

# エッジ効果抑制型遮音壁の遮音性能の向上

関西大学大学院 理工学研究科

環境都市工学専攻 建築学分野

14M6427 平田 武士

指導教員 \_\_\_\_\_ ⑩

## 要旨

交通量が多い幹線道路沿いなどでは、環境基準達成のために非常に高い遮音壁を設置する必要があり、風圧に耐えられる構造にするために設置コストの増加、日照阻害または景観確保等の問題が懸念される。遮音壁自体の高さを抑えることが望ましいため、過去に様々な遮音壁が開発された。先端改良型遮音壁と呼ばれるパッシブやアクティブな吸音機構で遮音する音圧に着目した遮音壁が開発されてきたが、先端へ吸音機構を設けてもあまり大きな効果は得られず、遮音性能を向上させるためには遮音壁を大きくする必要があった。この問題を粒子速度に着目し遮音性能が向上した遮音壁は河井が提唱する“エッジ効果抑制型遮音壁”である。遮音壁のエッジに遮音壁に鉛直に吸音層を取り付け、吸音層のインピーダンスが一定の場合と吸音層のインピーダンス上方へ次第に 0 へ近づくグラデーションを持つ場合を比較すると、吸音層にグラデーションの抵抗を付けることにより挿入損失が大きくなると報告されている。しかしながら、エッジ効果抑制型遮音壁の働きを解明し尽くしてはいない。

そこで本稿では、音源に排水性舗装の道路交通騒音相対バンドパワーレベル (A 特性) を用いた場合の従来のエッジ効果抑制型遮音壁の遮音効果について研究を行った。また、様々な処理を施した遮音壁を用いることによりエッジ効果抑制型遮音壁の遮音性能向上を目的とした。

従来のエッジ効果抑制型遮音壁の効果について、音源に道路交通騒音 A 特性相対バンドパワーレベルを用いる場合、500、1000[Hz]の重みが大いことから解析周波数は125～1000[Hz]で良好な結果が得られることがわかった。エッジ効果の影響より距離による減衰の寄与が大いことから、受音点の位置による差異は誤差であることがわかった。従来のエッジ効果抑制型遮音壁の吸音層の特性は、流れ抵抗  $3200[\text{Ns}/\text{m}^3]$ 、面密度は重くなればなるほど良い結果を示すことがわかった。また、エッジ効果抑制型遮音壁を用いる際、遮音壁に隙間を設けてしまうと音源に近づくに従い遮音性能が低下することがわかった。

エッジ効果抑制型遮音壁の性能向上のための検討について、吸音層を音源側へ傾斜させても従来のエッジ効果抑制型遮音壁に比べ遮音性能が悪くなることがわかった。エッジ効果抑制型遮音壁に吸音性障壁を用いた場合 1～2[dB]程度遮音性能が増加した結果が得られた。拡張作用近似については、吸音面の厚みを変更することや吸音層と障壁近傍の処理について、今後検討すべき課題として残った。

# 目次

1. 序論 .....	1
2. 数値解析手法 .....	4
2.1. 波動方程式 .....	4
2.2. 境界要素法 (Boundary Elements Method) .....	4
2.2.1. 式導出 .....	4
2.2.2. 特異核の取り扱い .....	6
2.3. 時間領域有限差分法 (FDTD 法 : Finite-Difference Time-Domain Method) .....	9
2.3.1. FDTD 法の基本 .....	9
2.3.2. 振動音響連成 FDTD 法汎用ソフトウェアによる音の可視化 .....	13
2.3.3. 2.5 次元解析 .....	21
2.4. 境界要素法と FDTD 法の考察 .....	24
3. 従来のエッジ効果抑制型遮音壁の効果について .....	25
3.1. 理論式 .....	25
3.2. 道路交通騒音 A 特性スペクトル .....	28
3.2.1. 解析条件 .....	28
3.2.2. 結果・考察 .....	29
3.3. ガウス・ルジャンドル積分 .....	30
3.3.1. 比較・考察 .....	31
3.4. 受音点設置位置による比較 .....	32
3.4.1. 解析条件 .....	33
3.4.2. 結果・考察 .....	33
3.5. 直接場と回折場 .....	35
3.5.1. 解析条件 .....	36
3.5.2. 挿入損失の結果・考察 .....	36
3.5.3. コンター図の結果・考察 .....	38
3.6. 道路交通騒音に対する吸音層のインピーダンス検討 .....	39
3.6.1. 解析条件 .....	39
3.6.2. 結果・考察 .....	39

3.7.	隙間による影響の検討.....	41
3.7.1.	解析条件.....	41
3.7.2.	結果・考察.....	42
4.	性能向上のための検討.....	43
4.1.	吸音層の傾きによる検討.....	43
4.1.1.	理論式.....	43
4.1.2.	解析条件.....	44
4.1.3.	結果・考察.....	45
4.2.	吸音性障壁（直接音近似）.....	46
4.2.1.	理論式.....	46
4.2.2.	解析条件.....	47
4.2.3.	結果・考察.....	47
4.3.	吸音性障壁（両面直接音近似）.....	48
4.3.1.	理論式.....	48
4.3.2.	解析条件.....	49
4.3.3.	結果・考察.....	49
4.4.	吸音性障壁（局所作用近似）.....	50
4.4.1.	理論式.....	50
4.4.2.	解析条件.....	52
4.4.3.	結果・考察.....	52
4.5.	吸音性障壁（拡張作用近似）.....	53
4.5.1.	理論式.....	53
4.5.2.	解析条件.....	55
4.5.3.	結果・考察.....	57
5.	総括.....	59
	謝辞.....	60
	引用文献.....	61

## 1. 序論

私たちの生活には、道路交通騒音、鉄道騒音、工場騒音、建設騒音等が身近に存在する。これらの伝播する騒音を減衰させる手段に遮音壁がよく用いられる。点音源と見なせる場合は“前川の実験から作成された半無限障壁の挿入損失を求める図表”<sup>[1]</sup>が幅広く用いられる。また、線状音源と見なせる場合には、“子安及び山下の図表”<sup>[2]</sup>がよく用いられる。遮音壁は、施工が容易なことや比較的 low コストで設置できることから、騒音防止対策として広く用いられている。しかし、交通量が多い幹線道路沿いなどでは、環境基準<sup>[3]</sup>達成のために非常に高い遮音壁を設置する必要があるが、風圧に耐えられる構造にするために設置コストの増加、日照阻害または景観確保等の問題が懸念される。遮音壁自体の高さを抑えることが望ましいため、過去に様々な遮音壁が開発された。図 1.1 に示すように遮音壁の先端にパッシブな吸音機構を取り付ける先端改良型遮音壁<sup>[4]</sup>が存在するが、遮音効果は 2~3[dB]程度であるものや道路側へ大きく突き出す形が多い。図 1.2 に示すような遮音壁にスピーカーを内蔵したアクティブ消音技術を用いた遮音壁<sup>[5]</sup>も提案されており、遮音効果は約 5[dB]程度であるが、1つの遮音壁に対しマイク、マイクアンプ、制御回路、パワーアンプとスピーカーを1セットとした音響セルが 24 セット必要なことや約 60[cm]の幅が必要なことから非常に高価な遮音壁であることがわかり、現実的ではない。このように今までの先端改良型遮音壁はエッジ上の音圧を下げることを目的とし開発が進められてきたが先端へ吸音機構を設けて

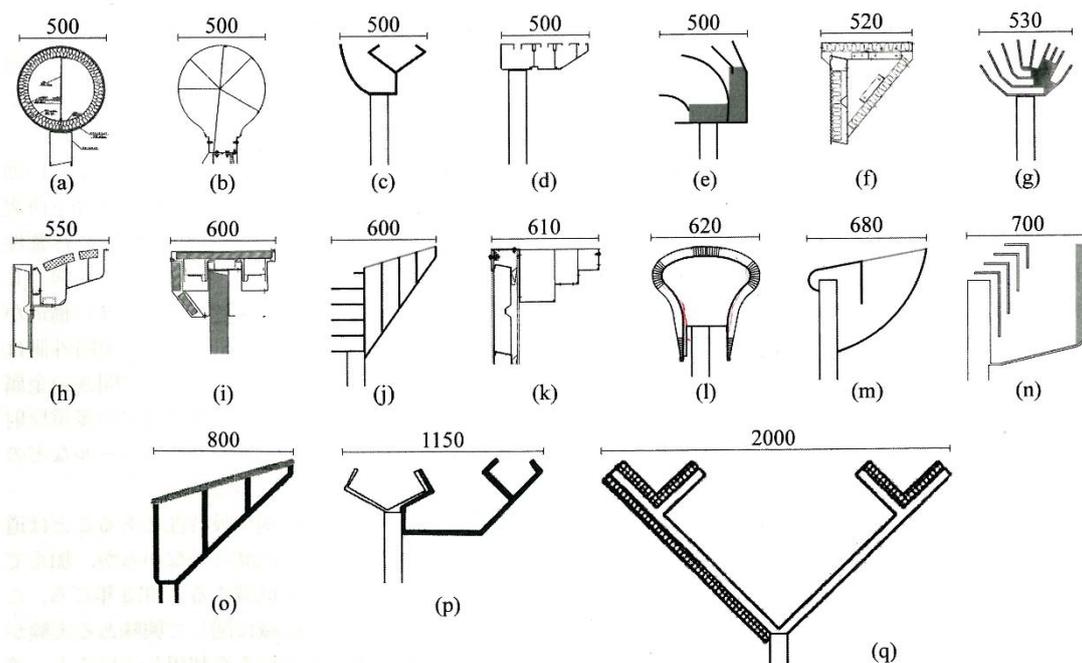


図 1.1 先端改良型遮音壁の開発事例

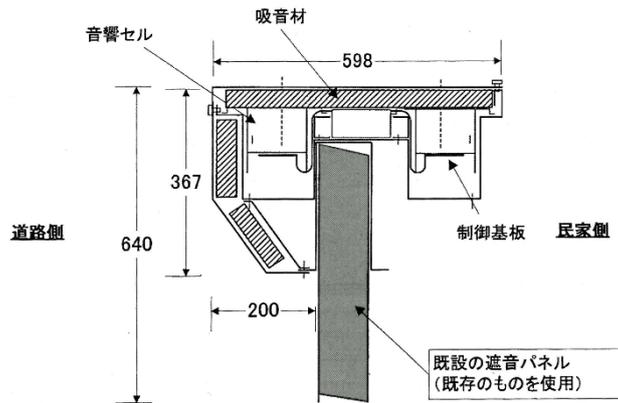


図 1.2 アクティブ消音技術を用いた遮音壁の開発事例

もあまり大きな効果は生まれず、遮音性能を向上させるためには遮音壁を大きくする必要があった。この問題を粒子速度に着目し遮音性能が向上した遮音壁は河井が提唱する“エッジ効果抑制型遮音壁<sup>[6]</sup>”である。“エッジ効果”とは、音源から発生した音が壁に入射したとき、先端に発生する急激な音圧勾配により大きな粒子速度が生じる現象を指す。河井はエッジ効果抑制型遮音壁を用い、音源に道路交通騒音スペクトルも用いて A 特性における遮音壁の挿入損失の数値解析を行った<sup>[7]</sup>。遮音壁のエッジに遮音壁に鉛直に吸音層を取り付け、吸音層のインピーダンスが一定の場合と吸音層のインピーダンス上方へ次第に 0 へ近づくグラデーションを持つ場合を比較すると、吸音層にグラデーションの抵抗を付けることにより挿入損失が大きくなると報告されている。

このように遮音壁の遮音性能を向上させる研究ではあるが、エッジ効果抑制型遮音壁の働きを解明し尽くしてはいない。そこで本稿では、音源に排水性舗装の道路交通騒音相対バンドパワーレベル (A 特性) を用い、3次元無限空間上のある受音点に入射する直接音に対し、様々な処理を施した遮音壁を用いることによりエッジ効果抑制型遮音壁の遮音性能向上を目的とした。

2章では、本稿の主な数値解析手法を取り上げた。音の基礎である波動方程式の説明から始まり、境界要素法の式の導出、特異核の取り扱い方を述べている。また、FDTD法と呼ばれる解析手法を用い境界要素法と比較を行い、過渡音場を可視化した。

3章では、従来のエッジ効果抑制型遮音壁の働きについて既報では報じられていない検討を行った。初めに、次第に高い周波数を数値解析するに従い計算時間が長くなる問題を解消するために要素に対する積分方法の比較検討を行い、音源に道路交通騒音スペクトルを用いた際、どの周波数までがエッジ効果抑制型遮音壁に寄与するか検討を行った。また、高速

道路でエッジ効果抑制型遮音壁の使用を想定し、音源と遮音壁上端を結んだ直線状に建物と見立てた受音点を設置しエッジ効果抑制型遮音壁が寄与しているか検討した。点音源と遮音壁を直角で結んだ直線状に受音点を設置するのではなく、高さを固定した状態で水平方向に角度をつけた場合の検討も行った。また、遮音壁先端に設置した吸音層の最適なインピーダンスの比較検討を行った。最後に、実務でできるであろう隙間に対する検討も行った。従来のエッジ効果抑制型遮音壁に対しての新しい試みとして、先端に設置した吸音層の角度の検討を行った。

4章では3章で用いた従来型遮音壁とは異なり、遮音壁の音源側の面に吸音処理を行った場合の比較・検討を行った。本稿で用いた吸音処理は、直接音による完全吸音近似を用いた完全吸音仮定、局所作用近似を用いた完全吸音仮定、さらに拡張作用による仮定の比較検討を行った。

5章では3, 4章の総括を行った。

## 2. 数値解析手法

### 2.1. 波動方程式

粘性を無視した場合， $c$ を音速， $t$ を時間， $\varphi$ を速度ポテンシャルとし，音源のない領域において波動方程式は

$$\nabla^2\varphi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \varphi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \varphi \quad (2.1)$$

により表される．速度ポテンシャル $\varphi$ と音圧 $p$ 及び粒子速度 $v$ ， $\rho$ を空気密度として

$$p = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$v = -\frac{\partial}{\partial x} \varphi \quad (2.3)$$

により関連付けられる． $p$ 及び $v$ は波動方程式を満足する．

### 2.2. 境界要素法 (Boundary Elements Method)

#### 2.2.1. 式導出

1次元常微分演算子

$$\mathbf{L}\Phi = \Psi \quad (2.4)$$

及び境界条件

$$\mathbf{B}_1(\Phi) = c_1, \mathbf{B}_2(\Phi) = c_2 \quad (2.5)$$

における解を考える． $\mathbf{L}$ は線形の微分演算子である． $\mathbf{L}\Phi$ に任意の関数 $G$ を掛け，区間 $[a, b]$ で部分積分を行うと

$$\int_a^b G \mathbf{L}\Phi d\zeta = [\dots]_a^b + \int_a^b \Phi \mathbf{L}^* G d\zeta \quad (2.6)$$

を得る．右辺の $\mathbf{L}^*$ は形式的随伴微分演算子と呼ばれている．

境界積分方程式は， $\mathbf{L}$ が2階の演算子であるとき式(2.5)の境界条件により以下の関係

$$\mathbf{L}^* G(\zeta, x) = \delta(\zeta - x) \quad (2.7)$$

のみを満たす Green 関数<sup>[6]</sup> (主要解) を用い，不定の境界値を積分方程式によって求める方法である．音響や振動の問題でよく用いられる Helmholtz の微分演算子 $\mathbf{L} = \nabla^2 + k^2$ は形式的自己随伴 $\mathbf{L}^* = \nabla^2 + k^2$ であり，考慮している領域を $V$ ，その境界を $S$ ，法線を $n$ とし内向きとすれば式(2.6)に対応する3次元の式は

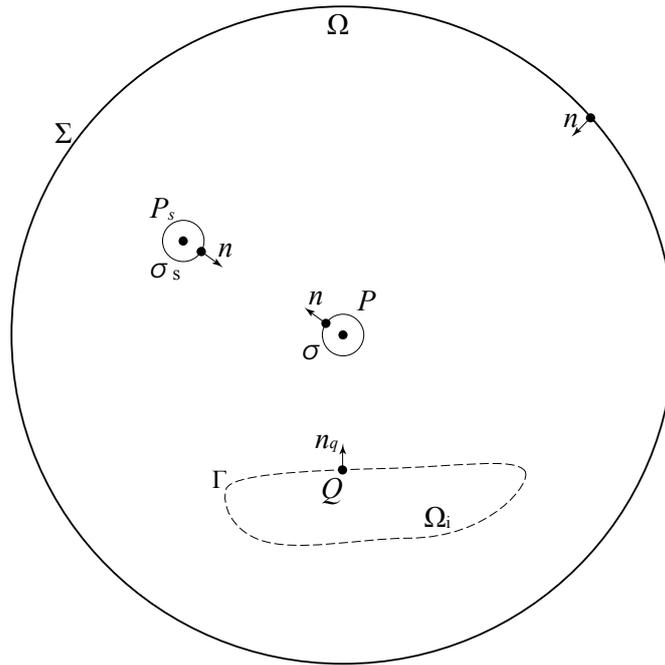


図 2.1 Green の公式

$$\iiint_V \mathbf{L}\Phi dV = \iint_S (\Phi G_n - G\Phi_n) dS + \iiint_V \Phi \mathbf{L}^* G dV \quad (2.8)$$

となる．図 2.1 に示すように，境界  $\Sigma$ ，及び  $\Gamma$  に囲まれた閉空間  $\Omega$  に対して法線  $n$  を内向きにとり，点音源を  $P_s$ ，受音点を  $P$  とし，それらを中心とする半径  $\varepsilon$  の小円を  $\sigma_s, \sigma$  とする．時間項に  $\exp(-i\omega t)$  を用いるとき，Green 関数の主要解は固定点  $P(x, y, z)$ ，動点  $Q(\xi, \eta, \zeta)$

と考えたとき  $r = |\vec{PQ}|$  として

$$G(P, Q) = \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \quad (2.9)$$

を用いる．点音源  $P_s$  が存在する場を解く場合， $\Phi$  は  $\mathbf{L}\Phi = \nabla^2 \Phi + k^2 \Phi = \delta(Q - P_s)$  を満足する解であり，また，式 (2.9) を用いる場合には， $\mathbf{L}^* G = \nabla^2 G + k^2 G = \delta(Q - P)$  であることを考慮すれば次式の Helmholtz-Kirchhoff の積分公式を得る．

$$C(P)\Phi(P) = \Phi_D(P) + \iint_{\Gamma} \left\{ \Phi \frac{\partial G}{\partial n} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} G \right\} ds \quad (2.10)$$

$\Phi_D(P)$  は直接音， $C(P)$  は固定点  $P$  が領域内部のとき 1，滑らかな境界上のとき 1/2，領域外では 0 である．

式 (2.10) は時間微分すれば音圧に対応した式であるが，粒子速度に対応させるためには

ポテンシャルを方向微分する必要がある．式 (2.10) を  $n_p$  方向へ微分すれば

$$\left. \begin{array}{l} (P \in V), \frac{\partial \Phi(P)}{\partial n_p} \\ (P \in S), \frac{1}{2} \frac{\partial \Phi(P)}{\partial n_p} \end{array} \right\} = \frac{\partial \Phi_D(P)}{\partial n_p} + \iint_{\Gamma} \left\{ \Phi \frac{\partial^2 G}{\partial n \partial n_p} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} \frac{\partial G}{\partial n_p} \right\} ds \quad (2.11)$$

を得る．式 (2.10) は BF (Basic Form)，式 (2.11) は NDF (Normal Derivation Form) と呼ばれているため，本稿もそれに倣う．

物体の散乱等の外部問題を取り扱うに当り，境界  $\Sigma$  に対し受音点  $P$  を中心とする半径  $R$  が  $\infty$  の球面を考えると，Sommerfeld の有界，放射条件<sup>[9]</sup>

$$\lim_{R \rightarrow \infty} R \left( \frac{\partial \varphi}{\partial n} - ik\varphi \right) = 0 \quad (2.12)$$

を仮定し，無限遠の境界  $\Sigma$  からの寄与を無視し，積分領域を  $\Gamma$  のみとして取り扱う．また，室内音場等の内部問題に関しては有限の閉曲面  $\Sigma$  で境界づけられた内部領域を扱う．

式 (2.10) (2.11) の積分内の第 1 項目を 2 重層ポテンシャル，第 2 項目を 1 重層ポテンシャルという．2 重層ポテンシャルはその分布の密度がポテンシャル  $\Phi(Q)$  で，指向性は

$$\frac{\partial G(P, Q)}{\partial n_q} = -\frac{e^{-ikr_q}}{4\pi r_q^2} (1 + ikr_q) \cos(r_q, n_q) \quad (2.13)$$

となる． $\cos(r_q, n_q)$  はベクトル  $\vec{r}_q$  と  $\vec{n}_q$  のなす角の余弦を表すため双指向性 (8 字形) である．1 重層ポテンシャルはその分布の密度が法線粒子速度  $\partial \Phi(Q)/\partial n_q$  で無指向性である．これら 2 種類の面分布 2 次音源の影響により領域  $\Omega$  の  $\Phi$  の分布が決まる．

### 2.2.2. 特異核の取り扱い

BF 及び NDF の積分方程式中に現れる核のうち，数値解析上問題となるのは NDF に含まれる 2 重ポテンシャルの導関数に関するものである．寺井<sup>[8]</sup>は式 (2.11) の右辺積分項

$$\lim_{P \rightarrow p} \iint_S \frac{\partial^2 G}{\partial n \partial n_p} ds \quad (2.14)$$

の評価を行っている．まず  $\partial^2 G/\partial n \partial n_p$  のみ展開することを考える．図 2.2 に示すように，距離を  $r$ ， $P$  の高さを  $\varepsilon$  と置くと

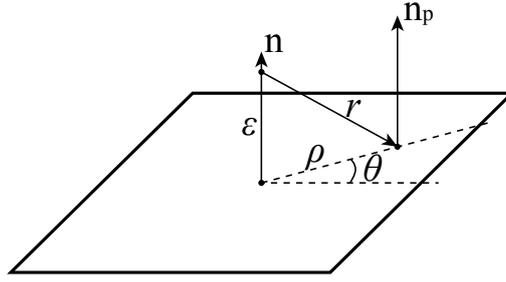


図 2.2 特異核の評価

$$\begin{aligned}
 r^2 &= \varepsilon^2 + \rho^2 \\
 2rdr &= 2\rho d\rho \\
 \cos(r, n_p) &= \cos(r, n) = -\frac{\varepsilon}{r} \\
 \cos(n, n_p) &= 1
 \end{aligned} \tag{2.15}$$

と置くことができるので

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2}{\partial n_p \partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) &= \frac{e^{ikr}}{r^3} \left\{ 3(ikr - 1) - (ikr)^2 \right\} \cos(r, n_p) \cos(r, n) \\
 &\quad + (1 - ikr) \cos(n, n_p)
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

となる.  $\cos(r, n_p) \cos(r, n)$  は  $(\varepsilon/r)^2$ ,  $\cos(n, n_p)$  は 1 なので式 (2.14) は積分区間を角度に対して  $0 \sim 2\pi$ , 距離に対して  $0 \sim r(\theta)$  とすると

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{r(\theta)} \frac{e^{ikr}}{r^3} \left[ \left\{ 3(ikr - 1) + k^2 r^2 \right\} \left( \frac{\varepsilon^2}{r^2} \right) + (1 - ikr) \right] \rho d\rho d\theta$$

$\rho d\rho = r dr$  より

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{r(\theta)} \frac{e^{ikr}}{r^2} \left[ \left\{ 3(1 + ikr) + k^2 r^2 \right\} \left( \frac{\varepsilon^2}{r^2} \right) + (1 - ikr) \right] dr d\theta \tag{2.17}$$

ここで, 式 (2.17) を展開するために  $\left\{ \left( \frac{e^{ikr}}{r^3} \right) (ikr - 1) \right\}$  の 1 階微分を考える.

$$\begin{aligned}
\left\{ \frac{e^{ikr}}{r^3} (ikr-1) \right\}' &= \left( \frac{e^{ikr}}{r^3} \right)' (ikr-1) + \frac{e^{ikr}}{r^3} (ikr-1)' \\
&= \frac{ikr^3 e^{ikr} - 3e^{ikr} r^2}{r^6} (ikr-1) + \frac{e^{ikr}}{r^3} ik \\
&= \frac{e^{ikr}}{r^4} (ikr-3)(ikr-1) + \frac{e^{ikr}}{r^4} ikr \\
&= \frac{e^{ikr}}{r^4} \{ (ikr)^2 - 3ikr - ikr + 3 + ikr \} \\
&= \frac{e^{ikr}}{r^4} \{ 3(1-ikr) + (ikr)^2 \} \\
&= -\frac{e^{ikr}}{r^4} \{ 3(ikr-1) + (kr)^2 \}
\end{aligned}$$

と導出することができたので、式 (2.17) は

$$\int_0^{2\pi} \int_\varepsilon^{r(\theta)} \left[ -\left\{ \frac{e^{ikr}}{r^3} (ikr-1) \right\}' \varepsilon^2 \right] dr d\theta + \int_0^{2\pi} \int_\varepsilon^{r(\theta)} \frac{e^{ikr}}{r^2} (1-ikr) dr d\theta$$

2 項目の積分内は  $-\left( \frac{e^{ikr}}{r} \right)' = \frac{-ike^{ikr}r - e^{ikr}}{r^2} = \frac{e^{ikr}}{r^2} (1-ikr)$  と置き換えることができ

$$\begin{aligned}
& - \int_0^{2\pi} \left[ \frac{e^{ikr}}{r^3} (ikr-1) \varepsilon^2 \right]_\varepsilon^{r(\theta)} d\theta - \int_0^{2\pi} \left[ \frac{e^{ikr}}{r} \right]_\varepsilon^{r(\theta)} d\theta \\
&= - \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{e^{ikr}}{r^3} (ikr-1) \varepsilon^2 - \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon^3} (ik\varepsilon-1) \varepsilon^2 \right\} d\theta - \int_0^{2\pi} \left\{ \frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon} \right\} \\
&= - \int_0^{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r^3} (ikr-1) \varepsilon^2 d\theta + \int_0^{2\pi} \frac{e^{ik\varepsilon}}{\varepsilon^2} (ik\varepsilon-1) \varepsilon^2 \\
&\quad - \int_0^{2\pi} \frac{e^{ikr}}{r} d\theta + \int_0^{2\pi} \frac{e^{ikr}}{\varepsilon} d\theta
\end{aligned}$$

と導ける。1 項目と 4 項目は  $\varepsilon \rightarrow 0$  のとき 0, 2 項目は  $\varepsilon \rightarrow 0$  のとき  $2\pi ik$  と置けるため、

$$\lim_{P \rightarrow p} \iint_S \frac{\partial^2 G}{\partial n \partial n_p} ds = 2\pi ik - \oint \frac{e^{ikr}}{r} d\theta \quad (2.18)$$

と導出できる。

### 2.3. 時間領域有限差分法 (FDTD 法 : Finite-Difference Time-Domain Method)

2.2 の境界要素法のような解析手法の他に FDTD 法 (時間領域有限差分法) と呼ばれる手法がある。もともと電磁波の支配式である Maxwell 方程式を解くために Yee<sup>[9]</sup>によって開発された数値解析手法のひとつである。スタガードグリッドと呼ばれる互い違いの格子状に離散的に定義された物理量を時間発展的に互い違いに計算する蛙飛び差分アルゴリズムを用いた有限差分法を特に FDTD 法と呼ぶ。

本稿は境界要素法を中心とした研究を行った。FDTD 法は「音の可視化」に焦点を当てているため本稿では詳しい説明は省き、基礎のみ記述する。

#### 2.3.1. FDTD 法の基本

図 2.4 のように  $x, y, z$  の直行座標空間に寸法がそれぞれ  $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  [m] で密度が  $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>] の空気粒子があり、各面に音圧  $p$  [N/m<sup>2</sup>] が加わっている状態を考える。大気圧は運動に影響を与えないため、ここでは考慮しない。この空気粒子の  $x, y, z$  方向の変位をそれぞれ  $u_x, u_y, u_z$  [m] とする。この時、 $\Delta x$  が微小量であることを考慮すれば、 $x$  方向の運動方程式は

$$\begin{aligned} \rho \Delta x \Delta y \Delta z \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= p|_{x=x_0} \Delta y \Delta z - p|_{x=x_0+\Delta x} \Delta y \Delta z \\ \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{\Delta x} (p|_{x=x_0} - p|_{x=x_0+\Delta x}) \\ \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{\Delta x} \left\{ p|_{x=x_0} - \left( p|_{x=x_0} + \frac{\partial p}{\partial x} \Delta x \right) \right\} \\ \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= -\frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.19)$$

と導ける。 $y$  方向、 $z$  方向についても同様であるので、

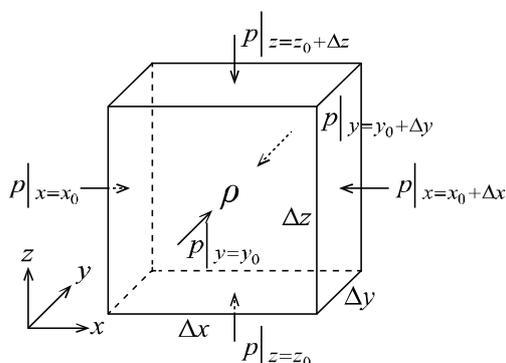


図 2.4 空気粒子に加わる力

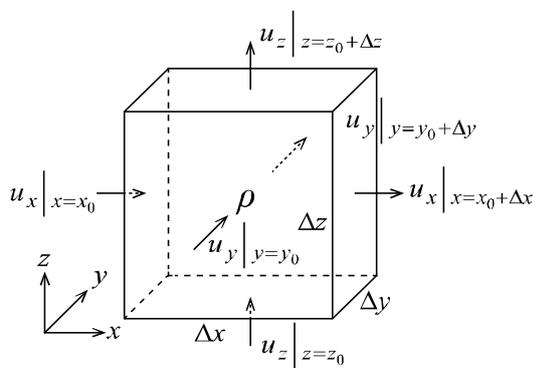


図 2.5 空気粒子各面の変位

$$\rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.20)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.21)$$

が成り立つ。また、図 2.5 のように空気粒子の各面の変位を考え、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$  が微小量であることを考慮すれば、空気粒子の体積の増分  $\Delta V [\text{m}^3]$  は

$$\begin{aligned} \Delta V &= \left( u_x \Big|_{x=x_0+\Delta x} - u_x \Big|_{x=x_0} \right) \Delta y \Delta z \\ &\quad + \left( u_y \Big|_{y=y_0+\Delta y} - u_y \Big|_{y=y_0} \right) \Delta z \Delta x \\ &\quad + \left( u_z \Big|_{z=z_0+\Delta z} - u_z \Big|_{z=z_0} \right) \Delta x \Delta y \\ \Delta V &= \left\{ \left( u_x \Big|_{x=x_0} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \Delta x \right) - u_x \Big|_{x=x_0} \right\} \Delta y \Delta z \\ &\quad + \left\{ \left( u_y \Big|_{y=y_0} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \Delta y \right) - u_y \Big|_{y=y_0} \right\} \Delta z \Delta x \\ &\quad + \left\{ \left( u_z \Big|_{z=z_0} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \Delta z \right) - u_z \Big|_{z=z_0} \right\} \Delta x \Delta y \\ \Delta V &= \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \Delta x \Delta y \Delta z \end{aligned} \quad (2.22)$$

と導ける。一方、音圧と体積変化率の関係は体積弾性率  $\kappa [\text{N/m}^2]$  を介して、

$$p = -\kappa \frac{\Delta V}{V} \quad (2.23)$$

と表される。ここで、 $V [\text{m}^3]$  は変形前の体積である。なお、体積弾性率と密度、および音速  $c [\text{m/s}]$  には

$$\kappa = \rho c^2 \quad (2.24)$$

の関係がある。式 (2.27) を式 (2.26) に代入すると

$$\begin{aligned} p &= \kappa \frac{-\left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta x \Delta y \Delta z} \\ p &= -\kappa \left( \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.25)$$

となり、これを音圧に関する連続方程式と呼ぶ。 $x, y, z$  方向の運動方程式 (2.23) ~ (2.25) と連続方程式 (2.29) が空気粒子の運動と変形の支配式である。

運動方程式と連続方程式を用いて音波の解析を行う。まず式 (2.23) ~ (2.25), (2.29) の両辺を時間微分し, 変位の時間微分を粒子速度に置き換える。  $x, y, z$  方向の粒子速度を  $v_x, v_y, v_z$  [m/s] とすると, それぞれ

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.26)$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.27)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.28)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (2.29)$$

と変形できる。ここで解析を行う空間や時間に対し離散化を行う。3次元音場における時間的なずれの表現を省略し, 1つの音圧参照点とそれを囲うように配置された粒子速度参照点の空間的な配置を表現した図を図 2.6 に示す。中心に配置された音圧参照点に  $(i, j, k)$  を用いると, 空間離散化幅が一定であれば粒子速度はそれぞれの軸の変数に  $\pm 0.5$  を加えた座標となる。すなわち,  $x = (i \pm 0.5)\Delta x, y = (j \pm 0.5)\Delta y, z = (k \pm 0.5)\Delta z$  [m] であり, この  $(i, j, k)$  を空間ステップと呼ぶ。時間に関しても同様に, 何番目の時間参照点であるかを  $n$  を用いて表現すると, 時間離散化幅が一定であれば  $t = (n \pm 0.5)\Delta t$  [s] であり,  $n$  を時間ステップと呼ぶ。

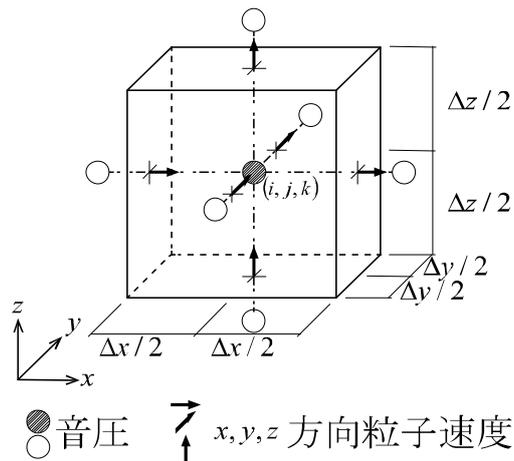


図 2.6 Yee セル

式 (2.11) を例に右辺にある  $x$  に関する偏微分を

$$\frac{\partial p}{\partial x}\bigg|_{x=x_0} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{p\big|_{x=x_0+\frac{\Delta x}{2}} - p\big|_{x=x_0-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \approx \frac{p\big|_{x=x_0+\frac{\Delta x}{2}} - p\big|_{x=x_0-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \quad (2.30)$$

のように近似する. このような近似の方法を中心差分スキームと呼ぶ. 図 2.6 の配置に式 (2.34) を適用すると, 空間ステップ  $(i+0.5, j, k)$ , 時間ステップ  $n$  のとき時刻について式 (2.11) は

$$\rho \frac{v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - v_x^{n-0.5}(i+0.5, j, k)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i+1, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta x} \quad (2.31)$$

と近似できる. このようにスタガードグリッドを用いることで, 空間微分にも時間微分にも式 (2.34) と同様の近似を用いることが可能となる. 同様に, 式 (2.31) ~ (2.33) は

$$\rho \frac{v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) - v_y^{n-0.5}(i, j+0.5, k)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j+1, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta y} \quad (2.32)$$

$$\rho \frac{v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) - v_z^{n-0.5}(i, j, k+0.5)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j, k+1) - p^n(i, j, k)}{\Delta z} \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{p^{n+1}(i, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta t} = & -\kappa \frac{v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - v_x^{n+0.5}(i-0.5, j, k)}{\Delta x} \\ & -\kappa \frac{v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i, j-0.5, k)}{\Delta y} \\ & -\kappa \frac{v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) - v_z^{n+0.5}(i, j, k-0.5)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.34)$$

と近似される.

式 (2.35) ~ (2.38) において, 最も時間ステップが大きい項のみを左辺に残すように変形すると

$$v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) = v_x^{n-0.5}(i+0.5, j, k) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta x} \{p^n(i+1, j, k) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.35)$$

$$v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) = v_y^{n-0.5}(i, j+0.5, k) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta y} \{p^n(i, j+1, k) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.36)$$

$$v_z^{n+0.5}(i, j, k+0.5) = v_z^{n-0.5}(i, j, k+0.5) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} \{p^n(i, j, k+1) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.37)$$

$$\begin{aligned}
p^{n+1}(i, j, k) = & p^n(i, j, k) - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ v_x^{n+0.5}(i+0.5, j, k) - v_x^{n+0.5}(i-0.5, j, k) \right\} \\
& - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ v_y^{n+0.5}(i, j+0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i, j-0.5, k) \right\} \\
& - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ v_y^{n+0.5}(i, j, k+0.5) - v_y^{n+0.5}(i, j, k-0.5) \right\}
\end{aligned} \tag{2.38}$$

と変形できる．式 (2.39) は，時間ステップ  $n-0.5$  を「過去」， $n$  を「現在」， $n+0.5$  を「未来」の状態と考えれば，空間ステップ  $i+0.5, j, k$  の位置の「過去」の  $v_x$  の値とその周囲の「現在」の  $p$  の値から，「未来」の  $v_x$  の値を求める式と解釈できる．式 (2.40)，(2.41) についても同様である．これらの計算を全ての空間ステップに対して行えば，「過去」の粒子速度分布と「現在」の音圧分布から「未来」の粒子速度が得られることになる．次に時間ステップを半ステップ進め， $n$  を「過去」， $n+0.5$  を「現在」， $n+1$  を「未来」の状態と考えれば，式 (2.42) は「過去」の音圧分布と「現在」の粒子速度分布から「未来」の音圧分布を求める式と解釈できる．以上のことから初期時刻の粒子速度分布と音圧分布の一組さえ既知であれば，以降のそれぞれの分布は式 (2.39) ～ (2.41) と式 (2.42) を全空間ステップについて交互に計算することで，新しい時間ステップのものを求めることが可能となる．このような粒子速度の計算と音圧の計算を空間的にも時間的にも互い違いに行う方法を蛙飛び差分アルゴリズムと呼ぶ．

以上までが FDTD 法の最も特徴的な点である．FDTD 法についての詳しい説明は参考文献<sup>[12,13]</sup>を参照されたい．

### 2.3.2. 振動音響連成 FDTD 法汎用ソフトウェアによる音の可視化

境界要素法は過渡応答の可視化が苦手な解析手法である．音場の可視化をする場合，一般に時間差分で場を解く FDTD 法を用いることが多い．そこで，豊田が開発した Windows 用振動音響連成 FDTD 法汎用ソフトウェア「VA-FDTD<sup>[14]</sup>」を用い，境界要素法で仮定した解析条件を基に FDTD 法で解き可視化を行った．

VA-FDTD を用いた視覚化の流れを図 2.7 に示す．Shade で作成した 3D モデルを VA-FDTD に取り込み，初期条件と境界条件を設定後 MATLAB2007 で可視化を行った．可視化に用いた 2 次元解析モデルを図 2.8 に示す． $x$  方向に 1.6[m]， $z$  方向に 1.0[m] の大きさの部屋を用意し，壁から 0.1[m]，地面から 0.1[m] の位置に音源と受音点を設置した．中心に高さ 0.63[m] の剛壁，その先端に高さ 0.17[m] の吸音層を設置した．部屋の境界には完全吸収層 (PML) と呼ばれる反射率が 0 の境界で囲った．吸音層の流れ抵抗は 2050[Ns/m<sup>3</sup>]，面密度は 5[kg/m<sup>2</sup>] とした．

上記解析条件を基に解析を行い、MATLAB2007で可視化した様子を図2.9に示す。図2.8の吸音層、障壁が無い状態を(a-1)～(a-4)、吸音層を含む0.8[m]の高さの障壁としたものを(b-1)～(b-4)、エッジ効果抑制型遮音壁を(c-1)～(c-4)とした。VA-FDTDは過渡応答解析を行うことができるため、音という目に見えない物理現象を視覚的に理解が容易いことがわかる。

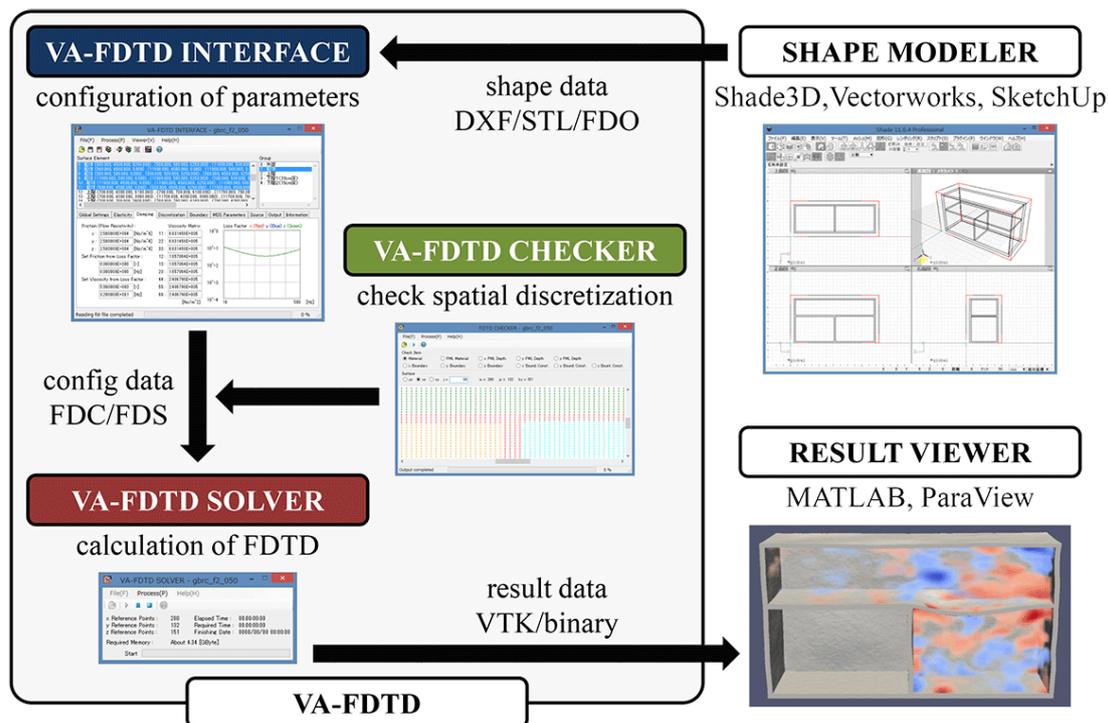


図 2.7 VA-FDTD を用いた視覚化の流れ<sup>[15]</sup>

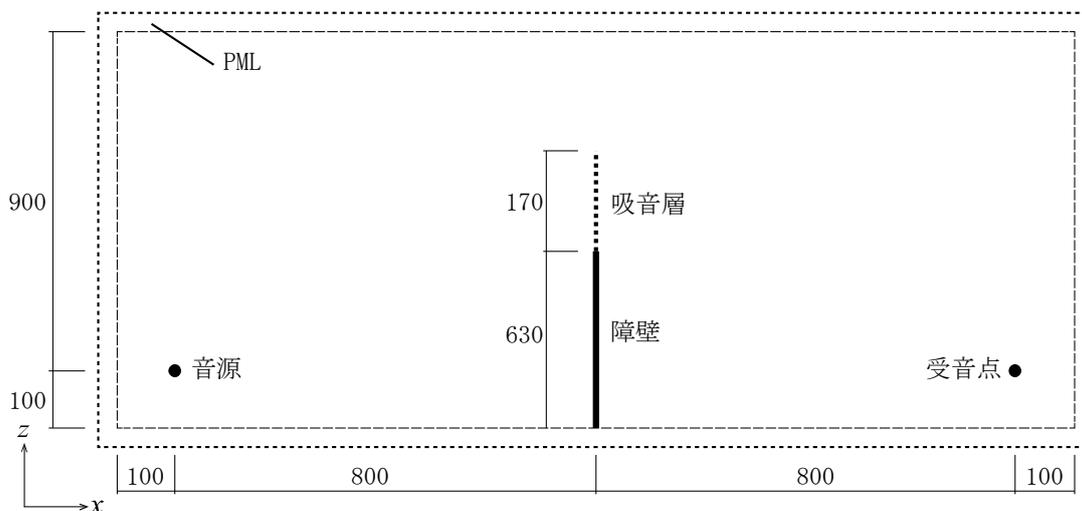


図 2.8 VA-FDTD で用いた解析モデル

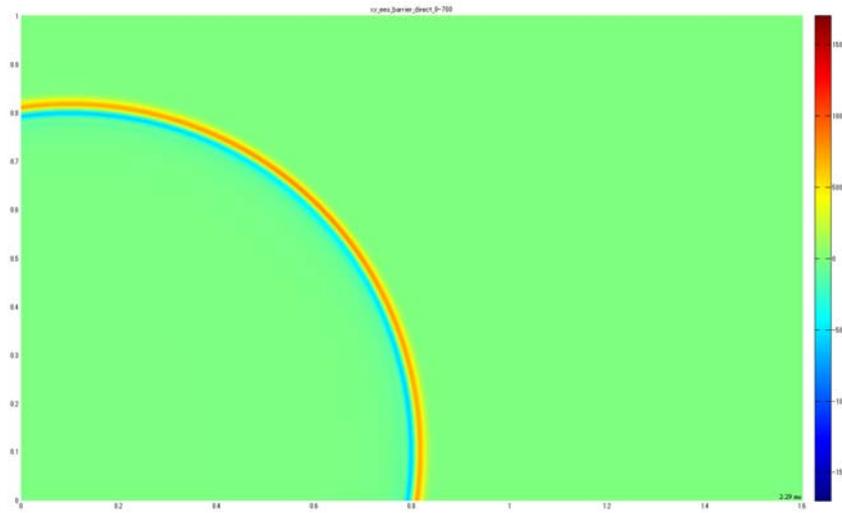


図 2-9 (a-1) 障壁無し 2.29[ms]時

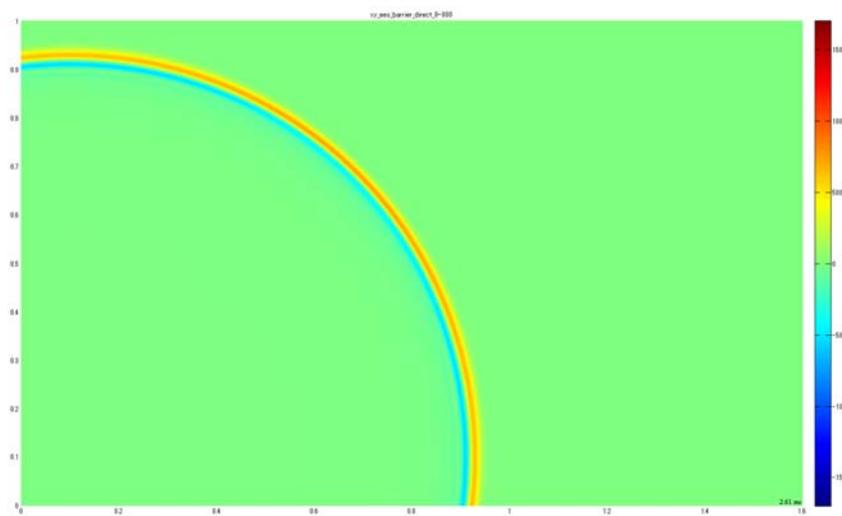


図 2-9 (a-2) 障壁無し 2.61[ms]時

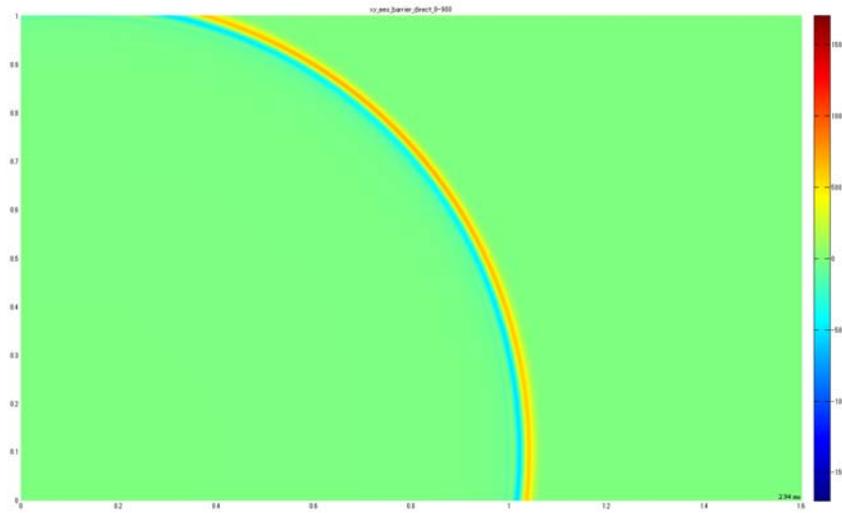


図 2-9 (a-3) 障壁無し 2.94[ms]時

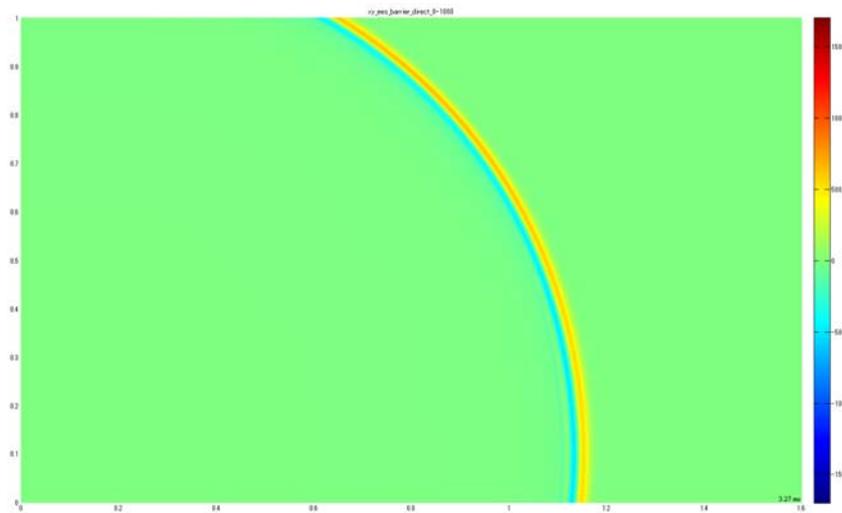


図 2-9 (a-4) 障壁無し 3.27[ms]時

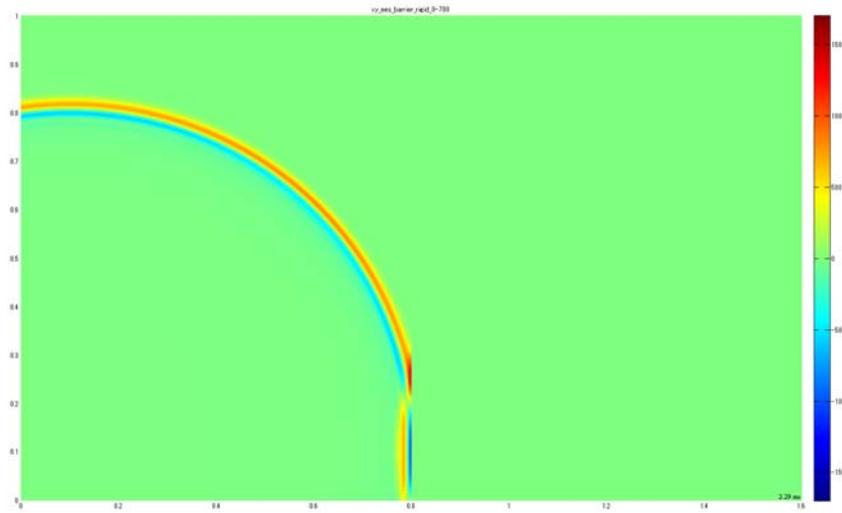


図 2-9 (b-1) 吸音層まで障壁 2.29[ms]時

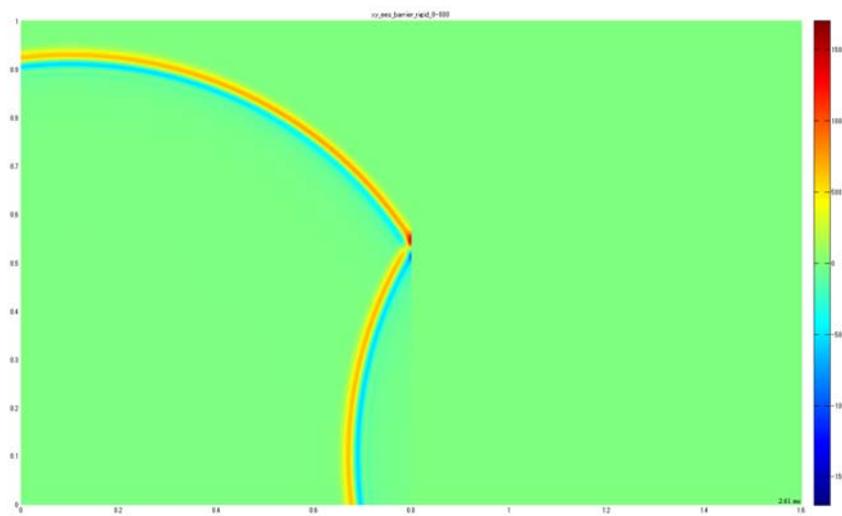


図 2-9 (b-2) 吸音層まで障壁 2.61[ms]時

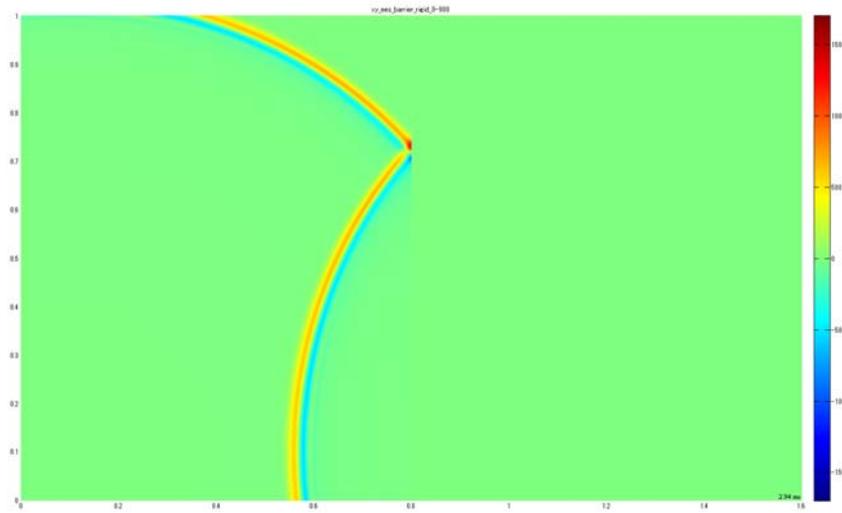


図 2-9 (b-3) 吸音層まで障壁 2.94[ms]時

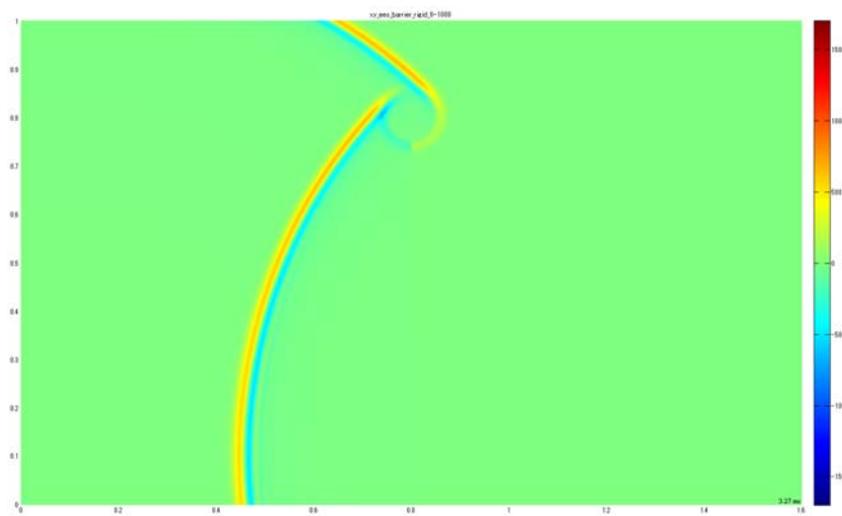


図 2-9 (b-4) 吸音層まで障壁 3.27[ms]時

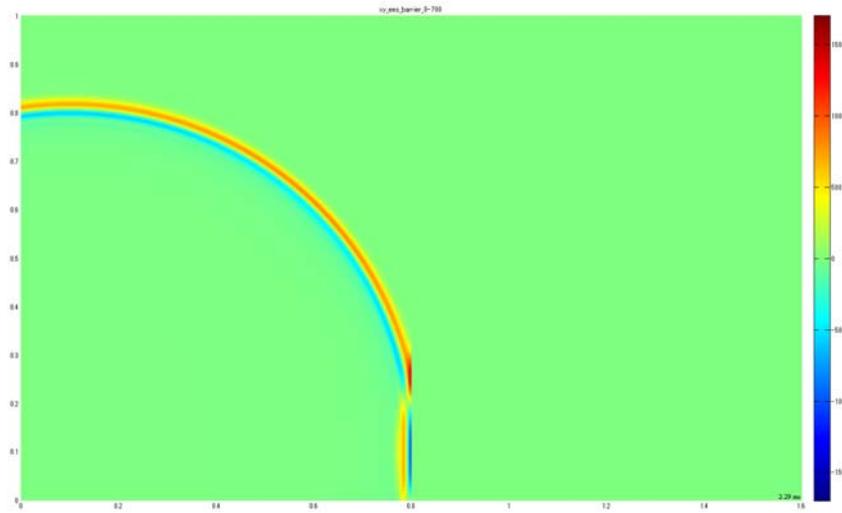


図 2-9 (c-1) エッジ効果抑制型遮音壁 2.29[ms]時

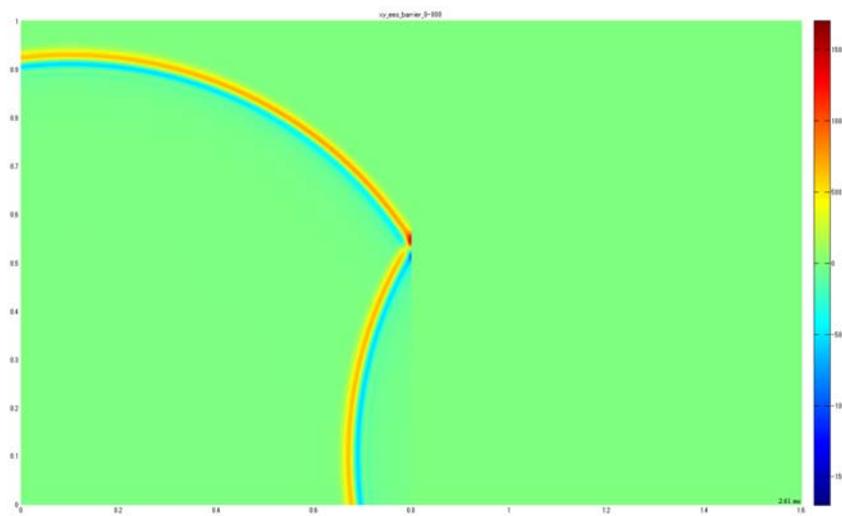


図 2-9 (c-2) エッジ効果抑制型遮音壁 2.61[ms]時

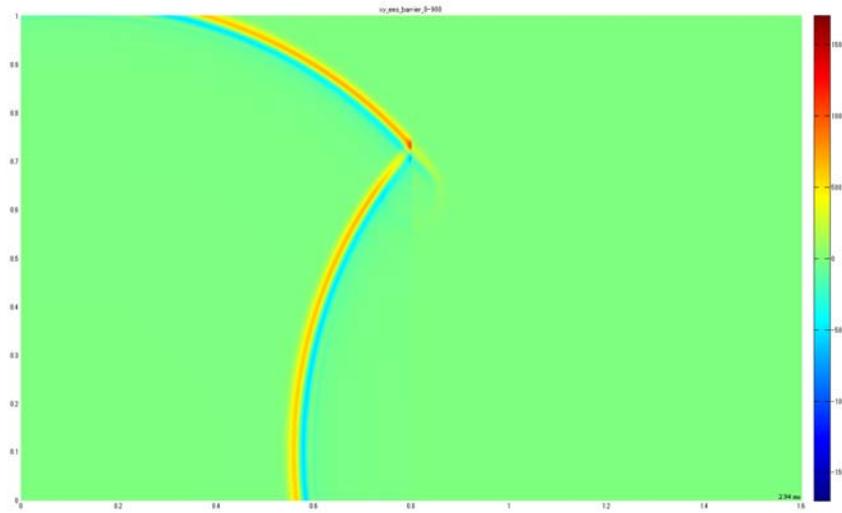


図 2-9 (c-3) エッジ効果抑制型遮音壁 2.94[ms]時

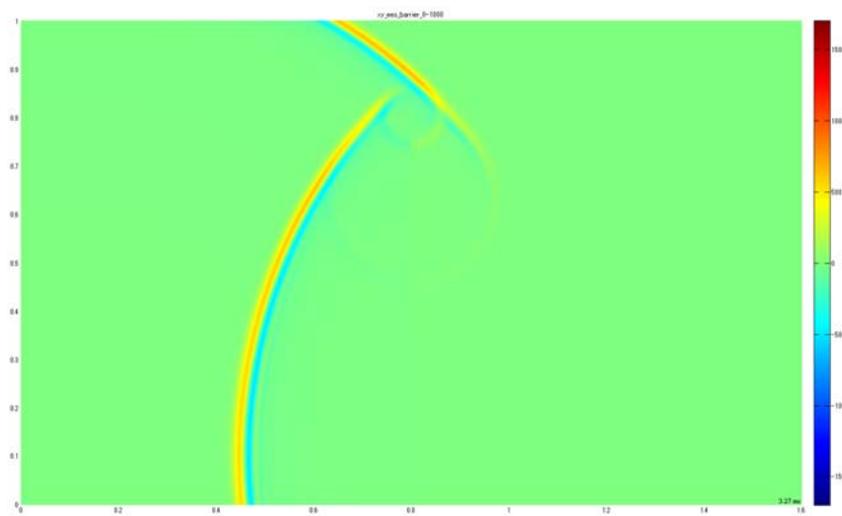


図 2-9 (c-4) エッジ効果抑制型遮音壁 3.27[ms]時

### 2.3.3. 2.5次元解析

2.3.2 で用いた 2 次元の結果を用い、直線的な道路構造のように同一断面が長く連続する擬似的な 3 次元音場を再現した 2.5 次元解析を行う。D.Duhamel は、直線道路に設置された十分長い遮音壁の騒音低減効果を効率よく計算するため、道路構造の横断面を対象とした 2 次元解析結果を積分変換して球面波音場を求める手法<sup>[18]</sup>を開発した（以下 Duhamel 積分と称する）。積分変換を次式に示す。

$$\Phi_{3D}(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \Phi_{2D}(k_{2D}) \cos k_z z dk_z \quad (2.39)$$

ここで、 $\Phi_{3D}(k)$  は波数における 3 次元音場解、 $\Phi_{2D}$  は 2 次元空間内の波数で  $k_{2D} \equiv \sqrt{k^2 - k_z^2}$ 、 $\Phi_{2D}(k')$  は波数  $k'$  における 2 次元音場解、 $z$  は音源と受音点の  $z$  座標の差である。いま、計算波数  $k$  を境に積分区間を分けて考え、式 (2.39) を以下のように変形する。

$$\Phi_{3D}(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^k \Phi_{2D}(\sqrt{k^2 - k_z^2}) \cos k_z z dk_z + \frac{1}{\pi} \int_k^{+\infty} \Phi_{2D}(i\sqrt{k_z^2 - k^2}) \cos k_z z dk_z \quad (2.40)$$

右辺第 1 項目は被積分関数に波数  $\sqrt{k^2 - k_z^2}$  を含んでおり、2 次元音場における実周波数領域の応答を基に積分計算を行うことを示している。一方、右辺第 2 項目は被積分関数の波形が  $i\sqrt{k_z^2 - k^2}$  なので 2 次元音場解において虚周波数領域の応答を求める必要がある。時間領域の応答と周波数領域の応答の関係は以下に示す式のように Fourier 変換対の関係にある。

$$\Phi_{2D}(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{2D}(t) e^{i\alpha t} dt \quad (2.41)$$

$$\Phi_{2D}(ik) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{2D}(t) e^{-\alpha t} dt \quad (2.42)$$

$\phi_{2D}(t)$  は 2 次元音場における時間領域解である。式 (2.42) では左辺の周波数が虚数であるため、右辺の変換は形式的に Laplace 変換となっている。FFT によって離散化された波数を  $\alpha[j]$ 、離散値を  $\Phi_{2D}(\alpha[j])$  とし、式 (2.40) の積分を FFT による離散サンプル値に適合するよう以下のように変形して計算を行う。

$z \neq 0$  の場合

$$\begin{aligned} \Phi_{3D}(k) = & \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(\alpha[j]) + \Phi_{2D}(\alpha[j+1])}{2} \frac{\sin \sqrt{k^2 - \alpha[j]^2} z - \sin \sqrt{k^2 - \alpha[j+1]^2} z}{z} \\ & + \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(i\alpha[j]) + \Phi_{2D}(i\alpha[j+1])}{2} \frac{\sin \sqrt{k^2 + \alpha[j]^2} z - \sin \sqrt{k^2 + \alpha[j+1]^2} z}{z} \end{aligned} \quad (2.43)$$

$z=0$  の場合

$$\begin{aligned} \Phi_{3D}(k) = & \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(\alpha[j]) + \Phi_{2D}(\alpha[j+1])}{2} \left( \sqrt{k^2 - \alpha[j]^2} - \sqrt{k^2 - \alpha[j+1]^2} \right) \\ & + \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(i\alpha[j]) + \Phi_{2D}(i\alpha[j+1])}{2} \left( \sqrt{k^2 + \alpha[j]^2} - \sqrt{k^2 + \alpha[j+1]^2} \right) \end{aligned} \quad (2.44)$$

式 (2.43) (2.44) を用い、2次元音場における受信点の結果を Duhamel 積分で 2.5次元に変換したインパルス応答を図 2.10、周波数応答を図 2.11、挿入損失を図 2.12 にそれぞれ示す。挿入損失の境界要素法で解析を行ったエッジ効果抑制型遮音壁は、FDTD法で用いた解析条件と同様である。FDTD法のエッジ効果抑制型遮音壁の挿入損失と比較すると、低い周波数では約 5[dB]挿入損失が大きく、全体で見るとピークが出る位置が違うことがわかる。FDTD法は2次元解析を3次元に拡張した解析なので、音源が点音源ではな線音源のような性質を持っているため、異なる結果になったと推察できる。

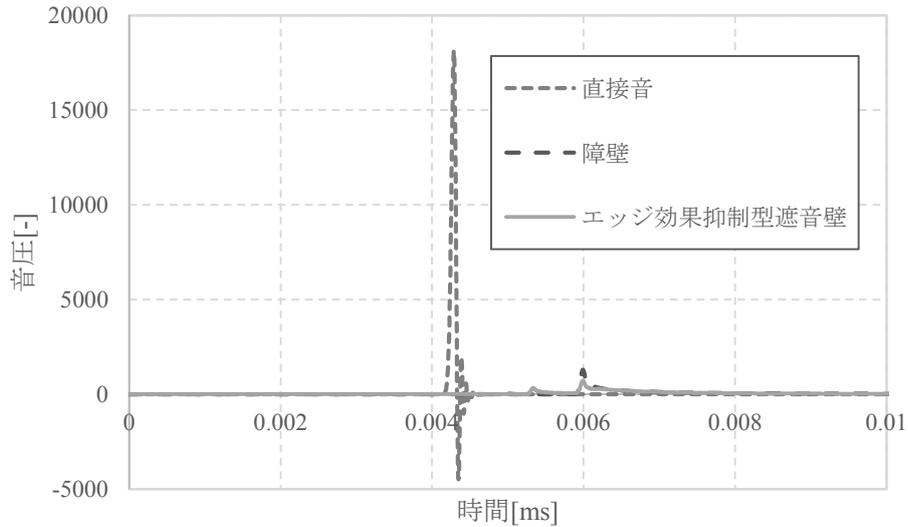


図 2.10 インパルス応答

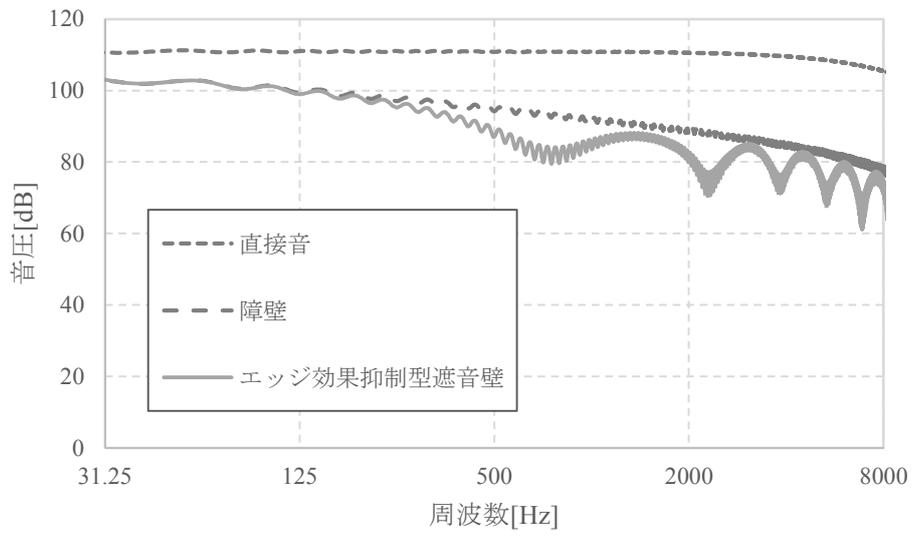


図 2.11 周波数応答

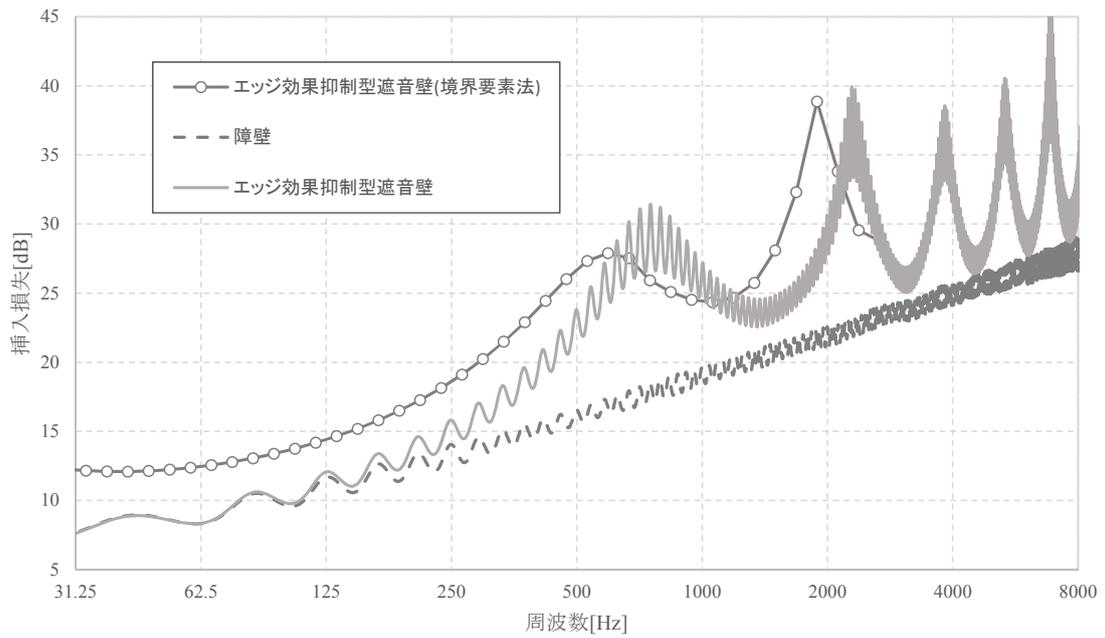


図 2.12 挿入損失

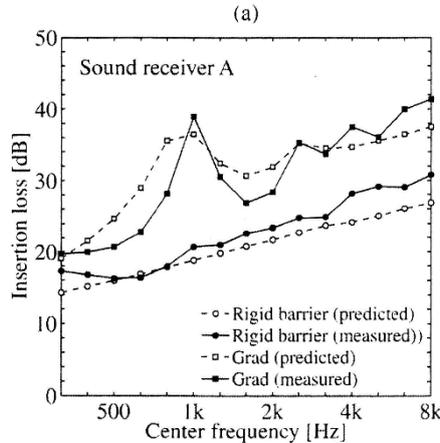


図 2.13 エッジ効果抑制型遮音壁の実験から得られた挿入損失<sup>[6]</sup>

図 2.13 にエッジ効果抑制型遮音壁の実験から得られた挿入損失と数値解析解の挿入損失を示す。FDTD 法で 2 次元解析の結果を 2.5 次元へ変換した図 2.12 を比較すると、障壁の挿入損失は境界要素法の数値解析解の低い周波数で約 5[dB]の差となるが、次第に高い周波数へ向かうに従い徐々に差が縮まり、8000[Hz]ではほぼ一致する結果となった。エッジ効果抑制型遮音壁の挿入損失は吸音層の条件が異なるため一概に比較はできないが、大きい振幅に対して目を隠れば境界要素法の数値解析解に近い値を得ている。

#### 2.4. 境界要素法と FDTD 法の考察

境界要素法は、式 (2.10) (2.11) より面に対して積分を行うだけで良いので比較的大空間であっても解析ができる。また、鏡像法を用いることで理論式を簡略化することができる利点がある。一方、理論式を組み立てることが難しく、過渡応答の可視化を行うことが苦手な解析手法であることがわかる。

FDTD 法は、初期条件さえ既知であれば更新式を組み立てることが境界要素法に比べ比較的簡易であり、3 次元空間の過渡応答を手早く視覚的に確認できる。また、2 次元空間で求めた音場解析解を基に擬似的な 3 次元空間へ変換できるため、計算時間の短縮化が計れる。一方、空間を全て離散化するため大空間の解析をし難くなり時間とコストがかかってしまう計算手法であることがわかる。また、2.5 次元解析の場合では、点音源で解析できない懸念がある。

以上より、どのような音場を解析したいのかによって計算手法を変えることが重要であることがわかる。

### 3. 従来のエッジ効果抑制型遮音壁の効果について

既報<sup>[6-7,17]</sup>では、音源を基準に 3[m]の高さの半無限障壁に面密度 12~192[kg/m<sup>2</sup>], 流れ抵抗 400~6400[Ns/m<sup>3</sup>]の範囲で上方へ次第に 0 へ近づく吸音層を設置した遮音壁で解析を行っている。その中でも、面密度 96[kg/m<sup>2</sup>], 流れ抵抗 3200[Ns/m<sup>3</sup>]の遮音壁が最も遮音性能が良いと報告がある。しかし、エッジ効果抑制型遮音壁がどのような条件の場合遮音効果が上がるかは研究する余地がある。

本項では、従来型のエッジ効果抑制型遮音壁の効果について研究を深めた。

#### 3.1. 理論式

図 3.1.1 に解析モデルを示す。Ω<sub>1</sub> は点音源側の半無限領域、Ω<sub>2</sub> は受音点側の半無限領域。領域 Ω<sub>1</sub>, Ω<sub>2</sub> に挟まれるように半無限障壁 *S*, 吸音層 *A* があり鉛直上に何も無い空気の面 *F* が存在し、領域 Ω<sub>1</sub>, Ω<sub>2</sub> を無限遠方面 Σ が囲う。P<sub>s</sub> は点音源、P は固定点、P<sub>i</sub> は鏡像側の固定点で Q は動点である。r, r<sub>i</sub> は P, P<sub>i</sub> と Q の距離で n は法線方向を示す。Φ<sub>1</sub>, Φ<sub>2</sub> は領域 Ω<sub>1</sub>, Ω<sub>2</sub> の速度ポテンシャルである。図 3.1.1 を基に半無限領域 Ω<sub>1</sub> に対して固定点 P の鏡像を考慮した時間項 e<sup>-iαt</sup> を省いた主要解式 (2.9) を用い式 (2.10) に適用すると、

$$\varphi_1(P) = \varphi_D(P) + \iint_{F+A+S+\Sigma} \left\{ \varphi_1 \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right) - \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right\} ds \quad (2.45)$$

$$0 = \varphi_D(P_i) + \iint_{F+A+S+\Sigma} \left\{ \varphi_1 \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right) - \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \right\} ds \quad (2.46)$$

と表される。積分内の音圧に関する項は

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{4\pi r} &= \mathbf{n} \cdot \mathbf{grad} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) \\ &= \mathbf{n} \cdot \left( \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} i + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \eta} j + \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} k \right) \end{aligned}$$

ξ 方向のみを考えると

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} &= \frac{ike^{ikr}r - e^{ikr}}{r^2} \frac{1}{2} \left\{ (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2 \right\}^{-\frac{1}{2}} 2(\xi - x) \\ &= \frac{e^{ikr}}{r} \left( ik - \frac{1}{r} \right) \frac{\xi - x}{r} \end{aligned}$$

であるので

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{grad} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) = \mathbf{n} \cdot \left\{ \frac{\xi - x}{r} i + \frac{\eta - y}{r} j + \frac{\zeta - z}{r} k \right\} \frac{e^{ikr}}{r} \left( ik - \frac{1}{r} \right) \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})$$

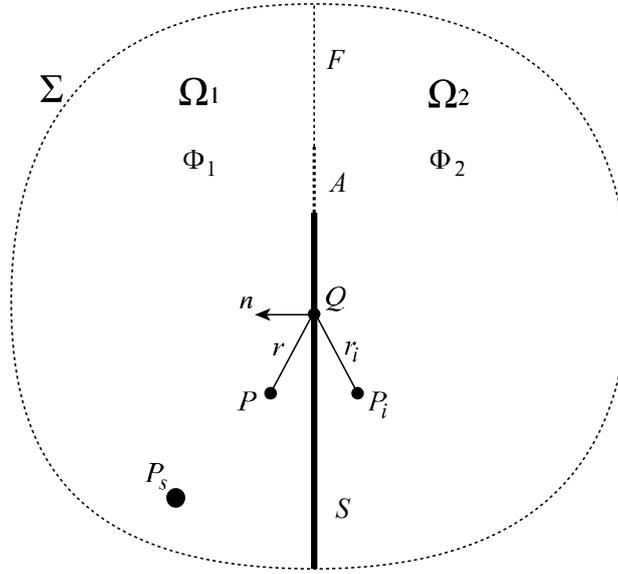


図 3.1.1 数値解析モデル

$\frac{\xi-x}{r}i + \frac{\eta-y}{r}j + \frac{\zeta-z}{r}k$  を  $\frac{\mathbf{r}}{r}$  と置くと

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}}{r} \frac{e^{ikr}}{r} \left( ik - \frac{1}{r} \right) &= \frac{|\mathbf{n}| \cdot |\mathbf{r}|}{r} \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) \frac{e^{ikr}}{r} \left( ik - \frac{1}{r} \right) \\ &= \frac{e^{ikr}}{r} \left( ik - \frac{1}{r} \right) \cos(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r}) \end{aligned}$$

と表される．よって  $P, P_i$  の距離  $r, r_i$  が等しい場合 0 となり音圧項を無視できるため， $\Sigma$  に対し式 (2.12) を適用し式 (3.2) (3.3) を足し合わせると次式

$$\varphi_1(P) = \varphi_D(P) + \varphi_D(P_i) - \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in \Omega_1, F, A) \quad (2.47)$$

を得る．同様に  $\Omega_2$  領域は

$$\varphi_2(P) = \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in \Omega_2, F, A) \quad (2.48)$$

と表される．

ところで，図 3.1.2 のような通気性の吸音層  $A$  を考える．領域  $\Omega_1, \Omega_2$  の音圧  $p_1, p_2$ ，吸音層の隙間を流れる開孔率を考慮した吸音層に対する相対粒子速度  $v_s$  とすると流れ抵抗  $r_s$  は

$$r_s = \frac{p_2 - p_1}{v_s} \quad (2.49)$$

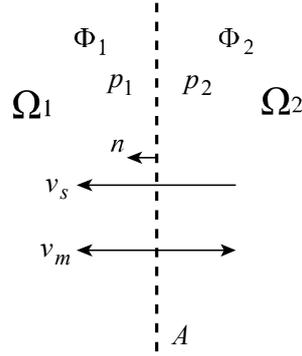


図 3.1.2 吸音層に接する空気の粒子速度

となる関係を持つ。また、吸音層も両面の音圧差によって振動することを考えると、吸音層の振動速度  $v_m$ 、面密度を  $M$  とすると運動方程式は

$$p_2 - p_1 = M \frac{\partial v_m \cdot e^{-i\omega t}}{\partial t} = -i\omega M v_m \quad (2.50)$$

を得る。従って吸音層法線方向の平均粒子速度  $v$  は、吸音層フレーム部の振動速度  $v_m$  と空気の開孔率を考慮したフレーム部に対する相対速度  $v_s$  の和で示すことができるため、

$$v = v_s + v_m \quad (2.51)$$

で表される。吸音層のインピーダンス  $Z_r$  は

$$\begin{aligned} Z_r &= \frac{p_2 - p_1}{v} = \left( \frac{1}{r_s} - \frac{1}{i\omega M} \right)^{-1} \\ \frac{-i\omega\rho(\varphi_1 - \varphi_2)}{v} &= Z_r \\ -\frac{\partial\varphi}{\partial n} = v &= \frac{i\omega\rho(\varphi_1 - \varphi_2)}{Z_r} \\ \varphi_1 - \varphi_2 &= -\frac{Z_r}{i\omega\rho} \frac{\partial\varphi}{\partial n} \end{aligned} \quad (2.52)$$

と導出できる。

ここで固定点  $P, P_i$  を  $A, F$  上に移動させたとき、 $F$  上で  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi, \frac{\partial\varphi_1}{\partial n} = \frac{\partial\varphi_2}{\partial n} = \frac{\partial\varphi}{\partial n}$  という境

界条件を与え、式 (3.4) から式 (3.5) を引くと

$$2\varphi_D(P) - \frac{1}{\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds = \begin{cases} 0 & (P \in F) \\ \varphi_1 - \varphi_2 & (P \in A) \end{cases}$$

を得る。 $P \in A$  の速度ポテンシャル差を式 (3.8) で置き換えると

$$2\varphi_D(P) - \frac{1}{\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds = \begin{cases} 0 & (P \in F) \\ -\frac{Z_r}{i\omega\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial n} & (P \in A) \end{cases} \quad (2.53)$$

を導出できる.

### 3.2. 道路交通騒音 A 特性スペクトル

騒音に関する環境基準<sup>[3]</sup>をはじめ, 騒音に対する指標として A 特性音圧レベルが広く用いられている. 本稿では, 日本音響学会道路交通騒音調査研究会が報告した道路交通同音の予測モデル<sup>[16]</sup>から排水性舗装での定常走行および非定常, 減速走行による A 特性相対バンドパワーレベルを用いた.

波長  $\lambda$  [m] 周波数  $f$  [Hz] および音速の関係は

$$\lambda = \frac{c}{f} \quad (2.54)$$

で表される. 音速を 340[m/s] のとき周波数が 125[Hz] であれば波長は 2.72[m], 周波数が 1000[Hz] であれば波長は 0.34[m] となり, 周波数が高くなれば波長が短くなる関係がある. 遮音壁を解析するに当たり大規模な領域で数値解析を行うが, 周波数が高くなればその分要素を細分化する必要がでてくる. 解析を行う PC のメモリは有限であるため, 解析精度を保ったまま計算量を少なくすることが不可欠であると考えた. よって本項では音源に道路交通騒音を用いた場合, 解析周波数の範囲を 125[Hz] から 1000[Hz] まで解析した結果と 2000[Hz] までを含む結果を比較し, 周波数による影響を見ることを目的とした.

#### 3.2.1. 解析条件

数値解析に用いたモデルを図 3.2.1 に示す. 無限空間内に高さ 2.5[m] の剛な半無限障壁  $S$ , その鉛直上に高さ 0.5[m] の吸音層  $A$  を設置し, 吸音層の先端から下方向に 3[m], 障壁より 3[m] 離れた位置に 1[m] 離れた位置の速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源  $P_s$  を設置した場合を考えた. 点音源に用いた 1 オクターブ中心周波数ごとの道路交通騒音 A 特性相

表 3.2.1 A 特性相対バンドパワーレベル (排水性舗装, 定常走行および非定常, 減速走行)

中心周波数 [Hz]	125	250	500	1000	2000
A 特性相対バンド パワーレベル [dB]	-20.4	-11.5	-4.1	-3.5	-11.3

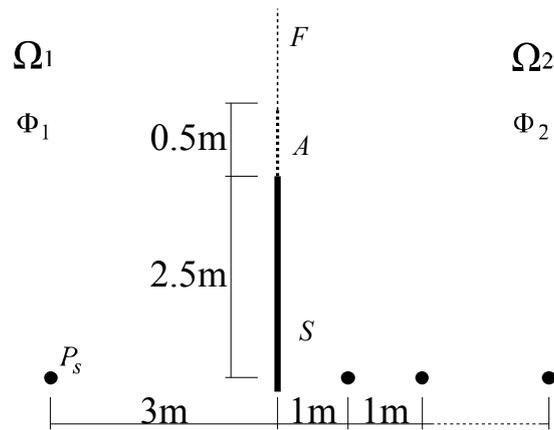


図 3.2.1 解析モデル

対バンドパワーレベルを表 3.2.1 に示す．設置していない  $\Omega_2$  領域に，点音源と同じ高さで障壁から 1[m]間隔で 50 点の測定点を設置した．吸音層のインピーダンスは面密度  $12[\text{kg}/\text{m}^2]$ ，流れ抵抗  $6400[\text{Ns}/\text{m}^3]$  で求め，上方へ次第に 0 へ近づけた．

### 3.2.2. 結果・考察

周波数の範囲による挿入損失の差の絶対値をとった解析結果を図 3.2.2 示す．受音点全てにおいて誤差が少ないことが示された．

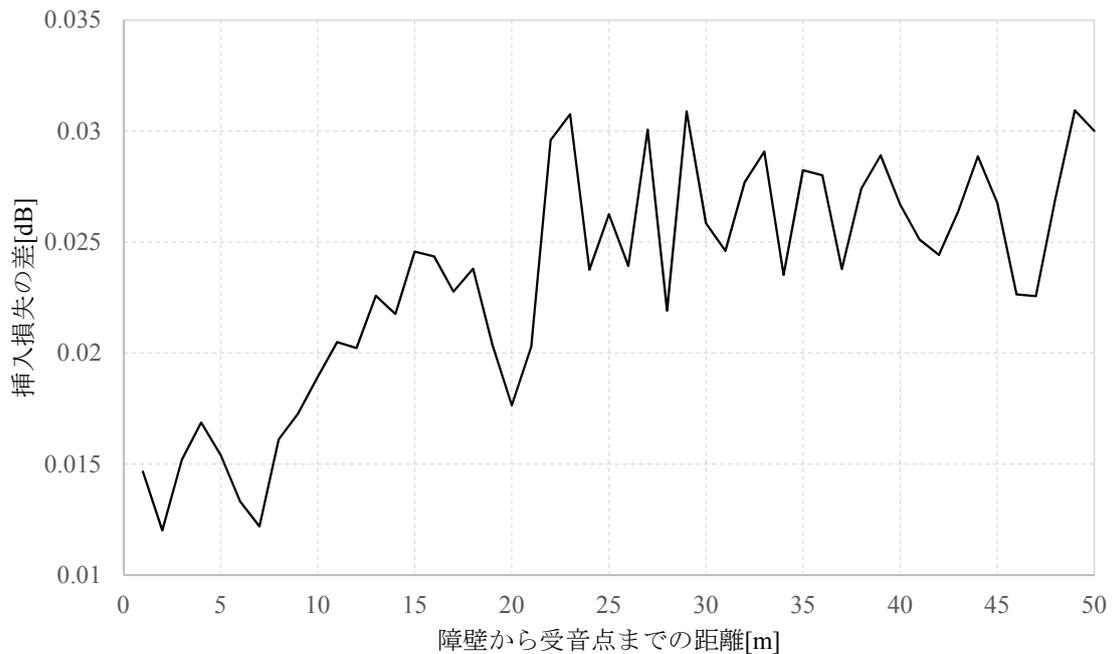


図 3.2.2 音源に道路交通騒音スペクトルを用いた場合の周波数範囲による寄与の比較

表 3.2.1 の道路交通騒音の A 特性相対バンドパワーレベルに示されるように、中心周波数が 500, 1000[Hz]の場合の重みが大いことから、125~1000[Hz]までを解析周波数範囲とした結果と 125~2000[Hz]までを解析周波数範囲とした結果の誤差が少ない結果となったと考察される。

### 3.3. ガウス・ルジャンドル積分

道路交通騒音を音源に用いた数値解析を行うにあたり問題となるのは、次第に高い周波数を用いると解析時間が長くなることである。本研究では平面要素を四角形で分割することが多いため、比較的簡単で台形積分より早く計算でき、なおかつ精度が良いとされる四角形要素でのガウス・ルジャンドル積分を解析に用いた。ガウス・ルジャンドル積分とは、図 3.3 に示すように直行座標系  $x-y$  平面上のある領域で定義された任意形状の四角形領域の積分を  $-1 \leq \zeta \leq 1$  および  $-1 \leq \eta \leq 1$  で定義される正方形領域の積分に置き換え、形状関数を用いて行列式を解く方法である。一般に次の式が成り立つ。

$$\iint_S f(x, y) ds \approx \sum_{i=1}^n \iint_{S_i} f(x, y) ds_i = \sum_{i=1}^n \left\{ \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 f(x(\zeta), y(\eta)) \cdot \det[J(\zeta, \eta)] d\zeta d\eta \right\}_i \quad (2.55)$$

まず、要素内任意位置の座標  $x, y$  が以下で表される。

$$\begin{aligned} x &= N_1(\zeta, \eta)x_i + N_2(\zeta, \eta)x_j + N_3(\zeta, \eta)x_k + N_4(\zeta, \eta)x_l \\ y &= N_1(\zeta, \eta)y_i + N_2(\zeta, \eta)y_j + N_3(\zeta, \eta)y_k + N_4(\zeta, \eta)y_l \end{aligned} \quad (2.56)$$

ここで  $N$  は  $-1 \leq \zeta \leq 1$  および  $-1 \leq \eta \leq 1$  で定義される変数  $(\zeta, \eta)$  の形状関数である。  $N$  を以下で定義する。

$$N_1 = \frac{1}{4}(1+\zeta)(1-\eta), N_2 = \frac{1}{4}(1+\zeta)(1+\eta), N_3 = \frac{1}{4}(1-\zeta)(1+\eta), N_4 = \frac{1}{4}(1-\zeta)(1-\eta) \quad (2.57)$$

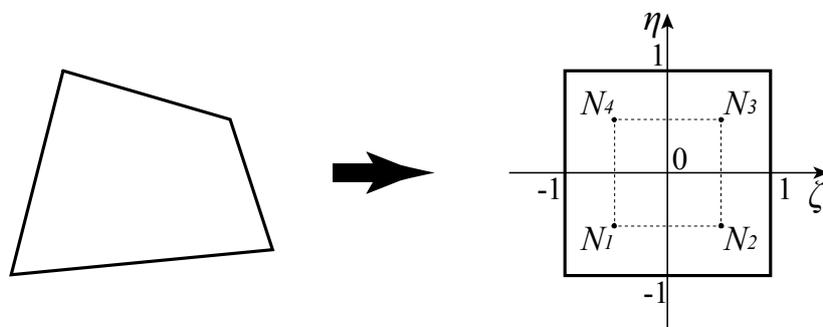


図 3.3 ガウス・ルジャンドル

式 (3.12) (3.13) を用い、Jacobian の計算を行うと

$$\frac{\partial N_1}{\partial \zeta} = -\frac{1}{4}(1-\eta), \frac{\partial N_2}{\partial \zeta} = +\frac{1}{4}(1-\eta), \frac{\partial N_3}{\partial \zeta} = +\frac{1}{4}(1+\eta), \frac{\partial N_4}{\partial \zeta} = -\frac{1}{4}(1+\eta)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial \eta} = -\frac{1}{4}(1-\zeta), \frac{\partial N_2}{\partial \eta} = -\frac{1}{4}(1+\zeta), \frac{\partial N_3}{\partial \eta} = +\frac{1}{4}(1+\zeta), \frac{\partial N_4}{\partial \eta} = +\frac{1}{4}(1-\zeta)$$

$$[J] = \begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial \zeta} & \frac{\partial y}{\partial \zeta} \\ \frac{\partial x}{\partial \eta} & \frac{\partial y}{\partial \eta} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix}$$

$$J_{11}(\zeta, \eta) = \frac{\partial N_1}{\partial \zeta} x_i + \frac{\partial N_2}{\partial \zeta} x_j + \frac{\partial N_3}{\partial \zeta} x_k + \frac{\partial N_4}{\partial \zeta} x_l$$

$$J_{12}(\zeta, \eta) = \frac{\partial N_1}{\partial \zeta} y_i + \frac{\partial N_2}{\partial \zeta} y_j + \frac{\partial N_3}{\partial \zeta} y_k + \frac{\partial N_4}{\partial \zeta} y_l$$

$$J_{21}(\zeta, \eta) = \frac{\partial N_1}{\partial \eta} x_i + \frac{\partial N_2}{\partial \eta} x_j + \frac{\partial N_3}{\partial \eta} x_k + \frac{\partial N_4}{\partial \eta} x_l$$

$$J_{22}(\zeta, \eta) = \frac{\partial N_1}{\partial \eta} y_i + \frac{\partial N_2}{\partial \eta} y_j + \frac{\partial N_3}{\partial \eta} y_k + \frac{\partial N_4}{\partial \eta} y_l$$

$$\det[J(\zeta, \eta)] = J_{11}(\zeta, \eta) \cdot J_{22}(\zeta, \eta) - J_{12}(\zeta, \eta) \cdot J_{21}(\zeta, \eta) \quad (2.58)$$

と  $\det[J]$  が導ける。

本研究では、式 (3.11) (3.14) を式 (2.10) (2.11) に適用した従来のエッジ効果抑制型遮音壁を用い、ガウス・ルジャンドル積分が有効であるか検討を行った。

### 3.3.1. 比較・考察

ガウス・ルジャンドル積分と台形積分を挿入損失の差の絶対値で書いた解析結果を図 3.3.1 に示す。125[Hz]と 250[Hz]の障壁から 5[m]以内では差が大きくなる結果となった。しかし、3.2 で述べたように音源に道路交通騒音を用いた場合 1000[Hz]の重みが大いことから、挿入損失の差が大きくなることによる寄与は少ないと考えられるため、ガウス・ルジャンドル積分を用いることは有効であると考えられる。中心周波数ごとの数値解析にかかった時間を表 3.3.1 に示す。見てわかるように、ガウス・ルジャンドル積分を用いることで計算時間が 1/10~1/33 まで早く計算できることが示された。1000[Hz]の解析時間が 500[Hz]と比べ早く計算できているのは、台形積分では余りにも解析に時間がかかったため少し精度を落

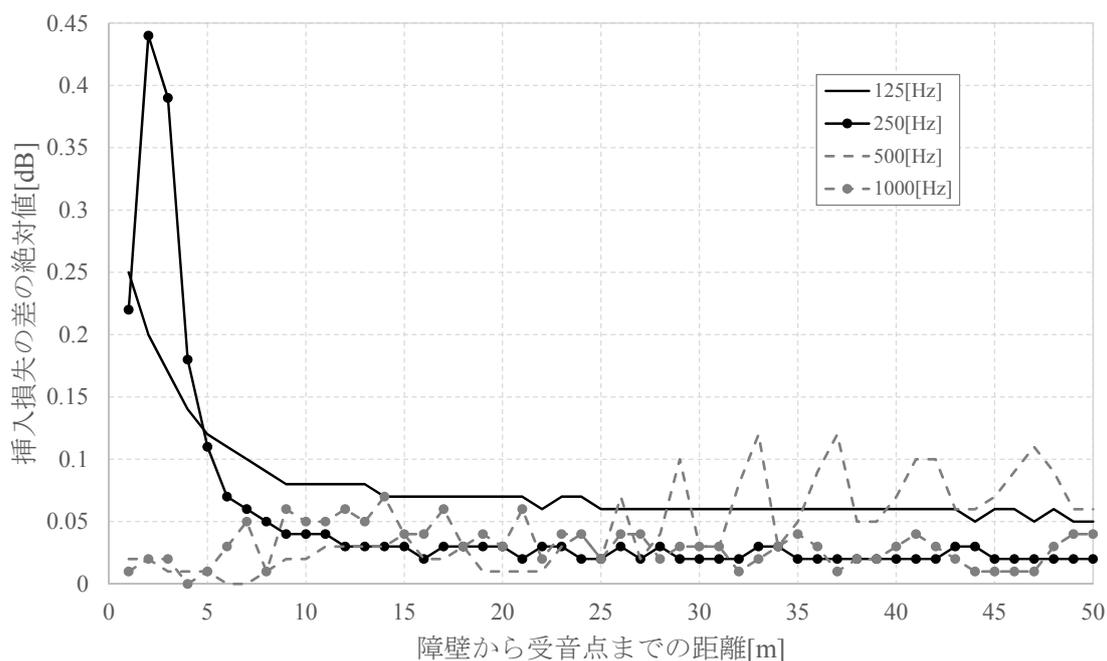


図 3.3.1 中心周波数ごとの挿入損失の差

表 3.3.1 中心周波数ごとの計算時間の比較

中心周波数 [Hz]	125	250	500	1000
台形積分計算時間 [s]	189.65	905.85	10942.92	4365.11
ガウス・ルジャンドル積分計算時間 [s]	17.43	34.47	295.4	128.65
差 [s]	172.22	838.38	10647.52	4236.46

としたためである。

### 3.4. 受信点設置位置による比較

今後、線音源で研究を行うための前研究として、水平に角度を付けた音源の影響を検討するために、図 3.4 に示すように従来のエッジ効果抑制型遮音壁の数値解析で設置していた受信点の位置を、音源と障壁を直角に結ぶ直線を基準に 30~45 度角度を付けた直線上に配置した。初めに障壁のみで中心周波数ごとに角度に対してどの程度エッジ効果の寄与があるかを確認する。その後、従来のエッジ効果抑制型遮音壁で角度ごとの影響を検討する。

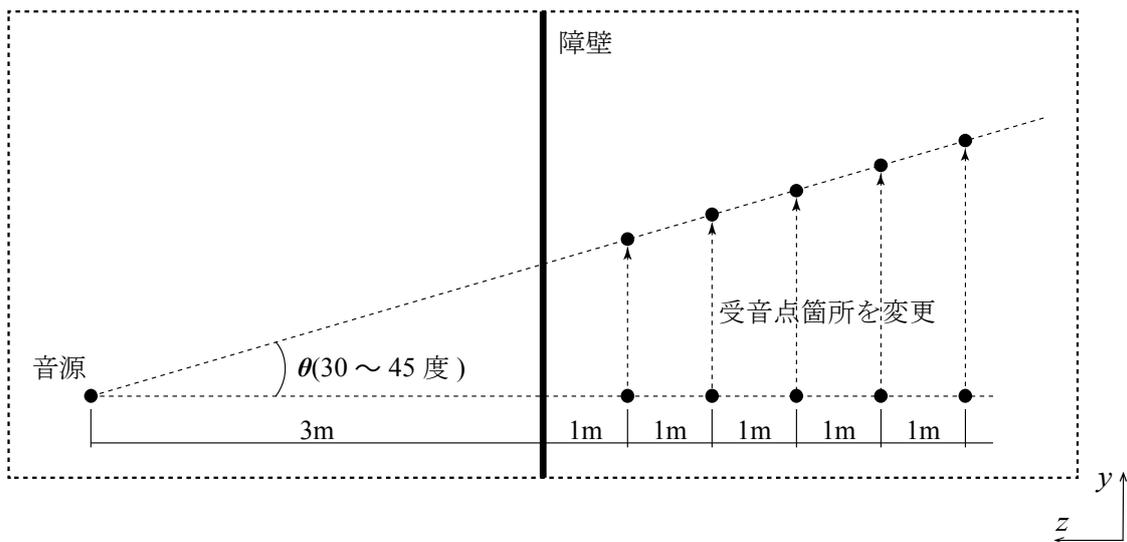


図 3.4 受音点箇所を変更した解析モデル

### 3.4.1. 解析条件

障壁のみの場合は、無限空間内に高さ 3.0[m]の剛な半無限障壁、吸音層の先端から下方向に 3[m]、障壁より 3[m]離れた位置に 1[m]離れた位置の速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源  $P_s$  を設置した場合を考えた。設置していない  $\Omega_2$  領域に、点音源と同じ高さで障壁から 1[m]間隔で 50 点の測定点を設置した。エッジ効果抑制型遮音壁の場合は、無限空間内に高さ 2.5[m]の剛な半無限障壁とその先端から鉛直方向に 0.5[m]の吸音層を設置し、吸音層の先端から下方向に 3[m]、障壁より 3[m]離れた位置に速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源  $P_s$  を設置した場合を考えた。吸音層のインピーダンスは面密度  $12[\text{kg}/\text{m}^2]$ 、流れ抵抗  $6400[\text{Ns}/\text{m}^3]$ で求め、上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えた。

### 3.4.2. 結果・考察

障壁のみを考えたときの中心周波数ごとの受音点角度の比較を図 3.4.2 に示す。どの受音点でも、約 1~1.5[dB]の差が見られる。これは、エッジ効果の影響より距離減衰が寄与していると考えられる。よって周波数による違いは見られないとし、エッジ効果抑制型遮音壁の比較では 125[Hz]~1000[Hz]の挿入損失をデシベル合成した値を用いる。

エッジ効果抑制型遮音壁を用いて、受音点の角度を変更した結果を図 3.4.3 に示す。受音点変更した結果同士を比較すると障壁に近い受音点ではほぼ同様の結果となり、20[m]付近や 35[m]付近では約 1[dB]の差となった。受音点変更無しと比較すると障壁に近いところでは約 1.5[dB]、徐々に挿入損失の差が開き受音点が 50[m]では約 2[dB]の差となった。この結

果も障壁のみの結果と同様に距離減衰が寄与していると考えられる。

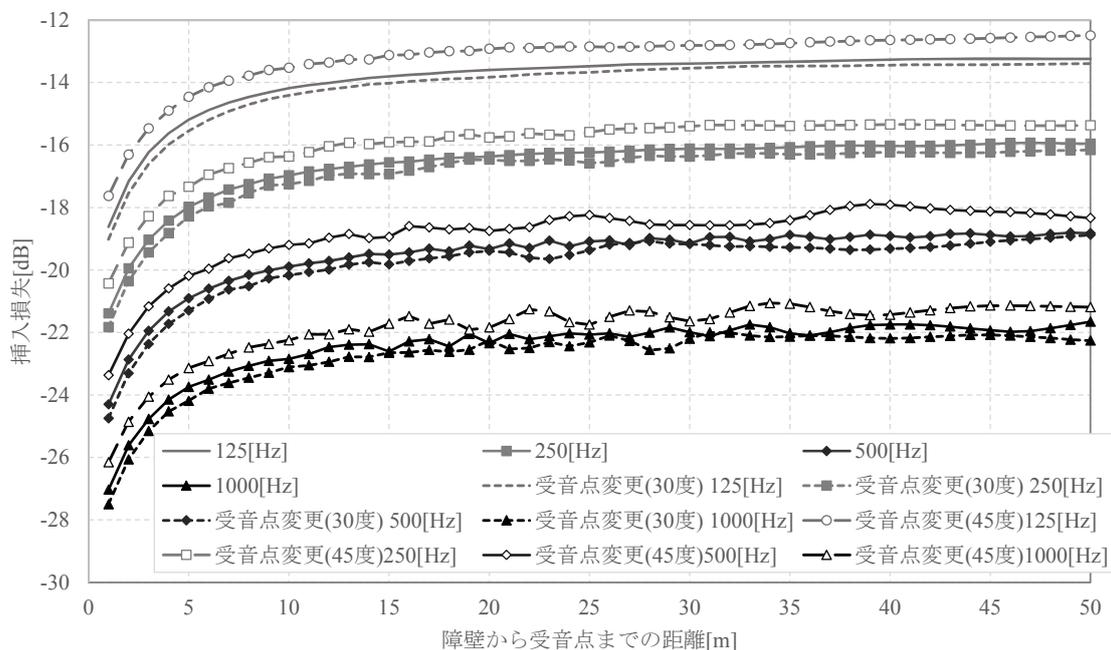


図 3.4.2 中心周波数ごとの水平方位角の比較 (障壁のみ)

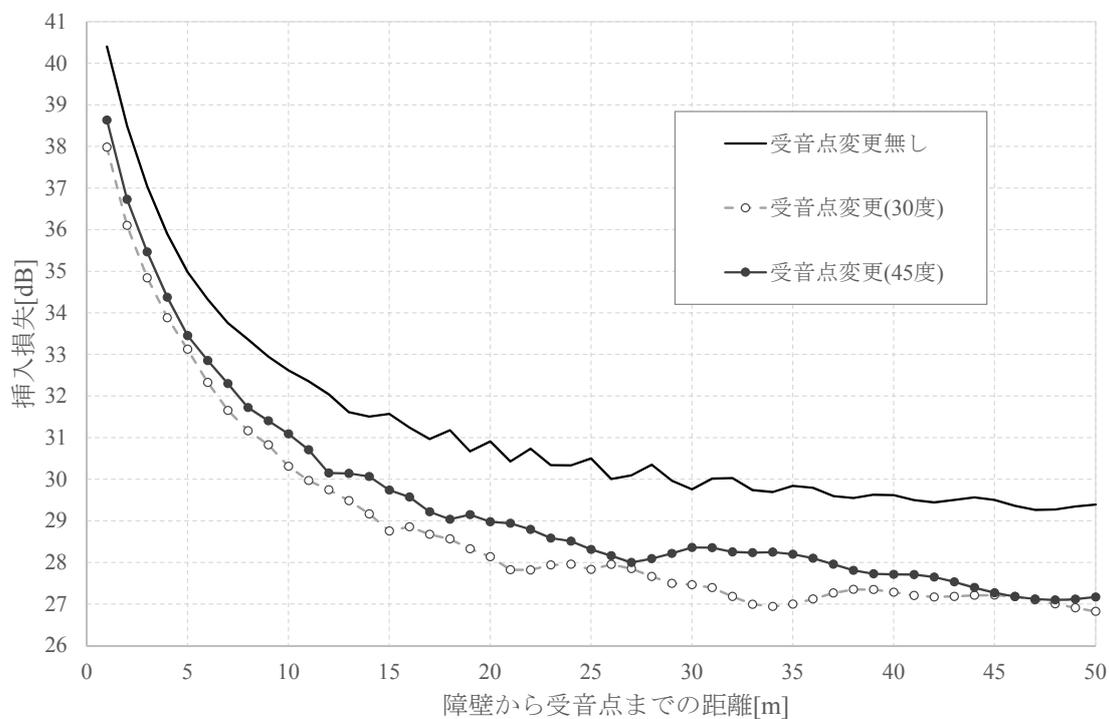


図 3.4.3 エッジ効果抑制型遮音壁の水平方位角の比較 (A 特性)

### 3.5. 直接場と回折場

一般的に遮音壁がよく用いられているのは、高速道路や鉄道といった交通量や高速走行が行われる場所である。これらの近くには、事務所ビルや高層マンションが多く見られる。そこで本項では、エッジ効果抑制型遮音壁を用いた場合どの程度建物へ影響を与えるか数値解析的に研究を行った。

高速道路を想定し、道路で発生する騒音が遮音壁を介して近くの建物の窓へ与える影響を想定した図を図 3.5.1 へ示す。また、音源から出た直接音が遮音壁に当たって回折した場のことを回折場、それ以外を直接場と定義する。回折場と直接場の境界上の挿入損失を点音源と同じ高さで障壁から 1[m]間隔で設置した受音点の挿入損失と比較を行う。次に遮音壁に垂直方向に面を切ったコンター図として出力し、音圧と粒子速度分布による比較を行う。

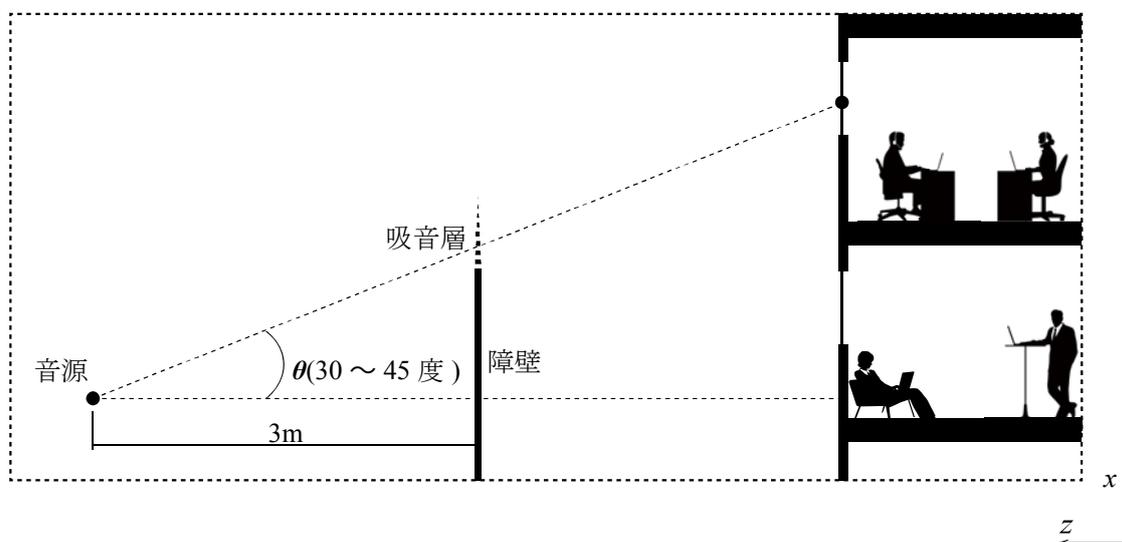


図 3.5.1 道路交通騒音と建物の解析モデル

### 3.5.1. 解析条件

無限空間内に高さ 2.5[m]の剛な半無限障壁とその先端から鉛直方向に 0.5[m]の吸音層を設置し、吸音層の先端から下方向に 3[m]、障壁より 3[m]離れた位置に 1[m]離れた位置の速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源  $P_s$  を設置した場合を考えた。吸音層のインピーダンスは面密度 12[kg/m<sup>2</sup>]、流れ抵抗 6400[Ns/m<sup>3</sup>]で上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えた。設置していない  $\Omega_2$  領域に、点音源と同じ高さで障壁から 1[m]間隔で 50 点の測定点を設置し、これを比較元とする。比較元の受音点から音源を基点とする仰角で 30~45 度上方へ移動したものを、回折場と直接場の境界上に設置した受音点とした。

### 3.5.2. 挿入損失の結果・考察

エッジ効果抑制型遮音壁の受音点位置による挿入損失の比較を図 3.5.2 に示す。受音点の位置を移動させた結果は、障壁から 5[m]以内を除き 30 度も 45 度もほぼ同様の結果となった。回折場と直接場の境界が 45 度に位置する場合直接音による寄与が大きいため、障壁近傍の挿入損失が減少する結果となったことが推察できる。受音点変更無しの結果と比較すると 10[dB]以上挿入損失の差があることから、上方へ向かうに従いエッジ効果抑制型遮音壁の恩恵を受けないことがわかった。

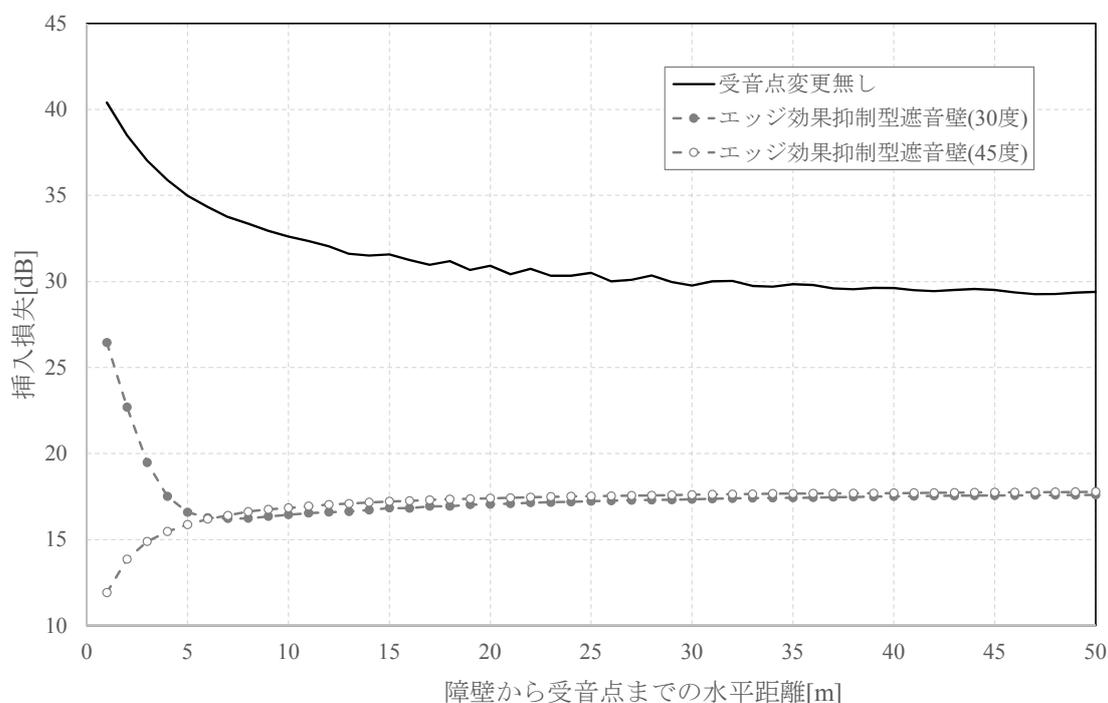


図 3.5.2 エッジ効果抑制型遮音壁の受音点位置による挿入損失 (A 特性) の比較

図 3.5.2 の受音点の位置を変更した解析結果より、1 オクターブバンド中心周波数の受音点が障壁から 5[m]以内の中心周波数ごと結果を表 3.5.1 に示す。受音点角度が 45 度の場合、低い周波数から高い周波数へ徐々に減少値が減少していることがわかり、遮音壁に近い位置ではその傾向が顕著に現れている。3.2 で得られた結果より 1000[Hz]の重みが大いことが既知であるため、オーバーオールの結果が減少するのはその通りであることがわかる。

これらの結果より、エッジ効果抑制型遮音壁は音源より下方に位置する場に対してのみ有効であり、高層な建築物に対しては有効ではないことがわかった。

表 3.5.1 障壁近傍の周波数ごとの直接音に対する挿入損失 (A 特性) の比較 [dB]

	エッジ効果抑制型遮音壁 (45 度)				エッジ効果抑制型遮音壁 (30 度)				
	125[Hz]	250[Hz]	500[Hz]	1000[Hz]	125[Hz]	250[Hz]	500[Hz]	1000[Hz]	
受 音 点 [m]	1	-58.2	-48.2	-39.5	-37.9	-61.9	-56.2	-53.4	-55.8
	2	-62.4	-52.4	-43.6	-41.6	-61.8	-53.6	-52.4	-53.1
	3	-65.1	-55.0	-46.3	-44.2	-63.5	-54.2	-48.2	-54.9
	4	-67.0	-57.0	-48.2	-46.1	-65.5	-55.8	-48.2	-50.9
	5	-68.6	-58.6	-49.8	-47.6	-67.2	-57.4	-49.3	-49.6

### 3.5.3. コンター図の結果・考察

吸音層の先端を中心に配置した 500[Hz]の  $z$  方向の粒子速度分布を図 3.5.3 に示す。遮音壁先端部にエッジ効果が現れていることがわかる。受信点側で  $x$  座標が-1 に近づくにつれ粒子速度がほとんど発生していないことから、エッジ効果抑制型遮音壁は  $z$  方向の粒子速度を防ぐのに優れた遮音性能を有することがわかる。また、遮音壁より上方では  $z$  座標が-1 に近づくにつれ粒子速度が増加しているが、エッジ効果だけでなく直接音の影響も寄与している。

視覚化してみるとなおわかりやすいが、エッジ効果抑制型遮音壁は回折場に影響を及ぼす  $z$  方向の粒子速度を抑制することに長けているが、直接音を防ぐことはできない。高層物に対して遮音を施す場合、従来のエッジ効果抑制型遮音壁をそのまま使うのではなく工夫が必要である。

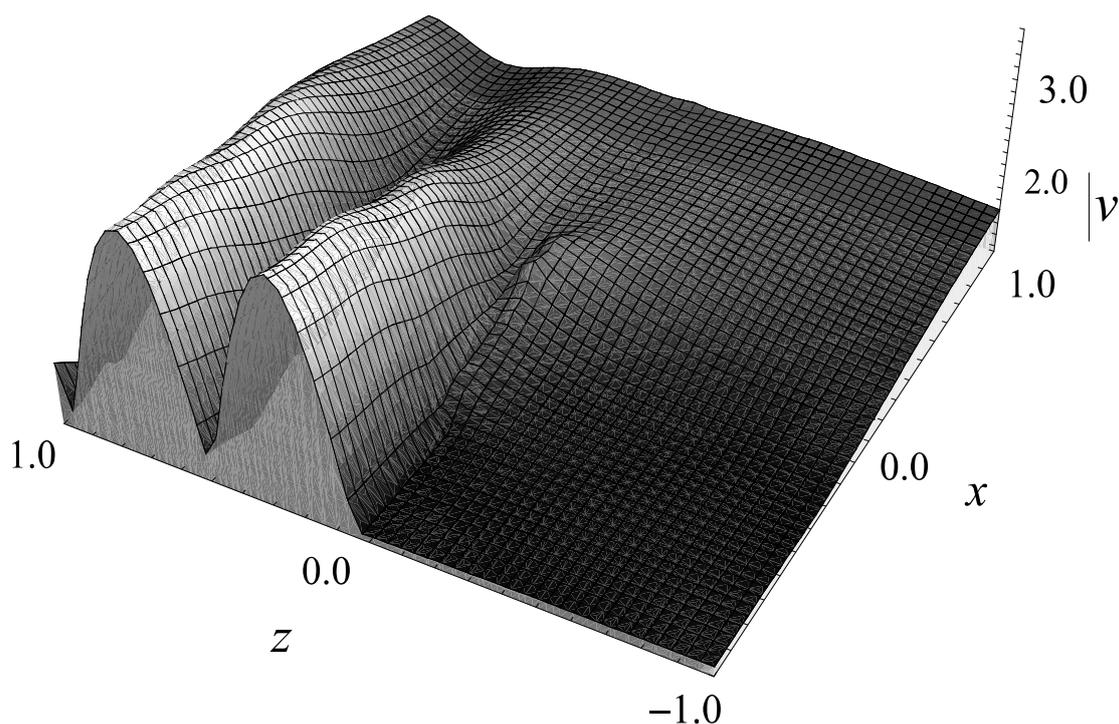


図 3.5.3 吸音層の先端を中心とした  $z$  方向の粒子速度分布 500[Hz]

### 3.6. 道路交通騒音に対する吸音層のインピーダンス検討

エッジ効果抑制型遮音壁の先端部に取り付ける吸音層のインピーダンスの検討はあまり行われていない。そこで、音源に道路交通騒音 A 特性相対バンドパワーレベルを用いた場合の最も良い特性を検討する。

#### 3.6.1. 解析条件

無限空間内に高さ 2.5[m]の剛な半無限障壁，その鉛直上に高さ 0.5[m]の吸音層  $A$  を設置し，吸音層の先端から下方向に 3[m]，障壁より 3[m]離れた位置に 1[m]離れた位置の速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源を設置した場合を考えた。設置していない  $\Omega_2$  領域に，点音源と同じ高さで障壁から 5[m]の位置に測定点を設置し，挿入損失による比較を行った。面密度 5[kg/m<sup>2</sup>]から 100[kg/m<sup>2</sup>]まで 5[kg/m<sup>2</sup>]ずつ，流れ抵抗 1000[Ns/m<sup>3</sup>]から 6000[Ns/m<sup>3</sup>]まで 200[Ns/m<sup>3</sup>]ずつ増加させた。また，上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えている。

#### 3.6.2. 結果・考察

道路交通騒音に対する吸音層の流れ抵抗と面密度の最適値の結果を図 3.6.1 に示す。上記解析条件の場合，流れ抵抗は 3200[Ns/m<sup>3</sup>]が最も良い値を示した。また，面密度は重くなればなるほど良い値を示した。

面密度が重くなればその分粒子が吸音層の中を通りにくくなるため，エッジ効果が発生しにくくなると考えられる。しかし，今回の研究では吸音性能が最も優れる流れ抵抗が 3200[Ns/m<sup>3</sup>]なる理由が解明されない結果となったため，今後の研究で解明することが望まれる。

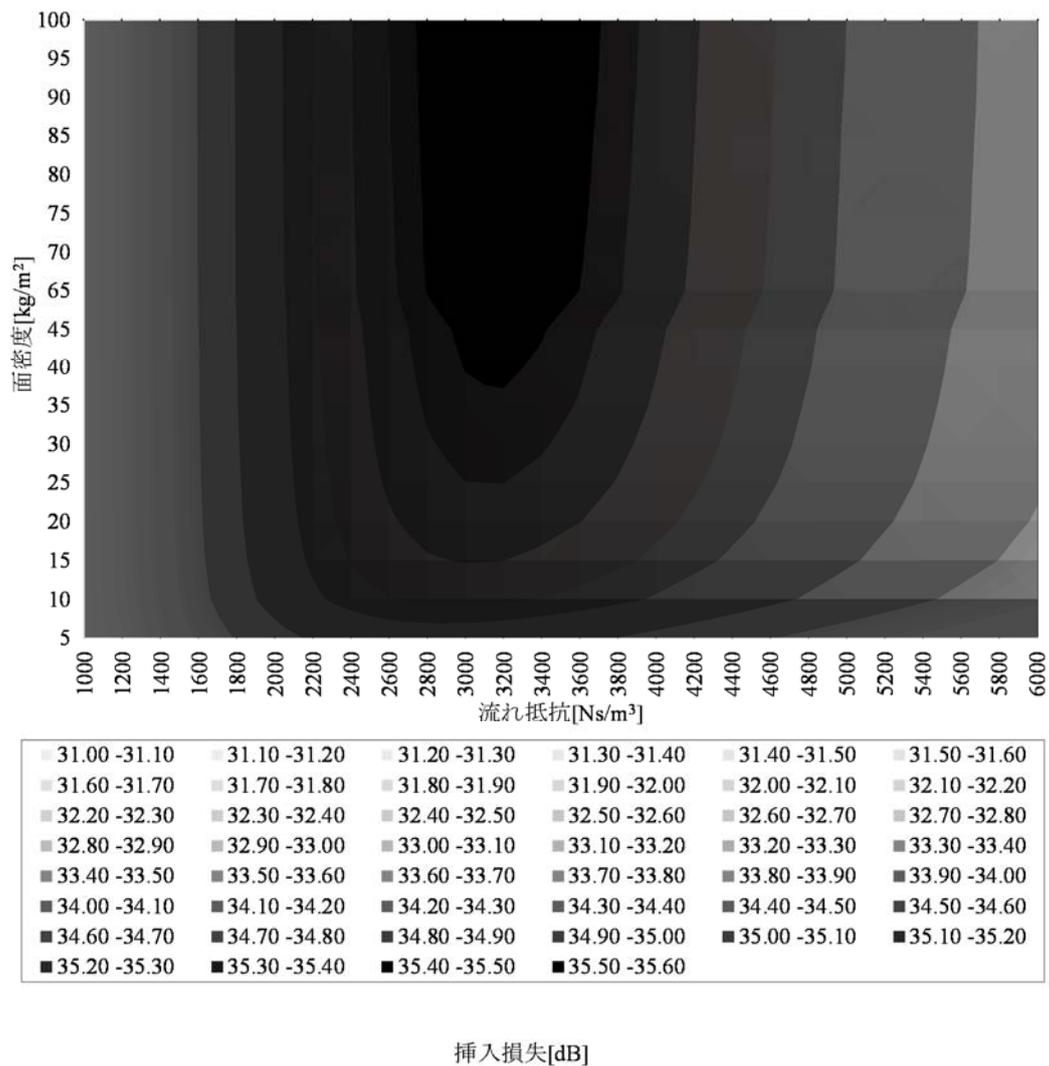


図 3.6.1 道路交通騒音に対する吸音層の流れ抵抗と面密度の最適値

### 3.7. 隙間による影響の検討

エッジ効果抑制型遮音壁を現実に用いる場合、理想的に設置されることはあまりない。その要因のひとつに、設置区間全てが一体となったエッジ効果抑制型遮音壁というのは現実的に不可能であることが挙げられる。そのため、1[m]前後の短いエッジ効果抑制型遮音壁が用いられることになり、施工時に隙間が開いてしまう。本項では、現実的に施工した場合を考え、隙間による影響を検討する。

#### 3.7.1. 解析条件

無限空間内に高さ 2.5[m]の剛な半無限障壁、その鉛直上に高さ 0.5[m]の吸音層  $A$  を設置し、吸音層の先端から下方向に 3[m]、障壁より 3[m]離れた位置に 1[m]離れた位置の速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源を設置した場合を考え、設置していない  $\Omega_2$  領域に、点音源と同じ高さで障壁から 5[m]の位置に測定点を設置し、挿入損失による比較を行った。吸音層は面密度 12[kg/m<sup>2</sup>]、流れ抵抗 6400[Ns/m<sup>3</sup>]とし、上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えている。また、比較用に吸音層までを含めた高さ全てを剛とした障壁を用意した。

隙間を空ける位置を図 3.7.1 に示す。①は吸音層と障壁の間、②は遮音壁上端から下方へ 1[m]の位置、③は遮音壁上端下方へ 2[m]の位置にそれぞれ 5[mm]の隙間を設けた。

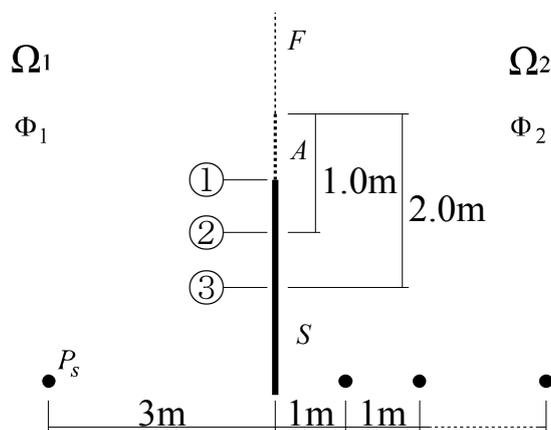


図 3.7.1 隙間を設ける位置

### 3.7.2. 結果・考察

隙間による挿入損失の比較を図 3.7.2 に示す。隙間無しのエッジ効果抑制型遮音壁と比較すると、隙間を設けたエッジ効果抑制型遮音壁は障壁近傍で 5~9[dB]の挿入損失減少という結果となった。また、障壁から 5[m]以内を除く各受音点は大きくても約 3[dB]の挿入損失の差で収まる。障壁から 5[m]以内では、隙間が音源に近づくに従い徐々に遮音性能の低下が見られ、遮音壁上端から下方 2[m]の位置に隙間を設けた隙間③に関しては 1[m]の位置において障壁のみの結果に比べ遮音性能が低下する結果となった。

数値解析結果より、エッジ効果抑制型遮音壁は隙間無く配置することで最も良い効果を発揮し、音源に近い位置に隙間を設けないように気をつけなければならないことが示された。

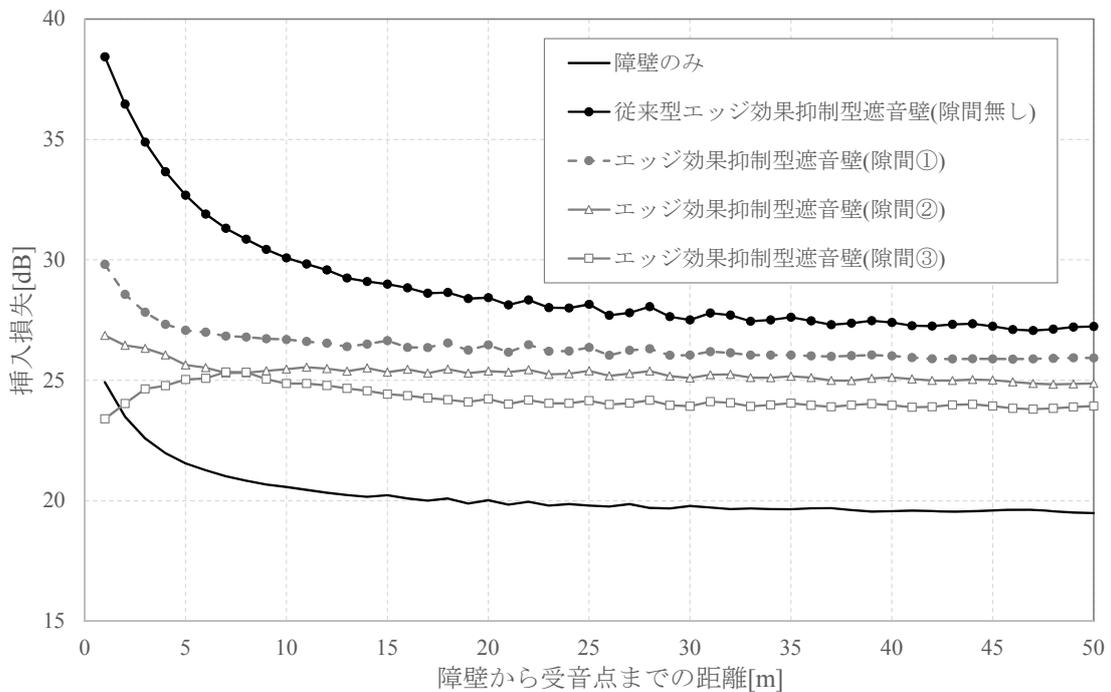


図 3.7.2 隙間による影響

#### 4. 性能向上のための検討

3章では従来のエッジ効果抑制型遮音壁の効果について検討を行ったが、本章では遮音性能の向上に向け新しい試みを行う。

##### 4.1. 吸音層の傾きによる検討

図 4.1.1 に解析モデルを示す。無限空間内に高さ 3[m]の剛な半無限障壁  $S$ 、音源側へ高さ 0.5[m]の吸音層  $A$ を突き出し、障壁の先端から下方方向に 3[m]、障壁より 3[m]離れた位置に速度ポテンシャルの絶対値が 1 となる点音源  $P_s$ を設置した場合を考えた。点音源には道路交通騒音 A 特性スペクトルを用いた。設置していない  $\Omega_2$  領域に、点音源と同じ高さで障壁から 1[m]間隔で 50 点の測定点を設置した。

##### 4.1.1. 理論式

半無限領域  $\Omega_1$  に対して式 (2.9) より固定点  $P$  の鏡像を考慮した時間項  $e^{-i\alpha t}$  を省いた主要解を用い式 (2.10) に適用すると、

$$\begin{aligned} \varphi_1(P) = & \varphi_D(P) - \frac{1}{4\pi} \iint_{F+S} \left\{ \varphi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) - \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} \right\} ds \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_A \tilde{\varphi} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) ds \quad (P \in \Omega_1, F, A) \end{aligned} \quad (2.59)$$

$$\begin{aligned} 0 = & \varphi_D(P_i) - \frac{1}{4\pi} \iint_{F+S} \left\{ \varphi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) - \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right\} ds \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_A \tilde{\varphi} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) ds \quad (P \in \Omega_1, F, A) \end{aligned} \quad (2.60)$$

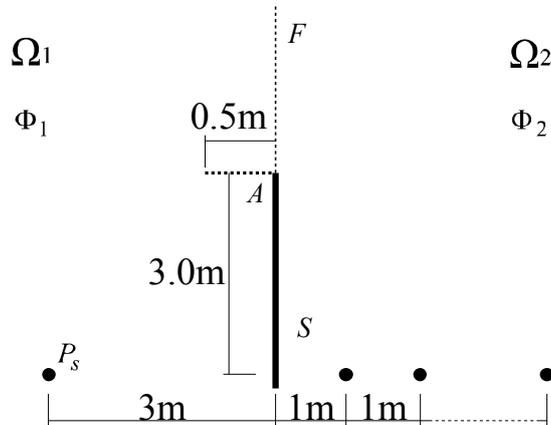


図 4.1.1 解析モデル

ここで $\tilde{\varphi}$ は $A$ の両面に分布する速度ポテンシャルである。鏡像法を用いて式(4.1)(4.2)を足し合わせると

$$\begin{aligned} \varphi_1(P) = \varphi_D(P) + \varphi_D(P_i) - \frac{1}{2\pi} \iint_F \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \\ + \frac{1}{4\pi} \iint_A \tilde{\varphi} \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} ds \quad (P \in \Omega_1, F, A) \end{aligned} \quad (2.61)$$

を得る。 $\Omega_2$ 領域も同様に

$$\varphi_2(P) = -\frac{1}{2\pi} \iint_F \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in \Omega_2, F) \quad (2.62)$$

を導き出せる。

ここで固定点 $P, P_i$ を $A, F$ 上に移動させたとき、 $F$ 上で $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi, \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} = \frac{\partial \varphi}{\partial n}$ という境界条件を与え、式(4.3)から式(4.4)を引くと

$$2\varphi_D(P) - \frac{1}{\pi} \iint_F \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds + \frac{1}{2\pi} \iint_A \tilde{\varphi} \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) ds = 0 \quad (P \in F) \quad (2.63)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi_D(P)}{\partial n_p} + \frac{\partial \varphi_D(P_i)}{\partial n_{p_i}} - \frac{1}{2\pi} \iint_F \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{\partial}{\partial n_p} \frac{e^{ikr}}{r} ds \\ + \frac{1}{4\pi} \iint_A \tilde{\varphi} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial n_p \partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial n_p \partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} ds = 0 \quad (P \in A) \end{aligned} \quad (2.64)$$

と導出できる。

#### 4.1.2. 解析条件

吸音層の特性を表4.1.1に示す。また、各吸音層は先端へ次第に0へ近づくインピーダンスを与えた。

表 4.1.1 吸音層の特性

	水平設置①	水平設置②	水平設置③	水平設置④
面密度[kg/m <sup>2</sup> ]	12	24	36	48
流れ抵抗[Ns/m <sup>3</sup> ]	400	800	1600	3200

#### 4.1.3. 結果・考察

吸音層を音源側へ水平に設置した結果を図 4.1.2 に示す。水平設置遮音壁は従来のエッジ効果抑制型遮音壁より遮音性能が減少する結果となった。吸音層を水平に設置した遮音壁の中でも高い遮音性能である水平設置④は、従来型遮音壁より約 7[dB]挿入損失が減少する。

現段階では音源側へ 90 度吸音層を傾けても従来のエッジ効果抑制型遮音壁より遮音性能が落ちる原因を追究できない。音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用いると、本項で用いた解析条件下では水平設置型のエッジ効果抑制型遮音壁では効果が見込まれない結果になってしまった。今後原因の解明を期待する。

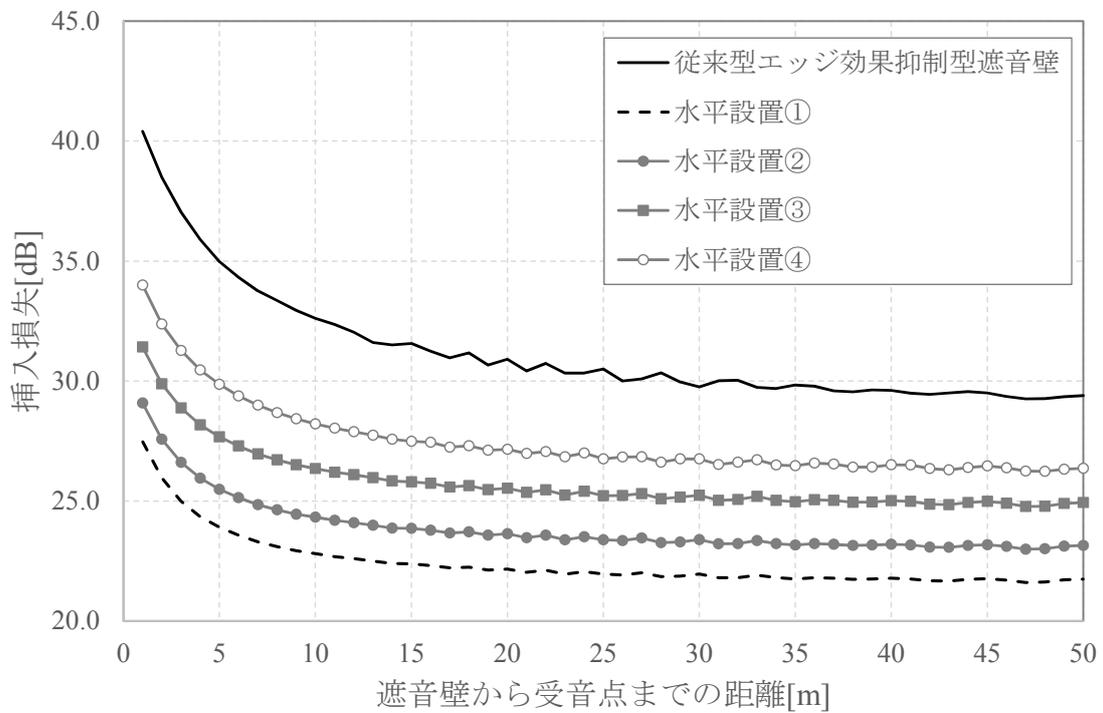


図 4.1.2 音源側へ傾けた吸音層の比較

## 4.2. 吸音性障壁（直接音近似）

ここまで、エッジ効果抑制型遮音壁の吸音層に対して検討を重ねてきた。しかし、現実の遮音壁は胴にあたる面が剛壁ではなく吸音処理を施していることがわかる。よって本項ではより現実に近い遮音壁を想定し、障壁に吸音処理を施すことによる影響を検討する。また、吸音処理を施す領域を吸音面と定義し、吸音面を空気特性インピーダンスを与える理想的な完全吸音障壁について数値解析を行う。

### 4.2.1. 理論式

解析に用いたモデルを図 4.2.1 に示す。 $\Omega_1$  は点音源側の半無限領域、 $\Omega_2$  は受音点側の半無限領域。領域  $\Omega_1, \Omega_2$  に挟まれるように半無限障壁  $S$ 、吸音層  $A$  があり鉛直上に何も無い空気の面  $F$  が存在し、領域  $\Omega_1, \Omega_2$  を無限遠方面  $\Sigma$  が囲う。半無限障壁  $S$  の音源側に吸音処理を施す  $S_a$  領域が存在する。 $P_s$  は点音源、 $P$  は固定点、 $P_i$  は鏡像側の固定点で  $Q$  は動点である。 $r, r_i$  は  $P, P_i$  と  $Q$  の距離で  $n$  は法線方向を示す。 $\Phi_1, \Phi_2$  は領域  $\Omega_1, \Omega_2$  の速度ポテンシャルである。式 (3.1) (3.2) より鏡像法を用いて  $\Omega_1$  領域を導出し次式、

$$\varphi_1(P) = \varphi_D(P) + \varphi_D(P_i) + \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_a} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in \Omega_1, F, A, S_a) \quad (2.65)$$

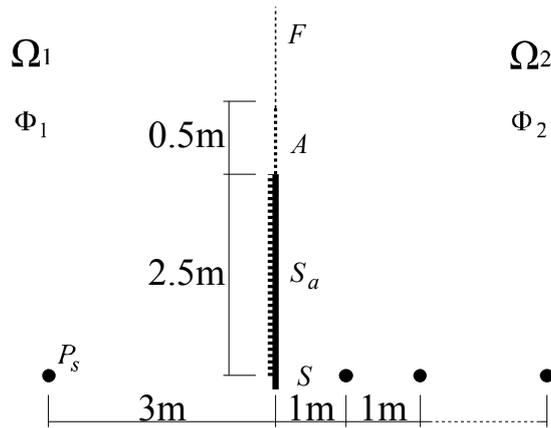


図 4.2.1 解析モデル

同様に  $\Omega_2$  領域を次式

$$\varphi_2(P) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in \Omega_1, F, A) \quad (2.66)$$

を定義する.

ここで固定点  $P, P_i$  を  $A, F$  上に移動させたとき,  $F$  上で  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi, \frac{\partial \varphi_1}{\partial n} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial n} = \frac{\partial \varphi}{\partial n}$  という境界条件を与え, 式 (4.1) から式 (4.2) を引くと

$$2\varphi_D(P) + \frac{1}{\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_a} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds = \begin{cases} 0 & (P \in F) \\ -\frac{Z_r}{i\omega\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial n} & (P \in A) \end{cases} \quad (2.67)$$

を得る. また, 式 (4.1) より

$$\varphi_1(P) = 2\varphi_D(P) - \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_a} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in S_a) \quad (2.68)$$

を導出できる. 式 (4.9) の音源側吸音面積分項の速度ポテンシャル  $\varphi$  に直接音を代入することにより, 吸音面は直接音のみの分布が与えられる. よって, 境界  $A, S$  の反射音を考えず, 吸音面の反射も無いため完全吸音となっている.

#### 4.2.2. 解析条件

音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用い, 125~1000[Hz]の 1 オクターブバンド中心周波数を解析周波数とした. また, 吸音層のインピーダンスは面密度 12[kg/m<sup>2</sup>], 流れ抵抗 3200[Ns/m<sup>3</sup>]で求め, 上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えた.

#### 4.2.3. 結果・考察

吸音面を直接音で近似した結果を図 4.2.2 に示す. 比較用に従来型のエッジ効果抑制型遮音壁を用意した. 吸音層の特性は吸音面を直接音で近似したエッジ効果抑制型遮音壁と同様である. 吸音面を直接音で近似したエッジ効果抑制型遮音壁は全体的に約 1[dB]の挿入損失の増加となった.

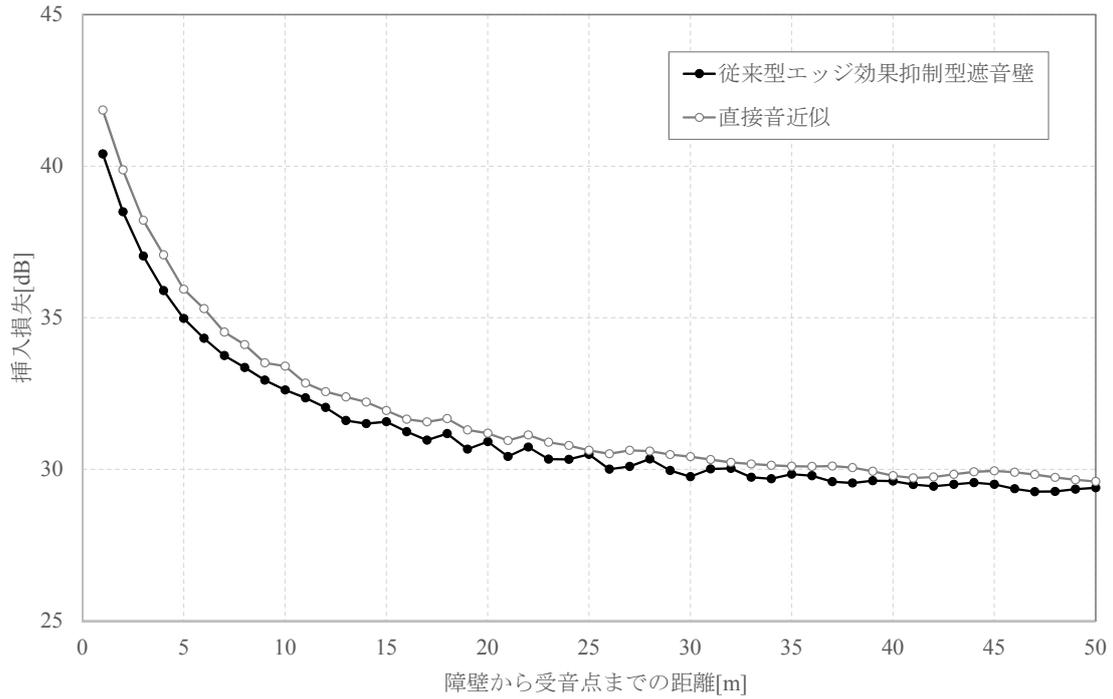


図 4.2.2 直接音近似と従来型エッジ効果抑制型遮音壁の比較

#### 4.3. 吸音性障壁（両面直接音近似）

本項は、4.2 で音源側のみ吸音処理を行ったが予想より良い結果を得られなかったため、受音点側にも吸音処理を施した場合の検討を行う。

##### 4.3.1. 理論式

解析に用いたモデルを図 4.3.1 に示す。半無限障壁の  $\Omega_2$  領域側に吸音面  $S_b$  を新たに設けた。吸音面  $S_b$  は速度ポテンシャルを未知数として解き、その他は 4.2 と同様の式になる。

$\Omega_2$  領域に吸音面が増えたことにより、式 (4.2) は次式に置き換わる。

$$\varphi_1(P) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_b} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in \Omega_1, F, A, S_b) \quad (2.69)$$

また、境界条件を与えることにより次式を導出できる。

$$\varphi_2(P) = -\frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds - \frac{1}{2\pi} \iint_{S_b} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (P \in S_b) \quad (2.70)$$

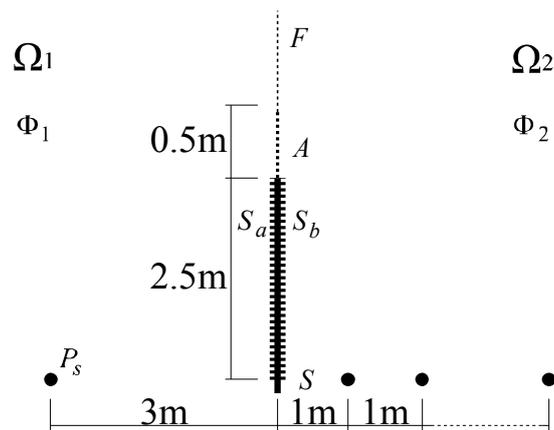


図 4.3.1 解析モデル

#### 4.3.2. 解析条件

4.2 と同様に音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用い, 125~1000[Hz]の 1 オクターブバンド中心周波数を解析周波数とした. また, 吸音層のインピーダンスは面密度 12[kg/m<sup>2</sup>], 流れ抵抗 3200[Ns/m<sup>3</sup>]で求め, 上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えた.

#### 4.3.3. 結果・考察

直接音近似を両面に施した結果を図 4.3.2 に示す. 音源側のみ吸音処理を施した結果とほぼ同様の結果となったが, 障壁に近い位置では約 3[dB]挿入損失が減少し, 従来型のエッジ効果抑制型遮音壁より遮音性能が低下する結果となった.

両面に直接音で近似した吸音処理を施すことにより障壁に近い位置で遮音性能が低下した理由は, 従来型のエッジ効果抑制型遮音壁も音源側に吸音処理を施したエッジ効果抑制型遮音壁も受音点側は剛であるため粒子速度が 0 に近づく. しかし, 吸音処理を施すことによって吸音面は粒子速度 0 ではなくなるため, その影響が障壁近くの受音点に影響を与えていると考えられる.

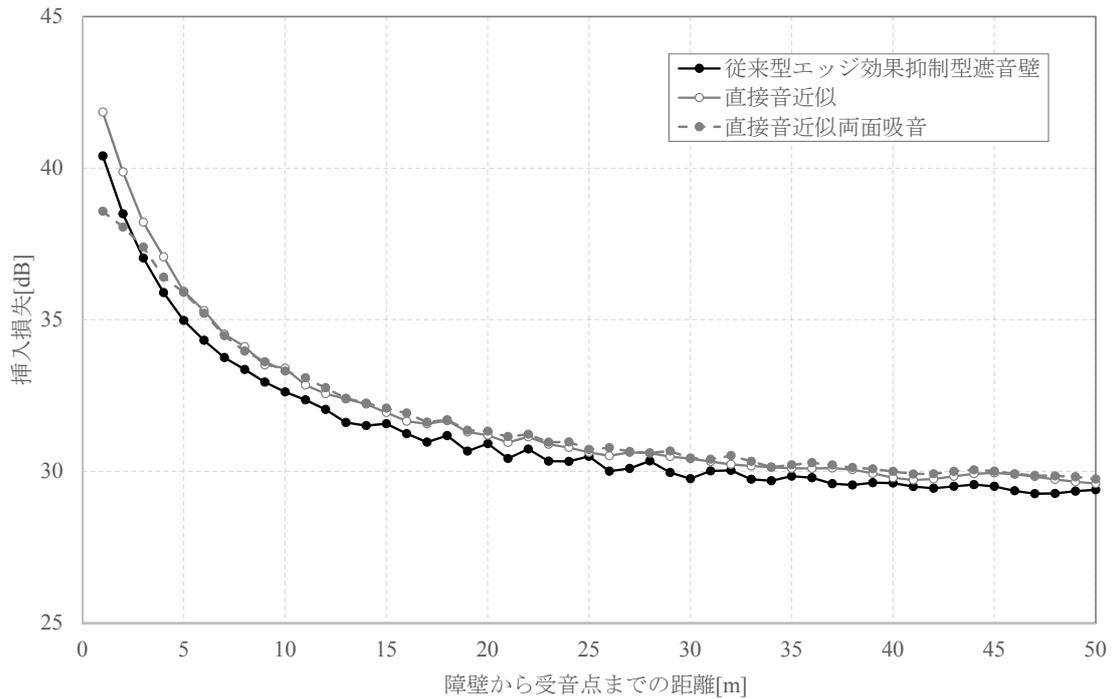


図 4.3.2 直接音近似両面吸音の挿入損失比較

#### 4.4. 吸音性障壁（局所作用近似）

局所作用とは，材料表面上の音圧による材料内部の粒子速度が表面に垂直な方向にのみ生じるという近似を指す．エッジ効果抑制型遮音壁に局所作用を仮定する手法は河井<sup>[19,20]</sup>が研究を行っており，従来のエッジ効果抑制型遮音壁に比べ良好な吸音性能を有していることが示されている．しかし，道路交通騒音 A 特性スペクトルに対して解明し尽くされていないため，本項では直接音で近似したエッジ効果抑制型遮音壁と比べ，音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用いたエッジ効果抑制型遮音壁にも有効であるか検討を行う．

##### 4.4.1. 理論式

解析に用いたモデルは図 4.2.1 と同様である．従って， $\Omega_1$  領域に関する式に式(4.7)， $\Omega_2$  領域に関する式に式(4.8)を用いる．ところで，半無限吸音体と空気が面で接しており空気側へ法線が延びている場合を考えると，境界  $S$  上ではポテンシャルが半分になることから

$$-\iint_S \left\{ \Psi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) - \frac{\partial \Psi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} \right\} ds = \frac{1}{2} \Psi(P) \quad (2.71)$$

を得る．境界  $S$  上で両媒質中の音圧と粒子速度の法線成分が等しいから，空気側の速度ポテンシャルを  $\Psi$ ，吸音材中の実効密度  $\rho_e$  とすると

$$\Psi = \frac{\rho}{\rho_e} \Phi, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial n} = \frac{\partial \Psi}{\partial n}$$

従って式 (4.13) は

$$-\iint_S \left\{ \frac{\rho}{\rho_e} \Phi \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) - \frac{\partial \Psi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} \right\} ds = \frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_e} (P) \quad (2.72)$$

となる。境界  $S$  は無限平面であるので

$$\iint_S \frac{e^{ik_e r}}{4\pi r} ds = \frac{1}{4\pi} \left\{ \oint_{\partial S} e^{ik_e r} d\phi - \frac{2\pi}{ik_e} \right\} = -\frac{1}{2ik_e}$$

となり、境界  $S$  上で  $\frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ik_e r}}{r}$  は 0 となるから動点  $P$  から  $r$  距離地点を  $Q$  とすると

$$\frac{\partial \Phi(P)}{\partial n} = -ik_e \frac{\rho}{\rho_e} \Phi(P) + 2ik_e \iint_S \frac{\partial \{\Phi(Q) - \Phi(P)\}}{\partial n} \frac{e^{ik_e r}}{r} ds$$

を導け、右辺第 2 項目の積分項を無視できる。よって局部作用の関係式

$$\frac{\partial \Phi(P)}{\partial n} = -ik \frac{\rho_c}{Z_e} \Phi(P) \quad (2.73)$$

を得る。 $\frac{\rho_c}{Z_e}$  をアドミッタンス比  $A$  とすればポテンシャルとその導関数の間に以下のような

関連付けを行える。

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -ikA\varphi \quad (2.74)$$

式 (4.13) を用い境界条件の連成を行うと

$$2\varphi_D - \frac{1}{\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds + \frac{1}{2\pi} \iint_{S_a} ikA\varphi \frac{e^{ikr}}{r} ds = \begin{cases} 0 & (P \in F) \\ -\frac{i\omega\rho}{Z_r} \frac{\partial \varphi}{\partial n} & (P \in A) \end{cases} \quad (2.75)$$

$$2\varphi_D - \frac{1}{\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds + \frac{1}{2\pi} \iint_{S_a} ikA\varphi \frac{e^{ikr}}{r} ds = \varphi_1(P) \quad (P \in S_a) \quad (2.76)$$

を得る。

#### 4.4.2. 解析条件

4.2 と同様に音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用い、125~1000[Hz]の1オクターブバンド中心周波数を解析周波数とした。また、吸音層のインピーダンスは面密度  $12[\text{kg}/\text{m}^2]$ 、流れ抵抗  $3200[\text{Ns}/\text{m}^3]$  で求め、上方へ次第に0へ近づくインピーダンスを与えた。

#### 4.4.3. 結果・考察

吸音面を局所作用で近似したエッジ効果抑制型遮音壁の結果を図4.4.1に示す。従来のエッジ効果抑制型遮音壁と比べ、音源側を吸音したことにより挿入損失が1~2[dB]ほど増加した。4.2で検討した直接音近似と同様な結果であり、道路交通騒音 A 特性スペクトルに対し有効であることが示された。

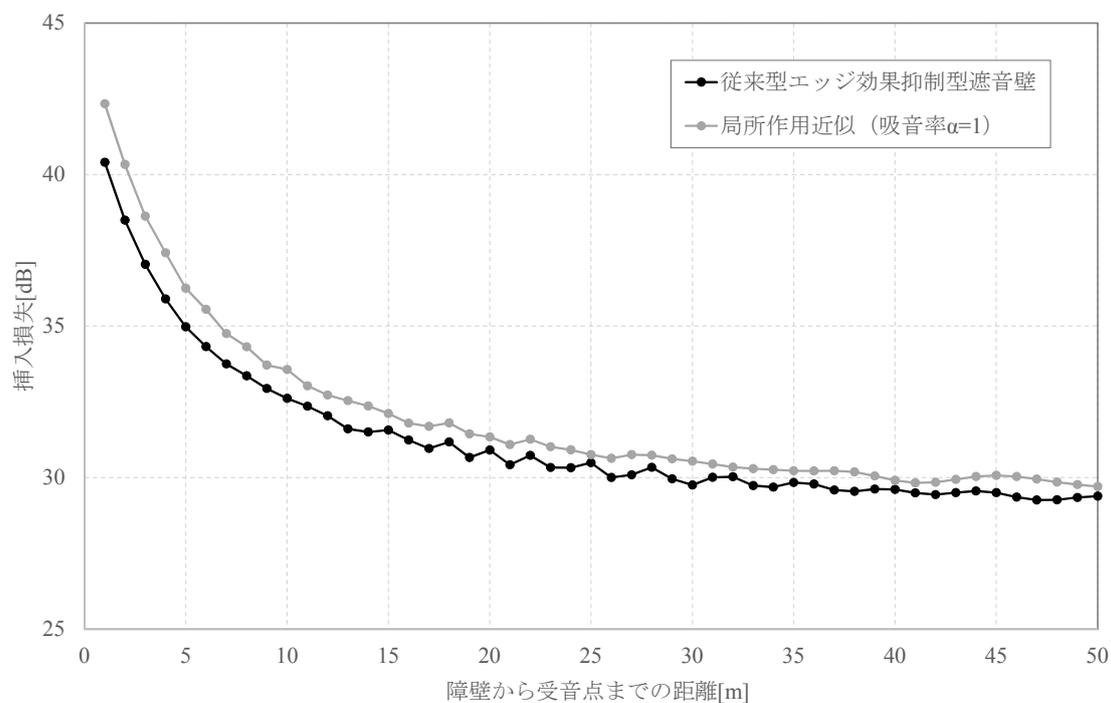


図 4.4.1 局所作用近似のエッジ効果抑制型遮音壁の比較

#### 4.5. 吸音性障壁（拡張作用近似）

4.4 に用いた局所作用近似は常に成立するものではない。現実的な数値解析を行うためには、壁体の背後構造や材料内部の伝播によって材料表面に影響を及ぼすことを考えなければならぬ。局所作用より様々な入射に対して材料内部の伝播を考えた近似に拡張作用がある。岸岡と堀之内<sup>[21]</sup>は、局所作用解析と拡張作用を考慮した解析の比較を行い、背後や側面に障壁を伴わない場合や入射角度が大きい場合では両者の間に無視できない差が生じていることを示している。そこで本項では、音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用いたエッジ効果抑制型遮音壁と従来のエッジ効果抑制型遮音壁の比較検討を行う。

##### 4.5.1. 理論式

解析に用いたモデルを図 4.5.1 に示す。遮音壁に用いられる統一型吸音パネルの吸音層厚は 0.05[m] がよく用いられるため、半無限障壁  $S$  の音源側に厚さ 0.05[m] の吸音面を設けた。吸音面の表面を  $S_a$ 、吸音面の内部を  $\Omega_a$  とし、吸音面内部の音速を  $c_e$ 、実効密度を  $\rho_e$ 、波数を  $k_e = \omega/c_e$  とする。式 (3.1) (3.2) より境界条件 ( $S$  上で  $\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0$ ,  $F, A, S$  上で

$\frac{\partial \varphi}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial \varphi}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) = 0$ ) を用いると  $\Omega_1$  領域の方程式は

$$\begin{aligned} \varphi(P) = & \varphi_D(P) + \varphi_D(P_i) - \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \\ & + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_a} \left[ \varphi \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} - \frac{\partial \varphi}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right] ds \end{aligned} \quad (2.77)$$

と導出できる。 $\Omega_a$  領域の方程式も同様に

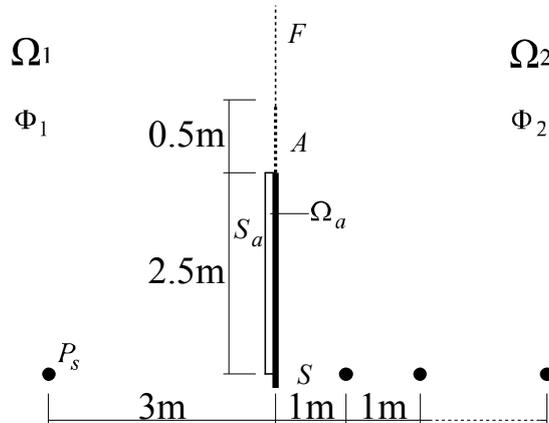


図 4.5.1 解析モデル

$$\Psi(P) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_a} \left[ \Psi \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} - \frac{\partial \Psi}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right] ds \quad (2.78)$$

を得る. ところで,  $\Omega_1, \Omega_a$  領域の音圧はそれぞれ

$$\begin{aligned} p &= -i\omega\rho\varphi \\ p &= -i\omega\rho_e\Psi \end{aligned}$$

なので, 代入すると

$$\Psi = \frac{\rho}{\rho_e} \varphi \quad (2.79)$$

を得るので式 (4.20) へ代入すると

$$\frac{\rho}{\rho_e} \varphi(P) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_a} \left[ \frac{\rho}{\rho_e} \varphi \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial n} \varphi \left( \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right] ds \quad (2.80)$$

と導出できる.  $\Omega_2$  領域は今までと同様

$$\varphi(P) = \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \quad (2.81)$$

となる. 式 (4.19) から式 (4.23) を引くと

$$\begin{aligned} \varphi_D(P) + \varphi_D(P_i) - \frac{1}{\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \\ + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_a} \left[ \varphi \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} - \frac{\partial \varphi}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right] ds = \begin{cases} 0 & (P \in F) \\ -\frac{Z_r}{i\omega\rho} \frac{\partial \varphi}{\partial n} & (P \in A) \end{cases} \end{aligned} \quad (2.82)$$

$P \in S_a$  のとき式 (4.19) より

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \varphi(P) = \varphi_D(P) + \varphi_D(P_i) - \frac{1}{2\pi} \iint_{F+A} \frac{\partial \varphi}{\partial n} \frac{e^{ikr}}{r} ds \\ + \frac{1}{4\pi} \iint_{S_a} \left[ \varphi \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} - \frac{\partial \varphi}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right] ds \end{aligned} \quad (2.83)$$

式 (4.22) より

$$\frac{1}{2} \frac{\rho}{\rho_e} \varphi(P) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S_a} \left[ \frac{\rho}{\rho_e} \varphi \left\{ \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{r} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right\} - \frac{\partial}{\partial n} \varphi \left( \frac{e^{ikr}}{r} + \frac{e^{ikr_i}}{r_i} \right) \right] ds \quad (2.84)$$

を導出できる.

#### 4.5.2. 解析条件

4.2 と同様に音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用い、125～1000[Hz]の 1 オクターブバンド中心周波数を解析周波数とした。また、吸音層のインピーダンスは面密度 12[kg/m<sup>2</sup>], 流れ抵抗 3200[Ns/m<sup>3</sup>]で求め、上方へ次第に 0 へ近づくインピーダンスを与えた。

吸音面に対しグラスウールの特性インピーダンスと伝播定数を与えるため実測を行った。実測に用いたグラスウールは厚さ 0.02[m], 密度 32[kg/m<sup>3</sup>]で実測には音響管と垂直入射吸音率計測ソフトウェアを用いた。また、比較のために MIKI の式<sup>[22]</sup>より流れ抵抗  $R_f$  が 10000[Ns/m<sup>3</sup>]を用いたときの周波数ごとの特性インピーダンス  $z$  と伝播定数  $\gamma$  を次式

$$\left. \begin{aligned} z(f) &= 1 + 0.070 \left( \frac{f}{R_f} \right)^{-0.632} - i 0.107 \left( \frac{f}{R_f} \right)^{-0.632} \\ \gamma(f) &= k \left\{ 0.160 \left( \frac{f}{R_f} \right)^{-0.618} \right\} + ik \left\{ 1 + 0.109 \left( \frac{f}{R_f} \right)^{-0.618} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

より求めた。実測の様子を図 4.5.2 に示す。得られたグラスウールの実測結果を図 4.5.3 と図 4.5.4 に示す。MIKI の式と実測値はおおむね合っているが 200[Hz]以下の値が大きな振幅を持っているため、本項では MIKI の式により求めた特性インピーダンスと伝播定数を用いることにした。吸音面内の波数  $k_e$  と吸音面特性インピーダンス  $\rho_e$  は実測したグラスウールの伝播定数と特性インピーダンス、速度  $c_e$  は  $\omega/k_e$  で与えた。

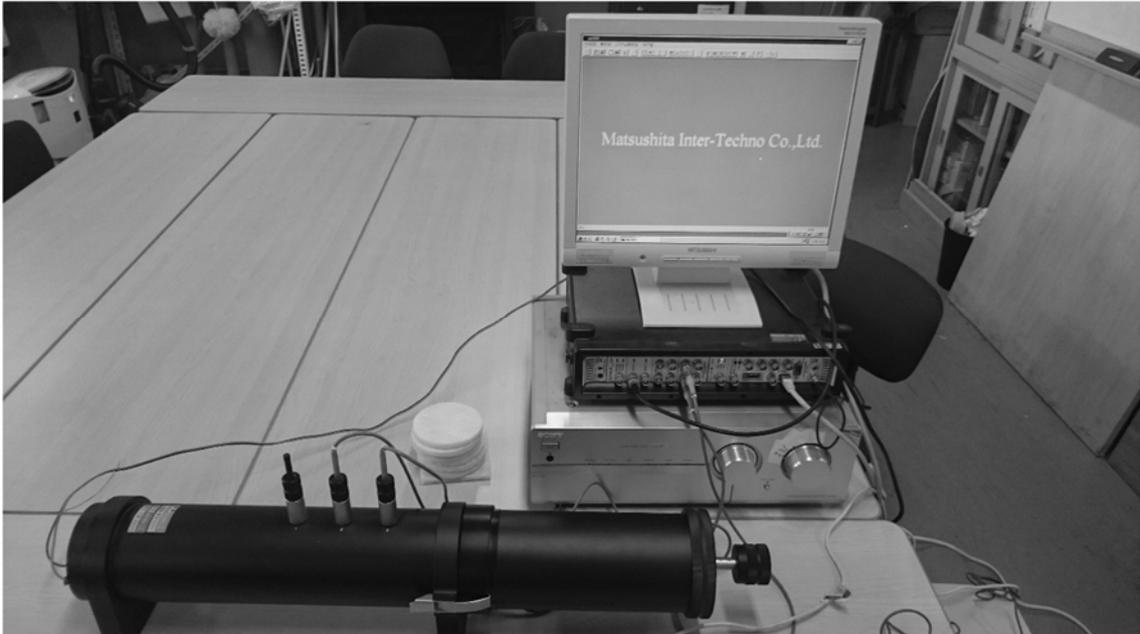


図 4.5.2 音響管 (B&K type 4206) と垂直入射吸音率計測ソフトウェア

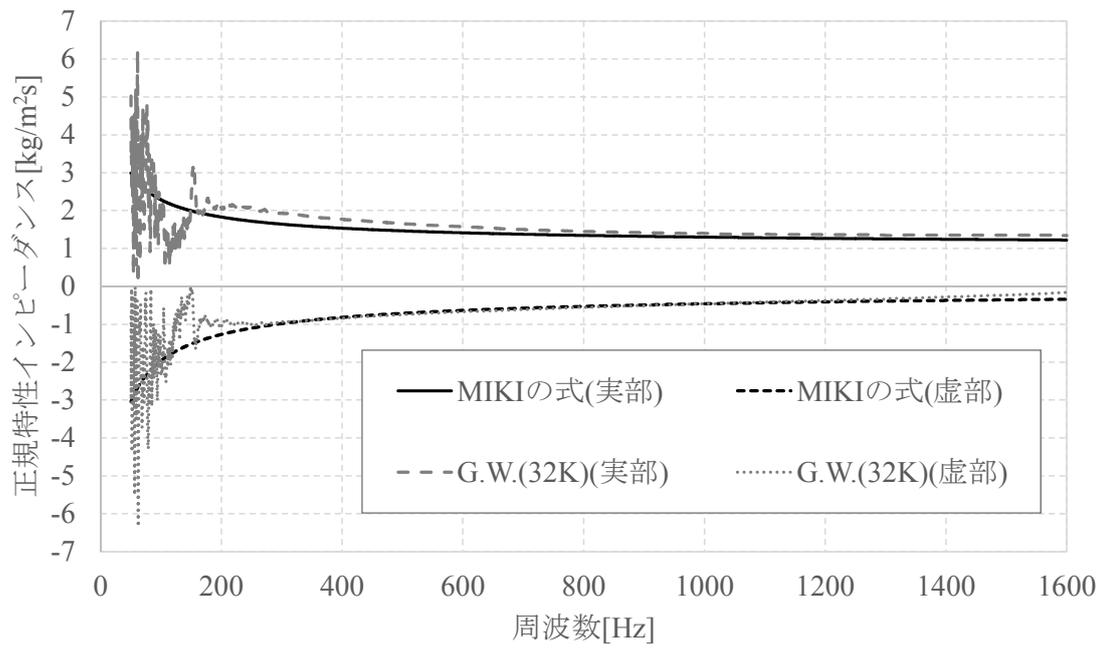


図 4.5.3 グラスウールの特性インピーダンス実測結果

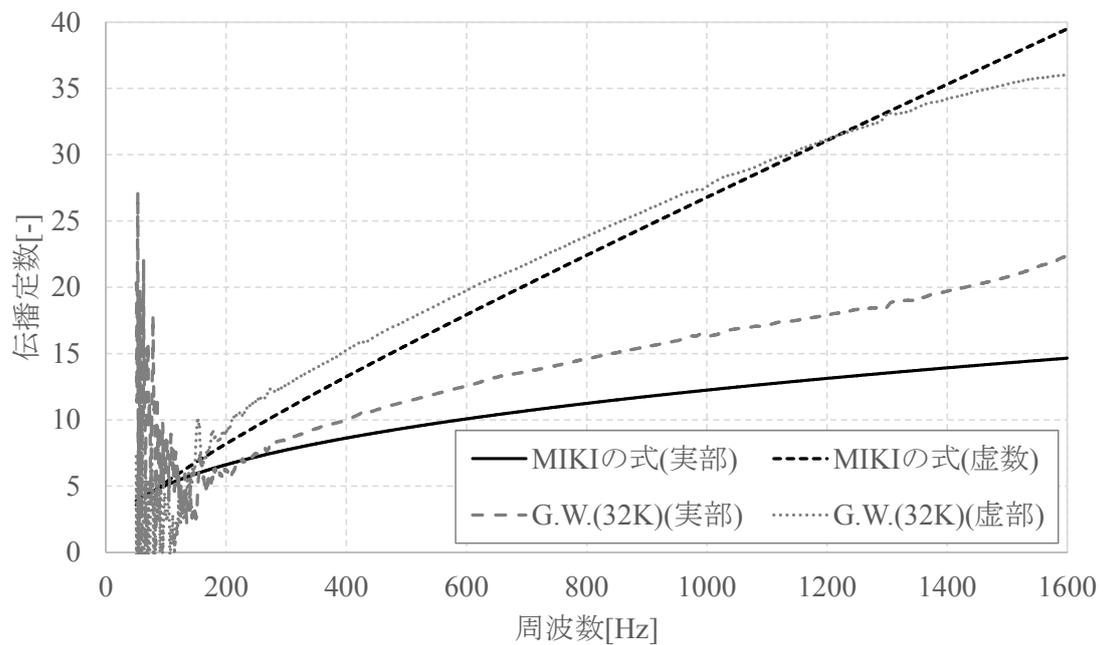


図 4.5.4 グラスウールの伝播定数実測結果

#### 4.5.3. 結果・考察

吸音面を拡張作用で近似したエッジ効果抑制型遮音壁の結果を図 4.5.5 に示す。局所作用近似と比較すると挿入損失が約 2.5[dB]減少していることがわかる。また、従来のエッジ効果抑制型遮音壁と比較すると、遮音性能が若干下回る結果となった。

吸音性障壁の挿入損失を比較した結果を図 4.5.6 に示す。吸音性障壁は従来のエッジ効果抑制型遮音壁の挿入損失とほぼ同等の遮音性能を有していることがわかる。理想的なエッジ効果抑制型遮音壁の数値解析を行う場合、音源に道路交通騒音 A 特性スペクトルを用いる場合であれば障壁に吸音面を設けなくても良い結果が得られることを示している。

拡張作用で近似した吸音性障壁のみ挿入損失が低下する原因に考えられるのは、障壁や吸音層の境界が交差する部分の粒子速度がどのような動きをしているのか不明であるため、受音点側へ影響を与えている可能性が挙げられる。

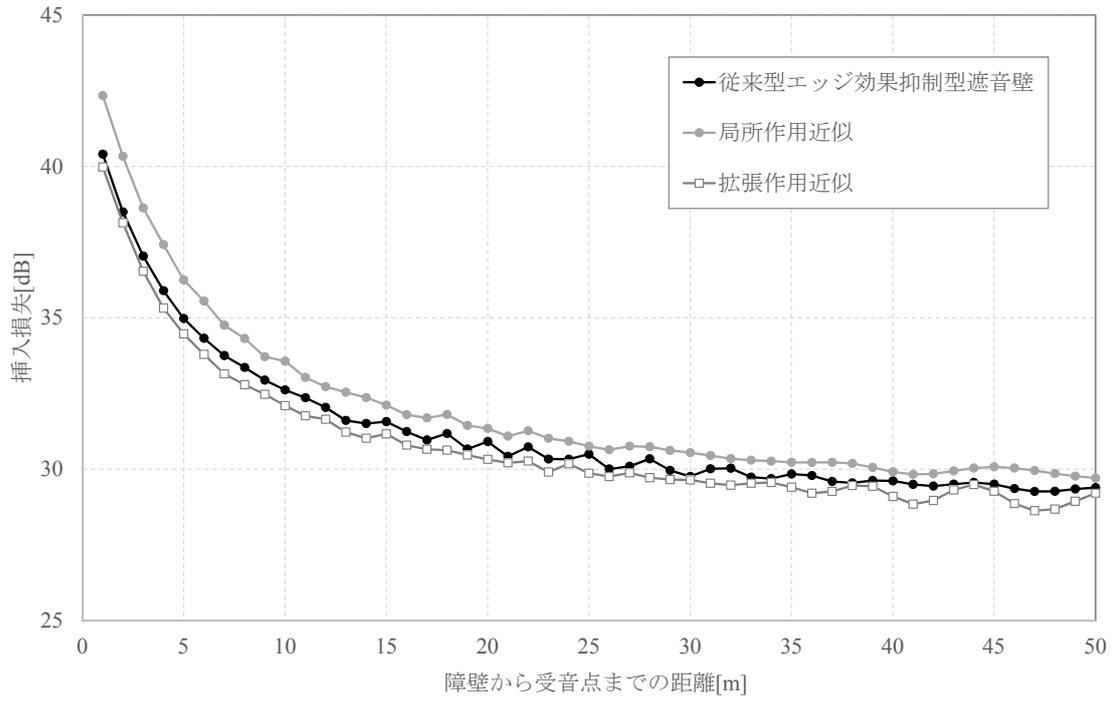


図 4.5.5 拡張作用近似のエッジ効果抑制型遮音壁の比較

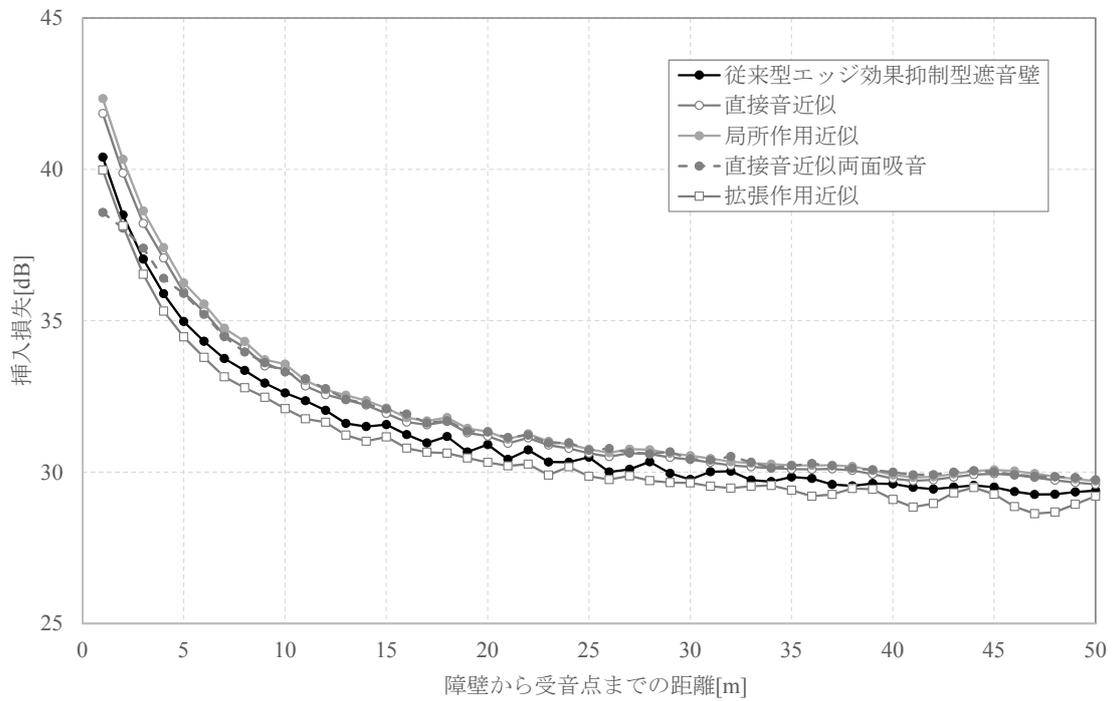


図 4.5.6 吸音性障壁の道路交通騒音 A 特性スペクトルによる挿入損失比較

## 5. 総括

本稿では、音源に排水性舗装の道路交通騒音相対バンドパワーレベル（A 特性）を用い、3次元無限空間上のある受音点に入射する直接音対し、様々な処理を施した遮音壁を用いることによりエッジ効果抑制型遮音壁の遮音性能向上を目的とした研究を行った。

従来のエッジ効果抑制型遮音壁の効果について、音源に道路交通騒音 A 特性相対バンドパワーレベルを用いる場合、500, 1000[Hz]の重みが大いことから解析周波数は125 ~ 1000[Hz]で良好な結果が得られることがわかった。エッジ効果の影響より距離による減衰の寄与が大いことから、受音点の位置による差異は誤差であることがわかった。従来のエッジ効果抑制型遮音壁の吸音層の特性は、流れ抵抗 3200[Ns/m<sup>3</sup>]、面密度は重くなればなるほど良い結果を示すことがわかった。また、エッジ効果抑制型遮音壁を用いる際、遮音壁に隙間を設けてしまうと音源に近づくに従い遮音性能が低下することがわかった。

エッジ効果抑制型遮音壁の性能向上のための検討について、吸音層を音源側へ傾斜させると従来のエッジ効果抑制型遮音壁に比べ遮音性能が悪くなることがわかった。エッジ効果抑制型遮音壁に吸音性障壁を用いた場合 1~2[dB]程度遮音性能が増加した結果が得られた。拡張作用近似については、吸音面の厚みを変更することや吸音層と障壁近傍の処理について、今後検討すべき課題として残った。

## 謝辞

本研究を進めるにあたり，終始ご指導下さいました，本学，河井康人先生，豊田政弘先生，また，拡張作用近似についてご指導して下さいました，京都大学，堀之内先生により深く御礼申し上げます。

その他同研究室の皆様には，研究面で有益な助言を頂き，深く御礼申し上げます。

## 引用文献

- [1] Z. Maekawa, *Appl. Acoust.*, 1, 157-173, 1968.
- [2] M. Koyasu and M. Yamasita, *Appl. Acoust.*, 6, 233-242, 1973.
- [3] 環境省, 環境基準法 第二章 第三節 第十六条, 平成 26 年 5 月 30 日法律第 46 号.
- [4] 藤原・大久保, “先端改良型遮音壁による道路交通騒音の低減”, *騒音制御*, Vol.34, No.5, 347-352, 2010.
- [5] 大西・斉藤, “ANC 技術を応用したアクティブソフトエッジ遮音壁”, *騒音制御*, Vol.27, No.4, 252-256, 2003.
- [6] Y. Kawai and M. Toyoda, “*Development of edge-effect suppression barriers*”, *Acoust. Sci. & Tech.*, 35, 28-34, 2014.
- [7] 河井康人, “建築の音場予測と境界積分方程式”, 建築音響研究会資料, AA2012-29.
- [8] M. D. Greenberg, “*Application of Green’s Functions in Science and Engineering*”, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1971.
- [9] A. Sommerfeld, “*Die Greensche Funktion der Schwingungsgleichung*”, *J. –Ber. Deutsch Math.-Verinung*, 21, 309-353, 1912.
- [10] T. Terai, “*On calculation of sound fields around three dimensional objects by integral equatin methods*”, *Journal of Sound and Vibration*, 69, 71-100, 1980.
- [11] K. S. Yee, “*Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell’s equations in isotropic media*”, *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, 14(3), 302-307, 1966.
- [12] 日本音響学会, “音環境の数値シミュレーション—波動音響解析の技法と応用—”, 丸善出版, 2011.
- [13] 豊田政弘, 日本音響学会編音響サイエンスシリーズ 14, FDTD 法で視る音の世界, コロナ社, 2015.
- [14] 豊田政弘, “振動音響連成 FDTD 法の汎用ソフトウェア公開について”, *音講論集秋季*, 2-9-10, 1411-1412, 2015.
- [15] <http://www.arch.kansai-u.ac.jp/env1/va-fdtd/>, 2015.
- [16] 日本音響学会道路交通騒音調査研究委員会, “道路交通騒音の予測モデル ASJ RTN-Model 2013”, *日本音響学会誌*, 70, 4, 172-230, 2013.
- [17] 河井康人, “エッジ効果抑制型遮音壁のいくつかの課題”, *音講論集秋季*, 2-9-8, 1403-1406, 2015.

- [18] D. Duhamel, “*Efficient calculation of the three-dimensional sound pressure field around a noise barrier*”, *Journal of Sound and Vibration*, 197, 547-571, 1996.
- [19] 河井・原, “局部作用の仮定とその妥当性について”, 建築音響研究会資料, AA2010-4.
- [20] 河井康人, “吸音性障壁とエッジ効果”, 騒音・振動研究会資料, N-2015-38.
- [21] 岸岡・堀之内, “音響数値解析における「局所作用の仮定」により生じる誤差に関する研究”, 日本建築学会近畿支部研究報告集, 41-44, 2009.
- [22] Y. MIKI, “*Acoustical properties of porous materials –Modifications of Delany-Bazley models–*”, *Acoust. Soc. Jpn.*, (E), Vol.11, 19-24, 1990.