

一様流中の単独平板翼の後流渦に基づく空力音源の研究*

佐々木 壮一^{*1}, 林 秀千人^{*1}
児玉 好雄^{*1}, 深野 徹^{*2}Aeroacoustic Source Caused by Wake Vortices from
an Isolated Flat Plate Blade in a Uniform FlowSouichi SASAKI^{*3}, Hidechito HAYASHI,
Yoshio KODAMA and Tohru FUKANO^{*3} Department of Mechanical System Engineering, Nagasaki University,
1-14 Bunkyo-machi, Nagasaki-shi, Nagasaki, 852-8521 Japan

The unsteady flow characteristics caused by the wake vortices generated from an isolated flat plate blade in a uniform flow were theoretically investigated with the discrete vortex method for elucidating the aeroacoustic source of the discrete frequency noise (DFN). We assumed that the DFN generated from the blade is originated by time fluctuation of the lift force caused by Karman vortex shedding. This calculation shows that the frequency and the intensity of velocity fluctuation in the wake can calculate accurately, and the half width of the wake is an important characteristic length to specify the periodic phenomena. The surface pressure, differentiated with respect to time, along the blade surface is closely related to the source, which gathers to the trailing edge. Then the chord wise correlation length calculated by integrating the distribution of the surface pressure data always conserved a constant value in all blades. The predicted DFN level agrees well with the experimental results.

Key Words: Vortex, Aerodynamic Acoustics, Computational Fluid Dynamics, Wake, Blade

1. 序 論

送風機の性能は所要の圧力や効率等を満足させるだけでなく、実際の運転条件下で低騒音であることが重要である。このため送風機の研究開発の際は、流体力学的特性の調査と同時に騒音特性の調査がなされる⁽¹⁾⁽²⁾。一般に送風機から発生する騒音は、羽根車に流入する流れの乱れが小さい場合、翼の後流の特性が支配的となる⁽⁴⁾。しかし、実機における翼の後流は複雑な三次元流れとなっているために、流動状況と騒音との関係を明確にすることは難しい⁽⁵⁾。そこで翼の後流渦によって生じる騒音源への影響を究明することを目的として、空力騒音の基礎研究では単独翼を用いた風洞実験がなされている。

深野ら⁽⁶⁾は、一様流中に置かれた平板翼から発生する離散周波数騒音（以下 DFN と略す）を調査し、その中で翼表面上の音源領域となる弦長方向相関長さに言及している。弦長方向相関長さは、翼弦長に

沿う流れによって生じる空力音源の分布であるため、実測による把握が非常に困難な特性である。この研究によれば、弦長方向相関長さは渦放出周波数の波長の 1/4 の長さを基準として性質を異にする解釈がなされている。しかし、その音源の性質の違いは、測定した騒音特性の結果による実験的な根拠以外は明らかにされていない。

一方、計算機の著しい発展に伴い数値計算支援による空力音源の性質を究明する研究⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾もかなり進歩してきた。いくつかの計算法の中で、離散渦法は流れの特性を循環等のポテンシャル渦に置き換えることで計算するもので、流れの基本構造を研究する手段として有効とされている。ポテンシャル渦による後流渦の性質と音源の関係を整理することができるならば、その諸特性量を基にした空力騒音の発生に関するエンジニアリングモデルの確立が期待できる。このような利便性を有する計算法であるにも関わらず離散渦法が空力騒音の音源の性質を究明することに应用された研究は少ない。

そこで本研究では、離散渦法による計算結果を利用して、単独平板翼から発生する DFN の翼弦長方向の音源の性質を明らかにする。また、この音源の特性を基にして DFN の音圧レベルの予測を試み、

* 原稿受付 2000年11月20日。

^{*1} 正員、長崎大学工学部(〒852-8521 長崎市文教町1-14)。^{*2} 正員、九州大学大学院工学研究院(〒812-8581 福岡市東区箱崎6-10-1)。

E-mail: souichi@net.nagasaki-u.ac.jp

ここで明らかにした音源の性質が妥当であることを示す。

2. おもな記号

- a_0 : 音速 m/s
- b : スパン長さ mm
- $b_{1/2}$: 後流の半値幅 mm
- C : 翼弦長 mm
- $C_L(t)$: 揚力係数
- D : 翼厚 mm
- D' : 後流の幅 mm
- dt : 時間間隔 sec
- f : 周波数 Hz
- l_c : 弦長方向相関長さ mm
- l_s : スパン方向相関長さ mm
- M : 後流中の渦点数
- N : 翼表面上の渦点数
- N_f : カルマン渦の1周期中の渦点数
- p_0 : 最小可聴音圧 Pa
- $p'(z)$: 圧力の変動値 Pa
- $\dot{p}(z)$: 圧力変動の時間微分値 Pa/sec
- r : 音源と観測点の距離 m
- Re : レイノルズ数
- $R(z_0, z)$: 相互相関係数
- S_c : 相関面積 m^2
- SPL : 音圧レベル dB
- S_t : ストロハル数
- U_0 : 一様流の速度 m/sec
- u_1 : 速度欠陥 m/sec
- u_{1m} : 最大速度欠陥 m/sec
- u' : 主流方向速度変動 m/sec
- W_D : 音響パワー W
- $W(z)$: 複素ポテンシャル m^2/sec
- x : 翼弦長方向距離 mm
- y : 翼厚方向距離 mm
- z : 複素平面の座標 ($z=x+iy$)
- Γ_j : 翼表面上の離散渦点の循環 m^2/sec
- Γ_s : 翼周りの循環 m^2/sec
- Γ_w : 後流中の渦点の循環 m^2/sec
- λ : 音波の波長 m
- ρ_0 : 空気密度 kg/m^3
- : 実効値

3. 離散渦法による流れの解析

3.1 平板翼の形状 図1には本離散渦法で解析した平板翼表面上の渦点の分布が示されている。複素平面上の座標は翼の前縁を原点として翼弦長方向距離を x 、翼厚方向距離を y とし、これらの値は全て複素数 $z=x+iy$ で与えられる。平板翼の前縁は翼厚 D の $1/2$ の半径を有し、後縁は垂直に切り立った形状となっている。平板翼の形状と型名との対応は表1に示す通りである。なお、計算においては各物理量を翼弦長 C 、および一様流の速度 U_0 で無次元化している。

3.2 計算方法 図1に示すように、平板翼はその表面上に配置した N 個の渦点（その循環を Γ_j とする）で近似する。この時、平板翼を近似する各渦点の間隔は、その位置における翼の局所厚さよりも狭くなるように補間されている⁽¹⁾。翼の表面にある渦は境界層を表していると仮定し⁽¹⁾、翼後縁の二つの角 A と B にある渦点があるまま後流中へ放出されるとした。後流の変動は、このはく離渦からなる M 個の渦点 ($\Gamma_{wAk}, \Gamma_{wBk}$) の列で表す。この時、流れ場の複素ポテンシャル $W(z)$ は、時計方向の循環 Γ_j を正とした場合、式(1)として与えられる。

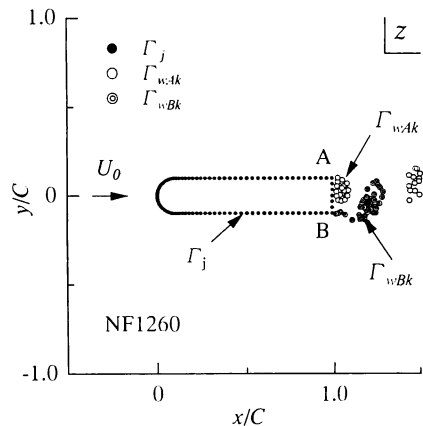


Fig.1 Distribution of vortex points

Table 1 Specifications of flat blades

Blade name	Number of vortex points N	Thickness D mm	Chord C mm
NF0360	842	3	60
NF0660	426	6	
NF1260	218	12	
NF2460	114	24	

$$W(z) = U_0 z + \frac{i}{2\pi} \sum_{j=1}^N \Gamma_j \log(z - z_j) + \frac{i}{2\pi} \sum_{k=1}^M \{ \Gamma_{w,1k} \log(z - z_{w,1k}) + \Gamma_{w,Bk} \log(z - z_{w,Bk}) \} \dots\dots\dots(1)$$

ここで右辺第1項は一様流を、第2項と第3項はそれぞれ翼表面上の渦と後縁から放出される渦の複素ポテンシャルを表している。

後縁AとBから放出されたk番目の後流の渦点の時間の進行に伴う移動は、式(2)のLagrangeの方法で計算される。

$$\begin{aligned} x_{w,k}(t+dt) &= x_{w,k}(t) + u_{w,k}(t)dt \dots\dots\dots(2) \\ y_{w,k}(t+dt) &= y_{w,k}(t) + v_{w,k}(t)dt \end{aligned}$$

この時、後流の渦放出の時間間隔 dt はカルマン渦の形成を適切に表すように、ストロハル数 S_f の関係を用いて、式(3)より見積もった。

$$dt = \frac{D}{S_f U_0 N_f} \dots\dots\dots(3)$$

ここで、 N_f はカルマン渦の1周期中に含まれる渦点の数で、本計算では $N_f = 20$ とした。

後流渦が後縁から放出した後、翼表面上の渦点の循環 Γ_j の強さは、式(1)を基にして流れが翼表面に沿う条件と Kelvin の定理から連立一次方程式を解くことで修正される。後流中の非現実的な誘起速度を抑制するための渦点の核半径や、後流中の渦点の移動に伴う循環の減衰は、文献(11)と同様の条件を与えている。

複素平面上の任意の位置における共役複素速度は、式(1)の複素ポテンシャルを z で1階微分することで与えられる。同じ位置の圧力は、共役複素速度から動圧を求めることで算定した。ここで、物体表面上の圧力の計算位置は物体周りに配置した隣接する各渦点の中間の位置(参照点)に統一している。翼周りの循環変動は翼表面上に配置した渦点の循環 Γ_j の総和を用いて、式(4)として定義した。

$$\Gamma_s(t) = \sum_{j=1}^N \Gamma_j(t) \dots\dots\dots(4)$$

式(4)の循環 $\Gamma_s(t)$ を基にした揚力係数と、物体上の非定常圧力を基にした揚力係数との違いが後述の騒音予測の精度へ及ぼす影響は音圧レベルに換算すると約 1dB であり、騒音予測の誤差として定めた ± 3 dB 以内に収まることを確認している。本研究では、平板翼全体の循環がポテンシャル渦を用いて算定される式(4)の方法を採用している。

離散渦法の計算は1つの平板翼について1024回繰り返している。この時、総計算時間は式(3)の時間間隔で見積もると、物体周りの循環の非定常変動の約30周期分の時間に相当する。

3.3 実験装置 実験データ測定のための風洞装置はオープンチャンネル形で、主流の乱れはノズル出口で0.5%以下である⁽¹²⁾⁽¹³⁾。流れの測定はI型熱線を使用し、トラバース装置で移動させながらその速度と速度変動の分布を測定した。騒音の測定はDFNの性質が双極子型であることから、その指向性が最も強いと考えられる翼弦長方向に対して垂直方向の、後縁から1.0m離れた位置で行った。尚、翼弦長 C を基準としたレイノルズ数 Re は、主流速度 U_0 が 27.7m/s のとき約 1.1×10^5 である。

4. 計算結果および考察

4.1 後流特性 図2は、3章で述べた離散渦法により算定した、翼後縁から翼厚分(1.0D)下流の点における後流の速度欠陥 u_i/u_{1m} の分布を、○などの記号で示したものである。図中の実線は、式(5)で与えられる理論による u_i/u_{1m} の分布である⁽¹⁴⁾。

$$\frac{u_i}{u_{1m}} = \exp\{-0.693(y/2b_{1/2})^2\} \dots\dots\dots(5)$$

この式(5)の分布が実験値の分布と一致することや、単独平板翼の後縁から1.0D下流の点がおおよそ後方よどみ点であることは、風洞実験で既に明らかにしている⁽¹³⁾。図2に見られるように、計算結果は式(5)の分布と良く一致する。また、後縁から1.0D下流の位置で算定した半値幅 $2b_{1/2}$ も実験値と良く一致する(図略)。この算定位置は、死水領域の境界に形成される上下のせん断層が干渉し後流渦が巻き上がる

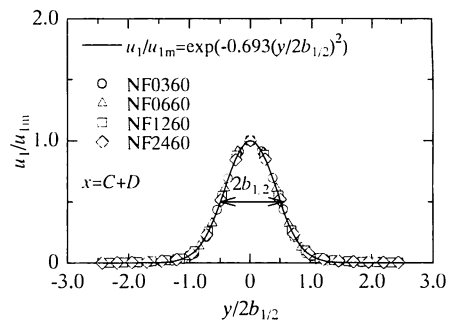


Fig.2 Distribution of velocity defects at the rear stagnation section in the wake

り始める所で、ここでは後流の拡散があまり始まっていないと考えられる。また、速度欠陥の分布はカルマン渦の放出に伴う後流の幅の時間平均の分布であることから、図2中の $2b_{1/2}$ の値は後流渦の大きさを表す特性値であると考えられる。

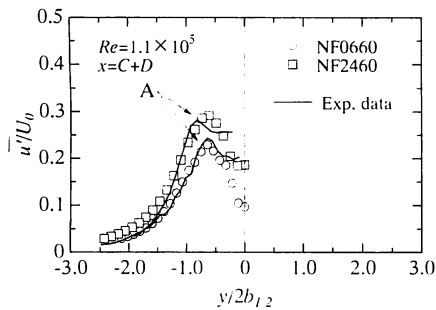
図3の(a)と(b)にはそれぞれ、主流方向速度変動の強さ(変動成分の実効値) \bar{u}'/U_0 の翼厚方向 $y/2b_{1/2}$ の分布、および流れ方向 x/D の分布の計算値を、2つの翼の場合を例に示している。図中の実線はいずれも実験値である。図(a)の場合、翼厚方向の分布や速度変動の最大値の位置(図中のA点)とレベルは翼厚に関係なくほぼ一致する。A点よりも内側で実験値が計算値より大きくなるのは、実験で使用したI型熱線では、上下のせん断層が強く干渉する領域で流れ方向の速度変動成分のみを測定することが出来なかったことによる。図(b)の分布の全体的な減衰の傾向も両者でよく一致する。

図4には周波数 fC/U_0 と後流の半幅 $2b_{1/2}/C$ (後流の幅 D^*/C)の関係を示している。ここでの周波数は、図3(a)のA点の位置における速度変動のスペクトル分布のピーク周波数である。また、図中の実線はストロハル数 S_t が0.2であるとした場合の周波

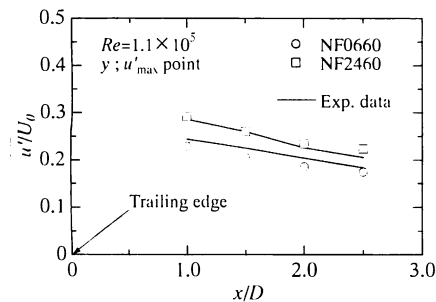
数 f と後流の幅 D^* の関係を示している。計算の結果は実線と良い相関関係にあり、代表寸法として後縁から $1.0D$ の位置での半幅をとることによって、ストロハル数(無次元周波数)がほぼ一定と見なせる。即ち、この $2b_{1/2}$ は流れの変動を代表する重要な特性量であることが分かる。以上のことから、離散渦法による計算結果は単独平板翼の近距離場後流の変動量、周波数、およびその分布を適切に表し得ることが分かった。

4.2 翼周りの流動特性 図5は、式(4)による翼周りの循環 $\Gamma_s/(U_0 C)$ の変動のスペクトル分布の翼形状による違いを示している。図中の破線は変動周波数 f とその循環の変動値 $\Gamma_s/(U_0 C)$ の積を一定とした場合の関係である。循環の変動値のピークの値は破線の分布にほぼ一致する。これは図4の結果も勘案すると、後流中に大きなカルマン渦が発生した場合(D^*/C が大きい)、翼周りには低周波の強い循環が生じることを意味している。

次に、翼表面上の圧力変動の分布を図6の(a)と(b)に示す。図(a)には翼表面上の圧力変動の実効値 $\bar{p}'(z)/(0.5\rho_0 U_0^2)$ の分布を、図(b)には圧力変動の時間微分の実効値 $\overline{\dot{p}'(z) dt}/(0.5\rho_0 U_0^2)$ の分布を示している。図(a)の翼表面上の任意の点 x/C における圧力



(a) Distribution in the thickness direction



(b) Distribution in the chord direction

Fig.3 Distribution of velocity fluctuations

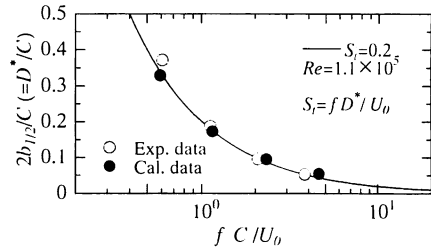


Fig.4 Relationship between the wave number and the half width of the wake

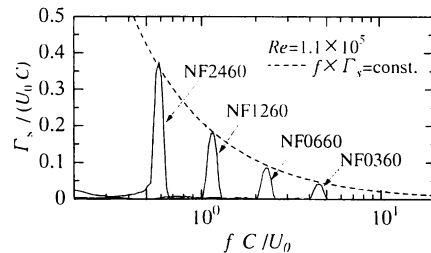
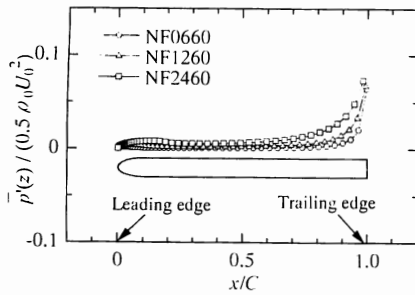


Fig.5 Spectral distribution of circulation fluctuation around the blade

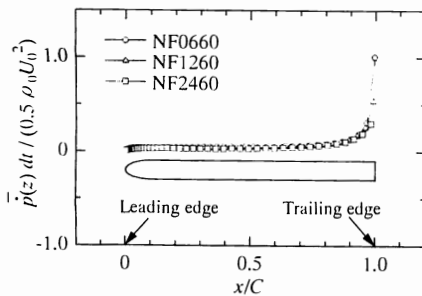
変動は、後縁から放出される渦に伴って変化する翼表面上の渦点の分布によって誘起される。このため定性的には、翼厚が大きくなる程後縁近くの強い後流渦の循環によって翼表面上へ強い変動を誘起し、翼弦長に沿う上流側の圧力変動の値も大きくなっていくと考えられる。一方、図(b)の圧力変動の時間微分の分布は翼厚、即ち、カルマン渦の大きさに依らず一定の分布になっている。これは、1周期当たりの循環の変動の時間的な変化率が、翼厚によらず一定になることを示すものである。

この圧力変動の分布の発生音への影響を定量的に評価するために、弦長方向相関長さ l_c を定義する。空間的な相関長さには、相互相関係数 $R(z_0, z)$ の分布に基づく積分長さが用いられることがある⁽¹⁵⁾。Maruta⁽⁶⁾らはこの相関長さによる音源が、圧力変動の時間微分の分布と関係することを指摘している。図6の(b)の結果によれば、音源と考えられる圧力変動の時間微分の分布は翼後縁に集中しており、それらの変動は後縁側で最も高い値を示す。そこで翼後縁の位置を z_0 として、弦長方向相関長さ l_c を式(6)として定義する。

$$l_c = \frac{1}{R(z_0, z_0)} \int_0^c R(z_0, z) dz \dots\dots\dots (6)$$



(a) Intensity of the pressure fluctuation



(b) Intensity of the time derivation of the pressure fluctuation

Fig.6 Characteristics of pressure on the blade surface

ここで

$$R(z_0, z) = \frac{\overline{\dot{p}(z_0)\dot{p}(z)}}{\overline{\dot{p}(z_0)^2}}$$

図7は弦長方向相関長さ l_c/C の翼厚 D/C による違いを示したものである。図中の○は深野らの実験式⁽⁶⁾による値を示しており、この実験では翼厚を一定として翼弦長を変化させて l_c の特性を検討している。このとき、 l_c は後流渦放出周波数の波長 λ の 1/4 の大きさが翼弦長を超えるか否かで音圧レベルの傾向が異なることを基にして、 $l_c = \lambda/4$ (if $\lambda/4 < C$), $l_c = C^2/(\lambda/4)$ (if $\lambda/4 > C$) として定義している。文献(6)の実験式による l_c は、式(6)による値よりもかなり長く見積られる。一方、式(6)による l_c の値はいずれの翼厚でも一定となり、音源は翼後縁に集中していることが分かる。

4.3 騒音予測

図8に一様流中に設置された単独翼から発生する空力音の概念図を示している。DFNの発生は翼の後縁付近ではく離れた流れがカルマン渦を形成し、その渦が流出する際の翼表面上の局所循環変動が翼表面上に圧力変動を起こすことによると考えられる。後縁から放出する渦によって発生する音響パワー W_D の予測式は、式(7)が提案されている⁽⁶⁾⁽¹⁵⁾。

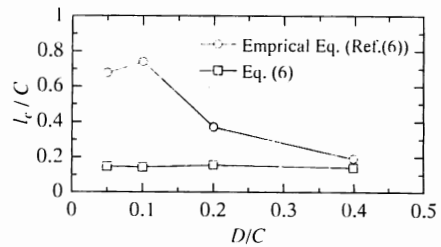


Fig.7 Variations of the chord wise correlation length with blade thickness

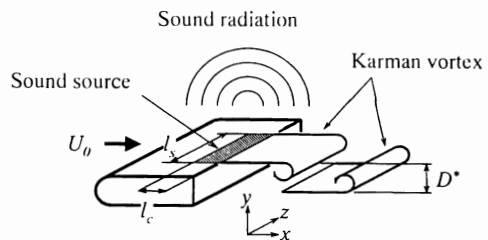


Fig.8 Physical model of aeroacoustic source of an isolated flat plate blade in a uniform flow

$$W_D = \frac{\rho_0}{48\pi a_0^3} \int_{SPAN} l_c U_0^4 S_c \left\langle \left[\frac{\partial C_L(t)}{\partial t} \right]^2 \right\rangle dz \dots\dots\dots(7)$$

ここで、 ρ_0 は空気密度、 a_0 は音速、 $C_L(t)$ は揚力係数で、 $\langle \dots \rangle$ は時間平均を示している。また、 S_c は一つの音源の広がりを表す相関面積であり、スパン方向相関長さ l_s と弦長方向相関長さ l_c の積で表される。

3章の離散渦法は二次元計算であるために、スパン方向相関長さ l_s を計算で見積もることが出来ない。このスパン方向相関長さについてはいくつかの報告⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾があるが、ここでの l_s は文献(6)による式(8)の実験式で与えることにした。

$$l_s = 20D \frac{\bar{u}'}{U_0} \dots\dots\dots(8)$$

ここで、 D は後流の幅で、本研究では後流の半値幅 $2b_{1/2}$ とした。

著者らの風洞実験⁽¹²⁾⁽¹³⁾によれば、平板翼から発生

する DFN は基本周波数の 1 次の騒音レベルが高く、式(7)の揚力係数 $C_L(t)$ は循環が正弦波的な変動をしていると考えることができる。この結果より、揚力係数 $C_L(t)$ は式(9)のように仮定する。

$$C_L(t) = \frac{2\sqrt{2} \bar{\Gamma}_s \sin(\omega t + \phi)}{U_0 C} \dots\dots\dots(9)$$

ここで、 $\bar{\Gamma}_s$ は翼周りの循環の変動の実効値で、式(4)の循環の時間波形の実効値を用いる。この時の音圧レベル SPL は、音響パワーと最大音圧の関係から、式(10)として与えられる。

$$SPL = 10 \log_{10} \left\{ \frac{1}{8} \left(\frac{\rho_0 l_c f \bar{\Gamma}_s U_0}{a_0 \rho_0 r C} \right)^2 l_s b \right\} \dots\dots\dots(10)$$

ここで、 p_0 は最小可聴音圧で $2.0 \times 10^{-5} \text{Pa}$ 、 r は測定位置と音源の距離、 f は循環の変動周波数、 b はスパン長さ($b=230\text{mm}$)を示している。

図9には音圧レベル SPL の予測値の翼厚 D/C による変化を示している。図中の●印は風洞実験による実測値を示しており、破線はその分布から $\pm 3\text{dB}$ の誤差を示している。文献(6)の実験式による l_c を用いた予測では、全体的に音圧レベルが高くなる。一方、式(6)による l_c を用いた場合の予測値は実測値に近い。これは、単独平板翼から発生する DFN の音源は、圧力変動の時間微分の領域と密接に関係することを証明するものである。即ち、後縁から発生する DFN の翼弦長方向の音源の相関長さは必ずしも音の波長で整理されるものではなく、その翼厚によらず一定に保たれることが分かる。

図10は DFN のピーク音圧レベル SPL の実測値と、式(10)の各パラメータに離散渦法によって求めた値を代入した場合の予測値の関係を比較したものである。図中の実線は実測値と予測値が一致する線で、破線は $\pm 3\text{dB}$ の誤差を示している。この時、風洞実験では主流速度を 19.2m/s から 55.0m/s まで変化させている。単独平板翼から発生する DFN は、離散渦法の計算結果を用いることで翼形状と主流速度の違いによらず約 $\pm 3\text{dB}$ の精度で予測できた。

5. 結論

離散渦法により単独平板翼周りの流動特性を計算し、カルマン渦放出に伴う DFN の音源の性質の究明と、その性質に基づいた騒音の予測を行った結果、以下の結論を得た。

- (1) 離散渦法による非定常流れの計算で、単独平板翼の後縁から近距離場の後流の変動周波数、

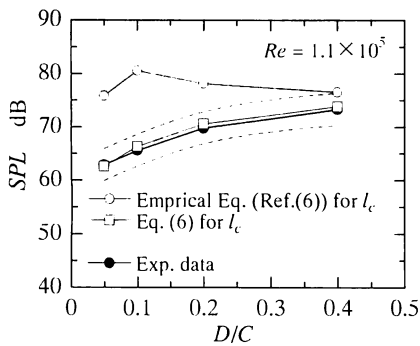


Fig.9 Variations of predicted SPL with thickness

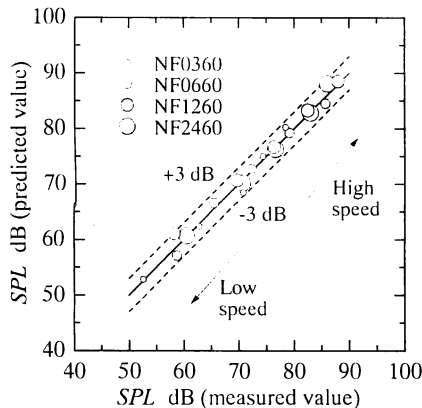


Fig.10 Comparison of the predicted SPL with the measured

- 変動値、およびその分布を十分精度良く近似することができる。
- (2) 後流の半振幅をストロハル数の代表寸法に用いると、無次元周波数を一定にまとめることができる。
 - (3) 弦長方向の音源分布は翼後縁に集中しており、その分布は翼厚によらず一定の長さに保たれる。
 - (4) 離散渦法による今回提案した諸量を用いて騒音の予測をした結果、単独平板翼から発生するDFNの音圧レベルを約±3dBの精度で見積もることができた。
- 参考文献**
- (1) 児玉, 他3名, 二重反転軸流送風機の流体力学的特性と騒音特性に関する実験的研究(第1報, 軸間距離, 電動機の支持形態の影響), 機論, 60-576, B(1994-8), pp.2764-2771
 - (2) 児玉, 他3名, スクロールレス遠心送風機の騒音に関する研究(羽根前縁と口金壁面間の距離, ベルマウス出口形状および口金すきまの影響), 機論, 63-613, B(1997-9), pp.3025-3032
 - (3) 新原, 他3名, 多翼ラジアルファンの流体力学的特性と騒音特性に関する実験的研究(流体力学的特性および騒音特性に及ぼす羽根車内径, 羽根枚数の影響), 機論, 62-602, B(1996-10), pp.3642-3648
 - (4) T. Fukano, et al., PERIODIC VELOCITY FLUCTUATIONS IN THE NEAR WAKE OF A ROTATING FLAT-PLATE BLADE AND THEIR ROLE IN THE GENERATION OF BROADBAND NOISE, J. Sound Vib., 181-1 (1995), pp.53-70
 - (5) 深野, 他3名, 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, 機論, 63-610, B(1997-6), pp.2047-2054
 - (6) 深野, 他3名, 一様流中に流れに沿って置かれた平板から発生する離散周波数騒音に関する研究, 機論, 51-468, B(昭60-8), pp.2505-2512
 - (7) 三宅, 他2名, 機論, Large Eddy Simulationによる音源分布の解析, 59-567, B(1993-11), pp.3475-3481
 - (8) 古池, 他3名, 数値解析による流体音の音源分布の解析, 機論, 62-595, B(1996-3), pp.992-998
 - (9) 加藤, 他4名, LESによる流体音の予測(第1報, 二次元円柱からの放射音), 機論, 60-569(1994-1), pp.126-132
 - (10) S.M.Belostserkovsky, et al., TWO-DIMENSIONAL SEPARATED FLOWS, CRC Press, (1993), pp.31
 - (11) 稲室, 足立, うず放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの解法(第2報, 単独円柱周りの流れ), 機論, 52-476, B(昭61-4), pp.1600-1607
 - (12) 林, 他4名, 後流の周期的変動現象と後流特性量の関係について, 長崎大学工学部研究報告, 26-47(1996), pp.137-143
 - (13) 佐々木, 他2名, 離散渦法による単独翼から発生する空力騒音の予測, 長崎大学工学部研究報告, 29-52, (1999), pp.33-41
 - (14) H. Schlichting, Boundary-Layer Theory, McGRAW-HILL BOOK COMPANY, Six Edition, CHAPTER VIII, pp.135-148
 - (15) I.J.Sharland, SOURCES OF NOISE IN AXIAL FLOW FANS, J. Sound Vib., 1-3 (1964), pp.302-322
 - (16) Y.MARUTA, et al., SEPARATED FLOW NOISE OF A FLAT PLATE AT LARGE ATTACK ANGLES, J. Sound Vib., 89-3 (1983), pp.335-357
 - (17) 横井, 亀本, 二次元的な境界層はく離流れに潜在する初期の三次元渦構造(円柱上層流境界層はく離の可視化観測), 機論, 57-534(1991-2), pp.427-433
 - (18) 飯田, 他3名, 空力音の発生機構に関する実験的解析(第1報, 円柱表面圧力変動の空間相関について), 機論, 61-592(1995-12), pp.4371-4378