

ハニカム材を用いた室内エコー抑制 の検討について

関西大学
環境都市工学部 建築学科
建築環境工学第一研究室
建 08-41 十川 翔太
指導教官 豊田 政弘 助教

目次

1 序論.....	3
1.1 研究背景.....	3
1.2 研究目的.....	4
1.3 既往研究.....	5
2 壁体特性.....	6
2.1 解析方法.....	6
2.2 条件設定.....	11
2.2.1 ハニカム材を下に置く場合.....	11
2.2.1 ハニカム材を上にする場合.....	12
2.3 解析結果.....	13
2.3.1 ハニカム材を下に置く場合.....	13
2.3.2 ハニカムを上にした場合.....	15
2.4 考察.....	17
2.4.1 考察（ハニカム材を下に置く場合）.....	17
2.4.2 考察（ハニカム材を上にする場合）.....	17
3 室内特性.....	18
3.1 解析方法.....	18
3.1.1 FDTD 法による解析方法.....	18
3.1.2 残響時間を求める解析方法.....	23
3.2 条件設定.....	25
3.2.1 条件 1.....	25
3.2.2 条件 2.....	27
3.3 解析結果.....	29
3.3.1 解析結果（条件 1）.....	29
3.3.2 解析結果(条件 2).....	31
3.4 考察.....	34
3.4.1 考察（条件 1）.....	34
3.4.2 考察（条件 2）.....	34
4 総括.....	35
参考文献.....	36
謝辞.....	37

1 序論

1.1 研究背景

エコーはホールやシアターでの障害の1つである。この障害であるエコーは壁や天井の間の長い距離に関して引き起こされる。そのために、そのエコーを抑制する目的のために、壁や天井には、音響エネルギーを吸収する吸収面や音波を拡散する表面がよく使われる。吸収面の場合のエコー抑制効果は、その流れ抵抗などから予測することができる。しかしながら、エネルギーを吸収してしまうために、残響時間が短くなり、響きなどに問題が生じる可能性がある。音波を拡散する面の場合には、エコー抑制効果を予測することが一般に難しい。さらに、表面に周期性がある場合には、カラレーションと呼ばれる音響障害が発生する場合がある。したがって、多くの設計者がこの種の周期的なタイプの拡散面を使用することを躊躇するだろう。そこで本研究ではハニカム材に注目し、ハニカム材を用いてエネルギーをできる限り保ったままエコーを抑制できるかを検証した。

1.2 研究目的

本研究の目的はホールやシアターでの室内空間の音響性能の質を向上させるべく、ハニカム材を用いて、できる限り音のエネルギーを保ったまま、エコーを抑制することである。それにより演奏者にとって演奏しやすい空間となり、かつ聞き手にも音響障害のない豊かな音を聞ける空間となることが期待される。

1.3 既往研究

これまで、できる限り音のエネルギーを保ったまま、エコーを抑制するためにさまざまな研究がおこなわれている。その研究のひとつが豊田らの研究である[1]。拡散体を使うとエネルギーのロスなくエコーを抑制するが、カラレーションという違った音響障害が発生するため、この論文では三角形の形状に注目し、どれだけエコーを抑制しており、カラレーションができるのかを研究している。

またハニカム材を用いたさまざまな研究もおこなわれている。その研究のひとつが中島らの研究である[2]。この論文では微細穿孔板の板厚が薄いため建築内装材として強度が乏しいという問題点をハニカム材を用いて補強させたときの吸音率の影響を検討している。

2 壁体特性

2.1 解析方法

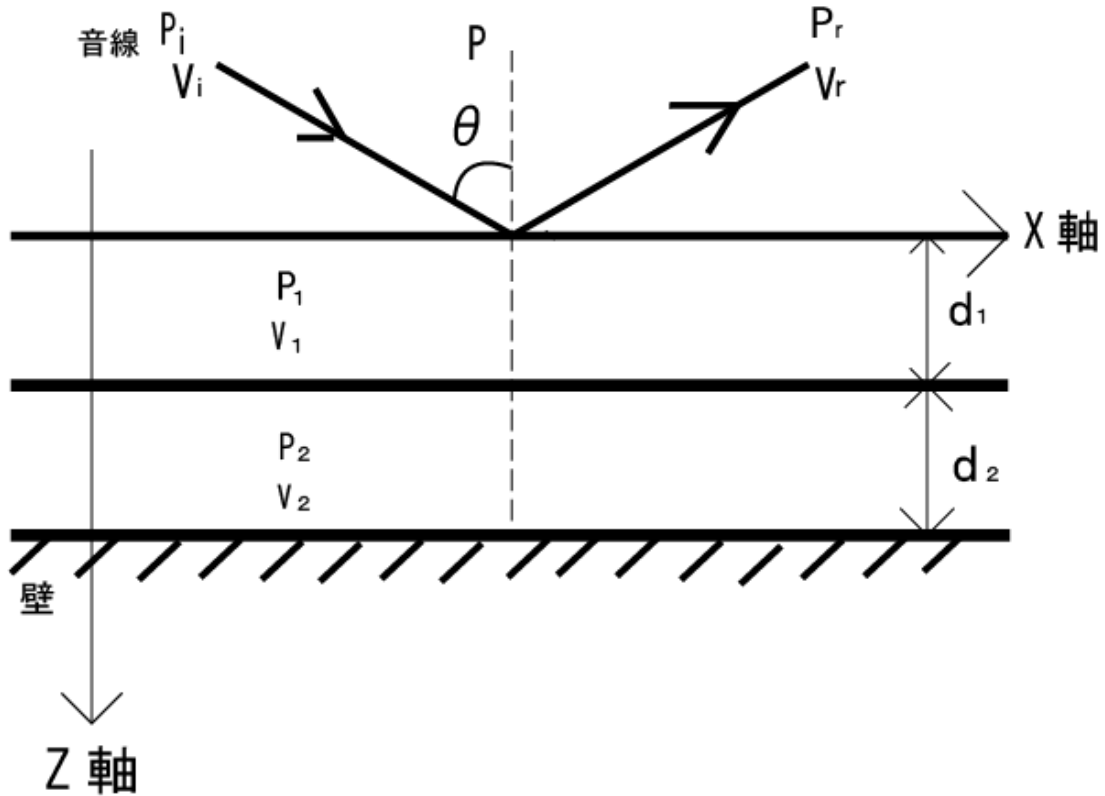


図1. 解析モデル

解析に用いたモデルを図1に示す。

k_0 を空気の波数、 θ を音波の入射角度とすると

入射平面波（振幅1）は

$$P_i = e^{ik_0(x \sin \theta + z \cos \theta)} \quad (1)$$

と表せる。

反射平面波（振幅1）は音波が入射し、未知振幅を P'_r とすると

$$P_r = P'_r e^{ik_0(x \sin \theta - z \cos \theta)} \quad (2)$$

と表せる。

つまり全体の音圧を P とすると P は

$$P = e^{ik_0(x \sin \theta + z \cos \theta)} + P'_r e^{ik_0(x \sin \theta - z \cos \theta)} \quad (3)$$

である。

そして、 ρ を密度、 φ を速度ポテンシャルとすると音圧 P は

$$P = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (4)$$

z 方向の粒子速度 V_z は

$$V_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} \quad (5)$$

である。そして ω を角速度とし、定常状態を仮定すると次式を得る。

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z)e^{-i\omega t} \quad (6)$$

(6)式を(4)式に代入すると

$$P = \rho(-i\omega)\varphi(x, y, z)e^{-i\omega t} \quad (7)$$

(7)式より

$$\varphi(x, y, z)e^{-i\omega t} = \frac{P}{\rho(-i\omega)} \quad (8)$$

となる。また(6)式を(5)式に代入すると

$$V_z = -\frac{\partial \varphi(x, y, z)e^{-i\omega t}}{\partial z} \quad (9)$$

(9)式に(8)式を代入すると

$$V_z = -\frac{\partial \frac{P}{\rho(-i\omega)}}{\partial z} = \frac{1}{i\omega\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (10)$$

となる。 ρ_0 を空気の密度、 C_0 を音速とすると V_i の Z 方向成分 V_{iz} は

$$V_{iz} = \frac{1}{i\omega\rho_0} (ik_0 \cos \theta) e^{ik_0(x \sin \theta + z \cos \theta)} \quad (11)$$

となる。ここで $k_0 = \frac{\omega}{C_0}$ なので(11)式は

$$V_{iz} = \frac{\cos \theta}{\rho_0 C_0} e^{ik_0(x \sin \theta + z \cos \theta)} \quad (12)$$

となる。また同様に V_r の Z 方向成分 V_{rz} は

$$V_{rz} = -\frac{\cos \theta}{\rho_0 C_0} P'_r e^{ik_0(x \sin \theta - z \cos \theta)} \quad (13)$$

となる。

また n 層中の音圧 P_n は未知振幅 P_n^+ と P_n^- を用いて表すと

$$P_n = P_n^+ e^{ik_0(x \sin \theta + z \cos \theta)} + P_n^- e^{ik_0(x \sin \theta - z \cos \theta)} \quad (14)$$

と表せる。

ここで γ を伝搬定数、 Z を特性インピーダンスとすると一般的に n 層中の Z 方向の粒子速度 V_{nz} は

$$\begin{aligned} V_{nz} &= -\frac{1}{\gamma_n Z_n} \frac{\partial P_n}{\partial z} \\ &= \frac{ik_n(\cos \theta)}{\gamma_n Z_n} \left\{ P_n^+ e^{ik_n x \cos \theta_n} e^{ik_n z \cos \theta_n} \right. \\ &\quad \left. - P_n^- e^{ik_n x \cos \theta_n} e^{-ik_n z \cos \theta_n} \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

とおける。

γ' を吸音材の伝搬定数、 Z' を吸音材の特性インピーダンス、 R を流れ抵抗、 f を周波数とすると

γ' と Z' は

$$\gamma' = k_0 \left[0.16 \left(\frac{R}{f} \right)^{0.168} - i \left\{ 1 + 0.109 \left(\frac{R}{f} \right)^{0.618} \right\} \right] \quad (16)$$

$$Z' = \rho_0 C_0 \left\{ 1 + 0.07 \left(\frac{R}{f} \right)^{0.632} + 0.107i \left(\frac{R}{f} \right)^{0.632} \right\} \quad (17)$$

と表せる。

また k_n は

$$k_n = \sqrt{-\gamma_n^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} \quad (18)$$

と表すことができる。

空気の場合は $\gamma_n = -ik_0$ であるため(18)式より

$$k_n = \sqrt{-(ik_0)^2 - k_0^2 \sin^2 \theta} = k_0 \sqrt{1 - \sin^2 \theta} = k_0 \cos \theta$$

となる。

またハニカム材中はハニカム材により $\theta = 90^\circ$ となるために $k_n = k_0$ となる。

また d_n を層の長さとし、

境界条件 $\left\{ \begin{array}{l} \text{境界上で音圧} \cdot \text{粒子速度が等しい} \\ \text{剛な面との境界は粒子速度} = 0 \end{array} \right.$ より

$$\left\{ \begin{array}{l} P_r|_{z=0} + P_i|_{z=0} = P_1|_{z=0} \\ V_r|_{z=0} + V_i|_{z=0} = V_1|_{z=0} \\ P_1|_{z=d_1} = P_2|_{z=d_1} \\ V_1|_{z=d_1} = V_2|_{z=d_1} \\ V_2|_{z=d_1+d_2} = 0 \end{array} \right. \quad (19)$$

の連立式を得ることができる。

また $K_n = -\frac{ik_n}{\gamma_n Z_n}$ 、 $E_n^{m\pm} = e^{\pm id_n}$ 、 $S_0 = \frac{\cos \theta}{\rho_0 c_0}$ とおき、(1),(2),(12),(13),(15),(16)の式より(20)式

は

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 + P'_r = P'_1{}^+ + P'_1{}^- \\ S_0(1 - P'_r) = K_1(P'_1{}^+ - P'_1{}^-) \\ E_1^{1+}P'_1{}^+ + E_1^{1-}P'_1{}^- = E_1^{2+}P'_2{}^+ + E_1^{2-}P'_2{}^- \\ K_1(E_1^{1+}P'_1{}^+ - E_1^{1-}P'_1{}^-) = K_2(E_1^{2+}P'_2{}^+ - E_1^{2-}P'_2{}^-) \\ E_1^{2+}E_2^{2+}P'_2{}^+ - E_1^{2-}E_2^{2-}P'_2{}^- = 0 \end{array} \right. \quad (20)$$

(20)式の連立方程式を作ることができるので、

これらを行列を使って表すと

$$\begin{bmatrix} -1 & 1 & 1 & 0 & 0 \\ S_0 & K_1 & -K_1 & 0 & 0 \\ 0 & E_1^{1+} & E_1^{1-} & -E_1^{2+} & -E_1^{2-} \\ 0 & K_1 E_1^{1+} & -K_1 E_1^{1-} & -K_2 E_1^{2+} & K_2 E_1^{2-} \\ 0 & 0 & 0 & E_1^{2+} E_2^{2+} & E_1^{2-} E_2^{2-} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P'_r \\ P'_1{}^+ \\ P'_1{}^- \\ P'_2{}^+ \\ P'_2{}^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ S_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

とでき、 P'_r を求めることができる。

インテンシティ (単位面積当たりのエネルギー) は $I = \frac{1}{2} P V^*$ (* : 複素共役) であるため

$$\left\{ \begin{array}{l} I_i = \frac{1}{2} P_i V_i^* = \frac{\cos \theta}{2 \rho_0 C_0} \\ I_r = \frac{1}{2} P_r (-V_r^*) = \frac{\cos \theta}{2 \rho_0 C_0} |P'_r|^2 \end{array} \right.$$

となり、この2式より

$$\alpha = 1 - \frac{I_r}{I_i} = 1 - |P'_r|^2 \quad (22)$$

となる。(21)式より求めた P_r' を代入すれば吸音率を求めることができる。

2.2 条件設定

2.2.1 ハニカム材を下に置く場合

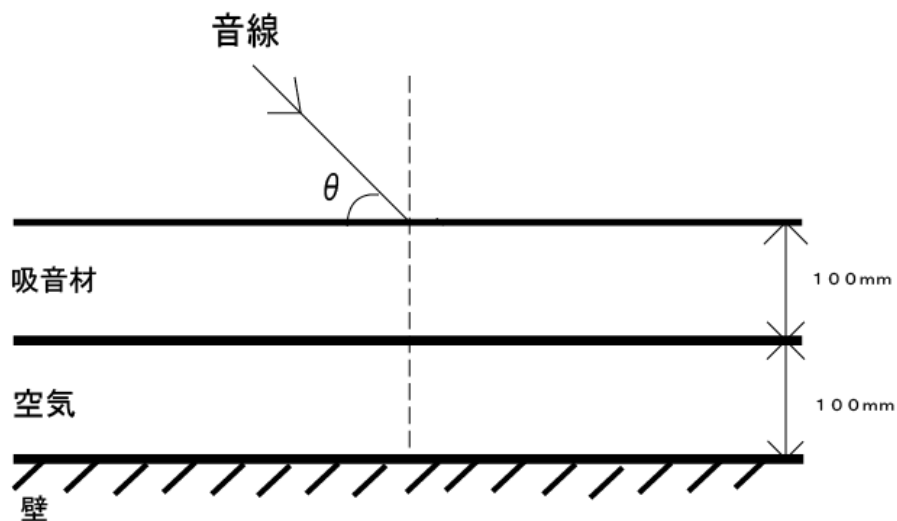


図 2. 吸音材の下に空気がある場合

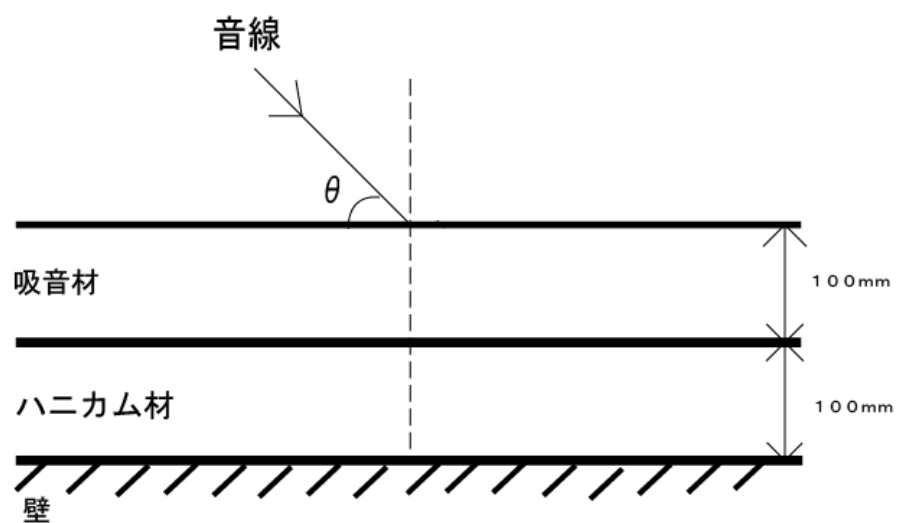


図 3. 吸音材の下にハニカム材を置く場合

まずハニカム材を下に置く場合についての解析モデルの条件設定を図 2、図 3 に示す。壁は剛とみなし、入射角度 (θ) は 0° 、 25° 、 50° 、 75° のときを調べる。また周波数は $31.25\text{Hz} \sim 4\text{kHz}$ でのそれぞれ 1 オクターブの帯域を 1/12 分割した周波数で調べ、吸音材の流れ抵抗は $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ とする。

2.2.1 ハニカム材を上に乗る場合

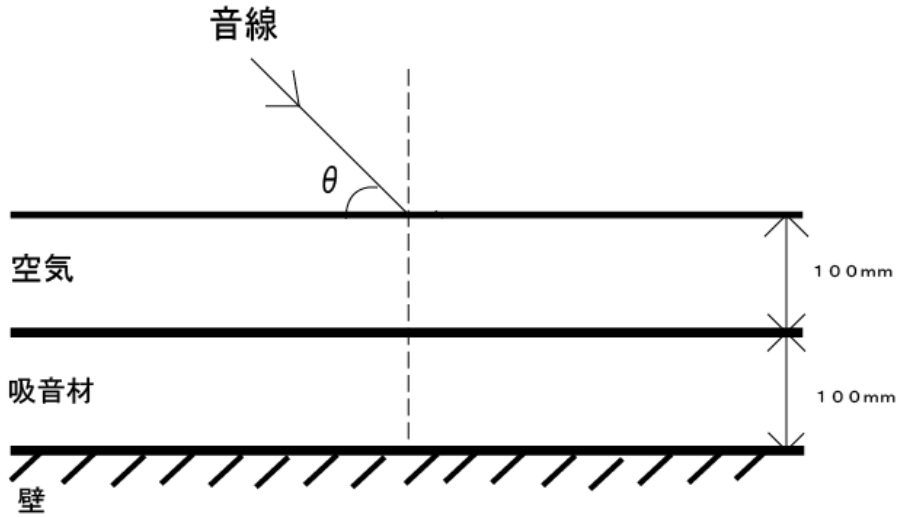


図 4. 吸音材の上に空気だけの場合

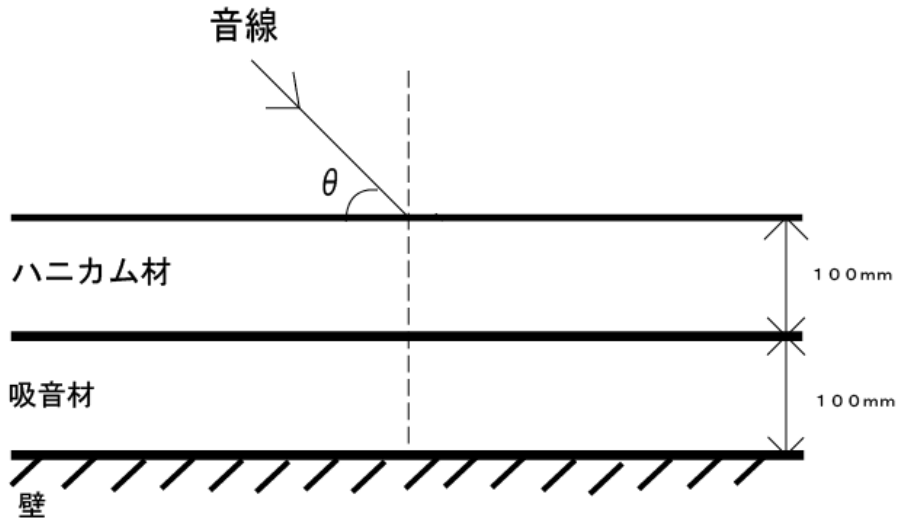


図 5. 吸音材の上にハニカム材を置く場合

次にハニカム材を上に乗る場合についての解析モデルの条件設定を図 4、図 5 に示す。壁は剛とみなし、入射角度 (θ) は 0° 、 25° 、 50° 、 75° のときを調べる。また周波数は 31.25Hz ～ 4kHz でのそれぞれ 1 オクターブの帯域を 1/12 分割した周波数で調べ、吸音材の流れ抵抗は $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ とする。

2.3 解析結果

2.3.1 ハニカム材を下に置く場合

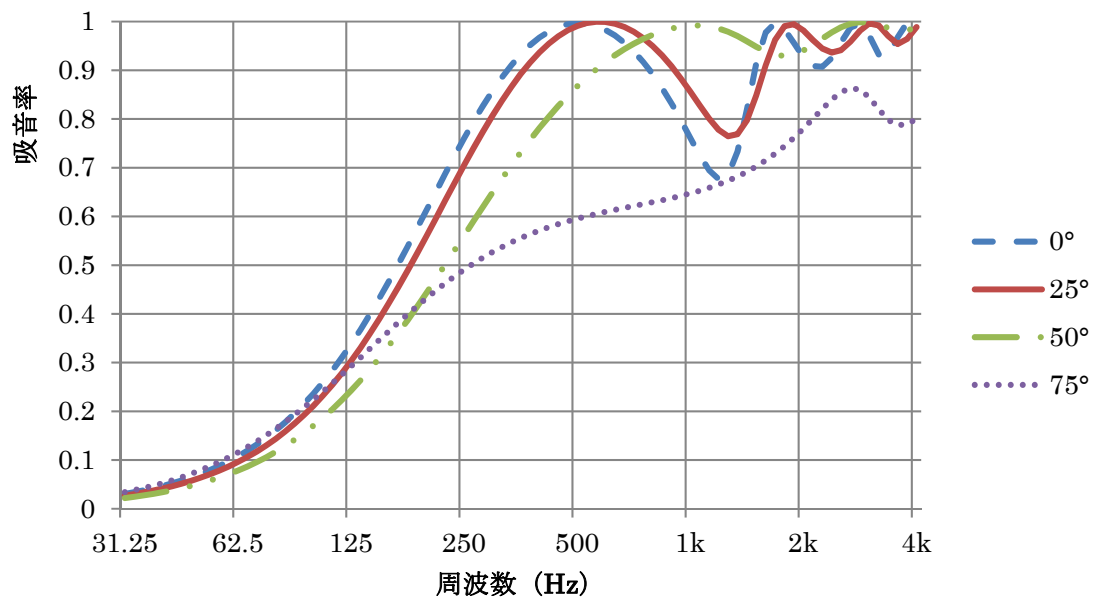


図 6. 吸音材の下に空気がある場合の周波数と吸音率の関係 (図 2)

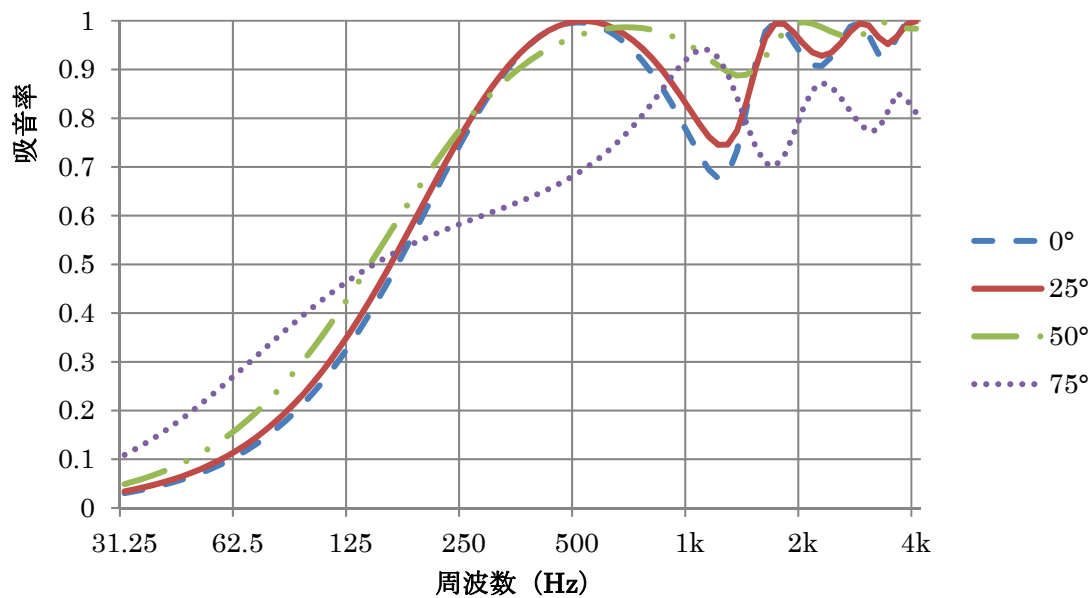


図 7. 吸音材の下にハニカム材を置く場合の周波数と吸音率の関係 (図 3)

これらのグラフより入射角度が大きくなるにつれて吸音率に大きな変化がみられたので、つぎにそれぞれの 50° と 75° のときを比較してみる。

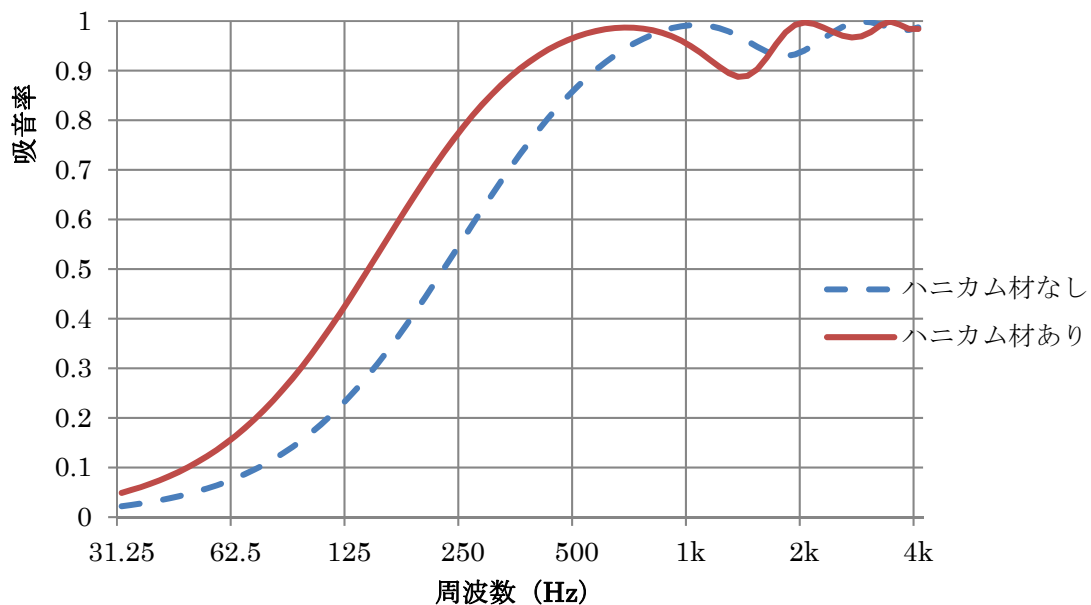


図 8. 図 6 と図 7 の 50° の時の比較

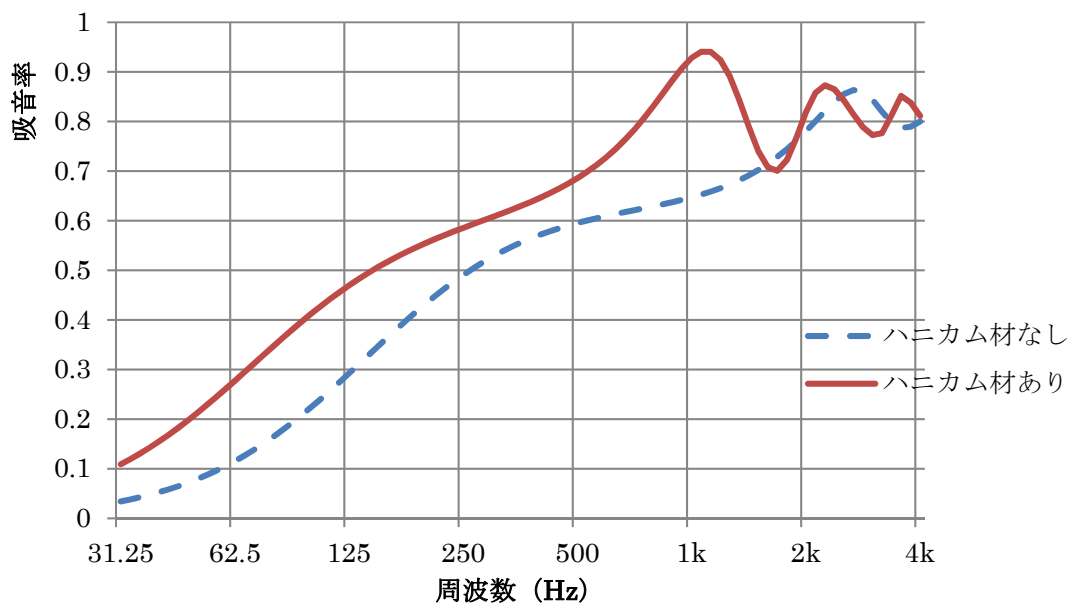


図 9. 図 6 と図 7 の 75° の比較

2.3.2 ハニカムを上にした場合

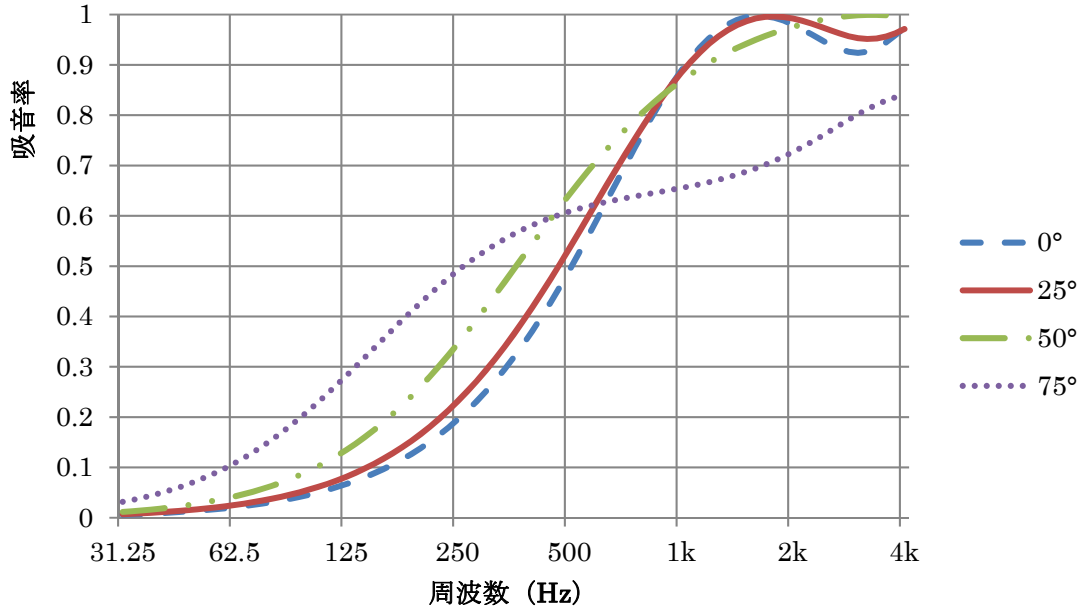


図 10. 吸音材の上に空気だけの場合の周波数と吸音材の関係(図 4)

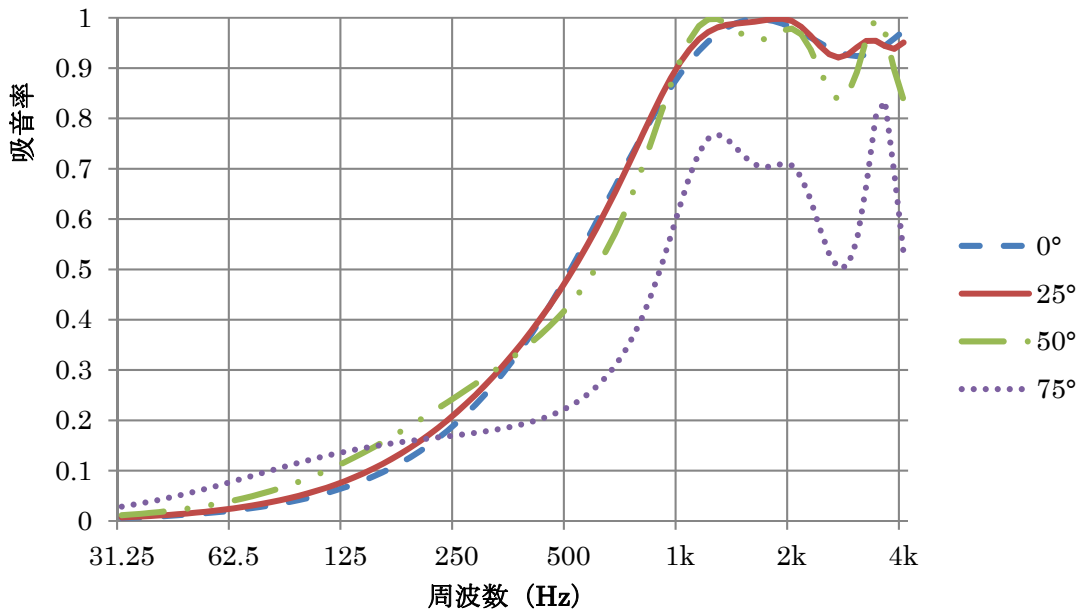


図 11. 吸音材の上にハニカム材を置く場合の時の周波数と吸音率の関係(図 5)

これらのグラフより入射角度が大きくなるにつれて吸音率に大きな変化がみられたので、つぎにそれぞれの 50° と 75° のときを比較してみる。

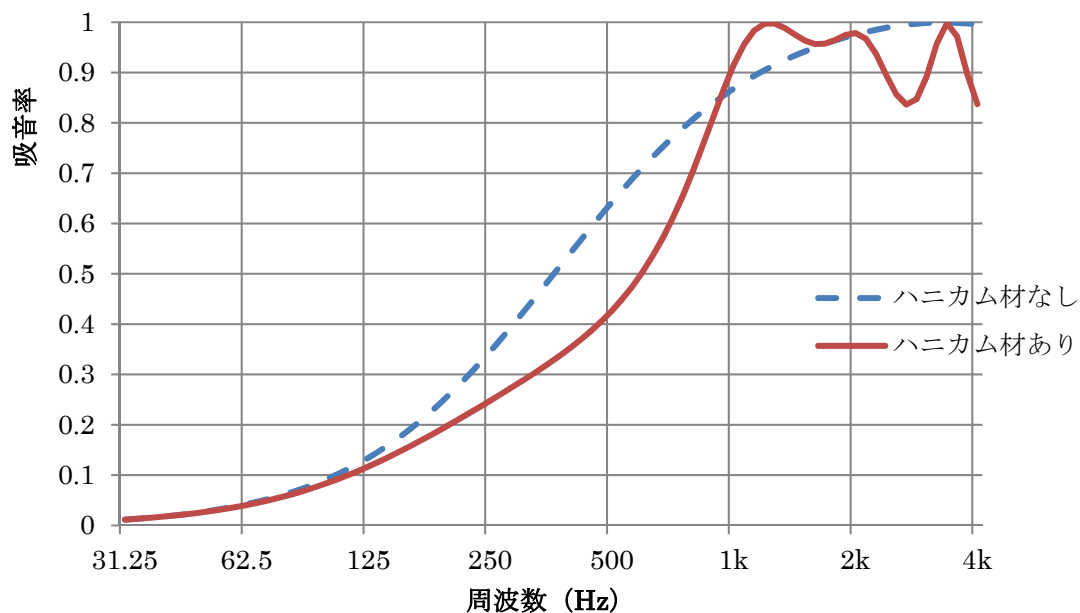


図 12. 図 10 と図 11 の 50° の時の比較

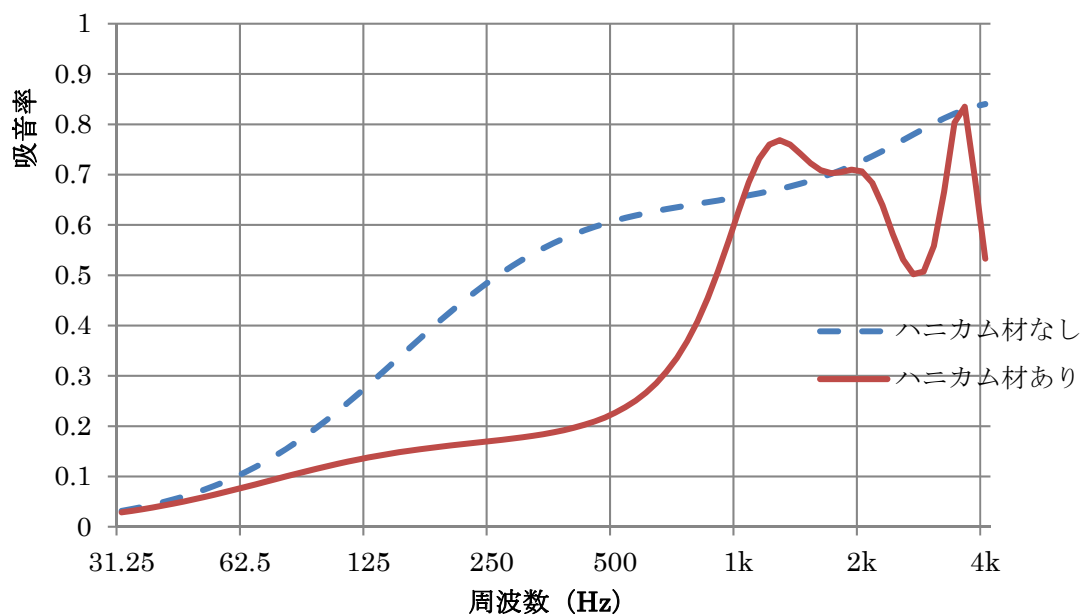


図 13. 図 10 と図 11 の 75° の比較

2.4 考察

2.4.1 考察（ハニカム材を下に置く場合）

図 6 と図 7 よりハニカム材を用いると吸音率が向上する。特に入射角度が上がるにつれて吸音率の変化が大きくなる。

図 9 より 75° の時、周波数 1 k を超えたあたりで吸音率に最大 0.25 程度の大きな変化が見られる。これはハニカム材によって音波が吸音材に垂直入射した場合に近づくためである。

2.4.2 考察（ハニカム材を上にする場合）

図 10 と図 11 よりハニカム材を用いると吸音率が低下する。ハニカム材を下に置く場合と同様に入射角度が上がるにつれて吸音率の変化が大きくなる。

図 13 より 75° の時に 500Hz あたりで最大 0.4 弱、吸音率に変化が見られる。

3 室内特性

3.1 解析方法

3.1.1 FDTD 法による解析方法

時間領域有限差分法（FDTD 法）を用いて計算する。

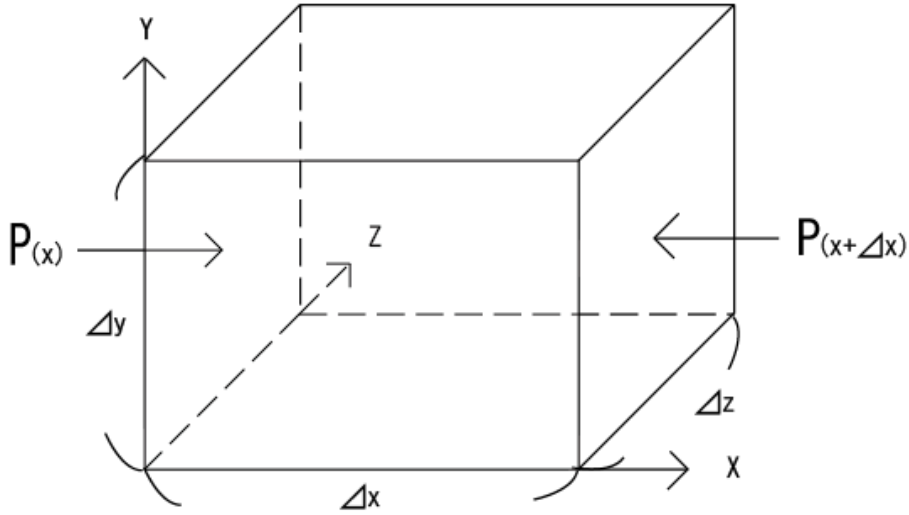


図 14. FDTD 法による解析モデル

FDTD 法による解析モデルを図 14 に示す。

空気の密度を ρ_0 、変位を u 、速度を v とすると x 方向運動方程式は

$$\rho_0 \Delta x \Delta y \Delta z \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \{P(x) - P(x + \Delta x)\} \Delta y \Delta z \quad (23)$$

となり、

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = - \frac{P(x + \Delta x) - P(x)}{\Delta x} \xrightarrow{\Delta x \rightarrow 0} \rho_0 \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = - \frac{\partial P}{\partial x} \rightarrow \rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial x} \quad (24)$$

となる。

同様に y 方向運動方程式は

$$\rho_0 \frac{\partial v_y}{\partial t} = - \frac{\partial P}{\partial y} \quad (25)$$

z 方向運動方程式は

$$\rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} \quad (26)$$

となる。

これらより

運動方程式は

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x} \rightarrow \rho_0 \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k) - v_x^{n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j, k)}{\Delta t} = -\frac{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)}{\Delta x} \\ \rho_0 \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial y} \rightarrow \rho_0 \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k) - v_y^{n-\frac{1}{2}}(i, j+\frac{1}{2}, k)}{\Delta t} = -\frac{P^n(i, j+1, k) - P^n(i, j, k)}{\Delta y} \\ \rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} \rightarrow \rho_0 \frac{v_z^{n+\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2}) - v_z^{n-\frac{1}{2}}(i, j, k+\frac{1}{2})}{\Delta t} = -\frac{P^n(i, j, k+1) - P^n(i, j, k)}{\Delta z} \end{cases} \quad (27)$$

となる。これより例えば v_x の更新式は

$$\begin{aligned} v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \\ = v_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta x} \{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)\} \end{aligned} \quad (28)$$

となる。

ここで空気の密度を ρ_0 、音速を C_0 、特性インピーダンスを $Z = \rho_0 C_0$ 、クーラン数を $\alpha = C_0 \frac{\Delta t}{\Delta x}$

とおくと

$$v_x^{n+1}(i, j, k) = v_x^n(i, j, k) - \frac{\alpha}{Z} \{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)\} \quad (29)$$

と表せる。

吸音材中は

$$\rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} + \zeta v_x = -\frac{\partial P}{\partial x} \quad (30)$$

$$\begin{aligned}
&\rightarrow \rho_0 \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) - v_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{\Delta t} \\
&\quad + \zeta \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) + v_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right)}{2} \\
&= -\frac{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)}{\Delta x}
\end{aligned} \tag{31}$$

であるので $\frac{\zeta \Delta t}{2\rho_0} = \varepsilon$ 、 $\frac{\Delta t}{\rho_0 \Delta x} = \frac{\alpha}{Z}$ とおくと

$$\begin{aligned}
&v_x^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \\
&= \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} v_x^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j, k\right) \\
&\quad - \frac{1}{1+\varepsilon} \frac{\alpha}{Z} \{P^n(i+1, j, k) - P^n(i, j, k)\}
\end{aligned} \tag{32}$$

と表すことができる。

連続の式の解析モデルは以下のようになる。

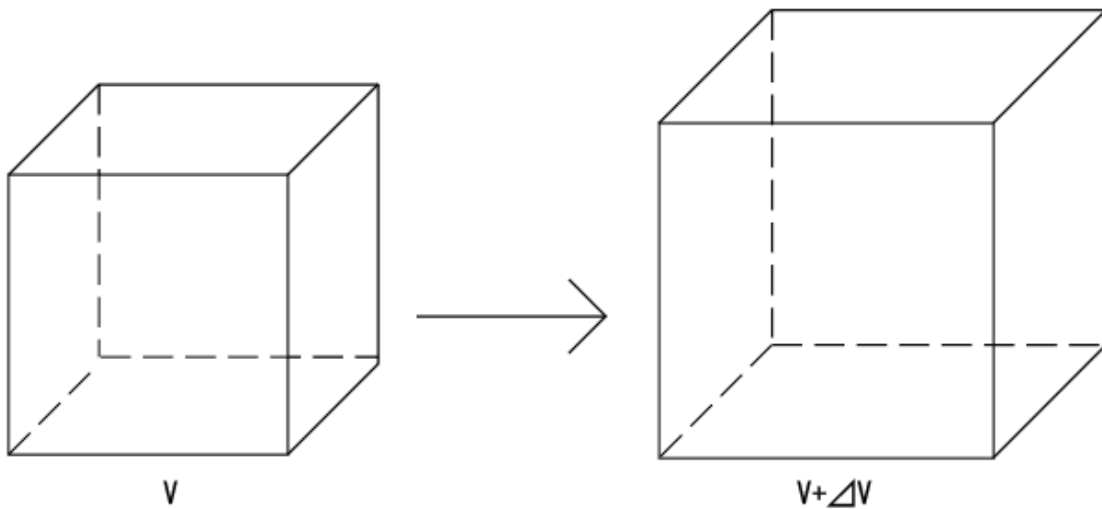


図 15. 連続の式の解析モデル

図 15 に連続の式の解析モデルを示す。

ここでそれぞれの体積は $V=\Delta x\Delta y\Delta z$,

$V+\Delta V = (\Delta x + \Delta u_x)(\Delta y + \Delta u_y)(\Delta z + \Delta u_z) \doteq \Delta x\Delta y\Delta z + \Delta y\Delta z\Delta u_x + \Delta x\Delta y\Delta u_z + \Delta x\Delta z\Delta u_y$ である。

体積弾性率 ($=\rho_0 C_0^2$) を K とすると

$$\begin{aligned}
 P &= -K \frac{\Delta V}{V} & (33) \\
 &= -K \frac{\Delta y\Delta z\Delta u_x + \Delta x\Delta y\Delta u_z + \Delta x\Delta z\Delta u_y}{\Delta x\Delta y\Delta z} \\
 &= -K \left(\frac{\Delta u_x}{\Delta x} + \frac{\Delta u_y}{\Delta y} + \frac{\Delta u_z}{\Delta z} \right)
 \end{aligned}$$

v を速度ベクトルとし、この両辺を時間で微分すると

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -K \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (34)$$

となる。

つまり(28)式は

$$\begin{aligned}
 &\frac{P^{n+1}(i,j,k) - P^n(i,j,k)}{\Delta t} \\
 &= -K \left\{ \frac{v_x^{n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2},j,k) - v_x^{n+\frac{1}{2}}(i-\frac{1}{2},j,k)}{\Delta x} \right. \\
 &\quad + \frac{v_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j+\frac{1}{2},k) - v_y^{n+\frac{1}{2}}(i,j-\frac{1}{2},k)}{\Delta y} \\
 &\quad \left. + \frac{v_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k+\frac{1}{2}) - v_z^{n+\frac{1}{2}}(i,j,k-\frac{1}{2})}{\Delta z} \right\} & (35)
 \end{aligned}$$

となる。

これより P^{n+1} の更新式は

$$\begin{aligned}
 P^{n+1}(i, j, k) = & P^n(i, j, k) - K \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ v_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, j, k \right) - v_x^{n+\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, j, k \right) \right\} \\
 & - K \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ v_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j + \frac{1}{2}, k \right) - v_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j - \frac{1}{2}, k \right) \right\} \\
 & - K \frac{\Delta t}{\Delta z} \left\{ v_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k + \frac{1}{2} \right) - v_z^{n+\frac{1}{2}} \left(i, j, k - \frac{1}{2} \right) \right\}
 \end{aligned} \tag{36}$$

となる。

ハニカム側壁は剛とみなすので、図 16 のようにハニカム側壁に対して平行に入る速度は空気中と同じであるがハニカム側壁に対して垂直に入る速度は 0 となる。

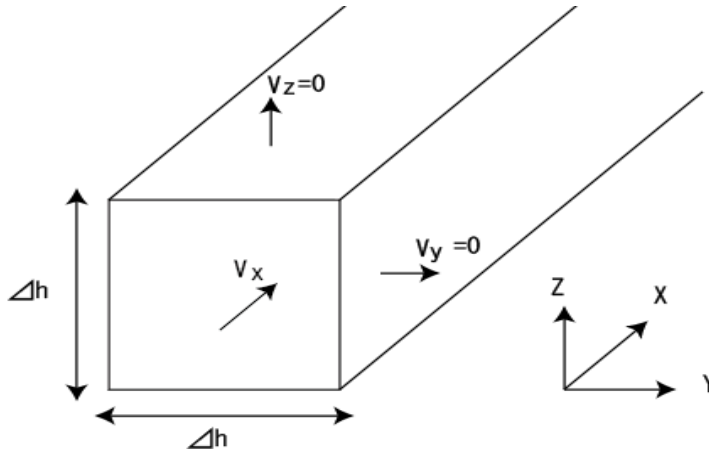


図 16. ハニカム材中の解析モデル

3.1.2 残響時間を求める解析方法

インパルス応答を $h(t)$ 、音源信号を $S(t)$ 、受信信号を $r(t)$ とすると

$$r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau)S(t - \tau)d\tau \quad (37)$$

と表すことができる。そして音源を止める時刻を 0 とすると

$$r(t) = \int_t^{\infty} h(\tau)S(t - \tau)d\tau \quad (38)$$

となる。よって

$$\begin{aligned} \langle r^2(t) \rangle &= \left\langle \int_t^{\infty} h(\tau)S(t - \tau)d\tau \int_t^{\infty} h(\tau')S(t - \tau')d\tau' \right\rangle \\ &= \int_t^{\infty} \int_t^{\infty} h(\tau)h(\tau')\langle S(t - \tau)S(t - \tau') \rangle d\tau d\tau' \end{aligned} \quad (39)$$

となる。ここで

$$\langle S(t - \tau)S(t - \tau') \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T S(t - \tau)S(t - \tau') d\tau d\tau' = A\delta(t - \tau') \quad (40)$$

であるので、(31)式は

$$\langle r^2(t) \rangle = A \int_0^{\infty} h^2(\tau)d\tau \quad (41)$$

となる。残響時間は音響エネルギーが 60dB 減衰するまでの時間なので

$$\begin{aligned} D &= 10 \log_{10} \frac{\langle r^2(t) \rangle}{r^2(0)} \\ &= 10 \log_{10} \frac{A}{r^2(0)} \\ &\quad + 10 \log_{10} \left[\int_0^{\infty} h^2(\tau)d\tau - \int_0^t h^2(\tau)d\tau \right] \end{aligned} \quad (42)$$

$D(0)$ の時は

$$D(0) = 10 \log_{10} \frac{A}{r^2(0)} + 10 \log_{10} \int_0^{\infty} h^2(\tau)d\tau \quad (43)$$

であるから残響時間を求めるには、

$$D(0) - D(t) = 60 \quad (44)$$

とすればよい。

これを解くと

$$1 - \frac{\int_0^t h^2(\tau) d\tau}{\int_0^\infty h^2(\tau) d\tau} = 10^{-6} \quad (45)$$

となり、これをみたす t として残響時間が求まる。

3.2 条件設定

FDTD 法に用いたパラメーターは以下のとおりである。

解析時間：1.00 [s]

空間ステップ幅：0.008 [m]

時間ステップ幅： 1.344629×10^{-5} [s]

空気中での音速：343.5 [m/s]

空気密度：1.205 [kg/m³]

3.2.1 条件 1

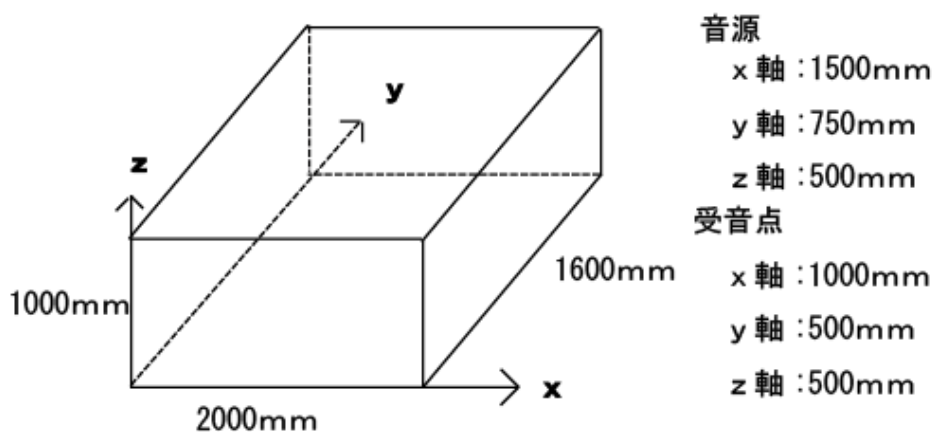


図 17. 空間設定 1

図 17 に解析に用いた空間設定を示す。壁の境界条件は剛とし、音源は $f(t) = 1.0e^{-2 \cdot 10^7 (t-0.001)^2}$ のガウスシンパルスである。

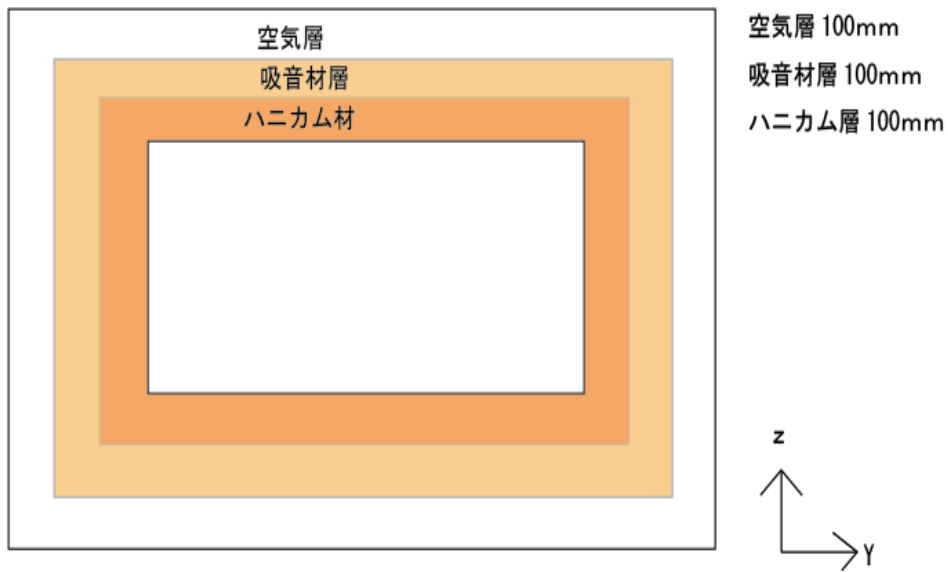


図 18. Y-Z 平面断面図

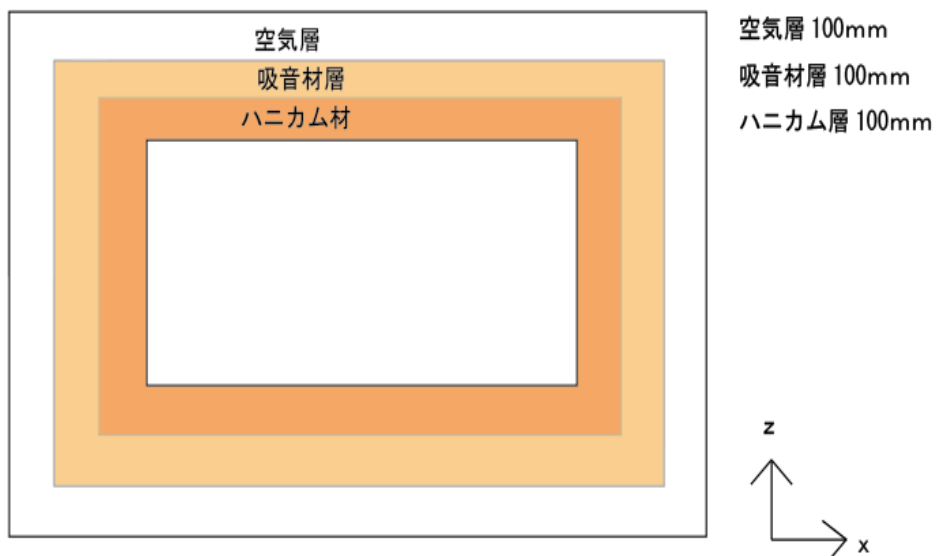


図 19. X-Z 平面断面図

Y-Z 平面断面図と X-Z 平面断面図が図 18、図 19 のようになっている場合とハニカム材が無い場合とする。

吸音材の流れ抵抗は $130 \text{ [N} \cdot \text{s/m}^4]$ 、 $10000 \text{ [N} \cdot \text{s/m}^4]$ とする。

解析する組み合わせはハニカム材無し流れ抵抗 $130 \text{ [N} \cdot \text{s/m}^4]$ の場合、ハニカム材無しで流れ抵抗 $10000 \text{ [N} \cdot \text{s/m}^4]$ の場合、ハニカム材ありで流れ抵抗 $10000 \text{ [N} \cdot \text{s/m}^4]$ の場合である。

3.2.2 条件 2

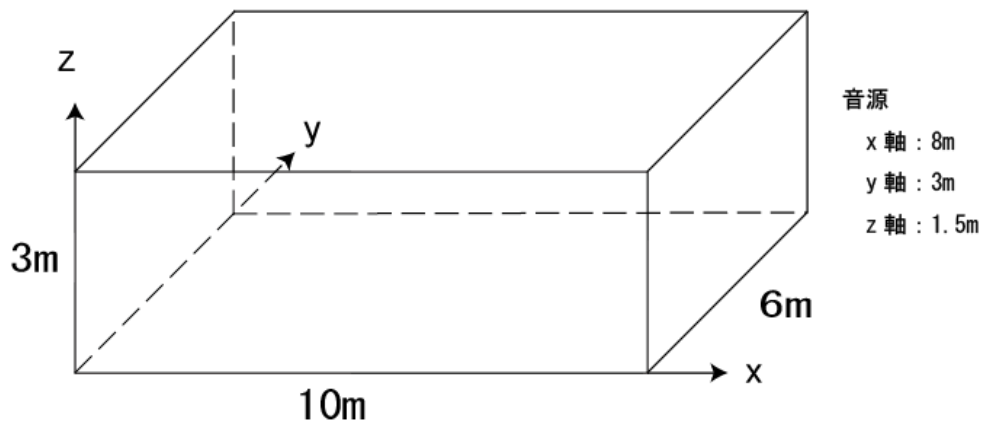


図 20. 空間設定 2

図 20 に解析に用いた空間設定を示す。受信点は(X 軸、Y 軸、Z 軸) = (2,3,1.2), (2,4,1.2), (2,5,1.2) の 3 パターンである。壁の境界条件は剛とし、音源は $f(t) = 1.0e^{-2 \cdot 10^6(t-0.003)^2}$ のガウスシンパルスである。

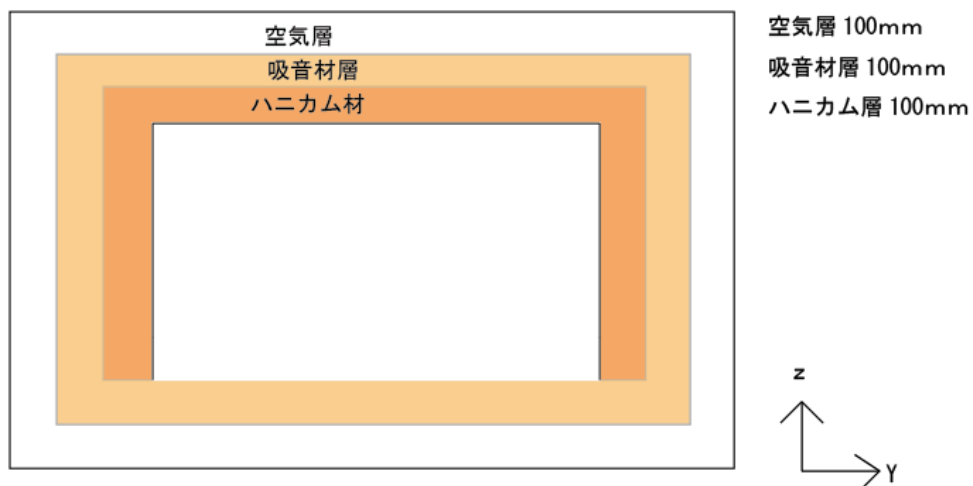


図 21. Y-Z 平面断面図

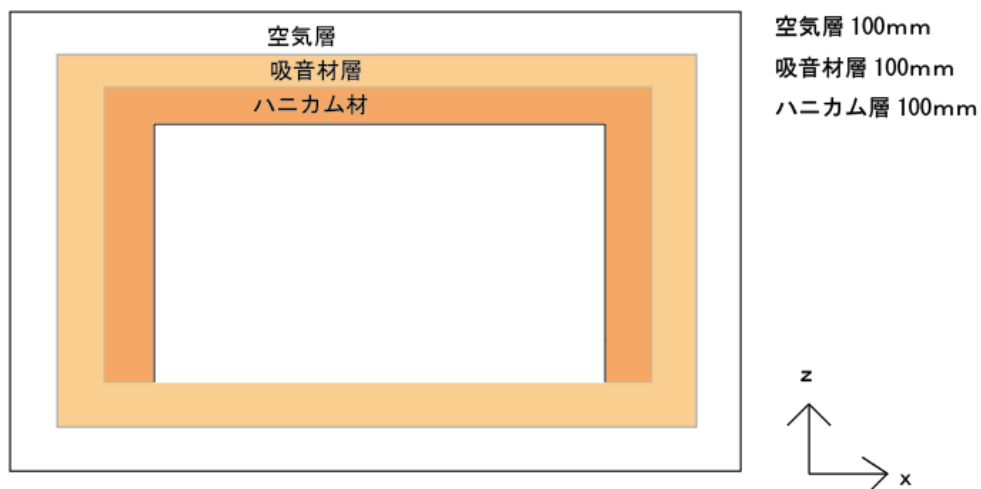


図 22. X-Z 平面断面図

Y-Z 平面断面図と X-Z 平面断面図は図 21、図 22 のようになっており、床にはハニカム材はつけない。そして吸音材の流れ抵抗は $130[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ 、 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ とする。解析する組み合わせは 1 つの受音点に対してハニカム材無し流れ抵抗 $130[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、ハニカム材無しで $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、ハニカム材ありで流れ抵抗 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合を解析する。

また条件 2 では中心周波数 $62.5[\text{Hz}] \sim 1000.0[\text{Hz}]$ のときの 1 オクターブバンド毎の残響時間を求め、受音点 3 パターンの平均を求める。

3.3 解析結果

3.3.1 解析結果（条件 1）

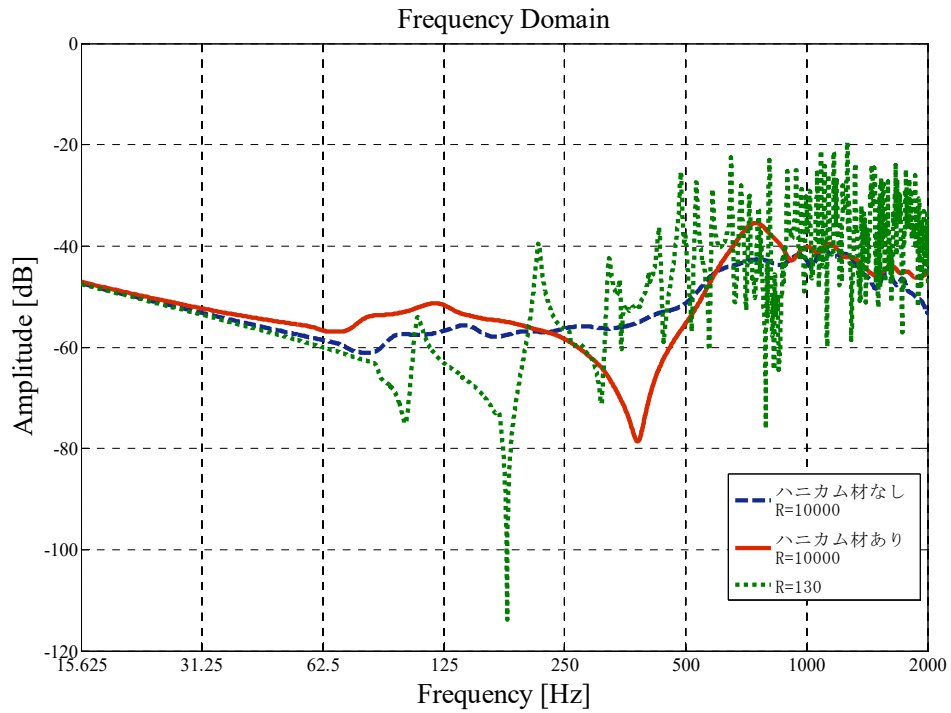


図 23. 周波数と振幅の関係

図 23 に条件 1 の場合の周波数と振幅の関係を示す。長破線がハニカム材無しで流れ抵抗 $130[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、実線がハニカム材ありで流れ抵抗 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、点線がハニカム材ありで流れ抵抗 $10000 [\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ 場合である。

次に流れ抵抗が同じでハニカム材ありとハニカム材無しの場合のみをとり出し、比較した結果を図 24(周波数特性)、図 25(時間特性)に示す。

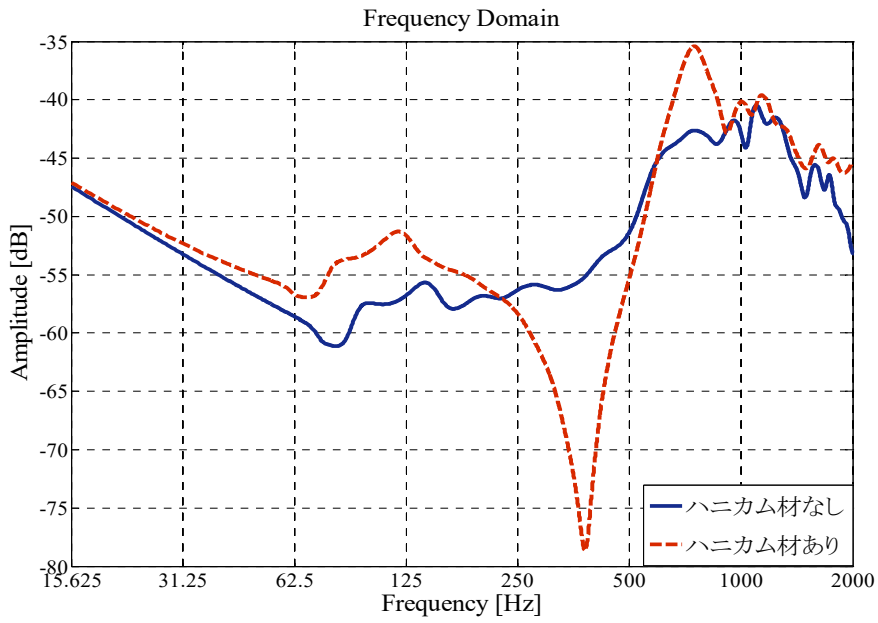


図 24. 周波数と振幅の関係

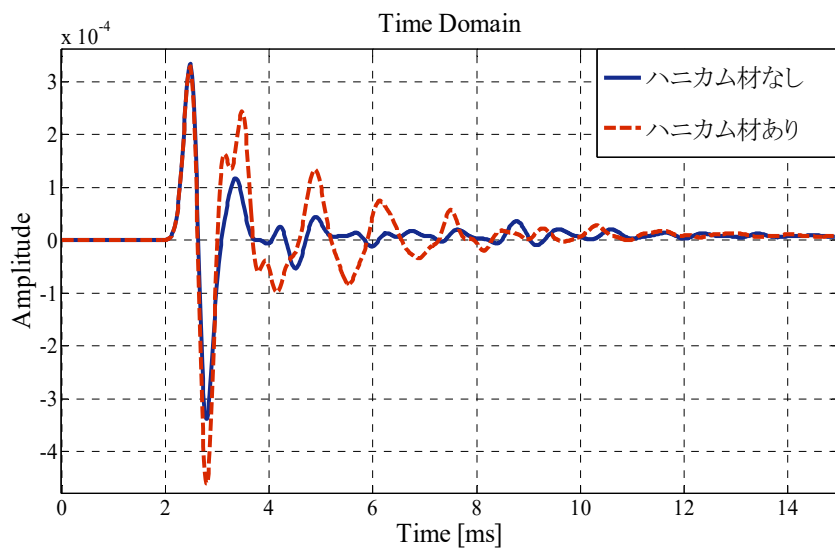


図 25. 時間と振幅の関係

3.3.2 解析結果(条件 2)

受音点は (X 軸、Y 軸、Z 軸) =(2,3,1.2)のときの計算結果である。

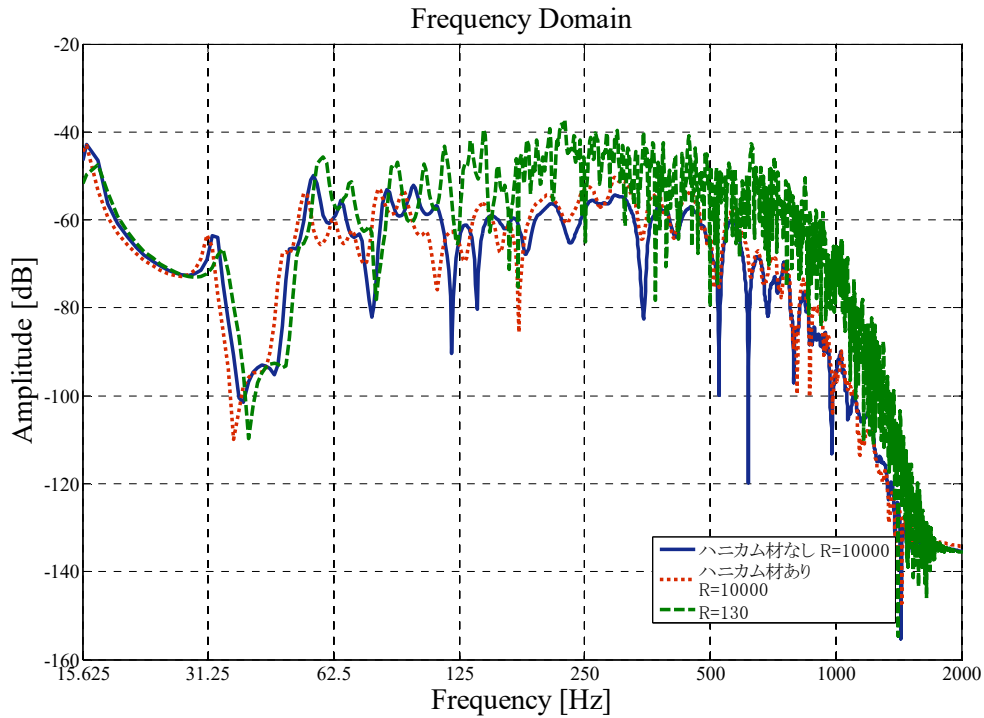


図 26. 周波数と振幅の関係

図 26 に条件 2 の場合の周波数と振幅の関係を示す。長破線がハニカム材なしで流れ抵抗 $130[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、実線がハニカム材無しで $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、点線がハニカム材ありで流れ抵抗 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合である。

次に流れ抵抗が同じでハニカム材ありとハニカム材無しの場合のみをとり出し、比較した結果を図 27(周波数特性)、図 28(時間特性)に示す。

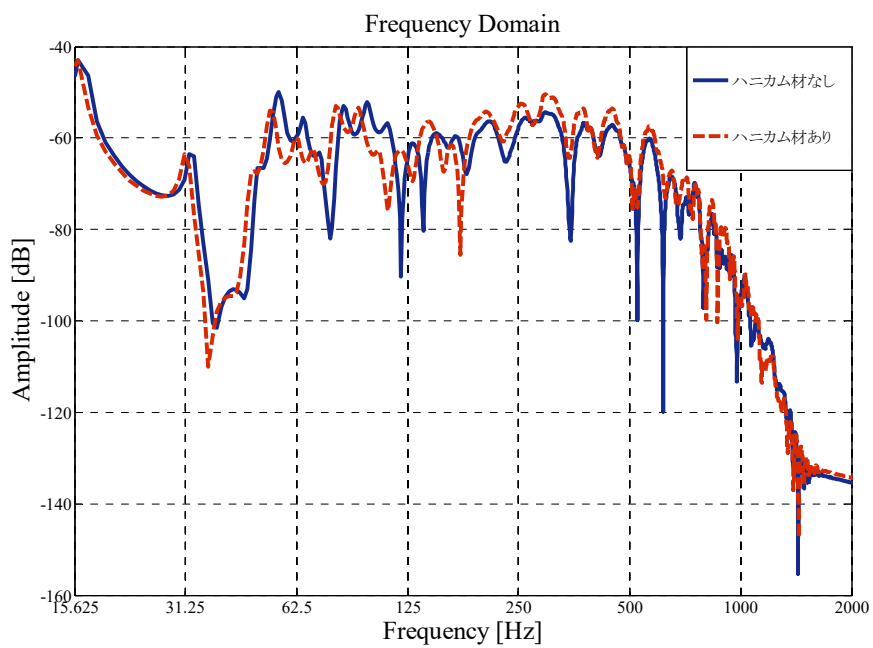


図 27. 周波数と振幅の関係

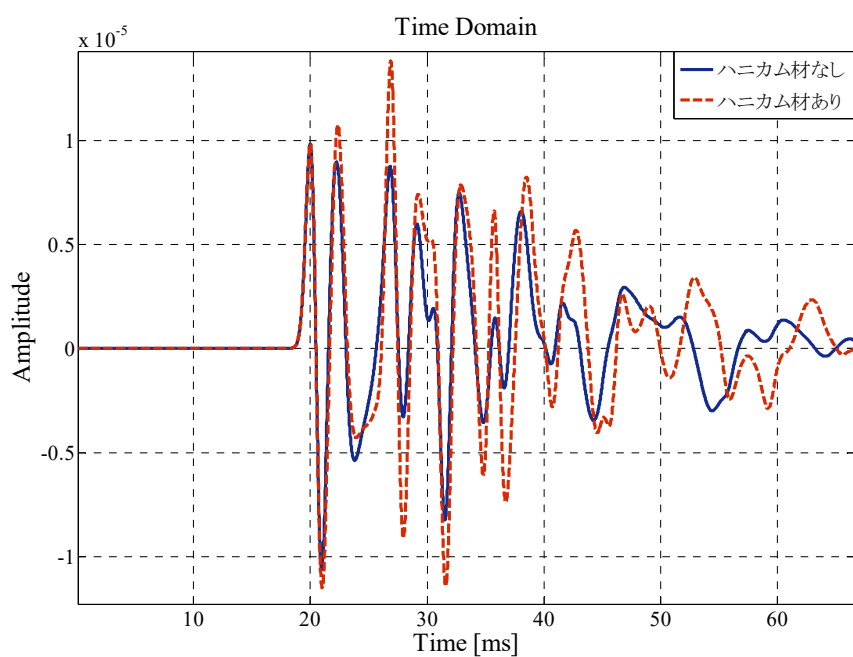


図 28. 時間と振幅の関係

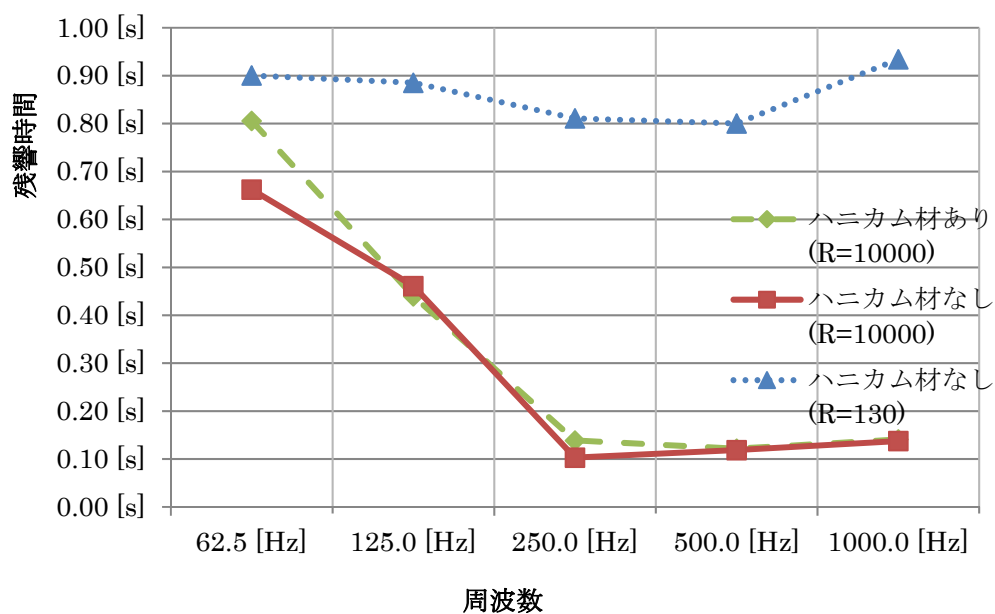


図 29. 周波数と残響時間の関係

図 29 に条件 2 の場合の周波数と残響時間の関係を示す。点線はハニカム材なしで流れ抵抗 $130[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、実線はハニカム材無しで $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合、破線はハニカム材ありで流れ抵抗 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の場合である。

3.4 考察

3.4.1 考察（条件 1）

図 24 より全体的にはハニカム材ありの時のほうが音を吸収しなかった。しかし 400Hz のときには、ハニカム材ありのほうが音を吸収した。

図 25 より吸音材のみとハニカム材ありの場合の音圧が収束するのにかかる時間にあまり変化は見られなかった。その原因としては小さい空間で計算したため音がすぐに多数回、壁に当たり吸音されたためだと考えられる。

ハニカム材無しで $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の時とハニカム材ありで流れ抵抗 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の時の空間でインパルス応答と音楽演奏のドライソースをたたみ込んで作製した音源を、聞いてみると、ほとんど違いを聴取できなかった。

3.4.2 考察（条件 2）

図 27 より全体的にはハニカム材ありの時のほうが音を吸収しなかった。

図 28 より吸音材のみとハニカム材ありの場合の音圧が収束するのにかかる時間に少し変化が見られた。

図 29 より残響時間はハニカムありのほうが $62.5[\text{Hz}]$ の時に 0.1 秒程度の長くなった。

ハニカム材無しで $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の時とハニカム材ありで流れ抵抗 $10000[\text{N} \cdot \text{s}/\text{m}^4]$ の時の空間でインパルス応答と音楽演奏のドライソースをたたみ込んで作製した音源を、聞いてみると、低音域で音量が増したように感じた。

4 総括

本研究では、室内空間の室内音響の質を向上させるためにハニカム材を用いてエコーを抑制しつつ残響時間を延ばすことを目標とし、FDTD法などを用いて解析した。またこの研究から以下のことが分かった。

- ・壁体特性ではハニカム材を用いると入射角度が大きくなるにつれて、吸音率の変化が大きくなった。

- ・室内特性ではどちらの条件でも吸音材のみとハニカム材ありの場合の音圧が収束するのにかかる時間に少し変化が見られた。またハニカム材を用いることで低音域で残響時間が長くなり、聴感上も少しではあるが音量が増した。

今後の課題としてはもっと大きな空間での解析や低音域以外の音域でも残響時間を長くできるようにすることがあげられる。

参考文献

[1] Toyoda Masahiro et al. , "Study on echo suppression effect and coloration due to periodic-type diffusers" Applied Acoustics Volume 70, Issue 5 , may 2009, Pages722-729

[2] 中島幸祐 他 "微細穿孔板の吸音特性に関する背後ハニカム構造の影響"(建築音響会資料 資料番号 AA2005-26 2005年7月)

謝辞

研究を進めるにあたり、お忙しい中で数々のご指導、ご鞭撻をいただいた関西大学環境都市工学部助教 豊田政弘先生には厚く御礼申し上げます。

また建築環境工学第一研究室 教授の河井康人先生、ならびに大学院生の内田さん、大西さんにも大変お世話になり心から感謝しています。