

FDTD 法を用いたエッジ効果抑制型遮音壁の 性能予測・性能向上の検討

関西大学 環境都市工学部 建築学科
建築環境工学第 I 研究室
建 13-0110 山本 雄稀
指導教官 豊田 政弘 准教授

目次

1	序論	
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	2
2	数値解析手法	3
2.1	FDTD法の概要	3
2.2	吸音層の対応	9
2.3	2.5次元解析(Duhamelの手法)	11
3	性能向上のための吸音層形状の検討	13
3.1	解析条件	13
3.2	従来の形状(垂直)の場合	14
3.2.1	解析モデル	14
3.2.2	結果・考察	15
3.3	曲線形状の場合	18
3.3.1	解析モデル	18
3.3.2	結果・考察	19
3.4	吸音層の傾き45°の場合	22
3.4.1	解析モデル	22
3.4.2	結果・考察	23
3.5	吸音層の傾き90°の場合	26
3.5.1	解析条件	26
3.5.2	結果・考察	27
4	結論	30
	謝辞	31
	引用文献	32

1 序論

1.1 研究背景

私たちの生活には道路交通騒音、鉄道騒音、工場騒音、建設騒音などが身近に存在し、これらの騒音を減衰させる手段に遮音壁がよく用いられる。遮音壁は、施工が容易なことや比較的低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、交通量の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、支持が困難になることによる設置コストの増加、日照障害、景観確保など様々な問題が懸念される。遮音壁自体の高さを抑えることが望ましく、このような現況を緩和するために図 1.1 に示すような遮音壁先端の音圧を低減するよう設計された先端改良型遮音壁[1]が提案されているが、遮音効果は数 dB 程度である。

そこで、Kawai[2]はこれまで認識されていなかった“エッジ効果”に着目した。“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。Kawai が提唱した“エッジ効果抑制型遮音壁”はこの遮音壁のエッジに遮音壁に鉛直に吸音層を取り付けたもので、また、吸音層の流れ抵抗が上方へ次第に 0 に近づくグラデーション特性を持つ。このグラデーション特性を持たせることにより 10 dB 程度遮音性能が向上した。

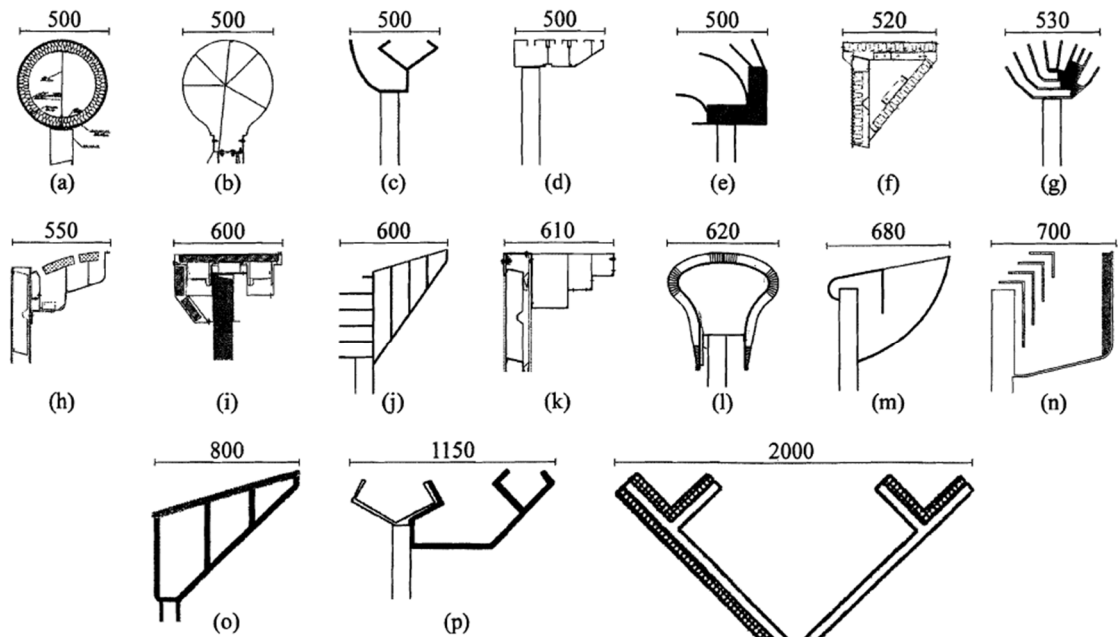


図 1.1 先端改良型遮音壁

1.2 研究目的

本研究では先述の“エッジ効果抑制型遮音壁”について FDTD 法を用いた数値解析を行い、過渡音場を可視化するとともに遮音性能を予測する。その上で“エッジ効果抑制型遮音壁”の吸音層の形状による遮音性能の違いの検討を行い、遮音性能を向上させることを目的とする。

2 数値解析手法

2.1 FDTD法の概要

本研究にはFDTD法 (Finite Difference Time Domain Method: 時間領域有限差分法) [3]と呼ばれる手法を用いる。元々電磁波の支配式であるMaxwell方程式を解くためにYeeによって開発された数値解析手法の一つである。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。

図 2.1 のように x, y, z 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 ρ [kg/m³] の空気粒子があり、各面に音圧 p [N/m²] 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、 Δx 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

$$\begin{aligned} \rho \Delta x \Delta y \Delta z \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= p|_{x=x_0} \Delta y \Delta z - p|_{x=x_0+\Delta x} \Delta y \Delta z \\ \Leftrightarrow \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{\Delta x} (p|_{x=x_0} - p|_{x=x_0+\Delta x}) \\ \Leftrightarrow \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= \frac{1}{\Delta x} \left\{ p|_{x=x_0} - \left(p|_{x=x_0} + \frac{\partial p}{\partial x} \Delta x \right) \right\} \\ \Leftrightarrow \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= -\frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.1)$$

と導ける。 y 方向、 z 方向についても同様であるので、

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

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.3)$$

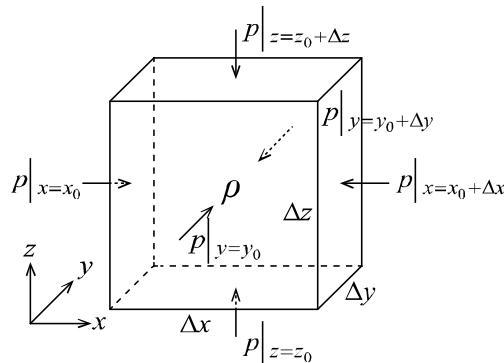


図 2.1 空気粒子に加わる力

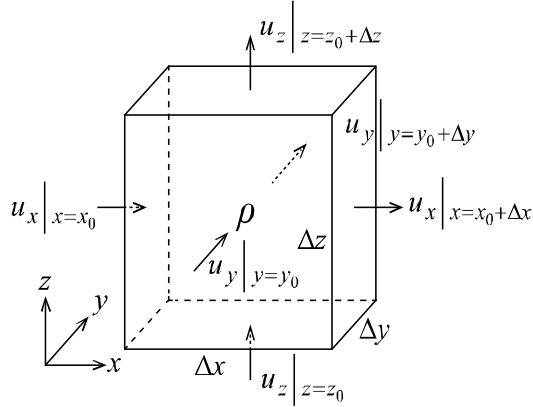


図 2.2 空気粒子各面の変位

が成り立つ。また、図 2.2 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

$$\begin{aligned}
 \Delta V &= (u_x|_{x=x_0+\Delta x} - u_x|_{x=x_0})\Delta y\Delta z \\
 &\quad + (u_y|_{y=y_0+\Delta y} - u_y|_{y=y_0})\Delta z\Delta x \\
 &\quad + (u_z|_{z=z_0+\Delta z} - u_z|_{z=z_0})\Delta x\Delta y \\
 \Leftrightarrow \Delta V &= \left\{ \left(u_x|_{x=x_0} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \Delta x \right) - u_x|_{x=x_0} \right\} \Delta y\Delta z \\
 &\quad + \left\{ \left(u_y|_{y=y_0} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \Delta y \right) - u_y|_{y=y_0} \right\} \Delta z\Delta x \\
 &\quad + \left\{ \left(u_z|_{z=z_0} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \Delta z \right) - u_z|_{z=z_0} \right\} \Delta x\Delta y \\
 \Leftrightarrow \Delta V &= \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \Delta x\Delta y\Delta z \tag{2.4}
 \end{aligned}$$

と表される。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、

$$p = -\kappa \frac{\Delta V}{V} \tag{2.5}$$

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

$$\kappa = \rho c^2 \tag{2.6}$$

の関係がある。式 (2.4) を式 (2.5) に代入すると

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

$$\leftrightarrow p = -\kappa \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) \quad (2.7)$$

となり、これを音圧に関する連続方程式と呼ぶ。式(2.1)~(2.3)の運動方程式と式(2.7)の連続方程式が空気粒子の運動と変形の支配式となる。

FDTD法では式(2.1)~(2.3)、(2.7)を支配式として音波の解析を行う。まずこれらの式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ことで1階の偏微分方程式とする。 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

$$\rho \frac{\partial v_x}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.8)$$

$$\rho \frac{\partial v_y}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.9)$$

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\kappa \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) \quad (2.11)$$

と変形できる。

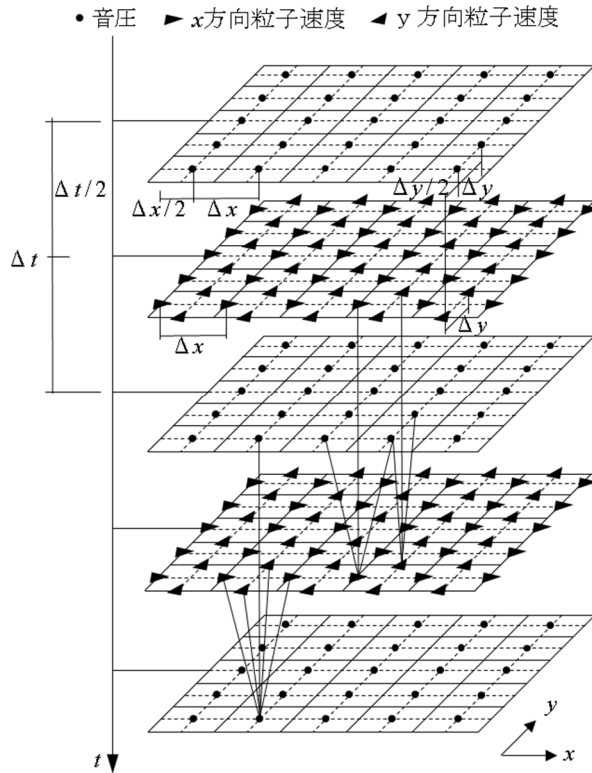


図 2.3 スタガードグリッド (2次元音場)

FDTD法における音圧の離散化は、2次元音場の場合であれば、図2.3の最上段、中央、および、最下段に示した面のようなになる。図中の黒丸の点が音圧の参照点であり、 x, y 方向に隣り合う参照点間の距離がそれぞれ空間離散化幅 $\Delta x, \Delta y$ となる。図の縦方向は時間的変化を表しており、その離散間隔が時間離散化幅 Δt である。一方、粒子速度に関しては、図の2段目、4段目のように、空間について $\Delta x/2, \Delta y/2$ 、時間について $\Delta t/2$ だけ音圧の参照点からずらして離散化する。このように、空間的にも時間的にも音圧と粒子速度の参照点を互い違いに配置した格子をスタガードグリッドと呼ぶ。

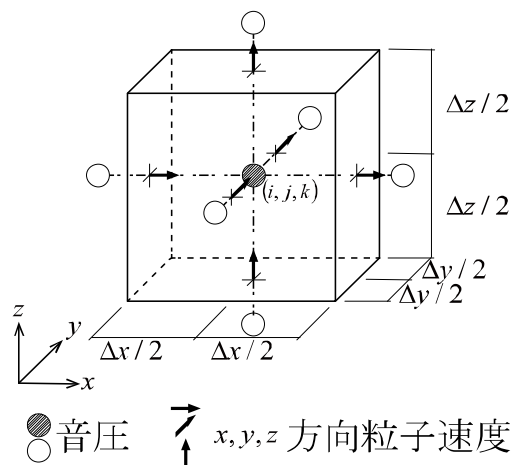


図 2.4 Yeeセル(3次元音場)

続いて、3次元の音場の離散化について、時間的なずれの表現を省略し、一つの音圧参照点とそれを囲む粒子速度参照点の空間的な配置のみを表したものを図2.4に示す。ここで、 x, y, z 方向に関して何番目の音圧参照点であるかを、 i, j, k を用いて表すこととする。すなわち、空間離散化幅 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ が一定であれば、参照点の座標は $x = (i - 0.5)\Delta x, y = (j - 0.5)\Delta y, z = (k - 0.5)\Delta z$ [m]であり、この i, j, k を空間ステップと呼ぶ。粒子速度参照点は音圧参照点からそれぞれ空間離散化幅の半分ずつずれた位置にあるため、図に示すように音圧の空間ステップに ± 0.5 を付して表現する。時間に関しても同様に、何番目の参照点であるかを、 n を用いて表すこととする。すなわち、時間離散化幅 Δt が一定であれば、時刻は $t = (n - 0.5)\Delta t$ [s]であり、この n を時間ステップと呼ぶ。

式(2.8)を例に右辺にある x に関する偏微分係数を

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=x_0} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{p \Big|_{x=x_0+\frac{\Delta x}{2}} - p \Big|_{x=x_0-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \approx \frac{p \Big|_{x=x_0+\frac{\Delta x}{2}} - p \Big|_{x=x_0-\frac{\Delta x}{2}}}{\Delta x} \quad (2.12)$$

のように差分商を用いて近似する。このような差分近似の方法を中心差分スキームと呼ぶ。図2.4の配置に式(2.12)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(2.12)は

$$\rho \frac{v_x^{n+0.5}(i + 0.5, j, k) - v_x^{n-0.5}(i + 0.5, j, k)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i + 1, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta x} \quad (2.13)$$

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(2.12)と同様の近似を用いることが可能となる。同様に、式(2.9)~(2.11)は

$$\rho \frac{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5, k) - v_y^{n-0.5}(i, j + 0.5, k)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j + 1, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta y} \quad (2.14)$$

$$\rho \frac{v_z^{n+0.5}(i, j, k + 0.5) - v_z^{n-0.5}(i, j, k + 0.5)}{\Delta t} = - \frac{p^n(i, j, k + 1) - p^n(i, j, k)}{\Delta z} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{p^{n+1}(i, j, k) - p^n(i, j, k)}{\Delta t} = & -\kappa \frac{v_x^{n+0.5}(i + 0.5, j, k) - v_x^{n+0.5}(i - 0.5, j, k)}{\Delta x} \\ & - \kappa \frac{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i, j - 0.5, k)}{\Delta y} \\ & - \kappa \frac{v_z^{n+0.5}(i, j, k + 0.5) - v_z^{n+0.5}(i, j, k - 0.5)}{\Delta z} \end{aligned} \quad (2.16)$$

と近似される。

式(2.13)~(2.16)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

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

$$v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5, k) = v_y^{n-0.5}(i, j + 0.5, k) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta y} \{p^n(i, j + 1, k) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.18)$$

$$v_z^{n+0.5}(i, j, k + 0.5) = v_z^{n-0.5}(i, j, k + 0.5) - \frac{\Delta t}{\rho \Delta z} \{p^n(i, j, k + 1) - p^n(i, j, k)\} \quad (2.19)$$

$$\begin{aligned} p^{n+1}(i, j, k) = & p^n(i, j, k) - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta x} \{v_x^{n+0.5}(i + 0.5, j, k) - v_x^{n+0.5}(i - 0.5, j, k)\} \\ & - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta y} \{v_y^{n+0.5}(i, j + 0.5, k) - v_y^{n+0.5}(i, j - 0.5, k)\} \\ & - \kappa \frac{\Delta t}{\Delta z} \{v_z^{n+0.5}(i, j, k + 0.5) - v_z^{n+0.5}(i, j, k - 0.5)\} \end{aligned} \quad (2.20)$$

と変形できる。式(2.17)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 (2.18)、(2.19) についても同様である。なお、図 2.3 に、ある位置の「未来」の値を求めるには「現在」と「過去」のどの位置の値が必要となるかを線で示しているので参照されたい。

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(2.20)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(2.17)～(2.19)と式(2.20)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。

2.2 吸音層の対応

1次元音場において吸音材に対して垂直に平面波が入射する場を図2.5に示す。入射波の音圧を P_i 、境界において布部分の振動速度 v_b 、開口部分を通過する粒子の v_b に対する相対速度 v_a 、透過波の音圧を P_{i+1} 、吸音材近傍の平均粒子速度を v とする。また、吸音材の開口部分の面積を S_1 、吸音材部分の面積を S_2 とすると、開口率を $\sigma = \frac{S_1}{S_1 + S_2}$ と表すことができる。境界条件について、

吸音材の厚さを考慮しないとすると、体積速度の連続性により v は、

$$\begin{aligned} v(S_a + S_b) &= (v_b + v_a)S_a + v_b S_b \\ v &= (v_b + v_a)\sigma + v_b(1 - \sigma) \\ &= \sigma v_a + v_b \\ &= v_a' + v_b \end{aligned} \quad (2.21)$$

と表せる (ただし $\sigma v_a = v_a'$ とする)。また、空気の密度を ρ 、吸音材の面密度を m 、流れ抵抗を r とすると、吸音材の振動方程式と空気の運動方程式より、

$$P_i - P_{i+1} = m \frac{\partial v_b}{\partial t} \quad (2.22)$$

$$\rho \frac{\partial v_a'}{\partial t} + R v_a' = - \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.23)$$

と導ける。ここで流れ抵抗率 R は $R = \frac{r}{\Delta x}$ と表される。

式(2.21)～(2.23)を FDTD 法に基づいて差分化すると

$$v^{n+\frac{1}{2}} = v_a'^{n+\frac{1}{2}} + v_b^{n+\frac{1}{2}} \quad (2.24)$$

$$m \frac{v_b^{n+\frac{1}{2}} - v_b^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} = P_i^n - P_{i+1}^n \quad (2.25)$$

$$\rho \frac{v_a'^{n+\frac{1}{2}} - v_a'^{n-\frac{1}{2}}}{\Delta t} + \frac{r}{\Delta x} \frac{v_a'^{n+\frac{1}{2}} + v_a'^{n-\frac{1}{2}}}{2} = - \frac{P_{i+1}^n - P_i^n}{\Delta x} \quad (2.26)$$

と表される。式(2.25)、(2.26)は

$$v_b^{n+\frac{1}{2}} = v_b^{n-\frac{1}{2}} + \frac{\Delta t}{m} P_i^n - P_{i+1}^n \quad (2.27)$$

$$v_a'^{n+\frac{1}{2}} = \frac{2\rho\Delta x - r\Delta t}{2\rho\Delta x + r\Delta t} v_a'^{n-\frac{1}{2}} + \frac{2\Delta t}{2\rho\Delta x + r\Delta t} (P_i^n - P_{i+1}^n) \quad (2.28)$$

と変形でき、式(2.24)、(2.27)、(2.28)がそれぞれ v, v_b, v'_a についての更新式となる。

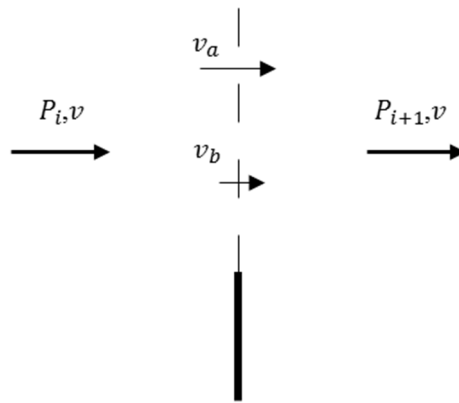


図 2.5 吸音層近傍の音圧・粒子速度

2.3 2.5次元解析(Duhamelの手法)

直線的な道路構造のように同一断面が長く連続する3次元音場における球面波音場を計算する方法として、Duhamel[4]は、断面形状をモデル化した2次元音場解の積分変換を示した(以下Duhamel積分と称する)。

$$\Phi_{3D}(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \Phi_{2D}(k_{2D}) \cos k_z z dk_z \quad (2.29)$$

ここで、 $\Phi_{3D}(k)$ は波数における3次元音場解、 k_{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(2.29)を以下のように変形する。

$$\Phi_{3D}(k) = \frac{1}{\pi} \int_0^k \Phi_{2D}(\sqrt{k^2 - k_z^2}) \cos k_z z dk_z + \frac{1}{\pi} \int_k^{+\infty} \Phi_{2D}(i\sqrt{k_z^2 - k^2}) \cos k_z z dk_z \quad (2.30)$$

右辺第一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、右辺第二項目は被積分関数の波形が $i\sqrt{k_z^2 - k^2}$ であるので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。

$$\Phi_{2D}(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{2D}(t) e^{i\alpha t} dt \quad (2.31)$$

$$\Phi_{2D}(ik) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_{2D}(t) e^{-\alpha t} dt \quad (2.32)$$

$\Phi_{2D}(t)$ は2次元音場における時間領域解である。式(2.32)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(2.30)の積分をFFTによる離散サンプル値に適合するように以下のように変形して計算を行う。

$z \neq 0$ の場合

$$\begin{aligned} \Phi_{3D}(k) = & \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(\alpha[j]) + \Phi_{2D}(\alpha[j+1])}{2} \frac{\sin \sqrt{k^2 - \alpha[j]^2} z - \sin \sqrt{k^2 - \alpha[j+1]^2} z}{z} \\ & + \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(i\alpha[j]) + \Phi_{2D}(i\alpha[j+1])}{2} \frac{\sin \sqrt{k^2 + \alpha[j]^2} z - \sin \sqrt{k^2 + \alpha[j+1]^2} z}{z} \end{aligned} \quad (2.33)$$

$z=0$ の場合

$$\begin{aligned}\Phi_{3D}(k) = & \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(\alpha[j]) + \Phi_{2D}(\alpha[j+1])}{2} \left(\sqrt{k^2 - \alpha[j]^2} - \sqrt{k^2 - \alpha[j+1]^2} \right) \\ & + \frac{1}{\pi} \sum_{i=0}^{M-1} \frac{\Phi_{2D}(i\alpha[j]) + \Phi_{2D}(i\alpha[j+1])}{2} \left(\sqrt{k^2 + \alpha[j]^2} - \sqrt{k^2 + \alpha[j+1]^2} \right)\end{aligned}\tag{2.34}$$

以上の積分計算によって 2.5 次元音場における周波数領域解を求めることが出来るが、この計算を一定周波数間隔ごとに多数回繰り返して周波数応答関数として求め、その結果を逆 Fourier 変換すれば、時間応答も求めることが出来る。

3 性能向上のための吸音層形状の検討

3.1 解析条件

本研究では無限空間内に半無限障壁を設けた場合を想定している。FDTD 法では空間を離散化するため、閉領域の計算しかすることができず、このような開領域の計算を行う場合、解析領域の境界に完全吸収層（perfectly matched layer: PML）を導入する必要がある。また、FDTD 法は空間を直方体のセルで離散化するため、計算対象領域の境界が軸に対して垂直でない斜面や局面である場合は図 3.1 のようにそれらを階段状に近似しなければならない。

解析対象とする遮音壁は、剛壁先端に設置した吸音層の流れ抵抗・面密度が全て一様である場合（以下「一様」と称する）、吸音層先端に向かうにつれて流れ抵抗・面密度が 0 に近づくグラデーション特性を与えた場合（以下「グラデーション」と称する）、吸音層部分までを剛壁とした場合（以下「剛壁」と称する）の三種類とし、遮音壁の解析モデルはそれぞれ次節で示すものとする。また、解析に用いた諸数値は、 x 軸解析領域 8000 mm、 y 軸解析領域 5500 mm、 x, y 軸音源位置 1000 mm、 x 軸受音点位置 7000 mm、 y 軸受音点位置 1000 mm、解析時間 0.10 s、空間離散化幅 2.0 mm、時間離散化幅 3.264034×10^{-6} s、PML 層数 128、流れ抵抗 3200 Ns/m^3 、面密度 96 kg/m^2 とした。なお、流れ抵抗・面密度の値は既報[2]で最も遮音性能が高かったものを採用している。

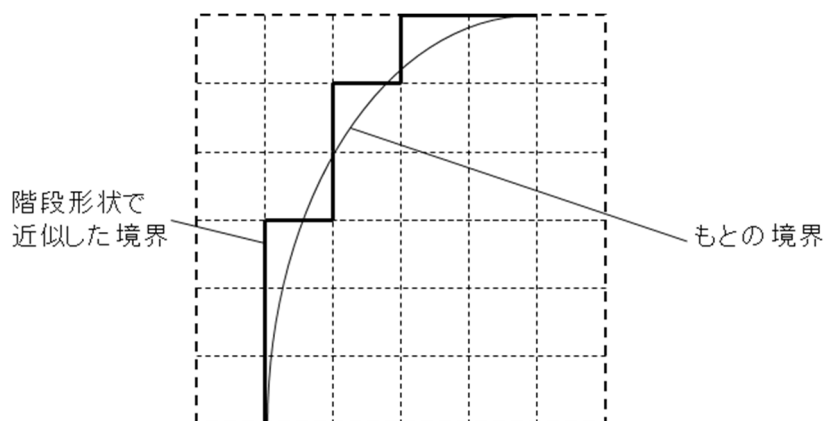


図 3.1 形状の階段近似

3.2 従来の形状（垂直）の場合

3.2.1 解析モデル

まず、従来型のエッジ効果抑制型遮音壁と同形状である先端の形状が垂直な場合の検討を行った。解析モデルを図 3.2 に示す。

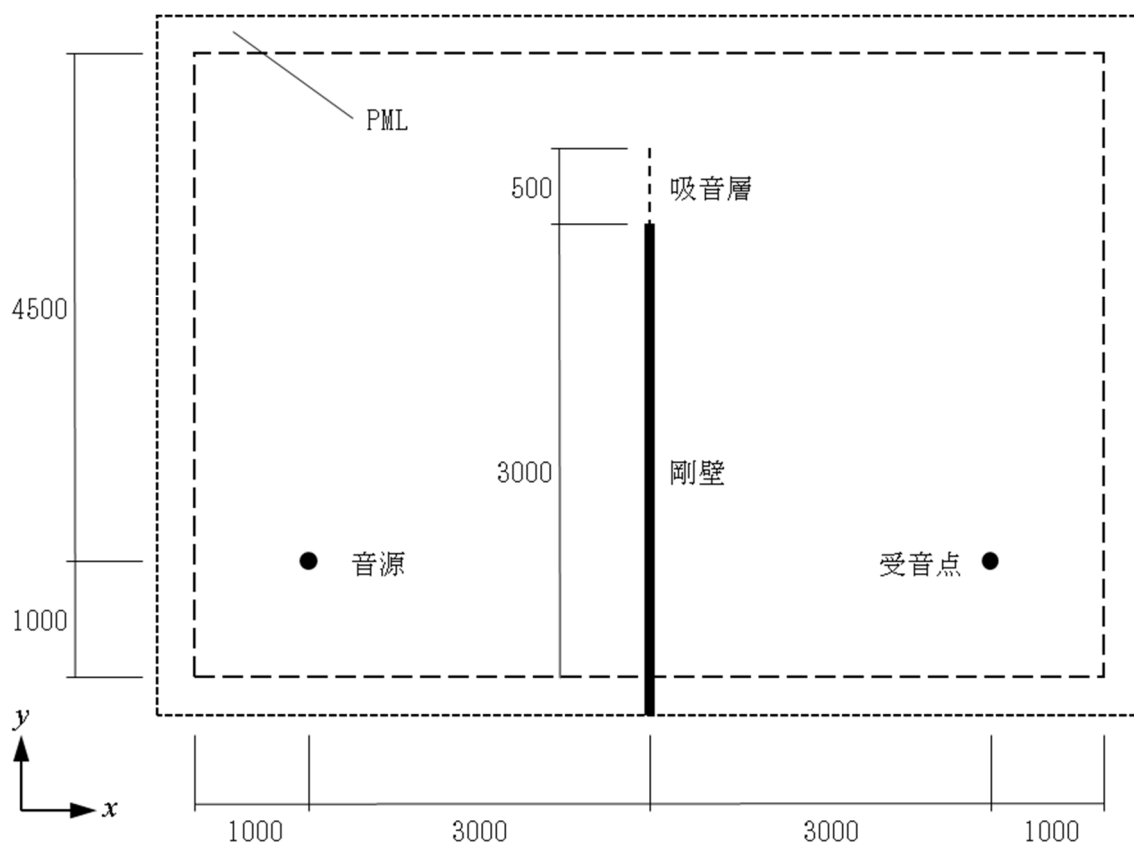


図 3.2 垂直形状の場合の解析モデル

3.2.2 結果・考察

図 3.2 に示した解析モデルで解析を行い得られた音圧レベルを図 3.3、挿入損失を図 3.4 に示す。図 3.5 は過渡音場を可視化したものであり、左から剛壁、一様、グラデーションの順である。

A 特性挿入損失は、剛壁 25.2 dB、一様 29.6 dB、グラデーション 37.9 dB であり、剛壁とグラデーションとを比較すると、後者のほうが 12 dB 程度遮音性能が大きくなることがわかった。この結果は境界要素法を用いて解析された既報[2]の値と概ね一致していると言える。

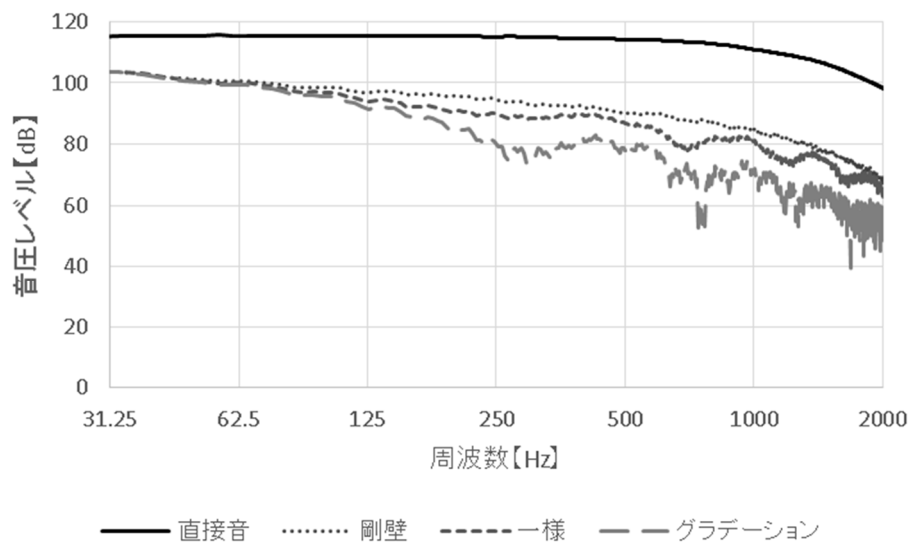


図 3.4 音圧レベル

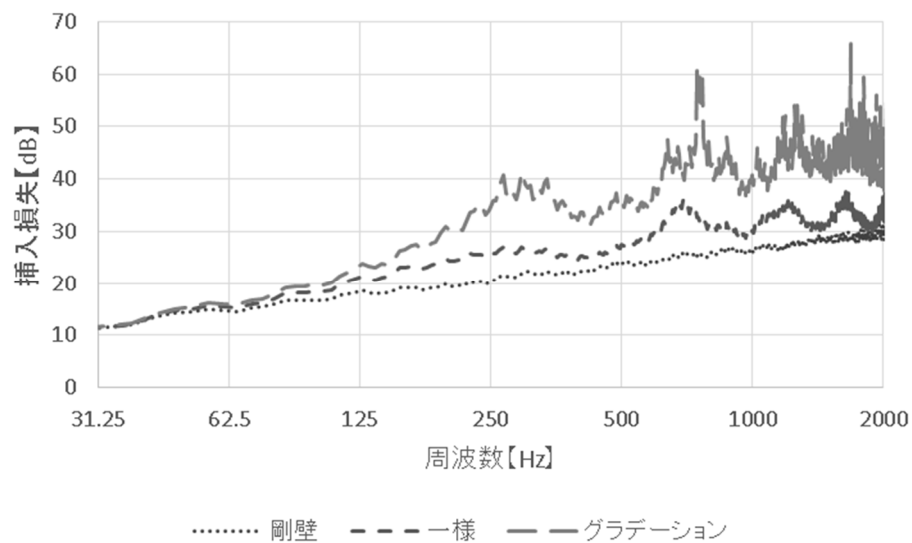


図 3.5 挿入損失

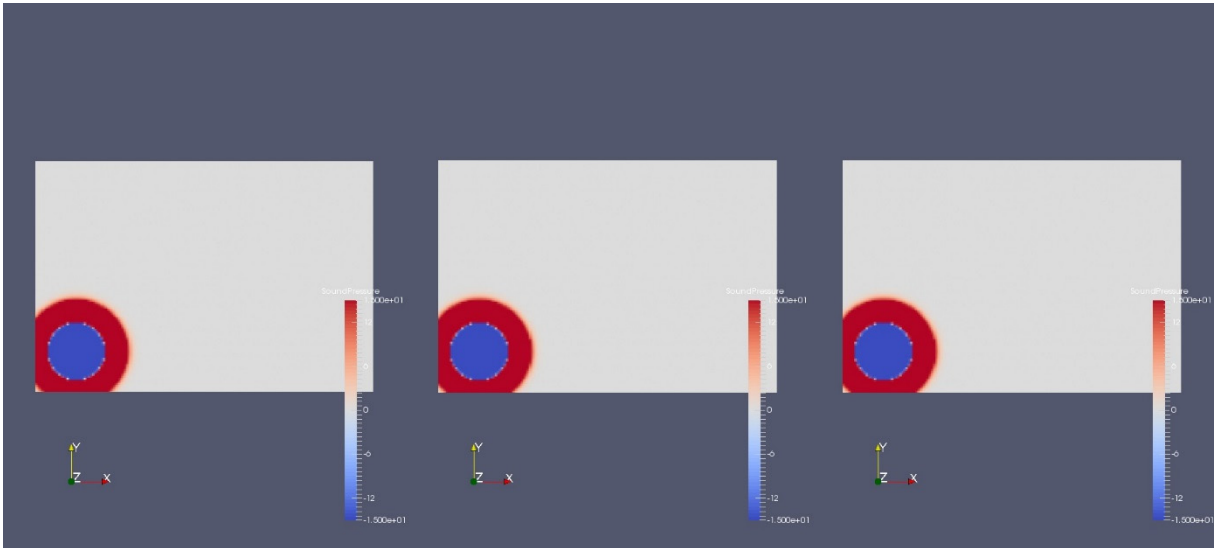


图 3.5(a)过渡音场 4.89[ms]

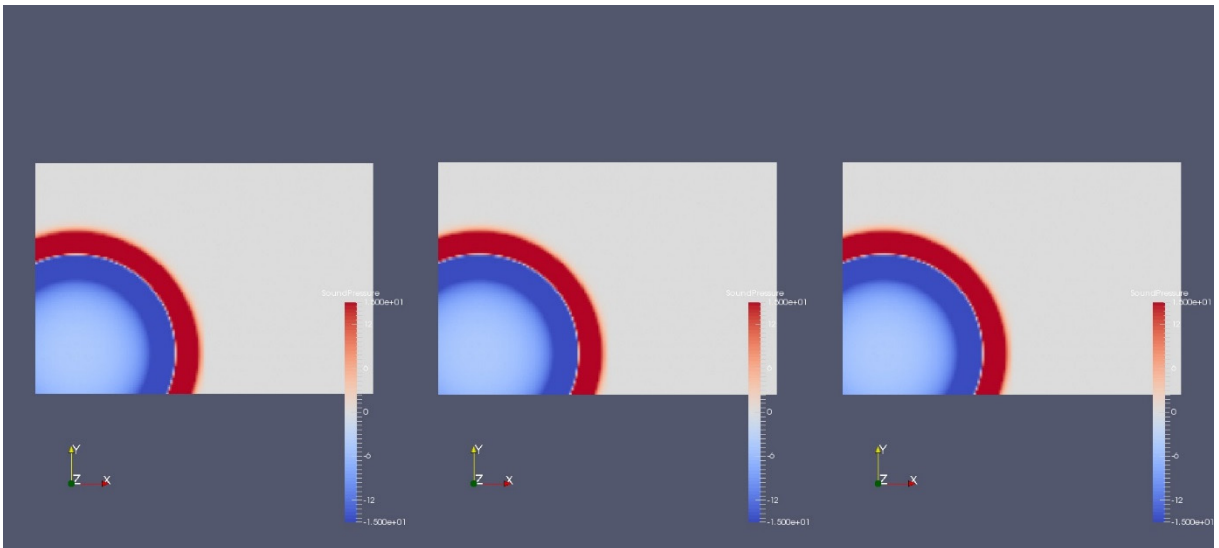


图 3.5(b)过渡音场 9.79[ms]

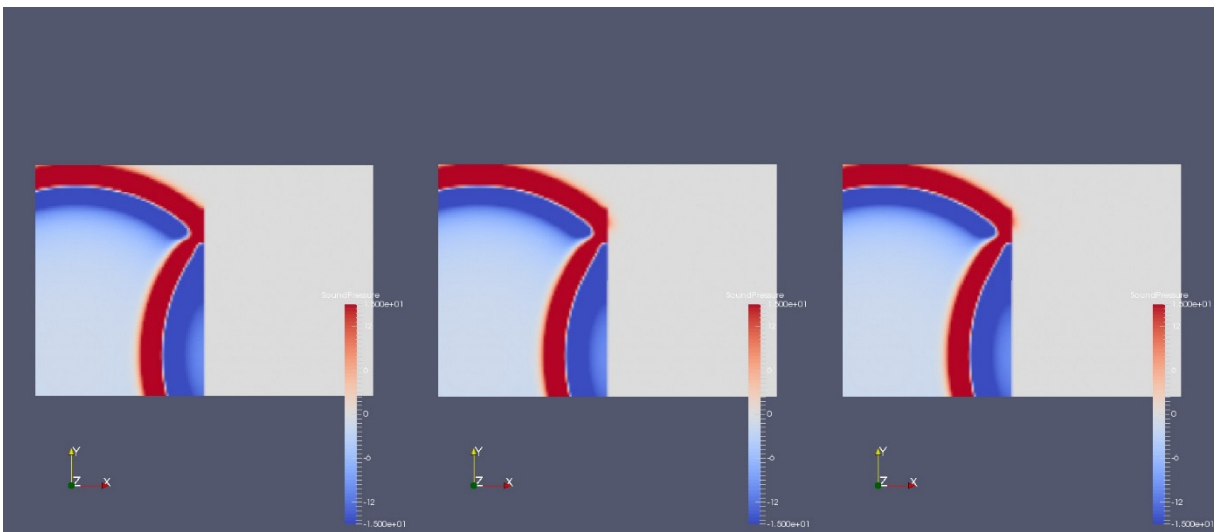


图 3.5(c)过渡音场 14.68[ms]

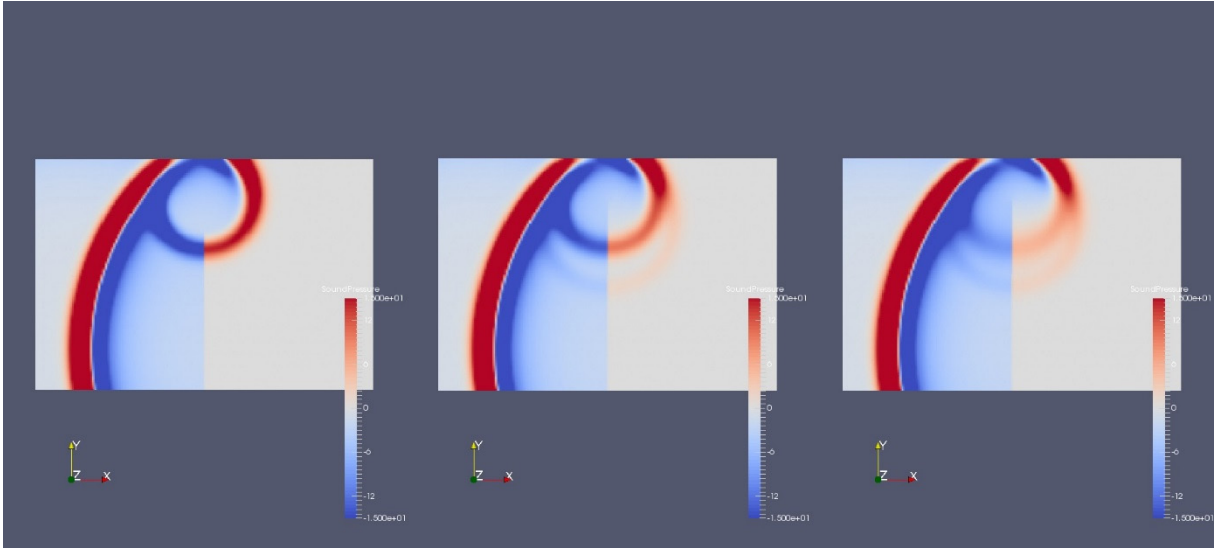


图 3.5(d)过渡音场 19.58[ms]

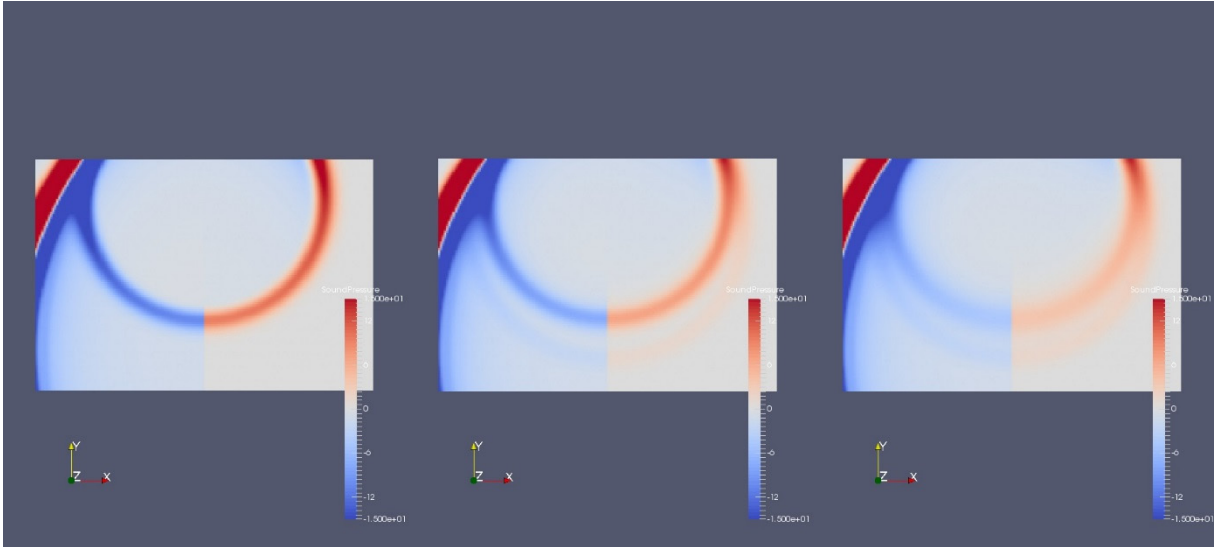


图 3.5(e)过渡音场 24.48[ms]

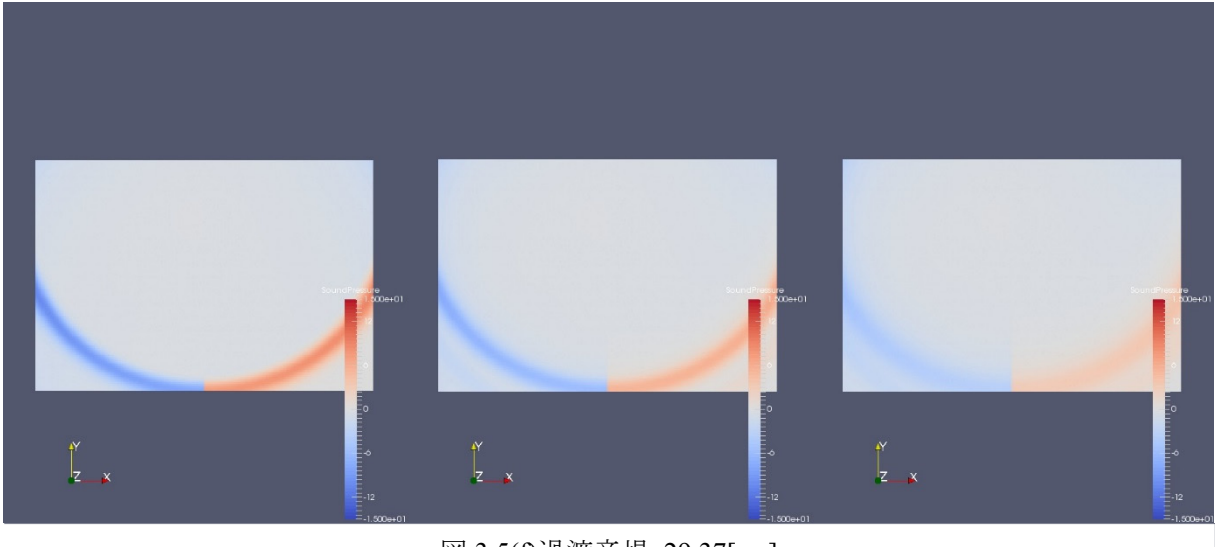


图 3.5(f)过渡音场 29.37[ms]

3.3 曲線形状の場合

3.3.1 解析モデル

次に、現在高速道路などで実際に採用されている、先端の形状が曲線の場合の検討を行った。解析モデルを図 3.6 に示す。

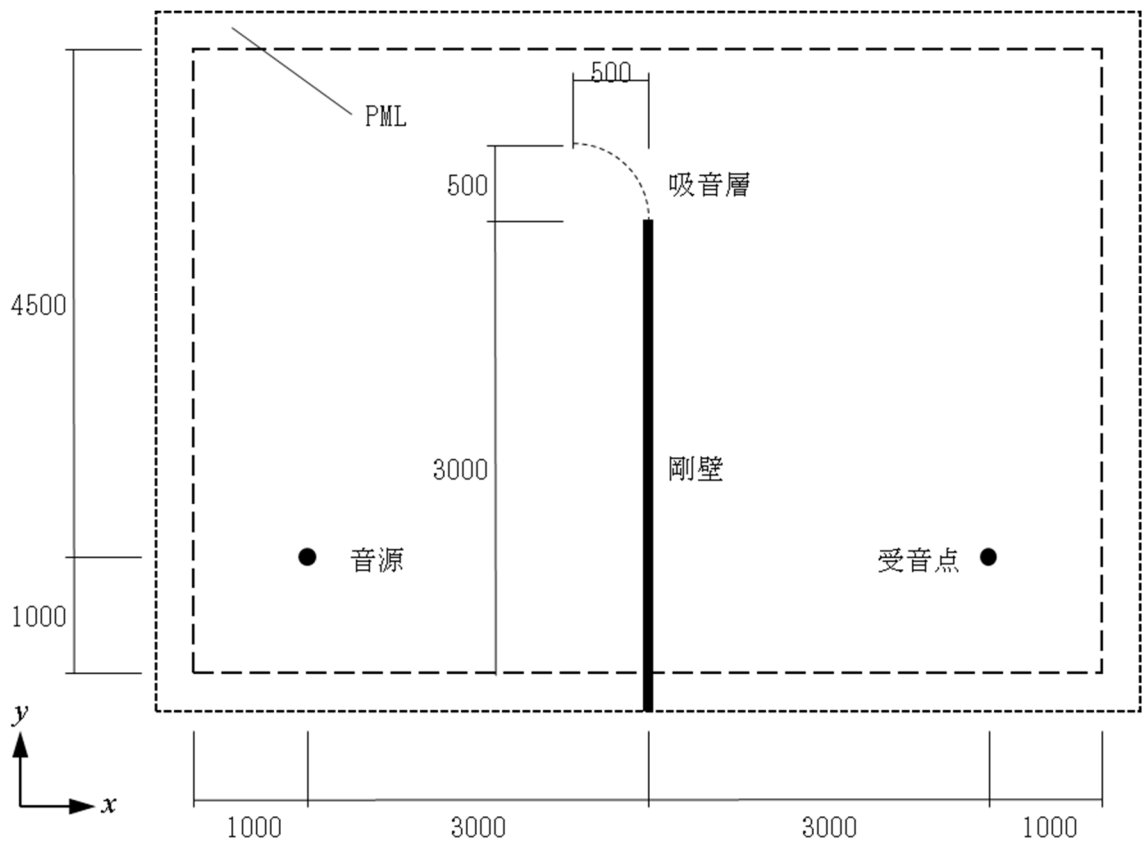


図 3.6 曲線形状の場合の解析モデル

3.3.2 結果・考察

図 3.6 に示した解析モデルで解析を行い得られた音圧レベルを図 3.7、挿入損失を図 3.8 に示す。図 3.9 は過渡音場を可視化したものであり、左から剛壁、一様、グラデーシオンの順である。

A 特性挿入損失は、剛壁 31.3 dB、一様 33.0 dB、グラデーシオン 39.9 dB であり、垂直形状の場合と比較するとグラデーシオン特性を与えることの効果は小さくなっているものの、全ての場合において遮音性能が高くなっていることが分かる。これは遮音壁先端が音源側に近づいたことによる、距離減衰によるものであると考えられる。

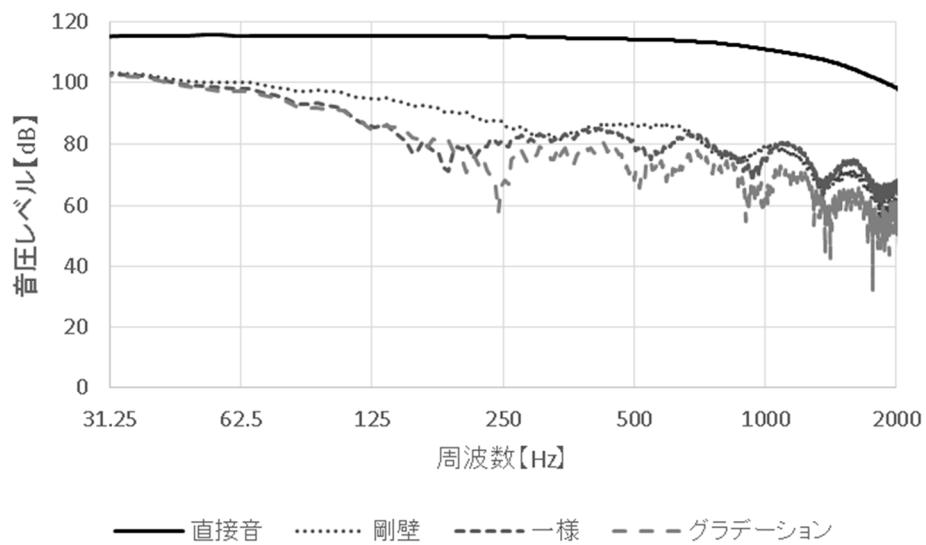


図 3.7 音圧レベル

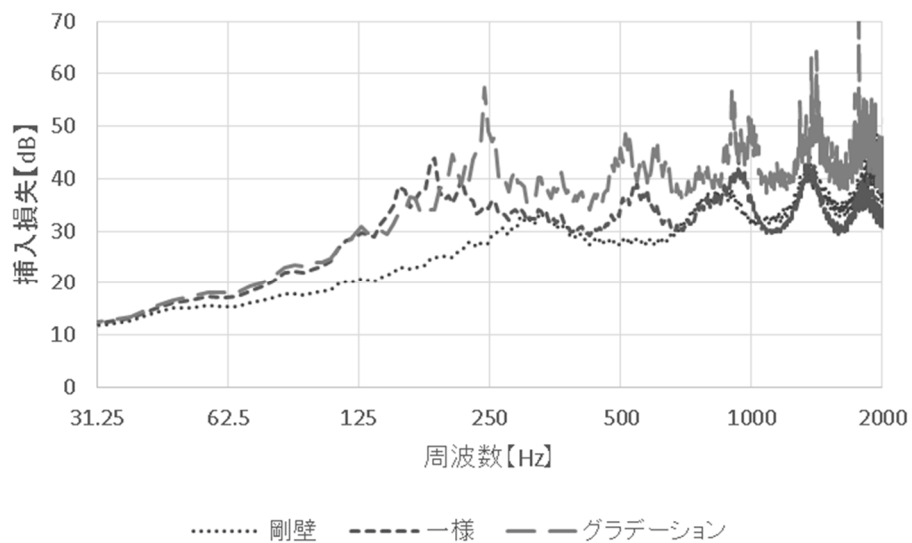


図 3.8 挿入損失

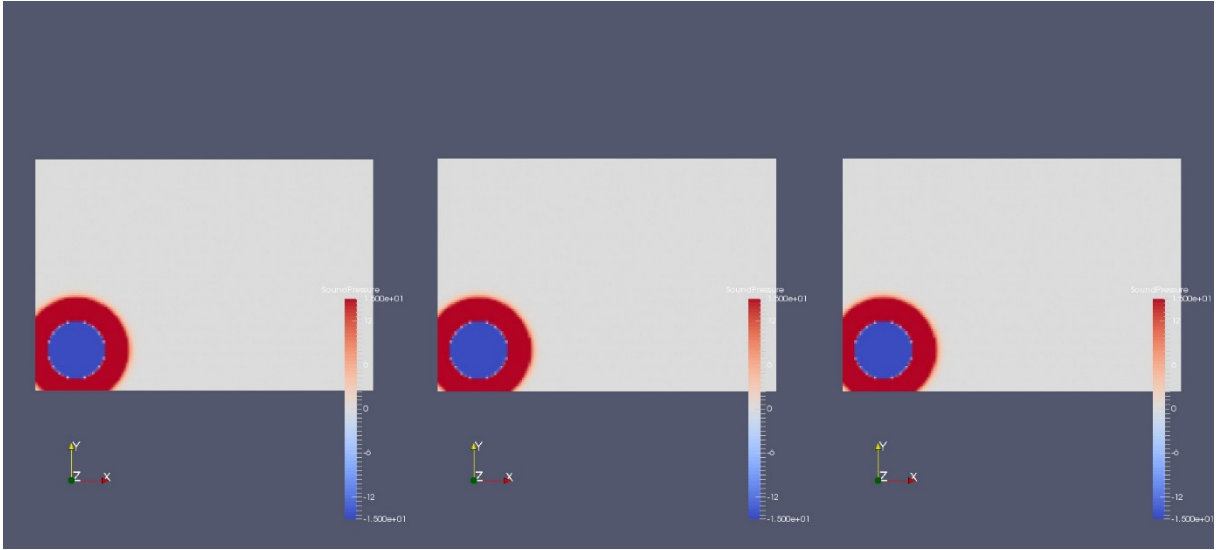


図 3.9(a)過渡音場 4.89[ms]

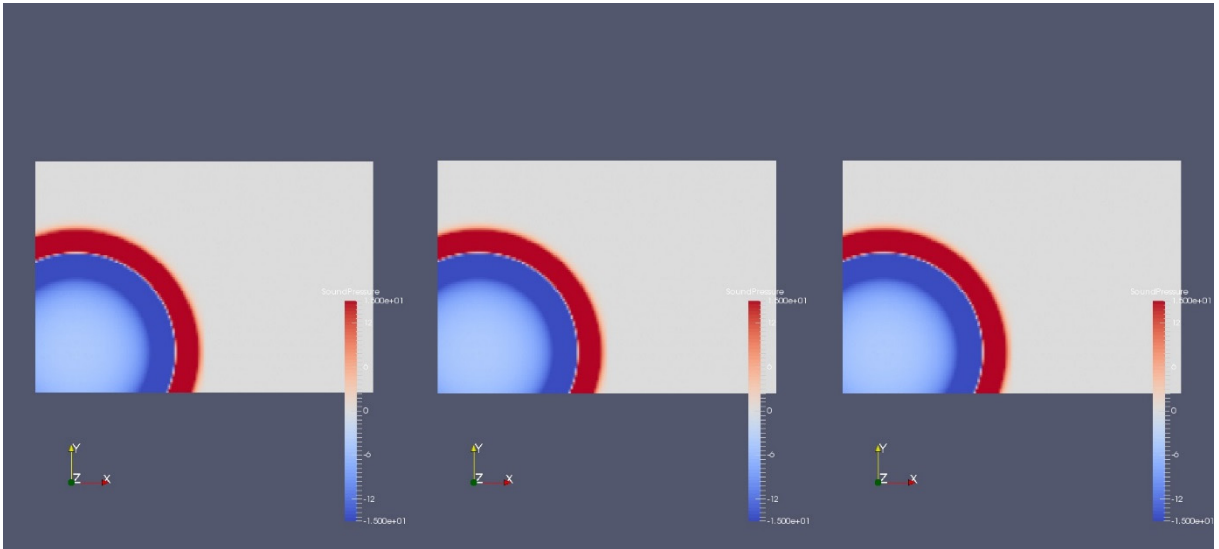


図 3.9(b)過渡音場 9.79[ms]

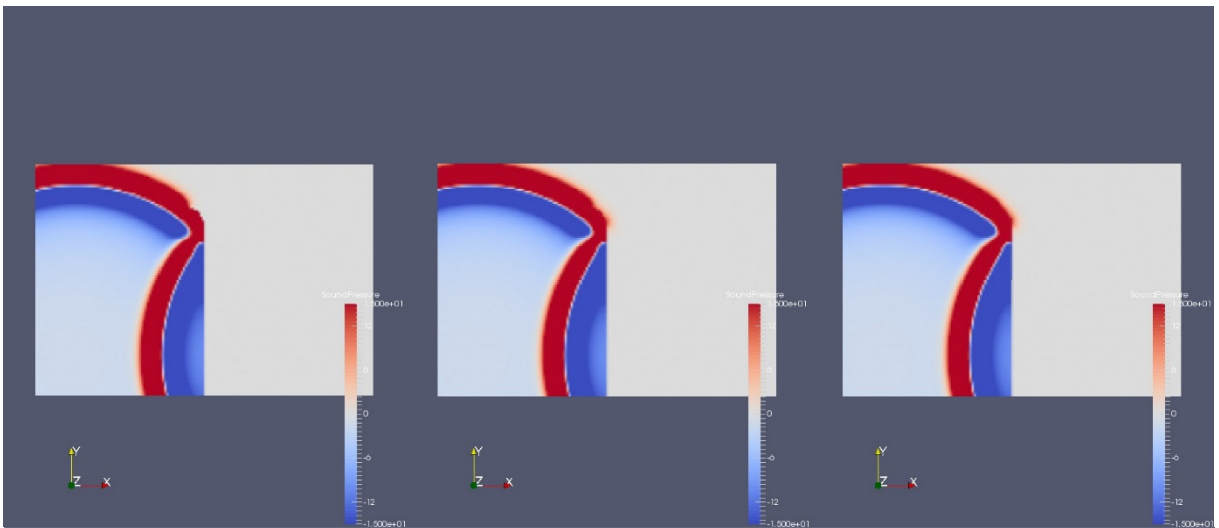


図 3.9(c)過渡音場 14.68[ms]

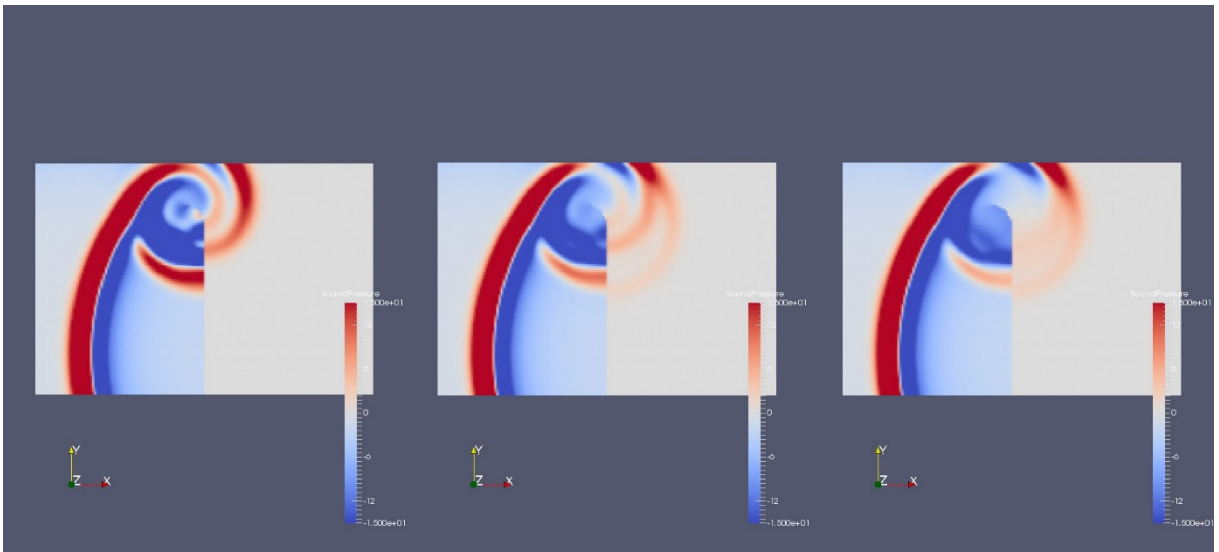


图 3.9(d)过渡音场 19.58[ms]

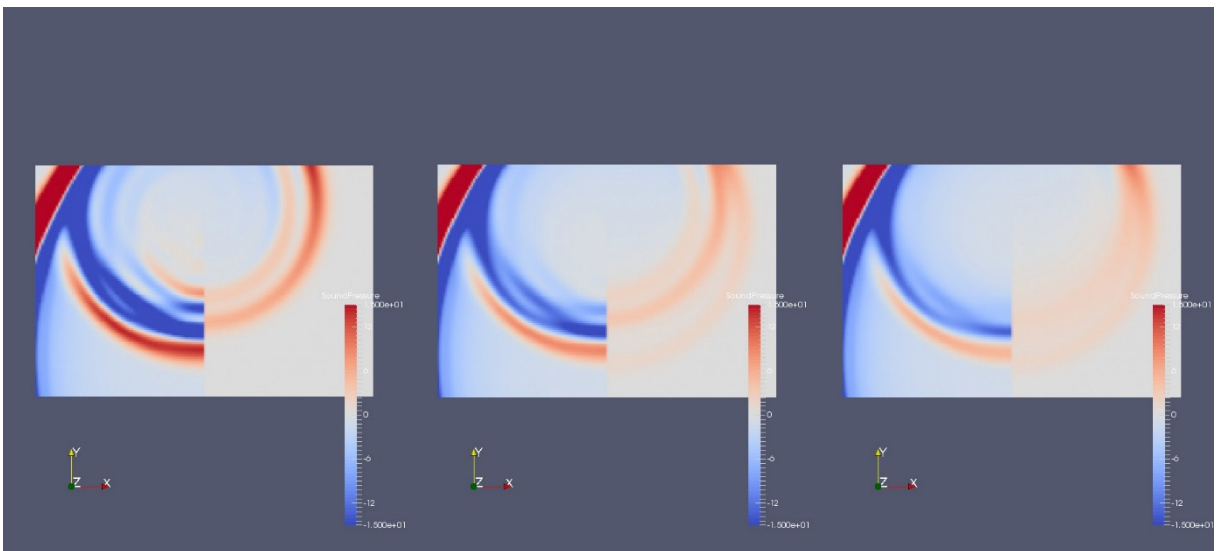


图 3.9(e)过渡音场 24.48[ms]

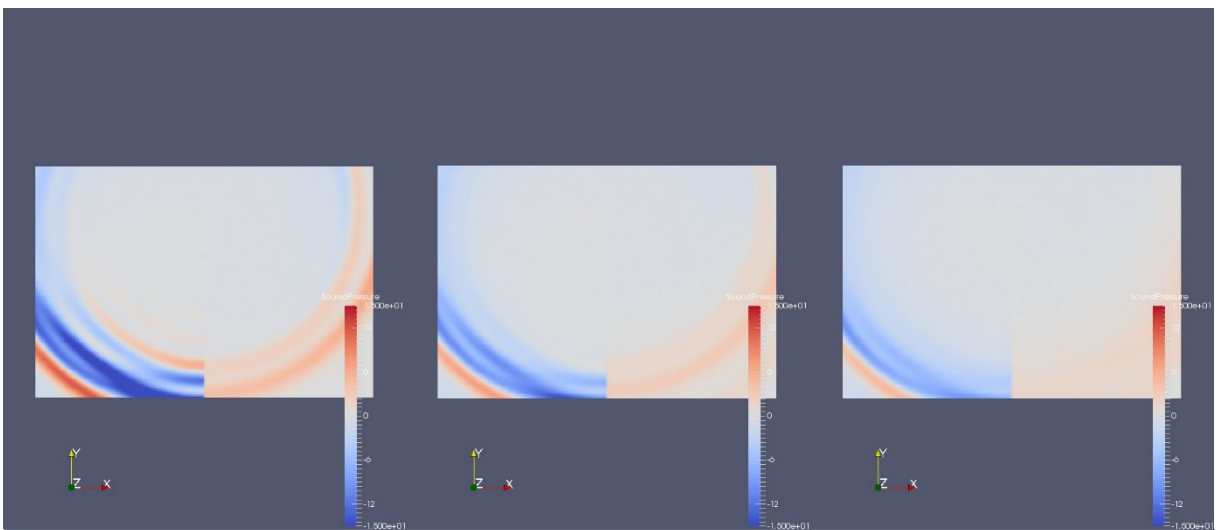


图 3.9(f)过渡音场 29.37[ms]

3.4 吸音層の傾き 45° の場合

3.4.1 解析モデル

次に吸音層の傾きについての検討を行った。傾き 45° の場合の解析モデルを図 3.10 に示す。

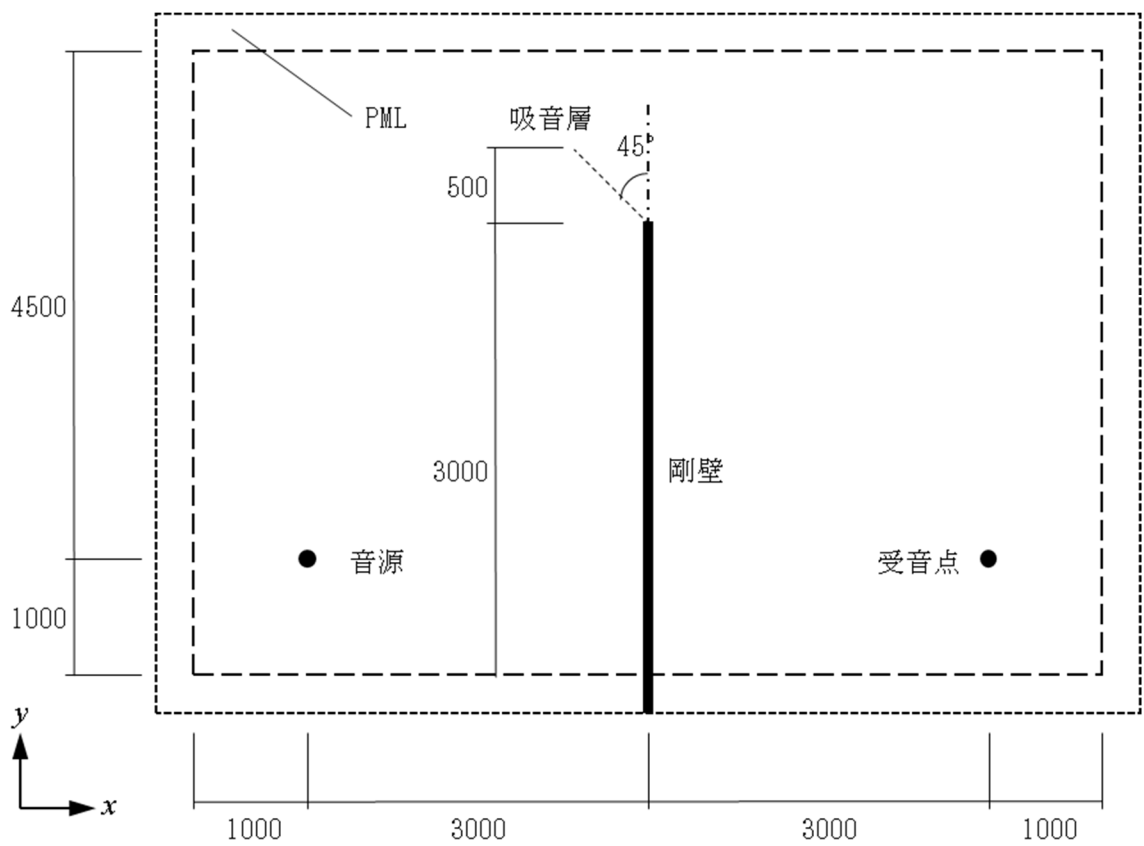


図 3.10 傾き 45° の場合の解析モデル

3.4.2 結果・考察

図 3.10 に示した解析モデルで解析を行い得られた音圧レベルを図 3.11、挿入損失を図 3.12 に示す。図 3.13 は過渡音場を可視化したものであり、左から剛壁、一様、グラデーシオンの順である。

A 特性挿入損失は、剛壁 28.6 dB、一様 33.1 dB、グラデーシオン 37.5 dB であり、グラデーシオン特性を与えることの効果は垂直形状の場合と比較して小さくなっているが、受音点と遮音壁先端との距離が大きくなっているため、遮音性能には大きな差は無いことが分かる。

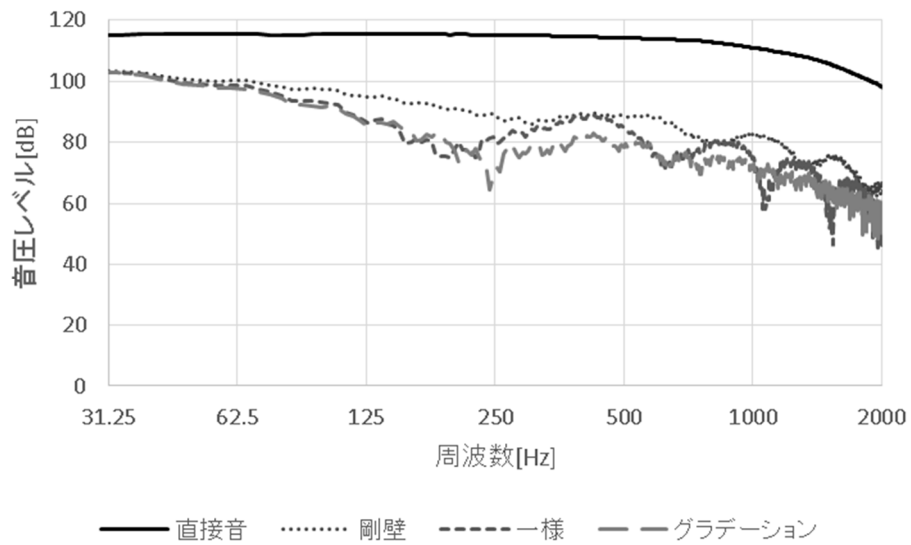


図 3.11 音圧レベル

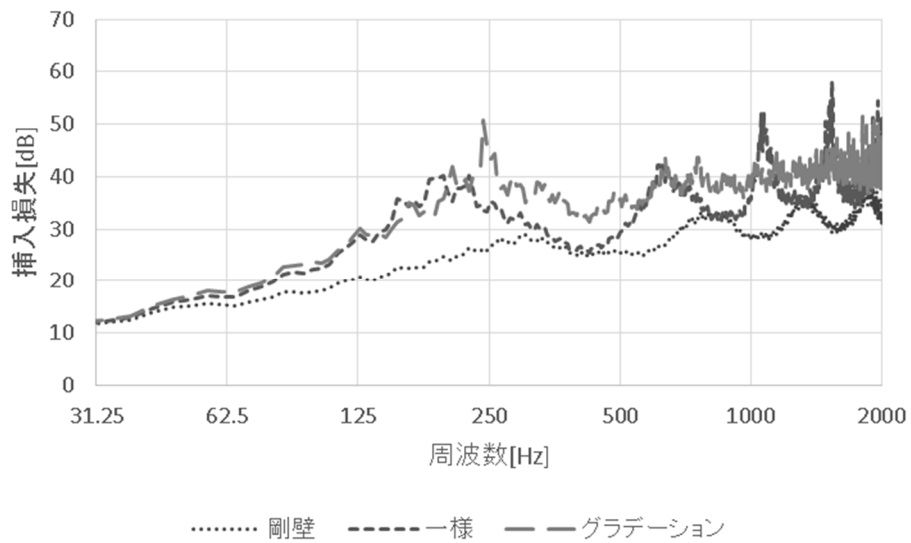


図 3.12 挿入損失

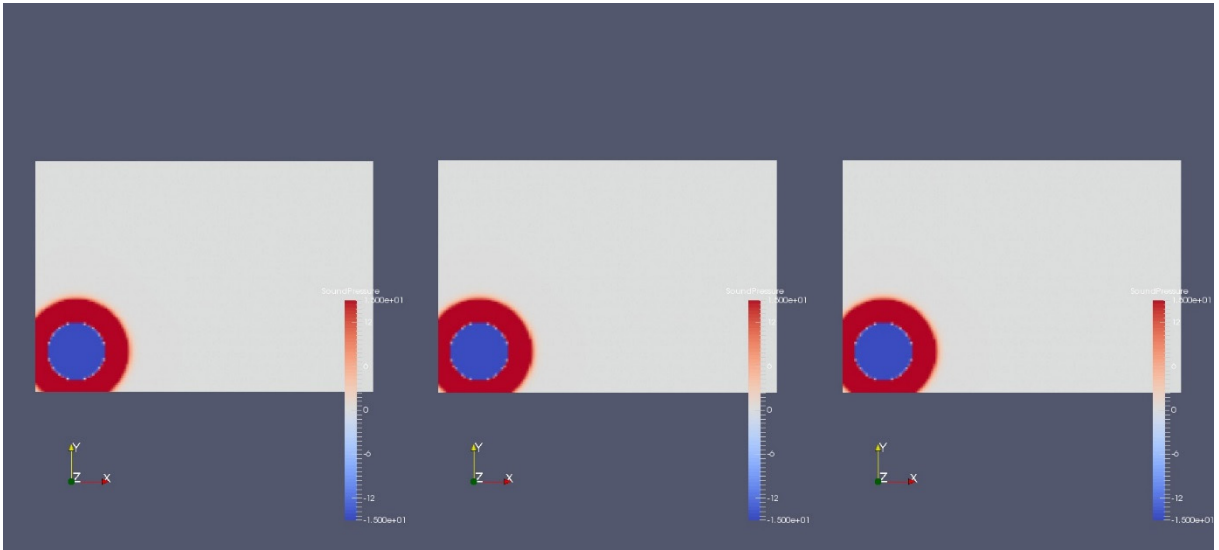


图 3.13(a)过渡音场 4.89[ms]

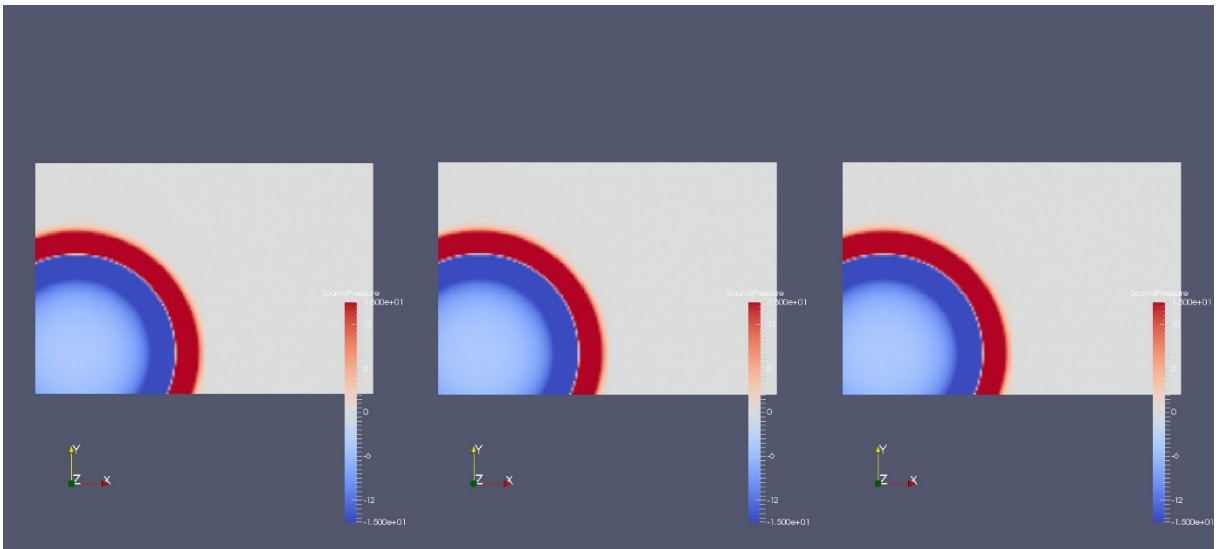


图 3.13(b)过渡音场 9.79[ms]

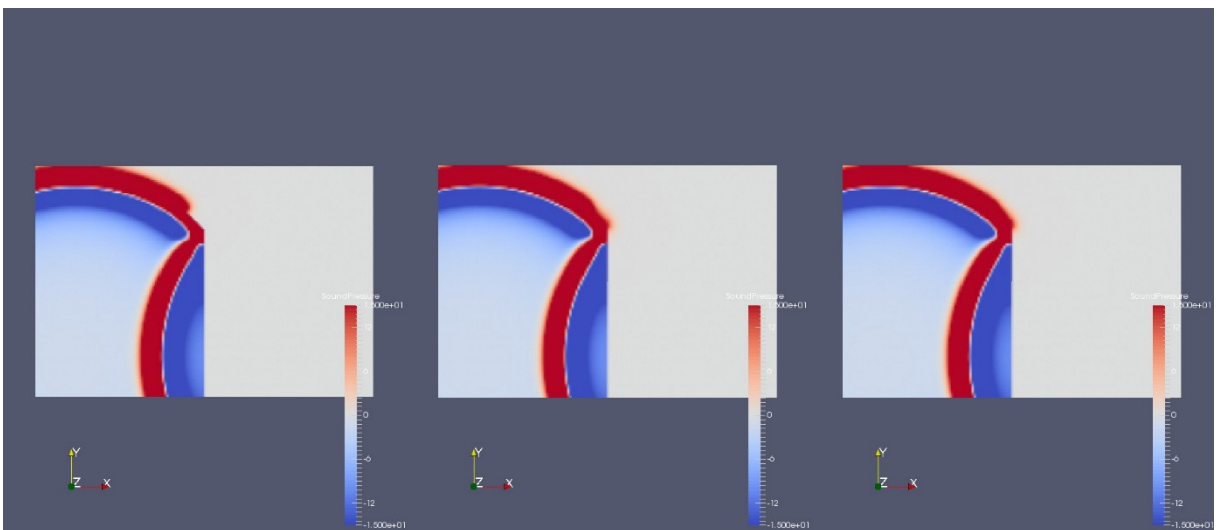


图 3.13(c)过渡音场 14.68[ms]

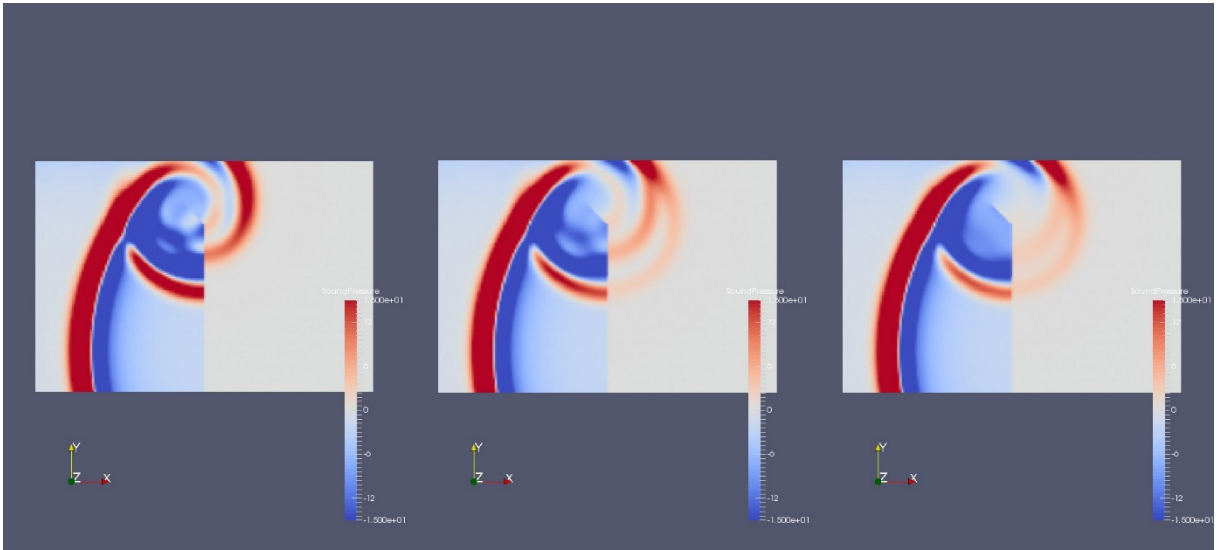


図 3.13(d)過渡音場 19.58[ms]

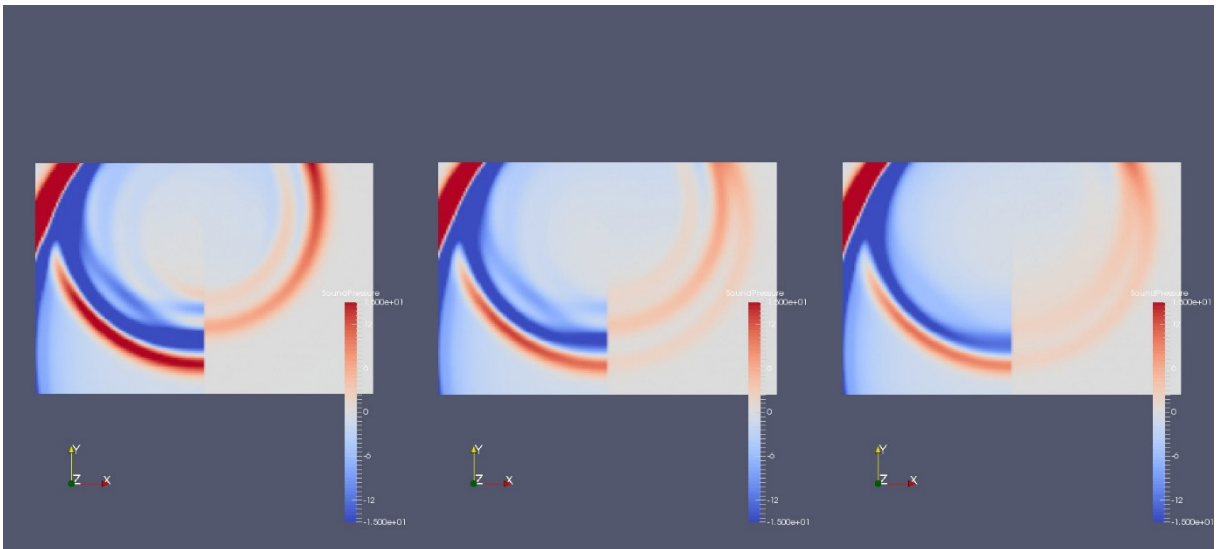


図 3.13(e)過渡音場 24.48[ms]

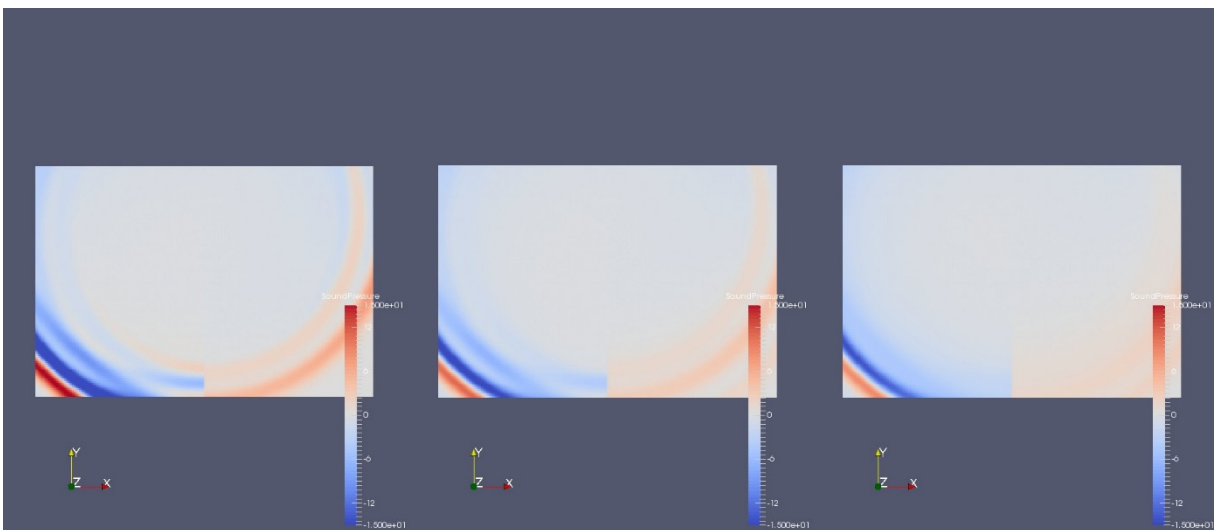


図 3.13(f)過渡音場 29.37[ms]

3.5 吸音層の傾き 90°の場合

3.5.1 解析モデル

次に、吸音層の傾き 90°の場合の検討を行った。解析モデルを図 3.14 に示す。

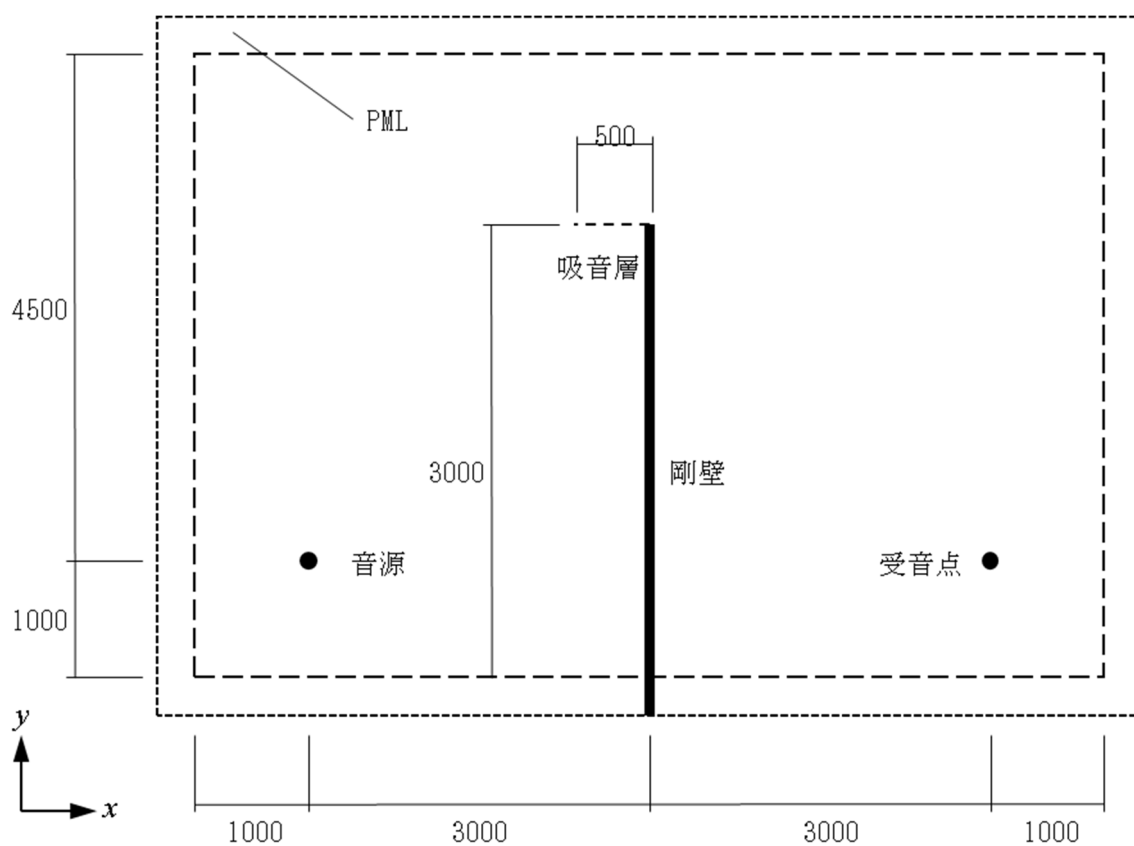


図 3.14 傾き 90°の場合の解析モデル

3.5.2 結果・考察

図 3.14 に示した解析モデルで解析を行い得られた音圧レベルを図 3.15、挿入損失を図 3.16 に示す。図 3.17 は過渡音場を可視化したものであり、左から剛壁、一様、グラデーシヨンの順である。

A 特性挿入損失は、剛壁 30.0 dB、一様 34.0 dB、グラデーシヨンの順であり、グラデーシヨンの特性を与えたことによる効果は認められなかった。傾き 45°である場合の結果も考慮すると、吸音層が水平に近づくにつれてグラデーシヨン特性を与えたことによる効果は小さくなっていくと考えられる。

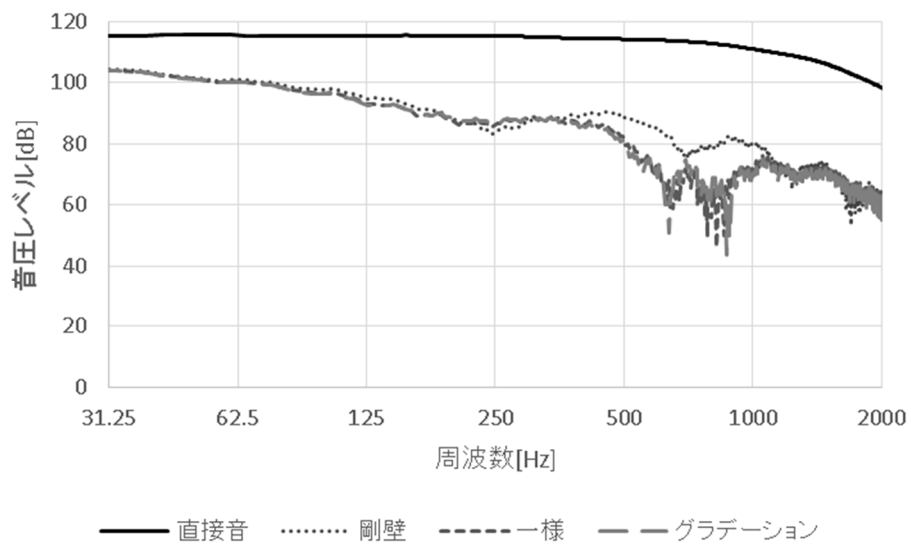


図 3.15 音圧レベル

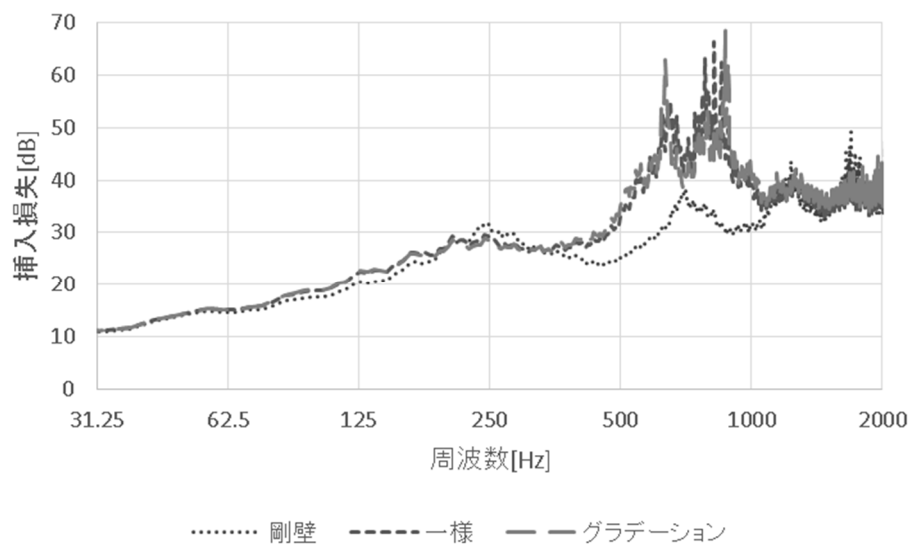


図 3.16 挿入損失

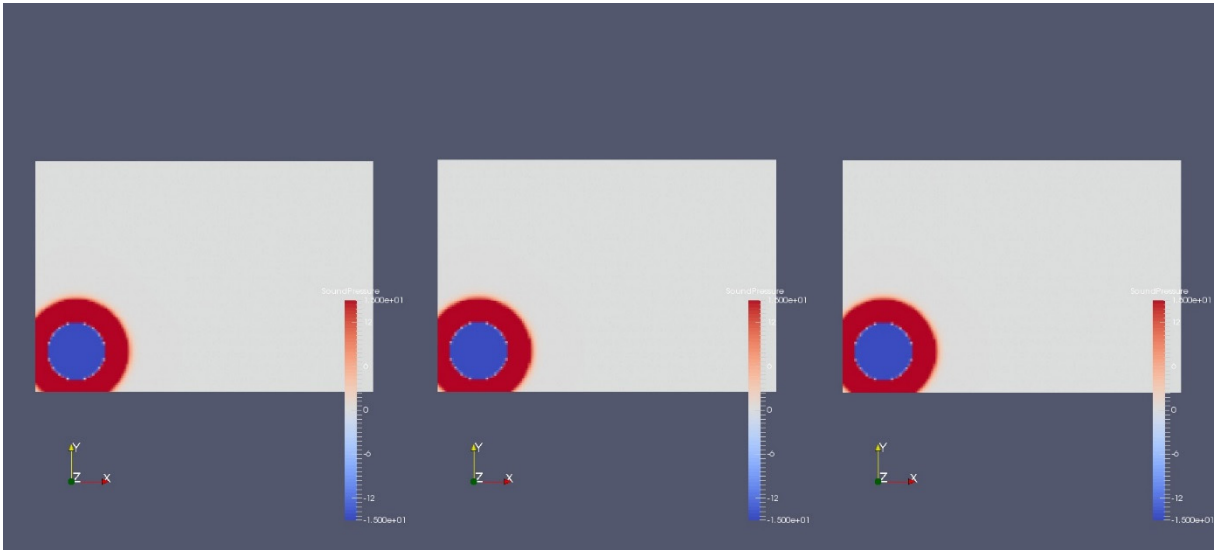


图 3.17(a)过渡音场 4.89[ms]

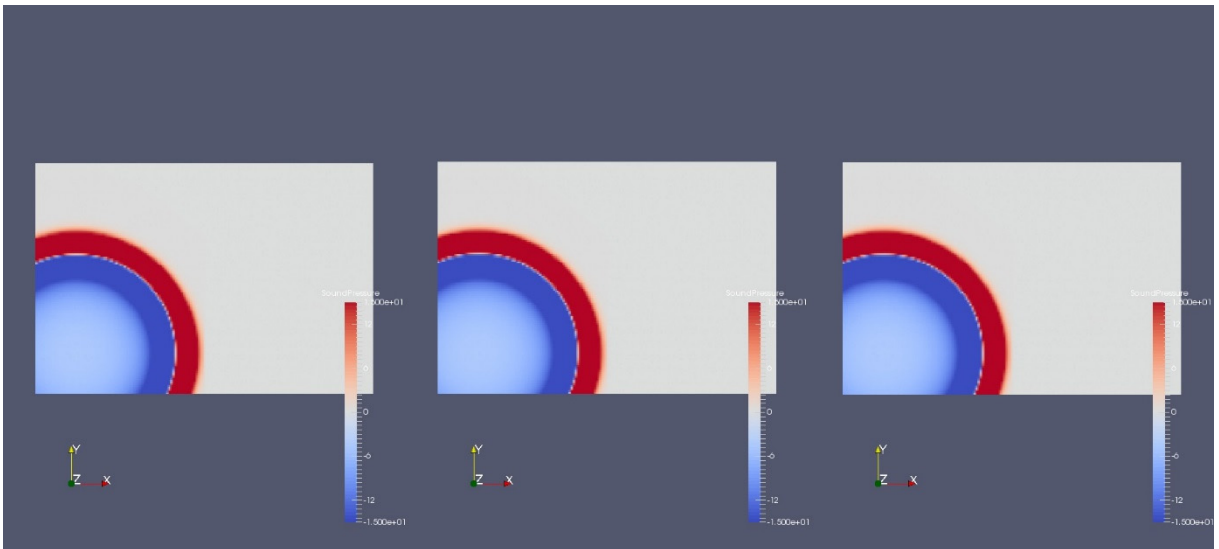


图 3.17(b)过渡音场 9.79[ms]

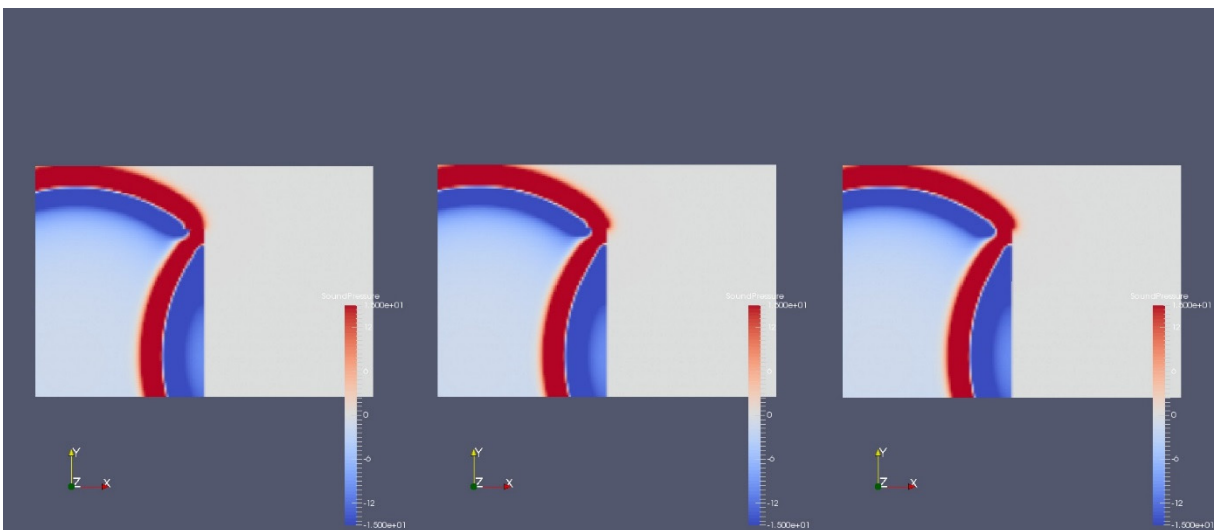


图 3.17(c)过渡音场 14.68[ms]

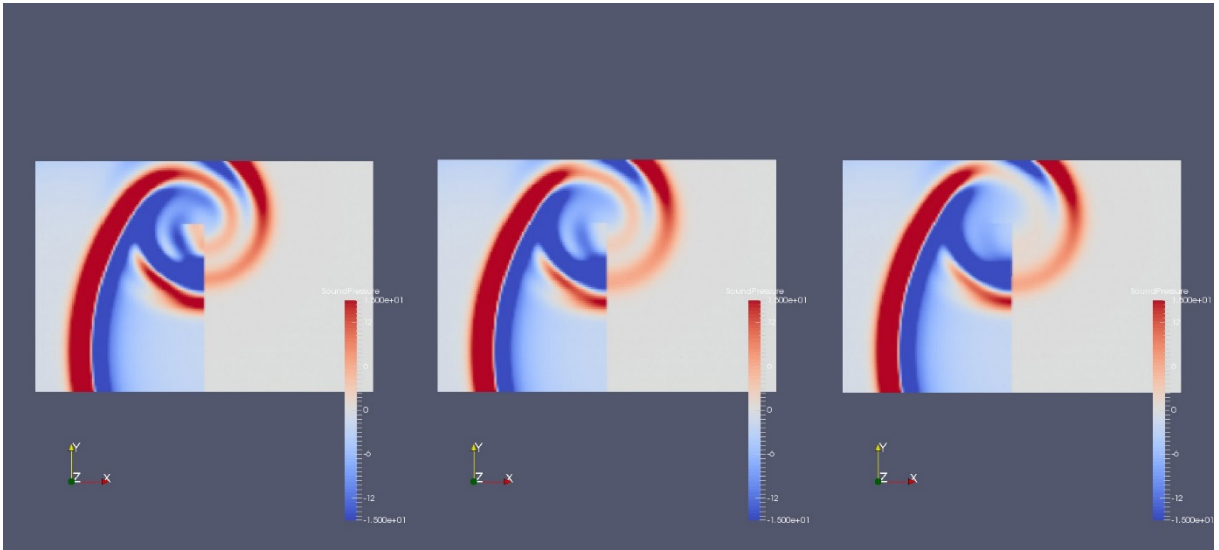


图 3.17(d)过渡音场 19.58[ms]

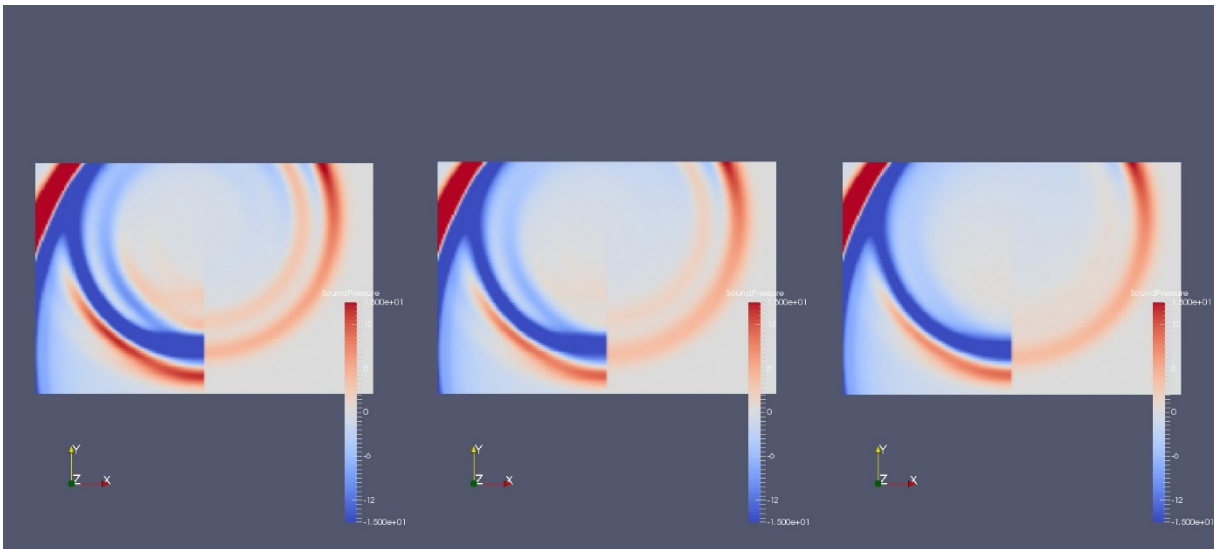


图 3.17(e)过渡音场 24.48[ms]

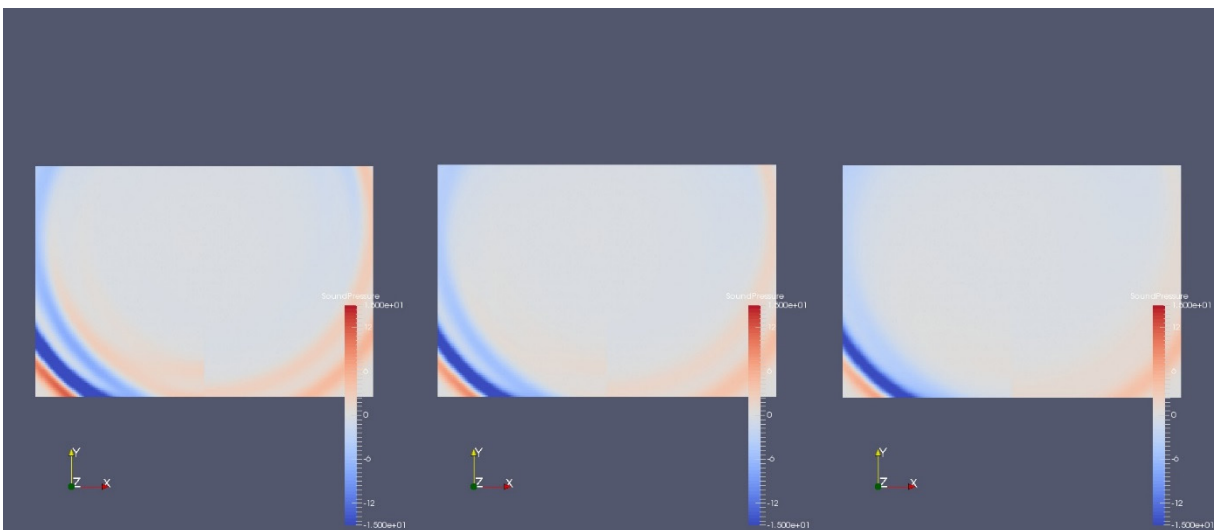


图 3.17(f)过渡音场 29.37[ms]

4 結論

本研究では、“エッジ効果抑制型遮音壁”について FDTD 法を用いた数値解析を行い、過渡音場を可視化し、また、遮音壁先端の吸音層の形状の違いによる遮音性能の向上を検討した。

遮音壁の全てを剛壁とした場合では、音源側に先端を傾けた方が距離減衰により挿入損失は大きくなる。しかし、先端を吸音層にした場合では、吸音層の形状により挿入損失の増減に大きな影響を与えることが分かった。

吸音層にグラデーション特性を与えた場合、吸音層の形状が垂直に近いほど遮音性能の向上につながり、また、水平に近いほど効果が無くなることが分かった。

音源と遮音壁先端とが成す角度については本論文では検討できておらず、今後の課題である。

謝辞

本研究を進めるにあたり、ご指導いただきました、豊田政弘先生、河井康人先生に深く御礼申し上げます。

また、建築環境工学第 I 研究室の皆さまにも大変お世話になりました。深く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] 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* 34, 347-352, 2010.
- [2] Y. Kawai and M. Toyoda, “Development of edge-effect suppression barriers”, *Acoust. Sci. & Tech.* 35, 28-34, 2014.
- [3] 豊田政弘, 日本音響学会編音響サイエンスシリーズ 14 FDTD 法で見る音の世界, コロナ社, 東京, 2015.
- [4] D.Duhamel, “Efficient calculation of the three-dimensional sound pressure field around a noise barrier”, *Journal of Sound and Vibration* 197, 547-571, 1996.