

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—

ESTIMATION TECHNIQUE FOR AERODYNAMIC SOUND RADIATION
FROM A CYLINDRICAL BODY UTILIZING PARTIAL-SPAN CFD RESULTS

Its construction and validation through experimental analysis

大嶋拓也*¹, 寺尾道仁*², 関根秀久*³

Takuya OSHIMA, Michihito TERAO and Hidehisa SEKINE

Estimation technique of aerodynamic sound radiation from a cylindrical body using results of partial-span CFD computation is presented. The technique replaces the calculation of Curle equation in Lighthill-Curle computational aeroacoustics technique, and is based on Morse-Ingard's and Goldstein's theory and coherence model function. The validation of the model function and the technique through wind-tunnel experiment results 1) measured coherence between surface fluid forces on the body surface shows good agreement with the model function, and 2) reasonable agreement is obtained between measured SPL at a receiving point and estimated SPL using the technique.

Keywords: computational aeroacoustics, cylindrical body, sound pressure estimation, coherence, Gaussian model

空力音数値解析, 柱状物体, 音圧推定, コヒーレンス, ガウス関数型モデル

1 序

1.1 本研究の背景

Lighthill-Curle の空力音理論^{1),2)}に基づいた, 数値流体解析および Curle の式による音響伝播計算の組合せによる空力音数値予測手法は, 実装の簡便さ, および大規模非定常数値流体解析の実用化により近年急速に適用例を増やしつつある. 中でも気流中の柱状物体による空力音問題は, 空力音理論草創期以来の基礎研究対象^{3),4)}である. 本問題はさらに, バランダ手摺子⁵⁾, カーテンウォール方立⁶⁾など現在の建築分野における解決すべき代表的な空力音問題と捉えることができ, 本問題への数値解析手法の適用による低減法に関する研究の進展が期待される. しかしながら長スパン柱状物体の空力音数値解析は現在の計算機能力をもってしてもしばしば負荷過大であり, 負荷低減のための方策が必要である.

そこで空力音源となる柱状物体周りの流れ場に注目すると, 接近気流の乱れ性状が一樣であれば一般的に, 流体音源となる物体表面の変動圧力もまたスパン方向に均一な統計的性質を持つ. したがって柱状物体周りの数値流体解析をスパン方向の一部分に関して行い, この解析結果に対し乱れの均一性を利用した何らかの推定法により全スパンからの放射音を算出する手法が考えられる.

1.2 既往研究とその問題点

最も簡単な推定例として, Curle の式によって算出された解析ス

パン a から受音点への放射音圧が p_a であったとき, 全スパン b からの放射音圧 p_b は, 音圧 p_a の完全に無相関な音源が b/a 個存在すると考えれば以下のエネルギー和で得られる.

$$p_b = \sqrt{\frac{b}{a}} p_a \quad (1)$$

栗山ら⁷⁾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. 一方, 完全にコヒーレントな音源が b/a 個存在すると考えれば以下となる.

$$p_b = \frac{b}{a} p_a \quad (2)$$

しかしながら, 音源変動圧力は一般に Kármán 渦放出周波数近辺ではスパン方向に強い相関を有する一方, それ以外の周波数では無相関に近く, 周波数によって Eqs. (1), (2) の中間的な状態を取る. したがって Eqs. (1), (2) のいずれかを一律に適用することは適切でなく, 変動圧力の相関を周波数ごとに考慮した推定を行う必要がある.

そのような周波数ごとの相関を考慮した手法として, 次のような手法が加藤ら⁸⁾によって提案されている. 周波数 f における物体表面上のスパン方向距離 ξ の 2 点間における変動圧力のコヒーレンス絶対値 $|\text{coh}(\xi, f)|$ が 0.5 となる距離を等価相関長 $L_C(f)$ とする. 解析領域全域に渡って $|\text{coh}(\xi, f)|$ が 0.5 を超える場合は, ξ に対する $|\text{coh}(\xi, f)|$ の直線的な減衰を仮定し補外により L_C を求める.

*¹ 新潟大学工学部 助手・博士(環境学)*² 神奈川大学工学部 教授・工博*³ 神奈川大学工学部 教務技術員Research Assoc., Faculty of Engineering, Niigata University, Ph.D.
Prof., Faculty of Engineering, Kanagawa University, Dr. Eng.
Technician, Faculty of Engineering, Kanagawa University

さらに $L_C(f)$ および a, b の大小関係により決まる算出式により、受音点音圧レベル $SPL(f)$ を算出する。本手法は多くの空力音数值解析研究 (例えば、文献⁴⁾) に適用されているものの、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妥当性、および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確でなく、放射音圧に対する相関の影響の定式化について確固とした理論的背景を有しているとは言い難い。

また飯田ら^{9),10)}は、 $|\text{coh}(\xi, f)|$ の ξ に対する積分値が 1 となる距離を $L_C(f)$ とし、Phillips の式³⁾ から放射音圧推定を行っている。しかしながら Phillips の式の導出過程において $L_C(f)$ の定義が曖昧であるため、 $L_C(f)$ の決定法には任意性があり理論的整合性を有する手法と言えないのは加藤らの手法と同様である。さらに両手法共通の問題として、飯田ら自身も指摘する通り¹⁰⁾、コヒーレンスの絶対値による相関の評価では、同一のコヒーレンス絶対値を持つ音源は音源位相差にかかわらず同一の音源強度となる点が挙げられる。

一方、Morse and Ingard¹¹⁾ および Goldstein¹²⁾ は、コヒーレンスのスパン方向平均値 $\gamma(\xi, f)$ が相関長さ l をパラメータとしたガウス分布型の実関数

$$\gamma(\xi) = e^{-\frac{\xi^2}{2l^2}} \quad (3)$$

でモデル化されるとの仮定の下、相関長さと受音点音圧強度の関係を理論的に導いている。ただし Morse らの理論はスパンが相関長さと比較して非常に長い場合を仮定しており、解析スパンを極力短くすることが望ましい空力音数值解析においては任意の相関長さおよびスパンに対応可能な理論式導出が必要である。また Eq. (3) のモデルの妥当性についても、Morse らおよび Goldstein のいずれも示していない。さらに飯田ら⁹⁾はコヒーレンス絶対値が Kármán 渦放出周波数付近でガウス分布型で表されることを示しているものの、Eq. (3) のような実関数によるモデル化の妥当性には踏み込んでいない。

1.3 本研究の目的

以上から、本研究の目的を次のように定める。

1. Eq. (3) のモデル式成立の仮定の下、短スパン柱状物体に適用可能な変動圧力コヒーレンス-音圧関係式を導出し、当該式を用いた放射音推定手法を構築する。
2. Eq. (3) のモデル式の妥当性を検討する。
3. 1. の推定手法の有効性を検討する。

なお典型的には柱状物体断面長の数十倍のスパンに渡る全スパン解析領域を確保した数値流体解析による検証計算は、現時点では解析負荷上困難であること、および将来の数値解析結果照合のための参照データ取得の目的から、2. の妥当性検討および 3. の有効性検討は風洞を使用した実験解析によって行う。

2 理論

2.1 変動圧力コヒーレンス-受音点音圧関係式の導出

Fig. 1 に示すように、スパン方向に平均流速が一定で、乱れが一様かつ定常な低マッハ数流れ場に置かれた、コンパクトな柱状物体からの空力音放射問題を考える。物体中心を座標系原点とし、主

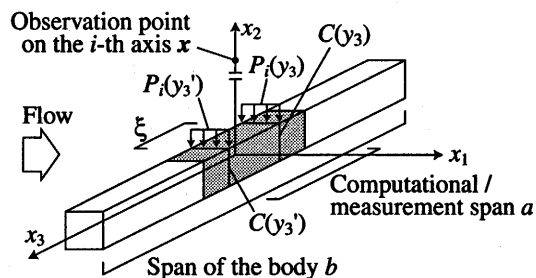


Fig. 1 Geometry and coordinate system.

流方向、ラテラル方向、スパン方向にそれぞれ x_1, x_2, x_3 軸を取る。簡単のため柱状物体両端の端部効果を見逃し、さらに受音点 x を x_1 軸または x_2 軸上の原点からの距離 x の点に取る。このとき柱状物体に設定された解析スパン a 内を音源とし、遠距離音場の受音点において観測される音圧 2 乗値のアンサンブル平均 $\langle |p_a|^2 \rangle$ は、Curle の式²⁾から以下となる。

$$\langle |p_a(x)|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \cdot \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \langle P_i^*(y_3) P_i(y_3') \rangle dy_3 dy_3' \quad (4)$$

ただし c_0 は音速、 $*$ は複素共役、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を表す。 $P_i(y_3)$ は、 x_3 軸方向の位置 y_3 において物体表面に働くスパン方向単位長さ当たり流体力の周波数 f における x_1 軸方向成分である。

$$P_i(y_3) = \int_{C(y_3)} n_i(\mathbf{y}) p(\mathbf{y}) dC(y_3) \quad (5)$$

ただし $C(y_3)$ 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} における単位法線ベクトルの x_i 軸成分、 $p(\mathbf{y})$ 点 \mathbf{y} において物体が流体から受ける圧力の周波数 f における複素振幅である。なお周波数領域での定式化を前提に、 P_i などの引数に対する周波数の表示は省略する。

ここで、 $P_i(y_3)$ および $P_i(y_3')$ のコヒーレンスは

$$\mu_i(y_3, y_3') = \frac{\langle P_i^*(y_3) P_i(y_3') \rangle}{\sqrt{\langle |P_i(y_3)|^2 \rangle} \sqrt{\langle |P_i(y_3')|^2 \rangle}} \quad (6)$$

で定義される。流れの性質がスパン方向に一様との仮定から、 $\sqrt{\langle |P_i(y_3)|^2 \rangle}$ は y_3 によらず一定と仮定することができ、この値を \bar{P}_i とすると Eq. (4) は次のようになる。

$$\langle |p_a|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \bar{P}_i^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \mu_i(y_3, y_3') dy_3 dy_3' \quad (7)$$

上式に対しコヒーレンスの性質

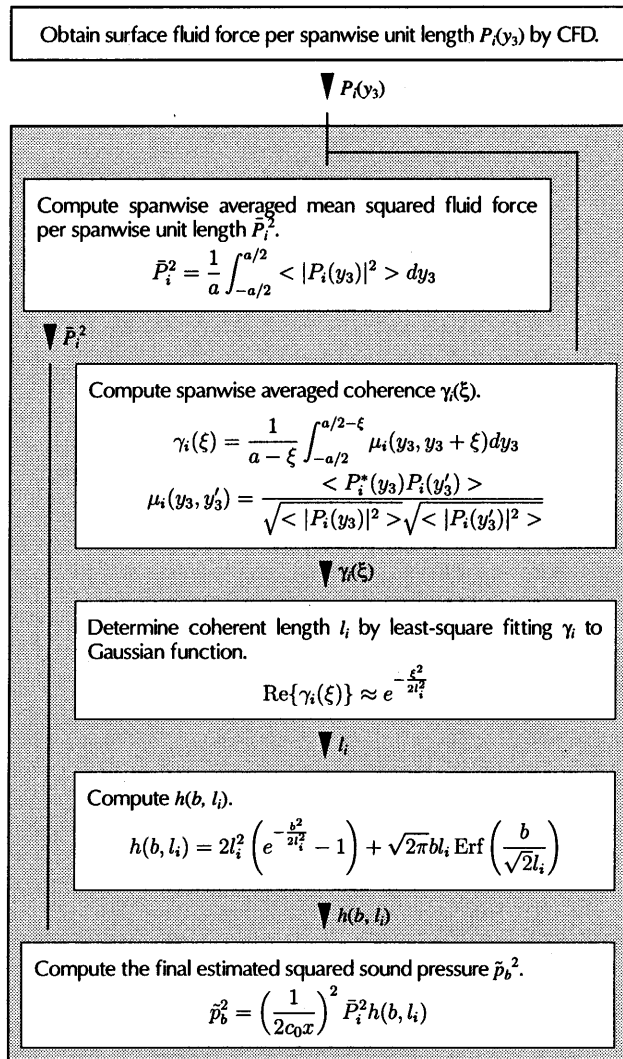
$$\mu_i(y_3, y_3') + \mu_i(y_3', y_3) = 2 \text{Re}\{\mu_i(y_3, y_3')\}$$

を利用し、さらに $\xi = y_3' - y_3$ とおいて積分区間を変換すると

$$\langle |p_a|^2 \rangle = 2 \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \bar{P}_i^2 \cdot \int_0^a \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \text{Re}\{\mu_i(y_3, y_3 + \xi)\} dy_3 d\xi \quad (8)$$

さらに、 $\mu_i(y_3, y_3 + \xi)$ のスパン方向平均値 $\gamma_i(\xi)$ を

$$\gamma_i(\xi) = \frac{1}{a - \xi} \int_{-a/2}^{a/2-\xi} \mu_i(y_3, y_3 + \xi) dy_3 \quad (9)$$


Fig. 2 Procedure of estimation technique.

と表し, Eq. (8) の内側の積分を $\gamma_i(\xi)$ で置き換えると

$$\langle |p_a|^2 \rangle = 2 \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \bar{P}_i^2 \int_0^a (a - \xi) \text{Re}\{\gamma_i(\xi)\} d\xi. \quad (10)$$

上式において $\text{Re}\{\gamma_i(\xi)\}$ を ξ の関数としてモデル化すれば, $\langle |p_a|^2 \rangle$ はモデル関数により表される。ここでは Eq. (3) のモデル式に倣い,

$$\text{Re}\{\gamma_i(\xi)\} \approx e^{-\frac{\xi^2}{2l_i^2}} \quad (11)$$

としてモデル化する。なお Eq. (3) と異なり γ_i の実部だけのモデル化となっているのは, コンパクトな柱状物体を前提として物体各部-受音点間位相差項を省略したことによる。

Eq. (11) を Eq. (10) に代入し解析的に積分すると次式となり, モデル関数による受音点音圧 2 乗平均値の推定値 \bar{p}_a^2 が a および l_i の関数として表される。

$$\bar{p}_a^2 = \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \bar{P}_i^2 h(a, l_i), \quad (12)$$

$$h(a, l_i) = 2l_i^2 \left(e^{-\frac{a^2}{2l_i^2}} - 1 \right) + \sqrt{2\pi} a l_i \text{Erf} \left(\frac{a}{\sqrt{2} l_i} \right), \quad (13)$$

ただし Erf はガウスの誤差関数である。

Morse らは文献¹¹⁾において, l_i が $l_i \ll a$ の条件を満たす場合に限定した受音点音圧算定式を導出している。しかしながら Morse

Obtain surface fluid force per spanwise unit length $P_i(y_3)$ by CFD.

$\nabla P_i(y_3)$

Compute the final sound pressure by Curle equation.

$$\langle |p_b|^2 \rangle = \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-b/2}^{b/2} \langle P_i^*(y_3) P_i(y_3') \rangle dy_3 dy_3'$$

Fig. 3 Procedure of usual 2-step method.

らの式による音圧推定においては全ての周波数で $l_i \ll a$ を満たすように数値解析を実施する必要があり, 実用上ほぼ無意味である。それに対して Eqs. (12), (13) は, 当該条件が成立しない場合でも適用可能である点が特徴である。

2.2 推定手順

Fig. 2 に前節の定式化から構築した数値予測手法全体の計算手順を示す。対照のため, Fig. 3 に通常の Lighthill-Curle 理論による 2 ステップ手法⁸⁾を示す。Fig. 3 においてグレーで示す Curle の式の計算部が, 本手法では Fig. 2 図中グレーで示す手順に置換される。まず数値流体解析により得られた $P_i(y_3)$ を Eqs. (6), (9) に与え, $\text{Re}\{\gamma_i(\xi)\}$ を算出する。この $\text{Re}\{\gamma_i(\xi)\}$ に対し, 非線形最小二乗法により Eq. (11) のガウス分布型関数が最も適合する相関長さ l_i 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_i は解析スパンによらず流れ場の特性のみに依存する一定値となると考えられる。したがって Eq. (12) と同様に, 受音点において観測される物体の全スパン b からの受音点音圧 2 乗値の推定値 \bar{p}_b^2 は, 最小二乗推定された l_i を用いて下式で得られる。

$$\bar{p}_b^2 = \left(\frac{f}{2c_0 x} \right)^2 \bar{P}_i^2 h(b, l_i) \quad (14)$$

ここで $\langle |P_i(y_3)|^2 \rangle$ は実際にはスパン方向に多少の変動があると考えられることから, そのスパン方向平均値を \bar{P}_i^2 とする。すなわち

$$\bar{P}_i^2 = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} \langle |P_i(y_3)|^2 \rangle dy_3. \quad (15)$$

3 実験

Eq. (11) のモデル式および本推定手法の妥当性を示すため, 風洞実験を行った。

3.1 実験条件

Fig. 4 に試験体周辺の模式図, Fig. 5 に試験体詳細および測定系統図を示す。断面辺長 $L = 14$ mm, スパン 500 mm の金属製正方形断面角柱の Fig. 4 に示す面を変動圧力測定面とし, 本測定面に垂直な方向を x_2 軸とする。ただし受音点音圧推定における全スパンは, 実際に気流を受ける部分となる風洞吹き出し口高さの $b = 300$ mm ($21.4L$) とした。測定面には Fig. 5 に示すように直径 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 箇所計 12 箇所設け, それぞれの検出口の変動圧を試験体内に埋込まれたマイクロホンにより検出する。さらに物体中心から x_2 軸方向 1 m の位置に受音点マイクロホンを設置した。

Table 1 に実験条件詳細およびケース名称を示す。主流速度 U について 5 m/s から 10 m/s の 3 種, 試験体迎え角 θ について 0° , 30° の 2 種の組合せにより計 6 ケースを設定した。参考として, ストロール数 $St = fL/U$ を実周波数に換算する際の周波数軸ス

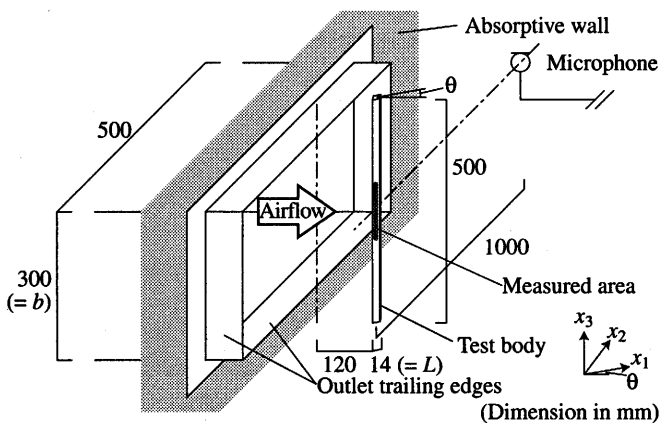


Fig. 4 Experimental setup.

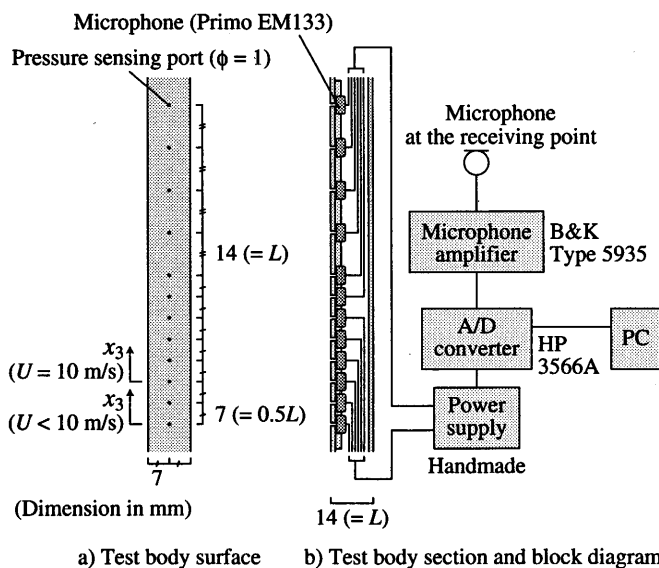


Fig. 5 Details of the test body.

Table 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		7		10	
U/L [1/s]	357		500		714	
Re [$\times 10^3$]	4.62		6.47		9.24	

ケール U/L , レイノルズ数 Re についても Table 1 に示す。

x_3 座標は Fig. 5 の下端マイクロホン位置を $x_3 = 0$ とする。ただし Cases 10-0, 10-30 では実験の都合上, 下端の 2 マイクロホンを使用しなかったため, 下端から 3 番目のマイクロホン位置を $x_3 = 0$ とする。以下, $x_3 = 0$ 位置のマイクロホンを基準マイクロホンと呼ぶ。

3.2 単位長さ当たり流体力の算出法

スパン方向単位長さ当たり流体力の x_2 軸方向成分 $P_2(y_3)$ 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. (5) より

$$P_2(y_3) = 2Lp(y_3) \quad (16)$$

として求めた²¹⁾。さらに Eq. (15) の計算では, 隣接する圧力検出口間の中間点まで x_3 方向に圧力検出口と同一の変動圧力を仮定

Table 2 Peak Strouhal numbers of \bar{p}^2 .

Cases	5-0	5-30	7-0	7-30	10-0	10-30
Peak St of \bar{p}^2	0.129	0.126	0.120	0.108	0.119	0.112

Table 3 Peak Strouhal numbers of l_2 .

Cases	5-0	5-30	7-0	7-30	10-0	10-30
Peak St of l_2	0.137	0.126	0.122	0.110	0.120	0.115

した。

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¹³⁾, 上式のような両面を逆相とするモデル化は不適切である。したがって両面の変動圧力同時測定が必要となるため, 今後の課題としたい。

3.3 コヒーレンスの算出法

Eq. (9) 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うには, 解析スパン内に数十点以上の同時測定点が必要となるが, 風洞実験でそのような多数の測定点確保は一般に困難である。しかしながら本研究の対象としている流れ場のように, 流れの性質がスパン方向に一定との定常性が成り立てば, $P_i(y_3)$ に関するスパン方向の空間的な自己相関関数 $\langle P_i^*(y_3)P_i(y_3 + \xi) \rangle$ は y_3 に無関係である¹⁴⁾。また $\langle |P_i(y_3)|^2 \rangle$ についても y_3 によらず一定値 \bar{P}_i^2 と仮定しているから, Eq. (6) より μ_i は y_3 によらず ξ のみに依存する。すなわち, 任意の y_3 について

$$\mu_i(y_3, y_3 + \xi) = \mu_i(\xi)$$

と表される。上式を Eq. (9) に代入すれば

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

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。以上から, 基準マイクロホンおよび基準マイクロホンからの距離 ξ のマイクロホンのコヒーレンスを $\gamma_2(\xi)$ とした。

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。

3.4 測定システムの妥当性

測定システムの妥当性に関しては, 以下の検討を行った。

$\theta = 0$ において U を 5 m/s から 20 m/s としたときの試験体埋込マイクロホンの変動圧力 2 乗平均値を, 全マイクロホンについて音圧レベル L_p で Fig. 6 に示す。およそ 14 m/s まで風速に対する 4 乗則に沿った変動圧力が得られている。

また風洞暗騒音の影響に関する検討として, Fig. 7 には,

- 同様流速 $U = 0$ (送風機停止) として試験体を設置した場合,
- $U = 10$ m/s, 試験体を設置しなかった場合
- $U = 10$ m/s, 試験体を設置した場合 (Case 10-0 の測定状況) の 3 パターンで受音点における音圧レベルの測定結果を示す。a) において観察されるスパイクは送風機電源部の電磁誘導ノイズと考えられるが, b), c) の送風機稼働時には殆ど影響していない。さらに b), c) の比較から, 試験体からの空力音はごく低周波域を除いて送風機稼働時暗騒音に対し概ね 10 dB 以上の音圧レベルを確保しており, 暗騒音の影響はほぼ問題ないと判断した。Case 7-0 も同様であったが, その他のケースでは良好な S/N 比が得られず²²⁾, 後述の受音点音圧推定結果と測定値の比較は Cases 7-0, 10-0 の 2 ケースのみ行った。

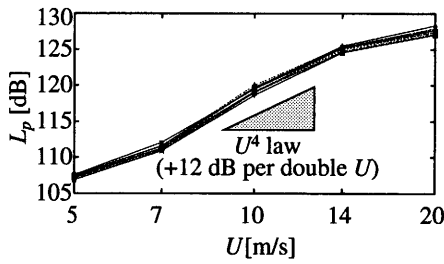


Fig. 6 Mean-square surface pressure detected by embedded microphones.

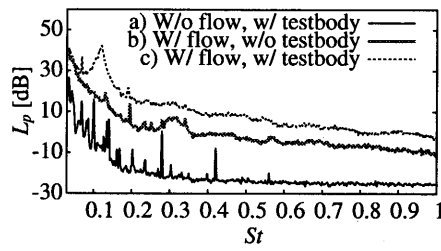


Fig. 7 Sound pressure measured at the receiving point in Case 10-0.

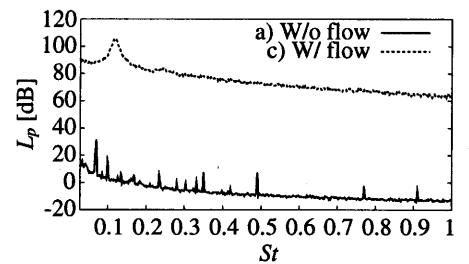


Fig. 8 Sound pressure measured by the base microphone in Case 10-0.

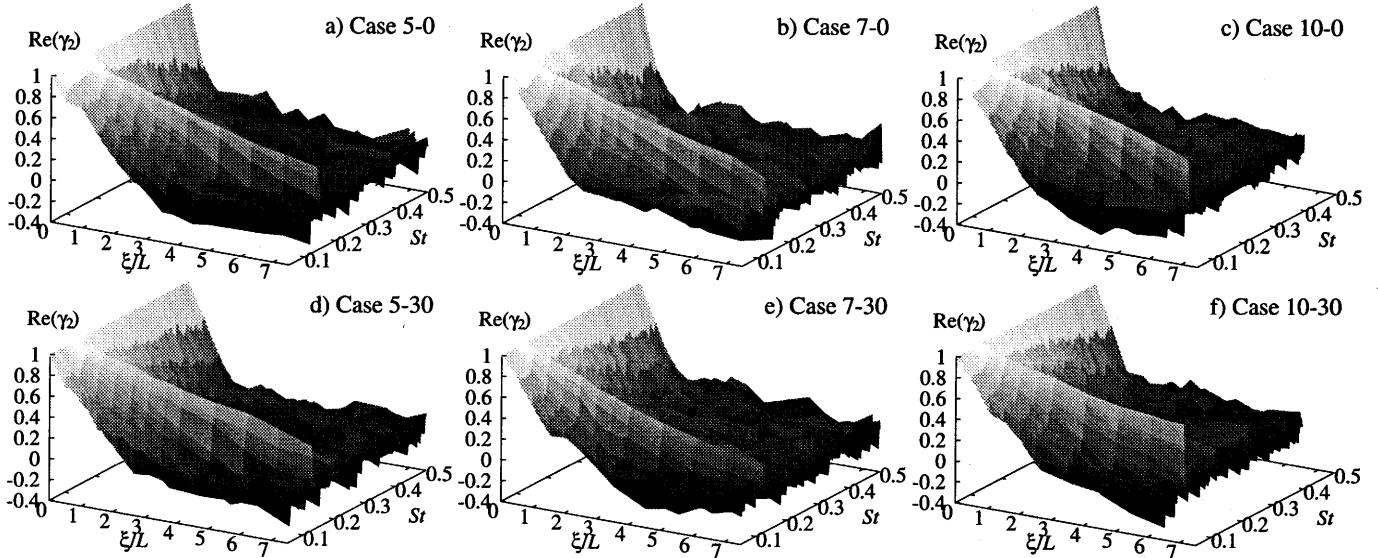


Fig. 9 Measured $Re(\gamma_2)$ versus ξ/L and St .

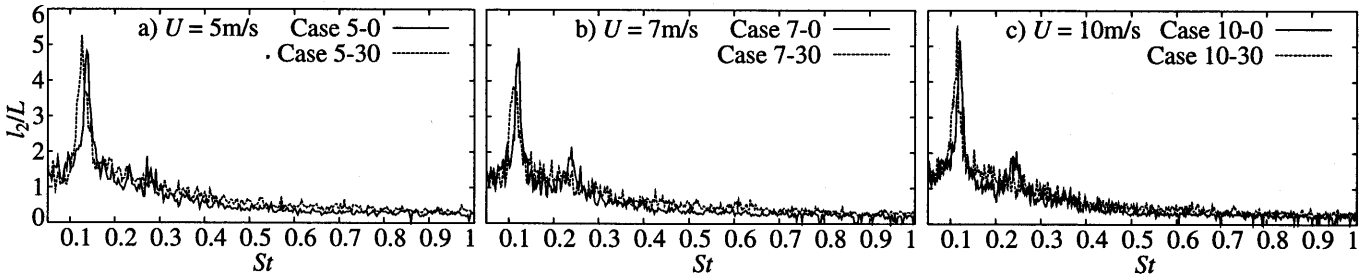


Fig. 10 Estimated coherent lengths.

Fig. 8には、前述の a), c) における試験体埋込マイクロホンの測定結果を示す。試験体埋込マイクロホンについては、全ケースで Fig. 8 と同様の良好な S/N 比が得られた。

試験体の変動圧力検出口および試験体内マイクロホン直前の空洞部で構成される Helmholtz 共鳴器の共鳴周波数は 14.1 kHz であり、1 kHz 以下を測定対象とする本実験には影響しない。

4 実験結果

4.1 本実験の妥当性確認

Table 2 に、各試験体内マイクロホンにおける変動圧力 2 乗値 $\langle |p(x_3)|^2 \rangle$ の全マイクロホン平均値 \bar{p}^2 のピークストローハル数を示す。 $\theta = 0^\circ$ の場合は、文献¹⁵⁾での当該レイノルズ数域における Kármán 渦放出による揚力係数のピークストローハル数である 0.12 から 0.13 とほぼ一致しており、本実験の基本的な妥当性が示される。また、 $\theta = 30^\circ$ の場合は 0° の場合より若干低下している。

4.2 モデル式の妥当性に関する検討

4.2.1 コヒーレンス関数実部

Fig. 9 には断面辺長で基準化されたスパン方向距離 ξ/L 、およびストローハル数に対する $Re(\gamma_2)$ を示す。いずれのケースでも全ての周波数で ξ/L の増大に伴い $Re(\gamma_2)$ が減少しているが、各ケースの \bar{p}^2 のピークストローハル数に概ね対応するストローハル数で ξ/L の増加に対する $Re(\gamma_2)$ の減少が緩やかになっている。 $Re(\gamma_2)$ がピークとなるストローハル数の変動を除けば、 U および θ によらず $Re(\gamma_2)$ の分布はほぼ同様となっている。

4.2.2 相関長さの推定結果

非線形最小二乗パラメータ推定ライブラリの MINPACK¹⁶⁾を用いて、Fig. 9 に示した $Re(\gamma_2)$ を Eq. (11) に適合させて得られた相関長さ l_2 の推定結果を、Fig. 10 に L によって基準化して示す。また、 l_2 がピークとなるストローハル数を Table 3 に示した。Table 2 と比較すると、 \bar{p}^2 のピークストローハル数とほぼ一致し

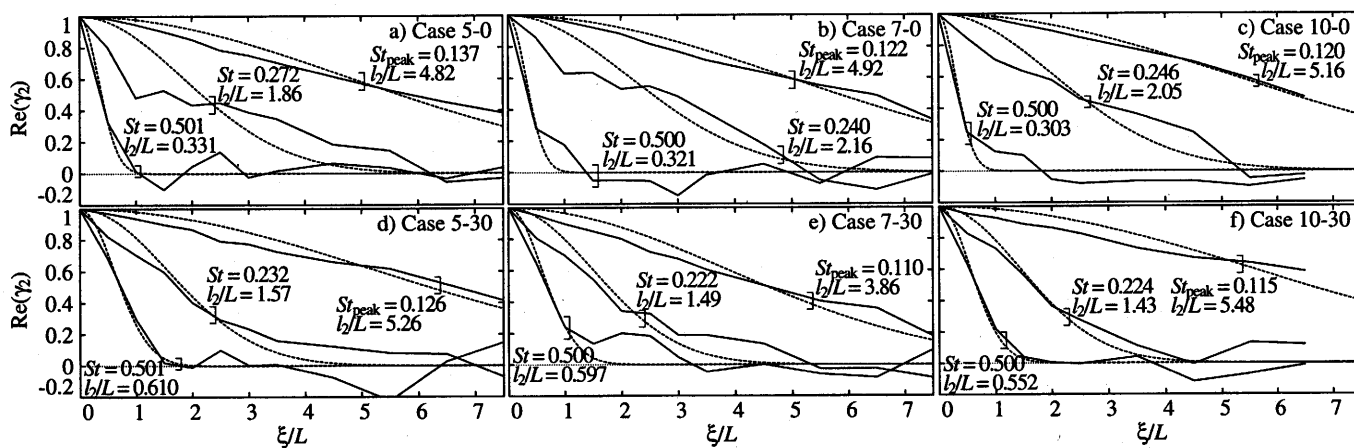


Fig. 11 —: Measured $Re(\gamma_2)$ plotted against ξ/L at representative Strouhal numbers, -----: their curve-fitted Gaussian functions. Estimated values of l_2/L are indicated in the figure.

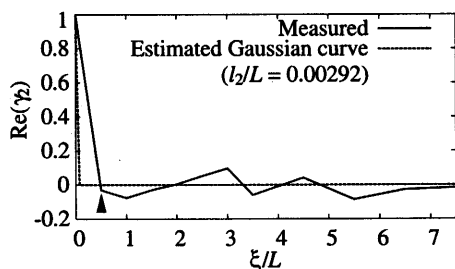


Fig. 12 Measured $Re(\gamma_2)$ and its curve-fitted function at $St = 0.8$ in Case 7-0.

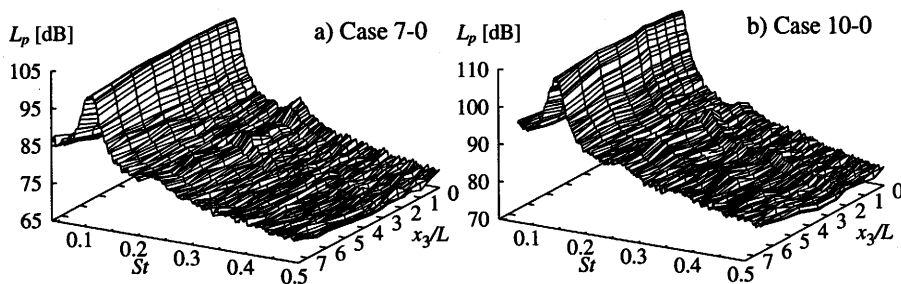


Fig. 13 Power spectral density of surface pressure along spanwise (x_3) direction.

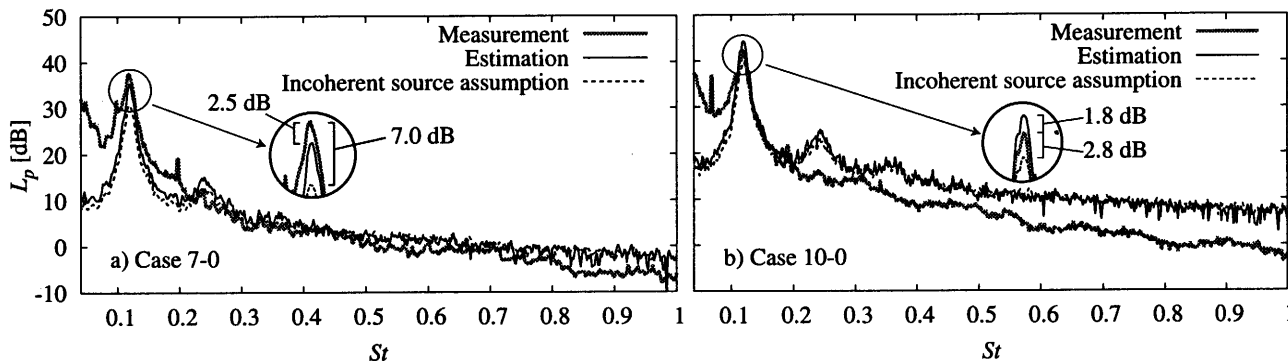


Fig. 14 Comparison of sound pressure at the receiving point p_b 's measured by microphone, calculated through present estimation technique and through incoherent source assumption.

ており、Kármán 渦放出がスパン方向にコヒーレントであることがわかる。 l_2/L のピーク値は 5 前後で、ケースによらずほぼ一定である。

4.2.3 ガウス分布に対する適合

Fig. 11 には各ケースにおける l_2 のピークストローハル数 (図中 St_{peak} で示す), その倍音および高周波域の代表周波数として $St = 0.5$ 近傍における $Re(\gamma_2)$ を ξ/L に対してプロットした。それぞれの $Re(\gamma_2)$ に対し Eq. (11) を適合させて推定された l_2/L の値, および Eq. (11) の関数形を付記した。 $St = 0.5$ では局所的に測定値が負となっているが, 最小値は -0.2 から -0.1 程度であり, 概ね無相関を表していると言える。またピークストローハル数の倍音では Cases 5-0 などガウス分布と若干異なるケースも存在する。しかしながら総体的には Eq. (11) の関数形と良く一致している。

ただし Fig. 12 に▲で示すように, 基準マイクロホンおよびその最

近傍マイクロホン間のコヒーレンス実部 $Re\{\gamma_2(0.5L)\}$ が僅かでも負となった周波数において, 最小二乗推定の特性上 $l_2/L = 0.00292$ のような非常に小さな相関長さ推定値となる現象が見られた。そのため後述の受信点音圧推定では, 最近傍マイクロホン間のコヒーレンス実部を $\max[Re\{\gamma_2(0.5L)\}, 0]$ として相関長さを推定した。

4.3 推定手法の妥当性検討

受信点マイクロホンで観測された音圧と, 表面変動圧力から本推定手法によって推定された音圧の比較を行う。3.4 節の検討で測定値の S/N 比上問題ないと判断された Cases 7-0, 10-0 についてのみ検討した。

4.3.1 変動圧力 2 乗平均値

Fig. 13 には, 試験体内マイクロホンで検出された変動圧力 2 乗値 $\langle |p(x_3)|^2 \rangle$ を, ストローハル数および基準マイクロホン位置を原点としたスパン方向座標 x_3/L に対して音圧レベルで示す。両

ケースともストローハル数に対しては Table 2 に対応した周波数で明確なピークが見られるが、スパン方向にはほぼ一定である。本結果から、Eq. (7) 導出時の流体力がスパン方向にはほぼ一定との仮定が支持される。

4.3.2 受音点音圧観測値および推定値の比較

Fig. 14 には受音点における音圧レベルの受音点マイクロホンによる実測値、本推定手法による推定値、また参考として、栗山ら⁷⁾と同様に無相関音源を仮定して Eqs. (1), (4) により算出した値を示す。解析スパンは、基準マイクロホンから連続した 6 点を使用し $a = 3L$ とした。

なお Curle の式は遠距離音場の算出を前提に導出されているが、本実験における音源-受音点間距離 1 m は Cases 7-0, 10-0 における Kármán 渦放出周波数の $St = 0.12$ に対応する音波長の 5.7 m および 4.0 m より短いため、近距離場音圧の影響を無視できない。したがって Fujita ら¹⁷⁾に倣い、以下の式で近距離場音圧の補正を行った。

$$\hat{P}_2 = \left(1 - j \frac{c_0}{2\pi f x}\right) P_2$$

ここで \hat{P}_2 は補正された音源変動圧力、 j は虚数単位である。

Case 7-0 における Kármán 渦放出周波数に対応する $St = 0.12$ のピークでは、本推定手法による推定値は実測値と比較して 2.5 dB 低くなっている。一方で無相関音源を仮定した場合は実測値より 7.0 dB 低くなっており、本手法の方が実測値に近い推定値を与えている。Case 10-0 における $St = 0.12$ のピークでは、本推定手法による推定値は実測値と比較して 1.8 dB 過大となっているのに対し、無相関音源を仮定した場合は実測値より 2.8 dB 過少となり、僅かながら本手法の方が実測値に近い推定値を与えている。以上から Kármán 渦放出による放射音圧の推定においては、本推定手法の有効性が示される。

Kármán 渦放出周波数より高周波域においては、両ケースとも実測値より高い推定値となる傾向にある。その原因としては、高周波域においては Eq. (16) の仮定が成り立たない可能性があること、および \hat{P}_2^2 算出時に各マイクロホン周辺部でコヒーレントな変動圧力を仮定した点が推察される。

また、両ケースとも Kármán 渦放出周波数の倍音に対応する $St = 0.24$ 付近で推定値に存在するピークが実測値に存在しないのは飯田ら¹⁰⁾と同様である。原因としては対向面で同相の変動圧力(音源流体力としては逆相)となっているために、変動圧力としては検出されても受音点音圧としては観測されないことが考えられるが、詳細は今後の検討としたい。

5 まとめ

Lighthill-Curle の空力音理論に基づいた柱状物体周り流れによる空力音数値解析において、部分スパンの数値流体解析結果を用いて任意スパンからの放射音圧推定を行う手法を、ガウス関数型のコヒーレンスモデル式に基づいて構築した。さらに風洞実験からモデル式の妥当性を確認し、本推定手法の基本的な有効性を示した。

ただし本報では実験解析によったため、物体表面の変動圧力取得時の同時取得点数、測定点間隔などの制約が大きく、より精密な本手法の妥当性および有効性確認には数値解析による検討が必要であ

る。また 1.2 節で述べた加藤らおよび飯田らの推定手法との比較も課題である。

本推定手法の特徴として、状況に応じて適切なコヒーレンスモデル式を使用することで、単純な柱状物体以外の形状の物体にも応用可能な発展性が挙げられる。例えばペランダ手摺子のような柱状物体列の解析においても、各物体間のコヒーレンスのモデル化による推定手法構築が可能と考えられ、今後の展開として検討したい。

謝辞

本研究の一部は文部科学省科学研究費補助金 若手研究 (B) 16760473 によって行われた。

注

注 1) 正方形断面角柱側面における上流端から下流端までの瞬時風圧係数(変動圧力)が下流端のごく一部を除いてほぼ一定の時間変化を示し、両対向側面間で逆相となる(すなわち、音源となる流体力としては同相となる)¹⁸⁾ことから、少なくとも Kármán 渦放出周波数近辺においては Eq. (16) が成り立つと判断した。ただし変動圧力への寄与が小さな概ね Kármán 周波数の倍周波数以上の成分に対する上式の妥当性は疑問が残る、今後検討すべき課題と考えている。

なお、本実験においては試験体製作の都合上、各スパン方向位置につき側面の一点のみの変動圧力を計測し Eq. (16) によって P_2 を算出したが、本手法を数値流体解析に適用する場合は全物体表面の圧力が得られるため、Eq. (5) から直接 P_2 を求めることが可能である。

注 2) Cases 7-0, 10-0 以外のケースで良好な S/N 比が得られなかった理由は、Case 5-0 では風速が $U = 5$ m/s と遅いため、また $\theta = 30^\circ$ の迎え角を付した Cases 5-30, 7-30, 10-30 においては迎え角により Kármán 渦の強度が低減される¹⁵⁾ため、試験体から発生する空力音自体が小さいことによる。

参考文献

- 1) Lighthill, M. J.: On sound generated aerodynamically, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 211, pp. 564-587, 1952
- 2) Curle, N.: The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound, *Proc. Roy. Soc. (London)*, A 321, pp. 505-514, 1955.9
- 3) Phillips, O. M.: The intensity of Aeolian tones, *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, pt. 6, pp. 607-624, 1956
- 4) 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, B3-1, 2004.12
- 5) 和木孝男, 十倉毅, 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
- 6) 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, 2003.6
- 7) 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, A08-1, 2000.12
- 8) 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, 1994.1
- 9) 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, 1995.12
- 10) 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, 1996.12
- 11) Morse, P. M. and Ingard, K. U.: *Theoretical Acoustics*, Princeton
University Press (New Jersey), Chap. 11.3, 1968
- 12) Goldstein, M. E., 今市 憲作, 辻本 良信 訳: 流体音響学, 共立出版 (東京),
Chap. 3.5, 1991
- 13) 数値流体力学編集委員会 編: 乱流解析, 東京大学出版会 (東京), 数値流体力
学シリーズ 3, 1995
- 14) 日野幹雄: スペクトル解析, 朝倉書店 (東京), Chap. 6, 1977
- 15) 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, 1978.8
- 16) Moré, J., Garbow, B. and Hillstom, K.: *MINPACK*,
<http://www.netlib.org/minpack/index.html>, 1980
- 17) Fujita, H., Kováshznay, L. S. G.: Unsteady lift and radiated sound
from a wake cutting airfoil, *AIAA J.*, Vol. 12, No. 9, pp. 1216-1221,
1974
- 18) 西村宏昭, 谷池義人: 二次元長方形角柱の変動風圧特性, 日本建築学会構造系
論文集, No. 538, pp. 49-55, 2000.12

(2005年3月25日原稿受理, 2005年9月14日採用決定)