

3次元音場の模擬による動脈壁厚変化計測の精度検討*

渡 辺 優*¹ 長谷川英之*¹ 金 井 浩*¹

【要旨】 本研究グループでは、動脈壁の弾性特性を評価するために、拍動に伴う数十 μm 以下の微小な頸動脈壁の厚み変化を位相差トラッキング法を用いて計測し、弾性率断層像を得ている。本論文では、3次元空間における超音波パルスの伝搬を計算機で模擬し、動脈壁の微小厚み変化計測の精度評価を行う。血管中心軸を超音波走査面が通過しない場合に生じる精度低下を検討し、超音波走査面が血管中心軸と交わることの重要性を示す。また、*in vivo* 実験において、上記の計算機模擬実験と同様の評価を行い、超音波診断装置の B モード像で血管内膜を明瞭に認識できるならば、厚み変化計測の精度が保証されることを示す。

キーワード 動脈硬化症、動脈壁厚み変化計測、コンピュータシミュレーション、干渉、焦点
Atherosclerosis, Change in thickness of arterial wall, Computer simulation, Interference, Focus

1. はじめに

動脈硬化症は心筋梗塞や脳梗塞などの疾患の原因の一つであり[1]、近年、その早期診断に対する必要性が非常に高まってきている。動脈硬化症の進展により壁の肥厚や壁弾性率の変化が生じるため、壁厚や壁弾性率の計測は動脈硬化症診断に有用である[2]。超音波を用いた動脈硬化症の診断は、非侵襲的であり、診断時に患者に与える苦痛が少ないことから、反復診断に向く診断法であると言え、臨床において広く用いられている。また、Bモード断層像の情報より、血管壁の組織性状の分類などの定性的な評価が経験的に行われている。しかし、血管壁の局所ごとの弾性特性を定量的に評価することはできない。

本研究グループでは、拍動に伴って発生する数十 μm 以下の微小な頸動脈壁の厚み変化を、位相差トラッキング法[3]を用いて計測し、動脈壁の弾性特性に関する断層像の描出法を開発してきた。位相差トラッキング法を用いた厚み変化計測の精度はサブマイクロオーダーであることが基礎実験により示されている[4, 5]。また、動脈内膜側からの反射パルスと外膜側からの反射パルスとの干渉や、各圧電素子から送信される

パルス同士の干渉が、計測精度に影響を与えているという考えに基づき、2次元音場におけるリニア型電子フォーカスプローブを用いた計測を計算機を用いて模擬し、最適な焦点設定距離を与えている[6]。

計測された厚み変化と血圧などから動脈壁の局所弾性特性を算出する[7]場合には、血管の縦断面(長軸断面。計測例: 図-1)において計測を行っている。これは、横断面(短軸断面。計測例: 図-2)では血管中心軸と超音波ビームが交差していることを確認できるものの、超音波ビームと血管壁を直交させることができる領域が狭く、広範囲にわたって弾性特性を得ることが難しいからである。しかし、縦断面計測では超音波ビームが血管中心軸と交わっていることを明確に判断できない。

上記の2次元音場の計算機模擬実験では、横断面における計測を模擬し、電子フォーカスの模擬により最適な焦点距離の検討を行った。しかし、2次元音場で横断面を模擬する場合に、血管が横断面において曲率を持つという情報は反映できるものの、縦断面方向に平坦な奥行きを持つという情報を反映できない。

そこで、本論文では、上記の2次元音場における計算機模擬実験を3次元の音場に拡張し、血管を模擬した肉厚円筒管を設定し、その円筒管に対する超音波送受信を模擬する。また、その円筒管の壁に微小な厚み時間的变化を与え、厚み変化の計測を行う。血管中心軸を超音波走査面が通過しない場合に壁と超音波ビームの直交性が保たれないことにより生じる精度低下についての検討を行い、超音波走査面が血管中心軸を通過することの重要性を示す。また、*in vivo* 実験において、上記の計算機模擬実験と同様に、超音波走査面が血管中心軸からずれたときの、厚み変化の計測波形

* Investigation on accuracy in measurement of small change in arterial wall thickness by computer simulation of ultrasonic field in 3-D space, by Masaru Watanabe, Hideyuki Hasegawa and Hiroshi Kanai.

*¹ 東北大学大学院工学研究科電子工学専攻
(問合先: 金井 浩 〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉05 東北大学大学院工学研究科電子工学専攻
e-mail: hkanai@ecei.tohoku.ac.jp)
(2001年10月18日受付, 2002年5月17日採録決定)

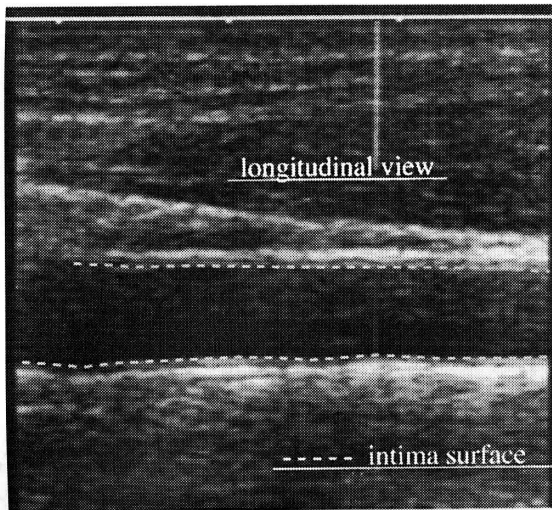


図-1 縦断面断層像（長軸 B モード像）において血管内膜を明瞭に認識出来る状態

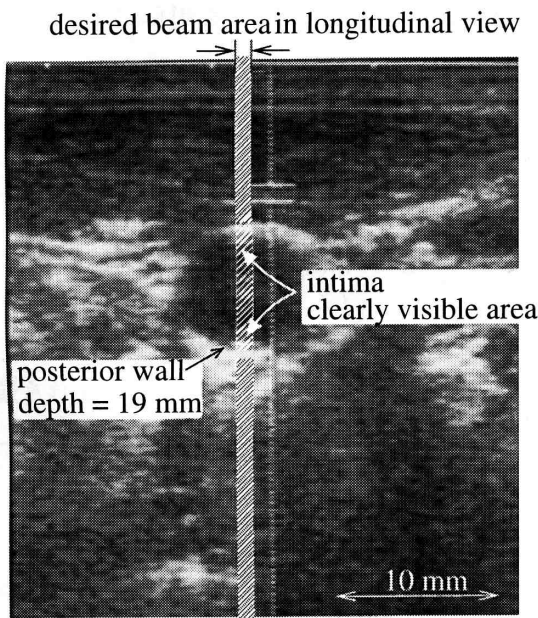


図-2 医用超音波診断装置（東芝 SSH-140 A），中心周波数 7.5 MHz，波数 4 波（受信波）のリニア型電子スキャンプローブを用いて撮影したヒト頸動脈横断面断層像（短軸 B モード像）

への影響を評価する。それらの結果より、超音波診断装置の B モード断層像で血管内膜を明瞭に認識できるならば、厳密に超音波走査面が血管中心軸と交わっていない場合にも、厚み変化は適切に計測できることを示す。

2. 計算機模擬実験の原理

超音波診断装置で頸動脈壁計測に一般的に用いられているリニア型電子フォーカスプローブによる超音波パルスの送受信を模擬する。図-3 にプローブと計測対象物の模式図を示す。診断装置からの送信信号によりリニア型電子フォーカスプローブの複数の素子を駆動させ、超音波を照射している。このとき、各素子に

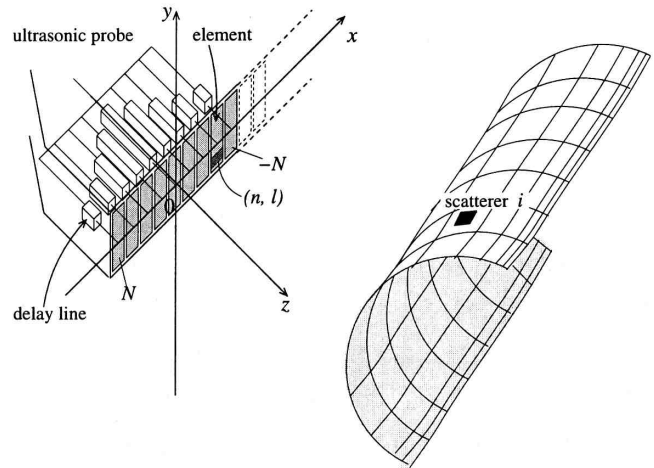


図-3 計算機模擬実験モデル

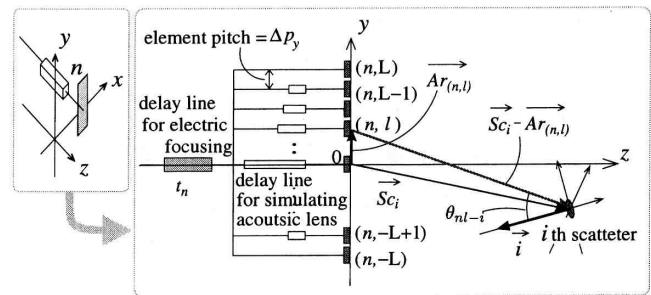


図-4 音響レンズを模擬するための遅延時間設定

適切な遅延時間を与えることで、目的の深さに焦点を合わせることができる。遅延時間は各素子からの送信波を焦点距離で受信した場合に、受信信号の位相が揃うように、また、焦点距離からの反射波を各素子で受信した場合に、受信信号の位相が揃うように設定される。駆動させる素子列の端の素子 N から電子フォーカス焦点距離 d_f までの伝搬距離は $\sqrt{d_f^2 + (N\Delta p)^2}$ となる。プローブの中心から $n\Delta p$ 離れた位置にある素子 n から電子フォーカス焦点距離までの伝搬距離は $\sqrt{d_f^2 + (n\Delta p)^2}$ となる。これらの伝搬時間の差を取ることで素子 n における受信信号に与えられる遅延時間 τ_n は次式で表される。 c は媒質の音速である。

$$\tau_n = \frac{\sqrt{d_f^2 + (N\Delta p)^2}}{c} - \frac{\sqrt{d_f^2 + (n\Delta p)^2}}{c} \quad (1)$$

$$(n = -N, -N+1, \dots, 0, \dots, N)$$

更に、3次元空間の音場を模擬するには、プローブを y 軸方向に拡張する必要がある。実際の超音波プローブは、開口面に音響レンズがあり、ある一定の距離に焦点が合うように設計されている。そこで図-4 に示すように、1素子を複数の点音源に分割し、各点音源に遅延時間を与えることで音響レンズの働きを模擬する。音響レンズ焦点距離を d_{fac} としたときに、プローブの中心から x 軸方向に $n\Delta p$ 、 y 軸方向に $l\Delta p_y$ 離れた位置にある点音源 (n, l) に与える遅延時間 τ_{nl} は次

式で表される。

$$\tau_{nl} = \tau_n + \frac{\sqrt{d_{fac}^2 + (L\Delta p_y)^2}}{c} - \frac{\sqrt{d_{fac}^2 + (l\Delta p_y)^2}}{c}$$

$$(n = -N, -N+1, \dots, 0, \dots, N) \quad (2)$$

$$(l = -L, -L+1, \dots, 0, \dots, L)$$

L は 1 素子の y 軸方向の点音源分割数 $(2L+1)$, l はプローブの中心から y 方向に $l\Delta p_y$ 離れた位置にある素子を表す。

超音波パルスは、各素子 (n, l) を点音源として放射され媒質を伝搬する。ホイヘンスの原理に従い、各素子 (n, l) において受信されたパルスに(2)式の遅延時間を与えて重ね合わせることでフォーカシングされ超音波ビームを形成する[8]。素子間隔 Δp を $800 \mu\text{m}$, 点音源間隔 Δp_y を $200 \mu\text{m}$, 駆動素子数 $(2N+1)$ を 5, 各素子の点音源分割数 $(2L+1)$ を 1, 音速 c を $1,480 \text{ m/s}$, 表示時間間隔 ΔT を $1.67 \mu\text{s}$, 電子フォーカス距離 d_f を 8 mm として, 超音波ビームを照射したときの計算機模擬による波面伝搬の様子 (x - z 平面) を図-5 に示す。超音波の振幅はグレースケールで表示してある。中間色のグレーは振幅がおおよそ 0 であることを表し, 白と黒はおのおの正と負の振幅を表

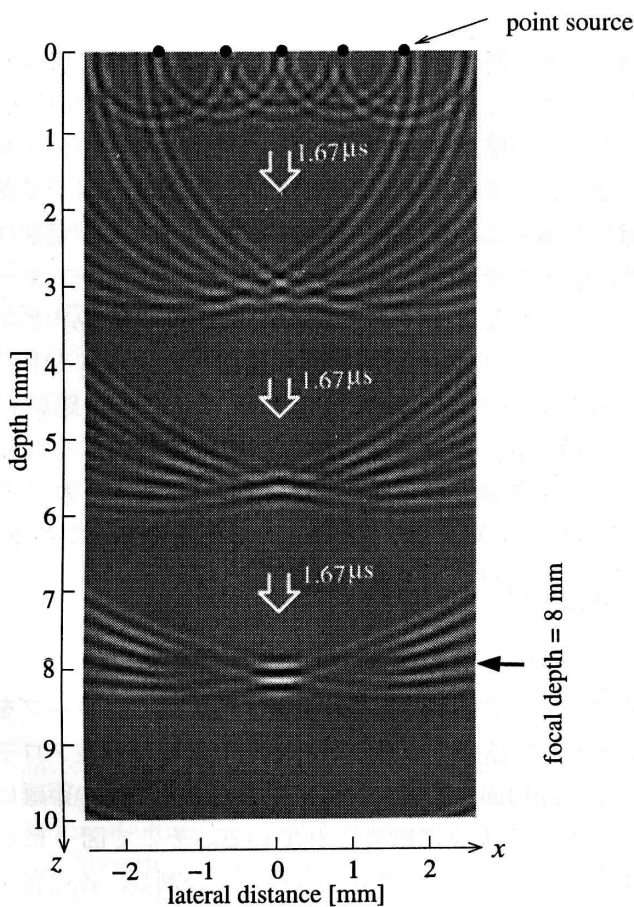


図-5 素子間隔 $\Delta p = 800 \mu\text{m}$, 素子数 $2N+1 = 5$, 音速 $c = 1,480 \text{ m/s}$, 表示時間間隔 $\Delta T = 1.67 \mu\text{s}$, 電子フォーカス距離 $d_f = 8 \text{ mm}$ として, 超音波ビームを照射したときの計算機模擬による波面伝搬の様子

している。各素子から発生したパルスが半円形で伝搬し, ホイヘンスの原理に従い重ね合わされていることを示している。また, 焦点距離でフォーカシングされ, ビームが形成されていることが分かる。各素子から発生する超音波は, 図-6 に示すように, 中心周波数 $\omega_0/2\pi$ を 7.5 MHz , 窓幅を 4λ としたハンニング窓を掛けたものを用いている。従って, 焦点距離で収束したパルスは, 波の伝搬方向に沿って四つの正のピーク (白色) が見られる。

計測対象物として設定する散乱体は微小な面積を持つ平面と考え, 法線ベクトルを \vec{i} とする。また, 各受信素子は点音源間隔分の面積 $(\Delta p \times \Delta p_y)$ を持つ平面とする。図-7 に示すように, 送信素子 (n, l) と散乱体 i の位置関係を考える。送信素子 (n, l) の位置ベクトル $Ele_{(n, l)} = (n \times \Delta p, l \times \Delta p_y, 0)$ と, 散乱体 i の位置ベクトル $Sc_i = (x_i, y_i, z_i)$ を用いて, 散乱体への

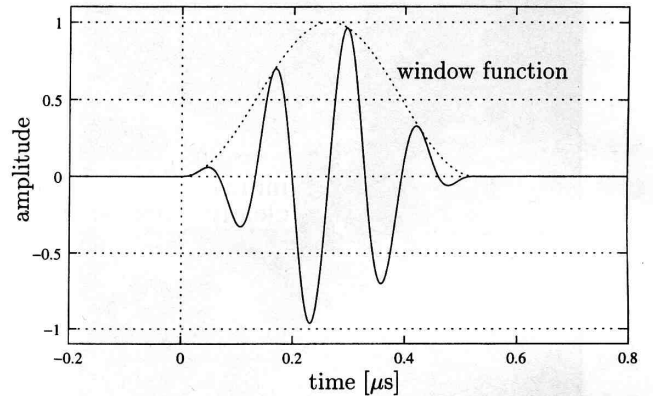


図-6 計算機模擬実験において用いる送信波

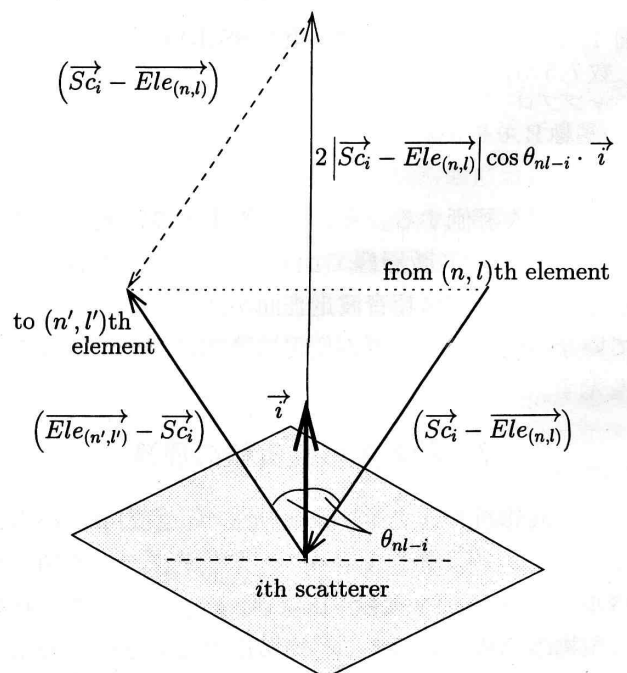


図-7 散乱体 i における鏡面反射

入射角度 θ_{nl-i} を次式のように求めることができる。

$$\cos \theta_{nl-i} = \frac{(\vec{S}_i - \vec{Ele}_{(n,l)}) \cdot \vec{i}}{|\vec{S}_i - \vec{Ele}_{(n,l)}| \cdot |\vec{i}|} \quad (3)$$

更に、各散乱体での反射が鏡面反射であると仮定すると、散乱体 i から受信素子 (n', l') に入射するベクトル $(\vec{Ele}_{(n',l')} - \vec{S}_i)$ は、 $\cos \theta_{nl-i}$ を用いて次式で表される。

$$\begin{aligned} \vec{Ele}_{(n',l')} - \vec{S}_i \\ = 2|\vec{S}_i - \vec{Ele}_{(n,l)}| \cos \theta_{nl-i} \cdot \vec{i} + (\vec{S}_i - \vec{Ele}_{(n,l)}) \end{aligned} \quad (4)$$

散乱体 i における (4) 式の各項と入射角度 θ_{nl-i} の関係を図-7に示す。また、受信素子に入射する超音波パルスの角度 $\varphi_{i-n'l'}$ は次式で表される。

$$\cos \varphi_{i-n'l'} = \frac{(0, 0, 1) \cdot (\vec{Ele}_{(n',l')} - \vec{S}_i)}{|(0, 0, 1)| \cdot |\vec{Ele}_{(n',l')} - \vec{S}_i|} \quad (5)$$

また、送信素子 (n, l) から散乱体 i への超音波パルスの伝搬時間 τ'_{nl-i} と、散乱体 i から受信素子 (n', l') への超音波パルスの伝搬時間 $\tau''_{i-n'l'}$ は次のようになる。

$$\tau'_{nl-i} = \frac{|\vec{Ele}_{(n,l)} - \vec{S}_i|}{c} \quad (6)$$

$$\tau''_{i-n'l'} = \frac{|\vec{S}_i - \vec{Ele}_{(n',l')}|}{c} \quad (7)$$

素子 (n, l) に $W(t) \cdot \sin \omega_0 t$ を与えたとき、素子 (n', l') で受信する波形は (1) ~ (7) 式を用いて、次式で表される [9]。

$$\begin{aligned} y_{n'l'}(t) = \sum_{n=-N}^N \sum_{l=-L}^L W(t - \tau_{nl}) \cdot \sin \omega_0(t - \tau_{nl}) \\ * \left(\sum_i \delta(t - \tau'_{nl-i}) \cdot \cos \theta_{nl-i} \right. \\ \left. * \delta(t - \tau''_{i-n'l'}) \cdot \cos \varphi_{i-n'l'} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $W(t)$ は窓関数であり、本計算機模擬実験では窓幅 4λ のハニング窓を用いた。 $\omega_0/2\pi$ は超音波中心周波数、 $*$ は畳み込み演算、 $\delta(t)$ はディラックのデルタ関数である。更に、プローブを模擬するために、全ての素子に関する和を取ることで、プローブ全体での受信波形 $y(t)$ が得られ、次式のように表される。

$$y(t) = \sum_{n'=-N'}^N \sum_{l'=-L'}^L y_{n'l'}(t) * \delta(t - \tau_{n'l'}) \quad (9)$$

3. 計算機模擬実験

3.1 実験方法

計測対象物の円筒管の概形を図-8に示す。円筒管は内径 6.8 mm、外径 8.0 mm、長さ 20 mm の大きさとし、散乱体を円周方向に 2 度間隔、長さ方向に 250 μm 間隔で設定した。円筒管全体では 28,800 点の散乱体となる。円筒管には、外面の移動速度 $v_o(t)$ 、内面の移動速度 $v_i(t)$ を与え、円筒管壁の厚みが正弦的

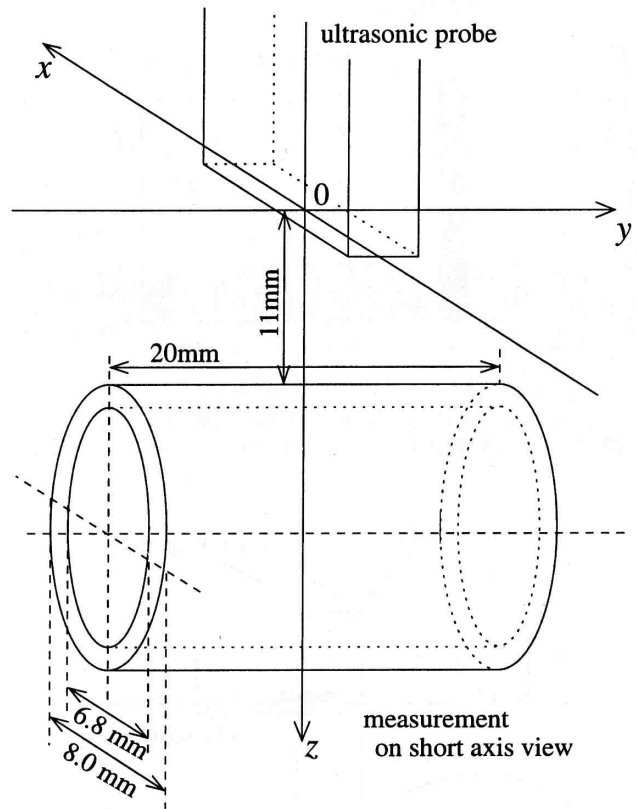


図-8 設定計測対象物

に変化する運動を模擬する。 $v_o(t)$ と $v_i(t)$ を次式で表す。

$$v_o(t) = \alpha \Delta h_{\max} \cdot 2 \pi f_{\text{rot}} \sin(2 \pi f_{\text{rot}} t) \quad (10)$$

$$v_i(t) = (\alpha + 1) \Delta h_{\max} \cdot 2 \pi f_{\text{rot}} \sin(2 \pi f_{\text{rot}} t) \quad (11)$$

ここで f_{rot} は厚み変化の周波数、 Δh_{\max} は円筒管壁の厚み変化の最大値、 α は外面と内面の速度差を一定とするための定数である。この二つの速度から与えられる厚み変化 $\Delta h(t)$ は次式で表される。

$$\Delta h(t) = \int_0^t \{v_o(t) - v_i(t)\} dt \quad (12)$$

プローブの設定は、電子フォーカス方向の素子数 $(2N+1)$ を 17、素子間隔 Δp を 200 μm とし、音響レンズ方向の素子数 $(2L+1)$ を 9、間隔 Δp_y を 200 μm とした。プローブ開口面を図-9に示す。

超音波パルス繰り返し周波数を 1 kHz に設定し、1.0 秒間、1,000 フレーム分の模擬実験を行う。(9) 式から得られた超音波受信信号 $y(t)$ から、位相差トラッキング法により円筒管の壁の厚み変化 $\Delta \hat{h}(t)$ を求める。

3.2 超音波走査面と円筒管中心軸の計測位置変化による影響の検討

我々の研究グループでは、血管壁弾性率断層像の計測を行う場合、血管の広範囲な弾性特性分布が得られる利点や、超音波ビームと血管壁の血管軸方向の直交性を確認できるという理由から、ほとんどの場合にお

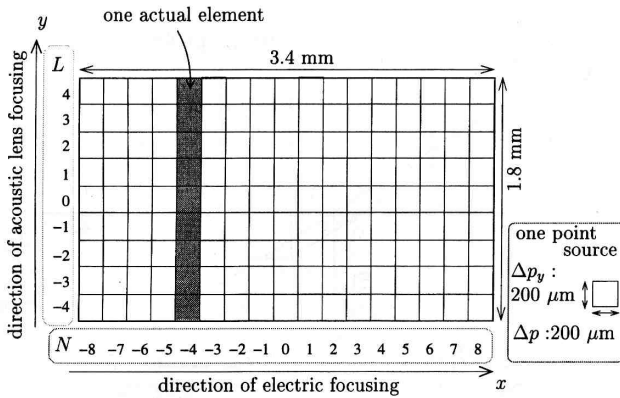


図-9 計算機模擬実験におけるプローブ開口面の設定

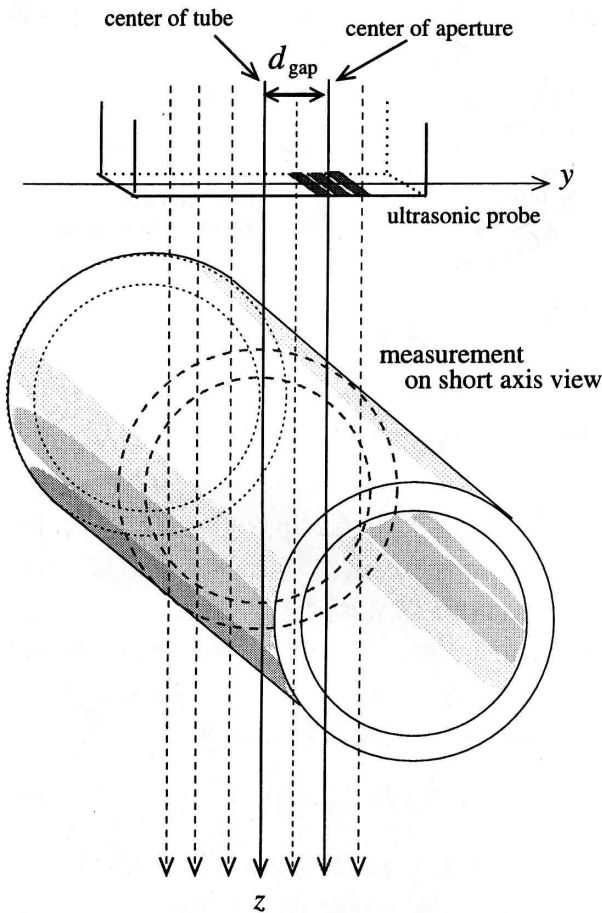


図-10 円筒管の計測位置ずれ d_{gap} の定義

いて縦断面計測を採用している。この際、血管の中心を超音波走査面が通過していることは、診断装置の B モード断層像において、図-1 に示すように血管壁の内膜が見えることで判断してきた。

図-1 では、計測領域ほぼ全体にわたり血管前後壁の内膜が描出されている。しかし、内膜を描出できるのは、超音波走査面が厳密に血管中心軸を通過するときだけではなく、わずかに走査面の位置が変化した場合でも内膜面を描出できる。従って、内膜は描出できているが、血管中心を走査面が通過していない場合、計測精度に影響があるかどうか評価する必要がある。

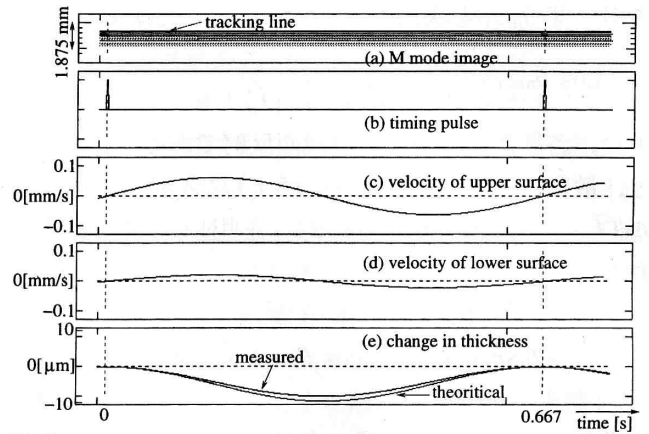


図-11 $d_{gap}=0.6$ mm における厚み変化の算出結果 (a) M モード像。(b) タイミングパルス。(c), (d) チューブ表面の速度波形, $v_i(t)$, $v_o(t)$ 。(e) 計測された厚み変化波形と理論値, $\Delta\hat{h}$, $\Delta h(t)$

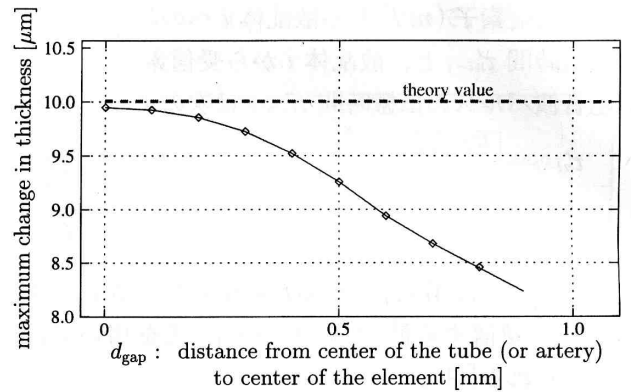


図-12 円筒管の計測位置ずれによる計測した厚み変化の振幅最大値の変化

そこで、図-10 に示すように血管横断面において計測を行う際の、リニア型電子スキャンプローブの駆動中心素子と円筒管中心軸の水平距離を d_{gap} とし、この距離を 0 mm から 1.2 mm まで変化させ、それぞれの条件下において $10 \mu\text{m}$ の厚み変化を与え、計測精度の評価を行った。 d_{gap} を 0.6 mm として模擬実験を行ったときの M モード像、速度波形 $v_i(t)$, $v_o(t)$ 、厚み変化波形 $\Delta\hat{h}(t)$ を図-11 に示す。

計算機模擬実験における厚み変化の振幅最大値 $\Delta\hat{h}_{max}$ の算出結果を図-12 に示す。図-12 の結果より、超音波走査面と円筒管中心軸の距離 d_{gap} が増加すると、 $\Delta\hat{h}_{max}$ は減少傾向を示していることが分かる。これは計測対象物の運動方向と超音波ビームの方向が一致せず、超音波ビーム方向の速度成分しか計測できないため、計測された速度 $\hat{v}_i(t)$ と $\hat{v}_o(t)$ は、互いに実際の速度よりも小さくなり、 $\Delta\hat{h}_{max}$ が減少したと考えられる。

この結果から、ヒト頸動脈における *in vivo* 計測においては、血管中心軸上にプローブを固定することが

ーションの結果において、超音波走査面と血管中心軸の距離 d_{gap} が増大したときに、計測された厚み変化の振幅最大値が減少したと一致する。また、内膜が描出できていない領域において厚み変化波形に大きな変化が見られるが、これには厚み変化を算出する際に壁の振動速度を算出する位置の違いによる影響が考えられる。厚み変化を算出する際には超音波ビームに沿って動脈壁上2点を拡張末期に設定し、それらの点の速度を算出している。図-15 に示した白丸は速度を算出した点を示している。図-15 から分かるように d_{gap} が大きくなるにつれて内膜面からの反射波が弱くなるために、速度算出点を正確に設定することが難しくなり、若干外側にずれてしまう。それにより、厚み変化波形が $d_{\text{gap}}=0$ の場合と異なることが考えられる。

頸動脈 B モード断層像の後壁部分を拡大し、それぞれの位置に対応する厚み変化の振幅最大値をプロットした結果を図-16 に示す。図-16 より、血管内膜が明瞭に確認できる血管中心部の領域においては、厚み変化振幅値が $50 \mu\text{m}$ 程度であるが、それ以外の領域では、厚み変化振幅値が大きく減少しており、これは計算機模擬実験における結果と同様に、超音波ビームが血管中心軸から離れ超音波ビームと壁が直交しなくなることにより生じるものと考えられる。

図-13 の B モード断層像から、内膜が認識できる領域の幅 d_{gap} は 0.3 mm である。図-16 の *in vivo* 計測結果において、血管中心位置 ($d_{\text{gap}}=0.0 \text{ mm}$) の厚み変化振幅値は $59 \mu\text{m}$ 、弾性率は 389 kPa である。また、 $d_{\text{gap}}=0.3 \text{ mm}$ と -0.3 mm の場合の厚み変化の振幅は、それぞれ $54 \mu\text{m}$ と $57 \mu\text{m}$ である。このときの弾性率は、 421 kPa 、 399 kPa であり、 $d_{\text{gap}}=0.0 \text{ mm}$ の場合に計測された値との差は約 35 kPa である。これは動脈硬化に伴う組織変化 (正常な組織: $510 \text{ kPa} \pm 220 \text{ kPa}$, 線維組織: $900 \text{ kPa} \pm 220 \text{ kPa}$, 石灰化組織: $2,190 \text{ kPa} \pm 990 \text{ kPa}$ 。参考文献[10]) による弾性率の変化に比べ十分小さく、組織性状の識別に影響はほとんどない。このことから、図-2 に示すように、血管内膜が明瞭に認識できる領域内に超音波走査面を設定すれば、組織性状の診断をする上で十分な精度で厚み変化を計測できる。

図-16 は横断面における検討であるが、実際には縦断面において計測を行う。縦断面、横断面それぞれにおいて、血管内膜が明瞭に認識できる領域は超音波ビームの幅で決まる。平均的な頸動脈後壁の深さ 19 mm における超音波ビームの半値幅は、計算機模擬実験では x, y 軸方向それぞれ 0.8 mm , 0.7 mm , *in vivo* 実験では 0.9 mm , 0.8 mm であったため、横断

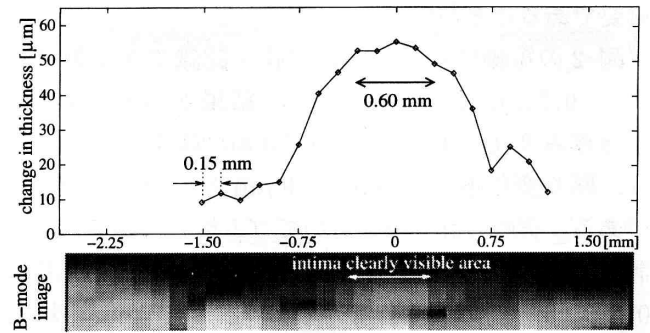


図-16 再構成した後壁部分の B モード断層像とその位置における厚み変化の最大振幅値

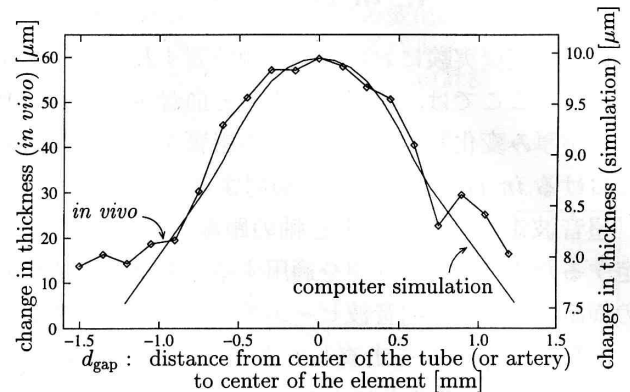


図-17 計算機模擬実験結果と *in vivo* 計測実験結果の対応

面、縦断面いずれにおいても内膜を描出できる領域はほぼ同じ幅になると考えられる。これらのことから、縦断面において計測を行う際にも、図-1 のように診断装置上の B モード断層像において血管内膜を確認できる状態で計測を行うことで、精度良く厚み変化計測を行うことが可能である。

また、横軸に血管中心軸から超音波走査面までの距離 d_{gap} 、縦軸に計算機模擬実験と *in vivo* 実験における厚み変化の振幅最大値をそれぞれスケールを変えてプロットしたものを図-17 に示す。計算機模擬実験の結果と、*in vivo* 実験結果は良く一致する。図-17 の結果より、計算機模擬実験の結果と同様に、 d_{gap} が増加するに従って厚み変化の計測精度が低下しているものと考えられる。また d_{gap} が 0.9 mm 以上では、双方の結果が一致しなくなる。これは計算機模擬実験においては、鏡面反射を仮定しているために、 $d_{\text{gap}} \geq 0.9 \text{ mm}$ の領域では、散乱体からの反射波を受信することが難しく、大きく精度が低下したためと考えられる。

5. ま と め

本報告では、3次元空間におけるリニア型電子フォーカスプローブによる超音波パルスを送受信に関する計算機模擬実験を行った。計測対象物に頸動脈を模擬

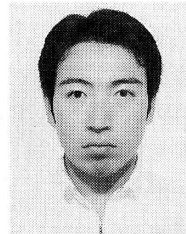
した円筒管を設定し、その壁に厚み変化を与える。円筒管からの反射波を位相差トラッキング法を用いて解析し、血管中心軸と超音波走査面の水平距離を変化させることによって精度が低下することを確認した。ヒト頸動脈における *in vivo* 実験においても同様の傾向が見られた。また、Bモード断層像と厚み変化の計測精度を検討することにより、Bモード断層像において血管内膜を確認できる状態で計測を行うことにより、超音波ビームが厳密に血管中心軸を通過しているか分からなくても、中心軸を通過している状態と変わりなく厚み変化が計測できることを示した。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、ご助言をいただきました東京工業大学精密工学研究所 大槻茂雄教授に厚く感謝いたします。

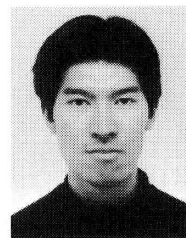
文 献

- [1] 高久史磨, 大内尉義, 山田信博: 動脈硬化症 update (中外医学社, 東京, 1993), pp. 1-7.
- [2] 都島基夫: 動脈硬化の診断の進歩: 概説. 日本臨床, **51**, 83-90 (1993).
- [3] H. Kanai, M. Sato, Y. Koiwa and N. Chubachi: Transcutaneous measurement and spectrum analysis of heart wall vibrations. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **43**, 791-810 (1996).
- [4] H. Kanai, K. Sugimura, Y. Koiwa, Y. Tsukahara: Accuracy evaluation in ultrasonic-based measurement of microscopic change in thickness. *Electron. Lett.*, **35** (12), 1-2 (1999).
- [5] H. Hasegawa, H. Kanai, N. Hoshimiya and Y. Koiwa: Reduction of influence of decrease in signal-to-noise ratio in measurement of change in thickness of arterial wall due to heart beat. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **39**, 3257-3261 (2000).
- [6] M. Watanabe and H. Kanai: Optimization of focal position of ultrasonic beam in measurement of small change in arterial wall thickness. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **40**, 3918-3921 (2001).
- [7] 長谷川英之, 金井 浩, 星宮 望, 小岩喜郎: 不均一な壁厚を有する管の局所弾性率の計測法. 超音波医学, **28**, J3-J14 (2001).
- [8] J.H. Lee and S.W. Choi: A parametric study of ultrasonic beam profiles for a linear phased array transducer. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **47**, 644-650 (2000).
- [9] S.K. Jespersen, P.C. Pedersen and J.E. Wilhjelm: The diffraction response interpolation method. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **45**, 1461-1475 (1998).
- [10] R.T. Lee, A.J. Grodzinsky, E.H. Frank, R.D. Kamm and F.J. Schoen: Static circumferential tangential modulus of human atherosclerotic tissue. *J. Biomech.*, **27**, 195-204 (1994).



渡辺 優

平成12年東北大学工学部卒業, 平成14年同大学院博士前期課程修了。平成14年アクセンチュア株式会社入社, 現在に至る。日本音響学会の会員。



長谷川英之

平成8年東北大学工学部卒業, 平成13年同大学院博士後期課程修了。博士(工学)。平成13年日本学術振興会特別研究員(PD), 平成14年東北大学大学院工学研究科助手, 現在に至る。循環器の非侵襲的診断を目指したデジタル信号処理と超音波による医用生体計測に関する研究に従事。平成9年電気学会論文発表賞B, 平成10年日本超音波医学会論文賞(菊池賞)受賞。日本音響学会, 電子情報通信学会, 日本超音波医学会の各会員。



金井 浩

昭和56年東北大学工学部卒業, 昭和61年同大学院博士課程修了。工学博士。昭和61年同大学助手, 講師を経て, 平成4年6月同工学部電気工学科助教授, 平成9年4月同大学院工学研究科電気・通信工学専攻助教授, 平成13年3月同大学院工学研究科電子工学専攻教授, 現在に至る。この間, 超音波による医用生体計測と音響振動に関するデジタル信号処理に関する研究に従事。昭和62年石川賞, 平成7年日本音響学会佐藤論文賞, 平成8年及び平成10年日本超音波医学会論文賞(菊池賞), 平成13年日本IBM科学賞など受賞。著書:『音・振動のスペクトル解析』単著(コロナ社)など。電子情報通信学会, 日本ME学会, 日本循環器学会, 情報理論とその応用学会, IEEEの各会員。日本音響学会, 日本超音波医学会の理事。