矩形平板を対象とする音響クラスターフィルタリングについて*

(音響フィールド関数とクラスタリング・メカニズム)

田 中 信 雄^{*1}, 福 田 良 司^{*2}

On the Acoustic Cluster Filtering of a Planar Structure (Acoustic Field Function and Clustering Mechanism)

Nobuo TANAKA^{*3} and Ryoji FUKUDA

^{*3} Department of Mechanical Engineering, Tokyo Metropolitan Institute of Technology,
6-6 Asahigaoka, Hino-shi, Tokyo, 191-0065 Japan

This paper considers the cluster filtering of a vibrating planar structure using acoustic sensors. Unlike vibration sensors attached directly to the targeted structure in an attempt to perform the cluster filtering, the acoustic sensors enable one to acquire data without causing any load effect on the structure. First, this paper begins by introducing the transformed sound pressure vector that becomes the foundation of a cluster filtering. Then, an acoustic field function is presented, and hence sound pressure is obtained by integrating the acoustic field function multiplied by modal functions of a planar structure. Furthermore, the fundamental characteristics of the acoustic field function are clarified, showing that the acoustic field function *per se* possesses the capability of conducting the cluster filtering. Finally, from a viewpoint of numerical analysis, the validity of the proposed cluster filtering method based upon acoustic sensors is verified.

Key Words: Cluster Filtering, Sound Sensors, Sound Pressure, Acoustic Field Function, Vibration Modes, Eigenfunction, Planar Structure

1. 緒言

分布定数系構造物に無数に存在する振動モード群が、複雑な振動現象や放射音現象^{(1)~(3)}を発現させ、振動制御法の導入を困難なものにする。機械システムの静粛性を指向して振動制御を講じようとする、スピルオーバー⁽⁴⁾の発生により、所期の目的が達成されずに終わるケースが屡々あるが、その原因の大半は対象構造物に存在する無数の振動モードにある。

一見無秩序に存在するかのように見える振動モード群は、実は共通した属性を有する有限個のクラスター群^{(5)~(7)}に弁別され、クラスターフィルタリングを講ずることにより、制御性能の著しい改善が図れるようになることは既に報告^{(8)~(10)}した。その際に、ポイントセンサー群を用いて、クラスターフィルタリングを行うことにより、クラスターの次元で観測スピルオーバーが回避できる。また、ポイントアクチュエータ群を基調とするクラスターアクチュエーションを行うことにより、クラスターの次元で制御スピルオーバーが回避でき、その結果、簡素にしてハイパフォーマンスなクラスター制御系を構築できる。

さて、クラスター制御の基礎となるクラスターフィ

ルタリングを実装するに当り、対象構造物に直接振動センサーを設置できない場合がある。また、対象構造物が柔軟軽薄なために、振動センサーを装着することで負荷効果を発生させ、正確な振動特性を採取できない場合もある。このような場合、レーザー振動計やビームセンサーなど非接触タイプのセンサーを導入せざるを得ないが、コストや操作性を考慮すると音響センサー(マイクロホン)の使用が望ましいと言えよう。

そこで、本論文は調和振動する矩形平板を対象として、ニアフィールドにおける音圧を基調とする、クラスターフィルタリングについて明らかにすることを目的とする。振動場から音場へ変遷するニアフィールドでは、放射音の吹出し、吸込み現象^{(11),(12)}など、非常に複雑な現象が発現することから、音圧に依拠するクラスターフィルタリングの遂行に困難性を伴うことは容易に予想される。そこで、本論文はまず、複数の音圧で構成される音圧ベクトルをアダマール変換することで、クラスターフィルタリングの基礎となる変換音圧ベクトルを導出することから始める。変換音圧ベクトルの要素には音圧を加減算した結果が集積され、この要素が振動モード関数と音響フィールド関数との積の積分形式として記述されることを示した後、音響フィールド関数の基本的性質について論及する。さら

* 原稿受付 2000年11月8日。

^{*1} 正員, 東京都立科学技術大学工学部(〒191-0065 日野市旭ヶ丘6-6)。

^{*2} 学生員, 東京都立科学技術大学大学院。

E-mail: ntanaka@cc.tmit.ac.jp

に、音響フィールド関数自体に、フィルタリング機能が包含されていることを明らかにすると共に、数値解析の立場から、音響センサーを基調とするクラスターフィルタリングが達成できることを示す。

2. 音響フィールド関数

2.1 音響フィールド関数の導出 無限大バフル内に埋め込まれた平板構造物が調和加振されている場合、その際に放射される音圧は次式のように記述される。

$$p(\mathbf{r}_k) = \int_D v(\mathbf{r}_p) z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_k) d\mathbf{r}_p \quad (1)$$

ここで $\mathbf{r}_k$ は音圧観測点、 $z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_k)$ は平板任意点 $\mathbf{r}_p$ より $\mathbf{r}_k$ に向かう音響放射インピーダンス、 $v(\mathbf{r}_p)$ は $\mathbf{r}_p$ における平板振動速度、 D は平板の領域を表す。さらに、振動速度 $v(\mathbf{r}_p)$ が展開定理を用いて、次のように記述されるものとする。

$$v(\mathbf{r}_p) = \sum_{i=1}^{\infty} \varphi_i(\mathbf{r}_p) v_i \quad (2)$$

ただし、 φ_i は i 次のモード関数、 v_i はそのモード係数である。つぎに、式(2)を式(1)に代入すると、音圧は次式となる。

$$\begin{aligned} p(\mathbf{r}_k) &= \int_D \sum_{i=1}^{\infty} \varphi_i(\mathbf{r}_p) v_i z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_k) d\mathbf{r}_p \\ &= \sum_{i=1}^{\infty} v_i \int_D \varphi_i(\mathbf{r}_p) z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_k) d\mathbf{r}_p \end{aligned} \quad (3)$$

Fig. 1 Coordinate system of a rectangular plate divided into four areas

つぎに、本論文で対象とする矩形平板 ($L_x \times L_y \times h$) を考える。図1に示すように、矩形平板を4象限に分割し、各々の象限に1つ配置された音圧観測点 $\mathbf{r}_k$ ($k=1 \sim 4$) における音圧を要素とするベクトル $\mathbf{p}$ は、次式となる。

$$\mathbf{p} = \text{col.} (p(\mathbf{r}_1), p(\mathbf{r}_2), p(\mathbf{r}_3), p(\mathbf{r}_4)) \quad (4)$$

さらに式(4)を、アダマールマトリクス $\mathbf{T}^{(13)}$ を用いて変換すると、変換音圧ベクトル $\tilde{\mathbf{p}}$ を得る。

$$\tilde{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} p^{o/o} \\ p^{o/e} \\ p^{e/o} \\ p^{e/e} \end{pmatrix} = \mathbf{T} \mathbf{p} \quad (5)$$

ただし $\mathbf{T}$ は次式のように記述できる。

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & -1 & -1 \end{pmatrix} \quad (6)$$

すると、変換音圧ベクトル $\tilde{\mathbf{p}}$ の要素は、各観測点における音圧を加減算した結果となる。因みに、 $\tilde{\mathbf{p}}$ の1行要素 $p^{o/o}$ は、4観測点における音圧を単純加算したものであり、次式のように展開される。

$$\begin{aligned} p^{o/o} &= \sum_{i=1}^{\infty} v_i \int_D \varphi_i(\mathbf{r}_p) \{ z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_1) + z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_2) + z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_3) + z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_4) \} d\mathbf{r}_p \end{aligned} \quad (7)$$

ここで音響放射インピーダンス $z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_k)$ は、次式のように記述される。

$$z_p(\mathbf{r}_p | \mathbf{r}_k) = \frac{j\omega\rho}{2\pi r_k} e^{-jk r_k} \quad (8)$$

ただし、 ω 、 ρ 、 k 、 j は角振動数、空気密度、音の波数、虚数単位、 r_k は平板上の点 $\mathbf{r}_p$ から音圧観測点 $\mathbf{r}_k$ までの距離を表し、次のように記述できる。

$$r_k = |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_k| \quad (9)$$

すると、変換音圧ベクトル $\tilde{\mathbf{p}}$ の要素は各々次のように表される。

$$p^{o/o} = \frac{\omega\rho}{2\pi} \sum_{i=1}^{\infty} v_i \int_D \varphi_i(\mathbf{r}_p) \psi^{o/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p \quad (10)$$

$$p^{o/e} = \frac{\omega\rho}{2\pi} \sum_{i=1}^{\infty} v_i \int_D \varphi_i(\mathbf{r}_p) \psi^{o/e}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p \quad (11)$$

$$p^{e/o} = \frac{\omega \rho}{2\pi} \sum_{i=1}^{\infty} v_i \int_D \phi_i(\mathbf{r}_p) \psi^{e/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p \quad (12)$$

$$p^{e/e} = \frac{\omega \rho}{2\pi} \sum_{i=1}^{\infty} v_i \int_D \phi_i(\mathbf{r}_p) \psi^{e/e}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p \quad (13)$$

ここで ψ は音響フィールド関数を表し、次のように定義される。

$$\psi^{o/o}(\mathbf{r}_p) = j \left(\frac{e^{-jk r_1}}{r_1} + \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} + \frac{e^{-jk r_3}}{r_3} + \frac{e^{-jk r_4}}{r_4} \right) \quad (14)$$

$$\psi^{o/e}(\mathbf{r}_p) = j \left(\frac{e^{-jk r_1}}{r_1} + \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} - \frac{e^{-jk r_3}}{r_3} - \frac{e^{-jk r_4}}{r_4} \right) \quad (15)$$

$$\psi^{e/o}(\mathbf{r}_p) = j \left(\frac{e^{-jk r_1}}{r_1} - \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} - \frac{e^{-jk r_3}}{r_3} + \frac{e^{-jk r_4}}{r_4} \right) \quad (16)$$

$$\psi^{e/e}(\mathbf{r}_p) = j \left(\frac{e^{-jk r_1}}{r_1} - \frac{e^{-jk r_2}}{r_2} + \frac{e^{-jk r_3}}{r_3} - \frac{e^{-jk r_4}}{r_4} \right) \quad (17)$$

つぎに、図1に示すように、観測点 $\mathbf{r}_1 \sim \mathbf{r}_4$ が次式を満足するように配置されるものとする。

$$\mathbf{r}_1 = (x_1, y_1, z_1) \quad (18)$$

$$\mathbf{r}_2 = (-x_1, y_1, z_1) \quad (19)$$

$$\mathbf{r}_3 = (-x_1, -y_1, z_1) \quad (20)$$

$$\mathbf{r}_4 = (x_1, -y_1, z_1) \quad (21)$$

ただし

$$0 < x_1 \leq L_x/2, 0 < y_1 \leq L_y/2 \quad (22)$$

すると、平板任意点 $\mathbf{r}_p = (x, y)$ から観測点までの距離は、次のようになる。

$$r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2} \quad (23)$$

$$r_2 = \sqrt{(x+x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2} \quad (24)$$

$$r_3 = \sqrt{(x+x_1)^2 + (y+y_1)^2 + z_1^2} \quad (25)$$

$$r_4 = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y+y_1)^2 + z_1^2} \quad (26)$$

2.2 音響フィールド関数の基本的性質 式(14)

～式(17)で記述された音響フィールド関数 $\psi^{o/o}$ 、 $\psi^{o/e}$ 、 $\psi^{e/o}$ および $\psi^{e/e}$ についての考察を行う。そのためにまず、これらを構成する4つの音響インピーダンス、 $j e^{-jk r_1}/r_1$ 、 $j e^{-jk r_2}/r_2$ 、 $j e^{-jk r_3}/r_3$ および $j e^{-jk r_4}/r_4$ の内、代表して第1項の $j e^{-jk r_1}/r_1$ の特性を吟味することにする。

Table 1 Specification for numerical analysis

L_x	L_y	x_1	y_1	z_1	k
0.612 m	1.212 m	0.306 m	0.606 m	0.1 m	1 s/m

当該項の実数部および虚数部を記すと

$$\operatorname{Re} \left[\frac{j e^{-jk r_1}}{r_1} \right] = \frac{\sin k \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2}}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2}} = k \operatorname{sinc} k \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2} \quad (27)$$

$$\operatorname{Im} \left[\frac{j e^{-jk r_1}}{r_1} \right] = \frac{\cos k \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2}}{\sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + z_1^2}} \quad (28)$$

ここでsincはシンク関数を表す。式(27)および式(28)より明らかなように、これらの関数は $x=x_1$ 、 $y=y_1$ で最大値 $k \operatorname{sinc} k z_1$ および $\cos k z_1/z_1$ を持ち、 x 軸および y 軸方向に沿って減少する。

$j e^{-jk r_2}/r_2$ 、 $j e^{-jk r_3}/r_3$ および $j e^{-jk r_4}/r_4$ についても同様で、それらの実数部および虚数部は、式(27)および式(28)を座標変換した関数であり、その最大値が $(x=-x_1, y=y_1)$ 、 $(x=-x_1, y=-y_1)$ 、 $(x=x_1, y=-y_1)$ に移動しただけで、その形状は各々が対称関係にある。

図2は表1に示す仕様を用いて、 $j e^{-jk r_2}/r_2$ の実部および虚部を3次元表示したもので、いずれの場合も $x=-L_x/2$ 、 $y=L_y/2$ で最大となり、 x 軸および y 軸に沿って減少している様子が分かる。

図3および図4は音響インピーダンスの実部および虚部のコンターを示しており、4つの音響インピーダンスは、図に便宜的に導入された座標軸 X 軸、 Y 軸に関して対称関係にあることが分かる。

したがって、これらの4項で構成される音響フィールド関数 $\psi^{o/o}$ 、 $\psi^{o/e}$ 、 $\psi^{e/o}$ および $\psi^{e/e}$ は、次のような特性を有することになる。

(ア) 音響フィールド関数 $\psi^{o/o}$

x および y に対して偶関数である。したがって

$$\begin{aligned} \psi^{o/o}(x_1, y_1) &= \psi^{o/o}(-x_1, y_1) \\ &= \psi^{o/o}(-x_1, -y_1) = \psi^{o/o}(x_1, -y_1) \end{aligned} \quad (29)$$

式(29)の性質は、これまでの関連論文^{(2)~(7)}で対象とした、単純支持平板における奇/奇モード関数(後出)の特性に対応するので、本論文では、音響フィールド関数 ψ に奇/奇モード(o/o)の識別子を付けることにする。(以下同様)

 Fig. 2 3D plots of $je^{-j\tau_2}/r_2$

 (イ) 音響フィールド関数 $\psi^{o/e}$

x に関して偶関数、 y に関して奇関数である。したがって

$$\begin{aligned}\psi^{o/e}(x_1, y_1) &= \psi^{o/e}(-x_1, y_1) \\ &= -\psi^{o/e}(-x_1, -y_1) = -\psi^{o/e}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (30)$$

 (ウ) 音響フィールド関数 $\psi^{e/o}$

x に関して奇関数、 y に対して偶関数である。したがって

$$\begin{aligned}\psi^{e/o}(x_1, y_1) &= -\psi^{e/o}(-x_1, y_1) \\ &= -\psi^{e/o}(-x_1, -y_1) = \psi^{e/o}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (31)$$

 (エ) 音響フィールド関数 $\psi^{e/e}$

x および y に対して奇関数である。したがって

$$\begin{aligned}\psi^{e/e}(x_1, y_1) &= -\psi^{e/e}(-x_1, y_1) \\ &= \psi^{e/e}(-x_1, -y_1) = -\psi^{e/e}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (32)$$

図5は音響フィールド関数 $\psi^{o/o}$ の実部および虚部を3次元表示(解析諸元は表1を使用)したもので、そのコンター図が図6および図7に示されている。この場合($k=1$)、実部および虚部共に平板全域で正の値を

 Fig. 3 Contour map of real part of $je^{-j\tau_2}/r_2$

 Fig. 4 Contour map of imaginary part of $je^{-j\tau_2}/r_2$

Fig. 5 3D plots of the acoustic field function $\psi^{o/o}$ Fig. 6 Contour of real part of the acoustic field functions ψ

呈している。音の波数 k が増大すると、音響フィールド関数は正負をとるようになるが、(ア) の特性は保たれる。他の音響フィールド関数についても同様であり、そのコンターが図 6、7 に描かれている。

3. クラスターフィルタリング・メカニズム

分布定数系矩形平板に無数に存在するモード関数 $\varphi(x, y)$ が、以下に示す 4 種類のクラスターに弁別できる場合を考える。

(ア) 奇/奇モード関数 $\varphi^{o/o}(x, y)$

$$\begin{aligned}\varphi^{o/o}(x_1, y_1) &= \varphi^{o/o}(-x_1, y_1) \\ &= \varphi^{o/o}(-x_1, -y_1) = \varphi^{o/o}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (33)$$

(イ) 奇/偶モード関数 $\varphi^{o/e}(x, y)$

$$\begin{aligned}\varphi^{o/e}(x_1, y_1) &= \varphi^{o/e}(-x_1, y_1) \\ &= -\varphi^{o/e}(-x_1, -y_1) = -\varphi^{o/e}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (34)$$

(ウ) 偶/奇モード関数 $\varphi^{e/o}(x, y)$

$$\begin{aligned}\varphi^{e/o}(x_1, y_1) &= -\varphi^{e/o}(-x_1, y_1) \\ &= -\varphi^{e/o}(-x_1, -y_1) = \varphi^{e/o}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (35)$$

Fig. 7 Contour of imaginary part of the acoustic field functions ψ

(エ) 偶/偶モード関数 $\varphi^{e/e}(x, y)$

$$\begin{aligned}\varphi^{e/e}(x_1, y_1) &= -\varphi^{e/e}(-x_1, y_1) \\ &= \varphi^{e/e}(-x_1, -y_1) = -\varphi^{e/e}(x_1, -y_1)\end{aligned}\quad (36)$$

上記の特性を満たす境界条件は、例えば周辺単純支持 (SSSS)、周辺固定 (CCCC)、周辺自由 (FFFF) や、それらの組み合わせ、例えば (SCSC)、(FCFC)、(FSFS)・・・など、対向する辺が同一の境界条件を有する場合である。

さて、モード関数が4種類に弁別される場合、音響フィールド関数の特性を考慮すると、式(10)～式(13)に記された変換音圧ベクトル $\mathbf{p}$ はどのような意味を持つのか、その考察を行う。そのために、式(10)に記される $p^{o/o}$ を代表して取り上げ、その展開を図に示す。まず、式(10)の積分を実行するに当り、積分範囲を図1に示す4象限に分割して行う。

$$\begin{aligned}& \int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \varphi_i^{o/o}(\mathbf{r}_p) \psi^{o/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p \\ &= \int_{-l_x/2}^{l_x/2} \int_{-l_y/2}^{l_y/2} \varphi_i^{o/o}(x, y) \psi^{o/o}(x, y) dx dy \\ &= \int_0^{l_x/2} \int_0^{l_y/2} \varphi_i^{o/o}(x, y) \psi^{o/o}(x, y) dx dy \\ &+ \int_{-l_x/2}^0 \int_0^{l_y/2} \varphi_i^{o/o}(x, y) \psi^{o/o}(x, y) dx dy \\ &+ \int_{-l_x/2}^0 \int_{-l_y/2}^0 \varphi_i^{o/o}(x, y) \psi^{o/o}(x, y) dx dy \\ &+ \int_0^{l_x/2} \int_{-l_y/2}^0 \varphi_i^{o/o}(x, y) \psi^{o/o}(x, y) dx dy\end{aligned}\quad (37)$$

ここで、モード関数 $\varphi_i^{o/o}$ および $\psi^{o/o}$ が共に、 x および y に関して偶関数であるという性質を利用すると、式(37)はさらに次のように展開される。

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \varphi_i^{o/o}(\mathbf{r}_p) \psi^{o/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p = 4 \int_0^{l_x/2} \int_0^{l_y/2} \varphi_i^{o/o}(x, y) \psi^{o/o}(x, y) dx dy\quad (38)$$

これに対して、モード関数が奇/奇モード関数以外の場合、同様な展開により、その値はゼロとなる。すなわち

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \varphi_i^{e/e}(\mathbf{r}_p) \psi^{o/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p = 0\quad (39)$$

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \varphi_i^{e/o}(\mathbf{r}_p) \psi^{o/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p = 0\quad (40)$$

$$\int_0^{l_x} \int_0^{l_y} \varphi_i^{e/e}(\mathbf{r}_p) \psi^{e/o}(\mathbf{r}_p) d\mathbf{r}_p = 0\quad (41)$$

式(38)～式(41)は、モード関数と音響フィールド関数の間にはクラスターの次元で直交関係が成立し、その結果同族のモード関数だけがクラスターフィルタリングされることを示している。したがって、変換音圧ベクトルの第1行要素 $p^{o/o}$ は、対象矩形平板に存する全ての奇/奇モードのみで構成され、他のモードは全て排除される。 $p^{o/e}$ 、 $p^{e/e}$ 、 $p^{e/o}$ および $p^{e/e}$ についても同様であり、各々奇/偶モード、偶/奇モード、偶/偶モードのみで構成される。

Fig. 8 Modal function $\varphi^{(4,4)}$ multiplied by acoustic field function $\text{Re}[\psi^{oe}]$

Table 2 Mode number and modal frequencies of the simply supported plate with the dimension of $0.612\text{ m} \times 1.212\text{ m} \times 0.0042\text{ m}$

Mode number	Mode	Modal frequency Hz	Mode number	Mode	Modal frequency Hz
1	(1,1)	34.49	13	(2,5)	285.12
2	(1,2)	55.51	14	(3,3)	310.42
3	(1,3)	90.55	15	(3,4)	359.47
4	(2,1)	116.94	16	(2,6)	362.20
5	(2,2)	137.96	17	(1,7)	370.85
6	(1,4)	139.60	18	(3,5)	422.54
7	(2,3)	173.00	19	(4,1)	446.74
8	(1,5)	202.67	20	(2,7)	453.30
9	(2,4)	222.05	21	(4,2)	467.76
10	(3,1)	254.36	22	(1,8)	475.97
11	(3,2)	275.38	23	(3,6)	499.62
12	(1,6)	279.75			

図8は、当該(4,4)モード関数に音響フィールド関数の実部を乗じた関数(式(38)の被積分項実部)を、3次元表示並びにコンタ図として示したものである。4対の図形に共通している点は、第1象限から第4象限における関数形状は、いずれの場合も符号を除いて同一であるということである。ここで符号とは、第1象限における関数形状を+とする場合、座標変換した他象限における関数形状がこれと同一であるならば+、関数値が正負逆転していれば-とする。すると、偶/偶モード関数((4,4)モード)に $\text{Re}[\psi^{o/e}]$ を乗じた場合(図8(a))、第1象限から第4象限までの符号は+-+-と変化するので、第1象限と第3象限における関数が、第2象限と第4象限の関数により相殺されて、全象限での積分がゼロとなる。同様に、 $\text{Re}[\psi^{o/e}]$ の場合は、関数の符号は+-+-、 $\text{Re}[\psi^{o/e}]$ の場合は+-+-と変化して全積分値はゼロとなる。これに対して、(4,4)モード関数に $\text{Re}[\psi^{e/e}]$ を乗じた場合は、全象限で++++となり、かつ各象限での積分相殺もないので非ゼロの積分値を持ち、クラスターリングが達成できる。

4. 音響センサーによるクラスターフィルタリング

銅製単純支持矩形平板($L_x=0.612\text{ m}$, $L_y=1.212\text{ m}$, $h=4.2\text{ mm}$)を対象とし、 $x_1=y_1=z_1=10\text{ cm}$ としてマイクロホンを設定した際のクラスターフィルタリング効果について、数値解析の立場から明らかにする。表2は、対象周波数域を500Hzとした場合の、本パネルのモード周波数を表記したもので、当該周波数領域には合計23個の振動モードが存在する。

図9(a)は観測点 r_1 における音圧の周波数特性を描

Fig. 9 Frequency response of sound pressure and cluster filtering effects

画したもので、表2に示すところの23個の振動モードが顕在している。なお、実際に計測される音圧は式(10)~(13)で記されるような複素音圧としてではなく、その実部であることから、数値解析においても音圧実部のみを用いている。式(10)~式(13)における変換音圧ベクトルの、各要素 $p^{o/o}$ 、 $p^{o/e}$ 、 $p^{e/o}$ 、 $p^{e/e}$ の周波数応答が図9(b)~(e)に示されており、これはクラスターフィルタリング効果を表す。例えば、図9(b)は奇/奇モードクラスターに関する周波数応答であり、当該周波数領域に存在する23個の振動モードの中から、

表2に示す7個の奇/奇モードだけが抽出されていることが分かる。また、図9(c)は奇/偶モードに関するフィルタリング特性を表している。本クラスターに関しては、極めて縮退に近い $\{(2,2) \text{と} (1,4) \text{モード}\}$ 、ならびに $\{(3,2) \text{と} (1,6) \text{モード}\}$ が存在している。前者においては、図から明らかなように、当該クラスターである(1,4)モードのみが弁別され、後者においては、(3,2)および(1,6)モードは同族クラスター要素であるので、そのまま抽出されている。

5. 結言

矩形平板を対象として、非接触型センサーである音響センサーを基調とするクラスターフィルタリング法について明らかにした。本論文で得られた成果を要約するとつぎの通り。

1. 振動矩形平板のニアフィールドにおける観測点4箇所での音圧を要素とする音圧ベクトルを、アダマー変換することにより、クラスターリングの基礎となる変換音圧ベクトルを導出した。
2. 変換音圧ベクトルの要素は、4観測点における音圧の加減算で構成される。その結果、各音圧に付随する音響インピーダンスも加減算されることになり、これを音響フィールド関数として定義した。
3. 音響フィールド関数の基本特性を吟味したところ、当該関数自体がクラスターフィルタリング機能を内蔵していることが判明した。換言すれば、音響

フィールド関数と振動モード関数の間に、クラスターの次元で直交性が成立する。

4. これまでの振動センサーを基調とするクラスターフィルタリングが、点情報の集積で成就したのに対し、音響センサーをベースとするクラスターフィルタリングは、空間情報の積分形態をとり達成される。

5. 単純支持矩形平板を対象として、数値解析の立場より、音響センサーに依拠するクラスターフィルタリングの有意性を立証した。

文献

1. Snyder, S.D., and Tanaka, N., J. Acoustic Society of America, Vol.94, No.4, (1993), 2181-2193
2. Fuller, C.R., J. Sound and Vib. 136(1), (1990), 1-15
3. Snyder, S.D., and Hansen, C.H., J. Sound Vib. 147, (1991), 519-525
4. Balas, M.J., J. Optimization Theory and Applications, 25-3, (1978), 415-436
5. 田中信雄・菊島義弘、機論、64-619, C(1998), 780-787
6. 田中信雄・菊島義弘、機論、64-619, C(1998), 788-796
7. 田中信雄・菊島義弘、機論、64-622, C(1998), 1940-1948
8. 田中信雄・菊島義弘、機論、64-627, C(1998), 4231-4239
9. 田中信雄・菊島義弘、機論、65-639, C(1999), 4312-4319
10. 田中信雄・菊島義弘、機論、66-646, C(2000), 1793-1799
11. 田中信雄・他2名、機論、57-537, C(1991), 1512-1592
12. 田中信雄・他3名、機論、59-569, C(1994), 86-93
13. Pinnington, R.J., and Pearce, D.C.R., J. Sound Vib., 142(3), (1990), 461-479