

乱流後流の空間相関長を用いた
空力音スペクトルの予測

1997年9月
博士(工学)

飯田 明 由
豊橋技術科学大学

①

乱流後流の空間相関長を用いた
空力音スペクトルの予測

1997 年 9 月

博士（工学）

飯田 明由

豊橋技術科学大学

乱流後流の空間相関長を用いた空力音スペクトルの予測

論文要旨

産業界では、フロンや各種の薬品の取り扱いはじめ、環境と調和の取れた技術開発を進めていくことが求められている。騒音問題も環境問題の主要なテーマであり、高速車両から発生する空力騒音の低減はその一例である。他にも空調機、コンピュータ等多くの流体関連機器において、空力騒音の低減が望まれている。従来、空力騒音の低減技術は経験則に基づくものが中心であり、各製品毎の技術課題として個別対応によって騒音を低減してきた。しかし、そのような対応は限界に近づき、ブレークスルーが必要となっている。

そこで、本研究では、一様流中に置かれた円柱から発生する空力音の性質を実験的に調べ、空力音の予測及び低減方法について検討した。

まず初めに、Curle の理論に基づき、円柱表面の圧力変動と空力音の関係について考察を行った。ここでは、円柱から発生する空力音が、円柱スパン方向の構造に依存すると考え、円柱表面の圧力変動のスパン方向の空間相関長を用いて、空力音スペクトルを予測する方法を提案した。特に、本提案方法は乱流場の渦の構造性を考慮し、従来、定数として扱われていた空間相関長を表面圧力変動のコヒーレンスを用いて周波数領域に拡張したことに特徴がある。これにより、空力音スペクトルの予測が可能になるとともに、大規模な渦から空力音が発生することが明らかになり、渦スケールの違いが空力音の発生に寄与していることを示した。

提唱する予測手法をレイノルズ数 $10^4 \sim 10^5$ の場合に適用した結果、空力音の予測値はカルマン渦の 5 倍程度の周波数まで測定値とよく一致し、予測方法の有効性が確認された。

次に、本研究で提案した相関長のレイノルズ数依存性について検討した。一様等方性乱流場の理論を拡張し、円柱スパン方向のコヒーレンスが正規関数で近似できることを実験的に示し、さらにこの結果を用いて、相関長がレイノルズ数の平方根に逆比例することを明らかにした。また、相関長と剥離せん断層の不安定波の関係について考察し、相関長は不安定波と同じように、剥離境界層の運動量厚さと密接に関連のあることを示した。

最後に、表面圧力変動と流れ場（特に渦度）の関係を明らかにするため、円柱後流の渦度及び静圧変動と空力音の相関計測を行った。その結果、後流中の渦度を表面圧力変動を引き起こす源、すなわち空力音源と考えた場合、音源が $X/D=1.5 \sim 2.0$ 、 $Y/D=\pm 0.4$ 付近に局在することが明らかとなった。このことから空力音の発生には、剥離せん断層が大きな役割を果たしていることが定量的に明らかになるとともに、剥離せん断層を厚くして、せん断強度を抑制することにより、空力音を低減することができることがわかった。また、静圧変動計測による空力音源の探査手法を提案し、渦度測定との比較から、その有効性を確認した。静圧変動計測は渦度と比較して、容易であり、校正も簡単なことから野外での実験や製品開発現場において有効である。

Prediction of aerodynamic sound spectra by using coherence length of turbulent wake

by

Akiyoshi Iida

ABSTRACT

The objective of this paper is to understand mechanism of aerodynamic sound generation based on the Lighthill-Curle's theory.

It is often the case that aerodynamic sound is one of the most common types of noise problems. For example, the aerodynamic noise from a pantograph is the dominant wayside noise source from high-speed trains. To investigate the mechanism of aerodynamic sound generation, we attempted to develop a numerical method for aerodynamic sound prediction. However, numerical aeroacoustics is limited to basic problems because of limited computer resources. Careful consideration of the physics of aerodynamic sound generation is essential to work around the limitation, when one utilizes of computational techniques for aerodynamic noise simulations. Experimental data thus can help understand physics and complement the computational techniques.

For this purpose we designed experimental apparatus, a low-noise wind-tunnel, surface and static pressure probes and vorticity probe as follows.

Aerodynamic noise was measured by the low-noise wind tunnel with a semi-open, square test section of 500 mm by 500 mm which has the background noise level of 60 dB at a wind velocity of 50 m/s and the intensity of turbulence less than 0.5 %. To measure the surface pressure fluctuation on the circular cylinder, eleven pressure taps were fabricated on the surface of a metallic circular cylinder with diameter of 40 mm. Every pressure tap holds a 1/2 inch condenser microphone and is apart from each other by 0.375 diameter in the spanwise direction. Since Helmholtz resonance frequency of the pressure tap is about 1380 Hz, gain and phase errors are less than 3 dB and 5 degrees, respectively, for signals with frequency lower than 800 Hz where most of our measurements were done. Under our typical experimental conditions, the fundamental fluctuation frequency of von Karman vortex street lies between 18.75 Hz at Reynolds number of 10^4 and 262.5 Hz at 1.4×10^5 .

Vorticity was measured by multiple hot-wire probes which has a parallel array probe and X-array probe. The parallel array probe measured velocity in streamwise direction. This velocity was then used calculate cross-section gradient. The X-array

probe measured the cross-stream component, then this value was used in Taylor's hypothesis to transform temporal derivatives into streamwise derivatives .

By using these apparatus, we discuss prediction of aerodynamic sound from a circular cylinder at Reynolds numbers from 10^4 to 1.4×10^5 , 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, which is significantly correlated length of surface pressure fluctuation and important in the prediction of sound spectra radiated from a circular cylinder. 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 of von Karman vortices, 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 can be fitted 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 spatial distribution of aerodynamic sound source by using coherent output power (*COP*) in terms of vorticity, static pressure 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 and our *COP* method helps in detecting the aerodynamic sound source in the wake of a circular cylinder.

目次

第1章 緒言	8
1.1 研究の背景	8
1.2 本研究の位置付け	9
1.3 従来の研究	10
1.4 本研究の目的	11
1.5 本論文の構成	11
第2章 空力音測定方法	15
2.1 緒言	15
2.2 低騒音風洞	16
2.3 表面圧力センサ	33
2.4 渦度プローブ	39
2.5 静圧変動プローブ	52
2.6 結言	57
第3章 相関長を用いた空力音の予測	58
3.1 緒言	58
3.2 基礎方程式	58
3.3 相関長の定義方法	59
3.4 実験結果	62
3.5 結言	72
第4章 相関長モデル	85
4.1 緒言	85
4.2 円柱表面変動圧力の構造的性	85
4.3 空力音の簡易予測手法	90
4.4 結言	92

第5章 空力音源解析	97
5.1 緒言	97
5.2 実験方法	98
5.3 時間平均場	99
5.4 位相平均場	99
5.5 表面圧力変動とのコヒーレンス	101
5.6 結言	103
第6章 結言	116
6.1 研究開発の結論	116
6.2 今後に残された課題	118
謝辞	120
文献	121
2.1 参考文献	21
2.2 参考文献	22
2.3 参考文献	23
2.4 参考文献	24
2.5 参考文献	25
2.6 参考文献	26
2.7 参考文献	27
2.8 参考文献	28
2.9 参考文献	29
2.10 参考文献	30
2.11 参考文献	31
2.12 参考文献	32
2.13 参考文献	33
2.14 参考文献	34
2.15 参考文献	35
2.16 参考文献	36
2.17 参考文献	37
2.18 参考文献	38
2.19 参考文献	39
2.20 参考文献	40
2.21 参考文献	41
2.22 参考文献	42
2.23 参考文献	43
2.24 参考文献	44
2.25 参考文献	45
2.26 参考文献	46
2.27 参考文献	47
2.28 参考文献	48
2.29 参考文献	49
2.30 参考文献	50
2.31 参考文献	51
2.32 参考文献	52
2.33 参考文献	53
2.34 参考文献	54

図目次

図 1.1	新幹線騒音と空力音の関係	13
図 1.2	パンタグラフ周りの流れ	14
図 1.3	低騒音集電装置	14
図 2.1	低騒音風洞概略図	20
図 2.2	低騒音風洞の騒音レベルの予測値	21
図 2.3	整流部の構成	26
図 2.4	縮流ノズル	26
図 2.5	1/10 風洞モデルの概観写真	27
図 2.6	モデル整流部前後の平均風速分布	27
図 2.7	測定室内の拡散胴モデル	28
図 2.8	風洞ダクト系圧力分布	28
図 2.9	改良前後の騒音スペクトル	29
図 2.10	風洞騒音スペクトルの比較	29
図 2.11	風洞騒音レベルの比較	30
図 2.12	ノズル吹出し部の平均風速分布	31
図 2.13	ノズル吹出し部の乱れ強度	31
図 2.14	平均速度分布の流れ方向変化	32
図 2.15	表面圧力センサの構造	36
図 2.16	圧力変動校正用チャンバ	36
図 2.17	表面圧力センサの周波数特性 (ゲイン)	37
図 2.18	表面圧力センサの周波数特性 (位相)	37
図 2.19	表面圧力センサの周波数特性 (コヒーレンス)	38
図 2.20	渦度センサの原理	45
図 2.21	四線式熱線渦度センサ	45
図 2.22	熱線のリニアリティ	46
図 2.23	二次元噴流風洞 (豊橋技術科学大学蒔田研究室)	47
図 2.24	二次元噴流の渦度分布	48
図 2.25	二次元噴流の渦度分布	49
図 2.26	条件付き抽出法と渦度センサによる 渦度測定結果の比較	50
図 2.27	$y/2h=\pm 1$ (渦中心)における渦度の測定誤差の下流方向変化	51
図 2.28	一様等方性乱流場の渦度スペクトル	51
図 2.29	静圧プローブ	54

図 2.30 静圧プローブの概観写真	54
図 2.31 周波数応答特性 (ゲイン)	55
図 2.32 周波数応答特性 (位相)	55
図 2.33 周波数応答特性 (スペクトル)	56
図 2.34 静圧プローブの迎角特性	56
図 3.1 一様等方性乱流の渦の階層構造	73
図 3.2 一様等方性乱流場のエネルギー・スペクトルと渦スケールの関係	73
図 3.3 測定部の形式による空力音計測の問題点	74
図 3.4 空力音測定のプロックダイアグラム	74
図 3.5 試験円柱 ($D=40\text{mm}$)	75
図 3.6 表面圧力変動スペクトル ($Re=10^4, \theta=90^\circ$)	75
図 3.7 表面圧力変動強度のレイノルズ数依存性 ($\theta=90^\circ$)	76
図 3.8 円柱から発生する空力音レベル	76
図 3.9 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス ($Re=10^4, \theta=90^\circ$)	77
図 3.10 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの比較 ($Re=10^4, \theta=90^\circ$)	77
図 3.11 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスのスパン方向分布 ($Re=10^4, \theta=90^\circ$)	78
図 3.12 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスのスパン方向分布 ($Re=4.0 \times 10^4, \theta=90^\circ$)	78
図 3.13 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス及び変動圧力強度の 周方向分布方向変化 ($\theta=90^\circ$)	79
図 3.14 表面圧力変動の時間微分スペクトル	79
図 3.15 相関長の周波数依存性 ($Re=4 \times 10^4, \theta=90^\circ$)	80
図 3.16 空力音スペクトルの計算結果	81
図 3.17 空力音スペクトルの計算結果	81
図 3.18 空力音スペクトルの計算結果	82
図 3.19 空力音スペクトルの計算結果	82
図 3.20 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの周方向分布 (カルマン渦の基本周波数)	83
図 3.21 表面圧力変動と空力音のコヒーレンス (カルマン渦の基本周波数)	83
図 3.22 空力音の発生に対する表面圧力変動の寄与分布 (カルマン渦の基本周波数, $Re=4.0 \times 10^4$)	84
図 3.23 空力音の発生に対する表面圧力変動の寄与分布 (カルマン渦の二次の周波数, $Re=4.0 \times 10^4$)	84
図 4.1 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス (最小二乗法によるカーブ・フィッティング)	93

図 4.2 η のレイノルズ数依存性	93
図 4.3 相関長のレイノルズ数依存性	94
図 4.4 表面圧力変動のウェーブレット解析 ($\theta=90^\circ$ $Re=10^4$) (実部の負の値を表示：基底関数 Gabor)	95
図 4.5 空力音の簡易予測方法による計算結果	96
図 5.1 渦度・静圧変動計測センサ	104
図 5.2 測定系のブロックダイアグラム	104
図 5.3 円柱後流の平均速度分布 (u 成分)	105
図 5.4 円柱後流の平均速度分布 (v 成分)	105
図 5.5 円柱後流の乱流強度分布 (u 成分)	106
図 5.6 円柱後流の乱流強度分布 (v 成分)	106
図 5.7 円柱後流の静圧強度分布	107
図 5.8 円柱後流の流れの可視化写真 (スモークワイヤ法)	107
図 5.9 円柱後流の速度ベクトル (条件付き抽出法、 $Re=4 \times 10^4$)	109
図 5.10 静圧変動と渦度変動の比較 (条件付き抽出法、 $\theta_p=0^\circ$, $Re=4 \times 10^4$) ..	110
図 5.11 円柱後流の渦度分布 (条件付き抽出法、 $Re=4 \times 10^4$)	111
図 5.12 円柱後流の静圧変動分布 ($Re=4.0 \times 10^4$)	112
図 5.13 円柱後流の渦度分布 (流れの可視化写真との比較)	113
図 5.14 渦度と表面圧力 (空力音) のコヒーレント・アウトプットパワー	114
図 5.15 静圧変動と表面圧力 (空力音) のコヒーレント・アウトプットパワー ..	114
図 5.16 空力音源領域($X/D=1.5$ 、 $Y/D=0.4$)における静圧変動スペクトル	115
図 5.17 空力音源領域($X/D=1.5$ 、 $Y/D=0.4$)の静圧変動と 表面圧力変動のコヒーレンス	115

表目次

表 2.1 風洞測定部の基本仕様（開発目標）	17
表 2.2 送風機騒音パワーレベル	19
表 2.3 スプリッター型サイレンサーの挿入損失(dB)	21
表 2.4 圧力損失の設計値と実測値の比較(Pa)	23
表 3.1 実験条件	64
表 3.2 遠距離場と近距離場の比較	65
表 3.3 空力音の予測結果	70
表 4.1 相関長 L_c と流れ方向スケールの比較	87

主な記号

a	:音速
C	:表面圧力の関連度関数
COP	:表面圧力と関連度のある騒音成分
D	:円柱直径
f	:周波数
f_r	:空洞共鳴共振周波数
L	:円柱のスパン長
L_c	:相関長
L_x	:流れ方向の渦スケール
P	:表面圧力
p	:音圧
P_s	:静圧変動
r	:音源と観測点との距離
Re	:レイノルズ数 $= UD/\nu$
S_t	:ストローハル数
SPL	:音圧レベル
U	:一様流速
u	主流方向速度成分
v	鉛直方向速度成分
X	:流れ方向距離
Y	:流れと直角方向の距離
Z	スパン方向距離
α	:無次元相関長 $= L_c/D$
β	相関曲線定数
η	相関曲線係数
ρ	空気密度
θ	前方淀み点からの角度
ω_z	z 軸周りの渦度
ξ	:遠距離場と近距離場の圧力変動の比
ζ	:円柱スパン方向の間隔

本論文では人間の聴感補正を顧慮した場合は、“騒音レベル(Noise Level)”と表現し、単位に dB(A)を用いた。
物理的な音のレベルは、“音圧レベル(Sound Pressure Level)”とし、単位に dB を用い、両者を区別した。

第1章 緒言

1.1 研究の背景

1980年代の後半、フランス、ドイツを中心として欧州鉄道的高速化が進められ、時速300kmの高速営業運転が行われるようになった。日本でも1987年の国鉄の民営化とほぼときを同じくして、次世代新幹線の開発が始まり、1992年には「のぞみ」が時速270kmの営業運転を開始した。1997年には500系新幹線車両が時速300kmの営業運転を西日本区間において開始したものの、営業運転における最高速度では欧州が一步リードしている。日本での営業速度が欧州に比べ速くならない理由の一つは、新幹線沿線の騒音問題が欧州に比べて深刻なためである。大都市と大都市を連絡する欧州の鉄道に対して、人工密集地帯を通過する日本の新幹線にとって、騒音問題はより深刻なものであり、営業速度をあげるためには、騒音問題を早急に解決しなくてはならない。このことは日本以外では高速車両の騒音を等価騒音レベル (L_{Aeq} : 一定時間内における最大騒音の回数や継続時間を考慮した騒音評価方法) で評価するのに対して、日本では騒音のピークレベル (L_{AMax} : 時定数1秒の騒音計で測定した際の最大騒音レベル) で評価すること[1]からも伺える。

図1.1に新幹線車両の主な騒音源と騒音の速度依存性を示す[2][3][4]。高速車両の主な騒音源である機械騒音、レールと車輪の振動音(転動音)、空力音は、それぞれ車両速度の1乗、2.5乗、6~9乗に比例する。図からも明らかなように車両速度が速くなると空力音が急激に増加し、220km/h以上では空力音が支配的になる。このため、高速車両の低騒音化を実現するためには、空力騒音低減技術の開発が必要である。特に、パンタグラフは車両上部に設置されているため、高速気流にさらされていること、防音壁による騒音低減効果が小さいことなどから大きな空力騒音の発生源[5]となっている。したがって、パンタグラフから発生する空力騒音を低減することが、低騒音車両を開発するための必須技術となっている。

図 1.2に示すように集電用の舟体からカルマン渦のような二次元的な渦が発生し、この部分から空力音が発生する。著者等の研究グループは、従来からの経験則をベースにしたスケールモデルによる風洞試験、大型風洞を用いた実スケールモデルでの風洞試験、実車に搭載しての走行試験を行い、図 1.3に示すような低騒音集電装置を開発した[3]。この集電装置では、騒音源である舟体の形状を従来の二次元的なものから、三次元的な形状にすることにより、二次元的な渦を抑制し、騒音レベルを従来型に比べ 19dB 低減することが可能となった。しかし、経験則や風洞実験を中心とした騒音低減対策はすでに限界に近づきつつあること、流れ場と空力音の定量的な評価が難しいなどの問題点もあり、さらなる騒音低減技術の開発のためには空力音の発生機構を考慮したブレークスルーが必要である。そこで本研究は物体後流から発生する空力音について基礎的な実験解析を行い、空力音の発生機構、特に流れと音の相関について考察することにした。

1.2 本研究の位置付け

前節に示したように、空力音をさらに低減するには空力音の発生機構を物理的に明らかにする必要がある。空力音の発生機構については 1950 年代から 60 年代において Lighthill[6]、Curle[7]、Powell[8]が理論的な考察を行い、空力音の基礎方程式及び空力音の発生機構についての基本的な概念を明らかにした。特に流れの中に物体が置かれた場合、物体表面の圧力変動が音源となり、発生する空力音の強さが速度の 6 乗に比例することが示された。この知見は空力音の最も基本的な性質の一つとして、工業製品の開発に広く応用されている。

理論解析から導かれたもう一つの重要な知見は、空力音が渦の非定常運動によって発生するということである。このことは流れの中に物体がない場合でも、流体の運動そのものから音が発生すること、すなわち、音を伝播する媒質自身の運動が音源となっていることを示しており、空力音の発生機構が振動音などとは本質的に異なることを表している。

このように空力音の理論解析によりいくつかの重要な知見が得られており、その一部は工業的にも応用されている。しかし、空力音の発生機構に関する議論は専ら、渦度あるいは物体表面の圧力変動に起因することを示した定性的な評価が中心であり、定量的

な評価や音源分布の同定を行った例は少ない。近年では大規模な数値解析を利用した空力音の数値解析[9][10][11][12][13]が行われるようになり、円柱や翼型から発生する空力音のスペクトルを数値解析で予測できるようになりつつある。しかし、空力音として放射される圧力変動は、音源である流れ場の圧力変動に較べて遥かに小さく、空力音の数値解析には一般的な流体解析に比べ高い精度の解析が要求される。また、流れ場のスケールと音響場のスケールが大幅に異なることが多いため、境界において実際には存在しない音響的な反射が起こり、計算精度が著しく低下する問題[14]など、圧縮性の流れ解析から空力音を直接求めるには、境界条件の取り扱いに関して解決すべきいくつかの課題が残されている。したがって、現在のところ、空力音の数値解析方法としては、非圧縮性流れの解析を行い、音源となる渦度や表面圧力を求め、これを音源モデルとして、空力音を予測する方法が一般的である。古池ら[15]は円柱周りの二次元流れ解析を用いて音源モデルである Curle の理論式と Powell の理論式を比較し、両者が等価であることを示したが、三次元的な非定常運動によって発生する空力音を二次元解析から求めているため、その議論は定性的な評価にとどまっている。

これらのことから、数値解析による空力音予測の精度は、空力音の発生機構を如何にモデル化するかにかかっているといっても過言ではない。このような観点から、音源の性質、特に（長時間の）統計的な性質を調べ、空力音発生機構に関する統計的なモデルの構築が求められている。この分野は、実験の得意な領域であり、このことが本研究で実験解析を選択した動機の一つである。

本研究では低騒音風洞を用いて、空力音の音源と考えられる物体表面の圧力変動、後流中の渦度の時間変化、静圧変動の詳細な計測を行った。特にこれらの音源と発生する空力音の相関解析を中心に考察を行い、最終的には流れ場の大規模構造と空力音の関係について議論する。

1.3 従来の研究

先に示したように、空力音の理論モデルは Lighthill の理論を基礎とし、Curle の理論、Powell の渦音の理論等が知られている。工学的な分野における実用面を考慮すると Curle の理論をモデル化して利用する方法が現実的である。この分野の研究として、

1956年にPhillips[16]が円柱のスパン方向の相関長を考慮したモデルを提案し、低レイノルズ数 ($Re=160$) の流れ場から発生する空力音を予測した。

林ら[17]、Akisitaら[18]は二次元翼から発生する空力音の解析を行った。これらの研究では圧力変動あるいは速度変動などが同一であるとみなせる空間（相関面積）を仮定し、空力音の実効値を求めた。しかし、周波数特性に関する議論は行われていない。

加藤ら[9][10][11]はLESによる数値解析により円柱表面圧力変動を詳細に解析し、空力音スペクトルを求めた。この計算ではPhillipsと同様にスパン方向の流れの相関が考慮されている。しかし、従来の研究では、相関長のレイノルズ数依存性やその物理的な意味付けについての議論が十分とは言えない。

相関長のレイノルズ数依存性等の特性が明らかになれば、空力音の推定や予測ができるだけでなく、相関長を制御することにより、空力音を低減するための指針を得ることも可能である。また、相関長とそれを用いたモデルを構築することができれば、解析精度の向上、あるいは、より小規模な数値解析から空力音を予測することが可能になると考えられる。

1.4 本研究の目的

前節に示したように、空力音の解析においては流れの空間的な構造が重要な意味を持つ。円柱のスパン方向の空間相関に関してはRoshko[19]、Gerrard[20]、横井ら[21][22]、飯田ら[23][24][25][26]、Szepessy[27]を始め多くの研究者が研究を行っているが、空力音との関連、特に周波数空間での議論を行ったものは少ない。

本研究の目的は、周波数毎の相関長を用いてCurleの式をモデル化することにより、空力音スペクトルを推定する方法を提案するとともに、空力音の支配因子である相関長の物理的な性質を明らかにし、空力音を低減するための指針を得ることである。

1.5 本論文の構成

本論文の第2章では、空力音を測定するための各種の実験装置について説明する。先ず、本研究を進めるために開発した小型の低騒音風洞の性能と騒音低減方法[28]を示す。

次に、空力音の性質を調べるために開発した物体表面圧力変動センサ[23][24]、四線式熱線渦度プローブ[29][30]、静圧変動測定プローブの性能、特にセンサの感度と周波数応答性について検討する。

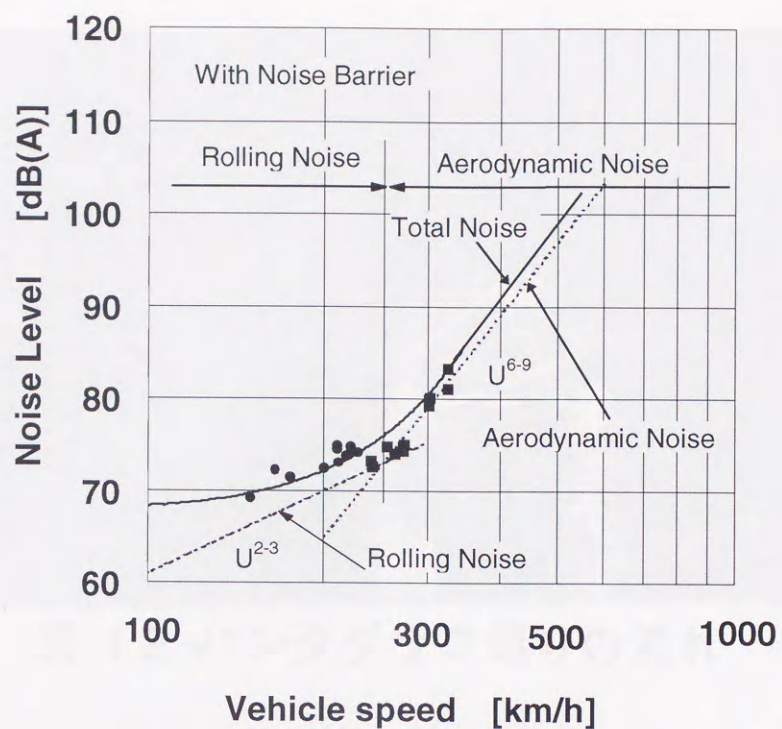
次に、第3章では Curle の式を用いた空力音解析の概要を示す。特に本研究では円柱スパン方向の相関長を各渦スケール毎に求める方法として表面圧力変動のコヒーレンスを周波数毎に求め、その積分特性距離を相関長と定義する方法[24]を提案する。

ここでは、各渦（周波数）毎の相関長と表面圧力変動から空力音スペクトルを予測し、カルマン渦の5倍の周波数まで、実測値と計算値が一致することを示す[25][26]。従来の研究では、相関長を周波数毎に求めていないため、空力音スペクトルの予測精度が不十分であったが、本研究で提案する方法では、乱流中の各渦のスケールを定義できるため、空力音スペクトルの予測が可能である。この結果は、相関長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有効であることを示している。

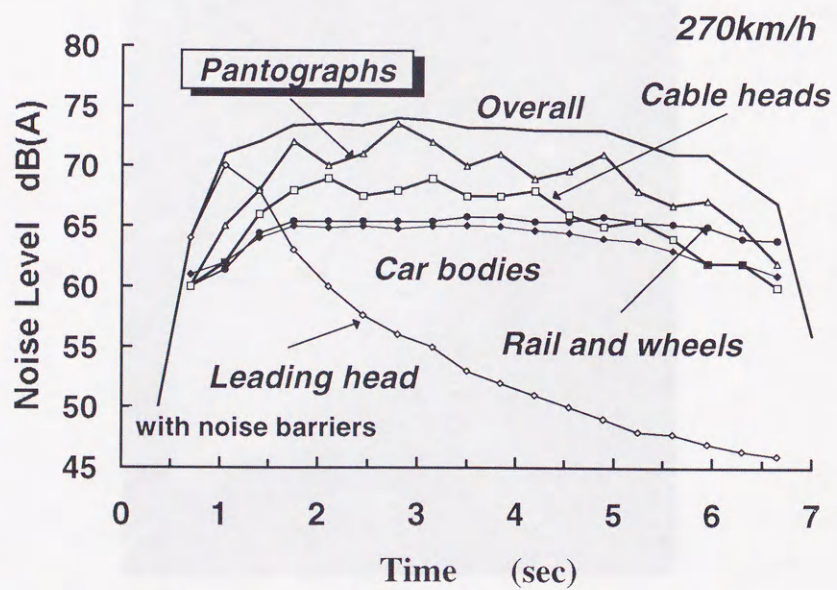
第4章では、前章に示した相関長のうち、特に空力音の大きさを決定付けている大規模渦（カルマン渦）の相関長の性質について検討する。表面圧力のコヒーレンスがスパン方向距離とレイノルズ数をパラメータとする正規関数であると仮定し、実験によりこれを確認した。この知見をもとに、相関長がレイノルズ数の平方根の逆数に比例することを導き、実験データとの詳細な比較検討を行った。また、相関長と剥離せん断層の不安定波との関係について考察し、相関長が境界層の運動量厚さと関係すること示す。最後に、相関長を用いて円柱から発生する空力音の簡易予測方法を提案する。

第5章では、後流中の渦構造と空力音の関係について検討する。前章までの結果から円柱表面の圧力変動から空力音が発生していることを実験的に確認したが、表面圧力変動は後流中の渦度の変化によって誘起されるため、「見かけの音源」と考えられている。本章では「真の音源」である渦度変動と表面圧力変動のコヒーレンス解析により空力音源の同定を行い、条件付き抽出法によって得られた流れ場の構造との関係について考察する。また、後流中の静圧変動と渦度及び空力音との関係を示し、静圧変動の計測による空力音解析手法を提案する。

最後に第6章では、本研究によって得られた知見をまとめて示すと共に今後に残された研究課題に対して考察する。



(a) 騒音レベルの速度依存性



(b) 新幹線に関する主要音源の寄与

図 1.1 新幹線騒音と空力音の関係

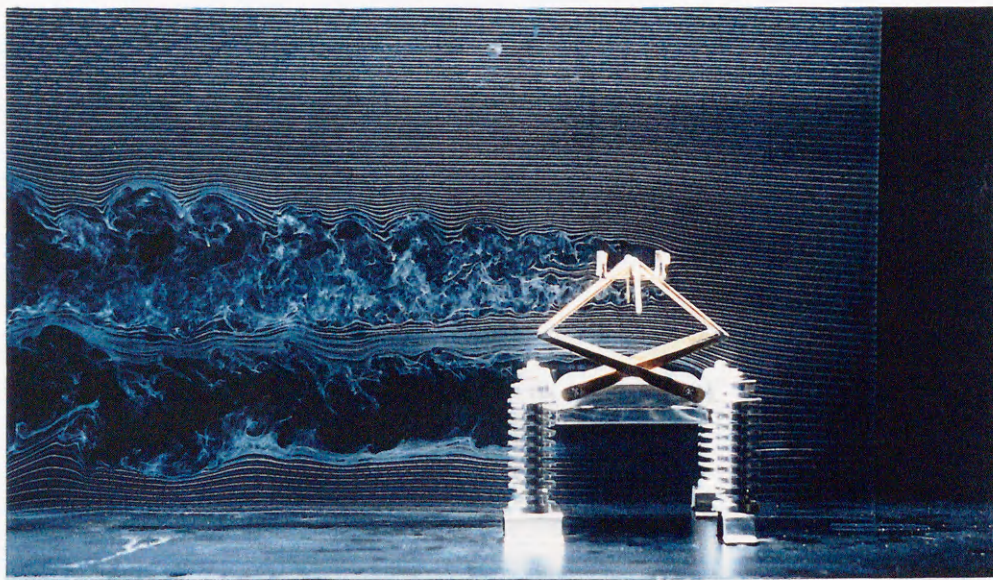


図 1.2 パンタグラフ周りの流れ

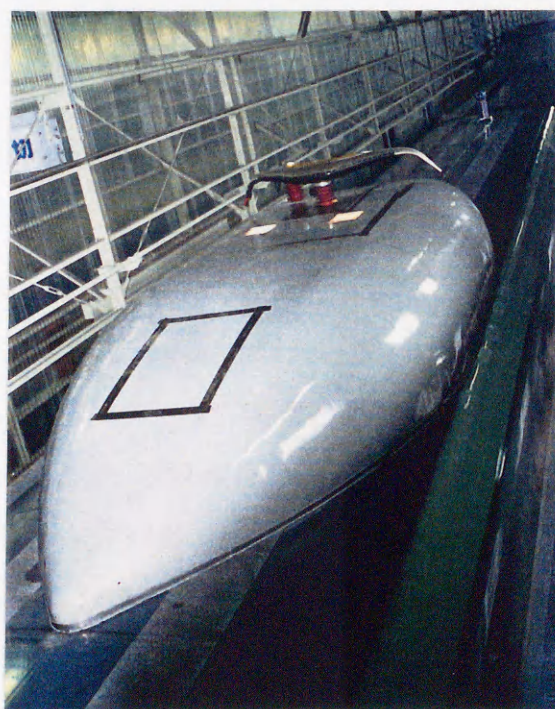


図 1.3 低騒音集電装置

第2章 空力音測定方法

2.1 緒言

Lighthill は Navier-Stokes 方程式から空力音の基礎方程式である Lighthill 方程式を導いた。

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2}{\partial x_j^2} \right) \rho = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} T_{ij} \quad (2-1)$$

ここで a は媒質の音速、 ρ は媒質の密度、 T_{ij} は Lighthill の音響テンソルであり、次式により表される。

$$T_{ij} = \rho u_i u_j + (p - a^2 \rho) \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \quad (2-2)$$

Lighthill 方程式は N-S 方程式から直接導かれ、N-S 方程式と同じ厳密さをもつ。式(2-1)は形式的には音源項として Lighthill 音響テンソルを持つ波動方程式である。しかし、この式を直接数値解析することは困難であり、また、音源項である Lighthill テンソルを実験的に求めることも一般的には困難である。このため、Lighthill 方程式(2-1)をこのままの形で工学的な分野において利用することは難しい。

この困難を解決するため Curle は流れの中に物体が置かれた場合について Lighthill 方程式を変形し、Curle の式を導いた。この式は流れの中に物体が置かれた場合、物体表面の圧力変動の時間的な変化により空力音が発生することを示している。また、Powell は Lighthill 方程式に対して、流れ場のスケールが発生する音の波長に比べて十分に小さいという条件を加え、渦度の非定常運動から空力音が発生することを導いた。

Curle の理論は渦度変動の空間積分を表面圧力変動の表面積分に置き換えたものであり、物体後流の渦度変動により、物体表面の圧力変動が誘起されていることと合わせて

考えると、Curle の理論と Powell の理論が密接に関係していることがわかる。ただし、音源として考える場合、表面圧力変動は双極子、渦度変動は四重極子[31]となるため、形式的には別々の音源とみなされる。空力音の場合、両者の大きさの比はマッハ数を M とすると $1/M^2$ である。したがって、マッハ数が小さい領域では双極子、すなわち物体表面の圧力変動によって発生する音が卓越する。このため、低マッハ数流れ ($M < 0.3$) では、見かけ上、物体表面の圧力変動が音源とみなされる。

工学的には渦度を測定するより物体表面の圧力変動を測定するほうが容易であり、工学的な応用という意味では Curle の式の利用価値が高い。しかし、真の音源は流れの中の渦そのものであり、流れの中に物体が置かれた場合の空力音の発生機構を調べるには物体表面の圧力変動、渦度の両方を調べる必要がある。

本章では、2.2 節において空力音の精密測定に必要不可欠な低騒音風洞の開発過程とその性能について述べる。次に 2.3 節では Curle の式において空力音源とみなされている物体表面の圧力変動を測定する方法について述べる。最後に物体後流の渦度変動と静圧変動を測定する方法について述べる。2.4 節では四線式熱線渦度プローブについて検討し、2.5 節では静圧変動プローブの性能について述べる。

2.2 低騒音風洞

2.2.1 風洞基本仕様

空力音の研究を行うために必要な風洞の仕様として、最大風速、測定部断面積及び長さ、騒音レベルについての検討を行った。第 1 章に示したように新幹線などの高速車両から発生する空力音の低減を研究の最終的な目的としているため、理想的には新幹線の実機と同程度の風速、寸法で対応できることが望ましい。しかし、実物大モデルでの実験は、非現実的であるので、スケールモデルを用いることにして、ある程度実機に近い風速、即ち 50m/s 程度を確保する方針とした。風洞測定部の寸法としては、新幹線やパンタグラフのスケールモデル (1/30~1/6 程度) を使用した実験を行うには断面は 1m 角以下で十分である。大学等で使われている基礎研究用の風洞の多くは、測定部の代表寸法が数十センチ程度であり、基礎研究に関しては数十センチの測定部でも実用上問題が

ないと思われる。また、小人数で、風洞の管理と基礎研究を行う必要があるため、メンテナンスや作業性を勘案し、測定部断面を 0.5m×0.5m、長さ 2m-3m 程度とした。

縮流比は従来の経験から 9 : 1 程度あれば、風洞ダクト内での乱れを抑制する効果が得られる[32][33][34]ので、風洞ダクト系の断面を 1.5m×1.5m とした。

騒音レベルに関しては、1/10 程度のスケールのパンタグラフモデルから発生する空力騒音が 80~85dB(A)程度、パンタグラフの騒音低減目標が 15dB から 20dB 程度[4][35]であることから、風洞暗騒音との差を 3dB 程度保つには、風洞暗騒音を 60dB(A)以下にする必要がある。

風洞の騒音は、送風機騒音がダクト系を伝搬して、測定部に侵入する送風機騒音、測定室の外部の騒音が、測定室壁面を透過して侵入する外部騒音及び、測定部の流れから発生する空力騒音とにわけられる。空力騒音は、風速の 6-8 乗に比例するので、高速時に卓越する。送風機及び外部騒音は、空力騒音が無視できる低速時に卓越する。このことから、最大風速時の空力騒音を 60 dB(A)以下、低速時の送風機及び外部騒音の和を NC25 以下とする。以上の事柄を検討した結果、開発目標としての測定部の基本仕様を表 2.1のように決定した。

表 2.1 風洞測定部の基本仕様（開発目標）

断面	風速（流量）	送風機騒音	空力騒音
0.5 m×0.5 m	5 m/s (75 m ³ /min)	NC25	---
	50 m/s (750 m ³ /min)	50dB (A)	60dB (A)

2.2.2 開発項目

前記開発目標を達成するための開発項目としては、次の 3 項目がある。

(1) 送風機騒音の低減

音源である送風機の騒音低減及び送風機の選定。

(2) 送風機騒音制御のためのダクト系及びサイレンサー

サイレンサーの消音能力と圧力損失は、相反する要素であり、最小の圧力損失で必要消音量を確保することを目標とする。

(3) 風洞気流騒音制御のための整流機構

空力騒音は、平均風速分布及び乱れ強度に強く影響される。本開発では、ノズル吐出口における平均風速分布の非一様性 1 %以内、乱れ強度 0.5 %以内を目標とする。

これらの項目について、以下、第 2.2.3 節で基本的設計法を、第 2.2.4 節で第一次実験結果とその問題点、改良点及びその結果を詳細に述べる。

2.2.3 基本構造の設計

本節では、ダクト系の概略設計、送風機の選定及び騒音の見積り、サイレンサー及び整流機構の設計について述べる。

(1) 送風機の選定

本研究では騒音の測定が中心となるので風洞測定部はオープン・テストセクションとし、ダクト系の圧力損失係数を $C_p \doteq 1$ と仮定する。このとき、最大風速を $U_{\max}=50$ m/s (風量 $Q_{\max}=750$ m³/min) とすると、使用する送風機の必要全圧 P_t は、

$$P_t = \frac{1}{2} \rho U^2 = 1500 \text{ (Pa)} \quad (2-3)$$

となる。ここで ρ ($=1.2$ kg/m³) は空気密度である。また、測定部の断面積を S とすると、送風機の必要パワー P_w は

$$P_w = C_p \frac{1}{2} \rho U^3 \cdot S \quad (2-4)$$

となる。ここで $S=0.25$ m² より、

$$P_w \approx 19 \text{ kw} \quad (2-5)$$

となる。効率を 70%程度とすると必要な動力は 30kw 前後である。

この仕様を満足する送風機として、N.J.Axivane 社の軸流送風機 CHD1000-26-37(4/8/12)を採用した。本送風機の最大定格は、風量 750m³/min、全圧 1500Pa、動力 37kW である。風量は、可変ピッチ動翼と、極数変換モーター(4/8/12 極)との組合せで、

100-750m³/min の範囲で制御可能である。しかし、本風洞の最小風量は 10m³/min であるので、低風量域での制御機能の追加が必要である。これに対しては、12 極モーター使用時に、インバーターを用いて回転数制御を行うことにより解決した。本送風機の騒音パワーレベルを、表 2.2に示す。

表 2.2 送風機騒音パワーレベル

周波数(Hz)	騒音レベル [dB(A)]							
	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
U=50m/s	108	107	108	109	108	103	102	97
U=5m/s	54	53	54	55	54	49	48	43

(2) ダクトサイレンサーの設計

サイレンサーの種類は、特定の周波数に大きな効果のある共鳴型と、比較的広い範囲の周波数帯域に効果のある抵抗型（吸音材内張りダクト）に大別される。表 2.2 によれば、本風洞の主音源である送風機の騒音スペクトルは広範囲にわたっているので、抵抗型サイレンサーが適切である。この場合、ダクトの断面寸法は、対象とする音波長以下である必要がある。本風洞のダクト断面は、1.5 m×1.5 m なので、このままでは 200Hz 以上の高周波成分には効果が無い。高周波成分まで有効に消音するためには、吸音材を内装したスプリッターを複数枚流路に挿入する。スプリッターが多いほど、消音効果は増加するが、流れの抵抗による圧力損失も増加する。また、スプリッターから発生する流れの渦によって、新たな騒音が発生する。これをセルフノイズと呼ぶ。セルフノイズもスプリッターの増加と共に増加する。すなわち、サイレンサー設計の要点は、消音効果と、圧力損失及びセルフノイズのバランスを取ることにある。

図 2.1に低騒音風洞[28]の概略図を示す。測定部は主に空力音を測定するための開放型のテストセクションを有する高速測定部($U_{\max}=50$ m/s)と流れの詳細な計測を行うための三次元トラバースを備えた密閉型の測定部を有する低速測定部($U_{\max}=30$ m/s)の 2 つからなり、可動式ガイドベーンを用いて、テストセクションの切り替えを行う。高速測定

部は簡易無響室内に、低速測定部は半無響室にそれぞれ設置されている。両測定室の騒音レベルは 25 dB 以下である。

ダクト系の消音効果を増強するため、ノズルとセットリング・チャンバを除いて、ダクトは全て厚さ 100 mm のグラスウールをパンチング・メタルで挟んだ吸音パネルで覆った。また、ファン吐出部下流(SA1)、整流ダクト上流部(SA2)、リターンダクト下流(RA1)、ファン室上流(RA2)にスプリッター型サイレンサを配置した。ここで、サイレンサーの他に、吐出ダクト、バンド（流路の 90 度曲り）も消音効果がある。スプリッター型サイレンサーの消音性能については、専門メーカーである(株)笹倉機械製作所において、表 2.3に示す各型式について試験を行い、同表に示すような結果を得た。これをもとに、ダクト系の騒音レベルを予測すると図 2.2に示す様になり、通常のサイレンサーのみで、十分な消音効果を得られる見通しを得た。

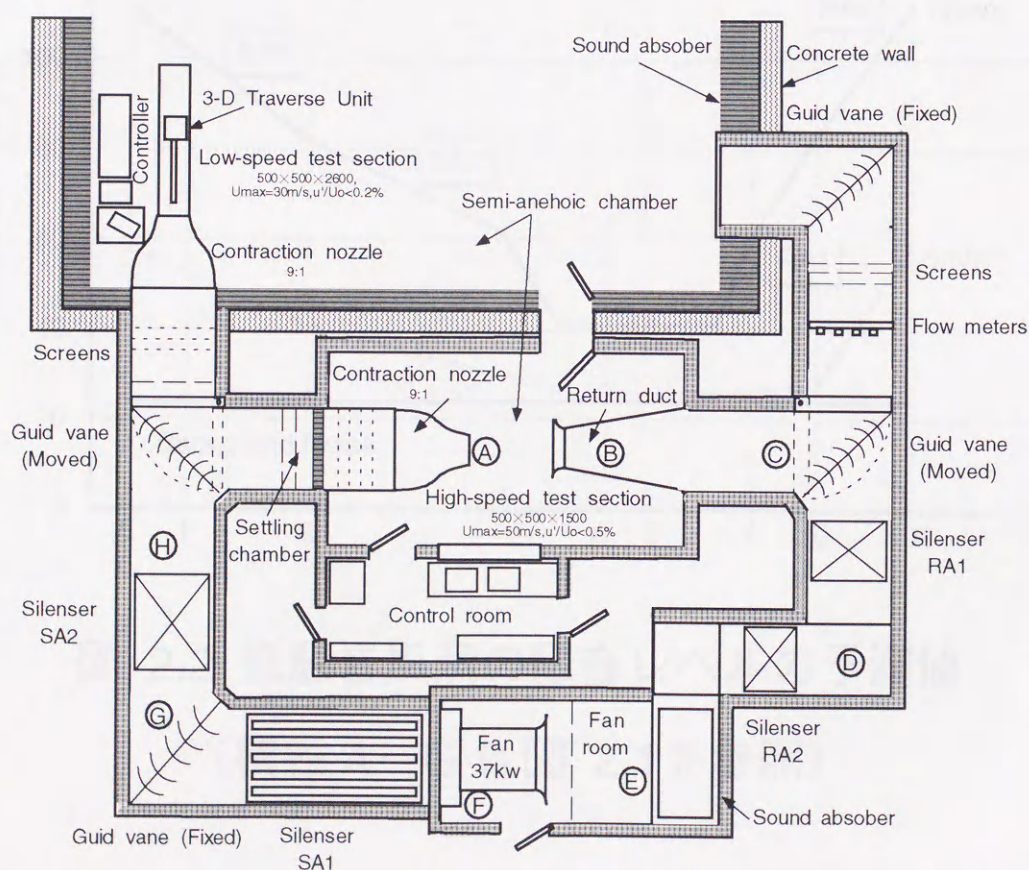


図 2.1 低騒音風洞概略図

表 2.3 スプリッター型サイレンサーの挿入損失(dB)

(サイレンサー記号は図 2.1参照)

周波数(Hz)	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
SA1	17	23	38	42	42	37	29	18
SA2	5	6	10	17	23	31	16	11
RA1	4	5	8	12	20	15	10	6
RA2	6	6	11	18	25	26	14	9

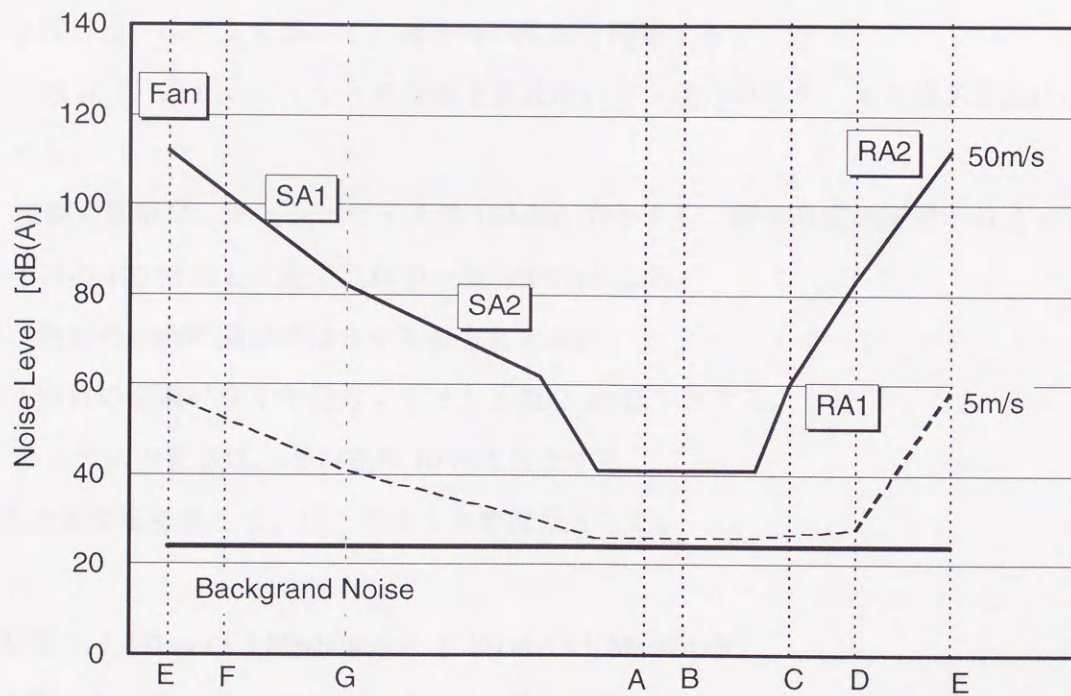


図 2.2 低騒音風洞の騒音レベルの予測値

(横軸 A~G は図 2.1を参照)

(3) 整流機構の設計

スプリッター型サイレンサーは、ダクト内の流れを大きく乱すので、縮流ノズルの上流に整流機構が必要となる。整流機構は、通常ハニカム及び金網による整流部と、縮流ノズルから構成される。

サイレンサーを用いない通常の風洞に関してはハニカムや金網を利用した整流機構について参考となる例[32][33]があるが、本風洞のようにサイレンサー、バンドなどを含む複雑なダクト系についてはあまり例がない。ここでは、従来の経験のをもとに、サイレンサーによる乱れの増加を加味して設計を行い、モデル実験で確認することにした。

整流部の基本構成は次のようにした。

- ① 初段は、太く粗いメッシュの金網を用いて、大きな速度分布の非一様性を緩和する。
- ② 2段目はハニカムを用いて、横方向の乱れを抑制する。
- ③ 3段目は、細かいメッシュの金網を数枚用いて、乱れのスケールと強さを共に小さくする。
- ④ 金網の間隔は、メッシュサイズの100-200倍とする。格子乱流の研究からメッシュサイズの100倍以上下流で乱れが一樣[36][37]となる。
- ⑤ 3段目の金網の開口率は60%以上とする。
- ⑥ 3段目の金網のワイヤ径のレイノルズ数を40以下とする。
- ⑦ ハニカムの長さは、セル径の10倍程度とする。

以上の条件を考慮して、以下のような整流部とした。

初段： ϕ 1.0 mm x 4 Mesh/inch + ϕ 1.0 mm x 8 Mesh/inch

2段：ハニカムセル 1/4 inch、0.1 mm 厚、長さ 63.5 mm

3段： ϕ 0.2 mm \times 24 Mesh/inch 5枚

ただし、⑥に関してはワイヤの強度と製作上の問題から、レイノルズ数を40以下にすることが難しく、レイノルズ数は74となっている。

上記整流部の構成図を図 2.3に示す。縮流ノズル形状は、Illinois Institute of Technologyの研究による5次曲線が実績があるので、これを採用した(図 2.4)。

(4) 整流部のモデル実験による確認

スプリッター型サイレンサー後流の整流については、その効果を確認するため、図 2.5に示す 1/10 スケールモデルを作製し、実験を行った。ここでの主目的は平均風速分布の一樣化に関するものなので、金網は実物を用いた。図 2.6に整流部前後の平均風速分布を示す。この実験により、最終段の 24 M スクリーン通過後の速度分布非一樣性が、端部を除いて 5 %以下に抑えられ、整流部の有効性が確認された。

2.2.4 実験結果と流路の改良

(1) 第一次実験結果と問題点

前節で述べた設計により製作した風洞の最大風速は、目標 50 m/s に対して、46 m/s、このときの騒音レベルは 65 dB(A)であり、風速、騒音レベルとも目標に達しなかった。ここで、圧力損失の設計値と実測値を比較すると、表 2.4のようになる。

表 2.4 圧力損失の設計値と実測値の比較(Pa)

(サイレンサー記号は図 2.1参照)

	SA 側	測定部	RA 側
設計値	254	460	86
実測値	304	980	123

この表によれば、測定部での圧力損失が極めて大きい。この理由は、縮流ノズルからの気流が、高速のままベンドのガイドベーンに衝突し、十分に圧力回復しないためと思われる。また、騒音については、ガイドベーンに衝突する流れが息をついて、バサバサという音が支配的であった。これらの状況から、測定部の圧力回復が設計どおりにできれば、風速、騒音とも解決できると予測された。

(2) 流路系の改良

測定部の圧力損失を改善するため、測定室内に拡散胴を取り付けた。形状に関しては、図 2.7に示すような 5 種類の 1/10 モデルを作製した。同図において、A-0 は、縮流ノズル出口からリターン入口までの間全体を閉じた拡散胴にしたもの、A-1 は、A-0 と A-1

の位置の間をオープンにして、A-1 の位置から拡散胴を設置し、そのまえにベルマウスを取り付けたものである。以下、A-2、A-3 はそれぞれ A-0 と A-2、A-0 と A-3 の間をオープンにして、その下流側に拡散胴を設けたものである。モデル実験にて効果の比較を行った結果、A-2 が圧力回復と騒音制御のバランスが良いので、これを採用することにした。また、SA1 サイレンサーも圧力損失が大きいことと、すでに十分な消音効果が得られていることから、スプリッターの小さい、低抵抗型サイレンサーに取り替えることにした。これらの改良により、最大風速 50 m/s、騒音レベル 60 dB(A)を達成した。

図 2.8に、改良前後のダクト系に沿った圧力分布を、図 2.9に改良前後の騒音スペクトルの比較結果を示す。また、図 2.10は東北大学流体科学研究所小型低乱風洞との風洞暗騒音の比較結果である。東北大の風洞に比べ、特に低周波数の騒音成分が低減されていることがわかる。

図 2.11に騒音レベルの速度依存性を示す。風速 10 m/s から 50 m/s の範囲では騒音はほぼ流速の 6 乗に比例して増加する。10 m/s 以下の低速域では、室内の暗騒音レベルと風洞の暗騒音の差が小さくなること、ファン騒音の寄与が風洞ノズルのセルフノイズに比べて相対的に大きくなることなどから、6 乗則からのずれが見られる。

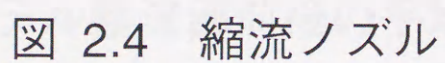
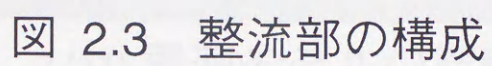
騒音レベルが流速のほぼ 6 乗に比例することから、この場合の音源は物体表面の圧力変動（双極子）である。縮流ノズルの先端に拡大ノズル（長さ 5 cm、広がり角 7 度）を設置し、せん断層の厚さを変化させると騒音が 1~2 dB 程度下がることから、せん断層内の渦によりノズル及びリターン部分のベルマウス上に圧力変動が生じ、空力音が発生していると考えられる。聴感上の感じでは主な音源はリターン部のベルマウスであると思われる。西岡ら[38]は大型風洞において縮流ノズル及びベルマウスの表面に柔毛（毛足 10mm、密度 1000 本/cm²）を植毛し、空力音を低減した。しかし、縮流ノズルに拡大ノズルを設置したり、柔毛を取り付けると境界層が厚くなり、一様流れの領域が狭くなるという問題が生じる。今回開発した風洞では、拡大ノズルがない場合でも、目標騒音レベルを達成しているので、拡大ノズルを取り付ける必要はない。しかし、拡大ノズルや柔毛によって騒音が低減することから、空力音を低減するにはせん断流を弱めることが効果的であるといえる。

ノズル出口部における平均風速及び乱れ強度の分布を図 2.12及び図 2.13に示す。これらの図から、平均風速の空間変化 1 %程度、乱れ強度 0.5 %以内の目標値を達成していることがわかる。

図 2.14に、改良後のノズル下流の風速分布の流れ方向の変化を示す。実質的な測定部となる、 $x/H < 2.0$ の範囲(x :ノズルから下流方向の距離; H :ノズル幅)では、平均流速一様のコアが縮流ノズル出口幅の 70 %以上、 $x/H = 4.0$ でもコア部が 30 %以上あり、実用上十分な流れ場を示している。

低騒音風洞の設計方法について検討し、以下の結論を得た。

- (1) 測定室内に流れ拡散胴を設けることにより、流れの安定化をはかり、圧力損失及び騒音レベルを制御した。
- (2) スプリッター型サイレンサー、バンドなどの組合せにより、送風機騒音を十分低下できた。
- (3) ハニカム及び 3 種類の金網を組合せた整流部及び 5 次曲線の縮流ノズルによって、乱れの大きなサイレンサー後流を整流し、測定部での乱れを制御した。
- (4) 最大風速 50 m/s のとき、騒音レベル 60 dB(A)、平均風速の非一様性 1 %以下、乱れ強度 0.5 %以下を達成した。



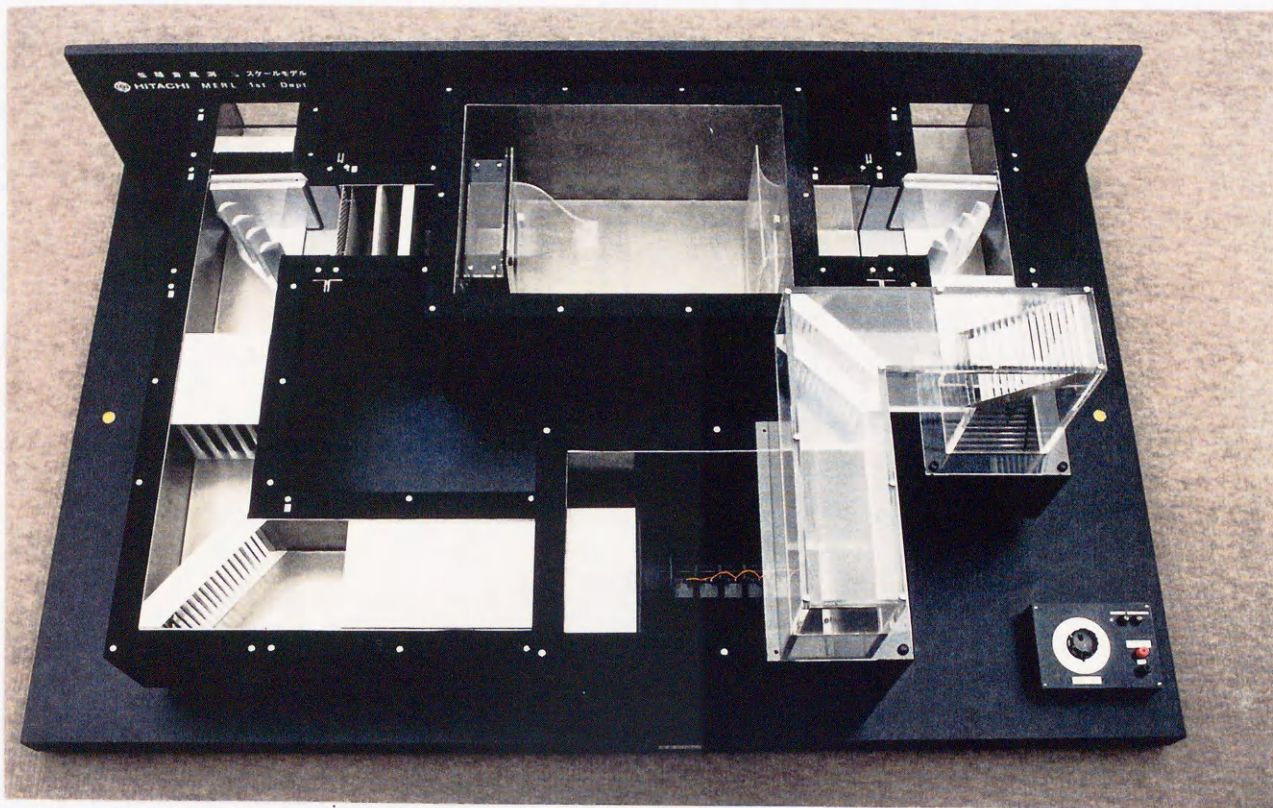


図 2.5 1/10 風洞モデルの概観写真

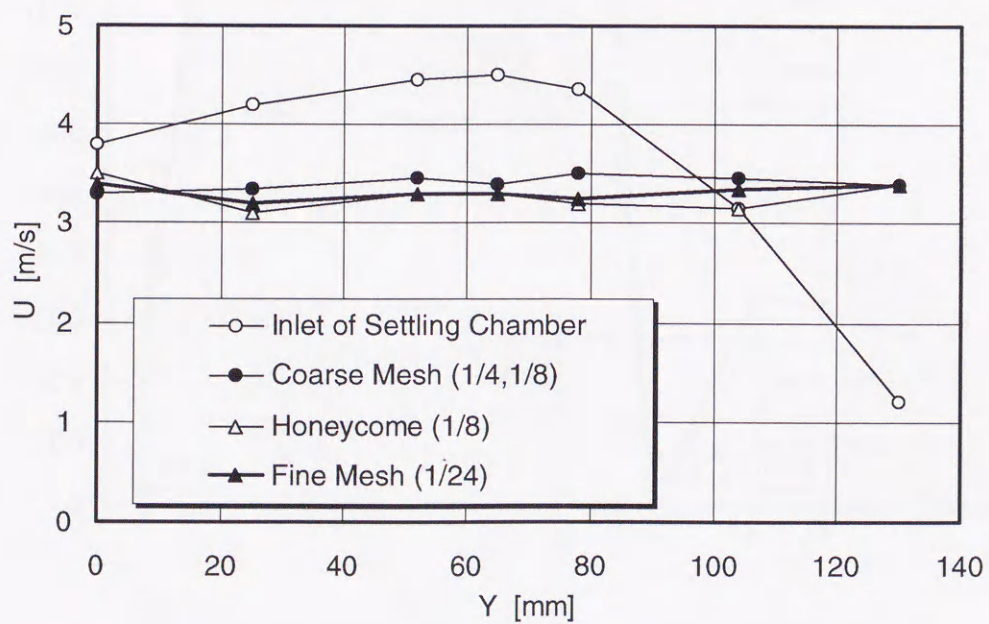


図 2.6 モデル整流部前後の平均風速分布

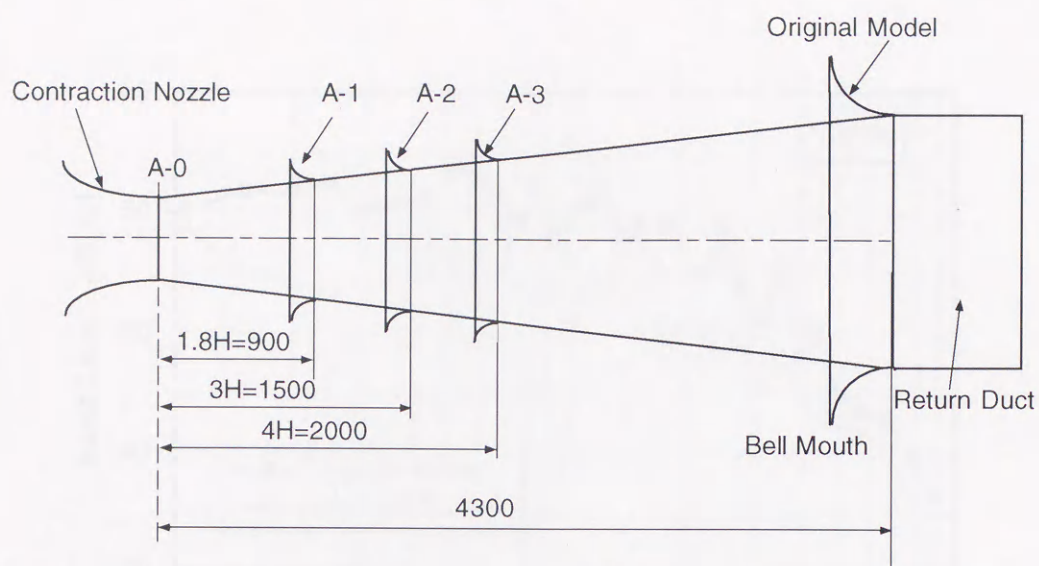


図 2.7 測定室内の拡散胴モデル

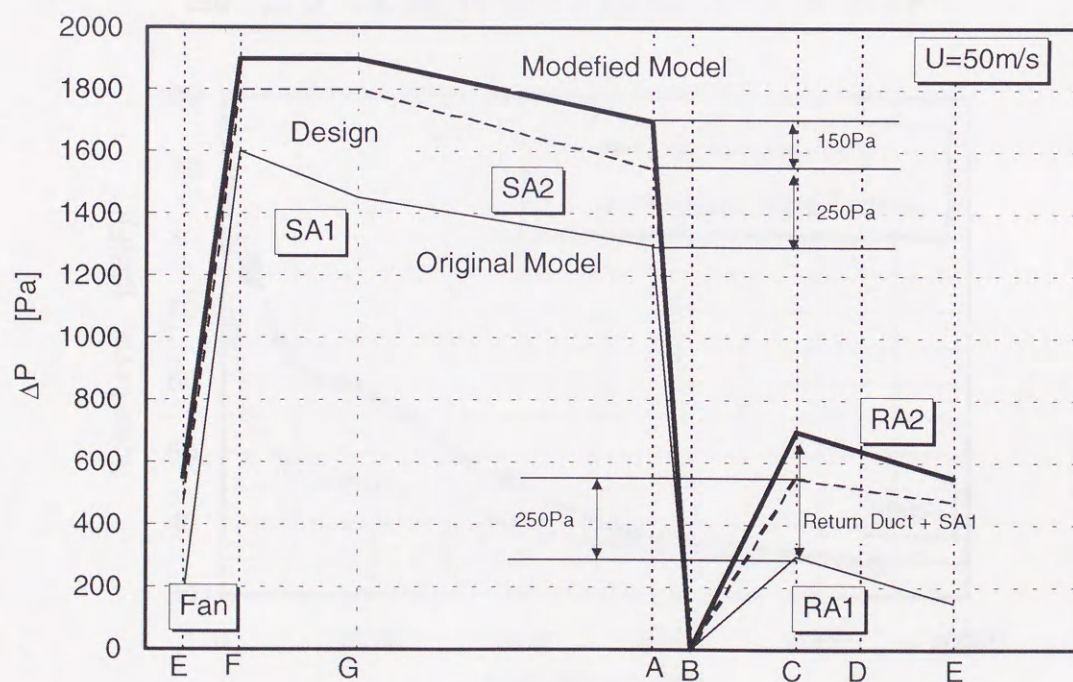


図 2.8 風洞ダクト系圧力分布

(横軸 A~G は図 2.1を参照)

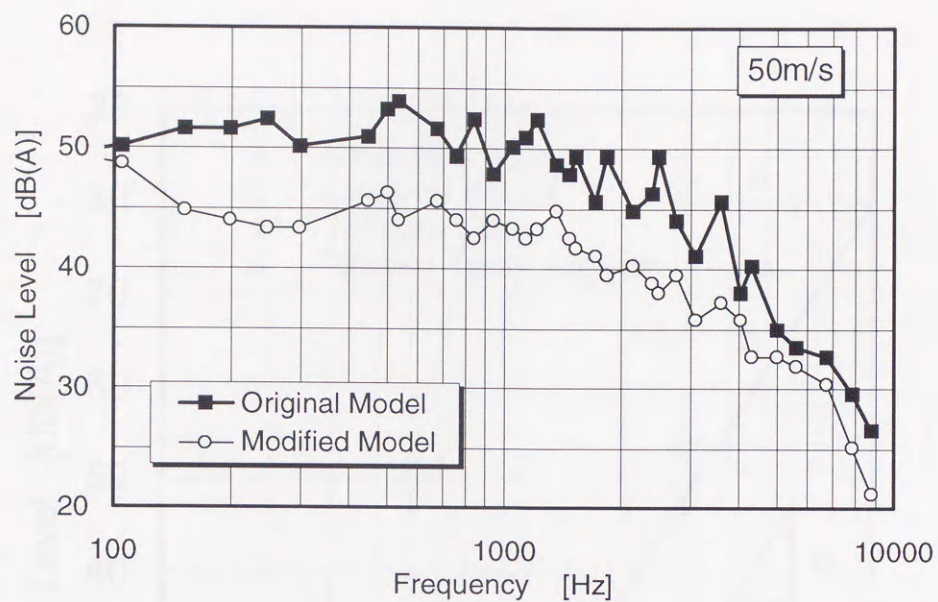


図 2.9 改良前後の騒音スペクトル

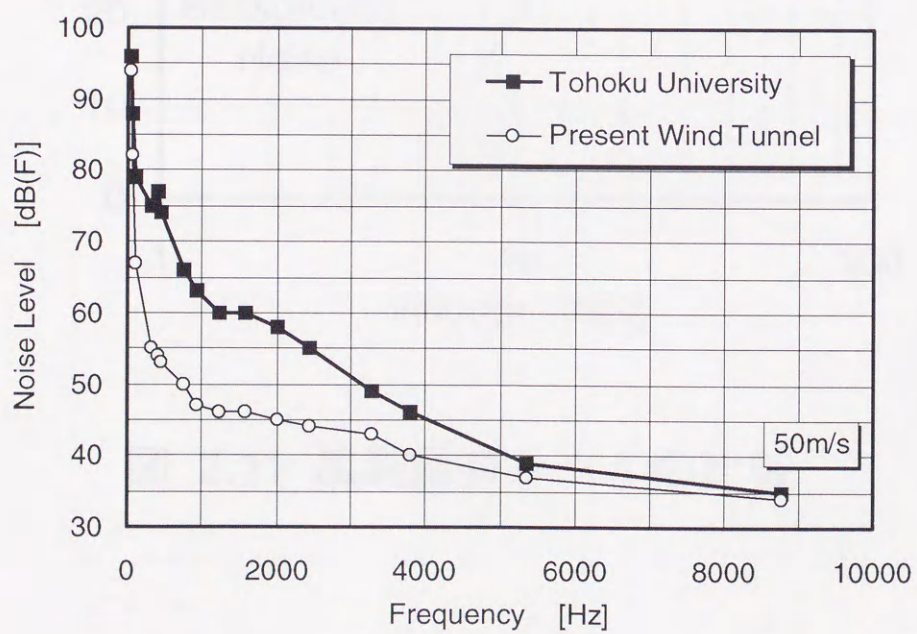


図 2.10 風洞騒音スペクトルの比較

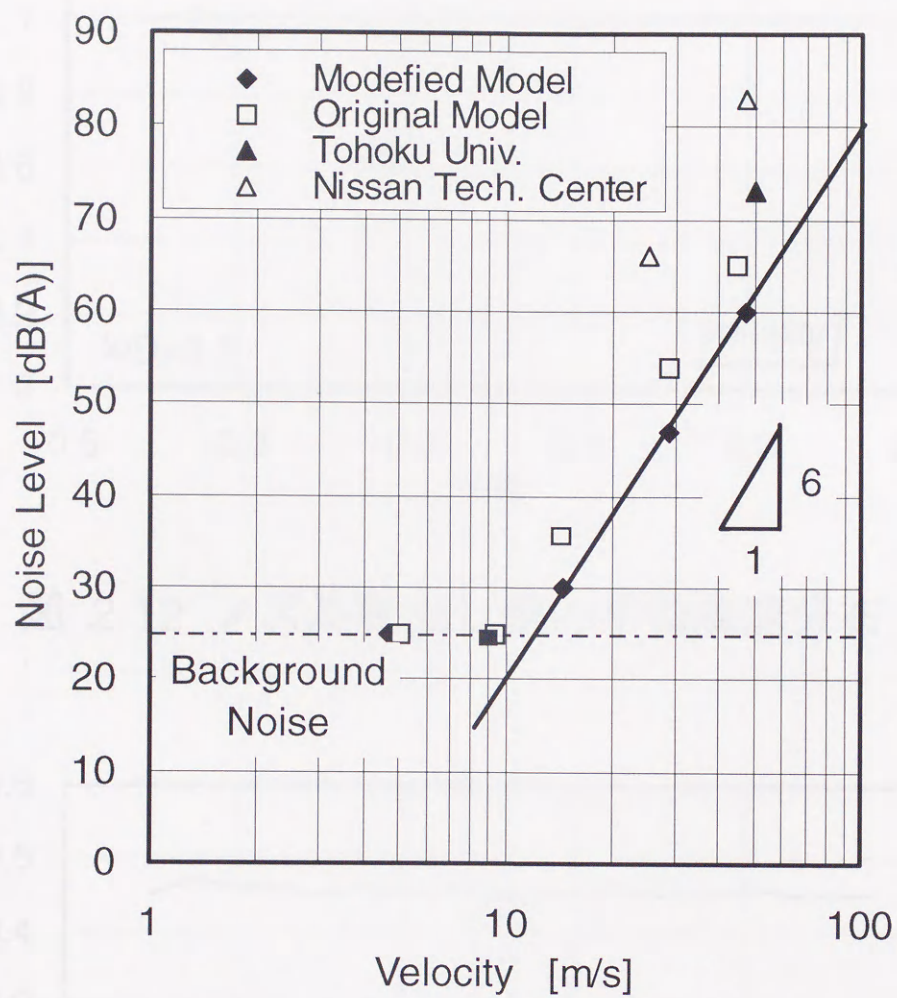


図 2.11 風洞騒音レベルの比較

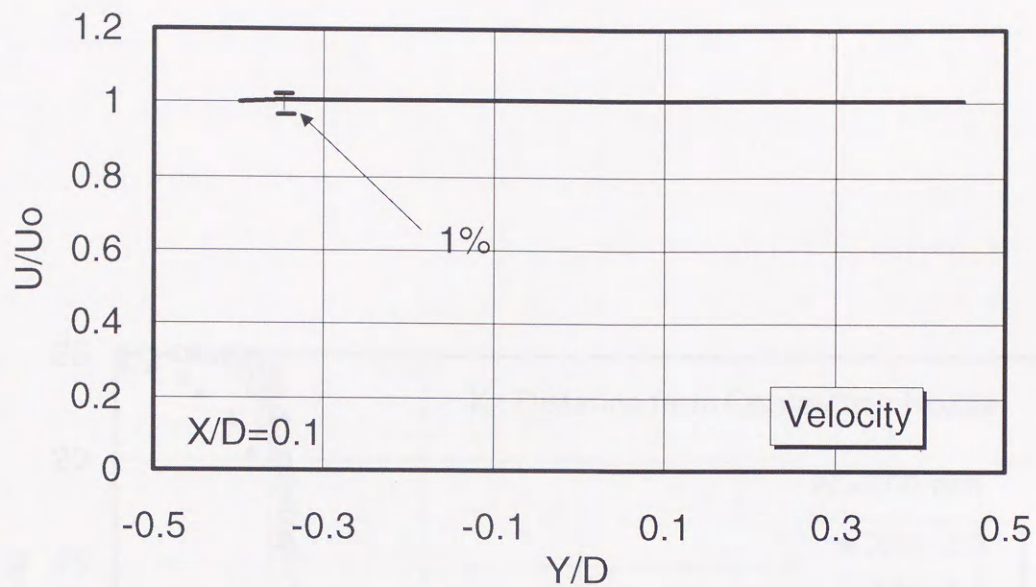


図 2.12 ノズル吹出し部の平均風速分布

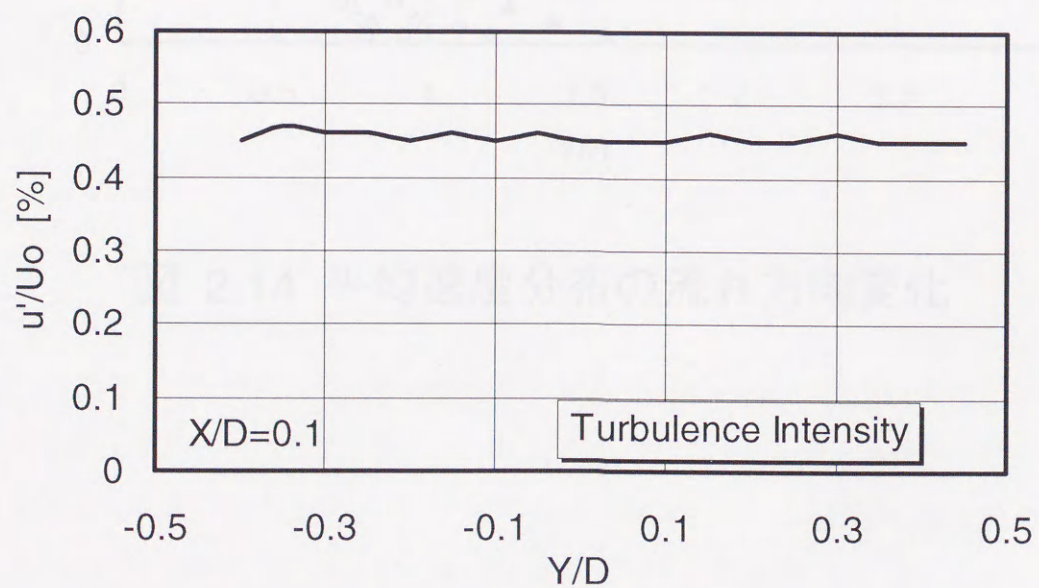


図 2.13 ノズル吹出し部の乱れ強度

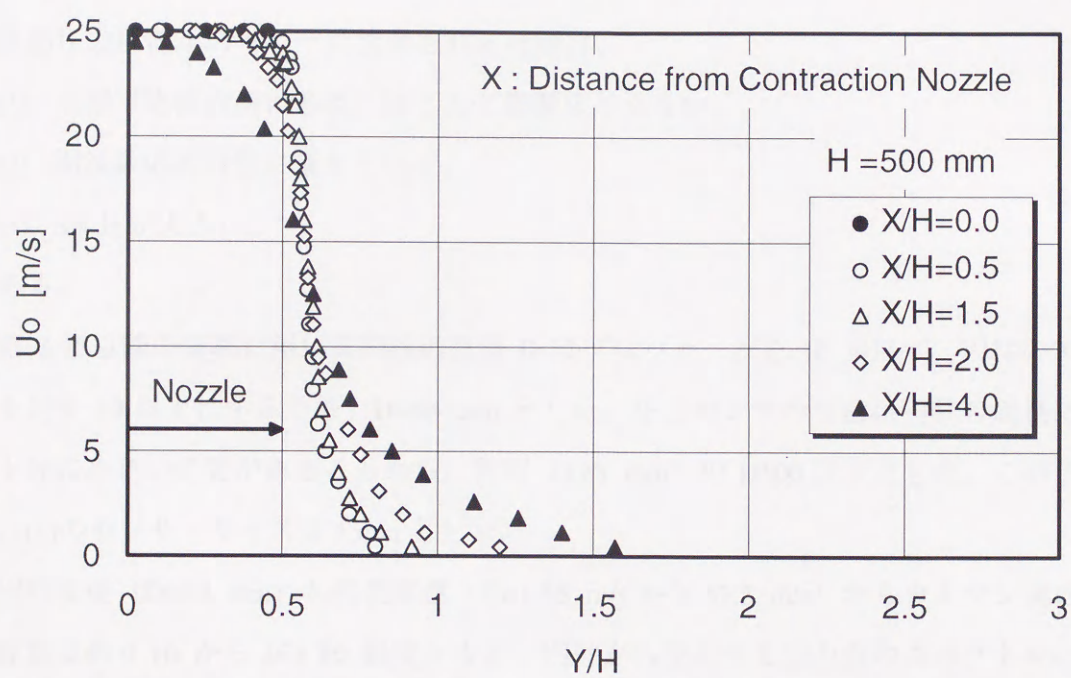


図 2.14 平均速度分布の流れ方向変化

2.3 表面圧力センサ

2.3.1 変動圧力センサの選択

前述したように工学的な分野においては Curle の式を用いて空力音を予測することが実用的であり、そのためには、物体表面の圧力変動を測定する必要がある。

そこで、本研究では一様流中に置かれた円柱表面の圧力変動を精密に測定する方法について検討する。この節では、特にセンサの感度と周波数応答性について議論する。

表面圧力計測用のセンサに要求される仕様は、

- (1) 小型で物体表面の形状にほとんど影響を与えない。
- (2) 周波数応答特性に優れている。
- (3) SN 比が大きい。

である。

第 3 章以降の実験に用いる円柱の直径 D はブロックージを 10 %以下、円柱のアスペクト比を 10 以上にするため、 $D=40$ mm とした。圧力センサの寸法は円柱の周長に対して十分に小さい必要があることから、円周 (125 mm) の 1/100 以下とした。このことから、(1)のセンサ・サイズは 1 mm とした。

円柱直径 ($D=40$ mm) と代表流速 ($U=1.88$ m/s から 52.5 m/s) からカルマン渦の基本周波数は約 9 Hz から 263 Hz 程度となる。円柱から発生する空力音のスペクトルにはカルマン渦の三次モード程度まで観測されることから、使用する圧力センサの周波数特性はカルマン渦の基本周波数の 3 倍程度は必要である。すなわち本実験では 800 Hz 程度の変動圧力を測定する必要がある。

円柱表面の圧力変動のレベルは動圧 $1/2 \rho U^2$ と同程度かその十分の 1 のオーダーであり、表面圧力変動のピークは数 Pa から数 kPa 程度である。また、カルマン渦によるピーク成分と乱流成分との比は 40 dB 程度になるため、このような圧力変動を精度良く測定するには、センサの SN 比が 60 dB 程度必要であると考えられる。したがって、(3)の SN 比は、1 Pa 以下のオーダーの非常に低い圧力変動の測定が可能であり、かつ、ダイナミックレンジが 60 dB である。

2.3.2 圧力センサの特性

このような低い圧力を精度良く測定するため圧力センサとしてコンデンサ型マイクロフォンを選択した。たとえば本実験における最小主流速度 1.88 m/s の場合、動圧が 2 Pa 程度であるから、変動圧力のピークレベルは音圧に換算すると 80 dB から 100 dB の範囲である。一方、最小圧力レベルは 40 dB 程度(=80 dB-40 dB)と考えられるため、圧力の測定範囲は 40 dB から 100 dB となる。このような低い圧力レンジを半導体圧力センサ等で測定することは難しいが、マイクロフォンならば十分な分解能を持って測定することが可能である。

ただし、コンデンサ型マイクロフォンを使用する場合の問題点は DC 成分の測定ができないことである。幸いにも、空力音の解析には圧力変動の時間変動が重要であり、DC 成分を無視することができる。このため、センサの感度を優先することにした。もう一つの問題点は、SN 比がマイク径に比例するため、極端に小型化することが難しいことである。SN 比を 60dB にするには通常、1/4 インチあるいは 1/2 インチ程度の直径が必要である。このため、センササイズを 1 mm 以下にするためには圧力口が必要となる。一般に販売されている 1/2 インチ・コンデンサマイクロフォンの長さは 100 mm ほどであるから、直径が 40 mm の円柱に埋め込むことが難しい。そこで、通常は一体となっているマイクロフォンの受感部とプリ・アンプを長さ 1 m の絶縁ケーブルで分離した特殊な 1/2 インチのコンデンサ・マイクロフォンを製作した。このマイクを円柱の内部に埋め込み、圧力口を介して表面圧力を測定した。マイクロフォンと円柱への取り付け方法を示す模式図を図 2.15 に示す。

このような測定方法では、圧力口において周波数応答が変化する。すなわち、圧力口の影響により空洞共鳴 (Helmholtz 共振) が起きるため、測定可能な周波数の上限はこの共振周波数に左右される。以下に本測定装置の周波数応答特性を示す。

図 2.16 に示すチャンバに表面圧力センサとコンデンサ・マイクロフォン (リファレンス・マイク) をセットし、圧力変動を測定した。図 2.17、図 2.18 に円柱内部に取り付けられた圧力センサの周波数応答特性を示す。実験に用いた基準圧力信号はスピーカーからのランダムノイズであり、音圧レベルは 0.1 Pa(74 dB)から 3 Pa(103 dB)である。音圧

レベルを変化させてもゲイン及び位相特性に大きな変化はないので、図 2.17～図 2.19には入力実効値 1 Pa(94dB)の場合の特性を示す。

センサ取り付け部の音響特性を単一共振系とみなすと共振周波数 f_r は

$$f_r = \frac{a}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{V(\delta + m)}} \quad (2-6)$$

となる。ここで V は受圧面前面の空洞体積、 S は圧力口の面積、 δ は圧力口の長さ、 a は音速、 m は管端補正係数（圧力口の直径の 0.8 倍）である。本実験の測定系の場合、共振周波数 f_r は 1380 Hz となる。単一共振系の応答特性は共振周波数 f_r を用いて

$$G = 20 \log \frac{1}{\sqrt{1 - [(f / f_r)^2] + (2\xi f / f_r)^2}} \quad (2-7)$$

$$\phi = \tan^{-1} \frac{2\xi(f / f_r)}{1 - (f / f_r)^2} \quad (2-8)$$

とあらわされる。図中には、上記の理論式から求めた周波数特性を実線で示した。 ξ は実験データから最小自乗法により求め、 $\xi = 0.1$ とした。図 2.17及び図 2.18に示すようにゲイン、位相共に、実験結果と理論解析結果は良く一致することがわかる。したがって、この方法で計測したデータのゲイン特性及び位相特性は単一共振系から推定可能であり、測定周波数が f_r より小さければ、ゲイン、位相共にほぼフラットな特性を示す。図中に示した縦の実線は各レイノルズ数におけるカルマン渦（一次）の周波数であり、共振周波数に比べて小さいことがわかる。

図 2.19にリファレンス・マイクとのコヒーレンスの測定結果である。円柱スパン方向に 1 列に 12 個設置した（詳細は次章に示す）圧力センサは、測定対象である 800 Hz 以下ではコヒーレンスがほぼ 1 となり、各センサ間のばらつきは無視できる程度であった。

上記のことから本研究で対象としている 800 Hz 以下の周波数に関して、本圧力センサは表面圧力変動及びその空間相関の測定を行うのに十分な精度と応答性を持つと考えられる。

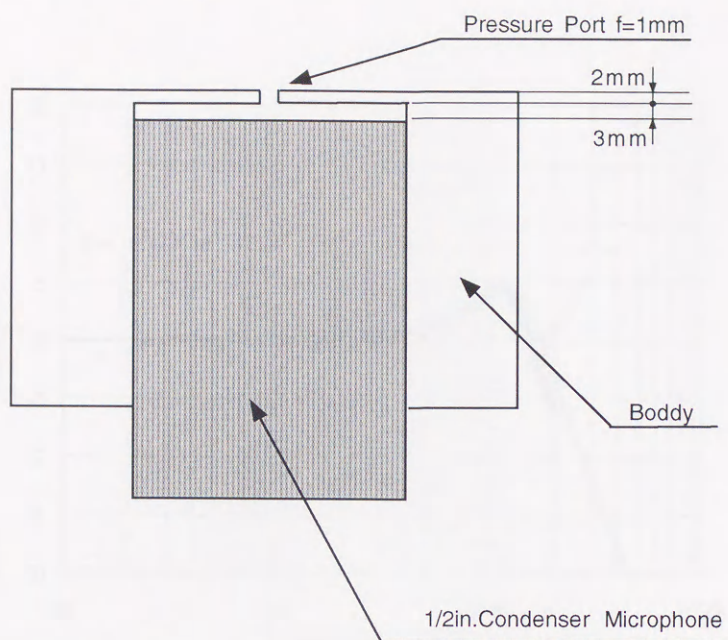


図 2.15 表面圧力センサの構造

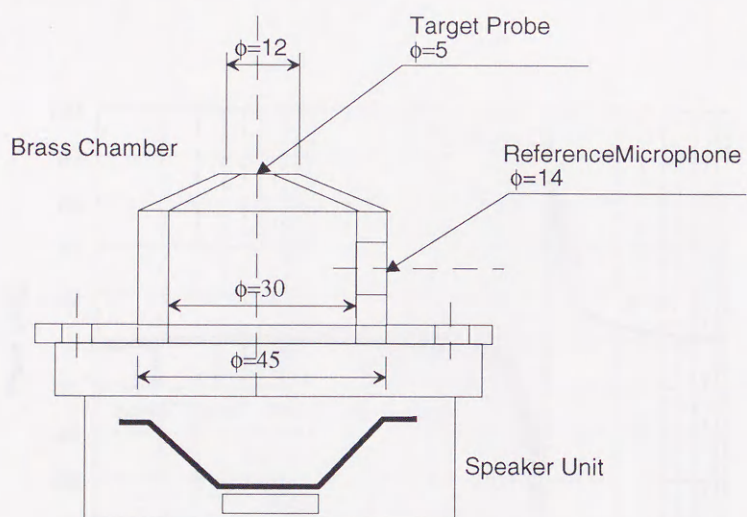


図 2.16 圧力変動校正用チャンバ

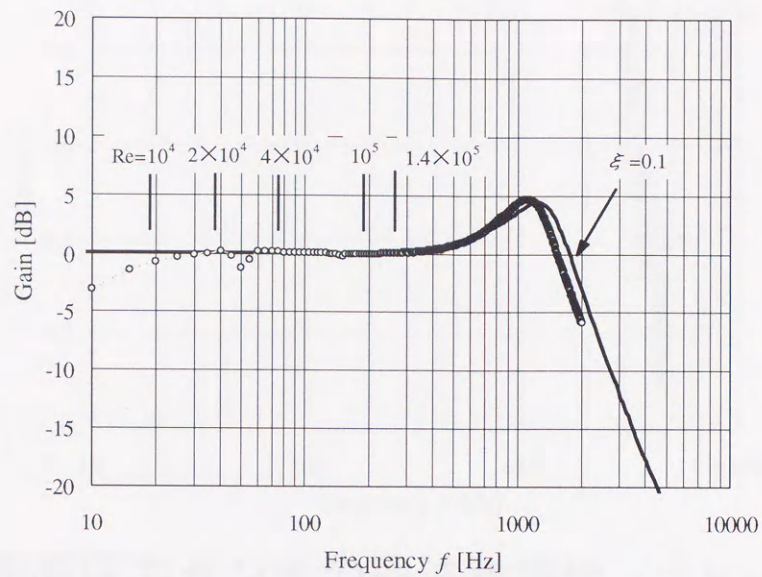


図 2.17 表面圧力センサの周波数特性（ゲイン）

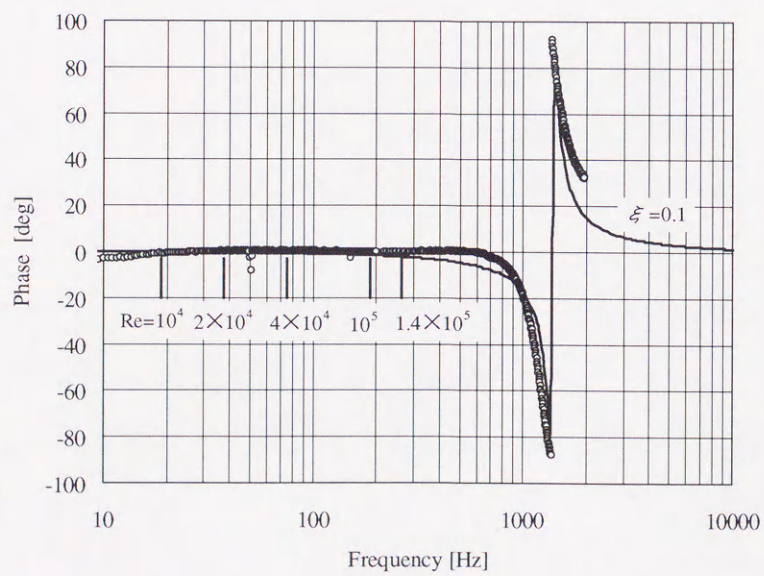


図 2.18 表面圧力センサの周波数特性（位相）

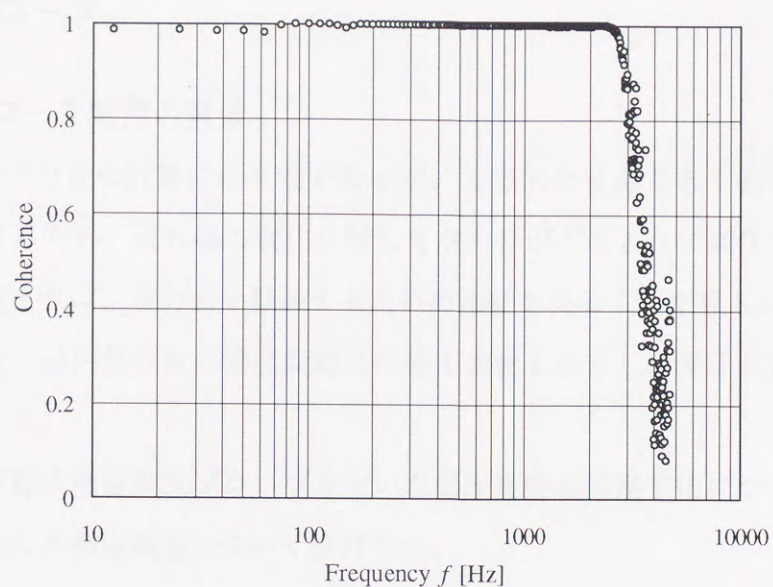


図2.19 表面圧力センサの周波数特性（コヒーレンス）

2.4 渦度プローブ

2.4.1 渦度プローブ開発の背景

Curle の式は空力音の計算には有効であるが、仮想的な音源である表面圧力変動から空力音を計算するため、流れ場の変化に対して空力音がどのように変化するかを把握しにくい。言い換えれば、空力音を低減するための指針を得ることが難しい。

そこで本研究では円柱後流の渦度変動及び静圧変動を測定し、渦度と表面圧力の関係について検討する。

この節では四線式熱線渦度プローブを用いた渦度変動の計測手法について検討する。特に渦のスケールと測定誤差について検討する。

2.4.2 センサの選択

乱流中の渦度測定が困難な理由の一つは乱流中には大小さまざまなスケールの渦が含まれており、これらの変動を正しく捕らえるには時間的、空間的に高い分解能を持ったセンサが必要なためである。以下、渦度プローブに関して2.3節と同様、その仕様について検討する。

渦度の計測には本質的に速度場の空間微分が必要である。後述するように空間微分を時間微分に置き換えて計算するため、高い時間分解能が要求される。前述の圧力センサよりも高い周波数特性が必要であり、少なくとも5 kHzから10 kHz程度の周波数分解能が必要である。

レーザー計測の場合は空間分解能が優れている反面、トレーサ粒子を必要とすることから時間分解能に関しては問題が生じることもある。

流れの可視化画像をデータ処理することによって速度場の空間測定を行う方法 (PIV :Particle-Image Velocimetry) では渦度の空間測定を高い精度で行うことが可能[39]であるが、コストが高いこと、大型の装置に適用することが (コスト的に) 難しいなどの問題点がある。

乱流計測の主流である熱線流速計は高い時間分解能（DC～20 kHz）を有するものの、渦度や速度ベクトルの測定を行う際には複数のセンサを流れ場に挿入しなくてはならないため、空間分解能の点では問題がある。

各種計測ともに長所、短所があるが、時間分解能を優先すると熱線流速計を利用する方法がよいと考えられるので、熱線流速計を複数本使用するマルチ・ホットワイヤ[40][41][42][43][29][30]技術を利用することにした。

熱線流速計には定温度型と定電流型があるが、フィードバック系制御回路を備えた定温度型熱線流速計のほうが乱流計測には優れており、定温度型を用いることにし、以後、定温度型熱線流速計を単に熱線流速計あるいは熱線と呼ぶ。

2.4.3 熱線渦度プローブの原理

円柱のスパン方向を Z 軸とした場合、Z 軸周りの渦度 ω_z は速度変動 $u(x,y,t)$ 、 $v(x,y,t)$ の x、y 方向の空間的变化として現される。

$$\omega_z = -\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} = \Omega_1 + \Omega_2 \quad (2-9)$$

○速度成分 u の y 方向微分成分の測定

図 2.20(a)に示すように主流方向測定用の I 型熱線 2 本を y 軸方向に微小間隔 Δ だけ離して平行に設置し、2 本の熱線の出力 u_1 、 u_2 の差分をとり、これを空間微分 Ω_1 とみなす。

$$\Omega_1 = -\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{u_2 - u_1}{\Delta} \quad (2-10)$$

○速度成分 v の x 方向微分成分の測定

y 方向の空間微分を行なうことはセンサの加工・製造上の問題を除けば、それほど困難ではないが、X 方向の空間微分は熱線流速計を用いる場合、根本的な問題となる。すなわち、センサを測定空間内に挿入するため、X 軸方向に 2 本のセンサを配置すると、前方のセンサの後流が流れを乱し、正確な測定が困難になる。この問題は熱線流速計を用いた乱流計測における最も大きな欠点であり、速度変動の空間相関の測定等の障害となっている。熱線流速計用いた計測において、この問題を回避する方法としては、

条件つき抽出法による速度の空間分布の計測[44]

テイラーの凍結仮説を用いた空間微分の時間微分への変換[45][46]

があげられる。条件付き抽出法は速度変動の瞬間値の計測には適さないため、本研究ではテイラーの凍結仮説を用いる。

テイラーの凍結仮説によれば速度変動の X 軸方向変化を、渦の移動速度 U_c と時間変化で置き換え、X 軸方向の空間微分を時間微分を用いて

$$\frac{\partial}{\partial t} = -U_c \frac{\partial}{\partial x} \quad (2-11)$$

と表わすことができる。したがって、図 2.20(b)に示す X 型熱線流速計を用いて速度成分 v の時系列データを測定し、 v の X 軸方向の空間微分 Ω_2 を求めることができる。

以上のことから、2 本の I 型プローブからなる平行プローブと X 型プローブの 4 本の熱線を図 2.20(c)に示すように組み合わせた I-X-I 型熱線渦度プローブ(以後、渦度プローブ)によって、Z 軸周りの渦度 ω_z の測定が可能である。

$$\omega_z = -\frac{1}{U_c} \frac{v_2 - v_1}{dt} - \frac{u_2 - u_1}{\Delta} \quad (2-12)$$

3.4 渦度プローブの寸法

図 2.20(c)に示した 4 本の熱線を組み合わせた渦度測定プローブを DANTEC(DISA)社に製造依頼し、図 2.21に示す渦度プローブを製作した。

金属細線には直径 5 μm の白金メッキタングステン線を使用した。熱線の長さは、平行 I プローブが 1 mm、X 型プローブが 1.4 mm である。細線径に対して熱線の長さを、それぞれ 200 倍、280 倍とし、熱線からプロングへの熱の流れによる熱線の時定数の遅れを抑えた。

2.4.4 渦度プローブの誤差評価実験

センサの性能を確認するため以下の実験を行った。

(1) 熱線のリニアリティのチェック

図 2.22に四本の熱線の校正データの一例を示す。各熱線とも $\pm 1\%$ の誤差があることがわかる。このため、四本の熱線の組合せ演算を行った場合、リニアリティによって生じる誤差のため、 8% 程度の誤差を生じる可能性がある。

(2) 二次元噴流を用いた渦度測定実験との比較

条件付き抽出法を用いた位相平均渦度測定方法は、渦度の測定方法としての信頼性が高い。そこで、開発した渦度プローブの測定精度を検討するため、条件付き抽出法による渦度の測定結果との比較実験を行った。

図 2.23に実験に用いた二次元噴流風洞を示す[47]。風洞に取り付けられたスピーカーを用いて噴流場を音波により励起し、噴流中の渦構造を強めることにより、実験の再現性を高め、条件付き抽出法が精度よく行えるようにした。

図 2.24に条件付き抽出法により計測された位相平均渦度*を示す。渦度の計算は、位相平均化した速度データ u, v (測定領域 X 軸方向 150mm、Y 軸方向 60mm 測定点 145×60)を用いて行った。このデータと同一条件下において渦度プローブを用いて渦度計測を行い、渦度測定の精度を検討した。

図 2.25に示すように条件つき抽出法よる結果と渦度プローブによる測定結果は全体的によく一致している。ここで、渦の移動速度 U_c は二次元噴流の場合、 $0.8U$ 程度と言われており、本研究でも $U_c=0.8U$ として計算した。一方、Foss[40]、Foss ら[41]は U_c としてローカルな瞬間流速を用いている。 U_c に瞬間流速を用いるとリアルタイム処理が行える利点があるので、測定中に流れ場を監視する場合は、 U_c に瞬間流速を用いて流れの状態を大まかに観察した。

図 2.26は渦度プローブによる計測結果と位相平均渦度の計測結果との差を百分率で示したものであり、測定誤差は測定領域全域において 10% 以内である。

図 2.27は $y/2h=\pm 1$ 上の渦度の測定誤差を下流方向に示したものである。渦スケールがプローブに比べ大きな $x/2h=6.5$ 付近では測定誤差が比較的小さくなる。したがって、測定誤差は渦のスケールに依存することがわかる。

* 豊橋技術科学大学 蒔田秀治教授のご厚意による。

テイラーの凍結仮説は基本的にはせん断乱流中において成立しないため、空間微分を時間微分に置き換えること自体に問題があること、渦の移動速度を客観的に決定することが難しいなどの問題がある。しかし、本研究で対象にしている二次元噴流や円柱の後流では、渦度に対する y 方向微分の寄与が、 x 方向微分の寄与に比べ大きいいため、テイラーの凍結仮説を用いたために生じる誤差が比較的小さいようである。

条件付き抽出法から求めた渦度との比較結果から、開発した渦度プローブの測定誤差は 10 %程度と考えられる。熱線のリニアリティの不確かさに伴う誤差が数%あることを考えれば、テイラーの凍結仮説を用いても、比較的精度の高い計測が可能であることがわかる。

(3) 一様等方性乱流場における渦度スペクトルの計測

渦度プローブによる渦度測定を用いて渦度のスペクトルを求める場合、渦度プローブの空間分解能が問題となる。一般に熱線流速計を用いたスペクトル計測の空間分解能はプローブの検査体積に依存する。原理的には、Kolmogorov の最小渦スケールよりも十分に小さなセンサを用いればよい。しかし、通常の空気流の場合、Kolmogorov スケールは 1/10mm のオーダーであり、この大きさのセンサを作ることは一般的には困難である。したがって、プローブの検査体積の有限性が周波数解析に及ぼす影響を検討する必要がある。一様等方性乱流場においては、渦度の 2 乗平均はエンストロフィ Γ に比例する。[48]

$$\Gamma(t) = \frac{1}{2} \overline{|\omega(x,t)|^2} = \int_0^\infty k^2 E(k,t) dk \quad (2-13)$$

したがって、エネルギースペクトルを測定することにより渦度スペクトルを求めることができる。

図 2.28 に慣性小領域が明確に存在する一様等方性乱流場[49] (最大渦スケール、Taylor のマイクロスケール、Kolmogorov の最小渦スケールはそれぞれ、200 mm, 8 mm, 0.2 mm) における渦度スペクトル測定結果を示す。実線は一様等方性乱流場の理論より求めた渦度スペクトルの漸近線、破線はエネルギースペクトルより求めた渦度スペクトルである。Kolmogorov の理論により、乱流場のエネルギースペクトルは慣性小領域において周波数

の $-5/3$ 乗に比例することから渦度スペクトルは周波数の $1/3$ 乗に比例する。渦度プローブによる測定結果は 5 mm 程度のスケールの渦から理論と一致しなくなる。したがって、開発した渦度プローブによる測定可能な渦スケールは厳密には 5 mm 程度である。この結果は、先に示した条件付き抽出法による二次元噴流の渦度計測結果（プローブの検査体積に相当する 2 mm 程度の大きさの渦の測定が可能）よりも分解能が悪いことを示している。これは、スペクトル解析の方が平均値計測より難しいこと、一様等方性乱流場の渦度が、二次元噴流場の渦度より 1 オーダ小さく測定が難しいことが理由としてあげられる。したがって、開発した渦度プローブの空間分解能は、スペクトル解析に対しては 5 mm 程度、渦度強度の平均値を調べる場合は、プローブの検査体積程度のスケールと考えられる。

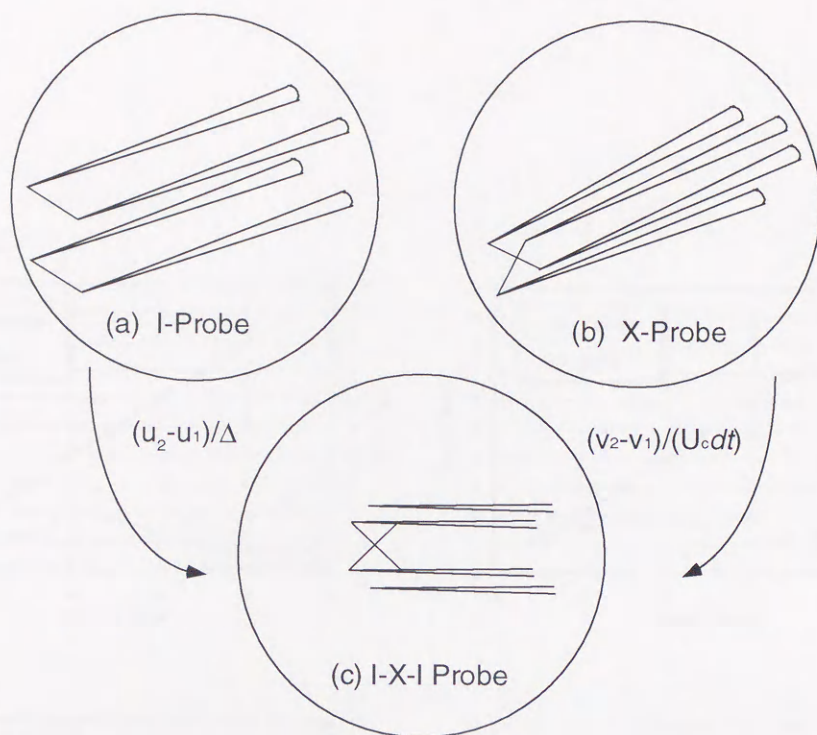


図 2.20 渦度センサの原理

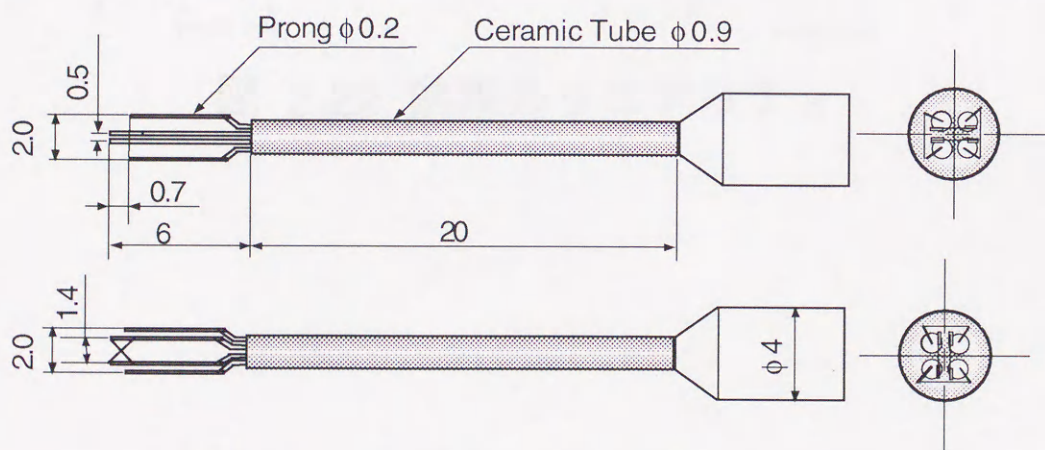


図 2.21 四線式熱線渦度センサ

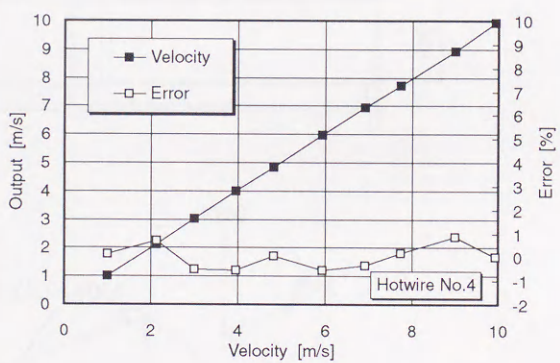
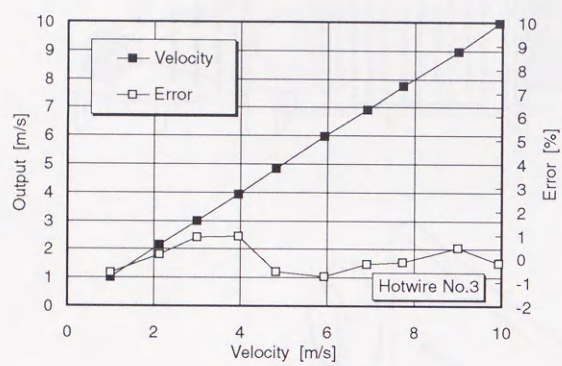
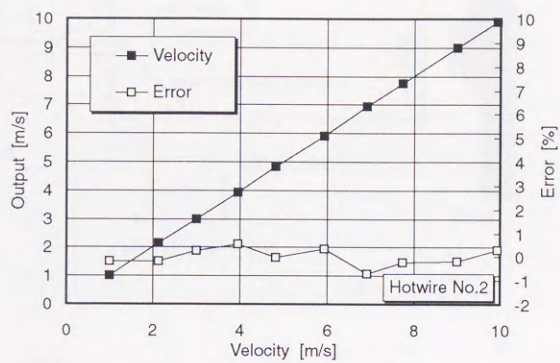
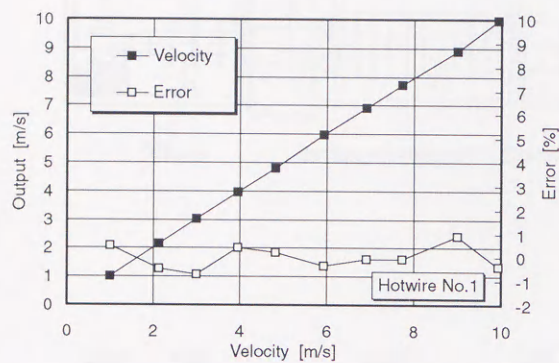


図 2.22 熱線のリニアリティ

図 2.23 二次元噴流風洞 (鹿児島大学工学部研究室)

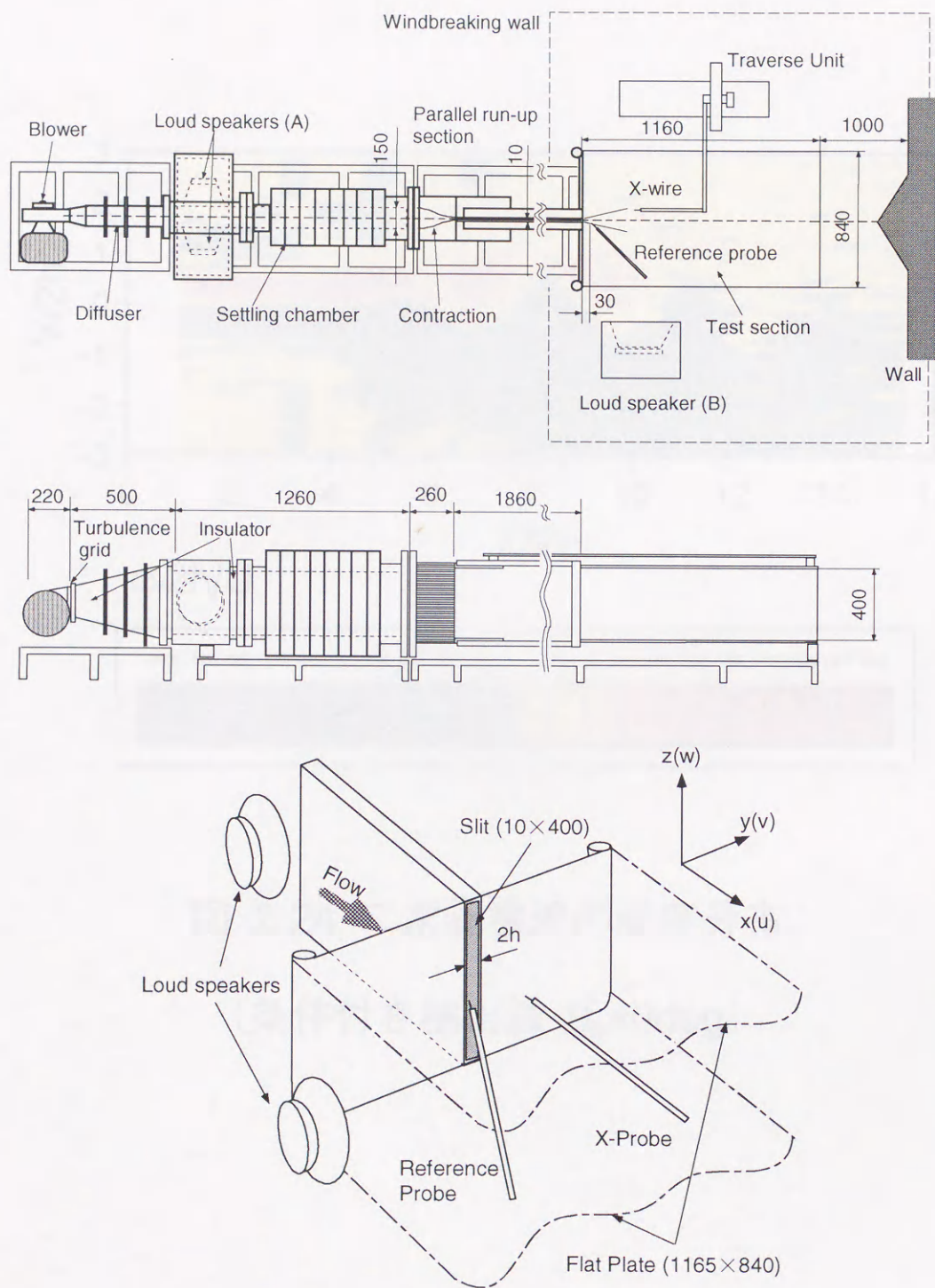


図 2.23 二次元噴流風洞 (豊橋技術科学大学蒔田研究室)

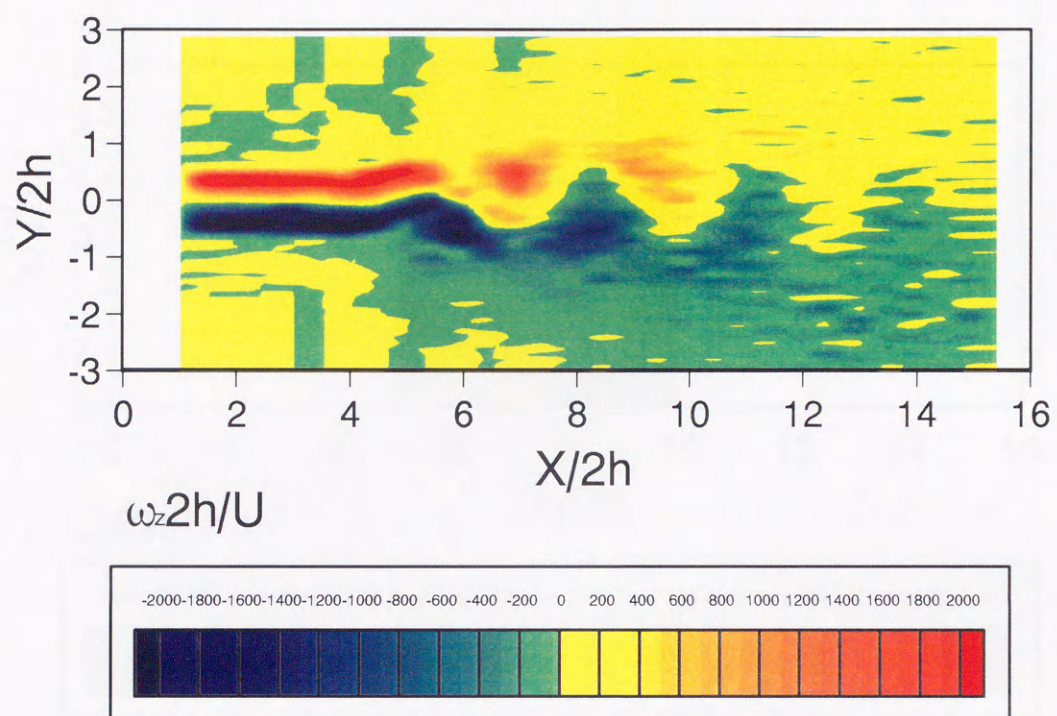


図 2.24 二次元噴流の渦度分布

(条件付き抽出法 $\theta_p=0\text{deg}$)

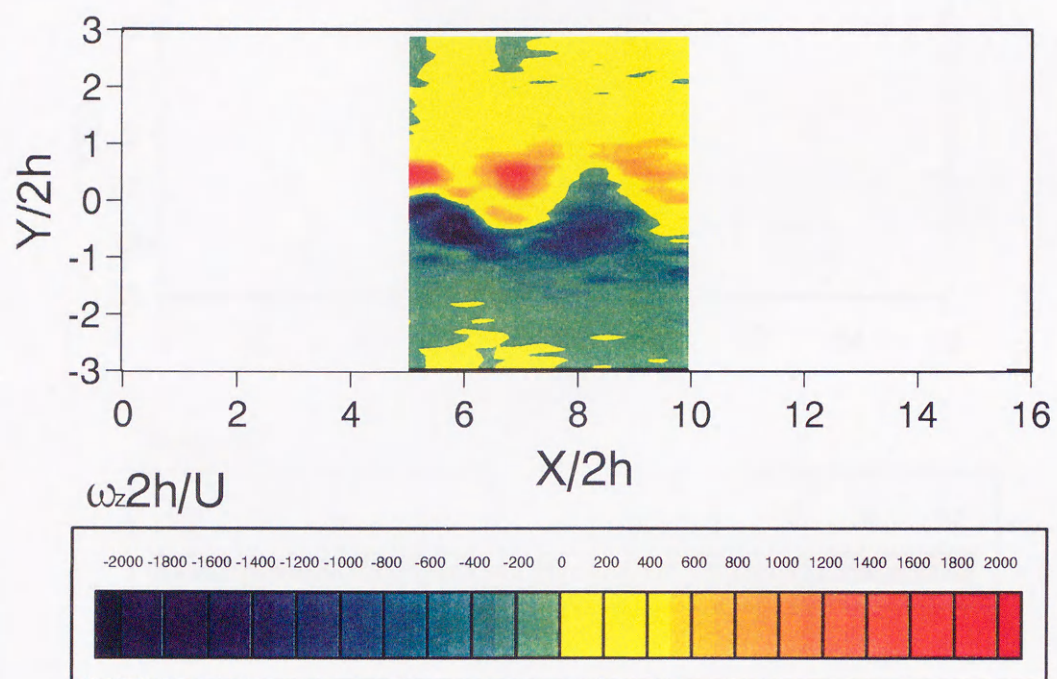


図 2.25 二次元噴流の渦度分布

(渦度センサ $\theta_p=0\text{deg}$)

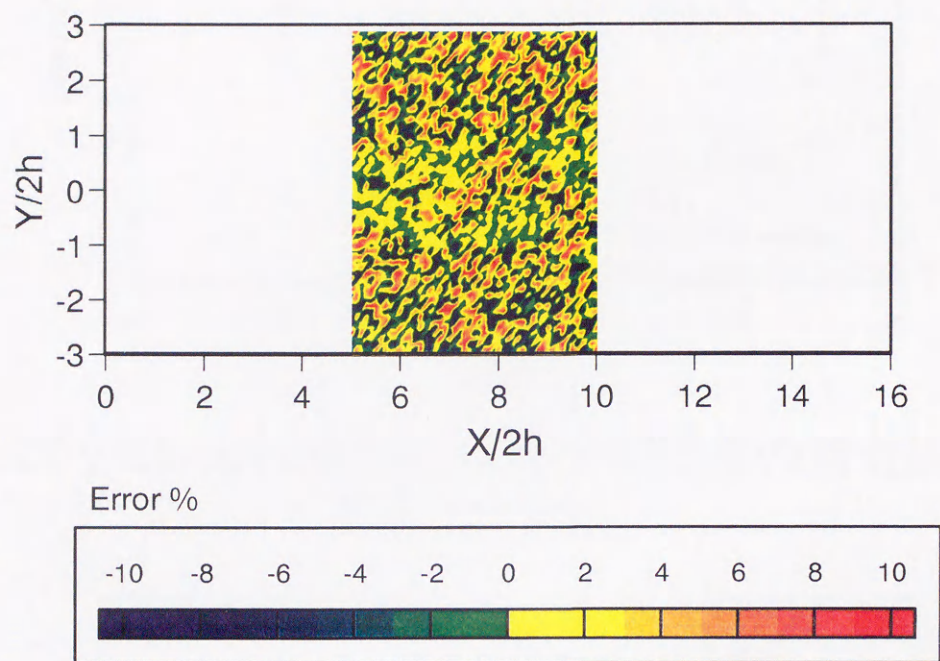


図 2.26 条件付き抽出法と渦度センサによる
渦度測定結果の比較

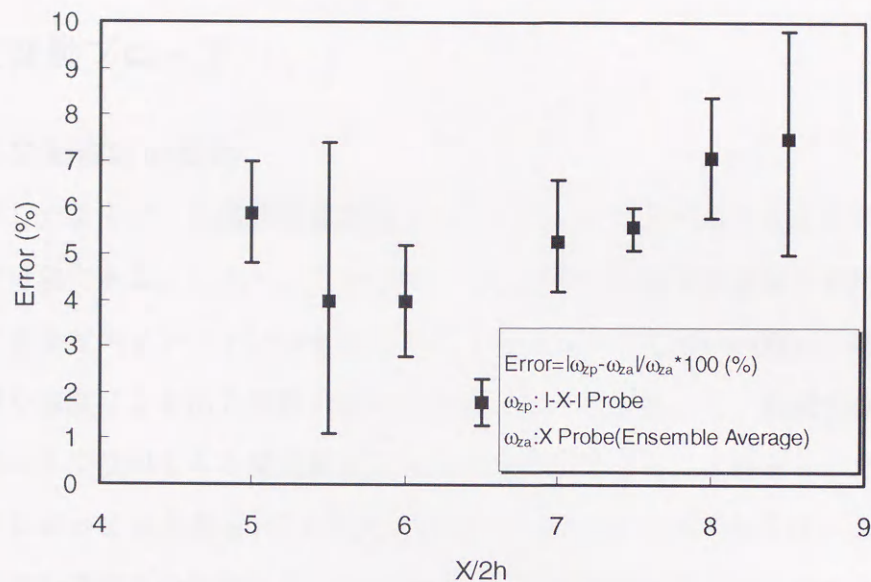
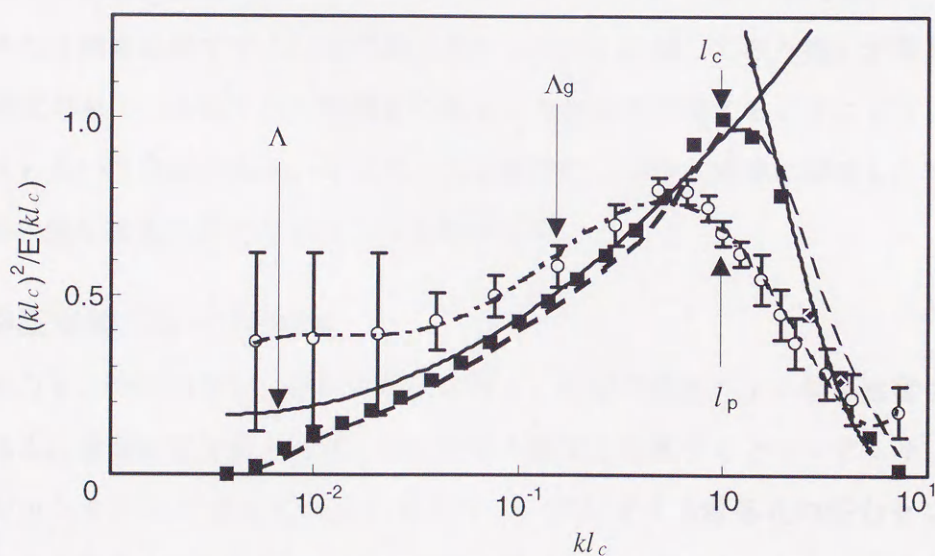


図 2.27 $y/2h = \pm 1$ (渦中心) における渦度の測定誤差の下流方向変化



Λ : 積分特性距離、 Λ_g : テイラーのマイクロスケール、 l_c : Kolmogorov スケール

l_p : プロブ寸法、-----: 理論曲線、—: ハイゼンベルグ理論の漸近線

■, エネルギースペクトルから求めたエントロフィ ○: 渦度プロブによる測定値

図 2.28 一様等方性乱流場の渦度スペクトル

2.5 静圧変動プローブ

2.5.1 静圧変動測定のための目的

前節に示したように、四線式熱線渦度プローブにより、流れ場の渦度を精度良く計測することが可能である。しかし、このプローブを実際の製品開発現場で使用することは耐久性や校正などのメンテナンスを考えると、使いやすいとはいえない。特に、熱線の校正の問題や温度による出力特性の変化に対応することが難しく、風洞実験のような理想的な環境以外で使用すると測定結果に大きな誤差が生じることがある。たとえば、新幹線の測定においては熱線を1日中野外に設置しておかなければならないこともあり、日中と深夜での温度差の影響などを受けやすい。製品開発現場ではこのような制約があるため、できるだけ取り扱いの容易なセンサの開発も必要である。

ところで、空力音が渦の非定常運動によって発生するのであれば、渦度と関連の強い静圧変動とも相関があるはずである。静圧変動の測定は原理的には2.3節に示した表面圧力センサの技術を応用することが可能であり、熱線に比較して取り扱いが容易である。また、研究対象である音と同じ物理量である圧力変動を計測することにより、現象を理解しやすいという利点がある。そこで、この節では、渦度と密接に関係した物理量である流れ場の静圧変動の測定方法について検討する。

2.5.2 静圧変動プローブの特性

表面圧力センサと同様に、時間分解能が高く、小型で感度のよい静圧変動プローブが要求される。表面圧力変動と同様に圧力検出の感度を考慮するとコンデンサ・マイクロフォンがセンサとして適していると思われる。ピエゾ式半導体式の圧力センサは直径1mm程度の小型のものもあるが、感度が数Pa以下のものは見当たらない。このため、先に示した1/2インチのコンデンサ・マイクと同じように、ヘッド・アンプとプリ・アンプを切り離した1/4インチのコンデンサ・マイクを製作した（後流中に挿入することを考慮し、表面圧力変動測定用よりも小型のものを使用した）。

このマイクロフォンに北海道工業大学豊田教授ら[48][50][51]が開発した静圧変動プローブ用の導管を取り付け、変動圧力を測定する。

図 2.29に寸法諸元、図 2.30に外観写真を示す。

本センサは1/4インチのコンデンサマイクロフォンに直径約1 mm、長さ約55 mmの静圧管を取り付けたものである。静圧管の先端は針状に削りだし、静圧管周囲の流れを乱さないようにしてある。静圧管の円周上に直径0.8 mmの穴を4個ずつ2列、合計8個あけて静圧孔とした。

2.5.3 周波数特性

圧力測定に使用可能なマイクロフォンは約 40 kHz までフラットな周波数応答を示すが、本プローブのように長いパイプを介して圧力計測を行うと表面圧力変動測定の場合と同じように空洞共鳴と気柱共鳴による周波数特性の劣化が生じる。このため、製作したプローブの周波数特性をあらかじめ測定する必要がある。

スピーカーからランダムノイズ等を発生させ、リファレンスマイクと静圧変動プローブの伝達特性と位相特性を求めた結果を図 2.31および図 2.32に示す。

静圧管の直径と長さから静圧変動プローブの空洞共鳴の共振周波数は約 1930 Hz、気柱共鳴による共振周波数は 4250 Hz である。共振周波数としては空洞共鳴による共振周波数の方が低いので測定の際に問題となるのは空洞共鳴と考えられる。実線で示した応答曲線はこの系の空洞共鳴を単一共振系として求めた理論値である。実験結果は理論曲線とほぼ一致し、1950 Hz に共振周波数を持っている。図 2.33に圧力スペクトルの測定値を示す。図から本圧力変動プローブの測定上限周波数は 1 kHz から 1.5 kHz 程度であることがわかる。

2.5.4 方向特性

乱流中では流れの方向が時々刻々と変化する。このため静圧変動プローブの設置方向と流れの主流方向が一致しない場合の誤差を見積もる必要がある。静圧変動プローブを風洞中に設置し、風洞主流に対するプローブ取り付け角度 α (± 40 度)を変化させてた場合の出力特性を図 2.34に示す。 $|\alpha| \leq 15$ 度に対して、無次元圧力係数 $C_p = p_s / (1/2 \rho U_o^2)$ は 0.018 以下であり、動圧の 2 %程度の誤差しか含まないことがわかる。したがって、物体直下の逆流領域以外では静圧変動の測定が可能である。

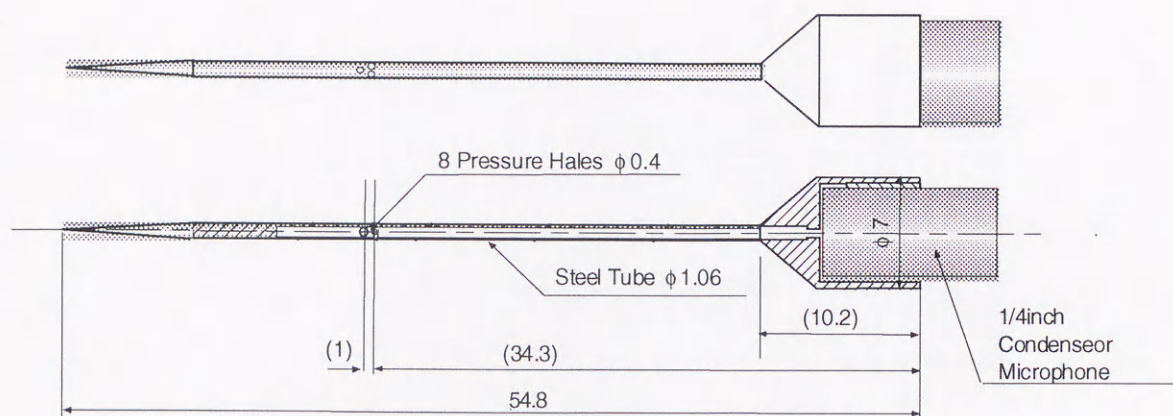


図 2.29 静圧プローブ

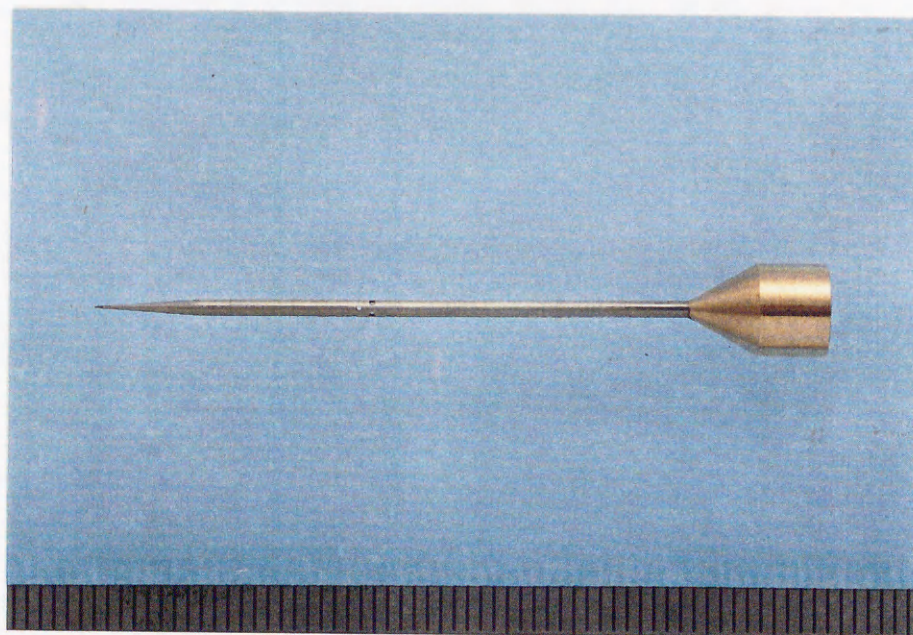


図 2.30 静圧プローブの概観写真

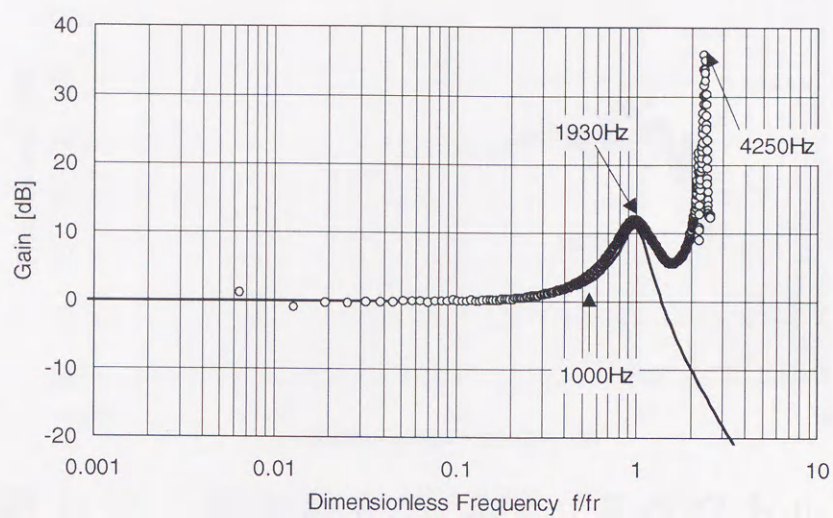


図 2.31 周波数応答特性（ゲイン）

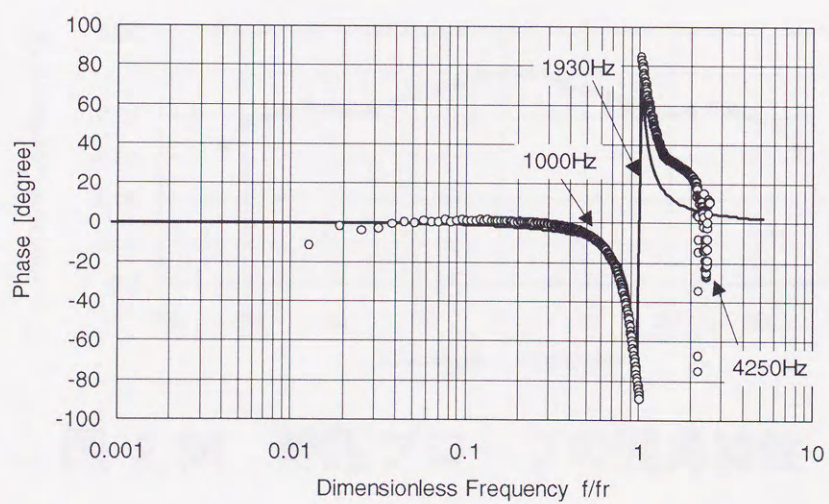


図 2.32 周波数応答特性（位相）

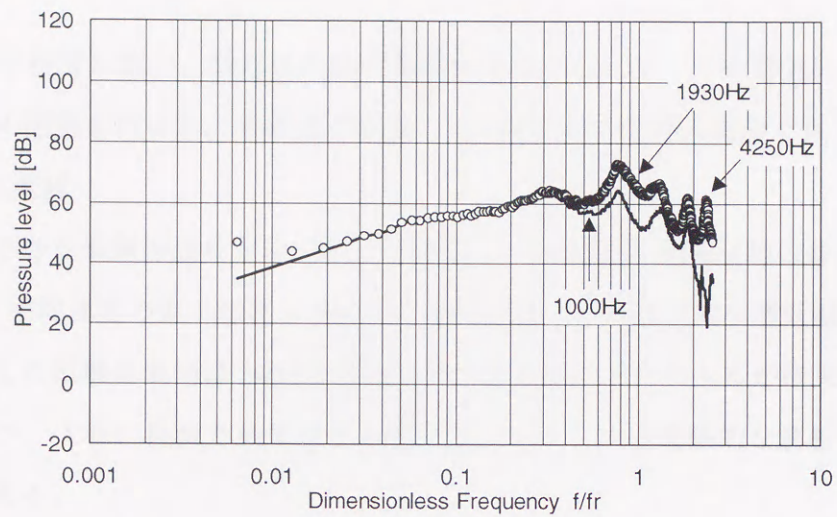


図 2.33 周波数応答特性（スペクトル）

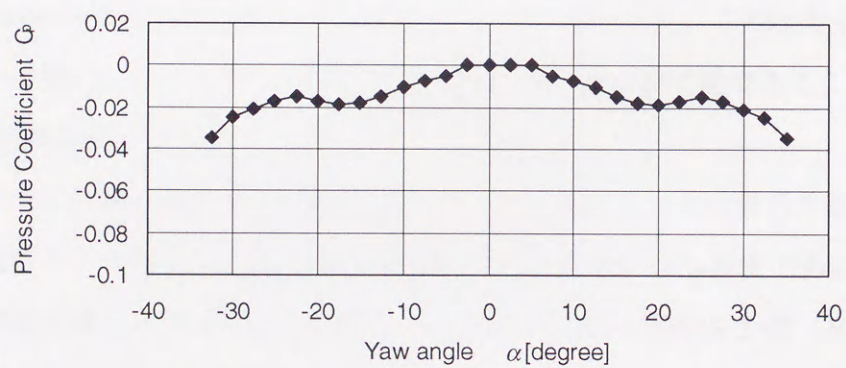


図 2.34 静圧プローブの迎角特性

2.6 結言

流れと音の相関を調べ、空力音の発生機構を明らかにすることを目的に空力音解析用の実験装置の開発を行った。本研究で開発した実験装置の特徴と性能を以下に示す。

(1) 低騒音風洞

暗騒音の小さな風洞の設計方法について検討し、平均流速 50 m/s 時の騒音レベルが 60 dB(A)以下、平均速度の非一様性 1 %以下、乱れ強度 0.5 %以下の小型低騒音風洞を製作した。製作した低騒音風洞は 200 Hz 以上の周波数領域のスペクトルが従来使用されていたものに比べ、大幅に低減されており、空力音スペクトルの実験的な解析を行うのに適したものである。

(2) 表面圧力センサ

Curle の理論に基づき、空力音を解析するためには、物体の表面圧力を正確に測定する必要がある。本研究で対象としているマッハ数の低い流れ場では、圧力変動の大きさは、たかだか数 kPa であり、半導体圧力センサ等では十分な SN 比を得ることが難しい。このため、本研究では、プリアンプと受感部を分離した小型のコンデンサ・マイクロフォンを直径 40 mm の円柱に埋め込んだ表面圧力センサを製作した。この圧力センサの周波数特性について検討し、1 Pa 以下の圧力変動を測定することが可能であることを示した。

(3) 四線式熱線渦度プローブ

熱線流速計を四本組み合わせた熱線渦度プローブを製作し、その特性を評価した。条件付き抽出法によって得られた渦度の計測結果との誤差は約 10 %程度である。また、一様等方性乱流場の渦度スペクトルを測定し、プローブの検査体積の 5 倍 (10 mm) 程度の渦を計測できることを確認した。

(4) 静圧変動プローブ

北海道工業大学豊田教授らが開発した静圧変動プローブと同様なセンサを製作し、その特性について検討した。このセンサを用いて周波数 1.5kHz 程度までの静圧変動を測定することができる。このセンサにより、物体後流の静圧変動と空力音の相関を測定することが可能であると考えられる。

第3章 相関長を用いた空力音の予測

3.1 緒言

この章では、前章に示した低騒音風洞、表面圧力センサを用いて、物体表面の圧力変動を測定し、Curleの理論から空力音を予測することを試みる。特に、表面圧力変動のコヒーレンスの積分特性距離から周波数空間における相関長を定義し、予測精度を向上させるとともに、空力音スペクトルを推定する方法を提案する。

Phillips[16]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い。そのため、空力音のスペクトルを予測することができなかった。そこで本研究では、(1) 流体力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。

最初に基礎方程式(Curleの式)とスパン方向のコヒーレンスから相関長を求める方法について説明する。次に円柱表面圧力変動、コヒーレンス、空力音の予測結果を示す。

3.2 基礎方程式

Curle の式において双極子成分が四重極子成分に比べて十分大きいと仮定すると、円柱に働く単位長さ当たりの流体力 f_i を用いて遠距離場の音の強さ $p(x)$ は

$$\overline{p^2(x)} = \frac{x_i x_j}{16\pi^2 a^2 x^4} L \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_i(z)}{\partial t} \frac{\partial f_j(z+\zeta)}{\partial t} d\zeta \quad (3-1)$$

と表せる[16]。ここで ζ は円柱スパン方向の 2 点間の距離である。レイノルズ数が大きい場合、円柱後流はスパン方向に完全に二次元ではなく、三次元性を持っている。このため、スパン方向に離れた位置における流体力の相互相関は小さくなる。したがって、流体力のスパン方向相関長を求め、流体力が等価的に同位相で働く領域を推定する必要がある。

Phillips[16]及び神部[31]はスパン方向の相関長さを L_c として式(3-1)を変形し、以下の式を導いた。

$$\overline{p^2(x)} = \frac{1}{16\pi^2 a^2 x^4} L L_c \left(x_i \frac{\partial f_i}{\partial t} \right)^2 \quad (3-2)$$

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、

$$f_i = \int_0^{2\pi} n_i P \frac{D}{2} d\theta \quad (3-3)$$

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。

3.3 相関長の定義方法

前述のように Curle の式を用いて、空力音の予測を行うには、相関長をどのように定義するかが重要である。Phillips は流れの可視化画像から流れが三次元的に巻き上がるスパン方向長さを求め、これを相関長と定義した。この方法は、可視化による相関長の定義方法として、広く一般に知られている[16][21][22]。

Phillips の行った比較的低いレイノルズ数の流れ場では、カルマン渦の基本周波数成分のみが卓越する流れ場であり、後流は層流状態である。したがって、可視化により代表

的な渦スケールを捉えることにより、流れ場全体の状態を知ることができると考えられる。いいかえれば、一つの渦スケールにより流れ場を代表させることが可能である。

しかし、レイノルズ数が大きく、後流が乱流の場合、流れ場には様々なスケールの渦が存在する。このような流れ場において、すべての渦がスパン方向に同じ相関長を持つとは考えにくい。

本研究に先立ち、著者らは一様等方性乱流場において、エネルギーを含む渦、テイラーのマイクロ・スケール、エネルギー散逸が最大となる渦のレイノルズ数に対する変化を実験的に調べてきた[36][37][49][52]。一様等方性乱流のようなもっとも単純な乱流場においてさえ、図 3.1に示すような階層的な渦構造を持っている[36]。円柱後流のカルマン渦のような大規模な渦とその崩壊によって発生する渦の場合、より複雑な渦構造または階層構造を持つものと推測される。さらに、その構造は一様等方性乱流場のカスケード・モデルとは異なり、個々の渦毎に異なった規模を持つと思われる。

著者らは、一様等方性乱流場の代表的な 3 つの渦スケール（エネルギーを含む渦、テイラーのマイクロ・スケール、エネルギー散逸スケール）に関する研究から、さらに自己相似的な渦スケールというものを定義した[36][49][52]。図 3.2にエネルギー・スペクトルと渦スケールの関係を示す。著者らが定義した自己相似的な渦スケールは乱流場の乱れの寿命時間と渦の特性時間の関係を結びつけるものであり、このスケールを乱流場の解析に導入することにより、一様等方性乱流が減衰する過程において、大きな渦の非等方性が緩和されていく過程を明らかにすることが可能である。したがって、乱流場の解析では渦スケールを定義し、その物理的な性質を考察することが重要である。

一様等方性乱流の研究から、乱流中の渦は固有のスケールを持ち、それらが複雑に組み合わさって流れ場を形成していると考えられる。この渦の多様性が乱流の特徴の一つであることを考えると、乱流解析では渦の性質を一つの代表的なスケールだけで表わすことは難しいと考えられる。すなわち、各渦が固有のスケールを持つことから、各渦毎に相関長さを定義する必要がある。

テイラーの凍結仮説[46]を用いると、乱流中の渦の波数（波長の逆数）は周波数の関数として表わすことができる。このことから、各周波数について相関長 L_c を求めることにより、各渦に固有の相関長さを決定することができる。

周波数毎に相関長さを定義することができれば、各渦の相関長さの性質が明きらかなるばかりでなく、式(3-2)に周波数毎の相関長さと表面圧力変動のスペクトルを代入することにより、空力音スペクトルを計算することが可能である。

本研究では、周波数毎の相関長さの定義方法として、以下の方法を提案する。

乱流場の特性長さの代表的なものとして、速度場の自己相関を積分した、いわゆる積分特性距離がある。しかし、自己相関は時間遅れ（それに対応する空間的な間隔）のみに依存し、周波数には依存しない。そこで、本研究では、周波数に依存した相関量として、スパン方向に ζ だけ離れた2点における表面圧力変動のコヒーレンスを求めた。

$$\overline{C}(f, \zeta) = \frac{\overline{|G_{ij}(f)|^2}}{G_i(f)G_j(f)} \leq 1 \quad (3-4)$$

ここで G_i は圧力 P のフーリエ・スペクトル、 G_{ij} は空間的に離れた2点の圧力変動のクロス・スペクトルである。式(3-4)からコヒーレンスが周波数の関数であることがわかる。

測定したコヒーレンスを各周波数成分毎に分解し、それを各周波数に関する空間相関と見なし、スパン方向距離に関して積分することにより、相関長 $L_c(f)$ を計算した。

各周波数の相関長さを $L_c(f)$ は、コヒーレンスを $C(f, \zeta)$ とおくと、

$$L_c(f) = \int_0^\infty C(f, \zeta) d\zeta \quad (3-5)$$

と表せる。

相関関数を積分して、特性距離を算出する方法は、乱流の速度場の積分特性距離 [46][52][53][54][55] の計算方法と同じ方法であり、物理的には以下の意味を持つ。

コヒーレンス $C(f)$ をスパン方向距離 ζ に関してグラフにプロットする。（ここで、スパン方向距離に関する軸を Z 軸、コヒーレンスの強度に関する軸を C 軸とする。図 3.11 後述参照） Z 軸及び C 軸に囲まれた面積 S_c を求める。次にコヒーレンス C がすべての ζ に対して 1（すなわち完全に位相が揃った場合）の場合を考え、この条件でコヒーレンス C と2つの座標軸に囲まれた面積が S_c と等価になる Z 軸座標を求め、これを相関長

L_c とした。このような定義方法から得られる長さスケールは表面圧力変動が統計的に一体となって運動する渦のスケールを表わしている。

積分特性距離を用いることの利点は可視化データと比較して客観的に相関長を定義できることである。ただし、コヒーレンスの測定では、位相が一定の割合で回転している場合でもコヒーレンスの大きさには影響を与えない。例えば、位相が 180° 反転している 2 つの信号と完全に同位相の信号の区別がつかないという問題がある。しかし、流れの三次元化は一般にレイノルズ数が大きくなり、円柱後流が乱流となることにより生じることから、円柱スパン方向の相関が小さくなるのは、流れが乱雑化することによるものと推定される。このため、位相が一定の割合で変化していく場合や、完全に反転した状態が長時間継続される場合よりも、スパン方向に位相がランダムに変化する場合の方が統計的な出現確率が高いことが期待される。したがって、コヒーレンスを用いることにより平均化された流れの構造を周波数毎に得ることができる。

3.4 実験結果

3.4.1 実験装置と測定方法

一般に空力音を測定する場合、音を測定する必要性からオープンチャンネル型の測定胴を使用する。ジェット騒音の測定では問題とならないが、オープンチャンネル型の測定胴を用いて、流れの中に置かれた二次元物体から発生する空力音を測定する場合、試験物体の設置方法は重要な問題となる。

図 3.3(a)に示すように二次元物体を風洞気流外部のせん断層を横切るように設置すると、せん断層と物体の干渉により、大きな空力音を発生させる[56]。このため、風洞の暗騒音が大きくなり一様な気流中に置かれた物体から発生する空力音を正確に評価することが難しくなる。たとえば、この方法で二次元翼の空力音を測定した場合、翼の迎え角を変化させても空力音のスペクトルに変化がみられない場合がある[56]。速度変動の測定から流れの場が変化していることが明らかなので、このような騒音測定方法では空力音の評価が難しいと考えられる。

本研究ではテストセクションに 2 枚の平行平板を取り付けたセミオープンチャンネル型(図 3.3(b))を用いた。この手法では、物体と風洞出口流れのせん断層との干渉を避

けることができる。このような平行平板をテストセクションに設置すると、平板上の境界層と物体との干渉が問題になる場合があるが、本研究に使用した風洞の境界層厚さは円柱取付位置において $U=5$ m/s の場合、2 mm、 $U=50$ m/s の場合、1 mm 以下であり、試験円柱の長さ 500 mm に比べて小さい。

一方、音響的には 2 枚の平行平板間に音源がある場合、内部で音の反射、共鳴が生じる可能性がある。これを避けるために、上面の平板にポーラス材（商品名：スポンジベリイター カネボウ製）を用いた[23][57][58]。これにより、音響的には上面の平板は透明、下面の平板は剛体とみなせるようになる。この結果、このテストセクションは、半無限平板上に音源がある場合と等価であり、平板間での反射や共鳴を避けることができる。上面に用いたポーラス材の音響透過損失は 2.5kHz までは 1dB 以内である。ポーラス材の表面粗さによる流れの変化が物体からの騒音におよぼす影響及びポーラス材そのものからの騒音は藤田ら[57][58]の実験が示す程度であり、空力音の測定結果に及ぼす影響は小さい。

ポーラス材を利用したセミ・オープンテストセクションを前章に示した低騒音風洞（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）の高速測定部に設置した。また、試験用の円柱(直径 $D=40$ mm、長さ $L=500$ mm、アスペクト比 12.5)を図 3.4に示すように風洞ノズル出口から 250 mm 下流に設置した。座標系は円柱中心を原点とし、流れ方向を X 軸、円柱軸方向に 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。

図 3.5に第 2 章で検討した表面圧力センサを取り付けた試験円柱を示す。圧力センサはスパン方向に一行に $0.375D$ 間隔で 11 個及び $0.750D$ 離れた位置に 1 個の計 12 個設置した[23][24][25]。

表 3.1に実験条件を示す。円柱直径と主流流速に基づくレイノルズ数を 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）の測定を行った。圧力変動は上流淀み点 ($\theta=0^\circ$) から 10 度おきに後縁 ($\theta=180^\circ$) まで測定した。

** 5.0×10^3 については表面圧力変動のみ計測。

式(3-2)から空力音スペクトルを予測するには、表面圧力変動を正確に測定しなくてはならないので、センサの感度、位相特性を注意深く調整する必要がある。このため、すべてのレイノルズ数に対して実験を3回行った。また、計測前後においてセンサの周波数応答性の検定を行い、周波数応答特性が実験を通じて変化していないことを確認した。

表 3.1 実験条件

$Re=UD/\nu$	5.0×10^3	1.0×10^4	2.0×10^4	4.0×10^4	1.0×10^5	1.4×10^5	
U (m/s)	1.88	3.75	15	7.5	15	37.5	52.5
D (m)	0.04	0.04	0.01	0.04	0.04	0.04	0.04
f_p (Hz)	9.37	18.75	300	37.5	75	187.5	262.5

一般に円柱の風洞試験では流れの二次元性を良好に保つため、円柱にエンドプレートを取り付ける。しかし、本研究ではエンドプレートから音が発生することを避けるためエンド・プレートを取り付けず、風洞壁面に直接円柱を取り付けている。このことによる影響について考察する。

図 3.6に、円柱表面圧力変動スペクトル測定結果の一例($Re=10^4$ 、 $\theta=90^\circ$)を示す。図中には4つの代表的な測定点($Z/D=0, 0.75, 1.5, 3.75$)における圧力スペクトルを示したが、測定を行った12点の圧力変動スペクトルの時間平均値はスパン方向にほぼ一定であり、表面圧力変動が時間平均的には二次元的な構造を持つことがわかる。この傾向は測定したすべてのレイノルズ数の範囲において同様である。

次に、 $\theta=90^\circ$ における変動圧力係数 C_p の測定結果を図 3.7に示す。測定された C_p は $Re < 4.0 \times 10^5$ の範囲では Gerrard[20]、Szepeszy[27] (エンドプレート有り) の風洞実験結果とはほぼ一致している。 $Re=1.0 \times 10^5$ では Gerrard の測定との差が大きいが、レイノルズ数の広い範囲にわたって C_p の全体的な分布傾向はほぼ一致しており、本実験結果はエンドプレートを付けた場合の円柱周りの流れに近いと思われる。このことから、本研究ではエンド・プレートをつけないで空力音、表面圧力を測定することにした。

次に実験装置の音響特性について検討する。円柱から発生する空力音の計測は $(X,Y,Z)=(0,1000,-250)$ すなわち、流れ方向に対して真横方向に、円柱中心から 1 m 離れた点にマイクロフォンを設置して行った。高さ方向の設置位置は下面の平板と同一平面内とした。これは平板からの反射音はいるのを防ぐためである。

音の測定位置が音源(円柱)から近いと測定している音圧に近距離場の圧力変動が含まれる。Curle の式を用いて遠距離場と近距離場に圧力レベルの比 ξ を求めると、

$$\xi = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (3-6)$$

とあらわせる[12][59]。ここで r は音源からの距離、 λ は音の波長である。遠距離場の圧力が近距離場のそれより 10 dB 大きければ、近距離場の成分は無視できると考え、近距離場の圧力変動が無視できるようになる位置 r_c を周波数 f に関して次式で判定した。

$$20\log\left(\frac{2\pi r_c}{\lambda}\right) = 20\log\left(\frac{2\pi f r_c}{a}\right) \geq 10\text{dB} \quad (3-7)$$

ここで a は音速である。

上式から、本実験の音圧測定位置 1 m では周波数 171.2 Hz 以上の圧力変動は遠距離場とみなせる。

本研究の場合、 $Re=10^4$ オーダーレイノルズ数の実験結果については、カルマン渦の基本周波数の圧力変動に近距離場の成分が含まれている。一方、 $Re=1.0 \times 10^5$ および 1.4×10^5 についてはカルマン渦の基本周波数成分についても遠距離場となっている。カルマン渦の基本周波数における遠距離場と近距離場の空力音レベルの差を表 3.2に示す。

表 3.2の $20\log\xi$ が負の値になる場合は遠距離場の圧力よりも近距離場の圧力が大きいことを示す。

表 3.2 遠距離場と近距離場の比較

Re	1×10^4	2×10^4	4×10^4	1×10^5	1.4×10^5
U (m/s)	3.75	7.5	15	37.5	52.5
$20\log\xi$ (dB)	-9.21	-3.19	2.83	10.8	13.7
SPL (dB)	38.4	51.7	66.6	89.0	97.6

図 3.8に流速に対する音圧レベルの変化を示す。図中の■印は音源から 1 m 離れた位置での音圧測定データ（近距離場と遠距離場の音圧を合成した成分）、○印は式(3-6)から近距離場の影響を推定し、遠距離場の成分を推定した結果である。

流速 30 m/s 以上では近距離場の影響が小さく、マイクロフォンによる測定結果と遠距離場の計算結果の差は 1 dB 以下である。一方、10 m/s 以下では近距離場の影響は無視できなくなり、マイクロフォンによる測定結果との差は 3 dB 以上になる。

Curle の理論では音の強さは速度の 6 乗に比例するが、マイクロフォンで直接測定した音圧レベル(■)の増加特性は速度の 5.3 乗であった。これは低速域において音の強さを大き目に見積もっているためと考えられる。式(3-6)を用いて近距離場の影響を取り除いた場合は速度の 5.9 乗に比例して音圧レベルが増加しており、理論値に近い値となる。

音圧レベルは近距離場と遠距離場では、それぞれ距離の 4 乗、距離の 2 乗に比例して減衰する。遠距離場と近距離場の分離をより厳密に行うには音圧レベルの測定位置を変えて音圧レベルの距離減衰特性についても調べる必要がある。本実験では測定室の広さの関係から、マイク設置位置を大きく変えられないため、式(3-6)を用いた近似的な方法を用いて近距離場の影響について検討した。したがって、本実験においては $U < 30$ m/s の場合のマイクロフォンによる音の直接測定結果には、近距離場の影響があることに注意する必要がある。

3.4.2 表面圧力変動のコヒーレンスを用いた空力音予測結果

3.3.1 に示したように表面圧力変動は時間平均的にはスパン方向に二次元的である。しかし、表面圧力変動から放射される音を考慮する際は、その位相特性のわずかな違いが問題となってくる。すなわち、各点における圧力変動が秩序構造を持っている場合は、音波の重ねあわせの効果が働き音の発生効率が高くなる（弱めあう可能性もある）が、それらの圧力変動が無相関の場合、互いに無相関な点音源からの音の放射になるため、放射音は各点の表面圧力変動を音源とした場合のエネルギー和と等しくなる。

図 3.9は円柱表面のスパン方向コヒーレンスの測定結果である。図において山のようになり盛り上がっている部分はコヒーレンスが高いことを示し、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。

また、図 3.10は $\zeta/D=0.375, 0.75, 1.5$ の各位置におけるコヒーレンスの変化を比較したものである。無次元周波数 0.2, 0.4, 0.6 (カルマン渦の基本周波数とその高調波成分) に対応する周波数成分のコヒーレンスが他の成分よりも卓越していることからカルマン渦とその高調波成分がその他の周波数成分とは異なった性質を持っていることがわかる。一方、その他の周波数成分では明確な構造的性は観察されない。

図 3.11、図 3.12にコヒーレンスのスパン方向変化を示す。先に示したようにカルマン渦の高調波成分以外の成分、すなわち乱流成分のコヒーレンスはスパン方向距離の増加に伴い急激に減少する、本実験では $0.375D$ 間隔で圧力を測定しているため、この間隔より小さい距離でのコヒーレンスの変化を正確に見積もることはできない。したがって、厳密な意味でこれらの、いわゆる乱流成分のスケールを定義することは難しいが、その大きさは上述の測定データから、たかだか $0.5D$ 程度と思われる。一方、カルマン渦の基本成分に関してはスパン方向に非常に強い相関を持っており、 $Re=10^4$ では $\zeta/D=5$ においても $C=0.5$ を維持している。また境界層が乱流遷移する直前のレイノルズ数である $Re=1.4 \times 10^5$ においても $\zeta/D=2$ 程度まで $C=0.5$ の相関を持つ。

上記の結果から、3.3 の議論が実験的にも確認された。すなわち、円柱後流の流れ場は周波数毎に異なる空間構造を持つ。したがって、空力音の発生機構を調べるには各周波数ごとに相関長さを定義する必要があり、空力音のスペクトルを計算するためには、周波数毎に定義した相関長を式(3-2)に代入し、式(3-2)を各周波数成分について拡張する必要がある。

次にコヒーレンスの円柱周方向の特性について考察する。図 3.13にコヒーレンスと表面圧力変動強度 (実効値) の周方向変化を示す。ここで周方向のコヒーレンス測定に用いた 2 つの圧力センサは ζ 方向に $0.75D$ だけ離れた位置に設置されており、一方を $\theta=60^\circ$ に固定し、他方を回転させてコヒーレンスを測定した。このため、2 つのセンサの角度差が 0 の場合 (すなわち $\theta=60^\circ$) でもコヒーレンスは 1 にならない。図の横軸は θ の絶対座標を示しており、基準センサ ($\theta=60^\circ$) との相対角度は $|\theta-60|$ となる。

この図で特徴的なのは剥離点前では θ によらずにコヒーレンスが 0.85 程度の大きな値で一定であり、さらに境界層が剥離した後も 0.7~0.8 程度の値を維持していることである。 $\theta=160^\circ$ 付近からはコヒーレンスが急激に小さくなる。

$\theta=70^\circ$ 付近までは圧力変動そのものが小さく、コヒーレンスの値は大きい空力音発生への寄与は小さいと考えられる。 $\theta=70^\circ$ から 150° では圧力変動が急激に大きくなり、かつスパン方向のコヒーレンスも大きく、さらに円周方向にも高いコヒーレンスを示すことから、この付近の圧力変動が空力音の発生に寄与すると考えられる。

このことから、 $\theta=90^\circ$ におけるコヒーレンス及び空間相関長の性質を調べることが重要であると考えられる。そこで、本研究では、空力音の計算等には各 θ における圧力変動、相関長を用いるが、その性質についての考察は主に $\theta=90^\circ$ に関して行うことにする。

次に式(3-2)を用いて表面圧力変動の測定結果から、円柱から放射される空力音を予測することを試みる。式(3-2)から空力音の計算には表面圧力変動の時間微分を求める必要がある。しかし、一般に時系列データを直接微分すると誤差を伴う可能性が高いため、圧力変動スペクトルを周波数空間において微分し、空力音の計算を行った。図 3.14 に $Re=4.0 \times 10^4$ 、 $\theta=90^\circ$ における表面圧力変動の時間微分スペクトルを示す。実線は周波数領域、破線は時間領域で微分した圧力変動スペクトルである。平均回数はそれぞれ 1024 回と 4096 回数である。時間領域で計算した場合、平均回数が多いにもかかわらず、高周波にノイズが見られるので、空力音の計算には周波数領域での微分データを用いた。

図 3.15 は無次元周波数に対する相関長 L_c の変化を示したものである。図中の実線は流れ方向のスケール

$$L_x = \frac{U_c}{2\pi f} \quad (3-8)$$

である。 U_c は渦の移動速度であり、主流流速のオーダーである。 $\theta=90^\circ$ ではカルマン渦の基本周波数 f_k ($f^*=f_k D/U=0.2$) 以外の周波数に対する L_c の大きさは直径の半分程度であり、 L_x と同程度である。カルマン渦の基本周波数成分の L_c が L_x に対して大きいことから、カルマン渦がスパン方向に二次元的であることがわかる。また、 $\theta=180^\circ$ では、 $f^*=0.4$ 成分が卓越している。

空間相関長 L_c を用いて空力音スペクトルを計算した結果を図 3.16～図 3.19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(3-2)を用いて計算した空力音のスペクトルである。計算された空力音スペクトルの全体的な傾向は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、カルマン渦の基本成分のスペクトルのピークの立ち上がりかたがよく再現されている。ただし、先に示したように $Re < 4.0 \times 10^4$ の場合、カルマン渦の基本周波数には近距離場の影響が無視できない。たとえば、 $Re = 4 \times 10^4$ の場合、マイクロフォンによる測定結果は計算値に比べ、ピーク値で約 3dB 程度大きい。これは表 3.2に示した近距離場による影響とほぼ等しい。一方、カルマン渦の基本周波数が遠距離場とみなせる $Re = 1.0 \times 10^5$ の場合、マイクロフォンによる測定値と計算値はカルマン渦のピーク周波数において良好な一致を見せる。

全体的な傾向として、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(3-2)の計算では、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 $\cos^2|\theta - 90|$ 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。

前章に示したように表面圧力センサの周波数応答性は空洞共鳴による影響を受ける。本実験のセンサの空洞共鳴共振周波数は 1380 Hz であり、表面圧力の測定データから空洞共鳴の影響を無視（入出力比 3 dB 以下、位相遅れが 5 度以下の場合）できる周波数は 800 Hz 程度である。

そこで、この一連の実験において周波数 800 Hz が各実験において無次元周波数 f^* でどの程度の大きさに相当するかを示す。 $Re = 1.0 \times 10^4$ 、 2.0×10^4 、 4×10^4 の場合、それぞれ $f^* > 8.4$ 、4.1、2.1 となるので計算対象である $f^* = 1.2$ より共振周波数が十分大きいため、空洞共鳴の影響は無視できると考えられる。 $Re = 1.0 \times 10^5$ の場合、 $f^* > 0.85$ において周波数が 800 Hz 以上となるため、 $f^* > 0.8$ では計算値との誤差が大きく、空洞共鳴による影響が

現れているものと思われる。 $Re < 4 \times 10^4$ 、の場合は $f^* > 1.0$ において計算値がやや大きくなる傾向があるが、この誤差の要因としては表面圧力変動の絶対値が小さいことによる圧力の測定誤差による影響が考えられる。

表 3.3にマイクロフォンによる空力音の直接測定結果と式(3-6)の関係式を用いて求めた遠距離場の音圧の推定結果および式(3-2)を用いて計算した表面圧力変動から求めた遠距離場の音圧の計算結果との比較結果を示す。

表 3.3 空力音の予測結果

Sound Pressure Level [dB]			
	Far + Near Field	Far field	
	Measurement	Eq (3-6)	Eq(3-2)
1.0×10^4	38.4	28.7	29.4
2.0×10^4	51.7	46.8	46.5
4.0×10^4	66.6	64.8	64.1
1.0×10^5	89.0	88.6	88.5
1.4×10^5	97.6	97.4	96.5

図 3.8に示したようにマイクロフォンによる空力音の測定結果には近距離場の影響により、レイノルズ数が低い場合は式(3-2)、式(3-6)の結果に比べ大きくなる。式(3-6)による遠距離場の推定結果と表面圧力変動からの計算結果はほぼ等しく、近距離場の影響が除去されていることがわかる。このことは、空力音スペクトルを表面圧力変動と空間相関長 L_c を用いて定量的に評価することが可能であることを示している。また、本研究で提案した空間相関長 L_c (表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの積分特性距離) は空力音の性質を調べるのに適したものであることが確認された。

特に、本研究における $Re = 1.0 \times 10^4$ の場合のように、主流流速が低く、空力音の発生レベル(29 dB 程度)が実験室の室内暗騒音レベル(25 dB)に近いような場合、マイクロフォンによる直接測定では室内暗騒音及び風洞暗騒音の影響により、正確な音の測定は困難である。しかし、表面圧力変動測定から空力音を推定する方法ではこれらの外乱の影響を受け難いため、空力音の発生レベルを評価する方法として有効である。

3.4.3 表面圧力と音とのコヒーレンス計測

図 3.20にレイノルズ数 4.0×10^4 における $Z/D=0$ 及び $Z/D=0.75$ の2点間（スパン方向センサ間距離 ζ/D は 0.75）の表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス（圧力変動のスパン方向のコヒーレンス）を示す。●印はカルマン渦の基本周波数、△印は二次のモードを示す。

カルマン渦の基本周波数成分のコヒーレンスは θ が $\pm 10^\circ$ から $\pm 160^\circ$ までほぼ一定である。しかし、 $\theta=0^\circ$ から $\pm 10^\circ$ 及び $\pm 160^\circ$ から $\pm 180^\circ$ ではコヒーレンスが小さくなる。特に背面ではカルマン渦の基本周波数成分のスパン方向相関長が小さくなり、二次元性が崩れていることがわかる。この領域では表面圧力のパワーそのものも小さくなる。対照的に二次のモードでは $\theta=180^\circ$ の相関がピークになるように $\pm 160^\circ$ 付近からコヒーレンスが急激に増加する。

前述したように、圧力変動も背面ではカルマン渦の二次のモードが最大となる。すなわち、カルマン渦が左右交互に円柱からはがれることにより、円柱背面では基本周期の2倍の周波数成分が現れる。しかし、二次モードが卓越する領域はきわめて狭く、左右の渦の影響が顕著に現れる範囲は小さいことがわかる。

図 3.21に空力音と円柱表面圧力変動のコヒーレンス測定結果を示す。カルマン渦の基本周波数成分の圧力変動と空力音のコヒーレンスは表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスとほぼ同様の傾向を示す。カルマン渦の基本周波数成分は円柱背面を除いてスパン方向に二次元的であり、相関長 L_c が大きい。このことから、二次元性の強い渦は空力音を発生させやすいと考えられる。一方、カルマン渦の二次モードの圧力変動と空力音のコヒーレンスは全体に小さい。しかし、 $\theta=160^\circ$ から 180° では絶対値は小さいものの周囲に比べて空力音との相関が大きくなっている。

入力 A のパワースペクトルに対してパワースペクトル B が出力される系のコヒーレンスが C であるとき、 $A \times C$ を求めることにより、A と関連を持った出力、いわゆる COP (Coherent output power) が得られる。

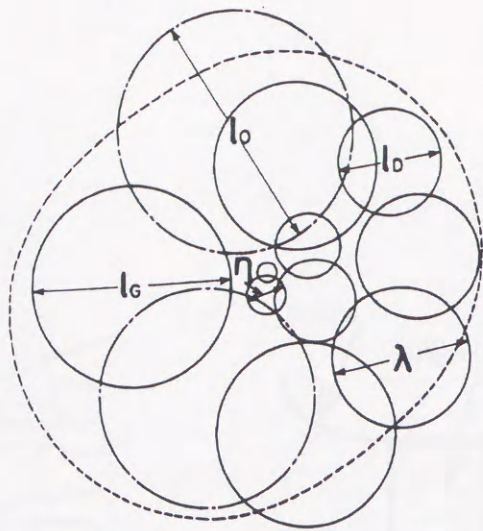
表面圧力変動と空力音の COP から音源の強さの分布を求めた結果を図 3.22及び図 3.23に示す。

カルマン渦の基本周波数成分の場合、圧力変動と空力音のコヒーレンスが円周方向にほぼ一定であったため、空力音は表面の圧力変動の大きさで決定されている。剥離点付近($\pm 70^\circ \sim \pm 80^\circ$)までは空力音の発生は小さい。二次モードの場合、 $\theta=180^\circ$ 付近と $\theta=90^\circ$ 付近の音圧の差は 10 dB 程度であり、図 3.20 に示したように、スパン方向の圧力変動のコヒーレンスの大きい二次元的な渦から大きな空力音が発生している。

3.5 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。

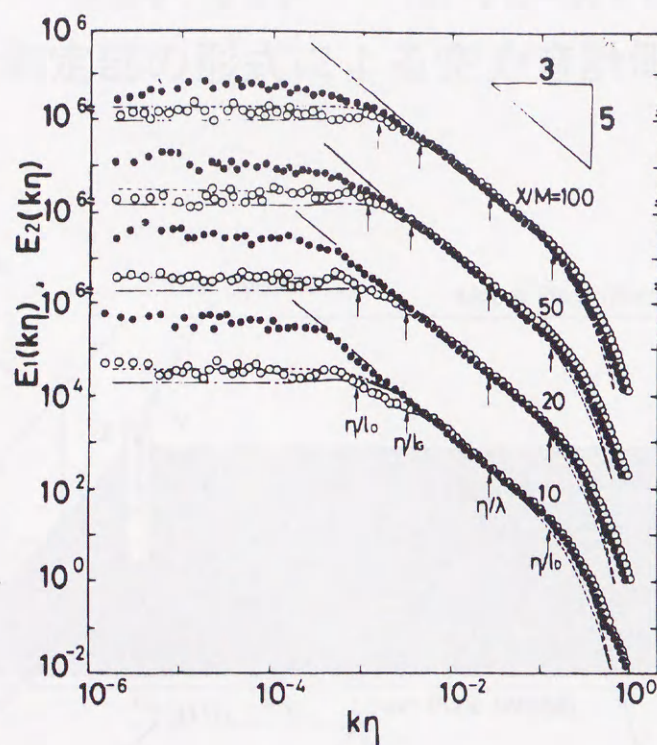
- (1) Curle の式を表面圧力変動とそのスパン方向相関長 L_c を用いてモデル化し、空力音スペクトルを定量的に予測することができた。
- (2) 相関長 L_c の定義方法として、表面圧力変動のコヒーレンスの積分特性距離を用いることが空力音スペクトルを計算するうえで有効であることを確認した。
- (3) 表面圧力変動と空力音のコヒーレンスを測定することにより、空力音の発生位置を周波数ごとに推定することが可能であることを示した。
- (4) 大規模で二次元的な渦構造は空力音を発生させやすいことを定量的に示した。



(実線は等方的な渦、破線と一点鎖線は非等方的な渦を表す)

乱流場の渦スケールの模式図 ($Re_\lambda \sim 380$)

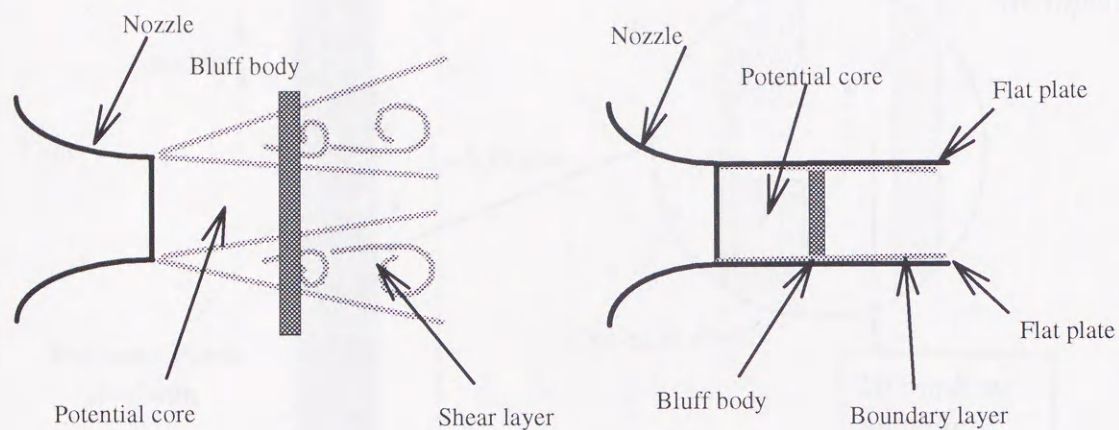
図 3.1 一様等方性乱流の渦の階層構造



l_0 : エネルギーを含む渦、 l_G : 自己相似的な渦

λ : テイラーのマイクロ・スケール、 η : Kolmogorov スケール

図 3.2 一様等方性乱流場のエネルギー・スペクトルと渦スケールの関係



(a) オープン・テストセクション (b) クローズド・テストセクション

図 3.3 測定部の形式による空力音計測の問題点

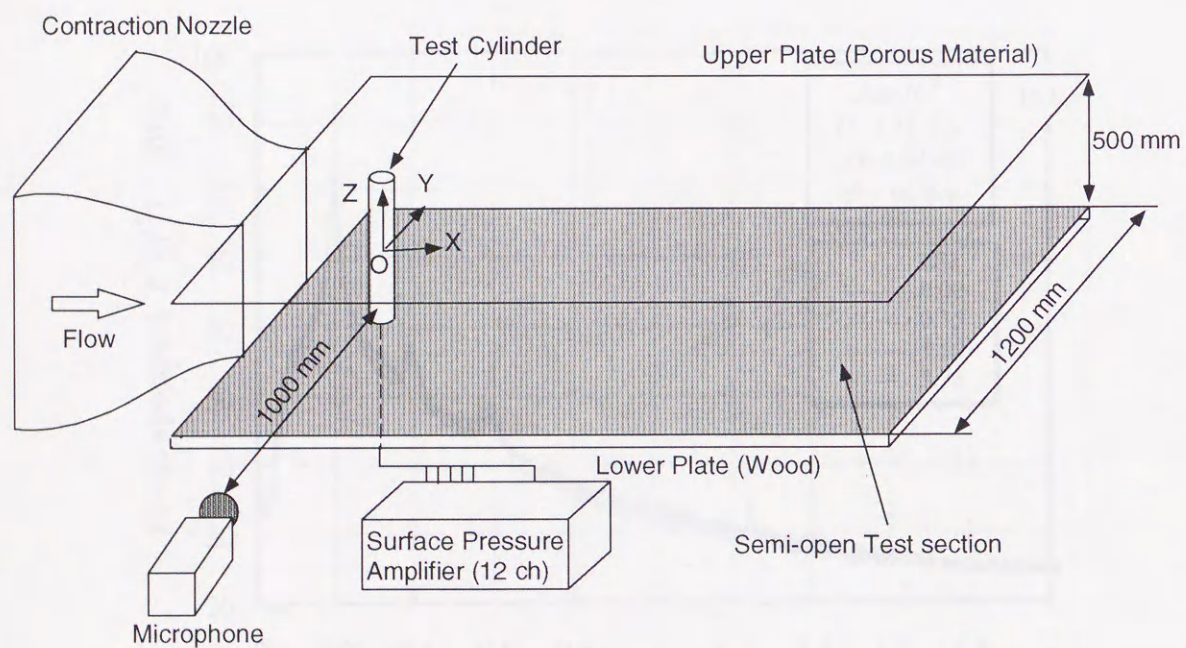


図 3.4 空力音測定ブロックダイアグラム

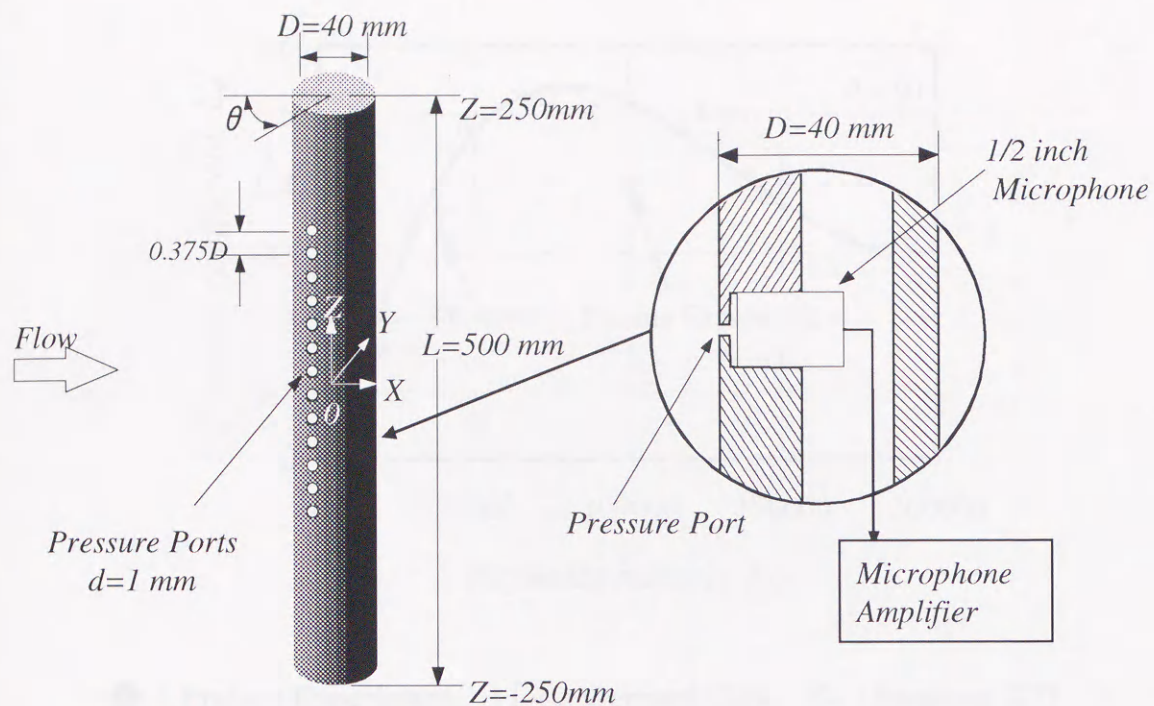


図 3.5 試験円柱 ($D=40\text{mm}$)

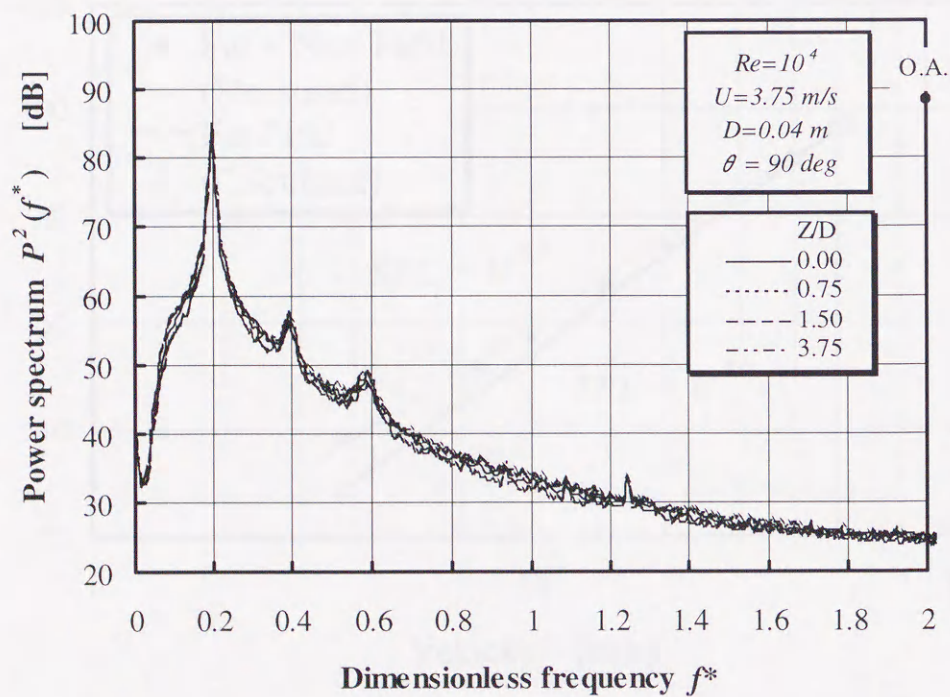
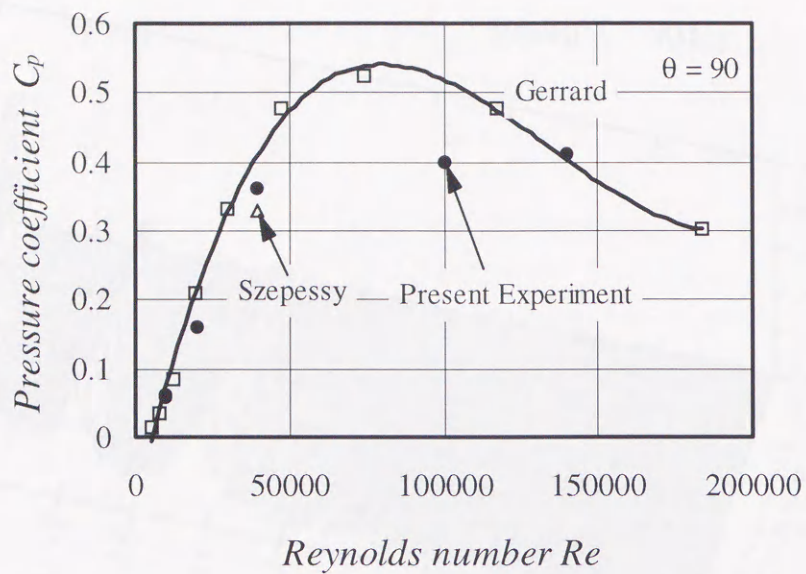


図 3.6 表面圧力変動スペクトル ($Re=10^4, \theta=90^\circ$)



● : Present Experiment, □ : Gerrard [20], △ : Szepessy [27]

図 3.7 表面圧力変動強度のレイノルズ数依存性 ($\theta=90^\circ$)

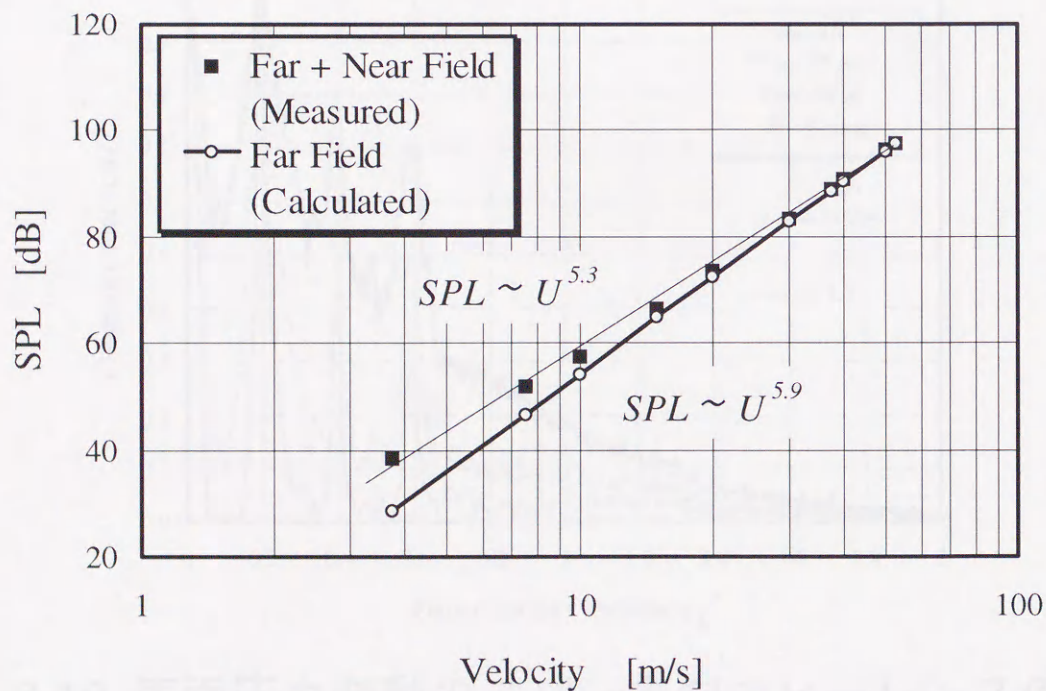


図 3.8 円柱から発生する空力音レベル

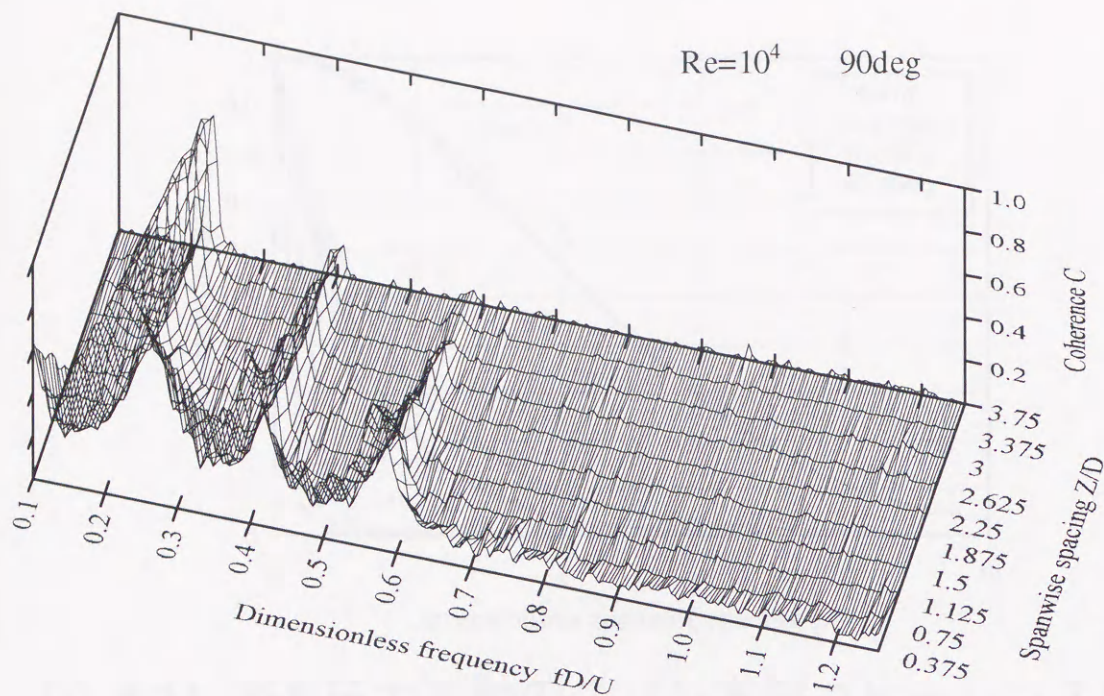


図 3.9 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンス
($Re=10^4, \theta=90^\circ$)

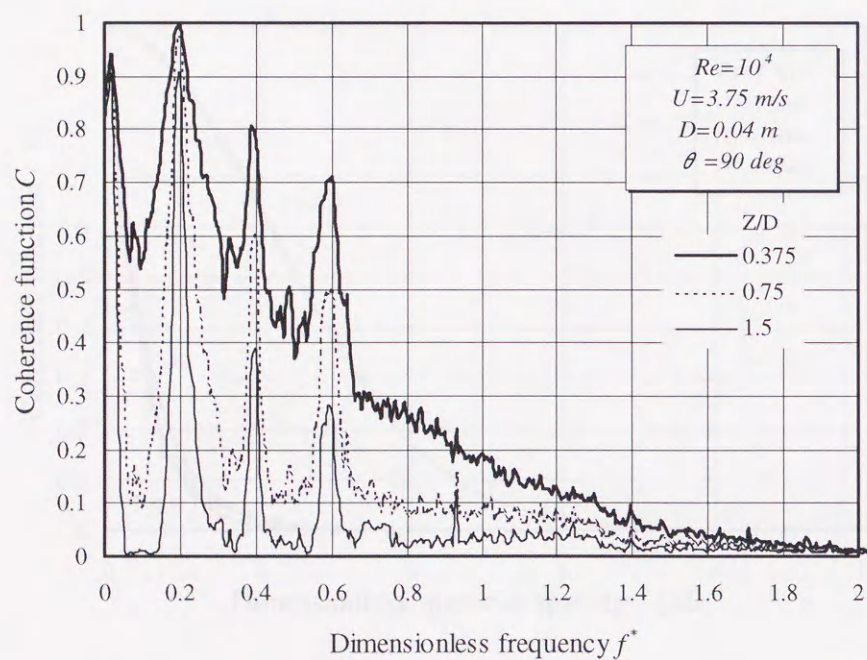


図 3.10 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの比較
($Re=10^4, \theta=90^\circ$)

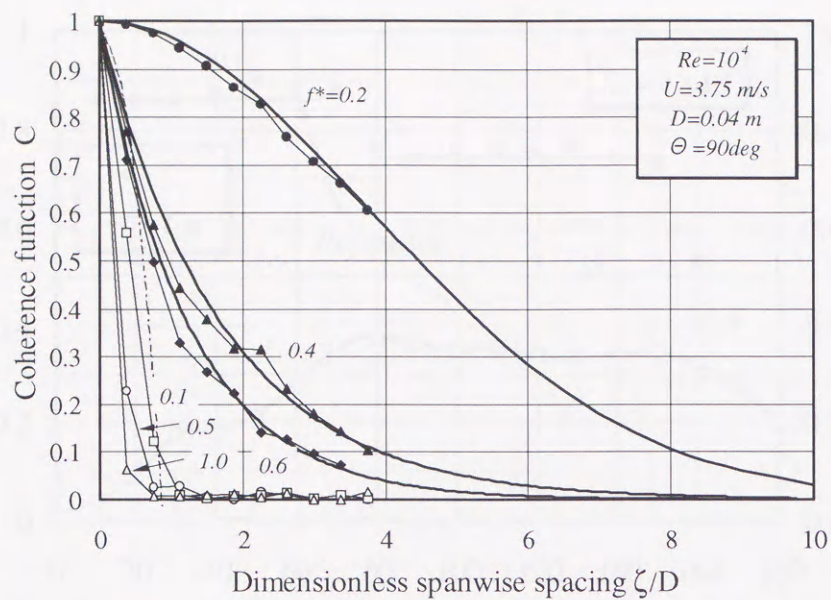


図 3.11 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの
スパン方向分布 ($Re=10^4, \theta=90^\circ$)

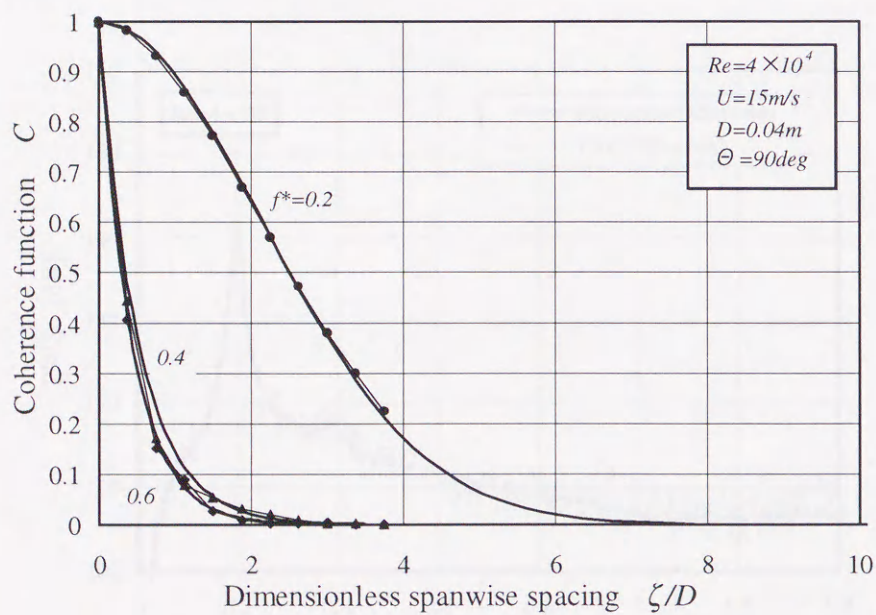


図 3.12 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの
スパン方向分布 ($Re=4.0 \times 10^4, \theta=90^\circ$)

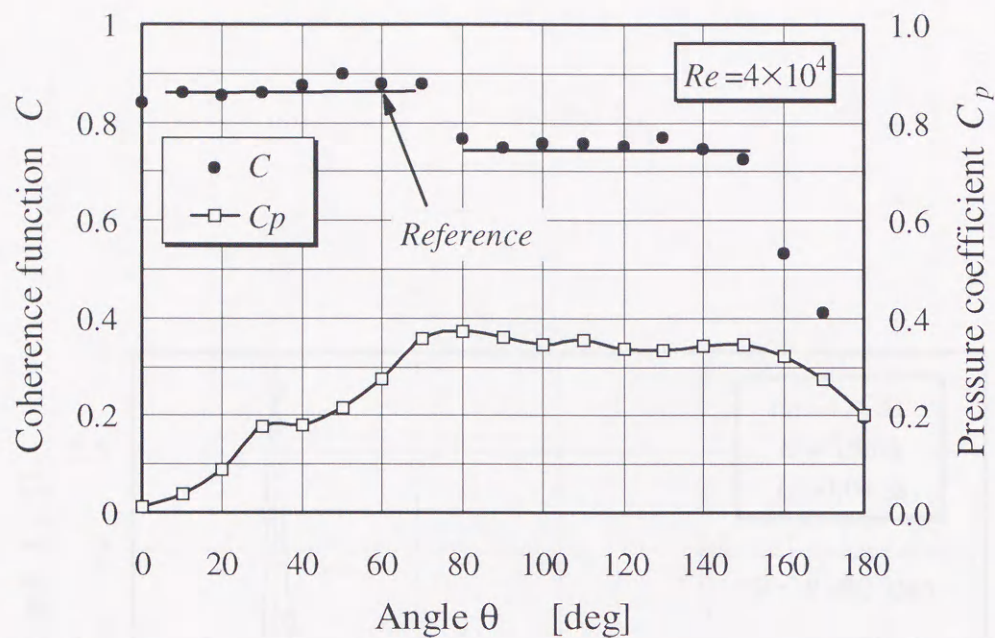


図 3.13 表面圧力変動のспан方向コヒーレンス及び
変動圧力強度の周方向分布方向変化 ($\theta=90^\circ$)

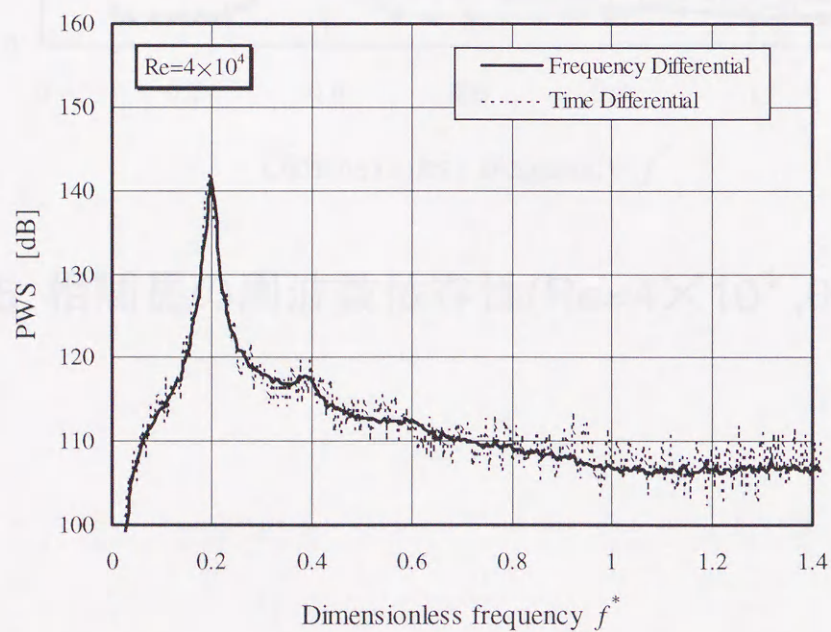


図 3.14 表面圧力変動の時間微分スペクトル

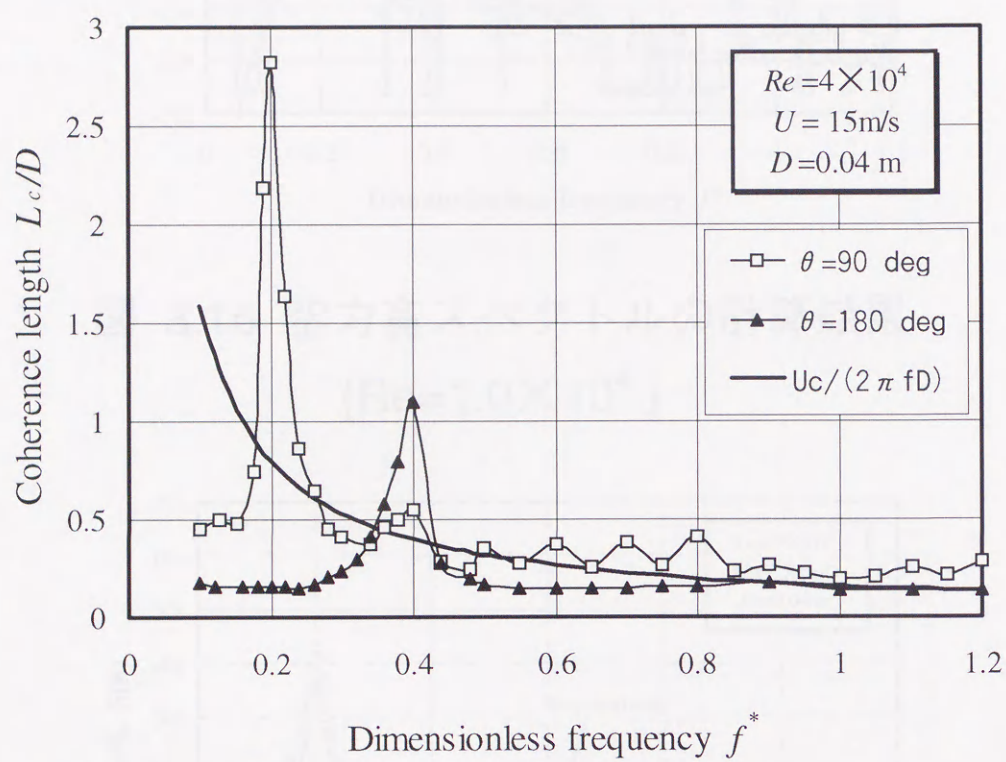


図 3.15 相関長の周波数依存性($Re=4 \times 10^4$, $\theta=90^\circ$)

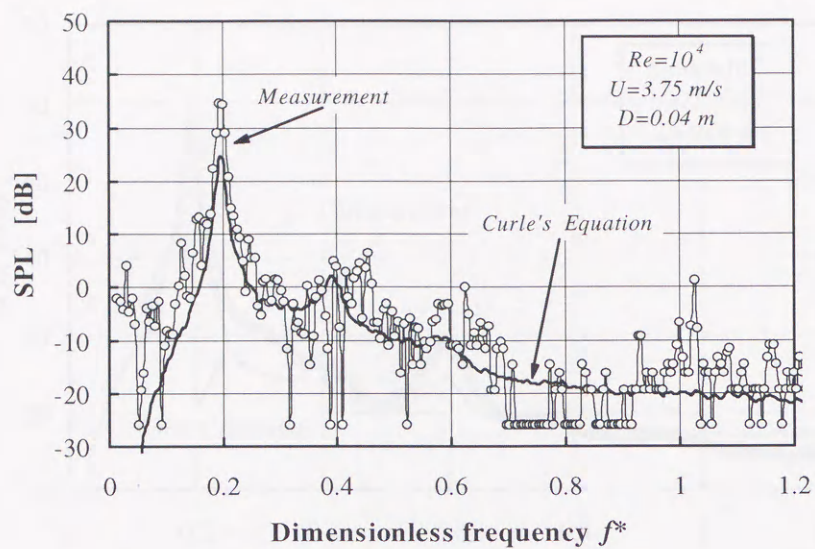


図 3.16 空力音スペクトルの計算結果
($Re=1.0 \times 10^4$)

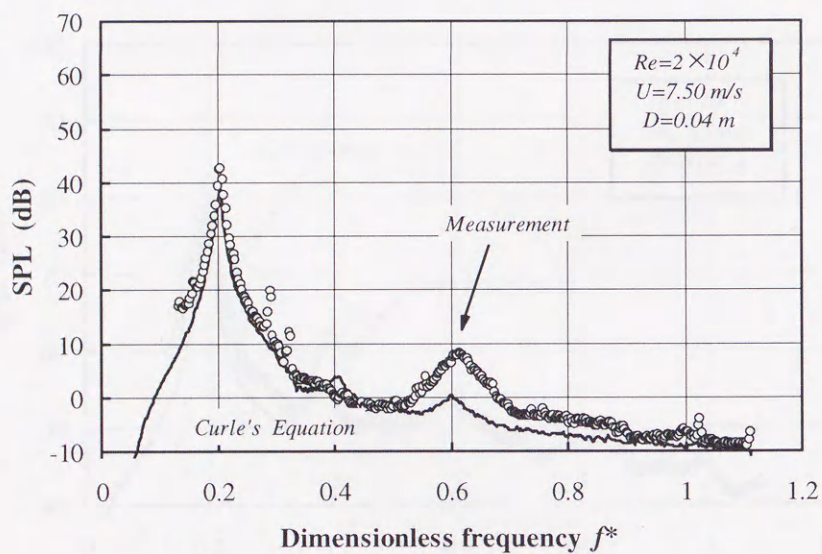


図 3.17 空力音スペクトルの計算結果
($Re=2.0 \times 10^4$)

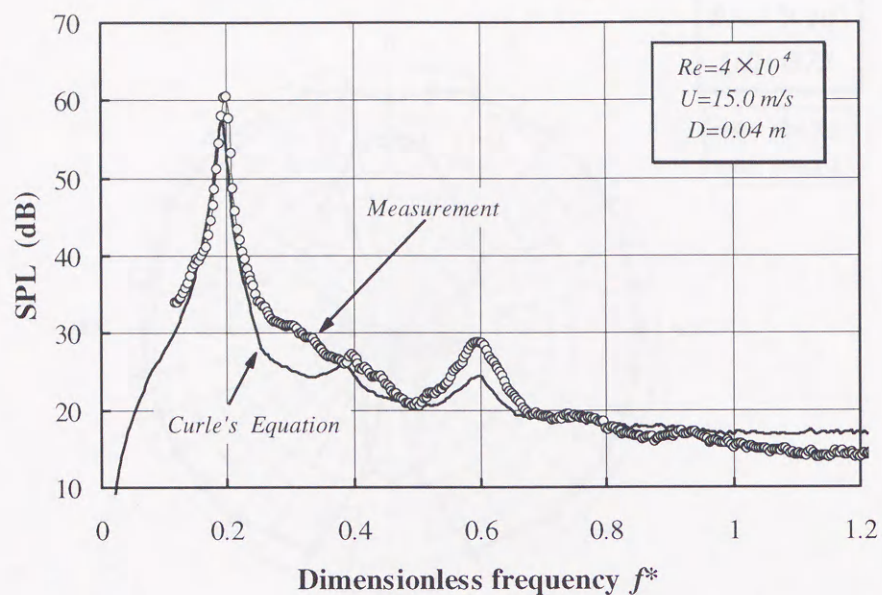


図 3.18 空力音スペクトルの計算結果
($Re=4.0 \times 10^4$)

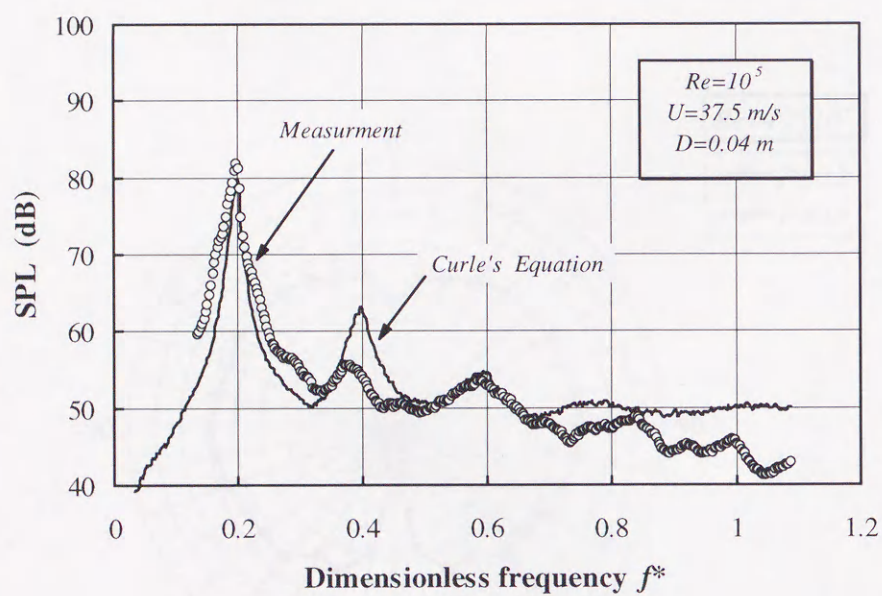


図 3.19 空力音スペクトルの計算結果
($Re=1.0 \times 10^5$)

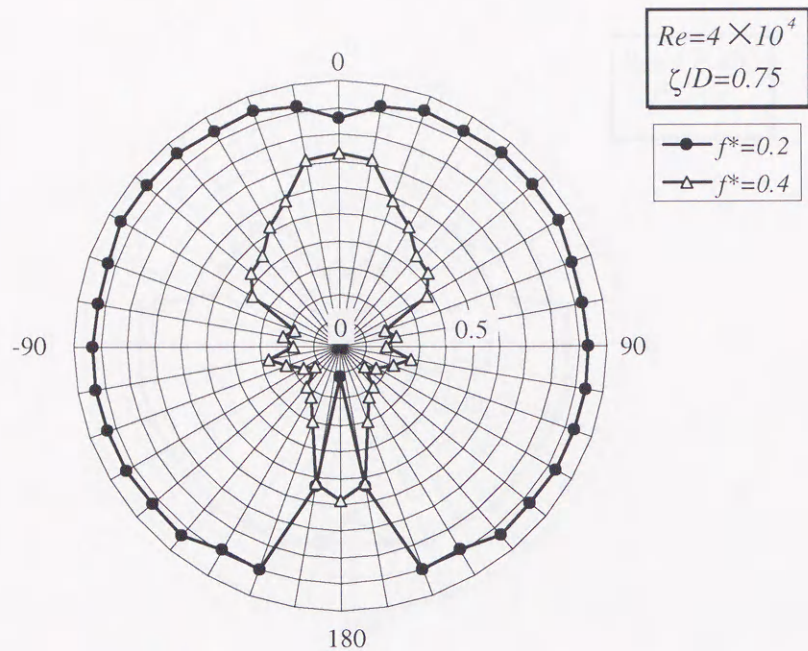


図 3.20 表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスの周方向分布（カルマン渦の基本周波数）

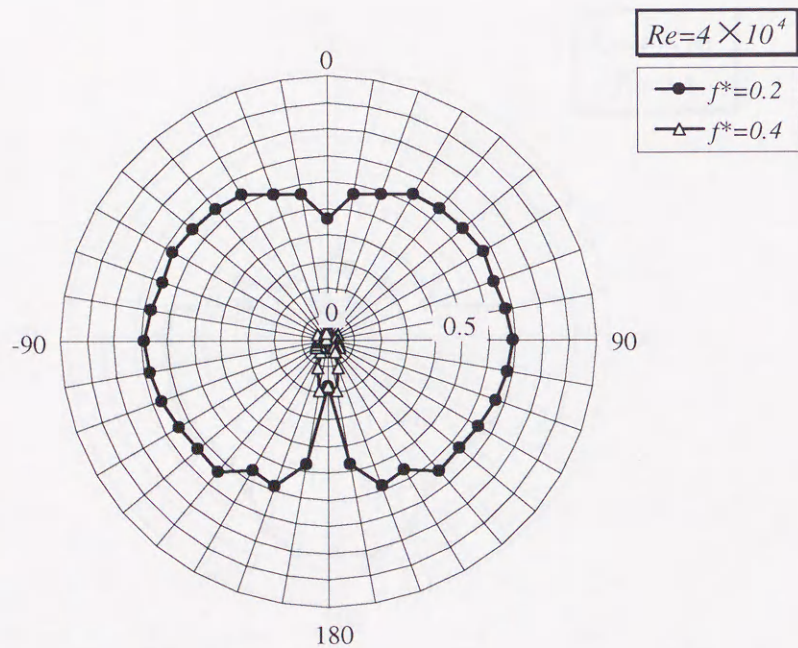


図 3.21 表面圧力変動と空力音のコヒーレンス（カルマン渦の基本周波数）

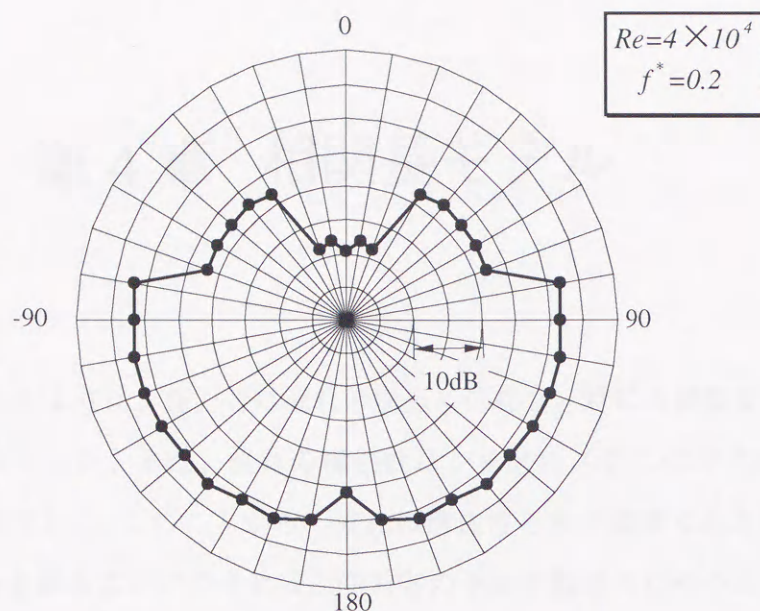


図 3.22 空力音の発生に対する表面圧力変動の寄与分布（カルマン渦の基本周波数, $Re = 4.0 \times 10^4$ ）

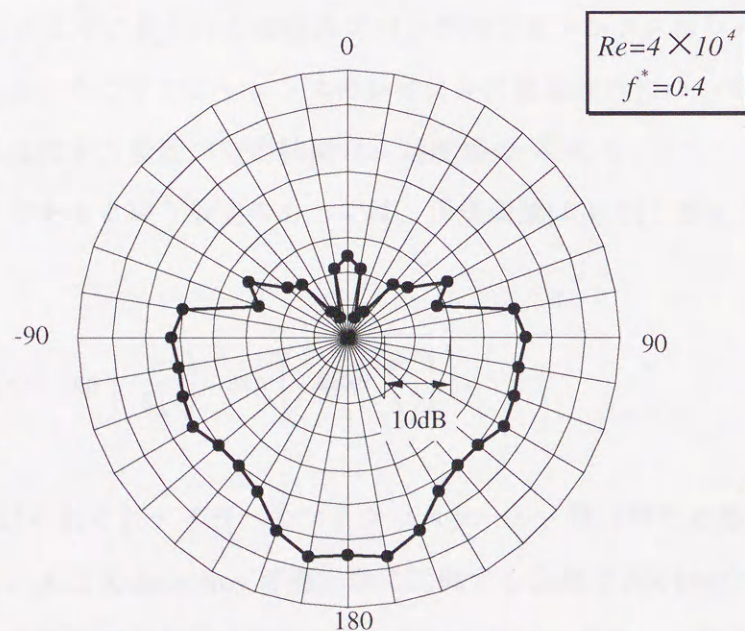


図 3.23 空力音の発生に対する表面圧力変動の寄与分布（カルマン渦の二次の周波数, $Re = 4.0 \times 10^4$ ）

第4章 相関長モデル

4.1 緒言

第3章に示したように、空力音は流れの構造に依存し、特に大規模な二次元渦から発生することがわかった。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（たとえば、図 3.12）。このことから、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。この章では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を示す。さらに、相関長を用いた空力音の簡易予測方法を提案し、その精度について検証する。

4.2 円柱表面変動圧力の構造性

図 3.12に示したように表面圧力変動のスパン方向コヒーレンスはレイノルズ数に依存すると推測される。そこでコヒーレンスのレイノルズ数依存性について検討する。

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0であるという仮定のもとでは、正規関数[46][55]となることが理論的に求められている。

$$R_{pp}(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{\lambda_g^2}\right) = \exp\left(-A \operatorname{Re}_\ell \frac{r^2}{\Lambda^2}\right) \quad (4-1)$$

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。 r 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[46][37]。

一方、円柱表面の圧力変動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。最も簡単な近似は、円柱に対し

でも、等方性乱流の場合と同じように正規関数を仮定し、数値パラメータを実験的に求める方法である。前述したように、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、Goldstain[60]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の第一近似として正規関数を導入する。

まず、円柱表面の圧力変動のコヒーレンスが等方性乱流の場合と同じ形式で表されるとする。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。

$$C(\zeta) = \exp \left(- \eta(\text{Re}) \frac{\zeta^2}{D^2} \right) \quad (4-2)$$

最小自乗法を用いて、コヒーレンスの測定値に式(4-2)を当てはめると、図 4.1に示すように正規関数 式(4-2)は、コヒーレンスのよい近似となっていることがわかる。さらに、図 4.2に示すようにパラメータ η は、 $\text{Re} < 10^5$ では

$$\eta(\text{Re}) = k \text{Re} + k_0 \quad (4-3)$$

と表せる。ここで、実験結果から $\text{Re} < 10^5$ において $k = 3.0 \times 10^{-6}$ 、 $k_0 = 2.7 \times 10^{-3}$ である。したがって、 η はレイノルズ数に対して線形である。

$\text{Re} > 10^5$ において η の値が式(4-3)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。

$\text{Re} < 10^5$ において η が式(4-3)で記述できるとし、式(3-5)に代入するとカルマン渦の相関長 L_c は

$$L_c = \int_0^{\infty} \exp(-\eta(\text{Re}) \frac{\zeta^2}{D^2}) d\zeta = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k \text{Re} + k_0}} D \quad \text{at } \text{Re} < 10^5 \quad (4-4)$$

と表せる。ここで $\text{Re} > 10^3$ では式(4-3)の定数項 k_0 が無視できることから、相関長 L_c はレイノルズ数の関数として、

$$\frac{L_c}{D} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k \text{Re}}} \approx \frac{\kappa}{\sqrt{\text{Re}}} \quad \text{at } 10^3 < \text{Re} < 10^5 \quad (4-5)$$

と表すことができる。ここで $k=3.0 \times 10^{-6}$ より、 $\kappa=511$ である。

実験で得られたコヒーレンス C を積分して求めた相関長 L_c と式(4-5)を用いて求めた相関長 L_{cN} を表 4.1 に示す。実験によって得られた相関長 L_c は式(4-5)において、 $\kappa=480 \sim 520$ とした場合の結果とよく一致し、先に示した $\kappa=511$ に近い値を示す。

表 4.1 相関長 L_c と流れ方向スケールの比較

$Re=UD/\nu$	5.0×10^3	1.0×10^4	2.0×10^4	4.0×10^4	1.0×10^5	1.4×10^5
L_c/L_k	8.81	6.00	4.11	3.50	4.33	3.50
$\alpha=L_c/D$	7.25	4.80	3.29	2.80	3.47	2.80
$\alpha_N=L_{cN}/D$	6.66	4.90	3.54	2.53	1.61	1.36

前章に示したように流れ方向の渦スケールは $U/(2\pi f)$ のオーダーであり、カルマン渦の周波数に相当する渦スケール L_k は円柱直径の 0.8 倍程度である。一方、表 4.1 に示したように相関長 L_c は L_k の 3 倍以上のスケールを持っており、スパン方向に長い二次元的な構造を持つことがわかる。また、相関長の下限は渦自身のスケールと考えられるので、カルマン渦の相関長は少なくとも直径のオーダー L_k であると推定される。

図 4.3 に各研究者が求めた相関長のレイノルズ数依存性を示す。なお、本図は横井ら [21][22] の論文を参考にし、著者等の実験データその他を加筆したものである。ここで測定者名のわきに示した記号はそれぞれ、(P) 圧力測定、(H) 熱線流速計による流速測定結果、(V) 可視化による実験結果を示す。また、著者等のデータ以外の相関は周波数毎ではなくオーバーオールに関するものである。

熱線の場合プローブを物理的に近づけるのが難しいのと Near Wake の測定になるなど測定上の困難があるが、定性的には表面上の空間構造よりも小さくなると推定される。著者等が圧力と同時に測定した速度変動の相関長（測定位置 $Y/D=0.55$ 、 $X/D=2.0$ ）は圧力測定データの 6～7 割程度であった。レイノルズ数に対する変化は圧力変動から求めた結果と定性的に一致する。

また、図 4.3 は、熱線と圧力測定に基づいて求めた相関長が、可視化から求めた相関長より大きくなる傾向を示している。これは相関解析では瞬間的な三次元的な巻き上がり位置の揺らぎを時間平均したものを相関長としているのに対して、可視化の場合、相関長さを渦が三次元的に巻きあがる位置から相関長を定義しているためと思われる。

レイノルズ数が非常に小さい場合、式(4-4)は、

$$\frac{L_c}{D} = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{k_0}} \approx \kappa_0 \quad \text{at } Re \rightarrow 0 \quad (4-6)$$

に漸近する。図 4.3 に破線で示した式(4-4)は $Re=100$ 付近では可視化による結果に近い値を示す。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(4-3)の数値精度が、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 (4-4) 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。

次に、相関長がレイノルズ数の平方根に逆比例することの意味について考察する。

本実験の範囲では円柱表面の境界層は層流と考えられるため、その厚さはレイノルズ数の平方根に逆比例する。本実験では相関長と境界層厚さの相関を求めているため、直接的には両者を関連付けることは難しい。しかし、円柱後流の三次元化に関する研究報告の多くが、三次元化が円柱の境界層中の三次元的な渦変動が剥離域において三次元的な巻き上りを発生させることに起因することを示唆しているように、表面における空

間構造が境界層厚さの変化に対応している可能性がある。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相関長が大きくなることも相関長が境界層厚さに強く依存することを示唆するものと考えられる。

たとえば、円柱の三次元的な巻き上がりに起因する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ることが可能であり、

$$\frac{L_s}{D} \approx \frac{25}{\sqrt{Re}} \quad (4-7)$$

と表される[61][62]。不安定波の波長は本研究の場合と同様にレイノルズ数の平方根の逆数に比例する。

また、剥離せん断層の不安定波の周波数 f_s は、カルマン渦の基本周波数 f_k とレイノルズ数 Re を用いて、

$$\frac{f_s}{f_k} = 0.093\sqrt{Re} \quad (4-8)$$

と表される[62][63]。この不安定波の振幅波形はカルマン渦の基本周期と同程度の大きなものであるが、間欠的に現れるため、そのスペクトルはカルマン渦のようにディスクリートな成分ではなく、ブロードバンドになる。このため、スペクトル解析では観測しにくい[63]。そこで、表面圧力変動にも不安定波の影響があるかを調べるため、ウェーブレット解析を用いて表面圧力変動波形の時空間的な性質を観測した。

図 4.4は $Re=10^4$ 、 $\theta=90^\circ$ における表面圧力変動のウェーブレット解析結果である。ウェーブレットの基底関数として Gabor 関数を用いた。横軸は時間、縦軸は周波数を表し、コンタによって圧力変動の振幅を表す。図には実部の負の値のみ示した。

カルマン渦の基本周波数である 18.75 Hz 付近に周期的な'島'が見られる。一方、剥離せん断層の不安定波の周波数である 170~200 Hz 付近の周波数には $t/\Delta t=200,750$ に間欠的に振幅の大きな波形が存在する。これは熱線流速計によって観測された不安定波ほど

明確ではない*** が、表面圧力変動にも不安定波に関係するとみられる変動が観測されることから、剥離せん断層の不安定波と表面圧力変動のコヒーレンスは関連があると推測される。

4.3 空力音の簡易予測手法

円柱から発生する空力音の予測モデルとして最も簡単なモデルは円柱に働く流体力（揚力）がカルマン渦の基本周波数成分のみであり、かつ、正弦波振動をする場合である。

揚力変動が円柱全スパンにわたって同位相ならば、

$$F_i(t) = \frac{1}{2} \rho U^2 C_L(t) DL \quad (4-9)$$

であり、揚力変動は正弦波振動をしているので、

$$\frac{\partial C_L(t)}{\partial t} = \omega C_L(t) \quad (4-10)$$

と表せる。

$$\omega = \frac{2\pi S_t U}{D} \quad (4-11)$$

より、

$$F_i(t) = \rho \pi U^3 S_t L C_L(t) \quad (4-12)$$

となる。これを Curle の式に代入すると、円柱の真横方向に r 離れた位置の音圧の 2 乗平均値は、

*** 私信：日立製作所機械研究所 大田黒俊夫主任研究員

$$\overline{p^2(r)} = \frac{\rho^2 U^6 S_t^2 L^2 C_{LR}^2}{16 a^2 r^2} \quad (4-13)$$

となる。ここで C_{LR} は揚力係数の変動の実効値である。さらに揚力変動がある相関長 L_c にわたってのみ同位相と考え、円柱上には長さ L_c の互いに無相関な音源が (L/L_c) 個存在すると仮定すると、

$$\overline{p^2(r)} = \frac{\rho^2 U^6 S_t^2 L L_c C_{LR}^2}{16 a^2 r^2} \quad (4-14)$$

となる。 $L_c = \alpha D$ とすれば、

$$\overline{p^2(r)} = \frac{\rho^2 U^6 S_t^2 L \alpha D C_{LR}^2}{16 a^2 r^2} \quad (4-15)$$

と表すことができる。尚、 α は円柱直径で無次元化したスパン方向相関長、 St はストローハル数、 a は音速、 r は受音点までの距離、 L は円柱の長さ、 D は円柱直径、 ρ は空気密度である。

Phillips[16]は式(4-15)を以下のように変形し、空力音のレベルと速度の関係について整理した。

$$\left(\frac{a^2 \overline{p^2(r)}}{\rho^2} \right)^{1/6} = \left(\frac{\alpha C_{LR}^2}{16} \right)^{1/6} \left[\left(\frac{L D S_t^2}{r^2} \right)^{1/6} U \right] \quad (4-16)$$

図 4.5は式(4-16)の右辺[]項を横軸、式(7)の左辺を縦軸にとり、空力音レベルの速度依存性を示したものである。無次元相関長 α の計算結果と C_{LR} の測定値[20]を用いて計算した結果を実線で合わせて示した。

縦軸と横軸の値の比である $(\alpha C_{LR}^2)^{1/6}$ は円柱から放射される空力音の効率を表している。Phillips は、レイノルズ数 100 の場合、無次元相関長 $\alpha=17$ としている。また、より高いレイノルズ数に関しては α が小さくなることにより音圧レベルが低レイノルズ数の場合に比べ、相対的に小さくなることを示している。

Phillips の行った低いレイノルズ数($Re=100\sim 160$)の実験結果と式(4-16)の計算結果は良く一致しており、カルマン渦によって発生する空力音を精度良くとらえている。レイノルズ数が低い場合はカルマン渦の発生が非常に規則的なため、計算と実験がよく一致するものと考えられる。レイノルズ数が大きい場合は計算結果が Phillips の結果よりもやや大きくなる。この原因として C_{LR} の測定にばらつきがあることが考えられる。全体的な傾向としては $Re=1000$ 程度から 80000 程度の広いレイノルズ数の範囲にわたって予測精度は良好である。 C_{LR} がわかっている場合は、本研究で求めた L_c を用いて、後流の状態が非常に規則的な場合、及び後流が乱流に変化した場合の両方について空力音を精度良く予測できることがわかる。また、低いレイノルズ数($Re=100$ 程度)と高レイノルズ数では直線の勾配が異なり、後流が規則正しい層流の場合と後流が乱流の場合では空力音の放射効率が異なることがわかる。

4.4 結言

円柱表面の圧力変動と圧力変動のスパン方向のコヒーレンスを測定することにより、空力音の発生機構の重要な因子である表面圧力変動の空間構造を実験的に明らかにした。

- (1) 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をパラメータに持つ正規関数として表すことができる。
- (2) コヒーレンスを正規関数として表すことにより、相関長 L_c がレイノルズ数の平方根に逆比例することを定量的に示した。
- (3) 表面圧力変動のコヒーレンス及び相関長は円柱表面の境界層厚さに関連があり、剥離せん断流の不安定波とも関係があると推測される。
- (4) 相関長を用いた空力音の簡易推定方法を提案した。

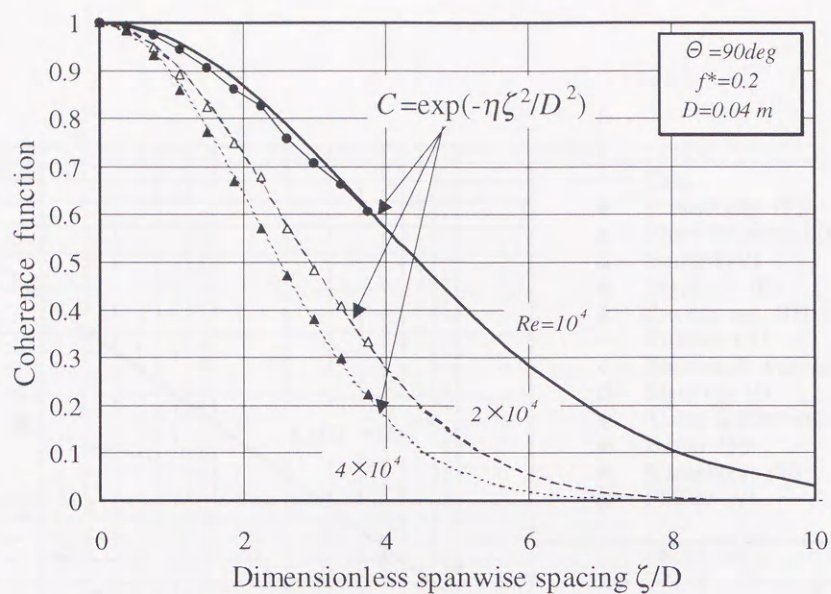


図 4.1 表面圧力変動のспан方向コヒーレンス
(最小二乗法によるカーブ・フィッティング)

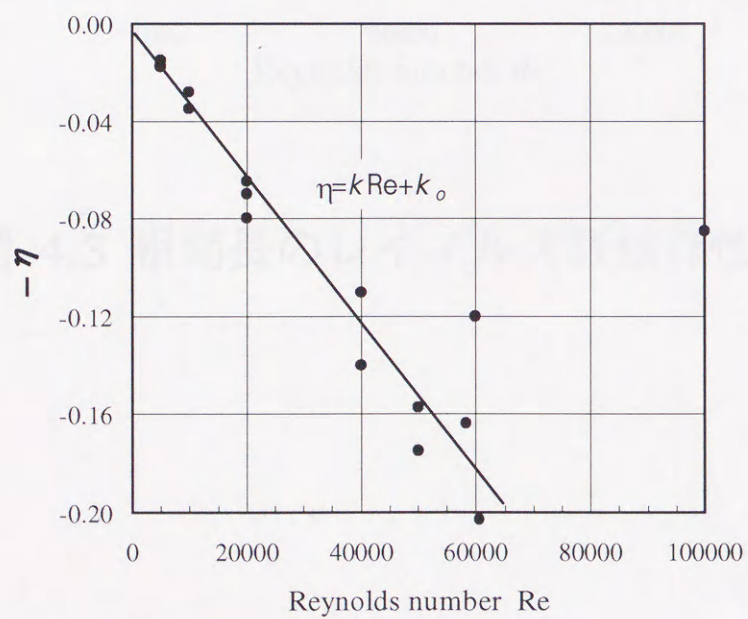


図 4.2 η のレイノルズ数依存性

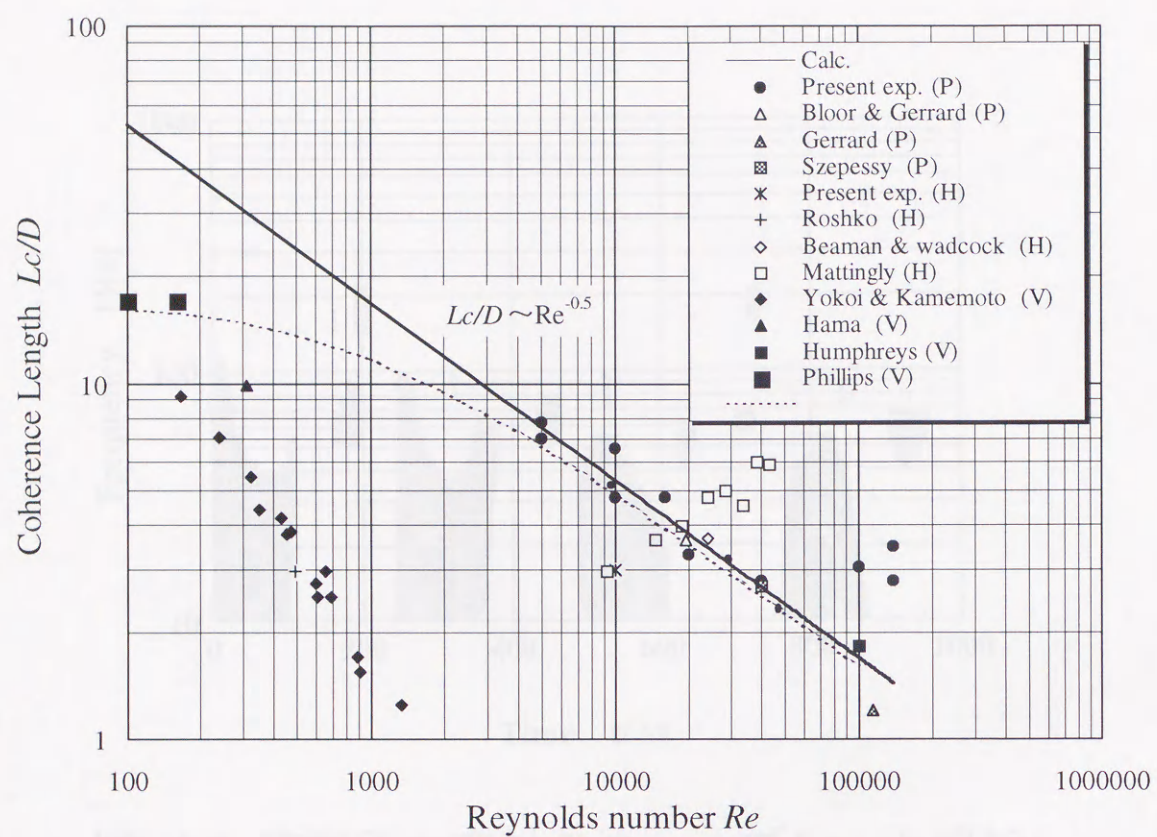


図 4.3 相関長のレイノルズ数依存性

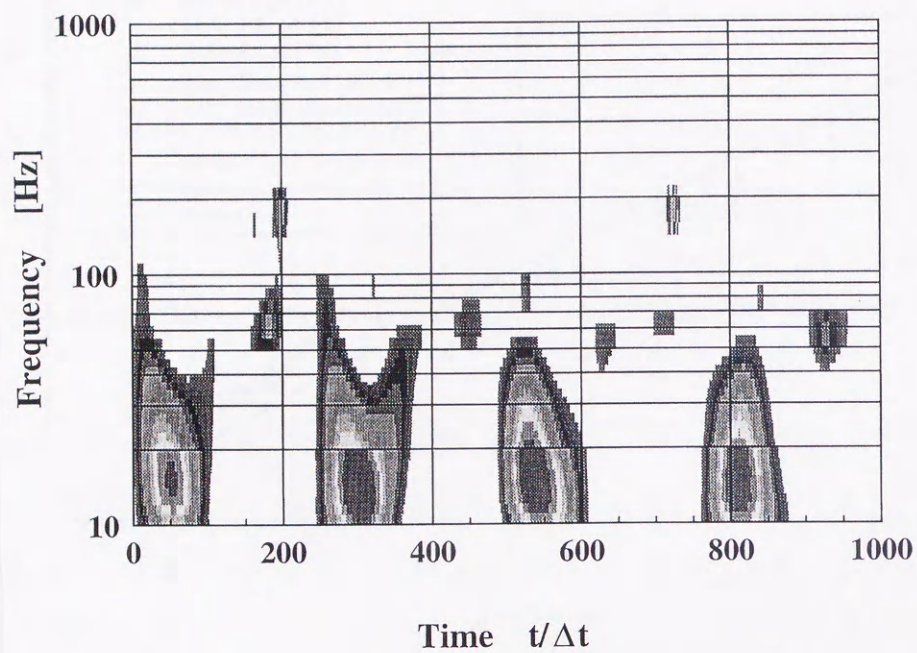


図 4.4 表面圧力変動のウェーブレット解析
 $(\theta=90^\circ \text{ Re}=10^4)$
 (実部の負の値を表示：基底関数 Gabor)

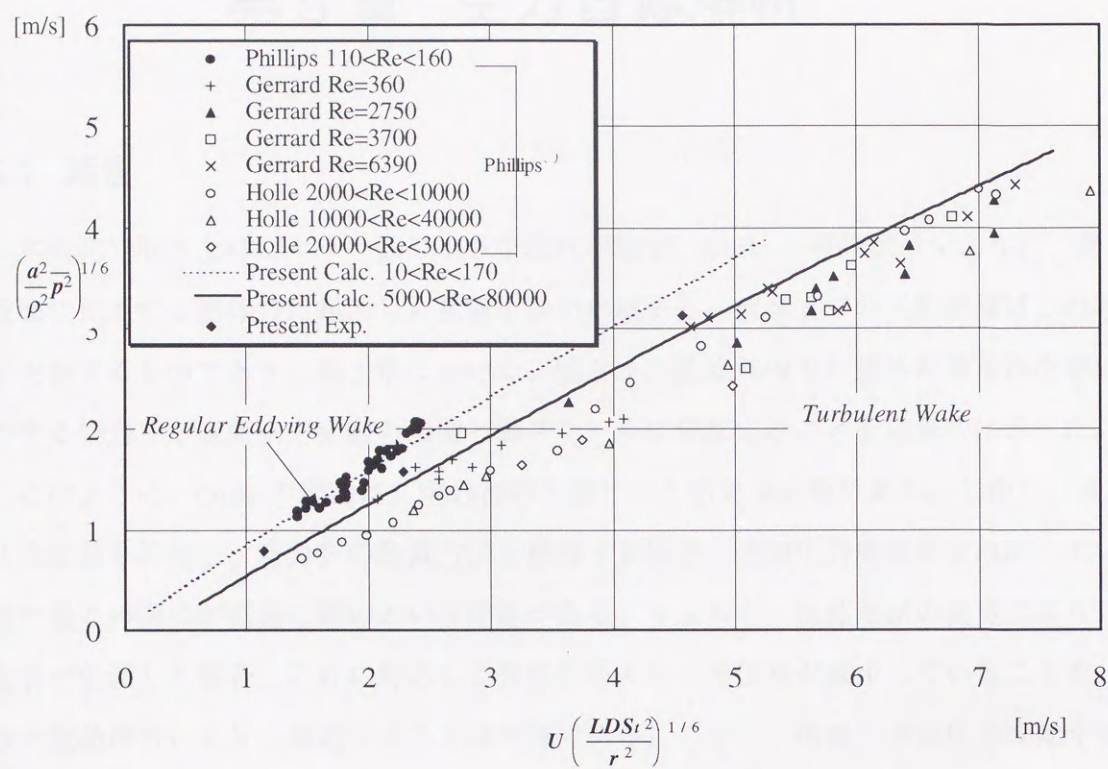


図 4.5 空力音の簡易予測方法による計算結果

第5章 空力音源解析

5.1 緒言

本研究で取り上げたマッハ数の小さな流れの場合、Curle の理論が示すように、物体表面に作用する流体力に起因した双極子音が卓越する。前章までの実験結果はこの考えを支持するものであり、第3章において、低マッハ数流れの中に物体が置かれた際に発生する空力音が表面圧力変動の強度と渦スケールに依存することを定量的に示した。

このように、Curle の理論は、空力音の予測という面では有効である。しかし、表面圧力変動を抑制し、空力音の低減方法を検討する場合、表面圧力変動を生み出している流れ場との関係が把握し難いという問題がある。すなわち、物体形状の変更により、空力音が低減した場合、これに対応して表面圧力または相関長が減少していることを、実験や数値解析により、確認することは可能である。しかし、何故、表面圧力変動や相関長が減少したかという疑問が残る。数値解析の場合は、流れ場の情報が得られているため、流れ場と表面圧力の関係を調べることも可能である。しかし、製品の設計を行う立場で考えれば、流れ場がどのように変化するかを、あらかじめ推測し、その結果が空力音の低減に結びつくことを期待して、物体形状の変更箇所を決定したい。

このような立場で考えた場合、表面圧力変動は「見かけの音源」であり、表面圧力変動を発生させる原因である流れ場の渦度変動を「真の音源」**** と考えることもできる。

そこで、この章では円柱後流の渦度と表面圧力変動のコヒーレンスを測定[64]し、「真の音源」である渦度変動と空力音の関係について考察する。

**** この章では後流中の渦度変動によって表面圧力変動が発生すると考え、渦度を「真の音源」と見なして、その性質について議論するが、対象としているのは、あくまで二重極音であり、一般に渦音といわれる四重極音ではない。

また、渦度の測定は円柱などの基本物体周りの流れ場以外では難しく、製品開発の現場で渦度を測定することは技術的にもコスト的にも難しいので、本章では渦度と密接に関連した物理量である流れ場の静圧変動と空力音の相関についても考察する。

5.2 実験方法

まず、渦度と静圧の関係を調べるため円柱後流の渦度と静圧変動の同時測定を行った。

実験には図 2.1 に示した低騒音風洞の低速測定部（測定部断面 500 mm×500 mm、長さ 2600 mm、乱れ強度 0.2 %）を使用した。風洞に設置した天井移動型三次元トラバース装置により、物体後流の三次元流れ計測が可能である。測定部に挿入されるトラバースの部品は鉛直方向のサポートのみであり、トラバース及びセンサの挿入によるブロックageは 3 % 以下である。水平方向のプロープの移動については測定部の天井ごと移動させる方式である。

このトラバース装置に第 2 章に示した静圧変動プロープと四線式熱線渦度プロープを取り付け、直径 40 mm、長さ 500 mm の円柱後流の計測を行った。静圧変動プロープと渦度プロープは図 5.1 に示すように水平方向に 6 mm 離して設置し、センサ間の干渉がおきないようにした。

円柱は風洞ノズルから下流 150 mm、風洞中央部に水平に設置した。円柱の中心を原点として、下流方向を X 軸、円柱の軸方向を Z 軸、鉛直方向を Y 軸とした。図 5.2 に測定系のブロックダイアグラムを示す。

計測範囲は $X/D=1.25$ から 7.00、 $Y/D=-1.4$ から 1.4 までの 609 点であり、各点ともにサンプリング周波数 5 kHz で 20 秒間（100000 点）のデータを測定した。また、前章までと同じように円柱表面には表面圧力センサを 12 個埋め込み、後流と表面圧力の同時計測を行った。

表面圧力センサのうち 1 個は上流よどみ点から $\theta=60$ 度の位置に設置し、5.4 節に示す条件付き抽出法による流れ場の位相平均を求めるのに使用した。残りの 11 個は空力音発生への寄与が大きい $\theta=90$ 度の位置に設置した。

測定項目は速度変動 u, v

渦度変動 ω_z

静圧変動 p_s

表面圧力変動 P

である。上記について時間平均量、位相平均量(5.4 節)、コヒーレンス、スペクトルなどの統計量を求めた。

5.3 時間平均場

図 5.3から図 5.7に速度 u, v の時間平均値と変動成分の乱れ強度、および静圧変動強度を示す。速度成分 u の平均速度は X 軸に対して線対称、速度成分 v の平均値は原点に対して点対称になっており、時間平均的には流れ場は X 軸に対して対称であることがわかる。静圧変動強度も X 軸に対してほぼ線対称になっている。

条件付き抽出法では、一般に測定時間が長くなるため、実験条件を安定させることが難しい。この測定では 2 時間の測定を一つの単位として、2 時間毎にセンサの校正、トラバースの位置決め精度のチェックを行った。本実験の場合、すべての測定点を測定するのに、4 単位の実験が必要であった。予備試験を 2 回、本試験を 2 回行い、データの安定性のチェックを行った。図 5.3から図 5.7の結果から、時間平均値が従来の円柱後流測定結果と定性的に同じ傾向を示す[19][44][65]ことから、実験条件が安定していることを確認した。

速度変動の乱れ強度は $X/D=1.25\sim 1.5, Y/D=\pm 0.5$ 付近で最大となり、この付近の乱れが強いことを示している。

5.4 位相平均場

図 5.8に流れ場の可視化写真を示す。円柱後流に大規模な渦が存在することがわかる。前章までの知見から空力音の発生には流れの中の大規模な構造が起因する。したがって、大規模構造を抽出して、その性質を調べるのが空力音の研究では重要である。

乱流中の大規模な渦構造を検出するため、Reynolds と Hussain[44][66]によって導入された流れ場の3成分分解法を用いてデータ分析を行った。この方法は乱流中の速度変動などの物理量 s を式(3.1)のように分解する方法である。

$$s = \bar{s} + \tilde{s} + s' \quad (3.1)$$

ここで、帯域平均量 \bar{s} (いわゆる DC 成分)、条件付き平均量 \tilde{s} (位相平均など)、ランダム成分 s' である。

本研究では条件付き抽出量を求めるのに、前方よどみ点から $\theta=60$ 度の位置における円柱表面の圧力変動を基準信号とする位相平均を行った。 $\theta=60$ 度の位置では表面圧力変動は低周波の変調を除けば、カルマン渦の基本周波数をもった正弦波とみなせる。

測定したすべてのデータについて、(表面圧力を基準に) 位相角 5 度おきに位相平均を行った。位相平均回数は約 1500 回である。また、カルマン渦の基本周波数は 78 Hz である。以下、この節では位相平均データについて示す。

図 5.9(a)から(d)に速度ベクトルを示す。(a)(b)は位相角 $\theta_p=0$ 度の場合、(c)(d)は位相角 $\theta_p=90$ 度の場合である。ここで、(a)(c)は視点を渦とともに移動させた場合(平均的な渦の移動速度を $0.75U$ とした)、(b)(d)は視点を円柱に固定させた場合である。視点を渦とともに移動させた場合(a)(c)には、スモークワイヤ法による可視化写真と同じように、後流中の大きな渦構造が観測される。位相角 $\theta_p=0$ 度の場合、 $X/D=1.5$ 、 $Y/D=0.5$ 付近にある渦が位相角 $\theta_p=90$ 度の場合は $X/D=2.0$ 、 $Y/D=0.5$ 付近に移動している。平均的な渦の巻き上がり位置は $X/D=1.5 \sim 2.5$ 付近であり、この領域においてカルマン渦が形成されることがわかる。

ただし、 $X/D=1.25$ 、 $Y/D=0$ 付近の速度ベクトルの変化はやや不自然である。この部分は円柱直下の逆流域に近いので、逆流の影響により熱線での測定に誤差が生じている[65]と思われる。全体的な傾向はフライング・ホットワイヤを使った Cantwell ら[44]の精密な測定に類似しており、流れ場の構造を捕らえていると考えられる。

図 5.10は渦度と静圧変動の位相平均結果を比較したものである。渦度の集中領域において負の圧力変動が生じていることがわかる。渦度のピークと負圧のピーク部分もほぼ一致しており、静圧変動プローブにより渦度の強い領域を測定できることがわかる。

図 5.11、図 5.12に渦度及び静圧変動の位相平均結果を示す。位相角 $\theta_p=0$ 度の場合、 $X/D=1.5$ 、 $Y/D=0.4$ 付近に強い渦構造あるいは負圧領域が認められる。位相角 $\theta_p=90^\circ$ の場合、 $X/D=2.0$ 、 $Y/D=0.4$ に新しい渦が上流から運ばれてきていることがわかる。これらの図から求めた渦の移動速度は $0.73U_0$ であり、Cantwell らの測定結果 ($0.755U_0$) と同程度である。

図 5.13は可視化写真と静圧変動の比較結果である。静圧変動によって示された渦の位置が可視化写真と定性的に一致している。

5.5 表面圧力変動とのコヒーレンス

第3章において、円柱表面の圧力変動と空力音の *COP* を求めることにより、表面圧力変動が音源であることを示した。同様に渦度および静圧変動と空力音との *COP* を求め、後流中の渦の変動と空力音の関係を調べた。ただし、流れ場にセンサを挿入している場合、センサから発生する空力音がノイズとなり、空力音とのコヒーレンスを求めることが難しいので、渦度または静圧変動と表面圧力変動との *COP* を求め、後流中の渦と関連のある表面圧力変動の強度を求める。この計算によって得られた表面圧力変動と相関長さ L_c を式(3-2)に代入し、後流中の渦度と関連を持った空力音の強さを計算する。この空力音の強度を各渦の測定位置から発生した空力音源強度と見なし、空力音源を定量的に求める。すなわち、渦と関連のある表面圧力変動から放射される空力音を計算することにより、円柱後流中の空力音源を算出する。

この方法ではカルマン渦の基本周波数と二次成分以外を求めることは難しいが、円柱からの空力音はカルマン渦の基本周波数が支配的なため、主要な音源については探索することが可能である。

この実験では、 XY 平面 ($Z/D=0$) の渦の測定結果、すなわち、円柱中央断面の後流の測定結果から、空力音源を計算する。前章までに示したように流れの三次元性、スパン方向の構造的性が空力音の発生に寄与すると考えることから、本来は後流のスパン方向の

構造を測定する必要がある。しかし、後流の三次元計測は測定点数が大幅に増加するという問題がある。本研究では、円柱中央断面の後流測定値から表面圧力変動の平均値を算出し、三次元性については、前章で求めたスパン方向の相関長のデータを利用することにより、測定点数を抑えた。

図 5.14 に渦度、図 5.15 に静圧変動と表面圧力変動（空力音）の COP ($f^*=fD/U=0.2$) から求めた空力音源の強度を示す。 $X/D=1.5\sim 2.0$ 、 $Y/D=\pm 0.4$ 付近に強い音源があることがわかる。静圧変動及び渦度ともに同様の傾向を示している。このことは静圧測定により空力音の音源同定が可能であることを示している。これまで、静圧変動あるいは渦度の集中領域は下流に行くにしたがって、その強度が小さくなること、空力音の強度は物体と渦度の距離に逆比例すると考えられることから、定性的に円柱近傍に空力音源があると考えられていたが、本実験により音源位置を定量的に評価することが可能になった。

次に音源位置での静圧変動の周波数特性を示す。図 5.16、図 5.17 に音源部分($X/D=1.5$ 、 $Y/D=0.4$)における静圧力変動スペクトルおよび表面圧力変動とのコヒーレンスを示す。カルマン渦の基本周波数においてスペクトル強度、コヒーレンスが高いことがわかる。したがって、この付近の二次元的な渦の変動から空力音が発生することがわかる。

円柱から発生する空力音の音源がカルマン渦の形成領域である $X/D=1.5\sim 2.0$ 、 $Y/D=\pm 0.4$ 付近に局在していることから、円柱後流の剥離せん断層が空力音の発生に寄与していると考えられる。このことは剥離せん断層を厚くするなどして、剥離せん断層を弱くすることにより空力音を低減することが可能であることを示唆している。例えば、第 2 章で示した風洞ノズルの改良による低騒音化の例や、表面を植毛した円柱後流において、剥離せん断層が厚くなり、これに対応して空力音が小さくなるなどの報告例[67]**** から、剥離せん断層の制御が空力音の抑制に効果的であることがわかる。

**** 私信：大阪府立大学工学部 西岡通夫教授，文献[67]は本稿最終校正直前に入手。

5.6 結言

Curle の理論によれば流れ場の渦度の変動が円柱表面に作用して、空力音が発生する。このことから円柱表面の圧力変動は「見かけの音源」といわれる。空力音を低減するためには流れの中の「真の音源」の性質を知ることが重要である。そこでこの章では渦度変動及び静圧変動と空力音の相関を求め、後流中の空力音源の性質を調べ、以下の知見を得た。

- (1) 静圧変動と物体表面の圧力変動のコヒーレンスを測定し、円柱周りの流れから発生する空力音の音源を同定した。
- (2) 円柱から発生する空力音は、 $X/D=1.5\sim 2.0$ 、 $Y/D=\pm 0.4$ 付近に局在している。このことは円柱後流の剥離せん断層が空力音の発生に寄与することを示しており、剥離せん断層を厚くし、せん断強度を弱めることにより空力音の低減が可能であることを示唆している。
- (3) 従来は製品開発現場では渦度の測定が困難であったため、空力音源の同定や性質を調べるのが難しかった。本研究では渦度と密接に関連した物理量である流れ場の静圧変動を計測し、静圧変動の測定により音源の同定が可能であることを示した。

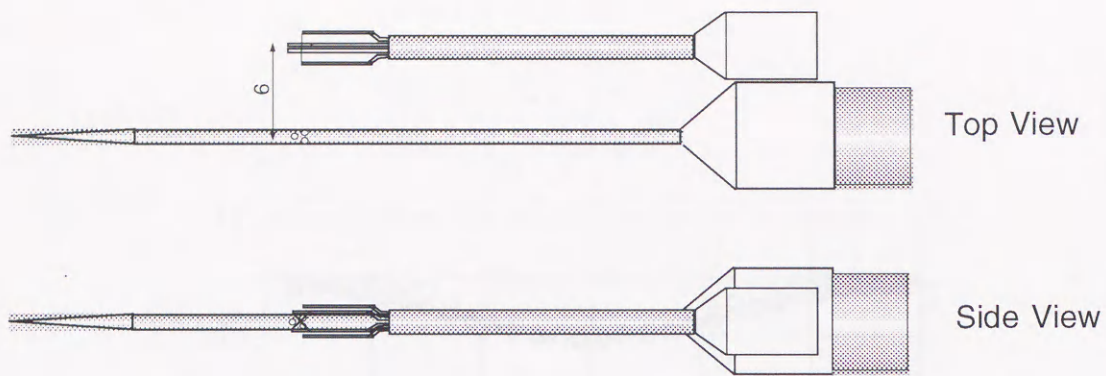


図 5.1 渦度・静圧変動計測センサ

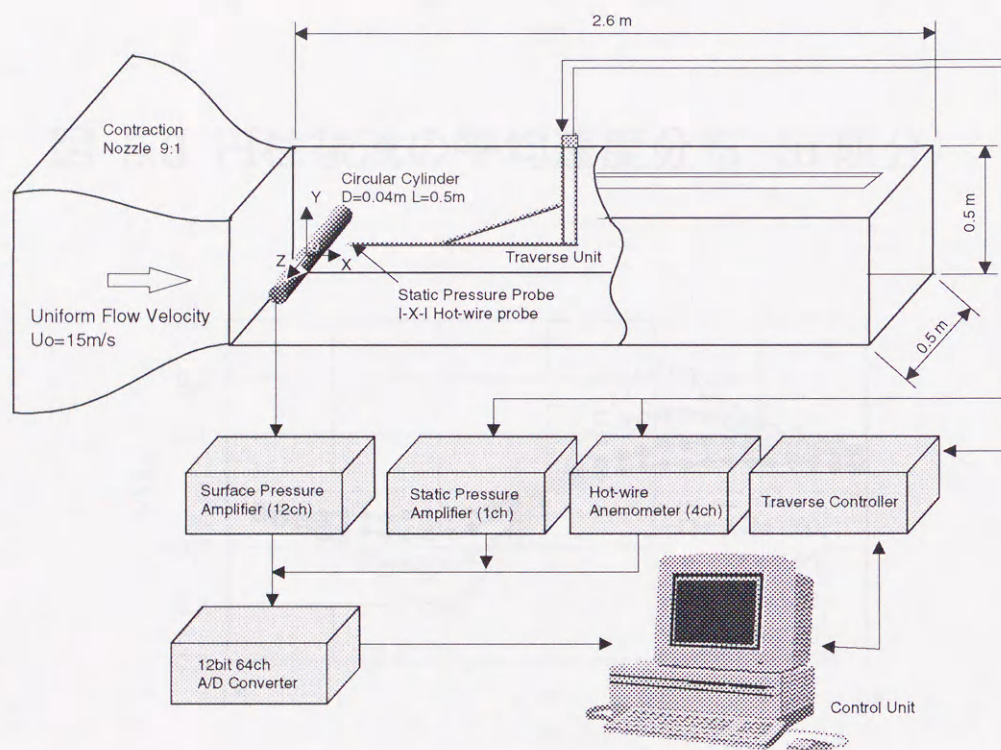


図 5.2 測定系のブロックダイアグラム

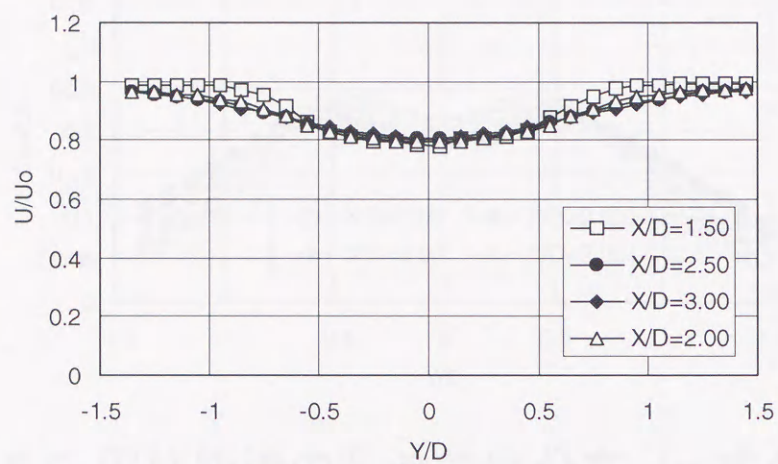


図 5.3 円柱後流の平均速度分布 (u 成分)

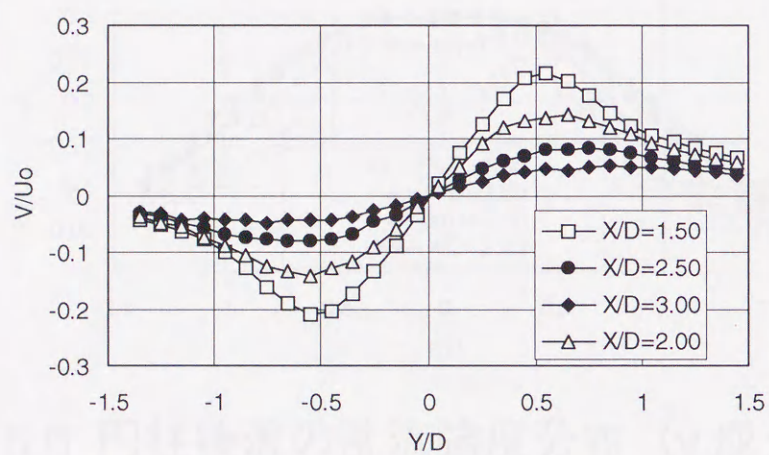


図 5.4 円柱後流の平均速度分布 (v 成分)

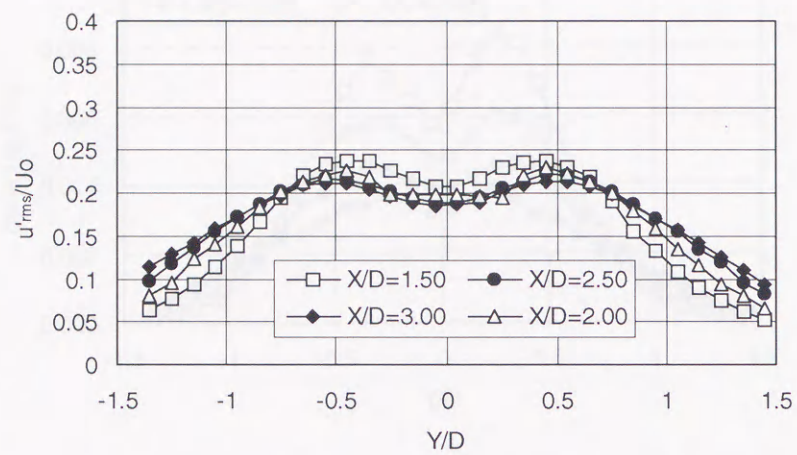


図 5.5 円柱後流の乱流強度分布 (u 成分)

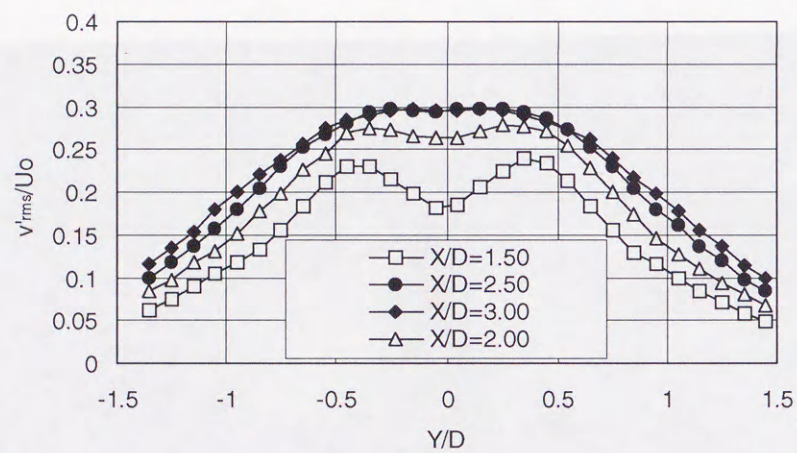


図 5.6 円柱後流の乱流強度分布 (v 成分)

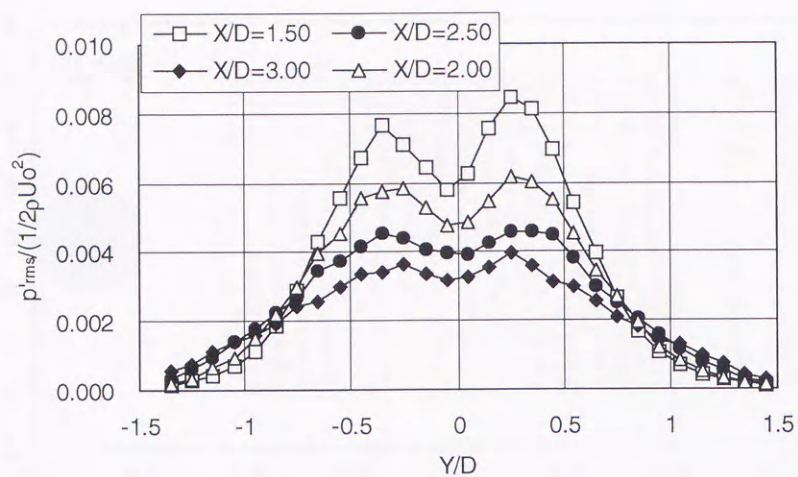


図 5.7 円柱後流の静圧強度分布

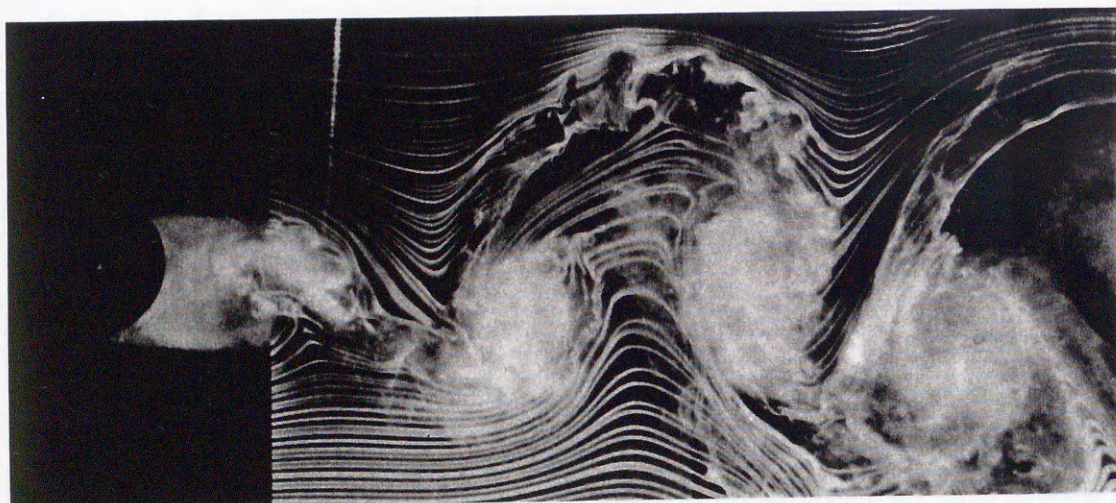
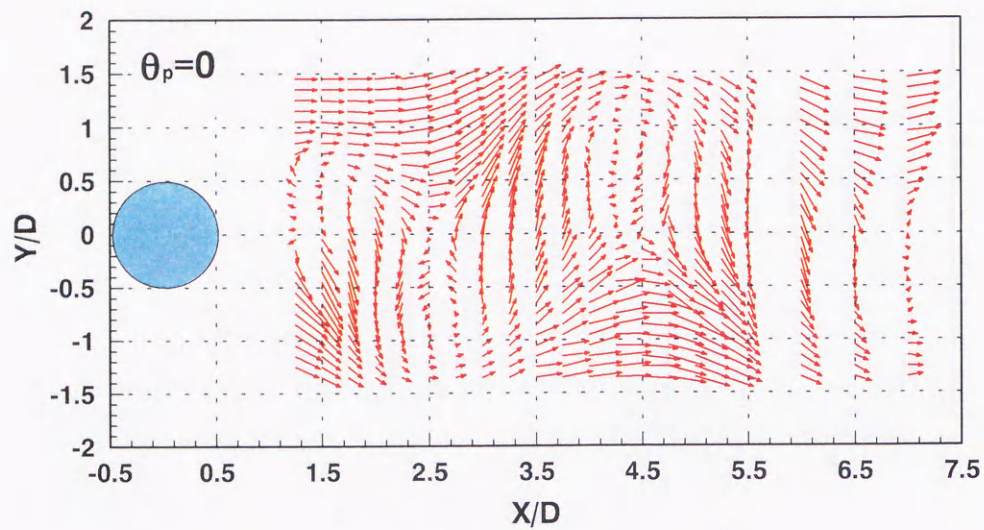
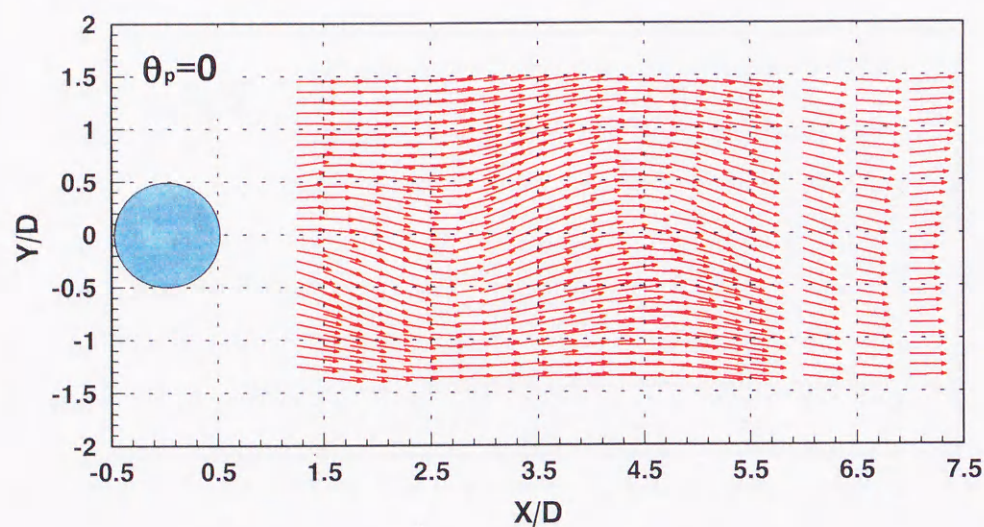


図 5.8 円柱後流の流れの可視化写真
(スモークワイヤ法)

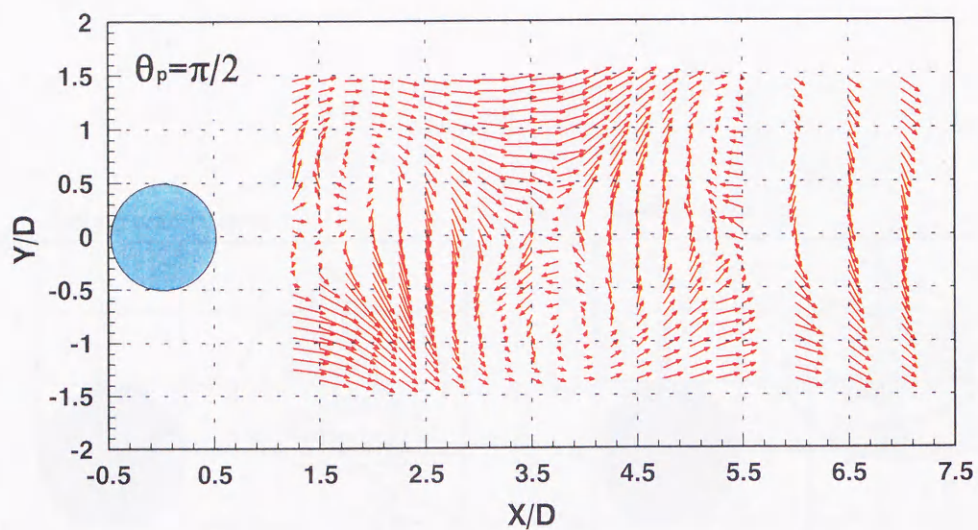


(a) 円柱後流の速度ベクトル 位相角 0 度（視点を渦と共に移動）

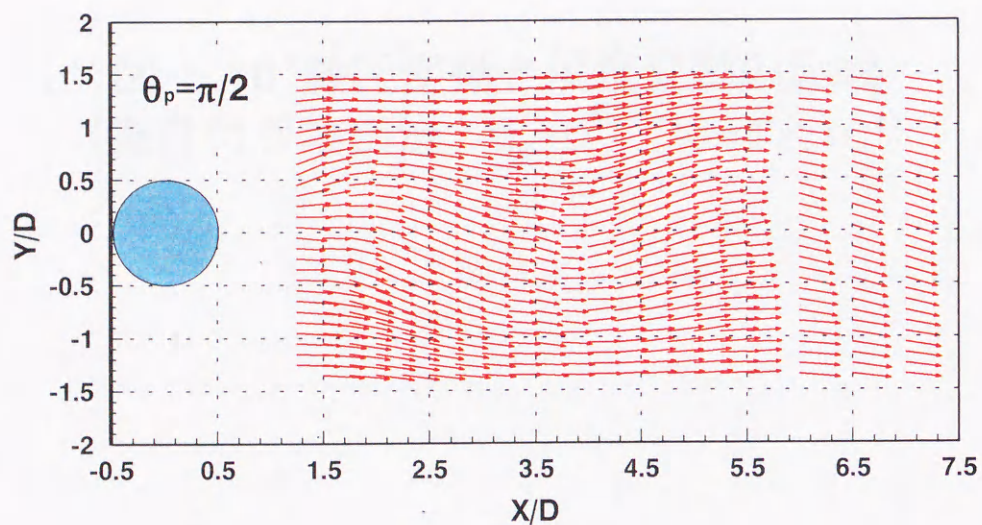


(b) 円柱後流の速度ベクトル 位相角 0 度（視点を円柱に固定）

図 5.9 円柱後流の速度ベクトル
(条件付き抽出法、 $Re=4 \times 10^4$)



(c) 円柱後流の速度ベクトル 位相角 90 度（視点を渦と共に移動）



(d) 円柱後流の速度ベクトル 位相角 90 度（視点を円柱に固定）

図 5.9 円柱後流の速度ベクトル
(条件付き抽出法、 $Re=4 \times 10^4$)

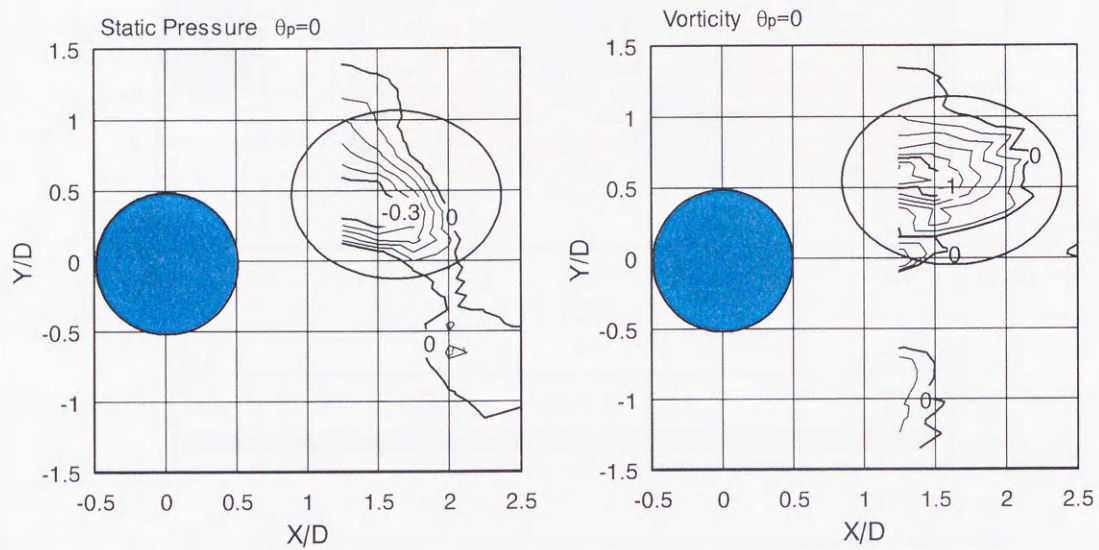


図 5.10 静圧変動と渦度変動の比較
 (条件付き抽出法、 $\theta_p=0^\circ$, $Re=4 \times 10^4$)

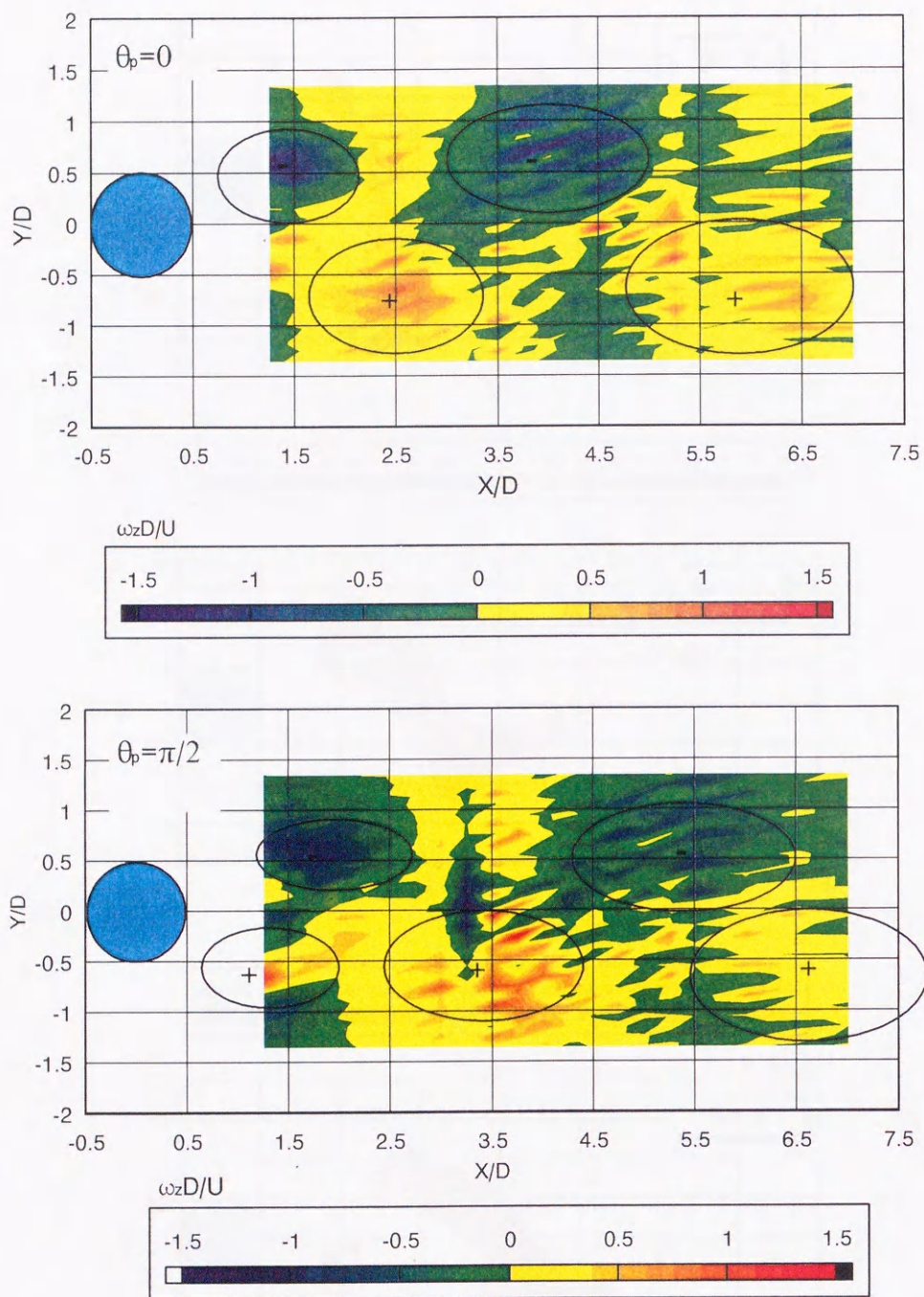


図 5.11 円柱後流の渦度分布
(条件付き抽出法、 $Re=4 \times 10^4$)

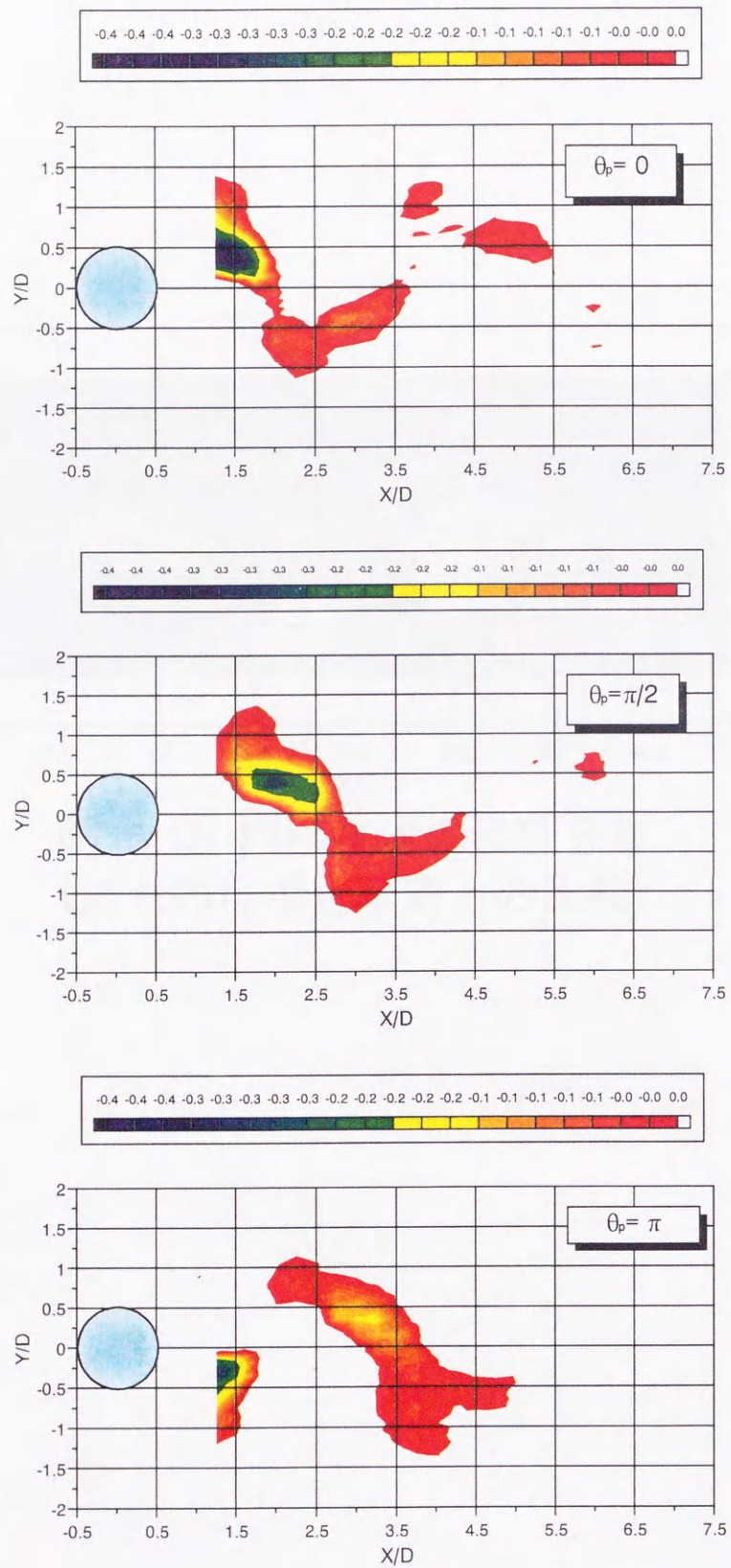


図 5.12 円柱後流の静圧変動分布 ($Re=4.0 \times 10^4$)

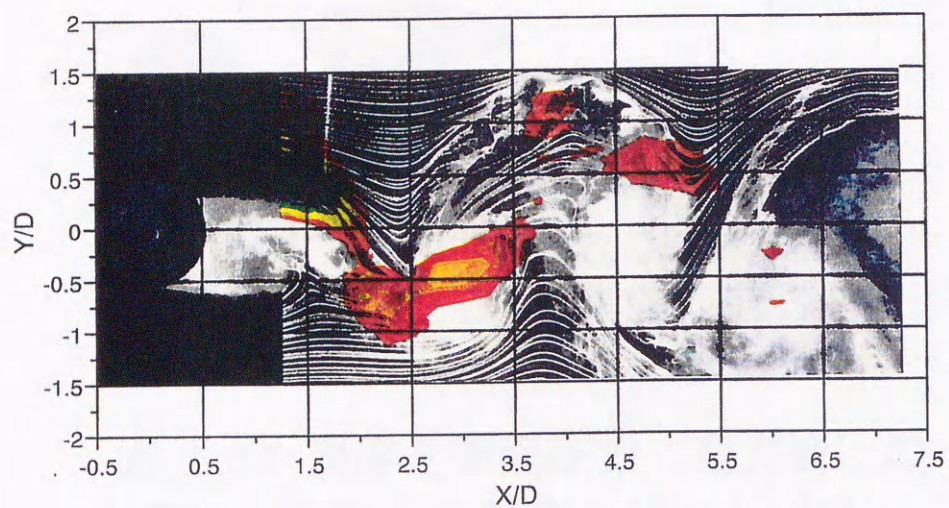


図 5.13 円柱後流の渦度分布
(流れの可視化写真との比較)

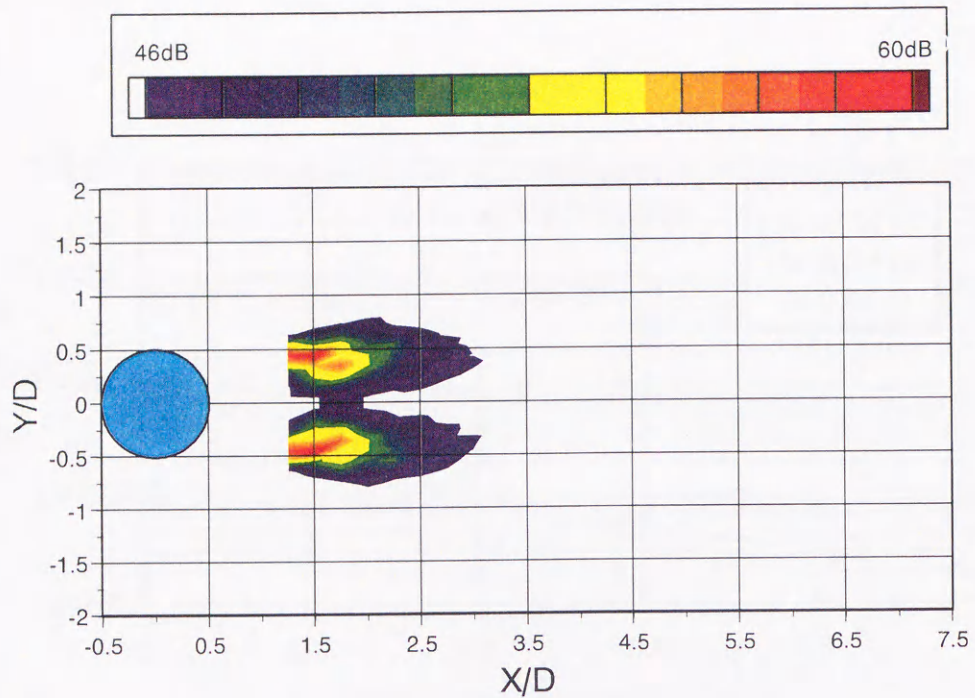


図 5.14 渦度と表面圧力（空力音）の
コヒーレント・アウトプットパワー

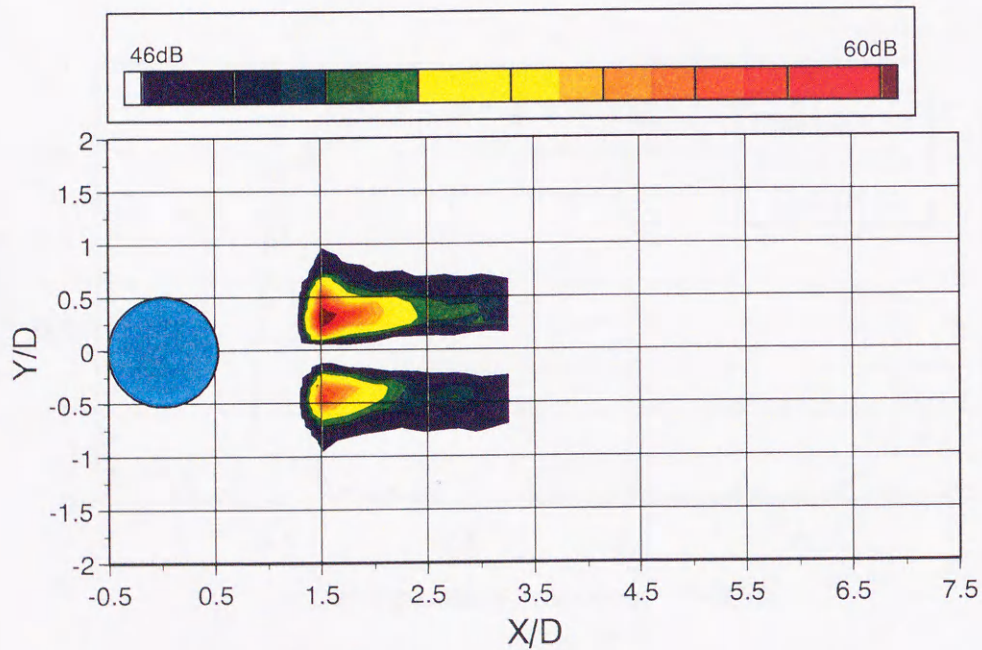


図 5.15 静圧変動と表面圧力（空力音）の
コヒーレント・アウトプットパワー

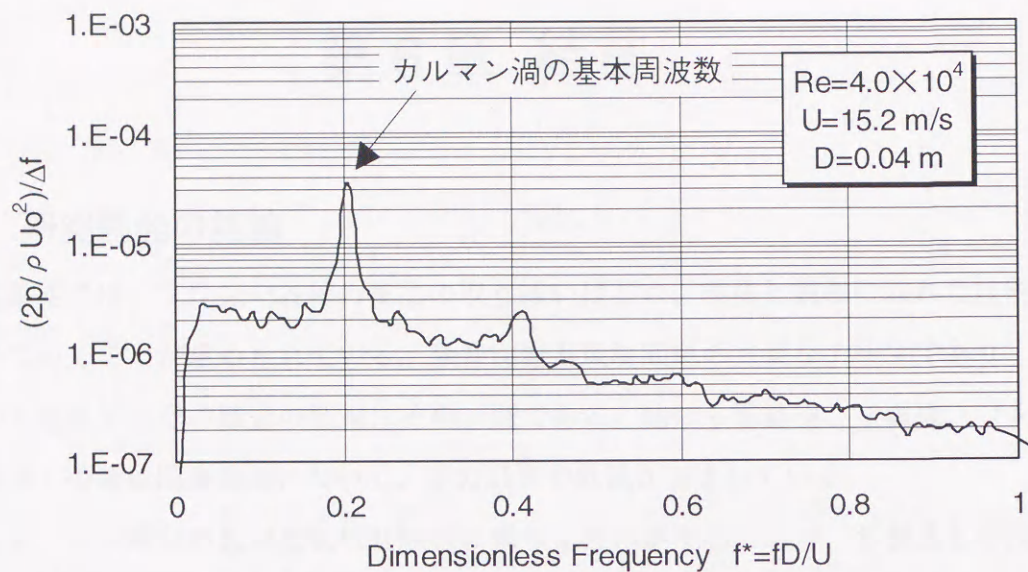


図 5.16 空力音源領域($x/D=1.5$ 、 $y/D=0.4$)における
静圧変動スペクトル

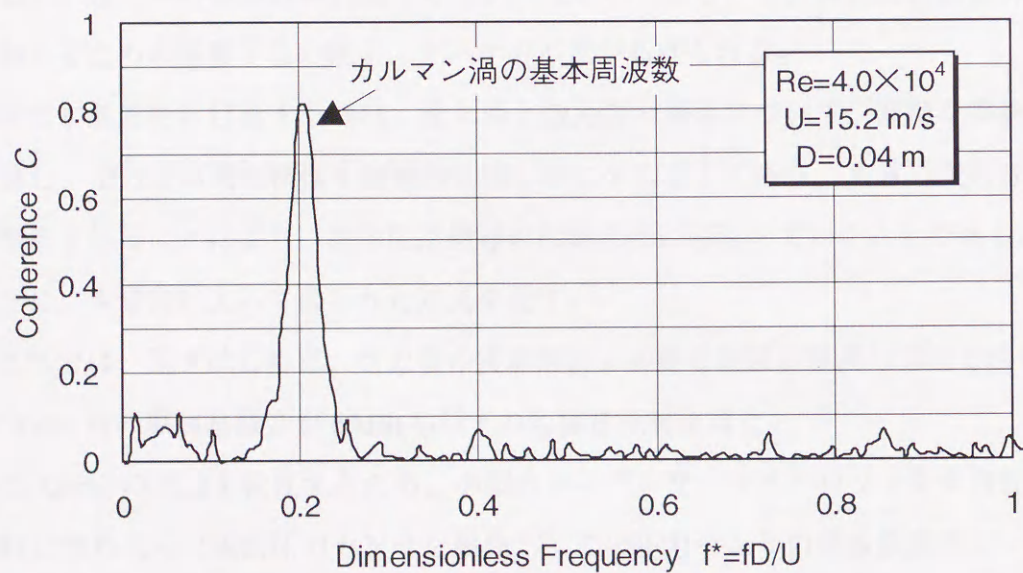


図 5.17 空力音源領域($x/D=1.5$ 、 $y/D=0.4$)の静圧変動
と表面圧力変動のコヒーレンス

第6章 結言

6.1 研究開発の結論

産業界では、フロンや各種の薬品の取り扱いはじめ、環境と調和の取れた技術開発を進めていくことが求められている。騒音問題も環境問題の主要なテーマであり、高速車両から発生する空力騒音の低減はその一例である。他にも電動機、空調機、コンピュータ等多くの流体関連機器において、空力騒音の低減が望まれている。

従来、空力騒音の低減技術は経験則に基づくものが中心であり、各製品毎の技術課題として個別対応によって騒音を低減してきた。しかし、そのような対応は限界に近づき、ブレークスルーが必要となっている。

一方、流体解析技術の進歩により、空力音の予測が現実的なものになりつつあるが、流体機械から発生する騒音の予測や低騒音化の指針を得るにはいたっていない。その一因として、空力音の発生機構に関するモデル化が不十分なこと、高精度の数値解析結果を評価するための実験手法の確立、データの不足があげられる。

本研究が最終的に目指すものは、流れ場と空力音の相関について、詳細な実験データを提供し、空力音の発生機構を物理的に明らかにすることであり、さらに空力音低減方法の指針を得ることにより、流体関連機器の低騒音化に応用していくことである。

以下に、本研究によって得られた知見を記す。

第2章では、先ずはじめに、空力音の実験解析に必要な低騒音風洞の開発方法を示し、風速 50m/s 時の風洞暗騒音が 60dB(A)以下の低騒音風洞を得た。

次に Curle の理論を検証するため、小型のコンデンサ・マイクロフォンを直径 40mm の円柱に埋め込んだ表面圧力センサを製作し、この圧力センサの周波数特性について検討した。この結果、1Pa 以下の圧力変動の測定が可能となった。

熱線流速計を四本組み合わせた熱線渦度プローブにより、渦度を測定する方法について検討した。平均値に関する測定誤差は約 10%であり、スペクトルに関してもプローブの検査体積の 2.5 倍 (約 5mm) 程度の流れ場を計測することができる。

静圧変動プローブの特性について検討した結果、センサを用いて周波数 1.5kHz 程度までの静圧変動を測定することが可能となった。

第 3 章では、一様流中に置かれた円柱の表面圧力変動とスパン方向の相関長を用いて、空力音スペクトルを予測する方法を提案した。本提案方法は、従来、定数として扱われていた相関長を表面圧力変動のコヒーレンスを用いて周波数領域に拡張したことに特徴がある。これにより、空力音スペクトルの予測が可能になるとともに、渦スケールの違いが空力音の発生に寄与していることを示した。

提唱する予測手法をレイノルズ数 $10^4 \sim 10^5$ の場合に適用した結果、予測値はカルマン渦の 5 倍程度の周波数まで測定値とよく一致し、予測方法の有効性が確認された。

第 4 章では、本研究で提案した相関長のレイノルズ数依存性を明らかにすることを目的として、カルマン渦の基本周波数成分のコヒーレンスについて、一様等方性乱流の解析手法を用いて考察した。まず、コヒーレンスの関数形として、一様等方性乱流と同じように正規関数を仮定し、その妥当性について考察し、実験データをもとに定量化した。この結果に基づき相関長がレイノルズ数の平方根に逆比例することを示した。実験データとの比較の結果、さきの仮定が妥当なものであることを示した。また、相関長と剥離せん断層の不安定波の関係について考察し、相関長は不安定波と同じように、剥離境界層の運動量厚さと密接に関連のあることを示した。

第 5 章では、Curle の理論で音源と考えられる表面圧力変動と流れ場 (特に渦度) の関係を調べるため、円柱後流の渦度及び静圧変動と空力音の相関計測を行った。その結果、後流中の渦度を表面圧力変動を引き起こす源、すなわち空力音源と考えた場合、音源が $X/D=1.5 \sim 2.0$ 、 $Y/D=\pm 0.4$ 付近に局在することが明らかとなった。また、空力音源を探索する方法として、渦度変動の代わりに静圧変動を用いる方法を提案した。製品開発現場では熱線流速計の取り扱い難さが問題となっており、渦度計測による空力音源解析を行うことが難しかったが、静圧変動計測による手法はセンサの扱いが容易であり、製品開発への適用見通しを得た。

6.2 今後に残された課題

本研究は円柱表面の圧力変動とその空間相関を用いて空力音スペクトルの予測を行ったものであるが、その最終的な目的は、流体関連機器、特に高速車両から発生する空力音を低減する方法を確立することである。空力騒音を低減するためには、以下に示す課題に取り組んでいく必要がある。

第2章に示した低騒音風洞を用いて、スケールモデルを用いた空力音の予測・低減技術の開発を進めている[3][35]。スケールモデルを用いた実験では、空力音に関する相似則を確立する必要がある。現在は、経験則に基づいた相似モデルを利用しているが、より精度の高い予測を行うため、空力音の相似則に関する詳細な解析が必要である。財団法人鉄道技術研究所殿が開発した大型低騒音風洞は高レイノルズ数周りの流れから発生する空力音を調べることが可能であり、空力音の相似則解明への期待がかかる。

計測方法に関しては、圧力センサや熱線など従来から使われているセンサの精度向上とあわせて、流れ場の空間構造をとらえるため、空力音解析に画像処理計測を活用していく必要があると考える。

第3章で述べたコヒーレンスの積分特性距離を用いて、空力音を予測することにより、Curleの式を実験的に検証したが、境界層の発達、剥離、再付着を伴うような翼から発生する空力音の解析やファンのような回転系に置かれた物体からの空力音の予測に本研究で提案した手法を適用するには、本研究によって得られた知見をさらに拡張していく必要がある。特に回転系への拡張は実験解析のみでは不可能であり、数値解析を応用することが必要である。

第4章では相関長及びコヒーレンスの統計的性質について等方性乱流の理論を拡張して検討した。導入した仮説の物理的な意味と普遍性についての議論は必ずしも十分であるとは言えないものの、長時間データを用いた統計処理からモデルを構築していくことは実験解析が得意とする領域であり、流体解析へデータやモデルをフィードバックすることにより現象を理解する助けになるものと考ええる。数値解析との併用により空力音低減方法について検討する必要がある。

第5章では、表面圧力変動を発生させる源である後流中の渦度変動を空力音の「真の音源」と考え、円柱後流の渦度、静圧変動と空力音の相関について検討した。その結果、

物体近傍の剥離せん断層における渦度変動が空力音を発生させることが明らかになった。このことに着目すると、PIV に代表される画像処理計測技術を用いた壁面近傍の三次元流れ計測が空力音解析に威力を発揮するものと思われる。現在のところ PIV を応用した空力音解析の例はあまりないようであるが、今後、この分野の研究が進めば、空力音低減方法のブレークスルーが得られることが期待される。

謝辞

在学中を含め 13 年間、研究の遂行にあたり、終始懇切なる御指導、御鞭撻を賜わりました豊橋技術科学大学機械システム工学系 蒔田秀治教授に衷心より感謝の意を表します。また、本論文を纏めるにあたり、豊橋技術科学大学 生産システム工学系 北川孟教授、機械システム工学系 北村健三助教授、畔上秀幸助教授から有益な御助言を賜わりました。ここに謹んで感謝申し上げます。

日本大学理工学部機械工学科 藤田肇教授からは第 2 章の低騒音風洞の設計方法を始め、空力音の研究方法に関してご指導承りました。御礼申し上げます。高知大学理工学部 佐々浩司助手には乱流計測を中心とした実験解析方法について有益な御助言をいただきました。豊橋技術科学大学機械システム工学系 関下信正助手には乱流の統計理論に関して、御指導いただきました。ここに感謝の意を表します。

本研究の着手、遂行にあたっては、日立製作所機械研究所 井上孝太郎所長、同 上田新次郎副所長、同 飯野利喜企画室長、同 池川昌弘主管研究長、同 小林淳一第一部長、同 下出新一第一部 13 研究室長より絶大なる御支援と有益な御助言を賜わりました。ここに心から御礼申し上げます。

新幹線の空力騒音問題の提起と研究の進め方に関して、日立製作所交通事業本部 服部守久副技師長、日立笠戸エンジニアリング 寺田勝之主任研究員から、有益な御助言を承りましたことに感謝いたします。

最後に、本研究を共同で進めるとともに、実験方法、データの分析方法などを御指導してくださった日立製作所機械研究所 大田黒俊夫第一部主任研究員、数値解析データの提供と研究指針に関する有益な御助言をいただきました同 加藤千幸第一部主任研究員、音響解析に関する御指導をいただきました同 高野靖第一部主任研究員に心から感謝申し上げます。

文献

- [1] Gottlob, D., "Regulations for Community Noise", *Proc. INTER-NOISE '94* (1994), 43-56
- [2] Barsikow, B., and Müller, B., "Relevant sound Sources Generated by the High-speed Railway Train ICE of the Deutsche Bundesbahn and How They Are Accounted for in Model Calculations of Wayside Noise Predictions", *Proc. STECH '93* Vol.2, (1993), 49-54
- [3] Iida, A., et al., "Development of a Low-Noise Electric-Current Collector for High-Speed Trains", *Proc. INTER-NOISE '94* (1994), 163-168.
- [4] Takano, Y., et al., "Noise Reduction on the New NOZOMI Shinkansen Cars", *Proc. STECH '93* Vol.2, (1993), 39-44.
- [5] Takano, Y., et al., "Development of a 2-Dimensional Microphone Array Measurements System for Noise Sources of Fast Moving Vehicles", *Proc. INTER-NOISE 92*, (1992), 1175-1178
- [6] Lighthill, M. J. "On Sound Generated Aerodynamically I. General Theory", *Proc. Roy. Soc. London*, **A211** (1952), 568-587
- [7] Curle, N., "The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound", *Proc. Roy. Soc. London*, **A231** (1955), 505-514
- [8] Powell, A., "Theory of Vortex Sound", *J. Acoust. Soc. Am.* **36** (1964), 177-195
- [9] Kato, C., et al., "Numerical Prediction of Aerodynamic Noise Radiated from Low Mach Number Turbulent Wake", *AIAA Paper* **93-0145** (1993).
- [10] 加藤千幸, 他 4 名, "LES による空力騒音の予測(第 1 報, 二次元円柱からの放射音の予測)", *機論*, **60-569 B** (1994), 126-132.

- [11] Kato, C., et al., "Numerical Simulation of Aerodynamic Sound Radiated from Low Mach Number Turbulent Wakes", *Computational Aeroacoustics ASME, FED-Vol.219* (1995), 53-58
- [12] 横野泰之, 藤田肇, "スーパーコンピュータを用いたステアリングシステムによる角柱から放射される空力音の数値解析", *機論*, **61-583 B** (1995), 947-952
- [13] 三宅裕, 他 2 名 "Large Eddy Simulation による音源分布の解析", *機論*, **59-567 B** (1993), 3475-3481
- [14] Colonius, T., Lele, S. K., and Moin, P., "Boundary Conditions for Direct Computation of Aerodynamic Sound Generation", *AIAA Journal* **31-9** (1993), 1574-1582.
- [15] 古池治孝 他 3 名, "数値解析による流体音の音源分布解析", *機論*, **62-595 B** (1996), 992-998
- [16] Phillips, O. M., "The Intensity of Aeolian Tones" *J. Fluid Mech.* **1-6** (1956), 607-624
- [17] 林秀千人, 深野徹, 児玉好雄, "一様流中に置かれた NACA0012 翼から発生する離散周波数音に関する実験的研究", *機論*, **59-559 B** (1993), 802-806
- [18] Akishita, S., et al., "Numerical Simulation of Aerodynamic Sound Radiation from Two-Dimensional Wing", *AIAA Paper* 87-2672 (1987).
- [19] Roshko, A., "On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets", *NACA Tech. Note*, 2913 (1953).
- [20] Gerrard, J. H., "An Experimental Investigation of the Oscillating Lift and Drag of a Circular Cylinder Shedding Turbulent Vortices", *J. Fluid Mech.* **11**, (1961), 244-256.
- [21] 横井嘉文, 亀本喬司, "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", *機論*, **57-534 B** (1990), 427-433.
- [22] 横井嘉文, 亀本喬司, "二次元的境界層剥離流れに潜在する初期の三次元渦構造 (円柱上層流はく離のはく離域側からの可視化)", *機論*, **57-541 B** (1991), 3273-3277

- [23] 飯田明由 他 3 名, "表面圧力変動と空力騒音の相関測定",
第 25 回乱流シンポジウム講演論文集 (1993), 158-162
- [24] 飯田明由 他 3 名, "空力音の発生機構に関する実験解析(第 1 報 円柱表面圧力変動の
空間構造について)", 機論, **61-592 B** (1995), 4371 -4379
- [25] 飯田明由 他 3 名, "空力音の発生機構に関する実験解析(第 2 報 表面圧力変動と空力
音の相互相関について)", 機論, **62-604 B** (1996), 4160 -4167
- [26] Iida, A., et al., "Prediction of Aerodynamic Sound Spectra from a Circular Cylinder", *Proc.*
FLUCOME'97 (1997)
- [27] Szeppesy, S., "On the Spanwise Correlation of Vortex Shedding from a Circular Cylinder at
High Subcritical Reynolds Number", *Physics Fluids* **6** (7), (1994), 2406-2416
- [28] Fujita, H., et al., "Development of a Low Noise Wind Tunnel for Aerodynamic Noise
Research", *Proc. INTER-NOISE '93* (1993), 1787-1790.
- [29] 飯田明由, 他 3 名, "多線式熱線渦度センサによる乱流渦度スペクトル計測"
第 23 回乱流シンポジウム講演論文集, (1991)
- [30] 飯田明由, 他 3 名, "多線式熱線流速計を用いた乱流渦度計測システムの開発"
機械学会第 65 期流体力学講演会, (1991)
- [31] 神部勉, "流体力学の展望 4 流れと音", 日本流体力学会流れ別冊 (1983), 1-40
- [32] 谷一郎, 小橋安次郎, 佐藤浩, "空気力学実験法", 岩波書店 (1977)
- [33] 伊藤英覚, 他 13 名, "東北大学高速力学研究所附属気流計測研究施設低乱熱伝達風洞
設備および風洞性能について", 東北大学高速力学研究所報告 **44** 第 395 号 (1980)
- [34] 蒔田秀治, "小型風洞による大気乱流のシミュレーション", 自動車研究 第 6 巻
第 9 号 (1984), 331-338
- [35] 飯田明由, 他 4 名, "低騒音パンタカバーの開発",
第 29 回乱流シンポジウム, (1997), 223-224

- [36] 蒔田秀治, 飯田明由, “高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第3報 自己相似性と普遍平衡理論について)”, 機論 **56-522 B** (1990), 351-358
- [37] 蒔田秀治, 飯田明由, 佐々浩司, “大規模乱流場の特性の評価 (第4報 乱流レイノルズ数とコルモゴロフ普遍定数について)”, 機論, **54-505 B** (1989), 2333-2339
- [38] 西岡通夫, 平井誠, “柔毛壁乱流境界層について”,
第28回乱流シンポジウム講演論文集, (1996) 117-118
- [39] Chyu, C., and Rockwell, D., “Evolution of Patterns of Streamwise Vorticity in the Turbulent Near Wake of a Circular Cylinder”, *J. Fluid Mech.* **320** (1996), 117-137
- [40] Foss, J. F., “Transverse Vorticity Measurements”, *Proc. Dynamic Flow Conference*, (1978)
- [41] Foss, J. F., and Wallace, J. M., “The Measurement of Vorticity in Transitional and Fully Developed Turbulent Flows”, *Advance in Fluid Mechanics Measurements*, Springer (1989), 263-321
- [42] Bruun, H. H., “Multi-Probes and Higher Moments”, *Proc. Dynamic Flow Conference*, (1978)
- [43] Moffat, R.J., Yavnuzkurrt, S., and Crawford, M. E., “Real-Time Measurement of Turbulence Quantities with a Triple Hot-Wire Sysytem”, *Proc. Dynamic Flow Conference* (1978), 1013-1035
- [44] Cantwell, B., and Coles, D., “An Experimental Study of Entrainment and Transport in the Turbulent near Wake of a Circular Cylinder”, *J. Fluid Mech.* **136**, (1983), 321-374.
- [45] Zaman, K. B. M. Q., and Hussain, A. K. M. F, “Taylor Hypothesis and Large-Scale Coherent Structures”, *J. Fluid Mech.* **112**, (1981)
- [46] Hinze, J. O., *Turbulence* 2nd edition McGraw-Hill
- [47] 蒔田秀治, 大谷秀雄, 石角勝俊, “音波による噴流構造の制御”,
機論, **54-504 B** (1987), 1938-1945
- [48] 巽友正編, “乱流現象の科学 第6章 乱流の統計理論”, 東京大学出版, (1986)

- [49] 蒔田秀治, 飯田明由, “高レイノルズ数乱流場の統計的性質(第 2 報, 三次元エネルギースペクトルの測定)”, 機論, **56-522 B** (1990), 342-350
- [50] 白浜芳朗, 豊田国昭, 岡本忠志, “変動圧力測定による長方形噴流中の渦構造の抽出”, 機論, **61-581 B** (1995), 7-11
- [51] 白浜 芳朗, 豊田国昭, “変動圧力測定プローブの開発 (噴流測定への応用)”, 機論, **59-567 B** (1993), 3371-3387
- [52] 蒔田秀治, 飯田明由, “高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第 1 報 局所等方性理論の検証)”, 機論 **55-515 B** (1990), 1847-1854
- [53] Batchelor, G. K., “*The Theory of Homogenous Turbulence*”, Cambridge Univ. Press (1953)
- [54] Townsend, A. A., “*The Structure of Turbulent Shear Flow 2nd Edition*”, Cambridge Univ. Press (1976)
- [55] Monin, A. S. and Yaglom, A. M., “*Statistical Fluid Mechanics vol.1,2*”, ed. Lumley, J., MIT Press, Cambridge, MA.(1975)
- [56] 高田芳廣, 藤田肇, 機械学会講演論文集, No.900-54, **B** (1990), 161
- [57] Fujita, H., et al., “Acoustical and Aerodynamic Characteristics of End Plate Materials for Two-dimensional Models in Low Noise Wind Tunnel Experiments” *Proc.INTER-NOSIE96* (1996), 1227-1230
- [58] 藤田肇 他 4 名, “二次元モデルから発生する空力騒音の実験的研究 (第 1 報 風洞測定部壁面材料の検討)”, 機論, **62-593 B** (1996), 187-193
- [59] Fujita, H., and Kovasznay, L. S. G., “Unsteady lift and radiated sound from a wake cutting airfoil”, *AIAA J*, **12** (1974), 1216-1221
- [60] Goldstain, M. E., “*Aeroacoustics*”. McGraw-Hill (1976)

- [61] Bloor, M. S., "The Transition to Turbulence in the Wake of Circular Cylinder",
*J. Fluid Mech.***19**, (1964), 290
- [62] Williamson, C. H. K., "Vortex Dynamics in the Cylinder Wake",
Ann. Rev. Fluid Mech. 28 (1996), 477-539
- [63] Kourta A., et al., "Nonlinear Interaction and the Transition to Turbulence in the Wake of Circular Cylinder", *J. Fluid Mech.***181** (1987), 141
- [64] 飯田明由、他 2 名、"静圧変動による空力音源解析",
第 29 回乱流シンポジウム講演論文集, (1997), 229-230
- [65] 大田黒俊夫、水藤寛, "円柱近傍後流に関する実験と計算の比較", 航空宇宙研究所特別資料 21 号 (1990), 25-29
- [66] Reynolds, W. C., and Hussain, A. K. M. F., "The Mechanics of an Organized Wave in Turbulent Shear Flow. Part 3 Theoretical Models and Comparisons with Experiments",
*J. Fluid Mech.***54** (1972), 263-288
- [67] 西岡道夫、久米、"柔毛の空力騒音低減効果に関する研究",
第 29 回乱流シンポジウム講演論文集, (1997), 225-226

研究業績

原著論文

- (1) 蒔田秀治、飯田明由、佐々浩司
大規模乱流場の特性の評価
(第4報 乱流レイノルズ数とコルモゴロフ普遍定数について)
日本機械学会論文集 B 編 54-505 (1989), 2333-2339
- (2) 蒔田秀治、飯田明由
高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第1報 局所等方性理論の検証)
日本機械学会論文集 B 編 55-515 (1990), 1847-1854
- (3) 蒔田秀治、飯田明由
高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第2報 三次元エネルギースペクトルの測定)
日本機械学会論文集 B 編 56-522 (1990), 342-350
- (4) 蒔田秀治、飯田明由
高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第3報 自己相似性と普遍平衡理論について)
日本機械学会論文集 B 編 56-522 (1990), 351-358
- (5) 飯田明由、藤田肇、加藤千幸、高野靖
空力音の発生機構に関する実験解析
(第1報 円柱表面圧力変動の空間構造について)
日本機械学会論文集 B 編 61-592 (1995), 4371-4378

- (6) 飯田明由、藤田肇、加藤千幸、大田黒俊夫

空力音の発生機構に関する実験解析

(第2報 表面圧力変動と空力音の相互相関について)

日本機械学会論文集 B 編 62-592 (1996), 4371-4378

- (7) Iida, A., Otaguro, T., Kato, C., and Fujita, H.

Using coherence length to study aerodynamic sound radiated from a Circular Cylinder

Physics of Fluids 投稿中

- (8) 飯田明由、大田黒俊夫、加藤千幸

静圧変動計測による空力音源解析

日本機械学会論文集 B 編 投稿中

国際会議論文

- (1) Iida, A., Takano, Y., Makino, T., Kobayashi, K., and Hattori, M

Development of a Low-Noise Electric-Current Collector for High-Speed Trains

Proc. INTER-NOISE 94 (1994-8), 163-167.

- (2) Iida, A., Otaguro, T., Kato, C., and Fujita, H.

Prediction of Aerodynamic Sound Spectrum from a Circular Cylinder

Proc. FLUCOME 97 (1997)

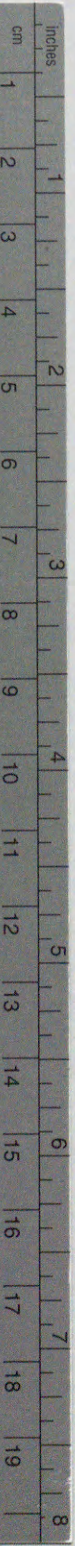
口頭発表

- (1) 蒔田秀治、佐々浩司、岩崎隆夫、飯田明由
大規模乱流場の特性の評価 (第2報 乱流の諸統計量について)
機械学会第65期全国大会講演会 (1987)
- (2) 蒔田秀治、飯田明由、佐々浩司
大規模乱流場の特性の評価
(第4報 乱流レイノルズ数とコルモゴロフ普遍定数について)
機械学会第65期通常総会講演会 (1988)
- (3) 蒔田秀治、飯田明由、土井孝明
大気乱流のシミュレーションに関する実験的試み
航空宇宙学会関西支部講演会 (1988)
- (4) 蒔田秀治、飯田明由
大規模乱流場の諸統計量の決定に関する実験的研究
第20回乱流シンポジウム (1988)
- (5) 蒔田秀治、飯田明由
高レイノルズ数乱流場の統計的性質 (第1報 局所等方性理論の検証)
機械学会第66期通常総会講演会 (1989)
- (6) 蒔田秀治、飯田明由
高レイノルズ数乱流場の統計的性質
(第2報 三次元エネルギースペクトルの測定)
機械学会第67期全国大会講演会 (1989)

- (7) 蒔田秀治、飯田明由
局所等方性乱流場のエネルギー伝達関数について
航空宇宙学会関西支部講演会 (1989)
- (8) 蒔田秀治、飯田明由
乱流場の自己相似性について
第 21 回乱流シンポジウム講演論文集 (1989)
- (9) 蒔田秀治、飯田明由
高レイノルズ数乱流場の統計的性質
(第 3 報 自己相似性と普遍平衡理論について)
機械学会第 67 期全国大会講演会 (1990)
- (10) 飯田明由、藤田肇、高野靖、相沢悦子
多線式熱線渦度センサによる乱流渦度スペクトル計測
第 23 回乱流シンポジウム講演論文集 (1991)
- (11) 飯田明由、藤田肇、高野靖、蒔田秀治
多線式熱線流速計を用いた乱流渦度計測システムの開発
機械学会第 65 期流体力学講演会講演論文集 (1991)
- (12) 飯田明由、藤田肇、加藤千幸、高野靖
表面圧力変動と空力音の相関測定
第 25 回乱流シンポジウム講演論文集 (1993)

- (13) 飯田明由、藤田肇、加藤千幸、高野靖、渡邊昌俊
表面圧力変動と空力音の相関解析
機械学会第 72 期通常総会講演会講演論文集 (1995)
- (14) 飯田明由、加藤千幸、大田黒俊夫、藤田肇、
表面圧力変動と空力音の関連度計測による空力音発生機構の解析
機械学会第 73 期通常総会講演会講演論文集 (1996)
- (15) Iida, A., Otaguro, T., Kato, C., and Fujita, H.
Prediction of Aerodynamic Sound Spectrum from a Circular Cylinder using Surface Pressure
Fluctuation
ICTAM 1996 Abstract (1996-8), 553
- (16) 飯田明由、大田黒俊夫
円柱後流の大規模構造と空力音について
乱流の解明と制御に関するシンポジウム (1997)
- (17) 飯田明由、大田黒俊夫、加藤千幸
静圧変動計測による空力音源解析
第 29 回乱流シンポジウム講演論文集 (1997)
- (18) 飯田明由、加藤千幸、茂山正明、流川博光、坂東重樹、鳥居昭彦
低騒音パンタグラフカバーの開発
第 29 回乱流シンポジウム講演論文集 (1997)





Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black

Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

- A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

