

超音波によって *in vivo* 計測された動脈壁上の微小振動波形の解析*

小澤 仁*¹ 金井 浩*¹ 中鉢 憲賢*¹

(1997年1月28日受付)

【要旨】 筆者等は、動脈硬化症の早期診断を目指して、動脈壁上局所2点における微小振動波形を超音波を用いて同時計測することにより、2点間の局所脈波伝搬速度を算出し、血管壁の弾性的特性を評価してきた。局所脈波伝搬速度を算出するために、計測された微小振動速度波形に時間窓を掛けて切り出し、周波数解析を行っているが、脈波伝搬速度の値は微小振動速度波形に掛ける時間窓の窓長や、窓を掛けるタイミングにより変化する。本論文では、ヒト腹部大動脈壁の径方向の微小振動速度を *in vivo* 計測した波形に関して、窓関数のこれらのパラメータを変化させて脈波伝搬速度を算出する。微小振動の速度波形・変位波形・加速度波形を詳細に観察した結果、伝搬する脈波にはタイミングによって大別して速い速度成分と遅い速度成分という別々の速度成分があり、これらを別々にして算出するべきであることが分かった。

キーワード 動脈硬化、動脈壁の微小振動、脈波伝搬速度、時間窓、重み付き最小自乗法

Atherosclerosis, Small vibration on arterial wall, Pulse-wave velocity, Time window, Weighted least squares method

1. ま え が き

近年、食生活の欧米化や高齢化社会の急速な進展に伴い、心筋梗塞や脳硬塞などの成人病が社会問題になってきている。これらの重篤な疾患の主因の一つに動脈硬化があり¹⁾、動脈硬化の早期診断・早期治療が重要である。動脈硬化の初期病変は数 mm から十数 mm のオーダと言われている¹⁾。

そこで筆者等のグループでは、血管壁の弾性的特性を非侵襲的に評価するために、動脈壁上で軸方向に数 mm から十数 mm 離れた局所2点における壁の径方向の微小振動波形を超音波を用いて同時計測し、その2点間の圧力波の伝搬時間から局所脈波伝搬速度を算出する手法を開発してきた²⁾⁻⁵⁾。2点間の圧力波伝搬時間を算出する際には、微小振動波形に時間窓を掛けて、切り出した百数十 ms の区間において周波数解析を行い、2点間の伝達関数の位相項の傾きから遅延時間を算出している^{3),6)}。

従来は壁の膨らむタイミングで百数十 ms のハンギング窓やハンギング窓を用いて、微小振動波形を切り出し

て遅延時間を算出してきた。しかしその遅延時間は、時間窓長や時間窓を掛けるタイミングにより変化するため、時間窓長と時間窓を掛けるタイミングの選択は非常に重要であるが、従来、詳細な検討がなされていなかった。

そこで本論文では、ヒト腹部大動脈壁の微小振動波形に関する *in vivo* 計測で、得られた微小振動波形に掛ける時間窓の窓長、窓を掛けるタイミングを実験的に検討し、壁の膨らむタイミングのみに注目するのではなく、このタイミングの前後約 100 ms の時間についても考察し、微小振動の速度波形・変位波形・加速度波形を考慮することによって得られた新たな知見を示す。

2. 原 理

2.1 微小振動速度計測の原理

大動脈壁上2点 A, B における微小振動波形 $v_A(t)$, $v_B(t)$ の測定の概略を図-1 に示す。超音波プローブから送信された超音波ビームは大動脈壁上で反射して、その反射信号は同一のプローブで受信される。受信された RF 信号は超音波診断装置を介して、標準化周波数 $f_s=10$ MHz の AD 変換器で標準化される。標準化された信号はワークステーションに GPIB インタフェースを介して転送され、以下の原理に基づいて微小振動速度及び局所脈波伝搬速度の算出を行う。

微小振動速度算出の原理を図-2 に示す。この速度

* Analysis of small vibrations on the arterial wall measured using ultrasound in *in vivo*, by Masashi Ozawa, Hiroshi Kanai and Noriyoshi Chubachi.

*¹ 東北大学工学部電気工学科
(問合先: 小澤 仁 〒980-77 仙台市青葉区荒巻字青葉 東北大学工学部電気工学科)

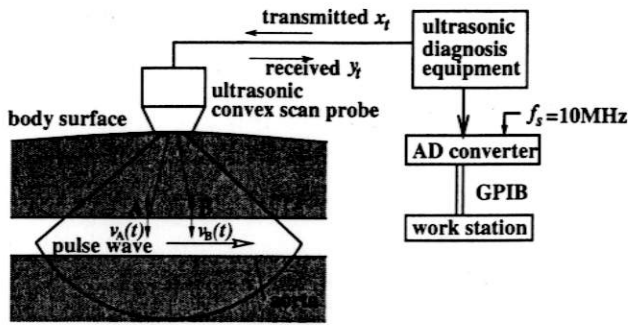


図-1 大動脈壁上 2 点における微小振動波形の測定及びシステムの構成図

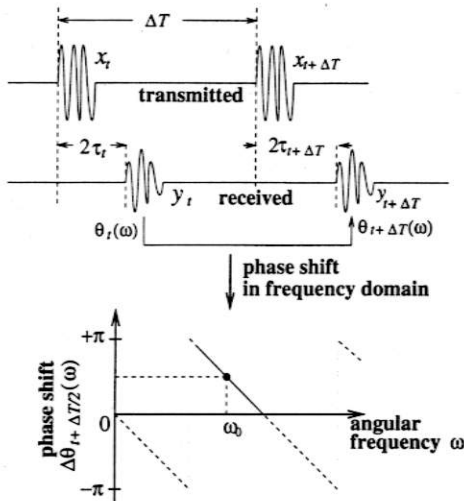


図-2 対象の速度波形 $v(t)$ 算出の原理説明図

算出法は、中心角周波数 ω_0 に関する位相の変化に注目する。時刻 t におけるトランスジューサから対象までの超音波パルスの片道の伝搬時間を τ_t とおくと、時刻 t における送信信号 x_t に対して、受信信号 y_t は、 $2\tau_t$ だけ遅れる。この遅れによって、中心角周波数 ω_0 に関する受信信号 y_t の位相 $\theta_t(\omega_0)$ は送信信号 x_t の位相に対して $-2\omega_0\tau_t$ だけの位相遅延が生じる。同様にして、パルス送信間隔 ΔT 後の時刻 $t + \Delta T$ における中心角周波数 ω_0 に関する受信信号 $y_{t+\Delta T}$ の位相 $\theta_{t+\Delta T}(\omega_0)$ には、送信信号 $x_{t+\Delta T}$ の位相に対して、 $-2\omega_0\tau_{t+\Delta T}$ だけの位相遅延が生じる。

パルス送信間隔 ΔT における対象の平均速度 $v(t + \Delta T/2)$ を算出するために、中心角周波数 ω_0 に関する位相のパルス送信間隔 ΔT における変化 $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0)$ に注目する。この位相の変化 $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0)$ は、時刻 t と $t + \Delta T$ における超音波パルスの往復伝搬距離の差に基づく位相差であるので、次式のように表される⁷⁾。

$$\begin{aligned} \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0) &\equiv \theta_{t+\Delta T}(\omega_0) - \theta_t(\omega_0) \\ &= -2\omega_0(\tau_{t+\Delta T} - \tau_t) \end{aligned} \quad (1)$$

式(1)において、片道伝搬時間の差 $\tau_{t+\Delta T} - \tau_t$ は、パルス送信間隔 ΔT に移動した対象の変位を生体内で

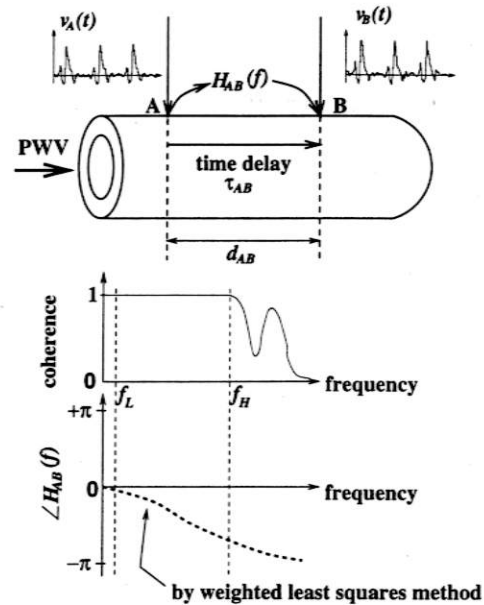


図-3 局所脈波伝搬速度算出の説明図

の音速 c で割った値と等しい。 ϕ を対象の速度ベクトルと超音波ビームの送信方向とのなす角度とすれば、パルス送信間隔 ΔT における変位は $v(t + \Delta T/2) \cdot \cos \phi \cdot \Delta T$ で表すことができるから、

$$\tau_{t+\Delta T} - \tau_t = \frac{v\left(t + \frac{\Delta T}{2}\right) \cos \phi \cdot \Delta T}{c} \quad (2)$$

となる。式(1)、(2)から対象の時刻 t と $t + \Delta T$ における平均速度 $v(t + \Delta T/2)$ は次式で決定できる。

$$v\left(t + \frac{\Delta T}{2}\right) = \frac{c}{2 \cdot \Delta T \cdot \cos \phi} \frac{\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0)}{\omega_0} \quad (3)$$

2.2 局所脈波伝搬速度算出の原理

動脈上の 2 点 A、B 間の脈波伝搬速度 (PWV) を算出するためには、2 点 A、B において計測した微小振動速度波形 $v_A(t)$ 、 $v_B(t)$ 間の伝達関数 $H_{AB}(f)$ を用いて、図-3 に示すように A 点から B 点への脈波伝搬に関する伝搬遅延時間 τ_{AB} を決定する。

A 点から B 点への伝達関数 $H_{AB}(f)$ の位相項 $\angle H_{AB}(f)$ は、

$$\angle H_{AB}(f) = -2\pi f \tau_{AB} \quad (4)$$

と表される。従って伝搬時間 τ_{AB} は、位相項の傾き $d\angle H_{AB}(f)/df$ を用いて次式で表される。

$$\tau_{AB} = -\frac{1}{2\pi} \frac{d\angle H_{AB}(f)}{df} \quad (5)$$

本論文では、伝達関数の位相項 $\angle H_{AB}(f)$ の傾きを、重み付き最小自乗法⁸⁾を用いて決定する。標準的な最小自乗法では、各周波数に関する位相スペクトルの値を周波数ごとに同程度に信頼できるものとして、これらの値に関して最適な直線を決定する。しかし実際には伝達関数の振幅は周波数ごとに異なり、その位相スペクトルに関する信頼性は周波数ごとに異なる。そこ

で各周波数の位相スペクトル $\angle H_{AB}(f)$ に関して、モデル $\theta(f)$ となる最適な直線 $af+b$ からの誤差に周波数 f ごとに異なる重み $W(f)$ を掛け、その最適な直線を決定する重み付き最小自乗法を用いる。

その位相の傾きを表す直線のモデルを $\theta(f)=af+b$ 、伝達関数 $H_{AB}(f)$ の位相を $\angle H_{AB}(f)$ 、重みを表す実数関数を $W(f)$ とすれば、伝達関数の位相に関するモデルからの誤差に重み関数を掛けた重み付き 2 乗和 α_w は次式で定義される。

$$\begin{aligned} \alpha_w &= \sum_{f=f_L}^{f=f_H} |W(f)\{\theta(f) - \angle H_{AB}(f)\}|^2 \\ &= \sum_{f=f_L}^{f=f_H} |W(f)\{af+b - \angle H_{AB}(f)\}|^2 \quad (6) \end{aligned}$$

ここで、 f_L は重み付き最小自乗法に使用する最低周波数で f_H は最高周波数である。重みを表す実数関数 $W(f)$ は A 点と B 点におけるパワースペクトル $P_A(f), P_B(f)$ の相乗平均 $\sqrt{P_A(f)P_B(f)}$ を用いる。この α_w を次式のように a, b おおののに関して偏微分を行い、零とおく。

$$\frac{\partial \alpha_w}{\partial a} = 2 \sum_{f=f_L}^{f=f_H} W(f)^2 \{af+b - \angle H_{AB}(f)\} f = 0 \quad (7)$$

$$\frac{\partial \alpha_w}{\partial b} = 2 \sum_{f=f_L}^{f=f_H} W(f)^2 \{af+b - \angle H_{AB}(f)\} = 0 \quad (8)$$

式(7), (8)を満たす a と b を求めることにより、位相の傾きを表す直線 $\theta(f)=af+b$ が推定できる。従って伝達関数の位相項の傾き $d\angle H_{AB}(f)/df$ は、

$$\frac{d\angle H_{AB}(f)}{df} = a \quad (9)$$

で表される。

更に重み付き最小自乗法に使用する周波数帯域 $[f_L, f_H]$ を決定するために、微小振動速度 $v_A(t), v_B(t)$ 間の振幅 2 乗コヒーレンス関数 $|\gamma_{AB}(f)|^2$ を用いる。振幅 2 乗コヒーレンス関数は、

$$|\gamma_{AB}(f)|^2 = \frac{|E[V_A^*(f)V_B(f)]|^2}{E[|V_A(f)|^2]E[|V_B(f)|^2]} \quad (10)$$

で表される⁹⁾。ここで、 $V_A(f), V_B(f)$ はそれぞれ微小振動波形 $v_A(t), v_B(t)$ のスペクトルであり、 $E[\cdot]$ は平均操作、また * は複素共役を表す。振幅 2 乗コヒーレンス関数 $|\gamma_{AB}(f)|^2$ により微小振動波形の中で線形に伝搬している周波数帯域 $[f_L, f_H]$ を評価することができる。そこで振幅 2 乗コヒーレンス関数 $|\gamma_{AB}(f)|^2$ が 1 となる周波数帯域 $[f_L, f_H]$ を、式(6)の算出に用いる。

動脈壁上の 2 点 A, B 間の距離 d_{AB} は、超音波診断装置の B モード画像上で使用できる距離測定機能によって決定する。A 点から B 点への脈波伝搬に関する伝搬遅延時間 τ_{AB} は式(5), (9)より決定する。以上より局所脈波伝搬速度 (PWV) は次式で与えられる。

$$PWV = \frac{d_{AB}}{\tau_{AB}} = -2\pi d_{AB} \cdot \frac{1}{\frac{d\angle H_{AB}(f)}{df}} \quad (11)$$

3. 大動脈壁の微小振動の *in vivo* 計測と解析

3.1 実験方法

24 歳の健常な男性のヒト腹部大動脈の前壁の径方向の微小振動を *in vivo* で計測した。数拍にわたる計測中は呼吸を止めている。使用したプローブは中心周波数 3.75 MHz のコンベックス型プローブで、パルス繰り返し周波数 (PRF) は、3.6 kHz に設定した。超音波ビームを 16 方向に交互に送信している⁶⁾ ため、同一方向には繰り返し周波数は 225 Hz で送信している。参照のため、心電図 (ECG) も標準化周波数を 3.6 kHz として同時に計測している。

図-4 に腹部大動脈の B モード断層像と前壁に設定した 9 点の計測部位 ($x_4 \sim x_{12}$) を示す。図の左が上流側、右が下流側である。

3.2 速度波形の計測結果

腹部大動脈の前壁から反射した RF 受信信号に関して、2.1 節の原理に基づいて、反射波の振幅が大きい 9 方向の点 $\{x_i, i=4, 5, \dots, 12\}$ について算出した微小振動速度 $v(t; x_i)$ を心電図と共に図-5 に示す。図-5 では、プローブから遠ざかる方向を速度の正の向きとしており、負の速度を持った大きいパルスは、駆出期に圧力波が腹部の計測部位まで伝搬してきて壁が膨らむことによる壁の速度波形である。脈波の伝搬に伴う腹部大動脈の膨らみとその後の微小運動波形が 5 拍にわたって細部に関してもほぼ再現性良く計測されている。

3.3 変位・速度・加速度波形の比較

得られた微小運動速度波形 $v(t; x_i)$ を積分・微分することにより、おのおの変位波形 $d(t; x_i)$ と加速度波形 $a(t; x_i)$ を求めた。計測点 x_4 と x_6 における各々の波形について 5 拍分を重ねた結果を図-6 に示

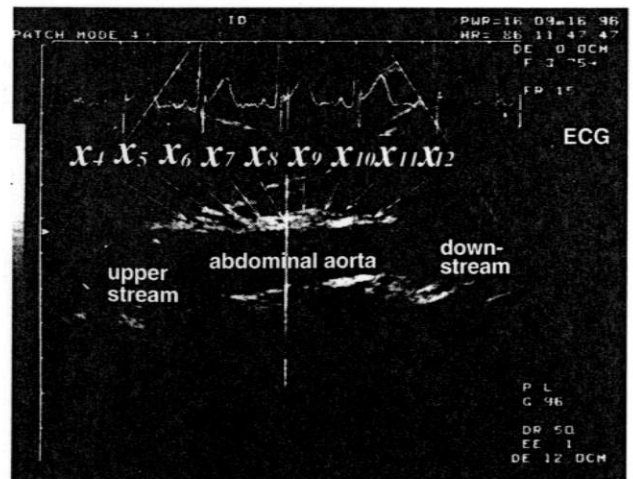


図-4 ヒト腹部大動脈壁の B モード断層像

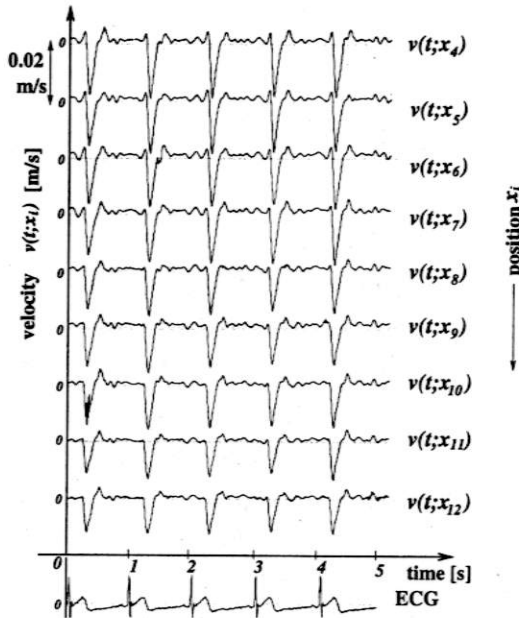


図-5 9方向における5拍分の微小振動速度の算出結果

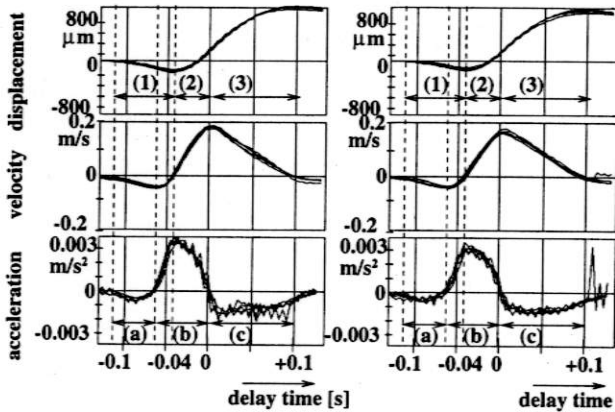


図-6 上から動脈壁の変位、速度、加速度波形を5拍分重ねた結果

速度が最大となる点を時刻0としている。

左側：計測点 x_4 、右側：計測点 x_6

(1) 血管の径を減少させる区間、(2) 血管の径を急激に膨らませる区間、(3) 血管の径を緩やかに膨らませる区間、(a) 負の加速度を持つ区間、(b) 正の加速度を持つ区間、(c) 負の加速度を持つ区間

す。図-6では、血管壁の動きを分かり易くするために、図-5とは上下逆にして、プローブに近付く方向を図の上向きとしている。各拍において微小振動速度の絶対値が最大となる時刻を時刻0として各拍の波形のタイミングを合わせている。これらの結果に関して、以下の考察ができる。

1. 変位・速度・加速度波形ともに5拍分について再現性が良い。
2. 速度波形は時刻0に関して対称な波形にならず、負の時刻に関しては、速度が負の値から正の値へ単調増加しているおり、正の時刻に関しては、速度が正の値から負の値へ別の傾きで単調減少している。速度波形を見ると以下の

三つの成分に分けられる (図-6の(1), (2), (3)を参照)。

- (1) $-0.12 \sim -0.04$ sにおける速度が負となる区間の成分。ここでは血管の径は $200 \mu\text{m}$ 程度減少している。
- (2) $-0.04 \sim 0$ sにおける速度が正に転じ最大になるまでの区間の成分。ここでは径は $+200 \mu\text{m}$ 程度まで急激に膨らんでいる。
- (3) $0 \sim 0.1$ sにおける速度最大から0になるまでの区間の成分。ここでは径は緩やかに 1 mm 程度まで膨らんでいる。

3. 加速度波形は、ほぼ対称的な三つの波形((a) $-0.12 \sim -0.065$ s, (b) $-0.065 \sim 0$ s, (c) $0 \sim 0.1$ sの3区間における波形)からなる。(b) $-0.065 \sim 0$ sでは、壁を膨らませる方向に力が働く正の加速度を持つ成分が到来し、(c) $0 \sim 0.1$ sでは、壁を縮ませる方向に力が働く負の加速度を持つ成分が到来している (図-6の(a), (b), (c)を参照)。

4. 加速度波形は、正の加速度を持つ区間の長さが負の加速度を持つ区間の長さの約半分であるが、その振幅の大きさは約2倍である。従って正の加速度を持つ区間では壁を膨らませる方向に急激に力が働き、負の加速度を持つ区間では壁を縮ませる方向にゆっくりと力が働いていると考えられる。

従来は、壁が膨らむ区間 $-0.04 \sim 0.1$ s全体に約百数 msの長さの時間窓を設定することによって微小振動速度波形を切り出して、脈波伝搬速度を算出してきた⁶⁾。

本論文では、速度波形から加速度波形と変位波形を算出してお互いを比較することにより、以上のように詳細な径の時間変化を観察できる。その結果、従来は脈波の到来に対して一様に壁が膨らむと考えられていたが、実際には血管壁はまず $200 \mu\text{m}$ 程度縮んだ後、続く約 40 ms の間に $200 \mu\text{m}$ 程度まで急激に膨らみ、その後 100 ms 程度のに 1 mm 程度まで緩やかに膨らむことが分かる。

脈波伝搬速度は壁の変化の仕方に依存しており、壁が急激に膨らむタイミングでは脈波速度は速くなり、壁が緩やかに膨らむタイミングでは脈波速度は遅くなっている。従って、図-6に示すように各タイミングによって壁の変化の仕方が異なるということは、血管内を伝搬する脈波の速度も各タイミングで異なるものと考えられる。

そこで上記の考察2, 3に基づいて、速度が負の値から正の値に単調増加する図-6の区間(b)と速度が

正の値から零まで単調減少する図-6の区間(c)に分けて、各々の脈波速度を計測する。これらの区間は、壁を膨らませる方向に力が働いている正の加速度を持つ区間と、壁を縮ませる方向に力が働いている負の加速度を持つ区間に対応する。

4. 脈波伝搬速度算出における窓関数の評価実験

4.1 評価方法

3.3節の考察に基づいて、脈波伝搬速度算出のため

に周波数解析を行う際に用いる窓関数の長さやタイミングに関する評価実験を行う。窓関数としてハミング窓を選択している。3.1節で計測した微小振動速度波形において、速度が最大となる時刻を時刻0として、時間窓の掛けるタイミングを約-130 msから130 msまで、約4 msずつ変化させる。掛けた時間窓の中心の位置によって時間窓を掛けるタイミングを表す。一方、窓長は65 msから250 msまで約8 msずつ変化させる。

解析に用いた波形は図-4の x_4 と x_6 の二つの計測

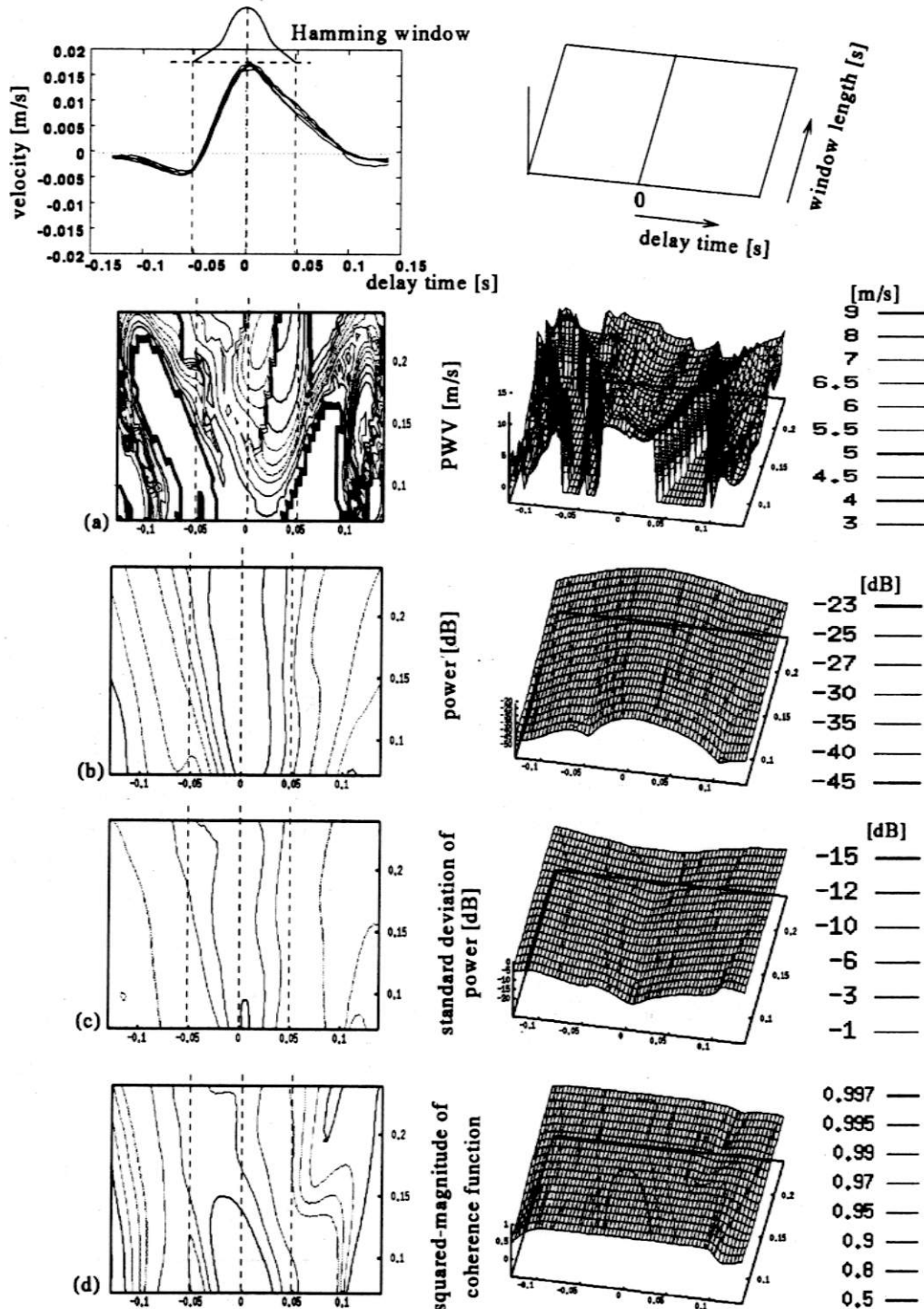


図-7 (a) 脈波伝搬速度の5拍分の平均値, (b) 5拍分を平均したパワースペクトル, (c) パワースペクトルの正規化した標準偏差, (d) 振幅2乗コヒーレンス関数 (左側: 等高線図, 右側: 3次元表示)

点における速度波形であり、計測点間距離 d_{AB} は 14.5 mm である。窓長と窓を掛けるタイミングを変えながら、微小振動速度波形を切り出し、周波数解析を行い、計測点 x_4, x_6 におけるパワースペクトル $P(f; x_4), P(f; x_6)$, x_4 から x_6 への伝達関数 $H(f; x_4 \rightarrow x_6)$ 及び振幅 2 乗コヒーレンス関数 $|\gamma(f; x_4 \rightarrow x_6)|^2$ を算出する。振幅 2 乗コヒーレンス関数が 1 となる周波数帯域 $[f_L, f_H]$ で伝達関数の位相項の傾きを求め、式(11)より 2 点間の脈波伝搬速度を算出する。

図-7(a)は、5 拍分の微小振動速度波形 $v(t; x_4), v(t; x_6)$ から算出した 2 点 x_4, x_6 間の脈波伝搬速度の平均値 $E[\text{PWV}]$, 図-7(b)と(c)は、 $v(t; x_4)$ に関するパワースペクトルの平均値 $P(f; x_4)$ とその正規化した標準偏差 $\sigma(f; x_4)$, 図-7(d)は、 $v(t; x_4)$ と $v(t; x_6)$ 間の振幅 2 乗コヒーレンス関数 $|\gamma(f; x_4 \rightarrow x_6)|^2$ の周波数帯域 $[f_L, f_H]$ における平均値を、各々の窓長と窓を掛けるタイミングにおいて算出して 3 次元表示と等高線図で示したものである。ここで i 拍目の $v(t; x_4)$ のパワースペクトルを $P(f; x_4)_i$ と表すと、正規化したパワースペクトルの標準偏差 $\sigma(f; x_4)$ は次式によって算出し、その結果を dB に変換して表示している。

$$\sigma(f; x_4) = \frac{\sqrt{\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 (P(f; x_4)_i - P(f; x_4))^2}}{P(f; x_4)} \quad (12)$$

図-7の横軸は窓の掛けるタイミングを表し、縦軸は窓長を表す。 $f_L = 1 \text{ Hz}$, $f_H = 15 \text{ Hz}$ として 1~15 Hz の周波数帯域において伝達関数の位相の傾き $d \angle H_{AB}(f) / df$ を算出している。

時刻 0 s 付近では、図-7(b)のパワースペクトル及び図-7(d)の振幅 2 乗コヒーレンスともに高い値を示し、図-7(c)に示すようにパワースペクトルの正規化した標準偏差は -10 dB 未満となっている。また、時刻 0 s 付近から離れるにつれてパワースペクトルや振幅 2 乗コヒーレンス関数の値はともに小さくなっている。従って、パワースペクトルや振幅 2 乗コヒーレンス関数が高い値を示す時刻 0 付近では、算出される脈波速度の値の信頼性も高いと言える。

また、図-7(a)の脈波伝搬速度の算出結果を見ると、時刻 0 付近では、窓を掛けるタイミングを一定にして窓長を長くすると脈波速度は遅くなることが分かる。これは遅い速度成分を持つ負の加速度の区間が正の加速度の区間よりも長いために窓長を長くするとその遅い速度成分の影響が反映されてしまうためと考えられる。また、窓長を一定にして窓の掛けるタイミングを正の時間に移動させると脈波速度は遅くなっていることが分かる。これは遅い速度成分ほど遅れて計測

点に到来するために、窓の掛けるタイミングを正の時間に移動することにより、その遅い速度成分を検出しているためであると考えられる。

4.2 PWV 算出結果に関する新たな知見

3.3 節で得られた各波形に脈波伝搬速度の算出結果も合わせ、以下のような考察が得られる (図-8 参照)。加速度波形には、大別して -0.065~0 s までの正の加速度を持つ成分 (図-8 の下図の区間(b))と 0~0.1 s までの負の加速度を持つ成分 (図-8 の下図の区間(c))がある。各々の区間における脈波伝搬速度を調べる。ハミング窓では周辺が大きく減衰しているため、上記の区間(b)と区間(c)の各々の区間の 2 倍の長さのハミング窓を考慮して周波数解析を行って、脈波伝搬速度を算出した結果を調べる。図-8 に示すように正の加速度を持つ区間(b)では、約 8.5 m/s, 負の加速度を持つ区間(c)では、約 4.5 m/s となった。この結果は 3.3 節の考察とも一致しており、また速い速度成分が先に計測点に到来し、その後に遅い速度成分が到来しており、理解できる結果となった。

本論文で詳細に調べた結果、このように径の変化の仕方が大きく異なっているにもかかわらず、従来は区間(2)~(3)において脈波速度を一つの値で代表しており^{3),6)}, これは区間(2)~(3)における平均的な脈波速度となる。各タイミングで瞬時瞬時の脈波速度を算出することは困難であるが、このように正の加速度

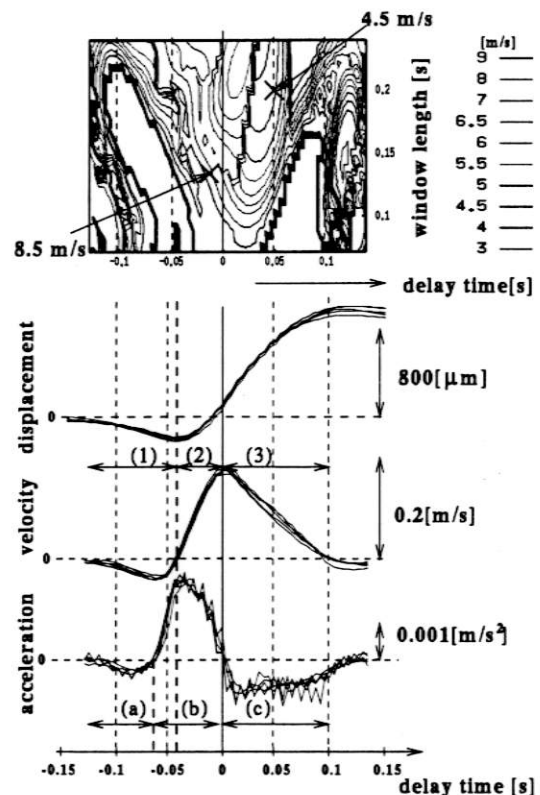


図-8 脈波伝搬速度の等高線図と計測点 x_4 における変位、速度、加速度波形

を持つ区間と負の加速度を持つ区間における脈波速度を別々に算出することは重要であると考えられる。

5. ま と め

in vivo による計測を行い、ヒト腹部大動脈壁の径方向の微小振動速度を9方向で5拍分について算出し、各波形とも再現性の良い結果を得た。微小振動速度波形より、変位、加速度波形も求めた。加速度波形に注目することにより、血管壁の径の時間変化に関して詳細な観察を行った。その結果、脈波の到来に関して径の変化の仕方は一様ではなく、まず壁は200 μm 程度縮んだ後、約40 msかけて200 μm 程度まで膨らみ、その後100 ms程度かけて1 mm程度まで緩やかに膨らむ。

次に窓長、窓を掛けるタイミングという二つのパラメータを変えながら速度波形を切り出し、周波数解析を行うことにより2点間を伝搬する脈波伝搬速度を算出した。パワースペクトルや振幅2乗コヒーレンス関数を算出することにより、これらの値が高くなる時刻0付近の区間では、脈波伝搬速度の算出結果に信頼性がある。

最後に微小振動速度波形から得られた結果と脈波伝搬速度の算出結果を考え合わせる。脈波伝搬速度は血管径の変化の仕方に依存しているため、計測されるタイミングの径の変化の仕方によって脈波速度は異ってくる。しかし各タイミングで異なる値を持つすべての脈波速度を用いて、血管壁の弾性的特性を評価することは困難である。そこで、加速度波形の正の加速度を持つ区間と負の加速度を持つ区間に注目して、この二つの区間における脈波速度を算出した。その結果、正の加速度を持つ区間では、約8.5 m/sの速い速度成分が計測点に先に到来して、また負の加速度を持つ区間では、約4.5 m/sの遅い速度成分が後から到来した。この結果は波形による考察からも理解できる。各タイミングで異なる値を持つ脈波速度を求めることは困難であるが、血管壁の代表的な変化をする区間に注目することにより、区間ごとにおける脈波伝搬速度を算出するべきである。

文 献

- 1) 高久史麿, 大内尉義, 山田信博, 動脈硬化症 update (中外医学社, 東京, 1992).
- 2) H. Kanai, K. Kawabe, M. Takano, R. Murate, N. Chubachi and Y. Koiwa, "New method for evaluating local pulse wave velocity by measuring vibrations on aortic wall," *Electron. Lett.* **30**, 534-536 (1993).
- 3) 村田亮治, 金井 浩, 中鉢憲賢, 小岩喜郎, 竹内康人, "動脈硬化の非侵襲的診断を目指した超音波ビームの制御による動脈壁上2点での微小振動の計測," *日本超音波医学* 誌 **21**, 703-711 (1994).

- 4) 川辺健一, 村田亮治, 金井 浩, 中鉢憲賢, 小岩喜郎, "動脈硬化の診断を目指した壁の微小振動検出によるヒトの *in vivo* での動脈壁局所脈波速度の測定," *音響学会誌* **51**, 111-116 (1995).
- 5) 高野正彦, 金井 浩, 中鉢憲賢, 小岩喜郎, 手塚文明, 高橋光浩, "動脈硬化の局所診断のための血管壁上振動の計測と解析," *音響学会誌* **51**, 174-181 (1995).
- 6) 近藤 誠, 小澤 仁, 金井 浩, 中鉢憲賢, "動脈壁上の複数点における微小振動計測とスペクトル解析," *日本超音波医学会誌* **23**, 271-280 (1996).
- 7) 近藤 誠, 金井 浩, 中鉢憲賢, "超音波パルスドプラ法に代わる周波数領域での新しい速度算出法," *電気学会論文誌* **115-C**, 1425-1431 (1995).
- 8) G. ストラング (山口昌哉監訳, 井上 昭訳), *線形代数とその応用* (産業図書, 東京, 1979), pp. 160-165.
- 9) V.A. Benignus, "Estimation of the coherence spectrum and its confidence interval using the fast Fourier transform," *IEEE Trans. Audio Electroacoust.* **17**, 145-150 (1969).



小澤 仁

平成8年東北大学工学部卒業, 同年同大学院工学研究科電気・通信工学専攻修士課程進学, 現在在学中。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。日本音響学会の会員。



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。同年同大学情報処理教育センター助手, 昭和64年同大学工学部電気工学科助手。専任講師を経て, 平成4年6月同電気工学科助教授, 現在に至る。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2年本学会粟屋賞, 平成3年電子情報通信学会篠原賞, 電気学会論文発表賞B, 平成7年本学会佐藤論文賞, 日本ME学会若手研究論文最優秀賞, 平成8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, 電気学会, 日本機械学会, 日本超音波医学会, 日本ME学会, 日本循環器学会, 日本心臓病学会, 情報理論とその応用学会, IEEEの各会員。



中鉢 憲賢

昭和31年東北大学工学部卒業。工学博士。昭和40年東北大学電気通信研究所助手, 昭和41年同研究所助教授, 昭和54年, 東北大学工学部教授, 平成9年より東北学院大学工学部電気工学科教授。この間超音波工学の研究に従事し, 特に我が国の超音波顕微鏡の開発に大きく貢献した。最近では超音波の医学への新しい応用面の開拓を進めている。昭和39年電子通信学会稲田賞, 平成2年に電気学会学術振興賞(進歩賞)及びIEEE-UFFC論文誌最優秀論文賞, 平成7年科学技術長官賞, 平成7年本学会佐藤論文賞, 平成8年日本超音波医学会論文賞(菊池賞)等受賞。日本音響学会(平成2年~3年東北支部長, 平成3年より理事, 平成7年~9年副会長), 電気学会, 電子情報通信学会, 応用物理学会, IEEE, 超音波医学会, 日本ME学会, 日本機械学会, 日本循環器学会, 非破壊検査協会の各会員。