



空力騒音の予測および低減に関する研究

青木, 誠

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2004-09-17

(Date of Publication)

2013-12-09

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

乙2775

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D2002775>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



神戸大学博士論文

空力騒音の予測および低減に関する研究

平成16年8月

青木 誠

神戸大学博士論文

空力騒音の予測および低減に関する研究

平成 16 年 8 月

青木 誠

目 次

第1章 序論	1
1.1 背景	1
1.2 従来の研究	1
1.2.1 Lighthill の音響アナロジー	1
1.2.2 Lighthill 方程式の解およびその他の空力騒音波動方程式	3
1.2.3 これまでの研究動向	6
1.3 本研究の目的	7
1.4 本論文の概要	8
第1章の参考文献	10
第2章 柱状物体より生じるエオルス音の予測	12
2.1 緒言	12
2.2 エオルス音の予測方法	12
2.2.1 予測方法の概要	12
2.2.2 2次元 CFD 解析の概要	13
2.2.3 3次元 CFD 解析の概要	14
2.3 低騒音風洞実験	16
2.3.1 低騒音風洞の概要	16
2.3.2 風洞実験の概要	18
2.3.3 実験結果の概要	19
2.4 2次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測結果	20
2.4.1 2次元 CFD 解析結果	20
2.4.2 エオルス音の予測結果	21
2.4.3 考察	22
2.5 3次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測結果	24
2.5.1 3次元 CFD 解析結果	24
2.5.2 エオルス音の予測結果	26
2.5.3 考察	28
2.6 結言	30
第2章の参考文献	32
第3章 プレートより生じるエオルス音の予測	33
3.1 緒言	33
3.2 風洞実験および実験結果の考察	34
3.2.1 実験装置および実験方法の概要	34
3.2.2 実験結果および考察	35

3.3	空力騒音の解析および結果の考察	39
3.3.1	空力騒音の解析方法の概要	39
3.3.2	流れ場の解析結果	42
3.3.3	音場の解析結果	43
3.3.4	Lighthill 音源の分布	47
3.4	ダイポール音源とプレートによるモデルの音場解析および考察	52
3.4.1	解析モデルの概要	52
3.4.2	解析結果および考察	52
3.5	結言	54
	第3章の参考文献	57
第4章	スプリッタプレートのエオルス音発生機構に及ぼす影響	58
4.1	緒言	58
4.2	実験方法の概要	58
4.2.1	実験装置	58
4.2.2	発生音の計測方法	59
4.2.3	実験パラメータ	59
4.3	実験結果および考察	60
4.3.1	スプリッタプレートのピーク音圧レベルへ及ぼす影響	60
4.3.2	スプリッタプレート長とピーク周波数の関係	61
4.3.3	発生音の増幅メカニズム	63
4.4	結言	68
	第4章の参考文献	70
第5章	ダクトおよびボイラで生じる空力学的自励音	71
5.1	緒言	71
5.2	プレート周りの流れとダクト内音場の干渉による空力自励音	73
5.2.1	研究の経緯	73
5.2.2	風洞実験の概要	73
5.2.3	実験結果および考察	74
5.2.4	まとめ	77
5.3	多管式貫流ボイラで生じた空力自励音	78
5.3.1	研究の経緯	78
5.3.2	多管式貫流ボイラの構造と異音の原因推定	78
5.3.3	低騒音風洞実験	84
5.3.4	まとめ	91
5.4	結言	92
	第5章の参考文献	94

第6章 低騒音ヘリコプタ・ブレード用翼型の設計	95
6.1 緒言	95
6.2 ヘリコプタより発生する空力騒音	95
6.3 高性能/低騒音翼型の設計	98
6.4 高性能/低騒音翼型の空力特性の評価	104
6.4.1 風洞試験の概要	105
6.4.2 風洞試験模型の概要	106
6.4.3 風洞試験結果および考察	106
6.4.4 風洞試験結果のまとめ	111
6.5 高性能/低騒音翼型の騒音特性の評価	111
6.6 結言	113
第6章の参考文献	114
第7章 結論	116
付録	122
謝辞	127
関連発表論文	128

第1章 序論

1.1 背景

近年の社会動向として、「機械製品と環境の調和」が重要視されつつある。騒音問題も環境問題の一つであり、環境保全ひいては製品の差別化の観点から、「低騒音化」が重要な課題となっている。例えば、高速鉄道車両やリニア新幹線などに代表される輸送機械の高速化は、「風切り音」と呼ばれる空力騒音の問題を必然的に提起し^[1-1]、その低減化が重要な鍵となっている。その他、航空機^[1-2]やファンなどの流体機械^[1-3]においても、空力的には高性能化が可能であるものの、空力騒音の低減対策、すなわち「低騒音化」に苦慮する例は少なくない。また、管群構造を有するボイラ^[1-4]や熱交換器^[1-5]などでは、管群からの周期的な渦放出に伴う空力学的な自励音（いわゆる異音）が予期せぬ状況で発生し、しばしば問題となる。よって、空力騒音は身近に存在する様々な機械製品において生じるものであり、その低減化に対するニーズは非常に高いと言える。

低騒音化の最も効率的な方法は、音源そのものを抑制することである。空力騒音の多くは、その発生機構が物体と流れの相互作用により生じることから、その効率的な抑制は物体形状の変更（最適化）により可能となる。したがって、物体形状と発生音の関係を明らかにする技術、すなわち空力騒音を予測する技術の構築は、重要な研究課題と位置づけられよう。また、種々の空力騒音に対して、その発生メカニズムが詳細に把握できていれば、効果的な対策手段が講じやすくなる。よって、空力騒音の発生機構を詳しく調べる研究も重要である。しかしながら、空力騒音は他の騒音に比べて現象が複雑で取り扱いが難しいために、一部の機械製品を除き、現状でも未だ研究段階にある。

本論文は、上記のような背景に基づき、数値解析および風洞実験により、空力騒音の予測、低減化および発生機構の究明に関する研究を行い、得られた種々の知見についてまとめたものである。

1.2 従来の研究

1.2.1 Lighthill の音響アナロジー^[1-6]

空力騒音の解析手法には大別して、次の三種類が考えられる^[1-7]。一つめは、圧縮性を考慮した流体の非定常流れ場を解き、解析領域内における音源から遠く離れた地点（以下、遠方場）での音圧を、直接的に求める手法（Direct Numerical Simulation：以下、DNS）

である。二つめは、音源近傍の流れ場において、非圧縮性流れと圧縮性流れとの解のずれ量を求め、これをいわゆる音源として遠方場に伝播する音を計算する手法^[1-8]で、分離解法と呼ばれる^[1-7]。三つめは、本研究にて用いる、非定常流れ場と音場を別々に解くハイブリッド法とも呼ばれる^[1-7]手法で、流れ場の解析で得られた「音源情報」を音場解析に受け渡し、次いで遠方場における音圧値を解くものである。この時によく用いられる理論が、Lighthillの音響アナロジー（音響学的類推）^[1-6]であり、以下にこれについて述べる。

Lighthillは流体運動の基礎方程式として、質量保存の式(1-1)と運動量保存の式(1-2)を用い、空力騒音波動方程式の導出を行った^[1-6]。

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial y_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (1-1)$$

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial y_j}(\rho v_i v_j + p_{ij}) = 0 \quad \dots\dots\dots (1-2)$$

ここで、 ρ は媒質の密度、 τ は音源における時間、 y_i は位置ベクトル、 v_i は速度ベクトル、 $p_{ij} (= p \delta_{ij} - e_{ij})$ は応力テンソルを表し、添え字の*i*および*j*に関しては総和規約に従うものとする。また、 e_{ij} は粘性応力テンソル、 δ_{ij} はクロネッカーの記号を表す。

式(1-1)と式(1-2)をそれぞれ τ と y_i について微分し、両式の差を取ると式(1-3)のようになる。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2(\rho v_i v_j + p_{ij})}{\partial y_i \partial y_j} \quad \dots\dots\dots (1-3)$$

さらに、任意の定数 a_0 を用いて、式(1-3)の両辺から $a_0^2 \nabla^2 \rho$ を引き去り、静止一様流体の物理量を基準値として、そこからのずれ量(\propto 音波)のみを考えると、式(1-4)が得られる。ここで、 $\nabla^2 = \partial^2 / \partial y_1^2 + \partial^2 / \partial y_2^2 + \partial^2 / \partial y_3^2$ である。

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial \tau^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \quad \dots\dots\dots (1-4)$$

ただし、

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} (p' - a_0^2 \rho') - e_{ij} \quad \dots\dots\dots (1-5)$$

であり、静止一様流体の物理量に添え字0を付けるものとするれば、 $\rho' = \rho - \rho_0$ 、音圧は $p' = p - p_0$ である。

式(1-4)がLighthillの方程式と呼ばれるものであり、式(1-5)中の T_{ij} はLighthillの応力

テンソルと呼ばれている。式(1.4)は、右辺に外力項を導入した音響の非同次波動方程式と同じ形式をしており、 $\partial^2 T_{ij} / \partial y_i \partial y_j$ (以下、 T_{ij}) を音源項とした波動方程式と考えることもできる。すなわち、「流れの中の音源 T_{ij} から放射された微小な圧力擾乱 (音波) が、流れに影響を与えることなく、静止一様流体中の音速 a_0 で遠方に伝播する」とした考え方を、Lighthill の音響アナロジー (音響学的類推) と呼ぶ。よって、この音響アナロジーでは、音場 (式(1.4)の左辺) と流れ場 (式(1.4)の右辺) の干渉によるフィードバック現象あるいは両者の連成は考慮せず、流れ場から音場への一方向的な取り扱いを仮定している^[1.6]。

ところで、流れの中では、式(1.5)中の粘性応力 e_{ij} はレイノルズ応力 $\rho v_i v_j$ に比べて遙かに小さく、 T_{ij} に対する影響は非常に小さいと言われている^[1.9]。乱流に関する研究報告によると、これら両者の比はレイノルズ数のオーダーであり、実際に空力騒音が問題となるような高レイノルズ数の流れ場では、 e_{ij} が無視できる^[1.9]。流れの外では、一般の音響問題となるため、 e_{ij} の影響は音響エネルギーを熱に変換することにより音波をゆっくりと減衰させるだけで、長い距離を伝播して初めてその影響が現れる。すなわち、 e_{ij} を全く省略してしまうことが可能である^[1.9]。また、通常よく取り扱われる空力騒音の場合では (低マッハ数流れで衝撃波が生じず、超音波領域でもない)、等エントロピ流れの仮定が成り立つため、 $p' = a_0^2 \rho'$ となる^[1.9]。

以上のように、 T_{ij} は流れの中では近似的に $\rho v_i v_j$ で表され、変動する流れの領域の外側ではほぼ零と考えられる。そしてさらに、一般の低マッハ数流れにおける密度変動 ρ' は、 ρ_0 に比べて無視できるので、結局 Lighthill の応力テンソル T_{ij} は式(1.6)のように近似できる^[1.6]。

$$T_{ij} \cong \rho_0 v_i v_j \quad \dots\dots\dots (1.6)$$

流れの中におけるエネルギーのごく僅かな部分が音波として放射されることを踏まえると、音源としての $\rho_0 v_i v_j$ が音場とは全く関係なしに、例えば乱れの測定結果や予測値などから求められるとするのは妥当であろう^[1.9]。このような考え方に基づき、Lighthill 方程式 (式(1.4)) の右辺 T_{ij} は、既知の音源項として取り扱うことができる^[1.6]。

1.2.2 Lighthill 方程式の解およびその他の空力騒音波動方程式

Lighthill は、さらに式(1.4)に、静止媒質に対する自由音場のグリーン関数 G_0 (式(1.7)) を適用して、式(1.8)のような解を導出した^[1.6]。

$$G_0(r, t) = \frac{1}{4\pi r} \delta(t - r/a_0) \quad \dots\dots\dots (1.7)$$

$$p' = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - r/a_0)}{r} dV(\mathbf{y}) \dots\dots\dots (1-8)$$

ここで、 r は音源点 \mathbf{y} と観測点 \mathbf{x} の距離で $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ であり、 δ はディラックの関数、 $dV(\mathbf{y})$ は体積積分要素、 t は観測点における時間を表す。この式(1-8)では、流れの中の物体の存在は考慮されておらず、例えば噴流により生じる空力騒音の予測に有効である。実際、Lighthill は自身の論文の中で、航空機エンジンのジェット騒音が噴流速度の 8 乗に比例して増加することを式(1-8)より推測し、実験データとの比較によりそれが妥当であることを証明した^[1-6]。これは、Lighthill の音響アナロジーを用いた空力騒音の予測の中で、最も成功した例の一つとして有名である^[1-10]。

一方、Curle^[1-11]は Lighthill が導出した式(1-4)に、静止媒質に対する波動方程式の一般解（式(1-9）：付録 A 参照）を適用して、流れの中に静止した物体（固体壁、すなわち振動しない）が存在する場合に拡張した解、式(1-10)を導出した。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^T \int_V G \gamma(\mathbf{y}, \tau) dV(\mathbf{y}) d\tau + \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial n} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS(\mathbf{y}) d\tau \dots (1-9)$$

$$p' = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - r/a_0)}{r} dV(\mathbf{y}) + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{n_j p_{ij}(\mathbf{y}, t - r/a_0)}{r} dS(\mathbf{y}) \dots (1-10)$$

ここで、 γ は音源の分布関数、 G は静止媒質および静止物体に対する音響波動方程式を満たすグリーン関数、 n および n_i は物体表面上の内向き単位法線ベクトル（流体側から物体内部側を正とする）、 S は物体表面、 $dS(\mathbf{y})$ は面積積分要素を表す。

式(1-10)は、式(1-9)中の G に G_0 （式(1-7)）を代入し、さらに検査面（Control surface）に物体表面および無限遠方表面を選び、 $\gamma = T_{ij}''$ 、 $\partial p' / \partial n = 0$ （固体壁の条件）などとして導出される式である（付録 B 参照）。ここで、無限遠方では $G_0 \rightarrow 0$ となるので、式(1-10)には無限遠方表面の積分項は陽に現れない。ところで、式(1-10)の右辺第 1 項は、物体の存在を無視した表現になっており、式(1-8)と同様に T_{ij}'' より生じる音波の直接的な寄与を示している。一方で右辺第 2 項は物体の効果を表しており、物理的には T_{ij}'' より生じた音波が物体によって散乱（回折および反射）する寄与を示している^[1-12]。この物体の効果は、物体表面上に点音源（ G_0 ）を分布する形で表現されており、一見して形状に何らかの制限があるように思われることがある。しかし、数学的には任意の形状に対しても厳密であり、正確な音源情報（変動圧力値）さえ与えられれば、散乱成分の寄与を厳密に評価できる^[1-12]。以上より、式(1-10)によれば、静止した物体（固体壁）が存在する場合の空力騒音は、 T_{ij}'' からの直接音と物体による散乱音を足し合わせるにより求められることを示している。

第 2 章にて後述するように、流れ場が低マッハ数で、物体代表寸法が発生音の波長に比べて充分小さいと見なせる場合、具体的には円柱の後流で発生するカルマン渦列に起因する空力騒音（以下、エオルス音）を対象とする例では、式(1-10)の近似解を適用することができる。Curle は自身の近似解に基づき、エオルス音の遠方場における音響強度が、主流速度の 6 乗に比例して増加すると推測した^[1-11]。その他、双極子形の放射指向特性を有することも導き、それらの推測は後の研究者により得られた風洞実験結果^[1-13]と良く一致しており、Curle の推論が妥当であることが裏付けられた。これも、Lighthill の音響アナロジーを用いた空力騒音の予測の中で、最も成功した例として有名である。

Lighthill 以外にも、これまでに複数の研究者が音響アナロジーに基づく幾つかの空力騒音波動方程式を提案している。例えば、Howe^[1-14]は「淀み点エンタルピーB」を従属変数とし、右辺の音源項に $\text{div}(\omega \times v)$ を用いた波動方程式を提案している。ここで、 ω は渦度ベクトルを表す。低マッハ数域では、渦の非定常な運動が本質的な音源であることを見出したことから、この定式化は「渦音理論」とも呼ばれている。その他に Ribner^[1-15]による波動方程式なども存在するが、詳細は専門書^[1-10]に譲る。

空力騒音は、物体と渦の干渉のみが発生原因となるわけではない。例えば、第 6 章で後述するヘリコプタ騒音がその好例であり、ヘリコプタがある高度で空中に停止して飛行する場合（これをホバリングと呼ぶ）、地上では「ブーン」という空力騒音が観測される。この音の基本的な周波数は、ヘリコプタのブレード枚数とロータ回転数を掛け合わせて求まるそれに等しい。この時、ブレードの翼端から放出された渦は、ロータの下面側へ螺旋状に吹き降ろされるため、翼端渦はブレードと干渉しない。すなわち、ブレード表面上における圧力の変化は、回転中に殆ど生じない。それでも大きな空力騒音が観測されるのは、ブレードに固定された回転座標系で流れ場に非定常な変化は無くとも、ロータから離れた地面における固定座標系（観測点）では、ブレード周りの流れ場（圧力場）が非定常と見なせるからである。

以上のブレードの回転運動のように、物体が加速度運動する場合、これまでに述べた空力騒音波動方程式の解（式(1-8)、式(1-10)）では、発生音の予測に対応することはできない。そこで、Ffowcs-Williams と Hawkings は、Lighthill 方程式（式(1-4)）を基に、物体が運動する影響を考慮した空力騒音波動方程式（式(1-11)）を導出した^[1-16]。

$$p' = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial t} \int_S \left[\frac{\rho_0 v_n}{r|1-M_r|} \right]_{t-r/a_0} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \left[\frac{n_j p_{ij}}{r|1-M_r|} \right]_{t-r/a_0} dS(\mathbf{y}) + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \left[\frac{T_{ij}}{r|1-M_r|} \right]_{t-r/a_0} dV(\mathbf{y}) \right) \dots \quad (1-11)$$

ここで、 v_n は物体表面における法線方向速度成分、 M_r は音源が観測点へ移動する方向の

マッハ数成分を表し, \mathbf{y} は物体に固定された座標系における位置ベクトル, []内の音源パラメータは遅滞時間 $(t-r/a_0)$ の影響が考慮されることを表す. 式(1-11)は一般に FW-H 式と呼ばれ, 物体が静止している条件 $v_n=0, M_r=0$ を与えれば, Curle の式 (式(1-10)) に一致する. すなわち, FW-H 式は拡張された Curle の式とも言える.

以上をまとめると, 空力騒音解析の一般的なフローは, 図 1-1 のようになる. ただし, 図 1-1 では分離解法による解析手法は割愛した.

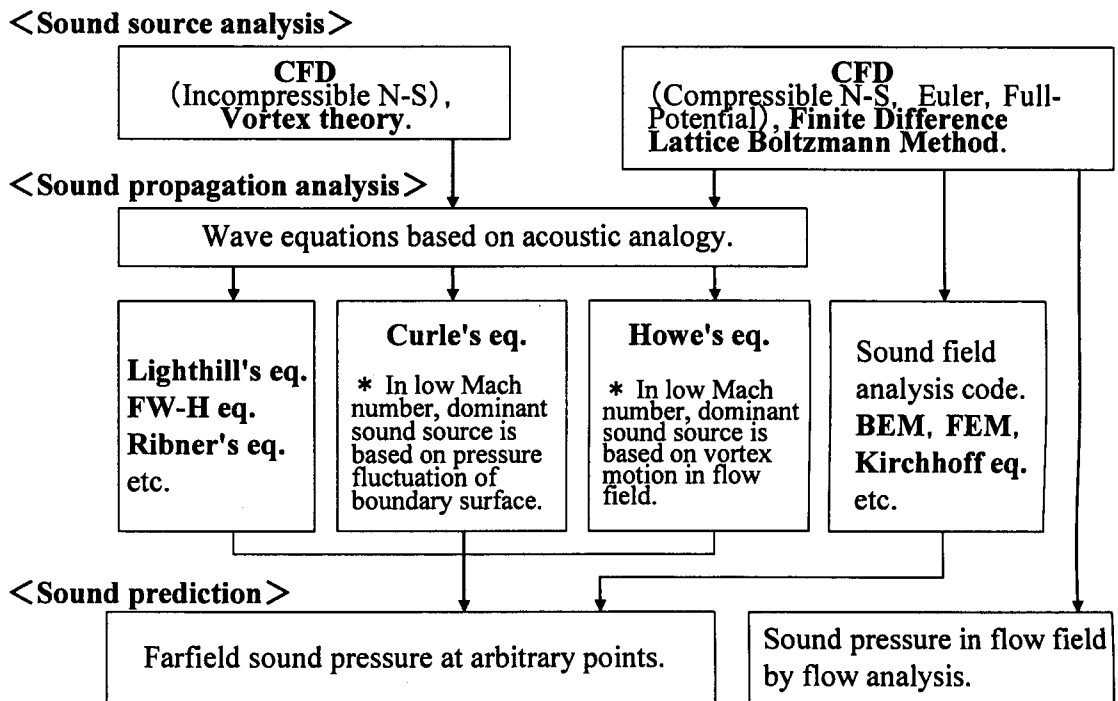


図 1-1. 空力騒音解析の一般的なフロー

1.2.3 これまでの研究動向

空力騒音研究の主な歴史は, 前項で述べたように, Lighthill が式(1-4)を発表した約 50 年前にまで遡ることができる. その当時 (1950 年代), 計算機の演算能力が現在とは比較にならないほど劣るものであったのは, 言うまでもない. したがって, 実験的および理論的な研究が盛んであり, 前項で述べたような様々な空力騒音波動方程式が提案され, さらに実験データとの比較により多くの検証もなされた^[1-17]. 特に精力的な研究が進められたのは航空工学分野であり, NASA^[1-18]や Boeing^[1-19]などによる研究論文が比較的多く見受けられる.

コンピュータ技術が躍進を遂げた 1980 年代以降は, 差分法や有限体積法, 有限要素法などに基づく数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics : CFD) 解析技術が大きく

進展し、それに伴い空力騒音も数値解析 (Computational Aero-acoustics : CAA) に基づく研究が盛んになった。例えば、国内では加藤ら^[1・20]が 3 次元 CFD 解析と Curle の式を組み合わせる手法 (ハイブリッド法) を用いて、有限スパン長の円柱より生じるエオルス音の定量的な予測に成功している。また、近年では、自動車のサイドミラーのような要素部品^[1・21]から高速鉄道車両のパンタグラフ部品^[1・22]や床下部分^[1・23]に至るまで、CFD 解析のみならず CAA の実製品への適用事例は、枚挙に暇が無い。さらに CAA の基礎的な研究としては、キャビティ^[1・24]やエッジ周りの流れ^[1・25]より生じる空力学的な自励音、および円柱^[1・26]や翼^[1・27]から発生するエオルス音などを DNS により求める研究が存在し、精力的に進められている。

一方、実験的な研究も並行して精力的に進められている。例えば、CAA による定量的な予測が未だ困難であるファン騒音 (広帯域騒音) については、深野ら^[1・28]により半経験的な予測式が構築されており、NASA^[1・29]においても NACA-0012 翼から放射される広帯域騒音の半経験的な予測式を構築し、コード化している。また、空力騒音の予測目的だけでなく、その発生機構を探る実験的な基礎研究も数多くなされている。例えば、飯田ら^[1・30]は円柱より生じるエオルス音の音源を探るために、円柱後流の静圧変動と発生音の関係を詳細に調査し、音源位置を実験的に同定している。また、田中ら^[1・31]は平板より生じるエオルス音の発生機構を探るために、後流の渦強度と発生音の関係を詳細に調べ、両者の相関が必ずしも強いとは言えず、むしろ平板上の変動圧力と強い相関のあることを報告している。さらに、秋下^[1・32]と中島ら^[1・33]は翼から発生する離散周波数音が流れ場のフィードバック機構に基づく自励音であると推察し、その数学的なモデルを実験結果と理論に基づき提案している。

以上のように、Lighthill の音響アナロジーが 1950 年代に発表されて以来、空力騒音の研究は精力的に続けられており、実験的、理論的、解析的の様々な視点で実施されている。

1.3 本研究の目的

前節で述べたように、空力騒音の研究は現在でも継続して盛んに行われている。しかしながら、その予測精度と効果的な低減対策については、何れも未だ研究段階にあり、更なる研究の余地があると言えよう。例えば、円柱からのエオルス音を CAA にて定量的に求めることが可能になった^[1・20]とは言えども、その他の断面形状については議論されておらず、不明である。すなわち、エオルス音の抑制の観点から、断面形状の最適化を可能とする技術が構築されなければ、CAA 技術

が完成したとは言い難い。よって、異なる断面形状を有する幾つかの柱状物体に対して、同一の CAA ツールを適用し、実験データと符合する予測結果が得られるかどうかを調査する必要がある。そして、予測精度に問題があれば、何らかの検討を行う必要がある。

また、従来のエオルス音に関する研究は、柱状物体に着目した例が多く、翼形状やプレートのように比較的長い弦長を有する物体を取り扱った研究は少ないように思われる。よって、弦長の長い物体にも CAA の適用を試みる必要があり、同時に検証や特性把握のために実験データ・ベースの構築を図り、発生音の基本的な特性を詳しく調べる必要がある。

さらに、空力学的な自励音（いわゆる異音）については、従来の基礎研究の成果により、普遍的な発生メカニズムの把握やモデル化が構築されつつあるものの、ボイラや整流板などの実製品への適用となると、低減対策や最適設計に供し得るデータや知見は少ないように思われる。現状では、特に実製品に対して、CAA あるいは理論のみで自励音の問題を解決することは困難であると考えられる。よって、このような場合は、更なる実験データ・ベースの構築を図ることにより、実用的且つ、有益な低減対策指針を求める必要がある。

加えて、空力騒音は断面形状の変更によって、その抑制が可能となることは既に述べたが、その弊害として流れの変更に伴う空力性能の悪化が懸念される。すなわち、実製品においては、空力騒音と空力性能の両特性に対して同時に最適化が求められると考えられるが、これについて実機ベースでの検討を試みた研究例は少ないように思われる。よって、実機ベースにおける空力騒音と空力性能のトレード・オフについて、検討する必要がある。

以上に述べたように、空力騒音には未だ解決すべき研究課題が幾つか存在する。本研究ではそれらの課題を解決すべく、下記に示す項目を研究の目的とした。

- (1) 柱状物体より発生するエオルス音の CAA 技術の高度化および発生音の特性把握
- (2) プレートより発生するエオルス音の CAA 技術の高度化および発生音の特性把握
- (3) 空力学的な自励音の発生機構究明および低減対策指針の提示、実験データ・ベースの構築
- (4) 実機ベースにおける空力騒音と空力性能のトレード・オフの検討

1.4 本論文の概要

第 1 章は序論で、本研究にて適用する“Lighthill の音響アナロジー”および空力騒音に関する過去の研究内容を紹介し、さらに本研究の目的を明らかにする。

第 2 章では、柱状物体より発生するエオルス音について、2次元解析および3次元解析に基づく予測を試み、3次元解析により2次元解析に比べて、発生音の更なる予測精度向

上が図られることを示す。

第3章では、プレートより発生するエオルス音について、風洞実験および2次元解析に基づき音響特性の把握を試みる。その結果、弦長の長いプレートの発生音は、柱状物体のそれと比較して風速依存性や放射指向特性が異なることを示し、一般によく用いられる Curle の式を用いた CAA では予測誤差が生じやすいことなどを示す。

第4章では、エオルス音の抑制デバイスであるスプリッタプレートが発生音に及ぼす影響について明らかにする。

第5章では、ダクト内に置かれたプレート、および多管式貫流ボイラより生じる空力学的な自励音の発生機構、低減対策指針などについて明らかにする。

第6章では、ヘリコプタを対象とし、空力騒音と空力性能のトレード・オフを検討した結果について示し、低騒音で且つ高性能なヘリコプタ用翼型の設計方法について述べる。

第7章に、本研究の総括として結論を述べる。

第 1 章の参考文献

- [1-1] 森藤良夫, 鉄道車両の空力騒音とその制御, 日本航空宇宙学会誌, 第 43 巻-第 493 号 (1995-2), pp.108-113.
- [1-2] 齊藤茂, 青山剛史, 末松尚史, 白井正孝, 回転翼騒音の制御, 日本航空宇宙学会誌, 第 48 巻-第 554 号(2000-3), pp.168-174.
- [1-3] 深野徹, 軸流及び斜流ファンの騒音発生機構, 日本音響学会誌, 第 49 巻 11 号(1993), pp.785-791.
- [1-4] 濱川洋充, 深野徹, 西田英一, 川原実樹生, 正三角形千鳥配列円管群内での双子渦の放出, 日本機械学会論文集 B 編, 70-689 (2004-1), pp.85-92.
- [1-5] 山田彰二, 熱交換器から発生する特定周波数騒音の研究, 日本機械学会-第 13 回環境工学総合シンポジウム講演論文集, No.03-10(2003-6), pp.76-78.
- [1-6] M.J.Lighthill, On sound generated aerodynamically I. General theory, *Proc.R.Soc., Ser.A*, 211(1952), pp.564-587.
- [1-7] 井上督, ながれから出る音の直接数値シミュレーション, 日本流体力学会誌, ながれ, 20-3(2001), pp.187-195.
- [1-8] J.C.Hardin, and D.S.Pope, Sound generation by flow over a two-dimensional cavity, *AIAA Journal*, 33-3(1995), pp.407-412.
- [1-9] M.E.Goldstein, 今市憲作・辻本良信 訳, 流体音響学, 共立出版 (1991), pp.71-77.
- [1-10] 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, 丸善 (1987), pp.353-375.
- [1-11] N.Curle, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc.R.Soc., Ser.A*, 231(1955), pp.505-514.
- [1-12] M.S.Howe, Trailing edge noise at low Mach numbers, *Journal of Sound and Vibration*, 225-2(1999), pp.211-238.
- [1-13] O.M.Phillips, The intensity of aeolian tones, *Journal of Fluid Mechanics*, 1(1956), pp.607-624.
- [1-14] M.S.Howe, Theory of vortex sound, Cambridge Univ. Press (2003), pp.114-135.
- [1-15] H.S.Ribner, Aerodynamic sound from fluid dilatations, *Univ. Tront Inst. Aerophysics*, Rep. No.86(1962).
- [1-16] J.E.Ffowcs Williams, and D.L.Hawkings, Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion, *Phil. Trans. Roy. Soc., Ser.A*, 264(1969), pp.321-342.
- [1-17] 例えば P.Leehey, and C.E.Hanson, Aeolian tones associated with resonant vibration, *Journal of Sound and Vibration*, 13(4) (1971), pp.465-483.
- [1-18] W.A.Olsen, H.M.Jeffrey, and G.D.Robert, Noise generated by impingement of a jet upon a large flat plate, NASA TN-D7075(1972).
- [1-19] J.G.Shearin, D.J.Fratello, A.J.Bohn, and W.D.Burggraf, Model and full-scale large transport airframe noise, 3rd AIAA Aero-Acoustics Conference, Palo Alto-California (1976-7), Paper No.76-550.
- [1-20] 加藤千幸, 高野靖, 飯田明由, 藤田肇, 池川昌弘, LES による流体音の予測 (第 1 報, 二次元円柱からの放射音), 日本機械学会論文集 B 編, 60-569(1994-1), pp.126-132.
- [1-21] 姫野龍太郎, 福島達也, 小野謙二, 藤谷克郎, 自動車のドアミラーから放射される空力音の計算, 日本航空宇宙学会-第 27 回流体力学講演会講演論文集(1995), pp.69-72.

- [1-22] B.S.Holmes, J.B.Dias, B.A.Jaroux, T.Sassa, and Y.Ban, Predicting the wind noise from the pantograph cover of a train, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol.24(1997), pp.1307-1019.
- [1-23] T.Takaishi, A.Sagawa, K.Nagakura, and T.Maeda, Numerical analysis of dipole sound source around high speed trains, *Journal of the Acoustical Society of America*, 111(6) (2002-6), pp.2601-2608.
- [1-24] 稲垣昌英, 村田收, 安倍賢一, 近藤継男, 低マッハ数流れにおける流体共鳴音の数値解析法, 日本機械学会論文集 B 編, 66-649 (2000), pp.2274-2281.
- [1-25] 薦原道久, 四方憲治, 片岡武, 差分格子ボルツマン法によるエッジトーンの直接計算, 第 16 回数値流体シンポジウム講演論文集(2002), A13-2.
- [1-26] 薦原道久, 栗田誠, 片岡武, 差分格子ボルツマン法による音波の直接計算, 日本機械学会論文集 B 編, 69-680 (2003-4), pp.841-847.
- [1-27] 入江智洋, 畠山望, 井上督, 翼型まわりの流れから発生する音波の直接数値シミュレーション, 第 16 回数値流体シンポジウム講演論文集(2002), A14-2.
- [1-28] 深野徹, 猿渡博孝, 北村知生, 濱川洋充, 回転する単独 NACA 65 翼から発生する騒音のスペクトル密度分布の予測, 日本機械学会論文集 B 編, 63-610(1997-6), pp.2047-2054.
- [1-29] T.F.Brooks, D.S.Pope, and M.A.Marcolini, Airfoil self-noise and prediction, NASA RP-1218(1989).
- [1-30] 飯田明由, 大田黒俊夫, 加藤千幸, 下出新一, 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, 64-623(1998-7), pp.2057-2064.
- [1-31] 田中周治, 磯野勝朝, 離散周波数騒音を発生する平板翼まわりの流れ場と騒音の発生機構に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, 65-633(1999-5), pp.1671-1679.
- [1-32] 秋下貞夫, 一様流中に置かれた翼による騒音 (第 2 報, 周期性騒音), 日本機械学会論文集 B 編, 47-424(昭 56-12), pp.2243-2252.
- [1-33] 中島伸治, 秋下貞夫, 二次元静止翼から発生する離散周波数騒音の研究 (翼面上の不安定波に関する数値解析), 66-648(2000-8), pp.2056-2064.

第2章 柱状物体より生じるエオルス音の予測

2.1 緒言

第2章では、あらゆる機械要素の中でも、最も基本となる柱状物体から発生するエオルス音を採り挙げ、精度の良い合理的な空力騒音予測法の開発を研究の目的とする。

エオルス音に関する研究は過去に数多く行われているが、その殆どは実験によるものであった^[2-1]。しかし、近年ではCFD解析技術および計算機演算能力の向上も相俟って、数値解析(CAA)に基づくエオルス音の研究が盛んである。例えば、第1章で述べたように、文献[1-20]では円柱周りの流れを3次元CFD解析により求めて音源データの内/外挿を行い、それをCurleの式^[2-2]に代入してエオルス音の予測を試みており、実験値と良い一致を得ている。

ところで、石原の行った風洞実験結果^[2-3]または本研究の実験結果によれば、円柱と正方形柱から生じるエオルス音の大小には、明らかに一定の関係がみられる。例えば、円柱、正方形柱、迎角45度の正方形柱(以下、それぞれ、●、■、◆と記す)を採り挙げた場合、エオルス音の大小関係は、ほぼ「■ > ◆ ≒ ●」となる。このような騒音の大小関係を解析的に求めることが可能になれば、低騒音化設計への一助となるのは間違いないであろう。しかし、種々の断面形状とエオルス音の大小関係を同一の解析ツールにより評価し、比較した研究例は未だ見当たらない。そこで本研究では、先の●、■、◆なる柱状物体を例に採り挙げ、解析的にエオルス音を評価し、それぞれの比較を行った。

本章では、流れの解析において、(i)計算の容易性および計算時間の短縮、(ii)3次元CFD解析の必要性の検討、の観点から、先ず始めに2次元CFD解析の適用を試みた。そして、2次元CFD解析の妥当性について検討し、次いで2次元解析との比較のために、3次元CFD解析へ発展させる順序とした。音の伝播解析にはCurleの式を用いており、第1章で述べたハイブリッド法に基づく(図1-1参照)。ただし、2次元CFD解析ではスパン方向の流体物理量が不足するため、これについては、相互相関関数に基づく「相関長さ」^[2-4]を実測することにより補った。なお、3次元CFD解析では、相関長さを解析的に求めた。

2.2 エオルス音の予測方法

2.2.1 予測方法の概要

本章では、音の伝播解析には、①計算方法の容易さ、②流れ場と音場の関係の見通し易

さ、の観点から Curle の式を採用することとし、低マッハ数流れを扱うため、双極子項のみ (式(2-1)) を用いた。すなわち、四極子項は無視した。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \frac{x_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S n_i P(\mathbf{y}, t - r/a_0) dS(\mathbf{y}) \quad \dots\dots(2-1)$$

ここで、 $p'(\mathbf{x}, t)$ は音圧値、 a_0 は静止流体中の音速、 P は物体表面上の圧力であり、また、 \mathbf{x} は観測点座標、 \mathbf{y} は物体位置座標、 n_i は物体表面における内向き単位法線ベクトル、 r は観測点と物体中心の間の距離、 S は物体表面、 t は観測点における時間を表す。

式(2-1)は、①物体の代表寸法が発生音の波長に比べて小さい、②観測点が音波の波長に比して遠方にある、の2つの仮定に基づいており^[2-2]、本章では式(2-1)の適用に関して問題ない。さらに式(2-1)に対して、(i)物体表面における圧力変動がほぼ周期的で定常変動である、(ii)圧力変動の振幅がスパン方向にほぼ一様である、(iii)観測点が流れに対して直角方向(揚力方向)の位置にある、のような仮定を考慮して、ピーク周波数 f_p における音響強度 I を求めると、式(2-2)のようになる^[2-4]。この式(2-2)より、柱状物体より生じるエオルス音の大きさが、主流速度の6乗に比例して増加することは、容易に推測できよう。

$$I(r) = \overline{p'(\mathbf{x}, t)^2} / \rho_0 a_0 = \frac{\rho_0 U^6 Cl_{rms}^2 St^2}{16 r^2 a_0^3} L_c \cdot (L - \gamma) \quad \dots\dots(2-2)$$

ここで、 ρ_0 は静止流体の媒質密度、 U は主流の流速、 St はピークストロハル数(= $f_p D / U$, D : 物体の断面代表寸法)、 Cl_{rms} は物体のある一断面に作用する変動揚力係数(D および動圧 $1/2 \rho_0 U^2$ で無次元化)の実効値、 L はスパン長、上付一 ($\bar{\quad}$) は時間平均を表す。また、 L_c は「相関長さ」、 γ は相互相関関数の関心であり、スパン方向に分布する流体物理量の相互相関関数 $r_c(\xi)$ を用いて(ξ はスパン方向の位置を表す)、次式で与えられる^[2-4]。

$$L_c = 2 \int_0^L r_c(\xi) d\xi, \quad \gamma = \int_0^L \xi r_c(\xi) d\xi / \int_0^L r_c(\xi) d\xi \quad \dots\dots(2-3)$$

式(2-1)と式(2-2)は異なる式のように見えるが、計算に必要なパラメータは両式とも同じである。すなわち、物体表面に加わる流体力の時々刻々における変動値が必要となる。そこで、式(2-2)に基づき話を進めると、本式において流れ場の条件や供試体の寸法以外で未知なパラメータは、① Cl_{rms} 、② St 、③ L_c および γ 、の3種類となる。2次元 CFD 解析に基づく予測法では、①と②を CFD 解析より求め、③を実験(2.3節にて後述)より求めた。3次元 CFD 解析に基づく予測法では、前述のように①～③の全てを CFD 解析より求めた。

2.2.2 2次元 CFD 解析の概要

本章では、(株)計算流体力学研究所が開発した2次元 CFD 解析コード“Nag2dgh^[2-5]”を

用いた。Nag2dgh は、非圧縮性 N-S 方程式と連続の式を差分法で離散化して、流速ベクトルと圧力の数値解を求めるソルバである。連続の式は、圧力の Poisson 方程式を解くことで陰的に満足される。また、時間については2次精度 Crank-Nicolson 法で、空間については多方向差分法で差分化される。非線形対流項は、3次精度風上差分法で離散化される(表 2-1 参照)。

計算格子は O-type で、解析領域の半径は $30D$ (D : ●は直径, ■, ◆は一辺長) であり、格子点数を 128 (周方向) \times 64 (半径方向) とした。物体の境界近傍における最小格子幅は、 $0.1/Re^{0.5} \cdot D$ とした。ここで、 Re はレイノルズ数を表し、本章では $U=30\text{m/s}$ および $D=10\text{mm}$ を想定するため、 D に基づくレイノルズ数は $Re=20000$ である。解析時間刻みは、 D と U に基づく無次元時間 ($=time \cdot U/D$) で 0.007 とし、乱流モデルを用いない非定常解析を行った。以上の解析諸元をまとめて表 2-2 に示し、円柱の場合を例に採り、計算格子を図 2-1 に示す。

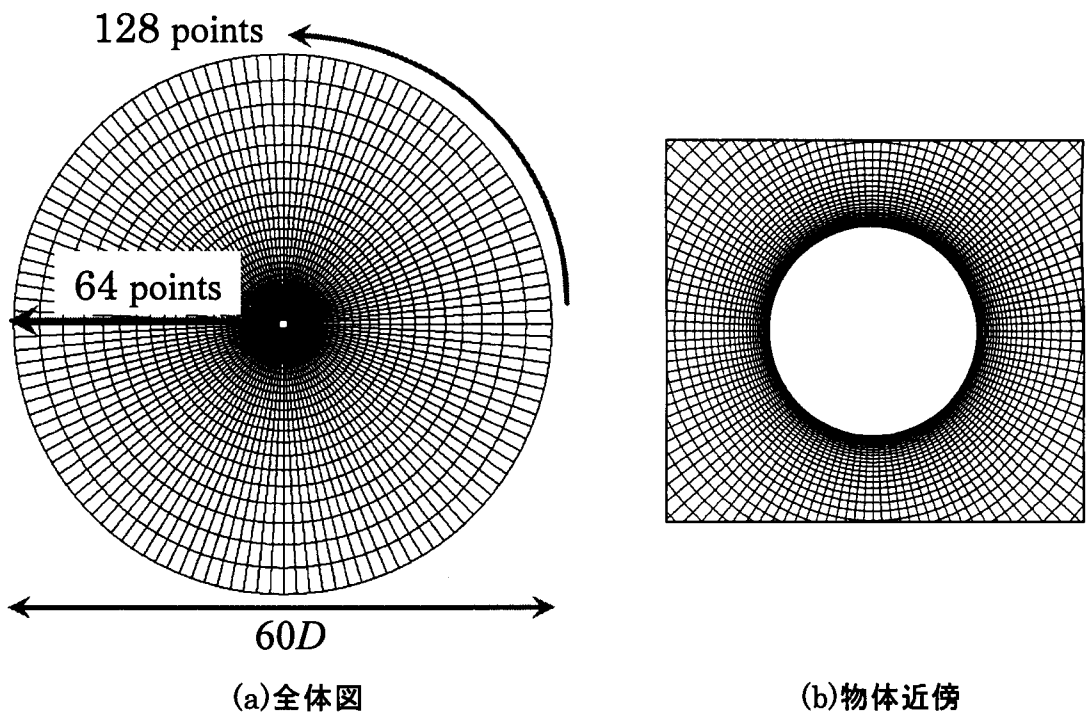


図 2-1. 2次元 CFD 解析における計算格子

2.2.3 3次元 CFD 解析の概要

本章では、川崎重工業(株) 岐阜技術研究所(嶋博士)が開発した3次元 CFD 解析コード “UG3^[2-6]” を用いた。UG3 は3次元非構造格子・圧縮性 N-S ソルバで、解析領域を cell-center 形の有限体積法により離散化する。時間積分は1次精度の陰解法で、空間精度は3次精度である(表 2-1 参照)。

表 2-1. Nag2dgh^[2-5]および UG3^[2-6]の概要

項目	Nag2dgh	UG3
基礎式	2次元 非定常 非圧縮性 N-S 方程式	3次元 非定常 圧縮性 N-S 方程式
離散化法	有限差分法	cell-center 形 有限体積法
格子系	構造格子法	非構造格子法
空間積分	3次精度 (多方向・風上差分)	3次精度 (SHUS+MUSCL)
時間積分	2次精度 (Crank-Nicolson 法)	1次精度 (MFGS)
開発元	(株)計算流体力学研究所	川崎重工業(株) 岐阜技術研究所

表 2-2. CFD 解析における解析諸元の一覧

項目	2次元 CFD 解析—Nag2dgh	3次元 CFD 解析—UG3
一様流マッハ数 M	—	0.2
レイノルズ数 Re	20000 (実験に同じ)	20000 (実験に同じ)
乱流モデル	未使用.	未使用.
境界条件	半径方向：一様流. スパン方向：無し.	半径方向：一様流. スパン方向：Full-slip ($w=0, du/dz=dv/dz=0$)
格子トポロジ	O-type	O-H type
解析領域	半径方向：30D スパン方向 H ：無し.	半径方向：10D スパン方向 H ：4D, 8D (●のみ 16D も実施)
格子分割法	128 (周方向) × 64 (半径方向)	100 (周方向) × 50 (半径方向) × N (スパン方向) ● : $N=20,40,80 / 4D$ ■, ◆ : $N=20 / 4D$
最小格子幅	$0.1/Re^{0.5}$	$0.1/Re^{0.5}$

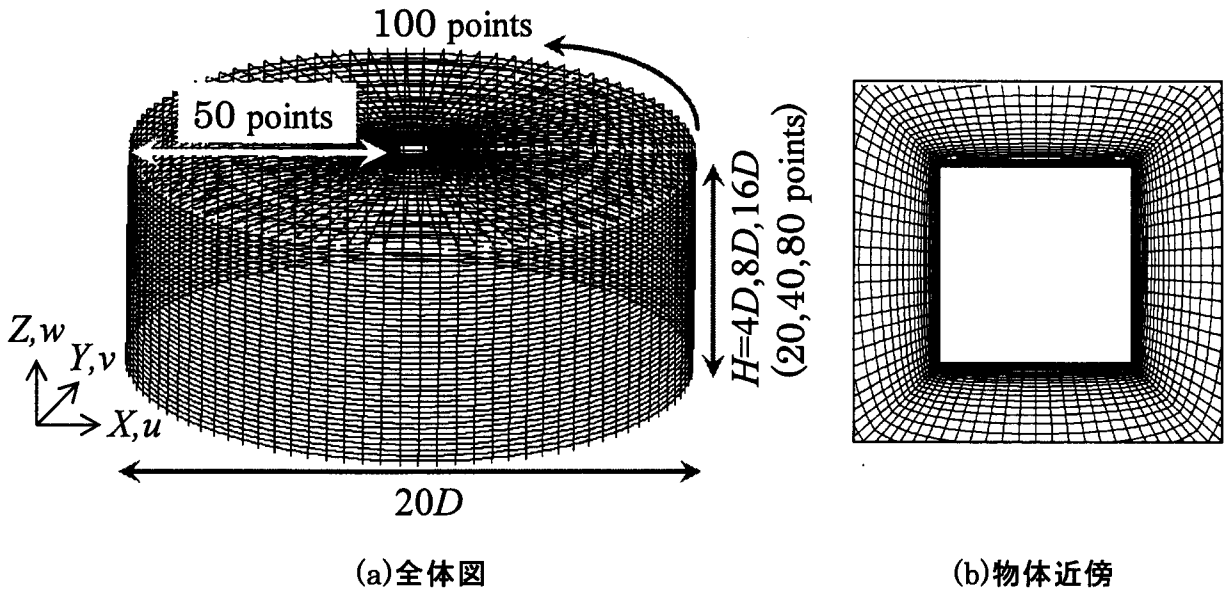


図 2-2. 3次元 CFD 解析における計算格子

計算格子は O-H type で，解析領域の半径は $10D$ であり，格子点数を 100（周方向） \times 50（半径方向） $\times N$ （スパン方向）とした．解析でのスパン長 H は， $4D$ および $8D$ の 2 種類とした．ただし，●のみ $16D$ についても実施し，さらにスパン方向の格子分割数 N について調べるため，●のスパン長 $4D$ に対して， N を (i) 20 [coarse], (ii) 40 [medium], (iii) 80 [fine] のようにパラメトリックに設定した．スパン方向両端部の境界条件は，文献 [1-20] を参考に Full-slip ($w=0, du/dz=dv/dz=0$) を課した．物体の境界近傍における最小格子幅は $0.1/Re^{0.5} \cdot D$ とし，2次元解析と同様に $Re=20000$ である．解析時間刻みは， D と U に基づく無次元時間で 0.006（●）および 0.001（■, ◆）とし，乱流モデルを用いない非定常解析を行った．以上の解析諸元をまとめて表 2-2 に示し，正方形柱の場合を例に採り，計算格子を図 2-2 に示す．

ところで，本 CFD 解析におけるマッハ数 M については， $U=30\text{m/s}$ に該当する $M < 0.1$ のような小さな値を設定すると，圧縮性ソルバの特性上，数値的な不安定が生じて解が発散する，あるいは誤差が大きくなる恐れがある．そこで，ここではマッハ数の影響が小さいと見なすことができ，且つ，計算精度が保証されると思われる下限のマッハ数として， $M=0.2$ を選んだ（一般に， $M \leq 0.3$ ならば非圧縮流れの仮定が成り立つと言われている）．

2.3 低騒音風洞実験

2.3.1 低騒音風洞の概要

本研究で用いた低騒音風洞設備の概略を図 2-3 に示す。ノズルの縮流比は 16 で、吹き出し口の基本断面寸法は 200 mm (高さ) × 200 mm (幅) であり、開放吹き出し型である。また、風速 50m/s 時における吹き出し口中心から 1.3m 離れた位置での暗騒音レベルは 61dB(A), 乱れ度は 1% 以下, 吹き出し口における平均速度の非一様性は 1% 以下である。

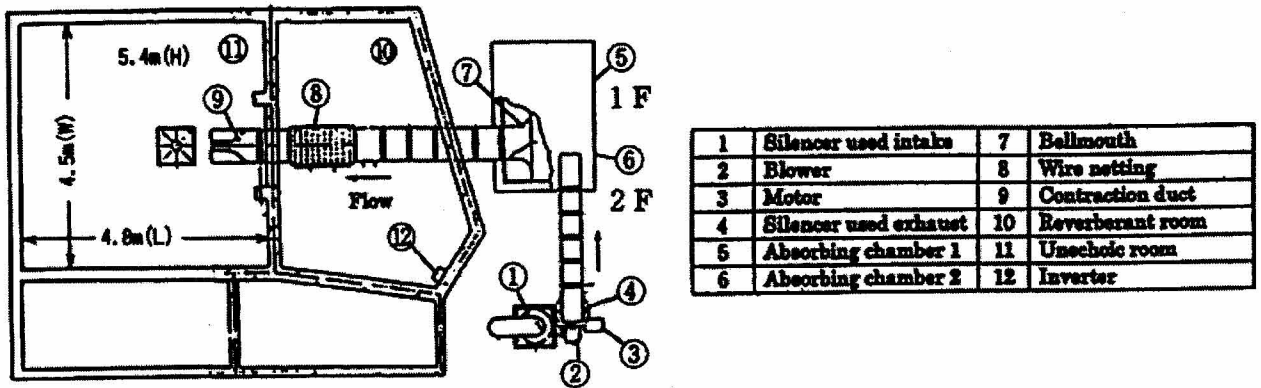
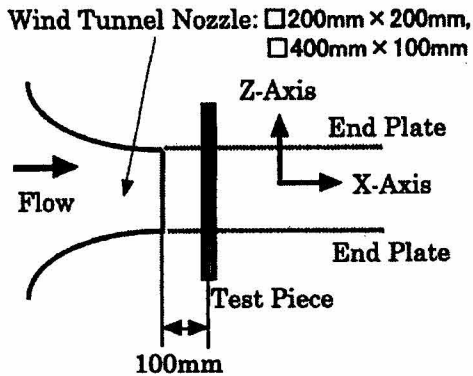
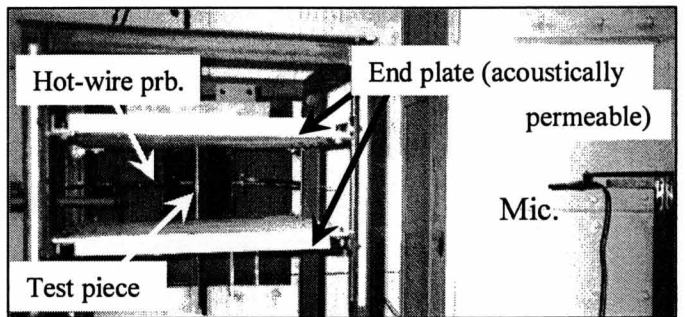


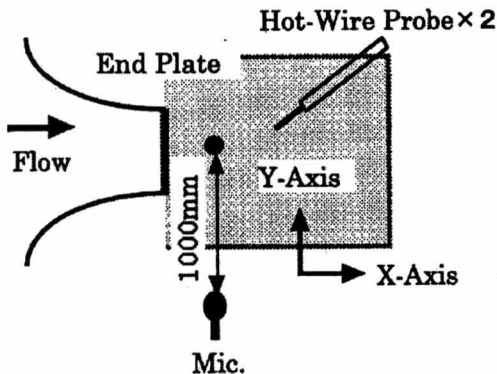
図 2-3. 低騒音風洞設備 (川崎重工業(株)明石技術研究所保有) の概略



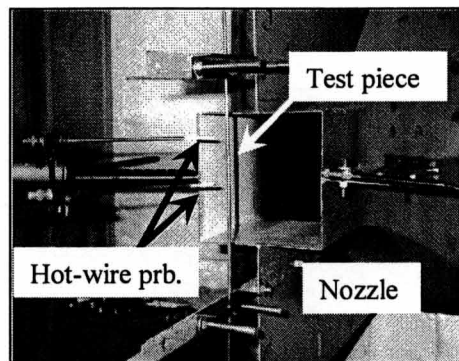
(a) 実験概要 (側面図)



(c) 無響室内にある風洞実験装置の概観



(b) 実験概要 (上面図)



(d) 熱線風速計の設置概要 (端板無し)

図 2-4. 風洞実験の概要

2.3.2 風洞実験の概要

本章では、 $D=10\text{ mm}$ の円柱（●）と正方形柱（迎角0度：■，迎角45度：◆）の3種類の柱状物体を予測の対象とした。主流速度 U を 30m/s とし、断面代表寸法 D に基づく実験レイノルズ数は、前節で述べたように $Re=20000$ である。

風洞実験の概要を図 2-4 に示す。図中に示すように、本研究では2次元的な流れを得るため、供試体の両端部には音響透過性の端板^[2-7]を装着した。また、供試体が流体に曝されるスパンの長さの影響についても調べるため、低騒音風洞の吹き出し口を前述の□200 mm × 200 mmの他に、□400 mm（高さ）×100 mm（幅）を用いた場合の実験も行った。すなわち、供試体が流体に曝されるスパンの長さ L は、200 mmおよび400 mmの2種類である。

本実験では、供試体のスパン方向に分布する流体力の様子を把握するため、2本の熱線プローブを後流に配置して流速変動を計測し、 Z 方向における2点間の相関関係を調べた（図 2-4 参照）。熱線プローブの配置については、 $D=10\text{ mm}$ の円柱を用いた予備実験（ $U=30\text{m/s}$ ）より、プローブが円柱に近接し過ぎると発生音に影響を及ぼし、また後流における流速変動の分布が X 方向に比べて Y 方向で急峻となる結果が得られた。よって、本研究では後流の様子が適度に捉えられる $X=3.5D$ 、 $Y=2.0D$ （原点は供試体の中心）の位置に熱線プローブを配置した。

相関長さ L_c の算出においては、コヒーレンスを用いる方法も提案されているが^[1-20]、コヒーレンスからは音の伝播解析に必要な位相情報を得ることができない。よって、本研究では後流での流速変動の Z 方向における相互相関関数 $r_c(\xi)$ を用いて、式(2-3)より L_c を求めた。

エオルス音の計測は、図 2-4 中に示す位置で流れの計測と同時に行った。実験データの処理には、(株)小野測器製 FFT アナライザ CF-350Z を使用した。FFT 処理時の周波数分解能は、 $f_{\max}=10\text{kHz}$ （離散点数=1024、 $\Delta f=25\text{Hz}$ ）とし、100 回の平均化処理を行った。また、マイクロフォンは、キャリブレーション装置を用いて実効値補正を行った。

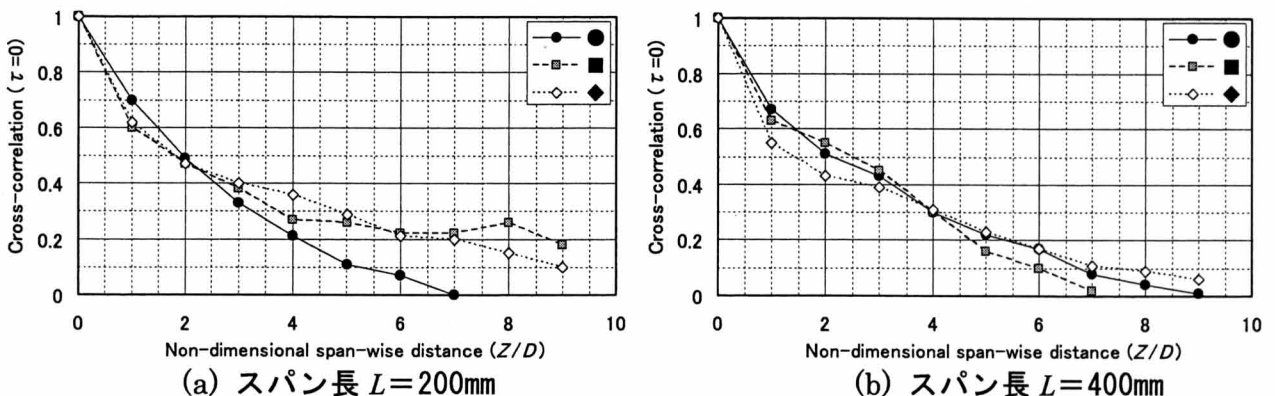


図 2-5. 後流の流速変動より求めたスパン方向の相互相関関数 $r_c(Z/D)$ （実験）

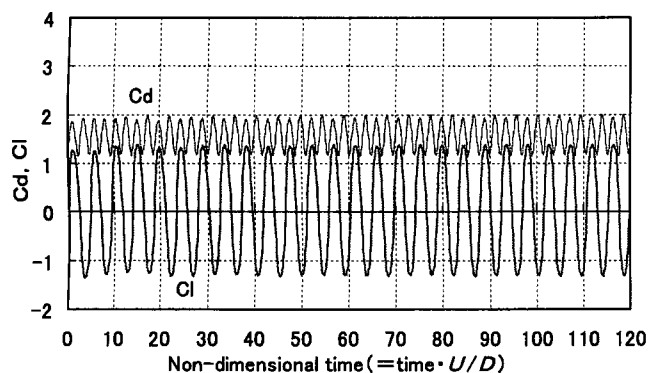
表 2-3. 風洞実験結果および解析結果の一覧

Cross-section	●		■		◆	
	$L=200\text{ mm}$	$L=400\text{ mm}$	$L=200\text{ mm}$	$L=400\text{ mm}$	$L=200\text{ mm}$	$L=400\text{ mm}$
L_c/D	4.8	5.9	6.7	5.4	6.6	5.7
SPL_{peak}	81dB	84dB	88dB	90dB	82dB	85dB
$SPL_{\text{peak}}(\text{Cal.})$	88dB	92dB	85dB	87dB	82dB	85dB

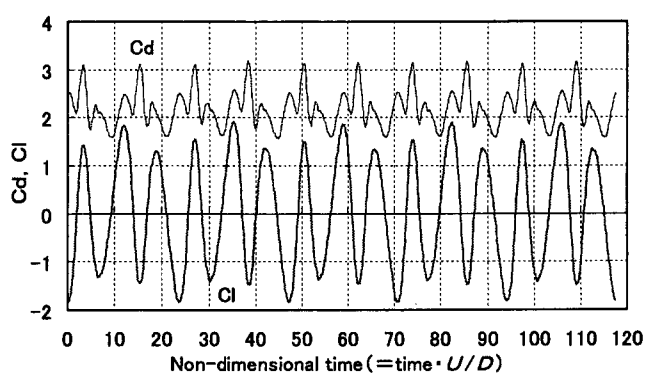
2.3.3 実験結果の概要

先ず，図 2-5 に各断面形状に対する相互相関関数 ($\tau=0$) の計測結果を示す．さらに，表 2-3 (上 2 段) に，図 2-5 と式(2-3)より求めた相関長さ L_c およびエオルス音のピーク音圧レベル SPL_{peak} (実効値) を示す．表 2-3 中●の L_c は，文献[2-8]に示される $4 \sim 5D$ とほぼ同じ値であり，本実験結果は妥当である．また，表 2-3 より $Re=20000$ の場合， L_c は断面形状やスパン長 L に依らずほぼ同じである．

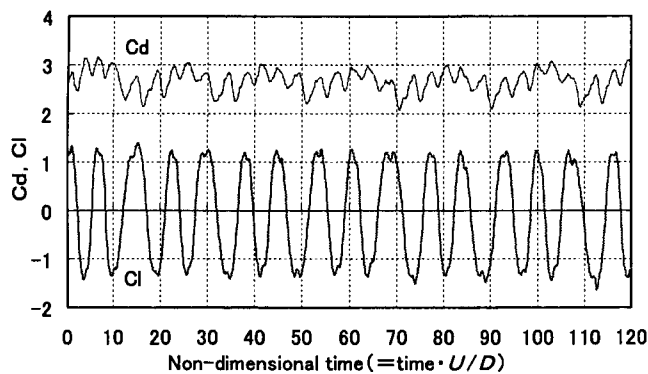
エオルス音の大小関係は，表 2-3 より「■ > ◆ ≐ ●」であり，文献[2-9]の実験結果 ($D=10\text{ mm}$ ， $L=150\text{ mm}$ ， $U=20.6 \sim 41.6\text{ m/s}$) においても，同様の大小関係「■ > ◆」および「■ > ●」が得られている．すなわち，このようなエオルス音の大小関係は， $Re=20000$ 程度の場合，定性的に得られる傾向であると考えられる．さらに，表 2-3 より L と SPL_{peak} の関係は，ほぼ“ $10 \log_{10}$ (長さ比)”に従う傾向がみられ，式(2-2)中のスパン方向積分に関わるパラメータ“ $L_c \cdot (L - \gamma)$ ”の適用が妥当であることを裏付けている．



(a) 断面形状：●



(b) 断面形状：■



(c) 断面形状：◆

図 2-6. 断面流体力係数 C_d , C_l の時刻歴波形 (2次元 CFD 解析)

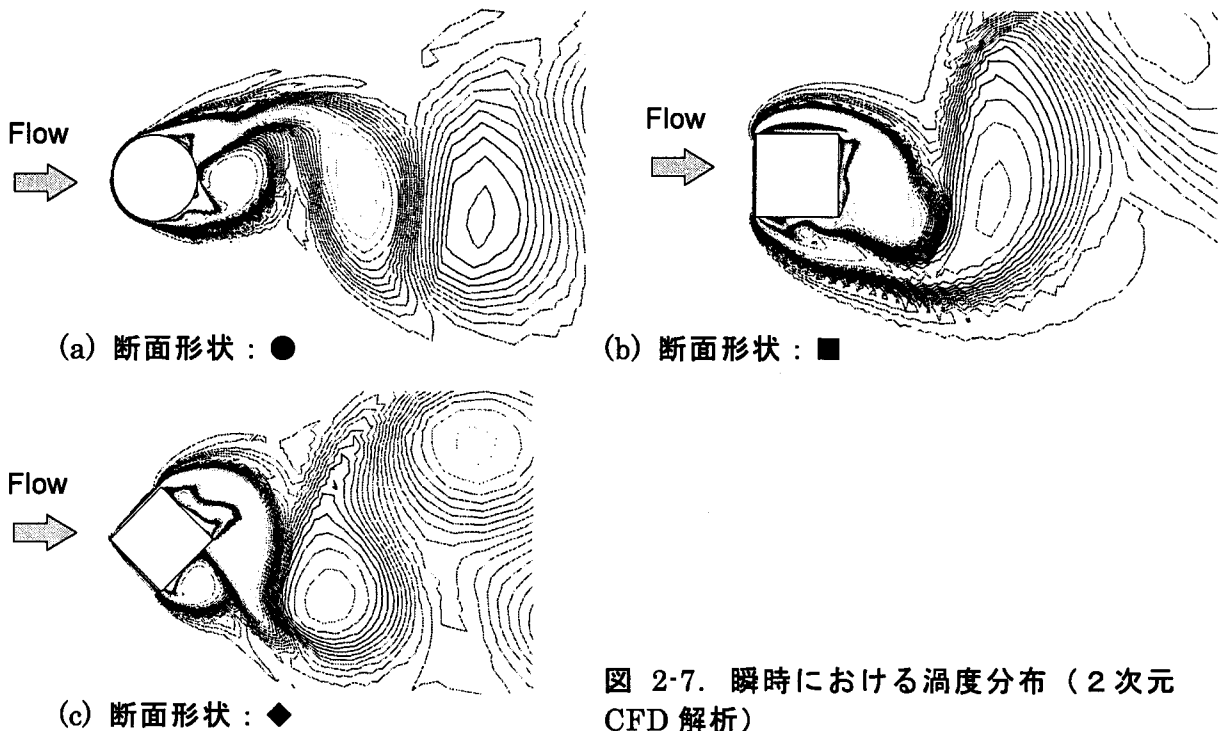


図 2-7. 瞬時における渦度分布 (2次元 CFD 解析)

2.4 2次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測結果

2.4.1 2次元 CFD 解析結果

3つの断面形状に対する2次元 CFD 解析による流体力係数の時刻歴波形を図 2-6 に示す。本図より、動圧と D で無次元化した C_d (断面抗力係数) および C_l (断面揚力係数) の変動は、どの断面形状においても周期的な解が得られている。また、瞬時における渦度分布の例を図 2-7 に示すが、物体の後流に大規模なカルマン渦列の発生が確認できる。

図 2-6 に示した C_l の時刻歴波形を FFT 処理し、周波数解析により得られたピーク値とそのストロハル数 St 、および実験より求めた St を表 2-4 に示す。ここでは、実験と解析の FFT 処理における周波数分解能を一致させるため、CFD 解析結果からの無次元サンプリング時間を $120 (= UI/(\Delta f \cdot D))$ とした。表 2-4 より解析値と実験値の比較は、 St において良く一致しており、流れ場は概ね精度良くシミュレートできていると思われる。

表 2-4. 2次元 CFD 解析結果の一覧

Cross-section	●	■	◆
C_l (Peak value)	1.41	1.48	1.11
St (Peak value)	0.217	0.128	0.185*
St (Experiment)	0.20	0.13	0.18*

* : Only for ◆, “ St ” is based on $D=10 \text{ mm} \times \sqrt{2}$.

2.4.2 エオルス音の予測結果

図 2-8 には、図 2-6 の CFD 解析結果と表 2-3 中の L_C を式(2-1)に代入して求めたエオルス音の時刻歴波形を示す（観測位置は図 2-4 を参照）。すなわち、ここでは式(2-1)のスパン方向積分に、式(2-2)中の“ $L_C \cdot (L - \gamma)$ ”を用いている。このスパン方向に関するパラメータは、音圧の二乗平均値に対して与えられるため、図 2-8 では“ $L_C \cdot (L - \gamma)$ ”の平方根を用いている。以上のような式(2-1)と式(2-2)を併用する計算方法により、2次元 CFD 解析結果と相関長さ L_C を組み合わせて、Curle 式を近似的に解くことが可能である。なお、図 2-8 ではスパン長 $L = 400 \text{ mm}$ を仮定した。

図 2-8 の時刻歴波形を FFT 処理して実効値補正（-3 dB）を行い、実験結果と比較したものを図 2-9 に示す。また、図 2-9 より得られた SPL_{peak} を表 2-3 の最下段に示すが、これは結局、表 2-3 および表 2-4 中の Cl , St , L_C を式(2-2)に代入して得られる結果と一致する。

表 2-3 より、 SPL_{peak} は予測と実験の比較で、●を除いてほぼ良い一致を得ている。しかしながら、エオルス音の大小関係は、実験では「■ > ◆ ≒ ●」であるが、予測では「● > ■ > ◆」となり、●が最も大きくなる点で傾向が異なっている。すなわち、2次元 CFD 解析に基づく本予測法では、エオルス音の音圧レベルの大まかな予測は可能であるが、断面形状に依存する大小関係を予測するには不十分と言える。

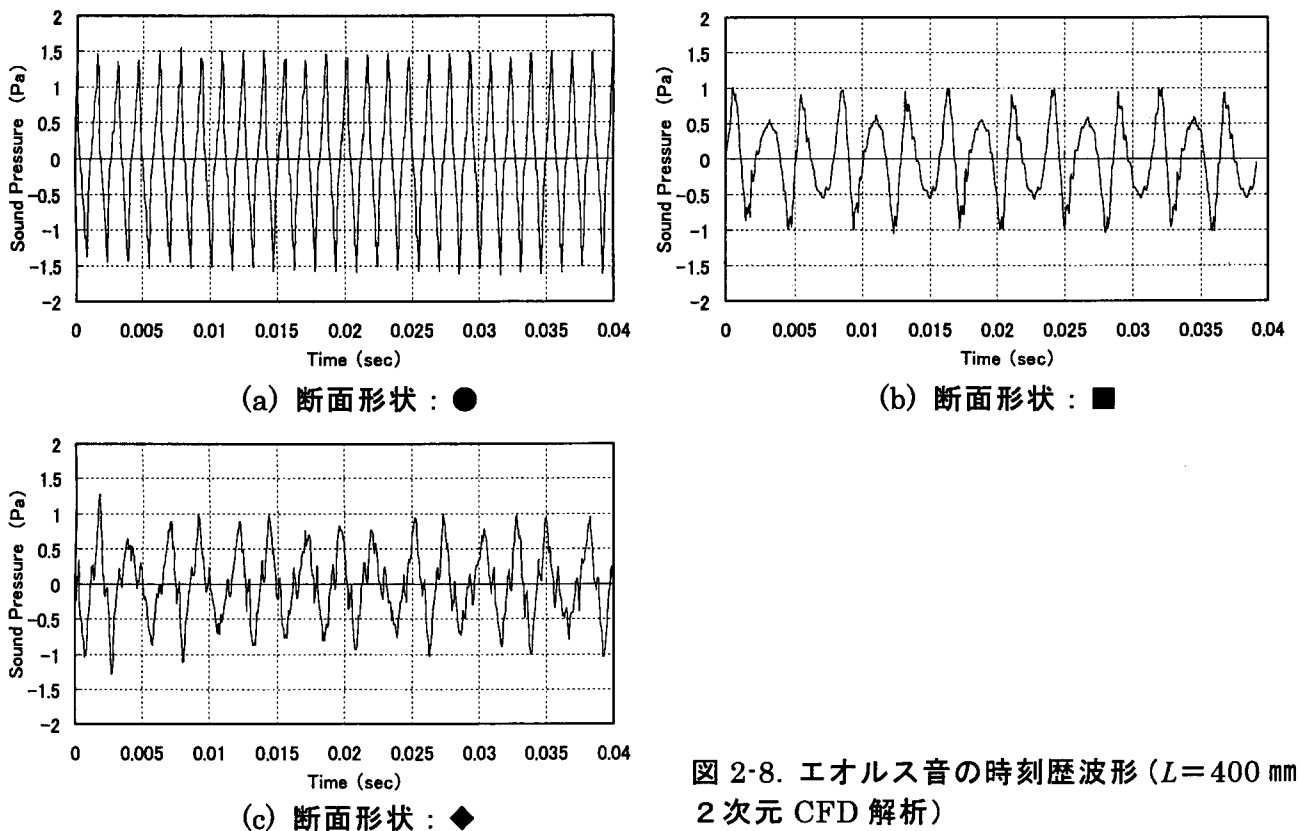
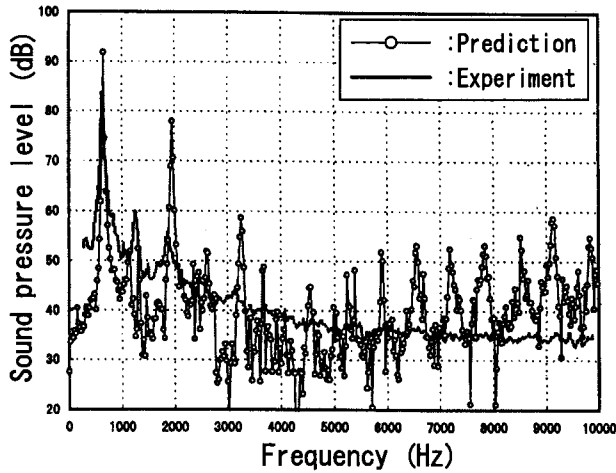
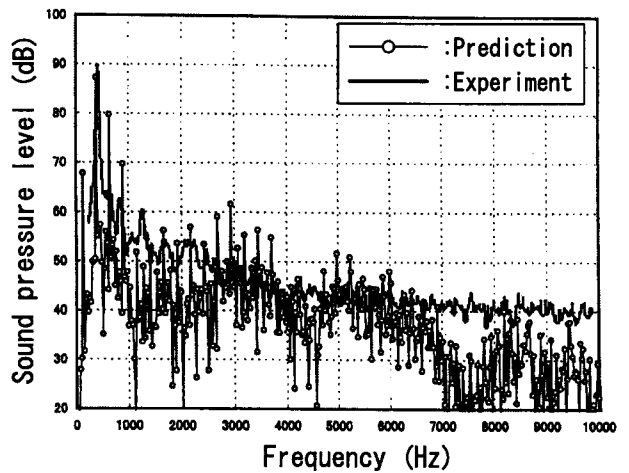


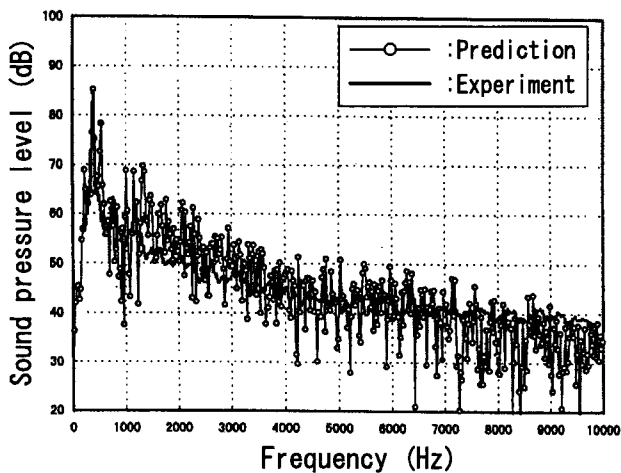
図 2-8. エオルス音の時刻歴波形 ($L = 400 \text{ mm}$, 2次元 CFD 解析)



(a) 断面形状：●



(b) 断面形状：■



(c) 断面形状：◆

図 2-9. エオルス音の周波数特性 ($L=400$ mm, 2次元 CFD 解析)

2.4.3 考察

発生音の大小関係において、予測と実験で異なる最も大きな原因は、●の予測値が大きいことにある。そこで、実験値が豊富に存在する●と■について、平均圧力係数 C_p と変動圧力係数の実効値 C_p' の表面分布について、本解析値と文献による実験値との比較を試みた。図 2-10 に●、図 2-11 に■について、各々 C_p と C_p' の解析と実験の比較結果を示す。

まず、図 2-10 と図 2-11 の C_p 分布をみると、●では剥離点 (図中 S.P.) および後流部分が実験値と異なるのに対し、■では当然のことながら剥離点が角部になっており、 C_p の分布も全体的にほぼ一致している (図 2-11 中 Ohtsuki の結果^[2-14]参照)。すなわち、●の解析は剥離点の実験に比べて後退しており、等価的にレイノルズ数が若干高い流れ場を解いた結果になっているため、 St の解析値は実験値に比べて若干高い値を示している (本解析: $St=0.217$, 本実験: $St=0.20$)。

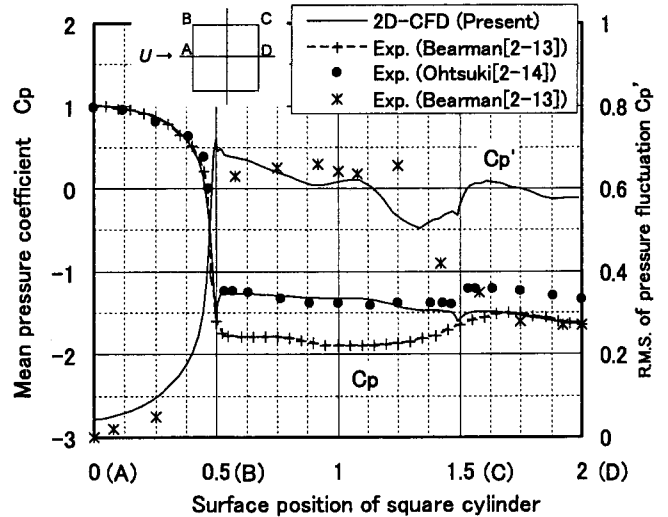
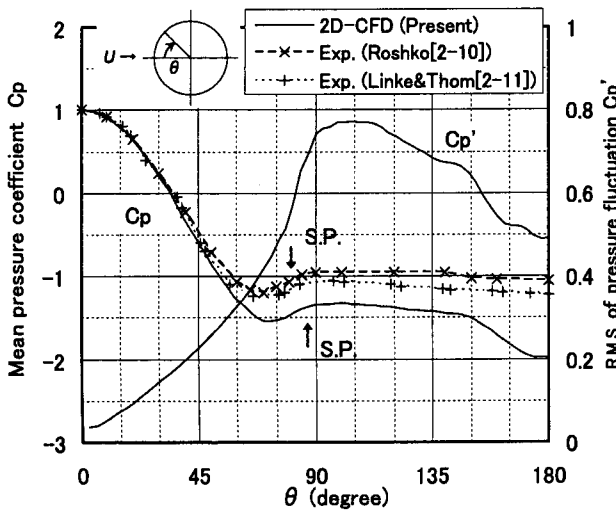


図 2-10. ●の C_p , C_p' (2次元 CFD 解析) 図 2-11. ■の C_p , C_p' (2次元 CFD 解析)

背圧係数で比較すると、●の解析値は実験値に比べて低いため、平均抗力係数 C_d は高くなる (本解析: $C_d=1.6$, 実験: $C_d=1.2^{[2-12]}$)。一方、■の背圧係数の解析値は実験値とほぼ一致しており、 C_d も実験値とほぼ一致する (本解析: $C_d=2.2$, 実験: $C_d=2.05^{[2-15]}$)。

次に図 2-10 と図 2-11 の C_p' 分布をみると、●の場合、剥離点を少し過ぎた辺りの $\theta \approx 90$ 度では、本解析の C_p' は約 0.8 を示しているが、文献 [2-16] によれば実験値は約 0.2~0.3 であり、解析はかなり大きな値を示している。また、表 2-4 中のピーク Cl 値より求まる Cl_{rms} で比較すると、本解析では 1.0、実験ではその約半分の 0.6 程度 [2-17] であり、●の Cl_{rms} は $\theta = 90$ 度付近における C_p' にほぼ対応している様である。一方、■の場合、解析結果を Bearman の実験結果 [2-13] と比較すると後面部で大きな差が見られるが、それ以外の部分ではかなり良く一致している。 Cl_{rms} で比較すると、本解析では約 1.1、実験では 1.2 [2-13] と非常に良く一致している。これは、■では後面部における C_p' が揚力方向には殆ど影響を及ぼさず、さらに上下面での C_p' が良く一致しているために、解析の Cl_{rms} が実験値と良く一致する結果になったと推察される。

以上をまとめて考察すると、●および■ともに、2次元 CFD 解析では物体後部における流れが2次元性のために実現象ほど拡散されず、剥離渦の強度や乱れが強いために、 C_p' は高めに評価されているものと推察される。しかし、■の場合は剥離点が角部に固定されており、さらに物体後部の圧力変動が揚力方向 (空力騒音の音源とも言える) には殆ど影響を与えないため、 Cl_{rms} は比較的精度良くシミュレートできていると思われる。一方、●の場合は剥離点が流体の粘性に支配される不安定点であるために精度の良い予測が困難であり、剥離後の圧力変動が抗力方向のみならず揚力方向にも影響を与えるため、 St や Cl_{rms} ひいてはエオルス音の予測が精度良く一致しなかったと思われる。なお、◆について

図 2-10 および図 2-11 のような比較検討を行わなかったが、■と同様の傾向が得られているものと推測される。

一般に、3次元 CFD 解析を行うと3次元流れ（セル構造や縦渦の発生など）が生じ、流体力係数は小さくなると予想される。このような現象を2次元解析で捉えることは不可能なので、本研究では実験により相関長さを求めて3次元性を考慮する手法を用いた。本実験の結果、●と■の比較で相関長さに大きな差がないことから、セル構造の大きさにはそれほど大差がないと推測できる。したがって、2次元 CFD 解析に基づくエオルス音の本予測法において、●が■や◆に比べて精度の良いシミュレートが困難であったのは、●の剥離点の不安定性にあり、さらに Cl_{rms} が後流の3次元性の影響を受けやすい形状であるにもかかわらず、2次元解析により3次元性が考慮されなかったためと考えられる。すなわち、異なる断面形状に対するエオルス音の大小関係を同一の解析ツールにより評価する場合、2次元 CFD 解析に基づく本予測法では不十分であり、セル構造や縦渦の影響なども含めた3次元 CFD 解析に基づく予測が必要である。

2.5 3次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測結果

前節で述べたように、2次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測は、発生音のオーダを知ることは充分可能であるが、異なる断面形状に対する大小関係を精度良く予測することは困難であった。そこで、本節では3次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測を試み、2次元解析との比較を行いながら、予測精度の向上を図った。

2.5.1 3次元 CFD 解析結果

(1) 解析結果の概要

本研究では、時々刻々における物体表面の圧力値を全てストアしておき、それらのデータを式(2-1)または式(2-2)に代入して、エオルス音の予測を行う。すなわち、基本的には2次元 CFD 解析に基づく予測方法と大きな差異はない。3次元 CFD 解析により得られた●の断面揚力係数 Cl （動圧と D で無次元化）の時刻歴波形の一例を、図 2-12 に示す。

図 2-12 より、各スパン位置における Cl は互いに同位相で変動しておらず、図 2-13 に示すような剥離点近傍から放出させた仮想粒子によるパーティクル・トレースの結果も踏まえると、柱状物体周りの流れ場は3次元性の強い流れであることがわかる。各スパン位置における断面流体力をスパン方向に積分して得られる柱状物体全体の流体力係数 (CD , CL) の時刻歴は図 2-14 のようであり、 CL の時刻歴波形は“うなり”の様相を呈している。

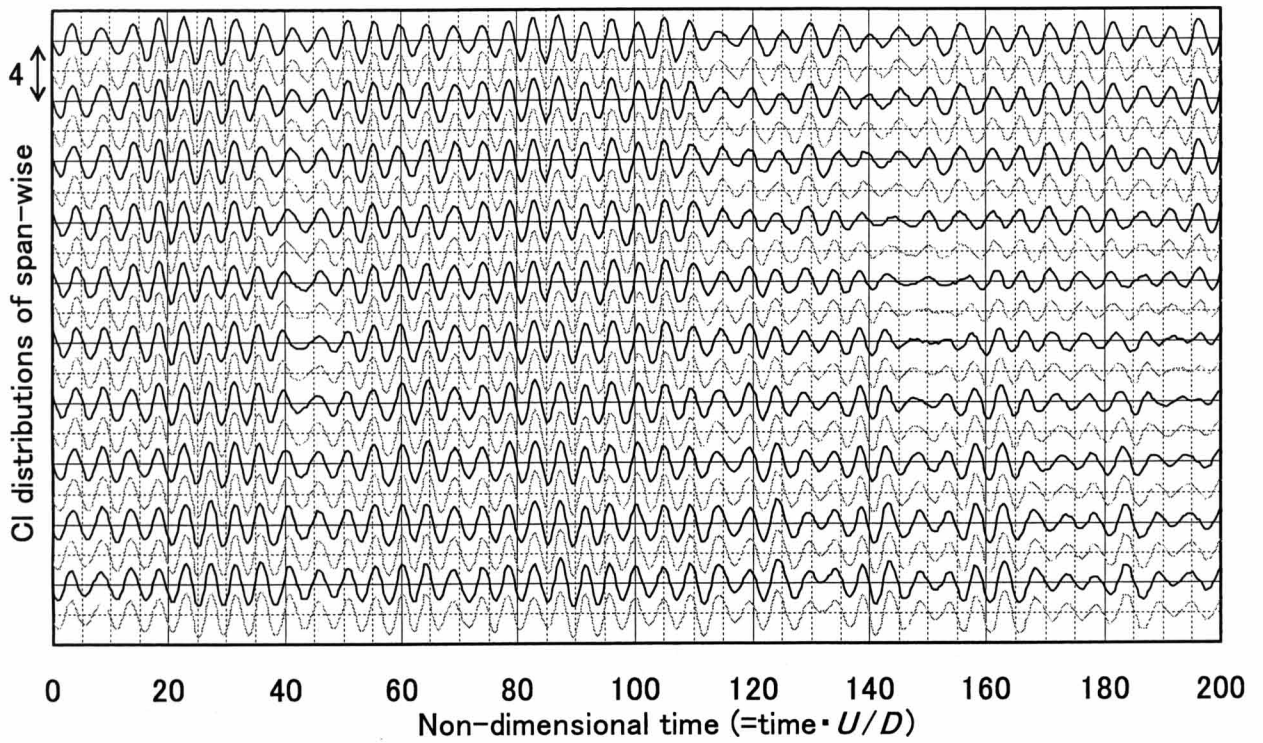


図 2-12. 断面揚力係数 C_l の時刻歴波形 (3次元 CFD 解析, ●, Span $H=4D$, $N=20$)

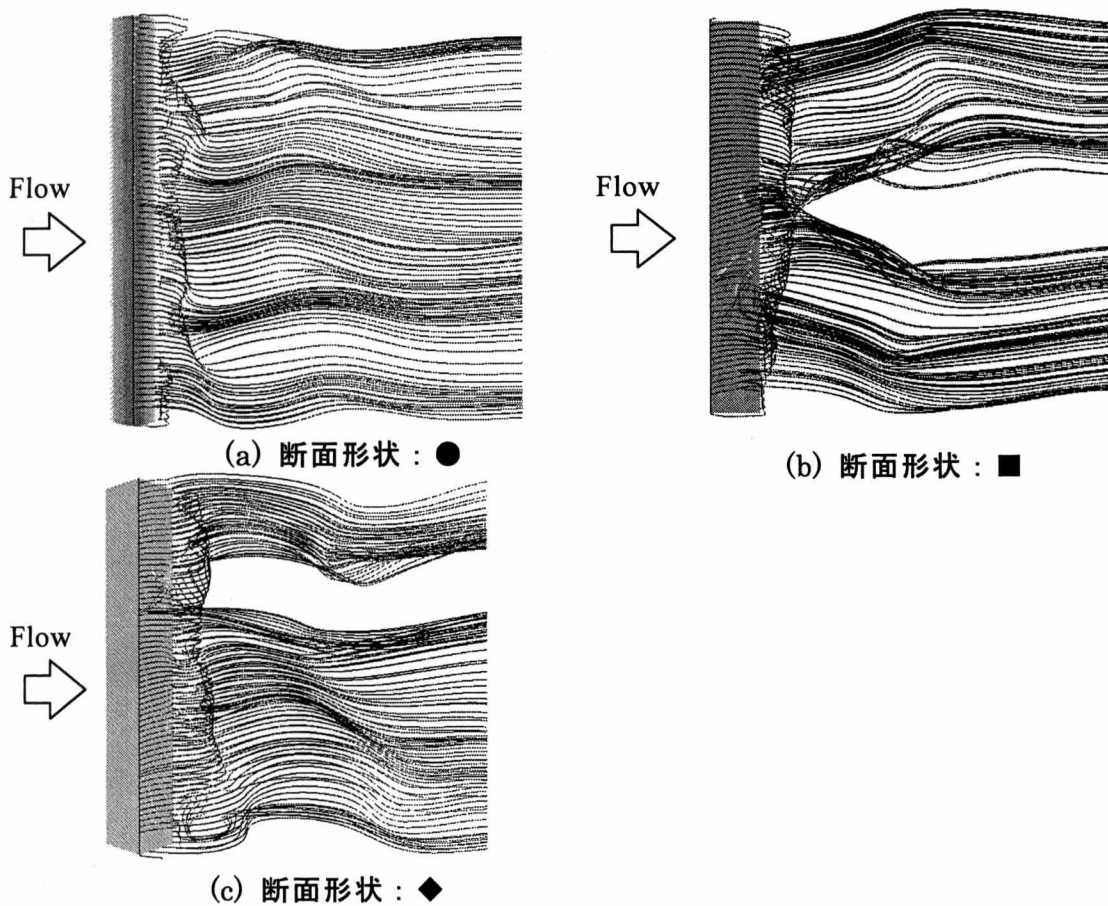


図 2-13. 剥離点近傍からのパーティクル・トレース (3次元 CFD 解析, Span $H=8D$)

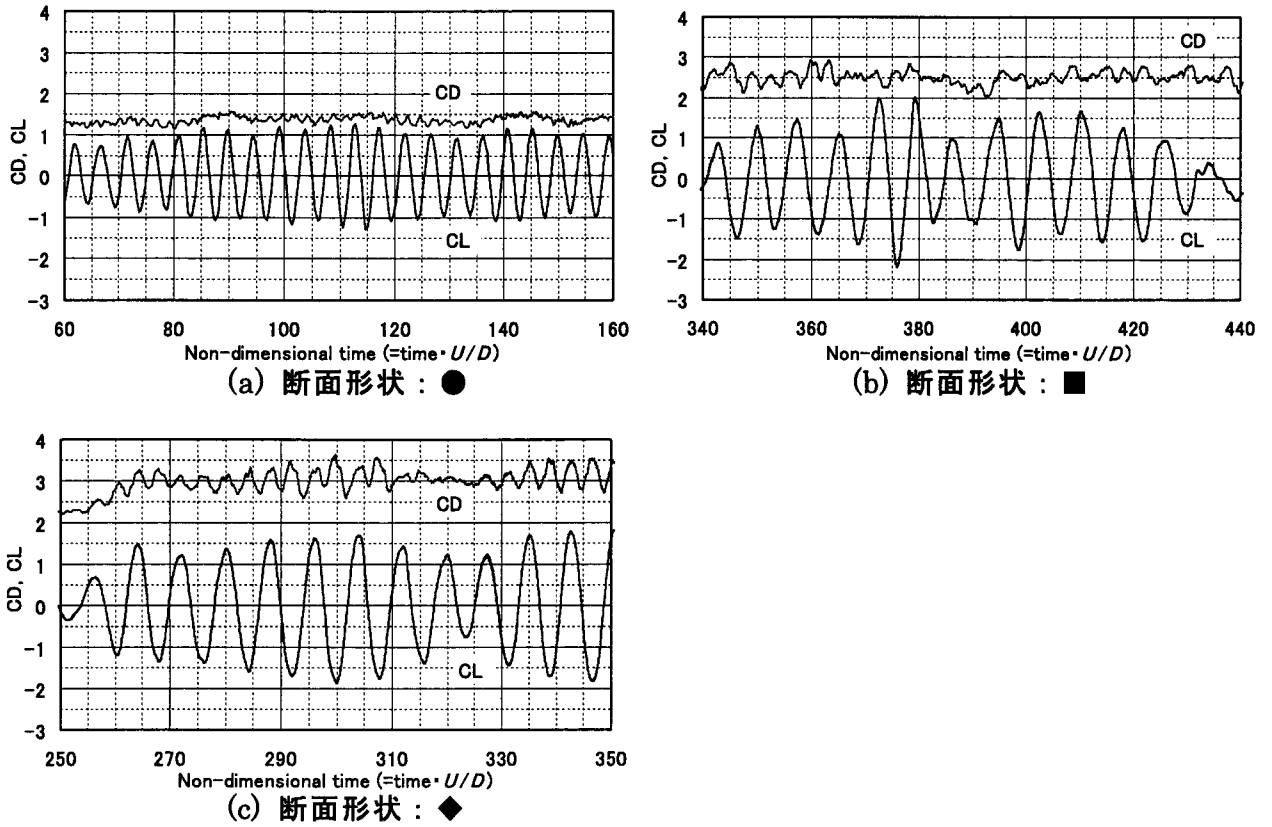


図 2-14. 流体力係数 CD , CL の時刻歴波形 (3次元 CFD 解析, $\text{Span } H=8D$)

(2) スパン方向格子数 N の影響調査

ここでは、●についてスパン長 H を $4D$ に固定し、 $N=20,40,80$ (等分割) とした場合の3種類の解析を行った。スパン方向に算術平均を施した、円柱表面の C_p 分布を図 2-15 に示す ($H=16D[\text{coarse}]$ も参考のため記した)。図 2-15 より、本解析の C_p は N に依らず同様であり、先の2次元 CFD 解析結果に比べて実験値^{[2-10],[2-11]}と一致する傾向を得ており (特に背圧係数)、本解析結果の妥当性および3次元解析の有効性が窺える。また、ここでは割愛したが、 Cl_{rms} , St , L_c のような主要な音源パラメータは、 N に依らずほぼ同様の値であった。よって、本研究では coarse grid を用いて3次元解析を行うこととした。

2.5.2 エオルス音の予測結果

ここでは、物体表面の変動圧力値およびエオルス音の時刻歴波形に FFT 処理を施す場合、周波数分解能を実験と一致させるため、 $f_{\max}=10\text{kHz}$ ($\Delta f=25\text{Hz}$) とした。よって、CFD 解析結果からの無次元サンプリング時間 ($=U/(\Delta f \cdot D)$) を 120 とした。相関長さ L_c は、断面揚力係数 Cl のスパン方向分布 (例えば、図 2-12 のようなデータ) より相互相関関数 $r_c(\xi)$ を求め、データの内外挿を行って、式(2-3)に基づき算出した。

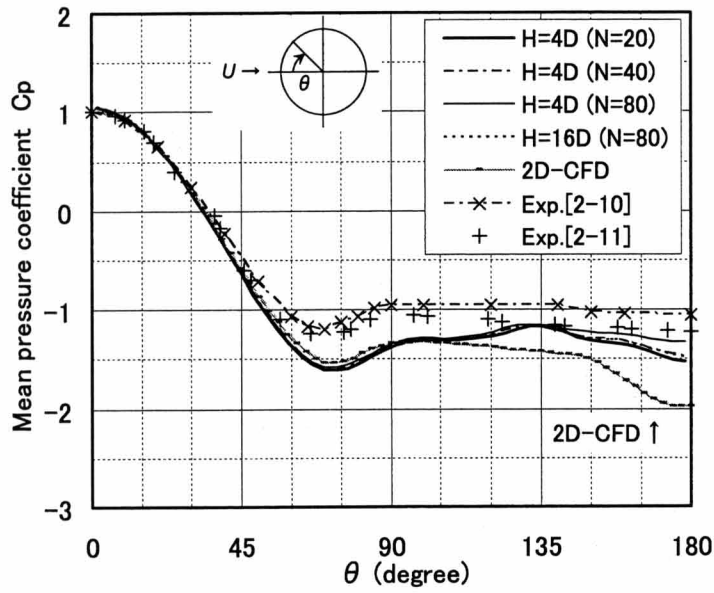
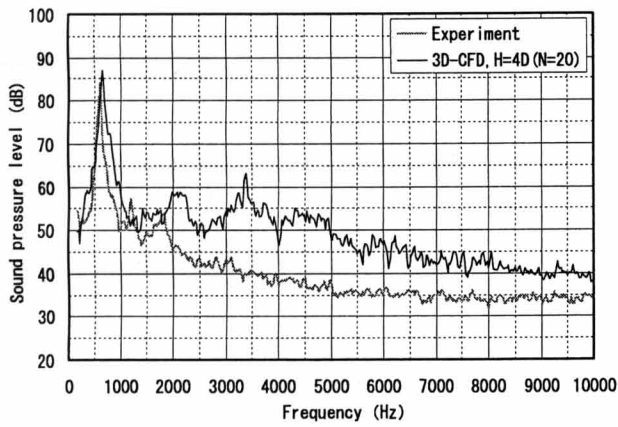
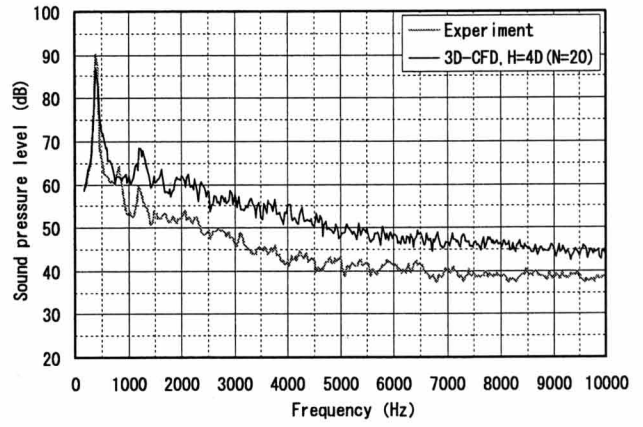


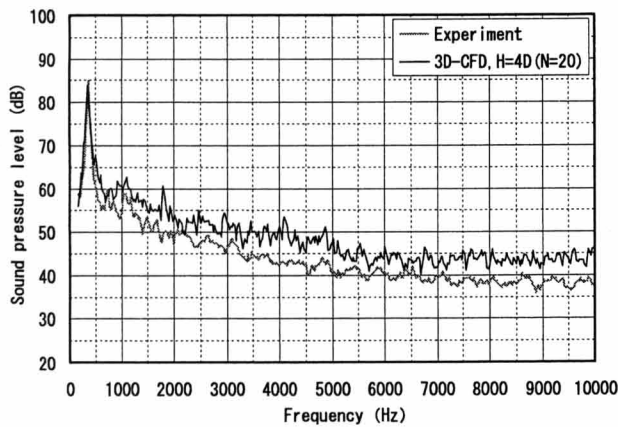
図 2-15. ●の平均 C_p 分布 (3次元 CFD 解析)



(a) 断面形状 : ●



(b) 断面形状 : ■



(c) 断面形状 : ◆

図 2-16. 3次元 CFD 解析に基づくエオルス音の周波数特性 ($L=400$ mm)

図 2-16 に、断面代表寸法 $D=10$ mm、風速 $U=30$ m/s、スパン長 $L=400$ mm、距離 $r=1$ m を想定した場合の、解析より得られたエオルス音の周波数特性を示す。周波数特性は以下の方法で求めた。まず、①スパン方向に分布する断面 CI の時刻歴波形を断面毎に FFT 処理し、②得られた断面 CI のパワースペクトル（即ち、位相情報は含まない）をスパン方向に算術平均して平均値を求め、③周波数毎に $\omega (=2\pi f)$ を掛けて（式(2-1)中の時間微分に相当）、④ $[L_c \cdot (L - \gamma)]^{0.5}$ をスパン方向の積分に関するパラメータとして掛け合わせる（式(2-1)中の表面積分に相当）、⑤最後に動圧（ $=1/2 \rho_0 U^2$ ）や観測位置、物体の大きさに関するパラメータを考慮し、2次元解析の場合と同様に式(2-1)と式(2-2)を併用する形で計算を行った。このような計算方法により、CFD 解析でのスパン長 H に依らず、任意のスパン長 L から発生するエオルス音の予測が可能である。

3次元 CFD 解析結果より得られた SPL_{peak} および Cl_{rms} , St , L_c を実験値 (Exp.) と比較して表 2-5 に示す。ただし、 Cl_{rms} は断面 CI と同様に、スパン方向に算術平均を施して平均値を求めた。表 2-5 より、 SPL_{peak} と St はどの断面形状においても解析と実験の比較でほぼ同様の値を示しており、解析の妥当性が確認できる。また、 SPL_{peak} および Cl_{rms} , St , L_c は、3次元 CFD 解析におけるスパン長 H にそれほど大きく依存しないことも見て取れる。さらに、◆の“ $H/D=8$ ”における L_c が実験値より大きな値を示しているものの、それ以外の断面形状では L_c は解析と実験の比較で概ね良く一致しており、 L_c が断面形状にそれほど依存しない点も傾向は一致している。結果的には、“ $H/D=4$ ”の CFD 解析結果に基づく発生音の予測値（図 2-16 参照）が、最も高精度であった。

断面形状と発生音の大小関係については、表 2-5 より、大まかには「■ \approx ● $>$ ◆」のような傾向が得られており、実験と完全に一致しているとは言い難いが、2次元 CFD 解析に基づく「● $>$ ■ $>$ ◆」に比べれば、3次元 CFD 解析の導入に伴い、予測精度は向上している。これは、特に●の発生音の予測精度が向上したことに起因している。また、図 2-16 における解析と実験の比較例では、高周波数域で解析値が大きいものの、大局的には比較的良い一致を得ている。

2.5.3 考察

図 2-17、図 2-18 に、3次元 CFD 解析より得られた物体表面上の平均圧力係数 C_p の分布を示す。また、図 2-19～図 2-21 には変動圧力係数 C_p' （2乗平均値）分布を示す。なお、何れの図においても、 C_p および C_p' は、断面毎に得られた値をスパン方向に算術平均したものである。図 2-15、図 2-17～図 2-21 より得られた知見を、以下に列挙する。

(i) どの断面形状においても、 C_p および C_p' の解析と実験の比較は、概ねほぼ良い一致を得ている。なお、◆は実験データがないので、比較検討については言及できない。

表 2-5. 3次元 CFD 解析より得られた Cl_{rms} , St , L_C , SPL_{peak} の比較 ($L=400$ mm)

Cross-section	●			■		◆		
	$H/D=4$	$H/D=8$	$H/D=16$	$H/D=4$	$H/D=8$	$H/D=4$	$H/D=8$	
Cl_{rms}	0.55	0.56	0.52	1.00	1.01	0.60	0.73	
St	0.22	0.21	0.21	0.13	0.13	0.17*	0.18*	
L_C/D	5.8	5.0	6.2	5.0	4.3	8.7	13.9	
SPL_{peak}	86.8	86.0	86.4	87.0	86.6	84.0	88.3	
Exp	St	0.20			0.13		0.18*	
	L_C/D	5.9			5.4		5.7	
	SPL_{peak}	84 dB			90 dB		85 dB	

* : Only for ◆, “ St ” is based on $D \times \sqrt{2}$.

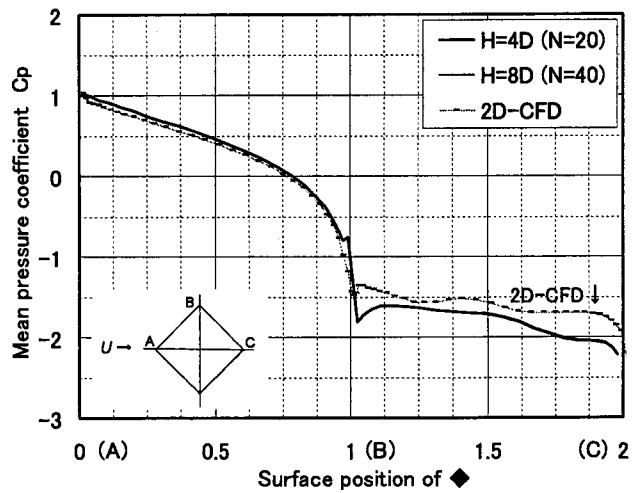
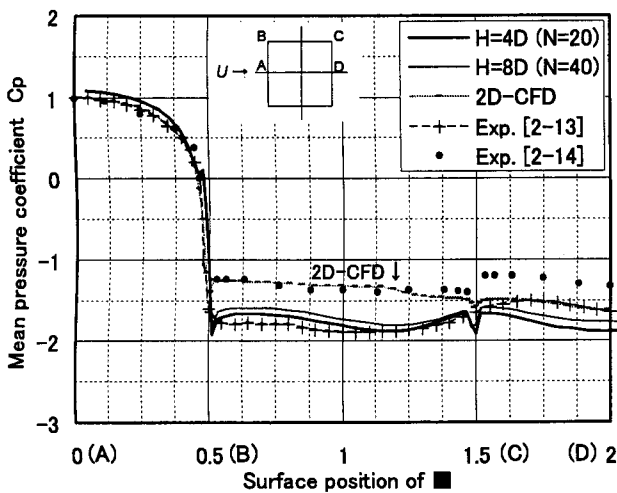


図 2-17. ■の平均 C_p 分布(3次元 CFD 解析) 図 2-18. ◆の平均 C_p 分布(3次元 CFD 解析)

- (ii) ●は C_p , C_p' ともに, 3次元 CFD 解析により 2次元解析に比べて実験値に近づく傾向を得ているが, 一方で■と◆は, 2次元解析と3次元解析の比較でそれ程変わらない。すなわち, 剥離点が不定となる断面形状に対しては, 3次元解析の導入により, 更なる予測精度の向上が図られると言える。
 - (iii) ●の C_p' の実験値は, 剥離点を少し過ぎた辺りの $\theta \approx 90$ 度で 0.2~0.3 と言われており [2-16], 3次元解析 ($C_p' \approx 0.5 \sim 0.6$) でも未だ過大評価である。
 - (iv) ■について後流側の C_p' をみると, 3次元解析でも未だ過大評価である。ただし, 揚力面側については実験値と良い一致を得ているため, エオルス音の予測では問題ない (物体後部の圧力変動は, 空力騒音の音源とも言うべき Cl_{rms} には殆ど影響を与えない)。
- 以上より, エオルス音の音源とも言うべき C_p' は, 3次元解析においても未だ過大評価であり, ●の $\theta \approx 90$ 度や■の後流側では実験値と完全には一致していない。例えば, ●の解析による Cl_{rms} は若干大きく, これが「■ \approx ● > ◆」の様な発生音の大小関係を与えており,

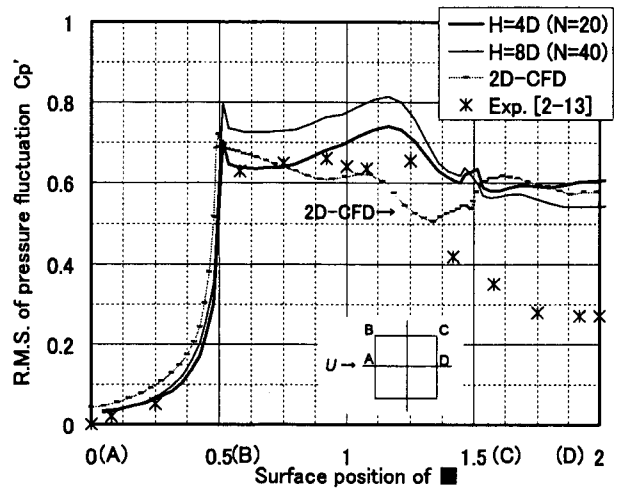
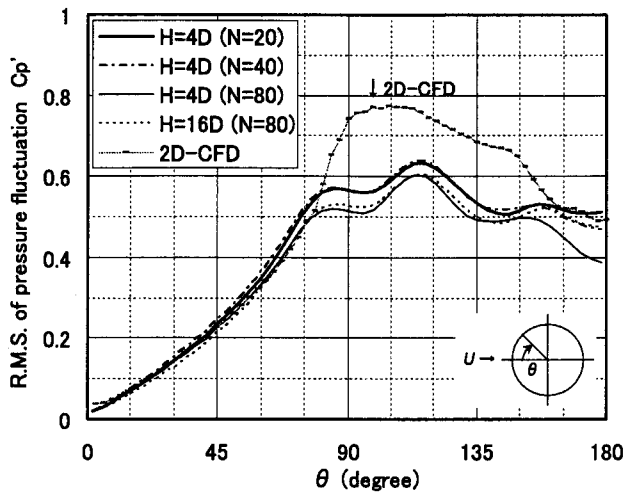


図 2-19. ●の2乗平均 C_p' 分布 (3次元 CFD 解析) 図 2-20. ■の2乗平均 C_p' 分布 (3次元 CFD 解析)

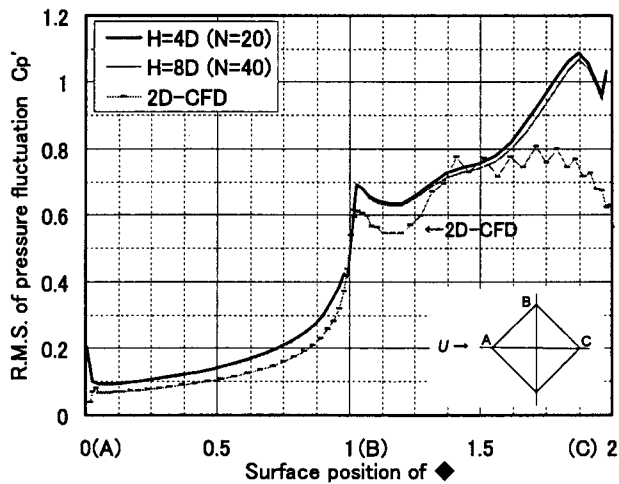


図 2-21. ◆の2乗平均 C_p' 分布 (3次元 CFD 解析)

発生音の予測精度に影響を与えている。よって、剥離点が不定である●の解析は、現時点でも比較的困難な問題であり、LES乱流モデルの適用を試みるなどして、更なる予測技術の高度化を進める必要があり、これについては今後の研究課題としたい。しかしながら、発生音の大きさのオーダーを知るには十分な予測精度が得られており、●、■、◆の大小関係については、3次元 CFD 解析の導入により2次元解析に比べて予測精度は改善された。このことは、空力騒音の実用的な予測精度向上に関して、重要な知見を与えたと思われる。

2.6 結言

本章では、断面形状が●、■、◆なる3種類の柱状物体を採り挙げ、解析的にエオルス音を評価し、その大小関係について詳しく調べた。これは、同一の解析ツールにより、種々

の断面形状より発生するエオルス音の予測および比較を試みた研究例は見当たらず、発生音の大小関係を解析的に求めることが可能になれば、低騒音化設計への一助となるのは間違いないと考えたからである。

本研究では、流れの解析において、(i)計算の容易性および計算時間の短縮、(ii)3次元CFD解析の必要性の検討、の観点から、先ず始めに2次元CFD解析の適用を試みた。そして、2次元CFD解析の妥当性について検討した後、2次元解析との比較のために、3次元CFD解析へ発展させる順序とした。音の伝播解析にはCurleの式の大極子項を用い、第1章で述べたハイブリッド法に基づく。本章で得られた知見を、以下にまとめて示す。

- (1) S_f については、断面形状に依らず、2次元および3次元CFD解析ともに、実験との比較で良い一致を得た。よって、流れ場は概ね精度良くシミュレートできている。
- (2) 風洞実験で後流における流速変動の相互相関関数より求めた相関長さ L_c は、 $Re=20000$ の場合、断面形状やスパン長 L に依らず、ほぼ同じ値であった。
- (3) エオルス音の SPL_{peak} は2次元CFD解析に基づく予測と実験の比較で、概ね良い一致を得た。しかし、発生音の大小関係は、実験では「■ > ◆ ≐ ●」であるが、予測では「● > ■ > ◆」であり、●が最も大きくなる点で異なる傾向が得られた。これは、●の予測値が大きいことに起因しており、●が■や◆に比べて精度の良いシミュレートが困難であったためと考えられる。つまり、原因は●の剥離点の不安定性にあり、さらに音源強度とも言うべき Cl_{rms} が後流の3次元性の影響を受けやすい形状であるにもかかわらず、2次元解析により3次元性が考慮されなかったためと考えられる。すなわち、異なる断面形状に対するエオルス音の大小関係を同一の解析ツールにより評価する場合、2次元解析に基づく予測法では不十分であり、セル構造や縦渦の影響なども含めた3次元解析に基づく予測が必要である。
- (4) 上述の知見を踏まえ、3次元CFD解析に基づくエオルス音の予測を試みた結果、大まかには「■ ≐ ● > ◆」のような傾向が得られており、実験と完全に一致しているとは言いが、2次元CFD解析に基づく「● > ■ > ◆」に比べれば、3次元CFD解析の導入に伴い、予測精度は向上した。これは、主に●の流れ場、ひいては発生音の予測精度が向上したことに起因している。

剥離点が不定である●の解析は、現時点でも比較的困難な問題であり、LES乱流モデルの適用を試みるなどして、更なる予測技術の高度化を進める必要があり、これについては今後の研究課題としたい。しかしながら、本章で構築した空力騒音の予測ツールでは、発生音の大きさのオーダーを知るには十分な予測精度が得られており、●、■、◆の大小関係については、3次元CFD解析の導入により2次元解析に比べて予測精度は改善された。このことは、空力騒音の実用的な予測精度向上に関して、有益な知見を与えたと思われる。

第2章の参考文献

- [2-1] 例えば P.Leehey, and C.E.Hanson, Aeolian tones associated with resonant vibration, *Journal of Sound and Vibration*, 13(4) (1971), pp.465-483.
- [2-2] N.Curle, The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc.R.Soc., Ser.A*, 231(1955), pp.505-514.
- [2-3] 石原国彦, 古池治孝, 柱状物体から発生する流体音の実験による把握, 日本機械学会-第 74 期通常総会講演会講演論文集, No.97-1(1997), pp.446-447.
- [2-4] R.D.Blevins, *Flow-Induced Vibration (2nd Edition)*, Van Nostrand New York (1990), pp.349-359.
- [2-5] 橋口真宜, 桑原邦郎, 円柱をすぎる非圧縮性流れの数値計算, 日本航空宇宙学会-第 27 期年会講演会講演論文集(1996), pp.96-97.
- [2-6] 嶋英志, 三次元非構造格子 NS ソルバーの空間離散化について, 日本数値流体力学学会-第 7 回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1993-12), pp.71-74.
- [2-7] 藤田肇, 白石純一, 栗田健, 丸田芳幸, 山田彰二, 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, 風洞測定部壁面の端板効果と壁面材料の検討), 日本機械学会論文集 B 編, 62-593 (1996-1), pp.187-193.
- [2-8] 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 (円柱上層流境界層はく離の可視化観測), 日本機械学会論文集 B 編, 57-534 (1991-2), pp.427-433.
- [2-9] 山田彰二, 藤田肇, 丸田芳幸, 槇浩之, 白石純一, 二次元モデルから発生する空力騒音の実験的研究 (第 2 報, 円柱の傾斜角度と角柱の迎角の発生音への影響), 日本機械学会論文集 B 編, 63-610 (1997-6), pp.1974-1979.
- [2-10] M.M.Zdravkovich, *Flow Around Circular Cylinders Vol.1*, Oxford Univ. Press New York (1997), pp.306.
- [2-11] M.M.Zdravkovich, *Flow Around Circular Cylinders Vol.1*, Oxford Univ. Press New York (1997), pp.106.
- [2-12] 富田幸雄, 水力学, 実教出版 (1987), pp.155.
- [2-13] P.W.Bearman, and E.D.Obasaju, An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-sectioned cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.119 (1982), pp.297-321.
- [2-14] Y.Ohtsuki, Wind tunnel experiments on aerodynamic forces and pressure distributions of rectangular cylinders in a uniform flow, *Proc. 5th Symp. on Wind Effects on Structures*, Tokyo, Japan(1978), pp.169-175.
- [2-15] B.E.Lee, The effect of turbulence on the surface pressure field of a square cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.69 (1975), pp.263-282.
- [2-16] P.W.Bearman, and I.G.Currie, Pressure-fluctuation measurements on an oscillating circular cylinder, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.91 (1979), pp.661-677.
- [2-17] M.M.Zdravkovich, *Flow Around Circular Cylinders Vol.1*, Oxford Univ. Press New York (1997), pp.138.

第3章 プレートより生じるエオルス音の予測

3.1 緒言

第3章では、あらゆる機械要素の中でも、比較的使用頻度の高い“プレート”を採り挙げ、種々の形状を有するプレート（形状パラメータは弦長，厚み，前後縁形状）から発生する空力騒音に着目する。

上述のようにプレートは様々な用途で流体機械に用いられることが多いが、風路などの流れの中に置かれた場合は、プレートの厚みや弦長，風速などに依存した周波数で交番渦（カルマン渦列）が発生し，この渦の変動に起因して生じる空力騒音（エオルス音）や空力弾性振動がしばしば問題となる．この時生じる空力騒音は，その周波数特性が狭帯域のピークを持ついわゆる離散周波数音であり，特に一様流中に迎角を与えずにプレートを配置した場合は，柱状物体より生じるエオルス音とよく似た周波数特性を有する．そして，プレートに加わる流体励振力も発生音とほぼ同様の周波数特性を有する．

物体の存在により生じる空力騒音の評価においては，第2章で述べたように Curle の式^[2-2]の双極子項がよく用いられる．すなわち，Curle の式によれば，低マッハ数流れでプレートが音響的にコンパクトと見なせる条件（発生音の波長がプレートの弦長に比して大きい）においては，双極子項のみを用いて遠方場の音圧値から近似的に流体励振力を同定することが可能であり^[2-2]，発生音のデータ・ベース構築は，空力騒音のみならず空力弾性振動の観点からも有用である．

ところで，プレートから発生する離散周波数音に関する研究は過去に幾つか行われており^{[3-1]~[3-3]}，発生音の特徴としては，その増加傾向は風速の6乗則に従い，双極子形の放射指向特性を有すると言われている^[3-1]．しかしながら，著者と石原が実施したプレート弦長と厚みの組み合わせを種々変えた風洞実験によれば，離散周波数音の風速依存性は必ずしも風速の6乗則に従うとは言えず，プレートの諸元や風速によっては，高次の多項式で近似されるような複雑な増加傾向を示す結果が得られた．

そこで本章では，この離散周波数音の風速依存性や放射指向特性を風洞実験および Lighthill 方程式に基づく数値解析（第1章で述べたハイブリッド法）により詳しく調べた．その結果，弦長 c と厚み t の比 c/t が大きくなるほど，また風速が大きくなるほど風速依存性は複雑な増加傾向を示し，放射指向特性も単純な双極子形にはならない傾向を得た．このような傾向は，実験と解析の両方で定性的に一致しており，解析の妥当性が確認できたため，解析により Lighthill 方程式の音源分布を求め，離散周波数音の発生メカニズムについて詳しく検討した．そして，実験および解析結果より，プレートが音響的にコンパ

クトと見なせる実用的な限界条件を求め、空力騒音の予測精度向上に対して有益な知見を得ることができた。

従来、柱状物体を採り挙げた研究例は数多く、音響特性に関するデータも幾つか存在するが、本章のように多数の供試プレートをを用い、種々の音響特性について調べた実験例は見当たらない。また、空力騒音について Lighthill 方程式に基づき種々の音響特性を求めた解析例も見当たらない。以上のような背景からも、本章における研究の必要性が生じた。

3.2 風洞実験および実験結果の考察

3.2.1 実験装置および実験方法の概要

実験装置および実験方法の概要を図 3-1 に示し、その簡単な説明を以下に示す。

風速： $U=20\sim 50\text{m/s}$ （放射指向特性の調査時は、 $U=30\text{m/s}$ のみ）で、 2m/s ステップで大きくしていった。なお、迎え角は 0 度とした。

供試体： スパン長 $L=200\text{mm}$ のスチール製プレート。ただし、厚み t と弦長 c の組み合わせは計 24 種類であり、 $c/t=2.0\sim 37.5$ である（表 3-1 参照）。前後縁の形状は、半円形状（以下、R と略す）または角切り形状（以下、Sq と略す）の組み合わせで、①Sq-Sq、②Sq-R、③R-Sq、④R-R の計 4 種類である。なお、縁形状の表記法は、「前縁形状－後縁形状」である。

発生音の観測位置： プレート中心より $r=0.5\text{m}$ 離れた方位角 $\theta=0$ 度の位置。ただし、 $\theta=0$ 度は流れに垂直方向（揚力方向）の位置である（図 3-1 参照）。また、放射指向特性の調査時のみ、 θ を -30 度～ 50 度まで 10 度刻みに計 9 点設定し、同時計測を行った。

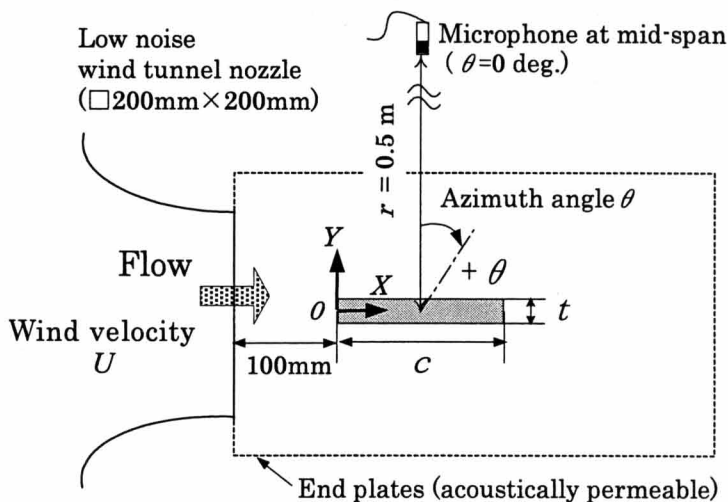
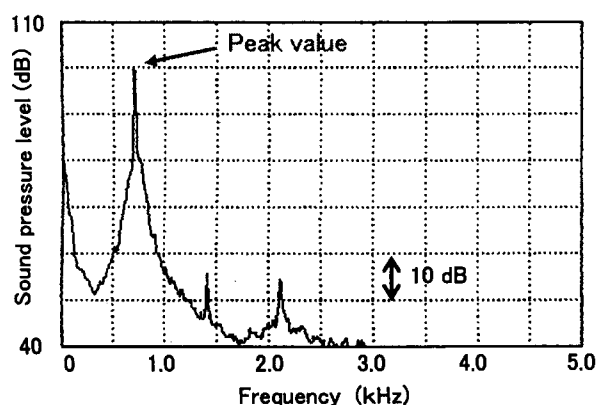


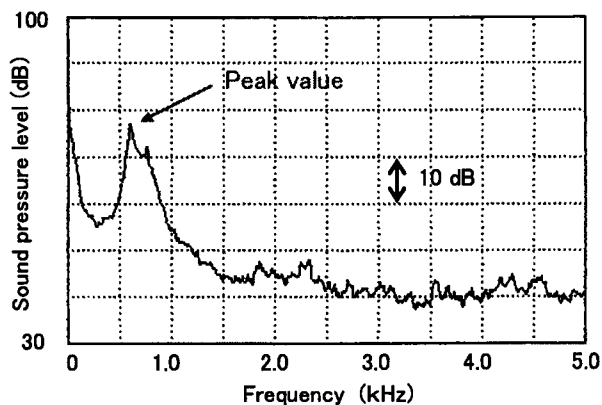
図 3-1. 実験装置および実験方法の概要

表 3-1. 供試プレートの厚み t および弦長 c (単位: mm)

$t \setminus c$	20	30	40	50	60	75	100	110	120	130	140	150
4						○	○	○	○	○	○	○
6						○	○		○	○	○	○
8						○	○					○
10	○	○	○	○	○	○	○					○



(a) R-R プレート



(b) Sq-Sq プレート

図 3-2. 発生音の周波数特性 (実験, $t=10\text{mm}$, $c=150\text{mm}$, $U=30\text{m/s}$, $r=0.5\text{m}$, $\theta=0\text{ deg.}$)

実験装置: 川崎重工業(株)明石技術研究所保有の低騒音風洞^[3-4]を使用。ノズルの断面寸法は、 $\square 200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ 。プレートの両端部には、音響透過性端板^[3-5]を装着した。音の FFT 処理における周波数分解能は、 $\Delta f=12.5\text{Hz}$, $f_{\text{max}}=5\text{kHz}$ とし、64 回の平均化処理を行った。

3.2.2 実験結果および考察

(1) ストロハル数

発生音の周波数特性の例として、R-R および Sq-Sq の実験結果を図 3-2 に示す。図 3-2 には、卓越したピークが見られ、本研究では最も卓越したピーク値のみを抽出する。図 3-3 に例として、発生音のピーク周波数 f_p の風速依存性を示す。図 3-3 より、 f_p は U の増加に伴い連続的かつ線形的に大きくなり、本研究では $U=20\sim 50\text{m/s}$ における平均的なストロハル数 $St (=f_p \cdot t / U)$ を求めた。

ところで、一様流中に置かれた翼からも、空力学的な離散周波数音が発生することが秋下^[3-6]などにより報告されている。その文献[3-6]によれば、発生音の周波数特性は多峰性を有し、主要なピーク周波数 f_p はほぼ $U^{0.75}$ に比例して、階段状に増加する。本実験では図 3-3 に示すように、文献[3-6]のような特性は見られない。すなわち、本研究では f_p が U に比例し、さらに連続的に変化するような離散周波数音を扱う。

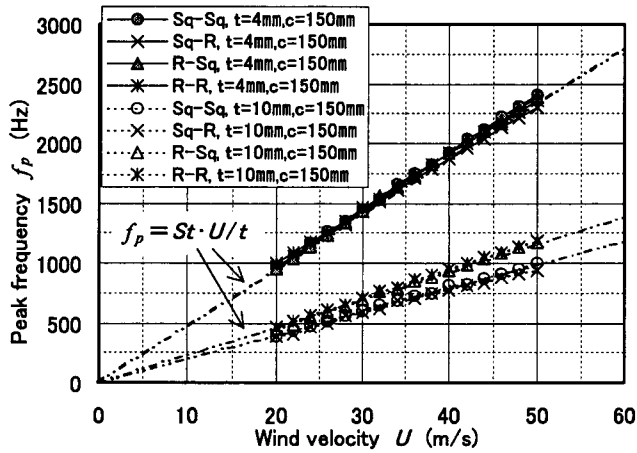


図 3-3. ピーク周波数 f_p の風速依存性 (実験)

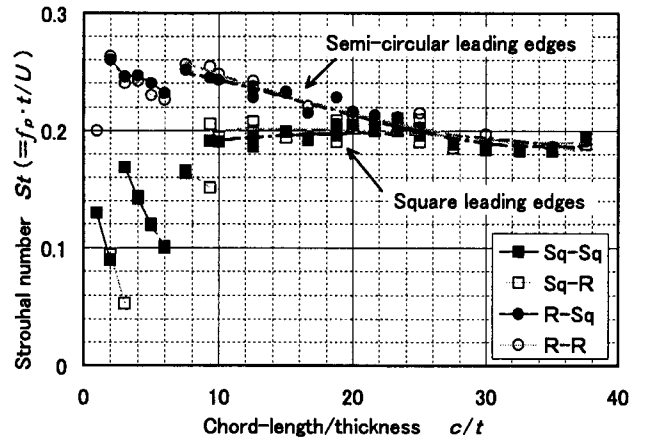


図 3-4. ストロハル数 St (実験)

図 3-4 に St と c/t の関係を示す。図 3-4 より St は、①Sq-Sq, Sq-R と②R-R, R-Sq の二組に別れている。すなわち、①は前縁が Sq であり、 $c/t \leq 25$ のとき $St \leq 0.2$ である。一方で、②は前縁が R であり、 $c/t \leq 25$ のとき $St \geq 0.2$ である。しかしながら、①と②は共に $c/t > 25$ では $St \approx 0.2$ に漸近する。以上より、 St は $c/t \leq 25$ では前縁形状に支配されると言え、これらの傾向は文献[3-7]とほぼ同様であり、本実験結果の妥当性が窺える。

(2) 風速依存性

c/t の組み合わせを種々変えた場合における Peak SPL の風速依存性の例を、図 3-5 (a)～(f) に示す。ただし、図中の実線は最小二乗法により求めた多項式近似曲線である。図 3-5 (a)～(b) に示した Peak SPL は、円柱のエオルス音で見られるような風速の 6 乗則^[3-8]に従って増加している。しかし、 c/t を 10 から 12.5 および 18.8 へと大きくした図 3-5 (c)～(d)、さらに t のみを小さくして $c/t = 25, 37.5$ とした図 3-5 (e)～(f) を見ると、Peak SPL は風速の 6 乗則に従わず、高次の多項式で近似されるような増加傾向を示している。また、それらの増加傾向は前後縁形状によらず、ほぼ同じである。さらに、観測位置が風速依存性に及ぼす影響を調べるため、R-R プレートについて $r = 0.5\text{m}$ および 1m とした場合の実験結果をそれぞれ図 3-6(a),(b) に示す。Peak SPL の増加傾向は、図 3-6(a),(b) と同じであり、観測位置をプレートから遠く離しても増加傾向は変わらないと考えられる。

ところで、図 3-5 および図 3-6 に示したように、ある風速域で Peak SPL が大きくなったり、小さくなる風速依存性については、実験装置に起因した共鳴現象の関与が考えられる。そこで、(i)音響透過性端板間の共鳴、(ii)風洞ノズル部の共鳴、の 2 つを疑い、小型スピーカによる該当部位の音響励振試験を試みた。しかし、いずれの試験でも共鳴周波数は見当たらず、本現象はプレートから生じる離散周波数音の基本的な特性であると推定した。

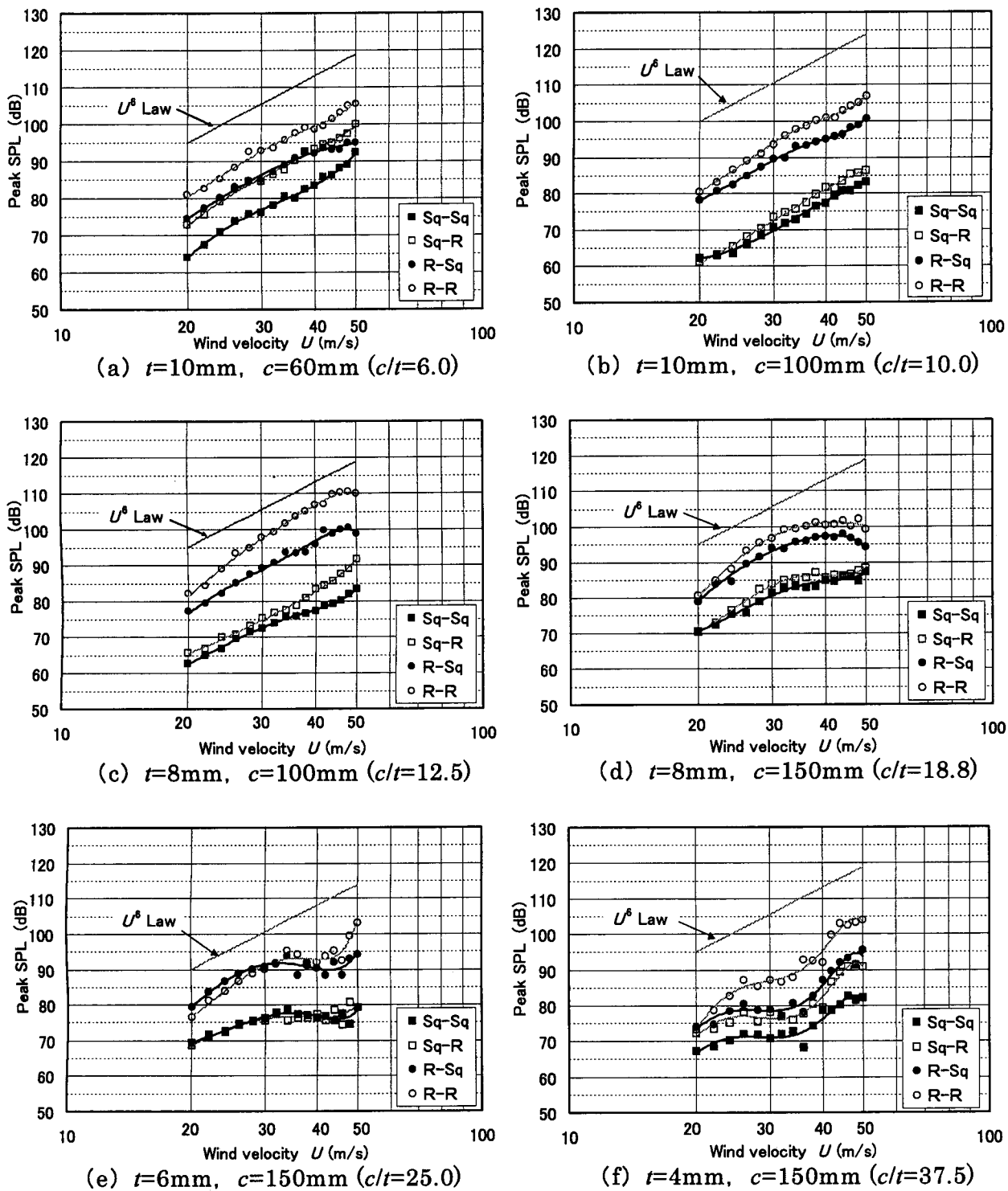


図 3-5. 風速依存性の例 (実験, $r=0.5\text{m}$, $\theta=0\text{deg.}$)

そこで、風速依存性が6乗則に従わず、複雑な増加傾向を示す理由としては、①プレート周りの流れ場が変化した (U に対して流れが相似ではない)、②プレートが音響的に非コンパクトな条件 (c が λ に比べて無視できない程度の大きさになる) になったことが考えられる。本研究におけるレイノルズ数 $Re (=U t/\nu)$ の範囲内では (10^4 のオーダー)、例え

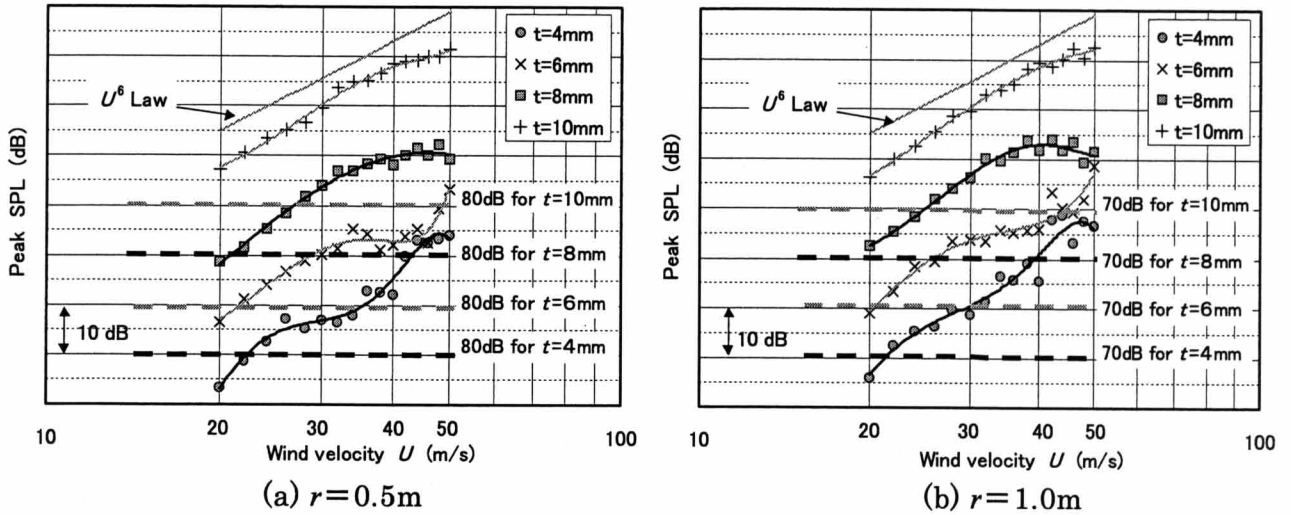


図 3-6. 風速依存性の距離依存の例 (実験, R-R プレート, $c=150\text{ mm}$, $\theta=0\text{ deg.}$)

ば円柱^[3-9]や角柱^{[3-10], [3-11]}の St や変動流体力係数, スパン方向相関長さは大きく変化しない。また, Peak SPL の増減が現れる U は, プレートの前後縁形状によらずほぼ同じであり (図 3-5 (d)~(f)参照), もし①の影響が大きいとすれば, 縁形状の異なるプレート周りの流れ場は異なるため, Peak SPL が U に対して同様の変化をすることは考えにくい。以上のことから, Peak SPL が c/t の増加につれて 6 乗則に従わなくなる理由としては, 上述の①より②が支配的であると推察できる。

そこで, ここには詳細を割愛したが, 表 3-1 に示した 24 種類全てのプレートを用いた風洞実験結果より, 風速の 6 乗則に従わなくなる c/t を調べると $c/t \geq 15$ であり, さらに詳細を調べると, $c/t=15$ における $U > 35\text{ m/s}$ がおよそその限界条件であった。ここで, c/λ と c/t は, 式(3-1)のような関係がある。

$$c/\lambda = St \cdot U / a_0 \cdot c/t \quad \dots\dots\dots (3-1)$$

ここでは, St の平均値として $St=0.2$, さらに $U=35\text{ m/s}$, 音速 $a_0=340\text{ m/s}$, $c/t=15$ を式(3-1)に代入すると, $c/\lambda=0.31$ となる。したがって, 「 $c/\lambda > 0.31 \approx 1/\pi$ 」が風速の 6 乗則に従わなくなる (プレートが音響的に非コンパクトとなる), おおよそその条件と考えられる。なお, この限界値は, 3.4 節にて後述する音場解析でも同様の値が得られた。

(3) 放射指向特性

R-R および Sq-Sq の $c=150\text{ mm}$ における発生音の放射指向特性を図 3-7 に示す。図 3-7 では, 各 θ における Peak SPL と位相を $\theta=0$ 度 (図 3-1 参照) との相対値として示した。ここでは割愛したが, 図 3-7 中の Peak SPL は $Y=0$ (図 3-1 参照) を境にして両側で同値であり, 位相のみが 180 度異なることを確認している (後述の図 3-15 も同様)。すなわち, 図 3-7 より Peak SPL は大局的には双極子形の放射指向特性を示しているが, t が小さく

なるにつれて、Peak SPLが最大となる θ は前縁側 ($\theta < 0$ 度) に移動していき、後縁側 ($\theta > 0$ 度) ほど t の影響が大きい。また、位相は t が小さくなるにつれて、 θ に対する変化が大きくなり、後縁側 ($\theta > 0$ 度) ほど t の影響が大きい。さらに、図3-7より放射指向特性は、R-RとSq-Sqの比較で殆ど差異が見られず、すなわち、前後縁形状に殆ど依存しないこともわかる。

以上より、風速依存性と放射指向特性は縁形状によらずほぼ同様の傾向を示しており、 c/t ひいては c/λ が両特性を支配していると考えられる。また、見かけ上の音源位置は、音響学的な観点より、前後縁の形状によらず同じであることが推測される。

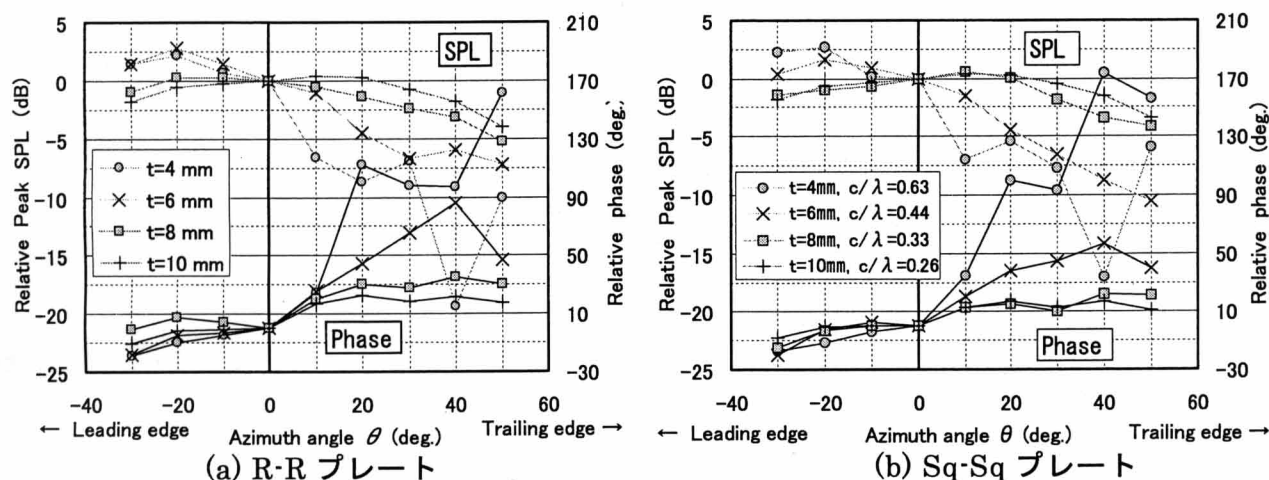


図3-7. 放射指向特性 (実験, $c=150$ mm, $U=30$ m/s, $r=0.5$ m)

3.3 空力騒音の解析および結果の考察

本節では、 $c=150$ mm, $t=4, 6, 8, 10$ mmの4種類の c/t に対し、R-RおよびSq-Sqプレートを対象とし、発生音の風速依存性および放射指向特性を数値解析により再現する。そして、実験結果との比較により、 c/λ が両特性を支配する主要なパラメータであることの妥当性を調べる。さらに、Lighthill音源の分布を求めて、音場を支配する見かけ上の音源について調べる。

3.3.1 空力騒音の解析方法の概要

発生音の数値解析は、①流れ場解析→②音場解析の順に、2段階で行った。本章で扱うプレート周りの流れ場は2次元的で低マッハ数 (本実験では $U/a_0 \leq 0.15$) であるため、流れ場解析には非圧縮性2次元N-S式に基づくCFD解析コード“Nag2dgh”を用いた (第2章で用いた2次元CFD解析コードと同じ)。

計算格子は図 3-8 に示すように O-type とし、格子点数を 256 (周方向) × 64 (半径方向) とした。本章では、流れ場の定性的な傾向を把握するのが主目的であり、計算レイノルズ数 $Re (=U t/\nu)$ は全てのプレートにおいて $Re=20000$ に統一した。この値は $U=30\text{m/s}$, $t=10\text{mm}$ を想定したものであり、 ν は空気の動粘度 ($=1.5\times 10^{-5}\text{m}^2/\text{s}$) である。ここで、 Re を一定にした理由は、3.2.2 項で述べたように、実験結果から対象とする風速範囲では流れ場がほぼ相似であると仮定できるためである。なお、物体の境界近傍における最小格子幅は $0.1/Re^{1/2}t$ とし、計算は乱流モデルを用いない非定常解析^[8-12]を行った。

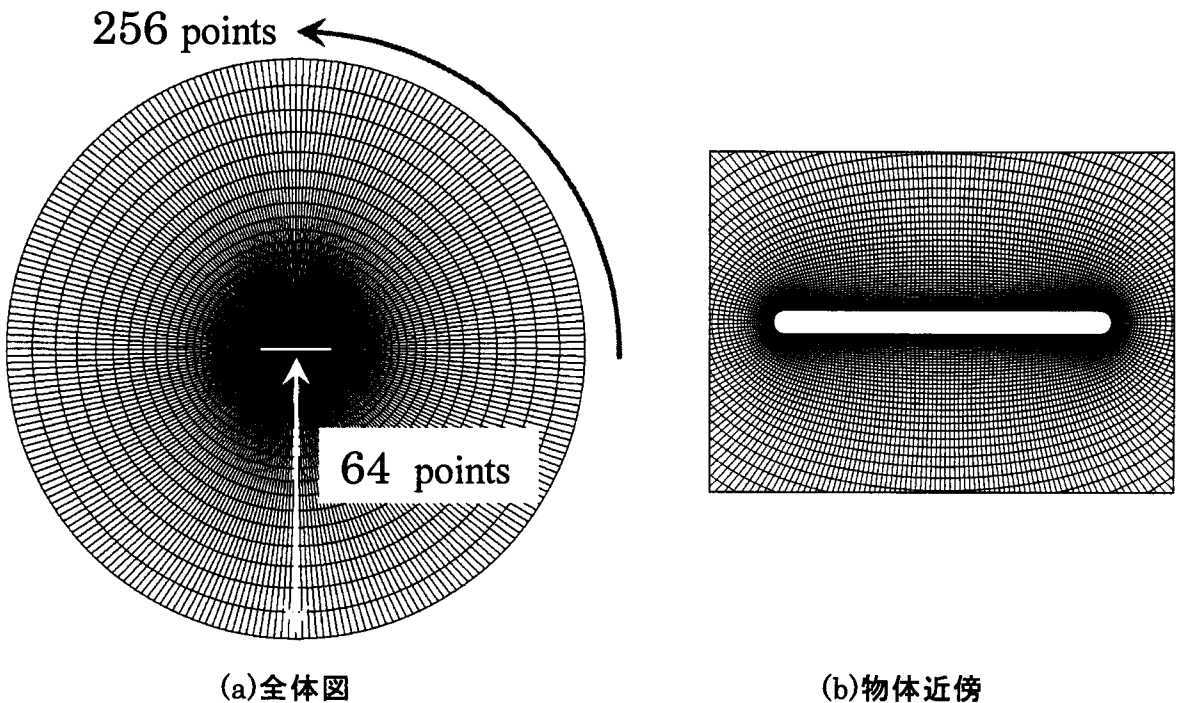


図 3-8. 計算格子系

ところで、低マッハ数流れにおける、静止した固体境界が存在する場合の空力騒音の評価では、一般に Curle の式 of 双極子項がよく用いられる。しかしながら、本章では非圧縮性流れの解析を行うので、本 CFD 解析より得られた物体表面の変動圧力をそのまま Curle の式 of 双極子項に代入すると、物体が音響的に非コンパクト (c/λ が大きい) となる場合には誤差が生じる^[8-13]。ただし、物体が音響的にコンパクトである第 2 章の柱状物体のような場合は、非圧縮性流れの変動圧力を用いても問題はない。

すなわち、物体表面上の変動圧力には、実現象として波動的な位相分布が生じており、このような位相情報が考慮されない非圧縮性流れの仮定は厳密には正しくない。つまり、 c/λ が大きくなる程、翼弦方向に分布する波動的な位相情報を考慮して、双極子項の表面積分計算を行う必要がある。よって、「物体が非コンパクト」である場合に、非圧縮性流れ

の変動圧力を Curle の式 of 双極子項にそのまま代入すると、誤差が生じることになる。言い換えれば、完全な圧縮性流れで解いた変動圧力を Curle の式 of 双極子項に代入すれば、「物体が非コンパクト」であっても問題は生じない^[3-13]（実験結果および後述の図 3-21(b) のような複雑な音場を再現できる）。ただし、以上の議論は、本章のように流れが低マッハ数で Curle の式 of 四極子項が無視でき、音場を双極子項のみで評価できることを前提としている。ここでは詳細を割愛するが、本 CFD 解析結果（非圧縮性の解）と Curle の式 of 双極子項（後述の式(3-5)）による発生音の計算では、3.2 節で示した複雑な風速依存性や図 3-7 のような放射指向特性を再現することはできず、6 乗則の風速依存性と双極子形の放射指向特性を得るのみであった。

しかしながら、本研究対象においては、「物体が非コンパクト」な場合でも（ c/λ の大きさに関係なく）、Lighthill 方程式を適用すれば、非圧縮性流れの解を用いて音場を評価することができる^[3-13]。すなわち、静止した媒質に対する波動方程式を満足し、さらに物体表面の境界上で法線方向微分が 0 となるような（ $\partial G/\partial n=0$ 、すなわち、物体形状に適合化した^[3-14]）グリーン関数 G を用いれば、Lighthill 方程式は静止した固体境界の存在を考慮することができ、音の密度変動（音圧）が流れの速度変動を積分した項のみで表される^{[3-14],[3-15]}。ところで、プレートが音響的に非コンパクトな場合に 6 乗則が成り立たなくなる現象は、発生音のプレート自身による散乱が複雑化する現象と解釈することができる。その散乱の変化の様子は、 c/λ をパラメータとした場合、図 3-21 のようであり、詳細は 3.4 節にて後述する。

本章では後述のように Lighthill 音源の分布を調べ、音場の支配的な音源についても言及するため、Lighthill 方程式を適用することとした。本章で扱う離散周波数音においては、流れ場および音場がほぼ周期的であり、定常変動を仮定できるため、音圧 $p'(\mathbf{x}, \omega)$ の計算には式(3-2)のような Lighthill 方程式を用いた^[3-15]。なお、式(3-2)は前出の式(1-9)に、 $\gamma = T_{ij}$ 、 $\partial p'/\partial n = \partial G/\partial n = 0$ を代入することにより求められる。

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = \int_{V(\mathbf{y})} G^\omega \frac{\partial^2 T_{ij}^\omega}{\partial y_i \partial y_j} dV(\mathbf{y}), \quad \frac{\partial G^\omega}{\partial n} = 0 \quad \text{on } S(\mathbf{y}) \quad \dots\dots (3-2)$$

ここで、 \mathbf{x} , \mathbf{y} は各々、観測点、音源の位置ベクトル、 ω は角振動数（ $=2\pi f$ ）、 G は物体の境界を考慮したグリーン関数、 T_{ij} は Lighthill の応力テンソルであり、上付きの ω はフーリエ変換を表す。ここでは、高レイノルズ数および低マッハ数の流れを扱うので、静止流体の媒質密度 ρ_0 を用いて $T_{ij} = \rho_0 v_i v_j$ とした。また、 $S(\mathbf{y})$ と n は、それぞれ、プレート表面および法線方向を表す。

式(3-2)中の G^ω は、Helmholtz 方程式より求まるグリーン関数である。本章では音場の

定性的な傾向を把握するのが主目的であるため、簡単のために2次元境界要素法 (BEM) を用いて G^ω を求めた (一定要素, 計算格子は CFD 解析のそれと同じ). ここで, 2次元音場の基本解 G_0^ω (グリーン関数) は, 式(3-3)で与えられる^[3-16]. なお, 式(3-2)には $|\mathbf{x}| \gg \lambda$, $|\mathbf{x}| \gg c$ のような仮定が含まれていないので, 近傍場の評価も可能である.

$$G_0^\omega(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = -\frac{j}{4} H_0^{(2)}(kr) \dots\dots\dots (3-3)$$

ここで, j は虚数単位, $H_0^{(2)}$ は0次の第2種ハンケル関数, k は波数(= ω/a_0), a_0 は静止流体中の音速, $r=|\mathbf{x}-\mathbf{y}|$ である.

式(3-2)中の G^ω は相反定理が成り立つため^[3-17], 観測点に音源を置いた時の G^ω より求めた. また, 式(3-2)中の体積積分は, CFD 解析の計算領域内にて行った. ところで, 2次元音場の G_0^ω は r が大きい場合, 式(3-4)のようになる^[3-16].

$$G_0^\omega(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \approx \frac{1}{j} \sqrt{\frac{1}{8\pi kr}} \exp[-j(kr - \frac{\pi}{4})] \dots\dots\dots (3-4)$$

この式(3-4)から「 $G_0^\omega \propto (\omega r)^{-0.5}$ 」であり, 3次元音場の「 $G_0^\omega \propto r^{-1}$ 」とは異なる. そこで, 後述する風速依存性を求める場合には, それが周波数に大きく依存するパラメータであることを踏まえ, G_0^ω の $\omega^{-0.5}$ の影響を取り除くため, $p'(\mathbf{x}, \omega)$ に $\omega^{0.5}$ を掛け合わせたことと等価な補正, すなわち, 得られた Peak SPL に「 $+20\text{Log}_{10} \omega^{0.5}$ 」のような補正を施した.

3.3.2 流れ場の解析結果

図 3-9 に, 2次元 CFD 解析より得られた R-R および Sq-Sq の $t=10 \text{ mm}$, $c=150 \text{ mm}$ における瞬時の等渦度線図を示す. 図 3-9 より, 前縁部に剥離泡および再付着の様子が窺え, 後縁からはカルマン渦列の放出が窺える.

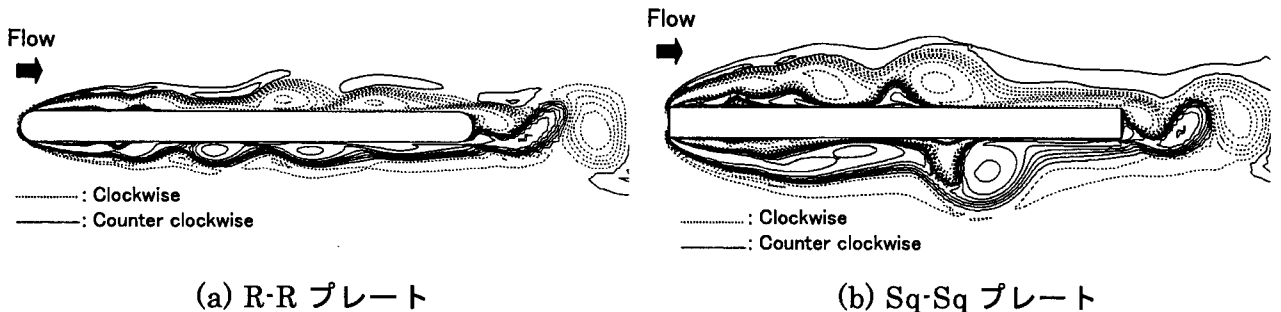


図 3-9. 瞬時における等渦度線図 (CFD 解析, $t=10 \text{ mm}$, $c=150 \text{ mm}$, $Re=20000$)

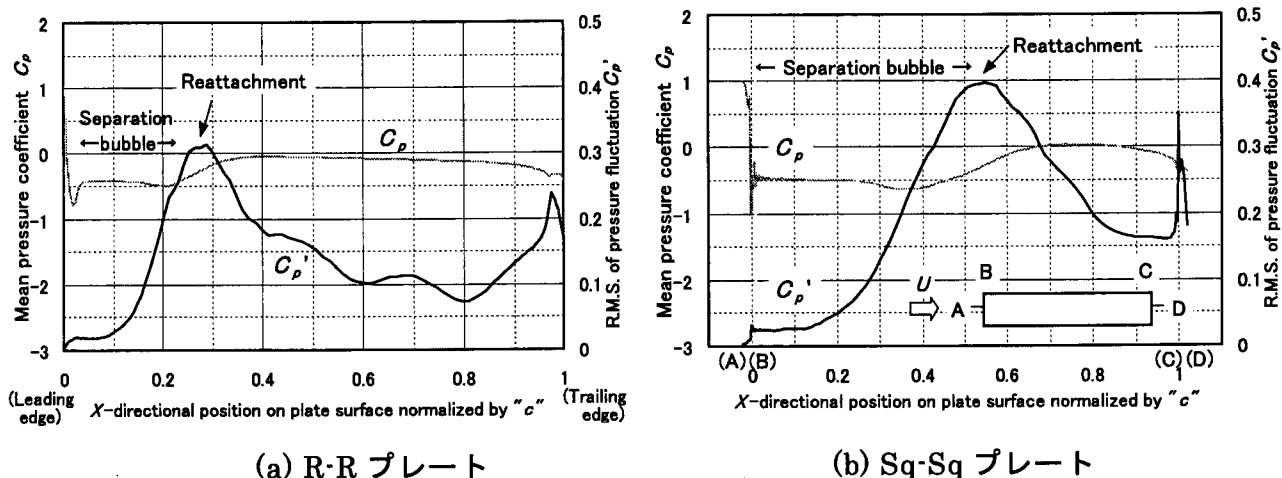


図 3-10. プレート表面の平均圧力分布 (CFD 解析, $t=10\text{ mm}$, $c=150\text{ mm}$, $Re=20000$)

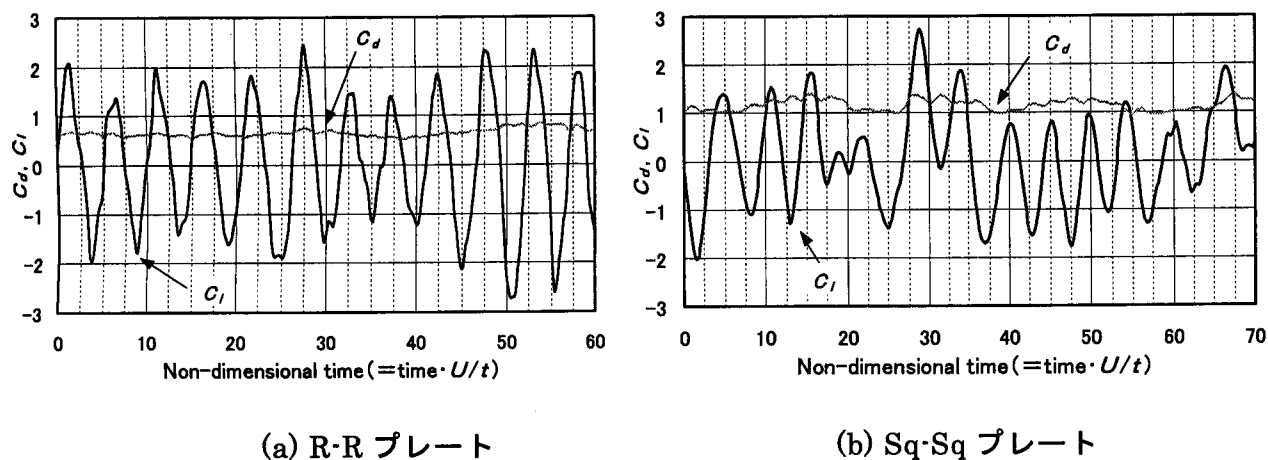


図 3-11. プレートに加わる流体力の時刻歴波形 (CFD 解析, $t=10\text{ mm}$, $c=150\text{ mm}$, $Re=20000$)

図 3-10 に、同プレート片面の表面圧力分布を示す。何れのプレートも翼弦位置 $X/c = 0.3 \sim 0.5$ において、変動圧力係数 (実効値) C_p' は大きな値を示しており、図 3-10 からプレート表面上における剥離泡の再付着位置が確認できる。これらの圧力分布は、文献 [3-2] 中の実験結果と同様の傾向であり、本解析結果の妥当性が窺える。

図 3-11 には同プレートにおける抗力係数 C_d および揚力係数 C_l の時刻歴波形を示す。ただし、図 3-11 中の C_d と C_l は、主流の動圧 ($=1/2 \rho \cdot U^2$) と厚み t で無次元化した。図 3-11 より、 C_l はほぼ周期的に変動しており、先述の定常変動の仮定が妥当であることが示され、柱状物体から放出されるカルマン渦列と同様の交番渦が生じていることがわかる。

3.3.3 音場の解析結果

図 3-12 に、本解析で得られた R-R および Sq-Sq の $t=10\text{ mm}$, $c=150\text{ mm}$ における発生音の周波数特性を、図 3-13 に Sq-Sq, $t=6\text{ mm}$, $c=150\text{ mm}$ のそれを示す。ただし、スパ

ン長は実験と同じく $L=200$ mmとし、スパン方向の物理量の変化は全て同位相であると仮定した。また、図 3-12, 図 3-13 には参考のため、2次元自由音場のグリーン関数 G_0^ω を用いた Curle の式の双極子項 (式(3-5); 定常変動のみを仮定) による解析結果 (破線で表示) も併せて示した。

$$p'(\mathbf{x}, \omega) = \frac{-jk}{4} \int_{S(y)} \frac{x_i - y_i}{r} H_1^{(2)}(kr) n_i P(y, \omega) dS(y) \quad \dots\dots\dots (3-5)$$

ここで、 P は物体表面上の圧力、 $H_1^{(2)}$ は1次の第2種ハンケル関数である。

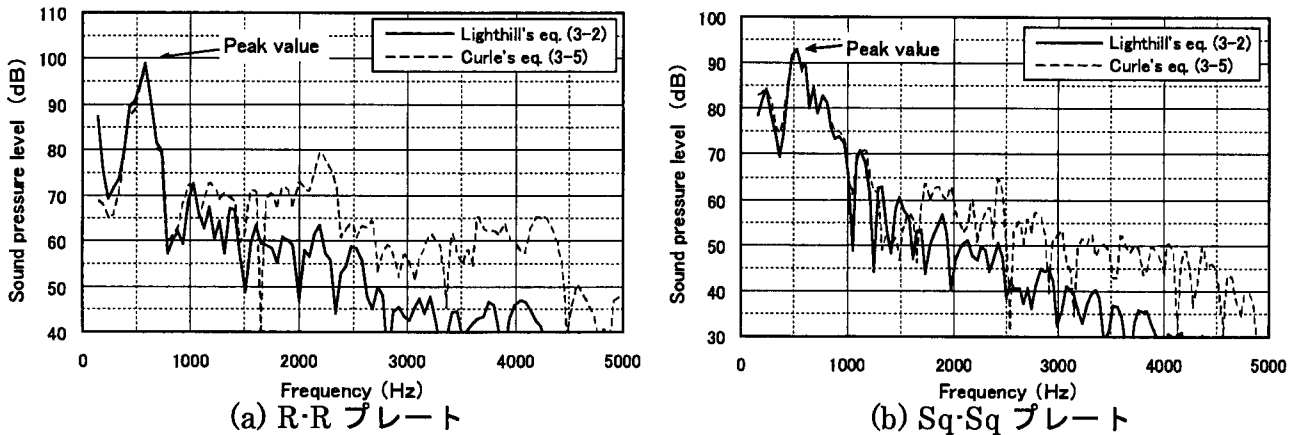


図 3-12. 空力騒音の解析結果 ($t=10$ mm, $c=150$ mm, $U=30$ m/s, $r=0.5$ m, $\theta=0$ deg.)

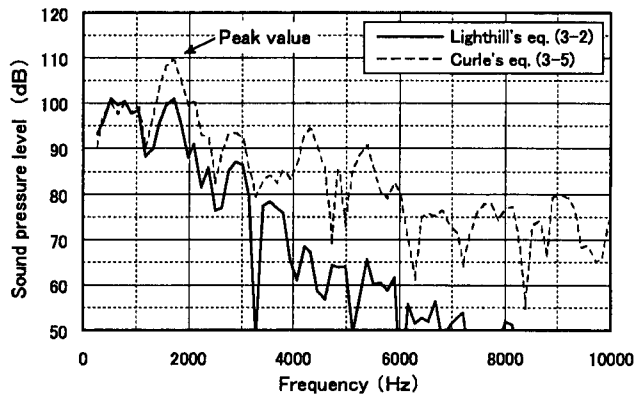


図 3-13. 空力騒音の解析結果 (Sq-Sq, $t=6$ mm, $c=150$ mm, $U=70$ m/s, $r=0.5$ m, $\theta=0$ deg.)

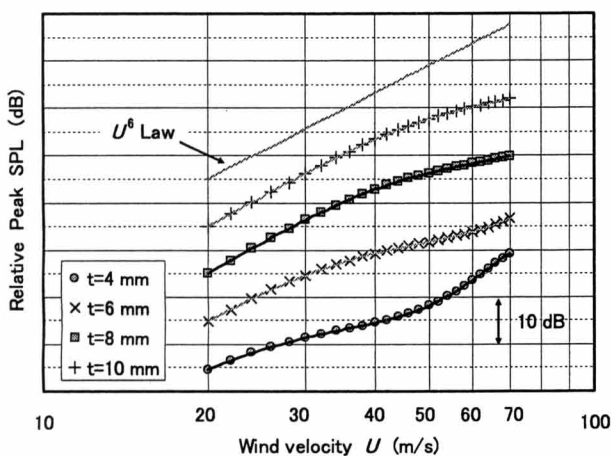
図 3-12 より、解析による発生音の周波数特性は実験 (図 3-2) と同様に卓越したピークを有している。この f_p より求めた St を表 3-2 および表 3-3 に示す。両表より、解析の St は実験のそれに比べて小さく、これは計算格子の粗さ等に起因していると思われる。また、Lighthill 方程式 (式(3-2)) と Curle の式の双極子項 (式(3-5)) による Peak SPL の比較は、図 3-12 では良く一致している。これは、本解析条件が風速の6乗則に従う範囲内 (プレートが音響的にコンパクト) にあるからである (図 3-14 中の $t=10$ mm 参照)。一方、図

表 3-2. R-R プレートの St

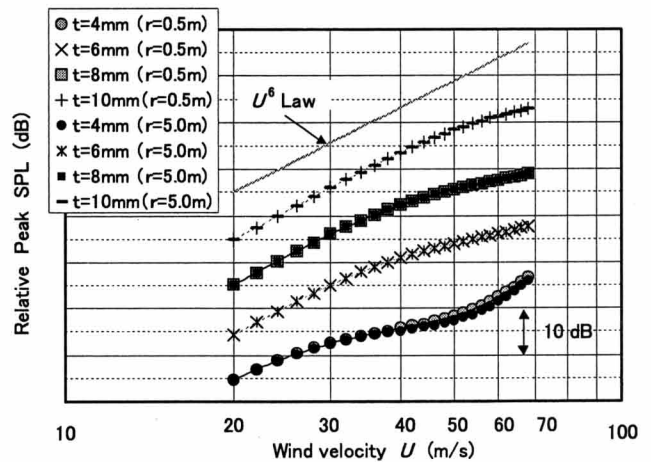
Plate spec. ($c=150$ mm)	$t=4$ mm	$t=6$ mm	$t=8$ mm	$t=10$ mm
Analysis	0.16	0.17	0.18	0.20
Experiment	0.19	0.22	0.23	0.23

表 3-3. Sq-Sq プレートの St

Plate spec. ($c=150$ mm)	$t=4$ mm	$t=6$ mm	$t=8$ mm	$t=10$ mm
Analysis	0.15	0.15	0.18	0.18
Experiment	0.19	0.20	0.20	0.20



(a) R-R プレート



(b) Sq-Sq プレート

図 3-14. 空力騒音の風速依存性 (解析, $c=150$ mm, $\theta=0$ deg.)

3-13 では 6 乗則から外れた解析条件であり (図 3-14 中の $t=6$ mm 参照), 非圧縮性流れの解に基づくため, Curle の式の双極子項による Peak SPL は, Lighthill 方程式のそれに比べて 10dB 程度大きい。

図 3-14(a),(b)にそれぞれ R-R および Sq-Sq の Peak SPL の風速依存性を示す。ただし, 流れ場の物理量は, どの U においても $Re (=U t/\nu)=20000$ の解析結果を用いた。すなわち, 「 $T_{ij}=\rho \cdot v_i v_j$ 」はどの U に対しても全く相似である。このような考え方は, 第 1 章で述べた Lighthill の音響アナロジーに立脚するものであり, 「音源としての T_{ij} が音場とは全く無関係に求められる」ことを利用したものである。本章では低マッハ数流れを扱い, 音響学的なフィードバック (流れ場と音場の連成) が顕著でない現象を扱っているため, 音響アナロジーの採用は妥当である。

ところで, 本解析は 2 次元であるため, 3 次元解析に比べて相関長さの仮定やグリーン関数の差異^[3-16]などが生じる。このため, Peak SPL は本解析と実験の比較で定量的には

一致しない。しかし、風速依存性の議論においては、Peak SPL の絶対値よりむしろ、 U の変化に対する変化量が重要である。

本解析では、 c/t については c/λ が風速依存性に及ぼす影響について調べるため、 U に対する流れ場の変化は考慮せず、相関長さをどの U でも一定とした。一方、グリーン関数の差異については、前述のように Peak SPL に「 $+20\text{Log}_{10}\omega^{0.5}$ 」の補正を施し、 $U (\propto \omega)$ の変化に対するグリーン関数の変化が3次元のそれと同じになるよう対処した。よって、図 3-14 では Peak SPL の絶対値を示していないが、相関長さを一定と仮定した場合における風速依存性の定性的な傾向は、本解析で再現できていると思われる。

図 3-14 より、 t が小さくなるにつれて Peak SPL の風速依存性は6乗則には従わず、高次の多項式で近似されるような増加傾向を示している。これは、図 3-5 (a)~(f) で示された実験結果と定性的に一致する。ただし、図 3-14 では6乗則に従わなくなる風速域が実験に比べて高い傾向が得られているが、これは解析による St が実験のそれに比べて小さいことに起因している。なお、図 3-14(b) 中には $r=5\text{m}$ の解析結果も示しており、観測位置を遠方に設定しても Peak SPL の増加傾向は変わらないと言える。

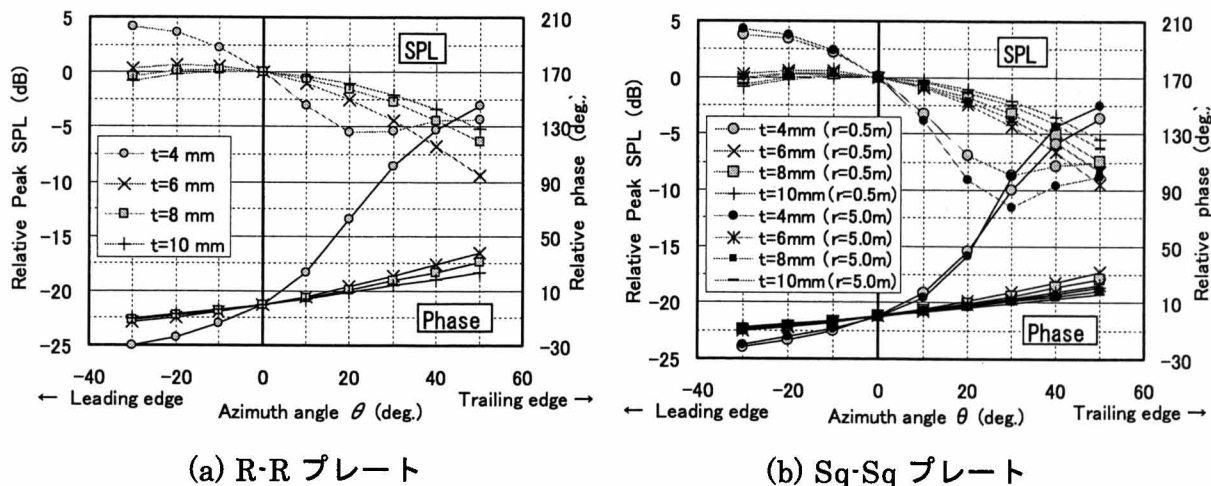


図 3-15. 空力騒音の放射指向特性 (解析, $c=150\text{ mm}$, $U=35\sim 37.5\text{ m/s}$)

以上より、流れ場が U の変化に対して相似であると仮定して風速依存性を求めても、実験結果と同様に t が小さくなるにつれて6乗則には従わない傾向が得られていることから、 c/λ は風速依存性を支配する主要なパラメータであると考えられる。

図 3-15(a),(b) にそれぞれ R-R および Sq-Sq の Peak SPL の放射指向特性を示す。ただし、図 3-15 では発生音の f_p を実験と一致させるため、解析による St が実験に比べて 15~20% 程度小さいことを考慮して、図 3-15(a) では解析時の風速を $U=30/0.85\approx 35\text{ m/s}$ 、図 3-15(b) では $U=30/0.8=37.5\text{ m/s}$ とした。ところで、本解析では静止した媒質の波動方程式から

グリーン関数を求めているため、音波が主流に流される効果、すなわちドップラー効果の影響は含まれていない。例えば、図 3-15 中の音圧値分布は、図 3-7 のそれと比較して定性的にはほぼ良く一致しており、別途検討した結果からもドップラー効果の影響は小さかった。一方、位相分布については音速の変化に起因していることから、ドップラー効果の影響を受けやすいと考えられる。そこで、以下ではこれについて考察する。

ドップラー効果を考慮した音速 a_0' は、 $a_0' = a_0 (1 - U/a_0 \cdot \cos \phi)$ のように見積もることができる^[3-18]。ただし、方位角 ϕ はプレートの前縁を 0 度、後縁を 180 度とする。本実験では $U = 30 \text{ m/s}$ 、 $U/a_0 \approx 0.09$ 、 $\phi = 60 \sim 140$ 度であるため、 $a_0'/a_0 \approx 0.96 \sim 1.07$ となる。ドップラー効果による位相の誤差 $\Delta\phi$ は、 $\Delta\phi = \omega r (1/a_0 - 1/a_0')$ のように見積もることができる。そこで、誤差が最も大きいと考えられる $t = 4 \text{ mm}$ のプレートを探り挙げ、 $f_p = 1400 \text{ Hz}$ 、 $r = 0.5 \text{ m}$ 、 $a_0'/a_0 = 1.07$ ($\phi = 140$ 度、 $\theta = 50$ 度を仮定) を代入すると、 $\Delta\phi \approx 48$ 度となる。すなわち、図 3-7 中の $t = 4 \text{ mm}$ 、 $\theta = 20 \sim 50$ 度では、位相が解析結果 (図 3-15) に比べて $20 \sim 48$ 度大きくなっていると考えられる。

例えば、実験で得られた図 3-7(b) と解析で得られた図 3-15(b) 中の $t = 4 \text{ mm}$ における位相の比較を行うと、 θ が大きいほど実験の位相は解析のそれより大きな値となっており、その差異も上述の推算値に近い。よってこれは、ドップラー効果の $\Delta\phi$ によるものと考えられる。また、 $t = 6 \text{ mm}$ で見られる実験と解析の位相の差異も、同様に $\Delta\phi$ によるものと考えられ、一方で $t = 8 \text{ mm}$ 、 10 mm では f_p が低くなるため、 $\Delta\phi$ は小さい。しかしながら、位相分布についても定性的な傾向は図 3-15 と図 3-7 の比較でほぼ良く一致しており、本解析は実験結果を定性的に再現できていると思われる。なお、図 3-15(b) 中には $r = 5 \text{ m}$ の解析結果も示しており、観測位置を遠方に設定しても放射指向特性は殆ど変わらないと言える。

ところで、本解析で求めた Sq-Sq の風速依存性および放射指向特性は、R-R の解析結果と比較して同様の傾向である。すなわち、解析においても両特性は前後縁形状に依存せず、音響学的観点より見かけ上の音源位置は同じであることが推測される。

3.3.4 Lighthill 音源の分布

本項では、Lighthill 方程式 (式(3-2)) 中の音源パラメータである $\partial^2 T_{ij}^{\omega} / \partial y_i \partial y_j$ (以下、 T_{ij}^{ω} と略す) の分布を用いて、音源の寄与度などを詳細に調べる。

図 3-16 に、R-R および Sq-Sq の $t = 10 \text{ mm}$ 、 $c = 150 \text{ mm}$ のピーク周波数 f_p における $|T_{ij}^{\omega}|$ の分布を示す。 T_{ij}^{ω} は複素パラメータであり、 $|T_{ij}^{\omega}|$ は $Y = 0$ を境にしてほぼ対称な分布を示している (図 3-16)。また、ここでは割愛したが、 T_{ij}^{ω} の位相分布は上面側と下面側で 180 度の位相差があり、これにより基本的には双極子形の放射指向性が形成される。

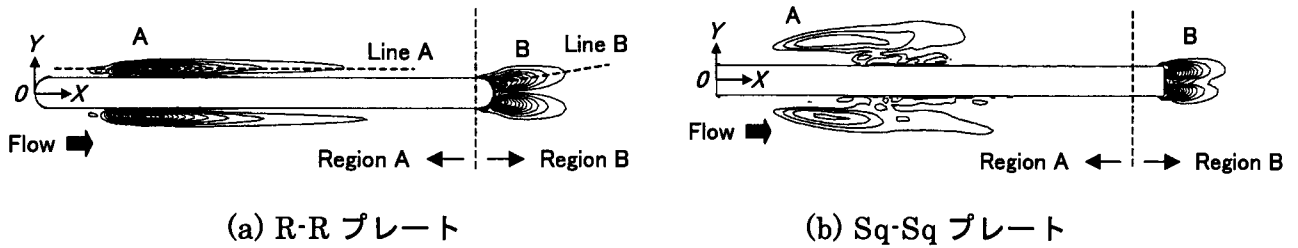


図 3-16. f_p における Lighthill 音源の分布 (CFD 解析, $t=10$ mm, $c=150$ mm, $Re=20000$)

図 3-16(a)中の $|T_{ij}^{\omega}|$ は、剥離泡の再付着部 (A 部) と交番渦の放出部 (B 部) の 2 箇所で大きな値を示している。同様に、図 3-16(b)中の $|T_{ij}^{\omega}|$ も、前縁からの剥離渦が流れ方向に分裂する領域 (A 部) と交番渦の放出部 (B 部) の 2 箇所に主な分布が見られる。これら $|T_{ij}^{\omega}|$ の分布を、プレート表面上の C_p' 分布 (図 3-10 参照) と照合すると、 $|T_{ij}^{\omega}|$ の大きな位置やその近辺で C_p' も大きな値を示している。すなわち、 C_p' は $|T_{ij}^{\omega}|$ と関連の強いパラメータであることが窺える。

ところで、Lighthill 方程式 (式(3-2)) によれば、発生音 $p'(\mathbf{x}, \omega)$ は分布する T_{ij}^{ω} とグリーン関数 G^{ω} を乗じて、それらを積算することにより求まる。 T_{ij}^{ω} は流れ場のみ依存するパラメータであるが、 G^{ω} は観測点の位置や f_p に依存する音場のパラメータであり、 G^{ω} の分布を考慮して、 T_{ij}^{ω} が $p'(\mathbf{x}, \omega)$ に及ぼす影響を厳密に検討しようとする、普遍的な知見を得ることが困難となる。図 3-17 には一例として、 $t=10$ mm, $c=150$ mm の Sq-Sq プレートを採り挙げ、代表的な遠方場での観測位置を $r=5.0$ m, $\theta=0$ 度とし、 $f_p=525$ Hz ($U=30$ m/s を仮定) とした場合のプレート周りにおける G^{ω} 分布を示す。図 3-17 と図 3-16 を照合する限り、プレート近傍における G^{ω} は、主要な T_{ij}^{ω} が分布する局所的な範囲内 (具体的には図 3-16 中の A 部および B 部) では急峻な変化が見られず、 G^{ω} の絶対値およびプレート上面側/下面側での位相差も概ねほぼ同様の値である。すなわち、近似的には G^{ω} の影響を無視できると考えられる。そこで、本項では近似的ではあるものの、 T_{ij}^{ω} 分布のみから、A 部および B 部の T_{ij}^{ω} が発生音に及ぼす影響について調査した。なお、前述のように、Curle の式 of 双極子項で音源となる C_p' と T_{ij}^{ω} が関連の強いパラメータであると窺えることから、発生音の音源分布として T_{ij}^{ω} のみに着目するのは妥当であると考えられる。

表 3-4 および表 3-5 に、それぞれ R-R と Sq-Sq のプレートに対する、領域 A および領域 B (図 3-16 参照) における T_{ij}^{ω} の音場への寄与度を調べた結果を示す。表 3-4, 表 3-5 中の σ は、式(3-6)で定義されるパラメータであり、単位 $|T_{ij}^{\omega}|$ 当たりの放射音寄与度と見なすことができる。すなわち、 σ が大きいほど正味の音源強度が大きいことを表す。

$$\sigma = \frac{\left| \int T_{ij}^{\omega} dV \right|}{\int |T_{ij}^{\omega}| dV} \quad \text{for } Y \geq 0 \quad \dots\dots\dots (3-6)$$

表 3-4, 表 3-5 の最右列より, 数値|A| (領域 A のみの $\int |T_{ij}^{\omega}| dV$) は|B|より若干大きく, 位相を考慮しない場合の音源強度は, 領域 A の方が若干大きい. しかし, 位相を考慮した領域 A における正味の音源強度「 $20\text{Log}_{10} \sigma$ 」は領域 B のそれに比べてかなり小さいため, 結局, 領域 B の T_{ij}^{ω} が発生音に寄与する. 例えば, 表 3-5 中の $t=4\text{ mm}$ では, 領域 B と領域 A の音源強度「 $20\text{Log}_{10} \sigma$ 」の dB 差は「 $-30 - (-53) = 23\text{ dB}$ 」であり, 領域 B の単位 $|T_{ij}^{\omega}|$ 当たりの発生音が領域 A より 23dB 大きいことを示している. しかし, 「 $20\text{Log}_{10}(|A|/|B|)$ 」では領域 A が 7 dB 大きいので, これらの値を用いて発生音の比較を概算すれば, 後縁部 (領域 B) は前縁部 (領域 A) より 16 (=23-7) dB 大きな音を放射していると考えることができる. すなわち, 音場を支配する見かけ上の音源は, R-R および Sq-Sq とともに後縁部に存在し, 音源位置はプレートの前後縁形状によらないと言える. なお, 表 3-4 中の「 $20\text{Log}_{10}(|A|/|B|)$ 」において, $t=4\text{ mm}$ のみ値が小さいのは, R-R では前縁での剥離泡が小さく, したがって A 部の T_{ij}^{ω} も小さいからである.

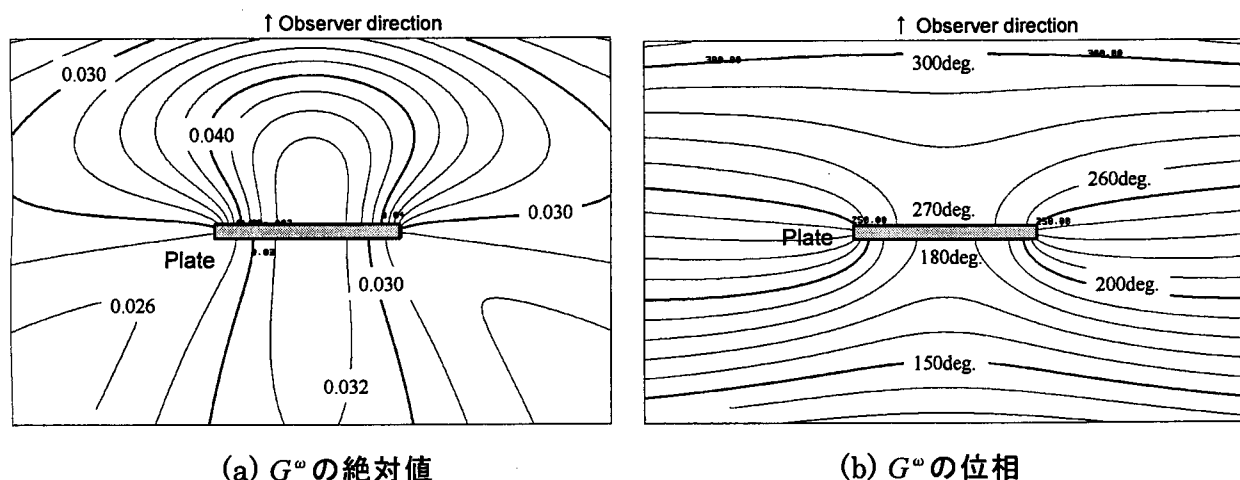


図 3-17. G^{ω} の分布 ($t=10\text{ mm}$, $c=150\text{ mm}$, $r=5.0\text{ m}$, $\theta = 0\text{ deg.}$, $f_p=525\text{ Hz}$ ($c/\lambda \doteq 0.23$))

表 3-4. f_p における Lighthill 音源の寄与度調査結果 (R-R プレート)

Plate spec. ($c=150\text{ mm}$)	20 Log ₁₀ (σ) at f_p		20 Log ₁₀ ($ A / B $)
	Region A	Region B	
$t=4\text{ mm}$	-36 dB	-28 dB	-25 dB
$t=6\text{ mm}$	-48 dB	-26 dB	0 dB
$t=8\text{ mm}$	-47 dB	-24 dB	3 dB
$t=10\text{ mm}$	-46 dB	-22 dB	5 dB

* $|A|$ and $|B| = \int |T_{ij}^{\omega}| dV$ for Region A, B at f_p , respectively.

表 3-5. f_p における Lighthill 音源の寄与度調査結果 (Sq-Sq プレート)

Plate spec. ($c=150$ mm)	20 Log ₁₀ (σ) at f_p		20 Log ₁₀ ($ A / B $)
	Region A	Region B	
$t=4$ mm	-53 dB	-30 dB	7 dB
$t=6$ mm	-39 dB	-23 dB	7 dB
$t=8$ mm	-44 dB	-25 dB	6 dB
$t=10$ mm	-37 dB	-24 dB	5 dB

* $|A|$ and $|B| = \int |T_{ij}^{\omega''}| dV$ for Region A, B at f_p , respectively.

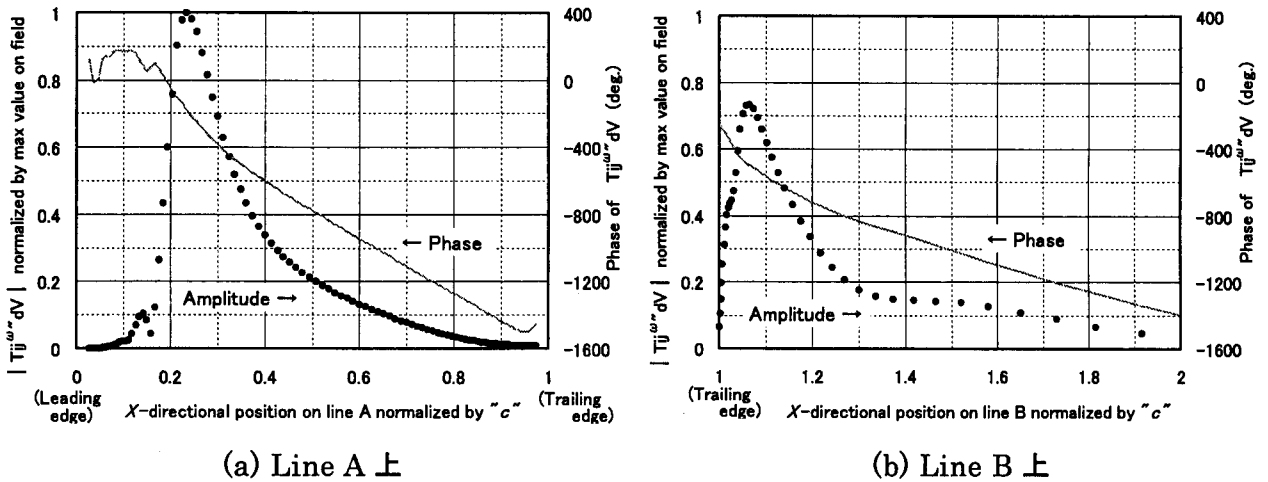


図 3-18. f_p における $|T_{ij}^{\omega''}|$ と $T_{ij}^{\omega''} dV$ の位相分布 (R-R, $t=10$ mm, $c=150$ mm, $Re=20000$)

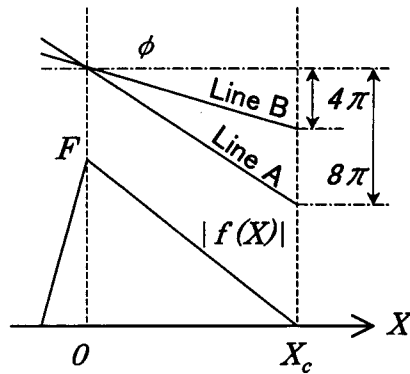


図 3-19. $T_{ij}^{\omega''} dV$ の分布を簡易モデル化した関数 $f(X)$

さらに $T_{ij}^{\omega''}$ の詳細な分布を調べるため、R-R プレートを例に採り、図 3-16(a)中の Line A および Line B 上における $|T_{ij}^{\omega''} dV|$ と $T_{ij}^{\omega''} dV$ の位相を求めた (図 3-18 参照)。Line A 上 (図 3-18 (a)) と Line B 上 (図 3-18 (b)) における位相変化の様子を比較すると、Line A 上の位相勾配は Line B 上のそれに比べて 2 倍程度大きい。この流れの変動に基づく位相勾配 (以下、 ϕ' と称す) は渦の移流速度 U_c に依存していると考えられ^[3-19]、 ϕ' と U_c の関係は次式のようなになる。

$$\phi' = \frac{d\phi}{dX} = \frac{d\phi}{d\tau} \frac{1}{dX/d\tau} = \frac{1}{U_c} \frac{d\phi}{d\tau} = \frac{\omega}{U_c} \left(\because \frac{dX}{d\tau} = U_c \right) \dots\dots\dots (3-7)$$

ただし、 ϕ は位相 (rad.) であり、 τ は時間 (sec.) を表す。したがって、 St を用いて式(3-7)を変形すると、 U_c は $\omega = 2\pi St U/t$ の関係を用いて、以下の式より求めることができる。

$$\frac{U_c}{U} = \frac{2\pi \cdot St}{\phi' \cdot t} \dots\dots\dots (3-8)$$

式(3-8)と図 3-18 中の ϕ' より U_c を計算すると、Line A 上では $\phi' \approx 0.23 \text{ rad./mm}$ 、Line B 上では $\phi' \approx 0.12 \text{ rad./mm}$ であり、 $St=0.20$ (表 3-2 参照)、 $t=10 \text{ mm}$ であるから、Line A 上では $U_c \approx 0.5U$ 、Line B 上では $U_c \approx 1.0U$ となる。すなわち、A 部では U_c が遅いために T_{ij}^{ω} の位相空間変化が急峻になり、 T_{ij}^{ω} は相殺されやすい。一方、B部では U_c がA部の2倍程度速いため、 T_{ij}^{ω} の位相空間変化は緩やかで、 T_{ij}^{ω} は相殺され難い。この相殺現象を極めて簡単なモデルにより概念的な説明を試みると、以下のようになる。

すなわち、Line A および Line B 上の $T_{ij}^{\omega} dV$ 分布を次式のような複素形式の関数 $f(X)$ で表記する。

$$f(X) = F(1 - X/X_c) \exp[-i\phi'X] \dots\dots\dots (3-9)$$

式(3-9)は図 3-19 に示す $0 \leq X \leq X_c$ で定義される関数であり、 ϕ の変化量は図 3-18 よりほぼ 4π および 8π のように見積もれる。また、式(3-9)は図 3-18 における $|T_{ij}^{\omega} dV|$ の最大値より右側の領域をモデル化している。式(3-9)を区間 $[0, X_c]$ で積分すると、Line A および Line B 上のどちらも次式となる。

$$\left| \int_0^{X_c} f(X) dX \right| = F / \phi' \dots\dots\dots (3-10)$$

よって、式(3-10)より ϕ' が大きいほど式(3-6)の積分値は小さくなり、したがって、空間の位相変化が大きいほど、 T_{ij}^{ω} は相殺されやすいことがわかる。なお、以上の議論は、図 3-18 における $|T_{ij}^{\omega} dV|$ の最大値より左側の領域においても同様のことが言える。また、 $f(X)$ をさらに高次の関数で表し、積分区間も厳密に与えれば、表 3-4 と同様の傾向が得られることを付記しておく。以上のような理由に基づき、再付着部の $|T_{ij}^{\omega}|$ が後縁部のそれとほぼ同じ大きさであっても、発生音への寄与度は小さくなると考えられる。

ところで、再付着部の C_p' は後縁部のそれと同程度の大きさであるが、遠く離れた観測位置での音圧とプレート表面上の変動圧力の相互相関を求めると、再付着部ではなく、後縁に近づくほど相関は強くなるという実験結果が示されている^[3-2]。本解析では先に述べたように、 T_{ij}^{ω} と C_p' の相関が強く、ここでは詳細を割愛したが、プレート表面の C_p' においても T_{ij}^{ω} と同様の相殺現象が見られた。すなわち、再付着部の C_p' は比較的大きな値を示す

が、翼弦方向の位相変化が $T_{ij}^{(0)}$ と同様に急峻であるため、相殺されやすい。よって、再附着部 C_p' の揚力変動 Cl_{rms} への寄与度は小さくなり、後縁近傍の C_p' が Cl_{rms} に大きく寄与する。図 3-12 に示したように、 $T_{ij}^{(0)}$ を音源とする Lighthill 方程式および Cl_{rms} を音源とする Curle の式より求めた両 Peak SPL は、物体が音響的にコンパクトと見なせる条件下で良い一致を示しており、このことから $T_{ij}^{(0)}$ と C_p' で音源領域が一致する傾向が得られるのは妥当である。

3.4 ダイポール音源とプレートによるモデルの音場解析および考察

本節では、空力騒音の音場を模したダイポール音源とプレートで構成されるモデルの音場解析より、 c/λ がプレート周りの音圧分布に及ぼす影響を調べる。

3.4.1 解析モデルの概要

これまでの議論より、空力騒音の音場を支配する見かけ上の音源は、縁形状によらず後縁部に存在することがわかった。そこで、本節では空力騒音のモデルとして、図 3-20 に示すようなダイポール音源（後縁側）とプレートで構成されるシンプルな音響解析モデルを用いる。そして、境界要素法（BEM）を用いた 2 次元音場解析により、 c/λ がプレート周りの音場に及ぼす影響を調べ、考察を行う。

ダイポール音源の位置は、これまでに示した R-R および Sq-Sq の Lighthill 音源分布（後縁部）とほぼ整合し、かつ分布を代表するような位置を選んだ。ただし、プレートは Sq-Sq, $t = 10 \text{ mm}$, $c = 150 \text{ mm}$ を仮定し、ダイポールは各々単位強度で、互いに逆相となる 2 つの集中音源から成る。また、ここではダイポール音源により励起された、プレート表面上の変動圧力によって生じる音（散乱音）を評価する。すなわち、低マッハ数流れにおいては、通常、本質的な空力音源 $T_{ij}^{(0)}$ （本モデルではダイポール音源）からの直達音は、散乱音と比較して無視できる程小さいからである^[8-13]。そこで、図 3-20 の音場解析モデルで BEM により求めたプレート表面圧力（圧縮性の変動圧力）を、Curle の式の双極子項（式(3-5)）に代入することにより、プレート周りの散乱音場（直達音を含まない SPL）を求めた。

3.4.2 解析結果および考察

図 3-21(a),(b)に、 c/λ をそれぞれ 0.05～0.5 と 0.6～1.6 まで変化させた場合の放射指向特性を示す。本解析モデルに基づく散乱音場の音圧レベル分布は、プレートを境にして上下対称であり、遠方場についても調べるため、図 3-21(a),(b)の上半分は $r = 0.5 \text{ m}$ 、下半分

は $r = 5 \text{ m}$ のように観測位置を設定した．ところで，1つの双極子による遠方場での音圧値 p' は「 $p' \propto \omega$ 」であり，さらに2次元音場では「 $G_0^{\omega} \propto \omega^{-0.5}$ 」^[3-16]であるから，結局「 $p' \propto \omega^{0.5}$ 」となる．そこで，図 3-21(a),(b)は ω の影響を排除すべく，図中の音圧レベルには「 $-20\text{Log}_{10} \omega^{0.5}$ 」の補正を施した．これにより，音場が双極子形の放射指向特性を有し，Peak SPL が風速の6乗則に従う（プレートが音響的にコンパクトである）範囲では，補正した音圧レベルおよび音圧分布が ω によらずほぼ一定となる．

図 3-21(a)より， $c/\lambda \leq 0.3$ では双極子形の放射指向特性をほぼ満足しており，揚力方向位置 ($\theta = 0$ 度) における音圧レベルは， c/λ の変化に対して1～2 dB の差異が見られる程度である．しかし， $c/\lambda \geq 0.4$ では c/λ の増加に対して音圧の最大位置が徐々に前縁側に傾き，さらには花びら状の複雑な放射指向特性を示す（図 3-21(b)）．すなわち，空力騒音の場合は U が大きくなるにつれて c/λ も大きくなり，揚力方向の観測位置では花びら状の音圧分布の山と谷を繰り返して経験するため，風速依存性には起伏が生じ，複雑な増加傾向を示す（図 3-22 参照）．以上の傾向は，観測位置がプレートより遠方でも近傍と変わらない．ところで，図 3-7 および図 3-15 中の $t = 4 \text{ mm}$ ($c/\lambda = 0.63$) では，放射指向特性が双極子形から四極子形へと遷移する c/λ であるため（図 3-21(b)参照），他の t に比べて Peak SPL および位相の分布が異なることがわかる．

以上の解析結果より，双極子形の放射指向特性が成立しなくなる（プレートが音響的に非コンパクトとなる）限界の c/λ は，おおよそ「 $c/\lambda > 0.3$ 」である．これは 3.2.2 項の風洞実験結果より得られた，風速の6乗則に従わなくなる限界値とほぼ一致しており，実験による限界値が妥当であることを裏付けている．さらに，この限界値は，Howe による有限弦長翼を対象とした解析解^[3-20]とも良く一致しており，本限界値の妥当性が窺える．なお，ここでは割愛したが，ダイポール音源の配置を図 3-20 より若干変化させ，さらにプレートの c/t や縁形状を変えて評価しても，上述の傾向や限界値は変わらないことを確認している．

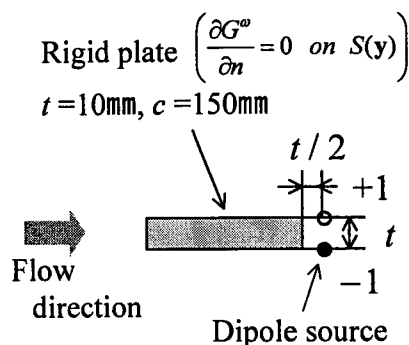
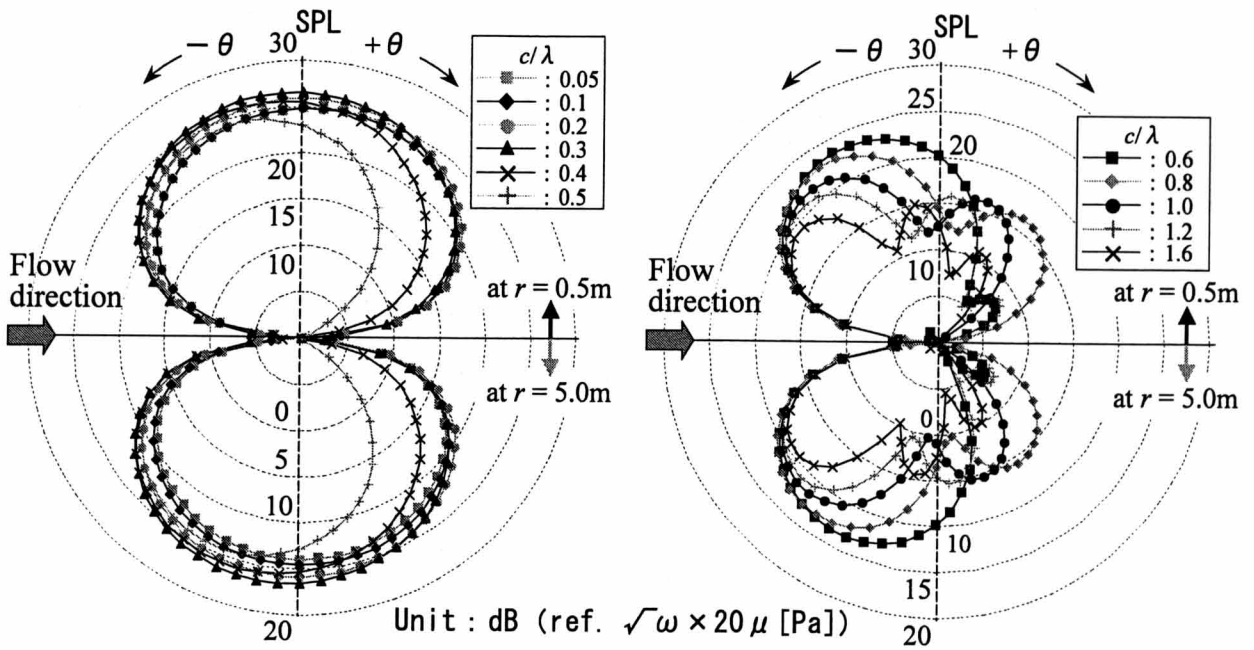


図 3-20. 空力騒音の解析モデル



(a) $c/\lambda = 0.05 \sim 0.5$

(b) $c/\lambda = 0.6 \sim 1.6$

図 3-21. 種々 c/λ に対する空力騒音 SPL (散乱音) の放射指向特性

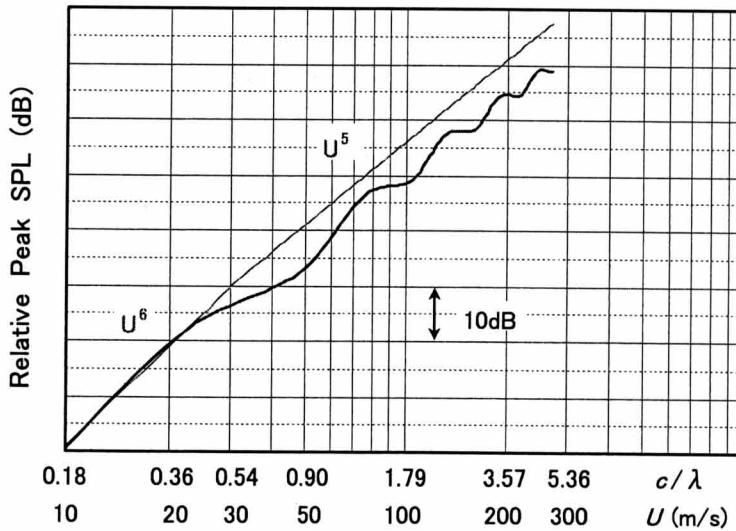


図 3-22. 式(3-2)による空力騒音の風速依存性 (R-R, $t=4 \text{ mm}$, $c=150 \text{ mm}$, $r=0.5\text{m}$, $\theta=0\text{deg.}$)

3.5 結言

本章では、弦長 c と厚み t を広範囲に組み合わせ、前後縁の形状も半円形のみならず、角切り形で構成される種々のプレートを用いて系統的な風洞実験を行い、離散周波数音の音響特性 (St , 風速依存性, 放射指向特性など) 把握を試みた。従来、柱状物体を採り挙

げた研究例は数多く、音響特性に関するデータも幾つか存在するが、本章のように多数の供試プレートを用い、種々の音響特性について調べた研究例は見当たらない。

また、Lighthill 方程式に基づく発生音の解析を行い、風速依存性、放射指向特性および Lighthill 音源分布を詳細に調べた。さらに、 c/λ がプレート周りの音場に及ぼす影響についても調べた。空力騒音についてここで示したような、Lighthill 方程式に基づく解析例は少なく、種々の音響特性を求めた研究例も見当たらない。

本章で得られた知見を、以下にまとめて示す。

- (1)発生音の波長 λ と c の比 c/λ が大きくなるような場合、音波のプレート自身による回折や反射（散乱）が複雑化するため、風速依存性は円柱などで見られる6乗則には従わず、高次の多項式で近似されるような複雑な増加傾向を示した。また、双極子形の放射指向特性には、音圧の最大値が前縁側に偏る傾向が見られた。以上のような現象は、物体が音響的に非コンパクトになったことに起因している。
- (2)発生音の風速依存性および放射指向特性は、実験と解析の比較で定性的に良い一致を示し、解析の妥当性が示された。また、物体が音響的にコンパクトとみなせる条件下では、Lighthill 方程式および Curle の式の双極子項による発生音の解析結果は良い一致を示した。ただし、流れの解析に圧縮性を考慮したものを採用すれば、物体のコンパクト性の可否に限らず、Lighthill 方程式と Curle の式による音圧値は理論的に一致するはずである。すなわち、Curle の式の双極子項を用いて空力騒音を解析的に評価する場合、流れの解析における圧縮性の有無は非常に重要であり、非圧縮性解析の場合は「物体が音響的にコンパクト」となる条件下でのみ、妥当な解を得ることができる。物体が非コンパクトとなる場合には、(Howe が指摘したように)本章のように Lighthill 方程式を用いるか、あるいは圧縮性の流れ解析（+Curle の式）を行う必要がある。
- (3)解析により、Lighthill 音源 T_{ij}^{ω} とプレート表面上の変動圧力 C_p' を求めたところ、両パラメータともに、①剥離泡の再付着部、②後縁側にあるカルマン渦列の放出部、の2箇所で大きな値を示し、 T_{ij}^{ω} と C_p' が相関の強いパラメータであることがわかった。
- (4)風速依存性および放射指向特性は、実験と解析の双方において、プレートの前後縁形状によらず同様の傾向を示した。すなわち、音場を支配する見かけ上の音源位置は、音響学的観点から縁形状によらず同じであることが推測された。そこで、Lighthill 音源 T_{ij}^{ω} を用いて、上記①と②の発生音に対する寄与度を調べたところ、見かけ上の音源は、角切り形と半円形のいずれの縁形状も同様で、従来言われている後縁部（②）に存在することがわかった。
- (5)実験による風速依存性およびダイポール音源とプレートによる音場解析結果より、実用的な範囲で発生音の風速依存性が6乗則に従わなくなる（プレートが音響的に非コンパ

クトとなる) おおよその限界条件を求めると、「 $c/\lambda > 0.31 \approx 1/\pi$ 」であった。また、音場解析によれば、上述の限界条件は遠方場においても成り立つ。この限界条件を超えた場合、発生音の放射指向特性は単純な双極子形から花びら状の多重極形へと変化するため、風速依存性も複雑に変化する。

本章では、研究の足掛かりとして、2次元解析によりプレートの空力騒音の発生現象について究明してきたが、今後はここで得られた知見を基に、3次元解析へとステップアップし、空力騒音の定量的な予測精度向上を目指して研究を進めて行く予定である。

第3章の参考文献

- [3-1] 深野徹, A.A.タルクダル, 高津恭, 高松康生, 一様流中に流れに沿って置かれた平板から発生する離散周波数騒音に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, 51-468 (昭60-8), pp.2505-2514.
- [3-2] 村松久巳, 富田幸雄, 稲垣進, 剥離流れに伴う騒音に関する研究 (第3報, 平板の騒音低減化と流れ場の関係), ターボ機械, 第17巻-第4号 (1989-4), pp.222-231.
- [3-3] 田中周治, 磯野勝朝, 離散周波数騒音を発生する平板翼まわりの流れ場と騒音の発生機構に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, 65-633 (1999-5), pp.1671-1679.
- [3-4] 青木誠, 石原国彦, エオルス音の予測に関する研究 (断面形状が発生音に及ぼす影響), 日本機械学会論文集 B 編, 65-636 (1999-8), pp.2748-2754.
- [3-5] 藤田肇, 白石純一, 栗田健, 丸田芳幸, 山田彰二, 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, 風洞測定部壁面の端板効果と壁面材料の検討), 日本機械学会論文集 B 編, 62-593 (1996-1), pp.187-193.
- [3-6] 秋下貞夫, 一様流中に置かれた翼による騒音 (第2報, 周期性騒音), 日本機械学会論文集 B 編, 47-424(昭56-12), pp.2243-2252.
- [3-7] R.Parker, and M.C.Welsh, Effects of sound on flow separation from blunt flat plates, *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol.4-No.2(1983-6), pp.113-127.
- [3-8] 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, 丸善 (1987), pp.366.
- [3-9] H.H.Bruun, and P.O.A.L.Davies, An experimental investigation of the unsteady pressure forces on a circular cylinder in a turbulent cross flow, *Journal of Sound and Vibration*, 40-4 (1975), pp.535-559.
- [3-10] B.J.Vickery, Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.25-part 3(1966), pp.481-494.
- [3-11] P.W.Bearman, and E.D.Obasaju, An experimental study of pressure fluctuations on fixed and oscillating square-sectioned cylinders, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.119 (1982), pp.297-321.
- [3-12] 橋口真宜, 桑原邦郎, 円柱をすぎる非圧縮性流れの数値計算, 日本航空宇宙学会-第27期年会講演会講演論文集(1996), pp.96-97.
- [3-13] M.S.Howe, Trailing edge noise at low Mach numbers, *Journal of Sound and Vibration*, 225-2 (1999), pp.211-238.
- [3-14] M.E.Goldstein, 今市憲作・辻本良信 訳, 流体音響学, 共立出版 (1991), pp.183-188.
- [3-15] 川添博光, 中村佳朗, 池田義行, ジェットせん断層とホールエッジによる空力音の Green 関数を用いた評価, 第29回・乱流シンポジウム講演論文集 (1997-7), pp.235-236.
- [3-16] 田中正隆, 田中道彦, 境界要素解析の基礎, 培風館 (1984), pp.161-168.
- [3-17] 日本流体力学会編, 流体力学ハンドブック, 丸善 (1987), pp.353-375.
- [3-18] O.Inoue, and N.Hatakeyama, Sound generation by a two-dimensional circular cylinder in a uniform flow, *Journal of Fluid Mechanics*, 471(2002), pp.285-314.
- [3-19] Y.Nakamura, Y.Ohya, and H.Tsuruta, Experiments on vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.222(1991), pp.437-447.
- [3-20] M.S.Howe, Edge-source acoustic Green's function for an airfoil of arbitrary chord, with application to trailing-edge noise, *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics*, 54(1) (2001), pp.139-155.

第4章 スプリッタプレートのエオルス音発生機構に及ぼす影響

4.1 緒言

第2章で述べたように、流れの中に円柱を置くとカルマン渦列が生じ、それに起因する空力騒音（エオルス音）が発生する。このエオルス音を抑制するために、円柱背後にスプリッタプレートと呼ばれるデバイスを取り付け、カルマン渦列の放出を制御する方法がよく知られている。本章では、このスプリッタプレートがエオルス音発生機構に及ぼす影響について述べる。

文献[4-1]によれば、円柱背後に取り付けるスプリッタプレートの長さは、円柱径の4～5倍で低減効果があるとされている。また、スプリッタプレートの発生音抑制効果を実験的に調べた研究例もある[4-2]。しかし、文献[4-1]には実験データが記載されておらず、また、文献[4-2]による実験では、スプリッタプレート長を円柱径の3倍までしか扱っていないので、スプリッタプレート長がさらに長い場合のエオルス音に与える影響は不明である。さらに、スプリッタプレート周りの流れに関しては、スプリッタプレート長が背圧係数およびストロハル数に与える影響[4-3]、[4-4]、流体力や後流構造に与える影響[4-5]などを調べた研究例があるが、発生するエオルス音について詳しく調べた研究は殆ど見当たらない。

エオルス音の発生は環境騒音の観点から好ましくなく、様々な流体機械でしばしば問題となる。スプリッタプレートによる騒音抑制は比較的簡易な手法であるため、有効な手段であると考えられる。よって、スプリッタプレートによる騒音低減指針を具体的に知る必要があり、それらの知見を基に効果的な騒音対策を図るべきである。

そこで、本章ではスプリッタプレート長を円柱径の10倍まで変えて、円柱両端部の端板（第2章、第3章で使用した音響透過性のもの）を外した場合における風洞実験を実施した。その結果、発生音を抑制する最適なスプリッタプレート長を知ることができた。さらに、スプリッタプレート長がある範囲の値のとき、極めて大きなエオルス音が発生し、種々の実験的考察の結果、この大きな音は自励的励振機構によるものであることがわかった。以下にこれらの内容について述べる。

4.2 実験方法の概要

4.2.1 実験装置

本章で用いた低騒音風洞は、第2章および第3章で使用したのと同じであるので、こ

ここではその詳細を割愛する。ノズル吹き出し口の基本寸法は、200 mm（高さ W ）×200 mm（幅）であり、一部の試験では 400 mm（高さ W ）×100 mm（幅）の吹き出し口も使用した。なお、供試体の両端部には前述のように、端板は装着しなかった。これは、例えば供試体が車両のパンタグラフや橋梁のトラスで使用される柱状物体のように外部流に曝され、その両端部に流れの2次元性を増すような物体が存在しない状態を想定するためである。

4.2.2 発生音の計測方法

図 4-1 に示すように、ノズル吹き出し口から 100 mm の位置に供試体を取り付け、供試体中央から 500 mm または 1000 mm 離れた位置にマイクロホンを設置し、得られた音圧信号を FFT 処理して、そのピーク値の音圧レベルと周波数を求めた。

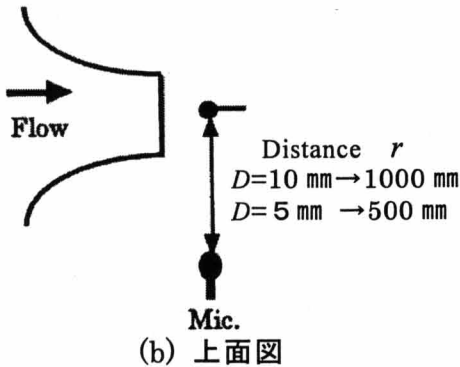
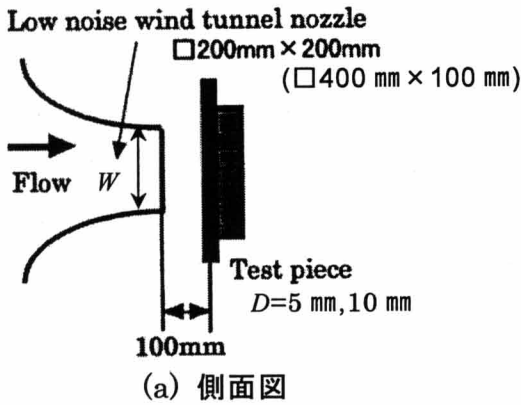


図 4-1. 風洞実験の概要

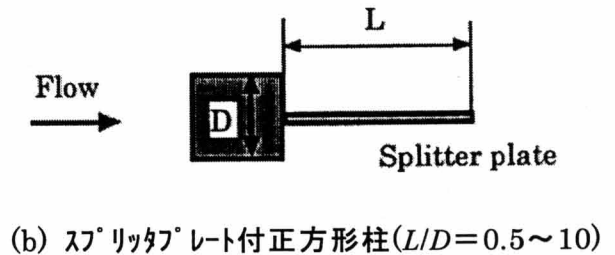
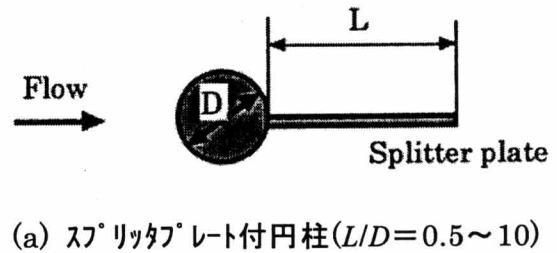


図 4-2. 供試体の概要

4.2.3 実験パラメータ

- (1) 供試体： $D=10$ mm の円柱および正方形柱。さらに、 $D=5$ mm の円柱。なお、スプリッタープレート長 L は、 $L/D=0.0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 8.0, 9.0, 10.0$ の計 14 種類とした（図 4-2 参照）。
- (2) 風速 U ：20, 30, 40, 50 m/s の 4 種類とした。
- (3) レイノルズ数 Re の範囲： $0.67 \times 10^4 < Re < 3.3 \times 10^4$ 。ただし、 Re の基準長は D である。

4.3 実験結果および考察

4.3.1 スプリッタプレートのピーク音圧レベルへ及ぼす影響

図 4-3 に、 $D=10\text{ mm}$ の円柱に対するスプリッタプレートのピーク音圧レベルへの影響を示す例として、主流の風速 U が 30 m/s で、 $L/D=0.0, 1.0, 3.0$ の場合の音圧スペクトルを示す。単独円柱 ($L/D=0.0$) のピーク周波数は 595 Hz でストロハル数が 0.2 となり、一般に言われている値^[2-1]と一致している。

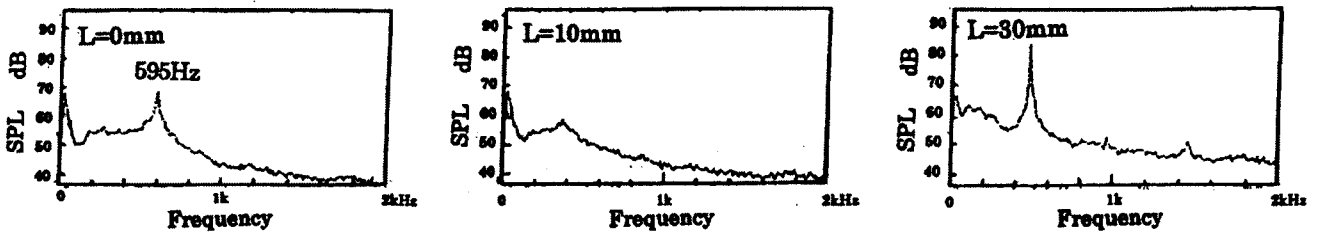


図 4-3. 発生音の周波数特性の例 ($D=10\text{ mm}$, $U=30\text{ m/s}$)

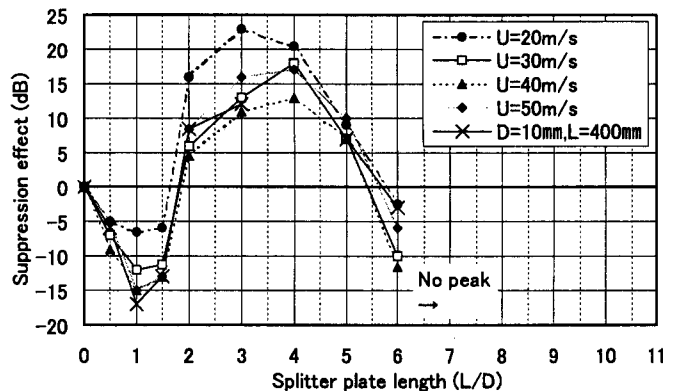
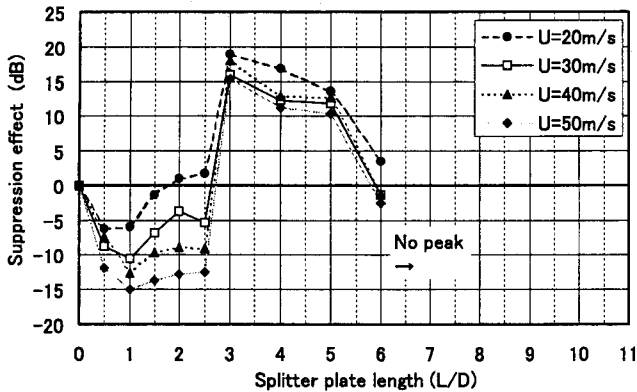


図 4-4. スプリッタプレートの抑制効果 ($D=10\text{ mm}$)

図 4-5. スプリッタプレートの抑制効果 ($D=5\text{ mm}$)

図 4-4 と図 4-5 に、それぞれ $D=10\text{ mm}$ と $D=5\text{ mm}$ の円柱についてのスプリッタプレートの発生音抑制効果(スプリッタプレートが有る場合と無い場合の音圧レベルの差)を示す。ただし、負値は抑制、正値は増音を示す。

図 4-4 および図 4-5 より、以下のような知見が得られる。

- (a) $L/D=1.0$ で発生音の抑制効果が最も大きい(文献[4-2]の結果とも一致)。
- (b) L/D が $2.0\sim 3.0$ 以上になると増音し、増音傾向は 6.0 辺りまで続く。しかし、 L/D が 6.0 以上になると、発生音のピーク値は消滅する。
- (c) 風速 U により、抑制/増音の効果が異なり、 U が大きいほど抑制効果が大きく、増音

効果は小さくなる傾向にある。これは、文献[4-2]でも得られている。

(d)図 4-4 と図 4-5 の比較より、同じ吹き出し口寸法 ($W=200$ mm) に対する円柱径 D の違いの影響が見て取れる。すなわち、両図の比較より、小さい円柱径ほど増音に転ずる L/D の値は小さくなる。これは 4.3.3 項で述べるように、 W/D (流れの 2 次元性) も発生音の特性を支配しており、渦放出周波数についても影響を与えるからと考えられる。

(e)さらに、図 4-5 には吹き出し口が 400 mm (高さ W) \times 100 mm (幅) で、円柱径 $D=10$ mm の場合の実験結果を“ \times ”で示してある(図 4-5 中“ \square ”と幾何学的に相似で $U=30$ m/s 時)。すなわち、図 4-5 中の“ \square ”と“ \times ”を比較すると、両者はほぼ同様の傾向を得ており、上に述べた知見(a)および(b)は一般性があると言える。

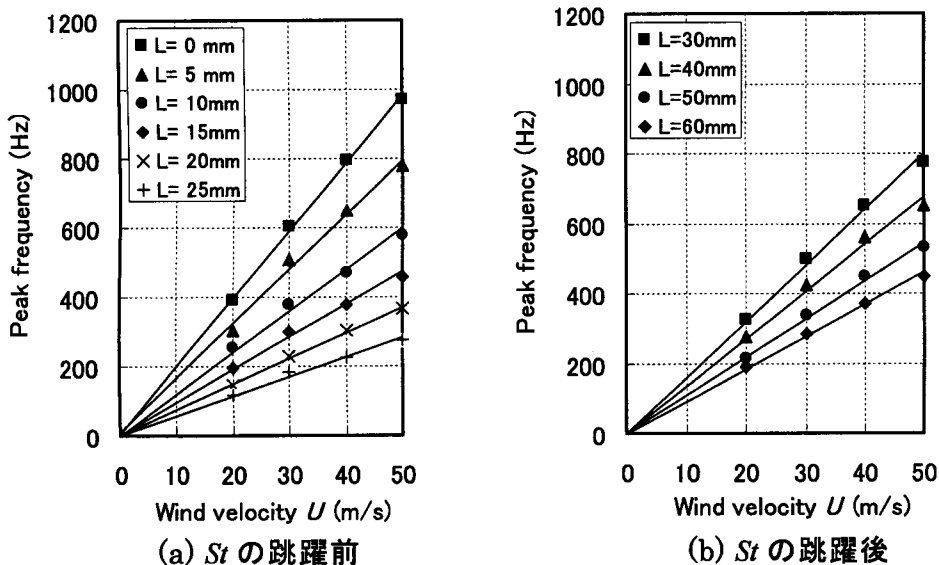


図 4-6. 発生音のピーク周波数風速依存性 ($D=10$ mm)

4.3.2 スプリッタープレート長とピーク周波数の関係

図 4-6 に、 $D=10$ mm の円柱についての風速 U と渦の放出周波数 f_s の関係を、スプリッタープレート長 L をパラメータとして示す。この図より、スプリッタープレートが有る場合でも渦の放出周波数 f_s は、風速 U に比例する。そこで、ストロハル数 St を “ $St=f_s \cdot D/U$ ” と定義し、スプリッタープレート長 L とストロハル数 St の関係を調べた。その結果を図 4-7 に示す。図 4-7 より L/D が大きくなるにつれて St は減少するが、ピーク音圧レベルが大きくなる $L/D=2.0 \sim 3.0$ で不連続的に St が大きくなり、再び減少する。このピーク音圧レベルが増音している L/D の範囲 ($L/D \geq 3.0$) では、ストロハル数と L/D の積が一定 (約 0.55) の関係にあることが図 4-7 よりわかる。一方、図 4-8 は $D=5$ mm の結果である。図 4-7 と図 4-8 の比較より、同じ吹き出し口寸法 ($W=200$ mm) に対する円柱径 D の違いの影響が見て

取れる。すなわち、小さい円柱径ほど抑制領域 ($0.0 < L/D < 2.0 \sim 3.0$) における St の低下割合が小さい。しかしながら、図 4-8 においてもピーク音圧レベルが増音する L/D の範囲 ($L/D \geq 2.0$) では、ストロハル数 St と L/D の積が一定 (約 0.55) の関係にある。つまり、

$$St \times (L/D) = (f_s \times D/U) \times (L/D) = f_s \times (L/U) = 0.55 \quad \dots\dots\dots (4-1)$$

であり、式(4-1)を変形すると次式のようになる。

$$1/f_s = T_s = L/(0.55U) \quad \dots\dots\dots (4-2)$$

式(4-2)は渦の移流速度を $0.55U$ と仮定すると、渦が円柱から放出されてスプリッタプレートの後縁に到達する時間 " $L/0.55U$ " と渦の放出周期 T_s が一致していることを示している。

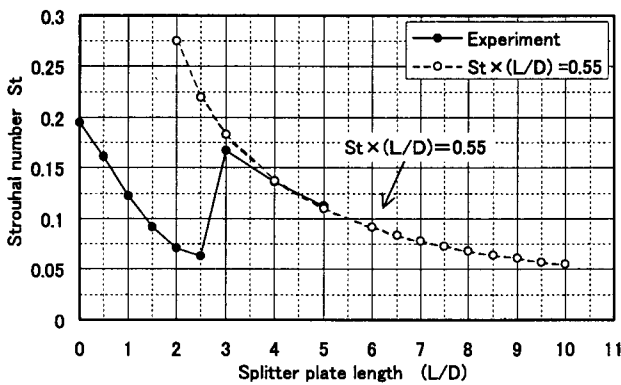


図 4-7. L/D と St の関係 ($D=10$ mm)

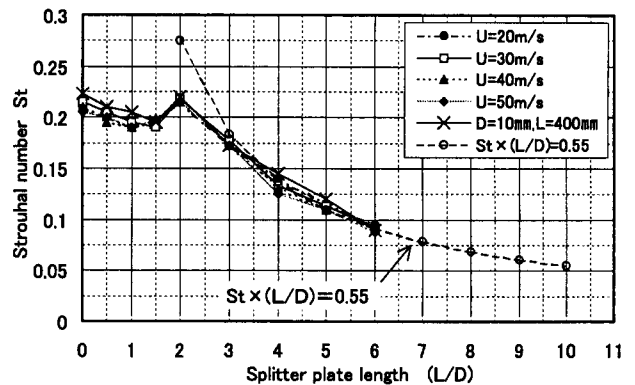


図 4-8. L/D と St の関係 ($D=5$ mm)

文献[4-6]には、平板の前縁剥離流れについて渦の移流速度を実測し、 $0.6U$ という結果が示されており、本研究における $0.55U$ の仮定はほぼ妥当と思われる。したがって渦の放出現象は、渦が放出されてそれが移流速度 $0.55U$ で運ばれ、スプリッタプレートの後縁に衝突した時発生する圧力擾乱が、上流に音速で伝播し (この時間は無視できるほど小さい)、制御されているものと推測される。すなわち、式(4-2)を満足する状態において増音現象が生じ、これを自励音の発生と定義すれば、式(4-2)は自励音発生のための必要条件と考えられる。

石原と著者も放出された渦の移流速度を確認するために、 $D=10$ mmの円柱について図 4-9 に示すように2つの熱線プローブを設置し、それらの流速変動の相互相関関数 $R_{AB}(\tau)$ を求め、 $R_{AB}(\tau)$ が最大となる τ_0 より d/τ_0 として渦の移流速度 U_c を求めた。その結果を表 4-1 に示す。ただし、表中の“N.A.”は、その値が計測不可能であったことを示す。

表 4-1. 渦の移流速度 U_c の実測結果

L/D	1.0	2.0	3.0	4.0	5.0	6.0
U_c/U	N.A.	N.A.	0.53	0.50	0.52	0.61

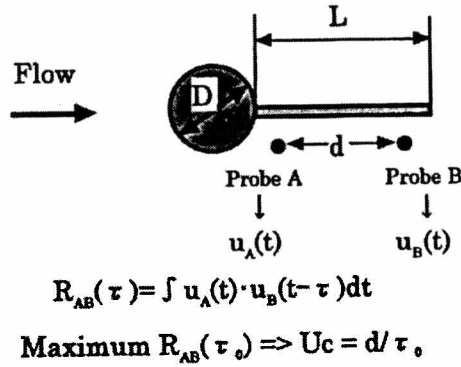
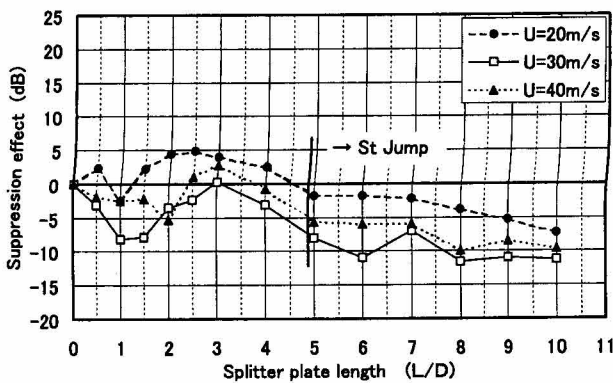
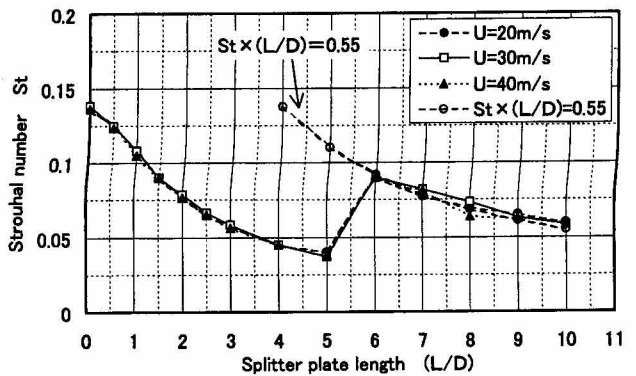


図 4-9. 渦の移流速度 U_c の計測概要

表 4-1 より, $L/D \geq 3.0$ では “ $U_c \approx 0.55U$ ” となり妥当な値が得られた. $L/D < 3.0$ では U_c を計測できなかつた. このことは, $L/D \approx 3.0$ を境に, スプリッタプレートの渦に対する影響が異なることを示唆している. すなわち, $L/D < 3.0$ ではスプリッタプレートがあることにより, 流れ方向の渦構造が大きくなり^[4,5], 渦の放出位置も下流側(スプリッタプレートの後縁)へ押しやられる. そのためにスプリッタプレート上では U_c が観測されず, ピーク周波数 f_s すなわち St も小さくなる. 一方, $L/D \geq 3.0$ では, 渦が円柱より放出されて移流速度 U_c で下流に運ばれるため, U_c を捉えることができたと考えられる.



(a) スプリッタプレートの抑制効果



(b) L/D と St の関係

図 4-10. 正方形柱にスプリッタプレートを装着した場合 ($D=10$ mm, $W=200$ mm)

4.3.3 発生音の増幅メカニズム

前節でピーク音圧レベルが大きくなる(増音する) L/D の領域では, 渦の放出がスプリッタプレートの後縁で生ずる圧力擾乱に支配されることを示し, そこに自励的励振機構の存在を示唆した. そこで本節では, このことを確かめるために実施した実験結果について述べる.

(1) $D=10\text{ mm}$ の供試体の場合 ($W=200\text{ mm}$)

スプリッタープレート付き正方形柱を用いて、円柱と同様の実験を行った結果を図 4-10 に示す。図 4-10 より、 St の不連続なジャンプ後において、 St は式(4-2)を満たしているにも関わらず、円柱のような増音現象が見られないことがわかる。これは正方形柱では剥離点が固定され、渦の放出がフィードバックされる圧力擾乱の影響を受け難いためと考えられる。このことから、円柱では圧力擾乱の影響により剥離点が移動するために、自励音が発生したものと推測した。

これについて調査するため、図 4-11 に示すように剥離点を固定する目的で、円柱に細くて薄いガムテープ（以下、Tripping device を略して T.D. と称す）を貼付し、ピーク音圧レベルとピーク周波数を計測した。その結果を、図 4-12 および図 4-13 に示す。

図 4-12 と図 4-13 は、 L/D に対するそれぞれ St と発生音の抑制効果を (i) T.D.無し(Bare), (ii) T.D.1, (iii) T.D.2, (iv)正方形柱 の4つについて示したものである。両図中の記号(●, ▲, ■, ×) は、それぞれ (i)~(iv)に対応している。

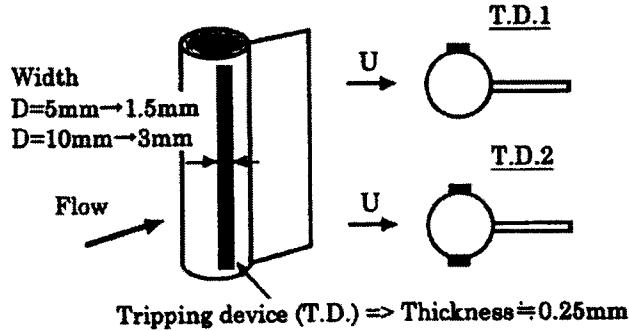


図 4-11. Tripping device (T.D.) の取り付け概要

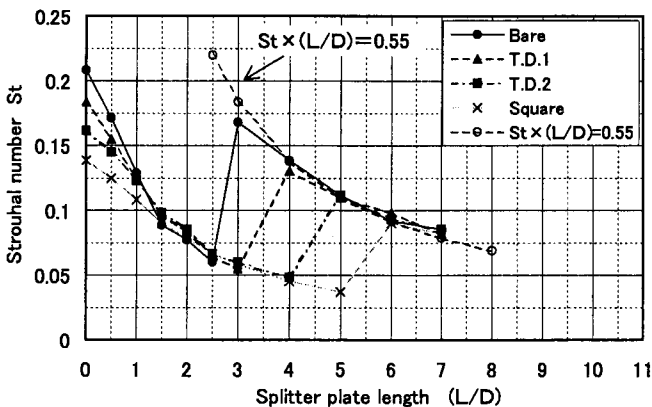


図 4-12. L/D と St の関係 (T.D.付円柱)

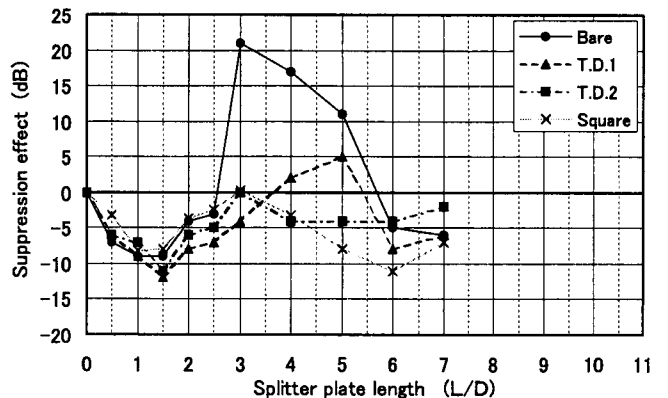


図 4-13. 発生音の抑制効果 (T.D.付円柱)

T.D.無し(●)では, $L/D=3.0$ で St がジャンプし, このとき発生音は増音する. 自励音発生
の必要条件は 4.3.2 項で述べたように, 渦の放出周波数 $f_s (=St \cdot U/D)$ とフィードバック
周波数 $f_c (=U_c/L)$ が一致する条件であり, “ $f_s=f_c$ ” なる関係より次式が導かれる.

$$St = 1/(L/D) \times (U_c/U) \quad \dots\dots\dots (4-3)$$

ここで, T.D.無しの発生音が最大となる条件, すなわち $L/D=3.0$ および $U_c/U=0.6$ を式
(4-3)に代入すると $St=0.2$ となり, これはスプリッタプレートが無い場合の円柱のストロ
ハル数 St_0 と同値である (図 4-12 中●の $L/D=0.0$ を参照).

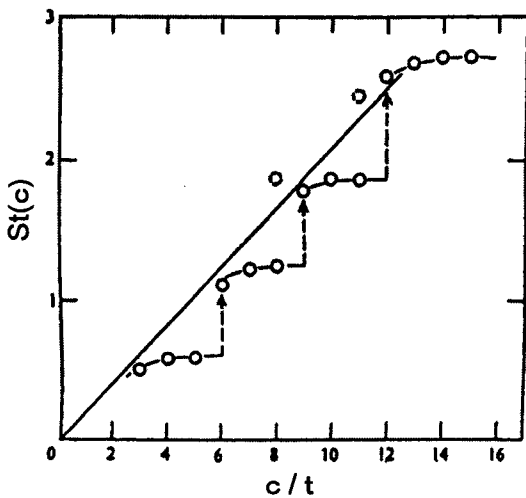


図 4-14. 平板の渦放出周波数特性 $St(c)$ [4-6]

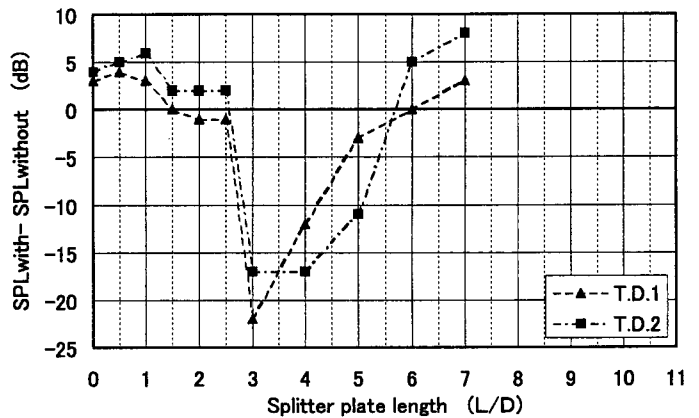


図 4-15. T.D.による抑制効果 ($D=10$ mm)

図 4-14 は, Nakamura らが行った平板における c/t (c : 平板の弦長, t : 板厚) と
渦放出周波数の関係を求めた実験結果[4-6] ($Re=10^3$ オーダで基準長は板厚)である. 図 4-14
は横軸に c/t , 縦軸に c に基づいたストロハル数, すなわち “ $St(c)=f_s \cdot c/U$ ” を示してお
り, f_s は放出周波数である. 実線は $St(c)$ がジャンプする点を結んだものであるが, それら
の点は $c/t=3$ のとき $St(c)=0.6$, $c/t=6$ のとき $St(c)=1.2$ のようになっている. した
がって,

$$St(c) = f_s \cdot c/U = 0.2 \times c/t \quad \dots\dots\dots (4-4)$$

となる. この式を変形すると “ $0.2=f_s \cdot t/U=St$ ” となり, 平板の厚み t に基づくストロハ
ル数 St は 0.2 となる. したがって, 図中実線の傾きは t を基準としたストロハル数 St を示
している. c/t を大きくしていくと, 段階的に $St=0.2$ に復帰していることがわかる. こ
のことから, 平板の c/t に対する St の変化においては, 平板が本質的に持つ渦放出周波
数で渦は放出される性質のあることが窺われる. すなわち, スプリッタプレート付き円柱
においてもこれと同様の現象が見られ, スプリッタプレートが付いていても, カルマン渦
列はそれが無い場合の St_0 で発生しようとする.

よって、スプリッタプレートの $L/D=3.0$ では、渦本来の放出周波数 f_{s0} (スプリッタプレート無し) とフィードバック周波数 f_c が一致するので、強い渦が生じて増音現象が生じると推察される。 $L/D>3.0$ でも渦の放出周波数はフィードバック周波数となるが、この周波数は渦本来の放出周波数 f_{s0} とは異なるため、 $L/D=3.0$ に比べて渦強度は弱まり、結果として増音の度合いも小さくなる傾向が窺える。

図 4-12 中の T.D.1(▲), T.D.2(■), 正方形柱(x)では、いずれもある L/D で St が不連続にジャンプし、それより大きい L/D では式(4-2)を満足している。また、T.D.を付けると T.D.無しに比べて、 $L/D=0.0$ における St_0 が小さくなり、これに伴い式(4-3)に示されるように St がジャンプする L/D は大きくなる (図 4-12 参照)。しかし、3 ケースとも T.D.無しの円柱のように St のジャンプ後に増音はされず、自励音は生じていない (図 4-13 参照)。すなわち、本実験結果より、剥離点を固定した場合には、式(4-2)の必要条件を満たすものの自励音は生じておらず、自励音の発生には更なる必要条件として「剥離点が固定されないこと (剥離点が不定)」が導かれる可能性がある。

図 4-15 に T.D.1 および T.D.2 の減音効果 (ただし、負値は抑制、正值は増音) を示す。 $L/D=3.0$ での効果は約 20dB あり、自励音に対しては低減効果が著しく、 $L/D>3.0$ では L/D が大きくなるにつれて低減効果は小さくなる。なお、 $0.0<L/D<3.0$ では、T.D.を付けると T.D.無しに比べて若干増音する。

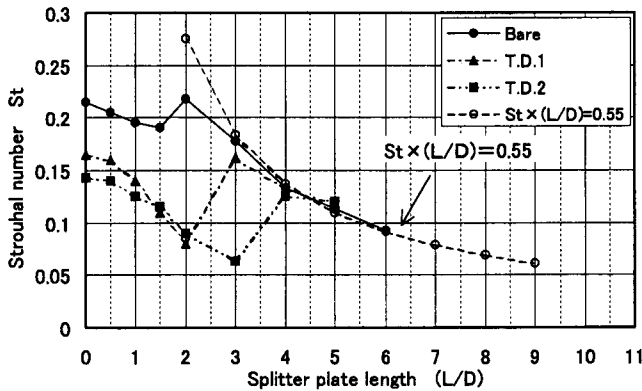


図 4-16. L/D と St の関係 (円柱, $D=5$ mm)

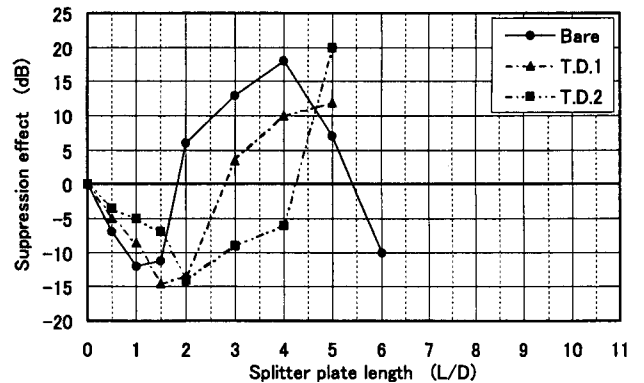


図 4-17. 発生音の抑制効果 (円柱, $D=5$ mm)

(2) $D=5$ mm の供試体の場合 ($W=200$ mm)

$D=5$ mm の円柱を用いて、 $D=10$ mm の円柱と全く同様の実験を行った結果を、図 4-16 および図 4-17 に示す。図 4-16 と図 4-17 は、 L/D に対する各々 St と発生音抑制効果を (i) T.D.無し(Bare), (ii) T.D.1, (iii) T.D.2 の 3 ケースについて示したものである。これらの図より、 St のジャンプ後においては、全てのケースで増音が認められた。このことは $D=10$ mm

の結果と異なるもので、剥離点を固定しても自励音が発生している。しかしながら、 $D=5$ mmの場合もスプリッタプレート無し時のストロハル数 St_0 が小さいほどジャンプする St の L/D が大きくなることや、ジャンプ後の L/D に対する St の変化が式(4-2)を満たすことは、 $D=10$ mmの場合と同じである。

(3) 実験結果の考察

2つの異なる実験条件 ($D=10$ mm, 5 mm) における結果より、式(4-2)が自励音発生のための必要条件であり、式(4-2)を満たしても自励音が発生する場合としない場合があることが明らかになった。同じ吹き出し口寸法 ($W=200$ mm) を用いた実験において、 $D=10$ mmでは剥離点を固定すれば自励音は発生せず、一方で $D=5$ mmでは発生することから、剥離点の移動が自励音発生の本質ではないと推察される。本章では供試体の両端に端板を装着していないので、供試体が風に曝されるスパン方向長さ、すなわち吹き出し口の長さ寸法 W と円柱径 D との比 “ W/D ” も、発生音ひいては自励音の発生を支配する因子であると考えられる。

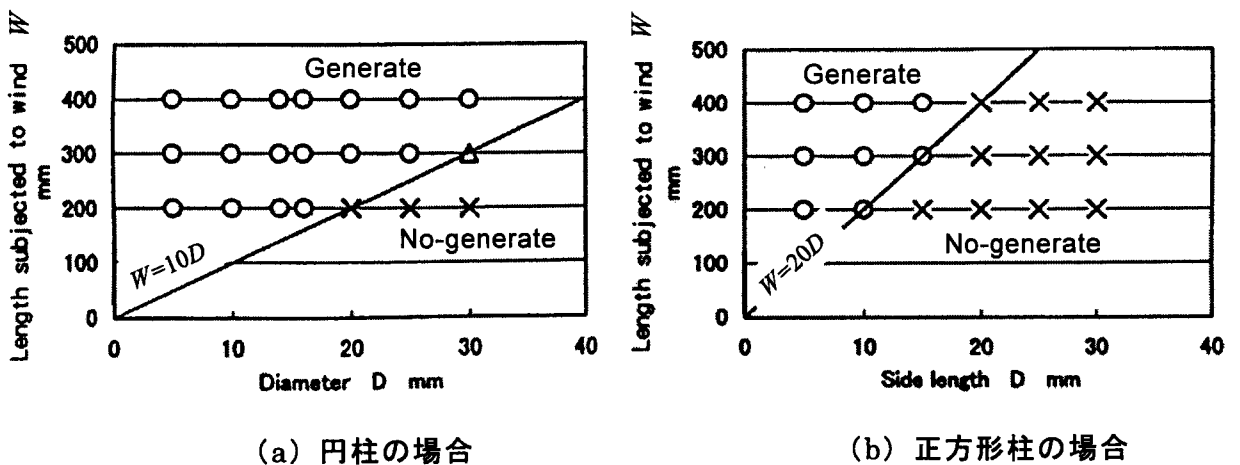


図 4-18. 供試体の両端に端板が無い場合におけるエオルス音の発生限界 W/D ^[4-7]

石原が行った端板無しにおける W/D とエオルス音発生の有無の確認実験結果^[4-7]によると、図 4-18 に示すように円柱では $W/D > 10$ 、正方形柱では $W/D > 20$ でエオルス音が発生する。本実験 ($W=200$ mm) において $D=10$ mmの正方形柱で増音現象が生じなかったのは、 $W/D=20$ の実験に該当したためと考えられる。また、 $D=10$ mmの円柱で T.D.を取り付けて増音現象が生じなかったのも、T.D.を取り付けることで、エオルス音の発生限界 W/D が正方形柱のそれとほぼ同値になったためと推測される (図 4-12 より、T.D.付き円柱の St 数と L/D の関係も、正方形柱のそれに近づく)。一方、 $W/D=40$ である $D=5$ mmの円柱 (幅 $W=200$ mmの吹き出し口) および $D=10$ mmの円柱 (幅 $W=400$ mmの吹き出し口) の場合で増

音現象が生じたのは、円柱ではエオルス音の発生限界が $W/D > 10$ であり、エオルス音が強く生じる W/D で実験を行ったためである。なお、4.3.1 項において円柱径 D の差異により、 St のジャンプする L/D が W/D によって異なる結果が得られたのは、渦放出周波数も W/D の影響を受けるためと考えられる。その傍証として、 $W=200\text{ mm}$ における単独円柱の St_0 は、 $D=5\text{ mm}$ と $D=10\text{ mm}$ の比較で若干数値が異なる(図 4-7 および図 4-8 中の $L/D=0.0$ を参照)。

W/D が大きく、エオルス音の発生限界を十分超える場合、発生音がある L/D で増大する自励現象は、剥離せん断層の不安定性に起因するものと考えられる。例えば、2次元後方ステップ流れの剥離せん断層に音波(圧力擾乱)を照射すると、流れが2次元的になりコヒーレンスが大きくなるという研究報告例がある^[4-8]。本章の場合は、剥離渦のスプリッタプレート後縁での衝突より生ずる圧力擾乱が先の“音波”の役割を果たし、このために流れの2次元性が向上し、発生音(剥離渦の強度)はさらに強くなり、流れの2次元性のさらなる向上…という自励機構が成り立つと考えられる。その傍証として、図 4-19 に円柱についてスプリッタプレート長 L を変えた場合のスパン方向のコヒーレンス分布を示す。発生音が増大するとき ($L/D=3.0, 4.0, 5.0$)、コヒーレンスは大きくなっていることがわかる。なお、図中の dB 値はピーク音圧レベルを表す。

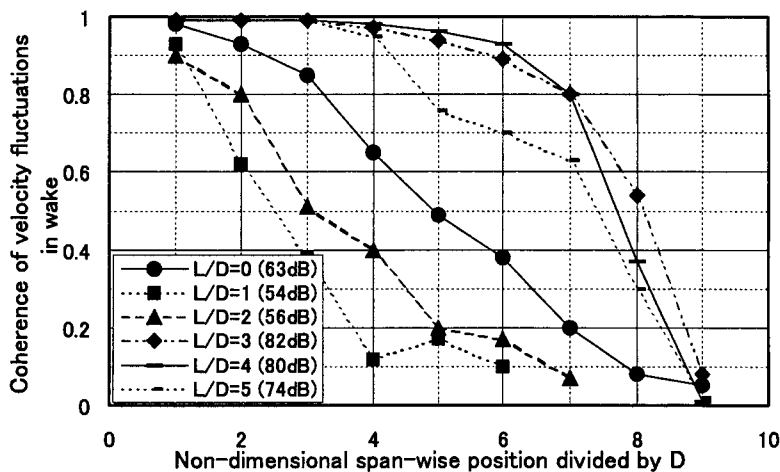


図 4-19. スプリッタ付円柱のスパン方向コヒーレンス分布 ($D=10\text{ mm}$, $U=30\text{ m/s}$, $W=200\text{ mm}$)

4.4 結言

スプリッタプレートはエオルス音の抑制方法として広く知られているが、スプリッタプレートが発生音へ及ぼす影響に関する研究例や実験データは殆ど見当たらない。そこで本研究では、スプリッタプレートによる騒音低減指針を得る目的で、供試体の両端部に端板

が無い場合の風洞実験を実施して、種々の考察を行った。得られた知見を以下にまとめる。

(1)円柱では、スプリッタプレート無し時の放出周波数 $f_{s0} = St_0 \cdot U/D$ ($St_0 = 0.2$) と、スプリッタプレート長 L および渦の移流速度 U_c より決まるフィードバック周波数 $f_c = U_c / L$ ($U_c = 0.55U$) が一致する、即ち、

$$L/D = (1/St_0) \times (U_c / U) \quad \dots\dots\dots (A)$$

が成り立つ場合、式(A)より求まる L/D において自励的励振機構が顕著に生じる場合があり、このとき発生音は増大する。よって、スプリッタプレート長 L は、式(A)を満足しないように選択する必要がある。また、この L/D を越えた領域では、渦の放出周波数 f_s は、フィードバック周波数 f_c となる。

(2)式(A)が成り立っても自励音が発生しない場合もあることから、この式は自励機構が成り立つための必要条件であり、自励音が発生するためにはこれに加えて剥離せん断層の不安定性が、放出渦のスプリッタプレート後縁に衝突して生じる圧力擾乱に強く支配されることが必要である。つまり、 W/D (W : 吹き出し口の高さ寸法) がエオルス音の発生限界を十分越えて大きいほど、剥離せん断層の不安定性は圧力擾乱に支配され易く、したがって自励音も発生しやすくなり、増音現象を引き起こす。言い換えれば、スプリッタプレートの減音効果は L/D のみならず、 W/D にも影響する。例えば、車両のパンタグラフや橋梁のトラスで使用される柱状物体のように端板が無い流れでは、 W/D が大きい場合はスプリッタプレート付設による自励音が発生しやすくなり、注意が必要である。ところで、従来のスプリッタプレートに関する実験では、その長さ L 、吹き出し口の大きさ W などが限られており、得られた結果の普遍性が乏しかった。しかし、円柱径 D を変えて行った実験結果も踏まえて、以下に示す普遍的な知見を得た。

(3)円柱のスプリッタプレートによる発生音の低減効果は、 $L/D \approx 1.0$ で最大となる。

(4)風速 (Re 数) が大きいほどスプリッタプレートによる発生音の低減効果は大きく、増音効果も小さくなる傾向がある。ただし、この原因については原因が解明されておらず、今後の研究課題としたい。

以上のように、エオルス音を抑制するためのスプリッタプレートが、自励的な励振機構により逆に発生音を増加させる場合があり、十分な注意が必要である。このような報告はこれまでになされておらず、工学的に重要な知見である。

第4章の参考文献

- [4-1] R.D.Blevins, *Flow-Induced Vibration* (2nd Edition), Van Nostrand New York (1990), pp.80.
- [4-2] 葉山賢司, 齊藤勝也, 低騒音風洞による空力騒音の研究, 日本航空宇宙学会誌, 第43巻-第493号 (1995-2), pp.114-119.
- [4-3] 五十嵐保, スプリッタープレートのある円柱まわりの流れ (第1報, フローパターンの分類), 日本機械学会論文集 B 編, 47-420 (1981-8), pp.1475-1484.
- [4-4] P.W.Bearman, Investigation of the flow behind a two-dimensional model with a blunt trailing edge and fitted with splitter plates, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.21-Part 2 (1965), pp.241-255.
- [4-5] 田中周治, 村田暹, 計算機援用可視化法による円柱の後流構造の研究 (第3報, スプリッタープレートを有する場合の流れ), 日本機械学会論文集 B 編, 53-492 (1987-8), pp.2441-2449.
- [4-6] Y.Nakamura, Y.Ohya, and H.Tsuruta, Experiments on vortex shedding from flat plates with square leading and trailing edges, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.222(1991), pp.437-447.
- [4-7] 石原国彦, 柱状物体から発生する流体騒音の実験データに基づく予測, 日本機械学会論文集 B 編, 65-638 (1999-10), pp.3386-3392.
- [4-8] 井上良紀, 木谷勝, 乱れと波の非線形現象, 朝倉書店 (1997), pp.186.

第5章 ダクトおよびボイラで生じる空力学的自励音

5.1 緒言

流体機械に接続されているダクトやボイラなどでは、流れの中に存在する整流板や吸音スプリッタ板、あるいは凹凸部などに起因して発生する空力騒音が問題となる場合が多い。これまで第2章から第4章で採り挙げた空力騒音は、対象となる物体が外部流に曝された場合に発生するもので、発生した音波は自由空間中に放射され、拡散減衰していく。ところが、ダクト内やボイラのように、物体や凹凸部が内部流に曝された場合、生じた空力騒音の音響エネルギーは拡散減衰せず、閉空間内に蓄積されるため、しばしばいわゆる“共鳴”を引き起こして高音響となる。このような場合、物体周りの流れ場と音場の間で干渉が生じ、双方の場でエネルギーの授受が生じやすくなるため、自励的に剥離渦強度および発生音が大きくなる“自励現象”を伴うことが多い。

本章では、上述のような流れ場と音場の干渉により発生する空力騒音を採り挙げ、ここではこれを“空力自励音（空力学的自励音の略称）”と呼ぶ。以下に、ダクト内に一枚のプレートが設置された場合を例に採り（図5-1参照）、空力自励音の概要を述べる。すなわち、基本的にはプレートの渦放出周波数 f_s （流れ場における潜在的な渦放出周波数）がダクト内（音場）の共鳴周波数 f_n と一致あるいは近接した場合に、大きな空力騒音が生じる。空力騒音のピーク周波数 f_p は図5-2に示すように、 $f_s \neq f_n$ の領域では流速 U に対して、例えば $St \approx 0.2$ に準じて線形的に変化するが、 $f_s \approx f_n$ の領域では U が変化してもしばらく一定値を示す。これは“ロック・イン現象”と呼ばれ、この時の発生音は自励現象が顕著であるため高音響となる。また、この時のプレート後流における渦放出周波数は、共鳴周波数 f_n と一致しており、剥離渦の放出周期が音場に制御されている（流れ場が音場の影響を受けて変化している）ことを示している。すなわち、本現象が一般の共鳴現象ではなく（強制外力による共鳴現象ではなく）、共鳴をトリガーとした自励現象であることがわかる。

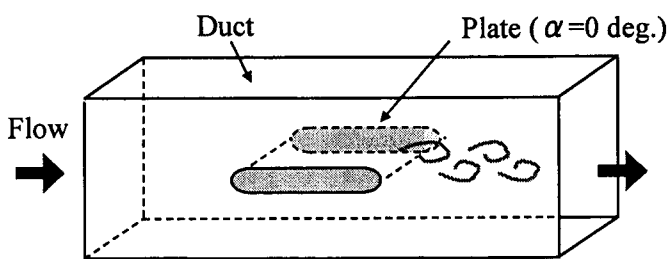


図5-1. ダクト内の一枚プレートモデル

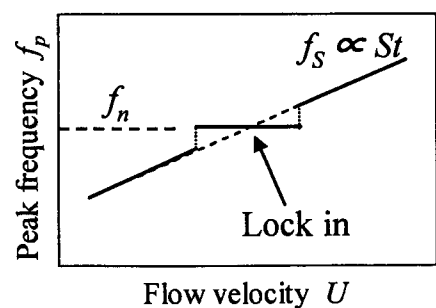


図5-2. 空力自励音の発生概況

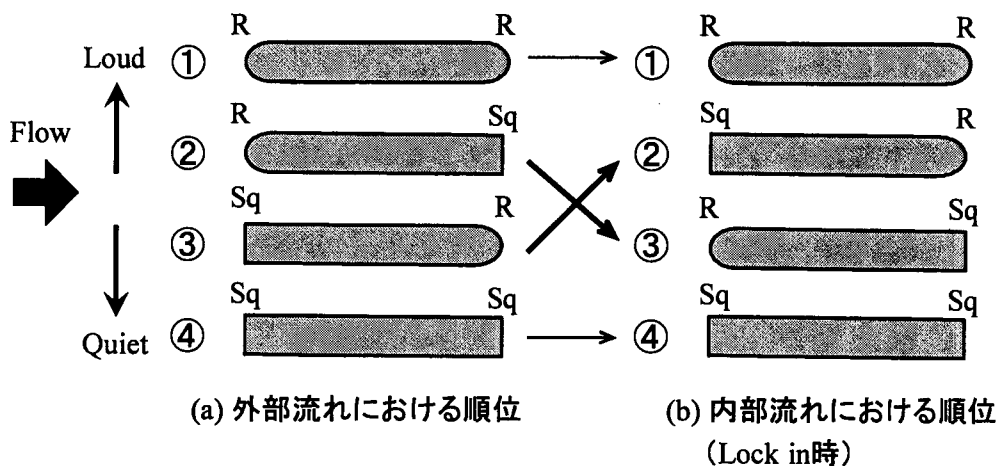


図 5-3. 空力騒音の大小関係の例 ($c/t=14.3$) [5-1]

ところで、ロック・インする流速 U の範囲と発生音の大きさは、音場の減衰とプレート自身が潜在的に有する“自励剥離渦強度 Ω_s (外部流では不明)”に依存すると考えられ、 Ω_s の釣り合いによって定常状態は決まる。すなわち、 Ω_s が小さい、あるいはとが大きいければ、空力自励音はそれほど高音響にはならず、ロック・インする U の範囲も狭まる。この Ω_s は、主にプレートの縁形状に依存すると考えられる。例えば、著者と石原の行った一枚プレートの風洞実験結果 (同じくダクト内に設置した場合) によれば、同じ弦長と厚みを有するプレートでも、縁形状の差異により発生音の大小関係は図 5-3 のようになる [5-1]。但し、ここで注目すべきは、内部流 (ダクト有り) における発生音の大小関係が、同プレート群を外部流に曝した場合 (ダクト無し) と比較して異なる点である。即ち、図 5-3 の理由として、外部流では前縁形状、内部流では後縁形状が発生音の大きさを支配しており、外部流では整流化 (前縁剥離の抑制)、内部流では後縁剥離点の不安定性の観点から、半円形状 R が角切形状 Sq に比べて大きな空力騒音を発生し易いことに起因していると考えられる [5-1]、[5-2]。このような事実からも、本現象が一般の共鳴現象ではなく (強制外力による共鳴現象ではなく)、共鳴をトリガーとした空力学的な自励現象であることが窺える。

以上のような空力自励音の例として、本章では、①ダクト内に二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合、および②多管式貫流ボイラの 2 つを採り挙げる。上述の空力自励音の例では、ダクト内に一枚のプレートが設置された場合を採り挙げたが、実機のダクトでは、複数のプレートが間隔を有してタンデムに設置される場合が多い。これは、実機ダクトにおいては、曲がり部 (エルボ) における整流板が複数のプレートを流れ方向に連続配置された構造であったり、プレートどうしの間隔 (隙間) を利用してダクト内の水分を一箇所に集める構造 (水抜き構造) が必要とされるためである。さらに、整流板の構造強度や固有振動数の観点から、長大化することを避けるため、複数個をタンデム配置とす

る場合もある。そこで、①では“複数枚プレート”の最も基本的なモデルとして、二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合を採り挙げる。一方、②では実際のボイラを採り挙げるが、発生する現象は本質的に①と同様であり、①の応用モデルと言える。

空力自励音は既述のように、流れ場と音場の連成により生じる空力騒音であり、数値解析技術の発達した現在でも、解析のみによる発生音の予測は困難であると思われる。したがって、現状では実機をモデル化した風洞実験により、種々のデータ・ベースを構築しておき、それらを駆使して設計に必要な情報を求める方法が有効であると思われる。また、それらの実験データは、今後の解析的研究の検証用データとしても有用である。よって、本章では主に実験的に研究を進め、空力自励音の発生メカニズム究明と実験データ・ベース構築を主な目的とした。

5.2 プレート周りの流れとダクト内音場の干渉による空力自励音

5.2.1 研究の経緯

本節で扱う空力自励音は、ダクト内の整流板や吸音スプリッタ板、あるいは翼列などから生じる空力騒音であり、その発生現象はダクト内にプレートを設置してモデル化できる。このような空力自励音に関しては、著者ら^[5-1]や Parker など^{[5-3],[5-4]}により幾つかの研究が行われているが、ダクト内に複数のプレートが流れ方向に近接配置された場合を扱った研究例は少ないと思われる。

そこで本節では、“複数プレート”の最も基本的なモデルとして、ダクト内に二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合に生じる空力自励音を採り挙げる。そして、異なる縁形状を有する種々のプレートを用いた基礎的な風洞実験を行い、空力自励音の発生メカニズムおよびプレートの縁形状が発生音の大きさに及ぼす影響などを調べた。

5.2.2 風洞実験の概要

風洞実験の概要を図 5-4 に示す。風速は $U=20\sim 50\text{m/s}$ の範囲にて、 2m/s ステップで大きくした。供試体は、全て弦長 $c=100\text{mm}$ 、厚み $t=8\text{mm}$ のスチール製プレートとし、縁形状を幾つか変えて風洞実験を行った。ただし、Plate1 と Plate2 の間の距離 L は、 $L=6\text{mm}$ とした。これは、ある実機ダクトで使用されている値を採用した。また、供試プレートは、ある実機ダクトへの適用が考えられた、図 5-5 に示す 5 種類の組み合わせとした。発生音の観測位置は、図 5-4 に示すダクト外における $r=1\text{m}$ の位置とした。

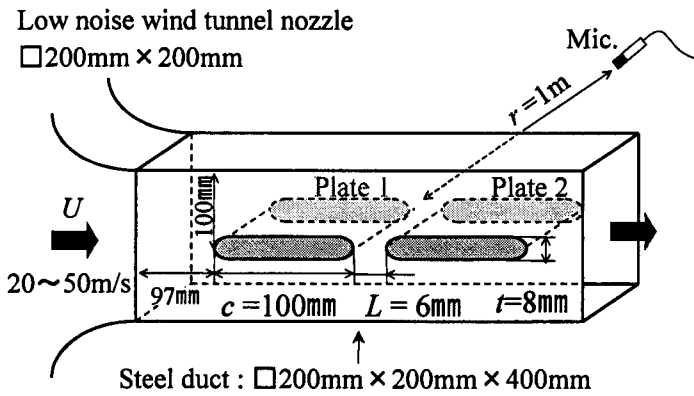


図 5-4. 風洞実験の概要

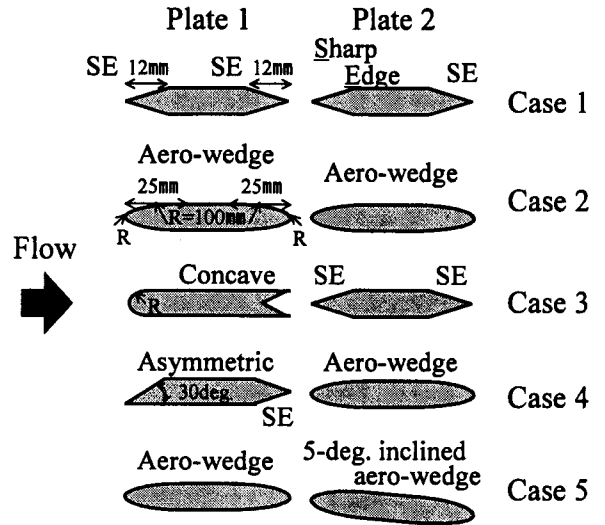


図 5-5. 5種類の供試プレート

5.2.3 実験結果および考察

本実験では、発生音の周波数特性が狭帯域のピークを有するため（図 5-6 参照）、ピーク周波数 f_p およびピーク音圧レベル Peak SPL に着目して、実験データを整理した。

図 5-7 に Case 1 の実験結果を示す。図 5-7 は“キャンベル線図”と同様の図示法を採用しており、図中左上の○の径が Peak SPL=110dB に相当している。また、“○の径=0”は Peak SPL=40dB である。なお、参考のために、図 5-7 中には深野ら^[5-5]の提唱した噴流中（外部流）における 1 枚プレートの渦放出周波数 f_s^* についても示した。深野らは、実験データ・ベースとプレートの後縁形状から実後流幅 t^* を推算し、 t^* で整理されたストロハル数 St^* を用いて f_s^* を求める式を文献[5-5]にて提案しており、ここではそれを使用した。

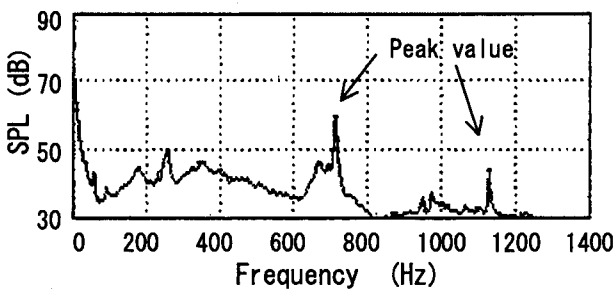


図 5-6. 発生音の周波数特性 (Case1, U=26m/s)

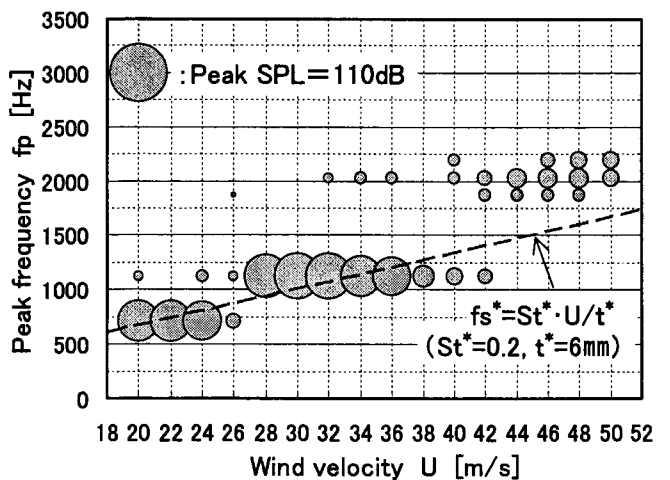


図 5-7. Case1 の実験結果

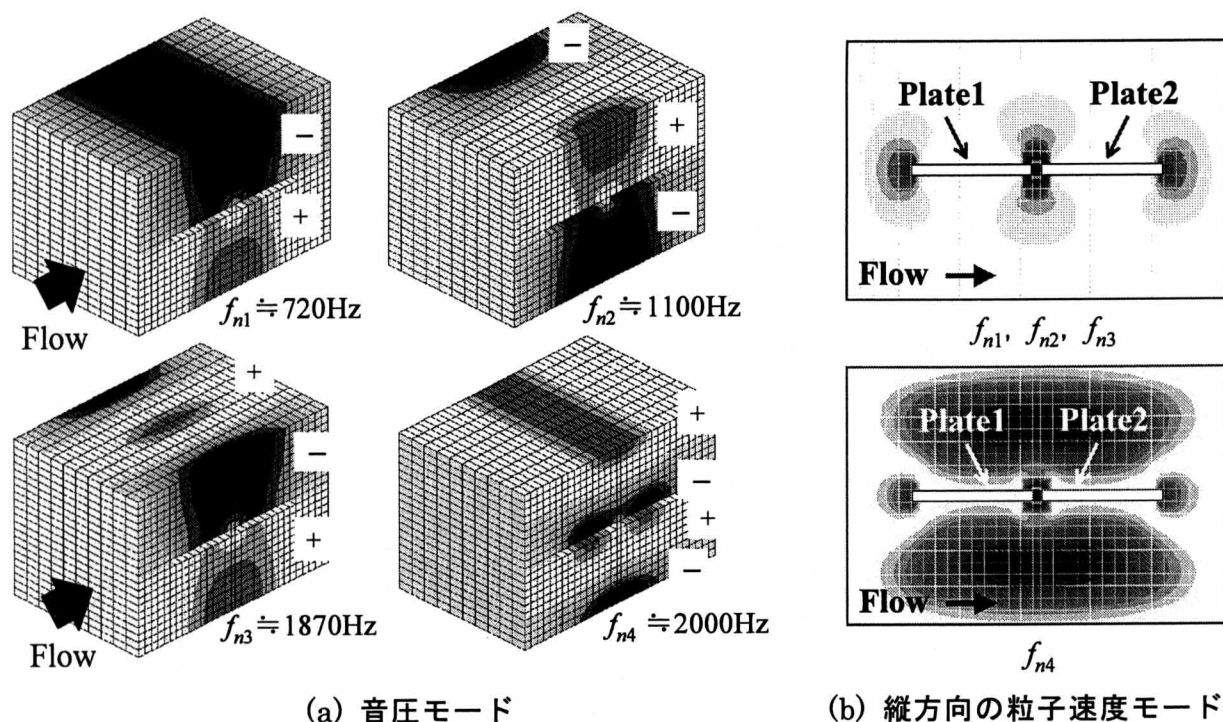


図 5-8. 3次元 FEM 音響実固有値解析結果（空力自励音モード）

図 5-7 では $f_p \approx 720\text{Hz}$, 1100Hz , 1900Hz , 2000Hz が選択的に励起されており、その Peak SPL は比較的大きな値を示している。これらの周波数は、ダクト内空間と 2 枚のプレートで構成される音場の共鳴周波数 f_n に該当しており、3次元 FEM 音響実固有値解析により、図 5-8(a) のような共鳴モードであることが判明した。このモードを縦方向に振動する粒子速度分布で表すと図 5-8(b) のようになり、プレートの間隙部で値が最も大きく（図中の黒色部）、これらのモードが Plate1 後縁部の渦変動により励起されやすいことがわかる。ここでは、このような選択的に励起される共鳴モードを“空力自励音モード”と呼ぶ。また、図 5-7 では f_s^* と f_n が一致する付近で、 U が変化してもオーバーオール SPL を支配する f_p が一定値を示すことから（ロック・イン現象）、プレート間隙部の渦運動（流れ場）と共鳴モード励起（音場）の連成による空力自励音が発生していることがわかる。以上より、本実験モデルにおいては、プレート間隙部すなわち Plate1 の後縁部が、空力自励音の主要な音源部位と考えられる。

図 5-9 に Case2 の実験結果を示す。図 5-9 の Peak SPL は、 $U \geq 40\text{m/s}$ において図 5-7 (Case1) に比べて大きく、高次モードも顕著に励起されている。Case2 では流線形のプレートを用いているため、Plate1 の後縁から放出される交番渦の剥離点が不安定となり、Case1 に比べてより大きな空力自励音が生じたものと推測される。“5.1 緒言”にて採り挙げた 1 枚プレートの例でも、後縁形状が空力自励音の大小を支配しており、半円形状 R が角切形状 Sq に比べて大きくなった（図 5-3 参照）。これは、1 枚プレートにおいても、ダ

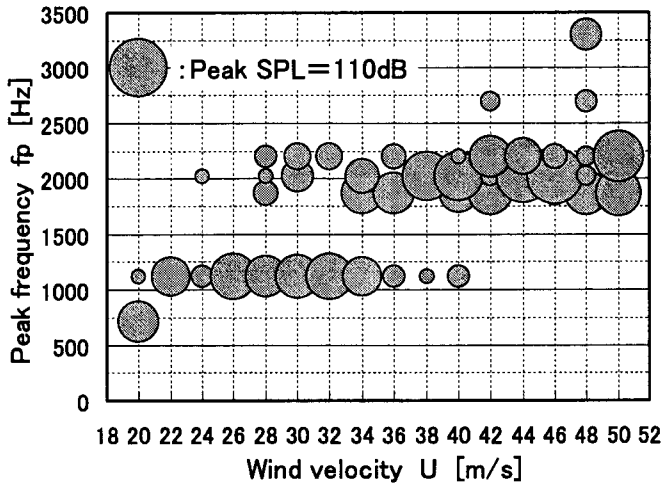


図 5-9. Case2 の実験結果

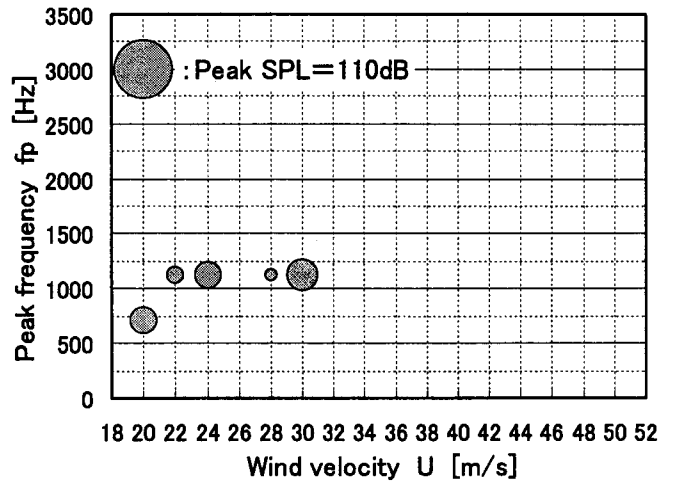


図 5-10. Case3 の実験結果

クト内では後縁部が主要な音源部位（空力自励音モード励起の感度が高い部位）となるからで、プレートの後縁形状が空力自励音の大小関係に及ぼす影響は、本節の場合と同じであると考えらる。すなわち、空力自励音モードの感度が高い部位においては、流線形の後縁形状は自励現象を助長する傾向にあり、低騒音化には不向きであると言える。

図 5-10 に Case3 の実験結果を示す。Case3 は Case1 および Case2 に比べて発生音が大幅に低減しており、Plate1 後縁の “Concave” 形状と Plate2 前縁の “Sharp Edge” 形状の組み合わせは、空力自励音の抑制に適している。ただし、別途実施した風洞実験より、 $L \geq 8 \text{ mm}$ では大きな空力自励音が発生することを確認しており、メカニズムの詳細は不明であるが、間隙長さ L も重要なパラメータであると思われる。これについては、今後の研究課題としたい。

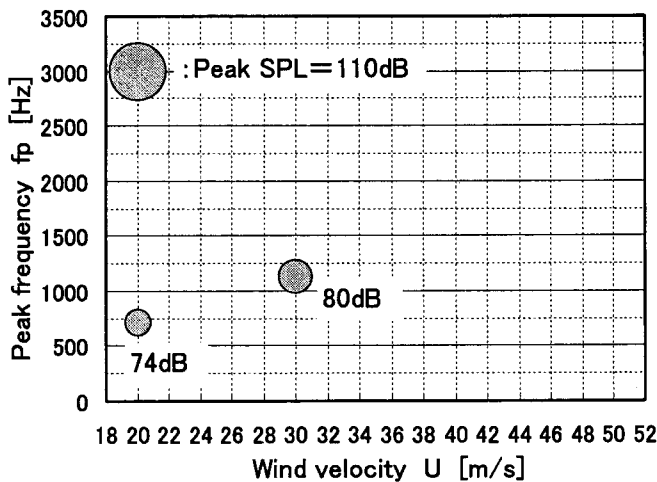


図 5-11. Case4 の実験結果

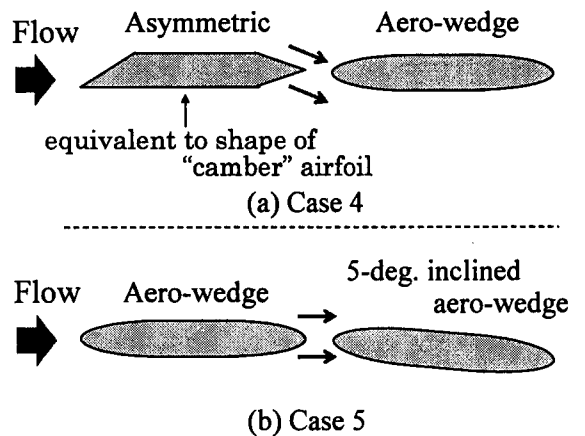


図 5-12. 後流の概念図

図 5-11 に Case4 の実験結果を示す. Case4 は, Plate1 の後縁形状が Case1 と同じであるにも関わらず, Case3 と同様に発生音が大幅に低減されており, Plate1 の後縁形状のみが自励現象を支配しているとは言えないようである. すなわち, Case4 の Plate1 は, 前縁側の比較的長い区間に鋭角の勾配があるため, プレート周りの流れは, キャンバ付き翼のそれとほぼ等価であると推測できる. つまり, Plate1 の後流は若干斜め下流方向に放出され, Plate2 に対して相対的な角度を有するため (図 5-12(a)参照), (i)Plate1 後縁からの交番渦が生じにくい, (ii) Plate1 の後流が共鳴モードの感度が高い部位から逸れる, 等の理由により, 空力自励音は大幅に低減されたものと推測できる. 図 5-13 の Case5 においても発生音は Case4 と同様に大幅に低減しており, その理由も Case4 と同様であると思われる (図 5-12(b)参照).

以上の基礎的な風洞実験結果より, 本実験モデルにおいては, 空力自励音モードの感度が高い (共鳴モードの縦方向粒子速度が大きい) Plate1 と Plate2 の間隙部に, 交番渦を生じないようにすることが空力自励音の抑制には効果的であり, 主に Plate1 の反り具合と後縁形状が重要であると言える (Plate1 後縁からの渦放出に影響を与えるため).

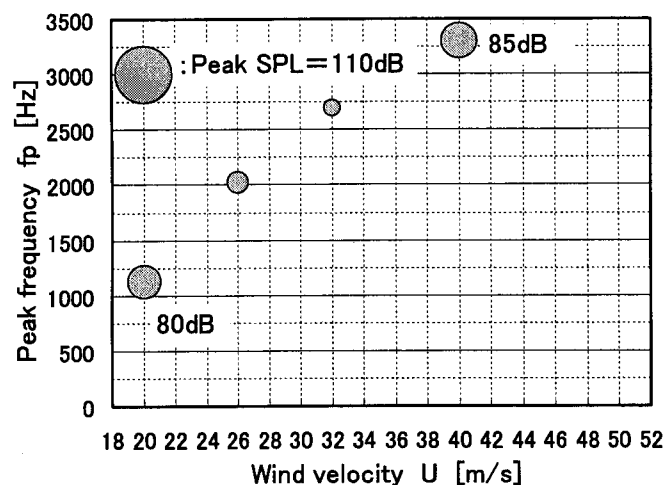


図 5-13. Case5 の実験結果

5.2.4 まとめ

以上の風洞実験および FEM 音場解析結果より得られた知見を, 以下にまとめて記す.

- (1)空力自励音が発生する場合, Plate1 と Plate2 の間隙部で, 縦方向の粒子速度が大きくなるような共鳴モード (空力自励音モード) が選択的に励起される. すなわち, Plate1 と Plate2 の間隙部が主要な音源部位と考えられ, この部位に交番渦などの渦変動が生じないようにすることが, 低騒音化設計への有効な対策法と言える.

- (2)上記のような理由に基づき、Plate1 の後縁形状は重要であり、剥離点が不安定となるような流線形状は自励現象を助長しやすいと考えられ、適用を避けるべきである。
- (3)さらに Plate1 に等価的なキャンバを与えたり、Plate2 を傾けることにより、Plate1 後縁から放出される交番渦は生じにくくなり、空力自励音モードへの刺激が弱まることも相俟って、発生音は大幅に低減すると考えられる。
- (4)Plate1 の“Concave”形状は空力自励音の抑制に適していると考えられるが、間隙長さ L を大きくすると自励音が再発した。そのメカニズムの詳細は不明であるが、間隙長さ L も重要なパラメータであると思われる。これについては、今後の研究課題としたい。

5.3 多管式貫流ボイラで生じた空力自励音

5.3.1 研究の経緯

多管式貫流ボイラは、内外周二列の水管（円管）が周方向に等間隔でプレートを介し結合されて流路を形成し、そこを燃焼ガスが流れて熱交換するもので、単純な構造で効率良くボイラの役割を果たすので、広く用いられている。ところで、この種のボイラを運転し始めると、ある流速（流量）において異音が発生することがある。この異音は純音であり、非燃焼試験時においても生じ、流速の増加とともに段階的に発生周波数が高くなることから、ボイラ缶内の共鳴現象が関与した空力学的な（熱力学的ではなく）自励音であることが推測される。

この異音は製品開発時における試作段階で生じたため、種々の対策を講じて実製品では異音抑制されており問題はない。しかしながら、異音の詳細な発生メカニズム等については未だ不明な点が多く、特に異音の回避に必要な不可欠なストロハル数の評価法については、著者らの知る限り見当たらない。そこで本節では、異音の原因説明および異音抑制のための設計指針を得るべく、実験および解析の両面から研究を行ったので、これについて述べる。

5.3.2 多管式貫流ボイラの構造と異音の原因推定

(1) 多管式貫流ボイラの構造および試作機における異音発生の様子

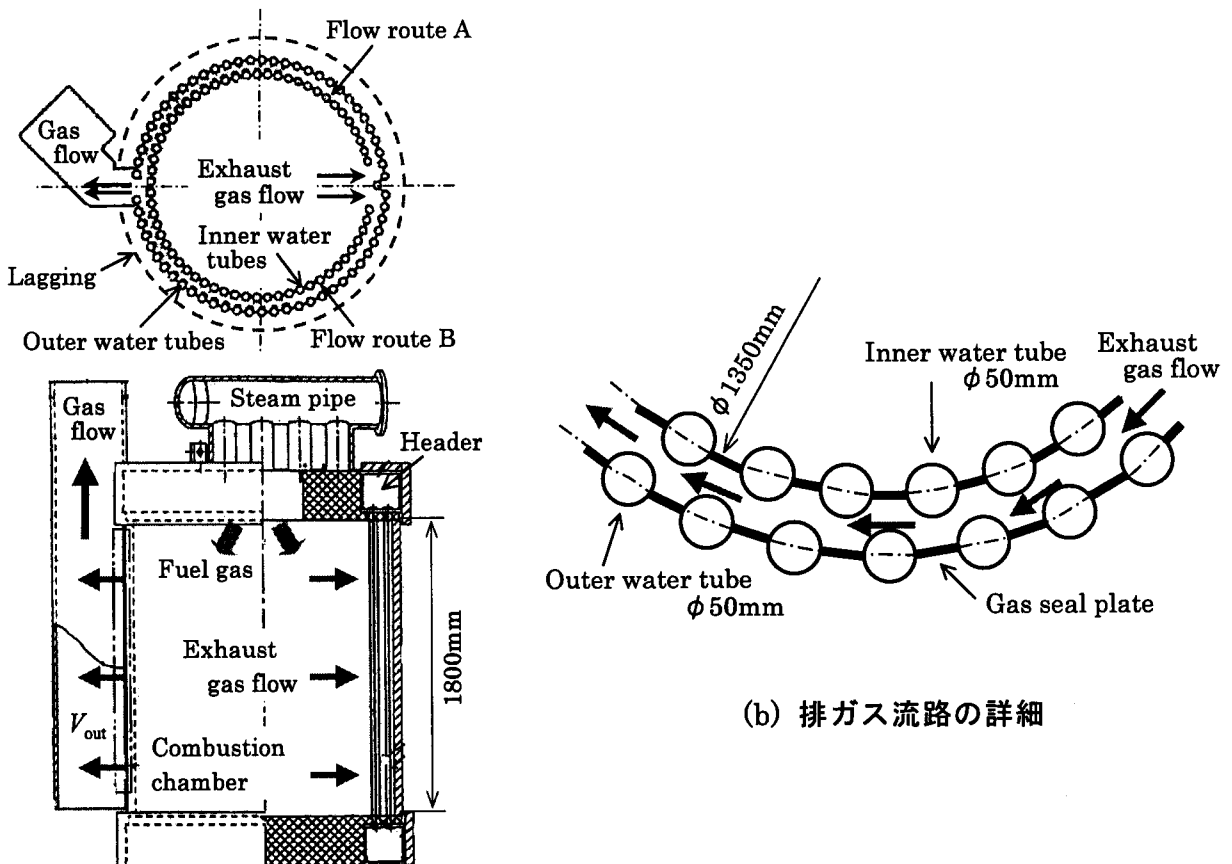
試作した多管式貫流ボイラの構造を図 5-14 に示す。本ボイラは、内外列の環状管群（水管）により、燃焼室と対流伝熱部（燃焼ガス流路）から構成され、内外周二列の水管が各々周方向に等間隔でプレートを介し結合され、ガス流路を形成する（図 5-14(b)参照）。図 5-14(a)に示した試作機の例では、高温の燃焼ガスが流路 A および流路 B へ二手に分かれ

て入り、再び出口部で集合して排出され、その間に水管内の水を蒸気に変える仕組みとなっている。

燃焼用空気の流量は、ボイラ缶の上部に設置されたダンパの開度で制御しており、図 5-14 の試作機における非燃焼試験時では、開度が約 30% (出口流速 $V_{out} \approx 14\text{m/s}$) から大きな異音が発生し始めた。この異音は純音で、その周波数は 150Hz であり、 V_{out} をある程度大きくすると周波数も若干高くなった (図 5-15 参照)。さらに V_{out} を大きくしていくと異音は一旦収まるが、しばらくして再び大きくなり、その周波数は 220Hz と不連続的に高くなった。すなわち、異音の大きさが V_{out} の増加に対して断続的に変化し、発生周波数も V_{out} の増加に対して段階的に高くなることから、本異音はボイラ缶内の共鳴現象が関与した空力学的な (熱力学的ではなく) 自励音であることが推測された。

(2) 異音の原因調査

本研究では、異音の発生メカニズムを探るため、先ずボイラ缶内の燃焼室とガス流路を対象とした 3次元 FEM 音場解析を実施し、共鳴モードについて調査した。次に、水槽実験および 2次元 CFD 解析を実施し、ガス流路内における流れの様子を調査した。



(a) 多管式貫流ボイラの構造

(b) 排ガス流路の詳細

図 5-14. 多管式貫流ボイラの概要 (試作品)

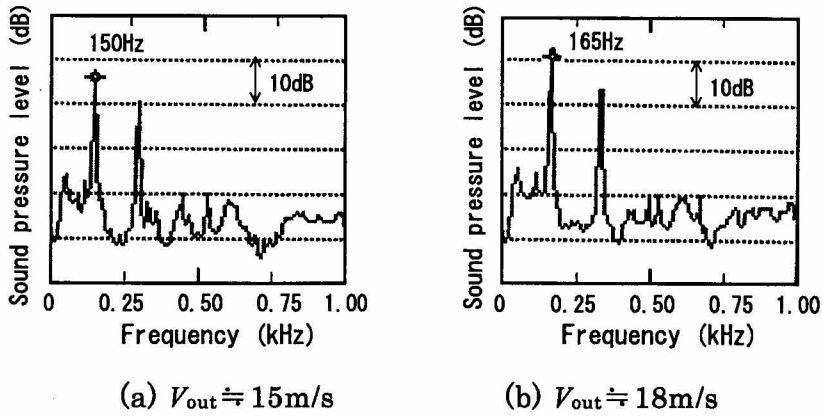
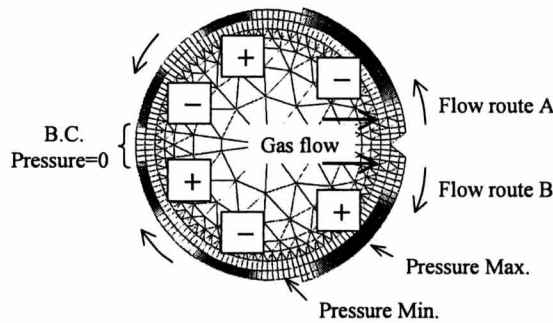


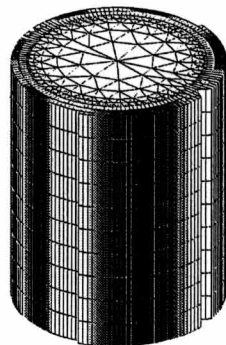
図 5-15. 試作機の非燃焼試験で得られた異音の周波数特性の例

① 3次元 FEM 音場解析による共鳴モードの把握

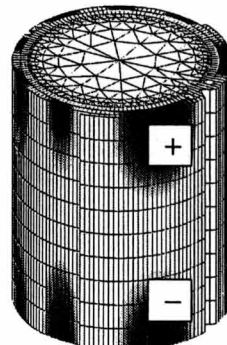
ここでは、図 5-14 に示した試作機の燃焼室とガス流路を解析対象とし、非燃焼時（常温時）を想定した 3次元 FEM 音響実固有値解析を実施した。解析におけるガス流路幅は試作機と同じとし、水管の存在はその充填率により決まる音速（5.3.3 項にて後述）を与えることでモデル化した。なお、各ガス流路 A、B の中央付近より下流側では、熱交換効率を上げるためのフィンが各水管に付けられており、流路幅がさらに狭くなっているため、これも考慮してほぼ等価な流路幅と音速を解析モデルに与えた。



(a) 共鳴モードの上面図 ($f=144\text{Hz}$)



(b) $f = 144\text{Hz}$



(c) $f = 201\text{Hz}$

図 5-16. 3次元 FEM 音響実固有値解析結果（音圧モード）

解析の結果，試作機で生じた異音の周波数に近い固有値として，図 5-16 に示すような 144Hz と 201Hz の共鳴モードが得られ，“共鳴”は燃焼室ではなく，ガス流路内で生じていることがわかる．ガス流路内の周方向（流れ方向）に見られる音圧の腹と節の位置や高さ方向の音圧分布は，非燃焼試験時の異音のそれと同様であり，図 5-16(b),(c)が異音の共鳴モード（空力自励音モード）であることが判明した．

②水槽実験による流れの可視化

上記①で示したように，この異音はガス流路内の共鳴現象が関与していることが考えられる．そこで，本研究では浅底水面の上下振動を音波の圧力変動に見立てた水槽実験^[5-6]を行い，トレーサを用いた流れの可視化（流線模様）により，現象の把握を試みた．

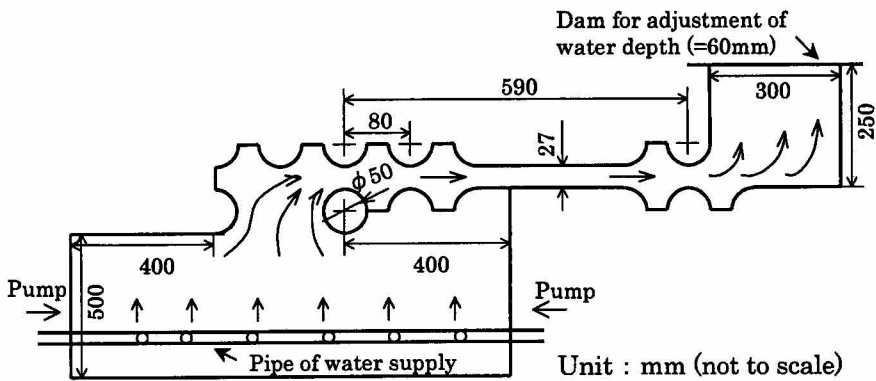


図 5-17. 水槽実験装置の概要（上面図）

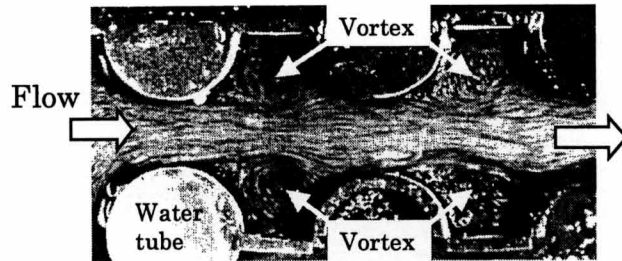


図 5-18. 水槽実験における流れ場の可視化の様子（異音再現時）

図 5-17 に実験装置の概要を示す．水管の直径（ $\phi 50$ mm），中心間隔（80 mm）およびギャップ（27 mm）は，試作機の寸法を参考にして決めた．試作機では，図 5-14 に示すように内列と外列の水管が食い違うような千鳥配列となっているが，別途実施した試験より，水管を格子配列（図 5-17，図 5-19(a)参照）にしても同様の異音が生じることがわかっている．そこで，本研究では，水管の配列に関するパラメータ（食い違いの度合）を減らす目的で，以下では水管を格子配列にして，実験および解析を行った．なお，流路は試作機では環状となっているが，本研究では直線流路とした．

ところで、長さ l_a 、幅 l_b の矩形水槽内における水面の固有振動数 f_{mn} (Hz) は、本実験装置のように水深 h が浅い場合 ($h \ll l_a, l_b$)、式(5-1)で与えられる^[5-6]。

$$f_{mn} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(\alpha^2 + \beta^2)gh} \quad \dots\dots\dots (5-1)$$

ここで、 g は重力加速度、 $\alpha = m\pi / l_a$ 、 $\beta = n\pi / l_b$ ($m, n = 1, 2, 3, \dots$) である。本ボイラのモデルでは、 l_a (流路長さ) $\gg l_b$ (流路幅) であるので、流路幅方向の共鳴 (共振) 現象を無視すれば $n=0$ であり、流路長さ方向の最低次の共鳴 (l_a の 1/2 波長共鳴モード) を考えれば $m=1$ となる。

水槽実験における一般的な水流速度を約 100 mm/s^[5-6]とすれば、試作機では $V_{out} \approx 15\text{m/s}$ で 150Hz の異音が発生していることから、流れの相似性を考慮して、水槽実験では約 1.0Hz の振動流が生じるはずである。そこで、式(5-1)に、 $m=1$ 、 $n=0$ 、 $f_{mn}=1.0\text{Hz}$ 、 $g=9.8\text{m/s}^2$ 、 $h=60\text{mm}$ を代入すると $l_a \approx 400\text{mm}$ となり、この概算結果を参考にして図 5-17 の仕様を決定した (図 5-17 では $l_a \approx 600\text{mm}$)。この図 5-17 のような水槽実験装置により、水流速度 $\approx 70\text{mm/s}$ (= $100\text{mm/s} \times 400\text{mm}/600\text{mm}$) で、試作機と同様の異音現象が再現できるはずである。

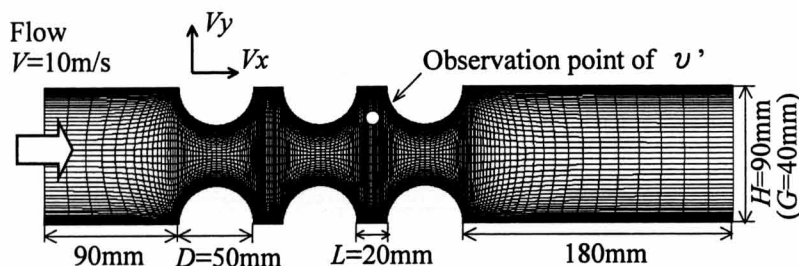
実験の結果、上側水管と下側水管の間隙流速 V_g が約 80 mm/s の時に、直線流路中央部における水面の上下振動振幅が最大となった。これは、試作機において異音が顕著に生じている状態と同じである。この時、水管と水管の窪み部には剥離渦が生じて“双子渦”の様相を呈しており (図 5-18 参照)、この双子渦が水面波動の共振周波数 (実測では約 0.7Hz) に同期して、「放出一移流」を繰り返す様子が確認された。

③ 2次元 CFD 解析による流れ場の調査

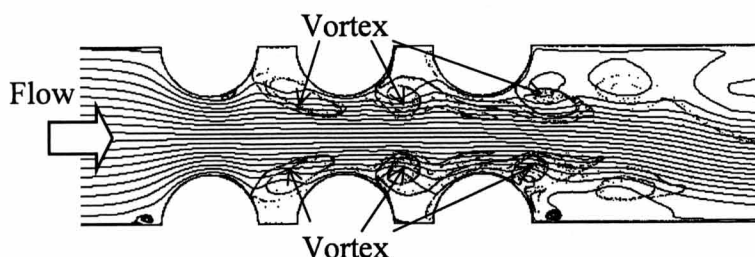
ここでは、非圧縮性 2次元 N-S 方程式に基づく非定常 CFD 解析^[5-7]を試みた。計算格子は図 5-19(a)の様であり、格子点数を 176 (流れ方向) \times 61 (高さ方向) とした。壁面からの流れの剥離現象を精度良く捉えるためには、壁面に沿って発達する境界層内に十分な数の計算格子を配置する必要がある。この境界層の厚みは、入口高さ H に基づくレイノルズ数 Re より $1/Re^{0.5}$ と見積もることができるので、本解析 ($Re=6 \times 10^4$) でもそれを目安にし、 H で無次元化した最小格子幅が 10^{-5} のオーダーとなるようにした。

速度の境界条件は、入口境界において $V_x=10\text{m/s}$ 、 $V_y=0$ を与え、出口境界では $\partial V_x / \partial x = \partial V_y / \partial x = 0$ を課した。壁面上では、すべり無しの条件 ($V_x=V_y=0$) とした。圧力の境界条件は、全ての計算境界においてノイマン条件 ($\partial P / \partial n = 0$) を課した。ただし、 n は境界面の法線ベクトルを表す。また、計算は乱流モデルを用いない非定常解析を行った。

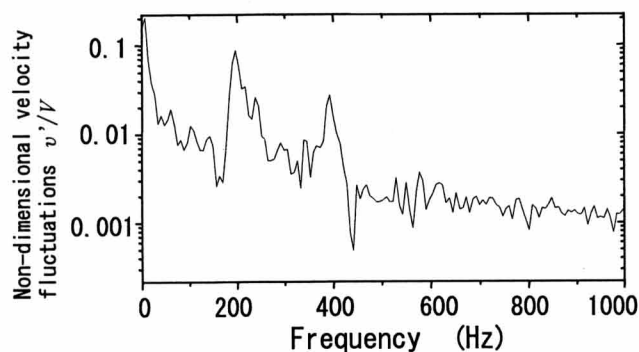
図 5-19(b)に瞬時における流れ場の様子を示す。本図では、流線と流跡 (パーティクルパス) の双方を示しており、パーティクルはある時刻に上下壁面の近傍から放出させた。こ



(a) CFD 解析用計算格子の概要



(b) 瞬時ににおける流線と流跡（パーティクルパス）



(c) 観測点における流速変動 v' の周波数特性

図 5-19. 非定常・非圧縮性 2 次元 CFD 解析の概要

の流跡は質量の無いパーティクルを用いて、流体粒子がある場所から時間的にどのように対流していくかをラグランジュ的に観察する場合に有効である。図 5-19(b)より、水管背後における渦放出の様子などが確認できる。

本 CFD 解析では非圧縮流れを仮定しているので共鳴現象は生じないが、図 5-18 と同様の双子渦が周期的に放出、移流する様子を確認することができた。この渦放出の周波数は、図 5-19(c)に示すように約 200Hz である。すなわち、本研究で扱う流れ場は、水管の背後に剥離せん断層（剥離渦）が生じ、流れが本質的に不安定であるため、共鳴を考慮しない CFD 解析においても周期的な渦放出が生じたものと考えられる。なお、渦放出の周波数については、5.3.3 項にて後述する風洞実験で詳しく調べる。

(3) 異音の発生メカニズム

これまでに示した解析および実験結果より、異音の発生メカニズムは次のように考えら

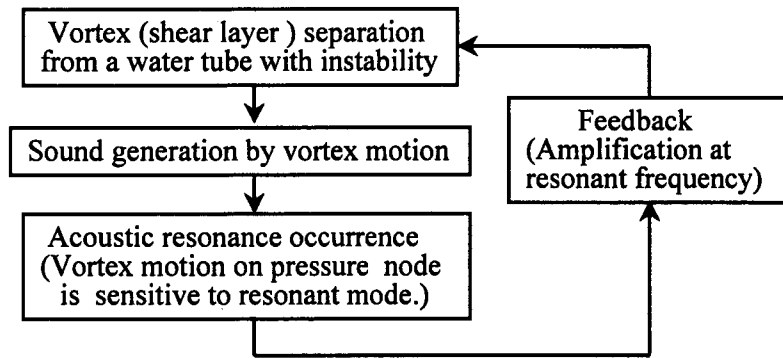


図 5-20. 空力学的自励音の発生メカニズム

れる。すなわち，ガス流路内における水管背後の剥離流れは本質的に不安定であり，流れの中に存在する僅かな擾乱の影響も受けやすく，受容しやすい擾乱周期（周波数）が存在するものと思われる。よって，流れ場には流速に応じた周期的な渦放出の生じる本質的な特性が潜在していると考えられ，上記③の CFD 解析による周期的な渦放出がこれに該当する。一方で，ガス流路内には流れ方向の共鳴周波数が存在するため，流れ場に潜在する渦放出周波数と音場の共鳴周波数が近接あるいは一致すると，流れ場と音場が相互に干渉し合い，自励的に剥離渦と共鳴の双方の強度が強くなるものと推定される（図 5-20 参照）。よって，異音は空力学的に発生する自励音であり，5.2 節で採り挙げた“空力自励音”と同様の空力騒音がここでも発生している。

ところで，5.2 節で述べたように，このような空力自励音は，共鳴モードにおける音圧の節，すなわち粒子速度の腹となる部分で，渦変動に対する感度が大きい。すなわち，本節における自励音は，ダクト内の管群などで生じる共鳴音^[5・8]と同様のメカニズムと考えられ，管群の場合は共鳴モードの粒子速度の腹となる位置にバップル板を挿入することで，共鳴音を抑制できることが知られている^[5・9]。本ボイラの場合は，流路の入口部や出口部などが粒子速度の腹となる。よって，この部位に組織的な剥離渦が生じ難くなるような対策を施すことにより，空力自励音の抑制が可能である。

5.3.3 低騒音風洞実験

本項では直線流路を用い，水管の直径 D と間隔 L を様々に変えた格子配列モデルの風洞実験を行い，流れ場に潜在する渦放出周波数の抽出を試みた。風洞は，当社保有の低騒音風洞^[3・4]を用いた。直線流路は，高さ $H=90$ mm，幅 200 mm，長さ 1 m とした（図 5-23 参照）。 H は試作機（図 5-14）の流路を参考にし，幅は低騒音風洞の噴出口のそれに合わせた。長さは，流路長手方向の 1 次の共鳴周波数が後述するように約 120Hz であり，試作機で生じた空力自励音の周波数（約 150Hz）と概ね一致するように決めた。

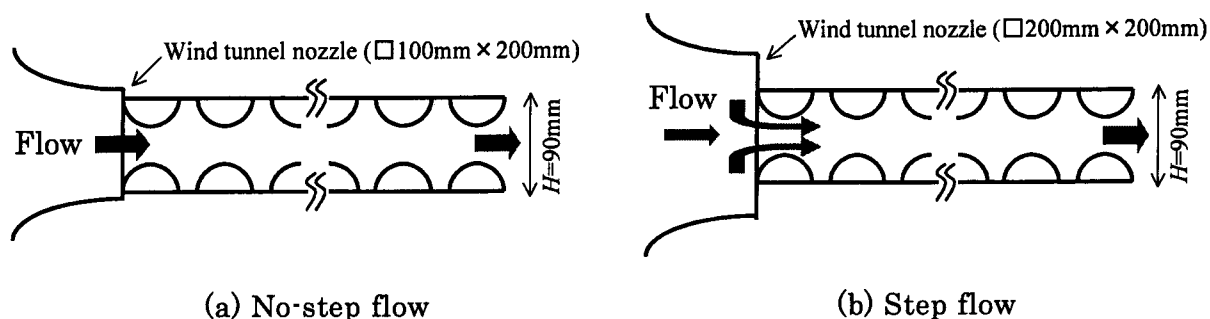


図 5-21. 予備実験の装置概要

(1) 予備実験の概要

本研究では、試作機で生じた空力自励音（異音）の再現を試みるため、先ず始めに予備実験を行った。ここでは、 $D=50\text{ mm}$ 、 $L=20\text{ mm}$ とし、流速を徐々に変化させていった。その結果、図 5-21(a)および図 5-21(b)のような実験モデルでは、試作機のような空力自励音を再現することはできなかった。すなわち、発生音の周波数特性は1次の共鳴周波数でピークが見られたが、そのピークは試作機ほど明瞭ではなく、しかもある流速で発生音が顕著に大きくなるような現象は得られなかった。

しかし、図 5-22 に示すような“Side flow”が生じる隙間を上下に設けると、試作機と同様の空力自励音が再現され、ある流速で発生音は顕著に大きくなった（詳細は後述）。そこで、発生音が最も大きくなる場合に、Side flow と流路入口部の流れについて、二つの I 型熱線風速計を用いてピーク周波数における流速変動 v' の同時計測を試みた。その結果、流路入口部の媒質変動が Side flow にも及ぶことが判明し、さらに Side flow と流路入口部の v' は互いに逆相であった（図 5-22 参照）。すなわち、Side flow 用の隙間を上下二箇所に設けたことにより、流路入口部の媒質が振動しやすくなり、結果として大きな空力自励音が生じるようになったと推察される。

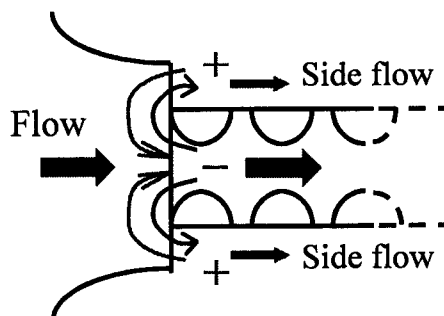


図 5-22. Side flow を設けた場合のダクト入口付近における流速変動 v' の様子

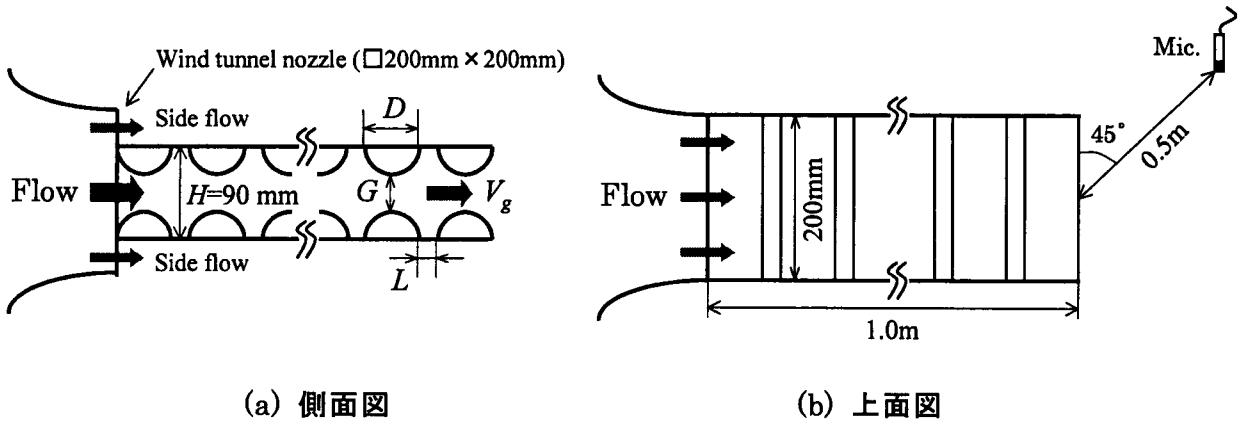


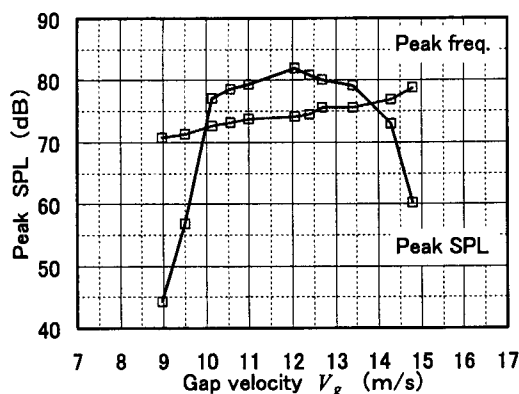
図 5-23. 低騒音風洞実験の概要

試作機 (図 5-14) や水槽実験 (図 5-17) では、流路入口の前後で流路断面積が急変しており、そこでの音響インピーダンス Z は $Z \approx 0$ (音圧=小, 粒子速度=大) と考えられ、図 5-16 に示した共鳴モード (音圧分布) でも流路入口部で $Z \approx 0$ になることが窺える。すなわち、図 5-21 (a), (b) のような実験モデルでは、流路入口の断面積変化が小さいため、明確な $Z \approx 0$ の境界条件には成り難く、自励音も生じ難かったと推察される。つまり、Side flow 用の隙間を設けたことにより、流路入口の断面積変化が小さい場合でも、等価的に断面積が急変した場合とほぼ同様の境界条件 $Z \approx 0$ を得ることができたと考えられる (実際、別途行ったスピーカ音響試験の結果、隙間を設けたことにより、共鳴時の応答倍率は Side flow 無し時に比べて約 4 倍も大きくなった)。以上のような経緯により、本研究では図 5-23 のような Side flow 用の隙間を設けた実験装置を用いて、流れ場に潜在する渦放出周波数の抽出を試みることにした。

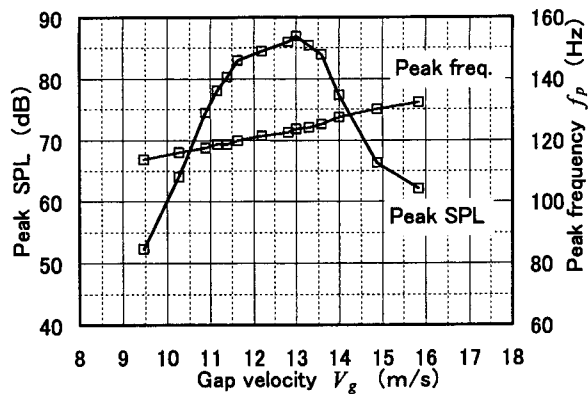
(2) 風洞実験の概要および結果と考察

本実験では、水管の直径 D 、流れ方向の間隔 L を幾何パラメータとし (図 5-23 参照)、隙間流速 V_g を変えて発生音のピーク周波数 f_p やピーク音圧レベル (以下、Peak SPL) を調べた。ただし、 D や L 、 V_g は試作機を参考にして、下記のように決めた。

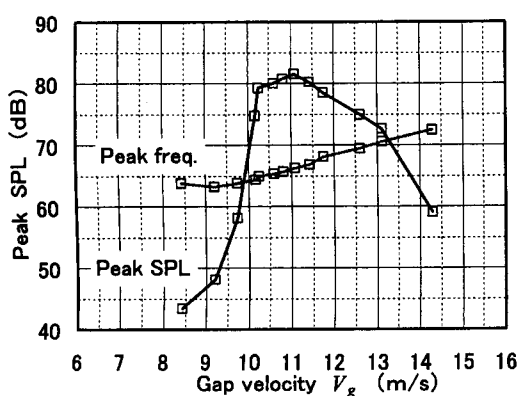
- ・ $D = 40, 50, 60, 70$ mm の 4 種類。
- ・ $L = 5, 10, 20, 30, 40$ mm の 5 形態 (各 D に対して)。
- ・ $G = H - D$ (流路高さ H を 90 mm に固定)。
- ・ $V_g = 7 \sim 20$ m/s。ただし、 V_g は I 型熱線風速計を用い、流路出口部に設置された水管の隙間部において流路幅方向に 7 点で計測し、平均値を求めた。



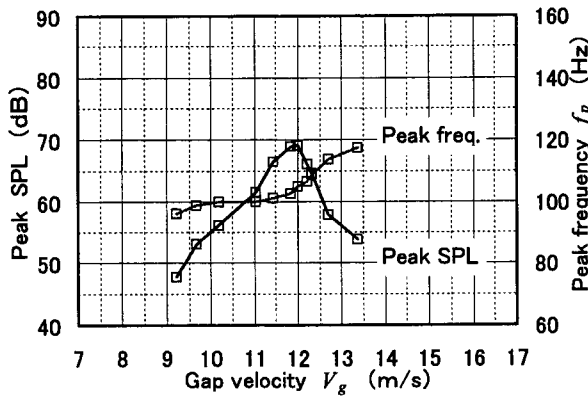
(a) $D=40\text{mm}$, $L=20\text{mm}$



(b) $D=50\text{mm}$, $L=20\text{mm}$



(c) $D=60\text{mm}$, $L=20\text{mm}$



(d) $D=70\text{mm}$, $L=20\text{mm}$

図 5-24. Peak SPL および f_p と V_g の関係

各 D における発生音の風速依存性を $L=20\text{mm}$ の場合を例にとり、図 5-24(a)~(d) に示す。本実験における発生音の周波数特性は、どの V_g においても流路長手方向の 1 次の共鳴周波数成分が卓越しており、その他に目立ったピークは見られなかった。すなわち、本実験における f_p は、1 次の共鳴周波数を表す。図 5-24 より、発生音の風速依存性は、 V_g を大きくしていくとある V_g で Peak SPL は大きくなり、さらに V_g を大きくすると Peak SPL は小さくなる傾向が見て取れる。これらの傾向は、試作機で生じた自励音とほぼ同様である。また、Peak SPL が最大となる V_g での発生音の周波数特性は図 5-25 のようであり、試作機で生じた自励音の周波数特性 (図 5-15) と同様に、鋭く卓越したピークが見られる。さらに、図 5-24 中の f_p は V_g の増加にともない若干高くなる傾向が得られているが、これも試作機とほぼ同様の傾向である。 f_p が若干高くなる現象は、ダクト内にプレートが置かれた場合の自励音でも見られ^[5-4]、本研究でも同様の現象が生じていると思われる。

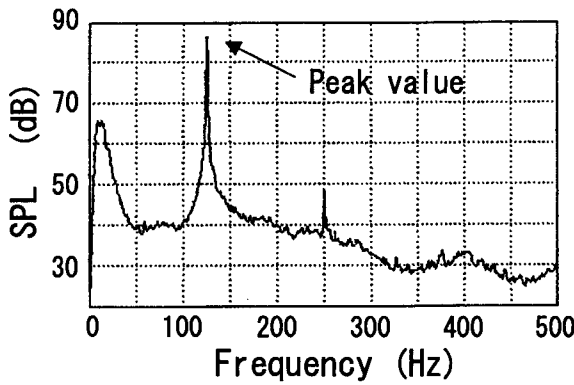


図 5-25. 音圧レベルの周波数特性の例
($D=50\text{mm}, L=20\text{mm}, V_g=13\text{m/s}$)

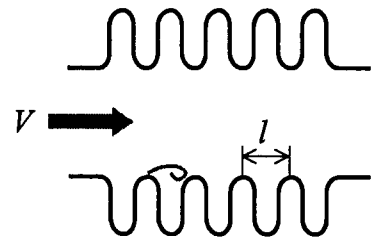


図 5-26. ベローズ内流れの模式図

ところで、Peak SPL がそれほど大きくない場合に、流路出口部における水管の周辺に I 型熱線風速計を挿入して、乱れの変動スペクトルを調べてみた。その結果、広帯域のランダム成分しか見られず、発生音の f_p のような卓越した周波数成分は確認できなかった。すなわち、この場合はランダムな流れの乱れが発生音の励振源であり、共鳴周波数で増音される“選択共鳴”が生じていると考えられる。一方、Peak SPL が最大となる場合では、乱れの変動スペクトルに発生音の f_p と一致した卓越した周波数成分を確認することができた。この場合は、流れ場と音場が干渉し合う自励現象により、図 5-18 や図 5-19(b) のような周期的な渦放出が生じていると考えられる。

本研究で扱う流路と同様の流れを有するものとして、ベローズ内の流れ（図 5-26 参照）が挙げられる。Gerlach^[5-10]や Weaver ら^[5-11]によれば、ベローズの振動と流れ場の干渉により、周期的な渦放出ひいては自励振動が生じ、場合によってはベローズが破損する。そこで、ベローズを剛にして振動が生じないようにすると、流れ場には周期的な渦放出が見られず、乱流の様相を呈していた^[5-10]。このような傾向は、本実験において共鳴が顕著でない場合に、乱れの変動スペクトルが広帯域のランダム成分しか見られなかったこととよく似ている。

本研究で扱う自励現象は、音場と流れ場の干渉によるものであり、一方でベローズの場合は振動と流れ場の干渉による。しかし、自励現象により周期的な渦放出が顕著に生じる点については、両者とも似ている。Rockwell ら^[5-12]は、ベローズの周期的な渦放出のメカニズムが、単一の矩形キャビティで生じる振動流と本質的に同じであり、剥離せん断層の不安定性に起因していると指摘した。また、剛なベローズの場合に周期的な渦放出が生じ難いのは、ベローズの上流側と下流側の縁が各々半円形状であることに起因していると推察した。実際、矩形キャビティの振動流を抑制するために、上流側と下流側の縁を各々丸くする（あるいはカットする）ことが効果的であるのは良く知られている^[5-12]。以上よ

り、流れ場における剥離せん断層の不安定性、ひいては周期的な渦放出が生じる潜在的な特性については、本研究とベローズで同様であると考えられる。

(3) 無次元周波数 St の導出

Weaver らはベローズについて、周期的な渦放出が“ひだ”背後に生じる剥離せん断層の不安定性に起因していると考え、剥離せん断層の長さ、つまり“ひだ”の上流側剥離点と下流側再付着点の距離 l (図 5-26 参照) が現象を支配する代表長さであるとした。その傍証として、二種類の異なるベローズを対象とした実験結果について、振動が最大となる時の主流速度 V と f_p (この場合はベローズの固有振動数)、および式(5-2)により St を求めたところ、 $St \approx 0.45$ のように整理できることが示された^[5-11]。この値は、単一の矩形キャビティで生じる渦放出の St ^[5-12] とほぼ同じであり、上述の考え方が妥当であるとしている。

$$St = \frac{f_p \cdot l}{V} \dots\dots\dots (5-2)$$

そこで、本研究においても、流れ場における潜在的な無次元周波数 St の導出に際して、剥離せん断層の長さを代表長さ l とする。ここでは、 l を図 5-27 のように考える。すなわち、上流側の水管から剥離する位置は、本研究のレイノルズ数が 10^5 のオーダーであることや可視化結果などを考慮して、円柱の乱流剥離点 (淀み点から約 120 度^[5-13]) とほぼ同じであると仮定する。よって、 l は式(5-3)のように見積もることができ、 St の算出には式(5-2)を用いる。ただし、ここでは式(5-2)中の V を隙間流速 V_g に置き換える。Peak SPL が最大となる時の V_g および f_p は、表 5-1 にまとめて示した。

$$l = L + \frac{D}{2} \dots\dots\dots (5-3)$$

表 5-1. 様々な L , D に対する最大 Peak SPL での f_p , V_g の一覧

L (mm) \ D (mm)		40	50	60	70
5	f_p (Hz)	126.3	121.3	110.0	103.0
	V_g (m/s)	9.5	10.4	9.7	9.1
10	f_p (Hz)	127.5	122.5	113.8	103.0
	V_g (m/s)	10.5	10.7	10.5	9.8
20	f_p (Hz)	128.0	123.8	112.5	105.0
	V_g (m/s)	12.0	13.0	11.1	12.0
30	f_p (Hz)	130.0	122.5	114.0	107.0
	V_g (m/s)	13.8	13.0	13.0	12.5
40	f_p (Hz)	131.0	123.8	116.0	109.0
	V_g (m/s)	14.0	13.9	14.0	14.0

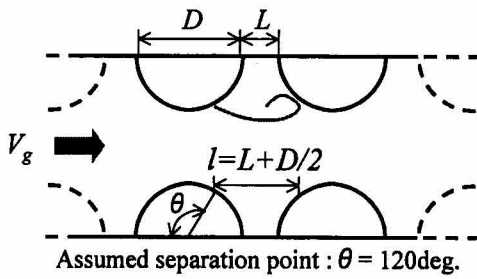


図 5-27. 代表長さ l の定義とその仮定

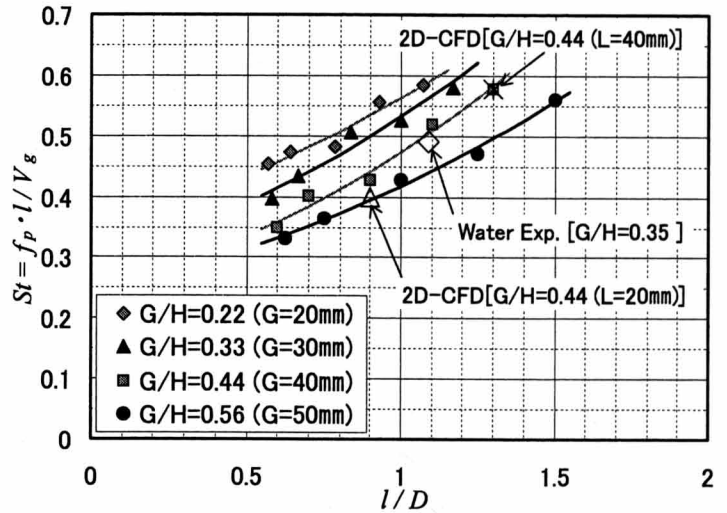


図 5-28. ストロハル数 St と l/D の関係

図 5-28 に、表 5-1 中の V_g と f_p および式(5-2)，式(5-3)より求めた St を示す。ただし、流れ場の大局的な様子は G ごとに異なると考えられるので、 St は G/H ごとに整理した。図 5-28 より、どの G/H においても l/D が大きい程 St は大きくなり、同じ l/D では G/H が小さくなる程 St が若干大きくなる傾向が得られている。また、 St は 0.3~0.6 のオーダーで得られており、以上のような傾向は単一の矩形キャビティより得られる St ^[5-12] とほぼ同じである。すなわち、本研究における St の整理方法は妥当であることが示され、本研究で扱う渦放出現象が本質的にはキャビティやベローズで生じるそれと同様であることが窺える。さらに図 5-28 中には、5.3.2 項の水槽実験結果および CFD 解析結果 ($L=40\text{ mm}$ は別途実施) より求めた St についても示してあるが、本実験結果と概ね一致している。

以上より、図 5-28 で求めた St を用いれば、多管式貫流ボイラで生じる空力自励音の発生周波数を予測することが可能であり、低騒音化設計に有用である。

(4) 水管の間隔と発生音の大きさの関係

本研究では、ボイラで生じる空力自励音低減のさらなる設計指針を得るべく、風洞実験より得られた Peak SPL の最大値を、水管の流れ方向の間隔に係わるアスペクト比 L/D を用いて整理した (図 5-29 参照)。その結果、図 5-29 より L/D がほぼ 0.4 となる場合に、発生音が最も大きくなることが判明した。ここでは、発生音の大きさが間接的に剥離渦の強度を表していると考えられ、 $L/D \approx 0.4$ の場合に最も安定した強い強度の剥離渦が生じ、自励現象も顕著に生じやすいことが推察される。よって、ボイラの低騒音化のためには、 $L/D \approx 0.4$ とならないように設計することが望ましい。

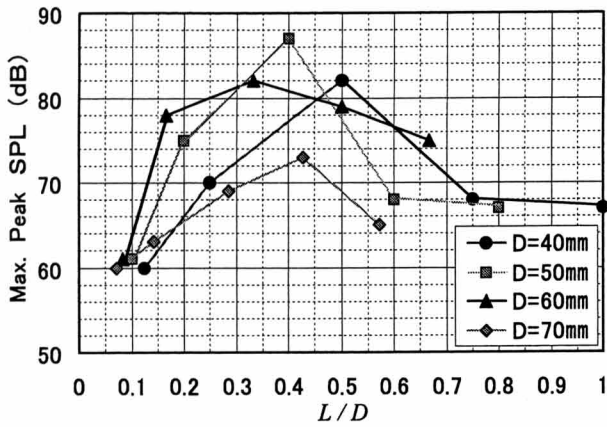


図 5-29. Peak SPL の最大値と L/D の関係

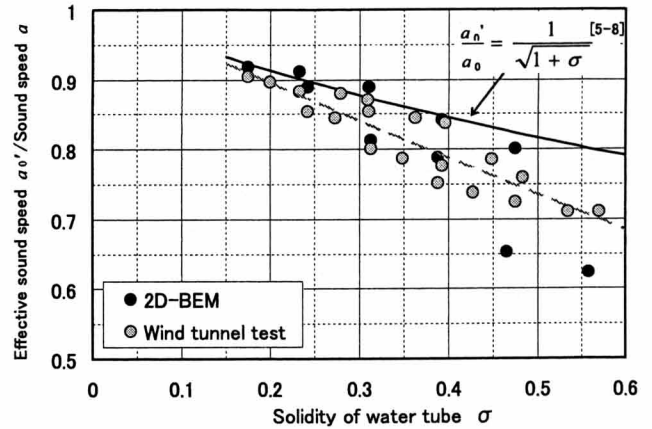


図 5-30. a_0'/a_0 とソリディティ σ の関係

(5) 水管の充填率と音速の関係

本研究では、表 5-1 に示すように D を大きくすると共鳴周波数 f_p が下がる傾向が得られたため、これについても調べた。

一般に、流路内に管群などの流路を塞ぐ物体が存在すると、見かけ上の音速が低下すると言われている^[5-8]。そこで、本研究においても、水管の流路における充填率（以下、ソリディティ σ ）と見かけ上の音速 a_0' の関係を調べた（図 5-30 参照）。なお、通常の音速 a_0 は $a_0=340\text{m/s}$ とし、 a_0' は表 5-1 中の f_p （=1 次共鳴周波数）と流路長さ l_d （実測値より求めた開口端補正長 $\approx 0.17\text{m}$ を含む）を用いて、 $a_0'=2 \cdot f_p \cdot l_d$ により求めた。

図 5-30 より、 a_0' は従来言われているように、 σ が大きくなるほど低下している。図 5-30 には参考として、Blevins が管群を想定して理論的に導出した a_0'/a_0 ^[5-8] についても示しているが、本研究の a_0'/a_0 は Blevins のそれに比べて全般的に若干小さいことがわかる。また、本実験値は 2 次元境界要素法（BEM）に基づく音場解析結果と概ね一致しており、本研究で扱うような音場では、管群に比べて a_0' の低下率が大きいと言える。

5.3.4 まとめ

本節では、多管式貫流ボイラでしばしば生じる異音の発生メカニズムを実験と解析の両面から調査し、モデル実験により流れ場に潜在する渦放出周波数を求めた。以下に、得られた知見をまとめて示す。

(1) 水槽実験および 2 次元 CFD 解析結果より、水管の背後には剥離渦（剥離せん断層）が生じ、この渦が周期的に「放出—移流」していく様子が確認できた。また、ボイラ缶内を対象とした 3 次元 FEM 音場解析結果より、異音の共鳴モードは燃焼室ではなく流路内に存在することが明らかとなった。この異音は非燃焼試験時にも生じることから、流れ

場に生じる剥離渦と音場の共鳴が相互に干渉し合って発生する、空力学的な（熱力学的ではなく）自励音であることが判明した。

(2)流れ場に潜在する無次元渦放出周波数 St （ストロハル数）は、モデル実験において発生音が最大となる時の隙間流速 V_g 、発生音のピーク周波数 f_p および剥離せん断層長さ l ($\equiv L+D/2$) より求めることができ、算出した St は $0.3\sim 0.6$ であった。これは、矩形キャビティやベローズにおける St とほぼ同じ範囲の値であり、本研究で扱う渦放出現象が本質的にキャビティやベローズで生じる現象と同様であることが窺える。また、本研究で求めた St を用いることにより、多管式貫流ボイラで生じる空力自励音の発生周波数を予測することが可能であり、低騒音化設計に有用である。

(3)水管の流れ方向の間隔に係わるアスペクト比が $L/D \approx 0.4$ となる場合に、発生音が大きくなる傾向にあり、この時最も安定した強い強度の剥離渦が生じることが推察される。よって、ボイラの低騒音化のためには、 $L/D \approx 0.4$ とならないように設計することが望ましい。

(4)見かけ上の音速 a_0' は従来言われているように、水管の流路における充填率 σ が大きくなるほど低下する。ただし、本研究で扱うボイラでは、 a_0' の低下率が同じ σ の管群の場合に比べて若干大きい。

本節では、水管の配列に関するパラメータ（食い違いの度合）を減らす目的で、格子配列に着目して実験および解析を進めてきたが、今後は千鳥配列についても調査を進めていきたい。

5.4 結言

本章では、流れ場と音場の干渉により発生する“空力自励音”の例として、①ダクト内に二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合、および②多管式貫流ボイラの2つを採り挙げた。実機のダクトでは、複数のプレートが間隔を有してタンデムに設置される場合が多いため、①では“複数枚プレート”の最も基本的なモデルとして、二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合を採り挙げた。一方、②では実際のボイラを採り挙げたが、発生する現象は本質的に①と同様であり、①の応用モデルである。

空力自励音は数値解析技術の発達した現在でも、解析のみによる発生音の予測は困難であると思われる。したがって、本章では主に実験的に研究を進め、空力自励音の発生メカニズム究明と実験データ・ベース構築を主な目的とした。各モデルに対して得られた知見は各節ごとにまとめたので、詳細はそちらを参照されたい。上記①と②のモデルに共通し

て得られた知見を以下にまとめる。

- (1) 流れ場と音場の干渉により選択的に生じる共鳴モード（空力自励音モード）は、渦変動の生じる部位に“音圧の節”すなわち“粒子速度の腹”が存在するモードである。
- (2) このとき、流れ場には流速に応じた周期的な渦放出の生じる本質的な特性が潜在している。本章の例では、プレートでは一般に厚み（厳密には実後流幅）、ボイラの凹凸では剥離せん断層の長さが、ストロハル数の代表寸法と考えられる。
- (3) このような空力自励音を効果的に抑制するためには、“粒子速度の腹”となる部位での渦変動を抑制するように、流れの観点から対策を施すべきある。

以上の知見を実機に適用すれば、僅かな設計変更で効果的に空力自励音（いわゆる異音）を抑制することが可能である。実際、ダクト内ではプレート縁形状の変更、多管式貫流ボイラでは水管の配置あるいは水管の隙間部変更により（特に流路の出入口付近）、空力自励音の抑制を実現でき、騒音問題の生じない静かな、環境に優しい機械製品を市場に提供することができた。

第5章の参考文献

- [5-1] 青木誠, 石原国彦, ダクトの中に置かれたプレートから発生する空力自励音に関する研究 (第1報, 一枚プレートの場合における自励機構について), 日本機械学会-Dynamics and Design Conference '99, [No.99-7] Vol.A, pp.583-586.
- [5-2] 青木誠, 石原国彦, ダクトの中に置かれたプレートから発生する空力自励音に関する研究 (第2報, 二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合), 日本機械学会-2001年度・年次大会講演論文集, No.01-1(V) (2001-8), pp.163-164.
- [5-3] R.Parker, Resonance effects in wake shedding from parallel plates: Calculation of resonant frequencies, *Journal of Sound and Vibration*, 5(2) (1967), pp.330-343.
- [5-4] M.C.Welsh, A.N.Stokes, and R.Parker, Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate: Part I, Semi-circular leading edge, *Journal of Sound and Vibration*, 95-3(1984), pp.305-323.
- [5-5] 深野徹, A.A.タルクダル, 高津恭, 高松康生, 一様流中に流れに沿って置かれた平板から発生する離散周波数騒音に関する研究, 日本機械学会論文集 B 編, 51-468 (昭60-8), pp.2505-2514.
- [5-6] 船川正哉, ボイラ,熱交換器の管群の振動とダクト内気柱の共鳴に関する研究, 学位論文 (大阪大学), 1979-11, pp.53-87.
- [5-7] 橋口真宜, 波数空間での数値拡散の評価, 第6回数値流体力学シンポジウム講演論文集(1992), pp.571-574.
- [5-8] R.D.Blevins, Acoustic modes of heat-exchanger bundles, *Journal of Sound and Vibration*, 109-1(1986), pp.19-31.
- [5-9] 小林敏雄, 船川正哉, 熱交換器における管群の振動と気柱の共鳴, 日本機械学会-学会誌, 82-728 (昭54-7), pp.720-726.
- [5-10] C.R.Gerlach, Vortex excitation of metal bellows, *ASME Journal of Engineering for Industry*, 94(1972-2), pp.87-94.
- [5-11] D.S.Weaver, and P.Ainsworth, Flow-induced vibrations in bellows, *ASME Journal of Pressure Vessel Technology*, 111(1989-11), pp.402-406.
- [5-12] D.Rockwell, and E.Naudascher, Review : Self-sustaining oscillations of flow past cavities, *ASME Journal of Fluids Engineering*, 100(1978-6), pp.152-165.
- [5-13] 谷一郎, 流れ学, 岩波書店 (1967), pp.164.

第6章 低騒音ヘリコプタ・ブレード用翼型の設計

6.1 緒言

近年、ヘリコプタによる旅客輸送の需要が増すにつれ、ヘリコプタの機外騒音が問題になっている。特に、市街地での運航を目的とするコミュータ・ヘリコプタにおいては、住宅密集地にヘリポートが設置されるなどの理由により、機外騒音の低減化は急務となっている。

ヘリコプタの機外騒音は、後述するようにロータ・ブレードより発生する空力騒音とエンジンやギアなどから発生する機械騒音に大別できるが、機外騒音への寄与度が高いのは、前者の空力騒音である。この空力騒音の低減方法には、ブレードの翼端形状や翼型の改良、あるいはロータ回転数の低減など様々なものが挙げられるが、本章では中でも翼型に着目する。

従来のヘリコプタ・ブレード用翼型は、空力性能の向上を目指して設計されたものが殆どであり^{[6-1]~[6-3]}、空力騒音の低減に着目して設計された例は少ない。そこで本章では、空力的にも高性能であり、かつ低騒音性を有する翼型の設計を試みた。すなわち、前章までに採り挙げた事象は、主に空力騒音の特性に着目したものであるが、ここでは実機ベースにおける空力性能と空力騒音の両特性に着目し、双方のトレード・オフの検討を試みた。なお、翼型の具体的な設計は、空力特性と騒音特性の双方を同時に検討すべく、6.3節にて提案する設計フローに基づいて行った。

ところで、ブレード端部、中央部の翼型がロータ性能および空力騒音に与える影響は、ブレード根元部に比べると大きいと考えられる。このため、本章では6.3節にて詳細を後述するように、ブレード端部用翼型（厚み比8%）および中央部用翼型（厚み比10%）の設計を行った。以下では、ヘリコプタ機外騒音の概要および高性能/低騒音翼型の設計について述べた後に、新規設計翼型の風洞試験結果および解析による空力/騒音性能の評価結果を示す。そして、ヘリコプタ・ブレード用翼型に対して、高性能化と低騒音化の両立が実現可能であることを示す。

6.2 ヘリコプタより発生する空力騒音

ヘリコプタより発生する騒音の音源には、種々のものが存在する（図6-1参照）。騒音源を大別すると、ロータ（メインおよびテイル）から発生するもの、エンジンやトランスミ

ッション等から発生するもの、また、機体胴体から発生するもの、さらにメイン・ロータの後流とテイル・ロータや機体胴体との干渉によって発生する騒音などがある^[1-2]。これらの騒音源のうち、メイン・ロータから発生する音は、図 6-2 に示すように約 10～100Hz の低周波領域に存在し、その音圧レベルも他の騒音源に比べて高い^[6-4]。図 6-2 の例では、テイル・ロータから発生する音も比較的大きいが、最近のヘリコプタではテイル・ロータをダクト内に収納した形式“ダクテッド・ロータ^[6-5]”やロータ形式を完全に廃止して噴流を吹き出す形式“ノータ^[6-6]”を採用するものが増えている。これら新技術の導入により、テイル・ロータ騒音の寄与度は更に低くなり、メイン・ロータから発生する騒音が益々支配的となる傾向にある。すなわち、ヘリコプタ騒音の主要な騒音源は、メイン・ロータから発生する空力騒音と言え、この低騒音化が急務である。

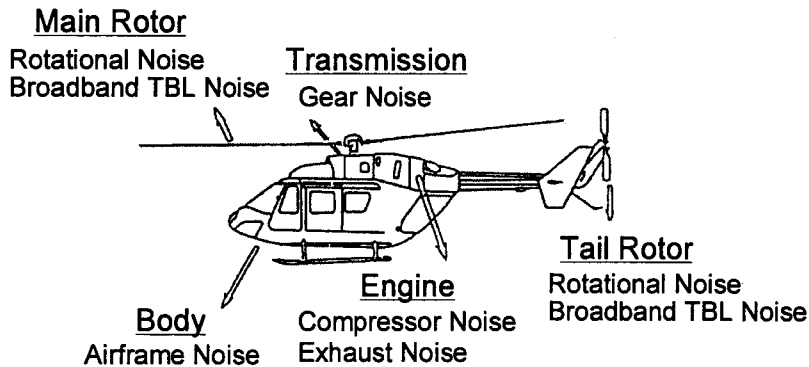


図 6-1. ヘリコプタ機外における騒音源の例^[1-2]

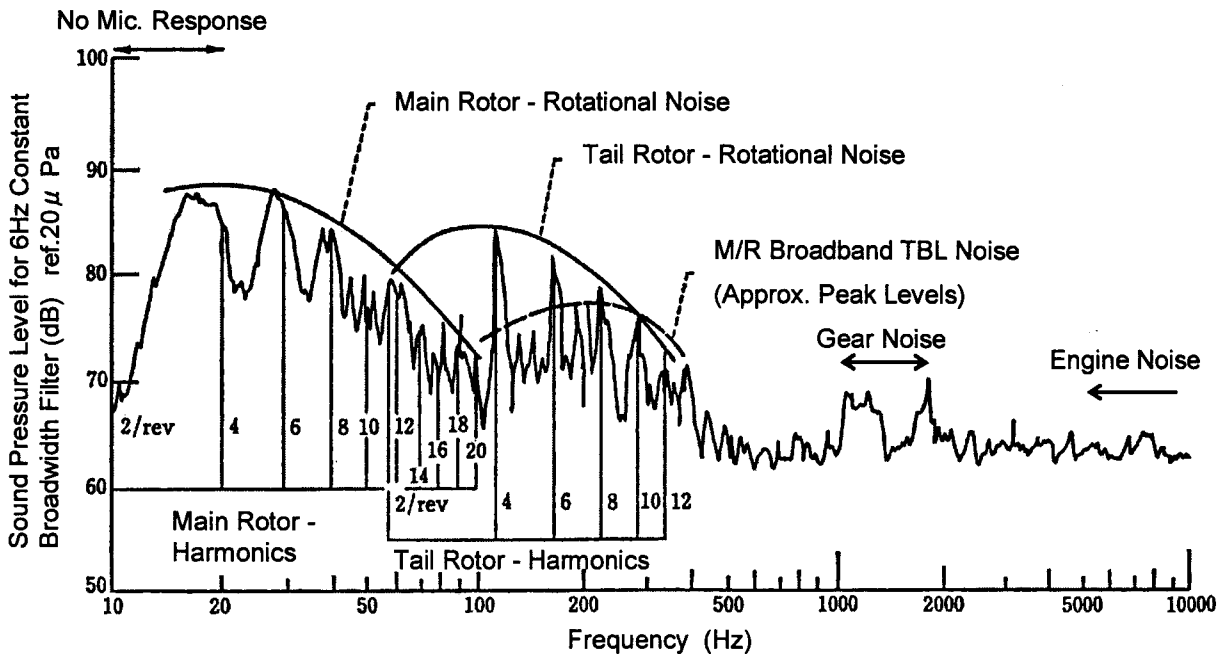


図 6-2. ヘリコプタ機外騒音の周波数特性の例 (HU-1A 型機, 推力 600lb, 200ft 地点)^[6-4]

メイン・ロータから発生する空力騒音には、幾つかの種類が存在する（図 6-3^[6-7]参照）。まず、どのような飛行条件においても発生する空力騒音として、“回転騒音（図 6-2 中の Rotational Noise）”が挙げられる。回転騒音は、流体力（揚力/抗力）および厚みを有する物体（ブレード）が回転運動することにより生じる空力騒音であり、物体後流の渦と物体との干渉が無くとも発生する。人間の耳には「ブーン」と聴こえる騒音であり、身の周りにある扇風機や換気扇などで聴かれる“ファン騒音”と同様である。回転騒音の周波数特性は、ロータ回転数とブレード枚数を掛け合わせた周波数が基本の1次成分となり、以降その高次成分が生じる（図 6-2 参照）。一方、ブレード表面上および後流における小さな乱流渦のランダム変動によって生じる“渦騒音（図 6-2 中の Broadband TBL Noise）”も常に発生する空力騒音であるが、図 6-2 に示すようにその寄与度は一般に低く、それ程問題となるような騒音ではない。なお、渦騒音は人間の耳には「ザー、サー」などのように聴こえ、その周波数特性は中～高周波域における広帯域ランダム騒音の様相を呈する^[6-8]。

ヘリコプタが高速で飛行する場合、ブレードの翼端付近には超音速領域が存在するため、翼面上には衝撃波が生じる。このように、高速飛行時での翼端マッハ数が大きな場合（一般には翼端マッハ数が約 0.9 以上）、衝撃波に起因した“高速衝撃 (High Speed Impulsive) 騒音”（以下、HSI 騒音）と呼ばれるスラップ音が生じる^[6-9]。スラップ音の特徴は、その時刻歴波形に急峻な音圧変化が見られ、周波数特性には低周波から高周波までの広範囲に亘り、「回転数×ブレード枚数」の高次成分が存在する。このため、人間の耳には「バタバタ、バリバリ」といった耳障りな音に聴こえる。

スラップ音には他に、ヘリコプタが低速で下降する着陸進入時や、急旋回時に生じるものもある。ただし、この場合は先行するブレードから放出された翼端渦を後続のブレードが切り裂くことにより発生するもので、上述の HSI 騒音とは現象および発生メカニズムが全く異なる。すなわち、翼端渦と後続のブレードが干渉することにより、ブレード表面上の圧力分布が急激に変化することに起因している。よって、この騒音は“ブレード/渦干渉 (Blade-Vortex Interaction) 騒音”（以下、BVI 騒音）と呼ばれ、人間の耳には HSI 騒音と同様に「バタバタ、バリバリ」といった耳障りな音に聴こえる。また、この騒音の強度は、翼端渦の強さ、ブレードと翼端渦の交差角度、交差距離などに依存するとされている^[6-10]。

本章では、以上で挙げた空力騒音の中でも、回転騒音と HSI 騒音を翼型設計の中に採り入れることとした。すなわち、渦騒音は翼型依存の小さな騒音と言われており^{[6-8],[6-11]}、機外騒音への寄与度も低い。一方、BVI 騒音には飛行経路の最適化や、ブレード翼根部に付設したアクチュエータでブレード全体のピッチ角を高調波で制御する Higher Harmonic Control (HHC)^[6-12]などの対策が最も効果的であり、翼型依存の小さい騒音と判断したためである。

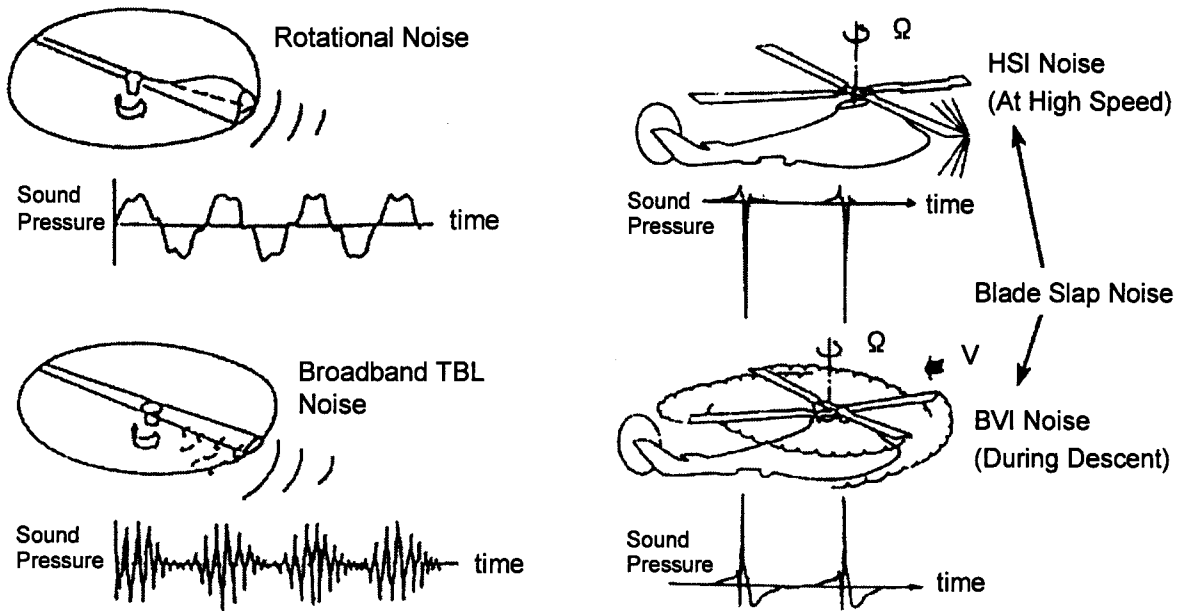


図 6-3. メイン・ロータから発生する空力騒音^[6-7]

6.3 高性能/低騒音翼型の設計

本章では，翼型設計時に高性能化のみならず低騒音化についても検討するため，図 6-4 に示すような設計フローを提案し，これに基づいて高性能/低騒音翼型の設計を行った。

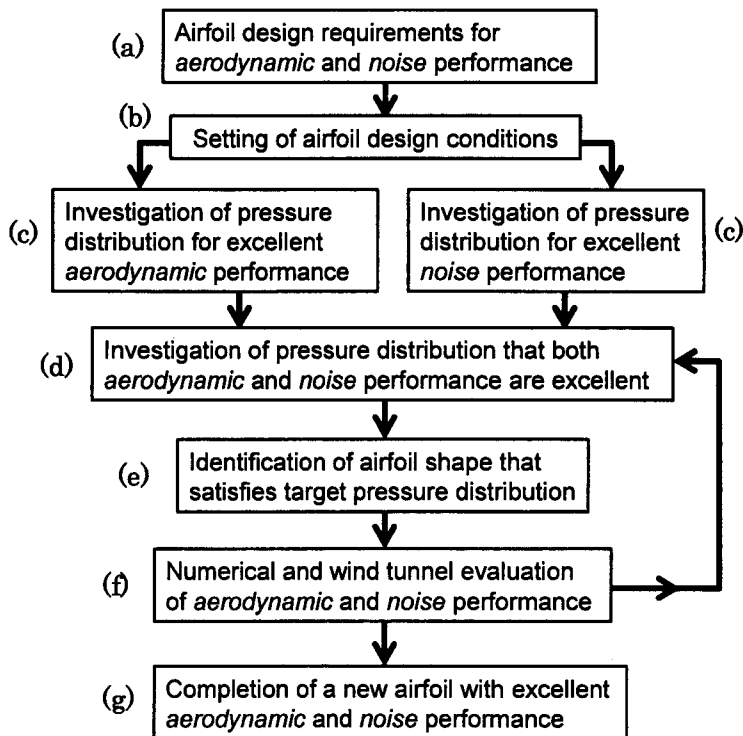


図 6-4. 高性能/低騒音翼型の設計フロー

(a) 翼型に対する空力および騒音特性の設計要求

ヘリコプタ・ブレードの作動環境を、図 6-5 に示す。一般に、ヘリコプタ・ブレード用翼型においては、図 6-5 に示すように、最大揚力係数 (Cl_{max})、揚力/抗力の比 (L/D)、無揚力時の抗力発散マッハ数 (M_{dd} ; マッハ数の増加に伴い衝撃波が成長し、造波抵抗による抗力が急激に高くなるマッハ数を示す)、さらに無揚力時のピッチング・モーメント係数 (Cm_0) などの空力特性が、流れ場の条件ごとの要求パラメータとなる^[6-13]。これらのパラメータは、想定されるヘリコプタの機体諸元や飛行性能に基づいて値が要求される。本章では、中型クラスのヘリコプタ開発を想定し、別途行われたヘリコプタの概念設計^[6-14]結果より、表 6-1 のような空力特性が要求された。

表 6-1. 翼型に対する空力特性の設計要求

空力特性	翼端部用 (0.9~1.0R)	翼中央部用 (~0.9R)
翼厚比	8 %前後	10%前後
M_{dd} @ $Cl=0.0$	0.85 以上	0.80 以上
Cl_{max} @ $M=0.3$	1.20 以上	1.50 以上
0.4	1.15 以上	1.40 以上
0.5	1.10 以上	1.20 以上
L/D @ $M=0.6, Cl=0.6$	60 以上	60 以上
$ Cm_0 $ @ $Cl=0.0$	0.01 以下	0.01 以下

一方、騒音特性については、一般的なヘリコプタによく使用される対称翼型 (NACA-00XX) と比較した場合の低減量を定める。翼型がヘリコプタの空力騒音に及ぼす影響を定量的に調査した研究例はこれまでに見当たらず、その低減量の具体的な設定は難しい。(c)項にて後述するように、既存のヘリコプタ用翼型 (厚み比 12%) を 4 種類採り挙げて、回転騒音と HSI 騒音 (高速衝撃騒音) の解析を行った結果、対称翼型との差異は最大で、回転騒音の場合は約 3 dB, HSI 騒音の場合は約 1 dB であった。よってここでは、これらの調査結果を踏まえて、1.0dB 以上の騒音低減を設計目標とした。この目標値は若干低いように思われるかも知れないが、翼型以外にもブレード翼端形状の最適化やロータ回転数の低減により、ロータ全体の空力騒音低減が可能であり、翼型に過度の騒音低減を要求すると、結果的には空力性能と騒音性能がアンバランスになることが懸念される。よって、実現可能なレベルとして、上述の目標値は妥当であると判断した。実際、ブレード翼端形状のみの変更により (翼型は同じ)、HSI 騒音が 5~6 dB 程度低減する解析例^[6-15]も示されており、最終的には翼型と翼端形状の双方を併せた最適設計が必要である。

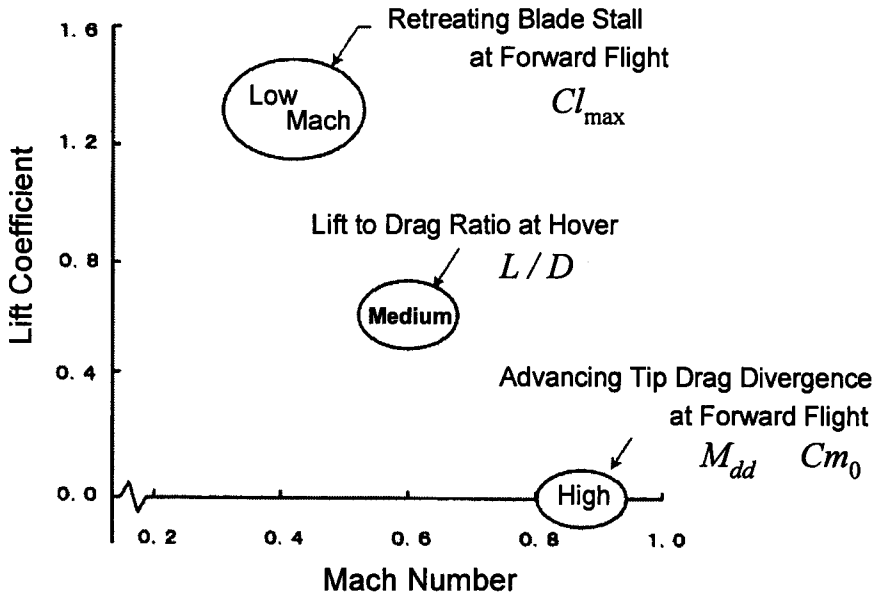


図 6-5. ヘリコプタ・ブレードの作動環境^[6-13]

(b) 翼型設計条件の設定

翼型設計時に主に着目する流れ場の条件を設定する。ここで、水平飛行時におけるロータ空力の一例を図 6-6 に示す。図 6-6(a)より、前進側 ($\phi = 90$ 度) と後退側 ($\phi = 270$ 度) のブレードでは流入速度が大きく異なり、結果としてロータ面上における有効迎角 α の分布は、図 6-6(b) の様になる^[6-16]。

すなわち図 6-6(a),(b)より、ブレード端部の翼型に着目した場合、前進側では無揚力時の圧縮性の影響、後退側では高迎角時の失速特性が特に重要であることがわかる。従って、翼型設計の際には、主に図 6-5 に示す低速域と高速域に着目することになり、特に高 Cl_{max}

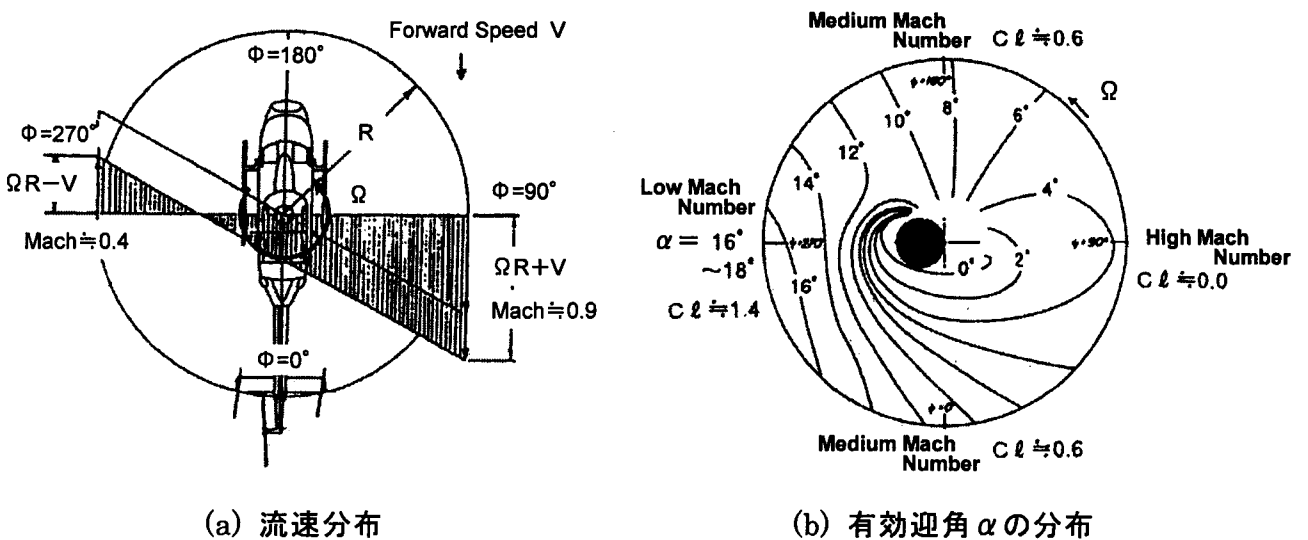


図 6-6. ロータ空力の一例(前進飛行時)^[6-16]

化および高 M_{dd} 化に比重を置くこととした。なお、本章では、表 6-1 および別途行われたヘリコプタの概念設計^[6-14]により、ブレード端部用の翼型として、厚み比 8% のものを設計することが決まった。

一方、ブレード中央部の翼型に対しては、前進側の圧縮性の影響が小さくなるので、主に図 6-5 に示す低速域と中速域に着目することになる。従って、翼型設計の際には、特に高 Cl_{max} 化および高 L/D 化に比重を置くこととした。なお、本章では、表 6-1 および別途行われたヘリコプタの概念設計^[6-14]により、ブレード中央部の翼型として、厚み比 10% のものを設計することが決まった。

(c) 空力特性および騒音特性の優れた圧力分布の検討

本項目(c)では、低、中、高速域において、空力特性と騒音特性の各々の特性が優れている圧力分布について検討する。

① 低速域に要求される圧力分布の検討

低速域で問題となるロータの空力騒音は、主に回転騒音である。文献^[6-17]によれば、フラットな圧力分布を有する翼型が、回転騒音の低減には有効である。そこで、図 6-7 および表 6-2 に示すような、厚み比 12% の実在するヘリコプタ・ブレード用翼型 4 種類を採り挙げ、水平飛行時における回転騒音の比較を解析により調査した。ただし、ブレード形状は矩形であり、回転騒音の解析は FW-H 式（第 1 章の式(1-11)参照、ただし右辺の第 3 項である四極子項は除く）により行った^[6-18]。なお、機体諸元と飛行条件は全ての翼型で同じであり、ロータ面上の空力荷重分布は、各翼型に対して今井の方法^[6-19]と局所運動量理論^[6-20]を組み合わせで求めた。

回転騒音の比較を表 6-3 に示すが、VR-7 翼型が最も低騒音であり、対称翼 NACA-0012 と比較して約 3 dB も低い。また、圧力分布も対称翼に比べて平坦であることがわかる（図 6-8 参照）。これは、前縁部のサクション・ピークが大きいほど、回転騒音が有する放射指向特性により、機体進行方向の斜め下方前方における騒音が大きくなることに起因している^[6-18]。以上の調査結果より、圧縮性の影響が小さい低速域では、サクション・ピークを抑制したフラットな圧力分布が、騒音サイドからの要求となることが確認された。

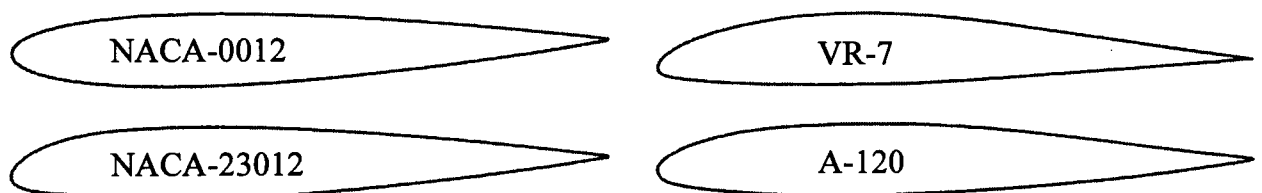


図 6-7. ロータ空力騒音の解析に用いた既存ヘリコプタ・ブレード用翼型（厚み比 12%）

表 6-2. 騒音解析に用いた既存翼型の諸特性（空力特性は他機関による試験値）

翼型 \ 特性	M_{dd} @ $Cl=0$	Cl_{max}			反り度 f/c (%)	前縁半径 r/c (%)	厚み比 t/c (%)
		$M=0.3$	$M=0.4$	$M=0.5$			
NACA-0012	0.765	1.14	1.08	0.97	0.0	1.58	12.0
NACA-23012	0.780	—	1.38	1.22	1.8	1.58	12.0
VR-7(0° Tab)	0.742	1.63	1.50	1.65	3.1	1.13	12.0
A-120	0.800	—	—	1.23	1.2	1.52	12.0

表 6-3. 回転騒音の解析結果（オーバーオール値）^[6-18]

翼型 \ 評価位置	ロータ面真下		ロータ面前方斜め 30° 下		ロータ面前方水平	
	dB	Δ dB	dB	Δ dB	dB	Δ dB
NACA-0012	81.3	—	80.9	—	82.1	—
NACA-23012	81.2	0.1	78.1	2.8	81.7	0.4
VR-7(0° Tab)	81.1	0.2	77.5	3.4	81.0	1.1
A-120	81.2	0.1	78.5	2.4	82.0	0.1

注) 機体重量 3.2 トン (中型クラス), プレード枚数 4, ロータ半径 5.5m, 前進速度 80 ノット, 高度 150m を想定し, ロータ中心より 150m 離れた地点を評価位置とした。

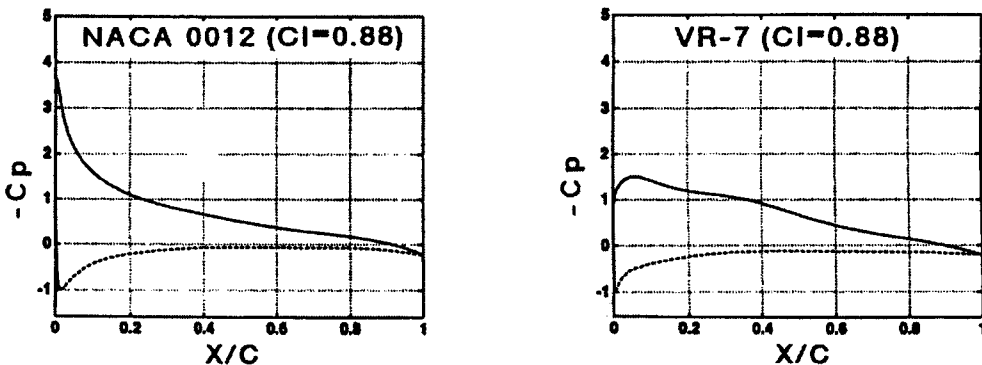


図 6-8. 揚力係数 $Cl=0.88$ とした場合の圧力分布の比較 (NACA-0012 vs. VR-7: 解析値)

一方, 空力特性においては, Cl_{max} の向上が要求されるが, これを実現する圧力分布としては前縁からの剥離を遅延させるべく, サクション・ピークの小さな圧力分布が求められる^[6-16]. すなわち, 低速域においては空力サイドと騒音サイドの要求する圧力分布が同様のものとなり, 結局, 高 Cl_{max} 化が低騒音化につながることになる. よって, 低速域では, 空力性能と騒音性能のトレード・オフは不要となる.

② 中速域に要求される圧力分布の検討

空力特性 L/D が騒音特性に及ぼす影響は, 小さいと考えられる. よって, 中速域では空力特性のみに重点を置き, 層流翼型の設計指針を参考にした. すなわち, 境界層の乱流遷移を遅らせて摩擦抵抗を下げするため, ルーフ・トップな圧力分布が望ましい^[6-21].

③ 高速域に要求される圧力分布の検討

高速域では、前述のようにブレード翼端部に生じる衝撃波に起因した HSI 騒音（高速衝撃騒音）が発生する。HSI 騒音の特徴は、図 6-9 に示すように、時刻歴波形において極端に大きな負値ピークを有する。ここでは、回転騒音の場合と同様に、図 6-7 に示した 4 種類の既存翼型を採り挙げ、翼型が HSI 騒音に及ぼす影響を解析により調べた。

HSI 騒音は衝撃波強度との相関が強いと考えられたため、空力特性である M_{dd} と騒音の関係性を調べた。その結果、翼端マッハ数が 0.9、無揚力の条件下では、 M_{dd} の高い翼型ほど HSI 騒音が小さくなり、最大で約 1.0dB の差異が生じる結果を得た（図 6-10 参照）。なお、本解析ではブレード周りの流れ場を 3 次元 Euler CFD 解析により求め、次いで Kirchhoff 法により HSI 騒音を求めた^[6-22]。HSI 騒音はロータの回転平面内で最も指向性が強いいため、図 6-10 では回転平面内でロータの中心から半径の 3 倍離れた地点を評価位置とした。

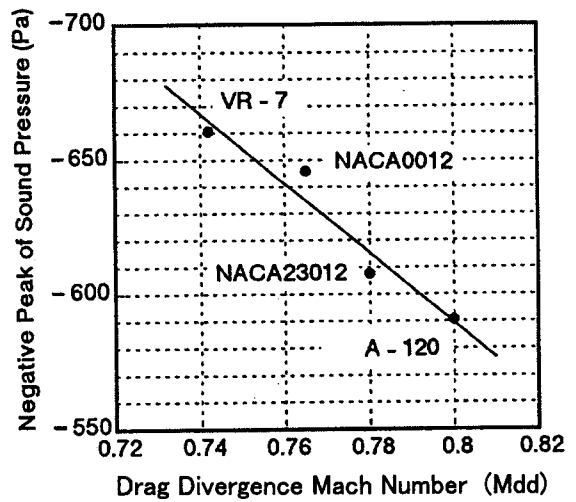
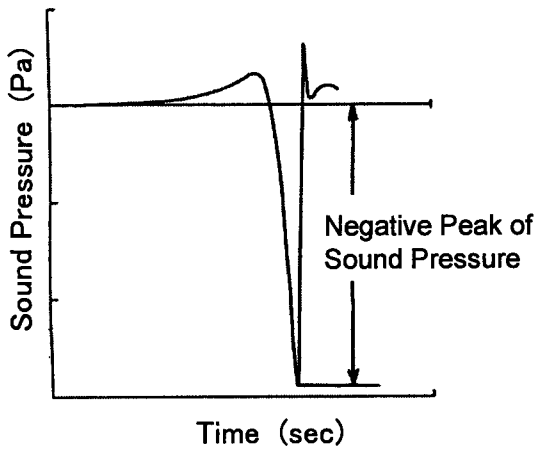
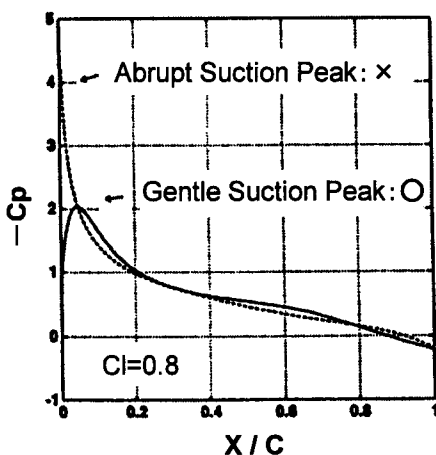
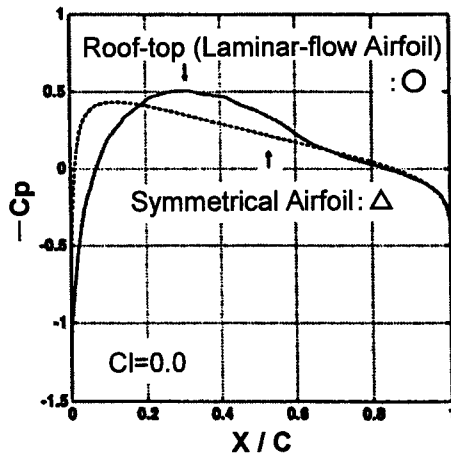


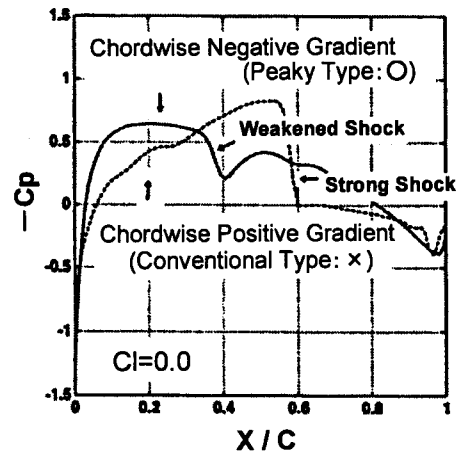
図 6-9. HSI 騒音の時刻歴波形 図 6-10. HSI 騒音の解析結果(翼端マッハ数 0.9, 無揚力時)^[6-22]



(a) 低速域



(b) 中速域



(c) 高速域

図 6-11. 空力特性の優れた圧力分布(翼上面側)の決定

一方、空力特性においては、前進側ブレードに生じる抵抗発散による抗力の急増を避けるために、当然 M_{ad} は高いことが望ましい。すなわち、高速域においても、空力サイドと騒音サイドから要求される圧力分布は同様のものとなり、高マッハ数域でなるべく衝撃波強度の弱くなる圧力分布が要求されることが判明した。よって、高速域でも、空力性能と騒音性能のトレード・オフは不要となる。

(d) 空力/騒音特性の優れた圧力分布の決定

上記(c)項での検討結果を基に、低、中、高速域における目標圧力分布を決定した。すなわち、低速域では“前縁サクション・ピークの小さな圧力分布(図 6-11(a))”，中速域では，“ルーフ・トップな圧力分布(図 6-11(b))”，高速域では遷音速翼型に有効とされる“Peak型圧力分布(図 6-11(c)) [6-23]”とした。なお、Peak型圧力分布とは、1960年代に Percy によって開発された翼型に因んで名付けられたもので、翼の前縁側に部分的な超音速流れを生じさせ、圧力分布のピークを作ることにより、衝撃波による抗力を軽減させる“右下がり型”の圧力分布である。

(e) 目標圧力分布を満足する翼型の同定

ここでは、対称翼である NACA-00XX および種々の既存翼型形状を参考にして、2次元定常 Euler CFD 解析ツールにより、順解析的に上記(d)項を満足する翼型を同定した。すなわち、“翼形状の決定(修正)→圧力分布の確認”を何度も繰り返して行った。

また、本作業の途中で、2次元定常 N-S CFD 解析コード(川崎重工業(株) 岐阜技術研究所 嶋博士[2-6]が開発した CFD コード“UG2”)を用いて、最大揚力係数 Cl_{max} などの空力特性を評価し、要求値である表 6-1 を大きく逸れていないかどうかを何度も確認しながら、設計作業を進めた。

(f) 解析および風洞試験による空力、騒音特性の評価

ロータ騒音解析コード、さらには風洞試験により、上記(e)項で得られた翼型に対する空力特性および騒音特性を評価した(詳細は 6.4 節にて後述)。ここで、(a)項を満足していない場合は(d)項に戻り、(a)項を満足するまで(d)～(f)項の作業を繰り返すことになる。

(g) 高性能/低騒音翼型の完成

上記の一連の作業をパスした後、高性能/低騒音翼型の完成となる。

6.4 高性能/低騒音翼型の空力特性の評価

6.3 節(e)項(図 6-4(e))までの設計手順を経て、新規に設計した翼型2体を図 6-12 に示す。両翼型の厚み比は8%と10%であり、それぞれ AK-080A, AK-100D と称す。AK-080A

はブレード端部用の翼型で、主に低速特性と高速特性の向上を目指して設計された。一方、AK-100Dはブレード中央部用の翼型で、主に低速特性と中速特性の向上を目指して設計された。以下では、これら2体の翼型に対して実施した風洞試験について述べる。

6.4.1 風洞試験の概要

風洞は、航空宇宙技術研究所（現 JAXA）所有の高レイノルズ数2次元遷音速風洞を使用した（図 6-13 参照）。本風洞は、調圧弁、集合胴、縮流胴、プレナム室、測定部、第2スロート弁、拡散胴、放出胴、および消音装置によって構成されており、主要な諸元を表 6-4 に示す。また、本風洞は高亜音速から遷音速領域における高レイノルズ数の試験を行う目的で作られた2次元翼型試験用風洞であり、風洞の性能および特性については既に公表されているので、詳細な説明は参考文献[6-24]～[6-28]に譲る。

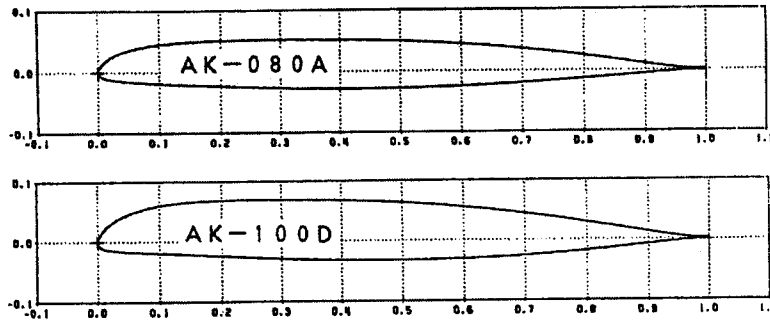


図 6-12. 新規に設計した厚み比8%(AK-080A)および10%(AK-100D)の翼型

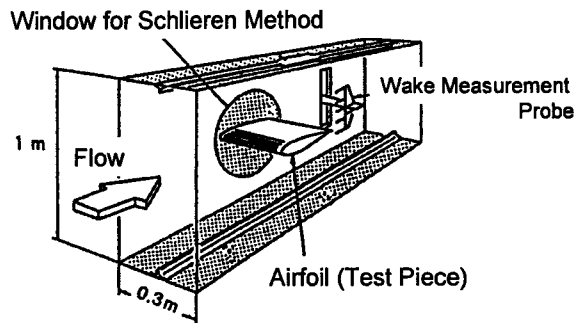


図 6-13. 航空宇宙技術研究所（現 JAXA）所有の高レイノルズ数2次元遷音速風洞の概要

表 6-4. 航空宇宙技術研究所（現 JAXA）所有の高レイノルズ数2次元遷音速風洞主要諸元

風洞形式	間欠吹き出し式
測定部断面積	0.3m (幅) × 1.0m (高)
淀み点圧力	196 kPa～1176 kPa
マッハ数範囲	0.2～1.2
最大レイノルズ数	40×10^6 ($M=0.8$, $P_0=1176$ kPa, 基準長=0.25m)
通風時間	9～100 sec

本試験では、側壁境界層の吸い込みは行っていない。Cd, Cl などの空力係数は、翼型模型表面の静圧分布および後流分布を測定し、これにより算出した。試験レイノルズ数は、実機の巡航条件を想定して $Re=3 \times 10^6 \sim 7 \times 10^6$ とし、試験マッハ数は 0.30～0.95 とした。試験の主な目的はマッハ数によって異なり、これを以下に示す。

- ①低速域（マッハ数=0.3～0.5）：最大揚力係数 Cl_{max} などの失速特性の把握。
- ②中速域（マッハ数=0.6）：揚抗比 L/D (@ $Cl=0.6$) の把握。
- ③高速域（マッハ数=0.7～0.95）：抵抗発散マッハ数 M_{dd} (@ $Cl=0.0$) の把握。

6.4.2 風洞試験模型の概要

AK-080A と AK-100D の 2 体の供試体は、共にコード長：200mm，スパン長：300mm であり、静圧孔数は上面 37 点，下面 30 点の計 67 点とした。模型の構造は、上下面 2 分割構造とし、強度検討を踏まえた上で材質はスチール鋼とクロムモリブデン鋼の合金である SCM-435 とした。静圧孔の配置は最前縁部を除き、翼中央の断面に一列に配列させた。

6.4.3 風洞試験結果および考察

AK-080A および AK-100D の風洞試験結果に基づく空力特性の一覧を、表 6-5 に示す。また、各空力特性に対する試験結果の考察を以下に記す。

(1) 失速特性 ($M=0.3 \sim 0.5$)

AK-080A の場合、マッハ数 $M=0.3, 0.4$ における失速特性は、マッハ数によらず失速付近の揚力係数 Cl の変化は緩慢で後縁失速型であり（図 6-14 参照）、前縁半径の比較的大きな翼型に見られる失速形態^[6-23]である。一方、AK-100D の場合は、 $M=0.3$ においては前縁失速型であるが、 $M=0.4$ において後縁失速型となっている（図 6-15 参照）。よって、失速のメカニズムが、 $M=0.3$ と $M=0.4$ では異なることが考えられる。ここで、図中横軸の“補正迎角 α_c ”とは、風洞壁の干渉による影響を除去した、理想状態における迎角^[6-28]を表す（幾何学的な模型の設定迎角 α とは、値が若干異なる）。

表 6-5. 風洞試験結果に基づく新規設計翼型の主な空力特性

空力特性	AK-080A	AK-100D
M_{dd} @ $Cl=0.0$	0.87	0.83
Cl_{max} @ $M=0.3$	1.26	1.61
0.4	1.22	1.47
0.5	1.11	1.21
L/D @ $M=0.6, Cl=0.6$	75	75
$ Cm_0 $ @ $Cl=0.0$	0.013	0.013

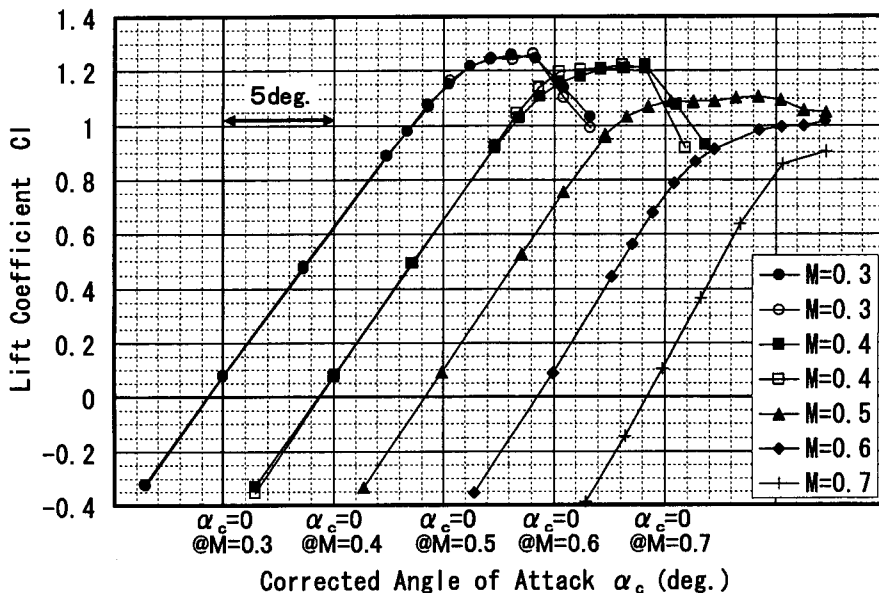


図 6-14. AK-080A(厚み比8%)の失速特性

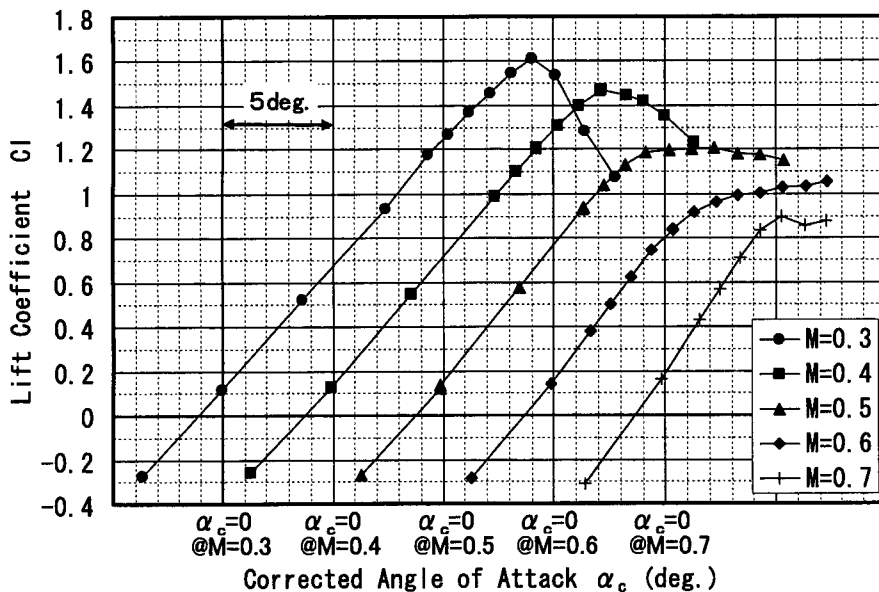
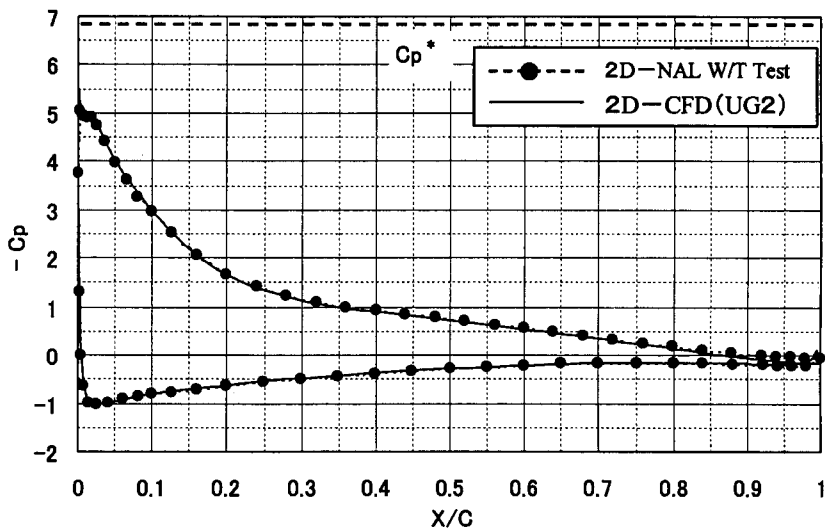


図 6-15. AK-100D(厚み比 10%)の失速特性

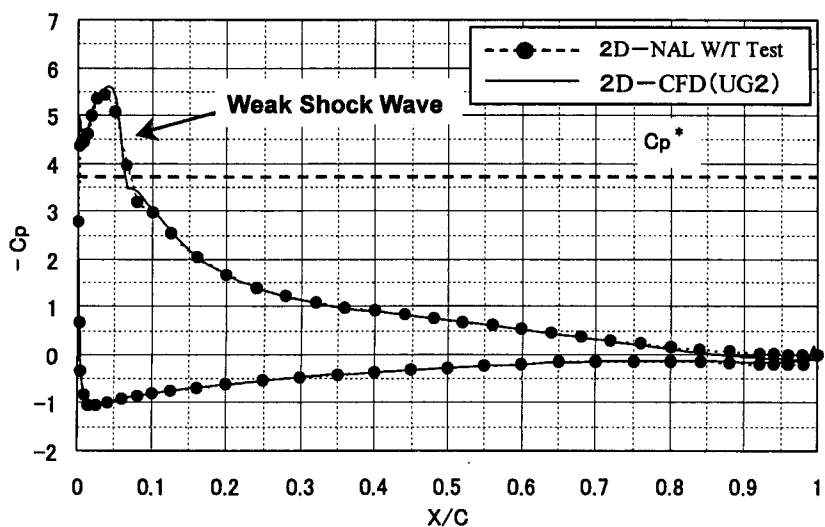
すなわち，AK-100D の場合，高迎角時における圧力分布を $M=0.3$ と $M=0.4$ で比較すると（図 6-16 参照），前縁負圧ピーク部の圧力分布が若干異なり， $M=0.4$ では失速直前の迎角において弱い衝撃波が生じているのがわかる．ただし，図 6-16 中の C_p^* は臨界圧力係数を示す．また，図 6-16 における翼周りの流れ場を，シュリーレン法により可視化した結果を図 6-17 に示すが，本図においても前縁部に弱い衝撃波の存在が窺われる．この様な圧力分布や可視化の比較結果から， $M=0.3$ と $M=0.4$ における失速メカニズムの相違が推測できる．なお，これらの現象は図 6-16 に示すように，2次元圧縮性 N-S CFD 解析（UG2 による）でも精度良く再現できており，失速に関する空力特性が解析でも定量

的に把握できる可能性を示唆している。以上を踏まえると、 $M=0.5$ において失速特性がどちらの翼型に対しても後縁失速型の様相を呈するのは、衝撃波による剥離が生じているためと考えられる。

従来、 $M=0.4$ 程度の低亜音速領域において、失速現象が圧縮性の影響を受けるとは考え難かったが、本試験結果より弱い衝撃波の発生が確認でき、それが失速特性に影響を及ぼしている可能性を指摘した。すなわち、CFD解析により翼型設計を行う場合、 $M=0.4$ 以上の領域における失速特性を評価するパラメータとして、“弱い衝撃波の発生有無”が挙げられ、N-S解析のみならず Euler 解析でも簡易的に失速特性を評価することが可能と考えられる。

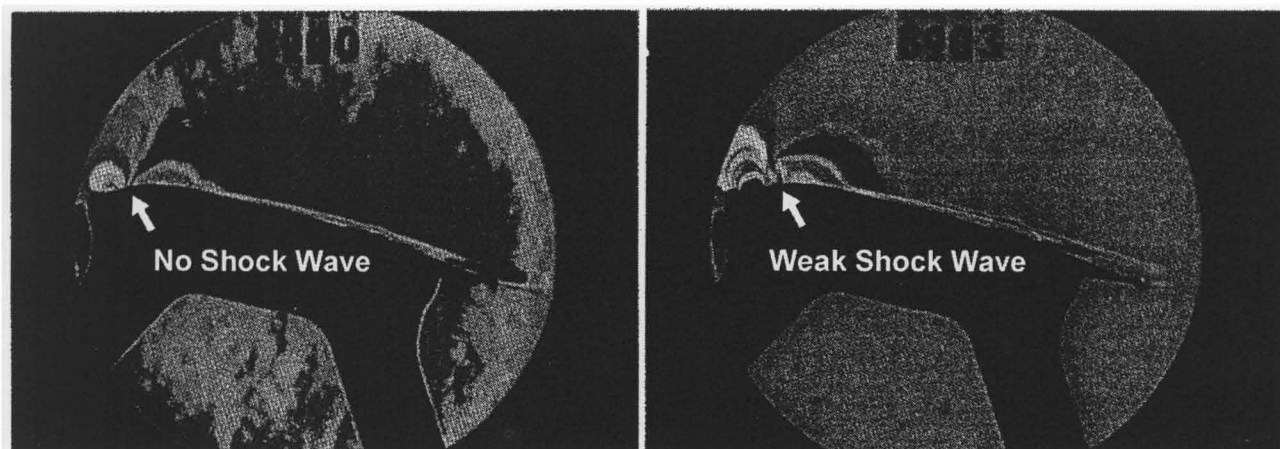


(a) $M=0.3$, 補整迎角 $\alpha_c \doteq 13$ 度



(b) $M=0.4$, 補整迎角 $\alpha_c \doteq 13$ 度

図 6-16. 失速付近における翼面上圧力分布の比較(AK-100D)



(a) $M=0.3$, 補整迎角 $\alpha_c \approx 13$ 度

(b) $M=0.4$, 補整迎角 $\alpha_c \approx 13$ 度

図 6-17. 失速付近の流れ場におけるシュリーレン法による可視化結果(AK-100D)

(2) 最大揚力係数 ($Cl_{max}@M=0.3\sim 0.5$)

一般に、 Cl_{max} はマッハ数の増加とともに低くなるが^[6-16]、AK-080A の場合は $M=0.3$ での Cl_{max} が元々低いため、マッハ数の増加に対する Cl_{max} の低減量は少ない(表 6-5, 図 6-14 参照)。一方、AK-100D は $M=0.3$ における Cl_{max} がかなり高いため、マッハ数の増加につれて Cl_{max} は低くなっているのがわかる(表 6-5, 図 6-15 参照)。しかしながら、両翼型の Cl_{max} は、厚み比が 8%, 10% と小さいにも関わらず、厚み比 12% の代表的な対称翼型 NACA-0012 ($Cl_{max} \approx 1.1$ ^[6-29]) に比べて十分高い値を有している。また、表 6-1 に示した設計要求値を満足している。

(3) 揚抗比 ($L/D@M=0.6, Cl=0.6$)

$M=0.6$ では低迎角においても圧縮性の影響が存在するので、例えば $Cl=0.8$ 程度でも衝撃波の発生に起因する失速が始まる。このため、 $Cl=0.6$ における抗力を低く抑えるには、空気の粘性のみならず圧縮性についても考慮する必要がある。 L/D の向上は一般に容易ではない。それにも関わらず、AK-080A および AK-100D の L/D (表 6-5 参照) は、高 L/D で有名な翼型 NACA-23012 ($L/D \approx 50$ ^[6-29]) に比べて、かなり高い値を有している。また、表 6-1 に示した設計要求値を満足している。

(4) 抵抗発散マッハ数 ($M_{dd}@Cl=0.0$)

本章で開発した 2 体の翼型は M_{dd} を向上させるため、高マッハ数域での圧力分布が Peak 型圧力分布になるように設計した。例として、特に M_{dd} の向上に配慮した AK-080A の $M \approx 0.85$ であるときの圧力分布を、図 6-18 に示す。図 6-18 より、目論見通りの圧力分布が確認でき、これにより高 M_{dd} 化が達成できた。

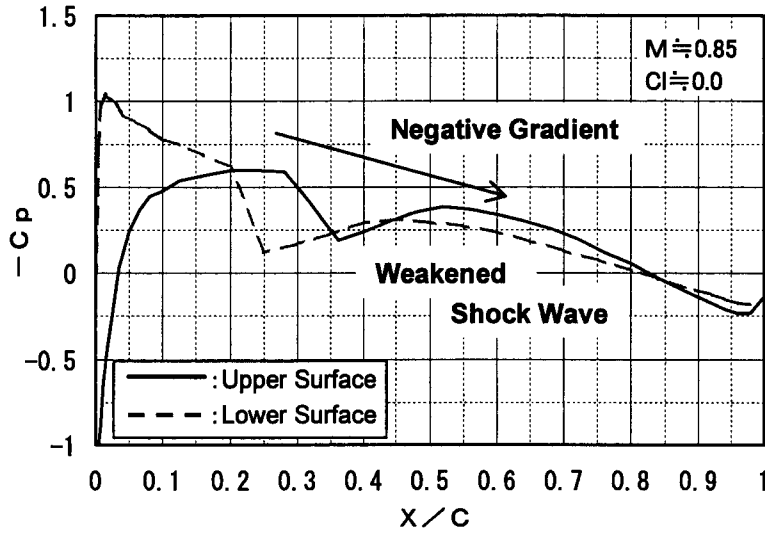


図 6-18. 風洞試験による翼面上の圧力分布 (AK-080A, $M=0.85$, $Cl=0.0$)

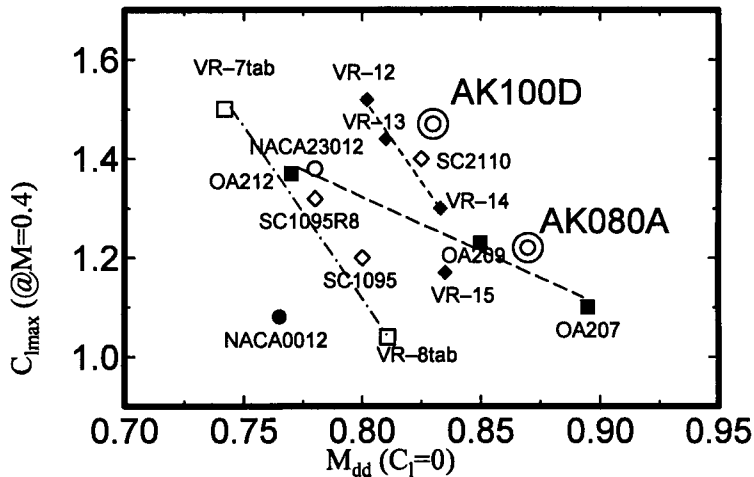


図 6-19. AK-080A, AK-100D と既存翼型の空力特性の比較

ここで、高速域の特性である M_{dd} を低速域の特性である $C_{l_{max}}$ と併せて評価すると図 6-19 の様になり、本章で設計された 2 体の翼型は、既存の翼型に比べてかなり高性能であることがわかる。また、 M_{dd} は表 6-1 に示した設計要求値を満足している。

(5) ピッチング・モーメント ($|C_{m_0}| @ Cl=0.0$)

$C_{l_{max}}$ や L/D 、さらには M_{dd} の向上のため、両翼型の形状特性としては、反りが比較的大きい。このため、翼型設計時においてモーメント低減の考慮はしているものの、 $|C_{m_0}|$ は表 6-5 に示すように若干大きな値となった。しかしながら、 $|C_{m_0}|$ は翼型の後縁にタブを付けて、その角度を調整することにより低減が可能である^[6-30]。よって、今後は表 6-1 に示した設計要求値を満足するように、“後縁タブ”による $|C_{m_0}|$ の最適化が必要である。

6.4.4 風洞試験結果のまとめ

前項 6.4.3 で示したように、本章で新規に設計した2体の翼型の空力特性は、全体的に高性能であり、既存翼型と比較してもトップクラスであることが判明した。また、表 6-1 に示した設計要求値を殆ど満足している。よって、2体の翼型は実機ヘリコプタへの適用が十分に可能であり、国内外において既に特許取得を完了している。

6.5 高性能/低騒音翼型の騒音特性の評価

騒音特性の評価は、実機やモデルロータ試験での評価が現段階では困難であるため、全て解析により行った。回転騒音については、表 6-3 と同じ機体諸元および解析手法、条件により評価した。解析の結果、AK-080A、AK-100D の回転騒音は共に、同じ厚み比であ

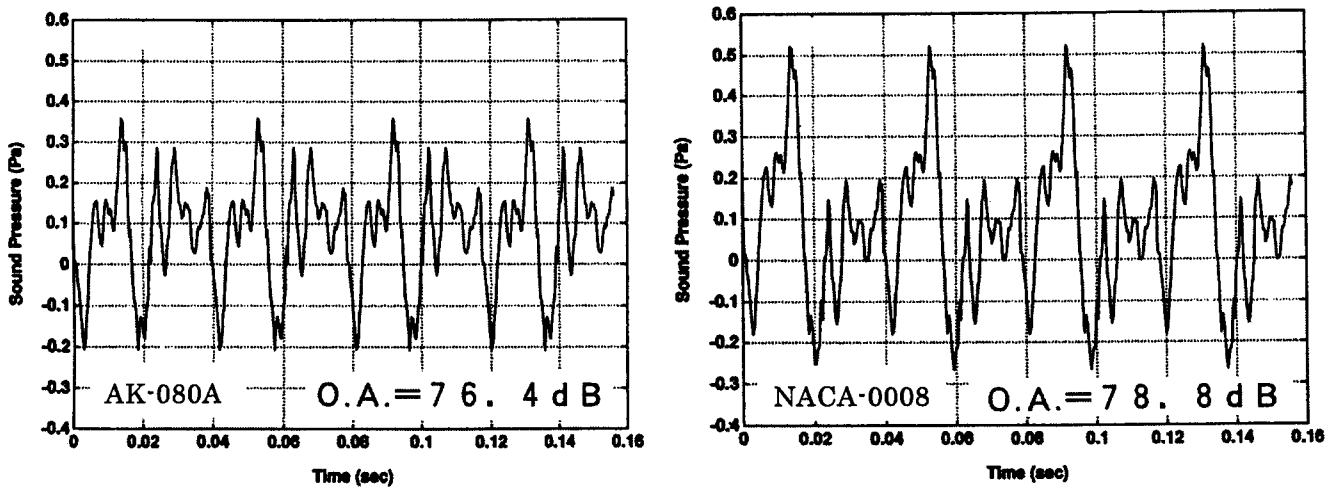


図 6-20. AK-080A と NACA-0008 の回転騒音の比較(解析, α - θ 面前方斜め 30° 下)

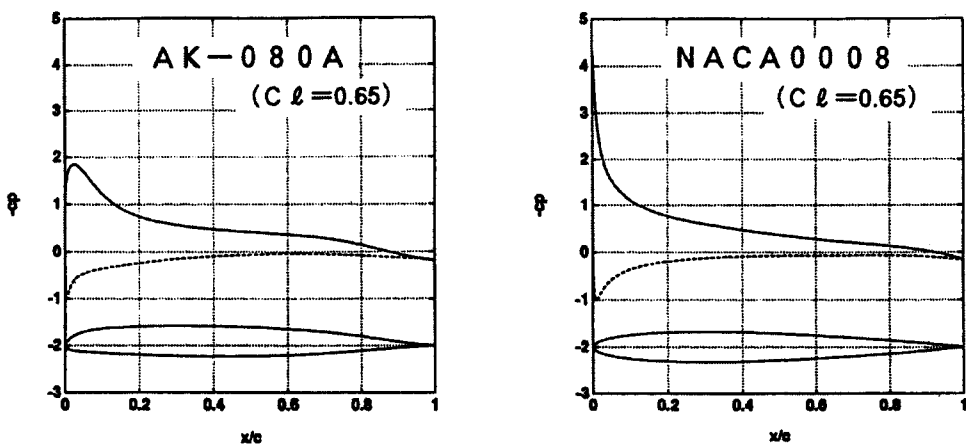


図 6-21. AK-080A と NACA-0008 の翼面上圧力分布の比較(解析)

る NACA-00XX に比べて約 2 dB 低くなった (図 6-20 参照: AK-080A のみ示す). これは, AK-080A, AK-100D の圧力分布が NACA-0008 および NACA-0010 に比べてフラットであることに起因している (図 6-21 参照: AK-080A のみ示す).

一方, HSI 騒音 (高速衝撃騒音) については, 図 6-10 と同じ解析手法を用いて評価を行った. その結果, ブレード翼端部に用いる AK-080A を解析の対象とした場合, HSI 騒音は NACA-0008 に比べて 0.7dB 低くなる (図 6-22 参照). ただし, 図 6-22 では回転平面内でロータの中心から半径の 1.1 倍離れた地点を評価位置とした. なお, 参考までに 3次元 Euler CFD 解析結果に基づくブレード周辺の等マッハ数線図を図 6-23 に示すが, ブレードの外側 (半径方向) へ伝播する圧力擾乱は, その差は僅かであるが AK-080A が NACA-0008 に比べて小さいことがわかる. 例えば, 図 6-23 中における “ $M=1.0$ ” の等マッハ数線 (破線) の周方向分布は, その起伏が NACA-0008 に比べて AK-080A の方が僅かに緩やかである. 以上のように AK-080A が低騒音であるのは, AK-080A の M_{dd} が NACA-0008 に比べて高いことに起因していると考えられる.

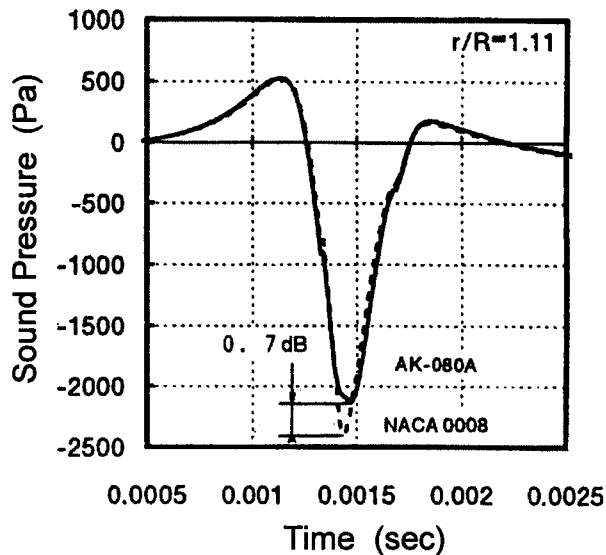


図 6-22. AK-080A と NACA-0008 の HSI 騒音の比較 (解析, 翼端マッハ数 0.9, 無揚力)

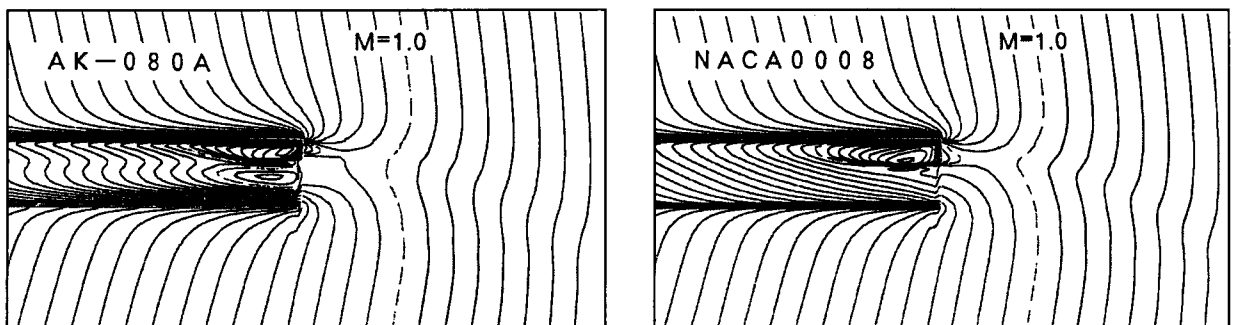


図 6-23. AK-080A と NACA-0008 の等マッハ数線図の比較 (解析, 翼端マッハ数 0.9, 無揚力)

以上のように、本章で設計された翼型は、HSI騒音の低減が目標値を0.3dB下回ったものの、2体とも低騒音性を有し、騒音の設計目標値をほぼ満足することが解析により確認できた。なお、AK-080Aは米国音響学会論文集に「高性能/低騒音翼型」として、特許の概要^[6-31]が紹介されている。

6.6 結言

本章では、ヘリコプタに適用可能な高性能で且つ低騒音である翼型の設計を試みた。翼型の設計は、本章で提案した設計フロー（図6-4）に基づいて行い、AK-080A（厚み比8%：翼端部用）、AK-100D（厚み比10%：翼中央部用）と称する翼型を新規に設計した。航空宇宙技術研究所（現JAXA）所有の高レイノルズ数2次元遷音速風洞において、風洞試験により空力特性の評価を行った結果、 $|C_{m_0}|$ は若干大きな値であったが、その他の主要な空力特性である Cl_{max} 、 M_{dd} 、 L/D は、既存の翼型に比べてかなり優れていることが確認でき、設計要求値をほぼ満足していた。一方、騒音特性については解析により評価した結果、同じ厚み比である対称翼NACA-00XXより低騒音であることが確認でき、設計要求値をほぼ満足していた。

ヘリコプタ・ブレード用翼型に対して、空力性能と空力騒音のトレード・オフについて検討したが、結果的には空力サイドと騒音サイドの要求する圧力分布が同じであることが判明し、いわゆるトレード・オフは不要となる。すなわち、高性能化と低騒音化の両立が可能であることを示し（低速域と高速域の双方の高性能化により低騒音化が可能）、これを実現化したAK-080Aは米国音響学会論文集にてその特許概要が紹介された。今後は、本風洞試験および騒音解析で得られた結果を参考にして、図6-4の翼型設計フローに基づき、図6-4(f)→図6-4(d)のフィードバックを行い、更なる高性能な翼型の開発（高 Cl_{max} 、高 L/D 、低 $|C_{m_0}|$ 化）を進めて行く予定である。

第6章の参考文献

- [6-1] J.J.Thibert, and J.Gallot, Advanced research on helicopter blade airfoils, 6th European Rotorcraft Forum (1980-9), Paper-Nr.49.
- [6-2] K.H.Horstmann, H.Koster, and G.Polz, Improvement of two blade sections for helicopter rotors, 10th European Rotorcraft Forum (1984-8).
- [6-3] B.S.de Mattos, and S.Wagner, New numerically designed advanced helicopter-type airfoils, 14th AIAA Applied Aerodynamics Conference, New Orleans, Louisiana, USA, June 18-20 (1996), Paper 96-2374.
- [6-4] M.E.Goldstein, 今市憲作・辻本良信 訳, 流体音響学, 共立出版 (1991), pp.164-183.
- [6-5] S.Bandoh, M.Fudamoto, and T.Akiyama, The ducted tail rotor system of the new observation helicopter (XOH-1), Heli Japan 98 (1998-4), Paper-Nr.T2-7.
- [6-6] M.V.Lowson, Progress towards quieter civil helicopters, 17th European Rotorcraft Forum (1991-9), Paper-Nr.91-59.
- [6-7] 山川榮一, 齊藤茂, 第6回 ヘリコプタの騒音(講義;ヘリコプタ工学の基礎と応用), 日本航空宇宙学会誌, 第48巻-第555号(2000-4), pp.280-288.
- [6-8] T.F.Brooks, D.S.Pope, and M.A.Marcolini, Airfoil self-noise and prediction, NASA RP-1218 (1989-7).
- [6-9] 齊藤茂, 青山剛史, ヘリコプタの騒音についてー特に衝撃騒音の見地からー, 日本航空宇宙学会誌, 第43巻-第493号(1995-2), pp.100-107.
- [6-10] W.R.Splettstoesser, K.J.Schultz, D.A.Boxwell, and F.H.Schmitz, Helicopter model rotor-blade vortex interaction impulsive noise : Scalability and parametric variations, 10th European Rotorcraft Forum (1984-8), Paper-Nr.18.
- [6-11] 秋下貞夫, 一様流中に置かれた翼による騒音(第1報, 広帯域騒音), 日本機械学会論文集B編, 47-418(昭56-6), pp.947-956.
- [6-12] N.Kobiki, A.Murashige, A.Tsuchihashi, Y.Hasegawa, N.Kondo, H.Nishimura, T.Tsujiuchi, K.Inagaki, and E.Yamakawa, Correlation between analysis and wind tunnel test results – What ATIC has done so far., 55th Annual Forum American Helicopter Society, Montreal, Canada (1999-5) .
- [6-13] L.Dadone, Rotor airfoil optimization : An understanding of the physical limits, 34th Annual National Forum of the American Helicopter Society (1978-5), Preprint 78-4.
- [6-14] N.Kondo, H.Nishimura, H.Nakamura, M.Aoki, T.Tsujiuchi, E.Yamakawa, T.Aoyama, and S.Saito, Preliminary study of a low noise rotor, 23rd European Rotorcraft Forum (1997-9), Paper-Nr.22.
- [6-15] 近藤夏樹, 辻内智郁, 村重敦, 西村宏貴, 青木誠, 土橋昭彦, 山川榮一, 青山剛史, 齊藤茂, 低騒音ヘリコプタ・ブレードの開発とその実証について, 日本航空宇宙学会論文集, 第51巻-第592号 (2003-5), pp.198-206.
- [6-16] R.W.Prouty, Helicopter Aerodynamics, Rotor & Wing International (1985).
- [6-17] Y.Nakamura, Blade section design to reduce rotor rotational noise, 5th European Rotorcraft Forum (1979), Paper Nr.63.
- [6-18] 青木誠, 西村宏貴, 山川榮一, 翼型がヘリコプタの回転騒音に及ぼす影響, 第33回飛行機シンポジウム講演論文集 (1995), pp.701-704.
- [6-19] 今井功, 任意翼型の理論, 日本航空宇宙学会誌, 第9巻-第88号(1942), pp.865-875.

- [6-20] 河内啓二，ヘリコプタ騒音の計算法，日本航空宇宙学会誌，第41巻-第477号 (1993-10)，pp.548-555.
- [6-21] 比良二郎，高速飛行の理論，廣川書店 (1977).
- [6-22] 青木誠，近藤夏樹，齊藤茂，青山剛史，ヘリコプタの高速衝撃騒音を低減するブレード形状の設計に関する考察，航空宇宙技術研究所特別資料 NAL SP-30 (1996)，pp.35-40.
- [6-23] 西山哲男，翼型学，日刊工業新聞社 (1992).
- [6-24] 空気力学第2部，航技研二次元遷音速風洞の構造と特性，航空宇宙技術研究所報告 TR-647 (1980).
- [6-25] 榊原盛三，高島一明，三輪等，小国保男，佐藤衛，神田宏，航技研二次元風洞の気流特性について (I) -マッハ数分布の気流偏角および側壁からの境界層吸込予備試験-，航空宇宙技術研究所報告 TR-693 (1982).
- [6-26] 榊原盛三，三輪等，小国保男，佐藤衛，神田宏，航技研二次元風洞の気流特性について (II) -風洞各部の変動圧力(騒音)の分析と音源の検討-，航空宇宙技術研究所報告 TR-836 (1984).
- [6-27] 小国保男，佐藤衛，神田宏，榊原盛三，三輪等，馬場滋夫，航技研二次元風洞の気流特性について (III) -気流の乱れと測定法-，航空宇宙技術研究所報告 TR-842 (1984).
- [6-28] 三輪等，佐藤衛，小国保男，神田宏，航技研二次元風洞の気流特性について (IV) -二次元風洞気流制御-，航空宇宙技術研究所報告 TR-862 (1986).
- [6-29] L.Dadone, U.S. Army Helicopter Design DATCOM Vol.1-Airfoils (1976-5), NASA CR-153247.
- [6-30] 土橋昭彦，西村宏貴，山川榮一，青木誠，高性能/低騒音ヘリコプタ・ブレード用翼型の研究 (第3報)，第36回飛行機シンポジウム講演論文集 (1998).
- [6-31] M.Aoki, H.Nishimura, and E.Yamakawa, Helicopter blade airfoil (Reviews of acoustical patents), *Journal of the Acoustical Society of America*, 108(1) (2000-7), pp.20.

第7章 結論

本研究では、空力騒音に関わる種々の事象を採り挙げ、発生音の予測精度向上、発生音の低減法、発生メカニズムの究明（音源位置、遠方場への伝播特性および自励現象など）、データ・ベースの構築、空力特性と騒音特性のトレード・オフの検討（ヘリコプタ用翼型を対象）などについて詳しく調べた。以下に、第2章以降で示した本研究により得られた知見をまとめ、本論文の結論とする。

第2章では、断面形状が●、■、◆なる3種類の柱状物体を採り挙げ、解析的にエオルス音を評価し、その大小関係について詳しく調べた。これは、同一の解析ツールにより、種々の断面形状より発生するエオルス音の予測および比較を試みた研究例は見当たらず、発生音の大小関係を解析的に求めることが可能になれば、低騒音化設計への一助となるのは間違いないと考えたからである。

その結果、エオルス音の SPL_{peak} は2次元 CFD 解析に基づく予測と実験の比較で、概ね良い一致を得た。しかし、発生音の大小関係は、実験では「■>◆≒●」であるが、予測では「●>■>◆」であり、●が最も大きくなる点で異なる傾向が得られた。これは、●の予測値が大きいことに起因しており、●が■や◆に比べて精度の良いシミュレートが困難であったためと考えられる。つまり、原因は●の剥離点の不安定性にあり、さらに音源強度とも言うべき Cl_{rms} が後流の3次元性の影響を受けやすい形状であるにもかかわらず、2次元解析により3次元性が考慮されなかったためと考えられる。すなわち、異なる断面形状に対するエオルス音の大小関係を同一の解析ツールにより評価する場合、2次元解析に基づく予測法では不十分であり、セル構造や縦渦の影響なども含めた3次元解析に基づく予測が必要である。

そこで、3次元 CFD 解析に基づくエオルス音の予測を試みた結果、大まかには「■≒●>◆」のような傾向が得られており、実験と完全に一致しているとは言いがたいが、2次元 CFD 解析に基づく「●>■>◆」に比べれば、3次元 CFD 解析の導入に伴い、予測精度は向上した。これは、主に●の流れ場、ひいては発生音の予測精度が向上したことに起因している。すなわち、剥離点が不定である●の解析は、現時点でも比較的困難な問題であり、LES 乱流モデルの適用を試みるなどして、更なる予測技術の高度化を進める必要がある。これについては今後の研究課題としたい。第2章で構築した空力騒音の予測ツールでは、発生音の大きさのオーダーを知るには十分な予測精度が得られており、●、■、◆の大小関係については、3次元 CFD 解析の導入により2次元解析に比べて予測精度は改善

された。このことは、空力騒音の実用的な予測精度向上に関して、有益な知見を与えたと思われる。

第3章では、弦長 c と厚み t を広範囲に組み合わせ、前後縁の形状も半円形のみならず、角切り形で構成される種々のプレートを用いて系統的な風洞実験を行い、離散周波数音（エオルス音）の音響特性把握（ St 、風速依存性、放射指向特性など）を試みた。従来、柱状物体を採り挙げた研究例は数多く、音響特性に関するデータも幾つか存在するが、第3章のように多数の供試プレートを用い、種々の音響特性について調べた研究例は見当たらない。また、Lighthill 方程式に基づく発生音の解析を行い、風速依存性、放射指向特性および Lighthill 音源分布を詳細に調べた。さらに、 c/λ がプレート周りの音場に及ぼす影響についても調べた。従来、空力騒音の解析に対して、Lighthill 方程式に基づく研究例は少なく、種々の音響特性を求めた研究例も見当たらない。

風洞実験の結果、発生音の波長 λ と c の比 c/λ が大きくなるような場合、音波のプレート自身による回折や反射（散乱）が複雑化するため、風速依存性は円柱などで見られる6乗則には従わず、高次の多項式で近似されるような複雑な増加傾向を示した。また、双極子形の放射指向特性には、音圧の最大値が前縁側に偏る傾向が見られた。以上のような現象は、物体が音響的に非コンパクトになったことに起因している。そこで、実験による風速依存性およびダイポール音源とプレートによる音場解析結果より、実用的な範囲で発生音の風速依存性が6乗則に従わなくなる（プレートが音響的に非コンパクトとなる）おおよその限界条件を求めると、「 $c/\lambda > 0.31 \doteq 1/\pi$ 」であった。また、音場解析によれば、上述の限界条件は遠方場においても成り立つ。この限界条件を超えた場合、発生音の放射指向特性は単純な双極子形から花びら状の多重極形へと変化するため、風速依存性も複雑に変化する。

一方、発生音の風速依存性および放射指向特性は、実験と解析の比較で定性的に良い一致を示し、Lighthill 方程式に基づく音響解析の妥当性が示された。また、物体が音響的にコンパクトとみなせる条件下では、Lighthill 方程式および Curle の式の双極子項による発生音の解析結果は良い一致を示した。ただし、流れの解析に圧縮性を考慮したものを採用すれば、物体のコンパクト性の可否に限らず、Lighthill 方程式と Curle の式による音圧値は理論的に一致するはずである。すなわち、Curle の式の双極子項を用いて空力騒音を解析的に評価する場合、流れの解析における圧縮性の有無は非常に重要であり、非圧縮性解析の場合は「物体が音響的にコンパクト」となる条件下でのみ、妥当な解を得ることができる。物体が非コンパクトとなる場合には、(Howe が指摘したように) 第3章のように Lighthill 方程式を用いるか(真の音源の算出が必要)、あるいは圧縮性の流れ解析(+Curle

の式) を行う必要がある。

以上のように、広範囲な c/λ の組み合わせを有する多くのプレートを対象とした本研究の実施により、物体のコンパクト性に関する限界 c/λ および空力騒音の予測精度向上に関する非常に重要な知見を得ることが出来た。また、第3章では研究の足掛かりとして、2次元解析によりプレートの空力騒音の発生現象について究明してきたが、今後はここで得られた知見を基に、3次元解析へとステップアップし、空力騒音の定量的な予測精度向上を目指して研究を進めて行く予定である。

第4章では、柱状物体から発生するエオルス音を抑制できるデバイス、“スプリッタープレート”について詳しく調べた。すなわち、スプリッタープレートはエオルス音の抑制方法として広く知られているが、発生音へ及ぼす影響に関する研究例や実験データは殆ど見当たらない。そこで第4章では、スプリッタープレートによる騒音低減指針を得る目的で、供試体の両端部に端板が無い場合の風洞実験を実施して、種々の考察を行った。

その結果、円柱では、スプリッタープレート無し時の渦放出周波数 $f_{s0} = St_0 \cdot U/D$ ($St_0 = 0.2$) と、スプリッタープレート長 L および渦の移流速度 U_c より決まるフィードバック周波数 $f_c = U_c/L$ ($U_c = 0.55U$) が一致する、即ち、

$$L/D = (1/St_0) \times (U_c/U) \quad \dots\dots\dots (A)$$

が成り立つ場合、式(A)より求まる L/D において自励的励振機構が顕著に生じる場合がある。この時、円柱スパン方向のコヒーレンスは一様に増加し、これに伴い発生音も増大する。よって、スプリッタープレート長 L は、式(A)を満足しないように選択する必要がある。ただし、式(A)が成り立っても自励音が発生しない場合もあることから、この式は自励機構が成り立つための必要条件であり、自励音が発生するためにはこれに加えて剥離せん断層の不安定性が、放出渦のスプリッタープレート後縁に衝突して生じる圧力擾乱に強く支配されることが必要である。つまり、 W/D (W : 物体が流れに曝されるスパン方向長さ) がエオルス音の発生限界を十分越えて大きいほど、剥離せん断層の不安定性は圧力擾乱に支配され易く、したがって自励音も発生しやすくなり、増音現象を引き起こす。言い換えれば、スプリッタープレートの減音効果は L/D のみならず、 W/D にも影響する。例えば、車両のパンタグラフや橋梁のトラスで使用される柱状物体のように端板が無い流れでは、 W/D が大きい場合はスプリッタープレート付設による自励音が発生しやすくなり、注意が必要である。

ところで、従来のスプリッタープレートに関する実験では、その長さ L 、吹き出し口の大きさ W などが限られており、得られた結果の普遍性が乏しかった。そこで、円柱径 D を変えて行った実験結果も踏まえ、普遍的な知見を整理すると、(i)円柱のスプリッタープレートによる発生音の低減効果は、 $L/D \doteq 1.0$ で最大となる、(ii)風速 (Re 数) が大きいほど

スプリッタプレートによる発生音の低減効果は大きく、増音効果も小さくなる傾向があることが判明した。ただし、(ii)については原因が解明されておらず、今後の研究課題としたい。以上のように、エオルス音を抑制するためのスプリッタプレートが、自励的な励振機構により逆に発生音を増加させる場合があり、十分な注意が必要である。このような報告はこれまでになされておらず、工学的に重要な知見である。

第5章では、流れ場と音場の干渉により発生する“空力自励音”の例として、①ダクト内に二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合、および②多管式貫流ボイラの2つを採り挙げた。実機のダクトでは、複数のプレートが間隔を有してタンデムに設置される場合が多いため、①では“複数枚プレート”の最も基本的なモデルとして、二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合を採り挙げた。一方、②では実際のボイラを採り挙げたが、発生する現象は本質的に①と同様であり、①の応用モデルである。空力自励音は数値解析技術の発達した現在でも、解析のみによる発生音の予測は困難であると思われる。したがって、第5章では主に実験的に研究を進め、空力自励音の発生メカニズム究明と実験データ・ベース構築を主な目的とした。

その結果、①において空力自励音が発生する場合、上流側プレートと下流側プレートの間隙部で、縦方向の粒子速度が大きくなるような共鳴モード（空力自励音モード）が選択的に励起された。すなわち、両プレートの間隙部が主要な音源部位と考えられ、この部位に交番渦などの渦変動が生じないようにすることが、低騒音化設計への有効な対策法と言える。言い換えれば、上流側プレートの後縁形状が重要であり、剥離点が不安定となるような流線形状は自励現象を助長しやすいと考えられ、適用を避けるべきである。さらに上流側プレートに等価的なキャンバを与えたり、下流側プレートを傾けることにより、上流側プレート後縁から放出される交番渦は生じにくくなり、空力自励音モードへの刺激が弱まることも相俟って、発生音は大幅に低減すると考えられる。

一方、②では、水槽実験および2次元CFD解析結果より、水管の背後には剥離渦（剥離せん断層）が生じ、この渦が周期的に「放出－移流」していく様子が確認できた。また、ボイラ缶内を対象とした3次元FEM音場解析結果より、異音の共鳴モードは燃焼室ではなく流路内に存在することが明らかとなった。この異音は非燃焼試験時にも生じることから、流れ場に生じる剥離渦と音場の共鳴が相互に干渉し合って発生する、①と同様の空力学的な（熱力学的ではなく）自励音であることが判明した。

さらに、②の流れ場に潜在する無次元渦放出周波数 St （ストロハル数）は、モデル実験において発生音が最大となる時の隙間流速 V_g 、発生音のピーク周波数 f_p および剥離せん断層長さ l ($\approx L+D/2$) より求めることができ、算出した St は 0.3～0.6 であった。これは、

矩形キャビティやベローズにおける St とほぼ同じ範囲の値であり、本ボイラで扱う渦放出現象が本質的にキャビティやベローズで生じる現象と同様であることが窺える。また、ここで求めた St を用いることにより、従来不明であった多管式貫流ボイラで生じる空力自励音の発生周波数を予測することが可能であり、低騒音化設計に有用である。

上記①と②のモデルに共通して得られた知見を、以下にまとめる。

- (1)流れ場と音場の干渉により選択的に生じる共鳴モード（空力自励音モード）は、渦変動の生じる部位に“音圧の節”すなわち“粒子速度の腹”が存在するモードである。
- (2)このとき、流れ場には流速に応じた周期的な渦放出の生じる本質的な特性が潜在している。第5章の例では、プレートでは一般に厚み（厳密には実後流幅）、ボイラの凹凸では剥離せん断層の長さが、ストロハル数 St の代表寸法と考えられる。
- (3)このような空力自励音を効果的に抑制するためには、“粒子速度の腹”となる部位での渦変動を抑制するように、流れの観点から対策を施すべきある。

以上の知見を実機に適用すれば、僅かな設計変更で効果的に空力自励音（いわゆる異音）を抑制することが可能である。実際、ダクト内ではプレート縁形状の変更、多管式貫流ボイラでは水管の配置あるいは水管の隙間部変更により（特に流路の出入口付近）、空力自励音の抑制を実現でき、騒音問題の生じない静かな、環境に優しい機械製品を市場に提供することができた。

第6章では、ヘリコプタに適用可能な高性能で且つ低騒音である翼型の設計を試みた。翼型の設計は、本研究で提案した設計フローに基づいて行い、AK-080A（厚み比8%：翼端部用）、AK-100D（厚み比10%：翼中央部用）と称する翼型を新規に設計した。航空宇宙技術研究所（現 JAXA）所有の高レイノルズ数2次元遷音速風洞において、風洞試験により空力特性の評価を行った結果、 $|Cm_0|$ は若干大きな値であったが、その他の主要な空力特性である Cl_{max} 、 M_{dd} 、 L/D は、既存の翼型に比べてかなり優れていることが確認でき、設計要求値をほぼ満足していた。一方、騒音特性については解析により評価した結果、同じ厚み比である対称翼 NACA-00XX より低騒音であることが確認でき、設計要求値をほぼ満足していた。

ヘリコプタ・ブレード用翼型に対して、空力性能と空力騒音のトレード・オフについて検討したが、結果的には空力サイドと騒音サイドの要求する圧力分布が同じであることが判明し、いわゆるトレード・オフは不要となる。すなわち、高性能化と低騒音化の両立が可能であることを示し（低速域と高速域の双方の高性能化により低騒音化が可能）、これを実現化した AK-080A は米国音響学会論文集にてその特許概要が紹介された。今後は、本風洞試験および騒音解析で得られた結果を参考にして、更なる高性能で且つ低騒音な

翼型の開発を進めて行く予定である。

最後に、本論文でこれまで示してきたように、空力騒音は流体力学と音響学の双方の物理現象からの観点で着目する必要がある、そのどちらかに偏っても現象の本質を見誤る可能性がある。例えばプレートの空力騒音の例では、その風速依存性は流れ場と音場の双方が関係しており、従来は流れ場のみに着目した研究が多かったため、風速依存性のキー・ファクタである“物体のコンパクト性”について議論される機会は少なかった。その結果として、6乗則の限界条件や非圧縮性 CFD 解析を空力騒音解析に適用する際の留意点などの重要な議論が十分なされず、現在にまで至ったと思われる。空力自励音の例では、流れ場と音場の双方が干渉し合うため、流体力学と音響学の双方に着目すべき事象としては、典型的なものであろう。空力騒音に関わる問題はその困難さ故に多くが未解明であり、解決すべき課題は山積している。それらは様々な形で双方の物理現象が重畳し、あるいは干渉し合って、“騒音”というオーバーオールな物理量で我々人間の耳元に届き、そして顕在化する。空力騒音は厄介で対策、予測の困難な騒音であるが、身の周りで生じる一般的な“生活騒音”と言っても過言ではない。今後は、機械製品の静粛化に貢献すべく、常に流れ場と音場の双方に配慮しながら、空力騒音の研究を鋭意続けて行く所存である。

付録 A. グリーン関数を用いた波動方程式の一般解

ここでは、静止した媒質に対する非同次の波動方程式 (式(A-1)) の一般解を、グリーン関数を用いて表す。

$$\nabla^2 p'(\mathbf{y}, \tau) - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial \tau^2} = -\gamma(\mathbf{y}, \tau) \quad \dots\dots\dots (A-1)$$

式(A-1)の右辺項をディラックのデルタ関数に置き換えた方程式，式(A-2)を満足する関数 $G(\mathbf{y}, \tau | \mathbf{x}, t)$ をグリーン関数と呼ぶ。

$$\nabla^2 G - \frac{1}{a_0^2} \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} = -\delta(t - \tau)\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \quad \dots\dots\dots (A-2)$$

ただし、 G は

$$t < \tau \text{ の時, } G = \partial G / \partial \tau = 0 \quad \dots\dots\dots (A-3)$$

の因果律を満足するものとする。

次に、式(A-1)の両辺に G を掛け、さらに式(A-2)の両辺に p' を掛けたものとの差をとると、次式のようになる。

$$\begin{aligned} G \nabla^2 p' - \frac{1}{a_0^2} G \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} - p' \nabla^2 G + \frac{1}{a_0^2} p' \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} \\ = -G \gamma(\mathbf{y}, \tau) + p' \delta(t - \tau)\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \quad \dots\dots\dots (A-4) \end{aligned}$$

式(A-4)を時間 τ と空間 V で積分する。

$$\begin{aligned} \int_{-T}^T \int_V (G \nabla^2 p' - p' \nabla^2 G) dV d\tau - \frac{1}{a_0^2} \int_{-T}^T \int_V \left(G \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} - p' \frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} \right) dV d\tau \\ = - \int_{-T}^T \int_V G \gamma(\mathbf{y}, \tau) dV d\tau + \int_{-T}^T \int_V p'(\mathbf{y}, \tau) \delta(t - \tau)\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) dV d\tau \quad \dots (A-5) \end{aligned}$$

まず、式(A-5)の右辺第2項について考える。ディラックのデルタ関数の積分公式(A-6)より、

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(\eta) \delta(\eta - \xi) d\eta = f(\xi) \quad \dots\dots\dots (A-6)$$

$$\int_{-T}^T \int_V p'(\mathbf{y}, \tau) \delta(t - \tau) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) dV d\tau$$

$$= \int_V p'(\mathbf{y}, t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) dV = p'(\mathbf{x}, t) \quad (\mathbf{x} \in V) \quad \dots\dots\dots (A\cdot7)$$

次に、式(A-5)の左辺第1項については、グリーンの定理 (式(A-8)) を適用する。

$$\int_{-T}^T \int_V (G \nabla^2 p' - p' \nabla^2 G) dV d\tau = \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'}{\partial n} - p' \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS d\tau \quad \dots (A\cdot8)$$

さらに、式(A-5)の左辺第2項については、物体 (積分領域) が静止している場合、ライプニッツの法則を適用することにより零となる。

結局、式(A-5)は、式(A-7)および式(A-8)と上述の仮定より、式(A-9)のようになる。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^T \int_V G \gamma(\mathbf{y}, \tau) dV(\mathbf{y}) d\tau + \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial n} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS(\mathbf{y}) d\tau$$

\dots (A-9)

式(A-9)が、グリーン関数 $G(\mathbf{y}, \tau | \mathbf{x}, t)$ を用いた波動方程式 (静止媒質, 静止物体) の一般解である。

付録 B. Curle の式の導出

式(1-9)を用いた Lighthill 方程式の一般解は，式(B-1)のようになる。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^T \int_V G \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau + \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial n} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS d\tau \quad \dots (B-1)$$

先ず，式(B-1)の右辺第1項の $T_{ij}(\mathbf{y}, \tau)$ の微分を $G(\mathbf{y}, \tau | \mathbf{x}, t)$ の微分に置き換える。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y_i} \left[G \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] - \frac{\partial}{\partial y_j} \left[T_{ij} \frac{\partial G}{\partial y_i} \right] \\ &= \frac{\partial G}{\partial y_i} \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} + G \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} - \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \frac{\partial G}{\partial y_i} - T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} = G \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} - T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} \\ \therefore G \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} &= T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} + \frac{\partial}{\partial y_i} \left[G \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] - \frac{\partial}{\partial y_j} \left[T_{ij} \frac{\partial G}{\partial y_i} \right] \quad \dots \dots \dots (B-2) \end{aligned}$$

式(B-2)を式(B-1)に代入すると，次式のようになる。

$$\begin{aligned} p'(\mathbf{x}, t) &= \int_{-T}^T \int_V \left(T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} + \frac{\partial}{\partial y_i} \left[G \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] - \frac{\partial}{\partial y_j} \left[T_{ij} \frac{\partial G}{\partial y_i} \right] \right) dV d\tau \\ &\quad + \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial n} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS d\tau \quad \dots (B-3) \end{aligned}$$

さらに，式(B-3)の右辺第1項中の被積分関数に（第2項および第3項），ガウスの発散定理を適用して，体積積分を面積積分に変換すると，次式のようになる。

$$\begin{aligned} p'(\mathbf{x}, t) &= \int_{-T}^T \int_V T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau + \int_{-T}^T \int_S \left(G n_i \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} - T_{ij} n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} \right) dS d\tau \\ &\quad + \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial n} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS d\tau \quad \dots (B-4) \end{aligned}$$

ここで， $T_{ij} = \rho v_i v_j + \delta_{ij} (p' - a_0^2 \rho')$ を，式(B-4)に代入すると次式となる。

$$\begin{aligned}
 p'(\mathbf{x}, t) = & \int_{-T}^T \int_V T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau - \int_{-T}^T \int_S (\delta_{ij} p' - e_{ij}) n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} dS d\tau \\
 & - \int_{-T}^T \int_S (\rho v_i v_j - a_0^2 \delta_{ij} \rho') n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} dS d\tau + \int_{-T}^T \int_S G n_i \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} dS d\tau \\
 & + \int_{-T}^T \int_S \left(G \frac{\partial p'(\mathbf{y}, \tau)}{\partial n} - p'(\mathbf{y}, \tau) \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS d\tau \quad \dots\dots\dots (B-5)
 \end{aligned}$$

ここで、式(B-5)の右辺第3項以下の被積分関数(式(B-6))を考える。

$$- (\rho v_i v_j - a_0^2 \delta_{ij} \rho') n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} + G n_i \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} + G \frac{\partial p'}{\partial n} - p' \frac{\partial G}{\partial n} \quad \dots (B-6)$$

運動方程式(式(1-2))をもう一度、以下に示す。

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial y_j} (\rho v_i v_j + p_{ij}) = 0$$

p_0 が一様の条件下で上式を変形すると、以下の式となる。ただし、 $p' = p - p_0$ である。

$$- \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial y_j} (\rho v_i v_j + \delta_{ij} p' - e_{ij}) \quad \dots\dots\dots (B-7)$$

式(B-7)の両辺から $a_0^2 \partial(\delta_{ij} \rho') / \partial y_j$ を引き去ると、次式となる。

$$\begin{aligned}
 - \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} - a_0^2 \frac{\partial}{\partial y_j} (\delta_{ij} \rho') &= \frac{\partial}{\partial y_j} (\rho v_i v_j + \delta_{ij} (p' - a_0^2 \rho') - e_{ij}) \\
 \therefore - \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} - a_0^2 \frac{\partial}{\partial y_j} (\delta_{ij} \rho') &= \frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \quad \dots\dots\dots (B-8)
 \end{aligned}$$

式(B-8)を式(B-6)に代入すると、次式となる。

$$- (\rho v_i v_j - a_0^2 \delta_{ij} \rho') n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} - G n_i \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} - G n_i a_0^2 \frac{\partial \rho'}{\partial y_i} + G \frac{\partial p'}{\partial n} - p' \frac{\partial G}{\partial n} \quad \dots (B-9)$$

ここで、低マッハ数および等エントロピ流れを仮定すると、 $p' = a_0^2 \rho'$ であり、 $n_i \partial / \partial y_i = \partial / \partial n$ であるから、式(B-9)は次式のように変形できる。

$$\begin{aligned}
 & -\rho v_i v_j n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} + p' \frac{\partial G}{\partial n} - G n_i \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} - G \frac{\partial p'}{\partial n} + G \frac{\partial p'}{\partial n} - p' \frac{\partial G}{\partial n} \\
 & = -\rho v_i v_j n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} - G n_i \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial \tau} \dots\dots\dots (B-10)
 \end{aligned}$$

しかしながら、Curle の式では物体は固体壁で、静止することを仮定しているの、 S 面上において $n_i v_i = 0$ であるから、結局、式(B-10)は零になる。よって、式(B-1)は式(B-5)を用いて、さらに e_{ij} を無視すれば、次式のようなになる。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \int_{-T}^T \int_V T_{ij} \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} dV d\tau - \int_{-T}^T \int_S p'_{ij} n_j \frac{\partial G}{\partial y_i} dS d\tau \dots (B-11)$$

ただし、 $p'_{ij} = p' \delta_{ij}$ である (e_{ij} は無視)。

Curle の式では、式(B-11)中のグリーン関数 G に G_0 (式(B-12)) を適用する。 G_0 は相反定理により、式(B-13)のような関係が成り立つ。

$$G_0(\mathbf{y}, \tau | \mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi r} \delta(\tau - t + r/a_0) \dots\dots\dots (B-12)$$

$$G_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, \tau) = \frac{1}{4\pi r} \delta(t - \tau - r/a_0), \quad \frac{\partial G_0}{\partial y_i} = -\frac{\partial G_0}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial^2 G_0}{\partial y_i \partial y_j} = \frac{\partial^2 G_0}{\partial x_i \partial x_j} \dots(B-13)$$

よって、式(B-13)を式(B-11)に適用すれば、次式となる。

$$\begin{aligned}
 p'(\mathbf{x}, t) &= \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_{-T}^T \int_V \frac{T_{ij}}{4\pi r} \delta(t - \tau - r/a_0) dV d\tau \\
 &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-T}^T \int_S \frac{p'_{ij} n_j}{4\pi r} \delta(t - \tau - r/a_0) dS d\tau \dots(B-14)
 \end{aligned}$$

最後に、デルタ関数に注意して時間積分すれば、 p_0 が一様の条件下では次式となる。

$$p'(\mathbf{x}, t) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(\mathbf{y}, t - r/a_0)}{4\pi r} dV + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{n_j p_{ij}(\mathbf{y}, t - r/a_0)}{4\pi r} dS \dots(B-15)$$

式(B-15)は、Curle の原著論文[1-11]に示された式と一致する。

謝 辞

本論文をまとめるにあたり、終始懇切丁寧な御指導と有益な御助言および不断の御激励を賜りました、神戸大学大学院自然科学研究科教授 蔦原道久博士に深い敬意と心から感謝の意を表すとともに、ここに深く御礼申し上げます。先生の豊富な学術的知見や研究成果を実学的、あるいは工業的な価値へと変換しようとする真摯な御姿勢は、企業の研究者である筆者にとって深く感銘を受け、今後の研究活動の軌範とさせていただきます。

また、神戸大学工学部機械工学科教授 神吉博博士、神戸大学工学部建設学科教授 森本政之博士からは、本論文の御校閲ならびに御助言を賜りました。ここに、謹んで感謝いたします。

本論文は、平成4年4月に筆者が川崎重工業株式会社に入社して以来、同社技術研究所にて行った一連の研究成果をまとめたものでありますが、その多くは上司であった石原国彦博士（現徳島大学工学部教授）より長きに亘り研究推進を力強く支援して頂き、終始多大な御指導ならびに貴重な御助言を賜りました。ここに、謹んで感謝の意を表すとともに、深く御礼申し上げます。また、入社当時指導員であった後藤知伸博士（現鳥取大学工学部助教授）には、本研究の礎となるべく実験装置の導入に御尽力頂き、基礎理論について多くの貴重な御助言ならびに御指導、さらには御激励を賜りました。ここに、深く感謝の意を表します。さらに、流体解析については、川崎重工業株式会社 岐阜技術研究所（現航空宇宙カンパニー）参事 嶋英志博士から、多大な御協力ならびに御指導、御助言を賜りました。深く御礼申し上げます。ヘリコプタ騒音の研究においては、航空宇宙技術研究所（現 JAXA）グループリーダー 齊藤茂博士ならびに主任研究員 青山剛史博士、川崎重工業株式会社 岐阜技術研究所（現航空宇宙カンパニー）主事 葉山賢司博士ならびに日本飛行機株式会社 航空宇宙機器事業部 近藤夏樹氏より多くの貴重な御助言ならびに御指導を賜りました。ここに、謹んで感謝の意を表します。本研究の一部には、川重冷熱工業株式会社のボイラ低騒音化研究の一環として取り組んできたものも含まれており、元長崎大学工学部教授 故・船川正哉博士、川重冷熱工業株式会社 空調技術総括室 副室長 古山雅之氏ならびに関係各位に多大な御支援と御協力を賜りました。ここに、深く御礼申し上げます。

本研究を実施するにあたり貴重な機会を与えて頂き、また企業における研究開発の取り組み方について多方面に亘り御指導ならびに御支援を賜りました、川崎重工業株式会社 技術研究所 所長（副本部長）大山正俊執行役員、機械・流体研究部 チーフ 磯崎俊明氏、部長 吉田秀則博士、参与 織田光秋博士、川重テクノサービス株式会社 取締役 山下尚氏に、心より御礼を申し上げます。また、本研究の推進にあたり、多くの御協力を頂いた川崎重工業株式会社 技術研究所 機械・流体研究部 振動・機構グループ 研究員諸氏、川重テクノサービス株式会社 関係各位に、心より感謝いたします。

最後に、本研究ならびに論文執筆に際し、御協力、御鞭撻を頂いた先輩、同僚、そして妻和花に深く感謝するとともに、御指導ならびに御支援を頂きました方々へ、改めて厚く御礼申し上げます。

平成 16 年 8 月

青木 誠

関連発表論文

－第2章－

- (2-1) 青木誠, 石原国彦, エオルス音の予測に関する研究 (断面形状が発生音に及ぼす影響), 日本機械学会論文集 B 編, 65-636 (1999-8), pp.2748-2754.
- (2-2) 青木誠, 石原国彦, 嶋英志, 3次元 CFD 解析によるエオルス音の予測に関する研究 (断面形状が発生音に及ぼす影響), 日本機械学会講演論文集, No.99-19 (1999-10), pp.163-164.

－第3章－

- (3-1) 青木誠, 石原国彦, 後藤知伸, プレートから放射される空力音に関する研究 (第1報, 風洞実験および数値解析に基づく音場の考察), 日本機械学会論文集 B 編, 67-653 (2001-1), pp.29-36.
- (3-2) 青木誠, 石原国彦, 後藤知伸, プレートから放射される空力音に関する研究 (第2報, 弦長と波長の比が発生音の音響特性に及ぼす影響), 日本機械学会論文集 C 編, 69-685 (2003-9), pp.2262-2270.
- (3-3) M.Aoki, K.Ishihara, and T.Goto, Discrete frequency sound radiation due to fluid flow over flat plates with acoustically non-compact chord, 24th Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences 2004, Yokohama, Japan, Paper-No.2004-P-5 (CD-ROM).

－第4章－

- (4-1) 石原国彦, 青木誠, スプリッタプレートのエオルス音発生機構へ及ぼす影響, 日本機械学会論文集 B 編, 66-649 (2000-9), pp.2377-2383.

－第5章－

- (5-1) 青木誠, 石原国彦, ダクトの中に置かれたプレートから発生する空力自励音に関する研究 (第1報, 一枚プレートの場合における自励機構について), 日本機械学会 - Dynamics and Design Conference '99, [No.99-7] Vol.A, pp.583-586.
- (5-2) 青木誠, 石原国彦, ダクトの中に置かれたプレートから発生する空力自励音に関する研究 (第2報, 二枚のプレートがタンデムに近接配置された場合), 日本機械学会 -2001年度・年次大会講演論文集, No.01-1(V) (2001-8), pp.163-164.
- (5-3) 青木誠, 石原国彦, 古山雅之, 多管式貫流ボイラで生じた空力学的自励音に関する研究 (発生メカニズムおよび発生周波数の究明), 日本機械学会論文集 B 編, 69-679 (2003-3), pp.579-586.

－第6章－

- (6-1) 青木誠, 西村宏貴, 山川榮一, 翼型がヘリコプタの回転騒音に及ぼす影響, 第33回飛行機シンポジウム講演論文集 (1995), pp.701-704.
- (6-2) 青木誠, 西村宏貴, 山川榮一, 高性能/低騒音ヘリコプタ・ブレード用翼型の研究 (第1報), 第34回飛行機シンポジウム講演論文集 (1996), pp.49-52.
- (6-3) 青木誠, 西村宏貴, 山川榮一, 高性能/低騒音ヘリコプタ・ブレード用翼型の研究 (第2報), 第35回飛行機シンポジウム講演論文集 (1997), pp.57-60.
- (6-4) 青木誠, 近藤夏樹, 齊藤茂, 青山剛史, ヘリコプタの高速衝撃騒音を低減するブレード形状の設計に関する考察, 航空宇宙技術研究所特別資料 NAL SP-30 (1996), pp.35-40.
- (6-5) 青木誠, 小曳昇, 山川榮一, 齊藤茂, 重見仁, 佐藤衛, 神田宏, 高性能/低騒音ヘリコプタ・ブレード用翼型の研究 (遷音速二次元風洞試験), 航空宇宙技術研究所資料 NAL TM-730 (1998).