

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5章 反射面と平行に浮いている薄い多孔質材料

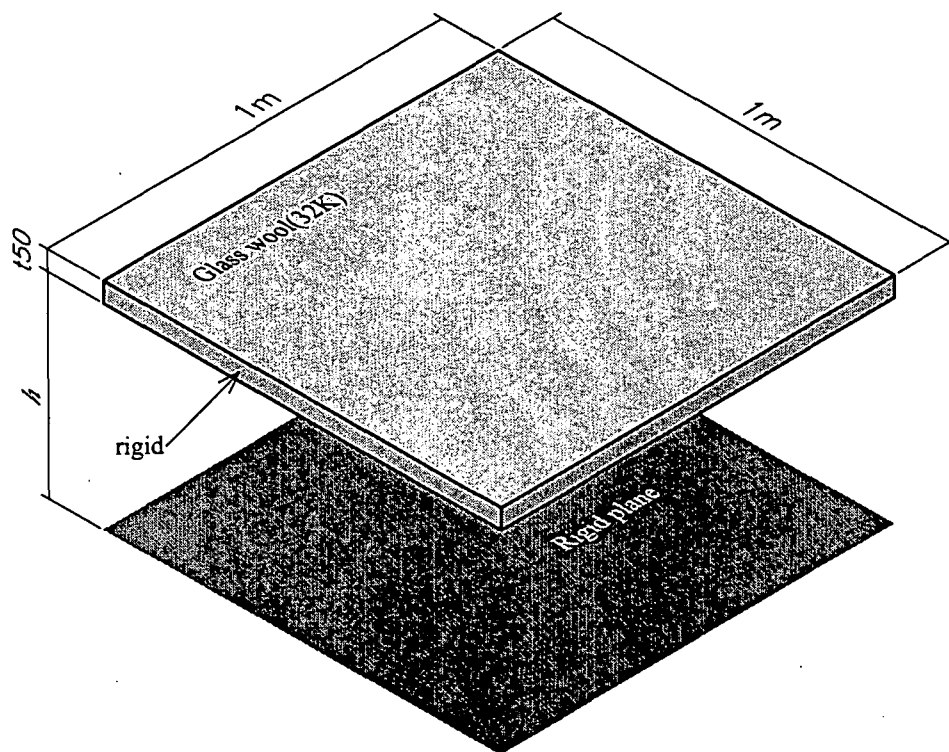


Fig. 5.1: The analysis model in this chapter

本章では、Fig.5.1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 $32\text{kg}/\text{m}^3$ ）が半自由空間の剛である反射面に平行に浮いている状態について取り扱う。本モデルにおいても、グラスウールの四周は剛板で囲われているものとする。なお、反射面からグラスウールの下端までの距離を $h[\text{m}]$ とする。この吸音構造に対して、5.1節において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る解析モデルの設定および定式化を行い、5.2節で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との比較検討を行う。さらに、その両者の吸音率を h の関数とした距離特性として表し、それについても整合性を確認した後、5.3節で領域結合型境界要素法による斜入射吸音率の推定を行い、そこに現れる現象に関して考察を加える。

ここで、Fig.5.1に示すモデルを考えると、グラスウールに入射した音波はグラスウール内部で減衰するものの消滅せずに透過すると考えられる。さらに、グラスウールと反射面との間の空間は閉じられておらず、グラスウールを介さない側面から主要な空間とのエネルギー授受が生じる。

ゆえに、グラスウールと反射面との空間における音場はかなり複雑なものになると思われる。このような状態でのグラスウール表面におけるノーマル比音響インピーダンスは、管内法では測定できず、また(4.5)式のような特性インピーダンスと伝搬定数から推定はできない。そこで、本章では鏡像法を適用した領域結合型境界要素法のみで数値解析を行うこととする。

5.1 領域結合型境界要素法に対する解析モデル

Fig.5.1のように反射面からグラスウールが浮いている場合、鏡像法を用いて反射面からの反射波の影響を考えるのは外部領域のみである。グラスウールの内部領域は、音源側とその反対側の反射面側の境界面において外部領域と連成されるだけであるため、外部領域の音場に関しては何も考える必要はない。したがって、この場合の解析モデルはFig.5.2のようになる。ここで注意しなければならないのは、本モデルはグラスウールが反射面から離れているため、4.1.2節のようにグラスウールの実像と虚像を合体させた一つのグラスウールが自由空間に浮いているのではなく、実像と虚像が独立に浮いている状況となることである。

いま、外部領域を Ω_0 、内部領域を Ω_1 とする。 Ω_0 において、グラスウールの実像、虚像ともに、吸音面である粒子速度境界を $S_{0,ve}$ 、剛で囲んだインピーダンス境界を $S_{0,im}$ とおく。ただし、 $S_{0,ve}$ は音源側と反射面側の両面で定義されることに注意が必要である。また、 Ω_1 においては、粒子速度境界を $S_{1,ve}$ 、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。

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\ - \iint_{S_{0,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} - q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad (5.1) \\ \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0$$

$$c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) = - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\ - \iint_{S_{1,im}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} - q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad (5.2) \\ \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1$$

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

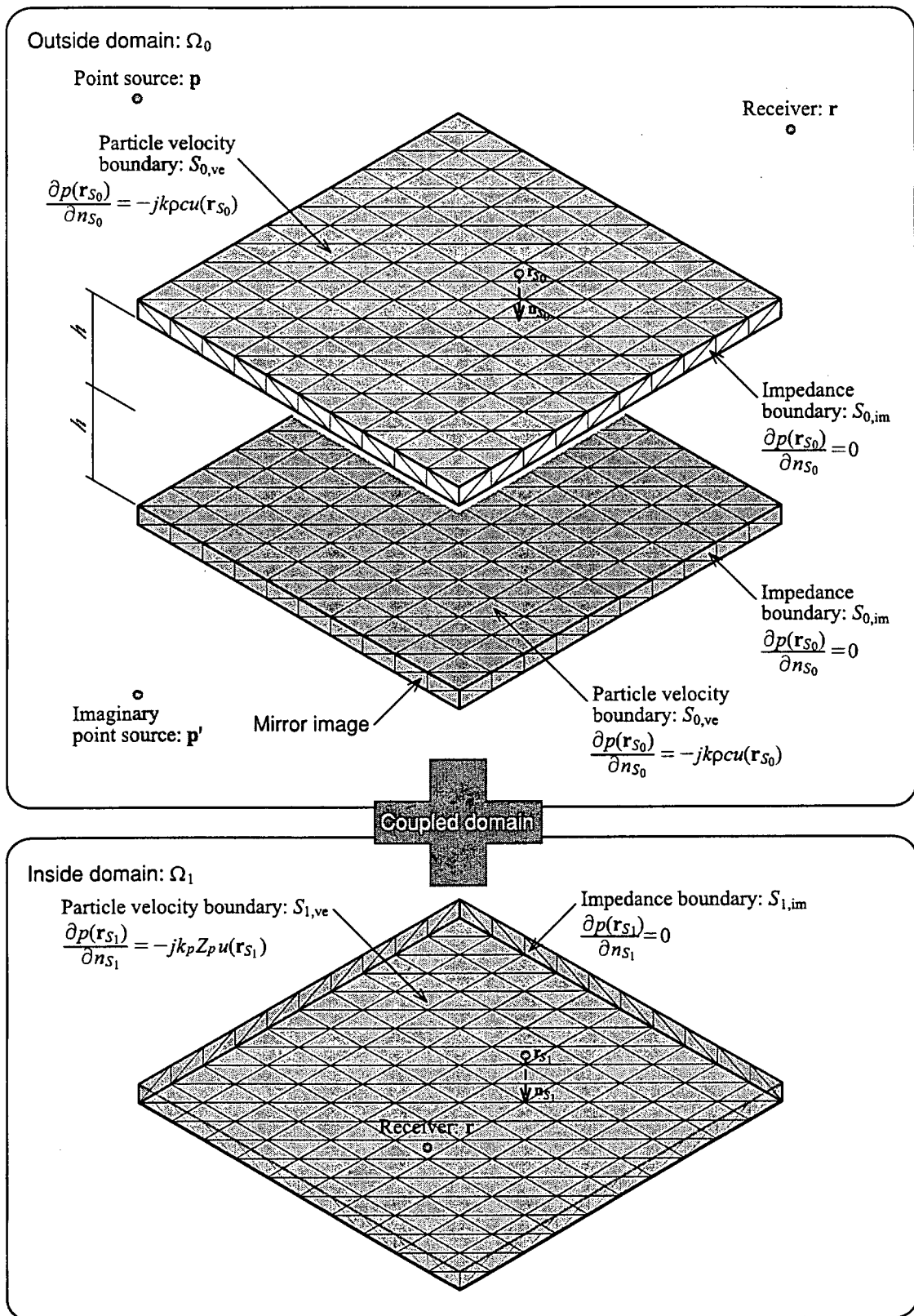


Fig. 5.2: The analysis model for boundary element method as coupled method

れ次のようになる。

$$\begin{aligned}
 q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{p}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}-\mathbf{r}|} + \frac{e^{-jk|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{p}'-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\
 q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_0}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_0 \\
 q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) &= \frac{e^{-jk_p|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}}{4\pi|\mathbf{r}_{S_1}-\mathbf{r}|}, & \mathbf{r} \in \Omega_1
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

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、 $S_{0,im}$, $S_{1,im}$ 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、

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial n_{S_0}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_0})}{\partial t} = -jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,ve}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_0} \in S_{0,im}) \end{cases} \tag{5.4}$$

$$\frac{\partial p(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial n_{S_1}} = \begin{cases} -\rho \frac{\partial u(\mathbf{r}_{S_1})}{\partial t} = -jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,ve}) \\ 0 & (\mathbf{r}_{S_1} \in S_{1,im}) \end{cases} \tag{5.5}$$

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、(5.1), (5.2) 式はそれぞれ次のように書ける。

$$\begin{aligned}
 c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= q(\mathbf{p}, \mathbf{r}) - \iint_{S_{0,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} + jk\rho c u(\mathbf{r}_{S_0}) q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \\
 &\quad - \iint_{S_{0,im}} p(\mathbf{r}_{S_0}) \frac{\partial q(\mathbf{r}_{S_0}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_0}} dS(\mathbf{r}_{S_0}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_0
 \end{aligned} \tag{5.6}$$

$$\begin{aligned}
 c(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) &= - \iint_{S_{1,ve}} \left\{ p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} + jk_p Z_p u(\mathbf{r}_{S_1}) q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r}) \right\} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \\
 &\quad - \iint_{S_{1,im}} p(\mathbf{r}_{S_1}) \frac{\partial q_p(\mathbf{r}_{S_1}, \mathbf{r})}{\partial n_{S_1}} dS(\mathbf{r}_{S_1}) \quad \text{for } \mathbf{r} \in \Omega_1
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

この (5.6), (5.7) 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。

5.2 統計入射吸音率と残響室法吸音率

5.2.1 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は、Fig.5.3に示すように、グラスウールの四隅に長い全ねじボルトを取り付けて床と平行になるように浮かせ、小口となる四周を厚さ5mmの亚克力板で塞いだ。この試料の寸法は1.0m × 1.0mで、残響室内での設置位置はFig.4.13と同じであり、床から試料の下端までの距離 h [m] は、 $h = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ mとした。

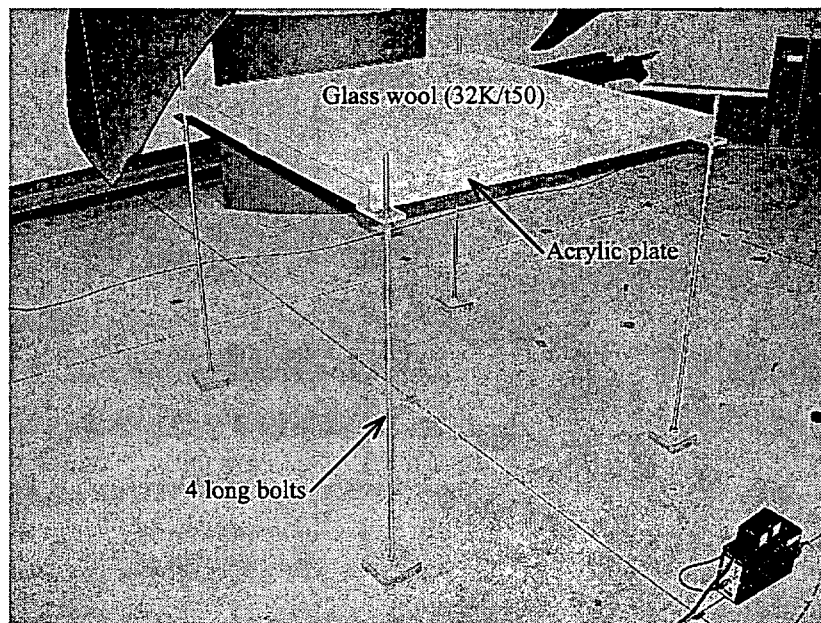


Fig. 5.3: A floated glass wool patch (the dimension: 1m × 1m) above the floor

5.2.2 統計入射吸音率と残響室法吸音率の比較

Fig.5.4, Fig.5.5に領域結合型境界要素法 (DC-BEM) による統計入射吸音率と残響室法吸音率を示す。各々の図は床からグラスウール下端までの距離がそれぞれ $h = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9$ mに対応している。

グラスウールが床から平行に浮いている場合は、音源側の吸音面の他に床面側も吸音面となるため吸音面積が2倍になる。したがって、吸音率のピークは2に到達することが予想され、実際にFig.5.4, Fig.5.5では800~1kHzにおいてその傾向を見ることができる。この吸音面積が倍増する効果は、吸音性能の悪い低周波数域で吸音率の改善に繋がるものと考えられるが、明らかにその効果が現れていることが分かり、特にDC-BEMによる統計入射吸音率において明確である。

Fig.5.5に示す $h = 0.7, 0.9$ mにおける200Hz以下の帯域で、統計入射吸音率と残響室法吸音率との間に不一致を認めることができるが、これは残響室内の拡散性が悪く拡散音場を実現できなくなる帯域であり、グラスウールへの理想的な統計入射を模擬したDC-BEMと入射条件が異なっ

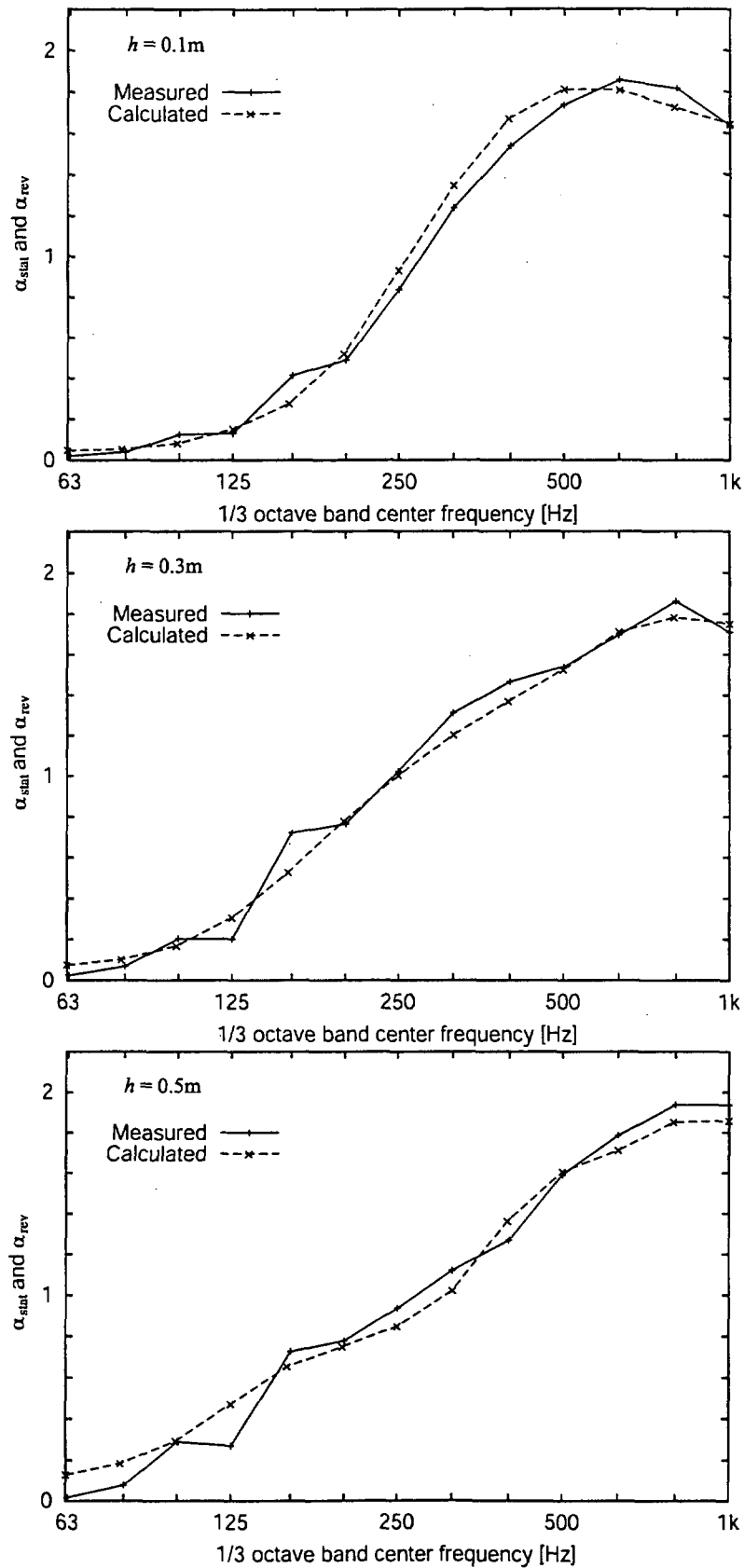


Fig. 5.4: Comparison of statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 floated glass wool patches, $h = 0.1, 0.3, 0.5\text{m}$

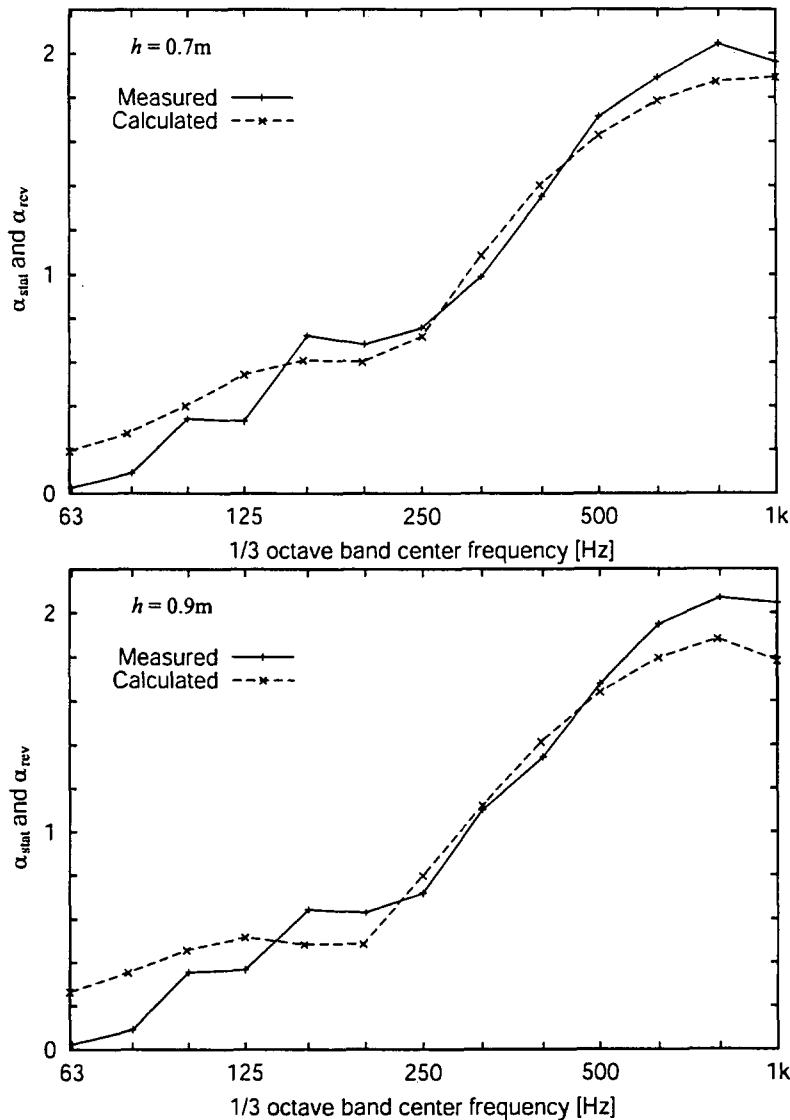


Fig. 5.5: Comparison of statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room for 4 floated glass wool patches, $h = 0.7, 0.9\text{m}$

てきていることに起因すると考えられる。これらの不一致を除けば、統計入射吸音率と残響室法吸音率は良好な整合性を示している。ゆえに、グラスウールが床と平行に浮いているような状態に対して、DC-BEMによる統計入射吸音率の予測は妥当性を有するといえる。

5.2.3 統計入射吸音率と残響室法吸音率の距離特性

Fig.5.6, Fig.5.7に、床面とグラスウール下端までの距離 $h[\text{m}]$ の関数とした、DC-BEMによる統計入射吸音率と残響室法吸音率を示す。それぞれ 63, 125, 250, 500, 1kHz に対応する。

63, 125Hzを除く、250, 500, 1kHzでは統計入射吸音率と残響室法吸音率との間に概ね良好な一致を見ることができる。63, 125Hzでは、特に $h = 0.3\text{m}$ 以上で両者が合致しなくなる傾向にあるが、このような低域は前節でも述べたように残響室内の拡散性が悪い帯域であるため、理想

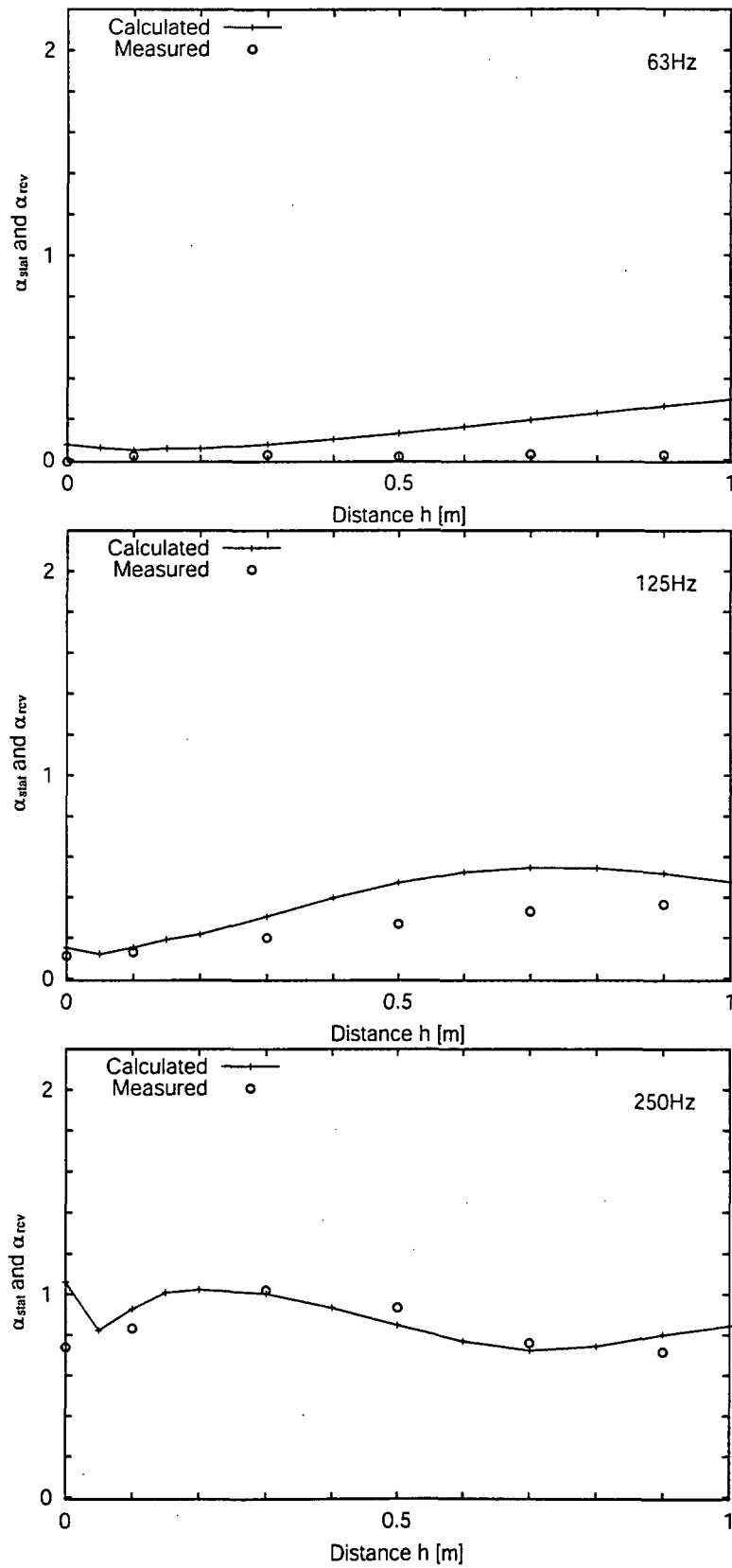


Fig. 5.6: Comparison of the distance characteristics of statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room for floated glass wool patch, 63, 125, 250Hz

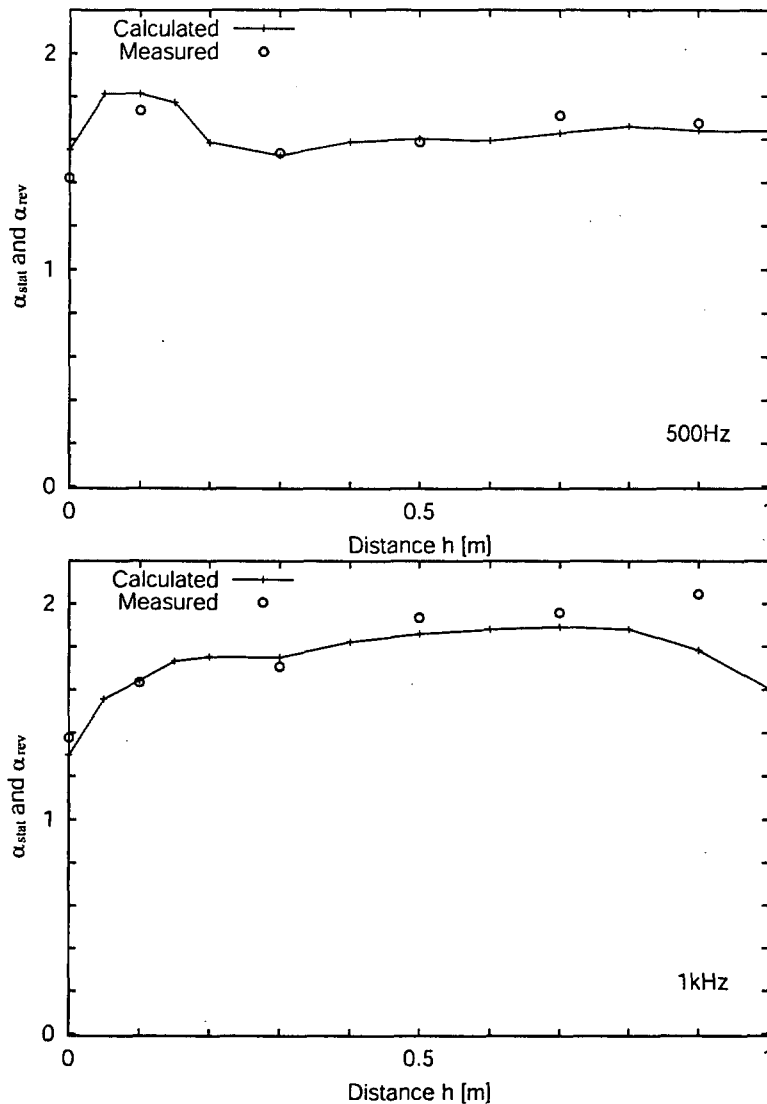


Fig. 5.7: Comparison of the distance characteristics of statistical incident absorption coefficient and the absorption coefficient in a reverberation room for floated glass wool patch, 500, 1kHz

的な統計入射を模擬した DC-BEM と入射条件が異なることによるものと思われる。250Hz では、 $h = 0\text{m}$ と $h = 0.05\text{m}$ において、グラスウールが剛壁密着状態にあるときと床から浮いている場合で統計入射吸音率に不連続が現れている。この周波数では、Fig.4.16 をみても分かるが、剛壁密着時における統計入射吸音率と残響室法吸音率の間に約 0.3 程度の差が生じている。また、剛壁密着時の解析モデルはグラスウールの実像とその虚像を反射面において合体させたものであるのに対して、本章のような床から浮いている状態では、解析モデルはグラスウールの実像と虚像がそれぞれ分離して存在するというものである。このように、解析モデルが剛壁密着時の場合と床から浮いている場合で異なるために、250Hz において、グラスウールの設置状態が剛壁密着か、床からわずかに浮いているかによって、それぞれで得られた統計入射吸音率に差が生じたと考えられる。しかし、このような不連続は 250Hz のみで認められ、他の周波数では生じていない。また、1kHz の $h = 0.9\text{m}$ でのみ統計入射吸音率と残響室法吸音率に差異が存在するが、その他の

h については500Hz, 1kHzにおいて良好な整合が得られている。すなわち、低域におけるグラスウールへの入射条件に起因すると思われる統計入射吸音率と残響室法吸音率の不整合を除いて、それらの間により一致が得られている。

5.3 領域結合型境界要素法による斜入射吸音率の推定

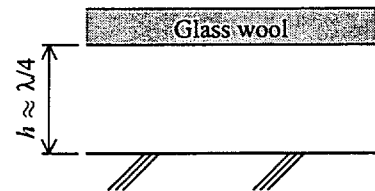
5.2節において、グラスウールが浮いている場合の吸音率予測に対する領域結合型境界要素法(DC-BEM)の妥当性を確認したことを受けて、本節では斜入射吸音率について考える。

Fig.5.9, Fig.5.10にDC-BEMによって得られた入射角 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ に対する斜入射吸音率を示す。各々の図は床面からグラスウール下端までの距離 h がそれぞれ0.1, 0.3, 0.5, 0.7, 0.9mに対応する。なお、比較のため剛壁密着状態($h = 0\text{m}$)の斜入射吸音率をFig.5.8に示す。

距離 h が小さい0.1mの場合では、剛壁密着状態のFig.5.8とよく似た傾向を示しており、グラスウールが浮いていることによって床面側も吸音面となる効果が薄いことが分かる。

しかし、入射角 $\theta = 0^\circ \sim 30^\circ$ において、315Hz周辺の周波数帯域では剛壁密着状態よりも斜入射吸音率が向上していることが分かる。この $\theta = 0^\circ \sim 30^\circ$ における斜入射吸音率の向上は、 h が大きくなるにしたがって低域にシフトしている。

これは、よく知られていることではあるが、右図のようにグラスウールが背後空気層を持つ場合、剛壁とグラスウールとの距離が波長を λ として $\lambda/4$ であるとき、そこに生じている定在波の粒子速度が最大になる場所にあたるので最も効率よく吸音するためであると考えられる[68]。これを反映して、Fig.5.9, Fig.5.10では $h = \lambda/4$ を満たす周波数付近で吸音率がピークを示していることから、 h が大きくなるにつれてそのピークは低域に移動する。このピークを過ぎる周波数範囲では、グラスウールの吸音性能にしたがった傾向を示しており、 h が大きいものでは一旦斜入射吸音率が下がった後、500Hz以上で1付近に収束する。



上述のような現象は床面からグラスウール下端までの空間、すなわち背後空気層における音場が、グラスウールを透過して床面に入射する成分と剛壁から反射してグラスウールに到達する成分が定在波を形成する干渉場である場合に成立する。しかし、本論文のように取り扱う吸音構造体の大きさが有限であり、かつその寸法が $1\text{m} \times 1\text{m}$ と比較的小さい場合には、入射角が深くなりグラスウールを透過せずに背後空気層に進入する成分が増えてくると成り立たなくなることが予想される。これは、次のように説明できる。いま、点音源の入射角 θ をFig.5.11のようにとると、この θ よりも深い入射角の場合には入射波も反射波もグラスウールを透過しない状態が生じる。このようになるときの入射角 θ と距離 h の関係をTable 5.1に示す。Fig.5.11より h と θ の関係は、 $\theta = \tan^{-1}(0.5/h)$ となる。このTable 5.1における h に対して θ よりも浅い入射角では、背後空気層における音場は、グラスウールを透過して進入する入射波と剛壁から反射してグラス

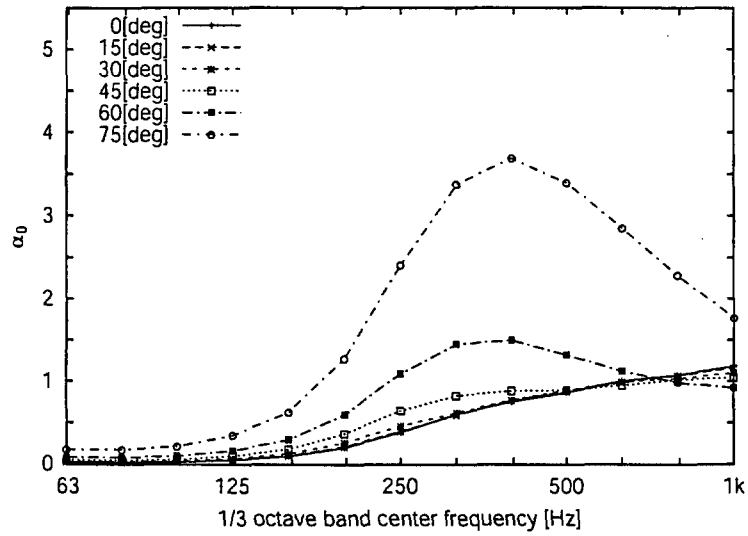


Fig. 5.8: Oblique incident absorption coefficient for the distance $h = 0\text{m}$

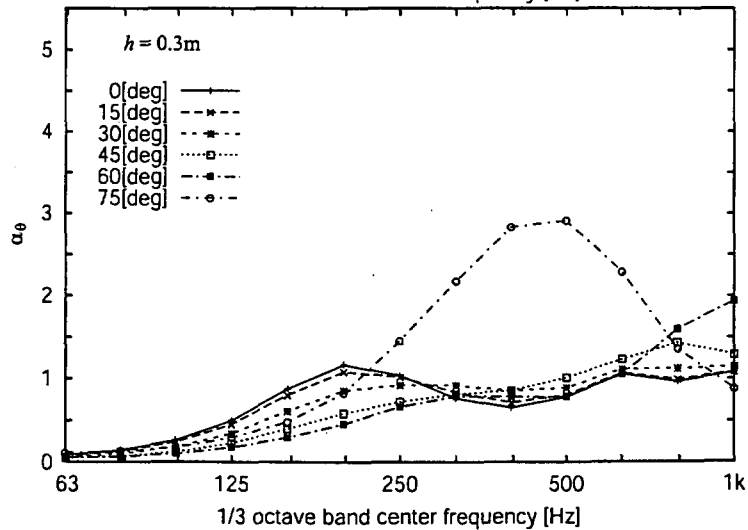
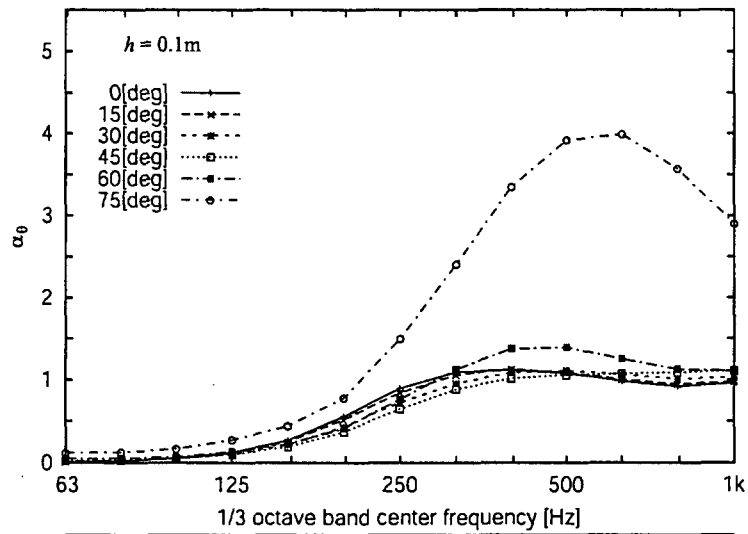
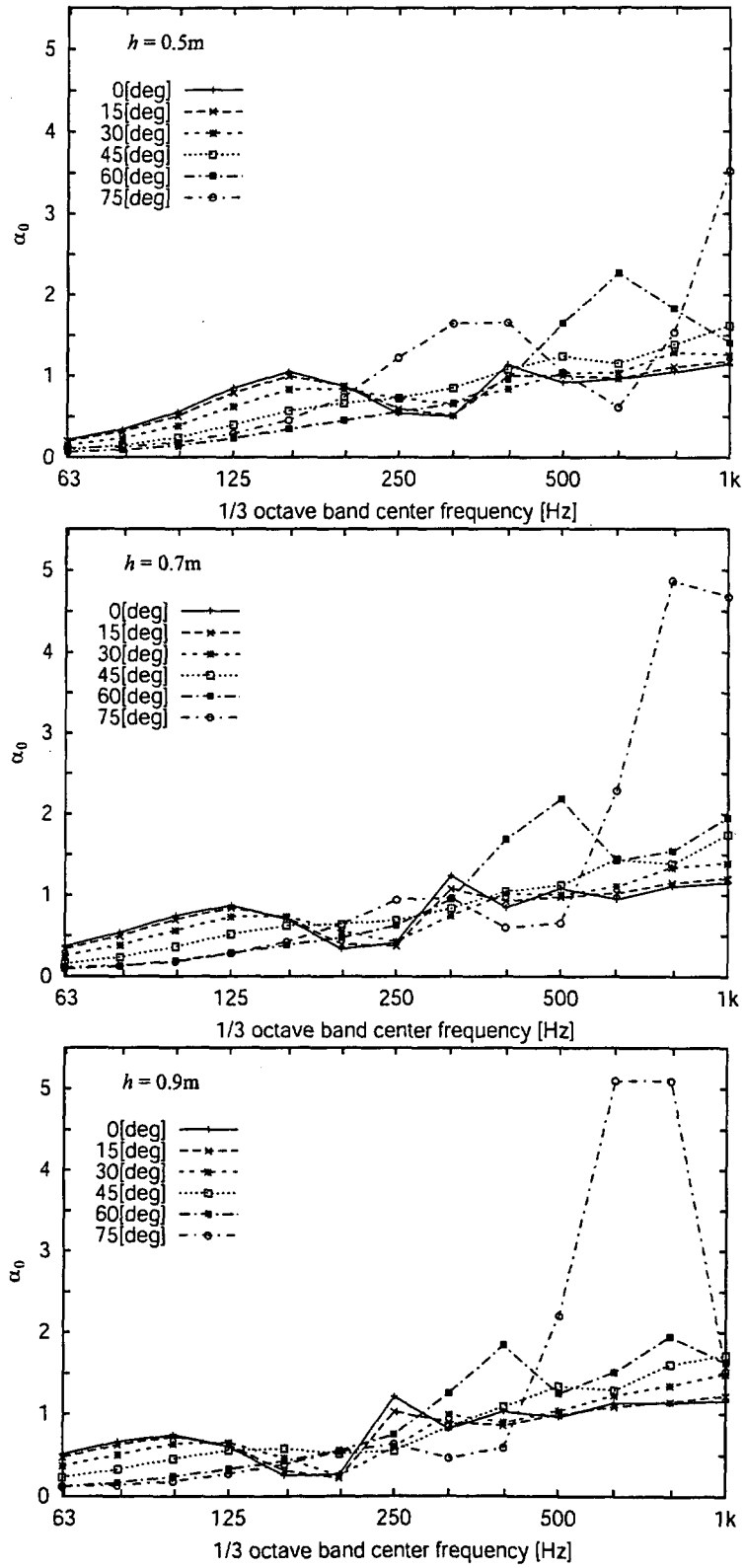
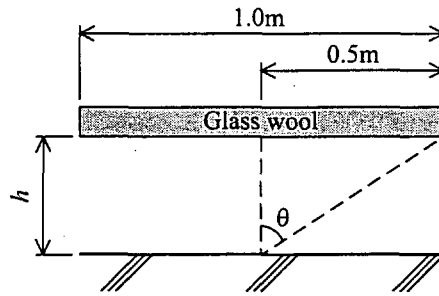


Fig. 5.9: Oblique incident absorption coefficient for the distance $h = 0.1, 0.3\text{m}$

Fig. 5.10: Oblique incident absorption coefficient for the distance $h = 0.5, 0.7, 0.9m$

Fig. 5.11: The relation between the incident angle θ and the distance h Table 5.1: The incident angle θ and the distance h

h	θ
0.1m	78.7°
0.3m	59.0°
0.5m	45.0°
0.7m	35.5°
0.9m	29.1°

ウールを透過する反射波が主たる成分であり、それらによる干渉場であると考えられるが、それよりも深い入射角では、その干渉に加えてグラスウールを透過せずに背後空気層に進入したり外部空間に伝搬する成分が多くなり、さらに深い入射角になるとやがてグラスウールを透過しない成分が支配的になると考えられる。このような複雑な音場では、先に説明した干渉音場における、背後空気層を持つ無限大面積の吸音面に平面波が入射する場合の吸音特性の傾向とは、異なることが予想される。そこで、Fig.5.9, Fig.5.10 をみると、斜入射吸音率が複雑な振る舞いをするようになる入射角は、Table 5.1 に示す h が大きくなるにつれて θ が浅くなっていく様子が分かる。

入射角 $60^\circ, 75^\circ$ では、斜入射吸音率の値が非常に大きくなっているが、これは先に述べたような現象に加えて、4.2 節でもみたように、点音源から見た吸音面積が小さくなり入射パワーが減少することも、原因の一端を担っていると考えられる。

5.4 まとめ

本章では、半自由空間の剛である反射面に平行に浮いているグラスウールの吸音特性を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、領域結合型境界要素法によって得られる統計入射吸音率と実測した残響室法吸音率を比較したところ、概ね良好な一致を得た。しかし、床面からグラスウール下端までの距離 h が0.5m以上の200Hz以下では、統計入射吸音率の方が残響室法吸音率よりも大きくなる傾向にあった。これは、領域結合型境界要素法では理想的な統計入射を前提に数値解析しているのに対し、実測で用いる残響室は一般に低域において拡散性が悪くなるため、グラスウールへの入射条件が拡散入射とならないことが予想され、これが不一致の原因であると考えられる。また、これらを距離 h の関数とした距離特性に関しても比較したところ、先の傾向と同様に200Hz以下、すなわち63Hzと125Hzでは統計入射吸音率の方が大きい結果となったが、250Hz以上でよい整合性を示した。

次に、領域結合型境界要素法を用いて斜入射吸音率を推定した。その結果、グラスウール下端から床面までの背後空気層が、グラスウールを透過する入射波と反射波の干渉場が成り立つ入射角、 $\theta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$ で、一般に説明される定在波の波長の1/4のところにグラスウールが設置されるような周波数において斜入射吸音率のピークを観察することができた。これより深い入射角では、グラスウールを透過せずに背後空気層に進入する入射波や反射波が存在するため複雑な音場となり、これに伴って斜入射吸音率の振る舞いも複雑であった。

以上の検討から、薄いグラスウールが床面から浮いている場合に対する斜入射吸音率および統計入射吸音率の領域結合型境界要素法による推定は、特に統計入射吸音率と残響室法吸音率との良好な整合性から、妥当であると判断できる。