

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	近距離場音響ホログラフィによる振動及び音響エネルギー流の計測に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	西條献児
Author(English)	
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:乙第3444号, 授与年月日:2000年5月31日, 学位の種別:論文博士, 審査員:上田 光宏
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:乙第3444号, Conferred date:2000/5/31, Degree Type:Thesis doctor, Examiner:
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

近距離場音響ホログラフィによる振動及び音響
エネルギー流の計測に関する研究

西 條 献 児

目次

1章 序論	3
1.1 研究の背景	3
1.2 研究の目的	4
1.3 論文の構成	6
2章 近距離場音響ホログラフィによる振動及び音響エネルギー流の計測とその問題点	7
2.1 構造インテンシティ	7
2.1.1 構造インテンシティの定式化	7
2.1.2 薄い平板の構造インテンシティ	9
2.1.3 薄い円筒の構造インテンシティ	10
2.2 音響インテンシティ	12
2.3 近距離場音響ホログラフィの原理	13
2.3.1 近距離場音響ホログラフィの定式化	13
2.3.2 平面近距離場音響ホログラフィ	14
2.3.3 円筒座標系近距離場音響ホログラフィ	16
2.3.4 伝搬波と Evanescent 波	18
2.3.5 測定開口有限性の影響	19
2.4 まとめ	21
3章 近距離場音響ホログラフィの再構成誤差の低減	22
3.1 従来のデータスムージング法とその問題点	22
3.2 帯域制限関数に対するデータ外挿法	24
3.3 誤差エネルギー低減法	26
3.4 波数空間誤差エネルギー低減法	28
3.5 実空間誤差エネルギー低減法	39
3.6 再構成誤差の推定	55
3.7 まとめ	57

4章 振動放射問題解析のための振動及び音響エネルギー流の計測	58
4.1 波数空間窓適合法	58
4.1.1 従来の空間微分法	58
4.1.2 波数空間窓適合法	59
4.2 薄い平板の振動及び音響エネルギー流の計測	62
4.2.1 波数空間窓適合法による構造インテンシティの定式化	62
4.2.2 リブ付き・リブなし平板による実験結果	63
4.3 薄い円筒の振動及び音響エネルギー流の計測	74
4.3.1 波数空間窓適合法による構造インテンシティの定式化	74
4.3.2 リブ付き・リブなし円筒による実験結果	76
4.4 まとめ	95
5章 散乱問題解析のための振動及び音響エネルギー流の計測	97
5.1 散乱用近距離場音響ホログラフィ	97
5.1.1 任意の入射波の円筒による散乱	97
5.1.2 散乱用近距離場音響ホログラフィの定式化	98
5.2 円筒散乱現象のシミュレーション及び実験結果	102
5.2.1 有限長円筒からの散乱波計算法	102
5.2.2 円筒散乱波の振動及び音響エネルギー流の計測シミュレーション 及び実験結果	103
5.3 まとめ	111
6章 結論	112
6.1 本論文のまとめ	112
6.2 今後の展望	115
付録 A デカルト座標系の伝搬子の導出	116
B パラメータ $n(k_z)$ の導出	116

1章 序論

本論文は、水中に置かれた構造体の振動エネルギー及び音響エネルギー流を、近距離場音響ホログラフィ (NAH: Near-field Acoustic Holography) を用いて短時間、高精度に計測するための手法を提案している。このために、測定開口の有限性の影響を低減するための新しいデータスムージング法と、測定間隔を広くしつつ計算誤差を小さくするための空間微分法を提示し、測定時間の短縮と測定装置の規模の縮小を可能としている。さらに、提案した手法を用いて平板や円筒の振動放射問題の解析や、円筒の散乱問題の解析に振動及び音響エネルギー流の計測を適用した。その結果、エネルギー流の観点からこれらの振動放射及び散乱等の音響学的諸問題を解析することが可能となり、ここで提案した手法の有効性が明らかとなった。

1.1 研究の背景

船舶の騒音振動低減は、乗船員の健康管理と安全な航海の維持を図る上で重要な課題である。また、水中音響機器の高性能化は海洋調査等の精度の向上に必要であるが、探知距離等の延伸に伴い船舶の振動騒音を与える影響が無視できなくなってきた。このため振動騒音に求められる要求はより高度となり、技術的に困難となってきた。

振動騒音低減対策には振動騒音の把握が不可欠である。振動騒音は空中や水中等の流体伝搬音と固体伝搬音 (Structure borne sound) の2種類に分類でき、全く異なる性質を有している。流体伝搬音の特性把握には音響エネルギー流の計測が有効であり、音響インテンシティによって定式化される。このことから、従来は音響インテンシティ計測を実施し、放射雑音源位置を推定してきた。しかし、放射雑音源位置を特定して制振材を装着する等の処置を施しても、放射雑音源にエネルギーを供給する固体伝搬音の特性を把握することができないために、新たな放射雑音源が発生する。このため、根本的な対策を実施することが困難であった。

固体伝搬音の特性を把握するためには、構造体内における振動エネルギーの流れを計測する必要があり、構造インテンシティによって定式化される。構造インテンシティを計測することにより放射雑音源にエネルギーを供給する振動源の位置推定が容易となり、さらに音響インテンシティを同時に計測することにより、振動騒音に対する根本的な対策が可能となる。

従来の振動エネルギー流の計測は、加速度センサー¹⁾または歪みゲージ²⁾等を用いて行われてきた。これらの手法は局所的な振動エネルギー流の把握には適しているが、構造体全体にわたる計測には接触させたセンサの与える影響が大きくなるため不向きである。センサを接触させない計測法としてはレーザードップラー振動計や、超音波ドップラーセンサアレイによる方法があるが、これらは水中における計測には不向きである。そしてこれら従来の手法を用いて騒音振動対策を

行なうためには、音響エネルギー流の計測を別に行う必要がある。

水中で構造体全体にわたる振動及び音響エネルギー流の計測を行う場合、近距離場音響ホログラフィ (NAH: Near-field Acoustical Holography)³⁻⁶⁾ を用いた手法が良く用いられる。これは NAH が構造体周囲の音圧測定データ (音圧ホログラム) から振動速度、音圧、流体粒子速度等の物理量を再構成する手法であり、一回の計測で構造インテンシティと音響インテンシティを求めることができ、かつ水中における計測が容易であるという利点を有しているからである。

NAH を用いた振動及び音響エネルギー流の計測法としては、Williams らの提案した SIMAP (Structural Intensity from the Measurement of Acoustic Pressure: 測定音圧による構造インテンシティ計測法) がある^{7,8)}。この手法は、NAH を用いて構造体の表面振動を再構成した後、差分法によって空間微分を計算した後構造インテンシティを求めるものである。差分法を用いて空間微分を計算する場合、測定音圧内の高い波数領域に存在する雑音は増幅される。この増幅率は高階の微係数を求める場合にさらに大きくなる。この雑音の増幅を抑制するには音圧測定間隔を非常に細かくする必要がある^{9,10)}。このため測定点数が増大することから、音圧測定に必要な時間が膨大になってしまう。

また従来の NAH を用いて構造体の振動速度等の物理量を測定する場合、FFT の周期性に起因する「巻き込み誤差」の影響を低減するために、音圧測定開口外部に "zero-padding" を行い、さらに測定開口端の不連続を取り除くためのデータスムージングを行う⁴⁾。従来、データスムージングは Hanning 窓等の実空間窓関数を測定音圧にかけることにより行ってきた¹¹⁾。この手法は処理が容易であることから適用範囲が広く、特に構造体表面振動の可視化には有効である。しかし、実空間窓関数をかけることによる測定音圧の変形が、高階の微係数を求める際に大きな誤差の要因となってしまう。この影響を小さくするためには、構造体に比べて大きな測定開口が必要となる。

つまり従来の NAH を用いた振動及び音響エネルギー流の計測法では、構造体に比べて大きな設備と長い測定時間が必要となるという問題点を有している。このため、NAH を用いた振動及び音響エネルギー流の計測は、主に実験室内の模型を用いた測定に限定されてきた。

1.2 研究の目的

本研究の目的は、振動及び音響エネルギー流を計測する際に生じる NAH の問題点を解決するために、水中に置かれた構造体の振動及び音響エネルギー流を、NAH を用いて少ない測定点数で高精度に計測する手法を開発し、さらに振動放射問題や散乱問題における振動及び音響エネルギー流の計測の有効性を明らかにすることである。このために雑音の影響を考慮してホログラム中に含まれる信号成分を最大限に抽出する信号処理法を提案している。具体的には 1) 測定音圧に影響を与えないデータスムージング法、2) 音圧測定点の間隔を細かくすることなく、高階の空間微

分係数の計算誤差を少なくする微分法、を提案する。

ここで提案するデータスムージング法は誤差音圧低減によるデータ外挿の概念を基本にしている。ここで誤差音圧とは測定開口内で 0、測定開口外で真の音圧と振幅は同じで逆の符号を持つ音圧である。すなわち、真の音圧と誤差音圧の和は測定音圧になる。この誤差音圧を小さくすることにより、測定開口外の"真"の音圧を外挿することができる。

誤差音圧低減には真の音圧に限定条件が必要であり、この限定条件に対応して 2 種類の誤差音圧低減法がある。第 1 の手法は上限波数を設定する方法である。これは測定音圧を波数空間に変換し、上限波数を越えた領域の値を 0 とし、実空間に逆変換した後測定音圧を繰り込む手法である。この手法は、構造体の大きさに制限がないため適用範囲が広いという利点を有するが、データ外挿プロセスの繰り返し回数が多い、再構成誤差を 0 にすることが保証されていない、という欠点がある。第 2 の手法は構造体の振動領域を制限する方法である。これはゼロパディングされた測定音圧を用いて構造体表面振動を再構成し、構造体外部の振動速度を 0 とし、測定面音圧を再構成した後測定音圧を繰り込む手法である。この手法は、再構成誤差を非常に小さくすることができ、データ外挿プロセスの繰り返し回数が少ないという利点を有するが、構造体周囲の振動速度が非常に小さいという仮定が必要なために適用範囲が限定される、という欠点がある。このように、両者には補完する利点と欠点があり、目的に応じて使い分ける必要がある。

これらの手法の適用により、振動及び音響エネルギー流の計測に必要な測定開口が小さくなり、大規模な測定装置が不要になると同時に測定時間が短縮される。また、NAH の信号処理では測定開口が無限に広いと仮定しているが、実験において測定開口が無限に広いと見なす基準が明確ではなく、測定開口の有限性に起因する再構成誤差を推定することはできなかった。しかし、ここで提案するデータ外挿法を用いることにより、測定開口の有限性に起因する再構成誤差や振動及び音響エネルギー流の計測結果に含まれる誤差を推定することが可能となった。このことは、振動及び音響エネルギー流等を計測する場合の適用範囲を決定する際に有効である。

従来のデータ外挿は超解像の一手法として空間分解能の向上を目的として開発されてきた。ここではこの概念が再構成誤差の低減に極めて有効であることを示している。さらに、従来の超解像の手法は雑音の影響を含めて定式化されていなかったため、実際の測定データには必ずしも適用できるものではなかった。ここでは雑音の影響を考慮してデータ外挿法の適用手法を定式化するとともに、再構成誤差の推定も可能なことを示し、データ外挿法を初めて実用的な手法として定式化することに成功している。

さらに、ここで提案する空間微分計算法は、微分を差分で求めるのではなく、波数空間に変換して微分を求める方法である。つまり、空間微分は波数空間における波数の積に対応することを利用して、階数の低い微分を求める場合には計算に用いる上限波数を高くして高い分解能を確保し、階数の高い微分を求める場合には上限波数を低くして、高い波数成分に含まれるノイズの増幅を防ぐ方法である。その結果、測定間隔を広くできるので測定時間が短縮できる。

これら提案したデータスムージング法と空間微分法を用いることにより、振動及び音響エネルギー

ギー流の計測に必要な装置の規模や測定時間を縮小することができる。その結果、振動放射問題の解析へ振動及び音響エネルギー流の計測を適用することが容易になる。本研究においては、平板と円筒の振動放射問題に本手法を適用して、構造インテンシティの計測が振動源位置推定に有効であること、そして振動源から構造体内を振動エネルギーが伝搬し、音響エネルギーに変換されて水中に放射されていく様子を明らかにすることができた。特に、リブ付き及びリブなし平板や円筒の振動放射問題の解析を行うことにより、リブが振動エネルギーの流れに与える影響についてはじめて可視化することができた。

さらに円筒の散乱問題に本手法を適用し、入射波の音響エネルギーが円筒内で振動エネルギーに変換され、円筒内を伝搬したのち音響エネルギーに変換され、散乱波として再放射していく様子を明らかにした。従来、散乱問題をエネルギー流の観点から可視化するための手法としてシュリーレン法等があるが、これはエネルギー流の定量化が困難であった。本手法はエネルギー流の定量化が可能であり、散乱問題の定量的解析に有力な計測手法となる。

1.3 論文の構成

本論文は6章から構成される。2章で振動エネルギーや音響エネルギー流を把握するための構造インテンシティ、音響インテンシティ及びNAHの原理について概観し、測定開口有限性や差分法がもたらす問題点について説明する。3章では、従来法である実空間窓法の説明を行い、測定開口内データを変形することによる問題点を説明する。続いて、提案する手法である誤差音圧エネルギー低減法を説明する。4章では、従来のNAHによる計測法であるSIMAPについての説明を行い、測定精度の確保には測定間隔を狭くする必要があることを論じる。続いて、提案する手法である波数空間窓適合法について説明する。さらに本手法を平板と円筒の振動解析に適用した例について示す。特にここでは、リブ付き及びリブなしの平板・円筒の振動・放射問題の解析を行い、リブが構造体内振動エネルギーの流れに与える影響について検討した。5章では、円筒散乱現象理解のための振動及び音響エネルギー流の計測法について示す。この中で、散乱用近距離場音響ホログラフィについて説明し、円筒に任意の波面を有する波が入射した場合の散乱波の理論・実験的解析に適用した例について説明する。6章で、まとめを行う。

2章 近距離場音響ホログラフィによる振動及び音響エネルギー流の計測とその問題点

本章では構造インテンシティと音響インテンシティの概要について説明し、これらを計測するための近距離場音響ホログラフィの原理を参考文献⁴⁾に沿って説明する。ここで、伝搬波とEvanescent波の特徴を説明し、測定開口有限性や差分法がもたらす問題点について論じる。

2.1 構造インテンシティ

構造インテンシティの計測法については振動・騒音制御の分野において、数多くの研究が行われている。構造インテンシティ計測には後述するように構造体表面振動計測が不可欠である。この振動計測法の違いによって、複数の構造インテンシティ計測法が提案されている。計測法を大別すると複数の加速度センサを用いる手法¹²⁻¹⁴⁾、加速度センサと歪みゲージを用いた手法^{15,16)}、レーザードップラー振動計や超音波ドップラセンサアレイを用いる手法^{10,17-22)}、光学的ホログラフィ²³⁾や音響ホログラフィ²⁴⁾、そしてNAH^{7,8,25)}を用いる手法に分類される。

これらの構造インテンシティ計測法について論じる準備として、本節では構造インテンシティの定式化を行い、つづいて薄い平板と薄い円筒の構造インテンシティを定式化する。構造インテンシティ計測法の詳細については、4章において論じる。

2.1.1 構造インテンシティの定式化

構造インテンシティは、弾性振動のポインティングベクトルとして定義されるもので、はじめに弾性体単位体積内におけるエネルギーの時間変化について考える。全エネルギー()は弾性エネルギー(e)と運動エネルギー(k)の和として与えられる。

$$= e + k \quad (2.1)$$

弾性エネルギー e は

$$\omega_e = \frac{1}{2} [T]^t \cdot [S] \quad (2.2)$$

となる。ここで $[T]$ 及び $[S]$ は応力及びひずみテンソル、ドットは内積、 t は転置を示している。

以下の説明は一般化座標系 $n=(\alpha, \beta, \gamma)$ で考える。この時 $[T]$ 及び $[S]$ は以下のように与えられる、

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{\alpha\alpha} & T_{\beta\alpha} & T_{\gamma\alpha} \\ T_{\alpha\beta} & T_{\beta\beta} & T_{\gamma\beta} \\ T_{\alpha\gamma} & T_{\beta\gamma} & T_{\gamma\gamma} \end{bmatrix}, \quad [s] = \begin{bmatrix} S_{\alpha\alpha} & S_{\beta\alpha} & S_{\gamma\alpha} \\ S_{\alpha\beta} & S_{\beta\beta} & S_{\gamma\beta} \\ S_{\alpha\gamma} & S_{\beta\gamma} & S_{\gamma\gamma} \end{bmatrix}. \quad (2.3)$$

運動エネルギー ω_k は

$$\omega_k = \frac{1}{2} \rho \vec{V}^2 \quad (2.4)$$

となる。ここで ρ は弾性体の密度、 $\vec{V} = (v_\alpha, v_\beta, v_\gamma)$ は速度ベクトルを表している。次に時間変化量について考えると、運動エネルギーの時間変化は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_k}{\partial t} &= \rho \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \cdot \vec{V} = \nabla [T] \cdot \vec{V} = \frac{\partial T_{\alpha\alpha}}{\partial \alpha} v_\alpha + \frac{\partial T_{\beta\alpha}}{\partial \beta} v_\beta + \frac{\partial T_{\gamma\alpha}}{\partial \gamma} v_\gamma \\ &\quad + \frac{\partial T_{\alpha\beta}}{\partial \alpha} v_\alpha + \frac{\partial T_{\beta\beta}}{\partial \beta} v_\beta + \frac{\partial T_{\gamma\beta}}{\partial \gamma} v_\gamma \\ &\quad + \frac{\partial T_{\alpha\gamma}}{\partial \alpha} v_\alpha + \frac{\partial T_{\beta\gamma}}{\partial \beta} v_\beta + \frac{\partial T_{\gamma\gamma}}{\partial \gamma} v_\gamma \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。ここで運動方程式 $\rho \dot{v} = \nabla [T]$ の関係を用いており、文字の上の点は時間微分を表す。

弾性エネルギーの時間変換量は

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_e}{\partial t} &= \frac{1}{2} \left([\dot{T}]^t \cdot [s] + [T]^t \cdot [\dot{s}] \right) \\ &= \frac{1}{2} \left(([c][\dot{s}])^t \cdot [s][T] + [T]^t \cdot [\dot{s}] \right) \\ &= T_{\alpha\alpha} \frac{\partial v_\alpha}{\partial \alpha} + T_{\beta\alpha} \frac{\partial v_\alpha}{\partial \beta} + T_{\gamma\alpha} \frac{\partial v_\alpha}{\partial \gamma} \\ &\quad + T_{\alpha\beta} \frac{\partial v_\beta}{\partial \alpha} + T_{\beta\beta} \frac{\partial v_\beta}{\partial \beta} + T_{\gamma\beta} \frac{\partial v_\beta}{\partial \gamma} \\ &\quad + T_{\alpha\gamma} \frac{\partial v_\gamma}{\partial \alpha} + T_{\beta\gamma} \frac{\partial v_\gamma}{\partial \beta} + T_{\gamma\gamma} \frac{\partial v_\gamma}{\partial \gamma} \end{aligned} \quad (2.6)$$

となる。ここで $[c]$ は弾性テンソルであり、 $[c][s]=1$ の関係にある。よって全エネルギーの時間変化量は、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} &= \frac{\partial \omega_k}{\partial t} + \frac{\partial \omega_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \alpha} (T_{\alpha\alpha} v_\alpha + T_{\beta\alpha} v_\alpha + T_{\gamma\alpha} v_\alpha) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial \beta} (T_{\alpha\beta} v_\beta + T_{\beta\beta} v_\beta + T_{\gamma\beta} v_\beta) \\ &\quad + \frac{\partial}{\partial \gamma} (T_{\alpha\gamma} v_\gamma + T_{\beta\gamma} v_\gamma + T_{\gamma\gamma} v_\gamma) \\ &= \nabla \cdot ([T] \cdot \vec{V}) \end{aligned} \quad (2.7)$$

となり、任意の閉曲面で囲まれた領域では、Gauss の公式を用いることにより

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \iiint \nabla \cdot ([T] \cdot \vec{V}) dV = \iint ([T] \cdot \vec{V}) \cdot d\vec{S} \quad (2.8)$$

となる。従って弾性振動により閉局面から垂直方向に流出するエネルギーベクトル(\vec{I})は

$$\vec{I} = -[T] \cdot \vec{V} \quad (2.9)$$

と表される²⁶⁾。実際の弾性振動においては、縦波(Longitudinal wave)、横波(Transverse wave)、ねじれ波(Torsional wave)及びたわみ波(Bending wave)などが存在し、複雑な振動エネルギーの伝搬が行われていると考えられる。次節からは、音の放射に大きく寄与するたわみ振動に着目して薄い平板と円筒の構造インテンシティを定式化する。

2.1.1 薄い平板の構造インテンシティ

図2.1に示すような xy 平面を板面とした厚さ一定の(等方性弾性体)平板における力とモーメントについて考える。平板には剪断力、曲げモーメント及びねじりモーメントが作用する。ここで、断面は剪断変形しないとするキルヒホッフ(Kirchhoff)の仮説²⁷⁾から、平板断面では剪断変形はなく断面の厚み方向には力の分布は生じない。従って、平板表面における z 軸方向変位を用いて各成分を表すことができる。

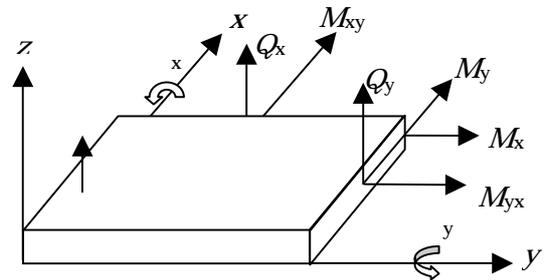


図2.1 薄い平板に作用する応力成分

Shear force

$$Q_x = -B \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right), \quad Q_y = -B \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right), \quad (2.10)$$

Bending moment

$$M_x = -B \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right), \quad M_y = -B \left(\nu \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right), \quad (2.11)$$

Torsional moment

$$M_{xy} = -B(1-\nu) \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} = M_{yx} \quad (2.12)$$

ここで、 B は平板の剛性率、 ν はポアソン比である。

振動速度成分は、剪断力に関する z 軸方向振動速度がキルヒホッフの仮説から0となるため、曲げモーメント及びねじれモーメントに関する x, y 軸周りの回転速度のみを考えれば良い。この回転速度は次のようになる。

$$\dot{\theta}_x = \frac{\partial \theta_x}{\partial t} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial y \partial t}, \quad \dot{\theta}_y = \frac{\partial \theta_y}{\partial t} = \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t}, \quad (2.13)$$

以上のことから、平板における構造インテンシティは、剪断力成分、曲げモーメント及びねじりモーメント成分からなり、単一周波数成分については(2.10)式から(2.13)式を(2.9)式に代入することにより

$$\begin{aligned}
 I_x &= D \left\langle \frac{\partial}{\partial x} (\nabla^2 \eta) \frac{\partial \eta}{\partial t} - \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} - (1-\nu) \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial y \partial t} \right\rangle, \\
 I_y &= D \left\langle \frac{\partial}{\partial y} (\nabla^2 \eta) \frac{\partial \eta}{\partial t} - \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) \frac{\partial^2 \eta}{\partial y \partial t} - (1-\nu) \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} \right\rangle, \\
 D &= Eh^3/12(1-\nu^2)
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

となる。ここで E はヤング率、 h は板の厚さである。このように、キルヒホッフの仮説が成り立つ薄い平板上の任意の点における構造インテンシティは、2次元ベクトルとして与えられる。

2.1.3 薄い円筒の構造インテンシティ²⁸⁾

薄い円筒の構造インテンシティを得るために、図2.2に示すような円筒座標系を考える。ここで円筒座標系における変位 s を $(s_r, s_\phi, s_z) = (w, v, u)$ とおく。また応力テンソルは(2.3)式の表記に従うものとする。薄い円筒であ

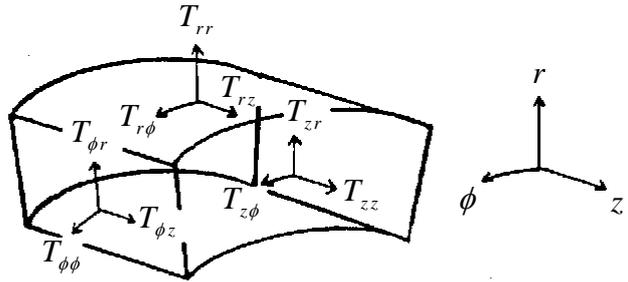


図2.2 薄い円筒に作用する応力成分

るので、円筒の厚さ h が半径 a に比べて小さいと仮定すれば、変位 s の中央面($r=a$)に関するテイラー展開が可能となる。

$$\begin{pmatrix} w(a+\rho) \\ v(a+\rho) \\ u(a+\rho) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w(a) \\ v(a) \\ u(a) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} w^{(1)}(a) \\ v^{(1)}(a) \\ u^{(1)}(a) \end{pmatrix} \frac{\rho}{1!} + \begin{pmatrix} w^{(2)}(a) \\ v^{(2)}(a) \\ u^{(2)}(a) \end{pmatrix} \frac{\rho^2}{2!} + \dots \tag{2.15}$$

応力とモーメントから単位長さ当たりの平均パワーを定義するために、(2.15)式を直接(2.9)式に代入する。次に $I_z I$ を微小領域で積分し、その面積で割ることにより単位表面当たりの平均パワー p_z, p を以下のように定義する、

$$p_z = \frac{\int_{-h/2}^{h/2} d\rho \int_{\phi}^{\phi+\Delta\phi} I_z(a+\rho, \phi_0, z, t)(a+\rho) d\phi_0}{\int_{-h/2}^{h/2} d\rho \int_{\phi}^{\phi+\Delta\phi} (a+\rho) d\phi_0} \tag{2.16}$$

$$P_\phi = \frac{\int_{-h/2}^{h/2} d\rho \int_z^{z+\Delta z} I_\phi(a + \rho, \phi, z, t) dz_0}{\int_{-h/2}^{h/2} d\rho \int_z^{z+\Delta z} dz_0} \quad (2.17)$$

次に、単位長さ当たりのパワー流、すなわち円筒の構造インテンシティを次式で定義する、

$$P_z = hp_z = \int_{-h/2}^{h/2} I_z(a + \rho, \phi, z, t) \left(1 + \frac{\rho}{a}\right) d\rho \quad (2.18)$$

$$P_\phi = hp_\phi = \int_{-h/2}^{h/2} I_\phi(a + \rho, \phi, z, t) d\rho \quad (2.19)$$

ここで、薄い円筒におけるキルヒホッフの仮説を用いて(2.15)式を
 $w(a + \rho) = w(a)$,

$$v(a + \rho) = v(a) + \left(\frac{v(a)}{a} - \frac{1}{a} \frac{\partial w(a)}{\partial \phi} \right) \rho,$$

$$u(a + \rho) = u(a) + \left(-\frac{\partial w(a)}{\partial z} \right) \rho, \quad (2.20)$$

で近似すると、(2.18)式と(2.19)式は

$$P_z = - \left[\frac{\partial w}{\partial t} q_z + \frac{\partial v}{\partial t} n_{z\phi} + \left(\frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{a} \frac{\partial^2 w}{\partial \phi \partial t} \right) m_{z\phi} + \frac{\partial u}{\partial t} n_z - \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial t} m_z \right],$$

$$P_\phi = - \left[\frac{\partial w}{\partial t} q_\phi + \frac{\partial v}{\partial t} n_\phi + \left(\frac{1}{a} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{1}{a} \frac{\partial^2 w}{\partial \phi \partial t} \right) m_\phi + \frac{\partial u}{\partial t} n_{\phi z} - \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial t} m_{\phi z} \right], \quad (2.21)$$

となる。ここで(2.21)式中の各項はそれぞれ Shear force に起因する応力 q_z, q_ϕ , 曲げモーメント m_z, m_ϕ , ねじれモーメント m_z, m_ϕ , stress resultant n_z, n_ϕ であり、各項は参考文献 29 に詳細に記述されている。この(2.21)式が円筒のインテンシティである。

ここで、(2.21)式を求めるために必要な変位 (w, v, u) をどのように求めるかを示す。これら全ての変位量を計測することは非常に困難であり、円筒法線方向変位 w を計測し、残りの2つの変位量については円筒の運動方程式を用いて計算することが多い。流体との摩擦がないと仮定すると円筒の運動方程式は、

$$\begin{pmatrix} L_1 & L_2 & L_3 \\ L_2 & L_4 & L_5 \\ L_3 & L_5 & L_6 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ F_w \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

と表される。ここで、 L は円筒の運動方程式を記述するための演算子、 F_w は円筒法線方向にかかる力を表す。円筒の運動方程式は、円筒の取り扱い、言い換えると近似の仕方によって何種類も存在する。良く用いられるのは Donnell の運動方程式である。これは円筒が非常に薄く、かつたわみ波の波長が非常に短いと仮定できる場合に用いられ、円筒の曲率を考慮する必要がなく、取り扱いが容易だからである。しかし、今回は薄い円筒の運動方程式として、Flügge-Byrme-Lur'ye の運動方程式を用いることとした。これは曲率に影響を受ける高次の項を含んでいて円筒の変位が詳しく表現できるからである。この

円筒の方程式(2.22)において上の2つの式を変形すると、

$$u = \frac{L_3 L_4 - L_2 L_5}{L_2^2 - L_1 L_4} w, \quad v = \frac{L_1 L_5 - L_2 L_3}{L_2^2 - L_1 L_4} w, \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} L_1 &= \left(\frac{\omega a}{c_p} \right)^2 + \frac{\partial^2}{\partial s^2} + \frac{1-\nu}{2} \left[1 + \frac{1}{12} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \right] \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \\ L_2 &= \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial s}, \\ L_3 &= \frac{\partial}{\partial s} \left[1 + \frac{1}{12} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \left\{ \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right\} \right], \\ L_4 &= - \left(\frac{\omega a}{c_p} \right)^2 - \frac{1-\nu}{2} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \right] \frac{\partial^2}{\partial s^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}, \\ L_5 &= \frac{\partial}{\partial \theta} \left[1 - \frac{3-\nu}{24} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right], \\ L_6 &= 1 - \left(\frac{\omega a}{c_p} \right)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \left\{ 1 + 2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \left[\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial s^2} \right]^2 \right\}, \end{aligned} \quad (2.24)$$

ここで ν はポアソン比、 $c_p^2 = E/\rho(1-\nu^2)$ 、 $\rho = 2\ell$ は円筒の密度、 h は円筒の厚さ、 k_z は円筒軸方向波数、 $s = z/a$ である。

以上平板や円筒の構造インテンシティについて定式化してきたが、これらの式を見ると空間微係数を計算する必要があることが分かる。従来はこれらの微係数の計算について差分法を用いてきたが、構造体表面振動の測定間隔を非常に細かくする必要があり、測定点数が増えることから測定に長い時間が必要となるという問題点がある。従って、測定時間短縮のためには測定間隔を広げても空間微係数の計算誤差が十分小さくできる空間微分計算法の検討が必要となる。

2.2 音響インテンシティ

音響インテンシティ計測とは、空中や水中といった媒質内の音響エネルギー流の可視化する手段である。デカルト座標系で表現した場合、音響インテンシティは媒質中の音圧

$p(\vec{r}, t)$ と粒子速度 $\vec{v}(\vec{r}, t) = (v_x(\vec{r}, t), v_y(\vec{r}, t), v_z(\vec{r}, t))$ を用いて

$$p\vec{v}^*(\vec{r}, t) = \left\langle p(\vec{r}, t) \left[\hat{i}v_x^*(\vec{r}, t) + \hat{j}v_y^*(\vec{r}, t) + \hat{k}v_z^*(\vec{r}, t) \right] \right\rangle, \quad (2.25)$$

のように定式化することができる³⁰⁾。ここで、*は複素共役を示し、 \hat{i} , \hat{j} , \hat{k} はそれぞれ x , y , z 方向の単位ベクトルを表す。

音響インテンシティを計測する場合、音圧計測は比較的容易であるが、粒子速度を直接

計測することは非常に難しい。そこで通常音圧測定結果から粒子速度を求める。粒子速度の計測法としては、2つのハイドロホンを近接させて音圧計測を行い、差分によって粒子速度を求める2 - ハイドロホン法と、NAHによって粒子速度を再構成する手法がある。

2つのセンサを用いる音響インテンシティ計測法では、FFTを用いて広い周波数帯域にわたる計測が可能となっているが、構造体表面全体にわたるエネルギー流の計測を行うためには2次元のメッシュで音圧計測を行う必要がある。この2次元メッシュの音圧計測結果は音圧ホログラムそのものである。従って、構造体全体にわたる音響インテンシティ計測には、測定面が2つ必要になる2 - ハイドロホン法よりも、測定面が1つで計測可能なNAHを用いる手法²⁵⁾の方が効率が良い。次節では、このNAHの原理について説明する。

2.3 近距離場音響ホログラフィの原理

2.3.1 近距離場音響ホログラフィの定式化

ここでは、NAHの原理⁴⁾について簡単に示す。図2.3にNAHを適用する閉空間Vとその境界面Sを示す。ここで $n = (n_1, n_2, n_3)$ は一般化座標における内法線ベクトル、S面は $x_3 = \text{const.}$ という2 - 3面を形成していると仮定する。この体積V内の速度ポテンシャルを ϕ と仮定する。このとき、V内の音速が一定であり吸収がないとすれば、 ϕ はヘルムホルツの方程式

$$\nabla^2 \phi(\mathbf{r}) + k^2 \phi(\mathbf{r}) = 0 \quad (2.26)$$

を満たす。ここで $k = 2\pi/\lambda$ は音の波数、 λ は音の波長。V内のグリーン関数Gを

$$\nabla^2 G + k^2 G = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \quad (2.27)$$

で定義し、(2.26)式と(2.27)式にグリーンの定理を適用すれば

$$\phi(\mathbf{r}_0) = -\frac{1}{4\pi} \iint_S (\phi \nabla G - G \nabla \phi) d\mathbf{r}_s \quad (2.28)$$

なる。ここでグリーン関数を、S面上でDirichlet条件を満たすように選ぶ。 $\mathbf{r}_0 = (x_1^0, x_2^0, x_3^0)$ 、 $\mathbf{r} = (x_1^s, x_2^s, x_3^s)$ とおけば、(2.28)式は

$$\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^0) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \phi(\xi_1^s, \xi_2^s, \xi_3^s) G_{OS}(\xi_1 - \xi_1^s, \xi_2 - \xi_2^s) d\xi_1^s d\xi_2^s, \quad (2.29)$$

$$G_{OS}(\alpha, \beta) = -\frac{\partial G}{\partial \eta} \Big|_{\eta = \xi^0 - \xi^s}$$

となる。(2.29)は2次元の畳み込みだから、 $x_1 - x_2$ 面における2次元空間フーリエ変換により

$$F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^0)] = F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^s)] F[G_{OS}(\xi_1 - \xi_1^s, \xi_2 - \xi_2^s)] \quad (2.30)$$

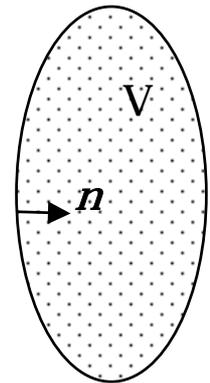


図2.3 NAHを適用する空間

と変形することができる。ここで F は 2 次元空間フーリエ変換を表す。

次に、 r_0 の代わりに $r_1 = (\xi_1, \xi_2, \xi_3^1)$ としても (2.26) 式は成り立つので、この場合 (2.30) 式は

$$F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^1)] = F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^{s'})] F[G_{1s}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')] \quad (2.31)$$

となる。(2.30) 式を変形し、 $F[(\xi_1, \xi_2, \xi_3^s)]$ を (2.31) 式に代入すると、

$$F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^1)] = F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^o)] \frac{F[G_{1s}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')]}{F[G_{os}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')]} \quad (2.32)$$

となる。ここで (2.32) 式の両辺の空間逆フーリエ変換 F^{-1} を求めると、

$$\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^1) = F^{-1} \left[F[\phi(\xi_1, \xi_2, \xi_3^o)] \frac{F[G_{1s}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')]}{F[G_{os}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')]} \right], \quad (2.33)$$

となる。(2.33) 式は S 面上で Dirichlet 条件を満たすグリーン関数 G が与えられたとき、 $s = s^o$ 面上での測定音場 (r_0) から任意の $s = s^1$ 面上の速度ポテンシャルが再構成できることを示している。この (2.31) 式が NAH の基本式であり、(2.33) 式内の

$$\frac{F[G_{1s}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')]}{F[G_{os}(\xi_1 - \xi_1', \xi_2 - \xi_2')]} \quad (2.34)$$

は空間内の伝搬を表す項であり、伝搬子と呼ぶ。

2.3.2 平面近距離場音響ホログラフィ

(2.33) 式をデカルト座標系に適用して NAH の信号処理の流れを示す²⁸⁾。デカルト座標系において S 面を $z = z_s$ とする。S 面の $z > z_s$ の領域に接する面を A 面、 $z < z_s$ の領域に接する面を B 面とする (図 2.4 参照)。この AB 両面にわたって積分を行うと、全空間を覆う面で積分したことになる。(2.28) 式の積分を行うために、(2.27) 式を満足するグリーン関数を

$$G(\mathbf{r}; \mathbf{r}') = \begin{cases} G_A(\mathbf{r}; \mathbf{r}') = \frac{\exp\left(ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}\right)}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}}, \\ G_B(\mathbf{r}; \mathbf{r}') = \frac{\exp\left(ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z'-z_s)^2}\right)}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z'-z_s)^2}}, \end{cases} \quad (2.35)$$

とする。A 面と B 面は共に $z = z_s$ であり、かつ法線ベクトルが逆向きであるので、(2.28) 式に (2.35) 式を代入すると、

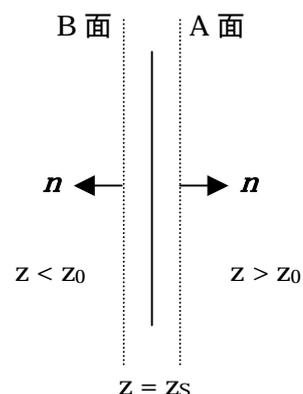


図 2.4 デカルト座標系における NAH を適用する空間

$$\begin{aligned}
\phi(\mathbf{r}_o) &= -\frac{1}{4\pi} \iint_S (\phi \nabla G - G \nabla \phi) d\mathbf{n}_S \\
&= -\frac{1}{4\pi} \iint_A (\phi \nabla G_A - G_A \nabla \phi) d\mathbf{n}_A - \frac{1}{4\pi} \iint_B (\phi \nabla G_B - G_B \nabla \phi) d\mathbf{n}_B \\
&= -\frac{1}{4\pi} \iint_A (\phi \nabla (G_A - G_B) - (G_A - G_B) \nabla \phi) d\mathbf{n}_A \\
&= -\frac{1}{4\pi} \iint_A (\phi \nabla G_{all} - G_{all} \nabla \phi) d\mathbf{n}_A
\end{aligned} \tag{2.36}$$

となる。ここで $G_{all} = G_A - G_B$ である。

(2.35)式を見ると、 G_{all} は S 面上で Dirichlet 条件を満たすことが分かる。

$$\begin{aligned}
G_{all}(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}') &= G_A(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}') - G_B(\mathbf{r}_S; \mathbf{r}') \\
&= \frac{\exp\left(ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z_S - z')^2}\right)}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z_S - z')^2}} - \frac{\exp\left(ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z_S + z' - 2z_S)^2}\right)}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z_S + z' - 2z_S)^2}} = 0,
\end{aligned} \tag{2.37}$$

従って、(2.36)式は

$$\phi(\mathbf{r}_o) = -\frac{1}{4\pi} \iint_A \phi \nabla G_{all} d\mathbf{n}_A \tag{2.38}$$

となる。この結果(2.29)式の G_{os} は S 面上で

$$G_{os}(x-x', y-y') = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\frac{\exp(ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + \alpha^2})}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + \alpha^2}} \right]_{\alpha=z_S-z_0} \tag{2.39}$$

となる。この2次元空間フーリエ変換は(付録A参照)

$$F[G_{os}(x-x', y-y')] = \frac{1}{2\pi} \exp\left[i(z_S - z_0)\sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}\right], \tag{2.40}$$

となる。(2.34)式との対比から、デカルト座標系における NAH の音圧に関する伝搬子は、

$$\frac{F[G_{is}(x-x', y-y')]}{F[G_{os}(x-x', y-y')]} = \exp\left[i(z_1 - z_0)\sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}\right], \tag{2.41}$$

となる。ここで k_x, k_y は x 及び y 方向の波数である。

次に、NAH の信号処理の流れについて

図2.5を用いて説明する。図の右側は波数空間、左側は実空間を示し、下段は測定面、上段は再構成面を示す。測定面上で計測された音圧ホログラムは2次元空間フーリエ変換により波数空間に変換される。このとき、水中の音の波長より長い波(図中の青で示された波)は放射円の内側へ、水中の音の波長より短い

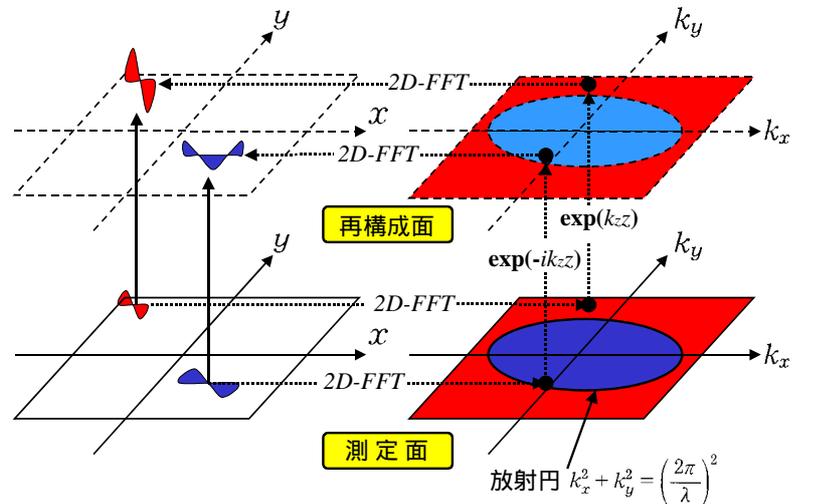


図2.5 NAH の信号処理の流れ

波（図中の赤で示された波）は放射円の外側へ変換される。この放射円は、水中の音の波数を半径とする円であり、詳細は 2 . 3 . 4 項において説明する。波数空間に変換された測定音圧は、(2.38)の伝搬子をにより、再構成面上の音圧に変換される。この際、放射円の内外で伝搬子が異なる。また $z_1 > z_0$ の時を前方伝搬、 $z_0 < z_1$ の時を後方伝搬と呼ぶ。その後、2次元空間逆フーリエ変換によって再構成面上の音圧が再構成される。以上の操作は実空間上で見れば各々の波を測定面から再構成面に伝搬させたことに対応しており Angular Spectrum Method³²⁻³⁶)とほぼ同様の処理になっている。ここで ASM との最大の違いは、波数空間における放射円外の成分 (Evanescient 波)を用いることである。またこの処理を数学的に見ると(2.38)式に示されるようにグリーン関数と測定音圧の畳み込みに対応する。(2.33)式を元に以上の処理を数式で記述すると、

$$p(x, y, z_1) = F^{-1} \left[F[p(x, y, z_0)] \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right] \right], \quad (2.42)$$

となる。

粒子速度は、流体の密度を ρ 、音速を c とおけば

$$v = \frac{1}{\rho} \int \nabla p dt = \frac{1}{ik\rho c} \nabla p \quad (2.43)$$

で与えられる。そこで、(2.43)式に(2.42)式で与えられる音圧を代入すると、

$$v_x(x, y, z_1) = F^{-1} \left[F[p(x, y, z_0)] \frac{k_x}{ik\rho c} \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right] \right], \quad (2.44)$$

$$v_y(x, y, z_1) = F^{-1} \left[F[p(x, y, z_0)] \frac{k_y}{ik\rho c} \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right] \right], \quad (2.45)$$

$$v_z(x, y, z_1) = F^{-1} \left[F[p(x, y, z_0)] \frac{\sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}}{ik\rho c} \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right] \right], \quad (2.46)$$

で与えられ、伝搬子はそれぞれ

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{F[G_{1S}(x-x', y-y')]}{F[G_{0S}(x-x', y-y')]} \right] = \frac{k_x}{ik\rho c} \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right], \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{F[G_{1S}(x-x', y-y')]}{F[G_{0S}(x-x', y-y')]} \right] = \frac{k_y}{ik\rho c} \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right], \quad (2.48)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{F[G_{1S}(x-x', y-y')]}{F[G_{0S}(x-x', y-y')]} \right] = \frac{\sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}}{ik\rho c} \exp \left[i(z_1 - z_0) \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right], \quad (2.49)$$

となる。

2 . 3 . 3 円筒座標系近距離場音響ホログラフィ

次に(2.33)式を円筒座標系に適用して、円筒座標系の NAH である GENAH³⁷⁾の信号処理の流

れを示す。半径 a の有限長円筒が自由空間内で振動していると仮定する (図 2.6)。この時、 $r > a$ なる空間内の音圧は、円筒波動関数 $\exp(im\theta)$ と $\exp(ik_z z)$ を用いて

$$p(r, \theta, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dk_z P_m(r, k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z), \quad (2.50)$$

と表現することができる。ここで $P_m(r, k_z)$ は各円筒波動関数の位相と振幅を示しており、

$$P_m(r, k_z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} dk_z p(r, \theta, z) \exp(-im\theta) \exp(-ik_z z), \quad (2.51)$$

と表現できる。ここで、 m 及び k_z は各々周方向波数と円筒軸方向波数を示している。以下の説明のために、(2.50)式及び(2.51)式を

$$p(r, \theta, z) = F^{-1} [P_m(r, k_z)] \quad (2.52)$$

$$P_m(r, k_z) = F [p(r, \theta, z)], \quad (2.53)$$

と表記し、円筒座標系の 2 次元空間逆フーリエ変換及び 2 次元空間フーリエ変換と定義する。

次に、円筒波動関数の位相と振幅を記述する関数 $P_m(r, k_z)$ の r 依存性は、ヘルムホルツの方程式(2.26)式の円筒座標系における解であるハンケル関数で表現することができる、

$$P_m(r, k_z) = P(m, k_z) H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r). \quad (2.54)$$

このことを利用して、 $r=r_0$ 面上の計測音圧 $p(r_0, \theta, z)$ から $r=r_1$ 面上の音圧 $p(r_1, \theta, z)$ を再構成することを考える ($r_0, r_1 > a$ と仮定する)。未知の関数 $P_m(r_1, k_z)$ を、測定音圧から求めることができる $P_m(r_0, k_z)$ を用いて表現すると、

$$\begin{aligned} P_m(r_1, k_z) &= P(m, k_z) H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1), \\ &= P(m, k_z) H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0) \frac{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)}, \\ &= P_m(r_0, k_z) \frac{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)}, \end{aligned} \quad (2.55)$$

となる。ここで、(2.52)式 ~ (2.55)式を用いると、

$$p(r_1, \theta, z) = F^{-1} \left[F [p(r_0, \theta, z)] \frac{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)} \right], \quad (2.56)$$

となる。この(2.56)式が GENAH の音圧再構成を記述する式である。また、音圧の伝搬子は、

$$\frac{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|m|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)}, \quad (2.57)$$

である。

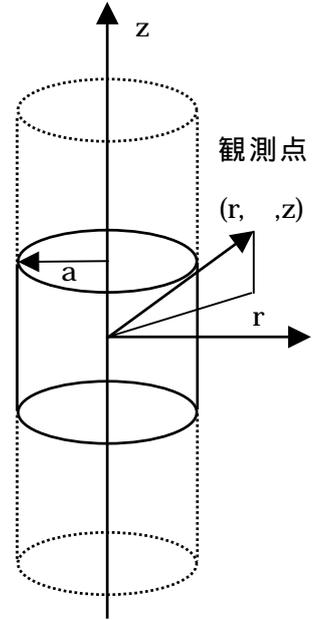


図 2.6 円筒座標系と有限円筒

また、粒子速度の伝搬子は(2.47)式～(2.49)式と同様に以下のようなになる、

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)} \right] = \frac{k_z}{ik\rho c} \frac{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)}, \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)} \right] = \frac{n}{ik\rho c} \frac{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)}, \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)} \right] = \frac{\sqrt{k^2 - k_z^2}}{ik\rho c} \frac{H'_{|n|}{}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_1)}{H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0)}. \quad (2.60)$$

2.3.4 伝搬波と Evanescent 波

(2.38)式を見ると、 k^2 と $k_x^2+k_y^2$ の大小関係によって伝搬子が異なった式となることが分かる。

k^2 と $k_x^2+k_y^2$ の大小関係に注目すると、(2.41)式は

$$\frac{F[G_{1S}(x-x', y-y')]}{F[G_{0S}(x-x', y-y')]} = \begin{cases} \exp\left[i(z_1 - z_0)\sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)}\right] & k^2 \geq k_x^2 + k_y^2 \\ \exp\left[(z_0 - z_1)\sqrt{(k_x^2 + k_y^2) - k^2}\right] & k^2 < k_x^2 + k_y^2 \end{cases} \quad (2.61)$$

となる。(2.58)式から以下のことが分かる。

- ・ k 以下の波数の成分は振幅は変化せず、位相は前方伝搬のとき進み、後方伝搬のとき遅れる。
- ・ k より大きい波数の成分は位相が変化せず、振幅が前方伝搬のとき指数的に小さくなり、後方伝搬のとき指数的に大きくなる。

この k 以下の波数の成分を伝搬波、 k より大きい波数の成分を evanescent 波と呼ぶ。

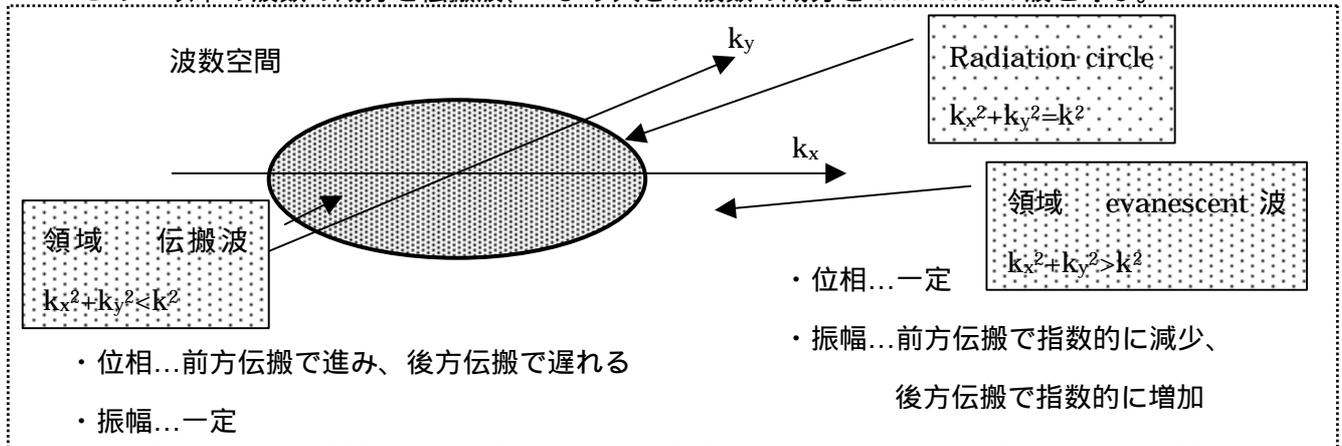


図 2.7 波数空間におけるデータの取り扱い

このことを波数空間で考えると図 2.7 のようになる。伝搬波は再構成面と測定面との距離が大きくても振幅が変化しないため測定可能である。従来の音響ホログラフィはこの成分のみで処理を行ってきた。このため、再構成像の分解能が音の波長程度になるという制限が存在した。

これに対し evanescent 波は再構成面近傍でのみ測定可能であり、この波長成分を用いて処理を行なうために“近距離場”音響ホログラフィという名前が付けられている。この結果、従来の音響ホログラフィよりも高い分解能を有する再構成像を得ることができる。NAH の処理における分解能を決める再構成に用いる上限波数は、測定系のダイナミックレンジ、周波数及び再構成面と測定面との距離で決まる。^{3,4)}。一例として、再構成面と測定面の距離が 0.1 m、測定系のダイナミックレンジが 60dB の場合に、音の波数 $k=2\pi/\lambda$ 、再構成上限波数を 11k とおくと

$$\exp\left[-0.1\lambda\sqrt{(11k)^2 - k^2}\right] = \exp\left[-\frac{2\pi}{10}\sqrt{120}\right] = \exp\left[-2\pi\sqrt{1.2}\right] \approx 1.03 \times 10^{-3} \quad (2.62)$$

となり、11k (rad/m)の波数成分が計測可能であることがわかる。この場合には再構成時の分解能は音の波長の 1/11 である。このように、NAH の再構成像の分解能は測定系のダイナミックレンジ、周波数及び再構成面と測定面の距離に依存することがわかる。

同様の議論は GENAH にも成り立つ。GENAH の伝搬子(2.54)式では、ハンケル関数は半径方向に伝搬すると振幅が小さくなるが、次数が高いほどこの小さくなる速度が速い。また、 $k < k_z$ の場合にはハンケル関数は変形第 2 種ベッセル関数となる。この場合、波数を $k_z=2\pi/\lambda_z$ (rad/m)、 $k = 2\pi/\lambda$ (rad/m)と置換すれば、 $k^2 > k_z^2 + k^2$ の成分は NAH における伝搬波、 $k^2 < k_z^2 + k^2$ の成分は NAH における evanescent 波と類似の振る舞いをする³⁸⁾。

2.3.5 測定開口有限性の影響

前節まで説明してきた NAH の信号処理に関する議論は、測定開口が無限に広く、また測定開口上のデータは連続関数で記述されることを前提に成り立っている。しかし NAH を用いて構造体振動計測等を行なう場合には、測定開口は有限であり測定点は離散的に設定される。このため、2次元空間フーリエ変換及び逆変換は FFT を用いて行われる。FFT には周回性があり、「巻き込み誤差」^{4,36)}を引き起こす。図 2.8 に、FFT による巻き込みが与える影響を示す。図 2.8 の設定条件であるが、3kHz で一様に振動する 0.4m × 0.4m の平板の周囲を剛体バツフルが囲んでいると仮定する。図中の全開口は 2.56m × 2.56m であり、測定開口は 1.28m × 1.28m とする。また、音圧測定面は振動面(再構成面)から 3cm 離れているとする。

図(a)は全開口音圧であり、図(b)は全開口音圧を用いて NAH によって再構成した振動速度で

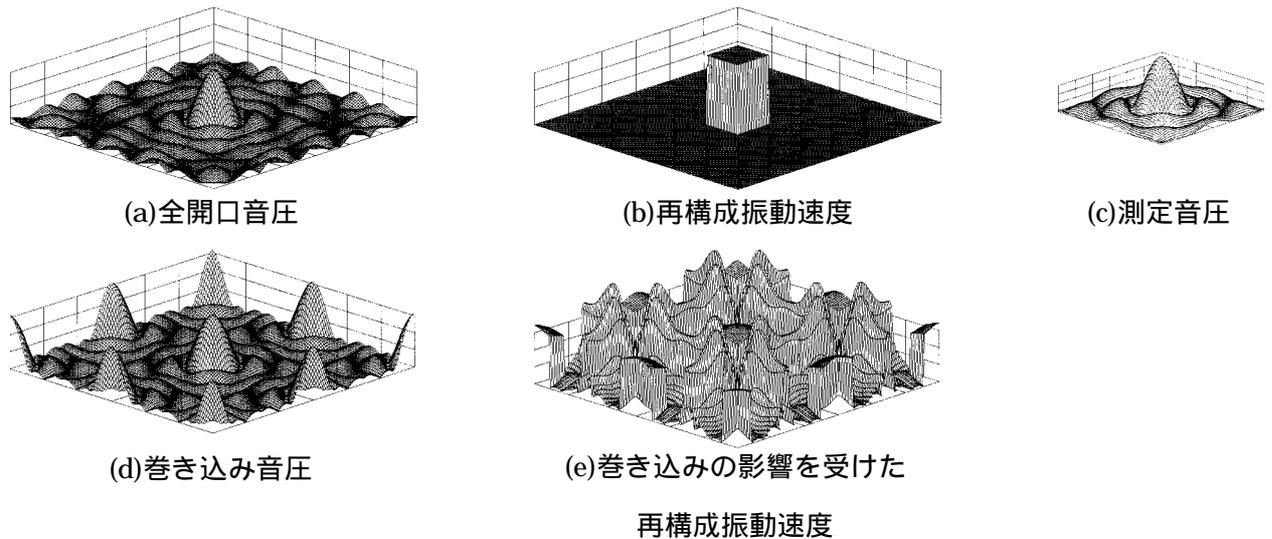


図 2.8 FFT に起因する巻き込みの影響

ある。図(c)は 1.28m × 1.28m の測定開口音圧である。この測定音圧を FFT により処理する場合、周回性により図(d)と等価となる。その結果、図(a)に示す全開口音圧と全く異なった音圧を用いて振動速度を再構成することになる。この巻き込みの影響を受けた再構成音圧を図(e)に示す。図(b)とは全く異なった振動速度となっていることが分かる。このように、FFT の周回性に起因する巻き込みは、NAH の信号処理に深刻な影響を与える。

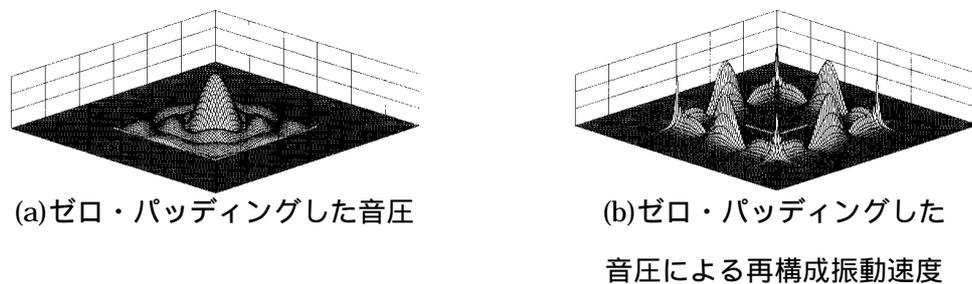


図 2.9 ゼロ・パディングに起因する測定開口端の不連続の影響

通常巻き込みの影響を抑えるためにゼロ・パディングを施す。ゼロ・パディングとは、測定開口の周囲に 0 を挿入することによって仮想的に開口を広げて、巻き込みの影響を小さくする手法である⁴⁾。ゼロ・パディングは測定開口が構造体に比べて十分に広く、測定開口外の音圧を 0 と考えて差し支えない場合には有効である。しかし測定開口外の音圧を無視できない場合には、測定開口端の不連続が再構成結果に悪影響を及ぼす。図 2.9 にゼロ・パディングに起因する測定開口端の不連続の影響を示す。図(a)は、図 2.8 (c)の測定音圧にゼロ・パディングを行った結果である。図(b)は、図(a)の音圧を NAH によって再構成した振動速度である。この図は最大値で規格化してある。測定開口端に本来存在しない大きな振動速度があらわれている。この

現象は、ゼロ・パディングにより測定開口端に本来存在しない不連続が生じ、この不連続に含まれる高い波数成分が振動速度を再構成する後方伝搬の過程で増幅されることにより起こる。特にこの影響は構造インテンシティを求める際の空間微分を計算する際に深刻な誤差の原因となる。従来は、この誤差を低減するために測定開口を構造体に比べて十分広く設定する必要があった。測定開口の大きさは測定装置の大きさに依存するため、測定対象となる構造体の大きさを制限しなければならなかった。従って、NAHを用いた構造インテンシティ計測を行う際に構造体の大きさの制限を緩和するためには、測定開口端の不連続が深刻な影響を与えないデータスムージング法の検討が必要である。

2.4 まとめ

本章では、構造インテンシティと音響インテンシティについて定式化を行い、特に構造体表面全体にわたる音響インテンシティ計測には、NAHが有効であることを論じた。特にNAHは、音圧ホログラムを計測することにより構造体表面振動等の物理量を求めることが可能である。このことから、音響インテンシティを計測のために求めた音圧ホログラムを用いて構造インテンシティを得ることができるので、一度の計測で同時に音響インテンシティと構造インテンシティを求めることが可能である。このことは計測の簡略化のみならず、構造体と周囲の媒質間のエネルギーの流れを統一的に取り扱うことを可能とするので、振動放射問題解析のための強力なツールとなることを示唆している。

そこで、構造インテンシティや音響インテンシティ計測にNAHを適用するための準備として、NAHの原理について概観した。ここで測定開口の有限性がもたらす巻き込みの影響について論じた。この巻き込みの影響はゼロ・パディングにより低減することができるが、測定開口端に不連続が生じ、再構成結果に悪影響をもたらす。特に構造インテンシティ計測を行うためには高階の空間微分が必要であり、この悪影響は構造インテンシティ計測結果に重大な影響を及ぼす。

また従来は、構造インテンシティを求めるための空間微係数計算法として差分法を用いてきたが、構造体表面振動速度の測定間隔を非常に細かくする必要がある。このため、測定開口が広くなると膨大な測定時間が必要となるという問題点がある。

そこで次章では、これらの問題点を解決すべく、測定開口端の不連続の影響を低減するためのデータスムージング法と、構造体表面振動速度の測定間隔を広くしつつ構造インテンシティ計測精度を確保できる空間微分法について説明する。

3章 近距離場音響ホログラフィの再構成誤差の低減

前章では構造インテンシティ、音響インテンシティ及び NAH の原理について概観した。この中で NAH が音響・構造インテンシティ計測に有効であることを述べ、さらに測定開口の有限性に起因する巻き込みの影響を論じた。この影響を小さくするために、通常ゼロ・パディングにより仮想的に開口を広げるが、測定開口端に不連続が生じる。この測定開口端における不連続の影響を低減するためには、非常に大きな測定開口が必要となる。

本章では、はじめに測定開口の不連続を解消するための従来手法である実空間窓法を説明し、その問題点について論じる。続いて本論文において提案する新しいデータスムージング法である誤差エネルギー低減法について説明する。

3.1 従来のデータスムージング法とその問題点

はじめに、従来のデータスムージング法である実空間窓法について説明する³⁸⁾。測定開口の広さが十分に大きくなかった場合、ゼロ・パディングを行うと再構成振動速度に深刻な誤差をもたらすことは前章で説明した(図2.9)。この影響を低減するために、測定開口端におけるデータスムージングを行うことを考える。データスムージングの中で最も一般的な手法は、窓関数をかけることである。図3.1に、実空間窓関数の効果を示す。

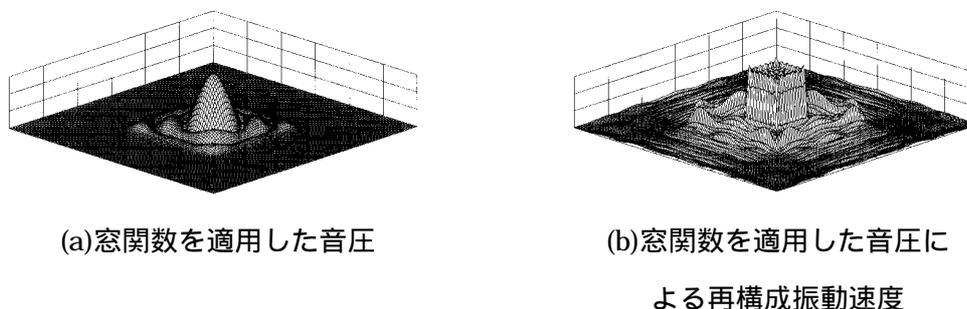


図3.1 実空間窓関数の効果

図(a)は図2.9(a)の音圧に、2次元の窓関数をかけた音圧である。窓関数は Hanning 窓を用いた。実際には測定開口端における不連続はいかなる窓関数を用いても取り除くことはできない。従って NAH で振動速度を再構成する際に、不連続に起因する本来存在しない

高い波数成分が悪影響を及ぼす。そこで、波数空間内において再構成に使用する波数に上限を設定し、上限波数以上の成分を 0 にする。この処理を波数空間フィルター処理¹¹⁾とよぶ。図(b)は、図(a)の音圧に波数空間フィルター処理を行なった上で NAH により再構成した振動速度である。測定開口端の不連続の影響が小さくなっていることがわかる。

このように、実空間窓法は処理が簡単であるため測定範囲が広い^{11,39)}。このため、構造体表面振動を相対的に評価する場合には有効であると言える。しかし、窓関数を適用することは測定音圧を変形することになるので、定量的な評価には不向きである。すなわち、実空間窓法では測定開口外部の音圧を 0 に固定し、測定開口内部の音圧データを変形することによりデータをスムージングする。この音圧データの変形は、特に高階の空間微係数を求める際に深刻な影響を与える。

また測定データを変形するので再構成結果には必ず誤差が生じるが、この誤差がどの程度になるか推定することができない。このことは、以下のように説明することができる。

測定音圧を $p(\vec{r})$ 、再構成振動速度の z 成分を $v_z(\vec{r}_0)$ 、伝搬子を $G_{pv}(\vec{r}; \vec{r}_0)$ 、実空間窓関数を $W(\xi_1, \xi_2)$ とし、真の振動速度の z 成分を $v_{z0}(\vec{r}_0)$ とおくと、実空間窓法による誤差は

$$\Delta v = \|v_{z0}(\vec{r}_0) - v_z(\vec{r}_0)\|^2 = \int_S (v_{z0}(\vec{r}_0) - v_z(\vec{r}_0))^2 ds > \left| \int_S v_{z0}(\vec{r}_0)^2 ds - \int_S v_z(\vec{r}_0)^2 ds \right|, \\ = \int [F(p(\vec{r})\{1 - W(\xi_1, \xi_2)\})G_{pv}(\vec{r}; \vec{r}_0)]^2 dk_x dk_y, \quad (3.1)$$

$$W(\xi_1, \xi_2) = \begin{cases} 1 & ((\xi_1, \xi_2) \text{ が測定開口内の場合}) \\ 0 & ((\xi_1, \xi_2) \text{ が測定開口外の場合}) \end{cases} \quad (3.2)$$

となる。ここで S は測定面。(3.1)式を見ると、伝搬子 $G_{pv}(\vec{r}; \vec{r}_0)$ は既知であるが、その前の項 $p(\vec{r})\{1 - W(\xi_1, \xi_2)\}$ は測定開口外部の音圧である。測定開口外部の音圧は実空間窓法においては未知であるため、(3.1)式を計算することは不可能である。測定開口が十分に広い場合には(3.1)式の結果は 0 に近づくことは予想できるが、このように実空間窓法には再構成結果に含まれる誤差を推定することができないという問題点がある。

以上のことから、実空間窓法を用いた振動放射問題等の定量的解析を行うためには十分な測定開口を確保する必要がある。通常 NAH の測定装置の大きさは大きくても数 m 四方であるため、十分な測定開口を確保するためには測定対象である構造体のサイズを小さくする必要がある。このため、従来、NAH による構造インテンシティ計測は実験室内に限定されてきた。

次節から、従来のデータスムージング法である実空間窓法の問題点を解決するための新

しいデータスムージング法を説明する。基本的な考え方は、実空間窓法が測定開口外部のデータを 0 に固定させるのと逆で、測定開口内部のデータを固定し、測定開口外部のデータを外挿することによりデータスムージングを行うというものである。このデータ外挿法についての説明を以下に行う。

3.2 帯域制限関数に対するデータ外挿法

はじめに Papoulis が提案した、帯域制限された時系列データのデータ外挿法⁴⁰⁾について説明する。図3.2に、データ外挿の流れを示す。(a)はデータ外挿前の時系列信号である。点線は本来の信号、実線は測定時間内に測定された信号であり、測定時間外のデータは与えられていないとしているのでゼロ・パディングしている。ここで、本来の信号は帯域制限されていると仮定する。測定信号では、測定時間内外で大きな不連続が生じていることが分かる。次に、図(a)の測定データをFFTにより周波数空間に変換する(図(b))。測定データに不連続が存在するため、本来の周波数存在帯域外にエネルギーが漏れ出している。この図(b)のデータを信号の存在帯域に制限し(図(c))、IFFTによって時系列信号に変換する(図(d))。帯域制限したために測定時間領域のデータは元の測定データ(図(a)の実線)と異なってしまうが、測定時間内外における不連続は解消されている。ここで、図(d)の時系列信号のうち、観測時間範囲について元の測定データを繰り込む(図(e))。すると、再び測定時間内外で不連続が発生するが、不連続の程度は減少している。このデータを再びFFTに

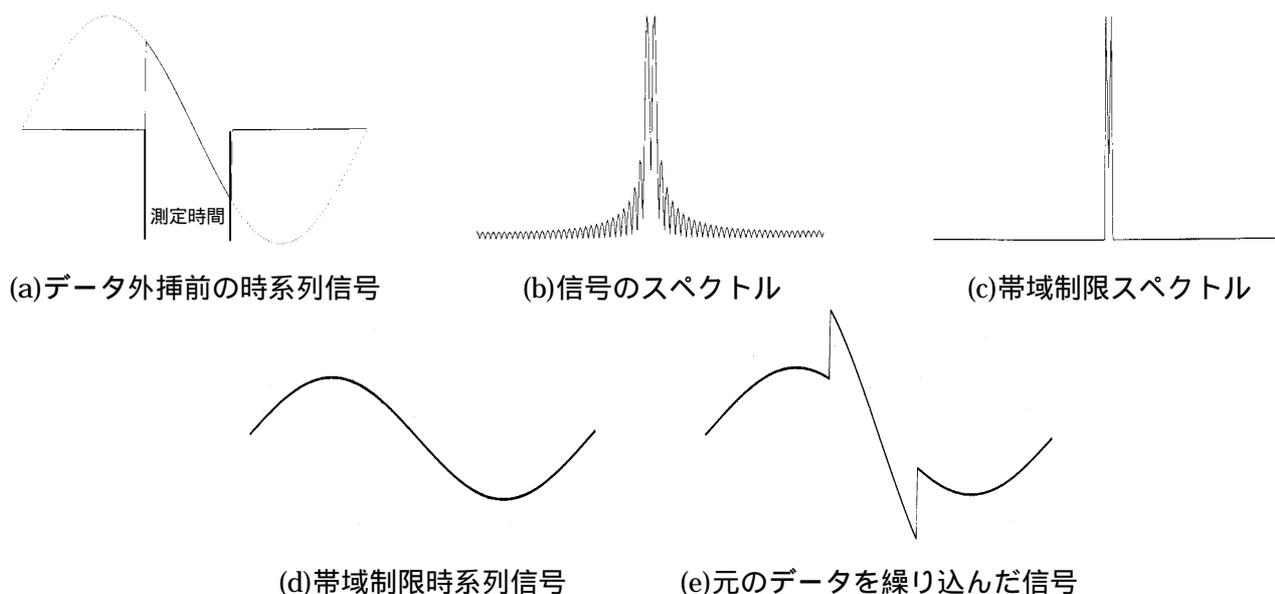


図3.2 データ外挿の流れ

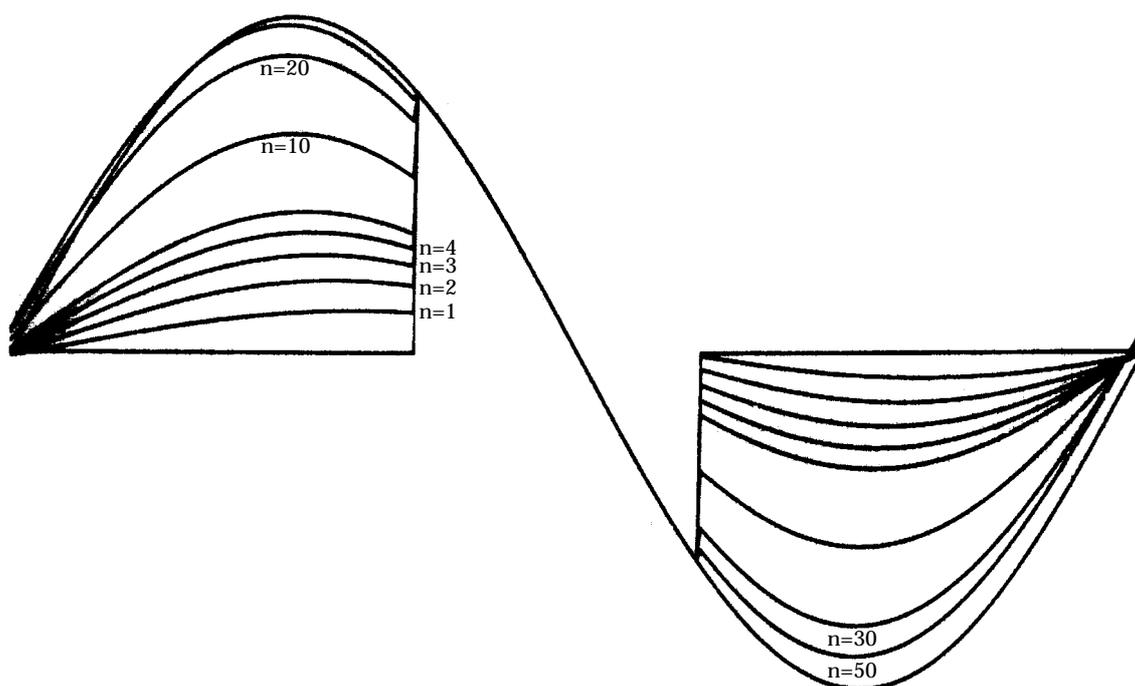


図 3 . 3 時系列信号におけるデータ外挿の例

することによって周波数空間に変換する。以下、図(b)～図(e)で示される処理を繰り返すことによりこの時系列信号は収束し、測定時間内外の不連続は解消される。

図 3 . 3 にこの方法を用いたデータ外挿の例を示す。n は繰り返しの回数を示す。繰り返しの回数が増すにつれてデータが外挿され、本来の時系列信号に戻っていく様子が分かる。

この手法によって帯域制限された時系列信号のデータが外挿できることは次のように説明される。帯域制限された時系列信号を $f(t)$ とし、 $f(t)$ のフーリエ変換を $F(\omega)$ とする。 $f(t)$ の信号が存在する周波数帯域を $-\gamma < \omega < \gamma$ とし、観測時間を T とする。この時、観測時間窓を表す関数を

$$p_T(t) = \begin{cases} 1 & |t| < T \\ 0 & |t| > T \end{cases} \quad (3.3)$$

とする。前述のデータ外挿プロセスは

$$\begin{aligned} G(\omega) &= G_0(\omega) = \int_{-T}^T g(t) \exp(-i\omega t) dt, \\ g_0(t) &= f(t)p_T(t), \end{aligned} \quad (3.4)$$

なる時系列データ $g_0(t)$ から始める。外挿プロセスを n 回繰り返した後、

$$F_n(\omega) = G_{n-1}(\omega)p_\gamma(\omega), \quad (3.5)$$

$$p_\gamma(\omega) = \begin{cases} 1 & |\omega| < \gamma, \\ 0 & |\omega| > \gamma, \end{cases} \quad (3.6)$$

を得ることができる。ここで $F_n(\omega)$ のフーリエ逆変換をすると、

$$f_n(t) = \int_{-\gamma}^{\gamma} F_n(\omega) \exp(i\omega t) d\omega, \quad (3.7)$$

となる。ここで測定データの繰り込みは、

$$g_n(t) = f_n(t) + [f(t) - f_n(t)] p_T(t) = \begin{cases} f(t) & |t| < T, \\ f_n(t) & |t| > T, \end{cases} \quad (3.8)$$

と表現できる。(3.5)式と(3.8)式から、

$$f_n(t) = g_{n-1}(t) * \frac{\sin(\gamma t)}{\pi t}, \quad (3.9)$$

が得られる。ここで * は畳み込みを表す。(3.8)式と(3.9)式が Papoulis のデータ外挿法の本質である。このデータ外挿プロセスを繰り返していった場合に、

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f_n(t) = \lim_{n \rightarrow \infty} g_n(t) = f(t), \quad (3.10)$$

が保証されるためには

$$\lambda \phi(t) = \phi(t) * \frac{\sin(\gamma t)}{\pi t}, \quad (3.11)$$

という積分方程式の固有解 $\phi_k(t)$ が直交完備であることが必要十分条件であることを Papoulis は解析的に証明した⁴⁰⁾。この固有解は偏長楕円体波動関数(Prolate Spheroidal Wave Function : PSFW)と呼ばれ、1次元時系列データを記述し得る直交完備な基底であることが知られている。従って、データの厳密な外挿は周波数帯域制限操作と空間制限操作を連結した系の固有関数が存在することによってのみ保証される。

次節では、このデータ外挿法を別の視点から解釈することにより、誤差エネルギー低減法を説明する。その後、この誤差エネルギー低減法に基づき、本研究において提案する NAH のための新しいデータスムージング法について説明する。

3.3 誤差エネルギー低減法

前節では、Papoulis が提案した 1次元帯域制限関数に関するデータ外挿法を説明した。Papoulis の方法は、(3.11)式のようなデータ外挿を表現する積分方程式の固有解が関数空間の直交完備な基底であることを必要とする。本節では、この条件を緩和するために Gerchberg が提案した誤差エネルギー低減法を説明する⁴¹⁾。この手法は、データ外挿しようとするデータを真のデータと“誤差”データの和であると考え、この“誤差”データの自乗積分値である誤差エネルギーを低減することにより、データ外挿を行うものである。Papoulis の方法と同様に、1次元帯域制限時系列データを取り扱うことによりデータ外挿の流れを説明する。

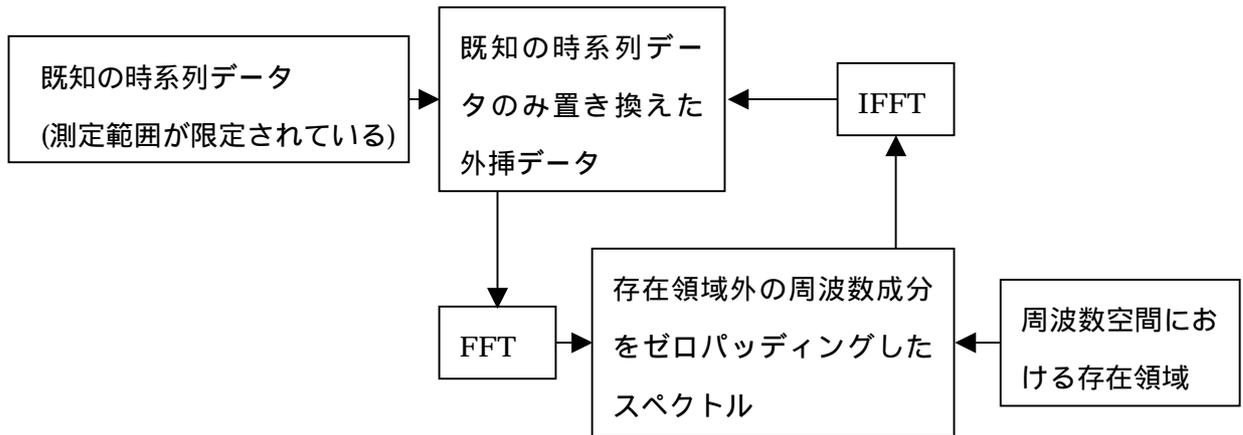


図 3 . 4 誤差エネルギー低減法の流れ

図 3 . 4 に、誤差エネルギー低減法の流れを示す。ここでは、前節と同様の表記を用いる。測定された時系列データ $f_m(t)$ を、帯域制限された“真の”時系列データ $f(t)$ と誤差データ $f_e(t)$ の和と考える。

$$f_m(t) = f(t) + f_e(t), \quad (3.12)$$

$$f_e(t) = \begin{cases} 0 & (\text{測定領域内}) \\ -f(t) & (\text{測定領域外}) \end{cases} \quad (3.13)$$

また、誤差エネルギーは誤差音圧の全領域における自乗積分値とする。データ外挿プロセスは、はじめに測定データの外部をゼロパディングした後、FFTにより周波数領域データに変換する。ゼロパディングによりデータの不連続が起こり、存在領域外にデータが漏れ出す。この漏れ出したデータをゼロパディングにより取り除き、IFFTにより時系列データに変換する。このとき、測定範囲内のデータは測定データに対し変形をうけているので、測定データを繰り返す。その後、FFTを行った後、同様のプロセスを繰り返す。このプロセスにおいて、真の時系列データは全く変化しない。しかし、誤差データは変化する。測定範囲内にデータを繰り返す際、誤差データは減少するとともに測定範囲内外に不連続が生起する。FFTにより周波数領域に変換された誤差データは、必ず周波数空間における存在領域外に漏れ出す。この漏れ出した誤差データの成分は、ゼロパディングにより取り除かれ、IFFTにより時系列空間に変換される。この際、必ず誤差データの一部は測定範囲内に漏れ込むため、再度の測定範囲内データ繰り返しより減少させられる。

このようにデータ外挿プロセスを繰り返す事により、誤差データの自乗積分値である誤差エネルギーは減少し、結果としてデータは外挿されていく。この Gerchberg によるデータ外挿法は、Papoulis のデータ外挿法の再解釈とも言えるが、根本的な違いはノイズに対する考え方にある。Papoulis のデータ外挿法では、測定時系列データには一切ノイズが含

まれていないという仮定がある。しかし、現実にはノイズが含まれない測定時系列データは存在しない。ここで Gerchberg のデータ外挿法では、測定時系列データに含まれるノイズの影響について推定することができる。このことを簡単に説明する。

データ外挿プロセスにおける各操作は線形であるので、ノイズ $f_n(t)$ と真の音圧 $f(t)$ は独立に取り扱うことができる。そこで(3.12)式と(3.13)式の $f(t)$ を $f_n(t)$ に置き換えて考える。

ノイズをホワイトノイズと仮定すると、周波数帯域 $\omega_1 < \omega < \omega_2$ の外部はデータ外挿プロセスにおいて取り除かれ、帯域内のデータだけが残ることになる。従って、データ外挿プロセスが収束した結果、ノイズ $f_n(t)$ は周波数帯域 $\omega_1 < \omega < \omega_2$ 内の成分のみが全時系列領域に分布する。つまり、ノイズの影響は測定領域内の $f_n(t)$ の周波数帯域 $\omega_1 < \omega < \omega_2$ 内の成分を全領域に分布させた結果となる。

この Gerchberg の誤差エネルギー低減法を NAH に適用し、測定開口端の不連続の影響を低減するためには、真の音圧 $f(t)$ に関する拘束条件が必要となる。図 3.4 の例では時系列データの存在領域を制限している。このような拘束条件の違いによって、適用範囲が異なってくる。本論文においては、計測音圧の上限波数が制限されている場合に適用する波数空間誤差エネルギー低減法と、計測対象構造体の周囲が振動しないと仮定できる場合に適用する実空間誤差エネルギー低減法を提案する。実空間誤差エネルギー低減法は再構成誤差を非常に小さくすることができるが、構造体に比べて大きな開口が必要であるため、実験室等における計測に適する。波数空間誤差エネルギー低減法は、測定開口に対して測定対象構造体の大きさの制限がないが、再構成誤差は実空間誤差エネルギー低減法ほど小さくすることができないため、屋外における計測等に適する。

次節から、この波数空間誤差エネルギー低減法と実空間誤差エネルギー低減法について説明し、シミュレーションと実験によりこの有効性を検討した結果について示す。

3.4 波数空間誤差エネルギー低減法

本節では、前述の誤差エネルギー低減法を NAH に適用する。データ外挿を行う場合には、必ず拘束条件が必要となる。ここでは、測定音圧の上限波数が制限されている場合のデータ外挿法である“波数空間誤差エネルギー低減法”^{42,43)}について説明する。図 3.5 に、波数空間誤差エネルギー低減法の流れを示す。図 3.5 を用いてデータ外挿の流れを説明する。図中において左半分は実空間を示し、右半分は波数空間を示す。まず、有限開口の

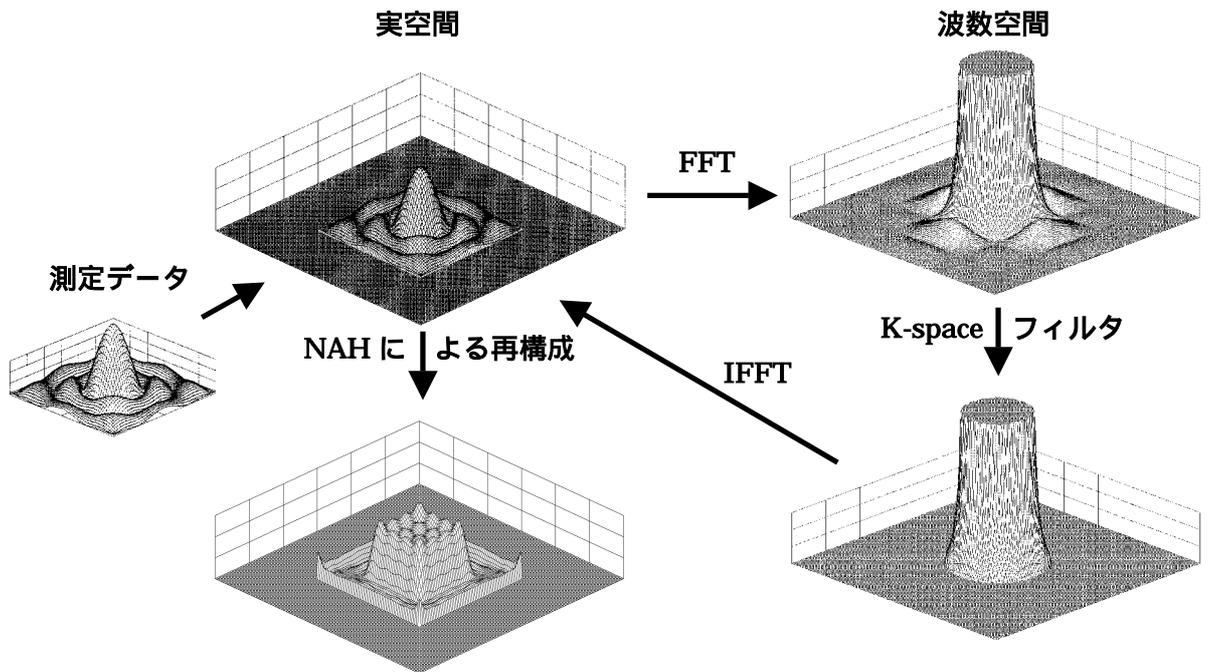


図 3 . 5 波数空間誤差エネルギー低減法

測定データをゼロパディングし、仮想的に大きな測定開口を設定する。仮想測定開口の音圧データを、2次元空間フーリエ変換(2D-FFT)により波数空間に変換する。設定上限波数の外部に漏れ出した波数成分を、波数空間フィルターにより取り除く。波数空間上でフィルター処理を行った後、2次元空間逆フーリエ変換(2D-IFFT)により実空間に変換する。

測定データを測定開口内に繰り込む。その後、 のプロセスに移行する。

このプロセスを、事前に設定した条件を満たすまで繰り返す。その後、NAH によって所要の物理量を再構成する。事前に設定する条件としては、 によって n 回目に得られる音圧を $p_n(\vec{r})$ とおいたとき、

$$\Delta p_n(\vec{r}) = \int_S (p_{n+1}(\vec{r}) - p_n(\vec{r}))^2 ds, \quad (3.14)$$

が設定値以下となることとする。ここで S は全開口である。測定開口内部では(3.14)式内の括弧の中の値は 0 であるので、この $\Delta p_n(\vec{r})$ は 1 回の繰り返しにおける誤差エネルギーの減少量を表す。すなわち、外挿プロセスにおける誤差音圧の減少量が設定した値以下となった場合にデータ外挿を終える。

この手法の利点は、測定音圧の上限波数を制限する、すなわち分解能を設定するだけで適用可能であることである。つまり適用範囲が広い。しかし、外挿処理を行う場合に必要な繰り返し回数が多く、また再構成誤差を 0 とできる保証がないという欠点を有する。繰り返し回数が多いという欠点は、現在計算機の能力が非常に高いので処理時間上の問題はそれほど大きくないが、処理の回数が多いことで計算上の丸め誤差等の影響を大きく受ける。この理由は、以下のように説明できる。

このデータ外挿プロセスにおいて真の音圧は全く影響を受けないので、誤差音圧の低減について波数空間で考える。測定開口の大きさを $L \times L$ 、仮想開口の大きさを $L_v \times L_v$ 、設定上限波数を k_{max} とおく。誤差音圧は図 3 . 5 のプロセスのため、全ての成分は最終的には設定上限波数が k_{max} の円内に存在する。この円は上限波数 k_{max} の波数空間フィルターである。ここで測定音圧を繰り込む のプロセスにおいて誤差音圧は減少する。このプロセスを誤差音圧から見ると、誤差音圧に次式で示される窓関数 $W(x,y)$ をかけたことに等しい、

$$W(x, y) = 1 - \left[u(x) \frac{L}{2} - u(x) \frac{L}{2} \right] \left[u(y) \frac{L}{2} - u(y) \frac{L}{2} \right], \quad (3.15)$$

ここで $u(x)_a$ は Heaviside 関数であり、

$$u(x)_a = \begin{cases} 0 & (x < a), \\ 1 & (x > a), \end{cases} \quad (3.16)$$

を満たす。この窓関数を波数空間に変換すると、

$$F[W(x, y)] = \delta(k_x, k_y) - \frac{L^2}{4L_v^2} \operatorname{sinc}\left(\frac{Lk_x}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{Lk_y}{2}\right), \quad (3.17)$$

となる。ここで (k_x, k_y) は 2 次元のデルタ関数であり、 $\operatorname{sinc}(x)$ は sinc 関数である。つまり、のプロセスは波数空間においては(3.17)式を畳み込むことに等しく、誤差音圧は(3.17)式の第 2 項によって減少することが分かる。しかしここで見方を変えると、(3.17)式の第 2 項は単に誤差音圧を減少させるだけではなく、誤差音圧の各成分を他の波数成分に漏れ出させているとも言える。この漏れ出した先が波数空間フィルターの通過帯域円の外側であればのプロセスで取り除かれるが、sinc 関数の性質から誤差音圧は波数空間フィルターの通過帯域円の内部にも均等に漏れ出す。従って波数空間フィルターによって減少させることができない成分が残っていく。この成分も徐々に通過帯域円の外部に漏れ出していくため、誤差音圧すなわち誤差エネルギーは減少していくが、この速度は非常に遅く、結果として繰り返し回数が非常に多くなってしまう。

次に、再構成誤差が 0 になる保証がないという理由は次のように説明される。今回の波数空間誤差エネルギー低減法を Papoulis のデータ外挿法と比較して見ると、1 次元時系列信号の外挿法の一意収束性を決定する式(3.11)に対応する方程式は

$$\lambda \varphi(\vec{r}) = \varphi(\vec{r}) * \frac{k J_1(k|\vec{r}|)}{|\vec{r}|}, \quad (3.18)$$

である。ここで $J_1(x)$ は 1 次のベッセル関数である。この積分方程式(3.18)を満たし、2 次元面上の音圧を記述可能な直交完備な固有解は存在しないため、データ外挿結果の一意性が保証されない。このことは、データ外挿において必要な拘束条件が、誤差音圧を解析的に 0 に収束させるには不十分ために起こっている。実際には、誤差音圧は測定開口外部からの距離を r とおくとおおむね $J_1(kr)$ の第 3 ゼロ点まで、すなわち $r \cong 10.1/k$ の範囲まで外挿され、かつ不連続が存在しない。従って、実空間窓法に比べて十分に再構成誤差を小さくできると言える。また、次節に示すような誤差音圧を 0 に収束させるための新しい拘束条件を設定することにより新しいデータ外挿法を開発することができる。

次に検討する必要があるのは設定上限波数を k_{max} の決め方である。真の音圧データの上限波数 k_{true} が k_{max} より小さい場合には、 $k_{true} < k < k_{max}$ の領域に誤差音圧が残ってしまうため、再構成誤差が小さくできない。この逆に k_{true} が k_{max} より大きい場合には、 $k_{true} > k > k_{max}$ の領域に存在する真の音圧成分自体が再構成誤差の原因となる。従って、最適な上限波数の設定が必要であり、詳細はシミュレーションの項で説明する。

測定開口内に含まれているノイズの影響については 3.3 項で論じたように、測定開口内ノイズを全空間に分布させ、その後波数空間フィルタによって処理した結果と同一になる。

続いて、本手法の有効性を検討するためのシミュレーション及び実験結果を示す。ここで、以下に示す誤差は

$$Error = \frac{\int (v_{true} - v_{extra})^2 ds}{\int v_{true}^2 ds} \quad (3.19)$$

で与えられる。ここで V_{true} は全開口を用いて再構成した振動速度、 V_{extra} はデータ外挿法か実空間窓法により処理した音圧を用いて再構成した振動速度であり、積分範囲は設定した構造体表面領域とする。

はじめにシミュレーション結果について示す。シミュレーション条件は、全開口が $2.56\text{m} \times 2.56\text{m}$ 、周波数は 1.5kHz 、測定開口は $1.28\text{m} \times 1.28\text{m}$ 、振動面は $0.64\text{m} \times 0.64\text{m}$ の一様振動平板を考え、再構成上限波数を 32 (rad/m) と設定した。なお、以下誤差を計算する構造体表面領域を $0.64\text{m} \times 0.64\text{m}$ と設定した。図 3 . 6 に、再構成誤差と波数空間誤差エネルギー低減法の繰り返し回数について示す。図中で、点線は Hanning 窓関数を用いて再構成した結果、実線は波数空間誤差エネルギー低減法による誤差である。Hanning 窓関数を用いた場合、誤差は 53.67% である。これに対し端数空間誤差エネルギー低減法では、繰り返し回数が 10000 回で誤差は 6.24% となっており、Hanning 窓関数を用いた場合の約 $1/9$ になっている。

図 3 . 7 に、波数空間誤差エネルギー低減法による再構成振動速度を示す。図(a)は全開口を用いて再構成した振動速度であり、 V_{true} である。図(b)は、測定開口内に 2次元の Hanning 窓関数をかけて再構成した振動速度である。図(b)では、振動速度が大きい領域ではおおむね正しく再構成されているので、振動状態の可視化には十分であると考えられる。しかし、その周囲で振動速度の大きい領域があり、この影響で誤差が大きくなっている。図(c)は 10000 回外挿処理を行った後再構成した振動速度である。見やすくするために、測定開口外部はゼロパディングしている。測定開口端において多少誤差が大きい所があるが、全体的には測定開口端の不連続の影響が小さくなっていることが分かる。図(d)には、データ外挿処理後の再構成結果について、測定開口外部のデータも一部表示した結果である。これを見ると、音圧は測定開口外部に約 10cm 外挿されているので、その外側には大きな誤差が生じる。しかしこの図を見ると、この誤差は測定開口内にあまり影響を与えていないことが分かる。

次に、真の音圧の上限波数とデータ外挿に用いる波数が適正でない場合の例を示す。データ外挿に用いる波数が 24 (rad/m) である以外は図 3 . 6 と同様の条件でシミュレーションを実施した結果を図 3 . 8 に示す。ここで、 $error(all)$ で示している誤差は(3.46)式で定義した再構成誤差、 $error(in)$ で示している誤差は誤差音圧の中で波数空間内において半径 24 (rad/m) にある成分がもたらす再構成誤差、 $error(out)$ は波数空間内において $32 > k > 24 \text{ (rad/m)}$ の範囲に存在する真の音圧が半径 24 (rad/m) 円内の領域に漏れ込むことにより生じる再構成誤差である。 $error(in)$ は波数空間誤差エネルギー低減法で低減できる誤差である。真の音圧の上限波数が 24 (rad/m) であれば、この誤差は $error(all)$ に一致する。

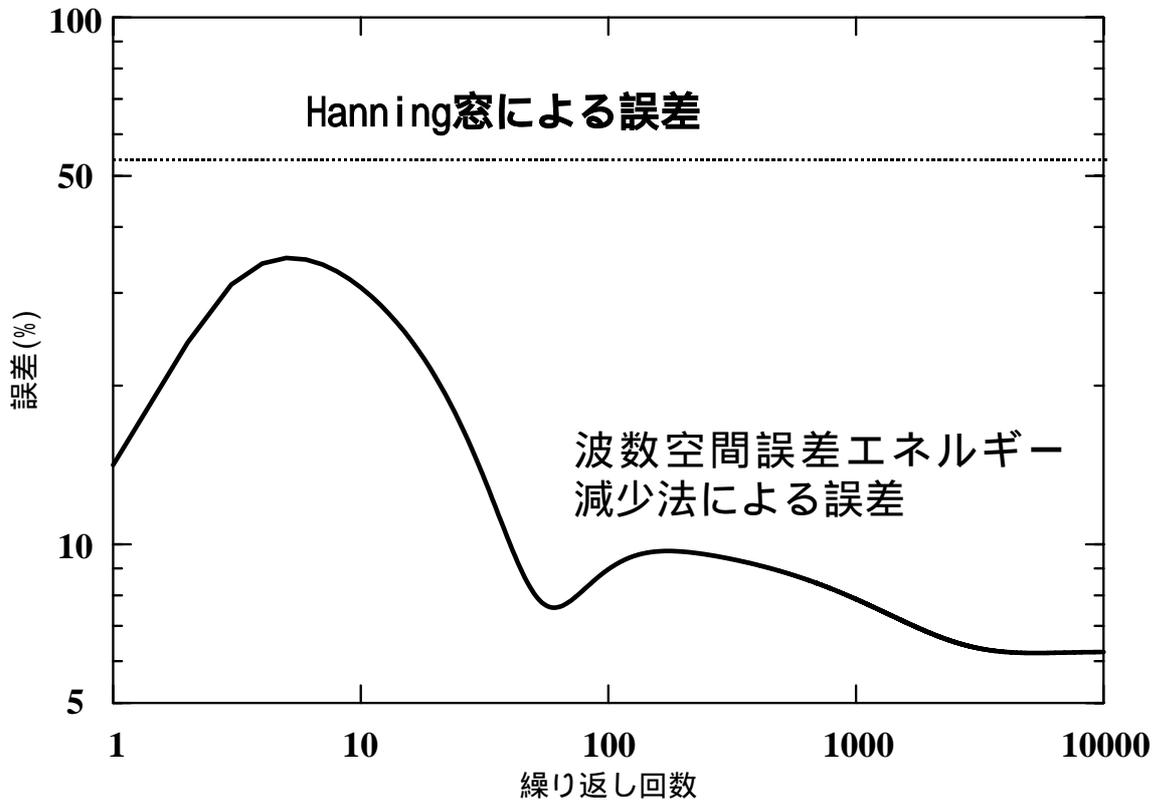
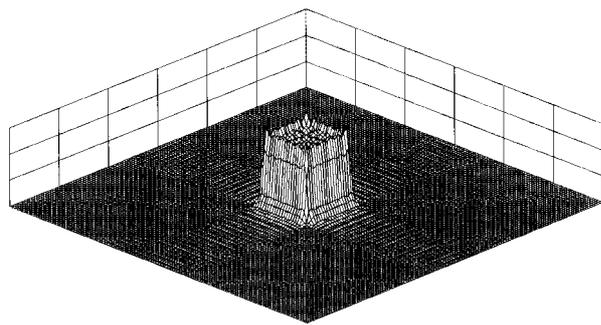
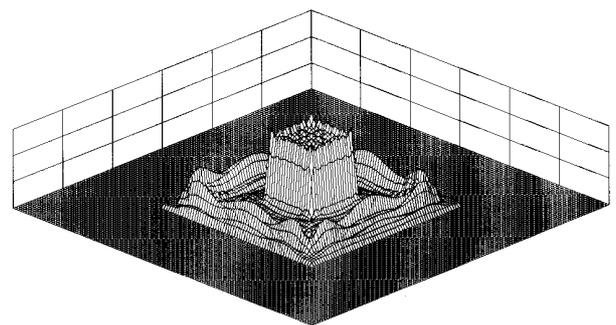


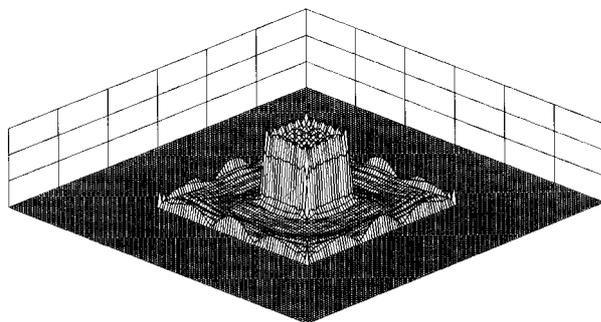
図3.6 波数空間誤差エネルギー低減法の誤差と繰り返しの関係



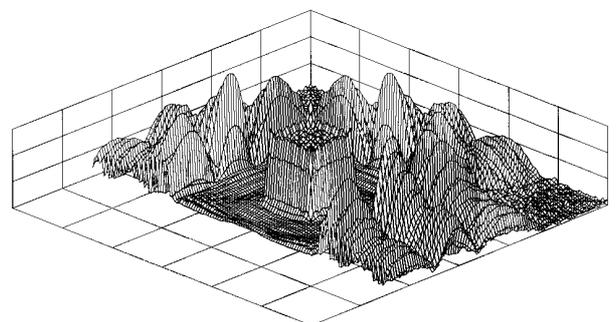
(a)全開口音圧データを用いて再構成した振動速度



(b)Hanning窓を用いて再構成した振動速度



(c)波数空間誤差エネルギー低減法を用いて再構成した振動速度



(d)波数空間誤差エネルギー低減法を用いて再構成した振動速度 (測定開口外部も表示)

図3.7 波数空間誤差エネルギー低減法による処理結果 (上限波数32 (rad/m))

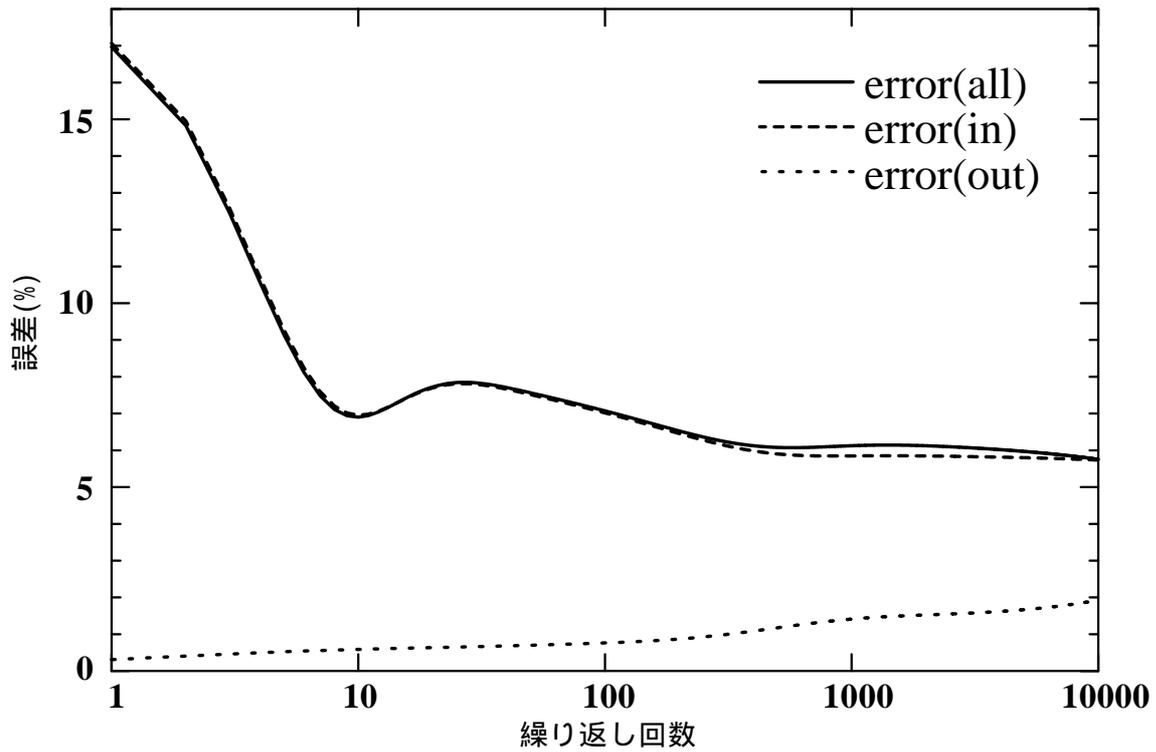
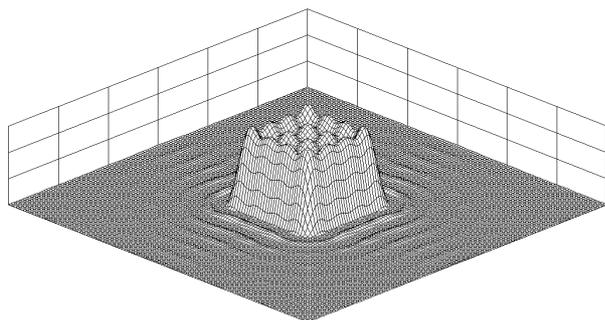
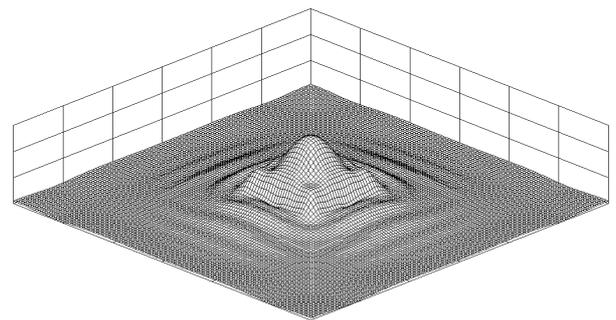


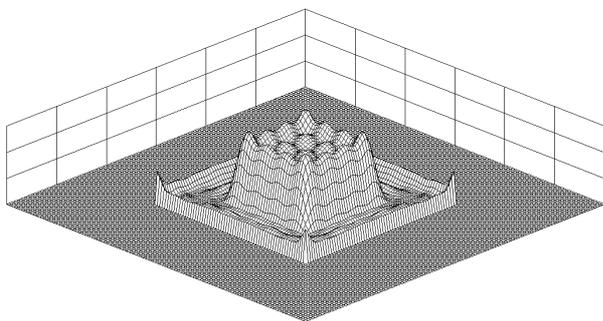
図 3 . 8 波数空間誤差エネルギー低減法の誤差と繰り返しの関係



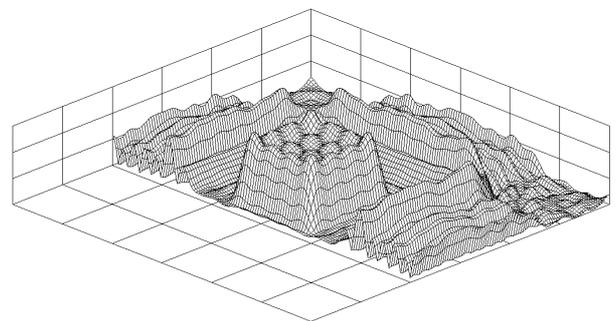
(a)全開口音圧データを用いて再構成した振動速度



(b)Hanning窓を用いて再構成した振動速度



(c)波数空間誤差エネルギー低減法を用いて再構成した振動速度



(d)波数空間誤差エネルギー低減法を用いて再構成した振動速度 (測定開口外部も表示)

図 3 . 9 波数空間誤差エネルギー低減法による処理結果 (上限波数32 (rad/m)、再構成上限波数24 (rad/m))

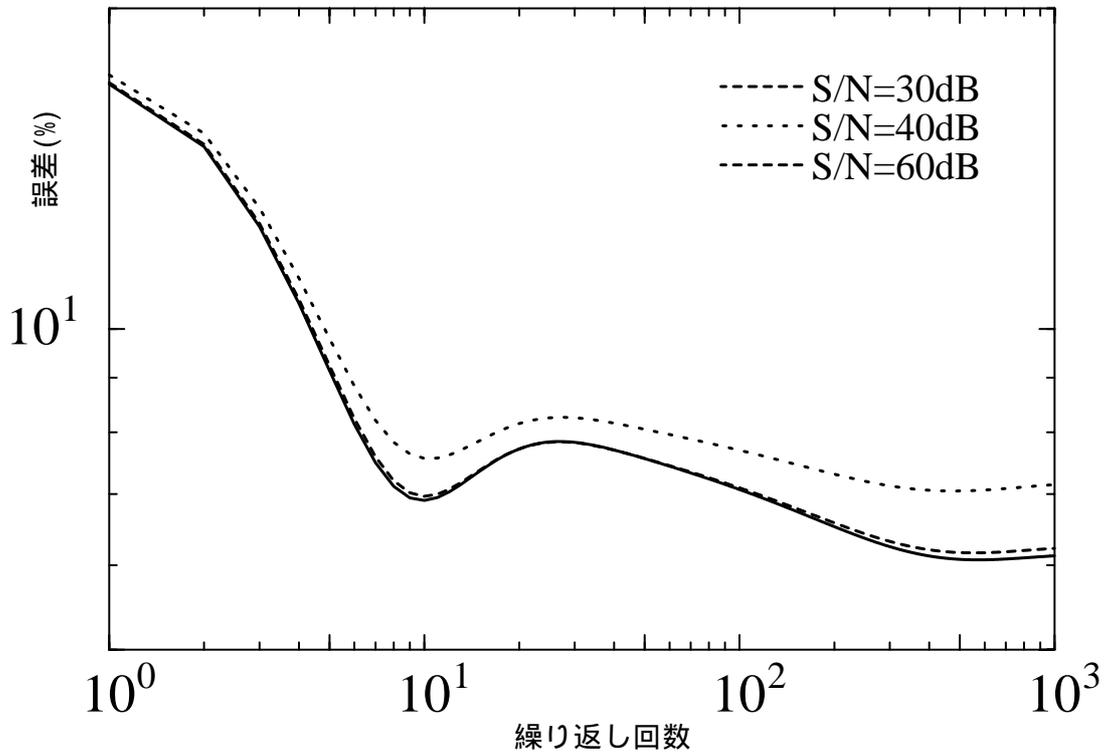
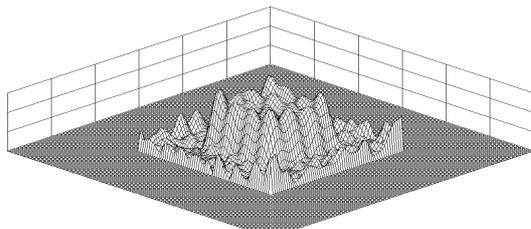
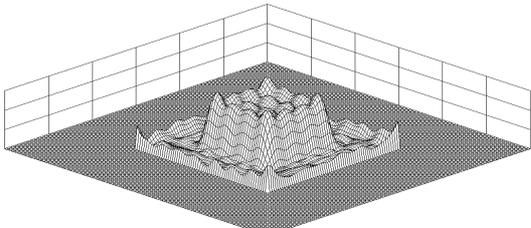


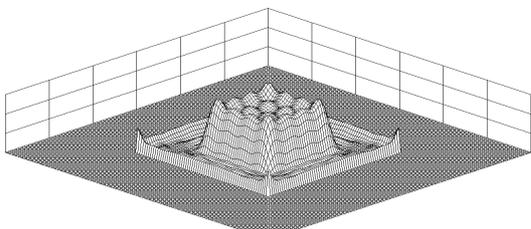
図3.10 再構成誤差とノイズの関係



(a) S/N=30dBの場合の再構成結果



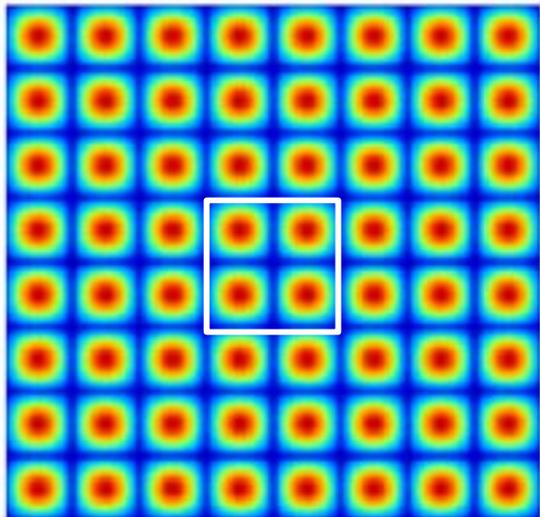
(b) S/N=40dBの場合の再構成結果



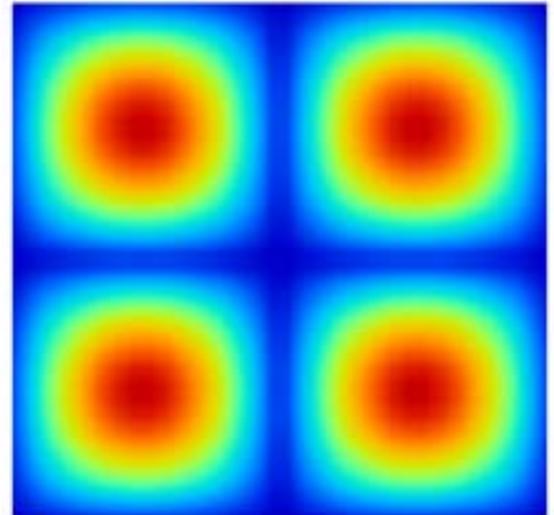
(c) S/N=60dBの場合の再構成結果

図3.11 ノイズがある場合の再構成結果

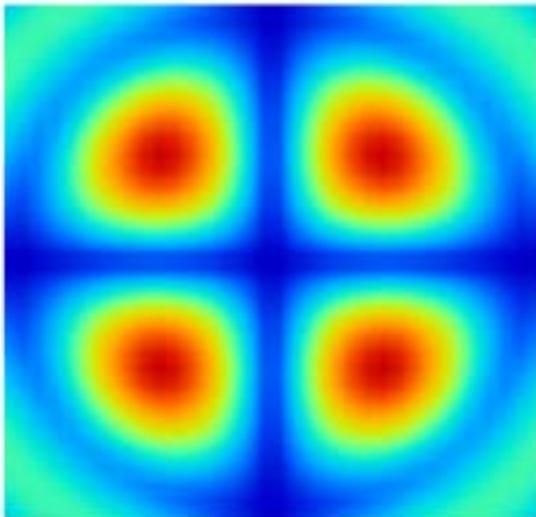
error(out)を作り出す成分は測定開口内の真の音圧内に常に存在する。この成分は測定開口内音圧の繰り返し操作により半径24 (rad/m)円内の領域に漏れ込んでしまい、一度漏れ込んだこの成分は減少することがない。このため、error(out)は一樣に増大する。これらの誤差は複素ベクトルで表現されるため、 $|\text{error}(\text{out})| = |\text{error}(\text{in}) + \text{error}(\text{out})|$ ではあるが、必ず $|\text{error}(\text{out})| < |\text{error}(\text{in})| + |\text{error}(\text{out})|$ となる。図3.9には、この条件における再構成振動速度を示す。図(a)は全開口を用いて再構成した振動速度である。再構成に用いる上限波数が図3.7の場合と異なるため、再構成結果も異なっている。図(b)は実空間窓法による処理結果である。上限波数が低いこととあいまって、本来の振動状態が全く分からないほどに変形されてしまっている。このような場合には、可視化にも適さない。図(c)はデータ外挿プロセスを10000回繰り返した後の再構成結果である。図3.7(c)と比べると測定開口端の不連続の影響が多少見られるが、この影響は



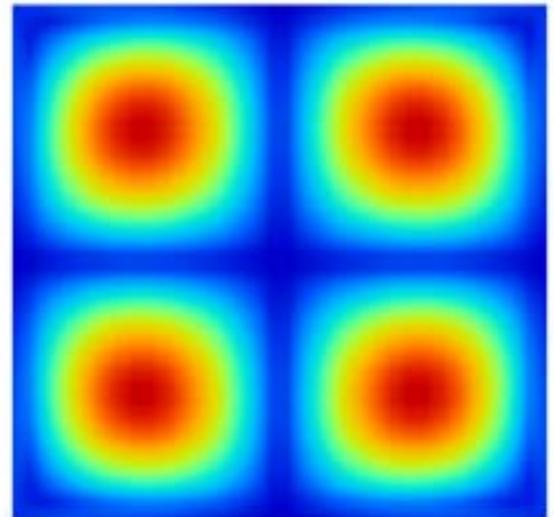
(a)平板表面振動



(b)平板表面振動(拡大図)

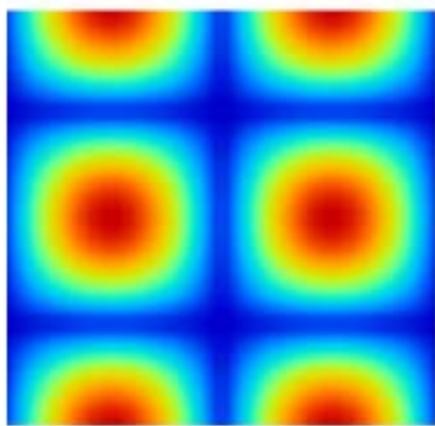


(c)Hanning窓による平板表面
振動再構成結果(拡大図)



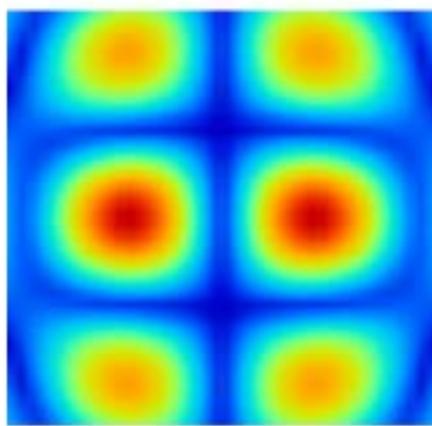
(d)波数空間誤差エネルギー低減法
による表面振動再構成結果(拡大図)

図3 . 1 2 波数空間誤差エネルギー低減法による平板振動
再構成結果 (測定開口よりも構造体大きい場合)



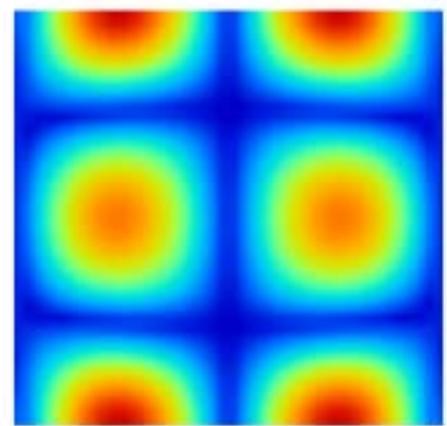
1.5011E-002 1.5475E+000

(a)



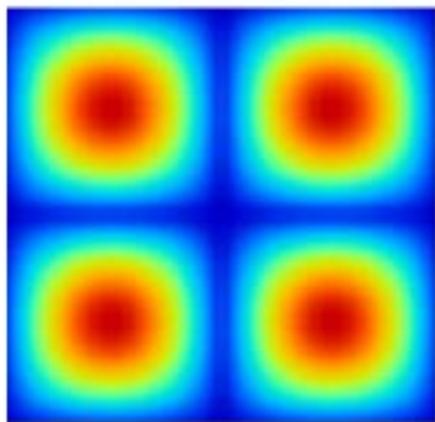
1.4660E-002 1.8075E+000

(b)



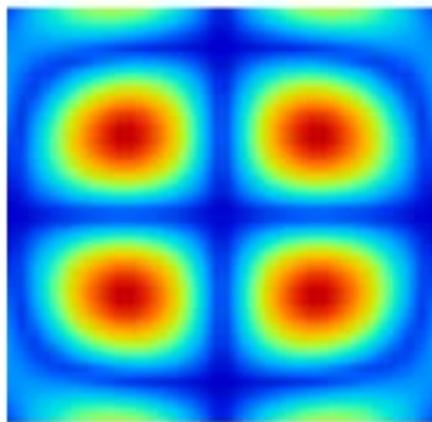
1.2673E-002 1.7099E+000

(c)



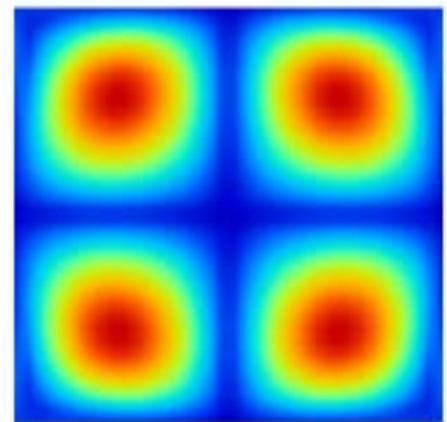
2.3455E-002 2.4180E+000

(d)



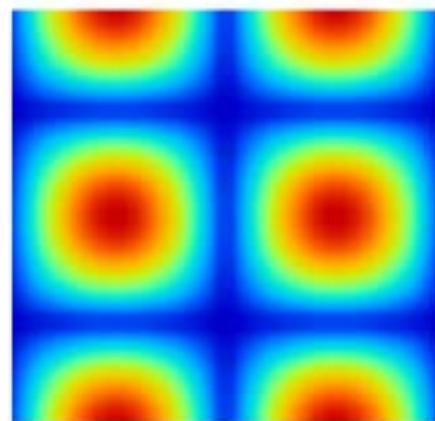
2.1413E-002 3.2625E+000

(e)



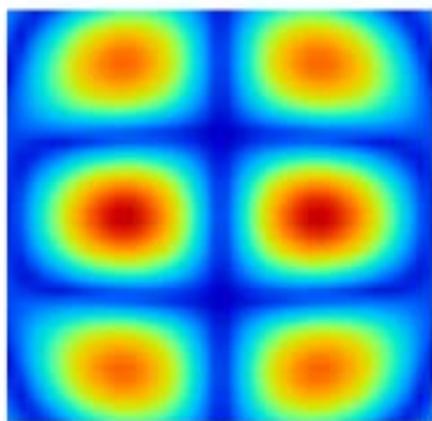
1.7954E-002 2.5341E+000

(f)



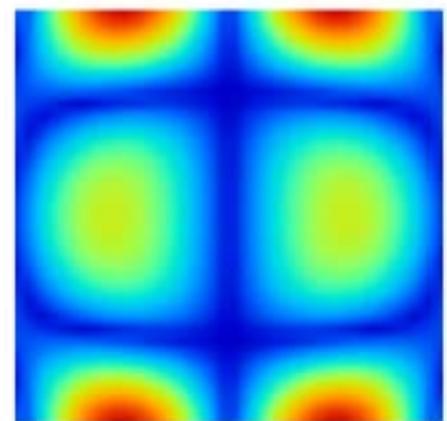
3.6649E-002 3.7780E+000

(g)



7.7247E-002 6.8654E+000

(h)



2.7004E-002 5.3081E+000

(i)

図3 . 1 3 波数空間誤差エネルギー低減法による平板振動の空間微分計算結果 (測定開口よりも構造体が大きい場合)

十分低減されていることが分かる。図(d)はデータ外挿処理後の再構成結果について、測定開口外部のデータも一部表示した結果である。音圧はここでは 13.4cm 外挿されており、また再構成に用いる上限波数が低いことから、図 3.7 (d)にくらべて不連続のピークが小さくなっていることが分かる。以上のことから、上限波数の設定が低すぎた場合には実空間窓法では再構成誤差が非常に大きくなる。波数空間誤差エネルギー低減法では、再構成誤差が 5.7%程度である。この誤差は全開口を用いた再構成結果との誤差であり、図 3.7 (a)との誤差ではないことに注意。上限波数が低い方が測定開口外部に生じる不連続の影響は小さくなり、誤差の収束に必要なデータ外挿プロセスの回数が少なくて良いが、再構成誤差が大きくなるため、できるだけ再構成上限波数、すなわちデータ外挿に用いる波数は高くする必要がある。

次に、測定開口内音圧データに含まれるノイズの影響について検討した結果を示す。図 3.10 は、図 3.8 の条件で測定音圧にノイズが含まれている場合の再構成結果である。S/N=40dB 以下の場合には、ノイズがない場合の誤差に対して 0.5%程度しか誤差は増えていない。これに対し、S/N=30dB では急に誤差が大きくなっている。この理由は、Maynard⁴⁾ が示した上限波数とダイナミックレンジの関係式によって説明される。

$$k_{\max} = \sqrt{k_0^2 + \left(\frac{D \ln(10)}{20 \Delta z} \right)^2} \quad (3.20)$$

この式をもとに、 k_{\max} を 24 (rad/m)として所要ダイナミックレンジを計算すると約 39.2dB となる。3.3項で論じたように、誤差エネルギー低減法においては測定開口内のノイズは測定開口外にそのままの振幅で分布してしまうので、上限波数を 24 (rad/m)とした場合の所要ダイナミックレンジは Maynard の式により求めた 39.2dB となり、この所要ダイナミックレンジを満たさなかった S/N=30dB の場合には再構成誤差が大きくなってしまったと考えられる。

図 3.11 に測定開口内音圧にノイズが含まれている場合の再構成結果を示す。データ外挿プロセス繰り返し回数は 1000 回である。図(a)は、S/N=30dB の場合である。構造体表面にも不規則な振動速度が見られ、誤差の影響を大きく受けていることが分かる。図(b)は S/N=40dB の場合である。多少の揺らぎは見られるものの、構造体表面においてはノイズの影響が小さくなっていることが分かる。図(c)は S/N=60dB の場合である。この場合には、ほぼ雑音の影響は取り除かれていることが分かる。

続いて、測定開口よりも構造体大きい場合のシミュレーション結果を示す。図 3.12 (a)はシミュレーションに用いた表面振動である。周波数は 3kHz、測定開口は 2.56m × 2.56m、再構成に用いた分解能は 6.24(rad/m)(分解能 32cm)、表面振動速度は

$$v(x, y) = \sin\left(2\pi \frac{x}{0.64}\right) \sin\left(2\pi \frac{y}{0.64}\right) \quad (3.21)$$

で与えられる。図 3.12 (a)は表面振動速度であり、図中の白い四角は 0.64m × 0.64m の測定開口である。図 3.12 (b)は測定開口上の振動速度を拡大表示したものである。図(c)は測定開口内音圧を Hanning 窓を用いてスムージングした後再構成した振動速度である。

表示範囲は図(b)同様である。図(b)と比較すると、図中に4つの振動モードの腹は確認できるがそのピークの位置は異なっており、さらに円形の振動モードの節という図(b)とは異なった振動状態を示している。また振動速度の最大値を見ると図(b)のほぼ半分となっており、図(b)と比較した誤差も75.25%と非常に大きい。これに対し測定開口内音圧を波数空間誤差エネルギー低減法を用いてデータスムージングした後再構成した振動速度(図3.12(d))を見ると図(b)とほぼ同様の振動状態を示しており、誤差は24.79%となっている。

次に、測定開口よりも構造体大きい場合に、振動問題の定量的解析に必要な振動速度の空間微分がどのような影響を受けるかを検討する。図3.13に、図3.12で求めた振動速度の空間微分を計算した結果を示す。図の上段はy方向1階微分、中段はy方向2階微分、下段はy方向3階微分であり、左列は表面振動速度(図3.12(a))を微分した結果、中列はHanning窓による表面振動速度(図3.12(c))を微分した結果、右列は波数空間誤差エネルギー低減法による表面振動速度(図3.12(d))を微分した結果である。図(b)を見ると、測定開口端がHanning窓による音圧データ変形の影響を大きく受けており、図(a)と比較した誤差も48.1%と非常に大きい。さらに振動速度の最大値を見ると、振動速度(図3.12(c))では真の振動速度よりも小さかったのに対し、空間微分の影響で真の振動速度よりも大きな値を示している。図(c)は波数空間誤差エネルギー低減法による処理結果からy方向1階微分を求めた結果であるが、振動モードの腹の位置は図(a)とほぼ一致しており、測定開口端の振動速度が真の値よりも大きくなっている点を除くと図(a)とほぼ同様の振動状態を示している。図(a)と比較した誤差も19.6%であり、Hanning窓による処理結果の半分以下となっている。同様に中段のy方向2階微分を求めた結果を見ると、Hanning窓による処理結果(図(e))では真の値とは異なった位置に最大値や最小値があり、誤差も78.6%と大きい。波数空間誤差エネルギー低減法による処理結果(図(f))では図(d)とほぼ同様の状態を示しており、誤差も19.8%とHanning窓による処理結果の1/3以下となっている。3階微分を求めた結果を見ても同様の傾向は変わらない。図(h)のHanning窓による処理結果の誤差は96.5%と非常に大きいのにに対し、図(i)の誤差は27.4%と1/3以下の値となっている。振動エネルギー等の物理量は空間の3階微分までで求まるので、波数空間誤差エネルギー低減法を用いた場合、測定開口が構造体よりも小さい場合でも、誤差をHanning窓による処理結果の1/3以下にできることが分かる。

以上のことをまとめると、次のようになる。波数空間誤差エネルギー低減法は再構成に必要な繰り返し回数は多く、また再構成結果の分解能に制限があるが、測定開口が構造体よりも大きくない場合においても、従来用いられてきた手法である実空間窓法に比べて再構成誤差を数分の1とすることができる。雑音の影響も受けにくい。構造体内のエネルギー流を求めるために必要な表面振動の空間微分の再構成誤差も、従来法に比べて数分の1とすることができる。

このことから、波数空間誤差エネルギー低減法は、屋外における構造体のエネルギー流計測等、構造体に比べて測定開口を十分広くできない場合に適用できる。

3.5 実空間誤差エネルギー低減法

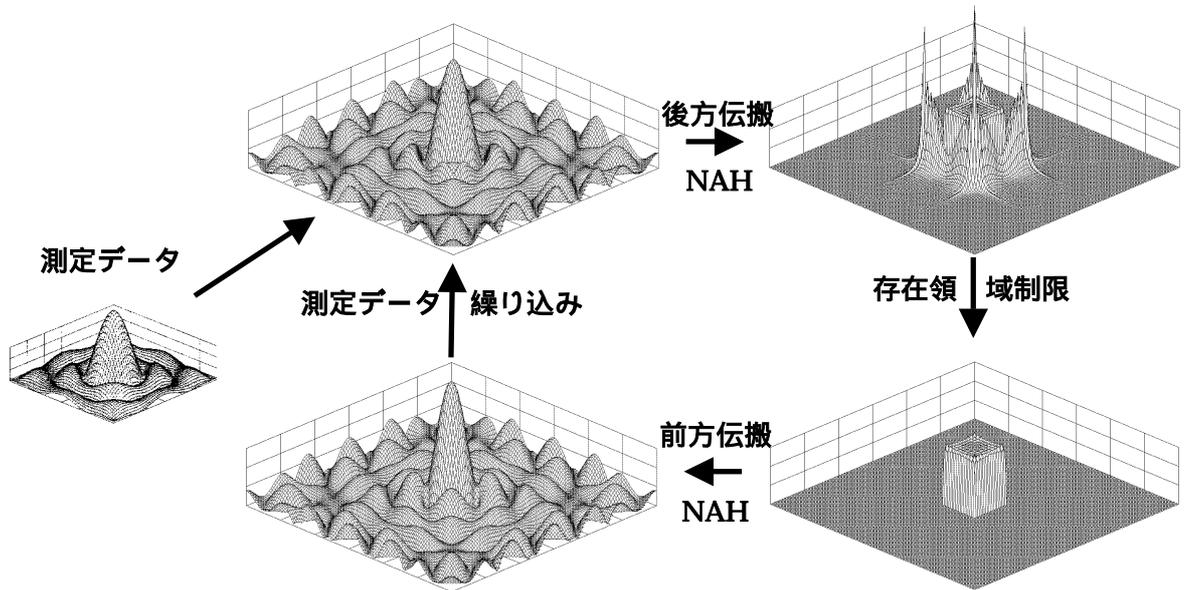


図3.14 実空間誤差エネルギー低減法

本節ではデータ外挿を行う場合の拘束条件として、構造体の振動領域が制限を受けている、言い換えると音圧を作り出している構造体が周囲を剛体バッフルで囲まれていると仮定できる場合に適用する、実空間誤差エネルギー低減法³⁸⁾について説明する。図3.14に実空間誤差エネルギー低減法の流れを示す。図3.14を用いてデータ外挿の流れを説明する。図中において、左半分は測定面上の音圧、右半分は再構成面上振動速度である。

まず、有限開口の測定データをゼロパディングし、仮想的に大きな測定開口を設定する。仮想測定開口の音圧データを、NAHの後方伝搬によって構造体表面振動速度に変換する。設定振動領域の外部に漏れ出した振動速度を、ゼロパディングにより取り除く。

波数空間上でゼロパディングを行った後、NAHの前方伝搬によって測定音圧面上の音圧を再構成する。測定データを測定開口内に繰り込む。その後、このプロセスに移行する。

このプロセスを、事前に設定した条件を満たすまで繰り返す。この場合の設定条件はこのプロセスにおいて、設定振動領域の外部の振動速度を自乗積分し、設定値以下になることである。真の音圧により再構成された振動速度は設定振動領域内のみ存在するので、設定振動領域の外部の振動速度の自乗積分は誤差エネルギーである。つまり、再構成面における誤差エネルギーが設定値以下になることがこのプロセスの終了条件である。

ここで、実空間誤差エネルギー低減法のデータ外挿の一般収束性を一般化座標系において説明し、あわせてこのデータ外挿法の適用条件を示す。一般化座標 $\vec{r} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ において、構造体が存在する面(S_0)を $\xi_3 = \xi_{30}$ 、測定面(S_m)を $\xi_3 = \xi_{3m}$ とする。ここで、 $\vec{r}_0 \in S_0$ かつ $\vec{r}_m \in S_m$ とする。また η を構造体表面の変位とし、 $\partial\eta(\vec{r}_0)/\partial t = v_z(\vec{r}_0)$ とする。 $v_z(\vec{r}_0)$ は構造体表面 ($S_v \in S_0$) に制限されており、

$$v_z(\vec{r}_0) = v_z(\vec{r}_0)W_0(\vec{r}_0) \begin{cases} \neq 0 & (\vec{r}_0 \in S_v) \\ = 0 & (\vec{r}_0 \notin S_v) \end{cases} \quad (3.22)$$

$$W_0(\vec{r}_0) = \begin{cases} 1 & (\vec{r}_0 \in S_v) \\ 0 & (\vec{r}_0 \notin S_v) \end{cases} \quad (3.23)$$

このとき、 $G_{vp}(\vec{r}_0; \vec{r}_m)$ と $G_{pv}(\vec{r}_m; \vec{r}_0)$ を、それぞれ表面速度から音圧及び音圧から表面速度を求めるグリーン関数とする。これらの2次元空間フーリエ変換が伝搬子である。ここで次に関係式が成り立つ、

$$p_0(\vec{r}_m) = F^{-1} \left[F \{ G_{vp}(\vec{r}_0; \vec{r}_m) \} F \{ v_z(\vec{r}_0) \} \right] \quad (3.24)$$

$$v_z(\vec{r}_0) = F^{-1} \left[F \{ G_{pv}(\vec{r}_m; \vec{r}_0) \} F \{ p_0(\vec{r}_m) \} \right] \quad (3.25)$$

ここで F 及び F^{-1} はそれぞれ 2D-FFT 及び 2D-IFFT。音圧が S_p 面上 ($S_p \in S_m$) で計測されている場合 (S_p は S_v より十分広いと仮定する) S_p 面上の測定音圧 $p_1(\vec{r}_m)$ は、

$$\begin{aligned} p_1(\vec{r}_m) &= p_0(\vec{r}_m) [1 - W(\vec{r}_m)] \\ &= p_0(\vec{r}_m) - p_0(\vec{r}_m) W(\vec{r}_m), \\ &= p_0(\vec{r}_m) - p_{e,1}(\vec{r}_m), \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$W(\vec{r}_m) = \begin{cases} 0 & (\vec{r}_m \in S_p) \\ 1 & (\vec{r}_m \notin S_p) \end{cases} \quad (3.27)$$

$$p_{e,1}(\vec{r}_m) = p_0(\vec{r}_m) W(\vec{r}_m), \quad (3.28)$$

と表される。この $p_1(\vec{r}_m)$ を用いて、構造体表面速度を再構成する。

$$\begin{aligned} v_{z,1}(\vec{r}_0) &= F^{-1} \left[F \{ G_{pv}(\vec{r}_m; \vec{r}_0) \} F \{ p_1(\vec{r}_m) \} \right] \\ &= v_z(\vec{r}_0) - v_{e,1}(\vec{r}_0), \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$v_{e,1}(\vec{r}_0) = F^{-1} \left[F \{ G_{pv}(\vec{r}_m; \vec{r}_0) \} F \{ p_{e,1}(\vec{r}_m) W(\vec{r}_m) \} \right] \quad (3.30)$$

ここで $v_{e,1}(\vec{r}_0)$ の波数空間表示を考えると、 $W(\vec{r}_m)$ を音圧 $p_0(\vec{r}_m)$ にかけてのために生じた不連続に含まれる高い波数成分が増幅されている。しかし、この成分は測定開口端近傍に集中しているので、測定開口が構造体に比べて十分に大きい場合にはこの影響は無視できる。

次に、 S_v 以外では振動速度は 0 であるから、 $v_{z,1}(\vec{r}_0)$ に窓関数 $W_0(\vec{r}_m)$ をかけて測定面上の音圧を再構成する。

$$\begin{aligned} p_1'(\vec{r}_m) &= F^{-1} \left[F \{ G_{vp}(\vec{r}_0; \vec{r}_m) \} F \{ v_{z,1}(\vec{r}_0) W_0(\vec{r}_m) \} \right] \\ &= p_0(\vec{r}_m) - p'_{e,1}(\vec{r}_m), \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$p'_{e,1}(\vec{r}_m) = F^{-1} \left[F \{ G_{vp}(\vec{r}_0; \vec{r}_m) \} F \{ v_{e,1}(\vec{r}_0) W_0(\vec{r}_m) \} \right] \quad (3.32)$$

この際、波数空間では $W_0(\vec{r}_m)$ をかけた結果、高い波数領域にある誤差成分が低い波数領域に漏れ込むため、前方伝搬における本来の減少率よりも減少率が低くなる。この結果、誤差成分が十分に小さくならないことがある。この影響も十分に大きい測定開口の設定により避けることができる。以上述べた適正な測定開口の設定の仕方については後述する。

S_p 上では測定音圧が分かっているので、 $p_1'(\vec{r}_m)$ に測定音圧を繰り込んで $p_2(\vec{r}_m)$ を求める。

$$p_2(\vec{r}_m) = p'_1(\vec{r}_m)W(\vec{r}_m) - p_0(\vec{r}_m)[1 - W(\vec{r}_m)] = p_0(\vec{r}_m) - p_{e,2}(\vec{r}_m) \quad (3.33)$$

$$p_{e,2}(\vec{r}_m) = p'_{e,1}(\vec{r}_m)W(\vec{r}_m) \quad (3.34)$$

次に、 $v_{z,2}(\vec{r}_0)$ を求める。

$$\begin{aligned} v_{z,2}(\vec{r}_0) &= F^{-1}\left[F\{G_{pv}(\vec{r}_m; \vec{r}_0)\}F\{p_2(\vec{r}_m)\}\right] \\ &= v_z(\vec{r}_0) - v_{e,2}(\vec{r}_0), \end{aligned} \quad (3.35)$$

$$v_{e,2}(\vec{r}_0) = F^{-1}\left[F\{G_{pv}(\vec{r}_m; \vec{r}_0)\}F\{p'_{e,1}(\vec{r}_m)W(\vec{r}_m)\}\right] \quad (3.36)$$

ここで、測定開口が適正に設定されていれば、

$$\|v_{e,1}(\vec{r}_0)\| > \|v_{e,2}(\vec{r}_0)\|, \quad (3.37)$$

が成り立つ。この $v_{z,2}(\vec{r}_0)$ に $W_0(\vec{r}_m)$ をかけて S_p 上の音圧を再構成すると

$$\begin{aligned} p_2'(\vec{r}_m) &= F^{-1}\left[F\{G_{vp}(\vec{r}_0; \vec{r}_m)\}F\{v_{z,2}(\vec{r}_0)W_0\}\right] \\ &= p_0(\vec{r}_m) - p'_{e,2}(\vec{r}_m), \end{aligned} \quad (3.38)$$

$$p'_{e,2}(\vec{r}_m) = F^{-1}\left[F\{G_{vp}(\vec{r}_0; \vec{r}_m)\}F\{v_{e,2}(\vec{r}_0)W_0(\vec{r}_0)\}\right] \quad (3.39)$$

ここで、測定開口が適正に設定されていれば、

$$\|p_{e,1}(\vec{r}_m)\| > \|p_{e,2}(\vec{r}_m)\|, \quad (3.40)$$

が成り立つ。次に、

$$\|v_{e,n-2}(\vec{r}_0)\| > \|v_{e,n-1}(\vec{r}_0)\|, \quad (3.41)$$

$$\|p_{e,n-2}(\vec{r}_m)\| > \|p_{e,n-1}(\vec{r}_m)\| \quad (3.42)$$

を仮定すると、(3.31)式～(3.34)式と(3.41)式から

$$\|p_{e,n-1}(\vec{r}_m)\| > \|p_{e,n}(\vec{r}_m)\|, \quad (3.43)$$

が成り立ち、(3.30)式と(3.43)式から

$$\|v_{e,n-1}(\vec{r}_0)\| > \|v_{e,n-2}(\vec{r}_0)\|, \quad (3.44)$$

式が成り立つ。従って、帰納的に

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \|p_{e,n}(\vec{r}_m)\| = 0, \quad (3.45)$$

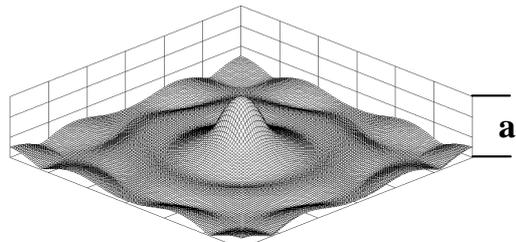
$$\lim_{n \rightarrow \infty} \|v_{e,n}(\vec{r}_0)\| = 0, \quad (3.46)$$

となる。このようにして、実空間誤差エネルギー低減法では測定開口の大きさを適正に選択することにより再構成誤差を0に収束させることができる。ここで、測定開口内のノイズの影響は3.3項で論じたように、測定開口内のノイズを全空間に分布させた結果に等しくなる。

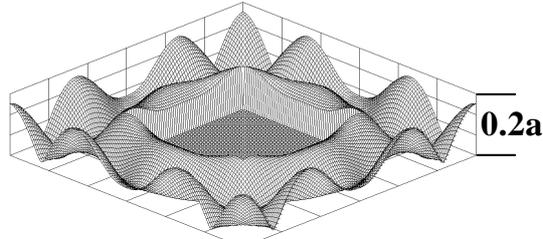
続いて、適正な測定開口の大きさの設定法について論じる。適正な測定開口の大きさは、測定対象構造体の大きさや形状、周波数及び構造体と測定面の距離に依存するため、理論式を単純に設定することはできない。そこで、測定条件に沿った設定を行い(3.37)式と(3.43)式が成り立つまで計算機シミュレーションを行なうことにより測定開口を設定する⁴¹⁾。

ここで測定開口を適正な大きさ以上に設定した場合とそうでない場合の誤差エネルギーの変化を $p_{e,2}(\vec{r}_m)$ までを求めるプロセスによって説明する。図3.15に実空間誤差エネルギー低減法によりデータ外挿可能な、適正な測定開口の大きさを確保した場合の例を示す。図の左半分は実空間、右半分は波数空間を示す。シミュレーション条件は周波数3kHz、全

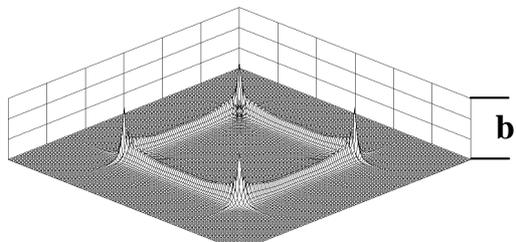
Real space



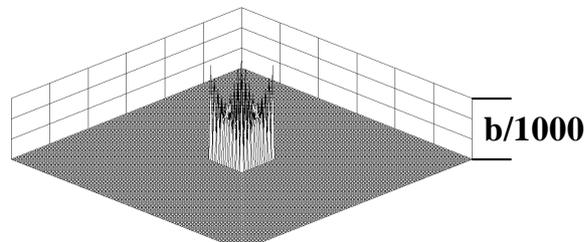
(a)計測データ繰り込み前
誤差音圧



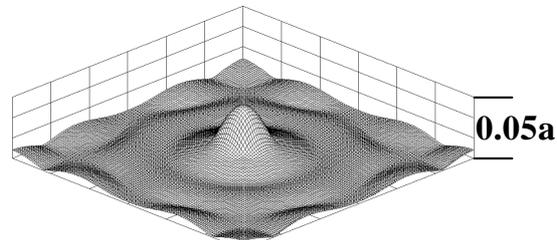
(b)計測データ繰り込み後
誤差音圧



(c)(b)の誤差音圧による振動速度

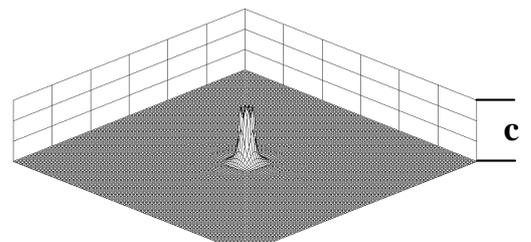


(d)振動領域制限後の
誤差振動速度

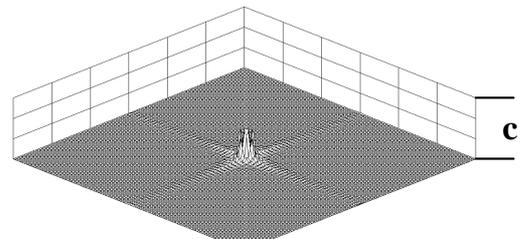


(e)(d)の誤差振動速度によ
る計測面誤差音圧

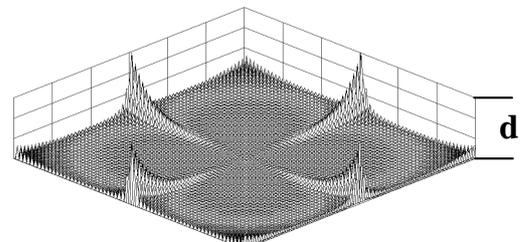
K space



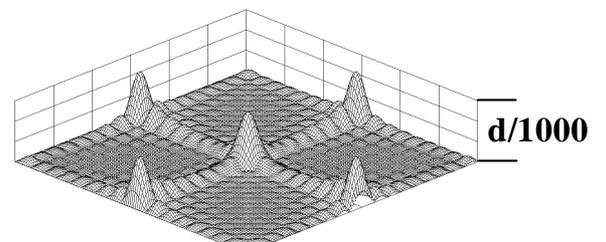
(f)計測データ繰り込み前
誤差音圧波数空間表示



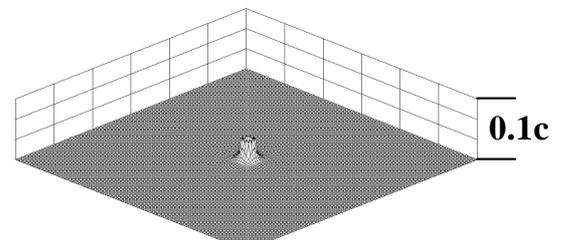
(g)計測データ繰り込み後
誤差音圧波数空間表示



(h)誤差振動速度波数空間表示



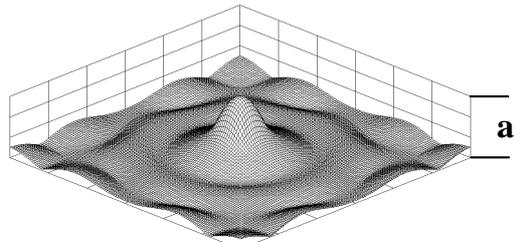
(i)振動領域制限後の誤差
振動速度波数空間表示



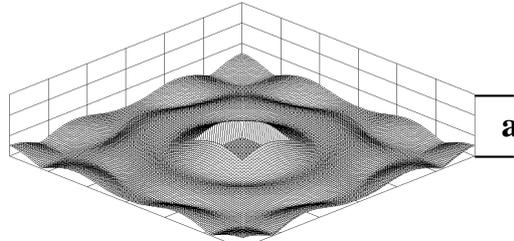
(j)(e)の計測面誤差音圧
波数空間表示

図3.15 データ外挿可能な場合の誤差エネルギーの変化

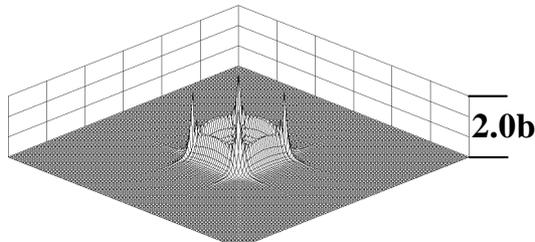
Real space



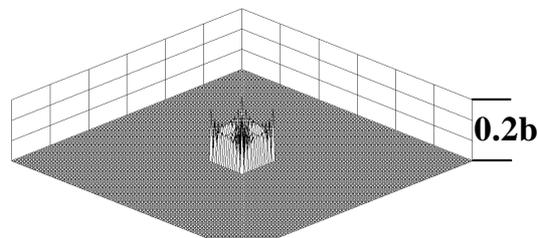
(a)計測データ繰り込み前
誤差音圧



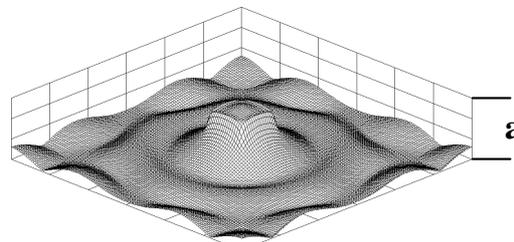
(b)計測データ繰り込み後
誤差音圧



(c)(b)の誤差音圧による振動速度

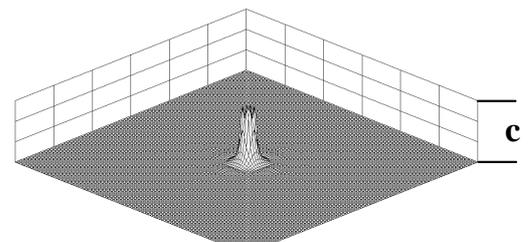


(d)振動領域制限後の
誤差振動速度

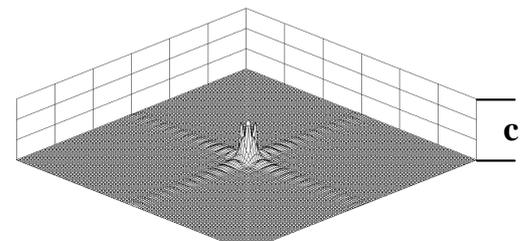


(e)(d)の誤差振動速度によ
る計測面誤差音圧

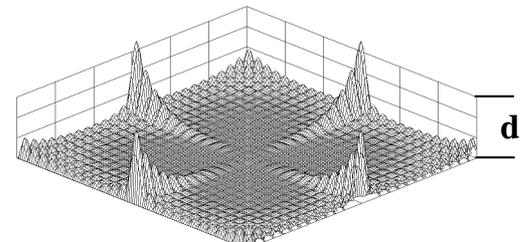
K space



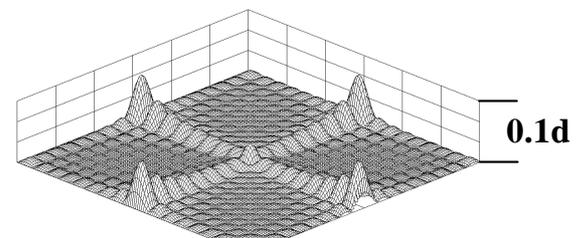
(f)計測データ繰り込み前
誤差音圧波数空間表示



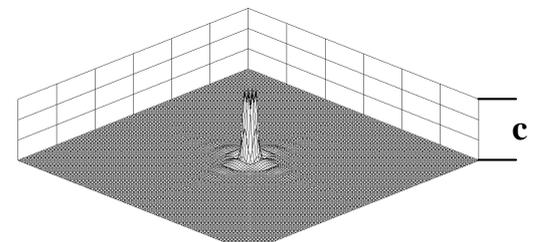
(g)計測データ繰り込み後
誤差音圧波数空間表示



(h)誤差振動速度波数空間表示



(i)振動領域制限後の誤差
振動速度波数空間表示



(j)(e)の計測面誤差音圧
波数空間表示

図3 . 16 データ外挿ができない場合の誤差エネルギーの変化

開口の大きさは 2.56m × 2.56m、測定面と構造体との距離は 3cm、測定開口は 1.28m × 1.28m、構造体の大きさは 0.32m × 0.32m、周波数は 1500Hz である。図中の a は任意の値であり、b、c、d は全て a によって一意に決まる値である。図(a)は測定を行なう前の誤差音圧である。図(f)は図(a)の波数空間表現であり、真の音圧の場合と符号は全く逆になっているが、ここでは振幅で示しているので真の音圧と全く同じである。図(b)は、測定開口内音圧を繰り返したことによる誤差音圧のゼロパディングを行なった結果である。図(b)の波数空間表示(図(g))を見ると、最大値は小さくなっているが高い波数に誤差音圧成分が漏れ込んでいる様子が良く分かる。これは(3.17)式に示される窓関数の波数空間表示を図(f)に示される音圧の波数空間表示に畳み込んだ結果である。また、図中に細かいリップルが見られるが、これは(3.17)式の sinc 関数の影響であり、リップルの周期は $4/L$ である。図(c)は誤差音圧を用いて構造体が存在する面上の振動速度を再構成した結果である。測定開口端の不連続が増幅されている様子が良く分かる。この波数空間表現(図(h))を見ると、高い波数を有する成分が後方伝搬により増幅されている様子が良く分かる。これは(3.30)式において起こっている事象である。ここで、図中のリップルは図(g)と同じ周期を有している。この振動速度をゼロパディングして構造体表面のみの振動速度とした結果が図(d)である。振幅の最大値は図(c)の 1000 分の 1 になっている。このゼロパディングは構造体の一辺の長さを L_s 、全開口の一辺の長さを L_{all} とおくと

$$W_{structure}(x, y) = \left[u(x) \frac{L_s}{2} - u(x) \frac{L_s}{2} \right] \left[u(y) \frac{L_s}{2} - u(y) \frac{L_s}{2} \right], \quad (3.47)$$

という窓関数をかけたことに等しく、この窓関数の波数空間表示は

$$F[W_{structure}(x, y)] = \frac{L_s^2}{4L_{all}^2} \operatorname{sinc}\left(\frac{L_s k_x}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{L_s k_y}{2}\right), \quad (3.48)$$

となる。図(d)の波数空間表現(図(i))は、図(h)にこの窓関数の波数空間表示を畳み込んだ結果となる。このため振幅の最大値は実空間同様 1000 分の 1、リップルの周期は $4/L_s$ となっている。 $L > L_s$ であるので図(i)に見られるリップルの周期の方が長い。ここでは(3.48)式の関数を畳み込んだため、高い波数成分が低い波数領域に漏れ込んでいることが分かる。この振動速度が作り出す測定面上の誤差音圧を再構成した結果が図(e)である。振幅の最大値が図(a)の 20 分の 1 となっている。この波数空間表現を図(j)に示す。振幅の最大値はやはり 20 分の 1 となっている。このように、十分に広い測定開口を設定すれば、(3.40)式を満足することができる。ここで(3.37)式の条件であるが、 $\|v_{e,1}(\vec{r}_0)/v_{e,2}(\vec{r}_0)\|$ は約 27.6 となり、(3.37)式を満たす。従って、このケースではデータ外挿可能である。

次に、図 3 . 1 6 に測定開口が狭すぎる場合の例を示す。ここでは測定開口が 0.48m × 0.48m である点を除けば図 3 . 1 5 と同様である。a, b, c, d は比較のために図 3 . 1 5 と同じにしてある。図(a)と図(f)は図 3 . 1 5 と全く同じである。測定開口内音圧を繰り返した結果である図(b)の波数空間表示(図(g))では(3.17)式の L が小さいため、リップルの周期は図 3 . 1 5 (g)に比べて長い。この誤差音圧を用いて構造体表面の振動速度を再構成した結果が図(c)であり、この波数空間表示が図(h)である。図 3 . 1 5 の場合と同様に、後方

伝搬によって高い波数成分が増幅されている。この振動速度をゼロパディングして構造体表面のみの振動速度とした結果が図(d)であり、波数空間表示が図(i)である。図(c)において再構成振動速度の最大値を示している位置が構造体に近いために、構造体表面にこの影響が大きく現れている。ここでは、振動速度の最大値は図3.15(d)の約200倍となっている。この波数空間表示では、図(h)に比べて全体的に値が小さくなってはいるが、やはり平均的に図3.15(i)の約100倍程度になっている。この振動速度を元に再構成した測定面上の音圧及び波数空間表示を図(e)と図(j)に示す。明らかにノルムは図(a)よりも大きくなっているため(3.43)式を満足することはできない。振動速度の $\|v_{e,1}(\vec{r}_0)/v_{e,2}(\vec{r}_0)\|$ は約0.75であり、(3.37)式も満たすことができない。以上のことから、図3.16のケースではデータ外挿はできない。

以上のことをまとめると、次のようになる。

- 1) 誤差エネルギーの低減操作は波数空間では(3.17)式と(3.47)式の畳み込みである。
- 2) しかし、(3.17)式の畳み込みでは誤差エネルギー全体を減少させるが、誤差音圧を高い波数領域(後方伝搬の際に増幅率の大きい領域)に漏れ出させてしまうため、後方伝搬の際にこの成分が増幅されてしまう。
- 3) (3.47)式の畳み込みは、(3.17)式と同様誤差エネルギー全体を減少させるが、誤差振動速度を低い波数領域(前方伝搬の際に減少率が小さい領域)に漏れ出させてしまう。このため前方伝搬の際にこの成分が十分小さくならず、この本来の値よりも大きい振幅を持ってしまう。
- 4) 言い換えると、(3.17)式の畳み込みによって、誤差成分が後方伝搬の際に増幅率の大きいという性質を持った高い波数領域に漏れ込み、後方伝搬によって増幅される。次に(3.48)式の畳み込みによって、増幅された誤差成分が前方伝搬の際に減少率が小さいという性質を持った低い波数領域に漏れ込むため、前方伝搬によってそれほど小さくならない。この結果、誤差成分が増大していく。
- 5) つまり、(3.17)式と(3.47)式による誤差エネルギー全体の減少率と、4)に示した誤差成分の漏れ出しに起因する誤差エネルギーの増大率のバランスによって実空間誤差エネルギー低減法が可能か否かが決まる。
- 6) ここで、測定開口が広い方が(3.17)式と(3.47)式による誤差エネルギーの減少率は大きくなり、4)で示した誤差成分の漏れ出しに起因する誤差エネルギーの増大率は小さくなる。つまり、測定開口が大きいほど、誤差エネルギーの減少速度、言い換えるとデータ外挿速度は速くなる。

測定開口内データに含まれているノイズの影響は波数空間誤差エネルギー低減法と同様に、測定開口内のノイズを全開口に分布させた場合の再構成結果と同様となる。

続いて、実空間誤差エネルギー低減法の有効性を検討するために行なったシミュレーション結果を示す³⁸⁾。構造体は0.4m×0.4mの大きさで一様振動しており、その周囲は剛体バツフルであると仮定する。全開口は2.56m×2.56mとし、測定面と構造体の距離は3cm、再構成に用いた上限波数は100(rad/m)とした。この上限波数は空間ナイキストレートである。図3.17に測定開口ごとに再構成した振動速度の誤差と実空間誤差エネルギー低

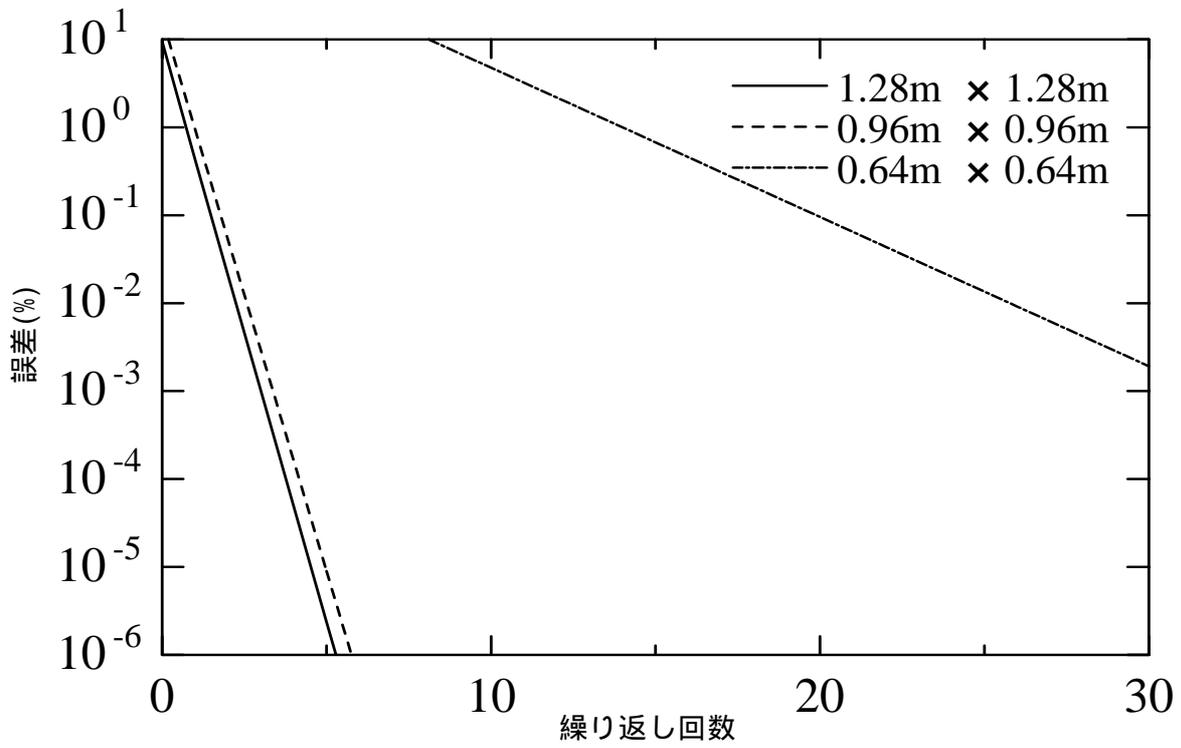


図 3 . 1 7 実空間誤差エネルギー低減法の誤差と繰り返しの関係

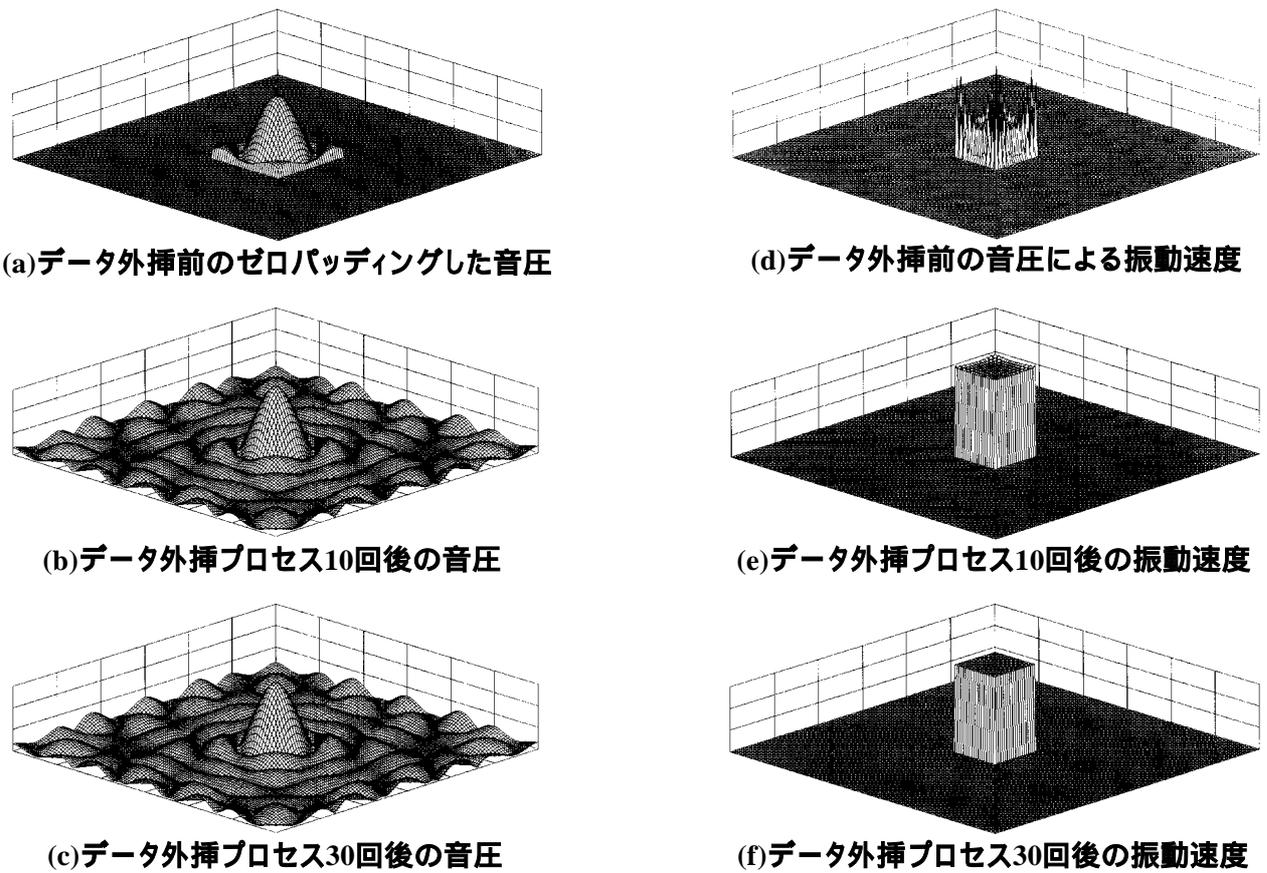


図 3 . 1 8 実空間誤差エネルギー低減法による処理結果 (一様振動平板)

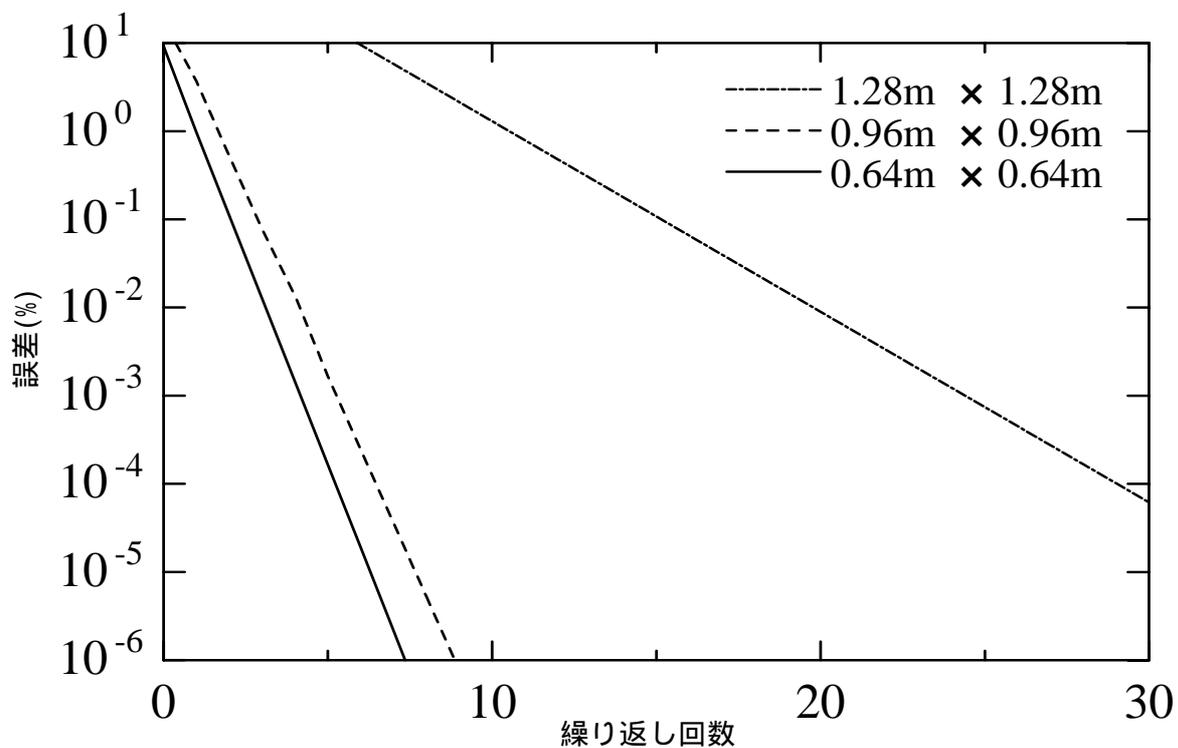


図3.19 実空間誤差エネルギー低減法の誤差と繰り返しの関係

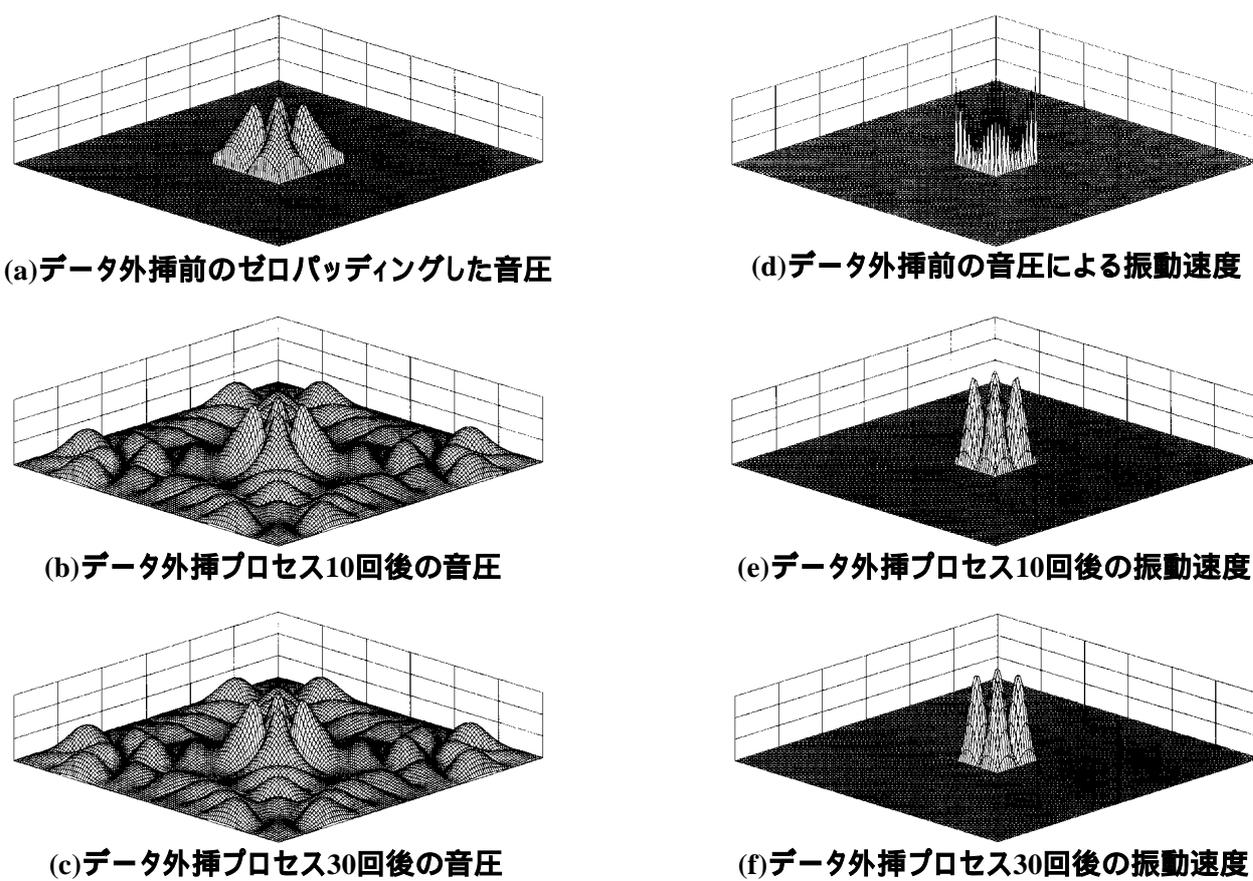


図3.20 実空間誤差エネルギー低減法による処理結果 ((2,2)モードの振動)

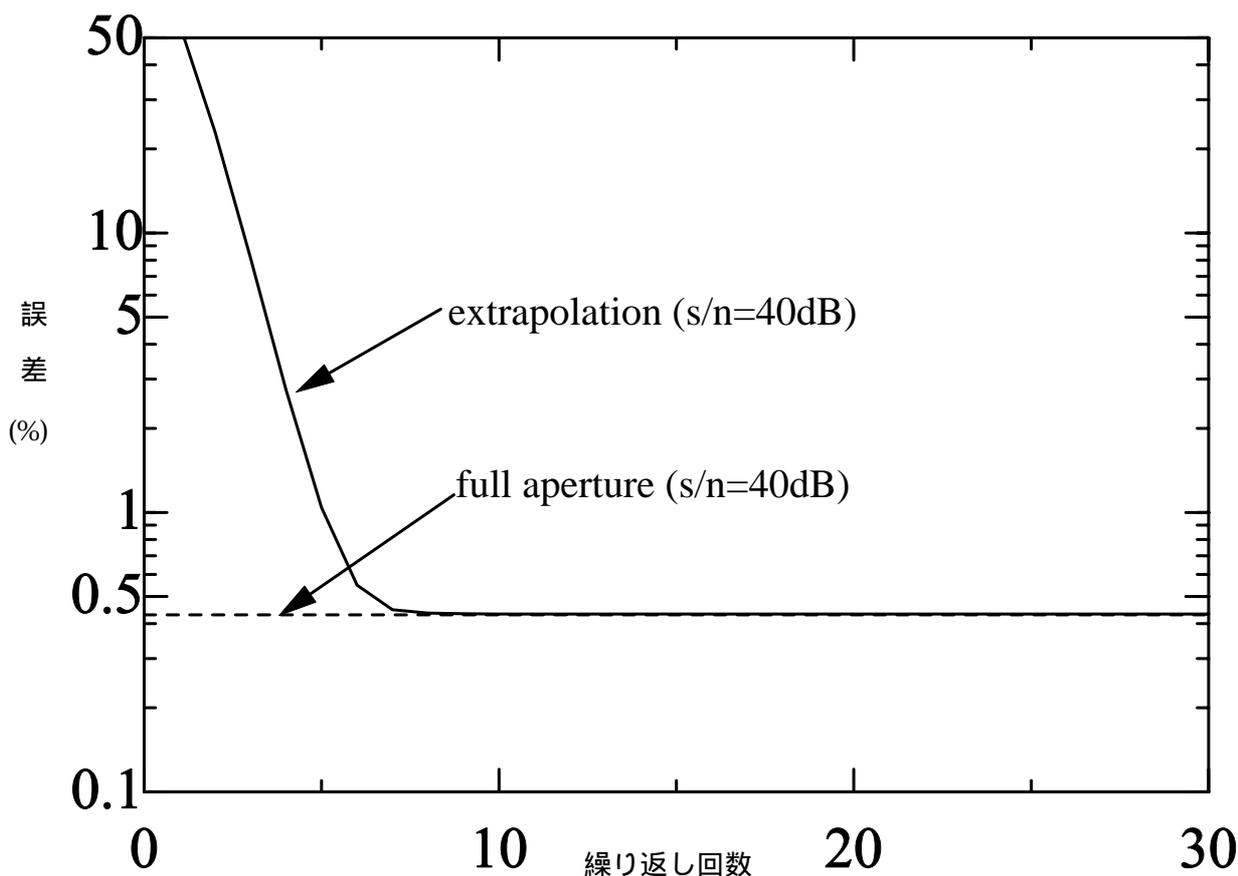


図3.21 再構成誤差とノイズの関係

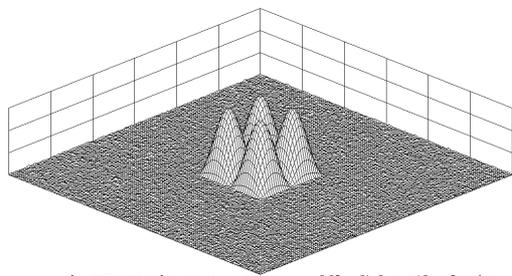
減法による繰り返し回数との関係を示す。全ての例で、データ外挿プロセス 1 回あたりの誤差の低減率が一定になっている。測定開口が $0.64\text{m} \times 0.64\text{m}$ の場合の再構成誤差は 1 回の外挿プロセスごとに 66% と誤差の低減率は最も小さいが、30 回の繰り返しで 0.01% 以下になっている。測定開口が $0.96\text{m} \times 0.96\text{m}$ 及び $1.28\text{m} \times 1.28\text{m}$ の場合の再構成誤差はそれぞれ 1 回の外挿プロセスごとに 5.5% 及び 4.8% となり、データ外挿繰り返し回数が 6 回程度でほぼ計算機の丸め誤差まで再構成誤差が小さくなっていることが分かる。

次に、図3.18に図3.17で示したシミュレーション条件における、データ外挿回数に対する音圧と再構成振動速度を示した。測定開口は $0.64\text{m} \times 0.64\text{m}$ とした。図(a)はデータ外挿前のゼロパディングした音圧である。図(d)はこの音圧を用いて再構成した振動速度である。一様振動からは程遠い結果となっている。次に、データ外挿プロセスを 10 回繰り返した音圧を図(b)に示す。測定開口外に不連続なく外挿されている状況が分かる。図(b)の音圧に基づいて再構成した振動速度が図(e)である。再構成誤差は 1.3% であり、測定開口端の不連続の影響はほとんど見られない。図(c)はデータ外挿プロセスを 30 回繰り返した音圧である。ほぼ完全に全開口の測定音圧が再構成されている。図(f)は、図(c)の音圧から再構成した振動速度である。誤差は前述のとおり 0.01% 以下となっている。

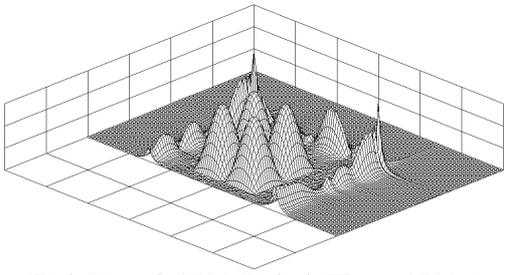
次に、一様振動平板ではなく表面に振動分布がある場合のシミュレーション結果を示す。

表面振動分布は

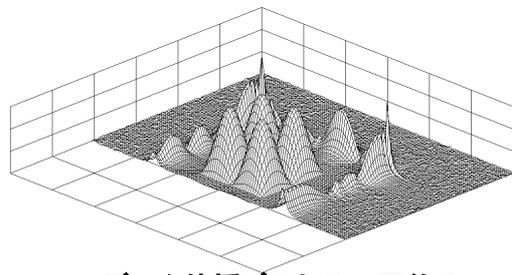
$$v(x, y) = \begin{cases} \sin\left(\frac{2\pi x}{0.4}\right) \sin\left(\frac{2\pi y}{0.4}\right) & |x| < 0.2 \text{ and } |y| < 0.2, \\ 0 & \text{otherwise,} \end{cases} \quad (3.49)$$



(a)全開口音圧による再構成振動速度



(b)測定開口内部は測定音圧、外部は真の音圧のみのデータから再構成した振動速度



(c)データ外挿プロセス30回後の振動速度

図3.22 構造体外部の振動が再構成結果に与える影響

であり、(2,2)のモードである。その他の条件は図3.17の場合と同様である。図3.19に、測定開口ごとに再構成した振動速度の誤差と実空間誤差エネルギー低減法による繰り返し回数の関係を示す。測定開口が0.64m×0.64mの場合の再構成誤差は1回の外挿プロセスごとに61%と誤差の低減率は最も小さいが、30回の繰り返しで0.01%以下になっている。測定開口が0.96m×0.96m及び1.28m×1.28mの場合の再構成誤差はそれぞれ1回の外挿プロセスごとに14.7%及び11.4%となりデータ外挿繰り返し回数が10回程度でほぼ計算機の丸め誤差まで再構成誤差が小さくなっている。

ここで、一様振動平板の場合と同様にデータ外挿回数に対する音圧と再構成振動速度を図3.18に示す。測定開口は同様に0.64m×0.64mとした。図(a)はデータ外挿前のゼロパディングした音圧である。図(d)はこの音圧を用いて再構成した振動速度である。(2,2)のモードとは程遠い結果となっている。次に、データ外挿プロセスを10回繰り返した音圧を図(b)に示す。測定開口外に不連続なく外挿されている状況が分かる。図(b)の音圧に

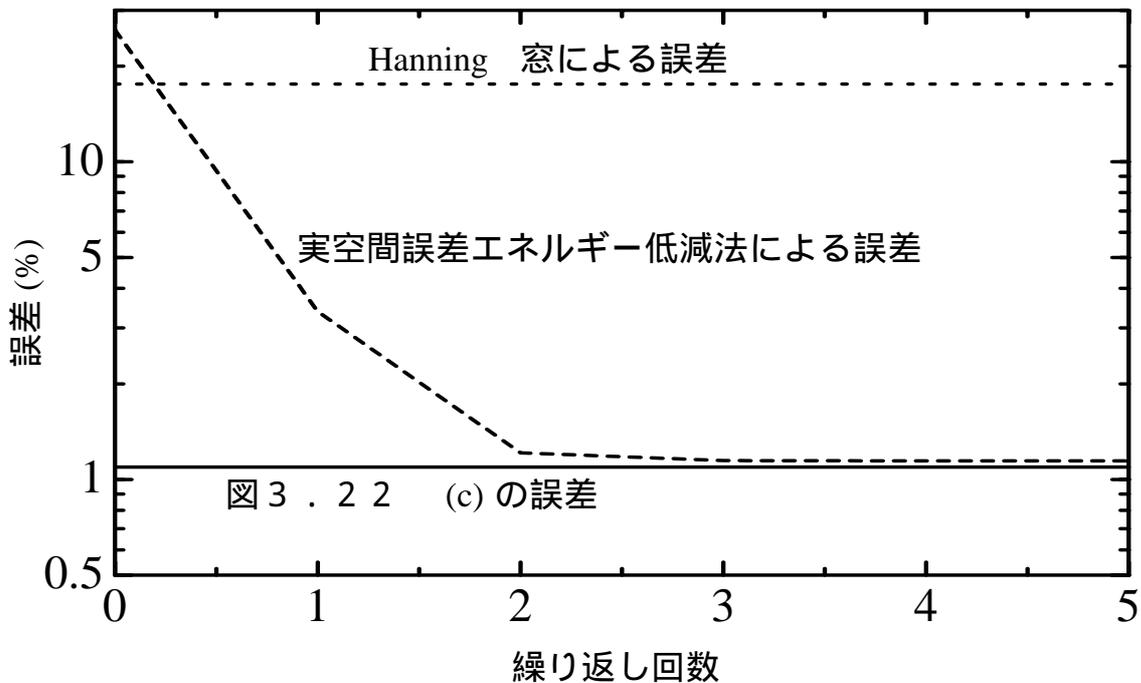


図3.23 構造体外部振動がある場合の再構成誤差

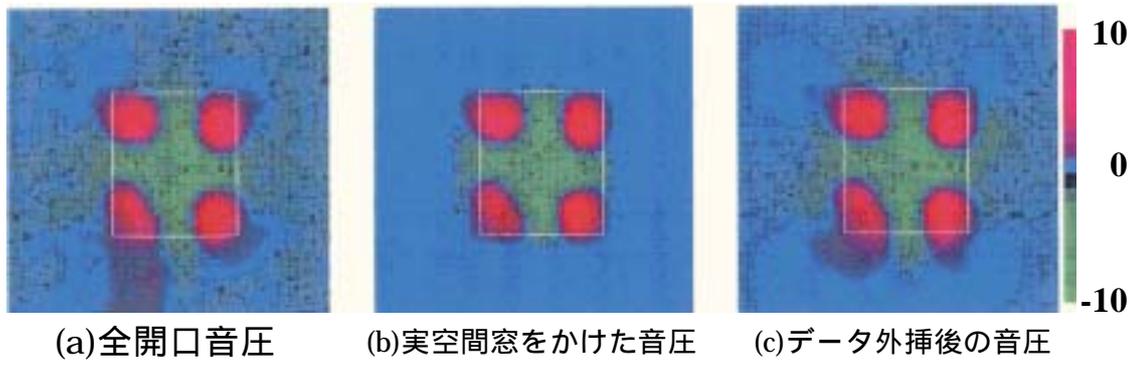


図 3 . 2 4 平板のデータ外挿音圧

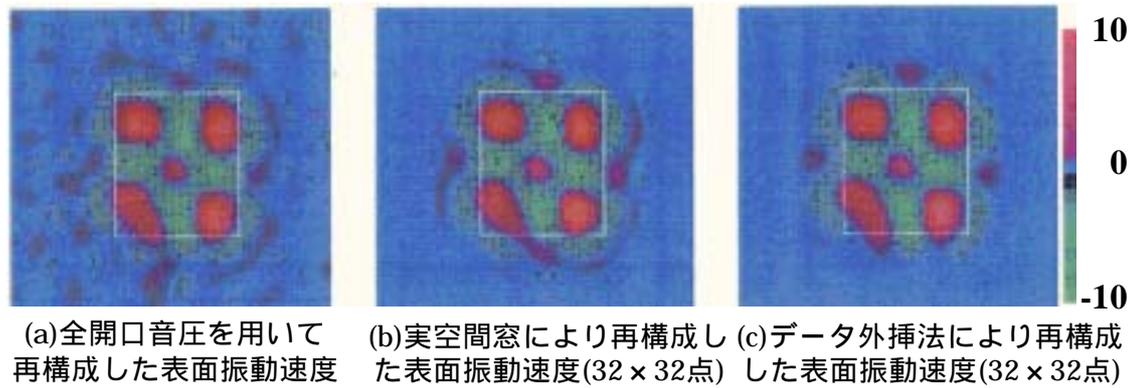


図 3 . 2 5 データ外挿法による平板の再構成表面速度(488Hz)

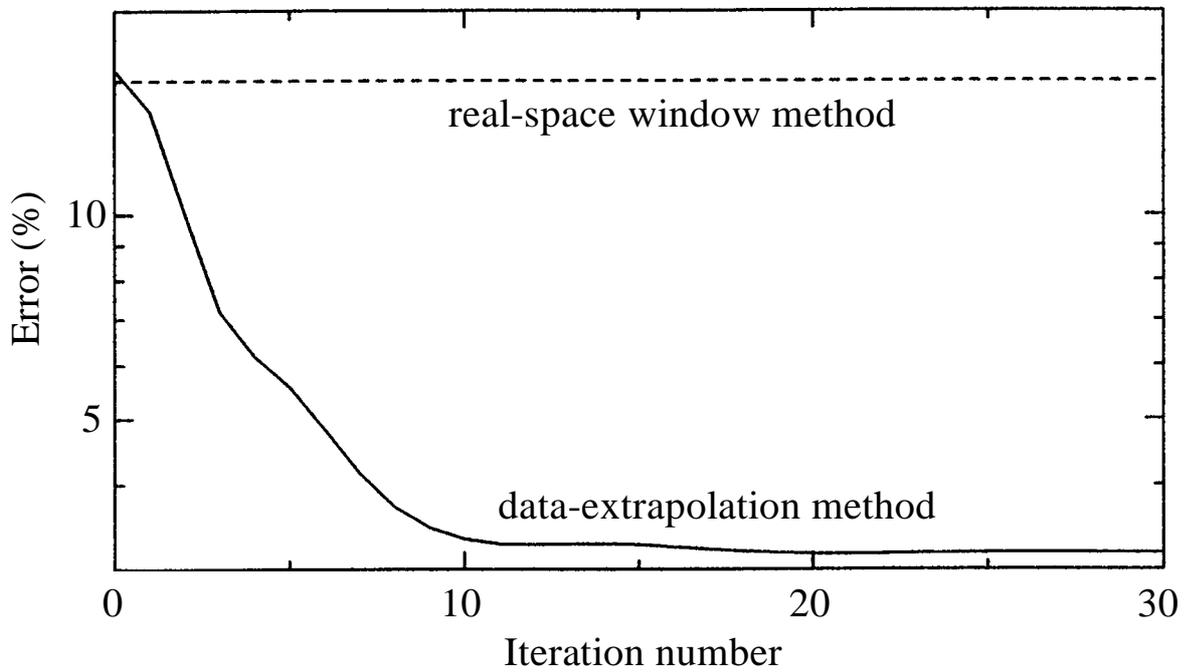


図 3 . 2 6 データ外挿法による平板の再構成誤差(488Hz)

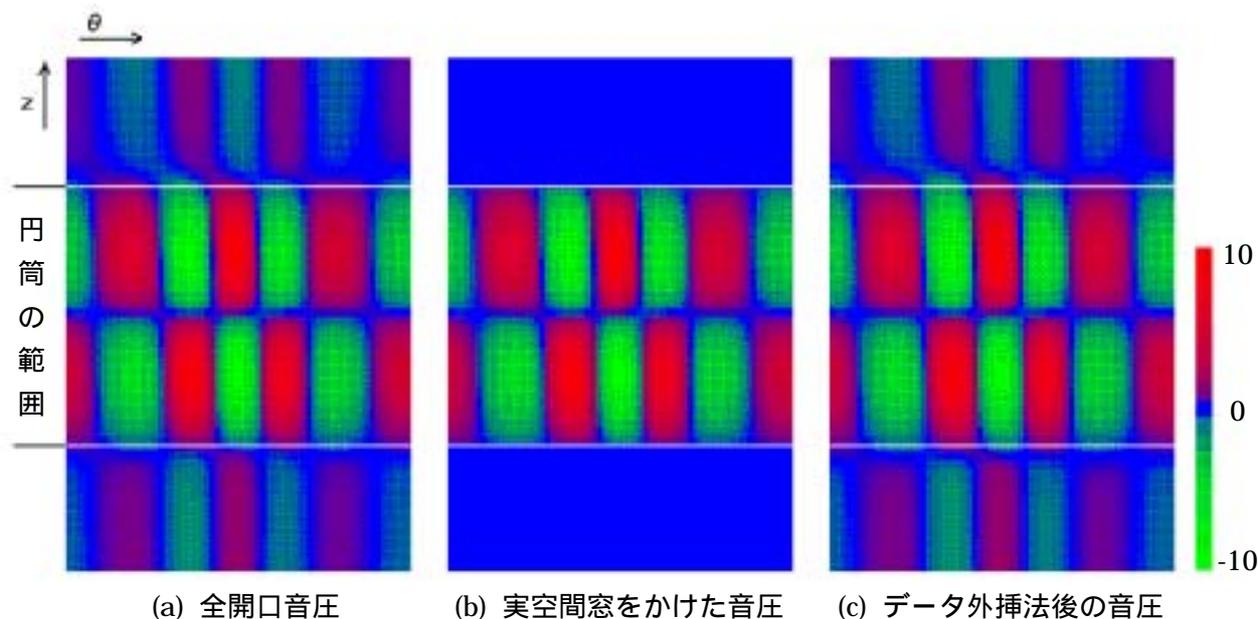


図3.27 円筒のデータ外挿音圧(488Hz)

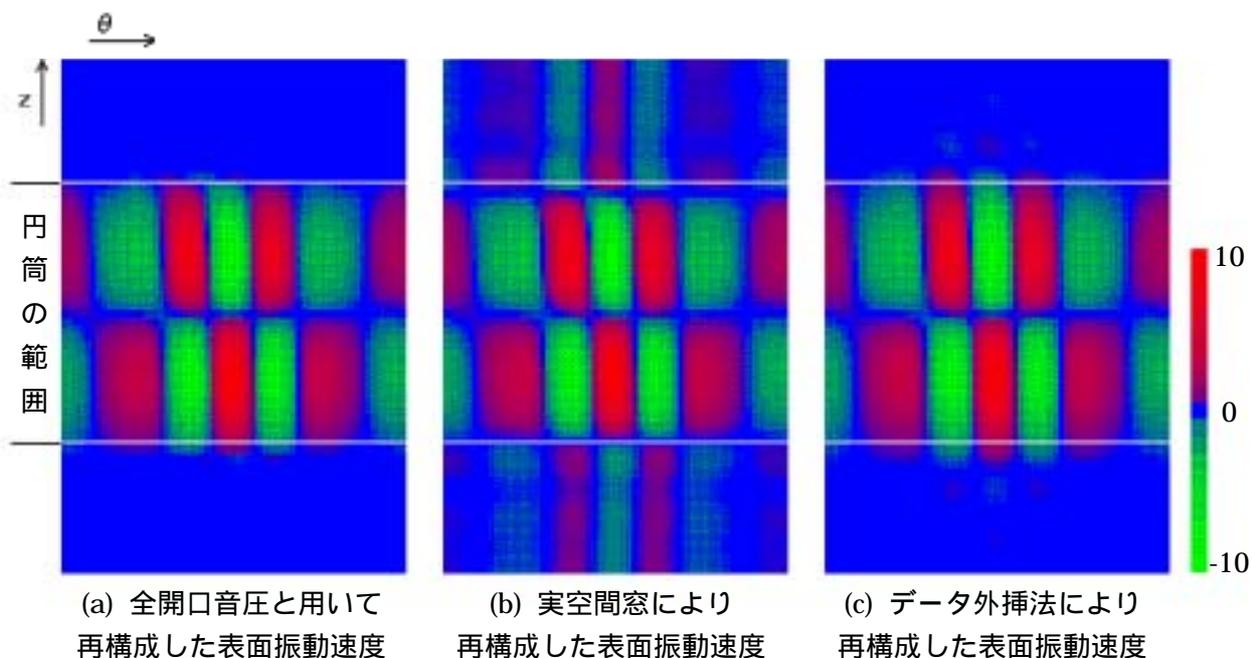


図3.28 データ外挿法による円筒の再構成振動速度(488Hz)

に基づいて再構成した振動速度が図(e)である。再構成誤差は 4.3%であり、測定開口端の不連続の影響はほとんど見られない。図(c)はデータ外挿プロセスを 30 回繰り返した音圧である。ほぼ完全に全開口の測定音圧が再構成されている。図(f)は、図(c)の音圧から再構成した振動速度である。誤差は前述のとおり 0.01%以下となっている。

次に検討が必要な事項として、測定音圧に含まれる雑音再構成誤差に与える影響がある。測定音圧の S/N と再構成誤差の関係は、波数空間誤差エネルギー低減法のシミュレーションで論じたとおり Maynard により示された再構成上限波数と所要ダイナミックレンジの関係を示した(3.47)式に従うことが予想される。そこで図3.20のシミュレーション条件で、測定音圧のノイズが含まれる場合の再構成誤差について検討した。図3.21に、S/N=40dB の測定音圧を

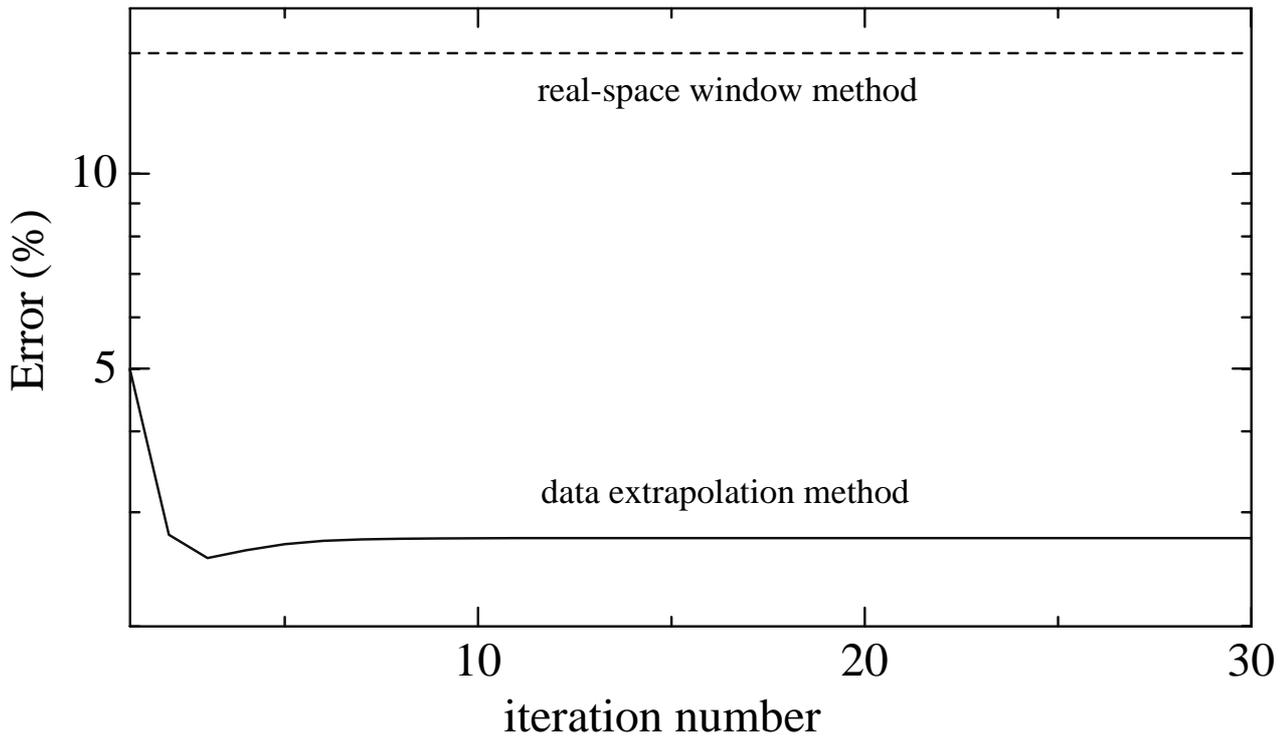


図3.29 データ外挿法による円筒の再構成誤差(488Hz)

用いた場合のデータ外挿繰り返し回数と再構成誤差の関係を示す。(3.47)式から、上限波数は49 (rad/m)となる。そこで、設定上限波数を49 (rad/m)とした。図中の点線は、全開口データを用いて再構成した振動速度と真の振動速度の誤差を示す。ノイズと再構成上限波数を49 (rad/m)に設定したことによる影響で、再構成誤差は0にならない。実線はデータ外挿処理を行った場合であり、繰り返し回数8回でほぼ全開口を用いた再構成誤差となっていることが分かる。つまり、測定音圧に雑音が含まれていてもデータ外挿法自体はほとんど影響を受けていないことが分かる。

ここで、実空間誤差エネルギー低減法には構造体周囲が剛体バッフルで囲われているという仮定が必要である。そこで、構造体外部の振動速度が0でない場合の影響について検討する⁴⁴⁾。シミュレーションの条件としては、図3.19の(2,2)のモードで振動している平板を再構成する構造体とし、構造体の周囲がランダムに振動している状況を設定する。このシミュレーションでは、構造体以外に振動速度が0ではない場合の測定音圧を用いて、構造体上のみが振動していると仮定しているので、測定音圧内に含まれている構造体外部の振動に起因する成分がどのように影響しているか検討することができる。図3.22に、各条件に対応した再構成振動速度を示す。ここで、構造体の振動エネルギーを

$$\|v_{structure}\| = \int_{S_v} v^2(\vec{r}_o)^2 ds, \quad (3.50)$$

構造体外部の振動エネルギーを

$$\|v_{outsid}\| = \int_{S_o} v^2(\vec{r}_o)^2 ds - \int_{S_v} v^2(\vec{r}_o)^2 ds, \quad (3.51)$$

とおく。このシミュレーションにおいては、 $\|v_{structure}\|/\|v_{outsid}\| = 23dB$ 測定開口は2.56m×2.56m、測定開口は1.28m×1.28mとしている。ここで以下の説明のために、構造体表面振動速度による音圧を p_{in} 、構造体外部の振動速度による音圧を p_{out} 、 $p_{in,error}$ は p_{in} に対する誤差音圧、 $p_{out,error}$ は p_{out} に対する誤差音圧とおく。このとき、測定音圧は $p_{measure} = p_{in} + p_{in,error} + p_{out} + p_{out,error}$ となる。

図(a)は、シミュレーションで設定した再構成面振動速度である。以下に示す誤差は図(a)との比較を行なった結果である。図(b)は p_{measure} を実空間誤差エネルギー低減法で処理した場合の再構成振動速度である。繰り返し回数は5回であり、誤差は1.09%である。図(c)は $p_{\text{in}} + p_{\text{out}} + p_{\text{out,error}}$ 、つまり全開口にわたり構造体表面振動速度による音圧を与え、これに測定開口内部のみ構造体外部振動速度による音圧を加えた音圧から再構成した振動速度である。この誤差は1.08%である。図(b)と図(c)を比べると、測定開口内部の振動状態はほぼ同じであり、特に測定開口端では大きな不連続が見られるが、構造体表面の振動速度には悪影響をほとんど与えていないことがわかる。また図3.23には、図3.22のシミュレーションにおける再構成誤差を示す。図中で実線は p_{measure} を Hanning 窓でスムージングした音圧を再構成した振動速度の誤差であり、17.85%となっている。また、実線は図3.22(c)の誤差である。破線は図3.22(b)の誤差である。2回の処理によって誤差はほぼ実線に近づいており、3回目以降は誤差は変化しない。この場合の誤差は1.09%である。

このように構造体外部の振動がある場合の実空間誤差エネルギー低減法による処理結果が、 $p_{\text{in}} + p_{\text{out}} + p_{\text{out,error}}$ で示される音圧による再構成結果とほぼ同様になる理由は次のように考えられる。 $p_{\text{in,error}}$ については前述の議論から分かるように実空間誤差エネルギー低減法によって0に収束していく。 p_{out} は、全開口データを用いた場合には構造体表面振動には何の影響も与えない。しかし測定開口内にてこの音圧は計測されないので、測定面上における構造体外部の振動速度による音圧は $p_{\text{out,measure}} = p_{\text{out}} + p_{\text{out,error}}$ となる。この誤差音圧は測定開口内外に不連続を有するため、構造体上に影響を与え、これが誤差の原因になると考えられる。この誤差音圧は、再構成しようとしている構造体表面振動の誤差成分と同様に、データ外挿プロセスによって0に収束していく。しかし振動速度を再構成する面上では、常に構造体外部の振動速度を0としてしまうため、データ外挿プロセスを繰り返すたびに $p_{\text{out,error}}$ が加えられてしまう。結果として、データ外挿プロセスを始める前の $p_{\text{out,error}}$ が構造体表面振動に与える誤差が再構成誤差となる。

次に、実空間誤差エネルギー低減法の有効性を検証するために行なった実験結果を示す^{45,46)}。まず水中においた平板の振動速度の再構成実験結果を示す。実験の条件は以下の通り。

- ・ 平板は 0.44m × 0.54m × 5mm の SUS304 ステンレス製。
- ・ 平板と測定面との距離は 3cm、加振点は平板中央であり、加振周波数は 488Hz。
- ・ 実際の測定開口の広さは 1.28m × 1.28m (測定点は 64 × 64 点)。
- ・ データ外挿法確認のための測定開口は 0.64m × 0.64m (測定点は 32 × 32 点)。

図3.24に測定音圧を示す。各図は最大値で規格化されている。図中の白い四角は平板の位置を示している。左の図は、全測定開口の音圧である。真ん中の図は、サンプル点 32 × 32 の測定音圧データを実空間窓を用いてスムージングした結果である。窓関数は Hanning 窓を用いた。構造体近傍の音圧まで変形されている様子が分かる。右の図は、サンプル点 32 × 32 の測定音圧データを、実空間誤差エネルギー低減法を用いてスムージングした結果である。データ外挿プロセス繰り返し回数は30回である。構造体近傍はもちろん、測定開口外部もかなり良く全開口音圧に

一致している様子が分かる。図3.25は、平板表面の振動速度をNAHを用いて再構成した結果である。左の図は、全開口音圧データを用いて再構成した平板表面速度である。測定開口が1.28m×1.28mでも測定開口端の不連続の影響が無視できないため、全開口にわたるHanning窓を用いて処理した。真ん中の図は、サンプル点32×32の測定音圧データを実空間窓でスムージングした音圧から再構成した平板表面振動速度である。平板上の誤差は16%であった。右の図は、実空間誤差エネルギー低減法により再構成した平板表面振動速度である。誤差は3%であった。再構成に使用した上限波数は $k_{max}=40$ (rad/m)に設定したので、ダイナミックレンジ(=S/N)は33dBとなる。図3.26には、データ外挿プロセスの繰り返し回数と再構成誤差の関係を示した。実線は誤差エネルギー低減法による再構成誤差、点線は実空間窓法による再構成誤差である。S/Nが33dB程度であるため、誤差エネルギー低減法によっても再構成誤差は3%以下にはならなかった。しかし、10回のデータ外挿プロセスによって再構成誤差が実空間窓法の1/5以下に収束していることが分かる。

次に、水中においた円筒の振動速度の再構成実験結果を示す。実験の条件は以下の通り。

- ・ 平板は0.8m、半径は0.107m、厚さ3mmのSUS304ステンレス製、加振点は円筒上端から0.3mであり、加振周波数は488Hz。
- ・ 平板と測定面との距離は3cm。
- ・ 実際の測定開口の高さは1.6m(測定点は軸方向64点×周方向60点)。
- ・ データ外挿法確認のための測定開口の高さは0.8m(測定点は軸方向32点×周方向60点)。

図3.27に測定音圧を示す。図中の白い横線は円筒の上下端の位置を示している。左の図は、全測定開口の音圧である。真ん中の図は、サンプル点32×60の測定音圧データを、円筒軸方向に実空間窓を用いてスムージングした結果である。窓関数はHanning窓を用いた。円筒の外部の音圧はゼロパディングされている様子が分かる。右の図はサンプル点32×60の測定音圧データを、実空間誤差エネルギー低減法を用いてスムージングした結果である。データ外挿プロセス繰り返し回数は30回である。構造体近傍はもちろん、測定開口外部もかなり良く全開口音圧に一致している様子が分かる。図3.28は、円筒表面の振動速度をGENAHを用いて再構成した結果である。左の図は、全開口音圧データを用いて再構成した円筒表面速度である。測定開口の高さが1.6mでも測定開口端の不連続の影響が無視できないため、円筒軸方向について全開口にわたるHanning窓を用いて処理した。円筒の外部では、振動速度はほとんど0となっていることがわかる。真ん中の図は、サンプル点32×60の測定音圧データを実空間窓でスムージングした音圧から再構成した円筒表面振動速度である。円筒上の誤差は15%であった。右の図は、実空間誤差エネルギー低減法により再構成した円筒表面振動速度である。誤差は3%であった。再構成に使用した上限波数は $k_{max}=40$ (rad/m)に設定したので、ダイナミックレンジ(=S/N)は33dBとなる。図3.29にはデータ外挿プロセスの繰り返し回数と再構成誤差の関係を示した。実線は誤差エネルギー低減法による再構成誤差、点線は実空間窓法による再構成誤差である。S/Nが33dB程度であるため、誤差エネルギー低減法によっても再構成誤差は3%程度にしかならなかった。しか

し、4回のデータ外挿プロセスによって再構成誤差が実空間窓法の1/5以下に収束していることが分かる。このことは、GENAHがNAHに比べてデータ外挿速度が速いということを意味している。これはNAHがx方向及びy方向という2方向にデータを外挿しなければならないのに対し、GENAHでは円筒軸方向の1方向のみにデータを外挿すれば良いためである。

3.6 再構成誤差の推定

本節では、誤差エネルギー低減法を用いた場合の再構成誤差の推定法について論じる。3.1項で説明したように実空間窓法を適用した場合、再構成誤差を推定することはできない。誤差エネルギー低減法を適用した場合にも、再構成誤差は測定開口の広さや測定音圧のS/N等の測定条件によって様々に変化するため、測定前に再構成誤差を推定することはできない。そこで、本手法を適用するための指針として、シミュレーションによって測定開口に対する再構成誤差を推定することを考える。

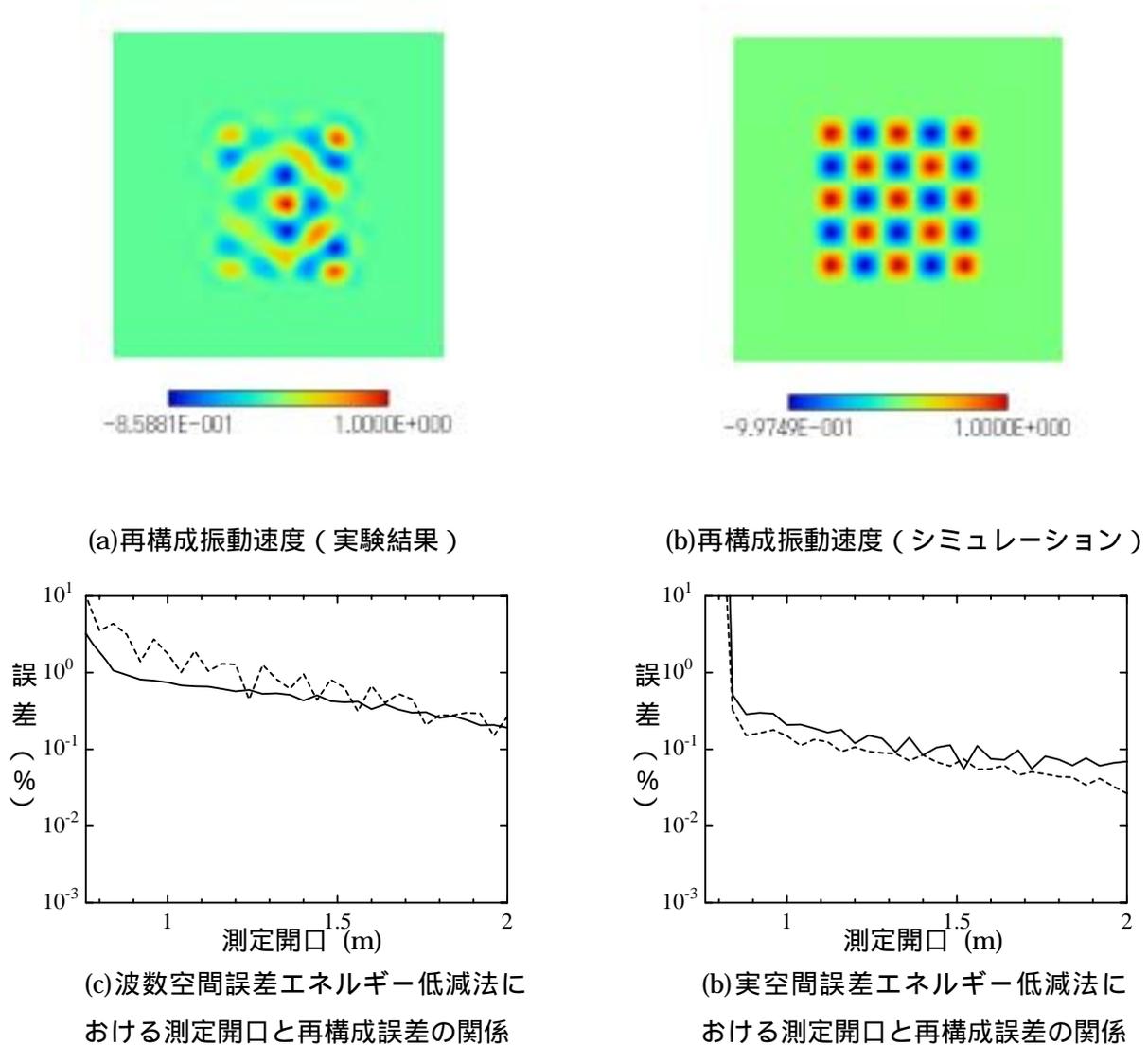


図3.30 誤差エネルギー低減法の測定開口と再構成誤差の関係

図3.30に、誤差エネルギー低減法の測定開口と再構成誤差との関係を示す⁴⁴⁾。実験は水中においた高さ0.54m×幅0.44m×厚さ5mmの平板を1464Hzで振動させて行った。測定面と構造体との距離は3cmとした。全開口は2.56m×2.56mとした。実験における再構成振動速度は全開口を用いて再構成した表面振動速度であり(5,5)のモードがあらわれている。シミュレーションは、0.64m×0.64mの平板を(5,5)のモードで振動させた場合を想定して行った。実験結果については、測定開口を変化させ、誤差エネルギー低減法を用いて求めた再構成振動速度を全開口で処理した再構成振動速度と比較し、誤差をもとめた。シミュレーション結果については、図(b)の振動速度から測定面上の音圧を計算した後、測定開口を変化させ、同様に誤差を求めた。図(c)は、波数空間誤差エネルギー低減法の場合の測定開口と再構成誤差との関係である。実線は実験結果、点線はシミュレーションの結果である。両者は良く一致している。図(d)は、実空間誤差エネルギー低減法の場合である。この場合も実験結果とシミュレーション結果は良く一致している。また、図(c)と図(d)を比較すると、波数空間誤差エネルギー低減法は測定開口が0.8m×0.8mでも再構成誤差が10%以下で平板振動を再構成しているが、実空間誤差エネルギー低減法では測定開口が0.82m×0.82m以下の場合に再構成誤差が発散している。つまり、平板振動速度は再構成できない。しかし、測定開口がある程度広くなった場合には、実空間誤差エネルギー低減法の方が波数空間誤差エネルギー低減法よりも再構成誤差を小さくできる。

誤差エネルギー低減法を用いる場合、構造体に比べて十分に広い測定開口が確保できるのであれば実空間誤差エネルギー低減法を、測定開口が小さい場合には波数空間誤差エネルギー低減法を用いれば良いが、構造体に比べて測定開口がわずかに大きい場合、用いる手法の選定基準が必要となる。この基準は次のようになる。即ち、1)音圧ホログラムを計測した後、実空間窓法により構造体の振動状態を可視化する。2)この振動状態を模擬したシミュレーションを行い、実空間誤差エネルギー低減法と波数空間誤差エネルギー低減法の両方で再構成誤差を比較し、再構成誤差の小さい方式を選択すれば良い。このときの再構成誤差は、シミュレーションにより求められた値とすれば良い。

以上の議論をまとめると、従来のデータスムージング法である実空間窓法は処理が簡単であり、構造体の振動状態の可視化を行なう場合に有効であるが、図3.1に示すように構造体に比べて測定開口を十分に広く設定できない場合は再構成誤差が非常に大きくなる。この誤差は構造インテンシティを求める際の空間微分を行なう場合により顕著となる。このため、構造体に比べて十分に広い測定開口を確保することによってしか構造インテンシティを計測できない。このことから、構造インテンシティを計測する対象は大きさの制限を受けてきた。しかも、測定音圧を変形したことによる誤差を推定することができない。再構成誤差の推定は実験結果の信頼性を確保するために重要であるため、この信頼性確保のために、振動状態の可視化を行なう場合にも測定開口を十分に広くする必要があった。

これに対し今回提案した誤差エネルギー低減法によるデータスムージングを用いた場合、再構成誤差を小さくできることから構造体に比べてそれほど大きな測定開口を必要としない。また再

構成誤差を推定することが可能であることから、実験結果の信頼性も確保できる。従って、構造インテンシティの定量化に有効である。

以上のことから、今回提案した手法は、NAHを用いた構造インテンシティ計測を行なう場合、従来の実空間窓法を適用した場合に比べて、装置の規模を小さくでき、測定点数を低減できることから測定時間を短縮でき、かつ定量的解析を可能とするという大きな利点を有している。

3.7 まとめ

本章では、まず測定開口端の不連続の影響を取り除くための従来のデータスムージング法である実空間窓法について説明した。実空間窓法は測定開口外部のゼロパディングした領域を固定し、測定開口内のデータを変形してスムージングを行う。このため実空間窓を用いたことによる再構成誤差が推定できず、かつ再構成誤差に悪影響を与える。これらの問題点を解消するためには測定開口を非常に大きくする必要があった。通常測定開口は測定装置に依存するため、実空間窓法による解析は測定装置に比べて十分に小さい構造体の振動解析に適用が限定されてきた。

これに対し、誤差エネルギー低減法は測定開口内のデータを固定し、測定開口外部にデータを外挿することによりスムージングを行うので、構造体に対する測定開口を狭くできる。このことから、測定開口を構造体に比べてあまり大きくする必要がないので、測定対象物の大きさの制限が緩和されるとともに測定時間を短縮することができる。この誤差エネルギー低減法には、測定条件によって波数空間誤差エネルギー低減法と実空間誤差エネルギー低減法がある。

特に、波数空間誤差エネルギー低減法では再構成誤差を0に収束させることができない代わりに、測定開口よりも大きな構造体の振動解析を定量的に行なうことが可能であることを、シミュレーションと実験により示した。従ってこの手法は屋外等、構造体に比べて測定開口が小さい場合に適用できる。また、実空間誤差エネルギー低減法では、構造体外部振動が0であるという拘束条件が成り立つ場合に、十分な測定開口を用いることにより再構成誤差を0に収束することができることも示した。このことから、実空間誤差エネルギー低減法は、実験室等の構造体に比べて十分に広い測定開口を用いることができる場合に有効である。また、この両者共に測定開口内に含まれる雑音に関わらずデータスムージングが可能である。

また、再構成誤差の推定は実験の信頼性確保のために重要である。そこで、シミュレーションによる再構成誤差の推定の妥当性を実験とシミュレーションとの比較により検討した。この結果、従来の実空間窓法では推定できなかった再構成誤差を、誤差エネルギー低減法のシミュレーションにより推定できた。さらに、測定開口が構造体よりもわずかに広いような、実空間誤差エネルギー低減法と波数空間誤差エネルギー低減法のどちらを用いれば良いか直ちに決められない場合には、シミュレーションにより推定した再構成誤差が小さい手法を用いることによって、より再構成誤差の小さい手法を選択することが可能となった。

4 章 振動放射問題解析のための振動及び音響エネルギー流の計測

前章では NAH の計測に老いてデータスムージングの必要性を論じ、従来の手法である実空間窓法とその問題点である大きな測定開口の必要性について説明した。さらに、この問題点を解決するための新しいデータスムージング法である誤差エネルギー低減法について説明した。

本章では、振動及び音響エネルギー流の計測を効率良く行うために、空間微分計算法としての波数空間窓適合法について説明する。さらに、誤差エネルギー低減法と波数空間窓適合法を用いて、薄い平板と薄い円筒の振動放射問題を解析するための構造インテンシティ計測を行い、その有効性を検証する。

4 . 1 波数空間窓適合法

本節では、新しい空間微分計算法である波数空間窓適合法を説明する。説明の流れとしては、まず従来の空間微分法である差分法について簡単に説明する。続いて本論文において提案する波数空間窓適合法の有効性について、実験結果を用いて説明する。

4 . 1 . 1 従来の空間微分法

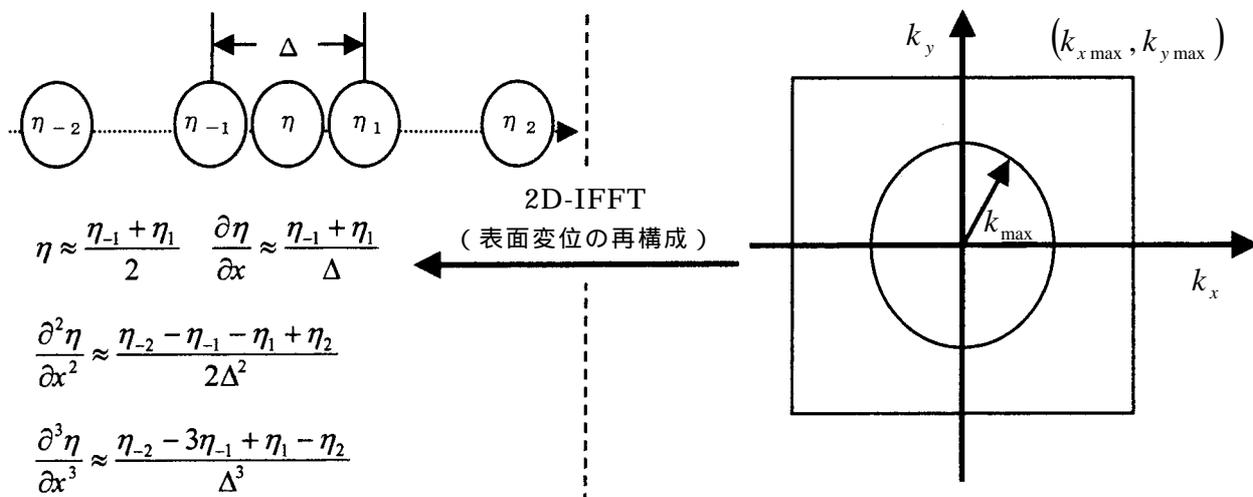


図 4 . 1 差分法による空間微分計算法(SIMAP)

はじめに、従来用いてきた NAH による構造インテンシティ計測法である SIMAP^{7,8)} (Structural Intensity from the Measurement of Acoustic Pressure)について簡単に説明する。構造インテンシティは、構造体表面変位と空間微分を求めた後、構造インテンシティの式に各変数を代入して計算する。図 4 . 1 に SIMAP における空間微分計算法を示す。図中で k_{xmax} 、 k_{ymax} は測定上限波数、 Δx は測定間隔である。SIMAP では半径 k_{max} の円(以下「再構成円」と呼ぶ)内のデータを空間逆フーリエ変換して構造体表面振動速度を再構成し、その後差分法を用いているため、3 階微分データの誤差によって再構成円の半径 k_{max} は決まる。また同じ微分階数では、波数が大きいくほど誤差は大きくなり、この誤差を抑えるためには測定間隔 Δx を小さくして測定上限波数 k_{xmax} 、 k_{ymax} を k_{max} に対して十分大きくしなければならない。結果として、構造インテンシティの高い分解能を確保しつつ再構成誤差を小さくするためには測定点数を非常に大きくしなければならない。

4 . 1 . 2 波数空間窓適合法⁴⁷⁻⁴⁹⁾

ここでは、提案する波数空間窓適合法の原理を説明した後、振動エネルギーポテンシャルを定義し、実験結果によって本手法の有効性を示す。波数空間窓適合法の原理を図 4 . 2 に示す。

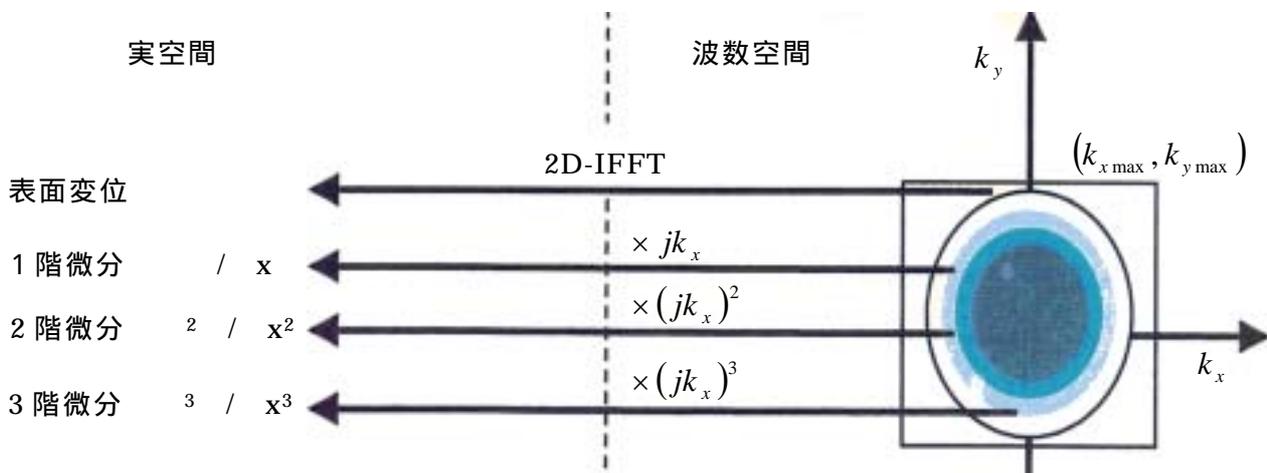


図 4 . 2 波数空間における空間微分計算法(波数空間窓適合法)

波数空間窓適合法は、実空間における微分が波数空間における波数の席で表現できることを利用し、微分の階数が低い場合には再構成結果の分解能を確保するために再構成に用いる波数の上限を高くする。また、微分の階数が高い場合には NAH の再構成プロセスにおける後方伝搬でノイズが増幅することを防ぐために、再構成に用いる上限波数を低くする。この結果、測定上限波数 k_{xmax} 、 k_{ymax} を低くすることができる。つまり、測定間隔を広くす

ることができるので、測定時間が短縮される。

ここで、微分階数に対する再構成上限波数の決定法を説明する準備段階として、振動源位置推定のために用いられる振動エネルギーポテンシャルを定義する。ここで $\vec{W} = (W_x, W_y)$ は構造インテンシティベクトル、黒丸は再構成された振動速度の測定点、Cは積分路、lは積分路に沿った長さ、 \vec{n} を積分路に対する法線ベクトルとおくと、

$$\Pi = \oint_C \vec{W} \cdot \vec{n} dl, \quad (4.1)$$

で与えられる。この(4.1)式は構造インテンシティベクトルの湧き出しを表しており、 Π が正の場合はこの点から振動エネルギーが湧き出しており、 Π が負の場合には振動エネルギーが吸収されていることを示す。

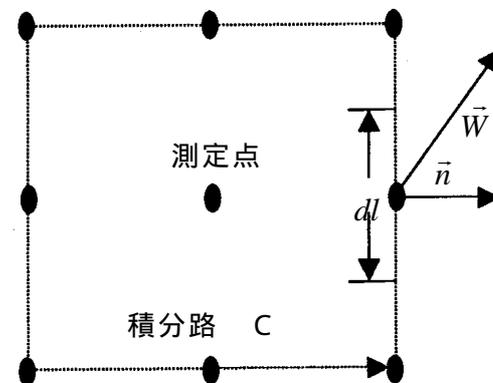


図4.3 振動エネルギーポテンシャルの計算方法

この振動エネルギーポテンシャルを用いて、微分階数に対する再構成上限波数の決定法について、水中において平板を振動させた場合の構造インテンシティ計測実験結果を例にとって説明する。図4.4に、再構成上限波数と再構成結果の振幅最大値の関係を示す。実験に用いたサンプルは前述の幅0.44m、高さ0.54m、厚さ5mmのSUS304ステンレス製平板であり、加振点は平板の中心、加振周波数は928Hzである。また、測定開口は1.28m×1.28m、測定間隔は2cmである。振幅最大値は、上限波数1(rad/m)の場合の振幅最大値

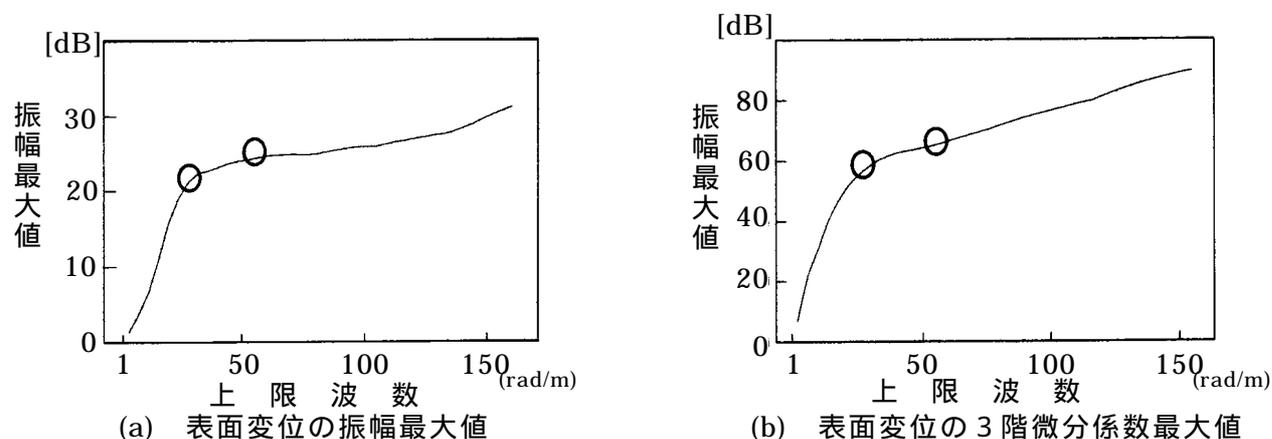
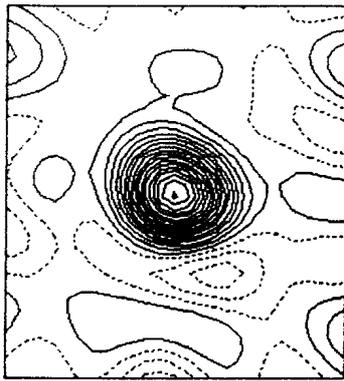


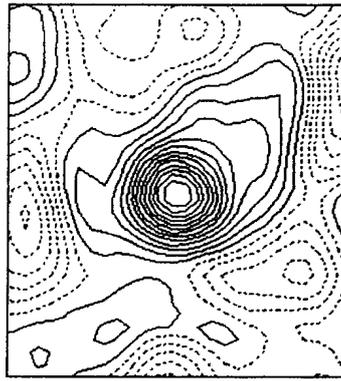
図4.4 再構成上限波数と再構成結果最大値の関係

で規格化されている。図(a)は表面変位の再構成結果における振幅最大値であり、図(b)は3階微分係数の再構成結果における振幅最大値である。この両者の特徴は大きく異なっている。しかし、両者に共通する事は、

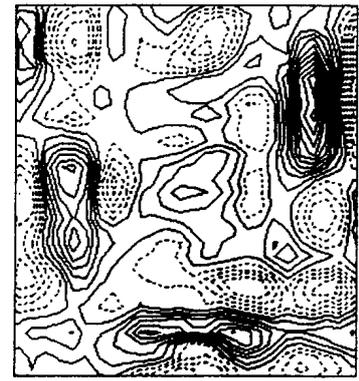
- ・ 上限波数が0から増えるにつれて、急激に再構成結果の振幅最大値が大きくなる、
- ・ 特定の上限波数において変曲点が存在し、この変曲点を越えると波数の増大に対する振幅最大値の増加率は小さくなる。



(a) 上限波数が低すぎる場合



(b) 上限波数が適正な場合



(c) 上限波数が高すぎる場合

図 4.5 上限波数と振動エネルギーポテンシャルの関係

・微分階数が高い方が、変曲点となる上限波数は低くなる。

ここで、変曲点の前後で何が起きているか検討する。変曲点よりも低い波数領域では、構造体の振動成分がノイズよりも大きいため、再構成円を大きくするに従って急激に再構成結果の振幅最大値は大きくなる。変曲点を越えると、構造体の振動成分がノイズよりも小さくなる。ノイズは波数空間上全ての領域で均等に存在していると考えられるため、構造体の振動成分の有無に関わらず一様に増大していく。その結果、変曲点の前では構造体の振動成分がノイズよりも大きくかつ両方ともに増大していくため、急激に再構成結果の振幅最大値が増大する。変曲点を越えると、構造体の振動成分はノイズよりも小さくほぼ無視でき、ノイズは変曲点の前と同じ割合で増大していくため、上源波数の増加に対する再構成結果の振幅最大値の増加率は変曲点の前よりも小さくなる。従って、各微分階数ごとに再構成上限波数に対する再構成振幅最大値の変化率を求め、この変曲点における波数を再構成に用いる上限波数と設定すれば良いことが分かる。

図 4.5 に、上限波数に対する振動エネルギーポテンシャルの再構成結果の関係を示す。図(a)は表面変位から 3 階微分まで全ての上限波数を $30(\text{rad/m})$ (分解能約 20cm)として再構成した振動エネルギーポテンシャルである。振動源位置は推定できているが、それ以外の情報は欠落しており、上限波数が低すぎる事が分かる。図(b)は、表面変位の上限波数を $63(\text{rad/m})$ 、3 階微分の上限波数を $30(\text{rad/m})$ とした場合の結果である。十分高い分解能で振動エネルギーポテンシャルが再構成されている事が分かる。図(c)は、上限波数を全て $63(\text{rad/m})$ とした場合の結果である。3 階微分を再構成する際に生じる高い波数成分の誤差の影響で、振動源位置推定も不可能となっている事がわかる。このように波数空間窓適合法を用いる場合には、適切な上限波数の設定が必要である。ここで、図(a)と図(c)は SIMAP と同じ結果となっている事に注意する必要がある。

ここで、今回の波数空間窓適合法において最も高い上限波数 $63(\text{rad/m})$ を確保するために必要な測定間隔は約 5cm である。差分法において必要な測定間隔はたわみ波の波長の $1/20$ 以下であり³⁹⁾、今回の実験結果におけるたわみ波の波長は約 20cm であることから、差分法を用いて図(b)の結果を求めるためには測定間隔を 1cm 以下にしなければならない。

今回の実験においては測定間隔が 2cm であったため、SIMAP と同じ結果となる図(c)では、微分の誤差が大きくなってしまったと考えられる。従ってこの実験結果においては、波数空間窓適合法を用いた場合、測定間隔に関しては差分法の約 1/5、測定点数では約 1/25 とすることができる事がわかる。波数空間において空間微分を計算する手法についてはすでに提案されているが、この手法においては処理に用いる上限波数は微分階数に関わらず一定であることから、本質的には SIMAP と同様に構造インテンシティの高い分解能を確保しつつ再構成誤差を小さくするためには測定点数を非常に多くしなければならない。

以上の議論をまとめると、SIMAP 等で従来用いられてきた微分階数に関わらず同一の再構成上限波数を用いる手法では、再構成誤差を小さくするために測定点数を非常に多くしなければならず、測定時間が非常に長くなる。これに対し、提案した波数空間窓適合法では測定間隔を広くすることができ、測定点数の低減、ひいては測定時間の短縮を図ることが可能となるという大きな利点を有していることが分かる。

4 . 2 薄い平板の振動及び音響エネルギー流の計測

本節では、薄い平板の振動放射問題を解析するために振動及び音響エネルギー流の計測を行う。はじめに、波数空間窓適合法を用いて薄い平板の構造インテンシティを定式化する。その後、水中においた薄い平板の振動及び音響エネルギー流の計測結果を示す。特に、薄い平板に溶接したリブが振動エネルギーの流れに与える影響を検討するために、同じ大きさのリブ付き平板とリブ無し平板を用いて実験を行った。ここで、データスムージング法としては、波数空間誤差エネルギー低減法を用いた。この理由は、測定音圧が測定開口端においてもあまり小さくないこと、そして 2 次元のデータ外挿が必要であるためである。

4 . 2 . 1 波数空間窓適合法による平板の構造インテンシティの定式化⁴⁷⁾

薄い平板の構造インテンシティの式((2.14)式)を見ると、平板の法線方向変位 w は変数 x , y に対して 1 階微分から 3 階微分まで 9 通りの微分演算がある。この各微分階数に対する上限波数を、3 . 2 . 2 項で示した方法によって独立に計算し、(2.14)式に代入することによって構造インテンシティを求めることができる。ここで、再構成上限波数に対応する波数空間フィルターを以下のように定義する、

$$f(k_\rho, k_l) = \text{circ}\left(\frac{k_\rho}{k_l}\right) \quad k_\rho = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad (4.2)$$

$$\text{circ}\left(\frac{k_\rho}{k_l}\right) = \begin{cases} 1 & |x| < 1 \\ 0 & |x| > 1 \end{cases} \quad (4.3)$$

ここで k_l は再構成に用いる上限波数であり、 $l(=0,1,2,3)$ は微分の階数を示す。微分の階数については変数 x, y のどちらに対しても基本的には同じ扱いをする。例えば $\partial^2 \eta / \partial x^2$ と $\partial^2 \eta / \partial y^2$ では共に $l=2$ として扱う。ここで k_l は 3 . 2 . 2 項で示された方法によって決定する。この微分階数に適合させた波数空間フィルターを用いて各微分係数を計算し、(2.14)式に代入することによって構造インテンシティを求める事ができる。

4 . 2 . 2 リブ付き・リブなし平板による実験結果

本節では、水中に置かれたリブ付き・リブ無し平板の振動放射問題の解析のために振動及び音響エネルギー流を計測した結果について説明する⁴⁷⁻⁵²。図 4 . 6 に、実験に用いたモデルを示す。サンプル平板は高さ 540mm、幅 440mm、厚さ 5mm の SUS304 ステンレス製であり、その周囲をシリコンボンドで支持することにより、単純指示の境界条件を近似した。加振点はサンプル平板の中央である。加振器は、Wilcoxon 社製 F9/Z9/F3 を用いた。また、リブ付平板については、図中に示す位置に厚さ 5mm、高さ 1cm の SUS304 ステンレス製のリブを溶接した。

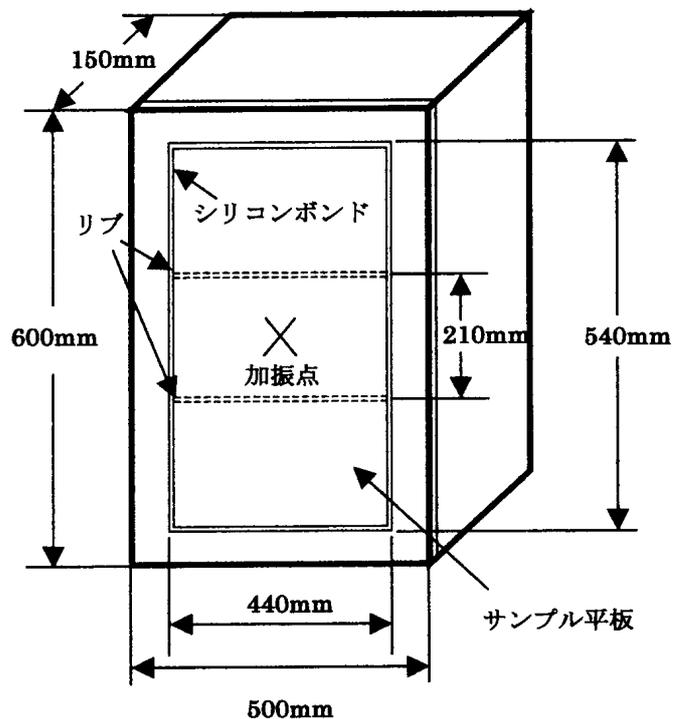


図 4 . 6 実験モデル

図 4 . 7 には、NAH の測定系を示す。

この測定系を用いて平板の表面振動再構成実験を行った。平板近傍に、平板と平行に設定した測定面において音圧データ測定を行う。測定面は 2cm 間隔で 64 点 × 64 点の計 4096 点の測定位置からなり、測定面と構造体の距離は 3cm とした。この測定点にハイドロホン (Brüel & Kjaer Type 8103) を移動させ、受波した信号をアンプで増幅した後、A/D によってデジタルデータに変換した後、計算機 (HP-9000 735) に取り込んだ。また、加振器は計算機のコマンドによって信号発生器から駆動信号をアンプに入力し、このアンプ出力によって加振器を駆動した。なお、信号発生器から出力される駆動信号は A/D のサンプリングトリガにも使用したので、データの取り込みのタイミングは全ての測定点位置において同一となる。このデータ取り込みのタイミングをそろえることによって音圧ホログラムを構成している。なお、駆動信号は 300Hz から 3100Hz の LFM 信号とした。

実験に先立ち水中におけるリブなし及びリブ付き平板の駆動点モビリティを計測した。

ここで駆動点モビリティとは、駆動点における振動速度を力で割ったものであり、アドミタンスに対応するものである。モビリティの極大と極小は振動モードに対応する。図4.8(a)に、リブなし平板のモビリティを示す。非常に多くの極大・極小が表れていることが分かる。図4.8(b)には、リブ付き平板のモビリティを示す。全体的に見ると、極大・極小の数はリブなし平板に比べて非常に少ないことが分かる。

次に、リブなし平板のモビリティの極大点に対応する周波数の内、特徴的な振動モードを示すものについて、振動状態を可視化した結果について図4.9に示

す。この図においては、各周波数毎に振幅の極大値で規格化している。この結果を見ると、488Hzの(3,3)のモードから3053Hzの(7,9)のモードまで、振動周波数の変化に応じて低次の振動モードから高次の振動モードへ変化していく様子がよく分かる。

この各周波数について、リブ付き平板についても振動状態を可視化した結果を図4.5に示す。各図中で点線で示される2本の横線はリブの位置を示している。この図を見ると、488Hz、928Hz、1419Hz及び2411Hzにおいては平板全体が強く振動しているが、その他の周波数においてはリブに挟まれた領域のみが強く振動している。623Hzや854Hzは平板全体が強く振動しているように見えるが、この周波数はリブ付き平板のモビリティのピークに対応しておらず、振動速度の絶対値が小さい。そこで、平板全体が強く振動している周波数帯域と、リブに挟まれた領域のみが振動しているかまたは振動速度事態が小さい周波数帯域に分けて考える。図4.3(b)のモビリティの図に、この2つの領域を示した。この2つの領域は交互に現れ、全体的には平板全体が強く振動している周波数帯域が非常

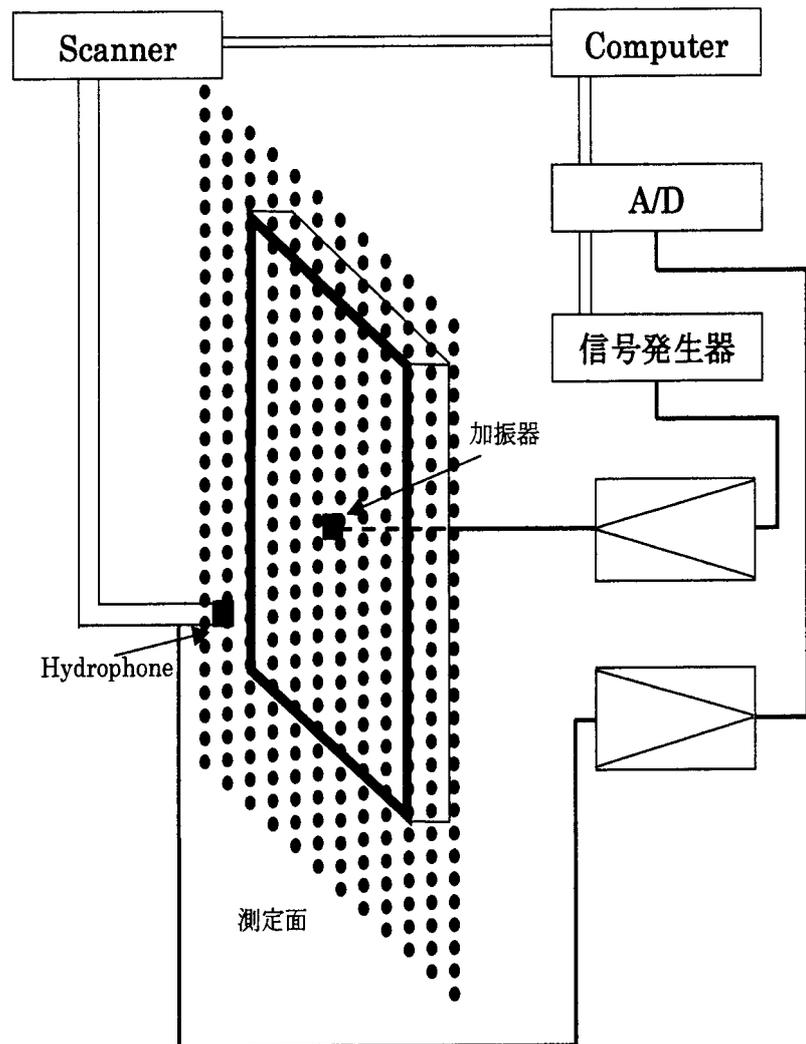
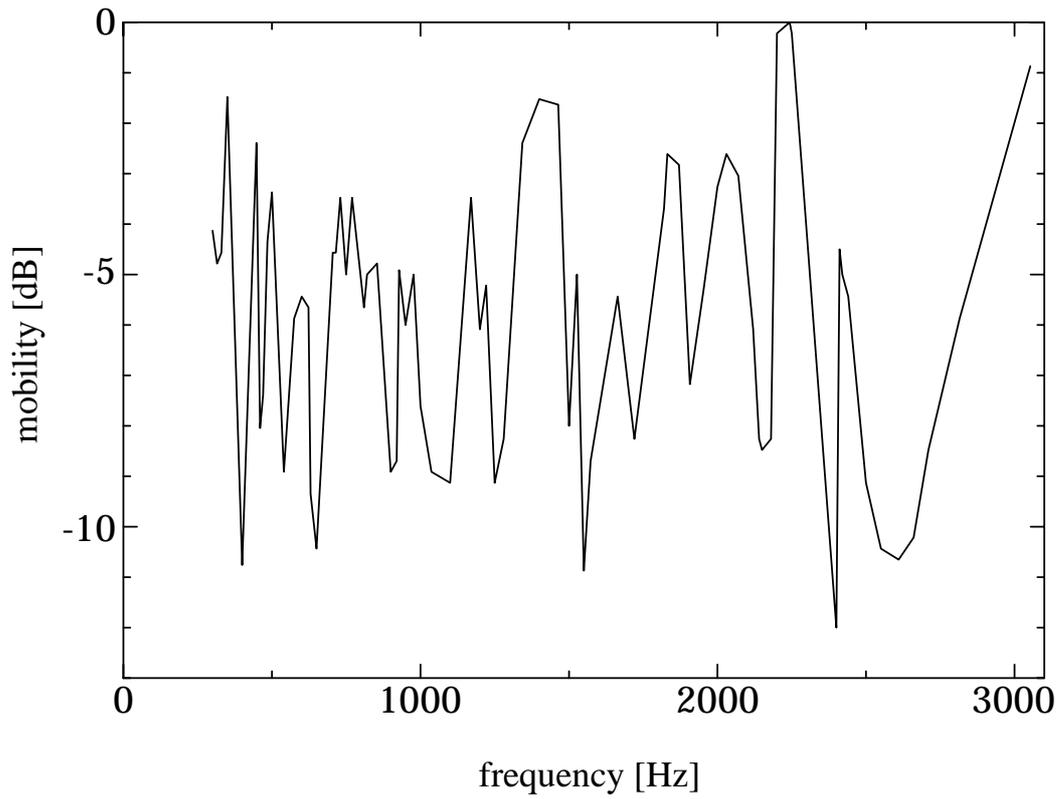
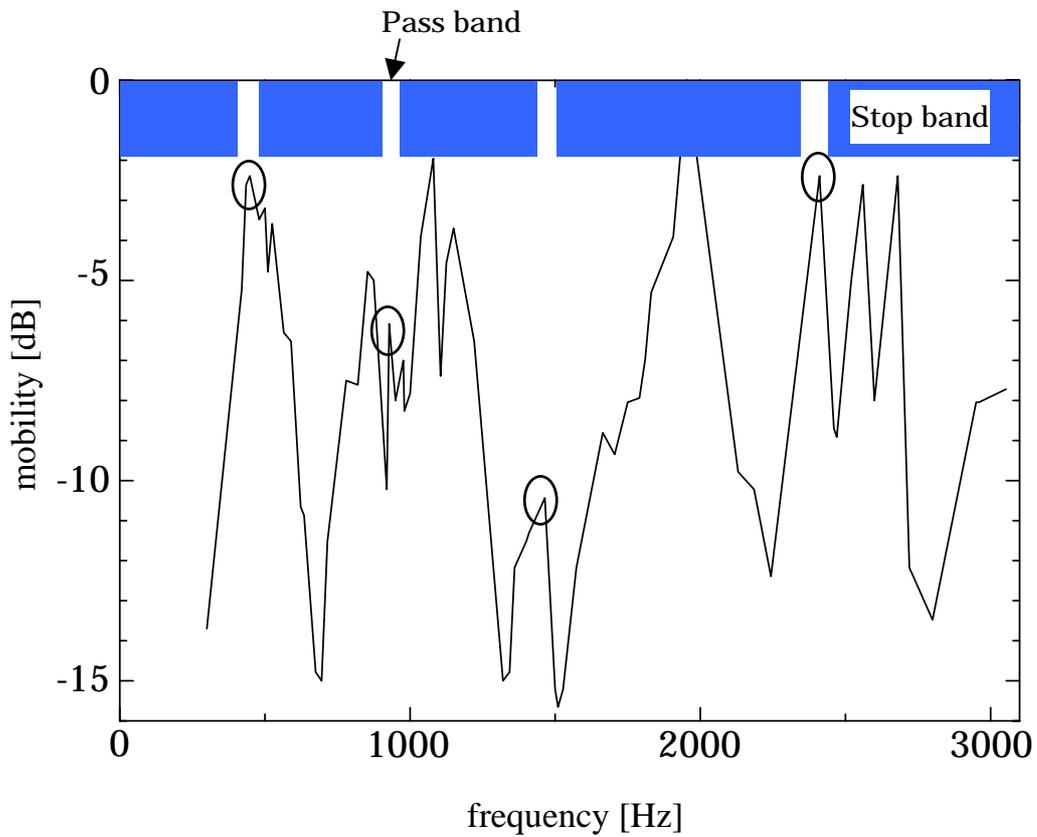


図4.7 NAHの測定系統図



(a) リブなし平板のモビリティ



(b) リブ付き平板のモビリティ

図 4 . 8 リブ付き及びリブなし平板のモビリティ

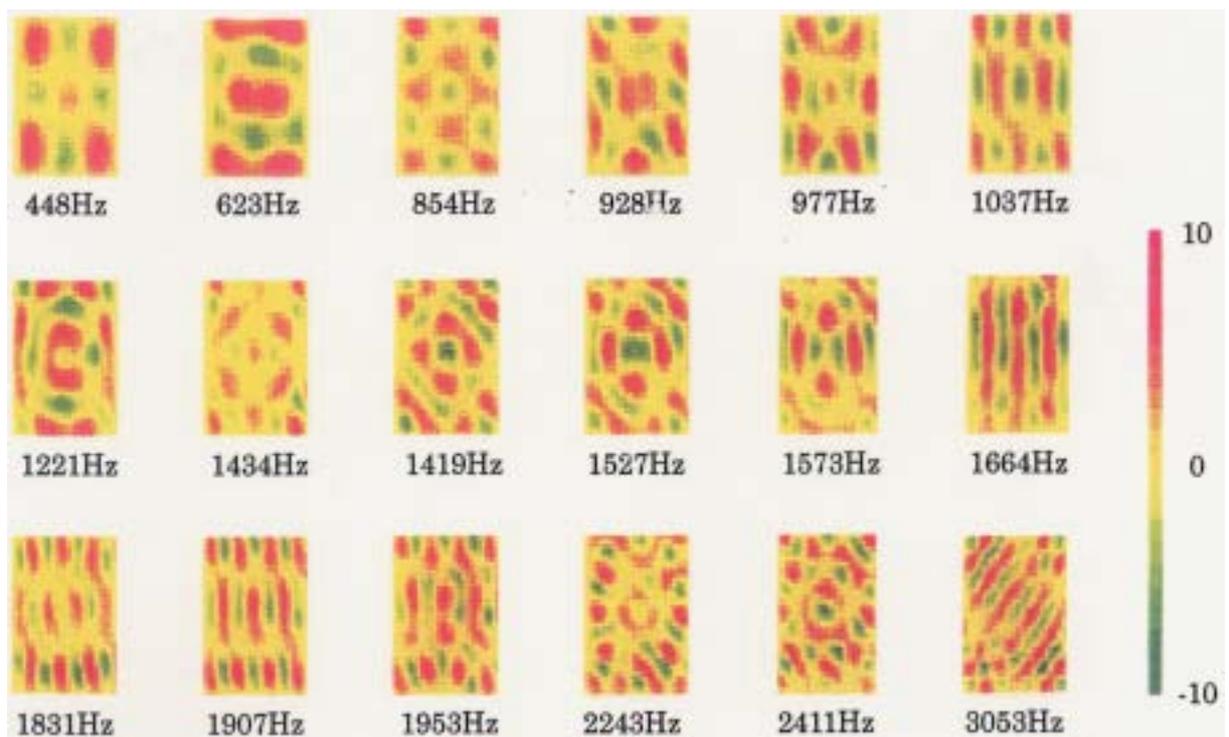


図 4 . 9 リブなし平板の周波数と振動状態

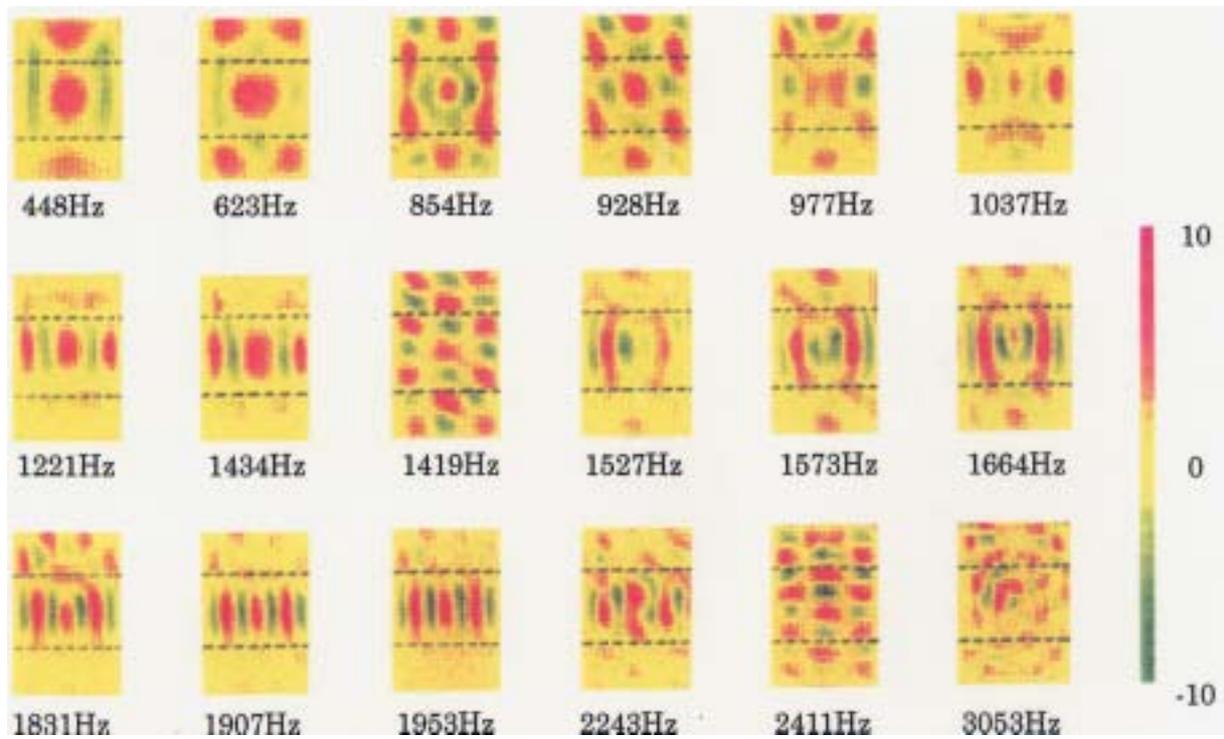
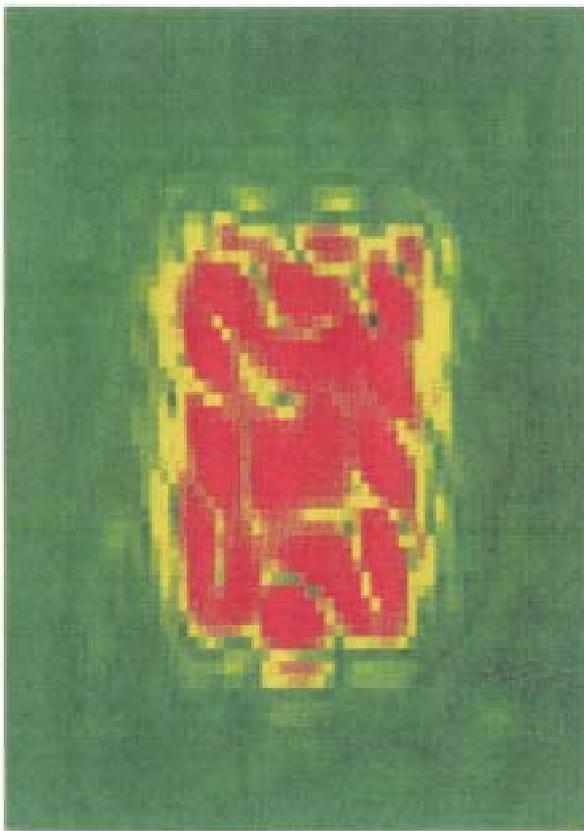


図 4 . 1 0 リブ付き平板の周波数と振動状態

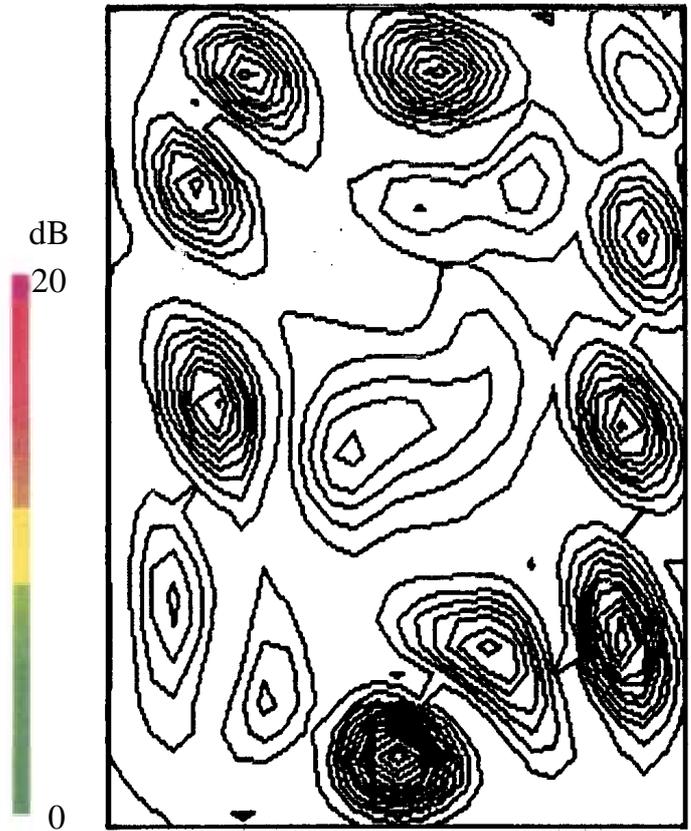
に狭いことが分かる。このような構造体に存在するリブが、振動エネルギーを通過させる周波数帯域(Pass band)と振動エネルギーを遮断する周波数帯域(Stop band)を作り出し、振動エネルギー伝搬のフィルターとして作用することについては Heck¹⁹⁾らにより示されている。しかし、この Pass band において振動エネルギーが平板ないをどのように伝搬するかは知られていない。そこで、リブ付き平板の Pass band に対応する振動モード(図 4 . 8 (b)の図中の)のうち、同じモードを示している例として 928Hz を、異なったモードを示している例として 1464Hz を選択し、この 2 つの周波数について構造インテンシティと音響インテンシティ計測を行った。

図 4 . 1 1 に、リブなし平板の実験結果を示す。各図はそれぞれ最大値で規格化されている。図(a)は NAH を用いて再構成した平板表面振動の振幅値である。平板は(3,5)のモードで振動している。図(b)は音響インテンシティを示す。図(b)から図(d)は平板上のみを示している。この図を見ると、音響エネルギーは平板の周囲にある振動モードの腹の位置から強く放射されており、加振点近傍の振動モードの腹からはほとんど音響エネルギーは放射されていない。図(c)は構造インテンシティである。振動エネルギーの流れは平板中央の加振点から湧き出して、平板の周囲に向かって流れ出している。図(d)は、構造インテンシティから求めた振動エネルギーポテンシャルである。実線は正の、点線は負の値を示している。つまり実線は振動エネルギーの湧き出しを示し、点線は振動エネルギーの吸い込みを示している。図(d)を見ると、平板の中心で振動エネルギーポテンシャルが最大となっている。以上のことから、加振点において加振器から振動エネルギーの供給を受け、振動エネルギーポテンシャルが最大となる。ここから湧き出した振動エネルギーは主に平板内を伝搬し、平板の周囲において音響エネルギーに変換され、水中に放射されている。このケースでは、主に平板周囲という(単純支持)境界において音響エネルギーの放射が大きいことから、構造体の不連続が音響エネルギーの放射の原因となっていることが分かる。

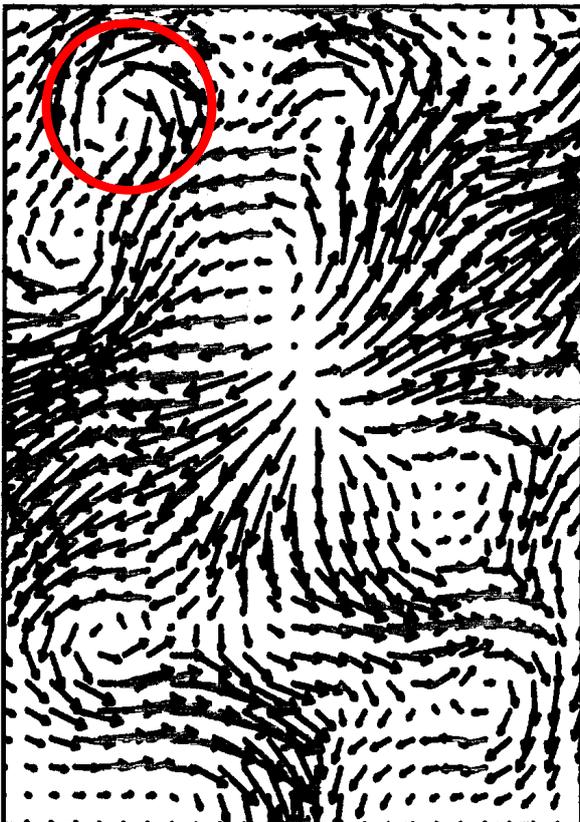
図 4 . 1 2 に、リブ付き平板の実験結果を示す。図中の横線はリブの位置を示している。平板の振動状態(図(a))にはリブなし平板の振動状態と余り大きな違いは見られない。しかし、音響インテンシティ(図(b))を見ると、加振点やリブ。そして平板周囲のいずれの振動モードの腹の位置からも音響エネルギーの放射が見られる。これらの音響エネルギー放射は、構造的な不連続が原因となっていると考えられる。構造インテンシティ(図(c))を見ると、加振点から湧き出した振動エネルギーは主に横方向、特に右側に強く流れ込んでいる。また、上側のリブの中央では、上から振動エネルギーの流れが見られる。この振動エネルギー流は、平板周囲の指示箱から供給されたものと考えられる。平板周囲の指示箱と平板は、シリコンゴムを介して接続されているので、単純支持に近い状態を実現したが、振動エネルギーの漏れ出しを完全には遮断できなかったため、このような事象が生起したと考



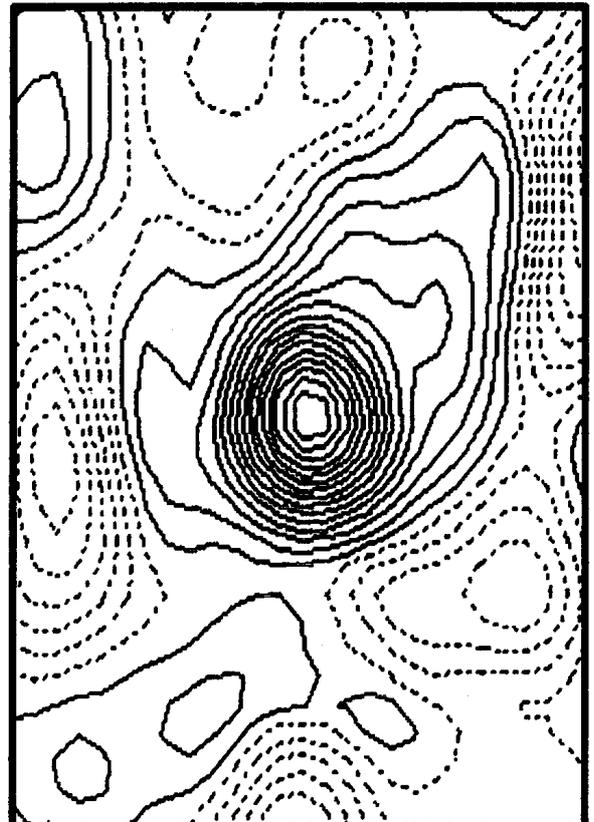
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ

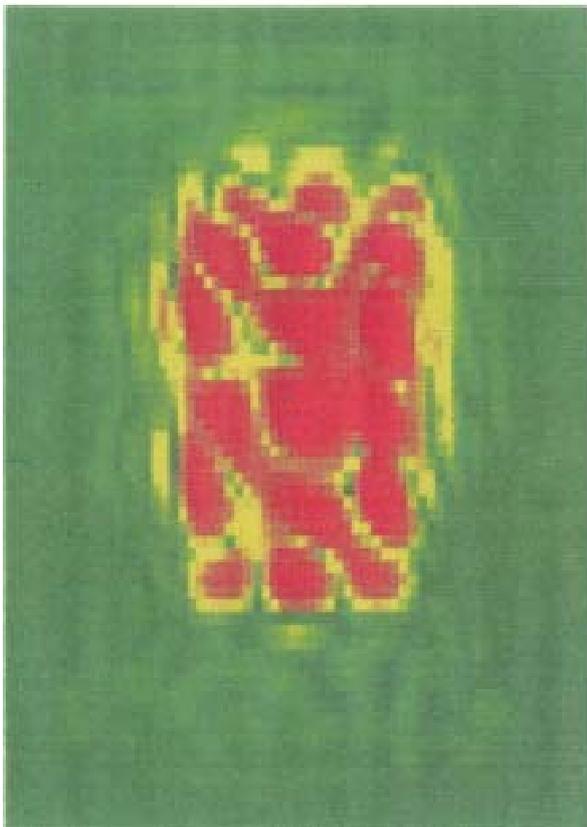


(c)構造インテンシティ

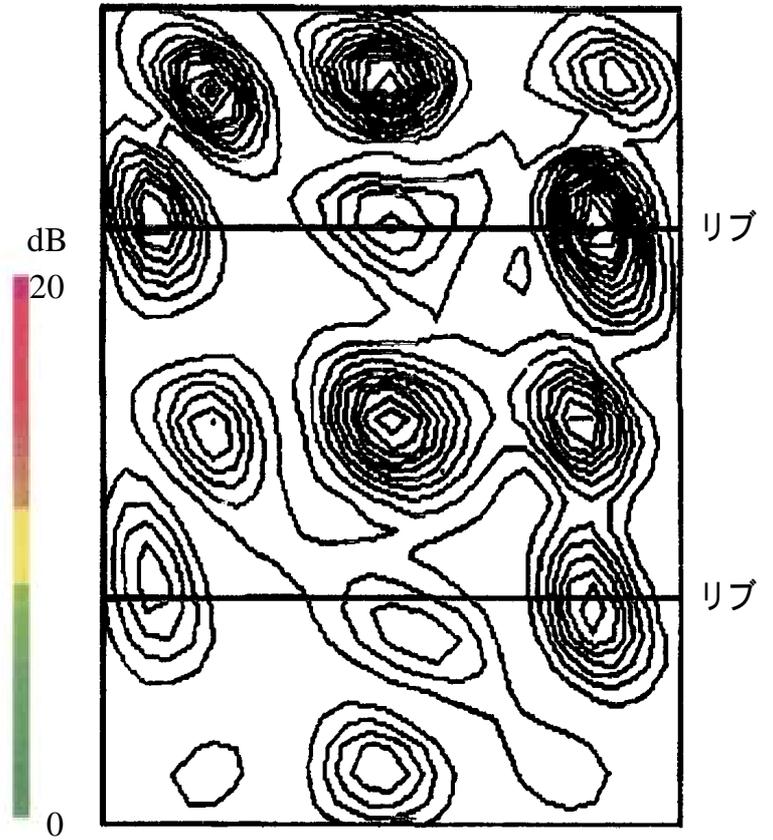


(d)振動エネルギーポテンシャル

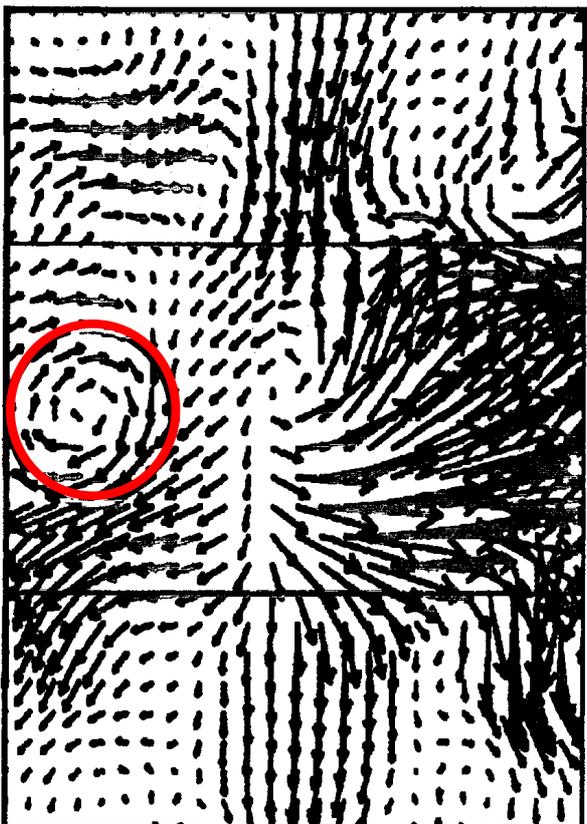
図4.11 リブなし平板の構造・音響インテンシティ計測結果(928Hz)



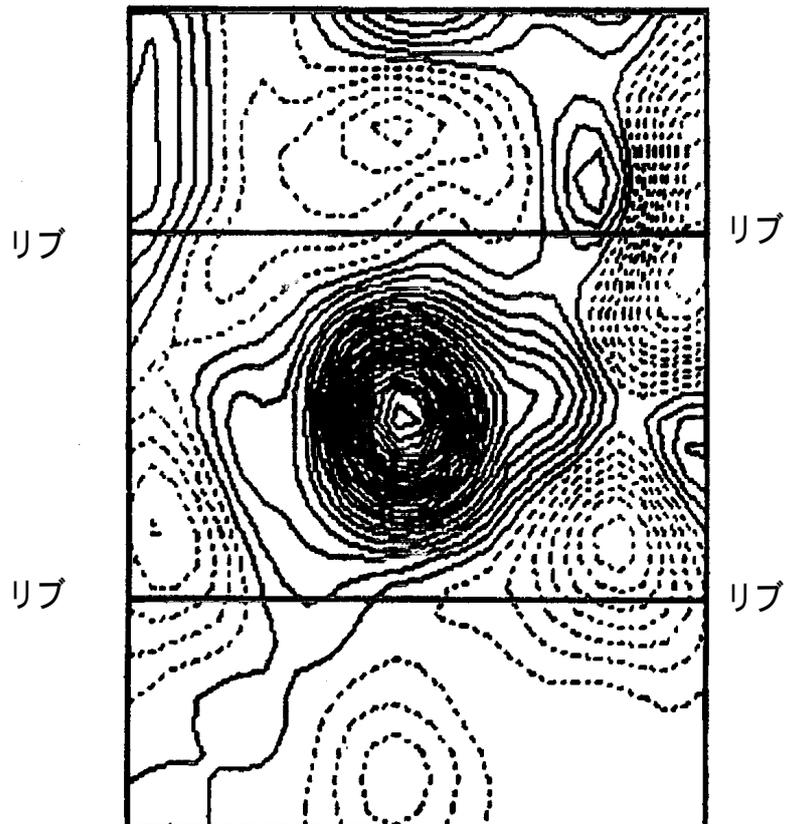
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ



(c)構造インテンシティ



(d)振動エネルギーポテンシャル

図4.12 リブ付き平板の構造・音響インテンシティ計測結果(928Hz)

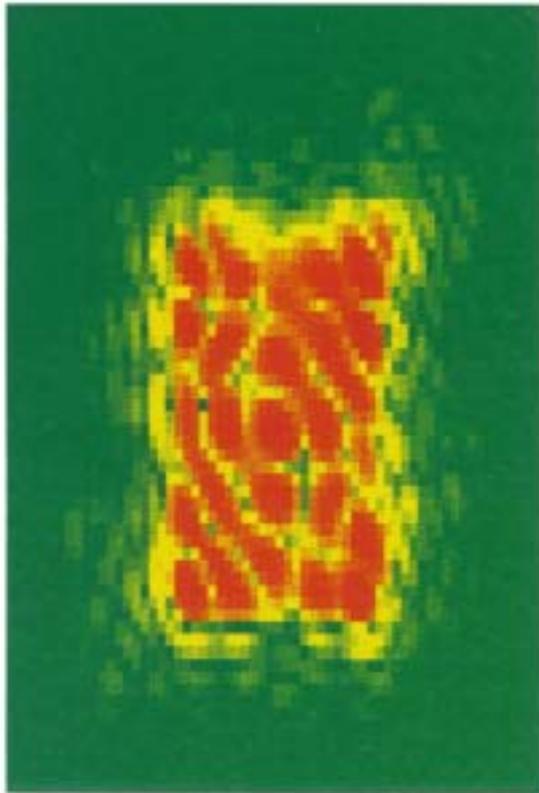
えられる。振動エネルギーポテンシャルを見ると、加振点のポテンシャルが特に高くリブなし平板の場合と比較しても明らかに高い。これは加振点においても音響エネルギーが放射されているためであると考えられる。

ここでリブなし平板とリブ付き平板のエネルギーの流れをまとめると次のようになる。リブなし平板では加振点で湧き出した振動エネルギーが平板の周囲に向かって流れ、不連続が生じる平板周囲から音響エネルギーとして放射されていく。これに対しリブ付き平板では、Pass band においても加振点で湧き出した振動エネルギーの流れがリブの影響を受けて主に横方向に流れ、リブや平板周囲といった不連続が生じる位置で音響エネルギーに変換、放射されている。また、リブの影響によって加振点からも音響エネルギーが放射されている。つまり、振動エネルギーが音響エネルギーに変換されているのは何らかの不連続が生じている位置であり、また pass band で振動モードの形が同じでも、エネルギー流の観点から見ると全く異なった事象が生起していることが分かる。

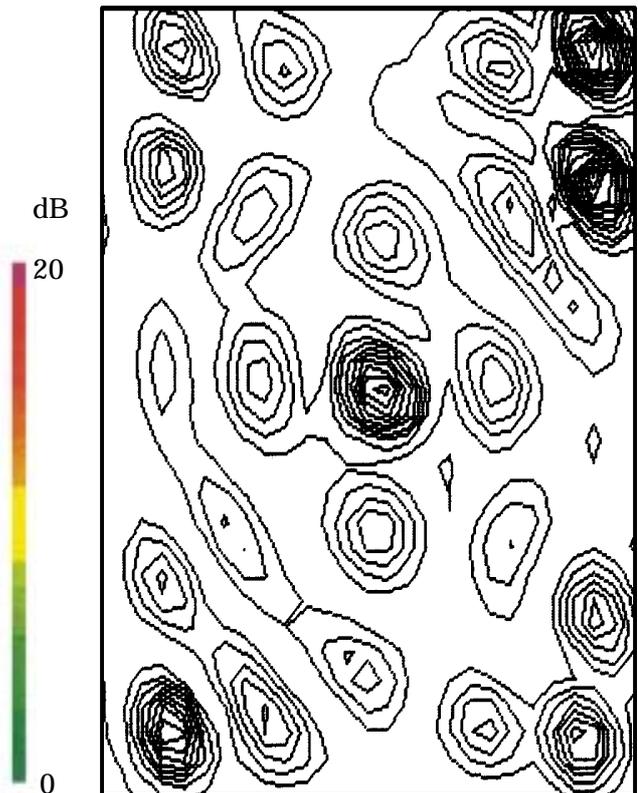
振動エネルギーが音響エネルギーに変換される様子については SIMAP を用いた実験においても示されているが、加振点で湧き出した振動エネルギーが音響エネルギーに変換されるようすを一連の流れで示し、かつリブの影響について考察した例はない。さらに、構造インテンシティを見ると、リブなし及びリブ付き平板のどちらでも、図中の赤丸で示す位置のように構造インテンシティの渦が見られる。この渦は、二つの振動モードが近接している場合に起こることが知られている⁵³⁾。リブなし、リブ付き平板のモビリティを見るとともに 928Hz 近傍に別のピークがあることから、今回の実験結果の妥当性を確認することができる。

また、この実験結果では音響インテンシティ計測結果や振動速度再構成結果からは振動源位置は推定できず、振動エネルギーポテンシャルを求めることによるのみ振動源位置推定が可能である。従来放射雑音低減対策は、音響インテンシティを計測して、音響エネルギーが放射されている位置を特定したのち制振材等を設置してきたが、この実験結果を見るとこの対策が根本的な対策になっていないことが分かる。すなわち、音響インテンシティの極大点に制振材等を設置した場合、その位置の音響エネルギー放射は小さくなるが、振動エネルギーの流れは依然として平板内に存在するため、制振材を設置した境界に沿って音響エネルギー放射が起こることが予想される。これに対し、振動エネルギーポテンシャルを求め振動エネルギーの供給源を特定すれば、この位置に制振材等を設置することにより平板に供給される振動エネルギーは低減し、その結果放射雑音を低減することが可能となる。従って、放射雑音低減対策には構造インテンシティと音響インテンシティを同時に計測し、構造体内のエネルギーの流れを把握した上で、根本的な対策を施す必要があり、ここで提案する計測法が有力な計測手段となることが明らかとなった。

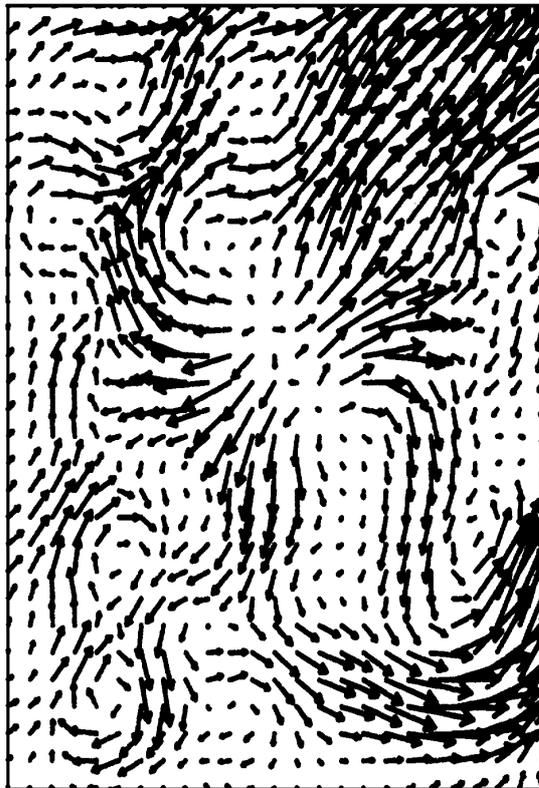
次に、リブ付き平板とリブなし平板の振動モードの形が異なる周波数である 1464Hz の



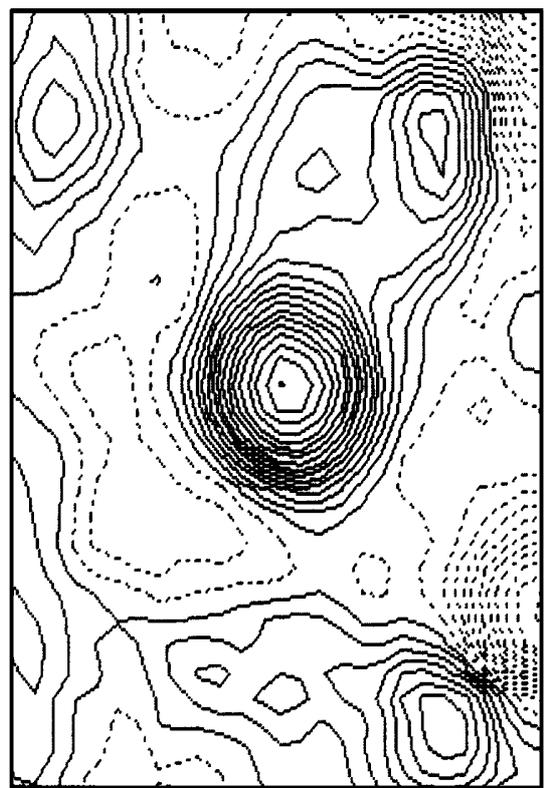
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ

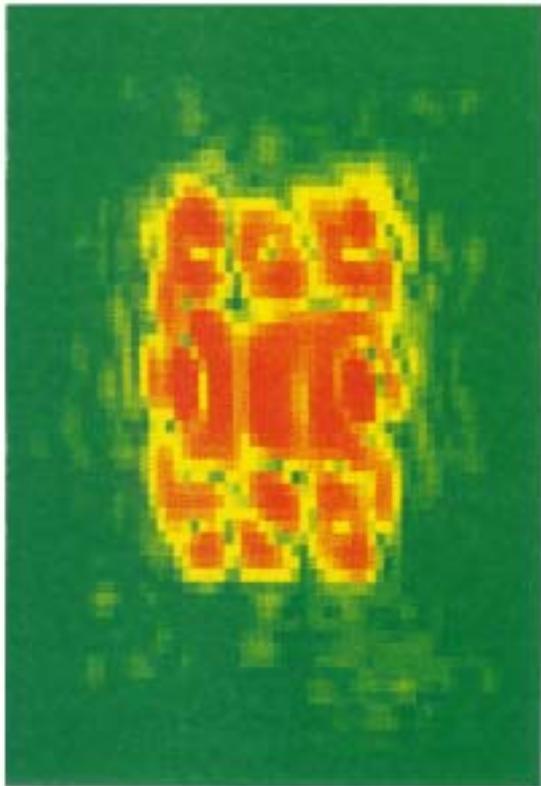


(c)構造インテンシティ

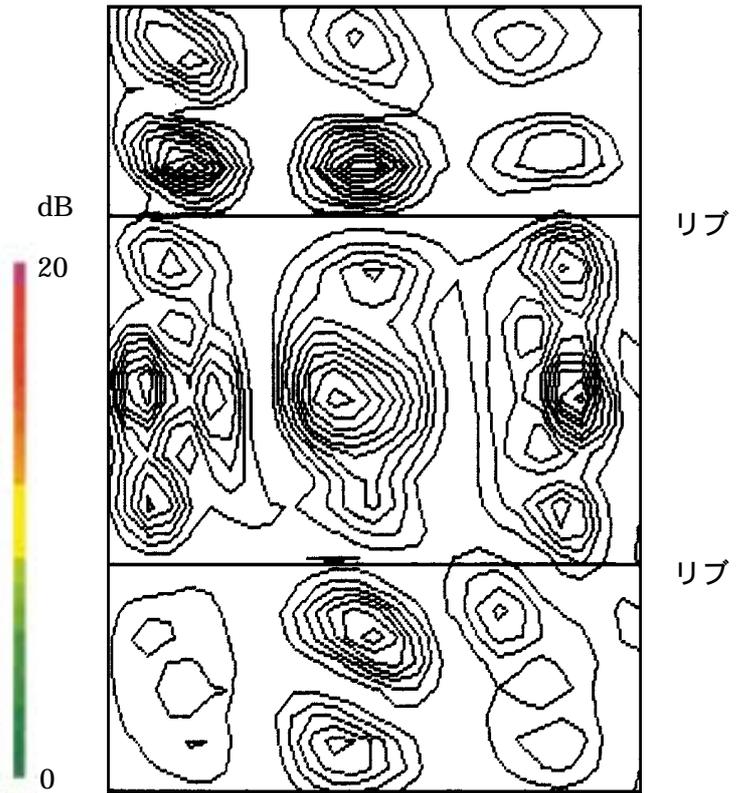


(d)振動エネルギー
ポテンシャル

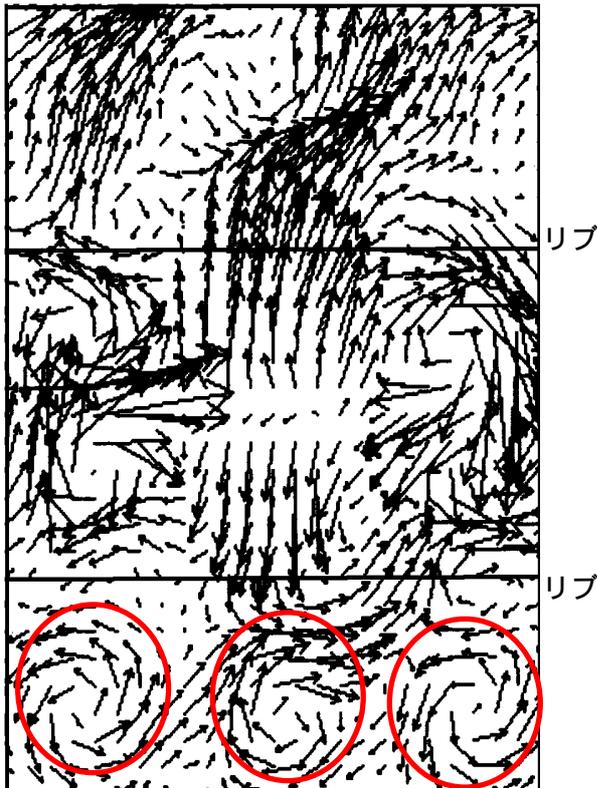
図4.13 リブなし平板の構造・音響インテンシティ計測結果(1464Hz)



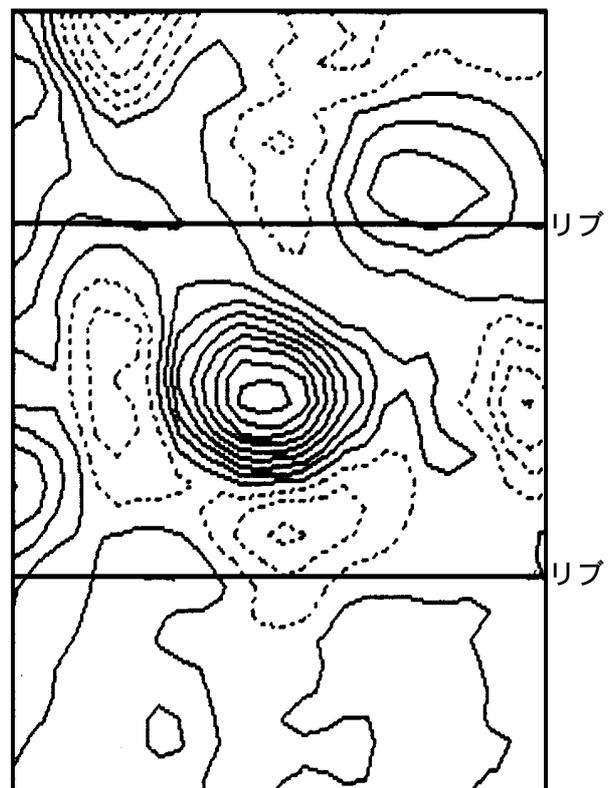
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ



(c)構造インテンシティ



(d)振動エネルギー
ポテンシャル

図4.14 リブ付き平板の構造・音響インテンシティ計測結果(1464Hz)

実験結果を図4.13と図4.14に示す。図4.13には、リブなし平板の構造・音響インテンシティ計測結果を示す。図(a)は(5,5)の振動モードを示している。この振動モードは928Hzと同じ斜め方向の波面を有しているが、振動周波数が高いために各モードの腹がはっきり現れている。音響インテンシティ(図(b))を見ると、加振点、右上端及び左下端の振動モードの腹から強い音響エネルギーの放射が見られる。振動エネルギーの流れを見ると、加振点から周囲に向かって、928Hzのリブなし平板と同様に流れ出している様子が分かる。加振点から流れ出した振動エネルギーは主に右斜め上方向に強く流れ出している。また、右下においても、右斜め上に向かう振動エネルギーの流れが存在する。これらの斜め方向のエネルギー流が、斜め方向へ向かうたわみ波の流れを作り出している。このたわみ波が平板周囲境界で多重反射することにより、図(a)に見られるような(5,5)の振動モードを作り出している。振動エネルギーポテンシャルを見ると、平板中央にポテンシャルの最大値が存在し、平板の四隅に存在する極大値をはるかに凌駕している。

図4.14には、リブ付き平板の構造・音響インテンシティを示している。図(a)を見ると、(3,7)の振動モードが現れていることが分かる。また、リブの位置は振動モードの節に対応しており、ほとんど振動していないことがわかる。音響インテンシティ(図(b))もリブなし平板と全く異なった放射パターンを示している。音響エネルギーの放射は、加振点を含めてリブの間に挟まれた振動モードの腹の位置で強く、リブの外部ではリブに沿った領域で強い音響エネルギーの放射が見られる。特に、928Hzの場合とは異なり、振動エネルギーの流れ(図(c))は、加振点において湧き出した振動エネルギーが928Hzの場合とは異なり、上下方向に流れ、リブを乗り越えてリブの外部に流れ出している。また、加振点から斜め方向に流れ出した振動エネルギーはリブによってその方向を曲げられ、左右の境界をへて加振点に戻っている。つまり、リブに挟まれた領域内で振動エネルギーが循環している。平板の下方に目を転じると、赤丸で示したように振動モードの形と同じように、3つの振動エネルギーの渦が見られる。振動エネルギーの流れは非常に複雑かつ大きな値を示しているが、振動エネルギーポテンシャルを見ると(図(d))加振点のみが大きなピークを示しており、その外にはあまり大きな特徴が見られない。このことは、平板内を振動エネルギーが循環していることを示している。

以上の結果をまとめると、リブはPass bandにおいても振動エネルギーの流れる向きに影響を与え、加振点から斜め方向に向かう振動エネルギーの流れをリブに平行か垂直な方向に変える。また、振動エネルギーが音響エネルギーに変換されるのは、主に加振点やリブ、そして境界面近傍といった構造的な不連続が存在する位置の振動モードの腹であった。

また、振動騒音対策という観点から見ると、音響インテンシティによる放射音源位置推定に基づく制振材設置という方法は、放射音源にエネルギーを供給する振動源位置を推定することができず、また制振材設置による新しい境界面が新しい放射音源となる可能性があり、根本的な対策を取ることが困難である。これに対し構造インテンシティと音響イン

テンシティを共に計測すると、放射音源のみならず振動源位置を推定することができ、さらに放射音源にエネルギーを供給している振動エネルギーの流れを把握することができ、振動騒音に対する根本的な対策を行うことができる。このように、ここで提案した構造インテンシティ計測が、振動騒音対策のための有力な計測手段となることが明らかとなった。

平板の構造インテンシティ計測によって、リブの影響はある程度明らかとなったが、平板周囲の支持箱を介した振動エネルギーの流れがあったため、リブの影響のみの把握には至らなかった。そこで、振動エネルギーがリブを必ず通過するような条件を水中において実現するために、次節では水中においたリブ付き円筒の構造インテンシティ計測を行う。

4.3 薄い円筒の振動及び音響エネルギー流の計測

前節では、薄い平板の振動放射問題を解析するために構造インテンシティ計測を行った。この中で、構造インテンシティ計測が振動騒音対策のための有力な計測手段となることを示すとともに、リブが振動エネルギーの流れに与える影響について検討することができた。ここではこの検討をさらに進めるために、水中に置いたリブ付き及びリブなし円筒の構造インテンシティ計測を行う。はじめに、波数空間窓適合法による薄い円筒の構造インテンシティを定式化する。その後、水中においた薄いリブ付き及びリブなし円筒の構造インテンシティ計測結果を示す。ここでデータスムージング法としては、実空間誤差エネルギー低減法を用いた。この理由は、測定音圧が測定開口端にかなり小さいこと、そして1次元のデータ外挿が必要であるためである。

4.3.1 波数空間窓適合法による円筒の構造インテンシティの定式化⁵⁴⁾

波数空間窓適合法による円筒の構造インテンシティの定式化を行うに際し、円筒の運動方程式から検討を行う。2.1.3項に示したように、今回は円筒の運動方程式として、Flügge-Byrme-Lur'yeの方程式を用いる。円筒の半径を a とおいて、(2.15)式の (u, v, w) を円筒波動関数 $\exp(im\theta)$ と $\exp(ik_z z)$ を用いて展開すると次のようになる、

$$\begin{aligned} u(\vec{r}) &= \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} U_{\alpha}(k_z) \cos(\alpha\theta) \exp(ik_z as), \\ v(\vec{r}) &= \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} V_{\alpha}(k_z) \sin(\alpha\theta) \exp(ik_z as), \\ w(\vec{r}) &= \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} W_{\alpha}(k_z) \cos(\alpha\theta) \exp(ik_z as). \end{aligned} \tag{4.4}$$

ここで $s=z/a$ であり、 U 、 V 、 W は各々 u 、 v 、 w に対する(2.53)式で定義される2次元2次元空間フーリエ変換である。ここで(2.22)式で定義される運動方程式として Flugge-Byrme-Lur'ye の運動方程式を用い、この演算子 L を波数空間表示すると

$$L = \begin{bmatrix} L_1 & L_2 & L_3 \\ L_2 & L_4 & L_5 \\ L_3 & L_5 & L_6 \end{bmatrix}, \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} L_1 &= \left(\frac{\omega a}{c_p} \right)^2 - (k_z a)^2 - \frac{1-\nu}{2} \left[1 + \frac{1}{12} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \right], \\ L_2 &= i \frac{1+\nu}{2} k_z a \alpha, \\ L_3 &= i k_z a \left[1 + \frac{1}{12} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \left\{ (k_z a)^2 - \frac{1-\nu}{2} \alpha^2 \right\} \right], \\ L_4 &= - \left(\frac{\omega a}{c_p} \right)^2 + \frac{1-\nu}{2} (k_z a)^2 \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \right] - \alpha^2, \\ L_5 &= i \left[1 + \frac{3-\nu}{24} \left(\frac{h}{a} \right)^2 (k_z a)^2 \right], \\ L_6 &= 1 - \left(\frac{\omega a}{c_p} \right)^2 + \frac{1}{12} \left(\frac{h}{a} \right)^2 \left[1 - 2\alpha^2 + \left\{ (k_z a)^2 + \alpha^2 \right\}^2 \right] \end{aligned} \quad (4.6)$$

となる。この(4.6)式は(2.24)式の波数空間表示である。この演算子と GENAH によって求まる変位の円筒法線方向の波数空間表示 W から、 U と V を(2.23)式の波数空間表示

$$U = \frac{L_3 L_4 - L_2 L_5}{L_2^2 - L_1 L_4} W, \quad V = \frac{L_1 L_5 - L_2 L_3}{L_2^2 - L_1 L_4} W, \quad (4.7)$$

を用いて計算する。また、波数空間窓適合法に用いるフィルターは

$$f(k_\rho, k_l) = \text{circ} \left(\frac{k_\rho}{k_l} \right) \quad k_\rho = \sqrt{k_z^2 + \left(\frac{\alpha}{a} \right)^2}, \quad (4.8)$$

とする。ここで circ 関数は(4.3)式で定義したものである。また再構成に用いる上限波数は平板の構造インテンシティを求める場合と同様にして決定した。以上の式で与えられる各変数を用いて(2.21)式の中の各応力、モーメント等の波数空間表示

$$\begin{aligned} N_\theta &= \frac{Eh}{2(1+\nu)} \left[\frac{1}{a} \left(1 + \frac{h^2}{12a^2} \right) W f(k_\rho, k_0) + \left(\frac{\alpha}{a} V + i k_z \nu U \right) f(k_\rho, k_1) - \frac{(h\alpha)^2}{12a} W f(k_\rho, k_2) \right], \\ N_z &= \frac{Eh}{2(1+\nu)} \left[\frac{\nu}{a} W f(k_\rho, k_0) + \left(i k_z U + \frac{\alpha \nu}{a} V \right) f(k_\rho, k_1) + \frac{(h\alpha)^2}{12a} W f(k_\rho, k_2) \right], \\ N_{\theta z} &= - \frac{Eh}{2(1+\nu)} \left[\left\{ \frac{\alpha}{a} \left(1 + \frac{h^2}{12a^2} \right) U - i k_z V \right\} f(k_\rho, k_1) + \frac{i k_z \alpha h^2}{12a^2} W f(k_\rho, k_2) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_{z\theta} &= -\frac{Eh}{2(1+\nu)} \left[\left\{ -\frac{\alpha}{a}U + ik_z \left(1 + \frac{h^2}{12a^2} \right) V \right\} f(k_\rho, k_1) + \frac{ik_z \alpha h^2}{12a} Wf(k_\rho, k_2) \right], \\
M_\theta &= D \left[-\frac{1}{a^2} f(k_\rho, k_0) + \left\{ \left(\frac{\alpha}{a} \right)^2 + k_z^2 \nu \right\} f(k_\rho, k_1) \right] W, \\
M_z &= D \left[\left(\frac{ik_z}{a} U + \frac{\alpha \nu}{a^2} V \right) f(k_\rho, k_1) + \left\{ \left(\frac{\alpha}{a} \right)^2 \nu + k_z^2 \right\} Wf(k_\rho, k_2) \right], \\
M_{\theta z} &= -\frac{Eh^3}{24(1+\nu)a} \left[\left\{ \frac{\alpha}{a} U + ik_z V \right\} f(k_\rho, k_1) + 2ik_z \alpha Wf(k_\rho, k_2) \right], \\
M_{z\theta} &= \frac{iEh^3 k_z}{12(1+\nu)a} [Vf(k_\rho, k_1) + iWf(k_\rho, k_2)], \\
Q_\theta &= -\frac{D\alpha}{a} \left[\frac{a}{\alpha^2} Vf(k_\rho, k_2) + \left\{ k_z^2 - \left(\frac{\alpha}{a} \right)^2 \right\} Wf(k_\rho, k_3) \right], \\
Q_z &= ik_z D \left[\frac{a}{\alpha^2} Vf(k_\rho, k_2) + (k_z^2 + \alpha^2) Wf(k_\rho, k_3) \right],
\end{aligned} \tag{4.9}$$

を求め、2次元逆フーリエ変換により実空間の変数に変換した後、(2.21)式に代入することにより、構造インテンシティを得ることができる。

4.3.2 リブ付き・リブなし円筒による実験結果

本節では、水中に置かれたリブ付き・リブなし円筒の振動放射問題の解析のために構造インテンシティを計測した結果について説明する⁵⁴⁻⁵⁹。

図4.15に、実験に用いたモデルを示す。サンプル円筒は、高さ800mm、半径107mm、厚さ3mmのSUS304ステンレス製であり、上下端はゴム製のOリングで支持することにより、単純支持の境界条件を近似した。加振点はサンプル円筒の下端から500mmの位置である。加振器は、Wilcoxon社製

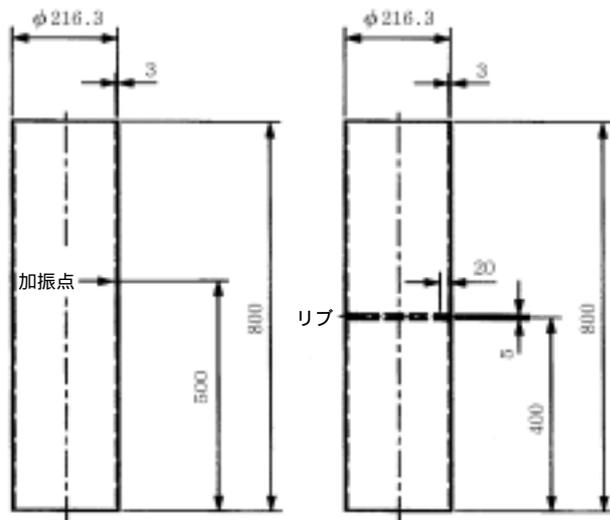


図4.15 実験モデル

F9/Z9/F3を用いた。また、リブ付円筒については、図中に示す位置に厚さ5mm、高さ2cmのSUS304ステンレス製のリブを溶接した。

図4.16には、GENAHの測定系を示す。この測定系を用いて円筒の表面振動再構成

実験を行った。平板近傍に、円筒と同心円をなすように設定した測定面において音圧データ測定を行う。測定面は高さ方向に 2.5cm 間隔、周方向で 6° 間隔で 64 点×60 点の計 3840 点の測定位置からなり、測定面と構造体の距離は 3cm とした。この測定点にハイドロホン (Bruel & Kjaer Type 81

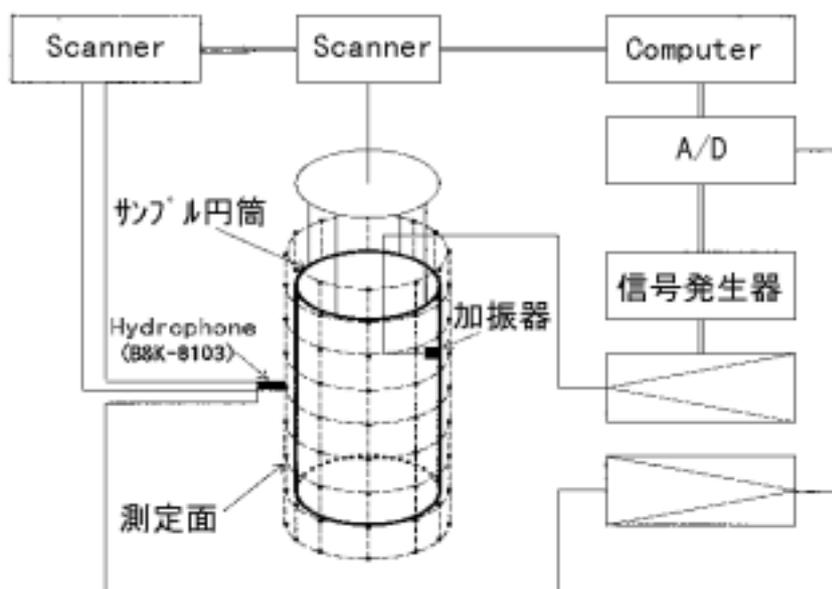
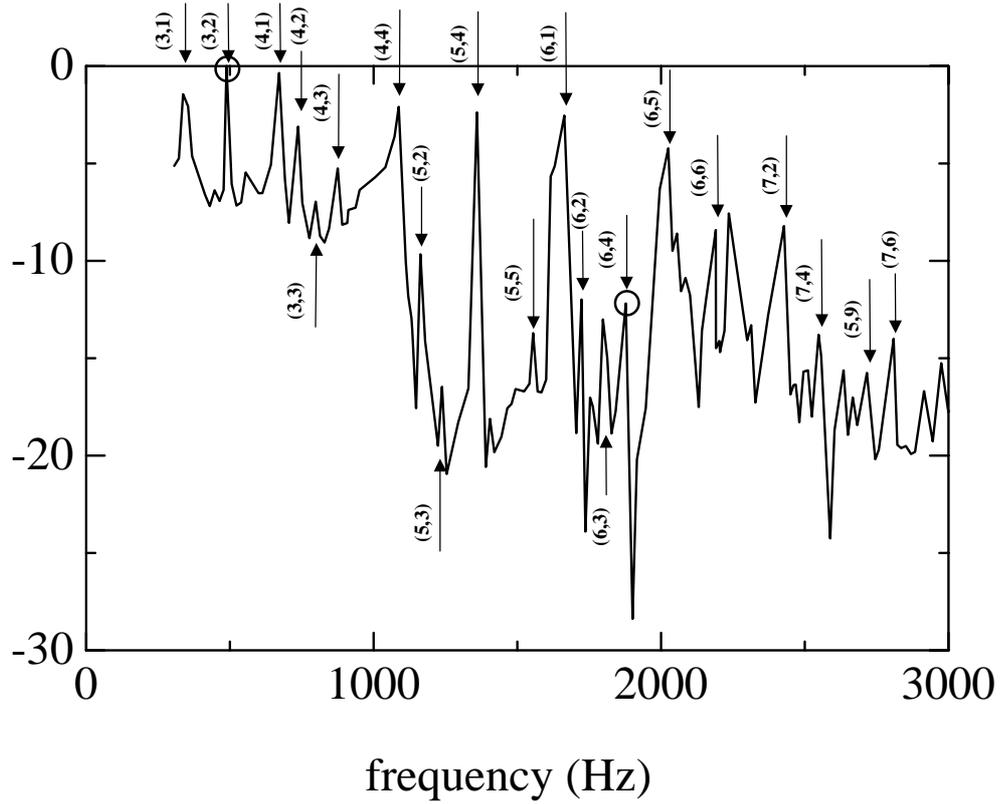


図 4 . 1 6 GENAH の測定系統図

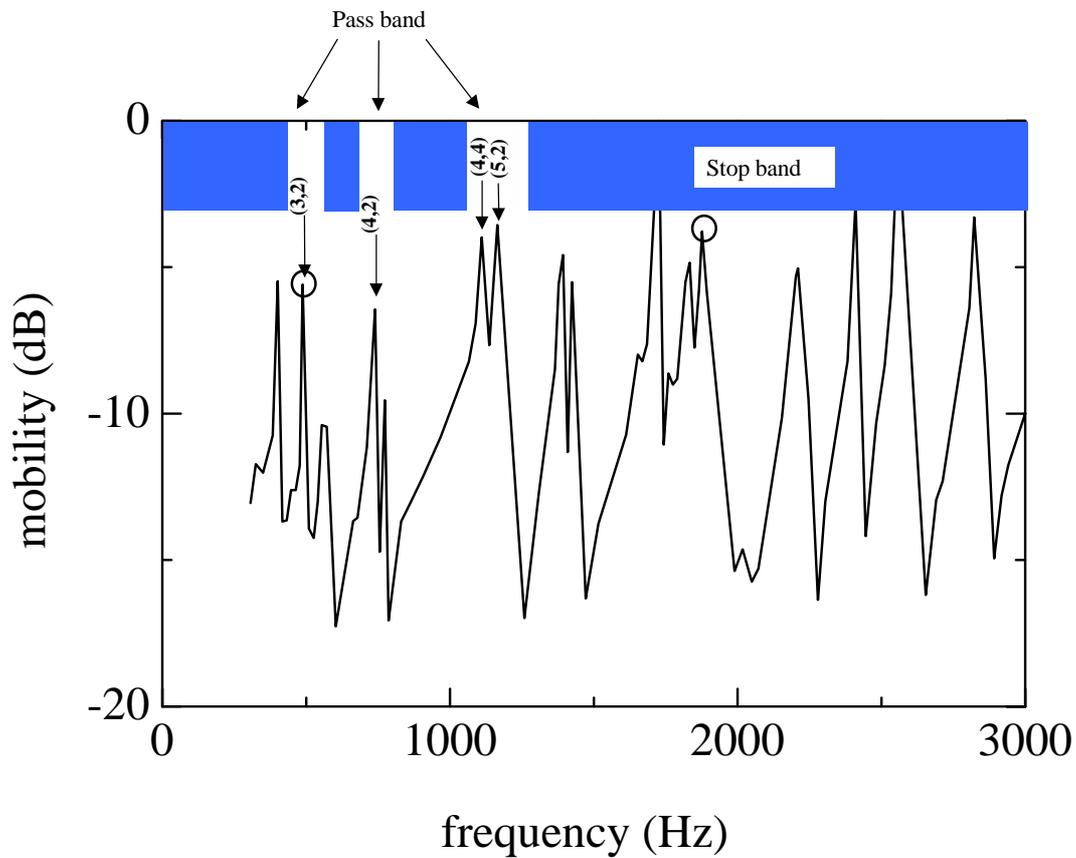
03)を移動させ、受波した信号をアンプで増幅した後、A/D によってデジタルデータに変換した後、計算機(HP-9000 735)に取り込んだ。また、加振器は計算機のコマンドによって信号発生器から駆動信号をアンプに入力し、このアンプ出力によって加振器を駆動した。なお、信号発生器から出力される駆動信号は A/D のサンプリングトリガにも使用したので、データの取り込みのタイミングは全ての測定点位置において同一となる。このデータ取り込みのタイミングをそろえることによって音圧ホログラム入を構成している。なお、駆動信号は 300Hz から 3000Hz の LFM 信号とした。

実験に先立ち水中におけるリブなし及びリブ付き円筒の駆動点モビリティを計測した。図 4 . 1 7 に、リブなし円筒とリブ付き円筒の駆動点モビリティを示す。図(a)はりぶなし円筒のモビリティである。この図では、モビリティのピークに対応する振動モードを示した。モード(n,m)の n は周方向のモード数、m は軸方向のモード数である。334Hz の(3,1)モードから 2808Hz の(7,6)のモードまで、振動周波数の変化に応じて低次の振動モードから高次の振動モードに変化している様子が良く分かる。図(b)はりブ付き円筒のモビリティである。平板と同様に Pass band と Stop band が交互に現れている。特に Pass band 内には 488Hz、732Hz、1099Hz 及び 1160Hz の振動モードが存在し、この周波数の振動モードはりブ付き円筒りぶなし円筒も同一のモードを示している。さらに、Stop band において多数のモビリティのピークが見られる。

このリブなし及びリブ付き円筒の振動状態を図 4 . 1 8 と図 4 . 1 9 に示す。図に示した周波数は、リブなし円筒の駆動点モビリティの極大点である。図 4 . 1 8 のりぶなし円筒の振動モードはきれいに現れている。ここで図中の白い横線は円筒の上下端を示している。図 4 . 1 9 はりブ付き円筒の振動状態である。図の真ん中の白線はりブの位置を示し



(a) リブなし円筒のモビリティ



(b) リブ付き円筒のモビリティ

図 4 . 1 7 リブ付き及びリブなし円筒のモビリティ

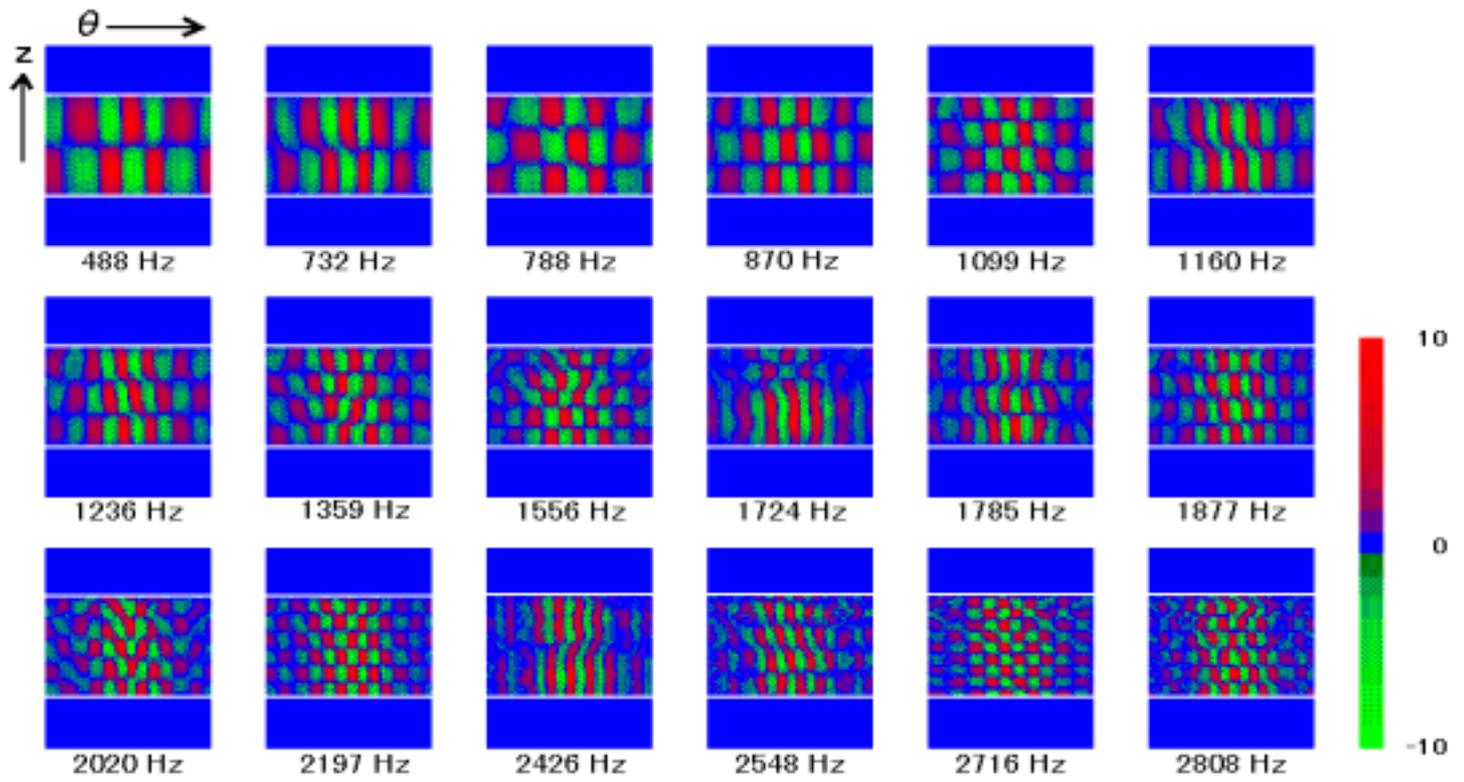


図 4 . 1 8 リブなし円筒の振動状態

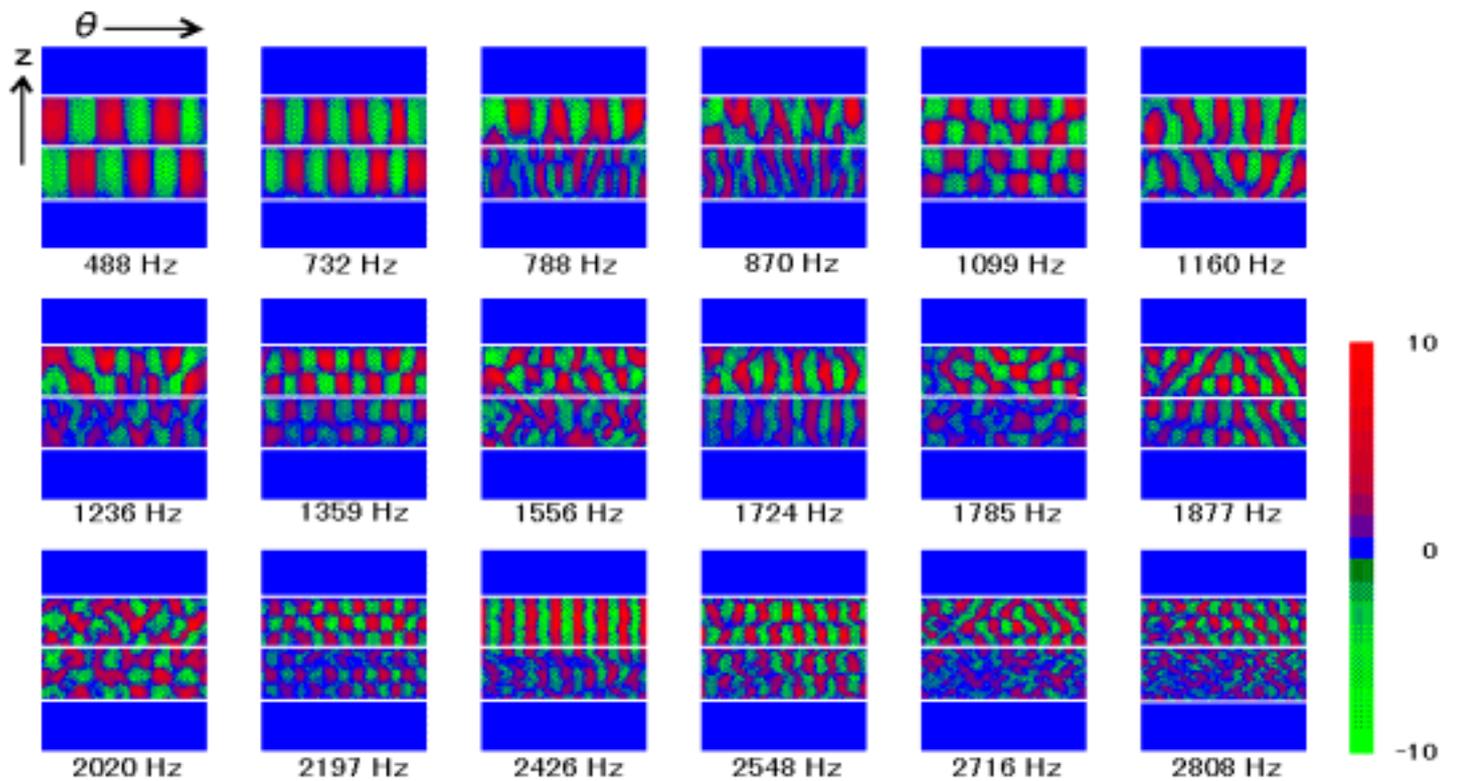
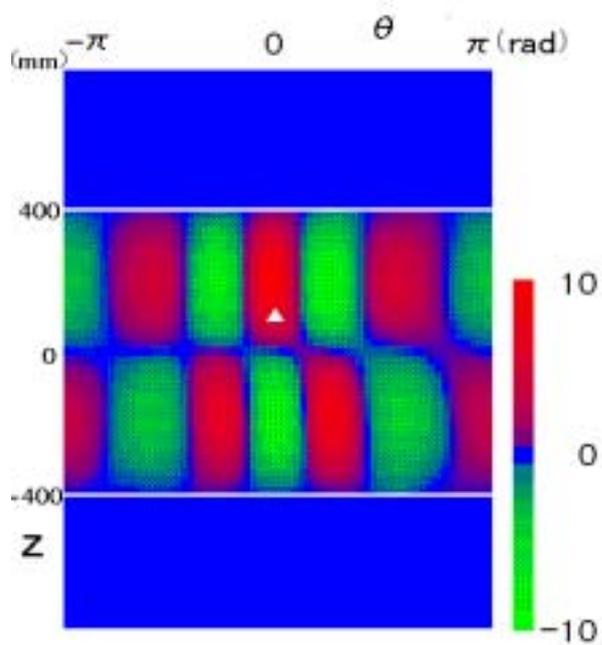


図 4 . 1 9 リブ付き円筒の振動状態

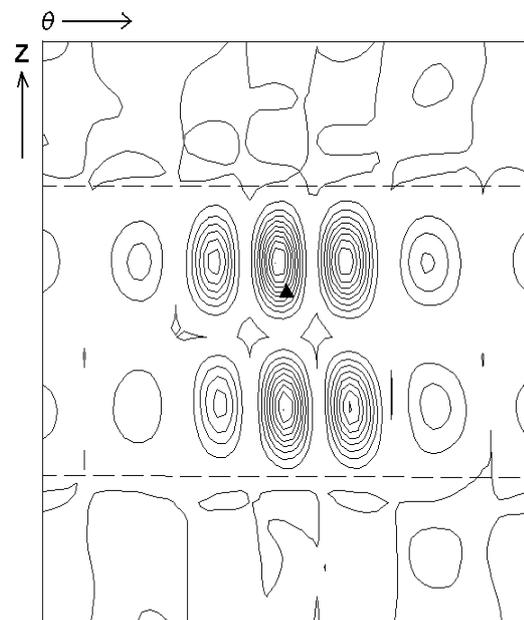
ている。Pass band 以外の周波数においては、円筒の上半分のみが強く振動しており、振動状態はあまりきれいなモードが現れていない。モビリティとあわせて比較して見ると、例えばリブなし円筒で(5,4)のモードを示している 1359Hz においてリブ付き円筒のモビリティはピークを示しており、かつ円筒の上半分のみを見るとリブなし円筒とほぼ同じ振動状態を示している。この傾向は 1877Hz、2197Hz、2426Hz、2548Hz 及び 2800Hz といった周波数においても見られる。これらの周波数に対応するモードの共通点は軸方向のモード数が偶数ということである。軸方向のモード数が偶数の場合、リブの位置がモードの節に対応している。このことから、リブは Stop band において円筒端として振る舞っていると考えられる。また、Pass band となるための必用条件の一つとして、リブの位置がモードの腹とならないということがあげられる。

そこでリブが Pass band と Stop band においてどのように振る舞うか、より詳しく検討するために、Pass band における最も低い周波数の 488Hz と、モード数が軸方向も周方向も共に 2 倍となる周波数 1877Hz について、リブ付き及びリブなし円筒の構造及び音響インテンシティを計測した。この場合、1877Hz において円筒を伝搬するたわみ波の波長は 488Hz の波長のちょうど 1/2 となる。

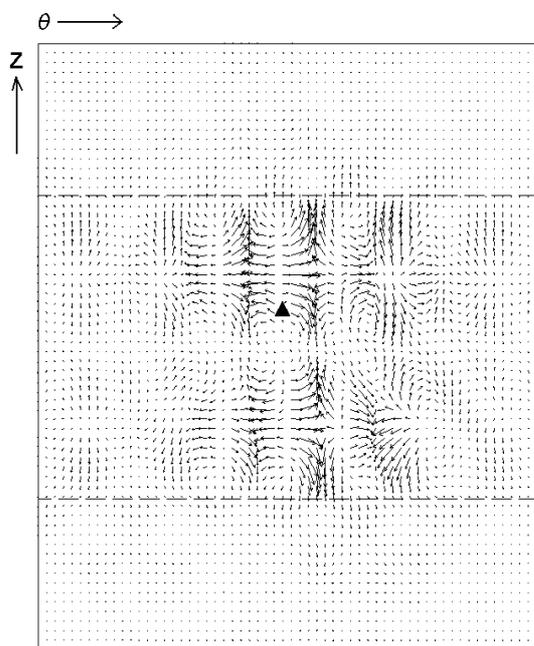
図 4.20 に、リブなし円筒の実験結果を示す。加振周波数は 488Hz である。図において横軸は円筒周方向、縦軸は円筒軸方向を示している。円筒の範囲は図(a)では上下の白線に挟まれた範囲、それ以外の図では点線に挟まれた範囲である。加振点は図(a)では白い三角、それ以外の図では黒い三角で示されている。図(a)は円筒振動速度を再構成した結果である。振動速度は最大値で規格化されており、リニアスケールで表示している。円筒は(2,3)のモードで振動している。図(b)は円筒から放射される音響インテンシティを表している。音響インテンシティは最大値で規格化されており、コンターマップの刻みは最大値の 1/10 としている。加振点から少し離れたところにピークが存在している。図(c)は構造インテンシティの再構成結果である。ベクトルの長さは最大値で規格化されており、リニアスケールで表示している。図(d)は構造インテンシティから求まる振動エネルギーポテンシャルである。図(b)と同様に最大値で規格化している。実線は正の値を、点線は負の値を示している。図(a)と図(b)を比較すると円筒軸方向の振動モードの腹からは、おおむね上下対称に音響エネルギーが放射されている。しかし、円筒周方向を見ると加振点に近い振動モードの腹の位置の音響エネルギー放射は強いが、加振点から離れるにつれて音響エネルギーの放射は小さくなる。図(c)を見ると加振点に近い位置の構造インテンシティは大きいですが、円筒周方向に離れるにつれて構造インテンシティは小さくなる。そして、図(b)と図(d)を比較してみると振動エネルギーポテンシャルの極大値を示す位置で音響エネルギーの放射が極大になっている。振動源位置推定という観点から見ると、音響インテンシティのピークは一意に決めにくい。これに対し、加振点近傍の振動エネルギーポテンシャルのピークは他の



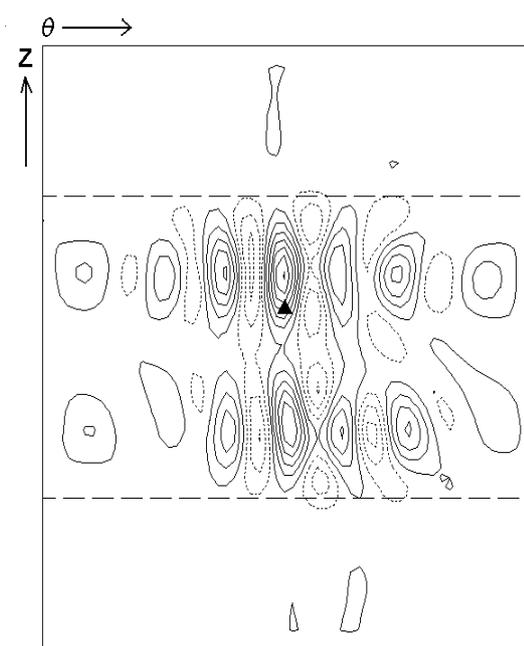
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ

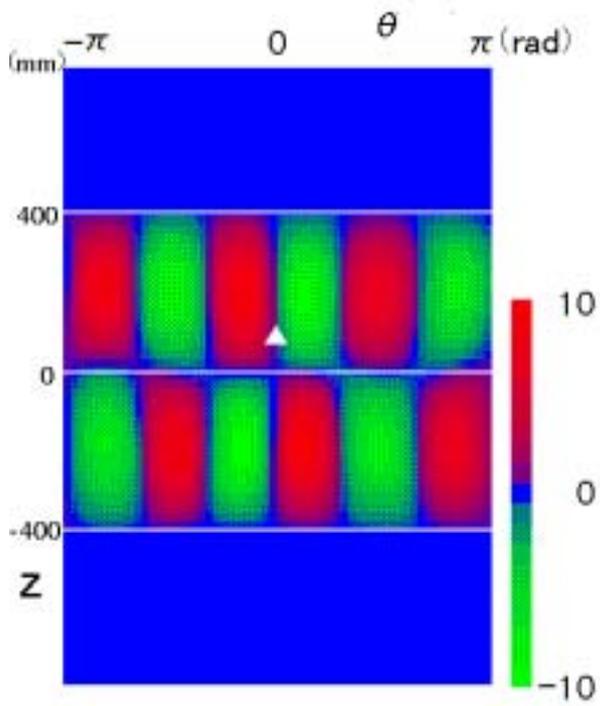


(c)構造インテンシティ

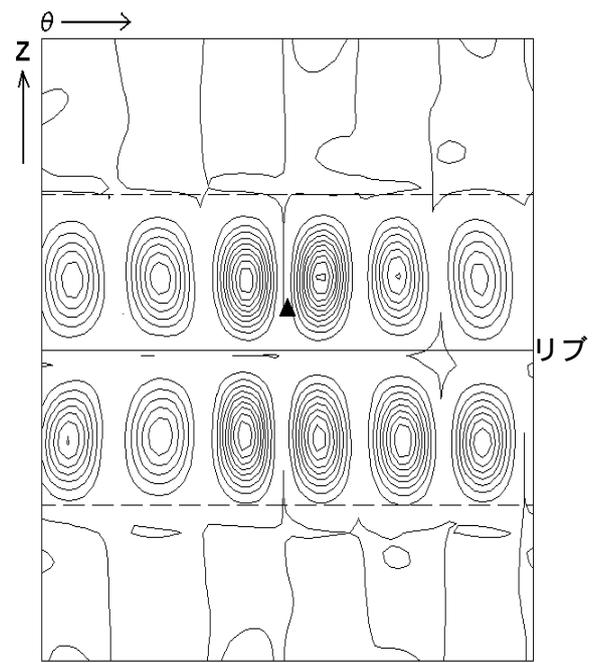


(d)振動エネルギーポテンシャル

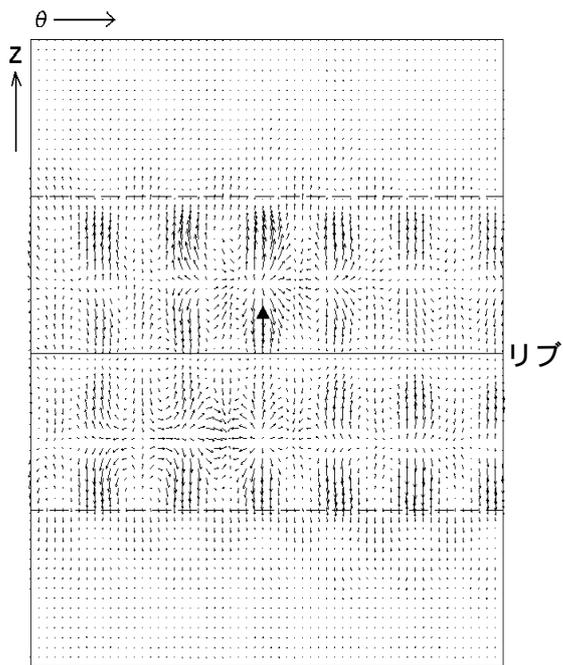
図4.20 リブなし円筒の構造・音響インテンシティ計測結果(488Hz)



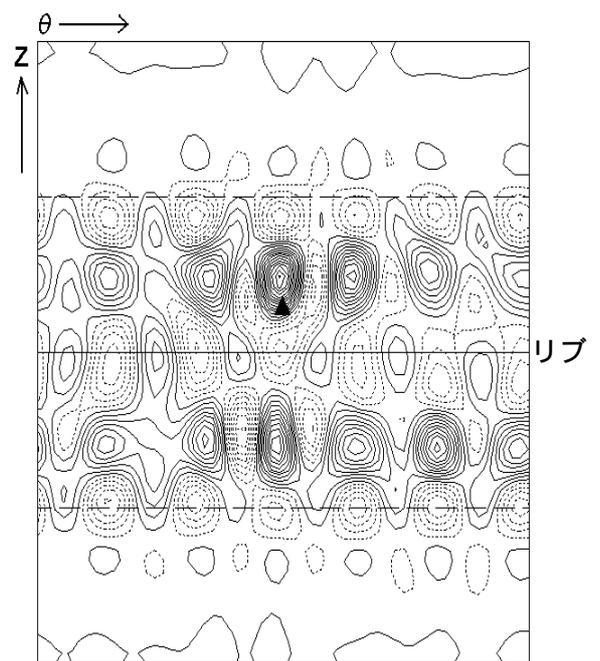
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ

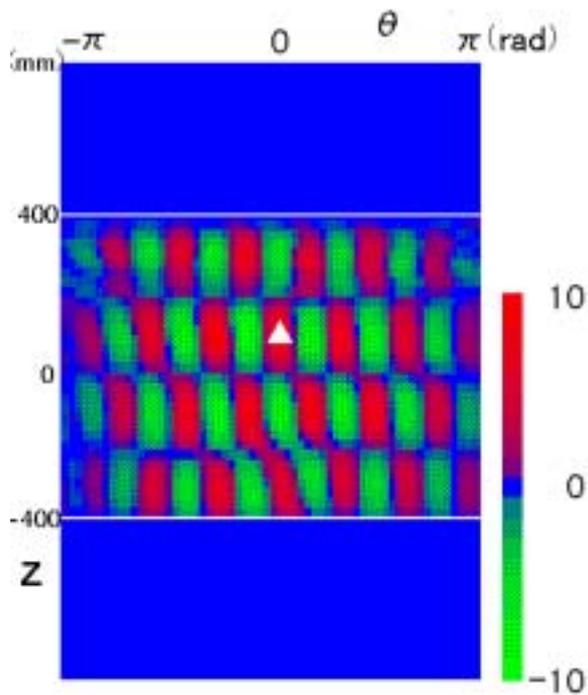


(c)構造インテンシティ

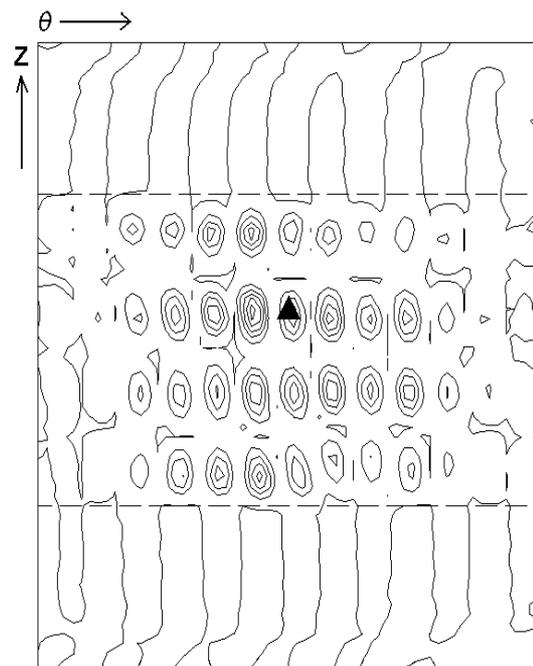


(d)振動エネルギーポテンシャル

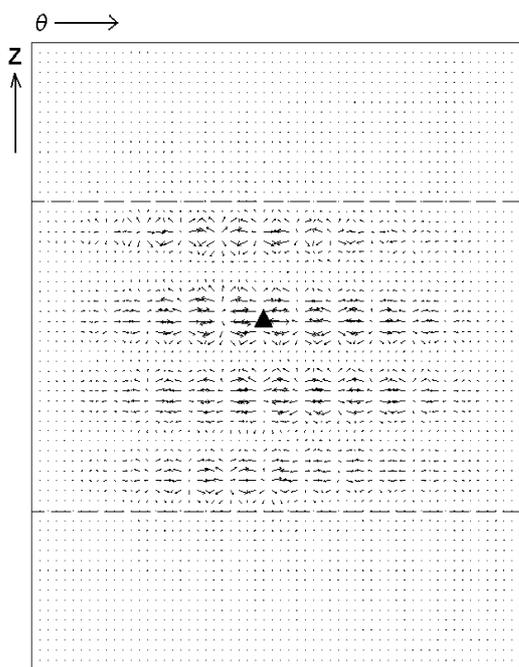
図4.21 リブ付き円筒の構造・音響インテンシティ計測結果(488Hz)



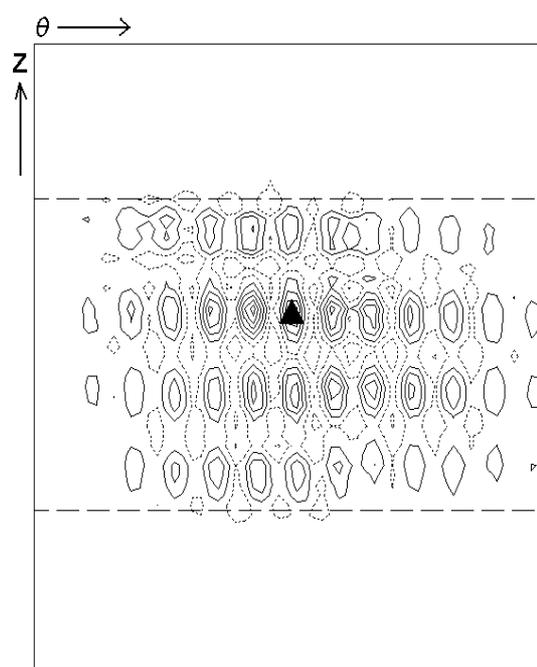
(a)再構成振動速度



(b)音響インテンシティ



(c)構造インテンシティ



(d)振動エネルギーポテンシャル

図4.2.2 リブなし円筒の構造・音響インテンシティ計測結果(1877Hz)

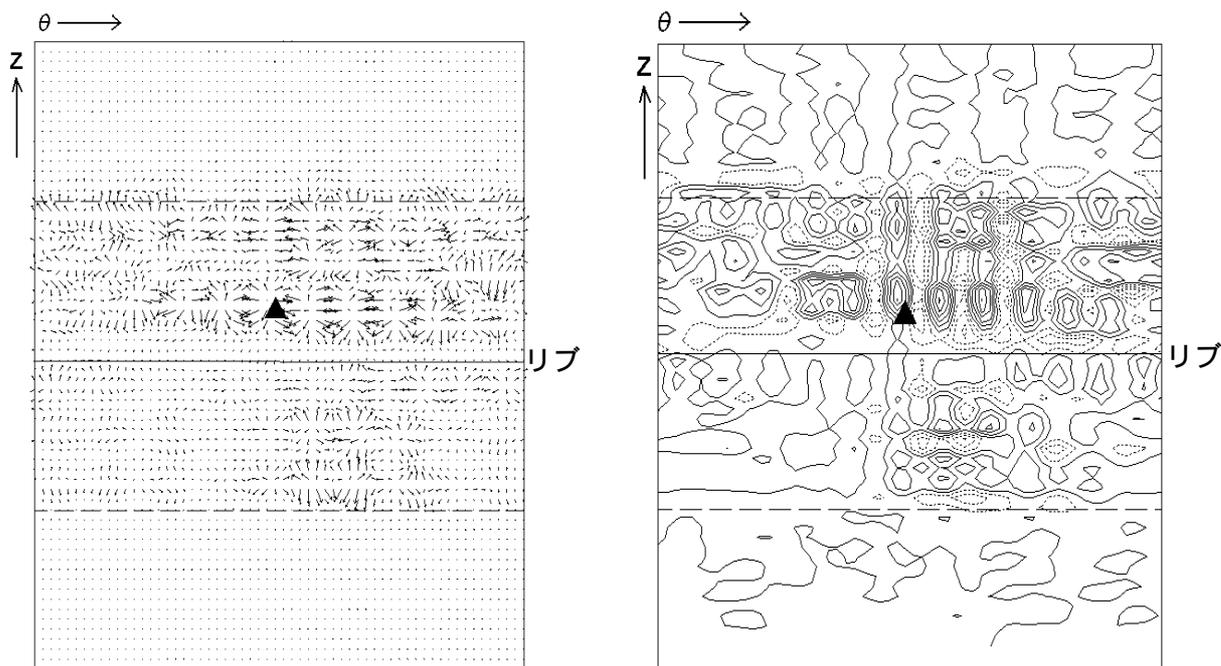
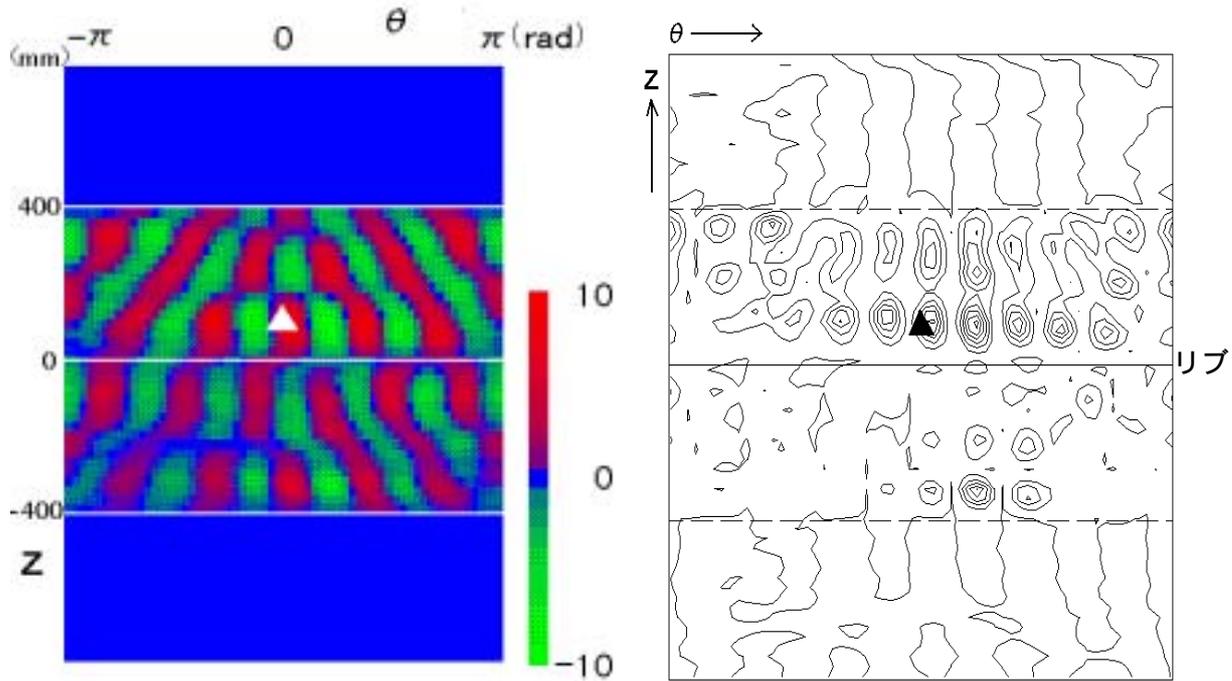


図4.2.3 リブ付き円筒の構造・音響インテンシティ計測結果(1877Hz)

振動ポテンシャルのピークよりも大きいことから、振動エネルギーポテンシャルが振動源位置推定に有効であることがわかる。

図4.2.1に、リブ付き円筒の実験結果を示す。加振周波数は488Hzである。図中の横方向の実線はリブを表している。円筒振動速度を再構成した結果(図(a))を見ると、円筒はリブなし円筒と同様に(2,3)のモードで振動している。加振点が振動モードの節に近いことに注意。同様に音響インテンシティの再構成結果(図(b))においても、加振点では音響エネルギー放射はほとんど行われていない。構造インテンシティ再構成結果(図(c))では、加振点近傍から強い構造インテンシティの湧き出しが見られる。また振動エネルギーポテンシャルの再構成結果(図(d))においては、ピークと加振点がほとんど一致している。図4.1.6全体を見ると、加振点で振動エネルギーが供給され(図(d))、構造インテンシティの流れとして円筒内に伝搬し(図(c))、音のエネルギーとして放射されていく(図(b))様子が良く分かる。リブ付き円筒の場合には、音響インテンシティのピークと加振点は一致しておらず、これに対し振動エネルギーポテンシャルのピークは加振点と一致している。この場合にも、振動エネルギーポテンシャルが振動源位置推定に有効である。

図4.2.2に、リブなし円筒の加振周波数1877Hzの実験結果を示す。図(a)を見ると、円筒は(4,6)のモードで振動しており、加振点が振動モードのピークに一致している。音響インテンシティ(図(b))では、モードの腹の位置で音響エネルギー放射が強いことがわかる。構造インテンシティ再構成結果(図(c))を見ると振動モードの腹の位置から振動エネルギーが湧き出し、周囲に流れている。振動エネルギーポテンシャル(図(d))も同様に、振動モードの腹の位置で極大値を示している。図4.1.7全体を見ると、円筒の半径に比べてたわみ波の波長が小さく、高次の振動モードが励起されている。ここでは円筒の内部損失が小さいために、振動エネルギーポテンシャルのピークが多く、さらに規格化した加振点近傍の振動エネルギーポテンシャルのピークの値は0.8であり、最大値ではない。従って、振動源位置推定には余り有効ではない。しかし、加振点と振動エネルギーポテンシャルのピーク位置は一致しており、加振点からの振動エネルギーの流れと音響エネルギー放射の関係を理解する上では有用であると考えられる。

図4.2.3に、リブ付き円筒の加振周波数1877Hzの実験結果を示す。図(a)では全体として(4,6)のモードで振動してはいるが、リブの影響で振動モードの形が乱れており、リブから上半分は強く振動しているが、リブから下半分は振動が弱い。音響インテンシティ(図(b))で見ても、円筒の上半分からは強く音響エネルギー放射が起こっているが、下半分からはほとんど放射が見られない。構造インテンシティ再構成結果(図(c))を見ると、リブのために振動エネルギーが円筒下部にほとんど伝わっていない様子がわかる。振動エネルギーポテンシャル(図(d))も同様に、リブの上部にのみピークが強く現れている。また、加振点近傍の振動エネルギーポテンシャルのピークの値は0.9であり、周囲のピークはこれより10%

低いので、振動源位置を推定できる。振動源位置推定という観点から見ると、加振点と振動エネルギーポテンシャルのピーク位置、そして音響インテンシティのピーク位置が一致している。また振動エネルギーポテンシャルの極大位置は、加振点を中心として円筒周方向におおむね対称に存在しており、これらのことから振動エネルギーポテンシャルによる振動源位置推定は可能であると考えられる。

そこで、引き続いてリブが円筒振動にどのような影響を与えるかについて考察する。まず加振周波数 488Hz の場合について検討する。図 4.20 と図 4.21 を比較すると、リブ付き円筒とリブなし円筒は同じ(2,3)モードで振動している(図 4.20 (a)及び図 4.21 (a))。これは 488Hz は円筒の透過帯域であり、リブを越えて振動エネルギーが円筒内を伝搬しているためと考えられる。さらにリブなし円筒では円筒周方向に沿って加振点から離れると急激に音響エネルギーの放射が弱くなるが(図 4.20 (b))、リブ付き円筒ではあまり大きな変化はない(図 4.21 (b))。この両者の違いについて考えるために、構造インテンシティに着目する。

図 4.24 に、リブなし円筒の主な振動エネルギー流を示す。図中における太い線は、構造インテンシティの特徴的な流れを示したものである。図 4.24 を見ると、加振点近傍より振動エネルギーが円筒周方向に湧き出している。しかし、円筒周方向に向かう振動エネルギー流は、加振点の左右に存在する振動エネルギーの湧き出しとぶつかり、せき止められて円筒軸方向に向きを変えられてしまう。円筒軸方向に向かった振動エネルギー流は、円筒上下端及び円筒中央(高さ 400mm)の位置で小さくなる。このような振動エネルギー流によって図 4.20 (a)の振動モードにおける 1 つのセルが形成される。隣り合うセルが接するところでは軸方向に振動エネルギー流が合流する。ただしこの軸方向の流れは加振点からの主として水平方向の流れに起因しているため、加振点から離れたモード・セルでは弱まり、モード・セルの境界は不明確になる。このため、加振点近傍における振動モード・セルは強く、離れると弱くなり、その間隔も加振点から円筒周方向に離れるにつれて広がって行く。また振動モード・セルが加振点近傍で強く現れていることに対応して、加振点近傍においてのみ強い音響エネルギー放射が起こっている。次に円筒軸方向の振動状態に注目する。振動エネルギー流を見ると、単純支持された円筒上下端と円筒中央における振る舞いは似ている。上下端が単純支持された円筒の振動は、円筒軸方向波数 k_z が $k_z = m/L$ に制限された無限円筒振動で近似できる⁶⁰⁾、ここで L は円筒の長さ、 m は正整数。ここであらわれている(2,3)のモードでは $m=2$ であり、円筒上下端と円筒中央が円筒軸方向で振動モードの節に対応している。このため、円筒上下端と円筒中央高さにおける振動エネルギーの流れは同様の振る舞いを示すと考えられる。しかし、円筒中央では構造インテンシティの流れる向きが逆であるため相互に打ち消しあって振動エネルギーが小さくなっているが、円筒上下端では振動エネルギーが吸い込まれている。打ち消し合う振動

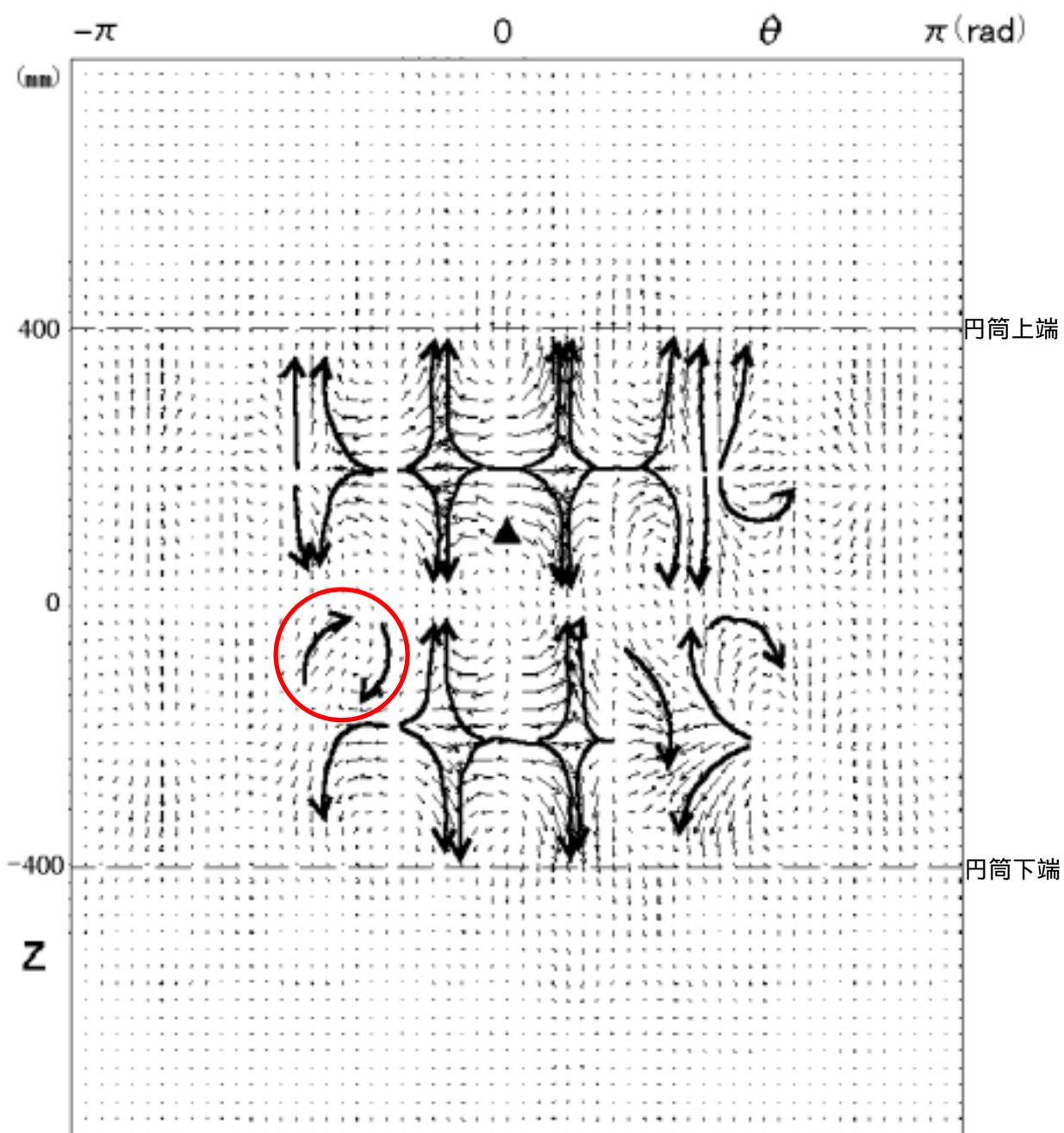


図4.24 リブなし円筒の構造構造インテンシティ(488Hz)

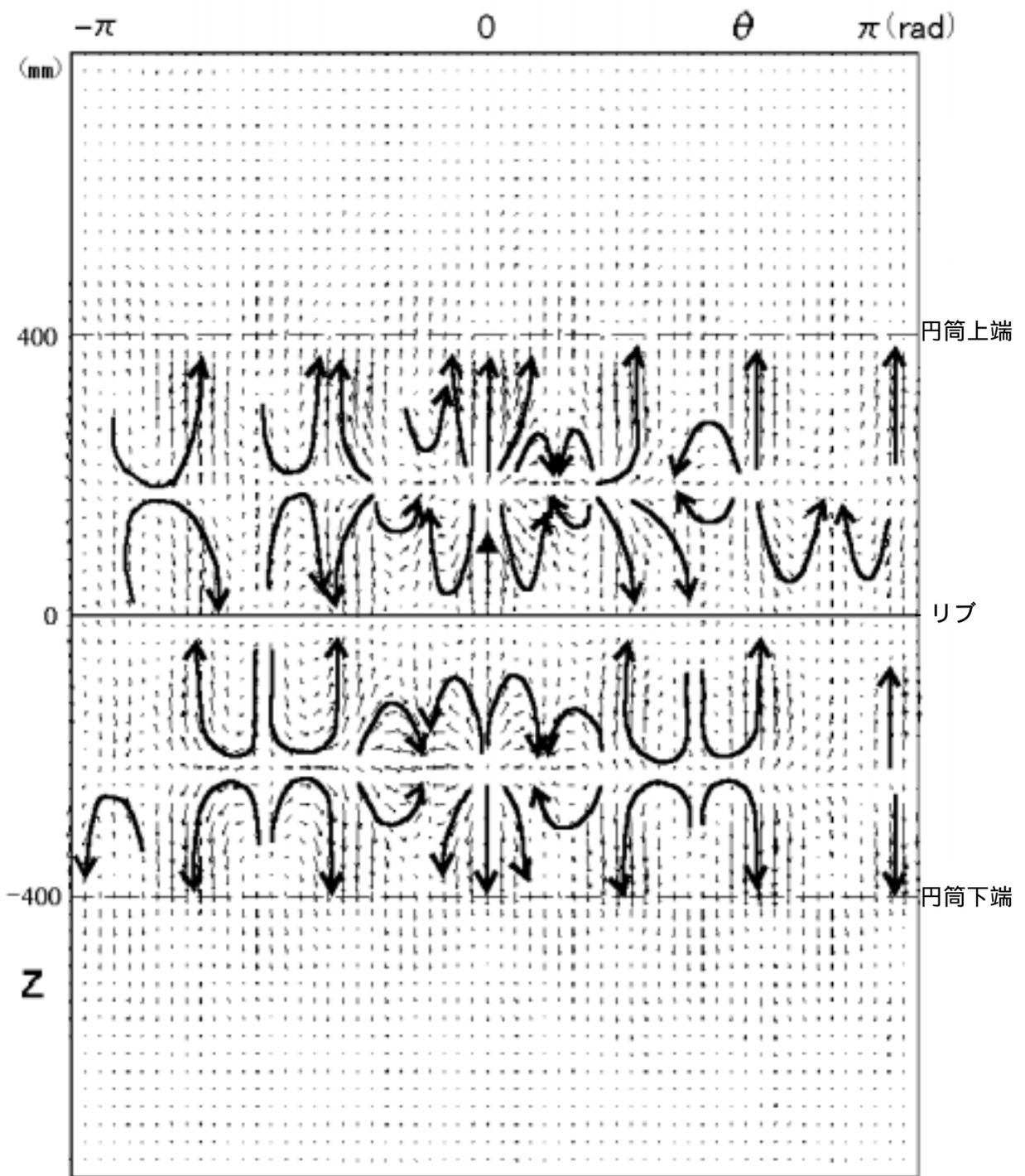


図4.25 リブ付き円筒の構造構造インテンシティ(488Hz)

エネルギー流れがないにも関わらず円筒上下端でなぜ振動エネルギー流が小さくなるかについては今後検討していく必要がある。また円筒左下方では、振動エネルギー流が渦を巻く(赤丸で示した)といった特異な事象が起こっている。平板においては、複数のモードが近接している場合に渦が発生することが知られているが、図4.17(a)を見ると(3,2)のモードに対応した周波数488Hzの近傍にはモードは存在しておらず、複数のモードの干渉とは考え難い。この渦の発生メカニズムについても今後の検討が必要である。

図4.25に、リブ付き円筒の主な振動エネルギー流を示す。まず円筒上部の振動エネルギー流に注目する。リブ付き円筒では、加振点がモード・セルの境界上にあるため、加振点近傍の振動エネルギーの湧き出しが主に円筒軸方向に向かっており、円筒周方向にはあまり強くない。円筒上端へ向かう振動エネルギー流はリブなし円筒の場合と同様に円筒上端で吸い込まれている。リブに向かう振動エネルギー流はリブによって反射され、円筒上方へ向かう。加振点の左右にある振動エネルギーの湧き出しからの振動エネルギー流は、加振点近傍で振動エネルギーの吸い込みをつくる。振動エネルギーの吸い込みがある位置は音響エネルギー放射が大きい点であり(図4.21(b))、この位置で振動エネルギーが音響エネルギーに変換されていると考えられる。この振動エネルギーの吸い込みは加振点近傍の振動エネルギーの湧き出しと、加振点の左右にある湧き出しとの相互作用によって作られている。しかし、リブなし円筒の場合に振動エネルギー流が主に円筒周方向に向かっており、隣の湧き出しと直接ぶつかり円筒軸方向に向きを変えられているのに対し、リブ付き円筒では一度リブで反射して斜め上方に向かう振動エネルギー流が吸い込みを作っている。このため、円筒周方向への振動エネルギー伝搬が妨げられない。この結果、円筒周方向の振動モードのピークにおける音響エネルギーの放射は、加振点から離れてもあまり弱くならない(図4.21(b))。また円筒周方向に沿った振動モードのピークの間隔はほとんど同じとなる(図4.21(a))。円筒下部を見ると、加振点の下の振動エネルギーの湧き出しから下へ向かう振動エネルギー流は円筒下端に吸い込まれている。リブに向かう振動エネルギー流は、円筒上部と同様にリブによって反射され、それぞれ隣の振動エネルギーの湧き出しからの振動エネルギー流と吸い込みを作っている。さらに左右に離れると、リブと円筒下端から湧き出した振動エネルギー流が円筒下方20cmの位置でぶつかり、リブ及び円筒下端に向かって流れている事が分かる。またリブ近傍の振動エネルギーポテンシャルを見ると(図4.21(d))、振動エネルギーの湧き出しと吸い込みが交互にかつおおむね等間隔にあらわれている。このような振動エネルギー流の変化はリブによる"mass control"⁵¹⁾が原因と考えられる。Hecklによればたわみ波の波長に比べてリブの幅が短い場合("light beam")、リブは"mass"として振る舞う。このため、振動エネルギーの一部は反射され、一部はリブを乗り越えて伝搬していく。リブによって振動エネルギーが反射するため、リブに振動エネルギーが向かっている位置では振動エネルギーポテンシャルは極小値を示し、リブから

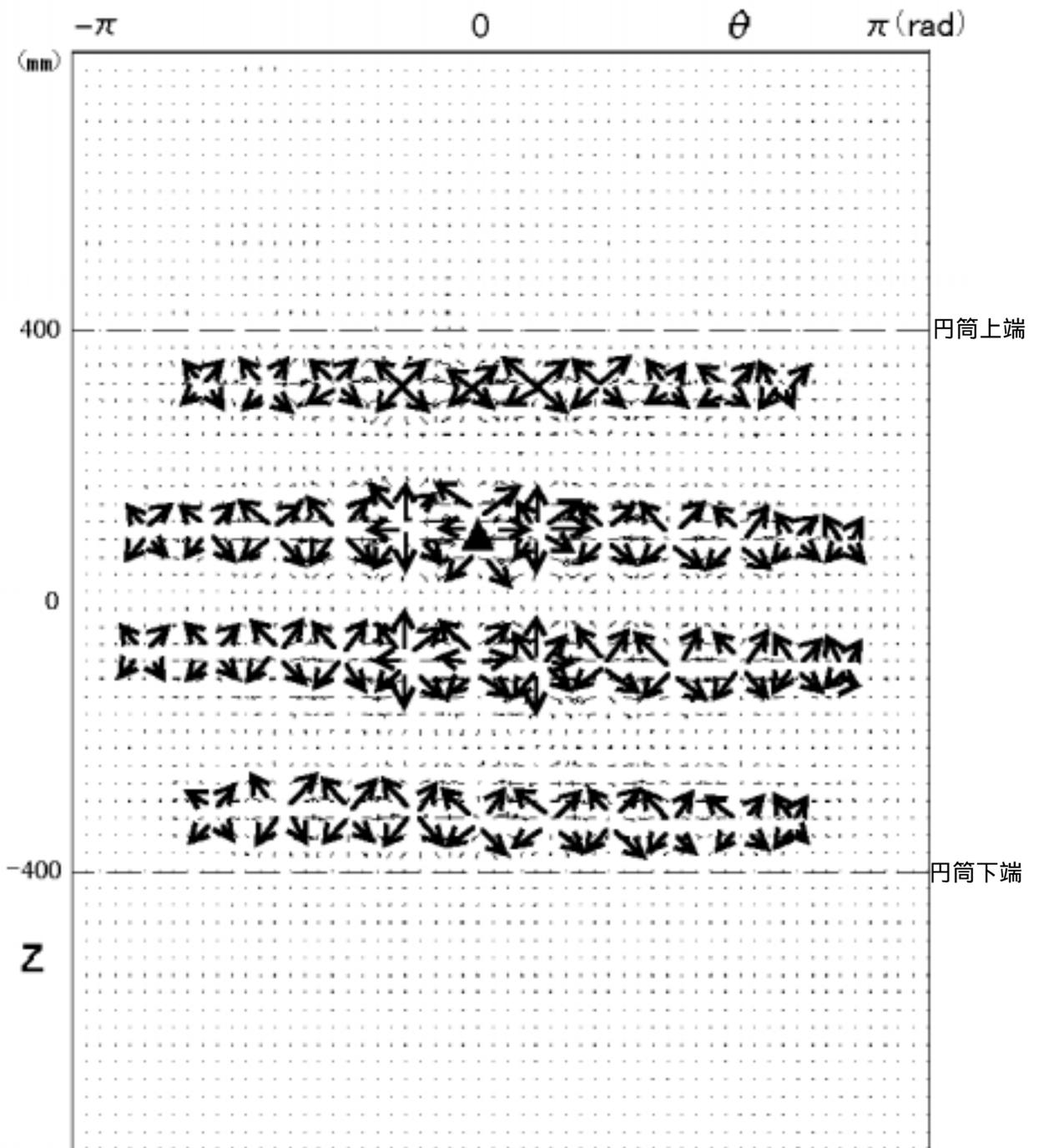


図4.26 リブなし円筒の構造構造インテンシティ(1877Hz)

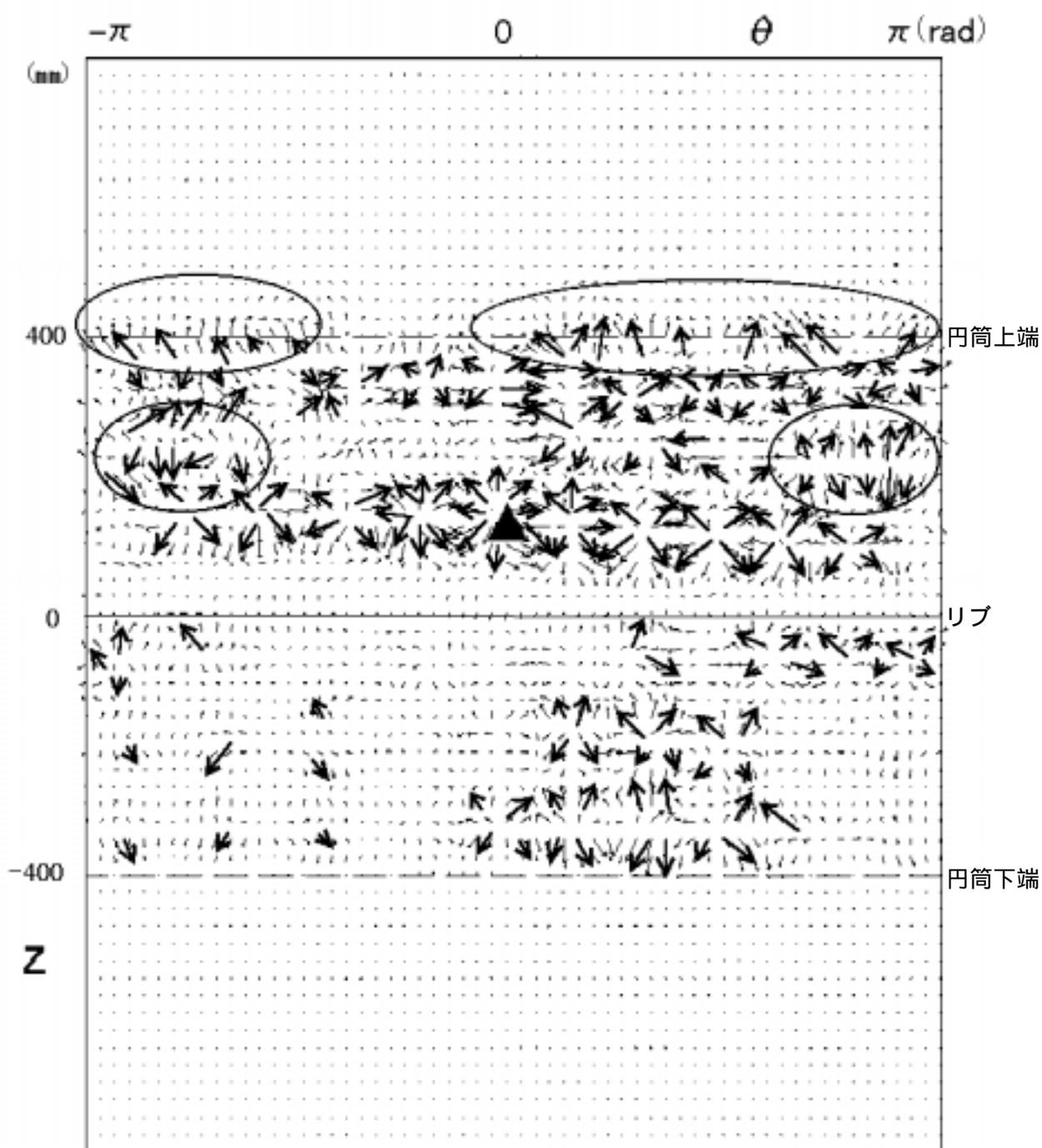


図4 . 2 7 リブ付き円筒の構造構造インテンシティ(1877Hz)

振動エネルギーが反射している位置では振動エネルギーポテンシャルは極大を示す。ただし、振動エネルギー流を詳細に見ると、円筒下部の加振点から左右に離れた位置でリブから明らかに振動エネルギーが湧き出している場所があること、またリブがない場合に加振点からの振動エネルギー流が円筒周方向に向かっているのに、リブの影響により流れの向きが円筒軸方向に変わることについては説明ができない。これらの事項については今後検討が必要である。

次に加振周波数 1877Hz の場合について検討する。図 4 . 2 2 と図 4 . 2 3 を比較すると、リブなし円筒は(4,6)のモードで振動しているが(図 4 . 2 2 (a))、リブ付き円筒では(4,6)のモードの上半分がリブより上にあらわれておりリブより下の振動状態は弱い(図 4 . 2 3 (a))。また、音響インテンシティや振動エネルギーポテンシャルをみても、リブなし円筒では極大値が円筒周方向に沿って等間隔に現れている(図 4 . 2 2 (b)及び(d))のに対し、リブ付き円筒では極大値の現れかたが非常に複雑である。この違いを説明するために、再び振動エネルギー流に注目する。

図 4 . 2 6 に、リブなし円筒の振動エネルギー流を示す。この図においては代表的な振動エネルギー流を特に太い矢印で示した。リブなし円筒では、円筒上下端からの距離に応じて2つの特徴的な振動エネルギー流が存在する。はじめに、円筒上端から 30cm 及び 50cm の高さにおける振動エネルギー流に注目する。振動エネルギーは加振点及びその 20cm 下方に存在する振動エネルギーの湧き出しから円筒周方向及び斜め方向に湧き出している。この振動エネルギーの一部は、加振点の左右に存在する振動エネルギーの湧き出しとの相互干渉により、振動エネルギーの湧き出しの位置で円筒軸方向に向きを変えられる。しかし振動エネルギーの大半は斜め及び円筒周方向に向かっているため、次の振動エネルギーの湧き出しに向かって流れていく。円筒周方向に沿って次に存在する振動エネルギーの湧き出しからは、主に振動エネルギー流は斜め方向に向かっており、エネルギー流は直接ぶつかるのではなく斜めに交差している。この振動エネルギーの交差は図 4 . 2 4 で加振点の左右の湧き出しで見られた現象に類似しており、このため円筒周方向の振動エネルギーの伝搬は妨げられない。つまり加振点近傍において円筒周方向に向かう振動エネルギー流は直接隣の振動エネルギーの湧き出しとぶつかり、円筒軸方向に向きを変えられる。加振点から斜めに向かう振動エネルギー流は隣の振動エネルギーの湧き出しと斜めに交差するため、振動エネルギー流の伝搬が妨げられない。このため、加振点近傍にのみ強い円筒周方向及び円筒軸方向へ向かう振動エネルギー流が存在し、加振点から離れると斜め方向に向

かう振動エネルギー流だけが残っていると考えられる。次に円筒上端から 10cm 及び 70cm の高さにおける振動エネルギー流を見ると、加振点に見られるような強い振動エネルギーの湧き出しは見られない。そして、各振動エネルギーの湧き出しからは振動エネルギー流は主に斜め方向に向かっている。これは円筒上端から 30cm 及び 50cm の高さにおいて加振点から円筒周方向に離れた振動エネルギーの湧き出しに見られるパターンと同様である。このため円筒周方向に向かつて加振点から離れても振動エネルギー流は急激に小さくならない。全体的に見ると、円筒上端から 30cm 及び 50cm における加振点近傍に見られる振動エネルギー流が特殊であり、基本的な振動エネルギーの湧き出しパターンは斜め方向であると考えられる。この振動エネルギーの放射パターンによって振動モードセルが形成される。基本的な振動エネルギーの湧き出しパターンでは、隣の振動エネルギーの湧き出しと余り相互干渉しないため、各振動モードセルはほぼ等間隔に形成される。ただし、各振動エネルギーの湧き出し点では音響エネルギーの放射も同時に発生している(図 4 . 2 2 (b)) ので、加振点から円筒周方向に離れるにつれて徐々に振動エネルギー流は小さくなっていくと考えられる。

リブ付き円筒の振動エネルギー流は非常に複雑である(図 4 . 2 7)。加振点及びその両側の振動エネルギーは湧き出し点から円筒軸、円筒周方向及び斜め方向に向かつて流れている。この強い振動エネルギー流は相互に衝突し、強い音響エネルギーの放射を引き起こしている(図 4 . 2 3 (b))。そして円筒周方向に離れた振動エネルギーの湧き出し点を見ると図 1 4 に見られるように振動エネルギー流は主に斜め方向に向かっている。ただし、リブなし円筒の場合に見られるような基本的な振動エネルギーの放射パターンは乱れている。この乱れのために振動モードセルも図 1 0 (a)とは異なり、加振点から離れるにつれて斜め方向に振動モードセルが生成されているように見える(図 4 . 2 3 (a))。また図 4 . 2 7 の左右の丸で囲った範囲では、振動エネルギー流が円筒軸方向に向かつてあたかも湧き出しているかのように見える。円筒上端近傍の丸で囲った範囲では、振動エネルギー流が全体的に円筒上部に向かうという他の図では見られない事象が見られる。また、リブ近傍の振動エネルギー流を見ると、円筒の下部ではリブに沿った振動エネルギー流がわずかに見られるが、円筒上部ではほとんど見られない。また、全体的に見ると、円筒上部では振動エネルギー流は強いが、円筒下部では振動エネルギー流がごく一部を除き非常に弱い。このような複雑な事象は、リブにより振動エネルギーの伝搬が遮断され、振動エネルギー流が円筒上部に制限されたために起こったと考えられる。リブがこのように振動エネルギーの伝搬

を“filter”のように遮断する事は、Heckl により説明されている。Heckl によれば⁵¹⁾、たわみ波の波長に比べてリブの幅が長い場合(“heavy beam”)、リブは共振周波数以外では振動エネルギーを通過させない“filter”として振る舞う。図4.20(a)と図4.22(a)を見てわかるように振動モードが(2,3)から(4,6)に変化していることから、1877Hz のたわみ波の波長は 488Hz のたわみ波の波長の約半分になっていると考えられ、この場合のリブは“heavy beam”として作用していると考えられる。加振周波数 1877Hz はリブ付き円筒の禁止帯域⁵¹⁾であり、このためリブが振動エネルギーの filter として働き、振動エネルギーを円筒下方にほとんど伝搬させない。また、たわみ波の波長が短いためにリブや円筒上端という境界で多重反射を引き起こす。このために複雑な振動状態を形成しているものと考えられる。しかしながら、リブの filter としての働きだけでは円筒下部に局所的に存在する振動エネルギー流の存在は説明できない。また円筒上端における複雑な振動エネルギー流についても検討が必要であり、これらの現象の解明は今後の課題である。このように、いくつか原因を説明する事ができない検討課題、すなわち(1)円筒上下端における単純支持境界条件が振動エネルギー流にもたらす影響、(2)振動エネルギー流が示す特異な現象(渦巻き等)、(3)リブからの振動エネルギーの湧き出し、(4)リブの存在による加振点からの振動エネルギー流の方向の変化、がある。しかし、リブが“pass band”においても振動エネルギー流に影響を及ぼし、たわみ波の波長が長い場合には“mass”として働くという例が 488Hz の振動実験において示された。また“stop band”においてたわみ波の波長が短い場合には振動エネルギーを伝搬させない“filter”として働き、複雑な振動エネルギー流を生み出すことが 1877Hz の実験結果により示された。今後は、リブが mass や filter として働く場合に振動エネルギー流にどのような影響を与えるかを詳細に検討する必要がある。

以上の結果をまとめると次のようになる、

- ・振動モードの腹の位置から音響エネルギー放射が起こっている。
- ・振動モードの腹の位置と加振点とは必ずしも一致しない。従って音響インテンシティの計測結果から振動源位置を推定することは困難であり、振動雑音への根本的な対策を行うためには音響インテンシティ計測のみでは不十分である。
- ・振動エネルギーポテンシャルの極大点は必ず加振点と一致している。
- ・たわみ波の波長が円筒半径、またはリブや円筒上下端等の境界間の距離に比べ比較的長い場合には、振動エネルギーポテンシャルのピークは加振点に一致する。
- ・リブは、“pass band”においても振動エネルギー流に影響を及ぼし、特にたわみ波の波長

がリブの幅に比べて長い場合には“mass”として働く。その結果、振動エネルギー流の一部はリブを通過し、一部はリブによって反射する。

・リブは、“stop band”において振動エネルギー流を遮断し、特にたわみ波の波長がリブの幅に比べて短い場合に複雑な振動エネルギー流を作り出す。

ということが明らかとなった。しかし単純支持された円筒上下端が振動エネルギー流に与える影響や、リブが mass や filter として働く場合に振動エネルギー流に与える影響について、詳細な説明を与えることはできなかった。また、振動エネルギー流が渦を巻くような局所的な事象についても物理的な説明を与える事はできない。このような点については今後更なる検討が必要であると考えられる。音響インテンシティ、構造インテンシティ、そして振動エネルギーポテンシャルをあわせて求めると、振動源位置を推定できるだけではなく、振動源から供給された振動エネルギーが円筒中を伝搬し、放射音源から音響エネルギーとして水中に放射されていく様子を明らかにする事ができる。GENAH による測定結果からこれら 3 つの物理量を求めることができる本手法は、リブ等の不連続が円筒振動に与える影響を解析していく上で有力な道具となると言える。

4 . 4 まとめ

本章でははじめに、前章で説明したデータスムージング法を用いて再構成した構造体表面振動速度や音圧から、振動及び音響エネルギー流の計測を効率的に行なうための空間微分計算法としての波数空間窓適合法を説明した。続いて、提案した手法の有効性確認のために、薄い平板と薄い円筒の振動及び音響エネルギー流の計測を行なった。特にリブが振動エネルギー流に及ぼす影響について検討するために、実験用のサンプルとしてはリブ付きの平板・円筒とリブなしの平板・円筒を使用した。

まず、平板の振動及び音響エネルギー流の計測結果であるが、構造インテンシティと音響インテンシティをあわせて計測することにより、加振点から湧き出した振動エネルギーが平板内を伝搬し、平板内の不連続(リブや境界など)近傍において音響エネルギーに変換され、放射される一連の流れを初めて把握することができた。また、音響インテンシティ計測結果から振動源位置を推定することは困難であったが、構造インテンシティから計算できる振動エネルギーポテンシャルを用いると、加振点を推定することが容易であった。また、リブが振動エネルギーに対する一種のフィルターとして働き、特定の周波数(Pass band)

においてはエネルギーを通過させ、その他の周波数(Stop band)においては遮断することは以前から知られていたが、この Pass band におけるリブの振動エネルギーに与える影響は知られていない。今回は、周波数によってリブが振動エネルギーに異なった影響を与えていることを可視化することができた。さらに、振動エネルギー流の渦は複数のモードが近接している場合に、このモード間の干渉によって生起することが知られており、この現象も可視化することができた。

円筒の構造インテンシティ計測結果であるが、平板同様に構造インテンシティと音響インテンシティをあわせて計測し、加振点から放射雑音源までの一連のエネルギーの流れを把握することができた。また、音響インテンシティから振動源位置を推定することは困難であったが、振動エネルギーポテンシャルを用いることにより振動源位置を推定することができた。また、円筒に溶接したリブの働きであるが、Stop band においては振動エネルギー流を遮断し、特にたわみ波の波長がリブの幅に比べて短い場合に複雑な振動エネルギー流を作り出す。Pass band においては、たわみ波の波長がリブの幅に比べて長い場合には、リブは”mass”として働き、たわみ波の波長が短い場合には”filter”として働くことが明らかとなった。

平板や円筒の実験結果を振動騒音対策という観点から見ると、音響インテンシティ計測により放射音源位置を推定して制振材等の設置といった対策を講じても、新たに生じる構造体の不連続が放射雑音源になる可能性が高い。これに対し、振動及び音響エネルギー流を計測し、エネルギーの流れを加振点から放射雑音源までを把握することにより、振動騒音に対する根本的な対策を施すことが可能となる。このように振動及び音響エネルギー流の計測は騒音振動対策を行なうための強力な計測法となるとともに、振動放射問題等を現象論的に解析することを容易にする。

次章においては、本章において振動放射問題の解析に適用したエネルギー流による減少論的解析を円筒散乱問題に適用するために、散乱用の近距離場音響ホログラフィを説明し、有限円筒の散乱問題に適用した結果を示す。

5章 散乱問題解析のための振動及び音響エネルギー流の計測

前章では、誤差エネルギー低減法と空間微分計算法としての波数空間窓適合法を用いて、薄い平板と薄い円筒の振動放射問題を解析し、エネルギー流の観点から振動放射問題を現象論的に解析することができた。振動放射問題では、構造体内にエネルギーの供給源が存在する。このため、エネルギー流は構造体内の振動エネルギーから水中の音響エネルギーに変換される。これに対し散乱問題では、水中の入射波からエネルギーが供給されるため、エネルギーの変換は入射波の音響エネルギーから構造体の振動エネルギーへ、そして構造体内の振動エネルギーから散乱波の音響エネルギーへと2段階のエネルギー変化がある。

そこで本章では散乱問題をエネルギー流の観点から解析するために、振動及び音響エネルギー流を入射波に関するエネルギー流と散乱波に関するエネルギー流にわけて計測する。

5.1 散乱用近距離場音響ホログラフィ⁶¹⁾

本節では、散乱現象を解析するための散乱用近距離場音響ホログラフィの原理について説明する。このために、まず任意の波が円筒に入射した場合の散乱波の理論式を示し、この理論式から散乱用近距離場音響ホログラフィを定式化する。

5.1.1 任意の入射波の円筒による散乱

散乱用近距離場音響ホログラフィの定式化の準備として、任意の波が無限円筒に入射した場合の散乱波の式を導出する。

はじめに、波数 k の球面波が無限円筒に入射しける入射波音圧 $p_i(r, \theta, z)$ は

$$p_i(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r) \times H_{|n|}^{(2)}(\sqrt{k^2 - k_z^2} d) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \quad (5.1)$$

と表現される。ここで $J_{|n|}(x)$ は第1種ベッセル関数、 $H_{|n|}^{(2)}(x)$ はハンケル関数である。引数 x が虚数になった場合には、これらは変形ベッセル関数

$I_{|n|}(x)$ 、 $K_{|n|}(x)$ となる。このとき円筒からの散乱波を $p_s(r, \theta, z)$ とおくと散乱波は⁶³⁾、

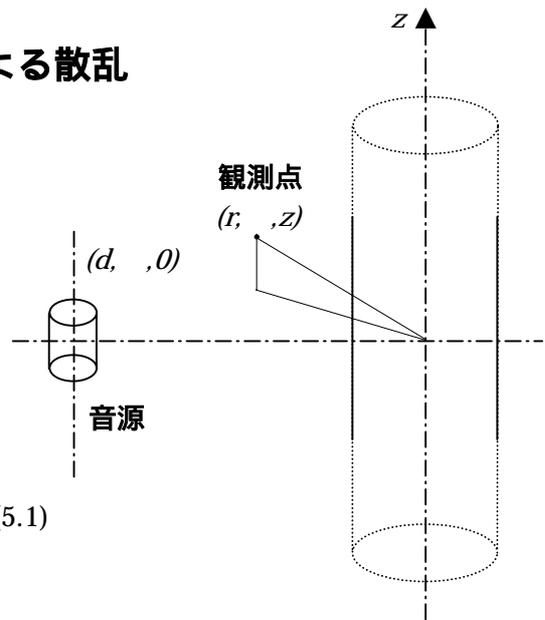


図5.1 無限円筒と音源

$$p_s(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \times H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} d\right) g_{|n|}(k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \quad (5.2)$$

となる。ここで $g_{|n|}(k_z)$ は無限円筒に平面波が入射した場合の散乱係数⁶³⁾。

次に、任意の入射波を表現するために、(5.1)式にパラメータ $\alpha_n(k_z)$ を導入する。このパラメータ $\alpha_n(k_z)$ と(3.1)式を用いると、任意の入射波は次式で表現できる(付録 B 参照)：

$$p_{ia}(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \alpha_n(k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \quad (5.3)$$

そして、この場合の散乱波 $p_{sa}(r, z)$ は $\alpha_n(k_z)$ を用いて

$$p_{sa}(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) g_{|n|}(k_z) \alpha_n(k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \quad (5.4)$$

となる(付録 B 参照)。(5.4)式内で未知の値は $\alpha_n(k_z)$ のみである。そこで(5.3)式の両辺を 2 次元空間フーリエ変換する。このとき(5.3)式は

$$F[p_{ia}(r, \theta, z)] = i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \alpha_n(k_z), \quad (5.5)$$

となる。(5.5)式を変形することにより $\alpha_n(k_z)$ が次式のように与えられる：

$$\alpha_n(k_z) = \frac{F[p_{ia}(r, \theta, z)]}{i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right)}, \quad (5.6)$$

この(5.6)式を(5.4)式に代入すると

$$p_{sa}(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \frac{F[p_{ia}(r, \theta, z)]}{J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right)} g_{|n|}(k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \quad (5.7)$$

となる。この(5.7)式が任意の波が無限円筒に入射したときの散乱波を表す式である⁶⁴⁾。

5.1.2 散乱用近距離場音響ホログラフィの定式化

本節では、散乱現象における円筒表面振動を計測するための散乱用近距離場音響ホログラフィ⁶¹⁾ (SGENAH: Scattering GENAH)の原理について説明する。図 5.2 に、SGENAH の実験概念図を示す。実線は散乱体($r=a$ 、以下再構成面と呼ぶ)、点線は測定面($r=r_H$)である。音源から送波された音波が円筒に入射し、散乱波が円筒から再放射される。この散乱波が測定面で測定される。測定面上の散乱波音圧を表現するために、(5.7)式を次式のように書き換える：

$$p_{sa}(r, \theta, z) = F^{-1} \left[A_n(k_z) H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \right], \quad (5.8)$$

$$A_n(k_z) = \frac{F[p_{ia}(r, \theta, z)] g_{|n|}(k_z)}{J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right)},$$

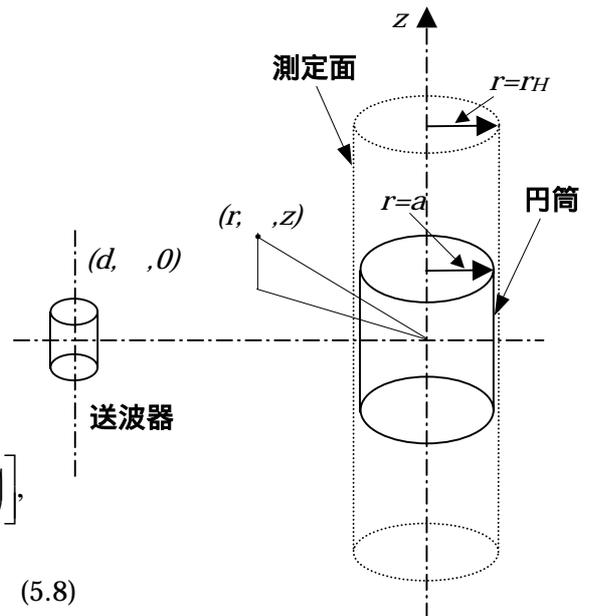


図 5.2 SGENAH の実験概念図

ここで $A_n(k_z)$ は未知のパラメータである。 $A_n(k_z)$ が求めれば、(5.8)式を用いて任意の (r, θ, z) において観測される散乱波音圧を計算することができる。

ここで、(5.8)式を測定面上に適用すると、(5.8)式は次式のようにになる：

$$p_{sa}(r_H, \theta, z) = F^{-1} \left[A_n(k_z) H^{(2)}_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right) \right], \quad (5.9)$$

この両辺を2次元空間フーリエ変換すると、 $A_n(k_z)$ は

$$A_n(k_z) = \frac{F[p_{sa}(r_H, \theta, z)]}{H^{(2)}_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right)}, \quad (5.10)$$

のように求まる。この $A_n(k_z)$ を(5.8)式に代入すると

$$p_{sa}(r, \theta, z) = F^{-1} \left\{ F[p_{sa}(r_H, \theta, z)] \frac{H^{(2)}_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r \right)}{H^{(2)}_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right)} \right\}, \quad (5.11)$$

が得られる。ここで(5.11)式内の

$$Z_{scattering}(r_H, n, k_z | r, n, k_z) = \frac{H^{(2)}_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r \right)}{H^{(2)}_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right)}, \quad (5.12)$$

は散乱波の伝搬子と呼ぶ。これ以降の取り扱いは、2.3.3項で説明したの GENAH と同様である。

次に入射波の伝搬子の導出を行なう。(5.3)式を2次元空間フーリエ変換を用いて表すと、

$$p_{ia}(r, \theta, z) = F^{-1} \left\{ i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r \right) \alpha_n(k_z) \right\}, \quad (5.13)$$

となる。散乱波の伝搬子の導出と同様に(5.13)式を測定面上に適用すると

$$p_{ia}(r_H, \theta, z) = F^{-1} \left\{ i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right) \alpha_n(k_z) \right\}, \quad (5.14)$$

となる。この両辺を2次元空間フーリエ変換すると、(5.14)式は次式のように表される：

$$F[p_{ia}(r_H, \theta, z)] = i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right) \alpha_n(k_z). \quad (5.15)$$

(5.15)式を変形することにより、 $\alpha_n(k_z)$ は次式のようにあらわされる：

$$\alpha_n(k_z) = F^{-1} \left\{ \frac{F[p_{ia}(r_H, \theta, z)]}{i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right)} \right\}, \quad (5.16)$$

(5.16)式を(5.13)式に代入すると、

$$p_{ia}(r, \theta, z) = F^{-1} \left\{ F[p_{ia}(r_H, \theta, z)] \frac{J_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r \right)}{J_{|n|} \left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H \right)} \right\}, \quad (5.17)$$

となる。(5.17)式は入射波の再構成を表す式であり、(5.17)式の右辺の

$$Z_{incident}(r_H, n, k_z | r, n, k_z) = \frac{J_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r)}{J_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H)}, \quad (5.18)$$

は入射波の伝搬子である。(5.18)式を見ると、分母のベッセル関数 $J_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H)$ は 0 となることがある。この場合、入射波の波数空間成分に欠落が起こる。言い換えると

$$J_{|n|}(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_H) = 0, \quad (5.19)$$

となった場合、 (n, k_z) 成分が測定できないということである。この問題を避けるために、(5.19)式が成り立たないように測定面の半径 $r=r_H$ と周波数を適切に選ぶ必要がある。

SGENAH の定式化を行なう場合に避けることができないのが散乱波と入射波の分離である。従来の測定面を 2 つ設定する dual surface 法⁶⁵⁾では入射波を計測することができない。また同一測定面上で計測した、入射波と散乱波を含んだ音圧と入射波のみを含んだ音圧とを直接引き算する方法も考えられるが、入射波計測音圧に含まれるノイズの影響を抑えようとする再構成結果の分解能が低くなり、分解能を高くするとノイズの影響が大きくなるというトレードオフがある。このトレードオフを詳しく説明すると、

分解能を向上させるために高い波数成分まで取り込んだ場合：

入射波音圧ホログラム内の高い波数成分に含まれるノイズを取り除くことができず、このノイズが後方伝搬の際に増幅され、再構成像が乱されてしまう。この場合、ノイズの増幅を抑えるためには後方伝搬距離を短くするしかないが、測定面と再構成面の距離を短くするには限界がある。

ノイズの増幅を抑えるために波数空間フィルターで高い波数成分を取り除いた場合：

散乱波の高い波数成分も同時に取り除いてしまうため、再構成像の分解能が低下してしまう。

そこで入射波と散乱波の伝搬子の性質の違いを用いて、波数空間内で入射波と散乱波を分離することを考える。入射波の伝搬子はベッセル関数の比で表されるため、高い波数成分の振幅が急激に小さくなる。これに対し、散乱波の伝搬子はハンケル関数の比で表されるため、入射波に比べて高い波数成分まで存在する。そこで測定系のダイナミックレンジや測定面の半径、入射波の周波数等の測定条件から、入射波と散乱波に最適な波数空間フィルターを測定前に設定し、波数空間上で両者を分離する方法を提案する。

図 5 . 3 に、散乱波と入射波の分離法の流れを示す。以下において、(1)～(7)は波数空間における入射波と散乱波の分離法、(8)～(9)は SGENAH による円筒の振動速度の再構成を示す⁶¹⁾。

- (1)円筒を置かない状態で測定面上の音圧を測定する(図(a))。
- (2)入射波の音圧ホログラムを 2 次元空間フーリエ変換し、入射波音圧の波数空間表示を得る(図(b))。
- (3)(2)で得られた結果に、入射波の波数空間フィルターをかける。入射波の高い波数成分は測定系のダイナミックレンジ以下となるので、高い波数領域ではノイズが支配的になる。従って、この波数空間フィルター処理によって入射波音圧ホログラム内の信号

- 成分を損なうことなくノイズを低減することができる(図(c))。
- (4)円筒を置いた状態で測定面上の音圧を測定する。この音圧データは入射波と散乱波の両方の音圧を含んでいる。以下、この測定データを測定ホログラムと呼ぶ(図(d))。
- (5)測定ホログラムを2次元空間フーリエ変換し、測定ホログラムの波数空間表示を得る(図(e))。
- (6)(5)で得られた結果に、散乱波の波数空間フィルターをかける。測定ホログラム内に入射波の高い波数成分は含まれていないが、散乱波の高い波数成分は含まれている。このため、(3)とは異なる波数空間フィルターを用いて高い波数成分を残さなければならない。この高い波数成分を用いることで、再構成結果の高い分解能を確保することができる。
- (7)(6)で得られた測定ホログラムの波数空間表示と(3)で得られた入射波音圧ホログラムの波数空間表示との差をとることにより、散乱波音圧ホログラムの波数空間表示を得る(図(g))。
- (8)(7)で得られた結果に振動速度の伝搬子をかけ、円筒表面振動の波数空間表示を得る(図(h))。
- (9)(8)で得られた結果を2次元空間逆フーリエ変換し、円筒表面の振動速度を得る(図(I))。
- このような流れによって、散乱波と入射波を分離することができる。本節で示したSGENAHを用いて、以下に示す実験を行なった。

5.2 円筒散乱現象のシミュレーション及び実験結果

本節では、円筒散乱現象をエネルギー流の観点から理解するために、シミュレーションと実験を行なった。まず実験に用いる有限長円筒のからの散乱波計算法を示し、続いてシミュレーションと実験結果を示す。

5.2.1 有限長円筒の散乱波計算法⁶⁴⁾

従来、実音源から入射した音による有限長の円筒からの散乱波を解析的に取り扱う理論はなかった。そこで、無限長円筒からの散乱の理論を拡張して、有限円筒からの散乱波を近似的に計算することを考える。無限長円筒からの散乱波音圧は(5.7)式で与えられる：

$$p_{sa}(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \frac{F[p_{ia}(r, \theta, z)]}{J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right)} g_{|n|}(k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \quad (5.7)$$

今回の実験に用いた円筒の上下端の境界条件は単純支持である。この単純支持という境界条件は、放射問題においては

$$m\pi = k_z l \quad (5.20)$$

によって円筒軸方向波数 k_z に制限を与えることが知られている⁶⁰⁾。そこで図5.4に示すように、上下端を単純支持した有限長円筒を、無限長円筒にスリットをつけたもので近

似する。このスリットは入射波のみを遮り、散乱波は透過するという仮想的なものである。このスリットの開口は有限長円筒の範囲に制限されている。このスリットにより円筒の有限性を近似する。さらに(5.7)式の計算において、 k_z に関する積分はFFTを用いて行なうため、計算に用いる k_z は(5.20)式の条件を満たす。この式を用いることによって、有限円筒の散乱波を計算することができる⁶⁴⁾。また、円筒表面の散乱波を求めれば、SGENAHの手法を用いて散乱波を励起する表面振動を計算することができる。次節のシミュレーション結果は、ここで提案した近似を用いて計算した。

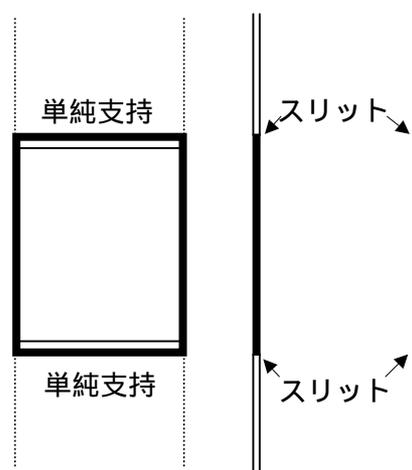


図5.4 有限円筒の無限円筒による近似

5.2.2 円筒散乱波の振動及び音響エネルギー流の計測シミュレーション及び実験結果⁶⁶⁻⁶⁹⁾

ここでは、SGENAHを用いて計測した有限長円筒からの散乱波と入射波を用いて、構造インテンシティ計測のシミュレーションと実験を行い、エネルギー流の観点から散乱問題を解析した。

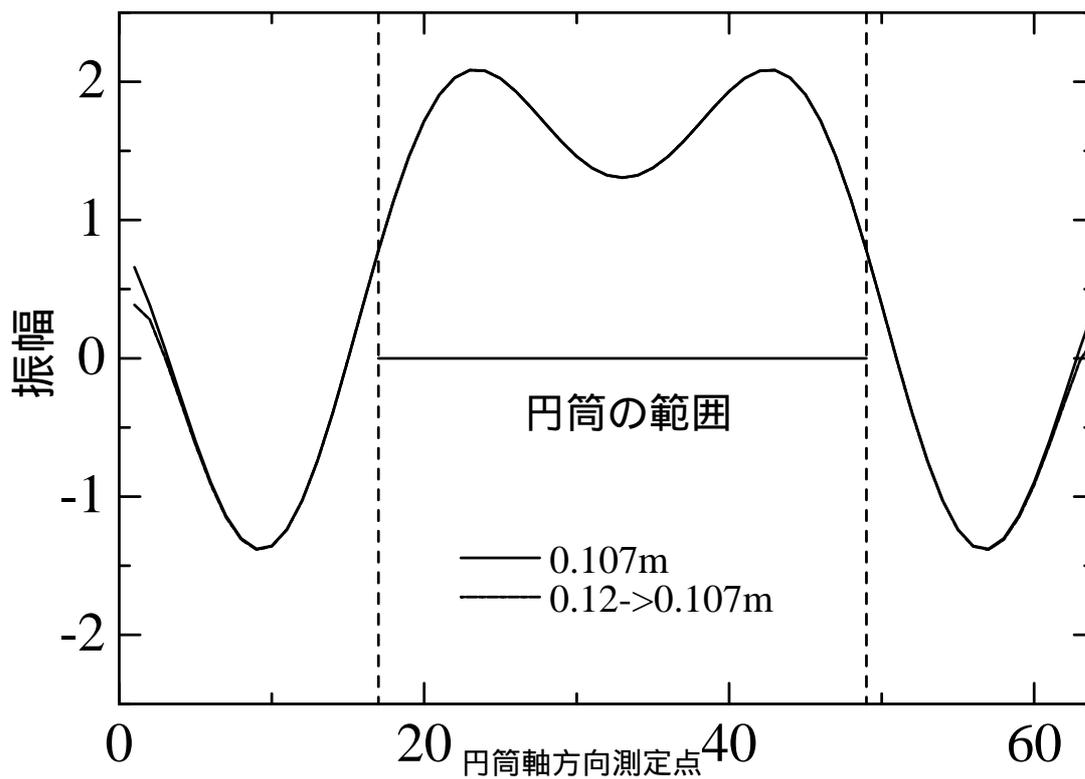
はじめに、入射波の伝搬と再構成を示す(5.18)式及び妥当性を確認するためにシミュレーションを行なった。シミュレーション条件は次のとおりである。

- ・音源位置は円筒中心から300mm、 $r_H=120\text{mm}$ 、円筒半径は107mm。
- ・送信周波数は3000Hz。
- ・音源は点波源。
- ・測定点は、円周方向5.625(degree)間隔で64点、円筒軸方向25mm間隔で64点とし、測定面高さは1600mm。

図5.5にシミュレーション結果を示す。図の上段は入射波の実部、下段は虚部を示している。この図では $\theta=180(\text{degree})$ 、すなわち音源方向の円筒軸方向に沿った音圧変化を相対値で示している。図の横軸は円筒軸方向の測定点、縦軸に音圧を示している。図中に円筒の範囲を示している。また、実線は $r=107\text{mm}$ の位置における入射波音圧、点線は $r=120\text{mm}$ の位置の入射波音圧を、(5.18)式を用いて再構成した結果である。測定開口の外側では多少両者の差が見られるが、今回実験に用いる円筒の範囲では両者にはほとんど差は見られない。両者の差を示す誤差は、測定開口面全体では2.81%、円筒の範囲では0.01%である。この誤差は十分小さく、今回伝搬子として(5.18)式を用いることは妥当であると考えられる。

次に今回のシミュレーション条件に基づき、長さ800mm、半径107mm、厚さ3mmのSUS304ステンレス製円筒を、図5.6に示されるように設置した場合の音波の入射から散乱波の放射までのエネルギー授受の流れを計算した結果について図5.7に示す。音波の周波数は3000Hzである。各図中の横線は円筒の上下端であり、横軸は円筒周方

3000Hz 実部



3000Hz 虚部

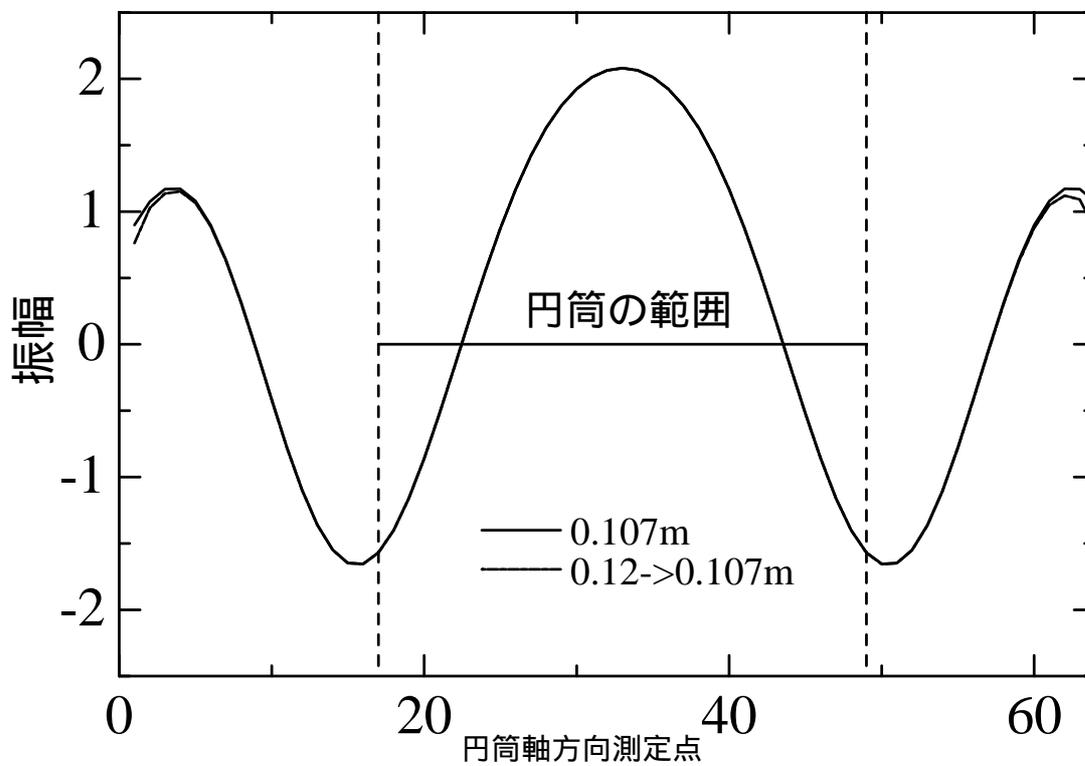


図5.5 入射波の伝搬子を用いた後方伝搬シミュレーション(3000Hz)

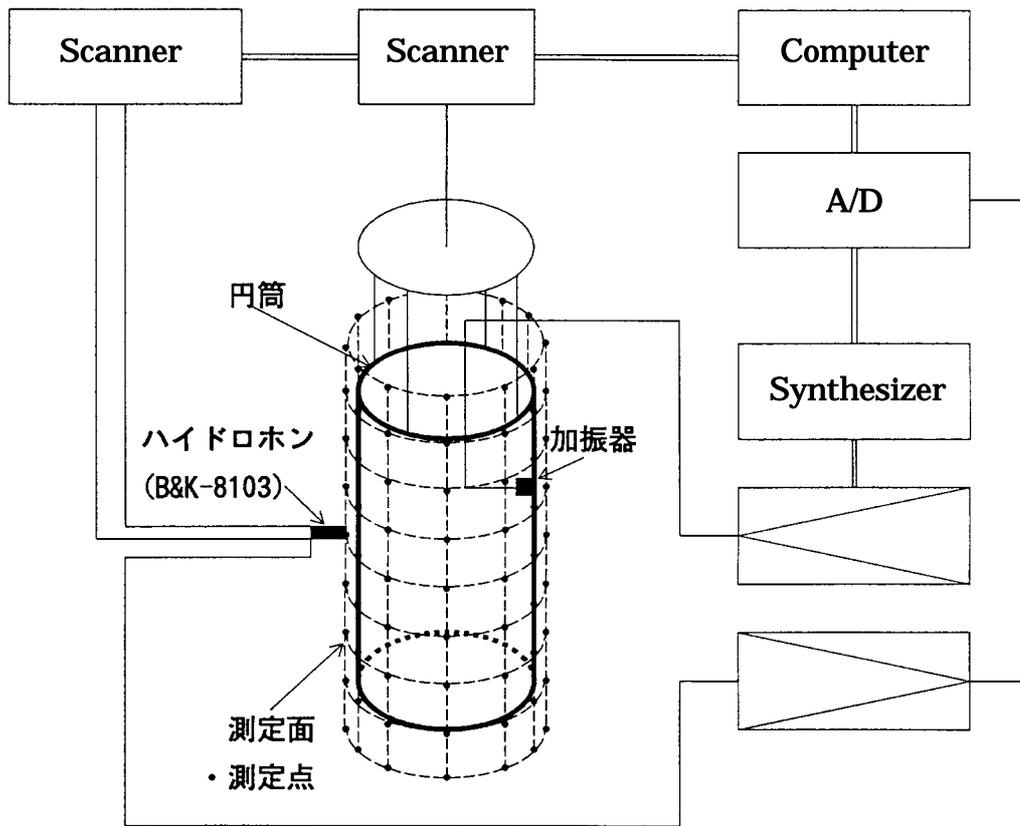


図 5 . 6 測定系統図

向、縦軸は円筒軸方向を示す。また図の左端は 0(degree)、図の右端は 360(degree)であり、図の下端は-800mm、図の上端は 800mm である。いずれの図も、それぞれの結果を最大値で規格化して表示している。散乱波の計算には、前節で説明した有限長円筒からの散乱波を計算するための理論式を用いた。

図(a)は入射波音圧の実部を示している。音源に最も近い(180degree,0mm)の付近で最も大きな正の値を示し、その周囲は全て負の値を示している。図(b)は入射波の音響インテンシティの円筒半径方向成分をコンターマップで表示したものである。実線は正の、点線は負の値を示している。すなわち、点線は音響エネルギーが円筒に吸収されることを示し、実線は円筒から音響エネルギーが放射されることを示す。図(a)と比較すると、音源に最も近く正の音圧が最も強い領域(180degree,0mm)において音響エネルギーが円筒に吸収されている様子が分かる。図(c)は、構造インテンシティの周回積分から求めた振動エネルギーポテンシャルを、コンターマップで表示したものである。図(b)と比較すると、音響エネルギーが円筒に吸収される領域において振動エネルギーポテンシャルが最大になっており、円周方向に沿って反対側においては振動エネルギーポテンシャルは負となっている。このことから、音響エネルギーが円筒の振動エネルギーに変化する領域では音響インテンシティは負に、振動エネルギーポテンシャルは正になり、振動エネルギーが音響エネルギーに変換され水中に放射される領域では振動エネルギーポテンシャルは負に、音響インテンシティは正となっている。このように、まず入射波によって振動エネルギーと音響インテン

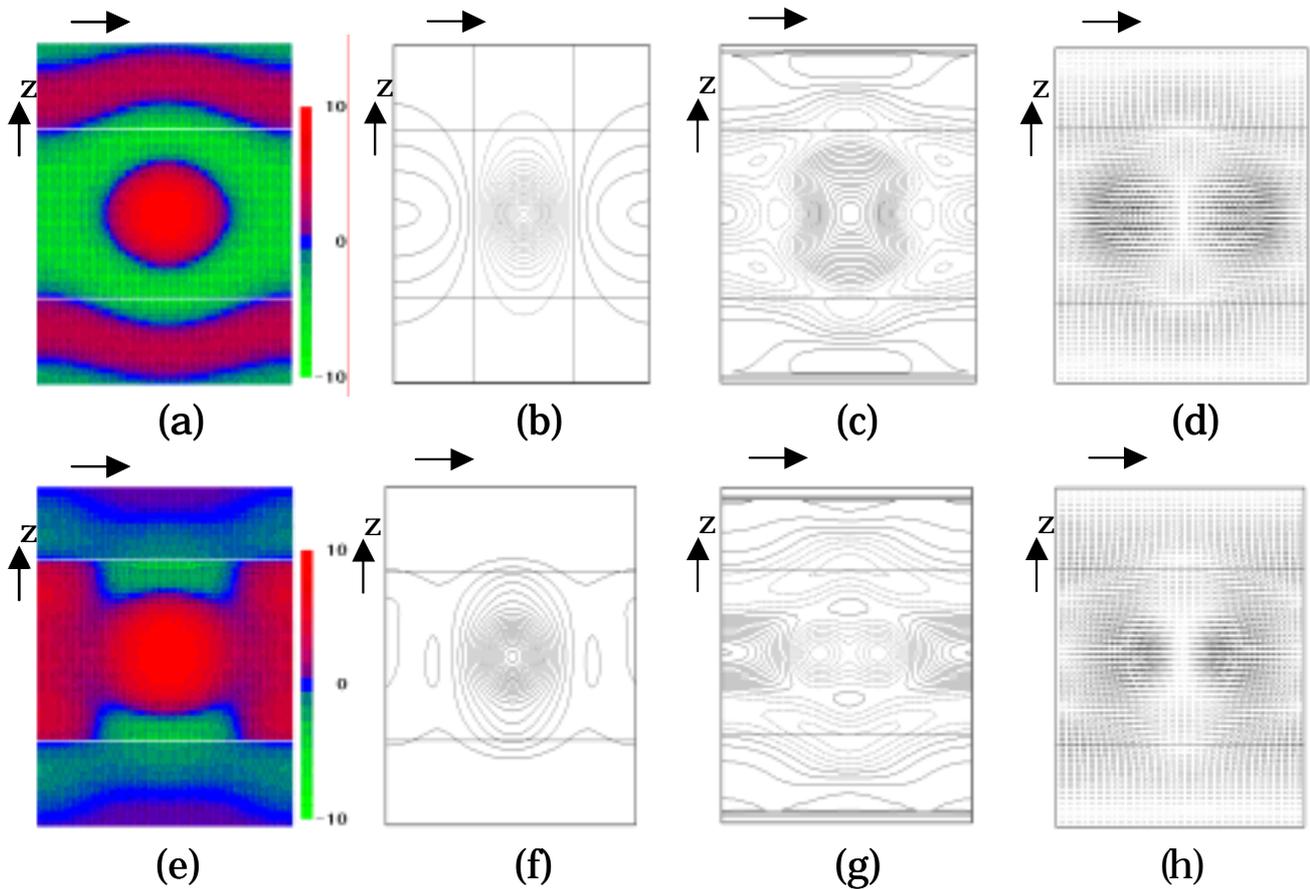


図5.7 円筒の散乱現象シミュレーション

シティのエネルギー授受の関係を見ることができる。図(d)は入射波により励起された構造インテンシティである。円筒内の振動エネルギー流は音響エネルギーが流入する(180degree, 0mm)の付近から、主に円筒周方向に向かっている。また一部は円筒軸方向にも向かう。この振動エネルギーの流れによって(0degree, 0mm)付近の振動エネルギーポテンシャルが高くなる(図(g))。このポテンシャルに従い構造インテンシティの流れが(0degree, 0mm)から(180 degree, 0mm)へ向かう。その結果、(180degree, 0mm)付近で振動エネルギーが音響エネルギーに変換され、円筒から放射される(図(f))。この放射音響エネルギーが散乱波であり、図(e)のような散乱波音場を形成する。このように、円筒へ点波源から音波が入射した場合の散乱波計算結果を用いて、入射音波が円筒内の振動エネルギーに変換され、この振動エネルギーが円筒内を伝搬し、水中に散乱波として再放射されていく様子を見ることができる。

次にシミュレーションの妥当性を検証するために、散乱波に関する音響インテンシティ、構造インテンシティ等の計測結果と、入射波を用いて計算した散乱波の音響インテンシティ、構造インテンシティ等との比較を行った。送信周波数は3906Hzである。図5.8に結果を示す。図の上段は散乱波理論に基づく計算結果、下段は実験結果である。各図を比較すると、散乱波、音響インテンシティは非常に良い一致を示している。振動エネルギーポテンシャル

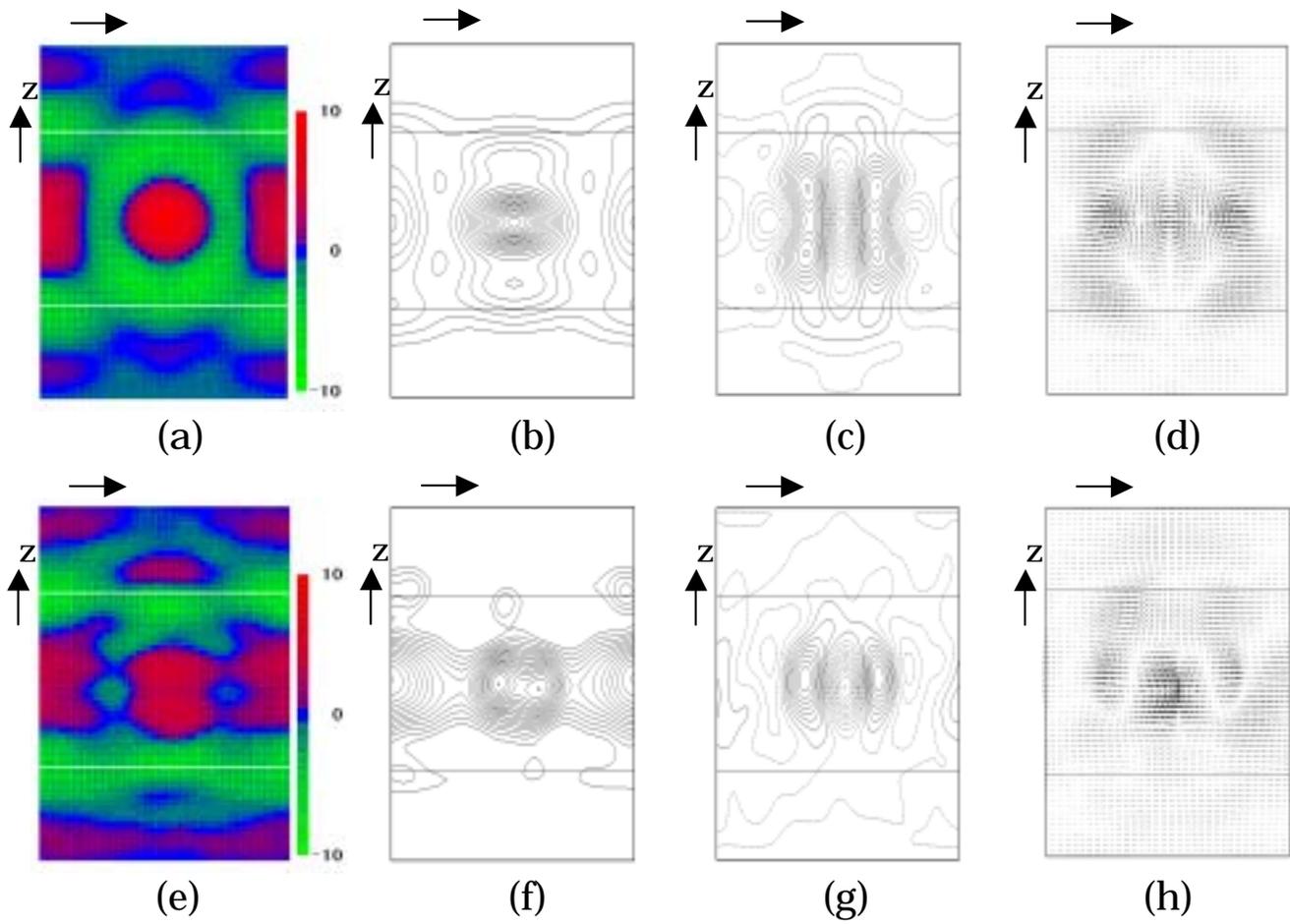


図5.8 円筒の散乱シミュレーションと実験結果の比較(3906Hz)

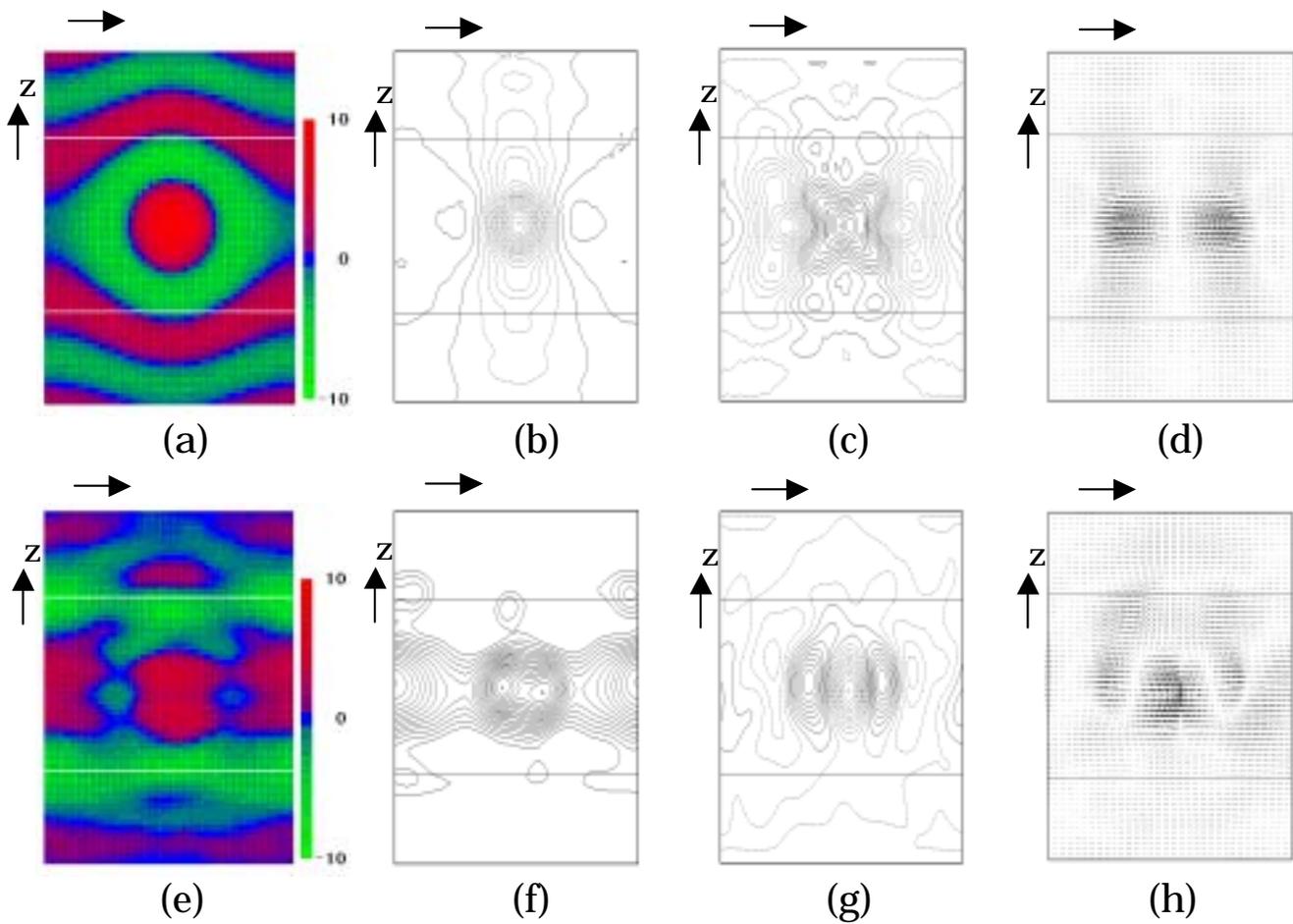


図5.9 円筒の散乱実験結果(3906Hz)

を見ると、計算結果(図(c))では極大点が左右に2点ずつ見られるが、実験結果(図(g))を見ると極大点は左右に1点ずつとなっている。この理由は、構造インテンシティを見ると理解できる。構造インテンシティの計算結果(図(d))を見ると、振動エネルギーの流れは(140degree、0mm)及び(220degree、0mm)付近から湧き出し、(180degree、0mm)付近に流れ込んでいる。同時に(140degree、0mm)及び(220degree、0mm)へ上下から振動エネルギーが流れ込んでいる。これに対し実験結果(図(h))を見ると、高さ0mm付近の水平方向の振動エネルギーの流れは計算結果とほぼ同じである。しかし(140degree、0mm)及び(220degree、0mm)への上下から振動エネルギー流は存在しない。この上下からの振動エネルギーの流れの有無が、振動エネルギーポテンシャルの違いを形成している。実験結果で円筒軸方向の流れがあまり強くない理由は今後検討する必要がある。

図5.9は、音波の入射から散乱波の放射に至るまでのエネルギー授受の様子を、実験結果を用いて表示した結果である。音波が入射すると(図(a))、(180degree、0mm)付近で円筒に音響エネルギーが流入する(図(b))。この音響エネルギーは振動エネルギーに変換され、(180degree、0mm)において振動エネルギーポテンシャルが最大となる(図(c))。構造インテンシティ(図(d))を見ると、振動エネルギーポテンシャルが最大値を示す(180degree、0mm)から水平方向に振動エネルギーが流れる。この振動エネルギーの流れによって(140degree、0mm)及び(220degree、0mm)付近の振動エネルギーポテンシャルが高くなり、この間に挟まれた(180degree、0mm)付近に振動エネルギーが流れ込む(図(g)、(h))。その結果、(180degree、0mm)付近で振動エネルギーが音響エネルギーに変換され、散乱波として水中に放射されていく(図(f))。そして散乱波音場が形成される(図(e))。

次に図5.8と同様に、散乱波に関する音響インテンシティ、構造インテンシティ等の計測結果と、入射波を用いて計算した散乱波の音響インテンシティ、構造インテンシティ等との比較を行った結果を図5.10に示す。送信周波数は4395Hzである。各図を比較すると計算結果と実験結果は、散乱波、音響インテンシティについては図5.8と同様に非常によく一致を示している。振動エネルギーポテンシャルを見ると、計算結果(図(c))では(180degree,0mm)付近に一つだけ極大点が存在し、極小点としてとくに目立った点は存在していない。これに対し実験結果(図(g))を見ると、極大点の位置は計算結果と一致しているものの、その左右に2つの極小点が存在している。この極小点と、音響インテンシティ(図(f))の極大点は一致している。この振動エネルギーポテンシャルにおける計算値と実験値の違いを理解するために、再び構造インテンシティ(図(d)及び(h))について検討する。計算結果(図(d))を見ると(180degree,0mm)付近から左右に向かう強い流れが存在する。この流れは(60degree,0mm)及び(300degree,0mm)付近まで到達している。この計算結果に対し、実験結果(図(g))を見ると(180degree,0mm)から左右に向かう強い振動エネルギーの流れは(125degree,0mm)及び(235degree,0mm)付近までしか到達していない。この違いが振動エネルギーポテンシャルの計算結果と実験結果の差異の原因となっている。

振動エネルギーの強い流れが(180degree,0mm)近傍に限定されているという実験結果にのみ見られる事象の原因として Loss Factor⁶⁰⁾が考えられる。Loss Factor とはヤング率の虚部であり、振動エネルギーが円筒内を伝搬していく際の熱損失を支配する物理量である。

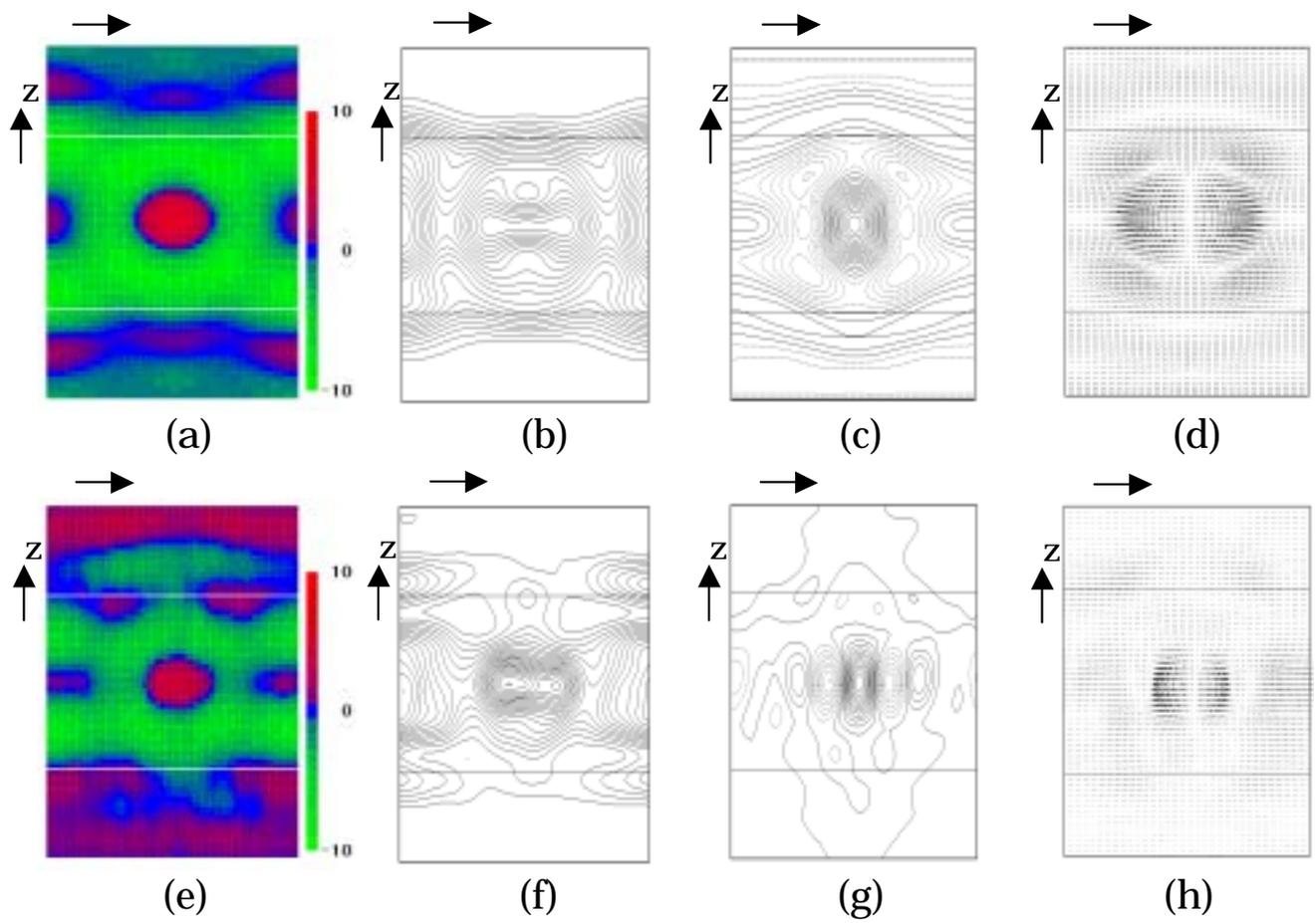


図 5 . 1 0 円筒の散乱シミュレーションと実験結果の比較(4395Hz)

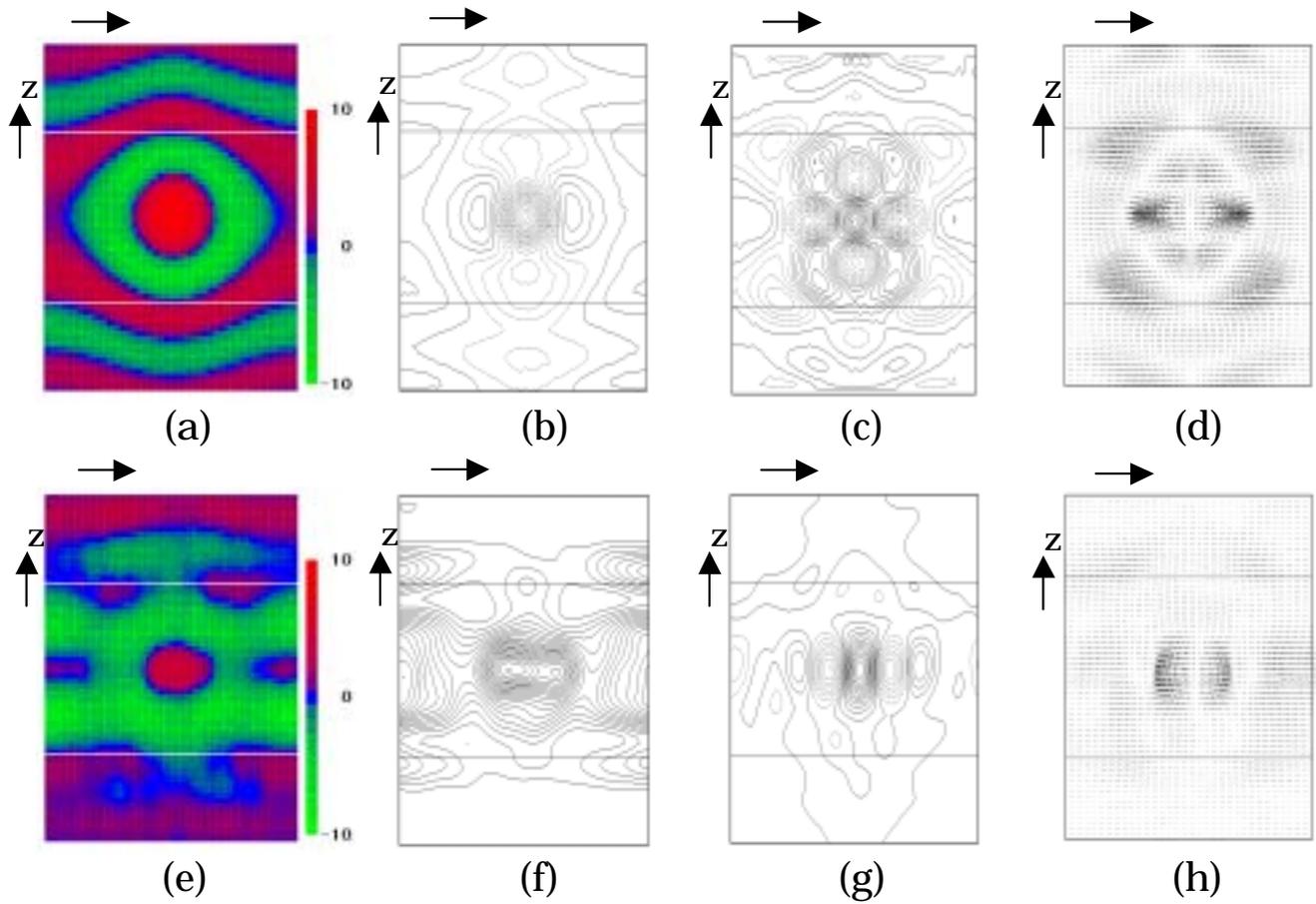


図 5 . 1 1 円筒の散乱実験結果(4395Hz)

この Loss Factor が大きいと、振動エネルギーは円筒内を長く伝搬できない。円筒散乱波を理論計算する式の中にこの Loss Factor を含めていないため、理論計算結果においては振動エネルギーの流れが円筒内を長く伝搬することができる。しかし実験結果では、この Loss Factor の影響で、振動エネルギーがあまり長く伝搬できず(180degree,0mm)近傍という限定された領域のみに強い流れが存在するという結果を招いたと考えられる。今回は実験に使用した円筒の Loss Factor が分かっていないため、Loss Factor の影響を定量的には評価できない。今後は Loss Factor を求め、Loss Factor を考慮した円筒散乱波の理論計算式を確立する必要があると考えられる。

図5.11は、図5.9と同様に音波の入射から散乱波の放射に至るまでのエネルギー授受の様子を、実験結果を用いて表示した結果である。音波が入射すると(図(a))、(180degree,0mm)付近で円筒に音響エネルギーが流入する(図(b))。この音響エネルギーは振動エネルギーに変換され(180degree,0mm)において振動エネルギーポテンシャルが最大となる(図(c))。また(180degree, ±200mm)、(105degree,0mm)及び(245degree,0mm)付近では強い振動エネルギーの吸い込みが見られる。振動エネルギーの流れ(図(d))を見ると(180degree,0mm)付近から(90degree,0mm)及び(270degree,0mm)付近に向かう強い流れが存在する。また(180degree, ±200mm)付近に周囲から振動エネルギー流が収束してきており、円筒上下端については円筒周方向に沿ったエネルギーの流れがある。

しかしこれらの強い振動エネルギーの流れは、一部(90degree,0mm)及び(270degree,0mm)近傍の振動エネルギーポテンシャルを高め(図(g))、残りは熱損失となると考えられる。散乱波を形成する振動エネルギーポテンシャルは、入射波によるポテンシャル同様(180degree,0mm)付近で極大値、(105degree,0mm)及び(245degree,0mm)付近で極小値をとる。このポテンシャルに対応して(180degree,0mm)付近から、(105degree,0mm)及び(245degree,0mm)付近へ向かう振動エネルギーの流れが形成される(図(h))。振動エネルギーの吸い込みが形成されている(105degree,0mm)及び(245degree,0mm)付近において振動エネルギーが音響エネルギーに変換され、散乱波として水中に再放射される(図(f))。そして散乱波音場が形成される(図(e))。

以上図5.7、図5.9及び図5.11の結果から、入射波と散乱波の振動及び音響エネルギー流を計測することにより、散乱現象を

step.1)入射波の音響エネルギーが円筒に吸収される。

step.2)円筒に吸収された音響エネルギーが、円筒内の振動エネルギーに変換され、振動エネルギーポテンシャルを形成する。

step.3)入射波に起因する振動エネルギーポテンシャルに対応した振動エネルギー流が発生する。この振動エネルギー流は散乱波を形成する振動エネルギー流を生み出す。

step.4)step.3の振動エネルギー流によって、散乱波を形成する振動エネルギーポテンシャルが形成される。

step.5)step.4の振動エネルギーポテンシャルの吸い込みから、振動エネルギーが音響エネルギーに変換されて散乱波として水中に再放射される。

といった音響エネルギーと振動エネルギーのエネルギー授受の関係から説明できることが

明らかとなった。

従来、入射波の音響エネルギーが円筒内の振動エネルギーに変換され、散乱波の音響エネルギーに変換される様子については理論的検討は行われているが、実験的にはシュリーレン法等を用いて散乱波の様子を可視化し、間接的に円筒内の振動エネルギーを推定することしかできなかった。ここで提案した手法を用いることによって、入射波の音響エネルギーが円筒内の振動エネルギーに変換され、この振動エネルギーにより散乱波を形成する振動エネルギーを励起し、散乱波の音響エネルギーに変換されていく様子を直接調べることができるようになった。以上のように SGENAH を用いた計測結果をもとに振動及び音響エネルギー流を計測することにより、散乱現象をエネルギー流の観点から理解することが可能となり、散乱問題の現象論的理解がさらに進むものと考えられる。

5.3 まとめ

本章では、平面波入射を仮定せずに円筒からの散乱波を解析するための実験的手法の確立を目的として、エネルギー流の観点から散乱現象を取り扱う手法を提案し、その有効性を計算機シミュレーションと実験により検討した。

このために、まず散乱現象解析用の NAH である SGENAH の原理を説明した。特に、入射波は従来の SGENAH の一種である dual surface 法⁶⁵⁾では取り扱いができなかった。ここでは、SGENAH において入射波を取り扱うための指針を示した。続いてシミュレーションのために、有限円筒に任意の波が入射した場合の散乱波の近似式を導出した。

計算機シミュレーションでは有限円筒に球面波が入射した場合を仮定し、実験においては、水槽で入射波及び散乱波を SGENAH を用いて計測した結果を元に、構造お呼び音響インテンシティを求めた。その結果、入射波の音響エネルギーが円筒内の振動エネルギーに変換される様子と、円筒内の振動エネルギーが散乱波の音響エネルギーに変換される様子を明らかにすることができた。第 4 章で論じた振動放射問題では構造体内に存在する振動源により供給される振動エネルギーが水中に放射される音響エネルギーに変換されていく様子のみを取り扱うことにより、エネルギー流の把握が可能であった。これに対し、散乱問題を取り扱う場合には入射波の音響エネルギーが構造体内の振動エネルギーに変換されるプロセスと、構造体内の振動エネルギーが散乱波の音響エネルギーに変換されるプロセスという 2 種類のエネルギー変換の様子を取り扱う必要がある。そこで、入射波に関するエネルギー流と散乱波に関するエネルギー流を独立に取り扱うことによって、散乱現象全体をエネルギー流の観点から解析することを可能にした。

従来は、シュリーレン法⁷⁰⁾等を用いて間接的にしか推定できなかった散乱現象における構造体内外のエネルギー流を、このように音響エネルギーと振動エネルギーのエネルギー授受の関係から明らかにすることにより、散乱問題の現象論的理解がさらに進むものと考えられる。今回はこの提案した手法の有効性を確認する第 1 歩として円筒に限定して適用したが、今後は回転楕円体やリブ付き円筒等、さらに複雑な構造体に本手法を適用して、散乱現象の理解を進めていくことが可能であると考えられる。

6章 結論

本論文では、近年要求が高まっている振動騒音低減を行なうために、水中に置かれた構造体の振動エネルギー及び音響エネルギー流を、近距離場音響ホログラフィを用いて少ない測定点数で高精度に行なうことを目的とした。このために、測定開口端の不連続を解消するための新しいデータスムージング法と、測定間隔を広くしても高精度に微係数が計算できる空間微分法を提案した。さらに、本手法を平板や円筒の振動放射問題や、円筒の散乱問題に適用して、これらをエネルギー流の観点から解析することにより、現象論的に理解することを可能とした。また、本手法を用いることによって振動源位置が推定できるのみならず、放射音源位置にエネルギーを供給している振動エネルギーの流れも把握できることから、騒音振動低減対策を行なう際の強力な計測手法となると考えられる。

6.1 本論文のまとめ

第2章では、まず構造インテンシティを一般化座標系において定式化し、続いて薄い平板と薄い円筒の構造インテンシティの計算式を導出した。ここで、円筒の構造インテンシティを計算するためには円筒の法線方向変位以外に軸方向及び周方向変位が必要となる。ここで、通常は円筒の法線方向変位のみが計測されることが多く、軸方向及び周方向変位は円筒の運動方程式を用いて計算する。今回は、Flügge-Byrme-Lur'ye の運動方程式を用いた。この運動方程式は曲率に影響を受ける高次の項を含んでいるので、円筒の変位を詳細に記述できるためである。

音響インテンシティは通常良く用いられている2-ハイドロホン法ではなく、NAHによる手法を用いた。このNAHによる手法は、構造体周囲全体にわたる計測を行なう場合に、2-ハイドロホン法が粒子速度計算のために2つの測定面が必要であるのに対して、測定面が一つで済むという利点がある。

また、近距離場音響ホログラフィの原理を一般化座標形と音響インテンシティの計測法を説明している。次にデカルト座標系の近距離場ホログラフィと円筒座標系の近距離場音響ホログラフィを定式化し、伝搬子を導出した。また、測定開口の有限性がもたらす巻き込み誤差と、これを解決するためのゼロパディングについて説明し、ゼロパディングに起因する測定開口端の不連続による再構成誤差について説明した。

第3章では測定開口端におけるデータスムージングの必要性を論じ、従来のデータスムージング法である実空間窓法についてその利点と欠点を説明した。特に、NAHにおいては再構成誤差の低減と高い分解能の確保との間にトレードオフが存在することを示し、この両者が構造インテンシティの測定精度に大きな影響を与えることを示した。

さらに、測定開口内データに影響を与えずに測定開口端の不連続の影響を取り除くためのデータスムージング法を初めて提案している。ここで、誤差音圧とは測定開口内で0、測定開口外で真の音圧と逆の位相を有する音圧であり、測定音圧は誤差音圧と真の音圧の和で記述される。この誤差音圧を低減することで、測定開口外にデータを外挿する。この方式では測定開口内のデータを変形することがないので、現象の定量的評価に適している。さらに、このデータスムージング法に波数空間誤差エネルギー低減法と実空間誤差エネルギー低減法の2種類があることを示し、前者は適用範囲が広いが再構成誤差が0となる保証がない、後者は測定音圧に誤差がない場合に再構成誤差を0にすることができるが適用範囲が限定される、という補完する特徴を有することを示した。これらの提案した手法についてシミュレーションと実験を行い、その有効性と適用限界を示した。特に従来のデータスムージング法では、再構成結果の誤差が推定できないが、本手法を用いることにより測定条件を設定してシミュレーションを行なうことにより、再構成結果の誤差を推定することができ、構造インテンシティの定量化が容易になる。さらにこのデータスムージングによって、構造体に比べて大きい測定開口を確保しなくても高い分解能を確保しつつ再構成誤差を小さくできることを示し、構造インテンシティの測定装置の規模を小さくしつつ高い測定精度を確保できることを明らかにした。

第4章では、従来の振動及び音響エネルギー流の計測法として、NAHを用いた構造インテンシティ計測法であるSIMAP(Structural Intensity Mapping form Acoustic Pressure)について説明し、空間微分を差分で求めているために計測精度を向上するためには音圧測定間隔を細かくしなければならない、言い換えると測定点数が膨大になるという問題点について説明した。続いて、測定間隔を広くしても必要な微分係数の計測精度を確保できる波数空間窓適合法(Adaptive K-space Window Method)を初めて提案している。この方式は、空間微分が波数空間における波数の積で表されることを利用して、低い階数の微分係数を求める際には分解能を確保するために高い波数の成分まで、高い階数の微分係数を求める際には誤差の増大を防ぐために低い波数の成分のみを利用する、言い換えると微分の階数に応じて異なる波数空間窓関数を適用する方式である。この手法を適用することにより、測定点数を減らすことができるので測定時間が短縮される。ここでは、構造インテンシティの測定結果の一例を示し、同一の測定精度を得るために、提案した手法の測定点数は従来の手法の1/25となることを示した。

さらに平板と円筒の振動放射問題の解析に本方式を適用し、構造体の振動源位置推定とエネルギー流の可視化実験を行い、その有効性を確認した。特に、振動問題をエネルギー流の観点から解析し、加振点から湧き出した振動エネルギーが構造体内を伝搬し、構造体内の不連続が生じている位置で音響エネルギーに変換される様子を明らかにした。また、従来の音響インテンシティ計測のみによる振動騒音対策では、放射雑音源のみに対策を講じることが多く、その結果対策を講じた領域の近傍に新しい放射雑音源が生起する可能性

を示した。これに対し、構造インテンシティと音響インテンシティをあわせて計測することによって、放射雑音源にエネルギーを供給している構造体内のエネルギー流振動源位置を把握することができ、振動騒音対策を根本的に実施することが可能となる。

また、構造体に取り付けたリブが構造体内振動エネルギー流に与える影響については、従来は実験的な解析が非常に困難であった。今回、リブ付き平板やリブ付き円筒の構造インテンシティを計測することにより、リブが構造体内振動エネルギー流に与える影響について調べることができた。特に、Pass band においてもリブは振動エネルギーの流れる向きに影響を与えることを初めて示した。

第 5 章では、振動及び音響エネルギー流の計測が散乱問題の解析に有効であることを説明し、散乱問題における振動及び音響エネルギー流の計測法を提案している。ここで、散乱用近距離場音響ホログラフィを提案し、従来の手法である dual surface 法では取り扱うことができなかった入射波に関して取り扱いの指針を示した。

さらに、3 章及び 4 章で提案されたデータスムージング法と波数空間微分法を適用して、円筒の散乱実験結果を用いて振動及び音響エネルギー流を計測、入射する音響エネルギーが構造体内の振動エネルギーに変換され、この振動エネルギーが散乱波として外部に再放射されていく様子を明らかにし、散乱現象をエネルギー流の観点から理解することを可能にした。特に振動放射問題とは異なり入射波の音響エネルギーから構造体内の振動エネルギー、そして構造体内の振動エネルギーから散乱波の音響エネルギーとエネルギーの変換が 2 回存在することから、入射波に関するエネルギー流と散乱波に関するエネルギー流を独立に取り扱った。

従来は散乱問題をエネルギー流の観点から解析するためにはシュリーレン法⁷⁾等が用いられてきたが、これらの手法ではエネルギー流の定量化が困難であった。今後は散乱問題をエネルギー流の観点からより深く解析していくことが可能となると考えられる。

以上のことから、提案したデータスムージング法により測定開口のサイズを小さくできるので構造インテンシティ計測装置の規模と測定時間を小さくすることができ、また NAH を用いた構造インテンシティ計測結果の誤差の推定も可能となった。さらに、提案した波数空間微分法により測定間隔を広くしつつ構造インテンシティ計測誤差を小さくできるので、測定時間を短くすることができる。

6.2 今後の展望

本研究では NAH を用いて水中に置かれた構造体の振動及び音響エネルギー流を、容易にかつ測定時間を短縮しつつ計測する手法を提案した。また平板や円筒の振動放射問題や円筒の散乱問題の解析に適用し、特に振動放射問題ではリブが振動エネルギー流に与える影響について検討した。

今後は、まず構造体の形状を平板や円筒に限定せず、回転楕円体等のより一般的な形状の構造体について振動及び音響エネルギー流を定式化するとともに、NAHを用いて計測していく必要がある。また、より複雑なリブ構造を有する構造体についてもエネルギー流の観点から現象論的な解析を行なうことにより、振動放射問題や散乱問題等の研究を進めていく必要がある。これは散乱現象の解析についても同じことが言える。

次に、今回は模型を用いて実験を行なったが、今回提案した手法によって測定装置の規模が構造体に比べて大きい必要がなくなった。特に、振動及び音響エネルギー流を計測したい領域以外が振動していても計測が可能であることから、実環境においてもNAHを用いた振動及び音響エネルギー流の計測が可能となった。そこで、今後は実際の船や部屋等実物を用いた実験を行い、振動雑音低減対策の研究をより具体的に行なっていく必要がある。これは、加振源についても同様であり、今回は加振器を用いて模型を振動させ、音圧データをサンプリングするためのA/Dのトリガとして加振器の駆動信号を用いて音圧ホログラムを作ったが、今後は、実際の振動源近傍で加速度センサー等を用いて計測した加速度信号の、測定音圧信号の相関を求めるなどして、実環境における音響ホログラムを測定する手法を確立していく必要があると考える。

付録 A

デカルト座標系の伝搬子の導出

ここでは、デカルト座標形の伝搬子を導出するために、(2.39)式の 2 次元空間フーリエ変換を行なうことによって(2.40)式を導くことを考える。実際には(2.39)式の 2 次元空間フーリエ変換を行なうことは難しいので、(2.40)式の 2 次元空間逆フーリエ変換を求める。ここで $z_1 - z_0 = z$ とおく。

$$\begin{aligned}
 F^{-1} \left[\frac{1}{2\pi} \exp \left\{ -i\Delta z \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right\} \right] &= \int \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2\pi} \exp \left[-i\Delta z \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} \right] \\
 &\quad \times \exp [i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y, \\
 &= \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \xi d\xi d\theta \frac{1}{2\pi} \exp \left[-i\Delta z \sqrt{k^2 - \xi^2} \right] \exp [i\xi (x \cos \theta + y \sin \theta)], \quad (k_x = \xi \cos \theta, k_y = \xi \sin \theta) \\
 &= \int_0^{2\pi} \frac{1}{2\pi} \exp [i\xi \eta \cos(\theta - \phi)] d\theta \int_0^{\infty} \xi d\xi d\theta \exp \left[-i\Delta z \sqrt{k^2 - \xi^2} \right] \quad (x = \eta \cos \phi, y = \eta \sin \phi) \\
 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \xi d\xi J_0(\xi \eta) \exp \left[-i\Delta z \sqrt{k^2 - \xi^2} \right] \quad \left(\int_0^{2\pi} \exp [i\xi \eta \cos(\theta - \phi)] d\theta = J_0(\xi \eta) \right) \\
 &= \frac{1}{2\pi \sqrt{\eta}} \int_0^{\infty} (\xi \eta)^{1/2} J_0(\xi \eta) \left(\xi^{1/2} \exp \left[-\Delta z \sqrt{\xi^2 - (ik)^2} \right] \right) d\xi, \quad (*) \\
 &= \frac{1}{2\pi \sqrt{\eta}} \left\{ z \eta^{1/2} (\eta^2 + z^2)^{-3/2} \exp \left(-ik \sqrt{\eta^2 + (-\Delta z)^2} \right) (1 + ik) \sqrt{\eta^2 + (-\Delta z)^2}, \right. \\
 &= -\frac{\Delta z}{2\pi (x^2 + y^2 + (-\Delta z)^2)^{3/2}} \exp \left(-ik \sqrt{x^2 + y^2 + (-\Delta z)^2} \right) \left(-1 - ik \sqrt{x^2 + y^2 + (-\Delta z)^2} \right), \\
 &= -\frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{\exp \left(-ik \sqrt{x^2 + y^2 + (-\Delta z)^2} \right)}{\sqrt{x^2 + y^2 + (-\Delta z)^2}} \right\}, \quad (A.1)
 \end{aligned}$$

となる。ここで(*)の計算には Tables of integral transform Vol.2 Sec. 8.2(23)式を用いた。

付録 B

パラメータ $n(k_z)$ の導出

ここでは、任意の入射波を表現するために 5 . 1 項で導入した $n(k_z)$ を定式化する。音源と円筒の位置関係は図 5 . 1 の通りとする。ここで、 $r < d$ の範囲には音源等の特異点は存在しないと仮定する。

はじめに波数 k の球面波源が点 $\vec{r}_s = (d, \pi, 0)$ に存在すると仮定する。この時、観測点 $\vec{r}_o = (r_o, \theta, z)$ における入射波音圧は次式のように与えられる：

$$\begin{aligned}
p_i(r_0, \theta, z; d, \pi, 0) &= \frac{\exp(-ik|\vec{r}_s - \vec{r}_0|)}{|\vec{r}_s - \vec{r}_0|} = \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} d\right) J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) \exp[i(k_z z + n\theta)].
\end{aligned} \tag{B.1}$$

次に、任意の音源について考える。この任意の波源を点波源の集まりと考える。各点波源の重みを $p_d(r', \theta', z')$ という複素量であらわす。このとき観測点における入射波は次式のようになる：

$$\begin{aligned}
p_i(r_0, \theta, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') p_i(r_0, \theta, z; r', \theta', z') \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r'\right) \\
&\quad \times J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) \exp[i\{k_z(z - z') + n(\theta - \theta')\}] \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r'\right) \exp[-i\{k_z z' + n\theta'\}] \\
&\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) \exp[i\{k_z z + n\theta\}].
\end{aligned} \tag{B.2}$$

ここで

$$\alpha_n(k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r'\right) \exp[-i\{k_z z' + n\theta'\}], \tag{B.3}$$

とおくと、 $\alpha_n(k_z)$ は (r_0, θ, z) に依存せず定数となる。従って(B.3)式を(B.2)式に代入することにより、(5.3)式が得られる：

$$p_{ia}(r, \theta, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} J_{|n|}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r\right) \alpha_n(k_z) \exp(im\theta) \exp(ik_z z) dk_z, \tag{5.3}$$

次に、球面波源が点 $\vec{r}' = (r', \theta', z')$ にあるときに観測点 $\vec{r}_0 = (r_0, \theta, z)$ における散乱波音圧を $p_s(r_0, \theta, z; r', \theta', z')$ とおく。このとき、 $p_s(r_0, \theta, z; r', \theta', z')$ は(5.2)式を用いて次式のように表される：

$$\begin{aligned}
p_s(r_0, \theta, z; r', \theta', z') &= \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) \\
&\quad \times H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r'\right) g_{|n|}(k_z) \exp(im(\theta - \theta')) \exp(ik_z(z - z')) dk_z,
\end{aligned} \tag{B.4}$$

従って、入射波が(5.3)式で与えられるとき、観測点 $\vec{r}_0 = (r_0, \theta, z)$ における散乱波音圧 $p_{sa}(r_0, \theta, z)$ は次式のように与えられる：

$$\begin{aligned}
p_{sa}(r_0, \theta, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') p_{sa}(r_0, \theta, z; r', \theta', z') \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r'\right) \\
&\quad \times H_{|n|}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) g_{|n|}(k_z) \exp[i\{k_z(z - z') + n(\theta - \theta')\}]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \int_{-\infty}^{\infty} dz' \int_0^{2\pi} d\theta' \int_a^{\infty} dr' p_d(r', \theta', z') H_{[n]}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r'\right) \exp[-i\{k_z z' + n\theta'\}] \\
&\times \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{[n]}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) g_{[n]}(k_z) \exp[i\{k_z z + n\theta\}] \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^{2n} \frac{i}{2} H_{[n]}^{(2)}\left(\sqrt{k^2 - k_z^2} r_0\right) g_{[n]}(k_z) \alpha_n(k_z) \exp[i\{k_z z + n\theta\}].
\end{aligned}
\tag{B.5}$$

これは、(5.4)式にほかならない。

参考文献

- 1) D. U. Noiseux, "Measurement of Power Flow in Uniform Beams and Plates," *J. Acoust. Soc. Am.*, 47, pp238-247 (1969).
- 2) G. Pavic, "Measurement of Vibrations by Strain Gages, Part I: Theoretical Basis," *J. Sound and Vib.*, 102(2), pp.153-163 (1985).
- 3) E. G. Williams and J. D. Maynard, "Holographic Imaging without the Wavelength Resolution Limit," *Phy. Rev. Let.*, 45, pp554-557 (1980).
- 4) J. D. Maynard, E. G. Williams, and Y. Lee, "Nearfield Acoustical Holography: I. Theory of Generalized holography and the development of NAH," *J. Acoust. Soc. Am.*, 78, pp1395-1413 (1985).
- 5) E. G. Williams, B. H. Houston and J. A. Bucaro, "Broadband nearfield acoustic holography for vibrating cylinders," *J. Acoust. Soc. Am.*, 82, pp674-179 (1989).
- 6) M. Villot, G. Chaveriat and J. Roland, "Phonoscopy: An acoustical holography technique for plane structure radiating in enclosed space," *J. Acoust. Soc. Am.*, 91, pp187-195 (1992).
- 7) E. G. Williams and H. D. Dardy, "SIMAP, Structural Intensity from the Measurement of Acoustic Pressure," *2nd International Congress on Acoustic Intensity*, pp.235-242, September 23-26 (Senlis, 1985).
- 8) E. G. Williams and H. D. Dardy, "Mapping of Structure-Borne Intensity Using Nearfield Acoustical Holography," *Proc. Inter-Noise* 86, pp.1247-1250 (1986).
- 9) C. B. Lee, Y. Iwaya and Y. Suzuki, "A Study on the Measurement of One-Dimensional Vibration Intensity Carried by Bending Vibration in a Beam," *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*, 14, pp11-18 (1993).
- 10) S. I. Hayek, M. J. Pechersky and B. C. Suen, "Measurement and analysis of near and far field structural intensity by scanning laser vibrometry", *Proceedings of the 3rd International Congress on Intensity Techniques*, Senlis France, pp281-288 (1990).

- 11) 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーにおける波数空間フィルター及び実空間フィルターについて、日本音響学会平成 5 年度秋季研究発表会講演論文集、2-2-15, pp1021-1022 Oct. (1993)
- 12) J. Linjama and T. Lahti, "Estimation of bending wave intensity in beams using the frequency response technique", *J. Sound and Vib.* 153 pp21-36 (1992).
- 13) J. W. Verheiji, "Cross-spectral density methods for measuring structure borne power flow on beams and pipes", *J. Sound and Vib.* 70 pp133-138 (1980).
- 14) 周 海、小嶋直哉、加藤正明、“三加速度ピックアップ法による振動インテンシティの計測”、日本機械学会論文集(C編)、59-558,pp137-143 (1993).
- 15) P. D. Bauman, "Measurement of structural intensity: Analytic and experimental evaluation of various techniques for the case of flexural waves in one-dimensional structures", *J. Sound and Vib.* 174 pp677-694 (1994).
- 16) 小泉登男、鎌田 実、“振動インテンシティ計測に関する基礎研究(第3報、種々の方法の検討)”、日本機械学会論文集(C編)、58-547,pp100-105 (1993).
- 17) R. Morikawa, K. Nakamura and S. Ueha, "Experimental study of K-space signal processing for structural intensity measurement," *Inter-noise 94* pp.1693-1696 (1994).
- 18) R. Morikawa, K. Nakamura and S. Ueha, "Structural intensity derivation using normal and in-plane vibration displacement measured by a laser doppler vibrometer," *Inter-noise 95* pp.637-639 (1995).
- 19) K. Nakamura and S. Ueha, "Structural intensity measurement an optical fiber array probe," *Inter-noise 95* pp.641-646 (1995).
- 20) J. C. Pascal, T. Louyau and X. Carnei, "Complete determination of structural intensity in plate using laser vibrometers", *J. Sound and Vib.* 161 pp527-531 (1993).
- 21) Y. Zhang and J. A. Mann III, "Measuring the structural intensity and force distribution in plate," *J. Acoust. Soc. Am.*, 99, pp345- 353 (1996).
- 22) Y. Zhang and J. A. Mann III, "Examples of using structural intensity and the force distribution to study vibrating plates," *J. Acoust. Soc. Am.*, 99, pp354- 361 (1996).

- 23) J. C. Pascal, X. Caeniel, V. Chalvidan and P. Smigielski, "Determination on structural intensity and mechanical excitation using holographic interferometry", Proceedings of the 3rd International Congress on Intensity Techniques, Senlis France, pp197-204 (1990).
- 24) J. C. Pascal, T. Loyau and J. A. Mann, "Structural intensity from spatial Fourier transformation and BAHIM acoustical holography method", Proceedings of the 3rd International Congress on Intensity Techniques, Senlis France, pp197-204 (1990).
- 25) E. G. Williams, H. D. Dardy and R. G. Fink, "A technique for measurement of structure borne intensity in plate", *J. Acoust. Soc. Am.*, 78, pp2061-2098 (1985).
- 26) P. M. Morse and H. Feshbach: *Method of Theoretical Physics*, McGraw-Hill Book Comp., 1953.
- 27) K. F. Graff: *Wave Motion in Elastic Solids*, Dover Publications, New York, 1991.
- 28) A. J. Romano, P. B. Abraham and E. G. Williams, "A pointing vector formulation for thin shells and its application to structural intensity analysis
- 29) W. Leissa, *Vibration of Shells*, Acoustical Society of America, 1993.
- 30) G. Pavic, "Measurement of sound intensity," *J. Sound and Vib.* 51 pp533-545 (1977).
- 31) E. G. Williams, H. D. Dardy and R. G. Fink, "Nearfield acoustic holography using an underwater automated scanner," *J. Acoust. Soc. Am.*, 78, pp789-798 (1985).
- 32) E. G. Williams and J. D. Maynard, "Numerical Evaluation of the Rayleigh Integral for Planar Radiators Using the FFT," *J. Acoust. Soc. Am.*, 72, pp2020-2030 (1982).
- 33) P. T. Christopher and K. J. Parker, "New Approaches to the Linear Propagation of the Acoustic Field," *J. Acoust. Soc. Am.*, 90, pp507-521 (1991).
- 34) P. Wu, R. Kazys, and T. Stepinski, "Analysis of the Numerically Implemented Angular Spectrum Approach Based on the Evaluation of the Two-Dimensional Acoustic Fields – Part I: Errors Due to the discrete Fourier Transform and Discretization, and Part II. Characteristics as a Function of Angular Range," *J. Acoust. Soc. Am.*, 99, pp1339-1359 (1996).

- 35) P. Wu, R. Kazys, and T. Stepinski, "Optimal Selection of Parameters for the Angular Spectrum Approach to Numerically Evaluate Acoustic Fields," *J. Acoust. Soc. Am.*, 101, pp125-134 (1997).
- 36) D.-L. Liu and R. C. Waag, "Propagation and Backpropagation for Ultrasonic Wavefront Design," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* 44, pp1-13 (1997).
- 37) E. G. Williams, H. D. Dardy, and K. B. Washburn, "Generalized Nearfield Acoustical Holography for Cylindrical Geometry: Theory and Experiment," *J. Acoust. Soc. Am.*, 81, pp389-407 (1987).
- 38) K. Saijyou, "Data Extrapolation Method for Near-Field Acoustic Holography," *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*, 19, pp23-32(1998).
- 39) H. S. Kwon and Y. H. Kim, "Minimization of Bias Error Due to Windows in Planar Acoustic Holography Using a Minimum Error Window," *J. Acoust. Soc. Am.*, 98, pp2104-2111 (1995).
- 40) A. Papoulis, "A New Algorithm in Spectral Analysis and Band-Limited Extrapolation," *IEEE Trans. Circuit and systems*, 22, pp735-742 (1975)
- 41) R. W. Gerchberg, "Super resolution through error energy reduction," *Opt. Acta.* 21 (1974) 709-720.
- 42) Shigeru Yoshikawa and Kenji Saijyou: Mapping of Structural and Acoustic Intensities by Near-Field Acoustical Holography, *International Symposium on Simulation, Visualization and Auralization for Acoustic Research and Education Proceedings*, pp739-746 (1997)
- 43) 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーを用いた構造及び音響インテンシティの計測、第16回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、OF1 pp283-284 Nov. (1995)
- 44) Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Accuracy Improvement of Reconstruction in Near-Field Acoustical Holography by Applying Data Extrapolation Method, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 37. pp3022-3027 (1998)

- 45) 西條 献児、吉川 茂：データ外挿法の適用による近距離場音響ホログラフィー再構成精度の改善、第18回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、PB13 pp79-80 Nov. (1997)
- 46) Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Measurement of Structural and Acoustic Intensities Using Near-Field Acoustical Holography, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 35. pp3167-3174 (1996)
- 47) 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィによる構造及び音響インテンシティの導出 - 水中リブ付き平板の場合 - 、日本音響学会平成7年度春季研究発表会講演論文集、1-7-12, pp655-656 Mar, (1995).
- 48) 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィを用いた構造インテンシティ計測 - 波数空間フィルタの検討 - 、日本音響学会平成8年度春季研究発表会講演論文集、1-2-11, pp709-710 Mar. (1996).
- 49) 吉川 茂、西條 献児：近距離場音響ホログラフィによる水中リブ付き平板振動の可視化、日本音響学会平成7年度春季研究発表会講演論文集、1-7-11, pp653-654 Mar. (1995)
- 50) 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーを用いた構造及び音響インテンシティの計測、第16回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、OF1 pp.283-284 Nov. (1995)
- 51) M. Heckl, "Wave propagation on beam-plate systems," *J. Acoust. Soc. Am.*, 33, pp640-651 (1961).
- 52) 吉川 茂、西條 献児、近距離場音響ホログラフィを用いた構造インテンシティ計測 - 波数空間フィルタの検討 - 、日本音響学会平成8年度春季研究発表会講演論文集、1-2-3, pp705-706 Mar. (1996).
- 53) N, Tanaka, S. D. Snyder, Y. Kikushima and M. Kuroda, "Vortex structural power flow in a thin plate and influence on the acoustic field," *J. Acoust. Soc. Am.*, 96, pp1563-1573 (1994).

- 54) Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Structural intensity measurement of cylindrical shell based on NAH technique and influences of a rib on the acoustic energy flow, *J. Acoust. Soc. Jpn.(E)* 20, pp125-136 (1999)
- 55) 西條 献児、吉川 茂：広帯域近距離場音響ホログラフィによる水中リブ付き円筒振動の可視化、日本音響学会平成7年度秋季研究発表会講演論文集、3-5-4, pp761-762 Sep. (1995)
- 56) 吉川 茂、西條 献児：同心2重円筒の内部流体における波動場の解析、日本音響学会平成7年度秋季研究発表会講演論文集、2-9-3, pp1155-1156 Sep.(1995)
- 57) Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Vibrational Response of a Finite Cylindrical Shell to Arbitrary Wave Incidence, *2nd conference on Theoretical and Computational Acoustics Proceedings*. pp235-242 (1996)
- 58) Shigeru Yoshikawa and Kenji Saijyou: Analysis of Wave Field in Fluid Entrained Between Two Concentric Cylindrical Shells, *2nd conference on Theoretical and Computational Acoustics Proceedings*. pp245-254 (1996)
- 59) 西條 献児、吉川 茂：構造及び音響インテンシティ計測を用いたリブ付き円筒振動の解析、日本音響学会平成10年度春季研究発表会講演論文集、3-1-9, pp747-748 Mar. (1998).
- 60) S. Yoshikawa, "Fluid-structure coupling by the entrained fluid in submerged concentric double-shell vibration," *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*, 14, pp99-111 (1993).
- 61) Kenji Saijyou, Mitsuhiro Ueda and Shigeru Yoshikawa: Application of Generalized Near-Field Acoustic Holography to Scattering Problems, *Jpn. J. Appl. Phys.* Vol 33, pp3170-3175 (1994)
- 62) T.-B. Li and M. Ueda, "Sound scattering of a spherical wave incident on a cylinder," *J. Acoust. Soc. Am.*, 87, pp1871-1879 (1990).
- 63) F. Leon, F. Lecroq, D. Decultot and G. Maze, "Scattering of an obliquely incident acoustic wave by an infinite hollow cylindrical shell," *J. Acoust. Soc. Am.*, 91, pp1388-1397 (1992).
- 64) Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Sound scattering of an arbitrary wave incident on a simply-supported cylindrical shell, *J. Acoust. Soc. Jpn.(E)* 16, pp223-232 (1995)

- 65) M. T. Cheng, J. A. Mann. III and A. Pate, "Wave-number domain separation of the incident and scattered sound field in Cartesian and cylindrical Coordinates," *J. Acoust. Soc. Am.* 97. Pp2293- (1995)
- 66) Kenji Saijyou, Mamoru Egawa and Shigeru Yoshikawa: Analysis of Scattering Energy Flow by Near-Field Acoustic Holography, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 38. pp3036-3044 (1999)
- 67) 西條 献児、上田 光宏、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーを用いた円筒からの散乱波の解析、日本音響学会平成 5 年度秋季研究発表会講演論文集、2-2-15, pp1021-1022 Oct. (1993).
- 68) 西條 献児、吉川 茂、両端を単純支持した有限円筒からの散乱波の解析、日本音響学会平成 6 年度秋季研究発表会講演論文集、2-1-5, pp1127-1128 Nov. (1994).
- 69) 西條 献児、江川 護、吉川 茂、近距離場音響ホログラフィーによる散乱エネルギー流の解析、第 19 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、OA4 pp279-280 Nov. (1997)
- 70) D. Brill and U. Überall, "Acoustic waves transmitted through solid elastic cylinders," *J. Acoust. Soc. Am.* 29. pp921-939 (1970)

本研究に関連した報告

A. 論文

1. Kenji Saijyou, Mitsuhiro Ueda and Shigeru Yoshikawa: Application of Generalized Near-Field Acoustic Holography to Scattering Problems, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 33. pp3170-3175 (1994)
2. Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Sound scattering of an arbitrary wave incident on a simply-supported cylindrical shell, *J. Acoust. Soc. Jpn.(E)* 16. pp223-232 (1995)
3. Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Measurement of Structural and Acoustic Intensities Using Near-Field Acoustical Holography, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 35. pp3167-3174 (1996)
4. Kenji Saijyou: Data extrapolation method for near-field acoustic holography, *J. Acoust. Soc. Jpn.(E)* 19. pp23-32 (1998)
5. Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Accuracy Improvement of Reconstruction in Near-Field Acoustical Holography by Applying Data Extrapolation Method, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 37. pp3022-3027 (1998)
6. Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Structural intensity measurement of cylindrical shell based on NAH technique and influences of a rib on the acoustic energy flow, *J. Acoust. Soc. Jpn.(E)* 20. pp125-136 (1999)
7. Kenji Saijyou, Mamoru Egawa and Shigeru Yoshikawa: Analysis of Scattering Energy Flow by Near-Field Acoustic Holography, *Jpn. J. Appl. Phy.* Vol 38. pp3036-3044 (1999)

B. 国際会議

1. Kenji Saijyou and Shigeru Yoshikawa: Vibrational Response of a Finite Cylindrical Shell to Arbitrary Wave Incidence, *2nd conference on Theoretical and Computational Acoustics Proceedings*. pp235-242 (1996)
2. Shigeru Yoshikawa and Kenji Saijyou: Analysis of Wave Field in Fluid Entrained Between Two Concentric Cylindrical Shells, *2nd conference on Theoretical and Computational Acoustics Proceedings*. pp245-254 (1996)

3. Shigeru Yoshikawa and Kenji Saijyou: A further development of underwater near-field acoustical holography: Toward a more quantitative measurement technique, *J. Acoust. Soc. Am. 3rd Joint meeting Proceedings*, pp2653-2654 Oct. (1996)
4. Shigeru Yoshikawa and Kenji Saijyou: Mapping of Structural and Acoustic Intensities by Near-Field Acoustical Holography, *International Symposium on Simulation, Visualization and Auralization for Acoustic Research and Education Proceedings*, pp739-746 (1997)

C. 国内学会・研究会発表

1. 西條 献児、上田 光宏、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーを用いた円筒からの散乱波の解析、日本音響学会平成 5 年度秋季研究発表会講演論文集、2-2-15, pp1021-1022 Oct. (1993)
2. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーにおける波数空間フィルター及び実空間フィルターについて、日本音響学会平成 5 年度秋季研究発表会講演論文集、1-1-6, pp1133-1134 Oct. (1993)
3. 西條 献児、上田 光宏、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーの散乱問題への適用、第 14 回超音波エレクトロニクス基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、A3 pp5-6 Dec. (1993)
4. 吉川 茂、西條 献児：近距離場音響ホログラフィによる水中円筒散乱の可視化実験、海洋音響学会講演論文集、pp5-8、May (1994)
5. 西條 献児、吉川 茂：両端を単純支持した有限円筒からの散乱波の解析、日本音響学会平成 6 年度秋季研究発表会講演論文集、2-1-6, pp1127-1128 Nov. (1994)
6. 吉川 茂、西條 献児：近距離場の物理的特性について、日本音響学会平成 6 年度秋季研究発表会講演論文集、3-2-1, pp1259-1260 Nov. (1994)
7. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィによる水中円筒散乱の可視化、日本音響学会平成 6 年度秋季研究発表会講演論文集、3-2-2, pp1261-1262 Nov. (1994)
8. 吉川 茂、西條 献児：近距離場音響ホログラフィによる水中リブ付き平板振動の可視化、日本音響学会平成 7 年度春季研究発表会講演論文集、1-7-11, pp653-654 Mar. (1995)
9. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィによる構造及び音響インテンシティの導出 - 水中リブ付き平板の場合 -、日本音響学会平成 7 年度春季研究発表会講演論文集、1-7-12, pp655-656 Mar. (1995)

10. 西條 献児、吉川 茂：広帯域近距離場音響ホログラフィによる水中リップ付き円筒振動の可視化、日本音響学会平成7年度秋季研究発表会講演論文集、3-5-4, pp761-762 Sep. (1995)
11. 吉川 茂、西條 献児：水中同心2重円筒の内部流体における波動場の解析、日本音響学会平成7年度秋季研究発表会講演論文集、2-9-3, pp1155-1156 Sep. (1995)
12. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーを用いた構造及び音響インテンシティの計測、第16回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、OF1 pp283-284 Nov. (1995)
13. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィにおける測定データ外挿法について、日本音響学会平成8年度春季研究発表会講演論文集、1-2-9, pp705-706 Mar. (1996)
14. 吉川 茂、西條 献児：近距離場音響ホログラフィを用いた構造インテンシティ計測 - 振動源探知法の検討 -、日本音響学会平成8年度春季研究発表会講演論文集、1-2-10, pp707-708 Mar. (1996)
15. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィを用いた構造インテンシティ計測 - 波数空間フィルタの検討 -、日本音響学会平成8年度春季研究発表会講演論文集、1-2-11, pp709-710 Mar. (1996)
16. 西條 献児、吉川 茂：データ外挿法の適用による近距離場音響ホログラフィー再構成精度の改善、第18回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、PB13 pp79-80 Nov. (1997)
17. 西條 献児、吉川 茂：構造及び音響インテンシティ計測を用いたリップ付き円筒振動の解析、日本音響学会平成10年度春季研究発表会講演論文集、3-1-19, pp747-748 Mar. (1998)
18. 西條 献児、吉川 茂：近距離場音響ホログラフィーによる散乱エネルギー流の解析、第19回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集、OA4 pp279-280 Nov. (1997)

謝辞

本研究を博士論文の形でまとめる機会を与えていただき、論文作成に際しては、御懇篤なるご理解とご鞭撻を賜り、また有益なご教示を賜りました東京工業大学 工学部 開発システム工学科 上田光宏 教授に心から御礼申し上げます。上田先生には、ご多忙にも関わらず、懇切な指導と激励をいただきました。修士の学生時代より迷惑をお掛けした私を、暖かく迎えて下さり、論文全体を統一ある流れでまとめることを教えて下さいました。先生のご指導がなければ、このような論文をまとめ上げることは到底できませんでした。衷心より感謝申し上げます。

また、本論文を作成するにあたり、懇切なる御助言を下された東京工業大学 教育工学開発センター 清水康敬 教授、精密工学研究所 上羽貞行 教授、総合理工学研究科 大山永昭 教授、理工学国際交流センター 高田潤一 助教授に厚く御礼申し上げます。

本研究の推進に必要な近距離場音響ホログラフィについては、九州芸術工科大学 音響設計学科 吉川茂 教授に熱意溢れるご指導をいただき、さらに構造音響学的な視点の重要性についても御教授いただきました。ここに心から厚く感謝の意を表します。

浅学非才な著者に研究の進め方の基本を御教授下さいました、防衛大学校 理工学研究科 応用物理学教室 遠藤晴巳 教授に感謝いたします。

本研究の推進及び論文作成において多大な協力をいただきました防衛庁技術研究本部 技術開発官(船舶担当)付第1設計室 佐久間 俊 主任研究官、第5研究所 第1部 三上宏幸 室長、竹内俊吉 室長、江川護 技官の皆様に厚く御礼申し上げます。

私の上司である防衛庁技術研究本部技術開発官(船舶担当)付第5開発室 佐藤要 室長には、論文作成に際して多大なるご配慮と励ましをいただきました。また第5研究所 海法俊光 所長と、元上司である 前技術開発官(船舶担当) 加藤陽一 様にはこのような研究を暖かい目で見えていただき、研究に機会を与えていただきました。また、本研究を実施するに際して多くの励ましとご配慮を下さいました、現技術開発官(船舶担当)千本木茂夫 開発官、中島弘喜 副技術開発官、兵藤孝義 第1部長の皆様に厚く御礼申し上げます。

最後に、しばらくの間、子育ても家庭の仕事もほとんどしないでいた私に多くの励ましと支援をしてくれた妻の葉子に感謝します。