

円柱後流の大規模構造と空力音について

飯田 明由 大田黒俊夫
日立機械研究所

On Aerodynamic sound and Large Scale Eddies in the Wake of a Circular Cylinder

by

Akiyoshi Iida and Toshio Otaguro

Mechanical Engineering Research Laboratory, Hitachi, Ltd.

ABSTRACT

We predict aerodynamic sound from a circular cylinder focusing on the relationship between radiated sound and coherence length of surface pressure fluctuation. We estimated experimentally the coherence length, L_c , defined as the integral scale of the spanwise coherence function of surface pressure fluctuation. We attempted to calculate sound spectra with a modified Curle's equation by using measured surface pressure fluctuations and L_c . Up to five times the fundamental frequency, the predicted spectra of radiated sound are in good agreement with those actually measured. Here, L_c turns out to act as a good index to estimate the character of radiated sound by using surface pressure fluctuation. We also found that the spanwise coherence function at the fundamental frequency is a Gaussian function, including spanwise spacing with Reynolds number as a control parameter, and revealed that the coherence length L_c is inversely proportional to $Re^{1/2}$. The wavelength of shear layer instability in the laminar wake of a circular cylinder is proportional to the thickness of separating boundary layer, which scales approximately with $Re^{1/2}$. Therefore, we speculate that L_c is related to the wavelength of shear layer instability. We evaluated the distribution of aerodynamic sound source by using coherent output power (Cop) in terms of vorticity and aerodynamic sound. It was found that Cop is high near the formation region of Karman vortices; that is, $X/D=1.5$ to 2.0 , $Y/D=\pm 0.4$. This result shows that separated shear flows contribute strongly to the aerodynamic sound generation.

Keywords: Aerodynamic sound, Turbulence, Wake, Pressure fluctuation

1.はじめに

新幹線、空調機などの製品では空気力学的に発生する騒音、いわゆる空力音が問題になっている。著者らは、空力音の低減手法を開発することを目的に、空力音の発生機構に関する研究を進めている。

Phillips¹⁾は流れの空間構造が空力音の発生に関係することを明らかにし、円柱に働く流体力(揚力)変動と円柱スパン方向の空間相関長を用いて低レイノルズ数($Re=160$)の円柱周りの流れから発生する空力音を求めた。本研究では基本的にはPhillipsと同様の考え方を用いて空力音を予測する。ただし、従来の研究では、乱流中に含まれる様々な渦の特徴を考慮していないため、渦スケールの違いが空力音に及ぼす影響が考慮されていなかった。このため、空力音のスペクトルを精度良く予測することが困難であった。そこで本研究では、(1) 流体力のかわりに円柱表面の圧力変動をスパン方向、周方向に測定し、(2) さらにスパン方向圧力変動のコヒーレンスを求め、(3) それをスパン方向距離に関して積分し、周波数毎の積分特性距離、すなわち各渦の空間スケールを求めた。この渦スケールを用いて、空力音スペクトルを予測するとともに、渦構造と空力音の関係について考察する。最後に、円柱後流の渦度と音源である表面圧力変動のコヒーレンスを測定

し、空力音に対する渦度変動の寄与を求め、空力音の発生原因となる渦度変動が、カルマン渦の形成領域に集中していることを示す。

2.基礎方程式

マッハ数が小さく、物体の代表寸法が、空力音の音波の波長に比べて十分小さい場合、流れの中に置かれた物体から発生する空力音は、流体力の時間変化に起因することが、Curle²⁾によって導かれた。

また、Curleの理論を用いて空力音を計算する際、物体各部に働く流体力の相互相関を考慮する必要があることがPhillipsにより示された。

二次元円柱の場合は、スパン方向に流体力が同位相で働くとみなせる空間相関長 L_c を用いて、空力音は以下の式により計算できる。

$$\overline{p^2(x)} = \frac{1}{16\pi^2 a^2 x^4} LL_c \left(x_i \frac{\partial f_i}{\partial t} \right)^2 \quad (1)$$

ここで、 p は音圧、 a は音速、 f_i は単位長さ当たりの流体力、 L は円柱の長さである。本研究では、単位長さ当たりの流体力 f_i を円柱周方向の微小長さ δ に働く表面圧力変動 P を用いて、

$$f_i = \int_0^{2\pi} n_i P \frac{D}{2} d\theta \quad (2)$$

として求めた。ここで n_i は円柱表面上の外向き単位法線ベクトルである。本実験では $d\theta = \pi/18 (=10^\circ)$ 毎にスパン方向に 12 点の表面圧力変動を求めて空力音を計算した。

3 実験装置

低騒音風洞 (流速 50 m/s 時の暗騒音 60 dB(A)、乱れ強度 0.5 % 以下、平均速度の非一様性 1 % 以下) に円柱 (直径 $D=40$ mm、長さ $L=500$ mm、アスペクト比 12.5) を、風洞ノズル出口から 250 mm 下流に設置し、レイノルズ数を 1.0×10^4 から 1.4×10^5 の範囲で変化させ、空力音、表面圧力変動 (12 点同時測定)、後流の渦度測定を行った。

座標系は円柱中心を原点とし、流れ方向を X 軸、円柱軸方向を Z 軸、X 軸と Z 軸に直角な方向を Y 軸とした。また、円柱の前方淀み点を基点とし Z 軸周りの回転角を θ とする。

表面圧力センサはスパン方向に 1 列に $0.375D$ 間隔で 11 個及び $0.750D$ 離れた位置に 1 個の計 12 個設置し³⁾⁻⁵⁾、上流淀み点 ($\theta=0^\circ$) から 10 度おきに後縁 ($\theta=180^\circ$) まで測定した。

渦度の測定には熱線を 4 本組み合わせた渦度プローブを使用した⁶⁾。

4. 相関長を用いた空力音の予測

図 1 に円柱表面のスパン方向コヒーレンスの測定結果を示す。図 1 において山のように盛り上がっている部分はコヒーレンスが大きいことを示し、また、その高さの変化が (スパン方向軸に対して) 小さい場合、コヒーレンスが円柱軸方向に変化しないことを示す。この図から円柱表面の圧力変動が強い二次元性を持った大規模構造渦と乱雑な乱流渦からなることがわかる。

このことから、表面圧力変動は周波数毎に異なる空間スケールを持つと考えられる。したがって、相関長 L_c を周波数毎に求める必要がある。速度変動の空間構造は積分特性距離⁷⁾⁻⁹⁾によって表わされるが、表面圧力変動に関しても積分特性距離の考え方を適用し、さらに、積分特性距離を周波数の関数として求めるため、空間相関の代わりに、コヒーレンス $C(f, \zeta)$ を用いる。コヒーレンスを各周波数毎に空間距離に関して積分し、相関長さ $L_c(f)$ を以下のように定義した。

$$L_c(f) = \int_0^\infty C(f, \zeta) d\zeta \quad (3)$$

式(1)に式(3)を代入し、円柱から放射される空力音を計算した結果を図 2 に示す。

図中で○印はマイクロフォンによる音の直接測定結果、実線は式(1)を用いて計算した空力音のスペクトルである。

カルマン渦の二次のピーク近傍の周波数成分は一次、三次に比較して計算と実験の不一致が大きい。円柱背面では、カルマン渦が交互に通過するため、カルマン渦の 2 倍、すなわち、二次成分の圧力変動が極めて大きい。したがって、二次成分の音は $\theta=180^\circ$ 近傍に音源を持つと考えられる。式(1)において、音の測定位置を円柱側面とした場合、各 θ の表面圧力測値に $\cos^2\theta-90^\circ$ の重みがかかる。したがって、圧力変動の大きな成分の寄与が小さく、表面圧力があまり大きくない位置のデータから空力音を計算していることになる。同様に、二次成分の圧力変動が $\theta=90^\circ$ では小さいことなどから、相関長の推定精度も低いと考えられる。したがって、測定誤差の影響が一次や三次の場合に比べて大きいと考えられる。

二次のピーク近傍の成分を除けば、計算結果はカルマン渦の基本成分の 5 倍程度の周波数までマイクロフォンによる直接測定結果とよく一致しており、相関長 L_c を用いて空力音を推定することが可能であることがわかる。

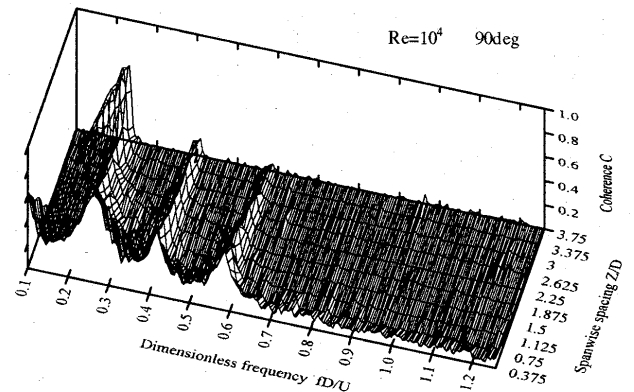


図1 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス

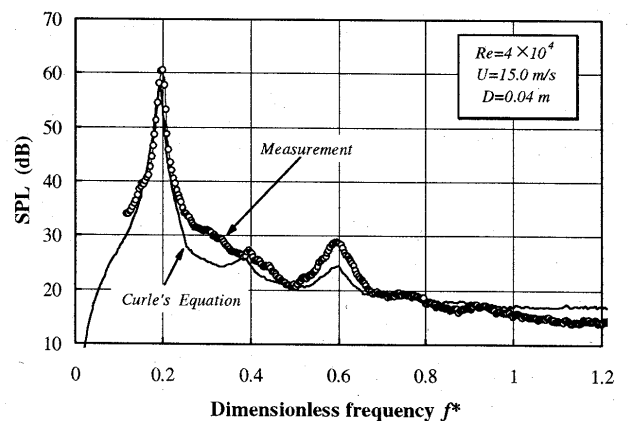


図2 空力音スペクトルの計算結果

5. 相関長モデル

前章に示したように、空力音は相関長、すなわち流れの構造性に依存する。また、流れの構造性はレイノルズ数に依存すると考えられることから、流れの構造性を表す指標である相関長のレイノルズ数

依存性を求めることができれば、空力音の予測や低減のための知見が得られるものと思われる。そこで渦構造のレイノルズ数依存性について調べ、カルマン渦の基本周波数の相関長を求める方法について検討する。

一様等方性乱流の圧力変動の空間相関は、速度場の4次モーメントが正則であり、3次モーメントが0であるという仮定のもとでは、正規関数⁷⁾となることが理論的に求められている。

$$R_{pp}(r) = \exp\left(-\frac{\zeta^2}{\lambda_g^2}\right) = \exp\left(-A \operatorname{Re} \zeta \frac{\zeta^2}{\Lambda^2}\right) \quad (4)$$

ここで λ_g, Λ はそれぞれテイラーのマイクロスケール、積分特性距離である。 ζ は横方向の距離である。 A は Kolmogorov 普遍定数に比例する定数である^{7),10)}。

しかし、円柱表面、あるいは近傍の流れ場は等方でも一様でもない。また、一般に速度場の4次モーメントが正則である保証もないため、等方性乱流場のように、円柱表面圧力変動の空間的なコヒーレンスを理論的に導くことは困難である。最も簡単な分析方法は、円柱に対しても、等方性乱流の場合と同じように正規関数を仮定し、数値パラメータのみを実験的に求める方法である。この場合、円柱表面の圧力変動のコヒーレンスを正規関数によって近似することの物理的な意味は、等方性乱流の場合のように明確ではない。しかし、Goldstain¹¹⁾が示したように、ランダム変動に対する長時間統計問題において正規関数を適用することは数学的には妥当なことであること、特殊な条件であるとはいえ、乱流場のある形態(等方性乱流場)において、相関関数を正規関数として用いることに物理的な意味が見出されていることを勘案し、本研究では、圧力変動コヒーレンスを正規関数で近似した。

積分特性距離は流れの代表寸法を表すものであるから、円柱の場合、円柱直径を代入し、表面圧力変動のコヒーレンスを次式で表す。

$$C(\zeta) = \exp\left(-\eta(\operatorname{Re}) \frac{\zeta^2}{D^2}\right) \quad (5)$$

図3に示すように正規関数式(5)は、コヒーレンスのよい近似となっており、実験データから最小二乗法を用いて、 η を求めた結果、 $\operatorname{Re} < 10^5$ では

$$\eta(\operatorname{Re}) = k \operatorname{Re} + k_0 \quad (6)$$

と表せる。ここで、 $\operatorname{Re} < 10^5$ において $k=3.0 \times 10^{-6}$ 、 $k_0=2.7 \times 10^{-3}$ である。

$\operatorname{Re} > 10^5$ において η の値が式(6)からずれるのは、円柱表面の境界層の遷移など、表面での流れの構造の変化に起因するものと考えられるが、この点については著者等の測定したデータだけでは不十分であり、結論付けることができないので今後検討していきたい。

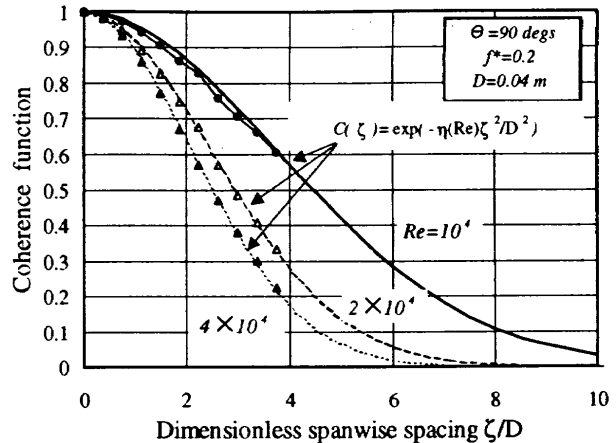


図3 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス

$\operatorname{Re} < 10^5$ において η が式(6)で記述できるとし、式(3)に代入するとカルマン渦の相関長 L_c は

$$L_c = \int_0^\infty \exp(-\eta(\operatorname{Re}) \frac{\zeta^2}{D^2}) d\zeta = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k \operatorname{Re} + k_0}} D \quad (7)$$

と表せる。 $\operatorname{Re} > 10^3$ の場合、定数項 k_0 が無視できることから、 $L_c = 0.5 \sqrt{\pi / (k \operatorname{Re})} = \kappa / \sqrt{\operatorname{Re}}$ となり、相関長はレイノルズ数の平方根に逆比例する。ここで $k=3.0 \times 10^{-6}$ より、 $\kappa=511$ である。

実験の結果 $\operatorname{Re} < 10^5$ において相関長 L_c はレイノルズ数の平方根に逆比例し、比例定数 κ は 480~520 であった⁴⁾。

レイノルズ数が非常に小さい場合、式(7)は、

$$\frac{L_c}{D} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k_0}} \approx \kappa_0 \sim 17 \quad \text{at } \operatorname{Re} \rightarrow 0 \quad (8)$$

に漸近する。この値は Phillips が可視化により求めた低レイノルズ数($\operatorname{Re}=100$)の結果に近い。最も、このようなクリティカルな問題では風洞の特性や実験条件の微妙な違いが問題になると考えられる。また、本研究で η を求める際に用いた最小レイノルズ数が 5.0×10^3 であるため、式(6)の定数項の数値的な精度が、レイノルズ数の小さな極限の場合を議論するのに十分であるかという疑問もあり、漸近値 κ_0 の数値的な精度を本研究のデータだけで議論することは難しい。しかし、レイノルズ数が非常に小さい場合でも、流れが完全に二次元的ではないことは、Phillips のデータからも明らかであり、式(8)はレイノルズ数が小さい場合でも、スパン方向の渦スケールに制約があることを定性的に示している。

円柱後流の三次元化は、剥離せん断層の三次元的な不安定性に起因すると考えられており、表面圧力変動の空間構造も、この不安定性に起因すると推測される。円柱後流の剥離せん断層の不安定波の波長 L_s は、円柱表面の境界層の運動量厚さから求められ、

$$\frac{L_s}{D} \approx \frac{25}{\sqrt{Re}} \quad (9)$$

と表される^{12),13)}。不安定波の波長は表面圧力変動の空間相関長と同様にレイノルズ数の平方根の逆数に比例する。また、 Re が 10^5 を越え境界層が層流から乱流へ変化する領域では、相関長がレイノルズ数の平方根の逆数に比例しなくなることから、相関長 L_c は剥離せん断層の構造に強く依存すると考えられる。

6. 渦度と空力音の関係について

本研究のようにマッハ数の小さな流れ場の場合、Curle の理論により、流体力に起因する二重極音が卓越する。前章までの実験結果はこの考えを支持するものである。しかし、物体表面の圧力変動自体が流れ場の渦度変動により発生することから、空力音を発生させる源は、後流中の渦度変動であると考えられることもできる。

そこで、後流の渦度変動が音源である表面圧力変動及び空力音の発生にどのように寄与しているかについて調べた。まず、渦度と表面圧力変動のコヒーレント・アウトプット・パワー(Cop)を測定し、渦度と関連のある表面圧力変動の強度を求めた。次に、この表面圧力変動から前章で示した手法を用いて空力音を計算し、渦度変動が物体表面でスキッピングリングし、空力音が発生することを定量的に示す。

図4に $Re=4.0 \times 10^4$ の計算結果を示す。カルマン渦の基本周波数成分の評価点における騒音レベルは約 61dB (オーバーオールは 64dB) である。

この図から、表面圧力変動に起因し、空力音を発生させる原因となる渦度変動は、 $X/D=1.5 \sim 2.0$ 、 $Y/D=\pm 0.4$ 付近に局在していることがわかる。

この領域は図5に示すようにカルマン渦の形成領域に相当する。このことは、剥離せん断層中の渦度変動が空力音の発生に寄与することを示唆している。

7. 結言

一様流中に置かれた円柱から発生する空力音と円柱表面の圧力変動の相関について実験的に考察し、以下の知見を得た。

- (1) 相関長 L_c の定義方法として、表面圧力変動のコヒーレンスの積分特性距離を用いることが空力音スペクトルを計算するうえで有効である。
- (2) カルマン渦の圧力変動のコヒーレンスは $Re < 10^5$ においてレイノルズ数とスパン方向距離の関数(正規関数)として表すことができる。
- (3) 相関長 L_c はレイノルズ数の平方根に逆比例し、剥離せん断層の不安定波と関連があることを示した。
- (4) 表面圧力変動は、カルマン渦の形成領域の渦との相関が強く、剥離せん断層の渦度変動が空力音の発生に寄与することを示した。

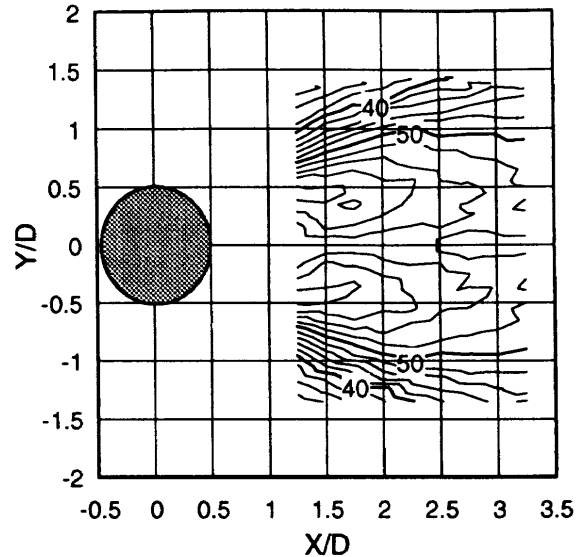


図4 渦度変動と表面圧力変動の Coherent output power から求めた空力音源分布 [dB]

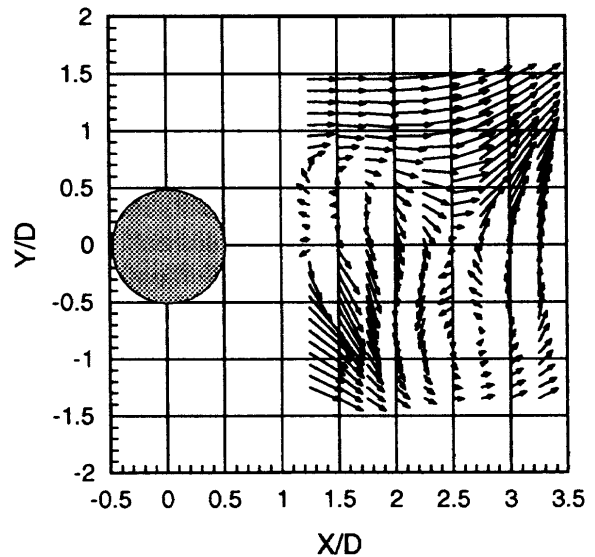


図5 円柱後流の速度ベクトル

参考文献

- 1) Philips, O. M., *J. Fluid Mech.* 1-6 (1956), 607-624
- 2) Curle, N., *Proc. Roy. Soc. London*, A231 (1955), 505-514
- 3) 飯田明由 他3名, 第25回乱流シンポジウム講演論文集 (1993), 158-162
- 4) 飯田明由 他3名, 機論, 61-592 B (1995), 4371-4379
- 5) 飯田明由 他3名, 機論, 62-604 B (1996), 4160-4167
- 6) 飯田明由 他3名, 第23回乱流シンポジウム講演論文集 (1991), 261-265
- 7) Hinze, J. O., "Turbulence 2nd edition", McGraw-Hill
- 8) Batchelor, G. K., "The Theory of Homogenous Turbulence", Cambridge Univ. Press (1953)
- 9) 蒔田秀治, 飯田明由, 機論 55-515 B (1990), 1847-1854
- 10) 蒔田秀治, 飯田明由, 佐々浩司, 機論, 54-505 B (1989), 2333-2339
- 11) Goldstain, M. E., "Aeroacoustics". McGraw-Hill (1976)
- 12) Bloor, M. S., *J. Fluid Mech.* 19, (1964), 290
- 13) Williamson, C. H. K., *Ann. Rev. Fluid Mech.* 28 (1996), 477-539