

動画像の時空間相関に基づくオプティカルフローの解析

正員 古賀 和利[†] 正員 三池 秀敏^{††}

Optical Flow Analysis Based on Spatio-Temporal Correlation of Dynamic Image

Kazutoshi KOGA[†] and Hidetoshi MIIKE^{††}, Members

あらまし 運動する粒子群の画像処理法として我々がこれまで提案してきた画素時系列の相互相関解析によるオプティカルフローの解析法の意味を、運動物体の濃淡の空間分布を表す画像関数上でとらえ直し、画像関数の空間的自己相関関数と関連付けた新しい解釈を示す。また、この時系列相関と空間相関の対応関係に基づき、時系列相関関数の相関値およびラグタイムとオプティカルフローの速度ベクトルとの関係を導出し、球状粒子群の運動に限定しない、より一般的な動画像を対象とするオプティカルフローの正確な解析手法を提案する。シミュレーション動画像により求めた解析精度は、速さおよび方向に関しそれぞれ 0.01 ± 0.01 p/f 以内、および 1.0 ± 2.0 deg. 以内の結果を得た。従来のオプティカルフロー解析法として知られるグラディエント法と比較した場合、ここで提案した解析法は、10倍以上の精度をもつことが明らかになった。また、現実の動画像の解析を通し、2次元速度ベクトル場の物理計測手法としても汎用性のある十分な解析能力をもつことを確認した。

1. ま え が き

一般に、カメラ視野内の物体の移動に伴う濃淡レベルの移動を示す速度ベクトル場は、オプティカルフローとして知られている。動画像処理によりオプティカルフローを解析する手法、および、これを利用したパターン認識、診断等に関する研究は、広い分野で精力的に行われている。例えば、可視化された流体の速度ベクトル場を解析する物理計測法としてはもちろん⁽¹⁾、近年、特に知能情報処理の分野で、ロボットビジョンやオートナビゲーションを目指して、求められたオプティカルフローを基に3次元空間中の物体の位置や速度の認識を行おうとする試みが数多く報告されるようになり^{(2)~(4)}、その計測法の確立が望まれている。

従来、オプティカルフローを解析する手法としては、マッチング法^{(5)~(7)}やグラディエント法^{(8)~(10)}が知られている。これらの解析法には、それぞれ特徴点の自動認識や自動追跡の問題^{(5),(7)}、画像の時間空間的な連続性を仮定していることによる対象となる画像の制限の問

題⁽¹⁰⁾などが指摘されている。また、我々の知る限りでは、ベクトル場の決定精度等を定量的に明らかにしたものは見当たらない。

このような状況を踏まえ、我々はこれまで、隣接する画素における濃淡レベルの時系列間の相互相関解析を基本とした高精度のオプティカルフロー解析手法を提案してきた^{(11)~(15)}。特に、粒子群の運動解析の場合、個々の粒子像の濃淡レベルが粒子の中心からの距離のみに依存した分布をもつとき、相互相関解析によって得られる二つのパラメータ、すなわち相関の強さ(相関値)およびラグタイムのうち、相関値を大まかな方向決定の指標にし、もう一つのラグタイムから正確な速度ベクトルを求める方法を明らかにした^{(14),(15)}。

本論文では、従来、解析に用いてきた時系列の相互相関関数の意味を、運動物体の濃淡の空間分布を表す画像関数上でとらえ直し、画像関数の空間的自己相関関数と関連付けた新しい解釈を示す。この時系列相関と空間相関の対応関係に基づき、時系列相関関数の相関値およびラグタイムとオプティカルフローの速度ベクトルとの関係を導出し、球状粒子群の運動に限定しない、より一般的な画像関数をもつ動画像を対象とするオプティカルフローの正確な解析手法を提案する。

[†] 山口大学工業短期大学部情報処理工学科, 宇部市
Technical College, Yamaguchi University, Ube-shi, 755 Japan

^{††} 山口大学工学部電気工学科, 宇部市
Faculty of Engineering, Yamaguchi University, Ube-shi, 755 Japan

2. 解析原理

2.1 時系列相互相関の基本解析

基本的な解析法については、既にその詳細について報告してきた⁽¹³⁾⁻⁽¹⁵⁾ので、本論文に必要な事項のみに限定して述べる。通常、オプティカルフロー解析では、解析対象の運動物体の濃淡レベルは時間的に不変とされている。本論文でもこれに習う。従って、物体の濃淡レベルを表す関数(画像関数)は、物体上に固定された p - q 座標系で $I(p, q)$ として表すことができる。このような画像関数がカメラの視野内を移動する場合、視野に固定された格子点(画素)では、図1に示したような濃淡レベルの時間変動(画素時系列)が観測される。このとき、図1に示す中心に位置する画素(中心画素)の時系列と、そこから h_{xk} , h_{yk} だけ離れた近傍画素 k ($=1, 2, \dots, 8$) の時系列との相互相関を利用して正確なオプティカルフローを求めることが我々の解析の目的である。以下の解析では、動画像の性質として、

- (1) 速度ベクトルは、相互相関の計算を行う近傍画素領域内で一定、
 - (2) 物体の画像関数の空間構造を特徴づける空間的波長は、近傍画素領域のサイズより大きい、
- という、動画像の一般的性質として受け入れやすい二つの仮定を前提とする。

我々の解析法の基本である画素時系列の相互相関関数 $R_k(\tau)$ は

$$R_k(\tau) = \frac{1}{TS_n} \int_0^T f_0(t) f_k(t + \tau) dt \quad (1)$$

で表される。ここで f_0 , f_k は、それぞれ図1の中心画

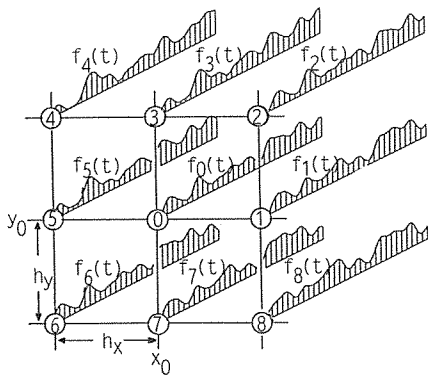


図1 近傍画素領域の画素配置と画素時系列
Fig. 1 Pixel arrangement in the neighboring region and time sequences at each pixel.

素 0 および近傍画素 k の濃淡レベルの時間変化を表す時系列である。また、 T は動画像の観測時間、 S_n は正規化のための定数で、関数 f_0 と f_k の時間変動の分散のうち、いずれか大きい方を用いる⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。この S_n で正規化することにより、二つの時系列の振幅の大小の差異を含めて、波形の類似度を相互相関関数の値に反映できる。仮定(1)から、物体の運動に起因した最大の相関を示す方向は、中心画素を挟んで反対方向に対になって現れ、そのときの遅れ時間は逆符号となる。この性質を利用し、信頼性を上げるため、対称化した相関関数として

$$M_k(\tau) = \{R_k(\tau) + R_k(-\tau)\} / 2 \quad (2)$$

を定義する。ここで k' は中心画素に対し近傍画素 k と点対称な位置にある近傍画素である。

前回までは、 M_k を R_k , $R_{k'}$ の幾何平均として定義していた。粒子群の動画像の場合、ある近傍画素領域を二つの粒子が通過すれば、相関関数上には運動に起因したピーク以外に通過時刻の差に相当するピークが現れ、これを除去するためには、算術平均より幾何平均の方が優れていた。しかし、画像関数が空間的構造をもつような場合、幾何平均を用いても関数 M_k には複数のピークが現れ、これを除去する効果は期待できない。他の解析上の偶然誤差については、式(2)の算術平均でも十分除去可能である。また、この算術平均の採用により以下の理論展開が可能となる。ここで重要なことは、関数 M_k に複数のピークが現れても、仮定(2)が満たされていれば、オプティカルフローの伝搬時間を意味するピークは、関数 M_k の $\tau=0$ に最も近い位置に出現するピークとなることである。従って、 M_k の $\tau=0$ に最も近いピークのみに着目し、その大きさを相関値 γ_k とし、そのときの τ の値をラグタイム τ_k とする。この二つは

$$\gamma_k = M_k(\tau_k) \quad (3)$$

なる関係となる。この相関値 γ_k およびラグタイム τ_k を各々の近傍画素方向に対し求めることにより、速度ベクトルの方向および速さに関する基本的情報を得ることができる。すなわち、それぞれの方向の相関値を比較することにより、中心画素を通過したオプティカルフローが大まかにどの方向に向かったかを知り、そのときのラグタイムにより速さを知ることができる。

しかし、このままでは、速度ベクトルの速さ、方向ともに画像の時間的空間的標本化によるデジタル誤差の影響を受け、物理計測法として十分な精度が得られない。そのため、前回の報告⁽¹⁵⁾では、物体を球状粒

子に限定し、その濃淡レベルに中心からの距離のみに依存する性質を仮定し、相関値を指標に γ_k の値が大きい2方向のラグタイムを使って速度ベクトルを決定する式を導出した。本論文では、式(1)の時系列相関関数の意味を、画像関数上の積分としてとらえ直すことにより、画像関数のある種の空間的自己相関関数と関連づけ、より一般的な画像関数、例えば円状の粒子や視野全体で連続的に濃淡レベルが変化するような動画像に対する速度ベクトルと相関値 γ_k およびラグタイム τ_k との関係を導出する。

2.2 時系列相関と画像関数との関係

まず、視野に固定された x - y 座標系で示される中心画素 (x_0, y_0) および近傍画素 (x_k, y_k) での式(1)の時系列 f_0, f_k を画像関数 $I(p, q)$ で表すことを考える。このとき、時刻 $t=0$ での物体上の p - q 座標系と視野の x - y 座標系の座標軸が一致していたものとする。このとき式(1)は画像関数 I を用いて

$$R_k(\tau) = \frac{1}{TS_n} \int_0^T I(x_0 - v_x t, y_0 - v_y t) \cdot I(x_k - v_x t - v_x \tau, y_k - v_y t - v_y \tau) dt \quad (4)$$

のように書き換えることができる。ここで、 v_x, v_y は、速度ベクトル V の x および y 方向成分である。

ここで新たに、次のような関数 $S(X, Y)$ を定義する

$$S(X, Y) = \frac{1}{TS_n} \int_0^T I(p, q) I(p+x, q+Y) dt \quad (5)$$

但し、

$$\left. \begin{aligned} p &= x_0 - v_x t \\ q &= y_0 - v_y t \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

である。式(6)は、 t をパラメータとして、物体上の p - q 座標系の点 (x_0, y_0) を通る、速度ベクトルに平行な直線の式となっている。従って、式(5)を速度ベクトルに垂直な方向にもう一度積分すれば、通常の画像関数 I の空間的自己相関関数と等価である。この意味で関数 $S(X, Y)$ を準空間相関関数と呼ぶことにする。

式(4)は、この準空間相関関数 S の独立変数 X, Y を

$$\left. \begin{aligned} X &= h_{xk} - v_x \tau \\ Y &= h_{yk} - v_y \tau \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

と置いたものであり、

$$R_k(\tau) = S(h_{xk} - v_x \tau, h_{yk} - v_y \tau) \quad (8)$$

の関係が成り立つ。ここで h_{xk}, h_{yk} は、中心画素0と近傍画素 k の x および y 方向の間隔である。式(7)は X - Y 座標系で τ をパラメータとした座標 (h_{xk}, h_{yk}) を

通る直線の式であるから、式(8)は、相互相関関数 $R(\tau)$ が関数 $S(X, Y)$ の断面で表されることを示している。

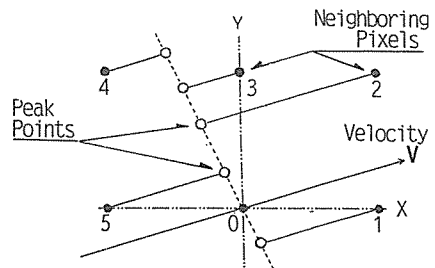
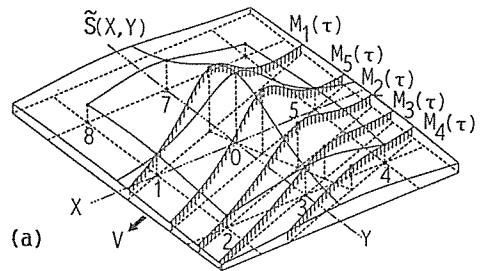
通常の空間的自己相関関数は、原点に対して点対称であるが、式(5)で定義した準空間相関関数は、一般的には点対称とはならない。これを以後の速度ベクトルの決定の際に扱いやすい原点対称な関数にするため、

$$\tilde{S}(X, Y) = \{S(X, Y) + S(-X, -Y)\} / 2 \quad (9)$$

なる操作を行い点対称化した準空間相関関数 \tilde{S} を定義する。中心画素0と近傍画素 k の x および y 方向の間隔を h_{xk}, h_{yk} とした場合、近傍画素 k のそれは $-h_{xk}, -h_{yk}$ であることを考慮し、式(8)を式(2)に代入すれば、式(9)の関係から

$$M_k(\tau) = \tilde{S}(h_{xk} - v_x \tau, h_{yk} - v_y \tau) \quad (10)$$

が成立する。これが、従来の我々の時系列相関解析を、画像関数のある種の空間的相関関数すなわち準空間相関関数を通して見た新しい解釈である。この様子を X - Y 平面上で図2(a)に示している。すなわち、視野内の任意の中心画素0は X - Y 平面上では原点に位置し、その近傍画素 k は、そこから h_{xk}, h_{yk} だけ離れた位置にある。式(2)の時系列の相関関数 M_k は点対称化された



(a) Relationship in three-dimensional space
(b) Positions of a peak of $M_k(\tau)$ on X - Y plane

図2 対称化した準空間相関関数 $\tilde{S}(X, Y)$ と加算平均した時系列相関関数 $M_k(\tau)$ の関係

Fig. 2 Relationship between quasi spatial correlation function $\tilde{S}(X, Y)$ and Temporal mutual correlation function $M_k(\tau)$.

準空間相関関数 \tilde{S} を近傍画素を通り速度ベクトルに平行な直線で切り取った断面によって表されることとなる。X-Y 平面上での相関関数 $M_k(\tau)$ の時間軸の原点、すなわち $\tau=0$ は、各近傍画素位置で、速度ベクトルの方向が $\tau < 0$ 、逆方向が $\tau > 0$ である。

2.3 オプティカルフローと相関パラメータの関係

一般に規格化された空間的自己相関関数は、原点での値が1で原点から離れるに従い相関値が減少していくという定性的な性質をもつことから類推して、点対称化された準空間相関関数 \tilde{S} の原点付近の関数の形を

$$\tilde{S}(X, Y) = \frac{1}{1 + aX^2 + bY^2 + cXY} \quad (11)$$

のような関数で近似する。式(11)の関数の等高線は、原点を中心とした円形であるが、このような円の等高線を有する関数 \tilde{S} を仮定した場合、その断面で表される関数 M_k の相関値 γ_k の位置は、図2(b)のようにX-Y 平面で原点を通る直線上に並ぶ(証明は付録参照)。従って、 $M_k(\tau)$ のピークである相関値 γ_k の座標を (X_{pk}, Y_{pk}) とすると

$$Y_{pk} = xX_{pk} \quad (12)$$

と書け、すべての $k (= 1, 2, \dots, 8)$ に対し x は定数となる。また、そのとき

$$\tilde{S}(X_{pk}, Y_{pk}) = \gamma_k \quad (13)$$

であるから、式(12)、(13)を式(11)に代入し X_{pk} 、 Y_{pk} を求めると

$$\left. \begin{aligned} X_{pk} &= \lambda_x \xi_k \\ Y_{pk} &= \lambda_y \xi_k \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} \lambda_x &= \frac{1}{\sqrt{a + bx^2 + cx}} \\ \lambda_y &= \frac{x}{\sqrt{a + bx^2 + cx}} \\ \xi_k &= \sqrt{1/\gamma_k - 1} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

である。一方、 $\tau = \tau_k$ のとき M_k はピーク値 γ_k となるから、式(10)よりその座標 X_{pk} 、 Y_{pk} は

$$\left. \begin{aligned} X_{pk} &= h_{xk} - v_x \tau_k \\ Y_{pk} &= h_{yk} - v_y \tau_k \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

とも表せる。式(14)、(16)から、近傍8画素方向のうち、速度ベクトルで二分される独立した4方向の相関値 γ_k およびラグタイム τ_k を用い v_x 、 v_y 、 λ_x 、 λ_y を最小2乗法により求める。式(17)、(18)にその解を示す。

$$\left. \begin{aligned} v_x &= \frac{\sum \tau_k \xi_k \sum h_{xk} \xi_k - \sum h_{xk} \tau_k \sum \xi_k^2}{(\sum \tau_k \xi_k)^2 - \sum \tau_k^2 \sum \xi_k^2} \\ v_y &= \frac{\sum \tau_k \xi_k \sum h_{yk} \xi_k - \sum h_{yk} \tau_k \sum \xi_k^2}{(\sum \tau_k \xi_k)^2 - \sum \tau_k^2 \sum \xi_k^2} \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda_x &= \frac{\sum h_{xk} \tau_k \sum \tau_k \xi_k - \sum h_{xk} \xi_k \sum \tau_k^2}{(\sum \tau_k \xi_k)^2 - \sum \tau_k^2 \sum \xi_k^2} \\ \lambda_y &= \frac{\sum h_{yk} \tau_k \sum \tau_k \xi_k - \sum h_{yk} \xi_k \sum \tau_k^2}{(\sum \tau_k \xi_k)^2 - \sum \tau_k^2 \sum \xi_k^2} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

以上、提案したオプティカルフロー解析の手順をまとめると、

(1) 各々の画素を中心画素とし、式(1)で示される8方向の相関関数 $R_k(\tau)$ を計算する。

(2) 式(2)に基づき、中心画素に対し反対方向の相関関数の組を、一方の時間軸を逆にして加算平均し点対称化した相関関数 $M_k(\tau)$ を得る。

(3) 関数 $M_k(\tau)$ から、 $\tau=0$ に最も近いピークを探し相関値 γ_k 、ラグタイム τ_k の値を求める。(離散化された時系列から真の γ_k 、 τ_k を推定するため、2次曲線補間^{(13),(15)}を用いる)。

(4) 真の速度ベクトルの方向は、相関値 γ_k の値の最大方向および2番目の近傍画素の方向との間にあると期待されるから、これをもとに、連続した四つの相関値およびラグタイムの値を用いて、式(17)により速度ベクトルを求める。

(5) (1)~(4)をすべての画素について繰り返し、全面のオプティカルフローを得る。という手順になる。

3. 動画像解析への応用

2.で述べた時系列相関解析の新しい解釈に基づくオプティカルフローの解析手法をシミュレーション動画像および現実の動画像に適用した例を以下に示す。各々の動画像のデータは、計算に先立ち、時間空間的に平滑化操作を行っている。また、求められた速度ベクトル場も最終的に近傍画素の範囲で平均化を行ったものである。相互相関関数の計算では、直流分を除き、変動分のみで計算を行っている。動画像の1フレームは 64×64 画素で、フレーム数は128または256である。この動画像のフレーム間隔を時間の単位 (frame) とし、 x 方向の画素間隔を距離の単位 (pixel) とする。従って、速さの単位は pixel/frame (p/f と略記) となる。各画素の濃淡レベルは8 bit の256階調である。シミュレーション動画像の場合、 x 、 y 方向ともに中心画素と近傍画素の間隔は1 pixel であるが、現実の動画像では、画

像取込み装置の仕様から x 方向 1 pixel, y 方向 0.795 pixel である。

3.1 計算機シミュレーションによる精度の検討

最初に、従来のオプティカルフロー解析法の代表例としてグラディエント法を選び、ここで提案した解析法との精度比較を行う。物体の濃淡レベルは空間的に滑らかというグラディエント法の制約を満足するよう

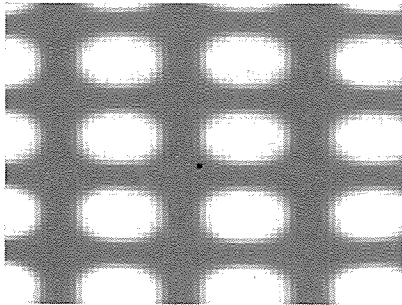


図3 滑らかな画像関数をもつ物体運動の第1フレーム
Fig. 3 The first frame of the simulated image which have smooth gray level change.

に、運動物体の画像関数として

$$I(p, q) = 73\{\sin(0.5p) + 1\}\{\cos(0.7q) + 1\} \quad (19)$$

を用いた。これを 28 deg. 方向に $0.4 p/f$ で移動させ動画像を作り解析を行う。図3に解析した動画像の第1フレームを示す。図4(a)は、本論文で提案した解析法により求められた速度ベクトル場である。物体の設定された運動による一様なオプティカルフローが得られている。この図の個々の画素の速度ベクトルの大きさ(速さ)および方向を、ヒストグラムとして図4(b)および(c)に示す。速さは設定した $0.4 p/f$ を中心に $\pm 0.01 p/f$ 以内に、方向は 28 deg. を中心に ± 1 deg. 以内に集中して分布している。図5(a)は、比較のために Hornらにより提案されたグラディエント法⁽¹⁰⁾を用いて解析した同じ動画像の速度ベクトル場である。図5(b), (c)は図4と同様、速さおよび方向をヒストグラムにして示している。図5(a)のベクトル場は画像関数の空間波長に対応したベクトルの乱れが現れている。これを図5(b), (c)のヒストグラムで見ると速さは $0.3 \sim 0.4 p/f$ 、方向は $18 \sim 38$ deg. と広い範囲に分布している。Hornらのグラディエント法には、値の明確でないパラメータもあり、

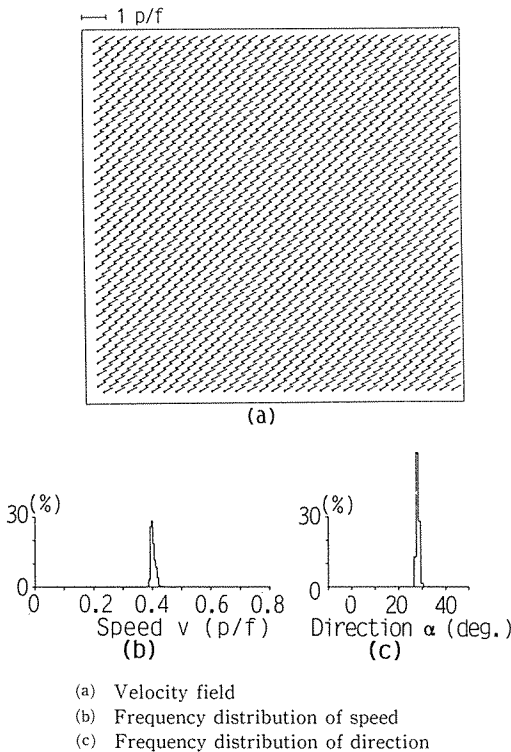


図4 並進運動画像の解析結果
Fig. 4 An obtained result analyzing translational motion by the proposed method.

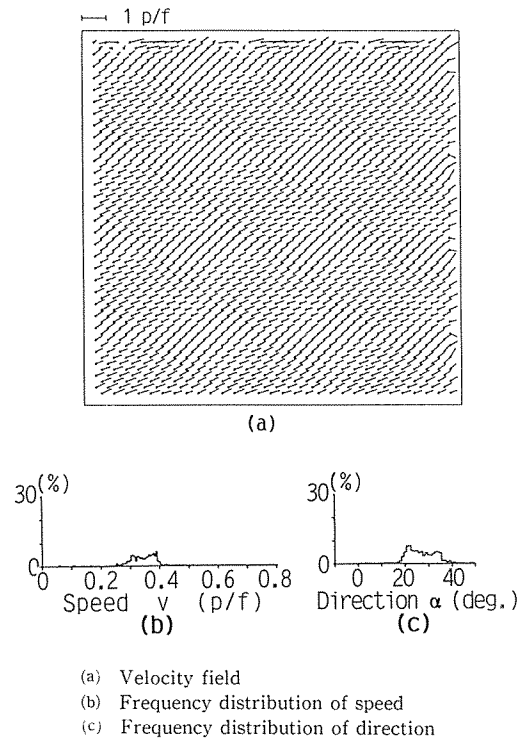


図5 グラディエント法による並進運動画像の解析結果
Fig. 5 An obtained result analyzing translational motion by "Gradient Method".

図5の結果が絶対的なものとはいえないが、ここで提案した新しいアルゴリズムに基づく解析法は、グラディエント法に比べ10倍以上の精度があることがわかる。

図6は、式(19)の画像関数を動かす速さおよび方向を変化させたときの解析精度をまとめたものである。図6(a)は速さの精度、図6(b)は方向の精度を示している。図中の黒丸は、求められた速度ベクトルの速さ、または方向の平均値と動画に設定した値との差を示し、そこから上下に伸びた棒は標準偏差を示している。平均値および標準偏差を求める際には、各画素のデータのうち、上下合わせて4%を異常値として除去した残り96%のデータを用いた。方向に関する精度は、0~50 deg.の範囲を示しているが、0~45 deg.以外は、原理的に図6(b)の結果を折り返したものとなることは明らかである。従って、ここで提案したオプティカルフローの解析法は、速さの決定精度は0.1~1.0 p/fの範囲で 0.01 ± 0.02 p/f以内、方向の決定精度は全方向360 deg.に対し 1.0 ± 2.0 deg.以内と非常に精度の良いものであることがわかる。

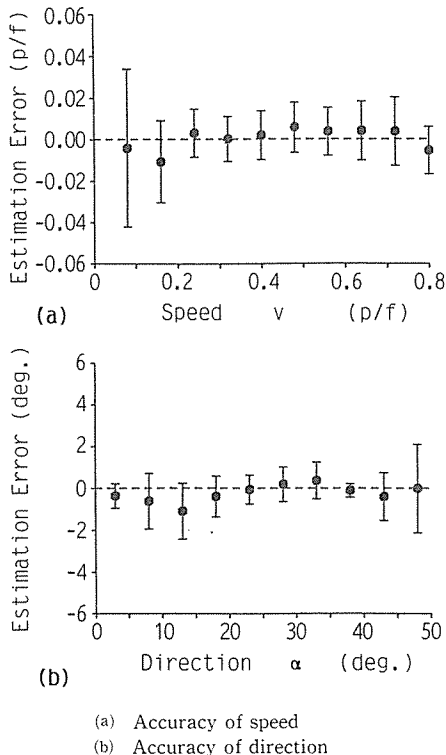


図6 滑らかな画像関数をもつ物体運動の解析精度
Fig. 6 Accuracy of proposed method for the image which have smooth gray level change.

同様に、球状粒子群の運動に対するオプティカルフローの決定精度を調べた。各粒子の濃淡レベルは

$$I(p, q) = \begin{cases} 64\sqrt{r_d^2 - p^2 - q^2} & (p^2 + q^2 \leq r_d^2) \\ 0 & (p^2 + q^2 > r_d^2) \end{cases} \quad (20)$$

で与えた。粒子の半径 r_d は2 pixelである。シミュレーション動画中には100個の粒子が含まれ、初期座標は乱数により決定した。図7にシミュレートした動画の第1フレームの例を示す。図7からわかるように、この種の動画の濃淡レベルは空間的に滑らかとは言えず、グラディエント法の適用は難しい。また、各々の粒子像は同一であるところから、粒子の特徴を対応させるようなマッチング法でも解析が困難である。従って、こうした動画では時系列相関解析法の特徴が最も良く生かされる。

粒子運動に対する解析精度を図8(a), (b)に示す。この図から粒子系の運動の解析精度は、同じ解析範囲で、速さ 0.005 ± 0.01 p/f以内、方向 1.0 ± 1.0 deg.以内と、図6の場合に比べて更に良好な精度を示している。先の報告⁽¹³⁾では、画素ごとのベクトルの速さおよび方向の分布の半値幅により解析精度を評価したが、今回の報告では、ばらつきを標準偏差というより厳しい基準で評価している。その意味でも、本論文で提案した解析法の優位性の優位性がうかがえる。

3.2 現実の画像への応用

以下では本論文で提案した解析法の現実の画像に対する解析能力を二つの動画の処理例を用いて示す。まず、現実世界の画像関数として、図9(a)のような計算機室の風景を静止画として取り込み、これを中心の回りに反時計回りに回転するような256フレームの擬似的な動画に変換し、解析を試みた。図9(b)に第1, 21, 41, 81フレームの例を示す。回転の速さ中心から

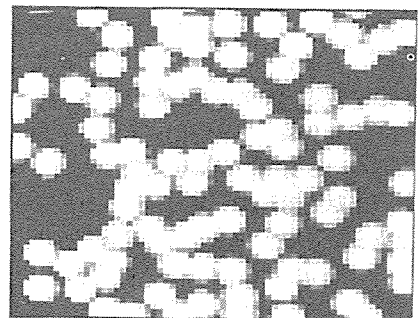
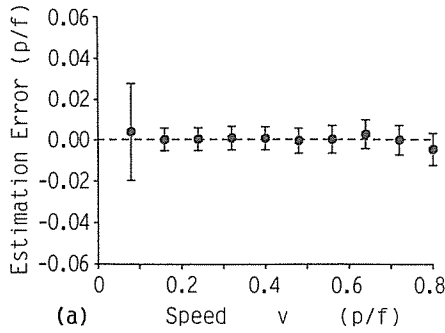
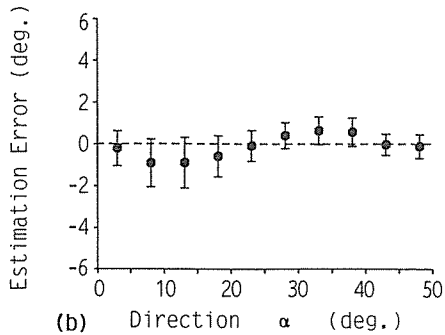


図7 粒子群の動画の第1フレーム
Fig. 7 The first frame of translational motion of particles.



(a)



(b)

(a) Accuracy of speed
(b) Accuracy of direction

図8 粒子群の並進運動の解析精度

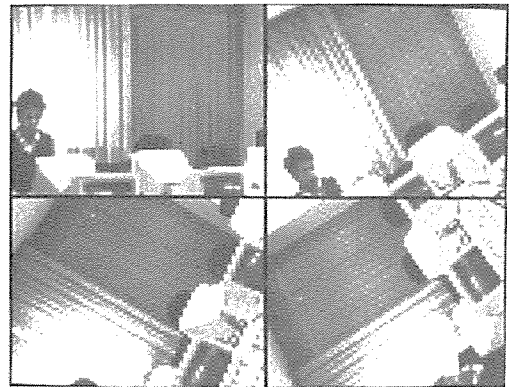
Fig. 8 Accuracy of proposed method for the image which include randomly distributed particles.

30 pixel の位置で $0.8 p/f$ になるように設定した。図 10 (a)は、解析により得られたオプティカルフローの場である。回転の中心 (+ 印) からの距離が大きくなるにつれ、速さが増大する反時計回りのベクトル場が得られている。図 10 (b)は、得られたベクトル場の精度を詳しく検討するために、速度ベクトルの大きさ v と回転の中心から画素までの距離 r の関係を、図 10 (a)の各画素について座標 (r, v) の点として表示したものである。図中の波線の交点は、擬似動画像に設定した回転の速さを表している。各画素で得られた速度ベクトルの大きさは、多少のばらつきは見られるが、中心からの距離に比例して設定どおりの傾きで直線的に増加しているのがわかる。図 10 (c)は、図 10 (a)に示したベクトル場の方向の決定精度を示したもので、回転の中心から見た画素の方向角 θ とその画素の速度ベクトルの方向角 α の関係を座標 (θ, α) の点で示している。反時計回りベクトル場での両者の関係 $\alpha = \theta + 90$ がきれいな直線として示されている。

もう一つの具体例として、現実の渦流をとらえた動画像の解析結果を示す。渦流の実験は、28 cmφの水槽



(a) Real world static image for input



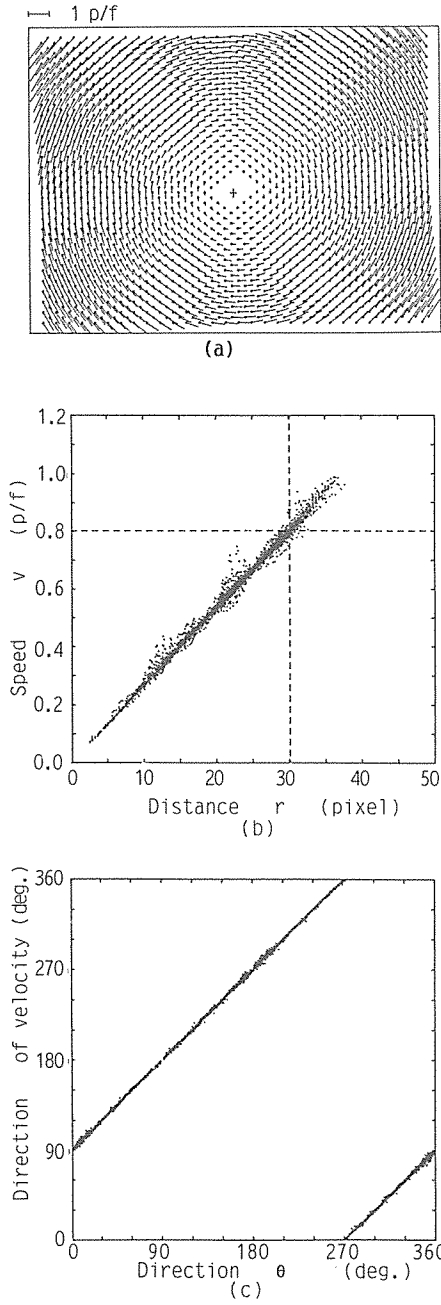
(b) Four frames in created quasi dynamic image

図9 擬似動画像

Fig. 9 Quasi dynamic image.

の中心に 5 mmφの穴を開け、水位を約 4 cm の一定値に保ちながら行った。図 11 に動画像の第 1, 2, 4, 8 フレームの例を示す。画像中には、渦流を可視化するために用いた約 2 mm 角の紙片が 1 ~ 2 画素程度の白い点として見える。図 12 (a)は得られた渦流の速度ベクトル場である。渦の中心に近づくほど流速が増大している様子が示されている。図 12 (b)は、図 10 (b)と同様の方法で、渦の中心からの距離 r と速度ベクトルの大きさ v の関係を示しており、 $v \propto 1/r$ として知られる流体物理の知見⁽¹⁶⁾をよく表している。

ここで示した 2 種類の動画像は、厳密な意味では 2. で述べた仮定を満足していない。図 9 に示した擬似動画像では、画像関数は時間的に不変という解析の大前提は満たしているが、仮定(1)の近傍領域での速度ベクトル一定という性質は、中心に近づくほど満足されなくなる。単純な計算から、中心から 10 pixel の位置の近傍画素領域では、速度ベクトルの速さおよび方向の最大の偏差は、 $0.05 p/f$ および 12 deg. となる。また、図 11 の渦流の動画像では、可視化のための紙片の大きさ



(a) Velocity field
 (b) Relationship between the distance r from the rotational center and speed v
 (c) Relationship between the direction θ of a pixel observed from the rotational center and direction α of the velocity at the same pixel.

図 10 回転する擬似動画の解析結果
 Fig. 10 Obtained result of rotational quasi dynamic image.

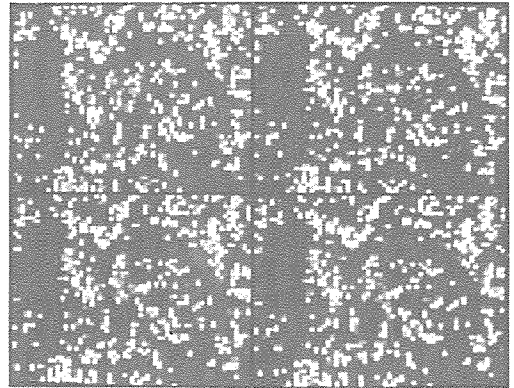
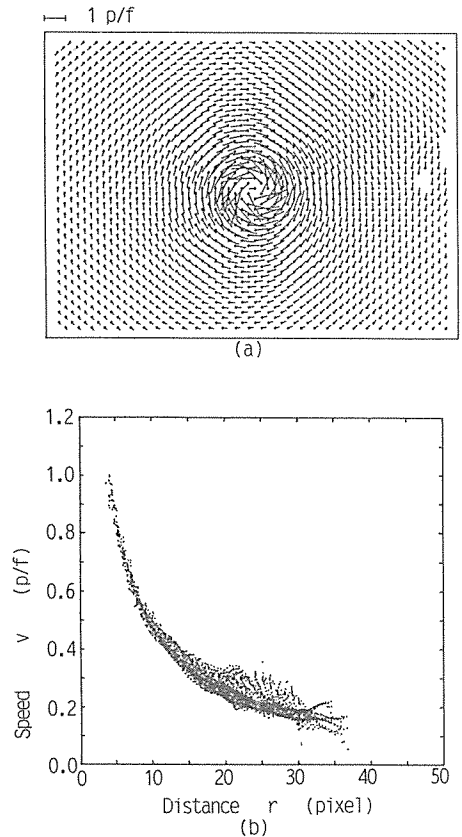


図 11 渦流の動画の 4 フレームの例
 Fig. 11 Examples of four frames in dynamic image of vortex.



(a) Velocity field
 (b) Relationship between the distance r from the vortex center and speed v

図 12 渦流の解析結果
 Fig. 12 Analyzed results of vortex flow.

が1～2画素であり、仮定(2)も満足されていないばかりか、中心ほど流速が大きという性質から画像関数は不変という前提さえも満足されていない。従って、ここに示した解析例は、提案したオプティカルフロー解析法にとって、条件としては厳しいものとなっている。このような観点に立てば、図10、図12の結果から、ここで提案した解析法は、現実の動画像に対し十分な許容性を備えたものとなっているとできよう。

以上のように、ここで提案した時系列相関の新しい解釈によるオプティカルフローの解析法は、求められたベクトル場の決定精度の面でも、また現実の動画像に対する許容性の面でも、優れた能力を有するものであることが明らかになった。最初にも述べたように、従来のオプティカルフロー解析の研究では、求められたベクトル場の精度について、定量的に検討を試みたものは見当たらない。しかし、流体場や血流の解析など、動画像処理による2次元の物理計測の要求も多い。ここに示した解析法は、動画像に対する制約も現実的な意味では受け入れやすいものであり、2次元の速度ベクトル場の解析法として汎用性のある有効な手法と考える。

4. む す び

画素時系列間の相互相関解析による動画像中の速度ベクトル場の決定手法を画像関数の空間的自己相関関数との関連でとらえ直すことにより、統一的な新しい解釈を示した。また、これに基づくオプティカルフローの新しい解析法を提案した。ここで示した解析法の精度は、これまで我々が主として対象として来た粒子群の運動のみならず、3.2の擬似動画像や渦流場の解析で示したように、より一般的な現実の動画像に対しても十分なものとなっている。従って、本論文で提案したオプティカルフロー解析手法は、可視化された流れの場に対する2次元速度ベクトル場の正確な物理計測法として種々の分野での応用が期待できる。解析に要する計算時間についても現在、前処理としての時間空間的な平滑化の省略や相関関数の必要なピーク付近のみを計算するといった方法により、かなりの短縮化を計ることが可能となってきている。今後、これらアルゴリズムの詳細を確立すると共に、種々の動画像への応用について報告していく予定である。

謝辞 本研究をまとめるに当り、図面の作成等に御助力頂いた渡部由子さんに感謝の意を表します。なお、本研究は一部文部省科学研究費補助金による。

文 献

- (1) K. Imaichi and K. Ohomi: "Numerical processing of flow-visualization pictures-measurement of two-dimensional vortex flow", *J. Fluid. Mech.*, **129**, pp. 283-311 (1983).
- (2) G. Adiv: "Determining three-dimensional motion and structure from optical flow generated by several moving objects", *IEEE Trans. Pattern Anal. & Mach. Intell.*, **PAMI-7**, 4, pp. 384-401 (1985).
- (3) A. M. Waxman and S. S. Sinha: "Dynamic stereo: passive ranging to moving objects from relative image flow", *IEEE Trans. Pattern Anal. & Mach. Intell.*, **PAMI-8**, 4, pp. 406-412 (1986).
- (4) R. Jain, S. L. Bartlett and N. O'brien: "Motion stereo using ego-motion complex logarithmic mapping", *IEEE Trans. Pattern Anal. & Mach. Intell.*, **AMI-9**, 3, pp. 356-369 (1987).
- (5) J. K. Aggarwal, L. S. Davis and W. N. Martin: "Correspondence process in dynamic scene analysis", *Proc. IEEE*, **69**, 5, pp. 562-572 (1981).
- (6) F. Glazer, G. Reynolds and P. Anandan: "Scene matching by hierarchical correlation", *Proc. IEEE*, pp. 432-441 (1983).
- (7) P. Anandan and R. Weiss: "Introducing a smoothness constraint in a matching approach for the computation of displacement fields", *COINS Technical Report*, 85-38, Univ. Massachusetts, pp. 1-19 (1985).
- (8) B. K. P. Horn and B. Schunck: "Determining optical flow", *Artif. Intell.*, **17**, pp. 205-210 (1981).
- (9) H. -H. Nagel: "Displacement vectors derived from second-order intensity variations in image sequences", *Comput. Vision Graphics, Image Processing*, **21**, pp. 85-117 (1983).
- (10) H. -H. Nagel and W. Enkelmann: "An investigation of smoothness constraints for the estimation of displacement vector fields from image sequences", *IEEE Trans. Pattern Anal. & Mach. Intell.*, **PAMI-8**, 5, pp. 565-593 (1986).
- (11) H. Miike, Y. Kurihara, K. Koga and H. Hashimoto: "Velocity-field measurement of a vortex by dynamic image processing", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **25**, 5, pp. L409-L412 (1986).
- (12) H. Miike, Y. Kurihara, H. Hashimoto and K. Koga: "Velocity-field measurement by pixel-based temporal mutual-correlation analysis of dynamic image", *Trans. IEICE Japan*, **E69**, 8, pp. 877-882 (Aug. 1986).
- (13) 三池秀敏, 栗原 靖, 古賀和利: "画素時系列の相互相関解析を用いた動画像処理による速度ベクトル場計測法の改良", *信学論(D)*, **J70-D**, 4, pp. 836-839 (昭 62-04).
- (14) K. Koga and H. Miike: "Exact determination of optical flow by pixel-based temporal mutual-correlation analysis", *Trans. IEICE* **E70**, 8, pp. 719-722 (Aug. 1987).
- (15) 古賀和利, 三池秀敏: "動画像からのオプティカルフローの検出", *信学論(D)*, **J70-D**, 8, pp. 1508-1515 (昭 62-08).
- (16) T. Kawakubo, Y. Tsuchiya, M. Sugaya and K.

Matsumura: "Formation of a vortex around a sink: a kind of phase transition in a nonequilibrium open system", Phys. Lett. A, 68A, 1, pp. 65-66 (1978).

付 録

関数 $\tilde{S}(X, Y)$ の断面で表される関数 $M_k(\tau)$ のピークが同一直線上に並ぶことを証明する。各画素方向の相関値およびラグタイムを γ_k, τ_k とする。関数 \tilde{S} の等高線がだ円形であるとする式(1)の一般形は

$$\tilde{S}(X, Y) = F(aX^2 + bY^2 + cXY) \quad (A \cdot 1)$$

で表される。この式より、 X - Y 平面上の近傍画素点 (h_{xk}, h_{yk}) を通り速度ベクトルに平行な直線で切り取られる関数 \tilde{S} の断面の式すなわち相関関数 $M_k(\tau)$ は

$$M_k(\tau) = F\{a(h_{xk} - v_x\tau)^2 + b(h_{yk} - v_y\tau)^2 + c(h_{xk} - v_x\tau)(h_{yk} - v_y\tau)\} \quad (A \cdot 2)$$

となる。 M_k を τ で微分すると

$$\begin{aligned} \frac{dM_k}{d\tau} &= \frac{\partial F}{\partial r} \cdot \frac{dr}{d\tau} \\ &= F'(r)\{(2av_x^2 + 2bv_y^2 + 2cv_xv_y)\tau \\ &\quad - 2av_xh_{xk} - 2bv_yh_{yk} - c(v_xh_{yk} + v_yh_{xk})\} \end{aligned} \quad (A \cdot 3)$$

となる。ここに

$$r = a(h_{xk} - v_x\tau)^2 + b(h_{yk} - v_y\tau)^2 + c(h_{xk} - v_x\tau)(h_{yk} - v_y\tau) \quad (A \cdot 4)$$

である。 \tilde{S} は単調に減少するから $F'(r) \neq 0$ であり、式(A・2)を極大とする τ の値すなわち k 方向のラグタイム τ_k は、式(A・3)の $\{ \}$ の中をゼロと置いて

$$\tau_k = \frac{2av_xh_{xk} + 2bv_yh_{yk} + c(v_xh_{yk} + v_yh_{xk})}{2av_x^2 + 2bv_y^2 + 2cv_xv_y} \quad (A \cdot 5)$$

と求まる。式(A・2)の X - Y 座標系でのピークの位置を (X_{pk}, Y_{pk}) とすると

$$\begin{aligned} X_{pk} &= h_{xk} - v_x\tau_k \\ &= \frac{(2bv_y + cv_x)(v_xh_{xk} - v_xh_{yk})}{2av_x^2 + 2bv_y^2 + 2cv_xv_y} \\ Y_{pk} &= h_{yk} - v_y\tau_k \\ &= \frac{(2av_x + cv_y)(v_xh_{yk} - v_yh_{xk})}{2av_x^2 + 2bv_y^2 + 2cv_xv_y} \end{aligned} \quad (A \cdot 6)$$

となる。 X_{pk} と Y_{pk} の比は

$$\frac{Y_{pk}}{X_{pk}} = -\frac{2av_x + cv_y}{2bv_y + cv_x} \quad (A \cdot 7)$$

となり、 k の値によらず常に一定となる。従って、点 (X_{pk}, Y_{pk}) は原点を通る同一直線上に並ぶ。(証明終)

(昭和 63 年 10 月 24 日受付)

古賀 和利



昭 49 山口大・工・電気卒。昭 51 同大学院修士課程了。同年同大助手。昭 54 同大工業短期大学部講師、現在に至る。その間、昭 53 東北大電子工学科に内地留学、生体情報工学、画像処理などの研究に従事。工博、日本 ME 学会会員。

三池 秀敏



昭 46 九大・工・電子卒。昭 51 同大学院博士課程了。同年山口大・工・電気助手、同大専任講師を経て現在同助教授。62 年 4 月～63 年 3 月および 63 年 7 月～9 月西独マクスプランク研究所(ドルトムント)招聘研究員、動画像処理による速度計測、非平衡化学反応系の流体現象等に関する研究に従事。工博、電気学会、日本 ME 学会、日本物理学会各会員。