

タイトル	モード展開法を用いた声道モデルにおける損失の評価
著者	坂尻，勇人；元木，邦俊；Sakajiri, Hayato； Motoki, Kunitoshi
引用	工学研究：北海学園大学大学院工学研究科紀要(11): 55-63
発行日	2011-09-30

モード展開法を用いた声道モデルにおける損失の評価

坂 尻 勇 人*・元 木 邦 俊*

Evaluation of Loss of Air in Vocal-Tract Model using Mode Expansion Method

Hayato Sakajiri* and Kunitoshi Motoki*

概 要

本論文では、粘性、熱伝導と緩和吸収による空気損失を考慮した声道モデルを提案し、提案モデルの音響特性について報告する。音声生成モデルの高度化のために、矩形音響管を用いた声道モデルに対しモード展開法により音場解析を行っている。従来のこの手法では音響管の壁は剛壁であるとし、声道内部は無損失であると仮定してモデル化を行ってきた。従来モデルの声道伝達特性には高い周波数域で、実際の音声では通常観測されない帯域幅の狭い極や零が多数発生していた。提案手法では、粘性、熱伝導と緩和吸収による空気損失を考慮した。その結果、無損失の場合に生じていた帯域幅の狭いピークは高次モードの遮断周波数付近では強く抑制された。

1. はじめに

音声合成を行う手法はいくつか有るが、音声生成に基づいた音声合成では音声生成過程の一部、または全てを計算機上でシミュレートし音声合成を行う。計算機上でシミュレートする際に必要なのが音声生成モデルで特に声帯から口唇までの共鳴特性の計算に関する声道モデルが必要である。これらのモデルが高精度であれば、より人間に近い自然な音声合成できる。また、より正確な声道内部の音場を知ることができ音声の音響特徴を説明するのに有効である。

声道モデルとして1次元音響管の縦続接続による1次元声道モデル、MRI(Magnetic Resonance Imaging)データを基に有限要素法(FEM: Finite Element Method)¹⁾を用いたモデルや有限差分時間領域法(FDTD: Finite Difference Time Domain)を用いたモデルが提案されている。また、モデル形成や音場の計算が比較的速く、声道形状の3次元的效果をある程度反映できる、モード展開法を用いた矩形音響管による3次元声道モデル²⁾⁻⁵⁾が提案されている。モード展開法と

は、基本モードと高次モードの線形重ね合わせで声道内部音場を表現する解析方法である。矩形音響管の壁は剛壁とし、声道内部は無損失であると仮定してモデル化を行ってきた。このモデルの声道伝達特性には、高い周波数域で実際の音声では通常観測されない帯域幅の狭い極や零の発生が見られた。これは音響放射による損失は考慮しているが声道内部の損失に関しては考慮していないことが関係していると思われる。従って、音声生成モデルの高度化のためには、声道内部の損失を考慮し、伝達特性に発生する帯域幅の狭い極や零を抑制する必要がある。本研究では、音声生成モデルの高度化を目的とし、空気の粘性、熱伝導と緩和吸収による空気損失を考慮したモデルを提案し、提案モデルの音響特性について報告する。

2. 空気損失を考慮した3次元音響モデル

2.1 矩形音響管内部の3次元音場表現

図1に示すようにxyz直交座標を用いる。矩形音響管は管軸をz軸とし、x軸方向、y軸方向にそ

* 北海学園大学大学院工学研究科電子情報工学専攻

Graduate School of Engineering (Electronics and Information Eng.), Hokkai-Gakuen University

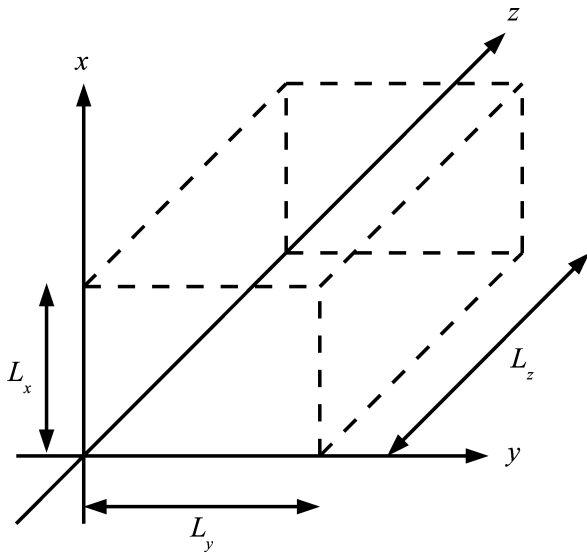


図1 矩形音響管

れぞれ, L_x, L_y の長さを有し, z 軸方向には十分長いとする. 管壁は剛壁であるとする. ω を角周波数として, 時間因子を $e^{j\omega t}$ とおく. 3次元の速度ポテンシャルを $\Phi(x, y, z)$, 管内部の音圧を $P(x, y, z)$, 粒子速度を $\mathbf{V}(x, y, z)$ とすると, 3次元のヘルムホルツ方程式は次のように書ける.

$$\nabla^2 \Phi(x, y, z) + k^2 \Phi(x, y, z) = 0 \quad (1)$$

$$P(x, y, z) = j\omega\rho\Phi(x, y, z) \quad (2)$$

$$\mathbf{V}(x, y, z) = -\nabla\Phi(x, y, z) \quad (3)$$

ここで, $\nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z}$, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ であり, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ は x, y, z 軸方向それぞれの単位ベクトル, k は波数, ρ は空気密度である. $\Phi(x, y, z)$ を位置 xyz に関して変数分離された関数 $\Phi_1(x), \Phi_2(y), \Phi_3(z)$ の積で表すと,

$$\Phi(x, y, z) = \Phi_1(x)\Phi_2(y)\Phi_3(z) \quad (4)$$

と書ける. $\Phi_1(x)\Phi_2(y)\Phi_3(z) \neq 0$ の場合には次の関係が得られる.

$$\frac{1}{\Phi_1(x)} \frac{d^2 \Phi_1(x)}{dx^2} = -\frac{1}{\Phi_2(y)} \frac{d^2 \Phi_2(y)}{dy^2} - \frac{1}{\Phi_3(z)} \frac{d^2 \Phi_3(z)}{dz^2} - k^2 \quad (5)$$

式(5)の右辺は x とは無関係な定数となるので, これを γ_x^2 とおくと,

$$\frac{d^2 \Phi_1(x)}{dx^2} - \gamma_x^2 \Phi_1(x) = 0 \quad (6)$$

となる. a_x, b_x を境界条件から定まる定数とすると,

$$\Phi_1(x) = a_x e^{-\gamma_x x} + b_x e^{\gamma_x x} \quad (7)$$

となる. $\Phi_2(y), \Phi_3(z)$ に関しても同様に,

$$\Phi_2(y) = a_y e^{-\gamma_y y} + b_y e^{\gamma_y y} \quad (8)$$

$$\Phi_3(z) = a_z e^{-\gamma_z z} + b_z e^{\gamma_z z} \quad (9)$$

となる. これらを式(1)に代入すると次の関係が得られる.

$$\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma_z^2 + k^2 = 0 \quad (10)$$

したがって, 管軸方向 (z 方向) の伝搬定数 γ_z は次のように書ける.

$$\gamma_z = \sqrt{-(\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + k^2)} \quad (11)$$

ここで, x 方向の粒子速度は次のように表される.

$$\begin{aligned} V_x(x, y, z) &= -\frac{\partial \Phi(x, y, z)}{\partial x} \\ &= \gamma_x (a_x e^{-\gamma_x x} - b_x e^{\gamma_x x}) \Phi_2(y) \Phi_3(z) \end{aligned} \quad (12)$$

管壁は剛壁としているので $x=0, x=L_x$ において粒子速度の x 方向成分は 0 とならなければならない. 従って, $x=0$ で $V_x(0, y, z)=0$ であるから次のようになる.

$$\gamma_x (a_x - b_x) \Phi_2(y) \Phi_3(z) = 0 \quad (13)$$

これより $a_x = b_x$ となり次式が得られる.

$$\Phi_1(x) = a_x (e^{-\gamma_x x} + e^{\gamma_x x}) = 2a_x \cosh(\gamma_x x) \quad (14)$$

また, 境界条件 $x=L_x$ で $V_x(L_x, y, z)=0$ より次のようになる.

$$-2a_x \gamma_x \sinh(\gamma_x L_x) \Phi_2(y) \Phi_3(z) = 0 \quad (15)$$

これより, $\sinh(\gamma_x L_x) = 0$ を満足しなければならないので,

$$\gamma_x = j \frac{m\pi}{L_x} \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (16)$$

となる. $\Phi_1(x)$ は次のように表せる.

$$\Phi_1(x) = 2a_x \cosh\left(j \frac{m\pi}{L_x} x\right) = 2a_x \cos\left(\frac{m\pi}{L_x} x\right) \quad (17)$$

式(7)を x 軸方向の伝搬を表す式であると考ええると, x 方向の波数は $k_x = \frac{m\pi}{L_x}$ となり, $\gamma_x = jk_x$ と書ける. 同様に y 方向について行くと,

$$\gamma_y = jk_y = j \frac{n\pi}{L_y} \quad (n=0, 1, 2, \dots) \quad (18)$$

$$\Phi_2(y) = 2a_y \cosh\left(j \frac{n\pi}{L_y} y\right) = 2a_y \cos\left(\frac{n\pi}{L_y} y\right) \quad (19)$$

が得られる．さらに， m, n に対応する γ_z を $\gamma_{z,mn}$ と書き直すと式(11), (16), (18)より，

$$\gamma_{z,mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y}\right)^2 - k^2} \quad (20)$$

と書け，モード毎の z 軸方向の伝搬定数を表す．モード $(m, n) = (0, 0)$ は平面波を表しており，それ以外のモード (m, n) は高次モードを表す． $\gamma_{z,mn}$ の実部はモード (m, n) の減衰定数を，虚部は位相定数を表す．無損失の場合には $\gamma_{z,mn}$ は実数，または純虚数となる．式(17), (19)より， m, n に関して可能な和を取るにより $\Phi(x, y, z)$ は次のように表せる．

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(a_{x,m} a_{y,n} \cos\left(\frac{m\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L_y} y\right) \Phi_3(z) \right) \quad (21) \end{aligned}$$

ここで， $a_{x,m}, a_{y,n}$ は各 m, n に対して定まる定数 a_x, a_y を表す．また，上式の x, y に関する項を次のように置く．

$$\Psi_{mn}(x, y) = \frac{\cos\left(\frac{m\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{L_y} y\right)}{\sqrt{L_x L_y} \sigma_m \sigma_n} \quad (22)$$

ただし， σ_m, σ_n は m, n が 0 のとき 1，それ以外では 0.5 の値をとるとする．これは，次の直交関係が成り立つように係数を設定しているためである．

$$\int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \Psi_{mn}(x, y) \Psi_{pq}(x, y) dx dy = \begin{cases} 1 & (m=p, n=q) \\ 0 & (\text{上記以外}) \end{cases} \quad (23)$$

以上により $\Phi(x, y, z)$ は次のようにモード展開表現できる．

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} (a_{mn} e^{-\gamma_{z,mn} z} + b_{mn} e^{\gamma_{z,mn} z}) \Psi_{mn}(x, y) \quad (24) \end{aligned}$$

ここで，改めて $\exp(-\gamma_{z,mn} z)$ に関する項の係数を a_{mn} ， $\exp(\gamma_{z,mn} z)$ に関する項の係数を b_{mn} とおいている．これにより，音圧 $P(x, y, z)$ と z 方向の粒子速度 $V_z(x, y, z)$ は次のように表せる．

$$\begin{aligned} P(x, y, z) &= j\omega\rho \sum_{m,n=0}^{\infty} (a_{mn} e^{-\gamma_{z,mn} z} + b_{mn} e^{\gamma_{z,mn} z}) \Psi_{mn}(x, y) \quad (25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_z(x, y, z) &= \sum_{m,n=0}^{\infty} \gamma_{z,mn} (a_{mn} e^{-\gamma_{z,mn} z} - b_{mn} e^{\gamma_{z,mn} z}) \Psi_{mn}(x, y) \quad (26) \end{aligned}$$

ここで，遮断周波数とエバネッセントモードについて説明する．伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ が 0 となる周波数を遮断周波数 $f_{c,mn}$ とよび，

$$f_{c,mn} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n}{L_y}\right)^2} \quad (27)$$

と表される．モード番号 m, n と音響管のサイズ L_x, L_y により定まる周波数である．遮断周波数よりも低い周波数の音波はエバネッセントモードとなり，指数関数的に減衰して伝搬しない．しかし，伝搬距離が非常に短い場合は，エバネッセントモードの音波の影響も無視できないので考慮する必要がある．遮断周波数よりも高い周波数の音波は伝搬モードとなり，音響管内部を伝搬していく．

2.2 空気損失を考慮した伝搬定数の表現

従来のモード展開法を用いた手法では，音響管内部は無損失を仮定してきた．本研究では，声道モデルの高度化を目的とし，空気の粘性，熱伝導と緩和吸収による損失を考慮する．粘性損失とは，音響管の壁付近で起こる空気の粘りによる損失である．熱伝導損失は，音が伝わる際に断熱変化ではなく熱が管壁を伝わって外部へ放射される際に起きる損失である．緩和吸収による損失は，粘性と熱伝導損失以外の損失のことである．これら空気損失を伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ に導入する．

2.2.1 粘性と熱伝導損失

管壁の境界層の音響アドミタンスで表した粘性と熱伝導による空気損失 ε は一般的に次のように表せる⁶⁾．

$$\varepsilon = \varepsilon_v \sin^2 \theta_i + \varepsilon_t \quad (28)$$

ここで， ε は空気の特性インピーダンスで規格化した無次元量である． θ_i は管壁への入射角， ε_v ， ε_t はそれぞれ，粘性に関する項，熱伝導に関する項で，

$$\varepsilon_v = \sqrt{\frac{k\mu}{2\rho c}} \quad (29)$$

$$\varepsilon_t = (\eta - 1) \sqrt{\frac{k\lambda}{2\rho c C_p}} \quad (30)$$

と表される．ここで， k は波数， μ は気体の粘性係数， ρ は空気の密度， c は音速， λ は熱伝導率， C_p は定圧比熱， η は定圧比熱と定積比熱の比である． x 方向， y 方向の壁に対する規格化された音響アドミタンスをそれぞれ $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ とすると，次のようになる．

$$\varepsilon_x = \varepsilon_v \sin^2 \theta_x + \varepsilon_t \quad (31)$$

$$\varepsilon_y = \varepsilon_v \sin^2 \theta_y + \varepsilon_t \quad (32)$$

ここで θ_x , θ_y はそれぞれ、上下壁と左右壁への入射角である。図2に示すように、 $\theta_x = \frac{\pi}{2}$ とし、 x 軸方向の音波の反射はないものとし、平面波が xz 面 (y 軸に直交する面) に対して θ_y で入射すると考える。波数ベクトル $\mathbf{k}$ を y 軸方向、 z 軸方向に分解すると、 $\mathbf{k} = \mathbf{k}_y + \mathbf{k}_z = k_y \mathbf{e}_y + k_z \mathbf{e}_z$ と書ける。図2より、 $\cos \theta_y = \frac{k_y}{k}$ なので、式(18)より、 $\sin^2 \theta_y = 1 - \left(\frac{n\pi}{L_y k} \right)^2$ と書ける。同様に θ_x についても、 $\sin^2 \theta_x = 1 - \left(\frac{m\pi}{L_x k} \right)^2$ となるので、

$$\varepsilon_x = \varepsilon_v \left\{ 1 - \left(\frac{m\pi}{L_x k} \right)^2 \right\} + \varepsilon_t \quad (33)$$

$$\varepsilon_y = \varepsilon_v \left\{ 1 - \left(\frac{n\pi}{L_y k} \right)^2 \right\} + \varepsilon_t \quad (34)$$

となる。 ε_x , ε_y を用いて粘性と熱伝導による空気損失を考慮した伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ は次のように表せる⁶⁾。

$$\gamma_{z,mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y} \right)^2 - k^2 - 2k(1-j) \left(\frac{1}{\sigma_m} \frac{\varepsilon_x}{L_x} + \frac{1}{\sigma_n} \frac{\varepsilon_y}{L_y} \right)} \quad (35)$$

ここで、 σ_m , σ_n は m , n が0のとき1, それ以外では0.5の値をとる。損失を考慮した場合には、 $\gamma_{z,mn}$ は複素数となる。伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ の実部 α_{mn} はモード(m, n)の減衰定数、虚部 β_{mn} は位相定数を表す。

2.2.2 緩和吸収の導入

次に、粘性や熱伝導以外の損失である緩和吸収について述べる。緩和吸収とは、気体や液体の粘性と熱伝導による損失以外の損失のことである。ここでは、空気中の酸素と窒素の緩和吸収について述べる。緩和吸収による損失については、次の実験式が知られている⁸⁾。

$$\alpha_o = 0.01275 e^{-2239.1/T_0} \frac{p_0}{2\pi p_r} \left(\frac{T_r}{T_0} \right)^{5/2} \frac{\omega^2 \tau_o}{1 + \omega^2 \tau_o^2} \quad (36)$$

$$\alpha_n = 0.1068 e^{-3352/T_0} \frac{p_0}{2\pi p_r} \left(\frac{T_r}{T_0} \right)^{5/2} \frac{\omega^2 \tau_n}{1 + \omega^2 \tau_n^2} \quad (37)$$

ここで、 α_o は1 mあたりの酸素分子の緩和吸収による減衰定数、 α_n は1 mあたりの窒素分子の緩和吸収による減衰定数、 p_0 は大気圧、 p_r は参照圧力 (1013.25 hPa)、 T_0 は絶対温度で表した気温、 T_r は参照温度 (37°C = 310.15 K) である。また、 τ_o と τ_n は h を水蒸気のモル濃度として次のようになる。

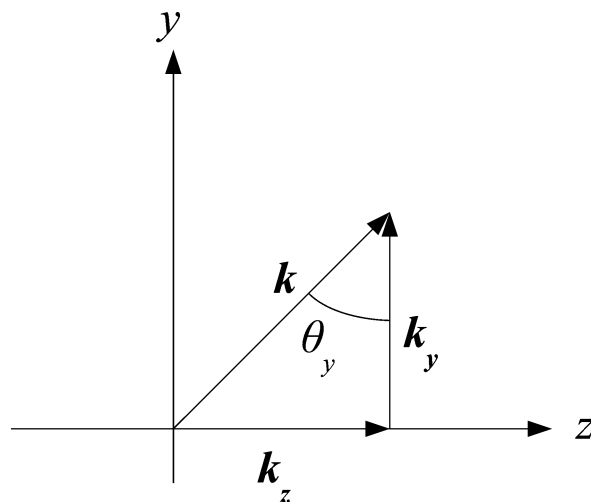


図2 波数ベクトル $\mathbf{k}$

$$\frac{1}{\tau_o} = \frac{2\pi p_0}{p_r} \left(24 + 4.04 \times 10^4 h \frac{0.02 + h}{0.391 + h} \right) \quad (38)$$

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{2\pi p_0}{p_r} \sqrt{\frac{T_r}{T_0}} \left(9 + 280 h \exp \left[-4.17 \left\{ \left(\frac{T_r}{T_0} \right)^{1/3} - 1 \right\} \right] \right) \quad (39)$$

図3に湿度を変化させた場合の緩和吸収の減衰特性を示す。これは、温度37°Cで音源から音波が距離17 cm伝搬した場合の減衰量を表している。緩和吸収による減衰定数は湿度により特性が変化することが分かる。0~8 kHzの周波数範囲では、湿度0%では減衰はほとんどない。湿度10%の場合が最も減衰量が大きいいといえる。また、周波数が高くなるにつれて、減衰量も大きくなる傾向にあるが、全体的に減衰量は非常に小さい値となっている。

粘性、熱伝導と緩和吸収による空気損失を考慮した伝搬定数 $\gamma_{z,mn}$ は、 $\alpha_o + \alpha_n = \alpha_{o,n}$ とおくと、粘性と熱伝導を考慮した伝搬定数(式(35))に $\alpha_{o,n}$ を加算して次のようになる。

$$\gamma_{z,mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y} \right)^2 - k^2 - 2k(1-j) \left(\frac{1}{\sigma_m} \frac{\varepsilon_x}{L_x} + \frac{1}{\sigma_n} \frac{\varepsilon_y}{L_y} \right)} + \alpha_{o,n} \quad (40)$$

3. 空気損失の音響特性への影響

3.1 音場計算の概要

空気損失を考慮した音響モデルの計算例の概要について説明する。音響モデルとして最も簡単な一様な矩形音響管を用いた。音響管のサイズは一般的な声道のサイズを想定し、 $L_x = 1.5$ cm, $L_y = 5.0$ cm, $L_z = 17.0$ cm とした。計算周波数は0~8 kHz とした。モードの組は遮断周波数の式(27)よ

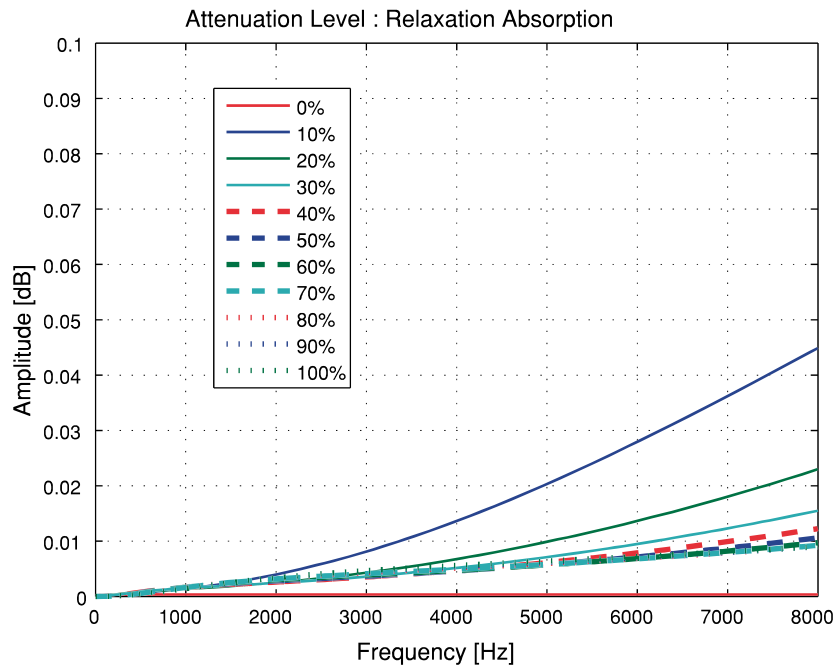


図3 減衰特性：湿度毎の17 cmの伝搬における緩和吸収による減衰量

り、8 kHzで伝搬モードである $(m, n) = (0, 0)$, $(0, 1)$, $(0, 2)$ の3モードを考慮することとした。また、無損失を仮定した場合の高次モードの遮断周波数 $f_{c,mn}$ はそれぞれ $f_{c,01} = 3.5$ kHz, $f_{c,02} = 7.1$ kHzである。温度は 37°C 、湿度は肺では湿度100%であるので、呼気中も100%であると仮定した。音源については、図4に示すように、 $z=0$ の xy 平面上に配置した。音源振動領域を Ω_g とし、 Ω_g に振動速度分布 $V_g(x, y)$ を与えた。ここでは、振動領域 Ω_g で体積速度 $U_g=1$ となるように一様に $V_g(x, y)$ を与えた。音源のサイズは、 $g_x=1.5$ cm, $g_y=1.5$ cmとした。音源の位置は $y_{\text{offset}}=0.725$ cm, $x_{\text{offset}}=0$ cmとし、高次モードが励振されるように xy 平面の中央ではなく、やや原点寄りに配置した。表1にここで用いた空気に関する物理定数を示す。

については、遮断周波数付近で非常に減衰量が多い。図6に粘性、熱伝導と緩和吸収による空気損失がある場合の減衰特性を示す。緩和吸収による減衰が非常に小さいため図5とほとんど変わら

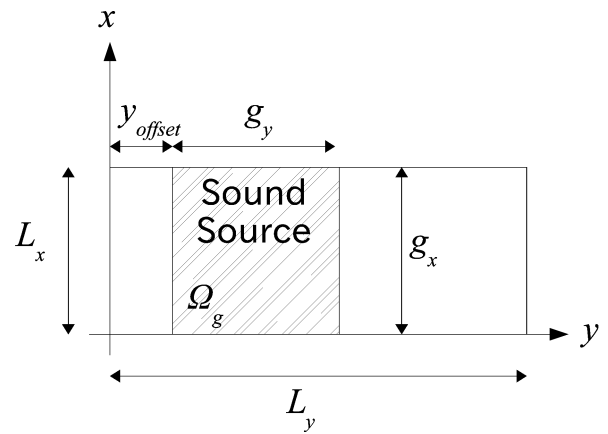


図4 音源

3.2 高次モードの減衰特性と位相特性

図5に粘性と熱伝導による空気損失がある場合の減衰特性を示す。これは音源から音波が距離 $L_z=17$ cm進んだ場合の減衰量を表している。縦の直線は無損失の場合のモード毎の遮断周波数を表している。周波数が高くなるにつれ減衰量も大きくなる傾向にある。また、モードの次数が高くなると減衰量も大きくなる傾向にある。高次モード

表1 空気に関する物理定数

定数	値	単位	条件
密度 ρ	1.14	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	呼気
音速 c	358	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	呼気
粘性係数 μ	19.0×10^{-6}	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	37°C
熱伝導率 λ	2.41×10^{-2}	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	0°C
定圧比熱 C_p	1.01	$\text{J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	20°C
比熱比 η	1.40	—	20°C

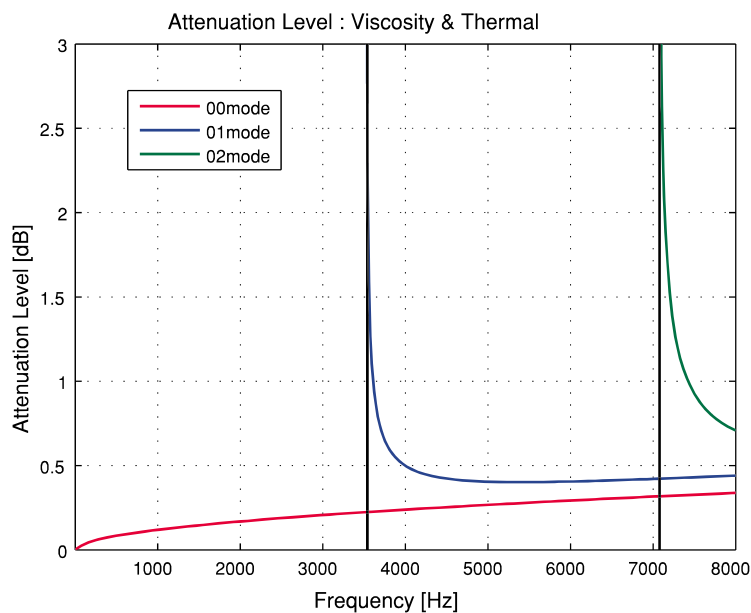


図5 17 cm の伝搬における粘性と熱伝導がある場合の減衰特性

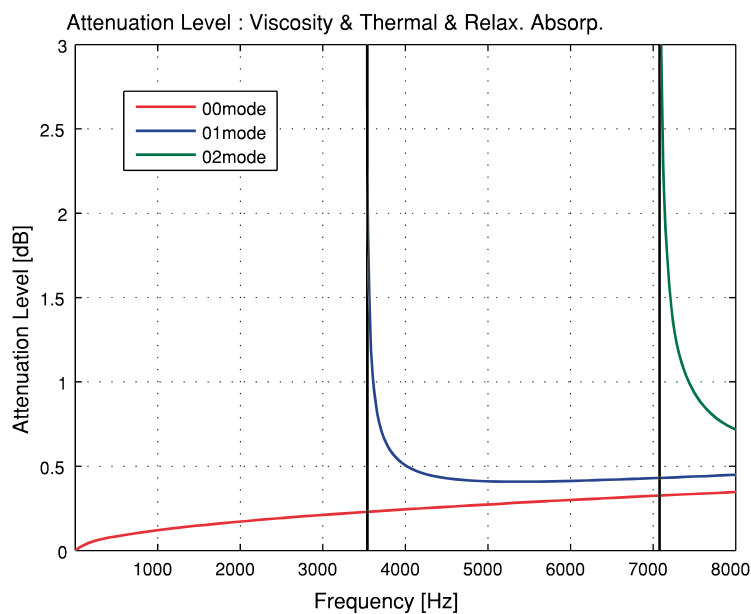


図6 17 cm の伝搬における粘性、熱伝導と緩和吸収ある場合の減衰特性

ない。

図7に無損失の場合の位相特性を、図8に粘性、熱伝導と緩和吸収による空気損失が有る場合の位相特性を示す。損失を考慮したことによる影響は遮断周波数付近でわずかに変化が有る程度でほとんど影響はない。

3.3 伝達特性

音響管の伝達特性は放射音響パワー W_{rad} に基

づいて計算される伝達インピーダンス

$$Z_H = K_c \frac{\sqrt{W_{rad}}}{U_g} \quad (41)$$

により評価できる⁷⁾。ここで、 K_c は定数、 U_g は音源部の体積速度であり、音源部の振動領域 Ω_g において振動速度分布 $V_g(x, y)$ を与えると以下のよう求められる。

$$U_g = \iint_{\Omega_g} V_g(x, y) dS \quad (42)$$

図9に無損失の場合と空気損失が有る場合の

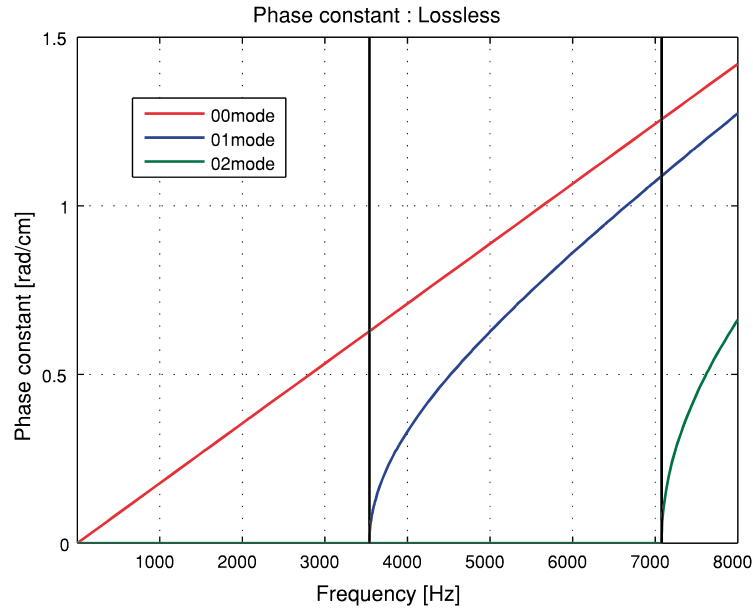


図7 無損失の場合のモード毎の位相特性

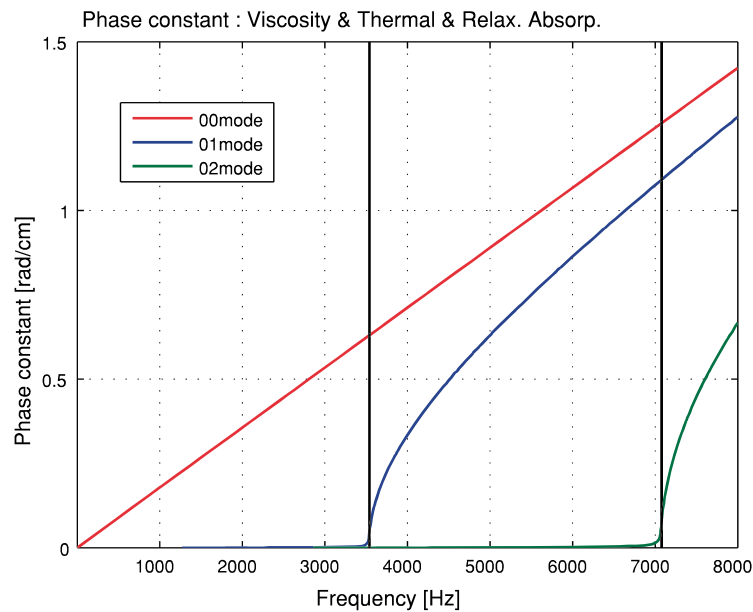


図8 粘性、熱伝導と緩和吸収がある場合の位相特性

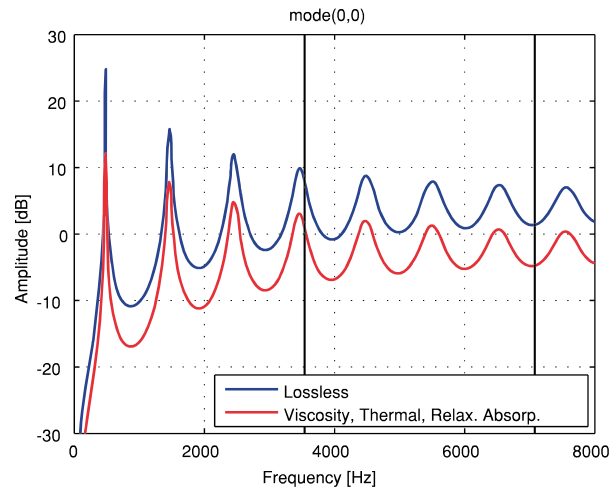
モード毎の伝達特性を 6 dB シフトして重ねて示す。図 10 に無損失の場合と空気損失が有る場合の 3 モード重ね合わせた伝達特性を示す。無損失の場合に発生していた帯域幅の狭いピークが高次モードの遮断周波数付近では強く抑制されているのが分かる。それ以外の部分では強いピーク抑制効果はあまりみられない。

無損失の場合に遮断周波数付近で帯域幅の狭いピークが発生するのは次の理由が考えられる。まず、体積速度 U_g が 1 となるように強制的に振動

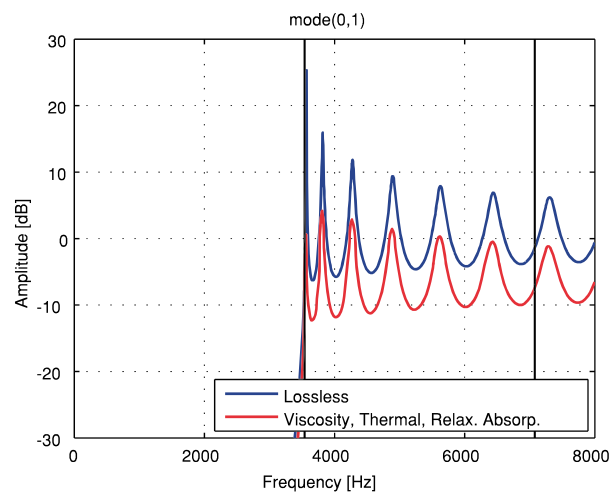
させているため、遮断周波数では特性インピーダンスが非常に高くなり、その結果音圧も非常に高くなる。堅い壁を強制的に振動させているので当然非常に大きなパワーとなり、結果として伝達特性に帯域幅の狭いピークが発生したと考えられる。

4. おわりに

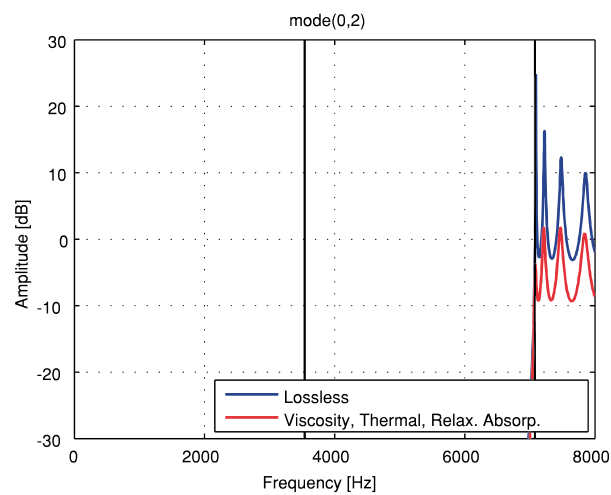
本稿では、モード展開法を用いた声道モデルに



(a) モード (0,0)



(b) モード (0,1)



(c) モード (0,2)

図9 粘性，熱伝導と緩和吸収がある場合のモード毎の伝達特性

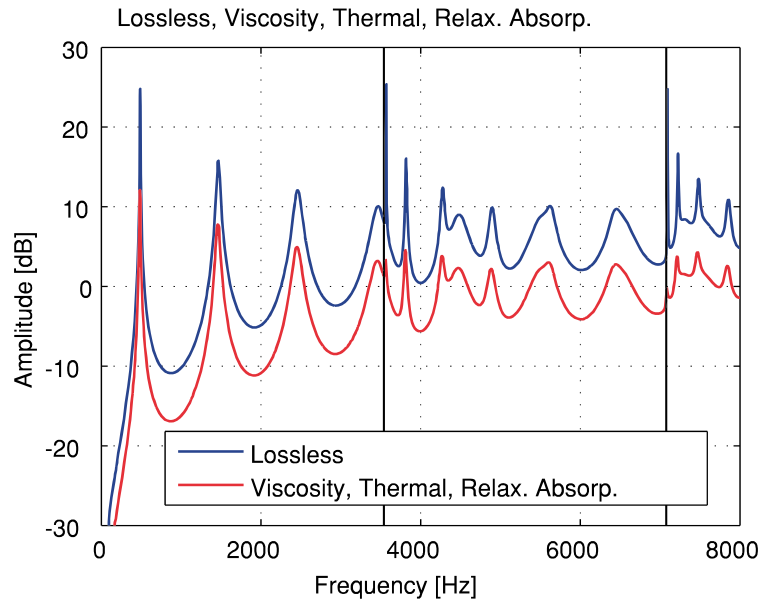


図 10 無損失の場合の伝達特性と空気損失が有る場合の伝達特性の比較

粘性と熱伝導による空気損失と緩和吸収による損失を導入し、その影響について報告した。空気損失を考慮することで、高次モードの遮断周波数付近で生じる帯域幅の狭いピークの発生を抑制する効果があった。今後は不均一な音響管系により母音の声道形状を近似し、高い周波数域における空気の損失の影響を母音毎に検討する予定である。

本研究の一部は、北海学園大学ハイテクリサーチセンター(戦略的研究基盤形成支援事業)による補助を受けて行なわれた。

【参考文献】

- 1) 鍋木時彦, 正木信夫, 元木邦俊, 松崎博季, 北村達也: 音声生成の計算モデルと可視化, コロナ社, 2010.
- 2) 元木邦俊, 松崎博季: インピーダンス変換に基づく三次元声道モデルの音響特性の計算手法, 北海学園大学工学部研究報告, 27, pp.139-157, 2000.
- 3) Kunitoshi Motoki, Pierre Badin, Xavier Pelorson and Hiroki Matsuzaki: A modal parametric method for computing acoustic characteristics of three-dimensional vocal tract models, 北海学園大学工学部研究報告, 28, pp.99-110, 2001.
- 4) 元木邦俊, 松崎博季: 矩形音響管の非対称接続による声道音響特性の計算, 北海学園大学工学部研究報告, 29, pp.293-303, 2002.
- 5) 元木邦俊: 高次モードの伝搬および放射を考慮した声道モデルの構成に関する検討, 電子情報通信学会技術研究報告, SP 97-90, pp.17-24, 1998.
- 6) A. M. Bruneau, M. Breuneau, PH. Herzog and J. Kergomard: Boundary layer attenuation of higher order modes in waveguides, J. Sound and Vib., 119, 1, pp.15-27, 1987.
- 7) 元木邦俊, 松崎博季: 音響放射パワーに基づく3次元声道モデルの伝達特性評価法, 北海学園大学工学部研究報告, 35, pp.131-141, 2008.
- 8) H. E. Bass, L. C. Sutherland, A. J. Zuckerwar, D. T. Blackstock and D. M. Hester: Atmospheric absorption of sound: Further developments J. Acoust. Soc. Am., 97, 1, pp.680-683, 1995.
- 9) K. Motoki and H. Matsuzaki: Computation of the acoustic characteristics of vocal-tract models with geometrical perturbation: Proc. Interspeech2004-ICSLP, TuB602p.16, pp.521-524, 2004.
- 10) A. D. Pierce: Acoustics: an introduction to physical principles and applications, Acoustical society of America, 1995.