

騒音低減網戸の開発

建 16－99 南野恵次

目次

第 1 章 序論	3
1.1 研究背景	3
1.2 研究目的	3
第 2 章 理論	4
2.1 積分方程式の誘導	4
2.2 通常の網戸開口を想定した計算方法	6
2.3 網戸開口の縁に吸音材を設置した場合の計算方法	10
2.4 網の吸音性能について	14
第 3 章 流れ抵抗と面密度の検討	15
3.1 計算条件	15
3.2 計算結果	16
3.3 考察	20
第 4 章 グラデーションの検討	21
4.1 計算条件	21
4.2 計算結果	22
4.3 考察	29
第 5 章 吸音材形状の検討	30
5.1 計算条件	30
5.2 計算結果	32
5.3 考察	39

第 6 章 吸音材面積の検討	41
6.1 計算条件	41
6.2 計算結果	42
6.3 考察	45
第 7 章 結論	46
参考文献	48

第1章 序論

1.1 研究背景

住宅、マンション、集合住宅などの窓に網戸が多く使用されている。網戸の使用目的としては、虫などを室内に入れることなく、換気や通風を行うことである。しかし、道路騒音、鉄道騒音、工事などの外部からの騒音により、窓を閉めて生活することが多くなっている。それにより、換気扇や空調設備などの使用量が増えている。従来通り、網戸を使用し、換気や通風を行うことで、機械設備の使用頻度が減り、コスト削減に繋がる。そのため、網戸開口からの騒音を低減させる必要がある。

1.2 研究目的

網戸開口から入る外部からの騒音を低減することを目的としている。網戸の格子は薄く剛な平板であるため、外部からの騒音が網戸開口を透過する際に、網戸開口の縁でエッジ効果が発生しているのではないかと考えた。エッジ効果とは、剛な平板の片方の面に音波が入射した場合に平板のエッジ近傍で粒子速度が非常に大きくなる現象のことで、剛板でない場合でも板の両面に音圧差が生じる場合には、程度の差はあるものの常に現れる。そこで、河井らのエッジ効果抑制型遮音壁の研究を参考にした[1]。網戸開口の縁に吸音材を取り付けることで、網戸開口の縁の近傍で発生するエッジ効果を抑制することで、網戸開口からの外部騒音を低減できるのではないかと考えた。以上を踏まえ、外部騒音を抑制し、本来の網戸の機能を損なわない最適な吸音材を備えた騒音低減網戸を開発する。

第2章 理論

2.1 積分方程式の誘導

大気中からの微小な圧力変動である音波は、粘性を無視した場合、 c を音速、 φ を速度ポテンシャルとして音源のない領域では、波動方程式は、

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t^2} \quad (1)$$

となり、速度ポテンシャル φ と音圧 p 及び粒子速度 v は、 ρ を空気密度として、

$$p = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (2)$$

$$v = -\text{grad}\varphi \quad (3)$$

により、関係づけられる。 p, v も波動方程式を満足する。角周波数 ω の周期的変化の場合、速度ポテンシャルを $\varphi = \Phi \exp(-i\omega t)$ とおき、時間項を除いて表すと、空気中では k を波数、 λ を波長として、

$$\nabla^2 \Phi + k^2 \Phi = 0, \quad \left(k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}\right) \quad (4)$$

と表され、式(4)は Helmholtz の方程式と呼ばれている。自由空間中の一点 q に置かれた強さ -1 の点音源（流体流出入量が $\exp(-i\omega t)$ ）による点 p での速度ポテンシャルを $G(p, q) \exp(-i\omega t)$ としたとき、 G を基本解といい、 δ をデルタ関数とすると、空気中では、

$$\nabla^2 G + k^2 G = \delta(q - p) \quad (5)$$

を満足し、 $|q - p| = |r| = r$ として、

$$G(p, q) = \frac{\exp(ikr)}{4\pi r} \quad (3 \text{次元}) \quad (6)$$

となる。線形の常微分または偏微分方程式で記述されている系に δ 関数入力があるとき、境界条件も含めた系の他の点における応答を表す関数を一般に Green 関数という。従って式(6)は自由空間における Helmholtz の方程式に対する Green 関数であるが、境界要素法では通常自由空間におけるこれらの Green 関数が基本解として用いられる。また、半無限空間などを扱う場合には、鏡像を考えた Green 関数が採用される場合がある。今回は入力である δ 関数が0であると仮定して、式(4)と式(5)を定数 k について整理すると、

$$\Phi \nabla^2 G - G \nabla^2 \Phi = 0 \quad (7)$$

となる。

閉鎖領域 Ω に対して法線 \mathbf{n} を内向きにとる。点音源 s 、受音点 p 、それらを中心とする半径 ε の小球を σ_s, σ 、表面 F の物体を Ω_0 とする領域を想定したときの Green の公式は、

$$\int_{\Omega} (f \nabla^2 g - g \nabla^2 f) dV = \int_{\partial\Omega} \left(f \frac{\partial g}{\partial n} - \frac{\partial f}{\partial n} g \right) dS \quad (8)$$

を適用する (Ω の境界は $\partial\Omega = \Sigma + \sigma_s + \sigma + F$)。ただし、 $\int dV, \int dS$ はそれぞれ体積分、面積分 (2次元の場合はそれぞれ面積分、縁辺にそった線積分) を表す。ここで、式(7)を式(8)に適用すると、

$$\int_{\partial\Omega} \left(\Phi \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} G \right) dS = 0 \quad (9)$$

となる。これは Kirchhoff-Helmholtz の積分方程式と呼ばれている。

2.2 通常の網戸開口を想定した計算方法

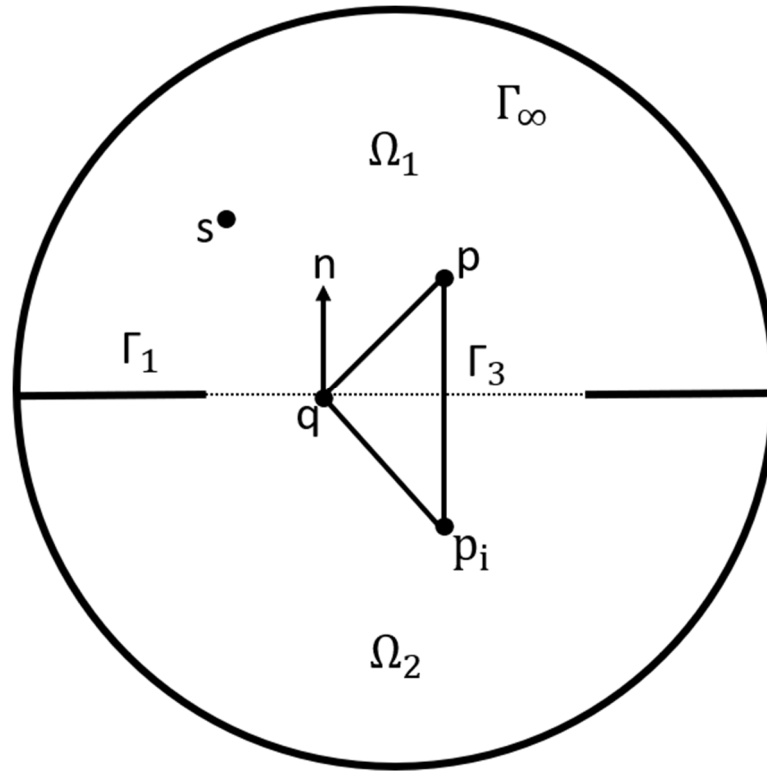


図1 境界積分方程式の誘導： Ω_1, Ω_2 は、剛な無限平面 Γ_1 、仮想境界 Γ_3 、および半径無限大の球 Γ_∞ で囲まれた無限領域の上部領域と下部領域； n は法線ベクトル； s, p はそれぞれ点音源と受音点位置； p_i は Γ_1, Γ_3 に対する p の鏡像点； q は Γ_1, Γ_3 上の点

図1は通常の網戸開口を想定した場合の音場であり、上部領域を外部空間、下部領域を室内空間として想定する。ただし、特定の室内外を想定している訳ではないので、領域はあくまで無限領域として計算する。

外部空間である Ω_1 （法線ベクトル内向き）の境界積分方程式は実受音点では、

$$\phi_d(r_p) + \int_{\Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \phi_1(r_q) \frac{\partial G(r_p, r_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS = \begin{cases} \phi_1(r_p) & (p \in \Omega_1) \\ \frac{1}{2} \phi_1(r_p) & (p \in \Gamma_1, \Gamma_3) \end{cases} \quad (10)$$

となり、虚受音点では、

$$\phi_d(r_{p_i}) + \int_{\Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \phi_1(r_q) \frac{\partial G(r_{p_i}, r_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_{p_i}, r_q) \right\} dS = \begin{cases} \frac{1}{2} \phi_1(r_{p_i}) & (p_i \in \Gamma_1, \Gamma_3) \\ 0 & (p_i \notin \Omega_1) \end{cases} \quad (11)$$

となる。基本解は、実受音点 $G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}$, 虚受音点 $G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ となり、鏡像を考慮した波動の伝搬を表す基本解は、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} + \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ と表される。境界条件より $\frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} = 0$ ($\mathbf{p} \in \Gamma_1$)、位置関係より $\frac{G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} = 0$ 、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = 2G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)$ 、放射条件より $\int_{\Gamma_\infty} \{ \} dS = 0$ となる。 \mathbf{p} が Γ_1, Γ_3 上にある時、 $\Phi_d(\mathbf{r}_p) = \Phi_d(\mathbf{r}_{p_i}), \Phi_1(\mathbf{r}_p) = \Phi_1(\mathbf{r}_{p_i})$ より、(10)+(11)は、

$$\begin{aligned} \Phi_d(\mathbf{r}_p) + \Phi_d(\mathbf{r}_{p_i}) + \int_{\Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_1(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} - \frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS &= \frac{1}{2} \Phi_1(\mathbf{r}_p) + \frac{1}{2} \Phi_1(\mathbf{r}_{p_i}) \\ &\rightarrow 2\Phi_d(\mathbf{r}_p) + \int_{\Gamma_3} \left\{ -\frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \Phi_1(\mathbf{r}_p) \\ &\rightarrow 2\Phi_d(\mathbf{r}_p) - 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \Phi_1(\mathbf{r}_p) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。

室内空間である Ω_2 (法線ベクトル外向き) の境界積分方程式は実受音点では、

$$- \int_{\Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_2(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} - \frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \begin{cases} \Phi_2(\mathbf{r}_p) & (\mathbf{p} \in \Omega_2) \\ \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_p) & (\mathbf{p} \in \Gamma_1, \Gamma_3) \end{cases} \quad (13)$$

となり、虚受音点では、

$$- \int_{\Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_2(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} - \frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \begin{cases} \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_{p_i}) & (p_i \in \Gamma_1, \Gamma_3) \\ 0 & (p_i \notin \Omega_2) \end{cases} \quad (14)$$

となる。基本解は外部空間の Ω_1 (法線ベクトル内向き) の時と同様に、実受音点 $G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}$, 虚受音点 $G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ となり、鏡像を考慮した波動の伝搬を表す基本解は、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} + \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ と表される。境界条件より $\frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} = 0$ ($\mathbf{p} \in \Gamma_1$)、位置関係より $\frac{G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} = 0$ 、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = 2G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)$ 、放射条件より $\int_{\Gamma_\infty} \{ \} dS = 0$ となる。 \mathbf{p} が Γ_1, Γ_3 上にある時、 $\Phi_d(\mathbf{r}_p) = \Phi_d(\mathbf{r}_{p_i}), \Phi_2(\mathbf{r}_p) = \Phi_2(\mathbf{r}_{p_i})$ より、(13)+(14)は、

$$\begin{aligned} - \int_{\Gamma_1 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_2(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} - \frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS &= \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_p) + \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_{p_i}) \\ &\rightarrow - \int_{\Gamma_3} \left\{ -\frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial \mathbf{n}_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \Phi_2(\mathbf{r}_p) \end{aligned}$$

$$\rightarrow 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS = \Phi_2(r_p) \quad (15)$$

となる。

連続条件より、 $\Phi_1(r_p) = \Phi_2(r_p)$ ($p \in \Gamma_3$), $\frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} = \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q}$ ($q \in \Gamma_3$)であるので、

(12) – (15)は、

$$\begin{aligned} 2\Phi_d(r_p) - 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS - 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS &= \Phi_1(r_p) - \Phi_2(r_p) \\ \rightarrow 2\Phi_d(r_p) - 4 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS &= 0 \end{aligned} \quad (16)$$

となる。式(16)から未知数 $\frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} = \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q}$ を求めることができる。

$p \in \Omega_1$ ($p_i \notin \Omega_1$)の時、(10)+(11)は、

$$\Phi_1(r_p) = \Phi_d(r_p) + \Phi_d(r_{p_i}) - 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS \quad (17)$$

で、 $p \in \Omega_2$ ($p_i \notin \Omega_2$)の時、(13)+(14)は、

$$\Phi_2(r_p) = 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS \quad (18)$$

と表される。未知数である $\frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q}, \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q}$ を求めることで、 $\Phi_1(r_p), \Phi_2(r_p)$ を求めることができる。

得られた未知数から透過エネルギーを求める式が、

$$\begin{aligned} W_a &= \frac{1}{2} Re\{p_2 \cdot (-v_n)^*\} \\ &= \frac{1}{2} Re \left[-i\omega\rho_0 \Phi_2 \cdot \left\{ \frac{\partial \Phi_2}{\partial n} \right\}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} Re \left[-i\omega\rho_0 \left\{ 2 \int_{\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS \right\} \cdot \left\{ \frac{\partial \Phi_2}{\partial n} \right\}^* \right] \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \text{Re} \left[-i\omega\rho_0 \left\{ 2 \sum \frac{\partial\Phi_2(r_q)}{\partial n_q} \int_{\Delta S} G(r_p, r_q) dS \right\} \cdot \left\{ \frac{\partial\Phi_2}{\partial n} \right\}^* \right] \quad (19)$$

と表され、離散化した要素毎の透過エネルギーを合計することで全体の透過エネルギーを求められる。また、網戸開口に入射するエネルギーは、

$$\begin{aligned} W_i &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ p_1 \cdot (-v_n)^* \} \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[-i\omega\rho_0 \Phi_d \cdot \left\{ \frac{\partial\Phi_d}{\partial n} \right\}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[-i\omega\rho_0 e^{ik_0 z} \cdot \left\{ \frac{\partial e^{ik_0 z}}{\partial z} \right\}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} [\omega\rho_0 k_0] = \frac{(\rho_0 \omega)^2}{2\rho_0 c_0} \end{aligned} \quad (20)$$

と求めることができ、入射エネルギーと透過エネルギーを用いると、

$$\tau = \frac{W_a}{W_i} \quad (21)$$

とすることで、通常の網戸開口を透過するエネルギーの透過率を求めることができる。

2.3 網戸開口の縁に吸音材を設置した場合の計算方法

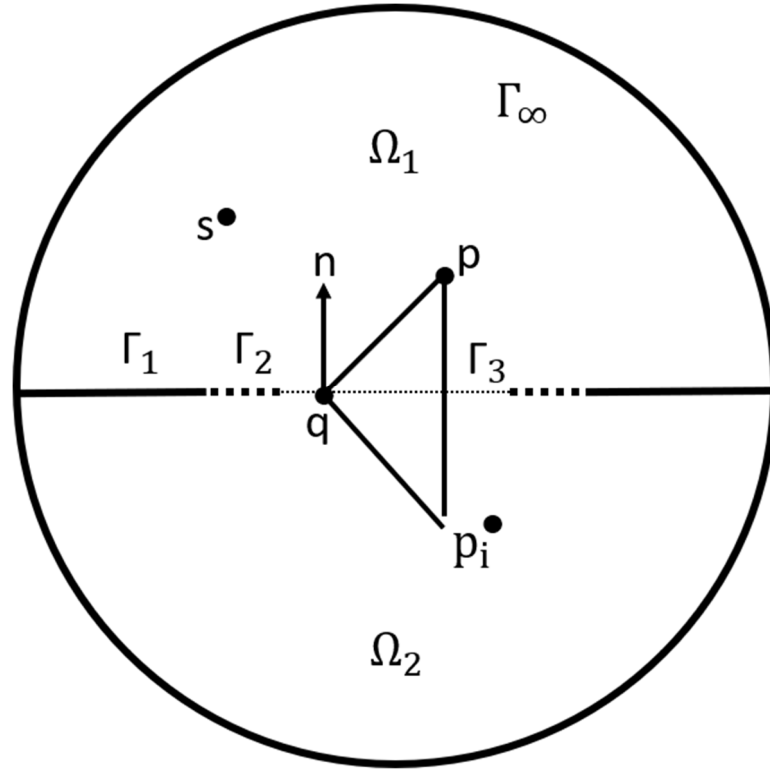


図2 境界積分方程式の誘導： Ω_1, Ω_2 は、剛な無限平面 Γ_1 、吸音材 Γ_2 、仮想境界 Γ_3 、および半径無限大の球 Γ_∞ で囲まれた無限領域の上部領域と下部領域； n は法線ベクトル； s, p はそれぞれ点音源と受音点位置； p_i は $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ に対する p の鏡像点； q は $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ 上の点

図2は吸音材を設置した網戸開口を想定した場合の音場であり、上部領域を外部空間、下部領域を室内空間として想定する。ただし、特定の室内外を想定している訳ではないので、領域はあくまで無限領域として計算する。

外部空間である Ω_1 （法線ベクトル内向き）の境界積分方程式は実受音点では、

$$\Phi_d(r_p) + \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_1(r_q) \frac{\partial G(r_p, r_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS = \begin{cases} \Phi_1(r_p) & (p \in \Omega_1) \\ \frac{1}{2} \Phi_1(r_p) & (p \in \Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3) \end{cases} \quad (22)$$

となり、虚受音点では、

$$\Phi_d(r_{p_i}) + \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_1(r_q) \frac{\partial G(r_{p_i}, r_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_{p_i}, r_q) \right\} dS = \begin{cases} \frac{1}{2} \Phi_1(r_{p_i}) & (p_i \in \Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3) \\ 0 & (p_i \notin \Omega_1) \end{cases} \quad (23)$$

となる。基本解は、実受音点 $G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}$, 虚受音点 $G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ となり、鏡像を考慮した波動の伝搬を表す基本解は、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} + \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ と表される。境界条件より $\frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} = 0$ ($p \in \Gamma_1$)、位置関係より $\frac{G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial n_q} = 0$ 、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = 2G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)$ 、放射条件より $\int_{\Gamma_\infty} \{ \} dS = 0$ となる。 p が $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ 上にある時、 $\Phi_d(\mathbf{r}_p) = \Phi_d(\mathbf{r}_{p_i})$, $\Phi_1(\mathbf{r}_p) = \Phi_1(\mathbf{r}_{p_i})$ より、(22)+(23)は、

$$\begin{aligned} \Phi_d(\mathbf{r}_p) + \Phi_d(\mathbf{r}_{p_i}) + \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_1(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS &= \frac{1}{2} \Phi_1(\mathbf{r}_p) + \frac{1}{2} \Phi_1(\mathbf{r}_{p_i}) \\ &\rightarrow 2\Phi_d(\mathbf{r}_p) + \int_{\Gamma_2 + \Gamma_3} \left\{ -\frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \Phi_1(\mathbf{r}_p) \\ &\rightarrow 2\Phi_d(\mathbf{r}_p) - 2 \int_{\Gamma_2 + \Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_1(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \Phi_1(\mathbf{r}_p) \end{aligned} \quad (24)$$

となる。

室内空間である Ω_2 (法線ベクトル外向き) の境界積分方程式は実受音点では、

$$- \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_2(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \begin{cases} \Phi_2(\mathbf{r}_p) & (p \in \Omega_2) \\ \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_p) & (p \in \Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3) \end{cases} \quad (25)$$

となり、虚受音点では、

$$- \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_2(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \begin{cases} \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_{p_i}) & (p_i \in \Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3) \\ 0 & (p_i \notin \Omega_2) \end{cases} \quad (26)$$

となる。基本解は外部空間の Ω_1 (法線ベクトル内向き) の時と同様に、実受音点 $G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r}$, 虚受音点 $G(\mathbf{r}_{p_i}, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ となり、鏡像を考慮した波動の伝搬を表す基本解は、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} + \frac{e^{ikr_i}}{4\pi r_i}$ と表される。境界条件より $\frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} = 0$ ($p \in \Gamma_1$)、位置関係より $\frac{G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial n_q} = 0$ 、 $G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) = 2G(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)$ 、放射条件より $\int_{\Gamma_\infty} \{ \} dS = 0$ となる。 p が $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ 上にある時、 $\Phi_d(\mathbf{r}_p) = \Phi_d(\mathbf{r}_{p_i})$, $\Phi_2(\mathbf{r}_p) = \Phi_2(\mathbf{r}_{p_i})$ より、(25)+(26)は、

$$\begin{aligned} - \int_{\Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_3 + \Gamma_\infty} \left\{ \Phi_2(\mathbf{r}_q) \frac{\partial G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q)}{\partial n_q} - \frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS &= \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_p) + \frac{1}{2} \Phi_2(\mathbf{r}_{p_i}) \\ &\rightarrow - \int_{\Gamma_2 + \Gamma_3} \left\{ -\frac{\partial \Phi_2(\mathbf{r}_q)}{\partial n_q} G'(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}_q) \right\} dS = \Phi_2(\mathbf{r}_p) \end{aligned}$$

$$\rightarrow 2 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS = \Phi_2(r_p) \quad (27)$$

となる。

連続条件より、 $\Phi_1(r_p) = \Phi_2(r_p)$ ($p \in \Gamma_3$), $\frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} = \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q}$ ($q \in \Gamma_2, \Gamma_3$)となる。また、 $\frac{p_2 - p_1}{v_n} = z$ ($p \in \Gamma_2$)より $\Phi_1(r_p) - \Phi_2(r_p) = -\frac{z}{i\omega\rho} \frac{\partial \Phi_1(r_p)}{\partial n_p}$ ($p \in \Gamma_2$)となるので、(24) - (27)は、

$$\begin{aligned} 2\Phi_d(r_p) - 2 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS - 2 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS &= \Phi_1(r_p) - \Phi_2(r_p) \\ \rightarrow 2\Phi_d(r_p) - 4 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS &= \begin{cases} -\frac{z}{i\omega\rho} \frac{\partial \Phi_2(r_p)}{\partial n_p} & (p \in \Gamma_2) \\ 0 & (p \in \Gamma_3) \end{cases} \end{aligned} \quad (28)$$

となる。式(28)から未知数 $\frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} = \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q}$ を求めることができる。

$p \in \Omega_1$ ($p_i \notin \Omega_1$)の時、(22)+(23)は、

$$\Phi_1(r_p) = \Phi_d(r_p) + \Phi_d(r_{p_i}) - 2 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS \quad (29)$$

で、 $p \in \Omega_2$ ($p_i \notin \Omega_2$)の時、(25)+(26)は、

$$\Phi_2(r_p) = 2 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS \quad (30)$$

と表される。未知数である $\frac{\partial \Phi_1(r_q)}{\partial n_q}, \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q}$ を求めることで、 $\Phi_1(r_p), \Phi_2(r_p)$ を求めることができる。

得られた未知数から透過エネルギーを求める式が、

$$\begin{aligned} W_a &= \frac{1}{2} Re\{p_2 \cdot (-v_n)^*\} \\ &= \frac{1}{2} Re \left[-i\omega\rho_0 \Phi_2 \cdot \left\{ \frac{\partial \Phi_2}{\partial n} \right\}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} Re \left[-i\omega\rho_0 \left\{ 2 \int_{\Gamma_2+\Gamma_3} \left\{ \frac{\partial \Phi_2(r_q)}{\partial n_q} G(r_p, r_q) \right\} dS \right\} \cdot \left\{ \frac{\partial \Phi_2}{\partial n} \right\}^* \right] \end{aligned}$$

$$= \frac{1}{2} \text{Re} \left[-i\omega\rho_0 \left\{ 2 \sum \frac{\partial\Phi_2(r_q)}{\partial n_q} \int_{\Delta S} G(r_p, r_q) dS \right\} \cdot \left\{ \frac{\partial\Phi_2}{\partial n} \right\}^* \right] \quad (31)$$

と表され、離散化した要素毎の透過エネルギーを合計することで全体の透過エネルギーを求められる。また、網戸開口を入射するエネルギーは、

$$\begin{aligned} W_i &= \frac{1}{2} \text{Re} \{ p_1 \cdot (-v_n)^* \} \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[-i\omega\rho_0 \Phi_d \cdot \left\{ \frac{\partial\Phi_d}{\partial n} \right\}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} \left[-i\omega\rho_0 e^{ik_0 z} \cdot \left\{ \frac{\partial e^{ik_0 z}}{\partial z} \right\}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} \text{Re} [\omega\rho_0 k_0] = \frac{(\rho_0\omega)^2}{2\rho_0 c_0} \quad (32) \end{aligned}$$

と求めることができ、入射エネルギーと透過エネルギーを用いると、

$$\tau = \frac{W_a}{W_i} \quad (33)$$

とすることで、吸音材を設置した場合の網戸開口を透過するエネルギーの透過率を求めることができる。

2.4 網の吸音性能について

2.2 節、2.3 節で網戸開口における透過エネルギーの計算方法において、吸音材の有無に関係なく網戸開口の網に該当する仮想境界部分に関しては何も存在しない空気の層として計算している。しかし、網戸開口の網に吸音性能がある場合、実際の網戸開口を想定している本研究において透過エネルギーの計算方法をそのまま扱う訳にはいかないため、追加で網の吸音性能を考慮した計算式を透過エネルギーの計算方法に組み込む必要がある。

そのため、網戸開口の網の吸音性能の有無を確認するために、流れ抵抗測定器を用いて網の流れ抵抗を実際に測定することにした。測定装置に設置する試料は、30 メッシュの網を 10cm 角に切り取ったもので、計測は、10cm 角に切り取った網を一重、二重、三重にしたもので行った。結果は、三重にしたものでさえ微差圧を正確に測定することができないほど流れ抵抗が小さかった。よって、網戸開口の網の流れ抵抗は非常に小さいものであることがわかったので、本研究においては網戸開口の網に吸音性能が無いものとして取り扱うこととする。

第3章 流れ抵抗と面密度の検討

3.1 計算条件

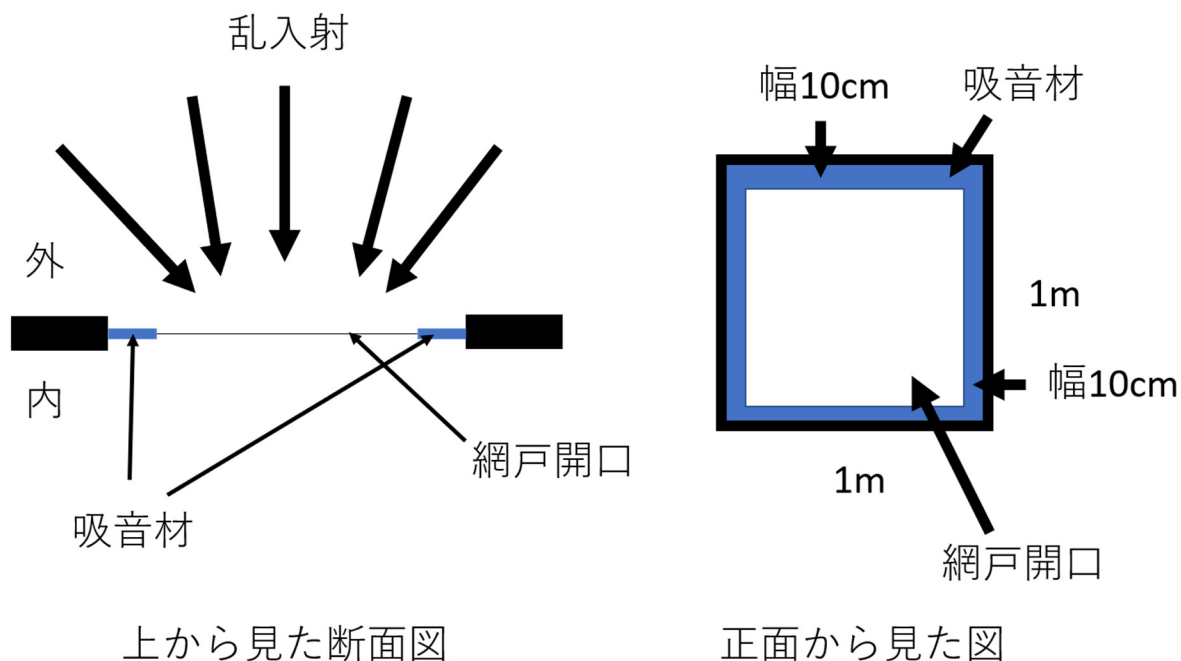


図3 計算に用いた網戸の条件の簡略図

図3は、網戸開口の網に取り付ける吸音材の流れ抵抗と面密度を検討するために用いた網戸開口の計算条件を表している。網戸開口の計算条件としては、四方1mの1m²の網戸開口で、網戸開口の縁から幅10cmの吸音材を四方に取り付けているものとして検討する。この網戸開口に平面波を乱入射させたときの網戸開口を透過するエネルギーを調べる。網戸に取り付けている吸音材の流れ抵抗と面密度を変化させて、乱入射した音のエネルギーとそれぞれの吸音材を取り付けたときの網戸開口を透過したエネルギーを比較する。比較するにあたり、外部騒音が室内空間に透過したときの低減率を評価する必要があるので、エネルギーの透過率で評価することにした。透過率は、それぞれの吸音材を取り付けたときの網戸開口を透過したエネルギーを乱入射した音のエネルギーで除したものとして評価する。

3.2 計算結果

面密度を 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 , 2.0 kg/m^2 , 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 で固定して、流れ抵抗を 1000 Ns/m^3 , 2000 Ns/m^3 , 4000 Ns/m^3 , 8000 Ns/m^3 , 16000 Ns/m^3 , 32000 Ns/m^3 に変化させたときの $1/12$ オクターブバンドごとに計算した透過率を評価したものである。各図の“no”と記述された一番上のグラフが吸音材を付けていない通常の網戸開口の結果である。

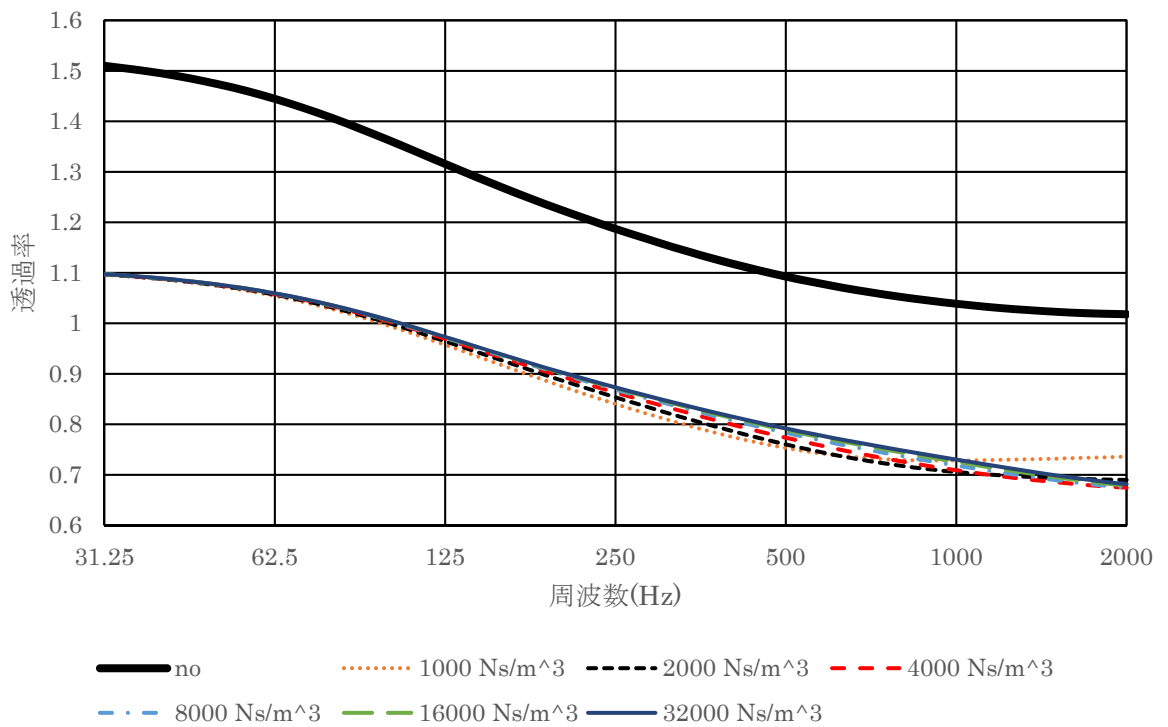


図4 面密度 0.5 kg/m^2

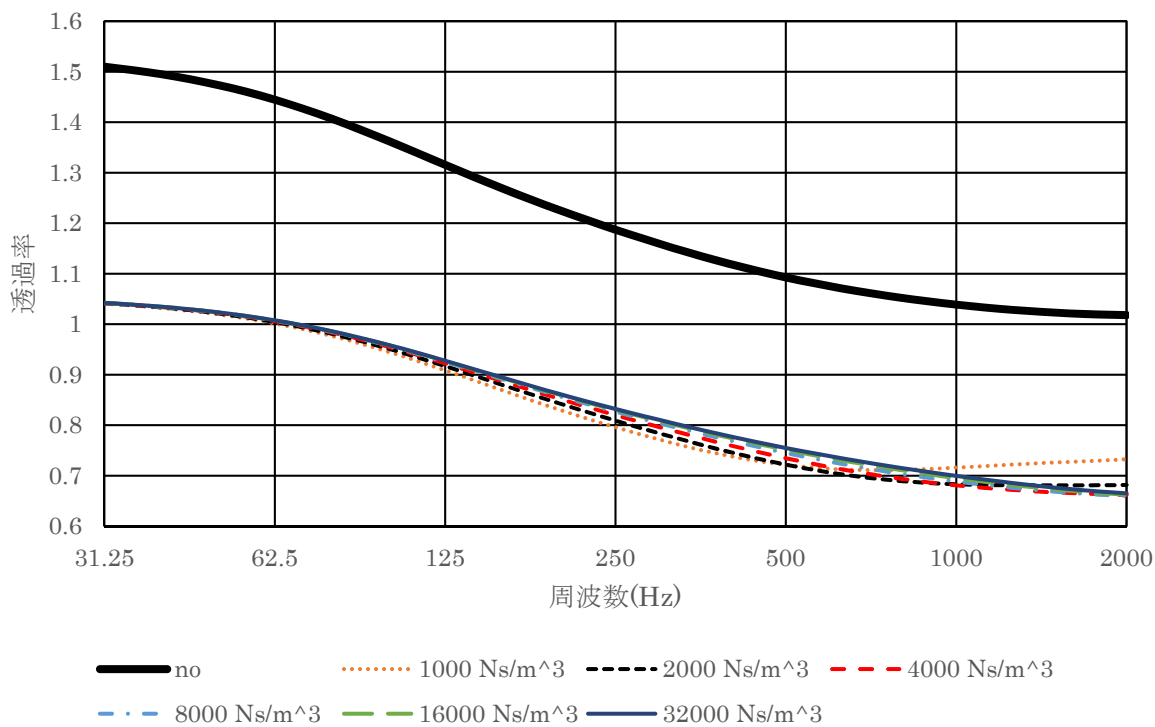


图 5 面密度 1.0 kg/m²

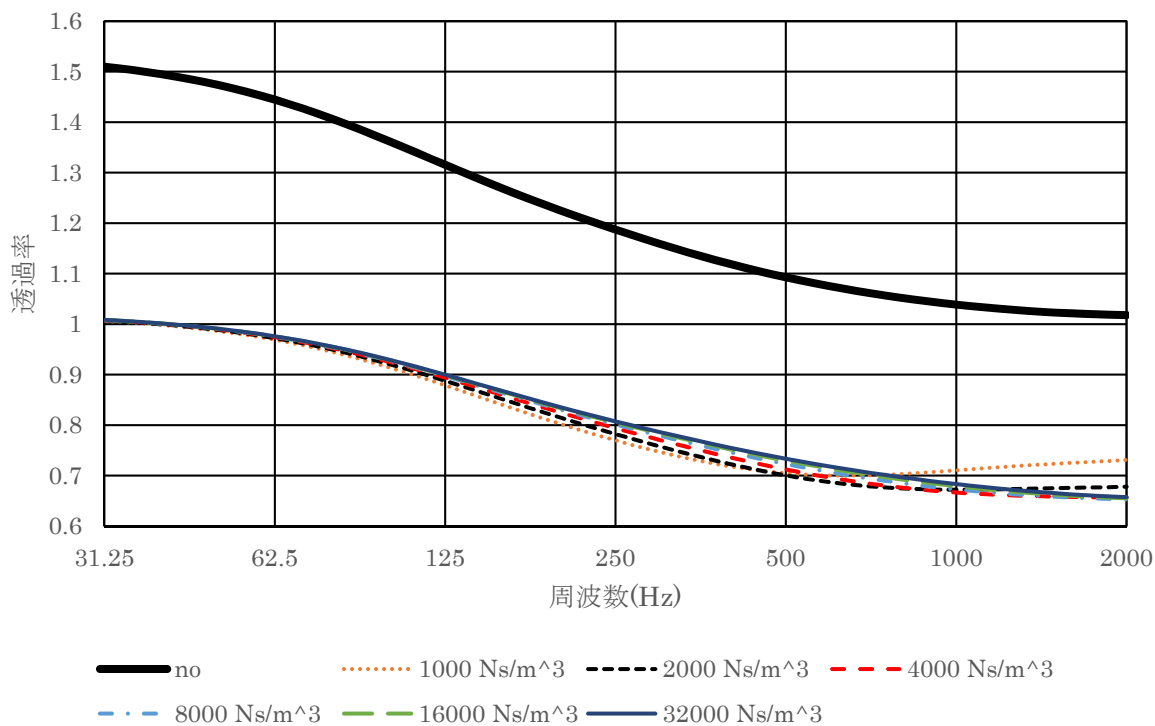


图 6 面密度 2.0 kg/m²

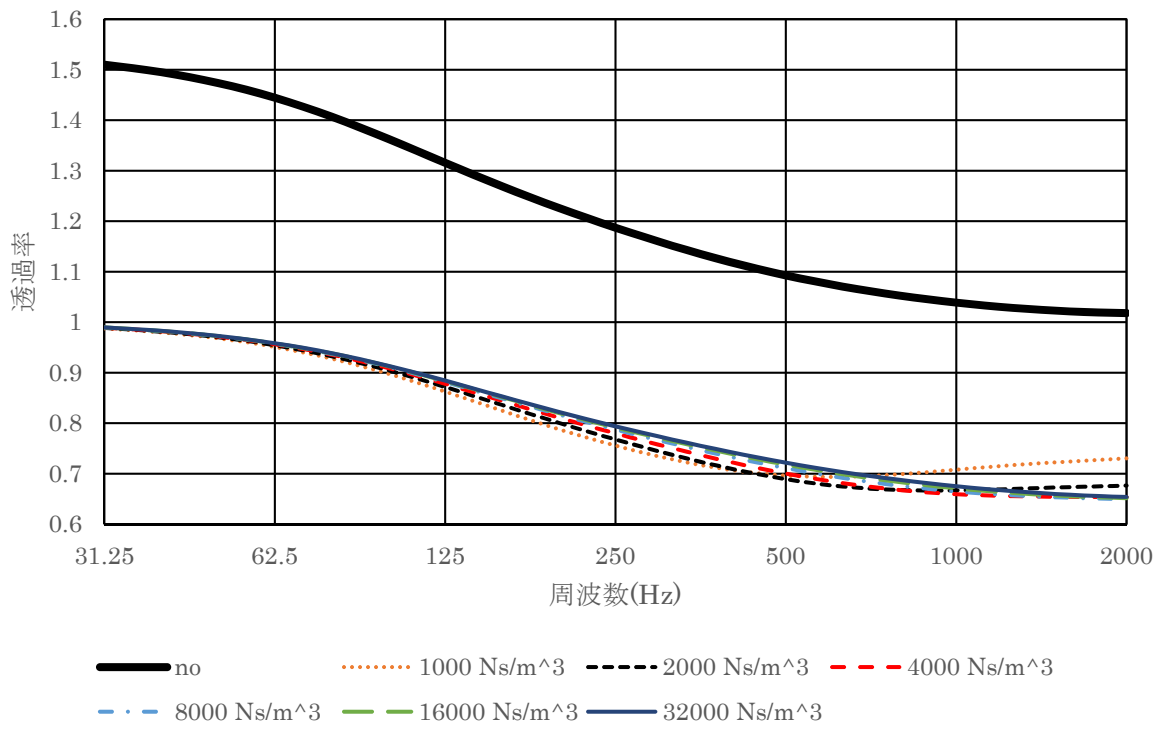


图 7 面密度 4.0 kg/m²

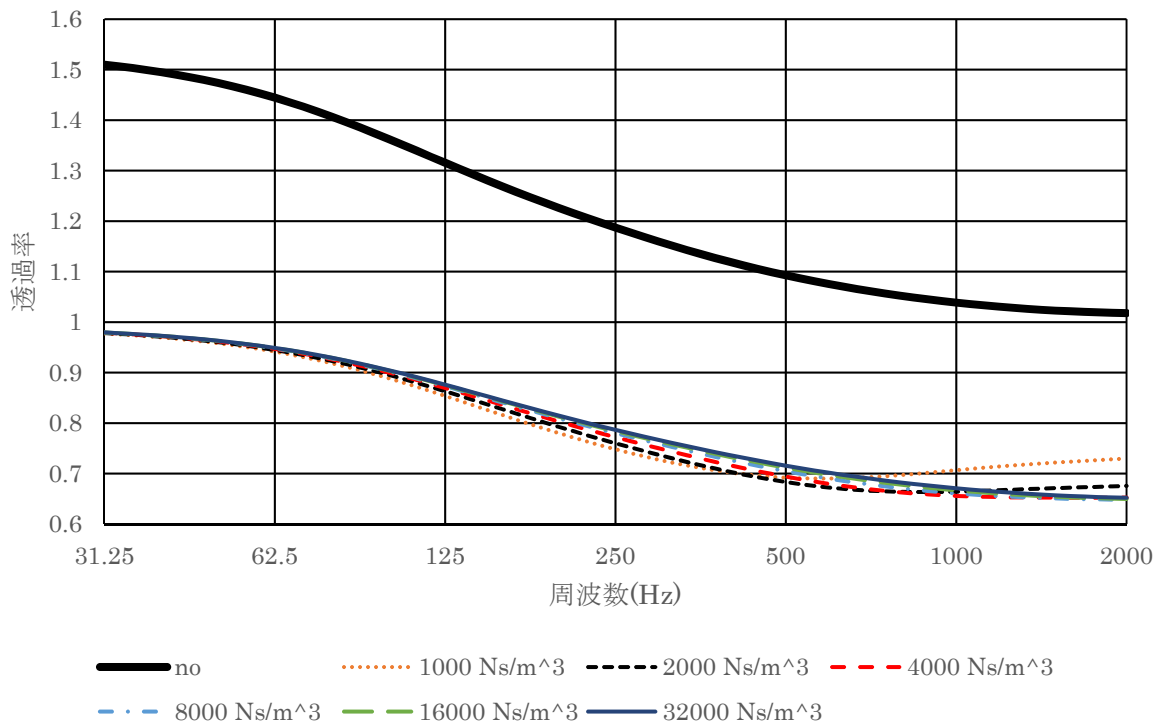


图 8 面密度 8.0 kg/m²

図4から図8において、流れ抵抗 4000 Ns/m^3 以上の流れ抵抗の波形に大きな差が無いことから、流れ抵抗 4000 Ns/m^3 を基準にして、面密度を変化させて比較する。

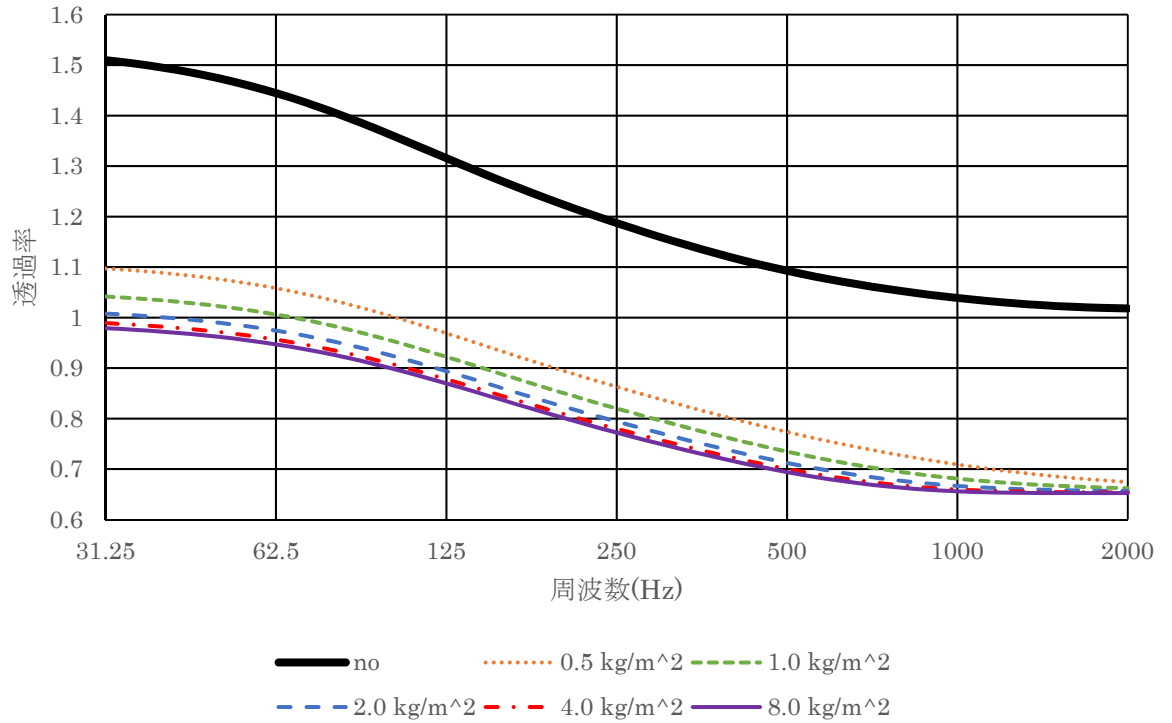


図9 流れ抵抗 4000 Ns/m^3

3.3 考察

図4から図9において、通常の網戸開口のエネルギーの透過率と比較すると、どの結果も3割以上透過率が減少している。図4から図8で、流れ抵抗 1000 Ns/m^3 と 2000 Ns/m^3 で周波数 500 Hz から 2000 Hz にかけて、他の結果に比べて大きくグラフが乱れていることがわかる。流れ抵抗 4000 Ns/m^3 以上の流れ抵抗では、安定した結果であることがわかったので、図9では流れ抵抗 4000 Ns/m^3 を基準にしている。

図9は、面密度ごとで比較しており、低周波数では面密度 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 , 2.0 kg/m^2 の波形が1を上回っており、元の音のエネルギーよりも透過した音のエネルギーの方が大きくなっている。また、面密度 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 に関しては1を下回っており、かつ、ほとんど透過率にも差は無いのだが、面密度 8.0 kg/m^2 の方が、少し透過率が低い。

よって、流れ抵抗は 4000 Ns/m^3 以上で透過率に大差は無く、面密度は大きいほど透過率は低くなり吸音性能が高くなることがわかった。

第4章 グラデーションの検討

4.1 計算条件



図10 一定の厚みの吸音材とグラデーションの吸音材

グラデーションの検討については、網戸開口の計算条件は図3と同様で、四方1 mの1 m²の網戸開口で、網戸開口の縁から幅10 cmの吸音材を四方に取り付けているものとして検討する。その際、図10のように網戸開口に取り付けている吸音材の形状を、第3章の計算で取り扱った一定の厚みの吸音材から、格子側から開口部に内側へいくに連れて吸音材の厚みが薄くグラデーションさせた吸音材に変更する。この網戸開口に音を乱入射させたときの網戸開口を透過するエネルギーを調べる。網戸に取り付けている吸音材の流れ抵抗と面密度を変化させて、乱入射した音のエネルギーとそれぞれの吸音材を取り付けたときの網戸開口を透過したエネルギーによる透過率で評価する。

4.2 計算結果

グラデーションさせた吸音材の最も厚い部分の面密度を 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 , 2.0 kg/m^2 , 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 で固定して、最も厚い部分の流れ抵抗を 1000 Ns/m^3 , 2000 Ns/m^3 , 4000 Ns/m^3 , 8000 Ns/m^3 , 16000 Ns/m^3 , 32000 Ns/m^3 に変化させたときの 1/12 オクターブバンドごとに計算した透過率を評価したものである。各図の“no”と記述された一番上のグラフが吸音材を付けていない通常の網戸開口の結果である。

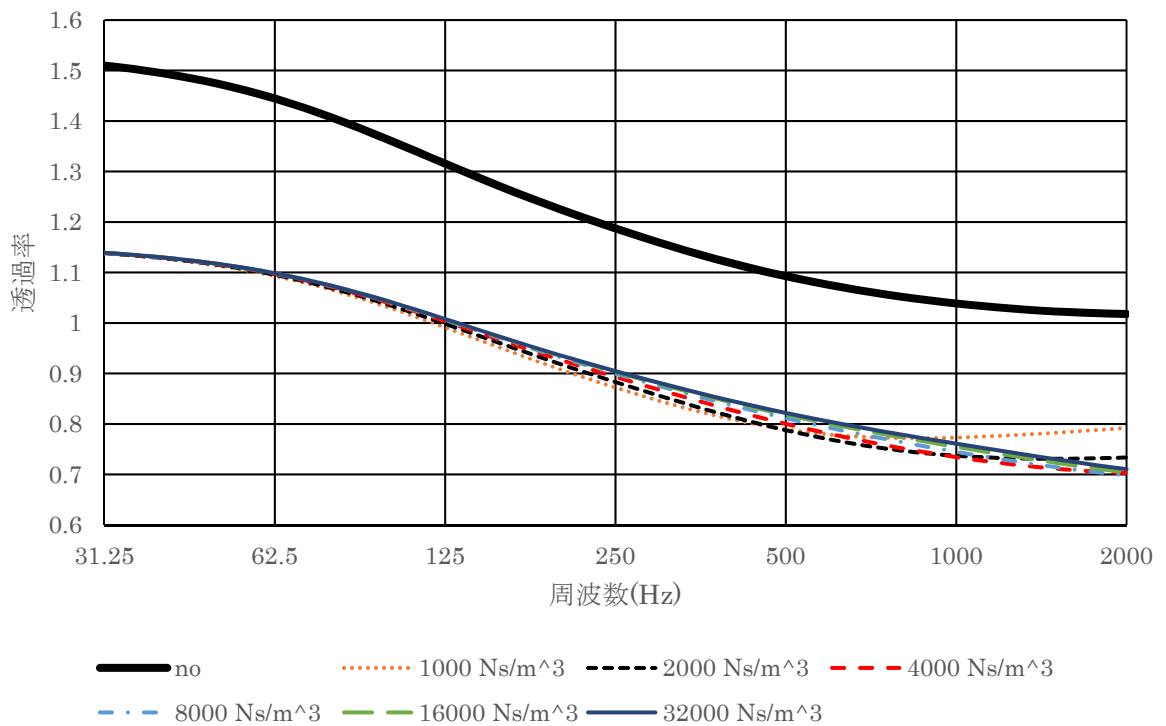


図 11 グラデーションさせた面密度 0.5 kg/m^2

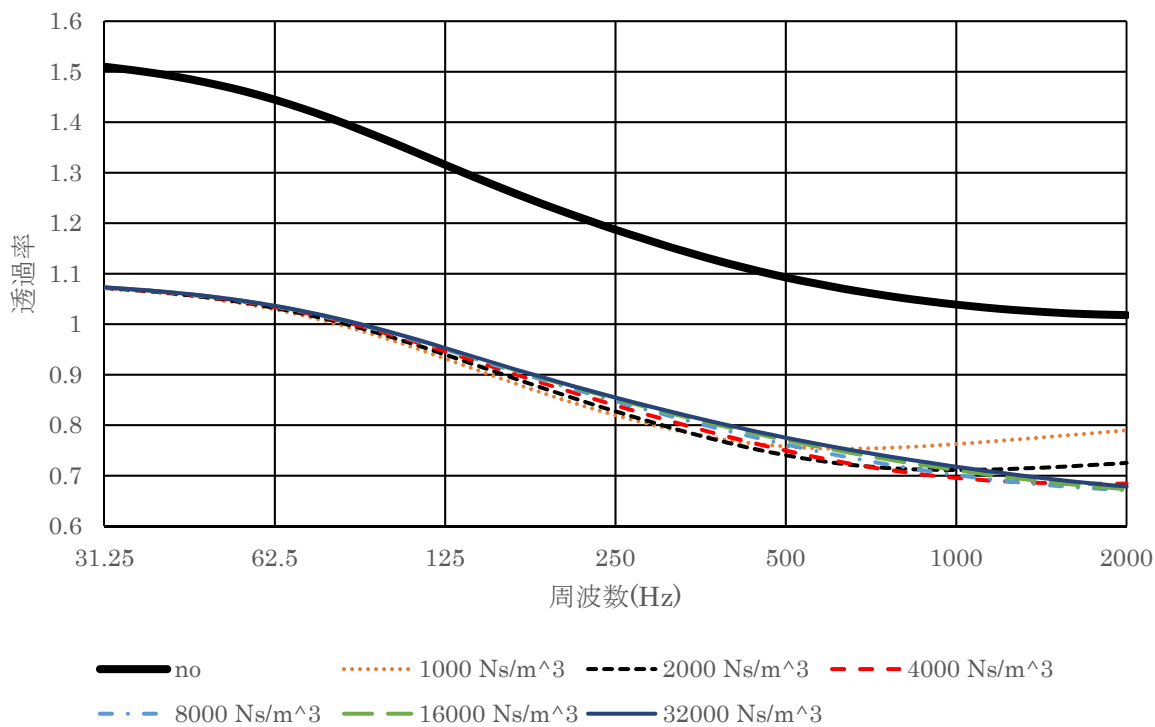


図 12 グラデーションさせた面密度 1.0 kg/m²

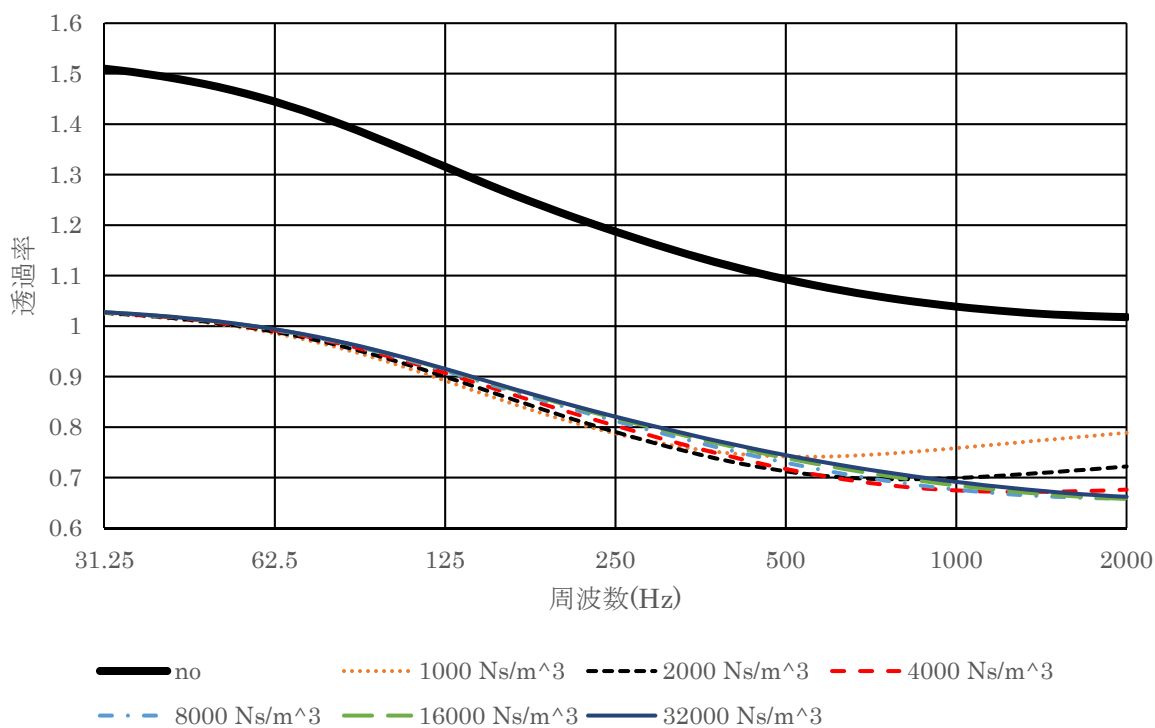


図 13 グラデーションさせた面密度 2.0kg/m²

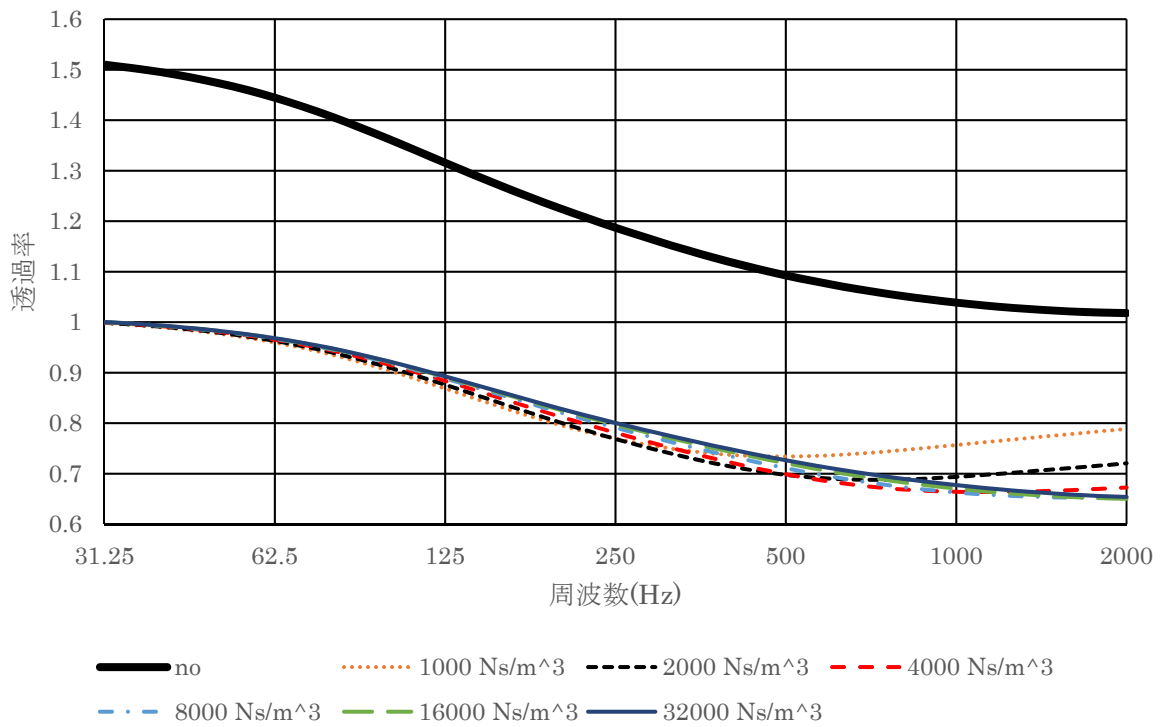


図 14 グラデーションさせた面密度 4.0 kg/m²

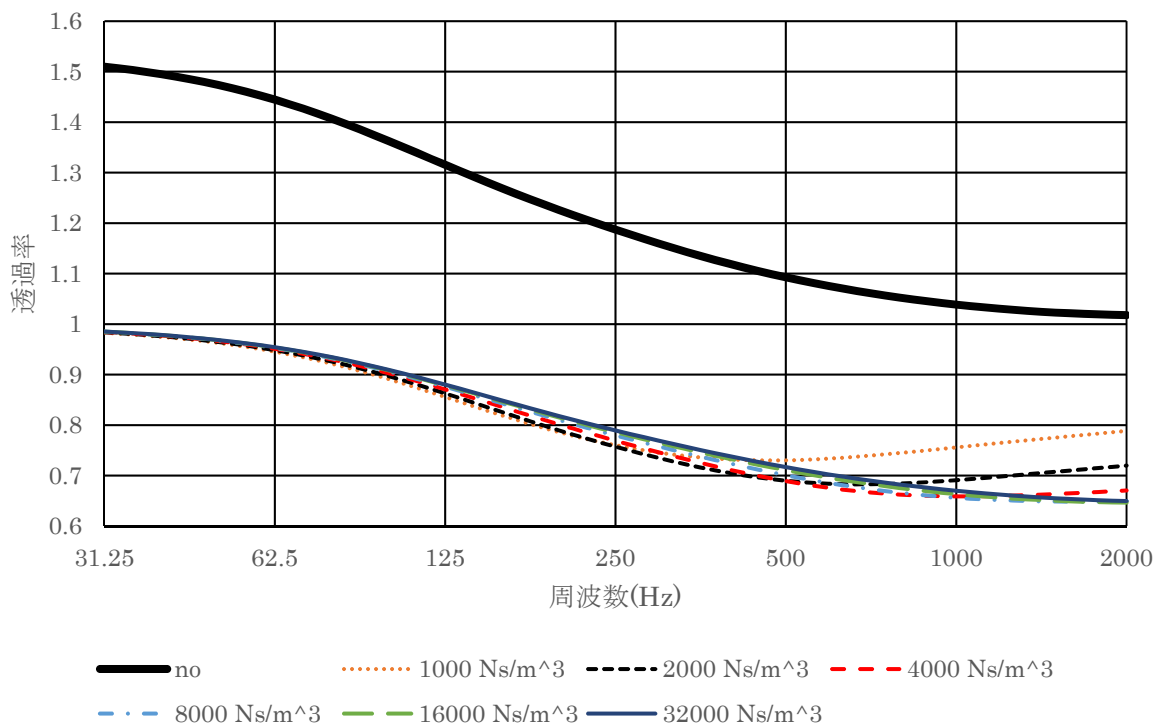


図 15 グラデーションさせた面密度 8.0 kg/m²

図 11 から図 15 において、流れ抵抗 8000 Ns/m^3 以上の流れ抵抗の波形に大きな差が無いことから、流れ抵抗 8000 Ns/m^3 を基準にして、面密度を変化させて比較する。

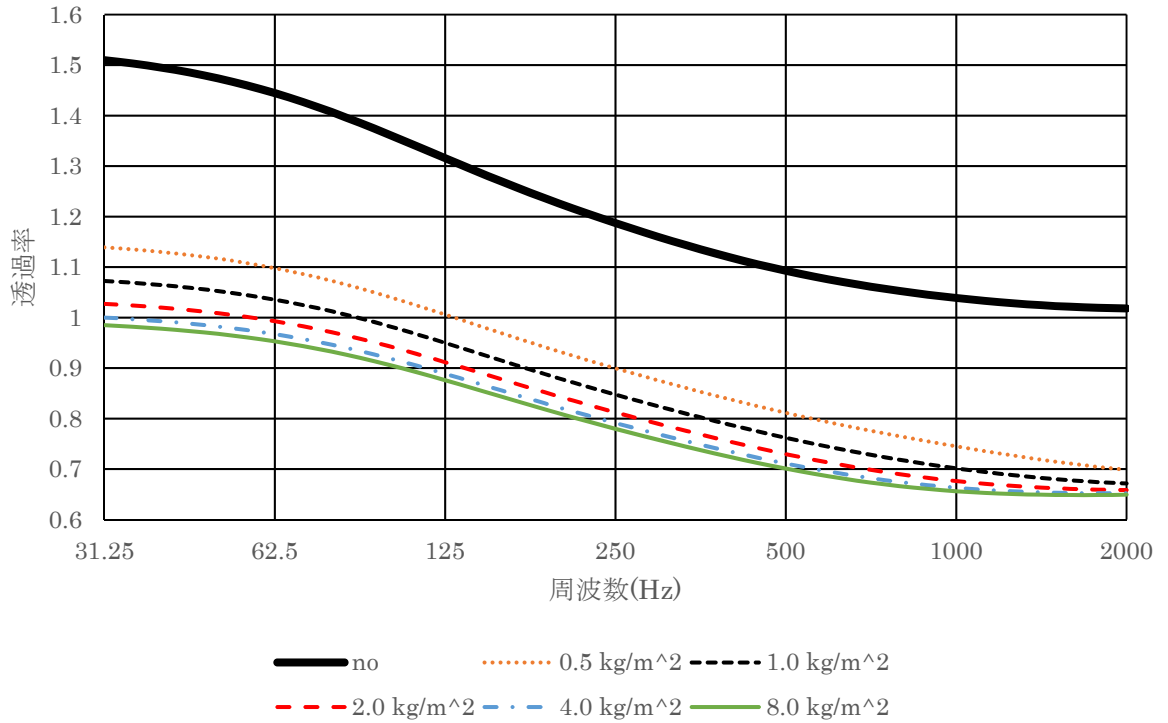


図 16 グラデーションさせた流れ抵抗 8000 Ns/m^3

図 4 から図 8 までの一定の厚みの吸音材と図 11 から図 15 のグラデーションさせた吸音材の流れ抵抗 8000 Ns/m^3 の時の各面密度を比較する。

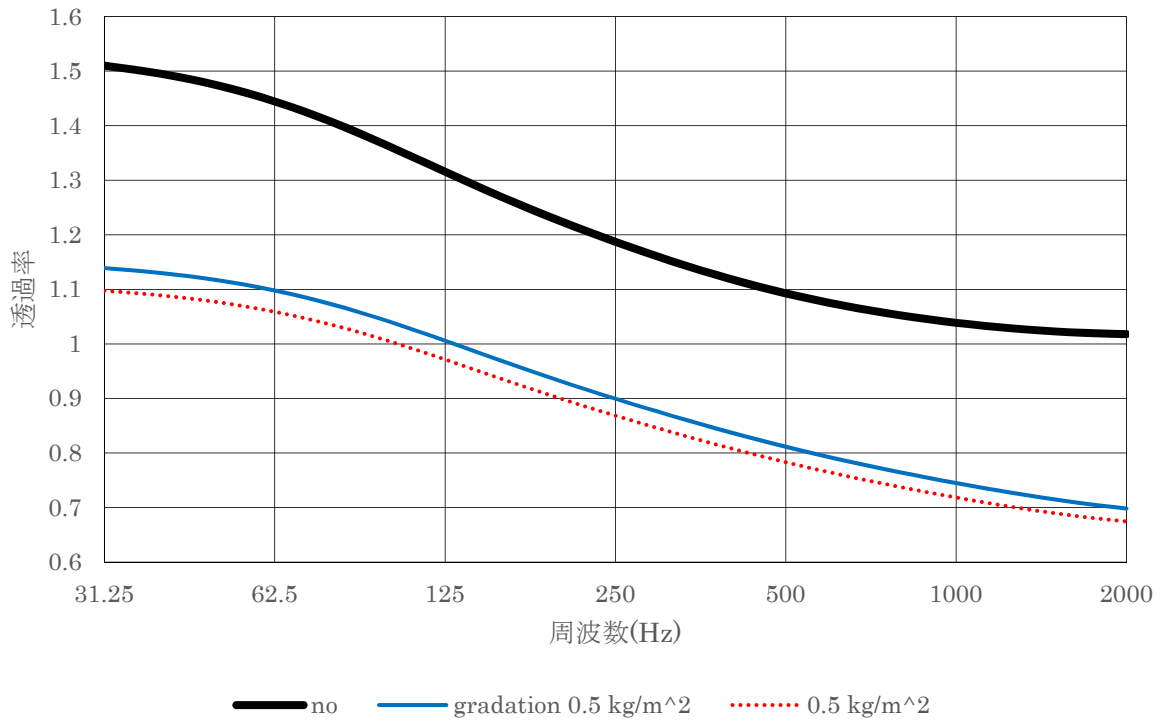


図 17 一定の厚みとグラデーションの流れ抵抗 8000 Ns/m^3

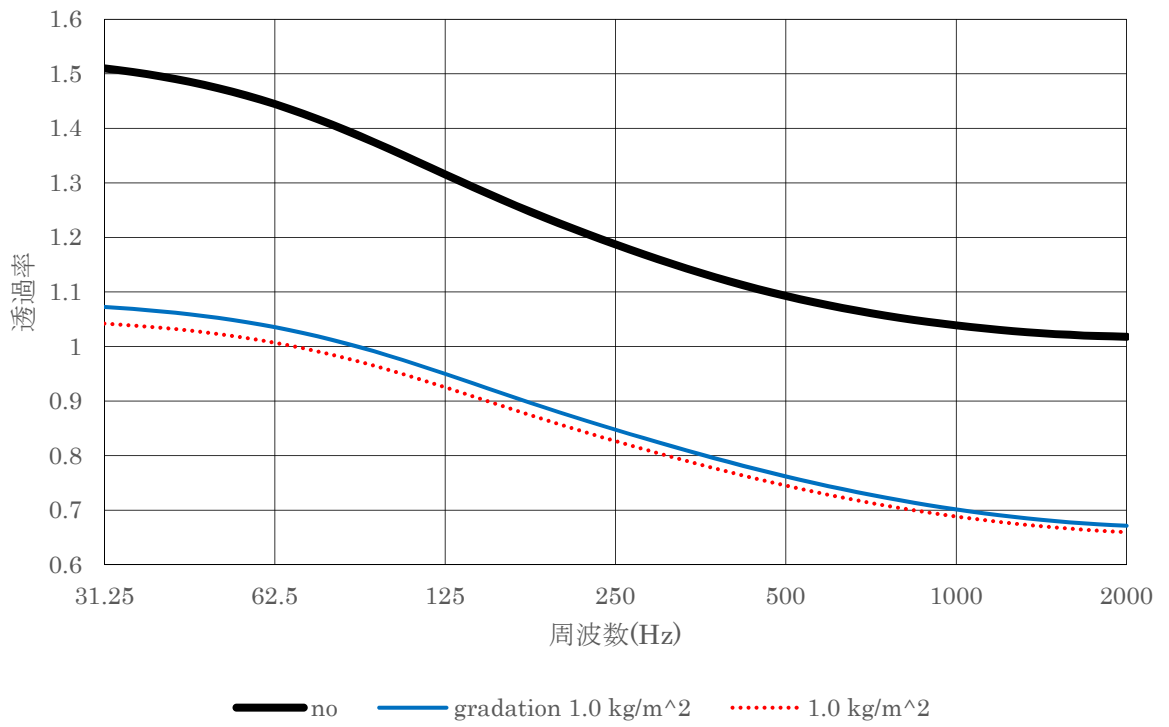


図 18 一定の厚みとグラデーシヨンの流れ抵抗 8000 Ns/m³

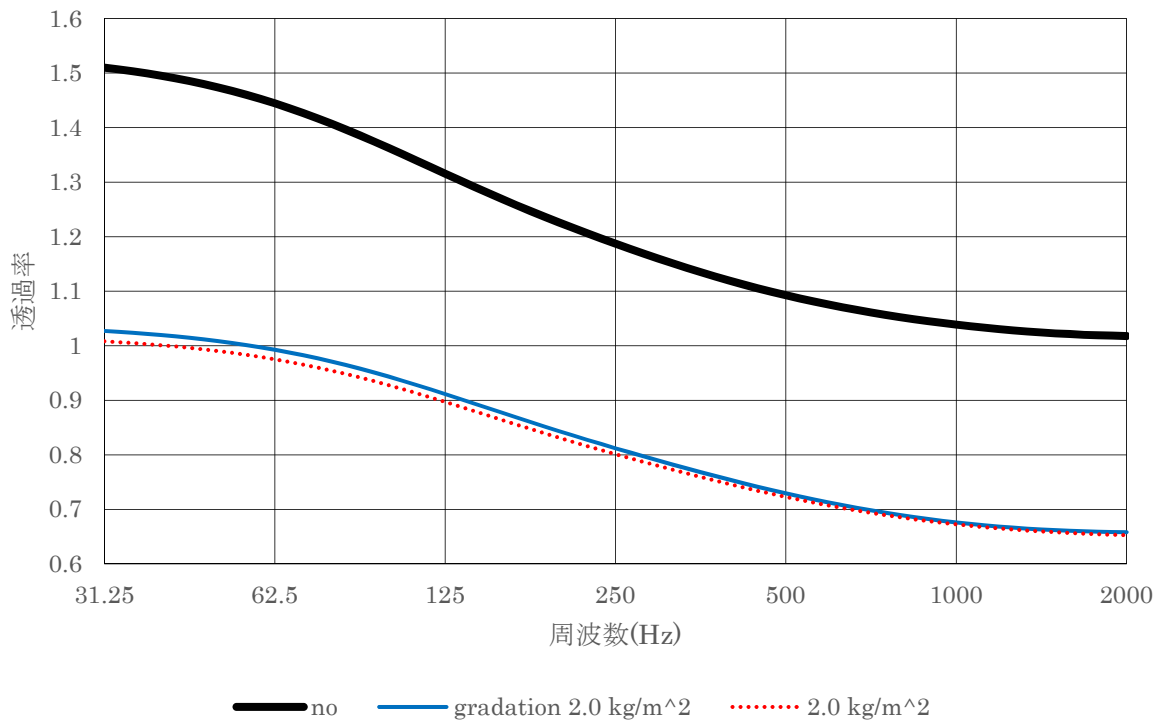


図 19 一定の厚みとグラデーシヨンの流れ抵抗 8000 Ns/m³

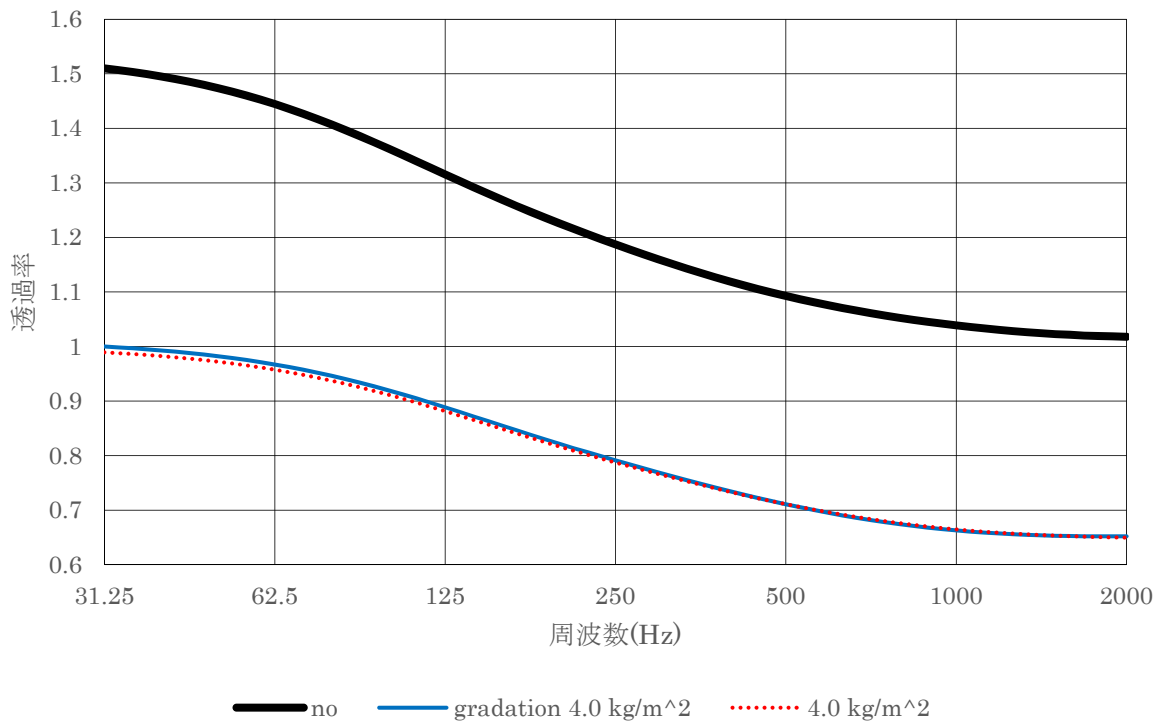


図 20 一定の厚みとグラデーシヨンの流れ抵抗 8000 Ns/m³

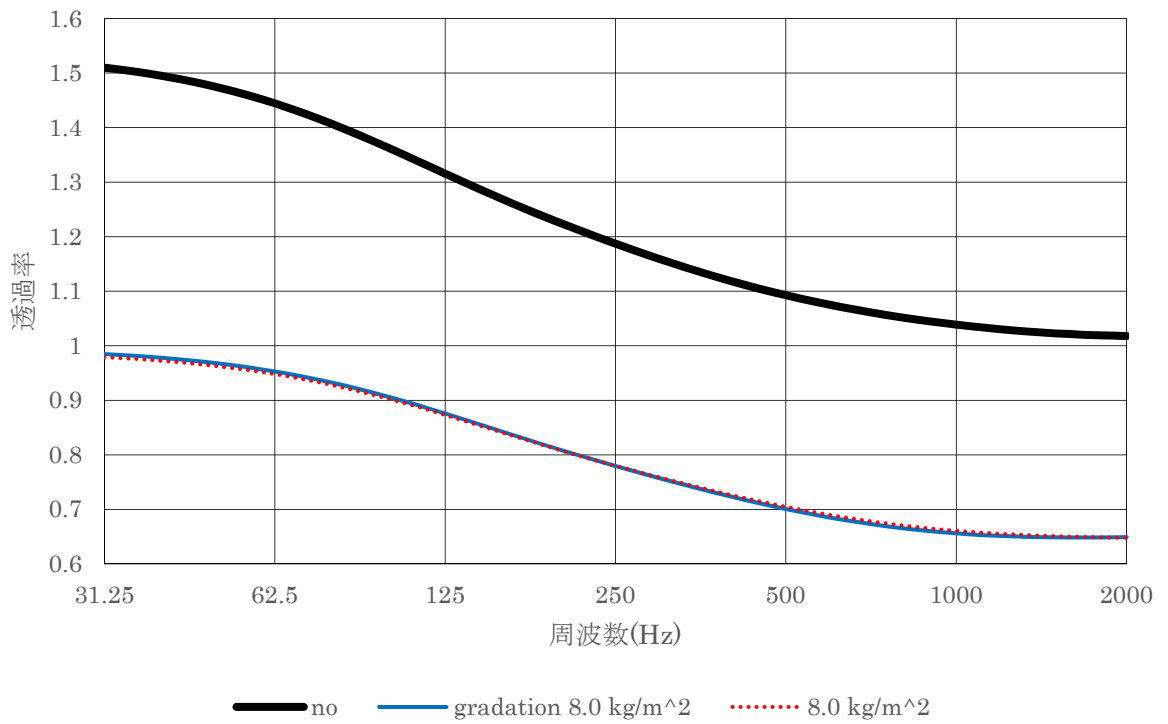


図 21 一定の厚みとグラデーシヨンの流れ抵抗 8000 Ns/m³

4.3 考察

図 11 から図 16 において、通常の網戸開口のエネルギーの透過率と比較すると、どの波形も 3 割以上透過率が減少している。図 11 から図 15 で、流れ抵抗 1000 Ns/m^3 と 2000 Ns/m^3 で周波数 500 Hz から 2000 Hz にかけて、他の結果に比べて大きく乱れていることがわかる。また、面密度 2.0 kg/m^2 以上のグラフでは流れ抵抗 4000 Ns/m^3 の波形も 2000 Hz 近傍で乱れていることがわかる。流れ抵抗 8000 Ns/m^3 以上の流れ抵抗では、安定した結果であることがわかったので、図 16 から図 21 では流れ抵抗 8000 Ns/m^3 を基準にしている。

図 16 は、面密度ごとで比較しており、低周波数では面密度 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 , 2.0 kg/m^2 の波形が 1 を上回っており、元の音のエネルギーよりも透過した音のエネルギーの方が大きくなっている。また、面密度 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 に関しては 1 を下回っており、かつ、ほとんど透過率にも差は無いのだが、面密度 8.0 kg/m^2 の方が、少し透過率が低い。よって、流れ抵抗は 4000 Ns/m^3 以上で透過率に大差は無く、面密度は大きいほど透過率は低くなり吸音性能が高くなることがわかった。

図 17 から図 21 は、流れ抵抗 8000 Ns/m^3 での第 3 章の一定の厚みの吸音材を取り付けた時の計算結果とグラデーションさせた吸音材の計算結果を各面密度ごとに比較している。面密度 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 では、明らかに一定の厚みの吸音材の透過率が低いことがわかる。面密度 2.0 kg/m^2 では、 500 Hz 以下では一定の厚みの吸音材の透過率が低い、 500 Hz を越えた辺りからはほとんど変わらない。面密度 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 に関しては、低周波近傍では一定の厚みの吸音材の透過率の方が少し低い、 1000 Hz 近傍ではグラデーションさせた吸音材の透過率の方が少し低い。

よって、面密度が小さいと一定の厚みの吸音材の吸音性能が高く、一定以上面密度が大きくなるとどちらがいいかは一概には言えない。しかし、現時点で面密度が大きい時の透過率の差が少ない事を考慮すると、網戸開口に取り付けるのは一定の厚みの吸音材の方が良いと考えられる。

第 5 章 吸音材形状の検討

5.1 計算条件



グラデーションさせた吸音材

+



一定の厚みの吸音材

||



一定の厚み+グラデーションさせた吸音材

図 22 吸音材形状の検討

図 22 は今回取り扱う吸音材形状の検討の仕方を示している。第 4 章では、グラデーションさせた吸音材と一定の厚みの吸音材の比較をした結果、相対的に見て一定の厚みの吸音材の方が透過率は低くなった。この原因としては、グラデーションさせた吸音材の薄くなった部分での吸音能力が低すぎたからではないかと考えた。しかし、面密度が大きい時の低周波数近傍と 1000 Hz 近傍での結果を考慮するとグラデーションさせることにも効果が見込める可能性があるため、今回は一定の厚みの吸音材にグラデーションさせた吸音材

を乗せた、断面で見ると台形になるようにすることで、両方の吸音材の機能を果たすのではないかと考えた。

今回の網戸開口の計算条件は図 3 と同様で、四方 1 m の 1 m² の網戸開口で、網戸開口の縁から幅 10 cm の吸音材を四方に取り付けているものとして検討する。その際、図 22 のように網戸開口に取り付けている吸音材の形状を、第 3 章の計算で取り扱った一定の厚みの吸音材の上に、格子側から開口部に内側へいくに連れて吸音材の厚みが薄くグラデーションさせた吸音材を取り付ける。この網戸開口に音を乱入射させたときの網戸開口を透過するエネルギーを調べる。網戸に取り付けている吸音材の流れ抵抗と面密度を変化させて、乱入射した音のエネルギーとそれぞれの吸音材を取り付けたときの網戸開口を透過したエネルギーによる透過率で評価する。

5.2 計算結果

一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の最も薄い部分の面密度を 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 , 2.0 kg/m^2 , 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 で固定して、最も薄い部分の流れ抵抗を 1000 Ns/m^3 , 2000 Ns/m^3 , 4000 Ns/m^3 , 8000 Ns/m^3 , 16000 Ns/m^3 , 32000 Ns/m^3 に変化させたときの 1/12 オクターブバンドごとに計算した透過率を評価したものである。なお、最も厚い部分の面密度と流れ抵抗は最も薄い部分の倍の値としている。各図の“no”と記述された一番上のグラフが吸音材を付けていない通常の網戸開口の結果である。

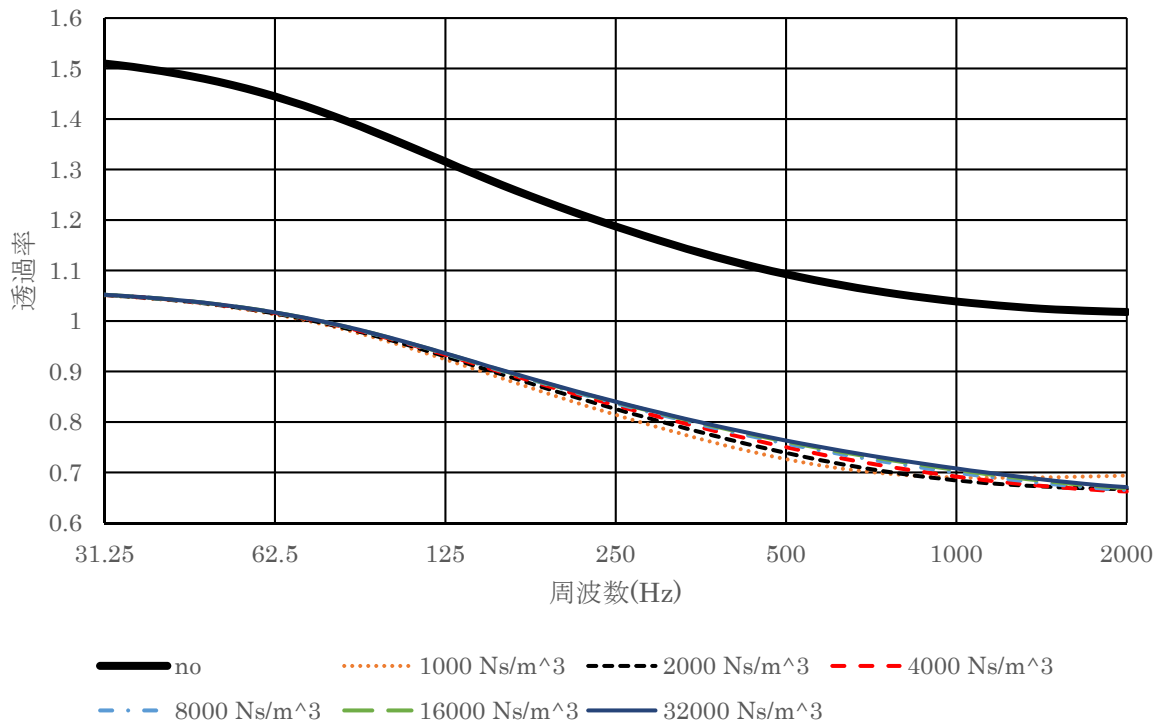


図 23 一定の厚みのあるグラデーションさせた面密度 0.5 kg/m^2

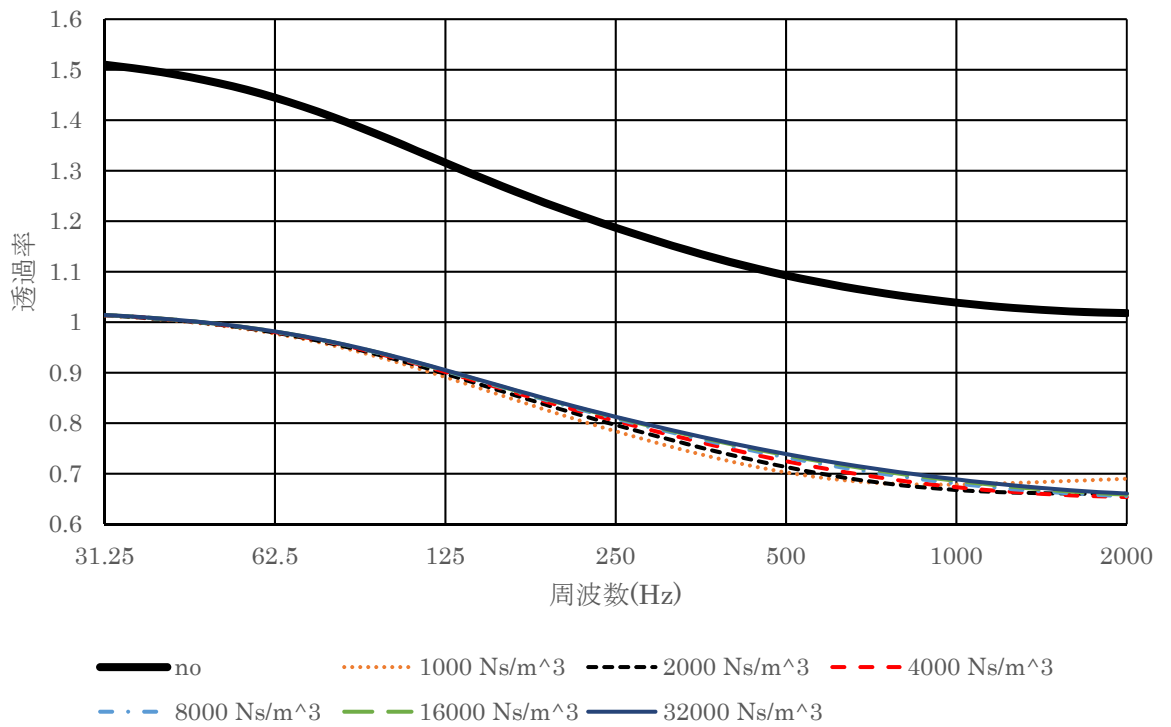


図 24 一定の厚みのあるグラデーションさせた面密度 1.0 kg/m²

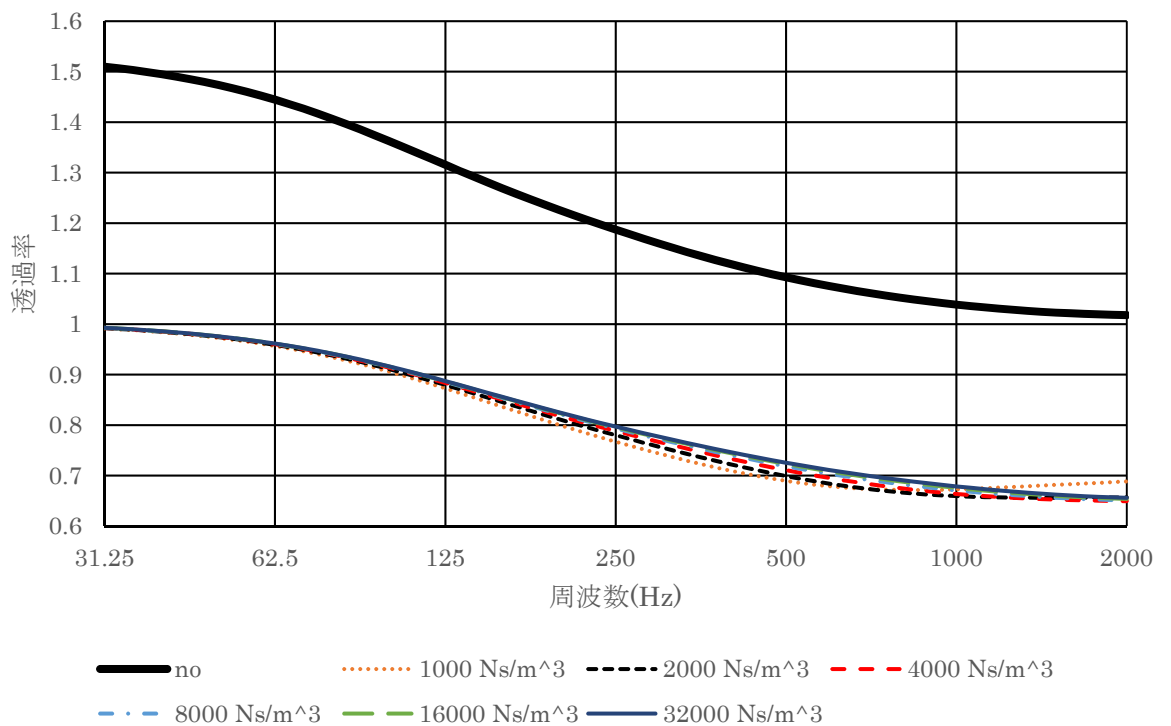


図 25 一定の厚みのあるグラデーションさせた面密度 2.0 kg/m²

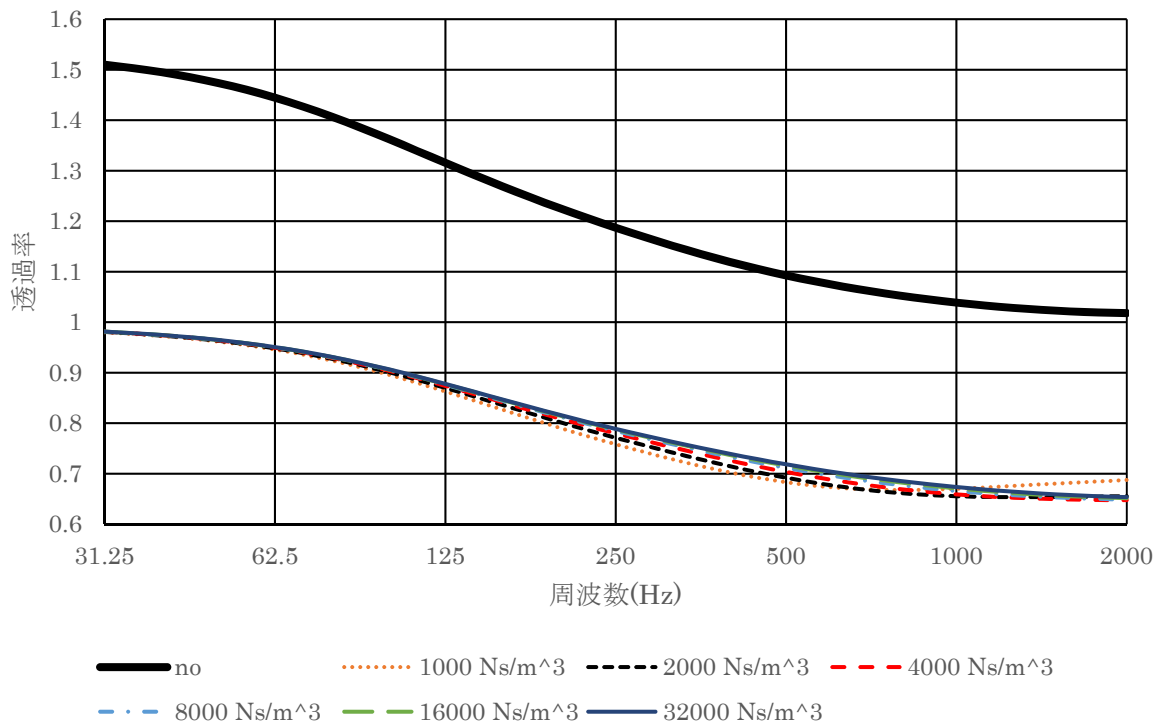


図 26 一定の厚みのあるグラデーションさせた面密度 4.0 kg/m²

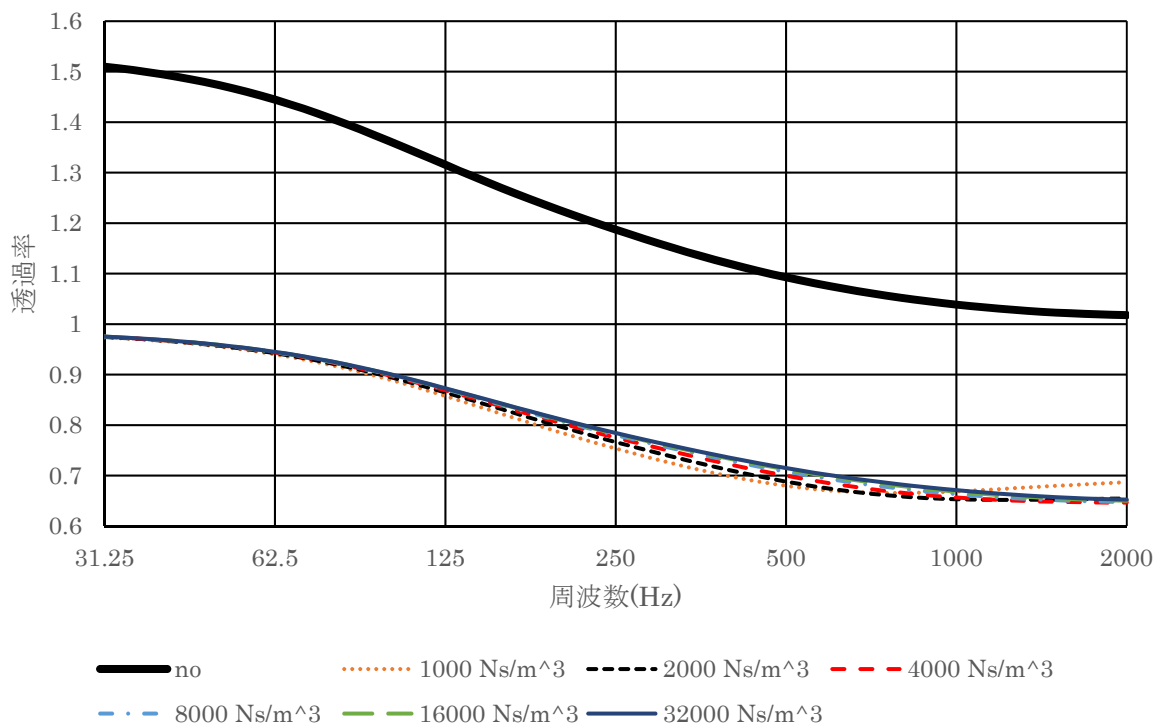


図 27 一定の厚みのあるグラデーションさせた面密度 8.0 kg/m²

図 23 から図 27 において、流れ抵抗 2000 Ns/m^3 以上の流れ抵抗の波形に大きな差が無いことから、流れ抵抗 2000 Ns/m^3 を基準にして、面密度を変化させて比較する。

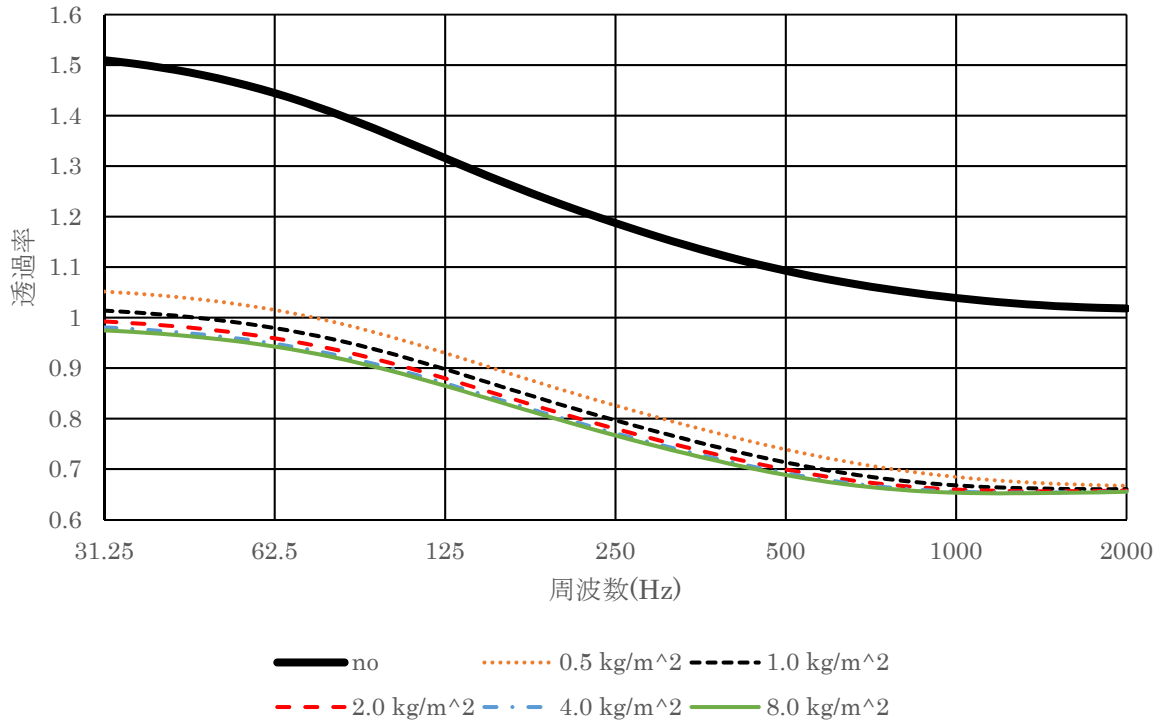


図 28 一定の厚みのあるグラデーションさせた流れ抵抗 2000 Ns/m^3

図 4 から図 8 までの一定の厚みの吸音材と図 11 から図 15 のグラデーションさせた吸音材と図 23 から図 27 一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の流れ抵抗 8000 Ns/m^3 の時の各面密度を比較する。

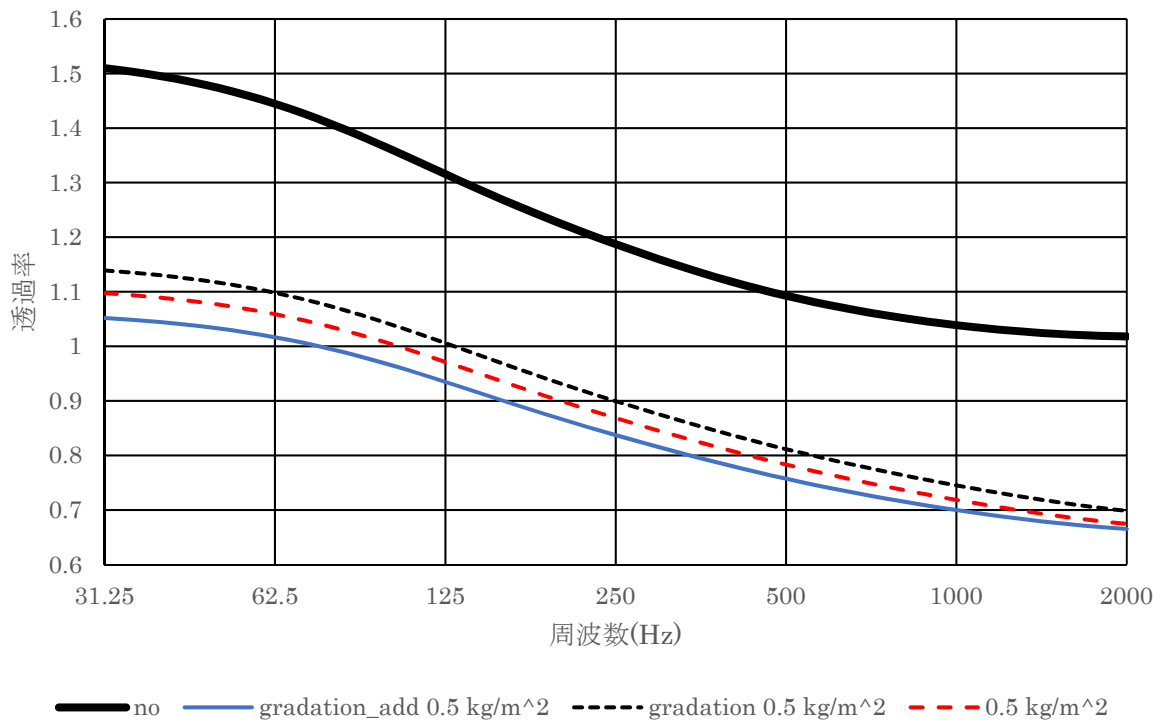


図 29 流れ抵抗 8000 Ns/m^3 の三種類の吸音材の比較

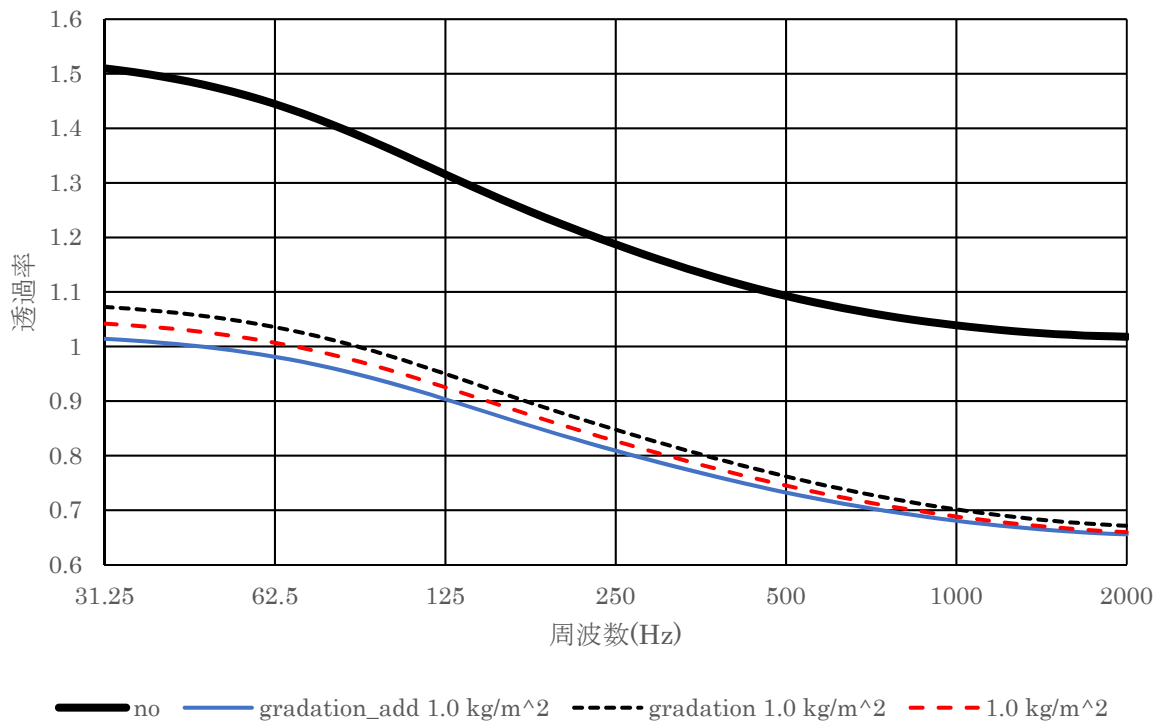


図 30 流れ抵抗 8000 Ns/m³の三種類の吸音材の比較

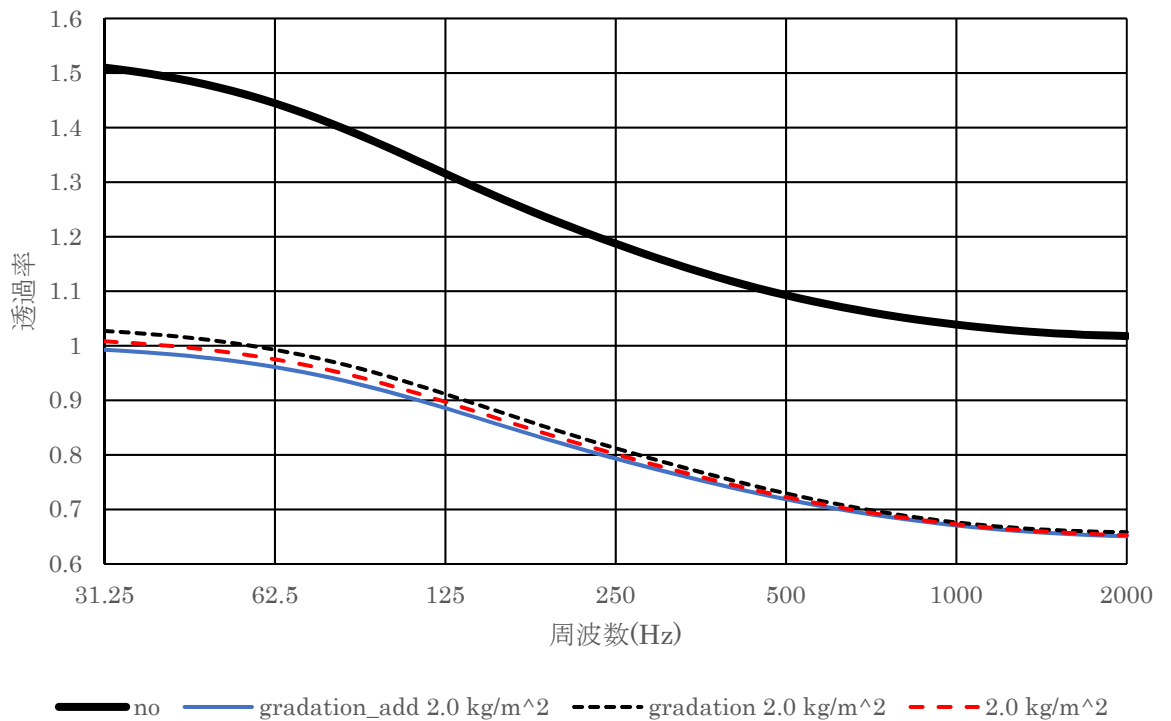


図 31 流れ抵抗 8000 Ns/m³の三種類の吸音材の比較

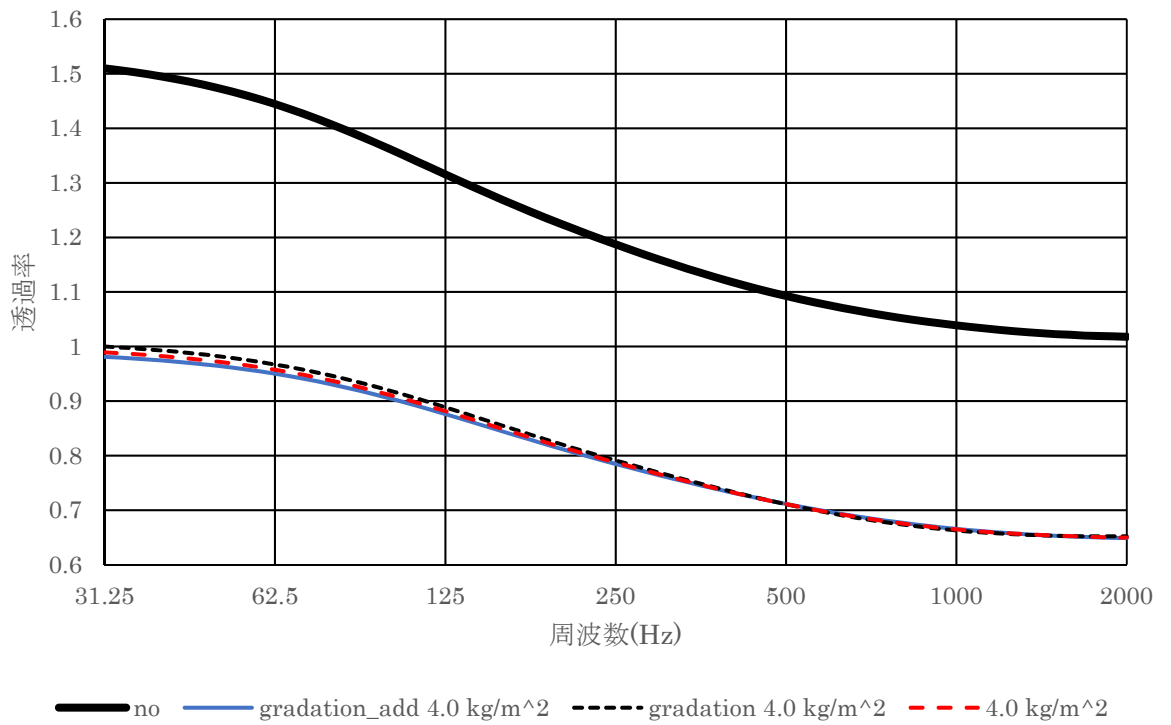


図 32 流れ抵抗 8000 Ns/m³の三種類の吸音材の比較

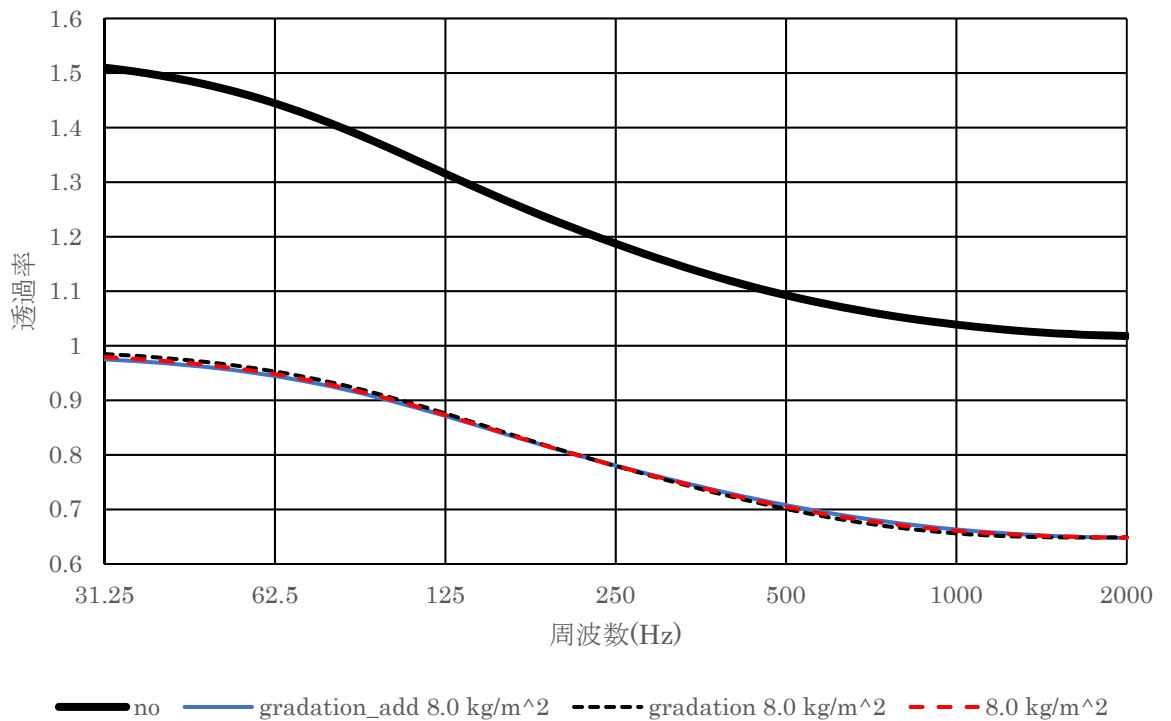


図 33 流れ抵抗 8000 Ns/m³の三種類の吸音材の比較

5.3 考察

図 23 から図 28 において、通常の網戸開口のエネルギーの透過率と比較すると、どの波形も 3 割以上透過率が減少している。図 23 から図 27 で、流れ抵抗 1000 Ns/m^3 で周波数 1000 Hz から 2000 Hz にかけて、他の結果に比べて大きく乱れていることがわかる。流れ抵抗 2000 Ns/m^3 以上の流れ抵抗では、安定した結果であることがわかったので、図 27 では流れ抵抗 2000 Ns/m^3 を基準にしている。

図 28 は、面密度ごとで比較しており、低周波数では面密度 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 の波形が 1 を上回っており、元の音のエネルギーよりも透過した音のエネルギーの方が大きくなっている。また、面密度 2.0 kg/m^2 , 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 に関しては 1 を下回っており、かつ、ほとんど透過率にも差は無いのだが、面密度 8.0 kg/m^2 の方が、少し透過率が低い。よって、流れ抵抗は 2000 Ns/m^3 以上で透過率に大差は無く、面密度は大きいほど透過率は低くなり吸音性能が高くなることがわかった。

図 29 から図 33 は、第 4 章のグラデーションさせた吸音材の流れ抵抗 8000 Ns/m^3 以上でのグラフがほぼ一定であるので、流れ抵抗 8000 Ns/m^3 を基準にしている。第 3 章の一定の厚みの吸音材を取り付けた時の計算結果と第 4 章のグラデーションさせた吸音材の計算結果と今回の一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の計算結果を各面密度ごとに比較している。面密度 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 では、一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の透過率が最も低いことがわかる。面密度 2.0 kg/m^2 では、 500 Hz 以下では一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の透過率が最も低いが、 500 Hz を越えた辺りから三種類ともほとんど変わらない。面密度 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 に関して差は少ないが、低周波近傍では、一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の透過率が最も低く、次に一定の厚みの吸音材の透過率が低いが、 1000 Hz 近傍ではグラデーションさせた吸音材の透過率が最も低く、一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の透過率が最も高い。

よって、面密度が小さいと一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の吸音性能が最も高く、一定以上面密度が大きくなると三種類のどれがいいかは一概には言えない。し

かし、現時点で面密度が大きい時の透過率の差が少ない事を考慮すると、網戸開口に取り付けるのは一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の方が良いと考えられる。

第 6 章 吸音材面積の検討

6.1 計算条件

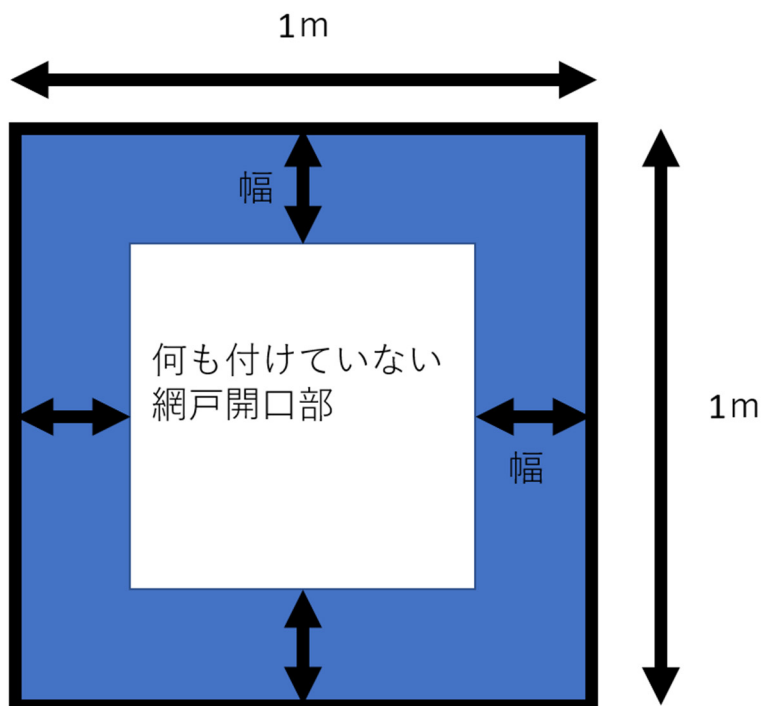


図 34 網戸開口に取り付ける吸音材幅の検討

図 3 の音の網戸開口への入射条件を変えず、網戸開口の網の条件を変える。図 34 は今回の計算条件を検討する網戸である。四方 1 m の 1 m² の網戸開口で、網戸開口の縁から四方に吸音材を取り付けているものとする。網戸開口の縁からの吸音材の取り付ける幅を変えることで、網戸開口部の吸音材部分の面積の変動による吸音性能の違いを検討する。この網戸開口に音を乱入射させたときの網戸開口を透過するエネルギーを調べる。乱入射した音のエネルギーとそれぞれの網戸開口を透過したエネルギーを比較する。比較するにあたり、外部騒音が室内空間に透過したときの低減率を評価する必要があるので、エネルギーの透過率で評価する。透過率は、それぞれの吸音材を取り付けたときの網戸開口を透過したエネルギーを乱入射した音のエネルギーで除したものとして評価する。

6.2 計算結果

今回は吸音材の面積を検討するため、面密度と流れ抵抗を固定する必要がある。しかし、網戸開口に取り付ける吸音材の幅を変えることで、重量による網の破損が気になるため、今回は、面密度 2.0 kg/m^2 、流れ抵抗 4000 Ns/m^3 の一定の厚みの吸音材を採用し、取り付ける幅を検討する。

検討する吸音材の設置幅は、網戸の縁から幅 2.5 cm, 5.0 cm, 10 cm, 15 cm, 20 cm, 30 cm, 40 cm, 50 cm とする（幅 50 cm は網戸開口が全て吸音材に覆われていることを示す）。

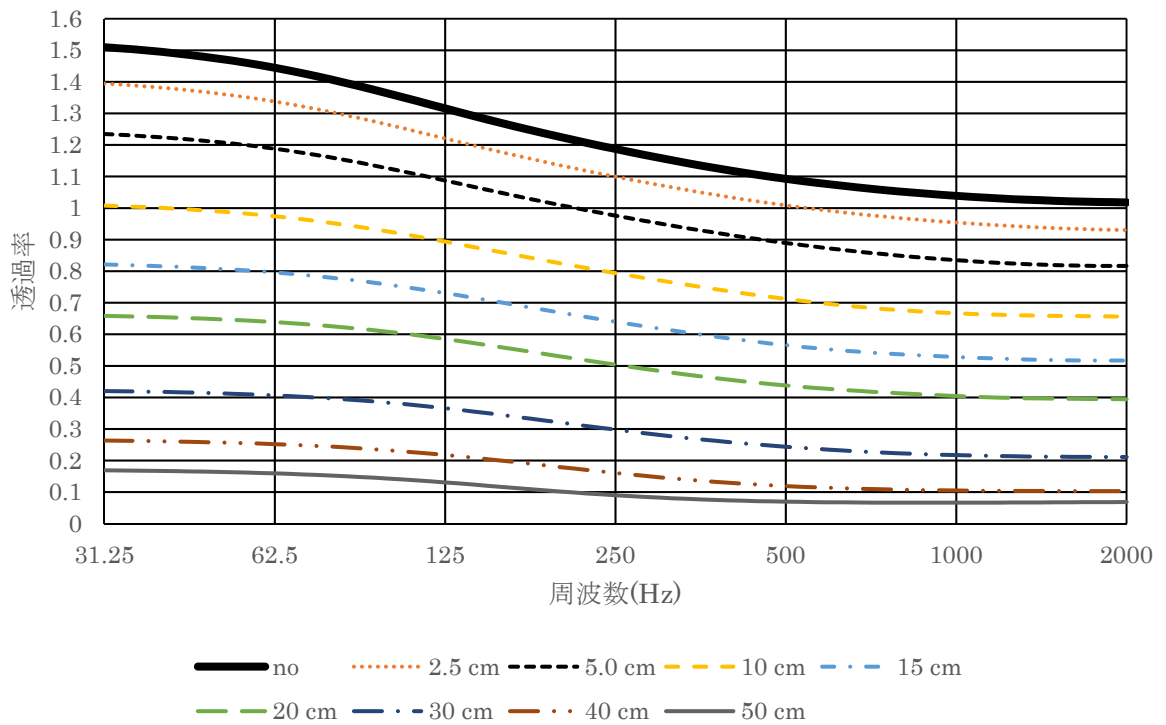


図 35 面密度 2.0 kg/m^2 、流れ抵抗 4000 Ns/m^3 の一定の厚みの吸音材

網戸開口全面を吸音材にしたときの透過率が低いことから、網戸の網に吸音性能を持たせることで、透過率を下げる可以考虑。そこで、レースカーテン程度の流れ抵抗ならある程度の通風が望めると考え、網戸開口の網を流れ抵抗 50 Ns/m^3 の吸音材にしたときの面密度 0.5 kg/m^2 , 1.0 kg/m^2 , 2.0 kg/m^2 , 4.0 kg/m^2 , 8.0 kg/m^2 を評価する。

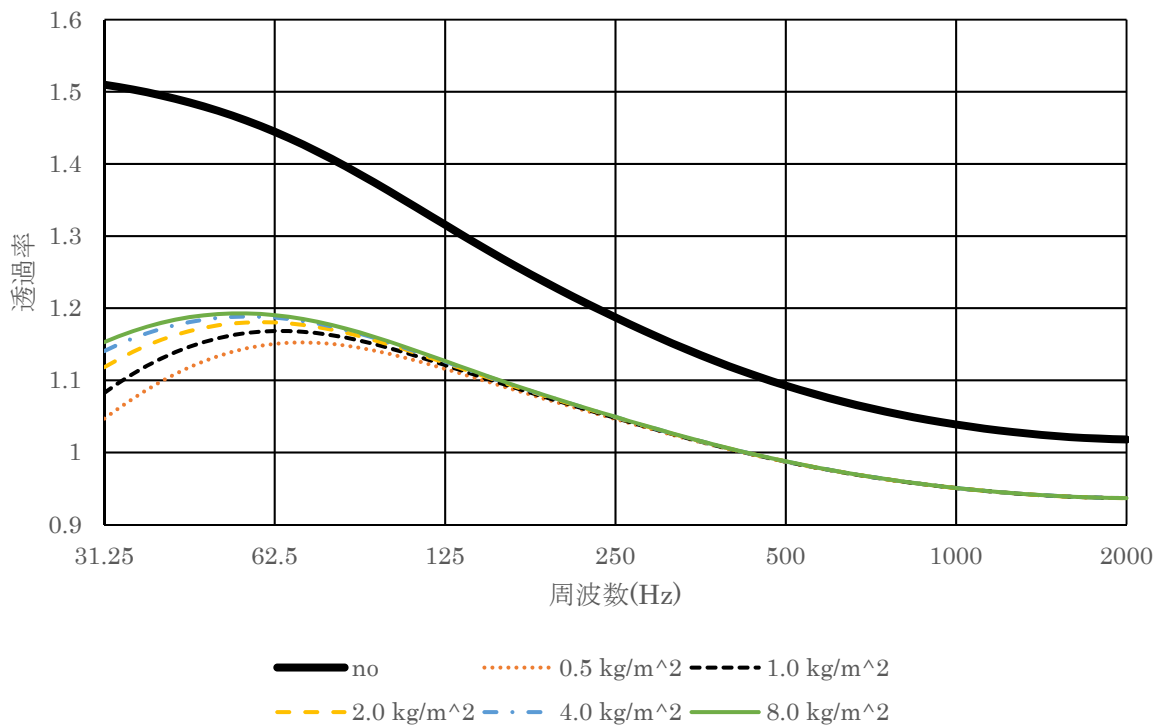


図 36 網を流れ抵抗 50 Ns/m^3 の吸音材にしたときの面密度の検討

面密度が小さいときの透過率が低いことから、第3章での面密度が大きいたきの透過率が低くなる結果とは異なることから、面密度を小さくして検討する。先ほどと同様に網戸開口の網を流れ抵抗 50 Ns/m^3 の吸音材にしたときの面密度 0.1 kg/m^2 , 0.2 kg/m^2 , 0.3 kg/m^2 , 0.4 kg/m^2 , 0.5 kg/m^2 , 0.6 kg/m^2 , 0.7 kg/m^2 , 0.8 kg/m^2 を評価する。

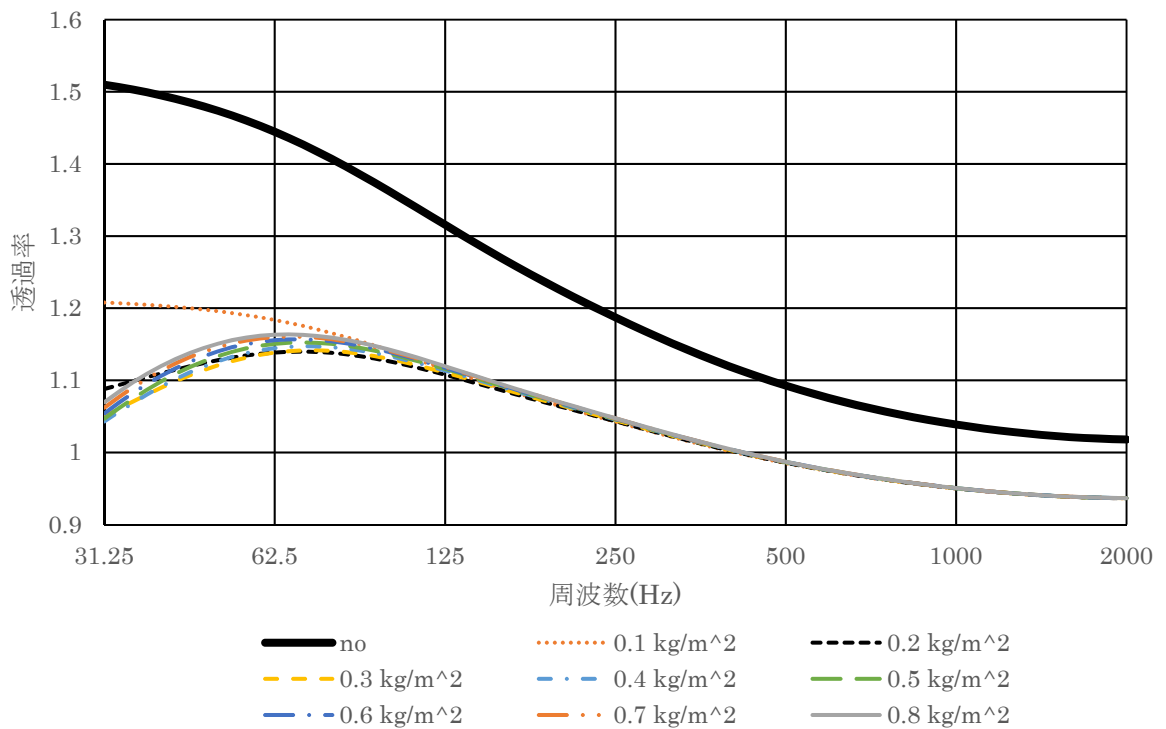


図 37 網を流れ抵抗 50 Ns/m^3 の吸音材にしたときの面密度の検討

6.3 考察

図 35 では、網戸開口の縁からの吸音材の設置幅が大きいほど透過率が下がることから、網戸開口の吸音材面積が大きいほど吸音性能が高いことがわかった。網戸全面に吸音性能があるときの透過率の減少が大きいことから、網戸の網に吸音性能があると透過率を減少させられると考えた。しかし、通風を確保するために流れ抵抗を小さく設定する必要がある。レースカーテン程度のものなら少量の通風が望めるので、レースカーテンの流れ抵抗 60 Ns/m^3 よりも低い、流れ抵抗 50 Ns/m^3 の網の面密度の検討をした。

図 36 では、検討している面密度の全てで 1~3 割程度の透過率が減少している。面密度 0.5 Ns/m^3 の透過率が最も低いが、第 3 章では面密度が大きいほど吸音性能が高くなることから結果が異なることから、網戸全体に吸音性能があるときにはもう少し面密度を低くして評価する必要があると考えた。

図 37 では、面密度 0.3 Ns/m^3 , 0.4 Ns/m^3 での透過率が低いことから、ある程度の流れ抵抗が無いと面密度を大きくしても透過率が減少しないのだと考えられる。

第 7 章 結論

本研究では、網戸開口の縁の近傍で発生するエッジ効果を抑制することで、網戸開口からの外部騒音を低減できる可能性を考え、本来の網戸の機能を損なわない最適な吸音材を備えた騒音低減網戸を開発するために、種々の検討を行った。

第 3 章では網戸開口に取り付ける一定の厚みの吸音材の流れ抵抗と面密度を検討した。流れ抵抗 4000 Ns/m^3 以上で透過率に大差は無く、面密度は大きいほど透過率は低くなることがわかった。

第 4 章ではグラデーションさせた吸音材を取り付けた場合の流れ抵抗と面密度を検討し、第 3 章の結果と比較した。流れ抵抗 8000 Ns/m^3 以上で透過率に大差は無く、一定の厚みの吸音材と同様に面密度は大きいほど透過率は低くなることがわかった。また、比較では面密度が小さいと一定の厚みの吸音材の吸音性能が高く、一定以上面密度が大きくなるとどちらがいかは一概には言えない結果であった。しかし、面密度が大きい時の透過率の差が少ない事を考慮すると、網戸開口に取り付けるのは一定の厚みの吸音材の方が良いと考えられる。

第 5 章では一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材を取り付けた場合の流れ抵抗と面密度を検討し、第 3 章と第 4 章の結果と比較した。第 3 章同様、流れ抵抗 4000 Ns/m^3 以上で透過率に大差は無く、面密度は大きいほど透過率は低くなった。三種類の吸音材の比較では、面密度が小さいと一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の吸音性能が最も高く、一定以上面密度が大きくなると三種類のどれがいかは一概には言えない結果であった。しかし、面密度が大きい時の透過率の差が少ない事を考慮すると、網戸開口に取り付けるのは一定の厚みのあるグラデーションさせた吸音材の方が良いと考えられる。

第 6 章では網戸開口の吸音材の面積の検討とそこから得られた結果から網を吸音材に変えたときの面密度の検討をした。面積の検討では網戸開口の吸音材面積が大きいほど吸音性能が高く、網を吸音材に変えたときの検討としては検討した面密度の全てで 1~3 割程度の透過率が減少した。また、吸音材はある程度の流れ抵抗が無いと面密度を大きくして

も透過率が減少しないと考えられた。

参考文献

[1] 河井康人 「エッジ効果抑制型遮音壁」 日本音響学会誌 70 卷 2 号 (2014) , pp79-

84

謝辞

最後になりましたが、本研究を進めるにあたり、お忙しい中、研究についての御指導、御鞭撻頂きました豊田政弘准教授には厚く御礼申し上げます。また、研究概要の説明や的確な助言を頂きました河井康人教授にも心から深く感謝しております。