

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3章 吸音率の定義と多孔質材料の音響特性モデル

3.1 本論文における吸音率の定義

一般的な吸音率 α の定義は、無限大面積の吸音構造体の吸音面に平面波がパワー W_{inc} で入射し、パワー W_{ref} だけ反射した場合、

$$\alpha = 1 - \frac{W_{\text{ref}}}{W_{\text{inc}}} \quad (3.1)$$

で与えられる。また、吸音構造体内で音響エネルギーが消費されたり透過してしまうパワーの合計を吸音パワー W_{abs} とすると、(3.1) 式における定義は次のようにも書ける。

$$\alpha = \frac{W_{\text{inc}} - W_{\text{ref}}}{W_{\text{inc}}} = \frac{W_{\text{abs}}}{W_{\text{inc}}} \quad (3.2)$$

この吸音率は、入射条件によって異なり、入射平面波が吸音面に対して垂直に入射する場合を垂直入射吸音率 α_0 、その垂直方向からある入射角 θ で入射する場合を斜入射吸音率 α_θ という。また、あらゆる入射角から等確率で入射すると仮定した場合を統計入射吸音率 α_{stat} という。

さて、この定義で問題なのは、まず入射波が平面波であるということである。すなわち、本論文では、第2章で定式化した3次元の境界要素法を用いて解析を行うため、音源の設定には点音源とせざるを得ず、これから放射される音波は球面波となってしまうことが問題となるのである。

また、対象とする吸音構造体は無限大面積であり、有限面積の場合を想定していない。測定によって吸音率を得ようとするとき、垂直入射吸音率では管内法 [1-3] を用いることによって、入射波が平面波であり吸音構造体が無限大面積であるという条件を定義通り満たすことができるが、斜入射吸音率や統計入射吸音率を求める場合はその定義を満たすことが非常に困難である。これによって、有限面積であるがために面積効果が引き起こされ、入射パワー W_{inc} 以上の吸音パワー W_{abs} が生じ、吸音率が1を超える原因となるのである。

斜入射吸音率の測定方法としてこれまでに様々な方法が提案されている。例えば、橘らは相関法を用いて直接音を消去する方法を提案しているが [47]、マイクロホンを吸音体直近に設置することによって、面積効果を回避している。また、Tamuraは空間 Fourier 変換法を用いることによって入射波成分と反射波成分の分離を行い、反射率と吸音率を求める方法を提案しているが [48, 49]、これもマイクロホンを吸音構造体直近に設置している。これらのようなマイクロホンを吸音構造体の直近に設置する方法によって斜入射吸音率を測定すれば、極力面積効果を排除することができるためその値が1を超えることは非常に少ない。吸音構造体の直近で測定することは、他に、

音源からの音波が球面波である影響を小さくするという利点も持つと考えられる。また、例えば Tamura の方法などは、入射波と反射波を1試行のうちで分離しその比をもって吸音率を定義するため、吸音構造体はその音場に存在することによる面積効果等の影響を入射パワーにも含むことになる。このことも吸音率を1以内に抑制することに役立っていると思われる。

統計入射吸音率はいわば数学モデルのようなものであるため実測によって得られる値ではないが、これに代わる実測値として残響室法吸音率がある。残響室法吸音率の測定方法 [5, 6] はすでに規格化され広く普及しているが、このときの試料面積は 10m^2 以上とされている。この試料面積の指定は、試料の短辺が概ね 3m 程度となることが多く、 125Hz 付近の波長と同程度の長さであることから、できる限り面積効果を避けるようにするためであると考えられるが、この通りの面積で測定しても残響室法吸音率が1を超えることはしばしばある。

このように、吸音率の測定に関して、定義のような無限大面積は現実的ではないが、有限面積であるがための面積効果を極力排除して測定するのが実情である。これは、吸音構造体の面積が変わっても吸音率の値が変化しないようにする、すなわち吸音構造体固有の物性値としての吸音率を得ようとする考え方であると思われる。では、吸音構造体が存在することによってその周辺の音場へ与える影響を吸音率で評価するとした場合には、吸音率の定義は如何にあるべきなのか。

現実的な例を挙げて考えると、まず工場の機械室内などで見られる天井および腰壁を除いた全側壁面が多孔質材料で内貼りされているようなときには、面積効果が生じることはほとんどなく、この場合の多孔質材料の吸音率は無限大面積における値を示すであろう。ところが、ホールや音楽室のように、一方的な吸音処理ではなく室内音場の調整として、また意匠的にも吸音構造体を用いる場合は、その吸音構造体が分割して設置され、その一つの面積が残響室法吸音率の測定において示される 10m^2 よりも小さい場合が多い。このようなときには、その吸音構造体には面積効果が生じ、吸音率のピークは1を超えるものと思われる。実際の音響設計においては、そこで使われる吸音構造体の大きさは様々であろうし、それゆえその音場へ吸音構造体を与える影響も変化するのであろう。したがって、現実的な音響設計という立場で吸音率を捉えるならば、吸音構造体はその音場へ与える影響の評価量として吸音率を考えるべきであり、面積効果までを含んだ値を用いるのが妥当であると考えられる。

そこで本論文では、面積効果をも加味した、すなわち吸音構造体が存在することによる音場への影響をすべて吸音率に含ませ、さらに「吸音率」という用語を有限面積においても用いることとする。吸音率を算出するための解析モデルは、Fig.3.1 に示すように半自由空間の反射面上に吸音構造体を設置し、吸音面の中心に Cartesian 座標系の原点をとる。また、点音源からの音波がなるべく平面波に近づくように、原点から半径 $1,000\text{m}$ の位置に点音源を配置するものとする。このとき、以下のように入射パワー W_{inc} と吸音パワー W_{abs} を算出し、斜入射吸音率および統計入射吸音率を定義する。この吸音率の定義は、吸音構造体が設置されるであろう面積に音波が入射するときの入射パワーに対して、吸音構造体が設置されたことによって及ぼす音場への影響を全て吸音パワーに含ませることになる。

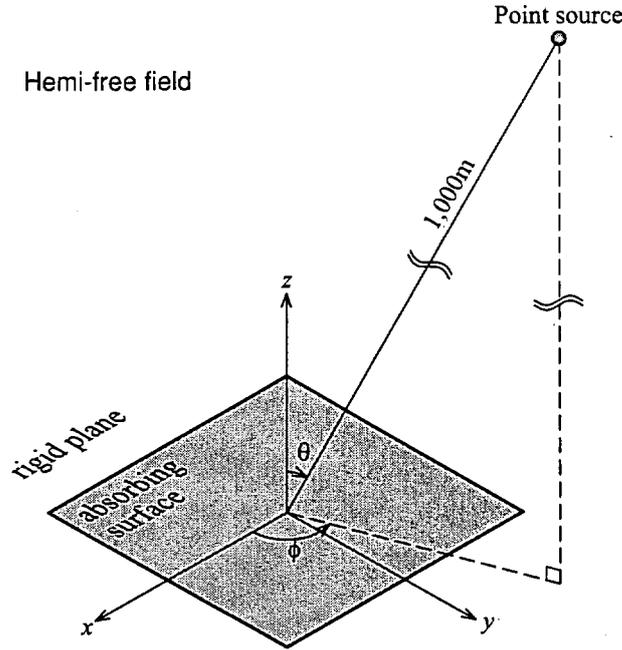


Fig. 3.1: Coordinates and geometry for estimation of the absorption coefficient

3.1.1 斜入射吸音率 α_θ の算出方法

斜入射吸音率 α_θ は, (3.2) 式の $\alpha_\theta = W_{\text{abs}}/W_{\text{inc}}$ で表される。点音源は, 極座標系を Fig.3.1 のようにとった場合, $\phi = 0^\circ, 0^\circ \leq \theta < 90^\circ$ の円弧上に存在するものとする。ここで, この円弧には $\phi = 0^\circ, \theta = 0^\circ$ が含まれており, この点に音源が存在するときは垂直入射となる。本論文では垂直入射吸音率を別の算出方法によって定義することはせず, 斜入射吸音率の定義のうち垂直入射となる $\phi = 0^\circ, \theta = 0^\circ$ の位置に点音源が存在するときを垂直入射吸音率と呼ぶことにする。以下に入射パワー W_{inc} , 吸音パワー W_{abs} の算出についてそれぞれ述べる。

幾何学的入射パワー W_{inc}

散乱体など障害物等が全くない3次元自由空間における強さ1の点音源 \mathbf{p} から放射される速度ポテンシャル $\varphi(\mathbf{r})$ は,

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{p}|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{p}|}$$

である。ただし, 位置ベクトル \mathbf{r} は任意の受音点である。また, 以降便宜上, 点音源 \mathbf{p} から受音点 \mathbf{r} までの距離 $|\mathbf{r}-\mathbf{p}|$ を r とおく。このとき, 音圧 p , $\mathbf{r}-\mathbf{p}$ 方向の粒子速度 \mathbf{u} はそれぞれ次のように表される。

$$p(\mathbf{r}) = \rho \frac{\partial \varphi(\mathbf{r})}{\partial t} = j\omega\rho \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} = j\omega\rho\varphi(\mathbf{r})$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}) = -\frac{\partial \varphi(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} = -\frac{(1+jkr)e^{-jkr}}{4\pi r^2} = -\frac{1+jkr}{r}\varphi(\mathbf{r})$$

ここで、粒子速度 \mathbf{u} の共役複素を \mathbf{u}^* とすると、任意の受音点 \mathbf{r} におけるアクティブインテンシティ $I(\mathbf{r})$ は、(2.97) 式から

$$I(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [p(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{u}(\mathbf{r})^*] = \frac{1}{2} \frac{k^2 \rho c}{(4\pi r)^2}$$

となる。したがって、この点音源から放射される音響パワー W_0 は、半径 r の全球面にわたる積分となるから、

$$W_0 = \iint_S I(\mathbf{r}) dS = 4\pi r^2 \cdot I(\mathbf{r}) = \frac{k^2 \rho c}{8\pi}$$

ところで、今の場合、任意の受音点は吸音材表面上の点であり、その入射角が θ であるとする、吸音材の吸音面積を S とし、求める入射パワー W_{inc} は、

$$W_{\text{inc}} = \frac{W_0}{4\pi r^2} S \cos \theta \quad (3.3)$$

となる。

吸音体による吸音パワー W_{abs}

吸音パワー W_{abs} は、境界要素法の解である吸音構造体の吸音面上における速度ポテンシャル、音圧および粒子速度から求められる。ただし、対象とする吸音構造体の解析モデルが 2.2.1 節のように単一領域で境界表面において局所作用を仮定でき、その境界条件としてノーマル比音響インピーダンス比が与えられている場合と、2.2.2 節のように局所作用を仮定できず複数領域を連成しており、吸音面上において音圧と粒子速度の両方が未知数である場合とで異なる算出方法となる。

単一領域の場合 吸音パワー W_{abs} は、吸音面のノーマル比音響アドミッタンス比 β を用い、境界要素法によって求められる吸音構造体表面の速度ポテンシャルから計算される。まず、吸音構造体の吸音面上におけるある境界要素上の任意の点における音圧を p とすると、外向き（吸音構造体の内部方向）法線方向の粒子速度 \mathbf{u}_n は、アドミッタンスの定義から、

$$\frac{\beta}{\rho c} = \frac{\mathbf{u}_n}{p} \iff \mathbf{u}_n = \frac{\beta}{\rho c} p$$

ここで、 ρ は空気の密度、 c は空気中の音速である。したがって、吸音構造体表面の速度ポテンシャルを φ とすると、

$$\mathbf{u}_n = \frac{\beta}{\rho c} \cdot j\omega \rho \varphi = jk\beta\varphi$$

ゆえに、外向き法線方向のアクティブインテンシティ I_n は (2.97) 式より、

$$I_n = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [p \cdot \mathbf{u}_n^*] = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[p \cdot \frac{\beta^*}{\rho c} p^* \right] = \frac{|p|^2}{2\rho c} \operatorname{Re} [\beta] = \frac{k^2 \rho c}{2} |\varphi|^2 \operatorname{Re} [\beta]$$

と表せるから、ある一つの線形要素 S_j 上の吸音パワー W_{abs,S_j} は、

$$W_{\text{abs},S_j} = \iint_{S_j} I_n dS = \frac{k^2 \rho c}{2} \text{Re}[\beta] \iint_{S_j} |\varphi|^2 dS$$

以上より、求める吸音構造体の全吸音面積 F における吸音パワー W_{abs} は、次式で与えられる。

$$W_{\text{abs}} = \iint_F I_n dS = \frac{k^2 \rho c}{2} \sum_j \text{Re}[\beta] \iint_{S_j} |\varphi|^2 dS \quad (3.4)$$

複数領域の場合 この場合の吸音パワー W_{abs} は、境界要素法によって求められる吸音構造体の吸音面の音圧と粒子速度から計算される。まず、吸音面におけるある境界要素 S_j 上の任意の点における音圧を p 、外部領域から見て外向き（吸音構造体の内部方向）法線方向の粒子速度を u_n とすると、その点におけるアクティブインテンシティ I_n は、

$$I_n = \frac{1}{2} \text{Re}[p \cdot u_n^*]$$

だから、ある一つの線形要素 S_j 上の吸音パワー W_{abs,S_j} は、

$$W_{\text{abs},S_j} = \iint_{S_j} I_n dS$$

したがって、求める吸音構造体の全吸音面積 F における吸音パワー W_{abs} は、次式で与えられる。

$$W_{\text{abs}} = \iint_F I_n dS = \sum_j W_{\text{abs},S_j} \quad (3.5)$$

3.1.2 統計入射吸音率 α_{stat} の算出方法

Fig.3.1 で示す本解析モデルは x, y 軸について対称であることから、吸音構造体吸音面への統計入射は Fig.3.2 に示すように $x > 0, y > 0, z > 0$ の $\pi/2$ 空間からの入射で代表できる。この統計入射を実現するために点音源をその $\pi/2$ 空間に分布させるのだが、このとき点音源は Fig.3.2 のように吸音面の中央を中心とする半径 r の $1/8$ 球面上に分布させる。さらに各々の点音源は、その球面の立体角がほぼ等しくなるような要素の代表点に設定する。これによって、球面を離散化する要素の点音源が受け持つ入射エネルギーがほぼ等しくなり、効率的でしかも入射角の偏りが抑えられ精度よく計算することができる。

この $1/8$ 球面の離散化および点音源の設定に関する手続き [50, 51] は次の通りである。

1. θ 方向の分割数 N を任意に定め、半径 r の $1/8$ 球面を θ 方向に等分割する。
2. 分割された領域名を θ の小さい順に $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots, E_N$ 、その表面積を $S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_N$ とおく。
3. E_i の ϕ 方向分割数 M_i を、 S_i/S_1 を四捨五入して得た整数と定める。
4. E_i を ϕ 方向に M_i 分割し、 ϕ が小さい順に $e_{i,1}, e_{i,2}, \dots, e_{i,j}, \dots, e_{i,N}$ 、その表面積を $s_{i,1}, s_{i,2}, \dots, s_{i,j}, \dots, s_{i,N}$ とおく。

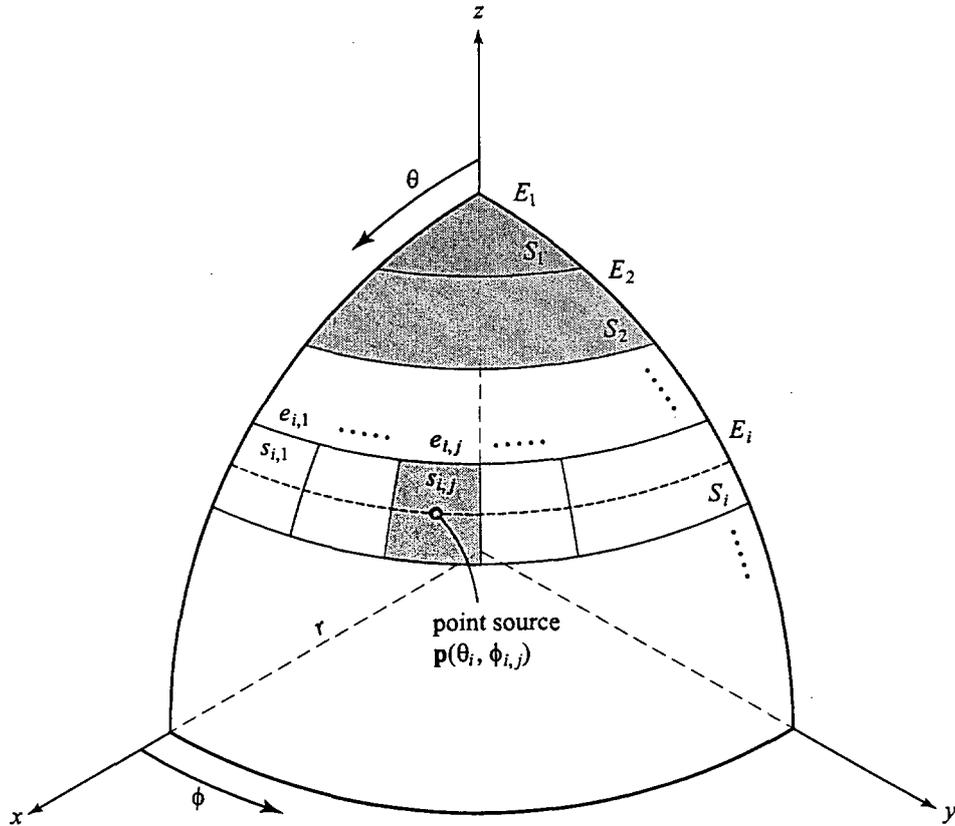


Fig. 3.2: The positions of the point sources

5. 要素 $e_{i,j}$ 上に点音源位置となる代表点の極座標 $\mathbf{p}(\theta_i, \phi_{i,j})$ を定める。 $\mathbf{p}(\theta_i, \phi_{i,j})$ は θ 方向に領域 E_i の面積 S_i を 2 等分する緯線上で、 ϕ 方向には要素 $e_{i,j}$ を 2 等分する経線の交点とする。

ここで、点音源位置 $\mathbf{p}(\theta_i, \phi_{i,j})$ は次式で与えられる。

$$\theta_i = \cos^{-1} \left[\frac{1}{2} \left\{ \cos \left(\frac{(i-1)\pi}{2N} \right) + \cos \left(\frac{i\pi}{2N} \right) \right\} \right]$$

$$\phi_{i,j} = \frac{(2j-1)\pi}{4M_i}$$

ただし、

- N : θ 方向の分割数
 M_i : 領域 E_i の ϕ 方向の分割数

以上のような手続きにより点音源の位置を設定し、各音源ごとの入射パワーおよび吸音パワーを算出する。その後、次式のようにすべての音源に対する入射パワーの和と吸音パワーの和の比から統計入射吸音率を求めることができる。吸音材の全吸音面積を F 、その任意の点における外向き法線方向のアクティブインテンシティを I_n 、点音源 $\mathbf{p}(\theta_i, \phi_{i,j})$ における入射パワーを $W_{\text{inc}(i,j)}$ 、

吸音パワーを $W_{\text{abs}(i,j)}$ とすると、統計入射吸音率 α_{stat} は以下で求まる。

$$\alpha_{\text{stat}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} \iint_F I_{n(i,j)} dS}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} W_{\text{inc}(i,j)}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} W_{\text{abs}(i,j)}}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{M_i} W_{\text{inc}(i,j)}} \quad (3.6)$$

なお、 $W_{\text{inc}(i,j)}$ は (3.3) 式、 $W_{\text{abs}(i,j)}$ は (3.4) または (3.5) 式より得られる。また、本論文においては $N = 10$ とし、 $1/8$ 球面上に分布する点音源の総数は 82 個とした。

ここで、吸音材の全吸音面積 F について触れておく。本論文で取り扱う吸音体のうち、第 4 章、第 6 章、第 7 章の半自由空間の反射面上に密着して設置されるものについては、吸音面積は入射パワーを算出する際に用いた S と同じ面積となるが、第 5 章のように反射面から浮いている場合には、反射面側が音響的に閉じていない限り吸音面となり得るので、全吸音面積は $F = 2S$ となる。

3.1.3 斜入射吸音率の測定について

本論文においては、可能な限り数値解析によって予測した吸音率を実測によって得られた吸音率と比較し検討を行うが、統計入射吸音率の場合はそれに代わるものとして残響室法吸音率を用いる。しかし、斜入射吸音率はそれを測定する方法に関する規格が存在せず、一般的に普及しているような測定方法も現時点では確立していない。したがって、斜入射吸音率を測定しようとする場合、用いられる吸音構造や設置状態などに最も適した測定方法を選定し、なければ自ら考案せねばならない。ところが、3.1.1 節で定義した本論文における斜入射吸音率の定義に沿うような測定方法は存在しないと考えられる。というのは、吸音構造体が存在することによる音場への影響を、斜入射吸音率の測定においてどのように定量的に評価するのかという問題であるが、これを実現する方法がないと思われるからである。例えば、前述の橘らや Tamura によって提案された測定方法は、吸音構造体の吸音面直近に測定点を設定し面積効果を排除してしまっているし、Kimura らがやっている測定方法 [4] は、音源と受音点が吸音構造体からある程度離れているにしても、TSP 信号を用いて試料からの初期反射音のみを取り出して評価するため、試料周辺における回折波等は除外されてしまう。また、城戸らは音響インテンシティを用いて斜入射吸音率の測定を試みている [52, 53] が、測定対象を無限大吸音面と同等に扱うため、やはり吸音面近傍において測定し、面積効果の影響は考慮していない。これらのすでに提案されている測定方法に対して、本論文における定義通りに測定するならば、吸音構造内部方向へのアクティブインテンシティを全吸音面積にわたって測定し積分することになるが、これは非現実的な測定となることが予想されるため、本論文における斜入射吸音率を測定する方法は現在のところ存在しないと判断できる。したがって、本論文において斜入射吸音率は数値解析のみによる予測と検討とし、その数値解析の妥当性や予測された吸音率に対する検討は、数値解析によって得られる統計入射吸音率と実測による残響室法吸音率との比較で行うこととする。

3.1.4 1/3 オクターブバンドの周波数分析について

普通、吸音率の周波数特性を評価する場合には、1/1 オクターブバンドかもしくは詳細に行う場合でも1/3 オクターブバンドごとに検討する。これは、一般に最も多く用いられる多孔質材料による吸音構造体の吸音率は急峻なピークやディックが現れることが少ないこと、音響設計の現場において純音のような非常に細かい周波数分解能を持って設計することはほとんど不可能に近いこと、またそれに対応した評価量が少ないこと、などによるものと考えられる。そこで、本論文においても吸音率の周波数特性の評価は1/3 オクターブバンドで行うこととする。境界要素法による数値解析においては、言うまでもなく純音で計算することになるため、1/9 オクターブごとに計算を行い、各1/3 オクターブに含まれる3周波数の算術平均をもって吸音率とする。

3.2 多孔質材料の音響特性モデル

3.2.1 本論文における多孔質材料の取り扱いについて

グラスウールのような多孔質材料は、一般に等方均質性の媒質として扱われることが多い。このような取り扱いで十分な計算精度を保てることが多いが、不十分である例として Panneton らは、板と多孔質材料が接している構造の透過損失を有限要素法と境界要素法を用いて数値解析を行っている [54]。この中で Panneton らは、多孔質材料を等方均質性の媒質として取り扱くと、板振動における固有周波数付近で生じる透過損失のディップを過度に予測してしまう傾向を示している。これは、本来、多孔質材料はガラスなどの弾性体の繊維の集合として形成されているものを、弾性体の情報を取り扱わないことが原因であるが、このような場合、Biot が提唱した弾性体としてのモデル化 [55] が必要となってくる。近年、Biot のモデルを用いた数値解析を試みる例が増えているが、このモデルは必要なパラメータが多く、それを得るための測定が容易でないものもある [56] ため、導入するにはある程度の困難が伴うと考えられる。

さて、本研究では多孔質材料を用いた吸音構造を取り扱うのだが、上述の例のようなものではなく多孔質材料のみで構成される吸音構造に対しては Biot のモデルを適用している例は非常に少なく、また等方均質性の媒質として扱うだけでは不十分であるような例は筆者の知る限りにおいて存在しない。したがって、導入の困難さも考慮して、本論文においては多孔質材料を等方均質性の媒質として取り扱うこととする。

3.2.2 多孔質材料の特性インピーダンスと伝搬定数

本論文で取り扱う多孔質材料は、グラスウール（密度 32kg/m^3 ）である。このグラスウールの特性インピーダンス Z_p と伝搬定数 γ を数値解析で用いるためにモデル化することを考える。

グラスウールの特性インピーダンスと伝搬定数は、伝達関数法 [3, 57] を用いた 2-thickness method [58] によって測定することができる。この伝達関数法は、ある音響管の一端に試料を設置し、他端のスピーカから放射された音波による音響管内の音圧を二つのマイクロホンによって測定し、それから管内の伝達関数を求める方法であるが、管内を伝搬する音波は平面波という要請から測定する周波数帯域によって音響管の太さを換えるのが普通である。ところが、後に示すように、音響管の太さが異なると測定の結果得られる特性インピーダンスや伝搬定数が連続的に繋がり難く、さらに試料が音波によって励振されることがあり、正確に測定することが難しい場合が少なくない。

このような直接的な測定のほかに、グラスウールの流れ抵抗を測定しその値を実験式に用いて求める方法もある。Delany-Bazley は流れ抵抗 σ と周波数 f の関数として次の式を実験的に導き提案している [59]。空気の固有音響抵抗 ρc によって基準化された特性インピーダンスを $Z_p/\rho c =$

$R/\rho c + jX/\rho c$, 伝搬定数を $\gamma = \alpha + j\beta$ とおくと,

$$\begin{aligned} \frac{R}{\rho c} &= 1 + 9.08 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.75}, & \frac{X}{\rho c} &= -11.9 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.73} \\ \alpha &= 10.3 \frac{\omega}{c} \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.59}, & \beta &= \frac{\omega}{c} \left[1 + 10.8 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.70}\right] \end{aligned} \quad (3.7)$$

で与えられる。ここに、 ω は角周波数である。この実験式は、材料の流れ抵抗さえ把握すれば自由に特性インピーダンスと伝搬定数を求めることができるため非常に使いやすく、現在でも最もよく用いられるモデルであるといっても過言ではない。しかし、これを用いて材料表面の音響インピーダンスを求めると、低周波数域においてその実部が負になってしまうことがあるという欠点がある。そこでこの欠点を修正したモデルが Miki によって提案された [60]。これは次のように与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{R}{\rho c} &= 1 + 0.070 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632}, & \frac{X}{\rho c} &= -0.107 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.632} \\ \alpha &= \frac{\omega}{c} \left[0.160 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.618}\right], & \beta &= \frac{\omega}{c} \left[1 + 0.109 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.618}\right] \end{aligned} \quad (3.8)$$

この他、Allard らによって提案されているモデル [61] もあるが、これは周波数の関数としたグラスウールの実効密度と体積弾性率から算出されるもので、理論的に導出されていることもあり先の 2 例よりも信頼性が高いといえるが、測定しなければならないパラメータの数が多く、複雑な手続きが必要である。

この様々にあるグラスウールの特性インピーダンスと伝搬定数を求める方法 [62] の中から、ここではまず、伝達関数法を用いた 2-thickness method による Z_p と γ の算出と、Miki のモデルによる Z_p と γ の推定を比較する。伝達関数法による測定では、断面積が異なる 2 種類の音響管を用いた。一つは 500mm × 500mm の断面を持つ音響管で、測定可能な周波数範囲は 85Hz ~ 340Hz の低周波域である。もう一つは 100mm × 100mm の断面であり、85Hz ~ 1,500Hz の中周波域で測定可能である。この伝達関数法の測定では、グラスウールがスピーカからの音圧によって振動する場合があるので、Fig.3.3, Fig.3.4 に示すようなボルトをグラスウールに挿し込み、その振動を極力抑えるようにした。

Fig.3.5 に伝搬定数の伝達関数法を用いた 2-thickness method の計算値と Miki のモデルの推定値を示す。また、Fig.3.6 には特性インピーダンスを示す。この 2-thickness method による計算に用いたグラスウールの厚さは、低周波域においては 100mm と 200mm、中周波域では 50mm と 100mm であり、厚さ 50mm のものを重ねることによってその厚さを実現した。また、Miki のモデルによる推定に用いた流れ抵抗値は、実測によって得られたものであり、6976N·s/m⁴ である。

Fig.3.5 の伝搬定数、Fig.3.6 の特性インピーダンスのどちらをみても、2-thickness method で求めた低周波域と中周波域は互いに不連続な値を示しており、さらに不自然なピーク、ディップが存在している。この原因として考えられるのは、それぞれの周波数域の低域における波長に対してマイクギャップが狭すぎること、スピーカからの音圧によるグラスウールの振動が十分抑制

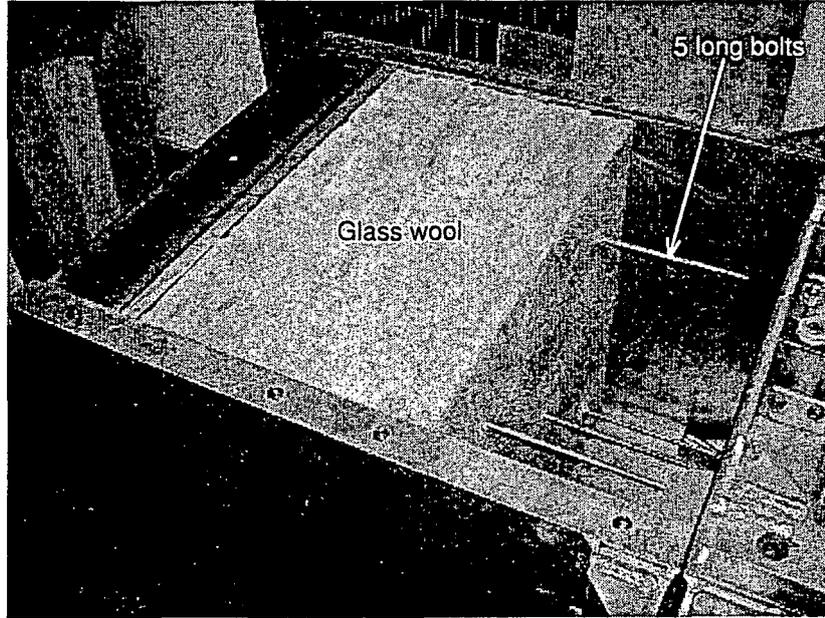


Fig. 3.3: The inside of large acoustic tube

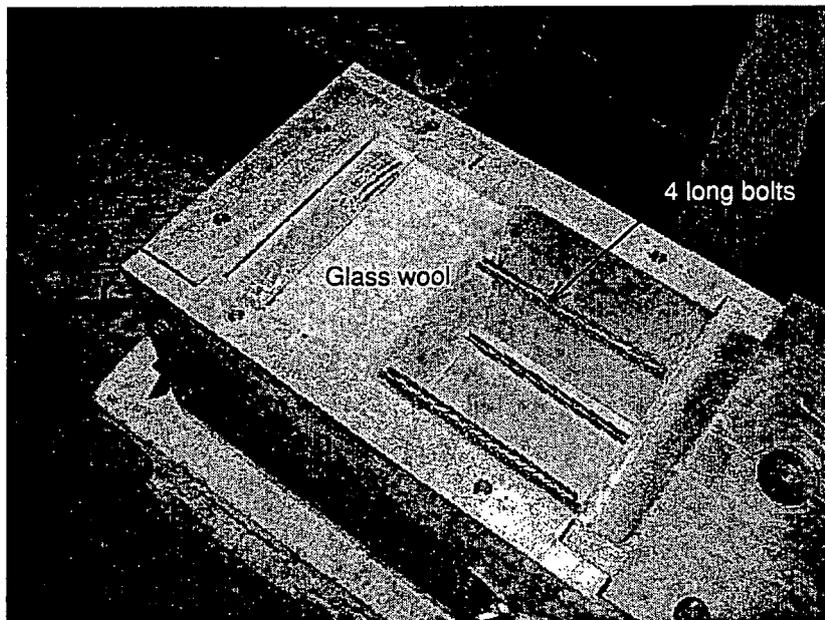


Fig. 3.4: The inside of middle size acoustic tube

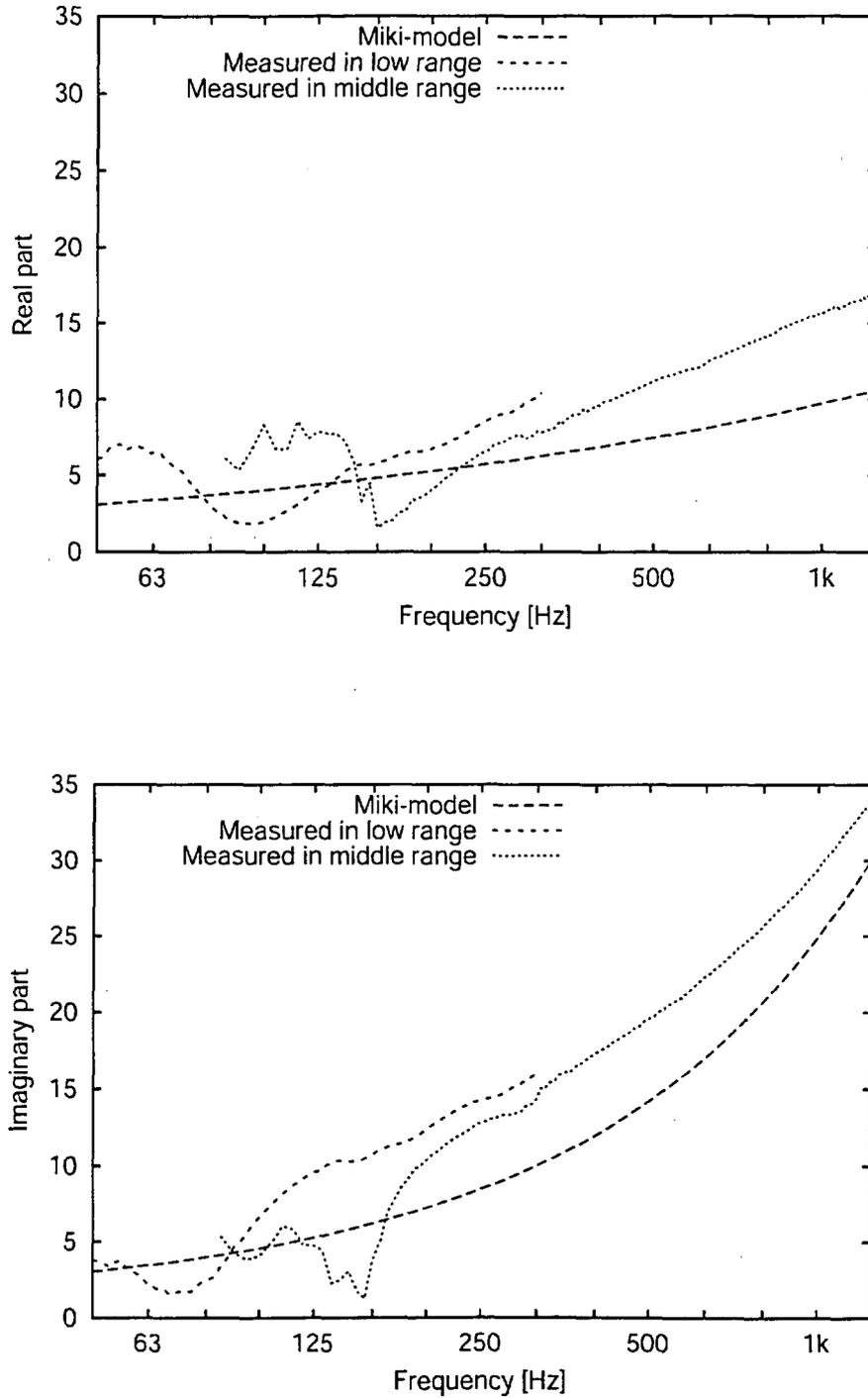


Fig. 3.5: The measurement values of the propagation constant.

For transfer function method, the thickness of glass wool are 100mm and 200mm in low range, the thickness of glass wool are 50mm and 100mm in middle range.

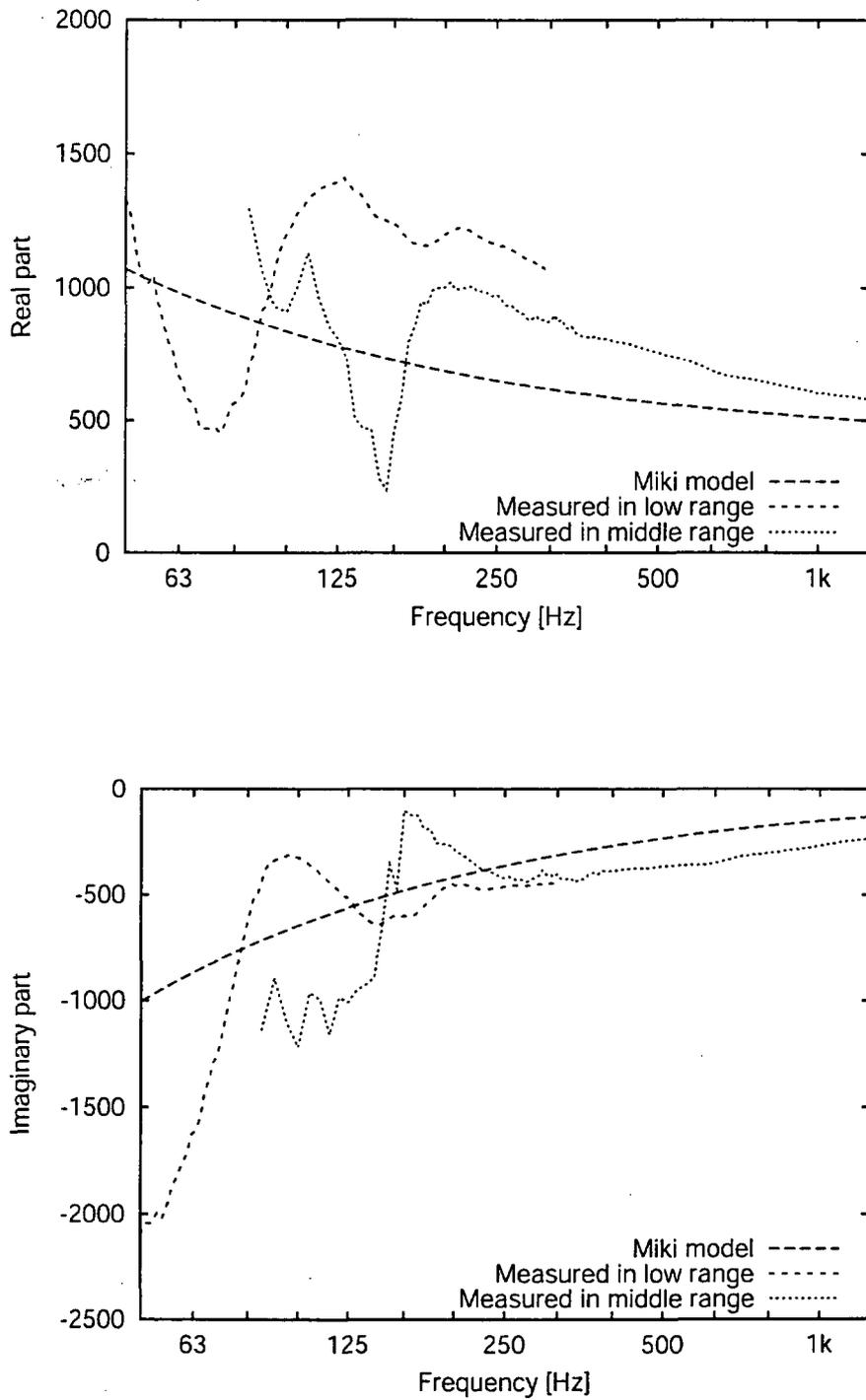


Fig. 3.6: The measurement values of the characteristic impedance.
 For transfer function method, the thickness of glass wool are 100mm and 200mm in low range,
 the thickness of glass wool are 50mm and 100mm in middle range.

されてないこと、が挙げられる。また、2-thickness method で求めた値と Miki のモデルによる推定値との間には、十分な整合性が得られていないといえる。

そこで、本論文ではこれら二つの方法による値を折衷するような新たなモデルを作成し、それを数値解析に採用することとする。Miki のモデルはあくまでも値を推定する計算モデルであるとして、原則的に 2-thickness method により求めた結果を用い、その値が不安定な領域では Miki のモデルに従うような自然な曲線を描くように試行錯誤的に求めた。このとき、特性インピーダンス Z_p と伝搬定数 γ の関係を表す次の (3.9) 式 [63] を考慮した。

$$Z_p = \frac{j\omega\rho_p}{\gamma} \quad (3.9)$$

ただし、 ρ_p はグラスウールの実効密度である。このようにして求めた伝搬定数のモデルを Fig.3.7 特性インピーダンスのモデルを Fig.3.8 に示す。なお、以降本論文では Fig.3.7, Fig.3.8 のモデルを修正モデルと呼ぶ。

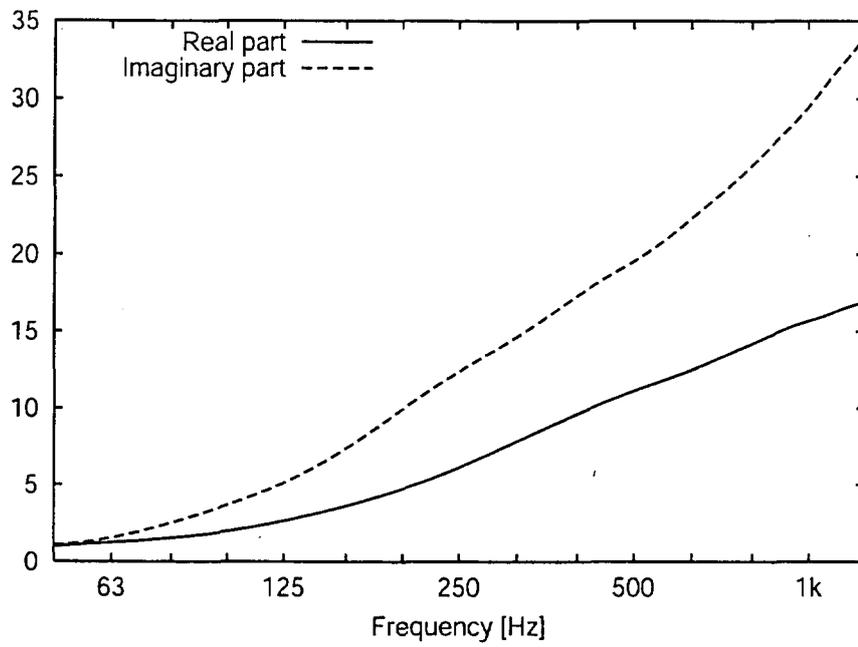


Fig. 3.7: Modified model of the propagation constant

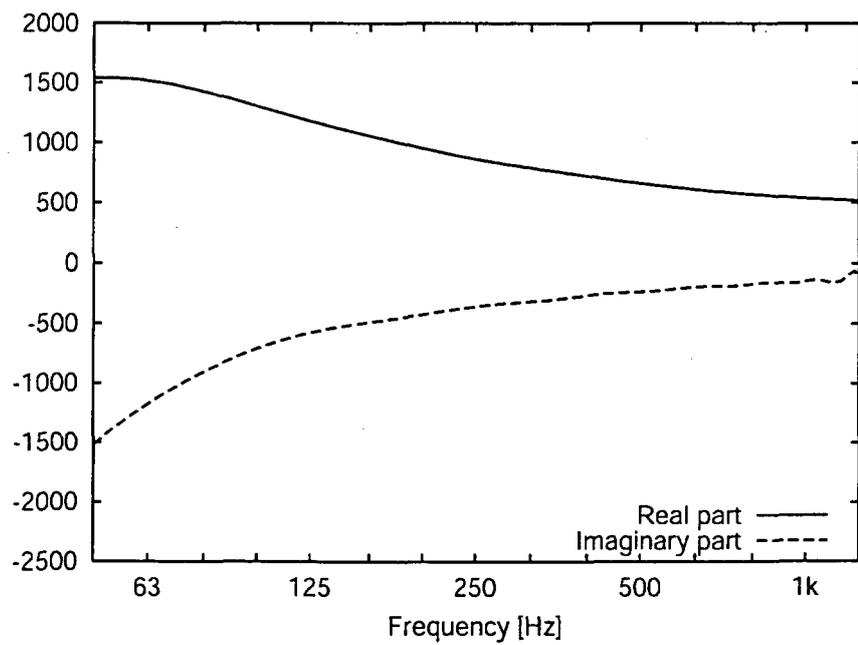


Fig. 3.8: Modified model of the characteristic impedance