

# エッジ効果抑制型拡散吸音体の開発

関西大学 環境都市工学部 建築学科  
建築環境工学第 I 研究室  
建 12-117 米澤暢洋  
指導教官 豊田政弘准教授

# 目次

第1章	はじめに	1
1.1	研究背景	1
1.2	既往研究	2
1.3	研究目的	3
第2章	数値解析法	4
2.1	FDTD法の概要	4
2.2	評価法	8
第3章	条件	10
3.1	基本形状	10
3.2	布の特徴	12
第4章	結果	13
4.1	吸音率	13
4.2	拡散性	18
第5章	考察	22
第6章	結論	23
	参考文献	24
	謝辞	25

# 第1章 はじめに

## 1.1 研究背景

近年、住宅をはじめ、学校の講義室などの建築空間における音環境をより良くすることが重要になっている。通常、室内における音環境を左右するのは、壁や床に張る吸音体の性能である。適切に吸音体を設置することによって、反響やフラッタエコーなどの音響障害を回避するとともに、その室の用途に応じた残響を得ることが可能となる。したがって、室内音響設計時には吸音体の選別や設置場所などを検討することになる。

一方、特に小空間の音場では固有モードの影響が大きく、低周波数域の制御が室内音響設計時の大きな課題となっている。固有モードへ大きな影響を与えるのは室形状であるが、建設後の室形状の変更は実質的には不可能であるため、吸音体の設置などによる内装の比較的軽微な配慮で音場を改善することが望まれている。

しかし、固有モードの影響により、吸音体の設置場所によって吸音体の効果が異なることが多く、したがって以下の2つの問題点が生じる。1点目は吸音性能の正確な予測がしづらく、設置設計が難しいことである。2つ目は設備設計の関係上、吸音体を設置できる場所が限定されるため、予期せぬ吸音を生じたり、予期した吸音が得られない可能性があることである。そのため、吸音性能が設置場所に依存しない吸音体の開発が必要と考えられる。

## 1.2 既往研究

固有モードにより吸音性能の設置場所への依存性が生じるため、ここでは固有モードの発生を抑えるための拡散体に着目する。

音エネルギーを吸収せず広帯域で高い拡散性を持つ反射面形状の開発を目的として考えられた平方剰余型拡散体 (Quadratic Residue Diffuser: QRD) が、幾つかの実験により、設計周波数から外れた低周波数域でかなりの吸音性をもつことが指摘されてきた。

なぜ拡散体である QRD に過剰吸音が生じるのかについては、高橋により明らかにされた[1]。それは、反射境界面の不連続面における、各々の面の間に生じる多重回折現象による材料自身の持つわずかな吸音性の増幅作用と考えることができる。つまり、溝の中には他の面とのやり取りにおいて無限回の入射波が存在し、その都度わずかながらのエネルギーを失い、結果として予期せぬ過剰吸音が生じる原因となっている。

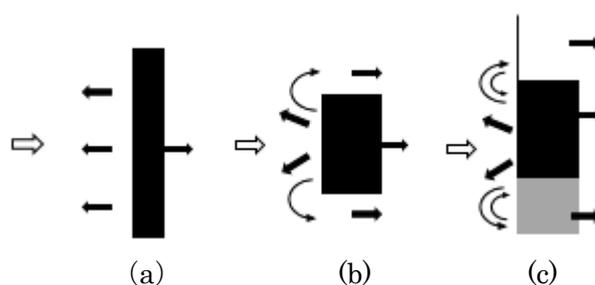


図 1：無限の広がりとは異なる音響特性を持つ音響反射の模式図

図 1 はこの吸音のメカニズムを模式的に示したものである。(a)自由空間中にある無限大平面の場合、面の持つ反射率に従って音エネルギーは反射される。しかし、これが(b)有限の大きさとなった場合には回折により、反射されるエネルギーは減少する。これは、(c)周波数が低いほど顕著であり、有限面以外の部分は何らかの反射性を持った面に置き換わった場合も同様の現象が生じる。ただし、この時には面相互間の多重回折ということになり、1つの面においては入射、反射、回折、吸収が繰り返され、最終的には反射されるエネルギーと吸音されるエネルギーに大別される。音波は1つの面から他の面へ回折によって入射し、そのうち吸収されるエネルギー量の総和が過剰吸音に相当するエネルギーと考えることができる。

また、上記の結果と共に、溝深さが均一の場合には吸音性がほとんどないにも関わらず、不均一となった場合は周波数と入射角に依存する吸音性を持つことが報告されている。たとえ音響的に完全剛な材料を使用して完璧な形で QRD を作製しても、空気の粘性に起因するわずかながらの吸音は避けることができないことが明らかにされた。

一方、河井らはエッジ効果抑制型遮音壁を開発している[2]。エッジ効果とは、薄い板のエッジ近傍に、非常に大きな粒子速度振幅が生成される現象を指す。エッジ付近に流れ抵抗を持つ通気性の布や薄い吸音層を置くことにより、激しく振動する粒子との摩擦により比較的大きな吸音効果が得られることが明らかにされた。

### 1.3 研究目的

本研究の最たる目的は、吸音性能が設置場所に依存しない吸音体を開発することである。音場を拡散しつつ、吸音する拡散吸音体を用いれば、固有モードを発生せず、設置場所に性能が依存しないため、音響設計が容易になるものと思われる。

本論文では、従来の拡散体や吸音体の評価のように、拡散性や吸音性のどちらか一方に着目するのではなく、双方に着目しながら解析手法の一つである時間差領域差分法（**Finite-Difference Time-Domain Method: FDTD 法**）を用いて定量的な評価を行う。

上述の既往研究に示した通り、インピーダンスの不連続部分で生じる音波の回折現象と面自体の持つ吸音特性との相乗効果によるエネルギー損失が **QRD** の過剰吸音の原因であろうとの予測ができた。したがって、その溝開口部間の仕切りの先端に吸音性を持つ布を設置すれば、エッジ効果抑制と同様の現象により、吸音性を高めることが出来るものと推測される。

## 第2章 数値解析法

### 2.1 FDTD 法の概要

FDTD 法とは、偏微分方程式の微分項を差分に置き換え、逐次時間積分を行うことで、対象となる場の物理量の時間発展を計算する手法である[3]。FDTD 法では、以下に示す運動方程式と連続方程式を支配式として音波の解析を行う。

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.2)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

$$p + k \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.4)$$

$p$ は音圧 [Pa]、 $u_x$ ,  $u_y$ ,  $u_z$ は  $x$ ,  $y$ ,  $z$  各方向の粒子変位 [m]、 $k$ は空気の体積弾性率 [ $\text{N/m}^2$ ]、 $\rho$ は平行状態における空気密度 [ $\text{kg/m}^3$ ]を表す。式(2.1)~(2.4)のすべてを1階の偏微分方程式をするために、以下のように、式(2.4)の両辺を時間微分するとともに、変位の時間微分を粒子速度に置換する。ここで、 $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$ は  $x$ ,  $y$ ,  $z$  各方向の粒子速度 [m/s]である。

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0 \quad (2.5)$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (2.6)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + k \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = 0 \quad (2.8)$$

音圧や粒子速度は空間や時間に関して連続的に変化するが、計算機では連続的な関数を扱うことができないため、空間や時間のある単位で区切り、離散化する。ここで、3次元音場の離散化について説明する。図3は、時間的なずれの表現を省き、1つの音圧参照点とそれを囲む粒子速度参照点の空間的な配置のみを表した Yee セルである。 $i$ ,  $j$ ,  $k$ は空間ステップであり、 $x$ ,  $y$ ,  $z$  方向に関して、何番目の音圧参照点であるかを表している。また、 $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$ は空間離散化幅 [m]である。

さて、上述の離散化にともない、例えば、式(2.8)を  $x$  に関する偏微分係数を差分商を用いて、次のように近似する。

$$\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=x_0} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{p|_{x=x_0+\frac{\Delta x}{2}} - p|_{x=x_0-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \approx \frac{p|_{x=x_0+\frac{\Delta x}{2}} - p|_{x=x_0-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \quad (2.9)$$

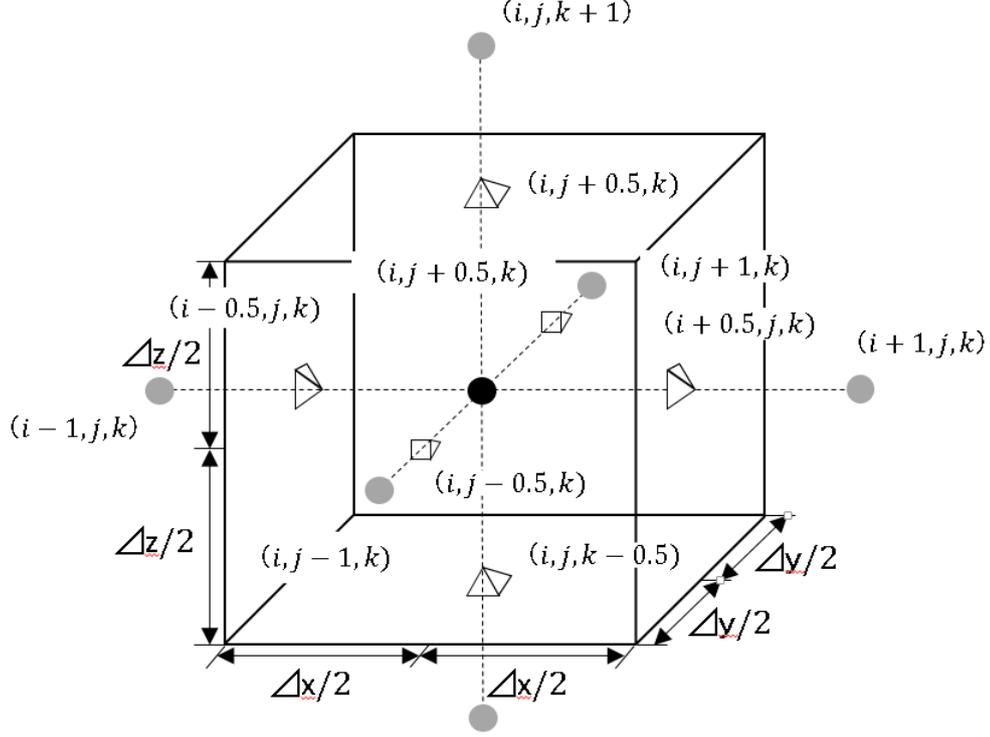


図 3 : Yee セル(3 次元音場)

粒子速度参照点は音圧参照点からそれぞれ空間離散化幅の半分ずつずれた位置にあるため、図 3 の配置に式(2.9)を適用すると、時間ステップ  $n$  の時刻について、式(2.5)は以下のように表す。

$$\rho \frac{v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - v_x^{n-0.5}(i+0.5, j, k)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i+1, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta x} \quad (2.10)$$

このように空間的にも時間的にも音圧と粒子速度の参照点を互い違いに配置した格子スタガードグリッドと呼ぶ。スタガードグリッドを用いることで、空間微分にも時間微分にも式(2.9)と同様に近似することが可能である。同様にして、式(2.6)~(2.8)は

$$\rho \frac{v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) - v_y^{n-0.5}(i, j+0.5, k)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j+1, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta y} \quad (2.11)$$

$$\rho \frac{v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) - v_z^{n-0.5}(i, j, k+0.5)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j, k+1) - p^n(i, j, k)}{\Delta z} \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{p^{n+1}(i, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta t} = & -k \frac{v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - v_x^{n+0.5}(i-0.5, j, k)}{\Delta x} \\ & -k \frac{v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i, j-0.5, k)}{\Delta y} \\ & -k \frac{v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) - v_z^{n+0.5}(i, j, k-0.5)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.13)$$

と近似することができる。

式(2.10)~(2.13)において、最も時間ステップが大きい項のみを左辺に残し変形すると、

$$v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) = v_x^{n-0.5}(i+0.5, j, k) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta x} \{p^n(i+1, j, k) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.14)$$

$$v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) = v_y^{n-0.5}(i, j+0.5, k) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta y} \{p^n(i, j+1, k) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.15)$$

$$v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) = v_z^{n-0.5}(i, j, k+0.5) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} \{p^n(i, j, k+1) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} p^{n+1}(i, j, k) = & p^n(i, j, k) - k \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - v_x^{n+0.5}(i-0.5, j, k)\} \\ & - k \frac{\Delta t}{\Delta y} \{v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i, j-0.5, k)\} \\ & - k \frac{\Delta t}{\Delta z} \{v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) - v_z^{n+0.5}(i, j, k-0.5)\} \end{aligned} \quad (2.17)$$

これらの計算をすべての空間ステップに対して行えば、過去の音圧と粒子速度の分布から未来の音圧と粒子速度分布が得られることになる。このように粒子速度の計算と音圧の計算を空間的にも時間的にも互い違いに行う方法をリープフロッグアルゴリズムと言う。

次に音源からの出力を **FDTD** 法に導入する方法について説明する。静寂な状態、初期条件として粒子速度分布も音分布もゼロとみなせる場の、ある 1 点に音源になる呼吸体を考え、その体積速度を印加する。音源が 1 つの場合、音源位置:  $i_d, j_d, k_d$ 、体積速度信号:  $Q(t)$  [ $m^3/s$ ]とすると、式(2.17)の右辺に音源項を追加する。

$$\begin{aligned} p^{n+1}(i_d, j_d, k_d) = & p^n(i_d, j_d, k_d) - k \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_x^{n+0.5}(i_d+0.5, j_d, k_d) - v_x^{n+0.5}(i_d-0.5, j_d, k_d)\} \\ & - k \frac{\Delta t}{\Delta y} \{v_y^{n+0.5}(i_d, j_d+0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i_d, j_d-0.5, k)\} \\ & - k \frac{\Delta t}{\Delta z} \{v_z^{n+0.5}(i_d, j_d, k_d+0.5) - v_z^{n+0.5}(i_d, j_d, k_d-0.5)\} + \frac{k \Delta t}{\Delta x \Delta y \Delta z} Q^n \end{aligned} \quad (2.18)$$

音源は時間信号、もしくは、空間分布を与えて計算に導入することになるが、Yee セルと 2 点参照の中心差分スキームを採用しているため、空間離散化幅、時間離散化幅、音波の周波数、および、伝搬方向に依存する誤差が生じる数値分散性により波形が乱れる。その際は解析周波数をカットオフ周波数とするローパスフィルターなどにより、数値分散誤差の少ない周波数帯の成分のみを抽出するなどの処理が必要となる。

最後に、解析対象領域の端の参照点の更新の処理を決定付ける境界条件を説明する。剛な協会の場合にはその面に垂直な粒子速度を常にゼロとすればよい。一方、吸音境界を最も簡単に実装するには、垂直入射インピーダンスを用いればよい。この表面インピーダンス  $z_n$  [ $Ns/m^2$ ] は面上の点の音圧をその面に垂直に入射する方向の粒子速度で割った値として定義され、垂直入射吸音率  $\alpha_n$  と式(2.19)の関係があるため、表面インピーダンスの値で適当に定めることで、その面に所望の吸音率を与えることが可能である。

$$z_n = \rho c \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_n}}{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}} \quad (2.19)$$

この際の境界条件は「境界上の粒子速度が常にその点の音圧を表面インピーダンスで割った値と等しい」となる。図4の両端が共に表面インピーダンス $z_n$ の境界であれば下式とすればよい。

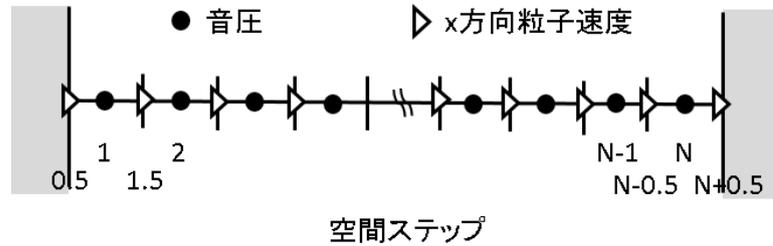


図4：離散化された1次元音場

$$v_x^{n+0.5}(0.5) = -\frac{p^n(1)}{z_n} \quad (2.20) , \quad v_x^{n+0.5}(N+0.5) = -\frac{p^n(N)}{z_n} \quad (2.21)$$

粒子速度の正方向境界面の向き関係から、左端では負符号になることに注意が必要である。また、この処理は、すべての周波数に対して同等の影響をおよぼすため、周波数依存性を考慮することができないことにも注意が必要である。

3次元音場の場合、斜めから音波が入射する場合には、その垂直成分のみに作用することに注意が必要である。すなわち、音圧と表面インピーダンスから求まる粒子速度はその境界面に垂直な方向の値であるため、本来の境界面がスタガードグリッドと平行でない場合には、求めた粒子速度をスタガードグリッドに平行な粒子速度成分に分解するなどの処理が必要となる。

## 2.2 評価法

本研究の解析結果は以下のように評価する。

吸音率は、入射した音波エネルギーに対する反射された音波エネルギーの比で表される。ある受音点が代表している面積に入射インテンシティと反射インテンシティをかけることでその面積を通過する入射エネルギーと反射エネルギーを求める。本研究の場合、180 個の受音点があるため上述の計算を全点で行うことで、半球全体の入射エネルギー並びに反射エネルギーが求まる。

$$\alpha = 1 - \frac{I_r}{I_i} \quad (2.2.1)$$

$\alpha$  : 吸音率、 $I_r$  : 反射エネルギー、 $I_i$  : 入射エネルギー

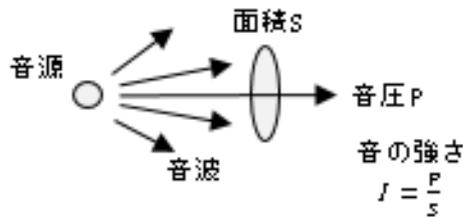


図 5 音の強さの概念

音響インテンシティは、図 5 に示すように単位面積を単位時間に通過する音のエネルギーを表す物理量  $[W/m^2]$  である。媒質中を伝搬する音波のある地点における圧力を  $p$ 、粒子速度を  $u$  とする。微小時間  $\Delta t$  において媒質粒子は  $u \Delta t$  だけ進行するので、単位面積あたりにおいて、音波がなす仕事は圧力と距離の積となる。

$$\Delta W = pu\Delta t \quad (2.2.2)$$

これを時間で割ると、単位面積を単位時間中に通過する音エネルギー  $E$  となり、次式で与えられる。

$$E = \frac{\Delta W}{\Delta t} = pu \quad (2.2.3)$$

音圧と粒子速度は位置や時間によって変化するので、適切な期間  $T$  の時間平均をとり、これを音響インテンシティと定義する。

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T pudt \quad (2.2.4)$$

すなわち、音響インテンシティは音場のある地点における音圧と粒子速度の積の時間平均として求めることができる。

続いて、拡散性の評価について述べる。本研究では、FDTD 法により、半円状に設置された受音点の音圧時間波形を計算し、時間的に分離することで反射エネルギーのみを抽出する。その値から、図 6 のように吸音体中央からの角度を変数とした極座標グラフを作成する。

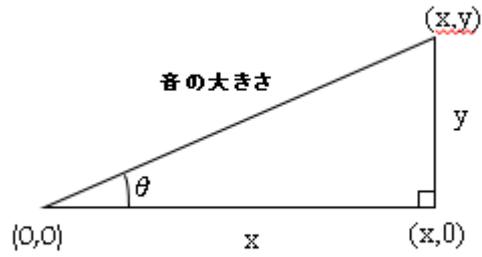


図 6 極座標表示

拡散性の評価については、グラフの凹凸形状から判断する。グラフが凹んでいる場合、凹んでいる方向に音が反射していないと判断することができる。よって、その場合、拡散性はあまりよくないと判断される。全方向に均等に反射している、すなわち、グラフが半円に近い程、拡散性に優れていると評価できる。参考として、図 7 に音場を可視化した結果を示す。

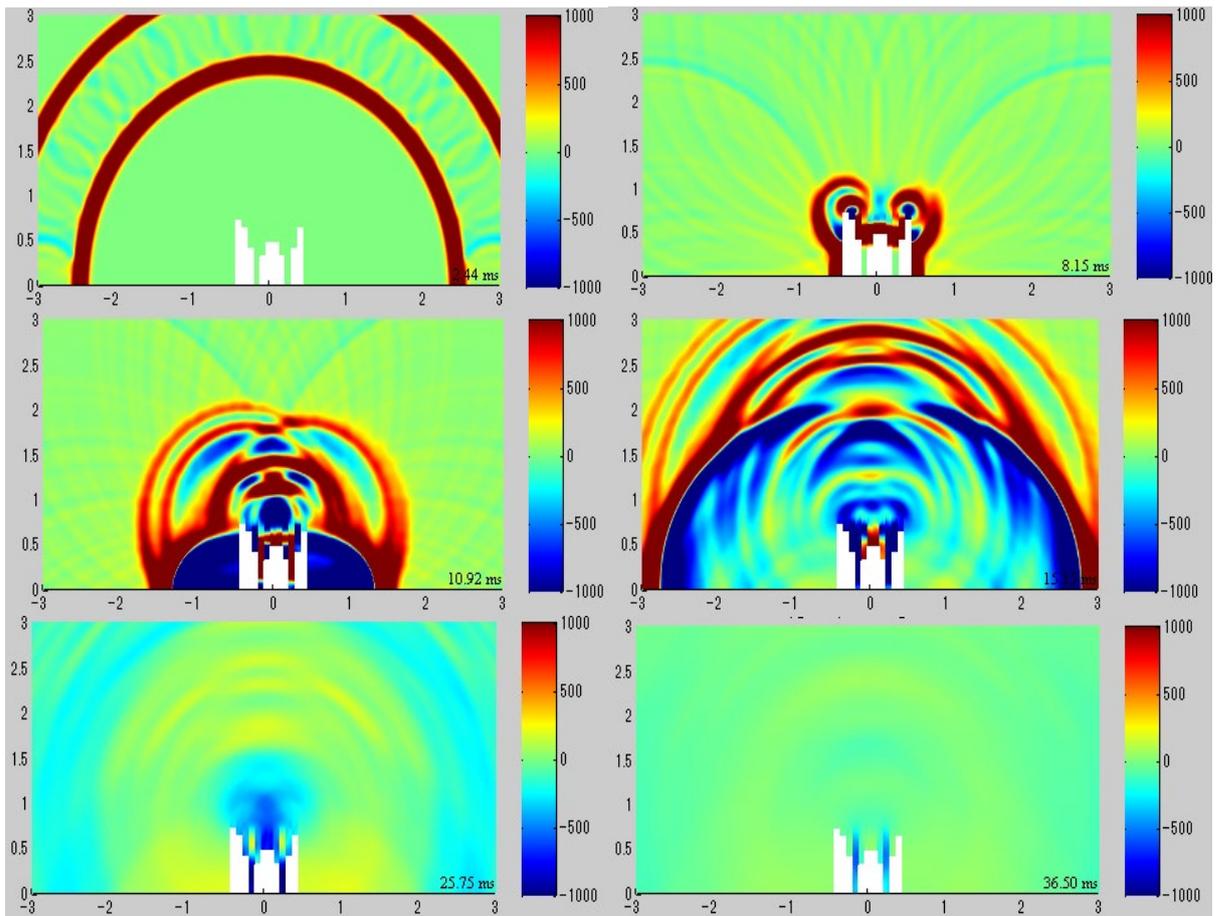


図 7 音場の可視化結果

## 第3章 条件

本章では、第2章で述べた FDTD 法を利用し、無限大床上においた QRD に流れ抵抗の異なる布を設置し、吸音率ならびに拡散性の比較検討を行う際の設定条件を示す。ただし、計算コストの制限から、FDTD 法を用いた解析は 2 次元で行うこととする。

### 3.1 基本形状

基本的に 1 次元で考えた場合、QRD は等しい幅の異なる幾つかの溝から成り、この深さの比率が平方剰余系列に従って並べられる面で構成される。従って、その系列の周期を持つことになる。QRD の設計方法は以下のとおりである。

#### 【QRD の設計条件】

1. 対象周波数を  $f_1 \sim f_2$  と設定する。これにより平方剰余系列のパターン数  $N$  は、 $N > f_2/f_1$  を満たす奇数として決定される。
2. QRD の溝幅  $w$  は、 $c_0$  を音速として  $w < c_0/2f_2$  で決定される。従ってその周期  $L$  は  $L = Nw$  で与えられる。
3. QRD の溝深さ  $d_n = d_s s_n$  で決定される。ここに  $d_s$  は基準深さであり  $d_s = c_0/2f_1 N$ 、 $s_n = n^2 \text{ modulo } N, (n=0, 1, 2, \dots, N-1)$  である。

本研究で使用する QRD の設定条件は、高橋の研究[1]で使用されたものに準拠し、同条件で数値解析を行う。設定条件は以下のとおりである。この QRD の形状を図 8 に示す。

- 対象周波数：15.625 Hz～2000 Hz
- $N = 11$  ( $s_n = 0, 1, 4, 9, 5, 3, 3, 5, 9, 4, 1$ )
- $w = d_s = 7.7$  [cm]
- 障壁・仕切りは剛である。

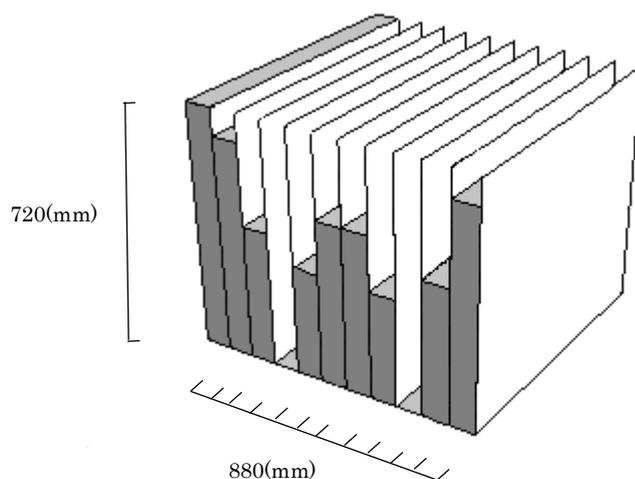


図 8 設定条件を満たした QRD のモデル

続いて、図 8 の QRD を設置した空間の状況は以下の通りである。音源と QRD を配置した様子を図 9 に示す。

- 空気密度：1.205 [kg/m<sup>3</sup>]
- 計算領域：6.0 × 3.0 [m]（領域外側は QRD を設置した面を除いて、完全吸収層とする）
- 音源位置：音源座標(3m, 3m)
- 受音点：計算領域に接する半円上に 180 個

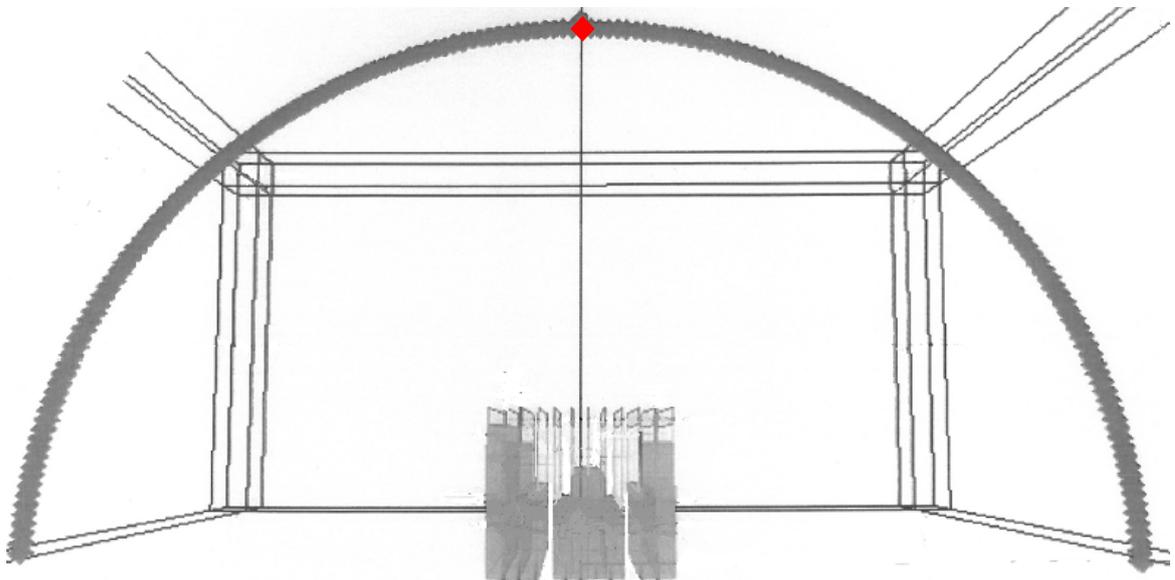


図 9 直方体内に、QRD を設置した状況（図は 3 次元だが、解析は 2 次元）

### 3.2 布の特徴

QRD の溝入口付近において、空気粒子自体の激しい運動の影響による、音エネルギーの大きな損失があると考えられる。従って、吸音特性を有する布をエッジ部分に設置し、現状以上のエネルギー損失があるのか検証する。

図 10 のように、溝側壁の上部に高さ:80 [mm]の布を設置する。装置する布の面密度: $0.5 \text{ [kg/m}^2\text{]}$ に固定し、布の流れ抵抗を  $125\sim 8000 \text{ [Ns/m}^2\text{]}$ の範囲において変化させた。

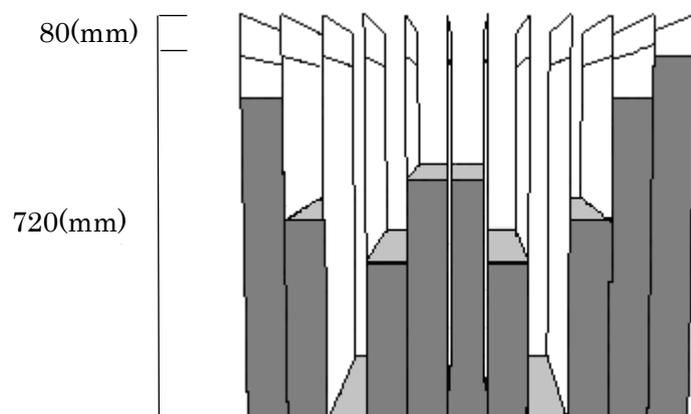


図 10 QRD に布を設置したモデル

## 第4章 結果

QRD の溝入口付近に設置した布の面密度を固定し、流れ抵抗を変化させることで比較した。布の物理特性は面密度： $0.5 \text{ [kg/m}^2\text{]}$ 、流れ抵抗： $125\sim 8000 \text{ [Ns/m}^3\text{]}$ としている。

図 11～19 のグラフは吸音率の解析結果を示し、縦軸を吸音率、横軸を  $15.625\sim 2000 \text{ [Hz]}$  の周波数とした。図 20～27 のグラフは拡散性の解析結果を示している。

### 4.1 吸音率

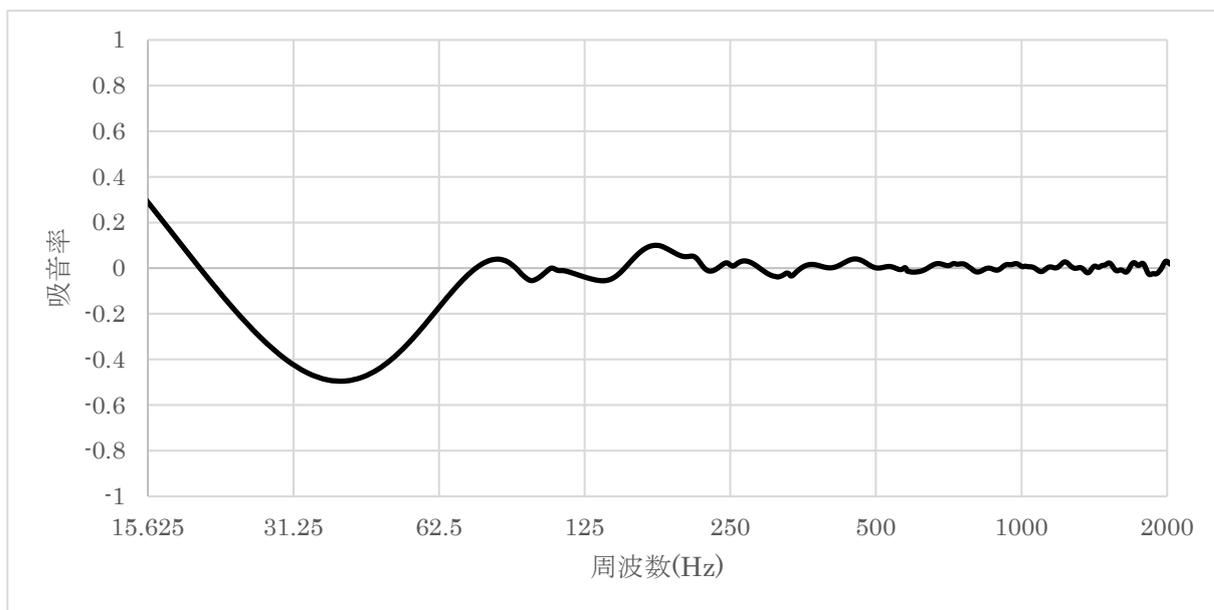


図 11 布無しの場合

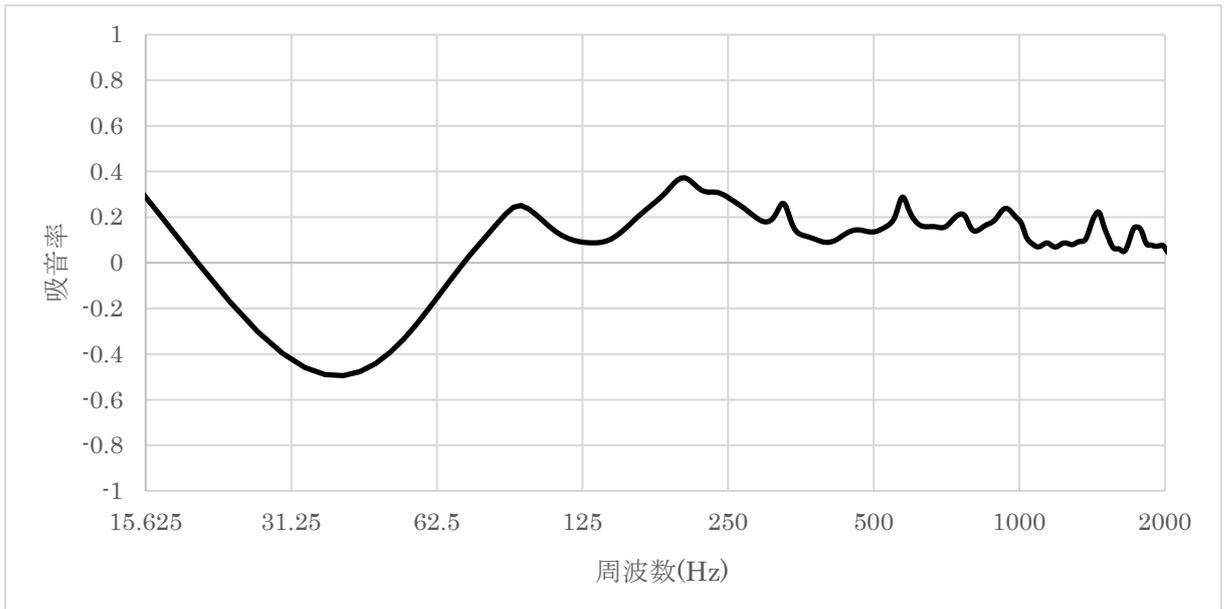


図 12 布の流れ抵抗 125 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

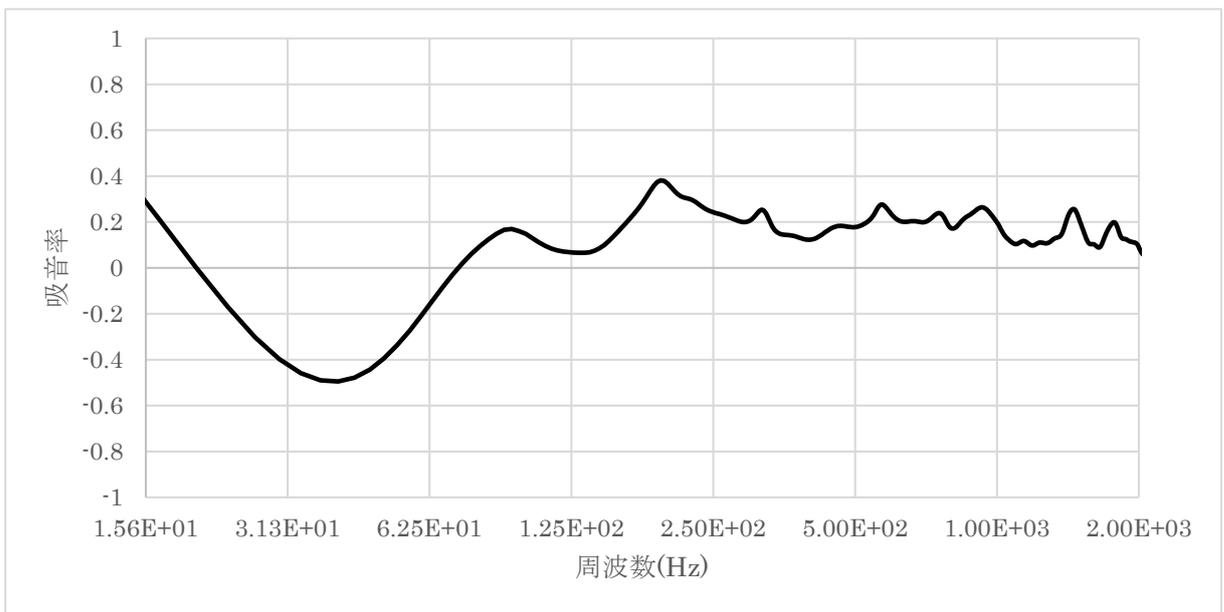


図 13 布の流れ抵抗 250 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

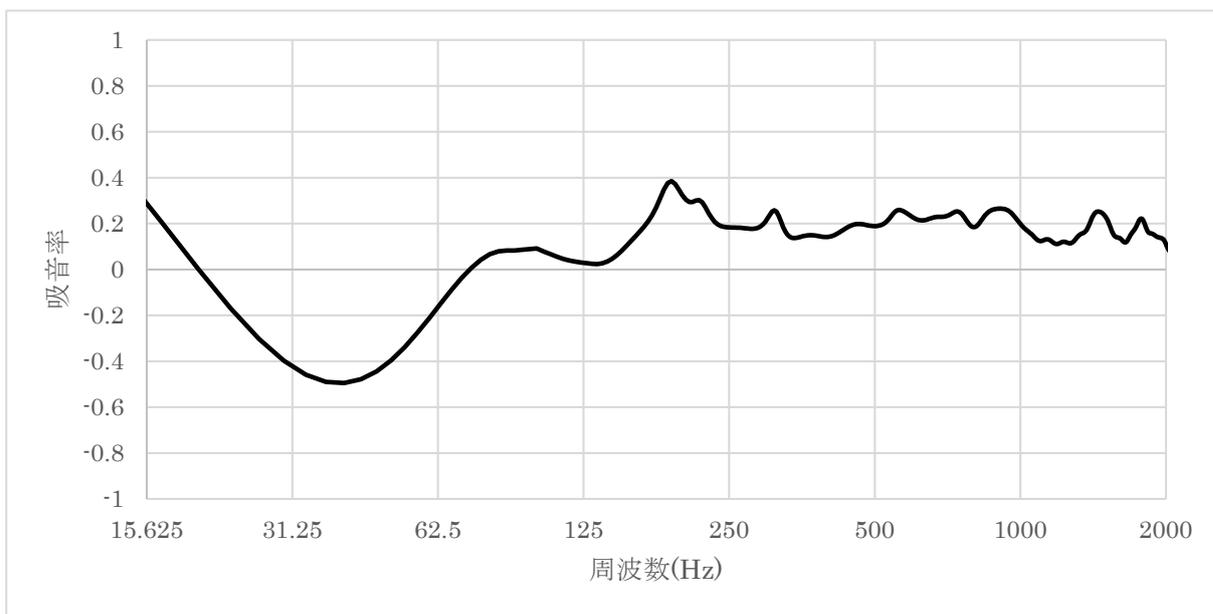


図 14 布の流れ抵抗 500 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

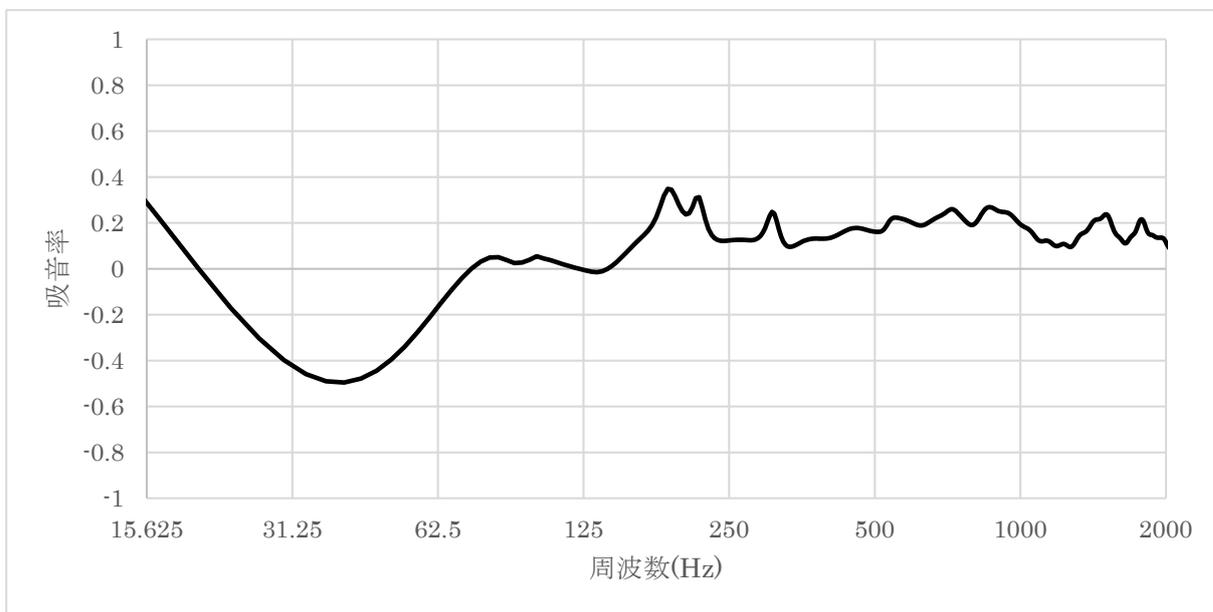


図 15 布の流れ抵抗 1000 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

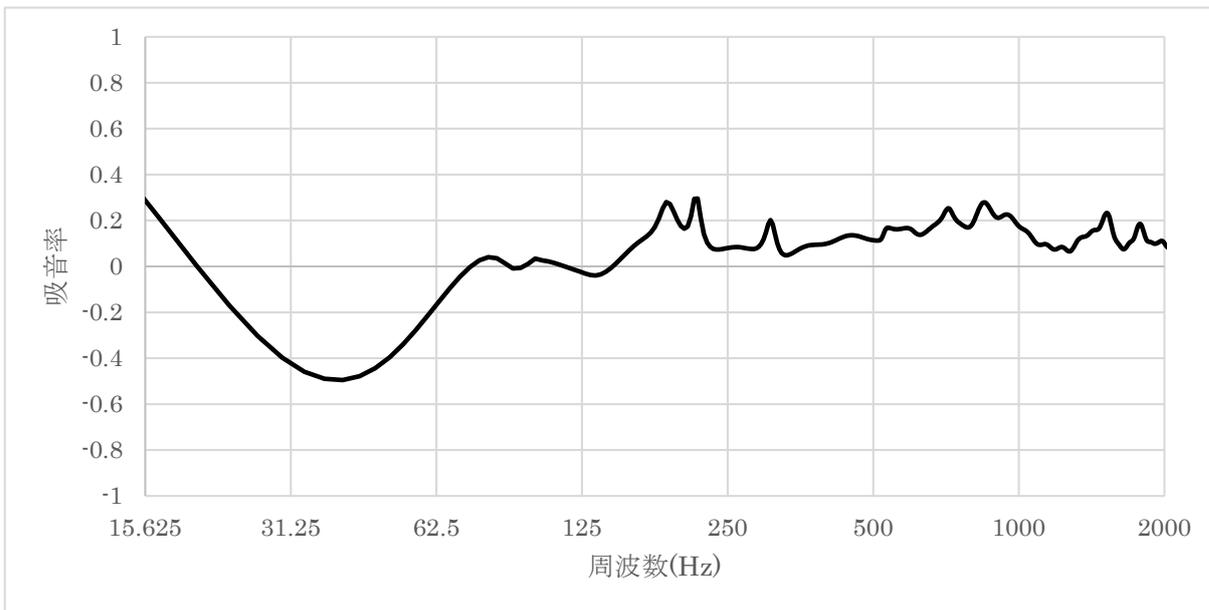


図 16 布の流れ抵抗 2000 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

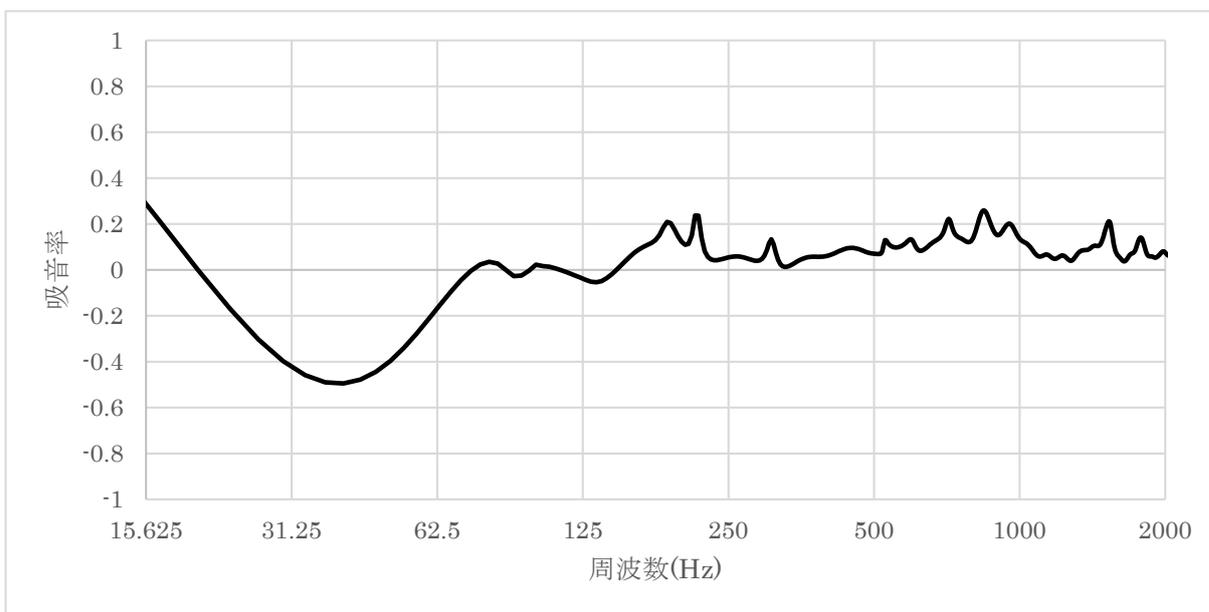


図 17 布の流れ抵抗 4000 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

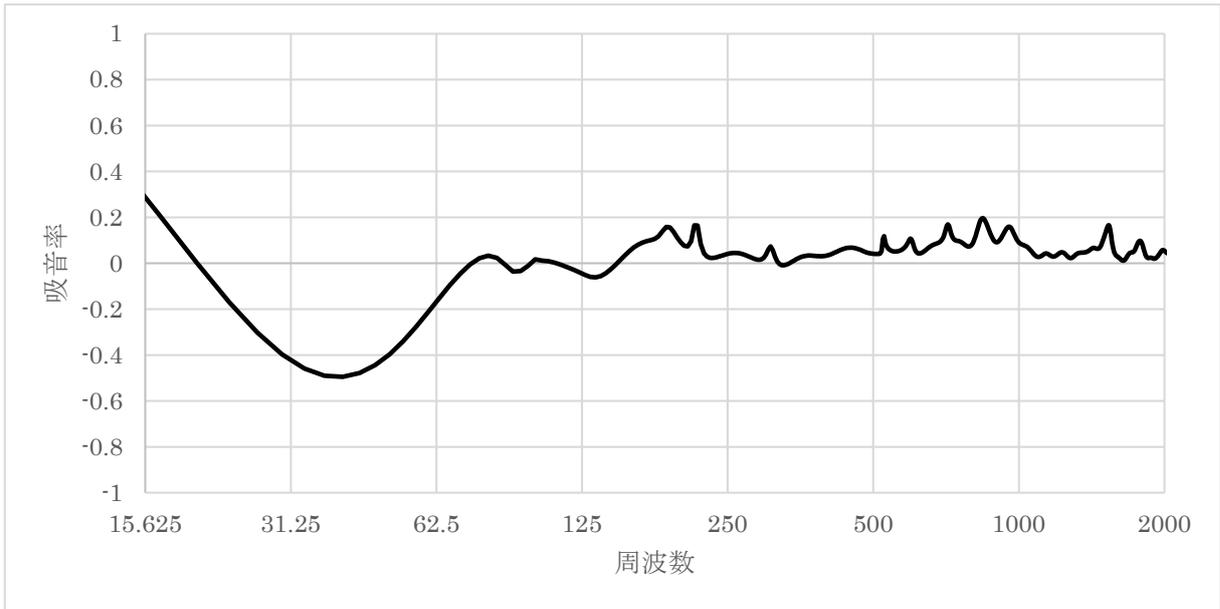


図 18 布の流れ抵抗 8000 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

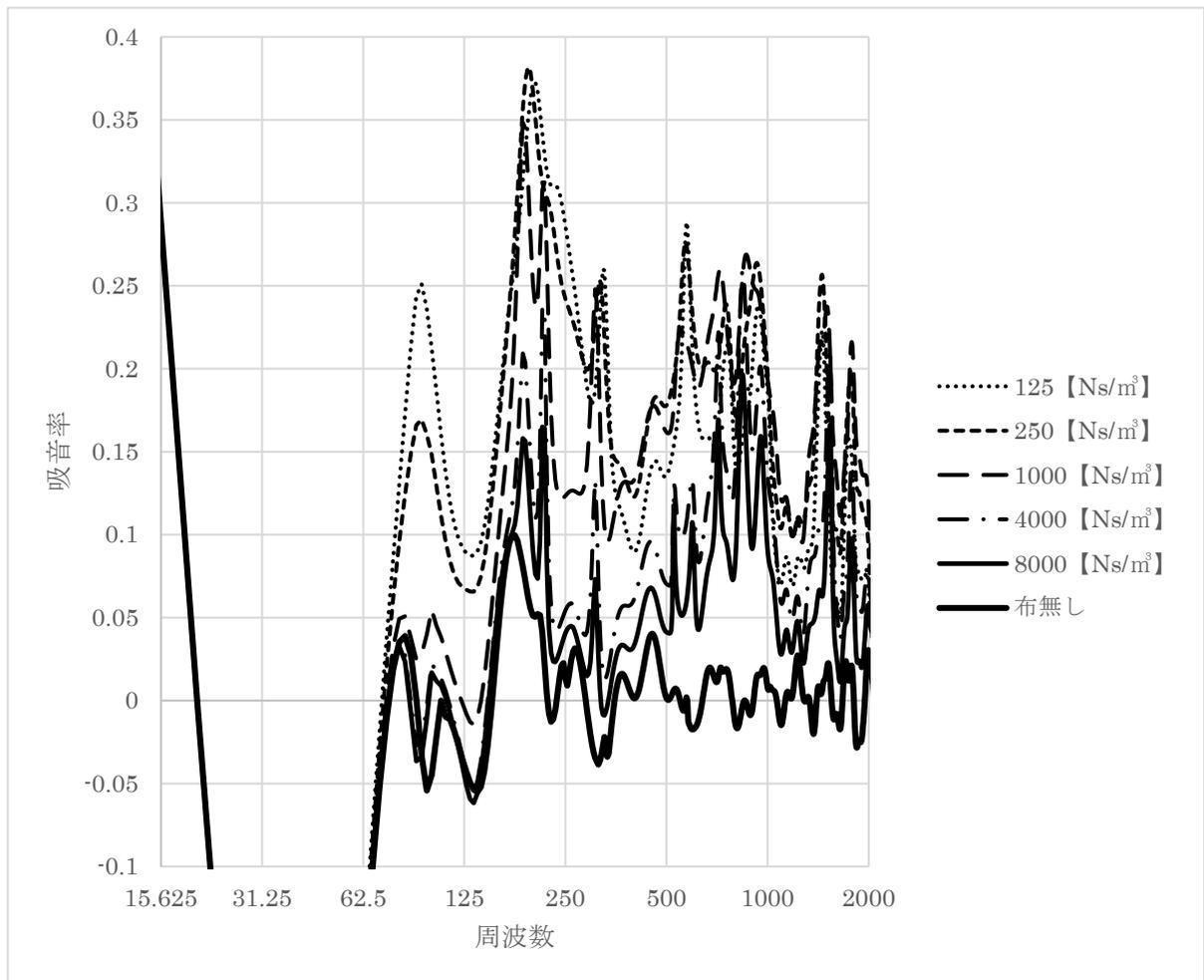


図 19 布の流れ抵抗に対する吸音率の比較

## 4.2 拡散性

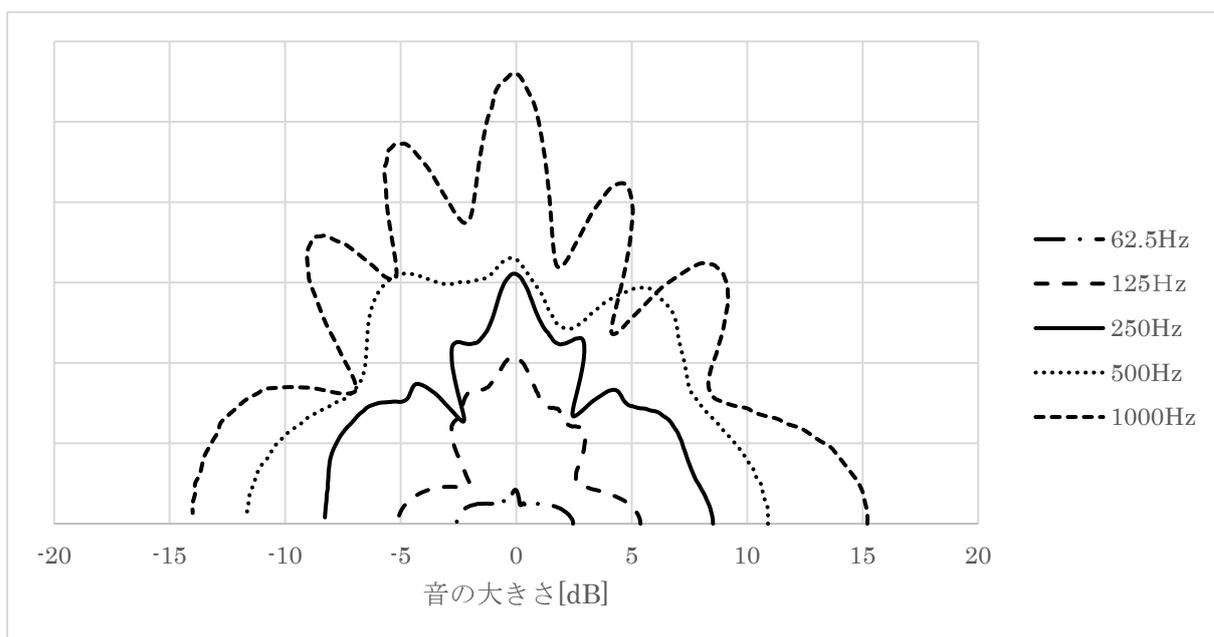


図 20 布なしの場合

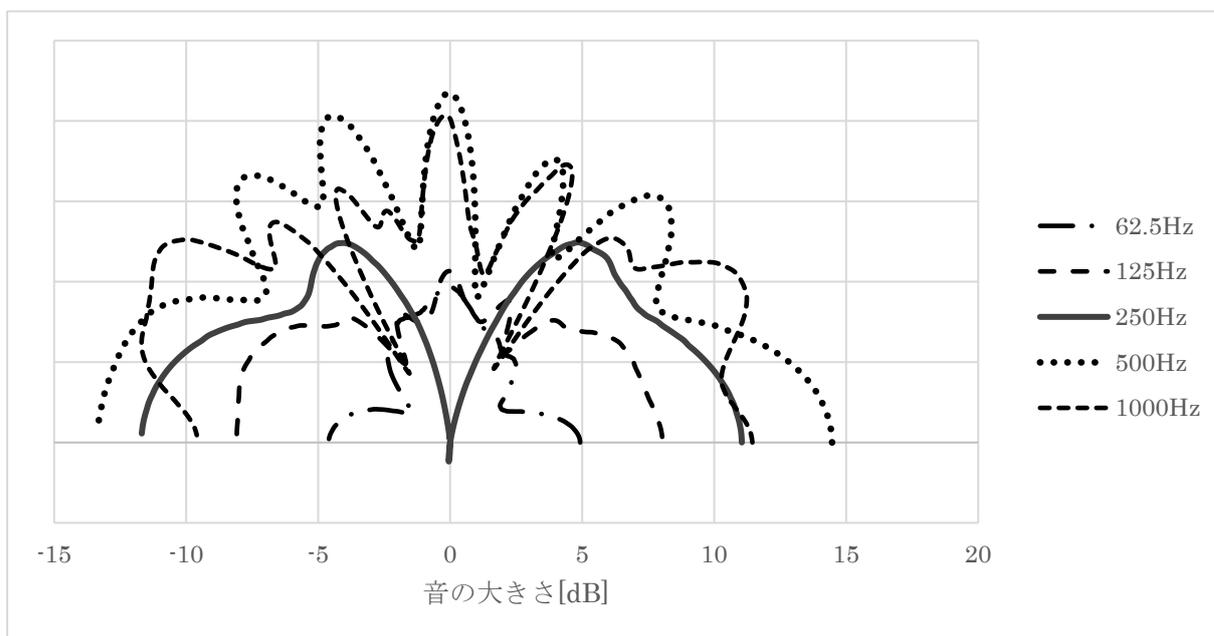


図 21 布の流れ抵抗 125 [Ns/m<sup>3</sup>]、面密度 0.5 [kg/m<sup>2</sup>]

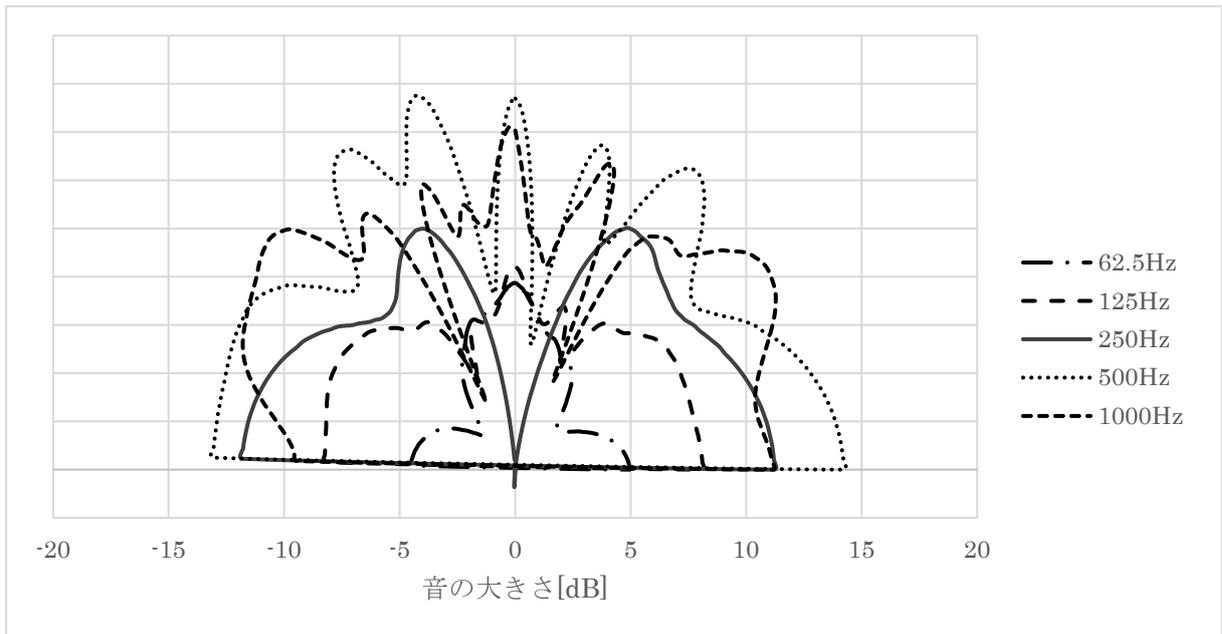


図 22 布の流れ抵抗 250 [Ns/m³]、面密度 0.5 [kg/m²]

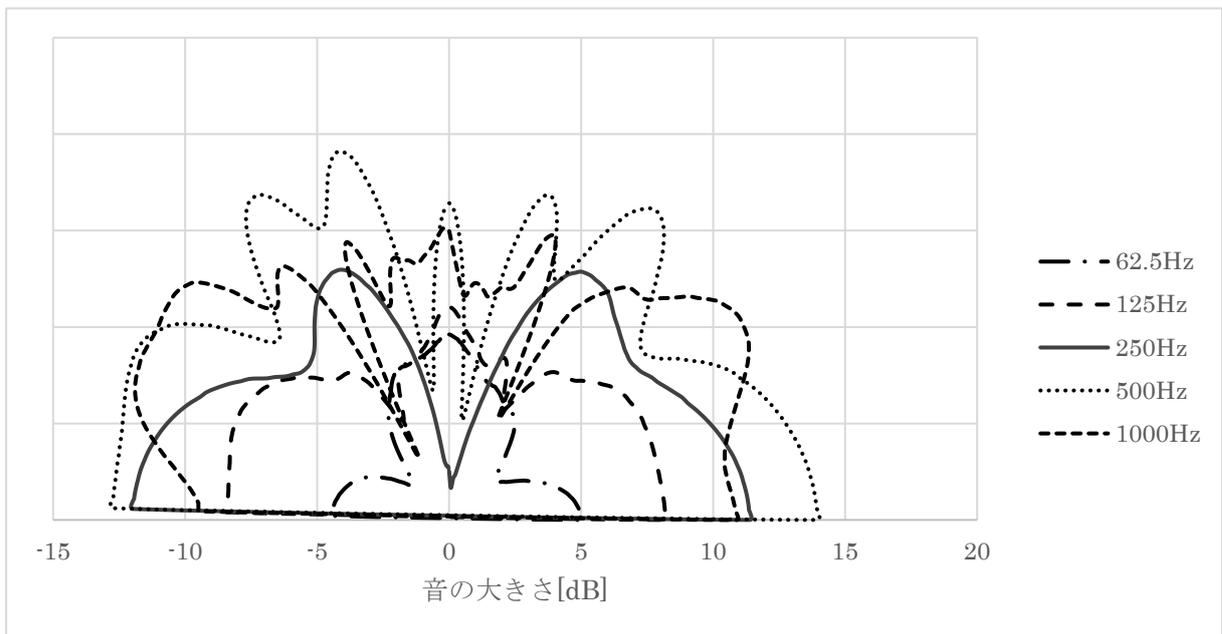


図 23 布の流れ抵抗 500 [Ns/m³]、面密度 0.5 [kg/m²]

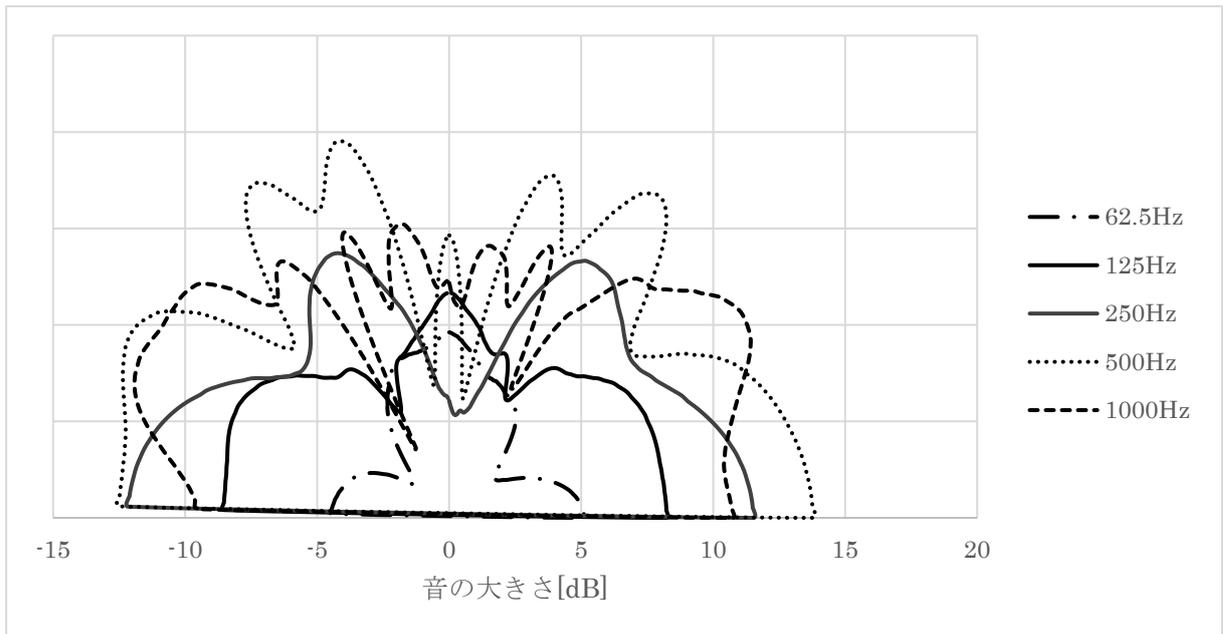


図 24 布の流れ抵抗  $1000 \text{ [Ns/m}^3\text{]}$ 、面密度  $0.5 \text{ [kg/m}^2\text{]}$

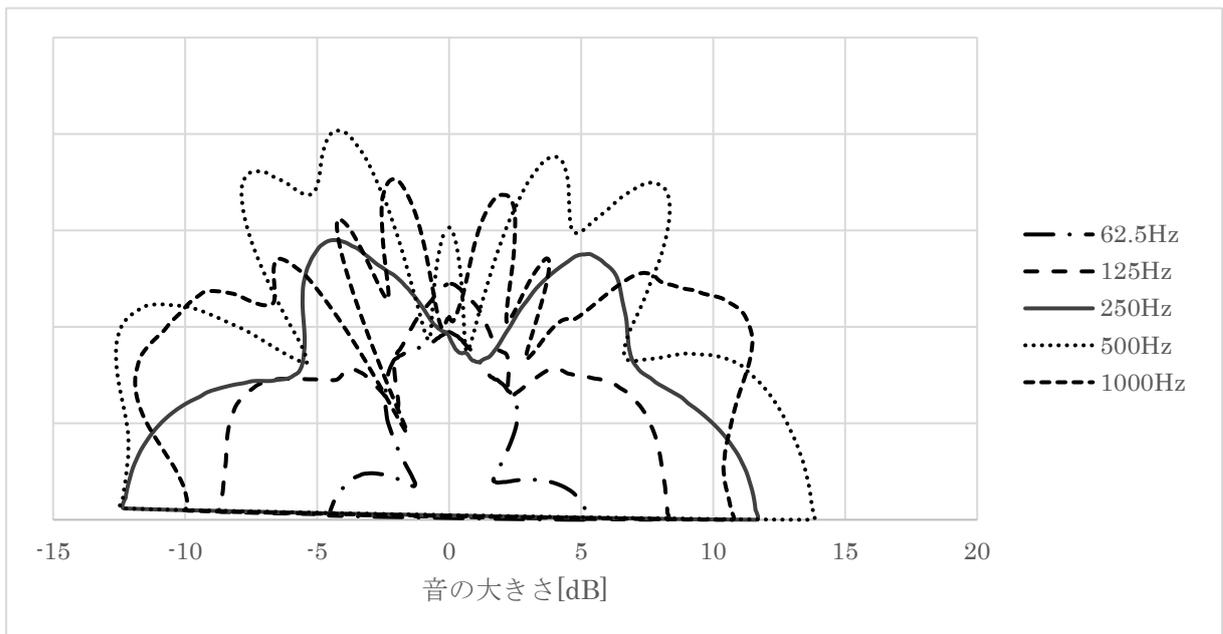


図 25 布の流れ抵抗  $2000 \text{ [Ns/m}^3\text{]}$ 、面密度  $0.5 \text{ [kg/m}^2\text{]}$

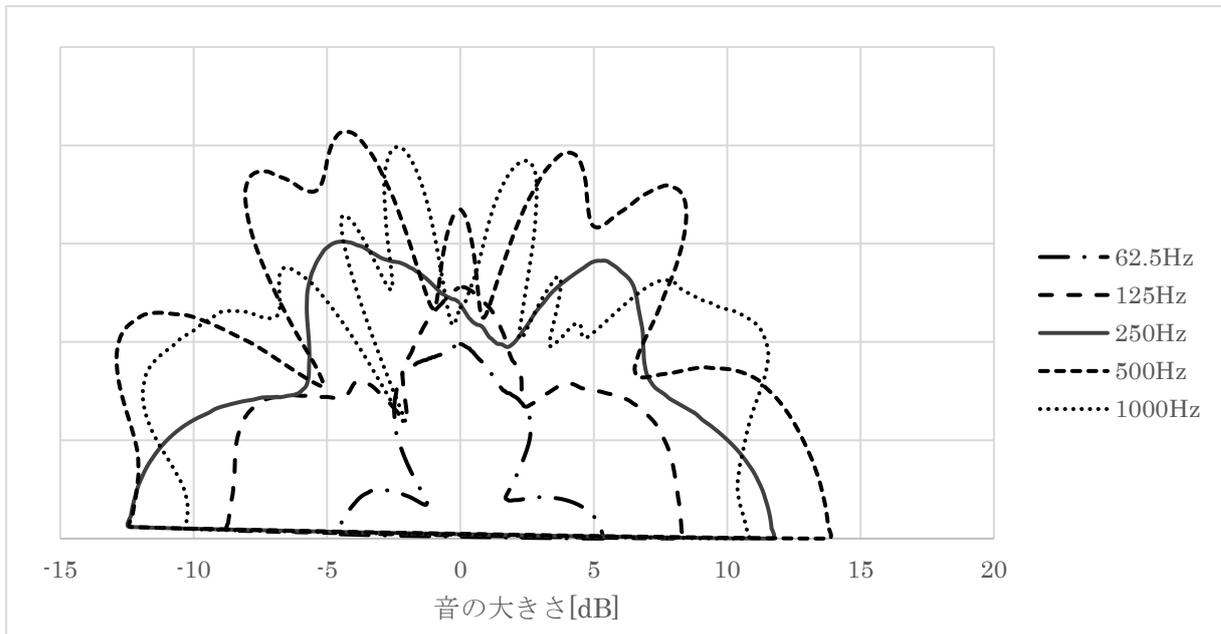


図 26 布の流れ抵抗  $4000 \text{ [Ns/m}^3\text{]}$ 、面密度  $0.5 \text{ [kg/m}^2\text{]}$

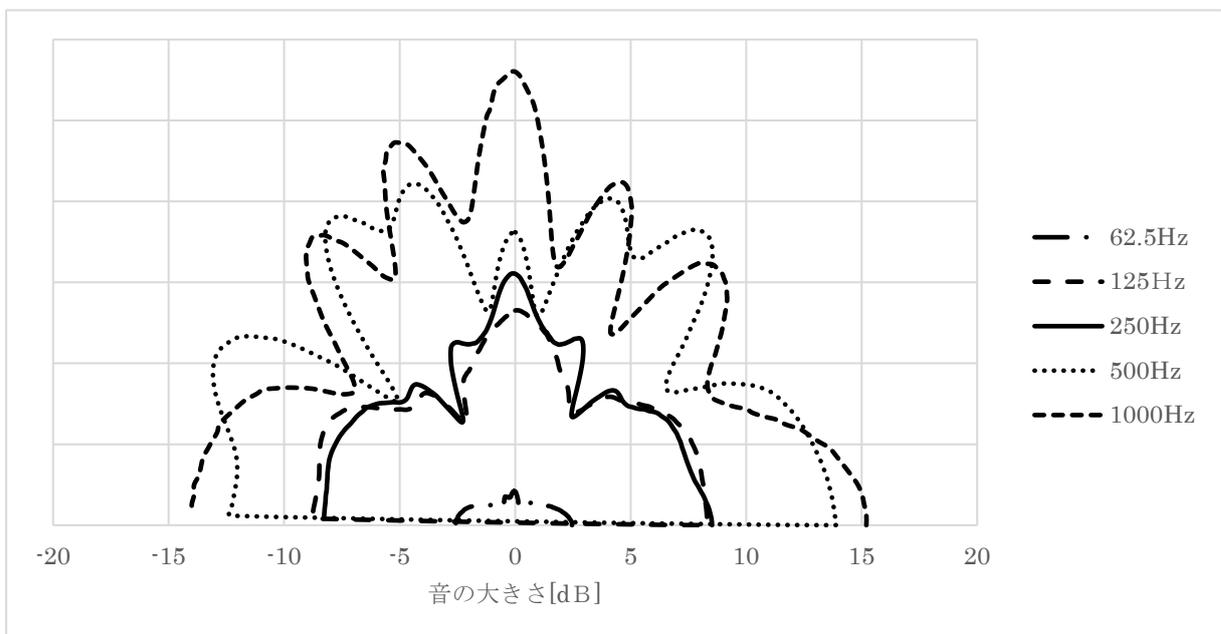


図 27 布の流れ抵抗  $8000 \text{ [Ns/m}^3\text{]}$ 、面密度  $0.5 \text{ [kg/m}^2\text{]}$

## 第5章 考察

吸音率に着目すると、150～250 [Hz]の低周波数域において高い吸音性を発揮している。特に、布の流れ抵抗が125 [Ns/m<sup>3</sup>]の時には吸音率0.35を超えている。しかし、低周波数域において高い吸音特性が見て取れたが、布の流れ抵抗の大きさによって吸音性に大きな差があることが分かった。一方、500～1000 [Hz]の周波数域においては、布の流れ抵抗の大きさに関係なく、同等の吸音特性を持っていることが分かった。流れ抵抗が大きすぎる場合には音波が反射され、吸音効果が低下すると考えられる。また、流れ抵抗が小さすぎる場合には音波は布を通過するが、エネルギーが低減されず、やはり吸音効果が低下すると思われる。

次に、拡散性について着目する。基本的に布の流れ抵抗が大きくなるにつれ、半円に近い形になっており、全方向に対して反射していることから、拡散性が高いことが分かる。また、125 [Hz]においては、布の流れ抵抗の大きさに関係なく整った半円になっていることから拡散性が高い。しかし、拡散性について吸音特性を持った布をQRDに設置することで、拡散性は劣化すると判断される。

吸音性と拡散性の双方を加味すると、150～250 [Hz]の低周波数域の、流れ抵抗が125～1000 [Ns/m<sup>3</sup>]において高い吸音性を有すること、125 [Hz]の周波数域もしくは、1000～8000 [Ns/m<sup>3</sup>]の布流れ抵抗において高い拡散性を持つ、双方の長所を加味すれば、最も本研究において適しているのは、流れ抵抗が1000 [Ns/m<sup>3</sup>]の布を設置するのが一番良い。

## 第 6 章 結論

本研究では、第 3 章で述べた通り、障壁等はすべて剛壁を用いたが、QRD に布を設置していないにも関わらず、吸音率が 0 にならない結果が出た。これは、FDTD 法の欠点の一つである、形状の近似を行った際に、誤差が生じたためだと考えられる。

FDTD 法、空間を直方体のセルに離散化する。その際、構造格子と呼ぶ配置を取る。そのため、数値分散誤差を生じることになるだけでなく、計算対象領域の境界が軸に対して垂直でない本研究のように、受音点配置を階段形状で近似しなければならない。また、境界条件についても、階段近似された形状で実現されるよう、適切に処理せねばならない。軸の取り方によっても近似形状が変わってしまうため、計算結果も変化してしまったと考える。

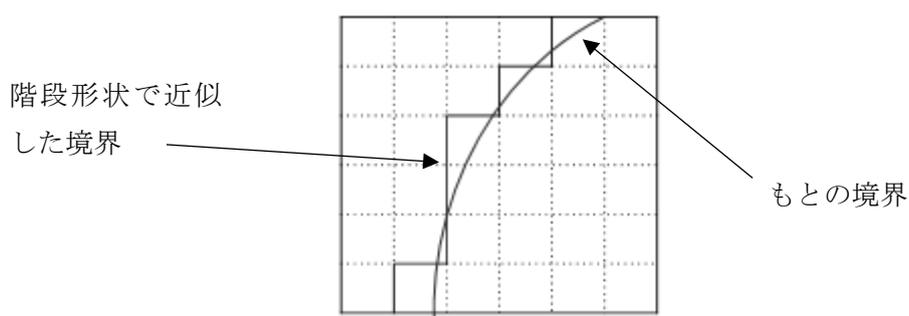


図 25 : 形状の階段近似

よって、今後 FDTD 法ではなく、構造格子を用いた空間離散化の制限にとらわれない、有限要素法、有限体積法、および有限体積法による解析手法による計算を試みる必要がある。

## 参考文献

- [1] 高橋大弐 「平方剰余型拡散帯の吸音特性」 日本音響学会誌 51 巻 2 号 pp103-110 (1995)
- [2] 河井康人 「エッジ効果抑制型遮音壁について」 日本音響学会建築音響研究会資料 AA2011-15
- [3] 豊田政弘 「FDTD 法で視る音の世界」 コロナ社 (2015)

## 謝辞

本研究を進めるにあたり、ご多用の中、ご指導ご鞭撻いただきました豊田政弘准教授に心よりお礼申し上げます。

また、音環境ゼミという恵まれた環境下で研究を行えたことを深く感謝したいと思います。