

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6章 剛壁密着状態の厚い多孔質材料

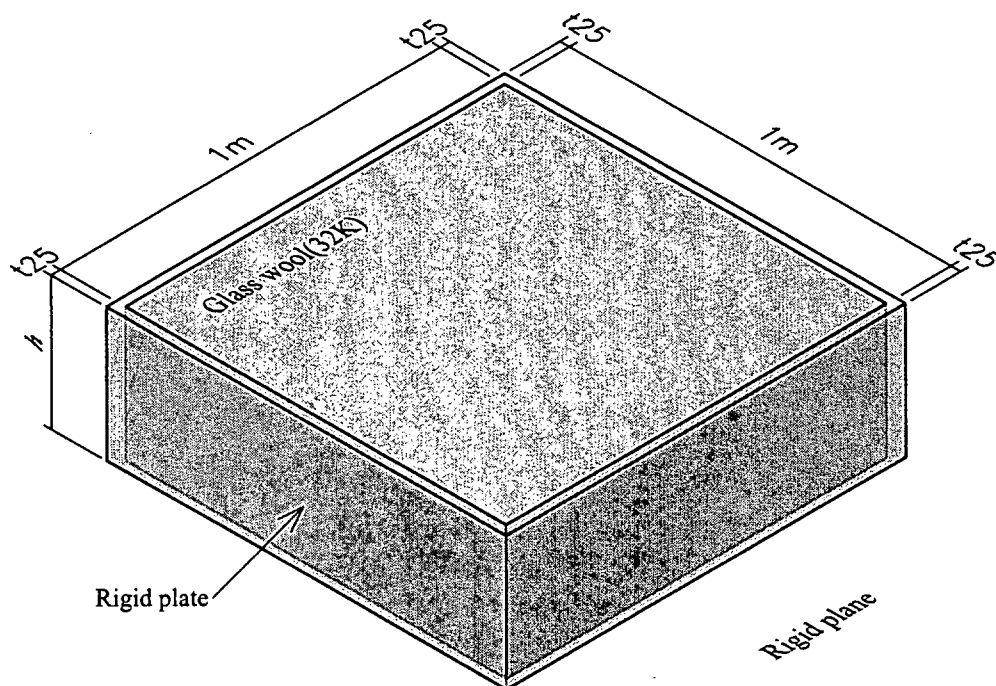


Fig. 6.1: The analysis model in this chapter

本章では、Fig.6.1のように寸法 $1\text{m} \times 1\text{m}$ で厚さ $h[\text{m}]$ のグラスウール（密度 $32\text{kg}/\text{m}^3$ ）が、半自由空間の剛壁に密着して設置されている状態について取り扱う。本モデルは、グラスウールの四周は厚さ 25mm の剛板で囲われているものとする。この吸音構造に対して、6.1節でグラスウール表面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によるそれぞれの解析モデルの設定および定式化を行う。その際、境界要素解析の対象とする吸音構造体である散乱体の断面積が、比較的大きいときに生じる解の非一意性について考察し、その回避方法についても述べる。次に6.2節では、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が斜入射吸音率に与える影響を観察する。6.3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、グラスウールの音響特性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。

6.1 解析モデル

Fig.6.1 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。

ただし、本章で取り扱うような断面積が比較的大きな散乱体を境界要素法によって解析すると、解が一意に定まらない固有周波数が存在することが知られている。そこで、この解析に障害を与える問題について議論した後、その回避方法を含んだ定式化についてそれぞれ述べる。

6.1.1 解が一意に定まらない固有周波数の存在

境界要素法を用いた開空間における音場解析を行った場合、解析対象となる音場に含まれる散乱体の断面積が比較的大きい場合、内部 Dirichlet 問題の固有周波数が多数存在し、その周波数では (2.32) 式における係数行列 $[H]$ が階数不足を生じ、解を一意に求めることができなくなる [71-73]。この現象は、直感的に説明すると次のように捉えることができる。Helmholtz-Huygens 積分方程式の散乱体からの寄与を表現する積分項においては、その計算が外部領域に対するものか内部領域に対するものか判別する情報がないまま計算せねばならない。すなわち、開空間の外部領域を解析対象としているにもかかわらず、内部領域の固有周波数近傍の影響を外部領域にまで与えてしまうことになる。また数学的には、係数行列 $[H]$ は逆行列が存在しない非正則行列となり、(2.32) 式が一意に解けなくなるということである。この内部 Dirichlet 問題の固有周波数は、散乱体内部の固有モードに一致する [71, 73] ため、直方体の場合、ある一辺でも非常に短く全体の形が扁平である場合には、固有モードは高い周波数から生じ始めることが容易に予想される。特に、直方体のときにはその固有モードは (1, 1, 1) モードから発生することが経験的に知られている [73]。このため、第4章や第5章で取り扱ったような薄いグラスウールのときは、解の非一意性を意識する必要がなかったわけである。

この境界要素法における解の非一意性の問題は以前から指摘されていることであり、固有周波数近傍での解の改善方法も CHIEF (Combined Helmholtz Integral Equation Formulation) と Burton and Miller method が提案されている。

CHIEF は外部散乱問題に対する Helmholtz-Huygens 積分方程式に散乱体内部における Helmholtz-Huygens 積分方程式を併用する方法で、境界要素法を適用した場合、内点と呼ばれる、内部領域において音圧が0と予め決められた受音点を設定することで方程式の数を増やし、連立一次方程式を優決定問題にするものである。JuhlはこのCHIEFを用いた検討を行っているが、必要な内点の数や最適な内点の配置に関しては成果を得ていない [70]。これに対して、松本は地面上に立つ工場建屋を散乱体とした場合に関して検討行っており、経験的に内点の最適な配置について述べている [72]。

一方、Burton と Miller が提案した手法である Burton and Miller method は、外部散乱問題に

対する Helmholtz-Huygens 積分方程式にその法線方向微分形を新たに線形結合して再定式化したものである [69]。この線形結合における法線方向微分形の係数に複素数を採用したときに、解が一意になることが証明されている。この方法では、法線方向微分形の二次の微分項を含む積分が高次の特異性を持つ難点があるが、様々な対処法が提案され、中でも Terai により提案された方法 [41] が最も広く利用されているようである。

これら二つの改善方法はそれぞれ実績のある方法だが、CHIEF は内点まで含めた連立一次方程式を解かねばならず膨大な計算量を必要とするし、必要な内点の数やその位置について試行錯誤的に発見せねばならない。また、Burton and Miller method は法線方向微分形に関して定式化しなければならず、その導入は非常に複雑であるという困難さも伴う。これに対して、石塚はより簡単に改善する方法について提案し、その対処法の正当性を示すことに成功している [73]。

さて、これまで述べてきた固有周波数近傍における解の非一意性に関する議論はほとんど全てが外部領域のみの単一領域に対するものだけであり、領域結合型境界要素法に対する回避方法等に関する記述は、現状では存在しない。そこで本論文においては、石塚により提案された方法を領域結合型境界要素法にも適用できるよう拡張して用いることとする。以下にその方法について説明する。

6.1.2 単一領域の境界要素法に対する解析モデル

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に密着して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.6.2 (a) のように自由空間内に多孔質材料の鏡像も考えた吸音体が浮いているモデルとなる。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、

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = & q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_0} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\ & - \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \end{aligned} \quad (6.1)$$

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。

$$\begin{aligned} q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|} \\ q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_S-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_S-\mathbf{r}|} \end{aligned} \quad (6.2)$$

ところが、このまま定式化したのでは 6.1.1 節で述べた散乱体内部 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。そこで、内部空間まで解析対象とし散乱体の

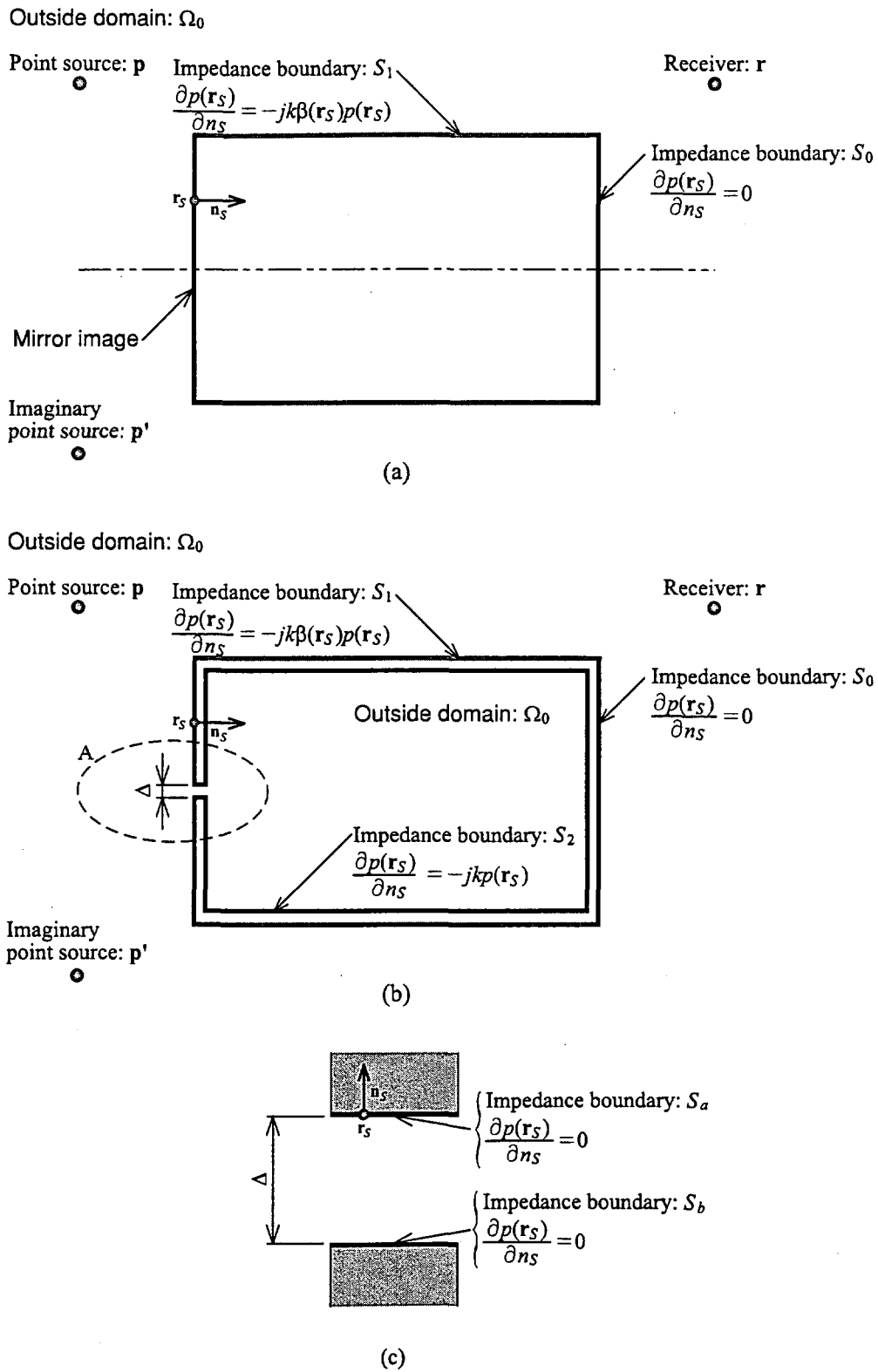


Fig. 6.2: The analysis model for boundary element method as one domain, (a) Original outside model, (b) Modified outside model, (c) A-section detail

容積を減少させることによって、問題の固有周波数が生じ始める範囲を高域にシフトさせる。このようにすれば、解析対象としている周波数範囲に固有周波数を生じさせないことが可能になる。そこで、本モデルにおいても Fig.6.2 (b) のように、散乱体である吸音体はある厚さを持った中空構造であるとし、ある部分 (Fig.6.2 (b) 中の A) に非常に小さな孔 Δ をあけ、外部と中空部はその孔 Δ を通じて一つの領域であると仮定する。このとき、その孔 Δ から中空部へ入った音波が再び外部へ放射することのないように、中空部の境界は全てインピーダンス境界 S_2 とし完全吸音であるとする。また、Fig.6.2 (c) のように、孔 Δ の部分は互いに平行であり、その境界はどちらもインピーダンス境界 S_a, S_b とし、剛であるとする。このように仮定したとき、 Ω_0 における Helmholtz-Huygens 積分方程式 (6.1) 式は次のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned}
c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &- \iint_{S_0} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\
&- \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\
&- \iint_{S_2} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\
&- \iint_{S_a, S_b} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \quad (6.3)
\end{aligned}$$

ここで、インピーダンス境界 S_a, S_b が互いに平行で、かつ剛であるならば、その境界上における単位法線ベクトルは S_a と S_b において反対向きとなるはずである。また、境界が剛であることから被積分関数の第2項は0である。したがって、その部分のみの積分は、孔 Δ を無限に小さくしていった場合に互いの境界部分の音圧 $p(\mathbf{r}_S)$ は等しい値に近づくから、

$$\begin{aligned}
&\lim_{\Delta \rightarrow 0} \iint_{S_a, S_b} p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} dS(\mathbf{r}_S) \\
&= \lim_{\Delta \rightarrow 0} \left\{ \iint_{S_a} p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} dS(\mathbf{r}_S) + \iint_{S_b} p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} dS(\mathbf{r}_S) \right\} \\
&= 0 \quad (6.4)
\end{aligned}$$

となる。ゆえに、孔 Δ の部分 S_a, S_b の積分は考える必要がなくなることから、(6.3) 式は、

$$\begin{aligned}
c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &- \iint_{S_0} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\
&- \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\
&- \iint_{S_2} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} - q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} \right\} dS(\mathbf{r}_S) \quad (6.5)
\end{aligned}$$

このことから、Fig.6.3 のように、外部と中空部は同じ外部領域 Ω_0 であるにもかかわらず完全に分離した状態でモデル化される。これは、中空部は閉じているためその領域の影響は互いにキャンセルされるという考察からも妥当であるといえる。

これ以降の定式化は、これまでと同様に進めることができる。

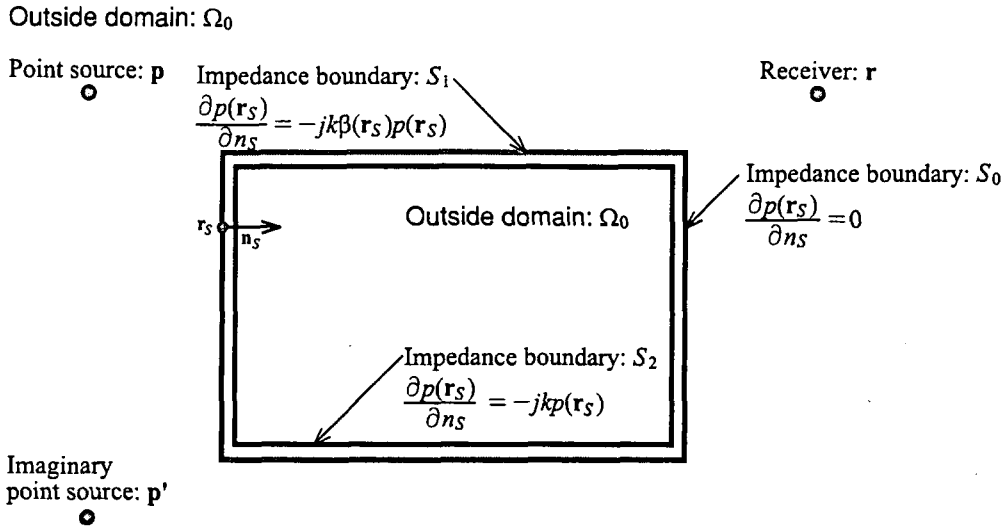


Fig. 6.3: The final analysis model for boundary element method as one domain

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、

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_S)}{\partial n_S} = \begin{cases} 0 & \text{for } \mathbf{r}_S \in S_0 \\ -jk\beta(\mathbf{r}_S)p(\mathbf{r}_S) & \text{for } \mathbf{r}_S \in S_1 \\ -jkp(\mathbf{r}_S) & \text{for } \mathbf{r}_S \in S_2 \end{cases} \quad (6.6)$$

ゆえに、(6.5) 式は、

$$\begin{aligned} c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &- \iint_{S_0} p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} dS(\mathbf{r}_S) \\ &- \iint_{S_1} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} + jk\beta(\mathbf{r}_S)p(\mathbf{r}_S)q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_S) \\ &- \iint_{S_2} \left\{ p(\mathbf{r}_S) \frac{\partial q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{\partial n_S} + jkp(\mathbf{r}_S)q(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_S) \end{aligned} \quad (6.7)$$

この (6.7) 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って境界 S_1 上の音圧 $p(\mathbf{r}_S)$ が求められる。なお、ノーマル比音響アドミッタンス比 $\beta(\mathbf{r}_S)$ は、3.2.2 節で定義した特性インピーダンス Z_p と伝搬定数 γ より、次式で与えられるノーマル比音響インピーダンス Z_0 から求められる [63]。

$$Z_0 = Z_p \coth(\gamma h) \quad (6.8)$$

ここに、 h は多孔質材料の厚さであり、これは Fig.6.1 で示す $h[\text{m}]$ と同一である。

6.1.3 領域結合型境界要素法に対する解析モデル

ここでは、領域結合型境界要素法を用いて Fig.6.1 で示される解析モデルに対する定式化を考える。この場合にも鏡像法を適用するが、Fig.6.4 のように外部領域を Ω_0 、内部領域を Ω_1 とする。

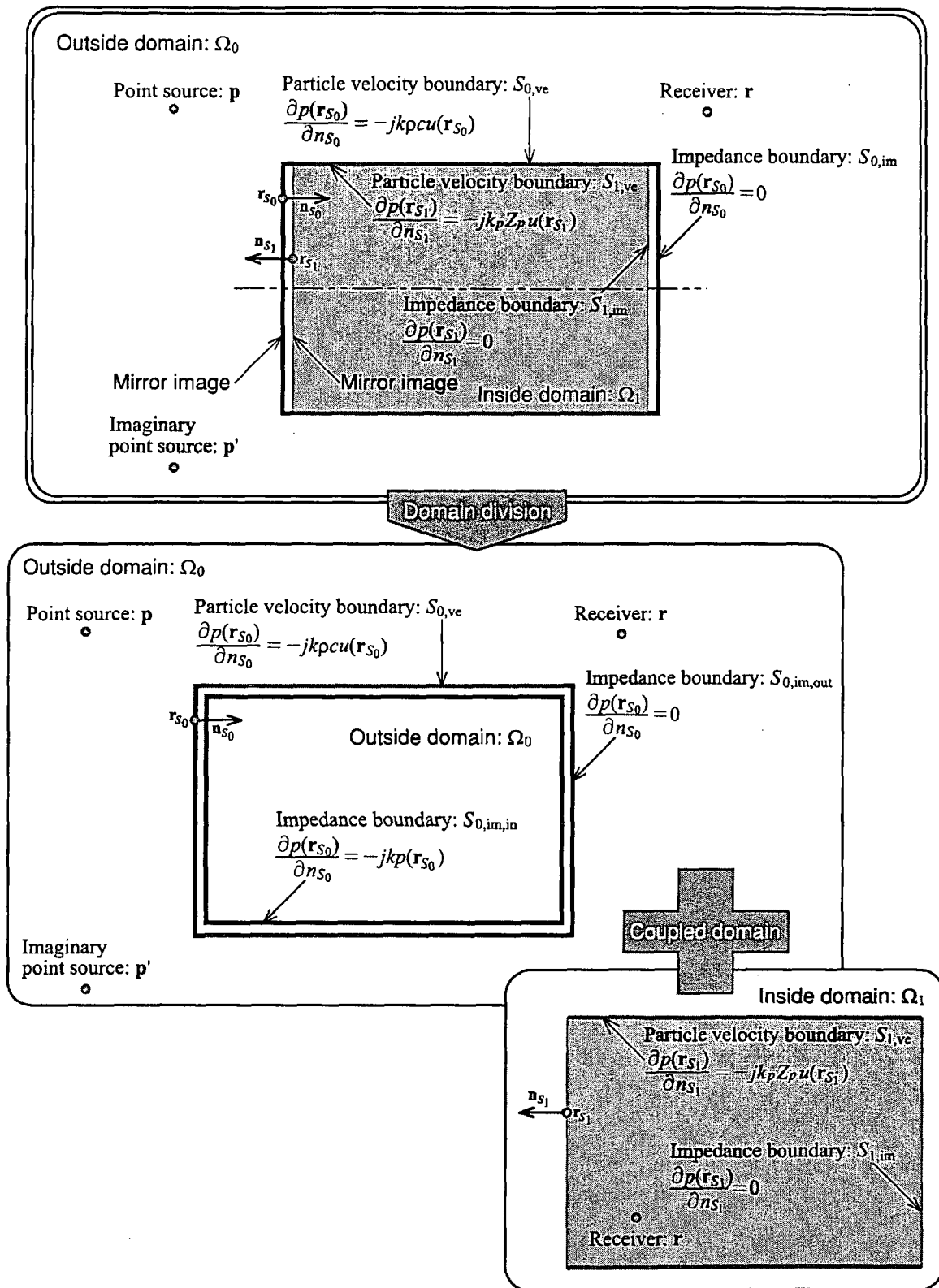


Fig. 6.4: The analysis model for boundary element method as coupled domains

領域結合型境界要素法によって Fig.6.4 のようなモデルを解析すると、内部領域も同時に計算するため、固有周波数近傍における解の非一意性の問題は生じないように思われるが、実際には以下の理由によって生じてしまう。領域結合型境界要素法において分割された領域は、(2.70) 式に示される粒子速度境界での音圧と粒子速度の連続条件によってのみ結合される。すなわち、(2.75) 式の係数行列を作成する際には、各々の領域は互いに独立でありまったく関係がない。したがって、外部領域 Ω_0 に対して解の非一意性の問題を回避するような定式化を行わない限り、この問題は解消しない。これが、定式化の上で外部領域 Ω_0 も内部領域 Ω_1 も同時に解析するにもかかわらず解の非一意性が生じる最大の原因である。しかし、この互いの領域が独立であるということは、外部領域 Ω_0 に関して考えると、その定式化について内部領域 Ω_1 は完全に無視して解の非一意性を回避すればよいことになる。したがって、本論文では、外部領域 Ω_0 については前節で説明した単一領域の境界要素法に倣って領域結合型に適用できるような定式化を行い、内部領域 Ω_1 については従来の方法を適用することとする。

いま、Fig.6.4 のように領域を分割すると、 Ω_0 は自由空間中に多孔質材料の鏡像も考えた吸音体が浮いたモデルとなる。ただし、この吸音体はある厚さの中空構造になっており、その内部はインピーダンス境界 $S_{0,im,in}$ で完全吸音性の壁面とする。外部の吸音面は粒子速度境界 $S_{0,ve}$ で、四周を囲む剛板はインピーダンス境界 $S_{0,im,out}$ である。また Ω_1 にも鏡像法を適用することとし、 Ω_0 と接する境界を粒子速度境界 $S_{1,ve}$ 、剛板に囲まれた四周をインピーダンス境界 $S_{1,im}$ とする。

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、前節と (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。

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\ - \iint_{S_{0,im,out}, S_{0,im,in}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad (6.9) \\ \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0$$

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\ - \iint_{S_{1,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad (6.10) \\ \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1$$

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。

$$\begin{aligned}
 q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\
 q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\
 q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk_p|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_1
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

なお、 k_p は内部領域 Ω_1 中の伝搬定数 γ を用いることによって (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 節で定義したグラスウールの伝搬定数である。

さて、各々の境界条件は (2.36), (2.55) 式で表されるが、 $S_{1,im}$, $S_{0,im,out}$ は剛板であるから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。また、 Ω_0 の中空部における $S_{0,im,in}$ 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、

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial t} = -jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,ve}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,im,out}) \\ -jkp(\mathbf{r}_{S_0}) & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,im,in}) \end{cases} \tag{6.12}$$

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial t} = -jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,ve}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,im}) \end{cases} \tag{6.13}$$

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 節で定義したグラスウールの特性インピーダンスである。以上より、(6.9), (6.10) 式はそれぞれ次のように書ける。

$$\begin{aligned}
 c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} + jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\
 &\quad - \iint_{S_{0,im,out}} p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\
 &\quad - \iint_{S_{0,im,in}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} + jkp(\mathbf{r}_{S_0}) q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\
 &\quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0
 \end{aligned} \tag{6.14}$$

$$\begin{aligned}
 c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} + jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\
 &\quad - \iint_{S_{1,im}} p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1
 \end{aligned} \tag{6.15}$$

この (6.14), (6.15) 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 $S_{0,ve}$ と $S_{1,ve}$ 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 $S_{0,ve}$ 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。

ここで、解の非一意性を回避しない従来法での領域結合型境界要素法による解と、外部領域 Ω_0 における定式化で解の非一意性を回避するための本節で提案した方法での領域結合型境界要素法による解を比較する。比較には、Fig.6.1 に示すような、寸法 $1\text{m} \times 1\text{m}$ で厚さ 350mm のグラスウール（密度 32kg/m^3 ）に対する垂直入射吸音率を用いる。この結果を Fig.6.5 に示す。Fig.6.5 を見ると、従来法による垂直入射吸音率は 200Hz よりも高い周波数でかなり高い値を示し、さらに 315Hz 付近から不自然なピークとディップを形成している。この周波数が内部 Dirichlet 問題の固有周波数であると考えられる。この固有周波数は 6.1.1 節で述べたように、矩形室内の固有モード $(1, 1, 1)$ より高い固有周波数に一致するから、その矩形室の三辺をそれぞれ $L_x, L_y, L_z[\text{m}]$ 、音速を c としたときの固有モード (n_x, n_y, n_z) における固有周波数 f_n は (6.16) 式で与えられ、これが、Table 6.1 に示す内部 Dirichlet 問題の固有周波数となる。

$$f_n = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{L_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{L_z}\right)^2} \quad (6.16)$$

Fig.6.5 を見ると、Table 6.1 に示す固有モード $(1, 1, 1) \sim (3, 3, 3)$ の固有周波数のうち、 $(1, 1, 1)$ の 337.1Hz 、 $(3, 1, 1)$ の 572.4Hz 、 $(3, 3, 1)$ の 735.9Hz 、 $(3, 3, 2)$ の 849.7Hz 付近において不自然なピークが生じていることが分かる。これに対して、本節において提案した解の非一意性を回避する方法を領域結合型境界要素法に適用した場合の垂直入射吸音率には、不自然なピークとディップが存在せず、極めて自然な吸音率を示している。このことから、本節で提案した定式化の妥当性がうかがえる。なお、上記以外の固有周波数においてピークやディップが観察されないのは、計算周波数を $1/9$ オクターブバンドごとに設定しており、その周波数間隔が比較的広いため、固有周波数近傍に計算周波数が設定される頻度が低いからである。

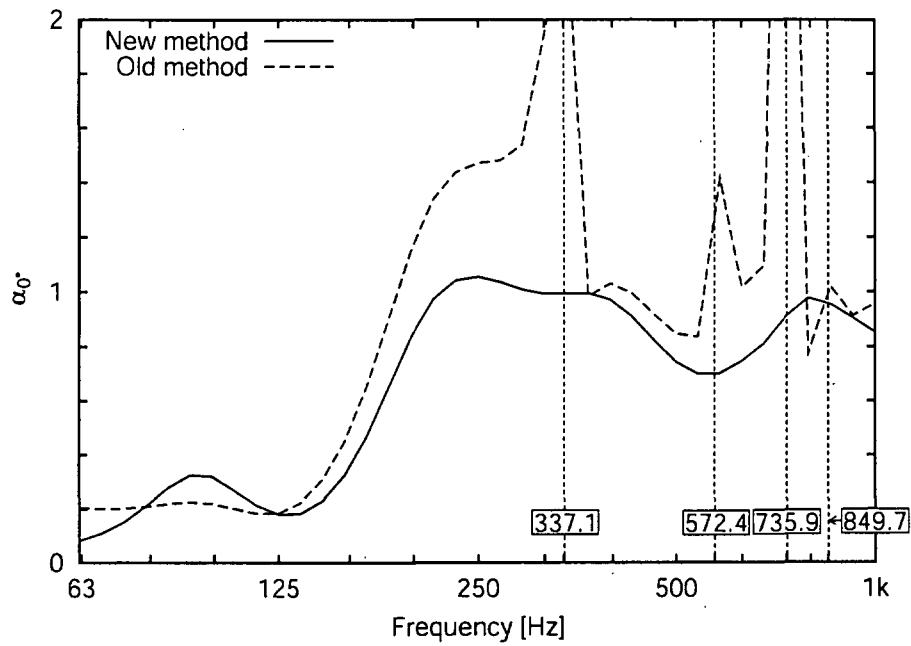


Fig. 6.5: Comparison of new method and old method as domain coupling boundary element method

Table 6.1: The characteristic frequencies of non-uniqueness problem

n_x	n_y	n_z	Frequency[Hz]	n_x	n_y	n_z	Frequency[Hz]
1	1	1	337.1	2	3	2	767.0
2	1	1	440.3	3	2	2	767.0
2	2	1	523.6	1	1	3	771.4
1	1	2	542.4	2	1	3	821.7
3	1	1	572.4	3	3	2	849.7
2	1	2	611.9	2	2	3	869.2
2	3	1	638.6	3	1	3	899.4
3	2	1	638.6	2	3	3	943.0
2	2	2	674.3	3	2	3	943.0
3	1	2	712.8	3	3	3	1011.4
3	3	1	735.9				

6.2 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は寸法 $1\text{m} \times 1\text{m}$ で厚さ h は 150mm と 350mm である。

6.2.1 境界要素法における手法の違い

厚さ 150mm の剛壁密着状態のグラスウールの斜入射吸音率として、Fig.6.6 に一般的な境界要素法 (BEM) を用いて得たもの、Fig.6.7 に領域結合型境界要素法 (DC-BEM) を用いたものを示す。また、厚さ 350mm に対しては、Fig.6.8 に一般的な境界要素法 (BEM) を用いて得たもの、Fig.6.9 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、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ 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、図において最も深い $\theta = 75^\circ$ では1を大きく超える。また、この現象は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ことも分かる。取り扱っている吸音構造体が有限面積であることから、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。よって斜入射吸音率の定義から、入射パワーは分母であるため相対的に斜入射吸音率の値が増大すると考えられる。これをさらに考察すると、吸音面積に入射するパワーを入射パワーと規定しているものに対し、吸音パワーがそれを大幅に超え、ゆえに斜入射吸音率が1を超えるということは、そこに有限面積の吸音体があることによって生じる面積効果等の影響が全て評価されていると考えてよいといえる。BEMによる斜入射吸音率を示すFig.6.6, Fig.6.7とDC-BEMによるそれを示すFig.6.8, Fig.6.9を比べると、全体的な傾向はよく一致しており、両手法の違いは、 $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ においてBEMによる値の方が大きくなる傾向にあることである。

次に、境界要素法における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しく観察するため、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.6.10に厚さ 150mm 、Fig.6.11に厚さ 350mm のグラスウールに対する境界要素法の両手法による計算値と無限大吸音面積の値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、無限大吸音面積のグラスウールに対する斜入射吸音率 α_θ は、その境界表面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(6.8)式より求め、(4.13)式に代入することによって求めた。

グラスウールの厚さ 150mm と 350mm のどちらにおいても、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ では、吸音面積が有限である状態を取り扱っている境界要素法の両手法による値に違いはほとんど見られないといえる。しかし、無限大吸音面積に対する斜入射吸音率とは、特に厚さ 350mm の場合に、明

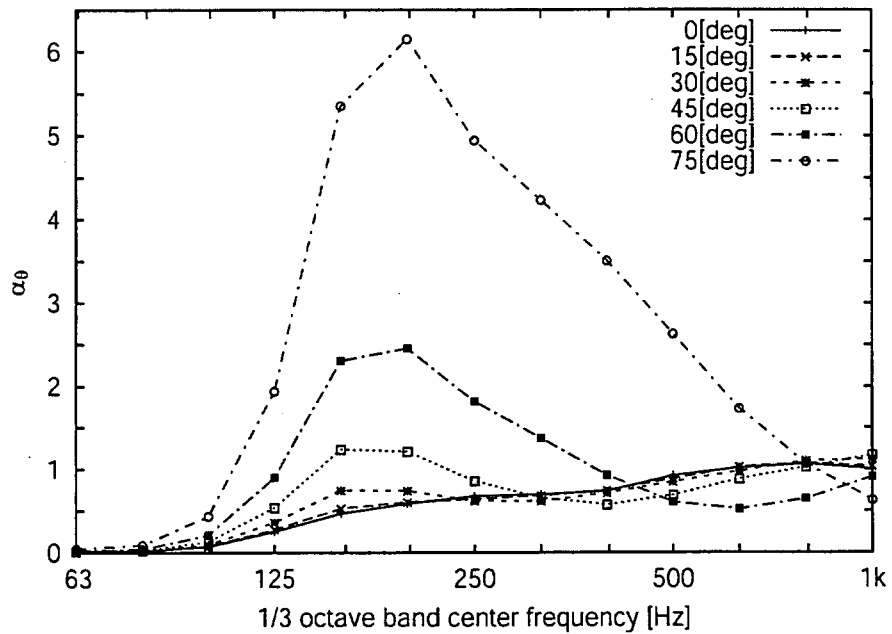


Fig. 6.6: Oblique incident absorption coefficient calculated by BEM for glass wool (the thickness: 150mm)

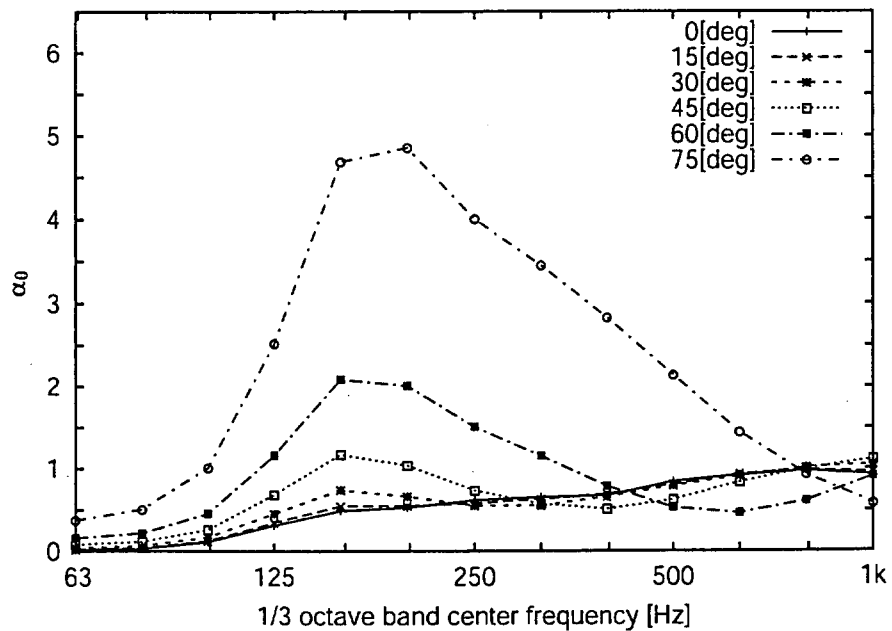


Fig. 6.7: Oblique incident absorption coefficient calculated by DC-BEM for glass wool (the thickness: 150mm)

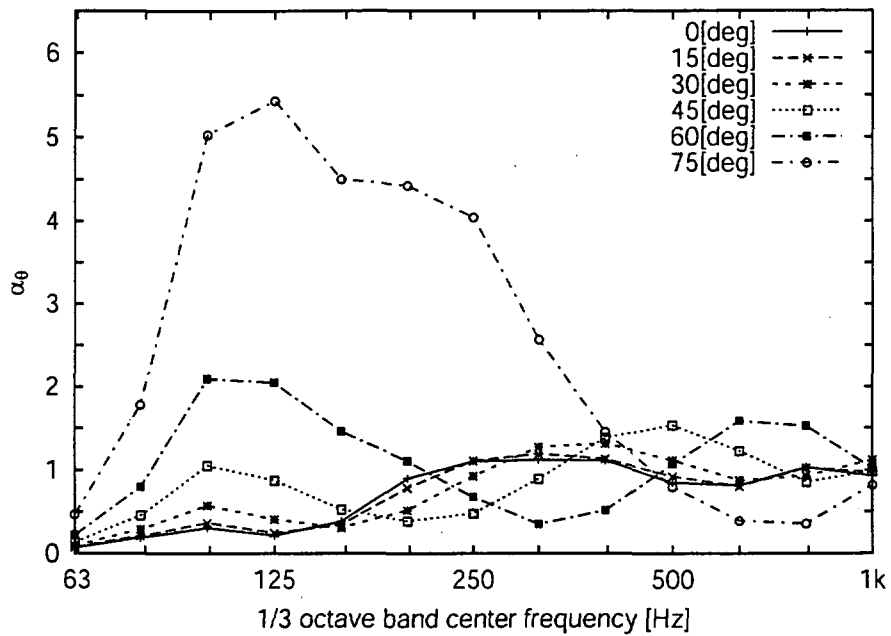


Fig. 6.8: Oblique incident absorption coefficient calculated by BEM for glass wool (the thickness: 350mm)

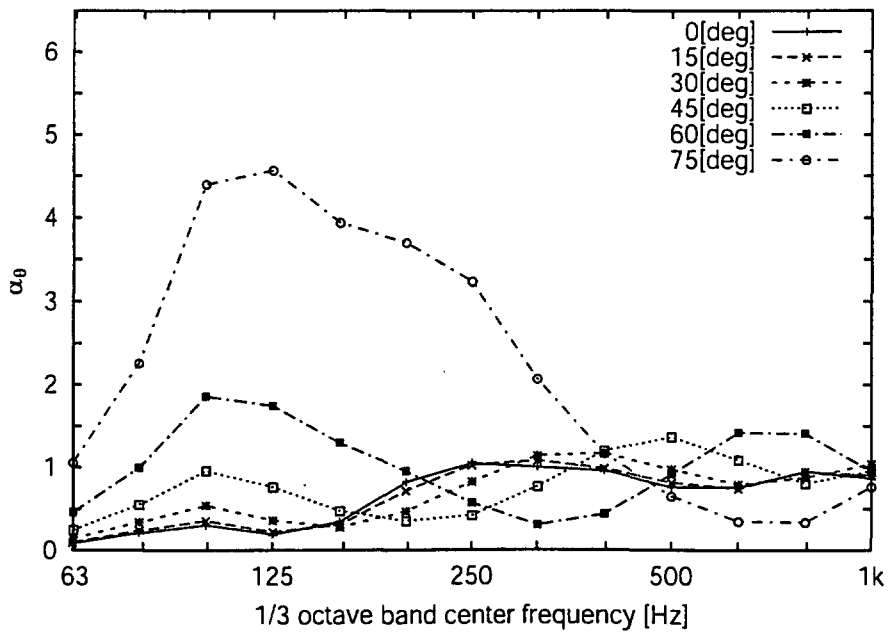


Fig. 6.9: Oblique incident absorption coefficient calculated by DC-BEM for glass wool (the thickness: 350mm)

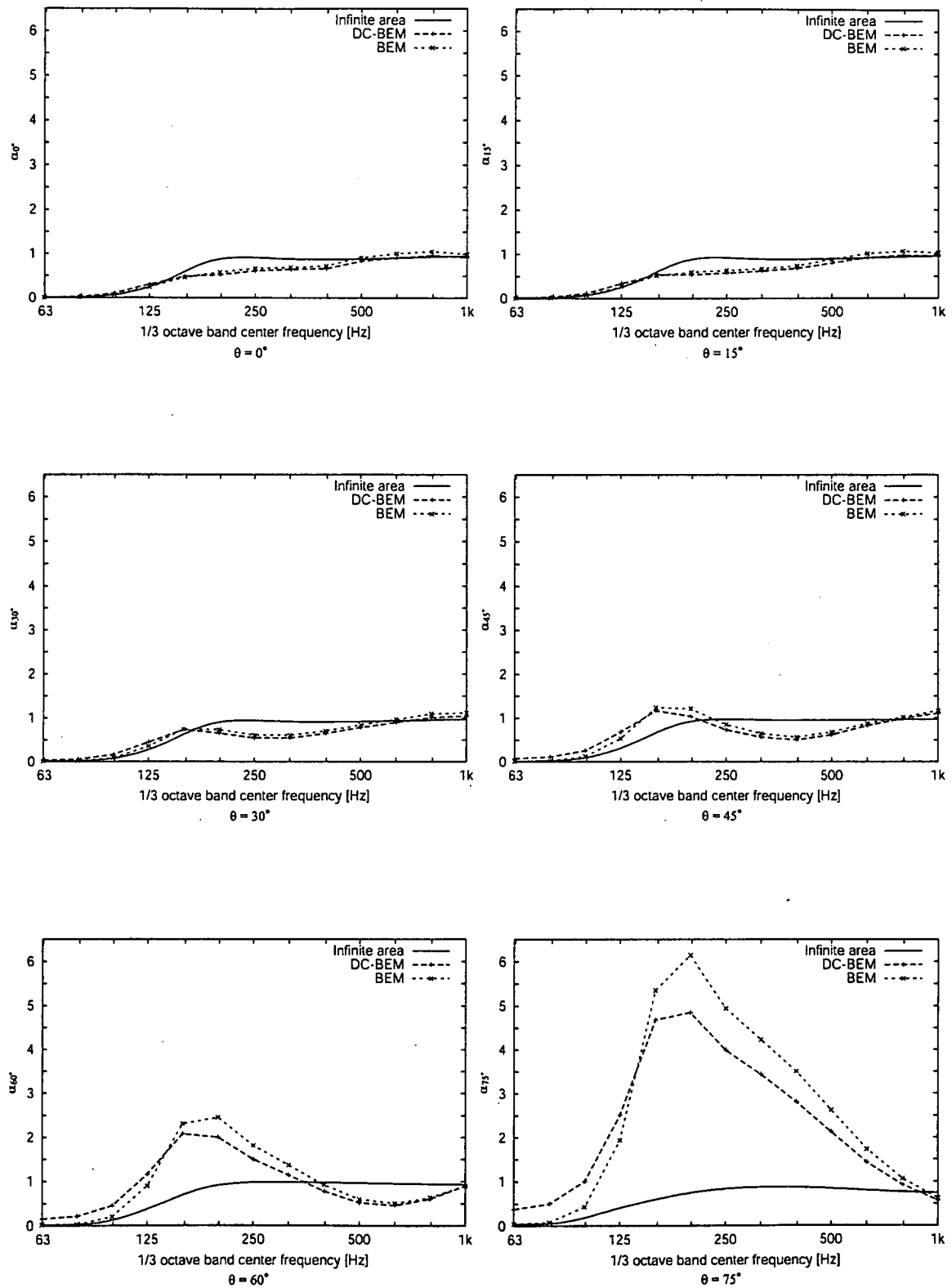


Fig. 6.10: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) for infinite area and calculation by BEM and DC-BEM for glass wool (the thickness: 150mm)

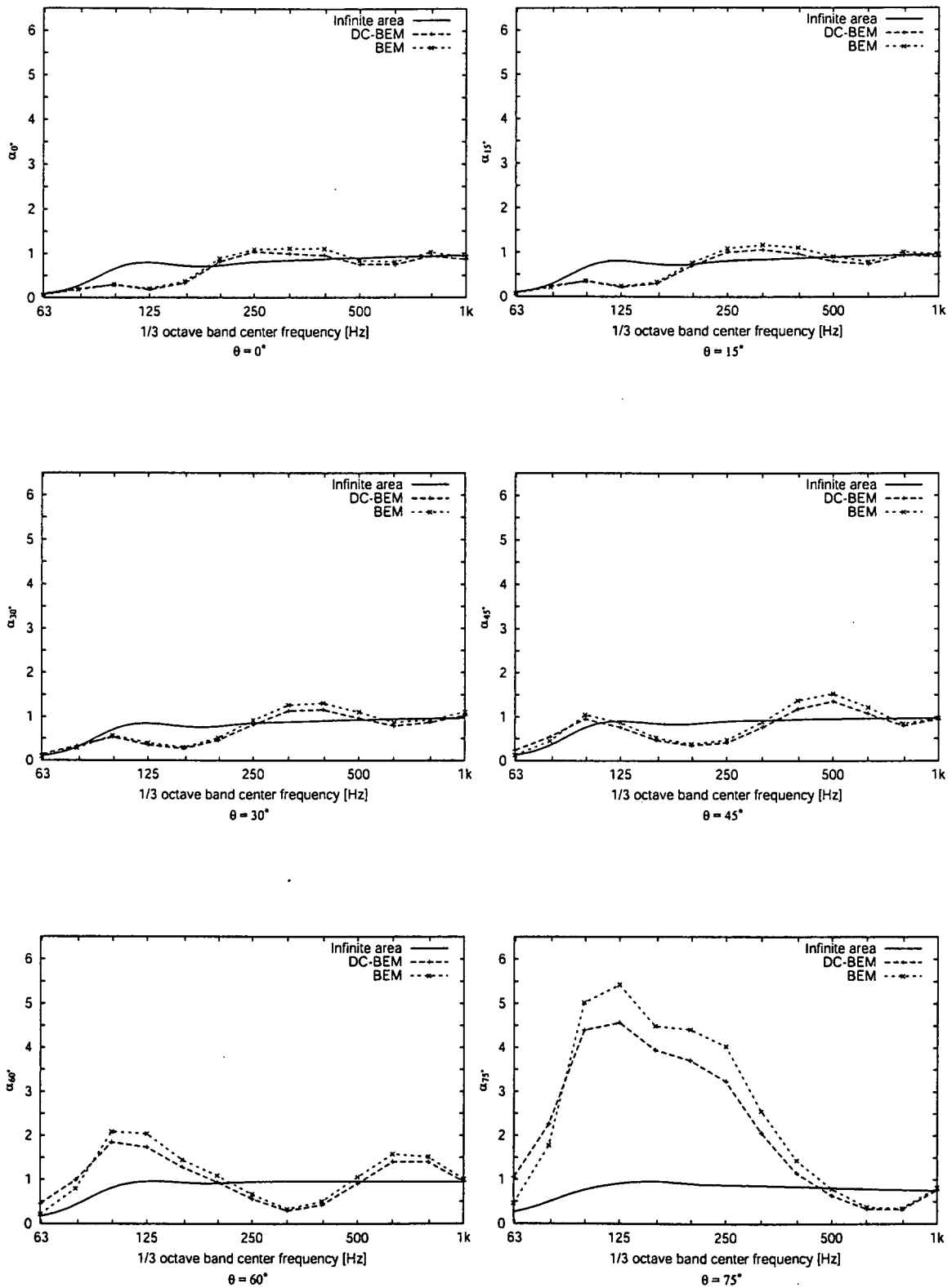


Fig. 6.11: Comparison of oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$) for infinite area and calculation by BEM and DC-BEM for glass wool (the thickness: 350mm)

らかに異なる傾向を示している。本章で取り扱っている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、この凸構造がそもそも無限大吸音面積と形が異なるため、その形状の不連続部で起きる散乱や回折現象が斜入射吸音率の傾向を異なるものにする原因の一つであると考えられる。また、4.2 節で見た厚さ 50mm の場合は、250Hz 以下の低域における吸音性能が低いために斜入射吸音率の値に構造の違いまで反映されなかったと考えられる。ところが、本節では厚さ 150mm で 200Hz 付近、350mm で 125Hz 付近の比較的低い周波数で違いが生じている。このことから、そのような低域でも吸音性能が高ければ、面積効果等の影響が明確に観察できるといえる。

さて、BEM と DC-BEM の違いであるが、 $\theta = 45^\circ$ 付近から BEM による斜入射吸音率の方が高い傾向を示しており、 $\theta = 75^\circ$ ではそれが顕著に現れ、両者の差は最大で 1 程度である。これについても 4.2 節で触れたが、再び述べると、深い入射角の場合では局所作用の仮定に破綻が生じ始めるのではないかと考えられる。4.2 節における厚さ 50mm の場合でも、両者の差が大きくなるのは入射パワーが半減する $\theta = 60^\circ$ からであり、この入射角を一つの目安と考えても差し支えないと思われる。すなわち、 $\theta = 60^\circ$ までの入射角に対しては、吸音面に局所作用を仮定することの妥当性が保持されると考えられる。また、両者の差が厚さ 50mm と 350mm でほぼ同じ 1 程度であることも興味深い。この結果から、境界要素法の両手法による斜入射吸音率の予測に関する差は、吸音性能にはよらないと予想できる。

6.2.2 グラスウールの音響特性モデルによる違い

本論文では、グラスウールの音響特性モデルに 3.2 節において定義した修正モデルを一貫して用いているが、これと Miki によるモデル [60] の違いが斜入射吸音率にどのような影響を及ぼすのかを観察する。なお、前節で考察したように、深い入射角での局所作用の仮定に限界がある可能性に鑑みて、本節での計算には領域結合型境界要素法を用いる。

厚さ 150mm の剛壁密着状態のグラスウールの斜入射吸音率として、Fig.6.12 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.6.13 には厚さ 350mm 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。

グラスウールの厚さ 150mm と 350mm のどちらにおいても、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ では低域の 63, 80Hz 付近で Miki のモデルによる斜入射吸音率の値の方が大きい。その他の周波数帯域では良好な整合を見せている。ところが、それより入射角の深い $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ では、急激に両者の値が乖離し始め、特に 350mm における 63Hz は Miki のモデルの値は 4 を示す。このことから、グラスウール内の伝搬定数や特性インピーダンスで表される音響特性の違いは、入射角が深くなるにつれて斜入射吸音率に与える影響が大きくなると考えられる。

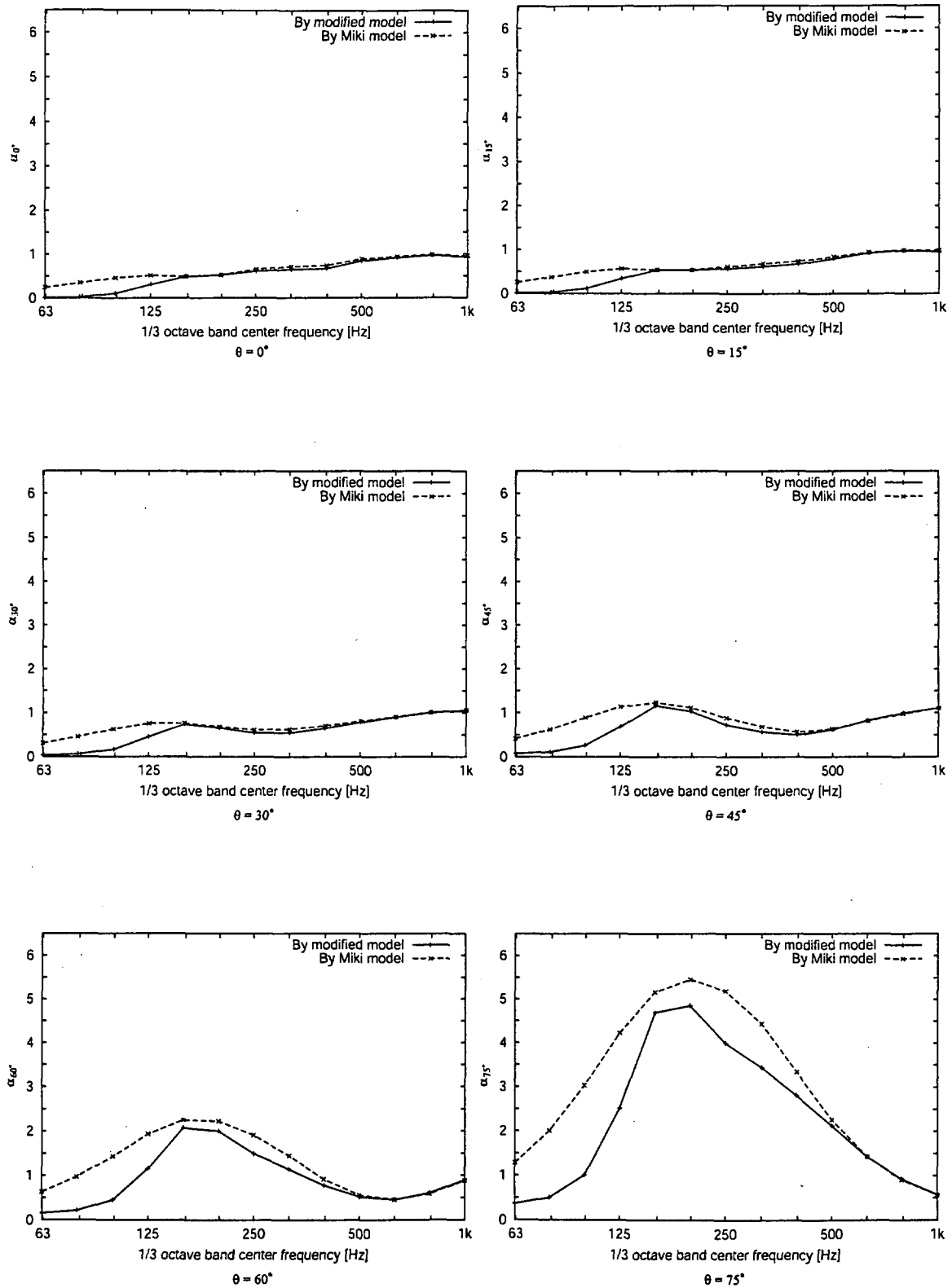


Fig. 6.12: Comparison of acoustic properties of glass wool (the thickness: 150mm) for oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$)

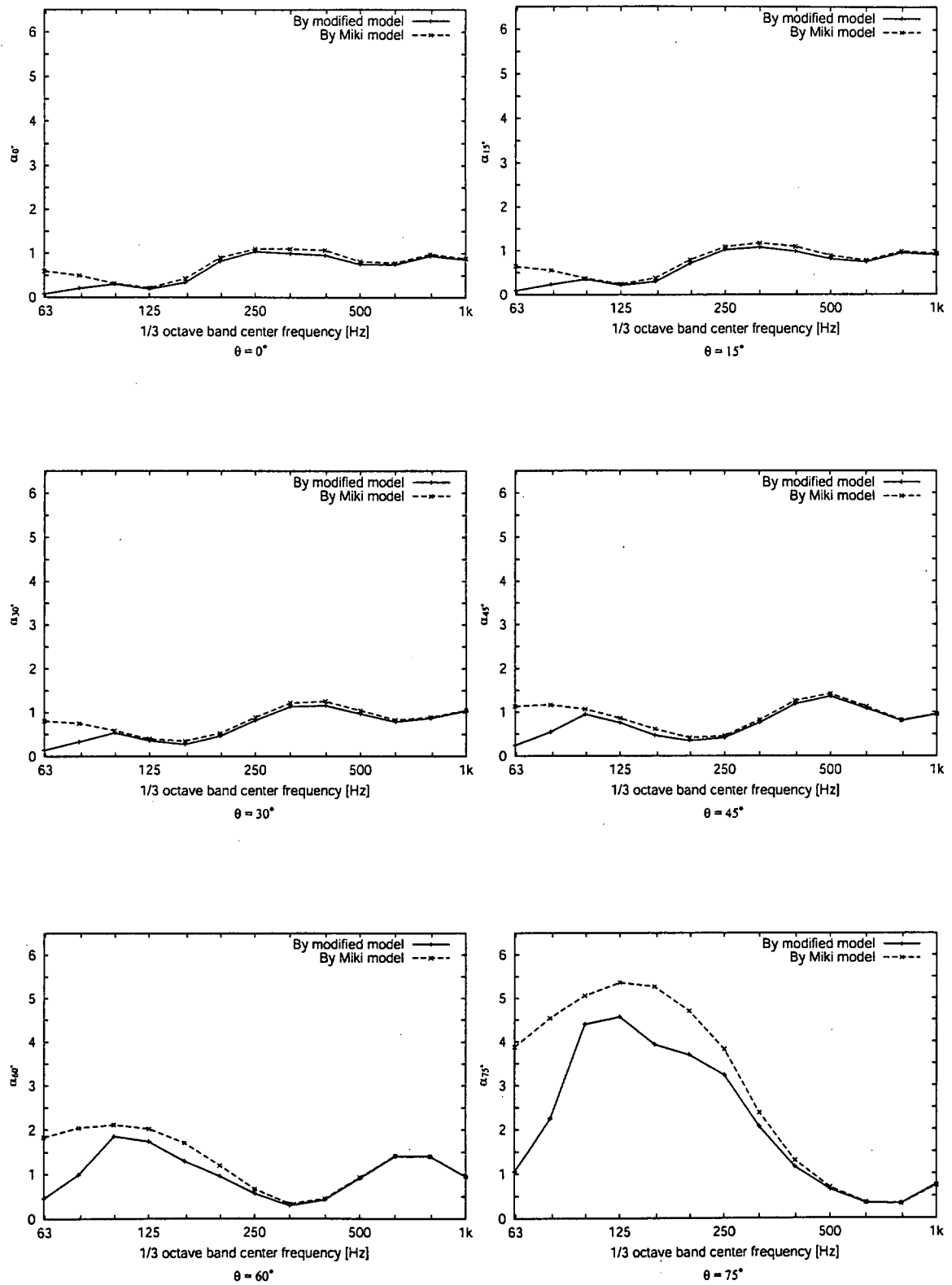


Fig. 6.13: Comparison of acoustic properties of glass wool (the thickness: 350mm) for oblique incident absorption coefficient ($\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$)

6.3 統計入射吸音率と残響室法吸音率

6.3.1 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。

試料となるグラスウールの小口は、Fig.6.14に示すように、3mmの厚さの亚克力板で厚さ20mmのパーティクルボードを挟むサンドイッチ構造の板を製作し塞いだ。この塞ぎ板の上端も亚克力板でパーティクルボードを隠し、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。この試料の寸法はグラスウール面が1m×1m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。

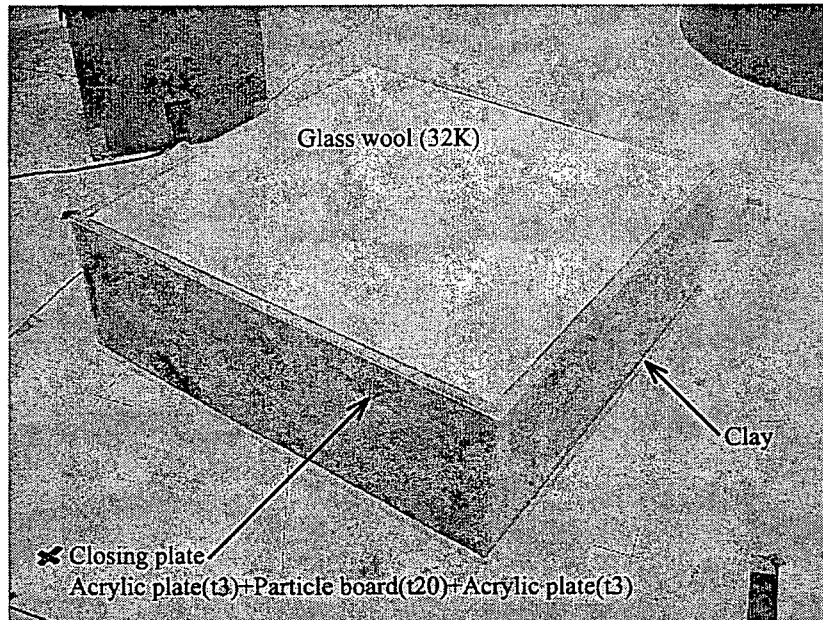


Fig. 6.14: A thick glass wool patch (density: 32kg/m^3) on the floor

6.3.2 統計入射吸音率と残響室法吸音率の比較

Fig.6.15に厚さ150mmの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.6.16には、厚さ350mmの場合のものを示す。

厚さ150mmでは、低域でDC-BEMによる統計入射吸音率の方がBEMによる値よりも大きく、125~160Hz以降でそれらの関係が逆転しており、同様に厚さ350mmの場合では、80~100Hz以降で逆転している。また、両手法の統計入射吸音率のピーク付近ではどちらの厚さの場合もBEMの方が0.2~0.4程度大きくなっている。しかし、これらの値の差を除くと、両手法とも非常に似通った傾向を示している。

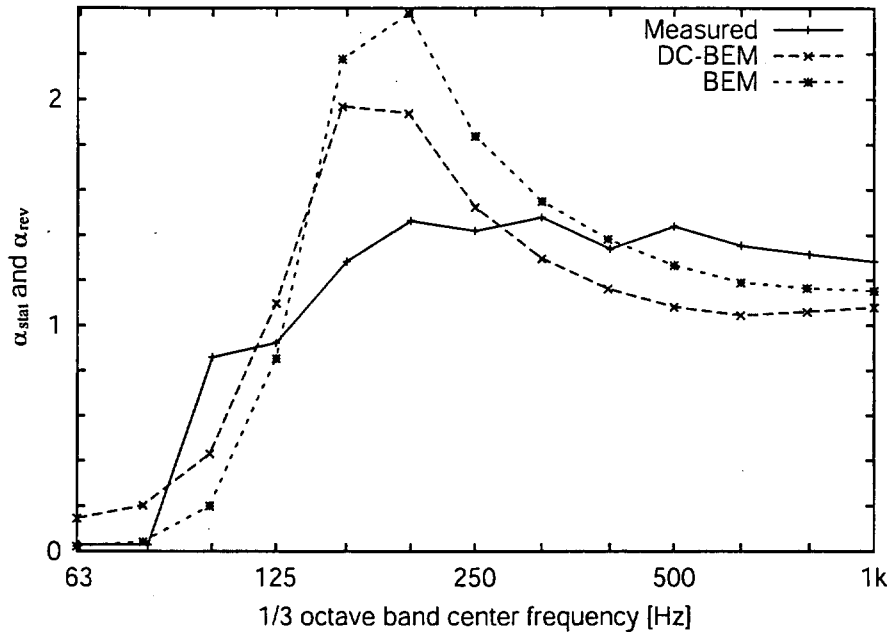


Fig. 6.15: Comparison of statistical incident absorption coefficients that are calculated by BEM and DC-BEM, and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 glass wool patches (the thickness: 150mm)

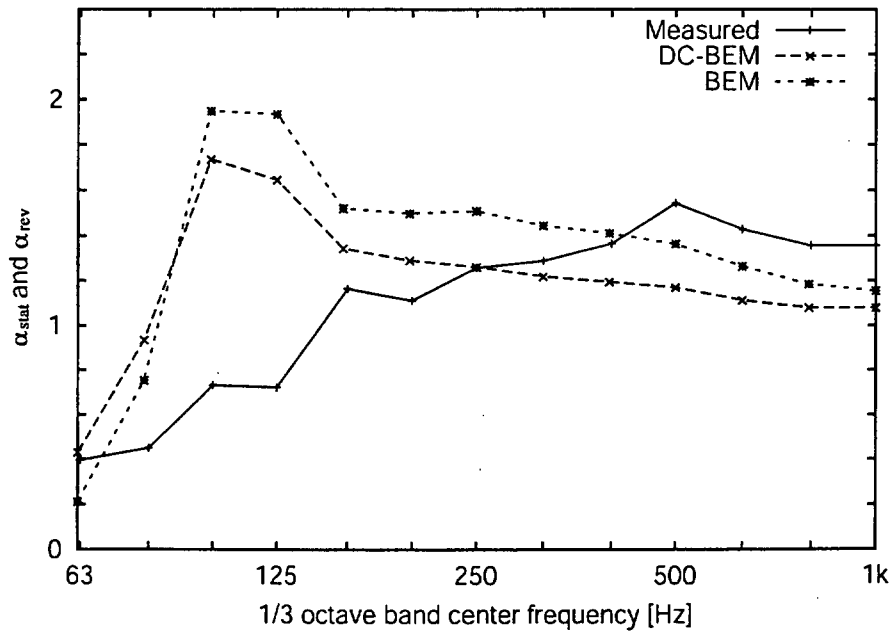


Fig. 6.16: Comparison of statistical incident absorption coefficients that are calculated by BEM and DC-BEM, and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 glass wool patches (the thickness: 350mm)

どちらの厚さの場合も、統計入射吸音率は急峻なピークを形成しているが、これは斜入射吸音率のピークに関係付けられていると考えられる。というのも、統計入射吸音率は(4.15)式で定義され、これは入射角に対する角度平均と捉えることができるからである。ただし、(4.15)式はそもそも無限大吸音面に平面波が入射する場合の斜入射吸音率の角度平均であるが、本論文における統計入射吸音率の定義も同様に捉えることができる。Fig.6.6～Fig.6.9を見ると分かるように、それぞれの統計入射吸音率のピークと同じ周波数で入射角が深いときの斜入射吸音率のピークが存在しており、その値は非常に大きい。したがって、このように考えた場合、深い入射角の斜入射吸音率が統計入射吸音率に及ぼす影響は重大であるといえる。

さて、統計入射吸音率と残響室法吸音率を比較すると、残響室法吸音率にはないピークが存在することも含めて、両者の間には整合性があるとは言い難い。低域で吸音率の値が低く500Hz以上で1以上になっていること以外では、よい一致を見せていない。第4章、第5章で取り扱った薄いグラスウールにおける統計入射吸音率と残響室法吸音率との比較では概ね良好な整合性が得られていたが、グラスウールを厚くした本章ではこれらのような整合は得られていない。この数値解析による統計入射吸音率と実測による残響室法吸音率との不整合の原因として、まずグラスウール内の解析に用いた音響特性モデルに妥当性を欠いていた可能性が考えられる。すなわち、グラスウールが厚くなるということは、吸音性能が低域まで改善され全体としての吸音性能が向上するが、それを決定付けるのはグラスウールの音響特性だからである。また、グラスウールが厚くなると、単純にグラスウール内の伝搬距離が長くなることから、やはりその音響特性の影響は薄い場合よりも強く受けると考えられる。次に、グラスウールへの入射条件が数値解析において前提とした理想的な統計入射から、残響室内においては大幅に偏っていることも予想される。統計入射吸音率にピークが発生する250Hz以下は、測定に用いた残響室内の音場を拡散音場に近似させるのに困難が伴うと考えられ、事実、その低域では残響時間の残響曲線において安定した直線はなかなか得られていない。このような音場では、グラスウールへの入射条件が統計入射に近いとは考え難いため、斜入射吸音率の角度平均として扱う統計入射吸音率と残響室法吸音率がかけ離れた値を示すものと考えられる。

そこで、上記のグラスウールの音響特性および入射条件について次節から若干の考察を加える。

6.3.3 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

前節の考察を受けて、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与え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.6.17に厚さ150mm、Fig.6.18に厚さ350mm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。

この結果を見ると、特にMikiのモデルによる統計入射吸音率は、斜入射吸音率が非常に大きくなる $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ の値に支配されていることが分かる。なぜならば、Mikiのモデルによる統計入

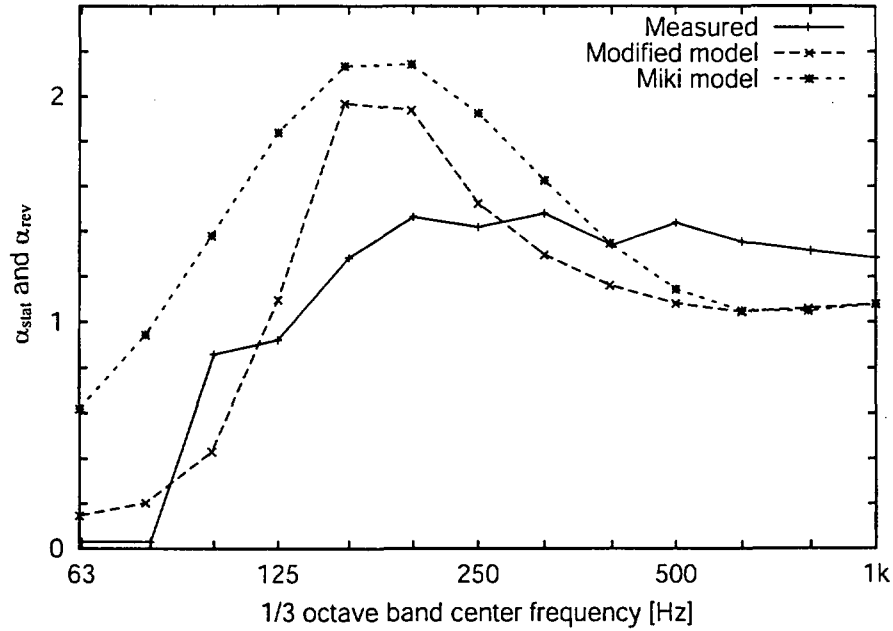


Fig. 6.17: Comparison of acoustic properties of glass wool for statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 150mm)

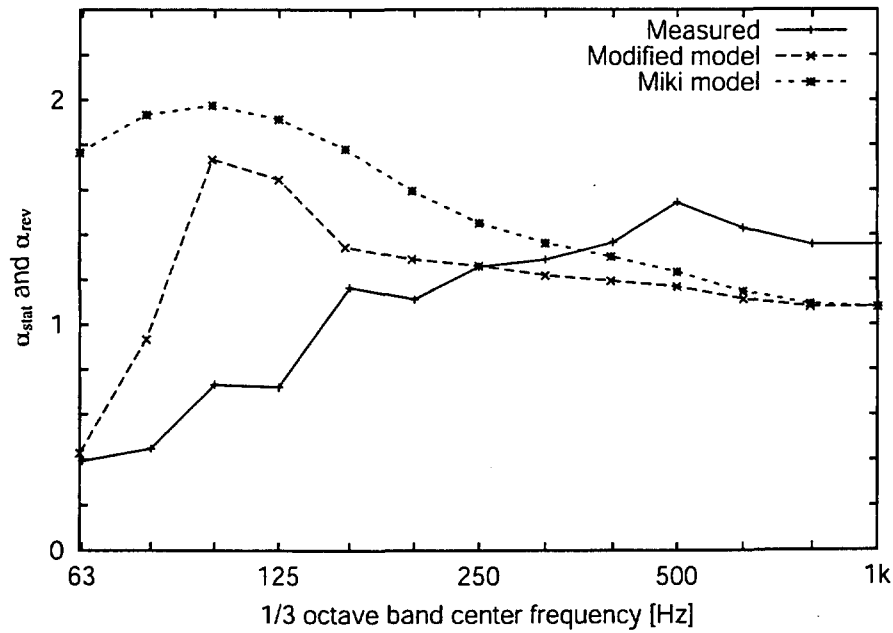


Fig. 6.18: Comparison of acoustic properties of glass wool for statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 350mm)

射吸音率が、その入射角における斜入射吸音率の傾向によく一致するからである。つまり、Mikiのモデルによる入射角 $\theta = 60^\circ, 75^\circ$ での斜入射吸音率はグラスウールの厚さが150mmのときは200Hz付近にピークを持ち、厚さが350mmのときは125Hz付近にピークを持つが、この傾向がそのまま統計入射吸音率にも現れている。したがって、入射角の角度平均と捉えられるような理想的な統計入射吸音率においては、 $\theta = 60^\circ$ 以上の深い入射角に対する斜入射吸音率の影響が大きく、さらにその入射角での斜入射吸音率を決定するグラスウールの音響特性も重大な影響を与えると考えてよいと思われる。また、Mikiのモデルによる統計入射吸音率の全体的な傾向は、低域において残響室法吸音率と値がかけ離れるという点で全く改善されないばかりかそれを助長しており、修正モデルの問題点を指摘するには至っていない。ゆえに、グラスウールの音響特性と深い入射角における斜入射吸音率、および統計入射吸音率へそれらが及ぼす影響について、更なる検討が必要である。

6.3.4 音場入射を仮定した場合の吸音率

ここでは、入射条件の一例として音場入射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比較することを試みる。音場入射とは本来、透過損失において統計入射を仮定して算出した値を、事務室などの現場における実測値に合うよう補正するための入射条件として提案されたものである[74]。しかし、ここでは入射条件によって吸音率がどのように変化するのかを観察するために用いる。なお、ここでは音場入射に対する吸音率を音場入射吸音率 α_{field} と呼ぶ。Fig.6.19に厚さ150mm、Fig.6.20に厚さ350mmのグラスウールの音場入射吸音率、統計入射吸音率および残響室法吸音率を併記して示す。この数値解析には、音響特性モデルに修正モデルを用い、領域結合型境界要素法によって計算した。

どちらの厚さのグラスウールに対しても、音場入射吸音率は統計入射吸音率よりも下まわり、定性的な周波数特性の傾向に変化は見られない。また、250Hz以上の周波数域で統計入射吸音率が残響室法吸音率を下まわる現象は、それがさらに助長されている。これは、深い入射角ほど大きい斜入射吸音率の影響が一律に削除された結果であると考えられる。したがって、ここで仮定した音場入射というような周波数依存しない単純な入射条件は、Fig.6.1に示す解析モデルにおいて残響室法吸音率の推定に関しては、適切ではないといえる。このことから、実際の残響室内の音場は非常に複雑であり、本章に適用したような点音源で音波の吸音体への入射を模擬する場合には、その入射条件を正確に把握する必要がある。

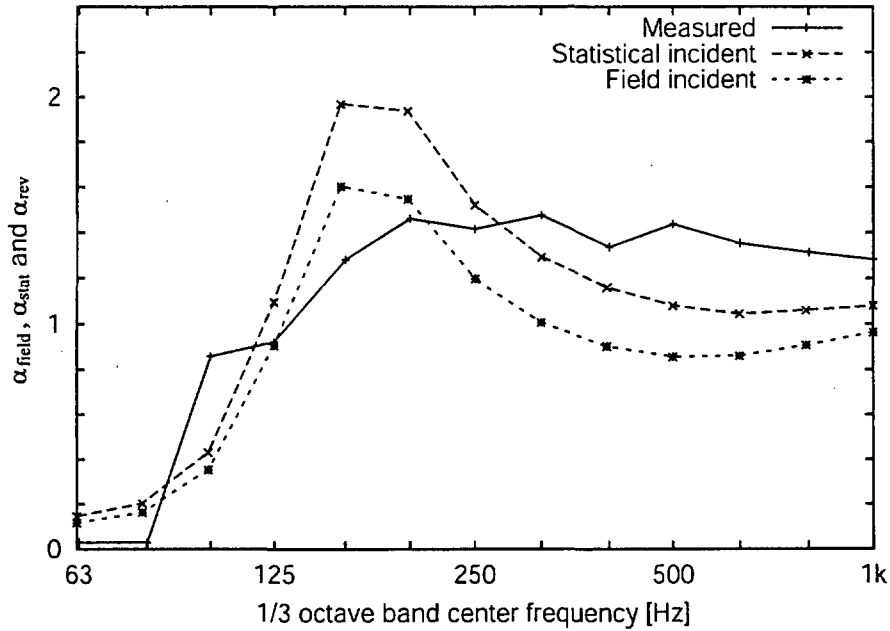


Fig. 6.19: Comparison of incident conditions for glass wool as statistical incident and field incident absorption coefficient, and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 150mm)

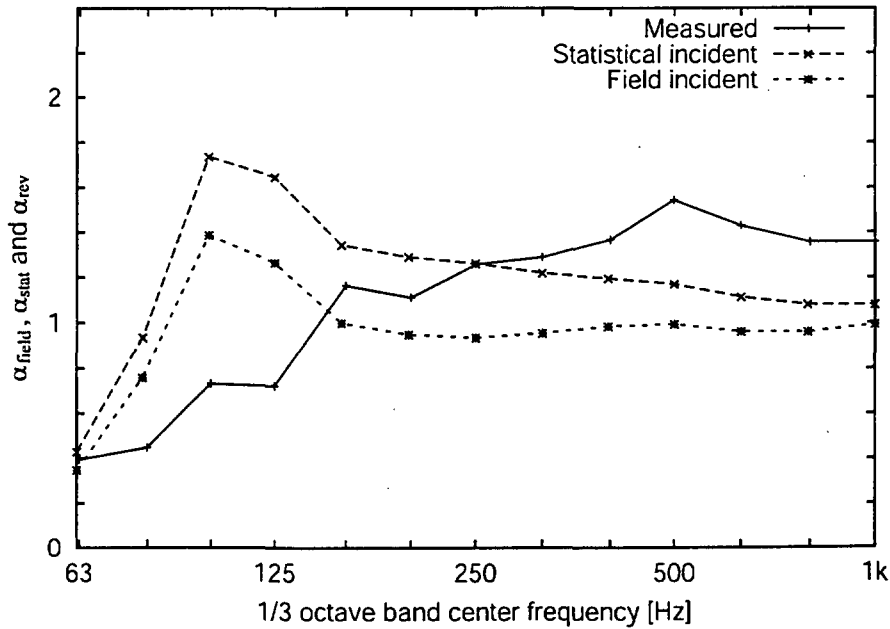


Fig. 6.20: Comparison of incident conditions for glass wool as statistical incident and field incident absorption coefficient, and the absorption coefficient in a reverberation room (the thickness of glass wool: 350mm)

6.4 まとめ

本章では、半自由空間の反射面に剛壁密着状態で設置されており、側面が剛板で塞がれているような寸法 $1\text{m} \times 1\text{m}$ の有限な吸音面積で厚さ 150mm と 350mm 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、ここで扱ったような断面積が比較的大きな散乱体を含む開空間の音場解析を境界要素法で行う場合に生じる内部 Dirichlet 問題の固有周波数近傍における解の非一意性について議論し、従来から提案されている回避方法について考察した。その結果、外部領域のみを扱う石塚によって提案された方法を採用し、領域結合型境界要素法に適用できるよう拡張した。そして、領域結合型境界要素法への適用が妥当であることを明らかにした。

次に有限面積のグラスウール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、グラスウールが厚くなった場合も、その吸音面上において局所作用を仮定する境界要素法は、領域結合型境界要素法による斜入射吸音率よりも深い入射角のときに大きな値を示す傾向が見られたが、概ね同様な結果であったことから、どちらの手法によっても結果は大きく異なることはないということが確認された。また、領域結合型境界要素法よりも一般的な境界要素法による斜入射吸音率が大きくなるという現象は、グラスウールの吸音性能によらないことが予想された。このグラスウールの音響特性モデルに修正モデルを用いたが、Miki のモデルでも計算し、両者を比較したところ、入射角が深くなる場合に両音響特性モデルによる斜入射吸音率は乖離する傾向が示され、両者の違いは斜入射吸音率に及ぼす影響を大きくする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、境界要素法の両手法による統計入射吸音率の値の違いは、斜入射吸音率のときと同様であり全体的な傾向に大きな差は認められなかった。しかし、残響室法吸音率とは整合性を示さず、グラスウールの音響特性モデルおよび吸音構造体への入射条件に関する問題が予想された。そこで、グラスウールの音響特性モデルに Miki のモデルも加えて比較したところ、統計入射吸音率に与える深い入射角での斜入射吸音率の影響が重大であることが明らかとなった。しかし、これらの比較からは修正モデルの問題点を指摘するには至らず、更なる検討が必要である。また、入射条件の考察として音場入射を仮定した場合の吸音率を残響室法吸音率と比較した。この結果は、音場入射において 78° 以降の深い入射角の影響が一律に削除されたものであるため、統計入射吸音率よりも全体的に低い吸音率を示すに留まることが明らかとなった。

本章の考察から、まずグラスウールの音響特性モデルとして採用した修正モデルは、その妥当性を疑われるものではないといえる。また、入射条件の考察により、実測に用いた残響室では、吸音体への入射条件は統計入射が成り立っていないと言え、このことから理想的な統計入射を前提とした数値解析による吸音率は、残響室法吸音率を表すものではない。ゆえに、実測に用いた残響室における残響室法吸音率を数値解析によって推定することを考えるならば、残響室内の音場が非常に複雑であると予想されるが、その音場での吸音体への入射条件を正確に把握することが必要である。