



スペックルの統計的性質と2次元速度分布測定

吉村 武晃・斉藤 英敏・石村 由久・若林 信生

神戸大学工学部計測工学科 〒657 神戸市灘区六甲台町

(1984年12月3日受理)

Statistical Properties of Dynamic Speckle Pattern and Its Application to 2-Dimensional Velocity Measurements

Takeaki YOSHIMURA, Hidetoshi SAITO, Yoshihisa ISHIMURA
and Nobuo WAKABAYASHI

Department of Instrumentation Engineering, Faculty of Engineering, Kobe University,
Rokkodai, Nada-ku, Kobe 657

An analytical form of the cross correlation function for three kinds of optical system has been deduced by approximating the integrated speckle intensity. From these results, the optimal condition of the optical system to measure a 2-dimensional velocity distribution has been obtained.

1. はじめに

レーザーを用いて移動物体の速度測定する方法としてレーザードップラー速度計(LDV)およびスペックル速度計がある。2次元速度分布を画像的に測定するにはこれらの方法を基として構成することができる。LDVを応用したのとして、レーザードップラーイメージングシステムが近年構成された¹⁻⁴⁾。しかしこの方法の欠点として光学系をヘテロダイナミック型とする必要があり、光学系が不安定である。しかも周波数変調素子を用いる必要があり、装置は複雑となる。これに対してスペックル速度計はホモダイナミック型であるため、実用化の可能性が高い⁵⁻⁹⁾。この原理を用いた2次元速度測定装置は大坪によって示されたが¹⁰⁾、検知器を2次元的に走査する必要があり、測定には長時間を必要とする。

本研究ではこのスペックル速度計の原理を応用し、しかも検知器としてTVカメラを用い2次元速度分布を画像的に計測する方法を検討する。2章では3種類の代表的な光学系におけるスペックルの統計的性質を調べる。検知器としてTVカメラを用いることを前提とし、検知器の受光面の大きさおよび観測時間を考慮した相関関数および2次モーメントを求める。3章では2次元速度測定を行なうのに最適の光学条件を示し、4章ではそ

の結果に基づき実際に構成した測定装置の詳細を示す。5章では測定対象として回転スリガラスおよび流体を選び、速度分布を画像計測できることを示す。

2. 動的スペックルの統計的性質

運動している粗面物体によって作られるスペックルパターンは照明光、光学系の構成、物体の運動速度に依存する。スペックルを生成する基本的な光学系の構成はFig. 1に示すように無レンズ系、単一レンズ系、二重レンズ系に大別される¹¹⁾。xy平面にその平面内を速度vで運動する粗面物体があり、光軸zに垂直に光学素子が配列され、XY平面でスペックルパターンを観測する。各光学素子の間隔は l_j である。レンズ L_j の焦点距離を F_j 、アパーチャーを半径 q の円形開口とする。物体への照明光は無レンズ系に対してはガウスビームの垂直入射を、単一レンズ系および二重レンズ系では平面波の斜入射とする。時刻 t 、物体面内の位置ベクトル \mathbf{x} での電場は垂直入射のガウスビームに対して次式のように与えられる¹²⁾。

$$E_0(\mathbf{x}, t) = \frac{w_0}{w} \exp \left[-\frac{|\mathbf{x}|^2}{w^2} - i \left(\omega_0 t - k_0 z - \frac{\pi}{\lambda \rho} |\mathbf{x}|^2 - \varphi_0 \right) \right] \quad (1)$$

ここで、 w , ρ はそれぞれ物体面におけるビーム半径お

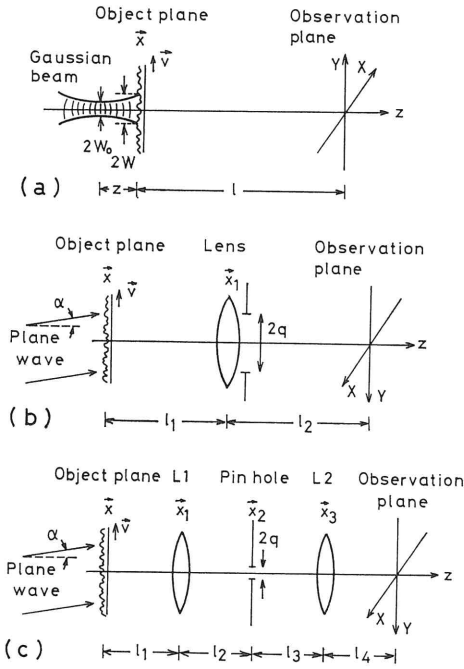


Fig. 1 Three kinds of optical system.
 (a): Free space geometry, (b): single-lens geometry, (c): two-lens geometry.

よび波面の曲率半径であり

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2}, \quad \rho = z \left\{ 1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z}\right)^2 \right\} \quad (2)$$

である。 ω_0 はビームウエストにおけるスポット半径であり、物体面はウエスト位置から z だけ離れた位置にある。 ω_0 は入射光の角周波数、 k_0 は波数、 λ は波長、 φ_0 は初期位相を示す。 レンズ光学系 (Fig. 1(b), (c)) に用いる斜入射平面波は

$$E_0(\mathbf{x}, t) = E_0 \exp[-i(\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{x} - \varphi_0)] \quad (3)$$

と表わされる。ここで E_0 は空間的、時間的に一定な振幅、 \mathbf{k}_0 は物体面への入射角 α に依存する波数ベクトルである。(1) または (3) 式によって与えられる光によって物体が照明されたとき、観測面に生じるスペckルの性質は光強度の相互相関関数によって表わされる。この関数を規定するものとして光学系に固有の点像応答関数 (impulse response function) $K(\mathbf{x}, \mathbf{X})$ がある。この関数は次の仮定をもうけることにより容易に求まる。(1) 各光学素子間の自由空間での光の伝播がフレネル変換に従う。(2) 焦点距離 F_j のレンズの位相変調は $\exp[-ik|\mathbf{x}_j|^2/(2F_j)]$ によって与えられる。ここで k は波数 k_0 の入射光が物体によって変調をうけた後の散乱光の波数である。(3) 円形開口の振幅変調関数は解析を容易にす

るため $\exp[-|\mathbf{x}_j|^2/q^2]$ によって近似される。これらの条件のもとで点像応答関数は無レンズ系に対しては物体面と観測面との距離を l とすると

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{X}) = \frac{k}{i2\pi l} \exp\left[ik \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{X}|^2}{2l} \right] \exp[ikl] \quad (4)$$

となる¹²⁾。単一レンズ系に対しては

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{X}) = \frac{-k^2 q^2}{4\pi l_1 l_2 \sqrt{1 + \theta_1^2}} \exp\left[\frac{-k^2 q^2}{4(1 + \theta_1^2)} \left| \frac{\mathbf{x}}{l_1} - \frac{\mathbf{X}}{l_2} \right|^2 \right] \\ \times \exp\left[i \left\{ k \left(l_1 + l_2 + \frac{|\mathbf{x}|^2}{2l_1} + \frac{|\mathbf{X}|^2}{2l_2} \right) + \tan^{-1} \theta_1 - \frac{k^2 q^2 \theta_1}{4(1 + \theta_1^2)} \left| \frac{\mathbf{x}}{l_1} - \frac{\mathbf{X}}{l_2} \right|^2 \right\} \right] \quad (5)$$

となる¹³⁾。ここで l_1, l_2 は物体面とレンズ、レンズと観測面の距離であり、 θ_1 は

$$\theta_1 = \frac{kq^2}{2} \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} - \frac{1}{F} \right) \quad (6)$$

である。光学系が結像条件を満たすとき $\theta_1 = 0$ となる。二重レンズ系に対しては

$$K(\mathbf{x}, \mathbf{X}) = \frac{-k^2 q^2}{4\pi l_1 l_2 l_3 l_4 A_1 A_2 \sqrt{1 + \theta_2^2}} \\ \times \exp\left[\frac{-k^2 q^2}{4(1 + \theta_2^2)} \left| \frac{\mathbf{x}}{A_1 l_1 l_2} - \frac{\mathbf{X}}{A_2 l_3 l_4} \right|^2 \right] \\ \times \exp\left[i \left\{ k(l_1 + l_2 + l_3 + l_4) + \tan^{-1} \theta_2 + \frac{k}{2} \left\{ \frac{1}{l_1} \left(1 - \frac{1}{A_1 l_1} \right) |\mathbf{x}|^2 + \frac{1}{l_4} \left(1 - \frac{1}{A_2 l_4} \right) |\mathbf{X}|^2 \right\} - \frac{k^2 q^2 \theta_2}{4(1 + \theta_2^2)} \left| \frac{\mathbf{x}}{A_1 l_1 l_2} - \frac{\mathbf{X}}{A_2 l_3 l_4} \right|^2 \right\} \right] \quad (7)$$

となる。ここで、 l_1, l_2, l_3, l_4 は Fig. 1(c) に示す各光学素子間の距離であり、 A_1, A_2, θ_2 は

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} - \frac{1}{F_1}, & A_2 &= \frac{1}{l_3} + \frac{1}{l_4} - \frac{1}{F_2} \\ \theta_2 &= \frac{kq^2}{2} \left(\frac{1}{l_2} - \frac{1}{A_1 l_2^2} + \frac{1}{l_3} - \frac{1}{A_2 l_3^2} \right) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

である。以上の $K(\mathbf{x}, \mathbf{X})$ は各光学素子間の間隔を変数としているので、各光学系の特性を求めるとに利用される。さらに物体面上の原点からの散乱光が観測面で広がる電場の振幅分布は $|K(0, \mathbf{X})|/|K(0, 0)|$ によって与えられる。その $1/e$ になる大きさ r_0 が定義される。逆に観測面の原点に寄与する物体面でのその広がり関数は $|K(\mathbf{x}, 0)|/|K(0, 0)|$ で与えられる。その $1/e$ になる大きさ r_i が定義される。3種類の各光学系における r_0, r_i は Table 1 に示されている。

一般に観測面で光を検出するとき、検知器の大きさおよび観測時間内の平均強度、すなわち積分強度 $W(\mathbf{X}, t)$

Table 1 Parameters of Eq. (21).

	Free space	Single-lens	Two-lens	Two-lens ($l_2=F_1, l_3=F_2$)
τ_{cD}	$\frac{f_D}{r_s^2} \sigma \mathbf{v} r \tau_{cD}^2$	$\frac{f_D}{r_s^2} \left(\frac{l_2}{F}-1\right) \mathbf{v} r \tau_{cD}^2$	$\frac{f_D}{r_s^2} B \mathbf{v} r \tau_{cD}^2$	$\frac{f_D}{r_s^2} M \mathbf{v} r \tau_{cD}^2$
τ_{cDT}	τ_{cD}/f_T	τ_{cD}/f_T	τ_{cD}/f_T	τ_{cD}/f_T
$\frac{1}{\tau_{cD}}$	$ \mathbf{v} \sqrt{\frac{f_D}{r_s^2} \sigma^2 + \frac{1}{w^2}}$	$ \mathbf{v} \sqrt{\frac{f_D}{r_s^2} \left(\frac{l_2}{F}-1\right)^2 + \frac{1}{q^2}}$	$ \mathbf{v} \sqrt{\frac{f_D}{r_s^2} B^2 + \left(\frac{l_2}{F_1}-1\right)^2 \frac{1}{q^2}}$	$ \mathbf{v} \frac{\sqrt{f_D}}{r_s} M$
$\frac{1}{f_D}$	$1+(D/r_s)^2$	$1+(D/r_s)^2$	$1+(D/r_s)^2$	$1+(D/r_s)^2$
$\frac{1}{f_T^2}$	$1+\left(\frac{T/2}{\tau_{cD}}\right)^2$	$1+\left(\frac{T/2}{\tau_{cD}}\right)^2$	$1+\left(\frac{T/2}{\tau_{cD}}\right)^2$	$1+\left(\frac{T/2}{\tau_{cD}}\right)^2$
r_i	—	$\frac{2l_1}{kq} \sqrt{1+\theta_1^2}$	$\frac{2A_1 l_1 l_2}{kq} \sqrt{1+\theta_2^2}$	$\frac{2F_1}{kq} \sqrt{1+\theta_3^2}$
r_0	—	$r_s \sqrt{1+\theta_1^2}$	$r_s \sqrt{1+\theta_2^2}$	$r_s \sqrt{1+\theta_3^2}$
r_s	$\frac{2l}{k w}$	$\frac{2l_2}{kq}$	$\frac{2}{kq} \left(l_3 + l_4 - \frac{l_3 l_4}{F_2} \right)$	$\frac{2F_2}{kq}$
Remarks	$\sigma = \frac{l}{\rho} + 1$	q : radius of lens θ_1 : cf. Eq. (6)	q : radius of pinhole A_1, A_2, θ_2 : cf. Eq. (8) B : cf. Eq. (33)	q : radius of pinhole $M = F_2/F_1$ $\theta_3 = \frac{kq}{2} \left(\frac{1}{F_1} - \frac{l_1}{F_2^2} + \frac{1}{F_2} - \frac{l_4}{F_2^2} \right)$

が測定される。観測面内の位置ベクトル \mathbf{X}_j , 時刻 t_j での瞬時強度 $I(\mathbf{X}_j, t_j)$ とすると

$$W(\mathbf{X}_j, t_j) = \iint h_{Dj} h_{Tj} I(\mathbf{X}', t') dt' d\mathbf{X}' \quad (9)$$

となる。ここで h_{Dj} は検知器の受光面が半径 D の円形開口とすると

$$h_{Dj} = \text{circ}\left(\frac{|\mathbf{X}' - \mathbf{X}_j|}{D}\right) \quad (10)$$

であり、観測時間 T とすると

$$h_{Tj} = \text{rect}\left(\frac{t' - t_j}{T}\right) \quad (11)$$

となる。観測面で実測される時空間相関関数は

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \tau; D, T) = \frac{\langle W(\mathbf{X}_1, t_1) W(\mathbf{X}_2, t_2) \rangle}{\langle W(\mathbf{X}_1, t_1) \rangle \langle W(\mathbf{X}_2, t_2) \rangle} \quad (12)$$

である。ここで

$$\mathbf{r} = \mathbf{X}_2 - \mathbf{X}_1, \quad \tau = t_2 - t_1 \quad (13)$$

で定義される。したがって $I_1 = I(\mathbf{X}_1, t_1)$, $I_2 = I(\mathbf{X}_2, t_2)$ とおくと

$$g^{(2)}(\mathbf{r}, \tau; D, T) = \frac{\int h_{A1} h_{A2} h_{T1} h_{T2} \langle I_1 I_2 \rangle dt_1 dt_2 d\mathbf{X}_1 d\mathbf{X}_2}{\int h_{A1} h_{T1} \langle I_1 \rangle dt_1 d\mathbf{X}_1 \int h_{A2} h_{T2} \langle I_2 \rangle dt_2 d\mathbf{X}_2} \quad (14)$$

となる。この計算を解析的に行なうことは困難である。したがって重み関数(10), (11)式が

$$h_{Dj} = \exp\left(-\frac{2|\mathbf{X}' - \mathbf{X}_j|^2}{D^2}\right) \quad (15)$$

$$h_{Tj} = \exp\left[-\frac{2(t' - t_j)^2}{(T/2)^2}\right] \quad (16)$$

と近似できるとする。この近似方法を用いることにより、解析結果が実験値とよく一致するとの報告がある¹⁴⁾。一方、観測面において散乱光電場の複素振幅がゼロ平均の円形ガウス統計に従うと仮定すると

$$\begin{aligned} \langle I_1 I_2 \rangle &= \langle E_1 E_1^* E_2 E_2^* \rangle \\ &= \langle E_1 E_1^* \rangle \langle E_2 E_2^* \rangle + |\langle E_1 E_2^* \rangle|^2 \end{aligned} \quad (17)$$

となり、強度の2次相関関数は電場の2次相関関数で表わされる。ここで用いた仮定は次の条件が満足されるとき成立する。(1): 物体面上で、半径 r_i の点像ひろがりに十分多くの散乱中心が存在する。(2): 散乱物体による位相変調関数 $\phi(\mathbf{x})$ がランダムでかつその標準偏差が 2π に比べて十分大きい。(17)式の電場の2次相関関数は先に求めた点像応答関数を用いて

$$\begin{aligned} \langle E_1 E_2^* \rangle &= \left\langle \int E_0'(\mathbf{x}_1, t_1) K(\mathbf{x}_1, \mathbf{X}_1) d\mathbf{x}_1 \right. \\ &\quad \left. \times \int E_0'^*(\mathbf{x}_2, t_2) K^*(\mathbf{x}_2, \mathbf{X}_2) d\mathbf{x}_2 \right\rangle \end{aligned} \quad (18)$$

と書き表わされる. ここで $E_0(\mathbf{x}, t)$ は速度 \mathbf{v} で運動する散乱体によって位相変調された直後の電場である. したがって入射光の電場 $E_0(\mathbf{x}, t)$ を用いると

$$E'(\mathbf{x}, t) = E_0(\mathbf{x}, t) \exp [i\phi(\mathbf{x} - \mathbf{v}t)] \quad (19)$$

となる. さらに $\exp [i\phi(\mathbf{x})]$ の空間相関長 r_c が照明光の空間変化および関数 $|K(\mathbf{x}, 0)| / |K(0, 0)|$ の変化に比べて十分小さいとする条件を満足するとき (18) 式は

$$\begin{aligned} \langle E_1 E_2^* \rangle &= \pi r_c^2 \int E_0(\mathbf{x}_1' + \mathbf{v}t_1, t_1) E_0^*(\mathbf{x}_1' + \mathbf{v}t_2, t_2) \\ &\quad \times K(\mathbf{x}_1' + \mathbf{v}t_1, \mathbf{X}_1) K^*(\mathbf{x}_1' + \mathbf{v}t_2, \mathbf{X}_2) d\mathbf{x}_1' \end{aligned} \quad (20)$$

となる^{12,15)}. このように電場の2次相関関数は入射電場と光学系の点像応答関数を用いて表わせる. このとき垂直入射ガウスビーム照明条件での無レンズ系および斜入射平面波照明条件での単一レンズ系, 二重レンズ系の3種類の光学系における観測面での積分強度の相関関数は (14)~(20) 式を用いると次のようにまとめることができる.

$$\begin{aligned} g^{(2)}(\mathbf{r}, \tau; D, T) &= 1 + f_D f_T \exp \left[-\frac{1}{\tau_{eDT}^2} (\tau - \tau_{dD})^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{\tau_{dD}^2}{\tau_{cD}^2} - f_D \frac{|\mathbf{r}|^2}{r_s^2} \right] \end{aligned} \quad (21)$$

ここで

$$f_D = \frac{1}{1 + (D/r_s)^2}, \quad f_T = \sqrt{\frac{1}{1 + ((T/2)/\tau_{cD})^2}} \quad (22)$$

である. r_s はスペckル半径であり, $g^{(2)}(\mathbf{r}, 0; 0, 0) - 1$ が $1/e$ になる大きさで定義した. ここで $f_D f_T$ は動的スペckルによる光強度のゆらぎを平均化して観測するときの相関量の割合を示す. したがって検知器の大きさ $D \rightarrow 0$, 観測時間 $T \rightarrow 0$ とすると $f_D f_T = 1$ となる.

τ_{cD} , τ_{eDT} はいずれも観測面上の一点をスペckルが通過する時間に対応し, 相関時間と呼ばれている. ただし, τ_{cD} は D を有限, $T \rightarrow 0$ としてその相関時間が実測される値であり, τ_{eDT} は D, T いずれも有限として実測される値である. また τ_{dD} は観測面上の2点間距離 $|\mathbf{r}|$ のスペckルの移動方向成分をスペckルが通過する時間に対応し, D を有限, $T \rightarrow 0$ として実測される値であり, 相互相関の遅れ時間を示す. 積分強度の時空間相関関数は各光学系ともそれぞれの照明条件のもとで (21) 式で与えられるが, τ_{cD} , τ_{eDT} , τ_{dD} の各パラメータの定義が異なっており, **Table 1** に示すようになる. 注目されることは単一レンズ系, 二重レンズ系について, 照明光の方向を示すベクトル \mathbf{k}_0 が各パラメータに含まれていない. このことは (3) 式に示されるように照

明光が平面波であるならば相関関数はその照射方向に依存しないことを示す. **Table 1** の右端の縦の欄は二重レンズ系において $l_2 = F_1, l_3 = F_2$ の条件の場合を示してある. (21) 式で $T \rightarrow 0, D \rightarrow 0$ とすると無レンズ系¹²⁾, 単一レンズ系¹¹⁾についてすでに求められている結果と一致する. さらに二重レンズ系については $T \rightarrow 0, D \rightarrow 0, l_2 = F_1, l_3 = F_3$ の条件ですでに報告されている結果¹⁰⁾ と一致する.

スペckルの統計的性質を表わすものとして積分強度の2次モーメントがある. 規格化した積分強度の2次モーメントは, 2次相関関数が (21) 式のようにガウス形になるとき

$$\frac{\langle W(\mathbf{X})^2 \rangle}{\langle W(\mathbf{X}) \rangle^2} = g^{(2)}(0, 0; D, T) \quad (23)$$

となり, 積分強度の時空間相関関数によって表わすことができる. とくに二重レンズ系で $l_2 = F_1, l_3 = F_2$ の条件では

$$\frac{\langle W(\mathbf{X})^2 \rangle}{\langle W(\mathbf{X}) \rangle^2} = 1 + f_D f_T = 1 + f_D \frac{1}{\sqrt{1 + f_D N^2}} \quad (24)$$

となる. ここで N は観測時間 T 内に観測面の一点を通過するスペckルの個数であり,

$$N = M |\mathbf{v}| T / 2r_s \quad (25)$$

である. M は光学系の倍率, F_2/F_1 である. (24) 式の N 依存性は **Fig. 2** のようになる. ここで縦軸は検出器出力の正規化自乗平均ゆらぎを表わす. したがって **Fig. 2** は観測時間 T 内にスペckルの通過個数が増加するにつれて観測される光強度のゆらぎが時間的に平均化され, そのゆらぎ量が低下することを示す. さらに2次モーメントは定義により

$$\frac{\langle W(\mathbf{X})^2 \rangle}{\langle W(\mathbf{X}) \rangle^2} - 1 = \frac{\langle W(\mathbf{X})^2 \rangle - \langle W(\mathbf{X}) \rangle^2}{\langle W(\mathbf{X}) \rangle^2} = C_w^2(\mathbf{X}) \quad (26)$$

と書き表わせるから. 2次モーメントは時間平均のスペ

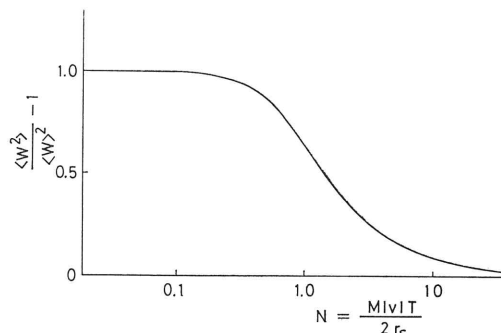


Fig. 2 The 2nd order moment for two-lens imaging system.

ックルコントラスト C_w の2乗を表わしている。このことにより時間平均コントラストあるいは2次モーメントを測定すれば T および r_s が一定であれば速度 $|\mathbf{v}|$ が求まる。他の光学条件についても同様に2次モーメントを求めることができる。

3. 光学系の特性

スペックルを利用して速度測定を行なうにはスペックルが変形をしないで、純並進運動すれば利用しやすい。この純並進運動の条件はスペックルの移動方向の2点間 ($\mathbf{r} // \mathbf{v}$) で強度の相互相関関数のピーク値が減衰しないことである。つまり(21)式を用いるならば

$$q^{(2)}(\mathbf{r}, \tau_{dD}; D, T) - 1 = f_D f_T \exp \left[\frac{\tau_{dD}^2}{\tau_{cD}^2} - f_D \frac{|\mathbf{r}|^2}{r_s^2} \right] = f_D f_T \quad (27)$$

が成立すること、すなわち条件

$$\frac{\tau_{dD}^2}{\tau_{cD}^2} - f_D \frac{|\mathbf{r}|^2}{r_s^2} = 0 \quad (28)$$

が成立することである。したがって各光学系に対して(28)式が成立する条件を求めることにより、スペックルが純並進運動する条件を求めることができる。無レンズ系の光学系に対してこの条件は

$$\frac{f_D}{r_s^2} \left\{ \frac{f_D}{\rho} \left(\frac{l}{\rho} + 1 \right)^2 w^2 + 1 \right\}^{-1} = 0 \quad (29)$$

となる。 r_s および w を有限とすると、(29)式が成立するのは $\rho=0$ のみである。しかし(2)式からわかるように

$$|\rho| \geq \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (30)$$

である。このため実験上 ρ を無限小にすることができない。単一レンズ系に対して(28)式は

$$\left\{ \frac{f_D}{r_s^2} \left(\frac{l_2}{F_1} - 1 \right)^2 q^2 + 1 \right\}^{-1} = 0 \quad (31)$$

となる。この等式が成立する条件のうち、 r_s, q が有限とすると $F_1=0$ のみであり、これを満足することはできない。したがって単一レンズ系においても平面波照明とすると純並進運動を実現することができない。二重レンズ系については

$$\left(1 - \frac{l_2}{F_1} \right)^2 \left\{ \frac{f_D}{r_s^2} B^2 + \left(1 - \frac{l_2}{F_1} \right)^2 \frac{1}{q^2} \right\}^{-1} = 0 \quad (32)$$

と表わされる。ここで B は

$$B = \left\{ \frac{1}{A_1 l_1 l_2} - \left(1 - \frac{l_2}{F_1} \right) \left(\frac{1}{l_2} - \frac{1}{A_1 l_2^2} + \frac{1}{l_3} - \frac{1}{A_2 l_3^2} \right) \right\} A_2 l_3 l_4 \quad (33)$$

と与えられ、 A_1, A_2 は(8)式で与えられる。(32)式を満足するのは $l_2=F_1$ のときである。この条件はピンホール面がレンズ L_1 の後焦点面に位置することを意味している。以上の結果より、平面波による照明のもとで $l_2=F_1$ の条件の二重レンズ光学系を構成すればスペックルが純並進し、速度測定に適している。

Table 1 の右端の欄に二重レンズ系における $l_2=F_1, l_3=F_2$ の条件の場合を示してある。 l_1 と l_4 を任意に設定するとき、この二重レンズ系は defocus 状態を表わす。しかし、 $l_2=F_1, l_3=F_2$ の条件では(21)式の各パラメータ内に l_1 と l_4 の変数が含まれていない。このことは上記の条件での光学系において、物体面および観測面が defocus 状態に設定されても動的スペックルの統計的性質に変化がないことを意味する。このことを実験的に確かめたのが **Fig. 3, Table 2** である。**Table 2** は $q=150 \mu\text{m}, D=5 \mu\text{m}, T=120 \mu\text{s}, F_1=F_2=135 \text{mm}$ における l_1, l_4 の実験条件を示している。散乱物体として回転スリガラスを用い、 $|\mathbf{v}|=20.9 \text{mm}$ としたときの測定結果を重ねて示したのが **Fig. 3** である。また測定された自己相関時間 τ_{cDT} を **Table 2** に示してある。いずれの実験条件でも実験誤差内でよく一致している。このことは二重レンズ系で $l_2=F_1, l_3=F_2$ の条件を用いれば l_1, l_4 をどのように設定してもスペックルの統

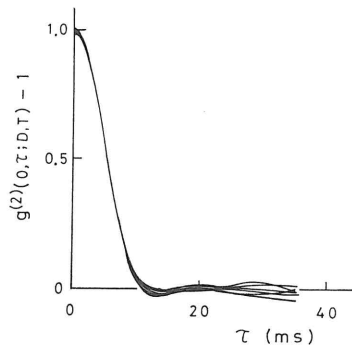


Fig. 3 The autocorrelation function in defocused imaging system.

Table 2 Experimental conditions and the results.

l_1 (mm)	l_4 (mm)	τ_{cDT} (ms)
185	135	6.2
175	135	6.3
135	135	6.2
135	85	6.0
135	35	6.0
100	35	6.4

計的性質をみだすことなく測定できることを示している。

次に2次元速度分布を測定するための条件として光学系は結像条件を満足する必要がある。 $l_2=F_1, l_3=F_2$ の二重レンズ系で l_1, l_4 を変化させたときの結像状態を考察する。物体面上の一点からの散乱光が観測面で広がる半径 r_0 はTable 1に示すように $r_0^2=r_s^2+\theta_s^2 r_s^2$ である。ここで結像条件を満たすとき $\theta_s=0$ となるから、右辺第1項は純回折広がり、第2項は幾何光学的広がりを表す。幾何光学的広がりを Δr_0 とおくと $\Delta r_0=r_s \theta_s$ となり

$$\Delta r_0 = \left| l_1 + l_4 + (F_1 + F_2) \left(1 - \frac{l_1}{F_1} - \frac{l_4}{F_2} \right) \right| \frac{q}{F_1} \quad (34)$$

となる。ここで $r_s=2F_2/kq$ の条件を用いた。この Δr_0 がスペckルの大きさ r_s より小さい範囲($\Delta r_0 \leq r_s$ すなわち $r_0 \leq \sqrt{2} r_s$)まで許容されると仮定する。観測面を $l_4=F_2$ と設定する条件では

$$|F_1 - l_1| \leq 2F_1^2/kq^2 \quad (35)$$

となる。 F_1 が大きいかほどまた q が小さいほど結像条件が満足される。たとえば $q=0.5$ mm, $F_1=135$ mm, $\lambda=500$ nm とすると l_1 の設定誤差 $|F_1 - l_1|$ が11 mmまで許される。以上のように物体面と第1レンズとの距離 l_1 が変化しても結像条件が満足され、しかもスペckルの統計的性質が変化しないことは実用上重要である。

4. 2次元速度測定装置

スペckルの統計的性質のうちTable 1におけるパラメータ $\tau_{AD}, \tau_{CDT}, f_T$ に速度情報が含まれている。したがってスペckルを利用して速度測定を行なうにはこれらのパラメータを測定すればよい。このうち τ_{AD}, τ_{CDT} を測定する方法はそれぞれ相互相関法、自己相関法として知られている。また f_T を測定するには(24)式に示したように積分強度の2次モーメントを測定すればよい。この測定法をモーメント法と呼ぶ。速度を画像的に測定するには検知器としてTVカメラを用いる必要がある。このときTVカメラの各絵素は1個の検知器と考えることができ、この絵素の大きさが検知器の大きさとなる。さらにTVカメラはフレーム時間の間、入射光を蓄積する作用があり、この時間が観測時間 T に対応する。上記三つの測定法において D および T が相互相関関数およびモーメントの測定におよぼす影響を考察する。まず D が有限の大きさをもつときの効果はTable 1に示すように f_D として各項に含まれている。 f_D はどの光学系のどの測定法にも現われており、 f_D の減少

は信号成分の低下となる。すなわち、検知器の大きさ D を大きくすると検出効率の低下となって表われる。したがって $D/r_s \leq 1$ となるよう r_s を決める必要がある(商用のTVカメラシステムでは D は約15 μ m程度である)。これに対して観測時間の影響は測定法によって異なる。Table 1に示すように自己相関法の測定量である τ_{CDT} は T に依存するが相互相関法の測定量である τ_{AD} は T に依存しない。このため相互相関法のほうが速度測定に利用しやすい。さらにモーメント法は T に依存する f_T が測定量である。この方法においては実験制約上、 T が一定であるとするとFig. 2からわかるように精度よく速度測定できる速度範囲に制限が生じる。一方、TVカメラからの2次元画像情報をデータ処理する立場からは相互相関法もしくは自己相関法は不適當である。なぜなら空間的に X_1, X_2 、時間的に t_1, t_2 離れた2点間の相関、あるいはそれらの一方の相関を求めるには数多くのフレームメモリおよび高速演算処理装置が必要となるからである。しかし、モーメント法では空間的にも時間的にも一点の2次モーメント処理を行えばよく、比較的単純な装置で処理可能となる。以上のことより2次元検知器を用いて2次元速度分布測定を行なうのに、モーメント法を用いれば測定速度範囲に制限があるが実現可能となる。

測定に用いた2次モーメント測定装置を二重レンズ光学系とともにFig. 4に示す。 xy 平面に測定物体を置き、光軸方向に平行な直径30 mmのアルゴンイオンレーザー(NEC, GLG 3200, $\lambda=514.5$ mm)光を照射する。この物体像は二重レンズ系を通してTVカメラ(松下通信, WV-1350)で撮像される。そのビデオ信号をA/D変換し、8 bitのデジタル信号 w_{ij} とする。ここで i, j はTVカメラの i 行 j 列の絵素(256 \times 256)の信号を示す。各絵素の面積およびフレーム時間にわたって積分された光強度のデジタル信号 w_{ij} は各絵素ごとにstorage time variable frame memoryで n 回加算され

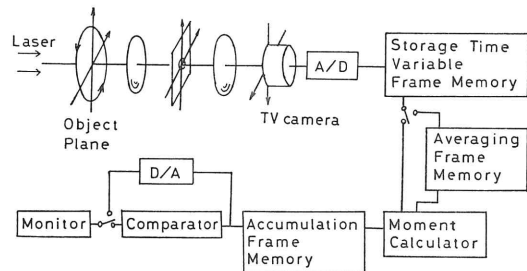


Fig. 4 Two-dimensional velocity measurement system.

る。商用の TV カメラのフレーム時間は 1/30 秒に固定されている。しかしこの加算操作を n 回行なうことにより観測時間 $T=n/30$ 秒に変化させることができる。したがって出力信号は $W_{ij} = \sum_{k=1}^n (w_{ij})_k$ となる。この信号 W_{ij} および前もって averaging frame memory で測定された平均強度 $\langle W_{ij} \rangle$ を用いることにより、moment calculator で $W_{ij}^2 / \langle W_{ij} \rangle^2 - 1$ を計算する。さらにこの計算結果を accumulation frame memory で m 回加算演算し、 $(1/m) \sum_{k=1}^m (W_{ij}^2 / \langle W_{ij} \rangle^2 - 1)_k = \langle W_{ij}^2 \rangle / \langle W_{ij} \rangle^2 - 1$ を出力させる。このモーメントの値を 8 bit で出力させ、comparator で 2 値化、あるいは D/A 変換し、モニター上に表示させる。本装置において測定時間は $n \times m / 30$ 秒である。

5. 速度分布測定

2 次元速度分布測定装置を用いて測定した結果を以下に示す。物体として市販のスリガラスを用い、 z 軸を中心に回転させる。観測時間 T を変化させた結果を Fig. 5 に示す。スリガラスの回転速度は定速 $\Omega = 29$ rpm であり、 $F_1 = F_2 = 135$ mm, $q = 250$ μ m, accumulation 数 $m = 256$ のとき 2 値化して表示した。Fig. 2 からわかるように $|v|T$ が増すにつれて 2 次モーメント値が小

さくなる。このことは一定の 2 次モーメント値以上を表示させれば、 T とともに低速度域が狭くなっていることからわかる。したがって 2 値化の閾値レベルを固定し、観測時間 T を変化させることにより、任意の速度領域を抽出し画像表示させることができる。ここで表示された外側の部分に輝線が観測され、 S/N がよくない。この原因として次のことが考えられる。(1)本測定装置では前もって $\langle W_{ij} \rangle$ を測定する。このためレーザー光の不安定性による空間的強度むらを補償できていない。(2)スリガラスとして市販のものを使用しているため、粗さが十分ランダムでなく、しかもスリガラスを回転させているため十分な平均操作ができていない。

さらにスリガラスの回転速度を変えた場合を Fig. 6 に示す。ただしこの場合、観測時間 $T = 1/30$ 秒および 2 値化レベルを固定し、高速度域を明るく表示させた。回転速度を速くするにつれて一定速度以上の領域が順に内側へ及んでいる。このように 2 次モーメントを画像的に計測することにより、一定速度以上または以下の領域を表示させることができる。

次に応用測定として流体の速度分布測定を行なった。流体セルは Fig. 7 (a) の斜線部分に示す厚さ 3 mm のガラス板を両面から平板ガラスではさんで構成されて

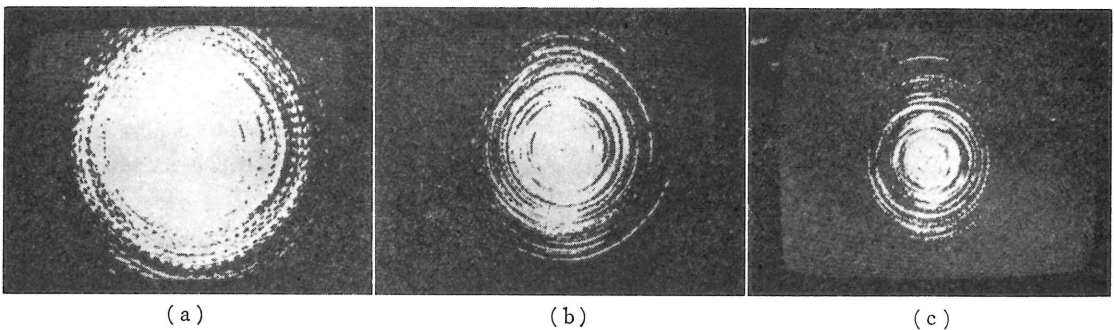


Fig. 5 Dependences on integration time.
 $T =$ (a) : 1/30 s, (b) : 2/30 s, (c) : 4/30 s.

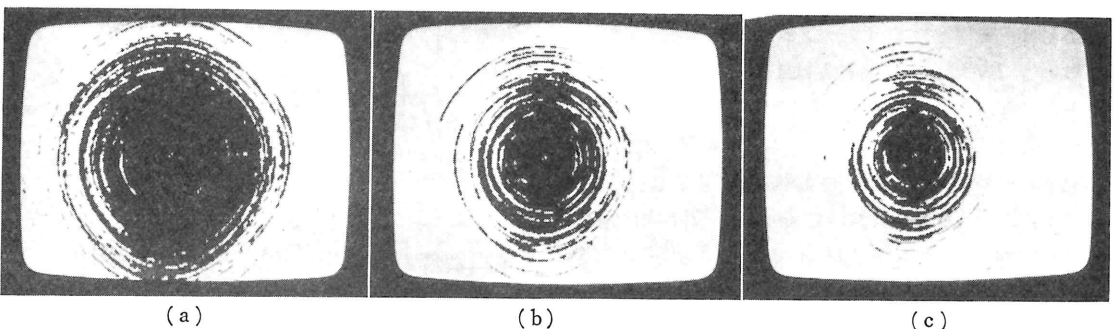


Fig. 6 Dependences on object velocity.
 $\Omega =$ (a) : 29 rpm, (b) : 50 rpm, (c) : 67 rpm.

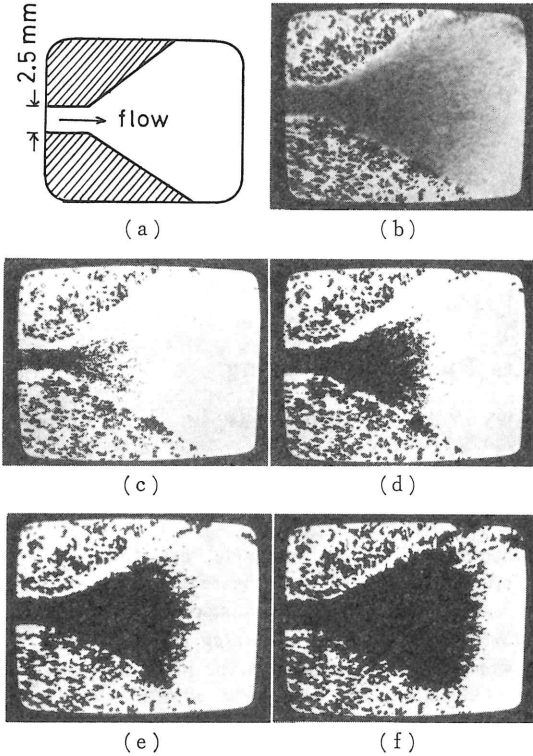


Fig. 7 Monitor displays of (a) : the fluid flow cell, (b) : 8 bit output, and (c)-(f) : binary output.

いる。断面 3×2.5 mm の細管部分から流体を流入させた。流体としては屈折率 1.5 のシリコンオイルに散乱体 (アルミ粉末, $0.3 \mu\text{m}$ 直径) を混入させたものを使用した。光学条件は $F_1=135$ mm, $F_2=50$ mm, $q=150 \mu\text{m}$ であり, 2次モーメント値が小さい領域, すなわち高速度域を暗く表示させた。また平均流速は細管部分で 2 mm/s である。Fig. 7(b) は 8 bit データを D/A 変換し, 表示させたものである。流体が高速である領域では暗く, 低速になるにつれて明るく表示されている。2 値化レベルを順次高くしていった結果を Fig. 8(c)~(f) に示す。このことにより, accumulation frame memory に蓄えられたデータを出力させるとき, 目的の速度を示す 2 値化レベルを順次与えれば速度分布のパターン表示が可能になる。以上のように本測定法において流速測定にも応用が可能であることがわかった。しかし測定結果は十分な S/N を得ているとはいえない。これは液体中では散乱体が時間とともに空間的にランダムに異なった配置をするため, 観測面でのスペckルが並

進運動だけでなく変形現象を起こすためである。本測定法において 2 次元速度分布を画像的に計測できるが, 速度の絶対値を求めるに至っていない。これは測定されたモーメントの絶対値を Fig. 2 を用いて補正する必要があるからで, 今後検討する必要がある。

6. 結 言

代表的な 3 種類の光学系についてスペckルの統計的性質を調べた。とくに実際に検出可能な時空間にわたって積分される積分強度の相互相関関数および 2 次モーメントを求めた。さらに 2 次元速度分布を求めるための最適の光学条件を求め, 実際に装置を構成し, 2 次元速度分布の測定例を示した。光学系としては二重レンズ系にし, 平行光で物体を照明して第 1 レンズの後焦点面にピンホールを設置し, 第 2 レンズをそのピンホールが前焦点面になるように設置 (テレセントリック系) することにより, スペckルは純並進運動をし, しかも光学系が安定に結像条件を満足させることができることを示した。また 2 次モーメント量を測定対象とすれば比較的単純な処理装置で 2 次元画像計測が可能であることを示した。

文 献

- 1) T. Sato, Y. Nakatani and M. Ueda: Appl. Opt., **13** (1974) 2759.
- 2) T. Sato, T. Kishimoto and Y. Nakatani: Appl. Opt., **15** (1976) 867.
- 3) T. Yoshimura, H. Yamamoto and N. Wakabayashi: Opt. Commun., **40** (1981) 10.
- 4) T. Yoshimura, H. Sakashita and N. Wakabayashi: Appl. Opt., **22** (1983) 2448.
- 5) I. Yamaguchi, S. Komatsu and H. Saito: Jpn. J. Appl. Phys., **14**, Suppl. 14-1 (1975) 301.
- 6) P.N. Pusey: J. Phys. D, **9** (1976) 111.
- 7) J. Ohtsubo and T. Asakura: Opt. Quant. Electron., **8** (1976) 523.
- 8) I. Yamaguchi and S. Komatsu: Opt. Acta, **24** (1977) 705.
- 9) T. Iwai, N. Takai and T. Asakura: Opt. Acta, **28** (1981) 857.
- 10) J. Ohtsubo: Opt. Commun., **34** (1980) 147.
- 11) J. Ohtsubo: J. Opt., **12** (1981) 129.
- 12) T. Asakura and N. Takai: Appl. Phys., **25** (1981) 179.
- 13) E. Jakeman and W. T. Welford: Opt. Commun., **21** (1977) 72.
- 14) T. Yoshimura, H. Doi and N. Wakabayashi: Opt. Commun., **48** (1983) 17.
- 15) B. Saleh: Photoelectron Statistics (Springer-Verlag, Berlin, 1978).