

二重床重量衝撃音の予測と 空気抜き効果の検討

関西大学 環境都市工学部 建築学科
建築環境第 I 研究室
建 08-07 石田 有佳梨
指導教官 豊田 政弘 助教

目次

1	はじめに 序	3
1.1	研究背景	3
1.2	既往研究	4
1.3	研究目的	6
1.4	研究方法	6
2	計算方法	7
2.1	FDTD 法 (時間領域有限差分法)	7
2.2	基礎方程式	9
2.3	支配式と更新式 固体	13
2.4	支配式と更新式 流体	16
2.5	境界条件	18
2.6	放射パワー	19
3	計算条件	20
3.1	床仕様	20
3.2	加振点と受音点	21
3.3	完全吸収層	22
3.4	減衰に関する係数	24
4	計算結果	26
4.1	一重床の場合	26
4.2	二重床(空気抜きなし)の場合	27
4.3	二重床(空気抜きあり)の場合	28
4.4	各条件の比較	33
4.5	既往研究との比較	34
5	おわりに 結	35
6	参考文献	36

1 はじめに 序

1.1 研究背景

集合住宅における居住環境の中で最も重要視される要素のひとつが音に関する問題である。人の歩行や物の落下、子どもの飛び跳ねるなどによる床衝撃音は他の室内へ放たれる騒音である。重量衝撃音の遮断性能は建物の躯体構造に強く依存しており、建設後に改善することが非常に困難である。

しかし近年では、建設後にも改善の余地を残すことができ、バリアフリーに容易に対応できることや、床下空気層によってコンクリートによる床の底冷えを防ぐことができること、あるいはリフォームが簡単であるなどの理由から二重床を設置する住宅が増えてきている。

次節に示すように、時には音響的に深刻な問題を引き起こす原因となりうる二重床構造の特性について、事前に問題を回避するため、設計段階での予測や評価が必要とされている。

1.2 既往研究

乾式二重床について、古賀等は実際の集合住宅において公的試験機関における性能値が同程度の乾式二重床を数種類測定し、重量床衝撃音レベル低減量のばらつきについて報告している(参考文献[1])。これまでの研究では、伝搬経路の複雑さから現場における重量床衝撃音レベルを正確に予測するのは困難であるのが現状である。

そこで高倉等は、乾式二重床衝撃音レベル低減量に着目し、床高、床端部支持方法など低減量が変化する要因について検討を行った[2]。結果、乾式二重床の床高を低くした場合や床端部の隙間を密閉した場合に床スラブと乾式二重床間の空気バネにより低域での悪影響が観察されている。

この空気の圧縮膨張による共振を抑えるために仕上げ床と側壁の間に空気抜きを設ける例が多く見られるようになってきた。

空気抜きとは、床下空気層を密閉したことで空気バネにより低域での悪影響が生じていたため、図1のように床と壁を密着させず、少し隙間を開けるというものである。

この空気抜きの影響については、図2のように高倉等の調査でも空気抜きの有効性が示されている[2]。

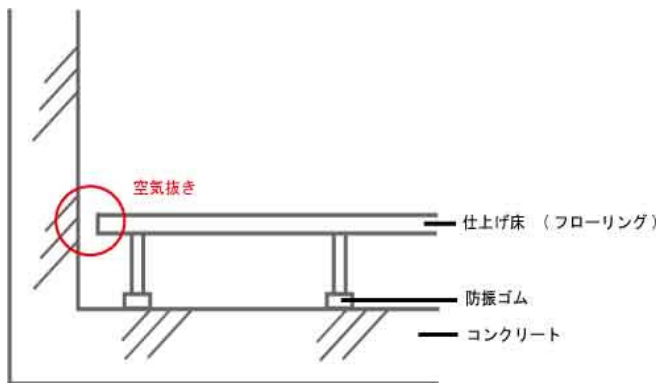


図1 二重床空気抜き断面図

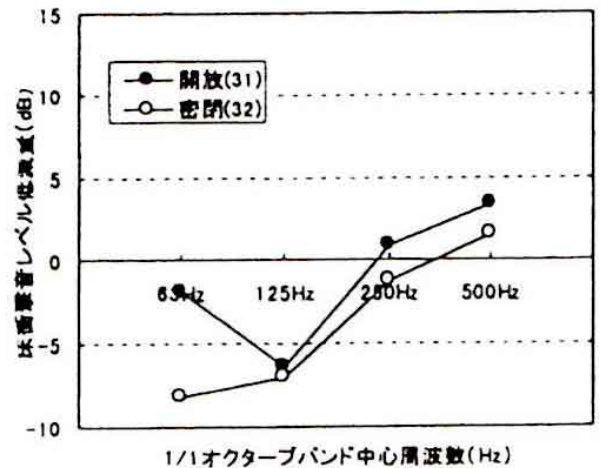


図2 床下空気層の開閉による床衝撃音レベル低減量の変化
(文献[2]より再掲)

これらの空気抜き効果について理論的な考察を行うため、豊田等は空気層の圧縮膨張によるばね的共振を低減するための空気抜きのモデル化に有孔板の境界条件を応用し検討を行った[3]。この研究では図3のように、空気抜きの隙間をそれと等しい総周長と総面積を持つ多数の円形孔に分割し、それらが仕上げ床面上に均一に分布しているものと考え、仕上げ床を有孔板とみなして空気抜きの効果を考慮した。

この研究で空気抜きが有効であることが理論的にも示唆された。

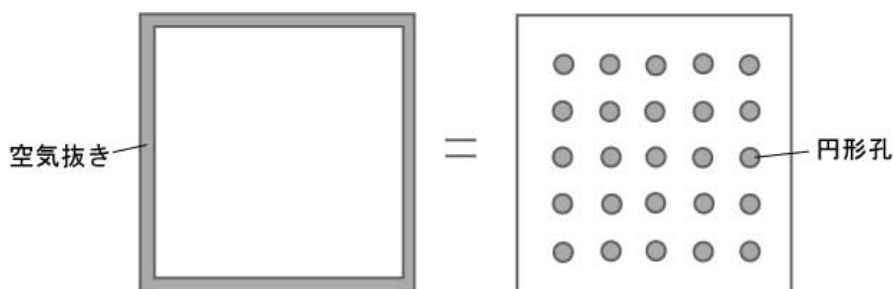


図3 豊田等の研究による空気抜きのモデル化
(床を上から見た図)

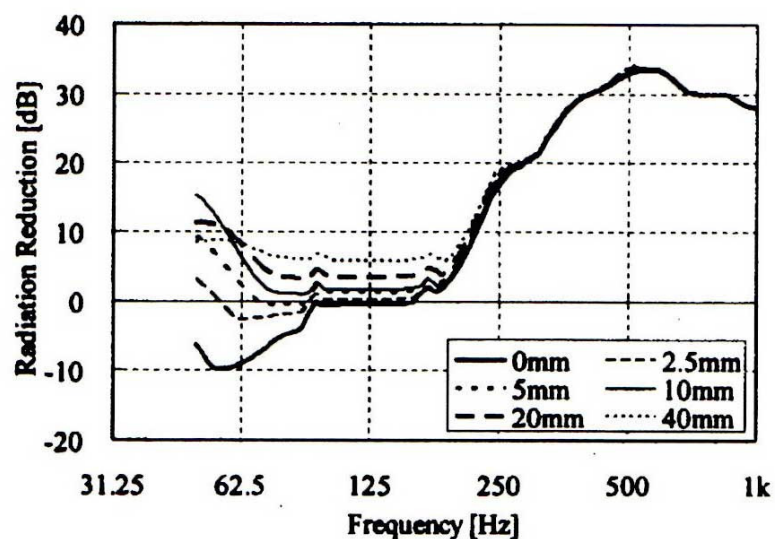


図4 空気抜き隙間幅の影響
(文献[3]より再掲)

1.3 研究目的

前節によって実験的だけでなく理論的にも空気抜きの有効性が示された豊田等の研究は、モデル化に飛躍があるように思われ信頼性が低いと考えられる。そのため本研究では、前節とは違う方法を使って理論的に示し既往研究と比較することで信頼性を高めたい。

1.4 研究方法

研究方法として、数値的モデルを用いた検討を行う。床衝撃音の数値解析手法としては主に、FEM(有限要素法 Finite Element Method)、FDTD 法(時間領域有限差分法 Finite-Difference Time-Domain 法)が挙げられる。しかし、FEM では柱梁と板要素を使うことが多く、その際は誤差が大きく、縦波による放射も無視されることがわかっているため、今回は FDTD 法を使って検討する。

2 計算方法

2.1 FDTD 法 (時間領域有限差分法)

FDTD 法とは空間を離散化し、微分方程式の微分の部分を差分(差を商で近似したもの)に置き換える差分法の1種である。

ここでは、固体と流体の両方を一式の運動方程式と粘弾性構成方程式で支配されるものと考え、固体と流体の違いは媒質定数でのみ表現する[4]。計算に必要なすべての媒質定数はセル中央に置かれた垂直応力点に定義され、セル境界に置かれる粒子速度点及びせん断応力点では平均媒質定数を用いて計算が行われる。解析対象領域内のすべてのセル境界でこの平均媒質定数を用いることにより、固体流体を問わない不均質媒質を取り扱うことが可能である。したがって、振動音響連成系も解析対象領域に満たされた一種の不均質媒質と捉えて解析を行うことが可能である。

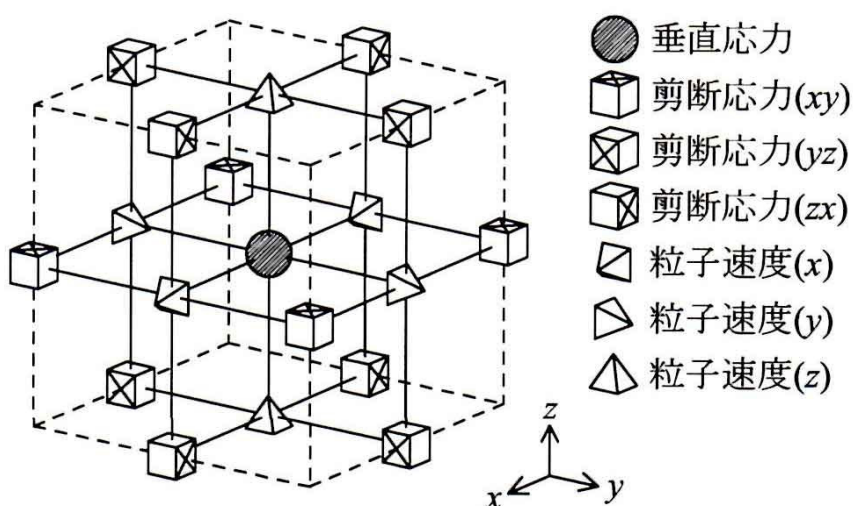


図5 3次元粘弾性体スタガードグリッド
(文献[5]より再掲)

差分法とは微分を差と商によって表す方法である。微分の定義は、

$$\frac{\partial f}{\partial x} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (1)$$

であり、連続関数のある点での傾きを表す。この微分では極限をとる必要があるが、極限を取らないのが差分である。すなわち、

$$\frac{\partial f}{\partial x} \approx \frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x} \quad (2)$$

という近似を考える。極限をとらないので以下のような差分法の種類がある。

- ・ 前進(前方)差分： $\frac{f(x + \Delta x) - f(x)}{\Delta x}$
- ・ 後退(後方)差分： $\frac{f(x) - f(x - \Delta x)}{\Delta x}$
- ・ 中央(中心)差分： $\frac{f(x + \Delta x/2) - f(x - \Delta x/2)}{\Delta x}$

ここでは、最も精度が高い中央差分(図6参照)を用いて、

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} \approx \frac{f(x + \Delta x/2) - f(x - \Delta x/2)}{\Delta x} \quad (3)$$

と近似する。

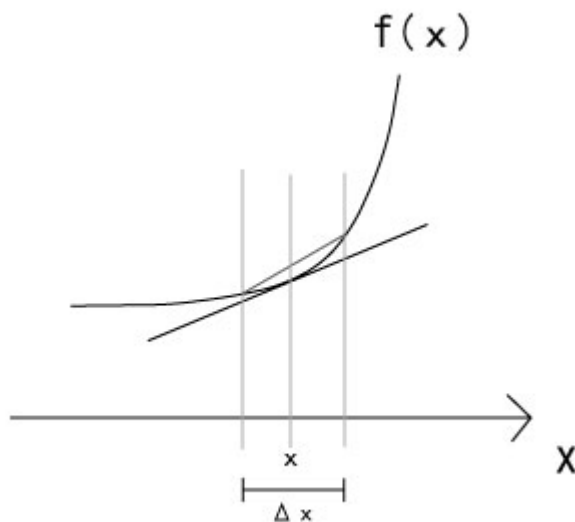


図 6 中央差分近似

2.2 基礎方程式

波動方程式の基礎方程式として

・運動方程式： $F = ma$

F : 外力[N] m : 質量[kg] a : 加速度[m/s²]

・フックの法則： $F = -kx$

F : 弾性力[N] k : ばね定数[N/m] x : 釣り合いからのずれ(距離)[m]

を用いて考える。

上に示した運動方程式・フックの法則は1次元であるが、固体や流体の波動を求めるにはこれらを3次元問題として考える必要がある。FDTD法は空間を離散化させ微小体積で求めていく。

運動方程式を3次元化する、

$$\Delta x \Delta y \Delta z : \text{体積}[\text{m}^3] \quad \rho : \text{密度}[\text{kg}/\text{m}^3] \quad \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} : \text{加速度}[\text{m}/\text{s}^2]$$

とおき、 x 方向の変位を u_x とすると、 x 方向の運動は $f_x(x)$: 軸力 より

$$f_x(x + \Delta x) - f_x(x) = \rho \Delta x \Delta y \Delta z \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \quad (4)$$

と表すことができる。また、 T : 応力[Pa(N/m²)]は

$$T = \frac{f_x(x)}{\Delta y \Delta z} \quad (5)$$

となる。この(5)式を利用し、 $\Delta x \rightarrow 0$ とすると、

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial T_x}{\partial x} \quad (6)$$

となる。

この(6)式はx方向に垂直な2つの側面の力しか関わっていない。固体や流体はセルが集まってできているもののため、図7のように6つの側面の力が関わってくる。

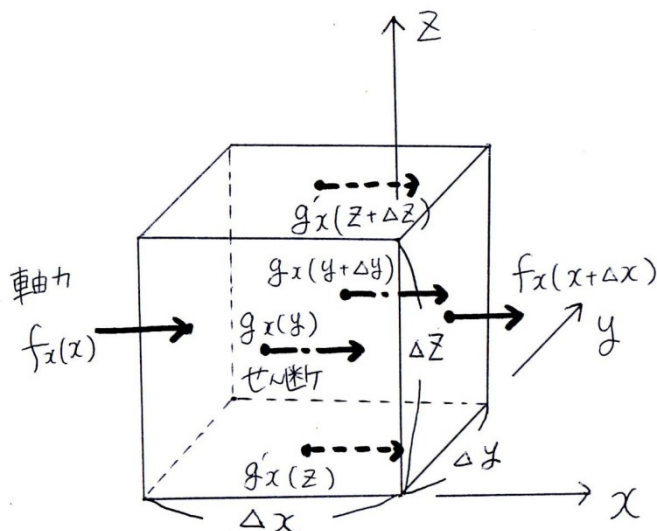


図7 セルにかかる外力

そのため、上記と同様の定式化を6つの力で考えると

$$\rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} \quad (7)$$

となる。よって、(7)式が3次元のx方向の運動方程式である。

同様に、y方向の運動方程式は

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{yz}}{\partial z} \quad (8)$$

z方向の運動方程式は

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial T_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} \quad (9)$$

である。

フックの法則について、1次元の伸びひずみのみを考え、
 T : 応力 [N/m²] E : ヤング率 [Pa(N/m²)] ε : ひずみ [-] l : 長さ [m] で Δl 伸びるとすると

$$T = E \frac{\Delta l}{l} = E\varepsilon \quad (10)$$

となる。これを踏まえ、3次元の伸びひずみ、せん断ひずみを考慮すると、

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{xxxx} & -S_{xyxy} & -S_{xxzz} & 0 & 0 & 0 \\ -S_{yyxx} & S_{yyyy} & -S_{yyzz} & 0 & 0 & 0 \\ -S_{zzxx} & -S_{zzyy} & S_{zzzz} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & S_{xyxy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & S_{yzyz} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & S_{zxzx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{xx} \\ T_{yy} \\ T_{zz} \\ T_{xy} \\ T_{yz} \\ T_{zx} \end{bmatrix} \quad (11)$$

とも表される。

この(11)式のひずみ成分は、定義より変位 u を用いて

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i} \right) \quad (12)$$

$$(i, j = x, y, z)$$

と示される。また、 γ : ポワソン比 を用いて

$$\gamma_{xy} = \frac{\Delta x / x}{\Delta y / y} = \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{yy}} \quad (13)$$

と表すことができるため

$$S_{xxxx} = \frac{1}{E_x} \quad (14)$$

$$S_{xyxy} = \frac{\gamma_{xy}}{E_x} \quad (15)$$

$$S_{xxzz} = \frac{\gamma_{xz}}{E_x} \quad (16)$$

である。

そこで、 E : ひずみベクトル[-] S : コンプライアンスマトリックス[m²/N]
 Π : 応力ベクトル[N/m²] とすると (11)式は

$$E = S \Pi \quad (17)$$

と表すことができる。(17)式は逆行列を用いて、

$$\Pi = S^{-1} E \quad (18)$$

と変形できる。また、 C : 剛性マトリックス[N/m²]を用いれば、 $S^{-1} = C$ のため

$$\Pi = C E \quad (19)$$

とも表記することができる。

本研究では、 $\Pi = \begin{bmatrix} T_{xx} \\ T_{yy} \\ T_{zz} \\ T_{xy} \\ T_{yz} \\ T_{zx} \end{bmatrix}$

$$C = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix}$$

$E = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \end{bmatrix}$ として

(19)式に代入した

$$T_{xx} = c_{11}\varepsilon_{xx} + c_{12}\varepsilon_{yy} + c_{13}\varepsilon_{zz}$$

$$T_{yy} = c_{21}\varepsilon_{xx} + c_{22}\varepsilon_{yy} + c_{23}\varepsilon_{zz}$$

$$T_{zz} = c_{31}\varepsilon_{xx} + c_{32}\varepsilon_{yy} + c_{33}\varepsilon_{zz}$$

(20)

$$T_{xy} = c_{44}\varepsilon_{xy}$$

$$T_{yz} = c_{55}\varepsilon_{yz}$$

$$T_{zx} = c_{66}\varepsilon_{zx}$$

を用いる。

2.3 支配式と更新式 固体

スタガードグリッドを利用し表記していく。スタガードグリッド(図5参照)とは、数値計算手法における格子配置の一つで、変数ごとの定義点をずらして設定することにより、誤差の成長を抑えようとする方法である。

ゆえに、応力 T と速度 v の基本的な形は

$$\begin{aligned} T^n(i, j, k) \\ v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \end{aligned} \quad (21)$$

である。

x 方向の運動方程式の支配式は、(7)式である。

加速度を時間積分することで速度となるため

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} \quad (22)$$

と書き換えることができる。(3)式を使って差分すると差分式は

$$\begin{aligned} \rho \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k) - v_x^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k)}{\Delta t} &= \frac{T_{xx}^n(i+1, j, k) - T_{xx}^n(i, j, k)}{\Delta x} \\ &+ \frac{T_{xy}^n(i, j+1, k) - T_{xy}^n(i, j, k)}{\Delta y} + \frac{T_{xz}^n(i, j, k+1) - T_{xz}^n(i, j, k)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (23)$$

となる。式変形をすると、

$$\begin{aligned} v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) &= v_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) + \frac{\Delta t}{\rho} \left\{ \frac{T_{xx}^n(i+1, j, k) - T_{xx}^n(i, j, k)}{\Delta x} \right. \\ &\left. + \frac{T_{xy}^n(i, j+1, k) - T_{xy}^n(i, j, k)}{\Delta y} + \frac{T_{xz}^n(i, j, k+1) - T_{xz}^n(i, j, k)}{\Delta z} \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

となり、(24)式が粒子速度の更新式である。

またフックの法則は、

$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}$ 、 $\varepsilon_{xy} = \frac{\partial u_y}{\partial x} + \frac{\partial u_x}{\partial y}$ 等を (20) 式に代入し時間微分した

$$\frac{\partial T_{xx}}{\partial t} = c_{11} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{12} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{13} \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$\frac{\partial T_{yy}}{\partial t} = c_{21} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{22} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{23} \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$\frac{\partial T_{zz}}{\partial t} = c_{31} \frac{\partial v_x}{\partial x} + c_{32} \frac{\partial v_y}{\partial y} + c_{33} \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

$$\frac{\partial T_{xy}}{\partial t} = c_{44} \left(\frac{\partial v_y}{\partial x} + \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) \quad (25)$$

$$\frac{\partial T_{yz}}{\partial t} = c_{55} \left(\frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial z} \right)$$

$$\frac{\partial T_{zx}}{\partial t} = c_{66} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right)$$

である。

この (25) 式を (3) 式を使って差分すると差分式は

$$\begin{aligned} \frac{T_{xx}^{n+1}(i, j, k) - T_{xx}^n(i, j, k)}{\Delta t} &= c_{11} \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j, k) - v_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta x} \\ &+ c_{12} \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) - v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta y} + c_{13} \frac{v_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+1) - v_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{T_{xy}^{n+1}(i, j, k) - T_{xy}^n(i, j, k)}{\Delta t} &= c_{44} \left\{ \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j, k) - v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta x} + \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) - v_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta y} \right\} \end{aligned} \quad (27)$$

となり、他 4 つの式も同様に表される。

式変形すると、

$$\begin{aligned}
 T_{xx}^{n+1}(i, j, k) = T_{xx}^n(i, j, k) + \Delta t & \left\{ c_{11} \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j, k) - v_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta x} \right. \\
 & \left. + c_{12} \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) - v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta y} + c_{13} \frac{v_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+1) - v_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta z} \right\}
 \end{aligned} \tag{28}$$

$$\begin{aligned}
 T_{xy}^{n+1}(i, j, k) = T_{xy}^n(i, j, k) \\
 + \Delta t c_{44} & \left\{ \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}(i+1, j, k) - v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta x} + \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j+1, k) - v_x^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k)}{\Delta y} \right\}
 \end{aligned} \tag{29}$$

となり、(28) (29)式が応力更新式である。

2.4 支配式と更新式 流体

流体ではせん断弾性係数は0になる。また、 $T_{xx} = T_{yy} = T_{zz} = -P$ となるため
 x 方向の運動方程式は(7)式を使って

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (30)$$

と表される。同様に

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial y} \quad (31)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} \quad (32)$$

となる。

(30)式を(3)式を使って差分すると差分式は

$$\rho \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k) - v_x^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k)}{\Delta t} = -\frac{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)}{\Delta x} \quad (33)$$

である。(31)(32)式も同様に差分式に変換することができる。

また、セルを立方体として考えると、 $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \Delta d$ となり、

A : クーラン数 c : 速度[m/s] として $A = c \frac{\Delta t}{\Delta d}$

Z : 特性インピーダンスとして $Z = \rho c$ を用いると(33)式を

$$v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k) = v_x^{n-\frac{1}{2}}(i+1/2, j, k) - \frac{A}{Z} \{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)\} \quad (34)$$

と式変形することができ、(34)式が更新式となる。

フックの法則は固体の支配式(25)式より κ : 体積弾性率 を使い

$$-\frac{\partial P}{\partial t} = \kappa \frac{\partial v_x}{\partial x} + \kappa \frac{\partial v_y}{\partial y} + \kappa \frac{\partial v_z}{\partial z} \quad (35)$$

と表される。

一方、連続の式は

$$P = -\kappa \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (36)$$

と表される。この(36)式は前節より $T_{xx} = T_{yy} = T_{zz} = -P$ とした3次元のフックの法則

(20)式と同じことから、 $c_{11} = c_{12} = c_{13} = c_{21} = c_{22} = c_{23} = c_{31} = c_{32} = c_{33} = \kappa$ とでき

(35)式を示すことができる。

この(35)式を(3)式を使って差分すると差分式は

$$\begin{aligned}
 -\frac{P^{n+1}(i, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta t} &= \kappa \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta x} \\
 + \kappa \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) - v_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}, k\right)}{\Delta y} &+ \kappa \frac{v_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) - v_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k - \frac{1}{2}\right)}{\Delta z}
 \end{aligned} \tag{37}$$

である。運動方程式と同様に A : クーラン数、 Z : 特性インピーダンス、

また、 $\kappa = \rho c^2$ を利用して(37)式を

$$\begin{aligned}
 P^{n+1}(i, j, k) &= p^n(i, j, k) - AZ \left\{ v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, j, k\right) - v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i - \frac{1}{2}, j, k\right) \right. \\
 &\left. + v_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j + \frac{1}{2}, k\right) - v_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j - \frac{1}{2}, k\right) + v_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k + \frac{1}{2}\right) - v_z^{n+\frac{1}{2}}\left(i, j, k - \frac{1}{2}\right) \right\}
 \end{aligned} \tag{38}$$

と式変形することができ、(38)式が更新式となる。

2.5 境界条件

空間を有限な数のセルにわけると「端」が必要となる。その端をどのような条件にするかを境界条件といい、ここでは固定境界・自由境界・完全吸収境界層を考える。

固定境界は剛体との境界である。剛体は密度 ∞ 、剛性 ∞ 、粒子速度 0、反射率 1 と考える。

自由境界は真空との境界である。真空は密度 0、剛性 0、音圧(応力)0、反射率 1 と考える。

波は特性インピーダンスが違えば一部反射してしまうため、完全吸収境界層は空気と同じ特性インピーダンスでかつ減衰を与える層を仮想的に与えている。そうすることで、層内で波を吸収するため反射率は 0 である。ただし、完全吸収層の端は固定境界とした。

また、流体と固体の境界はせん断応力=0、音圧と垂直応力が同じ、速度が同じという条件を与えている。

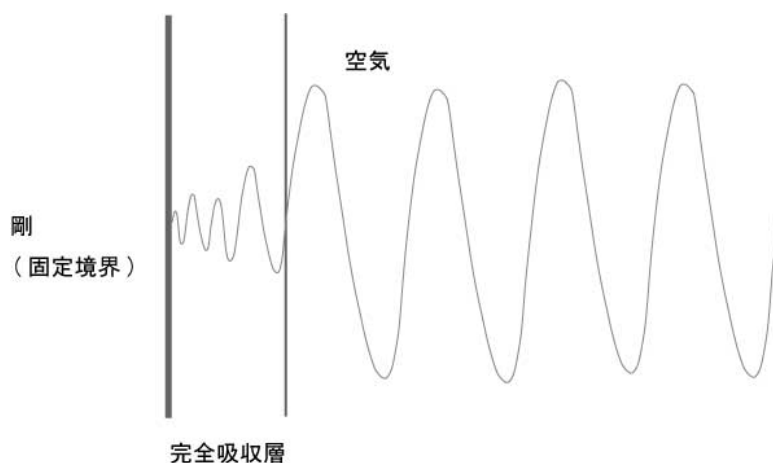


図 8 完全吸収層イメージ図

2.6 放射パワー

放射パワーとは、床から放射される音響エネルギーの量である。

2次元問題を考える場合にはある1つの線上の音圧×粒子速度(インテンシティ)を求める。インテンシティとは単位時間に単位面積を通過するエネルギーで、音の進行する方向性を考慮に入れた音の強さのことを指す。その音圧×粒子速度を面積で積分すると、床面全体から放射されるパワーがわかる。

既往研究では放射パワーによって評価されているため、本研究でも同じ方法で評価することとする。

3 計算条件

3.1 床仕様

本研究では2次元問題と考え $3.6\text{m} \times 1.95\text{m}$ の長方形の空気の空間の中に鉄筋コンクリートの一重床や二重床を考える。

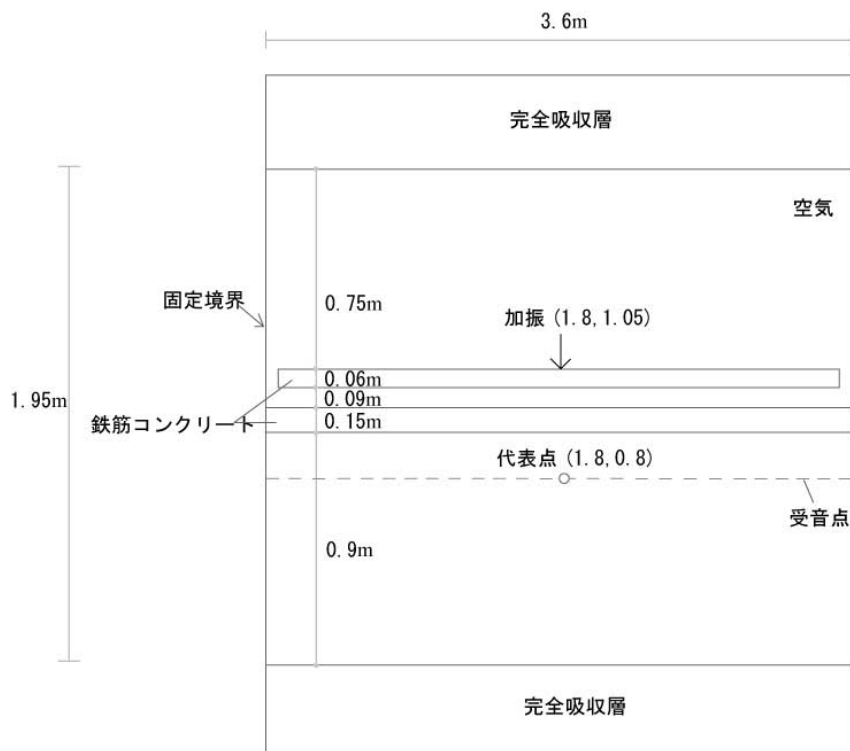


図 9 計算条件図

一重床の場合は床の厚さを 0.15m とし、二重床の場合では上の床を 0.06m 、下の床を 0.15m とする。

また、空気抜きを設ける場合隙間の幅を既往研究に従い、 2.5mm 、 5mm 、 10mm 、 20mm とする。

以後、1つの点で測定するときは代表点(図9参照)での結果を示すこととする。

3.2 加振点と受音点

加振点は、一重床では(1.8, 1.05)の位置に $-z$ 方向加振とし、二重床では(1.8, 1.2)の位置に $-z$ 方向加振とする。

また、加振波形は

$$F(t) = Me^{-a(t-t_0)^2} \quad (39)$$

で表されるガウシアンパルスとし、共に $M = 5000$ 、 $a = 10^6$ 、 $t_0 = 10^{-2}$ とする。

受音点は前節より放射パワーで評価するため $z = 0.8$ [m]の線上に0.036m 間隔で100点あるとする。

3.3 完全吸収層

本研究の条件として、空気の側面は固定境界、上下は完全吸収境界層とする。

この境界条件において完全吸収層の最適な減衰量や層数を調べるためにコンクリートのない空気だけの空間で考える。

減衰量が-240、-360、-420、-480、-540[dB]の場合と層数 32、64 の場合の様々な組み合わせを調べ、一番良い組み合わせを決める。

テーパー係数はどの場合も 4 である。

図 10～12 に検討例を示す。

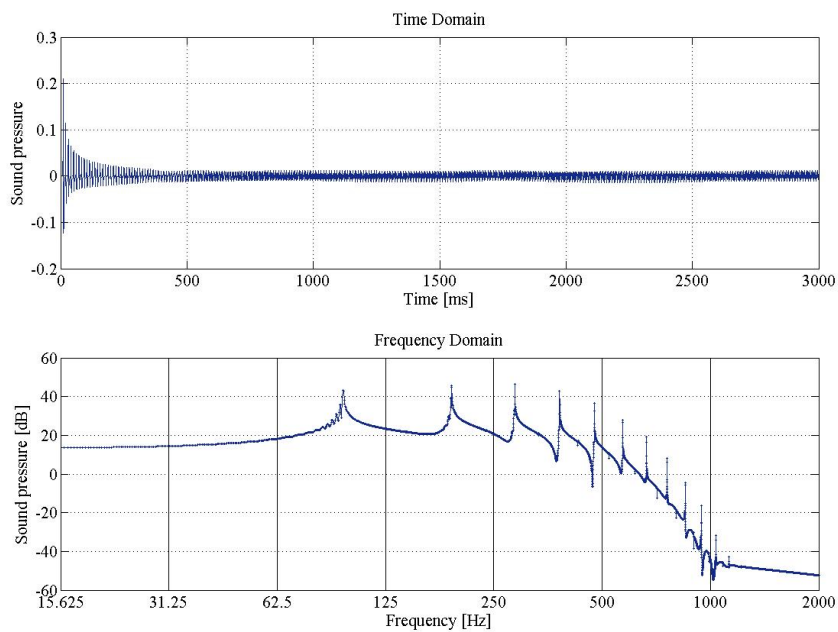


図 10 減衰量-240[dB] 層数 32

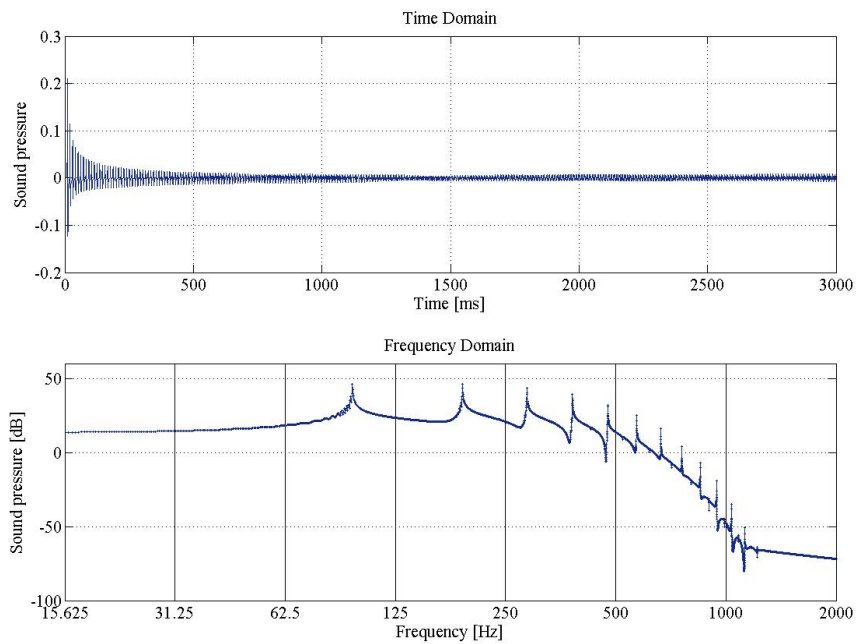


図 11 減衰量-480[dB] 層数 32

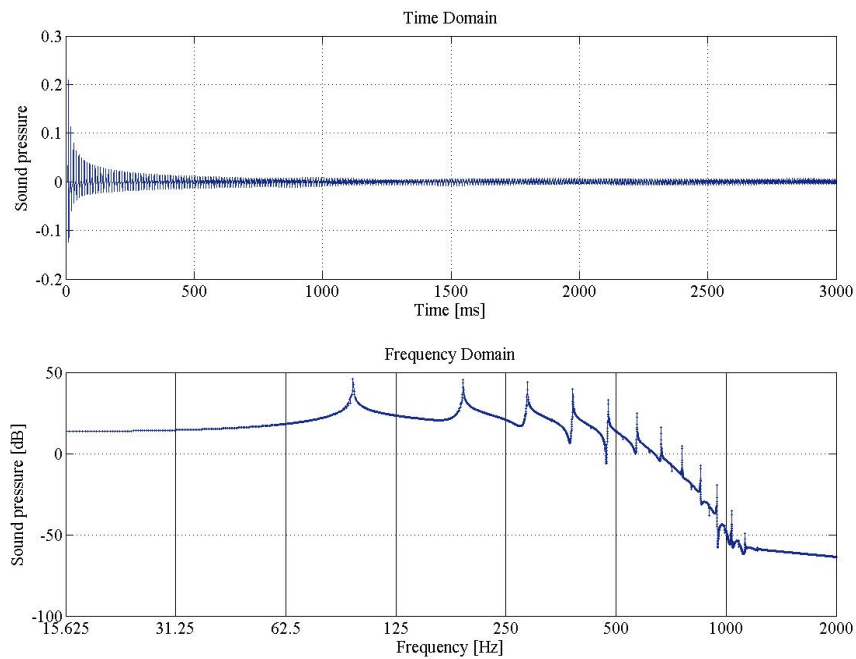


図 12 減衰量-480[dB] 層数 64

図 10~12 及びその他の結果から減衰量-480[dB]、層数 64 のときがもっとも収束している、すなわち最適な完全吸収層となることがわかった。

3.4 減衰に関する係数

本研究の条件として、減衰に関する係数の導入が必要であるかどうかを調べる。

一重床の場合で考えると、減衰がない図 13 では完全に収束せず、発散していることがわかる。しかし、空気のみ減衰を導入した図 14 では収束していることがわかる。

よって、減衰を導入した方が良いという結果となり、以降いずれの場合においても空気の摩擦係数を $5[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ と定め計算する。

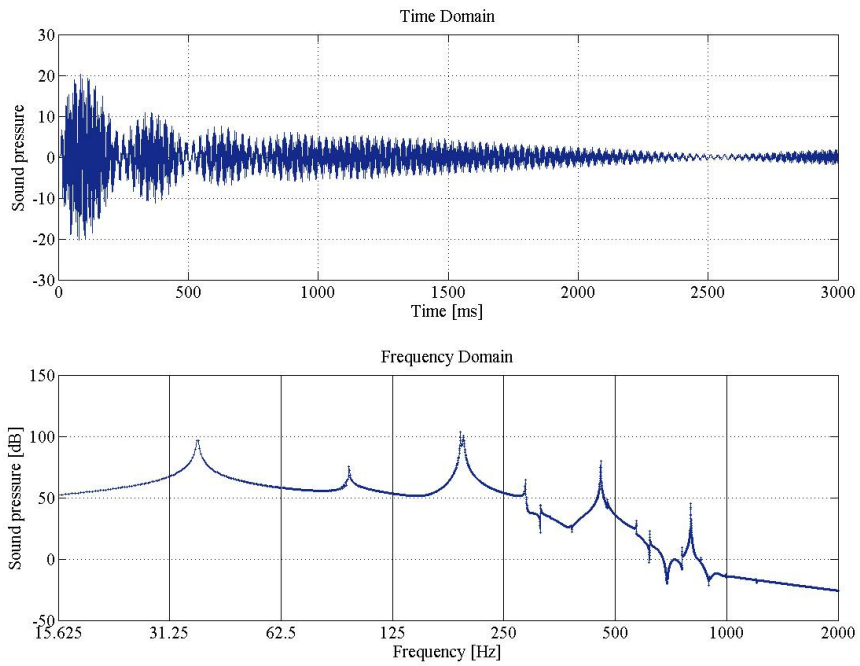


図 13 減衰がない場合の時間領域と周波数領域

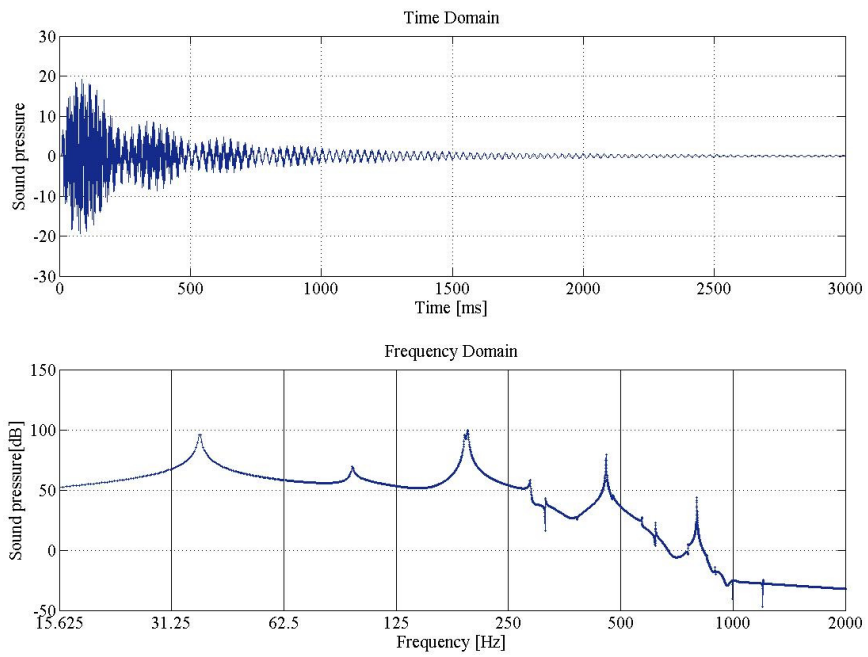


図 14 減衰を導入した場合の時間領域と周波数領域

4 計算結果

4.1 一重床の場合

空間をセルに分ける離散化幅(空間ステップ)を 0.03m とし、計算する。

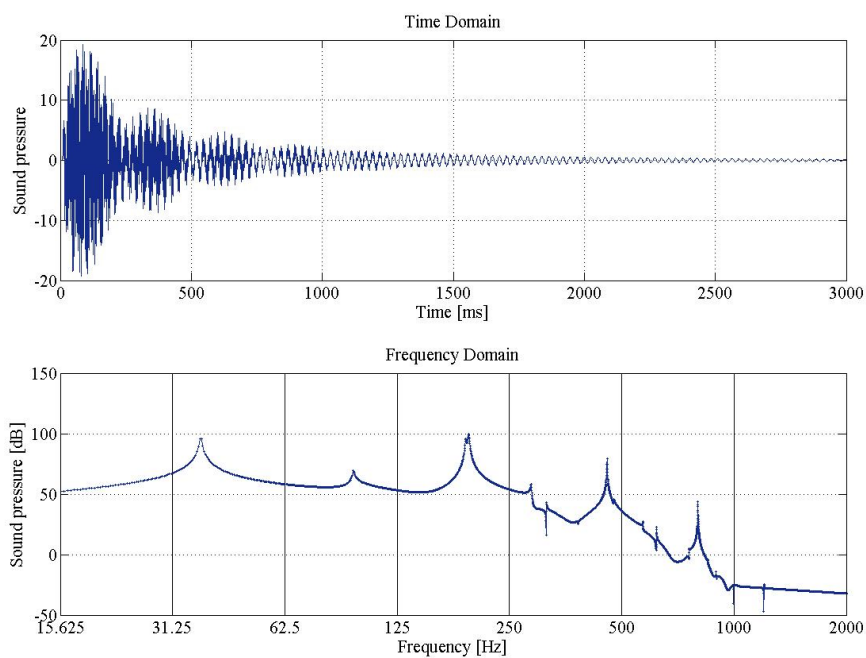


図 15 一重床の時間領域と周波数領域

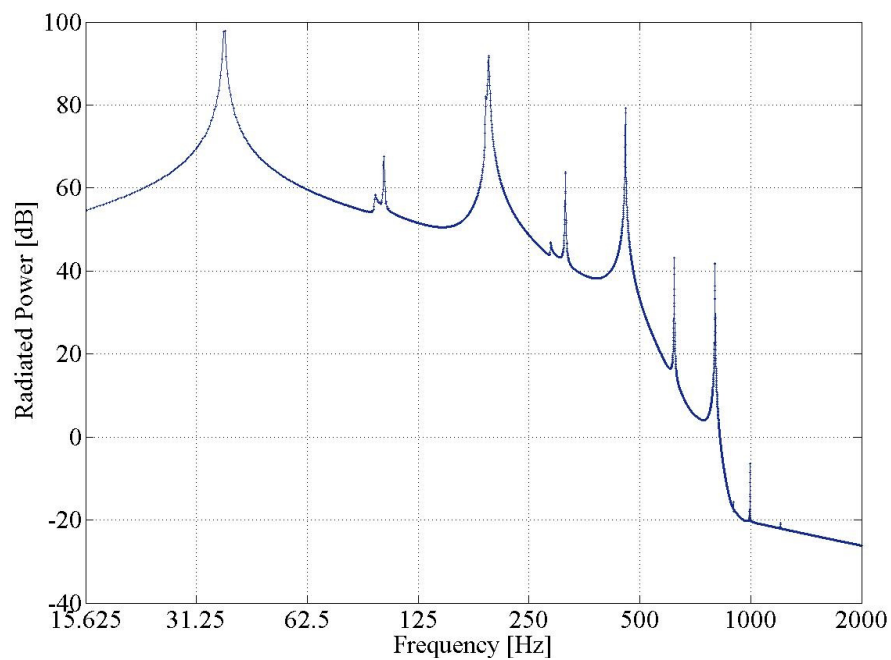


図 16 一重床の放射パワー

4.2 二重床(空気抜きなし)の場合

空間ステップを上上の床の部分のみ 0.015m とし、他の部分はすべて 0.03m として計算する。

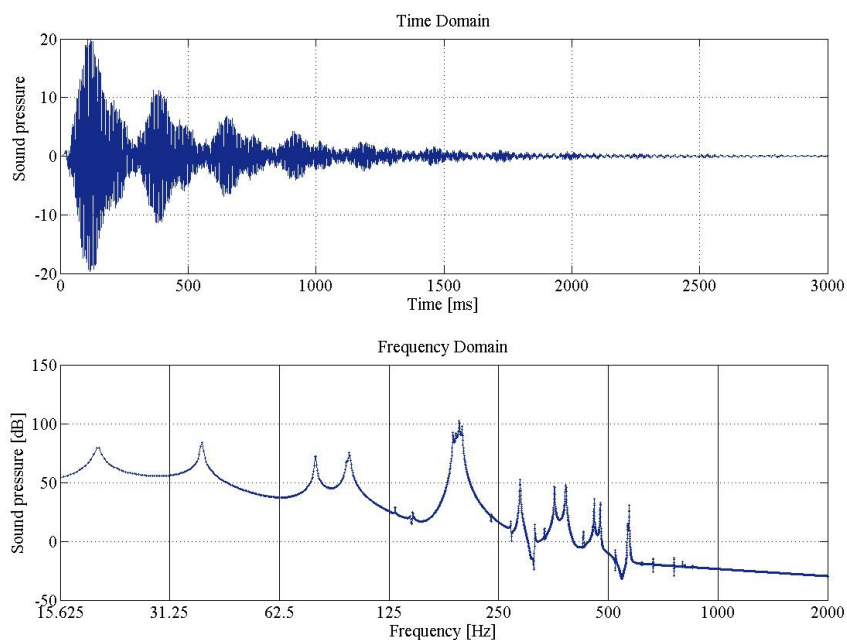


図 17 二重床(空気抜きなし)の時間領域と周波数領域

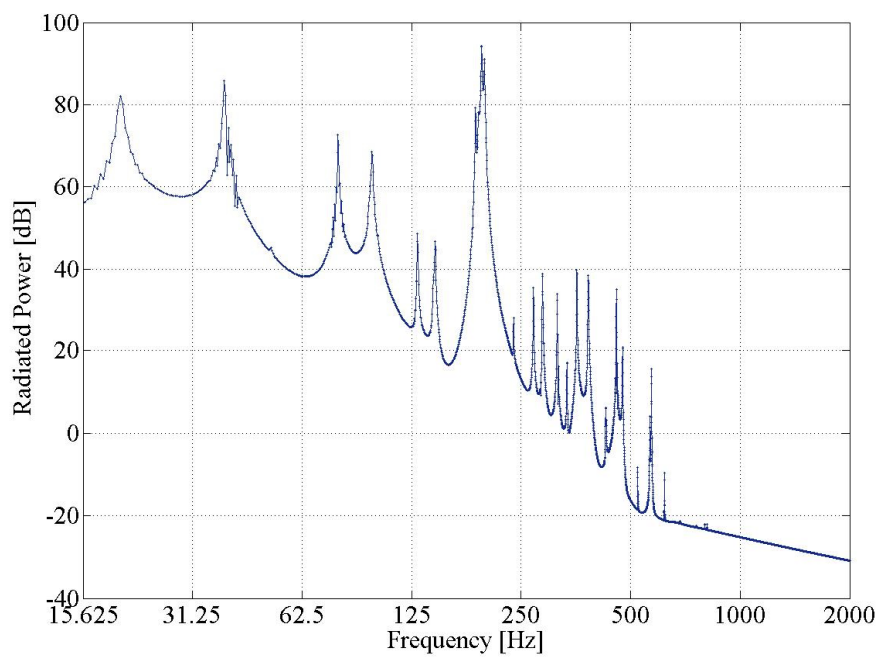


図 18 二重床(空気抜きなし)の放射パワー

4.3 二重床(空気抜きあり)の場合

空間ステップを二重床(空気抜きなし)と同様に上の床の部分を 0.015m とする。
また、空気抜きありのすべての場合に対して、上の床の空気抜きの部分の両端から 0.015m の部分(0~0.015[m]、3.585~3.6[m])を空間ステップ 0.0025m とし、残りの部分を 0.03m とし計算する。

開口幅 2.5mm の場合

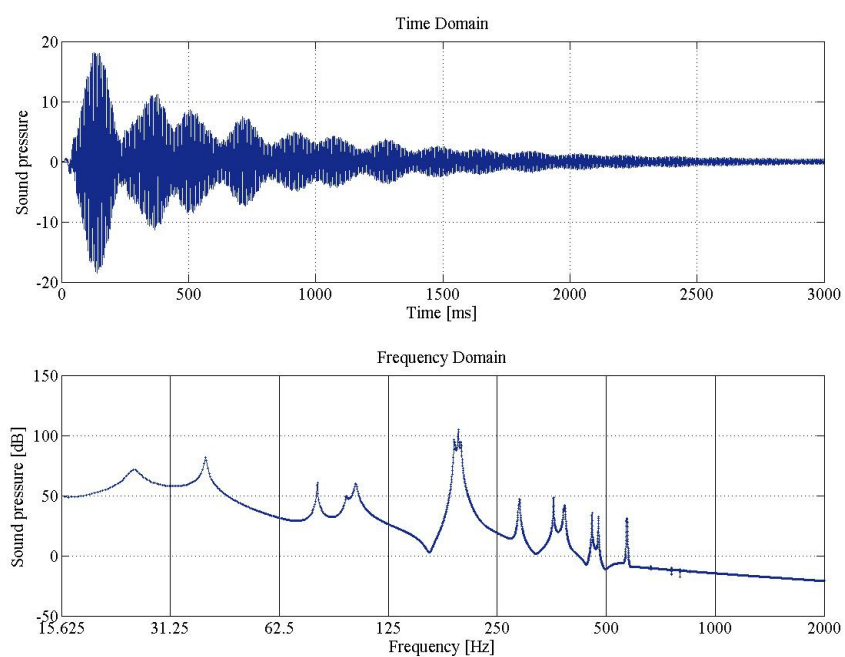


図 19 二重床(空気抜き 開口幅 2.5mm)の時間領域と周波数領域

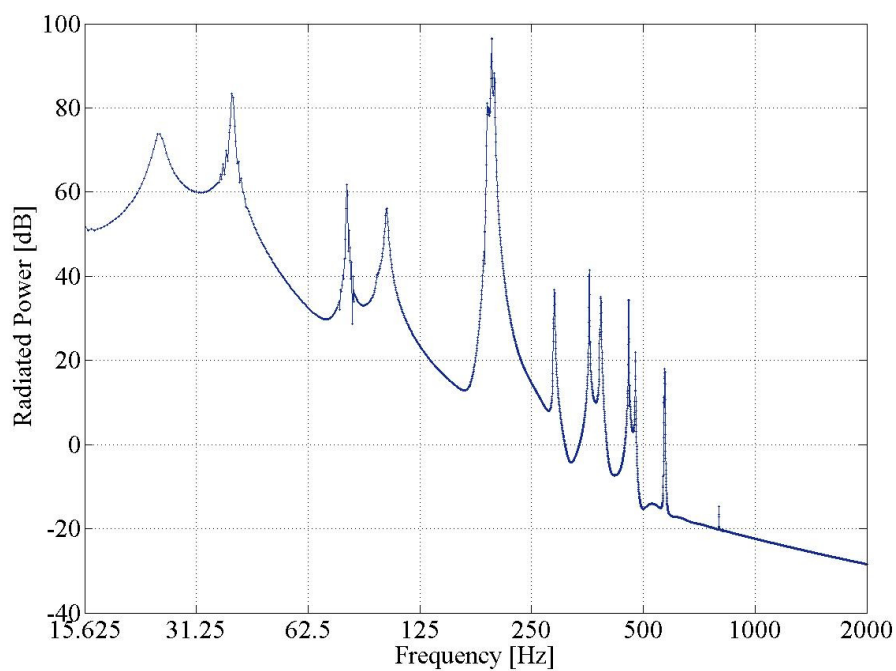


図 20 二重床(空気抜き 開口幅 2.5mm)の放射パワー

開口幅 5mm の場合

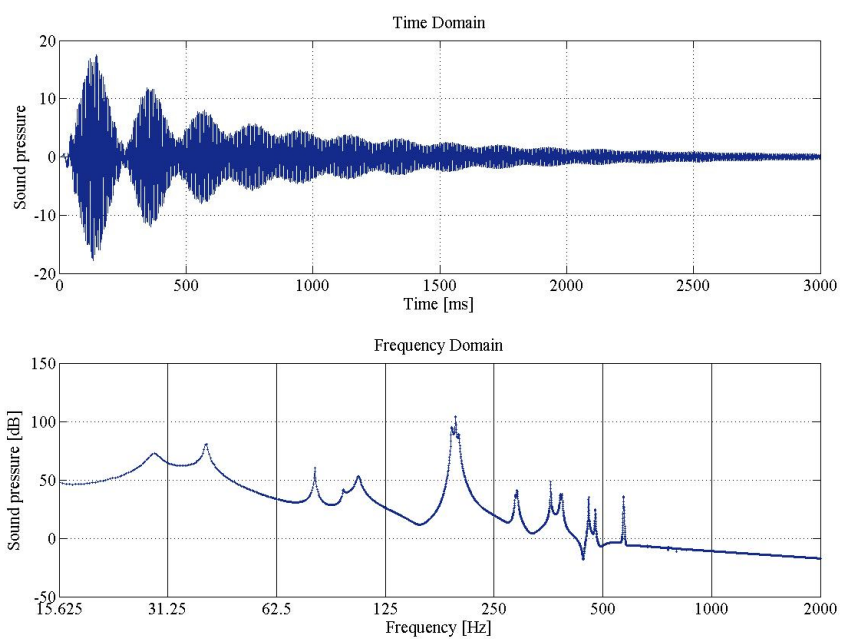


図 21 二重床(空気抜き 開口幅 5mm)の時間領域と周波数領域

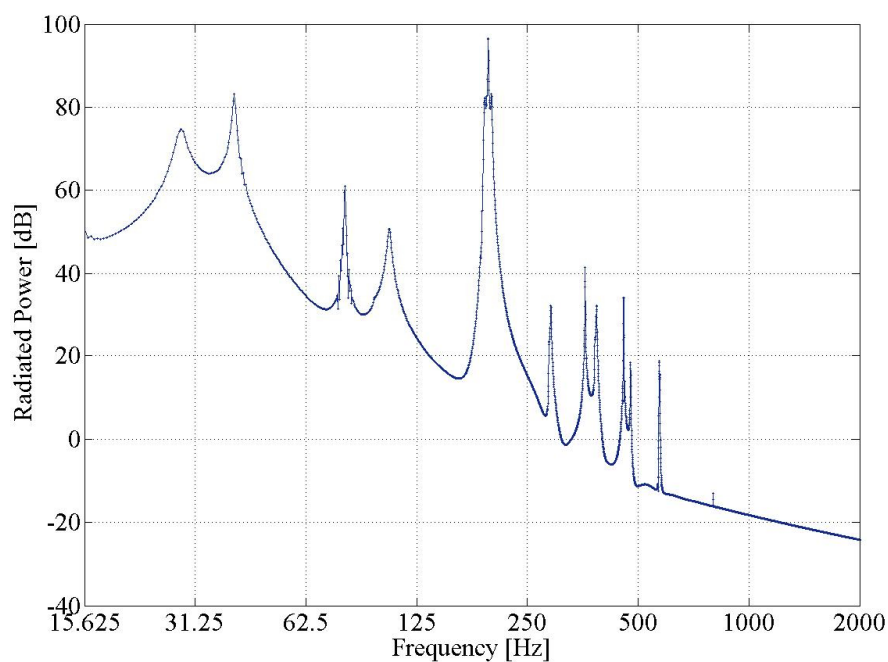


図 22 二重床(空気抜き 開口幅 5mm)の放射パワー

開口幅 10mm の場合

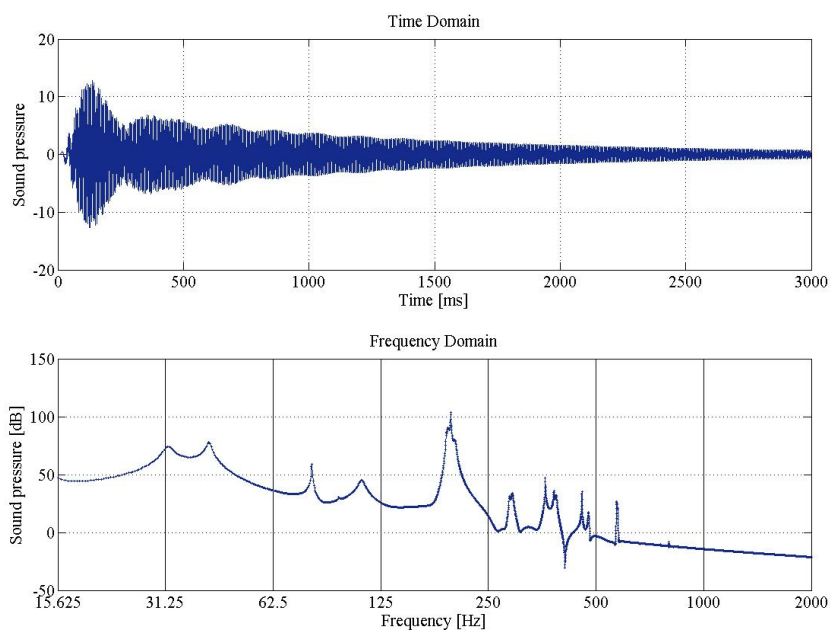


図 23 二重床(空気抜き 開口幅 10mm)の時間領域と周波数領域

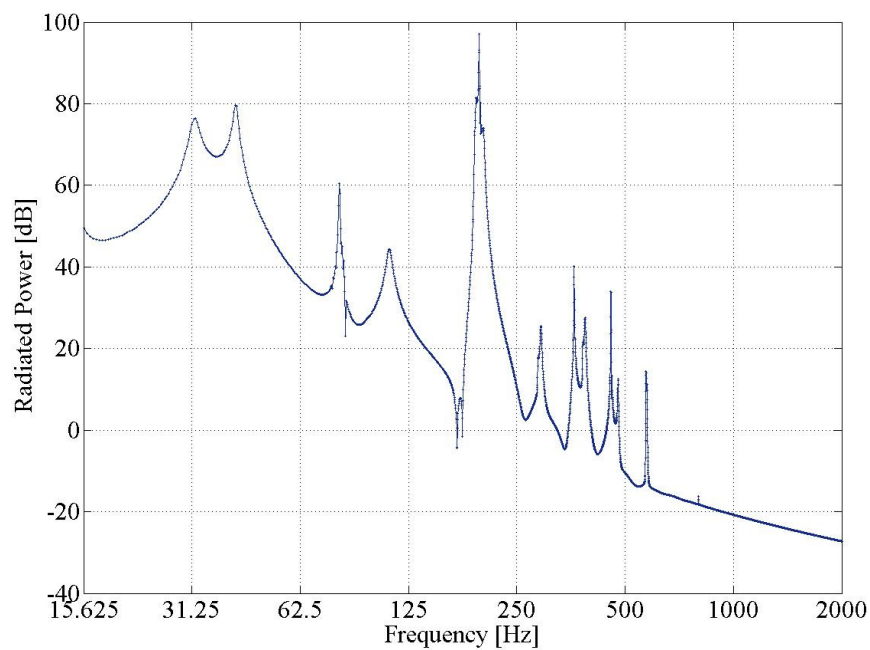


図 24 二重床(空気抜き 開口幅 10mm)の放射パワー

開口幅 20mm の場合

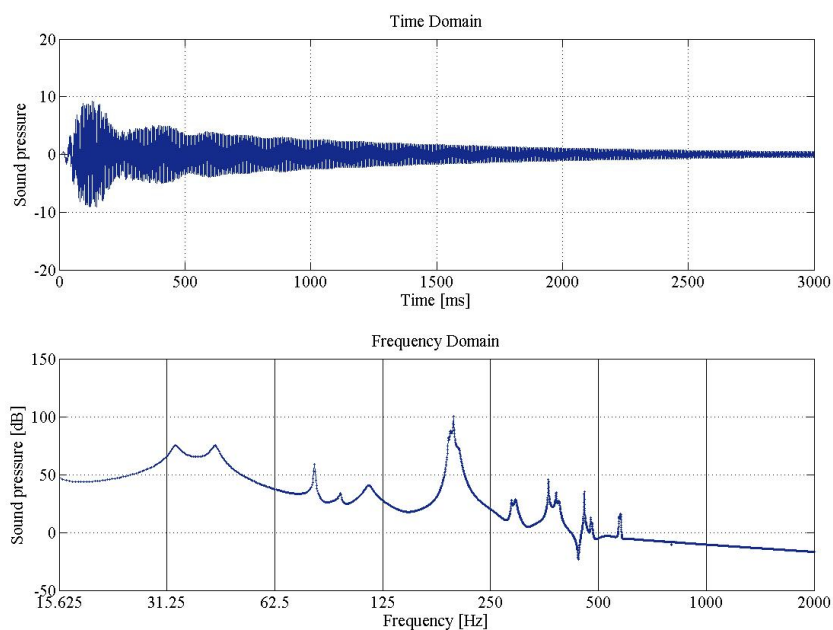


図 25 二重床(空気抜き 開口幅 20mm)の時間領域と周波数領域

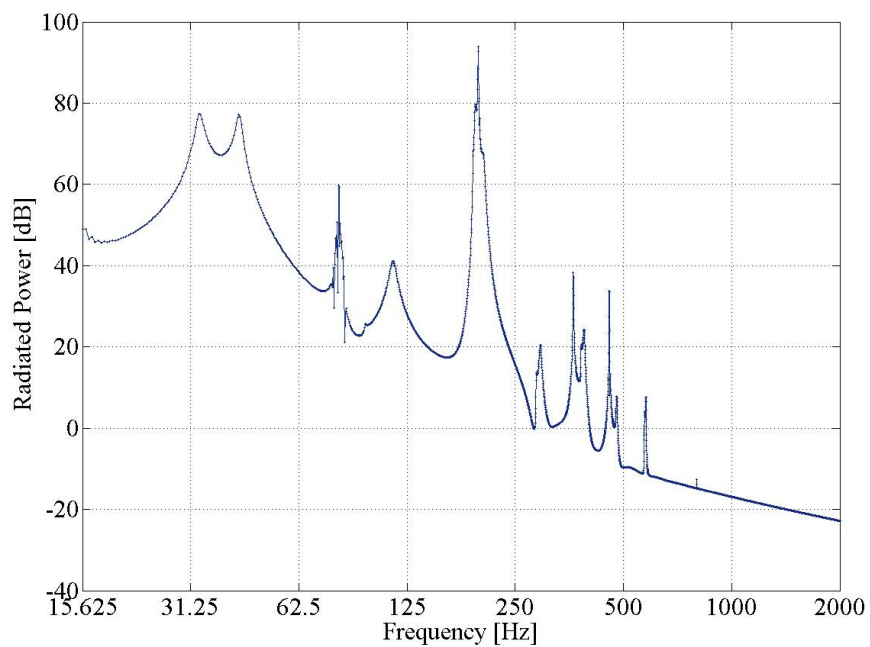


図 26 二重床(空気抜き 開口幅 20mm)の放射パワー

4.4 各条件の比較

前節の結果より、時間領域での結果をみると一重床と二重床(空気抜きなし)では二重床(空気抜きなし)の方が長い間振動している。また、空気抜きを設けると0~0.2[s]間では一重床や空気抜きなしの二重床より開口幅が広がるごとに振幅は小さくなっている。しかし、収束するには幅が広がるごとに時間がかかっている。

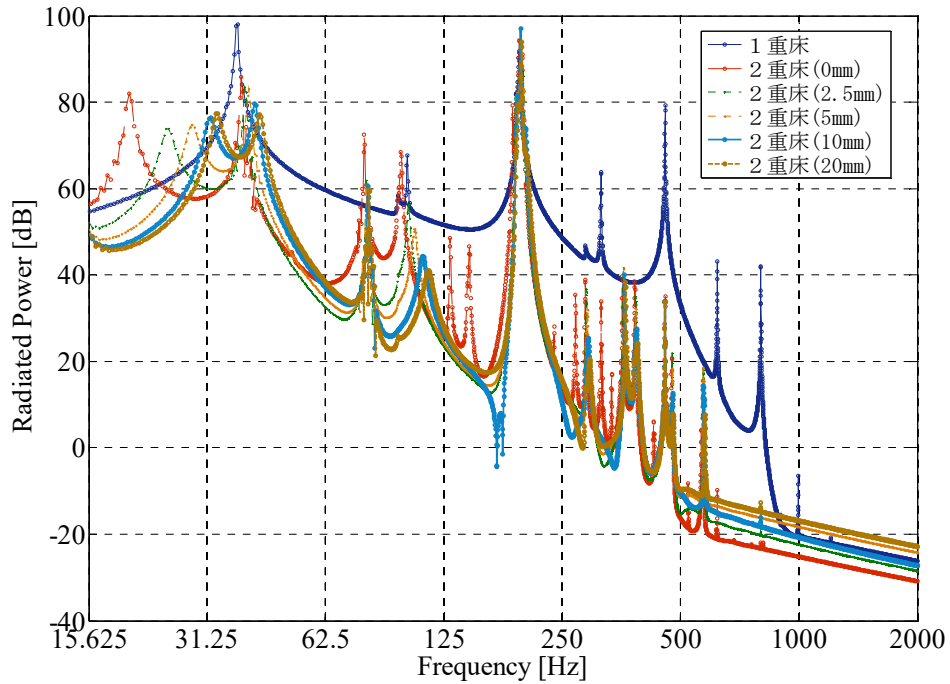


図 27 放射パワーの比較

図 27 に各条件における放射パワーを併せて示す。

図 27 より放射パワーを比較すると低域(15.625~31.25[Hz])において二重床(空気抜きなし)の場合には床下空気層が共鳴して一重床より大きくなっている。これが、既往研究でもあった空気層が原因と考えられる低域での悪影響である。

だが、低域だけでなく全域でみると二重床の方が一重床より小さくなっている。

4.5 既往研究との比較

本研究の目的である既往研究と比較するにあたって、既往研究[3]では放射パワーの1オクターブ移動平均をとって検討されているため、同様に今回の結果の1オクターブ移動平均をとることとする。1オクターブ移動平均とは中心周波数 f_c を少しずつずらして1オクターブ内のエネルギー平均をとったものである。

また、二重床(空気抜き 0mm、2.5 mm、5 mm、10 mm、20mm)と一重床との放射パワーの差で評価することとする(図 28 参照)。

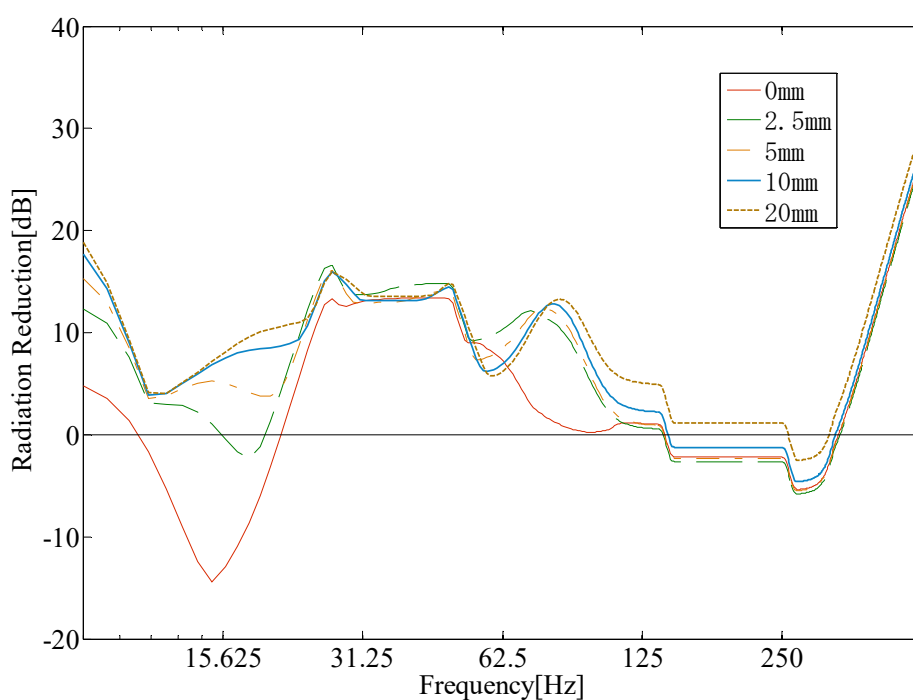


図 28 移動平均後の比較

既往研究では 10mm を境にそれ以上大きくしても効果に変化がみられてなかったが、今回の FDTD 法を用いた結果では隙間が大きければ大きいほど効果が得られるという結果になった。

5 おわりに 結

本研究と既往研究との結果の違いは、束(支持脚)の有無が原因だと考える。

既往研究の場合空気抜きを幅を 10mm 以上とすると、床下空気層よりも束を介した上床と下床の振動伝搬が支配的になるため、隙間が 10mm 以上開いても、空気抜きの効果がほとんどなくなったと考えられる。しかし、今回の場合上床は浮いている状態を想定しているため束による振動伝搬が無く隙間が大きければ大きいほど良いという結果になった。

また、2つの結果の共通部分として、束の有無で多少の変化はあるが徐々に減り幅が小さくなっていることがわかる。

これらのことから、束の有無によって結果は変わったものの本研究によって既往研究である豊田等の仮定の妥当性を確認できた。

しかし、今回の FDTD 法を利用して束が有る場合の研究をすることでより現実に近い状況を予測することができると考えられるため、今後も更なる検討が必要である。

6 参考文献

- [1] 古賀貴志、田野正典：重量床衝撃音遮断性能に対する各種付加材の効果量実測例、日本音響学会講演論文集、pp. 1009～1010、1998年9月
- [2] 高倉史洋、大脇雅直、財満健史、宮崎浩司、山下恭弘：集合住宅における乾式二重床の重量床衝撃音レベル低減量に関する研究、日本建築学会計画系論文集、No.524、pp. 1-8、1999年10月
- [3] 豊田政弘、高橋大弐：防振支持脚と周辺空気抜きが二重床の遮音効果に及ぼす影響についての理論的考察、日本建築学会環境系論文集、No.600、pp. 7-12、2006年2月
- [4] 豊田政弘、高橋大弐：不等間隔グリッドを用いた不均質 FDTD 解析のための平均媒質定数と境界条件について、日本音響学会研究発表会講演論文集、1-12-19、2011年3月
- [5] 豊田政弘：床衝撃音の数値解析と可視化・可聴化、音響技術、No.148、pp. 20-25、2009年12月