レーザー解説 2

レーザードップラー速度計 —高い空間分解能の測定における諸問題—

三品 博達*・高橋 一夫*

(1980年 2月16日 受理)

Laser Doppler Velocimetry —Some Problems in High Spatial Measurement—

—Some Problems in High Spatial Measurement—

Hiromichi MISHINA* and Kazuo TAKAHASHI*

(Received February 16, 1980)

1. はじめに

レーザードップラー速度計を 10μ 程度の高い空間分解能の下で使用するときには生じる問題点は (i) 入射光を探测面に投影する光学系に関するもの, (ii) 探测領域あるいはその近傍での光の散乱に関するもの, (iii) 散乱光の受光系および検出面位置合わせ, (iv) 検出ビート信号の性質および処理に関係したものに分類することができる。これらの問題の各々は被測定対象ごとに適切な系を構成するための要件が変わってくるという一面をもっており、統一的な解釈なり、一意的な解決策を与えることが困難な事が多い。特に光学系部分を含む (i) ~ (iii) については被測定対象との係わりの多い部分であり、これを含めた形での考察が要求され、具体的な光学系についての一般的な議論が最もむずかしい部分である。

ここでは具体的な光学系構成に直接ふれることなく、現在までに確立した一般性のある問題

点の取扱いを述べ、各々の被測定対象に応じた系の設計・製作にあたって考慮すべき要件を理解し、微小域測定系を構成する際の参考資料を提供したい。

2. 差動型レーザードップラー速度計入射光系の問題点

Fig. 1(a) に示すようにレンズLで集光され

Fig. 1. Propagation of focused Gaussian beam (a) and dual-beam laser Doppler anemometer (b).

*北海道大学応用電気研究所 (〒060 札幌市北区北12条西6丁目)

*Research Institute of Applied Electricity, Hokkaido University (Kita 12 Nishi 6, Kitaku, Sapporo 060)

た TEM₀₀ モードで発振しているレーザー光のレンズ後方 (ξ, η, ζ) 点での強度は良く知られているように

$$I(\xi, \eta, \zeta) = I(0, 0, \zeta) \exp\left(-\frac{\xi^2 + \eta^2}{\sigma_\xi^2}\right) \quad (1)$$

で与えられる¹⁾ ここで σ_ξ , $I(0, 0, \zeta)$ および δ は各々,

$$\sigma_\xi = \frac{\sigma_0(\zeta + F)}{D_1} \left(1 + \frac{\delta^2}{D_1^2}\right)^{-1/2} \left[1 + \frac{D_1^2}{\delta^2} \left(1 + \frac{\delta^2}{D_1^2}\right)^2\right]$$

$$\left\{ \frac{1}{\zeta + F} - \frac{1}{F} + \frac{1}{D_1(1 + \delta^2/D_1^2)} \right\}^2 \Bigg]^{1/2} \quad (2)$$

$$I(0, 0, \zeta) = (\sigma_0/\sigma_\xi)^2 I_0 \quad (3)$$

$$\delta = (\pi\sigma_0)^2/\lambda \quad (4)$$

であり, 座標(ξ, η, ζ)の原点はLの後方焦点にとってある。さらに I_0 はレンズ前方 D の距離にあるビームウェストの中心でのビームの強度を示し, λ は入射ビームの波長である。

差動型レーザードップラー速度計においては Fig. 1 (b) に示すようにレーザーの出力ビームは2分割された後, 探測領域で 2θ の交角で交叉させられる。通常二つのビームを探測領域で交叉させるには (b) のように二平行ビームをレンズで集光する手段が用いられる。レンズの光軸外でこれに平行に入射する光ビームはレンズによりビーム軸を焦点に向かうように曲げられる。このときのレンズ出射光のビーム軸とレンズの光軸のなす角を θ としておくとレンズ通過後のビームの強度はレンズ光軸を軸とした入射ビームの空間強度分布関数の座標を回転変換すること与えられる。(b)図のように差動型系では光軸に対して対称な二つの入射ビーム (入射角 $\pm\theta$) が使われるので, この各々のビーム強度は,

$$I^+(\xi, \eta, \zeta) = (1/2) I(\xi \cos\theta + \zeta \sin\theta, \eta, -\xi \sin\theta + \zeta \cos\theta) \quad (5)$$

$$I^-(\xi, \eta, \zeta) = (1/2) I(\xi \cos\theta - \zeta \sin\theta, \eta, \xi \sin\theta + \zeta \cos\theta) \quad (6)$$

となる。(2)式から明らかなように, σ_ξ は $\zeta=0$, すなわち焦点位置で最小とはならないが, 微小

Fig. 2. Variation of the deviation defining the distance between actual beam waist and focal plane with the focal distance of lens.

領域での測定を目的とする場合, 集光に用いるレンズLの焦点距離は短かく, この誤差は無視できる。また, 実験上からは二つの入射ビームの入射光軸を平行からわずかにずらすことで補正できる。Fig. 2 に微小測定で通常使用される入射レンズ (Fig. 1 (b) の L_1) の焦点距離範囲 5 mm ~ 4 cm に対してレンズ焦点位置と実際にビームウェストの出来る位置の距離をずれ量として示した。このずれ量 (DELTA) はこのような短焦点レンズの場合 D が 10 cm を中心に数 cm の範囲で変化しても全く影響を受けないことも計算から明らかとなった。

レンズ L_1 の焦点位置, すなわち二つのビームの交叉位置がビームウェストに一致しているときは, この点で二つの入射ガウスビームは波面が $\pm\theta$ 傾いた平面ガウスビームと考えてよく, また焦点附近での σ_ξ の変化は小さい。したがって, この二つのビームが交わる速度測定領域の大きさ, すなわち探測域の体積は, 二つのビームの交叉領域で波面形状が変化しないとして,

$$V = \iiint_{G\xi^2 + G\eta^2 \cos^2\theta + G\zeta^2 \sin^2\theta \leq 1} d\xi d\eta d\zeta \quad (7)$$

で与えられる。ここで $G = 2/\sigma_{\xi=0}^2$ である。上の積分は容易に実行でき,

$$V = \sqrt{2} \pi \sigma_{\xi=0}^3 / (3 \sin\theta \cos\theta) \quad (8)$$

となる²⁾。微小領域での測定においては探測領

域でのビーム径を小さくすることはもとより、この測定体積の微小化が必要である。

上式で示した測定領域内には二つの入射光の重ね合わせにより干渉縞が形成されており、この干渉縞間隔は $\lambda/(2 \sin \theta)$ である。(8)式で与えられる大きさの探測領域内を散乱体がよぎることにより、散乱光強度は干渉縞間隔に応じた周期で変調される。散乱体の速度を v とすると散乱光強度の変調周波数 f は

$$f = 2v \sin \theta / \lambda \quad (9)$$

となる。ここで、探測領域が極度に制限されるような微小域での測定においては、探測領域の大きさが有限であるために生じる周波数の拡がり Δf が測定結果に重大な影響を及ぼし、この効果を考慮する必要がある。この周波数スペクトルの拡がりには ambiguity noise と呼ばれ、

$$\Delta f = 1/(\pi N) \quad (10)$$

で与えられる。ここで N は探測領域内に形成される干渉縞の本数を表わし $2\sigma/\lambda \cdot \tan \theta$ である。このスペクトル拡がりには後に解析回路の設計上重要となる。光学系設計にあたっては出来るだけ周波数スペクトルの拡がりを狭くする必要がある、このためには θ を大きく選び N を増大させる必要がある。ただし、交角 2θ の増大は散乱粒子による二つの入射ビームの各々の散乱光の主散乱方向差を大きくすることになり、粒子の角散乱特性によってはビート信号の劣化を招く原因となることもあるので、測定対象の散乱特性に対する考慮が重要となる。また光学系構成上から考えると θ を大きくするためには開口数の大きいレンズが要求される。入射レンズとして顕微鏡対物レンズを用いたとき探測領域内に得られる縞数 N の限界をFig. 3に示した。顕微鏡対物レンズでは入射開口の大きさが数mmに限定されるため、入射開口面で二つの入射ビームが分離するように入射させるにはビーム径を開口面であり大きくできない。すなわち探測面でのビーム径は使用する対物レンズに応じた下限をもつことになる。この制限を考慮して各倍率の対物レンズによる使用範囲を示した。

Fig. 3. Availability of microscopic objective for laser Doppler microscope on fringe number and beam spot size.

各倍率について影をほどした側が使用可能域であり、探測領域の微小化が N に制限を与え、この結果得られるビート信号のスペクトル幅に下限が生じる。

3. 探測域近傍の散乱光の影響

レーザードップラー顕微鏡のように対象を生物体に選ぶ場合は、生体表皮、血管壁等を通して測定することになる。このように微小領域でレーザードップラー速度計が利用される場合には、探測領域のごく近傍に流れを形成するためのセル壁が存在することが多い。探測域がセル壁面にごく近くなった場合、セル壁よりの散乱光は検出面で探測領域の像に重なり、背景光雑音除去のために置かれた受光面上のピンホールでも除去が困難となる。セル壁面散乱光の検出信号への効果を考えるにあたっては、セル壁面からの受光面への像が探測領域にどの程度重なるかを評価する必要がある。

Fig. 4に探測点とセル壁よりの散乱光の結像関係を示した。この図から明らかなようにセル壁面上の点散乱源よりの散乱光は受光面となる探測領域の結像面上にぼけ像となって重なる。このぼけ像の拡がりの大きさ s は幾何学的近似のもとでは

$$s = [(b' - b)/b'] \cdot l \quad (11)$$

で与えられる。したがってこの拡がりの大きさを点像強度分布とすると、セル壁面の散乱光の

Fig. 4. Imaging of scattered light from control area and cell wall in dual-beam laser Doppler anemometer.

点像強度分布関数 $P(\xi, \eta)$ は

$$P(\xi, \eta) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi s} \tan^{-1}\left(\frac{l}{a-d}\right) & |\xi| \leq s \\ 0 & |\xi| > s \end{cases} \quad (12)$$

となる。ここで、 a, b はレンズ面から測った探測点および像点までの距離であり、 d, b' は各々 a より測ったセル壁面までの距離およびその結像点までのレンズよりの距離を表わす。また l はレンズの入射開口半径である。セル壁面よりの散乱光の結像面での分布像 $I_{im}(x)$ は、セル

壁面上の散乱光強度分布 $I_{wall}(\xi)$ として

$$I_{im}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{wall}\left(\frac{x}{M} - \xi\right) P(\xi) d\xi \quad (13)$$

で与えられる。ここで M は探測域の結像倍率であり、

$$M = b/a = f/(a-f) \quad (14)$$

で与えられる。Fig. 1 (b) に示したように探測領域は通常 L_1 の焦点位置になるので、探測域より d だけ離れたセル壁面での入射光の強度分布は(5), (6)式の表示に従って、 $I^{+o}(\xi, \eta, d) + I^{-o}(\xi, \eta, d)$ となる。すなわち、

$$I_{im}(x) = \frac{\beta}{2\pi s} \tan^{-1}\left(\frac{l}{a-d}\right) \int_{-s}^s [I^{+o}(\xi, \eta, d) + I^{-o}(\xi, \eta, d)] d\xi \quad (15)$$

で与えられる。ここで β は壁面の散乱に対する散乱断面積である。

Fig. 5 に種々のレンズ開口について、セル壁面距離 d が 0.0mm, 0.5mm, 1.0mm, 1.5mm, 2.0mm へと順次離れるに従って像がどのように変化するかを示した。また、Fig. 6 に結像倍率の変化に伴った像の変化を示した。(15)式で積分の項は $d = 0$ mm で 0 に集束し、系数の $1/s$ は

Fig. 5. Normalized intensity distribution of imaged scattered light as a function of lens aperture radius l (magnification, $M=1$, beam angle $\theta=5^\circ$).

(1— $d=0.0$ mm; 2— $d=0.5$ mm; 3— $d=1.0$ mm; 4— $d=1.5$ mm; 5— $d=2.0$ mm).

Fig. 6. Normalized intensity distribution of imaged scattered light as a function of magnification M (beam angle $\theta=5^\circ$, lens aperture radius $l=0.5\text{cm}$ ($f/10$))
(1- $d=0.0\text{mm}$; 2- $d=0.5\text{mm}$; 3- $d=1.0\text{mm}$; 4- $d=1.5\text{mm}$; 5- $d=2.0\text{mm}$).

無限発散する形となっているので、 $d \neq 0$ の図は β を一定として $d=0\text{mm}$ における全光量で規格化して示した。すなわち壁面における散乱断面積と探測領域内の粒子の散乱断面積が等しいとすると、曲線 1 は探測域の x 点に粒子があるときの散乱強度とみなすことができ、また $d \neq 0$ の各曲線 2～5 は壁面よりの散乱光の像とみることができる。これらの図から明らかなように、セル壁が探測域に近いときはセル壁よりの静的な散乱光が探測域を横ぎる粒子像に背景光として重なることがわかる。この背景光の重なりは、ドップラービート信号の直流分としての効果を持ち、ショット雑音を増加させる。したがって、 α を探測領域内の粒子の散乱断面積とすると、

$$S = \frac{\frac{\alpha}{2\pi} \tan^{-1}\left(\frac{l}{a}\right) \int_{-M\sigma_c}^{M\sigma_c} [I^{+\theta}\left(\frac{x}{M}, 0\right) + I^{-\theta}\left(\frac{x}{M}, 0\right)] dx}{\int_{-M\sigma_c}^{M\sigma_c} I_{lm}(x) dx} \quad (20)$$

をもって観測されるドップラービート信号の信号対雑音比(SNR)と考えることができる。Fig. 7 に α/β を 1 としたときの信号対雑音比の種々

のパラメータに対する変化を示した。これらの図から、(16)式で定義される SNR は二つの入射ビームの交角が大きい程、また集光レンズ開口 l が小さい程良いことがわかる。さらにセル壁面からの距離が大きくなると Fig. 6 にみられるように二つのビームのぼけ像が光軸中心から離れるので SNR は良くなる。すなわち、ある定められた値以上の SNR を得るためには、どこまでもセル壁面に近づくことはできなくなる。背景光雑音が定常光であることを考慮して、SNR が 100 となる壁面距離をビート検出におけるセル壁面からの最小測定可能距離と定義し、探測面でのビーム直径 $64\mu\text{m}$ の場合の最小測定可能距離の変化をビーム交角と集光レンズ開口をパラメータとして Fig. 8 に示した。ここに示した入射ビーム径での測定においては受光開口のいかに問わず 0.4mm より壁面に近い所での流速測定は困難となる。通常の測定では集光能率の向上のためにできるだけ大きな集光開口の使用が推奨されるが、壁面近傍の測定では必ずしも良い結果を与えないことがわかる。ここで示した最小測定可能距離は軸はずし受光系の使用により大幅に減少させられることも同様の解

(1) Lens magnification $M=1$

a-1

(2) Lens magnification $M=2$

a-2

b-1

b-2

Fig. 7. Variation of ratio S with wall distance d ; (a) lens aperture radius $l=0.5$ cm ($f/10$), (b) lens aperture radius $l=1.0$ cm ($f/5$).

Fig. 8. Variation of minimum wall distance $d_{\min}$ for signal detection as a function of beam angle.

析により示される⁴⁾。

4. 散乱粒子の拡がりによる効果

前節では SNR 評価のためにセル壁面および探測領域での散乱光強度のみに注目したが、探測域からの信号自体を考えるとやはり微小域であるために生じる問題点がある⁵⁾。前節に述べたように、探測域においては二つの交叉する入射ビームはそれぞれがガウス型の振幅分布の平面波と考えられる。これら二つの入射ビームによって作られる探測面での電場分布 $U(x)$ は

$$U(\xi) = 2A \exp(-\cos^2 \theta / \sigma^2 \cdot \xi^2 + i \omega t) \cdot \cos(k \xi \sin \theta) \quad (17)$$

となる。上式で ω , k は角周波数および角波数である。ここでこのような電場振幅分布をもつ探測域を拡がりをもった単一の散乱粒子が通過する場合を考えてみる。まず始めに、計算を簡

単にするため、この散乱粒子がはっきりしたエッジ状の端を持たず、等価半径 r のガウス型に拡がっており、次式で与えられるような透過特性 $T(\xi)$ を持つ場合を考えてみる。

$$T(\xi) = 1 / \sqrt{\pi} r \exp(-\xi^2 / r^2) \quad (18)$$

このようにすると探測面からの散乱振幅は上記の粒子が速度 v で移動するとき

$$u(\xi) = T(\xi - vt) U(\xi) \quad (19)$$

で与えられる。したがって散乱光のフーリエ面（座標軸 $\tilde{\xi}$ ）での振幅 $\tilde{u}(\tilde{\xi})$ は

$$\tilde{u}(\tilde{\xi}) = \int_{-\infty}^{\infty} u(\xi) \exp(-i \tilde{\xi} \xi) d\xi \quad (20)$$

となる (Fig. 9)。フーリエ面での開口（等価半径 l の入射瞳）関数を

$$h(\tilde{\xi}) = \exp(-\tilde{\xi}^2 / l^2) \quad (21)$$

とすると、結像面での振幅 $\omega(x)$ は

$$\omega(x) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tilde{\xi}) \tilde{u}(\tilde{\xi}) \exp(-i x \tilde{\xi}) d\tilde{\xi} \quad (22)$$

となり、強度は

$$I(x) = |\omega(x)|^2 \quad (22)$$

となる。結像面に

$$H(x) = \exp(-x^2 / \Delta^2) \quad (24)$$

の透過特性を持つ受光開口において光検出器で検出すると、光電流 $J(t)$ は

$$J(t) = K \int_{-\infty}^{\infty} H(x) |\omega(x)|^2 dx \quad (25)$$

で与えられる。ここで K は光強度と光電流の変換係数である。結像系として理想結像系 ($l \rightarrow \infty$) を用いると仮定し、(17)~(24)の関数を(25)式に代入して $J(t)$ を求めると

$$J(t) = 8 \pi K A^2 \sqrt{\frac{\pi}{r^4 / \Delta^2 + 2 r^2 (1 + r^2 \cos^2 \theta / \sigma^2)}} \times \exp \left[-\frac{2 v^2 t^2}{1 + r^2 \cos^2 \theta / \sigma^2} \left\{ \frac{\cos^2 \theta}{\sigma^2} + \frac{1}{r^2 + 2 (1 + r^2 \cos^2 \theta / \sigma^2) \Delta^2} \right\} \right] \times \left[1 + \exp \left\{ -\frac{r^2 \Delta^2 k^2 \sin^2 \theta}{r^2 + 2 (1 + r^2 \cos^2 \theta / \sigma^2) \Delta^2} \right\} \right]$$

Fig. 9. Scattering from extended scattering particle and imaging system in dual-beam Doppler anemometer.

$$\times \cos \left(\frac{2kv \sin \theta}{1 + r^2 \cos^2 \theta / \sigma^2 + r^2 / 2 \Delta^2} \cdot t \right) \quad (26)$$

となる。粒子に拡がりのない場合、すなわち $r=0$ ではドップラービート角周波数 $\Delta\omega$ はよく知られている結果と一致し、 $\Delta\omega = 2kv \sin \theta$ で与えられるが、粒子の拡がりを考慮すると

$$\Delta\omega = \frac{2kv \sin \theta}{1 + r^2 \cos^2 \theta / \sigma^2 + r^2 / 2 \Delta^2} \quad (27)$$

となる。上式の分母は1より大きい数となるので、ビート周波数は低い方にずれることになる。ここで等価粒子半径および等価受光開口半径を実際の有効測定域半径で規格化したパラメータ m, n を

$$m = r \cos \theta / \sigma \quad (28)$$

$$n = \Delta \cos \theta / \sigma \quad (29)$$

のように定義し、点散乱体に対するビート角周波数 $\Delta\omega_0$ に対する散乱体拡がりによる効果を表わす量 $g(m) = \Delta\omega / \Delta\omega_0$ を導入し、これを m, n を用いて表わすと

$$g(m) = 2n^2 / \{ (2n^2 + 1)m^2 + 2n^2 \} \quad (30)$$

となる。

Fig. 10(a) に受光開口径を実効的探測領域半径 $(\sigma / \cos \theta)$ に等しくしたとき、すなわち $n=1$ の場合の $g(m)$ の変化を示した。図より明らかなように散乱粒子径が探測域径の半分程度で30%に近い誤差のことがわかる。散乱粒子径が固定されると、探測領域が小さくなることで相対的に m が大となりビート周波数と速度の

(a)

(b)

Fig. 10. Variation of Doppler beat frequency with normalized scattering particle size (m) in Gaussian (a) and sharp edged scattering particle. (b)

換算係数が理想的な点散乱源として与えられる値から大幅にずれることが起こる。

同様の解析を矩形状の散乱体、すなわち粒子透過関数 $T(x)$ を

$$T(\xi) = \begin{cases} 1/(2r) & |\xi| \leq r \\ 0 & |\xi| > r \end{cases} \quad (3)$$

として、探測領域内に7本の干渉縞がある場合のビート信号周期の、 $r=0$ のときに得られるビート信号周期に対する変化率をFig. 10(b)に示した。ガウス型散乱体の場合と異なり、周波数の変化は周期的となり、探測領域内に形成される干渉縞数が7本程度しか形成することができない微小領域測定では粒子径が縞間隔にほぼ等しい所で8%程度変化することがわかる⁶⁾。

5. 受光光学系

レーザードップラー速度計の光学系構成のうち受光光学系そのものについては、二方向あるいは三方向測定を特殊マスクを用いて行なう⁷⁾場合を除いてあまり議論の対象とはされてこなかった。しかし、実際にレーザードップラー速度計を使用しての速度測定においては検出器の直前に置かれた受光開口上に探測域の像点を合致させるのに多くの労力を要することが多い。受光系の調整不良のために良好なビート信号が得られないことも多い。このような受光系の調整は探測領域が微小になる程その困難の程度を増す。探測領域 $10\mu\text{m}$ 以下の測定を目的とするような顕微鏡的スケールでの測定では受光系にモニタ機構を附加することが光学系調整の必修条件となる。このようなモニタ機構を有するレーザードップラー速度計の受光系も、ごく一般的用途に限って使用できるようなのが昨年あたりからやっと市販品の中にも見られるようになった。しかし、この系は大きなスケールの流体セルを対象とする場合を念頭において設計されており、前述のような顕微鏡的スケールの測定には適さないようである。

筆者等はこの目的のために受光系をも含めた微小域での速度測定用光学系をレーザードップラー顕微鏡として開発し、その概要をすでに本誌にも紹介した³⁾。このような光学系は特殊なものではないが、実験に際しては用途も広く一般性があるので受光系部分に限って少し詳細にその内容を紹介しておく。Fig. 11に受光系全

体と各部の詳細を示した。受光部先端は拡大顕微鏡系よりなり、ここで使用される顕微鏡対物レンズは探測領域を形成するために使用した入射光学系の顕微鏡対物レンズと同倍率あるいはこれより低倍率のものを使用するのがよい。入射光学系より高倍率のものを使用すると入射系より入射開口角が広くなり、多くの直接光の受光系への浸入が起こり鏡筒内反射等による大きな背景光雑音が生じ、信号の特性を悪くするばかりでなく、調整の際の標的となる探測領域の目視による決定が困難となる。モニタ系の構成にはかなり高精度の工作技術を必要とし、特に顕微鏡系の場合は高い精度が要求されることになるため実験室的な意味での製作は困難であろう。最も簡単な方法は顕微鏡系の使用か、顕微鏡写真撮影装置のビューア部の利用である。Fig. 11に示したものは顕微鏡写真撮影装置(PM-6：オリンパス社製)のカメラ部分を取除き、結像長に合致させたアダプタを製作し、結像面に受光開口となるピンホール保持具を取りつけたものである。このピンホール保持具はX-Y方向に可動となっており、予めビューア視野内のクロス線の中央に光点をおいてこの像がピンホール位置に合致する様ピンホール位置を調整しておく。ピンホール保持具の後方にさらにアダプタを界して光電子増倍管用のハウジングが保持されている。光電子増倍管は、通常の使用がHe-Neレーザーであることを考えてS-20 typeの光電面を持つものが使用されている。

6. 検出ビート信号の特性と信号処理系

レーザードップラー速度計のビート信号処理系は基本的には周波数解析系であり、種々の汎用的周波数解析手法および機器が使用可能である。しかし、微小域測定ではこのような汎用測定器の利用が、ビート信号のもつ特殊性から困難となる。微小域測定に際し汎用器の使用を困難とする最大の原因は2章で述べた信号の持続性、すなわち ambiguity noiseにある。測定領域を $5\mu\text{m}$ 程度にするためには通常40倍程度の対物レンズが使用されるが、このとき得ら

Fig. 11. Detection optical system of laser Doppler microscope A: microscope, B: view-finder system of PM-6 (Olympus), C: adapter for finder system, D: adapter for diaphragm holder, E: diaphragm holder, F: adapter for photo-detector housing, G: photo-detector housing.

れるビームの最大交角 2θ は 25° 程度となる。したがって探測領域内に得られる干渉縞数は5本程度である。探測域への入射光の時間変動や、探測域内の散乱源から受光面にわたる集光途上の吸収率の時間的变化が全くないとしても、ambiguity noise によるスペクトラム拡がりをもち、低流速の測定ではベダスクル成分と呼ばれるビート信号の擬似直流成分がビート信号に

影響を及ぼし、低流速での測定が不可能となる。 10μ 以下の探測領域での測定で5%以内の精度を保持して測定を行なうためには、ベダスクル除去のための入力フィルタは4次のバターワース特性を持つ必要のあることも示される⁸⁾。

さらに探測領域内に得られる干渉縞数が制限されるため、ビート信号は連続した正弦波とはならず、断続的な正弦波のかたまりの形をした

burst 状となり、1 burst 内のビート波は前述のように7~10波程度となる。Fig. 12 に探測領域径 $20\mu\text{m}$ としたときの微小血管内血流速度測定時に得られるベダスタル除去後のビート信号とその整形後の波形例を示したが、ブラウン管のトレースからも明らかなように微小域測定としては比較的大きい探測領域の場合でもburst 状ビート波が20波を越えることはない。したがって普通のトラッキングフィルタや、周波数弁別器の使用は極めて困難である。

このような微小域での測定では、周期測定法の使用が良い結果を与える。ここでは詳細を略すが、この目的のための特別な周期測定に基づく解析系も製作されている^{8,9)}。しかし実験の現場測定においては上記の解析系によっても単一周期の測定のみでは多くの原因⁸⁾から生じる測定誤差を完全に除去することは困難であり、多数回の測定により統計的な意味での誤差の減少をはかるのが現段階での測定精度向上の実際の

手段となる。このために測定結果の累積に若干の時間が必要となることと、測定結果の統計処理に手間のかかることが難点として残る。統計計算処理に関しては、解析系にマイクロコンピュータを組み込むか、計算機システムに結合することによりある程度の解決をみる事ができる。さらに解析系に若干の工夫をすることで比較的長い時間にわたって繰返し観測の可能な脈動性血流のように、脈流の各位相での観測を可能とすることもできる^{9,10)}。いずれにしても、単一回の測定で流速を確定することが望ましい訳であり、このためには微小域測定の際に生じる誤差のさらに深い理解が要求され、測定対称をも含めた形での誤差原因の追求が必要となり、今後の問題点であろう。

筆者のこれまでの研究の感想からすると、マイクロコンピュータの近時の発展は、さらに高度な判断機能を解析系にもち込むことを可能にして来ているので、測定対象を限定すれば、現時点で測定に必要な時間は大幅に短縮できるものと考えられる。測定時間の短縮は、微小域レーザードップラー速度計の大きな応用分野である生体流測定では、生体の不可逆的な経時変化の早さを考えるとき必修の条件であり、早急の解決をせまれる問題の一つである。

7. おわりに

レーザードップラー速度計の大きな特色である微小域測定に適用するときの問題点を筆者等の最近の研究に基づいて述べた。ここで述べたいくつかの問題のあるものは探測領域が 50μ を越えるレーザードップラー速度計の一般的な利用の際には全く考慮する必要のないものもある。しかし、探測領域が 10μ 附近であることを想定したここでの議論はごく一般的な測定の場合にそのまま適用できるものも多く、ここでの取扱いを十分理解することで通常のレーザードップラー速度計を利用する際の参考にもなろう。また最近提案された光ヘテロダインレーザー顕微鏡^{11,12)}のように、片側の入射光として変調波を用いた系での速度測定の可能性を考える際にも

Fig. 12. Wide (a) and narrow (b) view oscillogram of bursted beat signal (upper trace) from laser Doppler microscope and clipped signal (lower traces) obtained in a measurement of blood flow.

同様の問題点のあることが予想され、レーザードップラー顕微鏡の立場からみた光ヘテロダイン顕微鏡の空間分解能、時間分解能の追求も興味ある問題であろう。

参 考 文 献

- 1) L. D. Dickson, Appl. Opt. **9** (1970) 1854
- 2) H. Mishina and T. Asakura, Opto-electronics **4** (1972) 399.
- 3) 三品博達, レーザー研究 **4** (1976) 145.
- 4) 高橋一夫, 三品博達, 第27回応用物理関係連合講演会予稿p. 70 (1980)
- 5) H. Mishina, Y. Kawase and T. Asakura, Jpn. J. Appl. Phys. **15** (1976) 633.
- 6) Y. Kawase, H. Mishina and T. Asakura, ibid **15** (1976) 2173.
- 7) H. H. Bossel, W. J. Hiller and G. E. A. Meier, J. Phys. E (Sci. Instrum.) **5** (1972) 877.
- 8) 牛坂健, 三品博達, 朝倉利光, 応用物理 **46** (1977) 781.
- 9) 三品博達, 広永勝治, 牛坂健, 小山富康, 堀本和志, 計測自動制御学会論文集 **14** (1978) 324.
- 10) M. Horimoto, T. Koyama, H. Mishina, T. Asakura and M. Murao, Respiration Physiology **37** (1979) 45.
- 11) T. Sawatari, Appl. Opt. **12** (1973) 2768.
- 12) 藤井陽一, 応用物理 **48** (1979) 66.