

コンクリートブロック壁の吸音性能解析

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 音環境ゼミ
建 18-07 岩坪 郁花
指導教員 豊田 政弘 教授

目次

1. はじめに	
1.1 研究背景	1
1.2 研究目的	3
2. 研究方法	
2.1 FDTD 法	3
2.2.1 支配式	4
2.2.2 離散化	5
2.2.3 完全吸収層 PML	7
2.2.4 音源	11
2.2.5 境界条件	12
2.2.6 安定条件	13
2.2 COMSOL	14
2.3 統計入射吸音率	15
3. 結果と考察	
3.1 COMSOL の妥当性検証	17
3.2 ブロックの孔に注目した検討	
3.2.1 孔の空いたブロックの 3D モデル	18
3.2.2 ブロックの孔の寸法の変化での検討	20
3.2.3 背後層での検討	22
3.3 ブロック側面の隙間とくぼみに注目した検討	
3.3.1 ブロック側面のくぼみを考慮した 3D モデル	23
3.3.2 背後層での検討	26
4. まとめ	27
参考文献	28

1. はじめに

1.1 研究背景

2019年6月に、株式会社昭和設計による西脇市新庁舎市民交流施設が建設された。施設内のホールの壁には、デザインとして孔の開いたコンクリートブロックが使用された。ブロックのサイズは縦190mm、横380mm、奥行120mmで、100mm角の孔が2つを含まれている。写真1.1, 1.2にブロックの写真を示す。ホールの壁にはこのブロックが縦、横方向に整列して並べられている。



写真 1.1 コンクリートブロック概観

写真 1.2 コンクリートブロック孔部分

2020年11月、ヤマハ株式会社により、孔の開いたコンクリートブロックのみの吸音性能測定が実施された。実測方法は以下の通りである。

図 1.1 に示す残響室内（容積 400.44m³）で石膏ボードの上にコンクリートブロックを横9列×縦14列の126個を並べ、JIS A 1409:1998 に準拠した測定法により残響室法吸音率を算出した。試料設置の様子を写真 1.3 に示す。

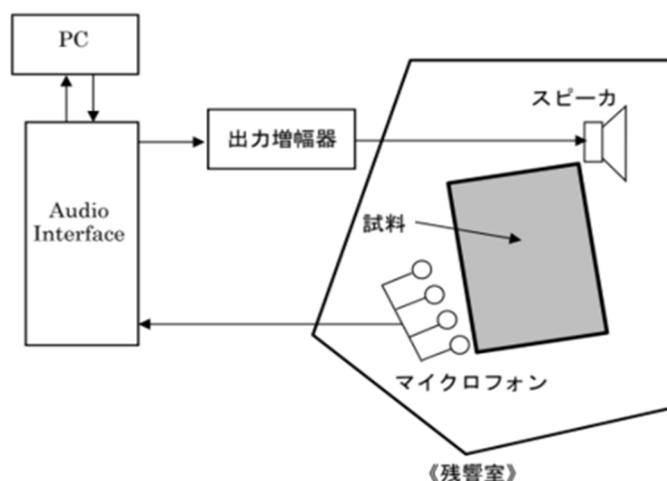


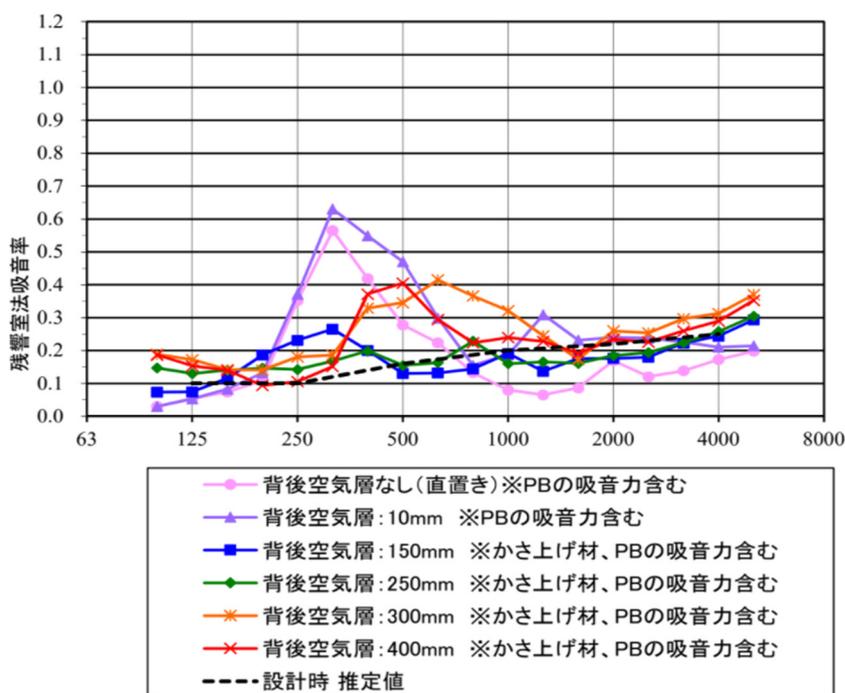
図 1.1 測定システムブロック図

ブロック同士の隙間はマスキングテープで塞がれており、ブロック側面の孔は粘土で塞いでいる。また、かさ上げ材によって、背後の空気層を作っている。



写真 1.3 コンクリートブロックの並べ方

実測結果をグラフ 1.1 に示す。背後空気層が小さい場合、低域（350 Hz 付近）で吸音率 0.6 程度のピークが確認された。1/4 波長でブロック孔内の共鳴が起こるとすると、波長はブロックの奥行 120 mm の 4 倍である 480 mm である。そこから、ピークの周波数は波長 480 mm と音速 340 m/s により 708 Hz となるはずである。しかし実測では、約 350Hz あたりでピークを示しており、上記のような理論では説明ができない。



※横軸は周波数[Hz]

グラフ 1.1 ヤマハ株式会社による吸音性能測定結果

1.2 研究目的

研究の目的は、低い周波数で吸音のピークができる現象を解明することである。この現象が解明できたのならば、薄い構造で低い周波数に吸音性能を持たせられる可能性があるからである。

2. 研究方法

本研究では物理シミュレーションソフトとして COMSOL を使用することとした。まず、この COMSOL の解析結果の妥当性検証のために、垂直入射を対象に FDTD 法という別の数値解析手法の結果と比較する。妥当性検証後、COMSOL により乱入射時の吸音特性を計算する。以降、COMSOL で様々な形状条件、境界条件、背後条件を計算し、傾向を把握する。

上記から、周波数低域での吸音のピークができる原因を特定する。

2.1 FDTD 法

FDTD 法（時間領域有限差分法）は、もともと電磁波の支配式であるマクスウェル方程式を解くために Yee によって開発された数値解析手法の一つである。有限差分法とは微分方程式中の微分係数を有限個の離散値を用いた差分商で近似する解析手法の総称である。その中で、FDTD 法はスタガードグリッドと呼ばれる互い違いの格子上に離散的に定義された物理量を時間発展的に交互に計算するリープフロッグアルゴリズムを用いた有限差分法を指す。離散化後、音圧と粒子速度を半時間ステップごとに、交互にかつ逐次的に求めることができる。

2.2.1 支配式

FDTD 法では、連続方程式と運動方程式を支配式として音波の解析を行う。2次元音場では、密度を ρ 、音圧を p 、空気粒子の x,y 方向の変位をそれぞれ u_x, u_y とすると、 x,y 方向の運動方程式は次式で表される。

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

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

また、体積弾性係数を κ 、変位ベクトルを $u = (u_x, u_y)$ とすると、連続方程式は次式で表される。

$$p = -\kappa \nabla u = -\kappa \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) \quad (2.3)$$

リーフログアルゴリズムを適用するためには、式(2.1)~(2.3)を一階の偏微分方程式に変形する必要がある。そこで、 x,y 方向の粒子速度をそれぞれ v_x, v_y とすると、式(2.1)~(2.3)は次式に変形される。

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.4)$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) \quad (2.6)$$

2.2.2 離散化

FDTD法の離散化は、2次元の場合、図2.1のように表される。図の最上段、中央、最下段の黒丸の点が音圧の参照点であり、 x, y 方向に隣り合う参照点間の距離がそれぞれ空間離散化幅 $\Delta x, \Delta y$ となる。図の縦方向は時間的変化を表しており、その離散間隔が時間離散化幅 Δt である。粒子速度に関しては、図の2段目、4段目のように、空間について $\Delta x/2, \Delta y/2$ 、時間について Δt だけ音圧の参照点からずらして離散化する。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。

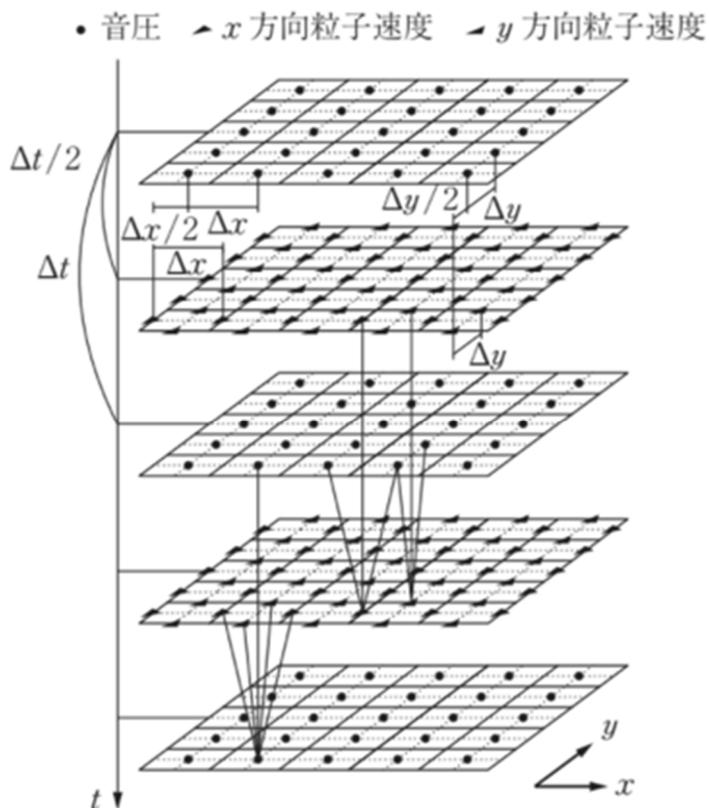


図2.2 スタガードグリッド (2次元音場)

つづいて、図 2.2 は 3 次元音場の離散化である。時間的ずれの表現を省略し、一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もので、Yee セルと呼ぶ。何番目の参照点であるかを示すために、空間ステップ i, j, k 、時間ステップ n を用いて表す。空間離散化幅が一定であれば、参照点の座標は $x = (i - 0.5)\Delta x + x_{min}$, $y = (j - 0.5)\Delta y + y_{min}$, $z = (k - 0.5)\Delta z + z_{min}$ [m] である。また、時間幅が一定であれば、時刻は $t = (n - 0.5)\Delta t$ [s] である。空間ステップが i, j, k で時間ステップが n の音圧の値を $p^n(i, j, k)$ [N/m²] と表記される。ただし、本研究では 2 次元音場で考えるので $p^n(i, j)$ と表記する。

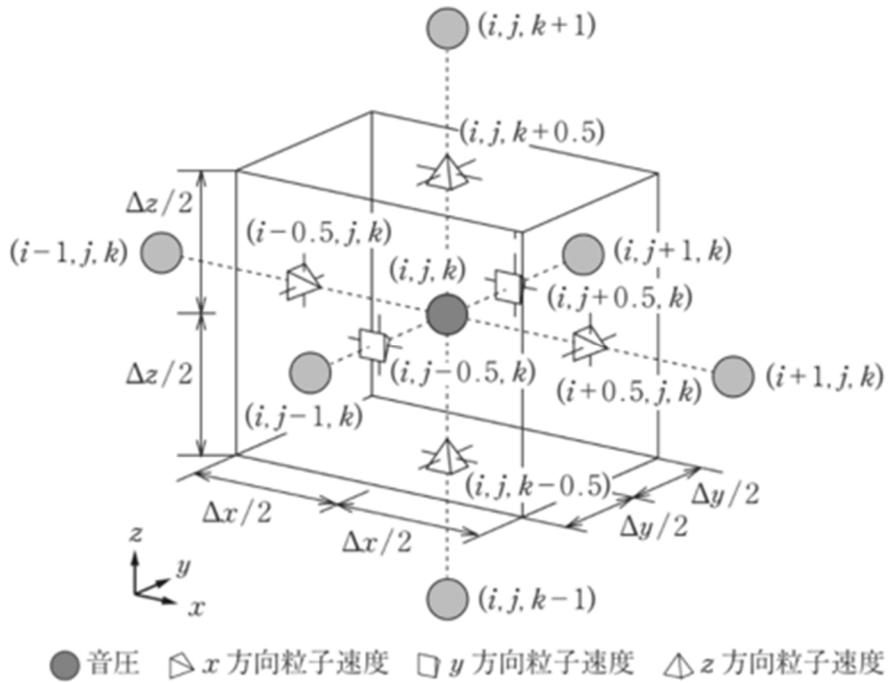


図 2.3 Yee セル (3 次元音場)

上記の離散化に伴い、式(2.4)~(2.6)を差分近似すると次式が得られる。

$$\rho \frac{v_x^{n+0.5}(i+0.5, j) - v_x^{n-0.5}(i+0.5, j)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i+1, j) - p^n(i, j)}{\Delta x} \quad (2.7)$$

$$\rho \frac{v_y^{n+0.5}(i, j+0.5) - v_y^{n-0.5}(i, j+0.5)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j+1) - p^n(i, j)}{\Delta y} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{p^{n+1}(i,j) - p^n(i,j)}{\Delta t} \\
&= -\kappa \frac{v_x^{n+0.5}(i+0.5,j) - v_x^{n+0.5}(i-0.5,j)}{\Delta x} \\
&\quad - \kappa \frac{v_y^{n+0.5}(i,j+0.5) - v_y^{n+0.5}(i,j-0.5)}{\Delta y}
\end{aligned} \tag{2.9}$$

式(2.7)～(2.9)を、最も時間ステップが大きい項のみを左辺に残して変形すると次式のようになる。

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

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

$$\begin{aligned}
p^{n+1}(i,j) &= p^n(i,j) - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_x^{n+0.5}(i+0.5,j) - v_x^{n+0.5}(i-0.5,j)\} \\
&\quad - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_y^{n+0.5}(i+0.5,j) - v_y^{n+0.5}(i-0.5,j)\}
\end{aligned} \tag{2.12}$$

2.2.3 完全吸収層PML

PML (Perfectly Matched Layer)とは、解析領域である空気層と解析領域外である吸音層の特性インピーダンスが入射角度、周波数に関係なく等しく、伝搬中に波が減衰していく仮想的な媒質である。FDTD 法では開領域である自由空間を直接的に取り扱うことができないため考案された。

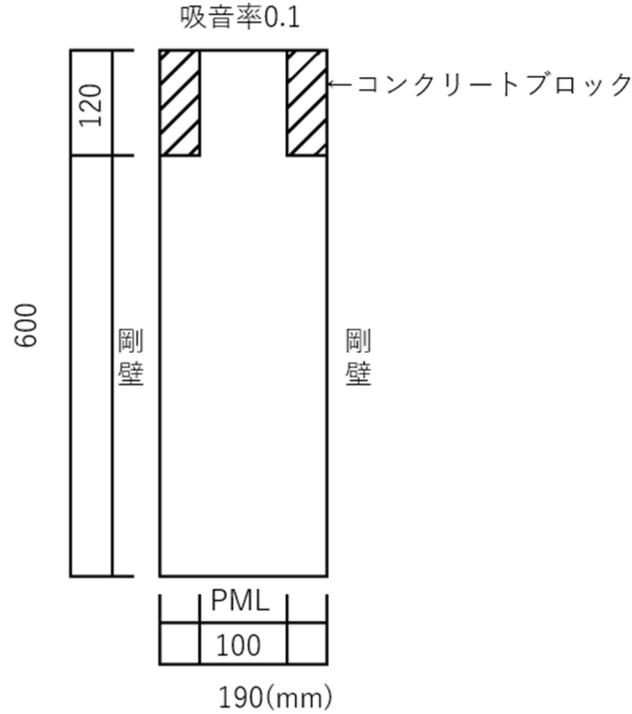


図 2.3 解析領域

本研究では図 2.3 のように領域の最下端を PML としているため、音圧を次式のように x 方向成分と y 方向成分に分割する。

$$p = p_x + p_y \tag{2.13}$$

y 方向を PML としているので、減衰係数 $\eta_{y0} = 1.2 \times 10^{-1}$ として y 方向の支配式(2.5)は次式となる。

$$\frac{\partial p_y}{\partial t} + \frac{\eta_{y0}}{\rho} p_y = -\kappa \frac{\partial v_y}{\partial y} \tag{2.14}$$

このとき、離散化した式はそれぞれ次式となる。

$$p^n(i, j) = p_x^n(i, j) + p_y^n(i, j) \quad (2.15)$$

$$v_x^{n+0.5}(i + 0.5, j) = v_x^{n-0.5}(i + 0.5, j) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta x} \{p_x^n(i + 1, j) - p_x^n(i, j)\} \quad (2.16)$$

$$p_x^{n+1}(i, j) = p_x^n(i, j) - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_x^{n+0.5}(i + 0.5, j) - v_x^{n+0.5}(i - 0.5, j)\} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} & \frac{p_y^{n+1}(i, j) - p_y^n(i, j)}{\Delta t} + \frac{\eta_{y0} p_y^{n+1}(i, j) + p_y^n(i, j)}{2} \\ & = -\kappa \frac{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) - v_y^{n+0.5}(i, j - 0.5)}{\Delta y} \end{aligned}$$

$$\Leftrightarrow p_y^{n+1}(i, j)$$

$$\begin{aligned} & = \frac{2\rho - \eta_{y0}\Delta t}{2\rho + \eta_{y0}\Delta t} p_y^n(i, j) \\ & \quad - \frac{2\rho\kappa\Delta t}{\Delta y(2\rho + \eta_{y0}\Delta t)} \{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) - v_y^{n+0.5}(i, j - 0.5)\} \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} & \rho \frac{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) - v_y^{n-0.5}(i, j + 0.5)}{\Delta t} \\ & \quad + \eta_{y0} \frac{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) + v_y^{n-0.5}(i, j + 0.5)}{2} \\ & = - \frac{p^n(i, j + 1) - p^n(i, j)}{\Delta y} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\leftrightarrow v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) \\
&= \frac{2\rho - \eta_{y0}\Delta t}{2\rho + \eta_{y0}\Delta t} v_y^{n-0.5}(i, j + 0.5) \\
&\quad - \frac{2\Delta t}{\Delta y(2\rho + \eta_{y0}\Delta t)} \{p^n(i, j + 1) - p^n(i, j)\}
\end{aligned} \tag{2.19}$$

ここで、 $\eta_y = \eta_{y0}\Delta t/2\rho$ とおくと、式(2.18)、(2.19)は次式のようになる。

$$\begin{aligned}
p_y^{n+1}(i, j) &= \frac{1 - \eta_y}{1 + \eta_y} p_y^n(i, j) \\
&\quad - \frac{2\rho\kappa\Delta t}{\Delta y(1 + \eta_y)} \{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) - v_y^{n+0.5}(i, j - 0.5)\}
\end{aligned} \tag{2.20}$$

$$\begin{aligned}
&v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) \\
&= \frac{1 - \eta_y}{1 + \eta_y} v_y^{n-0.5}(i, j + 0.5) \\
&\quad - \frac{2\Delta t}{\Delta y(1 + \eta_y)} \{p^n(i, j + 1) - p^n(i, j)\}
\end{aligned} \tag{2.21}$$

本研究では空間離散化幅は $\Delta x = \Delta y = 5.0 \times 10^{-3}$ [m]、時間離散化幅 $\Delta t = 1.0 \times 10^{-5}$ [s]、解析時間 $t_{\max} = 3.0$ [s]とした。

2.2.4 音源

音源波形としてガウシアンパルスの時間関数 $Q(t)$ を与えた。

$$Q(t) = me^{-a(t-t_0)^2} \quad (2.22)$$

$m = 1.0[\text{m}^3/\text{s}]$ はガウシアンパルス最大値、 $a = 1.5 \times 10^8$ はガウシアンパルスの急峻さに関する係数、 $t_0 = 3.0 \times 10^{-4}[\text{s}]$ はガウシアンパルス中心時刻である。式(2.22)を離散化すると次式となる。

$$Q(n) = me^{-a(n\Delta t - t_0)^2} \quad (2.23)$$

式(2.23)を加振したいすべての点における音圧の式(2.17)、(2.20)に $1/2$ ずつ加振すると次式となる。

$$p_x^{n+1}(i, j) = p_x^n(i, j) - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_x^{n+0.5}(i + 0.5, j) - v_x^{n+0.5}(i - 0.5, j)\} + \frac{Q(n)}{2} \quad (2.24)$$

$$p_y^{n+1}(i, j) = \frac{1 - \eta_y}{1 + \eta_y} p_y^n(i, j) - \frac{2\rho\kappa\Delta t}{\Delta y(1 + \eta_y)} \{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5) - v_y^{n+0.5}(i, j - 0.5)\} + \frac{Q(n)}{2} \quad (2.25)$$

2.2.5 境界条件

2.2.2 項や 2.2.3 項ではリープフロッグアルゴリズムを用いて、場の状態を逐次計算する方法を述べた。しかし、これらを行うにあたり、更新の対象とする参照点から半ステップずれた点の値が必要となるため、解析領域の端の参照点を更新することが不可能である、そのために、解析領域の端の参照点の更新に特別な処理が必要であり、この処理を決定する条件を境界条件と呼ぶ。本研究では使用頻度の高い 2 種類の境界条件を使用した。

まず、接触する媒質が剛体の場合である。剛体は十分に硬くて重く、まったく運動しない物体を指すため、「境界上の粒子速度は常にゼロ」となる。空間ステップ N 、時間ステップ n として、

$$v_x^{n+0.5}(0.5) = v_x^{n+0.5}(N + 0.5) = 0 \quad (2.26)$$

と表される。

次に、接触する媒質に吸音性がある場合である。吸音境界を実装するために垂直入射インピーダンスを用いる方法がある。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インピーダンスで割った値と等しい」となる。表面インピーダンス z_n の境界であれば、

$$v_x^{n+0.5}(0.5) = -\frac{p^n(1)}{z_n} \quad (2.27)$$

$$v_x^{n+0.5}(N + 0.5) = \frac{p^n(N)}{z_n} \quad (2.28)$$

と表される。

2.2.6 安定条件

計算を始める際、空間離散化幅や時間離散化幅を正しく設定しなければ解が発散してしまう。解を発散させないために、離散化幅を設定する安定条件がある。

1次元音場の場合、
$$\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c} \tag{2.29}$$

2次元音場の場合、
$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{x^2} + \frac{1}{y^2}}} \tag{2.30}$$

3次元音場の場合、
$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\frac{1}{x^2} + \frac{1}{y^2} + \frac{1}{z^2}}} \tag{2.31}$$

と表される。さらに、各軸方向の空間離散化幅がすべて等しく Δh であれば、 $C = c\Delta t/h$ として、

$$C \leq 1 \tag{2.32}$$

$$C \leq \frac{1}{\sqrt{2}} \tag{2.33}$$

$$C \leq \frac{1}{\sqrt{3}} \tag{2.34}$$

と書き換えられる。 C をクーラン数と呼ぶ。

本研究では FDTD 法を使うに際し 2次元音場で検討したため、式(2.30)または(2.33)を使用した。

2.2 COMSOL

COMSOL とは物理シミュレーションソフトウェアの一種である。最大の特徴は、2種類以上の物理現象を無制限かつ自由に組み合わせて解析できることである。これにより、広範囲における複雑な物理現象を簡易に扱うことができ、実現象に即したシミュレーションが可能となる。

本研究では、対象形状を 2D モデルとして作成し、密度、音速などの既出のパラメータを設定した。また、平面波を与えるために必要な背景圧力場、領域が繰り返していることを示すための周期条件の設定を行った。COMSOL の妥当性が示されれば、モデルの形状や境界条件を変えて吸音率を算出する。

2.3 統計入射吸音率の算出

統計入射吸音率は、あらゆる方向の吸音率を平均したもので乱入射吸音率とも呼ばれる。以降、乱入射吸音率と記す。本節では、乱入射吸音率の算出方法を紹介する。

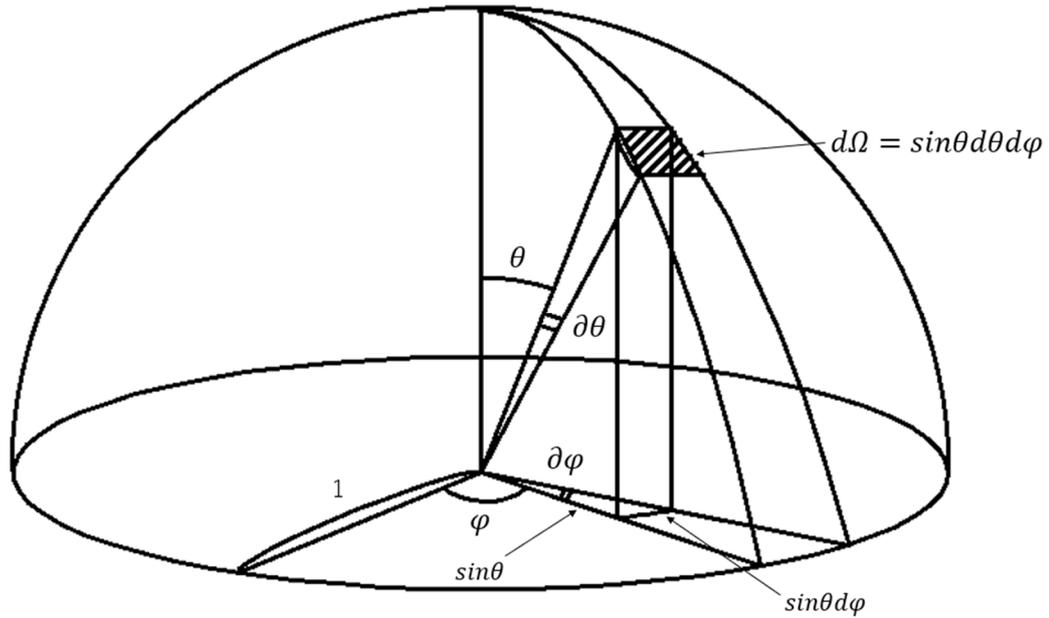


図 2.4 乱入射吸音率 半球体

単位長さの半球体の立体角を Ω 、 I_a を反射しないインテンシティ、 I_i を入射インテンシティとして、

$$\bar{\alpha} = \frac{\int I_a(\theta, \varphi) d\Omega}{\int I_i(\theta, \varphi) d\Omega}$$

$$\leftrightarrow \bar{\alpha} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_a(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} I_i(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi}$$

(2.35)

音圧 $p = e^{ikx}$ 、粒子速度 $v_x = \frac{e^{ikx}}{\rho c}$ 、インテンシティ $I = \frac{1}{2} \text{Re}\{p \times v^*\} = \frac{1}{2\rho c}$ より、入射インテンシティ I_i は、

$$I_i = \frac{1}{2\rho c} \cos \theta \quad (2.36)$$

となる。さらに式(2.32)の分子分母それぞれに $\cos \theta \sin \theta$ をかけると次式のように変形される。

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{I_a(\theta, \varphi)}{\frac{1}{2\rho c} \cos \theta} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi} \quad (2.37)$$

$$\leftrightarrow \bar{\alpha} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta, \varphi) \sin 2\theta d\theta d\varphi \quad (2.38)$$

もし、 $\alpha(\theta, \varphi)$ が φ に依存しなければ、

$$\bar{\alpha} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta, \varphi) \sin 2\theta d\theta \quad (2.39)$$

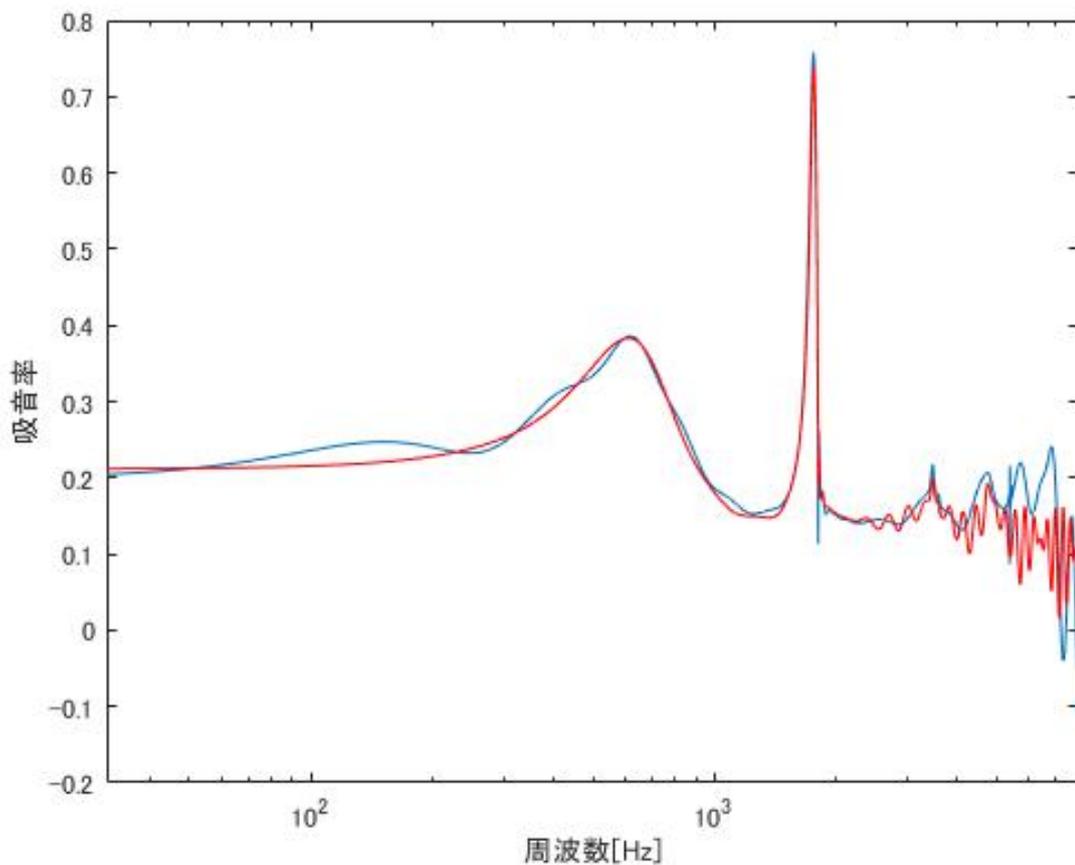
となる。これを Paris の式という。ただし、本研究では θ 、 φ をそれぞれ 5 度から 85 度の範囲の 10 度間隔で計算を行った。 θ 、 φ は 0 から $\pi/2$ の範囲であり、次式となる。

$$\bar{\alpha} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \alpha(\theta, \varphi) \sin 2\theta d\theta d\varphi}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin 2\theta d\theta d\varphi} \quad (2.40)$$

3. 結果と考察

3.1 COMSOL の妥当性検証

COMSOL の結果が妥当であることを確認するため、垂直入射を対象として COMSOL と FDTD 法の結果を比較した。以下のグラフが比較した結果である。



グラフ 3.1 COMSOL と FDTD 法の結果比較

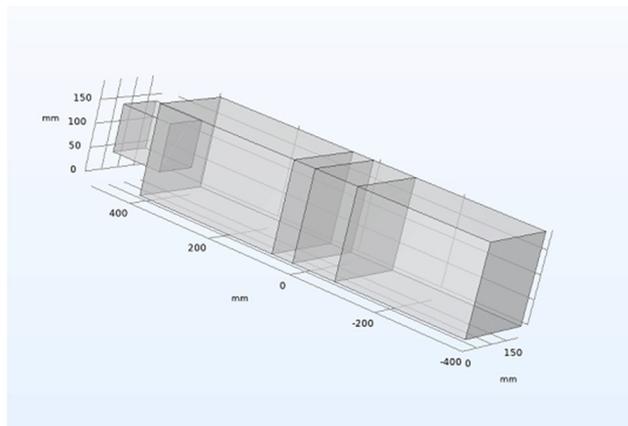
それぞれ、赤線が COMSOL、青線が FDTD 法の結果である。図 2.3 の領域を用いて吸音率を算出している。

完全に一致しているわけではないが、吸音率 0.2 からゆるやかに始まり、ピークの位置がそろっていることから、COMSOL の結果は妥当であると判断した。COMSOL の妥当性が確認されたので、以降は COMSOL により 3D モデルを用いた様々な条件で吸音率を算出する。

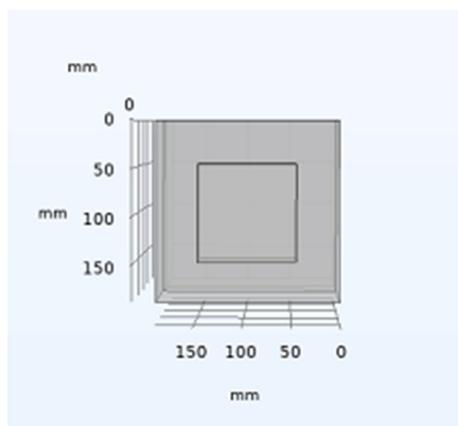
3.2 ブロックの孔に注目した検討

3.2.1 孔の空いたブロックの3Dモデル

まずは、1ブロックの半分で100 mm角、奥行120 mmの孔が空いた3Dモデルを作成した。

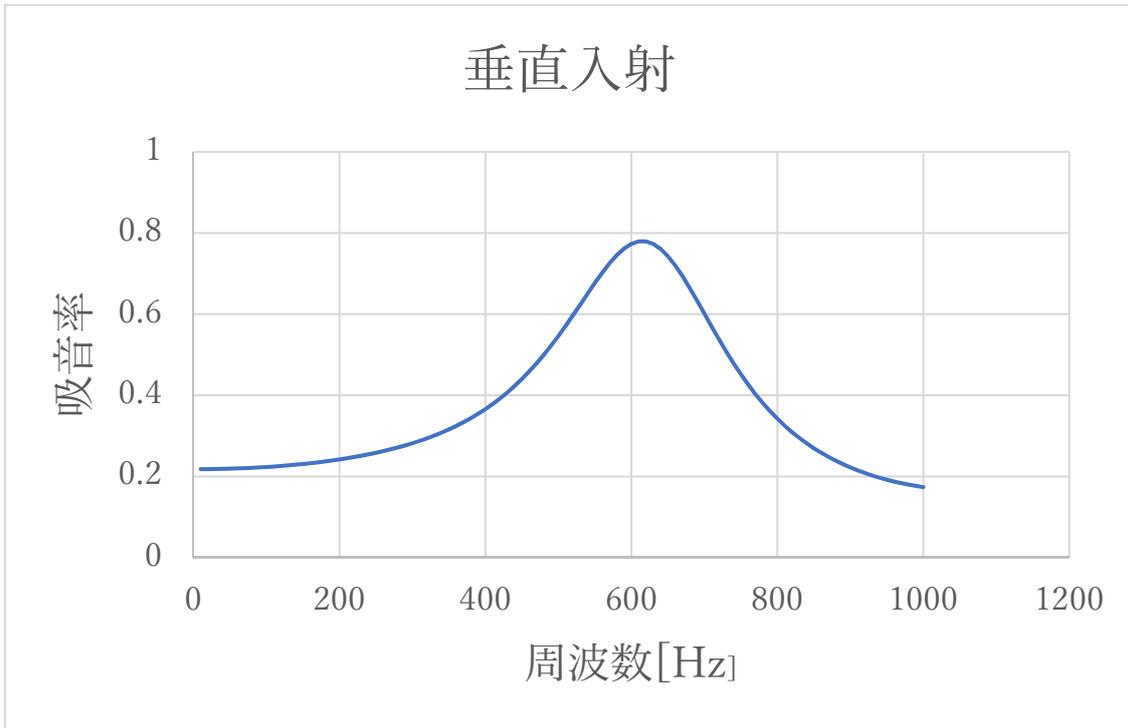


モデル 3.1 コンクリートブロック半分のモデル概観

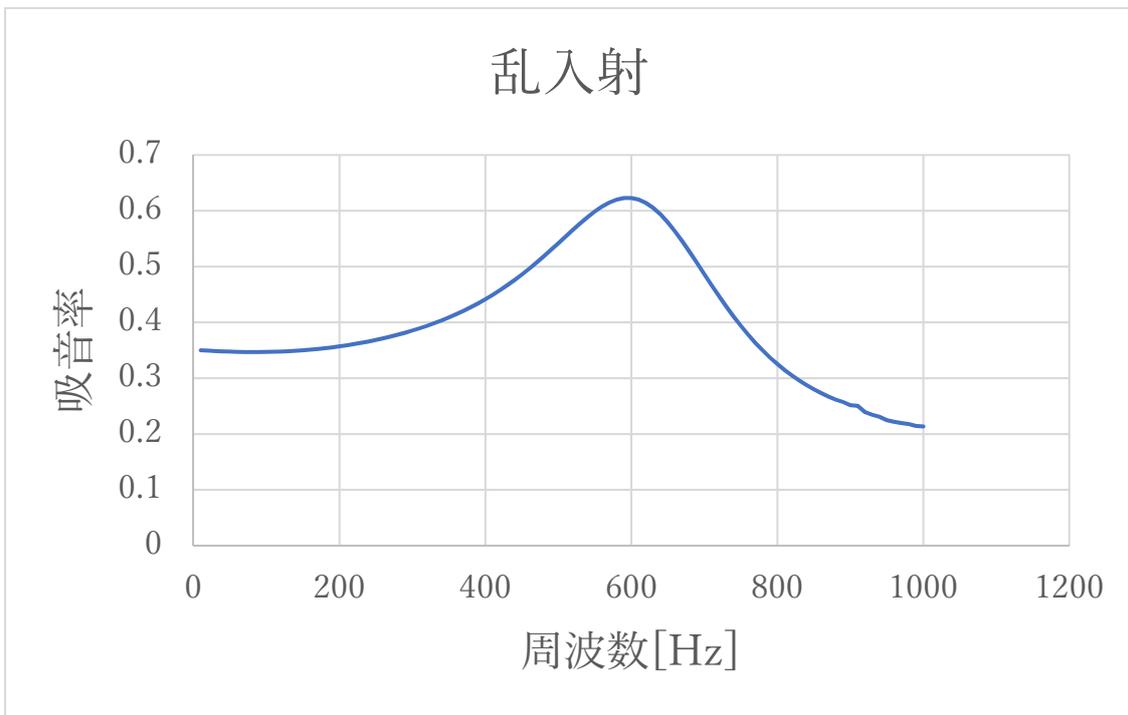


モデル 3.2 コンクリートブロック半分のモデル背面

このモデルはすべて空気の部分を示しており、モデルの引っ張り部分はブロックの孔にあたる部分である。このモデルを用いて、垂直入射時と乱入射時の吸音率を算出した。結果をグラフ 3.2, 3.3 にそれぞれ示す。



グラフ 3.2 中央の孔に注目した垂直入射吸音率

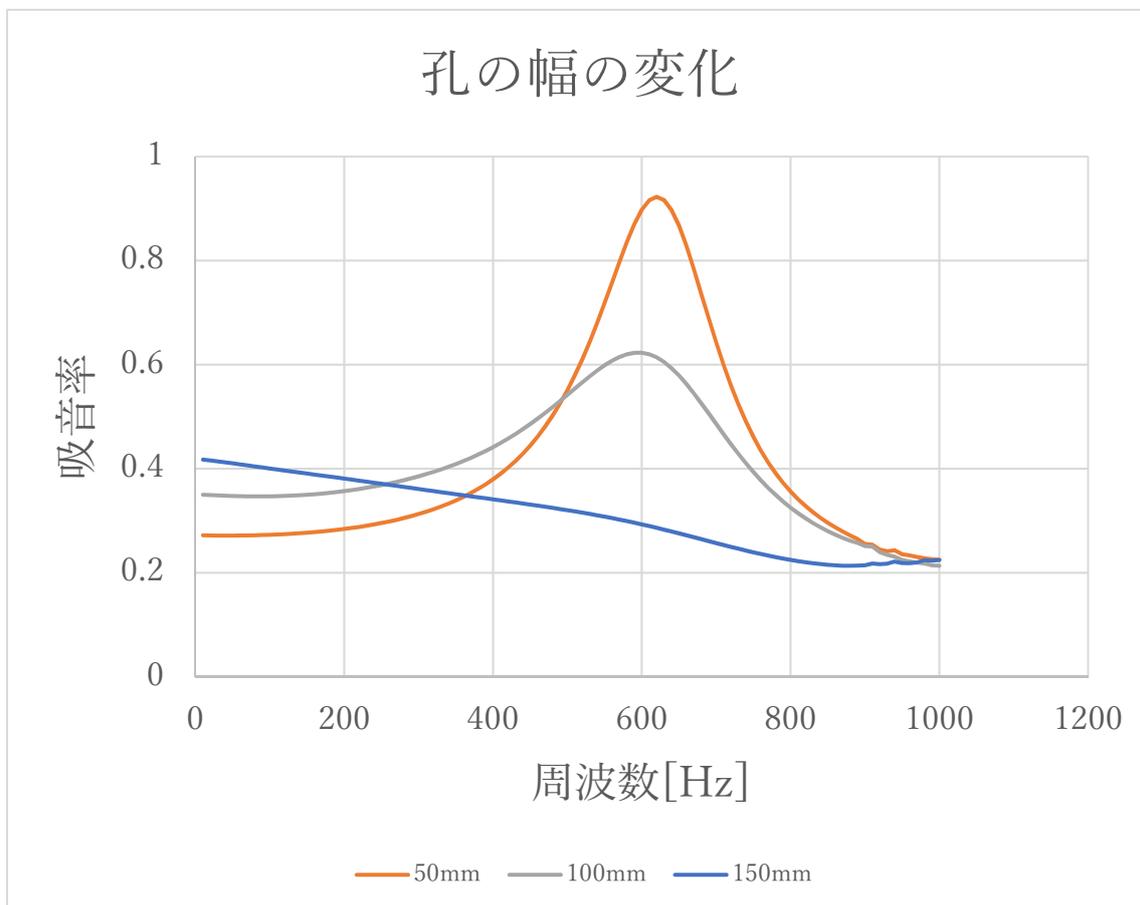


グラフ 3.3 中央の孔に注目した乱入射吸音率

どちらも 600Hz あたりで吸音率のピークができた。孔の寸法を考えれば妥当な結果ではあるが、実測結果とは吸音率のピークの位置が異なっている。

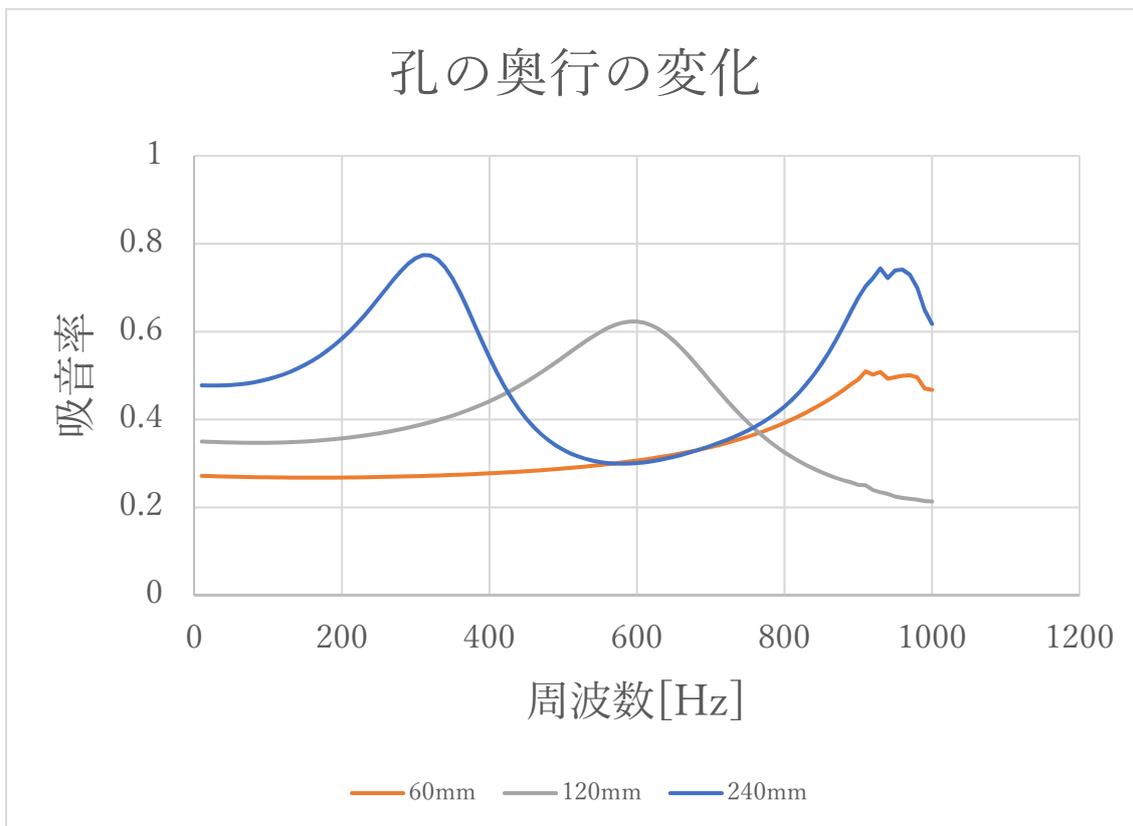
3.2.2 ブロックの孔の寸法の変化による検討

もとのブロックの孔の寸法では求めている結果は得られなかったので、孔の寸法を変化させることにした。



グラフ 3.4 中央の孔の幅の寸法を変化させた乱入射吸音率

グラフ 3.4 は孔の幅をもとの 100 mm を中心とし、50 mm、150 mm と変化させた結果である。孔の奥行は 120 mm である。幅が狭まるほど吸音率が上がり、ピークが顕著になっている。しかし、ピークが生じる位置は変わらず 600 Hz あたりのままである。

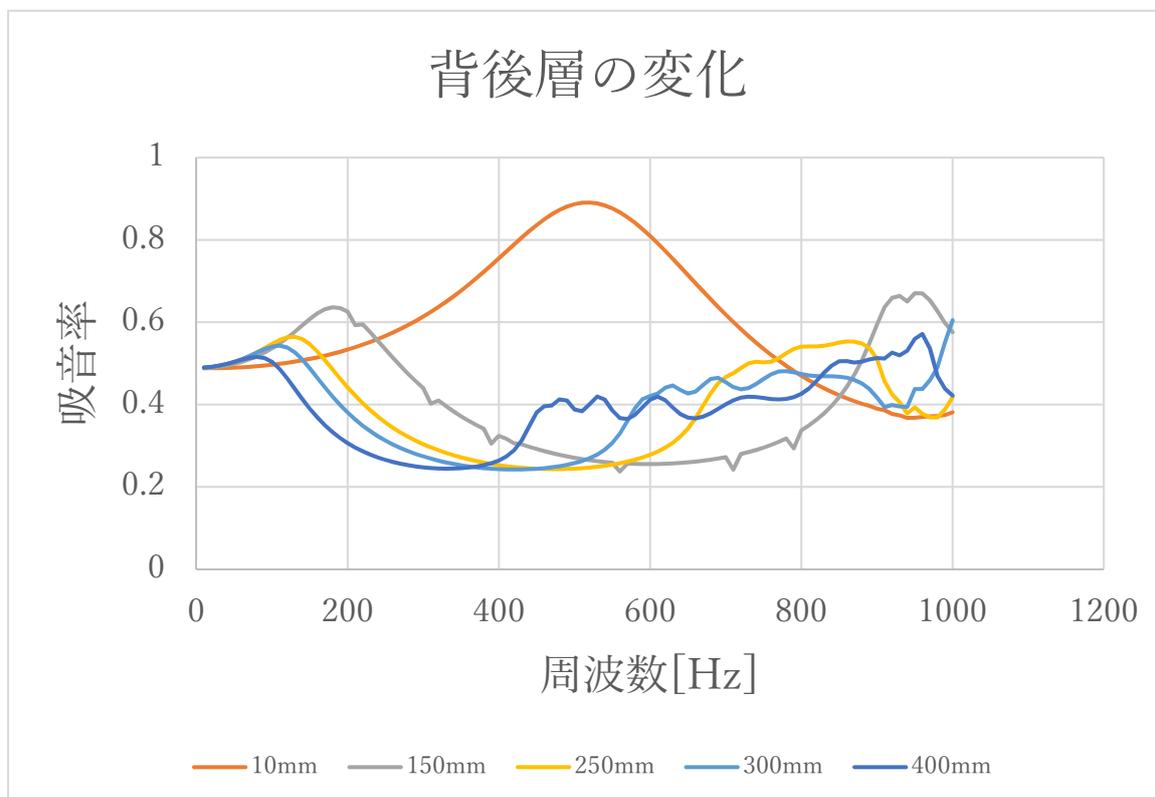


グラフ 3.5 中央の孔の奥行の寸法を変化させた乱入射吸音率

グラフ 3.5 は孔の奥行をもとの 120 mm を中心として 60 mm、240 mm と変化させた結果である。孔の幅は 100 mm である。奥行が深いほど低い周波数で吸音率のピークができている。波長と周波数の関係よりピークの位置が異なっており、妥当な結果ではあるが、実際のブロックの寸法とは異なるため、この結果では実測のピーク位置を説明することはできない。

3.2.3 背後層での検討

次にブロックの奥に位置する背後層を設置した場合を検討する。背後層は空気であり、背後層の深さは 10 mm、150 mm、250 mm、300 mm、400 mm である。



グラフ 3.6 背後層を考慮し、中央の孔に注目した乱入射吸音率

グラフ 3.6 より、ピークの位置は異なっているが、実測結果と同様に背後層 10 mm の場合はピークが顕著であり、背後層が厚くなると吸音率の変化が緩やかになることがわかる。また、背後層によりピークの位置が低い周波数に出ることもわかった。背後層を作ると共鳴の影響は薄くなり吸音率の変化が緩くなっているが、実測結果とは異なる吸音率の変化を示しており、ここで検討している中央の孔が、低い周波数で吸音している原因ではないものと推察される。

3.3 ブロック側面の隙間とくぼみに注目した検討

3.3.1 ブロック側面のくぼみを考慮した 3D モデル

3.2 節のように中央の孔の寸法を変化させたり、背後層を考慮しても説明がつかなかったため、写真 3.1 に見られるようなブロックの隙間とくぼみに注目した。



写真 3.1 コンクリートブロックくぼみ部分

このくぼみは、くぼみ幅 60 mm、深さ 20 mm である。ここでは、ブロック同士の隙間を 1 mm とする。ブロック同士の隙間とくぼみによって形成されるヘルムホルツ共鳴器によって、吸音を起こしていると考えた。ヘルムホルツ共鳴では、面ではなく空気の粘性摩擦によって吸音が生じる。空洞に細い入口を付けた構造を作ると、中の空気がばねのように作用するのである。コンクリートブロックを並べた場合のヘルムホルツ共鳴器の断面図を図 3.1 に示す。

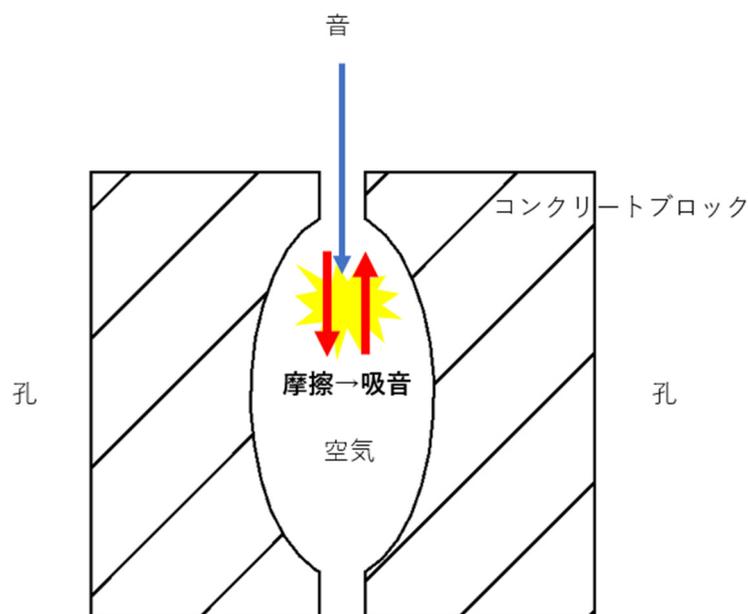
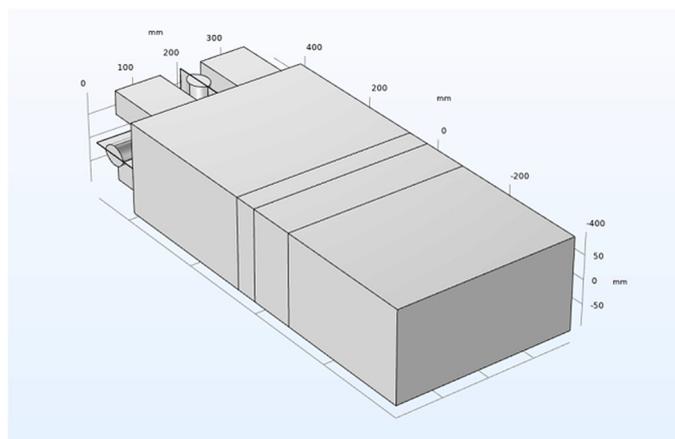
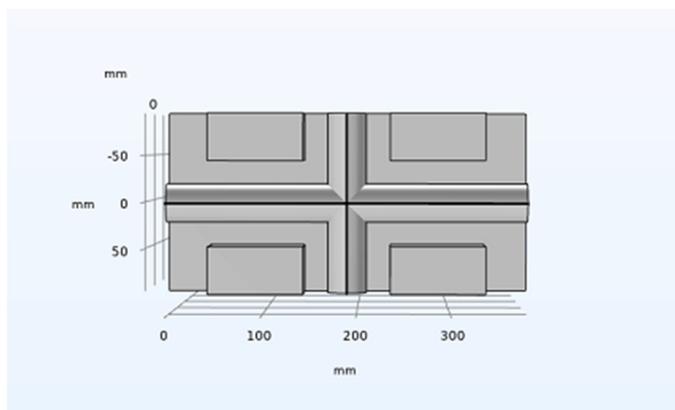


図 3.1 コンクリートブロック断面図

これらを踏まえ、COMSOL で作成した 3D モデルをモデル 3.3, 3.4 に示す。

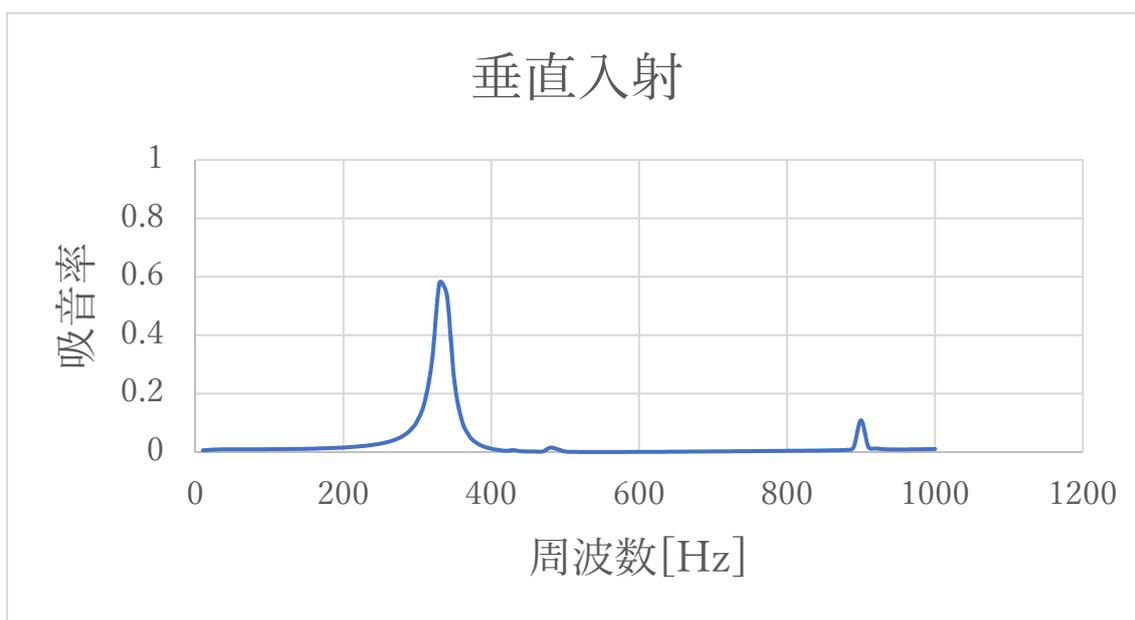


モデル 3.3 ブロックくぼみを考慮したモデル概観

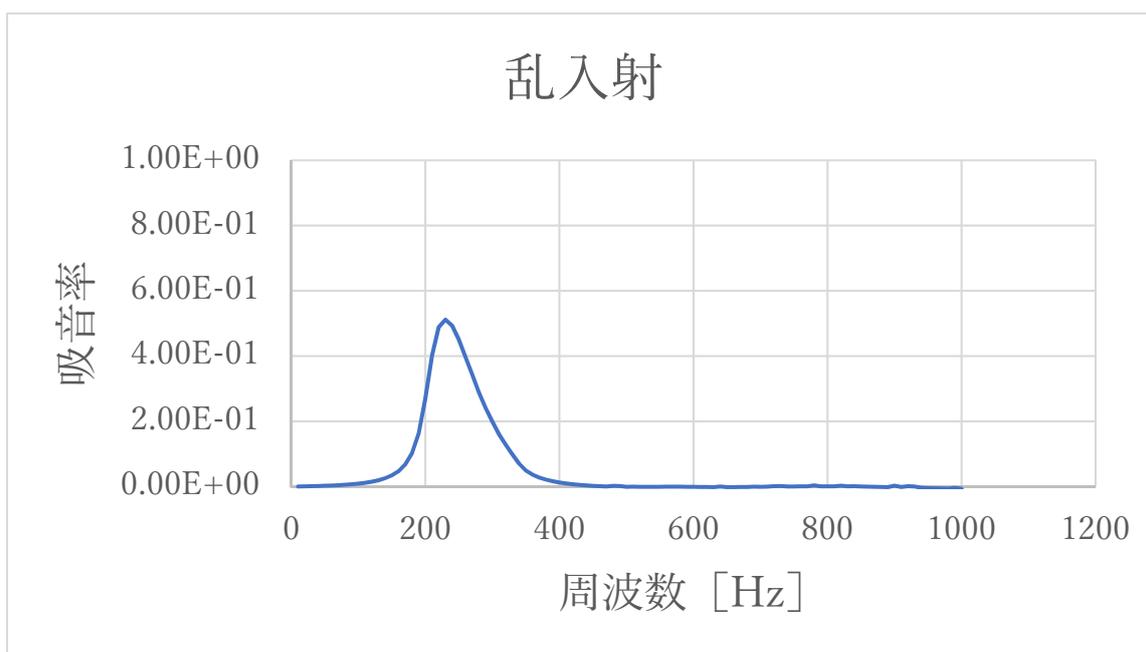


モデル 3.4 ブロックくぼみを考慮したモデル背面

ブロック同士の隙間をモデルの真ん中に通すことにより、モデルを繰り返し作成するために設定をする周期条件を簡単にした。ブロックの吸音率は0として面での吸音はないものとした。ヘルムホルツ共鳴による粘性摩擦による吸音を考慮する熱粘性音響を導入した。このモデルで、垂直入射時と乱入射時の吸音率をそれぞれ算出した。その結果がグラフ 3.7, 3.8 である。



グラフ 3.7 ブロックくぼみに注目した垂直入射吸音率

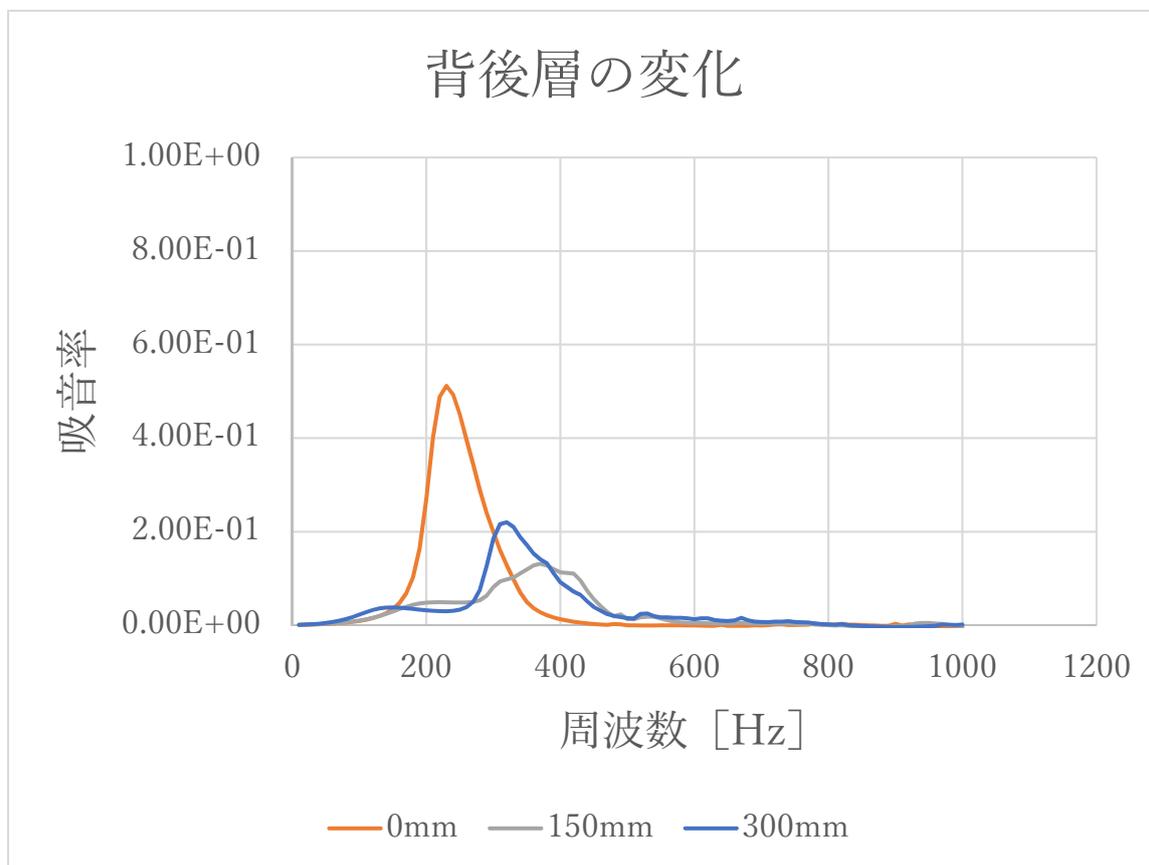


グラフ 3.8 ブロックくぼみに注目した乱入射吸音率

垂直入射の場合に、350 Hz あたりでピークができた。この結果から、実測された吸音ピークはブロック間に形成される空洞によるヘルムヘルツ共鳴の影響であると考えられる。乱入射の場合は、入射角度により吸音率のピークの位置にずれが生じるため、平均をとるとピーク時の吸音率の値が 0.1 ほど小さくなった。結果として、250 Hz の位置でピークが生じている。

3.3.2 背後層を考慮した検討

次に背後層を考慮した。本研究では、実測の際に吸音率のピークの違いが見られた背後層 150 mm と 300 mm を検討することにした。



グラフ 3.9 背後層を考慮し、ブロックくぼみに注目した乱入射吸音率

実測結果と同様に、背後層が厚くなると、ピークはそれとわかる程度で高い吸音率を示さなかった。また、背後層が 300 mm 場合のピークは背後層がない 0 mm の場合に比べ高い周波数にあり、高い吸音率を示していない。背後層を厚くすると、ヘルムホルツ共鳴の影響が薄れていることがわかった。これは背後層を厚くすることによってブロック背後に音が抜けていき、くぼみ内での共鳴が起りにくくなったためであると考えられる。

4. まとめ

ブロックの孔の寸法を変化させたり、背後層やブロックのくぼみなどを考慮して低い周波数で生じる吸音率のピークの原因を探索した。原因は、ブロックの孔によるものではなく、ブロック間に形成される隙間、ならびに、ブロック側面のくぼみによるヘルムホルツ共鳴だと推察された。しかしながら、乱入射時の吸音率はまだ実測値よりも小さい値を示しており、実測結果を厳密に再現するには入射角度によらず一定の周波数でピークが生じる必要があると考える。本研究では、ヘルムホルツ共鳴を考えた際にブロック面の吸音率を0としたが、吸音率が完全に0ではない場合、どのように結果が違っていったのかを検討するまでに至らなかった。しかし、ブロック表面の吸音率は不明であり、吸音率を与えた場合を考えた結果は根拠に乏しいものになってしまう。また、可能性のある変化部分として、ブロックの隙間の幅の影響も検討する必要がある。隙間の縦軸、横軸の幅の違いにより、吸音率のピークの位置が変わるかもしれない。原因となる現象のひとつを説明できたものと思われるが、不明な点は依然として多く、それらは今後の研究課題である。

参考文献

- [1] ヤマハ株式会社、『試験成績書 コンクリートブロック 音響性能試験』、2020
- [2] 豊田政弘他、『FDTD 法で見る音の世界』、コロナ社、東京、2015
- [3] 竹村美穂、『周期構造による音響透過損失の性能向上と解析方法に関する検討』、
関西大学修士論文、2020
- [4] 日比野真之、『FDTD 法における完全吸収層 (PML) の最適化』、
関西大学卒業論文、2017