

長岡技術科学大学大学院
工学研究科修士論文

題 目
弹性シミュレータを用いた
骨導超音波の頭内伝搬の推定

指導教員

杉田 泰則 准教授

著 者

工学専攻
電気電子情報工学分野
20318383 堀江智陽

令和6年2月9日

目 次

第1章 初めに	3
1.1 研究背景	3
1.2 研究目的	4
1.3 本論文の構成	4
第2章 弹性シミュレーション	5
2.1 CIP 法	5
2.1.1 RCIP 法	6
2.1.2 CIP 法の多次元化	6
2.1.3 非移流項に対する CIP 法	8
2.2 非線形音響モデル	8
2.3 粘弾性モデル	9
第3章 実装	13
3.1 非線形弹性 CIP 法の立式	13
3.2 境界条件の制定	15
3.3 モデルの構築	15
第4章 実験	18
4.1 実験内容	18
4.2 共通条件	18
4.2.1 媒質パラメータ	18
4.3 妥当性の検証	19
4.3.1 条件	19
4.3.2 結果	20
4.4 流体と弹性体の比較	20
4.4.1 条件	20
4.4.2 結果	20
4.5 提示位置による音圧分布の変化	21
4.5.1 条件	21
4.5.2 結果	22
4.6 変調波の復調	24
4.6.1 条件	24
4.6.2 結果	25

4.7 蝸牛への伝達	26
4.7.1 条件	26
4.7.2 結果	26
第5章 終わりに	31
5.1 まとめ	31
5.2 今後の展望	31
謝辞	33

第1章 初めに

1.1 研究背景

超音波とは人間が聞き取れない高周波音であり、おおよそ 20kHz 以上の周波数とされる。しかしながら、この超音波を骨伝導に提示すると音が聞こえるという現象が古くから知られている。これを骨導超音波という。

これまでの研究によって報告されている骨導超音波の特徴は、与えた超音波の周波数にかかわらずそのピッチ（主観的聞こえの周波数）が約 8~16kHz に似ていること [1, 2]。可聴音域の音が聞き取れないような難聴者でも聞くことができるここと [3]。搬送波を超音波、信号波を可聴域波とした AM 変調波の信号波周波数の弁別が可能であること [3]。頭から遠くの部位を加振させても聞こえやすいこと（遠位呈示）[4]。などが挙げられる。このため骨導超音波は難聴者向けの福祉的デバイスや、遠位提示性と超音波本来の非可聴特性を利用した音漏れの少ない骨伝導オーディオデバイス等などへの活用が期待される。そのためにも骨導超音波の知覚メカニズムの解明が望まれている。

骨導超音波の知覚とは聴覚系が超音波を直接受容することで発生するのか、知覚器官に届くまでに音波が非線形性による周波数成分変化を起こしているのかという根本的な知覚の疑問がある。レーザードップラー計を使用した生体頭部や鼓膜の振動計測では有意な可聴音域成分が検出されず、非線形効果による可聴音の発生には否定的である [5, 6]。別途、振幅変調骨導超音波を呈示した試験では、外耳道中で復調成分が観測されている [7]。また上腕や鎖骨といった遠位からの振幅変調骨導超音波呈示では外耳道からの距離によってキャリア周波数ピークが減少するも信号波周波数のピークに変化はない [8] との報告もある。ここでの復調は振動子と皮膚のカップリングからくるものだと推測されている [9]。しかしこれらの復調作用のみでは重度の難聴者においても変調波を聞き取れる [3] ことや純音の骨導超音波が聞こえることを説明できず、やはり超音波そのものを受容することができると考えられている。

神経作用面からの知覚調査では脳波の計測により知覚しているのは気導音と同じ聴覚野であることがわかっている [10]。また、難聴者に対して蝸牛を活性化させる投薬を行って骨導超音波の可聴域限を調査した結果、投薬に伴い可聴域限が下がった [11] ことから骨導超音波を受容する器官も気導音と同じく蝸牛であると考えられている。

以上から実際に蝸牛へ届けられる骨導超音波の伝達特性の解明は重要である。しかしながら実際、蝸牛に到達する信号の測定は困難である。そこで頭部を模したモデルに対する骨導超音波シミュレーションを行った先行研究 [12, 13] が存在する。こ

これらではFDTD法という差分法による時間領域シミュレーションにて頭部を線形音響流体としたときにおける骨導超音波のふるまいを解析している。解析結果として、音波の波長が頭部直径を下回ることによる共鳴発生の可能性[12]、頭部の固有振動数がピッチに影響を与える可能性[13]を推測している。これらの結果はあくまで頭部全体に対する推察であり、具体的な伝搬経路等については解析していない。また、線形音響流体をベースにしているが実際の頭部は流体のみで構成されているわけでもなく、さらに非線形性も存在する。骨等の硬組織では流体に存在しない横波の存在が重要である。よって骨導超音波のふるまいをより現実に近くシミュレートするには横波と非線形性のふるまいを演算できるシミュレーションが望ましい。

1.2 研究目的

本論文では、骨導超音波の頭内伝搬を解析することを目的とし、横波と非線形性を考慮したシミュレーションを行う。伝達経路推測のためシミュレーションは時間領域である必要があり、また生体組織の複雑形状および組織間の境界に対して高精度な演算が行えることが望ましい。これらからシミュレーション手法はCIP法[14, 15]で行うこととした。

1.3 本論文の構成

本論文は2章にてシミュレータ実装にかかる数値計算知識や物理方程式について述べる。3章では実際に使用したシミュレータの構成と使用モデルについて述べる。4章では骨導超音波の頭内伝搬特性を推測するために行ったシミュレーションの条件とそれらの結果を述べる。5章では本論文の結論をまとめる。

第2章 弾性シミュレーション

2.1 CIP 法

CIP 法 (Constrained Interpolation Profile scheme)[14, 15] とは Yabe らによって提案された手法で、物理量 f が速度 c で移流するような移流方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (2.1)$$

を高精度に解く手法である。この手法の特徴は、名にあるように拘束条件を独自に制定したうえで移流方程式を解くことにある。拘束条件は今までに様々な条件が提案されてきたが、今回は最も基本的な”空間微分値の保存”を拘束条件として制定している。

ある波が Fig.2.1 にあるように x 軸上を速度 c で流れている場合を考える。式(2.1)を x で微分すると

$$\frac{\partial g}{\partial t} + c \frac{\partial g}{\partial x} = -\frac{\partial c}{\partial x} g \quad (2.2)$$

となる。ここで $\frac{\partial f}{\partial x} = g$ と定義した。ある点 i とその上流点 $i-1$ に注目する。この2点が持つ値はそれぞれ $f_i, g_i, f_{i-1}, g_{i-1}$ である。点の間にあるプロファイル $F_i(x)$ で補間するのだが、標準的な CIP 法では3次のエルミート補間を用いて

$$F_i(x) = a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i \quad (2.3)$$

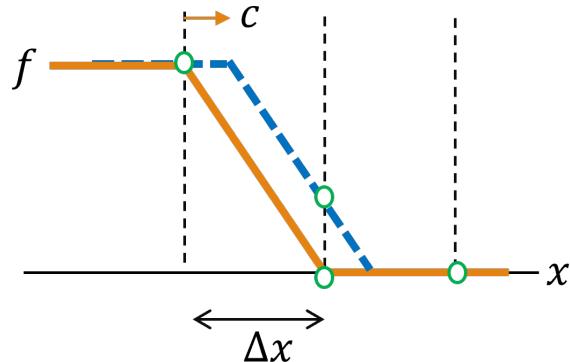


Fig. 2.1: Example of advection

を補完プロファイルとする。このプロファイルで使用される4つの係数 a_i, b_i, c_i, d_i は元の2点が持つ値から得られる4本の式

$$F_i(x_i) = d_i \quad = f_i \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial F_i(x_i)}{\partial x} = c_i \quad = g_i \quad (2.5)$$

$$F_i(x_{i-1}) = a_i(-\Delta x)^3 + b_i(-\Delta x)^2 + c_i(-\Delta x) + d_i \quad = f_{i-1} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial F_i(x_{i-1})}{\partial x} = 3a_i(-\Delta x)^2 + 2b_i(-\Delta x) + c_i \quad = g_{i-1} \quad (2.7)$$

から得られる。このプロファイルは速度 c で $+x$ 方向に移流するので、ある時刻 n から $n+1$ までの時間ステップ Δt 秒後には $c\Delta t$ だけ移動する。よって x_i 点での次時刻 $n+1$ の値は

$$f_i^{n+1} = F_i(x - c\Delta t) \quad (2.8)$$

$$g_i^{n+1} = \frac{dF_i(x - c\Delta t)}{dx} \quad (2.9)$$

にて求まる。この手法では2点の値のみで3次精度の演算が行えるので、同じ移流計算手法である一次風上差分法や、微分方程式の解法として一般的な差分法に比べて高い精度で数値拡散が少なく演算できる。

2.1.1 RCIP 法

先述の方法では数値拡散が小さくなると述べたが、急峻な波形に対してのオーバーシュート問題は存在する。これに対処した手法が RCIP 法 [15, 16] である。RCIP 法は一般的な CIP 法と同じく物理量に加えてその微分値を保存する。異なるのは補間プロファイル $F_i(x)$ の設計である。先の説明では式 (2.3) の様に3次エルミート補間を用いていたが RCIP 法では代わりに有理関数を用いる。

$$F_i(x) = \frac{a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i}{1 + \alpha B(x - x_i)} \quad (2.10)$$

α は 0, 1 の二値のみを持つ制御変数であり、 $\alpha = 0$ のとき式 (2.3) と同じである。 $\alpha = 1$ であればこの関数は単調性と凹凸性を保存する。

今回のようにインピーダンス差が大きい境界をまたぐようなシミュレーションでは微小な振幅が境界で有意な値に増幅される可能性があるので、単調性と凹凸性の保存は特に重要となる。よって本論文ではプロファイルに RCIP 法を用いる。

2.1.2 CIP 法の多次元化

ここまで1次元でのCIP法について述べてきた。しかしながら今回のシミュレーション対象は頭部であり、3次元での演算が必要である。CIP法の多次元化については様々な手法が存在するが、今回はC型CIP法と呼ばれる手法 [15, 17] を採用した。

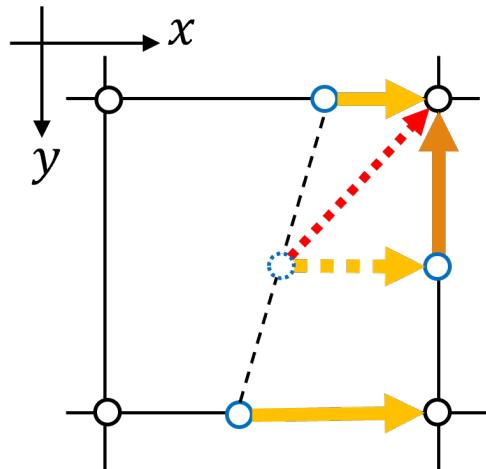


Fig. 2.2: Two-dimensional directional separation

C型CIP法ではフラクショナルステップ法による方向分離を行う。簡単にするため2次元を例とすると、直交座標系における2次元の移流方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_x \frac{\partial f}{\partial x} + c_y \frac{\partial f}{\partial y} = 0 \quad (2.11)$$

を各方向に分離し

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_x \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c_y \frac{\partial f}{\partial y} = 0 \quad (2.13)$$

の2本の1次元移流方程式を得る。これらを順にCIP法で解いていく。

時刻 n から $n+1$ への演算手順は

1. まず x 方向にCIP法を適用して f^n, g_x^n から f^*, g_x^* を求める。
2. 次に y 方向にCIP法を適用して f^*, g_y^* から f^{n+1}, g_y^{n+1} を求める。

とするだけである。 g_x, g_y はそれぞれの方向での f の微分値であり、上付きの * は時間ステップ内の中間値を意味する。これらの演算は Fig.2.2 のようにある方向ベクトルを持つ移流を各軸方向に分離していることとなる。

しかし問題として g_y^* や次ステップでの g_x^{n+1} がこのままではわからない。C型CIP法ではこれら方向微分値にもCIP法を適用する。つまり方向の2階微分値 $g_{xy} = \frac{\partial^2 f}{\partial xy}$ を別に保存する。よって最終的な手順としては

1. まず x 方向にCIP法を適用して f^n, g_x^n から f^*, g_x^* と、
 g_y^n, g_{xy}^n から g_y^*, g_{xy}^* を求める。
2. 次に y 方向にCIP法を適用して f^*, g_y^* から f^{n+1}, g_y^{n+1} と、
 g_x^*, g_{xy}^* から g_x^{n+1}, g_{xy}^{n+1} を求める。

となる。

2.1.3 非移流項に対する CIP 法

線形な音響場では式 (2.1) のように右辺が 0 である線形移流方程式の形で解くことができる。しかし、非線形音場では非線形成分として右辺に非移流項が現れる。非移流項 h を含む移流方程式

$$\frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial x} = h \quad (2.14)$$

を x で微分すると

$$\frac{\partial g}{\partial t} + c \frac{\partial g}{\partial x} = h' - g \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2.15)$$

が得られる。ここで h' は h の空間微分である。この非移流項への対応もフラクショナルステップ法で分離して計算する [15]。分離は移流相と非移流相とに分ける。

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial t} + c \frac{\partial f}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial g}{\partial t} + c \frac{\partial g}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (\text{移流相}) \quad (2.16)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial t} = h \\ \frac{\partial g}{\partial t} = h' - g \frac{\partial c}{\partial x} \end{cases} \quad (\text{非移流相}) \quad (2.17)$$

移流相についてはこれまで述べた CIP 法で計算する。非移流相は単純な微分方程式であるため、様々な解法が適用できるが今回は以下のように差分法を用いた。

$$f_i^{n+1} = f_i^* + h_i \Delta t \quad (2.18)$$

$$\frac{g_i^{n+1} - g_i^*}{\Delta t} = \frac{f_{i+1}^{n+1} - f_{i-1}^{n+1}}{2\Delta x \Delta t} - \frac{f_{i+1}^* - f_{i-1}^*}{2\Delta x \Delta t} - \left(\frac{\partial c}{\partial x} \right)_i g_i^* \quad (2.19)$$

f^*, g^* は移流相の計算によって求まった中間値である。

2.2 非線形音響モデル

非線形音響場では媒質の微小ひずみ、粘性、熱伝導等が考慮される。一般に支配方程式は

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\rho_0 c_0^2 \nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\delta_1}{\rho_0} \nabla^2 p + \frac{\beta}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial p^2}{\partial t} \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \frac{\delta_2}{\rho_0} \nabla^2 \mathbf{v} \quad (2.21)$$

と表される [18]。式 (2.20) は連続の式で式 (2.21) は運動方程式である。 p は音圧、 \mathbf{v} は粒子速度ベクトル、 ρ_0 は密度、 c_0 は音速、 β は非線形音響係数である。また δ_1 は比熱に関するパラメータで、 δ_2 は粘性に関するパラメータである。

δ_1, δ_2 は散逸を起こし、 β は波形ひずみを起こす。振幅変調波の復調に関わるのはこの波形ひずみである。

2.3 粘弹性モデル

音響モデルは音響流体中の振動伝搬を記述している。しかし、頭部は流体ではなく固体が主である。流体と固体における振動伝播の差は横波の存在である。流体中はせん断抵抗がほぼ存在しないため圧縮波である縦波のみが伝播する。一方固体はせん断抵抗を持っており、特に固い媒質ほど顕著である。

今回は流体と固体を統一的に扱うため弾性体としての支配方程式を立てる。弾性体の物理モデルは多数存在するが演算コストや生体組織への適正、音響方程式との整合性を考慮し、ケルビンフォークトモデル[19]というモデルを用いることとした。このモデルはFig.2.3のように単純な並列バネマスモデルであらわされる。バネの成分が弾性でマスが粘性を表す。

媒質が等方性を持つのであればこのモデルの物理方程式は総和規約にて

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} \varepsilon_{kk} + 2\mu \varepsilon_{ij} + \chi \delta_{ij} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_{kk} + 2\eta \frac{\partial}{\partial} \varepsilon_{ij} \quad (2.22)$$

と書くことができる。 σ は応力、 ε はひずみ、 λ, μ はラメの定数、 χ は圧縮粘性係数、 η はせん断粘性係数である。微小体積中にかかる応力及びひずみはFig.2.4のように定義される。

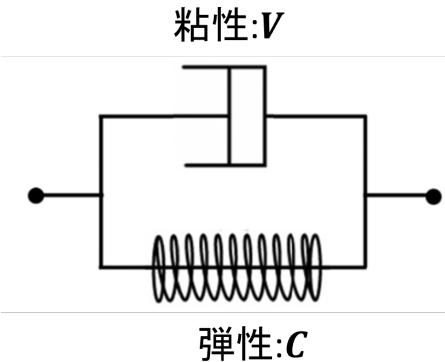


Fig. 2.3: Kelvin-Voigt model

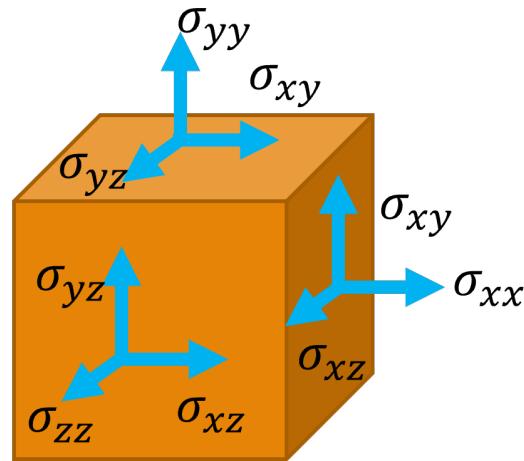


Fig. 2.4: Stress in a small volume

まずは簡単のため粘性を除いて考える。粘性を除いたバネ成分のみの場合には、フックの法則から

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yy} & \sigma_{zz} & \sigma_{yz} & \sigma_{xz} & \sigma_{xy} \end{pmatrix}^T \quad (2.23)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{zz} & 2\varepsilon_{yz} & 2\varepsilon_{xz} & 2\varepsilon_{xy} \end{pmatrix}^T \quad (2.24)$$

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ C_{12} & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ C_{13} & C_{23} & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ C_{14} & C_{24} & C_{34} & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ C_{15} & C_{25} & C_{35} & C_{45} & C_{55} & C_{56} \\ C_{16} & C_{26} & C_{36} & C_{46} & C_{56} & C_{66} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \quad (2.26)$$

であり、 \mathbf{C} は弾性スチフェスと呼ばれる媒質固有の定数で

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

となっている。これらラメの定数は媒質のは縦波音速 c_l 、横波音速 c_t 、密度 ρ_0 から定義され、その関係は

$$\lambda + 2\mu = \rho_0 c_l^2 \quad (2.28)$$

$$\mu = \rho_0 c_t^2 \quad (2.29)$$

である。

また、ひずみは”変位/元の長さ”という定義であるので変位 $\mathbf{u} = (u_x \ u_y \ u_z)^T$ を用いて

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \ \frac{\partial u_y}{\partial y} \ \frac{\partial u_z}{\partial z} \ \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial y} \ \frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \ \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^T \quad (2.30)$$

と表される。ここで auld の演算子 $\nabla_S[20]$ を導入するとひずみベクトルは以下のように書き表せる。

$$\nabla_S = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \end{pmatrix}^T \quad (2.31)$$

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \nabla_S \cdot \mathbf{u} \quad (2.32)$$

よってフックの法則の時間微分式は粒子速度ベクトル \mathbf{v} が変位ベクトル \mathbf{u} の時間微分であることを考慮して

$$\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} = \mathbf{C} \cdot \nabla_S \cdot \mathbf{v} \quad (2.33)$$

となる。

またニュートンの運動方程式より [20, 21]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial z} &= \rho_0 \frac{\partial v_x}{\partial t} \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial z} &= \rho_0 \frac{\partial v_y}{\partial t} \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} &= \rho_0 \frac{\partial v_z}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.34)$$

で、これも auld の演算子でまとめると

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \nabla_S^T \cdot \boldsymbol{\sigma} \quad (2.35)$$

となる。

粘性を除いた場合の等方弾性体の支配方程式は式 (2.33), 式 (2.35) の 2 式である。

$$\frac{\partial(-\boldsymbol{\sigma})}{\partial t} = -\mathbf{C} \cdot (\nabla_S \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{連続の式}) \quad (2.36)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla_S^T \cdot (-\boldsymbol{\sigma}) \quad (\text{運動方程式}) \quad (2.37)$$

ここまで粘性のない場合をまとめたので、改めて粘性を支配方程式に含める。粘性をまとめて $\mathbf{V}(\chi, \eta)$ と表すことで、式 (2.22) は以下のように行列の積和の形であらわすことができる。

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\varepsilon}}{\partial t} \quad (2.38)$$

これを時間微分すると

$$\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}}{\partial t} = \mathbf{C} \cdot \nabla_S \cdot \mathbf{v} + \mathbf{V} \cdot \frac{\partial(\nabla_S \cdot \mathbf{v})}{\partial t} \quad (2.39)$$

となる。しかしこの状態では両辺に時間微分項が存在するので数値解を得るのが困難である。これを解消するため、この式に対してベクトルポテンシャル \mathbf{X} を導入して式変形を行う。定義は $\mathbf{v} = \nabla_S^T \mathbf{X}$ である。

粘性を除いた弾性体の支配方程式式(2.33)、式(2.35)をベクトルポテンシャルで書き換える。

$$\frac{\partial(-\boldsymbol{\sigma})}{\partial t} = -\mathbf{C} \cdot \nabla_S \cdot \nabla_S^T \cdot \mathbf{X} \quad (2.40)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{X}}{\partial t} = -(-\boldsymbol{\sigma}) \quad (2.41)$$

両式を合わせると

$$\begin{aligned} \frac{\partial(-\boldsymbol{\sigma})}{\partial t} &= -\rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial t^2} \\ &= -\mathbf{C} \cdot \nabla_S \cdot \nabla_S^T \cdot \mathbf{X} \end{aligned} \quad (2.42)$$

が導かれる。つぎに式(2.38)に左から ∇_S^T をかけると、

$$\nabla_S^T \boldsymbol{\sigma} = \nabla_S^T \cdot \mathbf{C} \cdot \nabla_S \cdot \mathbf{u} + \nabla_S^T \cdot \mathbf{V} \cdot \nabla_S \cdot \mathbf{v} \quad (2.43)$$

となる。ここに式(2.42)に左から ∇_S^T をかけた関係式

$$\rho_0 \frac{\partial^2(\nabla_S^T \mathbf{X})}{\partial t^2} = \nabla_S^T \cdot \mathbf{C} \cdot \nabla_S \cdot \nabla_S^T \cdot \mathbf{X} \quad (2.44)$$

より導かれる $\nabla_S^T \cdot \mathbf{C} \cdot \nabla_S = \rho_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ の演算子関係を代入し

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_S^T \cdot (-\boldsymbol{\sigma}) - \frac{1}{\rho_0} \nabla_S^T \cdot \mathbf{V} \cdot \nabla_S \cdot \mathbf{v} \quad (2.45)$$

という運動方程式が導き出せる。よって最終的に粘弹性体の支配方程式は

$$\frac{\partial(-\boldsymbol{\sigma})}{\partial t} = -\mathbf{C} \cdot (\nabla_S \cdot \mathbf{v}) \quad (\text{連続の式}) \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla_S^T \cdot (-\boldsymbol{\sigma}) - \frac{1}{\rho_0} \nabla_S^T \cdot \mathbf{V} \cdot \nabla_S \cdot \mathbf{v} \quad (\text{運動方程式}) \quad (2.47)$$

となる。

導かれた粘弹性体の支配方程式式(2.46)、式(2.47)は流体の支配方程式式(2.20)、式(2.21)にて δ_1, β がない場合の式に対応しており、流体の定義 $\mu = 0, \nabla \times \mathbf{v} = 0$ を与えることで両式は完全に一致する。そのため導出した粘弹性体の支配方程式は音響流体と統一的な支配方程式といえる。また流体中の音圧との関係 $p = -\sigma_{xx} = -\sigma_{yy} = -\sigma_{zz}$ より、固体中の音圧は $-(\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$ と定義する。

第3章 実装

3.1 非線形弾性 CIP 法の立式

導出した式 (2.46), 式 (2.47) を CIP 法が適用できるような移流方程式に変形する。まず 2 式を合体して行列式の形で表す。

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{V}_x \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x} + \mathbf{V}_y \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial y} + \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z} = \mathbf{H} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} -\sigma_{xx} & -\sigma_{yy} & -\sigma_{zz} & -\sigma_{yz} & -\sigma_{xz} & -\sigma_{xz} & v_x & v_y & v_z \end{pmatrix}^T \quad (3.2)$$

これに非移流項の分離と方向分離を施す。

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{V}_x \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x} = 0 \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{V}_y \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial y} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{V}_z \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial z} = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} = \mathbf{H} \quad (3.6)$$

このままでは移流が行列で記述されており CIP 法での演算が困難である。そのため行列の対角化を施す。

x 方向の移流式式 (3.3) に対して速度行列 \mathbf{V}_x の対角化を行って式変形する。

$$\mathbf{V}_x = \mathbf{L} \mathbf{J} \mathbf{L}^{-1} \quad (3.7)$$

$$\mathbf{L}^{-1} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial t} + \mathbf{J} \mathbf{L}^{-1} \frac{\partial \mathbf{W}}{\partial x} = 0 \quad (3.8)$$

展開すると

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{c_{12}}{c_{11}} \sigma_{xx} - \sigma_{yy} \right) = 0 \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{c_{12}}{c_{11}} \sigma_{xx} - \sigma_{zz} \right) = 0 \quad (3.10)$$

$$-\frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial t} = 0 \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mp \sigma_{xx}}{c_l \rho_0} + v_x \right) \pm c_l \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mp \sigma_{xx}}{c_l \rho_0} + v_x \right) = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mp \sigma_{xy}}{c_t \rho_0} + v_y \right) \pm c_t \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mp \sigma_{xy}}{c_t \rho_0} + v_y \right) = 0 \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mp \sigma_{xz}}{c_t \rho_0} + v_z \right) \pm c_t \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mp \sigma_{xz}}{c_t \rho_0} + v_z \right) = 0 \quad (3.14)$$

が得られる。下3本の式は x 方向に移流する1つの縦波と2つの横波を表す移流方程式となっている。よって1次元のCIP法で計算することができる。式(3.11)は x 方向に対して σ_{yx} の時間変化がないことを示しており計算する必要はない。式(3.9), 式(3.10)は単純に差分化を施し

$$-\sigma_{yy}^* = -\sigma_{yy}^n + \frac{c_{12}}{c_{11}}(-\sigma_{xx}^* + \sigma_{xx}^n) \quad (3.15)$$

のように計算する。このような処理を y, z 方向に対しても行う。

次に非移流項 \mathbf{H} の計算である。非移流項 \mathbf{H} には粘性成分が含まれている。これの演算は式(2.18)にのっとって計算する。

以上で粘弾性体の支配方程式による3次元CIPシミュレータが構築できた。しかしながら粘弾性体の支配方程式には音響非線形パラメータが含まれていないため非線形ひずみがこのままでは反映されない。そのため音響非線形パラメータを演算に追加する。非線形音響方程式におけるCIP法の実装は[22]にてなされている。音響非線形パラメータ β は音速に対して影響を持つ項であり、その意味する式は

$$c'_0 = c_0 + \beta v \quad (3.16)$$

である[18, 22]。 c'_0 は非線形効果を受けた後の音速であり、媒質が定常状態であるときの音速 c_0 に対して非線形パラメータ β と粒子速度 v の積を足した値となる。よって式(3.12)は

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mp \sigma_{xx}}{c_l \rho_0} + v_x \right) \pm (c_l + \beta v_x) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mp \sigma_{xx}}{c_l \rho_0} + v_x \right) = 0 \quad (3.17)$$

となる。これは y, z 方向に対しても同様である。なおこの非線形性はあくまで縦波にかかるものであるため、横波の伝搬式に変更はない。

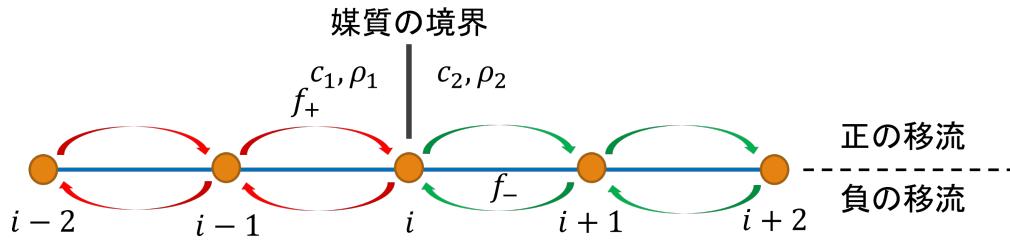


Fig. 3.1: Boundary calculation using CIP method

3.2 境界条件の制定

今回のシミュレーション対象は人間の頭部である。頭部すなわち生体は柔らかいものから固いものまで様々な組織で構成されており、これらの境界における振動のふるまいは重要である。

まずシミュレーション空間外周の境界であるがこれは外周からの流入速度を0とすることで実質的に無限空間となる。そのため外周からの反射は基本的に考えなくてよい。

次に各媒質の境界処理についてである。先行研究 [12, 13] で採用されていた FDTD 法では主に境界両側の媒質パラメータを平均して演算する。これは数値計算上安定しやすいがその分境界がぼやけてしまう。CIP 法では境界をぼやけさせることなく演算する手法が存在する。まず前提条件として弾性体での境界条件は応力 σ 、粒子速度 v が全方向に対して連続とした。これらが連続であるとき、1 次元での CIP 移流 Fig.3.1 は移流経路に対して経路上の媒質定数を適用することで条件を満たすことができる [23]。具体的に境界点 f_i に流入出する移流量について考える。ある軸上の縦波移流を考えたとき、 f_i に流入してくるのは $[f_{i-1}, f_i]$ 間のプロファイルが正方向に流れる F_+ と $[f_{i+1}, f_i]$ 間のプロファイルが負方向に流れる F_- である。 F_+ を構成する端点の移流値はそれぞれ $f_+ = v - \sigma/(c_1\rho_1)$ でありその速度は c_1 となる。一方、 F_- を構成する端点の移流値はそれぞれ $f_- = v + \sigma/(c_2\rho_2)$ でありその速度は c_2 となる。更新後の 2 つの移流量と境界値が連続であることを利用して、境界上の更新値は

$$v = \frac{f_+c_1\rho_1 + f_-c_2\rho_2}{c_1\rho_1 + c_2\rho_2} \quad (3.18)$$

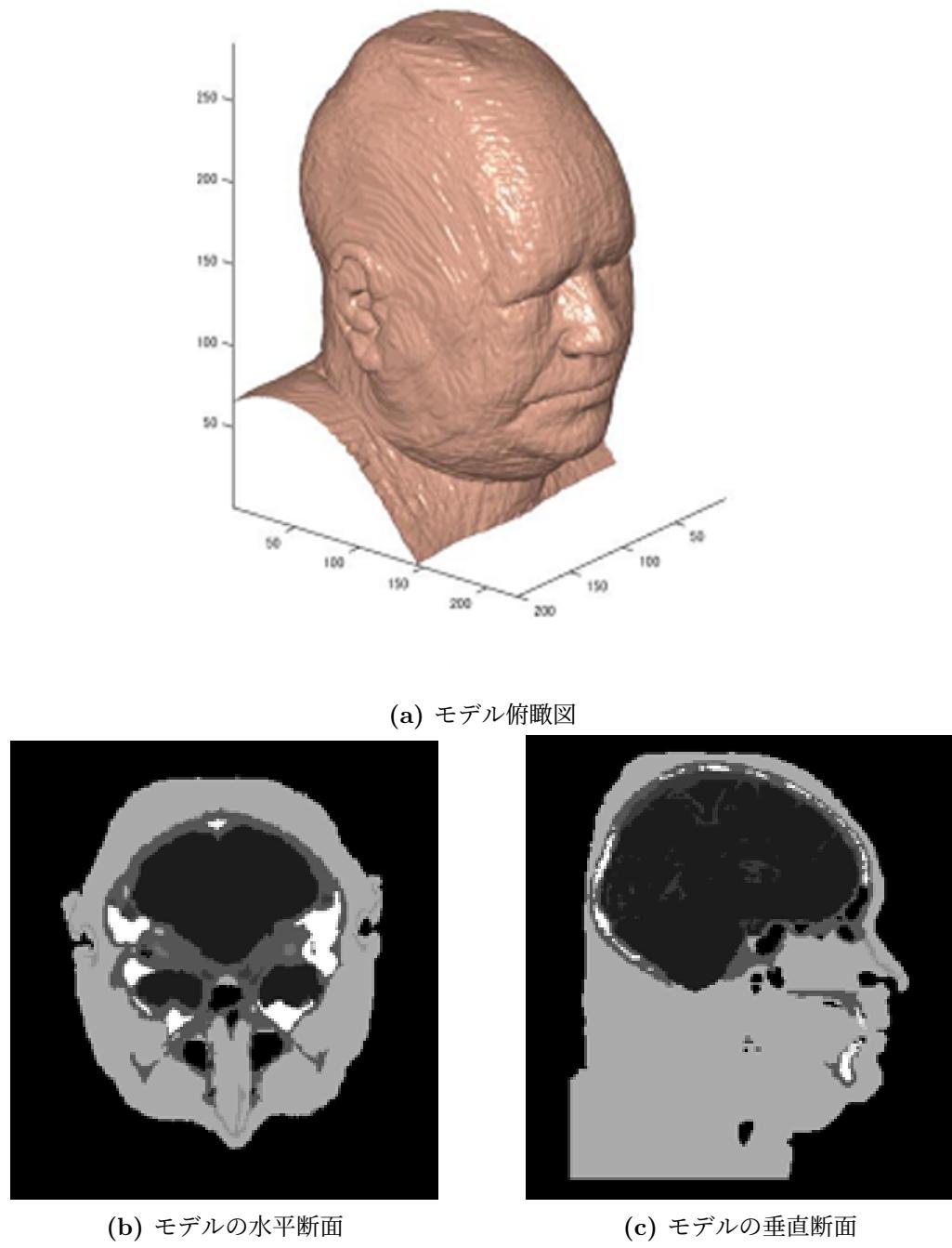
$$\sigma = \frac{(f_+ - f_-)(c_1\rho_1c_2\rho_2)}{c_1\rho_1 + c_2\rho_2} \quad (3.19)$$

のように求めることができる。この関係は平面波の反射・透過の係数と一致する。

3.3 モデルの構築

シミュレーションで使用する頭部モデルとして、男性の冷凍遺体のスライス画像 [24] から組織マッピングを施すことで得られた頭部モデル [25] を用いた。概観は

Fig.3.2 のようになっている。モデルは立方格子で構成されており、元画像の分解能とスライス幅から各方向 1mm の空間分解能で幅×高さ×奥行は $201 \times 288 \times 240$ ボクセルとなっている。セルごとに骨や髄液といった媒質が割り当てられており、この媒質種ごとに物性パラメータを与えてシミュレーションを行う。



第4章 実験

4.1 実験内容

本論文で実装したシミュレータを用い、頭部における骨導超音波の特性に関する解析試験を行った。まず、シミュレータの妥当性の確認に始まり、骨導超音波と可聴域骨導音の比較、変調波の復調確認、蝸牛までの伝達特性の推測としていく。

4.2 共通条件

前章で実装した非線形弾性シミュレータと頭部モデルを用いて頭部での骨導超音波の伝搬推定を行う。各シミュレーションの共通条件として $CFL = 0.35$ を制定した。CFL とはシミュレーションの安定を示す基準であり

$$CFL = c_{max} \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (4.1)$$

で定義される。一般にはクーランの条件といってシミュレーションの次元数 N に対して $CFL \leq 1/\sqrt{N}$ が適当であるといわれている。CIP 法は 1 次元の線形移流に対して $CFL > 1$ の条件を課すこともできる [15] が、今回は非移流項を含む 3 次元のシミュレーションであるためクーランの条件に乗っ取った。

4.2.1 媒質パラメータ

作成したモデルの媒質に適用したパラメータを Table 4.1 に示す。各組織パラメータは実測による物理特性測定論文の結果から引用して用いた。表中の B/A とは媒質の非線形パラメータであり、非線形音響係数との関係は $\beta = 1 + B/(2A)$ である。また髄液等のパラメータは水の物性値を使用している。

Table 4.1: Physical parameters of biological tissues

組織	ρ [kg/m ³]	c_l [m/s]	c_t [m/s]	χ [Pa · s]	η [Pa · s]	B/A
大気	1.29	340	0	0	1.8×10^{-5}	0.4
軟組織 [26, 27]	900	1250	4.3	10	2	8
頭蓋骨 [28]	1730	2850	1400	2.6×10^{-2}	4.0×10^{-2}	12
軟骨 [29, 30]	1100	1640	64	2.0×10^{-5}	8.3×10^{-2}	10
脳 [27, 31]	1000	1520	2.8	20	6.7	7
髄液等 [32]	1000	1500	0	0	1.0×10^{-3}	5

4.3 妥当性の検証

構築したシミュレータの妥当性を検証する。粘性及び非線形パラメータの演算精度については[22]で述べられているため、ここでは横波と媒質境界のふるまいを観測し検証する。

4.3.1 条件

流体から固体への平面波の侵入を見るために、水と鉄による平面境界を空間モデルとする。音源は水側とし、Fig.4.1のように境界面の法線に対して 10° の角度から平面波を入射した。流体中では縦波の振動しか存在しないが、角度が付いた状態で固体に侵入すると縦波と横波が発生する。発生する波のそれぞれの屈折角はスネルの法則

$$\frac{\sin \theta_{in}}{c_{in}} = \frac{\sin \theta_{out}}{c_{out}} \quad (4.2)$$

より求まる。ここで媒質定数はTable4.2のように定義した。観測は縦波と横波を両方視認できるようにミーゼス応力で行う。ミーゼス応力の定義は以下である。

$$\sigma_{eqv} = \sqrt{\frac{1}{2} \{ (\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{zz} - \sigma_{xx})^2 + 6(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{xz}^2) \}} \quad (4.3)$$

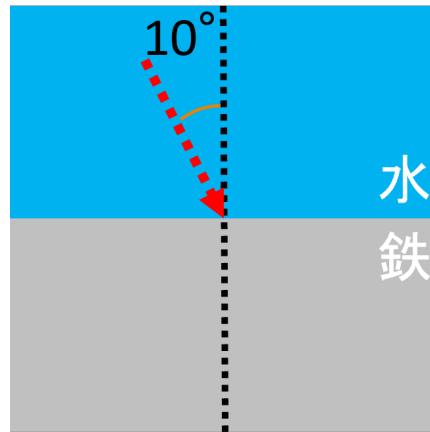


Fig. 4.1: Refraction test schematic diagram

Table 4.2: Physical parameters of biological tissues

媒質	ρ [kg/m ³]	c_l [m/s]	c_t [m/s]
水	1000	1540	0
鉄	7850	6000	3000

4.3.2 結果

屈折波が現れた時刻でのミーゼス応力マップを Fig.4.2 に示す。進行速度が遅いためより界面に近いのが横波である。音速の比から屈折角を求めるとき、縦波が 42.6° 、横波が 19.8° となりシミュレーション結果と一致する。

また固体に特有の表面波が発生していることもわかる。これらから弾性体の立式及び境界の演算が正しいことが分かった。

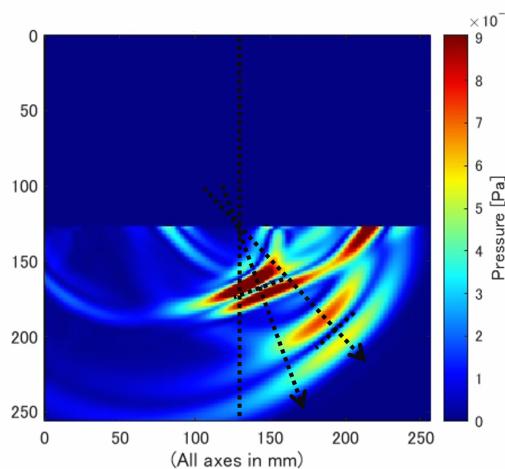


Fig. 4.2: von Mises stress of refracted waves

4.4 流体と弾性体の比較

本研究と先行の骨導超音波シミュレーション研究とで大きく異なる点は流体であるか流体と固体を含めた弾性体として媒質を見るかという点である。この差が頭内の音圧分布にどのような影響を及ぼしているのかを確認する。

4.4.1 条件

乳様突起に対し、 40kHz の 1 周期トーンバースト信号を加振する。これを弾性体シミュレーションと流体のみのシミュレーションで行い、最大音圧マップの差を確認する。なお本シミュレータで流体のみの音響場を再現する場合は、媒質の横波速度 c_t を全て 0 とする。

4.4.2 結果

それぞれの最大音圧マップを Fig.4.3 に示す。流体の方では媒質の境界がぼやけているのに対し、弾性体では骨の位置がはっきりとわかる。これは媒質境界を波が通過するときに縦波と横波間での変換や表面波への移行が起こるためである。先行の

シミュレーション [12, 13]においても音圧マップはぼやけがちであり、具体的な経路は不明であったが、この結果からやはり主として骨の上に音圧が伝わっていることがわかる。また固体中では振動が縦波と横波に分解されるため、結果として縦波である音圧は流体よりも減衰している。

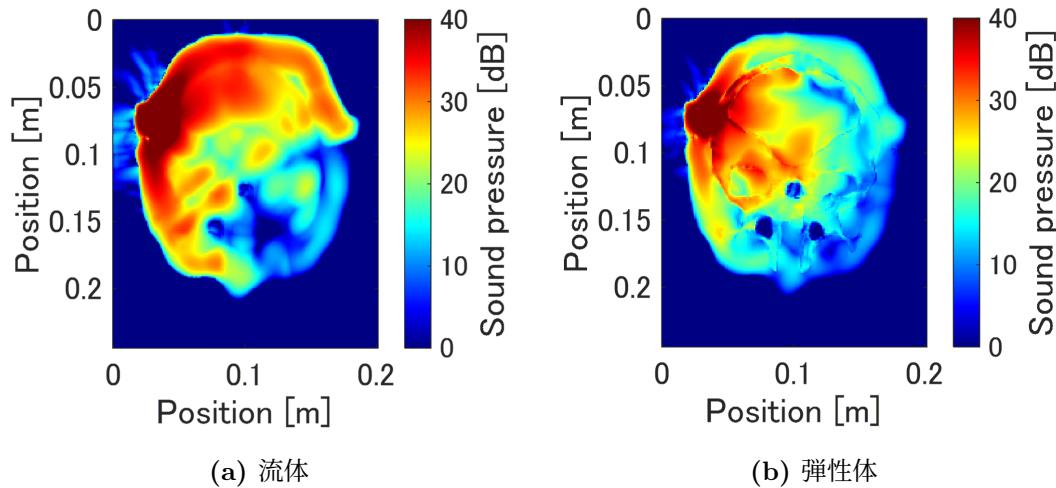


Fig. 4.3: Sound pressure maps for different media

4.5 提示位置による音圧分布の変化

可聴域骨導音では、表示位置がわずかにずれた程度で音像の方向はほぼ変わらない。対して骨導超音波ではわずかなずれにより明らかに音像が変化することがあるという [12]。これがどういった過程で発生するのかを推測するために様々な表示位置で加振を行いシミュレーションを行った。

4.5.1 条件

複数加振点に対して骨導超音波と可聴域骨導音を提示する比較シミュレーションを行った。提示位置は Fig.4.4 に示す。この図は頭部の水平断面であり、図中の赤丸は蝸牛の位置を示す。提示位置は A～D で示している乳様突起 2箇所、耳の前 2箇所の計 4箇所である。これは一般によく骨伝導イヤホン等で使用される加振位置として選定した。これらの加振点に骨導超音波として 40kHz、可聴域骨導音として 15kHz の 3 周期トーンバースト信号を使用した。

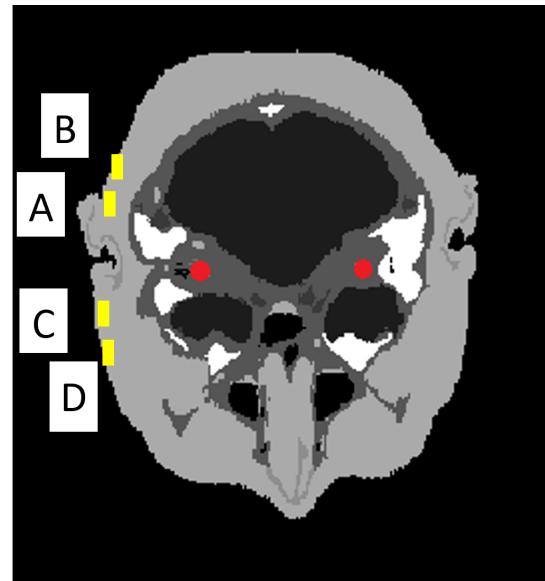


Fig. 4.4: Excitation point

4.5.2 結果

それぞれの加振地点における蝸牛位置水平面の最大音圧マップを Fig.4.5, Fig.4.6 に示す。

可聴域骨導音では加振点近傍のみが強い音圧を示し、同心円状の音圧の広がりが見て取れる。一方骨導超音波では、可聴音よりもより広範囲に強い音圧配置が存在する。

先行研究のシミュレーション結果 [12] では頭蓋底を模した平らな頭蓋底面で共振のような模様が発生している。これは波長が頭蓋骨直径を下回ることから発生すると考察されていた。本実験では 40kHz の結果にて、後頭部の頭蓋骨表面に腹と節が見受けられる。

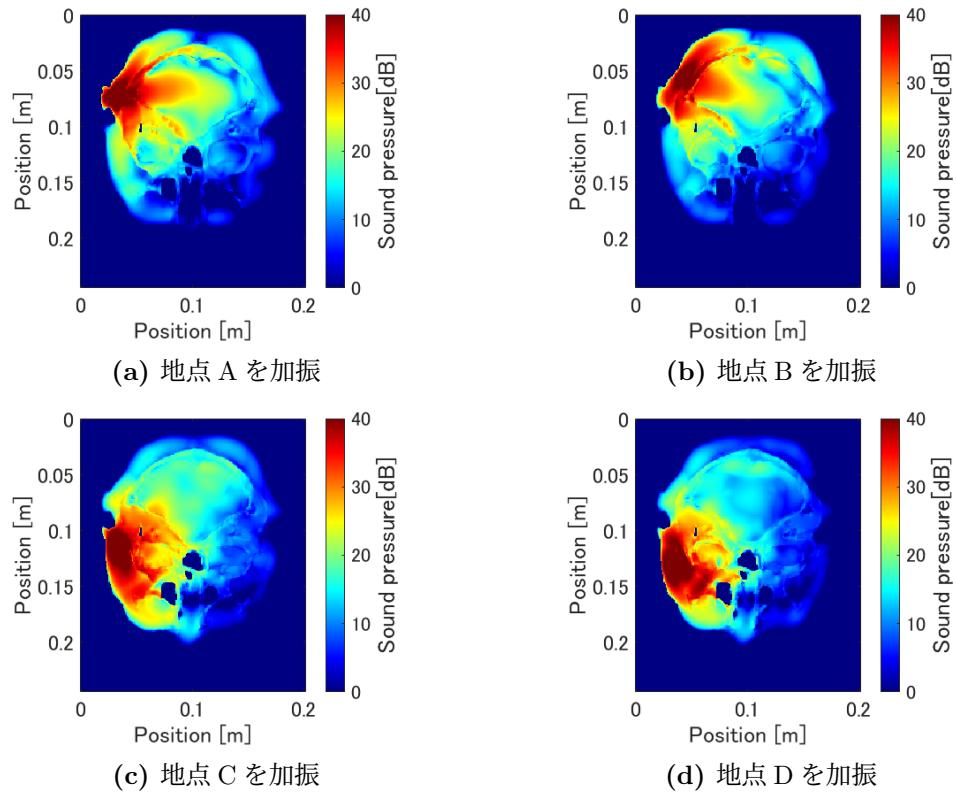


Fig. 4.5: Maximum sound pressure map when exciting points A-D(40kHz)

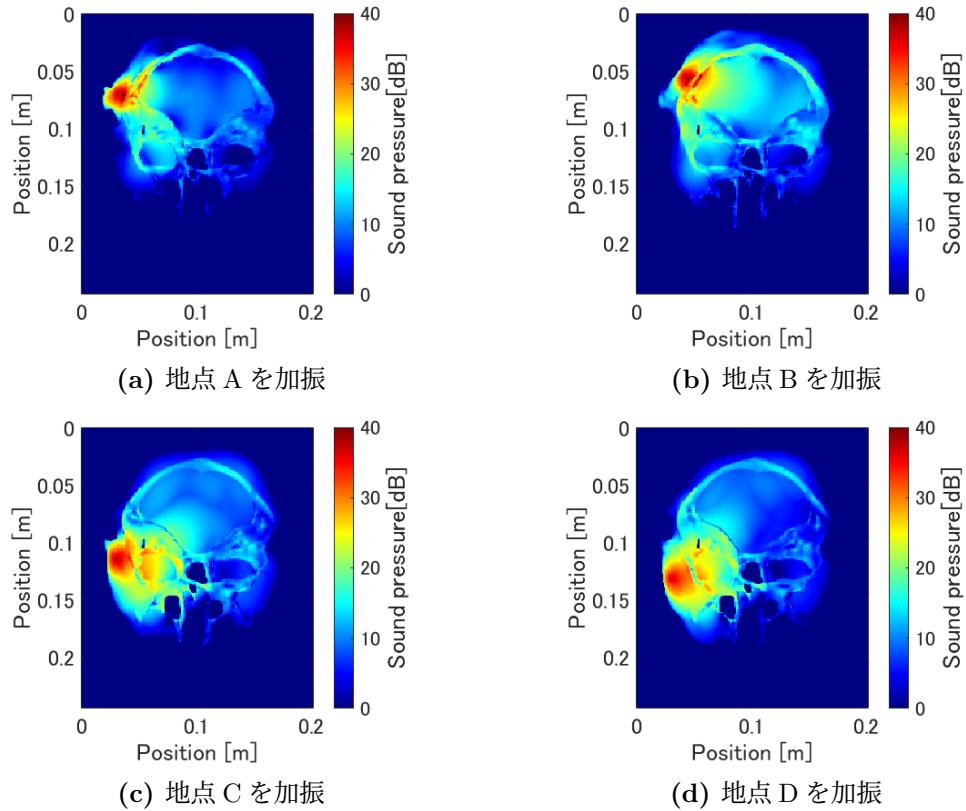


Fig. 4.6: Maximum sound pressure map when exciting points A-D(15kHz)

4.6 変調波の復調

純音の骨導超音波を提示した際には、鼓膜等の測定点にて復調波の存在は確認されていない[5].しかし、AM変調波を与えた際には外耳道にてわずかながら信号波周波数の復調波成分が確認できる[7].この復調波成分については振動子と皮膚のカップリングが問題であると指摘されており、実際にどの経路が復調に大きく寄与しているのかは未だ不明である.そこで非線形パラメータを組み込んだ本シミュレータでAM変調波のシミュレーションを行い、純粋な骨導経路で有意な復調波が形成されるのかを確認する.

4.6.1 条件

加振点をFig.4.4の地点A、乳様突起上として音圧源を印加した. 加振波形はFig.4.7のような搬送波40kHz, 信号波7kHzの純音で構成されたデュアルサイドバンドAM変調波である. これの蝸牛上及び外耳道内での復調効果をシミュレーションした.

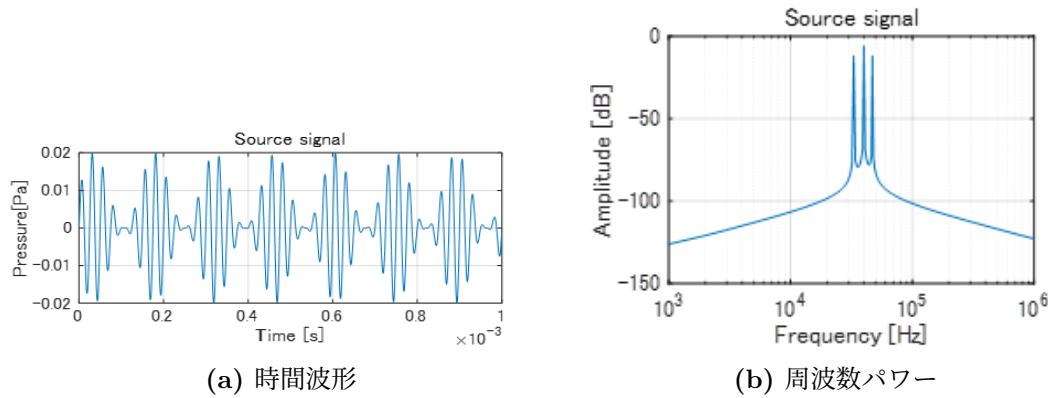


Fig. 4.7: AM modulated wave

4.6.2 結果

左右の蝸牛及び外耳道で得られた音圧は Fig.4.8, Fig.4.9 であった。復調効果が十分であれば復調波成分として信号波周波数の 7kHz にピークが出現するはずである。しかしながらどちらの結果とも復調波は確認できなかった。

このことから、AM 変調波の復調現象は純粋な骨導経路で発生せず、復調成分の大半が振動子から皮膚の間で起きていると考えられる。

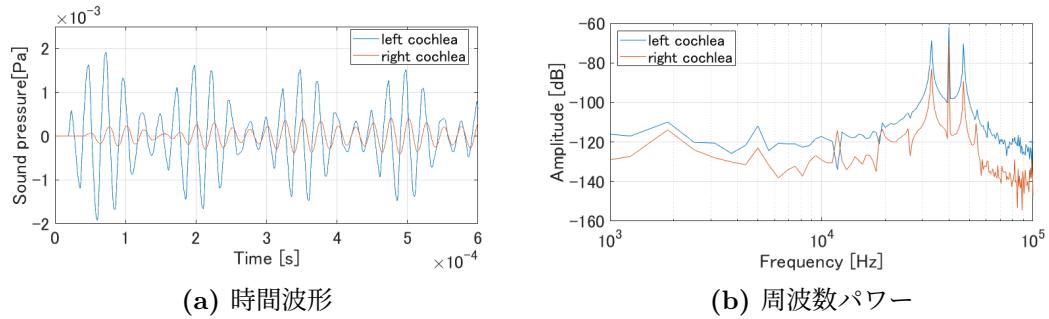


Fig. 4.8: Cochlear response to AM modulated wave

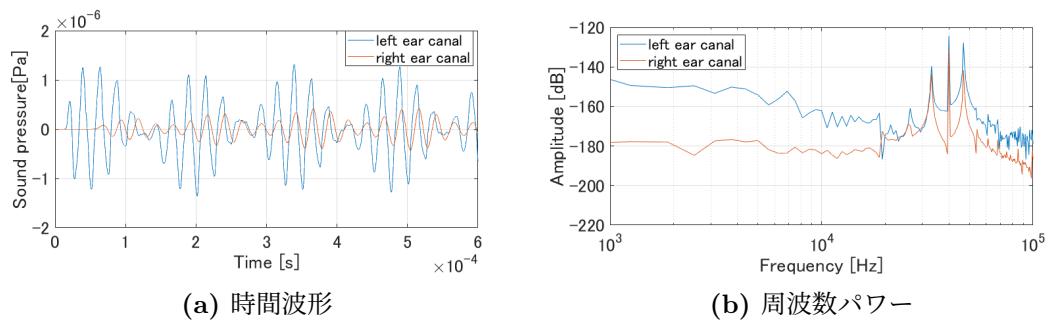


Fig. 4.9: Ear canal response to AM modulated wave

4.7 蝸牛への伝達

現在では骨導超音波の知覚器官は可聴域音と変わらずに蝸牛であると考えられている。よって骨導超音波を実用化するうえで蝸牛までの伝搬特性は非常に重要である。ここでは一般の骨伝導デバイスでよく使われる乳様突起への加振に対して蝸牛はどのように振動が伝播するかを推測する。

4.7.1 条件

加振点を Fig.4.4 地点 A の乳様突起とし、そこへ中心周波数 40kHz のガウシアンパルス Fig.4.10 を音圧源として印加して蝸牛までの通過特性を推測した。AM 变調波の試験にて、復調が有意ではなかったため、通過特性は線形近似できると仮定した。ガウシアンパルスは以下の式で定義する。 f_c は中心周波数である。

$$p(t) = t^3 \exp(-tf_c/0.152) \frac{t - 4 \times 0.152/f_c}{(0.152/f_c)^5} \quad (4.4)$$

振幅変調波の試験結果より、純粋な骨導経路にて復調成分の寄与は小さいと考えられるので、蝸牛で得られたスペクトルから入力のスペクトルを減算することで周波数特性を計算する。

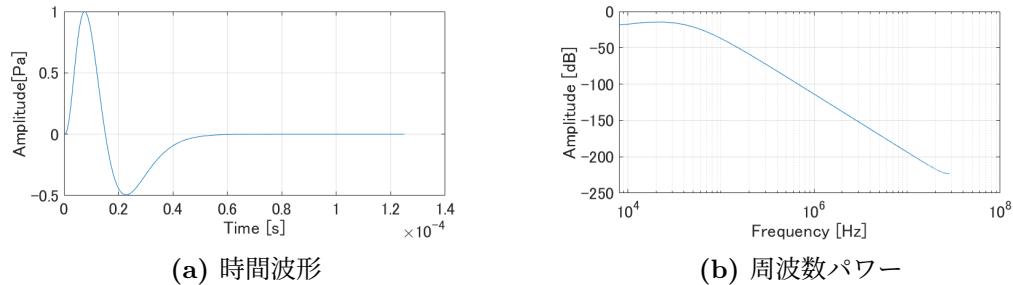


Fig. 4.10: Gaussian pulse

4.7.2 結果

左右蝸牛で得られた通過特性は Fig.4.11 となった。この時の空間上での音圧時間変化を Fig.4.13 に示す。時間変化マップでは見やすさのために正の音圧のみを表示している。また比較として音響流体シミュレーションでの先行研究 [13] における左右蝸牛の通過特性を Fig.4.12 に引用する。この先行研究では 10kHz 前後に複数の共振のようなピークが見受けられる。またこのピーク周波数がピッチ周波数付近の帯域であることから、先行研究ではこの共振がピッチと関係していると考察している。一方今回の結果では 10kHz 付近に多少の山はあるものの、先行研究ほど強いピークを示していない。ピークが出現しない理由として一番有力なのはモデルの差である。先行研究では実際の人体情報をモデル化するのではなく、理想的な人体模型のよう

なモデルを採用している。このため、今回のモデルのような不均一形状ではピークがつぶれて裾が広がってしまったと考えられる。これを確かめるため完全球でシミュレーションを行った。

球は人間のおおよその頭蓋の大きさを模して直径140mm 厚さ5mmで媒質は骨とした。この内側は脳、外側は大気である。Fig.4.14のように骨の外側から同じガウシアンパルスを加振して、加振点のすぐ内側の点での特性を観測した。結果としてFig.4.15の最大音圧マップとFig.4.16の内側の共振特性が得られた。このように完全球ではピークが立っていることからモデル差が共振特性に影響を及ぼしていると考えられる。

可聴域帯である10kHz以下では左右差が約10～30dB程存するという特性はこれは骨伝導のクロストークを測定している文献[33]とおおむね一致する。

またそれより高周波の通過特性が良く、骨導経路が気導経路のようなローパス特性を持たないことを示している。これらより上の骨導超音波帯では左右差が小さくなるため、受聴時の左右感がつかみにくいくことへの説明も付く。

音圧マップ上の時間変化を見ると、最初(a)～(c)は加振点を中心に同心円上に伝播していくものの、軟組織と骨との媒質特性差よりその間は不連続になっている。強い音圧をもって対側に伝播しているのは脳外周の頭蓋骨である。また脳そのもの自体も振動を媒介する経路になっている。頭蓋骨上の振動はそのままぐるっと頭蓋骨上を回っていき、脳内の振動は対側の頭蓋骨で反射し、再び脳内に戻っていく(d)～(f)。反射は一度ではなく複数回繰り返されている(g)～(i)。先の可聴骨導音と超音波骨導音の音圧の広がりの差から、より遠くまで伝播するのは骨導超音波であった。そのため骨導超音波は幾重にも反射するような状態になっており、左右感がつかみにくい一因となっていると考えられる。

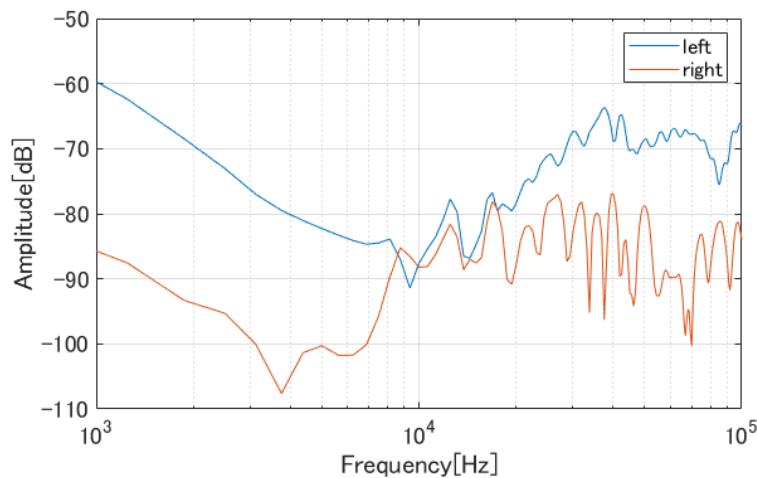


Fig. 4.11: Passage characteristics to the cochlea

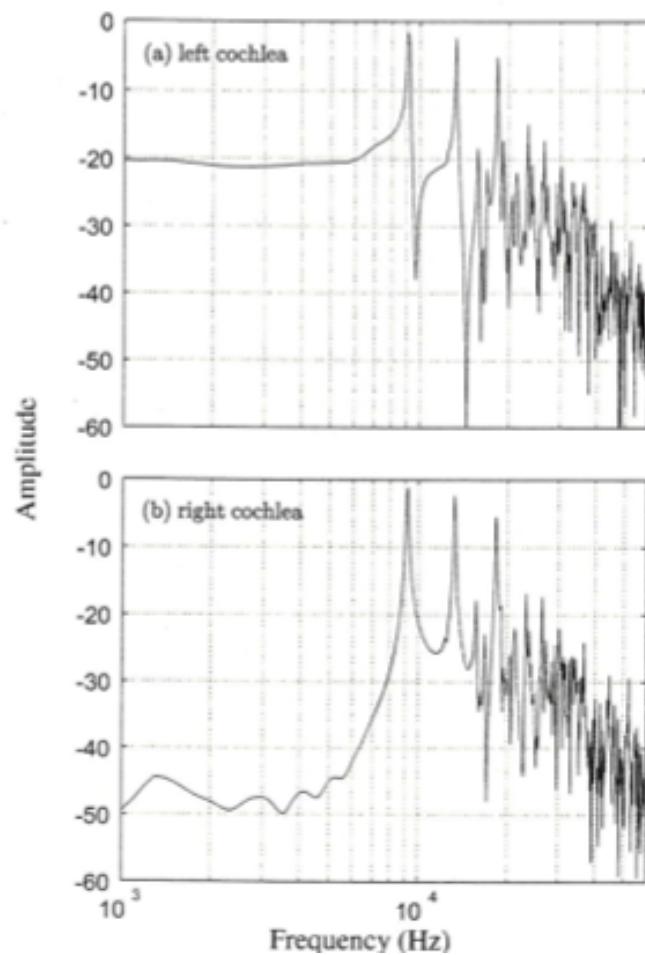


Fig. 4.12: Passage characteristics to the cochlea based on previous research[13]

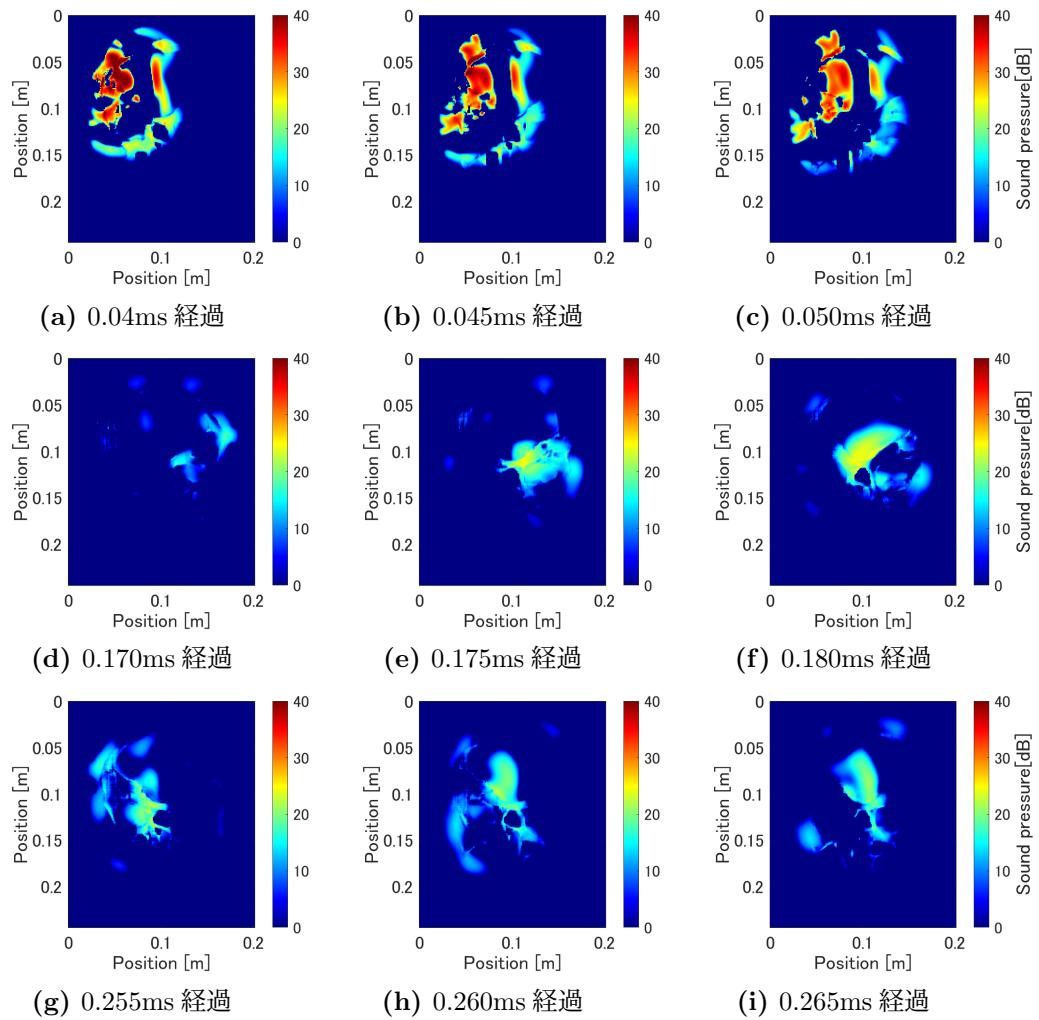


Fig. 4.13: Time change of sound pressure map

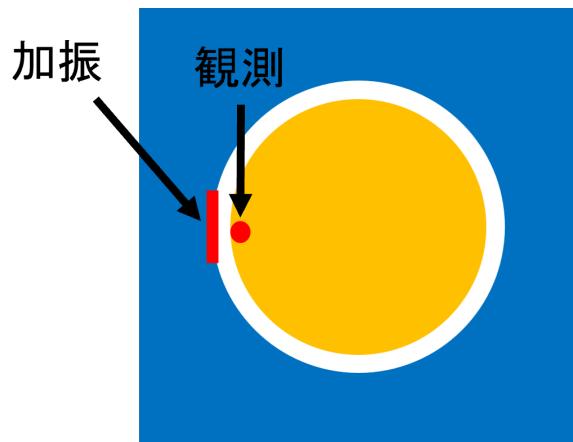


Fig. 4.14: Schematic diagram of a perfect sphere

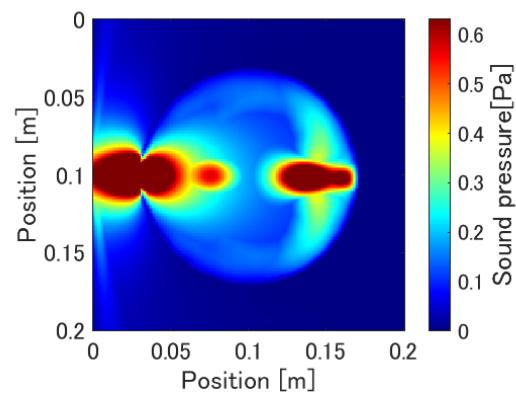


Fig. 4.15: Maximum sound pressure map of a complete sphere

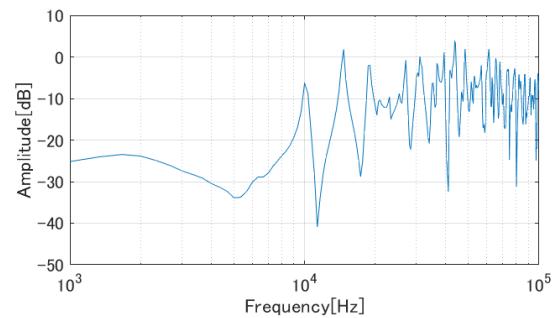


Fig. 4.16: Resonance characteristics of a perfect sphere

第5章 終わりに

5.1 まとめ

本研究では骨導超音波の頭内伝搬特性を解析するために横波と非線形性を考慮した物理方程式の立式から出発し、それらとCIP法による数値計算を用いて構築した弾性シミュレータにより頭部モデルの振動解析を行った。

今回は弾性体を物理モデルとしてシミュレーションすることで振動の伝播が主に骨を中心に行われていることがより鮮明になった。呈示位置ごとの特性差の解析では、可聴骨導音と骨導超音波の伝播の差から骨導超音波の方が広範囲に広がりを持つことにより音像の方向感が鈍る可能性が示唆された。AM変調波の復調観測では実測と異なり外耳道内での復調が確認できなかった。よって本モデルでは復調現象が頭内部ではほぼ起こらず、この場合は振動子との接触が主で発生しているであろうと考えられる。蝸牛伝達特性の測定では頭部モデル形状が現実に近い凹凸を持つ場合だと共振ピークがなることや、主要伝達系経路が脳外周の頭蓋骨及び脳で構成されており高周波は何重にも反射し残響することが示唆された。また左右間の音圧差がおよそ実測の結果と一致することが確かめられた。

5.2 今後の展望

今回のシミュレーション対象となる頭部モデルは単一であるため、あくまで個人のもつ特性のシミュレーションでしかない。そのためモデルを増やす必要がある。またシミュレーション本体には考慮すべき事項がある。使用したモデル上仕方がないが、1mm立方の分解能のモデルでは軟組織における低速な横波の保存性が低い。これを改善するためにはさらなる解像度のモデルを用意するか、シミュレーションの演算手法を変える必要が出てくる。特に積分形を利用した完全保存型スキームの演算が好ましいと考える。物理モデルの前提条件も今回で十分近似されているのかは検証の余地がある。本研究では物理モデル式を立式するにあたり散逸項がなく等方性であるという前提条件を課しているが、これらの影響がどの程度あるのかを確認する必要がある。非線形復調が頭部で確認できなかったことに対しては振動子の接触圧やインピーダンス整合に関する試験等が望まれる。もしくは復調波成分は非線形パラメータに関係して発生しているのではなく、今回のシミュレーション空間分解能よりもはるかに小さい生体組織の微細構造に起因している可能性も考えられる。現に骨は多項媒質であり、実際には異方性を持っている。これにより骨中の

縦波は低速波と高速波に分離される [34]. この現象が復調の要因であるとすれば、物理モデルの前提条件が十分でなかったことになる。

謝辞

本研究に対するご指導、本論文の執筆に際して終始適切なご助言をいただいた杉田泰則准教授に心から感謝申し上げます。また本論文の審査にあたり岩橋政宏教授、圓道知博教授ならびに原川良介准教授から貴重なご助言をいただきました。ここに感謝いたします。そしてここに至るまで学業に専念できたのは両親や奨学金を頂いた企業様のおかげです。修士での活動を支えてくださった皆様へ改めて御礼申し上げます。

参考文献

- [1] R. J. Pumphrey. Upper Limit of Frequency for Human Hearing. *Nature*, Vol. 166, No. 4222, pp. 571–571, 1950.
- [2] S. Nakagawa and M. Tonoike. Measurement of brain magnetic fields evoked by bone-conducted ultrasounds: effect of frequencies. *International Congress Series*, Vol. 1278, pp. 333–336, 2005.
- [3] Martin L. Lenhardt, Ruth Skellett, Peter Wang, and Alex M. Clarke. Human Ultrasonic Speech Perception. *Science*, Vol. 253, No. 5015, pp. 82–85, 1991.
- [4] Seiji Nakagawa, Riki Ogino, and Sho Otsuka. Assessment of detection threshold and temporal resolution of distantly presented bone-conducted ultrasonic hearing. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 57, No. 7S1, p. 07LD22, 2018.
- [5] Kazuhito Ito and Seiji Nakagawa. Bone-conducted ultrasonic hearing assessed by tympanic membrane vibration in living human beings. *Acoustical Science and Technology*, Vol. 34, No. 6, pp. 413–423, 2013.
- [6] Seiji Nakagawa and Kazuhito Ito. Mechanisms of Bone-conducted Ultrasonic Perception Assessed by Measurements of Acoustic Fields in the Outer Ear Canal and Vibrations of the Tympanic Membrane. *Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. IEEE Engineering in Medicine and Biology Society. Annual International Conference*, Vol. 2018, pp. 5962–5965, 2018.
- [7] Kazuhito Ito and Seiji Nakagawa. Self-demodulation of amplitude-modulated signal components in amplitude-modulated bone-conducted ultrasonic hearing. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 54, No. 7S1, p. 07HF07, 2015.
- [8] Seiji Nakagawa, Koichiro Doi, Riki Ogino, and Sho Otsuka. Propagation characteristics of amplitude-modulated bone-conducted ultrasound presented to the neck, trunk and arms. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 58, No. SG, p. SGGE18, 2019.
- [9] Riki Ogino, Sho Otsuka, and Seiji Nakagawa. Measurements of vibration at the external auditory meatus and the upper limb in the living human body

- caused by distantly presented bone-conducted ultrasound. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 58, No. SG, p. SGGE12, 2019.
- [10] Seiji Nakagawa. Effects of Stimulation Side on the Auditory Evoked Magnetic Fields: Objective Assessments of Sound Localization in Bone-conducted Ultrasonic Perception. 生体医工学, Vol. 45, No. 1, pp. 129–133, 2007.
- [11] Tadao Okayasu, Tadashi Nishimura, Akinori Yamashita, Osamu Saito, Fumi Fukuda, Shuichi Yanai, and Hiroshi Hosoi. Human ultrasonic hearing is induced by a direct ultrasonic stimulation of the cochlea. *Neuroscience Letters*, Vol. 539, pp. 71–76, 2013.
- [12] Takefumi Sakaguchi, Takahito Hirano, Yoshiaki Watanabe, Tadashi Nishimura, Hiroshi Hosoi, Satoshi Imaizumi, Seiji Nakagawa, and Mitsuo Tonoike. Inner Head Acoustic Field for Bone-Conducted Sound Calculated by Finite-Difference Time-Domain Method. *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 41, No. 5S, p. 3604, 2002.
- [13] Yoh-Ichi Fujisaka, Seiji Nakagawa, and Mitsuo Tonoike. Relationship between detecting pitch via bone-conducted ultrasound and eigenfrequencies of human head. *Journal of Computational Acoustics*, Vol. 14, No. 03, pp. 369–378, 2006.
- [14] H Takewaki, A Nishiguchi, and T Yabe. Cubic interpolated pseudo-particle method (CIP) for solving hyperbolic-type equations. *Journal of Computational Physics*, Vol. 61, No. 2, pp. 261–268, 1985.
- [15] 矢部孝, 内海隆行, 尾形陽一. CIP 法原子から宇宙までを解くマルチスケール解法. 森北出版株式会社, 2003.
- [16] F. Xiao, T. Yabe, and T. Ito. Constructing oscillation preventing scheme for advection equation by rational function. *Computer Physics Communications*, Vol. 93, No. 1, pp. 1–12, 1996.
- [17] Aoki T. Multi-dimensional advection of CIP (cubic-interpolated propagation) scheme. *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 4, No. 3, pp. 279–291, 1995.
- [18] 鎌倉友男. 非線形音響. コロナ社, 第1版, 2014.
- [19] Jordan J. Markham, Robert T. Beyer, and R. B. Lindsay. Absorption of Sound in Fluids. *Reviews of Modern Physics*, Vol. 23, No. 4, pp. 353–411, 1951.
- [20] 佐藤雅弘. FDTD 法による弾性振動・波動の解析入門. 森北出版株式会社, 2003.
- [21] 渡辺一実, 芦田文博, 上田整. 弹性数理解析とその応用. 養賢堂, 2007.
- [22] 土屋隆生. CIP 法による非線形音波伝搬シミュレーション. 音響学会超音波研究会, 2006.

- [23] 大久保寛. CIP 法を用いた電磁界解析における異なる媒質の境界の取扱い. 電子情報通信学会論文誌, Vol. J88-B, No. 9, pp. 1892–1894, 2005.
- [24] Visible Human Project. https://www.nlm.nih.gov/research/visible/visible_human.html, accessed . 2024-02-02.
- [25] 西元翔. 数値解析による歯骨導音の有用性に関する研究. 修士論文, 長岡技術科学大学, 2022.
- [26] Viksit Kumar, Max Denis, Adriana Gregory, Mahdi Bayat, Mohammad Mehrmohammadi, Robert Fazzio, Mostafa Fatemi, and Azra Alizad. Viscoelastic parameters as discriminators of breast masses: Initial human study results. *PLoS ONE*, Vol. 13, No. 10, p. e0205717, 2018.
- [27] Anastasiia Panfilova, Ruud J. G. van Sloun, Hessel Wijkstra, Oleg A. Sapozhnikov, and Massimo Mischi. A review on B/A measurement methods with a clinical perspective. *The Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 149, No. 4, pp. 2200–2237, 2021.
- [28] Guillaume Renaud, Samuel Calle, Jean-Pierre Remenieras, and Marielle De fontaine. Exploration of trabecular bone nonlinear elasticity using time-of-flight modulation. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 55, No. 7, pp. 1497–1507, 2008.
- [29] Jukka Liukkonen, Petri Lehenkari, Jukka Hirvasniemi, Antti Joukainen, Tuomas Virén, Simo Saarakkala, Miika T. Nieminen, Jukka S. Jurvelin, and Juha Töyräs. Ultrasound Arthroscopy of Human Knee Cartilage and Subchondral Bone in Vivo. *Ultrasound in Medicine & Biology*, Vol. 40, No. 9, pp. 2039–2047, 2014.
- [30] Yuelin Zhang, Tatsunori Yoshino, and Satoru Yoneyama. Development of a Non-Contact Method for Measuring Viscoelastic Properties of Articular Cartilage. *Advanced Experimental Mechanics*, Vol. 3, pp. 197–202, 2018.
- [31] G. T. Fallenstein, V. D. Hulce, and J. W. Melvin. Dynamic mechanical properties of human brain tissue. *Journal of Biomechanics*, Vol. 2, No. 3, pp. 217–226, 1969.
- [32] M. J. Holmes, N. G. Parker, and M. J. W. Povey. Temperature dependence of bulk viscosity in water using acoustic spectroscopy. *Journal of Physics: Conference Series*, Vol. 269, No. 1, p. 012011, 2011.
- [33] Jie Wang, Yunda Chen, Stefan Stenfelt, Jinqiu Sang, Xiaodong Li, and Chengshi Zheng. Analysis of cross-talk cancellation of bilateral bone conduction stimulation. *Hearing Research*, Vol. 434, p. 108781, 2023.

- [34] Yoshiki Nagatani, Katsunori Mizuno, Takashi Saeki, Mami Matsukawa, Takefumi Sakaguchi, and Hiroshi Hosoi. Numerical and experimental study on the wave attenuation in bone – FDTD simulation of ultrasound propagation in cancellous bone. *Ultrasonics*, Vol. 48, No. 6, pp. 607–612, 2008.