

流れ中の柱状物体列から発生する空力音の 数値予測に関する研究

大嶋 拓也

目次

第 1 章	序論	11
1.1	本研究の背景	11
1.2	研究の目的	13
1.3	本研究で得られる知見の適用可能範囲	14
1.4	関連する既往研究および特許	15
1.4.1	理論的研究	15
1.4.2	数値的研究	15
1.4.3	実験的研究	18
1.4.4	特許	19
1.5	論文の構成	19
第 2 章	空力音数値解析の基礎理論	23
2.1	空力音発生および伝播の基礎理論	23
2.1.1	Lighthill 方程式	23
2.1.2	Curle の式	26
2.1.3	Curle の式の簡略化	28
2.2	数値解析手法	29
2.2.1	数値解析手法の概略	30
2.2.2	数値流体解析における乱流モデルの選択	32
2.2.3	数値流体解析手法	35
2.2.4	数値流体解析における境界条件	37
2.2.5	物体表面上の変動圧力算出	42
2.2.6	パラメータ最小二乗推定法	43
第 3 章	Curle の式の簡略化および実スケール解析に関する検討	47
3.1	序	47
3.2	流体音源への物体表面摩擦応力の寄与について	47
3.2.1	解析手法および解析条件	48

3.2.2	解析結果	49
3.2.3	まとめ	52
3.3	三次元流体解析の必要性について	52
3.3.1	解析条件	52
3.3.2	解析結果	53
3.3.3	まとめ	56
3.4	角柱周り流れによる放射音の実スケール解析	57
3.4.1	解析条件	57
3.4.2	解析結果	59
3.4.3	まとめ	61
第 4 章	部分スパン解析結果からの全体放射音圧推定法	63
4.1	序	63
4.1.1	推定法提案の背景	63
4.1.2	既往研究	63
4.2	推定法の理論	66
4.2.1	物体表面圧力変動と音の強さの関係	66
4.2.2	スパン方向コヒーレンスのモデル化	68
4.2.3	受音点における音圧	69
4.2.4	音源の相関長さとの関係	70
4.2.5	従来理論との関係	70
4.2.6	音圧の推定手順	72
4.2.7	コヒーレンスのスパン方向平均値 $\gamma_i(\xi)$ の算出法	74
4.3	風洞実験による理論の妥当性検討	75
4.3.1	実験の目的	75
4.3.2	実験方法	75
4.3.3	実験条件	82
4.4	実験結果	84
4.4.1	物体表面変動圧力のパワースペクトル	84
4.4.2	スパン方向コヒーレンス	84
4.4.3	相関長さの推定結果	85
4.4.4	ガウス分布に対する適合性	87

4.4.5	等価完全相関音源長	88
4.4.6	観測点音圧	88
4.4.7	従来手法との比較	92
4.4.8	解析スパンによる推定値の変動	93
4.5	数値解析	95
4.5.1	数値解析方法	95
4.5.2	解析条件	96
4.6	数値解析結果	97
4.6.1	流体力平均量	97
4.6.2	$ B_2 ^2$ スパン方向平均値のピーク周波数	97
4.6.3	流体力のスパン方向コヒーレンス	97
4.6.4	相関長さの推定結果	99
4.6.5	ガウス分布に対する適合性	101
4.6.6	受音点音圧比較	103
4.6.7	所要計算機負荷比較	104
4.7	まとめ	104
第 5 章	音源物体間相関を利用した柱列からの全体放射音圧推定法	107
5.1	序	107
5.1.1	推定法提案の背景	107
5.1.2	既往研究	107
5.2	推定法の理論	108
5.2.1	複数の音源物体による音の強さ	108
5.2.2	物体間コヒーレンスモデルの導入	111
5.2.3	全座標軸成分の考慮	111
5.2.4	コヒーレンス平均値 $\hat{\gamma}_k$ の算出法	112
5.3	数値解析	113
5.3.1	解析の目的	113
5.3.2	解析条件	114
5.4	結果 (コヒーレンスの算出)	115
5.4.1	補外手法の比較	115
5.4.2	変動圧力のパワー	116

5.4.3	物体間コヒーレンス	117
5.5	物体間コヒーレンスのモデル化	119
5.5.1	隣接物体間音源逆相関のメカニズム	119
5.5.2	コヒーレンスのモデル式導出	122
5.5.3	相関距離と観測点における強度の関係	127
5.5.4	音圧の推定手順	128
5.6	結果 (受音点音圧)	130
5.6.1	相関距離	130
5.6.2	受音点音圧	132
5.7	所要計算機負荷比較	135
5.8	まとめ	136
第 6 章	スパン方向および柱列方向音圧推定法の同時適用	139
6.1	序	139
6.2	理論	139
6.2.1	解析領域から放射される音の強さ	139
6.2.2	2 点間コヒーレンスモデルの導入	145
6.2.3	受音点における音圧	146
6.2.4	音源の相関長さおよび相関距離と強度の関係	147
6.2.5	音圧の推定手順	149
6.3	数値解析条件	149
6.4	結果	151
6.4.1	相関長さ・相関距離の推定結果	151
6.4.2	コヒーレンスの算出結果	153
6.4.3	Eq. (6.6) の仮定の妥当性	155
6.4.4	受音点音圧	158
6.4.5	所要計算機負荷比較	160
6.5	まとめ	161
第 7 章	総括	163
7.1	本研究の成果	163
7.2	本研究成果のもたらす意義	164

7.2.1	流体力学分野にもたらす意義	164
7.2.2	空力音数値解析分野にもたらす意義	165
7.2.3	空力音低減技術開発への貢献	166
7.3	課題および展開	167
7.3.1	課題	167
7.3.2	今後の展開	168
付 録 A 風洞実験データ詳細		169
A.1	風洞実験における S/N 比データ	169
A.2	実験結果詳細	169
A.2.1	変動圧力パワー	173
A.2.2	変動圧力・音圧時間波形	173
A.2.3	コヒーレンス	174
A.2.4	相関長さ	177
A.2.5	ガウス分布に対する適合性	177
A.2.6	等価完全相関音源長	177
A.2.7	$\theta = 45^\circ$ における受音点音圧比較	182

主な記号

$\langle \rangle$:	アンサンブル平均演算子
$[]$:	音源-受音点間の時間遅延操作
a :	解析スパン
b :	全スパン
B_i :	柱状物体が受けるスパン方向単位長さ当たり流体力の x_i 軸方向成分
c_0 :	一様静止流体 (媒質) 中の音速
C_D :	抗力係数
C_L :	揚力係数
D :	円柱直径
f :	周波数
F_i :	物体に働く変動流体力の x_i 軸方向成分
k :	物体間隔
I :	受音点における音の強さ
I_s :	受音点における音の強さへの解析スパンからの寄与
l_i :	x_i 軸方向流体力の相関長さ
\hat{l}_i :	x_i 軸方向流体力の相関距離
L :	物体の代表的寸法, 角柱の断面辺長
L_C :	等価相関長
L_p :	音圧レベル
M :	マッハ数 ($= U/c_0$), 解析物体数
N :	全物体数
n, \mathbf{n}, n_i :	物体表面または制御面の法線ベクトル
p :	圧力, 音圧
P_i :	物体が流体から受ける単位面責当たり流体力の x_i 軸方向成分
r :	音源-受音点間距離
Re :	レイノルズ数
S :	物体表面または制御面
S_t :	ストローハル数 ($= fL/U$)
t :	時刻
Δt :	遅延時間差
T :	無次元化時刻 ($= tU/L$)
T_{ij} :	Lighthill の乱流応力テンソル
U :	一様流速
V :	音源領域全体
v_i :	流体速度の x_i 方向成分
v^* :	壁面摩擦速度
W :	物体中心間距離

x_i :	空間座標の i 番目の成分
\boldsymbol{x}, x_i :	受音点の空間座標
\boldsymbol{y}, y_i :	流体音源の空間座標
y^+ :	壁座標
χ :	パラメータ最小二乗推定における評価関数
δ_{ij} :	クロネッカーのデルタ
γ_i :	x_i 軸方向流体力のスパン方向 2 点間コヒーレンス平均値
$\hat{\gamma}_i$:	x_i 軸方向流体力の物体間コヒーレンス平均値
$\check{\gamma}_i$:	x_i 軸方向流体力のスパン方向 2 点および物体間コヒーレンス平均値
ι :	虚数単位 ($\iota = \sqrt{-1}$)
λ :	波長
μ :	流体の粘性係数, または物体表面圧力のスパン方向コヒーレンス
ν :	流体の動粘性係数 (空気の場合, $15.15 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$)
ϕ :	速度ポテンシャル
ρ :	流体 (媒質) 密度
ρ_0 :	一様静止流体 (媒質) の密度
τ :	摩擦応力
θ :	迎え角
ξ :	スパン方向の 2 点間距離

第1章 序論

1.1 本研究の背景

冒頭から私事で恐縮であるが、かつて居住していたマンションに設けられた鉄骨避難階段が、強風時に「ゴー」という大きな風切り音を立てて非常に不快であった。その後音響学の研究に従事し、このような風騒音の問題を指摘した文献 [1, 2] を初めて目にしたときに誠に我が意を得たりの思いであったのが、本研究の端緒である。

さて、その両文献によれば、近年の急速な建築物の高層化、または住民・建物利用者の生活意識向上に伴い、バルコニー手摺子やルーバのような外気流に晒される建築付帯物から発生する「ヒュー」「ゴー」という空力騒音が問題となっている [1] ことが指摘されている。さらに超高層住宅のバルコニー風環境に関して行われた住民意識調査 [2] では、「風が強いとき、あなたのお住まいで困ったことがありますか」の設問に対し、「サッシや扉から笛を吹くような音がする」の回答が最多と報告されている。

特にわが国の日本海側は冬季において北西からの強風が恒常的に吹き付ける地域であり、このような地域においては超高層住宅のみならず、中低層建築物においても強風が問題となる。理科年表 [3] によれば、富士山、南極昭和基地を除いた国内の風速観測点 69 地点のうち、日最大風速が 10m/s 以上となる日数の年平均値が 50 日を超える地点数は日本海側を中心に 32 に達し、6 地点においては 100 日を超える。風が吹き続ける限り空力騒音は持続的に発生するため、このような地域においては当該建築物居住者・建物利用者のみならず近隣住民にも多大な精神的負担を強いる、まさにクオリティ・オブ・ライフにかかわる問題となる。

この種の空力騒音問題の特徴は、建築物竣工後に想定外の付帯物が音源となるケースが極めて多く、さらにその大部分では根本的な解決が困難なことである。その主たる理由は、従来用いられて来た現場および風洞における実測的手法では、音源物体近傍の圧力変動の精密な測定は技術的に高度かつ高コストであり、さらに風洞の仕様等に起因する実験条件に対する様々な制約を受けることにある。音源同定により取るべき対策事項が確定しても、音源付帯物の撤去、改装などは費用的に事実上不可能である。したがって効果的な対処法の確立が早急に求められており、そのため設計段階での確実な空力騒音の発生機構の把握、低減手法の開発が不可欠である。

しかしながら既往の建築物から発生する空力騒音に関する研究は、いずれも風洞実験によるルーバ [4]、高欄 [5]、グレーチング [6]、バルコニー手摺子 [7]、カーテンウォール方立 [8, 9] などの個別事例

的な対処にとどまっております，一般的に適用できる成果を得るには至っていないのが現状である．これを端的に示すのが，わが国の建築物に対する実務的騒音対策書である日本建築学会編「建築物の遮音性能基準と設計指針」における空力騒音問題の取扱いである．1979年発行の初版[10]において1ページ1事例の取扱いであった屋外建築付帯物による空力騒音問題が，1997年の第二版[11]では4ページ7事例に拡充されており，当該問題に対する関心の高まりを端的に示している．しかしながら両版の間で18年が経過しているにも拘らず，その内容は相変わらず個別事例の原因物体形状，設置状況，原因調査結果等の列挙に留まっております，騒音低減のための方法論としての進歩はほとんど見られない．固体音あるいは床衝撃音などの騒音問題[12, 13]と比較して，体系的な設計原理および対処法の確立は明らかに遅れていると言える．

現在までに芳しい進展が得られていない主たる理由として，流体と音響が絡んだ場の挙動に関する詳細な情報の実験による取得が困難であることが挙げられる．空力騒音の機構の把握に特に重要となるのは音源領域となる乱流状態の気流中や音源物体表面の圧力変動であるが，測定機器自身による場への影響を排除しつつ圧力変動などの物理量を精密に測定するには，流れ場・音場それぞれ単独の測定と比較して様々な工夫が必要となる[14]．また実験条件の設定においても，風洞の仕様，あるいは実際の建築物周辺気流性状と風洞によって生成された気流性状の差異に由来する，必然的な制約を受ける．実験条件の微妙な差異が実験結果に大きな差をもたらすことも珍しくない[9]．そのため風洞実験による事前の検討では観測されなかった騒音発生事例，あるいは事後対策において現場で観測された騒音が風洞で再現されない事例が存在し，風洞実験において多少でも純音性の卓越周波数音が観測された場合には問題ありとの判断を迫られる，言わば経験と勘による試行錯誤の様相を呈している[11]．

一方，数値解析手法によれば，実験条件の任意な設定および詳細な流れ場・圧力場の情報の取得が原理的に可能である．したがって，風洞実験では非常に困難な空力騒音の発生メカニズムの解明に非常に有用なツールとなることが期待される．たとえ解析対象が個別事例的であることに変わりはなくとも，「原因は不明であるがとにかく試行錯誤で対策した」と「騒音発生のメカニズムを把握して，そのメカニズムに対応した対策を考案する」では，事例蓄積のもたらす効果が大きく異なると推察できる．にもかかわらず，屋外建築付帯物から発生する空力騒音に関する本格的な数値的研究はほぼ皆無の状況である．

その原因として考えられるのは以下の2点である．

1. 当該問題の解析のためのプログラミングおよび解析結果の解釈には，流体・音響両面に渡る高度な知識および技術力が必要である．
2. 当該問題の数値解析は，非常に発達した現代の電子計算機能力をもってしてもなお，過大な負

荷を要求する．

上記のうち 1. については，本騒音問題が専ら実際の騒音対策に携わる実務担当者によって扱われていることも大きい．現場での対処に追われる中で，数値解析に必要な多岐に渡る諸技術の修得，あるいはプログラミングに時間を割くのは容易ではないとの声をしばしば耳にする．ただし，折しもここ数年になって，音響数値解析，数値流体解析の両面から，それぞれ SYSNOISE [15]，FLUENT [16] のような空力音数値解析機能を実装したコマーシャル・コードが登場しつつある．コマーシャルのみならずノン・コマーシャルのコードとしても，空力音解析まで可能な流体解析コードとして FrontFlow/blue [17] が，ソースコードと共にフリーのソフトウェアとして公開されている．マニュアルの整備，自前で解析コードをプログラムする技術力および人的資源の不要化，ノウハウの公開といった点で，状況は大きく改善しつつある．

一方で 2. の計算機能力の問題は，近い将来に十分な計算機能力が得られることで解決を見る，といった状況は期待し難い状況にある．その理由の一つは，計算機発達の歴史を端的に物語ってきたムーアの経験則 [18] の限界が急速に認識されつつあることである [19]．半導体プロセス技術の限界，あるいはプロセッサの発熱処理といった問題が，ムーアの経験則に立ちはだかりつつある．さらにもう一つの理由として，本騒音問題は同様な流体力学分野に属する問題であっても，地球環境変動予測あるいはロケットエンジンの開発といった，国際協力あるいは防衛における言わば“国家の威信”がかかった諸問題とは異なるレベルの問題であることが挙げられる．本問題は前述のとおりクオリティ・オブ・ライフの問題であり静穏な生活の実現には重要ではあるが，人類や国家の存亡のかかった問題ではない．となると，かつてスーパーコンピュータ・トップ 500 [20] の首位を獲得し，流体解析を主用途とする「地球シミュレータ」のような莫大な経費を投じて，本問題のためにテラフロップス級の計算機資源を措置するのは適切でないであろう．むしろ前述の床衝撃音予測などにおいて一般的なように [13, ほか]，解析手法の工夫によって現実的な予測精度と計算機負荷のバランスを取る方向で解決を図るのが自然である．

1.2 研究の目的

そこでカーテンウォール方立，ベランダ手摺子，ルーバフィンなど，空力騒音が問題となる屋外建築付帯物の形状にあらためて目を向けると，典型的には断面寸法に比してスパンの大きな柱状物体，または柱状物体が等間隔に並んだ形状の柱状物体列である．本研究ではこの点に着目し，以下を研究目的とする (Fig. 1.1) ．

1. 解析対象物体形状が柱状物体であることを前提とした空力音数値予測における所要負荷低減手法を提案し，実証を図る．

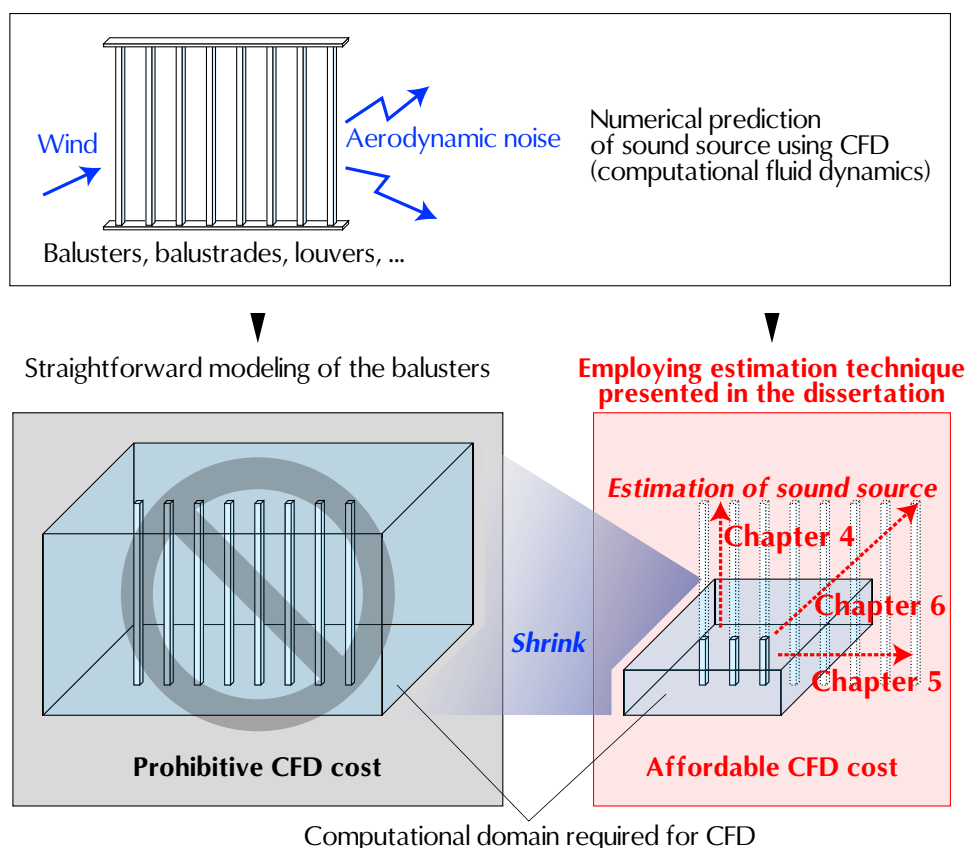


Fig. 1.1: Schematic description of the aim of the dissertation.

2. 1 の拡張として、柱状物体列形状を前提とした同様な手法を提案する。

なお詳細は第 2 章で述べるが、本研究では前述のコマーシャル・コードに多く採用され、本研究のための解析手法としても適していると考えられる、非圧縮性数値流体解析 + Lighthill-Curle 理論による音響計算の 2 ステップ手法 [21] を採用する。本研究における数値流体解析は、解析手法の明確化のため自作のプログラムコードによって行うが、将来的なコマーシャル・コードを活用した「簡便な解析実施と所要計算負荷低減の両立」との観点から、流体解析手法にはあえて既往の手法から特に工夫を加えず、Lighthill-Curle 理論による音響計算部にフォーカスして手法提案を行う。

1.3 本研究で得られる知見の適用可能範囲

前節の背景で述べたように、本研究において取扱う問題は、屋外建築付帯物から発生する空力騒音を念頭に置いている。しかしながら、本研究で提案する手法および得られた知見は、これら建築付帯物まわり流れに特有なレイノルズ数域であるレイノルズ数 10^4 から 10^5 の範囲において、屋外建築付帯物に限らず類似形状物体一般の解析に適用可能である。

すなわち、当該レイノルズ数域における柱状物体および柱列から発生する空力音の問題は、建築環

境工学分野に限らず，ヒートポンプの熱交換器，パンタグラフなどの高速鉄道車輛付帯物，流体機械のローターブレードなど，特に低マッハ数域の空力音を扱う工学分野全般において極めて共通性の高い問題である．本研究において提案される各種の予測手法および知見は，工学全般におけるこれらの類似問題に幅広く適用可能であることを強調しておきたい．

1.4 関連する既往研究および特許

各章に特に関連の深い既往研究は各章冒頭で述べることとし，本節では空力音に関する既往研究全般および特許化された柱状物体からの空力音低減技術を概観する．

1.4.1 理論的研究

流れの中に置かれた物体から発生する音の中でもエオルス音と呼ばれる二次元形状物体からの風切り音は古代より知られた．しかしながら空気力学的に発生する音としての科学研究が試みられるようになったのは比較的新しく，最初の科学研究は 1878 年の Strouhal による回転するアームに取り付けられた柱状物体からの発生音の研究とされる．その後 1896 年には Rayleigh によって，エオルス音が物体後流中の渦の不安定性に起因し，物体の振動が必ずしも音の発生に本質的な役割を担わないことが認識されている [22]．空力音への理論的なアプローチは，航空機のプロペラ騒音を対象とした 1930 年代の研究に端を発する [23, 24] が，体系的な理論として活潑に展開されるのはジェットエンジンの騒音低減が急務となった 1950 年代である．その端緒となったのは 1952 年の Lighthill による論文 [25] とされる．この論文で Lighthill は流体の基礎方程式の形式的な変形から，波動音響学が拠り所とする波動方程式へのアナロジーを導いた．

Lighthill の理論は 3 年後には Curle [26] (1955) によって拡張され，Lighthill の理論では扱えなかった固定的な境界を含む音場も取り扱えるようになった．これら初期の一連の理論的研究の成果は Lighthill [27] (1961) によってまとめられている．その後，空力的な諸音響現象に関して Ffowcs Williams and Hall [28] による平板エッジからの放射音，Howe による渦音の理論の定式化 [29] および不均質定常流中の音波散乱 [30]，Möhring による低マッハ数における渦音の理論 [31]，Kambe [32] による渦輪の衝突音の理論など多数の研究が行われた．Morfey は非均質流れにおける音響エネルギーの定式化 [33] を行い，これらの研究により 1970 年代には理論的にほぼ完成の域に達した．

1.4.2 数値的研究

上述のとおり Lighthill 以来 1970 年代まで，空力音分野は主に理論的解析・実験的検証に関して研究されてきたが，1980 年代の数値流体力学 (computational fluid dynamics; CFD) 手法および計算機能力の急速な発展を受けて，Hardin [34] らによる二次元円柱からの空力音問題のような空力音の数値解析の先駆的研究が試みられるようになった．1990 年代には解析手法の構築と計算機能力の向上

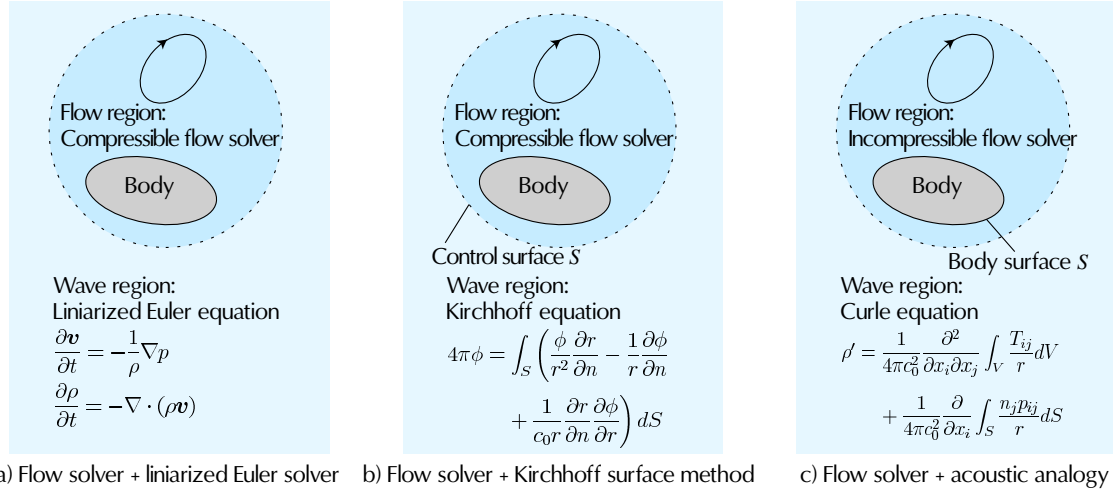


Fig. 1.2: Schematic diagrams of aeroacoustic sound field modelings.

に伴い数値解析が急速に発展し [35]，現在，計算空力音響学 (computational aeroacoustics; CAA) と呼ばれる分野が確立されつつある．前述のようにここ数年はコマーシャル・コードへの実装も進んでいることから，今後も本分野は急速な発展が予想される．

空力音の発生および伝搬は圧縮性流体の基礎方程式によって記述される．従って CAA における最も直接的な解法は空力音の音源領域および音響伝搬領域ともに圧縮性流体に関する Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことであるが，計算機負荷や精度の問題からこのような直接解法の使用は現在のところ一般的でない．代って音源について圧縮性または非圧縮性流体に関する基礎方程式を数値的に解き，音響伝搬計算に各種の数値スキームを用いる以下のようなハイブリッド解法が多用される [36] (Fig. 1.2)．

1. 音源領域内について圧縮性流体の基礎方程式を解き，伝搬領域について Euler 方程式を解く手法 (Fig. 1.2a; linearized Euler method)
2. 音源領域内について圧縮性流体の基礎方程式を解き，音源領域と伝搬領域の界面において Kirchhoff 積分を行う方法 (Fig. 1.2b; Kirchhoff surface method)
3. 音源領域内について圧縮性または非圧縮性流体に関する基礎方程式を解き，伝搬領域において Lighthill-Curle の音響学的類推を用いる方法 (Fig. 1.2c; acoustic analogy method)

1. の linearized Euler method は各種のハイブリッド手法の中でも簡略化の程度が小さく簡明な解法といえる．非線形性の強い音源領域について圧縮性流体の基礎方程式，線形な音響伝搬領域は Euler の式による系を構成し，それぞれの系を連成させ差分法で解く手法である (例えば文献 [37]) が，適用例は少ない．

2. の Kirchhoff surface method [38, 39, 40] では音源領域を囲む制御面 (control surface) を設定し，

圧縮性流体の基礎方程式を解いて音源による制御面上の速度ポテンシャル ϕ およびその法線方向微分値を得る．そしてこれらの値から制御面における Kirchhoff 表面積分を数値的に計算し，遠距離音場を求める方法である．制御面が固定の場合，積分は以下のように与えられる [38]．

$$4\pi\phi(\mathbf{x}, t) = \int_S \left(\frac{[\phi]}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} - \frac{1}{r} \left[\frac{\partial \phi}{\partial n} \right] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} \right] \right) dS$$

ただし， S は制御面， n は制御面法線ベクトル， r は音源-受音点間距離， c_0 は音速であり， $[\]$ は音源-受音点間の遅延時間を表す．さらに，制御面が一様に移動する場合，任意に移動・変形する場合についても式が与えられている．本手法は音源領域の条件によらず表面積分のみを計算すれば良く，積分中の一階微分も速度ポテンシャルから容易に評価できる点が利点である．反面，非線形領域が制御面の外側にも広がる場合はその取扱いに工夫が必要である．

以上の圧縮性流体の基礎方程式を解く手法は原理的に高マッハ数流れによる空力音問題に適した解法であり (理由は 2.2.1 節参照)，適用例として超音速ジェットからの衝撃波放射問題，遷音速の渦・翼衝突によるヘリコプターのローターブレードから発生する衝撃性の騒音問題など [40] が考えられる．

3. の acoustic analogy method は圧縮性または非圧縮性流体の基礎方程式を解いて得られた音源領域の流体の時空間的な速度・圧力変動から四重極音源および二重極音源を決定し，Lighthill の積分方程式を数値的に積分して遠距離音場を求める手法である [41]．

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{[P_i]}{r} dS \quad (1.1)$$

ただし ρ' は基準密度からの密度差， T_{ij} は Lighthill の乱流応力テンソル， P_i は物体表面にかかる流体応力である (2.1.2 節参照)．本手法は，音源がコンパクト (放射される音の波長に比べて小さい) かつ四重極音源が無視できる場合は音源領域内の固定境界上の二重極音源による表面積分のみとなるので計算は容易であるが，四重極音源を考慮する場合は音源領域全体の体積積分を評価する必要があり，計算機の容量的に問題となることがある．ただし 2.1.3 節で見えるように，四重極音源の強度は二重極音源に比較して流速の 2 乗に逆比例するため，低マッハ数流れでは一般に無視することができる．従って低マッハ数領域における空力音の予測に適した手法であり，本研究においても本手法の使用を前提とする．

日本国内における CAA の研究例の大部分がこの手法によるものと言え，近年では加藤ら [21] が，高速新幹線車両の空力音問題への適用のための基礎研究として，LES を用いてレイノルズ数 10^4 における三次元円柱回りの乱流によって発生する流体音を解析している．円柱スパン方向の計算領域はごく短いものの，コヒーレンス関数の概念を導入することによって，乱流の三次元構造と音響位相差を簡易的に考慮した解析となっている．横野ら [42] はレイノルズ数 10^4 における三次元正方形角柱を解析し，計算中にリアルタイムにヴィジュアライゼーションと計算条件変更が可能な数値解析のステ

アリングシステムを試みている．古池ら [43] はレイノルズ数 10^3 における二次元円柱を直接数値計算 (direct numerical simulation; DNS) で解析し，乱流による微小音源が互いに相殺し合った僅かな残りが流体音となることを明らかにしている．三宅ら [44] は，二次元 LES によって，角柱から放射される空力音の相当音源分布解析を行っている．

数値解析にあたって与えられる各種境界条件の検討も重要な課題である．特に，有限の解析領域を設定するために必然的に導入される非物理的な境界条件は，その選択により解析結果に重大な影響を及ぼすことがある．吉田ら [45, 46, 47] および宮内ら [48, 49] は数値流体解析における DNS のための流出側境界条件について考察を行った．その結果，従来用いられてきたいわゆる自由流出境界条件と比較して，Sommerfeld 放射条件または対流境界条件と呼ばれる，運動量保存式のうち時間項と対流項を用いた境界条件式により流出境界面からの非物理的な反射が抑制されることを示している．Colonius et. al [50] は，圧縮性流体数値解析により空力音数値解析を行なう際の境界条件の与え方について考察を行っている．Tam [51] は民間航空機用ジェットエンジンカウリング内側に設けられる Helmholtz 吸音器を，時間領域の空力音数値解析において適切に取り扱うための，バネマス系近似に類似した概念のインピーダンス境界条件を提案している．

1.4.3 実験的研究

流れ中の柱状物体から発生する流体音現象，いわゆるエオルス音は工学の多くの分野に共通する問題であり，1950 年代から多数の研究が行われている．Phillips による研究 [22] では，数学的および物理的定義の曖昧さを残しつつも，物体表面圧力変動のスパン方向相関長さの概念を初めて導入し，多数の実験により円柱表面の音源強度を円柱周り一様流れによるレイノルズ数の関数として表すことを試みている．飯田ら [52, 53] は円柱表面の変動圧力のスパン方向および円周方向の空間構造を詳細に明らかにし，さらに音源からの放射音強度および放射音の指向性を明らかにしている．藤田ら [54, 55, 56] は円柱エオルス音を風洞にて再現する際のスパン方向両端板に求められる，流れに対して非透過であり音響的に透過性を持つ材料を検討し，ポリビニルアルコール系連続多孔質材が最適であることを見出している．その他にも望月ら [57] による主流方向に直列に並べられた 2 個の円柱から発生する空力音など，多数の研究が存在する．

4 章で述べるように，空力音源となる物体表面変動圧力の空間的なコヒーレンスは放射音強度と密接に関連する．遠距離場に到達する音と音源のコヒーレンスは音源位置特定の強力な手段となるため，これらのコヒーレンスを実測により算出する試みが行なわれてきた．Siddon [58] は平板剥離域表面の変動圧力と遠距離場騒音との相関関係から，物体表面の相当音源の分布を求めている．また丸田ら [59] は迎え角の大きな平板の剥離流れに伴う騒音の特性および流れと騒音の相関関係を明らかにしている．

建築土木系における空力音の特性に関する研究については、1.1 節で述べた各種建築付帯物の他にも、藤野ら [60] が高欄を模した平行平板列からの空力騒音発生について、風洞実験による実験的研究 [61] および二次元 MAC 法による数値解析 [62] を試みている。

1.4.4 特許

前述のように柱状物体からの空力音は工学における諸分野で問題となっているが、特に高速鉄道車両のパンタグラフ周りの設計においては近年、パンタグラフからの空力音低減が特に重要な課題となっている。それゆえパンタグラフ形状あるいはパンタグラフ周辺部の防風カバー形状について、鉄道関連各社が各種の空力音低減技術の特許化している [63, 64, 65, 66, ほか多数]。そのほか軸流送風機の翼形状 [67, ほか多数]、低騒音型架空電線 [68, ほか多数] などが本研究に関連する特許技術となる。

これら多数の空力音低減技術のうち、パンタグラフ周辺気流整流カバーのような、流れそのものを音源物体から隔離する技術を除けば、いずれも音源となる物体表面変動圧力の特定周波数成分の形成阻害、もしくは空間的コヒーレンス微細化を空力音低減のための基本原理としている。本基本原理に依拠する限りにおいては上記のような特許化された技術が既に蓄積されつつあり、現在は 1 dB から数 dB の細かな低減の積重ねによって、さらなる空力音低減技術の進歩が図られる状況にある。例えば、ある電線製造事業者による低騒音型電線の特許 [68] は、パラメトリックスタディにより 1 dB 以下から数 dB の低減量を追い込んで決定した柱状物体表面の突起寸法を従来技術に対する主要優位点として訴求し、特許の請求項としている。

今後も本基本原理に依拠する限り、従来技術とかけ離れた画期的な空力音低減手法は望み難く、このような漸進的な進歩の傾向は今後ますます強くなると予想される。したがって今後の空力音低減技術の開発には、従来技術と比較した新技術の優位性ををより速く、より正確に予測可能な数値手法が必要であり、そのような手法開発につながる基礎技術開発が本研究の目的である。

1.5 論文の構成

Figs 1.3, 1.4 に本論文の構成を示す。

本章に続く第 2 章では、本研究の理論的根幹を成す空力音の基礎理論、特に Lighthill 方程式および Curle の式の導出について述べる。次に、音源領域の数値流体解析と Curle の式の 2 ステップ方式による空力音の数値予測手法を概説し、音源解析のための流体解析が本研究では非圧縮性流体解析手法によって行われる理由を述べる。さらに、本研究で使用する LES 乱流モデルを用いた流体解析手法、および流体解析における各種の境界条件について述べる。

第 3 章では基礎的な解析として、実スケールの約 $1/10$ でのレイノルズ数域での乱流モデルを導入しない数値流体解析を行い、Curle の式に音源として含まれている摩擦応力の影響の有無を調べる。

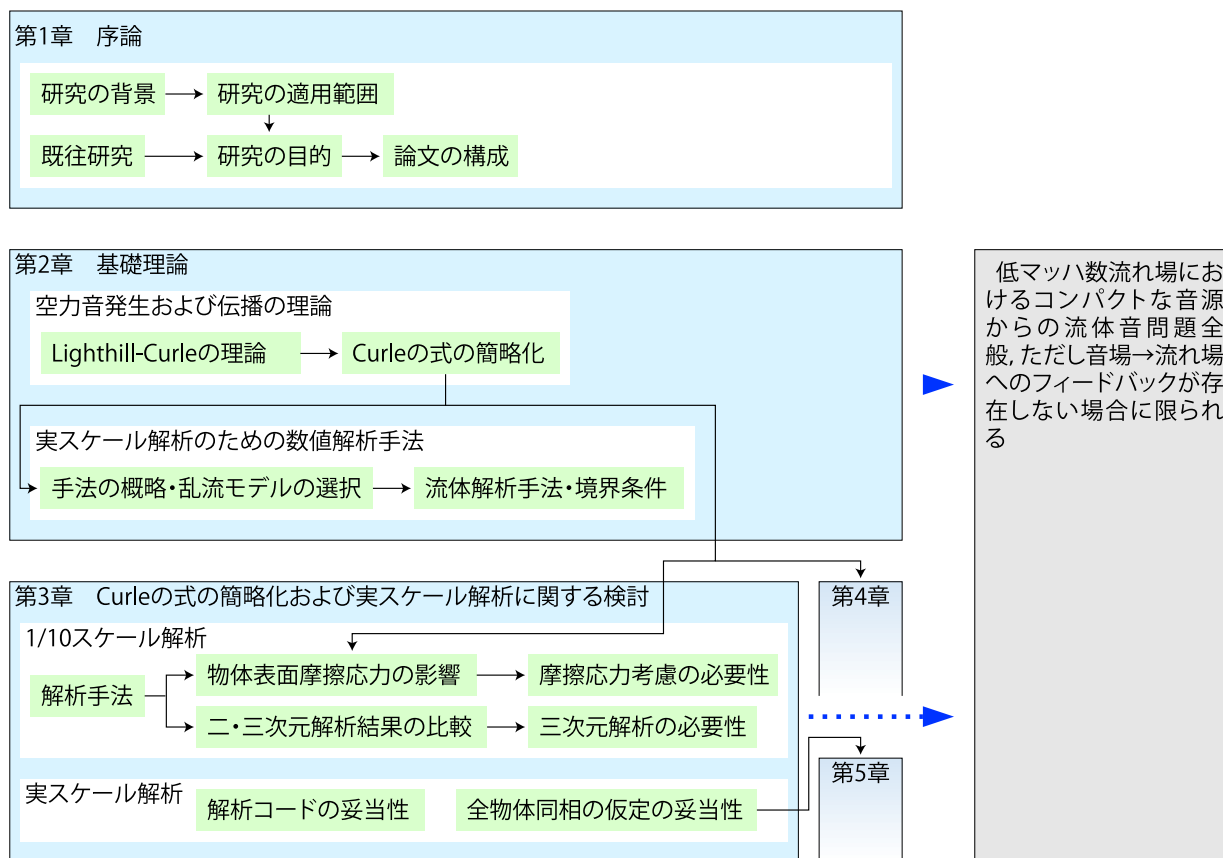


Fig. 1.3: Construction of the dissertation (1).

その結果、概ね 10^3 以上のレイノルズ数域では摩擦応力による音源は無視できることを示す。また、流体解析における柱状音源物体周囲の流体の挙動の三次元性（スパン方向の不均一性）の程度、すなわち流体解析を三次元で行う必要性の有無について調べる。その結果、スパン方向に一樣な形状をした柱状物体においても三次元解析が必要となることが示される。以上を受け、2章で述べた LES 流体解析手法によってベランダ手摺子を模した柱列の実スケールに対応するレイノルズ数域での解析を行い、解析結果の既往の実験例との対応を示す。

第3章では柱状物体における三次元解析の必要性が示されるが、一方でスパン対断面辺長比の大きな柱状物体において、実際に全スパンの解析を行うことは計算機資源上著しく非効率である。したがってスパンの一部の三次元解析を行い、その結果を用いてスパン全体からの放射音圧の推定を行う手法が望まれる。第4章ではそのような手法として、音源柱状物体表面のスパン方向圧力変動コヒーレンスを利用したモデル化および理論を提案し、主に風洞実験を通じた実験解析により、モデル自体の妥当性および推定精度の妥当性を示す。また従来から提案されているモデルに基づいた手法との比

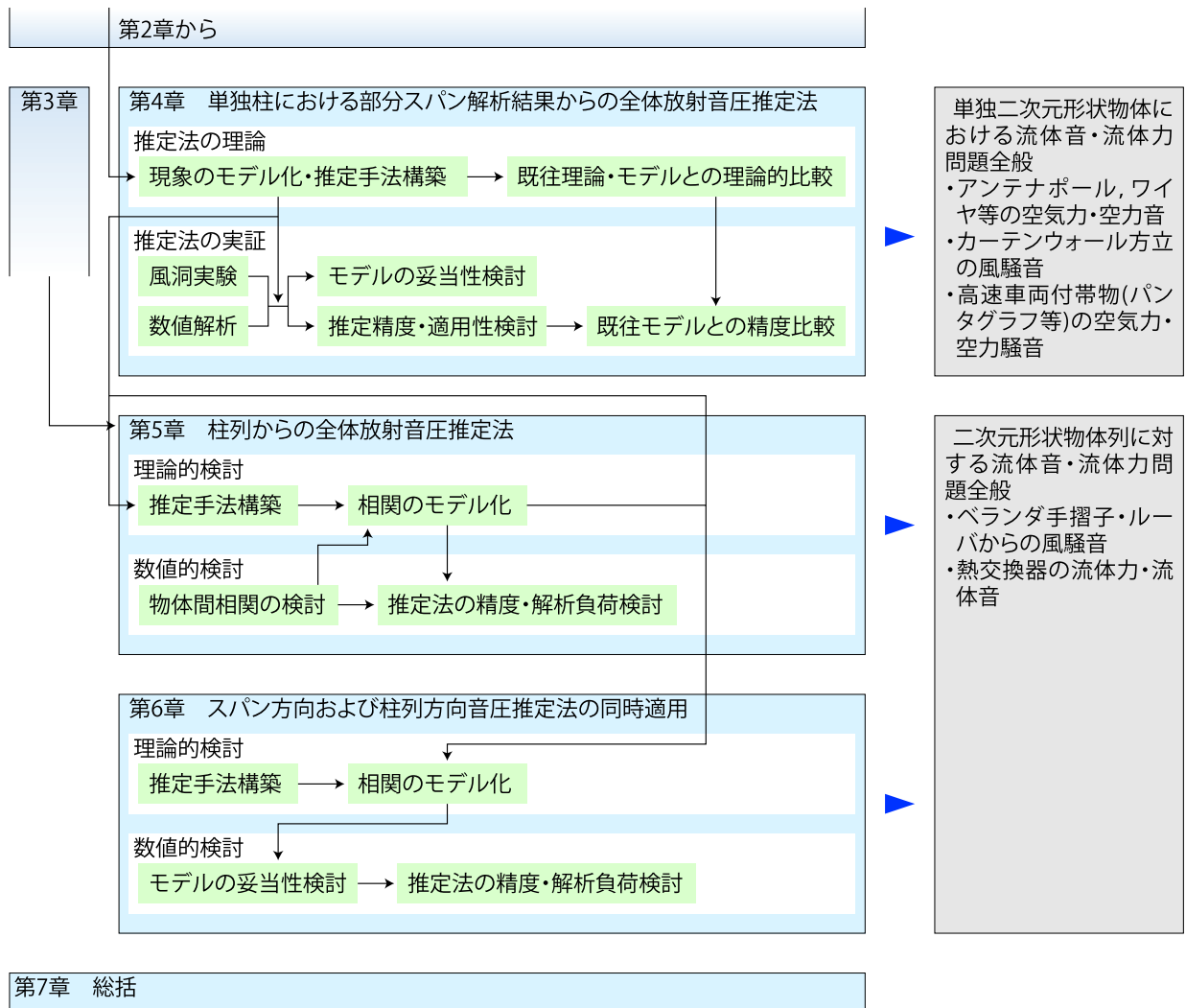


Fig. 1.4: Construction of the dissertation (2).

較を行い、本手法が解析領域スパン対全スパン比の変動に対し高精度かつ安定した推定結果を与える、すなわち短い解析領域スパンでも高精度な推定結果が得られることを示す。さらに短スパンの数値流体解析による長スパン数値解析結果の推定値と実際の長スパン数値解析数値解析結果の比較により、本推定手法の妥当性を示す。また短スパン解析および全スパン解析の負荷比較から、本手法が両スパンの比に応じた解析所要負荷低減が可能であることを示す。

第5章では、第4章で提案したモデルおよび推定手法を、多数の柱状物体が等距離に並ぶ柱列からの放射音問題に拡張する。その前提として、物体間の表面圧力変動のコヒーレンスが物体間距離に対しどのような関数となるか、およびそれがモデル化可能であるかを検討する。検討の結果、モデル化

可能であることから，コヒーレンスのモデル関数およびそのモデルを適用した場合の音圧推定式を提案する．さらに当該推定式による推定結果と全物体の数値解析結果を比較し，推定式の妥当性を示す．

第 6 章では，第 4 章および第 5 章で得られたスパン方向および柱列方向の推定法を同時適用する手法を検討する．同時適用において必要となる，他物体とのコヒーレンスに関するモデル関数の妥当性を検討し，妥当な仮定であることを示す．また当該推定式による推定結果と全物体の数値解析結果を比較し，推定式の妥当性を示す．

第 7 章では第 6 章までの検討結果を総括し，今後の展望を示す．

第2章 空力音数値解析の基礎理論

本章では、本研究で用いられる空力音数値解析手法の枠組みである音響学的類推法 (acoustic analogy method) が拠り所とする Lighthill-Curle による空力音の基礎理論、解析手法概要、および音源解析手法として用いる LES による非圧縮性流体数値解析手法について述べる。

2.1 空力音発生および伝播の基礎理論

古典的な音響学では、媒質 (空気) に外力が加えられることにより音が発生するとされる。典型的には機械の振動、スピーカコーンの振動などが音源として扱われる。一方で、物体の振動などによる外力が働くことなく、媒質そのものの運動、例えば渦運動が音の発生に本質的な役割を果たすことがある。このような空気力学的な機構による音の発生、音の伝播の変化、および音波による空気の運動の変化の現象を空力音と呼んでいる。媒質に働く外力によって発生する音も媒質の運動によって伝播するのであるから、広義には古典的な音響学で扱われる音源も空力音現象の一部と考えることができるが、通常は媒質の空気力学的な挙動が音の発生に密接にかかわる場合のことをいい、本研究でも同様とする。渦の衝突によって発生する渦音 (vortex sound)、流れの中の細い棒から発生するエオルス音 (aeolian tone)、流れに平行に置かれた平板エッジから発生するエッジ音 (edge tone) 等が典型的な空力音現象として知られている。本研究の対象である柱状物体から発生する空力音は典型的なエオルス音である。

空力音の理論に関する研究の展開については 1.4.1 節に述べたとおりである。本節では、それら空力音関連理論の中でも、本研究で使用する Lighthill に始まる音響学的類推法の理論について述べる。すべて周知の内容であるが、本研究の根幹をなす理論でありながら式の形式的な変形までを詳細に追った文献は希少であるため、音響学的類推法のうち本研究に特に関連の深い部分を詳述する。より広範には文献 [23, 25, 26] 等を参照されたい。

2.1.1 Lighthill 方程式

1.4.1 節で述べたように、空気力学的に生じる音に関する一般的な理論の展開は事実上、Lighthill の音響学的アナロジー [25] (1952) が原点と言われる [23]。この理論は、音速および密度が一定である静止流体に一樣に満たされた自由空間の一部に存在する、小さな亜音速以下の乱流領域から発生する音の伝播を扱ったものである (Fig. 2.1)。また固体壁面境界の存在しない状況を前提としており、存在する場合は次節の Curle の理論にて取扱われる。以下では Lighthill の理論のうち、特に Lighthill

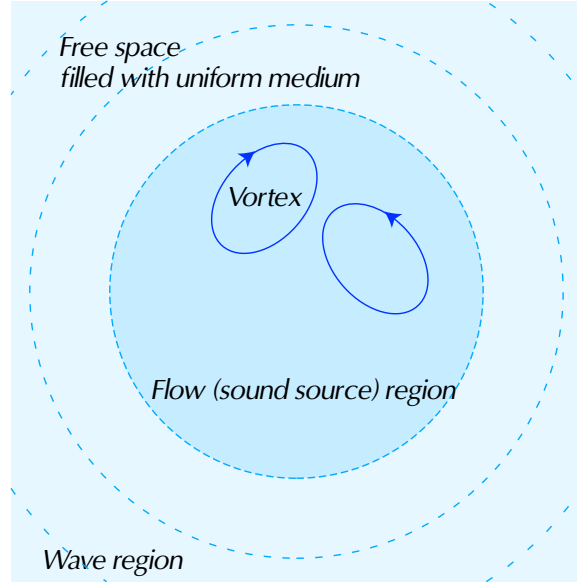


Fig. 2.1: Schematic diagram of local flow region and wave region.

方程式の導出過程について記す．

ストークスの仮定を満たす圧縮性流体に関する連続式および運動量保存式を次のように表す．ただし下付き添字の i, j, k は総和規則を表す．

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_j}{\partial x_j} = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2.2)$$

$$p_{ij} = \delta_{ij} p - \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right). \quad (2.3)$$

ここで ρ は密度， μ は流体の粘性係数， p は圧力， v_i は速度ベクトルの i 番目の成分， t は時刻， x_i は i 番目の空間座標軸， δ_{ij} はクロネッカーのデルタである．

Eq. (2.1) に v_i を乗じ，Eq. (2.2) に加えて積の微分公式によって項をまとめると次式となる．

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i) = - \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_i v_j + p_{ij}) \quad (2.4)$$

ここで任意の定数 c_0 を導入し，Eq. (2.4) の両辺に $c_0^2 \partial \rho / \partial x_i$ の項を加えて発散を取った式と，Eq. (2.1) を時間微分した式の差を取って ρv_i を消去すると，Lighthill 方程式

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (2.5)$$

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} - c_0^2 \delta_{ij} \rho \quad (2.6)$$

が得られる．ここで T_{ij} は Lighthill の乱流応力テンソルと呼ばれる． c_0 として一様静止媒質中の音速をとれば，上式は媒質密度に関する波動方程式とみることができる．さらに Eq. (2.5) を乱流領域

外の一様静止媒質の基準密度 ρ_0 からの変動として表すと

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 \rho' = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (2.7)$$

$$\rho' = \rho - \rho_0.$$

Eq. (2.7) は、流れ場から生じる音が静止した流体中の四重極 $\partial^2 T_{ij} / \partial x_i \partial x_j$ によって生じる音場と同一であることを示している。それゆえ Eqs. (2.1) – (2.7) の一連の過程は、Lighthill の音響学的類推 (acoustic analogy) と呼ばれる。Eq. (2.7) は圧縮性流体の基礎式から厳密に導かれた式であるから、任意の流体の運動に対応する。すなわち、乱流による移流効果、音速の変動、粘性による散逸などの効果は全て Eq. (2.7) に含まれている。一方、乱れの無い静止媒質中では Eq. (2.6) の速度成分 v_i は音響伝播に伴う微小な値となり、さらに効率の悪い四重極音源として働くため、Eq. (2.6) において音源となる応力としては無視される。また p_{ij} に含まれる粘性応力項 (Eq. (2.3) 第二項) の影響も非常に小さくなる。このような場では媒質中の熱伝導を無視することができるから、微小な圧力変動および密度変動に対して次の関係式 [69]

$$p' = c_0^2 \rho', \quad (2.8)$$

$$p' = p - p_0$$

が成り立つ。ここで p_0 は一様静止媒質の基準となる圧力である。従って Eq. (2.6) および Eq. (2.7) から、静止媒質中での音響伝搬は、古典的な音響伝搬を表す以下の方程式に従う。

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - c_0^2 \nabla^2 p' = 0$$

Lighthill の理論において重要な点は、Eq. (2.7) の表現からわかるように音源項を既知の四重極音源として扱っている点である。すなわち、Eq. (2.7) から以下のグリーン関数解が得られる。

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] dV, \quad (2.9)$$

$$r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|.$$

ただし V は音源領域全体、 \mathbf{x} および x_i は観測点、 \mathbf{y} および y_i は V 内の点、 $\partial / \partial y_i$ は \mathbf{x} と t を固定したときの y_i に関する偏微分、 $[\]$ は音源各点-受音点間の遅延時間を遡った $t - r/c_0$ における値を表す。

しかしながら Eq. (2.6) から明らかなように、Eq. (2.9) 音源項の T_{ij} には本来 Eq. (2.7) を完全に解かなければ得られない密度変動が含まれている。実際 Lighthill 方程式は Eqs. (2.1) – (2.3) に示した圧縮性流体の連続の式および運動方程式から厳密な形式的変形により導かれたものであるから、 T_{ij} を正確に知ることは Eqs. (2.1) – (2.3) の非線形方程式を解くことと等価であり、現在の数値解析技

術でも少なくとも幾分は困難な問題となる．ただし全ての問題で T_{ij} が高精度に求められる必要はない．例えば低マッハ数の流れ場問題であれば，Eq. (2.8) の誤差および密度変動 ρ' のオーダーはマッハ数 M の2乗のオーダーとなる [25] ことから，

$$T_{ij} \simeq \rho_0 v_i v_j$$

のような近似が可能となる．

2.1.2 Curle の式

Lighthill の理論において音源空間中の物体 (固体壁面) の存在は考慮されていないが，本研究においては物体の取扱いは必須である．物体の取扱いに関する Lighthill 理論の拡張は Curle [26] (1955) によってなされた．Curle は，乱流による音源が乱流領域中の四重極音源および物体表面上の二重極音源の和として表され，さらに物体表面の音源については，物体表面に働く応力の時間変動により遠距離音場解が得られることを示した．以下，その理論について簡単に述べる．

Eq. (2.7) は Kirchhoff の解によって，Eq. (2.9) に対応する次の式が得られる [70] ．

$$\rho'(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] dV + \frac{1}{4\pi} \int_S \left(\frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial n} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} [\rho] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \right) dS \quad (2.10)$$

ただし S は領域中の物体表面， \mathbf{y} および y_i は V 内または S 上の点， $\partial/\partial n$ は S の法線方向に対する偏微分， $\partial/\partial x_i$ は \mathbf{y} と t を固定したときの x_i に関する偏微分を表す．

ここでまず Eq. (2.10) の右辺第一項 (体積積分項) についてみると，任意の関数 $F(\mathbf{y}, t)$ について成り立つ次式 (Appendix A 参照)

$$\frac{1}{r} \left[\frac{\partial F}{\partial y_i} \right] = \frac{\partial}{\partial y_i} \left[\frac{F}{r} \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{F}{r} \right] \quad (2.11)$$

を二回適用し，発散定理

$$\int_V \frac{\partial F_i}{\partial y_i} dV = \int_S n_i F_i dS \quad (2.12)$$

によって $\partial/\partial y_i$ の項を体積積分から表面積分に変換すると以下ようになる．ただし n_i は物体表面における単位法線ベクトルの成分である．

$$\begin{aligned} \int_V \frac{1}{r} \left[\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial y_i \partial y_j} \right] dV &= \int_V \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{1}{r} \left[\frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] \right) dV + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_V \left(\frac{\partial}{\partial y_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \right) \frac{[T_{ij}]}{r} dV \\ &= \int_S n_i \frac{1}{r} \left[\frac{\partial T_{ij}}{\partial y_j} \right] dS + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S n_j \frac{[T_{ij}]}{r} dS + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV \end{aligned} \quad (2.13)$$

また第二項の表面積分については，法線方向微分を $\partial/\partial n = n_i \partial/\partial y_i$ と置き換え，被積分項の第二項および第三項を $\partial r/\partial y_i = -\partial r/\partial x_i$ として，次の関係式 (Appendix B 参照)

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\frac{F}{r} \right] = - \left(\frac{1}{r^2} [F] + \frac{1}{c_0 r} \left[\frac{\partial F}{\partial t} \right] \right) \frac{\partial r}{\partial x_i} \quad (2.14)$$

によってまとめると次式となる．

$$\begin{aligned} \int_S \left(\frac{1}{r} \left[\frac{\partial \rho}{\partial n} \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial n} [\rho] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial r}{\partial n} \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right] \right) dS \\ = \int_S n_i \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_j} (\rho \delta_{ij}) \right] dS + \int_S n_j \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{r} [\rho] \delta_{ij} \right) dS \end{aligned} \quad (2.15)$$

Eq. (2.13) および Eq. (2.15) を Eq. (2.10) のそれぞれの項に代入すると

$$\begin{aligned} \rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV + \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_S n_i \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_j} (T_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}) \right] dS \\ + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S n_j \frac{1}{r} [T_{ij} + c_0^2 \rho \delta_{ij}] dS \end{aligned} \quad (2.16)$$

であり，Eq. (2.6) を上式右边第二・第三項に代入すると以下となる．

$$\begin{aligned} \rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV + \frac{1}{4\pi c_0^2} \int_S n_i \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y_j} (\rho v_i v_j + p_{ij}) \right] dS \\ + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S n_j \frac{1}{r} [\rho v_i v_j + p_{ij}] dS \end{aligned} \quad (2.17)$$

ここで Eq. (2.4) により上式の右边第二項を $\partial \rho v_i / \partial t$ に置き換えると，物体表面 S が固定されているか S 自身に沿って動いている場合

$$n_i v_i = 0 \quad (2.18)$$

であることから第一項と第三項の p_{ij} の項のみが残り，Curle の式と呼ばれる以下の式となる．

$$\rho' = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{[T_{ij}]}{r} dV - \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{[P_i]}{r} dS, \quad (2.19)$$

$$P_i = -n_j p_{ij} \quad (2.20)$$

Eq. (2.19) を見ると，右边第一項は場全体の体積積分であり，静止媒質中の体積あたりの強さ T_{ij} の四重極音源による音の分布と等価である．上式第二項の表面積分項は静止媒質中に存在する単位面積あたりの強さ P_i の二重極音源によって生じる音と等価であり， P_i は x_i 方向に物体表面から流体へと働く応力と等しい．したがって，流れによる音場を領域全体に分布する四重極音源と固定境界表面上に分布する二重極音源の和とみなすことができる．

以上の解析は流体にかかる応力-歪み関係に関して簡略化のための仮定を含まない厳密な解析であり，Lighthill 方程式と同様に，外部応力 T_{ij} には音の発生のみならず流れによる移流，音速の変動，熱伝導および粘性による散逸まで含まれている．さらに上式の表面積分項により，物体表面における反射・拡散のような効果まで含まれている．したがって流れ場中の音場は上式によって表されるとおり，物体以外の部分に分布する四重極音源 T_{ij} および物体表面位置における二重極音源の P_i の作用する無限に広がる仮想的な静止一様媒質中の音場と等しい．

2.1.3 Curle の式の簡略化

以上のように Eq. (2.19) の Curle の式は，物体が静止しているとの条件を除き厳密に導出されているが，体積積分および2階の空間微分が含まれているため計算が煩雑となる．ここで本研究での解析対象に合わせた幾つかの制約を導入することで，以下のように簡略化が可能である [26] ．

放射音場における密度伝播式の Eq. (2.19) から，二重極音源項および四重極音源項の音源強度 I_D , I_Q の寄与を見積もると

$$I_D \sim \frac{c_0^3}{\rho_0} \left(\frac{1}{c_0^2} \frac{U}{c_0 L} \frac{\rho_0 U^2}{r} L^2 \right)^2 = \frac{\rho_0 L^2}{c_0^3 r^2} U^6 \quad (2.21)$$

$$I_Q \sim \frac{c_0^3}{\rho_0} \left\{ \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{U}{c_0 L} \right)^2 \frac{\rho_0 U^2}{r} L^3 \right\}^2 = \frac{\rho_0 L^2}{c_0^5 r^2} U^8 \quad (2.22)$$

である [25, 26] ．ただし U は流れの代表的な速さ， L は物体の代表的寸法または乱流の代表的スケールであり， $T_{ij}, P_i \sim \rho_0 U^2$, $\partial/\partial x_i \sim 1/\lambda \sim U/(c_0 L)$ (λ : 放射される音の代表的波長) とした．上式から

$$\frac{I_Q}{I_D} = \frac{U^2}{c_0^2} = M^2 \quad (2.23)$$

である．すなわち， $M \ll 1$ なる低マッハ数では二重極音源項が四重極音源項に比べて卓越する．従って本報で対象とするような流れ場においては Eq. (2.19) の第一項 (体積積分項) を無視できる．

乱流音源領域 y が原点近傍にあり，受音点が音源領域から十分に離れており，放射される音の代表的波長 λ に対して

$$r \approx x \gg \lambda \quad (2.24)$$

であるとき (ただし $x = |x|$ である)，Eq. (2.19) の右边第二項 (表面積分項) はさらに以下のように簡略化される．

表面積分項の $\partial/\partial x_i$ の微分を実行すると，積の微分則から次のようになる [71] ．

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{[P_i]}{r} = \frac{1}{r} \frac{\partial [P_i]}{\partial x_i} - \frac{x_i - y_i}{r^3} [P_i] \approx \frac{1}{x} \frac{\partial [P_i]}{\partial x_i} - \frac{x_i}{x^3} [P_i] \quad (2.25)$$

上式において最右边第一項は $O(x^{-1})$ ，第二項は $O(x^{-2})$ となることから，第二項は微小量として省略可能である．また，遅延時間で表される任意の関数 $[F]$ に対する空間微分 $\partial[F]/\partial x_i$ は

$$\frac{\partial [F]}{\partial x_i} = -\frac{x_i - y_i}{c_0 r} \frac{\partial [F]}{\partial t} \approx -\frac{x_i}{c_0 x} \frac{\partial [F]}{\partial t} \quad (2.26)$$

のように時間微分で置き換えられるから (Appendix C 参照)，これを Eq. (2.25) 第一項の $\partial P_i/\partial x_i$ について行くと Eq. (2.10) は以下ようになる．

$$\rho' = -\frac{1}{4\pi c_0^3} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S [P_i] dS \quad (2.27)$$

さらに上式被積分項 P_i に含まれる p_{ij} についてみると, Eq. (2.3) 右辺第二項の粘性応力項 (物体表面においては摩擦応力を表す) はレイノルズ数の逆数のオーダーであることから, 高レイノルズ数領域では一般に無視され, Eq. (2.20) の P_i は物体表面にかかる圧力のみで表される [21]. なお本簡略化の妥当性については, 3.3 節で検討する.

$$P_i \simeq -n_j \delta_{ij} p = -n_i p \quad (2.28)$$

密度変動から圧力変動 (音圧) への変換は, 密度変動と圧力変動がともに微小であるとして成り立つ Eq. (2.8) を Eq. (2.27) に代入して, Eq. (2.27) は以下となる.

$$p'(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi c_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S [P_i] dS$$

となる. ここで p' は基準圧力 p_0 からの変動を表す. 音源物体が音源から放射される典型的な波長より十分に小さい, すなわちコンパクトな場合は音源各部からの遅延時間差が無視され, 上式は次のように表される.

$$p'(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{4\pi c_0} \frac{x_i}{x^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[\int_S P_i dS \right] \quad (2.29)$$

ただし, $[\]$ は (音源各点に代わり) 音源代表点-受音点間の遅延時間差を表す. 上式にフーリエ変換を行なって周波数領域で表示すれば以下となる.

$$p'(\mathbf{x}, f) = -\frac{\iota f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \exp\left(-\iota 2\pi f \frac{x}{c_0}\right) \int_S P_i(f) dS \quad (2.30)$$

さらに, 音源全体-受音点間の遅延時間を便宜的に無視すると

$$p'(\mathbf{x}, f) = -\frac{\iota f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \int_S P_i(f) dS. \quad (2.31)$$

ただし f は周波数, ι は虚数単位である.

2.2 数値解析手法

本研究では 1.2 節で述べたように, 非圧縮性数値流体解析および Curle の式を組み合わせた空力音数値解析手法 (次節参照) の枠組みの中で, Curle の式による音響計算部にフォーカスして手法提案を行う. 従って本節では, 数値流体解析における周知の流体の基礎方程式解法, 境界条件式等の中からの適切な手法選択について議論する. ただし, 数値流体解析手法における空間フィルタリングの影響および物体表面の圧力算出方法については空力音数値解析特有の問題が含まれることから, 本節で簡単な検討を行う.

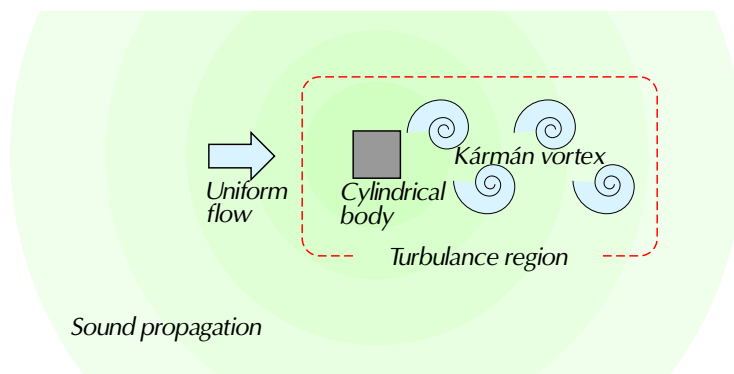
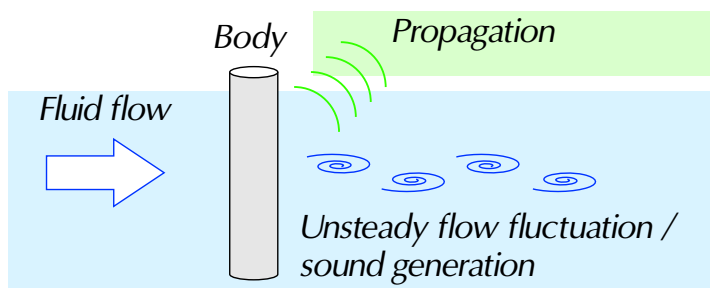


Fig. 2.2: Field of interest.



- 1 Obtain the behavior of the sound source.
- 2 Calculate propagation from the sound source.

Fig. 2.3: Flow of analysis.

2.2.1 数値解析手法の概略

本研究においては Fig. 2.2 のように一様な流れの中に置かれた柱状物体もしくは柱状物体列によって乱流音源領域が生成され、その音が周囲の一樣静止媒質領域へ放射される場を考える。物体は振動しないとする。

2.1.1 節で見たように、空力音の現象は全て圧縮性流体に関する質量保存式と運動量保存式に含まれていることから、理論的には圧縮性流体解析によって空力音の発生と伝播を計算することが可能である。しかしながら、流体の挙動による圧力変動から流体音として伝播する微小な圧力変動を捉えることは数値計算上困難である [21]。また低マッハ数流れにおける音場のスケールと流れ場の渦のスケールの比を考えると、典型的な音場のスケールは放射される音の代表的波長 $\lambda = c_0/f$ より大きいものに対し、渦のスケールはほぼ物体の代表的寸法 L 程度である。従って、

$$\frac{\text{音場スケール}}{\text{渦スケール}} \geq \frac{\lambda}{L}.$$

さらに代表的波長 λ に対応するストローハル数 (無次元化周波数)

$$S_t = f \frac{L}{U} = \frac{c_0 L}{\lambda U}$$

は本研究が対象とする流れ場では高々 1 程度であるから

$$\frac{\text{音場スケール}}{\text{渦スケール}} \geq \frac{\lambda}{L} = \frac{c_0}{S_t U} = \frac{1}{S_t M} \gg 1 \quad (2.32)$$

となる [72] . 例えば本研究の対象である低マッハ数における柱状物体からのエオルス音では $S_t = 0.1 - 0.2$, $M = 0.01 - 0.1$ であるから , 上記の比は数十から数百倍となり , 音場と流れ場を同時に解くことはスケールの非常に非効率である .

以上の理由から , 小さな乱流領域から放射された音が自由空間中に伝播するような系を扱っている多くの空力音問題では , 乱流領域のみ流体解析を行い伝播領域は異なった解法を用いるハイブリッド的な手法が前提となり , そのような手法が幾つか提案されている [36](1.4.2 節参照) . その一つが本研究で用いる流体解析と Curle の式を組み合わせた解法である . この手法は流れと物体の干渉によって生じる乱流音源領域の流体解析を行い , それによって計算された速度・圧力変動を Eq. (2.19) の Curle の式に代入して任意の受音点における音圧時系列を求める 2 ステップの手法である (Fig. 2.3) .

ここで流体解析における圧縮性の考慮の必要性を調べるため , 低マッハ数流れによる音源近傍場における密度変動伝播のオーダーを見積る . Eq. (2.6) を

$$T_{ij} \simeq \rho_0 v_i v_j \quad (2.33)$$

と近似し [23] , Eq. (2.19) の体積積分項について $\partial/\partial x_i \sim 1/L$, $L/r \sim 1$ とすると

$$\rho' \sim \frac{1}{c_0^2} \frac{1}{L^2} \frac{\rho_0 U^2}{r} L^3 \sim \rho_0 \left(\frac{U}{c_0} \right)^2 = \rho_0 M^2 \quad (2.34)$$

となり , マッハ数の 2 乗のオーダーである . 表面積分項に関しても同様にして $\rho_0 M^2$ のオーダーとなる . 従って流体の圧縮性による流体自身の挙動への影響は無視され , 乱流領域内の流体の挙動は非圧縮性流体解析手法によって計算される . また Curle の式による計算においては , 前述のとおり体積積分項を無視できることから , Eq. (2.19) を簡略化した Eq. (2.29) の P_i に物体表面の圧力変動時系列を代入することで , ある受音点における音圧時系列が算出される .

2.1.2 節で述べたように Eq. (2.19) の段階までは厳密な解析であり , Eq. (2.19) は流れによる音の発生のみならず , 2.1.2 節末尾で述べたような諸現象まで含まれている . しかし本手法では解析上流れ場と音場を切り離し , 流れ場を非圧縮性流体解析で解き , 音場を Eq. (2.19) を簡略化した Eq. (2.29) で計算していることから , 反射・屈折などの存在する複雑な音場 , あるいは音響伝播による圧力・密度変動が流れに影響を与えるようなフィードバックが存在する場合 [57] は扱えないことに注意する必

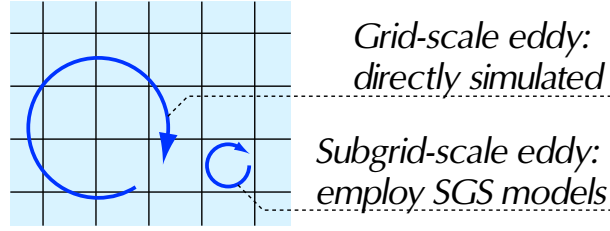


Fig. 2.4: Introduction of LES: direct simulation of a grid-scale eddy and modeling of a subgrid-scale eddy.

要がある．このようなフィードバックは典型的には，管楽器のように流れと音響的な共鳴器が連成するような場で発生する．本研究で取扱う物体は放射音の代表的波長と比較して非常にコンパクトであり，また共鳴現象を取扱わないため問題ないと考える．

2.2.2 数値流体解析における乱流モデルの選択

乱流モデルの選択

前節における考察から，本研究における音源解析には非圧縮性流体解析手法を用いる．本研究結果の適用対象となり得る解析対象として例えば，建築物屋外ベランダ手摺子からの空力騒音放射問題 [11] を考えた場合，空力騒音が問題となる接近気流風速の下限値 $U = 10$ m/s，手摺子の断面辺長 (代表寸法) $L = 1$ cm のオーダーと見積もると，当該問題のレイノルズ数

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (2.35)$$

は少なくとも $Re = 6.6 \times 10^3$ となり，典型的にはレイノルズ数 10^4 のオーダーの問題となる．ただし ν は流体の動粘性係数で

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.36)$$

で定義され，空気の場合 $\nu = 1.515 \times 10^{-5}$ である [14]．

周知のとおり，本問題のように物体の代表寸法 L と主たるエネルギー保有渦の長さスケールがほぼ等しい場合，乱流エネルギースペクトルの散逸領域までの全ての乱流運動を解像する三次元直接数値計算 (DNS; direct numerical simulation) を行なうための必要格子数は $Re^{9/4}$ に比例する [73]．すなわち本問題の場合の必要格子数は 10^9 のオーダーであり，現在のスーパーコンピュータを用いてもなお直接数値計算は多大な計算コストを要する．従って流体解析に当たっては，直接計算されない小スケールの乱れの効果を織り込み，粗視化された方程式を数値計算しなければならない．ここで粗視化された方程式と小スケール乱流渦との関連づけ，すなわち乱流モデルの導入が必要となる．

現在までに提案されている主要な乱流モデルは，レイノルズ平均モデル (RANS; Reynolds-averaged numerical simulation) および LES (large eddy simulation) に大別される [74]．このうち RANS はア

ンサンブル平均化された流体の基礎方程式を解く手法である．従って定常的な流れの解析，または乱流の定常的な成分の抽出に適しており，本研究の解析対象のように非定常的に大きく変動する流れ場において，微視的かつ瞬時の流れの挙動の時間変動が重要な意味を持つ問題の解法には適さない．実際，角柱周り流れに対して RANS 系の代表的な乱流モデルである $k-\epsilon$ モデルを適用した例では，現実の流れと全く異なった解が得られている [73]．さらに，得られる解はあくまでアンサンブル平均された流れ場であるから，流体音源算出に必要な速度・圧力の時間波形が得られない点が最大の問題である．

一方 LES は，解析格子より大きなスケールの渦を直接数値計算の対象とし，格子幅より小スケール (SGS; subgrid-scale) の渦のみにモデルを与える手法であり，本質的に非定常瞬時の解が得られる手法である (Fig. 2.4) ．

LES における SGS モデルは LES の端緒となった標準 Smagorinsky モデル以来，多種のモデルが提案されている [75] ．中でも Germano ら [76] のモデルおよびそれらの改良版であり，広義の DSM (dynamic SGS model) と総称される一連の SGS モデル群 [76, 77, 78, 79] は，Smagorinsky モデルで唯一恣意的な設定が必要なモデル定数 (Smagorinsky 定数 C_s) が流れ場の各時刻各地点において最適になるよう，流れ場の性状から自動的に決定されるモデルである．DSM は各種の流れ場への LES の適用性を大幅に拡張するとの期待から，今なお精力的な研究が行なわれている (例えば，文献 [80]) ．DSM による角柱周り流れ計算に関する研究については，持田ら [81]，富永ら [82]，飯塚ら [83] が標準 Smagorinsky モデルと各種の DSM との比較を行なっている．その結果，角柱周辺近傍部および後流部の平均風速については DSM の導入により精度改善が見られると結論づけられている．

しかしながら，本研究において特に重要となる物体表面変動圧力の瞬時値が高精度に得られる最適な DSM モデルに関する知見は得られていない．また工学的に意味のある流れ場への適用例の蓄積が少なく，SGS モデルの取捨選択については依然として詳細な検討が必要な段階にある．さらに計算コストについては，最も改善された DSM である Lagrangian dynamic モデル [79] でも標準 Smagorinsky モデルと比較して 2.2 倍の計算時間と報告されており [83]，計算負荷が過大となる傾向が否めない．解析コードのチューニングによる負荷低減の余地は残されているとされている [82] ものの，DSM は Smagorinsky モデルに存在しない多数のフィルタ操作を含むことから，Smagorinsky モデルと同等レベルへの速度向上は困難と予想される．

一方 Smagorinsky モデルについてはチャンネル流れ，角柱周り流れなど流れ場性状がある程度予測できる典型的な場合における最適な C_s の値が知られており，各種のブラフボディ周り流れ，あるいは室内気流問題などの工学的に意味のある流れ場への適用実績が多数蓄積されている．以上の理由から，本研究では SGS モデルとして標準 Smagorinsky モデルを使用することとし，DSM 適用につい

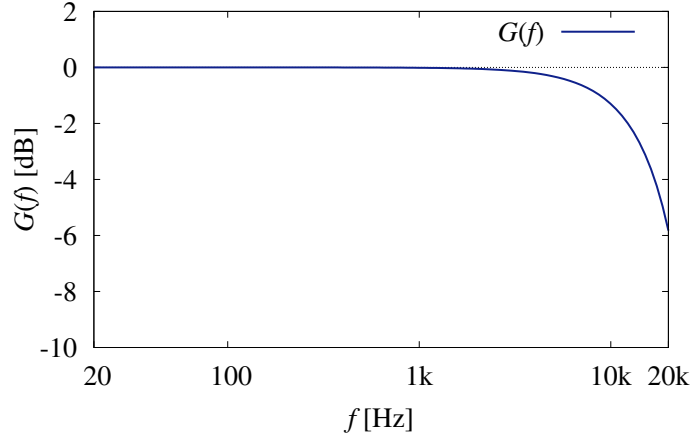


Fig. 2.5: Spectrum of spatial filter $G(f)$ calculated from the grid width $\Delta = 0.017L$ where $L = 21$ mm and uniform velocity $U = 12$ m/s based on Taylor's hypothesis.

ては今後の課題としたい。

LES における空間フィルタリングの影響

乱流モデルにおいて LES を選択した場合，LES において流れ場のグリッドスケールへの粗視化のために導入される空間フィルタによる，流体音源の高周波成分の減衰に注意する必要がある．各種の空間フィルタの特性については LES に関する書籍 [73, ほか] では必ず触れられているものの，空力音数値解析への適用例で解析結果へのフィルタの影響が検討されることはほぼ皆無であるため，本節で簡単に検討しておく．

LES において最も一般的に適用されるフィルタは，差分法による離散化において暗黙に適用されるトップハット型の空間フィルタであり，解析格子幅 Δ に対し以下のように表される．

$$g(x) = \begin{cases} \frac{1}{\Delta} & \left(|x| \leq \frac{\Delta}{2}\right) \\ 0 & \left(|x| > \frac{\Delta}{2}\right) \end{cases}$$

本研究における LES 解析でもこのフィルタが適用される．このフィルタのフーリエ変換により，波数 k に対する特性を求めると次式となる [73]．

$$G(k) = 2 \frac{\sin\left(\frac{k\Delta}{2}\right)}{k\Delta} \quad (2.37)$$

ここで Taylor の凍結乱流仮説に基づいて，流れ場の空間変動が主流速度 U の一様流に乗って移動すると考えると，空間変動の波数 k の成分に対応する，ある点における時間変動の周波数は

$$f = \frac{k}{2\pi} U$$

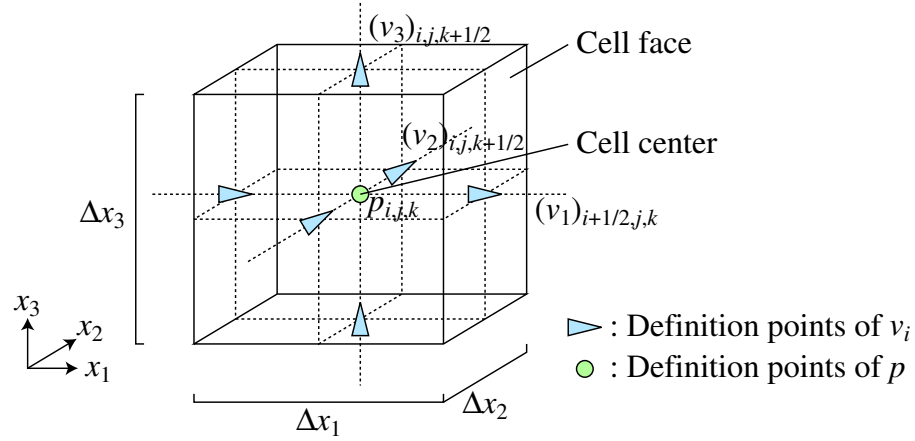


Fig. 2.6: Staggered grid system.

となる．上式を Eq. (2.37) に代入すると，フィルタの周波数特性は以下となる．

$$G(f) = \frac{U \sin\left(\frac{\pi f \Delta}{U}\right)}{\pi f \Delta}$$

ここで例えば後述の 3.4 節における角柱周り流れの解析条件から，フィルタの具体的な周波数特性を見積る．解析条件から，主流速度 $U = 12$ m/s，断面辺長 $L = 21$ mm，解析格子の最小格子幅 $\Delta = 0.017L$ を上式に代入すると，Fig. 2.5 に示す周波数特性が得られる．10 kHz 以上がややカットされ，20 kHz でおおよそ -6 dB となっているものの，人間の可聴域である 20 Hz から 20 kHz を概ねカバーしている．つまり格子の空間解像度をこの程度に取れば，LES を導入してもなお音源解析に充分な時空間的な格子の解像度が確保される．

2.2.3 数値流体解析手法

前節で議論したように，本研究では数値流体解析手法として標準 Smagorinsky モデル LES を使用する．その理論および離散化手法については周知であり，例えば文献 [73, 74] など，詳細な文献が既に多数存在することから，本節では解法の概要のみを述べることにする．

無次元化された非圧縮性流体の基礎方程式に対し，標準 Smagorinsky モデルを適用した LES の基礎方程式は以下となる [73, 84] ．

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{v}_i \bar{v}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ 2 \left(\frac{1}{Re} + \nu_{SGS} \right) \bar{S}_{ij} \right\} \quad (2.39)$$

ただし

$$\bar{P} = \bar{p} + \frac{2}{3} \left(\frac{\nu_{SGS}}{C_k \Delta} \right)^2, \quad (2.40)$$

$$\nu_{\text{SGS}} = (C_s \Delta)^2 (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}, \quad (2.41)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.42)$$

$$\Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}.$$

ここで \bar{v}_i および \bar{p} は各座標軸方向速度成分 v_i および圧力 p に対しトップハット型の格子内空間フィルタを適用したグリッドスケール値であり、フィルタは空間微分の差分近似において暗黙に適用されているとする [73]。 Re はレイノルズ数、 Δ_i は i 軸方向のグリッド幅であり、上式中のモデル係数 C_s および C_k の値は既往文献 [85] を参考として、 $C_s = 0.13$ 、 $C_k = 0.94$ とした。離散化は \bar{v} と \bar{p} の定義点を時空間的に交互に配置する直交不等間隔格子のスタッガードグリッド (Fig. 2.6) で差分法により行なった。

時間方向の差分化は、二次精度の Adams-Bashforth スキーム [86] を適用した SMAC 系の時間陽解法 [87] とする。すなわち、Eq. (2.39) を時刻ステップ n における \bar{v}_i の値である \bar{v}_i^n と時刻ステップ $n+1$ における値である \bar{v}_i^{n+1} の中間の値 \bar{v}_i^* を用いて、以下のように二段階に分離する。ただし Δt は時間刻み、右肩添字は時刻ステップを表す。

$$\frac{\bar{v}_i^* - \bar{v}_i^n}{\Delta t} = \frac{3}{2}F^n - \frac{1}{2}F^{n-1} - \frac{\partial \bar{P}^n}{\partial x_i}, \quad (2.43)$$

$$\frac{\bar{v}_i^{n+1} - \bar{v}_i^*}{\Delta t} = \frac{\partial \delta \bar{P}}{\partial x_i} \quad (2.44)$$

ただし、

$$F^n = -\frac{\partial \bar{v}_i^n \bar{v}_j^n}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ 2 \left(\frac{1}{Re} + \nu_{\text{SGS}} \right) \bar{S}_{ij}^n \right\}, \quad (2.45)$$

$$\delta \bar{P} = \bar{P}^{n+1} - \bar{P}^n. \quad (2.46)$$

さらに Eq. (2.44) の両辺の発散を取って時刻ステップ $n+1$ における Eq. (2.38) の成立を条件とすると、 $\delta \bar{P}$ に関する圧力残差方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 \delta \bar{P}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \bar{v}_i^*}{\partial x_i} \quad (2.47)$$

以上から、SMAC による時間陽解法 LES は次のようにまとめられる。

1. 時刻ステップ n において与えられた \bar{v}_i^n 、 \bar{P}^n および前時刻ステップの F^{n-1} から、Eqs. (2.43)、(2.45) によって \bar{v}_i^* を求める。

$$\bar{v}_i^* = \bar{v}_i^n + \Delta t \left(\frac{3}{2}F^n - \frac{1}{2}F^{n-1} - \frac{\partial \bar{P}^n}{\partial x_i} \right), \quad (2.48)$$

$$F^n = -\frac{\partial \bar{v}_i^n \bar{v}_j^n}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ 2 \left(\frac{1}{Re} + \nu_{\text{SGS}} \right) \bar{S}_{ij}^n \right\}. \quad (2.49)$$

2. Eq. (2.47) を解いて, $\delta\bar{P}$ を求める .

$$\frac{\partial^2 \delta\bar{P}}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial \bar{v}_i^*}{\partial x_i} \quad (2.50)$$

3. 2. で得られた $\delta\bar{p}$ を Eq. (2.46) に代入して次の時刻ステップの圧力 \bar{P}^{n+1} を求める . また Eq. (2.44) から , 次の時刻ステップの速度 \bar{v}_i^{n+1} を求める .

$$\bar{P}^{n+1} = \bar{P}^n + \delta\bar{P} , \quad (2.51)$$

$$\bar{v}_i^{n+1} = \bar{v}_i^* + \frac{\partial \delta\bar{P}}{\partial x_i} \Delta t . \quad (2.52)$$

4. 1. に戻る .

Eqs. (2.48)–(2.52) の離散化に際して , 空間方向の差分スキームはすべて二次精度中心差分を適用した . 例えばある物理量 ϕ の x_1 方向差分は , 以下のように表される .

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x_1} \right|_i = \frac{\phi_{i+1/2} - \phi_{i-1/2}}{(\Delta x_1)_i}$$

ただし下付添え字の i は離散化グリッドの x_1 方向に第 i 番目の格子点 , $\pm 1/2$ は格子界面 , $(\Delta x_1)_i$ は x_1 方向 i 番目格子の格子幅を表す .

Eq. (2.47) の圧力残差方程式の解法には , 共有メモリ型ベクトル並列計算における効率を考慮し , 前進消去および後退代入処理において三次元超平面法を適用した修正不完全コレスキー分解付き共役勾配法 (modified incomplete Cholesky conjugate gradient; MICCG) [88, 89] を使用した .

2.2.4 数値流体解析における境界条件

数値流体解析では無限遠方まで格子を設けることは不可能であるから , 有限の領域を切り取って計算の対象とせざるを得ない . 現実には存在しない境界面を設定し , 流入および流出境界条件を与える必要がある . また物体壁面は物理的に存在する境界であるが , 壁面近傍では性状が急激に変化する境界層を形成する . 高レイノルズ数ではこの境界層内の流れの解像には現実的に不可能な密度の格子配置が必要となるため , 適切なモデル化を行なう必要がある .

流入境界条件

実際の屋外建築付帯物に吹きつける接近気流は一樣ではなく , 時空間的な乱れを持っている . このような乱れた流れが物体に衝突する場合 , 物体周りの流れの乱れ性状 , すなわち流体音源性状は , 衝突する流れの乱れと物体により形成される乱れの相互作用により形成され则认为られる . 従って本来であれば , 物体に接近する流れそのものの乱れ性状を十分に考慮した解析を行なう必要がある . RANS 系モデルによる数値解析では , このような接近気流の乱れ性状として , 乱流エネルギー k あるいは乱流エネルギー散逸率 ϵ など , 平均化された乱れ性状の輸送方程式の輸送量の値を直接 , 解析領域流入境界条件として与えることができる .

しかし LES では Eq. (2.38) および Eq. (2.39) の運動方程式が直接解かれるため、流入境界面で乱れた変動風速および圧力を解析時刻ステップごとに時々刻々直接与える必要がある。この流入変動風速は実現象における衝突気流と同等な乱れの統計的性質を有している必要がある。特に空力騒音予測問題への適用を考えた場合、乱れの強さ、乱れの時空間相関が同等であることが望ましい。さらに、流入境界面において Eq. (2.38) の連続式および Eq. (2.39) の運動方程式を満たしていることが必要である。ある与えられた乱れのエネルギースペクトルを満足させる流入気流を作成する方法は提案されている [90, 91] が、本研究で重要な変動圧力および速度の時空間的相関の妥当性については保証されない。またはチャンネル流れなど周期境界条件を利用して十分に発達した乱れを生成させられる問題に対して予め解析を行ない、その結果を本計算における流入境界条件とする、いわゆるドライバ計算法が存在する [73] が、この手法では乱れの統計的性質の妥当性は必ずしも保証されない。このように、本研究において要求される全ての条件を同時に満たす変動流入気流を生成することは困難である。従って本研究では流入境界条件は一様流とした。圧力・速度の時空間的相関の同一性を満たす流入風生成法の開発については今後の課題としたい。

流出境界条件

流出境界条件としては従来、定常流れでは充分発達した状態で流出するという意味で、流出境界で速度の主流方向勾配が 0 のいわゆる自由流出境界条件

$$\frac{\partial v_i}{\partial x_1} = 0$$

が多用されたが、吉田らによって提案されている以下の対流境界条件 (Sommerfeld 放射条件) [46, 73] は、自由流出境界条件と比較して境界面で生じる数値誤差の上流側への影響が小さいことが知られている [45, 46, 73]。

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} = 0 \quad (2.53)$$

ここで U_i は一様流速度の i 番目の成分である。上式にさらに粘性項を付加した式も提案されている [45, 48] が、上式には含まれていない。これは渦が流出境界を通過するときに限って粘性による渦の変形を無視し、定常渦として流出すると仮定することを意味する。本研究が対象とするレイノルズ数域においては粘性項の効果が対流項と比較して非常に小さく、流れの挙動は微視的には対流に支配されているとみなせることから、このような仮定は妥当と考えることができる [73]。

さらに、上式において対流速度として一様流速度 U_i が適用されていることの妥当性については、以下のように考える。乱流の乱れ強度が弱い場合、速度変動の空間分布がほぼ不変のまま一定の対流速度により下流に流されていくとの Taylor の凍結乱流仮説が成り立つ場合、すなわち速度分布がある程度変形されるまでに主流方向に乱れが移動する距離は乱れそのものの空間スケールより十分長いこ

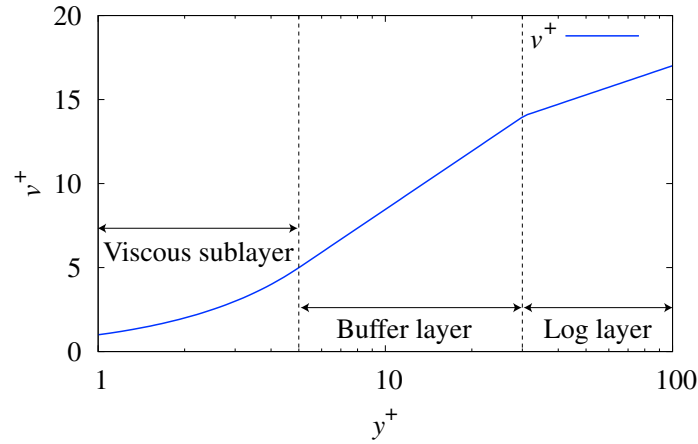


Fig. 2.7: Velocity distribution model in the turbulent boundary layer.

とを意味する．この場合，対流速度は一樣流速度 U_i と等しいことが知られている [73]．さらにこのような仮定の成り立つ場では，乱れそのものの空間スケールにおける乱れの運動は対流方程式に支配されると考えられる．本研究対象とする Kármán 渦列問題もまた，交互生成される渦が安定に一樣流によって長い距離を移流する，Taylor の仮説が概ね成り立つ流れ場である．したがって対流速度として一樣流速度を指定する上記の対流方程式を境界条件とすることは妥当と言える．

Eq. (2.53) は提案されている各種対流境界条件の中でも最も簡易な型式であるが，筆者による過去の検討 [92] でも良好な結果が得られており，本研究でも上式の対流境界条件を使用する．離散化は空間方向を一次精度上流差分，時間方向を二次精度中心差分とした．

側方境界条件

解析領域上下端 (スパン方向両端) の壁面境界条件はすべり壁 (free-slip wall) 境界条件とした．本境界条件ではスパン方向の閉塞効果を生じるため，本来であればトラクションフリー境界条件 [74] のような自由流入・流出を許容する境界条件の適用が望ましいが，本研究における解析のような複雑な流入・流出が生じる流れ場では計算不安定に陥りやすい．実際，スパン方向あるいはラテラル方向境界におけるトラクションフリー境界条件の適用を図ったものの，格子分割等諸般の検討にもかかわらず 40 無次元時間以上の計算は境界面からの発散により不可能であった．

ラテラル方向両端部については，周期境界条件またはスパン方向境界と同様な理由からすべり壁境界条件とした．ラテラル方向周期境界条件適用においては，MICCG の前処理 (不完全コレスキー分解) において周期境界に対応するマトリックスのバンドの処理を文献 [92] に従って考慮した．

壁面境界条件

LES 乱流解析を本研究のような工学的に意味のある流れ場に適用する場合，基本的な壁面境界条件であるすべり無し壁 (no-slip wall) 境界条件のかわりに人工的な壁面境界条件を導入することは，壁面近傍における解析格子点数削減の点で得策である．壁面境界条件として，壁面からの距離に応じて速度を規定する壁法則を使用する．一般に LES などの乱流解析では二層モデルによる壁法則が多用される [73, 74, 93] が，本研究では Kármán の三層モデルによる壁法則 [94] を使用した．本モデルは以下の式で表される．

$$v^+ = \begin{cases} y^+ & (y^+ < 5) \\ 5 \log y^+ - 3.05 & (5 \leq y^+ < 30) \\ 2.5 \log y^+ + 5.5 & (30 \leq y^+) \end{cases} \quad (2.54)$$

$$y^+ = \frac{yv^*}{\nu}, \quad v^+ = \frac{\bar{v}_i}{v^*}, \quad v^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad \tau_w = \mu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial y}$$

ここで y は直近壁面からの距離， y^+ は直近壁面からの壁座標， v^+ は無次元化速度， μ は粘性系数， \bar{v}_i は y 点の壁面平行方向グリッドスケール速度成分， v^* は壁面摩擦速度， τ_w は壁面摩擦応力である．

壁座標 y^+ および無次元化速度 v^+ の関係を Fig. 2.7 に示す．粘性底層領域および対数則領域に対応する2式のみによって構成される二層モデル

$$v^+ = \begin{cases} y^+ & (y^+ < 11.635) \\ 2.5 \log y^+ + 5.5 & (11.635 \leq y^+) \end{cases} \quad (2.55)$$

に対し，この三層モデルはさらに，両領域の境界部分であるバッファ領域をより正確にモデル化した形 [95] となっている．さらに2層モデルでは， v^+ の算出のために，Newton 法などの反復解法によって Eq. (2.55) を v^* について解く必要があるのに対し，三層モデルでは，倉渕ら [96] によって Eq. (2.54) を解くこと無く摩擦速度が陽に与えられる手法が与えられている．本手法によれば，以下で定義される壁面レイノルズ数

$$Re_h = \frac{\bar{v}_i y}{\nu}$$

に対し，

$$C_f = \left(\frac{v^*}{\bar{v}_i} \right)^2 \quad (2.56)$$

なる C_f は各層に対応して近似的に次のように与えられる．

$$C_f = \begin{cases} \frac{1}{Re_h} & (Re_h < 25) \\ \frac{1.829}{(\log Re_h)^{3.270}} & (25 < Re_h < 420) \\ \frac{0.1464}{(\log Re_h)^{1.866}} & (420 < Re_h) \end{cases}$$

上式によって算出された C_f から，Eq. (2.56) により v^* が直ちに求められる．

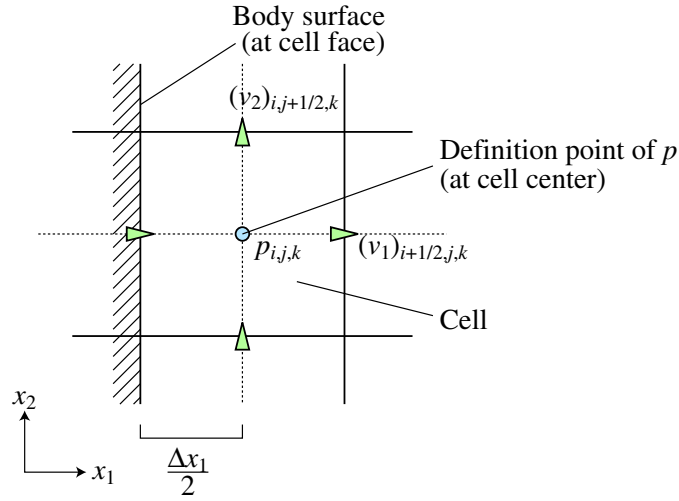


Fig. 2.8: Cell construction around surfaces.

壁面減衰関数

また壁面では乱れの SGS 成分は 0 になるはずであるが，GS の速度に空間的勾配がある限り，Eq. (2.41) および Eq. (2.42) から，SGS 成分の渦粘性係数 ν_{SGS} が与えられてしまう．従って Smagorinsky 定数 C_s に対し

$$f = 1 - \exp\left(\frac{-y^+}{26}\right)$$

なる van Driest の壁関数 [74] を掛けて壁面近傍の SGS 乱れを減衰させた．一般的には上式の値がほぼ 1 となる，壁面から十分に離れた格子点まで上式が適用されるが，持田ら [81] および富永ら [82] による DSM を用いた角柱周り流れ解析を見ると， C_s に相当する DSM のモデル係数の推定結果が壁面ごく近傍まで減衰していない．それでもなお壁面近傍においても妥当な解析結果となっていることから，プログラミングの簡略化のため壁面最近傍の格子点にのみ上記関数を適用した．

加藤 [72] によれば，壁面境界条件として壁法則を適用した場合，物体表面に発達する境界層に対し過度の壁面応力が与えられ，剥離点の実現象より後方へ移動することが明らかにされている．そのため加藤は壁面近傍で $0.005D$ (D : 円柱直径) の密な格子分割を行うことすべし無し境界条件とし，van Driest の壁関数適用のためだけに摩擦速度計算を行っている．しかしながら，本研究では主に角柱を対象とすることから剥離点は角柱後流端で固定されており，また加藤のような密な格子分割においてもなお，壁面境界層の粘性底層に至る壁面近傍までの格子分割には至らないと考えられることから，上記の壁法則を適用した．

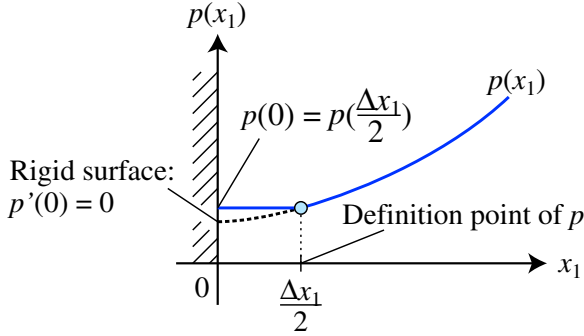


Fig. 2.9: Calculation of surface pressure. The surface pressure on the rigid surface at $x_1 = 0$ is substituted by the pressure at the cell-center ($x_1 = \Delta x/2$) of the adjacent cell.

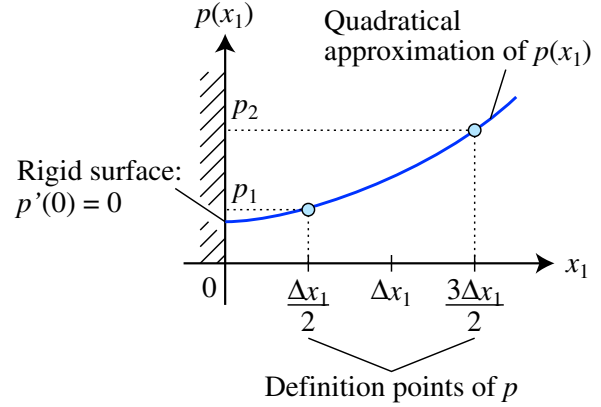


Fig. 2.10: Calculation of surface pressure using quadratic extrapolation. The surface pressure on the rigid surface at $x_1 = 0$ is extrapolated using a quadratic function derived by the pressure of the adjacent two cells and the rigid boundary condition.

2.2.5 物体表面上の変動圧力算出

Eq. (2.29) などの Curle の式による受音点音圧算出では、物体表面上の圧力瞬時値を与える必要がある。しかしながらスタガードグリッドによる離散化では、Fig. 2.8 に示すように差分格子セルの中央に圧力定義点を置いている。そのためセル界面に設定される物体表面では圧力が定義されておらず、何らかの手法によりセル中央の圧力を物体表面へと補外する必要がある。この補外手法について空力音数値解析の適用例で言及されることはほぼ皆無であるため、本節で検討しておく。

第3章および第4章の解析では、剛な物体表面上において、圧力の物体表面に対する法線方向微分がゼロとなる

$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (2.57)$$

の条件から、物体表面最近傍セルにおける \bar{p}^n の値を物体表面上の圧力とした (Fig. 2.9)。すなわち、物体表面直近2セルの中心圧力 $p_1 = p(\frac{\Delta x_1}{2})$ とすると、物体表面上の圧力 $p(0)$ は

$$p(0) = p_1. \quad (2.58)$$

第5章ではより精確を期するために、物体表面直近2セルの中心圧力および二次関数による補外を使用した。すなわち、Fig. 2.10 に示すように、 $x_1 = 0$ に存在する剛な物体表面近傍の圧力を、 a_0 、 a_1 、 a_2 をパラメータとする二次関数によって

$$p(x_1) = a_0 x_1^2 + a_1 x_1 + a_2 \quad (2.59)$$

と近似したとき, Eq. (2.57) に示す物体表面上の法線方向圧力勾配が 0 の条件

$$\left. \frac{dp}{dx_1} \right|_{x_1=0} = a_1 = 0 \quad (2.60)$$

および物体表面直近 2 セルの中心圧力 $p_1 = p\left(\frac{\Delta x_1}{2}\right)$, $p_2 = p\left(\frac{3\Delta x_1}{2}\right)$ を用いて Eq. (2.59) から物体表面上の圧力 $p(0)$ を求めると, 以下となる.

$$p(0) = \frac{9p_1 - p_2}{8} \quad (2.61)$$

2 点のデータから算出される通常の補外は 1 次関数によることとなるが, Eq. (2.60) の条件を課すことで 2 次関数による補外が可能となる.

Eqs. (2.58), (2.61) 両式による物体表面圧力算出結果を, 5.4.1 節で比較する.

2.2.6 パラメータ最小二乗推定法

4 章以降の各章では, 解析対象の部分解析により解析対象全体からの放射音圧推定を行う手法を提案および検証する. これらの音圧推定手法においては, 流れの性状によって決まる音源の空間的な相関を表すパラメータを導入し, 解析結果からパラメータ最小二乗推定法によって推定する. 本論文で本手法を音圧「推定」手法と呼ぶのは, この最小二乗推定プロセスが存在することによる. また, パラメータ推定にあたっては, Octave など様々なアプリケーションソフトウェアに組み込まれている信頼性および実績を考慮し, Levenberg-Marquardt 法による既製の最小二乗推定ライブラリである MINPACK [97] を用いた. 本アルゴリズムの概要は以下のとおりである [98].

要素数 M のパラメータベクトル \mathbf{a} , 要素数 N の変数値ベクトル \mathbf{x} および真値ベクトル \mathbf{y} に対し, あるモデル関数 y および残差ベクトル \mathbf{e} により

$$\mathbf{y} = y(\mathbf{x}; \mathbf{a}) + \mathbf{e}$$

なる対応関係を考えたとき, パラメータベクトル \mathbf{a} は評価関数

$$\chi^2(\mathbf{a}) = |\mathbf{e}|^2 = \sum_{i=1}^N \{y_i - y(x_i; \mathbf{a})\}^2 \quad (2.62)$$

が最小になるよう, 次の手順により決定される.

1. パラメータベクトルの初期値 \mathbf{a}_0 を決定し, $\chi^2(\mathbf{a}_0)$ を計算する. また $\mathbf{a}_l \leftarrow \mathbf{a}_0$ とする.
2. 3. の方程式中に現れる係数 λ_m の初期値 λ_0 を決定し $\lambda_m \leftarrow \lambda_0$ とする.
3. 以下の $\Delta \mathbf{a}$ に関する連立方程式を解く. ただし δ_{ij} はクロネッカーのデルタである.

$$\sum_{j=1}^M \left[(1 + \delta_{ij} \lambda_m) \sum_{k=1}^N \left\{ \left. \frac{\partial y(x_k; \mathbf{a})}{\partial a_i} \right|_{\mathbf{a}_l} \frac{\partial y(x_k; \mathbf{a})}{\partial a_j} \right|_{\mathbf{a}_l} \right\} \Delta a_j \right] = - \frac{1}{2} \left. \frac{\partial \chi^2(\mathbf{a})}{\partial a_j} \right|_{\mathbf{a}_l}$$

4. もし $\chi^2(\mathbf{a}_l + \Delta \mathbf{a}) \geq \chi^2(\mathbf{a}_l)$ なら, $\lambda_{m+1} \leftarrow 10\lambda_m$ とし 3. に戻る. もし $\chi^2(\mathbf{a}_l + \Delta \mathbf{a}) < \chi^2(\mathbf{a}_l)$ なら, $\lambda_{m+1} \leftarrow \lambda_m/10$, $\mathbf{a}_{l+1} \leftarrow \mathbf{a}_l + \Delta \mathbf{a}$ とし 3. に戻る.

Appendix: 各種の微分変換

A. Eq. (2.11) の導出

積の微分則および

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{1}{r} + \frac{\partial}{\partial y_i} \frac{1}{r} = 0$$

の関係から, $F = F(y_i)$, $r = r(x_i, y_i)$ と表したとき Eq. (2.11) 右辺は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y_i} \frac{[F]}{r} + \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{[F]}{r} &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial [F]}{\partial x_i} + \frac{\partial [F]}{\partial y_i} \right) \\ &= \frac{1}{r} \left(\lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F(y_i + h)]_{t-r(x_i, y_i+h)/c_0} - [F(y_i)]_{t-r(x_i, y_i)/c_0}}{h} \right. \\ &\quad \left. + \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F(y_i)]_{t-r(x_i+h, y_i)/c_0} - [F(y_i)]_{t-r(x_i, y_i)/c_0}}{h} \right) \\ &= \frac{1}{r} \left(\lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F(y_i + h)]_{t-r(x_i, y_i+h)/c_0} - [F(y_i)]_{t-r(x_i, y_i)/c_0}}{h} \right. \\ &\quad \left. - \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F(y_i)]_{t-r(x_i, y_i+h)/c_0} - [F(y_i)]_{t-r(x_i, y_i)/c_0}}{h} \right) \\ &= \frac{1}{r} \left[\lim_{h \rightarrow 0} \frac{F(y_i + h) - F(y_i)}{h} \right]_{t-r/c_0} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial F}{\partial y_i} \right]. \end{aligned}$$

ただし $r(x_i + h, y_i) = r(x_i, y_i - h)$ であることを利用した.

B. Eq. (2.14) の導出

$[F] = [F]_{t-r/c_0}$ とすると, Eq. (2.14) に示す微分の変換は, 偏微分の連鎖則および積の微分則より以下のようになる. ただし, y, t は固定を仮定していることに注意.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x_i} \frac{[F]}{r} &= \left([F] \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} + \frac{\partial [F]}{\partial r} \frac{1}{r} \right) \frac{\partial r}{\partial x_i} = \left(-\frac{1}{r^2} [F] + \frac{1}{r} \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F]_{t-(r+h)/c_0} - [F]_{t-r/c_0}}{h} \right) \frac{\partial r}{\partial x_i} \\ &= \left(-\frac{1}{r^2} [F] - \frac{1}{c_0 r} \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F]_{t-h/c_0-r/c_0} - [F]_{t-r/c_0}}{-h/c_0} \right) \frac{\partial r}{\partial x_i} = - \left(\frac{1}{r^2} [F] + \frac{1}{c_0 r} \frac{\partial [F]}{\partial t} \right) \frac{\partial r}{\partial x_i} \\ &= - \left(\frac{1}{r^2} [F] + \frac{1}{c_0 r} \left[\frac{\partial F}{\partial t} \right] \right) \frac{\partial r}{\partial x_i} \end{aligned}$$

C. Eq. (2.26) の導出

Eq. (2.26) に示す $[F]_{t-r/c_0}$ の空間微分 $\partial [F]_{t-r/c_0} / \partial x_i$ から時間微分 $\partial [F]_{t-r/c_0} / \partial t$ への置き換えは, 次のようになる. ただし, y, t は固定を仮定していることに注意.

$$\frac{\partial [F]}{\partial x_i} = \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F]_{t-(r+h)/c_0} - [F]_{t-r/c_0}}{h} \cdot \frac{\partial r}{\partial x_i} = -\frac{1}{c_0} \lim_{h \rightarrow 0} \frac{[F]_{t-h/c_0-r/c_0} - [F]_{t-r/c_0}}{-h/c_0} \cdot \frac{x_i - y_i}{r}$$

$$= -\frac{x_i - y_i}{c_0 r} \frac{\partial [F]}{\partial t}$$

第3章 Curle の式の簡略化および実スケール解析に関する検討

3.1 序

本章では次章以降で述べる推定手法提案の前段階として、以下の3点を検討する。

1. 物体表面摩擦応力を無視することの妥当性について: 前章では流体音源が、Eq. (2.3) で示すように物体表面の変動圧力および物体表面摩擦応力により表されることを示した。既往研究 [21, ほか] では物体表面摩擦応力の影響は無視されることが多いが、その妥当性については明らかでなく、このような簡略化の是非を検討する。
2. 三次元流体解析の必要性について: 柱状物体はスパン方向には同一形状をしているのであるから、数値流体解析は断面を取り出した二次元解析で簡便に行えるのではないかと期待が生じる。そのような簡便化の妥当性を検討する。
3. 実スケール解析例の提示: 本研究は数値流体解析手法に関する研究ではないが、自作の流体解析コードを使用している。そのため、本解析コードの妥当性を簡単に確認する。

なお、1., 2. については基礎的段階として、乱流モデルを導入せず、実スケールの約 $1/10$ のレイノルズ数域である $Re \leq 10^3$ にて解析を行う。

3.2 流体音源への物体表面摩擦応力の寄与について

前章では Eq. (2.3) および Eq. (2.20) で定義される物体表面の変動応力 P_i から、Eq. (2.29) により観測点 x での音圧時間波形が算出されることを示した。ここで 2.2.1 節の議論から流体の非圧縮性 (ρ の時間変動が 0) を仮定すると、Eq. (2.1) より $\partial v_k / \partial x_k = 0$ であるから、 P_i は Eqs. (2.3), (2.20), (2.29) より以下となる。

$$P_i = -(n_i p + n_j \tau_{ij}) , \quad (3.1)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.2)$$

Eq. (3.1) 右辺の $n_i p$ および $n_j \tau_{ij}$ はそれぞれ、物体表面にかかる圧力および摩擦応力を表す。一般に高レイノルズ数では、Eq. (2.35) および Eq. (2.36) からわかるように、流れ場への粘性 μ の影響が小さくなるから、Eq. (3.1) においても圧力と比較して粘性による摩擦応力の寄与が小さくなると考えられる。そのような条件の下では Eq. (2.28) の簡略化が成り立つこととなる。本節では P_i への圧力

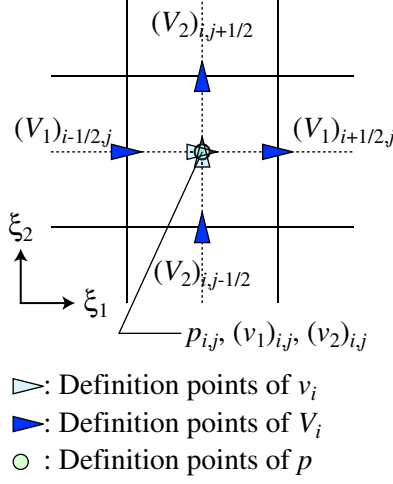


Fig. 3.1: Collocated grid.

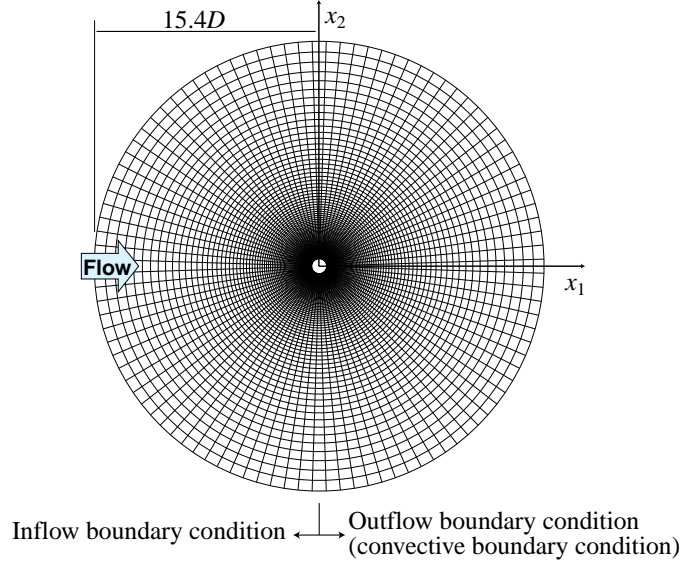


Fig. 3.2: Computational grid and coordinate system.

Table 3.1: Computational parameters.

Number of grids: 100×100
Minimum grid width: $0.01D$
ΔT : 1.0×10^{-3}
Courant number: 0.1

Table 3.2: Strouhal numbers at fundamental frequencies.

Re	5×10^2	1×10^3
f_1	0.41	0.43
f_2	0.21	0.22

成分および摩擦応力成分それぞれの寄与を数値解析により算定し，簡略化の妥当性を検討する．

3.2.1 解析手法および解析条件

解析手法

本節および 3.3 節の解析のみ基礎的検討として，実スケールのおよそ $1/10$ となるレイノルズ数 $Re \leq 10^3$ の領域において，乱流モデルを導入しない一般座標系コロケーショングリッドの SMAC 系数値流体解法 [87] にて解析を行う．基礎方程式は Eq. (2.39) において $\nu_{SGS} = 0$ 固定とした場合に相当する．コロケーショングリッドにおける速度 v_i ，反変速度 V_i ，圧力 p の定義点は Fig. 3.1 のとおりである．

本節の解析は二次元で行う．物体壁面の境界条件はすべり無し壁 (no-slip wall) 境界条件とし，流出境界条件は Eq. (2.53) の対流境界条件を一般座標変換して適用する．対流項の差分スキームには次式の QUICK スキームを一般座標変換して適用した．

$$(v\phi)_{i+1/2} = v_{i+1/2} \frac{-\phi_{i+2} + 9\phi_{i+1} + 9\phi_i - \phi_{i-1}}{16} + |v_{i+1/2}| \frac{\phi_{i+2} - 3\phi_{i+1} + 3\phi_i - \phi_{i-1}}{16}$$

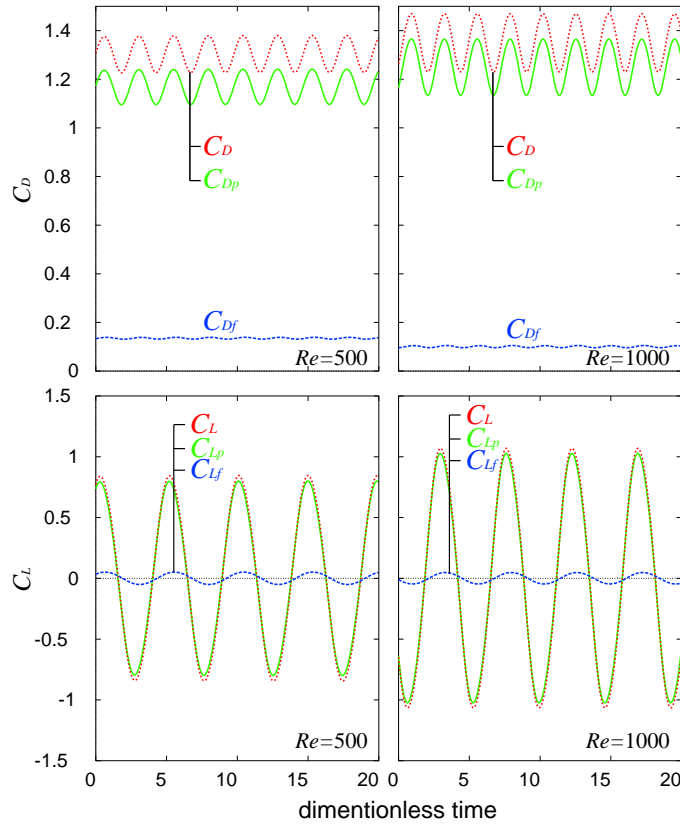


Fig. 3.3: Drag and lift coefficients.

解析条件

解析対象は円柱周り流れとし，Fig. 3.2 に示す同心円状の O 型格子によって Table 3.1 の条件で解析を行った．ここで D は円柱直径， ΔT は無次元化された解析における時間刻みである． D および一様流速によるレイノルズ数は 5×10^2 ， 1×10^3 の 2 ケースとした．計算開始から 60 無次元時間が経過して流れが周期的になったと考えられる時点を時刻 0 とし，さらに 190 無次元時間の計算を行った．

3.2.2 解析結果

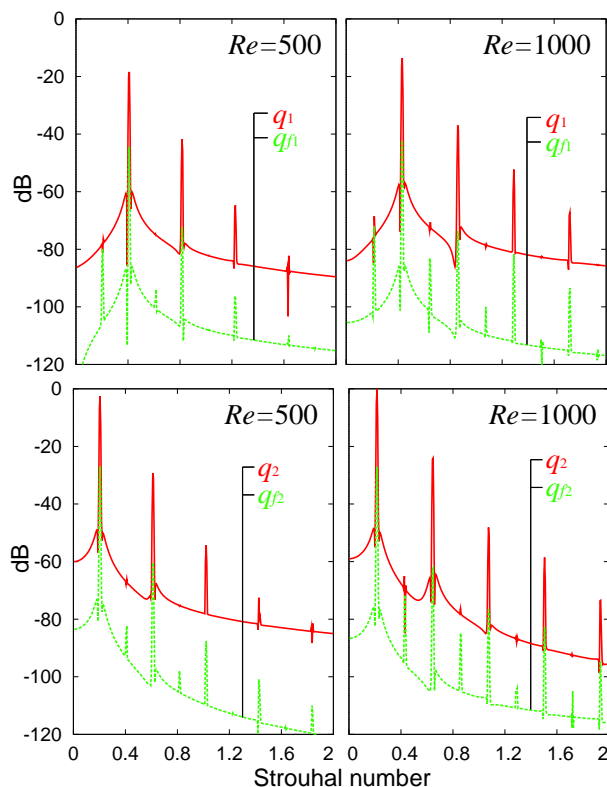
揚力係数・抗力係数

物体にかかる抗力係数 C_D および揚力係数 C_L はそれぞれ以下のように定義される．

$$C_D = -\frac{2}{\rho U^2 D H} \int_S P_1 dS ,$$

$$C_L = -\frac{2}{\rho U^2 D H} \int_S P_2 dS .$$

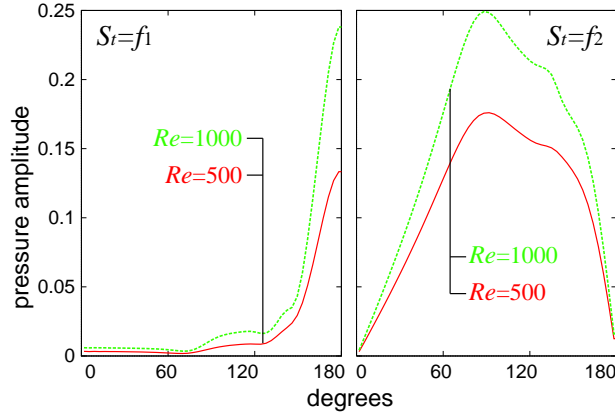
ここで P_1 ， P_2 はそれぞれ P_i の Fig. 3.2 に示す x_1 ， x_2 各軸方向成分， ρ は流体密度， U は一様流速， H は円柱スパンである．さらに Eq. (3.1) から， C_D ， C_L をそれぞれ圧力成分 C_{Lp} ， C_{Dp} および摩擦

Fig. 3.4: Spectra of q_i and q_{fi} .

応力成分 C_{Lf} , C_{Df} の和として表すと

$$\begin{aligned}
 C_D &= C_{Dp} + C_{Df}, \\
 C_{Dp} &= \frac{2}{\rho U^2 D H} \int_S n_1 p dS, \quad C_{Df} = \frac{2}{\rho U^2 D H} \int_S n_j \tau_{1j} dS, \\
 C_L &= C_{Lp} + C_{Lf}, \\
 C_{Lp} &= \frac{2}{\rho U^2 D H} \int_S n_2 p dS, \quad C_{Lf} = \frac{2}{\rho U^2 D H} \int_S n_j \tau_{2j} dS.
 \end{aligned}$$

両ケースにおけるこれらの係数の時間変化を Fig. 3.3 に示す．両ケースとも，揚・抗力係数ともに圧力成分に比べ摩擦応力成分の寄与はほぼ 10 分の 1 のオーダーとなっている．ただし，摩擦応力成分は Eq. (3.2) が示すように粘性係数すなわちレイノルズ数の逆数および速度勾配に比例する量であるが，レイノルズ数の上昇とともに壁面近傍の渦強度（速度勾配）も大きくなるため，単純にレイノルズ数の逆数のみには比例しない結果となっている．

Fig. 3.5: Pressure amplitude on the cylinder at $S_t = f_1$ and $S_t = f_2$.

音源の周波数分析

Eq. (2.29) から, C_L , C_D の時間変動量 q_i および C_{Lf} , C_{Df} の時間変動量 q_{fi} を

$$q_1 = \frac{\partial C_D}{\partial t}, \quad q_2 = \frac{\partial C_L}{\partial t}$$

$$q_{f1} = \frac{\partial C_{Df}}{\partial t}, \quad q_{f2} = \frac{\partial C_{Lf}}{\partial t}$$

のように定義すると, q_i は x_i 軸方向の指向性を持つ音源であり, q_{fi} はそのうちの摩擦応力成分を表している. この q_i を周波数分析して $Re = 1 \times 10^3$ における q_2 の最大値で基準化した結果を Fig. 3.4 にデシベルスケールで示す. Fig. 3.3 から q_{fi} の時間変動が小さいことが読み取れるが, Fig. 3.4 ではほぼ全周波数域にわたって q_{fi} が q_i に比べ -20 dB 以下となっており, それを裏付けている. 従って q_{fi} は音源としてはほとんど寄与していないことがわかる.

また, 両ケースとも一定のストローハル数ごとに急峻なピークを持っており, x_i 軸方向の基音となるストローハル数を f_i とすると f_i は Table 3.2 のようになった. 高調波成分については, x_1 , x_2 軸方向にそれぞれ nf_1 , $(2n+1)f_2$ となるストローハル数にピークを持っている. これらは Hardin [6] による $Re = 200$ における x_i 軸上音圧の解析結果と同様の傾向であるが, 本解析の方がより鋭いピークとなっている. この一因としては, 本解析では Hardin の解析と比較して解析を行った無次元時間の長さが 3 倍に増加したことにより, 周波数分析における分解能が上がったことが考えられる.

円柱表面の音源分布

以上から, 円柱表面上の音源はほぼ圧力変動によるものとして考えられる. Fig. 3.5 に円柱表面圧力時間変動の $S_t = f_1$ および $S_t = f_2$ における周波数成分の大きさを示す. 図中横軸の 0° が上流端, 180° が下流端である. 両ケースとも $S_t = f_1$ では下流端, $S_t = f_2$ では上流端から徐々に増加し 90° 付近で最大となっている. 90° 付近で剥離した Kármán 渦が物体の後流側へ巻き込まれ, 物体下流端

Table 3.3: Computation parameters. Time step and cell width are shown in nondimensional scale.

2-dimensional grid: 80×95 , 3-dimensional grid: $80 \times 95 \times 10$ (circular \times radial \times spanwise), minimum cell width: 0.0074, Reynolds number: 1×10^3 , ΔT : 1.0×10^{-3}

で交互に圧力変動を引き起こしている様子が伺える。

3.2.3 まとめ

レイノルズ数 5×10^2 から 1×10^3 における単独円柱周り流れの数値解析により、流体音源は圧力成分の寄与が大部分であり、摩擦応力成分の寄与は圧力成分と比較して 20 dB 以上小さいことが明らかとなった。これは音源の算定において摩擦応力成分の寄与を無視できる、すなわち Eq. (2.28) の簡略化が可能であることを意味する。レイノルズ数の上昇により摩擦応力はやや上昇しているものの粘性係数がレイノルズ数の逆数のオーダーであるから、レイノルズ数 10^4 の領域においても概ね同様な傾向が当てはまると考えられる。

3.3 三次元流体解析の必要性について

本研究で解析対象とする柱状物体はいわゆる二次元形状の物体であるから、物体まわりの非定常流れの平均流は基本的に二次元となる。そのような流れ場においては、三次元の乱れ成分はスケールの小さなところ、すなわち流体音源としてはごく高周波の成分でのみ顕著であり、大きなスケールの主要な乱れ成分 (Kármán 周波数域) の三次元性が高くなければ二次元の流体解析でも音源特性予測が可能ではないかとの期待が生じる。特に角柱および円柱のような物体まわりの非定常流れは平均流のみならず Kármán 周期に対応する変動成分も高い二次元性を示すことから、2次元解析の有用性が予想される。一方で角柱周り流れの二次元・三次元 LES 計算の比較 [73] および円柱周り流れの二次元・三次元 DNS 計算 [99, 100, 101] により、柱状物体表面に働く圧力係数の RMS 値、および揚力・抗力係数のパワースペクトルが二次元計算では実現象と異なったものとなることが示されている。しかしながら、これらの時間平均的な挙動と比較して、流体音源の把握に重要な瞬時的な圧力変動の挙動がどのように異なるかについてはあまり明らかではない。

そこで同一問題の同一手法による二次元および三次元数値解析から得られる瞬時の流れ場および空力音源性状を詳細に比較し、空力音源計算における二次元解析の妥当性を考察する。

3.3.1 解析条件

3.2.1 節に述べたとおりの手法により、物体直径および流速によるレイノルズ数 $Re = 10^3$ の円柱周り流れの解析を行う。二次元・三次元解析ともに、 x_1 - x_2 軸方向は Fig. 3.6a に示す同一の O 型平面格子分割とする。三次元解析においては Fig. 3.6b のように円柱直径を D として $2D$ のスパン方向 (x_3

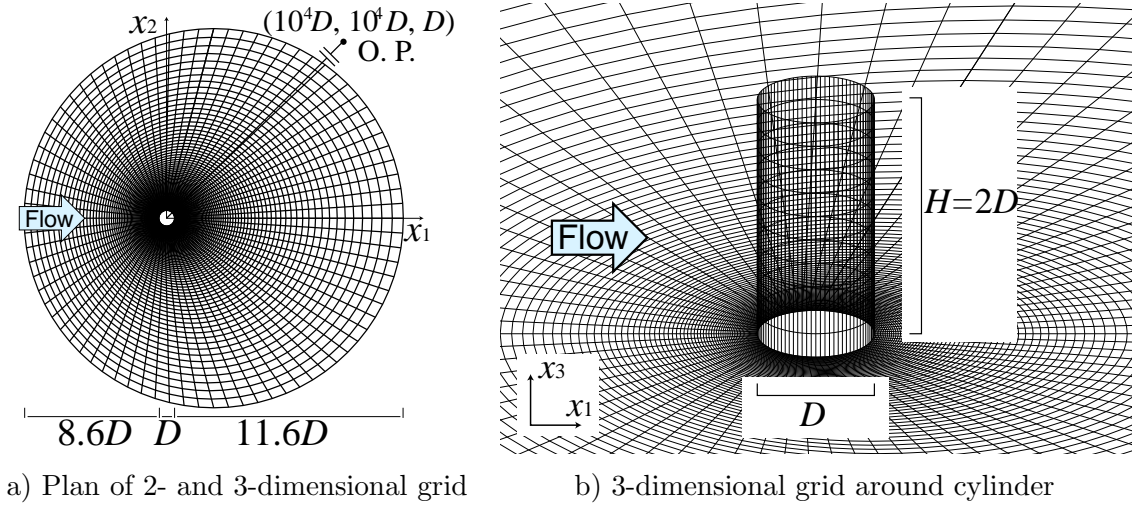


Fig. 3.6: 2- and 3-dimensional computational grids.

方向) 解析領域を 10 格子に分割した．解析開始時の無次元時刻 $T = 0$ として $T = 200$ まで計算する．

なお本解析におけるレイノルズ数 10^3 は実スケールの約 $1/10$ に相当する．一般にレイノルズ数が上昇するほど流れの三次元性が強くなるとされ，実スケールでの三次元解析では本解析よりさらに強い三次元性を示すこととなる．

3.3.2 解析結果

流れ場

抗力係数 C_D ・揚力係数 C_L の $T = 0$ から $T = 140$ までの時系列波形を Fig. 3.7 に示す．前節での検討から， C_D ， C_L とともに圧力成分のみを考慮する．

二次元解析では解析開始直後の過渡的状態を経て， $T = 40$ 付近から C_D ， C_L とともに一定の周期・振幅で振動する周期定常状態へ移行している．一方，三次元解析では C_D ， C_L とともに計算初期は二次元計算と同様な挙動を示し，一旦は周期定常状態を示すが， $T = 50$ 前後から揺らぎを生じ，周期が長く，振幅が小さくなる． C_L は次第に緩やかにうなる波形となり， C_D の絶対値・振幅も C_L に同期して変動している．

Fig. 3.8 には揚力係数が正，抗力係数が極大値となる時刻 $T = 39.7$ および $T = 80.2$ (Fig. 3.7 参照) での速度場および圧力係数分布の二次元・三次元解析結果の比較を示す．圧力係数 C_p は次式で定義される．

$$C_p = \frac{2p}{\rho U^2}$$

三次元解析は二次元解析と比較して図中 A のカルマン渦の円柱後方への回り込みが弱く，渦の中心点が円柱から離れている．このため円柱表面上の圧力勾配が緩やかであり， C_D ， C_L の振幅が小さくなると考えられる．また三次元解析では渦 A の次のカルマン渦となる渦 B の発達が遅く， C_D ， C_L

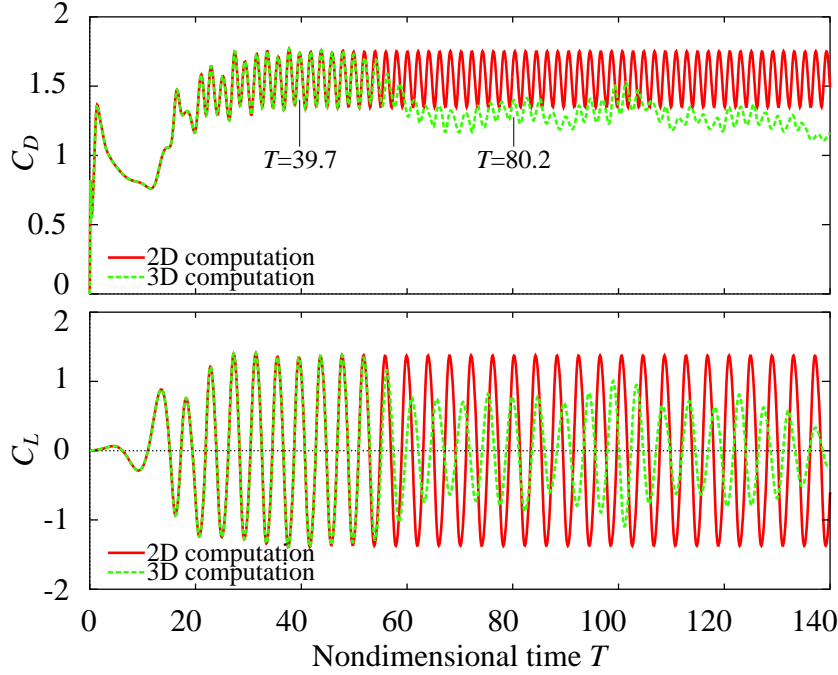


Fig. 3.7: Time histories of drag and lift coefficients.

の周期が長くなる原因と推察される。

Fig. 3.9 は三次元解析の円柱後流部, $x_2 = 0$ 平面上の同時刻における瞬時速度ベクトルである。 C_D , C_L とともに二次元解析と同様に推移している $T = 39.7$ では, v_1 はスパン方向に一定, v_3 成分はほぼゼロの二次元的な流れであるが, $t = 80.2$ では v_1 , v_3 ともスパン方向に変動する三次元的な流れとなっている。

Fig. 3.10 の三次元解析による同時刻の円柱表面上 $x_3/D = 0.5$ および $x_3/D = 1.3$ 位置の瞬時圧力係数分布を見ると, $T = 39.7$ においては全周においてスパン方向同相の分布であるが, $T = 80.2$ では Fig. 3.9 のような三次元的な速度場の乱れにより下流側で揺れている。下流端の圧力係数が C_D に最も寄与することから, この揺らぎが C_D の複雑な変動の一因と見られる。

流体音源

Eq. (2.29) から, 揚力係数および抗力係数の時間微分値 $\partial C_D/\partial t$ および $\partial C_L/\partial t$ は, それぞれ x_1 方向, x_2 方向に指向性を持つ流体音源を表す。 Fig. 3.11 に $T = 60$ 以降の $\partial C_D/\partial t$, $\partial C_L/\partial t$ の周波数分析結果を示す。二次元解析の $\partial C_D/\partial t$ は $St = 0.49$ とその倍数, $\partial C_L/\partial t$ は $St = 0.24$ とその奇数倍のストローハル数に急峻なピークが存在する。一方, 三次元解析では $\partial C_D/\partial t$ のピーク周波数は $St = 0.42$, $\partial C_L/\partial t$ は $St = 0.20$ に低下し, ピークレベルも 10dB 以上低下している。また $\partial C_D/\partial t$, $\partial C_2/\partial t$ とともに二次元解析で明瞭に見られた高調波は $\partial C_L/\partial t$ の 3 倍音成分が僅かに観察されるのみ

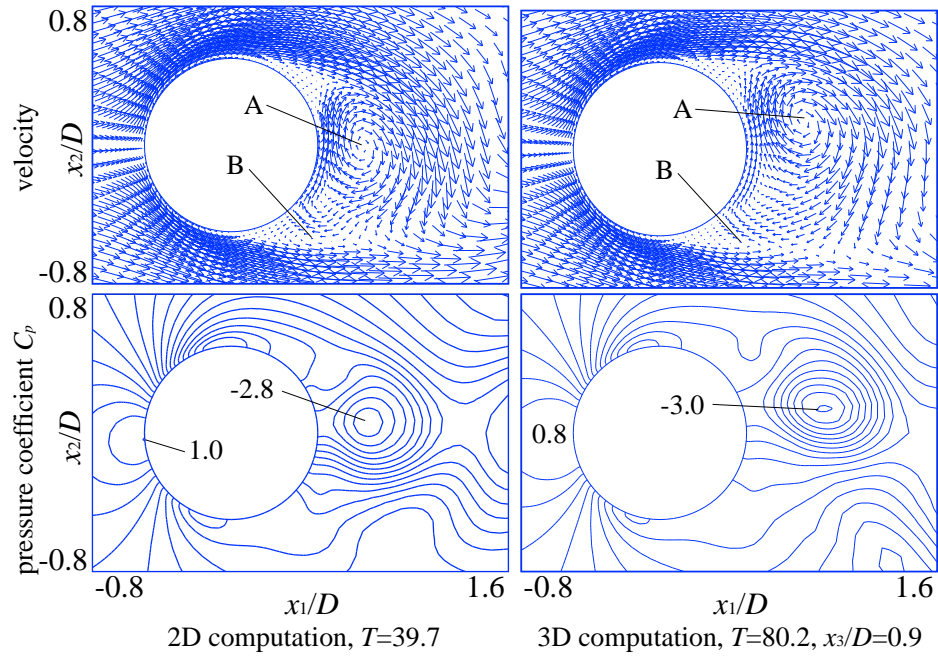


Fig. 3.8: Instantaneous velocity field and pressure coefficient distribution around the cylinders.

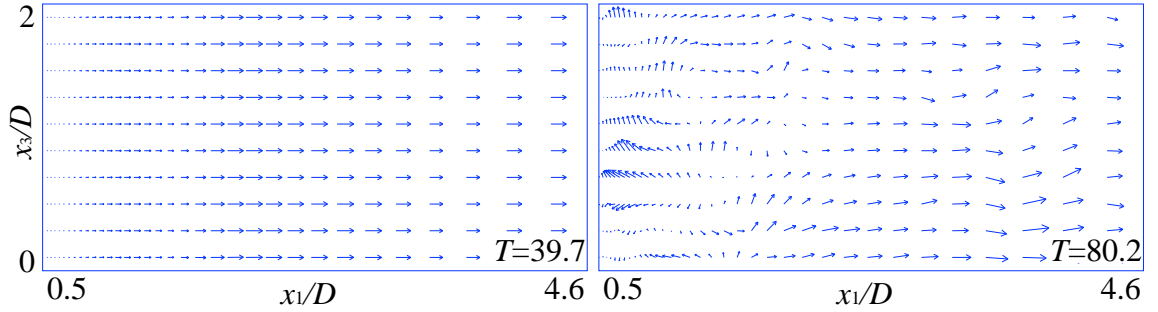
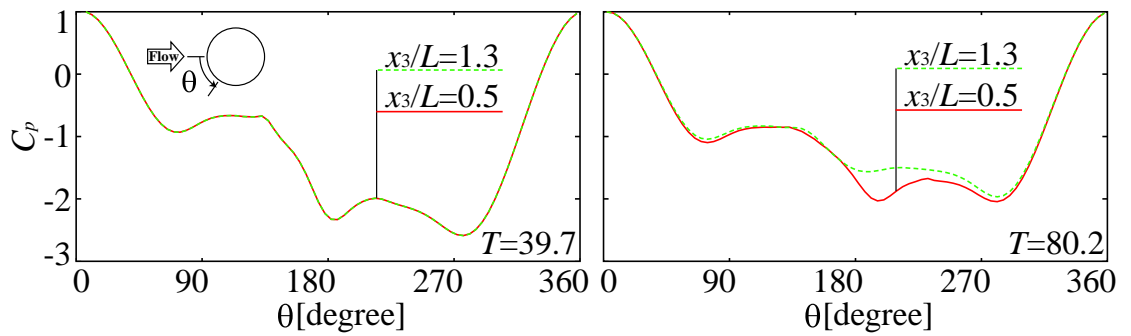
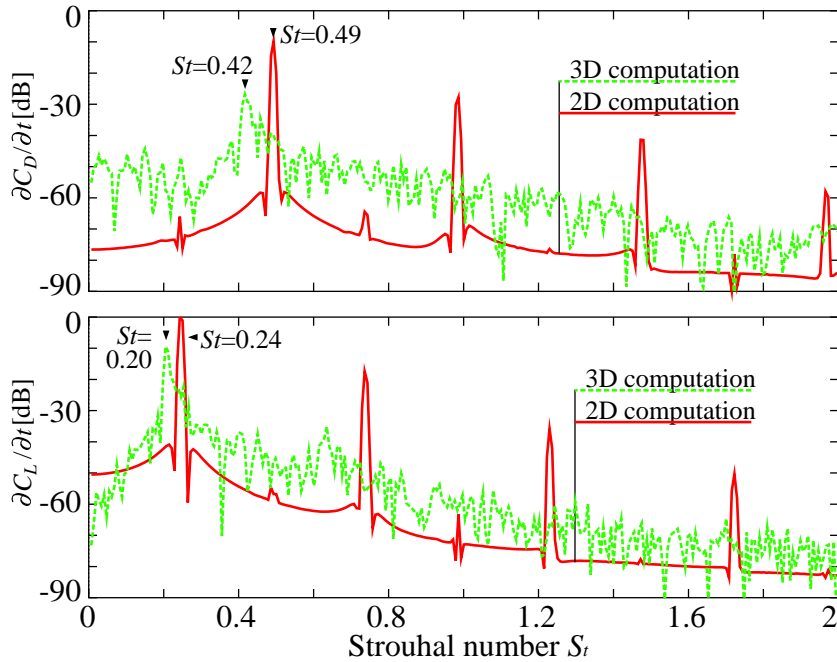
Fig. 3.9: Instantaneous velocity field of the cylinder wake ($x_2 = 0$ plane) on 3D computation.

Fig. 3.10: Pressure coefficient around the cylinder on 3D computation.

Fig. 3.11: Spectra of $\partial C_D/\partial t$ and $\partial C_L/\partial t$.

であり，ピーク以外の広帯域ノイズ的な成分の増大に埋もれた形となっている．全体的に見て，二次元・三次元解析間では異なった音源性状を呈している．

音場

流れの三次元解析により Eq. (2.29) から計算した音圧時系列および周波数分析結果を Fig. 3.12 に示す．円柱直径 D はベランダ手摺子を想定した $D = 0.01$ m とした．受音点は Fig. 3.6 に示す O. P. $= (10^4 D, 10^4 D, D)$ とした．Fig. 3.7 から予想されるとおり，時間波形では明瞭な振幅の時間変動が観察される．周波数分析結果からは，音源のピーク周波数である $S_t = 0.20$ に対応する 32 Hz および $S_t = 0.42$ に対応する 65 Hz にピークを持っていることがわかる．ただしレイノルズ数 10^3 に対応する一様風速は 1.52 m/s と非常に低い場合に相当することに注意する必要がある．

3.3.3 まとめ

以上から，二次元形状の柱状物体からの空力音放射問題であっても，二次元解析および三次元解析により算出される流体音源性状は全く異なった様相を示していることがわかる．一般に高レイノルズ数になるほど流れの三次元性が強くなるため，実スケールに対応するレイノルズ数では二次元・三次元解析間でさらに異なった様相を呈することが予想される．二次元解析においても流れ場の定性的な様相および流体音源のカルマン渦放出の基本周波数におけるピークなど，定性的特徴の抽出に限れば可能であるが，音場・流れ場に関する正確な情報の取得には，事実上三次元解析が必須といえる．

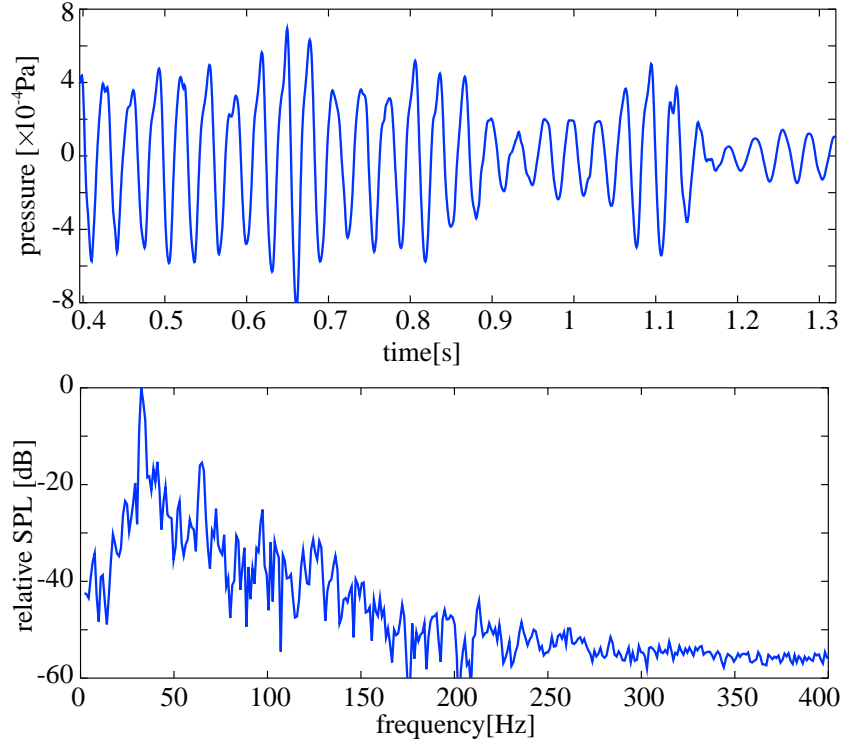


Fig. 3.12: (above)Time sequence of sound received at the observation point. (below)Spectrum of the sound.

Table 3.4: Computational parameters.

Number of grids: $131 \times 101 \times 20$ ($x_1 \times x_2 \times x_3$), Minimum grid width: $1.7 \times 10^{-2}L$, ΔT : 1.0×10^{-3} , $Re = 1.6 \times 10^4$

3.4 角柱周り流れによる放射音の実スケール解析

前節から三次元解析の必要性が確認された．本節では2章に述べたLES解析手法により三次元解析を行い，実スケールに対応するレイノルズ数 $Re = 1.6 \times 10^4$ の手摺子列からの空力騒音解析を行う．

3.4.1 解析条件

十倉ら [7] による実測実験に使用された辺長 $L = 21\text{mm}$ の正方形断面手摺子を 130mm 間隔で13本有する建物手摺を解析対象とする．本試験体に対し，正面から一様流速 $U = 12.0\text{m/s}$ の気流が接近する場合を考える．なお当該実験供試体は隅切角柱であるが，本解析では簡単のため通常の角柱として解析する．

Fig. 3.13 に示す流体解析領域模式図のように，実際にLESによって解析する角柱は1本のみとする．さらに L に対する試験体の手摺子間隔の比および流体解析の x_2 方向解析領域幅の比を等しくし，

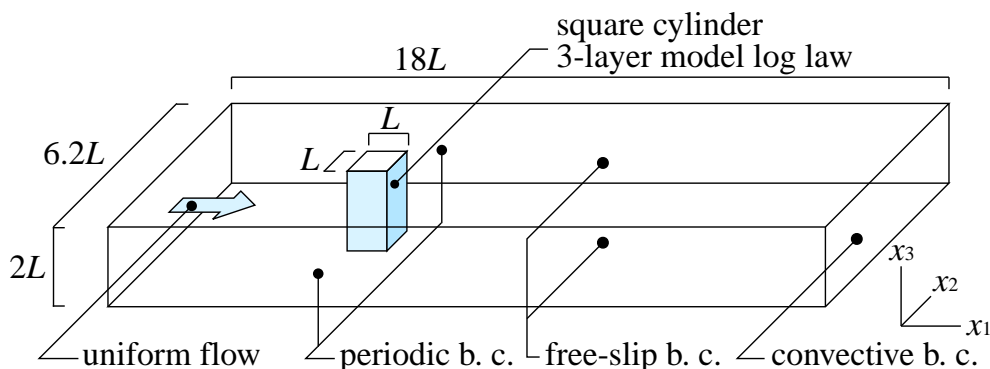


Fig. 3.13: Geometry of computational domain.

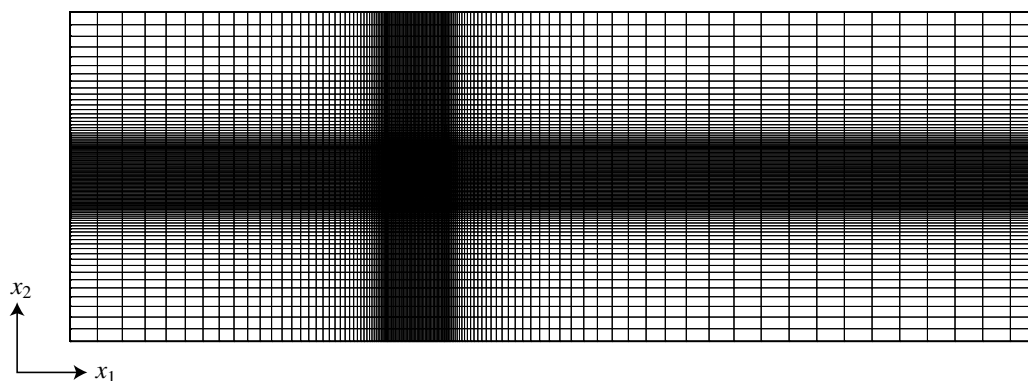


Fig. 3.14: Computational grid.

解析領域両端を周期境界条件として流体解析上は無限角柱列とみなした．スパン方向 (x_3 方向) の解析領域幅は計算機資源の制約上 $2L$ とした．その他の解析条件は Table 3.4 のとおりとした．流体解析領域の格子分割は Fig. 3.14 に示すとおりであり，物体周辺を特に細かく分割している．

解析開始時の無次元時刻 $T = 0$ として $T = 200$ (実時刻 $t = 0.35$ s) までの解析を行った．ただし解析開始後，流入境界から流出境界まで一様流が流れるのに要する時間である 18 無次元時間は初期条件の影響が残ると考えられるため，音響解析においては若干の余裕を見て解析開始後 20 無次元時間分を除外した．今後の解析においても同様に，解析開始直後の解析結果を音響計算から除外する．

音場計算においては流体解析で得られた瞬時の流体力が全手摺子に完全相関で同時に働くとし，Fig. 3.15 のように各手摺子から観測点への遅延時間差を考慮して 13 本の手摺子からの寄与を求めた．受音点は手摺中央から x_1 および x_2 方向に 10.5 m の位置とした．

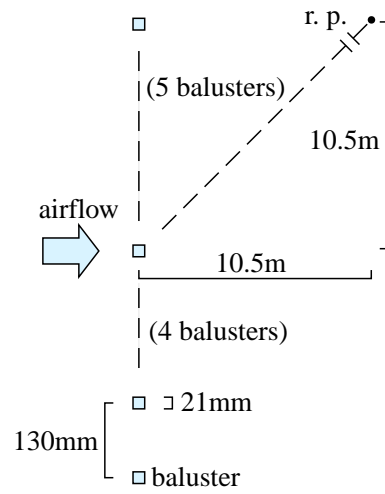
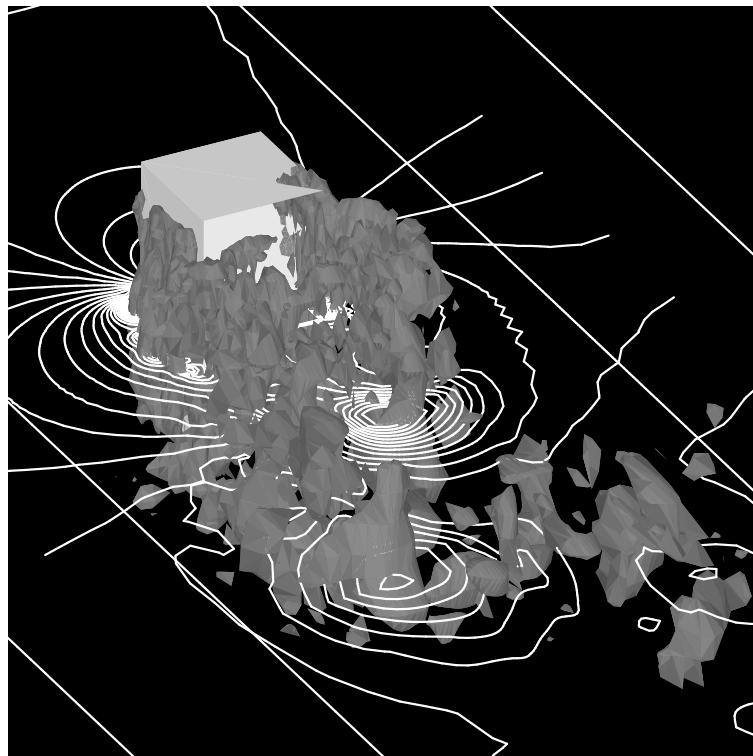


Fig. 3.15: Configuration of sound calculation.

Fig. 3.16: Instantaneous spanwise velocity component ($|u_3| \geq 0.3$) and pressure distribution at $T = 100$.

3.4.2 解析結果

流れの様相

Fig. 3.16 に無次元時刻 $T = 100$ における解析領域スパン方向中央部断面の圧力分布およびスパン方向無次元化速度成分 $|v_3| \geq 0.3$ の等値面を示す．圧力分布からは物体後流部に Kármán 渦列の生成

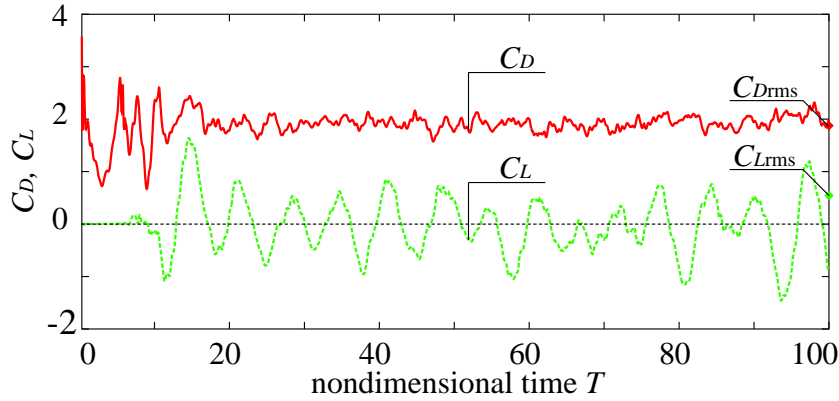
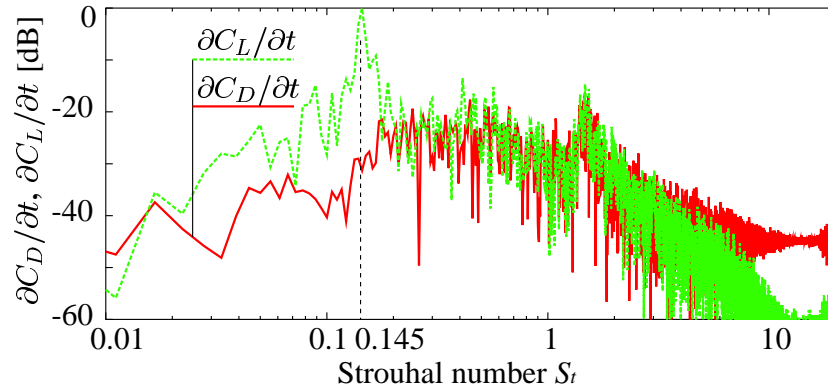


Fig. 3.17: Time histories of drag and lift coefficients.

Fig. 3.18: Spectra of $\partial C_D/\partial t$ and $\partial C_L/\partial t$.

が確認され、 v_3 の分布からは小スケールなスパン方向の速度成分変動を含む三次元的な流れ場であることが観察される。

流体力による音源

抗力係数 C_D ・揚力係数 C_L の $T = 0$ から 100 までの時間波形を Fig. 3.17 に示す。文献 [102] の同 Re 数における単独柱の実測結果 (以下単独柱) と比較すると、揚力係数の RMS 値は単独柱の 1.2 と比較して 0.51 と小さくなっている。また x_1 および x_2 方向の音源に相当する C_D および C_L の時間微分値の周波数分析結果を Fig. 3.18 に示す。 C_L のピーク値となるストローハル数は $St = 0.145$ であり、単独柱の約 0.13 より若干大きな値となっている。 C_D の周波数分析結果には明確なピークは認められない。

受音点音圧の特性

Eq. (2.29) により算出した受音点における音圧の時間波形を Fig. 3.19 に示す。(a) は物体列中心の単独の手摺子、(b) は全手摺子からの寄与である。(b) では各手摺子からの同一の音圧時間波形が受

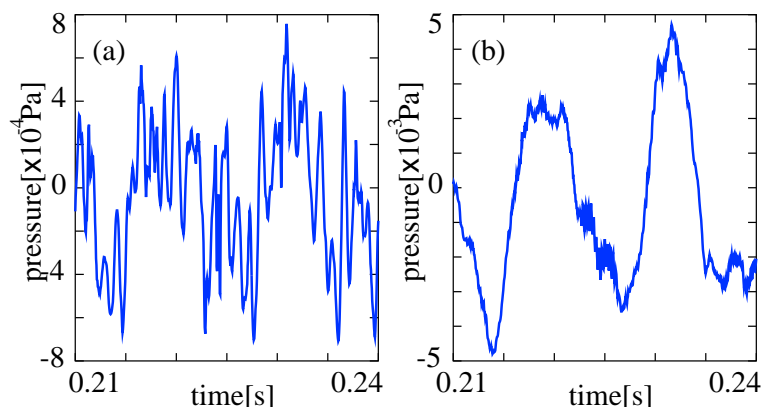


Fig. 3.19: Time histories of received sound from (a) a single baluster, (b) all balusters.

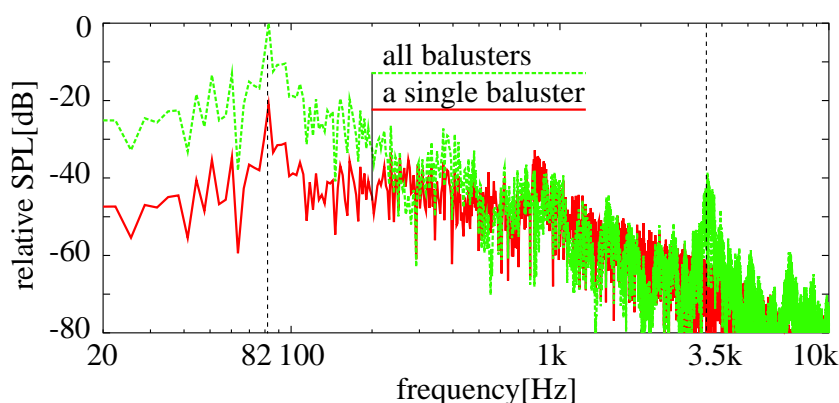


Fig. 3.20: Spectra of received sounds.

音点へ時間差を伴って到達するため、高周波成分が相殺されて各物体間の遅延時間差に相当する周期のリップルが現れている。

Fig. 3.20 には数値解析結果を周波数分析して示す。数値解析結果を見ると、全手摺子からの寄与では低域が増大している。ピーク周波数は 82 Hz となり、十倉ら [7] の実験結果の 1/3 オクターブバンド周波数分析によるピーク帯域 100 Hz より若干低い周波数であるが、差異は 1/3 オクターブ以下であり概ね妥当と言える。また 3.5 kHz のピークは Fig. 3.19(b) のリップルに対応し、全物体同一の変動圧力を仮定したことによる非物理的なピークである。なお十倉の実験結果に見られる 8 kHz 帯域のピークは純粋に空力的なものでなく、供試体の固有振動であることが文献 [7] に示唆されており、本解析における 3.5 kHz のピークとは異なる機構による。

3.4.3 まとめ

LES による三次元乱流解析および Lighthill-Curle の理論の組合せ手法によるレイノルズ数 1.6×10^4 の手摺子周り気流から発生する空力騒音の予測を行った結果、周波数が既往実験結果より若干低下す

るものの，Kármán 周波数に対応するピークは再現された．ただし，本章での全手摺子で同一の現象を仮定したことにより非物理的なピークを生じ，本仮定の妥当性については疑問に残る結果となった．より適切なモデル化については，第 5 章で検討する．

第4章 部分スパン解析結果からの全体放射音圧推定法

4.1 序

4.1.1 推定法提案の背景

3.3 節での検討により，柱状物体周り流れの数値流体解析における三次元解析の必要性を示した．さらにその結果を受けて行った 3.4 節の解析では，数値流体解析によって算出された変動流体力音源を Curle の式の音源項に与え，算出された値をそのまま最終的に得られる放射音圧としている．すなわち本来であれば，音源物体全体の流体解析が前提となっている．しかしながらスパン全体にわたる流れ場の三次元解析を直接行うことは計算機資源の利用上非常に非効率であり，また記憶容量的な制約から，しばしば解析の実行自体が不可能となる．

一方，ベランダ手摺子などの柱状物体から発生する空力音の音源となる物体周りの流れ場は，接近気流の乱れ性状が一樣であればスパン方向に均一な統計的性質を持つと考えられる．そこで，このような統計的に一樣な流れに置かれたアスペクト比（スパンと断面辺長の比）の非常に大きな物体を扱う問題においては，例えば，スパン方向の一部分のみに関して三次元の流体解析を行い，この解析結果から流れ場の統計的な均一性を利用した何らかの推定法を適用し，物体全体からの放射音を算出するような解析所要負荷低減法の導入が望まれる．

4.1.2 既往研究

この推定を最も簡便に行うことを考えると，例えばスパン方向の解析領域を超える部分全体に渡って解析領域と完全に同一の非定常流体力変動が生じていると仮定すれば，物体全体の流体音源はスパン方向各部の流体力の振幅和で表される．したがって物体全体からの放射音圧は，解析領域からの放射音圧と解析領域スパンに対する全スパンの比の積となる．すなわち，

$$p = \frac{b}{a} p_s \quad (4.1)$$

ただし， p は物体全体からの放射音圧， a は解析領域幅， b は全スパン， p_s は解析領域からの放射音圧である．一方，スパン方向には解析領域とパワーは同一であるが，完全に無相関な位相の流体力変動が生じていると仮定した場合は以下のようなエネルギー和となる．

$$p = \sqrt{\frac{b}{a}} p_s \quad (4.2)$$

栗山ら [103] は円柱からの放射音数値解析にあたって上式を適用している．

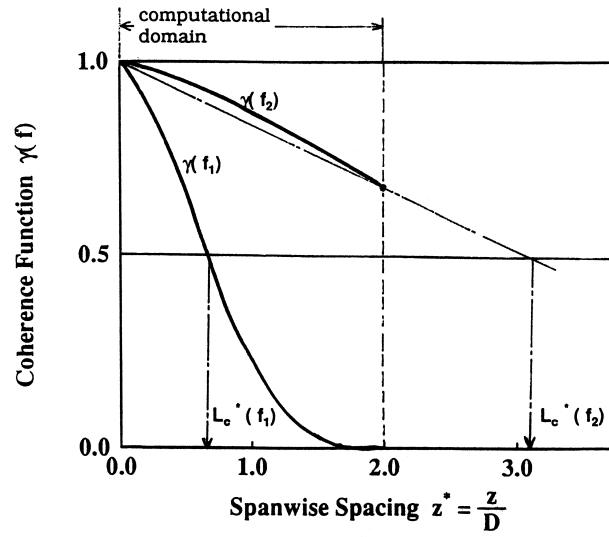
実際の流れ場において柱状物体にかかる流体力は、一般に Kármán 渦放出に対応する周波数などの特定の周波数ではスパン方向に強い相関を持つ Eq. (4.1) に近い状態であるが、それ以外の周波数では無相関に近く Eq. (4.2) で表される状態となることが知られている。すなわち周波数により相関の程度が異なるため、全周波数域で一律に Eq. (4.1) または Eq. (4.2) を適用して推定を行うことはできず、流体力変動のスパン方向相関を周波数ごとに考慮した推定を行う必要がある。

一様流中に置かれた角柱状物体による Kármán 渦列問題のような良く知られた問題では、既知の知見から Kármán 周波数および各周波数における相関の程度がレイノルズ数の関数としてある程度予測可能である [102, *e. g.*] ため、予め予測される Kármán 周波数では Eq. (4.1) を、それ以外の周波数では Eq. (4.2) を決め打ちして適用するような推定法も可能である。しかしながら現実の空力騒音問題で考えうる多様な流れ場性状および二次元物体形状への適用を考えると、そのような詳細な知見の存在しない場合が大多数であり、また Kármán 周波数のような明確な強い相関を持たない、Eq. (4.1) と Eq. (4.2) の中間的な状態も考えうる。したがって、このような既知の知見に頼った柔軟性に欠けた方法は一般的に適用可能とは言えない。変動流体力のスパン方向相関を流体解析結果から算出し、その相関の程度により既往の知見になるべく頼ることなく Eq. (4.2) から Eq. (4.1) への状態変化を動的かつ連続的に表現可能なモデルの構築が望ましい。

流れの中の柱状物体が受ける変動流体力およびその相関性の問題は工学全般に広く共通した問題であるため、1950 年代から多数の研究が行われている。例えば流体音源性状が流体力変動のスパン方向相関の影響を大きく受けることは、1956 年に Phillips [22] により指摘されている。さらに柱状物体表面流体力に対し相関長さを定義し、放射音強度との関係を理論的に論じた文献としては Goldstein [23]、Morse and Ingard [104]、藤田 [54] らによるものが存在するが、いずれも相関長さがスパンより非常に小さい場合との限定条件が仮定されている。しかしながら解析領域スパンを非常に短く取らざるを得ない数値流体解析においては、このような仮定が成り立つとは考えにくい。したがって相関長さとスパンの関係が任意の場合において成り立つよう、従来理論を拡張する必要がある。

本研究と同様にスパン方向相関を利用して計算負荷低減を図る手法に関する近年の研究としては、加藤ら [21] による音源のコヒーレンス絶対値および等価相関長を用いた音圧推定法の提案がある。これは以下のような手法である。

物体表面上のスパン方向 2 点間の流体力の周波数 f におけるコヒーレンス関数 $|\text{coh}(f)|$ が 0.5 となる距離を等価相関長 L_C とする。解析領域全域に渡って $|\text{coh}(f)|$ が 0.5 を超える場合は、スパン方向 2 点間距離に対する $|\text{coh}(f)|$ の直線的な減衰を仮定し、補外により L_C を求める (Fig. 4.1)。さらに

Fig. 4.1: Estimation of equivalent coherent length L_C [72].

L_C と a, b の大小により, 次式によって受音点における音圧レベル $SPL(f)$ を算出する.

$$SPL(f) = SPL_s(f) + \begin{cases} 10 \log_{10} \left(\frac{b}{a} \right) & (L_C(f) \leq a) \\ 20 \log_{10} \left\{ \frac{L_C(f)}{a} \right\} + 10 \log_{10} \left\{ \frac{b}{L_C(f)} \right\} & (a \leq L_C(f) \leq b) \\ 20 \log_{10} \left(\frac{b}{a} \right) & (b \leq L_C(f)) \end{cases} \quad (4.3)$$

ここで $SPL_s(f)$ は, 解析領域の圧力変動から Curle の式 (Eq. (2.29)) によって直接求められる音圧レベルである.

以上に述べた加藤らの手法は多くの研究で利用されているものの (例えば, 文献 [105]), 推定法の理論的背景について明確にされているとは言い難い. すなわちコヒーレンス関数が 0.5 となる点を等価相関長と定義することの意味, コヒーレンス関数をスパン方向距離に対し直線的に補外することの妥当性が明快でない. また柱状物体表面上音源のコヒーレンスに関する実験的研究については, 飯田らによる円柱表面上音源のコヒーレンス絶対値および相関長に関する検討 [52, 53] が詳細に行なわれているものの, コヒーレンスの検討結果は音圧推定法とは関連づけられていない. さらに飯田ら自身も指摘するとおり [53], コヒーレンスの絶対値による相関の評価では, 音源が同一のコヒーレンス絶対値を持ちながら位相差を有する場合の音源強度が正確に算出されない問題がある.

本章ではこれらの問題を解決すべく, 流体力のコヒーレンス実部がスパン方向 2 点間距離に対して Gauss 分布に従う [23] との仮定に基づき, 音源強度, スパン方向コヒーレンス, Gauss 分布モデルにおけるスパン方向相関長さ, および観測点音圧の関係を理論的に明確にする. その上で部分スパン解析結果からの全体放射音圧推定のための手法および具体的アルゴリズムを構築し, 実験および数値解

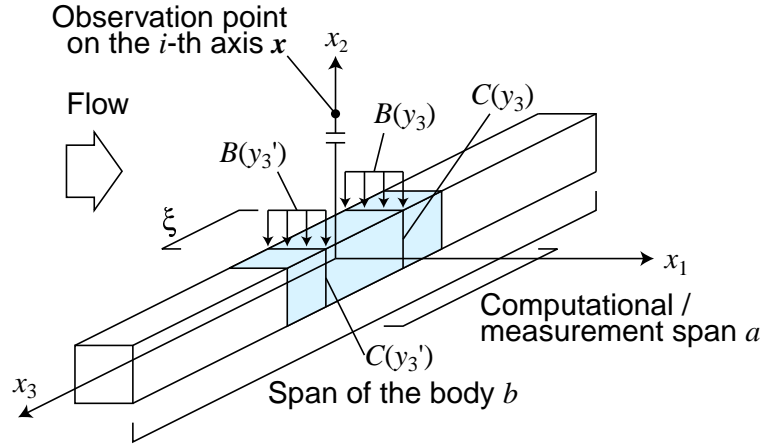


Fig. 4.2: Geometry and coordinate system.

析によるそれらの実証を試みる。

4.2 推定法の理論

4.2.1 物体表面圧力変動と音の強さの関係

Fig. 4.2 に示すように，スパン方向に主流速度が一定で，乱れの性質が一樣かつ定常な流体中に置かれた，音源波長に対してコンパクトな柱状物体からの空力音放射問題を考える．端部効果（柱状物体両端近傍における流れ場性状の変化）の影響および物体上各点から受音点への遅延位相差は無視する．簡単のため以下の定式化では音源となる流体力変動の x_1 もしくは x_2 軸方向いずれか 1 成分 (x_i とする) のみ考えることとし，総和規約の添字を省略する．

柱状物体のスパンの一部に長さ a の解析領域を設定すると，解析領域内の物体表面から放射され受音点 x において観測されるアンサンプル平均された放射音強度の周波数 f における成分 $I_s(x, f)$ は，Eqs. (2.28), (2.31) から以下となる [58, 106] ．

$$\begin{aligned}
 I_s(x, f) &= \frac{\langle |p|^2 \rangle}{\rho c_0} \propto \left\langle \left\{ \int_{-a/2}^{a/2} B(y_3, f) dy_3 \right\}^* \left\{ \int_{-a/2}^{a/2} B(y'_3, f) dy'_3 \right\} \right\rangle \\
 &= \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \langle B^*(y_3, f) B(y'_3, f) \rangle dy_3 dy'_3,
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

ただし $*$ は複素共役， $\langle \rangle$ はアンサンプル平均を表す． $B(y_3, f)$ はスパン方向位置 y_3 において働くスパン方向単位長さ当たり変動流体力の周波数 f における x_i 軸方向成分である．

$$B(y_3, f) = \int_{C(y_3)} n_i(\mathbf{y}) p(\mathbf{y}, f) dC(y_3) \tag{4.5}$$

ここで $C(y_3)$ はスパン方向位置 y_3 における物体断面の周縁， \mathbf{y} は $C(y_3)$ 上の点， $n_i(\mathbf{y})$ は点 \mathbf{y} における物体表面単位法線方向ベクトルの現在考慮している x_i 座標軸成分， $p(\mathbf{y}, f)$ は点 \mathbf{y} において物体が

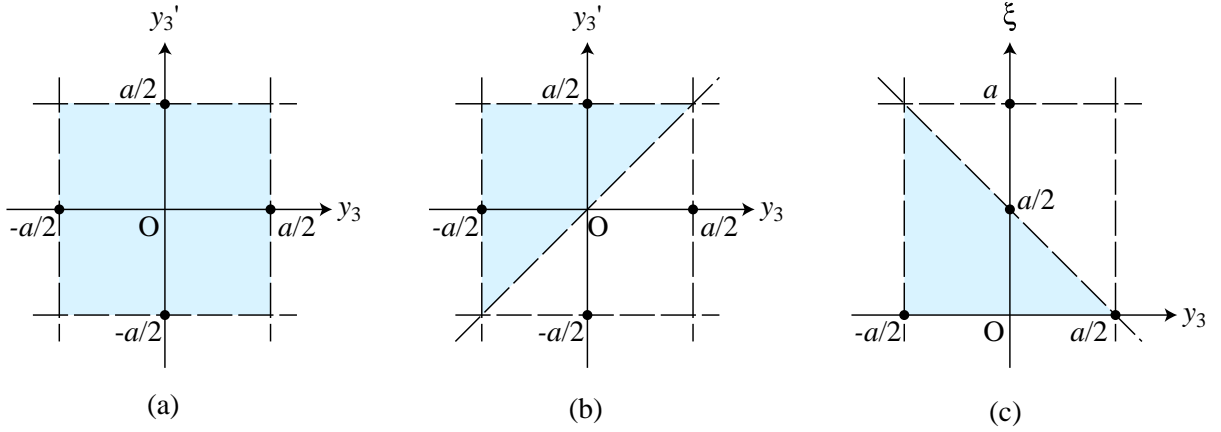


Fig. 4.3: Domains of integration for $\mu(y_3, y'_3)$ and $\mu(y_3, y_3 + \xi)$. (a), (b) and (c) each corresponds to Eqs. (4.7), (4.9) and (4.10).

流体から受ける圧力である．なお本節の議論では，音源-受音点間距離など，Eq. (2.31) およびその変形によって得られる式の積分に掛かる係数は煩雑となるため省略する．また，以下は周波数領域でのある周波数 f における議論とし，周波数に依存する関数に対する引数 f の明示は特に必要な場合を除いて省略する．

ここで，スパン方向位置 y_3 および y'_3 における単位長さ当たり変動流体力 $B(y_3)$ と $B(y'_3)$ のコヒーレンスは以下のように定義される．

$$\mu(y_3, y'_3) = \frac{\langle B^*(y_3)B(y'_3) \rangle}{\sqrt{\langle |B(y_3)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |B(y'_3)|^2 \rangle}} \quad (4.6)$$

流れの主流速度および乱れが一樣との仮定から，物体表面の変動応力のパワー $\langle |B(y_3)|^2 \rangle$ はスパン方向位置 y_3 によらず一定と考えられる．従って Eq. (4.4) の $\langle P^*(y_3)P(y'_3) \rangle$ を Eq. (4.6) のコヒーレンスで置き換え，パワーを積分の外に出し定数と見て省略すると以下となる．

$$\begin{aligned} I_s &\propto \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \sqrt{\langle |B(y_3)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |B(y'_3)|^2 \rangle} \mu(y_3, y'_3) dy_3 dy'_3 \\ &\propto \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \mu(y_3, y'_3) dy_3 dy'_3 \end{aligned} \quad (4.7)$$

上式の二重積分における積分区間を Fig. 4.3 (a) に示した．ここでコヒーレンスの性質

$$\mu(y_3, y'_3) + \mu(y'_3, y_3) = 2 \operatorname{Re}\{\mu(y_3, y'_3)\} \quad (4.8)$$

により，Eq. (4.7) の二重積分は $y_3 \leq y'_3$ もしくは $y_3 \geq y'_3$ の領域についての積分に置き換えられる．ここでは $y_3 \leq y'_3$ の領域についての積分とする (Fig. 4.3 (a) \rightarrow (b)) ．

$$I_s \propto 2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{y'_3} \operatorname{Re}\{\mu(y_3, y'_3)\} dy_3 dy'_3 \quad (4.9)$$

さらに Eq. (4.7) 外側の積分変数 y'_3 を y'_3 と y_3 の差

$$\xi = y'_3 - y_3 \quad (\xi \geq 0)$$

で置き換えると, Eq. (4.7) は以下となる (Fig. 4.3 (b) \rightarrow (c)).

$$I_s \propto 2 \int_0^a \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \text{Re}\{\mu(y_3, y_3 + \xi)\} dy_3 d\xi \quad (4.10)$$

ここで $\mu(y_3, y_3 + \xi)$ のスパン方向平均値 $\gamma(\xi)$ を考えると, $\gamma(\xi)$ は次式となる.

$$\gamma(\xi) = \frac{1}{a - \xi} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \mu(y_3, y_3 + \xi) dy_3 \quad (4.11)$$

上式により Eq. (4.10) の内側の積分を $\gamma(\xi)$ で置き換えると

$$I_s \propto 2 \int_0^a (a - \xi) \text{Re}\{\gamma(\xi)\} d\xi. \quad (4.12)$$

$\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ をある具体的な ξ の関数に置き換えて上式の積分を行えば, I_s は解析領域スパン a の関数として表されることになる.

4.2.2 スパン方向コヒーレンスのモデル化

$\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ の関数形については, 理論的あるいは実験的に立証を図った文献は見られない. しかしながら $|\gamma(\xi)|$ については, 時空間的に乱れの一様な流れにおいて ξ の小さな領域では 1 に近く, 距離が離れるほど無相関すなわち 0 に近づくとの考察により, パラメータ l' を用いて $e^{-\xi^2/(2l'^2)}$ の形に表されることが実験的に知られている [58]. 同様な考察を $\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ についても行うとすると, $\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ は 2 点間クロススペクトルの cosine 成分であるから, ξ の小さな範囲で圧力変動の位相に急激な変化が無いとすれば, $\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ はほぼ 1 となる. 一方, ξ の増大に伴い平均的な位相差も増大し, ξ の非常に大きな領域では平均的な位相差は無相関を示す 90° へと近づき, $\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ は 0 となるとの仮説を示すことができる. したがって $\text{Re}\{\gamma(\xi)\}$ についても $|\gamma(\xi)|$ と同様な形状の分布 (ただし, l の値は一般に l' とは異なる) を仮定することができる [23].

$$\text{Re}\{\gamma(\xi)\} \approx \exp\left(-\frac{\xi^2}{2l^2}\right). \quad (4.13)$$

すなわち 2 点間距離 ξ の値が l のとき $\gamma(\xi) = 1/\sqrt{e}$ であり, l を相関長さと呼ぶこととする.

スパン方向に主流が存在し流れ場の移流によって因果関係がもたらされる場合のような, スパン方向相関に明白な影響を与える要因が存在するときには本仮定は成立しない可能性が高い点に注意が必要である. 例えば, ある点 y_3 から風下側のある点 y'_3 への主流の移流時間が圧力変動の半周期の時間遅れに対応するような場合, その 2 点間距離 ξ において位相差は 180° , すなわち負の相関となるため

に本仮定は成立しない．ただしそのような場合でも，Eq. (4.13) に替わる適切なモデル関数を見出すことによって，本提案手法は適用可能である．

Eq. (4.13) を Eq. (4.12) に代入し積分を形式的に行うと，観測点における音の強度が解析領域スパン a および相関長さ l の関数として次式のように表される．

$$I_s \propto 2 \int_0^a (a - \xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2l^2}\right) d\xi \\ = h(a, l), \quad (4.14)$$

$$h(a, l) = 2l^2 \left(e^{-\frac{a^2}{2l^2}} - 1 \right) + \sqrt{2\pi} al \operatorname{Erf}\left(\frac{a}{\sqrt{2}l}\right). \quad (4.15)$$

ただし Erf はガウスの誤差関数である．なお文献 [52, 107] では， $|\gamma(\xi)|$ は l および s の 2 変数をパラメータとする，より一般化された関数 $e^{-(\xi/l)^s}$ に従うとされている．この場合の Eq. (4.14) および Eq. (4.15) に対応する式は末尾の Appendix に記述した．

4.2.3 受音点における音圧

前節までは簡単のため，音源の任意の座標軸方向一成分のみについて考えたが，実現象における本理論適用のためには，音源流体力の全座標軸成分（音源の指向特性）および音源-受音点間の距離減衰も考慮しなければならない．前節の理論を多次元に拡張し，受音点音圧を導出する．

音源物体表面の変動圧力パワーのアンサンブル平均値がスパン方向に一樣との前節同様の仮定の下で，変動流体力の各方向成分による音源を考慮して観測点 x における音圧二乗値 $\langle |p(x, f)|^2 \rangle$ を導出する．Eq. (2.31) から，Eq. (4.4) では省略した緒係数も含めた同様な形式の式を導出すると

$$\langle |p(x, f)|^2 \rangle = \left\langle \left\{ -\frac{\iota f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \int_S P_i(\mathbf{y}, f) dS \right\}^* \left\{ -\frac{\iota f}{2c_0} \frac{x_j}{x^2} \int_S P_j(\mathbf{y}, f) dS \right\} \right\rangle \\ = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right) \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_j}{x^2} \right) \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \langle B_i^*(y_3, f) B_j(y_3, f) \rangle dy_3 dy'_3. \quad (4.16)$$

ただし， S は物体表面， L は角柱の断面辺長であり， P_i は Eq. (2.28) に示す変動応力の物体表面法線方向余弦である．ここで簡単のため観測点 x を i 番目の座標軸上にとった場合， x_i の当該座標軸以外の成分は 0 となるから，Eq. (4.16) の i 番目以外の座標軸成分に関する項および各座標軸成分間のクロス項を無視することができる．したがって Eq. (4.16) は以下のように簡略化される．

$$\langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \langle B_i^*(y_3, f) B_i(y'_3, f) \rangle dy_3 dy'_3 \quad (4.17)$$

ただし，上式では総和規則は適用されない．

上式は Eq. (4.4) と同様の形式であるから，流体応力の各座標軸成分ごとの相関長さ l_i および Eq. (4.14)，Eq. (4.15) に対応する関数 $h(a, l_i)$ によって以下のように表される．

$$\langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \bar{B}_i^2 h(a, l_i), \quad (4.18)$$

ここで \bar{B}_i^2 は x_i 方向単位長さ当たり変動力パワーのアンサンブル平均値であり、スパン方向に一様を仮定しているが、実現象では多少の変動があると考えられることから、スパン方向平均を取って以下のように算出することとする。

$$\bar{B}_i^2 = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \langle |B_i(y_3)|^2 \rangle dy_3 \quad (4.19)$$

4.2.4 音源の相関長さと強度の関係

a に対して相関長さ l が非常に小さいとき、および非常に大きいときの $h(a, l)$ をそれぞれ求めると、まず $l \ll a$ のときは $\exp\left(\frac{a^2}{2l^2}\right) \approx 0$ かつ $\text{Erf}\left(\frac{a}{\sqrt{2}l}\right) \approx 1$ であるから、Eq. (4.15) から

$$h \approx \sqrt{2\pi}al. \quad (4.20)$$

一方 $l \gg a$ のときは、 $\exp\left(\frac{a^2}{2l^2}\right) \approx 1$ とおいて Eq. (4.14) の積分を実行すると

$$h \approx a^2 \quad (4.21)$$

となる。Eqs. (4.20), (4.21) から、相関長さ l が小さいときの観測点における音の強度は解析領域スパンに比例するのに対し、大きくなるとスパンの2乗に比例することがわかる。すなわち、 l の増加にともなって Eq. (4.2) で表される無相関な音源のエネルギー的な累算から、Eq. (4.1) で表されるコヒーレントな圧力変動の振幅和へと推移する。 l の大小両極限におけるこのような挙動は、複数音源の相関性と受音点強度の関係に関する一般的な性質と合致している。すなわち、少なくとも l の大小両極限においては、Eq. (4.13) によるモデル化は妥当と言える。

また、Fig. 4.4 に示す Eq. (4.15) のプロットから、 a を一定としたとき $h(a, l)$ は単調増大であり、 l の値が大なるときは比較的速やかに一定値 a^2 へ漸近し、小なるときは $\sqrt{2\pi}a$ の傾きで0へと近づく様子がわかる。

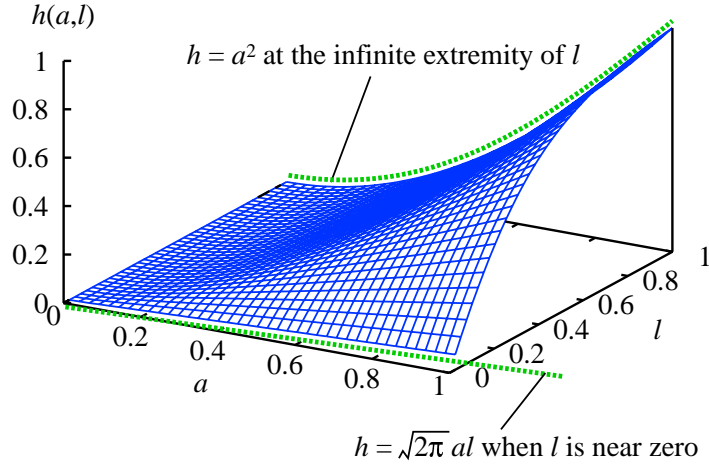
4.2.5 従来理論との関係

4.1.2 節でも述べたように、相関長さがスパンより非常に小さい場合については、相関長さと放射音強度の関係が理論的に論じられている。本節ではこのような場合、すなわち Eq. (4.20) が成り立つ場合にこれら従来理論と整合することを確認する。

柱状物体に働く流体力の主要成分たる変動揚力のピークストローハル数 $S_{t,\text{peak}}$ は、広範なレイノルズ数域で Kármán 周波数と呼ばれるほぼ一定の値となることが知られている。

$$S_{t,\text{peak}} = f_{\text{peak}} \frac{L}{U} \approx \text{一定} \quad (4.22)$$

ここで f_{peak} は変動揚力のピーク周波数であり、 $S_{t,\text{peak}}$ は角柱および円柱の場合でそれぞれ概ね 0.11 – 0.14, 0.2 – 0.22 である。さらに、主流速度 U および基準密度 ρ_0 によって無次元化された、主流と

Fig. 4.4: The shape of $h(a, l)$.

直角方向 (x_2 方向) にかかる圧力係数のアンサンブル平均的なパワー \tilde{P}_2^2 もまた、広範なレイノルズ数域においてほぼ一定の値となることが知られている。

$$\tilde{P}_2^2 = \frac{\bar{B}_2^2}{\rho_0^2 U^4 L^2} \approx \text{一定} \quad (4.23)$$

流体応力がカルマン周波数における揚力成分 (x_2 成分) のみと考え、さらに観測点を x_2 軸上に置いた場合、Eqs. (2.28), (4.22), (4.23) の関係を Eq. (4.18) に代入すると以下となる。

$$\langle |p|^2 \rangle = \frac{S_{t,\text{peak}}^2 \rho_0^2}{4c_0^2 x^2} \tilde{P}_2^2 U^6 h(a, l)$$

揚力成分の相関長さ l_2 が a に対し小さいときの上式は、Eq. (4.20) より

$$\langle |p|^2 \rangle = \frac{\sqrt{2\pi} S_{t,\text{peak}}^2 \rho_0^2}{4c_0^2 x^2} \tilde{P}_2^2 U^6 a l_2$$

となる。上式は緒係数の定義方法の差異 (振幅値, RMS 値の違いなど) による定数係数の差異を除けば、従来理論 [22, 23, 104, 54] と一致する。

さらに Goldstein [23] は $l_2 \gg a$ のときの音圧二乗値も求めている。この場合についても Eq. (4.18) および Eq. (4.21) より

$$\langle |p|^2 \rangle = \frac{S_{t,\text{peak}}^2 \rho_0^2}{4c_0^2 x^2} \tilde{P}_2^2 U^6 a^2$$

となり、Goldstein [23] との一致が示される。また Eqs. (4.22), (4.23) より、 $S_{t,\text{peak}}$ および \tilde{P}_2^2 は一定としているから、上式は Eq. (2.21) の二重極音源強度の風速に対する 6 乗則を示している。

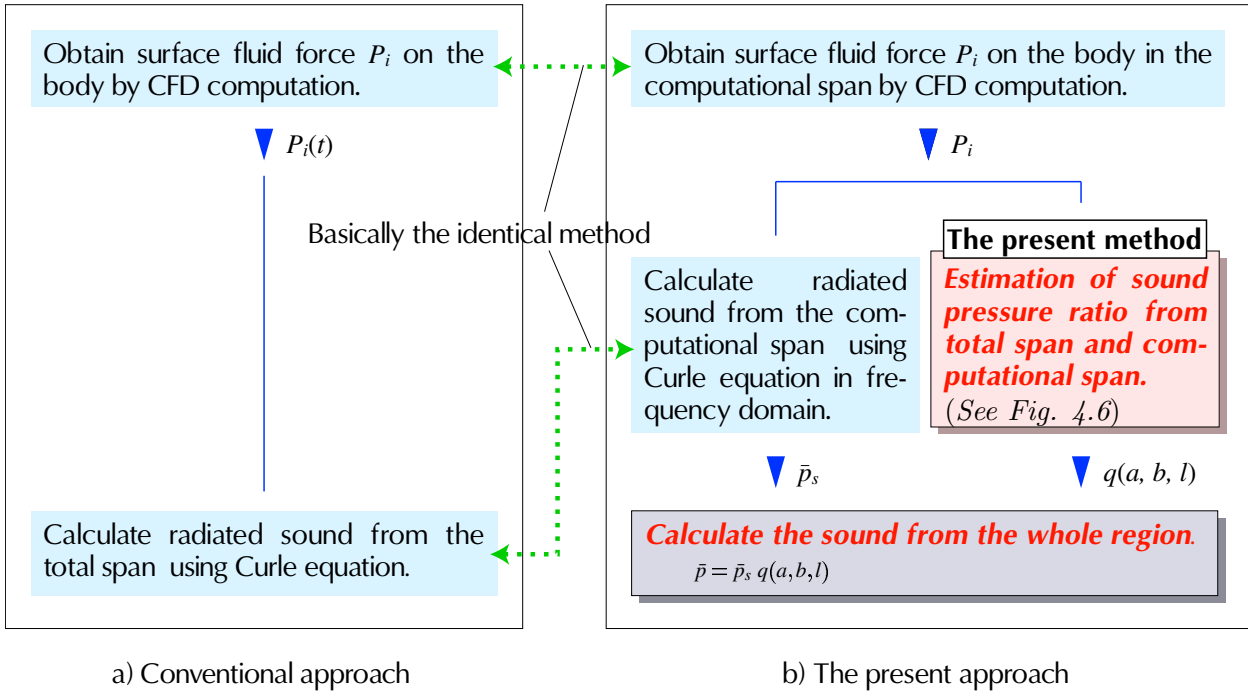


Fig. 4.5: Position of the present estimation procedure in the whole methods of aeroacoustic sound prediction.

4.2.6 音圧の推定手順

以上の議論から，空力音数値予測の全般的な解析の流れは Fig. 4.5 のように，またその中の本章で提案される放射音圧推定手法の具体的手順は Fig. 4.6 のようになる．

Fig. 4.5a には一般的に用いられる従来からの Lighthill-Curle の 2 ステップ手法 (Fig. 2.3 参照) による CAA 解析の流れを示す．Fig. 4.5a の上段・下段がそれぞれ Fig. 2.3 の Step 1, Step 2 に対応する．一方 Fig. 2.3b には，提案手法を適用した場合の空力音数値予測の全般的な流れを示す．解析スパン内の数値流体解析による音源算出および解析スパンからの直接放射音を Curle の式により算出する手順は Fig. 2.3a の従来手法と同様であるが，本推定手法ではさらに解析スパンからの放射音と全スパンからの放射音の比を求める処理が付加される．

提案手法による全スパンからの放射音推定の具体的手順は，Fig. 4.6 に示すように，まず数値流体解析により算出された物体表面のスパン方向単位長さ当たり変動流体力 $B_i(y_3)$ を Eq. (4.6) および Eq. (4.11) に与えることにより，変動流体応力のコヒーレンス平均値実部 $\text{Re}\{\gamma_i(\xi)\}$ が算出される．この $\text{Re}\{\gamma_i(\xi)\}$ に対し，非線形最小二乗法などによるパラメータ推定法を用いて Eq. (4.13) の最も適合する相関長さ l の推定を行う．さらに流れ場の性状が物体のスパン方向に一樣との仮定から， l は解析領域幅 a および全スパン b にかかわらず，流れ場の特性のみに依存する一定の値となると考えられる．したがって Eq. (4.14) の導出と同様に，受音点において観測される物体の全スパン b からの音

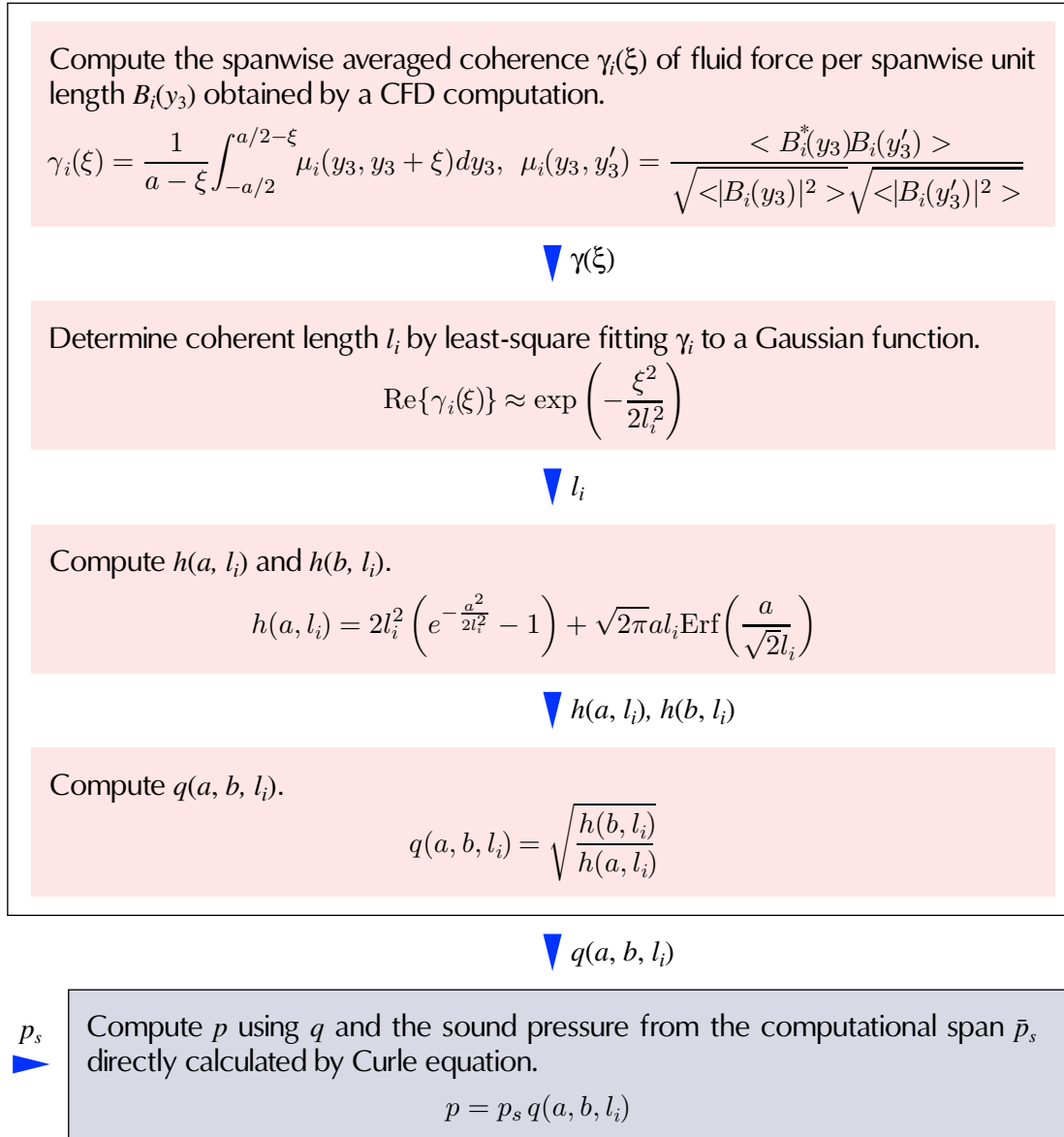


Fig. 4.6: Procedure of sound pressure estimation.

の強さ I は , パラメータ推定された l_i を用いて次のように得られる .

$$I \propto h(b, l_i) \quad (4.24)$$

Eq. (4.14) および Eq. (4.24) から , 受音点で観測される物体全体からの放射音圧 p は , a, b, l および解析スパンからの音圧 p_s により以下のように算出される . ここで p_s は , 流体解析の結果から Eq. (2.31) の Curle の式により直接算出される .

$$p = p_s q(a, b, l_i),$$

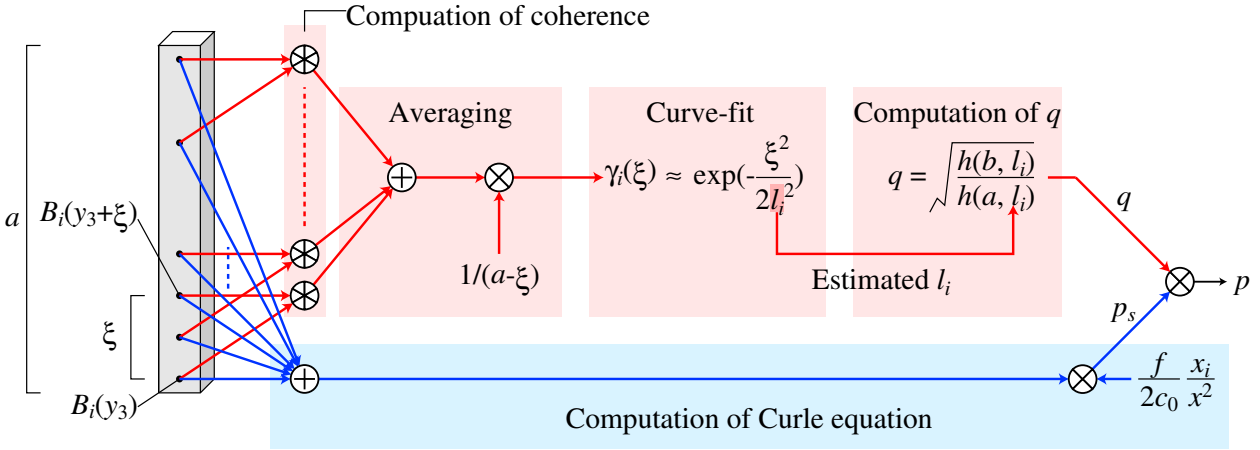


Fig. 4.7: Schematic and simplified discrete representation of the procedure of sound pressure estimation shown in Figs. 4.5 and 4.6.

$$q(a, b, l_i) = \sqrt{\frac{h(b, l_i)}{h(a, l_i)}}.$$

実際の計算では、Eq. (4.11) のコヒーレンス平均値算出のための積分計算は y_3 方向に離散化して積和計算を行うことになる。Fig. 4.7 には、Figs. 4.5, 4.6 に示した推定法の処理手順を離散化し、概略を図式的に示す。

以上に述べた推定手法の全プロセスを全周波数域について行った場合の所要計算時間は、パーソナルコンピュータでも高々数秒である。

4.2.7 コヒーレンスのスパン方向平均値 $\gamma_i(\xi)$ の算出法

Eq. (4.6) のアンサンブル平均は通常、時間方向に行われるが、数値流体解析においては解析時刻ステップ数が計算コストに密接に関連するため、時間方向の平均操作の省略が望まれる。 $B_i(y_3)$ の空間的なエルゴード性を仮定すると、 $B_i(y_3)$ の空間方向平均により算出される自己相関関数

$$\frac{1}{a - \xi} \int_{-a/2}^{a/2 - \xi} B_i^*(y_3) B_i(y_3 + \xi) dy_3$$

は $B_i(y_3)$ のサンプルによらない [107]。従って Eq. (4.11) において μ_i のアンサンブル平均演算が省略され、Eq. (4.11) は以下のようにスパン方向の空間平均のみで表すことができる。

$$\gamma_i(\xi) = \frac{\int_{-a/2}^{a/2 - \xi} B_i^*(y_3) B_i(y_3 + \xi) dy_3}{(a - \xi) \sqrt{\int_{-a/2}^{a/2 - \xi} \int_{-a/2}^{a/2 - \xi} |B_i(y_3)|^2 |B_i(y'_3 + \xi)|^2 dy_3 dy'_3}}$$

$$= \frac{\int_{-a/2}^{a/2-\xi} B_i^*(y_3) B_i(y_3 + \xi) dy_3}{\int_{-a/2}^{a/2-\xi} |B_i(y_3)|^2 dy_3 \int_{-a/2}^{a/2-\xi} |B_i(y'_3 + \xi)|^2 dy'_3} \quad (4.25)$$

また 4.3 節以降では本推定法の妥当性確認のための実測実験を行うが、実測実験において Eq. (4.11) で表されるコヒーレンスのスパン方向平均計算を有効に行える多数の測定点の確保することは困難である。しかしながら流れの性質がスパン方向に一定、すなわち定常性が成り立てば、 $B_i(y_3)$ のアンサンブル平均により算出される空間的な自己相関関数 $\langle B_i^*(y_3) B_i(y_3 + \xi) \rangle$ は y_3 に無関係である [107]。このとき $|B_i(y_3)|$ も y_3 によらず一定と考えられるから、Eq. (4.6) より μ_i は y_3 によらない関数 $\mu_i(\xi)$ となる。すなわち

$$\mu_i(y_3, y_3 + \xi) = \mu_i(\xi). \quad (4.26)$$

上式を Eq. (4.11) に代入すれば

$$\gamma_i(\xi) = \mu_i(\xi) \quad (4.27)$$

となり、 ξ だけ離れた任意の 2 点間において求められたコヒーレンスを $\gamma_i(\xi)$ とすることができる。

4.3 風洞実験による理論の妥当性検討

4.3.1 実験の目的

以上の理論の妥当性確認のために、風洞実験を行う。本実験の目的は以下のとおりである。

1. Eq. (4.13) に示されている、スパン方向の 2 点間距離に対するガウス分布型コヒーレンス平均値の仮定の妥当性を実験的に実証する。
2. 物体表面圧力変動のパワーと相関長さから得られる観測点音圧の推定値と実際に得られた音圧の比較により、本推定法を実験的に実証する。
3. Fig. 4.1 および Eq. (4.3) に示した加藤らの手法および本手法の比較により、本手法が推定精度等の点においてより優れた手法であることを示す。

なお数値解析でなく実験で行う理由は、実現象の把握、および数値解析の妥当性確認のための参照データ取得を目的としているためである。

4.3.2 実験方法 セットアップ

実験は低騒音無響風洞で行った。風洞吹出し口および試験体周辺のセットアップを Fig. 4.8、試験体詳細および測定系統図を Fig. 4.9 に示す。風洞吹出し口寸法は高さ 300 mm、幅 500 mm である。

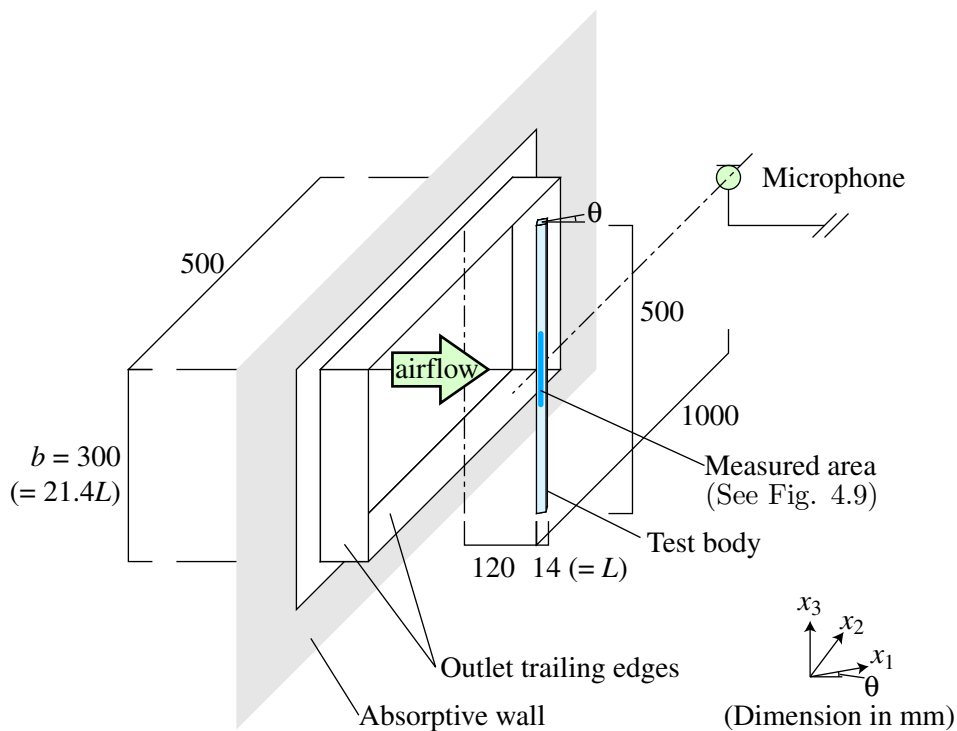


Fig. 4.8: Experimental setup around the outlet and the test body.

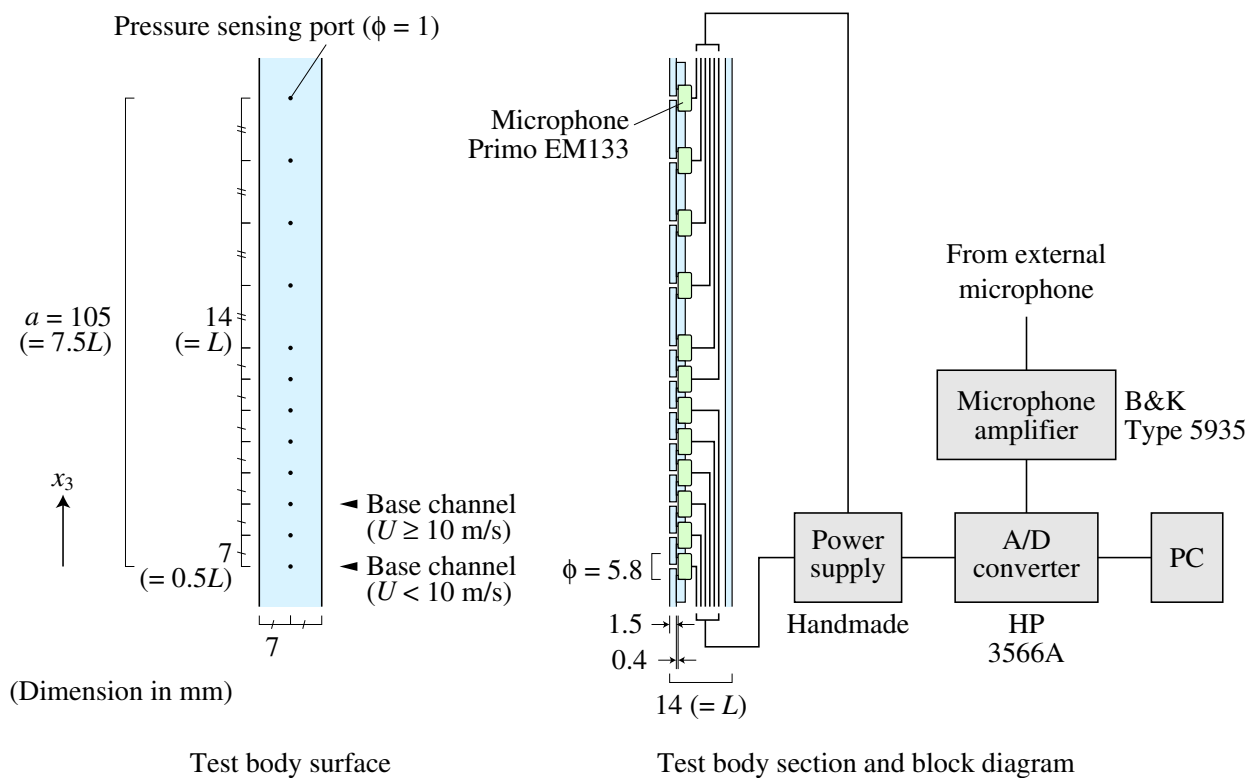


Fig. 4.9: Details of the test body and the block diagram of measurement instruments.

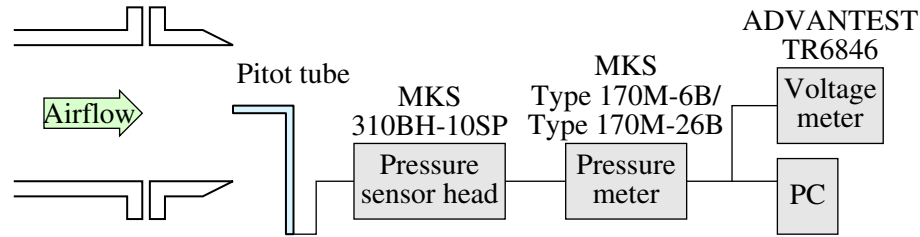


Fig. 4.10: Schematic of experimental setup for flow velocity measurement.

吹出し気流が吹出し口周囲に巻き込まれることにより発生する剪断乱流を抑制するため、風洞吹出し口にはナイフエッジを装着した。風速は吹出し口面中心部において Fig. 4.10 に示すようなピトー管ほかの測定器材により 20 秒間の平均値を計測し、変動圧力および観測点音圧測定時にはピトー管を撤去した。試験体中心からラテラル方向に 1 m の観測点に 1/2" マイクロホンを設置した。本実験で予想される音響放射の代表ストローハル数 ($S_t = 0.12$ 前後) に対応する波長は 3 m 以上となるため、1 m の音源-受音点間距離は必ずしも Eq. (2.24) の条件を満たさないが、4.4.6 節で示すように現実には良好な対応が得られる。

試験体寸法および材質は、実際の屋外建物手摺子の典型的なサイズ [108] に概ね対応する断面辺長 $L = 14$ mm、長さ 500 mm のアルミニウム製正方形断面角柱とした。ただし吹出し口高さに合わせ、4.4.6 節の受音点音圧算出において設定する物体全体スパン b は 300 mm とした。このようなブラフボディ周り流れによる空力音放射問題では一般に、物体の微小な形状の差異が物体周辺の流れ場および放射音の特性に大きく影響する。従って厳密な正方形断面を設定可能な数値解析との比較上、試験体表面の削り出しにより平滑化および四隅のエッジ出しを行った。さらに試験体表面の Fig. 4.8 に図示の面に、Fig. 4.9 のような直径 1 mm の表面圧力検出口をスパン方向に 7 mm ($0.5L$) 間隔で 8 箇所、14 mm 間隔で 4 箇所の計 12 箇所設け、それぞれの検出口の変動圧力を試験体内のマイクロホンにより検出した。従って解析スパン a は最遠マイクロホン間距離の $7.5L$ となる。試験体の加工には数値制御方式の工作機械を使用し、0.01 mm 単位の工作精度が得られるよう配慮した。マイクロホンからの出力は同時多チャンネル計測器に入力し、計測器のホスト PC にデータを記録した。コヒーレンス等算出時のアンサンブル平均回数は 64 回とした。

音圧推定においては、表面変動圧力の周波数分析に FFTPACK [109] を、Eq. (4.13) を満たす相関長さ l の算出に必要な非線形最小二乗推定には、2.2.6 節に述べたとおり Levenberg-Marquardt 法に基づく計算ライブラリ MINPACK を使用した (後述の数値解析においても同様)。

なお試験体は埋め込みマイクロホンおよびその配線が内蔵されているほかは中空であり、スパン方向両端は開口となっているが、気柱共鳴理論から求められる共鳴周波数の約 340 Hz およびその倍音において、試験体埋め込みマイクロホン・受音点マイクロホンともに特別な挙動は見られなかった。

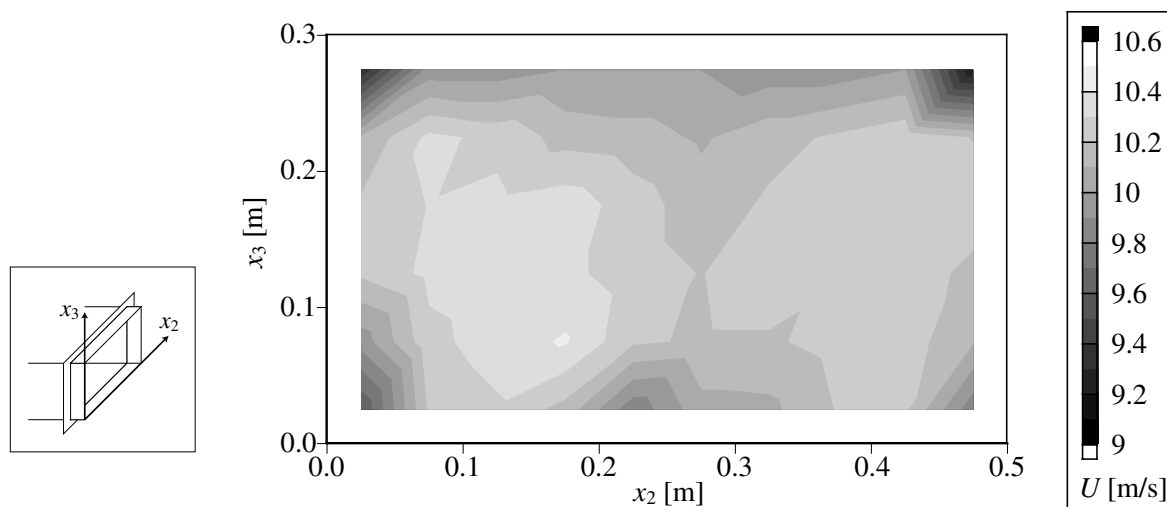


Fig. 4.11: Flow velocity distribution at the outlet when the target flow velocity $U = 10$ m/s.

単位長さ当たり流体力 B_i の算出法

スパン方向単位長さ当たり流体力の x_2 軸方向成分 $B_2(y_3)$ は、位置 y_3 の試験体内マイクロホンで検出された変動圧力 $p(y_3)$ に対し、測定面の y_3 位置は同相、対向面の y_3 位置は Kármán 渦放出による逆相 (流体力としては同相) の変動圧力を仮定し、Eq. (4.5) より

$$B_2(y_3) = 2Lp(y_3)$$

として求めた。

なお本実験では、主たる流体音源となる x_2 方向流体力のみを取扱う。 x_1 方向流体力は一般に上流側と下流側の両面で異なり [73]、上式のような両面を逆相とするモデル化は明らかに不適切である。したがって $B_1(y_3)$ は上流側および下流側両面の変動圧力同時測定によって算出する必要があるため、本実験では x_1 方向流体力に関する検討は見送った。

風洞吹出し口の風速分布

試験体へ接近する接近流の流速が試験体各部で異なると Kármán 渦放出周波数が各部の風速に応じて変動するため、受音点における音圧の周波数特性および物体表面変動圧力のスパン方向コヒーレンスの測定に影響を与える。Fig. 4.11 には $U = 10$ m/s を目標値として風洞吹出し口風速を設定した場合の、吹出し面における流速分布をピトー管により測定した結果を示す。四隅を除いた吹出し面全体では 9.9 m/s から 10.4 m/s の範囲に分布するが、試験体を設置する $x_2 = 0.25$ m の位置では 9.9 m/s から 10.2 m/s の範囲に収まっている。特に表面変動圧を測定する、およそ $x_3 = 0.1$ m から 0.2 m の区間では概ね 0.1 m/s のばらつきに収まっていることがわかる。

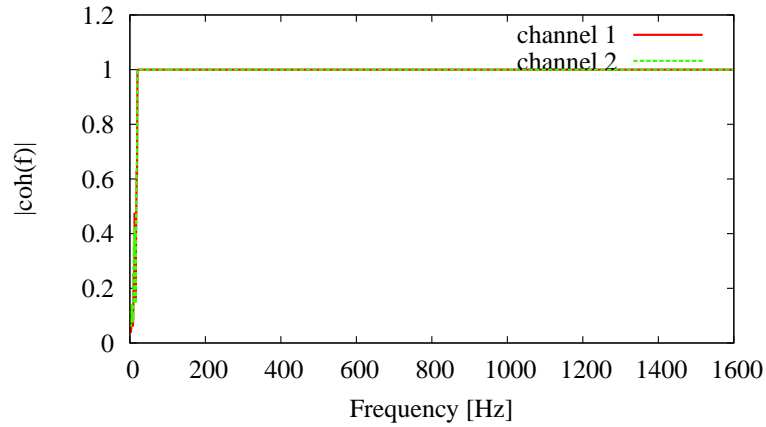
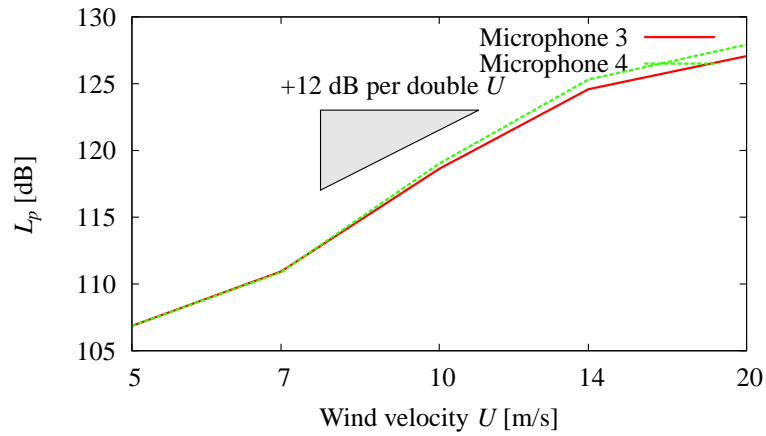


Fig. 4.12: Coherence between a B&K 1/2"-microphone and embedded microphones.

Fig. 4.13: Mean-square surface pressure detected by each embedded microphone expressed in sound pressure levels L_p .

変動圧力検出マイクロホンの特性

変動圧力検出用マイクロホンは小型で試験体内に収容可能な携帯電話機用マイクロホン ($\phi = 5.8$ mm, プリモ社製 EM133) を使用し, 試験体に組み込んだ状態で B&K 社製 1/2" マイクロホンと同等の振幅および位相特性となるよう, キャリブレーションを行った. Fig. 4.12 に 1/2" マイクロホンと Fig. 4.9 の上端 2 個分の圧力変動検出用マイクロホンとのコヒーレンスを示す. いずれも 1/2" マイクロホンに対し 20 Hz 以上でほぼ完全なコヒーレンスが得られており, 他の圧力変動検出用マイクロホンも同様であった. さらに, 試験体表面の変動圧力検出口および埋め込みマイクロホン直前の空洞部で構成されるヘルムホルツ共鳴器の共鳴周波数は, 概算式 [110]

$$f_r = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{s}{V(l + \delta)}}$$

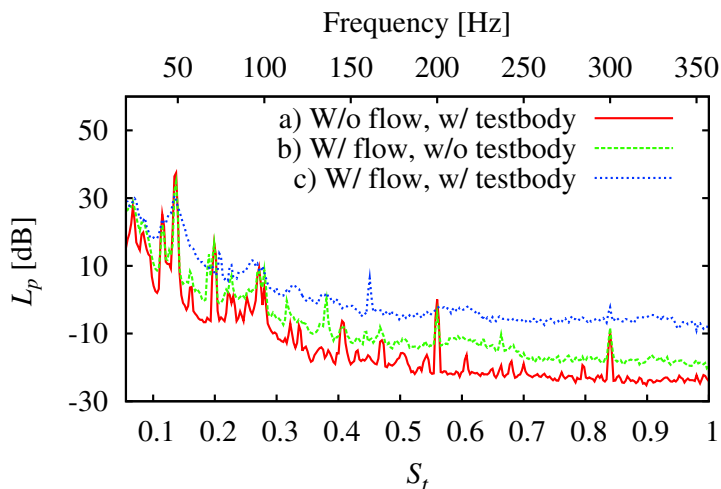


Fig. 4.14: Sound pressure measured at the receiving point in cases with and without flow and testbody at $U = 5$ m/s and $\theta = 0^\circ$.

(ただし, f_r : 共鳴周波数, s : 開孔断面積, V : 空洞容積, l : ネック実長, $\delta \simeq 0.8d$: 管端補正值, d : 開孔直径) から $f_r = 14.1$ kHz と算出され, およそ 1 kHz 以下を対象とする本実験には影響しない. 隣り合うマイクロホン間のクロストークは全周波数域にわたって -30 dB 以下であった.

また試験体表面変動圧力の RMS 値は音圧にして 100 dB を超えるため, 試験体埋め込みマイクロホンの出力が飽和しないことを確認する必要がある. Fig. 4.13 には Fig. 4.8 に示す試験体迎え角 θ の値を 0 としたときの, 風速に対する表面変動圧力のオールパスにおける RMS 値を 2 チャンネル分について示す. およそ 14 m/s まで風速に対する圧力変動の 4 乗則 (Eq. (4.23) より, 風速 2 倍毎に $+12$ dB となる. 6 乗則でないことに注意する必要がある) に沿った変動圧力が検出されており, 風速 14 m/s 以下ではマイクロホンの飽和は実用上問題にならないと考えられる. Fig. 4.13 に示した以外の試験体埋め込みマイクロホンも同様の特性であった.

受音点および変動圧力検出マイクロホンで得られる S/N 比

本実験のようなごく低マッハ数における空力音の風洞実験において測定上問題となるノイズは, 主として以下の 2 種類が考えられる.

1. 大電力を消費する送風機の近傍でマイクロホンからの微弱な電圧を検出することに起因する, 送風機電源系統の電磁誘導ノイズ,
2. 送風機および風洞各部から発生する空力音による暗騒音

特に 1. の電磁誘導ノイズはマイクロホンからの出力電圧が小さくなる低風速時に問題となると考えられる. そこで本実験において設定される最低の一樣流速となる $U = 5$ m/s において, 試験体迎え角 $\theta = 0^\circ$ とし,

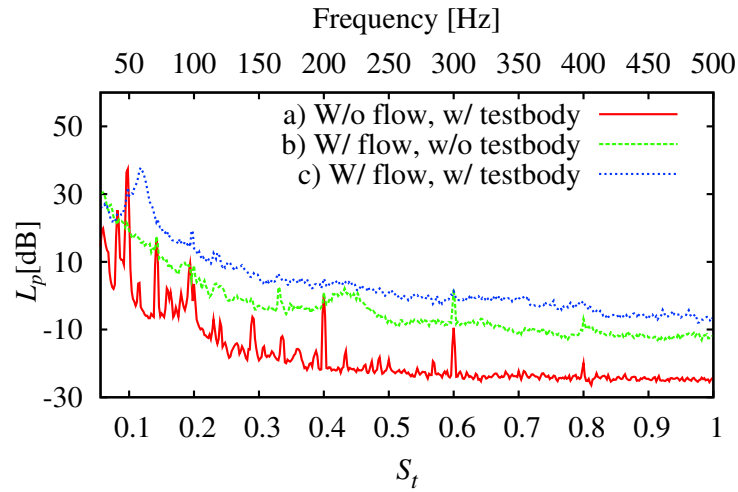


Fig. 4.15: Sound pressure measured at the receiving point in cases with and without flow and testbody at $U = 7$ m/s and $\theta = 0^\circ$.

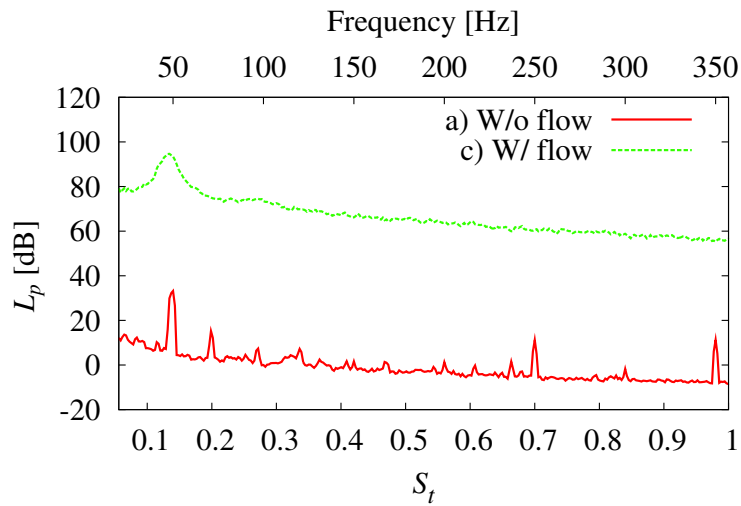


Fig. 4.16: Sound pressure measured by the Channel 1 of the embedded microphones in cases with or without flow and testbody. at $U = 5$ m/s and $\theta = 0^\circ$.

- a) 一様流速 $U = 0$ (送風機停止) として試験体を設置した場合,
- b) $U = 5$ m/s として試験体を設置しなかった場合,
- c) 風速 $U = 5$ m/s として試験体を設置した場合 (実際の測定を行う状況)

の3パターンで受音点における音圧レベルのパワースペクトル密度関数を測定した結果を Fig. 4.14 に示す. グラフ横軸目盛りの S_t は $U = 5$ m/s に対応させて示した. パターン a) の測定結果において 100 Hz の整数倍の周波数および 50 Hz で見られるスパイクは, 交流電源からの電磁誘導ノイズと考えられる. b) の $U = 5$ m/s のケースでは, a) に対し送風機および風洞各部からの広帯域な空力音が

Table 4.1: Experimental conditions.

Cases	5-0	5-30	7-0	7-30	10-0	10-30
θ [°]	0	30	0	30	0	30
U [m/s]	5.0		7.0		10.0	
U/L [1/s]	357		500		714	
Re [$\times 10^3$]	4.62		6.47		9.24	

上乗せされた形となっている。b) に対しさらに試験体を設置した場合の測定結果である c) では、a)、b) で最もスパイクが顕著であった 50 Hz と Kármán 渦放出に対応した周波数が一致したピークが見られる。このピークは電磁誘導ノイズの急峻な特性とは異なるやや緩やかなピークとなっていることからカルマン渦放出による成分が主と判断されるものの、Kármán 渦放出による音圧よりも電磁誘導ノイズの影響が大きい。また b)、c) の比較から、送風機および風洞各部から発生する空力音に対し試験体を設置した場合は概ね 10 dB 以上の音圧レベル差を確保しているものの、 $S_t = 0.45$ 付近など一部の周波数では電磁誘導ノイズの影響によるスパイクが見られる。

Fig. 4.15 には、 $U = 7$ m/s における同様の測定結果を示す。b)、c) の音圧レベル差はほぼ同様であるが、風速の上昇による Kármán 渦放出周波数の上小児より、c) の測定結果への電磁誘導ノイズの影響は軽微となっている。以上の $U = 5$ m/s、7 m/s 両ケースの結果から、後述の受音点音圧実測値と推定値の比較においては $U = 7$ m/s 以上のケースのみを対象とした。

一方 Fig. 4.16 には、前述の a)、c) に対応する測定条件下における試験体埋め込みマイクロホンの測定結果を示す。両者の比較から、変動圧力検出マイクロホンにおいて電磁誘導ノイズの影響は無視できることがわかる。

風速 7 m/s 以上の S/N 比検討データについては、章末の Appendix に示した。

4.3.3 実験条件

Table 4.1 に実験の設定条件詳細およびケース名称を示す。実験条件として主流速度 U を 5 m/s – 10 m/s の 3 種とし、さらに試験体迎え角 θ を 0° 、 30° の 2 種として両者の組合せにより計 6 ケースを設定した。断面辺長 L および主流速度 U によるストローハル数を実周波数に換算する際の周波数軸スケール U/L 、およびレイノルズ数 Re も Table 4.1 に示す。 U が最大の 10 m/s のケースで、概ね 10^4 のレイノルズ数となる。

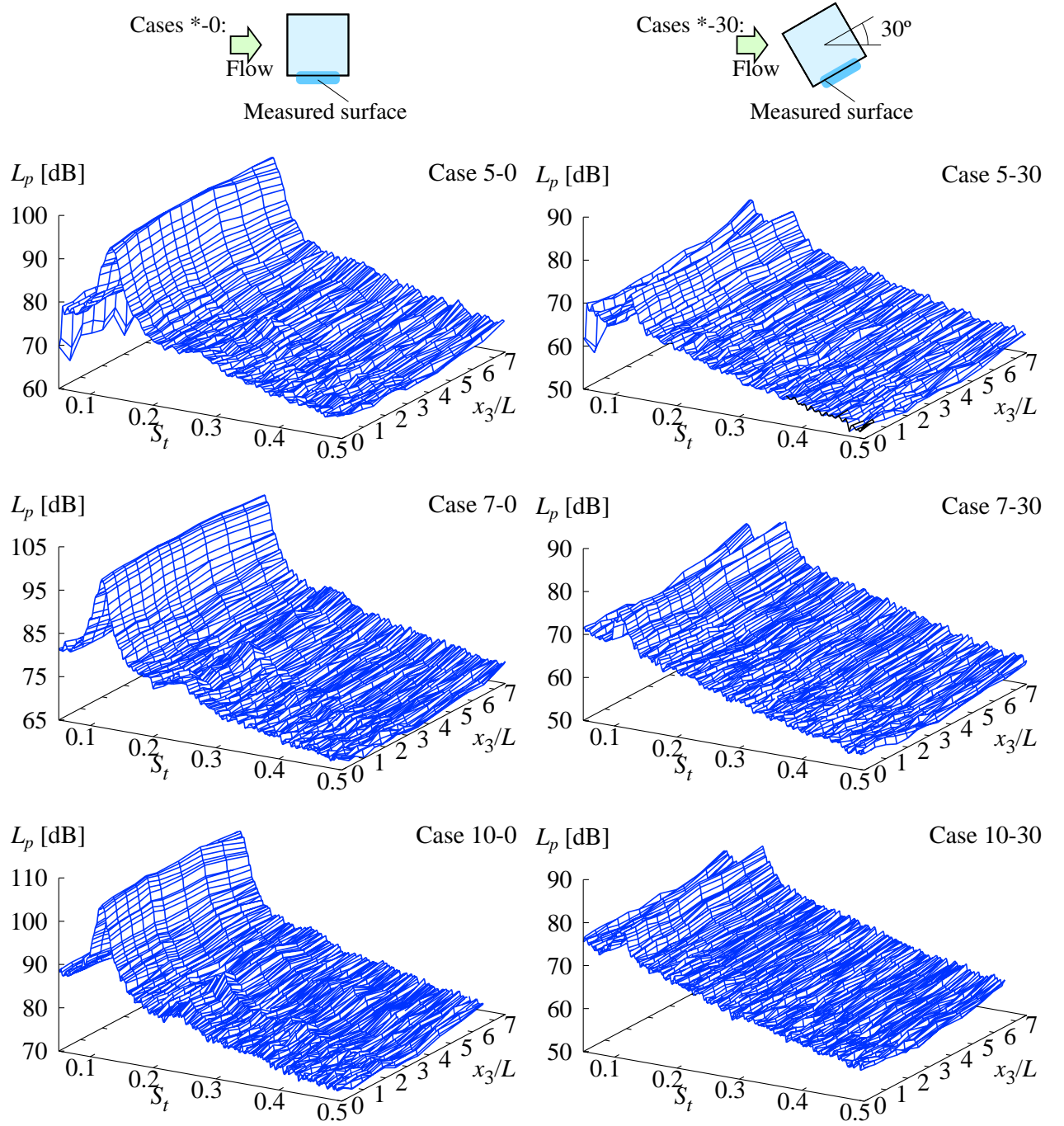
Fig. 4.17: Spectral density distribution of surface pressures along spanwise (x_3) direction.

Table 4.2: Peak Strouhal numbers of the spanwise averaged surface pressure spectral density functions.

Cases	5-0	5-30	7-0	7-30	10-0	10-30
Peak S_t	0.134	0.126	0.120	0.108	0.119	0.113

Table 4.3: Peak Strouhal numbers of l_2 , $S_{t,\text{peak}}$.

Cases	5-0	5-30	7-0	7-30	10-0	10-30
$S_{t,\text{peak}}$	0.137	0.126	0.122	0.110	0.120	0.115

4.4 実験結果

4.4.1 物体表面変動圧力のパワースペクトル

Fig. 4.17 には、各検出口において観測された物体表面変動圧力パワースペクトル密度関数の音圧レベル換算値を、スパン方向位置 y_3 およびストローハル数に対して示す。風速および迎え角によらず、変動圧力がスパン方向にほぼ一様の分布となっており、スパン方向に一様な変動圧力パワーの仮定が成り立っていることがわかる。

変動圧力パワーのスパン方向平均値が最大となるストローハル数を Table 4.2 に示す。同様なレイノルズ数域における既往実験結果 [102] の 0.12 – 0.13 と概ね対応したストローハル数となっている。

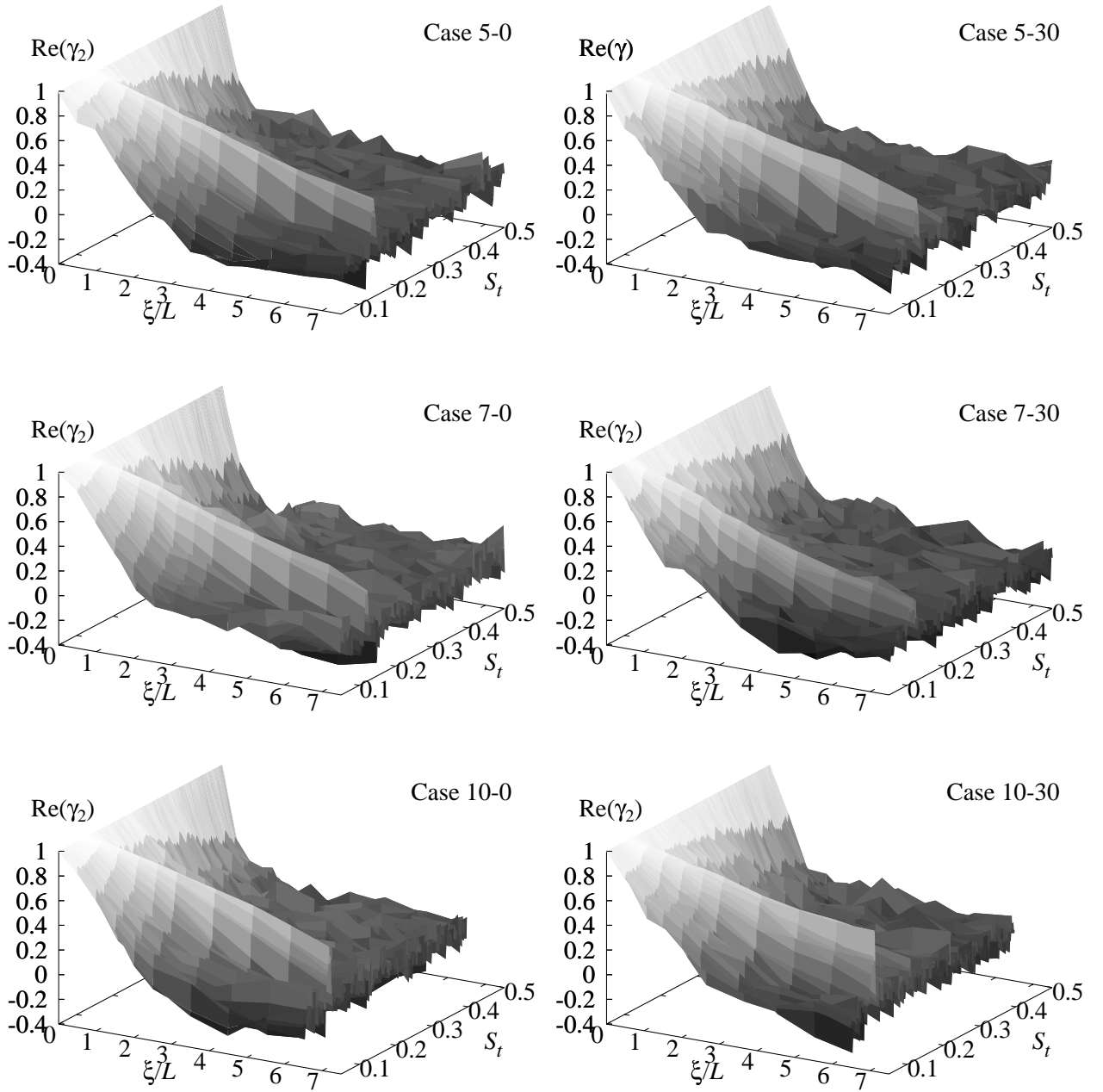
迎え角によるパワースペクトルの変化としては、 $\theta = 30^\circ$ のケースにおいては Kármán 渦放出に対応する周波数におけるピークが大幅に低下する。また、それ以外の周波数域でもパワーが低下し、また風速の上昇に伴うパワーの上昇も緩やかとなっている。

4.4.2 スパン方向コヒーレンス

Fig. 4.18 には、スパン方向距離 ξ/L およびストローハル数に対して γ_2 の実部である $\text{Re}(\gamma_2)$ の実験値をプロットした。 $\text{Re}(\gamma_2)$ の算出に当たっては Eq. (4.27) に従い、Fig. 4.9 の下端マイクロホンからの距離 ξ のマイクロホンとのコヒーレンスを $\gamma(\xi_2)$ とした。ただし Cases 10-0, 10-30 については実験の都合上、下端から 3 番目のマイクロホンを起点としている。いずれのケースでも全ての周波数で ξ/L の増大に伴い $\text{Re}(\gamma_2)$ が減少しているが、Table 4.2 に示したパワースペクトル密度関数のピークストローハル数とほぼ対応する、ストローハル数 $S_t = 0.11 - 0.137$ で ξ/L の増加に対する $\text{Re}(\gamma_2)$ の減少が緩やかになるピークが存在する。 $\text{Re}(\gamma_2)$ のピークストローハル数の変動を除けば、主流速度および迎え角によらずほぼ同様のコヒーレンス分布である。

また Fig. 4.19 には、Case 7-0 において Fig. 4.9 の下端から 3 番目のマイクロホンを ξ の起点とした場合の $\text{Re}(\gamma_2)$ を示す。Fig. 4.18c の Case 7-0 とほぼ一致しており、Eq. (4.26) の妥当性が示される。

なお Fig. 4.18 で示されているのはコヒーレンスの絶対値でなく実部であるため、局所的に若干の負値を示す部分が存在する。負のコヒーレンスの強さについては、4.4.4 節で検討する。

Fig. 4.18: Measured $\text{Re}(\gamma_2)$ versus ξ/L and S_t .

4.4.3 相関長さの推定結果

Fig. 4.20 には、非線形最小二乗法により Fig. 4.18 の $\text{Re}(\gamma_2)$ を Eq. (4.13) に適合させて得られた相関長さ l_2 の推定結果を、 L により基準化して示す。また、 l_2/L が最大となるストローハル数 $S_{t,\text{peak}}$ を Table 4.3 に示した。 $S_{t,\text{peak}}$ での l_2/L の値は Case 7-30 を除き 5 前後ではほぼ一定である。

l_2/L のピークストローハル数を記した Table 4.3 と変動圧力パワースペクトルのピークストローハル数を記した Table 4.2 を比較すると、全てのケースで両者がほぼ一致しており、Kármán 渦がスパ

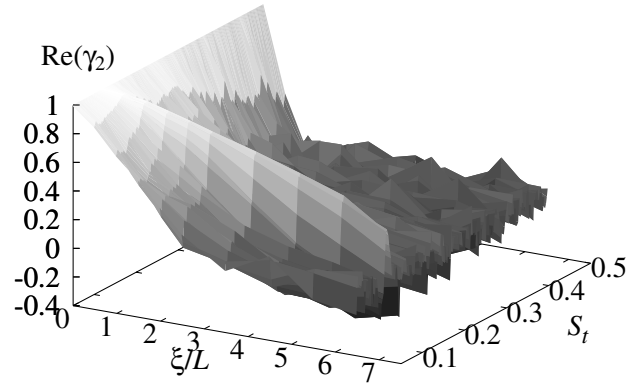


Fig. 4.19: Measured $\text{Re}(\gamma_2)$ with offset $y_3 = L$ in Case 7-0.

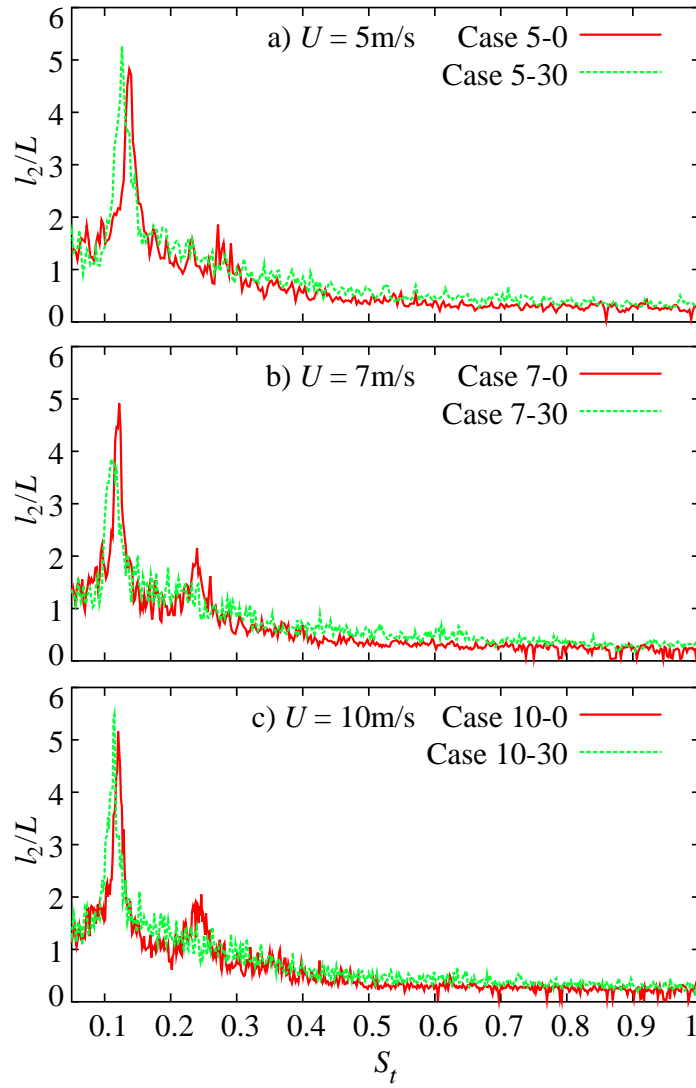


Fig. 4.20: Measured coherent lengths l_2 normalized by L .

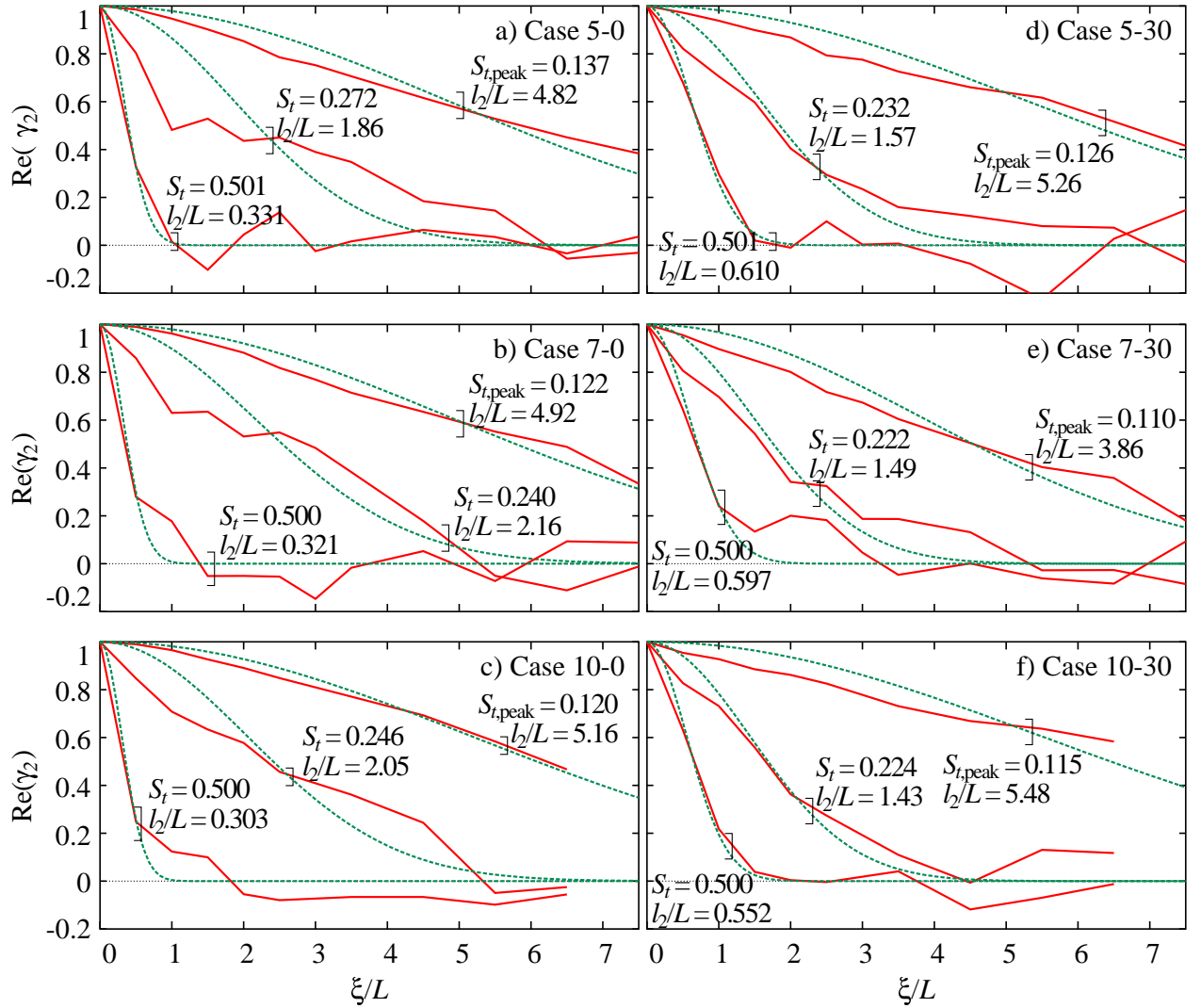


Fig. 4.21: —: Measured $\text{Re}(\gamma_2)$ plotted against ξ/L at representative Strouhal numbers, - - - : their curve-fitted Gaussian functions (dashed lines). Estimated values of l_2/L are indicated in the figure.

ン方向にコヒーレントな構造を持っていることを示している。

4.4.4 ガウス分布に対する適合性

Fig. 4.21 には実験における各ケースの $S_{t,\text{peak}}$, その倍周波数 , および高周波域の代表周波数として $S_t = 0.5$ における $\text{Re}(\gamma_2)$ を ξ/L に対してプロットした . それぞれの $\text{Re}(\gamma_2)$ に対し Eq. (4.13) に最も良く適合するよう推定された相関長さ l_2/L の値 , および Eq. (4.13) の関数形を付記した . $S_{t,\text{peak}}$ の倍音においてはガウス分布と若干異なる結果となったが , その他は Eq. (4.11) の関数形とよく一致している . $S_t = 0.5$ では局所的に負のコヒーレンスとなる部分が存在するが , 最小値は -0.2 から -0.1 であり , 概ね無相関を表していると言える .

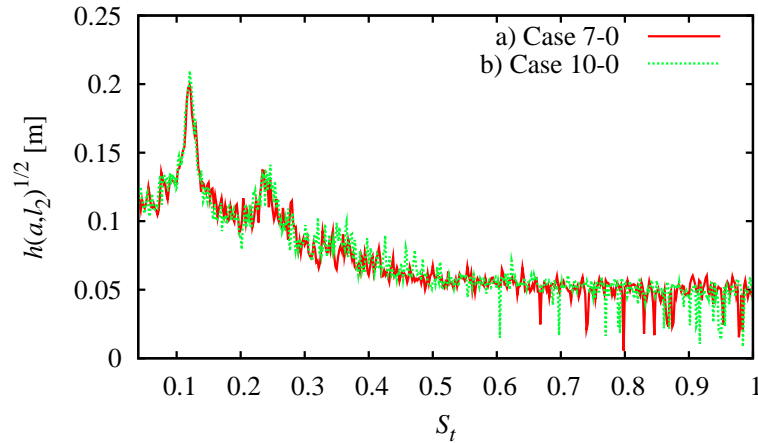
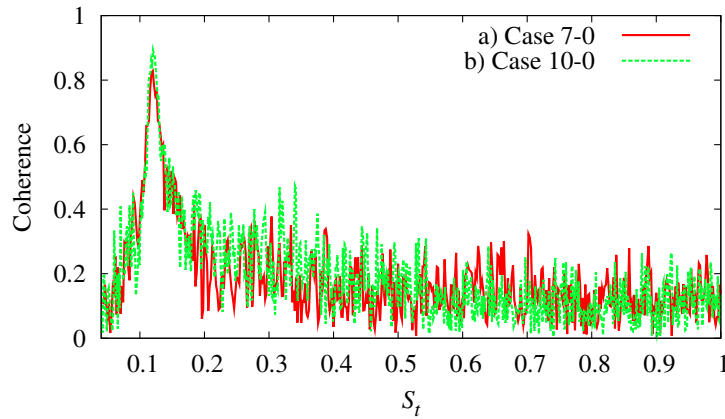
Fig. 4.22: Calculated values of $h(a, l_2)$.

Fig. 4.23: Absolute coherence between pressure measured by the base channels and the receiving point.

4.4.5 等価完全相関音源長

Eq. (4.18) から，受信点で観測される音圧は，変動圧力のパワーが等しく長さ \sqrt{h} のコヒーレントな線音源からの音圧と等価と考えられる．Fig. 4.22 には Eq. (4.15) により算出された \sqrt{h} の値を Cases 7-0, 10-0 の2 ケースについて示す．両ケースともに音源が $S_{t, \text{peak}}$ 付近で長さ約 0.2 m，それ以外の周波数で 0.05 m – 0.1 m のコヒーレントな線音源と等価であることがわかる．

4.4.6 観測点音圧

部分スパン解析から得られる圧力変動から Fig. 4.6 に示した提案手法による推定手順から算出される受信点音圧，および全スパン解析結果から算出される受信点音圧の比較による推定法実証が望まれる．本実験試験体のような長スパンの物体周り流れを長時刻ステップにわたって数値解析することは困難であるため，まず実験的な実証を試みる．

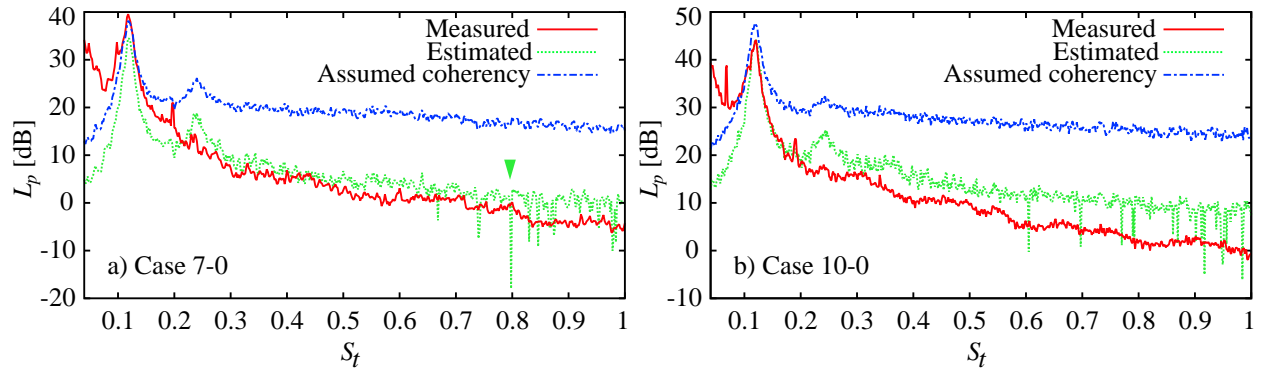
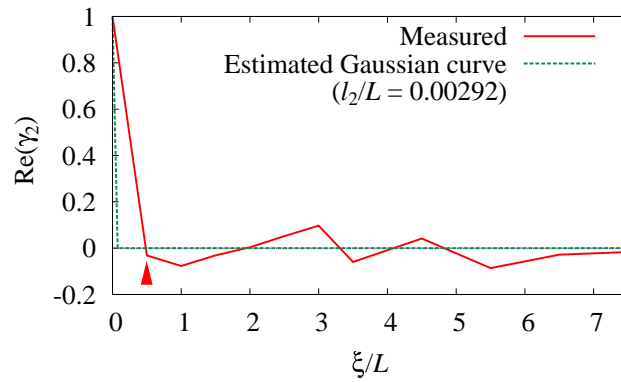
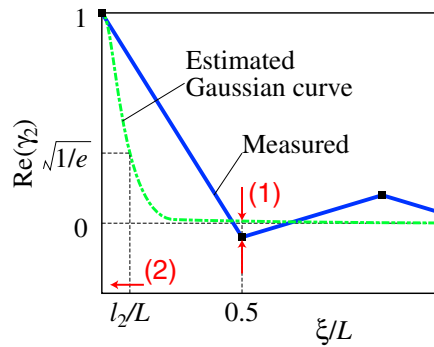


Fig. 4.24: Estimated and measured sound pressure at the receiver.

Fig. 4.25: Measured $\text{Re}(\gamma_2)$ and its curve-fitted Gaussian function at $S_t = 0.8$ (indicated by ▼ in Fig. 4.24a) in Case 7-0.

$0 < l < 0.5L$ の範囲で l を変化させても, $\xi = 0.5L$ 以外の点では誤差二乗値はほとんど変化しない. したがって $\text{Re}\{\gamma(0.5L)\}$ (左図(1)) が負であった場合, $\xi = 0.5L$ での誤差二乗値を小さくするために, l の値が小さく推定される(左図(2)).

Fig. 4.26: Mechanism of estimated value of l_2 being extremely small.

なお試験体迎え角 30° のケースは, Eq. (4.16) からわかるとおり, 試験体の風上面および後流面の圧力変動測定が必要であるため省略した. さらに $U = 5 \text{ m/s}$ のケースについても, 暗騒音レベルに対する受音点音圧レベルの S/N 比が確保された帯域が Kármán 周波数近傍に限られたため省略し, 結局 Cases 7-0, 10-0 のみを示す.

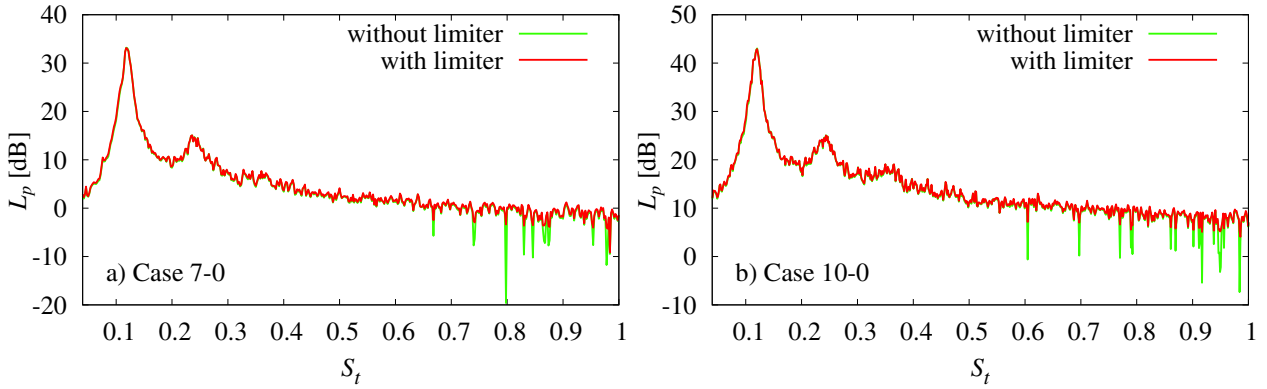


Fig. 4.27: Effect of limiter.

まず Fig. 4.23 には試験体埋め込みマイクロホンの基準測定点 (Fig. 4.9 参照) と受音点で得られた音圧のコヒーレンス絶対値 $\frac{|\langle p^*(0)p(\mathbf{x}) \rangle|}{\sqrt{\langle |p(0)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |p(\mathbf{x})|^2 \rangle}}$ を示す。 $U = 7 \text{ m/s}$, 10 m/s のいずれの場合も, Kármán 周波数とみられる $St = 0.12$ 前後で 0.8 以上の高いコヒーレンスが得られており, 受音点における音圧の当該周波数域の成分は試験体を音源としていることが確認される。Kármán 周波数以上では低いコヒーレンスにとどまっているのは, 本周波数域では受音点音圧が試験体上各部の互いに無関連な音源の重ね合わせとなるため, 特定の音源との相関が見出されないことによる。

Fig. 4.24 には, Eqs. (4.18, 4.15) による受音点における音圧レベルの推定値, 実測値, および完全コヒーレントを仮定した場合 (Eq. (4.18) において $\sqrt{h} = 0.3 \text{ m}$ とした場合) の推定値を示す。Kármán 周波数以下の低周波端にかけての実測値の上昇は, 風洞送風機の低周波ノイズによる。

なお試験体埋め込みマイクロホンの間隔が最低でも $0.5L$ と大きいため, Fig. 4.6 に示す観測点音圧推定値の算出手順の最終ステップで必要となる, Curle の式によって算出される解析スパンからの音圧の寄与 p_s の算出精度確保が困難である。従って受音点音圧推定値は, Fig. 4.6 に示す最初の 3 手順により $h(b, l)$ を算出した後, Eq. (4.18) から

$$p^2 = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \bar{B}_i^2 h(b, l_i)$$

として算出した。上式に代入する音源の単位長さ当たり変動力パワー \bar{B}_i^2 は, Fig. 4.9 基準測定点の変動力パワーを使用した。

Case 7-0 での Eqs. (4.18, 4.15) による推定値は, Kármán 周波数に対応する $St = 0.12$ のピーク付近で実測値と比較して 3 dB 程度低くなっている。 $St = 0.12$ は実周波数で 60 Hz に相当し, 本周波数のような低周波域では, 実測値に対する近距離場音圧と遠距離場音圧の寄与がほぼ同等となる [42]。一方で本推定手法は遠距離場音圧のみを推定するため, 実測値より低い推定値となったと推察される。高周波数域では若干高くなっているものの, 概ね良好な一致といえる。

Case 10-0 では概ね $S_t > 0.2$ の周波数域で実測値より 3 dB – 8 dB 高い推定値であるが、 $S_{t,\text{peak}}$ 周辺では非常に良く一致している．これらのことから、本推定手法による受音点推定値は概ね妥当と言える．

両ケースともに概ね $S_t = 0.3$ 以上の高周波数域で推定値が高くなった理由としては、本推定において完全相関を仮定している試験体表面对向面の音源が、実際は高周波になるほど無相関に近づくことが考えられる．一般的にこのような無相関性はレイノルズ数の上昇とともに強くなるとされ、Case 10-0 において推定値がより過大となる傾向の一因と推察される．また $S_t = 0.25$ 付近の推定値のピークは、対向面の双方から放出される Kármán 渦の物体後流面への双方交互の巻き込みによって発生する、両面同相の変動圧力による Kármán 周波数の倍周波数成分である．この変動圧力は実際の音源流体力 B_2 としては逆相関となるため、当該ピークは実測値では見られない．

Fig. 4.25 には、Fig. 4.24a 中の ▼ で示す急峻なディップに対応するストローハル数 ($S_t = 0.798$) における、 $\text{Re}(\gamma_2)$ の実測値および推定値を ξ/L に対し示す．相関長さの値が非常に小さく推定されており ($l_2/L = 0.00292$)、基準測定点に最も近い測定点である $\xi/L = 0.5$ における $\text{Re}\{\gamma(0.5L)\}$ の値 (図中 ▲) が負となっている．このことから、両ケースの推定値の高周波域で観察される同様に急峻なディップの原因が次のように推察される．

Fig. 4.21 に示されるように、高周波域ではコヒーレンスの測定点間距離 ξ に対する変動が不安定となる傾向がある． $\text{Re}\{\gamma_2(0.5L)\}$ の測定値が僅かでも負となった場合、Fig. 4.26 に示すように、最小自乗アルゴリズムは $\xi = 0.5L$ におけるガウス分布の適合解をなるべく 0 に近づけるため、パラメータ l_2 を小さく推定する．さらに Eq. (4.20) からわかるとおり、 l_2 の値が非常に小さくなると、放射音強度もそれに比例して小さくなる．実際、 $\text{Re}\{\gamma_2(0.5L)\}$ の最小値を 0 とするリミッタ $\max[0, \text{Re}\{\gamma_2(0.5L)\}]$ を導入すると、Fig. 4.27 のようにディップの発生が抑止される．

ただし、数値解析においては通常、スパン方向の解析格子幅は本実験の圧力検出口間隔より密な $0.1L$ 程度に取られる．そのため、Eq. (4.25) による十分な平均化操作の施された数値解析においては、最近傍の圧力格子点間においては高周波まで正の $\text{Re}(\gamma_2)$ が得られる可能性が高く、大きな問題とはならないと考えられる．したがって以下の諸検討では、本推定手法の特性をそのまま表現する意図から、リミッタを導入しない推定値を示す．

なお両ケースともに、スパン方向完全コヒーレントを仮定した場合は、 $S_{t,\text{peak}}$ 周辺および低周波数域を除き実測値より 10 dB 以上過大な推定値となっていることから、本提案手法のような推定法の必要性および有効性が示される．

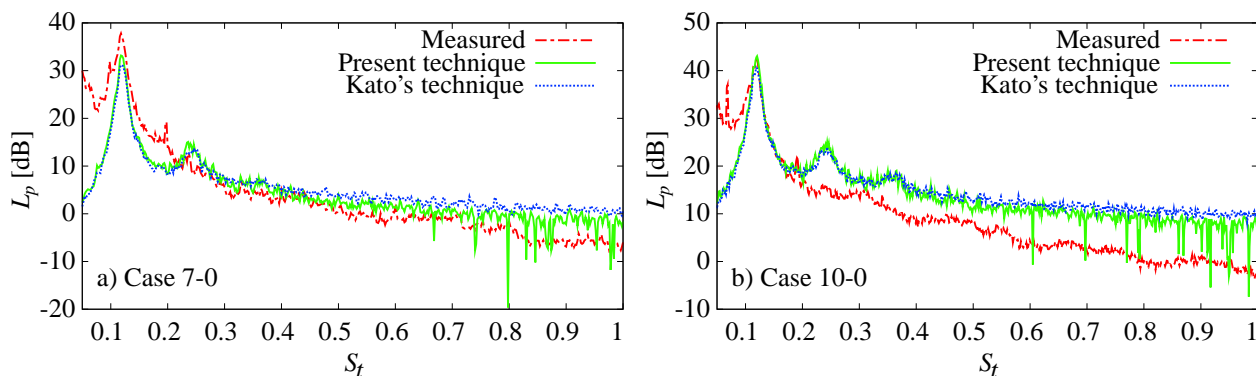


Fig. 4.28: Sound pressure estimated by the present technique and Kato's technique ($a = 7.5L$).

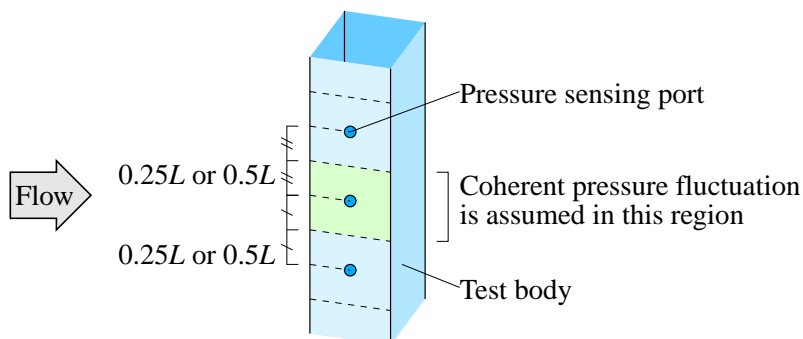


Fig. 4.29: Modeling of pressure fluctuation in Kato's technique.

4.4.7 従来手法との比較

加藤らの手法および本手法による推定精度比較のため，Fig. 4.28 には Case 7-0 および Case 10-0 における受音点音圧の実測値，本手法による推定値，および加藤らの定義に従って等価相関長 L_C を求め，Eq. (4.3) によって算出した推定値を示す．加藤らの手法において必要となる，Curle の式から直接求められる音圧 $SPL_s(f)$ の算出においては，隣り合う圧力検出口の中間点まで圧力検出口と同一の圧力変動を仮定した (Fig. 4.29)．また L_C の算出に必要なコヒーレンス関数 $\text{coh}(f)$ の厳密な算出法は述べられていないため，ここでは Eq. (4.27) によって求めた γ_2 の絶対値 $|\gamma_2|$ を $\text{coh}(f)$ とした．

いずれのケースでも，Kármán 周波数付近では両手法ともに実測値より低い推定値となる傾向にある．ただし本手法の方が加藤らの手法より高めの推定値となり，実測値に近い．一方高周波域では，両手法ともに実測値より高い推定値となる傾向があるものの，本手法の方が実測値に近い推定値となっている．Kármán 周波数の倍音付近の帯域 ($S_t = 0.2$ から 0.25) を除くと，全体的には本手法が加藤らの手法より実測値に近い推定値を示した．

加藤らの手法による推定値で高周波側のディップが見られない理由は，Eq. (4.3) からわかるよう

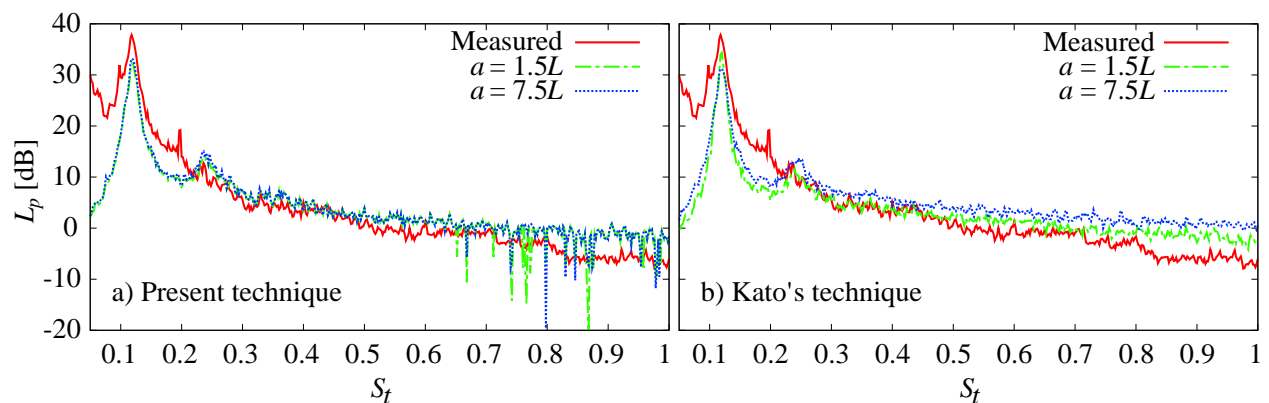


Fig. 4.30: Comparison of estimated sound pressure in Case 7-0 by the present and Kato's techniques against different a .

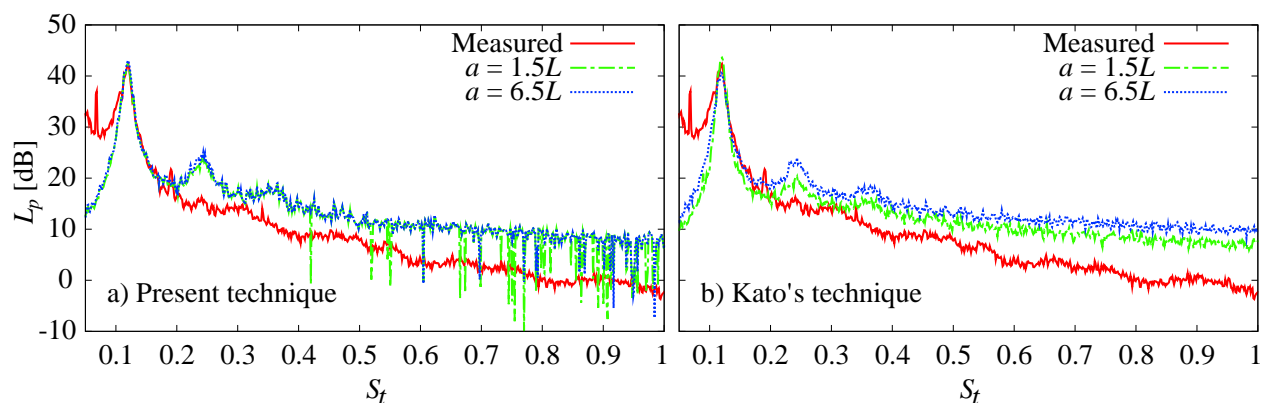


Fig. 4.31: Comparison of estimated sound pressure in Case 10-0 by the present and Kato's techniques against different a .

に、 L_C が非常に小さい場合でも、Curle の式により直接求められる音源強度の b/a 倍の強度に対応する放射音圧レベルが確保されていることによる。

4.4.8 解析スパンによる推定値の変動

圧力変動検出に使用するマイクロホンのチャンネル数を変更することによって、圧力変動検出スパン a を $1.5L$ および $7.5L$ の 2 ケースに変化させた場合の音圧レベル推定値の変化を、Cases 7-0, 10-0 についてそれぞれ Figs 4.30, 4.31 に示す。いずれも加藤らの手法において a の値による推定値の変動が見られるのに対し、本手法では Kármán 周波数付近での 1 dB 程度の変動を除き、ほぼ同一の結果が得られている。すなわち、数値解析において正確な圧力変動が得られれば、全スパンに対し非常に短い解析領域スパン ($a = 1.5L$ の場合、 $b/a = 14.3$) であっても良い推定値が得られることを示している。

両ケースとも、加藤らの手法による音圧レベル推定値は、 a の値の減少に伴い Kármán 周波数付近

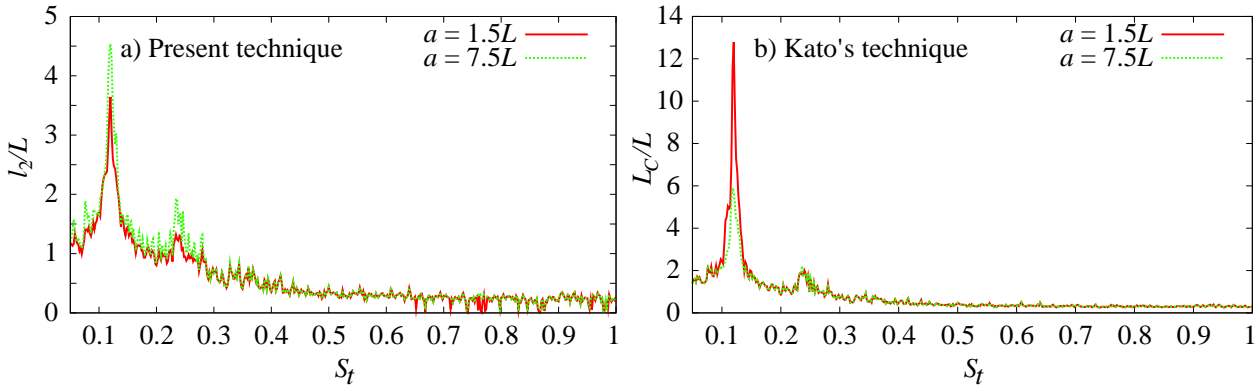


Fig. 4.32: Comparison of estimated coherent lengths in Case 7-0 by the present and Kato's techniques against different a .

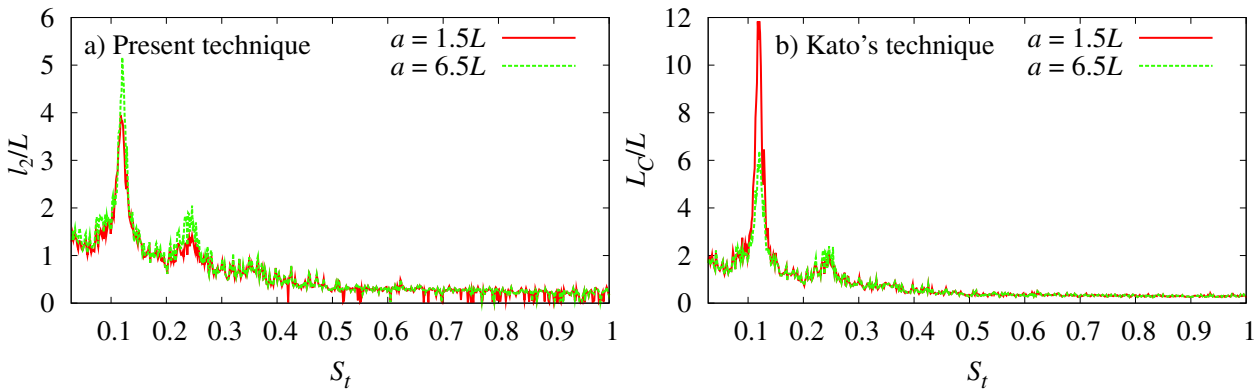


Fig. 4.33: Comparison of estimated coherent lengths in Case 10-0 by the present and Kato's techniques against different a .

で増加し、それ以上の高周波域では低下する傾向にある。Kármán 周波数付近で増加する傾向については、Figs. 4.32b, 4.33b に示す両ケースにおける等価相関長の推定値が、 a の減少により Kármán 周波数付近で大幅に増加するためと説明される。それに対し本手法で推定される相関長さは、Figs. 4.32a, 4.33a に示す (Fig. 4.32a の $a = 7.5L$ のケースは Fig. 4.20b の Case 7-0 と同一測定条件であるが、異なる試行のため完全に同一値ではない) ように、 $a = 1.5L$ の時に Kármán 周波数付近で推定値がやや低下する点を除けば、 a の変化に対し安定した推定結果を示す。

一方、加藤らの手法において高周波域で推定値が低下する傾向の理由については、Fig. 4.32b からわかるように大部分の周波数域で $L_C < a$ であるから、音源のスパン方向無相関を仮定した Eq. (4.3) の最上段の式

$$\text{SPL}(f) = \text{SPL}_s(f) + 10 \log_{10} \left(\frac{b}{a} \right)$$

によって音圧レベルが推定される。しかしながら実際の音源はある程度の相関を有するため、無相関

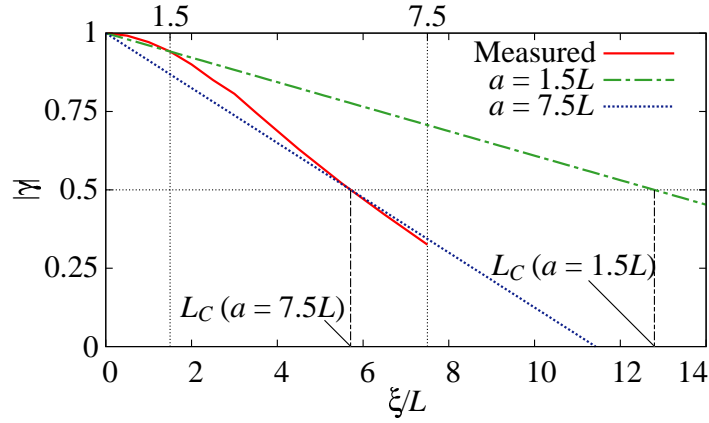
Fig. 4.34: Estimated $|\gamma|$ by Kato's technique when $a = 1.5L$ and $a = 7.5L$.

Table 4.4: Computational parameters.

Number of meshes ($x_1 \times x_2 \times x_3$)	$141 \times 161 \times 40$ (Cases s7-0, s7-30), $141 \times 161 \times 214$ (Case ls7-0)
Spanwise mesh spacing, Δx_3	$0.1L$
Time domain dimension	$180L/U$ (0.36 s)
Time step	$1 \times 10^{-3}L/U$
Minimum grid width	$0.018L$
Smagorinsky constant, C_s	0.13

を仮定したエネルギー和の項 $10 \log_{10}(b/a)$ の寄与のより大きな $a = 1.5L$ のケースでは、音圧レベル推定値がより過小評価されることが原因と考えられる。

さらに、 $a = 1.5L$ 時の L_C のピーク周波数 ($S_t = 0.12$) における $|\gamma_2|$ の推定結果を、Fig. 4.34 に示す。 $|\gamma_2|$ の実測値は ξ/L が 0 に近い領域ではほとんど減衰しないのに対し直線的な減衰が仮定されているため、 $a = 1.5L$ のような短解析スパンを設定して $|\gamma_2|$ の推定を行うと、等価相関長を過大に見積ることがわかる。

4.5 数値解析

4.5.1 数値解析方法

数値流体解析手法は 2 章で述べたとおりである。4.3 および 4.4 節で実施した実験に沿った条件で、断面辺長 $L = 14 \text{ mm}$ の正方形角柱周り流れによる空力音の数値解析を行う。流体解析領域および主要な設定パラメータを Fig. 4.35 および Table 4.4 に示す。迎え角の設定については、直交直線格子の階段近似によって角柱の迎え角を表現することは物理的に妥当でないと考えられる。したがって解析領域の形状は Fig. 4.35a に示す一条件とし、Fig. 4.35a 左端流入境界面上の一様流速度ベクトルを迎え角に応じて偏向させた。また、ラテラル方向 (x_2 軸方向) には $21.2L$ の解析領域幅を確保し、さら

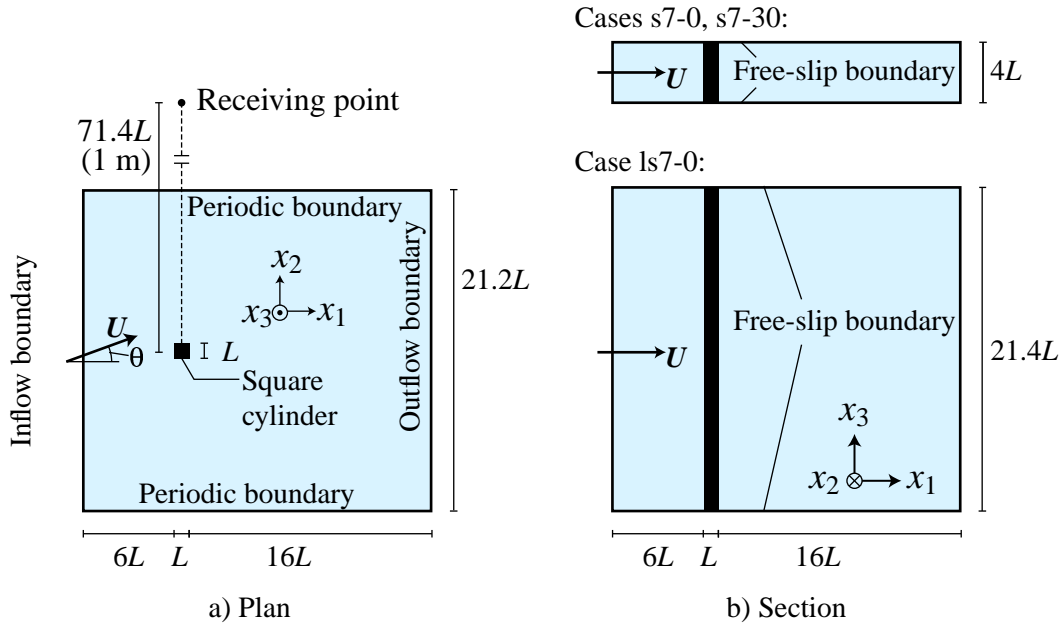


Fig. 4.35: Geometry of computational domain.

Table 4.5: Computational conditions.

Cases	s7-0	s7-30	ls7-0
θ [°]	0	30	0
a	$4L$		$21.4L$ (300 mm)
U [m/s]	7.0		
U/L [1/s]	500		
Re [$\times 10^3$]	6.47		

Table 4.6: Peak Strouhal numbers of the span-wise average of surface pressure spectral density functions.

Cases	s7-0	s7-30	ls7-30
Peak S_t	0.139	0.128	0.139

にラテラル方向解析領域境界を周期境界条件とすることで閉塞効果の低減を図った．解析上の時間幅については，無次元時刻 $T = 220$ (0.44 s) までの解析を行い， $T = 40$ までを助走計算として除いた 180 無次元時間 (0.36 s) のデータを音圧推定に使用した．スパン方向の解析メッシュ間隔 Δx_3 は全てのケースで $0.1L$ であり， $B_i(x_3)$ も $0.1L$ 間隔で算出した．

受音点位置は実験と同様，物体中心から x_2 軸方向に 1 m の点である．

4.5.2 解析条件

Table 4.1 に数値解析の設定条件詳細およびケース名称を示す．主流速度 U は 7 m/s の 1 種とし，試験体迎え角 θ を 0, 30° の 2 種の計 2 ケースとした． $\theta = 0$ の場合については，短解析スパンによる音圧推定結果と実スパン解析結果の比較のため，解析スパン $a = 4L$ とした Case s7-0，解析スパンを風洞実験において設定した実スパン $b = 300$ mm と等しい $a = 21.4L$ (300 mm) とした Case ls7-0 の 2 種を設定した．断面辺長 L および主流速度 U によるストローハル数を実周波数に換算する際の周波

Table 4.7: Comparison of drag coefficient, lift coefficient and pressure coefficient in Case 7-0 and references [73, 102].

	C_{Drms}	C_{Lrms}	\bar{C}_p
Case s7-0	2.12	1.12	-1.65
References	1.85 – 1.95	1.0 – 1.2	-1.3 – -1.4

数軸スケール U/L , およびレイノルズ数 Re は Table 4.1 に示すとおりであり , 風洞実験の $U = 7\text{m/s}$ のケースと同様である .

4.6 数値解析結果

4.6.1 流体力平均量

数値流体解析自体の妥当性を簡単に検討するため , Case s7-0 において角柱にかかる各種の流体力平均量を解析結果から算出し , 既往の実験結果と比較する . Table 4.7 に , Case s7-0 において得られた抗力係数の RMS 値 C_{Drms} , 揚力係数の RMS 値 C_{Lrms} , 角柱側面における時間平均圧力係数 \bar{C}_p を示す . また比較対象としては , 文献 [102] における $Re = 6 \times 10^3$ での C_{Drms} および C_{Lrms} の実測結果 , 文献 [73] における $Re = 7 \times 10^4$ での \bar{C}_p の実測結果を示した . C_{Drms} は若干高めであるもののほぼ一致しており , C_{Lrms} は良く一致している . また \bar{C}_p についてはレイノルズ数域が一桁異なるため単純に比較できないものの , 比較的近い値となっている . 以上から本解析は時間平均的には概ね妥当と言える .

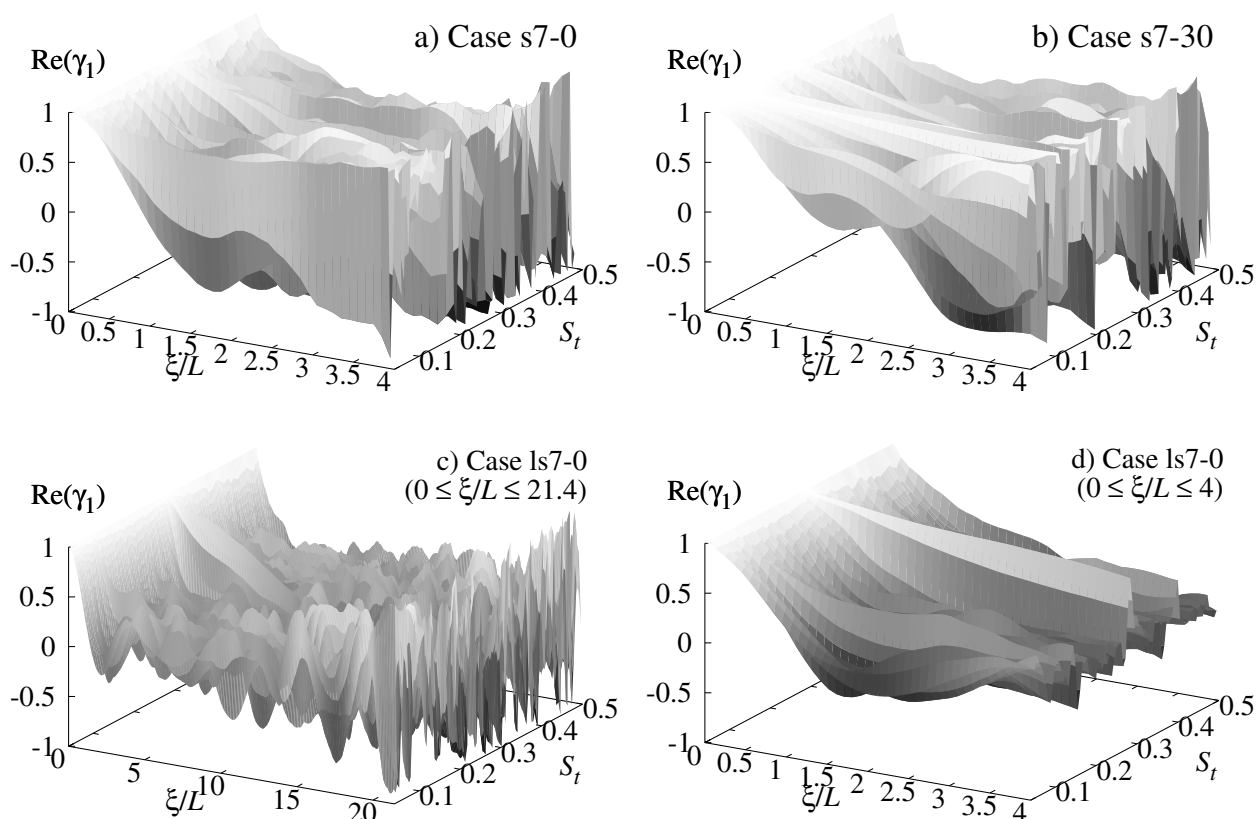
4.6.2 $|B_2|^2$ スパン方向平均値のピーク周波数

Table 4.6 に , 一般に Kármán 渦放出と連動して変動する , 主流に対しラテラル方向のスパン方向単位長さ当たり流体力のパワースペクトル $|B_2|^2$ のピークストローハル数を示す . Table 4.2 の実験結果と比較すると , 各ケースとも概ね 15% 程度高いピークストローハル数を示しているが , $\theta = 0$ より $\theta = 30^\circ$ のピークストローハル数が低下する特性は一致している .

4.6.3 流体力のスパン方向コヒーレンス

x_1 軸方向

一般に本問題のような柱状物体からの Kármán 渦放出問題では , 主流に対しラテラル方向の x_2 軸方向変動流体力が主たる音源となり , x_1 軸方向成分の寄与は小さい . しかしながら 4.3 節 , 4.4 節で行った風洞実験では得られなかった x_1 軸方向成分のコヒーレンスが得られるのは数値解析の大きな利点であり , x_1 軸方向成分コヒーレンス実部たる $\text{Re}(\gamma_1)$ についても本節で検討しておく . Fig. 4.36 には , 数値流体解析の結果から算出したスパン方向単位長さ当たり流体力の x_1 軸方向成分に関するスパン方向 2 点間コヒーレンス平均値である $\text{Re}(\gamma_1)$ を , スパン方向距離 ξ/L およびストローハル数

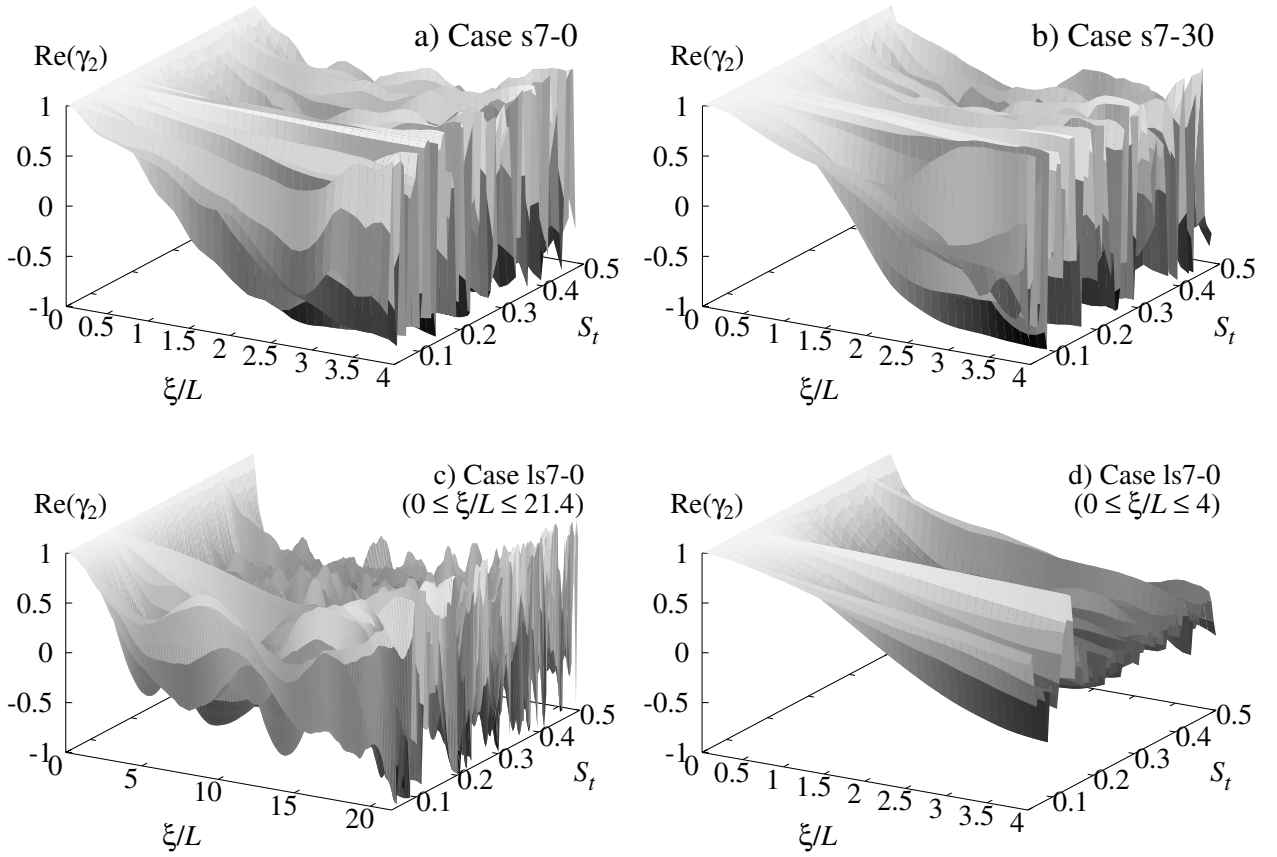
Fig. 4.36: Computed $\text{Re}(\gamma_1)$.

に対して示す．Fig. 4.36a, b に示す Cases s7-0, s7-30 では $\xi/L \leq 2$ の領域では ξ/L の増大に伴う $\text{Re}(\gamma_1)$ の減少が見られる．ただし $\xi/L = 2$ を超えると，Eq. (4.25) の平均化回数減少のため急速に不安定な振動となっている．Eq. (4.25) の平均化回数が多数となる Fig. 4.36c に示す Case ls7-0 では， $\text{Re}(\gamma_1)$ の分布は Cases s7-0, s7-30 より滑らかとなっている． $\xi/L \leq 4$ の区間を抽出した Fig. 4.36d では，概ね $\xi/L = 1$ で $\text{Re}(\gamma_1)$ が 0 となっていることがわかる．

x_2 軸方向

x_2 軸方向成分のコヒーレンス平均値 $\text{Re}(\gamma_2)$ を， $\text{Re}(\gamma_1)$ と同様にして数値流体解析結果から算出し，スパン方向距離 ξ/L およびストローハル数に対して Fig. 4.37 に示す．Fig. 4.37a, b に示す Cases s7-0, s7-30 では $\xi/L \leq 2$ の領域では風洞実験結果と同様に ξ/L の増大に伴う $\text{Re}(\gamma_2)$ の減少が見られるものの， $\xi/L > 2$ の領域では Eq. (4.25) の平均化回数減少のため不安定な振動となっている．ただし Kármán 渦放出周波数においては， ξ/L の全域にわたって 0.97 以上の非常に強い相関が見られる．負のコヒーレンスが見られるのは実験の場合と同様であるが，数値解析では特に ξ/L の大きな領域で強い負のコヒーレンスが観測される傾向にある．

Fig. 4.37c には Case ls7-0 における $\text{Re}(\gamma_2)$ を，Fig. 4.37d には Fig. 4.37c の $0 \leq \xi/L \leq 4$ の区間を

Fig. 4.37: Computed $\text{Re}(\gamma_2)$.

抽出して示す． $\xi/L > 15$ の区間では平均化回数減少のために振動が見られるのは Cases s7-0, s7-30 と同様である．ただし Fig. 4.37d に ξ/L の区間を Fig. 4.37a と同様にして示すと，解析スパン以外同一条件の Case s7-0 と比較して滑らかな $\text{Re}(\gamma_2)$ が得られており，Kármán 渦放出に対応する $\text{Re}(\gamma_2)$ のピークがより明瞭に観察される．

4.6.4 相関長さの推定結果

x_1 軸方向

非線形最小二乗法により Fig. 4.38 の $\text{Re}(\gamma_1)$ を Eq. (4.13) に適合させて得られた，スパン方向単位長さ当たり流体力の x_1 軸成分の相関長さ l_1 推定値を， L により基準化して Fig. 4.39 に示す．前節に述べた ξ/L の大きな領域における $\text{Re}(\gamma_1)$ の振動の問題から， $\xi < a/2$ の部分のみを適合に使用した．

Case s7-0 では目立ったピークは見られないが，Case s7-30 では $S_t = 0.13$ および 0.16 付近で $l_1/L = 6$ から 7.5 程度のピークが見られる．物体が受ける流体力の主要な変動成分は Kármán 渦放出の影響を受ける後流側と考えられるが，Case s7-0 では後流面が両側面からの対称な渦放出の影となるのに対し，Case s7-30 では片側の渦の影響をより強く受けるため，当該面の渦のコヒーレンスが反映された

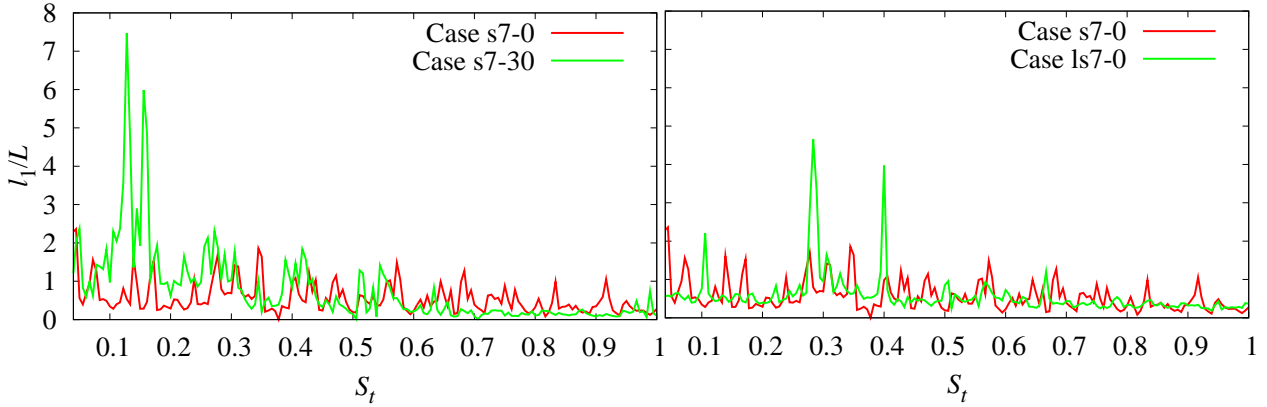


Fig. 4.38: Estimated coherent lengths l_1 . Case 7-0 plotted in both figures are the identical data.

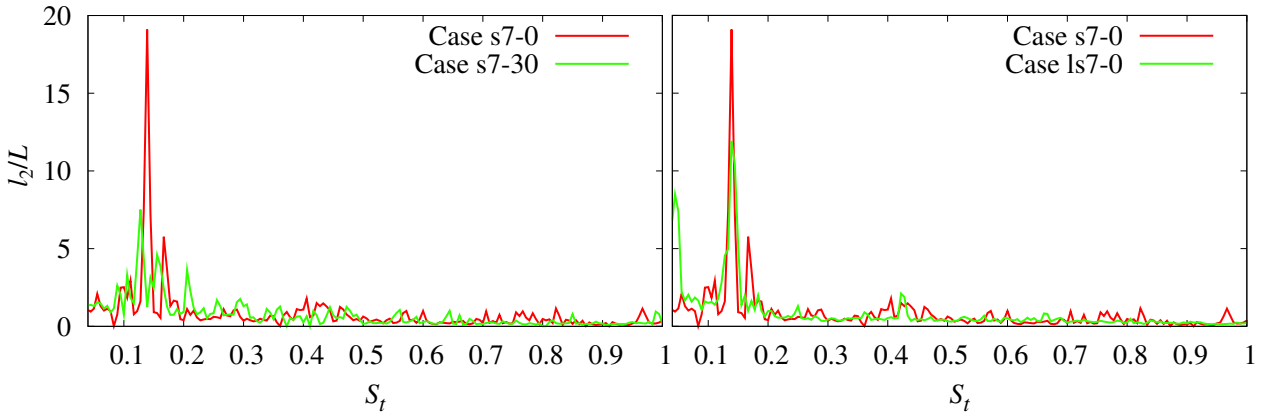


Fig. 4.39: Estimated coherent lengths l_2 . Case 7-0 plotted in both figures are the identical data. Note the difference in l_2/L scale against Fig. 4.38.

と考えられる．Cases s7-0, ls7-0 の比較では，Case ls7-0 において Kármán 渦放出周波数の倍周波数に対応する $S_t = 0.28$ 付近などに Case s7-0 に無いピークが見られる．

x_2 軸方向

Fig. 4.39 には， l_1 と同様にして Fig. 4.39 の $\text{Re}(\gamma_2)$ を Eq. (4.13) に適合させて得られたスパン方向単位長さ当たり流体力の x_2 軸成分の相関長さ l_2 推定値を， L により基準化して示す． l_1 と同様， ξ/L の大きな領域における $\text{Re}(\gamma_2)$ の振動の問題から， $\xi < a/2$ の部分のみを適合に使用した．

Case s7-0 を Fig. 4.20b の Case 7-0 における実験値と比較すると， $S_{t,\text{peak}}$ の値は実験値より概ね 15% 高く，Case 7-0 における l/L の最大値は 3 倍程度大きくなっている．長スパンの解析を行った Case ls7-0 でも倍程度となっており，数値解析では実験よりコヒーレンスが強くなる傾向にある．Cases 7-30 および s7-30 の比較でも同様な傾向である．原因としては数値解析では流入境界条件が完全な一様流であったのに対し，実験では風洞の吹出し気流に速度および圧力の乱れ成分が含まれるこ

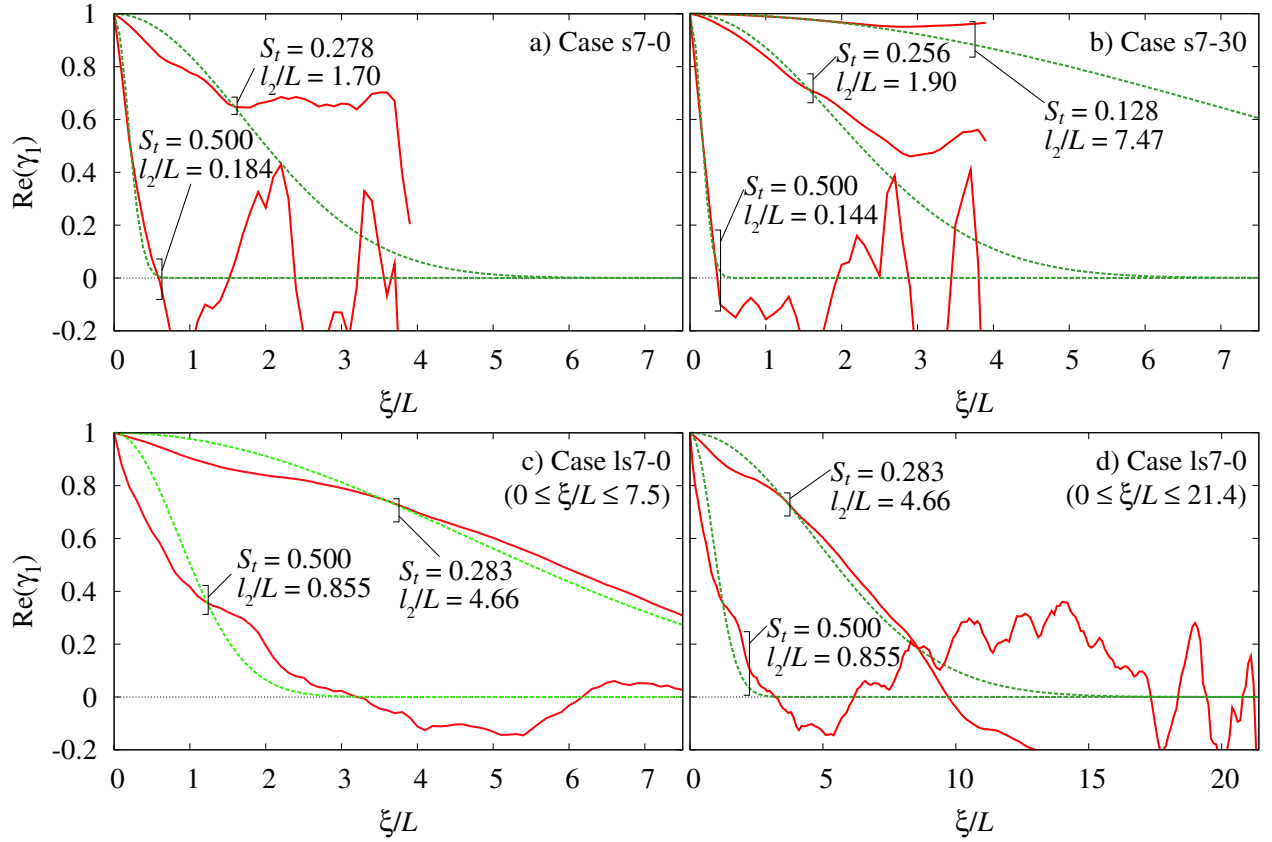


Fig. 4.40: —: Computed $\text{Re}(\gamma_1)$ plotted against ξ/L at representative Strouhal numbers. - - - : Their curve-fitted Gaussian functions. Estimated values of l_1/L are indicated in the figure. $\gamma(\xi_1)$ where $\xi/L \leq 2$ is used for curve-fitting.

と、数値解析は解析領域の上下端が free-slip 境界条件により閉じられているのに対し、実験ではオープンであるため閉塞効果が働かず、スパン方向の速度乱れ成分が生じやすいことが考えられる。

ただしいずれのケースでも Kármán 周波数で最大となっていること、また $\theta = 30^\circ$ の方がピークストローハル数、ピーク値ともに若干低下することといった定性的な特徴は良く再現している。

なお全スパンを解析した Case ls7-0 では、 x_1 軸、 x_2 軸方向ともに 4.4.6 節の実験結果で示したような極端に短い l_i の推定値が存在しない。21.4 L と長スパンの解析であるため γ_i のスパン方向平均回数が十分に確保されたこと、および最近傍のスパン方向 2 点間距離が実験の 0.5 L に対し数値解析では 0.1 L とごく近いため、最近傍 2 点間の変動流体力の類似度がより高まったためと考えられる。

4.6.5 ガウス分布に対する適合性

x_1 軸方向

x_1 軸方向変動流体力は一般に Kármán 渦放出周波数の倍周波数で最大となることから、Fig. 4.40 には、各ケースの当該周波数付近における $\text{Re}(\gamma_1)$ の算出結果、および l_1 の推定値から決定されるモ

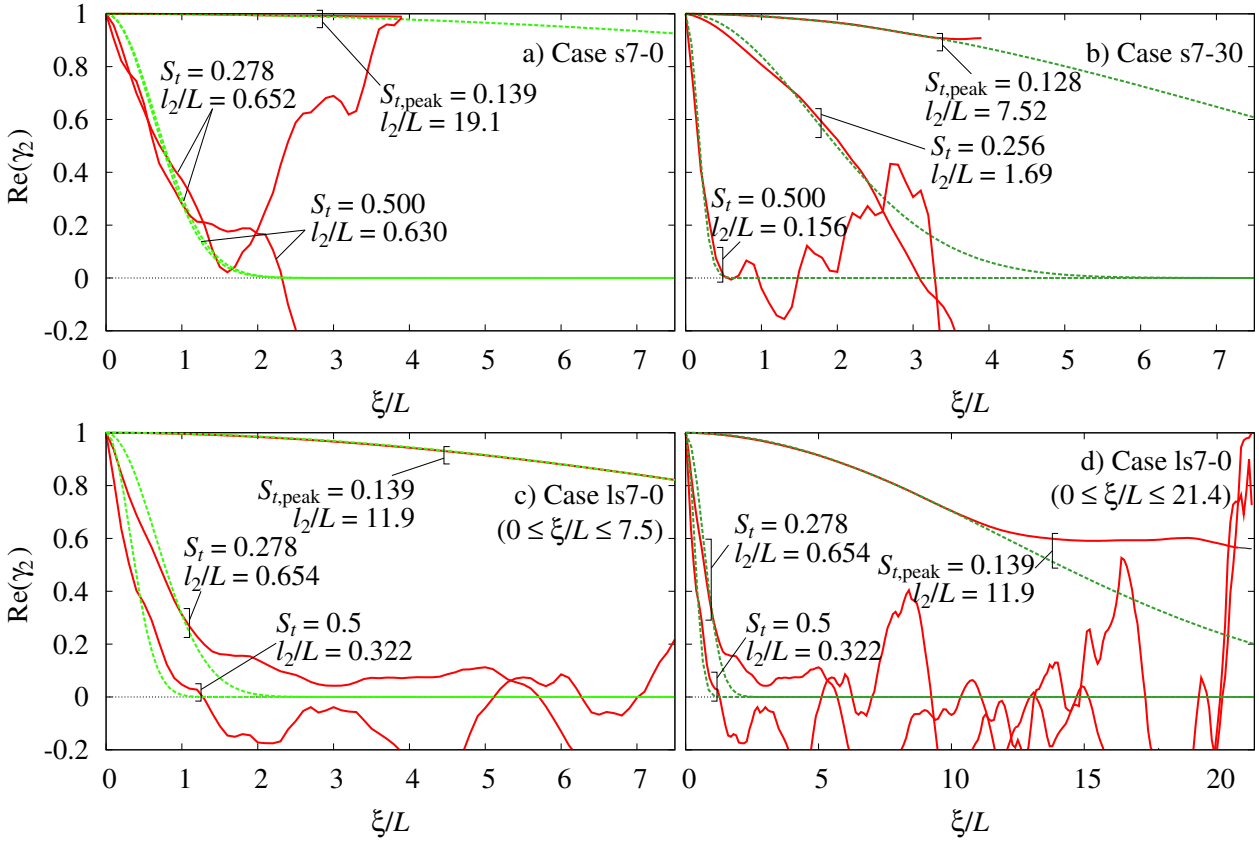


Fig. 4.41: —: Computed $\text{Re}(\gamma_2)$ plotted against ξ/L at representative Strouhal numbers. ---: Their curve-fitted Gaussian functions. Estimated values of l_2/L are indicated in the figure. $\gamma(\xi_2)$ where $\xi/L \leq 2$ is used for curve-fitting.

デル関数 Eq. (4.13) の関数形をプロットした．同時に高周波域の代表周波数として， $St = 0.5$ においても同様なプロットを行った．さらに Case s7-30 については，Kármán 渦放出周波数付近で l_1 の明確なピークが認められたため，当該周波数においても同様にプロットした．Kármán 渦放出周波数の倍周波数域については，Case ls7-0 を除いて若干の相関が見られる程度であり，Case ls7-0 についても後述の x_2 方向流体力の相関長さと比較すれば短い．高周波域では ξ/L の大きな領域で $\text{Re}(\gamma_1)$ 算出時のスパン方向平均回数が減少するため，特に Cases s7-0, s7-30 では振動する傾向にある．Case 7-30 の Kármán 周波数域については，全ケースで最大の相関長さとなっており，Kármán 渦の回り込みの影響が大きいことがわかる．

x_2 軸方向

Fig. 4.41 には，各ケースにおける l_2 が最大となるストローハル数 St_{peak} ，その倍周波数，および高周波域の代表周波数として $St = 0.5$ における $\text{Re}(\gamma_2)$ の算出結果を ξ/L に対してプロットし，さらに $\text{Re}(\gamma_2)$ に対し Eq. (4.13) に最も良く適合するように推定された相関長さ l_2/L の値，およびモデル関

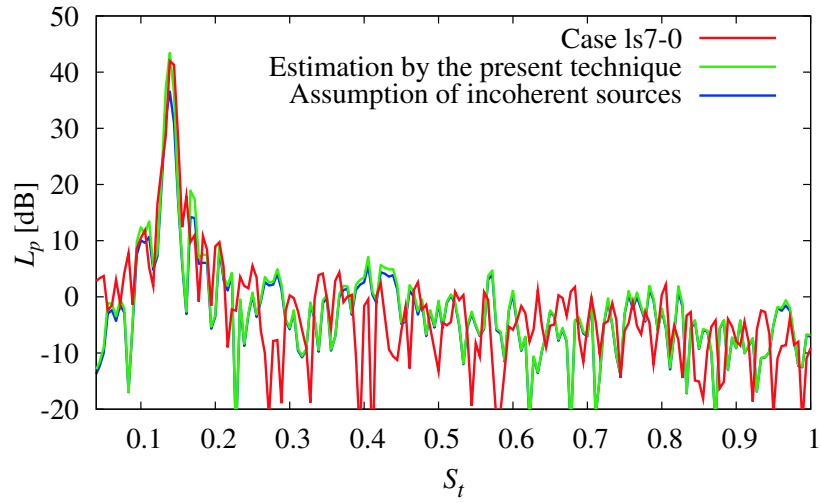


Fig. 4.42: Comparison of directly calculated sound pressure by Curle equation from full-span computation and estimated sound pressure by the present method from partial-span computation.

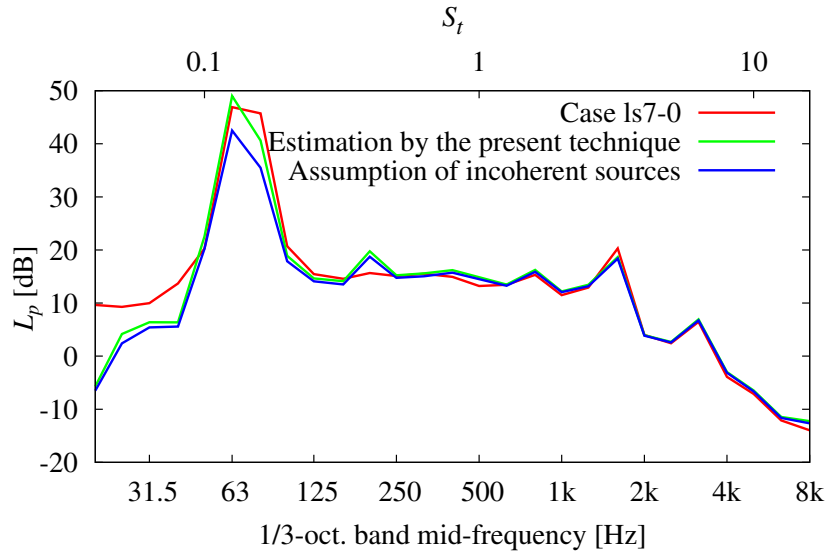


Fig. 4.43: 1/3-octave band averaged sound pressure shown in Fig. 4.42.

数 Eq. (4.13) の関数形を付記した。 ξ/L の小さな領域では Eq. (4.13) と良く一致しているが、いずれのケースでも高周波数になるほど ξ/L の増大に伴い急速に不安定になっている。

4.6.6 受音点音圧比較

Fig. 4.42 に、Case ls7-0 の解析結果から Curle の式によって直接得られる受音点音圧、Case 7-0 の解析結果から本推定手法によって得られる受音点音圧、また参考として Case 7-0 の解析結果から、スパン a の無相関な音源が b/a 個存在するとして得られた受音点音圧を示す。無相関音源を仮定した場合には Kármán 周波数付近で Case ls7-0 より 5 dB 程度低い推定値となっているのに対し、本推定手

Table 4.8: Computational loads required for computations with and without estimation method.

Process	CFD computation	Estimation procedure	Number of meshes
Processor	Hitachi SR8000/128	AMD Opteron 250	
Case ls7-0	441 hours, 2308 MBytes	—	4.9×10^6
Case s7-0 (with estimation)	87.5 hours, 452 MBytes	6.0 seconds, 15 MBytes	0.91×10^6
Ratio (ls7-0 / s7-0)	5.04, 5.11	—	5.35

法を適用した場合は非常に良い推定値が得られている。

Kármán 周波数より高周波域ではピーク・ディップが激しいため、Fig. 4.42 を 1/3 オクターブバンド毎に平均化した音圧レベルを Fig. 4.43 に示す。Case s7-0 における受音点音圧推定結果と Case ls7-0 を比較すると、 $S_t = 0.4$ 付近で若干の不一致が見られるのを除けば、非常に良く一致している。以上から、本手法により短スパンの解析結果から良好な受音点音圧推定値が得られることがわかる。

4.6.7 所要計算機負荷比較

Case ls7-0 の解析所要計算機負荷、Case s7-0 で推定手法を適用した場合の解析所要計算機負荷、および解析規模の目安としてメッシュ数を Table 4.8 に示す。数値流体解析は日立 SR8000/128 スーパーコンピュータのシングルノード (8 プロセッサ; ノード当たりピーク性能 8 GFlops) 共有メモリ型要素並列実行、本手法による音圧推定処理は Opteron 250 プロセッサ (クロック周波数 2.4 GHz) のシングルスレッド実行によって行った。数値流体解析の所要時間については、バッチジョブ投入キューの経過時間制限のために 1 ケースの解析を複数のジョブに分割して投入したため、途中計算状態保存および復元のオーバーヘッド、計算機障害・保守によるジョブリスタート等の要因により正確な所要時間算出が不可能であった。そのため Case ls7-0 については最初の 20 無次元時間、Case s7-0 については最初の 100 無次元時間の所要時間から全解析区間の 220 無次元時間の所要時間を概算した結果である。

所要時間および所要メモリとも、ほぼ解析規模に比例した負荷となっている。また推定手法の所要負荷は数値流体解析の所要負荷と比較して無視し得る程度である。したがって本推定手法によれば、両ケースにおける流体解析規模の差異に概ね比例した所要負荷の低減が可能であり、本ケーススタディにおいてはおよそ 1/5 に低減されている。

4.7 まとめ

本章では柱状物体周り流れによる物体表面変動圧力のスパン方向コヒーレンスにガウス分布型関数を想定し、相関長さとは放射空力音強度の関係を理論的に示した。本理論により、スパン方向の流れ性状が一様であるとの条件のもと、部分スパンの数値解析結果からの全体放射音圧推定法を示した。

スパン方向コヒーレンスのガウス分布型関数の仮定の妥当性に関して, $Re = 4.62 \times 10^3 - 9.24 \times 10^3$, 迎え角 $0 - 30^\circ$ の風洞実験および $Re = 6.47 \times 10^3$ の数値解析により比較検討した. 結果は以下のとおりである.

1. コヒーレンスのスパン方向平均値については, スパン方向の 2 点間距離に対してガウス分布型関数の仮定が概ね妥当な結果であった.
2. 推定された相関長さは最大値の得られるストローハル数が実験値と数値解析で概ね 15% 程度の差であり, 迎え角による変化の定性的な特徴は一致した. しかしながら推定値には大幅な差が見られた. 実験と数値解析の流れ性状の差異が原因と考えられるが, さらなる検討が必要である.
3. 風洞実験において計測された受音点音圧と表面圧力変動から本手法により推定された受音点音圧の比較を行い, Kármán 周波数付近ではほぼ一致した. Kármán 周波数より高周波域では, 推定結果の方が若干高めの推定値を示すものの, スパン方向完全無相関を想定した場合と比較すると非常に良好な推定結果であった.
4. 本手法の結果と従来から提案されている加藤らの手法による推定結果を比較したところ, 本手法が短スパンの解析においてもより優れた推定結果であった.
5. スパン方向コヒーレンスの実測結果および数値解析結果の比較では, 数値解析結果の方が強いコヒーレンスが算出されるものの, 周波数特性の定性的傾向は良く一致した.
6. 解析スパン $4L$ の数値解析結果に本推定手法を適用して解析スパン $21.4L$ からの放射音を推定した結果と実際に $21.4L$ の解析を行った結果を比較し, 良好な対応を得た.
7. 両数値解析における解析負荷の比較から, 本解析例においては解析負荷がおよそ $1/5$ に低減された.

なお本手法の発展として, 3.4 節の解析では全ての物体上で同相の変動流体力を仮定していた, 柱列としてモデル化される物体の解析において, 本手法と同様な手続きにより物体間の流体力の位相相関が考慮することが可能である. すなわち, 数本の柱状物体周り流れの解析結果から, 多数の柱状物体からの放射音を推定する手法が構築可能であり, 次章で検討を行う.

Appendix

A スパン方向コヒーレンスのより精密なモデル化

本研究では $\text{Re}(\gamma)$ が Eq. (4.13) に従うとしたが, 文献 [52, 107] では $|\gamma(\xi)|$ は l および s をパラメータとする関数 $e^{-(\xi/l)^s}$ に従うとされている. この場合は 4.2.1 節と同様の考察により

$$\text{Re}\{\gamma(\xi)\} \approx \exp \left\{ - \left(\frac{\xi}{l} \right)^s \right\}$$

が仮定され, Eq. (4.14) および Eq. (4.15) に対応する式は以下となる.

$$I_s \propto h(a, l, s),$$

$$h(a, l, s) = \frac{2l}{s} \left[l\Gamma \left\{ \frac{2}{s}, \left(\frac{a}{l} \right)^s \right\} - a\Gamma \left\{ \frac{1}{s}, \left(\frac{a}{l} \right)^s \right\} + l - a\sqrt{\pi} \right].$$

ただし Γ は不完全ガンマ関数である.

Fig. 4.21 および Fig. 4.41 から, Kármán 渦放出周波数の倍音成分については $s = 1.5$ 前後とすることで図中の推定式より高精度な近似が得られると考えられるが, そのような精度向上の得られる周波数域が限られることから, 実用上は簡便な Eq. (4.13) で充分と判断した.

第5章 音源物体間相関を利用した柱列からの全体放射音圧推定法

5.1 序

5.1.1 推定法提案の背景

第3章のベランダ手摺子からの放射音解析において、柱列をなす全物体に対して同相の変動圧力を仮定した点については疑問が残った。

一方で、第4章では単独の柱状物体からの空力音放射問題について、部分スパンにおける流体解析結果から全スパンの放射音圧を推定する手法を提案および検証した。本手法の展開として、互いにある程度の相関を有する多数の音源物体からの音響放射問題においても同様な推定法が考えられる。すなわち、屋外手摺子、ルーバ、熱交換器などの柱列形状物体からの空力音放射問題においては、流入風性状が統計的に一樣であれば、柱列を構成する各物体上の音源は、互いに完全な同相でないにせよ、何らかの相関を有すると考えられる。もしそのような相関が存在すれば、第4章において柱状物体のスパン方向に対して適用した手法と同様な放射音圧推定法を、柱列方向に対して拡張することが可能であり、柱列形状物体からの空力音予測における計算機負荷の大幅な低減が可能となる。

本章ではまず、そのような推定法に関する基礎理論の構築を行う。つぎに、本推定法においては各物体にかかる流体力の物体間コヒーレンスのモデル化が必要となるため、角柱列周り流れの数値解析を通してどの程度のコヒーレンスを有するかを調べる。この結果から物体間相関のモデル式を導出し、受音点音圧の推定結果から本手法の有効性を検討する。

5.1.2 既往研究

柱列からの空力音放射と類似した問題として、プロペラからの騒音、ターボジェット・ターボファンエンジンのファンブレードから発生する空力音 [40] が挙げられる。これらの理論解析 [23, 24] においては、音源物体であるプロペラあるいはブレードは回転方向の周期性を利用した無限翼列として扱われ、またプロペラ軸を中心とした移動回転座標系と、静止した観測点を含む静止座標系の取り扱いが含まれる。そのためにやや複雑な理論であり、また周期的な無限翼列が波数空間へのフーリエ級数展開で表現される、本質的に周期性を利用したモデル化となっている。したがって本章で検討される有限個の柱列からの放射音圧推定には適さない。このことから、有限個柱列に対応し、簡便で適用性の高い理論の構築が望まれる。

一方、柱状物体列が受ける流体力の性状そのものの解明を目指した研究としては、主流方向にごく

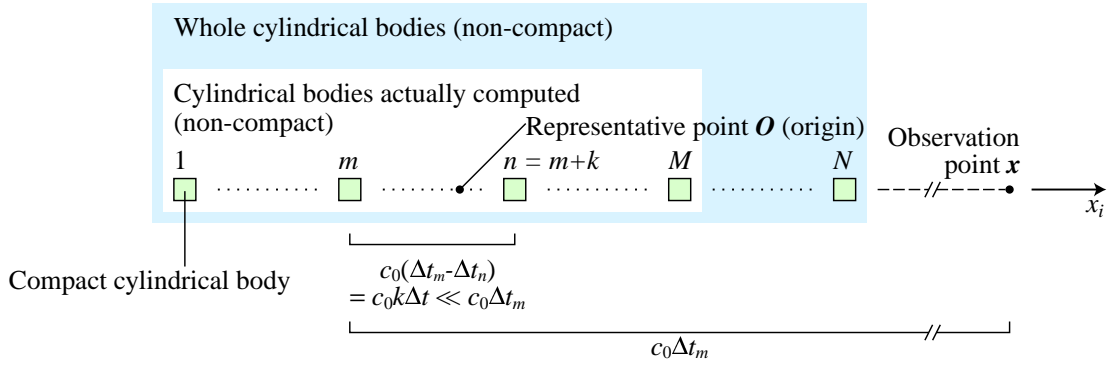


Fig. 5.1: Schematic of a row of cylindrical bodies.

近接して並んだ2円柱の受ける非定常流体力 [111] および放射音 [57] のような基礎的な研究のほか，原子炉熱交換器などの管群の振動対策を目的として，円柱列 [112, 113]・円柱群 [114, 115, 116] に作用する流体力，とりわけ流体力学的励振力による振動機構の解明に関する研究が行われている．また角柱列に関しては，高層建築物およびその付帯物の受ける空気力の解明を目的とした研究 [117] がある．この研究では非定常流体力の Kármán 周波数成分に特に着目して，柱状物体間の位相関係が簡単に考察されている．しかしながら，本研究で提案するような音圧推定法において必要となる，全周波数域にわたる物体間距離と流体力コヒーレンスの詳細な関係は得られていない．従って本章では，Kármán 周波数以外の周波数域も含めて，各物体に働く音源流体力の物体間コヒーレンスについて検討を行う．

5.2 推定法の理論

5.2.1 複数の音源物体による音の強さ

柱状物体上音源のスパン方向相関を用いた全スパンからの放射音圧推定法を示した第4章からの類推により，以下のように物体間の相関を考慮する．

Fig. 5.1 のように，スパン方向および柱列方向に主流速度が一定で，乱れの性質が統計的に一様かつ定常な流体中に置かれた， N 個の同一形状の柱状物体が等間隔に配置された物体列からの空力音放射問題を考える．柱列両端部における端部効果の影響は無視する．簡単のため，柱状物体は x_i 座標軸上に並んでいるとし，音源となる変動流体力の x_i 座標軸成分のみを考える．原点は物体列中心に取る．さらに，それぞれの物体はコンパクトであることを仮定して，各部から x_i 座標軸上に置かれた受音点 x への遅延時間差は無視するが，柱列全体は必ずしもコンパクトでないと考えられるため，物体間の遅延時間差は考慮する．ただし各物体表面上の音源パワーは等しく，かつ柱列全体の大きさは音源代表点-受音点間距離に比較して小さいとする．すなわち，受音点に到達する各物体からの音響強度の寄与は概ね等しいとする．

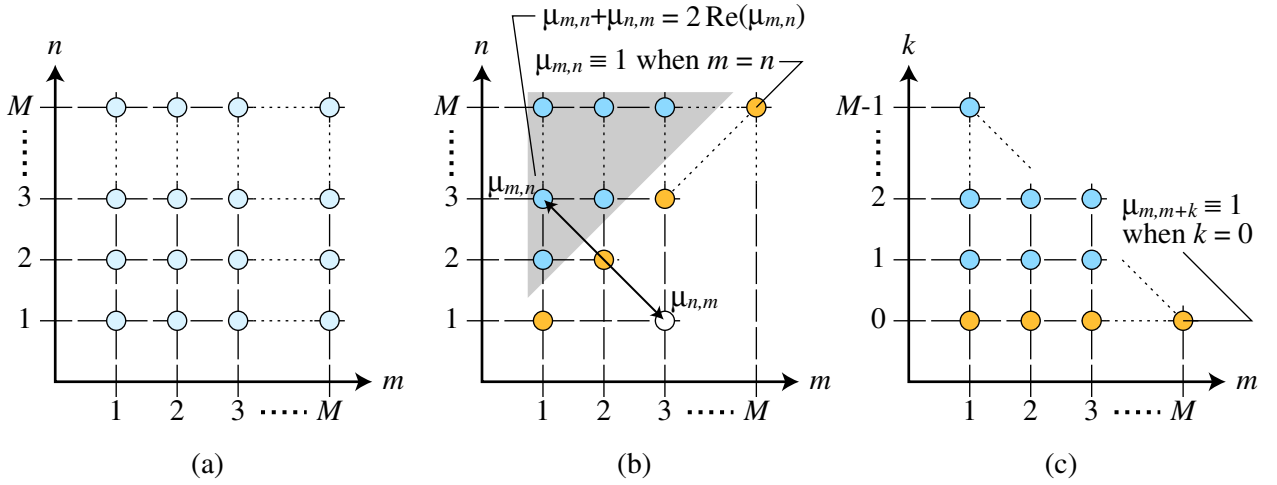


Fig. 5.2: Summed pairs of (m, n) and (m, k) . (a), (b) and (c) each correspond to Eqs. (5.3), (5.6) and (5.7). Lighter blue points denotes summed $\hat{\mu}_{m,n}$ in Eq. (5.3), darker blue denotes summed $2 \operatorname{Re}(\hat{\mu}_{m,n})$ and $2 \operatorname{Re}(\hat{\mu}_{m,m+k})$ in Eqs. (5.6) and (5.7). Yellow points denotes coherence is identically unity.

柱状物体列のうち，解析領域内の M 個の物体から受音点に到達するアンサンブル平均的な音の強さの周波数 f 成分 $\bar{I}_s(\mathbf{y}, f)$ は，以下となる．

$$\begin{aligned} \bar{I}_s &\propto \left(\sum_{m=1}^M F_m e^{-i2\pi f \Delta t_m} \right)^* \left(\sum_{n=1}^M F_n e^{-i2\pi f \Delta t_n} \right) > \\ &= \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M \langle F_m^* F_n \rangle e^{-i2\pi f (\Delta t_n - \Delta t_m)} \end{aligned} \quad (5.1)$$

ここで Δt_m は m 番目の物体から受音点への遅延時間， F_m は m 番目の物体全体にかかる x_i 軸方向流体力の周波数 f における成分，すなわち

$$F_m = \int_{S_m} n_i(\mathbf{y}) p(\mathbf{y}, f) dS_m, \quad (5.2)$$

ただし S_m は m 番目の物体の表面全体， \mathbf{y} は S_m 上の点， $n_i(\mathbf{y})$ は点 \mathbf{y} における物体表面単位法線ベクトルの x_i 軸成分， $p(\mathbf{y}, f)$ は点 \mathbf{y} において物体が流体から受ける圧力である．

Eq. (5.1) を， m 番目と n 番目の物体それぞれの音源流体力のコヒーレンス

$$\hat{\mu}_{m,n} = \frac{\langle F_m^* F_n \rangle}{\sqrt{\langle |F_m|^2 \rangle} \sqrt{\langle |F_n|^2 \rangle}} \quad (5.3)$$

によって表すと， $\langle |F_m|^2 \rangle \approx \langle |F_n|^2 \rangle$ を仮定しているため，Eq. (4.7) と同様にして以下のようになる．

$$\bar{I}_s \propto \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M \hat{\mu}_{m,n} e^{-i2\pi f (\Delta t_n - \Delta t_m)} \quad (5.4)$$

上式の二重級数による総和区間を Fig. 5.2(a) に示す．ここで $\hat{\mu}_{m,n}$ についても Eq. (4.8) と同様に

$$\hat{\mu}_{m,n}e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} + \hat{\mu}_{n,m}e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_m - \Delta t_n)} = 2 \operatorname{Re} \left\{ \hat{\mu}_{m,n}e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} \quad (5.5)$$

の関係が成り立つ (Appendix A 参照) から, Fig. 5.2(b) 右下三角部を左上三角部 (灰色で塗った部分) をにまとめることができ, さらに $m = n$ のとき $\hat{\mu}_{m,n} \equiv 1$ であることから対角項 (Fig. 5.2(b) の黄色で示した部分) がまとめられて, Eq. (5.4) の総和は以下のように置き換えられる．

$$\begin{aligned} \bar{I}_s &\propto 2 \sum_{n=2}^M \sum_{m=1}^{n-1} \operatorname{Re} \left\{ \hat{\mu}_{m,n}e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} + \sum_{n=1}^M \mu_{n,n} \\ &= 2 \sum_{n=2}^M \sum_{m=1}^{n-1} \operatorname{Re} \left\{ \hat{\mu}_{m,n}e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} + M . \end{aligned} \quad (5.6)$$

さらに, 上式外側の和の n を n と m の差

$$k = n - m \quad (k \geq 0)$$

で置き換えると, Eq. (5.4) は次式のようになる (Fig. 5.2(c)) .

$$\begin{aligned} \bar{I}_s &\propto 2 \sum_{k=1}^{M-1} \sum_{m=1}^{M-k} \operatorname{Re} \left(\hat{\mu}_{m,m+k}e^{-\iota 2\pi f k \Delta t} \right) + M \\ &= 2 \sum_{k=1}^{M-1} \operatorname{Re} \left(e^{-\iota 2\pi f k \Delta t} \sum_{m=1}^{M-k} \hat{\mu}_{m,m+k} \right) + M . \end{aligned} \quad (5.7)$$

ただし Δt は隣接物体間の遅延時間差であり,

$$\Delta t_n - \Delta t_m = k \Delta t$$

である．

ここで互いに k 個離れた物体の音源流体力コヒーレンス $\hat{\mu}_{m,m+k}$ を, 柱列全体にわたって平均した値 $\hat{\gamma}_k$ を

$$\hat{\gamma}_k = \frac{1}{M-k} \sum_{m=1}^{M-k} \hat{\mu}_{m,m+k} \quad (5.8)$$

のように表すと, \bar{I}_s は以下となる．

$$\bar{I}_s \propto 2 \sum_{k=1}^{M-1} (M-k) \operatorname{Re} \left(\hat{\gamma}_k e^{-\iota 2\pi f k \Delta t} \right) + M \quad (5.9)$$

5.2.2 物体間コヒーレンスモデルの導入

Eq. (5.8) で定義されたコヒーレンス平均値 $\hat{\gamma}_k$ をモデル化することになる．4章のスパン方向推定法においては， $\hat{\gamma}_k$ に相当するモデル関数の実部 $\text{Re}(\gamma)$ について，既往文献に倣って Eq. (4.13) に示すようなガウス分布型関数を仮定したが，ここで問題としているような柱状物体列における物体間相関を表す $\hat{\gamma}_k$ として適当なモデル関数を示した文献はみられない．従って $\hat{\gamma}_k$ のモデル関数については，後の 5.5 節において，柱列周り流れの数値流体解析結果から検討を行う．ここではまず \bar{I}_s を $\hat{\gamma}_k$ によって表すこととすると， $\text{Re}(\hat{\gamma}_k e^{-i2\pi f k \Delta t})$ は

$$\text{Re}(\hat{\gamma}_k e^{-i2\pi f k \Delta t}) = \text{Re}(\hat{\gamma}_k) \cos(2\pi f k \Delta t) + \text{Im}(\hat{\gamma}_k) \sin(2\pi f k \Delta t) \quad (5.10)$$

であるから，さらに上式を Eq. (5.9) に代入すると

$$\bar{I}_s \propto \hat{h}(M, \hat{l}), \quad (5.11)$$

$$\hat{h}(M, \hat{l}) = 2 \sum_{k=1}^{M-1} (M-k) \{ \text{Re}(\hat{\gamma}_k) \cos(2\pi f k \Delta t) + \text{Im}(\hat{\gamma}_k) \sin(2\pi f k \Delta t) \} + M. \quad (5.12)$$

本章の定式化では物体間の受音点への遅延時間差による位相差を考慮していることから，4章の場合と異なり，上式のように $\hat{\gamma}_k$ の虚部についてもモデル化が必要である．

5.2.3 全座標軸成分の考慮

前節までは 1 座標軸方向成分のみについて考えたが，4.2.3 節での考察と同様，実際の受音点音圧予測には全座標軸方向成分が必要となる．また音源 - 観測点間距離など各種の係数も考慮して，観測点 \mathbf{x} における音圧二乗値 $\langle |p(\mathbf{x}, f)|^2 \rangle$ を導出する．

Eq. (4.16) と同様にして， $\langle |p(\mathbf{x}, f)|^2 \rangle$ は以下のように表される．

$$\begin{aligned} \langle |p(\mathbf{x}, f)|^2 \rangle &= \left\langle \left(-\frac{i f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \sum_{m=1}^M F_{m,i} e^{-i2\pi f \Delta t_m} \right)^* \left(-\frac{i f}{2c_0} \frac{x_j}{x^2} \sum_{n=1}^M F_{n,j} e^{-i2\pi f \Delta t_n} \right) \right\rangle \\ &= \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right) \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_j}{x^2} \right) \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \langle F_{m,i}^* F_{n,j} \rangle e^{-i2\pi f (\Delta t_n - \Delta t_m)} \end{aligned} \quad (5.13)$$

ただし前節と同様，音源物体列は音源 - 受音点間距離と比較して十分小さいことを仮定し，物体列代表点から受音点の距離を音源 - 観測点間の距離とした． $F_{m,i}$ は m 番目の物体にかかる i 番目座標軸方向の流体力であり

$$F_{m,i} = \int_{S_m} P_{m,i} dS_m, \quad (5.14)$$

ただし， S_m は m 番目の物体表面， $P_{m,i}$ は S_m にかかる流体力の i 番目座標軸方向余弦である．

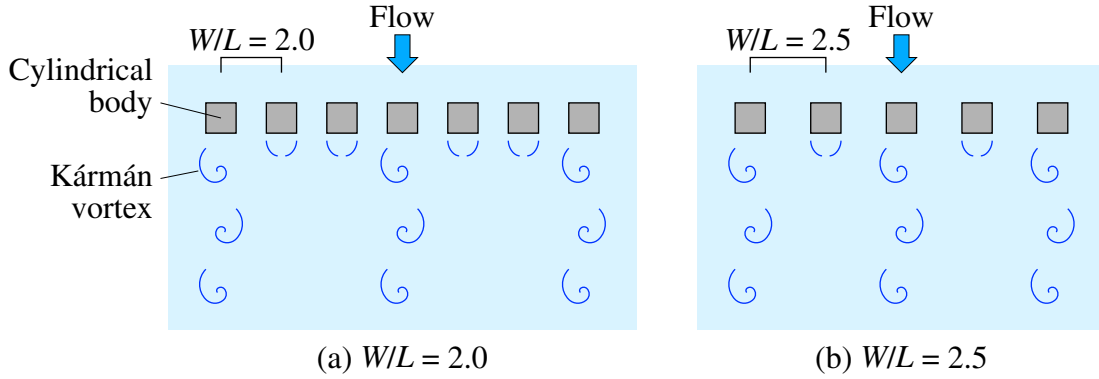


Fig. 5.3: Generation of Kármán vortices by cylindrical bodies (from the reference [117]).

ここで簡単のため、観測点をいずれかの座標軸上にとった場合、 x_i の当該座標軸以外の成分は 0 となるから、Eq. (5.13) の i 番目以外の座標軸成分に関する項および各座標軸成分間のクロス項を無視することができる。したがって Eq. (5.13) は以下のように簡略化される。

$$\langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^M \langle F_{m,i}^* F_{n,i} \rangle e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \quad (5.15)$$

上式は Eq. (5.1) と同様の形式であるから、観測点音圧に関する各座標軸成分ごとの相関距離 \hat{l}_i および Eq. (5.11)、Eq. (5.12) に対応する関数 $\hat{h}(M, \hat{l}_i)$ によって以下のように表される。

$$\langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \bar{F}_i^2 \hat{h}(M, \hat{l}_i), \quad (5.16)$$

ここで \bar{F}_i は、物体 m にかかる x_i 方向変動流体力パワーのアンサンブル平均値であり、全物体にわたって一様を仮定しているが、実現象では多少の変動があると考えられることから、全物体の平均を取って以下のように算出する。

$$\bar{F}_i^2 = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \langle |F_{m,i}|^2 \rangle \quad (5.17)$$

である。

5.2.4 コヒーレンス平均値 $\hat{\gamma}_k$ の算出法

4.2.7 節に述べたスパン方向のコヒーレンス平均値算出の場合は、Eq. (4.6) におけるアンサンブル平均操作を省略して Eq. (4.11) のスパン方向平均操作のみを行った。しかしながら物体間のコヒーレンス算出の場合は、数値解析においてアンサンブル平均操作を省略できるだけの物体数を確保することは計算機負荷の点で非効率であるため、Eq. (5.3) のアンサンブル平均操作を省略せず、Eqs. (5.3)、(5.8) のとおり計算する。

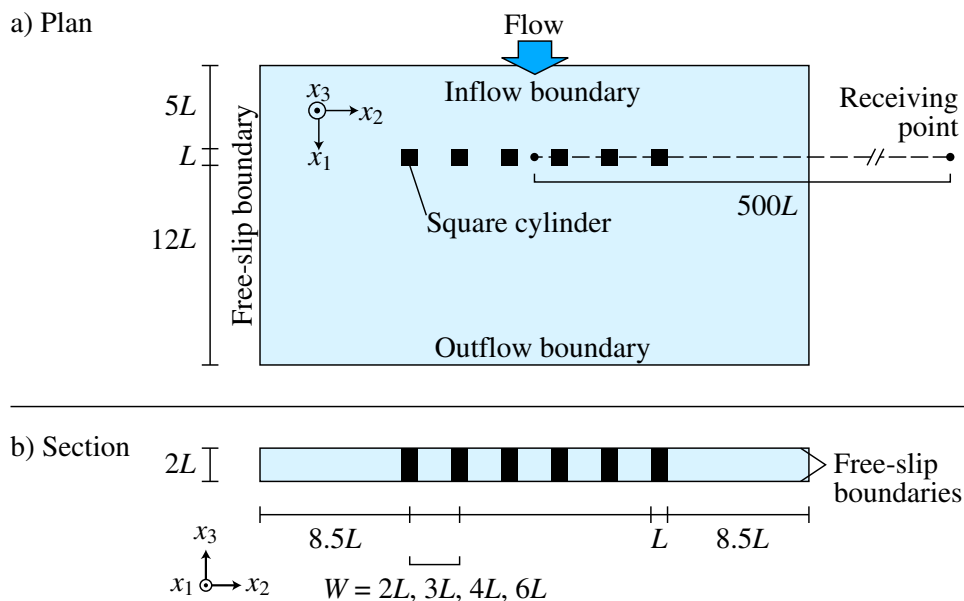


Fig. 5.4: Geometry of computational domain.

Table 5.1: Computational conditions.

Parameter	Value
Reynolds number, Re	6.47×10^3
Spacings between cylinders, W	$2L, 3L, 4L, 6L$
Number of grids, $x_1 \times x_2 \times x_3$	$131 \times 510-704 \times 20$
Time span	$380L/U$
Time step	$1 \times 10^{-3}L/U$
Minimum grid width	$0.016L-0.018L$
Smagorinsky constant	0.13

5.3 数値解析

5.3.1 解析の目的

柱状物体列周り流れ問題において，隣接する柱状物体間の距離により空力音源となる物体表面の圧力変動の物体間コヒーレンスが変化することは容易に予想される．物体間隔が狭くなるほど，物体間のコヒーレンスは何らかの相関を持つようになるであろう．また文献 [117] では，柱状物体の中心間距離 W と断面辺長 L の比である角柱間隔比 W/L が 3 以下となると，カルマン渦の放出が明確に観察される物体と観察されない物体が存在するようになるなど，流れ性状が変化することが指摘されている (Fig. 5.3)．しかしながら，このような流れ性状の変化が，空力音源となる物体表面の圧力変動の物体間コヒーレンスにどのような影響を与えるかは明らかでない．そこで物体間隔の異なる 4 ケースの柱状物体列周り流れの数値解析を行い，物体間隔とコヒーレンスの影響を調べる．

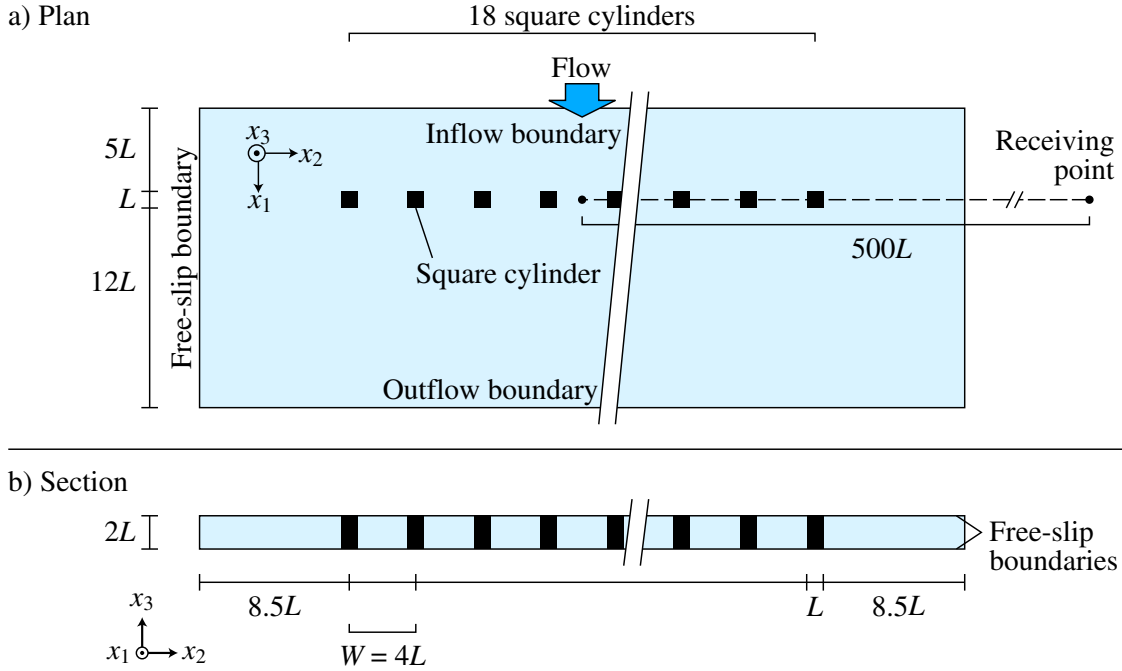


Fig. 5.5: Geometry of computational domain for reference case (full computation).

Table 5.2: Computational conditions for reference case.

Parameter	Value
Spacings between cylinders, W	$4L$
Time span	$211L/U$
Number of grids, $x_1 \times x_2 \times x_3$	$131 \times 1698 \times 20$

さらに推定法実証のため、物体数を3倍として推定法を適用せず解析を行い受音点音圧を算出した結果と、上記の代表的なケースに対し推定法を適用し受音点音圧を算出した結果を比較する。

5.3.2 解析条件

解析手法は2で述べたとおりである。解析領域および主要なパラメータを Fig. 5.4 および Table 5.1 に示す。解析物体数 $M = 6$ の柱状物体列について、柱状物体（角柱）の中心間距離 W を角柱断面辺長 L に対し $2L$, $3L$, $4L$, $6L$ の4種に変化させ、4章の実験における吹出し口風速 $U = 7 \text{ m/s}$ のケースに相当するレイノルズ数 $Re = 6.47 \times 10^3$ を与えた。総物体数は $N = 18$ を仮定する。流入風向は物体列に正対する1方向とし、解析開始後、初期条件の影響が流れ去ったと見られる一様風速 U および物体断面辺長 L による無次元時刻 $T = 20$ までを助走計算とし、以後無次元時間380の解析を行った。Eq. (5.3) に示す物体間コヒーレンス $\hat{\mu}_{m,n}$ の算出に必要な物体表面流体力のアンサンブル平均操作については、無次元時間84.35の区間を50%のオーバーラップ率およびHanning窓処理によって抽

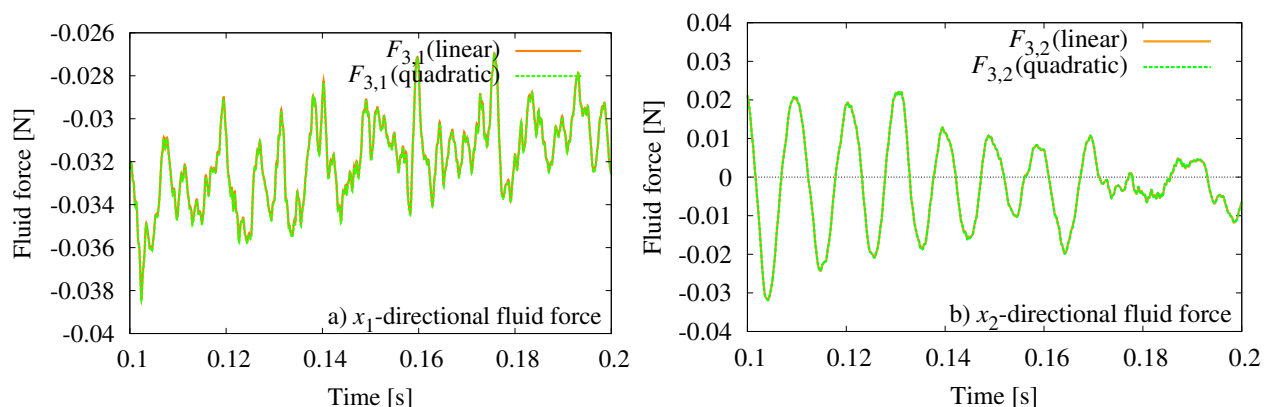


Fig. 5.6: Comparisons of surface fluid force (total of surface pressure) calculated by linear and quadratic extrapolation methods.

出し，周波数分析結果に対して 8 回のアンサンブル平均を行った [118, 119]．表面変動流体力の算出にあたっては，前章まで使用した Eq. (2.58) の表面最近傍セル 1 点の圧力による補外に代わり，Eq. (2.61) の 2 点による補外を使用した．音源流体力の周波数分析には前章までの FFTPACK に代わり，より高速かつ高精度な FFTW ライブラリ [120] を使用した．相関距離の最小二乗推定に MINPACK を使用したのは前章と同様である．

さらに推定手法の精度実証のため，総物体数 $N = 18$ の流体解析を行った．解析領域は Fig. 5.5 に示すとおりとし，物体中心間距離は $W = 4L$ の 1 ケースとし，解析条件は Table 5.2 に示す差異を除き Table 5.1 と同様である．解析上の無次元時間を $M = 6$ の場合と同様に確保すると所要解析負荷が過大となるため， $T = 211$ までの解析としてアンサンブル平均回数を 4 回とした．以後，本ケースを基準ケースと呼ぶ．

なお 4 章で提案したスパン方向の推定法および本手法を同時適用することも考えられるが，本手法の効果のみを見るため，スパン方向の音圧推定法は適用しなかった．両推定法の同時適用については 6 章で検討する．

5.4 結果 (コヒーレンスの算出)

5.4.1 補外手法の比較

2.2.5 節に示したとおり，前章まで表面変動圧力算出に使用した Eq. (2.58) の直線補外式に代わり，本章では Eq. (2.61) の 2 次関数による補外を使用した．両補外手法比較のため， $W = 3L$ の場合における $m = 3$ の角柱 (Fig. 5.4 に示す左から 3 番目の角柱) における表面流体力 $F_{3,1}$, $F_{3,2}$ (Eq. (5.14) に示す表面変動圧力の面積分) の時系列を両手法によって求めた結果を，Fig. 5.6 に示す．両手法の補外結果は仔細に比較すれば極大部・極小部で僅かな差が有るものの，その他の部分ではほぼ一致し

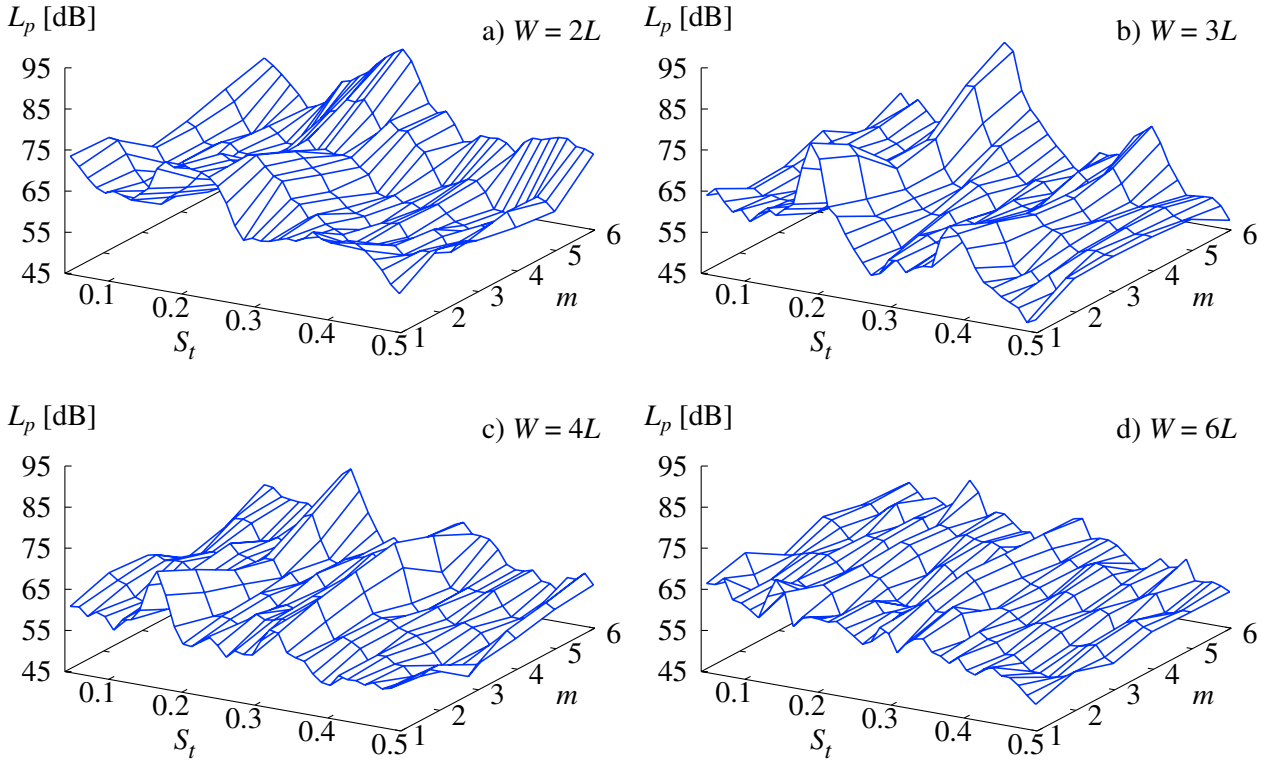


Fig. 5.7: Power spectral density distributions of x_1 directional surface pressures on each body.

ており，補外結果に実質的な差は無いと言える．

5.4.2 変動圧力のパワー

Fig. 5.7 に， x_1 軸に垂直な面（主流に垂直な面）にかかる変動圧力（流体力）のパワースペクトル密度関数の音圧レベル換算値を各物体ごとに示す． $W = 3L, 4L$ のケースでは， $S_t = 0.2$ 前後の Kármán 渦放出に対応する周波数成分，およびその倍周波数成分が観察される．Kármán 周波数成分については両ケースとも両端の物体が最も大きくなっていることから，柱列端の物体で Kármán 渦放出が非対称となる，いわゆる端部効果によるとみられる．倍周波数成分については，主流に平行な両対向面から交互に発生する Kármán 渦の後流面への巻き込みによるとみられる．

Fig. 5.8 には x_2 軸に垂直な面（主流に平行な面）にかかる変動圧力のパワースペクトル密度関数の音圧レベル換算値を各物体ごとに示す．物体の中心間距離 $W = 2L$ 時には Kármán 周波数に対応するパワーのピークはそれほど明確でないが， W の増大にともないピークが明確となり $W = 4L$ で最も明確となっている．物体の位置によるパワーについては， $W = 2L$ 時に $n = 2, 5$ の物体において若干パワーが強い傾向にあり，Fig. 5.3 に類する現象の発生が示唆される．一方 $W = 3L$ 以上のケースでは，物体間でほとんど差が見られない．

パワーがピークとなるストローハル数については， $W = 4L$ 時に $S_t = 0.16$ 前後， $W = 2L$ 時に

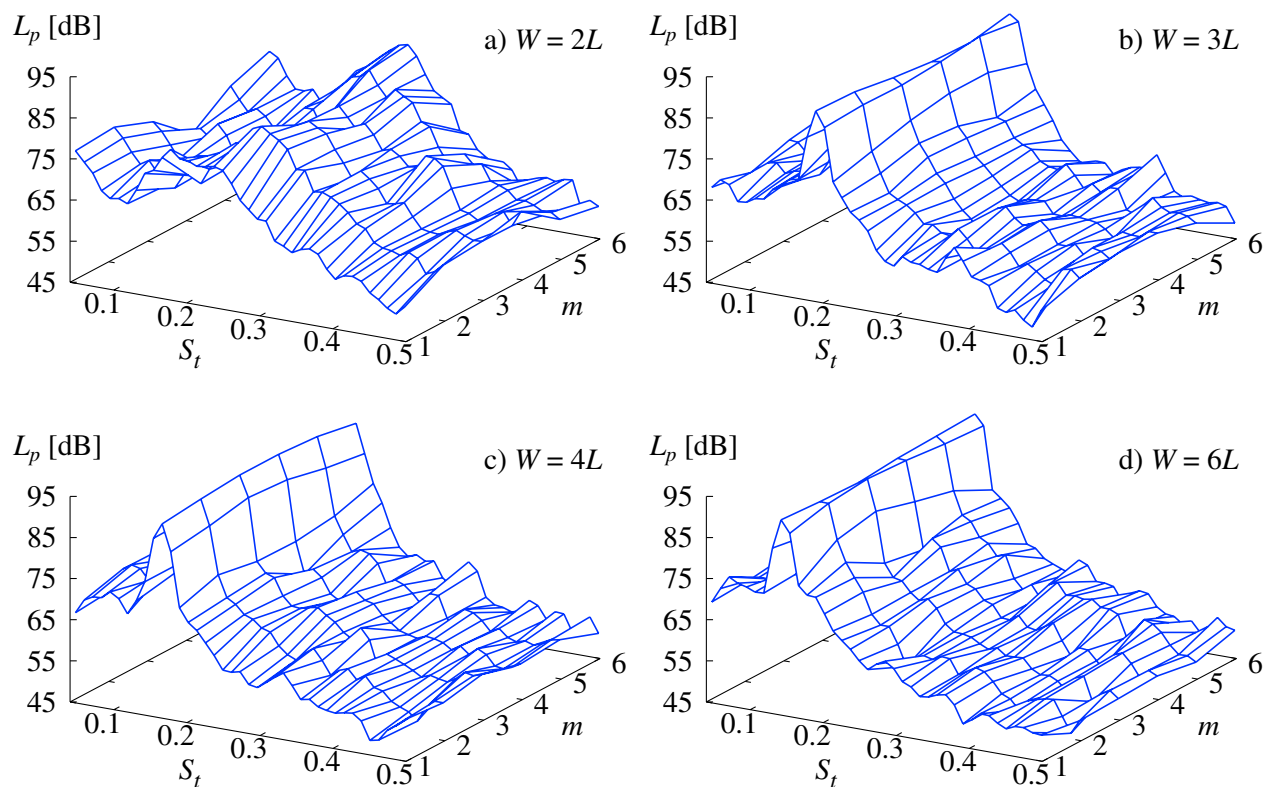


Fig. 5.8: Power spectral density distributions of x_2 directional surface pressures on each body. Kármán frequencies (the frequencies where power spectral densities took their maximum values) are $S_t = 0.237, 0.190, 0.166$ and 0.142 for $W = 2L, 3L, 4L$ and $6L$.

$S_t = 0.22$ 前後と，中心間距離の減少に伴い増大する傾向にある．これは物体中心間距離の減少に伴い閉塞効果が顕著となり，物体間を流れる流体の流速が増大するためと考えられる．

5.4.3 物体間コヒーレンス

コヒーレンス実部 $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,i})$

Fig. 5.9 には， x_1 軸に垂直な面にかかる変動流体力の遅延時間差を考慮しない物体間コヒーレンス平均値の実部である $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ を，ストローハル数 S_t および物体間隔 k に対してプロットした． $W = 2L$ の場合に $S_t = 0.166$ 付近で若干の正の相関が見られるものの，その他のケースではストローハル数によらず， $k \geq 1$ の領域で概ね $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1}) \approx 0$ となっている．

Fig. 5.10 には x_2 軸に垂直な面にかかる変動流体力の物体間コヒーレンス平均値 $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ を示す．いずれのケースでも，直近の物体間 ($k = 1$) のコヒーレンスは負となり，その後正負が交互となる傾向にある．物体中心間距離 $W = 4L$ 時の Kármán 周波数である $S_t = 0.166$ において，このような傾向が最も明瞭に見られる．

さらにこれらの傾向を確認するため，Figs. 5.11，5.12 にそれぞれ x_1 方向， x_2 方向の $k = 1, 2$ に

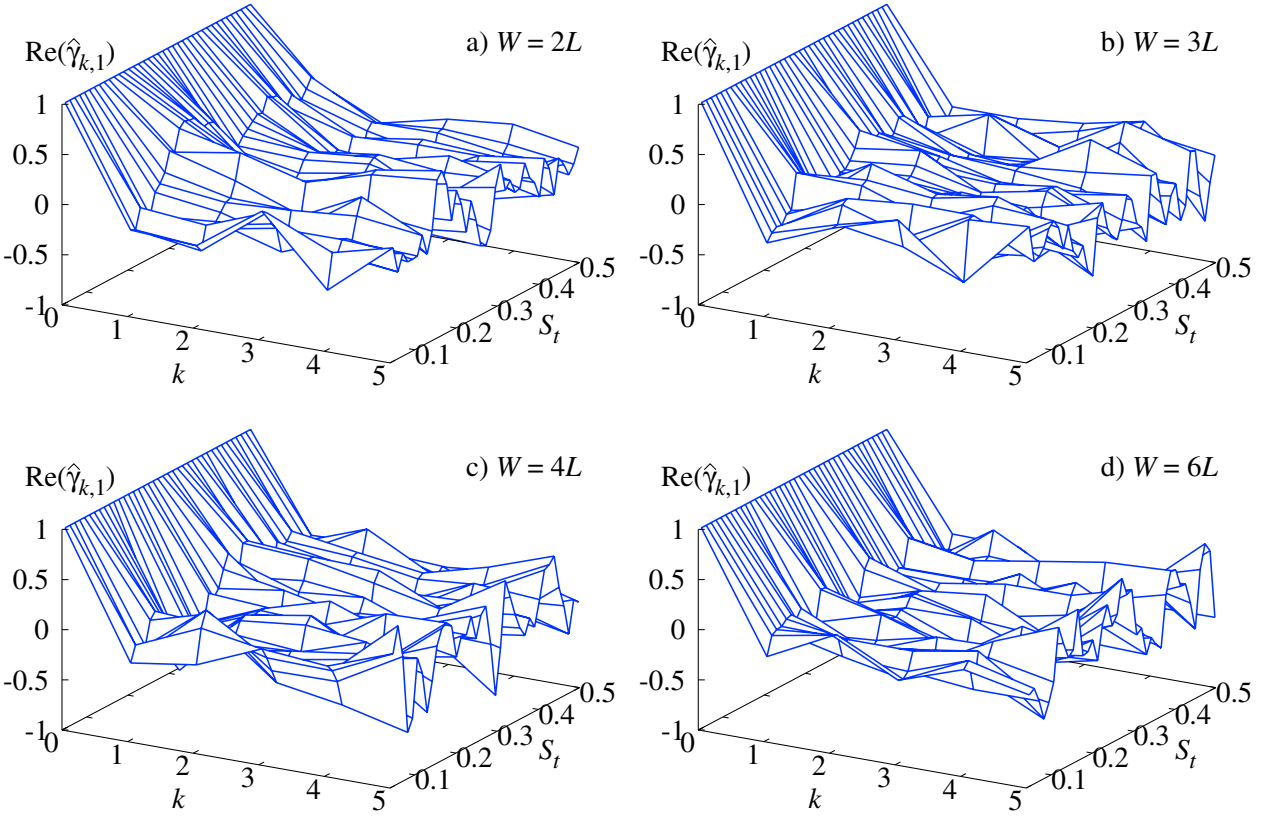


Fig. 5.9: Coherences of x_1 directional surface fluid force $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ between square cylindrical bodies.

おける流体力コヒーレンス平均値 (Figs. 5.9, 5.10 の $k = 1, 2$ における断面) を示す. x_1 方向流体力コヒーレンスについては, Fig. 5.9a の $W = 2L$ の場合および $W = 4L$ かつ $S_t = 0.16$ の場合に多少の正負の相関が見られるが, その他は概ね $\text{Re}(\hat{\gamma}_{1,k}) \approx 0$ の無相関となっている.

x_2 方向流体力コヒーレンスについては, Fig. 5.12a に示す $k = 1$ の場合において, $W = 2L$ 時に全周波数域に渡って $\text{Re}(\hat{\gamma}_{1,2}) < 0$, すなわち負の相関が見られる. $W = 3L$ 以上の場合, $S_t > 0.4$ の高周波域では概ね $\text{Re}(\hat{\gamma}_{1,2}) \approx 0$ の無相関となっているものの, やはり Kármán 周波数域においては負の相関が見られる. Fig. 5.12b に示す $k = 2$ の場合は全般的に概ね無相関の状態に近いが, $W = 4L$ のケースにおける Kármán 周波数付近, および $W = 2L, 3L$ の場合の Kármán 周波数より若干高い周波数である $S_t = 0.32, 0.22$ 付近において, $\text{Re}(\hat{\gamma}_{2,2}) \approx 0.4$ 程度の正の相関が認められる. $W = 6L$ の場合は, $k \geq 1$ でほぼ無相関であり, 明確な傾向は見られない.

コヒーレンス虚部 $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,i})$

Fig. 5.13 には, x_1 軸に垂直な面にかかる変動流体力の遅延時間差を考慮しない物体間コヒーレンス平均値の虚部である $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,1})$ を, ストローハル数 S_t および物体間隔 k に対してプロットした. $W = 2L-6L$ の全てのケースで, アンサンブル平均回数の減少する $k = 5$ では多少のばらつきが生じ

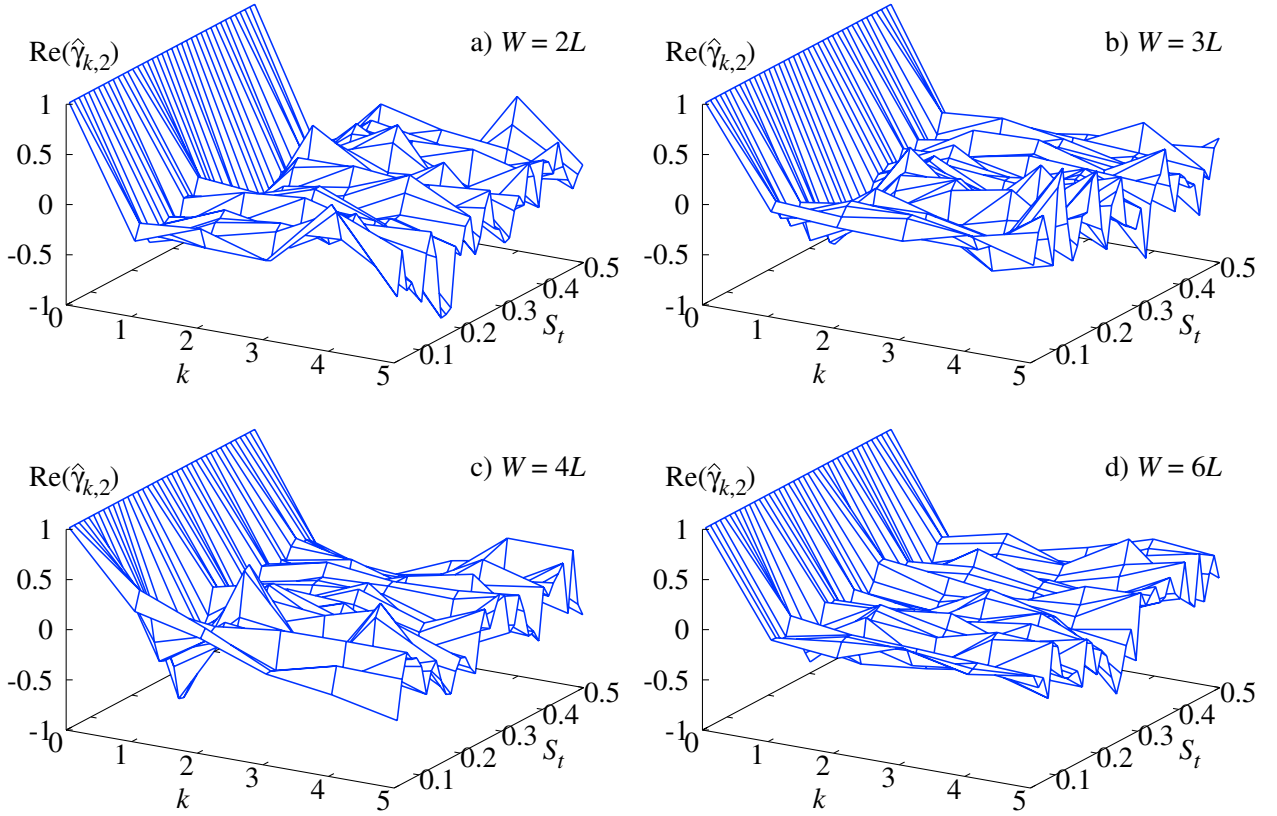


Fig. 5.10: Coherences of x_2 directional surface fluid force $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ between square cylindrical bodies.

るものの、その他の部分では全てのストローハル数域で $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,1})$ の値がほぼ 0 となっている。つまり 2 物体にそれぞれ働く流体力のアンサンブル平均された位相差に、特定のトレンドが無いことを示している。

Fig. 5.14 には、 x_2 軸に垂直な面にかかる変動流体力の物体間コヒーレンス平均値の虚部である $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,2})$ を同様に示す。前述の $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,1})$ の場合と同様の傾向であり、 $W = 2L - 6L$ の全てのケースで、アンサンブル平均回数の減少する $k = 5$ では多少のばらつきが生じるものの、その他の部分では全てのストローハル数域で $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,2})$ の値がほぼ 0 となっている。

ただし、本解析条件下ではある物体の圧力変動が特定の側の隣接物体からの流れの影響を受けることは無いため $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,1})$ 、 $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,2})$ とも 0 となったと考えられるが、例えばある物体が隣接物体の後流に入るようなケースでは、隣接物体との流体力の位相差に特定のトレンドが発生する可能性がある。

5.5 物体間コヒーレンスのモデル化

5.5.1 隣接物体間音源逆相関のメカニズム

5.4.3 節で見たとおり、ある物体の x_1 方向流体力のコヒーレンスは他の物体に対して概ね無相関である。一方、 x_2 方向流体力の遅延時間差を考慮しないコヒーレンスは、特に Kármán 周波数におい

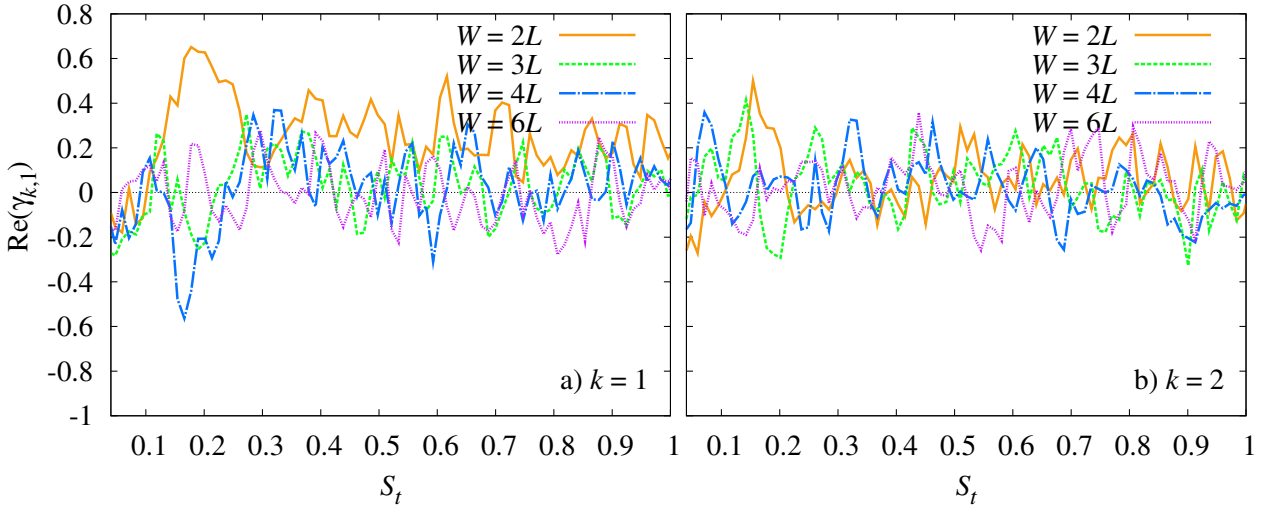


Fig. 5.11: Coherences of x_1 directional fluid force between bodies of distances a) $k = 1$ and b) $k = 2$.

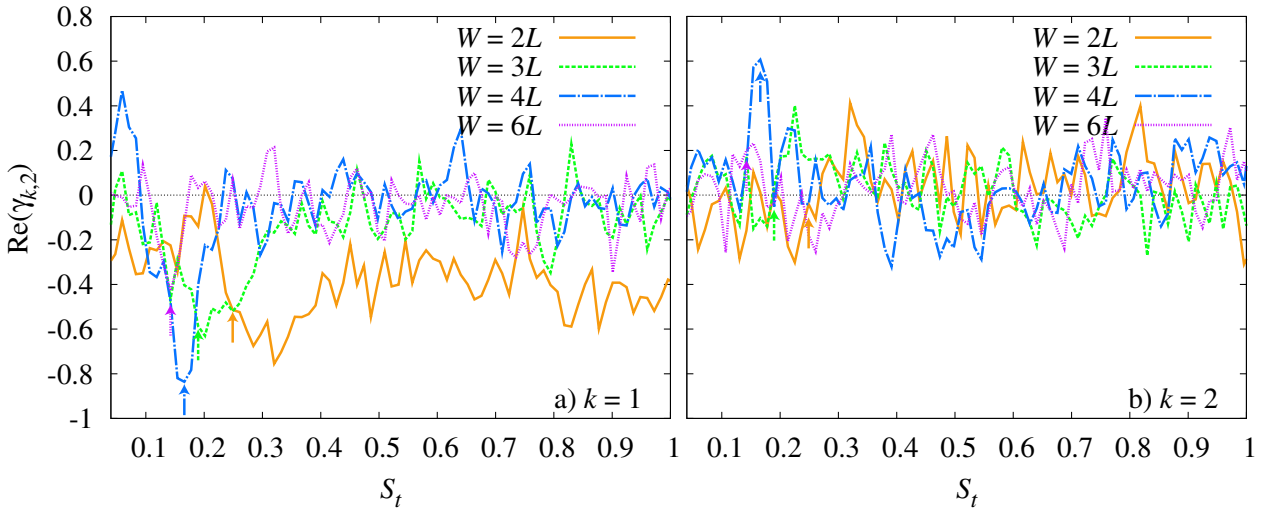


Fig. 5.12: Coherences of x_2 directional fluid force between bodies of distances a) $k = 1$ and b) $k = 2$. Uparrows (\uparrow) indicate the Kármán frequencies (the frequencies where the spectral densities of surface pressures indicated in Fig. 5.8 took their maximum values) for each case.

て隣り合う物体間で負となる傾向にある．従ってさらに隣の物体とは正の相関を持ち，物体間隔に対して正負が交互の相関を有することとなる． x_2 方向流体力のコヒーレンスがこのような性質を持つ理由としては，Fig. 5.15 に示すように，隣り合う物体から発生する Kármán 渦 (低圧部) が互いに誘引効果を持つことにより，隣り合う物体の対向面間の圧力変動が正の相関を持つ，すなわち音源としては互いに逆相関の音源となるメカニズムが考えられる．

ただし Kármán 渦放出に対応する周波数での相関は $W = 4L$ で最大となり，それ以上でも以下でも相関は小さくなっている．この原因を明らかにするため，Figs. 5.16 – 5.19 に， $W = 2L - 6L$ の各

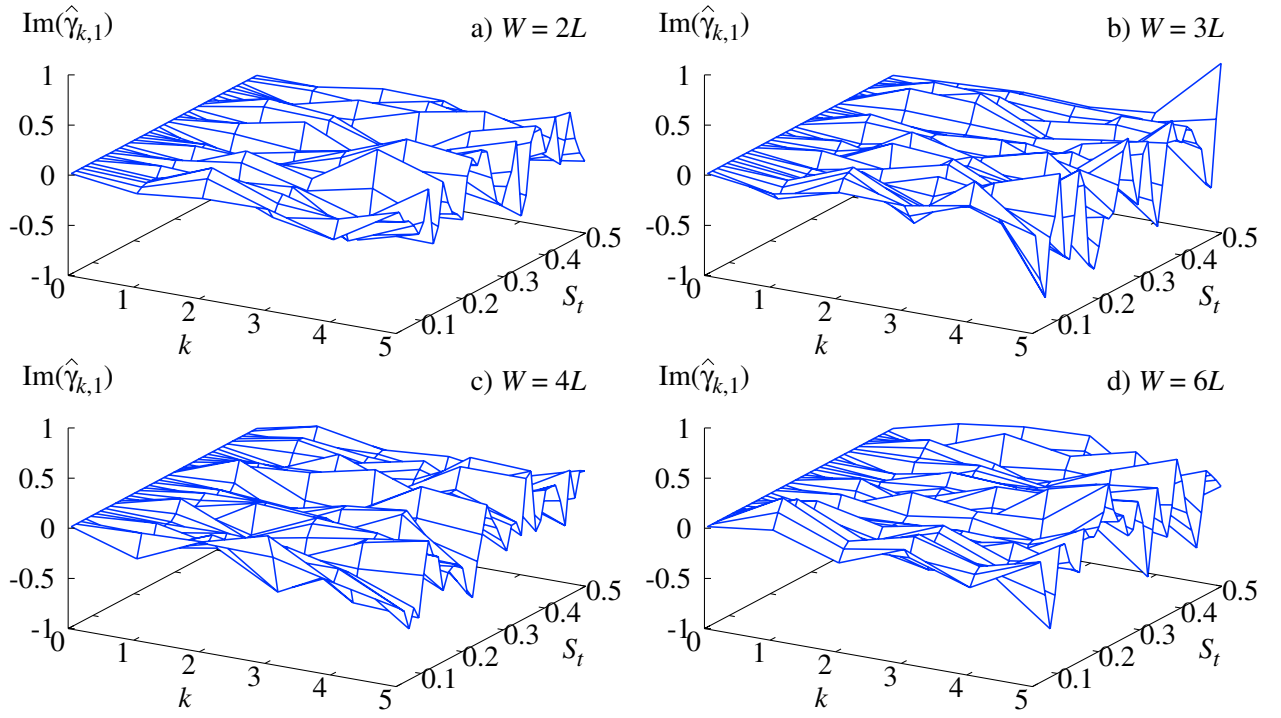


Fig. 5.13: Imaginary parts of coherences of x_1 directional surface fluid force $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,1})$.

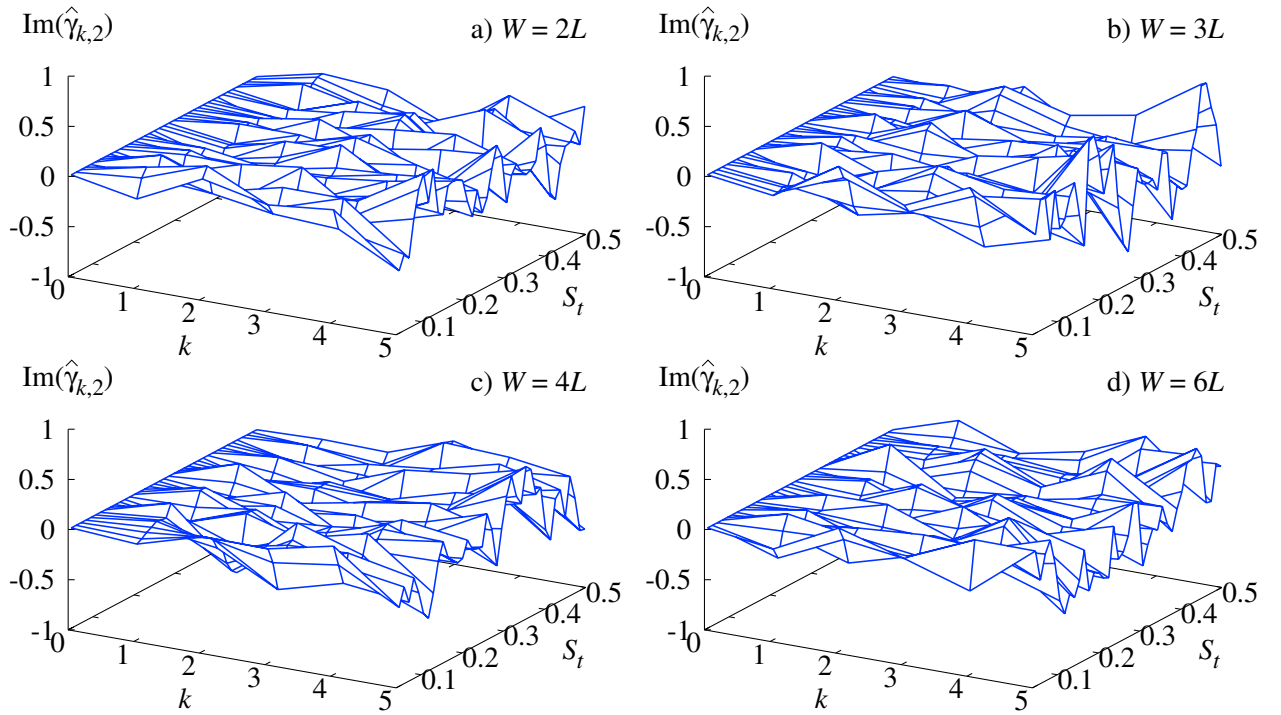


Fig. 5.14: Imaginary parts of coherences of x_2 directional surface fluid force $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,2})$.

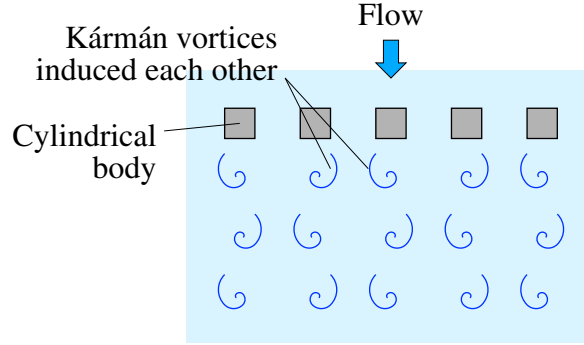


Fig. 5.15: The mechanism of negative coherence.

ケースにおける解析領域中央部の圧力係数瞬時値 C_p の等値面および等圧線を, Kármán 渦放出の概ね 1 周期となる無次元時刻 $T = 300$ から $T = 305$ まで 1 無次元時刻ごとに示す. $W = 2L$ の場合は隣接物体が近接しているために, 対向面間の相関は全周波数域で大きくなる. しかしながら隣接物体による流れの干渉のために圧力場の空間構造が微細化されて Kármán 渦の生成が阻害され, Fig. 5.8a での Kármán 周波数に対応するピーク, および Fig. 5.12 におけるディップがあまり明瞭でない原因となっている. さらに $W = 2L - 4L$ までは, W の増大とともに隣接物体による流れの干渉が低減され, Kármán 渦の生成が明瞭に認められるようになる一方, Kármán 渦放出に対応した周期での隣接物体対向面間の圧力変動の相関は維持されるため, Kármán 周波数での音源の逆相関が明確化する傾向にある. この傾向が最も顕著に見られるのが Fig. 5.18 に示す $W = 4L$ の場合であり, 2 物体の圧力等値面が物体間中心線に対しほぼ対称となっている. さらに W が増大し Fig. 5.19 に示す $W = 6L$ のケースになると, 隣接物体対向面間の圧力変動が相関を失い, 各物体が独立に Kármán 渦放出を行う. そのために Kármán 渦放出は明確に認められても, 音源としての相関はあまり見られなくなっている.

5.5.2 コヒーレンスのモデル式導出

以上のように隣接物体間の音源流体力コヒーレンス実部 $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,i})$ は, いずれの座標軸方向においても, Fig. 5.12 で見られるように特に Kármán 周波数付近では概ね逆相関で関連づけられるが, 物体間隔 k の増大に対して 0 へ接近する, すなわち無相関に近づく傾向にある. この減少が指数関数的であると仮定し, その度合を相関距離と呼ぶパラメータ \hat{l}_i で表すこととする. さらに虚部 $\text{Im}(\hat{\gamma}_{k,i})$ はいずれのケースでも概ね 0 であったことから, $\hat{\gamma}_{k,i}$ は以下のような実関数でモデル化することができる.

$$\hat{\gamma}_{k,i} = (-1)^k \exp\left(-\frac{k}{\hat{l}_i}\right) \quad (5.18)$$

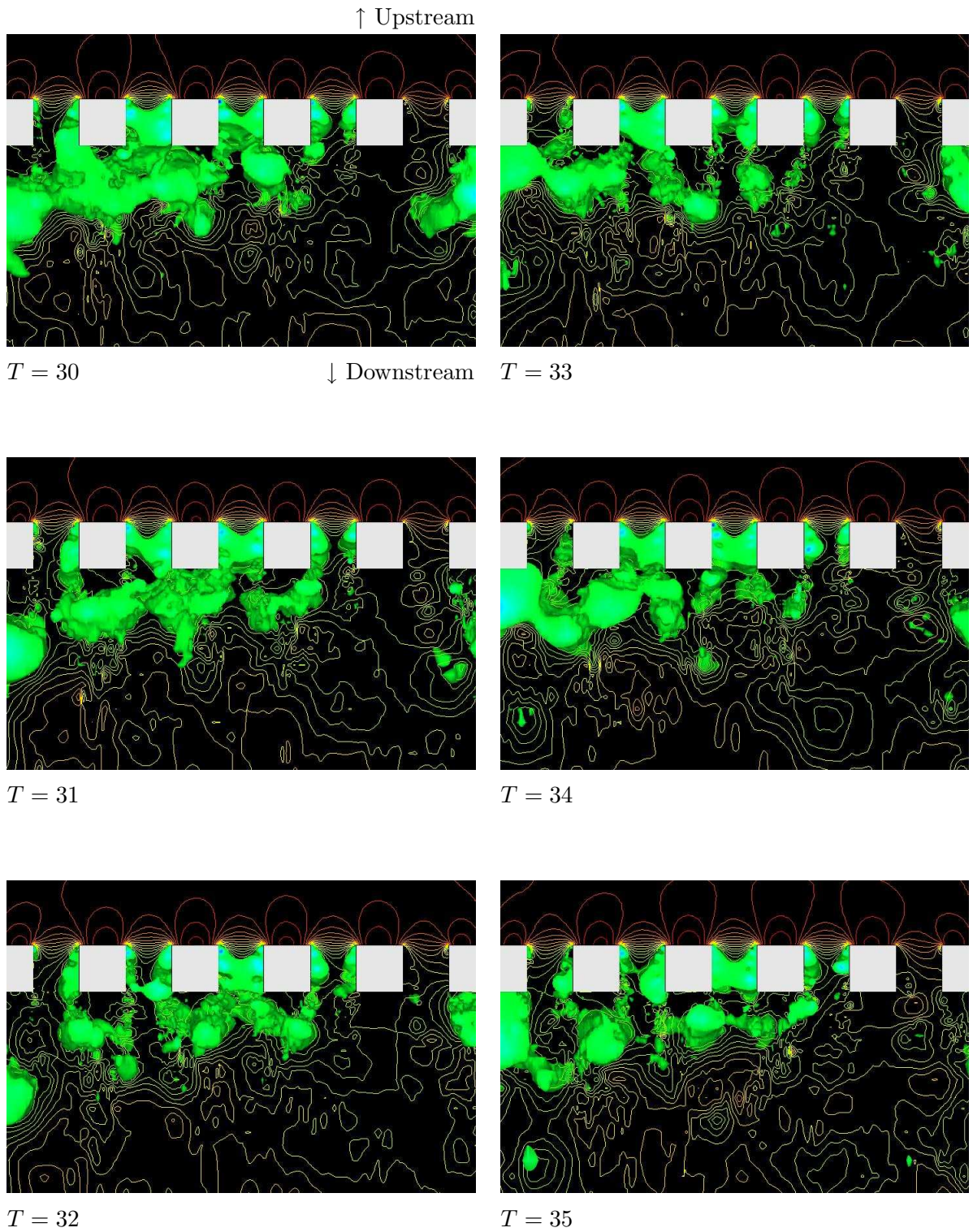


Fig. 5.16: Instantaneous isosurfaces of pressure coefficient $C_p = 0.51$ around square cylindrical bodies $m = 1$ to 6 in case of $W = 2L$ at nondimensional time $T = 30$ to 35.

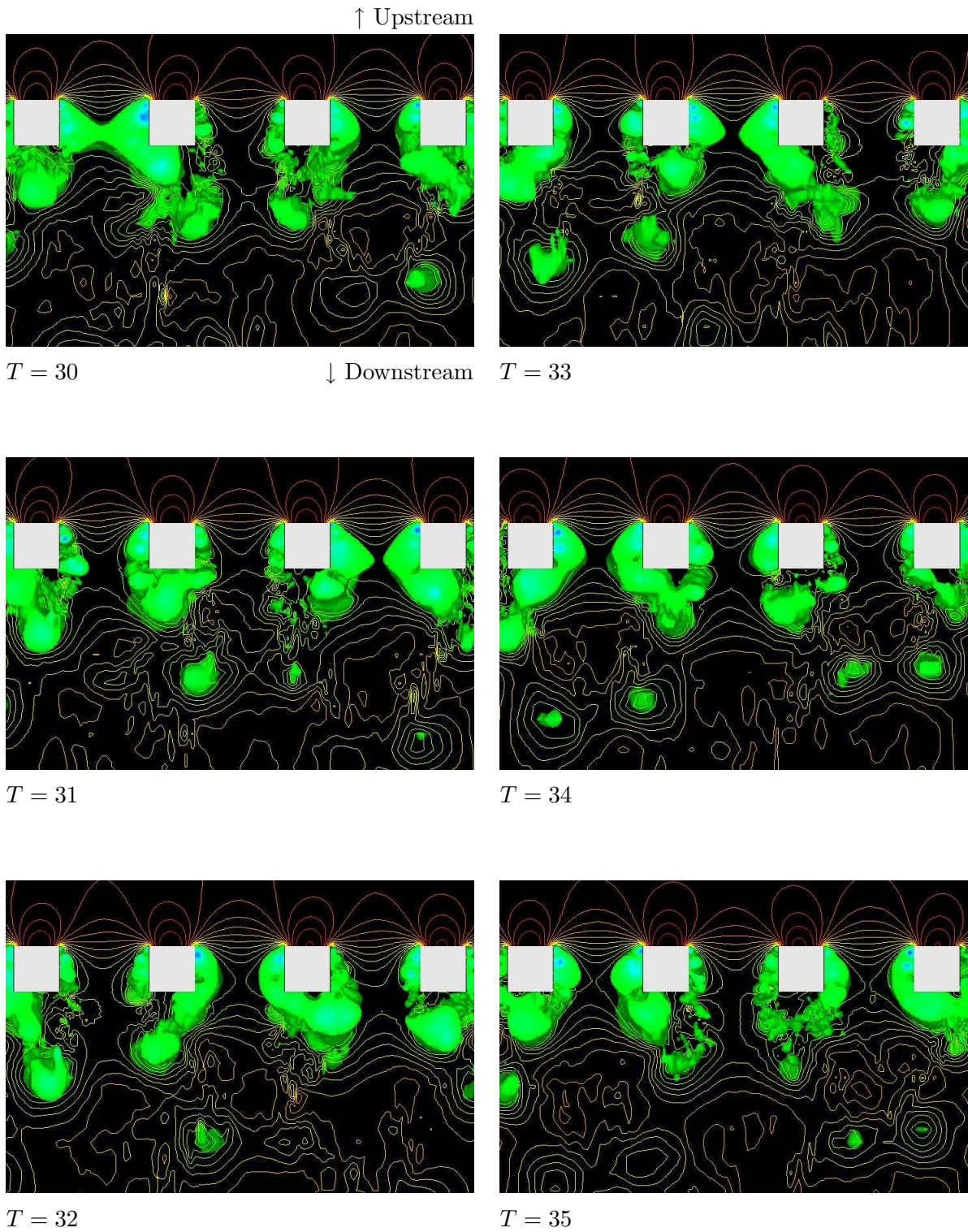


Fig. 5.17: Instantaneous isosurfaces of pressure coefficient $C_p = 1.7$ around square cylindrical bodies $m = 2$ to 5 in case of $W = 3L$ at nondimensional time $T = 30$ to 35.

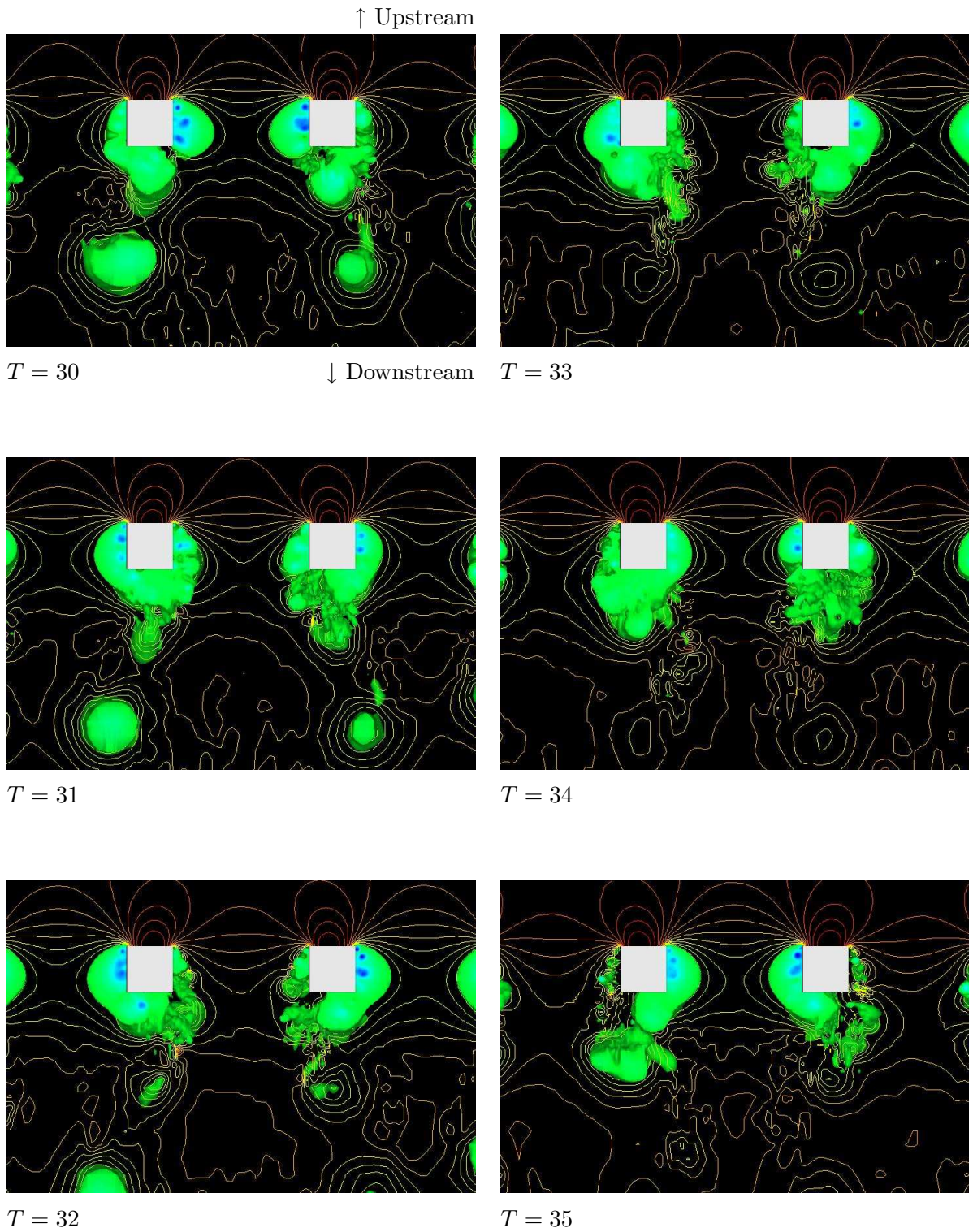


Fig. 5.18: Instantaneous isosurfaces of pressure coefficient $C_p = 6.1$ around square cylindrical bodies $m = 3$ and 4 in case of $W = 4L$ at nondimensional time $T = 30$ to 35 .

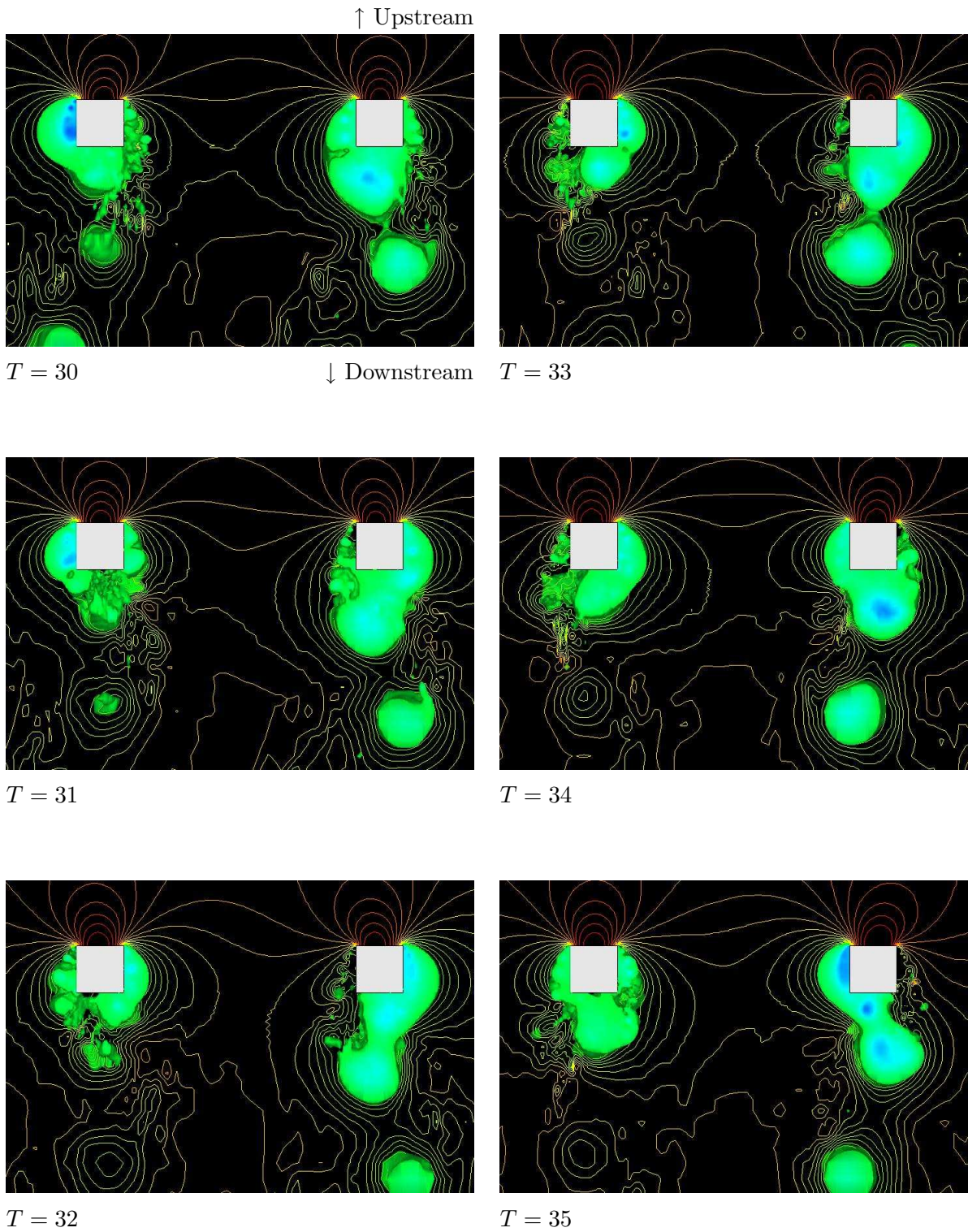
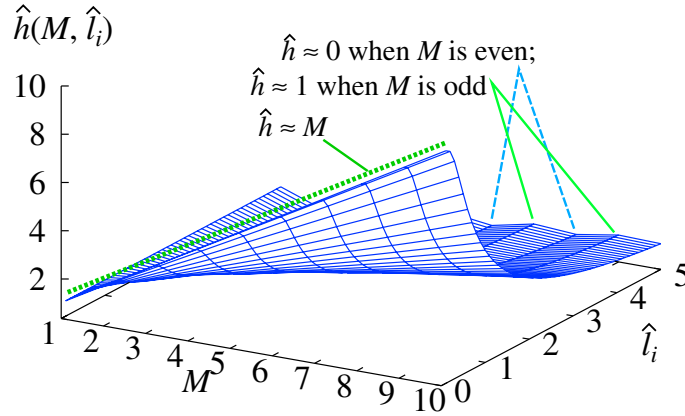


Fig. 5.19: Instantaneous isosurfaces of pressure coefficient $C_p = 4.0$ around square cylindrical bodies $m = 3$ and 4 in case of $W = 6L$ at nondimensional time $T = 30$ to 35 .

Fig. 5.20: The shape of $\hat{h}(M, \hat{l}_i)$.

すなわち，Eq. (5.10) から

$$\operatorname{Re} \left(\hat{\gamma}_{k,i} e^{-i2\pi f k \Delta t} \right) = (-1)^k \exp \left(-\frac{k}{\hat{l}_i} \right) \cos(2\pi f k \Delta t) . \quad (5.19)$$

このように $\operatorname{Re}(\hat{\gamma}_{k,i})$ の関数形が決まれば， \hat{l}_i は非線形最小二乗法によって Eq. (5.8) に Eq. (5.19) を適合させることで決定される． Δt については同様に最小二乗適合によって求めるか，音源柱列および観測点の位置関係から幾何学的に求める方法の二通りが考えられる．最小二乗適合では観測値にノイズが含まれる場合に Δt が実際と著しく異なる値となる可能性があるため，本章では幾何学的に求める方法を取ることとする．

さらに Eq. (5.18) を Eq. (5.12) に代入すると

$$\hat{h}(M, \hat{l}_i) = 2 \sum_{k=1}^{M-1} (M-k) (-1)^k \exp \left(-\frac{k}{\hat{l}_i} \right) \cos(2\pi f k \Delta t) + M . \quad (5.20)$$

上式右辺第一項の総和を形式的に求めることで総和演算を含まない式を得ることは可能である (章末 Appendix B 参照)．しかしながらやや煩雑な式となること，また工学的に本手法が現実に応用される柱列問題としての配管列・翼列・柱列・平板列などを考えると， M (または N) は高々数十の範囲内である．そのような範囲であればパーソナルコンピュータでも Eq. (5.20) の総和演算を全周波数域においてほぼ瞬時に計算可能であることから，Eq. (5.20) を直接計算した．

5.5.3 相関距離と観測点における強度の関係

Eq. (5.20) において各物体から観測点への遅延時間差を無視できる ($\Delta t \approx 0$) と仮定し，有限の M に対して相関距離 \hat{l}_i が非常に小さいとき，および非常に大きいときの $\hat{h}(M, \hat{l}_i)$ をそれぞれ求めると，

まず $\hat{l}_i \ll M$ のときは， $0 \leq k \leq M$ なる k に対し

$$\exp \left(-\frac{k}{\hat{l}_i} \right) \begin{cases} = 1 & (k = 0) \\ \approx 0 & (k > 0) \end{cases}$$

であるから, Eq. (5.20) より

$$\hat{h}(M, \hat{l}_i) \approx M. \quad (5.21)$$

つぎに $\hat{l}_i \gg M$ のときは, $\exp(-k/\hat{l}_i) \approx 1$ であるから

$$\hat{h}(M, \hat{l}_i) \approx \frac{1 + (-1)^{M+1}}{2} \quad (5.22)$$

となる. さらに両極限の間の \hat{l}_i に対し, \hat{h} をプロットすると Fig. 5.20 のようになる. Eqs. (5.21), (5.22) から, 相関距離 \hat{l}_i が小さい, すなわち音源が互いに無相関であるときの観測点における音の強度は物体数に比例するのに対し, 大きくなると隣り合う音源がより逆相関に近くなるため, M が偶数個時は全ての音源が互いに打ち消しあって強度 0, 奇数個時は打ち消されなかった 1 つの音源分の強度となることがわかる. \hat{l}_i の大小両極限における以上の議論は, 複数音源の相関性と受音点強度に関する一般的な性質と一致している. すなわち, 少なくとも相関距離の両極限における受音点強度の挙動に関する限り, Eq. (5.18) のモデル式は妥当と言える.

5.5.4 音圧の推定手順

以上の議論から, 全物体列からの放射音推定法は Fig. 4.6 のスパン方向推定法と同様, 空力音数値予測手法全体のなかで Fig. 4.5b のように位置づけられ, 本推定法の具体的手順をまとめると Fig. 5.21 のようになる.

まず, 数値流体解析によって算出された各物体の変動流体力 $F_{m,i}$ を Eq. (5.3) に与えることにより, $F_{m,i}$ の物体間コヒーレンス $\mu_{m,n|i}$ を算出し, さらに $\mu_{m,n|i}$ を Eq. (5.8) に与えることにより, 変動流体力の物体間コヒーレンス平均値実部 $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,i})$ を算出する. この $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,i})$ に対し, 非線形最小二乗法などによるパラメータ推定法を用いて Eq. (5.19) の最も適合する相関距離 \hat{l}_i の推定を行う. さらに流れ場の性状が柱列方向に一様との仮定から, 推定された \hat{l}_i は, 解析領域内物体数 M および全物体数 N によらず一定の流れの性状のみに依存する量となる. したがって Eq. (5.11) と同様に, 観測点で観測される物体列全体からの音の強度 $\bar{I}(f)$ は, 推定された \hat{l}_i を用いて次のように得られる.

$$\bar{I}(f) \propto \hat{h}(N, \hat{l}_i) \quad (5.23)$$

物体列全体からの音圧 $\bar{p}(x, f)$ は, M, N, \hat{l}_i および M 個の物体の変動力から Curle の式により直接算出される音圧 $\bar{p}_s(x, f)$ により, 以下のとおり求められる.

$$\begin{aligned} \bar{p}(x, f) &= \hat{q}(M, N, \hat{l}_i) \bar{p}_s(x, f), \\ \hat{q}(M, N, \hat{l}_i) &= \sqrt{\frac{\hat{h}(N, \hat{l}_i)}{\hat{h}(M, \hat{l}_i)}}. \end{aligned} \quad (5.24)$$

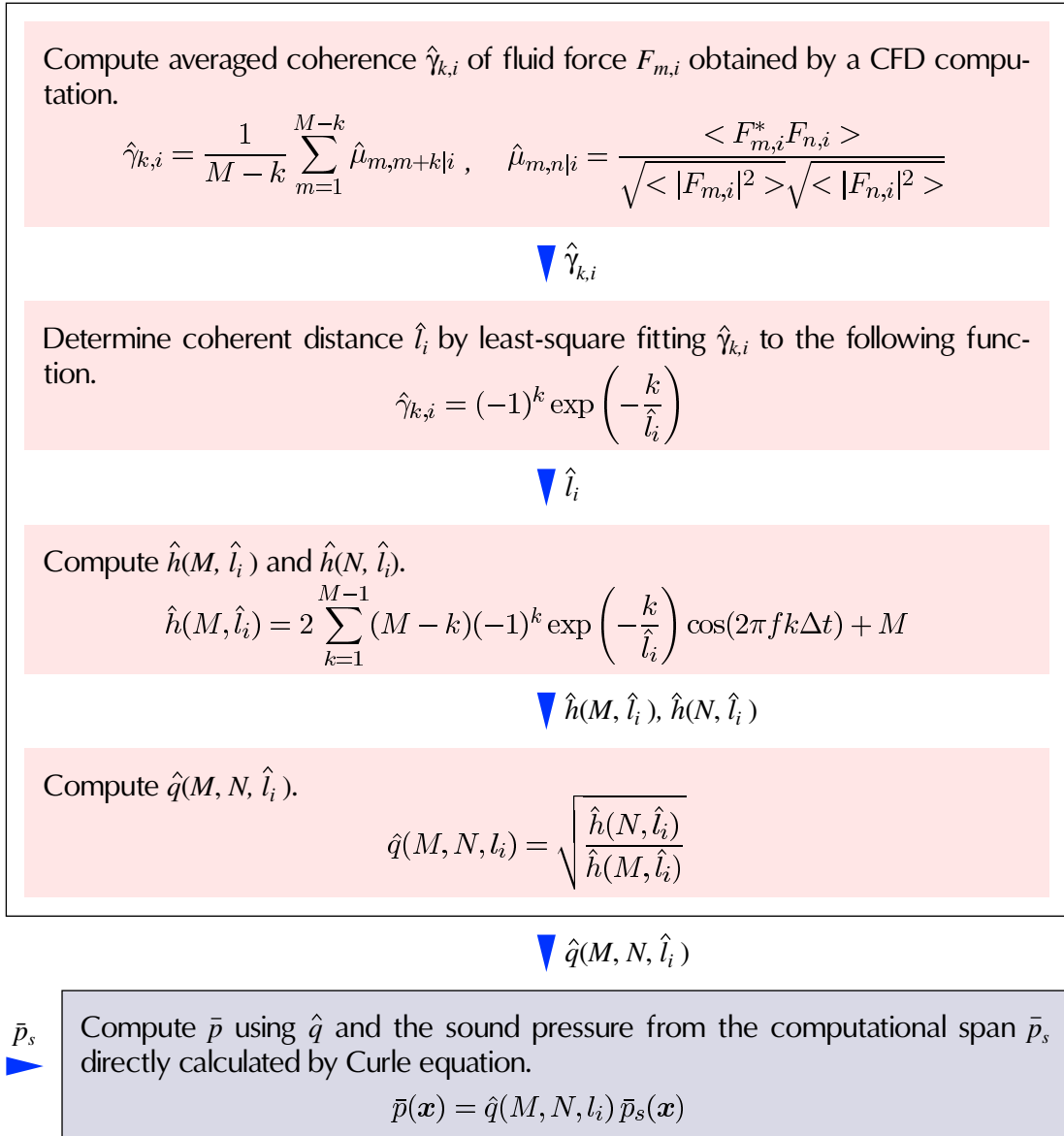


Fig. 5.21: Procedure of the sound pressure estimation.

また Fig. 5.20 に示すように、 l_2 の値の小さい、すなわち相関の小さな領域では、 $\hat{h}(M, l_i)$ はほぼ M に比例している。したがって l_2 の小さな領域、では、Eqs. (5.21), (5.24) から簡易に

$$\hat{q}(M, N, l_i) = \sqrt{\frac{N}{M}} \quad (5.25)$$

として受音点音圧を算出することが可能と予想される。Eq. (5.25) は、「音源物体数 M 個までの相関は \bar{p}_s の算出時に考慮されるが、それを超える部分については、受音点音圧 \bar{p}_s の互いに無相関な音源が N/M 個存在する」、とのモデルに基づいて音圧を算出することを意味する。

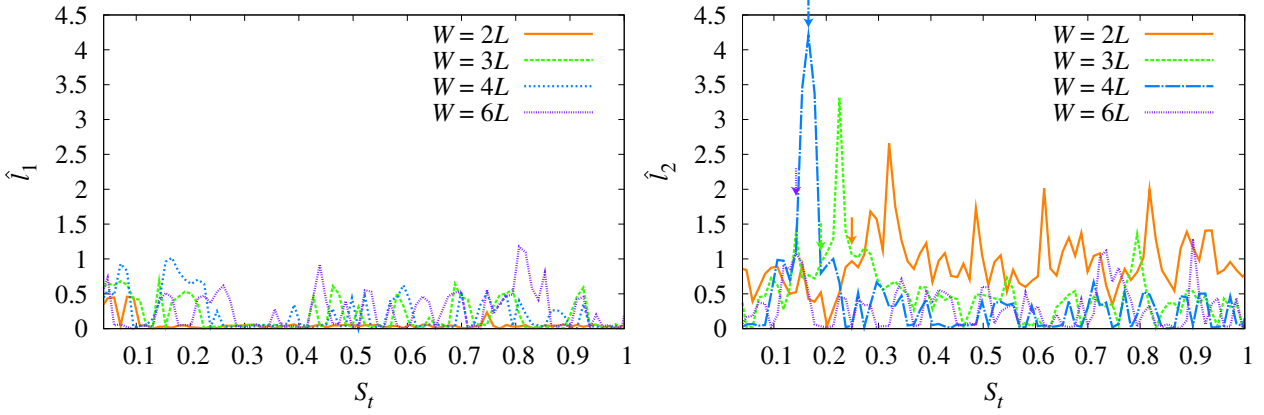


Fig. 5.22: Estimated coherent distances \hat{l}_1 and \hat{l}_2 . Downarrows (\downarrow) in the l_2 figure indicate the Kármán frequencies for each case.

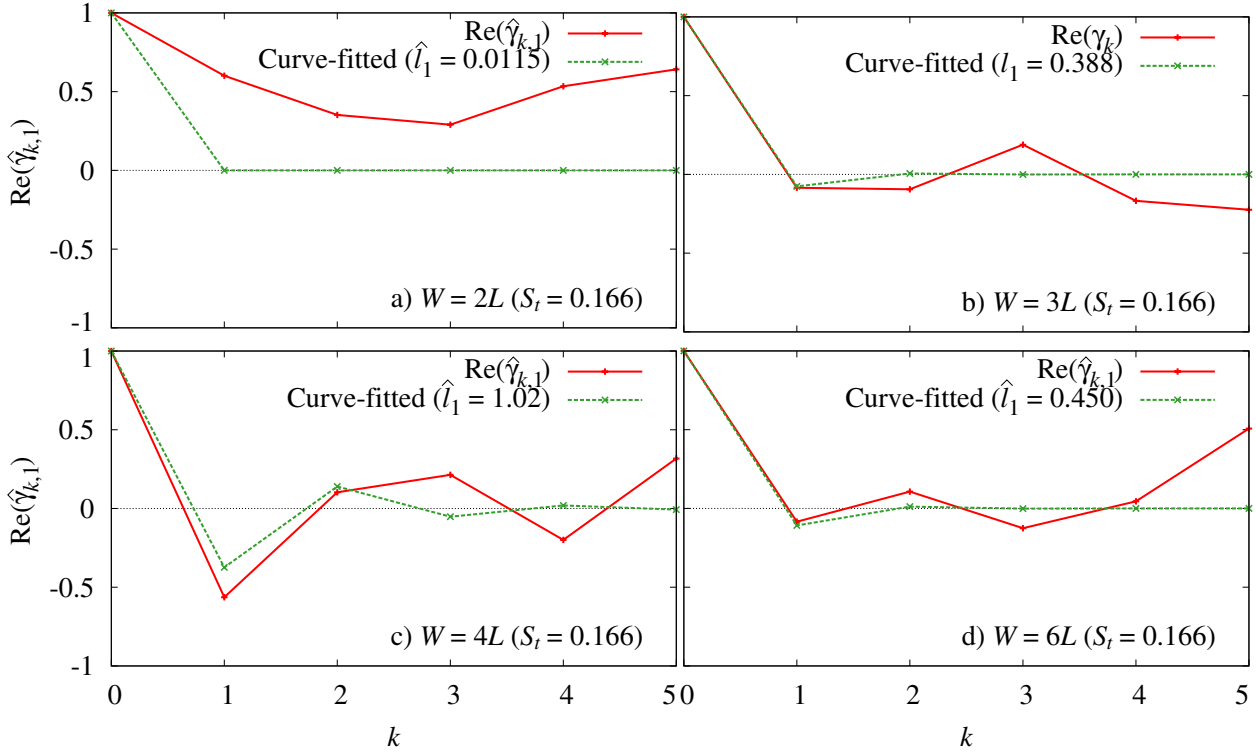


Fig. 5.23: Calculated $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ for x_1 directional fluid force and their curve-fitted functions at $S_t = 0.166$.

5.6 結果 (受音点音圧)

5.6.1 相関距離

前節で得られた物体間コヒーレンスのモデル式 Eq. (5.18) に, Figs. 5.9, 5.10 に示した $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ および $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ を最小二乗推定によりパラメータ適合させて得られた相関距離 \hat{l}_1 および \hat{l}_2 の推定結

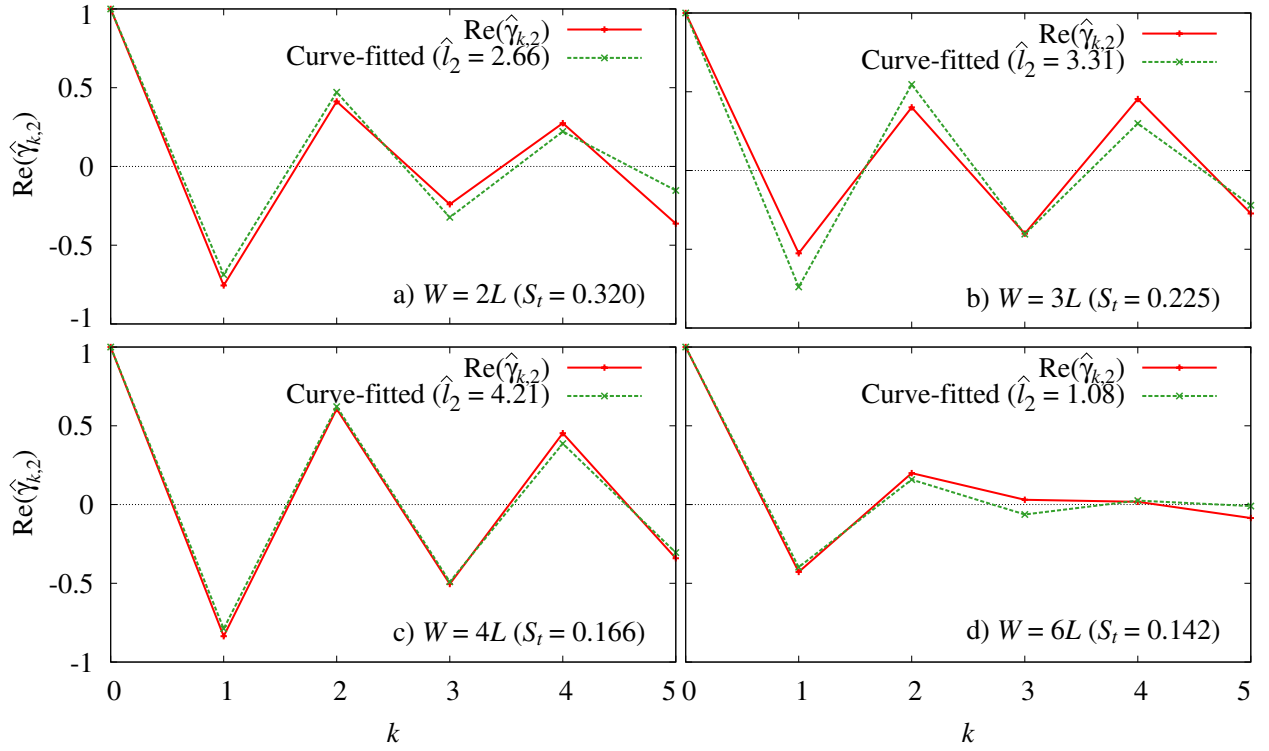


Fig. 5.24: Calculated $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ for x_2 directional fluid force and their curve-fitted functions at the peak Strouhal numbers of the coherent distance \hat{l}_2 .

果を Fig. 5.22 に示す． \hat{l}_2 の図中には下向き矢印記号 (\downarrow) により， x_2 方向流体力パワー (Fig. 5.8 参照) が最大となったストローハル数 (Kármán 周波数) を示す． \hat{l}_1 については全てのケースの全てのストローハル数で $\hat{l}_1 < 1$ の範囲に収まっており，ほぼ無相関に近い状況であることがわかる．一方 \hat{l}_2 は物体中心間距離 W およびストローハル数への依存性が見られ， $W = 2L$ および $3L$ の場合は Kármán 周波数よりやや高い周波数， $W = 4L$ および $6L$ の場合は Kármán 周波数で最大となっている．

$\hat{\gamma}_k$ の $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ に対する適合状況を見るため，Fig. 5.9 の $W = 2L$ のケースにおいて正の相関が見られた $S_t = 0.166$ を代表的な周波数として選び，このストローハル数における物体間隔 k に対する x_1 方向流体力の $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ を流体解析結果から算出した値，および $\hat{\gamma}_{k,1}$ を $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ に対して適合させて得られた $\hat{\gamma}_{k,1}$ の推定値を Fig. 5.23 に示す．Eq. (5.18) に示す $\hat{\gamma}_{k,1}$ の関数形から明らかなように， $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ が全ての k において正の場合は良い適合結果が得られない．そのため $W = 2L$ のケースでは $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ とその適合曲線が乖離している．しかしながら $k \geq 1$ で $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1}) \approx 0$ となる $W = 3L, 6L$ のケース，および $k = 1$ で $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,1})$ が負となっている $W = 4L$ のケースでは，比較的良好な一致が見られる．

同様に Fig. 5.24 には， x_2 方向流体力に関して，それぞれのケースで相関距離が最大となったストローハル数での $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ の流体解析結果からの算出値，および $\hat{\gamma}_{k,2}$ の適合曲線を示す．いずれのケー

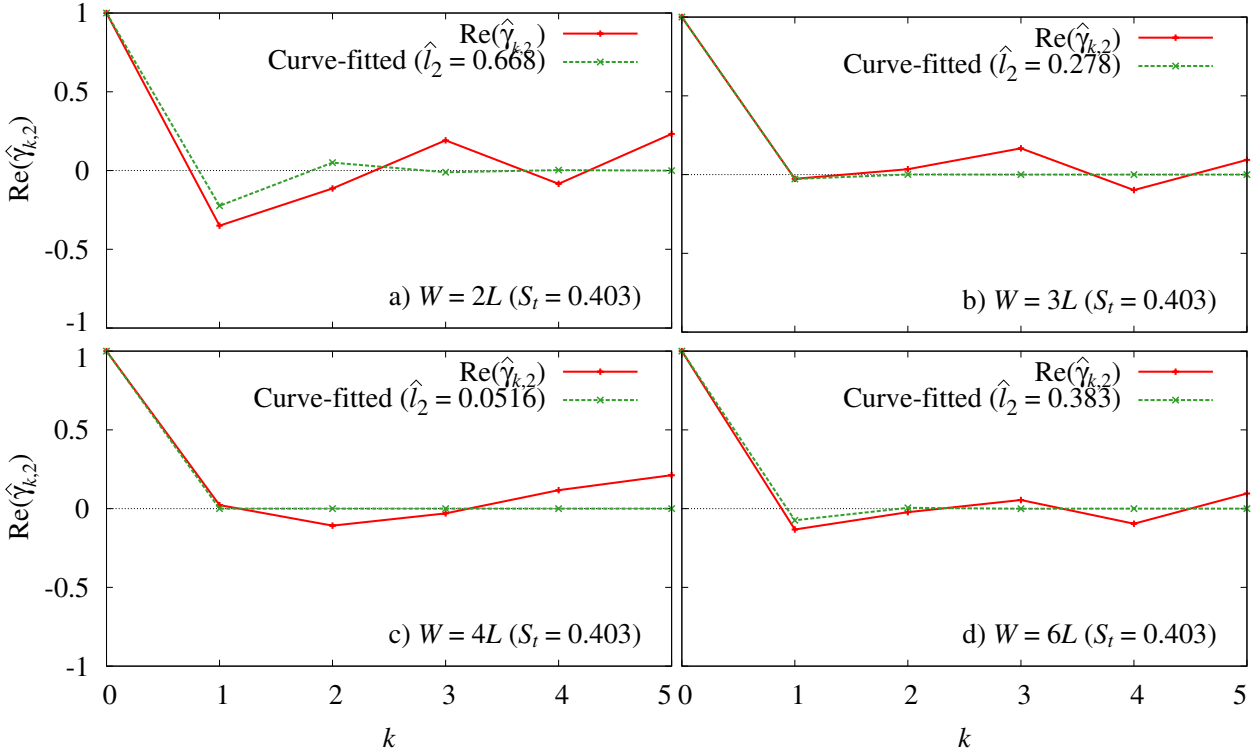


Fig. 5.25: Calculated $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ for x_2 directional fluid force and their curve-fitted functions at $S_t = 0.403$.

スでも, $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ は Eq. (5.18) に対してよく一致している．特に $W = 4L$ のケースでは, Fig. 5.22 に示した Kármán 周波数と一致する周波数で, Eq. (5.18) のモデルが非常によく適合している．

一方 Fig. 5.25 には, Fig. 5.22 においていずれのケースでも目立ったピークの見られなかった $S_t = 0.403$ における $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ を示す． $k \geq 1$ の全ての物体間隔で概ね $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2}) \approx 0$ となっている．また推定された $\hat{\gamma}_{k,2}$ は概ね $\text{Re}(\hat{\gamma}_{k,2})$ に適合しており, Fig. 5.24 の推定結果と併せると, Eq. (5.18) のモデル式は妥当と結論できる．

5.6.2 受音点音圧

全物体解析結果 (基準ケース) との比較

Fig. 5.26 には, 基準ケースにおいて流体解析結果から Curle の式によって直接得られる受音点音圧, $W = 4L$ および $M = 6$ とした場合の解析結果から本推定手法によって得られる受音点音圧, また参考として同解析結果から, Eq. (5.25) すなわち物体数 M の無相関な音源が N/M 個存在するとして得られた受音点音圧を示す． $S_t = 0.166$ 付近の Kármán 周波数において, 本推定法による推定値および基準ケースの受音点音圧ピーク値を比較すると, 本推定法は基準ケースと比較して 1.0 dB 過大となった．ただし無相関を仮定した場合は, 本推定手法による値と比較してさらに 0.95 dB 過大であり, 本推定法によって基準ケースにより近い推定値が得られていることがわかる．

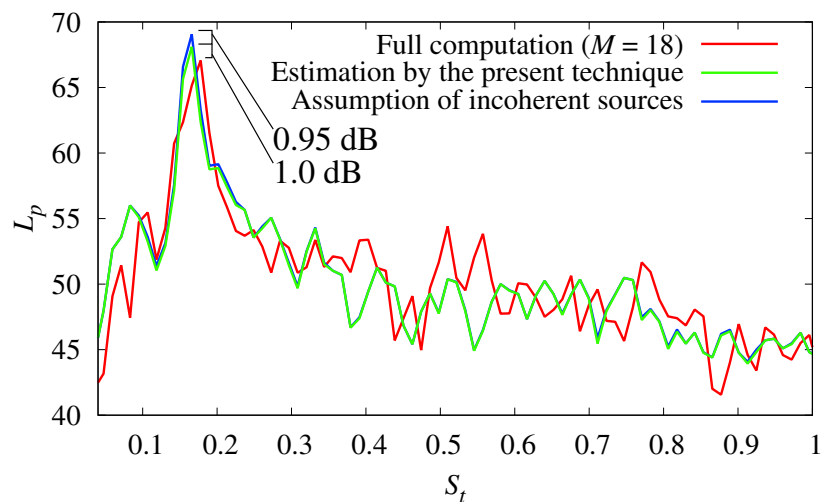


Fig. 5.26: Comparison of directly calculated sound pressure from 18 square cylinders, estimated sound pressure from 6 cylinders with incoherent source assumption and estimated sound pressure with the present technique.

1.4.4 節でも述べたように、空力音低減技術の多くは、音源となる物体表面変動圧力の空間的コヒーレンス微細化を共通の基本原理としている。現在のところ本原理に替る効果的な空力音低減のための原理は無く、また本原理に依拠する限りにおいては多数の技術蓄積が既に存在しているため、今後は従来技術とかけ離れた画期的な空力音低減手法は望み難い。したがって今後は 1 dB から数 dB の細かな低減の積重ねによる空力音低減技術の漸進的な進歩が予想される。そのような状況であるからこそ、開発現場においてより速く、より正確に従来技術に対する新技術の優位性を確認すること、つまり「従来技術と比較して、僅かでも効果があるのか無いのか」の確認が可能な空力音予測手法が求められていると言える。以上の理由から、特に従来技術との比較において 1 dB でも正確に低減効果を予測可能であることは重要であり、ここに本予測手法の意義がある。

本推定手法および簡易手法の比較

総物体数 $N = 18$ としたときの受信点音圧の Eq. (5.24) による推定値、および無相関を仮定した簡易式の Eq. (5.25) による結果を Fig. 5.27 に示す。

Fig. 5.27 と x_2 方向流体力相関距離 \hat{l}_2 の推定結果を示した Fig. 5.22 を見比べると、 $W = 4L$ における Kármán 周波数などの \hat{l}_2 が概ね 2 以上となったストローハル数では Eq. (5.24) および Eq. (5.25) による結果の間に最大で約 1 dB の差が見られた。しかしながらそれ以外のストローハル数では、ほぼ一致した結果となっている。

ただし本推定手法は、5.5.2 節において検討したコヒーレンスのモデル式 $\hat{\gamma}_{k,i}$ を解析対象に応じて検討し直すことで、角柱のみならず任意の断面形状物体列に対して適用可能である。したがって物体

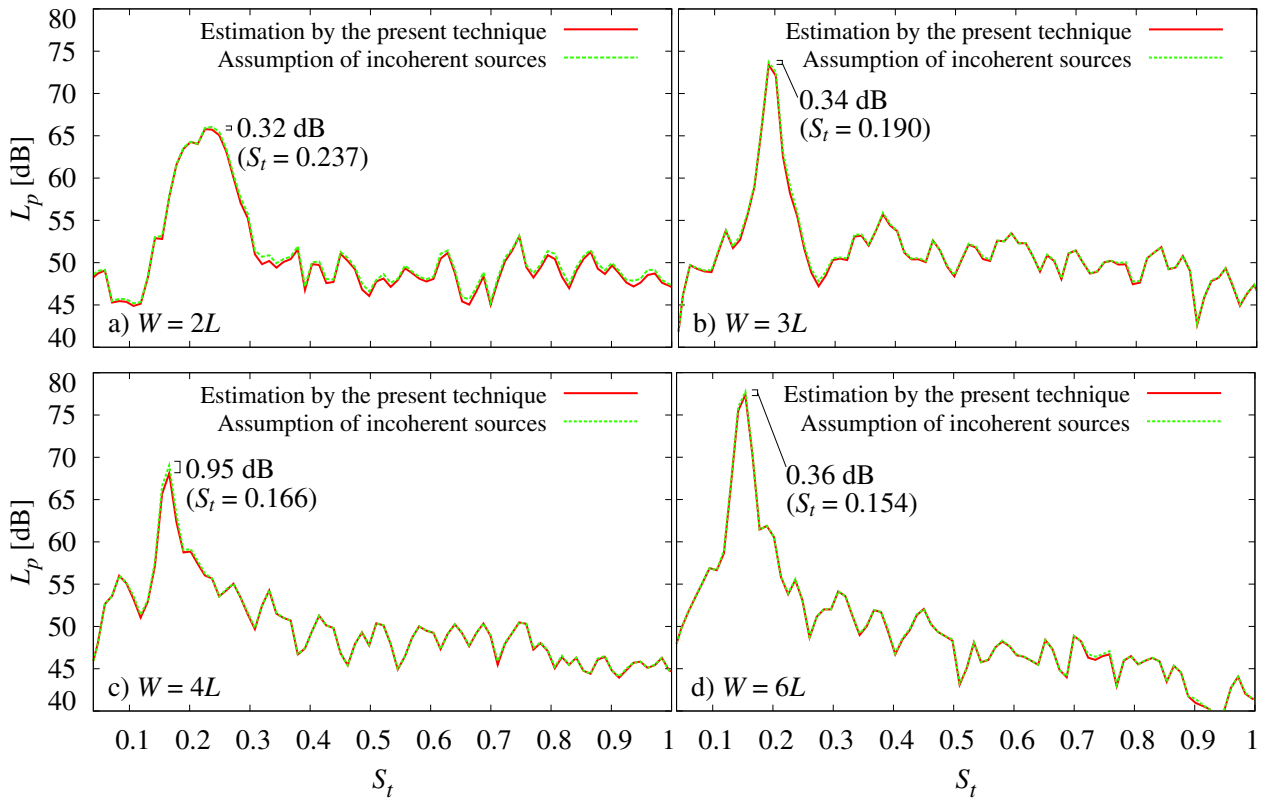


Fig. 5.27: Sound pressure at the receiving point calculated by the present estimation method and by assuming total incoherency. “Estimation by the present technique” and “Assumption of incoherent sources” denote estimated sound pressure using Eq. (5.24) and calculated sound pressure using Eq. (5.25) respectively.

間のコヒーレンスが本解析例において観察されるコヒーレンスより特に強い解析対象が存在すれば、そのようなケースにおいては本推定手法による推定結果と簡易式による算出値の間により大きな差が現れると考えられる。

物体間相関の効果

Fig. 5.8 に示すように、 $W = 3L$ および $4L$ のケースにおける表面変動圧力パワースペクトルの Kámán 周波数に対応するピーク値はそれぞれ約 91 dB, 94 dB と、 $W = 4L$ のケースの方が大きい。一方で受音点音圧のピーク値はそれぞれ約 74 dB, 69 dB と、 $W = 3L$ のケースの方が大きくなっている。これは Fig. 5.22 に示すように、 $W = 4L$ における当該ストローハル数での隣接物体間の音源逆相関の程度が $W = 3L$ のケースに比べて大きいため、個々の音源からの放射音が互いに打消される効果が強く表れることによる。

Table 5.3: Computational loads required for computation with estimation technique applied and for full computation without the technique (reference case) in case of $W = 4L$ and up to $T = 231$ including preparatory computations up to $T = 20$.

Process	CFD computation	Estimation procedure	Number of meshes
Processor	Hitachi SR8000/MPP	AMD Opteron 250	
With estimation technique	9.3 days, 772 MBytes	90 s, 2.5 MBytes	1.6×10^6
Full computation (reference case)	60.9 days, 2.1 GBytes	—	4.4×10^6
Ratio (Full / Estimation)	6.5, 2.8	—	2.8

5.7 所要計算機負荷比較

$W = 4L$ のケースにおける本推定手法も含めた所要解析負荷および、基準ケースの解析所要負荷をまとめると Table 5.3 のとおりである．数値流体解析の所要時間については、バッチジョブ投入キューの経過時間制限のために 1 ケースの解析を複数のジョブに分割して投入した．そのため途中計算状態保存・復元のオーバーヘッド、計算機障害・保守によるジョブのリスタート等の要因により正確な所要計算時間は算出不可能である．したがって基準ケースの解析上の時間幅である無次元時刻 $T = 231$ までの所要計算時間を、単位無次元時間あたりの所要計算時間から概算した．

日立 SR8000/MPP スーパーコンピュータのシングルノード (8 プロセッサ; ノードあたりピーク性能 14.4 GFlops) 共有メモリ要素並列実行において、所要計算時間は $W = 4L$ のケースで助走計算も含めおよそ 9.3 日、所要記憶容量は 772 MBytes であった．さらに、数値流体解析結果から Fig. 5.27 に示す受音点音圧推定値の算出に要した時間は、AMD Opteron 250 プロセッサ (クロック周波数 2.4 GHz) のパーソナルコンピュータにおけるシングルスレッド実行で約 90 秒であった．ただし、推定値算出所要時間の殆どは流体解析データの読み込みに要した時間であり、音圧推定プロセス自体の計算所要時間は 1 秒未満であった．所要記憶容量は約 2.5 MBytes であった．以上からわかるように、本推定手法自体の計算機負荷は流体解析の解析負荷と比較してほぼ無視し得るほどに軽微である．

一方で基準ケースの所要計算時間はおよそ 60.9 日、必要記憶容量は 2.1 GBytes であった．推定手法適用の場合と比較すると解析格子数比の 2.8 倍を上回る 6.5 倍の所要計算時間である．また 60.9 日の所要時間は騒音低減技術の開発現場において実用的と言い難く、本推定法によってかろうじて実用的な所要時間となったと言える．解析格子数の比以上の所要計算時間となった理由は、圧力残差方程式の自由度増大に伴う MICCG 解法の反復回数増大、および基準ケースが x_3 軸方向解析領域幅が極端に短い扁平な解析領域となるため、MICCG 解法の超平面法による並列化における粒度低下によると考えられる．

5.8 まとめ

前章で提案した柱状物体からの放射音圧推定法の拡張として、物体にかかる音源流体力の物体間コヒーレンスを利用して、物体列の一部の流体解析結果を利用して物体列全体からの放射音を推定する手法の構築を行った。さらに角柱列周り流れの数値解析を通して、本推定手法において必要となる流体力の物体間相関のモデル式を導出し、受音点音圧の推定結果から本手法の有効性を検討した。

その結果、物体にかかる音源流体力の物体間コヒーレンスは物体間隔およびストローハル数によって無相関から逆相関を推移し、モデル式は Eq. (5.18) のように表された。

受音点音圧の算出結果は、本推定手法を適用した場合に簡易計算式の Eq. (5.25) と比較して約 1 dB の改善となった。1 dB から数 dB の細かな低減の積重ねにより空力音低減技術の漸進的な進歩が図られる状況では、本手法のように 1 dB でも正確に低減効果を予測可能であることは重要である。

さらに、あらゆる断面形状および物体間隔の解析対象物体列に対して簡易式の Eq. (5.25) で推定可能であるとの保証は無い。一方で本推定手法は、コヒーレンスのモデル式 Eq. (5.18) を解析対象に応じて検討し直すことで、角柱のみならず任意の断面形状物体列に対して適用可能である。したがって本手法の方が一般的な適用性においては優っていると言え、隣接物体間のコヒーレンスが正負にかかわらず特に強いケースが存在すれば、そのようなケースにおいては本推定手法の適用によってより良い推定精度を得ることが可能である。

推定法を適用した場合と全物体を解析した場合の解析負荷比較では、解析格子数の比率以上の解析負荷低減となった。

なお4章のスパン方向音圧推定法および本章の推定法を同時に適用する方法については、6章で検討する。

Appendix

A Eq. (5.5) の証明

簡単のため $\hat{\mu}_{m,n} = F_m^* F_n e^{-\iota(n-m)\theta}$, $\hat{\mu}_{n,m} = F_n^* F_m e^{-\iota(m-n)\theta}$ と表現すると、複素数 A, B について $A^* B + AB^* = 2 \operatorname{Re}(A^* B)$ であるから

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{m,n} + \hat{\mu}_{n,m} &= F_m^* F_n e^{-\iota(n-m)\theta} + F_n^* F_m e^{-\iota(m-n)\theta} = F_m^* F_n e^{-\iota(n-m)\theta} + F_m \left\{ F_n e^{-\iota(n-m)\theta} \right\}^* \\ &= 2 \operatorname{Re} \left\{ F_m^* F_n e^{-\iota(n-m)\theta} \right\} = 2 \operatorname{Re}(\hat{\mu}_{m,n}) . \end{aligned}$$

B $\hat{h}(M, \hat{l}_i)$ の形式的表現

Eq. (5.20) の右辺第一項の総和を形式的に実行すると、 $\hat{h}(M, \hat{l}_i)$ が下記のように得られる。

$$\hat{h}(M, \hat{l}_i) = M$$

$$\begin{aligned}
& - \left[M e^{\frac{2}{l_i}} + 2M e^{\iota 4\pi f \Delta t} + M e^{\frac{2}{l_i} + \iota 8\pi f \Delta t} + e^{\frac{3}{l_i} + \iota 2\pi f \Delta t} \left\{ M - 1 + \left(-e^{-\frac{1}{l_i} - \iota 2\pi f \Delta t} \right)^M \right\} \right. \\
& + e^{\frac{3}{l_i} + \iota 6\pi f \Delta t} \left\{ M - 1 + \left(-e^{-\frac{1}{l_i} + \iota 2\pi f \Delta t} \right)^M \right\} \\
& + 2e^{\frac{2}{l_i} + \iota 4\pi f \Delta t} \left\{ 2M - 2 + \left(-e^{-\frac{1}{l_i} - \iota 2\pi f \Delta t} \right)^M + \left(-e^{-\frac{1}{l_i} + \iota 2\pi f \Delta t} \right)^M \right\} \\
& + e^{\frac{1}{l_i} + \iota 6\pi f \Delta t} \left\{ 3M - 1 + \left(-e^{-\frac{1}{l_i} - \iota 2\pi f \Delta t} \right)^M \right\} \\
& \left. + e^{\frac{1}{l_i} + \iota 2\pi f \Delta t} \left\{ 3M - 1 + \left(-e^{-\frac{1}{l_i} + \iota 2\pi f \Delta t} \right)^M \right\} \right] \\
& \qquad \qquad \qquad \bigg/ \left(e^{\frac{1}{l_i}} + e^{\iota 2\pi f \Delta t} + e^{\frac{2}{l_i} + \iota 2\pi f \Delta t} + e^{\frac{1}{l_i} + \iota 4\pi f \Delta t} \right)^2
\end{aligned}$$

第6章 スパン方向および柱列方向音圧推定法の同時適用

6.1 序

4章および5章ではそれぞれ、単独柱状物体の放射音圧を部分スパン解析結果から推定する手法、および柱列状物体からの放射音圧を部分柱列の解析結果から推定する手法を提案した。しかしながら両提案手法はそれぞれ独立に適用されることを想定しており、両提案手法のみによって「柱列状物体の部分スパンおよび部分柱列解析結果から全スパン全柱列による放射音を推定する」ことは出来ない。その具体的な理由としては Fig. 6.1 に示すように、5章で提案した柱列状物体における推定法に与える物体表面流体力 F_m としては、Eq. (5.2) に示すように物体の全スパンに働く変動流体力の複素振幅、すなわち振幅絶対値のみでなくおよび位相情報もまた必要である。一方で4章で提案したスパン方向推定法における Eq. (4.15) に全スパン b を代入し $h(b, l)$ として得られるのは、スパン全体の流体力の時間平均的なパワーすなわち振幅絶対値の推定値のみであり、位相情報は欠落するためである。両推定法の適用順序を逆にしても同様なことが言える。

したがって Fig. 6.2 に示すような両推定法の同時適用に相当する、新たな手法の提案が必要となる。本章では両推定法と同様な原理に基づく柱列状物体の部分スパンおよび部分柱列解析結果から、全スパン全柱列による放射音を推定する手法を提案し、本提案手法において導入される2点間コヒーレンスモデルの妥当性に関する検討を行う。

6.2 理論

6.2.1 解析領域から放射される音の強さ

Fig. 6.3 に示すように、スパン方向および柱列方向に主流速度が一定で、乱れの性質が統計的に一様かつ定常な流体中に置かれた、スパン b の同一形状の柱状物体が等間隔に N 個配置された物体列からの空力音放射問題を考える。簡単のため、柱列両端部およびスパン方向両端部における端部効果の影響は無視する。さらに、それぞれの物体はコンパクトであるとして各部から受音点 x への遅延時間差は無視するが、柱列全体は必ずしもコンパクトでないと考えられるため、物体間の遅延時間差は考慮する。ただし各物体表面上の音源パワーは等しく、かつ柱列全体の大きさは音源代表点-受音点間距離に比較して小さいとする。すなわち、受音点に到達する各物体からの音響強度の寄与は概ね等しいとする。

全柱列のうち、実際に解析されるのは Fig. 6.3 中に淡青色で示した部分とする。すなわち解析スパ

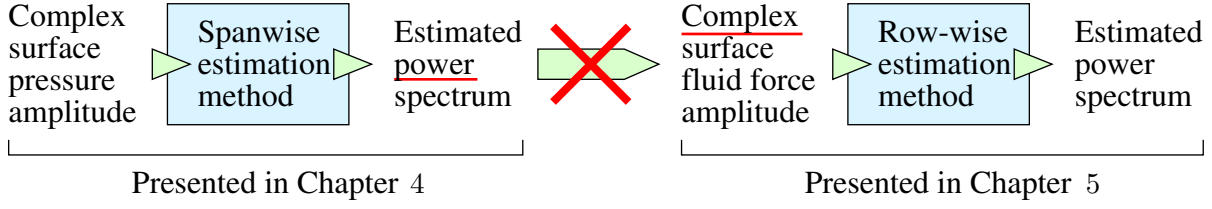


Fig. 6.1: The spanwise and row-wise estimation methods presented in the former chapters cannot be applied consecutively.

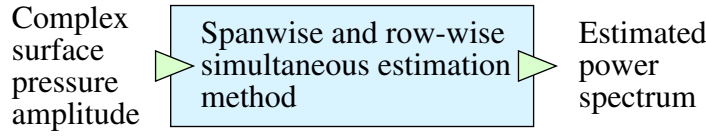


Fig. 6.2: The spanwise and row-wise simultaneous estimation method presented in this chapter.

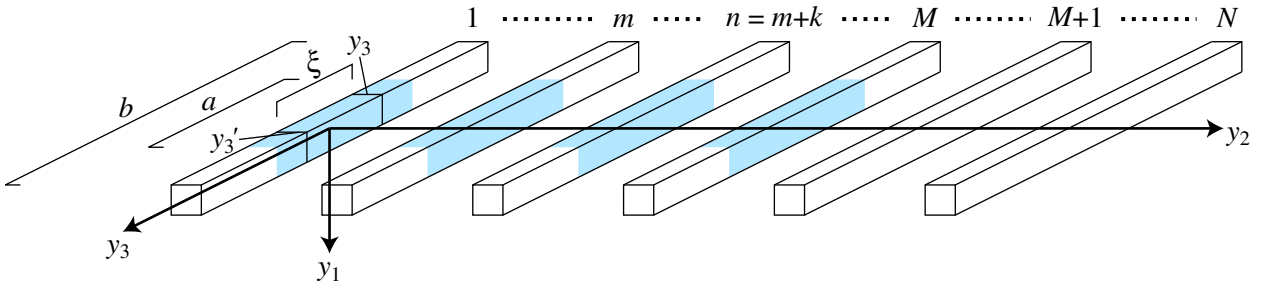


Fig. 6.3: Schematic of a row of cylindrical bodies. Blue gray regions denote the portion which is actually computed by CFD.

ン a , 解析物体数 M とする . また , 本節では簡単のため , 音源となる変動流体力のいずれか 1 座標軸成分 (x_i とする) のみを考えることとする .

柱状物体列のうち , 解析領域内のスパン a , M 個の物体から受音点に到達するアンサンブル平均的な音の強さの周波数 f 成分 $\bar{I}_s(\mathbf{y}, f)$ は , 以下となる .

$$\begin{aligned} \bar{I}_s &\propto \left\langle \sum_{m=1}^M e^{-i2\pi f \Delta t_m} \int_{-a/2}^{a/2} B_m(y_3, f) dy_3 \right\rangle^* \left\langle \sum_{n=1}^M e^{-i2\pi f \Delta t_n} \int_{-a/2}^{a/2} B_n(y'_3, f) dy'_3 \right\rangle > \\ &= \sum_{n=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{m=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \langle B_m^*(y_3, f) B_n(y'_3, f) \rangle e^{-i2\pi f (\Delta t_n - \Delta t_m)} dy_3 \right\} dy'_3 \end{aligned} \quad (6.1)$$

ここで Δt_m は m 番目の物体から受音点への遅延時間 , $B_m(y_3, f)$ は m 番目の物体のスパン方向位置 y_3 において働くスパン方向単位長さ当たり変動流体力の周波数 f における x_i 軸方向成分である .

$$B_m(y_3, f) = \int_{C_m(y_3)} n_i(\mathbf{y}) p(\mathbf{y}, f) dC_m(y_3)$$

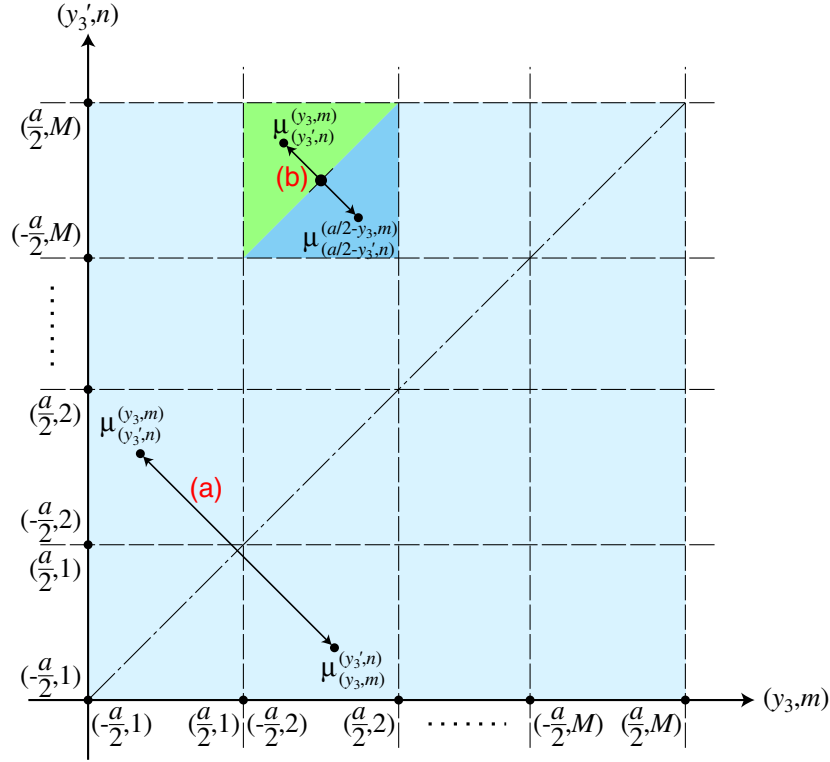


Fig. 6.4: Integrated and summed region in Eq. (6.3). (a) in the figure represents diagonally symmetrical points and (b) represents two points which are assumed to have equal coherence as shown in Fig. 6.5. Thus green and dark blue region are assumed to have equal integrals of coherence each other.

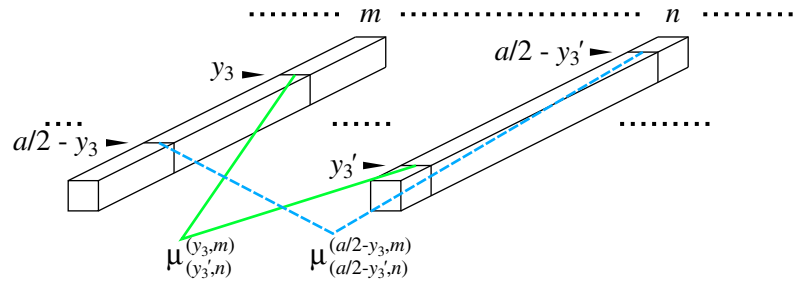


Fig. 6.5: Two points which are assumed to have equal coherence $\check{\mu}_{(y_3, n)}^{(y_3, m)}$ and $\check{\mu}_{(a/2-y_3', n)}^{(a/2-y_3, m)}$.

ここで $C_m(y_3)$ は物体 m のスパン方向位置 y_3 における物体断面の周縁, \mathbf{y} は $C_m(y_3)$ 上の点, $n_i(\mathbf{y})$ は点 \mathbf{y} における物体表面単位法線ベクトルの現在考慮している x_i 座標軸成分, $p(\mathbf{y}, f)$ は点 \mathbf{y} において物体が流体から受ける圧力である. なお以下は周波数領域でのある周波数 f における議論とし, 周波数に依存する関数に対する引数 f の明示は煩雑となるため, 特に必要な場合を除いて省略する.

Eq. (6.1) を m 番目のスパン方向位置 y_3 (以下, (y_3, m) と表す) および (y_3', n) におけるスパン方向

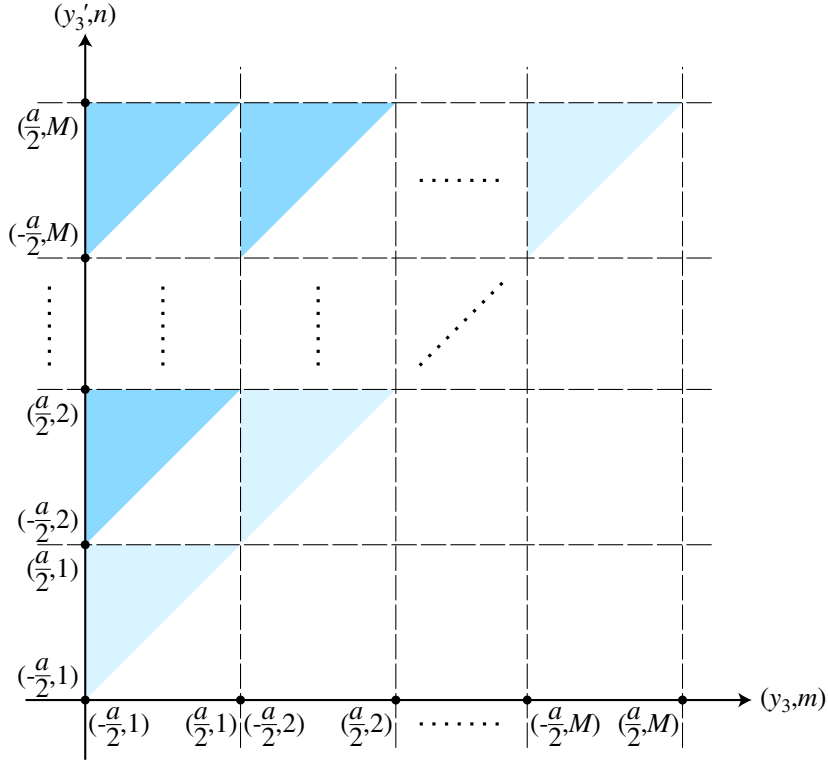


Fig. 6.6: Integrated and summed region in Eq. (6.7). Darker and lighter region each represent $4 \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3, n)}^{(y_3, m)} \right\}$ and $2 \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3, n)}^{(y_3, m)} \right\}$ are integrated and summed in the first and the second term of Eq. (6.7).

単位長さ当たり流体力のコヒーレンス

$$\check{\mu}_{(y_3', n)}^{(y_3, m)} = \frac{\langle B_m^*(y_3) B_n(y_3') \rangle}{\sqrt{\langle |B_m(y_3)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |B_n(y_3')|^2 \rangle}} \quad (6.2)$$

によって表すと、任意の (y_3, m) における $\sqrt{\langle |B_m(y_3)|^2 \rangle}$ が等しいと仮定しているため、以下のようになる。

$$\bar{I}_s \propto \sum_{n=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{m=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \check{\mu}_{(y_3', n)}^{(y_3, m)} e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} dy_3 \right\} dy_3' \quad (6.3)$$

上式の積分および総和区間を図示したのが Fig. 6.4 である。横軸・縦軸にそれぞれ (y_3, m) , (y_3', n) の存在範囲を展開し、塗りつぶした領域が上式の演算を行う範囲となる。Fig. 6.4 中の (a) に示した、対角軸に対称な 2 点にあるコヒーレンス $\check{\mu}_{(y_3, n)}^{(y_3, m)}$ および $\check{\mu}_{(y_3, m)}^{(y_3', n)}$ に対し、Eq. (5.5) と同様にして常に

$$\check{\mu}_{(y_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} + \check{\mu}_{(y_3, m)}^{(y_3', n)} e^{-i2\pi f(\Delta t_m - \Delta t_n)} = 2 \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} \quad (6.4)$$

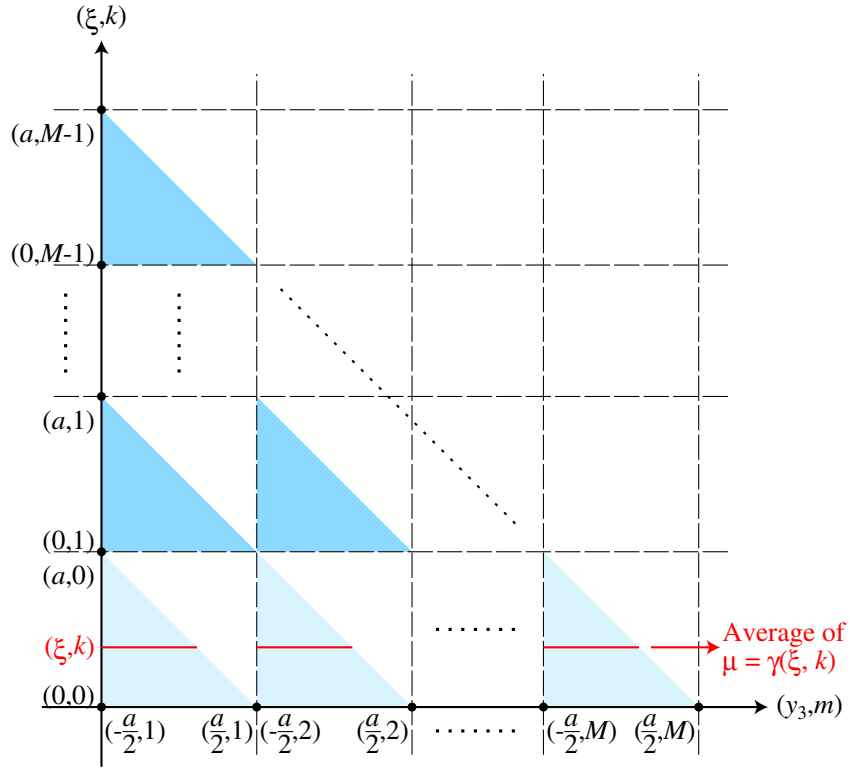


Fig. 6.7: Integrated and summed region in Eq. (6.9). Darker and lighter region each represent $4 \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y_3+\xi, m+k)}^{(y_3, m)} \right\}$ and $2 \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y_3+\xi, m)}^{(y_3, m)} \right\}$ are integrated and summed in the first and the second term of Eq. (6.9). $\tilde{\gamma}(\xi, k)$ defined by Eq. (6.10) means an averaged $\tilde{\mu}$ along the intersection of the painted region and $(\xi, k) = \text{const}$ line.

が成り立つことから，Eq. (6.3) は以下となる．

$$\begin{aligned} \bar{I}_s \propto & 2 \sum_{n=2}^M \int_{-a/2}^{a/2} \left[\sum_{m=1}^{n-1} \int_{-a/2}^{a/2} \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} dy_3 \right] dy'_3 \\ & + 2 \sum_{n=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \int_{a/2}^{y'_3} \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, n)} \right\} dy_3 dy'_3 \quad (6.5) \end{aligned}$$

さらにここで，流れ場の乱れがスパン方向・柱列方向ともに一様であれば，Fig. 6.5 のように，異なる 2 物体 m, n 上の 2 点およびそれらのスパン方向中点 ($y_3 = 0$) を挟んで対称な位置にある 2 点，すなわち (y_3, m) と (y'_3, n) の間のコヒーレンス実部および， $(a/2 - y_3, m)$ と $(a/2 - y'_3, n)$ の間のコヒーレンス実部は概ね等しくなる筈であるとの仮定を導入する．すなわち

$$\operatorname{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} = \operatorname{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(a/2 - y'_3, n)}^{(a/2 - y_3, m)} e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} .$$

積分・総和領域図で示すと，Fig. 6.4 中の (b) 点を中心に，点対称な位置にある 2 点のコヒーレンス実部が共に等しいことを意味する．すると同図中の緑色および濃青色で塗り潰した領域のコヒーレン

ス実部積分値もまた共に等しく，下式となる．

$$\begin{aligned} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{y'_3} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} dy_3 dy'_3 \\ = \int_{-a/2}^{a/2} \int_{y'_3}^{a/2} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} dy_3 dy'_3 \end{aligned} \quad (6.6)$$

コヒーレンスを取るペアとなる点の存在する物体番号 m, n はいずれも同一であり，かつスパン方向に対称位置にある 2 点の位置関係から上式は合理的な仮定と予想できる．この仮定の妥当性については 6.4.3 節で検討する．上式の仮定の下で Eq. (6.5) の右辺第一項内側の積分範囲を狭めることができ，次式のようになる．

$$\begin{aligned} \bar{I}_s \propto 4 \sum_{n=2}^M \int_{-a/2}^{a/2} \left[\sum_{m=1}^{n-1} \int_{-a/2}^{y'_3} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} e^{-\iota 2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} dy_3 \right] dy'_3 \\ + 2 \sum_{n=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \int_{a/2}^{y'_3} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, n)} \right\} dy_3 dy'_3 \end{aligned} \quad (6.7)$$

上式の積分および総和区間を図示すると Fig. 6.6 のとおりである．図中の濃い塗り潰しの領域は上式右辺第一項，薄い塗り潰しの領域は第二項の積分および総和区間に対応する．

さらにコヒーレンスを取る 2 点のスパン方向距離 ξ ，物体間隔 k を

$$\xi = y'_3 - y_3 \quad (\xi \geq 0),$$

$$k = n - m \quad (k \geq 0)$$

とにおいて (Fig. 6.3 参照)，Eqs. (4.10)，(5.7) と同様にして変数を変換すると

$$\begin{aligned} \bar{I}_s \propto 4 \sum_{k=1}^{M-1} \int_0^a \left[\sum_{m=1}^{M-k} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3+\xi, m+k)}^{(y_3, m)} e^{-\iota 2\pi f k \Delta t} \right\} dy_3 \right] d\xi \\ + 2 \sum_{n=1}^M \int_0^a \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3+\xi, n)}^{(y_3, n)} \right\} dy_3 d\xi. \end{aligned} \quad (6.8)$$

ただし Δt は隣接物体間の遅延時間差であり，

$$\Delta t_n - \Delta t_m = k \Delta t$$

である．

さらに Eq. (6.8) 右辺第二項の積分と総和の順序を交換して

$$\bar{I}_s \propto 4 \sum_{k=1}^{M-1} \int_0^a \left[\sum_{m=1}^{M-k} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3+\xi, m+k)}^{(y_3, m)} e^{-\iota 2\pi f k \Delta t} \right\} dy_3 \right] d\xi$$

$$\begin{aligned}
& +2 \int_0^a \left[\sum_{m=1}^M \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3+\xi, m)}^{(y_3, m)} \right\} dy_3 \right] d\xi . \\
= & 4 \sum_{k=1}^{M-1} \int_0^a \operatorname{Re} \left\{ e^{-i2\pi f k \Delta t} \sum_{m=1}^{M-k} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \check{\mu}_{(y_3+\xi, m+k)}^{(y_3, m)} dy_3 \right\} d\xi \\
& +2 \int_0^a \left[\sum_{m=1}^M \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \operatorname{Re} \left\{ \check{\mu}_{(y_3+\xi, m)}^{(y_3, m)} \right\} dy_3 \right] d\xi . \quad (6.9)
\end{aligned}$$

上式の積分および総和区間を図示すると Fig. 6.7 のとおりである．図中の濃い塗り潰しの領域は上式右辺第一項，薄い塗りつぶしの領域は第二項の積分および総和区間に対応する．

ここでスパン方向距離 ξ ，物体間隔 k の2点間におけるコヒーレンスを全ての点について平均した値 $\bar{\gamma}(\xi, k)$ を，以下のように定義する．

$$\bar{\gamma}(\xi, k) = \frac{1}{(M-k)(a-\xi)} \sum_{m=1}^{M-k} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \check{\mu}_{(y_3+\xi, m+k)}^{(y_3, m)} dy_3$$

上式の意味を Fig. 6.7 によって図式的に示すと，ある $(\xi, k) = \text{一定}$ に対応する直線と塗りつぶされた領域の重なった部分について $\check{\mu}$ の平均を取ることに相当する．上式を Eq. (6.9) に代入すると，以下のように \bar{I}_s を $\bar{\gamma}$ によって表すことができる．

$$\begin{aligned}
\bar{I}_s \propto & 4 \sum_{k=1}^{M-1} \left[(M-k) \int_0^a (a-\xi) \operatorname{Re} \left\{ \bar{\gamma}(\xi, k) e^{-i2\pi f k \Delta t} \right\} d\xi \right] \\
& + 2M \int_0^a (a-\xi) \operatorname{Re} \left\{ \bar{\gamma}(\xi, 0) \right\} d\xi \quad (6.10)
\end{aligned}$$

6.2.2 2点間コヒーレンスモデルの導入

Eq. (6.10) が示すように，前章までの推定法と同様にしてコヒーレンスの (ξ, k) に関する平均値の実部である $\operatorname{Re}\{\bar{\gamma}(\xi, k)\}$ を，流れの性状のみによって決定される何らかの関数でモデル化することができれば， \bar{I}_s を物体数 M およびスパン a の関数として表すことが可能である．前章までの検討によって，スパン方向のモデル関数としては Eq. (4.13) に示す Gauss 分布，物体間に関しては Eq. (5.18) に示す物体間隔 k に対して交互に逆相となる指数関数が適していることが示されていることから， $\operatorname{Re}\{\bar{\gamma}(\xi, k)\}$ を両者の合成された形で表現するのが適当と考える．すなわち

$$\bar{\gamma}(\xi, k) = (-1)^k \exp \left\{ - \left(\frac{\xi^2}{2l^2} + \frac{k}{\hat{l}} \right) \right\} . \quad (6.11)$$

ここで l および \hat{l} はそれぞれスパン方向および柱列方向の流れの性状によって決まるパラメータであり，前章までに倣ってそれぞれ相関長さおよび相関距離と呼ぶこととする．上式を Eq. (6.10) に代入して積分を形式的に実行すると

$$\bar{I}_s \propto 4 \int_0^a (a-\xi) \exp \left(-\frac{\xi^2}{2l^2} \right) d\xi \sum_{k=1}^{M-1} (M-k) (-1)^k \exp \left(-\frac{k}{\hat{l}} \right) \cos(2\pi f k \Delta t)$$

$$\begin{aligned}
& + 2M \int_0^a (a - \xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2l^2}\right) d\xi \\
& = \left\{ 2l^2 \left(e^{-\frac{a^2}{2l^2}} - 1 \right) + \sqrt{2\pi}al \operatorname{Erf}\left(\frac{a}{\sqrt{2}l}\right) \right\} \\
& \quad \cdot \left\{ 2 \sum_{k=1}^{M-1} (M-k)(-1)^k \exp\left(-\frac{k}{\hat{l}}\right) \cos(2\pi f k \Delta t) + M \right\} . \quad (6.12)
\end{aligned}$$

ここで Eq. (6.12) の最右辺を $\check{h}_{(l,\hat{l})}^{(a,M)}$ とおくと

$$\begin{aligned}
\bar{I}_s & \propto \check{h}_{(l,\hat{l})}^{(a,M)} , \\
\check{h}_{(l,\hat{l})}^{(a,M)} & = \left\{ 2l^2 \left(e^{-\frac{a^2}{2l^2}} - 1 \right) + \sqrt{2\pi}al \operatorname{Erf}\left(\frac{a}{\sqrt{2}l}\right) \right\} \\
& \quad \cdot \left\{ 2 \sum_{k=1}^{M-1} (M-k)(-1)^k \exp\left(-\frac{k}{\hat{l}}\right) \cos(2\pi f k \Delta t) + M \right\} . \quad (6.13)
\end{aligned}$$

以上のように、 \hat{I}_s を a, M, l, \hat{l} の関数として表すことができる．また Eq. (6.11) のように、コヒーレンスモデルとして ξ, k それぞれに関し独立な関数の積で表される関数を選択したため、 $\check{h}_{(l,\hat{l})}^{(a,M)}$ もまた a, M のそれぞれに対して独立な関数である Eq. (4.15) の $h(a, l)$ および Eq. (5.20) の $\hat{h}(M, \hat{l})$ の積となっている．すなわち

$$\check{h}_{(l,\hat{l})}^{(a,M)} = h(a, l) \hat{h}(M, \hat{l}) . \quad (6.14)$$

6.2.3 受音点における音圧

前節までは1座標軸方向成分のみにについて考えた．しかしながら 4.2.3 節および 5.2.3 節での考察と同様に、実際の受音点音圧予測には、全座標軸成分および距離減衰にかかわる係数の考慮が必要となる．Eqs. (4.16), (5.13) と同様にして、それらを考慮して受音点音圧の二乗値 $\langle |p(\mathbf{x}, f)|^2 \rangle$ を求めると下式となる．

$$\begin{aligned}
\langle |p(\mathbf{x}, f)|^2 \rangle & = \left\langle \left\{ -\frac{\iota f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \sum_{m=1}^M e^{-\iota 2\pi f \Delta t_m} \int_{-a/2}^{a/2} B_{m,i}(y_3) dy_3 \right\}^* \right. \\
& \quad \cdot \left. \left\{ -\frac{\iota f}{2c_0} \frac{x_j}{x^2} \sum_{n=1}^M e^{-\iota 2\pi f \Delta t_n} \int_{-a/2}^{a/2} B_{n,j}(y'_3) dy'_3 \right\} \right\rangle \\
& = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right) \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_j}{x^2} \right) \\
& \quad \cdot \sum_{n=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{m=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \langle B_{m,i}^*(y_3) B_{n,j}(y'_3) \rangle e^{-\iota 2\pi f (\Delta t_n - \Delta t_m)} dy_3 \right\} dy'_3 \quad (6.15)
\end{aligned}$$

ただし $B_{m,i}(y_3)$ は m 番目の物体におけるスパン方向位置 y_3 の点にかかるスパン方向単位長さ当たり流体力の i 番目座標軸方向の変動流体力である．

Table 6.1: Values of $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}$ at the extremities of coherent length l_i and coherent distance \hat{l}_i being lesser or greater than span a and the number of bodies M .

	$l_i \ll a$	$l_i \gg a$
$\hat{l}_i \ll M$	$\sqrt{2\pi a} l_i M$	$a^2 M$
$\hat{l}_i \gg M$	$\frac{\sqrt{2\pi a} l_i \{1 + (-1)^{M+1}\}}{2}$	$\frac{a^2 \{1 + (-1)^{M+1}\}}{2}$

ここで簡単のため、観測点をいずれかの座標軸上にとった場合、上式中の x_i の当該座標軸以外の成分は0となるから、Eq. (6.15) の i 番目以外の座標軸成分に関する項および各座標軸成分間のクロス項を無視することができる。したがって Eq. (6.15) は以下のように簡略化される。

$$\begin{aligned} \langle |p|^2 \rangle = & \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \\ & \cdot \sum_{n=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \sum_{m=1}^M \int_{-a/2}^{a/2} \langle B_{m,i}^*(y_3) B_{n,i}(y'_3) \rangle e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} dy_3 \right\} dy'_3 \end{aligned} \quad (6.16)$$

上式は Eq. (6.1) と同様の形式であるから、 $\langle |p|^2 \rangle$ は 6.2.1 節および 6.2.2 節と同様の議論により、 $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}$ によって以下のように表される。

$$\langle |p|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0} \frac{x_i}{x^2} \right)^2 \bar{B}_i^2 \check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}$$

ただし \hat{l}_i は音源の i 番目の座標軸成分に関する相関長さ、 \hat{l}_i は相関距離、 \bar{B}_i は、全ての物体の全てのスパン方向位置にかかるスパン方向単位長さ当たり変動流体力カパワーのアンサンブル平均値である。 \bar{B}_i はあらゆる物体のあらゆる位置において等しいと仮定しているが、実現象では多少の変動があると考えられることから、各物体のスパン方向平均値をさらに全物体で平均し、以下のように得ることとする。

$$\bar{B}_i^2 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \langle |B_{m,i}(y_3)|^2 \rangle dy_3$$

6.2.4 音源の相関長さおよび相関距離と強度の関係

本節では簡単のため、各隣接物体から観測点への平均遅延時間差 Δt を 0 と仮定する。あるスパン a および物体数 M の柱列においてコヒーレンスモデル式として Eq. (6.11) を適用した場合、 a 、 M に対する相関長さ l_i および相関距離 \hat{l}_i の大小による $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}$ の値は Eq. (6.14) および 4.2.4 節、5.5.3 節の議論から求められ、Table 6.1 のようにまとめられる。 $\hat{l}_i \ll M$ のときは l の大小に応じて $\sqrt{2\pi a} l_i$ および a^2 に比例する強度の無相関な音源が M 個存在すると考えることができ、 $\hat{l}_i \gg M$ のときは偶

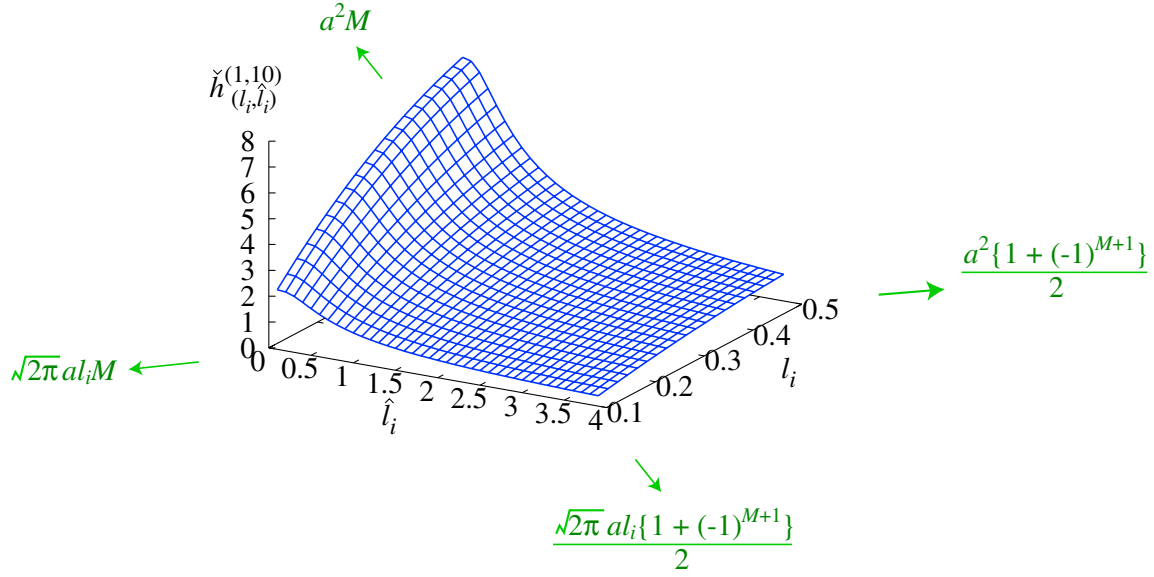


Fig. 6.8: \check{h} for constant a and M , $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(1,10)}$.

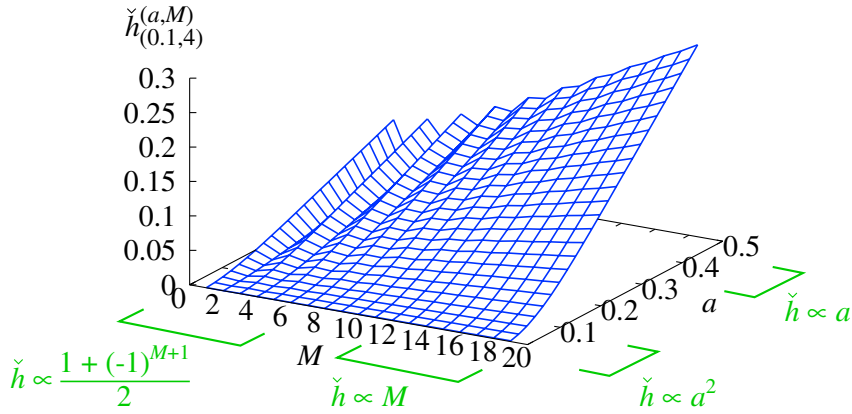


Fig. 6.9: \check{h} for constant l_i and \hat{l}_i , $\check{h}_{(0.1,4)}^{(a,M)}$.

数の M に対し強度 0，奇数の M に対し l_i の大きさに応じた 1 物体分の音源強度となることがわかる． l_i および \hat{l}_i の大小両極限におけるこのような $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a,M)}$ の挙動は，複数音源の相関性と受音点強度の関係に関する一般的な性質と合致している．すなわち，少なくとも l_i および \hat{l}_i の大小両極限においては，Eq. (6.11) のモデル式は妥当と言える．

Fig. 6.8 には， a ， M を一定の $a = 1$ ， $M = 10$ としたときの $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(1,10)}$ および，Table 6.1 に示した l_i ， \hat{l}_i の大小による \check{h} の値を示す． \hat{l}_i の値が小さな領域では l_i の影響を大きく受けるものの， \hat{l}_i が増加するにつれて急速に \hat{l}_i の影響が支配的となり， \check{h} の値が 0 に近づいていることがわかる．また Fig. 6.9 には， l_i ， \hat{l}_i を一定の $l_i = 0.1$ ， $\hat{l}_i = 4$ としたときの $\check{h}_{(0.1,4)}^{(a,M)}$ を示す． a の値が小さいときは相対的に l_i の

影響が大きくなるため \check{h} は a^2 に比例し, a が大きいと l_i が相対的に小さくなるため a に比例する状況に近づく. 一方, M の値が小さいときは相対的に \hat{l}_i の影響が大きくなるため \check{h} は $\{1 + (-1)^{M+1}\}/2$ に比例し, M が大きいときは M に比例する状況に近づくことがわかる.

6.2.5 音圧の推定手順

以上から, スパン方向および物体列方向音圧推定法を同時適用する場合の具体的手順をまとめると Fig. 6.10 となる. 空力音数値予測手法全体の中で, 本手法は Fig. 4.5b のように位置づけられる.

具体的手順はまず, 数値流体解析によって算出された各物体のスパン方向単位長さ当たり流体力の x_i 軸成分 $B_{m,i}(y_3)$ から, Eq. (6.2) によって二点間のコヒーレンス $\check{\mu}_{(y'_3,n)}^{(y_3,m)} \Big|_i$, Eq. (6.10) からコヒーレンスの平均値 $\check{\gamma}_i(\xi, k)$ を算出する. この $\check{\gamma}$ をからコヒーレンスのモデル式 Eq. (6.11) のパラメータ l_i および \hat{l}_i を最小自乗推定により求める. 推定された両パラメータは解析スパン a , 全スパン b , 解析物体数 M , 全物体数 N とは独立の, 流れの性状のみに依存する量である. したがって受音点で観測される全スパン全物体からの音の強度 \bar{I} は, 推定された l_i および \hat{l}_i により, 次のように得られる.

$$\bar{I} \propto \check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(b, N)}$$

全スパン全物体からの音圧 $\bar{p}(\mathbf{x}, f)$ は, Curle の式により直接算出される音圧 $\bar{p}_s(\mathbf{x}, f)$ により, 以下のとおり求められる.

$$\begin{aligned} \bar{p}(\mathbf{x}, f) &= \check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)} \bar{p}_s(\mathbf{x}, f), \\ \check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)} &= \sqrt{\frac{\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(b, N)}}{\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}}}. \end{aligned} \quad (6.17)$$

また Eqs. (4.2), (5.25) に対応する, 2 点間の相関が小さい場合の簡易推定式は以下となる.

$$\check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)} = \sqrt{\frac{bN}{aM}} \quad (6.18)$$

6.3 数値解析条件

5.3 節と同一の数値解析条件である, 解析物体数 $M = 6$, 解析スパン $a = 2L$, 物体中心間距離 $W = 2L, 3L, 4L, 6L$ の 4 ケースとした正方形断面角柱列周り流れの流体解析結果を利用して, 本章における物体表面変動圧力 2 点間コヒーレンスのモデル化式である Eqs. (6.6), (6.11) の妥当性を検討する. 解析対象の形状および解析条件の詳細は, Fig. 6.11 および Table 6.2 に再掲するとおりである.

さらに, 上記の $W = 4L$ のケースとの受音点音圧比較により本章の推定手法実証を図るため, Fig. 6.12 に示す解析物体数 $M = 12$, 解析スパン $a = 4L$ としてのケースの解析を行い, 本推定法を適用せず Curle の式から直接受音点音圧を算出する. 以後, 本ケースを基準ケースと呼ぶ.

Compute averaged coherence $\check{\gamma}_i(\xi, k)$ of fluid force per spanwise unit length $B_{m,i}(y_3)$ obtained by CFD computation.

$$\check{\gamma}_i(\xi, k) = \frac{1}{(M-k)(a-\xi)} \sum_{m=1}^{M-k} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \check{\mu}_{(y_3+\xi, m+k)}^{(y_3, m)} \Big|_i dy_3,$$

$$\check{\mu}_{(y_3, m)}^{(y_3, m)} \Big|_i = \frac{\langle B_{m,i}^*(y_3) B_{n,i}(y'_3) \rangle}{\sqrt{\langle |B_{m,i}(y_3)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |B_{n,i}(y'_3)|^2 \rangle}}$$

▼ $\check{\gamma}_i(\xi, k)$

Determine coherent length l_i and coherent distance \hat{l}_i by least-square fitting $\check{\gamma}_i(\xi, k)$ to the following function.

$$\check{\gamma}_i(\xi, k) = (-1)^k \exp \left\{ - \left(\frac{\xi^2}{2l_i^2} + \frac{k}{\hat{l}_i} \right) \right\}$$

▼ l_i, \hat{l}_i

Compute $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}$ and $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(b, N)}$.

$$\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)} = \left\{ 2l_i^2 \left(e^{-\frac{a^2}{2l_i^2}} - 1 \right) + \sqrt{2\pi} a l_i \operatorname{Erf} \left(\frac{a}{\sqrt{2} l_i} \right) \right\}$$

$$\cdot \left\{ 2 \sum_{k=1}^{M-1} (M-k) (-1)^k \exp \left(-\frac{k}{\hat{l}_i} \right) \cos(2\pi f k \Delta t) + M \right\}$$

▼ $\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}, \check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(b, N)}$

Compute $\check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)}$

$$\check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)} = \sqrt{\frac{\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(b, N)}}{\check{h}_{(l_i, \hat{l}_i)}^{(a, M)}}}$$

▼ $\check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)}$

► \bar{p}_s

Compute \bar{p} using \check{q} and the sound pressure from the computational span \bar{p}_s directly calculated by Curle equation.

$$\bar{p}(\mathbf{x}) = \check{q}_{(a, b, l_i)}^{(M, N, \hat{l}_i)} \bar{p}_s(\mathbf{x})$$

Fig. 6.10: Procedure of the sound pressure estimation.

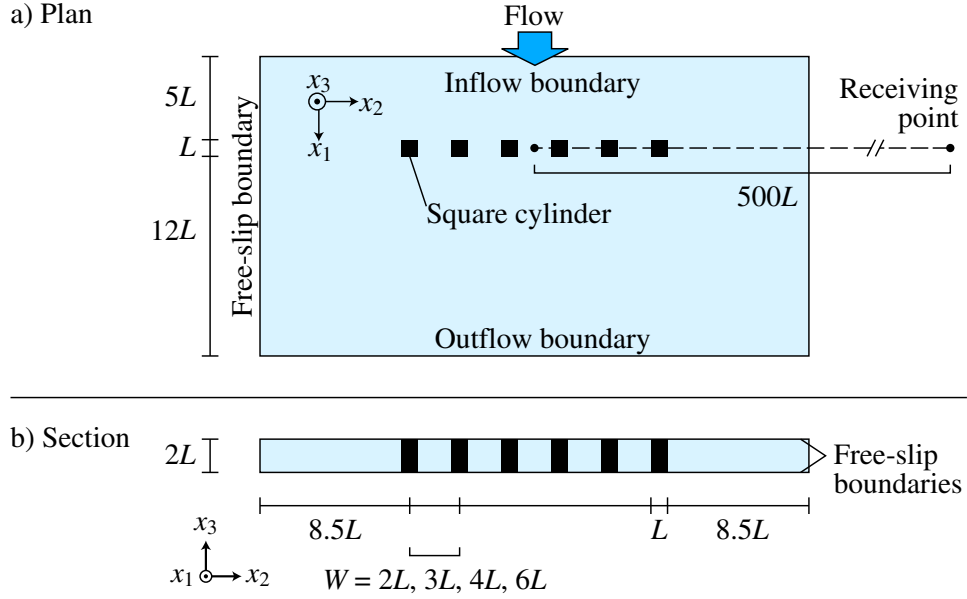


Fig. 6.11: Geometry of computational domain.

Table 6.2: Computational conditions.

Parameter	Value
Reynolds number, Re	6.47×10^3
Spacings between cylinders, W	$2L, 3L, 4L, 6L$
Number of grids, $x_1 \times x_2 \times x_3$	$131 \times 510-704 \times 20$
Time span	$380L/U$
Time step	$1 \times 10^{-3}L/U$
Minimum grid width	$0.016L-0.018L$
Smagorinsky constant	0.13

なお $\tilde{\gamma}(\xi, k)$ は 2 変数の関数であるため, l_i および \hat{l}_i の最小二乗推定にあたっては Eq. (2.62) より,

$$\chi^2(l_i, \hat{l}_i) = \sum_{k=0}^{M-1} \int_0^a \left[(-1)^k \exp \left\{ - \left(\frac{\xi^2}{2l_i^2} + \frac{k}{\hat{l}_i} \right) \right\} - \text{Re}\{\tilde{\gamma}_i(\xi, k)\} \right]^2 d\xi$$

を評価関数とした (上式右辺の総和は $k = 0$ から始まることに注意). ここで $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_i(\xi, k)\}$ は数値流体解析結果からの算出値である.

6.4 結果

6.4.1 相関長さ・相関距離の推定結果

Fig. 6.13 に, $M = 6$ の各ケースにおける x_1, x_2 各軸方向流体力のスパン方向相関長さである l_1, l_2 の推定結果を示す. また図中には, 各ケースの Kármán 周波数も下向き矢印 (\downarrow) で示した. まず l_1 について見ると, $W = 2L$ の場合, 広帯域にスパン方向の相関が見られ, 概ね Kármán 周波数で最大

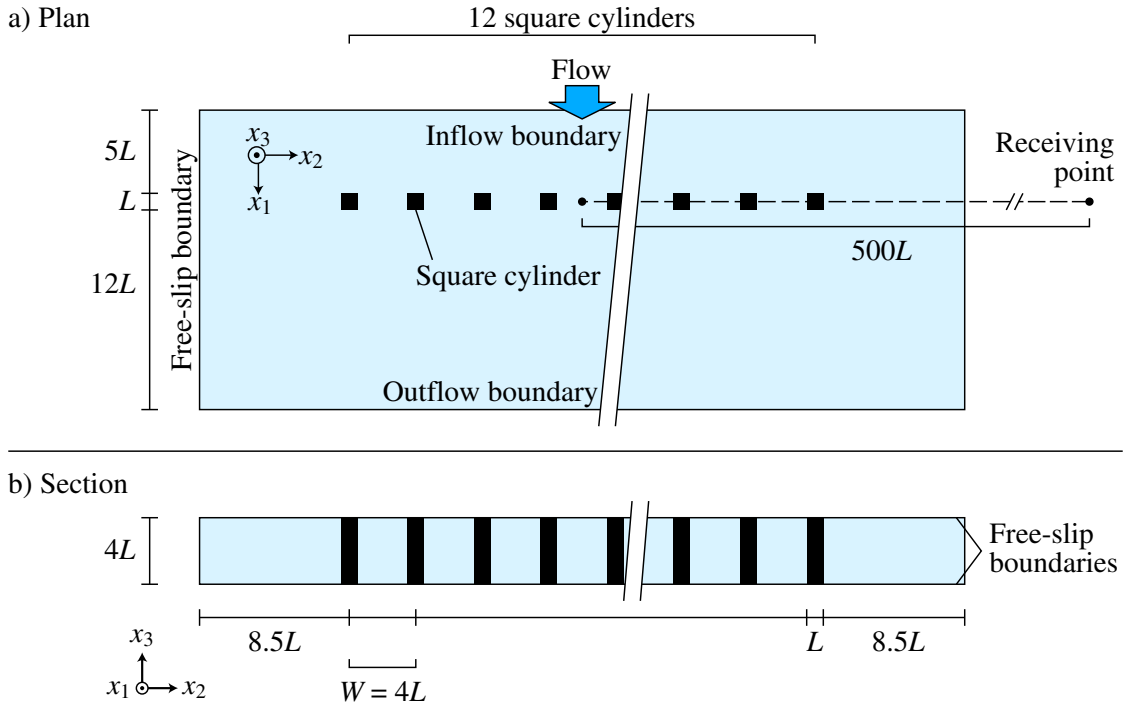


Fig. 6.12: Computational domain for reference case (full computation).

Table 6.3: Computational conditions for reference case.

Parameter	Value
Reynolds number, Re	6.47×10^3
Spacings between cylinders, W	$4L$
Number of grids, $x_1 \times x_2 \times x_3$	$131 \times 1152 \times 40$
Time span	$168.7L/U$
Time step	$1 \times 10^{-3}L/U$
Minimum grid width	$0.0177L$
Smagorinsky constant	0.13

となっている． $W = 3L$ 以上の場合も相関の見られる帯域が狭くなるものの，概ね Kármán 周波数で最大となっている．ただし Kármán 周波数の倍周波数でも極大値が見られる． l_2 については Kármán 周波数においてのみピークが見られるが，その大きさが l_1 と比較して非常に大きくなっている．流体解析においてスパン方向解析領域幅を $2L$ と小さく取らざるを得なかったため，解析領域両端の拘束効果によってスパン方向の乱れが抑制されたためと考えられる．

一方，Fig. 6.14 には， x_1, x_2 各軸方向流体力の物体間相関距離である \hat{l}_1, \hat{l}_2 を示す． \hat{l}_1 は概ね 1 以下であること， \hat{l}_2 が Kármán 周波数よりやや高周波数で最大となることなど，Fig. 5.22 に示す物体間相関のみのモデル式から \hat{l}_1, \hat{l}_2 を推定した場合と同様である．

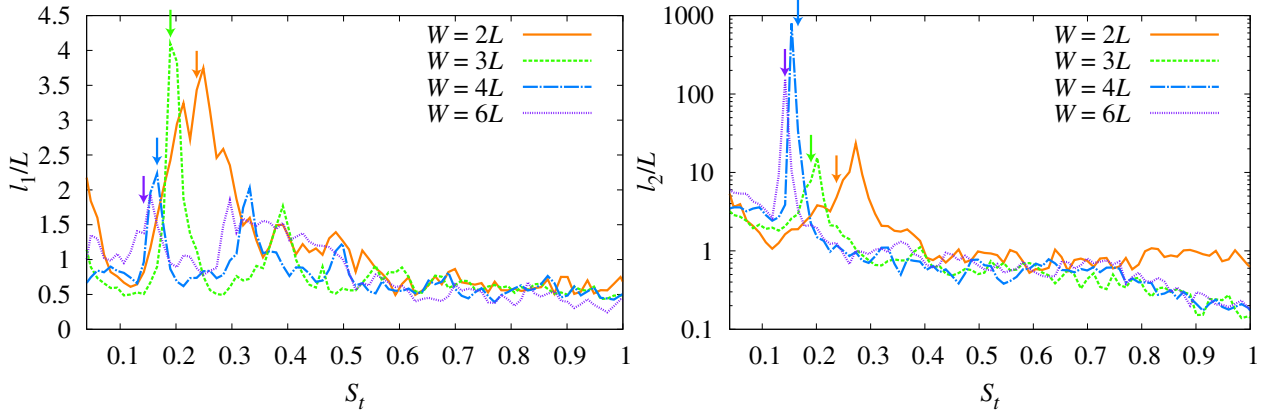


Fig. 6.13: Estimated coherent lengths l_1 and l_2 . Downarrows (\downarrow) indicate the Kármán frequencies for each case.

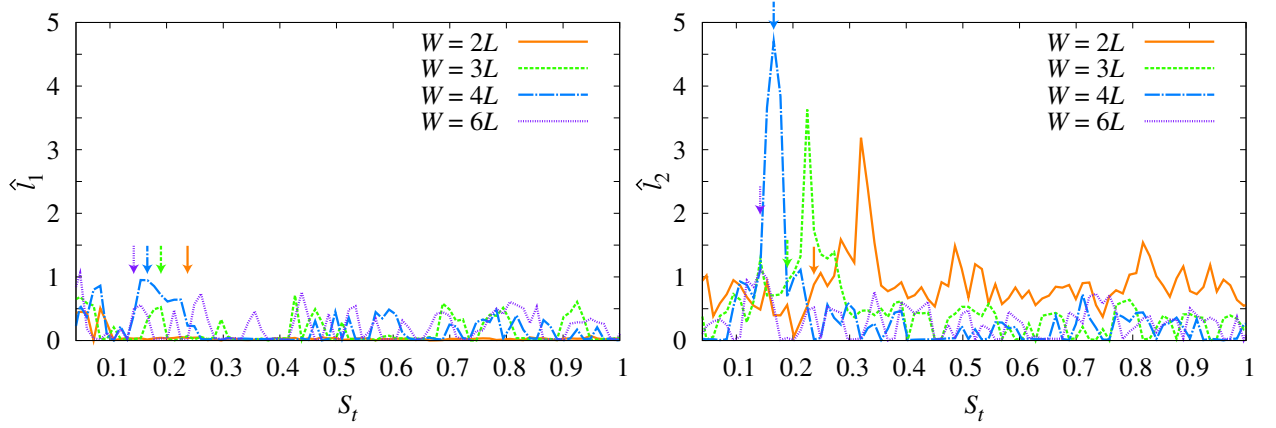


Fig. 6.14: Estimated coherent distances \hat{l}_1 and \hat{l}_2 . Downarrows (\downarrow) indicate the Kármán frequencies for each case.

6.4.2 コヒーレンスの算出結果

コヒーレンス実部 $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_i(\xi, k)\}$

Fig. 6.15 には、代表的なストローハル数として $St = 0.166$ を選び、 x_1 軸に垂直な面にかかる変動流体力のスパン方向および物体間コヒーレンス平均値の実部である $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_1(\xi, k)\}$ の流体解析算出値、およびその最小二乗推定された Eq. (6.11) のモデル関数を、物体間隔 k および物体断面辺長で基準化されたスパン方向 2 点間距離 ξ/L に対してプロットした。 $W = 2L$ の場合は算出値が全体的に正となっているため、モデル関数との適合状況は良くないが、 $W = 3L$ 以上のケースでは良く一致している。

Fig. 6.16 には、各ケースにおいて \hat{l}_2 が最大となったストローハル数を選び、 x_2 軸に垂直な面にかかる変動流体力のスパン方向および物体間コヒーレンス平均値の実部である $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_1(\xi, k)\}$ の流体解析

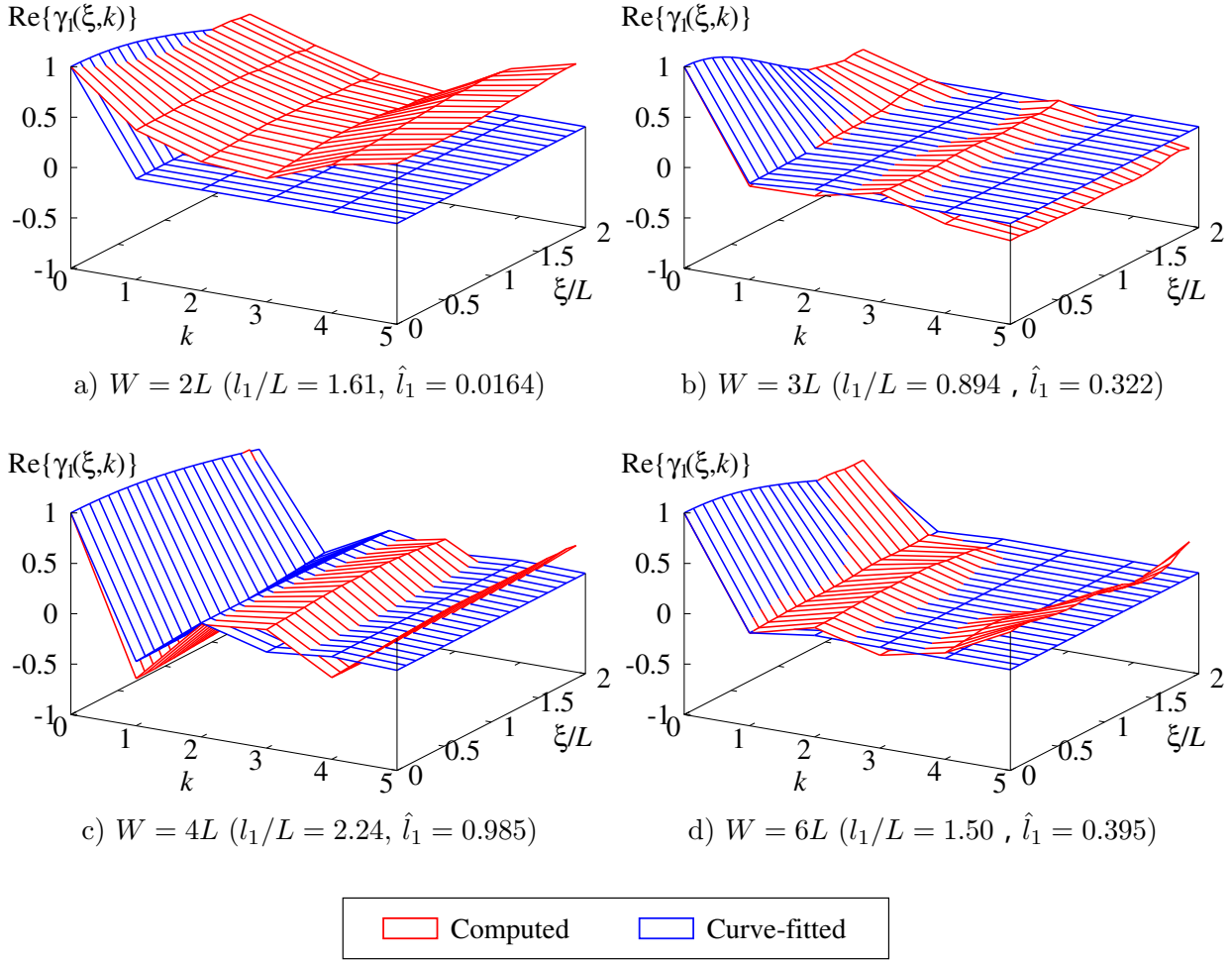


Fig. 6.15: Computed real parts of x_1 directional coherence $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_2(\xi, k)\}$ and their curve-fitted surfaces at $S_t = 0.166$.

算出値，およびその最小二乗推定された Eq. (6.11) のモデル関数を， k および ξ/L に対してプロットした．いずれのケースでも流体解析算出値とモデル関数が非常に良好に一致している．コヒーレンスの性質としては，スパン方向にはほぼ完全にコヒーレントであり，物体間のコヒーレンスについては前章に述べたような正負交互の相関が明瞭に見られる．

コヒーレンス虚部 $\text{Im}\{\tilde{\gamma}_i(\xi, k)\}$

Figs. 6.17, 6.18 には，それぞれ x_1 , x_2 方向の流体力コヒーレンス平均値虚部 $\text{Im}\{\tilde{\gamma}_i(\xi, k)\}$ を ξ/L および k に対して示す． $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_i\}$ と同様， x_1 方向については $S_t = 0.166$ ， x_2 方向については \hat{l}_2 が最大となったストローハル数 (Fig. 6.18 中に示す) についてプロットした． x_1 , x_2 軸方向ともに，平均回数の減少する $k = 5$ へ近づくに伴い多少のばらつきが生じる傾向があるものの，全てのケースで全域に渡って概ね 0 となっている．

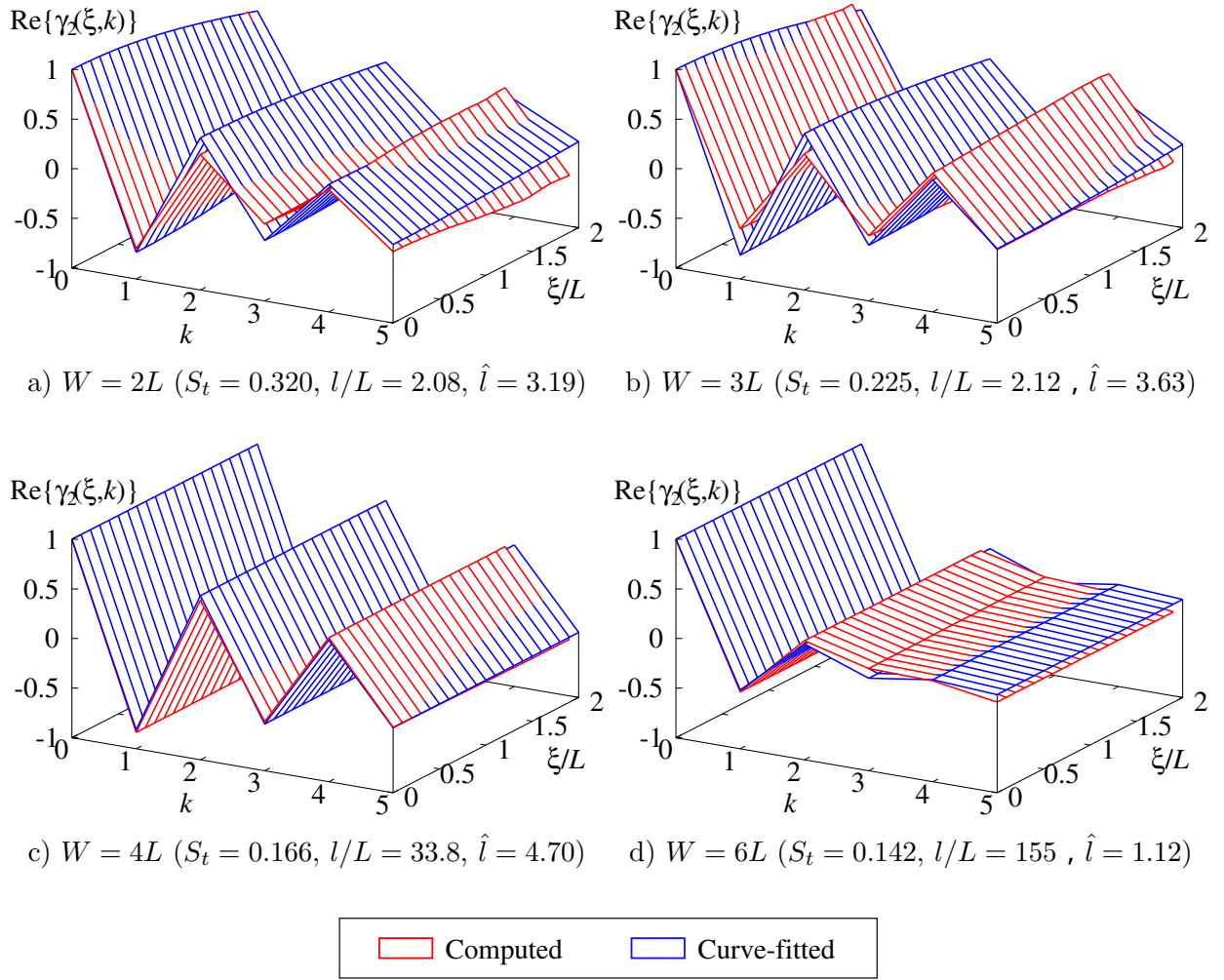


Fig. 6.16: Computed real parts of x_2 directional coherence $\text{Re}\{\tilde{\gamma}_1(\xi, k)\}$ and their curve-fitted surfaces at the peak Strouhal numbers of \hat{l}_1 (indicated in the captions).

6.4.3 Eq. (6.6) の仮定の妥当性

Fig. 6.19 には Eq. (6.6) の仮定の妥当性を確認するため, $W = 2L - 6L$ の各ケースにおける Eq. (6.6) 両辺を積分領域面積 $a^2/2$ で基準化した以下の式を, $S_t = 0.04 - 1$ の範囲で 0.0119 刻みに計算した値を x - y 両軸に取り, 散布図としてプロットした.

$$\zeta_{1,i} = \frac{2}{a^2} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{y'_3} \text{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} \Big|_i e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} dy_3 dy'_3,$$

$$\zeta_{2,i} = \frac{2}{a^2} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{y'_3}^{a/2} \text{Re} \left\{ \tilde{\mu}_{(y'_3, n)}^{(y_3, m)} \Big|_i e^{-i2\pi f(\Delta t_n - \Delta t_m)} \right\} dy_3 dy'_3$$

ここで $\tilde{\mu}|_i$ は, i 番目座標軸方向流体力に関するコヒーレンスを表す. まず図中 a) - d) の x_1 軸方向流体力コヒーレンス積分値について見ると, 物体間隔 W の増加に伴い Kármán 周波数付近の僅かな帯域を除けば物体間の流体力の相関は弱くなるため, $\zeta_{1,1}$, $\zeta_{2,1}$ のいずれも 0 付近に集中する傾向があ

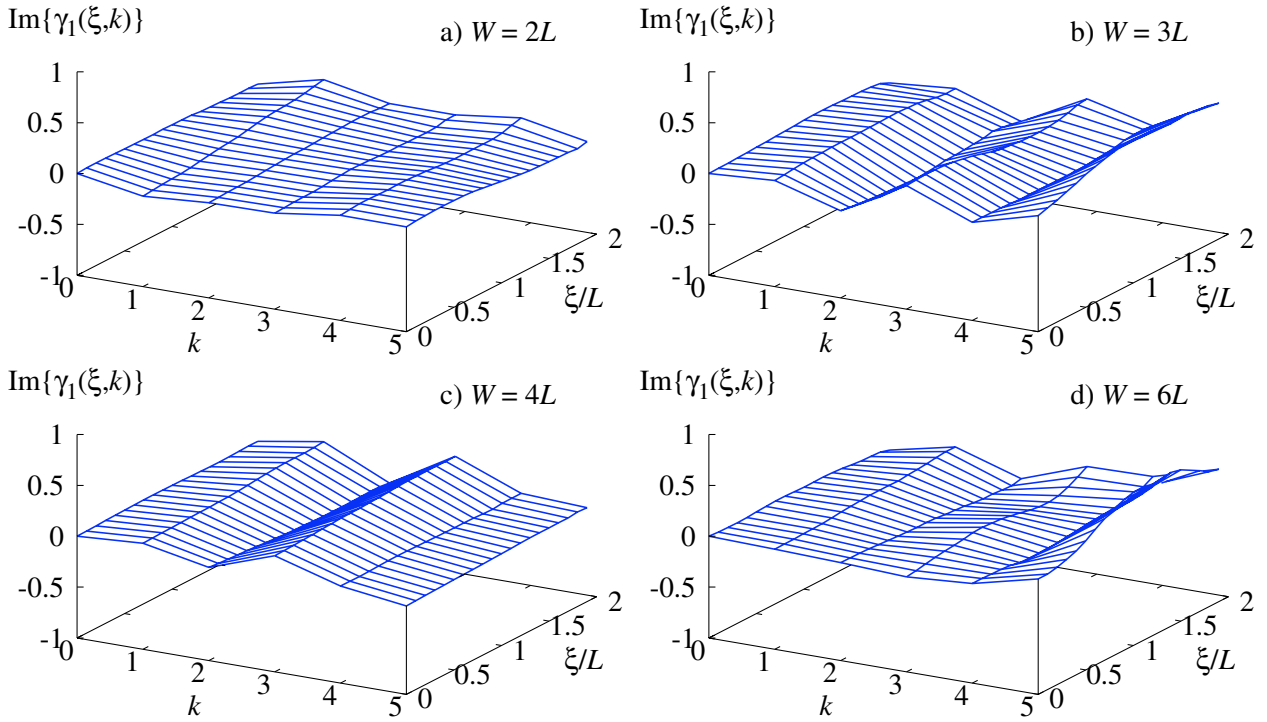


Fig. 6.17: Computed imaginary parts of x_1 directional coherence $\text{Im}\{\gamma_1(\xi, k)\}$ and their curve-fitted surfaces at $S_t = 0.166$.

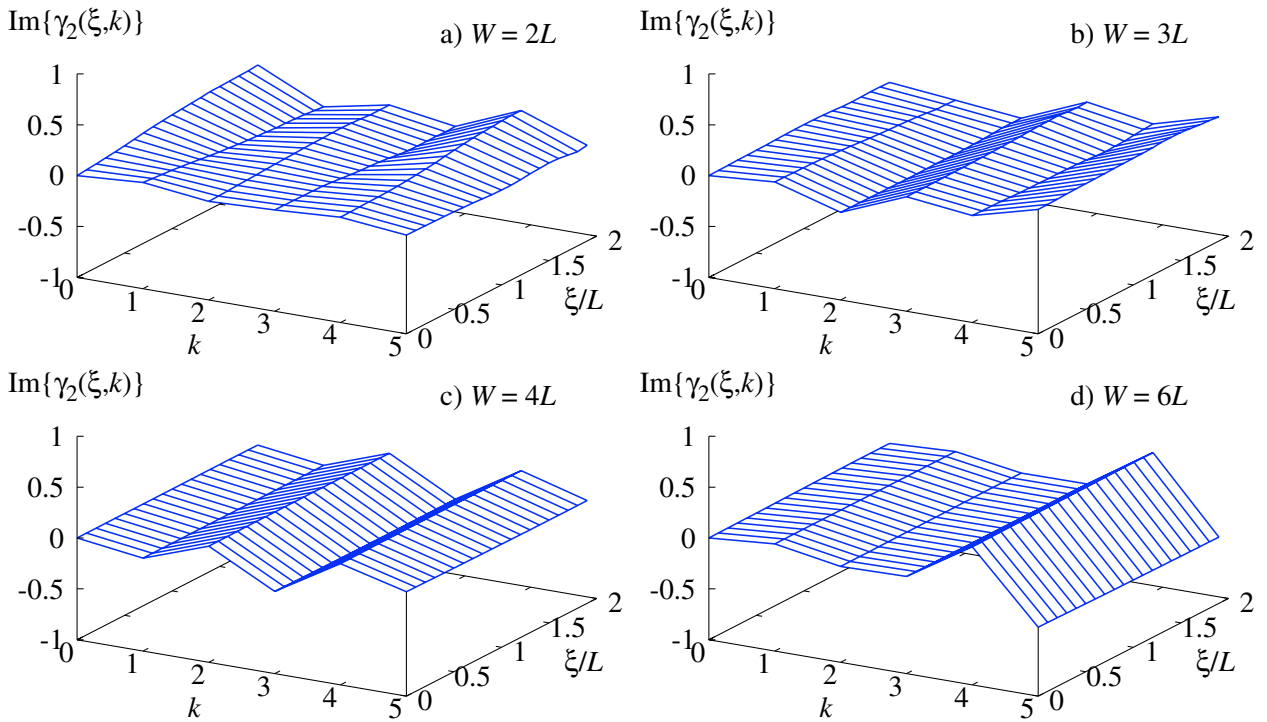


Fig. 6.18: Computed imaginary parts of x_2 directional coherence $\text{Im}\{\gamma_2(\xi, k)\}$ and their curve-fitted surfaces at $S_t = 0.237, 0.190, 0.166$ and 0.142 for $W = 2L, 3L, 4L$ and $6L$.

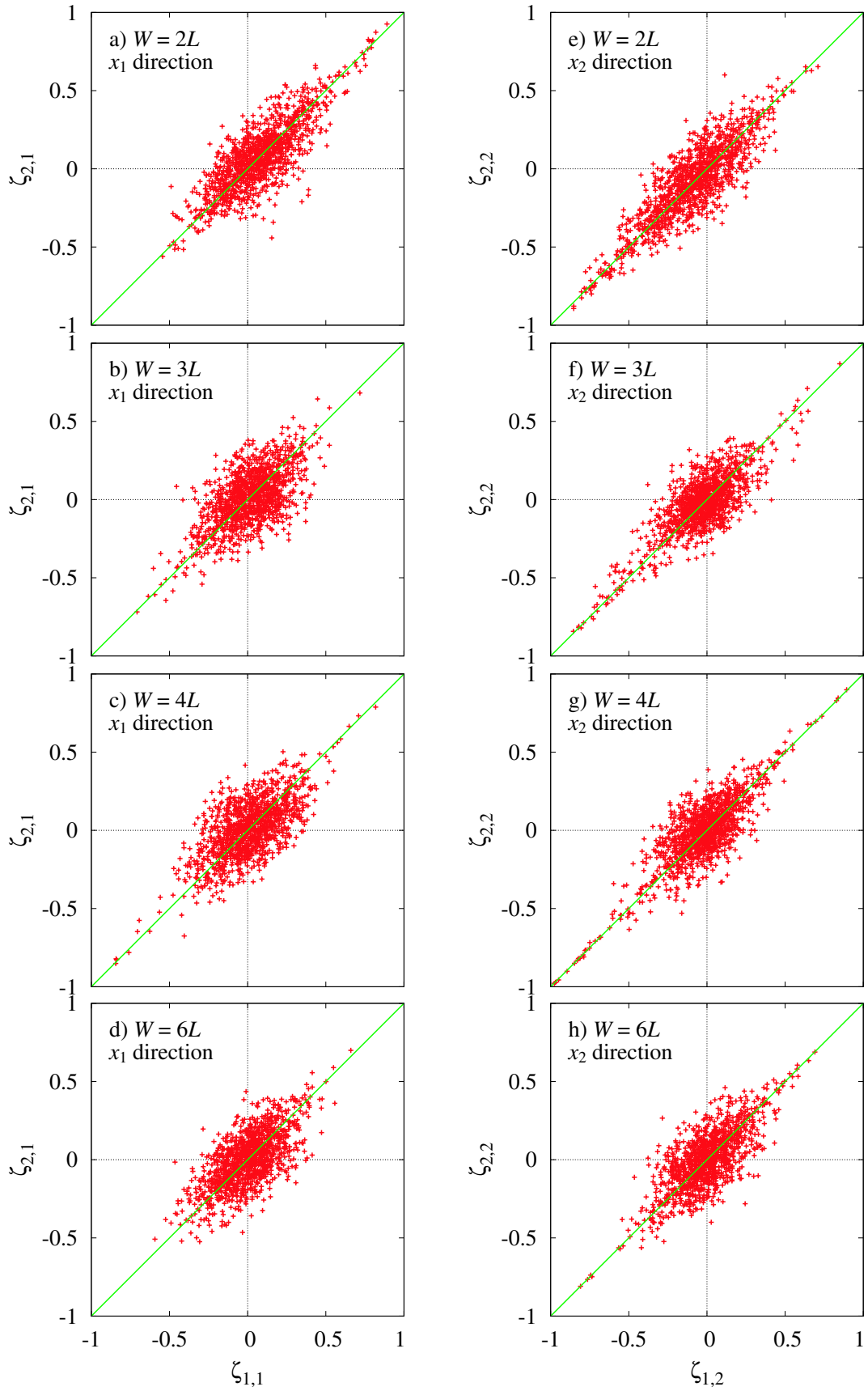


Fig. 6.19: a) – d) $\zeta_{2,1}$ versus $\zeta_{1,1}$ and e) – g) $\zeta_{2,2}$ versus $\zeta_{1,2}$ in the range of $0.04 < S_t < 1.0$ for $W = 2L, 3L, 4L$ and $6L$.

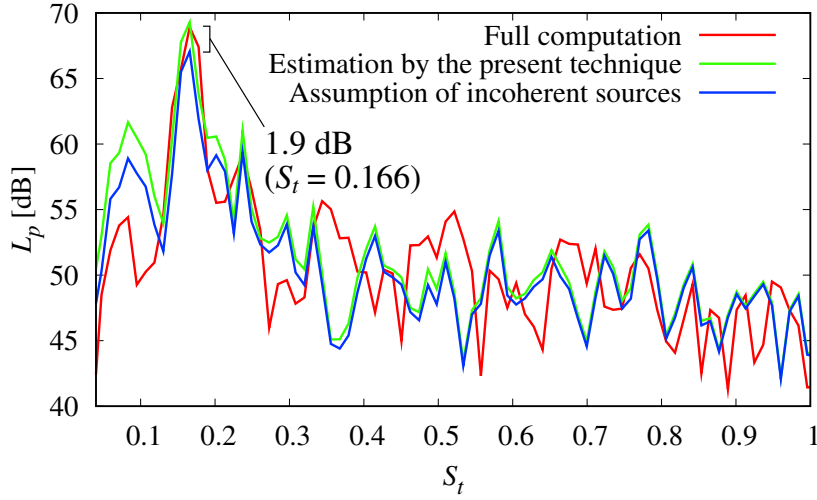


Fig. 6.20: Comparison of directly calculated sound pressure from full computation, estimated sound pressure with the present technique and estimated sound pressures from 6 cylinders with incoherent source assumption.

る．この0に近い領域，すなわち概ね $|\zeta_{1,1}| < 0.5$ かつ $|\zeta_{2,1}| < 0.5$ の範囲での両者の対応は必ずしも良くないが，これら無相関に近い領域では変動流体力のパワーが小さく，したがって流体音源全体からの放射音圧への寄与は小さいと考えられ，実用上問題ではないと推察できる．一方， $\zeta_{1,1}$ ， $\zeta_{2,1}$ の絶対値の増大に伴い両者の対応は良くなる傾向にあり，特に $|\zeta_{1,1}| > 0.5$ または $|\zeta_{2,1}| > 0.5$ の領域では両者が良く対応している．これらの領域は Kármán 渦放出により変動流体力のパワーが大きく，したがって流体音源全体への寄与が大きい．したがってこれらの領域において良い対応が見られることが重要となる．e) – h) に示す x_2 方向流体力コヒーレンス積分値は Kármán 渦放出の影響をより強く受けるため， x_1 方向に比べて $\zeta_{1,2}$ および $\zeta_{2,2}$ が若干広範囲に分散する傾向にあるが，絶対値の大きな領域で良い対応が見られるのは x_1 方向と同様である．対応の良い領域のサンプル数が多い分，全体的に $\zeta_{1,2}$ および $\zeta_{2,2}$ が x_1 方向と比較して若干ながら良く対応している．

以上の考察から，Eq. (6.6) の仮定は妥当と結論づけられる．

6.4.4 受信点音圧

全物体解析結果 (基準ケース) との比較

Fig. 6.12 および Table 6.3 に示す $W = 4L$ ， $a = 4L$ ， $M = 12$ とした基準ケースでは推定法を使用せず，数値流体解析結果から Curle の式によって直接受信点音圧を算出する．また，本推定手法を適用したケースとして， $W = 4L$ ， $a = 2L$ ， $M = 6$ のケースの解析結果から，本推定手法によって全スパン $b = 4L$ ，全物体数 $N = 12$ とした場合の受信点音圧を算出し，両者を比較する．

基準ケースにおける所要解析負荷 (次節参照) の都合上，時間方向スパンは前章の無次元時間 $T = 380$

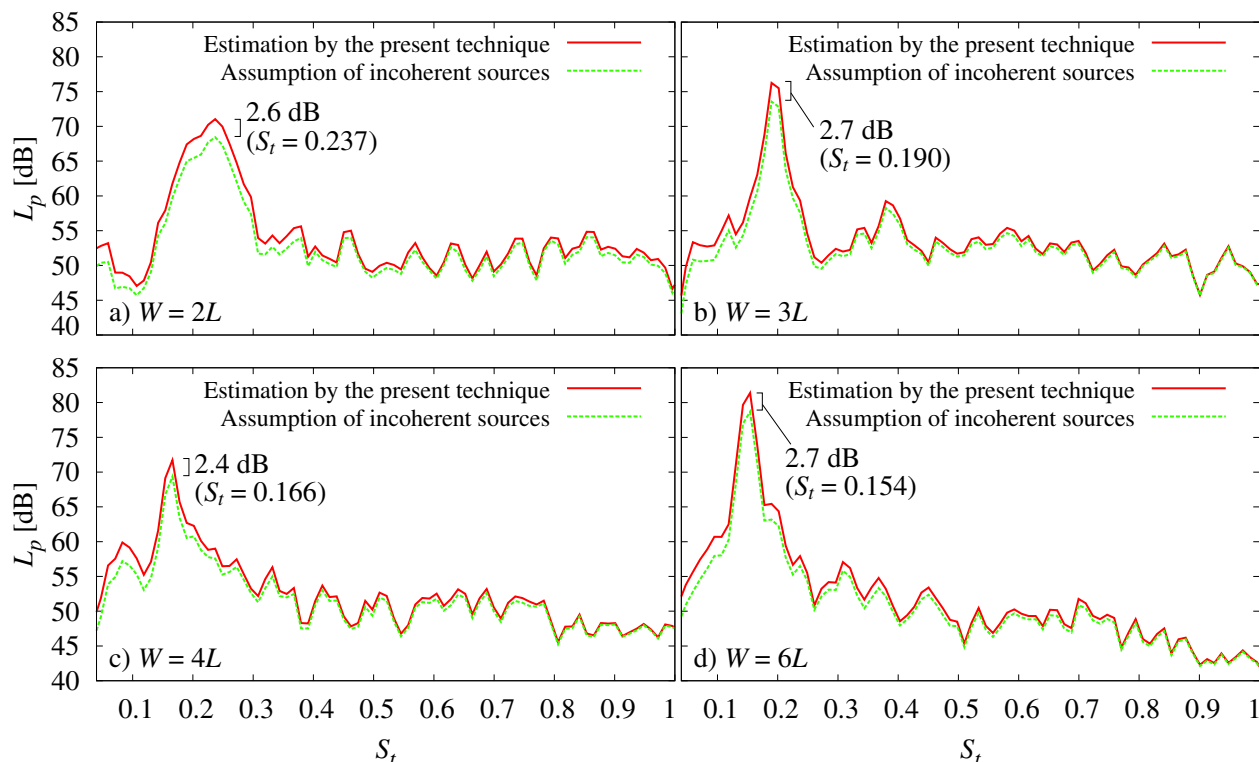


Fig. 6.21: Sound pressure at the receiving point calculated by the present estimation method and by assuming total incoherency. “Estimation by the present technique” and “Assumption of incoherent sources” denote estimated sound pressure using Eq. (6.17) and calculated sound pressure using Eq. (6.18) respectively.

のおよそ半分となる $T = 168.7$ とし，アンサンブル平均回数は 3 回とした．

Fig. 6.20 には両ケースの受信点音圧，また参考として， $W = 4L$ ， $a = 2L$ ， $M = 6$ のケースの解析結果から，無相関な音源を仮定して得られた受信点音圧を示す． $S_t = 0.177$ の Kármán 周波数において，本推定手法による推定値は基準ケースと良く一致しているのに対し，無相関を仮定した場合は基準ケースを 1.9 dB 下回っており，本推定手法の妥当性および優位性が示される．Kármán 周波数以外に関しても，アンサンブル平均回数が 3 回と少数であったため平滑化が不十分であるが，概ね一致していることが読み取れる．

1.4.4 節でも述べたように，空力音低減技術の進歩は 1 dB から数 dB の細かな低減の積重ねによるところが大きくなりつつある．そのような状況であるからこそ，開発現場においてより速く，より正確に従来技術に対する新技術の優位性を確認すること，つまり「従来技術と比較して，僅かでも効果があるのか無いのか」の確認が可能な空力音予測手法が求められていると言える．以上の理由から，特に従来技術との比較において 1 dB でも正確に低減効果を予測可能であることは重要である．

Table 6.4: Computational loads required for computations with estimation technique applied and for full computation without the technique (reference case) in case of $W = 4L$ and up to $T = 188.7$ including preparatory computations up to $T = 20$.

Process	CFD computation	Estimation procedure	Number of meshes
Processor	Hitachi SR11000/J1	AMD Opteron 250	
With estimation technique	3.4 days, 772 MBytes	361 s, 40.0 MBytes	1.6×10^6
Full computation (reference case)	21.6 days, 2.3 GBytes	—	6.0×10^6
Ratio (Full / Estimation)	6.4, 3.1	—	3.8

本推定手法および簡易手法の比較

Fig. 6.21 に、 $W = 2L, 3L, 4L, 6L$ の各ケースにおいて基準ケースと同様な $b = 4L, N = 12$ の場合の受音点音圧を本推定手法および無相関の仮定により算出した結果を示す。アンサンブル平均回数は 8 回とした。すべてのケースで Kármán 周波数において 2.4 dB から 2.7 dB の差異が読み取れる。Fig. 6.20 と併せて見れば、本推定手法は無相関の仮定による式に対し当該差異の分、高精度と考えることができる。

また本解析例では基準ケースにおける解析所要負荷の都合上、 $b = 4L$ と比較的短い実スパンを設定したものの、実際の解析対象がさらに長い実スパンを有する場合は、Fig. 4.43 のように両者の差はさらに開くと予想される。

6.4.5 所要計算機負荷比較

基準ケースおよび推定法を適用したケース双方の解析所要負荷をまとめると Table 5.3 のとおりである。数値流体解析の所要時間については 5.7 節と同様、1 ケースの解析を複数のジョブに分割して投入したため、正確な所要計算時間は算出不可能であった。従って単位無次元時間あたりの所要計算時間から $T = 188.7$ までの所要計算時間の概算結果を示している。

$W = 4L$ のケースで推定法を適用した場合、日立 SR11000/J1 スーパーコンピュータのシングルノード (POWER5 1.9 GHz 8-way; ノードあたりピーク性能 60.8 GFlops) 共有メモリ並列実行において、助走計算も含めおよそ 3.4 日であった。所要記憶容量は最大で約 772 MBytes であった。さらに、数値流体解析結果から Fig. 5.27 に示す受音点音圧推定値の算出に要した時間は、AMD Opteron 250 プロセッサ (クロック周波数 2.4 GHz) のパーソナルコンピュータにおけるシングルスレッド実行で約 361 秒であった。所要記憶容量は約 40 MBytes であった。以上からわかるように、本推定手法自体の計算機負荷は流体解析の解析負荷と比較してほぼ無視し得るほどに軽微である。

一方で推定法を使用せず、物体全体を直接流体解析することで受音点音圧を算出する場合の所要計算時間はおよそ 21.6 日、必要記憶容量は 2.3 GBytes であり、推定法を適用した場合と比較して計算

時間は約 6.4 倍，必要記憶容量は 3.1 倍となっている．推定法適用により解析メッシュ数比率の 3.8 倍以上の高速化となっており，計算時間の短縮効果が大きいことがわかる．

6.5 まとめ

4 章および 5 章で提案した両手法の同時適用に関する検討を行った．両手法とも最終的な推定結果は位相情報が欠落するため，単純な順次適用が不可能である．従って両手法を一貫させた新たな定式化を行い，推定手順を構築した．スパン方向および物体間コヒーレンスのモデル関数は前 2 章と共通の関数が使用可能であることを示した．また本定式化において仮定した他物体との音源コヒーレンスに対する性質について，その妥当性を示した．

さらに全物体全スパンの数値流体解析を行い Curle の式から直接算出した受音点音圧，および本推定手法による音圧推定値の比較を行った．その結果 Kármán 周波数におけるピーク値は良好な一致が見られ，本手法の妥当性が確認された．また解析負荷に関しても解析格子数の比率以上の解析負荷低減となることがわかった．1.4.4 節および 5.8 節でも述べたように，1 dB でも正確に音圧の予測が可能であることは重要であり，ここに本予測手法の意義があるといえる．

第7章 総括

本章では本研究の成果，意義，今後の展開について簡単に述べる．

7.1 本研究の成果

第1章ではまず本研究の背景として，本研究の端緒となった屋外建築付帯物から発生する空力騒音の対策に関する現状，当該騒音問題に対する空力音数値予測手法導入における問題点を指摘した．さらに本研究の主目的が解析負荷低減にあることを述べ，空力音に関する既往の理論・実験・数値的研究についてまとめた．

第2章では，本研究の理論的な根幹をなす Lighthill-Curle の空力音理論について述べた．つぎに本理論を利用した空力音現象に対する考察から導かれる，非圧縮性流体解析および Curle の式を組み合わせた空力音数値予測手法について述べた．非圧縮性解析手法に LES を使用する理由，さらに LES における SGS モデルとして標準 Smagorinsky モデルを使用する理由を述べた．その他の細かい検討として，本研究の LES 解析では，LES における空間フィルタリングは人間の可聴域をほぼカバーすること，物体表面直近2点の圧力を利用した物体表面の変動圧力算出法，LES 解析における各種境界条件，第4章以降で使用するパラメータ最小二乗推定法について述べた．

第3章では，負荷低減法提案の前段階としての諸検討を行った．まず乱流モデルを導入しない実スケールの約 $1/10$ の解析によって，Curle の式において音源となる物体表面圧力および物体表面摩擦応力のうち，物体表面摩擦応力は実用上無視して差支えないことを示した．またレイノルズ数 10^3 における円柱周り流れを同一解析手法および解析条件下で二次元および三次元流体解析を行った結果によれば，正確な音源周波数特性の把握には三次元流体解析が不可欠であることを示した．さらに標準 Smagorinsky モデル LES による実スケールのペランダ手摺子周り流体解析を行い，既往の実験結果と比較して概ね妥当な放射音のピーク周波数が得られていることを示した．ただし本解析において全物体で同相の変動圧力を仮定した点には疑問が残り，第5章における検討課題となる．

第4章では，第3章で三次元解析の必要性を示したものの，柱状物体の全スパンを直接数値流体解析することは非常に非効率であることから，物体表面変動流体力のスパン方向コヒーレンスを利用して部分スパン数値流体解析結果を使用して全スパンからの放射音を推定する手法を構築した．本手法において必要となるコヒーレンスのモデル関数には Gauss 分布型の関数を使用して定式化を行い，具体的な推定手順を示した．ついで風洞実験を通した実験解析により，Gauss 分布型のモデル関数が妥

当であること、本推定手法による推定結果が全スパンからの放射音実測値とよく合致することを確認した。さらに既往の類似手法との比較を行い、提案手法が特に解析スパンに対して実スパンの大きな状況において推定精度に優れることを示した。一方、数値解析においても同様に短スパン解析結果を利用した推定結果と全スパン解析結果の比較を行い、両者が良く合致することを示した。さらに両解析における負荷の比較から、本解析例では解析負荷がおおよそ $1/5$ に低減されることを示した。

第5章では、第4章で構築した手法と同様な考え方によって、柱状物体列の一部の解析結果を使用して全物体列からの放射音を推定する手法を構築した。本手法提案の理由としては、第3章での柱状物体列解析において全物体同相の圧力変動の仮定に疑問が残ったものの、全物体同時の数値流体解析によって物体間位相差を考慮するには非現実的な計算機負荷が要求されることが挙げられる。本手法において必要となる物体間のコヒーレンスモデル関数の妥当な関数形を数値流体解析によって検討し、正負交互のコヒーレンスが指数関数的に減衰する形が適当との結論を得て、定式化および具体的な推定手順の構築を行った。さらに本手法による推定結果、物体間のコヒーレンスが非常に小さい場合を仮定した簡易推定式、および全物体の数値解析を行った場合の三者の比較から、本推定手法の簡易推定式に対する優位性を示した。

第6章では、第4章および第5章で提案した両手法の同時適用に関する検討を行った。位相情報の欠落の問題から前2章で提案した手法の順次適用が不可能であるため、新たな定式化を行い、推定手順を構築した。スパン方向および物体間のコヒーレンスモデル関数は前2章と共通の関数が使用可能であることを示し、また本定式化において仮定した他物体との音源コヒーレンスに対する性質について、その妥当性を示した。さらに本手法による推定結果および全物体の数値解析を行った場合の比較により、本推定手法の妥当性が示され、解析負荷に関しては推定法適用により約 $1/6$ に低減された。また、物体間のコヒーレンスが非常に小さい場合を仮定した簡易推定式との比較から、本推定手法の優位性を示した。

7.2 本研究成果のもたらす意義

7.2.1 流体力学分野にもたらす意義

現時点において本研究成果がもたらす直接的な意義は本推定手法の適用による空力音数値解析負荷の低減であるが、推定手法提案に至る過程で物体表面変動圧力の空間的コヒーレンス性状が明らかにされたことは、流体力学分野にとってより本質的な成果である。

すなわち、本研究で扱った解析対象である柱状物体および柱状物体列周り流れは、空力音放射のみならず、高層建築物やプラント煙突群・送電線などの構造物から発生する Kármán 渦による空気力評価が構造強度決定の上で重要な課題となっている。またボイラ・蒸気発生器・熱交換器などの管群を用いた機器の振動対策においてこれら管群にかかる流体力の算定、ひいては管群周り流れの特性

解明も重要な課題となっている。これらの問題に対しても、本研究で得られた各種の知見は有用である。5.5 節で述べた物体物体間の変動圧力コヒーレンスに対する物体中心間距離の影響メカニズムに関する知見, Figs. 4.21, 5.10 に示された物体表面変動圧力の空間的コヒーレンス特性, Eqs. (4.13), (5.18) のコヒーレンスモデル関数, Eqs. (4.15), (5.20) の推定式などはこのような問題においても物体に作用する流体力の推定式として応用可能である。

7.2.2 空力音数値解析分野にもたらす意義

本研究で主な解析対象とした Kármán 渦放出による空力音の主成分は、本研究の範囲内では高々 100 Hz のオーダである。それに対して数値流体解析手法の特性および解析格子分割から求められた解析上限周波数は、第 2 章の Fig. 2.5 のとおりおよそ 20 kHz にまで及んでいる。解析上限周波数によって解析規模が決定される線形音場数値予測と比較すれば一見、過剰な解析条件が設定されている印象を受ける。

しかしながら数値解析の実行可能性の観点から見て、空力音数値予測と一般の線形音場数値予測との最大の差異はまさにこの点にあることを、当然に周知の事項ではあるが今一度議論しておきたい。すなわち、一般の線形音場予測ではしばしば、解析上限周波数を落とすことで解析所要負荷の低減を図る“妥協点”が用意されているのに対し、空力音数値予測ではそのような妥協が本質的に不可能であることである。2.2.2 節で述べたように、空力音数値解析のための数値流体解析において必要な解析格子数すなわち計算機資源は、レイノルズ数の $9/4$ 乗のオーダとして決定される。乱流モデルの導入によって低減可能ではあるが、概ねレイノルズ数の関数として規定されることに変わりはない。さらにレイノルズ数は、流れ場の代表流速および物体の代表寸法によって決定されるから、数値流体解析における設定レイノルズ数を変更すれば、それは本来解析すべき現象とは本質的に異なる現象を解析していることになる。これは線形音場では音場が各周波数成分の単なる重ね合わせで表現されるのに対し、流体運動では大スケール(=時空間的に低周波)の渦と小スケール(=高周波)の渦の相互作用により多様なスケールの渦が生成される性質に起因しており、少なくとも現在の数値流体解析技術では不可避の問題である。

それでは本研究で使用した標準 Smagorinsky モデル LES に代えて、精度は中庸であるが解析所要負荷の小さな流体解析手法が存在するのではないかと疑問が生じる。数値流体解析手法には非常に多くのヴァリエーションが存在するから、そのような手法が存在し得るように思われる。しかしながら、空力音数値解析では非定常流れ場における時々刻々の瞬時圧力が必要であるから、2.2.2 節で述べたとおり、一般に LES と比較して低負荷な $k-\epsilon$ 系モデルは適用不可能である。さらに LES における各種 DSM モデルについても、基本的には標準 Smagorinsky モデル LES と比較した解析負荷の増加を厭わず精度向上を図る方向性の手法であるから、実質的に流体解析手法の選択肢は非常に限られ

る状況である．結局，柱状物体周り流れの解析であれば解析スパンを短く取るといった方法で解析所要負荷低減を図るより無い状況である．事実，文献 [21, 103, 105] など，柱状物体周り流れによる空力音解析例の大多数において，短スパンの解析結果に対し（理論的完成度・精度はともかく）何らかの本手法と同様な負荷低減手法が適用されている．

以上のような状況を鑑みれば，本研究で提案した解析所要負荷低減法は，精度を維持しつつ解析所要負荷の低減を図るための手法として貴重であり，また有効性が高い．本手法は線形定常音場解析における高速多重極アルゴリズム [121, 122] のような，解析における自由度に対する所要負荷のオーダを引き下げる高度かつ劇的な手法では無い．しかしながら既存の良質な FFT ライブラリおよび最小二乗推定ライブラリを駆使することでごく簡便に実装され，およそ 1 桁小さな所要負荷が実現可能である．このことにより，冒頭の 1.1 節で述べたような空力音数値解析に対する技術的・所要負荷的な難易度の引下げに対する大きな貢献が可能である．

本研究で取扱った自然風のような低マッハ数流れにおける空力音の数値的予測は，1990 年代に日本で先駆的研究 [21] が手掛けられ，単独円柱周り流れのような比較的単純な流れを解析対象として基礎的な研究例が蓄積された．現在はより工学的に実践的な，高速鉄道車両による空力音 [84]，自動車ドアミラー周り流れによる空力音 [123] などの問題が取扱われる段階にあるが，依然として民生分野への適用を中心に日本における研究例が突出している状況にある．1.1 節で述べたように，コマーシャル・コードへの空力音数値解析機能の実装が進みつつあることから，今後もさらに複雑形状物体への空力音数値解析の適用は急速かつ大幅に増加することはほぼ確実である．

従来の空力音数値解析はベクトル型計算機のような大規模な計算機資源が事実上不可欠であり，またそのような資源が確実に措置可能な状況で行われていた．今後は空力音数値解析の裾野が広がることで，比較的小規模な計算機資源においても柱状物体列のような複雑形状物体の解析に対するニーズが高まると予想され，そのような解析対象に対して本手法は有効である．柱状物体および柱状物体列としてモデル化される解析対象としては，ベランダ手摺子，パンタグラフ等高速鉄道車両付帯物，ファンブレードなど工学全般において多数考えられる．空力音の数値解析を通してそれらの物体からの空力音発生メカニズムが明らかになれば，空力騒音の低減に大きく貢献すると期待される．

7.2.3 空力音低減技術開発への貢献

1.4.4 節および 5.6.2 節でも述べたように，現在までに開発された空力音低減技術の大部分は，音源となる物体表面変動圧力の空間的コヒーレンス微細化を共通の基本原則としている．現在のところ本基本原則に替る効果的な空力音低減のための原理は無く，また本気本原則に依拠する限りにおいては多数の技術蓄積が既に存在しているため，今後は従来技術とかけ離れた画期的な空力音低減手法は望み難い．したがって今後は 1 dB から数 dB の細かな低減の積重ねによる空力音低減技術の漸進的な

進歩が予想される．そのような状況であるからこそ，開発現場においてより速く，より正確に従来技術に対する新技術の優位性を確認することが可能な空力音予測手法が求められている．

本研究で提案した各種の手法においては，変動圧力の空間的コヒーレンス変化による放射音強度変化を正確かつ定量的に予測可能であるから，これら技術開発への適用が強く期待される．

7.3 課題および展開

本論文では柱列状物体周り流れによる空力音の音圧推定手法を提案し，流体音源の空間的コヒーレンスモデルの妥当性および手法の有効性を示した．しかしながら本論文において検討された内容は，これら妥当性および有効性実証のための基礎的な段階に留まっており，今後検討すべき項目が残されている．以下では本推定手法の枠組みにおいて検討すべき事項を課題として，また，柱状物体列からの放射音数値予測手法のさらなる一般化において必要となる，本推定手法の枠組みを超えた検討事項を今後の展開として述べる．

7.3.1 課題

本推定手法の枠組みの中で残された今後の課題としては，以下が挙げられる．

1. 解析スパン，および解析物体数と音圧推定精度の関係の検討

第 4.4.8 節では，風洞実験において 1 ケースの全スパンに対し 2 ケースの解析スパンを設定することで解析スパンと音圧推定精度の関係を簡単に検討した．しかしながら本推定法の広範な適用にあたっての指針を得るためには，数値解析によっても解析スパン，全スパン，物体形状，レイノルズ数などをパラメータとしてさらに系統的な検討を実施する必要がある．また柱状物体列方向，スパン方向・物体列方向の組合せにおいても，全物体数に対する解析物体数の比率と音圧推定精度の検討を行う必要がある．

2. 柱状物体列からの放射音問題における風向の影響に関する検討

例えば屋外建築付帯物など，実際の音源柱状物体列は様々な方向からの風の影響を受ける可能性がある．しかしながら本論文では第 4 章のスパン方向推定法におけるコヒーレンスモデルの実証において風向の影響を検討した他は，全て一方向からの流入風のみについて検討している．したがって多様な流入風方向における適切なコヒーレンスモデルは今後の検討が必要である．特に柱状物体列において物体列と平行な風向となる場合，ある物体の後流域に発生する Kármán 渦と近隣物体の干渉の影響が存在すると考えられ，そのような状況は重点的に検討の必要がある．

3. 音源流体力の各座標軸成分間コヒーレンスのモデル化に関する検討

任意受音点における音圧予測のためには，本来であれば Eq. (4.16) に示すように音源流体力の各座標成分間のコヒーレンス $\frac{\langle B_i^* B_j \rangle}{\sqrt{\langle |B_i|^2 \rangle} \sqrt{\langle |B_j|^2 \rangle}} \ (i \neq j)$ についてもモデル化が必要となる．

しかしながら風洞実験による当該コヒーレンスの測定およびモデル化は困難であるため、本研究では Eq. (4.17) 導出時に受音点をいずれかの座標軸上に限定することで、この項の影響を排除し同一座標軸成分間のコヒーレンスのみのモデル化とした。Phillips [22] は当該コヒーレンスを無視できる量であるとしているが実証した研究は見られず、今後検討する必要がある。

7.3.2 今後の展開

本研究において提案された推定手法の枠組みを超えた今後の展開において、最優先で検討すべき問題としては、本論文で全く扱われなかった空力-振動連成問題の取扱いが挙げられる。本研究では問題を簡単化するため、純粋に空気力学的な現象によって発生する空力音のみを解析対象とし、非定常流体力が引き起こす物体の振動によって発生する音響現象は対象としなかった。しかしながら十倉らの既往研究例 [7] のように、実践的な問題においてはしばしば流体運動-振動連成によって発生する音、あるいは空気力学的な発生音の構造物内での共鳴といった、より複雑な機構による音が問題となる。特に屋外建築付帯物からの空力音問題に関しては、むしろそのような音の低減が“本命”であり、予測手法、発生機構解明および低減のための方法論構築が永らく待たれている状況にある。従って今後の展開として、純粋に空気力学的な機構のみでなく、より複雑な機構を含む音響現象の数値予測手法および解析所要負荷低減法の確立が考えられ、空力音数値解析全般の展開においても、より重要な課題となると考えている。

付 録 A 風洞実験データ詳細

本付録では、4 章におけるモデル化および推定手法実証のために行った風洞実験で得られたデータのうち、冗長となるため本文中では省略した詳細データを示す。

A.1 風洞実験における S/N 比データ

4.3.2 節では流速 $U = 5 \text{ m/s}$ における S/N 比データのみを示したが、さらに $U = 7 \text{ m/s}$ から 14 m/s の場合における、受音点マイクおよび試験体埋め込みマイクの

- a) 一様流速 $U = 0$ (送風機停止) として試験体を設置した場合、
- b) 送風機稼働かつ試験体非設置の場合、
- c) 送風機稼働かつ試験体設置 ($\theta = 0$) の場合 (実際の測定を行う状況)

の 3 パターンによる音圧レベルのパワースペクトル密度関数を測定した結果を Figs A.1–A.3 に示す。各図の左側が受音点マイク、右側が試験体埋め込みマイクによる測定結果である。なお $U \geq 10 \text{ m/s}$ の場合は試験体埋め込みマイクのチャンネル構成が変更されているため、a) のデータが $U < 10 \text{ m/s}$ の場合とは異なる試行となっている。

受音点マイクで得られる音圧に関しては、流速の上昇に伴い a) の電磁誘導ノイズの影響が相対的に軽減されているのに対し、b) の送風機および風洞各部からの空力音の影響がおおよそ $S_t < 0.25$ の低周波側で次第に顕著となっている。ただし $S_t < 0.25$ の領域でも Kármán 周波数付近では 10 dB 以上の S/N 比が確保されている。 $S_t > 0.25$ 以上の領域では概ね S/N 比が確保されているが、 $U = 7 \text{ m/s}$ 、 10 m/s のケースで 220 Hz 付近に見られる風洞空力音の小さなピークの原因は不明である。

埋め込みマイクについては、いずれの流速においても問題ない測定結果が得られている。

A.2 実験結果詳細

4.4 節では流速 $U = 5 \text{ m/s}$ – 10 m/s の 3 条件、迎え角 $\theta = 0^\circ$ 、 30° の 2 条件の組合せによる 6 ケースについて結果を示したが、実際の実験では $U = 5 \text{ m/s}$ – 14 m/s の 4 条件、 $\theta = 0^\circ$ – 45° の 4 条件の組合せによる 16 ケースについて測定を行った。角柱周り流れは流体力学において扱われる最も基礎的な問題の一つであるだけに、角柱表面の変動流体力コヒーレンスのレイノルズ数・迎え角による影響は興味の持たれるところである。以上の点に鑑み、これら全 16 ケースの測定データを示す。

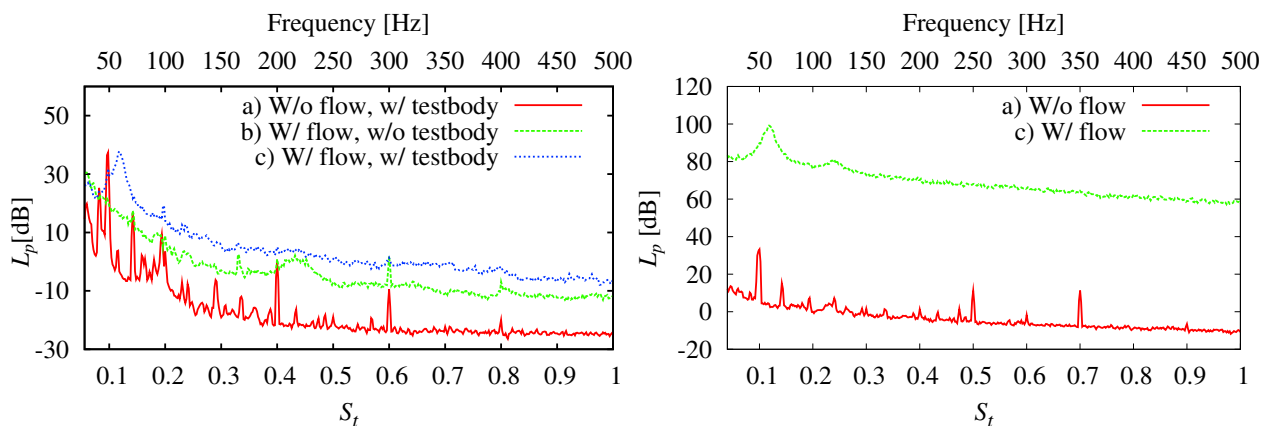


Fig. A.1: (left) SPLs measured at the receiving point at $U = 7$ m/s. (right) SPLs measured by the Channel 1 of the embedded microphones at $U = 7$ m/s.

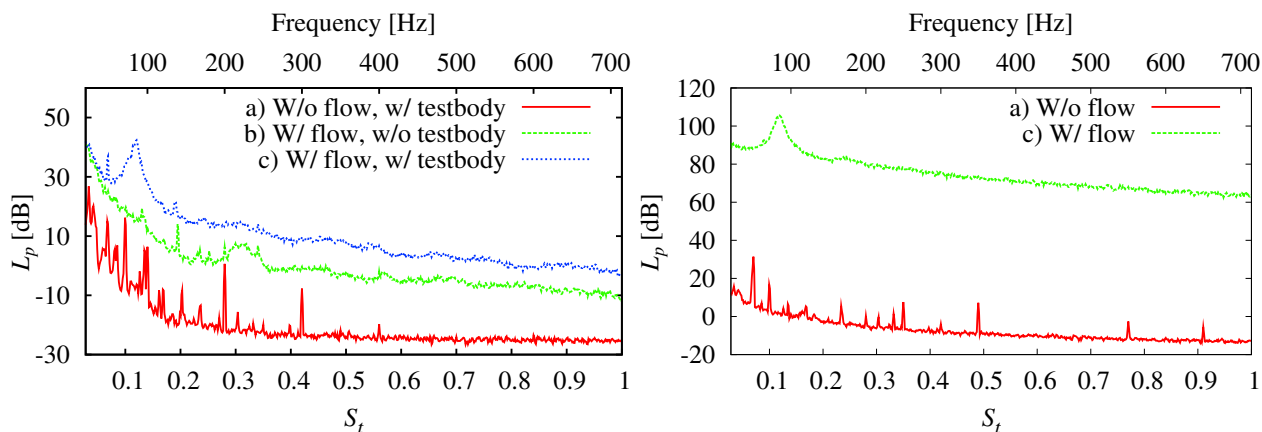


Fig. A.2: (left) SPLs measured at the receiving point at $U = 10$ m/s. (right) SPLs measured by the Channel 3 of the embedded microphones at $U = 10$ m/s.

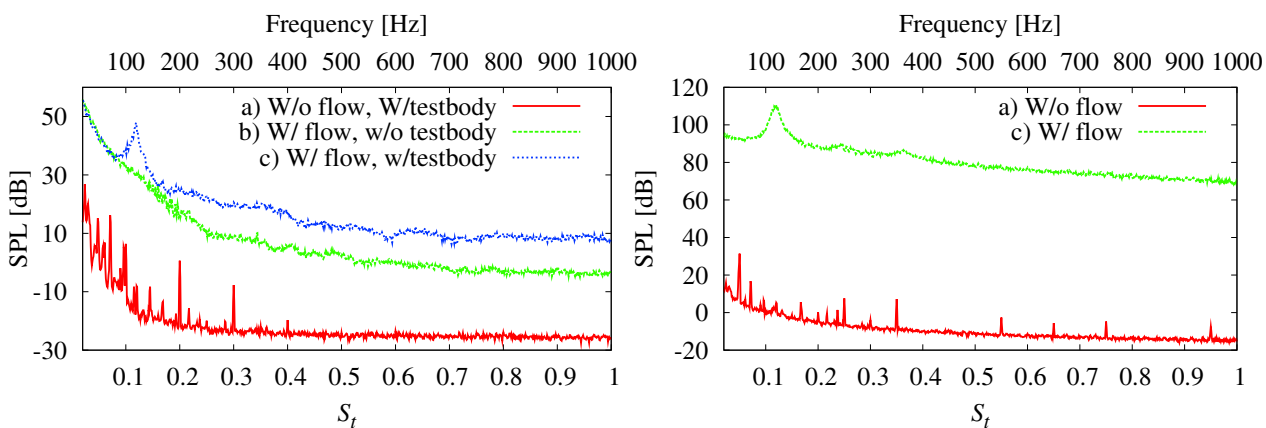


Fig. A.3: (left) SPLs measured at the receiving point at $U = 14$ m/s. (right) SPLs measured by the Channel 3 of the embedded microphones at $U = 14$ m/s.

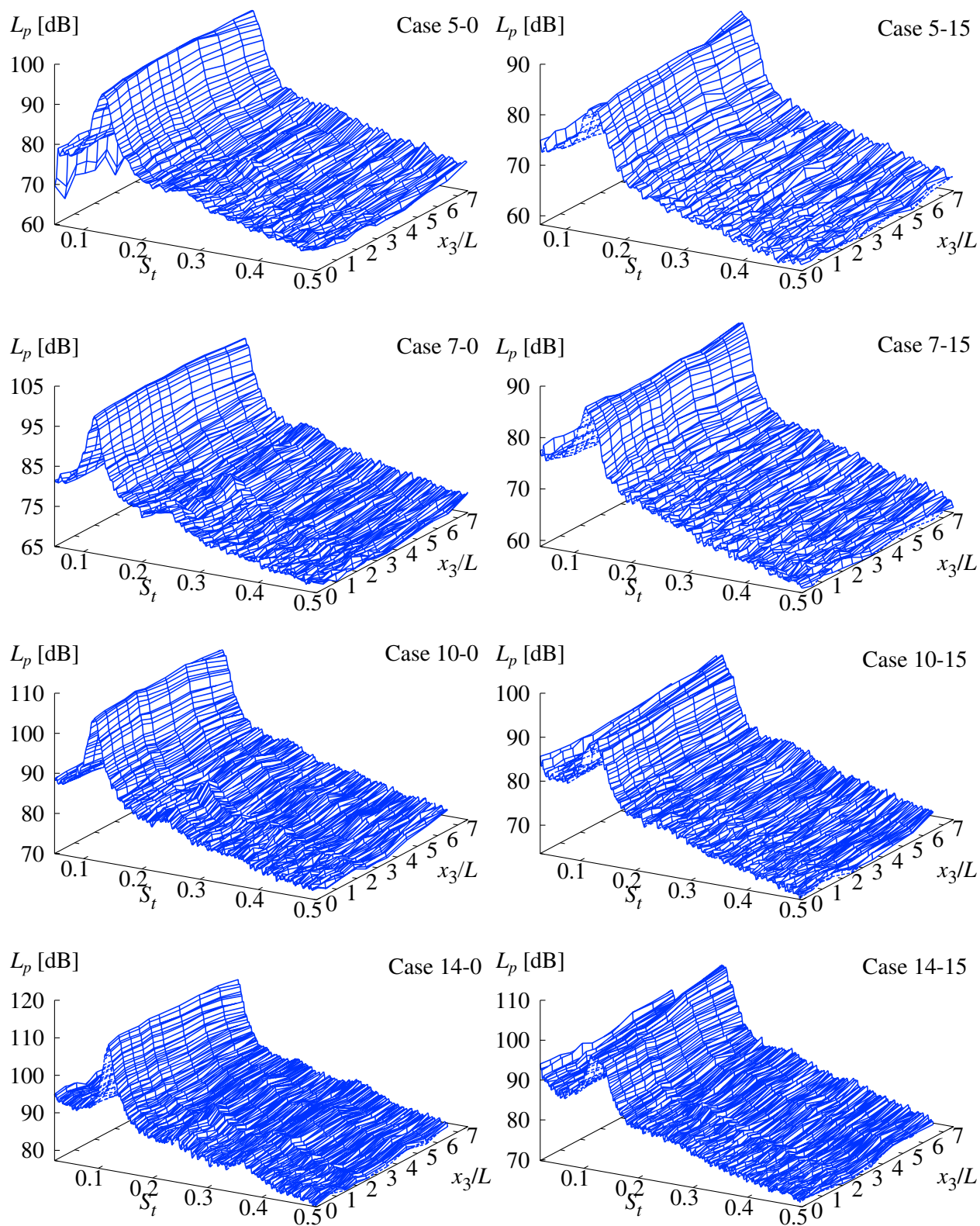


Fig. A.4: Measured surface pressure power spectral density function versus ξ/L and S_t in cases of $\theta = 0$ and 15° . Case naming convention is “(flow velocity)-(angle of attack).”

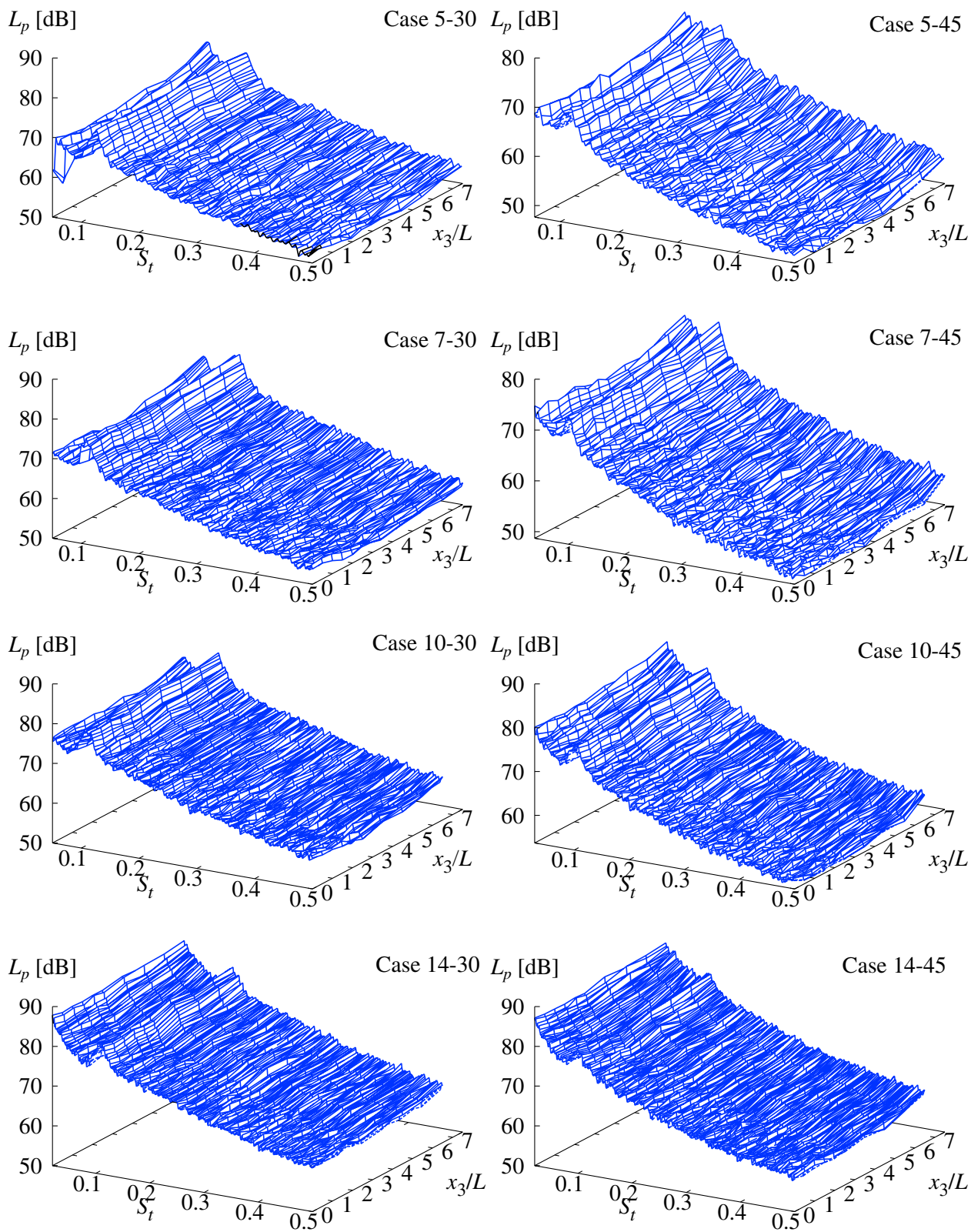


Fig. A.5: Measured surface pressure power spectral density function versus ξ/L and S_t in cases of $\theta = 30$ and 45° .

Table A.1: Experimental conditions of flow velocity U and angle of attack θ and peak Strouhal numbers of the spanwise average of surface pressure spectral density functions, $S_{t,\text{peak}}$, under the cases given by the combinations of U and θ . Frequency scales U/L and Reynolds numbers Re for each condition of U are also shown.

U [m/s]	U/L [1/s]	Re [$\times 10^3$]	θ [°]			
			0	15	30	45
5.0	357	4.62	0.134	0.151	0.126	0.118
7.0	500	6.47	0.120	0.126	0.108	0.100
10.0	714	9.24	0.119	0.115	0.113	0.105
14.0	1000	12.9	0.119	0.114	0.108	0.105

A.2.1 変動圧力パワー

Table A.1 には、流速および迎え角の設定値および、それらの組合せによる各ケースにおける物体表面変動圧力パワースペクトルのスパン方向平均値が最大となったストローハル数 $S_{t,\text{peak}}$ (後述の Figs. A.4, A.5 のデータから算出したもの) を示す。4.4 節の 6 ケースに対し、流速は $U = 14$ m/s, 迎え角は $\theta = 15^\circ, 45^\circ$ の条件が追加された形となる。迎え角 0° 時には、流速 5 m/s 時にやや高めとなるのを除けば、ほぼ一定のピークストローハル数を示している。一方、流速一定時には、いずれの流速でも迎え角の増大に伴いピークストローハル数が低下の傾向にある。

Figs. A.4, A.5 には、各検出口において観測された物体表面変動圧力パワースペクトル密度関数の音圧レベル換算値を、 y_3 (スパン方向) 座標およびストローハル数に対して示す。比較のため、Fig. 4.17 に示した 6 ケースも Figs. A.4, A.5 に再度示す。風速および迎え角によらず、変動圧力がスパン方向にほぼ一様の分布となっていることがわかる。迎え角の増大に伴って Kármán 渦放出に対応する周波数におけるピークが大幅に低下しており、 $\theta = 45^\circ$ 時には小さなピークとなっている。また Kármán 周波数以外の広帯域成分も迎え角の増大とともに低下し、同一迎え角における流速の上昇に伴うパワーの上昇が緩やかとなっている。

A.2.2 変動圧力・音圧時間波形

Fig. A.6 には $\theta = 0$ の 4 ケースにおいて、試験体埋め込みマイクのベースチャンネル (Fig. 4.9 参照) で観測された変動圧力の時間波形を示す。いずれのケースでも、Kármán 渦放出に対応した周期性の強い波形が得られている。ただし Case 14-0 では正圧がおよそ 60 Pa で頭打ちとなっており、マイククロホン膜面のたわみが圧力差に対する比例関係を越えたことによる飽和と考えられる。また、Fig. A.4 に示すパワースペクトルおよび後述の Fig. A.10 に示す相関長さ推定値において、Case 14-0 に見られる $S_t = 0.35$ 付近の小さなピークは、この飽和によって Kármán 周波数の奇数倍の周波数に発生する高調波成分によると考えられる。

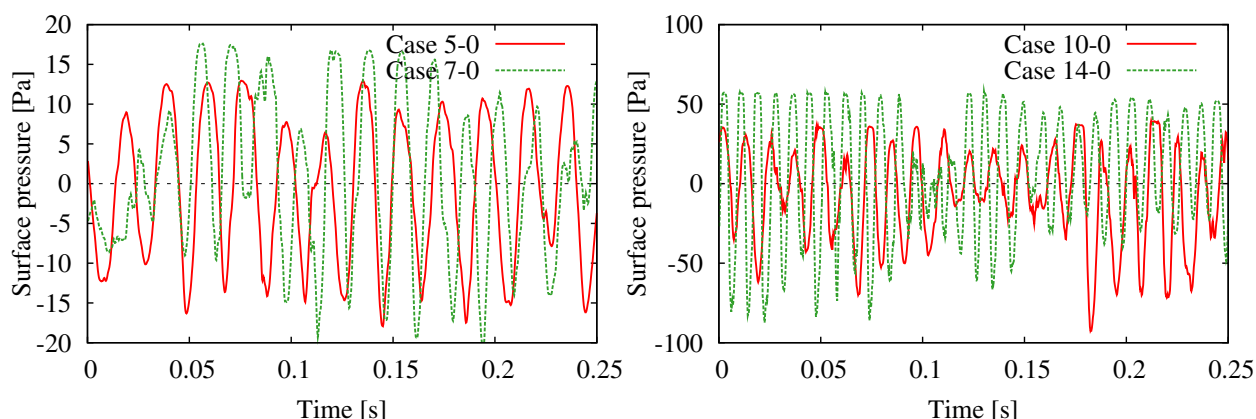


Fig. A.6: Surface pressure measured by the base channels (shown in Fig. 4.9) of the embedded microphones in cases of $\theta = 0$.

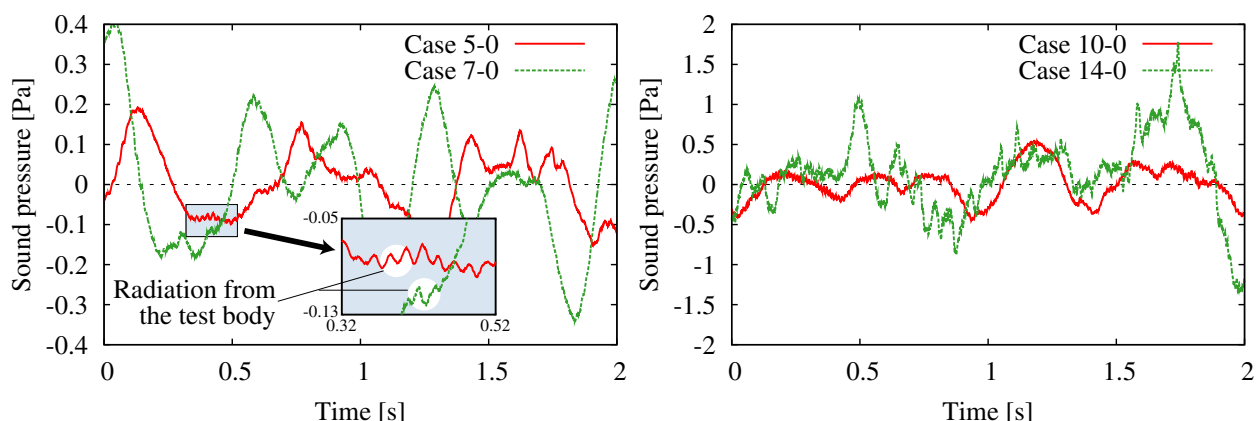
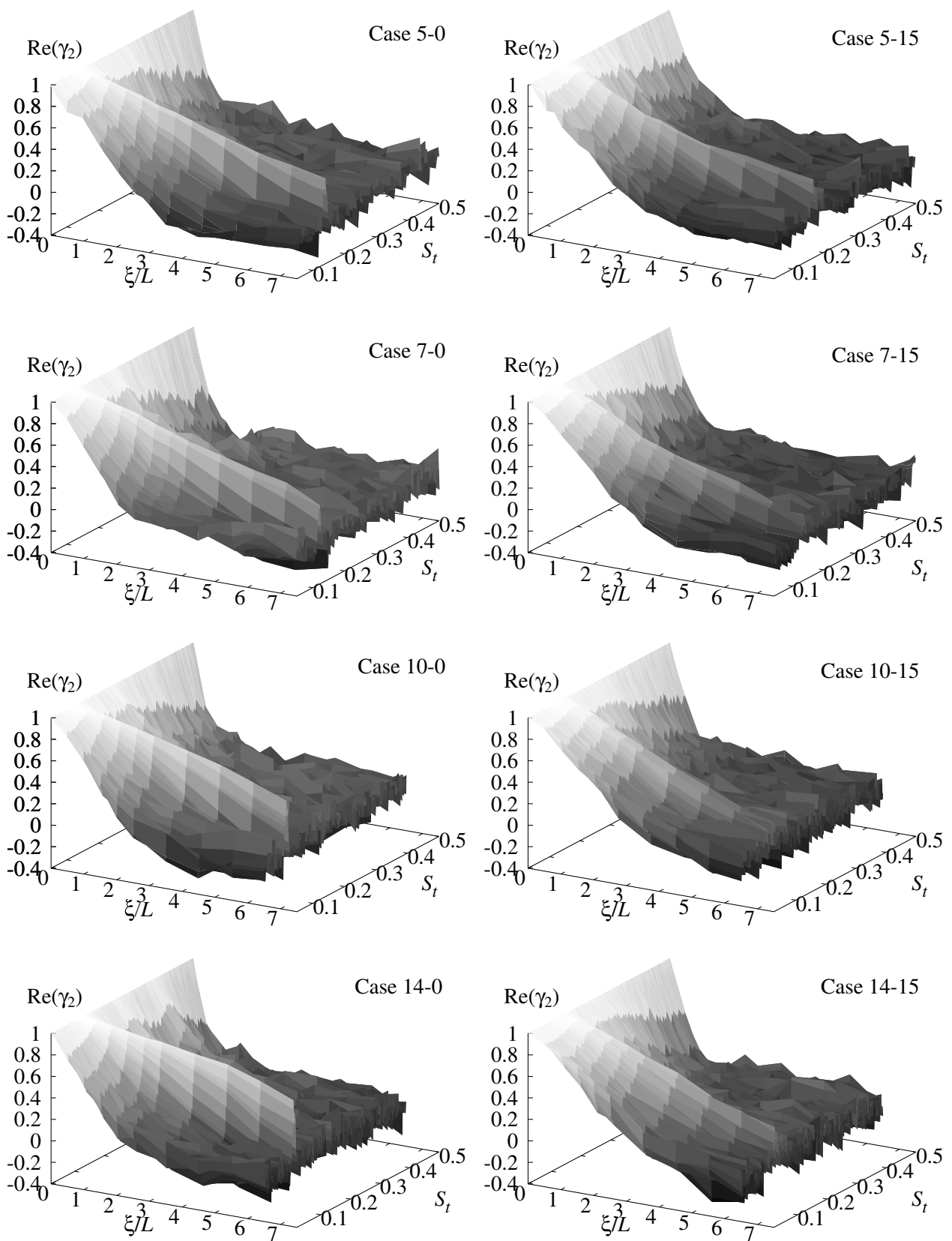


Fig. A.7: Acoustic pressure measured at the receiving point in cases of $\theta = 0$.

Fig. A.7 には $\theta = 0$ の 4 ケースにおいて受音点で観測された音圧時間波形を示す．送風機および風洞各部から発生する数 Hz 以下の低周波音が支配的であり，Figs. A.1–A.3 に見られる低周波側の持ち上がりに対応している．試験体から放射されるエオルス音は，低周波音に対しリップル状に重ね合わされた状態となっている．

A.2.3 コヒーレンス

Figs. A.8 , A.9 には Table A.1 の 16 ケースにおける $\text{Re}(\gamma)$ の実測値を， ξ/L および S_t に対して Fig. 4.18 と同様の型式で示す．比較のため，Fig. 4.18 に示した 6 ケースも Figs. A.8 , A.9 に再度示す．いずれのケースでも全ての周波数でスパン方向距離 ξ/L の増大に伴い $\text{Re}(\gamma)$ が減少するものの，Kármán 周波数ではその度合いが緩やかになっている傾向は同様である．Fig. A.5 で見られるように Kármán 周波数における変動圧力パワーのピークが小さくなる $\theta = 45^\circ$ でも， $\text{Re}(\gamma)$ は Kármán 周波数において一定のピークを示している．

Fig. A.8: Measured $\text{Re}(\gamma)$ versus ξ/L and S_t in cases of $\theta = 0$ and 15° .

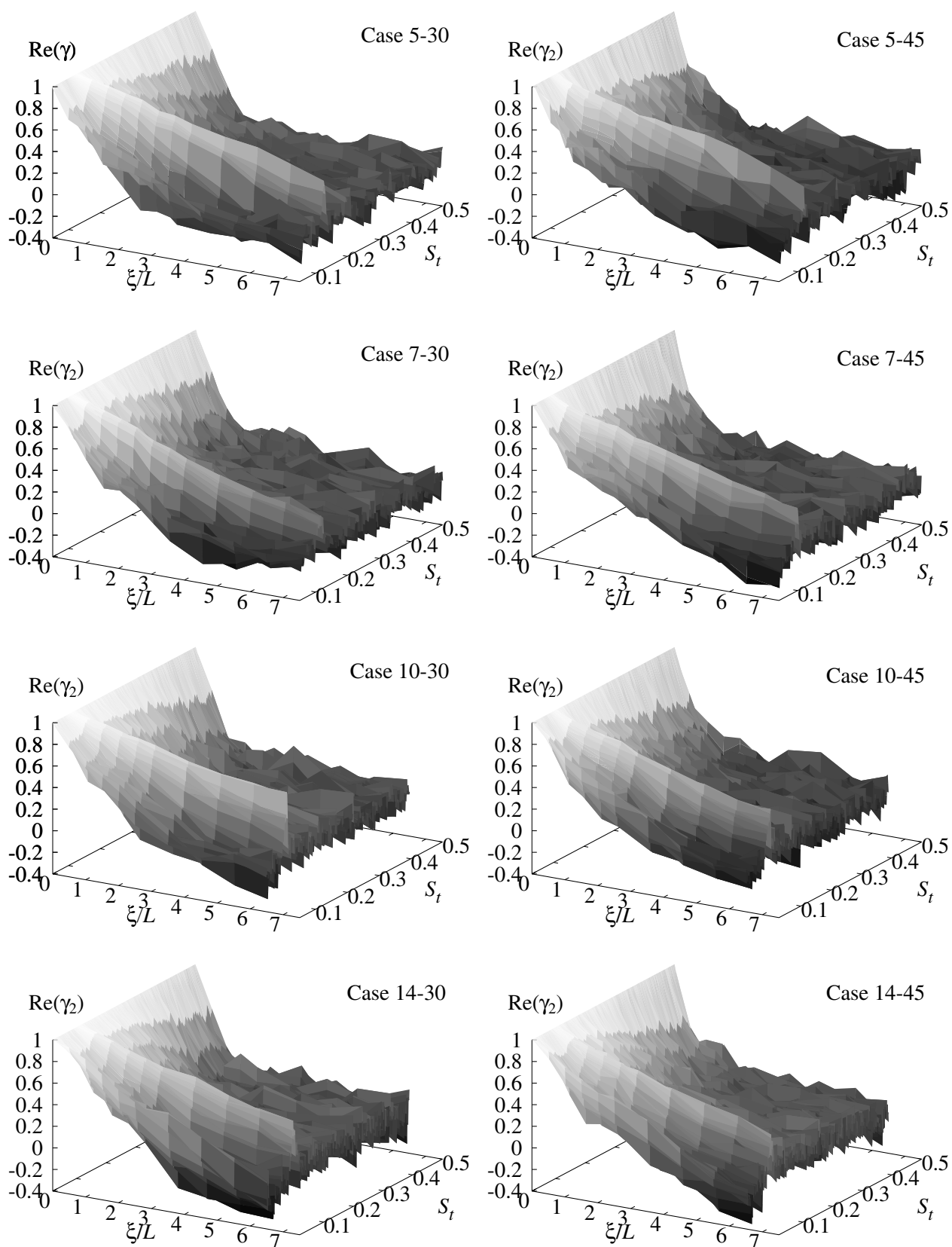


Fig. A.9: Measured $\text{Re}(\gamma)$ versus ξ/L and S_t in cases of $\theta = 30^\circ$ and 45° .

Table A.2: Peak Strouhal numbers of the coherent lengths.

		θ [°]			
		0	15	30	45
U [m/s]	5.0	0.137	0.151	0.126	0.120
	7.0	0.122	0.142	0.110	0.102
	10.0	0.120	0.113	0.115	0.108
	14.0	0.119	0.132	0.108	0.104

A.2.4 相関長さ

Fig. A.10 には, Table A.1 の 16 ケースにおいて, 相関長さを角柱断面辺長で基準化した値 l/L を示す. Figs. A.8, A.9 から予想されるように, Kármán 周波数に見られる相関長さのピーク値は, 迎え角 0° 時に 15° 時より大きくなる傾向が全ての流速で共通している. しかしながら Cases 5-30, 5-45, 10-30 のように 30° 以上で $l/L \approx 5$ 前後の相関長さとなる場合もあり, 必ずしも迎え角に対して明確な依存性を示していない.

Cases 7-0, 10-0, 14-0 において $S_t = 0.24$ 付近に見られる小さなピークは Kármán 渦の干渉による倍音成分と考えられる. しかしながら Case 14-0 に見られる $S_t = 0.35$ 付近のピークは, 圧力変動検出マイクの飽和による高調波ひずみに由来する非物理的な相関の可能性がある.

Table A.2 には, 各ケースにおいて l/L の値が最大となったストローハル数を示す. Table A.1 に示したパワースペクトルのピークストローハル数とは必ずしも完全に一致しないものの, 極めて近い値となっている.

A.2.5 ガウス分布に対する適合性

Figs. A.11, A.12 には, Table A.1 に示す 16 ケースの相関長さ推定値が最大となったストローハル数 $S_{t,\text{peak}}$, その倍周波数, および高周波域の代表周波数として $S_t = 0.5$ における $\text{Re}(\gamma)$ を ξ/L に対してプロットした. それぞれの $\text{Re}(\gamma)$ に対し, 推定された相関長さ l/L の値, および推定値による Gauss 分布の関数形を付記した. $\theta = 0$ の $S_{t,\text{peak}}$ の倍周波数および $\theta = 45^\circ$ 時の $S_{t,\text{peak}}$ における Gauss 分布との適合性が低下するものの, その他のケースでは概ね Gauss 分布と適合している.

A.2.6 等価完全相関音源長

Fig. A.13 には, Table A.1 に示す 16 ケースの等価完全相関音源長 $\sqrt{h(b, l_2)}$ を示す. いずれのケースでも, Kármán 周波数付近で長さ約 0.2 m, それ以外の周波数で 0.05 m–0.1 m のパワーが等しくコヒーレントな線音源と等価であることがわかる.

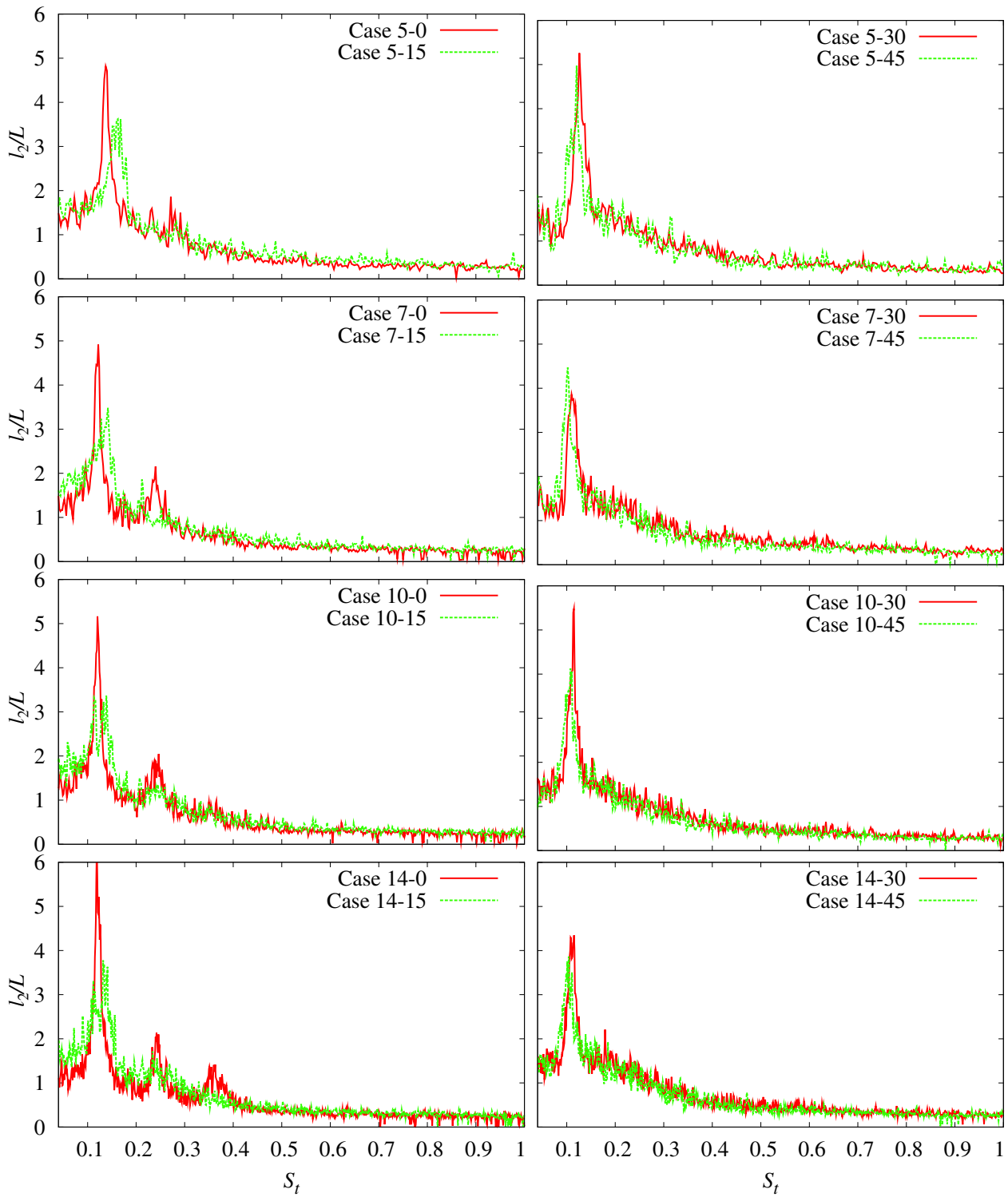


Fig. A.10: Measured coherent lengths.

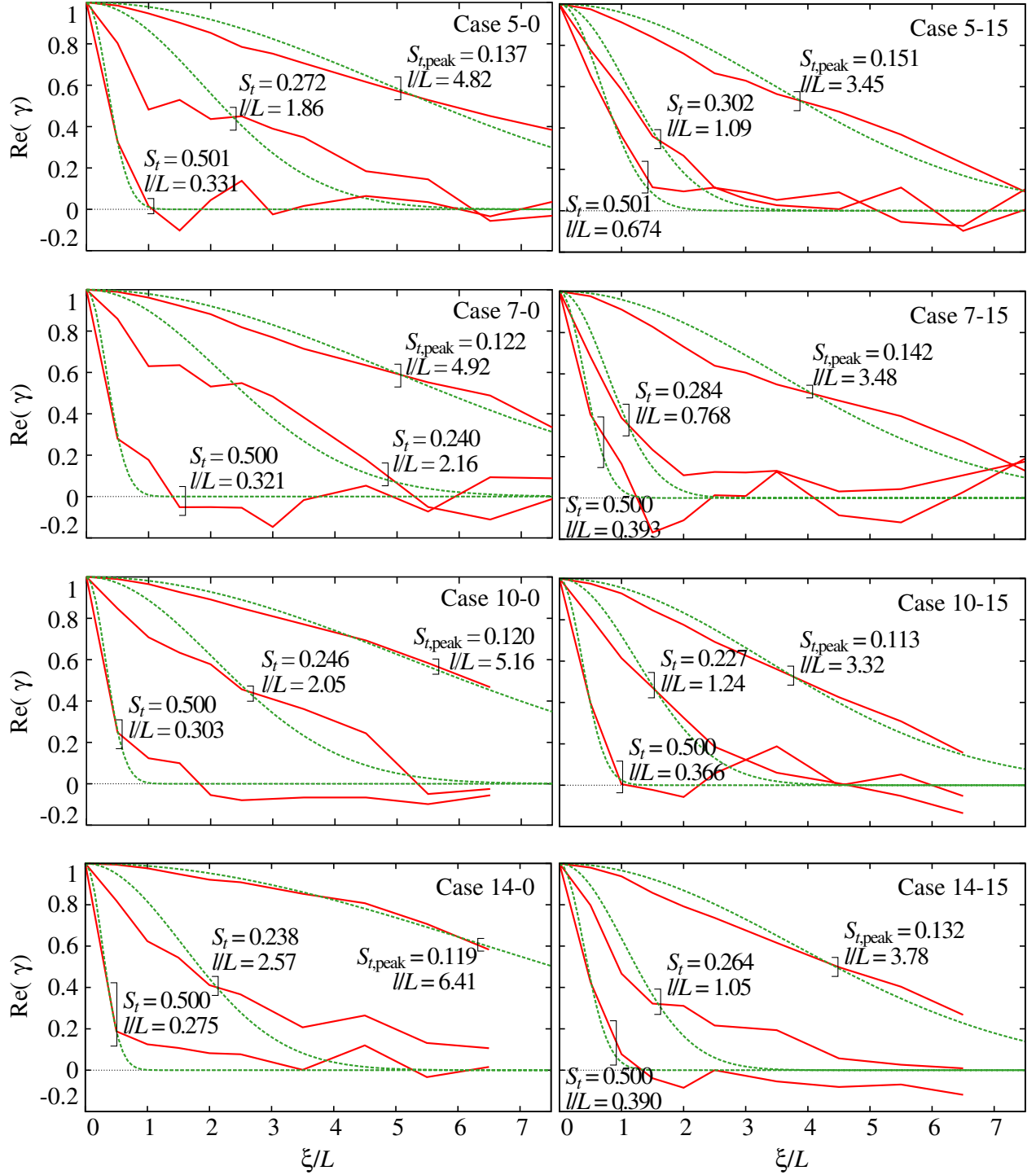


Fig. A.11: Measured $\text{Re}(\gamma)$ plotted against ξ/L at representative Strouhal numbers (solid lines) and their curve-fitted Gaussian functions (dashed lines) in cases of $\theta = 0^\circ$ and 15° . Estimated values of l/L are indicated in the figure.

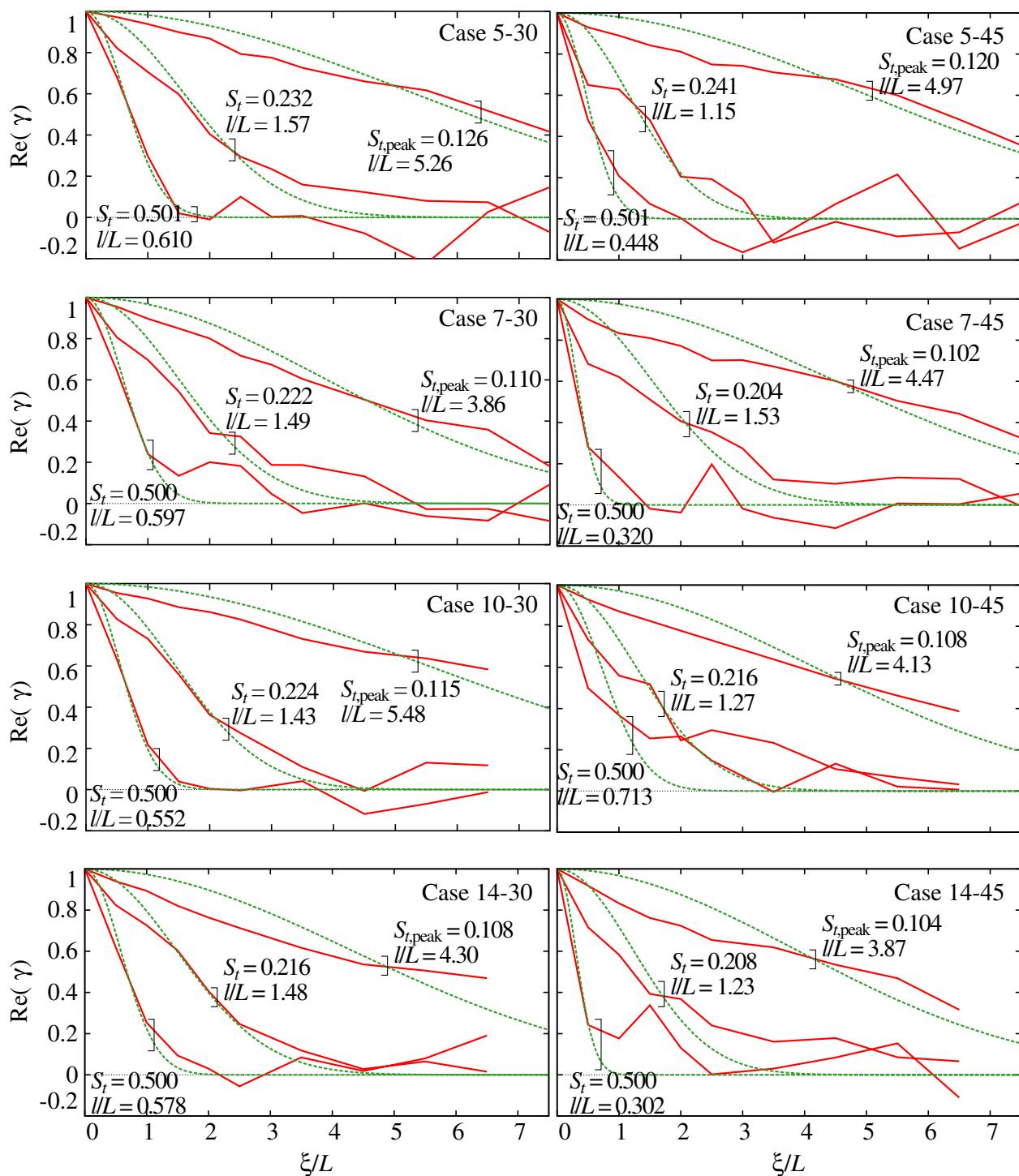
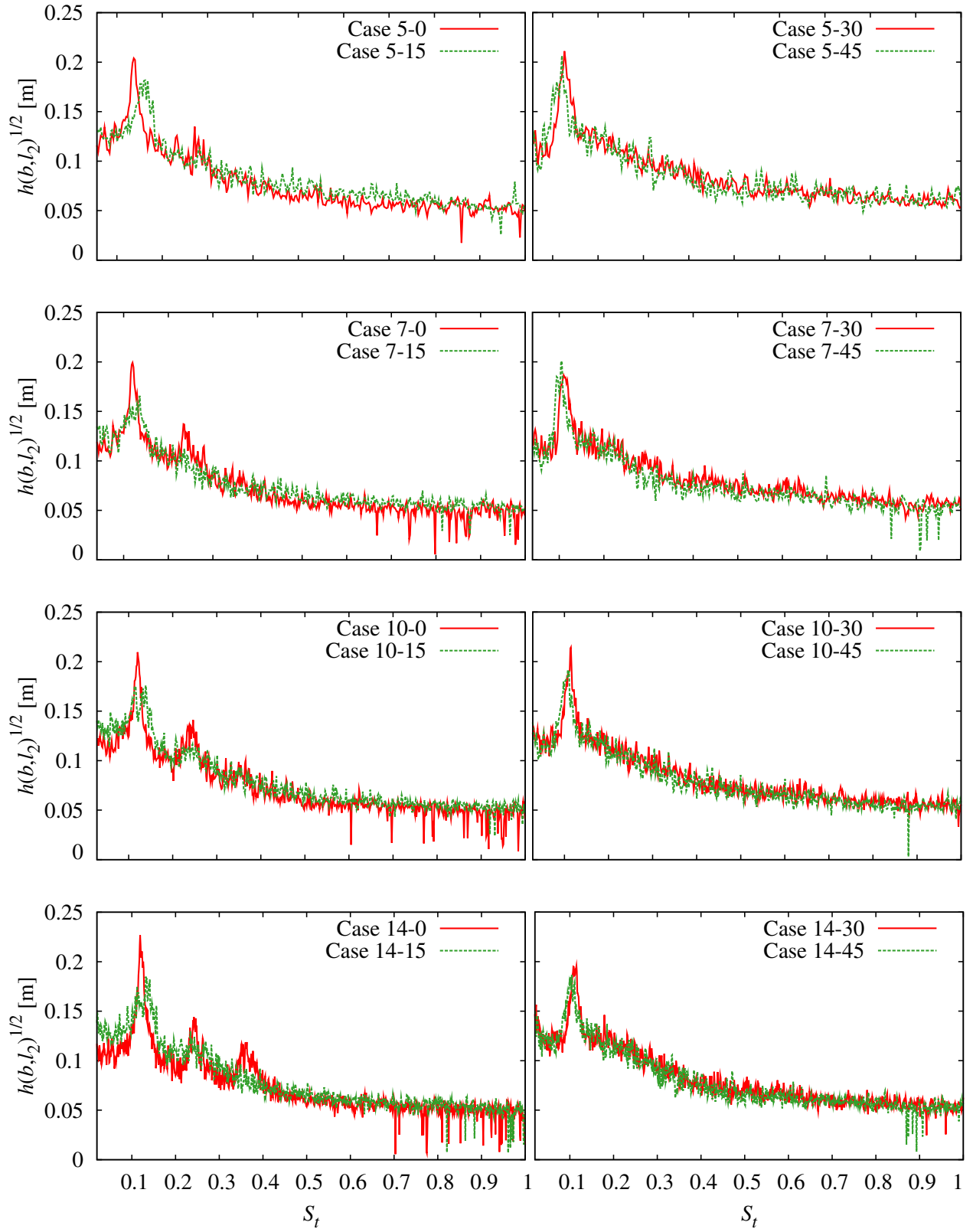


Fig. A.12: Measured $\text{Re}(\gamma)$ plotted against ξ/L at representative Strouhal numbers (solid lines) and their curve-fitted Gaussian functions (dashed lines) in cases of $\theta = 30^\circ$ and 45° . Estimated values of l/L are indicated in the figure.

Fig. A.13: Calculated values of $h(b, l_2)$.

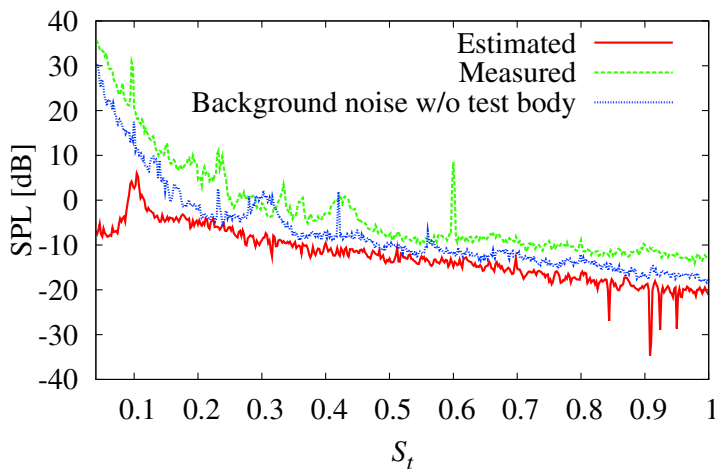


Fig. A.14: Estimated, measured and background noise SPL at the receiving point when $U = 7$ m/s and $\theta = 45^\circ$.

A.2.7 $\theta = 45^\circ$ における受音点音圧比較

4.4.6 節では $\theta = 0$ における観測点音圧推定値と実測値の比較を行ったが、提案手法の原理的には、迎え角によらず音源となる物体表面に垂直な方向に設置された受音点の音圧は本実験で推定可能である。Fig. A.14 には $\theta = 45^\circ$ 、 $U = 7$ m/s における推定値、実測値、送風機稼働時暗騒音の比較を示す。Figs. A.4–A.5 にも示したように、迎え角の増大に伴って表面圧力変動のパワーが小さくなるため、受音点で観測される試験体からの放射音圧推定値は送風機・風洞の暗騒音よりも小さくなっている。Kármán 周波数域およびそれ以下では推定値が完全に暗騒音に埋もれており、推定値に見られる Kármán 周波数のピークが実測値では見られない。以上のように、 $\theta = 45^\circ$ の場合には、 $\theta = 0$ の場合のような推定値と実測値の良好な一致を見るには至らなかった。

参考文献

- [1] 吉岡清, 須田健一. 高層集合住宅の風騒音に関する実測調査と基礎的考察. 日本建築学会計画系論文集, No. 449, pp. 1–10, 7 1993.
- [2] 村上 周三ほか 3 名. 超高層集合住宅のバルコニーの風環境に関する住民の意識調査. 日本建築学会学術講演梗概集, Vol. D, pp. 299–302, 1986.
- [3] 国立天文台 (編). 理科年表 平成 14 年. 丸善, 2002.
- [4] 小野寺ほか 2 名. ルーバの気流および音響特性について. 日本建築学会学術講演梗概集, Vol. D-1, pp. 5–6, 1996.
- [5] 藤野陽三, 木村吉郎, 比江島慎二. 平板列で構成される高欄に生じる空力音に関する実験的研究. 日本騒音制御工学会講論集, pp. 173–176, 9 1993.
- [6] 松本敏郎, 脇中義孝. 建物外部避難用グレーチング (格子) 床の風切音対策. 日本騒音制御工学会講論集, pp. 73–76, 9 1996.
- [7] 十倉毅, 和木孝男, 西村宏昭. 建物手すりによる風騒音の実験的検討. 日本建築学会大会学術講演梗概集, 計画系, pp. 83–84, 1984.
- [8] 池上雅之, 縄岡好人, 片岡浩人, 後藤暁, 川口彰久. カーテンウォール方立による風騒音の発生. 日本音響学会 2000 年秋季研究発表会講演論文集, Vol. II, pp. 693–694, 2000.
- [9] 池上雅之, 縄岡好人. 方立による風騒音の発生と風洞実験. 日本建築学会技術報告集, No. 17, pp. 233–238, 6 2003.
- [10] 日本建築学会 (編). 建築物の遮音性能基準と設計指針. 技報堂出版, 東京, 1979.
- [11] 日本建築学会 (編). 建築物の遮音性能基準と設計指針. 技報堂出版, 東京, 第 2 版, 1997.
- [12] 古賀貴士. RC 造建物における重量床衝撃音の実用的予測手法. PhD thesis, 東京大学, 2003.
- [13] 橋本典久. 建築物床版の振動と音響放射に関する研究. PhD thesis, 東京大学.
- [14] 望月修, 丸田芳幸. 流体音工学入門 - 豊かな音環境を求めて -. 朝倉書店, 1996.
- [15] LMS SYSNOISE. サイバネットシステム, <http://www.cybernet.co.jp/acoustic/sysnoise/>.
- [16] FLUENT. フルーエント・アジアパシフィック, <http://www.fluent.co.jp/contents/products/fluent/>.
- [17] FrontFlow/blue. 戦略的基盤ソフトウェアの開発プロジェクト, <http://www.fsis.iis.u-tokyo.ac.jp/>, 2004.
- [18] V. R. Voller and F. Porté-Agel. Moore's law and numerical modeling. *J. Comput. Phys.*, Vol. 179, pp. 698–703, 2002.
- [19] 後藤弘茂. 周波数向上が停まり, 爆発する CPU のバリエーション. <http://pc.watch.impress.co.jp/docs/2003/1119/kaigai047.htm>, 2003.
- [20] Top 500 supercomputer sites. <http://www.top500.org/>.
- [21] 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 (第一報, 二次元円柱からの放射音). 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 60, No. 569, pp. 126–132, 1 1994.
- [22] O. M. Phillips. The intensity of Aeolian tones. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 1, pt. 6, pp. 607–624, 1956.
- [23] M. E. Goldstein, 今市憲作, 辻本 良信訳. 流体音響学. 共立出版, 1991.
- [24] L. Gutin. On the sound field of a rotating propeller. *NACA Technical Memorandum*, No. 1195, 1948. Translation of “Über das Schallfeld einer rotierenden Luftschraube”, *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, Band 9, Heft 1, pp. 57–71, 1936.

- [25] M. J. Lighthill. On sound generated aerodynamically. *Proceedings of Royal Society (London)*, No. A 211, pp. 564–587, 1952.
- [26] N. Curle. The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proceedings of Royal Society (London)*, No. A 231, pp. 505–514, 1955.
- [27] M. J. Lighthill, F. R. S. THE BAKERIAN LECTURE, 1961 sound generated aerodynamically. *Proceedings of Royal Society (London)*, Vol. A 267, pp. 147–182, May 1962.
- [28] J. E. Ffowcs Williams and L. H. Hall. Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 40, pp. 657–670, 1970.
- [29] M. S. Howe. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 71, pp. 625–673, 1975.
- [30] M. S. Howe. The generation of sound by aerodynamic sources in an inhomogeneous steady flow. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 67, pp. 597–610, 1975.
- [31] W. Möhring. On vortex sound at low Mach number. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 85, pt. 4, pp. 685–691, 1956.
- [32] T. Kambe. Acoustic emissions by vortex motions. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 173, pp. 643–666, 1985.
- [33] C. L. Morfey. Acoustic energy in non-uniform flows. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 14, No. 2, pp. 159–170, 1971.
- [34] Jay C. Hardin. Aeroacoustic computation of cylinder wake flow. *AIAA Journal*, Vol. 22, No. 1, pp. 51–57, January 1984.
- [35] 石井克哉. 流体騒音とスーパーコンピューティング. 日本音響学会誌, Vol. 48, No. 6, pp. 425–432, 1992.
- [36] Sanjiva K. Lele. Computational aeroacoustics: A review. *AIAA Paper*, No. 0018, 1997.
- [37] 釜土敏裕. Linearized Euler Equation による翼型まわりの流れと音の連成解析. ながれ, Vol. 23, No. 4, pp. 285–294, 2004.
- [38] A. S. Lyrantzis. Review: The use of kirchhoff's method in computational aeroacoustics. *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 116, pp. 665–676, Dec. 1994.
- [39] Jonathan B. Freund, Sanjiva K. Lele, and Parviz Moin. Calculation of the radiated sound field using an open Kirchhoff surface. *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 5, pp. 909–916, May 1996.
- [40] F. Farassat. Acoustic radiation from rotating blades — The kirchhoff method in aeroacoustics. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 239, No. 4, pp. 785–800, 2001.
- [41] Meng Wang, Sanjiva K. Lele, and Parviz Moin. Computation of quadrupole noise using acoustic analogy. *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 11, pp. 2247–2254, Nov. 1996.
- [42] 横野泰之, 藤田肇. スーパーコンピュータを用いたステアリングシステムによる角柱から放射される空力音の数値解析. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 61, No. 583, pp. 163–168, 3 1995.
- [43] 古池治孝, 石原国彦, 後藤知伸, 高野泰斉. 数値解析による流体音の音源分布の解析. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 62, No. 595, pp. 160–166, 3 1996.
- [44] 三宅裕, 坂東潔, 堀順士. Large Eddy Simulation による音源分布の解析. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 59, No. 567, pp. 3475–3481, 11 1993.
- [45] 吉田尚史, 中村育雄, 渡辺崇. 角柱流れに対する流出境界条件と差分スキームに関する数値的研究. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 59, No. 558, pp. 374–381, 2 1993.
- [46] 吉田尚史, 渡辺崇, 中村育雄. 角柱流れの流出境界条件に関する数値的研究. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 59, No. 565, pp. 2799–2806, 9 1993.
- [47] 吉田尚史, 渡辺崇, 中村育雄. 非定常非圧縮流れの流出境界条件に関する数値的研究. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 61, No. 588, pp. 2887–2895, 8 1995.

- [48] 宮内敏雄, 店橋護, 鈴木基啓. DNS のための流入・流出境界条件. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 60, No. 571, pp. 813–821, 3 1994.
- [49] 宮内敏雄, 平田徹, 店橋護. 円柱周り低レイノルズ数流れにおけるカルマン渦放出の DNS. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 63, No. 607, pp. 757–764, 3 1997.
- [50] Tim Colonius, Sanjiva K. Lele, and Parviz Moin. Boundary conditions for direct computation of aerodynamic sound generation. *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 9, pp. 1574–1582, September 1993.
- [51] Christopher K. W. Tam and Laurent Auriault. Time-domain impedance boundary conditions for computational aeroacoustics. *AIAA Journal*, Vol. 34, No. 5, pp. 917–923, May 1996.
- [52] 飯田明由, 藤田肇, 加藤千幸, 高野靖. 空力音の発生機構に関する実験解析 (第 1 報, 円柱表面圧力変動の空間構造について). 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 61, No. 592, pp. 4371–4378, 12 1995.
- [53] 飯田明由, 藤田肇, 加藤千幸, 大田黒俊夫. 空力音の発生機構に関する実験解析 (第 2 報, 表面圧力変動と空力音の相互相関について). 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 62, No. 604, pp. 4160–4167, 12 1996.
- [54] 藤田肇. 二次元円柱から発生するエオルス音の特性. *ながれ* (日本流体力学会誌), Vol. 20, No. 3, pp. 196–203, 6 2001.
- [55] 藤田肇. 低騒音風洞. *ながれ* (日本流体力学会誌), Vol. 21, No. 5, pp. 394–399, 10 2002.
- [56] 藤田肇, 槇浩幸, 山田彰二, 丸田芳幸, 白石純一. 流体騒音発生機構の実験的研究 (第 3 報: 二次元モデルに対する風洞測定部壁面の影響). 日本機械学会第 72 期通常総会講演会講演論文集 (III), No. 95-1, pp. 83–84, 3 1995.
- [57] 望月修, 木谷勝, 鈴木忠司. 直列異径 2 円柱から発生する渦放出音. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 60, No. 578, pp. 3223–3229, 10 1994.
- [58] Thomas E. Siddon. Surface dipole strength by cross-correlation method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 53, No. 2, pp. 619–633, 1973.
- [59] 丸田芳幸, 小竹進. 平板のはく離流れに伴う騒音. 日本機械学会論文集 (B 編), Vol. 46, No. 406, pp. 1055–1064, 6 1980.
- [60] 藤野陽三. 風によって生じる構造部材, 非構造部材における空力音の発生特性とメカニズムの解明. 平成 5・6 年度科学研究費補助金 (一般研究 (B)) 研究成果報告書, 3 1995.
- [61] K. Kimura, Y. Fujino, and S. Hiejima. An experimental study on aerodynamic noise from handrails of flat plate cascades. *Proc. 9th Int. Conf. on Wind Eng.*, Vol. 5, pp. 49–56, 1996.
- [62] 山内洋志, 木村吉郎, 藤野陽三. 空力音発生に着目した平板列周りの数値流体解析. 土木学会第 52 回年次学術講演会論文集, No. I-B18, 9 1997.
- [63] 松田孝, 山田英司, 濱田義洋, 庄司孝雄, 平野恵. パンタグラフの走行風制御装置. 日本国 (JP), 特許第 2704347 号, 1997.
- [64] 久保田修司, 森川武雄, 辻本勝司, 宮内広二. パンタグラフ. 日本国 (JP), 特許第 3343741 号, 2002.
- [65] 古池治孝, 石原国彦, 小林昇. パンタグラフのホーン. 日本国 (JP), 特許第 3372713 号, 2002.
- [66] 秋廣千秋, 石原勝. パンタグラフカバー装置. 日本国 (JP), 特許第 3375357 号, 2002.
- [67] 伊藤嘉啓, 桑原弘毅. 軸流送風機. 日本国 (JP), 特許第 3453093 号, 2003.
- [68] 下倉尚義, 石窪雄二, 菊池直志, 宗像武男, 篠原敬, 金子隆雄. 低風圧低騒音型架空布設長尺物. 日本国 (JP), 特許第 3164516 号, 2001.
- [69] 伊藤毅. 音響工学原論, 上巻. コロナ社, 1955.
- [70] Julius Adams Stratton. *Electromagnetic Theory*. McGraw-Hill, New York, 1941.
- [71] 巽友正 (編). 乱流現象の科学. 東京大学出版会, 1986.
- [72] 加藤千幸. 低マッハ数の乱流中に置かれた物体から放射される流体音の数値解析に関する研究. PhD thesis, 東京大学大学院, 9 1995.

- [73] 数値流体力学編集委員会 (編). 乱流解析. 数値流体力学シリーズ, No. 3. 東京大学出版会, 1995.
- [74] 梶島岳夫. 乱流の数値シミュレーション. 養賢堂, 東京, 1999.
- [75] 小林敏雄, 載毅. LES 乱流モデリングの動向. 生産研究, Vol. 46, No. 2, pp. 53–59, 1994.
- [76] Massimo Germano, Ugo Piomelli, Parviz Moin, and William H. Cabot. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. *Physics of Fluids A*, Vol. 3, No. 7, pp. 1760–1765, July 1991.
- [77] Bert Vreman, Bernard Geurts, and Hans Kuerten. On the formulation of the dynamic mixed subgrid-scale model. *Physics of Fluids*, Vol. 6, No. 12, pp. 4057–4059, Dec. 1994.
- [78] Sandip Ghosal, Thomas S. Lund, Parviz Moin, and Knut Akselvoll. A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 286, pp. 229–255, 1995.
- [79] Charles Meneveau, Thomas S. Lund, and William H. Cabot. A Lagrangian dynamic subgrid-scale model of turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 319, pp. 353–385, 1996.
- [80] Wei Zhang and Qingyan Chen. A new filtered dynamic subgrid-scale model for large eddy simulation of indoor airflow. *Proc. of Sixth International IBPSA Conference (BS '99)*, pp. 415–422, Sep. 1999.
- [81] 持田灯, 村上周三, 富永禎秀, 小林光. Smagorinsky モデルにおける標準型と Dynamic 型の比較: Dynamic LES による 2 次元角柱まわりの乱流渦放出流れの解析 (第 1 報). 日本建築学会計画系論文集, No. 479, pp. 41–47, 1 1996.
- [82] 富永禎秀, 持田灯, 村上周三, 飯塚悟. Dynamic Mixed SGS モデルの適用: Dynamic LES による 2 次元角柱周辺流れの解析 (第 2 報). 日本建築学会計画系論文集, No. 492, pp. 57–62, 2 1997.
- [83] 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 富永禎秀, 小林光, K. D. Squires. Dynamic Smagorinsky モデルへの Lagrangian 型安定化手法の導入とその効果: Dynamic LES による 2 次元角柱周辺流れの解析 (第 3 報). 日本建築学会計画系論文集, No. 511, pp. 39–43, 9 1998.
- [84] 池川昌弘, 加藤千幸, 海保真行. 高速新幹線車両の空力・音響問題に対する数値解析技術の応用. 応用数理, Vol. 6, No. 1, pp. 2–16, 3 1996.
- [85] 持田灯, 村上周三, 富永禎秀. LES による 2 次元角柱周辺流れの解析 —Dynamic Mixed SGS Model の適用—. 生産研究, Vol. 47, No. 2, pp. 79–84, 1995.
- [86] 数値流体力学編集委員会 (編). 非圧縮性流体解析. 数値流体力学シリーズ, No. 1. 東京大学出版会, 1995.
- [87] 荒川忠一. 数値流体工学. 東京大学出版会, 1994.
- [88] 藤野清次, 張紹良. 反復法の数理. 応用数値計算ライブラリ. 朝倉書店, 東京, 1996.
- [89] 村田健郎, 名取亮, 唐木幸比古. 大型数値シミュレーション. 岩波書店, 1994.
- [90] S. Iizuka, S. Murakami, N. Tsuchiya, and A. Mochida. LES of flow past 2D cylinder with imposed inflow turbulence. *IIS Annual Report of Group Research Activity on Numerical Simulation of Turbulent Flows (NST Report)*, No. 14, pp. 126–133, 1999.
- [91] 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 土屋直也. 生成された変動風を流入境界条件とする 2 次元角柱周辺流れの LES. 生産研究, Vol. 52, No. 1, pp. 71–74, 2000.
- [92] 大嶋拓也. 数値計算による建築付帯物から発生する空力音の予測に関する研究. 東京大学大学院工学系研究科修士論文, 1998.
- [93] J. H. ファーティガー, M. ベリッチ, 小林敏雄, 谷口伸行, 坪倉誠記. コンピュータによる流体力学. シュプリンガー・フェアラーク東京, 東京, 2003.
- [94] 加治屋亮一, 貝塚正光. 垂直加熱平板自然対流に対する空気分布予測法の数値実験 - 熱対流の数値解析 (その 4) -. 日本建築学会大会学術講演梗概集 (計画系), pp. 427–428, 1983.
- [95] H. Tennekes, J. L. Lumley, 藤原仁志, 荒川忠一訳. 乱流入門. 東海大学出版会, 東京, 1998.
- [96] 倉淵隆, 鎌田元康. 非等温室内空気分布数値予測法の壁面境界条件に関する研究 - 垂直加熱平板自然対流に関する検討 -. 空気調和・衛生工学会講演論文集, pp. 565–568, 1988.

- [97] Jorge Moré, Burt Garbow, and Ken Hillstom. *MINPACK*. <http://www.netlib.org/minpack/index.html>.
- [98] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing*, Vol. 1 of *Fortran Numerical Recipes*. Cambridge University Press, New York, Second edition, 1992.
- [99] 泉元, 谷口伸行, 川田裕, 小林敏雄, 足立武司. 円柱周りの3次元流動解析 (第1報, 静止円柱の場合). 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 60, No. 579, pp. 3797–3804, 11 1994.
- [100] 木枝香織, 谷口伸行, 松宮輝, 小林敏雄. 円柱まわりの流れの三次元数値シミュレーション (第1報, 時間・空間相関の解析). 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 63, No. 614, pp. 3231–3238, 10 1997.
- [101] 木枝香織, 谷口伸行, 松宮輝, 小林敏雄. 円柱まわりの流れの三次元数値シミュレーション (第2報, 三次元流れの可視化). 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 622, pp. 1725–1731, 6 1998.
- [102] 清水優史, 谷田好通. 長方形断面柱状体に働く流体力. 日本機械学会誌 (第2部), Vol. 44, No. 384, pp. 2699–2706, 8 1978.
- [103] 栗山宣之, 佐々木良浩, 谷口伸行. LESによる物体まわりの音の解析. 第14回数値流体力学シンポジウム講演論文集, No. A08-1, 12 2000.
- [104] Philip M. Morse and K. Uno Ingard. *Theoretical Acoustics*. Princeton University Press, New Jersey, 1968.
- [105] 六郷彰, 山本浩輝, 岡島厚, 塩谷篤, 木村繁男. LESによるブラフボディから発生する流体音の数値解析. 第18回数値流体力学シンポジウム講演論文集, No. B3-1, 12 2004.
- [106] Max Born and Emil Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light*. Pergamon Press, Oxford, sixth edition, 1980.
- [107] 日野幹雄. スペクトル解析. 朝倉書店, 東京, 1977.
- [108] 財団法人ベターリビング. 1997 BL 部品データブック. 丸善, 東京, 1997.
- [109] Paul N. Swarztrauber. *FFTPACK version 4*. <http://www.netlib.org/fftpack/>, 1985.
- [110] 前川純一. 建築・環境音響学. 共立出版, 東京, 1990.
- [111] 筒井敬之, 五十嵐保, 田島典和. 近接直列2円柱まわりの非定常流. 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 627, pp. 3583–3589, 11 1998.
- [112] 岡本史紀, 中村友道, 高松洋, 山村敏之, 八木基次. 強制振動させた円柱群に作用する流体力 (第1報, 1列円柱列). 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 620, pp. 1103–1111, 4 1998.
- [113] 岡本史紀, 竹中淳, 川村昌生, 吉川伸也. 流弾性振動状態の円柱列まわりの非定常流れ. 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 628, pp. 4010–4015, 12 1998.
- [114] 田中博喜, 田中和博, 清水文雄, 飯島徹. 非定常流体力を用いた気柱振動発生判別法の研究. 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 626, pp. 3293–3298, 10 1998.
- [115] 岡本史紀, 加藤慶訓, 吉野直樹, 富田哲司. 流弾性振動状態の円柱群に作用する非定常流体力. 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 623, pp. 2041–2049, 7 1998.
- [116] 岡本史紀, 中村友道, 東忍, 八木基次. 強制振動させた円柱群に作用する流体力 (第2報, 3列円柱群). 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 628, pp. 4001–4009, 12 1998.
- [117] 岡本史紀, 石井富士男, 愛知雅彦, 増田敏幸, 山西陽子. 弾性支持された角柱列まわりの流れに及ぼす角柱間隔比の影響. 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 64, No. 617, pp. 25–33, 1 1998.
- [118] Richard G. Lyons. *Understanding digital signal processing*. Prentice Hall, New Jersey, 2001.
- [119] Fredric J. Harris. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete fourier transform. *Proceedings of the IEEE*, Vol. 66, No. 1, pp. 51–83, January 1978.
- [120] Matteo Frigo and Steven G. Johnson. *FFTW version 3*. <http://www.fftw.org/>.

- [121] Tetsuya Sakuma and Yosuke Yasuda. Fast multipole boundary element method for large-scale steady-state sound field analysis. Part I: setup and validation. *Acta Acustica united with Acustica*, Vol. 88, pp. 513–525, 2002.
- [122] Takuya Oshima, Yosuke Yasuda, and Tetsuya Sakuma. A high-efficiency implementation of fast multipole boundary element method. *Proc. of ICA 2004*, No. Mo5.B2.4, 2004.
- [123] 王宏, 加藤千幸. ドアミラー周り非定常流れの LES 解析と流体音の予測. 第 18 回数値流体力学シンポジウム, No. B3-2, 2004.

関連発表論文

- [1] 大嶋拓也, 今野雅, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測に関する基礎的研究, 日本建築学会計画系論文集, No. 532, pp. 7–13, 2000.
- [2] 大嶋拓也, 寺尾道仁, 関根秀久. 部分スパン数値流体解析結果を利用した柱状物体からの空力音推定法 - 推定手法の構築および実証実験 -, 日本建築学会計画系論文集 (投稿中).

関連国際会議論文

- [1] T. Oshima, M. Imano, T. Sakuma and K. Hirate. Numerical prediction of aeroacoustic noise radiated from balusters of buildings with large eddy simulation, *Proc. Internoise 2000* (Nice), Vol. 4, pp. 2359–2362, 2000.
- [2] T. Oshima, T. Sakuma and K. Hirate. Numerical study on effect of inflow wind characteristics to generation of aeroacoustic noises from balusters of buildings, *Proc. Internoise 2001* (Hague), No. 511, 2001.
- [3] Takuya Oshima, Tetsuya Sakuma and Kotaroh Hirate. Numerical study on correlation between aeroacoustic sources on uniformly lined cylindrical bodies placed in a statistically uniform flow, *Proc. Forum Acusticum Sevilla*, Num-Gen-006, 2002.
- [4] Takuya Oshima, Hidehisa Sekine and Michihito Terao. Experimental and numerical study of spatial coherence of surface pressure on a square cylinder for numerical aerodynamic noise prediction, *Proc. Internoise 2003* (Jeju), N355, pp. 1737–1744, 2003.

関連解説

- [1] 大嶋拓也, 佐久間哲哉, 平手小太郎, 今野雅. 角柱列状建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測 ~ 二次元流体解法・Curle の式による解析 ~ , 日本音響学会建築音響研究会資料, AA98-35, 1998.
- [2] 大嶋拓也, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 柱状物体からの空力音問題における部分スパン解析結果からの全体放射音圧推定法, 日本音響学会騒音・振動研究会資料, N-2001-52, 2001.
- [3] 大嶋拓也, 関根秀久, 寺尾道仁. 空力騒音数値予測のための柱状物体表面変動圧力の空間構造に関する検討, 日本音響学会建築音響研究会資料, AA2003-03, 2003.
- [4] Takuya Oshima, Tetsuya Sakuma and Kotaroh Hirate, An estimation method of total aeroacoustic noise from a cylindrical body by a partial-span computation, *Acoustical Science and Technology*, Vol. 24, No. 2, pp. 100–102, 2003.
- [5] Takuya Oshima, Tetsuya Sakuma and Kotaroh Hirate, Numerical study on correlation between aeroacoustic sources on uniformly aligned cylindrical bodies, *Acoustical Science and Technology*, Vol. 24, No. 3, pp. 100–102, 2003.

関連国内口頭発表

- [1] 大嶋拓也, 佐久間哲哉, 平手小太郎, 今野雅. 建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測 - 角柱列周りの二次元流れ場解析による基礎的検討 -, 日本音響学会研究発表会講演論文集 (秋季), Vol. II, pp. 781–782, 1998.
- [2] 大嶋拓也, 今野雅, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 柱状建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測 - 円柱周り流れによる流体音源解析 -, 日本音響学会講演論文集 (春季), pp. 603–604, 1999.
- [3] 大嶋拓也, 今野雅, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測 - 円柱周り流れ二次元・三次元解析の比較 -, 日本建築学会学術講演梗概集, 環境工学 I, pp. 257–258, 1999.

- [4] 大嶋拓也, 今野雅, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測 - 乱流モデルを導入した建物手摺子周り流れの解析 -, 日本建築学会 2000 年度大会 (東北) 学術講演梗概集, D-1, pp. 155-156, 2000 .
- [5] 大嶋拓也, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 屋外手摺子からの空力騒音発生における流入風性状の影響に関する数値的検討, 日本音響学会講演論文集 (春季), Vol. II, pp. 705-706, 2001 .
- [6] 大嶋拓也, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 柱状物体からの空力騒音の部分解析結果を用いた全放射音圧推定法, 日本音響学会講演論文集 (秋季), Vol. II, pp. 783-784, 2001 .
- [7] 大嶋拓也, 佐久間哲哉, 平手小太郎. 柱状物体列からの空力音放射における音源の物体間相関に関する数値的検討, 日本音響学会講演論文集 (春季), Vol. II, pp. 813-814, 2002 .
- [8] 大嶋拓也, 関根秀久, 寺尾道仁. 柱状物体からの空力騒音数値予測のための物体表面変動圧力相関に関する検討 - 実測値と数値解析結果の比較 -, 日本音響学会講演論文集 (春季), Vol. II, pp. 873-874, 2003 .
- [9] 大嶋拓也, 関根秀久, 寺尾道仁. 柱状物体からの空力音推定法に関する実験的検討 - 受音点音圧推定値と実測値の比較 -, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (東海), 環境工学 I, pp. 27-28, 2003 .
- [10] 大嶋拓也, 寺尾道仁, 関根秀久. 柱状物体からの空力音放射問題における全体放射音圧推定法 - 実験解析による加藤の式との比較 -, 日本音響学会講演論文集 (秋季), Vol. II, pp. 883-884, 2004 .
- [11] 大嶋拓也, 角柱列状空力音源の物体間相関に対する物体間隔の影響, 日本音響学会講演論文集 (春季), Vol. II, pp. 749-750, 2005 .

謝辞

本論文は、筆者が東京大学大学院修士課程在学時に独自に着想し、継続的に取り組んで来た空力音数値解析に関する研究のうち、博士課程進学以後の研究をまとめたものです。本研究の遂行においては多数の方々の助力を頂きました。

東京大学大学院新領域創成科学研究科 佐久間哲哉助教授には、筆者の博士課程在籍中から、本研究に対し終始実に多くのご指導、ご議論、激励を頂きました。さらに論文として成果をまとめる最終段階に至るまで、多くの有益なアドバイスを継続的に頂きました。深く御礼申し上げます。佐久間先生をはじめ、東京大学 神田順教授、坂本雄三教授、黄光偉助教授、坂本慎一助教授には本論文を審査して頂きました。その過程では多様な観点からご意見、御指摘、また望外の激励を頂きましたことに感謝いたします。

神奈川大学 寺尾道仁教授には、風洞実験を行いたいと突然押し掛けた筆者のために実験設備を快く貸して下さったのみならず、本研究の理論的側面に関する非常に有益なご議論、実験指導、折に触れての叱咤激励に至るまで、終始多大な援助を頂きました。また神奈川大学 関根秀久教務技術員にも、多大な実験指導を賜りました。次々と現れる技術的な困難を多数乗り越えて、何とか実験結果としてまとめられたのは、ひとえに関根先生の技術力のお陰と感謝申し上げます。

明治大学 松尾陽教授、東京理科大学 倉淵隆教授、神奈川大学 岩本静男助教授、大分大学 酒井孝司助教授、明治大学 加治屋亮一講師、東京大学 今野雅助手をはじめとする勉強会(流れの会)のメンバーには厚く御礼申し上げます。特に倉淵隆教授から頂いたLES解析コードは、本論文を通して使用した空力音数値解析コードのベースとして、大いに参考にさせて頂きました。今野雅助手には、大学院生時代の数値流体力学ゼミを通して、また個人的にも色々と数値流体力学の基本を教えて頂きました。流れの会の皆様からはその他にも、数値解析・風洞実験ともに、流体力学の研究に関連する基本的事項から論文に表れないノウハウに至るまでこと細かにアドバイスを頂きました。重ねて感謝いたします。

東京大学 平手小太郎助教授には、先生のご専門とは全く異なるテーマで研究を進める筆者に対し、大学院博士課程において研究室で籍を置かせて頂いたのみならず、指導教官としてゼミ等でご議論を賜りました。

新潟大学工学部建設学科建築学コースの教員各位には、本論文をまとめるにあたり様々なご配慮を頂いたことに感謝申し上げますと共に、数々のご迷惑をお掛けしたことをお詫びいたします。

本研究の一部は科学研究費補助金 若手研究 (B) 16760473 「屋外建築付帯物から発生する空力騒音の数値予測システム構築に関する研究」(代表: 大嶋拓也) の補助を受けました．関係各位に御礼申し上げます．

2005 年 6 月

大嶋拓也