

波動理論に基づく任意多孔質型吸音構造の吸音率推定に関する研究

広沢, 邦一

<https://doi.org/10.15017/458908>

出版情報 : Kyushu University, 2004, 博士 (芸術工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

第7章 閉じた背後空気層を持つ薄い多孔質材料

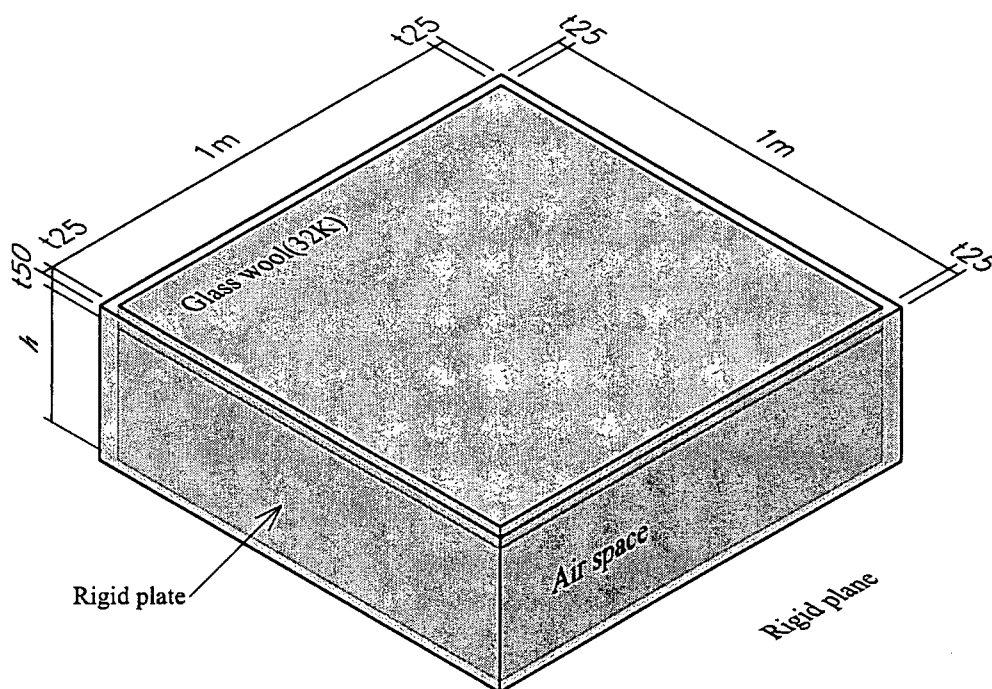


Fig. 7.1: The analysis model in this chapter

本章では、Fig.7.1のように寸法 $1\text{m} \times 1\text{m}$ で厚さ 50mm のグラスウール（密度 $32\text{kg}/\text{m}^3$ ）が高さ $h[\text{m}]$ の閉じた背後空気層を伴っている状態について取り扱う。本モデルの背後空気層は、厚さ 25mm の剛板で囲われているものとする。ゆえに剛板の高さは $50\text{mm} + h[\text{m}]$ となる。この吸音構造に対して、7.1節ではグラスウール表面上において局所作用を仮定し、境界条件としてノーマル比音響インピーダンス比を与える一般的な境界要素法と、グラスウール内部および背後空気層内部も解析対象とし、外部領域と連成する領域結合型境界要素法のそれぞれの解析モデルの設定および定式化を行う。このとき、境界要素解析する吸音構造体の断面積が比較的大きいときに生じる解の非一意性を回避する方法について併せて述べる。次に、7.2節において、境界要素法の両手法による斜入射吸音率の推定を行い、それらの予測値に関して比較検討を行う。また、領域結合型境界要素法において、グラスウール内部を解析する際に与える特性インピーダンスと伝搬定数をMikiのモデルと比較することによって、グラスウールの音響特性モデルが斜入射吸音率に与える影響を観察する。7.3節では、境界要素法の両手法による統計入射吸音率と残響室法吸音率の比較検討を行い、またグラスウールの音響特性モデルが統計入射吸音率に与える影響についても考察を加える。さらに、入射条件による統計入射吸音率の値の変化についても観察する。

7.1 解析モデル

Fig.7.1 に示すモデルは、一般的な境界要素法による解析と領域結合型境界要素法による解析のどちらも考えられるため、本節ではそれぞれについて説明する。なお、境界要素法による解析においては半自由空間を前提とするため、その反射面に関しては鏡像法を用いて模擬する。

7.1.1 単一領域の境界要素法に対する解析モデル

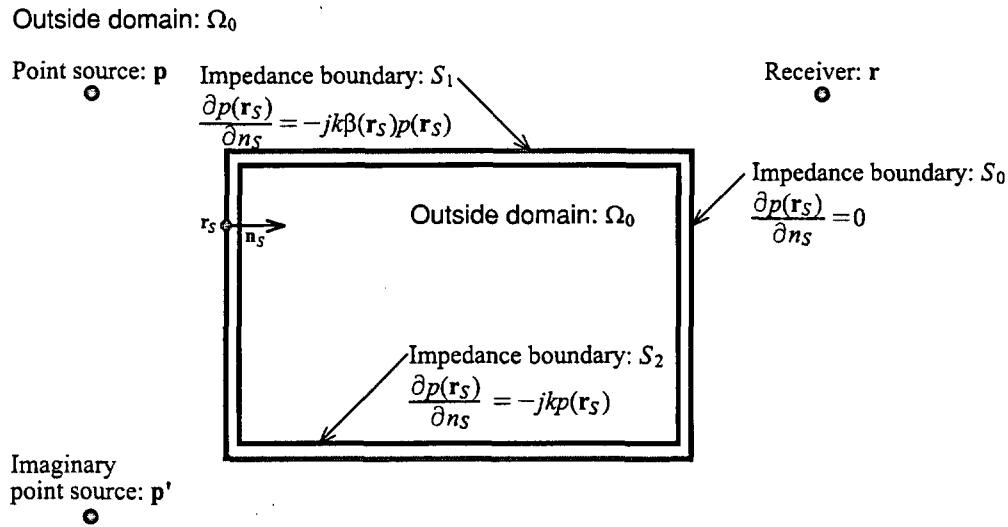


Fig. 7.2: The analysis model for boundary element method as one domain

単一領域、すなわち外部領域 Ω_0 のみを考え、全ての境界面がインピーダンス境界で構成される場合を考える。半自由空間の反射面上に閉じた背後空気層を伴った多孔質材料が設置されている状況に鏡像法を適用すると、Fig.7.2 のように自由空間内に吸音体が浮いているモデルとなる。このとき、ガラスウール表面上のノーマル比音響インピーダンスは、背後空気層も含めたかたちで与えられるから、点音源の実像を \mathbf{p} 、その虚像を \mathbf{p}' 、また受音点を \mathbf{r} とし、四周の剛板のインピーダンス境界を S_0 、吸音面のインピーダンス境界を S_1 とすると、この場合の受音点 \mathbf{r} における音圧 $p(\mathbf{r})$ を表す Helmholtz-Huygens 積分方程式は、

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_0} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) - \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \quad (7.1)$$

ここで、 \mathbf{r}_S は閉曲面 $S(= S_0 + S_1)$ 上の任意の点、 $p(\mathbf{r}_S)$ はその点 \mathbf{r}_S における音圧、 $dS(\mathbf{r}_S)$ は点 \mathbf{r}_S での微小面積で、 $c(\mathbf{r})$ は (2.18) 式で表される。また、 \mathbf{n}_S は外向き法線単位ベクトルであり、 $q(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ 、 $q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})$ はそれぞれ次のようになる。

$$q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) = \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|} \quad (7.2)$$

$$q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_S-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_S-\mathbf{r}|}$$

さて、6.1.1節に述べたように、このまま定式化すると散乱体内部 Dirichlet 問題の固有周波数近傍において解の非一意性の問題が生じてしまうので、Fig.7.2のように解析モデルをある厚さを持った中空構造とする。この中空部内の境界を全てインピーダンス境界 S_2 として、 S_2 を完全吸音と仮定する。このようにモデル化すると、6.1.2節と同様に、(7.1)式は、

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_0} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\ - \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\ - \iint_{S_2} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \end{aligned} \quad (7.3)$$

となる。

ここで、インピーダンス境界 S_0, S_1, S_2 の境界条件は (2.19) 式で与えられるが、 S_0 は剛板なので点 \mathbf{r}_S におけるノーマル比音響アドミッタンス比は 0、中空部の S_2 は完全吸音であるからその境界上のノーマル比音響アドミッタンス比は 1 となる。したがって、

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} = \begin{cases} 0 & \text{for } \mathbf{r}_S \in S_0 \\ -jk\beta(\mathbf{r}_S)p(\mathbf{r}_S) & \text{for } \mathbf{r}_S \in S_1 \\ -jkp(\mathbf{r}_S) & \text{for } \mathbf{r}_S \in S_2 \end{cases} \quad (7.4)$$

ゆえに、(7.3)式は、

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_0} p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} dS(\mathbf{r}_S) \\ - \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} + jk\beta(\mathbf{r}_S)p(\mathbf{r}_S)q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\ - \iint_{S_2} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} + jkp(\mathbf{r}_S)q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_S) \end{aligned} \quad (7.5)$$

この (7.5) 式を 2.2.1 節と同様に三角形線形要素に離散化し、それから得られる連立一次方程式を解くことにより境界 S_1 上の音圧 $p(\mathbf{r}_S)$ が求められる。

ここで、Fig.7.3のように、厚さ d のグラスウールが高さ h の背後空気層を伴っているとき、グラスウール表面上において局所作用を仮定すると、ノーマル比音響インピーダンス Z_0 は次のように与えられる [63]。

$$Z_0 = Z_p \frac{Z_1 \cosh(\gamma d) + Z_p \sinh(\gamma d)}{Z_1 \sinh(\gamma d) + Z_p \cosh(\gamma d)} \quad (7.6)$$

ここで Z_p, γ は、それぞれ 3.2.2 節で定義したグラスウールの特性インピーダンスと伝搬定数であり、 Z_1 は空気層のノーマル比音響インピーダンスで $Z_1 = \rho c \coth(jkh)$ である。この ρ は空気密度、 c は空気中の音速である。(7.6)式で与えられる Z_0 から、ノーマル比音響アドミッタンス比 $\beta(\mathbf{r}_S)$ が求められる。

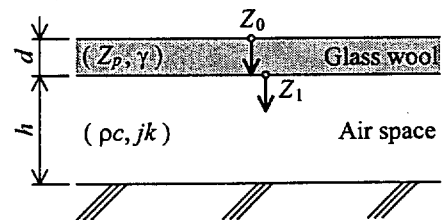


Fig. 7.3: Glass wool with air space

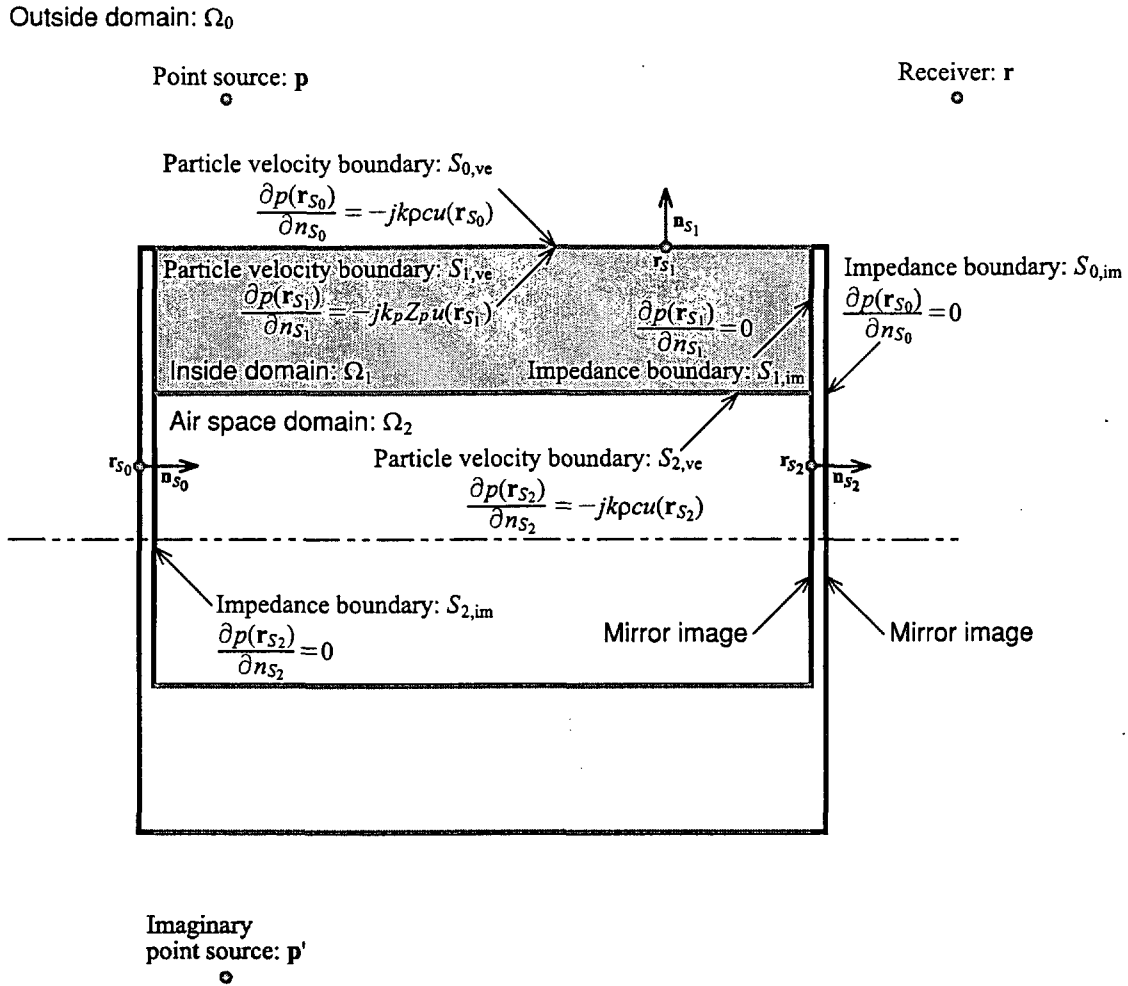


Fig. 7.4: The analysis model for boundary element method as coupled domains

7.1.2 領域結合型境界要素法に対する解析モデル

Fig.7.1 で示される吸音構造に対して、鏡像法を適用した領域結合型境界要素法を用いると、Fig.7.4 で示される自由空間に吸音体が浮いたような解析モデルになる。このとき、外部領域を Ω_0 、グラスウールの内部領域を Ω_1 、背後空気層内部領域を Ω_2 とする。

さて、半自由空間における解析モデルを鏡像法を適用して自由空間内で考える場合、反射面に接している散乱体はその虚像と実像を合体させた散乱体が浮いているとみなし、反射面から離れている場合には Fig.5.2 のように虚像を等距離離れた位置に設定する。では、Fig.7.4 のようにグラスウールの内部領域 Ω_1 の場合についてだが、この Ω_1 の音場は粒子速度境界を介して Ω_0 と Ω_2 と連成され、それ以外に関して他の領域は Ω_1 と関係がないため、5.1 節で扱ったように Ω_1 の虚像は考える必要はない。

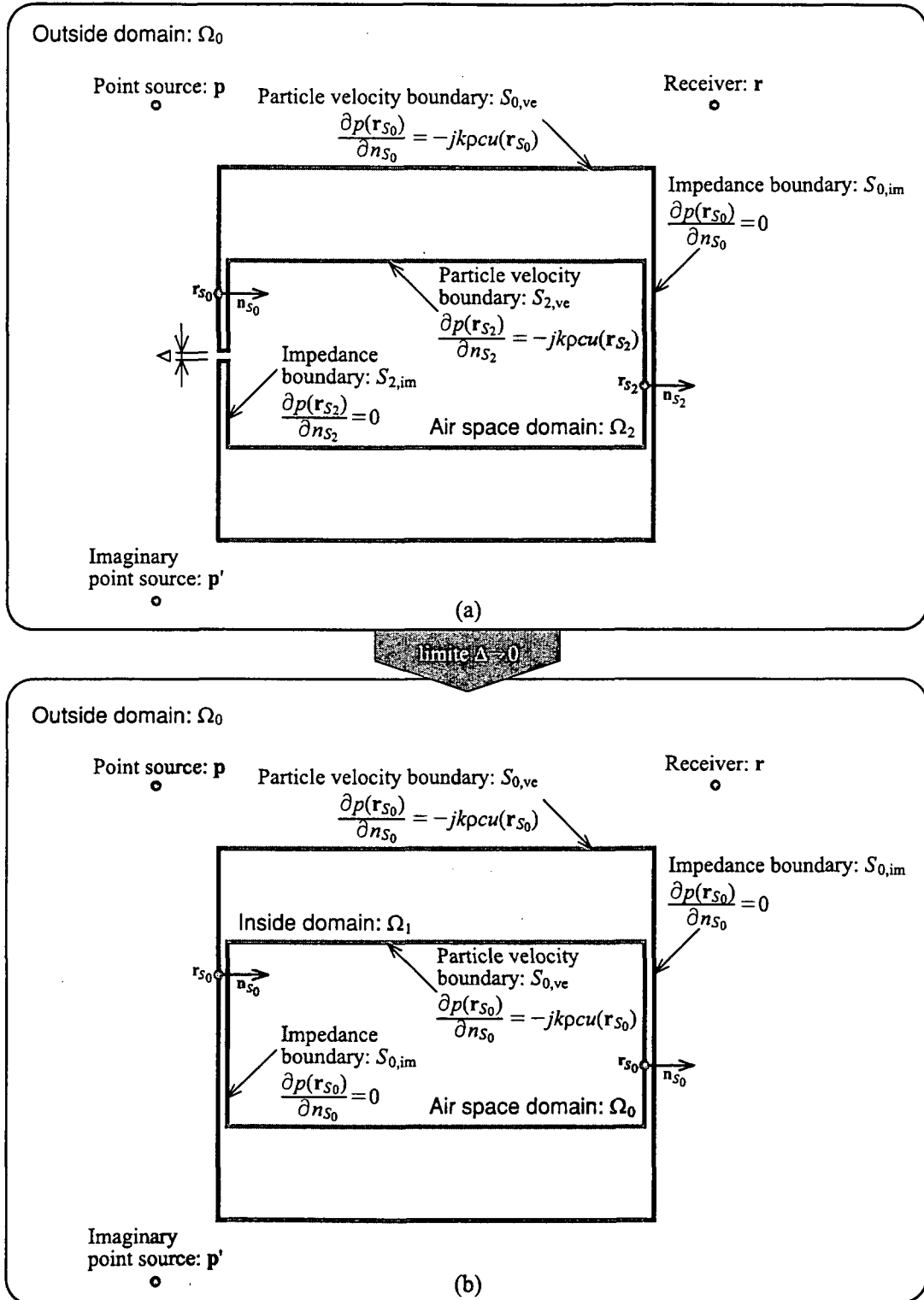


Fig. 7.5: Uniting of outside domain and air space domain

外部領域 Ω_0 と背後空気層内部領域 Ω_2

外部領域 Ω_0 における散乱体は, Fig.7.4 のままで考えると, 6.1.3 節でみたように, やはり内部 Dirichlet 問題による解の非一意性が生じるため, ここでも, これを避けるような定式化を考えねばならない。そこで, Fig.7.1 のように本章で取り扱うグラスウールが薄いことを利用して, 分離している Ω_0 と Ω_2 を同一領域として取り扱い, 結果的に, 6.1.3 節における解の非一意性を回避する問題と等価にすることを考える。

いま, Fig.7.5 (a) のように, Ω_0 と Ω_2 は微小な孔 Δ で通じているものとする。このように考えれば, Ω_0 と Ω_2 は同一領域と考えることが可能になる。そこで, 6.1.3 節と同様に, 微小な孔 Δ を無限に小さくすることによってそれを無視することができる。6.1.3 節と違うのは, Ω_2 は仮想的な領域ではなく実在する背後空気層で, グラスウール内部領域 Ω_1 と粒子速度境界を介して連成しており, さらにインピーダンス境界は剛であるということである。そこで, 以降, Fig.7.5 (b) のように外部領域と背後空気層内部領域を併せて Ω_0 と表記する。

外部領域および背後空気層内部領域 Ω_0 とグラスウール内部領域 Ω_1 の連成

いま, Ω_0 において, Ω_1 と結合する粒子速度境界を $S_{0,ve}$, 剛であるインピーダンス境界を $S_{0,im}$ とおく。また, Ω_1 においては粒子速度境界を $S_{1,ve}$, 剛であるインピーダンス境界を $S_{1,im}$ とおく。

このとき, 点音源の実像を \mathbf{p} , その虚像を \mathbf{p}' , また受音点を \mathbf{r} とすると, この場合の受音点 \mathbf{r} における音圧 $p(\mathbf{r})$ を表す Helmholtz-Huygens 積分方程式は, (2.35), (2.52) 式から Ω_0 と Ω_1 においてそれぞれ次のように表せる。

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\ - \iint_{S_{0,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad (7.7) \\ \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0$$

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\ - \iint_{S_{1,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad (7.8) \\ \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1$$

ここで, \mathbf{r}_{S_i} は閉曲面 S_i ($i = 0$ or 1) 上の任意の点, $p(\mathbf{r}_{S_i})$ はその点 \mathbf{r}_{S_i} ($i = 0$ or 1) における音圧, $dS(\mathbf{r}_{S_i})$ は点 \mathbf{r}_{S_i} ($i = 0$ or 1) での微小面積で, $c(\mathbf{r})$ は (2.18) 式で表される。また, \mathbf{n}_{S_i} ($i = 0$ or 1) はそれぞれの領域から見た外向き法線単位ベクトルであり, $q(\mathbf{p}, \mathbf{r})$, $q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})$, $q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})$ はそれぞれ

れ次のようになる。

$$\begin{aligned} q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\ q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\ q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk_p|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_1 \end{aligned} \quad (7.9)$$

なお, k_p は内部領域 Ω_1 中の伝搬定数 γ を用いて (2.54) 式で表される複素波数である。ただし, この γ は 3.2.2 節で定義した多孔質材料の伝搬定数である。

さて, 各々の境界条件は (2.36), (2.55) 式で表されるが, $S_{0,\text{im}}$, $S_{1,\text{im}}$ は剛壁なので, それぞれの境界上におけるノーマル比音響アドミッタンス比は 0 となる。したがって,

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial t} = -jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,\text{ve}}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,\text{im}}) \end{cases} \quad (7.10)$$

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial t} = -jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,\text{ve}}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,\text{im}}) \end{cases} \quad (7.11)$$

ここに, ρ は空気の密度, c は空気中の音速であり, Z_p は 3.2.2 節で定義した多孔質材料の特性インピーダンスである。ゆえに, (7.7), (7.8) 式はそれぞれ次のように書ける。

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,\text{ve}}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} + jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\ &\quad - \iint_{S_{0,\text{im}}} p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0 \end{aligned} \quad (7.12)$$

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= - \iint_{S_{1,\text{ve}}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} + jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\ &\quad - \iint_{S_{1,\text{im}}} p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1 \end{aligned} \quad (7.13)$$

この (7.12), (7.13) 式を 2.2.2 節と同様に三角形線形要素に離散化し, 粒子速度境界 $S_{0,\text{ve}}$ と $S_{1,\text{ve}}$ において連成させて得られる連立一次方程式を解くことにより, 境界 $S_{0,\text{ve}}$ 上の音圧 $p(\mathbf{r}_{S_0})$ と粒子速度 $u(\mathbf{r}_{S_0})$ が求められる。

7.2 境界要素法による斜入射吸音率の推定

本節では、吸音面の境界条件に局所作用を仮定しノーマル比音響アドミッタンス比を与える一般的な境界要素法と、グラスウール内部も解析対象とする領域結合型境界要素法によって得られる斜入射吸音率について考える。解析の対象とするグラスウールの厚さは50mmで、背後空気層の高さは100mmと300mmである。

7.2.1 境界要素法における手法の違い

高さ100mmの背後空気層付の厚さ50mmのグラスウールの斜入射吸音率として、Fig.7.7に一般的な境界要素法(BEM)を用いて得たもの、Fig.7.8に領域結合型境界要素法(DC-BEM)を用いたものを示す。また、背後空気層の高さが300mmのものに対しては、Fig.7.9に一般的な境界要素法(BEM)を用いて得たもの、Fig.7.10に領域結合型境界要素法(DC-BEM)を用いたものを示す。

これらを見ると、これまで扱ったモデルと同様に $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ では入射角による斜入射吸音率の違いはほとんど見られないが、 $\theta = 45^\circ$ 以上の入射角ではそれが深くなるにつれて斜入射吸音率の値が大きくなり、Fig.7.9においては $\theta = 75^\circ$ で6.5にも達しようとしている。この入射角が深くなるにつれ加速度的に斜入射吸音率の値が大きくなる現象は、取り扱っている吸音構造体の吸音面積が有限であるために、入射角 θ が深くなると、点音源から見た吸音面積が $\cos\theta$ にしたがって小さくなるために入射パワーが減少するためであると考えられる。また吸音パワーが入射パワーよりも大きくなるということは、吸音構造体が存在することによって生じる面積効果等の影響が吸音パワーに含まれると考えられる。

BEMによる斜入射吸音率であるFig.7.7, Fig.7.9とDC-BEMによるFig.7.8, Fig.7.10を比較すると、背後空気層の高さが300mmの場合において $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ での振る舞いがBEMとDC-BEMで異なることが分かる。

特に、DC-BEMで得られるFig.7.8では315Hz付近、Fig.7.10では160Hz付近にディップが生じているが、このような傾向はBEMによるFig.7.7, Fig.7.9には見られない。背後空気層内での音波の伝搬は、斜入射の場合Fig.7.6のように入射角 θ とほぼ同じ方向へ伝搬するため、剛壁からグラスウール下端までの音波の伝搬距離を D とするとその垂直方向成分は $D \cos\theta$ となる。ゆえに、背後空気層内の音場が入射波と反射波による干渉場である場合は、波長を λ とすると $D \cos\theta \leq \lambda/2 \leq D \cos\theta + d$ の関係を満たすときに最も吸音効率が悪くなり、その周波数付近で斜

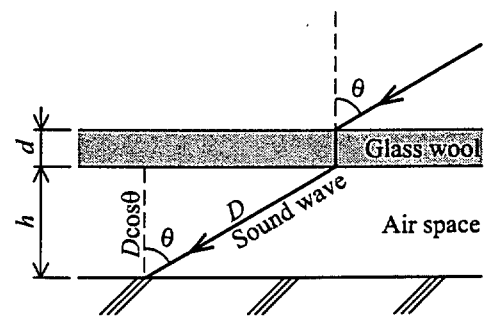


Fig. 7.6: The propagation in the air space

入射吸音率にディップが生じる。事実、背後空気層の高さが100mmのときは315Hz付近、300mmのときは150Hz付近でそれぞれ上記の関係を満たす。ところが、グラスウール表面上において局所作用を仮定すると、Fig.7.6で示す背後空気層での屈折が反映されないことになり、これがBEMとDC-BEMによる斜入射吸音率の違いとなって現れる原因であると考えられる。したがって、ここでは背後空気層付のグラスウールの斜入射吸音率を推定する場合に、局所作用を仮定すると実際の物理現象を正しくモデル化しない可能性を示唆できる。

次に、境界要素法の両手法が面積効果をどのように捉えるのか、また両手法の違いをより詳細に観察するため、無限大吸音面に対する斜入射吸音率と数値計算結果を併記して示す。Fig.7.11に背後空気層の高さが100mmのもの、Fig.7.12に300mmのものをそれぞれ各入射角($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$)ごとに示す。なお、無限大吸音面に対する斜入射吸音率 α_θ は、その吸音面上において局所作用を仮定し、ノーマル比音響インピーダンス Z_0 を(7.6)式より求め、(4.13)に代入することによって求めた。ここで、背後空気層を伴った薄いグラスウールの斜入射吸音率を求める際に、局所作用を仮定することの危険性を先に述べたが、無限大吸音面に対する有限吸音面積の面積効果の観察に関して、全体的な傾向を見るだけであれば大きな問題はないと判断した。

Fig.7.11, Fig.7.12のどちらにおいても、有限な吸音面積を扱うBEMおよびDC-BEMによる斜入射吸音率と無限大吸音面に対するそれは、入射角によらず異なる傾向を示している。これは、Fig.7.1に示すとおり、本章で扱う解析モデルは反射面から吸音面が150mmまたは350mm立ち上がっており、この凸構造が無限大吸音面と形が違うところである。解析モデルの形状の不連続部で散乱や回折現象が生じると予想され、これが無限大吸音面における斜入射吸音率と異なる傾向を示す原因の一つであると考えられる。また、この現象の中には構造上の不連続性による回折のみならず、面積効果に起因するものもあると思われ、境界要素法による解析の有効性の一端がここで示されるといえよう。また、BEMとDC-BEMによる斜入射吸音率は、背後空気層の高さ $h = 100\text{mm}$ の場合では、 $\theta = 45^\circ$ 以上の800, 1kHz付近と、先ほど指摘した $\theta = 75^\circ$ における315Hz付近の違いを除いてほぼ一致した値を示している。これに対して、 $h = 300\text{mm}$ においては全ての入射角で異なる値を示しており、この傾向は入射角が深くなるにつれ著しくなっている。したがって、Fig.7.6において考察したように、背後空気層内での音波の伝搬に関してはその屈折を考慮する必要があると思われ、この影響は高さ h が大きくなるにつれて強くなると考えられる。この影響は非常に重要であるといえ、Fig.7.12の $\theta = 75^\circ$ では160Hzおよび200Hzで最大3程度の差となって現れている。ゆえに、背後空気層付のグラスウールに対する斜入射吸音率の推定を行う場合には、局所作用の仮定は妥当性を欠くため、DC-BEMによる手法を用いるべきである。

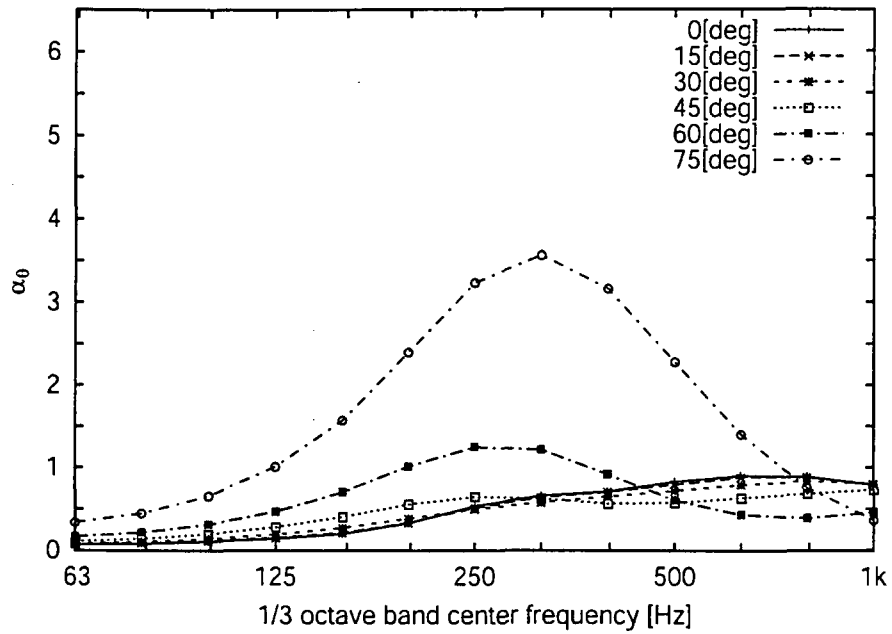


Fig. 7.7: Oblique incident absorption coefficient calculated by BEM for glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 100mm)

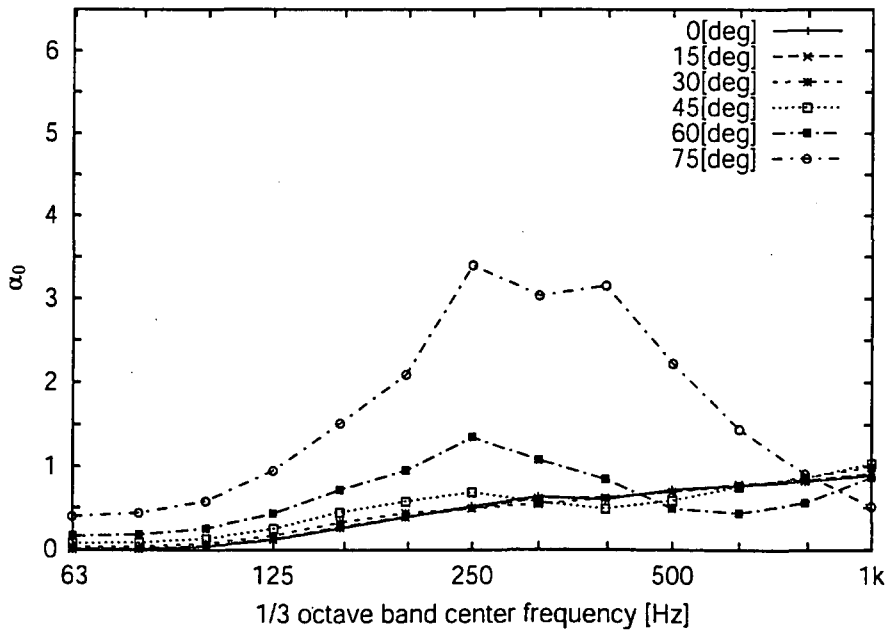


Fig. 7.8: Oblique incident absorption coefficient calculated by DC-BEM for glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 100mm)

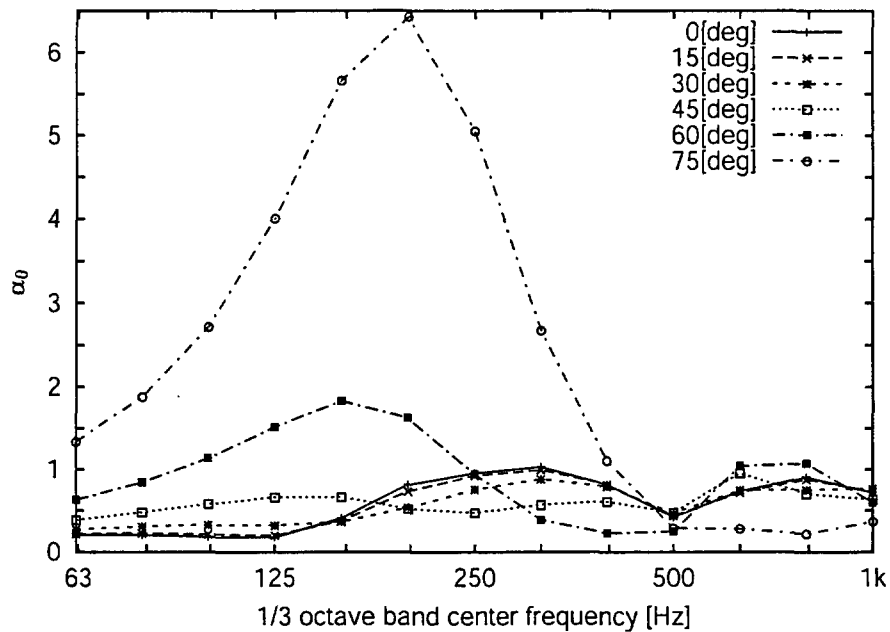


Fig. 7.9: Oblique incident absorption coefficient calculated by BEM for glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 300mm)

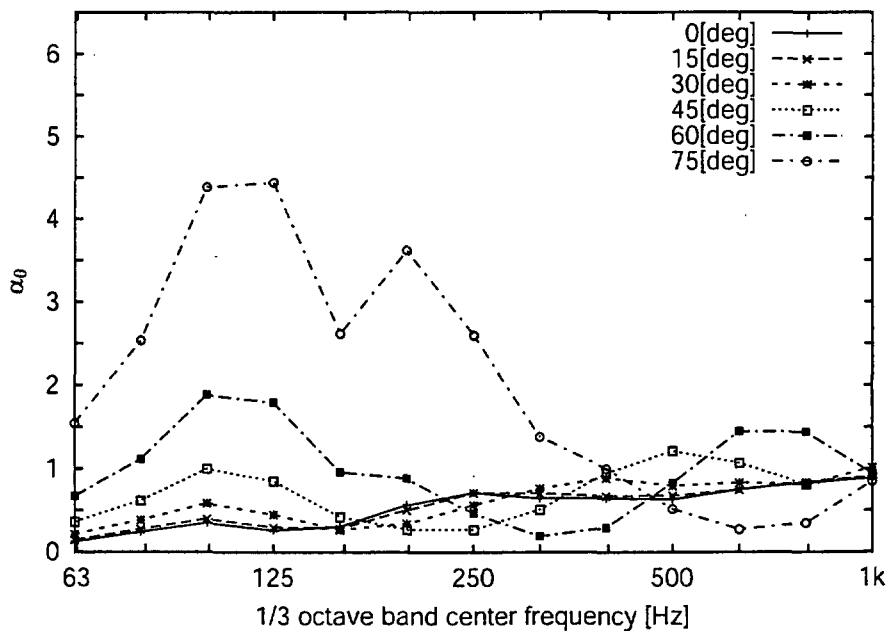


Fig. 7.10: Oblique incident absorption coefficient calculated by DC-BEM for glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 300mm)

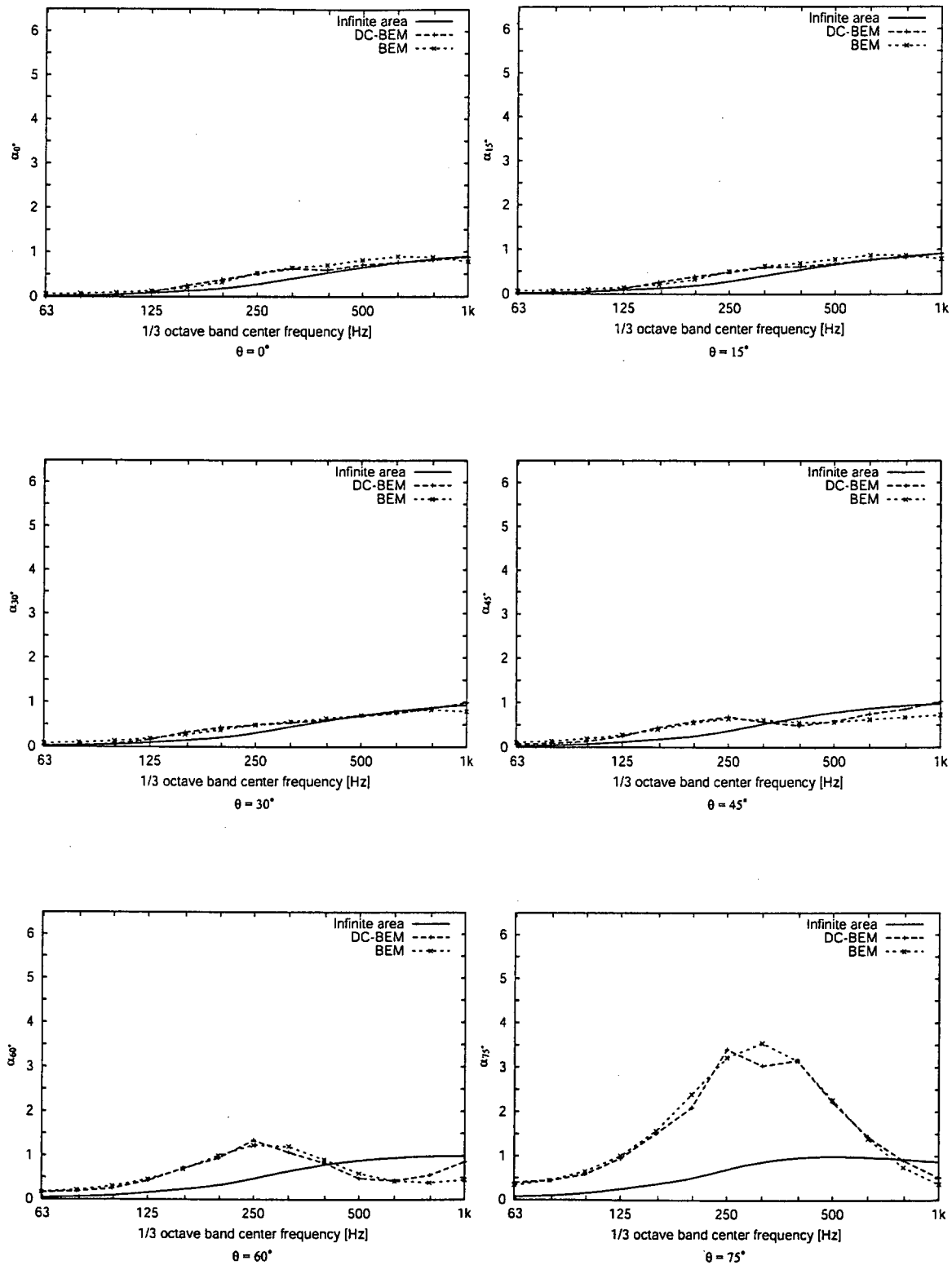


Fig. 7.11: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) for infinite area and calculated by BEM and DC-BEM for glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 100mm)

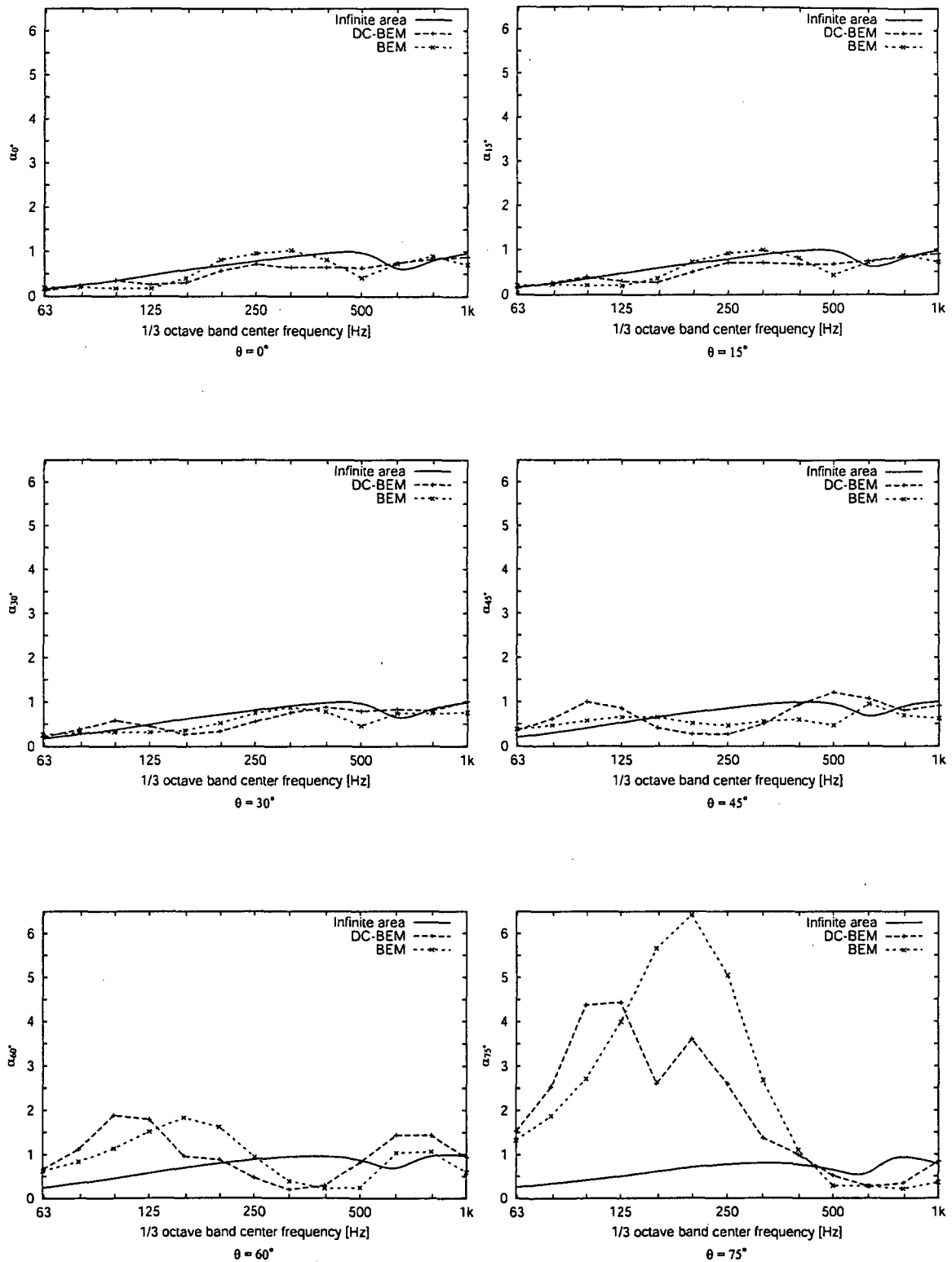


Fig. 7.12: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) for infinite area and calculated by BEM and DC-BEM for glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 300mm)

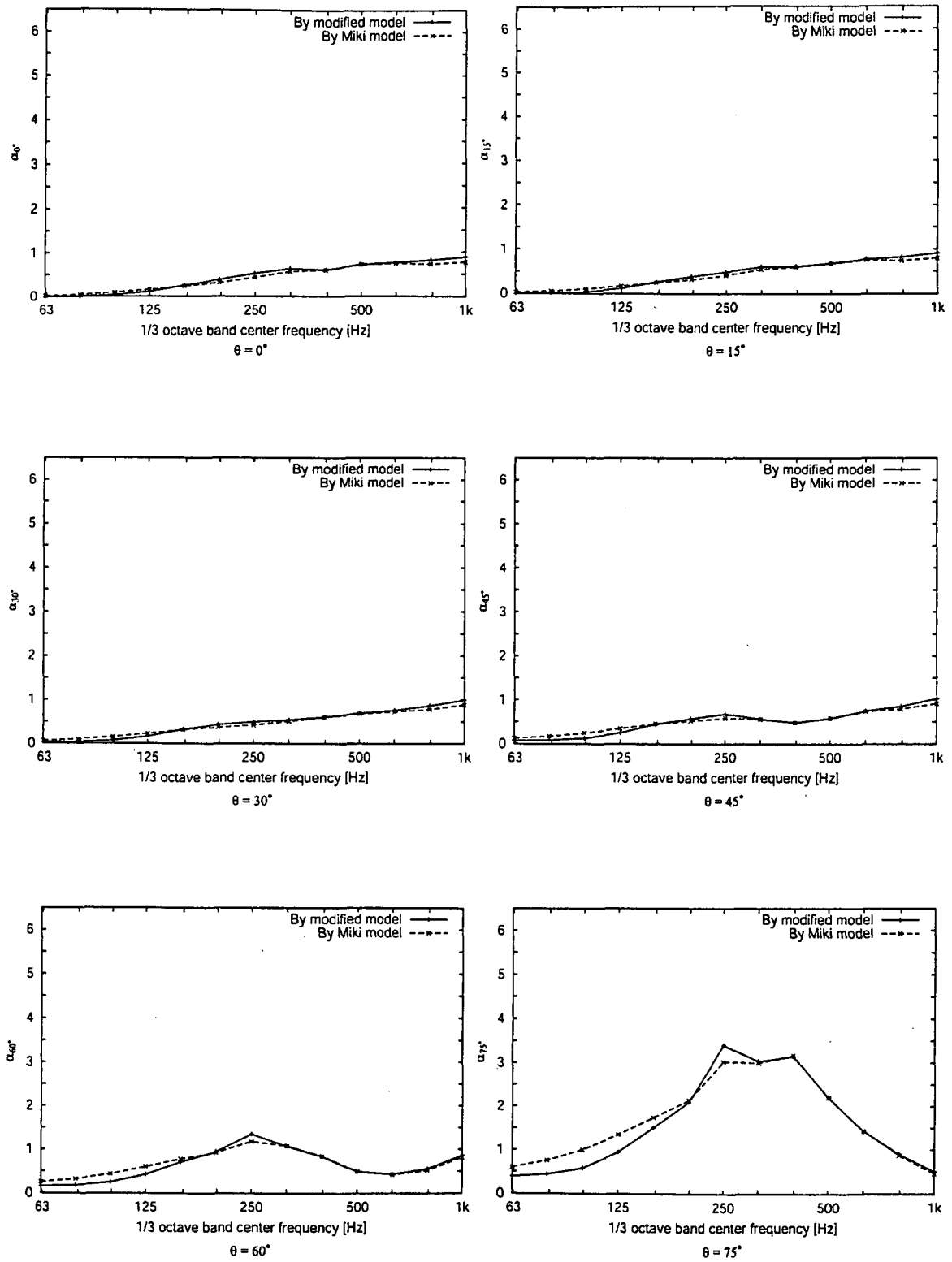


Fig. 7.13: Comparison of the acoustic properties of glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 100mm) for oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$)

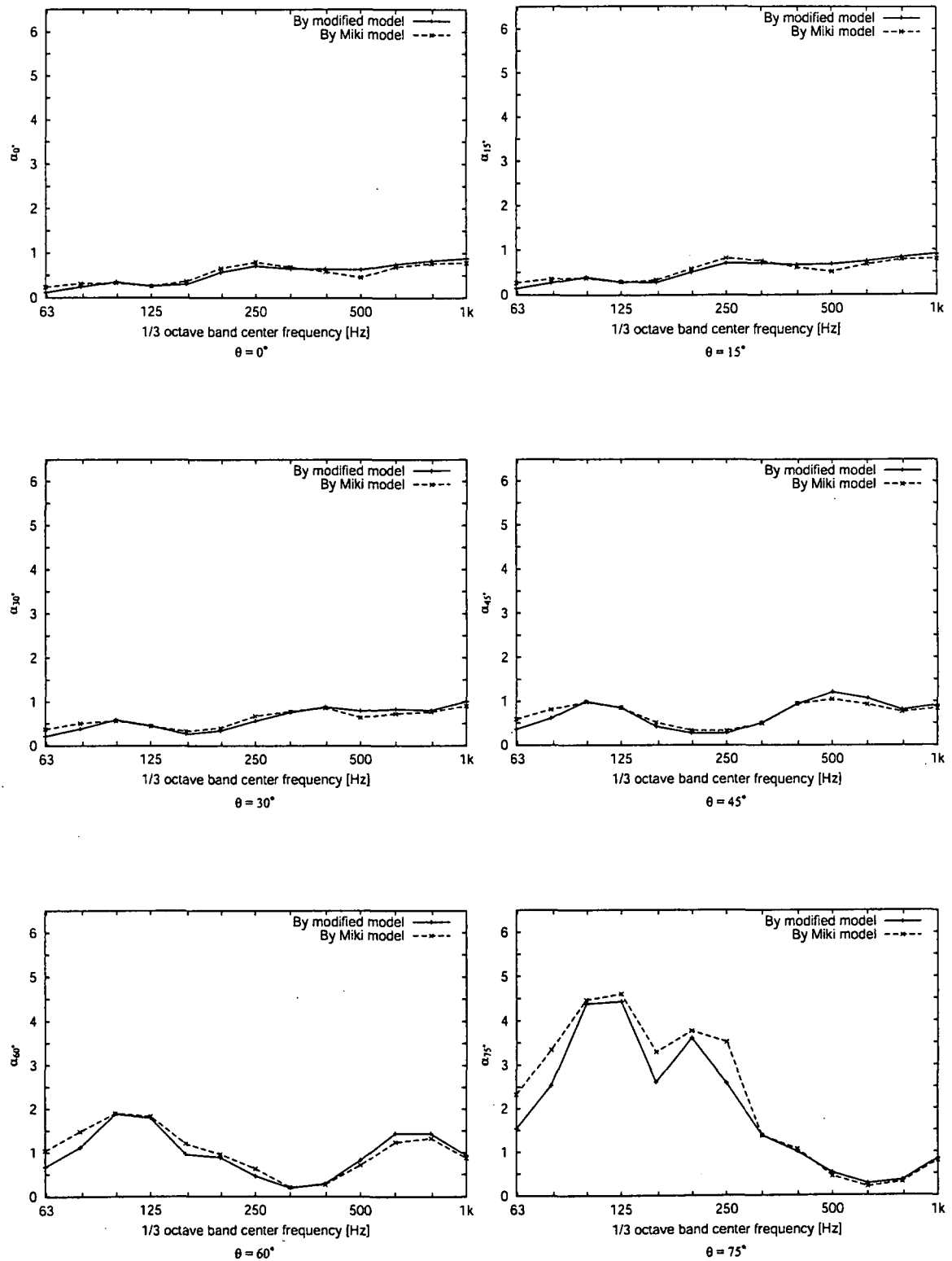


Fig. 7.14: Comparison of the acoustic properties of glass wool (the thickness: 50mm) with air space (the height: 300mm) for oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$)

7.2.2 グラスウールの音響特性モデルによる違い

6.2.2 節に続いて本節においてもグラスウールの音響特性モデルが斜入射吸音率に及ぼす影響を、修正モデルと Miki のモデルの比較によって観察する。また、本節でも領域結合型境界要素法によって計算を行う。

高さ 100mm の背後空気層付きの厚さ 50mm のグラスウールの斜入射吸音率として、Fig.7.13 に修正モデルによる値と Miki のモデルによる値を併記してそれぞれの入射角ごとに示す。また、Fig.7.14 には背後空気層の高さ 300mm のそれを示す。両図ともそれぞれ入射角 ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) ごとに示している。

背後空気層の高さ h が 100mm と 300mm の場合どちらにおいても、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ では、斜入射吸音率がほぼ同じ値を示しており、特に $h = 100\text{mm}$ ではよく一致している。また、 $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ になると 315Hz 以下で異なる値となるが、周波数特性全体の傾向は整合性を見せているといえる。これらの結果を 6.2.2 節と比較すると、明らかに本節の両モデル間の差の方が小さい。これは、グラスウールの厚さが 50mm と薄く、グラスウールを透過する音波への影響が弱いからであると考えられる。したがって、グラスウールを特徴付ける音響特性モデルは、グラスウールが厚いほど斜入射吸音率へ及ぼす影響が大きいと考えられ、その決定には注意が必要である。

7.3 統計入射吸音率と残響室法吸音率

7.3.1 残響室法吸音率の測定方法と試料

残響室法吸音率の測定は 4.3.1 節と同様にして行った。

グラスウール背後の空気層は、Fig.7.15 に示すように、厚さ 3mm のアクリル板で厚さ 20mm のパーティクルボードを挟むサンドイッチ構造の側板で囲った。この側板の上端もアクリル板でパーティクルボードを隠し、側板全体として音響的に剛である状態にできるだけ近づくようにした。グラスウールは、Fig.7.15 に示すように、側板に取り付けた L 字金物によって浮かせ、側板の天端とグラスウール表面が一致するようにした。また、この試料の寸法はグラスウール面が $1\text{m} \times 1\text{m}$ で、設置位置は Fig.4.13 と同じである。ただし、本節で取り扱う吸音体は床面からの高さ h が 150mm と 350mm であり、残響室壁面と吸音体側面が平行になる場合に何らかの定在波が生じる恐れがあるため、残響室壁面と吸音体側面がおおよそ 30° くらいの角度をなすように吸音体を設置した。なお、Fig.7.15 は背後空気層内部を見ることができるようグラスウールをカットしたものであり、実際は上部全面をグラスウールが覆っている。

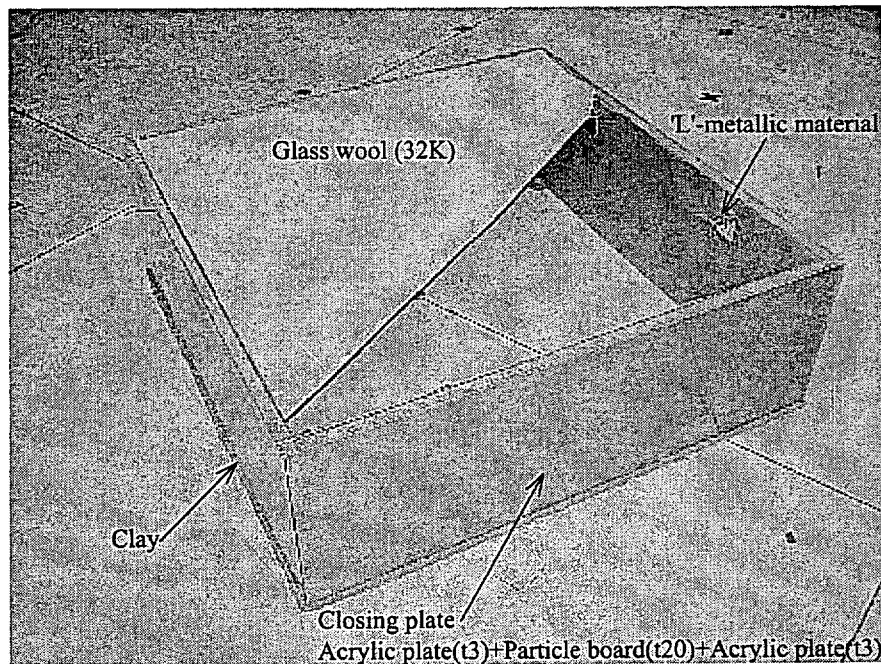


Fig. 7.15: A glass wool patch (density: 32kg/m^3) with air space on the floor (this picture shows cut glass wool specimen).

7.3.2 統計入射吸音率と残響室法吸音率の比較

Fig.7.16 に厚さ 50mm で高さ $h = 100\text{mm}$ の背後空気層を伴ったグラスウールに対する一般的な境界要素法 (BEM) と領域結合型境界要素法 (DC-BEM) による統計入射吸音率および残響室法吸音率を併記して示す。Fig.7.17 には、 $h = 300\text{mm}$ の場合のものを示す。

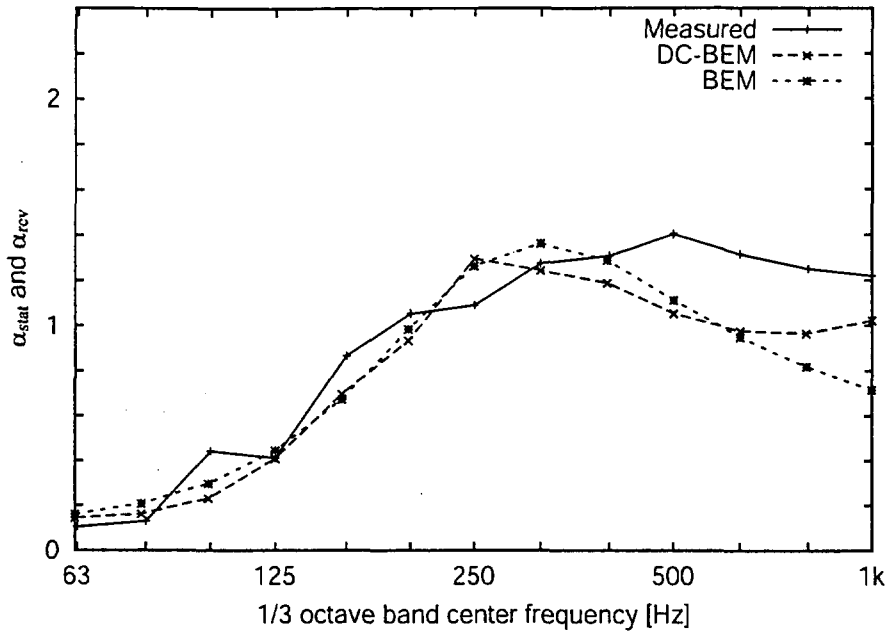


Fig. 7.16: Comparison of statistical incident absorption coefficient calculated by BEM and DC-BEM and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 glass wool patches (the thickness: 50mm) with air space (the height: 100mm)

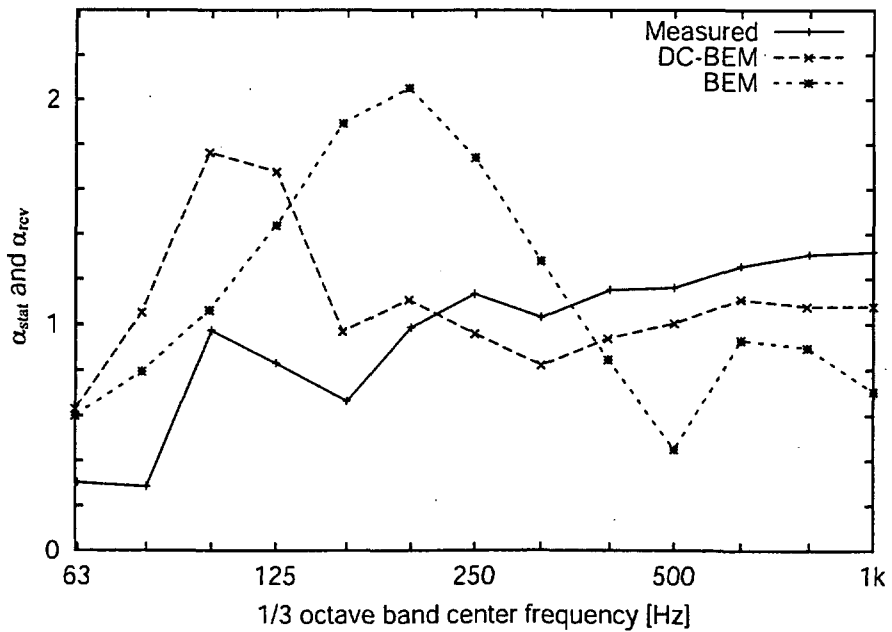


Fig. 7.17: Comparison of statistical incident absorption coefficient calculated by BEM and DC-BEM and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 glass wool patches (the thickness: 50mm) with air space (the height: 300mm)

背後空気層の高さが100mmの場合では、BEMとDC-BEMそれぞれによる統計入射吸音率は、低域から630Hzまでは若干の差異があるもののほぼ同じ値を示しているが、630Hz以上でBEMの方が低くなっている。これまで述べてきたように、統計入射吸音率は斜入射吸音率の入射角に対する角度平均であると考え、Fig.7.11で見ると、 $\theta = 75^\circ$ における315Hzの斜入射吸音率の差、および $\theta = 45^\circ, 60^\circ$ における800, 1kHzの差が、角度平均としての統計入射吸音率に反映されたものと捉えられる。また、7.2.1節で述べたように、局所作用を仮定するBEMは実際の物理現象を正しくモデル化しない可能性があるが、グラスウールの厚さが50mmで背後空気層の高さも100mmである場合では、局所作用を仮定することが、DC-BEMによる統計入射吸音率の値との間に大きな差を生じさせるものではないと考えられる。ところが、背後空気層の高さが300mmの場合では、両者の値は大きく乖離しており、統計入射吸音率のピーク周波数もDC-BEMでは100HzであるものがBEMでは200Hzとなってしまう。このピーク周波数のずれは、Fig.7.12における $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ での斜入射吸音率のピーク周波数のずれに起因すると考えられる。Fig.7.6によって考察したように、局所作用を仮定すると、どの入射角に対しても背後空気層内の音波の伝搬まで垂直方向のみと制限してしまう。これが斜入射吸音率のピーク周波数をずらし、原因と考えられることから、その吸音構造体の吸音性能予測に甚大な影響を及ぼすといえる。ゆえに、この影響が斜入射吸音率の角度平均である統計入射吸音率に反映し、Fig.7.17で示すような値の差として現れるといえる。

一方、残響室法吸音率と比較すると、背後空気層の高さ $h = 100\text{mm}$ の場合では400Hz付近までの低域では概ね良好な一致を見ることができ、しかし、400Hz以上では境界要素法の両手法による計算値は、どちらも残響室法吸音率よりも小さな値となっている。 $h = 300\text{mm}$ では、200Hz以下でDC-BEMによる統計入射吸音率の方が大きな値を示し、250Hz以上でその関係が逆転している。このときの統計入射吸音率のピーク周波数は100Hz付近であり、残響室法吸音率にもそれに匹敵するような傾向を見ることができ、その値の差は0.8程度という非常に大きなものになっている。このような境界要素法による統計入射吸音率が残響室法吸音率と一致しない原因として、6.3.2節ではグラスウールの音響特性モデルの妥当性の欠如とグラスウールへの入射条件について考えた。本章で取り扱っている背後空気層付のグラスウールの場合では、7.2.2節で考察から、比較的薄いグラスウールのときは、それを透過する音波への影響は小さいと考えられるため、ここではグラスウールへの入射条件の不一致が主たる原因ではないかと予想できる。すなわち、実測に用いた残響室における残響時間の残響曲線が、おおよそ200Hz以下で安定した直線とならなかったため、残響室内の拡散性が低域では悪いと考えられ、理想的な統計入射を前提としている数値計算と入射条件に関して整合しないと思われる。

そこで、ここでもグラスウールの音響特性モデルと入射条件が統計入射吸音率へ与える影響について観察する。

7.3.3 グラスウールの音響特性が統計入射吸音率へ与える影響

本節ではグラスウールの音響特性，すなわち数値解析においてグラスウール内部の計算に加味する伝搬定数と特性インピーダンスが，統計入射吸音率に与える影響について観察する。音響特性モデルとして斜入射吸音率と同様に Miki のモデルと比較する。Fig.7.18 に背後空気層の高さが 100mm のもの，Fig.7.19 には高さ 300mm のグラスウールの統計入射吸音率と残響室法吸音率を示す。なお，この計算も斜入射吸音率と同様に領域結合型境界要素法によって行った。

斜入射吸音率の観察から，統計入射吸音率においてもグラスウールの音響特性モデルの違いは，グラスウールが薄いために大きな差となって現れないことが予想されたが，グラスウール自体が厚い 6.3.3 節と比較するとやはりその差は小さいといえる。また，その差もそれぞれの場合の斜入射吸音率から推測できるものであると考えられる。したがって，前節の統計入射吸音率と残響室法吸音率の差を生ぜしめる主たる原因は，グラスウールへの入射条件にあると考えられる。

7.3.4 音場入射を仮定した場合の吸音率

本節では，6.3.4 節と同様に，入射条件の一例として音場入射 [74] を仮定した場合の吸音率を求め，統計入射吸音率と残響室法吸音率との比較を試みる。なお，ここでも音場入射を仮定した場合の吸音率を音場入射吸音率 α_{field} と呼び，数値解析に修正モデルを適用した領域結合型境界要素法によって行う。

この結果を見ると，6.3.4 節と同様に，音場入射吸音率は統計入射吸音率を全ての周波数にわたって下まわり，統計入射吸音率と残響室法吸音率の不一致に対する根本的な解決には至っていない。特に，背後空気層の高さが 100mm の場合では 63, 80Hz を除く全ての周波数で，音場入射吸音率は残響室法吸音率よりも低い値を示している。また高さ 300mm では，160Hz 以下で残響室法吸音率を統計入射吸音率が大きく上回る傾向は緩和されたものの，統計入射吸音率が周波数全体にわたって小さくなったため，200Hz 以上では残響室法吸音率との差が広がっている。よって，ここでも深い入射角ほど大きい斜入射吸音率の影響を一律に削除した結果であると思われる。入射条件には周波数依存性があると考えられる。ゆえに，数値計算による残響室法吸音率の予測を行う場合において，残響室内におけるグラスウールへの入射条件の把握と，半自由空間での点音源による入射条件の模擬の必要性を指摘できる。

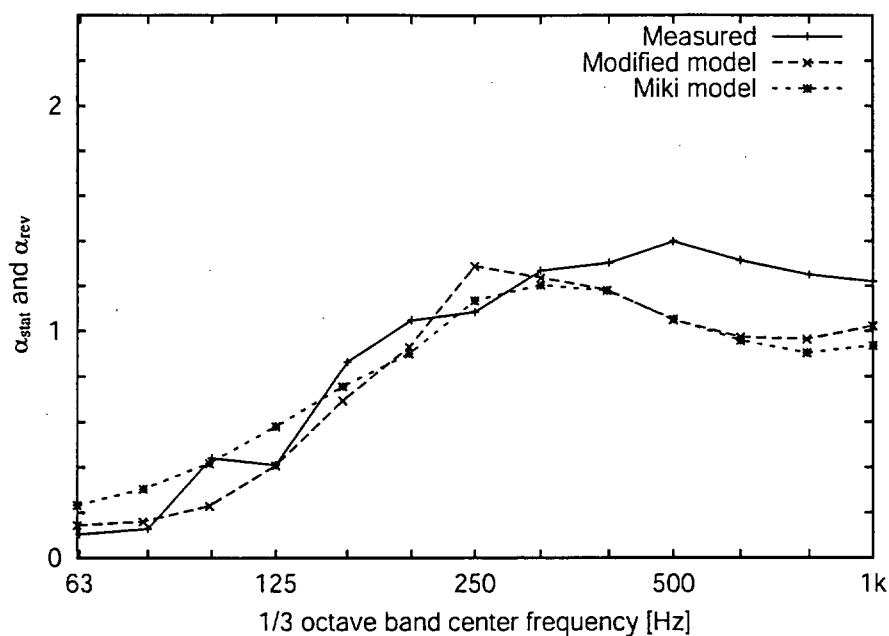


Fig. 7.18: Comparison of the acoustic properties of glass wool for statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 50mm, the height of air space: 100mm)

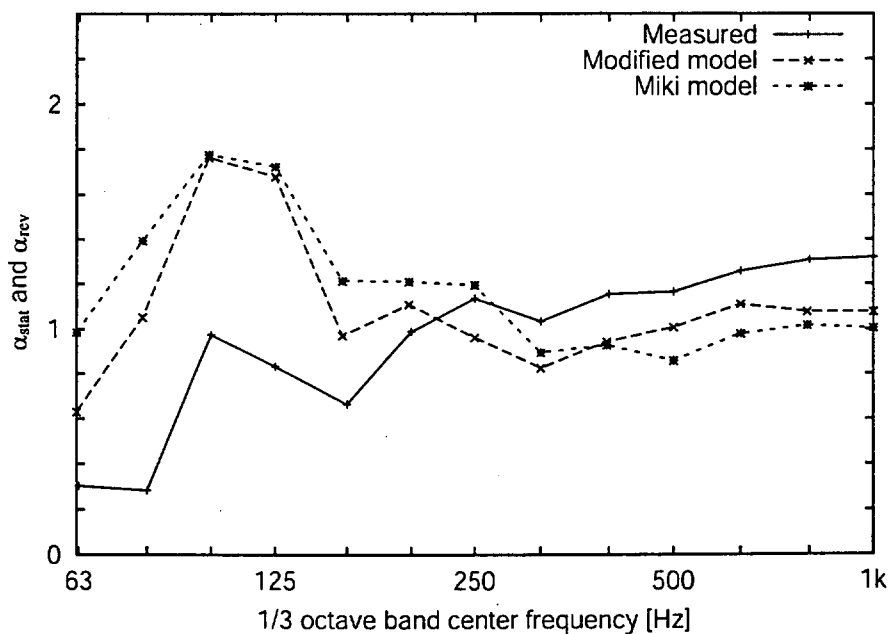


Fig. 7.19: Comparison of the acoustic properties of glass wool for statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 50mm, the height of air space: 300mm)

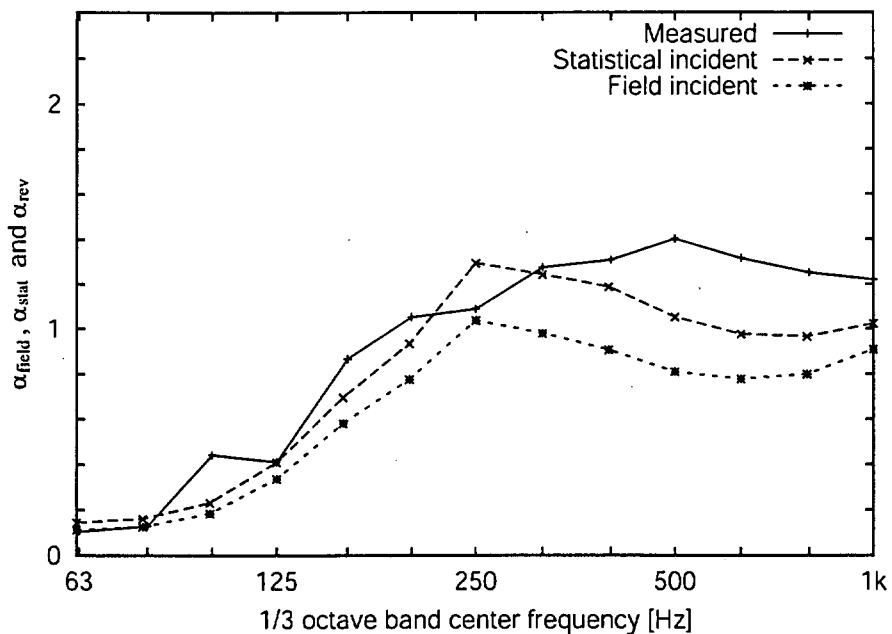


Fig. 7.20: Comparison of incident conditions for glass wool as statistical incident and field incident absorption coefficient, and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 50mm, the height of air space: 100mm)

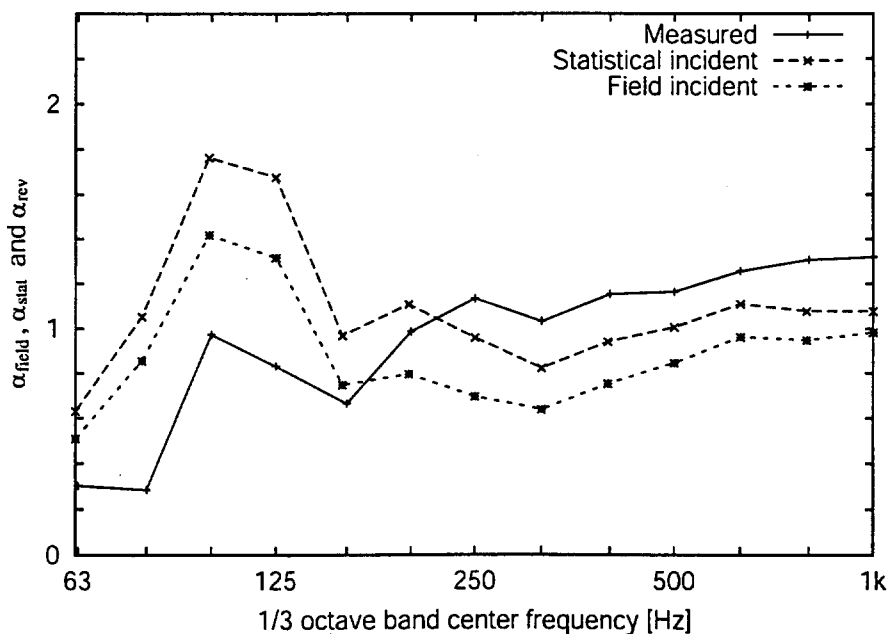


Fig. 7.21: Comparison of incident conditions for glass wool as statistical incident and field incident absorption coefficient, and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 50mm, the height of air space: 300mm)

7.4 まとめ

本章では、半自由空間の反射面に、高さ 100mm と 300mm の背後空気層を伴った寸法 1m × 1m で厚さ 50mm のグラスウールの吸音特性を、境界要素法および領域結合型境界要素法によって予測することを試みた。

まず、外部領域のみを考えた場合に生じる内部 Dirichlet 問題の固有周波数近傍における解の非一意性の問題を回避するため、領域結合型境界要素法において、背後空気層内部領域と同一に扱う解析モデルについて提案し定式化を行った。

次に吸音面積が有限である場合の斜入射吸音率を境界要素法と領域結合型境界要素法によって推定することを試みた。この結果、背後空気層の高さが比較的低い 100mm の場合では、吸音面において局所作用を仮定する境界要素法と領域結合型境界要素法による値に大きな差は見られなかったが、300mm の場合では斜入射吸音率のピーク周波数がずれ、さらにその値は大きく乖離する結果となった。このことから、本章で扱うような背後空気層を伴う吸音構造の場合、特にその高さが高い場合には局所作用を仮定することは不適當であり、領域結合型境界要素法を用いる必要性を確認した。また、同じ斜入射吸音率の推定に関して、グラスウールの音響特性モデルの修正モデルに加えて、Miki のモデルを用いた数値解析も行った。その結果、グラスウールが薄く、それを透過する音波への影響も小さいと考えられるため、音響特性モデルの違いが斜入射吸音率の値へ与える影響は小さいことが明らかとなった。

次に、境界要素法の両手法による統計入射吸音率と残響室法吸音率の比較を行った。その結果、局所作用を仮定する境界要素法で得られた統計入射吸音率は、残響室法吸音率と異なる振る舞いをする事が示された。これは、背後空気層の高さが 300mm のときに顕著であった。したがって、ここでも局所作用を仮定することの危険性が認められ、領域結合型境界要素法による解析の必要性を再確認した。しかし、この領域結合型境界要素法による統計入射吸音率と残響室法吸音率は整合性を示さないという結果であったため、グラスウールの音響特性モデルに関して修正モデルと Miki によるモデルで比較した。これによると、斜入射吸音率と同様に音響特性モデルによる統計入射吸音率の差は小さいものであり、これはグラスウールが比較的薄いためであると考えられる。ゆえに、統計入射吸音率と残響室法吸音率の不一致はグラスウールへの入射条件に原因があると考え、その一例として音場入射を仮定し比較を行った。その結果、音場入射は入射角 78° 以降の影響を一律に排除するものであるため、統計入射吸音率が周波数全体にわたって下がる傾向を示し、残響室法吸音率との根本的な整合を見るには至らなかった。

以上の検討から、背後空気層の高さが高い、すなわち低域の吸音性能が高い場合に、理想的な統計入射を前提とした領域結合型境界要素法による統計入射吸音率は、実測に用いた残響室における残響室法吸音率を表すものではないことが明らかとなった。残響室法吸音率を数値解析によって予測することを考えるならば、入射条件として統計入射を仮定するのではなく、残響室内における入射条件を把握し、その入射条件を数値解析に反映させなければならないといえる。