

# 超高速移動音源に対する防音壁の遮音量算出に関する研究

緒方 正剛\* 鶴 秀生\*\* 中島 弘史\*\* 藤原 恭司\*\*\*

## Investigation on Insertion Loss of Noise Barrier for High-speed Moving Sound Source

by

Seigo OGATA \* Hideo TSURU \*\* Hirofumi NAKAJIMA \*\* Kyoji FUJIWARA \*\*\*

### Abstract

When a sound source is moving at high speed, the sound source characteristics change, for example the frequency is modulated by the Doppler effect, and these changes increase as the velocity of movement of the sound source increases. That is why the loss for inserting a noise barrier when the sound source is moving at high speed was studied.

This document first studies the application to the case of frequency modulation of the sound source of the technique that finds the 3-dimensional sound field analysis by integrating along the sectional direction the basic analysis found for a two-dimensional space with the boundary element method. From the results of this numerical calculation, when the sound source moves at high speed, the sound pressure at the sound receiving point rises with the speed and if the origin is placed at the sound receiving point front surface and the positive direction is set as the direction of the direction of progress of the sound source, then the position at which the maximum value is observed at the sound receiving point moves to a negative position. Also, when there is a noise barrier, the maximum point moves even farther in the negative direction and the distance of that movement increases with speed. This study makes clear that the maximum value of loss from inserting the noise barrier increases and is 1.8 dB larger at 700 km/h. However with this technique, the volume of computation becomes enormous and much work is required, so next a simple technique based on the usage of the Maekawa experimental equation for finding the insertion loss for a noise barrier taking into account the change in sound source orientation and frequency modulation due to Doppler effect when the sound source moves at high speed was proposed and studied. The results for finding the insertion loss using this technique matched well the results found already with numerical calculation, showing that this technique is useful.

---

原稿受付：平成 17 年 1 月 24 日

\* 交通システム研究領域 \*\* 日東紡音響エンジニアリング(株) \*\*\* 九州大学芸術工学部

## 1. はじめに

道路沿道や鉄道沿線住民の生活環境保全を目的とする騒音対策手法の一つとして、防音壁が用いられている。特に新幹線鉄道などの高速鉄道では、環境基準を達成する必要性から、住宅地に近隣した区間においては、防音壁の設置が必要不可欠な状況にある。新幹線鉄道の騒音予測手法[1]では、新幹線の走行時の騒音を 車両下部騒音(転動騒音、ギア騒音、空力騒音) 構造物騒音 車両上部空力騒音(先頭部空力騒音を含む) 集電系騒音(空力騒音、摺動音を含む)の4種類の音源に分類し、それぞれの音源を線路方向に分布する点音源列でモデル化している。防音壁による回折減衰量の評価は、前川の実験式[2]を基本にし、設定した各音源位置と受音点との幾何学的関係により、各走行速度における各音源のスペクトルを考慮した回折減衰量のチャートを用いて行われている。

交通機関の騒音の予測に際しては、実際には移動している音源を静止したものと仮定して、受音点での騒音を求める手法が用いられる。しかし本来、音源が移動する場合はドップラー効果による周波数変調などにより音源の特性が変化することが知られている。しかし、防音壁の遮音性能を評価する際に音源の移動速度を考慮する方法についてはこれまでに報告された例がない。また近年では、高速鉄道の速度向上がめざましく、走行速度が速くなり0.5Machにも近づこうとしている。このように、移動速度が亜音速の領域でもマッハ数が無視できないほど速い場合には、移動速度の変化が無視できるのかどうかの判断に対する知見が必要と考えられる。本報では、まず数値解として2次元空間での境界要素法で求めた数値解を直交する方向に積分変換することにより3次元音場の解を求める手法の音源移動に伴い周波数が変調する場合への適用を検討した。この手法に基づく数値計算結果から音源が高速移動する場合の防音壁の挿入損失(遮音減衰量)の変化について示す。次に、簡易的に移動音源の場合の防音壁挿入損失を求める手法として、点音源に対する半無限長障壁の遮音量を求める際の一般的な騒音予測に用いられる前川の実験式の利用を基本として音源の高速移動に伴うドップラー効果による周波数変調及び音源の指向性の変化を考慮して求める手法を提案し、その手法を用いた場合の防音壁の挿入損失について検討する。

## 2. 数値計算上の仮定

### 2.1. 音源

音源は、単振動する無指向性の呼吸球と仮定して、その音源が防音壁頂部のエッジと平行に等速で直線上を移動するものとする。

音源の周波数は、新幹線や超電導磁気浮上式鉄道が高速で走行する際に車両下部から発生する騒音の周波数のピークが1~2kHzの帯域であることから、本検討ではその中間的な周波数の1.5kHzを対象とした[3]。音源条件をまとめて次に示す。

音源:1500 Hzの正弦波(波長231mm(25 ))

音源音圧:90.0 dB(0.5m)

音源移動速度条件(等速) :

- ・ 300km/h (83.3m/s, 0.24Mach)
- ・ 500km/h (139m/s, 0.40Mach)
- ・ 700km/h (194m/s, 0.56Mach)

### 2.2. 音源と受音点の配置及び周波数変調

音源と受音点の配置図をFig.1に示す。音源、受音点及び防音壁は自由空間内にあるものとし、防音壁は剛体のナイフエッジ半無限長障壁とした。座標は、音源の進行方向をX軸とし、音源の進行方向と垂直で受音点を通る方向をY軸、防音壁の高さ方向をZ軸としている。受音点は、回折角度が30度(受音点1)、67.4度(受音点2)、90度(受音点3)の3条件とした。音源と防音壁の距離は3.0m、防音壁と受音点の水平距離は3.0mとした。

周波数 $\nu$ の音源が $v_s$ で移動している時、音源移動方向と $\theta_s$ をなす角にある静止した受音点で観測される音の周波数 $\nu_i$ は次式で表せる。

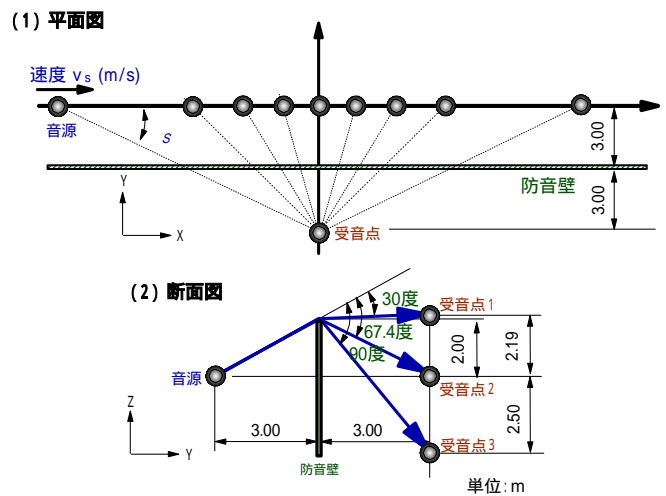


Fig.1 音源と受音点の配置図

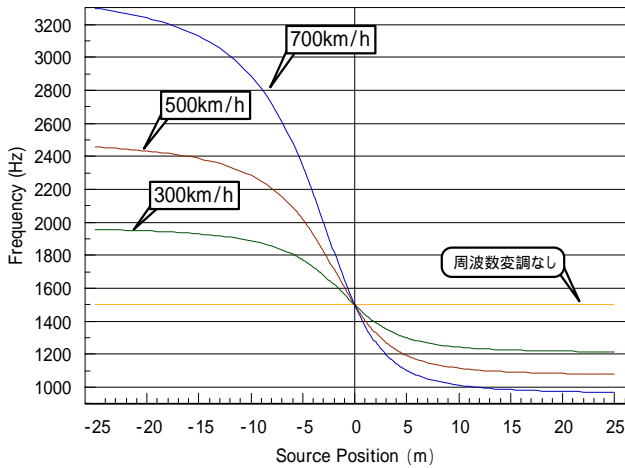


Fig.2 受信点における周波数変調 (受信点2)

$$v_i = v \frac{c}{c - v_s \cos \theta_s} \quad (1)$$

Fig.1 の配置の防音壁がない条件において、各移動速度の音源が通過する際に受信点2で観測される音の周波数を Fig.2 に示す。Fig.2 より、受信点2で観測される音の周波数は、受信点正面を境に10mを前後して、急激に変化する。700km/hでは、周波数はおよそ3000Hzから1000Hzまで変化する。ここで、音源の移動方向に対して受信点の正面より負の位置を「手前」と呼び、正の位置を「後方」と呼ぶ。

### 3. 数値解を用いた検討

道路交通騒音や鉄道騒音等の防止のために防音壁が用いられており、防音壁の回折減衰量の数値予測には、境界要素法が多く用いられている。Duhamelは、任意の断面を持つ防音壁の挿入損失を求める際に、2次元空間での境界要素法で求めた数値解を防音壁エッジ方向に積分変換することにより3次元音場の解を求める手法を提案している[4]。この手法を応用して井上らは、点音源に対する吸音性円筒エッジを有する防音壁の効果の検討にあたり、2次元音場における干涉性線音源に対する回折場の解を用いて、3次元音場における点音源に対する解を求め、円筒波音場の解を球面波音場の解に拡張する手法を提案している[5]。さらに、山中らは、鉄道騒音の放射特性予測に適用する場合に、音源は線路方向に一樣であると仮定し、2次元空間での境界要素法における数値解を積分変換することで、3次元音場での騒音予測手法を提案している[6]。本検討では、この

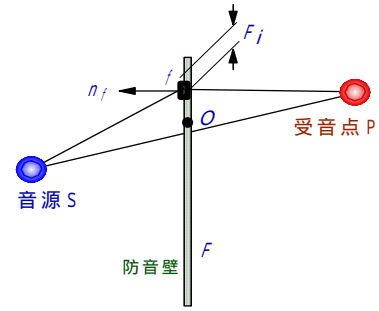


Fig.3 境界要素法による数値解析

Duhamelが提案した手法を音源の移動により周波数が変調する場合に拡張することを検討し、本手法を用いて音源が移動する際の防音壁の挿入損失について検討を行った。

#### 3.1. 2次元境界要素法

音源、受信点、防音壁の位置関係は、Fig.1の通りである。原点を防音壁の頂点から下方10mの点にとると、各点の座標[m]は、  
 音源 (X, -3.0, 8.0)  
 受信点1(回折角度 30度) (0, 3.0, 10.19)  
 受信点2(回折角度 67度) (0, 3.0, 8.0)  
 受信点3(回折角度 90度) (0, 3.0, 5.5)  
 である。

Fig.3に示すように、Sommerfeldの有界放射条件を満たす外部問題において、防音壁(表面:  $F$ )と音源  $S$ 、受信点  $P$  を自由空間中に考える。Kirchhoffの積分定理によれば、領域  $\Omega$  内の任意の点  $P$  での速度ポテンシャル  $\phi(p)$  は次式のように表せる。[7]

$$C(p)\phi(p) = \int_F \left\{ \phi(f) \frac{\partial G(p; f)}{\partial n_f} - \frac{\partial \phi(f)}{\partial n_f} G(p; f) \right\} dS + \phi_0(p; s) \quad (2)$$

ここで、 $C(p)$ は滑らかな表面上では1/2、表面以外の点では1となる係数である。 $G(p; f)$ は、境界上の点  $f$  から  $p$  への伝搬を表す自由空間でのGreen関数、 $n_f$ は  $f$  における内向き法線、 $\phi_0(p; s)$ は直接波成分である。2次元問題での  $G(p; f)$  (基本解)は、次式で与えられる。

$$G(p; f) = -\frac{i}{4} H_0^{(2)}(kR_{pf}) \quad (3)$$

$H_0^{(2)}$  は、0次の第2種 Hankel 関数である。 $R_{pf}$  は  $p$

から  $f$  までの距離である。式(2)の積分は、防音壁上の  $F$  を分割した要素  $F_i$  上で数値積分することにより求めた。防音壁表面  $F$  は剛とした。数値計算における要素  $F_i$  の長さは波長の 1/5 以下とした。防音壁の厚さは、波長に比べて非常に薄い剛な物体として考えた。その場合の散乱音場を考える時には、法線微分型積分方程式[7]を用いて、境界上のポテンシャル

を計算することができ、境界上では、 $\frac{\partial \phi_0(p)}{\partial n_p}$  は、空

間の点  $p$  を面上の点に法線  $n_p$  に沿って収束させた極限で、1重層ポテンシャル[8]の導関数に跳びが生じることを考慮して、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_0(p, s)}{\partial n_p} + \int_F \left\{ \phi(f) \frac{\partial^2 G(p, f)}{\partial n_p \partial n_f} - \frac{\partial \phi(f)}{\partial n_f} \frac{\partial G(p, f)}{\partial n_p} \right\} dS \\ = \frac{1}{2} \frac{\partial \phi(p)}{\partial n_p}, \quad p \in F \quad (4) \end{aligned}$$

が成立する。この式は、滑らかな境界上のみで成立する。Fig.4 のように非常に薄い剛な物体が自由空間中に置かれた場合を考える。物体の表面を  $F_1$ 、 $F_2$  とし、 $F_2$  側の法線を逆向きに取れば、式(2)は  $F_2$  上の積分の符号が逆になり、波長に比べ板厚が薄い場合には、表裏同じ座標とみなすことができる。また、表面で粒子速度が0となることを考慮して、

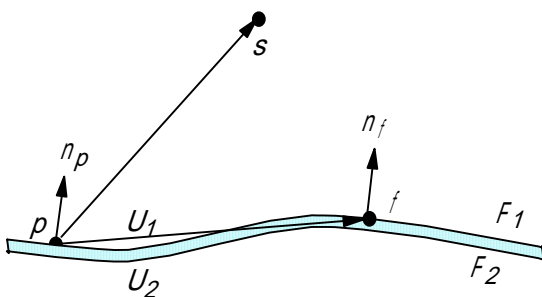


Fig.4 厚さ0の剛な物体の場合

$$\phi_0(p, s) + \int_{F_1} |\phi_1(f) - \phi_2(f)| \frac{\partial G(p, f)}{\partial n_f} dS$$

$$= \phi(p), \quad p \in \Omega \quad (5)$$

が得られる。従って、薄い剛な板の散乱音場は両面のポテンシャルをそれぞれ個別に求める必要はなく、ポテンシャルの差が分かればよい。

一方、式(4)より、同様に、

$$\frac{\partial \phi_0(p, s)}{\partial n_p} + \int_{F_1} |\phi_1(f) - \phi_2(f)| \frac{\partial^2 G(p, f)}{\partial n_p \partial n_f} dS$$

$$= 0, \quad p \in F_1 = F_2 \quad (6)$$

が得られる。式(6)を解いて  $\phi_1 - \phi_2$  を求め、式(5)に代入することにより、剛な薄板の散乱音場の計算ができる。これにより、従来法に比べると要素分割数が半分以下になる利点がある。

気温は 25[ ]、音速は 346.75[m/s]である。2次元解を得るための断面方向の周波数範囲は、実周波数 0 ~ 2400Hz、虚周波数 0 ~ 1000iHzとした。周波数の刻みは 5Hz とし 0Hz 付近では積分変換を考慮して細かく刻むこととした。

### 3.2. 積分変換式

音場における音圧  $p$  および粒子速度  $\mathbf{v}$  [m/s]は、時間  $t$  [sec]、密度  $\rho$  [km/m<sup>3</sup>]、速度ポテンシャル  $\phi$  を用いて式(7)により、関連づけられる。

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t}, \quad \mathbf{v} = \nabla \phi \quad (7)$$

また、移動する点音源による音場の速度ポテンシャルは、波動方程式より式(8)の解として得ることができる。

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \phi = -s(t) \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0(t)) \quad (8)$$

ここで、 $s(t)$  は、体積速度を単位とする音源波形であり、 $\mathbf{x}$  は受音点の位置[m]、 $\mathbf{x}_0(t)$  は音源の位置[m]である。音源は、 $z$  軸に平行に移動する次式とする。

$$\mathbf{x}_0(t) = (x_0, y_0, z_0(t)) \quad (9)$$

また  $\Phi$  は,  $\phi$  を  $t$  と  $z$  でフーリエ変換した関数

$$\Phi(x, y, k_z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \phi(x, y, z, t) e^{-ik_z z} e^{i\omega t} dz dt \quad (10)$$

であり,  $z$  方向の波数  $k_z$  [rad/m] と周波数  $\omega$  [rad/s] の関数である。また,  $S(k_z, \omega)$  を音源波形の移動の影響を含めて  $t$  でフーリエ変換した関数

$$S(k_z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) e^{-ik_z z_0(t)} e^{i\omega t} dt \quad (11)$$

とおき,  $k (= \omega / c)$  は波数 [rad/m] ( $c$  は音速 [m/sec]) であるから, 式(8)を  $t$  と  $z$  でフーリエ変換することにより, 次式が得られる。

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi - k_z^2 \Phi + k^2 \Phi = -S(k_z, \omega) \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (12)$$

ところで式(12)は,  $k_z$  と  $\omega$  を定数と考えて

$$k_{xy} = \sqrt{k^2 - k_z^2}, \quad S_{xy} = S(k_z, \omega) \quad (13)$$

と置けば,

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi + k_{xy}^2 \Phi = -S_{xy} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (14)$$

と書き換えることができる。式(14)は, 2次元座標  $(x_0, y_0)$  にある点音源  $S_{xy}$  による波数を  $k_z$  とする音場での2次元の Helmholtz 方程式に相当する。この解は,  $S_{xy} = 1$  とする方程式

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi + k_{xy}^2 \Phi = -\delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \quad (15)$$

の解を  $\Phi_{xy}(x, y, k_{xy})$  とすると, 3次元のポテンシャルは,

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, k_z, \omega) &= \\ S_{xy} \Phi_{xy}(x, y, k_{xy}) &= S(k_z, \omega) \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{k^2 - k_z^2}) \end{aligned} \quad (16)$$

で計算できる。また, 式(10)の逆変換から,

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \\ \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(x, y, k_z, \omega) e^{ik_z z} e^{-i\omega t} dk_z d\omega & \quad (17) \end{aligned}$$

であるので, 式(16)を用いて,

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \\ \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{k^2 - k_z^2}) & \\ \cdot e^{ik_z z} e^{-i\omega t} dk_z d\omega & \quad (18) \end{aligned}$$

となる。これは, 2次元音場における解  $\Phi_{xy}(x, y, k_{xy})$

と移動を考慮した音源の周波数特性  $S(k_z, \omega)$  から, 3次元音場における速度ポテンシャル  $\phi$  が計算できることを表している。積分変換を行う場合は, 波数が虚数になる範囲についても2次元音場の解を求める必要があり, 式(18)について, 波数  $k_z$  について先に積分すると,

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \\ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(k_z, \omega) \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{k^2 - k_z^2}) e^{ik_z z} dk_z \right] e^{-i\omega t} d\omega & \quad (19) \end{aligned}$$

となる。また, 音源が等速度で移動し, 音源の  $z$  座標が,

$$z_0(t) = z_1 + Vt \quad (20)$$

として表現できる場合,  $S(k_z, \omega)$  は元の音源波形

$s(t)$  のフーリエ変換したもの  $\hat{S}(\omega)$  を用いて,

$$S(k_z, \omega) = e^{-ik_z z_1} \hat{S}(\omega - k_z V) \quad (21)$$

となる。これを式(19)に代入して,  $\omega$  の積分を

$$\omega' = \omega - k_z V \quad (22)$$

による積分に変数変換すれば,

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z, t) &= \\ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{S}(\omega') \hat{\Phi}(x, y, \omega', t) e^{-i\omega' t} d\omega' & \quad (23) \end{aligned}$$

ただし,

$$\hat{\Phi}(x, y, \omega', t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{(\frac{\omega'+k_z V}{c})^2 - k_z^2}) e^{ik_z(z-z_1-Vt)} dk_z \quad (24)$$

となる。従って、等速移動音源の場合は音場の特性  $\hat{\Phi}(x, y, \omega', t)$  を計算しておけば、音源特性  $\hat{S}(\omega)$  が変化した場合にも、周波数合成のみによって  $\phi$  を得ることができる。音源が周波数  $\omega_s$  の正弦波

$$\hat{S}(\omega) = 2\pi\delta(\omega - \omega_s) \quad (25)$$

の場合は、式(25)を式(23)に代入して整理すれば、

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{2\pi} e^{-i\omega_s t} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_{xy}(x, y, \sqrt{(\frac{\omega_s+k_z V}{c})^2 - k_z^2}) \cdot e^{ik_z(z-z_1-Vt)} dk_z \quad (26)$$

となり、 に関する積分を含まない形で3次元音場における速度ポテンシャル を得ることができ、すなわち Duhamel が提案した手法を音源の移動により周波数が変調する場合に拡張できることを示している。

### 3.3. 3次元解への積分変換の適用

計算には上記式(26)を用い、 $k_z$  を離散化し有限の範囲で数値積分を実行した。

実際の計算には、 $k_z$  に代わって以下の式で定義される  $\bar{k}_z$  を用いた。

$$k_z = \bar{k}_z W + C \quad (27)$$

$$W = \frac{\omega_s}{c(1-M^2)} \quad (28)$$

$$C = MW \quad (29)$$

ただし、 $M$  はマッハ数[1]、 $c$  は音速[m/sec]、 $\omega_s$  は音源角周波数[rad/sec]である。 $\bar{k}_z$  は  $k_z$  を音源の波数  $k_s = \omega_s / c$  と移動による補正(周波数シフトと周波数スケールの変化)を考慮して定義した。 $\bar{k}_z$  が  $\pm 1$  の時式(26)の被積分関数が発散する。速度ポテンシャルから音圧波形への変換は、周波数領域で  $j\omega$  を乗ずることにより算出した。数値計算の諸条件は次の通りである。

1) 波数  $k_z$  の範囲：  $-1.15 \sim 1.15 (\bar{k}_z)$

2) 刻み：

- ・通常領域 ( $-0.9 < \bar{k}_z < 0.9$ ) では、等間隔に 12000 点 (実間隔 1.8/12000)

- ・特異点 ( $\sqrt{1-\bar{k}_z^2}$  が 0 付近) 周辺領域

- ( $0.9 < |\bar{k}_z| < 1.15$ ) では、 $\bar{k}_{xy} = \sqrt{1-\bar{k}_z^2}$  で等間隔に 3000 点、 $\bar{k}_z$  では非等間隔

3) サンプリング周波数：96000 Hz

### 3.4. 計算結果

音源が 300km/h, 500km/h, 700km/h の各速度で移動した場合における境界要素法で求めた受音点での音圧レベル変化を Fig.5 に示し、音圧レベルが最大となる位置と最大値を Table 1 に示す。なお、音圧レベル波形は、時定数 5msec の指数窓をかけて平滑化し算出した。また防音壁の挿入損失を Fig.6 に示し、

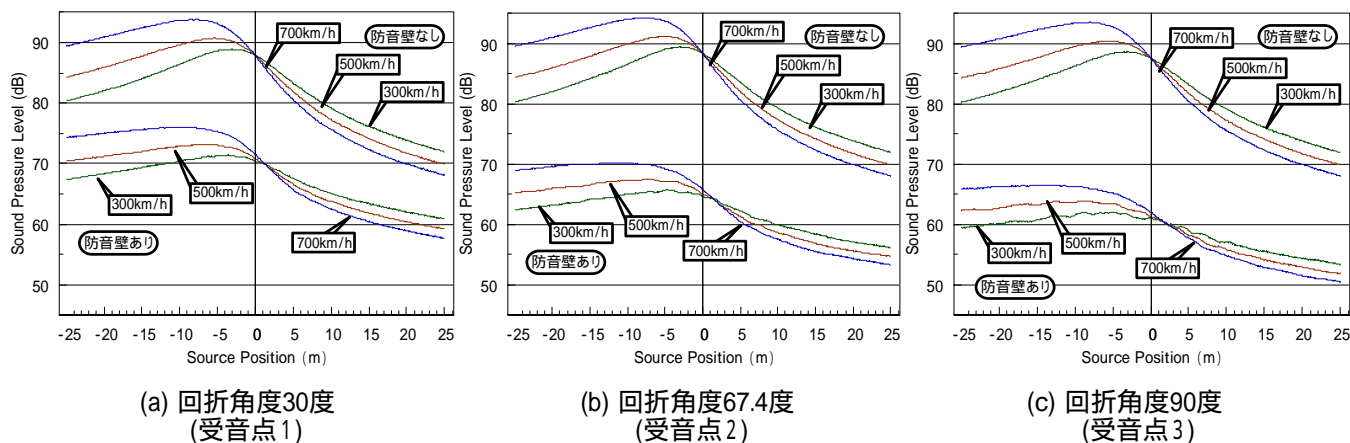


Fig.5 境界要素法による音圧変化の数値計算結果

Table 1 境界要素法で計算した場合の音圧レベルが最大となる位置と最大値

		防音壁なし		防音壁あり	
		位置 (m)	最大値 (dB)	位置 (m)	最大値 (dB)
受信点1 (回折角度30度)	300km/h	-3.1	89.0	-3.6	71.5
	500km/h	-5.4	90.8	-6.6	73.2
	700km/h	-8.3	93.8	-10.0	76.0
受信点2 (回折角度67.4度)	300km/h	-3.1	89.5	-4.7	65.9
	500km/h	-5.2	91.3	-7.4	67.6
	700km/h	-7.8	94.3	-3.1	70.3
受信点3 (回折角度90度)	300km/h	-3.2	88.7	-5.0	62.1
	500km/h	-5.5	90.5	-9.0	63.9
	700km/h	-8.0	93.6	-14.8	66.6

挿入損失が最大となる位置と最大値を Table 2 に示す。

Fig.5(a) ~ (c)及び Table 1 より、いずれの受信点においても、速度が速くなるに従い音圧レベルの最大値は大きくなり、その位置は中心より手前に移る傾向がある。受信点1の回折角度が30度の場合における防音壁なしの条件では、最大値の位置は、300km/hで-3.1m、500km/hで-5.4m、700km/hでは-8.3m手前であり、速度の増加に伴い手前に移動している。最大値は、300km/hで89.0dB、500km/hで90.8dB、700km/hでは93.8dBと、速度の増加に応じて大きくなる。この理由を考察する。土肥[9]や鶴[10]の報告にあるように、点音源がマッハ数  $M_0$  で移動する場合の観測点での音圧  $p$  は、次式となる。

$$p = \rho_0 \left[ \frac{q'(t - R/c)}{4\pi R(1 - M_0 \cos \theta)^2} + \frac{(\cos \theta - M_0)V_0 q(t - R/c)}{4\pi R^2(1 - M_0 \cos \theta)^3} \right] \quad (30)$$

ここで、 $R$  は音が放射された時点での音源と受信点との距離[m]、 $\theta$  は音源と受信点を結ぶ線と音源の速度ベクトルのなす角度、 $c$  は音速[m/s]、 $\rho_0$  は密度、 $q$  は体積速度[m<sup>3</sup>/s]、 $q'$  は体積速度  $q$  を微分したものと[m<sup>3</sup>/s<sup>2</sup>]である。この式を用いて、700km/h(194m/s、マッハ数 0.56)における音源の指向特性を計算した結果の例を Fig.7 に示す。角度は、音源の進行方向を0度としている。音圧レベルは、音源の進行方向に対して最大となり、最小値と比べて 22.5dB 大きくなり、音源の進行方向に強い指向性を持つことが分かる。式(30)における第1項と第2項の影響は、マッハ数が 0.56 とマッハ数が大きい場合においても第1項の影響が大きく、第2項は無視できるものである。第1項と第2項の割合は、音源の速度と共に音源の周波数に依存し、

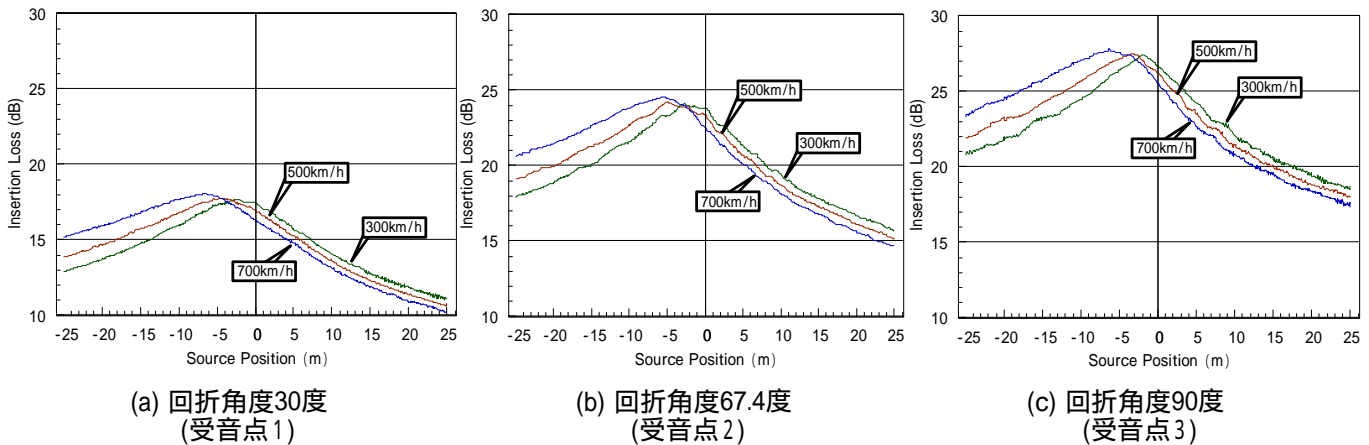


Fig.6 境界要素法を用いた挿入損失の数値計算結果

Table 2 境界要素法で求めた挿入損失の最大となる位置と最大値

		位置 (m)	最大値 (dB)
受音点1 (回折角度30度)	0km/h	0	16.8
	300km/h	-2.5	17.7
	500km/h	-4.1	17.8
	700km/h	-6.6	18.1
受音点2 (回折角度67.4度)	0km/h	0	23.2
	300km/h	-2.7	24.1
	500km/h	-5.1	24.2
	700km/h	-5.4	24.6
受音点3 (回折角度90度)	0km/h	0	26.0
	300km/h	-2.0	27.4
	500km/h	-3.3	27.5
	700km/h	-6.3	27.8

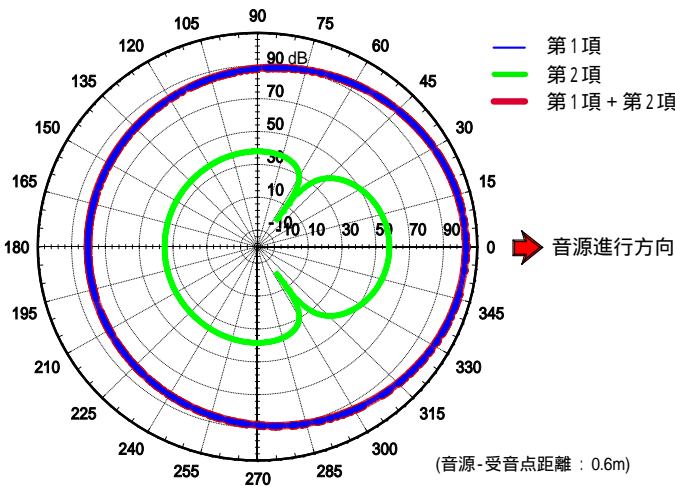


Fig.7 高速移動音源指向性 (700km/h)

周波数が低周波領域の場合には第2項の影響が現れる。また、音源の速度が増加するにしたがい音圧の振幅が大きくなり、受音点における最大値が増大することになる。これらにより、音源が速度を持つ場合に進行方向に強い指向性を持つことで速度の増加に伴い音源の進行方向では音圧レベルが高くなり、受音点の音圧レベルの最大値が大きくなると共に最大となる位置が手前に移動するものと考えられる。

次に、Fig.5(a)の防音壁がある条件では、防音壁がない条件に比べて最大値の位置がさらに手前であり、この傾向は、Fig.5(b)とFig5(c)のように回折角度が大きくなるに従い手前になる傾向が強まる。井上ら[11]の報告では、音源から受音点の音の伝達経路上にある剛壁に対して、音源と受音点を障壁と平行にお互い反対の向きに極限的に離していった場合(以降「かすめ入射」という)には、その入射角度に応じて防音

壁の挿入損失が減少すると述べている。

従って、このように音源がある速度をもって移動し、音源が進行方向に強い指向性を持つ場合には、音圧レベルが最大となる点が手前になることで、音波は防音壁エッジに対して斜めに入射することから、更にかすめ入射の影響が加わることになり、最大となる点はより手前になるものと考えられる。従って、音源が高速で移動する場合の受音点の騒音を予測するには、音源の指向性の変化及びかすめ入射による挿入損失の変化を考慮する必要があると考えられる。

Fig.6(a) ~ (c)及び Table 2 より、計算で求めた挿入損失の最大値は、音源が静止した場合と比べて、回折角度が30度(受音点1)では最大値の差は1.3dBと小さいが、回折角度が大きい回折角度90度(受音点3)の700km/hでは、1.8dBの差が認められる。これは、速度上昇による指向性の変化による音圧レベルの変動は、音の伝搬方向により異なり、回折角度が小さい場合には、防音壁がある場合とない場合で音波の伝搬方向の違いがわずかなため、挿入損失には差が生じないが、回折角度が大きい場合には、音源から防音壁エッジの方向と音源から受音点の方向が異なるため指向性の違いによる音圧レベルの差が生じ、挿入損失に差が現れたものと考えられる。

これらにより、音源が移動する場合に防音壁の有無についての検討に際して2次元空間での境界要素法で求めた数値解を防音壁エッジ方向に積分変換することにより3次元音場の解を求める手法により計算した結果は、音源が移動する際に起こる音源の指向性の変化やかすめ入射による影響を含むものであり、これらを考慮した場合の受音点での音圧レベル変化及び防音壁の挿入損失は、これまで音源が静止しているものとして算出された値(後述の Fig.8)とは大きく異なるものである。しかし、ここで行った境界要素法を用いて数値解析により求める手法は、音源が移動する場合の防音壁の挿入損失を厳密に求めることができるものの膨大な計算量が必要となる。そこで、交通騒音に対する騒音予測手法の中で一般的に用いられている前川の実験結果を用いた簡易手法により、音源が移動する場合の挿入損失について考えることにした。

#### 4. 簡便な方法による検討

鉄道の騒音を予測する際の防音壁の回折減衰量の評価には、前川の実験式を用いる方法が用いられている。前川の実験式では、防音壁の挿入損失はフレネル数  $N (= 2\delta / \lambda, \delta : \text{音源と受音点の行路差})$



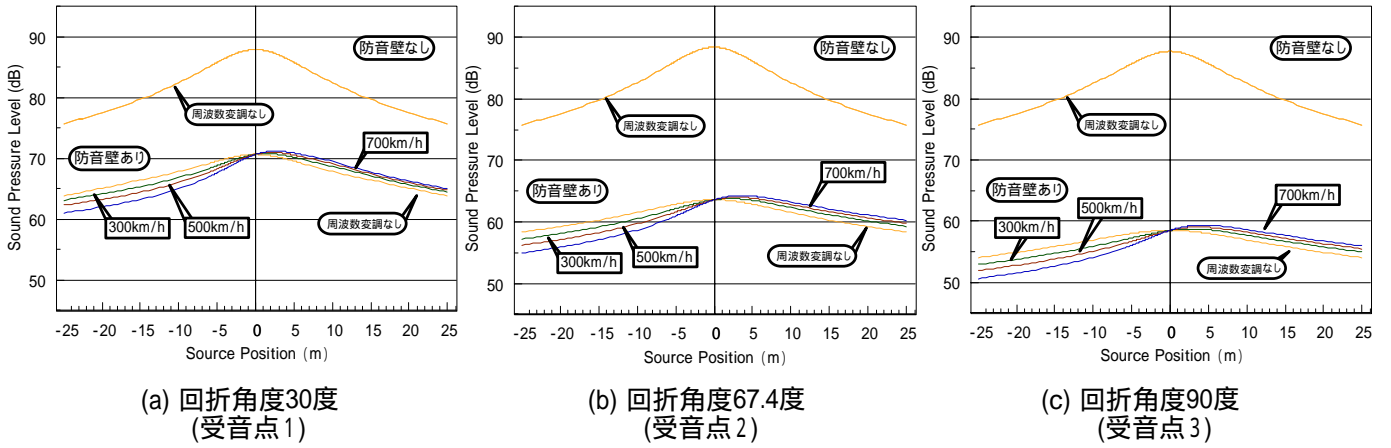


Fig.8 前川の実験式に周波数変調を考慮した条件での音圧レベルの変化

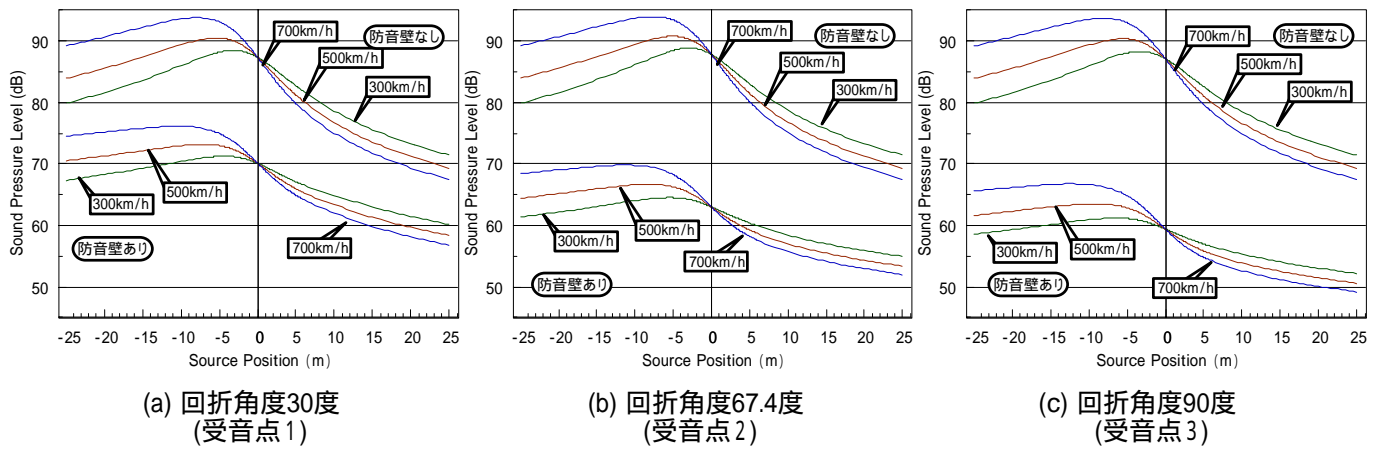


Fig.9 前川の実験式に周波数変調と音源の指向性を考慮した場合の音圧変化

Table 3 前川の実験式に周波数変調と音源の指向性を考慮した場合における音圧レベルが最大となる位置と最大値

		防音壁なし		防音壁あり	
		位置 (m)	最大値 (dB)	位置 (m)	最大値 (dB)
受音点1 (回折角度30度)	300km/h	-0.32	88.5	-0.43	71.3
	500km/h	-0.54	90.5	-0.68	73.2
	700km/h	-0.82	93.8	-1.03	76.2
受音点2 (回折角度67.4度)	300km/h	-0.30	88.9	-0.55	64.6
	500km/h	-0.51	90.8	-0.84	66.7
	700km/h	-0.79	94.0	-1.18	69.8
受音点3 (回折角度90度)	300km/h	-0.34	88.3	-0.59	61.2
	500km/h	-0.55	90.4	-0.93	63.5
	700km/h	-0.80	93.7	-1.33	66.8

(m)、 $\lambda$ :波長(m))から求めるため、音源の周波数に依存する量である。そこで、音源、受音点及び防音壁がFig.1の配置において、Fig.2で示す各位置における音源の周波数を考慮した回折減衰量を算出し、受音点での音圧レベルを求めた。その結果をFig.8(a)~(c)に示す。

Fig.8(a)~(c)より、いずれの回折角度においても防音壁がある条件ではドップラー効果による周波数変調を考慮した場合の受音点の音圧レベルの最大値の位置は、受音点の正面より後方に移動し、その距離は速度が速くなるに従い後方になる傾向がある。この理由は、以下のように考えられる。すなわち、周波数

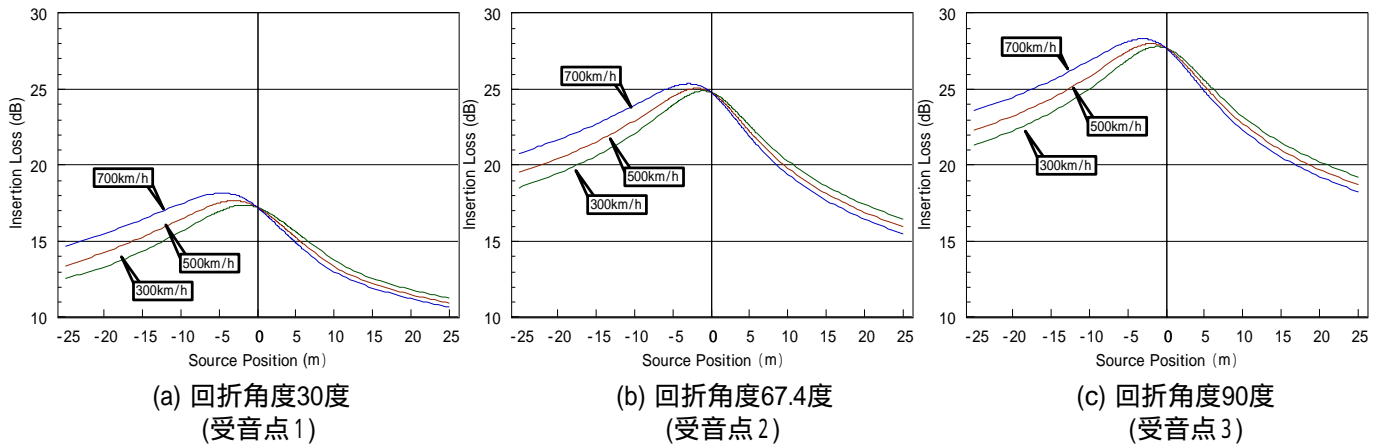


Fig.10 前川の実験式に周波数変調と音源の指向性を考慮した場合の挿入損失

Table 4 前川の実験式に周波数変調と音源の指向性を考慮した場合の挿入損失の最大となる位置と最大値

		位置 (m)	最大値 (dB)
受信点1 (回折角度30度)	300km/h	-1.8	17.7
	500km/h	-3.0	17.8
	700km/h	-4.6	18.2
受信点2 (回折角度67.4度)	300km/h	-1.1	24.9
	500km/h	-1.9	25.1
	700km/h	-2.9	25.4
受信点3 (回折角度90度)	300km/h	-1.2	27.8
	500km/h	-2.0	28.0
	700km/h	-3.1	28.3

変調により、音源の各位置での周波数は受信点の正面より手前では高く、後方は低い。防音壁の挿入損失は音源の各位置での周波数に依存し、正面より後方の位置では周波数が低くなり挿入損失が小さくなることで後方の音圧レベルが上昇している。速度が速くなると受信点前後の周波数の差が大きくなり、挿入損失の差が大きくなるため、受信点の最大値の位置は、速度に応じて後方に移動するものと考えられる。

次に、周波数変調による挿入損失の違いに加えて、音源が移動する際に進行方向に強くなる音源の指向性を考慮した場合の音圧レベルを計算した。その結果を Fig.9(a) ~ (c) に示し、音圧レベルが最大となる点及び最大値を Table 3 に示す。また防音壁の挿入損失を Fig.10(a) ~ (c) に示し、挿入損失が最大となる位置を Table 4 に示す。

Fig.9(a) ~ (c) 及び Table 3 より、いずれの受信点においても、速度が速くなるに従い音圧レベルの最大値は大きくなり、その位置は中心より手前に移る傾向がある。周波数の変調のみを計算に取り込んだ場合には、最大値の位置は後方であるが、音源の指向性を計算に入れると、周波数の変調による挿入損失の

影響よりも指向性の影響が強くなることにより、最大値は手前に移動するものと考えられる。この周波数の変調と指向性を考慮した場合の音圧レベルの変動の傾向は、防音壁の有無によらず、境界要素法を用いて求めた Fig.5(a) ~ (c) の結果と 0.5dB 以内の精度で一致している。

また Fig.10(a) ~ (c) 及び Table 4 より、いずれの回折角度においても防音壁の挿入損失のピークは正面より手前であり、その距離は速度に応じて手前になる傾向がある。また挿入損失の最大値は、どの回折角度においても速度が 300km/h と 700km/h を比べると 700km/h の方が 0.5dB 大きくなっている。これらの傾向は、境界要素法で求めた場合と同様の傾向である。

従って、防音壁の挿入損失を簡易的に求める手法は、境界要素法で計算した結果と概ね良好に一致することから、音源が高速で移動する際の防音壁の挿入損失を前川の実験式を用いて算出する際にドップラー効果による周波数変調と音源の指向性の変化を考慮すれば、概ね受信点での挿入損失が計算できることが分かった。

## 5.まとめ

音源が高速で移動する場合の防音壁の挿入損失を求めるにあたり、2次元空間での境界要素法で求めた数値解を直交する方向に積分変換することにより3次元音場の数値解を求める手法と前川の実験式にドップラー効果による周波数変調及び音源の指向性の変化を考慮する手法を用いて検討した結果は以下にまとめられる。

- 1) 境界要素法の計算結果から、音源が高速で移動する場合には、音源が移動することにより音源の音圧が上昇し、さらに音源が進行方向へ強い指向性を持つ影響により、受音点における音圧が最大となる点は手前に移動する。また、防音壁がある場合には、入射角度の違いにより、最大値はさらに手前側に移動し、その移動量は、速度に応じて大きくなる。防音壁の挿入損失の最大値は、速度が大きくなるに従い大きくなり、回折角度90度(受音点3)の700km/hでは、音源が静止している場合と比べて1.8dBの差が認められる。
- 2) 音源が高速で移動する際の防音壁の挿入損失を簡易的に求める手法として前川の実験式を用いて算出する際にドップラー効果による周波数変調と音源の指向性の変化を考慮する手法を提案した。この手法を用いて概ね計算が可能であると考えられる。

本報告では、音源が移動する場合の防音壁の挿入損失を求める際に、これまでは音源が静止しているものとして扱っていたが、音源の移動に伴うドップラー効果など音源の特性の変化を考慮することが必要であることを提示した。今後は、実験などを行い、より詳細な検討を行う予定にしている。

### <参考文献>

- [1] 長倉清, 善田康雄, 橋秀樹: 新幹線騒音の予測評価手法について. (社)日本音響学会騒音・振動研究委員会資料, N2000-01, (2000).
- [2] 前川純一: 障壁(塀)の遮音設計に関する実験的研究. 音響学会誌, 18, 187-196, (1962).
- [3] Masanobu IIDA, Yasuyuki TANAKA, Katsuhiko KIKUCHI, Takashi FUKUDA, "Characteristics of the Pressure Wave Radiated from an Entrance Portal When a Train Enters a Tunnel", Proc. 50<sup>th</sup> Japan National Congress on Theoretical and Applied Mechanics, pp371-377, (2001.9)

[4] D.Duhamel, "Efficient Calculation of the Three-dimensional Sound Pressure Field Around a Noise Barrier," *Jour. Sound & Vibration*, 197(5), p547 (1996).

[5] 井上瑞希, 藤原恭司: 点音源に対する防音壁吸音性円筒エッジの効果. 音講論集, pp823-824, (2001. 9).

[6] 山中高章, 鶴秀生, 安部由布子, 北川敏樹: 境界要素法の鉄道騒音予測への応用. 音講論集, pp.825-826, (2001. 9).

[7] 河井康人: 境界要素法による音場解析. GBRC, pp.18-26, (1999.7).

[8] O.D.Kellogg, "Foundations of Potential Theory", Dover Publication, pp.146-211, (1969)

[9] 土肥哲也, 廣江正明, 加来治郎: 高速移動音源からの放射音を測定する際の問題について. 音講論集, pp.739-740, (1997. 3).

[10] 鶴秀生, 中島弘史, 高橋宏治: 移動音源の数値シミュレーションと可聴化. 音講論集, pp.667-668, (2000. 9).

[11] 井上瑞希, 藤原恭司, 尾本章: 障壁の挿入損失に関する一考察 - 空気の音響吸収による減衰着目した検討 -. 音響学会誌, 58, 639-646 (2002).