

多翼ファンから発生する広帯域騒音に及ぼすカルマン渦列の影響*

佐々木 壮一^{*1}, 児玉 好雄^{*1}, 畠山 真^{*2}Influence of Karman Vortex Street on the Broad Band Noise
Generated from a Multi-Blade FanSouichi SASAKI^{*3}, Yoshio KODAMA and Makoto HATAKEYAMA^{*3} Department of Mechanical Systems Engineering, Nagasaki University,
1-14 Bunkyo-machi, Nagasaki-shi, Nagasaki, 852-8521 Japan

In the prediction theory for the broadband noise generated from a multi-blade fan, the vortices in the Karman vortex street was divided into n pieces. The local lift produced by the multiple vortices was substituted for the sound pressure of the fan noise. The frequency distribution of the noise was estimated so that the Strouhal number could become constant even if the wake is spread by the diffusion. From the results of the measurement of the internal flow of the fan, it was found that the noise was related to the wake characteristics of the specific location in the scroll casing where the relative velocity was high. The noise operating in the vicinity of the maximum efficiency point of the fan was distributed over the domain from 500 Hz to 1250 Hz. The sound pressure within the frequency domain was in proportion to the sixth power of the flow rate coefficient, and it was inversely proportional to the second power of the frequency. It was experimentally proved that the influence of the Karman vortex street on the noise in the domains of high and low frequencies did not exist when the distribution of the estimated sound pressure level corresponded to the measured broadband noise.

Key Words: Vortex, Aerodynamic Acoustics, Wake, Turbo-machinery, Blade, Internal Flow

1. 序 論

多翼ファンから発生する騒音のスペクトル分布には、後流と舌部との干渉によって発生する離散周波数騒音だけでなく、広い周波数帯域に渡って分布する乱流騒音の両者が混在する⁽¹⁾。多翼ファンの羽根車の設計や運転の条件次第では、この広帯域に分布する乱流騒音の音圧レベルが離散周波数騒音よりも高くなることもある。この場合、この広帯域騒音が多翼ファンから発生する騒音の支配的因子となる。

Sharland⁽²⁾は、広帯域騒音の発生には翼に流入する流れの乱れ、翼面上の境界層の乱れ、および翼後縁からの渦放出の少なくとも三つの要因が関係することを論述している。一方、Mugridge⁽³⁾は軸流ファンの翼面上の乱流境界層から発生する広帯域騒音の予測理論を導出している。同研究で提案された予測理論は、羽根車の翼先端速度が 91.4m/s を超える実機の軸流

ファンの騒音の予測に対して有効であるとされている。しかし、多翼ファンのように形式の異なる小型の遠心ファンでは、羽根まわりの流動様相が軸流ファンとは異なる。このような多翼ファンの通常の運転状態における後流特性に基づいて、広い周波数の帯域に分布する乱流騒音の予測理論が研究された例は少ない。

多翼ファンの羽根車の翼の後流にカルマン渦列が形成される場合には、後流中の複数の渦が隣接する翼の固体表面上の圧力と平衡状態を保つ。多翼ファンの後流特性が及ぼす空力騒音への影響は、羽根枚数の少ない軸流ファンとこの点で異なる。また、カルマン渦列の複数の渦中心の圧力とそれらの周波数の特性は、多翼ファンの広帯域騒音を形成する音圧のスペクトル分布に関係すると考えられる。

本研究は、多翼ファンから発生する広帯域騒音の特性をカルマン渦列からなる複数の渦の性質に基づいて考察したものである。実機の実証実験に基づいて、設計点で運転される多翼ファンから発生する広帯域騒音がカルマン渦列の性質と関係することや、本研究で提案された予測理論に基づく広帯域騒音の特性を以下に詳述する。

* 原稿受付 2004年12月16日。

^{*1} 正員, 長崎大学工学部(☎852-8521 長崎市文教町1-14)。^{*2} 正員, 東陶機器(株)(☎253-8577 茅ヶ崎市本村2-8-1)。

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

2. おもな記号

- B : 羽根枚数
 b : 羽根幅 mm
 C : 翼弦長 mm
 D_1 : 羽根車の内径 mm
 D_2 : 羽根車の外径 mm
 D_w : 正圧面側と負圧面側のせん断層の幅 mm
 D_{SS} : 負圧面側のせん断層の幅 mm
 d : 後流の幅 mm
 F : 揚力 N
 f : 周波数 Hz
 L : はく離領域の長さ mm
 L_S : 揚力のスパン方向相関長さ mm
 L_p : 音圧レベル dB
 L_A : A特性の音圧レベル dB
 N : ファンの回転数 rpm
 Q : 流量 m^3/min
 P : 圧力 Pa
 p : 音圧 Pa
 p_o : 最小可聴音圧 $20 \mu\text{Pa}$
 R_e : レイノルズ数
 r : 音源から観測点までの距離 m
 S_i : ストローハル数
 u : 周速度 m/s
 v : 絶対速度 m/s
 w : 相対速度 m/s
 x : 相対流れ場の座標 mm
 z : 羽根幅方向の座標 mm
 Γ : 循環 m^2/s
 θ : 音源と観測点との指向性を表す角度, またはスクロールケーシング周りの回転角度 deg.
 ϕ : 流量係数 $(=Q / (60 \pi D_2 b_2 u_2))$
 γ : 出口偏差角 deg.
 δ : 境界層排除厚さ mm

添え字

- 1: 羽根車入口側
 2: 羽根車出口側
 PS: 圧力面側
 SS: 負圧面側

3. 実験装置および実験方法

図1は供試羽根車とその円弧翼の形状を示したものである。表1にはそれらの主要寸法がまとめられている。以下の説明では、この羽根車による多翼ファンがSC99と表記されている。

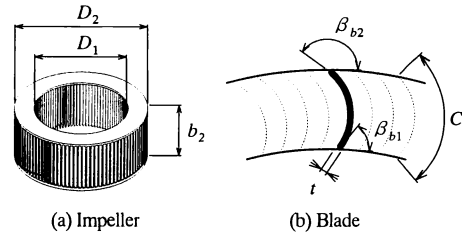


Fig.1 Impeller of the multi-blade fan

Table 1 Main dimensions of the impeller

Impeller	SC99
Inner diameter, D_1 mm	99
Outer diameter, D_2 mm	125
D_1/D_2 ratio, e	0.792
Chord length, C mm	14.7
Inlet angle, β_{b1} deg.	53.2
Outlet angle, β_{b2} deg.	144.5
Number of blades, B	100
Span length, b_2 mm	50
Thickness, t mm	1

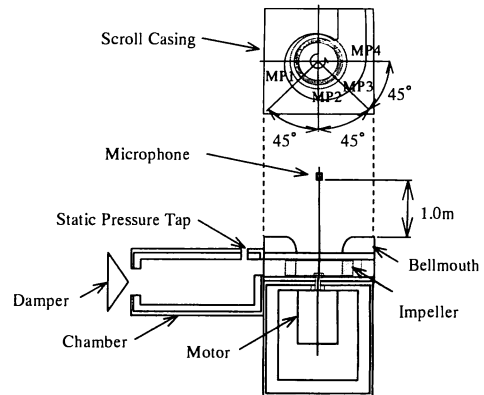


Fig.2 Experimental apparatus of SC99

図2には実験装置の構成が示されている。スクロールケーシングの形状は、文献(4)で用いられたものと同じである。ファンの騒音は無響室で測定され、この無響室での暗騒音のA特性の全帯域騒音レベルは25dB程度である。騒音の観測点は、送風機の回転軸上のベルマウス入口から1.0m上流側の点である。ファンの吐出口には無響箱が取り付けられており、無響箱には静圧孔と流量調整用のダンパーが設けられている。電動機から発生する騒音を遮断するために、電動機にはフェルト製の吸音材が内張りされたアルミニウム製の箱に収められ、箱全体がゴム製の遮音材で被覆され

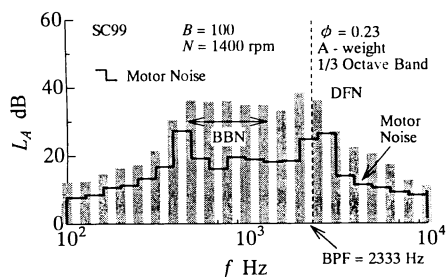


Fig.3 Spectra of the sound pressure level generated from SC99

ている。後述する図12と図13の実験結果には、最小二乗法で解析された傾向が図中に合わせて表示されている。ファン内部の流動様相の測定位置は図2に示したMP1からMP4の4点である。実測値の流れは、羽根車の外径よりも10mm外側の位置で、5孔球形ピトー管によって計測されたものである。ファンの試験回転数は1400rpmに設定し、ファンの設計点の流量係数は0.23とした。

4. 理論解析

4・1 多翼ファンの騒音 図3はSC99から発生するA特性の音圧レベルのスペクトル分布を1/3オクターブバンド毎に示したものである。翼通過周波数(図中のBPF)近傍では、離散周波数騒音(図中のDFN)が発生している。一方、1000Hz近傍の周波数帯域には、乱流騒音(図中のBBN)が分布している。本研究では、これが広帯域騒音と呼ばれている。この広帯域騒音の音圧レベルは離散周波数騒音のピーク周波数での音圧レベルと同程度である。ファンの運転条件次第では、この広帯域騒音がファンから発生する全帯域騒音レベル(ファン騒音と略称)に影響を及ぼす。

4・2 翼間の流動モデル 著者らは、多翼ファンの空力特性に関する研究⁽⁴⁾において、ファンの全圧の上昇にはハブ側に偏流した外向きの流れ(以下、主流部と略称)が貢献することを明らかにしている。本章では、この主流部での後流特性と空力騒音の関係について詳しく議論する。この後流特性はカルマン渦列によって形成される後流の幅とその拡散を解析した特性である。図4は羽根車の翼間の流動モデルを示したものである。羽根車の入口側の流れには予旋回がないとした。翼間の流れは正圧面側(PS側)では層流境界層を形成しながら翼表面に沿って流れるとした。また、負圧面(SS側)では、前縁ではく離れた後、再付着し

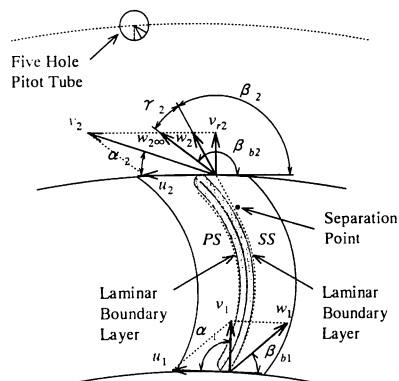


Fig.4 Schematic view of the flow between the blades

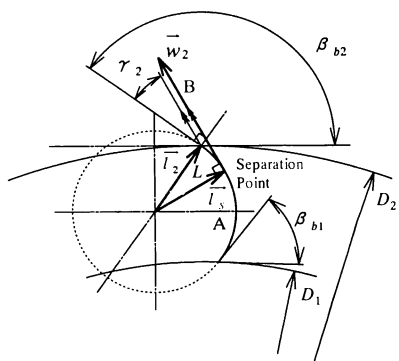


Fig.5 Configuration of the blade designed by an arc

た流れが層流境界層を形成し、その流れが翼の後縁近傍で再びはく離するとした。

図5には一円弧法で設計された円弧翼の形状が示されている⁽⁵⁾。負圧面側のはく離点は、実測値の出口偏差角 γ_2 で流出する相対流れの流線Bが円弧Aに接する点であるとした。はく離領域の長さLは円弧中心を原点とした翼後縁までのベクトル l_2 とはく離点までのベクトル l_s の関係から、式(1)のようにして求めた。

$$L = \left| \overline{l_2} - \overline{l_s} \right| \quad (1)$$

4・3 後流の幅 図6は羽根車出口側での後流の流動モデルを示したものである。正圧面側と負圧面側に発達する層流境界層の排除厚さは式(2)とした。

$$\delta_{ps} = \lambda_\delta \frac{5C}{\sqrt{Re}}, \delta_{ss} = \lambda_\delta \frac{5\xi}{\sqrt{Re_\xi}} \quad (2)$$

$$\therefore \xi = C - L$$

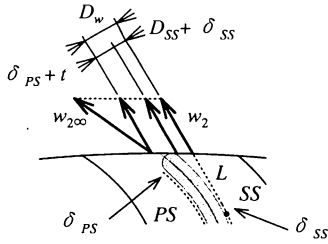


Fig.6 Schematic view of the wake at the impeller outlet

ここで、 λ_θ は境界層の厚さに対する排除厚さの割合である。ポールハウゼンの形状係数 Λ が -12 であるとした速度分布から⁽⁶⁾ λ_θ は 0.4 とした。また、 Re_ξ は流れが翼に沿う領域の長さ ξ と実測値の相対速度 w_2 を基準としたレイノルズ数である。負圧面側のせん断層の幅 D_{SS} は式(3)によって算出されたものである。

$$D_{SS} = \lambda_{SS} L \sin \gamma_2 \quad (3)$$

ここで、 λ_{SS} は負圧面側のせん断層の幅に対する排除厚さの割合である。形状係数 Λ が 1 はく離流れの近似に対して -30 として与えられると⁽⁶⁾、 λ_{SS} はおおよそ 0.6 になる。以上の見積もりから、翼後縁での正圧面側と負圧面側のせん断層の幅 D_w は式(4)として与えられる。

$$D_w = \delta_{PS} + t + D_{SS} + \delta_{SS} \quad (4)$$

ここで、 t は翼厚である。翼を通過した流れは、このせん断層の幅とは異なる領域で渦なし流れを形成する(以下、噴流部と略称)。一方、カルマン渦列はこのせん断層の幅の内部で後流を形成する。

Schlichting⁽⁸⁾は、その半値幅で無次元化された物体の後流の速度欠陥の分布が正規分布になることを示している。このとき、後流の半値幅は主流に回復したせん断層の幅のおよそ半分になる。著者らは、平板翼の風洞実験において後流の幅をその半値幅で評価したとき⁽⁶⁾、ストローハル数がおおよそ 0.2 となることを示している⁽⁷⁾。これらの実験結果を参考にして、翼後縁での後流の幅 d_2 は式(4)のせん断層の幅の半分である($d_2 = D_w/2$)として整理した。

4.4 カルマン渦列の離散化 図7は後流中のカルマン渦列のモデルを示したものである。噴流部の相対速度が近距離場後流で大幅に減速することなく、その後流がストローハル数を一定に保つように拡散するときには、カルマン渦列の後流の幅を相対速度の方向に

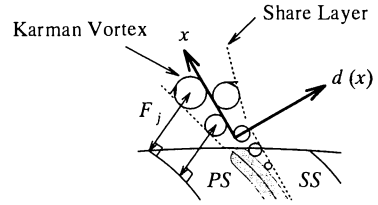


Fig.7 Schematic view of Karman vortex street in the wake

沿った座標 $x \rightarrow n$ 個に離散化することができる。

$$d_j = \frac{S_j w_2}{f_j}, \because j = 2 \sim n \quad (5)$$

ここで、 f は渦放出周波数、 S_j はストローハル数($S_j = 0.2$)、 w_2 は相対速度である。このとき、 $j=2$ は羽根車出口側であることも意味する。カルマン渦列によって形成される後流の幅は、 $1/3$ オクターブバンドの中心周波数毎に離散化されている。式(5)によって見積もられた $d_{j=2}$ は、前節の式(4)に基づく d_2 と同じ後流の幅である。

4.5 カルマン渦列によって生じる音圧 Curle⁽¹⁰⁾は、Lighthill⁽¹¹⁾の音響波動方程式に対して固体表面の影響を考慮し、固体表面から放射される音響波動方程式の解を式(6)として与えている。

$$p(t) = \frac{1}{4\pi a_0 r^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_s P_i(t) dS \quad (6)$$

ここで、 $p(t)$ は音圧、 a_0 は音速(340m/s)、 r は音源から観測点までの距離、 $P_i(t)$ は固体表面上の微小面積 dS に作用する圧力である。このとき、式(6)の右辺が翼の投影面積などで一つの揚力係数に置き換えられると、後流中に分布するカルマン渦列の個々の渦による音圧の性質を捉えることは出来ない。そこで、本研究では n 個に離散化されたカルマン渦列の、ある一つの渦によって生じる音圧 p_j が式(7)になるとした。

$$p_j = \frac{1}{4\pi a_0 r} \frac{\cos \theta}{r} \frac{\partial F_j}{\partial t}, \because j = 2 \sim n \quad (7)$$

ここで、 θ は音源と観測点の指向性を表す角度、 F_j は一つの渦によって生じる局所揚力である。カルマン渦列の一つの渦の循環 Γ_j は、式(8)の線形の変動として見積もられている。

$$\Gamma_j(t) = \pi d_j w_2 \sin(\omega_j t + \varepsilon) \quad (8)$$

ここで、 d_j は式(5)の関係によって離散化された後流の幅、 ω_j は渦放出の角周波数 ($\omega_j = 2\pi f_j$)、 ε は位相遅れである。この循環によって生じる局所揚力の微分は式(9)となる。

$$\frac{\partial F_j}{\partial t} = \frac{\rho \pi w_2^2 d_j L_{Sj} \omega_j}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

$$\therefore F_j = \rho w_2 \Gamma_j(t) L_{Sj}$$

ここで、 $\overline{\quad}$ は実効値を意味する記号、 L_{Sj} は局所揚力のスパン方向相関長さである。これらの渦に等方性の性質が仮定されると、スパン方向相関長さ L_{Sj} の大きさは後流の幅 d_j と同程度になる⁽⁹⁾。

後流中にカルマン渦列が存在する場合には、これらの渦中心の圧力が隣接する翼の固体表面上の圧力と平衡状態を保つ(図7参照)。従って、カルマン渦列によって発生する音圧は、式(10)のように整理される。

$$\overline{p} = \frac{\cos\theta \rho \pi w_2^3 d S_i}{2\sqrt{2} a_0 r}, \therefore d = \sum_{j=2}^n d_j \quad (10)$$

このとき、 n 個の渦による音圧が重ね合わされると、音圧のスペクトル密度の分布が得られる。

4・6 多翼ファンの広帯域騒音 式(10)は一枚の翼から放射される単位スパン長さ当たりの音圧である。多翼ファンの羽根枚数が b 枚、主流部の領域がブロッケージ係数 K_b で表されると、多翼ファンから発生する音圧の二乗は式(11)となる。

$$\overline{p}^2 = \left\{ \frac{\cos\theta \rho \pi w_2^3 d S_i K_\theta B (1 - K_b) b_2}{2\sqrt{2} a_0 r} \right\}^2 \quad (11)$$

$$\therefore d = \sum_{j=2}^n d_j, K_b = \frac{1}{b_2} \int_0^{b_2} \left(1 - \frac{v_{r2}(z)}{v_{r,max}} \right) dz$$

ここで、 K_θ はスクロールケーシングの周方向の偏流に関する実験定数である。また、ブロッケージ係数 K_b には、実測値の半径方向速度から求められた排除厚さが与えられている⁽⁴⁾。このとき、広帯域騒音の音圧レベルは式(12)となる。

$$L_p = 10 \log \left(\frac{\overline{p}^2}{p_o^2} \right) \quad (12)$$

ここで、 p_o は最小可聴音圧(20 μ Pa)である。式(5)と式(11)の関係から、カルマン渦列によって生じる音圧のスペクトル密度の分布を予測することができる。

5. 実験結果および考察

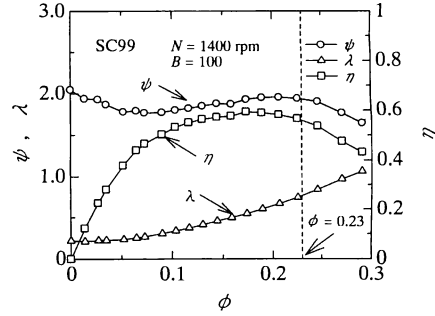


Fig.8 Performance curve of SC99

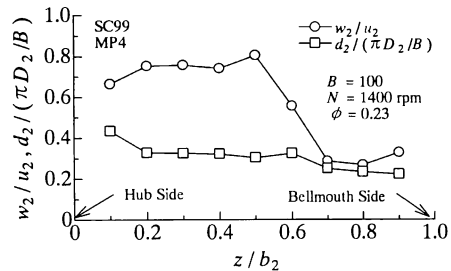


Fig.9 Distribution of the wake characteristics to the span direction

Table 2 Summary of the wake characteristics in the main flow domain and vortex flow domain

	w_2 m/s	d_2 mm	f_2 Hz
Main Flow Domain ($z/b_2 < 0.6$)	6.821	1.346	1014
Vortex Flow Domain ($z/b_2 > 0.6$)	2.693	0.921	582

5・1 ファンの空力特性 図8はSC99の空力特性を示したものである。空力特性の測定方法と無次元化の方法は、文献(4)と同じである。SC99の効率 η の最大値は流量係数 ϕ が0.2近傍で、およそ60%程度であった。設計点($\phi=0.23$)近傍でのファンの圧力係数 ψ と効率 η には、まだ大幅なファン性能の劣化が生じていないことがわかる。

5・2 ファンの内部流動の解析 図9には、相対速度と後流の幅のスパン方向の分布が示されている。これは、測定位置MP4で計測された実測値の分布である。ハブ側に偏流した相対速度の速い領域が主流部である。ここでは、便宜上、他方の領域を渦流部と呼ぶことにする⁽⁴⁾。表2は、相対速度と後流の幅によって見積もられた主流部と渦流部の渦放出周波数の平均値を整理したものである。表の記号 f_2 は式(5)のストローハル数

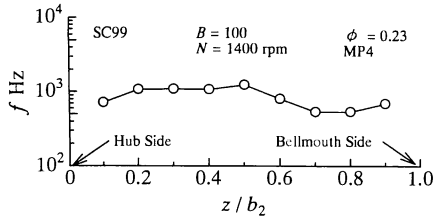


Fig.10 Distribution of the vortex shedding frequency in the wake to the span direction

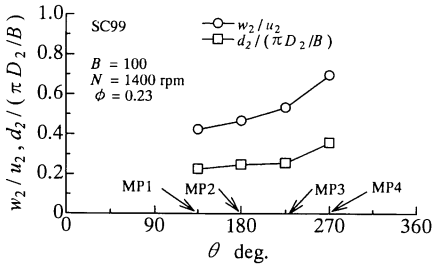


Fig.11 Distributions of the wake characteristics around the scroll casing

の関係によって見積もられた渦放出周波数である。この相対速度と後流の幅による音圧が式(10)によって評価されると、両者の音圧レベルには27.6dBの差が生じる。このことから、渦流部の相対速度と後流の幅がファンから発生する騒音に及ぼす影響は小さいことがわかる。

図10には渦放出周波数のスパン方向の分布が示されている。この周波数は図9の相対速度と後流の幅からストローハル数の関係によって見積もられたものである。スパン方向の渦放出周波数と音圧の分布は、広帯域騒音のスペクトル分布を決定する因子となる可能性がある。主流部での渦放出周波数は渦流部での周波数よりも高く、 $z/b_2=0.6$ 近傍には周波数の勾配が形成されている。前述の評価では、主流部での音圧レベルが渦流部での音圧レベルよりも27.6dB高かった。しかし、図3の実測値のファン騒音のスペクトル分布では、主流部における渦放出周波数 ($f=1014\text{Hz}$) の音圧レベルが、渦流部における周波数 ($f=582\text{Hz}$) の音圧レベルよりも僅かに小さかった。これらの関係から、SC99の広帯域騒音の周波数特性はこのスパン方向の周波数の勾配とは異なる特性であることがわかる。

図11には測定位置MP1からMP4までの相対速度と後流の幅の分布が示されている。横軸の θ は図2のス

Table 3 Summary of the wake characteristics around the scroll casing

MP θ	w_2 m/s	d_2 mm	f_2 Hz
MP4	6.373	1.404	908
MP3	4.880	1.004	972
MP2	4.271	0.971	880
MP1	3.877	0.885	876

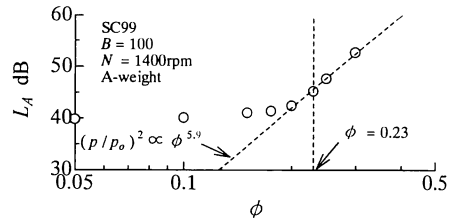


Fig.12 Relationship between the flow rate coefficient and sound pressure level

クロールケーシングの12時の方向を基準とした反時計回りの回転角度である。これらは主流部の平均値を整理したものである。相対速度と後流の幅は、MP4で最大となった。表3はスクロールケーシングの周方向の渦放出周波数を測定位置毎に整理したものである。各測定位置での渦放出周波数の差は最大で100Hz程度であった。しかし、MP4とMP3との音圧レベルの差が式(10)によって見積もられると、両者には9.9dBの差が生じる。以上の結果から、SC99のスクロールケーシング内部の流れはMP4近傍へ偏流し、広帯域騒音は速い相対速度で渦が流出する主流部の後流特性に関係することがわかった。

5・3 多翼ファンの広帯域騒音 図12はSC99から発生するファン騒音の流量特性を示したものである。流量係数が0.2よりも低い流量の範囲では、流量が増加しても、ファン騒音はほとんど上昇しなかった。低流量側では翼を通過する流れの相対速度も低速である。このことから、流量係数が0.2よりも低流量側でのファン騒音は、本研究で提案した流動モデルによって発生する騒音とは異なるものであると考えられる。流量係数が0.2よりも高流量側のファン騒音は、流量係数のおよそ6乗に比例して増加する特性になった。

図13はSC99から発生する音圧レベルのスペクトル分布を流量係数毎に示したものである。図(a)の $\phi=0.20$ の場合については、500Hzから1250Hz近傍に広帯域騒音が発生しているが、翼通過周波数近傍では離散周波数騒音が発生していない。同図の1700Hz近

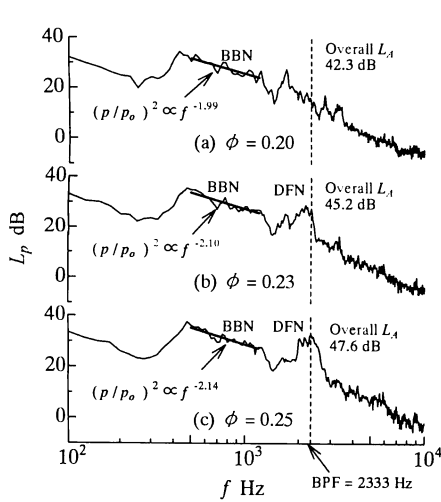


Fig.13 Spectra distribution of the fan noise with different flow rate coefficients

Table 4 Summary of the composite sound pressure level of the broad band noise and fan noise

ϕ	Broad Band Noise $L_A(\text{BBN})$ dB	Fan Noise L_A dB	Ratio $p^2(\text{BBN})/p^2(\text{Fan Noise})$
0.20	40.7	42.3	0.692
0.23	42.5	45.2	0.537
0.25	43.6	47.6	0.398

傍の騒音は機械振動によるものである。図(b)の $\phi = 0.23$ と図(c)の $\phi = 0.25$ の場合については、広帯域騒音と離散周波数騒音の両者が発生していることがわかる。500Hzから1250Hzに分布する広帯域騒音の音圧は、三者とも周波数のおよそ2乗に比例した分布となった。このとき、音圧レベルが音圧の2乗で表されることを勘案すると、その音圧の周波数特性は式(5)のストローハル数の関係を満足しながら拡散する後流の周波数特性に近いことがわかる。表4はA特性で補正された500Hzから1250Hzの周波数帯域の合成音圧レベルとSC99のファン騒音を流量係数毎に整理したものである。設計点 ($\phi = 0.23$) で運転されるSC99の広帯域騒音の音圧がファン騒音の音圧に占める割合は53.7%であり、その割合は低流量側ほど高かった。

図14はSC99から発生する騒音の音圧レベルの等高線図を示したものである。この等高線図の横軸は周波数、縦軸は流量係数である。設計点よりも高流量側では、翼通過周波数近傍の離散周波数騒音だけでなく1000Hz近傍の広帯域騒音の音圧レベルも高くなることからわかる。表5は最小二乗法によって解析されたSC99の音圧の流量係数に対する指数特性を周波数毎

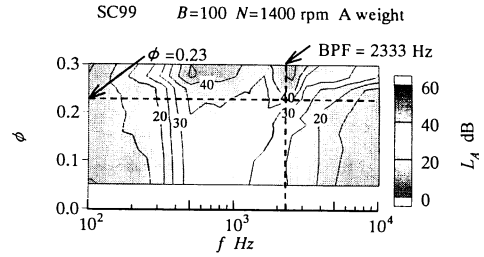


Fig.14 Contour line of the sound pressure level of SC99

Table 5 Relationship between the frequency in each 1/3 octave band and the exponential characteristic of the sound pressure on the flow rate coefficient

Frequency f Hz	Exponent S	Frequency f Hz	Exponent S
400	6.2	800	6.2
500	7.1	1000	6.3
630	6.6	1250	5.5

にまとめたものである。この解析には、図14の最高効率点よりも高流量側 ($\phi \geq 0.20$) のデータが用いられている。表の記号 f は400Hzから1250Hzまでの1/3オクターブバンドの中心周波数である。また、記号 S は図12に記載されている流量係数の指数部 ($(p/p_0)^2 \propto \phi^S$) に相当する。SC99の音圧は各周波数で流量係数のおよそ6乗に比例する関係になった。これは、この周波数帯域での音圧の音源は双極子型の性質であることを示すものである。

前節の内部流動の解析では、設計点近傍で運転される広帯域騒音の音圧は、MP4近傍から放出される主流部のカルマン渦列の影響を受けることが明らかになった。しかし、今回の実験ではMP4近傍の偏流について、その定量的な影響を解析することができなかった。後述の図15では、その解析的な予測に対する一つの試みとして、MP4の実測値に対して24deg.偏流した流れの影響が実験定数 K_ϕ として与えられている ($K_\phi = 24/360$)。ファンから発生する空力騒音を予測する上では、流れの非定常特性の影響や実験的に仮定されたパラメータについて、今後も慎重に評価する必要がある。

図15はSC99の実測値の音圧レベルのスペクトル分布と予測値を合わせて示したものである。周波数は10Hzから10kHzまで1/3オクターブバンド毎に離散化され、予測値の音圧レベルにはA特性の聴感補正が施されている。予測値の音圧レベルは500Hzから1250Hz近傍で実測値の音圧レベルと同程度になった。低周波側の実測値の音圧レベルは予測値よりも小さい。

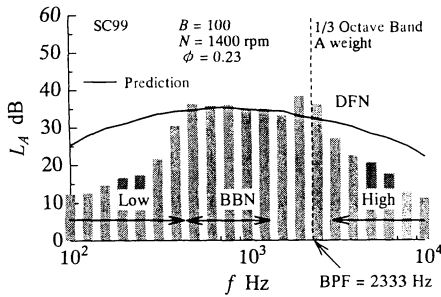


Fig.15 Comparison of the measured broad band noise of SC99 with predicted spectra

これは、低周波の発達したカルマン渦は翼との距離が離れるために、渦中心の圧力が観測点の音圧に影響しないためであると考えられる。また、高周波側の実測値の音圧レベルも予測値より小さい。これは、高周波側の音圧レベルは境界層の乱れや負圧面側のせん断層内部の規模の小さな渦の変動と関係するためであると考えられる。一方、翼通過周波数近傍での実測値の音圧レベルは予測値を超えている。この離散周波数騒音については、広帯域騒音とは異なる流動モデルで空力騒音との関係を考察する必要がある。

6. 結 論

多翼ファンから発生する広帯域騒音の特性について調査した結果、以下の結論を得た。

- (1) 渦流部の後流特性が多翼ファンから発生する広帯域騒音に及ぼす影響は小さいことがわかった。
- (2) 多翼ファンの広帯域騒音の周波数特性は、羽根車のスパン方向に形成されるカルマン渦列の渦放出周波数の勾配とは異なる特性であった。
- (3) 多翼ファンから発生する広帯域騒音は、スクロールケーシング内部の偏流によって、速い相対速度で渦が流出する主流部のカルマン渦列の影響を受けることが明らかになった。
- (4) 多翼ファンから発生する実測値の広帯域騒音の音圧は500Hzから1250Hzまでの周波数帯域で流量係数の約6乗に比例し、その周波数の約-2乗に比例する

特性になった。

- (5) 本研究で提案した予測値の音圧レベルが実測値の広帯域騒音と一致する場合には、高周波側と低周波側の音圧レベルにはカルマン渦列の影響は及ぼさないことがわかった。

参 考 文 献

- (1) Sasaki, S., Hayashi, H., and Kodama, Y., Broad Band Noise Radiation from a Multi-Blade Sirocco Fan by the Wake Vortices in the Separated Share Layer, *Proc. of the 7th. Asian International Conference on Fluid Machinery*, Paper No. 40010 (2003), CD-ROM
- (2) I. J. Sharland, Sources of Noise in Axial Flow Fans, *J. Sound Vib.*, 1(3) (1964), 302-322
- (3) B. D. Mugridge, Acoustic radiation from Aerofoils with Turbulent Boundary Layer, *J. Sound Vib.*, 16(4) (1971), 593-614
- (4) 佐々木壮一, 児玉好雄, 畠山真, 多翼シロッコファンの空力特性に及ぼす混合損失の影響, *機論 B*, 71-701, (2005), 72-79
- (5) 生井武文, 井上雅弘, ターボ送風機と圧縮機, (1988), 233, コロナ社
- (6) 生井武文, 井上雅弘, 粘性流体の力学, (1978), 125 および 221, 理工学社
- (7) 佐々木壮一, 林秀千人, 児玉好雄, 深野徹, 一樣流中の単独平板翼の後流渦に基づく空力音源の研究, *機論 B*, 67-663, (2001), 2655-2661
- (8) Hermann Schlichting, *Boundary-Layer Theory Sixth Edition*, (1968), 693, McGRAW-HILL BOOK COMPANY
- (9) 佐々木壮一, 児玉好雄, 平板翼の後流に形成される定在波とコヒーレント構造, *ながれ*, 22-4 (2003), 325-335
- (10) N. Curle, The Influence of the Solid Boundary Upon Aerodynamic Sound, *Proc. Roy. Soc. London*, A231 (1955), 505-514
- (11) M. J. Lighthill, On sound generation aerodynamically (I. General theory), *Proc. Royal Soc. London*, A211 (1951), 564-587