $R_{xy}$ 、図 13(b) は相互相関係数が最大となる点の遅れ時間  $\tau$  の分布を表している。これを見てわかるように相互相関係数は、固定プローブの位置  $R=215\text{ mm}$  において、最も大きくなり、それから離れるにつれて減少する。遅れ時間 [図 13(b)] の分布においては、半径が大きくなるにつれて遅れ時間が徐々に小さくなる領域が階段状に存在している。これは、平板翼で測定したもの<sup>(4)</sup>と比較すると、遅れ時間のスパン方向の変化が大きいが、連続的に変化しているので、この階段状の分布のうち連続した部分が一つの渦セルを表しているものとする。図



(a) Cross-correlation



(b) Delay time

Fig. 13 Examples of the cross correlation and delay time ( $\alpha_t = -8.0^\circ$ )

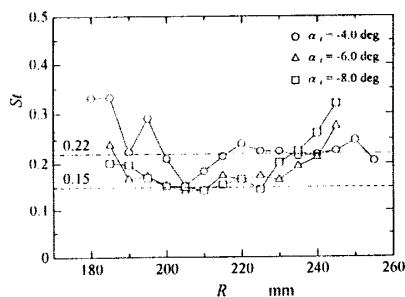


Fig. 14 Span direction distribution of the Strouhal number

13 から、 $\alpha_t = -8.0^\circ$  におけるスパン方向相関長さ  $l_p$  は約  $30\text{ mm}$  と決定した。 $\alpha_t = -4.0, -6.0^\circ$  に関しても同様に、それぞれ  $l_p = 24, 26\text{ mm}$  とした。

弦長方向相関長さ  $l_s$  は、平板翼における予測法<sup>(4)</sup>と同様に次式より求める。

$$l_s = \begin{cases} \lambda/4 & : C > \lambda/4 \\ C^2/(\lambda/4) & : C < \lambda/4 \end{cases} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $\lambda$  は対象としている周波数  $f$  の音の波長、 $C$  は翼弦長である。

また、音圧レベルの予測精度の向上に渦の旋回速度成分  $u'_{\text{vortex}}$  の決定も重要である。この導出方法は、文献(4)と同様に、速度変動のスペクトル密度分布における周波数  $f$  のピーク値から算定した。

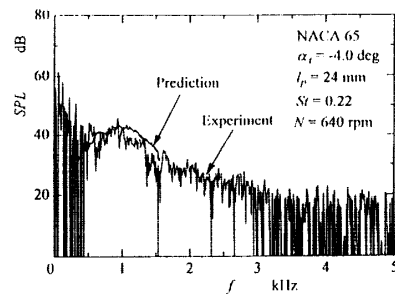


Fig. 15 Comparison of the spectrum of noise between the experimental data and the calculation ( $\alpha_t = -4.0^\circ, N=640\text{ rpm}$ )

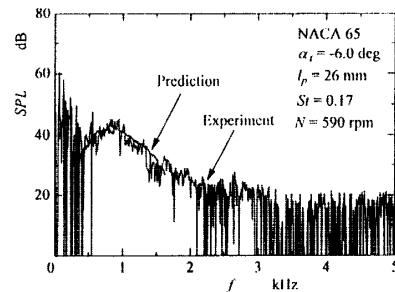


Fig. 16 Comparison of the spectrum of noise between the experimental data and the calculation ( $\alpha_t = -6.0^\circ, N=590\text{ rpm}$ )

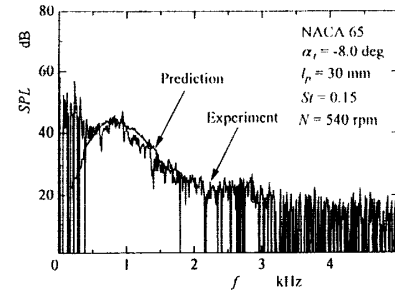


Fig. 17 Comparison of the spectrum of noise between the experimental data and the calculation ( $\alpha_t = -8.0^\circ, N=540\text{ rpm}$ )

ストローハル数は、4・2節で述べたように、鈍頭体でいわれているストローハル数 0.22 より小さな値をもつ。本報では流れ場の測定結果から排除厚さを代表寸法とするストローハル数を算出した。そのスパン方向の変化を図 14 に示す。図 14 と前述の図 11 のスペクトル密度分布においてピークが顕著となる部分のストローハル数は、 $\alpha_t = -4.0, -6.0, -8.0^\circ$  に関してそれぞれ  $St = 0.22, 0.17, 0.15$  となる。したがって、騒音のスペクトル密度分布の予測に対するストローハル数の値は、 $\alpha_t = -4.0, -6.0, -8.0^\circ$  に関してそれぞれ  $St = 0.22, 0.17, 0.15$  の一定値を使用した。

## 6. スペクトル密度分布の比較と考察

図 15, 16 および図 17 にそれぞれ  $\alpha_t = -4.0, -6.0, -8.0^\circ$  の場合に翼から発生する騒音のスペクトル密度分布の実験値と先に述べた式(1)を用いた予測値の比較を示す。これらを見てわかるように図 12 において音圧レベルの盛上がりが見られる周波数帯において、スペクトル分布の全体としての値や傾向は、実験値と予測値とでよく一致している。このことより、文献(4)で理論展開して求めた音圧レベル予測式および予測法は、本報で採用したような流線形断面を有する翼から放出されるカルマン渦による発生騒音の音圧レベルの定量的予測に対しても十分に適用可能であることがわかる。なお、500 Hz 以下の周波数帯においては、どの図に関しても実測値の音圧レベルが高くなっている。これは、この周波数帯では、渦放出による発生騒音より他の原因で発生する音のほうが支配的であることを意味している。また、本手法で予測されていない周波数帯は、翼後縁からの渦放出により発生する音ではなく、他の原因で発生している音である。

上述のように本研究で提案している音圧レベルの予測法を用いることにより、翼後縁から放出されるカルマン渦により発生する騒音のスペクトル密度分布の定量的予測が可能であることが示された。

## 7. 結 論

回転する単独 NACA65 翼からの発生騒音と相対座標系から計測した近傍後流中の速度の変動特性との関係を調査するとともに、著者らが提案している流動モデルを基にした音圧レベル予測法を翼から発生する騒音のスペクトル密度分布の予測に適用した結果を検討

して、以下の結論を得た。

(1) 翼中間領域の一定半径の断面内での測定において、翼近傍後流中の周期的速度変動成分は、特に過大流量域で顕著に発生する。しかし、翼凹面側の流れが翼前縁付近ではく離するほどに負の迎え角が過大となると、周期的速度変動は発生しなくなる。

(2) 翼近傍後流中の周期的速度変動成分は、翼後縁から放出されるカルマン渦によるものである。一般に流れのはく離が起りにくいとされている流線形断面を有する翼であっても、設計点から離れると、すなわち設計流量から離れると、翼後縁からのカルマン渦の放出が顕著になる。

(3) 流線形断面を有する物体の近傍後流に周期的速度変動がある場合、その最大速度変動強さ点を通る断面の排除厚さを代表寸法とするストローハル数は本実験条件では 0.18 程度であり、一般的に鈍頭体の場合よりも小さな値をとる。

(4) 翼後縁から放出されるカルマン渦は、翼のスパン全体から放出されるのではなく、条件によって異なるが、ある限られた範囲で放出される。また、その放出周波数は、主流速度の増加に応じて、翼先端に向かって徐々に高くなる。

(5) 翼後縁から放出されるカルマン渦の放出周波数帯と発生騒音の音圧レベルの高くなる周波数帯とはよく一致していることより、両者は密接な関係にあることが明らかになった。

(6) 翼後縁から放出されるカルマン渦により発生する騒音は、ある半径位置からのものは離散周波数的であるが、翼全体で見ると、渦放出周波数が半径方向に変化するために、広帯域的なものとなる。

(7) 本研究で提案している音圧レベルの予測手法を用いることにより、カルマン渦放出が顕著な場合の発生騒音の定量的予測すなわちスペクトル密度分布の精度よい予測が可能であることを示した。

## 文 献

- (1) Sharland, I. J., *J. Sound Vib.*, 1-3 (1964), 302-322.
- (2) 深野徹・ほか 3 名, 機論, 51-468, B (1985), 2505-2514.
- (3) 深野徹・ほか 4 名, 機論, 60-576, B (1994), 2750-2756.
- (4) 深野徹・ほか 2 名, 機論, 61-581, B (1995), 173-180.
- (5) 深野徹・ほか 4 名, 機論, 58-551, B (1992), 2087-2094.
- (6) 林秀千人・ほか 2 名, 機論, 59-559, B (1993), 802-806.