

令和三年度 修士論文

ドプラ振幅法を用いた生体組織内硬化部の可視化

指導教員 櫻井 浩 教授  
山越 芳樹 特任教授

群馬大学大学院理工学府 理工学専攻  
電子情報・数理教育プログラム

田中 愛理

## ドプラ振幅法を用いた生体組織内硬化部の可視化

目次	項
<b>第1章 序論</b>	3
<b>第2章 せん断波計測について</b>	
2-1 せん断波とは	4
2-2 生体内組織における低周波振動の伝播	5
2-3 せん断波計測で期待されるパラメータと臨床的有用性	7
<b>第3章 連続せん断波映像法 (C-SWE 法) の原理</b>	
3-1 超音波パルスドプラ法による組織内振動伝播計測の基本原則	8
3-2 カラーフロー映像系(CFI)の流速推定アルゴリズム	11
3-3 CFI の流速推定アルゴリズムによるせん断波波面検出	13
3-4 定量的なせん断波画像の構成法	21
<b>第4章 乳腺における弾性計測について</b>	
4-1 SWE と C-SWE 法の特徴	22
4-2 C-SWE 法による乳腺の評価	23
4-3 乳腺におけるせん断波伝播の分散性	25
<b>第5章 2次元 FDTD シミュレーションを用いたせん断波評価</b>	
5-1 2次元 FDTD シミュレーションの計算	29
5-2 硬化部硬さのシミュレーション結果	32
5-3 硬化部大きさのシミュレーション結果	32
5-4 せん断波周波数の影響シミュレーション結果	33
<b>第6章 せん断波振幅の映像系の基本原理</b>	
6-1 超音波直交検波信号からの変位振幅推定 (ドプラ振幅法)	35
6-2 C-SWE 法へのドプラ振幅法の導入	37
6-3 ドプラ振幅法による変位振幅推定の数値シミュレーション	39

<b>第7章 硬化部を内包するファントム実験</b>	
7-1 生体を模擬したファントム実験概要	39
7-2 SWE, C-SWE 法とドプラ振幅法での測定	43
7-3 加振器への印加電圧の影響	45
7-4 硬化部の大きさによる比較	47
7-5 加振位置実験	48
7-6 加振距離による影響	51
<b>第8章 結論</b>	
8-1 結論	55
8-2 今後の課題	55
<b>謝辞・参考文献・学会での報告</b>	

## 第1章 序論

平成30年におけるがん罹患率を部位別に見ると、女性では乳がんが1位であり（厚生労働省「平成30年全国がん登録罹患数・率報告」より）、日本人女性の9人に1人が生涯で乳がんを発症しているうえ、死亡率、罹患率ともに近年増加傾向にある。がんを治療するためには早期発見が重要であり、より安価で簡単な新しい診断法が求められている。現在の乳がん診断では視触診、マンモグラフィ、超音波などが用いられている。しかし、これらには問題点がある。視触診では視触診では深いところにある病変や小さな病変は発見しにくく、マンモグラフィではX線を用いるため、被ばくに関する安全面の懸念や、さらに乳腺が密な若年者の場合診断制度が低下するため発見率の低さや偽陽性率が高い。その点超音波は視触診よりも深いところまで診断でき、体への負担は軽く、乳腺密度に左右されないため若年者にも適している。しかし病変の形が主な判断材料のため、医師又は技師の技量によって診断結果が異なる可能性が大きい。特に、良性腫瘍と悪性腫瘍の判断が難しい。そのため、より安全で簡便さらに定量的な診断法を確立するために様々な研究がなされている。なかでも、正常な組織に比べ悪性度が増すほどがん組織が硬いという性質を利用し、組織内部の硬さの違いが測定可能であるせん断波を用いた方法が近年注目を集めている。

せん断波を用いたエラストグラフィの例として、近年盛んに用いられている Shear wave elastography（以下、SWE とする）と、本研究室が提案した連続せん断波映像法（以下、C-SWE 法とする）が挙げられる。しかし、乳腺測定にて SWE では媒質の分散性により定量性が劣化してしまうことや弾性率の大きい媒質は測定不可であることが課題としてあげられる。また C-SWE 法においても、低周波数での速度推定が困難であることや加振位置によりせん断波伝播が生体組織内の非一様な弾性構造の境界で、反射・屈折・回折を生じ、3次元的に複雑な伝播により測定精度に影響を与えてしまう可能性があることが課題として挙げられる。そこで、C-SWE 法を用いた乳腺の測定において、硬い硬癌のがん部で振幅が低下することから、せん断波の伝播方向によらないせん断波の変位振幅は生体弾性構造を評価できるパラメータの一つとして考える。

本研究では、生体組織内硬化部の可視化におけるせん断波変位振幅の有効性の検討と、超音波直交検波信号からのせん断波変位振幅推定法（以下ドプラ振幅法）を C-SWE 法に導入することで、低周波数かつせん断波の反射、回折、屈折に影響されない生体組織内の硬化部可視化を目的としている。

## 第2章 セン断波計測について

本章ではせん断波の特徴と工学的な研究課題について示す。さらに、せん断波計測により期待される臨床意義や目的について示す。

### 2-1 セン断波とは

せん断波は横波であり、波の伝わる方向と垂直に振動し、ずり弾性を引き起こしながら粘弾性媒質中を伝播する。また機械的振動波で地震のS波に相当する。ここでは、せん断波の特徴とそこから考えられる工学的な課題について示す。

#### せん断波の特徴

##### ① 波長

波長は数ミリメートルであるため、高分解能測定が求められている。

##### ② 振幅

振幅は数十マイクロン以下であり、高精度超音波計測技術が求められている。

##### ③ 周波数

主にせん断波の減衰により制限される。

#### 工学的な研究課題

##### ① セン断波の波動としての性質

伝播方向が一様ではなく多重反射や回折、減衰の問題がある。

##### ② セン断波の励起方法

せん断波の励起方法は主に音響放射圧による生体内部直接加振と加振器による体表からの加振が用いられる。それぞれの課題を以下に示す。

加振器： 振幅を得ようとする加振器のサイズが大きく重くなる。また、効率の問題もあり加振器の発熱の問題がある。

音響放射圧： セン断波への変換効率があまりよくない。生体への音響的安全基準の範囲内でなければいけないため、せん断波の振幅が10~20[ $\mu\text{m}$ ]程度と小さい。

##### ③ パラメータ推定法, その物理, 臨床的意味づけ

## 2-2 生体内部の組織における低周波振動の伝播

生体組織の粘弾性パラメータと低周波振動の伝播速度および減衰の関係について以下に示す。

外部から媒質に振動を加えると、その振動は一般的に縦波・横波として伝播する。生体の様な粘弾性媒質中では、Hookeの法則が成り立つVoigtモデルと仮定することにより、組織の粘弾性を推定する手法が提案[1]されている。この縦波、横波の伝播速度および減衰係数は次式で与えられる。

### ① 縦波

$$\text{伝播速度} : v_1 = \frac{\omega_v}{\text{Re}[g]} \quad (2-2-1)$$

$$\text{減衰係数} : \alpha_1 = -\text{Im}[g] \quad (2-2-2)$$

$$\text{ただし, } g = \left\{ \frac{\rho\omega_v^2}{2\mu + \lambda} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-2-3)$$

### ② 横波

$$\text{伝播速度} : v_t = \frac{\omega_v}{\text{Re}[h]} \quad (2-2-4)$$

$$\text{減衰係数} : \alpha_t = -\text{Im}[h] \quad (2-2-5)$$

$$\text{ただし, } h = \left\{ \frac{\rho\omega_v^2}{\mu} \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (2-2-6)$$

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_1 + j\omega_v\mu_2 & \lambda &= \lambda_1 + j\omega_v\lambda_2 \\ \mu_1 &: \text{せん断弾性係数} & \lambda_1 &: \text{体積弾性係数} \\ \mu_2 &: \text{せん断粘性係数} & \lambda_2 &: \text{体積粘性係数} \\ \rho &: \text{密度} & \omega_v &: \text{振動周波数} \\ \text{Re}[ ], \text{Im}[ ] &: [ ] \text{内の複素数の実数部, 虚数部} \end{aligned}$$

また、これら縦波や横波の他に生体の表面付近では表面波が存在するが、この伝播速度はほぼ横波の伝播速度に等しいことが知られている。上記の波動の中で、縦波は圧縮性の波であり、媒質を圧縮することにより伝播する。一方、横波は非圧縮性の波であり、媒質を等体積のまま、横方向に挟み切るように変形させながら伝播していくため、せん断波とも呼ばれている。ここで、周波数が1[kHz]程度以下の低周波振動であると、外部から与えられた振動のエネルギーはそのほとんどが横波に変換されると考えられている[2]。

ここで,(2-2-4)式,(2-2-5)式で与えられる横波の伝播速度と減衰係数を,粘弾性パラメータを用いて書くと,

$$v_t = \sqrt{\frac{2(\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2)}{\rho(\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2})}} \quad (2-2-7)$$

$$\alpha_t = \sqrt{\frac{\rho \omega_v^2 (\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2})}{2(\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2)}} \quad (2-2-8)$$

となる.この時の媒質を粘弾性体とする.

したがって,もし,媒質の弾性が粘性にまさり, $\mu_1 \gg \omega_v \mu_2$ の関係が成り立つときには,

$$v_{t1} \cong \sqrt{\frac{\mu_1}{\rho}} \quad (2-2-9)$$

$$\alpha_{t1} \cong 0 \quad (2-2-10)$$

となり,伝播速度は,単にせん断弾性係数と媒質の密度のみの関数となる.このとき, $\mu_1$ が大きいということは,媒質が硬いということであり,硬い媒質ほど伝播速度は速くなる.この時の媒質弾性体とする.

一方,媒質の粘性が弾性にまさり $\mu_1 \ll \omega_v \mu_2$ の関係が成り立つときには,

$$v_{t2} \cong \sqrt{\frac{2\omega_v \mu_2}{\rho}} \quad (2-2-11)$$

$$\alpha_{t2} \cong \sqrt{\frac{\rho \omega_v}{2\mu_2}} \quad (2-2-12)$$

となり, $v_{t2} \cdot \alpha_{t2}$ とも粘性係数と密度の関数になり,この場合 $v_{t2} \cdot \alpha_{t2}$ の周波数依存性(分散性)が現れてくる.この時の媒質を粘性体とする.

### 2-3 せん断波計測で期待されるパラメータと臨床的有用性

せん断波の伝播速度は、臨床的な有用性が明らかにされているが、せん断波計測によって得られる情報としては、この他にも Fig.2-3-1 に示すような情報も得られると考えられる。

測定量	物理パラメータ	臨床意義	計測時の問題点
伝播速度	せん断弾性係数	組織の硬さ	多重反射，減衰
減衰係数	せん断波粘性係数	粘性評価	多重反射，屈折， 反射
伝播速度の 周波数依存性		粘性評価， 測定の定量性向上	多重反射，減衰， 空間分解能
振幅	せん断弾性係数 せん断波粘性係数	組織の硬さ	減衰
共振現象	せん断弾性係数	組織のボリュームの 大きさ	減衰，空間分解能
非線形性	初期応力， 媒質の非線形性	組織非線形性評価	振動振幅の減衰
異方性	伝播速度の方向性	繊維方向，繊維化	三次元伝播方向
せん断波伝播方向	伝播方向，位相	三次元伝播評価 境界面の機械特性 測定の定量性向上	定量性

Fig.2-3-1 せん断弾性波によって得られる情報

### 第3章 カラー Doppler 断波映像法の原理

#### 3-1 超音波パルス Doppler 法による組織内振動伝播計測

組織内振動伝播計測は、組織表面から振動を印加することで組織内に振動を励起させ、内部を伝播する振動を超音波で計測するものである。これは、組織内部を多数の超音波散乱体と考えると、組織内部に超音波を送波し、超音波散乱体から反射してくる超音波が Doppler 効果によって周波数変調を受けていることに着目したものである。したがって、超音波散乱体から反射した超音波を直交検波することで得られる Doppler 信号から組織内部を伝播する振動を推定することができる。

今、Fig.3-1-1 に示すように、超音波トランスデューサに近づく方向に周波数  $f_b$ 、速度  $v(t)$  で振動する超音波散乱体に対して、超音波トランスデューサから中心周波数  $f_0$  の超音波パルスを送波する場合を考える。

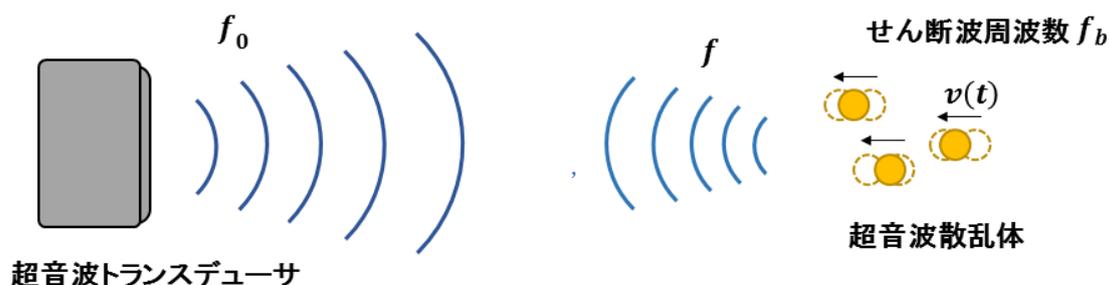


Fig.3-1-1 計測モデル

散乱体の運動  $\xi(t)$  は次式で表すことができる。

$$\xi(t) = \xi_0 \sin(2\pi f_b t + \phi_b) \quad (3-1-1)$$

ただし、 $\xi_0$  : 振動振幅

$\phi_b$  : 初期位相

この時、超音波散乱体に反射した超音波の周波数  $f$  は

$$f = \frac{c + v(t)}{c} f_0 \quad (3-1-2)$$

$c$  : 音速

この反射波が超音波トランスデューサで受信されるときの周波数 $f'$ は

$$f' = \frac{c}{c - v(t)} f \quad (3-1-3)$$

(3-1-2)式, (3-1-3)式より

$$f' = \frac{c}{c - v(t)} \times \frac{c + v(t)}{c} f_0 = \frac{c + v(t)}{c - v(t)} f_0 \quad (3-1-4)$$

したがって, 超音波のドプラ周波数シフト $\Delta f$ は

$$\Delta f = f' - f_0 = \frac{c + v(t)}{c - v(t)} f_0 - f_0 = \frac{2v(t)}{c - v(t)} f_0 \quad (3-1-5)$$

となる.

超音波ドプラ法で組織内の速度を観測する場合,組織内での音速は約 1500[m/sec]であり,それと比較して観測しようとする組織内の速度は 1~10 数[m/sec]と微小であるので, $c \gg v(t)$ となり,(3-1-5)式は次式のように近似することができる.

$$\Delta f \cong \frac{2v(t)}{c} f_0 \quad (3-1-6)$$

この時,超音波の位相変化 $\Delta\phi$ は

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= 2\pi \int (\Delta f) dt \\ &= \frac{4\pi f_0}{c} \int v(t) dt \\ &= \frac{4\pi f_0}{c} \xi(t) \end{aligned} \quad (3-1-7)$$

となるので,この散乱体からの受信信号 $r(t)$ は

$$\begin{aligned} r(t) &= A(t) \sin(2\pi f_0 t + \Delta\phi - 2k_u Z) \\ &= A(t) \sin\left(2\pi f_0 t + \frac{4\pi f_0}{c} \xi(t) - 2k_u Z\right) \\ &= A(t) \sin\left\{2\pi f_0 \left(t + 2 \frac{\xi(t)}{c}\right) - 2k_u Z\right\} \end{aligned} \quad (3-1-8)$$

ただし,

$A(t)$  : 振幅

$k_u$  : 超音波パルスの波数

$Z$  : トランスデューサ, 散乱体間の距離

となる. よって超音波パルス間で微小変位 $\xi(\Delta t)$ による位相ずれが生じる.

次に RF 信号に, 位相が互いに 90 度異なる超音波周波数成分を畳み込み積分し低域通過フィルタをかけ, QI 信号を得る.

(i) I 信号

RF 信号にキャリア信号を乗算すると

$$\begin{aligned} I'(t) &= A(t) \sin \left\{ 2\pi f_0 \left( t + 2 \frac{\xi(t)}{c} \right) - 2k_u Z \right\} \sin(2\pi f_0) \\ &= \frac{A(t)}{2} \left\{ \cos \left( 4\pi f_0 t + \frac{4\pi f_0 \xi(t)}{c} - 2k_u Z \right) - \cos \left( \frac{4\pi f_0 \xi(t)}{c} - 2k_u Z \right) \right\} \end{aligned} \quad (3-1-9)$$

となる. ここで  $2\omega_0$  付近の信号を低域通過フィルタで除くと,

$$I(t) = \frac{A(t)}{2} \cos \left( \frac{4\pi f_0 \xi(t)}{c} - 2k_u Z \right) \quad (3-1-10)$$

となり I 信号を得る.

(ii) Q 信号

(i) と 90 度異なるキャリア信号を乗算すると

$$\begin{aligned} Q'(t) &= A(t) \sin \left\{ 2\pi f_0 \left( t + 2 \frac{\xi(t)}{c} \right) - 2k_u Z \right\} \cos(2\pi f_0) \\ &= \frac{A(t)}{2} \left\{ \sin \left( 4\pi f_0 t + \frac{4\pi f_0 \xi(t)}{c} - 2k_u Z \right) - \sin \left( \frac{4\pi f_0 \xi(t)}{c} - 2k_u Z \right) \right\} \end{aligned} \quad (3-1-11)$$

となる. (i) と同様に低域通過フィルタを用いると

$$Q(t) = \frac{A(t)}{2} \sin \left( \frac{4\pi f_0 \xi(t)}{c} - 2k_u Z \right) \quad (3-1-12)$$

となり, Q 信号を得る.

### 3-2 カラーフロー映像系(CFI)の流速推定アルゴリズム

いま,超音波パルスを同一方向に  $N$  パルス送波すると, $i$  番目の超音波パルスに対する受信超音波の位相 $\phi_i$ は,

$$\phi_i = \phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2v i \Delta t \quad (3-2-1)$$

ここで

$\phi_0$ : 初期位相

$f_0$ : 超音波の中心周波数

$c$ : 音速

$v$ : 流速

$\Delta t$ : 超音波パルス間の時間間隔

(3-2-1)式より, $i$  番目の受信 RF 信号 $r_i$ は,

$$\begin{aligned} r_i &= r_0 \sin(2\pi f_0 t + \phi_i) \\ &= r_0 \sin\left(2\pi f_0 t + \phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2v i \Delta t\right) \end{aligned} \quad (3-2-2)$$

この受信 RF 信号を直交検波器で直交検波すると,その複素直交検波出力 $\vec{Q}_i$ ,および $\vec{Q}_i$ の実部信号および虚部信号である In phase 信号 $I_i$ と,Quadrature 信号 $Q_i$ は,

$$\begin{aligned} \vec{Q}_i &= I_i + jQ_i \\ \left[ \begin{aligned} I_i &= a \cos\left(\phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2v i \Delta t\right) \\ Q_i &= a \sin\left(\phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2v i \Delta t\right) \end{aligned} \right. \end{aligned} \quad (3-2-3)$$

(3-2-3)式は,(3-2-4)式のように書くこともできる.

$$\vec{Q}_i = a \exp\left(j\left(\phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2v i \Delta t\right)\right) \quad (3-2-4)$$

ここで,第  $i$  番目の超音波パルスの位相と,第  $i+1$  番目の超音波パルスの位相の差 $\Delta\phi_i$ を考える.これは,

$$\Delta\phi_i = \arg(\vec{Q}_{i+1}\vec{Q}_i^*) \quad (3-2-5)$$

と推定できるので,(3-2-4)式を代入すると,

$$\begin{aligned}\Delta\phi_i &= \arg\left(a^2 \exp\left(j\frac{2\pi f_0}{c} 2v \Delta t\right)\right) \\ &= \frac{2\pi f_0}{c} 2v \Delta t\end{aligned}\quad (3-2-6)$$

よって流速 $v$ は、次式で求められる。

$$v = \frac{c}{2\pi f_0 \cdot 2\Delta t} \Delta\phi_i = \frac{c}{2\pi f_0 \cdot 2\Delta t} \arg(\bar{Q}_{i+1}\bar{Q}_i^*) \quad (3-2-7)$$

(3-2-7)式のカッコ内は、IQ 信号を使うと、

$$\begin{aligned}\bar{Q}_{i+1}\bar{Q}_i^* &= (I_{i+1} + jQ_{i+1})(I_i + jQ_i)^* \\ &= (I_{i+1} + jQ_{i+1})(I_i - jQ_i) \\ &= I_{i+1}I_i + Q_{i+1}Q_i + j(I_iQ_{i+1} - I_{i+1}Q_i)\end{aligned}\quad (3-2-8)$$

と書けることより、流速の推定式として

$$v = \frac{c}{2\pi f_0 \cdot 2\Delta t} \arctan\left(\frac{I_iQ_{i+1} - I_{i+1}Q_i}{I_{i+1}I_i + Q_{i+1}Q_i}\right) \quad (3-2-9)$$

CFI では、S/N を向上させるために、連続した超音波  $N$  パルスから得た直交検波出力信号を用いて以下の式で流速を推定している。

$$\begin{aligned}v &= \frac{c}{2\pi f_0 \cdot 2\Delta t} \arctan\left(\frac{E_U}{E_L}\right) \\ \left\{ \begin{aligned} E_U &= \sum_{i=1}^N I_iQ_{i+1} - I_{i+1}Q_i \\ E_L &= \sum_{i=1}^N I_{i+1}I_i + Q_{i+1}Q_i \end{aligned} \right. \quad (3-2-10)\end{aligned}$$

### 3-3 CFI の流速推定アルゴリズムによるせん断波の波面検出

いま,CFI の流速推定アルゴリズムをせん断波により反射体が正弦的に振動している場合に適用する.

せん断波が伝播して組織が正弦的に変動すると,組織変位 $\xi$ は次式のように表すことができる.

$$\xi = \xi_0 \sin (\omega_b t + \phi_0) \quad (3-3-1)$$

$\omega_b$  : 振動角周波数

$\phi_0$  : 初期位相

このとき,i 番目の受信超音波パルスの位相 $\phi_i$ は,

$$\phi_i = \phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2\xi \quad (3-3-2)$$

直交検波器の出力は,(3-2-3)式と同様に

$$\left\{ \begin{array}{l} I_i = a \cos(\phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2\xi) \\ Q_i = a \sin(\phi_0 + \frac{2\pi f_0}{c} 2\xi) \end{array} \right. \quad (3-3-3)$$

となる.

ここでせん断波の角周波数に対して,下記の条件(周波数条件)が成り立つ場合を考える.

$$\omega_b = \frac{2\pi}{4\Delta t} \quad (3-3-4)$$

つまり,せん断波の周波数であらわすと,

$$f_b = \frac{1}{4\Delta t} \quad (3-3-5)$$

さらに,振動の初期位相として

$$\phi_0 = 0 \quad (3-3-6)$$

が満たされるとする.

上記条件 ((3-3-5)式および(3-3-6)式) は,せん断波の伝播による組織の変位振動の周期が超音波の4パルスに等しく,かつ初期位相が0の条件であり,これを変位振幅として図に表すと Fig.3-3-1 によるになる.

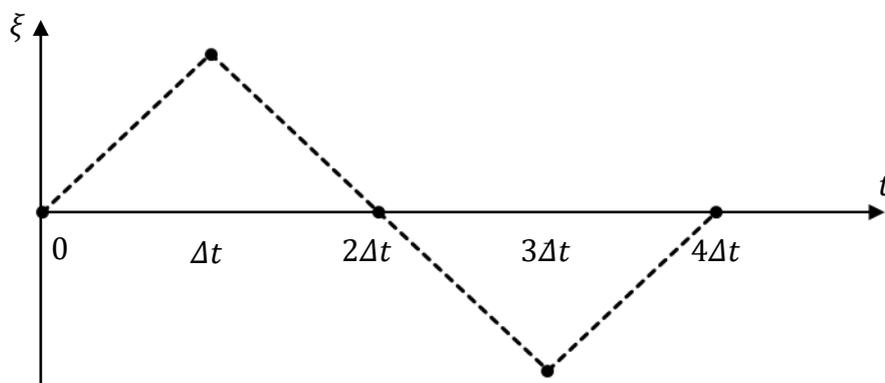


Fig.3-3-1 仮定した変位振幅

Fig.3-3-1 と同じ振動振幅は,せん断波の振動周波数が高く,エイリアジングにより低い周波数に折り返す場合にも生じるが,この時の振動周波数は, $m$ を整数として,

$$f_b = \frac{1}{2} \left( m + \frac{1}{2} \right) \frac{1}{\Delta t} \quad (3-3-7)$$

として表される.このため,以下の議論は,(3-3-7)式が成り立つ場合にも成立するので,せん断波の周波数として(3-3-7)式が成り立てばよい (CFI でせん断波を映像化するときの周波数条件) .

この時,変位 $\xi$ は

$$\xi = \xi_0 \sin (2\pi f_b i \Delta t) \quad (3-3-8)$$

と表される.この時,直交検波器の出力信号である I,Q 信号は,

$$\left[ \begin{array}{l} I_i = a \cos\left(\frac{4\pi f_0}{c} \xi\right) \\ Q_i = a \sin\left(\frac{4\pi f_0}{c} \xi\right) \end{array} \right. \quad (3-3-9)$$

となる.

ここで, $i=0,1,2,3$  について,直交検波器の出力を求めてみると.

i = 0の場合

$$\begin{cases} I_i = a \\ Q_i = 0 \end{cases} \quad (3-3-10)$$

i = 1の場合

$$I_i = a \cos\left(\frac{4\pi f_0}{c} \xi_0\right) \quad (3-3-11)$$

ただし  $\lambda$  を超音波の波長とすると,

$$\begin{aligned} \text{① } 0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8} \text{ の場合} & \quad \begin{cases} I_i \geq 0 \\ Q_i \geq 0 \end{cases} \\ \text{② } \frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8} \text{ の場合} & \quad \begin{cases} I_i \leq 0 \\ Q_i \geq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (3-3-12)$$

i = 2の場合

$$\begin{cases} I_i = a \\ Q_i = 0 \end{cases} \quad (3-3-13)$$

i = 3の場合

$$I_i = a \cos\left(\frac{4\pi f_0}{c} \xi_0\right) \quad (3-3-14)$$

ただし,

$$\begin{aligned} \text{① } 0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8} \text{ の場合} & \quad \begin{cases} I_i \geq 0 \\ Q_i \leq 0 \end{cases} \\ \text{② } \frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8} \text{ の場合} & \quad \begin{cases} I_i \leq 0 \\ Q_i \leq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (3-3-15)$$

となる.

(3-3-11)-(3-3-15)式の関係ベクトル図であらわすと

①  $0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8}$  の場合

Fig.3-3-2 に示すように、すべてのベクトルは第一象限と第四象限にある。

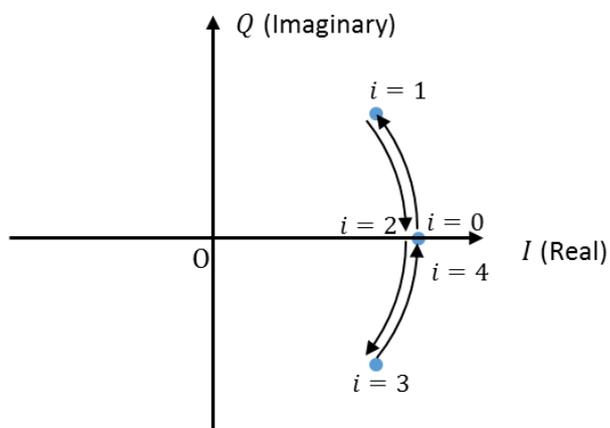


Fig.3-3-2  $0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8}$  での直交検波器の出力信号

②  $\frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8}$  の場合

$i=1$  と  $i=3$  の時のベクトルは第二象限と第三象限にある。

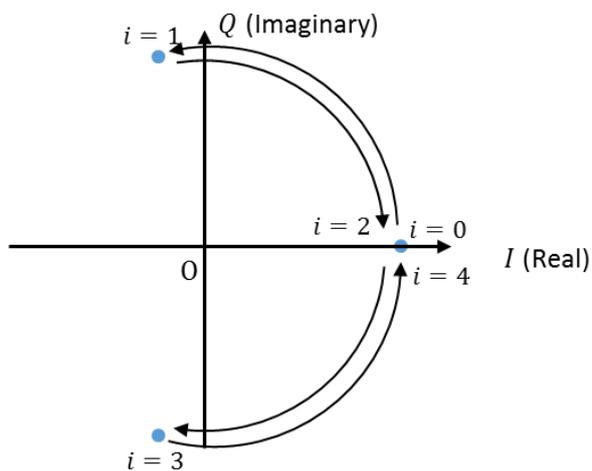


Fig.3-3-3  $\frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8}$  での直交検波器の出力信号

これらを Table.3-3-1 にまとめる。

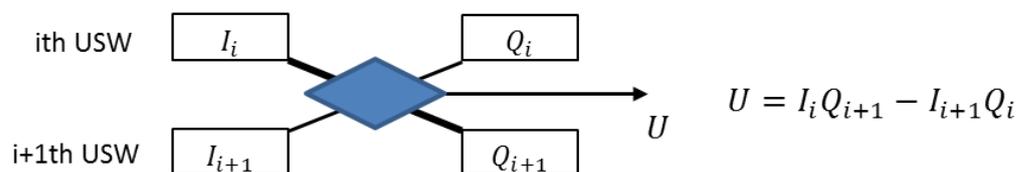
Table.3-3-1 直交検波器の出力信号

$i$	$I_i$	$Q_i$
0	$a$	0
1	$I_a^*$	$Q_a$ (正)
2	$a$	0
3	$I_a^*$	$-Q_a$ (負)

\*  $0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8}$  のとき  $I_a \geq 0$ ,  $\frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8}$  のとき  $I_a \leq 0$

次に,この IQ 信号のパターンに対して,CFI による速度推定値を求めてみる.まず,(3-2-10)式で示される,流速導出アルゴリズムは次の 2 つの基本演算からなる.

### 基本演算1



### 基本演算2

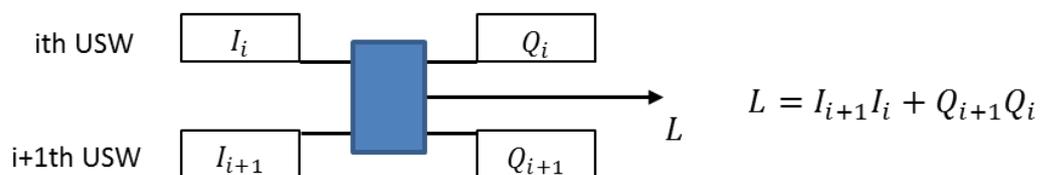


Fig.3-3-4 流速導出の基本演算

ここで超音波パルスの送受信数  $N=11$  の場合に,CFI による流速導出アルゴリズムを図式化すると

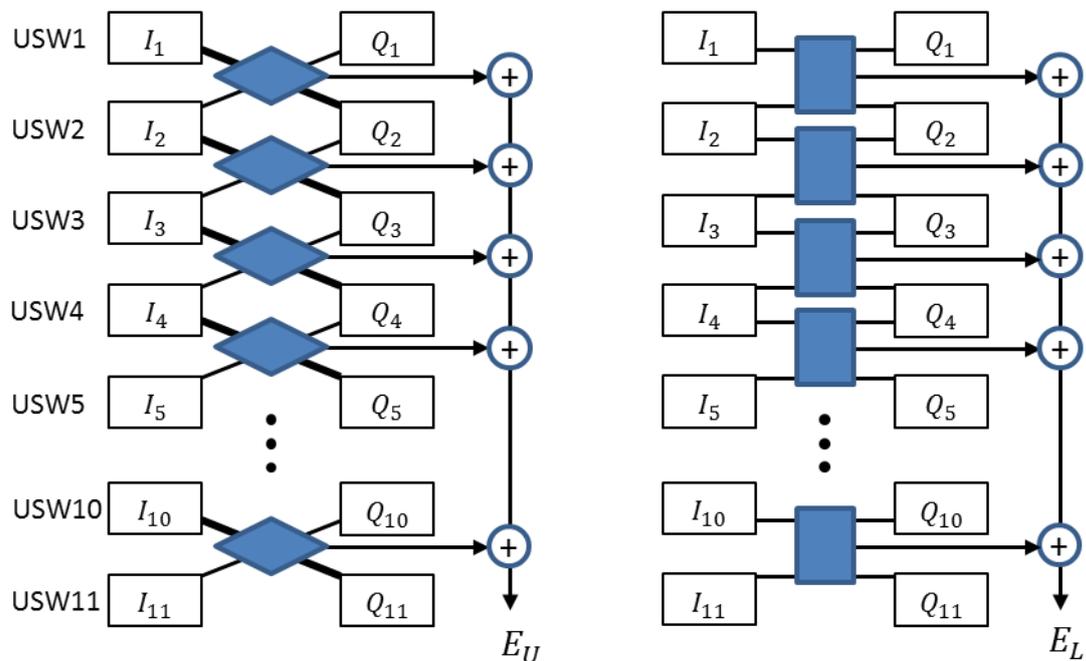


Fig.3-3-5 CFI における流速導出アルゴリズム

(3-3-4),(3-3-6)式の 2 つの条件がともに満たされているとき,CFI における流速推定は Fig.3-3-6 のようになる。

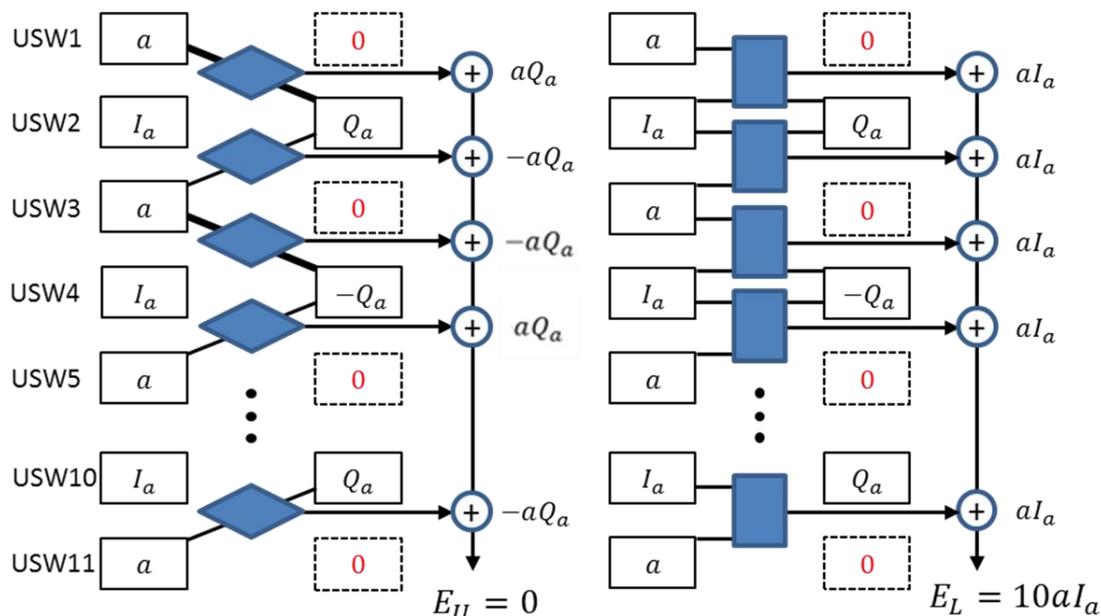


Fig.3-3-6 CFI における流速導出アルゴリズムを使ったせん断波の波面再生

ここで,

$$\begin{cases} 0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8} \text{ のとき} & E_L \geq 0 \\ \frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8} \text{ のとき} & E_L \leq 0 \end{cases}$$

となるが,ともに  $E_U=0$  であるので,実軸を  $E_L$ , 虚軸を  $E_U$  とするベクトルは, $E_L$  が正の場合は実軸上の正の方向を向くベクトルとなり,流速推定値は 0 になる.一方, $E_L$  が負の場合は実軸上の負の方向を向くベクトルとなり,流速推定値は正の最大値,または負の最大値 (ナイキスト周波数で決まる最大の流速値) になる.

つまり,

- ①  $E_L$  が正になる条件 (せん断波による振動振幅が  $0 \leq \xi_0 \leq \frac{\lambda}{8}$  の場合)  
流速 0 になる.
- ②  $E_L$  が負になる条件 (せん断波による振動振幅が  $\frac{\lambda}{8} \leq \xi_0 \leq \frac{3\lambda}{8}$  の場合)  
振動振幅の位相が 0 度,および 180 度になる位置で CFI 画像には流速最大の部分が現れる.

この条件は,せん断波の振幅により,せん断波による振動位相が 0 または 180 度の時に,特異なパターンが CFI 画像に現れることを示しており,これを振幅条件と呼ぶ。

せん断波が組織中を伝播しているとき,CFI 画像の中から上記に示したような特徴ある部分を抽出することにより,せん断波の位相 (0 度または 180 度) が推定できることになる.せん断波が等位相になる部分はせん断波の波面を再現することに相当するので,この方法により,CFI 画像からせん断波の波面を再現できることになる.

この方法は,周波数条件 (3-3-7 式) が成り立つときに,CFI の推定アルゴリズムが,せん断波の 0 度と 180 度の位相を検出するデジタルフィルターになっていることに着目した,せん断波の映像化法である.横軸を初期位相 $\phi_b$ ,縦軸を振動振幅 $\xi_0$ として,以下の条件で,流速推定の数値シミュレーションをおこなった結果を Fig.3-3-7 に示す.

[シミュレーション条件]

超音波中心周波数 $f_0$	6.5MHz
超音波伝播速度 $c$	1500 m/s
パルス繰り返し周波数 $1/dt$	365Hz
パルス本数 $N$	11
加振周波数 $f_b$	91.25Hz

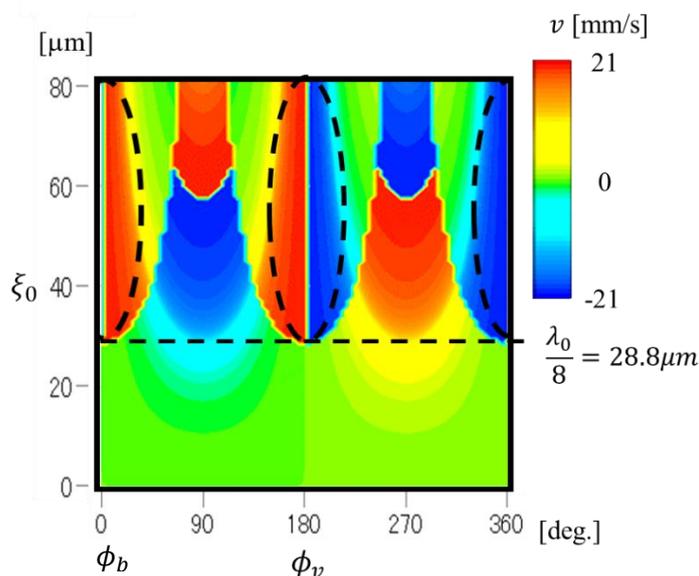


Fig.3-3-7 数値シミュレーション結果

周波数条件は,理論的には (3-3-7) 式であらわされるが,実際には,せん断波の周波数がこの条件に近いときでも,流速の最大値または流速 0 の部分が CFI 画像上に現れる.そのため,せん断波の周波数が周波数条件に近いときにも,せん断波の波面が再現できる.

### 3-4 定量的なせん断波画像の構成法

周波数条件が成立する時,せん断波の位相 0 度および 180 度付近の 2 か所で流速推定値  $FVM$  が最大値または 0 の値を示す.そのため,カラードプラ像のフレームレートによって見えるせん断波の偽りの角周波数を  $\omega_{alias}$  とすると, $FVM$  は角周波数  $\omega_p = 2\omega_{alias}$  の矩形波となる.ここで,この矩形波の基本波のスペクトラム成分は,フーリエ変換を用いて

$$F_{FVM}(x, z, \omega_p) = \int_0^{T_{CFI}} FVM(x, z, t) \exp(j\omega_p t) dt \quad (3-4-1)$$

と表せる.また,その位相スペクトラム成分  $\theta_{FVM}(x, z)$  は,

$$\theta_{FVM}(x, z) = \arg \left( F_{FVM}(x, z, \omega_p) \right) \quad (3-4-2)$$

$zx$  平面を伝播する平面波の波数の  $x$  成分  $k_x$  と  $z$  成分  $k_z$  とすると,CFI で観測される波面の位相は,せん断波の位相  $\phi$  の二倍変化するため, $x$  方向の単位長さあたりの超音波照射時間遅れ  $\Delta T_p$  を考慮すると,

$$k_x(x, z) = \frac{1}{2} \frac{\partial \theta_{FVM}(x, z)}{\partial x} + \omega_b \Delta T_p \quad (3-4-3)$$

$$k_z(x, z) = \frac{1}{2} \frac{\partial \theta_{FVM}(x, z)}{\partial z} \quad (3-4-4)$$

また, $|\vec{k}|$  は次式で表される.

$$|\vec{k}| = \sqrt{k_x^2 + k_z^2} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi}{\frac{v_b}{f_b}} \quad (3-4-5)$$

よって,せん断波の伝播速度  $v_b$  は

$$v_b(x, z) = \frac{2\pi f_b}{\sqrt{k_x^2 + k_z^2}} = \frac{2\pi f_b}{\sqrt{\left(\frac{1}{2} \frac{d\theta_{FVM}(x, z)}{dx} + \omega_b \Delta T_p\right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{d\theta_{FVM}(x, z)}{dz}\right)^2}} \quad (3-4-6)$$

## 第4章 乳腺における弾性計測について

### 4-1 SWE と C-SWE 法の特徴

ここではせん断波を用いたエラストグラフィとして近年盛んに用いられる SWE と、当研究室が提案する C-SWE 法の方法と課題について紹介する。

#### 1) SWE

Fig.4-1-1 で示すように、音響放射圧により生体内部にパルス波状のせん断波を励起する。2 点間の距離を伝播時間で割る Time of Flight 法によりせん断波の伝播速度を計測する。ただし、超音波で計測しているのはあくまで超音波ビーム軸方向の成分のみであり、超音波ビーム軸方向に伝わるせん断波は観測できない。よって横方向に伝播するせん断波に対して高い精度を得ることができる。

課題としてはパルス状のせん断波である為、進行する距離が長くなるにつれ高い周波数成分から減衰し、中心周波数の低下をきたす傾向にあることがいえる。よって媒質の分散性により定量性が劣化してしまう。また超音波の PRF により速度の測定範囲に上限が存在する。よって伝播速度が非常に高つまり弾性率が非常に大きい媒質は測定不可能である。

#### 2) C-SWE 法

C-SWE 法では、小型加振器をもちいて体表から連続なせん断波を励起する。第3章で述べた方法によりせん断波の位相を推定しせん断波伝播速度図、せん断波伝播図、せん断波伝播方向図など様々なパラメータを得ることができる。しかし、せん断波伝播方向と映像面が一致していない場合、異方性により精度が低下してしまう。このために加振位置をプローブ直線上に配備しなければならない。また低周波数では位相差の計測が困難であることや、波長が長くなることで測定範囲内に1周期が入らず速度計測が困難となることが課題としてあげられる。

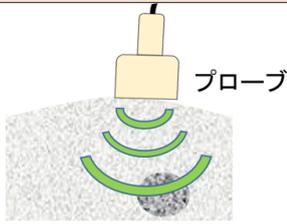
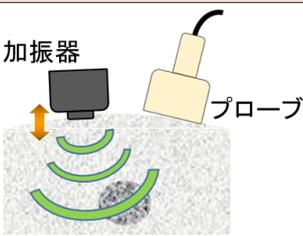
	従来法: Share Wave Elastography (SWE)	提案法: 連続せん断波映像法 (C-SWE法)
方法	 <p>音響放射圧によるパルス波状のせん断波励起 Time of Flight法でせん断波の伝播速度を測定</p>	 <p>小型加振器を使い連続せん断波を励起 CFI法を使いせん断波の位相を推定</p>
精度	横方向のせん断波伝播に対して高い精度が得られる	映像面とせん断波伝播方向が一致していれば高い精度が得られる
課題	媒質の分散性により定量性が劣化 弾性率の大きい媒質は測定不可	低周波数での速度測定が困難 精度確保のため加振位置に制限あり

Fig.4-1-1 SWE と C-SWE 法の特徴

#### 4-2 C-SWE 法による乳腺の評価

次に C-SWE 法を用いた正常乳腺と乳がんでの測定例を Fig.4-2-1 に示す。

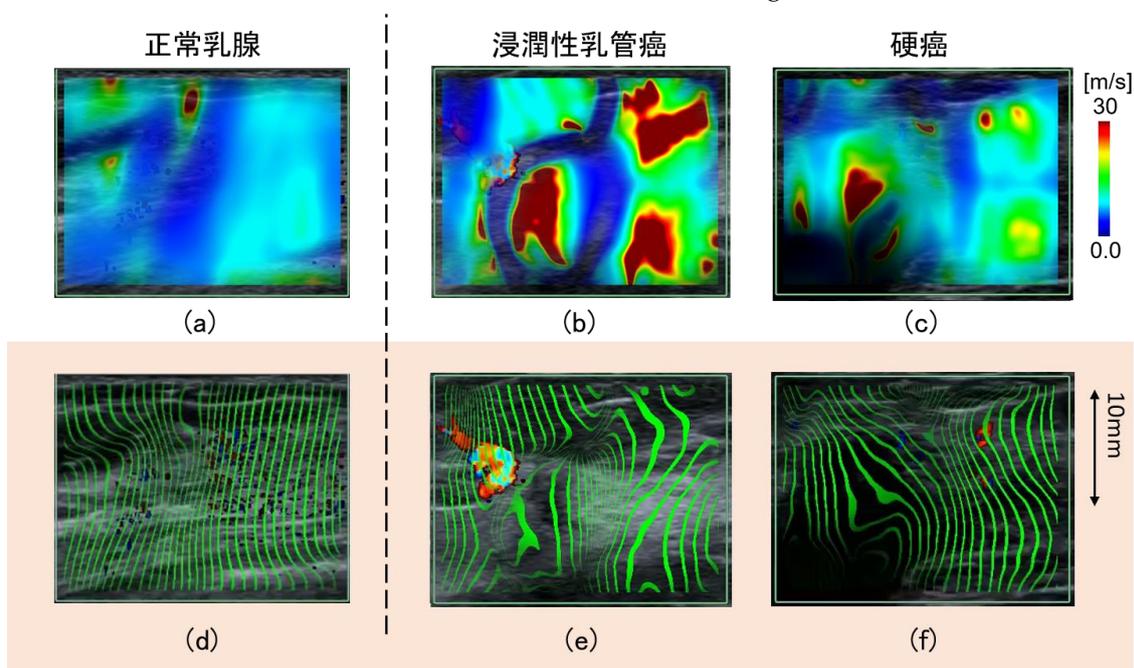


Fig.4-2-1 正常乳腺と乳がんの測定例

(a)正常乳腺の速度図,(b)浸潤性乳管癌の速度図,(c)硬癌の速度図,  
(d) 正常乳腺の伝播図,(e)浸潤性乳管癌の伝播図,(f)硬癌の伝播図

浸潤性乳管がん，硬癌の速度図では速度が非常に速い箇所が存在が確認できる．しかし速度図のみでは速度が速い原因ががんによるものであるのか，他の要因であるのかが不明である．そこで本研究室では，せん断波伝播の様子が分かる伝播図を用いて評価を行ってきた．伝播図に注目すると，正常乳腺では一様に伝播していることが分かる．一方浸潤性乳管がんでは，腫瘍があると思われる位置で波面感覚が加速している様子が確認できる．また腫瘍と正常組織の境目と考えられる位置で反射，屈折などによる伝播方向の変化，波面の回転や湧き出しなど，がん部付近でせん断波が複雑に伝播する伝播異常が確認できる．硬癌の測定例 Fig.4-2-1(f)ではがんがあると思われる位置で振幅が低下する振幅異常が確認できる．

Fig.4-2-2 は主に伝播異常を観測した症例数と，主に振幅異常を観測した症例数を乳がんの種類別に示したものである．ただし，主に観測されたものとして分類されるが，伝播異常でも振幅の差が観測される可能性は存在する．

非浸潤性乳管がん，浸潤性乳管がんではどちらの異常も確認できるが，硬癌においては振幅異常が主に観測され，伝播異常が主に観測される例は0であった．特に硬癌ではがん部でせん断波振幅が減少する領域として可視化されやすいことが考えられる．

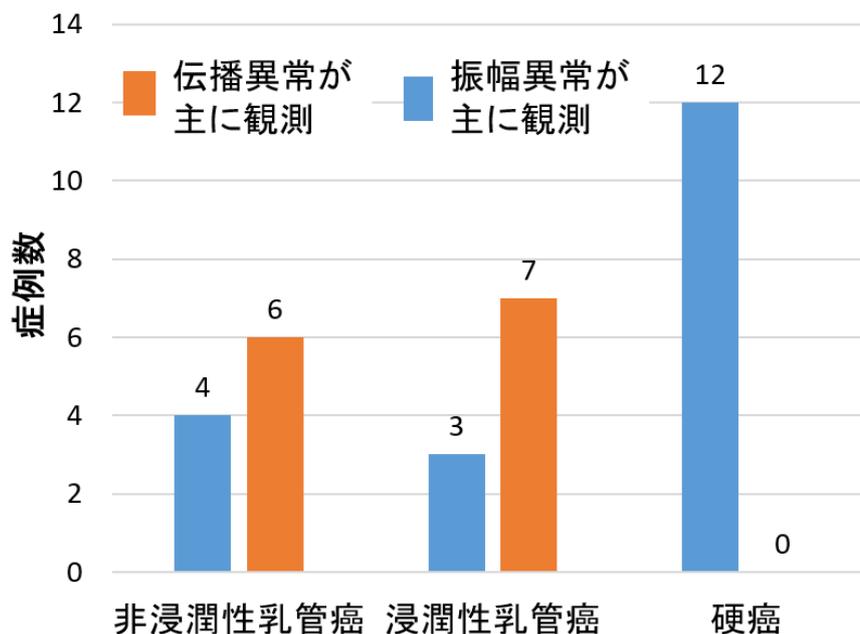


Fig.4-2-2 がんごとの伝播異常観測と振幅異常観測の症例数

#### 4-3 乳腺におけるせん断波伝播の分散性

4-1 で述べた分散性の問題について、2-2 で導出した式に乳腺での弾性係数、粘性係数実測値を代入し考察する。

せん断波減衰係数 $\alpha_t$ 、せん断波伝播速度 $v_t$ は第二章より以下の式であらわされる。

$$v_t = \sqrt{\frac{2(\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2)}{\rho(\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2})}} \quad (2-2-7)$$

$$\alpha_t = \sqrt{\frac{\rho \omega_v^2 (\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2})}{2(\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2)}} \quad (2-2-8)$$

$\mu_1$  : せん断弾性係数

$\lambda_1$  : 体積弾性係数

$\mu_2$  : せん断弾性係数

$\lambda_2$  : 体積弾性係数

$\rho$  : 密度

$\omega_v$  : 振動周波数

せん断波減衰の分散性 $I/I_0$ は(2-2-7)を用いて以下の式で表すことができる。

$$I/I_0 = \exp(\alpha_t(\omega_v)L) = \exp\left(\sqrt{\frac{\rho \omega_v^2 (\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2})}{2(\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2)}} L\right) \quad (4-3-1)$$

ここで  $L$ :伝播距離

(2-2-7)式とは別に、せん断波伝播速度 $v_t$ はせん断弾性係数  $G$  を用いて次式であらわされる[4].

$$v_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (4-3-2)$$

また、ヤング率 $E$ は以下の式であらわされる[5].

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} \quad (4-3-3)$$

$\sigma$  : 応力

$\varepsilon$  : ひずみ

ポアソン比 $\nu$ を用いるとヤング率 $E$ とせん断弾性係数  $G$  は以下の関係にある。

$$E = 2G(1 + \nu) \quad (4-3-4)$$

通常、軟組織の場合はポアソン比が 0.5 に近いため、

$$E = 3G \quad (4-3-5)$$

(4-3-3)式を変形し(4-3-3)式に代入すると

$$E = 3v_t^2 \rho \quad (4-3-6)$$

生体組織の場合、密度 $\rho$  は約 $1,000\text{kg/m}^2$  である。よってせん断波の弾性率 E は

$$E = 3v_t^2 \quad (4-3-7)$$

で表される。

ここで、ひずみは組織の変形、つまり変位を示す。よって弾性率 E の逆数

$$\frac{1}{E} = \frac{1}{3v_t^2} = \frac{\rho (\mu_1 + \sqrt{\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2})}{6(\mu_1^2 + \omega_v^2 \mu_2^2)} \quad (4-3-8)$$

はせん断波の振幅相当を示す。

文献より乳腺のせん断波弾性率、せん断波粘性率を Table.4-3-1 に示す。

Table.4-3-1 乳腺における弾性係数と粘性係数<sup>[6]</sup>

	$m_1(\text{kPa})$	$m_2(\text{Pa s})$
正常乳腺	$1.02 \pm 0.97$	$1.41 \pm 0.67$
良性腫瘍	$1.40 \pm 1.12$	$2.83 \pm 1.47$
悪性腫瘍	$16.76 \pm 13.10$	$8.22 \pm 3.36$

この弾性係数と粘性係数を式(4-3-1)、(4-3-8)に代入することでせん断波伝播の分散性が導出可能である。

Fig.4-3-1 に乳腺におけるせん断波減衰の分散性 $I/I_0$ を示す。

伝播距離  $L=2\text{cm}$  は標準体型での測定範囲を想定している。一方脂肪層が厚い場合は伝播距離  $L=5\text{cm}$  を想定している。

Fig.4-3-1 からは周波数が高くなるにつれ分散がみられることが分かる。仮に分散性が 0.1 の場合まで測定が可能であるとすると、正常乳腺の場合、伝播距離では 70[Hz]以下、伝播距離 5cm では 40「Hz」以下と、低周波数でなければいけないことが分かる。従来のせん断波周波数のはじめに励起されるのは 1[kHz]程度であり、減衰することを考慮してもせん断波到達深さがあまり得られない。せん断波到達深さを得るためには低周波数にしなければならないことがこの図より明らかである。しかし、低周波数では波長が長く速度測定が困難であることが問題として考えられる。

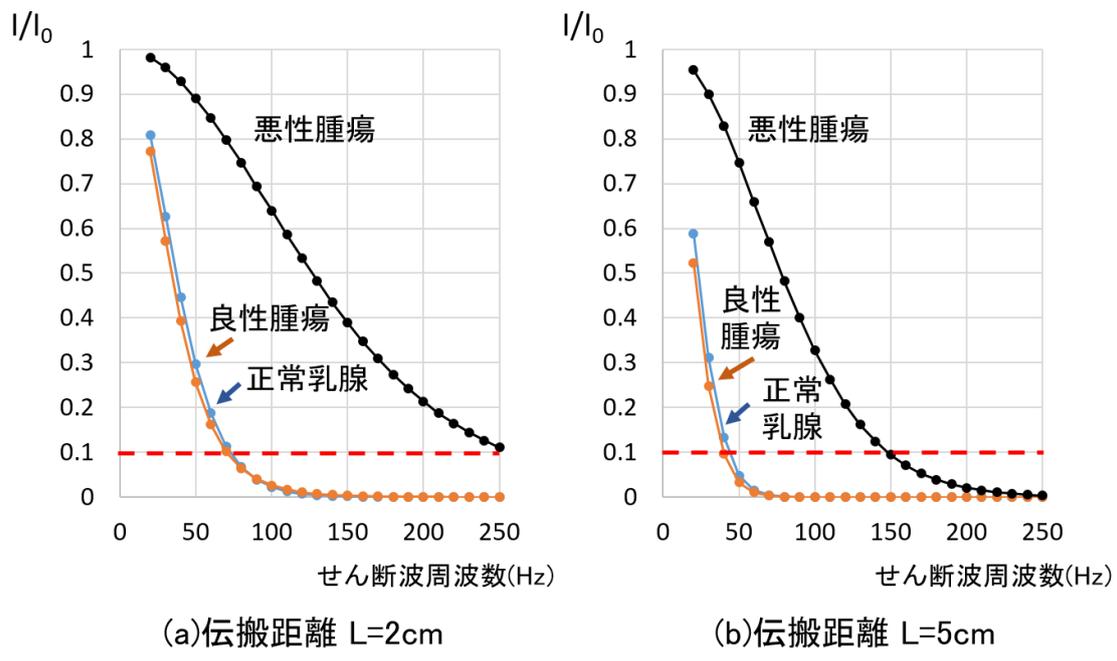


Fig. 4-3-1 乳腺におけるせん断波減衰の分散性 $I/I_0$

次に Fig. 4-3-2 に(4-3-8)式に代入して得られるせん断波振幅の分散性を示す。悪性腫瘍では一定の分散性がみられることに対し、正常乳腺や良性腫瘍などの柔らかい組織は周波数に依存した分散性があることが分かる。この Fig. 4-3-2 の結果をもとにせん断波振幅の比を導出した結果を Fig. 4-3-3 に示す。

正常乳腺/良性腫瘍の比と比較し正常乳腺/悪性腫瘍の比がかなり大きいことが分かる。さらに 70[Hz]の場合を例にとると、正常乳腺/悪性腫瘍の振幅比は 13.5 であり、伝播速度比はこの振幅比の平方根で求まるため（ただし悪性腫瘍/正常乳腺）約 3.7 であることがわかるが、低周波数では伝播速度比と比較して振幅比が非常に大きく出やすいため、振幅の比によって弾性評価が行うことが可能であると考えられる。

ここで導出した乳がんの振幅比、伝播速度比を以降乳がんモデルと呼ぶこととする。

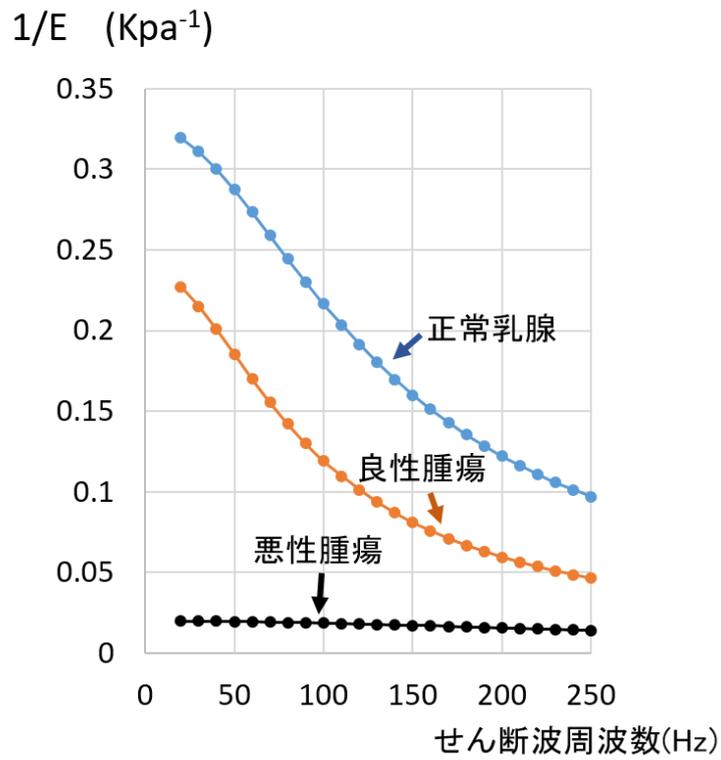


Fig. 4-3-2 弾性係数の逆数 (せん断波振幅相当)

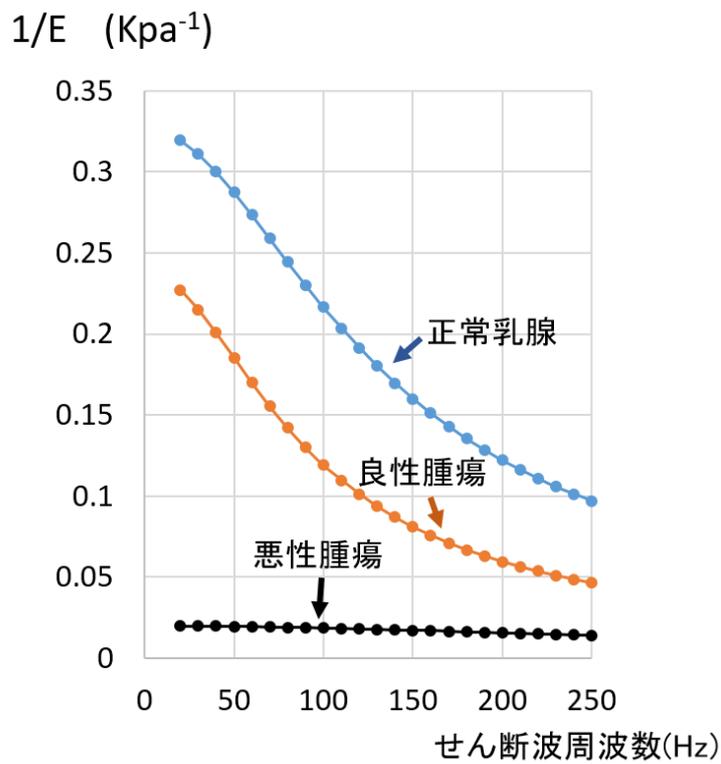


Fig. 4-3-3 せん断波振幅の比

## 第5章 2次元FDTDシミュレーションを用いたせん断波評価

悪性腫瘍のような硬い物質がふくまれている場合のせん断波伝播のシミュレーションを行う。シミュレーションには、群馬大学三輪空司教授が作成した2次元FDTDを用いたプログラムを使用した。

### 5-1 2次元FDTDシミュレーションの計算

波源も物体の構造もy軸方向で変化のない状態であると仮定した2次元TE\_FDTD法では、電磁界は以下の様になる。

$$\begin{aligned} E_x^n\left(i+\frac{1}{2}, k\right) &= C_x\left(i+\frac{1}{2}, k\right) E_x^{n-1}\left(i+\frac{1}{2}, k\right) \\ &+ C_{xy}\left(i+\frac{1}{2}, k\right) \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, k-\frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (5-1-1)$$

$$\begin{aligned} E_z^n\left(i, k+\frac{1}{2}\right) &= C_z\left(i, k+\frac{1}{2}\right) E_z^{n-1}\left(i, k+\frac{1}{2}\right) \\ &- C_{zy}\left(i, k+\frac{1}{2}\right) \left\{ H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) - H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (5-1-2)$$

ただし

$$\begin{aligned} C_x\left(i+\frac{1}{2}, k\right) &= \frac{1 - \frac{\sigma\left(i+\frac{1}{2}, k\right) \Delta t}{2\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, k\right)}}{1 + \frac{\sigma\left(i+\frac{1}{2}, k\right) \Delta t}{2\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, k\right)}} \\ C_{xy}\left(i+\frac{1}{2}, k\right) &= \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, k\right)}}{1 + \frac{\sigma\left(i+\frac{1}{2}, k\right) \Delta t}{2\varepsilon\left(i+\frac{1}{2}, k\right)}} \frac{1}{\Delta z} \end{aligned}$$

$$C_z\left(i, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{1 - \frac{\sigma\left(i, k + \frac{1}{2}\right)\Delta t}{2\varepsilon\left(i, k + \frac{1}{2}\right)}}{1 + \frac{\sigma\left(i, k + \frac{1}{2}\right)\Delta t}{2\varepsilon\left(i, k + \frac{1}{2}\right)}}$$

$$C_{zy}\left(i, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{\frac{\Delta t}{\varepsilon\left(i, k + \frac{1}{2}\right)}}{1 + \frac{\sigma\left(i, k + \frac{1}{2}\right)\Delta t}{2\varepsilon\left(i, k + \frac{1}{2}\right)}} \frac{1}{\Delta x}$$

である。

$$\begin{aligned} H_y^{n+\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) &= H_y^{n-\frac{1}{2}}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \\ &- C_{yx}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)\left\{E_z^n\left(i + 1, k + \frac{1}{2}\right) - E_z^n\left(i, k - \frac{1}{2}\right)\right\} \\ &+ C_{yz}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)\left\{E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, k + 1\right) - E_x^n\left(i + \frac{1}{2}, k\right)\right\} \end{aligned} \quad (5-1-3)$$

ただし

$$C_{yx}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{\Delta t}{\mu\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\Delta x}$$

$$C_{yz}\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) = \frac{\Delta t}{\mu\left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right)} \frac{1}{\Delta z}$$

である。

せん断波波面伝播シミュレーションでは、磁界に該当する y 軸方向に伝播するせん断波を  $V_y$ 、電界に該当する成分を  $P_x, P_z$  とする。加振源から発振されるせん断波を単一パルス波として、以下の式を用いる。

$$V_y = 30^{-(ft-1)^2} \cdot \sin(2\pi ft) \quad (5-1-4)$$

ここで、 $f$  は周波数で、 $f, t$  は時刻[sec] である。

微小ステップ時間 $\Delta t$ , ステップ数を  $n$  とすると  $t = n\Delta t$  となる。また, 単一セルを正方形とすることで  $\Delta d = \Delta x = \Delta z$  とする。

同一媒質中は弾性が均一でせん断波の伝播速度も均一であるとする。媒質 1,2 の伝播速度が  $v_1, v_2 (v_1 > v_2)$  のとき,

$$v_{pl} = v_1 \cdot \frac{\Delta t}{\Delta d} \quad (5-1-5)$$

$$cs = 1 + \left(\frac{v_1}{v_2} - 1\right) \cdot a \quad (5-1-6)$$

$$Q_{sp} = V_{pl} \cdot \left(cs \cdot \frac{v_2}{v_1}\right)^2 \quad (5-1-7)$$

を定義する。式(5-25)の  $a$  は変数で  $\left(0, \frac{1}{11}, \frac{2}{11}, \frac{3}{11} \dots \frac{11}{11}\right)$  という 12 個の数値のどれかが入る。

これは, 媒質 1,2 の境界の伝播速度を  $v_1$  から  $v_2$  に緩やかに変化させるために用いる  
(例 媒質 1 の伝播速度を適用するときは  $a=0$ , 媒質 2 の伝播速度を適用するときは  $a=\frac{11}{11}$ )。

とする。式(5-1-2) (5-1-3)に(5-1-5) (5-1-6) (5-1-7)を代入すると

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_x^n \left(i + \frac{1}{2}, k\right) &= \mathbf{P}_x^{n-1} \left(i + \frac{1}{2}, k\right) \\ &+ Q_{sp} \left\{ \mathbf{V}_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - \mathbf{V}_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, k - \frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (5-7a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_z^n \left(i, k + \frac{1}{2}\right) &= \mathbf{P}_z^{n-1} \left(i, k + \frac{1}{2}\right) \\ &- Q_{sp} \left\{ \mathbf{V}_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) - \mathbf{V}_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i - \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \right\} \end{aligned} \quad (5-7b)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{V}_y^{n+\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) &= \mathbf{V}_y^{n-\frac{1}{2}} \left(i + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}\right) \\ &- v_{pl} \left\{ \mathbf{P}_z^n \left(i + 1, k + \frac{1}{2}\right) - \mathbf{P}_z^n \left(i, k - \frac{1}{2}\right) \right\} \\ &+ v_{pl} \left\{ \mathbf{P}_x^n \left(i + \frac{1}{2}, k + 1\right) - \mathbf{P}_x^n \left(i + \frac{1}{2}, k\right) \right\} \end{aligned} \quad (5-8)$$

## 5-2 硬化部硬さのシミュレーション結果

硬化部の硬さを変化させシミュレーションを行った。条件は以下の通りとした。

せん断波周波数：100[Hz]

周囲媒質の伝播速度：2[m/s]

硬化部：直径5mmの円形

第4章で示した乳がんモデル（正常乳腺/悪性腫瘍）での振幅比は100[Hz]の場合11倍，伝播速度比は3.3である。そこで伝播速度比を乳がんモデルに合わせた伝播速度比3（硬化部伝播速度：6[m/s]）と，それ以上である伝播速度比5（硬化部伝播速度：10[m/s]）でのシミュレーション結果を Fig. 5-2-1 に示す。

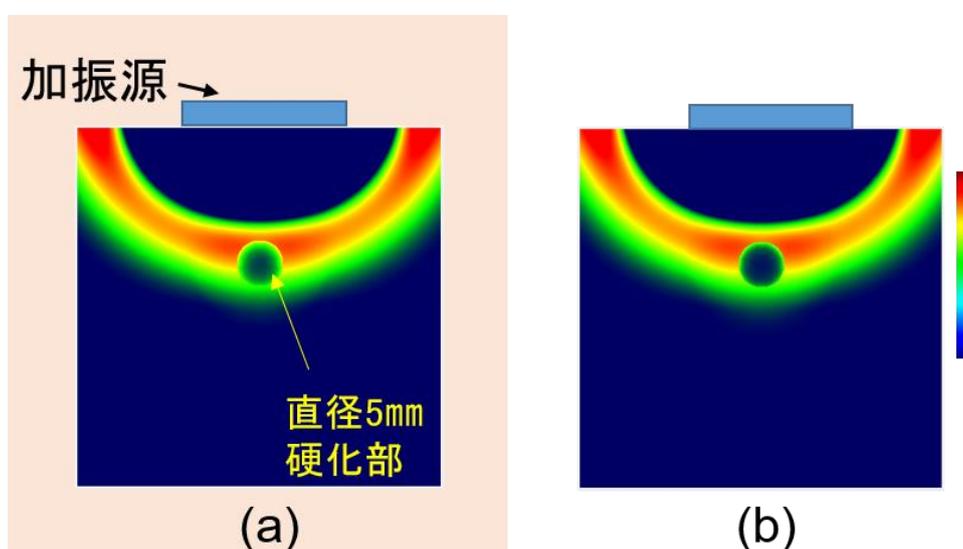


Fig. 5-2-1 硬化部硬さによるシミュレーション結果

(a) 伝播速度比3（硬化部伝播速度：6[m/s]），

(b) 伝播速度比5（硬化部伝播速度：10[m/s]）

いずれも硬化部で振幅減衰が確認でき，硬化部の形に添って周辺媒質との差が表れている。よってシミュレーションにより振幅を利用した硬化部可視化が可能であることが示された。

## 5-3 硬化部大きさのシミュレーション結果

次に硬化部の大きさを変化させシミュレーションを行った。条件は以下の通りとした。

せん断波周波数：100[Hz]

周囲媒質の伝播速度：2[m/s]

硬化部の伝播速度：10[m/s]

ここでは、従来の乳がん診断法では発見が困難である硬化部直径 2.5 mm, 5 mm を対象とした。結果を Fig. 5-3-1 に示す。

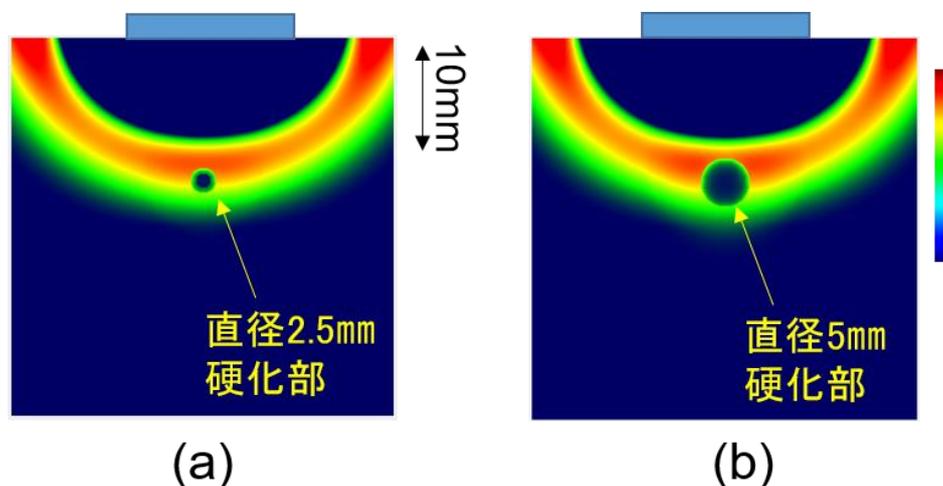


Fig. 5-3-1 硬化部大きさよるシミュレーション結果

(a) 硬化部直径 2.5mm,

(b) 硬化部直径 5mm

直径 5 mm ではもちろんのこと、直径 2.5 mm ほどの硬化部でも硬化部の形状に沿って周辺媒質より十分に振幅が減衰した領域として可視化できることがわかる。

以上より硬化部の大きさによらずに硬化部可視化が可能であることが示された。

#### 5-4 せん断波周波数の影響シミュレーション結果

ここではせん断波周波数を 20[Hz]~1[kHz]まで変化させた場合のせん断波伝播の様子を趣味レーションし、周波数による影響の比較を行う。条件は以下の通りとした。

せん断波周波数：20[Hz],50[Hz],100[Hz],200[Hz],500[Hz],1[kHz],

周囲媒質の伝播速度：2[m/s]

硬化部の伝播速度：10[m/s]

硬化部直径：5 mm

低周波数である 20[Hz]から、SWE で用いられる 1[kHz]までの結果を Fig. 5-4-1 に示す

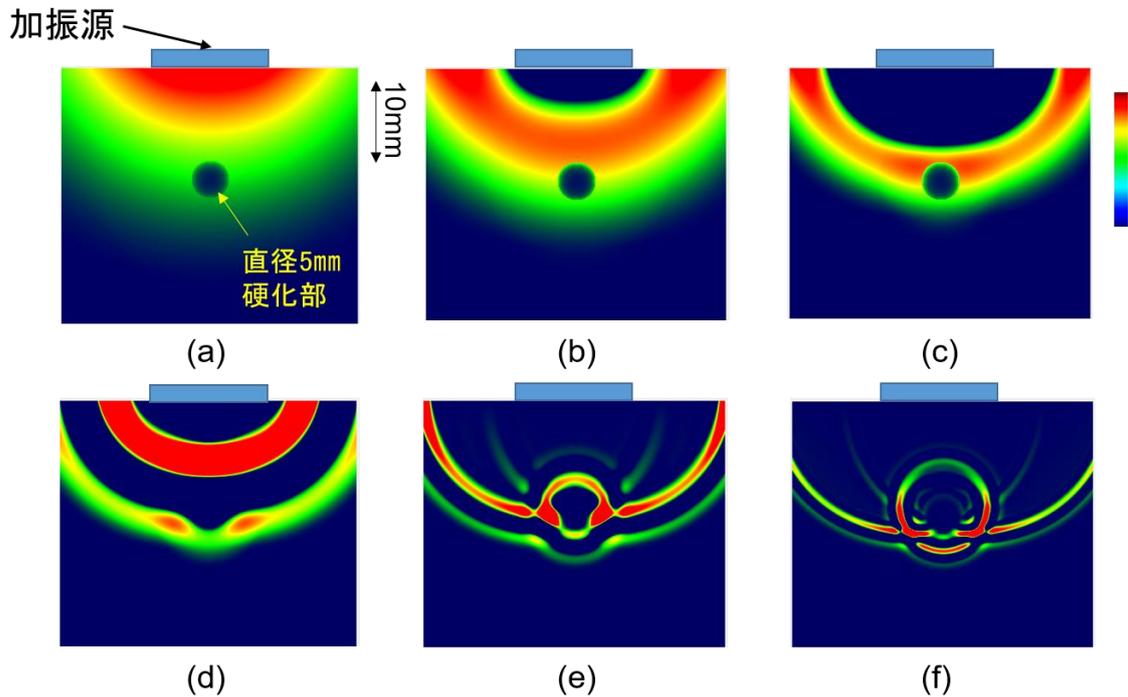


Fig. 5-4-1 せん断波周波数の影響シミュレーション結果

(a)せん断波周波数 20[Hz] ,(b) せん断波周波数 50[Hz],(c) せん断波周波数 100[Hz],  
(d) せん断波周波数 200[Hz] ,(e) せん断波周波数 500[Hz] ,(f) せん断波周波数 1[kHz]

せん断波周波数 20~100[Hz]では、波面の屈折、回折、反射などが確認できない。しかし硬化部でせん断波の振幅が減衰し、硬化部の領域がはっきり確認できる。一方、500[Hz]、1[kHz]では硬化部付近でせん断波の反射、屈折などの現象がみられ、せん断波伝播の複雑さが顕著である。

以上より、高い周波数では振幅よりも伝搬の複雑さの評価が有効であるが、せん断波到達深さを得ることができない。そこで、到達深さを得られる低周波数では、振幅減衰による評価が有効であることがシミュレーションによって示された。

## 第6章 せん断波振幅の映像系の基本原理

前章までにおいて、理論及びシミュレーションにより変位振幅推定の有効性について明らかになった。本研究ではせん断波の振幅を可視化するために、超音波直交検波信号からせん断波由来の周波数成分に含まれる変位振幅情報を推定するドプラ振幅法を提案する。

この章ではその基本原理について述べる。

### 6-1 超音波直交検波信号からの変位振幅推定（ドプラ振幅法）

CFI では、せん断波の周波数が周波数条件を満たしているとき、せん断波の特定位相範囲でドプラ信号が大きくなり CFI が着色する。

ドプラ信号の大きさとせん断波の振幅の関係について議論する。

(3-1-1)式より、散乱体の運動つまりせん断波による位相 $\xi(t)$ は次式で表すことができる。

$$\xi(t) = \xi_0 \sin(\omega_b t + \phi_b) \quad (6-1-1)$$

ただし

$\xi_0$  : 変位振幅

$\omega_b$  : 加振角周波数

$\phi_b$  : 変位位相

とすると、受信超音波信号  $S(t)$  は

$$S(t) = S_0 \exp\{j(\omega_0 t + m_f \sin(\omega_b t + \phi_b) + \varphi)\} \quad (6-1-2)$$

$S_0$  : 超音波の受信振幅

$\omega_0$  : 超音波の角周波数

$m_f$  : 変調係数  $\left(m_f = \frac{4\pi f_0 \xi_0}{c}\right)$

$c$  : 音速度  $f_0$ :超音波中心周波数

$\varphi$  : 超音波の位相

受信超音波信号を直交検波して得られるドプラ信号は以下のように表すことができる。

$$I(t) = K \cos(m_f \sin(\omega_b t + \phi_b)) \quad (6-1-3a)$$

$$Q(t) = K \sin(m_f \sin(\omega_b t + \phi_b)) \quad (6-1-3b)$$

ここで  $K$  は受信超音波の振幅、直交検波器の感度に依存する比例係数である。

この時、ドプラ信号の加振周波数成分のスペクトラム解析により求められる  $I(t), Q(t)$  の振幅スペクトラムは

$$A_1 = 2K|J_1(m_f)| \quad (6-1-4)$$

$J_1$  : 1 次の Bessel 関数

と表すことができる。よってドプラ信号の加振周波数のパワースペクトラムは以下の式となる。

$$A_1^2 = 4K^2 (J_1(m_f))^2 \quad (6-1-5)$$

1 次の Bessel 関数は、 $m_f \cong 0$ の時に

$$J_1(m_f) = \frac{1}{2}m_f \quad (6-1-7)$$

と線形近似できるので、式は

$$\begin{aligned} A_1 &= 2K \times \frac{1}{2}m_f \\ &= K \left( \frac{4\pi f_0}{c} \right) \xi_0 \end{aligned} \quad (6-1-8)$$

つまり、ドプラ信号の振幅 $A_1$ は変位振幅 $\xi_0$ に比例している。

またドプラ信号のパワーは

$$\begin{aligned} A_1^2 &= 4K^2 \times \left( \frac{1}{2}m_f \right)^2 \\ &= K^2 m_f^2 \\ &= K^2 \left( \frac{4\pi f_0}{c} \right)^2 \xi_0^2 \end{aligned} \quad (6-1-9)$$

となり、変位振幅 $\xi_0$ のパワーに比例する。

ドプラ信号から変位を推定するには比例係数  $K$  を推定する必要がある。比例係数  $K$  は、受信超音波信号の振幅に依存するので、(8)式を用いて変位を推定しても、奥行方向には受信信号振幅の変化が現れ、スペックルパターンと同様な変動が生じてしまう。

そこで式(6-1-3a), (6-1-3b)より B モード画像の振幅 $B(t)$ を求めると、

$$B(t) = \sqrt{I(t)^2 + Q(t)^2} = K \quad (6-1-10)$$

となり、比例係数  $K$  を求めることができる。

よって(6-1-8)式に(6-1-10)式を代入し式変形を行うことで変位振幅 $\xi_0$ は次式で推定できる。

$$\xi_0 = \frac{C}{4\pi f_0} \frac{A_1}{B(t)} \quad (6-1-11)$$

つまり元のドプラ信号の振幅（Bモード画像の振幅に相当）で規格化をすることで、スペックルの影響を受けない変位の推定が可能になる。

実際には、 $B(t)$ が非常に小さくなると、(6-1-11)式の変位推定は雑音の影響を受けやすくなるので、(6-1-11)式の代わりに(6-1-12)式で変位を推定するとよい。

$$\xi_0 = \frac{C}{4\pi f_0} \frac{A_1}{B(t) + \alpha B_M} \quad (6-1-12)$$

ここで、 $B_M$ はROI全体でのBモード画像の振幅の平均、 $\alpha$ は推定時の雑音の影響を低減する係数で、 $\alpha$ が大きくなるほど雑音の影響を受けにくくなるが、推定値は誤差を含むようになる。

## 6-2 C-SWE法へのドプラ振幅法の導入

Fig.6-2-1に超音波装置・小型加振源・解析プログラムからなる映像系の構成を示す。

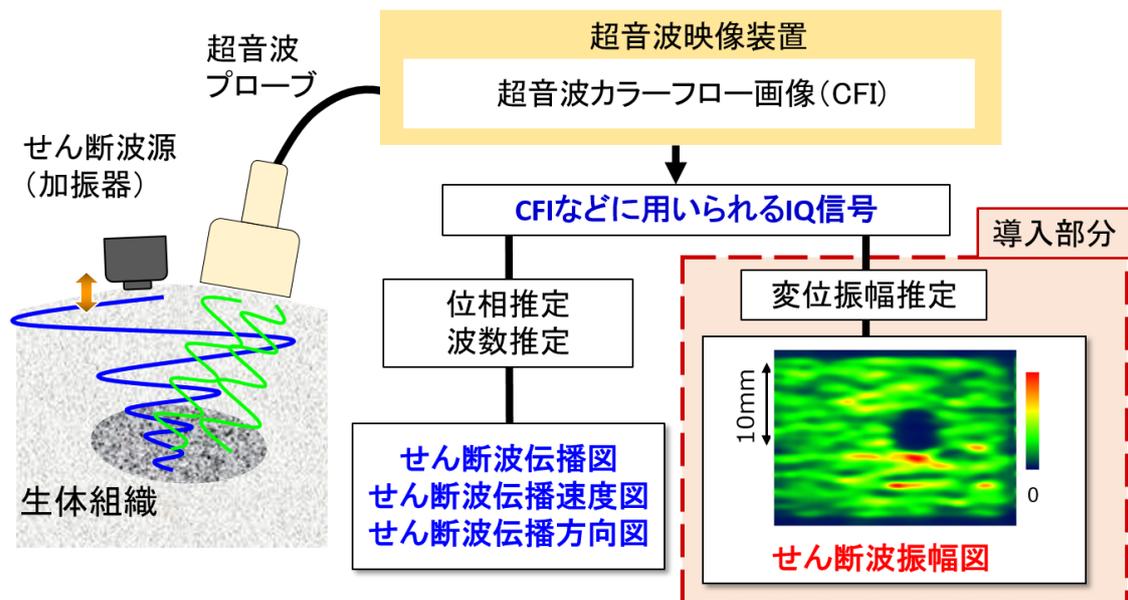


Fig.6-2-1 映像系の基本構成

せん断波振幅図の仕組みとして、超音波診断装置のカラーフロー画像にも用いられるIQ信号を解析プログラムで取り込み、6-1節で説明した理論から2次元マップを計算することでせん断波変位振幅の可視化を行う。

Fig.6-2-1でも示すように従来のC-SWE法による生体組織の定量評価としての伝播図・伝播速度図・伝播方向図の推定と並列して振幅図を計算するため、同時に推定可能であり、せん断波に特化した解析が可能である。

また、振幅図はせん断波の伝播方向によらないため、加振位置に制限がないことも利点としてあげられる。

Fig.6-2-2 に C-SWE 法に導入したドブラ振幅法のフローチャートを示す。

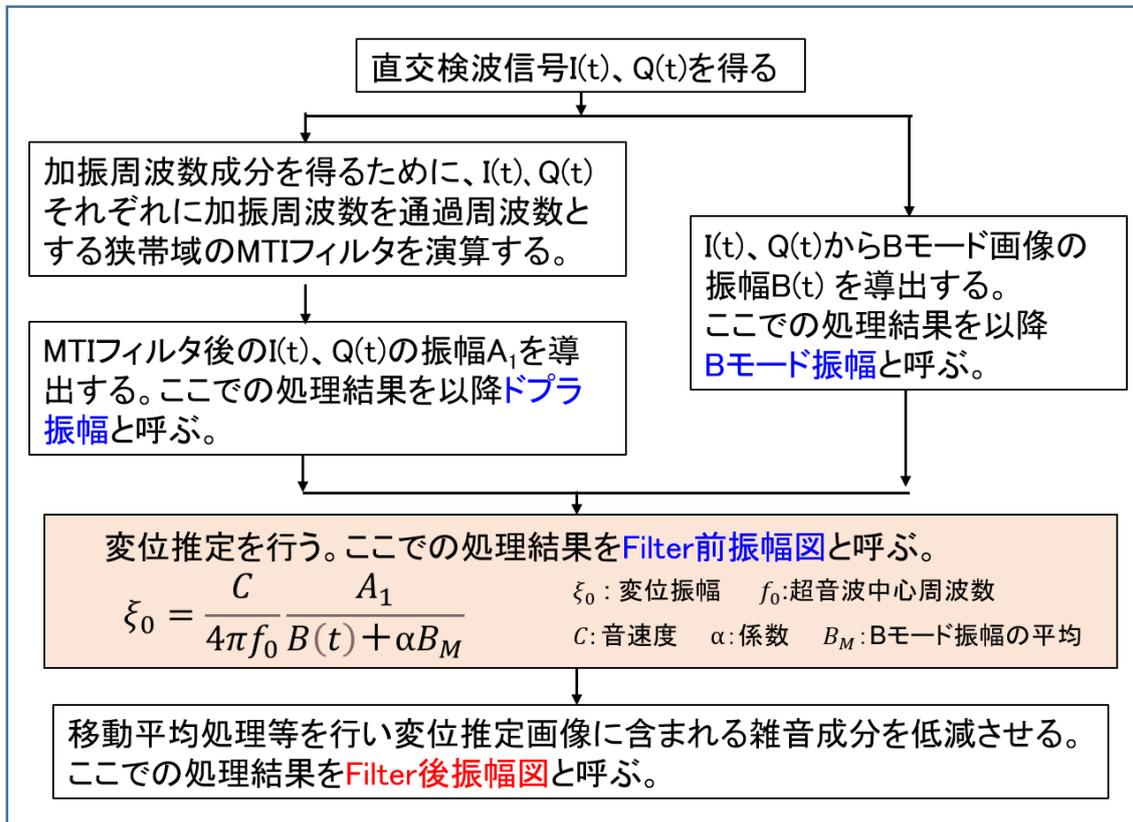


Fig.6-2-2 ドブラ振幅法のフローチャート

ここで、Fig.6-2-2 のフローチャートに示すように MTI フィルタ後の I(t)、Q(t) の振幅  $A_1$  を以降ドブラ振幅と呼ぶ。また B モード画像の振幅 B(t) を B モード振幅、変位推定後の結果を Filter 前振幅図、移動平均処理等を行い変位推定画像に含まれる雑音成分を低減させた結果の振幅図を Filter 後振幅図と呼ぶこととする。

### 6-3 ドプラ振幅法による変位振幅推定の数値シミュレーション

ここでは理想的な正弦波信号から求めた IQ 信号に対して加法性白色雑音を加える雑音シミュレータを作成し，前節にて提案したドプラ振幅法の有効性について検討を行う。

Table.6-3-1 にシミュレータの解析条件を示す。

Table.6-3-1 加法性白色雑音シミュレーション条件

せん断波変位振幅[ $\mu\text{m}$ ]	30
PRF[Hz]	1250
Packet サイズ	16
加振周波数[Hz]	76.1
フレームレート設定[Hz]	13.34
データ数(横×深さ)	64×163

#### (1) 上下2層に与えた振幅比による変位振幅推定シミュレーション

信号対雑音比 (S/N 比) =0[dB]として，上下2層に与えた振幅比が3 : 1の結果を Fig.6-3-1 に，5 : 1の場合の結果を Fig.6-3-2 に示す。

いずれの結果もドプラ振幅で確認できる振幅比は B モード振幅に表れていない。B モードの振幅は一様であることが示されている。一方 Filter 後振幅図では上下層の振幅比がはっきりと表れている。さらに Filter 後振幅図の色の違いにより与えられた振幅比が大きいほど変位振幅推定後の振幅比も大きくなっていることが分かる。

ここで，第4章で導出した乳がんでのモデルでは，70[Hz]の場合に振幅比は13.5であった。今回のシミュレーションではその振幅比よりも二分の一以下であるが，はっきりと振幅比を確認することができた。

以上の結果より，振幅比はドプラ振幅法により取得した振幅像に反映され，乳がんより低い振幅比でも可視化できることが示された。

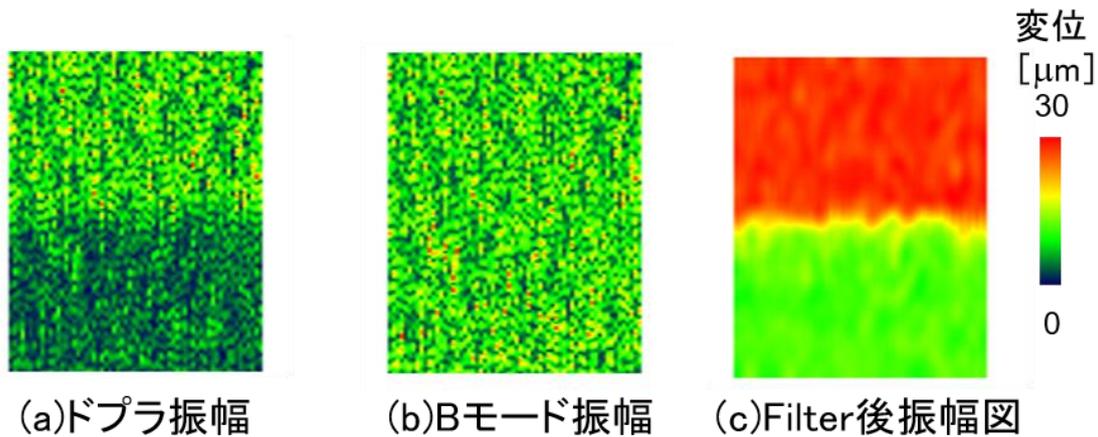


Fig.6-3-1 上下2層に与えた振幅比が3：1の場合のシミュレーション結果

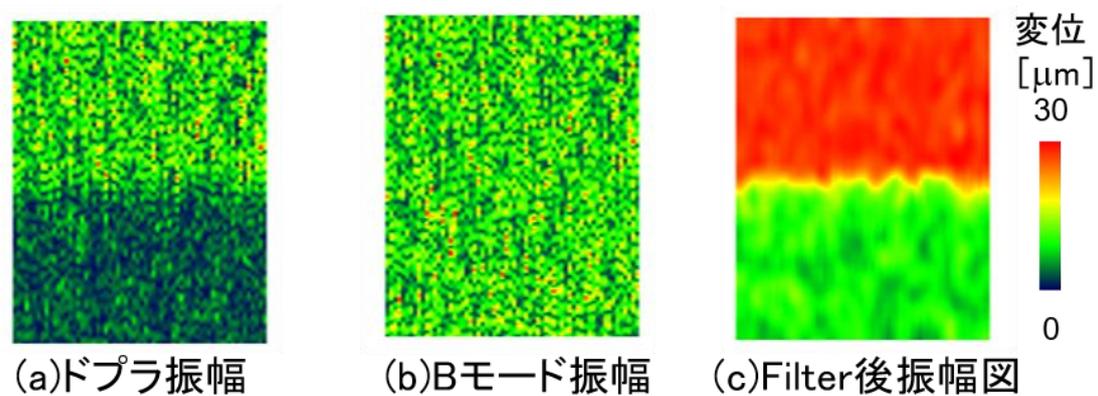


Fig.6-3-2 上下2層に与えた振幅比が5：1の場合のシミュレーション結果

## (2)変位振幅推定による硬化部可視化シミュレーション

内部に直径5mmの硬化部を仮定し、信号対雑音比(S/N比)を-6~20[dB]まで変化させた場合を硬化部と周辺部の伝播速度2倍、4倍で比較を行い、雑音耐性の確認を行った。

伝播速度比の設定は第4章で導出した乳がんでのモデルで70[Hz]の場合の伝播速度比が3.7であったことを考慮し、近い値とその比よりも小さい値として設定した。

シミュレーション結果を Fig.6-3-3 に示す。

雑音が大きくなるほど周辺部と硬化部の振幅比は小さくなっている。しかし、S/N=-6dBほどの雑音強度であっても、変位振幅による硬化部可視化が可能であることが示された。また伝播速度2倍の場合であっても硬化部が確認できたことから、広い範囲で振幅の可視化が可能であることが考えられる。

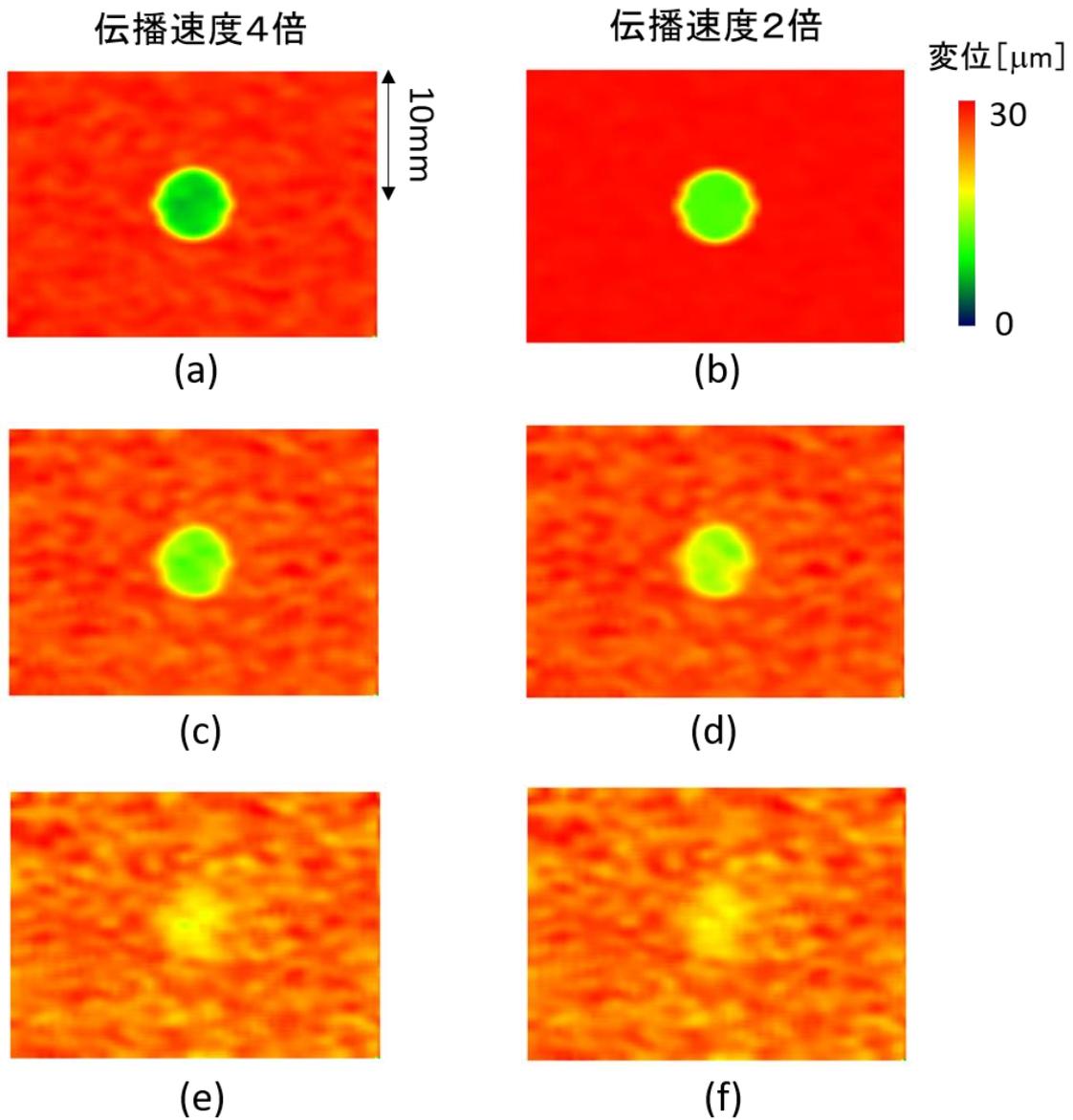


Fig.6-3-3 直径5mm円形硬化部可視化シミュレーション結果  
 (a) 伝播速度4倍かつS/N比20[dB], (b) 伝播速度2倍かつS/N比20[dB],  
 (c) 伝播速度4倍かつS/N比0[dB], (d) 伝播速度2倍かつS/N比0[dB],  
 (e) 伝播速度4倍かつS/N比-6[dB], (f) 伝播速度2倍かつS/N比-6[dB]

## 第7章 硬化部を内包するファントム実験

ここでは生体を模擬した硬さのファントム内に乳がんを模擬した硬化部を埋め込み、実測でも振幅減衰による硬化部可視化が可能であるか検証を行った。

### 7-1 生体を模擬したファントム実験概要

#### (1) 実験装置について

6-2 節の映像系を当研究室で使用している実際の超音波診断装置 LOGIQ S8(GE)(Fig.7-1-1)の解析プログラムとして導入した。超音波診断装置上の操作により測定 ROI の CFI 動画像から IQ 信号をバイナリファイル(dat ファイル)として USB メモリに保存し取得する。保存バイナリファイルをデスクトップ PC 上の解析プログラムで読み取り、実行することで振幅マップを評価することが可能である。



Fig.7-1-1 超音波診断装置 LOGIQ S8(GE)

加振器は Fig.7-1-2 に示すものを使用した。スペックの詳細は Table.7-1-1 に示す。

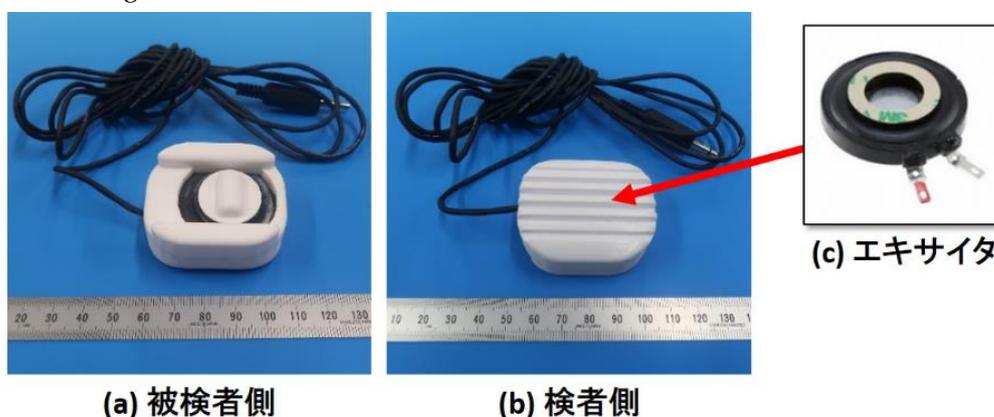


Fig.7-1-2 加振器外観

Table.7-1-1 小型加振器の基本スペック

オーディオエキサイタ	ASX03604-R (PUI Audio)
重さ[g](ハウジング含む)	30
周波数レンジ[kHz]	~10.5
定格電圧[V <sub>rms</sub> ]	3.5
定格振幅[mm]	0.42
最大電圧[V <sub>rms</sub> ]	4.5
ボイスコイルの直径[mm]	19
ハウジング材質	PLA 樹脂

また、加振器の励起電圧を徐々に上げた時の出力特性を Fig.7-1-3 に示す。  
 評価に使用した機器はレーザー変位計 LK-GD500(KEYENCE)を用いた。

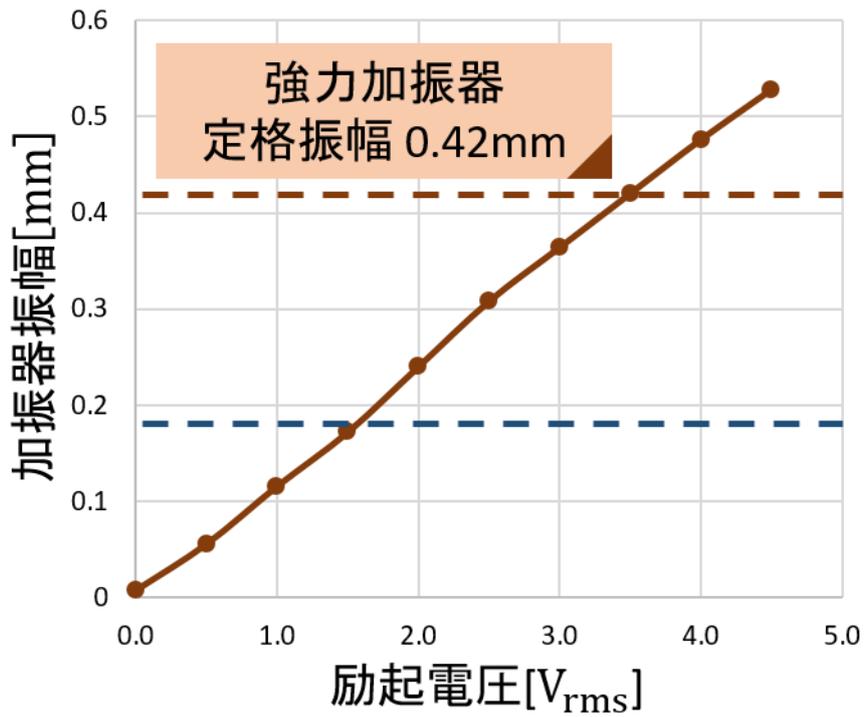


Fig.7-1-3 出力振幅特性

## (2) 実験プロトコル

生体の硬さを模擬したファントム（伝播速度 3[m/s]）の 1.5mm 程度の深さに穴をあけ、硬化部を挿入（硬化部周辺の空洞は超音波ゲルを注入）し、以下の実験を行った。加振周波数は 76.1「Hz」とした。

- 1, SWE, C-SWE 法, ドプラ振幅法での測定
2. 加振器への印加電圧による影響
- 3, 硬化部の大きさ比較実験
- 4, 加振位置実験
- 5, 加振距離実験

硬化部については Fig.7-1-4 に示すものを用いた。材質は WRTMM ファントムであり、はさみで球状に成型した..

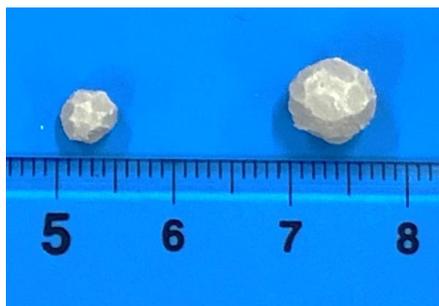


Fig.7-1-4 硬化部の写真（左：直径 5 mm、右：直径 7 mm）

### 7-2 SWE, C-SWE 法とドプラ振幅法での比較

それぞれの手法を用いて測定を行った。ただし、加振位置、プローブ位置は変化させていないものとし、同じファントム、映像面で測定を行った、

Fig.7-2-1 に従来法（SWE, C-SWE 法）での測定結果を示す。

SWE の速度図では硬化部の伝播速度が 3.30[m/s]、周辺部の伝播速度が  $3.33 \pm 0.33$  [m/s] であった（硬化部の速度は 1 点のみ測定であり、周辺部は 7 点測定しその平均値を平均の伝播速度とした.）。硬化部と周辺部の速度差がみられないため、速度図に弾性構造が反映されていない。周波数の分散性が原因の一つとして考えられる。

C-SWE 法では、硬化部にて波面の加速が確認できた。しかしごくわずかであり、範囲も小さい。C-SWE 法での速度推定では微分を用いているため、ある程度の伝播距離がなければ速度が導出できない。

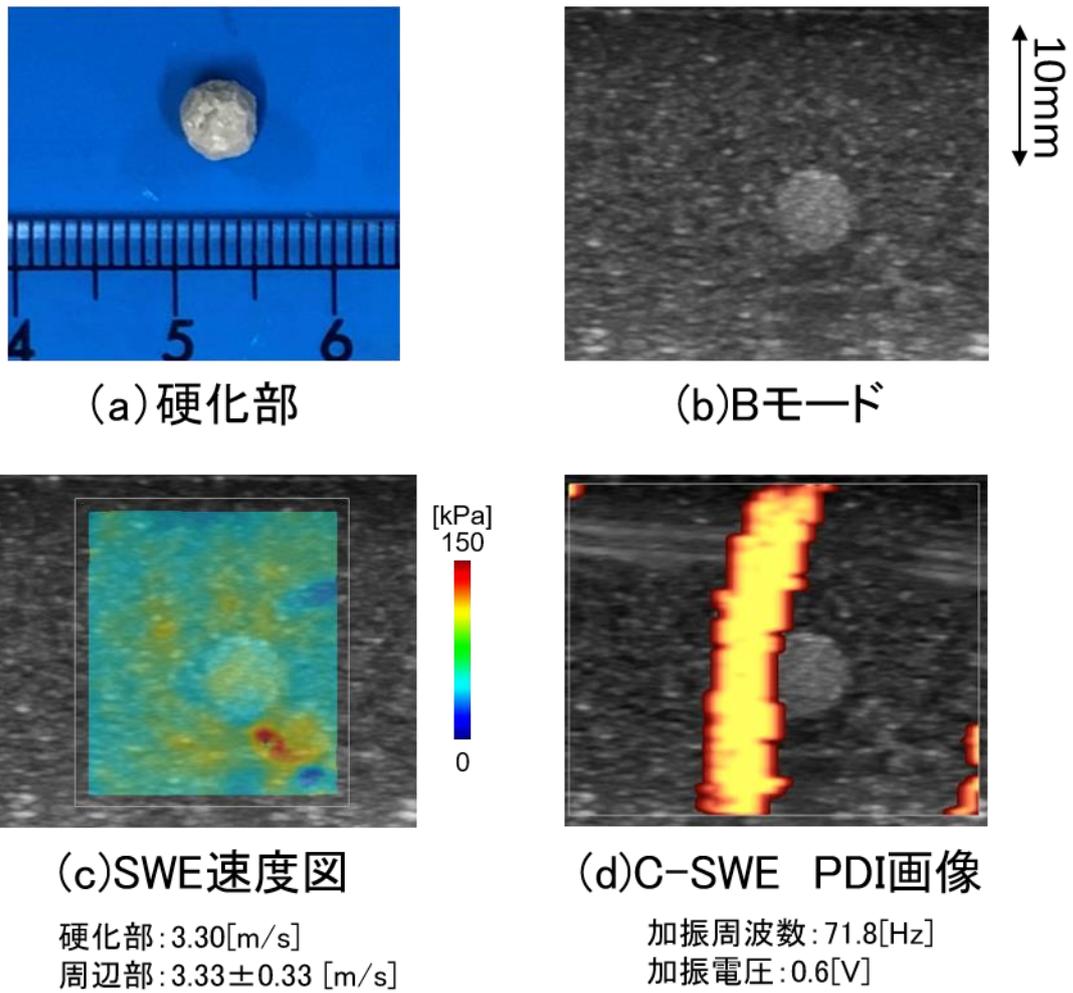


Fig.7-2-1 従来法での測定結果

ここでドブラ振幅法による Filter 前振幅図を Fig.7-2-2 に示す。硬化部で振幅が減衰していることがわかり、硬化部の形がはっきりと表れている。

硬化部の可視化という点においては従来法よりもドブラ振幅法のほうが優れている可能性が考えられる。

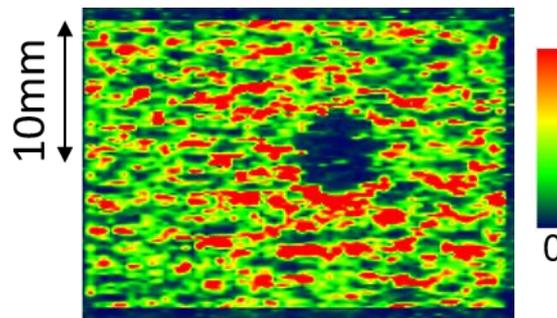


Fig.7-2-2 ドブラ振幅法で得られた Filter 前振幅図

### 7-3 加振器への印加電圧の影響

測定位置，加振位置は固定のまま，加振器への印加電圧を 0.5～2.0[V]まで 0.5[V]ずつ変化させ，印加電圧が振幅に及ぼす影響を検討した。

実験から得られた Filter 前振幅図を Fig.7-3-1 に示す。

ただし示した Filter 後振幅図は，弾性評価を容易に行うために変位振幅推定値の最大値に規格化して表示している。以降の振幅像も同様である。

Fig.7-3-1 の Filter 前振幅図では，印加電圧によらず同様のようすを示しており，大きな違いがみられない。

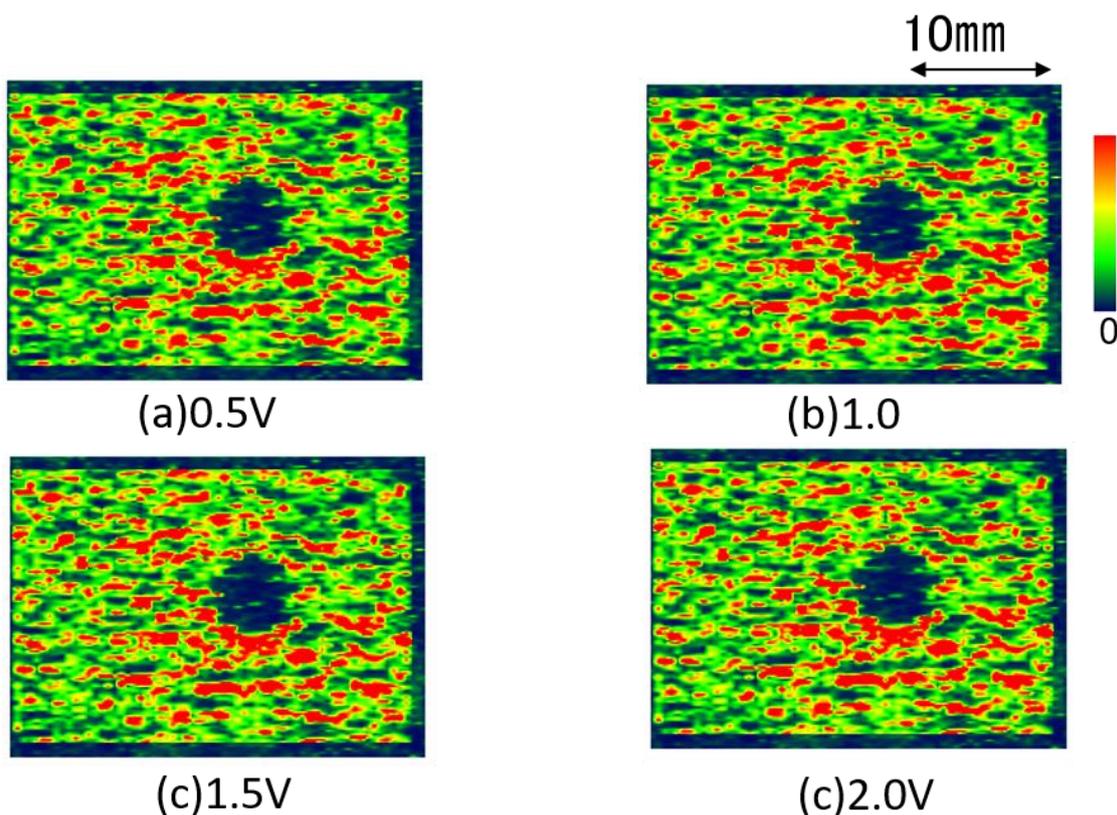


Fig.7-3-1 加振器への印加電圧ごとの Filter 前振幅図

印加電圧ごとに周辺部，硬化部の変位振幅推定値を Fig.7-3-2 に示す。

### 振幅推定値 (a.u.)

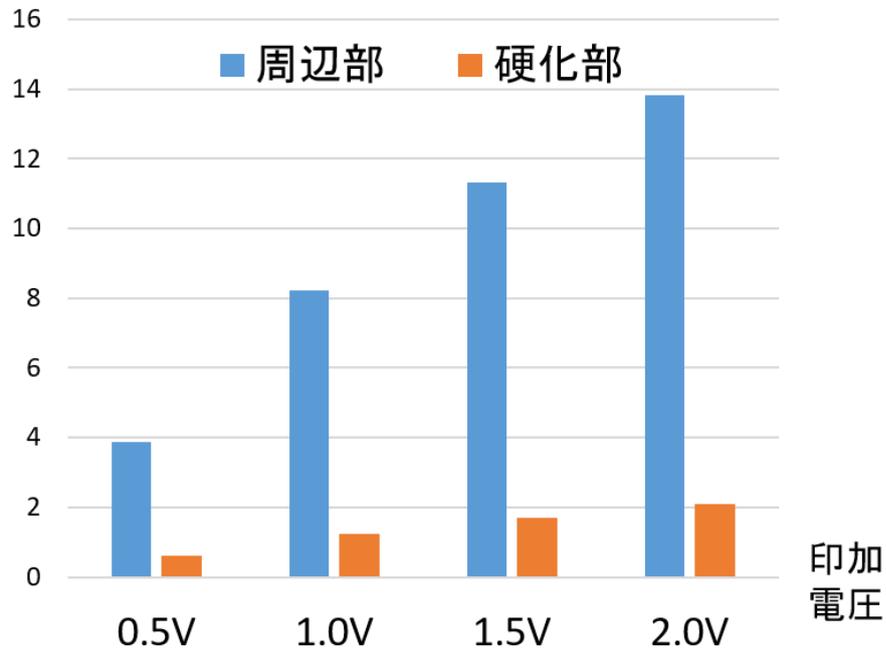


Fig.7-3-2 周辺部と硬化部の推定振幅値

振幅図に変化がみられなかった一方、振幅推定値は電圧依存性が確認できる。線形に増加しているのではなく、わずかに飽和していつているのは1次のベッセル関数の影響によるものであると考えられる。

次に硬化部と周辺部の振幅比を Fig.7-3-3 に示す。振幅比はおよそ6であり、電圧による依存性は確認できない。よって推定振幅値は印加電圧依存性が表れるが、振幅図では最大値に規格化して表示されるため、硬化部可視化の点で電圧の影響はほぼないことが示唆された。

また、振幅比より導出される伝播速度比は2.4であり、硬化部の伝播速度は周辺部の伝播速度の2.4倍である7.2[m/s]であることが推察可能である。

ここで乳がんモデルでの振幅比は70[Hz]の場合13.5であったが、今回実験で得られた比は乳腺モデルの約2分の一程度であった。しかし振幅図より硬化部が可視化されていたため、シミュレーションと同様に実測において、乳がんより小さい振幅比であっても硬化部可視化が可能であるといえる。

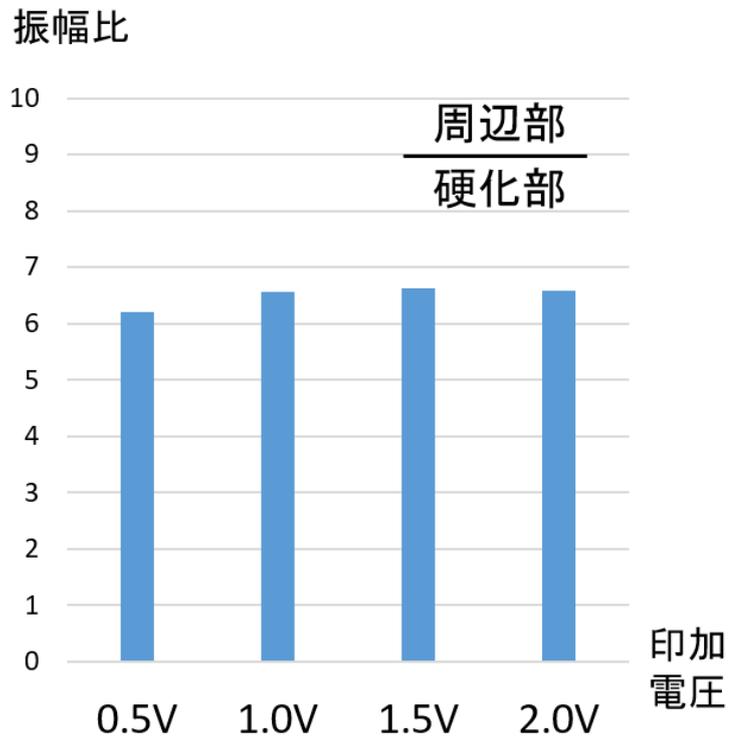


Fig.7-3-3 周辺部と硬化部の振幅比

#### 7-4 硬化部の大きさによる比較

同じ素材で作成した硬化部直径 5mm, 直径 7mm の球体をそれぞれ生体模擬ファントムに埋め込み, SWE の測定と振幅推定を行った. 硬化部の様子はそれぞれ Fig.7-4-1, Fig.7-4-2 に示す. 加振電圧は 1.0[V] とした.

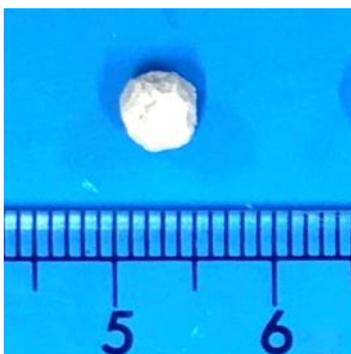


Fig.7-4-1 直径 5 mm の硬化部

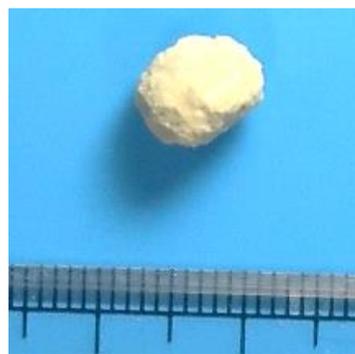


Fig.7-4-2 直径 7 mm の硬化部

測定結果を Fig.7-4-3 に示す.

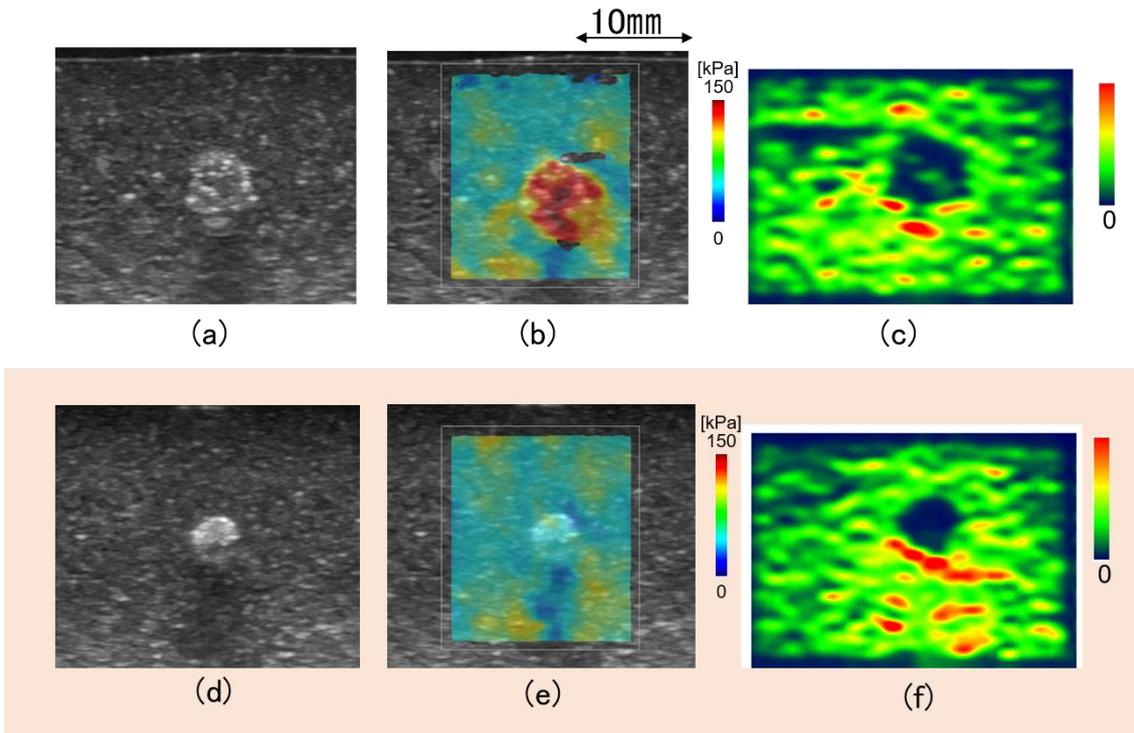


Fig.7-4-3 硬化部大きさによる比較

- (a) 硬化部直径 7 mm B モード像, (b) 硬化部直径 7 mm SWE 速度図,  
 (c) 硬化部直径 7 mm Filter 後振幅図, (d) 硬化部直径 5 mm B モード像,  
 (e) 硬化部直径 5 mm SWE 速度図, (f) 硬化部直径 5 mm Filter 後振幅図

直径 7 mm の硬化部では SWE, 振幅図ともに硬化部が可視化できている。一方直径 5 mm の硬化部では振幅像では硬化部の振幅が減衰している領域として可視化されているが、7-2 節で述べたように SWE で硬化部の弾性構造が反映されていない。よって、直径 7 mm 程度であれば SWE でも硬化部の可視化が可能であるが、依然として直径 5 mm 程度である場合は振幅像による硬化部可視化が有効であることが再度確認された。

#### 7-5 加振位置実験

乳腺では乳房の形状、おきさによって、映像面とせん断波伝播方向が一致するように加振器を配置することが困難である。そこで せん断波の伝播方向によらない振幅推定での加振位置の影響を検証する。

プローブは動かさず、加振位置のみを変化させる。加振電圧は 0.1[V] とする。

Fig.7-5-1 に示すように、プローブ延長線上に加振器を配置した条件を加振位置 A とする。また Fig.7-5-2 に示すように、プローブの垂直線上に加振器を配置した条件を加振位置 B とする。

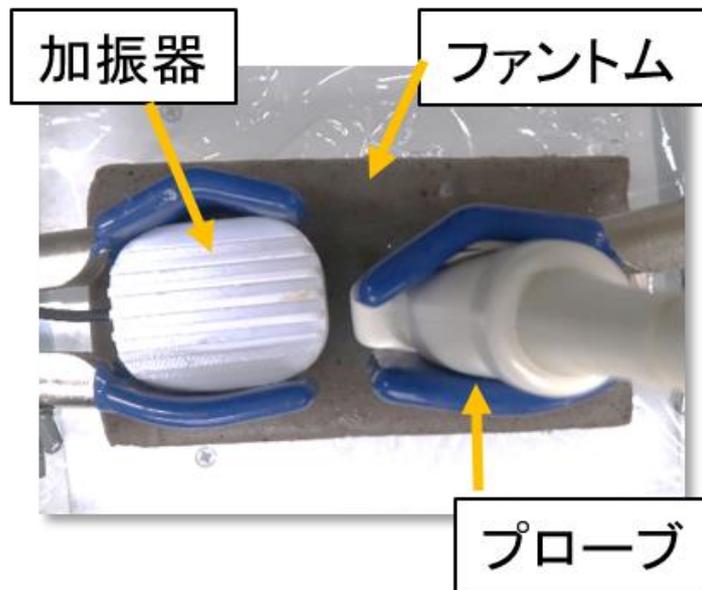


Fig.7-5-1 加振位置 A での測定風景

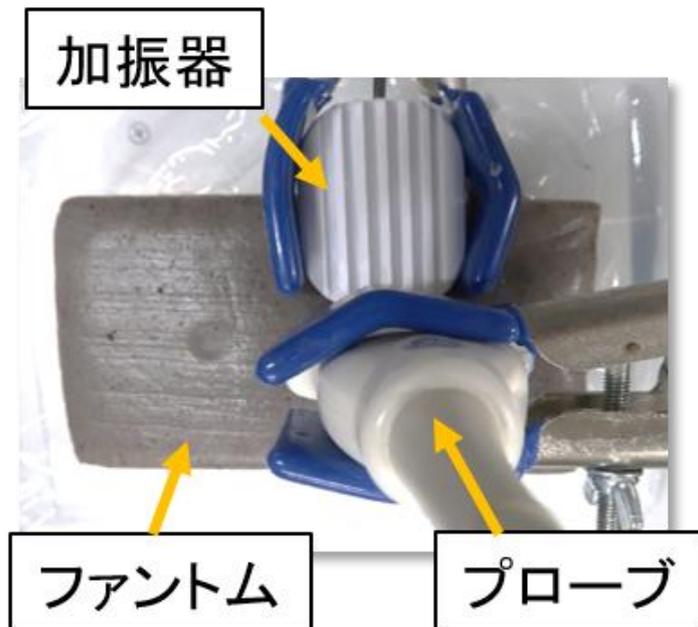


Fig.7-5-2 加振位置 B での測定風景

加振位置 A, B の Filter 後振幅図を Fig.7-5-3 に示す.

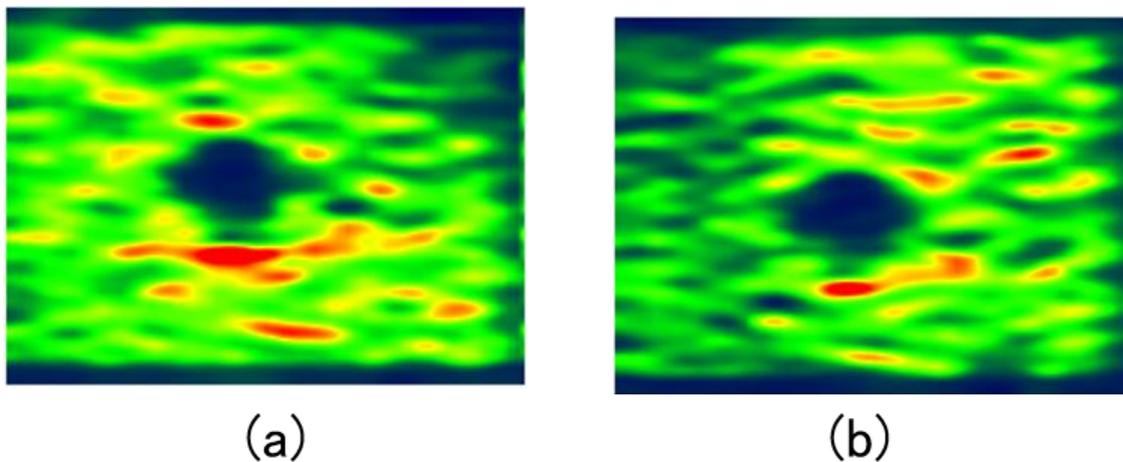


Fig.7-5-3 加振位置による filter 後振幅図

(a) 加振位置 A , (b)加振位置 B

いずれの加振位置でも硬化部の可視化ができています.

Fig.7-5-4 に推定振幅値と振幅比を示す.

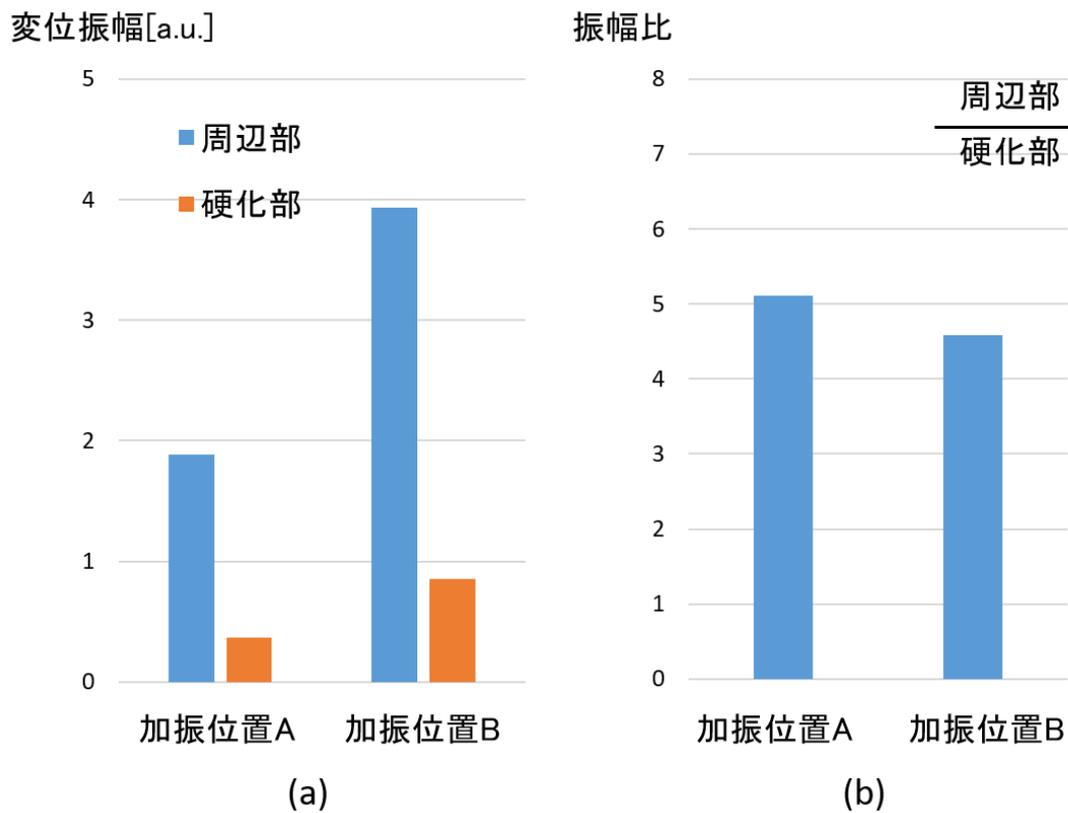


Fig.7-5-4 加振位置による推定振幅の結果

(a) 硬化部と周辺部の推定振幅値

(b) 硬化部と周辺部の振幅比

推定振幅値では加振位置 B のほうが大きい値となっているが、振幅比では加振位置 A のほうがわずかに大きい。加振位置により振幅値に影響が表れるが、振幅比、可視化の点では加振位置は重要ではないことが示唆された。

#### 7-6 加振距離による影響

第 4 章で述べたように、せん断波は減衰してしまう。そこで今回の実験条件である加振周波数 76.1[Hz]では、伝播距離がどの程度までであるならばせん断波減衰の影響を受けずに硬化部可視化が保たれるか検証を行う。

実験方法としては、プローブは固定し加振器のみを 0.5cm ずつ動かし測定をおこなった。ここでの加振距離はプローブの端と加振器の端の距離とする。今回も加振電圧は 1.0[V]、硬化部直径は 5 mm とした。

0.5cm から 1.0cm までの加振距離ごとの測定風景と実験によって得られた filter 後振幅図を Fig.7-6-1 に示す。また 1.5cm~2.0cm までの加振距離ごとの測定風景と実験によって得られた filter 後振幅図を Fig.7-6-2 に示す。

Filter 後振幅図では加振距離 2.5cm まで硬化部と周辺部の差が明確であり、硬化部の形状が視認できる。しかし加振距離 3 cm では、硬化部で振幅減衰が確認できるものの、硬化部付近でも振幅減衰が確認でき、硬化部のみの可視化の点で適していない。

次に硬化部と周辺部の推定振幅値を Fig.7-6-3 に示す。加振距離 2 cm で最も振幅値が大きくその後は振幅値が低下している。特に加振距離 3 cm で振幅値は加振距離の二分の一程度になっている。次に振幅比を Fig.7-6-4 に示す。振幅比は 1.5 cm で最も大きいですが、3 cm を除き大差がない。またいずれも 70[Hz]での乳がんモデルの振幅比よりも小さい値となったが可視化ができています。加振距離 3cm の振幅比は 8 以上であり、他の加振距離振幅比と比較し 1.5 倍ほど比が大きい。しかし前述したように filter 後振幅図では、加振距離 3 cm の場合硬化部可視化に適していない。

filter 後振幅図、推定振幅値、振幅比を合わせて考慮すると、加振距離 2cm 以内ならばせん断波の減衰の影響が少なく、硬化部が明確に可視化できると考えられる。

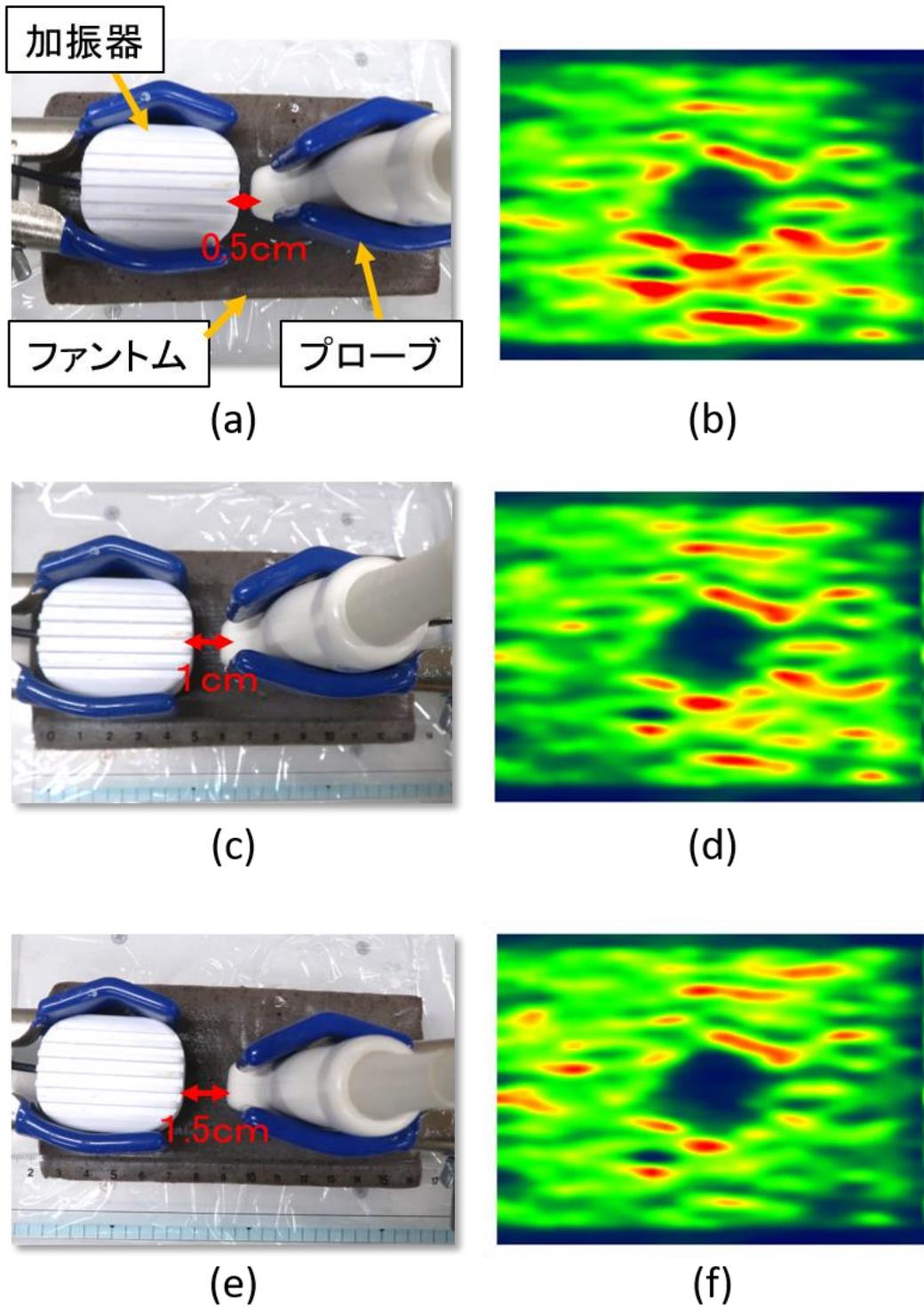


Fig.7-6-1 0.5cm～1.5cm までの加振距離ごとの測定風景と filter 後振幅  
 (a) 加振距離 0.5cm での測定風景 , (b) 加振距離 0.5cm filter 後振幅,  
 (c) 加振距離 1cm での測定風景, (d) 加振距離 1cm filter 後振幅,  
 (e) 加振距離 1.5cm での測定風景, (f) 加振距離 1.5cm filter 後振幅

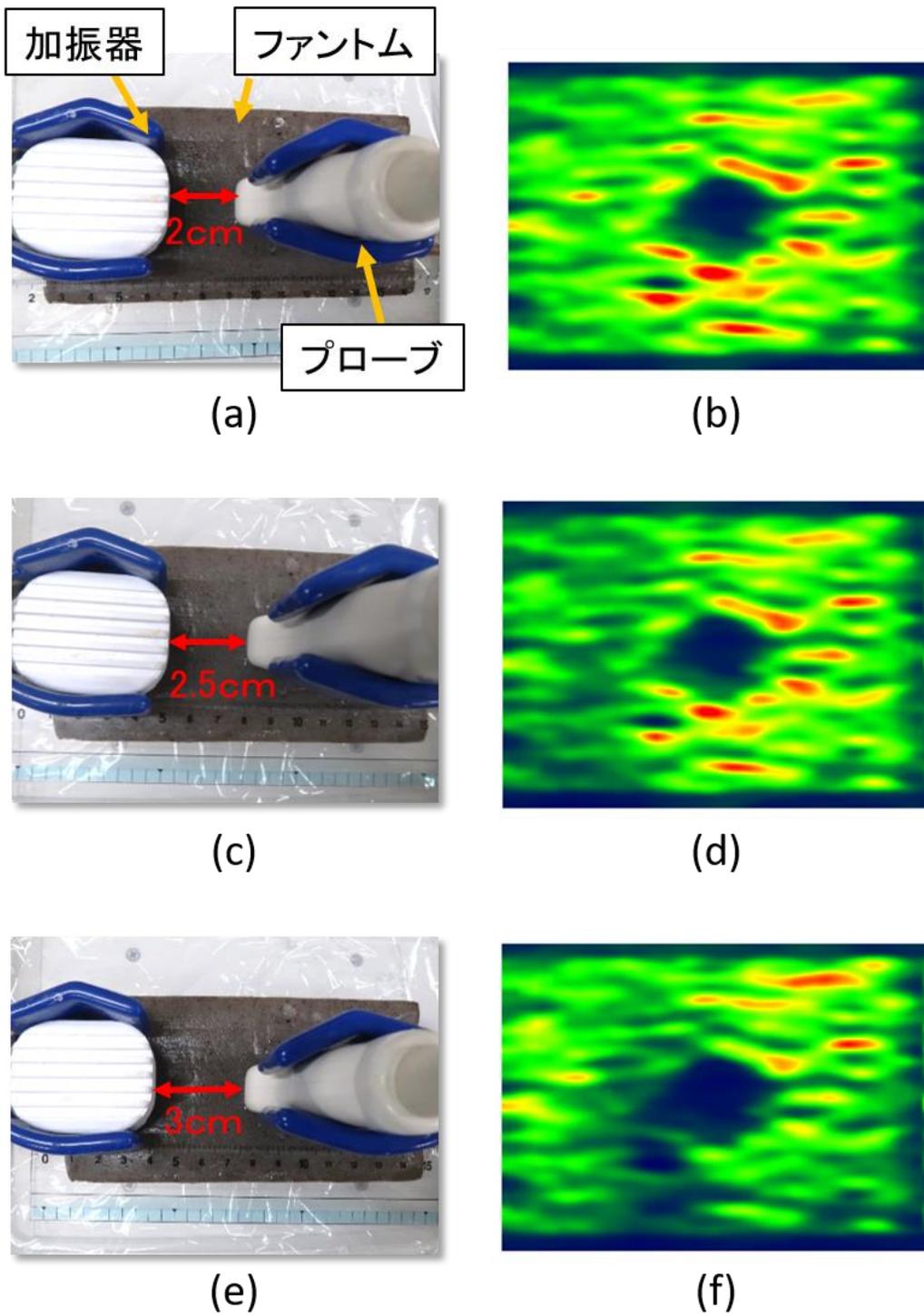


Fig.7-6-2 2cm～3cm までの加振距離ごとの測定風景と filter 後振幅  
 (a) 加振距離 2cm での測定風景, (b) 加振距離 2cm filter 後振幅,  
 (c) 加振距離 2.5cm での測定風景, (d) 加振距離 2.5cm filter 後振幅,  
 (e) 加振距離 3cm での測定風景, (f) 加振距離 3cm filter 後振幅

### 変位振幅[a.u.]

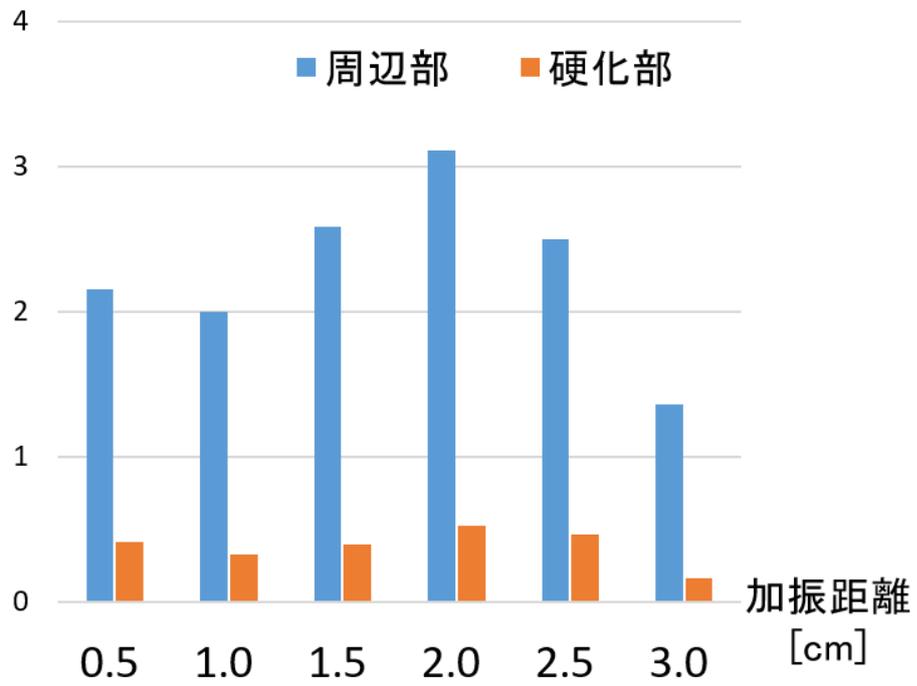


Fig.7-6-3 加振距離による硬化部と周辺部の推定振幅値

### 振幅比

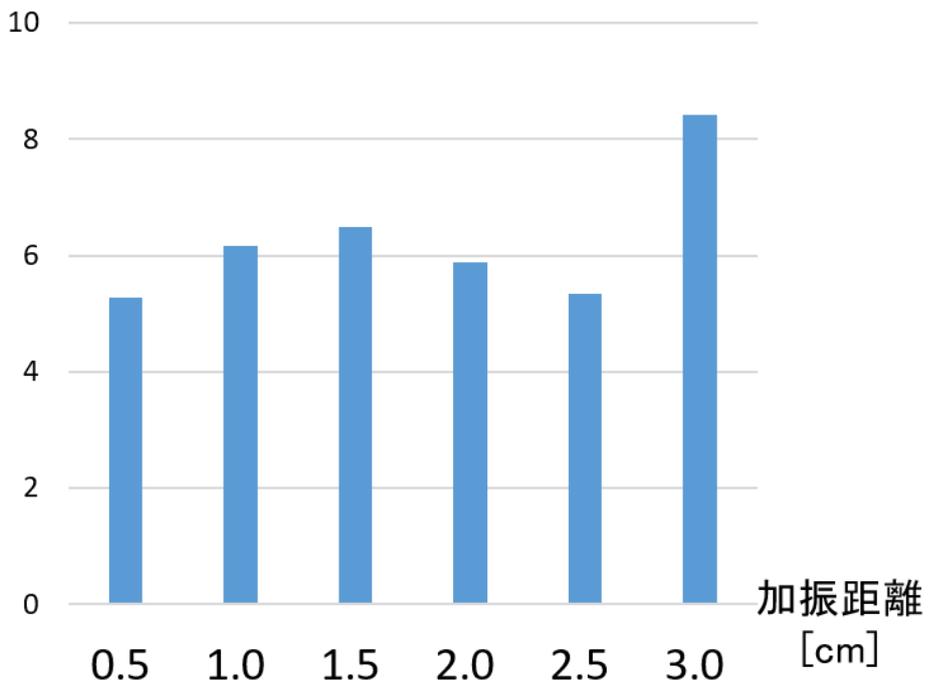


Fig.7-6-4 加振距離による硬化部と周辺部の振幅比

## 第8章 結論

### 8-1 結論

- I. 周辺部より硬い媒質の可視化においてせん断波の振幅減衰が有効であることを示した。  
理論式と乳がんの実測パラメータより、せん断波伝播の分散性を示し、せん断波の到達深さを得るためには低周波数でなければならないこと、正常乳腺と悪性腫瘍の振幅比は伝播速度比よりも大きいことを示した。また、硬化部可視化において低周波数では硬化部の振幅減衰が高周波数よりも顕著であることを FDTD シミュレーションにより示し、せん断波振幅が硬化部の可視化に有効であることを示した。
  
- II. せん断波の振幅が可視化可能であるドプラ振幅法を提案し、シミュレータで有用性を確認した。  
せん断波の振幅を可視化するために著音波直交検波信号から変位振幅を推定するドプラ振幅法を提案した。またシミュレーションでは、乳がんモデルの振幅比よりも小さい場合や振幅比や雑音強度が $-6[\text{dB}]$ の場合でも可視化が可能であることを確認し、ドプラ振幅法の有用性を示した。
  
- III. ファントム実験により、加振条件によらず従来法よりも直径 $5\text{ mm}$ 以下の硬化部の可視化に優れている可能性が示唆された。  
生体模擬ファントムに硬化部を埋め込み評価を行った結果、硬化部直径 $5\text{ mm}$ 程度の場合、従来法では弾性構造が可視化されがたいが、ドプラ振幅法では硬化部の形状が可視化できることを確認した。また加振電圧、加振位置によらず、乳がんモデルよりも小さい振幅比であっても硬化部の可視化が可能であることが示唆された。しかし加振距離ではせん断波の減衰により周辺部でも振幅減衰が確認されてしまうことから、加振距離 $2\text{ cm}$ 以内が望ましいことが示唆された。

### 8-2 今後の課題

- I. スペックル雑音の除去改善の検討  
スペックル雑音除去しきれておらず振幅図に色むらが表れている。硬化部を誤認してしまう可能性があるため、さらに低減する必要がある。
  
- II. より定量的な振幅の評価法の考案  
周辺との差による評価を行っているがせん断波の振幅は減衰してしまうため定量性がない。より定量的な評価を考案する必要がある。
  
- III. 乳腺へ適用し、生体組織硬さ評価における振幅図の有用性を確認する。  
In vivo 実験による臨床的な見方から変位振幅の有用性について評価する必要がある。

## 参考文献

- [1] 砂川和宏, 金井浩. "動脈壁組織性状診断を目的としたずり弾性波伝播の計測とずり粘弾性推定の検討." *超音波医学* 33. 1 (2006): 65-74.
- [2] Oestreicher HL. "Field and impedance of an oscillating sphere in a viscoelastic medium with an application to biophysics." *The Journal of the Acoustical Society of America*, 23. 6 (1951): 707-714.
- [3] Kathy Nightingale, "Acoustic Radiation Force Impulse (ARFI) Imaging: a Review" , *Curr Med Imaging Rev* . 2011 November 1;7(4):328-339.
- [4] 山川誠 "超音波エラストグラフィの原理" *バイオメカニズム学会誌*, Vol. 40, No.2 ,73-78 (2016)
- [5] Matthew W. Urban et al. "A Review of Shearwave Dispersion Ultrasound Vibrometry (SDUV) and its Applications", *Current Medical Imaging*, Volume 8, Issue 1, Page: [27 - 36] ,2012 Feb 1
- [6] V. Kumar et al. "Viscoelastic parameters as discriminators of breast masses: Initial human study results", *PLoS ONE* 13, October 12, 2018

## 謝辞

本研究を進めるに当たり、終始適切なご指導を頂いた群馬大学大学院理工学府 櫻井浩教授並びに山越芳樹特任教授に深く感謝申し上げます。日ごろの測定においてご支援いただいた荻野毅技官に感謝申し上げます。研究を共にし、日々の実験や解析にご協力いただいた修士2年 池永久典氏、修士2年 白沢有理沙氏、修士2年 寺内慎吾氏に心より感謝いたします。最後に、研究室での学生生活においてお世話になりました山越研究室の皆様に感謝の意を表します。

## 学会報での報告

田中愛理,金谷裕司,倉品渉,紺野啓,谷口信行,伊賀賢一,白沢有理沙,山越芳樹,  
“連続せん断波映像法におけるせん断波伝播図の活用”

日本超音波医学会第93回学術集会 仙台開催 web (参加) 2020-12-1