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)田 中 章 三*¹, 山 本 鎮 男*²
曾 根 彰*², 増 田 新*²Analysis of Acoustic Wave Propagating through Multilayered Media by
Boundary Element Method
(Basic Study on Suppressing Sound by Enclosure)Syozo TANAKA, Shizuo YAMAMOTO,
Akira SONE and Arata MASUDA

In the previous paper, the evaluation for accuracy of analysis of acoustic waves propagating through multilayered media consisting of gas and solid by the boundary element method had been presented. In this paper, the eigenvalues of the equation of interaction between gas and solid are analyzed, considering the magnitude of opening, thickness and the property of material of enclosure. It is attempted to suppress the sound wave from the opening of enclosure, which is proven to account for most of the sound radiated from enclosure, by placing the suppression plate in the path of the sound travelling through the opening, and the effectiveness is proven.

Key Words: Boundary Element Method, Computational Mechanics, Sound, Enclosure, Opening, Sound-Suppression Plate

1. 緒 言

前報において、機械の低騒音化を目的とし、気体-固体-気体からなる多層系の音波の伝ば解析を Navier-Cauchy の運動方程式を用いて、境界要素法により一元的に解析する手法の定式化を行い、その解析精度を検討した⁽¹⁾。

本報では、音源が開口部を有するエンクロージャで防音された場合の二次元場モデルに対して、上記手法による境界要素法を適用し、エンクロージャから放出される音の機構とその防音対策に関する基礎的検討を行った内容を報告する。

一般にエンクロージャは、内部に発生した熱の放出のために開口部を有している。このため、機械から発生する騒音の予測と制御には、エンクロージャ内部気体と開口部を有するエンクロージャの連成固有値を解析する必要がある。従来の研究では、円筒形および直方形のエンクロージャの防音性能に関する実験的検討が行われている^{(2)~(5)}が、いずれの場合も密閉形状を扱っており、開口部を有した場合の性能予測が十分に行えない状況にあった。

本研究では、まずエンクロージャの開口部の大きさ、厚みおよびその材質と、気体と固体の連成固有値との関係を解析した。次にエンクロージャ外部への放出音の解析を行い、開口部からの直接放射音と壁面からの透過音の割合を明らかにして、開口部からの放射音が大きな割合を占めることを明らかにした。最後に、開口部からの直接放射音を低減するために、エンクロージャ内部に遮音板を設け、かつこれに粘性減衰を付与することによりエンクロージャの防音性能が改善されることを示した。

2. 境界要素法による解析

2・1 定常音場解析 前報において、定式化の過程を述べたが、ここではその内容を概説する。

等方均質弾性体では、微小変形を仮定すると力の平衡条件から次の Navier-Cauchy の運動方程式を得る。

$$\mu \nabla^2 \mathbf{d}(\mathbf{x}, t) + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \cdot \mathbf{d}(\mathbf{x}, t) - \rho \ddot{\mathbf{d}}(\mathbf{x}, t) = -\rho \mathbf{b}(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

ここで、

∇ : 直交座標系でのこう配演算子

$\{\dot{\quad}\}$: 時間微分

$\mathbf{d}(\mathbf{x}, t)$: 点 $\mathbf{x}(x, y, z)$ に時刻 t で生じる変位ベクトル

$\mathbf{b}(\mathbf{x}, t)$: 点 $\mathbf{x}(x, y, z)$ に時刻 t で作用する物体力ベク

* 原稿受付 平成 5 年 8 月 19 日。

^{*1} 正員, 京都工芸繊維大学大学院 (〒606 京都市左京区松ヶ崎御所海道町)。

^{*2} 正員, 京都工芸繊維大学工学学部。

トル(外力)

ρ : 弾性体の密度

μ, λ : 次式で表される Lamé の定数

(固体域) $\lambda = \nu E / (1 + \nu)(1 - 2\nu)$, $\mu = E / 2(1 + \nu)$

(気体域) $\lambda = E / 3(1 - 2\nu)$, $\mu = 0$

ただし,

E : 縦弾性係数

ν : ポアソン比

ここで, 気体域の λ および μ は, 固体の体積弾性係数 $K [= E / 3(1 - 2\nu) = \lambda + 2/3\mu]$ を気体の体積弾性率に一致させるための定義である。

変位ベクトルおよび物体力ベクトルの x, y, z 成分を下添字の $i (= 1, 2, 3)$ および $j (= 1, 2, 3)$ で表すとすると, j 方向成分の釣合い方程式は以下になる。

$$c_T^2 d_{j,ii}(x, t) + (c_L^2 - c_T^2) d_{i,ij}(x, t) - \ddot{d}_j(x, t) = -b_j(x, t) \quad \cdots \cdots (2)$$

ここで,

c_L : 縦波の伝ば速度 $(= \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho})$

c_T : 横波の伝ば速度 $(= \sqrt{\mu/\rho})$

$$d_{j,ii}(x, t) = \nabla^2 d_j, \quad d_{i,ij}(x, t) = \nabla_j \nabla \cdot \mathbf{d}$$

∇_j : 直交座標系での j に関する偏微分算子

支配方程式(2)の境界条件は, 境界上の変位ベクトルの j 方向成分 d_j または, 応力テンソル σ_{ij} を次式の Cauchy の公式により変換することにより得られる表面力ベクトルの i 方向成分 p_i で与えられる。

$$p_i = \sigma_{ij} n_j \quad \cdots \cdots (3)$$

ただし,

n_j : 境界上外向き単位法線ベクトルの j 軸に関する方向余弦ベクトル

前報では, 非定常の音波伝ば解析にも対応可能なように式(2)の数値解析手法についてその定式化を示した。本報では, 二次元定常音場問題のみを扱うので, 以下のように定式し直すことができる。

物体力が一定角振動数 ω で調和振動しており, 十分時間が経過した後, 媒質の応答が定常振動になったとすると, 物体力ベクトルおよび変位ベクトル, 表面力ベクトルの i 方向成分は, 次式により表せる。

$$\begin{aligned} b_i(x, t) &= \bar{b}_i(x, \omega) e^{i\omega t} \\ d_i(x, t) &= \bar{d}_i(x, \omega) e^{i\omega t} \\ p_i(x, t) &= \bar{p}_i(x, \omega) e^{i\omega t} \quad \cdots \cdots (4) \end{aligned}$$

ここで,

$\{\bar{\quad}\}$: 複素振幅

式(4)を式(2)に代入し整理すると, 次式の定常振動に関する支配方程式が得られる。

$$c_T^2 \bar{d}_{j,ii}(x, \omega) + (c_L^2 - c_T^2) \bar{d}_{i,ij}(x, \omega) + \omega^2 \bar{d}_j(x, \omega) = -\bar{b}_j(x, \omega) \quad \cdots \cdots (5)$$

式(5)を境界要素法で解析するために, 式(5)を満足する基本解を重み関数とし, 重み付き残差表現をとる。

$$\int_{\Omega} [c_T^2 \bar{d}_{j,ii} + (c_L^2 - c_T^2) \bar{d}_{i,ij} + \omega^2 \bar{d}_j + \bar{b}_j] \bar{v}_{kj}^*(P, Q, \omega) d\Omega = 0 \quad \cdots \cdots (6)$$

ここで,

Ω : 領域

$\bar{v}_{kj}^*(P, Q, \omega)$: 無限媒質内の点 $P(\alpha, \beta)$ に k 方向に単位の集中物体力が作用した(単位集中加力で, 以下加力と称す)際の, 任意の観測点 $Q(x, y)$ に生じる変位の j 方向成分

式(6)に Green の第二公式を適用し, 整理すると次の積分方程式が導かれる。

$$\begin{aligned} C \bar{\mathbf{d}}(P, \omega) &= \int_{\Gamma} \bar{\mathbf{v}}^*(P, Q, \omega) \bar{\mathbf{p}}(Q, \omega) d\Gamma \\ &- \int_{\Gamma} \bar{\mathbf{p}}^*(P, Q, \omega) \bar{\mathbf{d}}(Q, \omega) d\Gamma \\ &+ \int_{\Omega} \bar{\mathbf{v}}^*(P, Q, \omega) \bar{\mathbf{b}}(Q, \omega) d\Omega \quad \cdots \cdots (7) \end{aligned}$$

ただし,

P : 加力点

Q : 観測点

Γ : 境界

$\bar{\mathbf{v}}^*$: 基本解

$\bar{\mathbf{p}}^*$: 基本解に対する表面力

$\bar{\mathbf{d}}, \bar{\mathbf{p}}, \bar{\mathbf{b}}$: おおの, 変位ベクトル, 表面力ベクトル, 物体力ベクトル

式(7)における係数 C は次に示す。

$$C = \begin{cases} 1 & \text{加力点 } P \text{ が領域 } \Omega \text{ 内} \\ 1/2 & \text{滑らかな境界 } \Gamma \text{ 上} \\ 0 & \text{領域 } \Omega, \text{ 境界 } \Gamma \text{ 以外} \end{cases}$$

式(7)において, 加力点 P を境界上に移行し, 境界 Γ を J 個の要素に分割すると, 境界積分は離散化されて, 最終的に次式のようなマトリックス表示になる。

$$[\mathbf{H}][\bar{\mathbf{d}}] = [\mathbf{G}][\bar{\mathbf{p}}] + [\bar{\mathbf{B}}] \quad \cdots \cdots (8)$$

ここで,

$[\mathbf{H}], [\mathbf{G}]$: $2J$ 行 $2J$ 列のマトリックス

$[\bar{\mathbf{d}}], [\bar{\mathbf{p}}], [\bar{\mathbf{B}}]$: $2J$ 行の変位, 表面力および物体力ベクトル

気体と固体より構成される多層動弾性系の連成解析の場合は, おおのの媒質に対する式(8)を, 連成する境界上で成立する変位の連続条件および表面力の釣合い条件を用い, 全体マトリックスの構成を行う。このマトリックスは, $2J$ 元連立一次方程式となり, これを解くことにより境界上の未知変位 $\bar{\mathbf{d}}(Q, \omega)$, および未知表面力 $\bar{\mathbf{p}}(Q, \omega)$ が求まる。領域内点の変位は, 基

本解を求めるための加力点 P を領域内に移行し、かつ既知となった境界上の変位および表面力を用いて導出する。音圧は、変位の x, y 方向微分より算出する。

2・2 粘性減衰を考慮した解析法 ここでは、2・1節に示した解析法に粘性減衰効果を考慮するための近似解析手法を示す。

音波が正弦波であるとき、媒質内の任意点の振幅は次式で与えられることが知られている⁽⁶⁾。

$$a(r) = a_0 r^{-n} e^{-\lambda r} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、

r : 音源からの距離

a_0 : 音源の振幅

n : $n=1$ (実体波), $n=0.5$ (表面波), $n=0$ (平面波)

λ : 粘性定数に比例する係数 $1/m$

式(9)で r^{-n} の項は、幾何学的に音波が拡散するために生じる現象で、式(7)に示す基本解 $\bar{v}^*$ および $\bar{p}^*$ に織込み済みである。ここでは、 $e^{-\lambda r}$ の項のみに注目して、 $a^*(r)$ で表示すると次式となる。

$$a^*(r) = a_0 e^{-\lambda r} \dots\dots\dots (10)$$

式(10)を、 $a_0=1$ として、式(7)における基本解 $\bar{v}^*$ および $\bar{p}^*$ に乗じることにより、粘性減衰を考慮した解析を行う⁽⁷⁾。この際、 r は基本解で定義される加力点 P および観測点 Q 間の距離とする。

3. 開口部を有するエンクロージャとその内部気体の固有値解析

一般にエンクロージャは、内部に発生した熱の放出のために開口部を有している。このため、機械から発生する騒音の予測と制御には、エンクロージャ内部気体と開口部を有するエンクロージャの連成固有値を解析する必要がある。ここでは、エンクロージャの開口部の大きさ、厚みおよびその材質と、気体と固体の連成固有値との関係を解析した。

解析モデルは、図1(a)にその断面図を示すような

図1 開口部を有する無限長円筒モデル

気体-固体が連成する開口部 H を有する内径 240 mm の無限長円筒を取上げる。本モデルの対称性より、図1(b)に示すように全体の 1/2 部分の境界を要素分割し、さらに全体系を三つの領域に分割してこれら領域の連成解析を行った。音源は、中心軸上で微小半径の円筒の径が調和振動する点音源とした。また、固体の剛体運動を拘束するために、底部に変位の拘束を設けた。

以下では、開口の大きさを、開口長を H 、全周長を D とし、開口率 $\gamma [=H/D \times 100(\%)]$ で表す。

また、エンクロージャの材質は、エンクロージャ壁と内部気体の特性インピーダンス比 $\alpha (= \rho_2 c_{L2} / \rho_1 c_{L1})$ 、 ρ_2 : 気体および固体の密度、 c_{L1}, c_{L2} : 気体および固体の縦波の伝ば速度) として定義する。

3・1 解析精度の検討 図1(b)の要素分割による解の精度を検討するために、6種類の要素分割(半円周上の分割数=4, 6, 8, 10, 16, 20分割、一定要素使用)に対して、点 a [図1(a)]での音圧の伝達関数 $G [=Pa/Pi, Pa$: 点 a の定常音圧, Pi : エンクロージャのないときの、中心軸上に位置する音源(=直径 1 mm の、波長に対して十分微小な呼吸円筒)の表面音圧] を、3種類の周波数(500, 1000, 1500 Hz)について解析した。その結果を図2に示す。ここで縦軸は、 G の収束解に対する誤差 $\epsilon_1 [=G(20 \text{ 分割}) - G(\text{各分割})] / G(20 \text{ 分割}) \times 100(\%)$ 、横軸は分割数とした。ただし、エンクロージャ厚みは 10 mm、開口率 γ は 13%、特性インピーダンス比 α は 10^5 とした。図2より、図1(b)の分割(8分割)では、1.5 kHz までの伝達関数 G が収束解に対し 3% 以下の精度で得られることがわかる。

また、本解析ではエンクロージャの厚みが薄い場合も取扱う。薄肉構造物への境界要素法の適用は、解析精度の悪化が問題となる。これは、式(7)で定義された基本解の、加力点と観測点間距離が減少することによりその積分が特異積分に近づき、数値積分誤差が増大するためである。そこで、本解析では、上記のように特異積分に近づく場合は、境界要素を 2 個のサブ要素

図2 点 a の伝達関数値 G の収束解に対する誤差 ϵ_1 と分割数の関係 ($t=10 \text{ mm}$, $\gamma=13\%$, $\alpha=10^5$)

により細分化した後,十分に収束した積分値が得られるガウスの積分点数を用いて数値積分(ガウス-ルジャンドル積分)を行い,これに対処した。

ここでは,図1(b)の分割モデル(8分割)に対する解析結果を示す。図3は,5種類の厚み(1, 3, 5, 7, 10 mm)に対して,点 a の伝達関数値 G を,5種類の積分点数(4, 8, 12, 16, 20点)を用いて解析した結果を示している。ここで,縦軸は G の収束解(20点積分)に対する誤差 $\varepsilon_2=[G(20点積分)-G(各点積分)]/G(20点積分)\times 100[\%]$,横軸は厚み t とした。ただし,解析周波数は,1500 Hzである。図3より,厚みが薄い場合の数値積分精度が,積分点数の増加により改善されることがわかる。

そこで,厚みが薄い場合は,この数値積分誤差の改善方法を用いることとし,種々の厚み(1 mm以上)に対する要素分割数と解の誤差の関係を調べると図2とほぼ同一の結果が得られた。すなわち,本分割モデル[図1(b), 8分割]においては,エンクロージャの厚みが1 mm以上の場合,その数値積分誤差を十分低減することにより,1.5 kHzまでの解が約3%以下の精度で得られることがわかった。

3.2 内部気体とエンクロージャの連成固有値解析

内部気体とエンクロージャの固有値解析を,入力周波

図3 積分点数による点 a の伝達関数値 G の誤差 ε_2 と厚み t の関係(1500 Hz, $\gamma=13\%$, $\alpha=10^5$)

図4 エンクロージャと内部気体の連成系の伝達関数($\alpha=10^5$, $\gamma=13\%$)

数を5 Hz 間隔で変化させ,内部音圧の定常応答を求める方法により行った。

図4は,観測点 a の定常音圧を Pa ,音源の入力音圧を Pi として伝達関数 $G(=Pa/Pi)$ をエンクロージャの厚みを変えて比較した結果である。ここで,開口率 γ を13%,特性インピーダンス比 α を 10^5 とした。

図4を見ると,気体の固有振動数に相当する第一の極大値 $[f_{1(gas)}]$ が1,100 Hz弱に表れ,エンクロージャの固有値である第二の極大値 $[f_{2(solid)}]$ がエンクロージャの厚みに応じて表れることがわかる。また,この第二の極大値は,その厚みを薄くすると徐々に左方に移動し, $t=2$ mmでは第一の極大値に近接する。この関係を厚みについて整理し図5に示す。

図5より,この例では $t=2$ mm以下になると内部気体とエンクロージャの一次固有値が接近することがわかる。

3.3 内部気体の固有値

3.2節で,エンクロージャと内部気体の連成の影響が明らかとなった。次に,開口部による内部気体の一次固有値を検討するために,連成効果が表われないように厚みを十分厚く(10 mm)とり,以降の解析を進める。

(1) 開口がない場合の内部気体の固有値

開口がなく,剛体($\alpha=\infty$)であるエンクロージャに囲まれた内部気体の固有値と比較する理論値には,膜の面外振動の解を応用した。すなわち,膜の面外振動の波動方程式の波動伝ば速度を面内振動の波動伝ば速度 c_L に置き換えることにより次に示す面内振動の方程式になりその解は本解析の数値解と比較される。

$$\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} = \frac{1}{c_L^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \quad \dots\dots\dots(11)$$

w : 膜の半径方向変位

r, θ : 極座標

図5 エンクロージャの厚みと一次固有値の関係($\alpha=10^5$, $\gamma=13\%$)

c_L : 半径方向縦波の伝ば速度(ここでは, 気体の伝ば速度 c_{L1})

式(11)の解は, 膜が角振動数 ω で定常振動しており, かつ境界での変位が零なる条件のもとで, 変数分離法により解析的に求めることができ, その固有値は次式となる.

$$f_n = c_L / (2\pi a) \eta_n \dots\dots\dots (12)$$

f_n : n 次の固有値

a : 膜の半径

η_n : 零次の第一種ベッセル関数の n 番目の零点 ($n=1, 2, \dots$)

表1に, 理論値と数値解析結果の比較を図1(a)のモデルに対して行った結果より示す.

表1より, 一次固有値の数値解析解は, 1%程度の精度で理論値と一致しており, 本解析法の妥当性が確かめられた. 二次の固有値については, 図1(b)に示した分割を1/2に細分割したところ, 約2%の精度で理論値と一致した.

(2) エンクロージャの開口率と固有値との関係

ここでは, エンクロージャの開口率に伴った内部気体の固有値の変化を一次固有値に着目して求めた.

図6は, 点 a における音圧の伝達関数 G を開口率 γ と入力周波数 f との関係について示したものである.

図6より得られる内部気体の一次固有値 f_1 と開口率 γ との関係を表2に示す.

表1 二次元の開口がなく剛体 ($\alpha=\infty$) であるエンクロージャに囲まれた内部気体の固有値

Exact.	1065 Hz
BEM	1055 Hz

図6 開口を有するエンクロージャ内部気体の伝達関数 ($\alpha=10^5$)

図6より, 開口率の増大とともに固有値が上昇しつつ音圧が減少し, 開口率40%以上では, 内部音圧の極大点が不明りょうになることが認められる.

開口率 γ の増加に伴い固有値が増大する現象は, 解析前に保持していたイメージと異なったのでヘルムホルツの共鳴器の共鳴周波数を調べることににより, この妥当性を確認した. すなわち, 容積 V の容器に長さ l の首がついている容器(ヘルムホルツの共鳴器)では容器内の空気がバネとして作用して, 首の部分の空気の集中質量を支持していると考えることができて, その共振周波数 f_1 は, 次式で与えられる⁽⁸⁾.

$$f_1 = (c_{L1} / 2\pi) \sqrt{S / [V(l + \epsilon d)]} \dots\dots\dots (13)$$

ここで,

S : 首の断面積

d : 首の直径

c_{L1} : 音速

ϵ : 首の長さを補正する開口端補正係数

式(13)は, 三次元場における式でありかつ開口端補正係数 ϵ は, 首の断面形状により決まる. したがって, 本解析モデルのような二次元問題にはそのまま使用できないが定性的な傾向は得られる. 図7は, 開口率 γ と固有振動数 f_1 の関係について, 二次元による数値解析結果と式(13)によるヘルムホルツの共鳴器の値との比較を示している. 図7より, 数値解析結果は, 理論値と定性的に傾向が一致しており本解析結果の妥当性が確認できた.

表2 開口率 γ と内部気体の一次固有値 f_1 の関係 ($\alpha=10^5$)

γ (%)	0	13	20	30	40
f_1 (Hz)	1055	1095	1130	1170	1200

図7 開口率 γ と固有値 f_1 の関係の解析値とヘルムホルツの共鳴器の値の比較 (f^* : 開口なしの場合の数値解析による一次固有値, $\alpha=10^5$)

表 3 特性インピーダンス比 α と内部気体の一次固有値 f_1 の関係 ($\gamma=13\%$)

α	10^5	10^2	10	5	2
f_1 (Hz)	1095	1090	1050	1035	1020

図 8 種々の特性インピーダンス比 α に対するエンクロージャ内部における音圧伝達関数 ($\gamma=13\%$) 図 9 特性インピーダンス比 α と固有値 f_1 の関係 ($f^{**}: \alpha=10^5$ の場合の一次固有値)

(3) エンクロージャの材質と固有値の関係

エンクロージャ壁と内部気体の特性インピーダンス比 α を変化させることによりエンクロージャの材質が内部気体の固有値へ与える影響を調べた。

開口率 γ を 13% と固定し、特性インピーダンス比 α を 1 から 10^5 まで変化させたときのエンクロージャ内部の点 a における音圧の伝達関数 G を図 8 に示した。

図 8 より特性インピーダンス比 α に対する内部気体の一次固有値 f_1 を読取り表 3 に示した。

表 3 の値を用いて、特性インピーダンス比 α と固有値比 f_1/f^{**} ($f^{**}: \alpha=10^5$ の場合の固有値) の関係を図 9 に示した。

図 9 より特性インピーダンス比が 10^2 以下で固有値の変化が大きくなる。しかし、エンクロージャとして用いられる材料の特性インピーダンス比は、最小でも

10^4 (樹脂等) であり、実際には材質による固有値の変化は考慮する必要がないことがわかる。なお、図 8 において、 α の値が 1 に近づくと共振振幅が著しく減少しているが、これは、エンクロージャ壁面より音波が放出される量が増加していることを示すものである。

4. 開口部とエンクロージャ壁面から放出される音波の割合の検討

エンクロージャ内部に発生している騒音は、エンクロージャ壁および開口部より外部へ放出される。この両者の放出音響エネルギーの比率を定量的に求めておけば、エンクロージャの防音性能の向上の対策方針が明確になる。そこで、ここではエンクロージャ外部の音圧分布および放射音響パワーにより外部への放出音波割合を明らかにする。

以下、特性インピーダンス比 α を 10^5 、開口率 γ を 13% として壁厚の相違により比較する。

4.1 エンクロージャ外部音圧分布 図 10 および 11 は、エンクロージャが厚い場合 ($t=10$ mm) および薄い場合 ($t=2$ mm) の、内部気体およびエンクロージャの固有値近傍における定常音圧分布を示している。いずれの場合も、エンクロージャの固有値近傍 [図 10(b), 図 11(b)] においては、音波が開口部から直接放射するとともにエンクロージャ壁面から透過するようすが認められる。また、エンクロージャが薄い場合は、内部気体の固有値近傍 [図 11(a)] においてもエンクロージャ壁面から音波が一部放射されている。これは、図 5 で示したようにエンクロージャの固有値に接近しているためであると考えられる。

4.2 放射音響パワーによる検討 エンクロージャと開口部から外部へ放射される音波の割合を明確にするために、放射音響パワーによる比較を行う。

放射音響パワーの算出は、図 12 に示すようにエンクロージャを取囲む閉曲線上の点 j ($j=1, 2, \dots, 8$) での法線外向き方向音響インテンシティを用いて次式により算出する。

[エンクロージャからのトータル放射音響パワー I_t]

$$I_t = 2 \sum_{j=1}^8 (\pi r/8) I_j \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここで、

r : 閉曲線の半径

I_j : 点 j での法線外向き方向音響インテンシティ

[開口部(ホール)からの放射音響パワー I_h]

$$I_h = 2(\pi r/8) I_1 \quad \dots\dots\dots (15)$$

j 点での音響インテンシティ I_j は、次式のように j 点での音圧 P_j と閉曲線の法線外向き方向の粒子速度

(a) 1.1 kHz (内部気体の固有値近傍)

(b) 1.4 kHz (エンクロージャの固有値近傍)

図 10 エンクロージャが厚い場合 ($t=10$ mm) の音圧分布 ($\alpha=10^5$, $\gamma=13\%$)

(a) 1.1 kHz (内部気体の固有値近傍)

(b) 1.2 kHz (エンクロージャの固有値近傍)

図 11 エンクロージャが薄い場合 ($t=2$ mm) の音圧分布 ($\alpha=10^5$, $\gamma=13\%$)

図 12 エンクロージャからの放射音響パワー算出のための音響インテンシティ計算点

の積の時間平均で算出した。

$$I_j = \overline{P_j(\partial d_{nj}/\partial t)}$$

ここで、

d_{nj} : j 点における閉曲線の法線外向き方向粒子変位

t : 時間

$\{\overline{\quad}\}$: 時間平均

図 13 は、開口部からの放射音響パワー比率 I_h/I_t と

図 13 種々のエンクロージャ厚みに対する開口部からの放射音響パワー比率 I_h/I_t と周波数の関係 ($\alpha=10^5$, $\gamma=13\%$)

周波数の関係を示している。

図 13 より、図 4 で示したエンクロージャの固有値前後において、開口部からの放射音響パワー比率が 5% 程度低下し、エンクロージャからの透過音割合が増大することがわかる。しかし、厚みが実際のエンクロージャに近い 2 mm の場合でも 75~80% は開口部より放出されていることがわかる。

図 14 遮音板を有するエンクロージャモデル

図 15 遮音板が種々の粘性係数 λ を有する場合の内部気体の音圧の伝達関数 G (エンクロージャ: $\alpha=10^5$, $\gamma=13\%$)

5. 遮音板の効果の検討

4章で示したように、開口部を有する場合の外部への放射音は開口部が支配的で、この部分の防音対策はエンクロージャの遮音効果を改善させるために有効である。ここでは、防音効果を向上させるために開口部通路に遮音板を設置することを検討した。

図 14(a)および(b)は、解析モデル断面図および要素分割図を示している。ここでは、全体系を四つの領域に分割し、これら領域の連成解析を行った。また、開口部を冷却空気が流通する際に生じる圧力損失が過大にならないように $H=2S$ になるように遮音板の位置を定めた。以下では、エンクロージャの開口率 γ を13%、厚みを10 mm、材質を $\alpha=10^5$ として解析を行った。

この図のように設置した遮音板は、音波を乱反射する効果と吸収する効果を保持する。前者は、音波が直接開口部より流出するのを阻止して、エンクロージャ全域から均等に放散するようにすることができる。一方、後者は遮音板自体が音波のエネルギーを熱に変換し、音波を吸収する。後者の影響を検討するためには、音波のエネルギーを熱に変換する仕組みを解析する必

要があるが、ここでは遮音板に強い粘性抗体が構築できるという前提で、2章に述べた粘性減衰を含む解析法を用いて検討を進めた。

図 15 は、遮音板の厚みを10 mmとして、その10 mmの中に内部減衰があるとした場合の、種々の粘性係数 λ に対する点 a における音圧の伝達関数 G を示している。

この図より、遮音板を設置すると、内部気体の固有値である第一の極大値が1200 Hz付近へ移動するのがわかる。また、粘性係数 λ を大きくすると、開口部での音圧が低減し、エンクロージャの防音性能が改善されることがわかる。

6. 結 言

音源を開口部を有するエンクロージャで防音した場合の二次元場モデルに対して、境界要素法により内部気体とエンクロージャの連成解析を行い、以下の結果を得た。

(1) 内部気体の固有値は、開口率の増加とともに大きくなる。この傾向は、ヘルムホルツの共鳴器の共鳴周波数と定性的に傾向が一致する。

(2) エンクロージャの材質による内部気体の固有値の変化を種々の特性インピーダンス比 α に対して調べ、 α が 10^2 以下で固有値の低下が見られた。

(3) エンクロージャより外部へ放出される音波の割合は開口部が支配的であり、開口率13%、厚み2 mmの場合、全エネルギーの80%程度が開口部から直接放出される。また、エンクロージャの固有振動数付近では、この割合は5%程度低下し、エンクロージャ壁からの透過音が増加する。

(4) 開口部内部に遮音板を設け、かつこれに強い内部減衰を保持させることにより、開口部から外部へ漏れる音波を低減でき、有効であると思われる。

今後は、遮音板形状の考察および遮音板のアクティブ制御等により、さらに防音性能の高いエンクロージャの検討を進める予定である。

文 献

- (1) 田中・ほか3名, 機論, 59-568, C(1993), 3852.
- (2) 福田・ほか2名, 機論, 44-377(1978), 260.
- (3) 福田・城戸, 機論, 44-377(1978), 271.
- (4) 福田・ほか2名, 機論, 44-384(1978), 2851.
- (5) 梅澤・ほか2名, 機論, 47-420, C(1981), 1028.
- (6) 日本音響材料協会編, 騒音・振動対策ハンドブック, (1982), 426, 技報堂.
- (7) 久田・ほか2名, 日本建築学会構造系論文報告集, No. 393(1988), 92.
- (8) 小橋, 音と音波, (1987), 107, 裳華房.