

## 超音波パルスドブラ法に代わる周波数領域での新しい速度算出法

学生員 近藤 誠 (東北大学)

正員 金井 浩 (東北大学)

正員 中鉢 憲賢 (東北大学)

A New Ultrasonic Pulse Doppler-Based Method for Measuring Higher Velocity Components

Makoto Kondo, Student Member, Hiroshi Kanai, Member,

Noriyoshi Chubachi, Member (Tohoku University)

In the conventional ultrasonic pulse Doppler method, target velocity is obtained from the Doppler-shift at the center frequency of the transmitted ultrasonic pulse wave. In this method, since Doppler signals are sampled by the pulse repetition frequency, there is a limit of the measurable velocity due to the sampling theory. This limit gives a serious problem to measure fast velocity components in the practical applications.

In this paper, we propose a new method for determining the Doppler-shift not only at the center frequency but also in the frequency band around it, so that velocity components which are faster than the velocity limit in the conventional method, can be successfully measured. The principle of the new method is confirmed by the theoretical consideration and the experiment in a water tank. The velocity limit of the new method is also investigated theoretically.

キーワード：超音波パルスドブラ法, 速度計測, 折り返し現象, 周波数領域, 位相スペクトル

## 1. はじめに

近年, 医療用診断装置の技術の進歩が目覚ましい。なかでも超音波診断は, 侵襲度が低く診断時に患者に与える負担が少ないことから, 繰り返しの診断が容易となる。また, X線CT, MRI等の診断装置は時間分解能が極めて低いのに対し, 超音波診断装置では動的な2次元断層像が得られるため, 特に循環器疾患等の診断には必要不可欠である。これらの画像診断に加え, 超音波ドブラ法は非侵襲的に血流速度等の生体内の速度情報を得ることができるため, 心機能や末梢循環特性の評価に広く用いられている。

超音波ドブラ法には当初連続波が用いられた<sup>(1)</sup>が, 連続波では超音波の伝搬経路上の複数の対象からの反射波が重畳されてしまい, 心臓近傍のように複数の血管が混在しているところでは対象の同定が困難であった。そこで, 超音波を繰り返しパルスで変調して用いる超音波パルスドブラ法が考案された<sup>(2)</sup>。これにより空間分解能が飛躍的に向上し, 特定の部位の速度情報を選択して得られるようになった。しかしパルスドブラ法では, 送信パルスの繰り返し周波数によって計測できる速度の上限値が制限されてしまい, この限界を越えた速度は折り返し現象によって誤った速度として計測される。そのため, 速い速度成分の計測には, 連続波が用いられているのが現状である<sup>(3)</sup>。また, 超音波パルスドブラ法は, 数kHzの繰り返し周波数を標準化周波数と

して受信信号を直交位相検波した後のドブラ信号を標準化し, 離散フーリエ変換によって数百Hz程度のドブラ偏移周波数を決定しているため, 離散フーリエ変換の窓長分のデータを得るためには, 同一方向に数十回から数百回, 自己相関法<sup>(4)</sup>でも少なくとも十数回の超音波パルスを送信しなければならない。したがってミリ秒オーダーの時間分解能しか得られず, 血流計測には十分であるが, 血管壁, 心臓弁や心臓壁上の振動計測には十分な時間分解能があるとは言えない。

計測速度の上限値が存在するという問題に対し, 異なる繰り返し周波数で超音波を送信する2周期法<sup>(5)</sup>や, 異なる参照周波数で直交検波しそれぞれのドブラ偏移周波数の差を演算する2周波数法<sup>(6)</sup>などが提案されている。しかし, 2周期法では同一方向に従来法の2倍の回数の超音波パルスを送信しなければならない, 時間分解能が低下してしまう。さらにパルスの送信間隔が違うため, Mモード<sup>(3)</sup>との併用を考えた場合, 有効であるとは言えない。また2周波数法においても, 従来パルスドブラ法と同様に, 時間分解能の問題が解決されているとは言えない。

一方, 超音波ドブラ法の代わりに, 時間領域で相関関数を利用した速度算出法 (Ultrasound Time-Domain Correlation; UTDC)<sup>(7)</sup>が最近注目されている。この方法は血流計測のみならず, 軟組織等の動きを実時間で計測できるという

点で有用である。UTDCは同一方向に数回の超音波パルスを送信するだけで速度を算出できるため、パルスドブラ法に比べて時間分解能では優れているが、実用的な精度を得るためには非常に高い標準化周波数(数十MHz以上)が必要となる。

これらの手法に対し、本論文ではパルス信号の有する有限の周波数帯域に着目し、受信信号の位相スペクトルの変化を利用した周波数領域での新しい速度算出法を提案する。従来のパルスドブラ法では、直交検波後の複素ドブラ信号の位相をパルス繰り返し周期で標準化し、単一の周波数(送信パルスの中心周波数)成分からのドブラ偏移周波数のみから速度を算出していたため、標準化定理により計測できる速度に限界が存在した。これに対し本手法では、ドブラ偏移周波数が送信周波数に依存することを利用して、パルス送信間隔における受信信号の位相変化の周波数特性(位相スペクトル)を用いて速度を算出することにより、従来の計測限界を越えた速度の計測が可能となる。また、UTDCは遅延時間を時間領域で決定しているのに対し、本手法は同じ遅延時間を周波数領域におけるスペクトルの位相の傾きから決定しており、UTDCに比べて低い標準化周波数でも高精度な計測が可能となる。

本論文では、この新しい速度算出法の原理と、基礎的な水槽実験による加振器の振動速度の計測結果を示し、さらに本手法の計測限界を理論的に検討する。

## 2. 速度算出の原理

<2.1> 従来のパルスドブラ法 図1に示すように、超音波トランスジューサから送信された角周波数 $\omega$ の超音波ビームが、生体内において速度 $v(t)$ で運動している対象物で反射するとき、ドブラ効果により受信波の角周波数 $\omega'_i(\omega)$ は $\omega$ から偏移し、 $\omega'_i(\omega)$ は次式のように $\omega$ の関数として表される。

$$\omega'_i(\omega) = \frac{c - v(t) \cos \phi}{c + v(t) \cos \phi} \omega \quad (1)$$

ここで、 $c$ は生体内での縦波音速、 $\phi$ は超音波ビームと対象の速度ベクトルとのなす角度であり、体表から遠ざかる方向を速度 $v(t)$ の正方向とした。通常、 $|v(t)| \ll c$ という関係が成り立つので、(1)式は近似的に次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} \omega'_i(\omega) &\approx \omega - \frac{2v(t) \cos \phi}{c} \omega \\ &\equiv \omega + \Delta\omega_i(\omega) \end{aligned} \quad (2)$$

ここで、右辺第2項はドブラ偏移角周波数 $\Delta\omega_i(\omega)$ である。したがって、この $\Delta\omega_i(\omega)$ が求められれば、次式によって対象の速度 $v(t)$ を算出できる。

$$v(t) = -\frac{c}{2\omega \cos \phi} \Delta\omega_i(\omega) \quad (3)$$

従来の超音波パルスドブラ法においては、送信信号の中心角周波数 $\omega_0$ と等しい角周波数をもつ複素参照波 $\exp\{-j\omega_0 t\}$ を用いて受信信号を直交位相検波し、検波後に得られる複素ドブラ信号を、パルス繰り返し周期 $\Delta T$ で標準化して検出

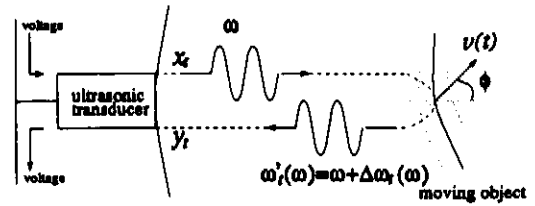


図1: 超音波パルスドブラ法の原理説明図

している。さらに、図2(c)に示すように、 $\pm PRF/2$ の周波数帯域において、得られたドブラ信号の重心周波数 $\overline{\omega}_i(\omega_0)$ を決定し、サンプルボリューム内における平均速度 $\overline{v}(t)$ を求めている<sup>(4)</sup>。これは、特に血流計測等では、送信信号のパルス幅で決まるサンプルボリューム内において複数の速度成分が存在する、ということを考慮したものであり、図2(a)に示すような送信パルス信号が有する周波数帯域を考慮したものではない。すなわち従来のパルスドブラ法では、連続波ドブラ法の延長として、送信信号の中心角周波数 $\omega = \omega_0$ に対するドブラ偏移 $\Delta\omega_i(\omega_0)$ のみから速度を算出している、と考えることができる。この場合、1回の送受信で1つの位相が検出されることになる。したがってパルスドブラ法では、 $\Delta\omega_i(\omega_0)$ が正確に計測されるためには、 $\Delta T$ 間におけるドブラ信号の位相変化 $\Delta\omega_i(\omega_0) \cdot \Delta T$ の絶対値が $\pi$ 未満でなければならない。すなわち、次式で表される標準化定理を満たさなければならない。

$$-\pi < \Delta\omega_i(\omega_0) \cdot \Delta T < \pi \quad (4)$$

ゆえに、次式で表される計測限界 $v_{c-max}$ が存在する。

$$|v_{c-max}| < \frac{c}{2\omega_0 \cos \phi} \frac{\pi}{\Delta T} \quad (5)$$

対象の速度 $v(t)$ が(5)式の限界を越えると折り返し現象が生じ、定量的な計測に誤りを生じる。

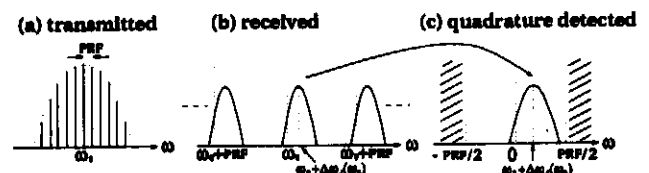


図2: 従来のパルスドブラ法における周波数スペクトル  
(a) 送信信号の周波数スペクトル  
(b) 受信信号の周波数スペクトルの $\omega_0$ 付近の拡大図  
(c) 標準化周波数PRFで標準化した直交検波後の周波数スペクトル

<2.2> 周波数領域での速度算出に関する検討 超音波パルスドブラ法においては、送受信信号はパルス信号であるから、有限の周波数帯域を有する。そこで、特定の対象からの検波前の受信信号 $y_i$ を送信パルス幅程度の時間窓で切り出し、その周波数スペクトルを利用した速度算出法を新たに考える。

まず、時刻  $t$  における送信信号  $x_t$  を、次式のように周波数成分の和として定義する。

$$x_t \equiv \sum_{\omega} |X_t(\omega)| \exp \{j\theta_t(\omega)\} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $|X_t(\omega)|$ 、 $\theta_t(\omega)$  はそれぞれ送信信号  $x_t$  の振幅、および位相スペクトルである。同様に、直交検波前の受信信号  $y_t$  の振幅、および位相スペクトルをそれぞれ  $|Y_t(\omega)|$ 、 $\theta_t(\omega)$  とおけば、次式のように表すことができる。

$$y_t \equiv \sum_{\omega} |Y_t(\omega)| \exp \{j\theta_t(\omega)\} \dots\dots\dots (7)$$

ここで、超音波の対象までの往復の伝搬によって、 $\theta_t(\omega)$  は  $\Theta_t(\omega)$  に対して位相遅延が往路で  $-\omega\tau_t$ 、復路で  $-\omega'_t(\omega)\tau_t$  だけ生じる。したがって、(2) 式を用いて  $\theta_t(\omega)$  は次式のように表される。

$$\begin{aligned} \theta_t(\omega) &= \Theta_t(\omega) - \{\omega + \omega'_t(\omega)\}\tau_t \\ &= \Theta_t(\omega) - \{2\omega + \Delta\omega_t(\omega)\}\tau_t \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

ただし、 $\tau_t$  はトランスジューサから対象までの片道の伝搬時間である。また、最も簡単なモデルとして、単一の速度成分からなる 1 点の反射体を仮定している。ここで、もし (8) 式の受信信号の位相スペクトル  $\theta_t(\omega)$  と、(6) 式の送信信号の位相スペクトル  $\Theta_t(\omega)$  との差  $\{-2\omega + \Delta\omega_t(\omega)\}\tau_t$  から、1 回の送受信で  $\Delta\omega_t(\omega)$  を決定できれば、(3) 式から速度  $v(t)$  が算出できる。この場合には、「パルス送信間隔  $\Delta T$  でドブラ信号が標本化されることに起因して計測限界が生じる」という超音波パルスドブラ法の問題は解決される。しかし、通常の超音波診断に使用される超音波の周波数 ( $f = \omega/2\pi$ ) は数 MHz であるのに対し、生体内の対象の速度  $v(t)$  に依存したドブラ偏移周波数 ( $\Delta f_t(f) = \Delta\omega_t(\omega)/2\pi$ ) は数百 Hz 程度であるため、

$$\begin{aligned} \theta_t(\omega) &= \Theta_t(\omega) - \{2\omega + \Delta\omega_t(\omega)\}\tau_t \\ &\simeq \Theta_t(\omega) - 2\omega\tau_t \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

となってしまう、ドブラ偏移角周波数成分  $\Delta\omega_t(\omega)$  を決定することは難しく、1 回の送受信で速度  $v(t)$  を算出することはできない。

<2.3> 周波数領域での新しい速度算出法 そこで、受信信号  $y_t$  の位相スペクトル  $\theta_t(\omega)$  が、パルス送信間隔  $\Delta T$  においてどれだけ変化したかに着目して速度  $v(t)$  を算出することを考える。その変化分  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  を次式で定義する。

$$\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega) \equiv \theta_{t+\Delta T/2}(\omega) - \theta_t(\omega) \dots\dots\dots (10)$$

(9) 式より、 $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  は次式のように表すことができる。

$$\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega) = -2\omega(\tau_{t+\Delta T} - \tau_t) \dots\dots\dots (11)$$

(11) 式の両辺を  $\omega$  で偏微分すれば、パルス送信間隔  $\Delta T$  における位相スペクトルの変化分  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  の傾きは次式で与えられる。

$$\frac{\partial \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)}{\partial \omega} = -2(\tau_{t+\Delta T} - \tau_t) \dots\dots\dots (12)$$

ここで、パルス送信間隔  $\Delta T$  における対象の平均速度を  $v(t + \Delta T/2)$  とすれば、時刻  $t$  に送信されたパルス信号が対象で反射してから次のパルス信号が同じ対象で反射するまでに、対象は超音波ビームの伝搬方向に距離  $v(t + \Delta T/2) \cos \phi \cdot \Delta T$  だけ変位している。したがって、 $\Delta T$  間における対象までの超音波パルスの伝搬時間  $\tau_{t+\Delta T}$  と  $\tau_t$  との差は次式で表される。

$$\tau_{t+\Delta T} - \tau_t = \frac{v(t + \frac{\Delta T}{2}) \cos \phi \cdot \Delta T}{c} \dots\dots\dots (13)$$

(13) 式を (11) 式の右辺に代入し、さらに (2) 式で定義した  $\Delta\omega_t(\omega)$  を用いて、次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)}{\Delta T} &= -\frac{2v(t + \frac{\Delta T}{2}) \cos \phi}{c} \omega \\ &= \Delta\omega_{t+\Delta T/2}(\omega) \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

一般に角周波数は位相の時間微分で与えられるが、(14) 式から分かるように、超音波パルスドブラ法では、ドブラ偏移角周波数  $\Delta\omega_t(\omega)$  は受信信号  $y_t$  の位相  $\theta_t(\omega)$  のパルス送信間隔  $\Delta T$  における差分で近似される。また、 $\Delta T$  における位相の変化  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  の割合、すなわち角周波数の偏移  $\Delta\omega_{t+\Delta T/2}(\omega)$  (ドブラ効果) は、対象が運動していることによって生じる対象までの超音波パルスの伝搬時間の変化に起因して生じる。

ここで、(14) 式を  $v(t + \Delta T/2)$  について整理すると次式が得られ、(3) 式の従来の速度算出式に帰着する。

$$\begin{aligned} v(t + \frac{\Delta T}{2}) &= -\frac{c}{2\omega \cos \phi} \Delta\omega_{t+\Delta T/2}(\omega) \\ &= -\frac{c}{2 \cdot \Delta T \cdot \cos \phi} \frac{\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)}{\omega} \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ただし、従来のパルスドブラ法では、(15) 式において  $\omega = \omega_0$  の定数とみなし、送信信号の中心角周波数  $\omega_0$  に対するドブラ偏移  $\Delta\omega_t(\omega_0)$  のみから速度  $v(t + \Delta T/2)$  を算出していたため、(5) 式で表される計測限界  $v_{c-max}$  が存在した。

一方、(13) 式を (12) 式に代入し、 $v(t + \Delta T/2)$  について整理すると次式が得られる。

$$v(t + \frac{\Delta T}{2}) = -\frac{c}{2 \cdot \Delta T \cdot \cos \phi} \frac{\partial \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)}{\partial \omega} \dots\dots\dots (16)$$

上式は、(15) 式の右辺の分母分子を  $\omega$  で偏微分した形になっている。すなわち  $\omega$  を変数とみなし、パルス信号が有する有限の周波数帯域を利用して、受信信号  $y_t$  の位相スペクトル  $\theta_t(\omega)$  の  $\Delta T$  間における変化  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  から、周波数領域で速度  $v(t + \Delta T/2)$  を算出している。

図 3 に示すように、従来のパルスドブラ法における位相差算出に対応する、 $\omega_0$  における位相スペクトル  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0)$  のみからの速度算出では、絶対値  $|\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0)|$  が  $\pi$  を越えて折り返してしまうと (図 3 の #1 が折り返して #1' となる場合)、折り返しのない場合 (図 3 の #2) と区別がつかなくなる。したがって、従来法では図 3 の #1 のような場合でも、図 3 の #2 の場合と同じ結果が得られてしまい、正しく速度が算出されない。しかしこのような場合にも、図 3 の #1 と #2 の  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  の傾きは異なるので本手法では判別が可能となり、折り返しなく正しく速度算出ができる。

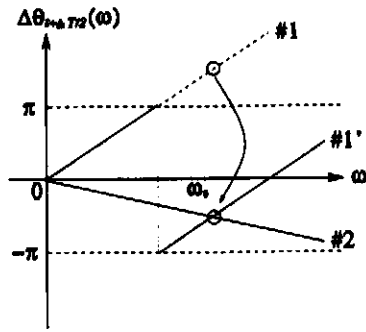


図3: 本手法と従来のパルスドプラ法の比較

### 3. 基礎実験

<3-1> 測定系について 基礎実験として、図4に示すように周波数100Hzの正弦波電圧を加振器に入力して、加振器の上部に付けたゴム板を水槽内で振動させ、本解析法によりゴム板の振動速度  $v(t + \Delta T/2)$  を計測した。超音波診断装置から送信された超音波パルス  $x_t$  は、中心周波数が  $f_0 = \omega_0/2\pi = 3.0\text{MHz}$ 、繰り返し周波数が  $\text{PRF}=1/\Delta T = 1.5\text{kHz}$  である。また、参照としてレーザドプラ速度計でも同時に速度  $v_{\text{laser}}(t)$  を計測した。超音波診断装置を介して得られた直交検波前の受信信号  $y_t$  は、図5に示すように、超音波パルスの送信トリガから一定の時間遅延をもったゲート信号で標本化のタイミングが制御されたAD変換器に入力され、ゲート信号の区間内のみ標本化周波数10MHzで標本化される。また、レーザドプラ速度計の出力  $v_{\text{laser}}(t)$  は、上記のゲート信号をサンプリングクロックとし、超音波のパルス繰り返し周波数PRFに等しい標本化周波数で標本化される。 $y_t$  と  $v_{\text{laser}}(t)$  の標本値は、GPIBバスを經由して計算機に取り込まれる。

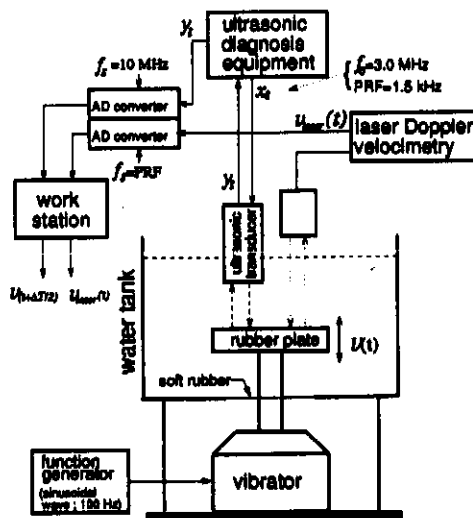


図4: 基礎実験システムの構成図

<3-2> 周波数変換と速度の算出 計算機に取り込まれた受信信号  $y_t$  の標本値を、高速フーリエ変換 (FFT) により周波数変換し、 $\Delta T$  間における位相スペクトルの変化  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  から、(16)式により対象の速度  $v(t + \Delta T/2)$  を算出する。このとき、同じ波形のパルスを繰り返し送信している限り、理想的には同じ対象からの受信信号は対象の速度に応じた位相の変化のみが生じるはずである。しかし、実際には雑音の加わり方等がその都度違ってくるため、周波数変換する際の時間窓  $w(n)$  の幅や掛ける位置によって、得られるスペクトルの精度が異なる。そこで、以下に示すように、 $y_t$  と  $y_{t+\Delta T}$  の相互相関  $r_{y_t, y_{t+\Delta T}}$  を計算することにより、2つの信号間で最も相関の高いタイミングを選択して、時間窓  $w(n)$  を掛けることによって切り出してから周波数変換する。

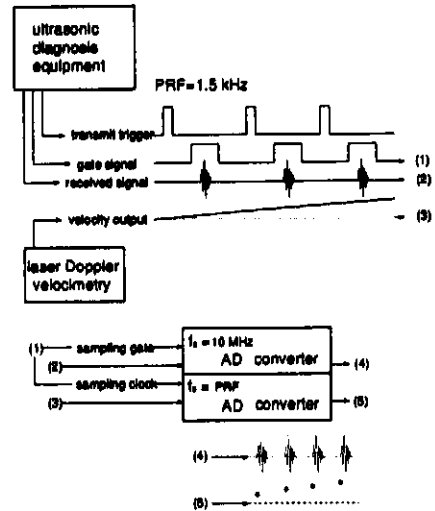


図5: AD変換器の入出力信号の説明図

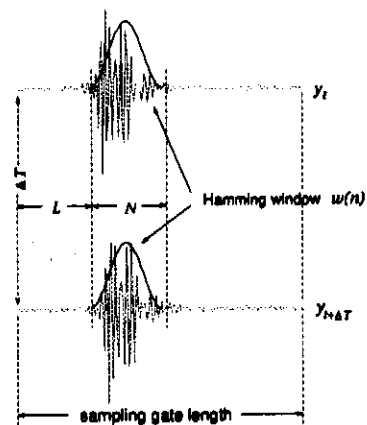


図6: 時間窓による受信信号の切り出し方の説明図

図6に示すように、サンプリングゲートによる切り出し開始点から  $L$  番目の点 (位置) に長さ  $N$  点の窓関数  $w(n)$  の左端をおき、そこから  $w(n)$  を受信信号  $y_t$  と  $y_{t+\Delta T}$  に掛けること

によって  $N$  点のデータのみを切り出して、 $y_t$  と  $y_{t+\Delta T}$  間の相互相関  $r_{y_t, y_{t+\Delta T}}(\tau; L, N)$  を計算する。ラグ  $\tau$  を変化させた場合の  $r_{y_t, y_{t+\Delta T}}(\tau; L, N)$  の最大値を  $R(L, N)$  で表す。すなわち、

$$R(L, N) \equiv \max_{\tau} r_{y_t, y_{t+\Delta T}}(\tau; L, N) \dots\dots\dots (17)$$

とする。さらに、 $L$  と  $N$  の値を数点変化させて、相互相関の最大値  $R(L, N)$  が最大となる  $L_0, N_0$  を求める。

$$R(L_0, N_0) \equiv \max_{L, N} R(L, N) \dots\dots\dots (18)$$

この、左端が  $L = L_0$  の位置にあり、長さが  $N = N_0$  の窓関数を最適な時間窓  $w_0(n)$  と決定する。さらに、 $w_0(n)$  で切り出した受信信号  $y_t, y_{t+\Delta T}$  に適当な長さの零点を加えて、 $N_1$  点 FFT を行なって周波数変換する。以下の計測結果においては、 $N_1 = 200$  点とし、窓関数としてハミング窓を採用している。

次に、FFT により得られたスペクトルから、パワースペクトルが十分に大きく SN 比の高い周波数帯域のみを用いて、位相スペクトルの変化分  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)$  の傾き  $\partial\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)/\partial f$  を求め、(16) 式より対象の速度  $v(t+\Delta T/2)$  を算出する。このとき、採用した周波数帯域内において、 $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)$  に位相の折り返しがある場合には次のようにアンラップ<sup>(8)</sup>処理を行ない、修正した位相スペクトルの変化  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)$  に対して上記の速度算出を行なう。FFT のポイント数によって決定されるスペクトルの周波数最小間隔を  $\delta f$  として、隣あった周波数間における  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)$  の位相差  $\Delta\Delta\theta(f)$  を、

$$\Delta\Delta\theta(f) \equiv \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f) - \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f) \dots\dots\dots (19)$$

と定義する。この  $\Delta\Delta\theta(f)$  の大きさから、次の変換を行なう。

$$\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f) = \begin{cases} \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f) - \pi & \text{if } \Delta\Delta\theta(f) > \pi \\ \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f) & \text{if } |\Delta\Delta\theta(f)| \leq \pi \\ \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f) + \pi & \text{if } \Delta\Delta\theta(f) < -\pi \end{cases} \quad (20)$$

この演算は、具体的には計算機上で次のように逆正接を用いることによって実現できる。

$$\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f) = \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f) + \arctan \frac{\sin \Delta\Delta\theta(f)}{\cos \Delta\Delta\theta(f)} \quad (21)$$

上式において、右辺第二項の逆正接の値域を  $-\pi$  から  $\pi$  で定義することによって、 $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)$  と  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f+\delta f)$  の間で位相が折り返している場合でも、アンラップ処理をすることができる。

図7に受信信号  $y_t$  のパワースペクトルの平均値  $\overline{|Y_t(f)|^2}$  を示す。これは、繰り返し得られる受信信号  $y_t$  のパワースペクトル  $|Y_t(f)|^2$  を加算平均したものである。直流成分を有するのは、超音波診断装置から出力される直交検波前の受信信号  $y_t$  に、負のオフセット電圧がかかっていたためである。以下の計測結果においては、中心周波数付近の SN 比の高い周波数帯域として、 $f_0 (= 3.0) \pm 0.5$  MHz の帯域を採用して  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(f)$  の傾きを求めている。

<3.3> 測定結果 図8に、ゴム板の振動速度の (a) レーザドブラによる計測結果  $v_{laser}(t+\Delta T/2)$ , (b) 本手法による計測結果  $v(t+\Delta T/2)$ , (c) 従来法による計測結果  $v_c(t+\Delta T/2)$ , (d) 実線が (b) の本手法、点線が (c) の従来法の時間軸を拡大したもの

る計測結果  $v(t+\Delta T/2)$ , および (c) 従来法による計測結果  $v_c(t+\Delta T/2)$  を示す。ただし、 $v_{laser}(t+\Delta T/2)$  は、他の2つの計測結果とタイミングを合わせるために、レーザドブラに

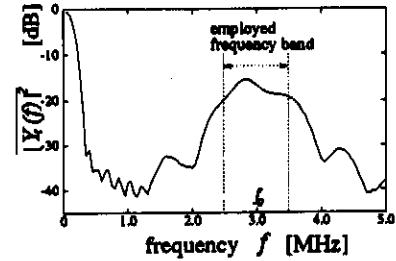


図7: 受信信号  $y_t$  のパワースペクトルの平均値  $\overline{|Y_t(f)|^2}$  (200点FFT, 加算回数429回)

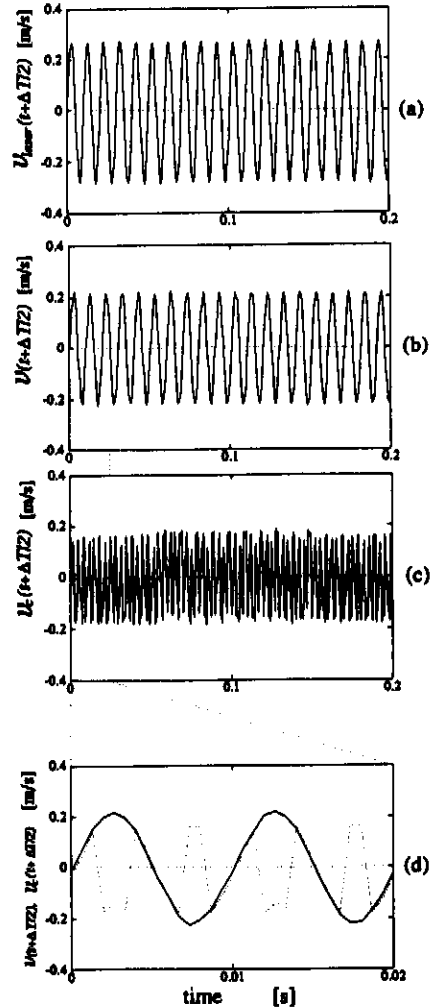


図8: ゴム板の振動速度の計測結果

- (a): レーザドブラによる計測結果  $v_{laser}(t+\Delta T/2)$
- (b): 本手法による計測結果  $v(t+\Delta T/2)$
- (c): 従来法による計測結果  $v_c(t+\Delta T/2)$
- (d): 実線が (b) の本手法、点線が (c) の従来法の時間軸を拡大したもの

よる計測値の標本値  $v_{laser}(t)$  と  $v_{laser}(t + \Delta T)$  の相加平均をとっている。また  $v_c(t + \Delta T/2)$  は、直交検波後の複素ドプラ信号の位相から速度を求めたものではなく、 $\omega = \omega_0$  における位相差成分  $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega_0)$  のみから (15) 式より速度を算出したものである。同図 (c) および (d) の点線に示す  $v_c(t + \Delta T/2)$  は折り返し現象が生じているのに対し、同図 (b) および (d) の実線に示す  $v(t + \Delta T/2)$  は、(a) の  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  と同様な正弦波形となっている。

また、図9に  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  と  $v(t + \Delta T/2)$ 、および  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  と  $v_c(t + \Delta T/2)$  との相関関係を示す。同図 (a) の  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  と  $v(t + \Delta T/2)$  では、両者に正の相関が認められる。それに対して同図 (b) の従来の結果  $v_c(t + \Delta T/2)$  においては、絶対値が大きい速度成分に対して  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  との相関が失われている。

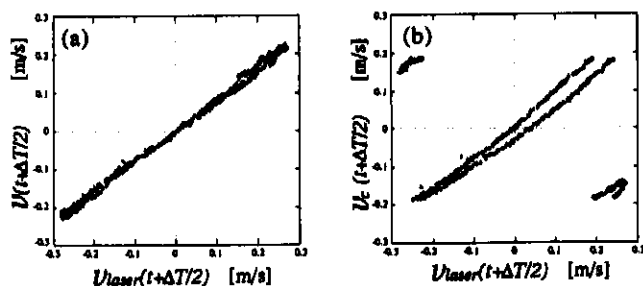


図9: レーザドプラの計測値と (a) 本手法および (b) 従来法による計測値との相関関係  
(a):  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  と  $v(t + \Delta T/2)$  との相関関係  
(b):  $v_{laser}(t + \Delta T/2)$  と  $v_c(t + \Delta T/2)$  との相関関係

#### 4. 新しい速度算出法の理論的限界

本論文で提案した新しい速度算出法の計測限界は、(16) 式より  $\partial\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)/\partial\omega$  の推定限界に依存する。本手法では離散フーリエ変換を用いているため、 $\partial\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)/\partial\omega$  は次式のように差分近似となる。

$$\frac{\partial\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)}{\partial\omega} \approx \frac{\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega + \delta\omega) - \Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)}{\delta\omega} \dots (22)$$

$\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  の傾きが正しく推定されるためには、(22) 式の右辺の分子の絶対値が  $\pi$  未満である必要がある。すなわち、アンラップのための条件としては、 $\Delta\theta_{t+\Delta T/2}(\omega)$  の周波数間隔  $\delta\omega$  における変化が  $\pi$  未満であることが必要となる。したがって (16)、(22) 式から、本手法の周波数領域における測定限界  $v_{max1}$  は次式で表される。

$$|v_{max1}| < \frac{c}{2 \cdot \Delta T \cdot \cos \phi} \frac{\pi}{\delta\omega} \dots (23)$$

ここで、 $T_s$  を  $y_t$  の標本化周期とすると、 $N_1$  点の離散フーリエ変換であるから、得られるスペクトルの周波数間隔は  $\delta\omega = 2\pi/N_1T_s$  となる。したがって、(23) 式は次式のように表される。

$$|v_{max1}| < \frac{c \cdot N_1 T_s}{4 \cdot \Delta T \cdot \cos \phi} \dots (24)$$

一方、時間領域で考えると、同じ対象からの受信信号  $y_t$  と  $y_{t+\Delta T}$  がいずれも同じ位置の時間窓  $w_0(n)$  の範囲内にある必要がある。そのためには、受信信号  $y_t$  のパルス幅を  $T_0$  と表せば、対象までの超音波の往復の伝搬時間  $2\tau_t$  と  $2\tau_{t+\Delta T}$  との差が、時間窓長  $N_0T_s$  からパルス幅  $T_0$  を引いた時間よりも短いことが必要となる。すなわち、次式を満たさなければならない。

$$2|\tau_{t+\Delta T} - \tau_t| < N_0T_s - T_0 \dots (25)$$

(25) 式を (13) 式に代入することにより、時間領域における計測限界  $v_{max2}$  は、時間窓の長さ  $N_0$  とパルスの時間幅  $T_0$  を用いて次式で表される。

$$|v_{max2}| < \frac{c}{2 \cdot \Delta T \cdot \cos \phi} (N_0T_s - T_0) \dots (26)$$

(24) 式の周波数領域における計測限界  $|v_{max1}|$  と、(26) 式の時間領域における計測限界  $|v_{max2}|$  を、離散フーリエ変換を行なう際の零点を付加した後の窓長 ( $N_1$  点) をパラメータにして図示すると、図10のようになる。このように、 $|v_{max2}|$  は  $N_1$  には依存しないが、 $|v_{max1}|$  は  $N_1$  に比例して改善する。ここで、(24) 式と (26) 式を等しいとおくことにより、 $|v_{max1}| = |v_{max2}|$  となる  $\widehat{N}_1$  は次式で表される。

$$\widehat{N}_1 = 2N_0 - \frac{T_0}{T_s} \dots (27)$$

このことより、(24) 式の周波数領域における計測限界  $|v_{max1}|$  が、(26) 式の時間領域における計測限界  $|v_{max2}|$  よりも小さくならないためには、 $N_1$  が  $\widehat{N}_1$  より大きくなるように、時間窓で切り出したデータに零点を加えて周波数変換する必要がある。

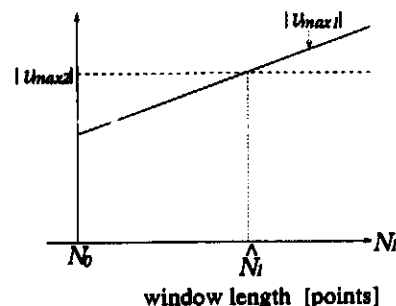


図10: 本手法の周波数領域における計測限界  $|v_{max1}|$ 、および時間領域における計測限界  $|v_{max2}|$  と時間窓の長さ  $N_1$  との関係

(26) 式で表される本手法の計測限界  $|v_{max2}|$  は、例えば  $c = 1500\text{m/s}$ ,  $\text{PRF} = 1/\Delta T = 4\text{kHz}$ ,  $\phi = 0$ ,  $N_0 = 50$ ,  $f_s = 1/T_s = 10\text{MHz}$ ,  $T_0 = 3\mu\text{s}$  の場合、 $|v_{max2}| < 9\text{m/s}$  となり、従来の測定限界  $|v_{c-max}| < 0.5\text{m/s}$  (ただし、 $f_0 = \omega_0/2\pi = 3\text{MHz}$ ) と比較すれば、飛躍的に向上していることが分かる。

## 5. まとめ

本論文では、超音波パルスドブラ法における、パルス繰り返し周波数に依存した計測限界が存在するという問題点の一解決法として、周波数領域での新しい速度算出法を提案した。従来のパルスドブラ法は、連続波ドブラ法の延長として、送信信号の中心周波数に対するドブラ偏移周波数から対象の速度を算出していたのに対し、本手法では、パルス信号の有する有限の周波数帯域に着目し、その帯域内において受信信号の位相スペクトルの変化の周波数特性から速度を算出している。また基礎実験では、水槽内における加振器の振動速度の計測を行なった。従来法では、絶対値の大きな速度成分が折り返し現象を生じ、正しく計測されていないのに対し、本手法では、そのような速度成分も含めて、レーザドブラ速度計による計測結果との正の相関を確認した。さらに、本手法の計測限界を理論的に検討した。

以上より、本論文で提案した手法は、計測速度の上限が大きく、しかも時間分解能も十分であるため、心臓弁等の高速振動計測に対しては有効であると言える。しかし血流計測においては、血球からの後方散乱は確率的に扱わなければならない。高速血流計測への応用を考える場合はさらなる考察が必要である。また、時間分解能が十分であっても、演算時間が膨大にかかってしまえば実用的であるとは言えず、実時間処理への検討も今後の課題である。さらに、本手法では周波数領域で位相の傾きを求める際に、SN比の影響が問題となる。したがって、SN比を考慮した場合の計測限界についても今後の検討課題とする。

(平成7年2月27日受付, 同7年10月20日再受付)

## 文 献

- (1) S. Satomura: "Ultrasonic doppler method for the inspection of cardiac function", The Journal of the American Society of Acoustics, Vol. 29, No. 11, pp. 1181-1185 (November 1957)
- (2) D. W. Baker: "Pulsed ultrasonic doppler blood-flow sensing", IEEE Transaction on Sonic and Ultrasonics, Vol. SU-17, No. 3, pp. 170-185 (July 1970)
- (3) 日本超音波医学会編: 超音波診断, 医学書院 (1988)
- (4) C. Kasai, K. Namekawa, A. Koyama, and R. Omoto: "Real-time two-dimensional blood flow imaging using an autocorrelation technique", IEEE Transactions on Sonic and Ultrasonics, Vol. 32, No. 3 (May, 1985)
- (5) 西山久司, 小川俊雄, 片倉景義: 「高速血流超音波ドブラ計測法」, 信学技報 US87-51, pp. 5-9 (1987)
- (6) 中村 恭大, 坂井 郁夫, 川淵 正己: 「高速血流超音波ドブラ測定法の基礎検討」, 信学技報 US88-4, pp. 23-30 (1988)

- (7) I. A. Hein, J. T. Chen, W. K. Jenkins, and W. D. O'Brien, Jr.: "A Real-Time Ultrasound Time-Domain Correlation Blood Flowmeter: Part I-Theory and Design", IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. 40, No. 6, pp. 768-775 (November 1993)
- (8) Samuel D. Stearns and Ruth A. David: Signal Processing Algorithms, Prentice-Hall International Editions, pp. 295-297 (1988)

## 近藤 誠



(学生員) 1970年8月24日生まれ。1994年東北大学工学部卒業。現在、同大学院博士課程前期2年の課程に在学中。超音波生体計測とデジタル信号処理に関する研究に従事。1995年電気学会論文発表賞B受賞。電気学会、日本音響学会の各会員。

## 金井 浩



(正員) 1958年11月29日生まれ。1981年東北大学工学部卒業、1986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、1989年同大学工学部電気工学科助手・講師を経て、1992年6月同大学助教授、現在に至る。音響振動・超音波などの生体計測とデジタル信号処理に関する研究に従事。1987年石川賞、1990年日本音響学会栗風賞、1991年電子情報通信学会篠原賞、1995年日本音響学会佐藤論文賞等受賞。電気学会、日本音響学会、電子情報通信学会、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、IEEEの各会員。

## 中鉢 憲賢



(正員) 1933年10月5日生まれ。1956年東北大学工学部卒業。1965年同大学院修了。工学博士。1965年東北大学電気通信研究所助手、1966年同研究所助教授、1979年より東北大学工学部電気工学科教授。この間、30年近くにわたり超音波工学の研究に従事し、超音波顕微鏡などを日本で初めて開発。1990年に電気学会学術振興賞(進歩賞)、IEEE-UFFC論文誌最優秀論文賞、1995年日本音響学会佐藤論文賞、科学技術庁長官賞(科学技術功労者)等受賞。電気学会、電子情報通信学会、日本音響学会、応用物理学会、日本機械学会、IEEE、超音波医学会、日本ME学会、非破壊検査協会の各会員。