弾性板からなる遮音構造を持つ音場の境界要素解析とその応用*

田中正隆^{*1}, 松本敏郎^{*1}, 老田昇司^{*2}Boundary Element Analysis of Acoustic Fields
with Insulating Wall of Elastic Plates and Its Application

Masataka TANAKA, Toshiro MATSUMOTO and Shoji OIDA

This paper concerns numerical analysis of a certain class of structural-acoustic coupling problems via boundary integral equation formulations. The coupled vibration problem under consideration is modeled as acoustic fields with insulating wall of elastic plates. Plate bending is formulated in terms of integral equations derived by using the fundamental solution of static bending, and they are discretized using the boundary-domain-element method. For the acoustic field governed by the Helmholtz equation, the boundary integral equation formulation is presented and is implemented using the standard BEM. After assembly of these equations, a total system of equations is derived and solved under the given boundary conditions. A few examples are computed and results obtained are discussed, whereby the effectiveness and validity of the proposed solution procedure is demonstrated. Finally, computational results on the transmission loss due to the insulating wall are described.

Key Words: Boundary Element Method, Computational Mechanics, Structural Analysis, Sound, Noise, Numerical Analysis

1. 緒 言

騒音の伝搬には、部屋の外部で発生した音が隔壁の隙間を通して進入するものや、室外の音が扉や壁を振動させ、音となって室内に放射される空気伝搬音がある。一方、機械の振動などが構造体に伝わって、部屋の壁などを振動させ、その結果室内に音を放射する固体伝搬音がある。固体伝搬音は振動の伝搬経路に防振機構を設けなければ遮断できないが、空気伝搬音は壁、窓、扉などに適当な構造を用いることで遮断することができる。騒音源をエンクロージャで覆うことは、騒音を軽減するために一般的に行われており、遮音効果のより高い構造の研究が多くなされている⁽¹⁾。

本研究においては空気伝搬音に関係する問題を取り扱う。この種の問題の簡単なモデルとしては、騒音源から発生した音が壁を透過して別の音場に伝搬する場合が考えられる。この問題に対して解析的な方法⁽²⁾や有限要素法を用いた方法⁽³⁾、境界要素法を用いた方法^{(4),(5)}などが適用され、音の透過特性が調べられている。

本研究では、外部からの騒音が単一または二重の弾性板構造を透過し、室内へ放射される音について解析

する。この構造／音響連成系を、剛体壁および弾性板とで囲まれる音場としてモデル化する。

弾性板の面外振動の積分方程式の導出には、静的曲げの基本解を用いる。そして、音場および弾性板の積分方程式の定式化では、可積分のオーダーに正則化する方法^{(6),(7)}を用いる。こうして得られた各積分方程式に対し、弾性板には境界領域要素法を、音場には通常の境界要素法を適用し、2次アイソパラメトリック要素を用いて離散化する。弾性板と音場との接合面における平衡条件および適合条件を考慮して方程式系を連立させると、連成振動系の全体方程式系が導かれる。本定式化に基づき開発したプログラムを用いて二、三の例題を解析し、解法の有効性を確かめる。また音の透過損失についての一連の計算結果を示す。

2. 理 論

2.1 音響問題に対する積分方程式 音響問題の解析は、Helmholtz 方程式についての正則化された境界積分方程式を用いて行う。正則化された境界積分方程式には Cauchy の主値積分が含まれないので、すべての積分を通常の Gauss の積分公式により数値的に直接評価できる。以下にその定式化を示す。

* 原稿受付 1996 年 10 月 22 日。

^{*1} 正員, 信州大学工学部(〒380 長野市若里 500)。^{*2} 学生員, 信州大学大学院。

音場内部の媒質の振動は、音圧 p に関して場所と時間を変数とする次のような波動方程式で表される。

$$\nabla^2 p(\mathbf{x}, t) + f(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 p(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

ただし、 ∇^2 はラプラス演算子、 C_0 は音速、 $f(\mathbf{x}, t)$ は音場内部の音源である。式(1)において、音圧 $p(\mathbf{x}, t)$ と非同次項 $f(\mathbf{x}, t)$ が時間に関する次の調和関数で表されると仮定する。

$$p(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}) \exp(i\omega t) \quad (2)$$

$$f(\mathbf{x}, t) = F(\mathbf{x}) \exp(i\omega t) \quad (3)$$

ただし、 ω は角振動数、 i は虚数単位である。このとき、式(1)は次の非同次 Helmholtz 方程式となる。

$$\nabla^2 P(\mathbf{x}) + k^2 P(\mathbf{x}) + F(\mathbf{x}) = 0 \quad (4)$$

ただし、 $k = \omega/C_0$ は波数、 C_0 は音速である。

式(4)の非同次 Helmholtz 方程式に対する境界要素法の定式化は、式(4)の両辺に2階まで微分可能な関数 $P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ をかけて、領域全体にわたって積分した次の恒等式から出発する⁽⁸⁾。

$$\int_{\Omega} \left\{ \nabla^2 P(\mathbf{x}) + k^2 P(\mathbf{x}) + F(\mathbf{x}) \right\} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\Omega = 0 \quad (5)$$

$\mathbf{x}, \mathbf{y} \in \Omega$

式(5)の $P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ には無限媒体において、次式を満足する基本解を用いる。

$$\nabla^2 P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + k^2 P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) = 0 \quad (6)$$

ただし、 $\mathbf{x}$ と $\mathbf{y}$ はそれぞれの観測点とソース点を表す場の点であり、 δ は Dirac のデルタ関数である。式(6)を満足する基本解は、3次元問題に対して次のように与えられる。

$$P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{4\pi r} \exp(-ikr) \quad (7)$$

$$Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \equiv \frac{\partial P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}} = -\frac{1+ikr}{4\pi r^2} \frac{\partial r}{\partial \mathbf{n}} \exp(-ikr) \quad (8)$$

ただし、 r は観測点 $\mathbf{x}$ とソース点 $\mathbf{y}$ の間の距離を表す。式(5)に部分積分を2回適用すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} P(\mathbf{x}) \left\{ \nabla^2 P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) + k^2 P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \right\} d\Omega \\ & + \int_{\Gamma} \{ P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) Q(\mathbf{x}) - P(\mathbf{x}) Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \} d\Gamma \\ & + \int_{\Omega} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) F(\mathbf{x}) d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

式(9)に式(6)を用いると、次の境界積分方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & c(\mathbf{y}) P(\mathbf{y}) + \int_{\Gamma} Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) P(\mathbf{x}) d\Gamma \\ & = \int_{\Gamma} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) Q(\mathbf{x}) d\Gamma + \int_{\Omega} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) F(\mathbf{x}) d\Omega \end{aligned} \quad (10)$$

ただし、

$$Q(\mathbf{x}) = \frac{\partial P}{\partial \mathbf{n}} \quad (11)$$

であり、 $\partial(\cdot)/\partial \mathbf{n}$ は境界における外向き法線方向微分である。

式(10)の $c(\mathbf{y})$ は境界の幾何学的条件により求まる定数であって、次式で与えられる。

$$c(\mathbf{y}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{y} \in \Omega \\ \frac{1}{2}, & \mathbf{y} \in \Gamma \end{cases} \quad (12)$$

ここで、粒子速度を $V(\mathbf{x})$ 、媒質の密度を ρ_a とすると、次の関係が成り立つ。

$$Q(\mathbf{x}) \equiv \frac{\partial P}{\partial \mathbf{n}} = -i\omega \rho_a V(\mathbf{x}) \quad (13)$$

式(13)を用いて、式(10)を書き直すと次式のようにになる。

$$\begin{aligned} & c(\mathbf{y}) P(\mathbf{y}) + \int_{\Gamma} Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) P d\Gamma \\ & = -i\omega \rho_a \int_{\Gamma} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) V d\Gamma + \int_{\Omega} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) F d\Omega \end{aligned} \quad (14)$$

式(14)において、右辺第2項は音場内の音源に関する項で領域積分項である。領域積分の評価は厄介であるが、集中音源のときは次式を用いることで領域積分を行なうことなく評価できる。

$$F(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) A \quad (15)$$

ただし、点 $\mathbf{x}_s$ は集中音源の座標、 A は集中音源の強さに対応する量を表わし、単位は $[\text{Pa} \cdot \text{m}]$ である。よって、式(14)に式(15)を代入すると右辺第2項はデルタ関数の性質から

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) F(\mathbf{x}) d\Omega \\ & = \int_{\Omega} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \delta(\mathbf{x}_s - \mathbf{x}) A d\Omega \\ & = A P^*(\mathbf{x}_s, \mathbf{y}) \end{aligned} \quad (16)$$

となり、ソース点、集中音源の座標および A の値を与えることにより評価できる。

式(14)の左辺第2項は Cauchy の主値積分として評価しなければならない。主値積分を高次要素について数値的に評価することは煩わしいので、式(14)を以下のように正則化する^{(9),(10)}。

式(14)の $c(\mathbf{y})$ には次式の関係がある。

$$c(\mathbf{y}) + \int_{\Gamma} Q_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\Gamma = 0 \quad (17)$$

ただし、 $Q_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は Laplace 方程式の基本解 $P_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ と、3次元問題に対しては次のような関係にある。

$$Q_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{\partial P_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})}{\partial \mathbf{n}} = -\frac{1}{4\pi r^2} \frac{\partial r}{\partial \mathbf{n}} \quad (18)$$

式(14)に式(16)と式(17)を代入し, $c(\mathbf{y})$ を消去し整理すると最終的に次式が得られる.

$$\begin{aligned} & \left[\int_{\Gamma} \{Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - Q_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})\} d\Gamma \right] P(\mathbf{y}) \\ & + \int_{\Gamma} Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \{P - P(\mathbf{y})\} d\Gamma \\ & = -i\omega\rho_a \int_{\Gamma} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) V d\Gamma + AP^*(\mathbf{x}_s, \mathbf{y}) \end{aligned} \quad (19)$$

式(19)が定常音響問題に対する正則化された境界積分方程式である. 式(19)は, $P(\mathbf{x})$ が点 $\mathbf{y}$ で Hölder 連続のとき, Cauchy の主値積分を含まない.

音場内部の点 $\mathbf{y}$ における音圧は, 境界上の音圧および粒子速度が求められた後, その値を用いて次式により求めることができる.

$$\begin{aligned} P(\mathbf{y}) = & - \int_{\Gamma} \{Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - Q_L^*(\mathbf{x}, \mathbf{y})\} d\Gamma \cdot P(\mathbf{x}_0) \\ & - \int_{\Gamma} Q^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \{P - P(\mathbf{x}_0)\} d\Gamma \\ & - i\omega\rho_a \int_{\Gamma} P^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) V d\Gamma + P(\mathbf{x}_0) + AP^*(\mathbf{x}_s, \mathbf{y}) \end{aligned} \quad (20)$$

ただし, $\mathbf{x}_0$ はソース点から最も近い境界上の点であり, $P(\mathbf{x}_0)$ はその点における音圧である.

2.2 弾性板の曲げ振動問題に対する積分方程式 弾

性板の曲げ振動問題の解析に対しても, 可積分のオーダーまで正則化した境界積分方程式を用い, 境界領域要素法により離散化する.

ここでは均質等方性で一様な板厚の弾性板の板面に分布荷重が作用する問題を考える. 弾性板の曲げ変形についての Kirchhoff-Love の仮定を用いれば, このような弾性板の強制曲げ振動問題に対する支配微分方程式は次式で表される⁽⁷⁾.

$$D\nabla^4 w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + c_b \frac{\partial w}{\partial t} = p \quad (21)$$

ただし, $w(\mathbf{x}, t)$ は点 $\mathbf{x}$, 時刻 t における弾性板のたわみ, ρ は密度, h は板厚, c_b は粘性減衰係数, $p(\mathbf{x}, t)$ は板面に垂直に作用する強制分布外力を表し, ∇^4 は重調和作用素を表す. また, D は曲げ剛性であり, Young 率 E , Poisson 比 ν , 板厚 h と次式で関係づけられる.

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (22)$$

外力 $p(\mathbf{x}, t)$ が一定角振動数 ω の調和加振力, すなわち,

$$p(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}) \exp(i\omega t) \quad (23)$$

で表されるとき, 弾性板のたわみ $w(\mathbf{x}, t)$ も同様に

$$w(\mathbf{x}, t) = W(\mathbf{x}) \exp(i\omega t) \quad (24)$$

の形で表される. このとき, 式(21)より, たわみの時間に依存しない部分 $W(\mathbf{x})$ に関する微分方程式が次式のように表される.

$$D\nabla^4 W(\mathbf{x}) - (\omega^2 \rho h - i\omega c_b) W(\mathbf{x}) = P(\mathbf{x}) \quad (25)$$

本研究においては, 微分方程式の定式化に際して, 式(25)の重調和作用素の基本解, すなわち静的曲げに対する基本解を用いる. この基本解を W^* とすれば, これは次の微分方程式を満足する.

$$D\nabla^4 W^*(\mathbf{x}) = \delta(\mathbf{x} - \mathbf{y}) \quad (26)$$

ただし, $\mathbf{y}$ はソース点であり, $\delta(\mathbf{x} - \mathbf{y})$ は Dirac のデルタ関数である. 式(26)より, W^* は次のように導かれる.

$$W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{8\pi D} r^2 \ln r, \quad r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}| \quad (27)$$

積分方程式の定式化では, まず式(25)の両辺に式(27)の近似基本解を掛け, 領域全体について積分した次の恒等式を考える⁽⁷⁾.

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \{D\nabla^4 W(\mathbf{x}) - (\omega^2 \rho h - i\omega c_b) W(\mathbf{x}) \\ & - P(\mathbf{x})\} W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) d\Omega = 0 \end{aligned} \quad (28)$$

上式の左辺について4回部分積分を繰り返すと, 弾性板内の1点のたわみと境界上の諸量および領域内のたわみとを関係づける積分方程式が, 次のように得られる.

$$\begin{aligned} W(\mathbf{y}) = & \int_{\Gamma} \{W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) V_n - \Theta_n^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) M_n \\ & + M_n^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \Theta_n - V_n^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) W\} d\Gamma \\ & + (\omega^2 \rho h - i\omega c_b) \int_{\Omega} W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) W d\Omega \\ & + \int_{\Omega} W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) P d\Omega - \sum_{k=1}^{K_c} [W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) M_{nt}]_k \\ & + \sum_{k=1}^{K_c} [M_{nt}^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) W]_k, \quad \mathbf{y} \in \Omega \end{aligned} \quad (29)$$

上式で $\sum_{k=1}^{K_c} [\]_k$ は括弧内の関数値のかど点における不連続量の全かど点数 K_c に関する総和を意味する. かど点 $\mathbf{x}^c$ の前後における関数値を $f(\mathbf{x}^c)^-$ および $f(\mathbf{x}^c)^+$ で表わせば, 不連続量は次式で表わされる.

$$[f(\mathbf{x}^c)] = f(\mathbf{x}^c)^- - f(\mathbf{x}^c)^+ \quad (30)$$

また, 式(29)で Θ_n , M_n , M_{nt} , V_n はそれぞれ法線方向たわみ勾配, 曲げモーメント, ねじりモーメント, 相当せん断力を表わし, 平面 $x_1 - x_2$ が板厚中央面と一致するような直交デカルト座標系における成分と関連づけて次のように表される. ただし, $i, j = 1, 2$ について総和規約を適用する.

$$\left. \begin{aligned} \Theta_n &= \frac{\partial W}{\partial n} = W_{,i} n_i \\ M_n &= M_{ij} n_i n_j = -D\nu W_{,ii} - D(1-\nu) W_{,ij} n_i n_j \\ M_{nt} &= M_{ij} n_i t_j = -D(1-\nu) W_{,ij} n_i t_j \\ V_n &= Q_n + \frac{\partial M_{nt}}{\partial s} \\ Q_n &= Q_i n_i = M_{ij,j} n_i = -DW_{,ijj} n_i \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

上式において n_i , t_i はそれぞれ弾性板境界の単位法線ベクトル, 単位接線ベクトルを表わす. また, s はある点から測った境界の弧長であり, $\partial(\cdot)/\partial s = \partial(\cdot)/\partial t$ である.

式(29)でソース点 $\mathbf{y}$ を境界に近づける極限をとると, たわみの境界量に関する積分方程式が得られる. このとき, V_n^* に関する積分はCauchyの主値の意味で評価しなければならない. そこで, 式(29)を次のように可積分のオーダーまで特異性を低下させた形に正則化する⁽¹¹⁾.

$$\int_{\Gamma} \left[W^* V_n - \Theta_n^* M_n + M_n^* \Theta_n - Q_n^* \{W - W(\mathbf{y})\} + M_{nt}^* \frac{\partial W}{\partial t} \right] d\Gamma + (\omega^2 \rho h - i\omega c_b) \int_{\Omega} W^* W d\Omega + \int_{\Omega} W^* P d\Omega - \sum_{k=1}^{K_c} [W^* M_{nt}]_k = 0 \quad (32)$$

弾性板の曲げ問題では W , Θ_n , M_n , V_n という4つの境界量を扱うことになり, そのうち2つが境界条件として与えられるので, 境界上の1点における未知量は2つとなり, このままでは式が不足して問題を解くことができない. そこで通常は, たわみの境界量に関する積分方程式をソース点 $\mathbf{y}$ で定義される $\mathbf{n}(\mathbf{y})$ 方向に微分した式を組み合わせる解析に用いる. この式を可積分のオーダーまで正則化したものは次のようになる.

$$\int_{\Gamma} \left[\tilde{W}^* V_n - \tilde{\Theta}_n^* M_n + \tilde{M}_n^* \{ \Theta_n - W_{,k}(\mathbf{y}) n_k \} - \tilde{Q}_n^* \{ W - W(\mathbf{y}) - r_k W_{,k}(\mathbf{y}) \} + \tilde{M}_{nt}^* \left\{ \frac{\partial W}{\partial t} - W_{,k}(\mathbf{y}) t_k \right\} \right] d\Gamma + (\omega^2 \rho h - i\omega c_b) \int_{\Omega} \tilde{W}^* W d\Omega + \int_{\Omega} \tilde{W}^* P d\Omega - \sum_{k=1}^{K_c} [\tilde{W}^* M_{nt}]_k = 0 \quad (33)$$

ただし,

$$(\cdot) = \frac{\partial(\cdot)}{\partial y_i} n_i(\mathbf{y}) \quad (34)$$

を意味するものとする.

本研究では式(32), 式(33)の2式を境界上のソース点ごとに立てるが, この2式の領域積分項には領域内部節点のたわみの未知量が含まれている. このため, さらに内部節点の数だけソース点が領域内部にある場合のたわみに関する積分方程式(29)を立てる. 式(29)において, V_n^* に関する積分は内点 $\mathbf{y}$ が境界に近づいた極限においてCauchyの主値のオーダーとなる. そこでこれを避けるために, 内部ソース点 $\mathbf{y}$ から最も近い境界上の点 $\mathbf{x}_0$ のたわみを用いて, 式(32)の導出と同様にして式(29)を変形した次のような積分方程式を用いる.

$$W(\mathbf{y}) = \int_{\Gamma} \left[W^* V_n - \Theta_n^* M_n + M_n^* \Theta_n - Q_n^* \{W - W(\mathbf{x}_0)\} + M_{nt}^* \frac{\partial W}{\partial t} \right] d\Gamma + W(\mathbf{x}_0)$$

$$+ (\omega^2 \rho h - i\omega c_b) \int_{\Omega} W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) W d\Omega + \int_{\Omega} W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) P d\Omega - \sum_{k=1}^{K_c} [W^*(\mathbf{x}, \mathbf{y}) M_{nt}]_k \quad (35)$$

2.3 構造/音響連成解析 本研究の連成振動系の解析は, 式(19), (32), (33), (35)を用いて行うことができる.

弾性板と音場内部の媒質との接合面において, 次の平衡条件と速度の適合条件を仮定する(図1参照).

$$P_{\text{Plate}} = P_{\text{Acoust}}^{\text{I}} - P_{\text{Acoust}}^{\text{II}} \quad (36)$$

$$V_{\text{Acoust}}^{\text{I}} = -V_{\text{Acoust}}^{\text{II}} = i\omega W_{\text{Plate}} \quad (37)$$

ここで, $P_{\text{Acoust}}^{\text{I}}$, $P_{\text{Acoust}}^{\text{II}}$ はそれぞれ音場 I, II から接合面にかかる音圧, $V_{\text{Acoust}}^{\text{I}}$, $V_{\text{Acoust}}^{\text{II}}$ はそれぞれ音場 I, II から接合面へ向かう粒子速度, P_{Plate} は接合面, すなわち弾性板にかかる圧力, W_{Plate} は弾性板のたわみである.

Fig. 1 Elastic plate backed with acoustic fields

3. 数値実験と考察

3.1 一面を弾性板でふさがれた空洞 図2に示すような, 一面を弾性板でふさがれた一辺 0.2 [m] の立方体の空洞を考える. 弾性板は一様分布荷重 p_1 により加振されており, これによる音場の観測点における音圧 p_2 を求め, 次式を用いて透過損失 TL を計算した.

$$TL = 20 \log_{10} (p_1/p_2) \quad (38)$$

材料定数は図2に示すものを用いた. ただし, E は Young 率, ρ は弾性板の密度, ν は Poisson 比, h は板厚, ρ_a は音場媒質の密度, C_0 は音速である. 弾性板は全周単純支持の状態に取り付けられている. 弾性板は 16 境界要素および 16 内部セル, 音場に対しては立方体の各面を 16 境界要素に分割した. Guy ら⁽²⁾による結果とあわせて図3に示す. 板厚 $h = 0.9144 \times 10^{-3}$ [m] とその倍の厚さ $h = 1.8288 \times 10^{-3}$ [m] について数値計算を行った. いずれの場合も精度良く解析されており, 本プログラムの有効性が確認できた.

Fig. 2 Single elastic plate backed with a cubic cavity

Fig. 3 Results on Cubic Cavity

3.2 二重遮音壁の音の透過 次に、図4のような二重遮音壁により外部と隔てられた空洞を考える。受音室の形状は図2の問題と同じく、一辺0.2[m]の立方体である。図4に示す弾性板間の距離は $L = 0.04, 0.08, 0.12$ [m]について数値解析を行った。各弾性板は16境界要素および16内部セルに、弾性板間の音響領域は96境界要素、受音室は192境界要素に要素分割した。材料定数は各弾性板、各音場に対して、図2に示されているものと同じものを用い、それぞれの弾性板は全周単純支持されていると仮定する。

透過損失の計算には2つの方法を試みた。ひとつは弾性板への一様分布荷重 p_1 に対し、受音室の内部音圧をほぼ一様に配置された複数個の点で計算し、それらの平均値を p_2 とし式(38)を用いる方法(A)、そしてもうひ

Fig. 4 Model of double-plate insulating wall

とつは同じく弾性板への一様分布荷重を p_1 とするが、 p_2 は受音室に接する弾性板表面における音圧の平均値とし、式(38)を用いて評価する方法(B)である。この計算例では、方法(A)における内点は、受音室を平面波の方向に20等分しその各正方形断面の両対角線上に2点ずつ、中心に1点とり、合計95点内部音圧の平均をとった。方法(B)においては、対象とする弾性板を構成する全節点、すなわち65節点についての平均音圧を計算した。

計算結果には同じ受音室を1枚の弾性板のみで遮音した場合の透過損失の計算結果をあわせて示す。単なる1枚の遮音板に比べて高い遮音性能を示すことが確認できる。また、図3と比較すると、単純に板厚を2倍にするよりも高い遮音効果が得られることも確認できる。計算を行った範囲では、 $L = 0.04$ [m] から $L = 0.12$ [m] にかけて透過損失は増加する傾向を示している。

ここでは2種類の透過損失の計算を行ったが、周波数850 [Hz] 付近を除いてはほぼ似たような傾向を示す。図5～図7によると、周波数850 [Hz] 付近においてそれぞれの透過損失の評価法で著しく異なった値を示している。実際のところ、この周波数は受音室の(1, 0, 0)固有振動モードであり、方法(A)において内部音圧分布の平均を取る際に、 p_2 が非常に小さな値となったためと考えらる。空洞の固有振動数付近ではこのようなことが生ずるので、方法(A)では適切な評価ができないことになる。

4. 結 言

構造／音響連成振動問題に対して、複数の音場および弾性板を用いてモデル化し、積分方程式の正則化を行い、弾性板に対して境界領域要素法を、音場に対して境界要素法を用いて離散化を行った。計算例として、外部から室内への騒音の透過問題を解析し、1枚の弾性板および、空隙を含む2枚の弾性板による遮音構造の透過特性を解析し、精度良く解析できることを確認した。なお、本解法では弾性板の枚数は理論的には制限されず、

他の多重遮音構造の解析にも有効であることを付け加えておく。今後はさらに複雑な構造／音響連成振動系を解析できるように本解法を拡張する予定である。

文 献

- (1) 前川順一, 建築音響, 共立出版, (1978), pp.132-144.
- (2) R. W. Guy, M. C. Bhattacharaya, The Transmission of sound through a cavity - backed finite plate, *J. Sound and Vibration*, **27**(2) (1973), pp.207-223.
- (3) A. Craggs, G. Stead, Sound transmission between enclosures - A study using plate and acoustic finite elements, *ACUSTICA*, **35** (176), pp.89-98.
- (4) M. Tanaka, Y. Masuda, Boundary element method applied to certain structural-acoustic coupling problem, *Comp. Meth. Appl. Mech. Engrg.*, **71** (1988), pp.225-234.
- (5) 田中章三, 山本鎮男, 曾根彰, 増田新, 境界要素法によるガス-固体多層媒質を伝ばする音波解析(エンクロージャによる制音効果に関する基礎的研究), 機論, **60**-576, C(1994), pp.2797-2804.
- (6) 松本敏郎, 田中正隆, 山田泰永, 境界要素法による音響問題の設計感度解析法, 機論, **59**-558, C(1993), pp.122-127.
- (7) 田中正隆, 松本敏郎, 塩崎明, 弾性板の強制定常曲げ振動解析への境界一領域要素法の適用, 機論, **59**-567 A(1993), pp.81-87.
- (8) 田中正隆, 松本敏郎, 中村正行, 境界要素法, 培風館, (1991), pp.115-118.
- (9) 松本敏郎, 田中正隆, 正則化された境界積分方程式の離散化手法, BEM・テクノロジー・コンファレンス論文集, (1991), pp.7-12.
- (10) 山田泰永, 音場の最適設計と解析の効率化, 信州大学大学院修士学位論文, (1993).
- (11) T. Matsumoto, M. Tanaka, K. Hondoh, Some nonsingular direct formulations of boundary integral equations for thin elastic plate bending analysis, *Appl. Math. Modelling.*, **7**(3) (1980), pp.141-150.

Fig. 5 Transmission loss when $L = 0.04$ [m]

Fig. 6 Transmission loss when $L = 0.08$ [m]

Fig. 7 Transmission loss when $L = 0.12$ [m]