

動画像の変換・生成処理による

粒径および粒子速度計測

**Determination of Particle Size and Velocity Based on
Transformation and Creation of Image Sequence**

百田 正広

目次

1 序 論	1
1.1 まえがき	1
1.2 研究の背景と本論文の概要	1
2 空間フィルタ速度計測法の基本	7
2.1 解析原理	7
2.2 2次元画像への空間フィルタリング	14
2.3 検討	19
2.3.1 空間フィルタ形状の解析精度への影響	19
2.3.2 FFT と MEM の比較	21
2.3.3 動画像時系列長の影響	32
3 実用的な速度計測法への改良	34
3.1 周辺分布への空間フィルタリング	34
3.2 正弦波状空間フィルタの決定	39
3.3 主ピーク位置の判別	43
3.4 背景輝度レベルの影響	44
3.5 解析例	46
3.6 議論およびまとめ	51
4 動的光散乱に基づく動画像からの粒径計測	54
4.1 動的光散乱法	54
4.2 計測システム	58
4.3 動画像からの粒径計測	62
4.4 解析結果	63
4.4.1 He-Ne レーザを用いた場合	63
4.4.2 Ar レーザを用いた場合	69
4.5 議論およびまとめ	75
5 静的光散乱法に基づく画像処理による粒径計測	76
5.1 静的光散乱法	76
5.2 粒子半径分布解析の原理	79

5.3	画像生成処理による粒子半径分布計測	83
5.4	計算機シミュレーションによる検討	88
5.4.1	2値粒子画像を対象とした場合	88
5.4.1.1	多粒子, 同一粒子半径の場合	89
5.4.1.2	2粒子, 異粒子半径の場合	89
5.4.1.3	粒子半径が分布している場合	92
5.4.1.4	粒子数の計測	92
5.4.1.5	粒子が重なっている場合	92
5.4.2	濃淡粒子画像を対象とした場合	96
5.4.2.1	粒子半径が分布している場合	96
5.4.2.2	粒子数の計測	99
5.5	粒子のランダム移動による画像生成法を用いた粒子半径分布計測	102
5.5.1	解析手順	102
5.5.2	計算機シミュレーションによる検討	102
5.5.2.1	多粒子, 同一粒子半径の場合	105
5.5.2.2	2粒子, 異粒子半径の場合	105
5.5.2.3	粒子半径がガウス状に分布する場合	105
5.6	実画像の解析例	108
5.7	議論およびまとめ	110
6	検討および結論	113
6.1	検討	113
6.2	結論	118
A	差動型レーザー・ドップラ速度計測法の原理	131
B	Visibility に関して	134
C	フィルタ移動速度と波長の比	137
D	ホモダイン検波法とヘテロダイン検波法	138
E	橋本の式の導出と実際の計算法	142

第1章 序 論

1.1 まえがき

流体速度計測において、可視化された粒子の運動から得られる速度は、その流れの時間、空間構造に関する有用な情報を含んでいる。非接触で代表速度を計測する方法として、空間フィルタ速度計測法やレーザ・ドップラ速度計測法などが知られているが、計測の自動化、高精度化、さらには点計測法から面計測法への拡大が望まれている。また、大気、水質、生体微粒子検査など各種顕微鏡で得られる画像からの多種多粒子系の粒径、粒子数計測では、微粒子の同定や含有状況を把握する必要性から、非接触検査、検査の簡易化、迅速化が望まれている。

一方、動画像からの速度計測は、1980年代に入ってコンピュータ処理速度の高速化、メモリの大容量化に伴い、本格的に研究されるようになった。現在では、可視化技術やビデオ画像処理技術の発達に伴い、その非接触性、柔軟性から広範な分野で2次元、3次元速度計測など種々の応用が試みられているが、解析の自動化、高精度化が望まれている。

本研究では、このような背景を考慮し、空間フィルタ速度計測法に基づく動画像からの粒子速度計測法、粒径計測法および粒径が異なる多粒子を対象とした静止画像処理による粒子半径分布計測法を提案した。本序論では、研究の背景について概説するとともに、本論文の概要を述べる。

1.2 研究の背景と本論文の概要

画像処理技術は、非常に広い科学技術の分野で応用され、工業的にも生産工程の自動化などに欠かせない基盤技術となりつつある。静止画像を対象とする従来の画像処理は、画像強調、平滑化、画像復元、特徴抽出、領域分割、3次元認識、パターン認識を始めとする多くの研究の積み重ねにより、重要な科学技術としての地位を確立しつつあると言える⁽¹⁾。

近年、ロボットの視覚としての動画像処理手法の発展^{(2)~(5)}や、流体の自動速

度計測法などの要求から、動画像計測と処理アルゴリズムの開発研究の重要性が叫ばれている。速度計測法としては、特徴点やパターンの対応付けに基づく方法⁽⁶⁾、⁽⁷⁾と濃淡値の時間、空間勾配に基づく方法⁽⁸⁾、⁽⁹⁾に分類され、乱流を含む可視化された流れの速度場の解析⁽¹⁰⁾～⁽¹²⁾や血管中の血液の流れの解析⁽¹³⁾、⁽¹⁴⁾などに用いられている。

前者の方法は、照合のための特徴として、粒子の重心、輪郭を利用するものやテンプレートを用いるものなどがある。特徴点が求まると、現画面内の特徴点に対応する特徴点を次の画面内で発見する。すなわち、特徴点の移動が数画素以上に及んだ最低2フレームの画像があれば、速度を求めることが可能となる。この方法は、粒子の速度が速い場合に有効である。しかし、粒子の特徴が判別できる程度に粒子画像を拡大する必要がある。動画像の限られた視野の中で粒子を拡大すれば、その分、速度が求められる範囲が小さくなる。また、人手を介さない解析をめざす場合、特徴点の自動認識や画像フレーム間の特徴点の自動的な対応づけといった困難な問題⁽⁷⁾を避けて通れない。

後者の方法は、動画像中の粒子の移動に伴う輝度の時間変化と空間変化が独立ではなく、一定の関係があることを用いる計測法である。この方法は、速度は時間的にも空間的にも滑らかに変化する等の拘束条件を用い、原理的に速度の遅い粒子を解析対象としている。この方法の最大の特徴は、解析の基本を画素に固定したことであり、粒子の追跡という難問を排除できることにある。しかし、種々の拘束条件を仮定するために、この方法が適用され得る動画像の範囲はかなり制約を受けるものとなっている。

動画像を対象とする速度計測法以外で、流れの代表速度を非接触、リアルタイムで計測する方法としては、次のような計測法が知られている。ミクロの領域の計測が可能なレーザ・ドップラ速度計測法⁽¹⁵⁾～⁽³⁴⁾や、ハードウェア(格子状スリット)で構成されている空間フィルタ速度計測法⁽³⁵⁾～⁽⁶⁰⁾である。いずれの手法も、基本的には同一原理に基づくものと解釈できる。すなわち、小領域に格子縞(空間フィルタ)を作りその中を粒子が通過するときの光強度信号の時系列を解析し、速度の情報を得るものである。前者は、高精度の解析が可能であるという利

点があるが、光学系構成の設定に高度の技術を必要とする⁽¹⁹⁾。後者は、光学系の構成が簡単であるという利点がある。しかし、格子状スリットの形状から生じる低周波(ペDESTAL)や高調波の歪成分の存在は、高精度な速度計測実現の障害となっており、解析精度を改良するために種々の研究が行われている^{(45)~(60)}。例えば、板倉らは格子状スリットを液晶で作成⁽⁵²⁾し、土石流表面速度測定を行っている。彼らはスペクトル解析に最大エントロピー法(以下 MEM とする)を用い、MEM の解析次数や測定精度の検討を行っている。しかし、空間フィルタ形状に依存した解析精度の検討は行っていない。江原⁽⁶⁰⁾らは、光ファイバーを用いて空間フィルタを構成し、顕微鏡との組み合わせにより微小リンパ管内の流速の測定を行っている。解析の際、周波数偏移の考え方を導入し、高精度な解析を試みている。しかし、測定の精度に係る適切な空間フィルタの波長の選択や、空間フィルタの移動速度の検討はなされていない。この点に注目した研究として、岡ら^{(61)~(64)}は、対象の変化に対し自動的に空間フィルタの波長を変化させる柔軟性のある電子回路による空間フィルタの開発を行っている。実験対象としてはランダムなパターンが描かれた紙を用いている。また、周波数偏移の検討も同時に行っている。本研究で対象としている粒子像の速度計測など実際的な検討は十分行われてはいないが、リアルタイム処理可能な手法として注目に値する。

次に、粒径計測の背景について述べる。花粉の飛散状況などの大気検査や、IC ウエハーの洗浄に用いられる純水中の微粒子の含有状況の検査、生体微粒子検査におけるバクテリアの同定検査においては、人手を必要とするところが多く、非接触検査、検査の簡易化、迅速化が求められている^{(65)~(69)}。従来、粒子像解析の研究は、計測装置の操作性、応答性を重視した実用的な装置の開発に主眼がおかれていた。すなわち、装置の使用者がメニュー選択や2次元画像上の解析対象位置の指定をマウス操作により行う、対話型システムの開発が主に行われてきた⁽⁶⁵⁾。このようなシステムにおいて可視化された粒子像の画像処理は、一般に次の手順で行われる^{(70)~(72)}。まず、取り込んだ画像を2値化し、微分操作等を用いて輪郭を抽出する。次に、個別粒子に分解した後に、円や楕円モデルのあてはめ処理を行い、粒径や粒子数を決定する。以上の操作を人手を介して行うことと

なる。他に Hough 変換を応用した曲線検出法等も提案されているが⁽⁷³⁾,⁽⁷⁴⁾, 曲線数の増大(粒子の大きさが一定でないとき)により, 検出は困難になる。画像処理による縮退法⁽⁷²⁾や円弧近似によるパターンマッチング法⁽⁷⁵⁾などが開発され, 多少の重なりのある粒子も解析できるようになるなど^{(75)~(77)}, 実用的な方法が提案されてはいるが, 方法としての限界, 解析精度, 完全自動化などいくつかの問題が指摘されており, まだ十分に確立されているとは言い難い。

画像処理以外の方法として, 光散乱を用いる粒径計測法が知られており, 散乱光の時間的な変動を計測する動的散乱法⁽⁷⁸⁾,⁽⁷⁹⁾と散乱光の空間的な分布を計測する静的散乱法⁽¹⁸⁾,^{(80)~(84)}に分けられる。動的散乱法は, 粒子のブラウン運動に着目しているためサブミクロン粒子の粒径計測に適した方法である。静的散乱法は, 可視光による散乱を対象としているため, 数 μm の粒径計測に適した方法である。光学的な方法は, 非接触での計測が可能であるというすぐれた特徴がある。しかし, 光学系の調整が煩雑である, 観測領域における粒子濃度を調整する必要があるなど, いくつかの問題点が指摘されている。

その他, 空間的に格子間隔が変化する空間フィルタ⁽⁸⁵⁾や, レーザ・ドップラ速度計測法を応用した方法^{(27)~(34)}なども, 粒径を計測する方法として知られている。これらの方法は, 観測領域における空間フィルタの波長と粒径の比によって決まる Visibility⁽¹⁸⁾関数から, 1粒子毎の粒径計測を可能にするものであり, 本研究で目的とする多粒子系への利用は難しい。

本論文では以上の問題点を考慮し, ソフトウェアで構成された空間フィルタを用いることにより, 高精度で自動化が可能な動画からの粒子速度計測法を提案する。また提案する速度計測法を用いた粒径計測法および静止画像処理による粒子半径分布計測法を提案する。本論文は, 以下の6章から構成される。

第1章では, 研究の背景, 概要, 従来ハードウェアで構成されていた空間フィルタ速度計測法をソフトウェア処理に置き換えることの利点について述べる。

第2章では, 本論文の基礎となる空間フィルタ速度計測法の基本原理を述べる。次に, 従来ハードウェアで構成されていた空間フィルタをソフトウェア処理に置き換え, 正負値を持つ正弦波状空間フィルタを用いた動画からの速度計測法を

提案する．ここでは，計算機で擬似的に作成した動画像を用い，提案する速度計測法の有効性を確認した．また，提案する速度計測法に有用なスペクトル解析法の検討を行った．

第3章では，第2章で提案した動画像からの速度計測法を基本に，画像入力時に周辺分布を求める操作を行い，2次元画像の1次元データへの変換圧縮を利用した速度計測法を提案する．この変換圧縮操作により取り込み可能なデータ量の大幅な拡大が図れ，実用的な長時間計測が可能となる．また，粒径や粒子の速度に応じた適切な波長および移動速度をもつ空間フィルタの自動選択により，ダイナミックレンジが広く高精度な速度の自動解析が可能なることを示した．実際に可視化された流れのシーン(非線形化学反応に伴う振動流)の動画像に対し，この手法を適用し，その有効性を確認した．

第4章では，動画像を用いた空間フィルタ速度計測法の発展的可能性の1つとして，動的散乱法に基づく粒径計測法を提案する．まず，顕微鏡下でレーザー光散乱照明により可視化した微粒子のブラウン運動を動画像としてとらえる．この動画像をソフトウェアで構成された正負値を持つ正弦波状空間フィルタに通すことにより得られる時系列データのスペクトル解析により粒径計測が可能になった．この計測法を，ポリスチレンラテックス粒子($0.20\mu\text{m} \sim 2.02\mu\text{m}$)のブラウン運動に適用し，粒径計測を行った．

第5章では，空間フィルタリングによる粒径計測法の1つの可能性として，静的散乱法に基づく静止画像処理による粒子半径分布計測法を提案する．この手法は，円形開口によって生じる光学回折像と2値化画像の2次元フーリエ変換像が等価なことに着目する．この際問題となるのは，粒子間距離の2次元フーリエ変換像への影響である．溶液中の微粒子と異なり，ブラウン運動による粒子間距離のランダム化が期待できない静止画像を対象とする．このため，画像の回転，各波数でのパワースペクトルの最大値の選択，規格化等のデジタル信号処理を行う．これらの操作を行うことで，粒子間距離の影響を小さくすることが可能となり，光学回折像に相当する平滑化パワースペクトルが得られることを示す．この平滑化パワースペクトルから，近似的に見かけの粒子半径分布計測が可能なることを，

計算機で擬似的に作成した静止画像を用いて確認した。また、可視化された同一粒径粒子の粒子数計測も可能であることを示した。実際に可視化されたポリスチレンラテックス粒子像に対し、この手法を適用し、計測手法の有効性を確認した。

第6章では、第2章から第5章までの研究成果をまとめるとともに、今後の研究課題について述べた。

第2章 空間フィルタ速度計測法の基本

「非接触で測定対象を乱さずに速度計測が可能」な測定法として、自然光すなわちインコヒーレント光源を利用する空間フィルタ速度計測法が知られている。本章では、本研究で提案する動画像を用いた速度計測法の議論を展開するうえで必要な基本的な考え方について述べる。

2.1 解析原理

「空間フィルタ」は、以下の3種類に大きく分けられる⁽⁴²⁾。

I) パターン・マッチング型空間フィルタ

対象パターンを雲や大地などの背景パターンの中から対象を効率よく見出し(パターン・マッチング等の方法を用いる)、それを追跡するための信号を得るといった特定の空間パターンの検出^{(86)~(88)}に用いられる。

II) 空間周波数領域操作型空間フィルタ

対象パターンを空間周波数領域におけるパターンに変換し、周波数領域においてパターンの検出を行う。例えば、傷や欠陥の検査⁽³⁸⁾を空間周波数領域で行うものである。

III) 一般変換型空間フィルタ

対象パターンの特徴を抽出する形で、一旦、時間信号に変換し、その信号を分析する。すなわち、スリット列のような特定の透過率分布を持つ空間フィルタを通して移動する測定対象を観測すると、得られた総光量の時間変化から非接触で速度の検出を行うことが可能となる。これが空間フィルタ速度計測法の基本的な考え方であり、種々の速度計測への応用例が報告されている^{(35)~(60)}。

既に実用的に利用され、あるいは提案されている空間フィルタ速度検出器としては次のようなものがある⁽⁴⁶⁾。

1) 直線型

直線速度計測用のもので、特定方向への速度成分に比例した周波数出力が得られる。本論文で主として検討するのもこの型である。

2) 円形型⁽⁴³⁾

直線型を極座標系に座標変換し、放射状に構成したもので、回転速度に比例した周波数出力が得られる。

3) 矢羽根型⁽⁴⁴⁾

直線型を相互に直行させた形で配置し、直交する2方向の速度成分を同時に検出する。

以下では、空間フィルタ速度計測法の基本原理⁽³⁹⁾、⁽⁴⁰⁾について述べる。空間フィルタ速度計の基本構成を図 2.1 に示す。空間フィルタ $h(x, y)$ は有限の大きさの空間的荷重関数であり、空間パターン $f(x, y)$ を測定対象とする。光検出器で得られる出力信号の瞬時出力 $g(x_0, y_0)$ は次式で得られる。

$$g(x_0, y_0) = \int_0^X \int_0^L f(x - x_0, y - y_0) h(x, y) dx dy \quad (2.1)$$

X, L はそれぞれ空間フィルタの x 方向, y 方向の大きさであり, x_0, y_0 は空間フィルタの原点上に位置する対象面の座標である。測定対象が空間フィルタの $-x$ 軸方向に一定速度 v_x で平行移動しているとき

$$x_0 = v_x t + c_1, y_0 = c_2 \quad (2.2)$$

と表せる。 c_1, c_2 は測定対象と空間フィルタの相対的位置関係を代表する定数である。 y_0 を固定し, $g(x_0, y_0)$ を変位 x_0 の関数と考え, x 方向の空間領域でのパワースペクトル密度関数 $\Psi(\mu)$ を求めると次式となる⁽⁴⁰⁾。

$$\Psi(\mu) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(\mu, \nu) |H(\mu, \nu)|^2 d\nu \quad (2.3)$$

ここで, $\Phi(\mu, \nu), H(\mu, \nu)$ はそれぞれ空間領域での測定対象についての二次元パワースペクトル密度関数および空間フィルタの二次元フーリエ変換をあらわす。この場合, 空間フィルタ $h(x, y)$ が y 方向に一定であれば, 式 (2.3) は近似的に以下の式で与えられる。

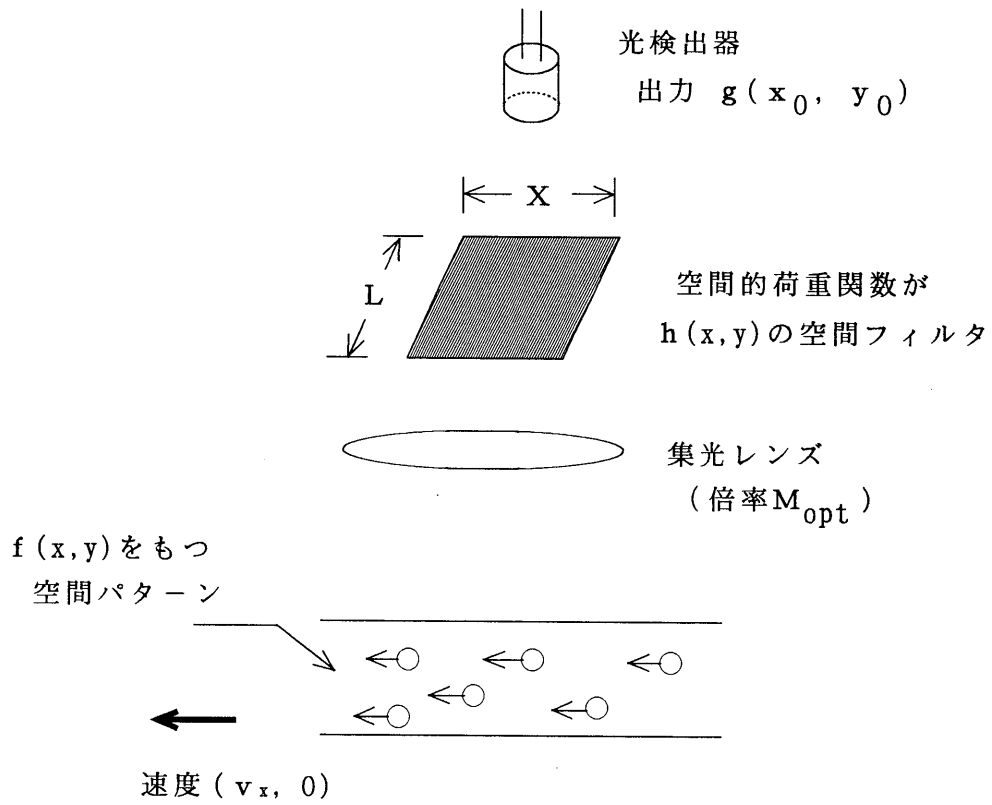


図 2.1 空間フィルタ速度計測法の基本構成

$$\Phi(\mu) \approx L \cdot \Phi(\mu, 0) \cdot |H(\mu)|^2 \quad (2.4)$$

ここで,

$$H(\mu) = \int_0^X h(x) e^{-j2\pi(\mu x)} dx \quad (2.5)$$

ただし, $h(x)$ は $h(x, y)$ の x 方向のみの変化を表す関数である. 式 (2.4) より, 空間フィルタは対象のスペクトル $\Phi(\mu, 0)$ の中から $|H(\mu)|^2$ の形に応じて空間周波数領域である定まったフィルタ作用をもち, しかも速度が変化しても同じ特性が保たれる.

速度 v_x による影響を考えるためには, 式 (2.2) を考慮して $g(x_0, y_0)$ を時間 t の関数に読み変え, 時間領域でのパワースペクトル密度関数 $\Omega(f)$ を考慮する必要がある. 結果は次式で表される.

$$\Omega(f) = \frac{1}{v_x} \Psi\left(\frac{f}{v_x}\right) \quad (2.6)$$

ここで, f は時間的周波数を表す. 式 (2.3) は, 測定対象および空間フィルタの空間周波数領域での特性が, 出力にどのような形で関与するかを示す一般的な記述で, $|H(\mu, \nu)|^2$ は空間フィルタによるフィルタリング効果そのものを代表している. 一方, 式 (2.6) は, 速度 v_x により出力特性がいかに変化するかを表しており, v_x に比例して $\Omega(f)$ がその周波数軸を伸縮させることをあらわす. たとえば, 式 (2.3) において $|H(\mu, \nu)|^2$ が $\mu = \mu_0$ のところのみを選択するような関数になっているとすると, $\Phi(\mu, \nu) \equiv 0$ でないかぎり $\Psi(\mu)$ が $\mu = \mu_0$ に急峻なスペクトルをもつようになり, $\Omega(f)$ も $f = v_x \mu_0$ のところにきわだったスペクトルをもつ. したがって v_x に比例した周波数の正弦波状信号が出力として得られることになり, 周波数測定から速度計測が可能となる. これが空間フィルタを応用した速度計測の原理である. $|H(\mu, \nu)|^2$ が特定の空間周波数の所に急峻な選択特性を持つようになって初めて速度計測が実現されるわけであるが, このことは, 測定対象となる $f(x, y)$ から特定の空間周波数成分を選択するように $h(x, y)$ を設計することを要求するものである. すなわち, $h(x, y)$ そのものに空間周波数に対応した周期性を持たせる必要がある. 測定対象を粒子とし, その粒子は画像全体の大きさに比較して大きさは小さく, また画像中に含まれる粒子数はある程度希薄であると仮定する. このよう

な条件のもとで、 $h(x,y)$ を格子状スリットにすると、粒子の速度計測を行うことが可能となる(図 2.2). しかし、スリット状空間フィルタを用いた場合、空間フィルタの形状から生じる低周波成分や高調波成分により、信号のダイナミックレンジの減少、SN 比の低下、信号周波数のズレなどを生ずる^{(39) ~ (42)}. そこで、空間フィルタを差動型構成にすることで、低周波成分の混入を防ぐ方法が報告されている^{(51) ~ (56)}. すなわち、互いに x 方向に $d/2$ だけずれた全く同一のスリット列からの出力信号を差動的に検出し(図 2.3), 動いている粒子を観測すると、一種の狭帯域空間フィルタが実現されていると考えることができ、より正確な速度計測が可能となる. ここで d は、スリットの間隔を表す. この意味において、差動型レーザ・ドップラ速度計測法(付録 A 参照)も一種の空間フィルタ速度計測計と考えられる. 空間フィルタの存在する領域を、速度 \vec{v}_0 で粒子が通過すると透過光が変調される. 変調された光は、レンズ系により集光され光検出器で瞬時出力が得られる. 瞬時出力の時間変化を求めることにより時系列信号を得る. この時系列信号は、粒子の速度 \vec{v}_0 に関連した周波数 f_0 を含み、その振幅と位相がゆっくりと変動する正弦波状の狭帯域不規則信号となる. 周波数 f_0 の測定により、速度 \vec{v}_0 の情報は次式から検出することが可能となる.

$$f_0 = \frac{M_{opt} |\vec{v}_0| \cos \theta}{d} \quad (2.7)$$

ここで、 d はスリットの間隔であり、 M_{opt} は非接触計測化のため粒子の光学的空間パターンを空間フィルタ面へ投影する光学系の倍率であり、 θ は投影された像の移動方向とスリットの x 軸からのずれである(図 2.2 (a)). このことは、粒子速度 v_0 のスリット軸に直交する方向への速度成分 $|\vec{v}_x|$ が測定されたことを意味する. なお、この場合光学系の倍率 M_{opt} により空間フィルタ面上を移動するパターンの速度は $M_{opt} \cdot \vec{v}_0$ となる. この M_{opt} による効果は、倍率効果と呼ばれている.

空間フィルタ速度計測法の特徴は、光学系の構成が簡単である、インコヒーレント光が利用できるため光源の自由度が大きいなどがあげられる. しかし、空間フィルタがハードウェアで実現されているため、信号処理を行う際、空間フィルタの形状から生じる低周波や高調波の歪成分の影響などが問題となる. この様子を図 2.2 (b), (c) に示す.

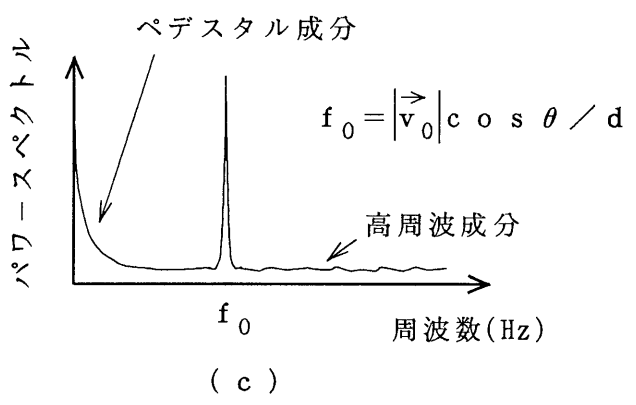
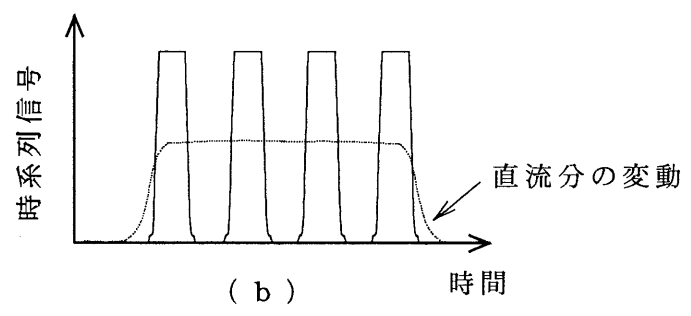
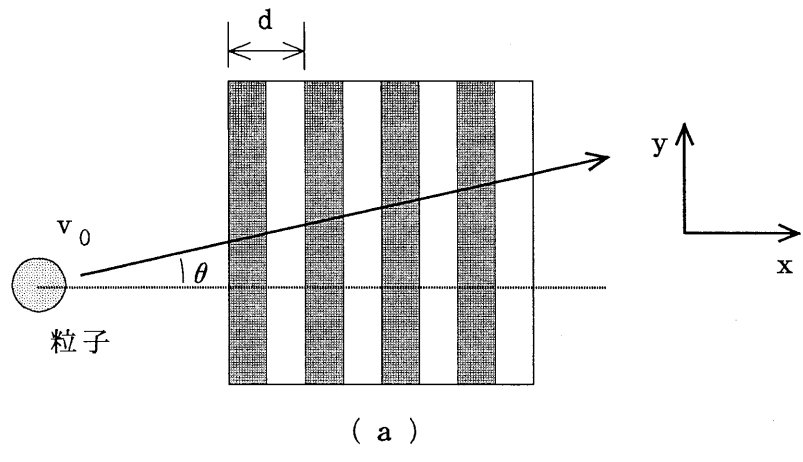


図 2.2 空間フィルタ速度計測法による計測例

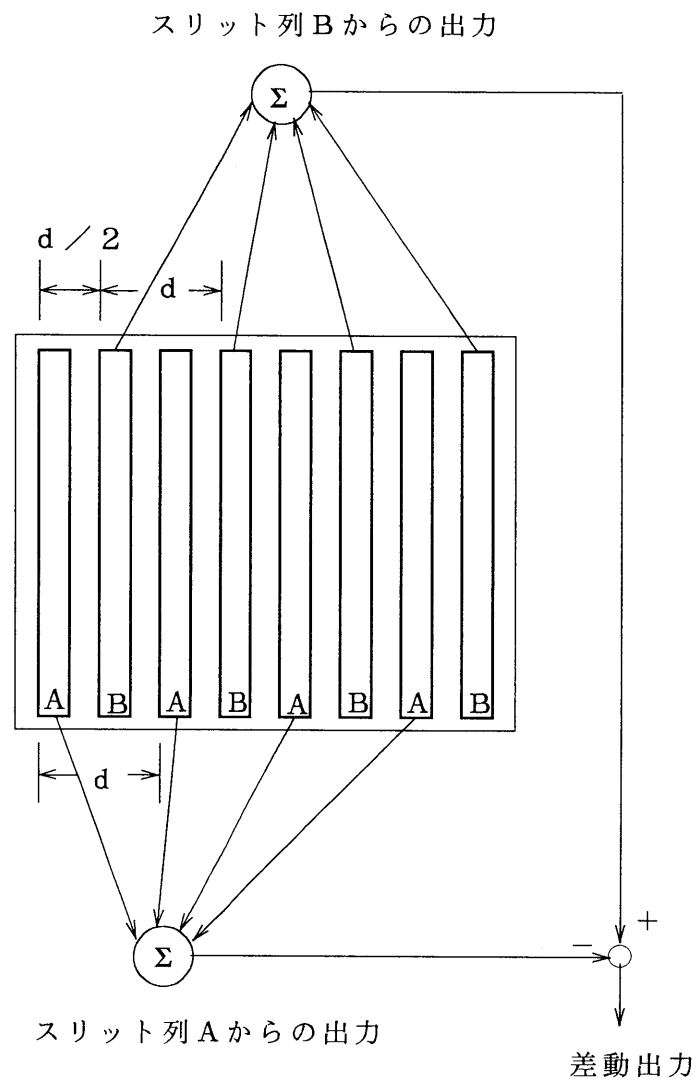


図 2.3 空間フィルタの差動型構成例

2.2 2次元画像への空間フィルタリング

マイクロエレクトロニクスの発達を背景に，ビデオ信号処理による2次元速度計測の試みが行われている．CCDカメラなどで画像を取り込み，マイクロプロセッサなどでプログラムの処理をするこの手法は，幅広い柔軟性と測定の高精度化の可能性を持っている．静止画像のように2次元的に広がった濃淡画像は，直交座標系 (x, y) で表現される．本論文で対象とする動画像とは，一般に，3次元的な広がりをもったデータ集合を指す．すなわち，2次元の直交座標系と時間座標系 t で表現される．濃淡情報を持つ動画像関数は， $f(x, y, t)$ で表現できる⁽⁸⁹⁾．一般に，計算機で画像を取り扱う場合，時間座標，空間座標ともに，離散的な値しか取れない．このとき図 2.4 に示すように，各空間座標 (x, y) は画素 (picture element, pixel, pel : 以下，pixel とよぶ) とよばれ，時間座標 t はフレーム (以下，frame とよぶ) 番号で表現される．これを，動画像の時間・空間上での標本化という．

一方，濃淡情報を計算機で取り扱う場合，これも有限な離散値にデジタル化する必要がある．最も簡単なデジタル化は，あるしきい値の濃淡値を境に，“0”か“1”かの2つの値に変換することである．この画像を2値画像とよぶ．これに対して，通常8ビット(256階調)の情報を用いて濃淡画像を表現することが多い．以上のように，計算機で扱える動画像は，時間・空間的に標本化され，かつ各画素の濃淡情報を量子化した動画像である．たとえば， x 方向を M 個に， y 方向を M 個に標本化し，時間方向を N 個に標本化した動画像は，全部で $M \times M \times N$ 個の pixel を持つ．なお，本研究に用いた画像処理装置はマイクロコンピュータを中心とした装置である．ビデオに取り込んだ画像を動画像としてマイクロコンピュータに取り込むため，連続性と同時性を考慮して，奇数フィールドの画像のみをサンプリングしている．このため画像サイズは，最大 256 pixel \times 232 pixel ，最大サンプリング周波数は 30 Hz となる．なお，今回マイクロコンピュータには 8 Mbyte の画像データ用バンクメモリが取り付けられている．速度計測で対象とした動画像は，64 pixel \times 64 pixel の画像サイズであり，サンプリング周波数を 30 Hz とすると，連続に取り込める画像は，2000 frame (約1分) である．

図 2.5 (a) に示すような複数個の粒子が一定速度 \vec{v}_0 で運動している動画像 (M

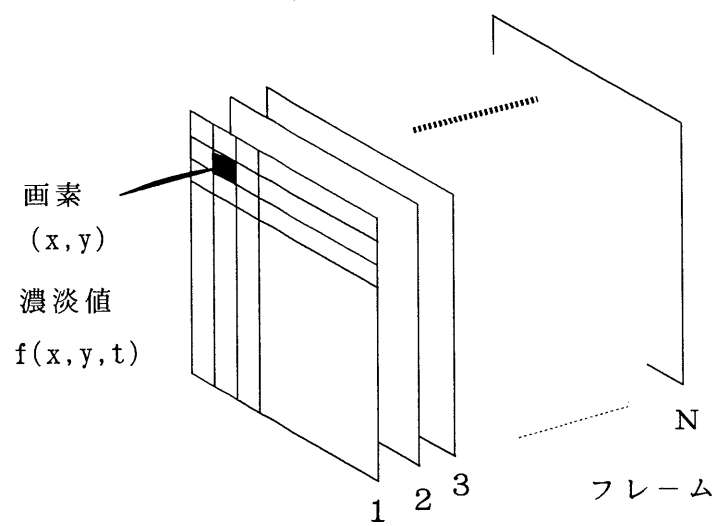


図 2.4 デジタル動画像

pixel × M pixel × N frame) を考える．このとき，各粒子の速度の情報は，以下の手順により求められる⁽⁹⁰⁾，⁽⁹¹⁾．

- 1) 動画像の各フレームを，一定速度 \vec{w} で移動し，正負値を持つ正弦波状荷重関数 (空間フィルタ) に通す (図 2.5 (b) または (c)) ．後の 2.3 節でも詳しく述べるが，ソフトウェアで構成する正弦波状空間フィルタを用いる利点は，高調波や低周波の歪成分の発生を原理的に抑制できることである．粒子の 2 次元画像上の速度ベクトルを知るには，互いに垂直な正弦波状空間フィルタを用意すればよい．このとき，元の画像輝度信号を $S(x, y, t)$ ，正弦波状空間フィルタにより変換された画像信号を $I(x, y, t)$ とすると，

$$I(x, y, t) = S(x, y, t) \cdot \sin\{\vec{K} \cdot (\vec{r} - \vec{w} \cdot t)\} \quad (2.8)$$

ここで， t は，フレーム番号を， \vec{K} は正弦波状空間フィルタの波数ベクトルで，その大きさ $|\vec{K}|$ は d を正弦波状空間フィルタの波長とした場合， $|\vec{K}| = 2\pi/d$ で与えられ，その方向は正弦波状空間フィルタのスリットと直角方向にとる．また \vec{r} は原点 $(0, 0)$ から測った観測画素 (x, y) の位置ベクトルを表し， $\vec{w} = (w_x, w_y)$ は正弦波状空間フィルタの移動速度ベクトルである．正弦波状空間フィルタは，その波面に垂直な方向に移動する．正弦波状空間フィルタが速さ w で x 軸方向，または y 軸方向に移動する場合，画面中に静止した粒子があれば相対運動により偏移周波数

$$f_s = \frac{w}{d} \quad (2.9)$$

のスペクトル成分が信号中に含まれるようになる．

- 2) 各フレームにおいて輝度信号の総和を計算し，空間フィルタ速度計測法での瞬時出力 $g(x_0, y_0)$ (式 (2.1) 参照) の時系列に相当する時系列データ $A(t)$ を得る．すなわち，

$$\begin{aligned} A(t) &= \sum_x \sum_y I(x, y, t) \\ &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{\vec{K} \cdot (\vec{r} - \vec{w} \cdot t)\} \end{aligned} \quad (2.10)$$

なるデジタル演算により 1 次元の時系列データ $A(t)$ を求める．

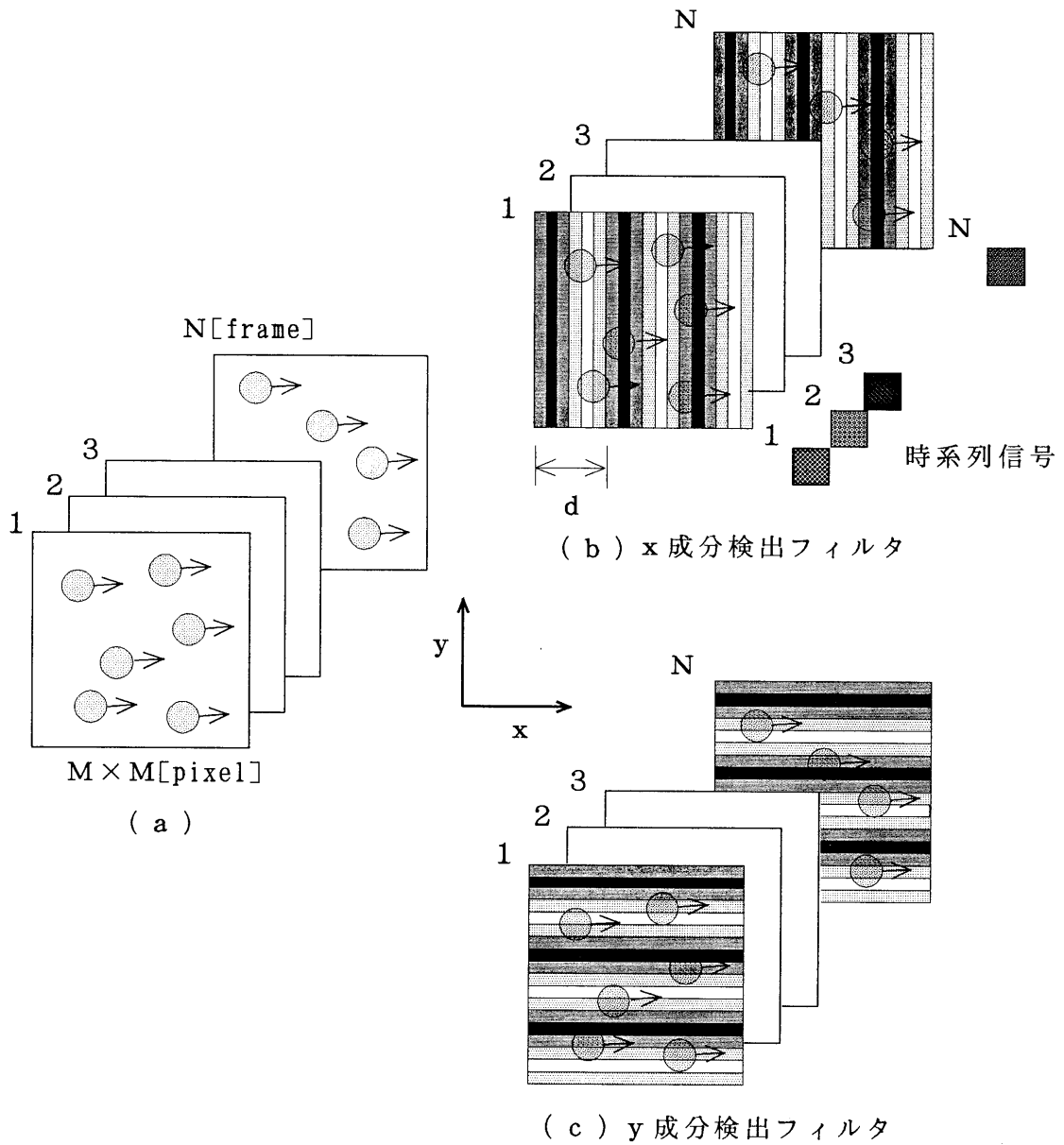


図 2.5 x , y 方向への空間フィルタリング

3) 2) で求めた時系列データ $A(t)$ のスペクトル解析により各粒子の速度の情報を得る．ここで， x 方向の速度成分を求めたい場合，正弦波状空間フィルタとしては，波数ベクトル $\vec{K}_x = (K_x, 0)$ を用い，

$$\begin{aligned} A_x(t) &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{\vec{K}_x \cdot (\vec{r} - \vec{w} \cdot t)\} \\ &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{K_x \cdot (x - w_x \cdot t)\} \end{aligned} \quad (2.11)$$

とする．一方，速度の y 成分は，正弦波状空間フィルタ $\vec{K}_y = (0, K_y)$ を用い，

$$\begin{aligned} A_y(t) &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{\vec{K}_y \cdot (\vec{r} - \vec{w} \cdot t)\} \\ &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{K_y \cdot (y - w_y \cdot t)\} \end{aligned} \quad (2.12)$$

とし，各々の信号 $A_x(t)$, $A_y(t)$ をスペクトル解析すればよい．波数ベクトル \vec{K} の正弦波中を粒子が速度 \vec{v}_0 で動いていれば

$$f_0 = \frac{\vec{K} \cdot \vec{v}_0}{2\pi} \quad (2.13)$$

の周波数を持つ信号が $A_x(t)$, $A_y(t)$ 中に含まれる．なお，実際に速度に対応する周波数を求めるには，画像フレーム間の取り込み時間を考慮し，換算する必要がある．粒子速度に対応するスペクトル成分は，速度 \vec{w} で移動する正弦波状空間フィルタを用いた場合 (周波数偏移法)

$$\begin{aligned} f &= \frac{\vec{K} \cdot \vec{w}}{2\pi} \pm \frac{\vec{K} \cdot \vec{v}_0}{2\pi} \\ &= \frac{\vec{K} \cdot (\vec{w} \pm \vec{v}_0)}{2\pi} \\ &= f_s \pm f_0 \end{aligned} \quad (2.14)$$

のスペクトルとして観測されることになる．正弦波状空間フィルタを移動させる操作を行うことにより，粒子の運動方向を知ることが可能となる． $+$, $-$ は，それぞれ粒子の移動方向と正弦波状空間フィルタの移動方向が，同方向あるいは逆方向かのいずれかの場合に相当する．この様に，周波数偏移法を用いた場合，実際の粒子速度を求めるには，正弦波状空間フィルタの移動速度をもとに得られた粒子速度を校正する必要がある (以

下, 周波数偏移法を用いた場合には, この操作を行っている). すなわち, 粒子速度 v_0 は,

$$v_0 = d f \mp w \quad (2.15)$$

となる. ここで, d は正弦波状空間フィルタの波長, f はスペクトル解析により得られた周波数である. $-$, $+$ はそれぞれ粒子の移動方向と正弦波状空間フィルタの移動方向が同方向あるいは逆方向かのいずれかの場合に相当する.

上記 1) - 3) の手順を互いに直交する独立な正弦波状空間フィルタを用いて実行すれば, 速度の 2 成分, すなわち速度ベクトルの x , y 成分が解析できる.

2.3 検討

2.3.1 空間フィルタ形状の解析精度への影響

図 2.6 (a) のようなスリット状空間フィルタをハードウェアで実現する場合, その出力信号にはフィルタの形状に対応する直流分の変動を伴う. これがいわゆる低周波歪成分となって低周波のスペクトルに影響を与える. ここでは従来この対策として行われている周波数偏移法および差動型構成の導入を想定した場合の解析精度と, 本論文で提案しているソフトウェアによる正弦波状空間フィルタを用いる場合との解析精度を比較する. 図 2.6 (b) は差動型構成が理想的に働いたと考えられる場合で, 直流分零の矩形波を示す. 図 2.6 (c) は正弦波フィルタを実現した場合である. 各々のフィルタを用いた場合の特性の比較をシミュレーション画像で行う. シミュレーション画像は $64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel} \times 128 \text{ frame}$ の動画像とし, 各粒子は粒径 5 pixel でガウス分布的な輝度分布を持つものとする. 画像中では $+x$ 方向に 5 個の粒子が各々 $0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ および 0.9 pixel/frame で, $-x$ 方向に 5 個の粒子が各々 $0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ および 1.0 pixel/frame の速度で運動している. 粒子群の運動を解析した結果を図 2.6 に示す. ↓印の部分が与えた粒子の速度に対応する. この時の各フィルタの波長 d は 8 pixel , 移動速度 w は 1.2 pixel/frame , スペクトル解析は次節で説明する MEM を用い, そのモデル次数 m は 35 である. 図より,

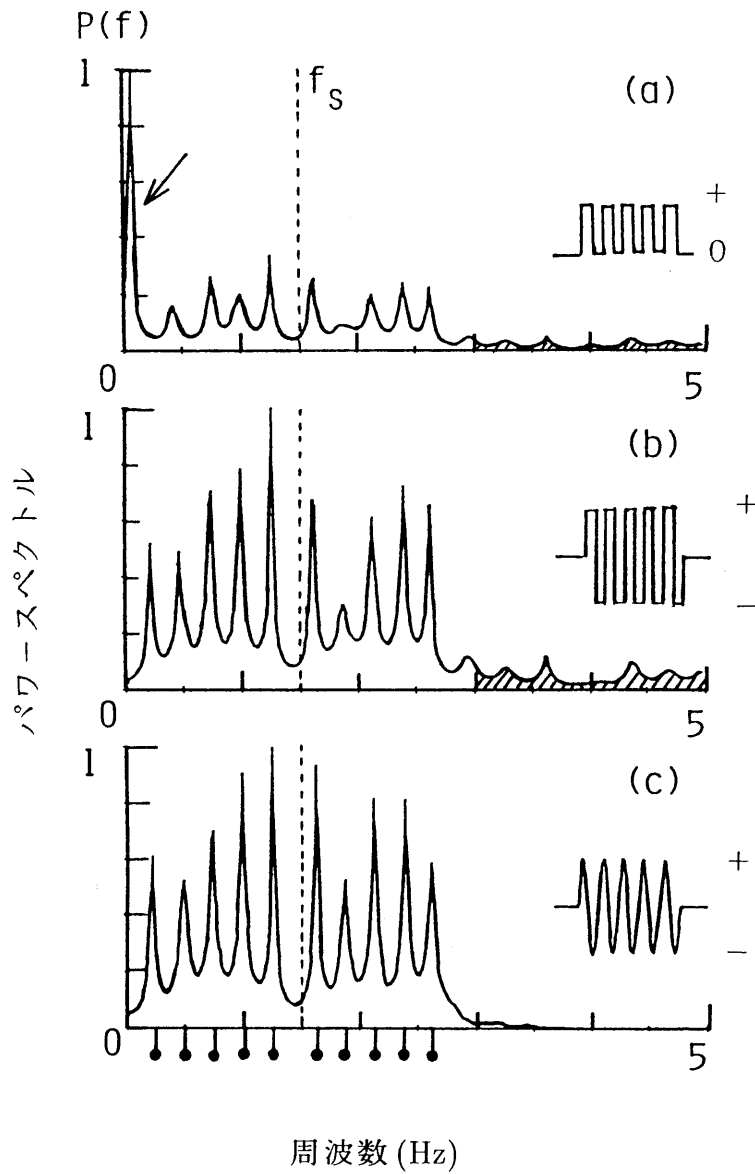


図 2.6 パワースペクトルへの空間フィルタ形状の影響：(a) スリット (矩形) 状フィルタ, (b) 差動型矩形波状フィルタ, (c) 正弦波状フィルタ

- 1) 周波数偏移法を導入しても，矩形波状のフィルタでは低周波成分 (図中矢印部) や高調波成分 (図中斜線部) が存在し，速度の情報を示すスペクトルに影響を与える (図 2.6 (a)),
- 2) 差動型構成にすることにより低周波成分を除いても，矩形波状の空間フィルタでは余分なスペクトルピークが高調波に出現し (図中斜線部), 誤った速度の情報を与える可能性がある (図 2.6 (b)),
- 3) 正弦波状空間フィルタを用いた場合には，低周波成分や高調波成分の影響を受けず正確な速度の情報が得られる (図 2.6 (c)),

などが明かである．ここでは一例を示したが，直流分を含まない正弦波状空間フィルタを用いるのが適当であると考えられる．正負値をとる正弦波状空間フィルタを構成する方法としては，従来電子回路を用いた手法が岡ら^{(61)~(64)}によって提案されている．しかし，粒子の速度や粒径に応じて空間フィルタの波長や移動速度を柔軟に変化させるには，ソフトウェアにより構成した空間フィルタが有効であると考えられる．従来のハードウェアで構成された空間フィルタと，ソフトウェアで構成された空間フィルタの特徴の比較を表 2.1 に示す．

2.3.2 FFT と MEM の比較

スペクトル解析法としては，フーリエ変換^{(92)~(94)}やMEM^{(95)~(98)}がよく知られている．特に，フーリエ変換はスペクトル解析において広く利用されている解析法であり，高速フーリエ変換 (以下，FFT とする) アルゴリズムにより高速計算が可能である．

速度解析において速度変化の激しい場合には，速度が局所的に一定であると考えられる時間は短く，この短い時系列データを用いて解析を行わなければならない．例えば，ビデオ画像を解析の対象とする限り，その最大サンプリング周波数は 30 Hz であるため，約 1 秒毎の速度の時間変化を解析するには利用可能なデータ数は 30 個に限られる．従って，サンプリング定理より解析可能な高速現象の最大周波数は 15 Hz までである．このため，FFT を用いる限り 1 秒毎のデータを得る目的にはスペクトルの分解能が不十分で，従って速度の情報を表すスペクトル

表 2.1 空間フィルタをハードウェア, ソフトウェアで構成した場合の比較

フィルタ構成	ソフトウェア	電子回路を応用	ハードウェア
フィルタ種類	正弦波フィルタ	正弦波フィルタ	スリット状フィルタ
検出可能な速度成分	2次元	2次元	基本的には1次元 正負値の速度計測への工夫 移動格子 ⁽³⁷⁾ 回転格子 ^{(43), (45)} プリズム格子 ^{(47), (48)} 透過型格子 ⁽⁵⁵⁾
解析精度	高精度 広いダイナミックレンジ	不十分	高調波歪成分, 低周波歪成分の混入 対策: フィルタの差動型構成 ^{(40), (42), (51), (56)}
リアルタイム処理	困難	適している	適している
空間周波数成分の選択	空間フィルタの波長や移動速度の柔軟性	波長可変, 移動速度一定	空間フィルタを液晶パネルで構成 ⁽⁵²⁾ , 光検出器をアレイ状に配置 ^{(53), (54), (60)} (スリットの並進, 可変)

もシャープでなくなり解析精度の低下を招くことになる。

これに対して、MEM は Burg により提案されたパワースペクトルの非線形推定法の一つであり、パワースペクトル $S(\omega)$ は、

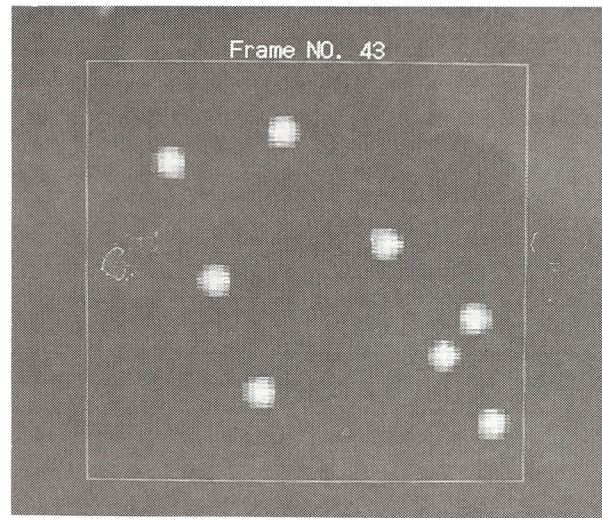
$$S(\omega) = \frac{P_m \cdot \Delta t}{\left| 1 + \sum_{i=1}^m a_{mi} e^{-j\omega i \Delta t} \right|^2} \quad (2.16)$$

で得られる⁽⁹³⁾。ここで、 m は自己回帰モデルの次数、 a_{mi} は次数 m における自己回帰係数、 P_m は定常白色雑音の分散である。MEM は、他のスペクトル解析法と比較して、次のような特徴を持つことが知られている⁽⁹²⁾、⁽⁹³⁾。

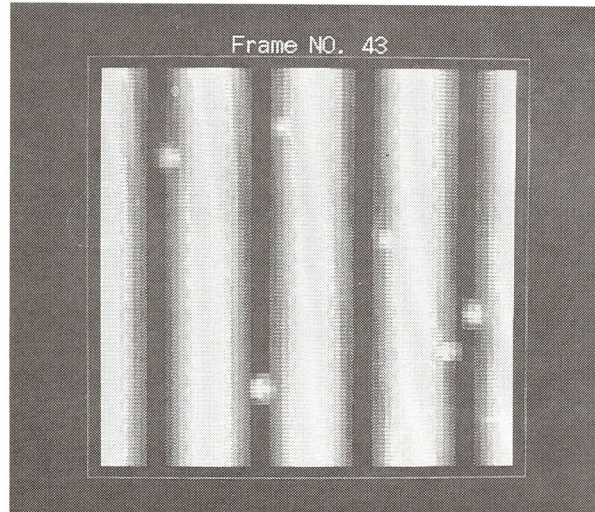
- 1) 短いデータからスペクトルの推定が可能である。
- 2) スペクトルの分解能が高く、ピークが先鋭に現れる。
- 3) 雑音に強い。
- 4) スペクトルの高さは信号に比例しない。

短いデータよりスペクトルが解析できることは、時間分解能の向上が計れ、変化が激しい速度の解析にも適応可能となる。更に、スペクトルの分解能が高くピークが先鋭であることから、FFT と比較して解析精度の向上が計れる。しかし、FFT と違い非線形のスペクトル推定法であり、推定したスペクトルは重ね合わせの理が成立しない。以上のような特徴から、スペクトルの高さ成分を利用する必要がなく、どの周波数位置に主ピークが現れるかを推定する目的に限れば、分解能の高い MEM は適当なスペクトル推定法であると考えられる。

そこで10個の粒子が、 x 方向、および $-x$ 方向に各々異なる速度で運動するシミュレーション動画像を取り上げ、FFT と MEM の解析精度を比較する⁽⁹⁹⁾。この場合、仮想画像は $64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel} \times 128 \text{ frame}$ の動画像とし、各粒子は粒径 5 pixel でガウス分布的な輝度分布を持つものとする。画像中では $+x$ 方向に5個の粒子が各々 $0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ および 0.9 pixel/frame で、 $-x$ 方向に5個の粒子が各々 $0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ および 1.0 pixel/frame の速度で運動している。解析方法は、2.2節で提案した方法を用いた。図 2.7 (a) はシミュレーション画像の一例で、図 2.7 (b) は粒子が正弦波状空間フィルタ中を運動する様子を示している。原画像に、波



(a)



(b)

図 2.7 シミュレーション画像例 (a) および正弦波状空間フィルタリング例 (b)

長 4.5 pixel, 速度 1.2 pixel/frame で $-x$ 方向へ並進する正弦波状空間フィルタを通し, 得られた時系列データ $A_x(t)$ (式 (2.10) 参照) を図 2.8 (a) に示している. 時系列データ $A_x(t)$ は, 128 個の離散データより構成されている. また, シミュレーション解析では, 画像のサンプリング間隔は 0.1 sec と仮定したため, フレーム総数が 128 frame である動画の時系列データ長は, 12.8 sec までとなっている. 時系列データ $A_x(t)$ を FFT と MEM を用いて解析した結果を同図中 (b), (c) に示す. サンプリング定理によりサンプリング周波数 10 Hz の 1/2 である 5 Hz が最大周波数となっている. 図中のスペクトル中心付近の破線は, 正弦波状空間フィルタの移動速度で決まる偏移周波数 f_s に相当しており, $+x$ 方向に運動する粒子の周波数は f_s より高周波側に, $-x$ 方向に運動する粒子の周波数は f_s より低周波側に現れている. 各ピークの位置は ↓ で示した与えた粒子の速度に一致しており, 本計測法での速度解析が有効であることがわかる. また, 図の FFT によるスペクトルのピークは低く広がりを持っているのに対し, MEM によるスペクトルは急峻で分解能の高いスペクトルとなっている. なお, この場合の MEM の自己回帰モデルの次数 m は 30 である.

ところで, 偏移周波数 f_s の位置にピークが現れている理由は, 現実の画像では背景は必ずしも零にはならず, ある一定レベルの値をとることが一般的であるため, シミュレーション画像の背景にある一定値 (濃淡値 20) を与えた為である. この影響を取り除く手法については, 3.4 節で述べる.

次に, 10 個の粒子が同一速度で運動する場合を対象に, MEM を用いて粒子の移動方向の違いが解析精度に与える影響について検討する. 図 2.9 は 0.5 pixel/frame, 角度 $\theta = 20^\circ$ 方向に運動している場合で, 図 2.9 (a), (b) はそれぞれ x 方向および y 方向の速度成分を解析した結果を示す. いずれも与えた速度の位置 (↓ 印) に一致したスペクトルのピークが得られている. この時の次数 m は 25, 正弦波状空間フィルタの波長は x 方向, y 方向ともに 4.5 pixel であり, $-x$ 方向および $+y$ 方向に 1.2 pixel/frame で並進している. しかし, 角度 θ が小さくなると y 成分の計測精度は悪くなることは, 容易に想像できる. この原因は, 画像のサイズが有限であることによる. 図 2.10 に速度ベクトルの解析精度の角度依存性

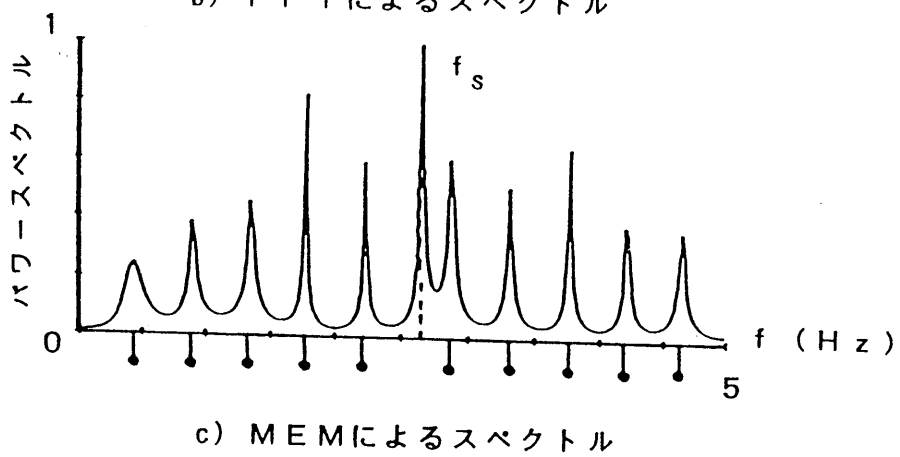
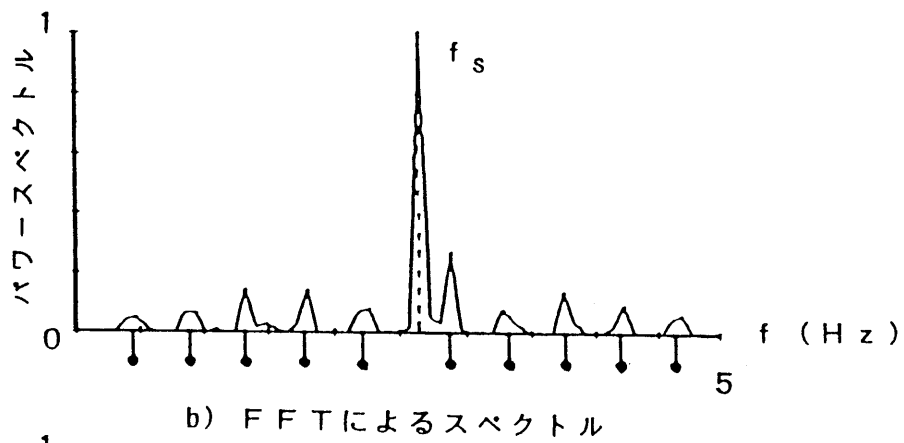
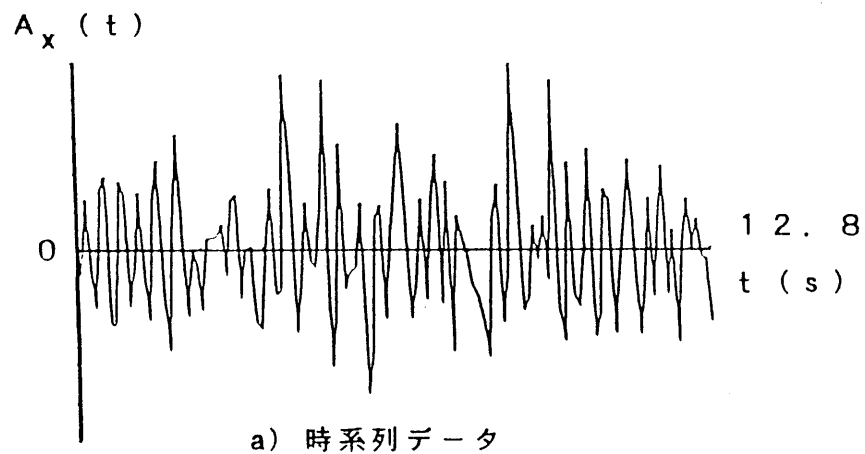


図 2.8 速度解析例：(a) 時系列データ，(b) FFT による解析結果，(c) MEM による解析結果

を示す。この解析結果は、同一の画像データにおいて、x方向、y方向の速度成分を求めることにより速度ベクトルを決定した。実線で示した円弧は理論値であり、実際の解析は 0° 、 5° 、 10° 、 20° 、 30° および 45° で行った。与えた条件は、画像サイズ $64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel} \times 128 \text{ frame}$ 、粒子径 5 pixel 、粒子速度 0.5 pixel/frame であり、角度の解析精度は $\pm 2^\circ$ 、速度の解析精度は $\pm 0.03 \text{ pixel/frame}$ 以内となり十分な測定精度が得られた。しかし、この場合も、画像のサイズが有限であることから、角度 θ が小さくなると計測精度は悪くなっている。

MEMにもいくつかの問題点が指摘されている。その中の一つは自己回帰モデルのモデル次数の決定法である。MEMにおいては、適当なモデル次数が選択されないとスペクトルの分解能が悪化したり(モデル次数が小さすぎた場合)、逆に余分なピークが現れたり(モデル次数が大きすぎた場合)して解析精度の悪化を招くことになる。モデル次数の変化に伴って、解析結果が変化する様子を図 2.11 に示す。これは、 -30° 方向に速度 $0.3, 0.5, 0.7 \text{ pixel/frame}$ で移動する粒子のシミュレーション画像を解析したものである。画像サイズは、 $64 \text{ pixel} \times 64 \text{ pixel} \times 128 \text{ frame}$ の動画である。モデル次数の決定法としては、今までに最終予測誤差(FPE基準)、赤池の情報量基準(AIC基準)、ParzenによるCAT基準などが提案されているが⁽⁹²⁾、これらの決定法はどのような時系列データに対しても適用可能とは限らない。また、データ数が大きくなるとFPE基準による値はAIC基準の値に一致することが知られている。そこで、実際にFPE基準とAIC基準とCAT基準の次数 m による予測誤差の期待値の振る舞いを調べた。一般に、最小値をとる点を次数 m の値とすればよいことが知られている⁽⁹²⁾。図 2.12 に示すように、FPE基準では $m=10$ 以上でほぼ一定値となり、最低点があきらかにないが、AIC基準およびCAT基準では m の値が $20\sim 30$ 位で極小点があることが確認できる。また、 m の範囲はデータ数を N とすると、 $m < (2\sim 3)\sqrt{N}$ の範囲にとどめる⁽⁹⁴⁾という報告もある。以上のことから、対象とする動画(N=128)においては m の値は $20\sim 30$ 位が適当であると考えられる。今回実験に実際に用いたモデル次数は、データ点数に応じて経験的に適当であると思われる次数を与えている。

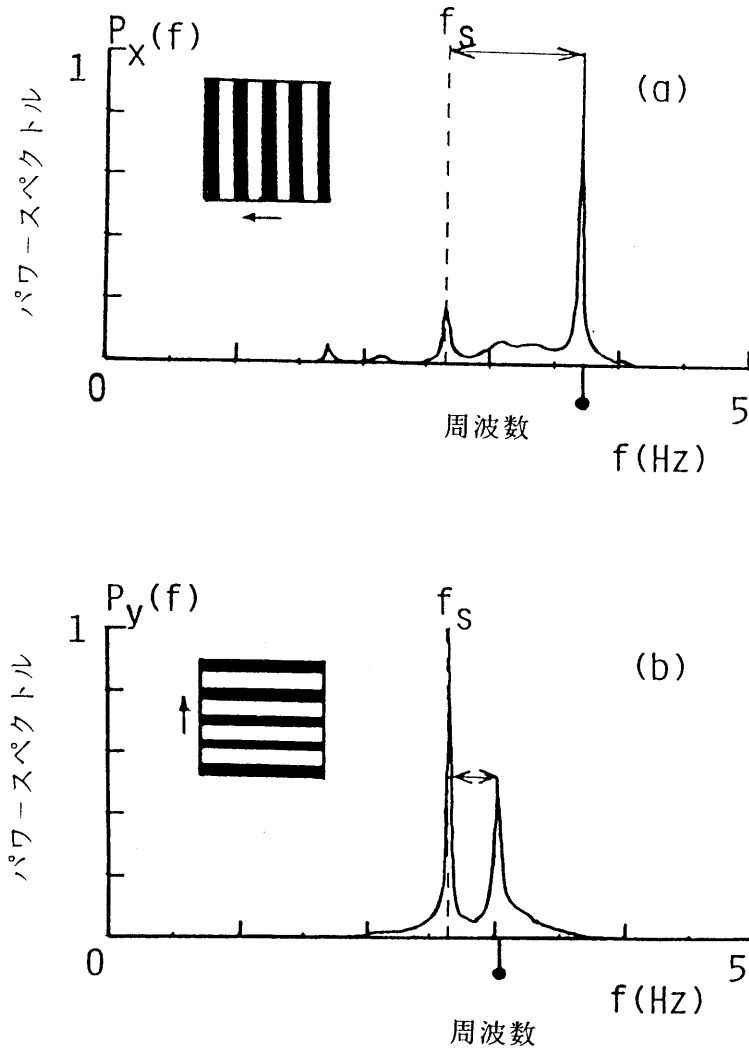


図 2.9 同一速度で運動する粒子群の解析例：(a) x 成分, (b) y 成分, ($v=0.5$ pixel/frame, $\theta = 20^\circ$). \downarrow は与えた速度成分の値を示す.

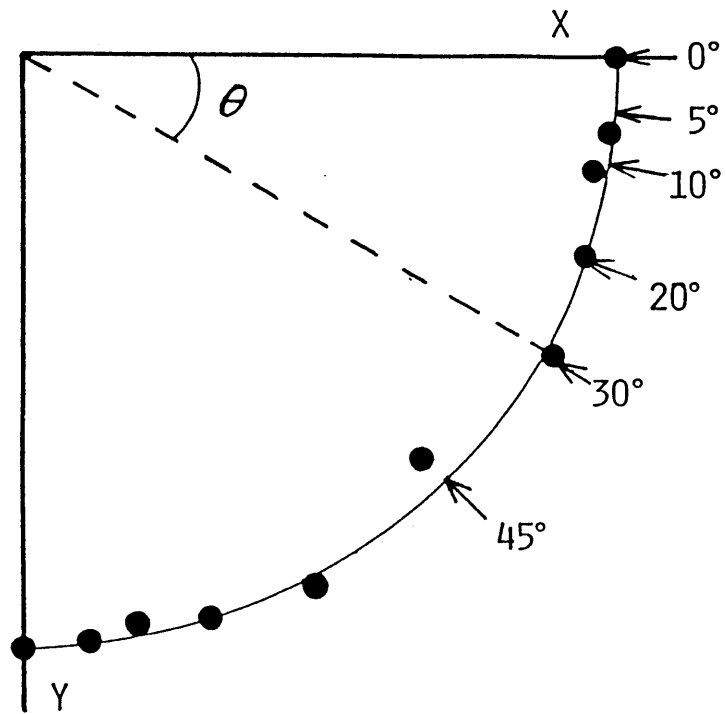


図 2.10 角度を変化させた場合の速度の解析精度. 実線の円弧は理論値, ●は計測値を示す.

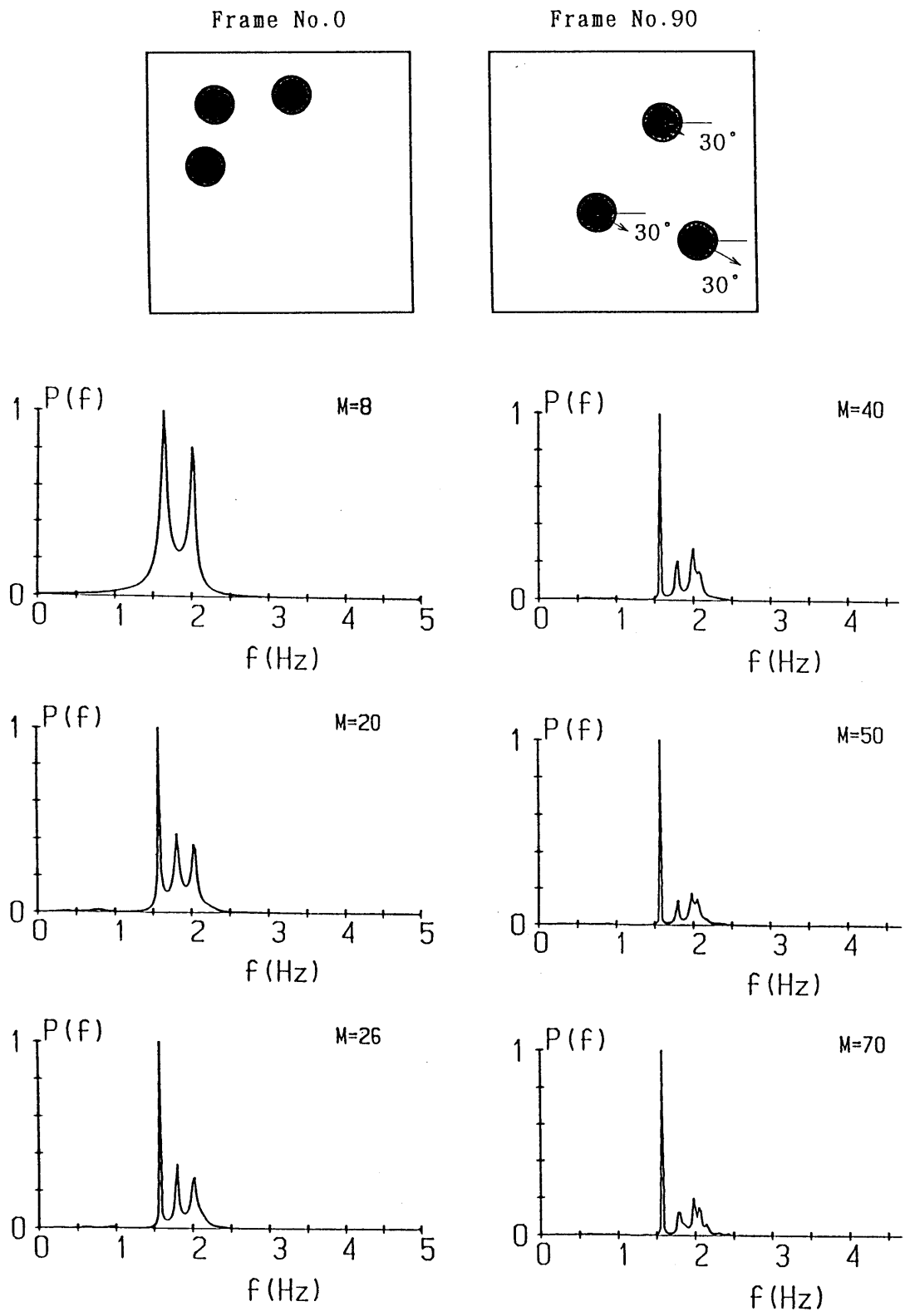


図 2.11 異なる粒子速度の解析例.—モデル次数による違い—

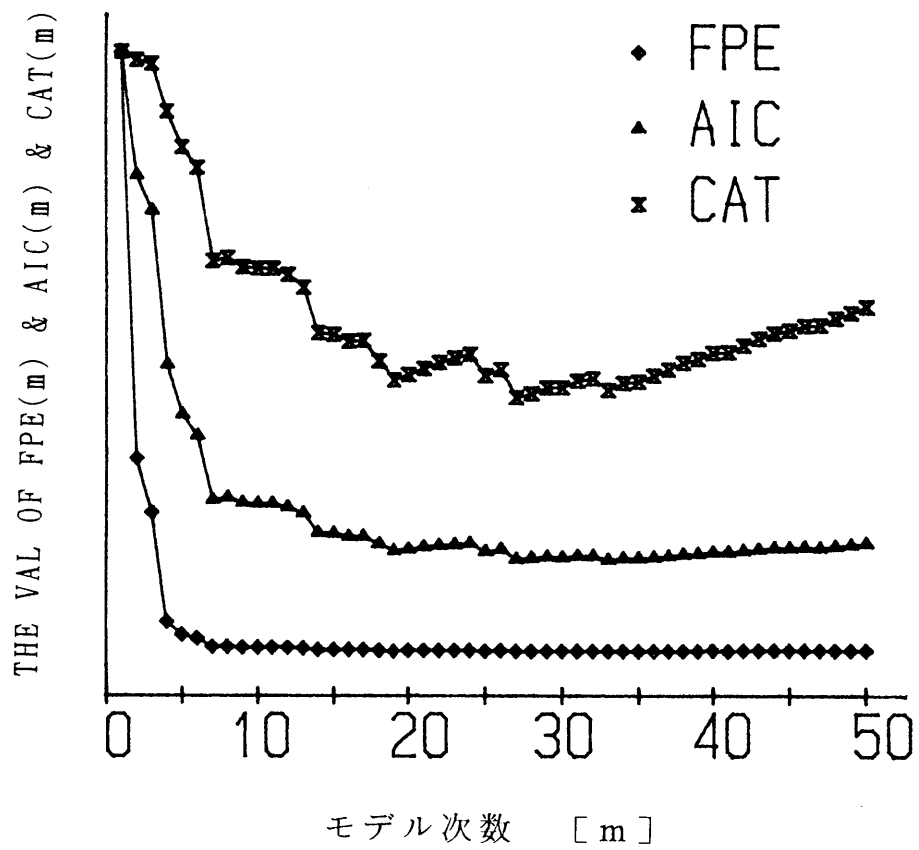


図 2.12 モデル次数の決定法 (FPE 基準, AIC 基準と CAT 基準の比較)

2.3.3 動画像時系列長の影響

レーザ・ドップラ速度計測法や空間フィルタ速度計測法で行われているように、速度の時間変化を計測する場合、瞬時速度の解析に用いる時系列の長さは短いほど、時間分解能は高くなる。一方、通常用いられる FFT ではデータ数 N が少なくなるとスペクトルの分解能(速度の分解能)が劣化する。図 2.8 (b) の例では $N = 128$ (独立なパワースペクトルの点数は 64) であるが、これでも十分とは言えない。しかし、MEM を用いた場合、少ないデータでも十分な分解能が得られている(図 2.8 (c))。ここではその限界を確かめるために、 $N = 128, 64, 32, 16$ と変化させたときの解析結果を図 2.13 に示している。これは同一速度 ($\theta = 0^\circ$, 0.5 pixel/frame) で運動する 10 個の粒子群のシミュレーション画像を解析したもので移動速度 $w = 1.2 \text{ pixel/frame}$, 波長 $d = 4.5 \text{ pixel}$ の正弦波状空間フィルタを用いた。図より対象とした動画像については、30 程度のデータ数でも信頼できるスペクトルが得られることがわかる。このことは、少ないデータ数でも正確で分解能の高いスペクトル解析が行える MEM の利点である。もちろん、解析に必要な最低データ数は、解析対象とする粒子速度に依存するが、本手法を用いる場合の一つの目安となる。データ数の減少にあわせて、モデル次数 m も選択しなおす必要がある。サンプリング周波数 30 Hz の通常のビデオを解析対象とする場合、以上の結果より、動画像のスペクトル解析に MEM を導入することにより、約 1 秒毎(用いるデータ数 30)の速度の時間変化の解析が可能となる。

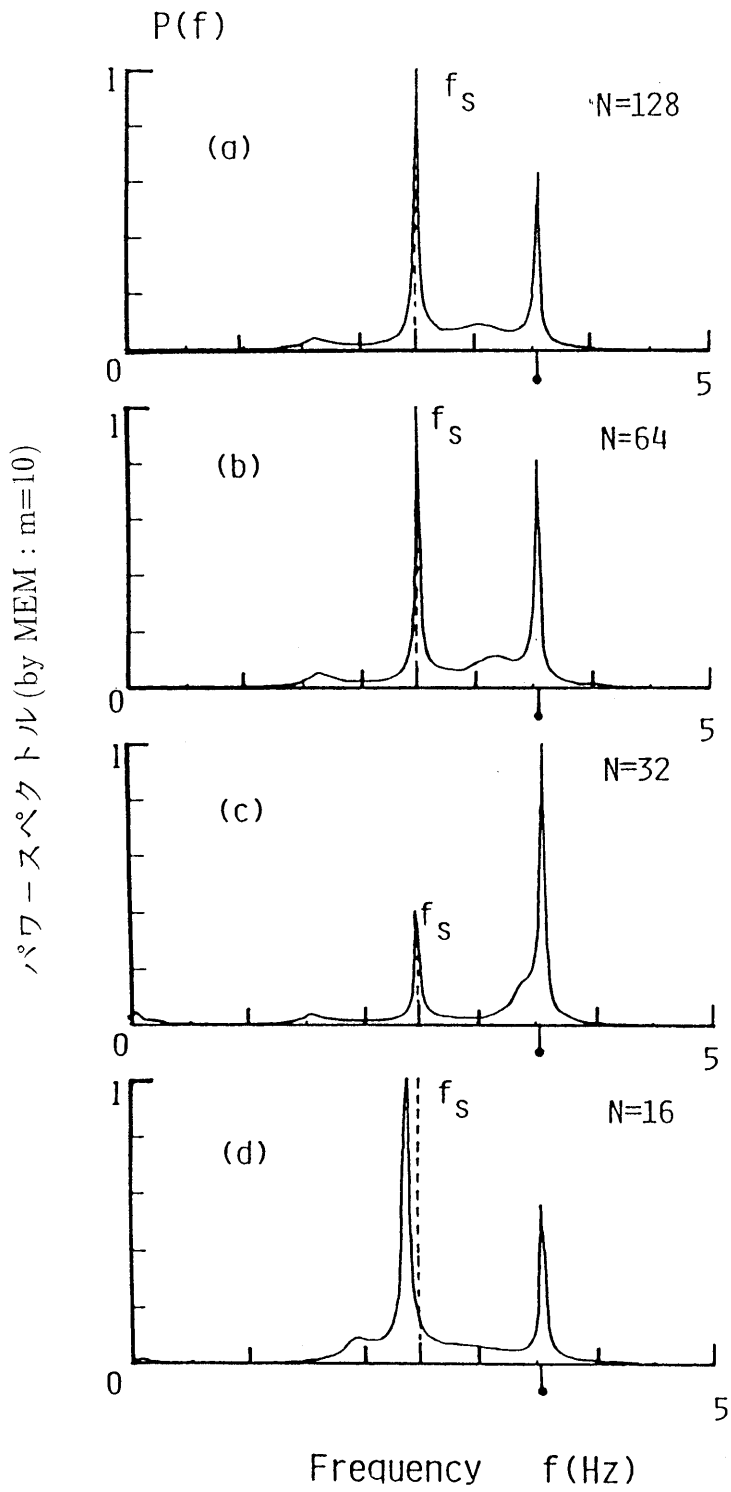


図 2.13 連続画像の時系列長のスペクトルへの影響

第3章 実用的な速度計測法への改良

前章で提案した速度計測法は、動画像をそのままの形で入力した後に空間フィルタリングを行っているため、メモリ容量の制限から一度に解析できる時間があまり長くとれないなどの問題点がある。また、測定の精度やダイナミックレンジを最大にする適切なフィルタの波長や移動速度の検討も不十分であった。そこで、本章では画像入力時に動画像から周辺分布(x方向あるいはy方向)を求め、1次元データに変換圧縮する処理を行うことにより、長時間データの取り込みを可能にする手法を検討する。また、速度の自動計測にあたり重要となる適切な正弦波状空間フィルタの波長や、移動速度の決定方法の検討を行う^{(100),(101)}。

3.1 周辺分布への空間フィルタリング

長時間記録されたビデオテープからの速度の自動解析について考察する⁽¹⁰¹⁾。動画像データに対して空間フィルタ速度計測法を適用する場合、一つの方法としては、前述のように連続画像をそのまま速度解析の基本データとして取り込み、x方向(y方向)の速度成分の検出には、適切な波長を持ちx方向(y方向)に並進する2次元正弦波状空間フィルタを用い、スペクトル解析により速度を計算する単純な方法が考えられる。しかし、マイクロコンピュータを基本とする小さな計算機システムでは、2次元画像をそのまま複数枚取り込んでいたのでは、メモリの制約から連続的に取り込める画像枚数が限定され、長時間画像の取り込みは困難となる。そこで、2次元画像を1次元データに変換圧縮する処理を行うことにより、連続画像の長時間取り込みを可能にする手法について検討する。

図2.5を見ると、y方向の速度を検出したい場合には、先にx方向の周辺分布を求め、1次元データとし、その後1次元の空間フィルタリングを行っても(図3.1)、その結果には変わりはない。このことは、式(2.11)、(2.12)が各々次のように変形できることより明かである。

$$\begin{aligned} A_x(t) &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{K_x \cdot (x - w_x \cdot t)\} \\ &= \sum_x \sin\{K_x \cdot (x - w_x \cdot t)\} \left\{ \sum_y S(x, y, t) \right\} \end{aligned}$$

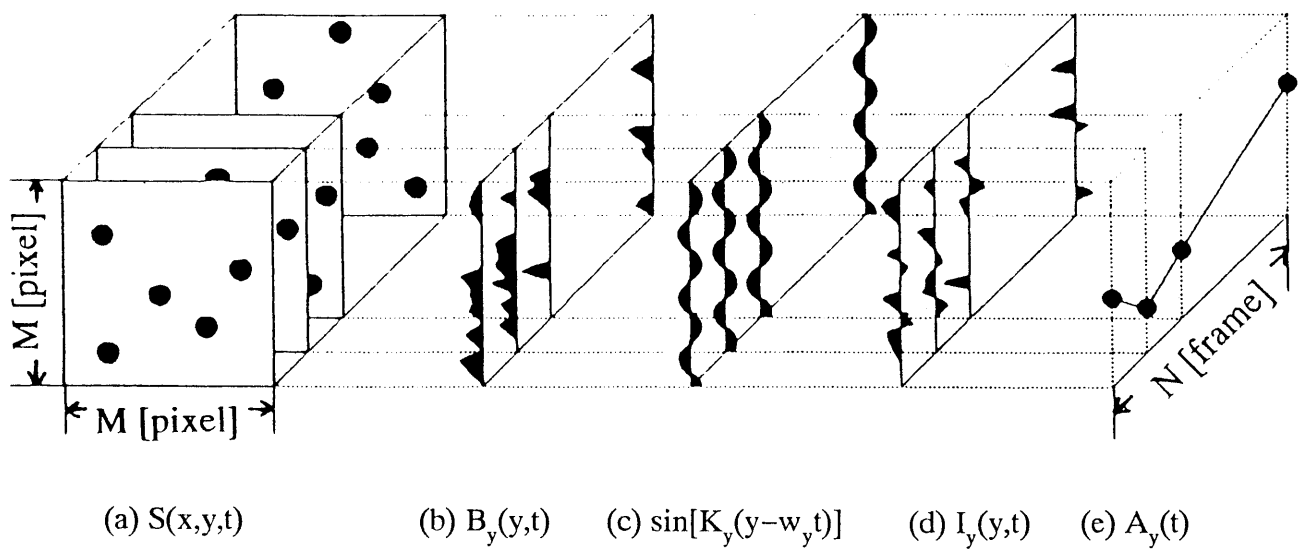


図 3.1 周辺分布を用いる解析手順：(a) 原画像，(b) 周辺分布，(c) 正弦波状空間フィルタ (1次元)，(d) 空間フィルタリングした周辺分布，(e) 時系列データ

$$= \sum_x B_x(x, t) \cdot \sin\{K_x \cdot (x - w_x \cdot t)\} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} A_y(t) &= \sum_x \sum_y S(x, y, t) \cdot \sin\{K_y \cdot (y - w_y \cdot t)\} \\ &= \sum_y \sin\{K_y \cdot (y - w_y \cdot t)\} \left\{ \sum_x S(x, y, t) \right\} \\ &= \sum_y B_y(y, t) \cdot \sin\{K_y \cdot (y - w_y \cdot t)\} \end{aligned} \quad (3.2)$$

したがって、解析に必要な情報は x 、 y 方向への周辺分布 ($B_x(x, t)$ および $B_y(y, t)$) で十分であり、必ずしも 2次元画像を必要としない。画像の入力時に、この周辺分布を x 方向および y 方向に対して並列的に求める演算をリアルタイムで実行すれば、必要なデータは 2本の1次元データとなり、 $M \text{ pixel} \times M \text{ pixel}$ の画像では、データ数は $M^2 \rightarrow 2 \times M$ となりデータ数の大幅な削減が可能となる。そこで、図 3.2 にはこの方法による実際の解析手順のフローチャートを示す。以下、手順を具体的に述べる。まず、図 3.1 (a) の様に複数個の粒子が運動している動画像 ($M \text{ pixel} \times M \text{ pixel} \times N \text{ frame}$) を考える。

- 1) 動画像を取り込む際、 x 方向あるいは y 方向への周辺分布 ($B_x(x, t)$ あるいは $B_y(y, t)$) を、速度解析用の基本情報として連続的に取り込む (図 3.1 (b)). その際、背景の輝度レベルを差し引く (ただし、差し引いた値が負であれば零とする)。すなわち、以下の処理を行う。

$$B(x, t) = \sum_y \{S(x, y, t) - BG\} \quad (3.3)$$

$$B(y, t) = \sum_x \{S(x, y, t) - BG\} \quad (3.4)$$

ここで、 $S(x, y, t)$ は 2次元画像の輝度信号を、 BG は背景の輝度レベルを表す。 BG の輝度レベルは、あらかじめ解析対象となる動画像の代表画像に対する輝度分布ヒストグラムを作成し、そのヒストグラムのピークの輝度位置より決定する (図 3.4 参照)。

- 2) 得られた周辺分布 ($B_x(x, t)$ または $B_y(y, t)$) を 1次元の正弦波状空間フィルタに通す。変換された信号を $I_x(x, t)$, $I_y(y, t)$ とすると

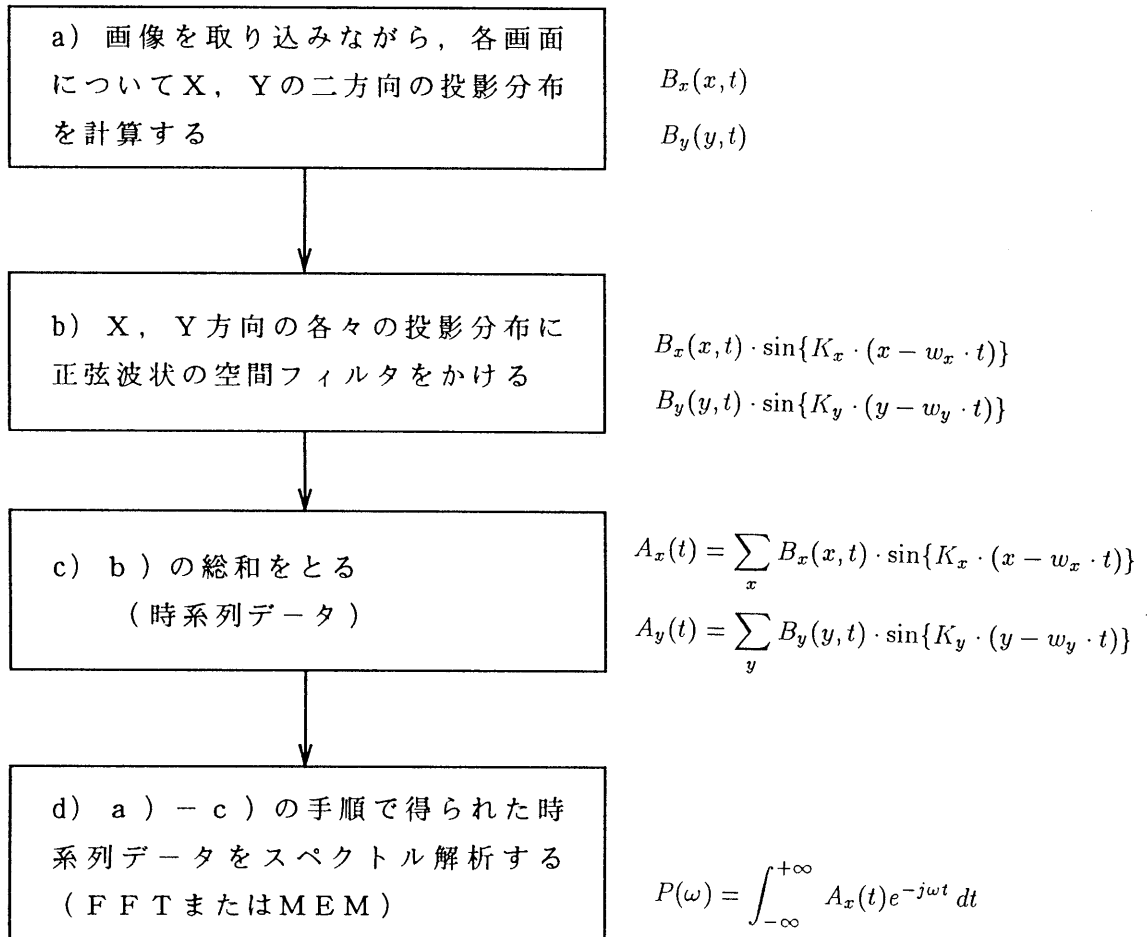


図 3.2 実際の解析手順

$$I_x(x, t) = B(x, t) \cdot \sin\{K_x \cdot (x - w_x \cdot t)\} \quad (3.5)$$

$$I_y(y, t) = B(y, t) \cdot \sin\{K_y \cdot (y - w_y \cdot t)\} \quad (3.6)$$

次に x 方向または y 方向に加算する処理を行う。この操作を時系列方向 N frame について繰り返して行い、時系列データ $A_x(t), A_y(t)$ を得る。すなわち、

$$A_x(t) = \sum_x I_x(x, t) \quad (3.7)$$

$$A_y(t) = \sum_y I_y(y, t) \quad (3.8)$$

ここで、 w_x は正弦波状空間フィルタの x 方向の移動速度で、 w_y は正弦波状空間フィルタの y 方向成分である。

3) この時系列データ $A_x(t), A_y(t)$ のスペクトル解析を行う。

$$P(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} A(t) e^{-j\omega t} dt \right|^2 \quad (3.9)$$

以上のように、2次元の速度を求めたい場合には、x方向とy方向の周辺分布さえあれば良いことになる。そこで、動画像を取り込む際、x、y両方向に周辺分布を求める処理をリアルタイムに行うことにより、解析に必要なデータが圧縮でき、連続解析時間を拡大させることができる。例えば、1画素の輝度が8bitつまり1byteで表されているとする。画像を変換圧縮せずに取り込む場合、1フレームが64pixel×64pixelの画像の場合に必要なメモリ量は4096byteとなる。画像を1次元に変換して取り込む方法では2×2×64byteで充分である。つまり、2次元画像を1次元データとするため、1ラインあたりその和を記憶するために2byte必要となり、これが64ライン分、更にx、y両方向の情報が必要のため更に倍のメモリを要する。マイクロコンピュータに8Mbyteの画像データ用バンクメモリがあるとすると、30Hzで取り込みを行った場合、前者の場合約2000フレーム、約1分程度の連続取り込みが可能であるが、後者の方法では、約32000フレーム、約18分の連続取り込みが可能となる。ここでは、8Mbyteのメモリの場合につい

て例を示したが、大容量のメモリが安価に供給されているので、時間単位* のビデオデータの連続自動速度解析も可能となる。リアルタイムの処理ではないものの、オンラインの自動速度解析手法として有用と考えられる。

なお、この場合も実際の粒子速度を求めるには、前述したように、正弦波状空間フィルタを移動させた効果を校正する必要がある。

3.2 正弦波状空間フィルタの決定

正弦波状空間フィルタの波長と移動速度を決定する要因は、主に粒子の速度と粒径である。まず、粒径について検討する。岡ら^{(61)~(64)}の報告にあるように、適切な正弦波状空間フィルタの波長 d は、対象となる粒子の粒径あるいは表面パターンの空間周波数分布に大きく依存する。今、1個の粒子が正弦波状空間フィルタ中を通過した場合を想定する。背景の輝度をゼロとすると画面の輝度の総和の時間変化は、図 3.3 のように直流分を含んだ正弦波状バースト波形となる。この時、移動速度に対応する周波数を持つ信号の振幅の指標となる Visibility ξ は、

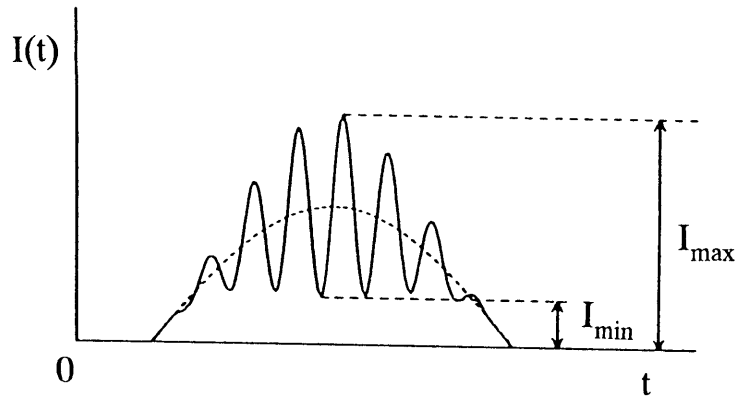
$$\xi = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (3.10)$$

と定義される⁽⁸⁵⁾,⁽³⁴⁾。一般に半径 a の粒子全体の輝度が均一な粒子像の Visibility には波数 ($k_s = 2\pi/d$) 依存性があり、それを $\xi(k_s)$ とすると、

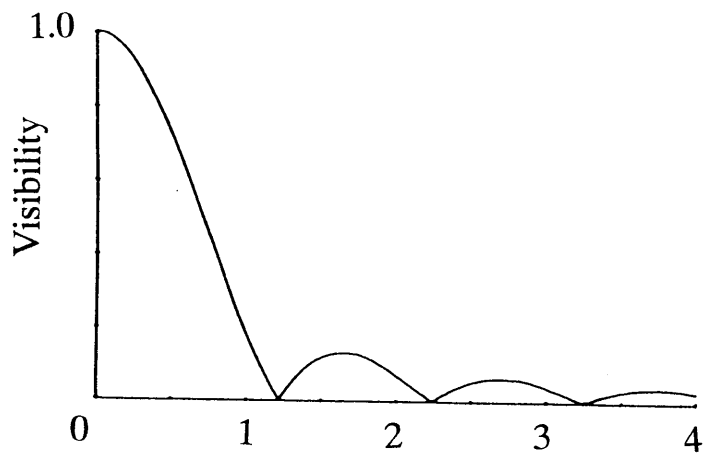
$$\xi(k_s) \propto \left| \frac{2J_1(k_s a)}{k_s a} \right| \quad (3.11)$$

と表されることが知られている⁽⁸⁵⁾(付録 B 参照)。ここで、 J_1 は第 1 種円柱ベッセル関数を示す。これは、半径 a の 1 個の粒子が一定速度で運動する画像を、波数 k_s の正弦波状空間フィルタに通すことにより得られる、時系列データのスペクトルパワーの最大値の波数依存性と等価である。図 3.3 (b) より、フィルタの波長が粒径と比較して小さくなるとパワースペクトルが小さくなることがわかる。特に、波長の定数倍が概ね粒径と一致する(最初に極小となるのは $2a/d \approx 1.23$) ときはパワースペクトルが極小となる。実際の画像においては、多数の粒子が存在

*バンク切り換え方式での最大増設メモリは 32 Mbyte であり、最大約 72 分の連続解析が原理的に可能である。



(a)



(b) $2a/d (= k_s a / \pi)$

図 3.3 Visibility の定義 (a) と Visibility の波数依存性 (b)

し粒径も均一であることは少なく、図のように特定の波数でパワースペクトルが極端に小さくなることはないが、波数の増加とともにスペクトルパワーが減少していくことは確かである。つまり、信号成分を大きくし雑音に強くするためには、粒径 $2a$ より小さい波長 d の正弦波状空間フィルタを掛けることはできるだけ避けた方がよいことがわかる。例えば、

$$d > 2a \quad \text{pixel} \quad (3.12)$$

を満足する波長の正弦波状空間フィルタを選択する必要がある。しかし、波長の増加にともない解析精度は低下する。従って、上式は波長 d の下限を与えている。

上述したように画像より、使用可能な正弦波状空間フィルタの波長の範囲がおおよそ決定されると、次にその範囲内で粒子の速度に適した正弦波状空間フィルタの決定を行い、速度解析を行うこととなる。解析方法としては、主として以下の2通りの方法が考えられる。

- I) 正弦波状空間フィルタの、波長に対する移動速度の比を固定し、粒子の速度に応じてフィルタの波長を変えていく方法。従来のハードウェアで構成された空間フィルタ速度計測法では実現が困難な方法である。
- II) 正弦波状空間フィルタの、波長を固定し(すなわち、解析精度は固定する)、粒子の速度に応じてフィルタの移動速度を変えていく方法。

両方法とも時刻 t を起点として逐次、解析を行う。時刻 t の速度の計算を行う場合は、一つ前の時刻 $(t-1)$ の速度解析結果を参考にし、正弦波状空間フィルタを決定し解析を行う。 $t=0$ の場合は、粒子の速度が零と仮定して計算を行う。空間フィルタの決定方法の条件について、以下具体的に述べる。

I) の解析法の場合の条件

以下の1), 2), 3) を満たすように波長 d , 移動速度 w を決定する。

- 1) 正弦波状空間フィルタの、波長 d の整数倍 n が、画像サイズ M になるように設定する (背景の平均輝度レベルの影響を少なくするため)。

$$n \times d = M \quad \text{pixel} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (3.13)$$

- 2) 解析速度の正負のダイナミックレンジを等しく (最大に) 取るために, 正弦波状空間フィルタの移動速度 w と波長 d の比を次式の様に設定する. これは, 後に 3.5 節で示すように, 速度が正負値を取るような場合を考慮しているためである. (この式の導出の詳細については, 付録 C 参照)

$$\frac{w}{d} = \frac{1}{4} \quad 1/\text{frame} \quad (3.14)$$

- 3) 移動速度 w は対象となる粒子の速度 v_0 に応じて次のように設定する.

$$w = \frac{d}{4} \geq \gamma |\vec{v}_0| \quad \text{pixel/frame} \quad (3.15)$$

ただし, γ は速度の急変に対応できるための安全係数で, 通常 1.2~2.0 に選ぶ.

II) の解析法の場合の条件

- 1) 式 (3.13) を満たす, 適切な波長 d を持つ正弦波状空間フィルタを選択する. (この解析においては, 正弦波状空間フィルタの波長は常に一定である.)
- 2) 粒子の速度 v_0 が解析可能であるように, 正弦波状空間フィルタの移動速度 $-w$ (粒子の移動方向と逆方向) を設定する. この理由は, 本論文で解析対象とした現象は, 周期振動的な流れの場であり, 最初に同一方向に設定するとダイナミックレンジは小さくなり, 逆方向の流れが起きた場合, ダイナミックレンジから外れる可能性があることから, あらかじめダイナミックレンジを広くするためである. すなわち, 時刻 $t-1$ の解析結果を v_0 とすると次式を満足するように設定する.

$$|v_0 - w| = \frac{d}{4} \quad \text{pixel/frame} \quad (3.16)$$

両解析法を比較すると, I) の手法では常に正弦波状空間フィルタの波長 d と移動速度 w の比率が一定であるため (式 (3.14) 参照), 正弦波状空間フィルタの波長の増加に伴いダイナミックレンジは広くなっていくが, 同時に解析精度は低下していく. これに対し, II) の手法は正弦波状空間フィルタの波長が一定であるため, ダイナミックレンジは常に一定であり, 解析精度の変化はなく, 波長を短くと

れば高精度の解析が可能となる。しかしながら、II)の手法では、一般的には解析精度を高めるためにダイナミックレンジはあまり広く取らない。このため、ノイズによりある時点の解析結果が誤ったものとなると、次の時点以降、正しい速度がダイナミックレンジより外れる可能性が大きい。つまり、II)の手法は、解析精度は常に一定にできるが、ノイズに弱い解析法であり、観測時間内での速度の変動が大きな現象に対してはあまり適していないと言える。一方、I)の手法では、正負のダイナミックレンジが常に等しく、波長の増加に伴いダイナミックレンジが広がるため、正しい速度がダイナミックレンジより外れることはないと考えられる。特に、今回解析対象とした動画は流速の振動現象を含むため、正負のダイナミックレンジがほぼ等しく、波長の増加にともないダイナミックレンジが広がり、正しい速度がダイナミックレンジよりはずれることの無いI)の方法が適していると言える。もし、更に精度の良い解析結果を得たいときには、I)の解析を行った後、その結果を利用してII)の方法により再度解析を行えば良い。

3.3 主ピーク位置の判別

現実の画像においてはノイズも多く、スペクトルに複数個のピークが現れることは珍しくない。また、正しいピークが最大のパワーをもつとは限らない。そこで、正しい速度に対応するピークを検出する必要がある。実際に解析を行った動画が流体现象であることから、以下に示す仮定を設定して正しい速度に対応するピークを検出することとした。

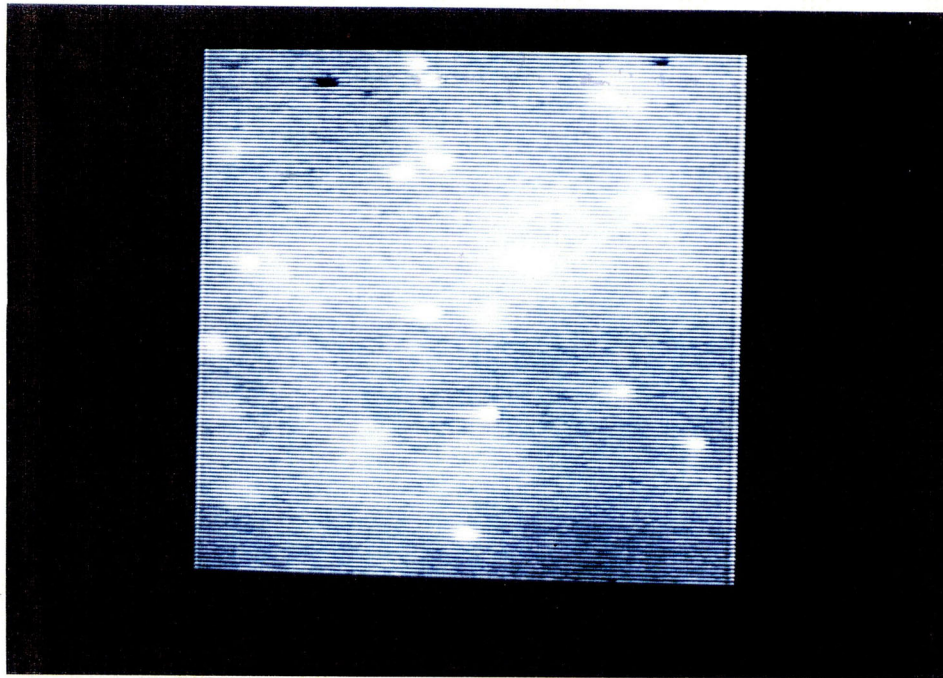
- 1) 解析画像が流体现象であることより速度の急変は少ないものとし、基本的には一つ前の時刻の計算結果 v pixel/frame を中心とした一定領域内 ($v \pm 0.5$ pixel/frame あるいは $v \pm 0.75$ pixel/frame) よりピーク周波数を決定する。
- 2) 上の領域内のピークが小さい場合 (後述する解析例では、最大ピーク値の40%未満としている) には領域外よりピークを選ぶが、ノイズによる異常値であるとも考えられるので、先に次の時刻の計算を行う。再び領域外に正しいピークがあるとわかれば、一つ前の時刻の結果は正しいものとする。領域内であれば、一つ前の時刻の速度は二つ前の結果と今回の結果の平均

値とする。

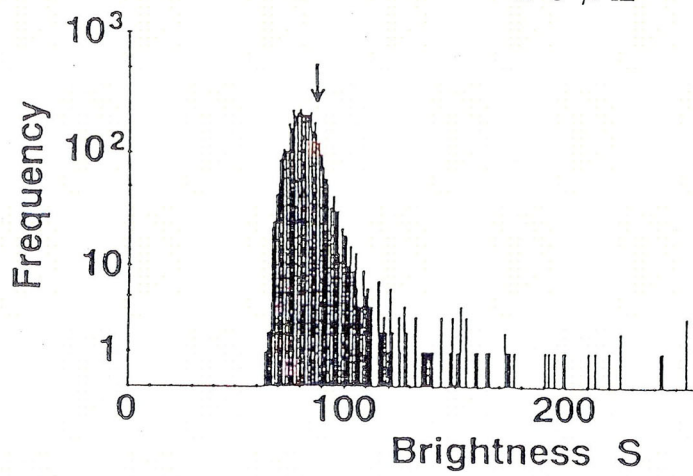
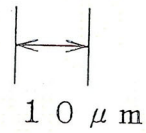
また、高精度の解析のため、再度上述の2)の解析手法で解析を実行するとき用いるピークの検出方法は、上述の1)のみを使用し、一度目の解析結果を中心とする領域よりピークを選択する。

3.4 背景輝度レベルの影響

図 3.4 (a) は、背景処理を行うために解析対象動画像から、ある時刻の1枚の画像(画像サイズは 64 pixel × 64 pixel)を取り込み、再びテレビ画面上に出力したものであり、輝度が高く白丸に見える部分が粒子(粒子約 $0.5\mu\text{m}$)の散乱像である。図 3.4 (b) は、画像(a)の輝度分布をヒストグラムで示している。これより、画像中の背景の輝度レベル(ピークとなっている輝度レベル付近)が、全体的にかなり高くなっていることがわかる。このように、現実の画像では、背景は必ずしも零という値になるとは限らず、ある輝度レベルを中心に分布することが一般的である。従って、このままの画像を用いて解析を行った場合、特に周波数偏移法の考えに従い、正弦波状空間フィルタを一定速度で移動させると、得られる時系列データのパワースペクトルにはこの静止している背景の信号成分が多量に含まれることになる。すなわち、パワースペクトルにおいて、正弦波状空間フィルタの移動速度 w に相当する偏移周波数 f_s のピークのみが大幅に強調されて現れてしまい(図 2.8 参照)、速度の解析精度に大きな影響を与える。特に、MEM などの非線形スペクトル推定法を用いた場合、その影響は大きい。このため速度計測を行う際に背景輝度を取り除くと、画像上では運動粒子の輝度情報のみが強調され粒子速度に関係したピークを大幅に強調できると考えられる。ここでは、一定の輝度レベル(背景の輝度レベルはヒストグラムのピーク値付近であると考えられるのでピーク値より少し高い値に設定: ↓の位置)を各画素より差し引いくという処理(ただし、差し引いた値が負であれば零とする。)を行った場合と行わない場合とを比較する。解析対象は、画像全体に散らばった粒子がほぼ一定速度で運動する動画像である(図 3.4 (a))。図 3.5 (a) は、背景の処理を行わなかった場合の時系列データ $A(t)$ を、MEM (次数 $m = 20$, データ数 $N = 60$)により解析して得られ



(a)



(b)

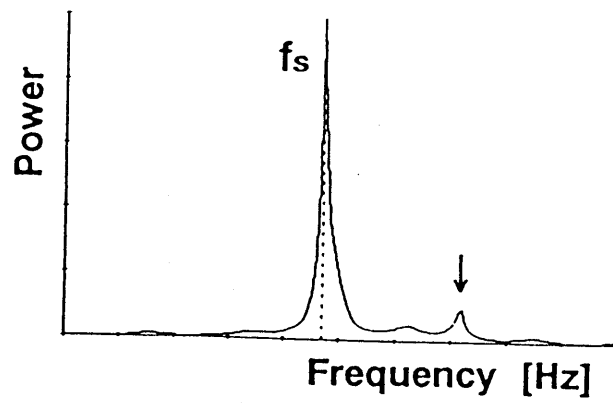
図 3.4 解析した動画像からのスナップショット (a) とその輝度分布ヒストグラム (b)

たスペクトルであるが、正弦波状空間フィルタの偏移周波数 f_s が強調され、実際の粒子速度を示すスペクトルピーク (↓印) は抑えられている。このため、粒子群の正しい速度の情報を得るのは困難である。これに対し、背景処理を行った場合 (図 3.5 (b)), 偏移周波数 f_s におけるスペクトルが大幅に抑えられ、粒子群の代表速度を示すスペクトルが先鋭に現れ、正しい速度の情報を与えている。背景処理を行うことで、解析精度を向上させることができる。

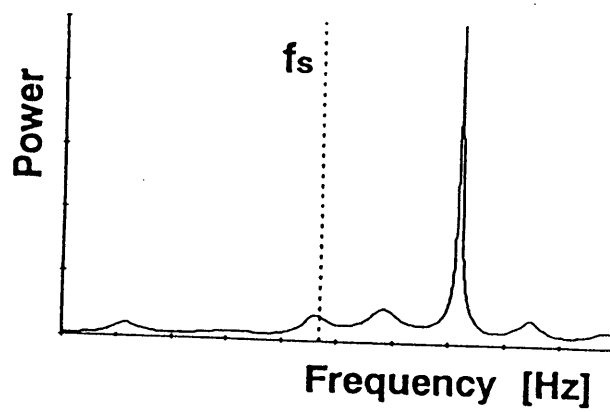
3.5 解析例

流体现象の計測に用いたシステムは、倒立顕微鏡 (Nikon:TMD), TV カメラ (National:WV-1850), S-VHS ビデオ (三菱:HV-V36), 画像入力インターフェースボード (Microtechnica:MT98FMM), パーソナルコンピュータ (NEC:PC9801RA), He-Ne レーザ (Nihon Kagaku:NEO-5M) により構成される。図 3.6 に動画像処理システムを示す。

提案した速度計測法を、実際の物理現象の解析に適用した。解析の対象とした現象は、Belousov-Zhabotinski 反応 (以下、BZ 反応とする) ⁽¹⁰²⁾, ⁽¹⁰³⁾ に伴う振動的流体现象である。BZ 反応は、非平衡状態において振動的化学反応を示す系として有名であり、酸性溶液中において酸化・還元反応が周期的に繰り返す。特に、非攪拌リアクターにおいて、触媒として Fe^{2+}/Fe^{3+} を用いることで反応を可視化させると、還元状態の赤色溶液中を酸化状態の青色の化学反応波 ⁽¹⁰⁴⁾ が伝播していくのが観測される。この化学反応波 (Spiral wave や Circular wave : 図 3.7) の伝播に伴い、伝播する対流や振動的流体现象が発生することが明らかにされた ⁽¹⁰⁰⁾, ⁽¹⁰⁵⁾, ⁽¹⁰⁶⁾。図 3.9 は、Spiral 波に伴う振動的流体现象を、ポリスチレンラテックス球 (直径 $\phi = 0.48\mu m$) とレーザー光で可視化してとらえた動画像 (図 3.8) を、空間フィルタ法により解析して得られた y 方向速度成分の時間変化の結果である ⁽¹⁰¹⁾。速度の時間変化の解析には MEM を用いた。最初の 10 分間は -0.5 pixel 程度の比較的ゆっくりとした一方向の流れが観測されるが、10 分経過したあたりより、振動的な速い流れへと変化している。なお、実線が提案する速度計測法を



(a)



(b)

図 3.5 背景輝度レベルのパワースペクトル(MEMによる)への影響：
 (a) 背景処理前, (b) 背景処理後

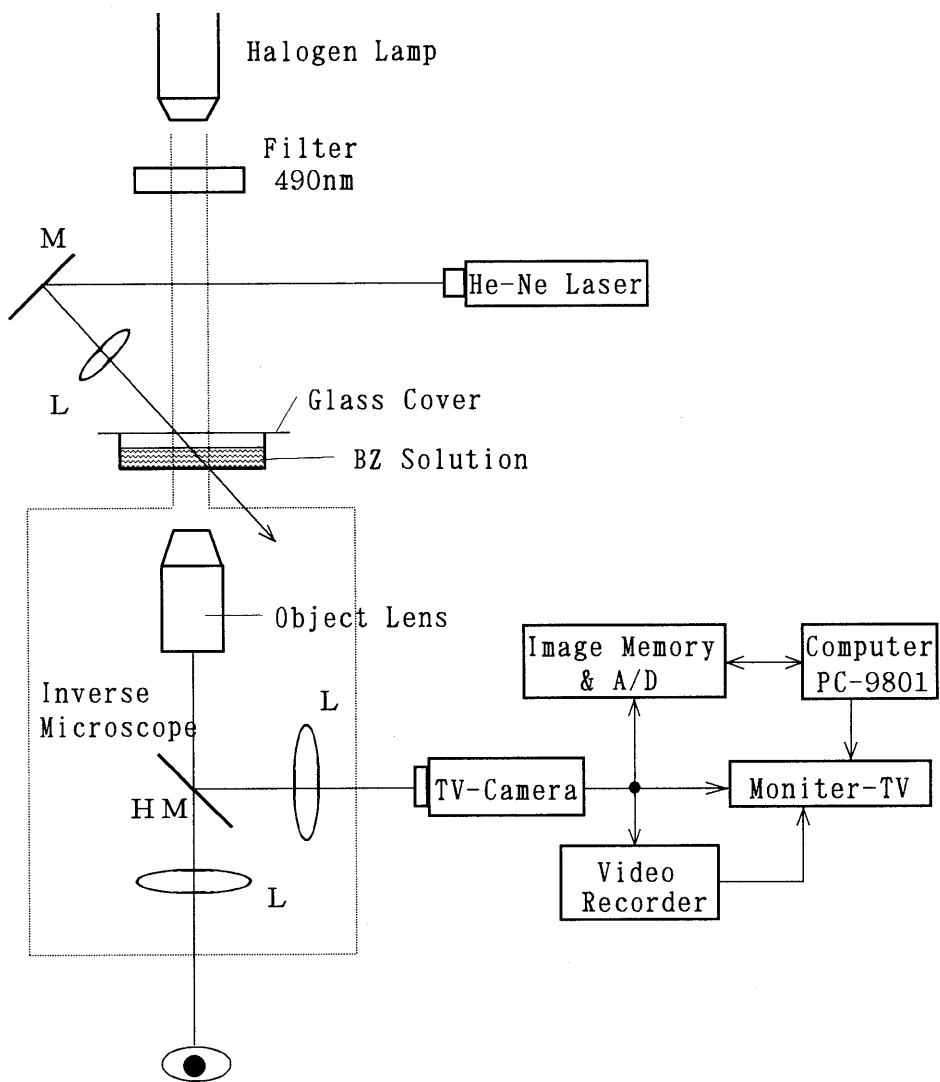
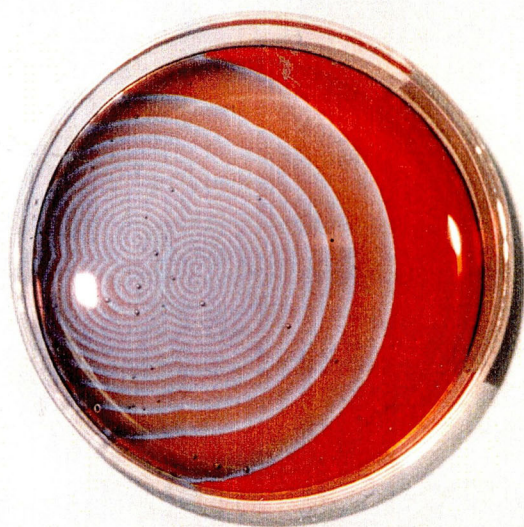



図 3.6 連続画像処理システム



(a)  1 c m



(b)

图 3.7 化学反应波：(a) Spiral wave, (b) Circular wave

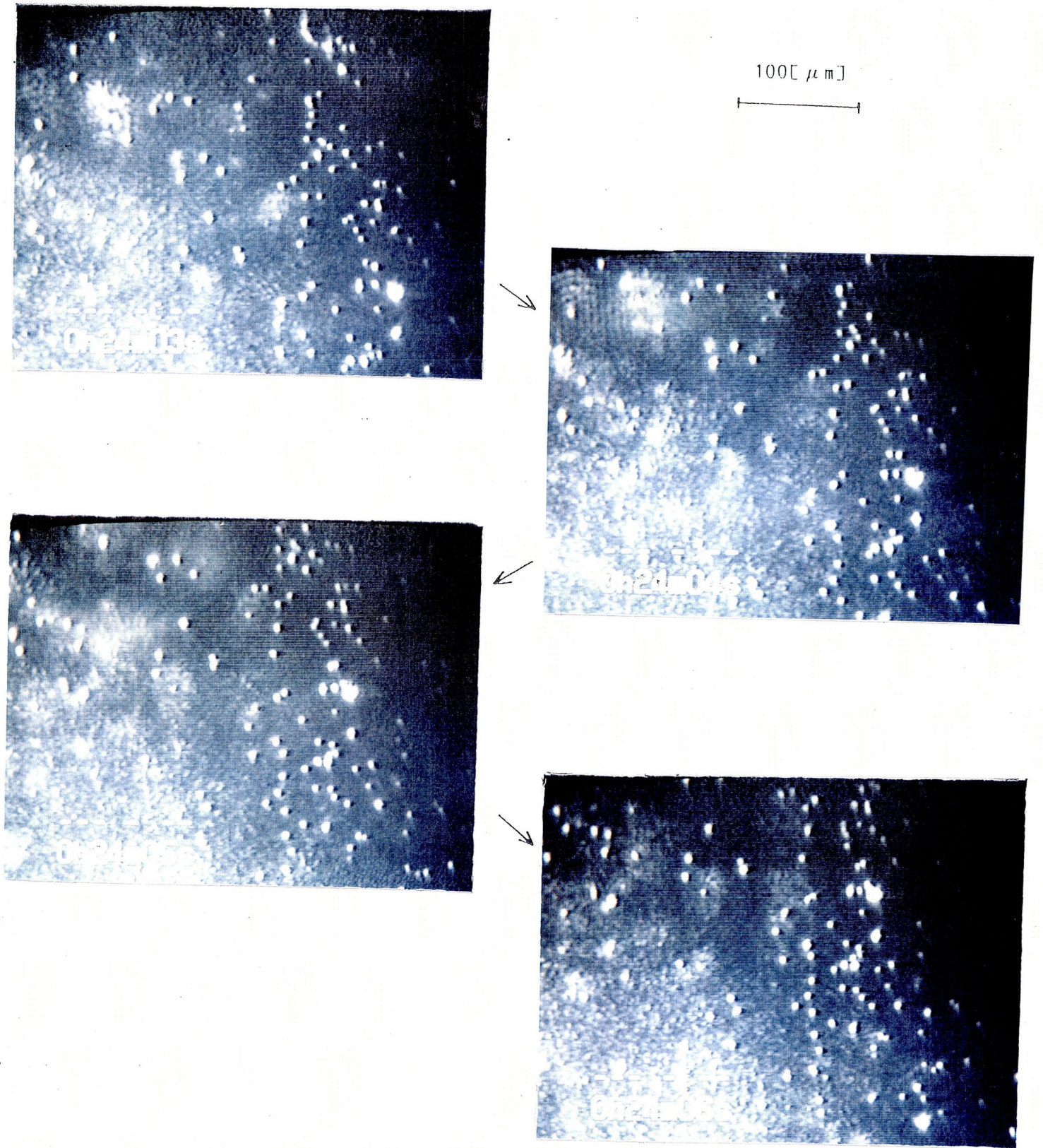


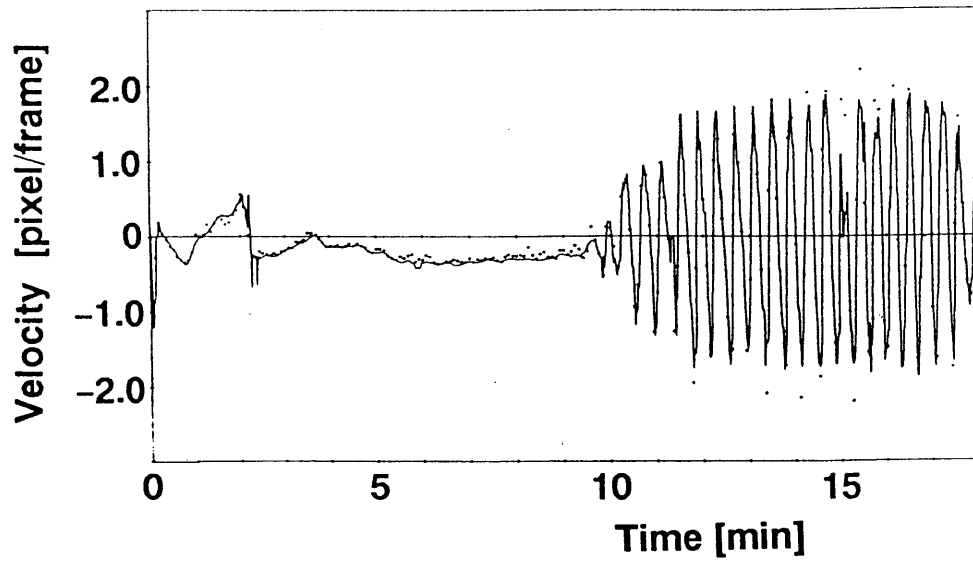
図 3.8 可視化画像例

用いて求めた，1秒毎の粒子速度の計算結果で，●印がビデオの画面上で実際の粒子の運動を視察によりマニュアルで実測した，5秒毎の計測結果である。

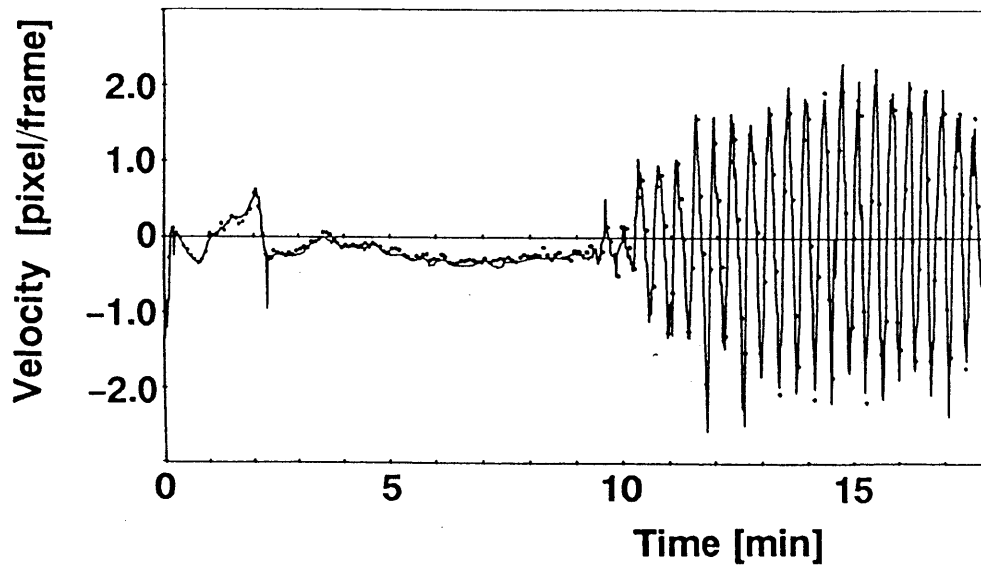
粒子の速度に応じて，正弦波状空間フィルタの波長と移動速度を変えること(動的適切化)による解析精度の向上を明らかにするため，正弦波状空間フィルタを一定値に固定した場合の解析結果も共に示している。図 3.9 (a) は，波長 $d = 10$ pixel，速度 $w = 2$ pixel/frame に固定した正弦波状空間フィルタを使用したときの結果である。ダイナミックレンジは ± 2 pixel/frame となる。流速の遅い領域ではあまり問題が無いものの，流速の速い領域ではダイナミックレンジが追いつかず，正しく解析されていないことが確認できる。一方，図 3.9 (b) は，実測による測定結果と解析結果がどの速度領域においてもほぼ一致しており，良い解析結果を得ていることが確認できる。この解析法により，振動的な流体现象の自動解析が基本的に可能であることがわかる。この解析法では， ± 5 pixel/frame 程度までの速度の解析が可能であることを確認している。

3.6 議論およびまとめ

正弦波状空間フィルタを，動画像上でソフトウェアにより構成することで，低周波歪成分や高周波歪成分の発生しない正確な速度計測法が実現できた。その際，正弦波状空間フィルタの波長，移動方向などが自由に変えられるため，粒径や移動速度に応じた適切な正弦波状空間フィルタが選択でき，ダイナミックレンジの広い高精度の速度計測が可能となった。さらに，周辺分布を求める操作をリアルタイムで実行することにより，従来制約されていたデータ長を大幅に増大させることが可能となり，ビデオデータからの長時間の連続速度解析が実現できた。また，スペクトル解析に MEM を用いることにより，速度の位置に急峻なピークを求めることが可能になった。従来の空間フィルタ速度計測法に近い，正弦波状空間フィルタの波長や移動速度を固定した方法では，粒子速度の速いところでのダイナミックレンジが粒子速度に追いつかず，正しく解析されていない。一方，粒子速度に応じてフィルタの波長が適切な長さになるよう変化させながら解析した方法では，実測した結果と解析結果が，どの速度領域においてもほぼ一致してお



(a)



(b)

図 3.9 解析例：BZ 反応に伴う流体现象の速度計測 (a) 正弦波状空間フィルタを一定値に固定した場合の解析例 ($d=10$ pixel, $w=2.5$ pixel/frame), (b) 正弦波状空間フィルタの動的適切化による解析例

り良い解析精度を得ている。このことより、単一のフィルタを用いる従来の方法では、良い結果を得ることができず、精度の高い解析を行うには、フィルタの波長を流速に応じて適切に変化させる必要があることがわかる。このことは重要な事実であり、ハードウェアでフィルタを実現してきた従来法の解析精度の問題点を指摘していると言える。また、自動解析、つまりフィルタ決定の自動化法であるが、結果をみる限り今回用いた方法は、十分実用的であると考えられる。提案する手法では、0~10 pixel/frame 程度までの速度の解析が可能であり、物理計測法としての可能性を示すことができたものと考えられる。しかし、現在のところマイクロコンピュータを中心としたシステムであるため、リアルタイム処理を行うことはできない。

近年の流体の可視化技術の進歩を考えると、提案した動画像処理を用いた速度計測法は将来広い分野に適応可能な解析法として期待できる。今回用いた現実の画像に対しては、かなり高い解析精度を得たが、今後、他の現実画像に対しても同等の解析精度が得られるか確認する必要がある。また、解析時間の短縮、速度計測の精度の向上などが今後の課題である。

第4章 動的光散乱に基づく動画像からの粒径計測

大気、水質、生体微粒子検査といった各種顕微鏡下で得られる画像からの多種多粒子系の粒径、粒子数計測では、粒子の同定や含有状況を把握する必要性から、非接触検査、検査の簡易化、迅速化が望まれている。本章では、動画像からの空間フィルタ速度計測法の発展的可能性の1つとして、動的光散乱法をもとにブラウン運動している粒子の粒径計測を試みる⁽¹⁰⁷⁾。ブラウン運動は、粒子の3次元方向への揺らぎであるが、ここでは、画像(2次元)上に投影された速度成分の揺らぎと考えることにより検討を行う。

4.1 動的光散乱法

媒質の構成分子と媒質中の粒子の質量が適当な関係にあるとき、粒子はいわゆる媒質分子の熱運動をうけ、いわゆるブラウン運動をする。ブラウン運動する粒子の運動方程式は、式(4.1)に示すLangevin方程式で議論される⁽¹⁰⁸⁾、⁽¹⁰⁹⁾。

$$m \frac{dv(t)}{dt} = -6\pi\eta a v(t) + f(t) \quad (4.1)$$

ここで、 $v(t)$ は注目する粒子速度のある方向成分を、 m は粒子の質量を、 η は液体の粘性係数を、 a は粒子の半径を表す。また、 $f(t)$ はブラウン運動の主な原因となっているランダムな力の成分を表し、その平均は0である。この式(4.1)より速度相関関数は次式で表される。

$$\begin{aligned} \langle v(0)v(t) \rangle &= \langle v^2 \rangle \phi(t) \\ &= \langle v^2 \rangle \exp(-t/\tau) \end{aligned} \quad (4.2)$$

ここで、 $\langle v^2 \rangle = k_B T / m$ 、 $\phi(t)$ は規格化された速度相関関数とする。 $\tau = m / \eta$ 、 k_B はボルツマン定数、 T は絶対温度である。これより、拡散定数 D は

$$D = \int_0^\infty \langle \vec{v}(0)\vec{v}(t) \rangle dt = \frac{k_B T}{6\pi\eta a} \quad (4.3)$$

で求められ、アインシュタイン・ストークスの関係式として知られている⁽¹¹⁰⁾。

ところで、図4.1のように、レーザー光が局所的な誘電率変化を持つ媒質に入射したとき散乱が生じる。従って、粒子の運動に伴い光検出器で観測される散乱光に

揺らぎが生じ、その周波数スペクトルは粒子の運動状態を反映している。この粒子の運動の激しさは、粒径の減少、温度の上昇や液体または気体の粘性の減少により増大することが知られている。粒子の運動が理想的ブラウン運動のように統計的に扱いやすい場合、以下のような考えで粒径が計測できる。

図 4.1 において \vec{k}_i, \vec{k}_f はそれぞれ入射光、および散乱光の波数ベクトルである。また散乱波数ベクトル \vec{q} は、図中の各ベクトルの幾何学的関係より、その大きさと方向が決定され、

$$\vec{q} = \vec{k}_i - \vec{k}_f \quad (4.4)$$

$$q = |\vec{q}| = \frac{4\pi n}{\lambda} \cdot \sin(\theta/2) \quad (4.5)$$

で与えられる⁽⁷⁸⁾。ここで、 $|\vec{k}_i| = |\vec{k}_f| = 2\pi n/\lambda$ で λ は入射レーザー光の波長、 n は媒質の屈折率、 θ は散乱角である。

ブラウン運動している粒子を図 4.2 (a) に示すようなヘテロダイン検波法 (付録 D 参照) を用いて、粒子からの散乱光を計測すると図 4.2 (b) のように時間変動する信号が得られる。この信号はブラウン運動の速度の揺らぎを反映しており、その自己相関関数はヘテロダイン相関関数 $F(\vec{q}, t)$ と呼ばれる⁽⁷⁸⁾。

$$F(\vec{q}, t) = \exp(-q^2 D |t|) + \frac{\langle \Delta N(0) \Delta N(t) \rangle}{\langle N(t) \rangle^2} \quad (4.6)$$

ここで、 $\langle \Delta N(0) \Delta N(t) \rangle / \langle N(t) \rangle^2$ は、観測領域における粒子個数の変動を表す。すなわち、ブラウン運動している粒子を観測した場合、相関時間 τ で指数関数的に減少する相関関数が得られる。よって、散乱光の変動する輝度信号の自己相関関数を求め、自己相関関数が $1/e$ に減衰する相関時間 τ (図 4.2 (c))

$$\tau = \frac{1}{q^2 D} = \frac{6\pi\eta a}{k_B T q^2} \quad (4.7)$$

すなわち、

$$2a = 2 \times \frac{k_B T q^2 \tau}{6\pi\eta} \quad (4.8)$$

を計算することにより、粒径 $2a$ が評価できる。

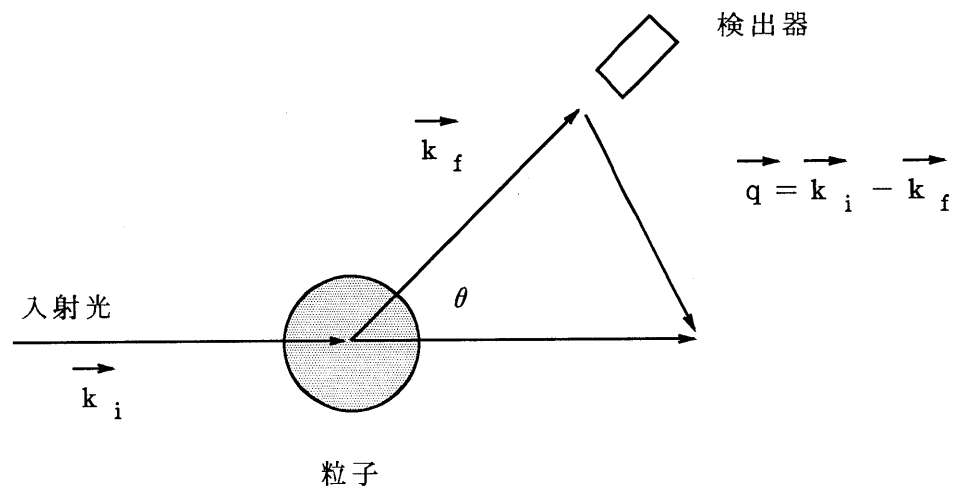


図 4.1 入射光および散乱光の波数ベクトルの幾何学的関係

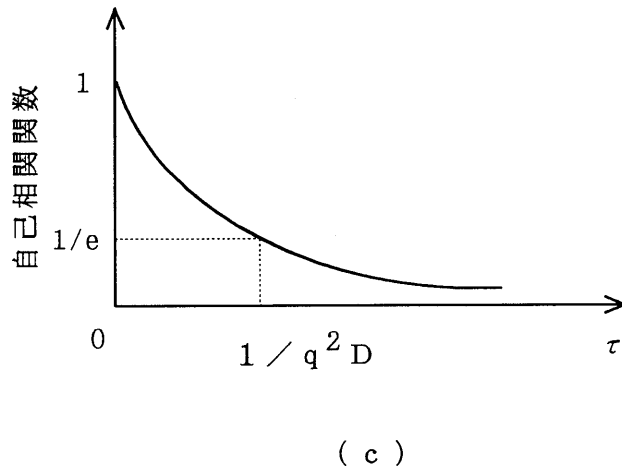
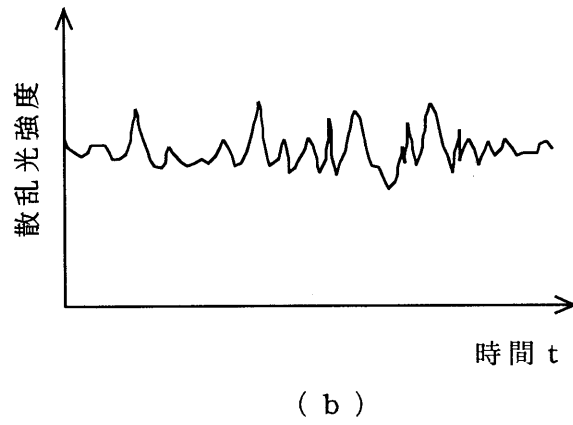
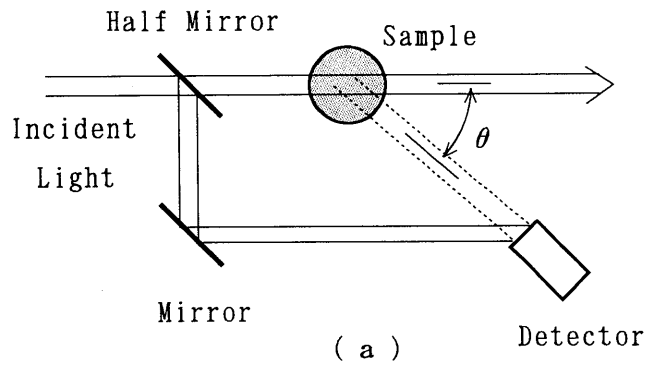


図 4.2 動的光散乱法 : (a) 光散乱系, (b) 検出器の信号例, (c) 信号の自己相関関数

4.2 計測システム

本章では、粒径 $1\ \mu\text{m}$ 前後のポリスチレンラテックス粒子(以下では単に粒子と称する)を解析対象とした。この場合、通常の透過照明では顕微鏡下(今回の倍率約 400 倍: 対物レンズ $\times 20$)でも対象とする粒子が小さいため、画像中での対象粒子の粒径は 1 pixel 程度となってしまう、2 値化やエッジ処理等の従来の画像処理による粒径計測は困難である(なお 1 pixel は約 $1.3\ \mu\text{m}$ に相当することを標準スケールにより確認している)。そこで、高輝度のレーザー光の散乱照明を用いて粒子からの散乱像を動画像としてとらえる。図 4.3 は顕微鏡動画像処理システムを示したものである。このシステムは、倒立顕微鏡(Nikon:TMD), TV カメラ(National:WV-1850), S-VHS ビデオ(三菱:HV-V36), 画像入力インターフェースボード(Microtechnica:MT98FMM), パーソナルコンピュータ(NEC:PC9801RA), He-Ne レーザ(Nihon Kagaku:NEO-5M), Ar レーザ(Ion Laser Thec.:Model No.5490ASL-00)などにより構成される。このシステムを用いて、粒子($0.20\ \mu\text{m} \sim 2.02\ \mu\text{m}$)を純水中に浮かせて実験を行った。図 4.4 はこのシステムにより得られた顕微鏡動画像のスナップショットの一例を示す。図 4.4 は、 $0.46\ \mu\text{m}$ の粒子からの散乱像をとらえたものであるが、各粒子の散乱像の大きさはレーザー光の散乱照明により、実際の粒径より大きく映像化されている(回折像)。また照明が画像視野内で不均一であるため、位置によって粒子の散乱像の大きさは異なって見える。このため、得られた画像からの直接の粒径計測は意味を持たないが、粒子による散乱像の動きを解析することでブラウン運動の特徴をとらえることは可能である。顕微鏡下でレーザー光散乱照明により可視化した微粒子のブラウン運動を動画像としてとらえ、ソフトウェア処理による正弦波状空間フィルタ中の運動に変換した後、得られる時系列データのスペクトル解析により粒径計測が可能となる。解析を行う際、時間軸での時系列信号(sec)や正弦波状空間フィルタの波長の長さ(μm)が必要となるため、フレーム間の取り込み周波数から時間に換算し、また、標準スケールをもとに、1 pixel が何 μm に相当するか換算し解析を行った。図 4.5 にこの操作により、得られた時系列データの一部(512 点)を示す。

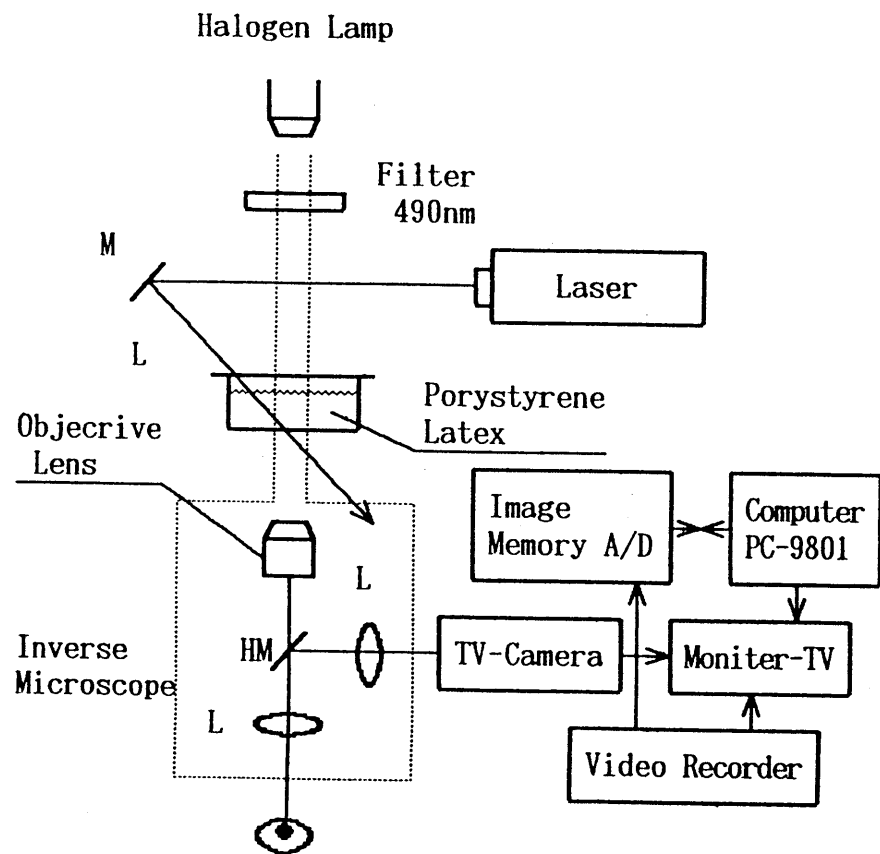
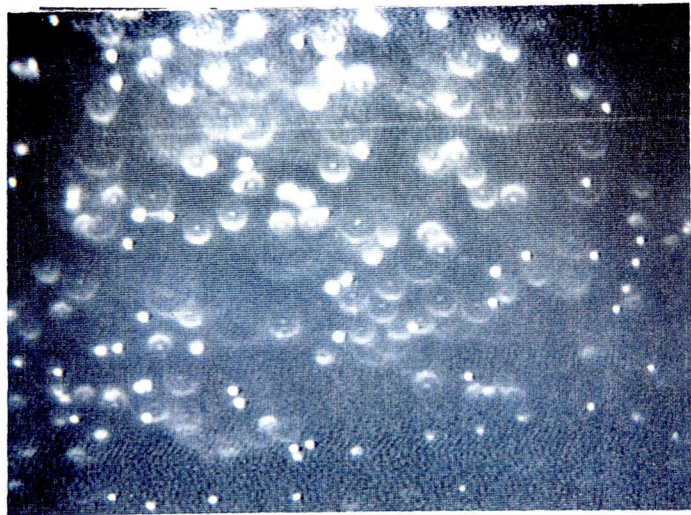


図 4.3 顕微鏡連続画像処理システム



100[μm]

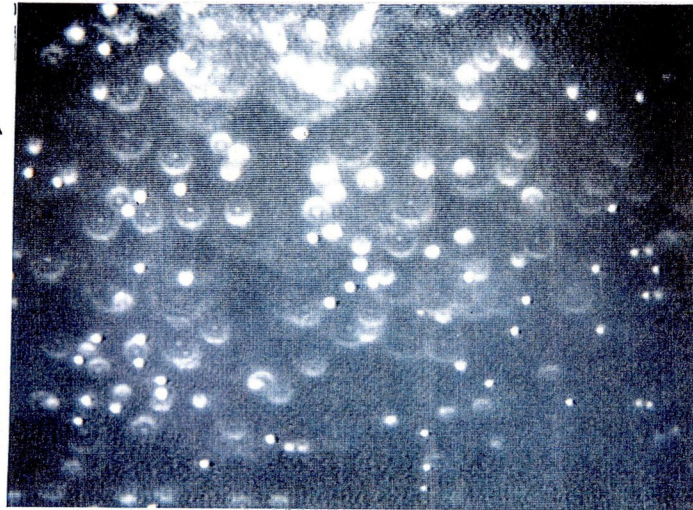
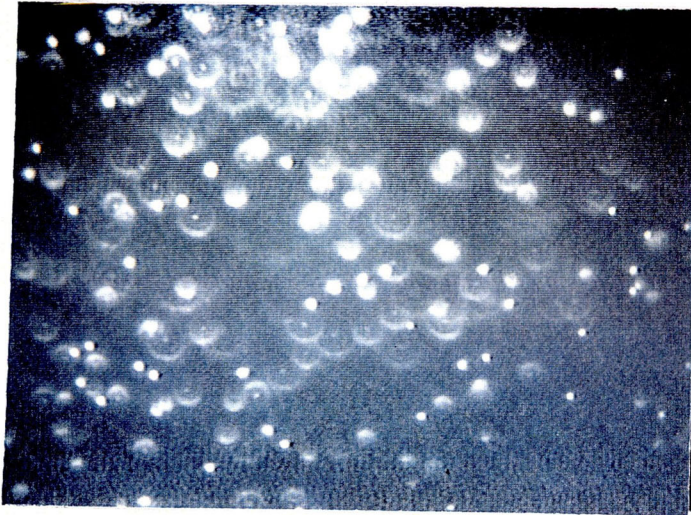
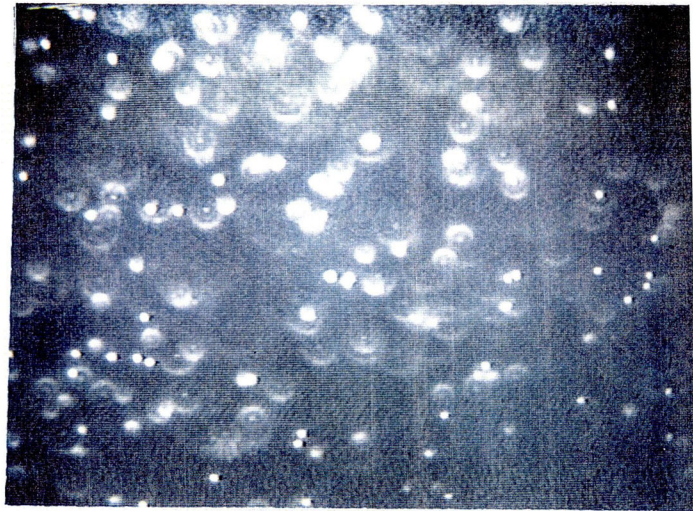
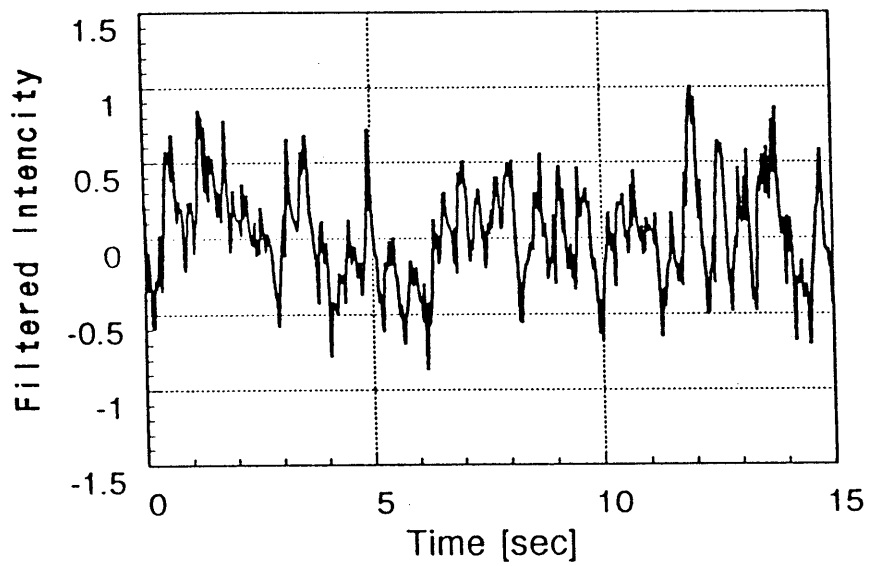
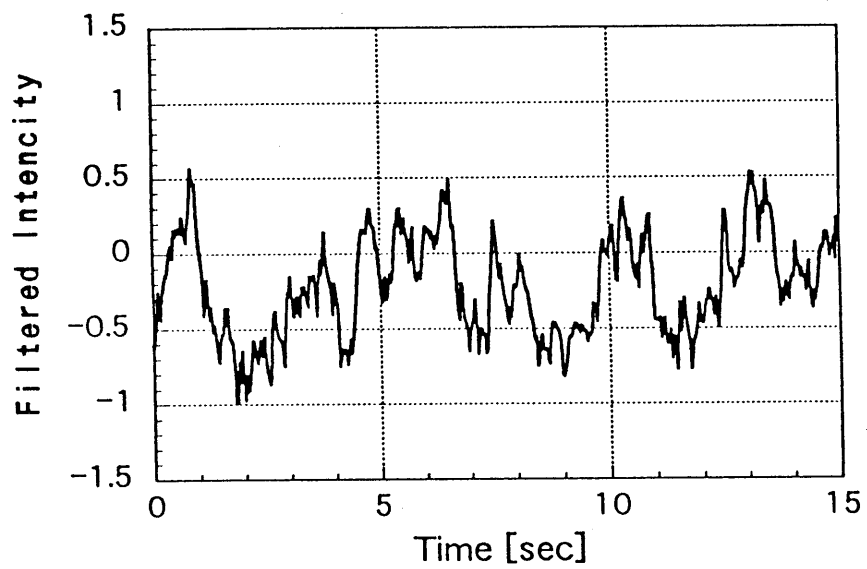


図 4.4 粒子の顕微鏡連続画像例



(a) $2a=0.20\mu\text{m}$



(b) $2a=1.09\mu\text{m}$

図 4.5 粒子の時系列例 : (a) 粒径 $0.20 \mu\text{m}$ (b) 粒径 $1.09 \mu\text{m}$ の場合

4.3 動画像からの粒径計測

動的散乱法におけるヘテロダイン検波法で散乱光の揺らぎを観測することは、散乱体の運動により変調を受けた散乱光と参照光を混合し、光強度の揺らぎを観測していることと等価である。このことは順序を変えて考えれば、付録Aに示す差動型レーザ・ドップラ速度計測法に見られるように、散乱光と参照光を散乱角 θ で交差させたときにできる干渉縞中の散乱光の揺らぎを観測していることと等価と仮定できる。レーザ・ドップラ速度計測法における干渉縞の空間波数 k

$$k = \frac{4\pi n}{\lambda} \cdot \sin(\theta/2) \quad (4.9)$$

と式(4.5)の散乱波数 q が対応すると考え、散乱波数 q を

$$k = \frac{2\pi}{\delta} \quad (4.10)$$

のように置き換える。 δ はレーザ・ドップラ速度計測法における干渉縞の波長である。更に、2.1節でも述べたがレーザ・ドップラ速度計測法と空間フィルタ速度計測法は原理的に同一であることから、干渉縞の波長 δ が正弦波状空間フィルタの波長 d に相当すると考えられ、式(4.10)を

$$k = \frac{2\pi}{d} (= K) \quad (4.11)$$

のように置き換える。ここで、 K は空間フィルタ速度計測法における空間波数である。動的散乱法において散乱角 θ での散乱光の揺らぎの観測は

$$d = \frac{\lambda}{2n \cdot \sin(\theta/2)} \quad (4.12)$$

の波長をもつ正弦波状空間フィルタ中での観測と等価となる。正弦波状空間フィルタ中での粒子の運動に伴う相関関数 $F(\vec{K}, t)$ とすると式(4.6)より、

$$F(\vec{K}, t) = \exp(-K^2 D |t|) = \exp(-|t|/\tau) \quad (4.13)$$

が得られる。ここで相関時間 τ は

$$\tau = \frac{1}{K^2 D} = \frac{6\pi\eta a}{k_B T K^2} \quad (4.14)$$

である。以上の考えに基づき、動画像からの粒径計測が可能となる。次に、得られた動画像からの粒径計測の基本となる相関関数の決定方法について述べる。一般に、ブラウン運動のようにランダムな信号を扱う場合、短い時系列データを用いて解析を行うと、得られた信号の統計的平均操作が不十分であるため、正しい相関関数を推定することは困難である。そこで、3.1節で述べた長時間連続計測を行うと共に、時系列データの平均パワースペクトルの計測を行った。ブラウン運動が定常的確率過程とみなせることから、図4.6に示すように、観測時間内の N 点の時系列データをオーバーラップを許しながら1系列 S 点の L 系列の時系列に分割し、平均パワースペクトル $\bar{P}(K, \omega)$ を求める。さらに、Winer-Khinchineの定理から平均パワースペクトルのフーリエ変換を行うことにより、統計平均された自己相関関数

$$\bar{F}(K, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{P}(K, \omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (4.15)$$

が求められる。この自己相関関数の相関時間を計算することにより粒径評価を行う。以上述べた解析手順を、時系列データ $A_y(t)$ から粒径を求める場合について、フローチャートで図4.7に示す。

4.4 解析結果

まず、求めた平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ が、動的光散乱法におけるヘテロダイン相関関数 $F(q, t)$ と等価であるか否かをまず調べる必要がある。いま、式(4.6)、(4.7)に注目するとヘテロダイン相関関数は、次のような特徴を持つことがわかる。

- 1) ヘテロダイン相関関数の波形は、粒径が一定の場合、観測時の散乱角によって定まる散乱波数ベクトル \vec{q} が異なっても、 x 軸を $q^2 t$ でスケールした場合同一の曲線となる。
- 2) 相関時間 τ は粒径 $2a$ に比例する。

4.4.1 He-Ne レーザを用いた場合

解析に用いたデータは、128 pixel \times 128 pixel の原動画像を x 方向の周辺分布 $B_y(y, t)$ を求めながら、15 Hz で連続 16384 frame (約 18 分間) 取り込んだものであ

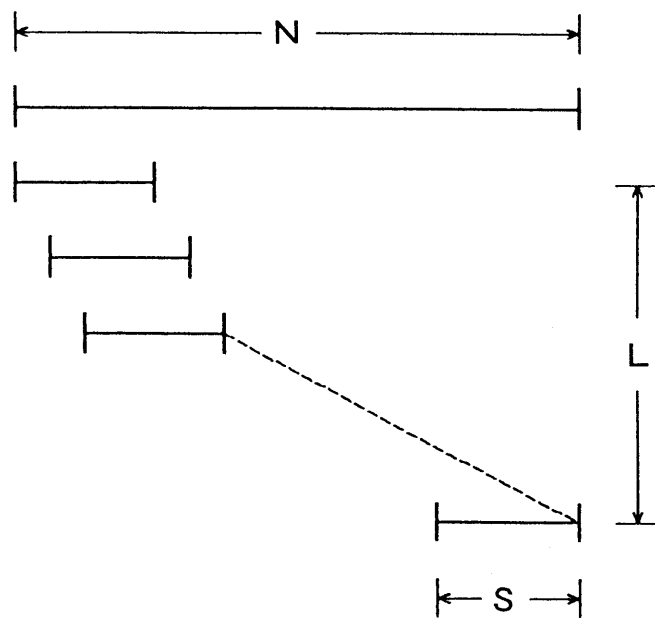


図 4.6 パワースペクトルの時系列平均を求める手順

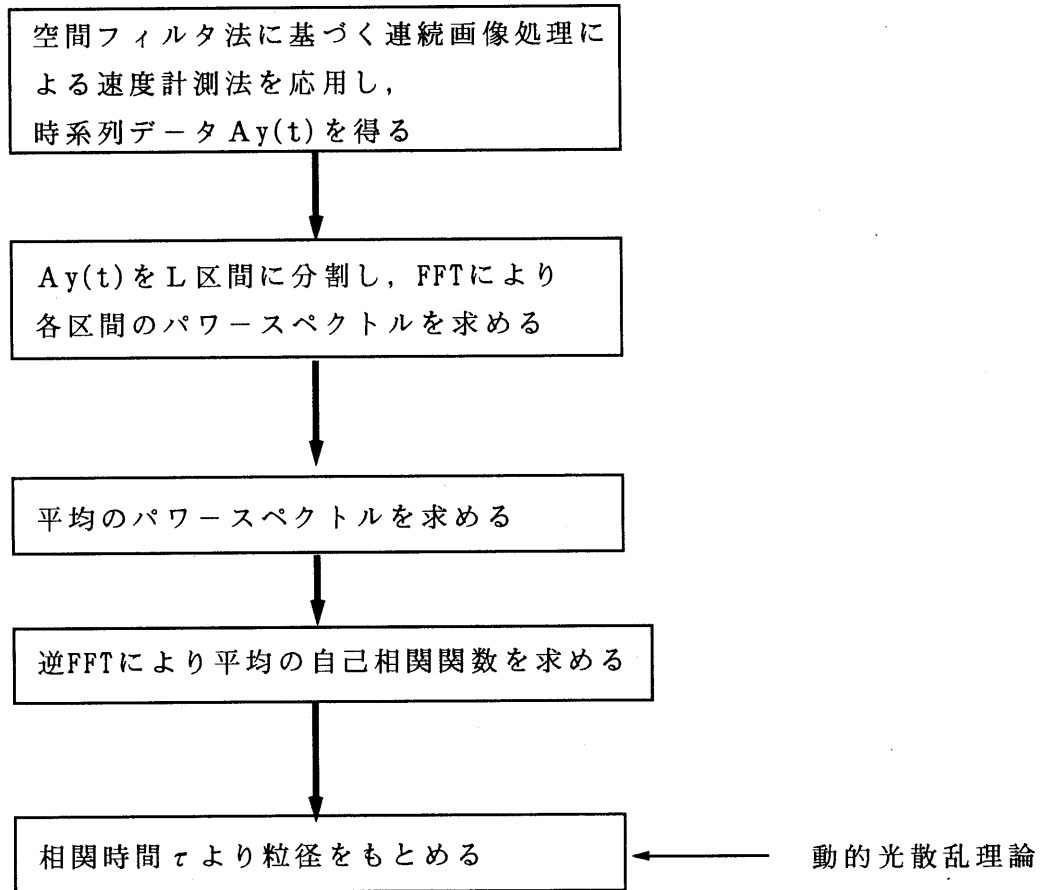


図 4.7 解析手順

る。前述のように、各区間のスペクトル解析のサンプル点数は512点とし、ブラウン運動が定常確率過程とみなせることから、16384点の画像時系列データを60点ずつずらしながら60個の平均パワースペクトルを求め、さらに、その逆FFTにより統計平均された自己相関関数 $\bar{F}(K, t)$ を求めた。

前述のヘテロダイン相関関数の特徴に着目して、実際に粒径 0.48, 1.09 および 2.02 μm の3種類の粒子をレーザー光で可視化した顕微鏡動画像に対し、波長の異なる4種類の正弦波状空間フィルタ (波長 5.24 (4.0 pixel), 8.38 (6.4 pixel), 10.48 (8.0 pixel) および 16.77 μm (12.8 pixel)) を通し、平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ がどのような波数 ($K = 2\pi/d$) 依存性を持つかを調べた。

図 4.8 は、粒径を一定 (0.48 μm) にして、正弦波状空間フィルタの波長 d を変化させたときの相関関数を、横軸を K^2t でスケールして表示したものである。空間フィルタ速度計測法で得られた各平均相関関数の波形は重なっており、ヘテロダイン相関関数 $F(q, t)$ の特徴 1) と同じ特徴を持つことが確認できた。平均相関関数の同様の振舞いは、粒径 1.09 μm の粒子の場合でも確認できたが、粒径 2.02 μm の粒子の場合は、用いる正弦波状空間フィルタの波長が長くなるにつれ波長の重なりは悪くなった。これは、粒径が大きくなると粒子の運動変位が小さくなるため、波長の長い正弦波状空間フィルタでは感度が不足するためと考えられる。

図 4.9 はフィルタの波長を一定 (8.38 μm) にして、各粒径ごとの平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ を示したものである。粒径を 0.48, 1.09, 2.02 μm と変化させると、平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ から得られる各粒径からの相関時間も粒径に比例しても大きくなっている (各々 1.9s, 3.4s, および 8.0s)。すなわち、動画像を対象に空間フィルタ速度計測法で得られた平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ を用いて、その相関時間より粒径計測が可能であることが確認できた。同様の結果は、波長 5.24 μm のフィルタの場合でも確認できた。しかし、粒径 2.02 μm の場合、波長の長い 10.48, 16.77 μm のフィルタでは、粒径と相関時間の比例関係は十分でなく、粒径と用いる正弦波状空間フィルタの波長を適切化することが必要であるといえる。

以上、述べてきた粒径およびフィルタの波長を変えて行った処理結果を表 4.1 に示す。このとき、実験時の室温 24.5°C (絶対温度 $T=297.7\text{K}$) より、水の粘性係数を

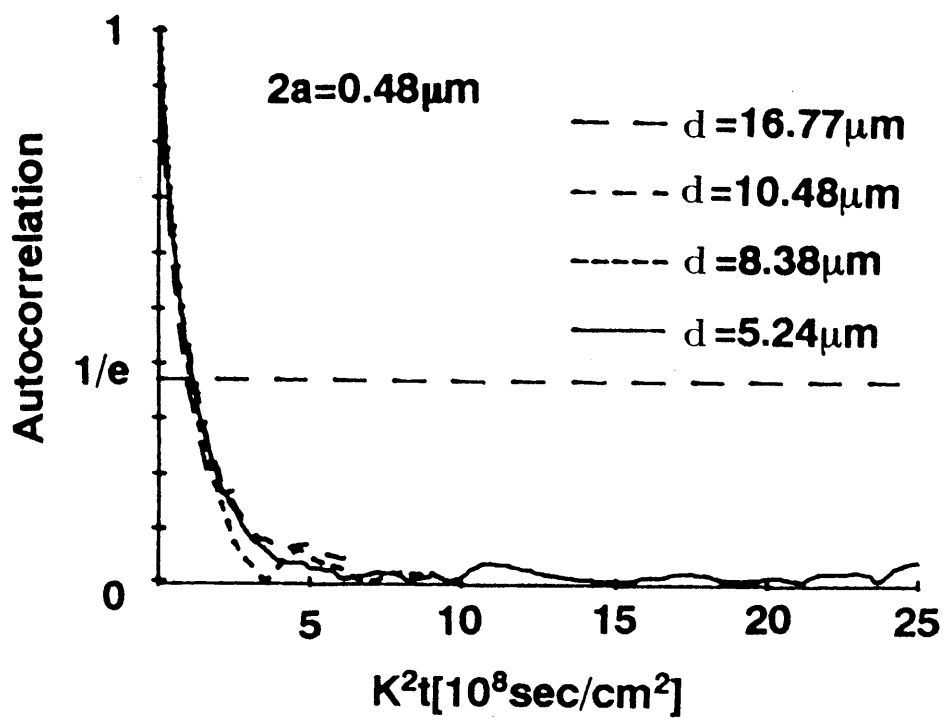


図 4.8 平均自己相関関数の正弦波状空間フィルタ波長 d 依存性 (粒径 $0.48 \mu\text{m}$) : $x = K^2t$ のスケールでプロットした場合, ほぼ重なる

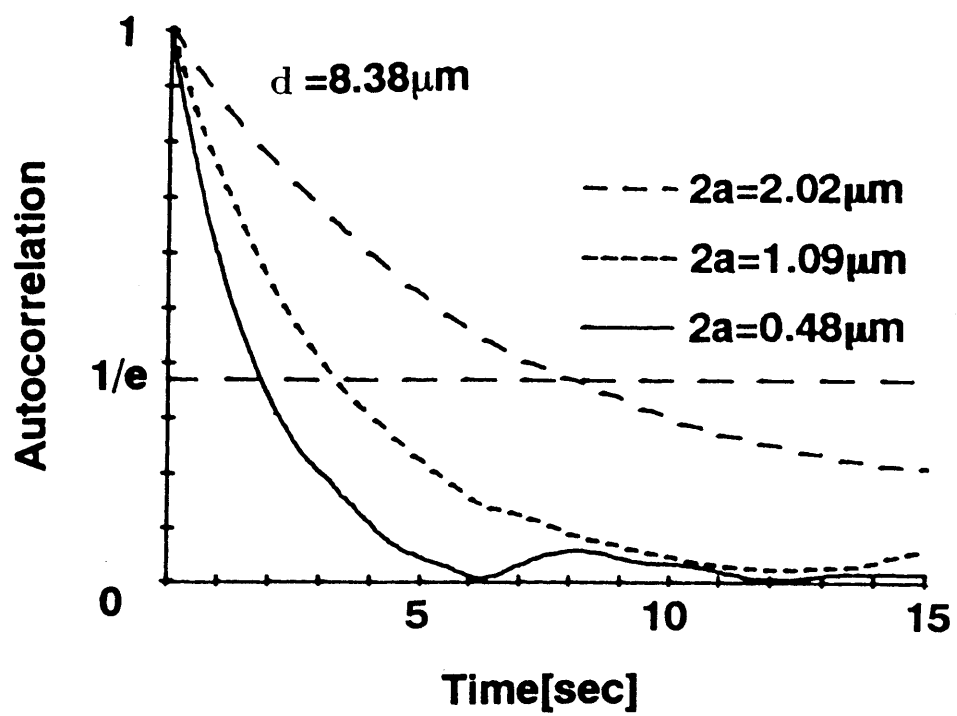


図 4.9 平均自己相関関数の粒径依存性 (波長 $8.38 \mu\text{m}$)

表 4.1 He-Ne レーザによる解析結果

	与えた粒径 $2a=0.48\mu\text{m}$	与えた粒径 $2a=1.09\mu\text{m}$	与えた粒径 $2a=2.02\mu\text{m}$
フィルタ波長 $d(\mu\text{m})$	解析粒径 $2a(\mu\text{m})$	解析粒径 $2a(\mu\text{m})$	解析粒径 $2a(\mu\text{m})$
5.24(4.0 pixel)	0.58	1.15	2.37
8.38(6.4 pixel)	0.51	0.90	2.14
10.48(8.0 pixel)	0.57	0.87	1.48
16.77(12.8 pixel)	0.42	0.92	0.53

0.0091 *poise* として粒径を計算した。また、ボルツマン定数は、 $1.38 \times 10^{16} \text{ erg/K}$ である。表中では、フィルタ波長 $5.24 \mu\text{m}$ および $8.38 \mu\text{m}$ の正弦波状空間フィルタが実際の粒径に最も近い値を示している。また、波長 $5.24 \mu\text{m}$ のフィルタよりも波長 $8.38 \mu\text{m}$ のフィルタを用いた場合の方が、より正しい値が得られていることがわかる。これは、波長 $5.24 \mu\text{m}$ の正弦波状空間フィルタでは1波長をほぼ4つの離散点(画素)で代表していることから、デジタル誤差が大きくなるためと思われる。この点に関しては、顕微鏡の分解能を上げれば(倍率の大きな対物レンズを用いる)、ある程度解決できるものと考えられる。

表 4.1 の結果をまとめると、対象とした $1 \mu\text{m}$ 前後のブラウン粒子の粒径計測には、 $5.24 \sim 8.38 \mu\text{m}$ 程度の波長の正弦波状空間フィルタが適しているものと考えられる。すなわち、粒径に応じた適切な波長の正弦波状空間フィルタを選択することで、動画像から粒子の粒径計測が可能であることが確認できた。

4.4.2 Ar レーザを用いた場合

前節では、波長 633 nm の He-Ne レーザを用いたが、粒子からの散乱光のパワースペクトルは入射光の波長を λ とすると λ^{-4} に比例することが知られており⁽⁷⁸⁾、波長の短い Ar レーザ (488nm) 等を光源として用いることや、倍率の高い顕微鏡対

物レンズを用いることにより、さらに粒径の小さい粒子に対しても計測が可能と思われる。

ここでは、Ar レーザを用いた場合の解析例を示す。解析に用いた動画は、64 pixel × 64 pixel の原動画を x 方向の周辺分布を求めながら 30 Hz で連続 32760 frame (約 18 分間) 取り込んだものである。各区間のスペクトル解析のサンプル点数は 1024 点とし、ブラウン運動が定常過程とみなせることから、32760 点の時系列データを 160 点ずつずらしながら 200 個の平均パワースペクトルを求め、さらに逆 FFT により平均の自己相関関数 $\bar{F}(K, t)$ を求めた。ここでは前節で用いた粒径より小さい粒子も含め、粒径 0.20, 0.46 および 1.09 μm の 3 種類の粒子の顕微鏡動画に対し、波長の異なる 4 種類の正弦波状空間フィルタ (波長 4.44 (4.0 pixel), 6.66 (6.0 pixel), 8.88 (8.0 pixel), 13.32 (12.0 pixel) および 17.76 μm (16.0 pixel)) を通した場合の検討を行った。

図 4.10 は、粒径を一定 (0.20 μm) にして、正弦波状空間フィルタの波長 d を変化させたときの相関関数を、横軸を K^2t でスケールして表示したものである。前述のヘテロダイン相関関数 $F(q, t)$ の特徴 1) で述べたように、空間フィルタ速度計測法で得られた平均相関関数の波形は重なっており、同じ特徴を持つことがこの場合も確認できた。平均相関関数の同様の振舞いは、他の 2 種類の粒子の場合でも確認できた。

図 4.11 はフィルタの波長を一定 (8.0 pixel) にして、各粒径ごとの平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ を示したものである。粒子の粒径を 0.20, 0.46, 1.09 μm と変化させたとき、ヘテロダイン相関関数 $F(q, t)$ の特徴 2) と同様に、平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ の得られた各粒径ごとの相関時間は粒径に比例して大きくなっている。すなわち、動画を対象に、空間フィルタ速度計測法で得られた平均相関関数 $\bar{F}(K, t)$ を用いて、その相関時間より粒径計測が可能であることが確認できた。

以上述べてきた、粒径およびフィルタの波長を変えて行った処理結果を表 4.2 にまとめて示す。このとき、実験時の室温 24.5°C (絶対温度 $T=297.7\text{K}$) より、水の粘性係数を 0.0091 poise として粒径を計算した。また、ボルツマン定数は、 1.38×10^{16} erg/K である。表中では、いずれの正弦波状空間フィルタの波長において

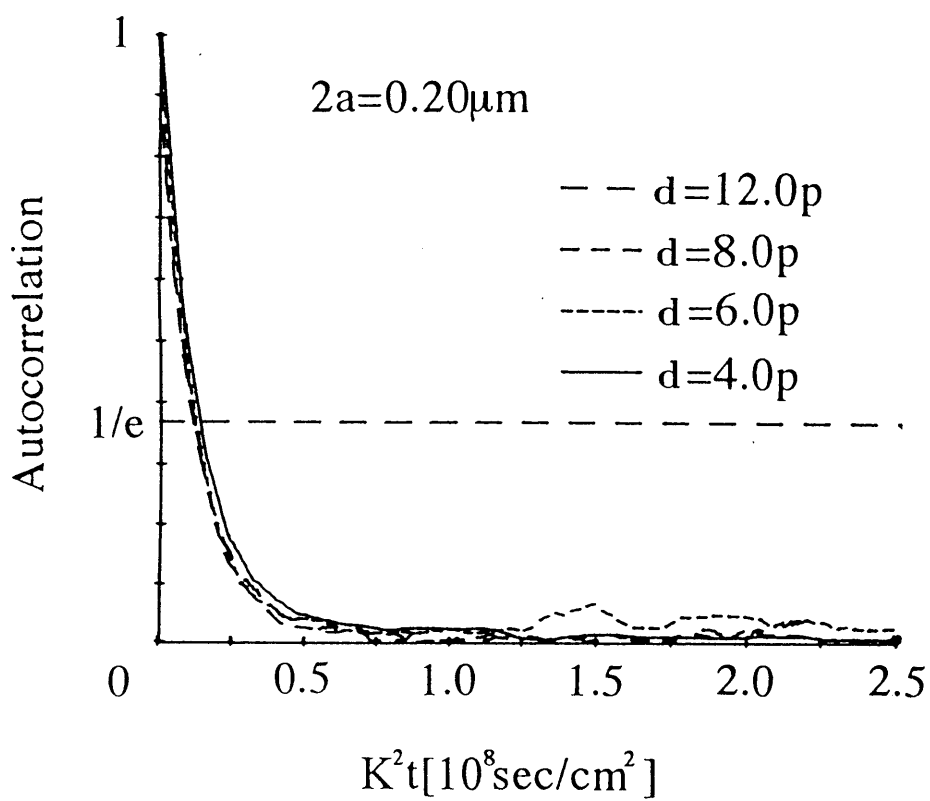


図 4.10 平均自己相関関数の正弦波状空間フィルタ波長 d 依存性 (粒径 $0.20 \mu\text{m}$) : $x = K^2t$ のスケールでプロットした場合, ほぼ重なる

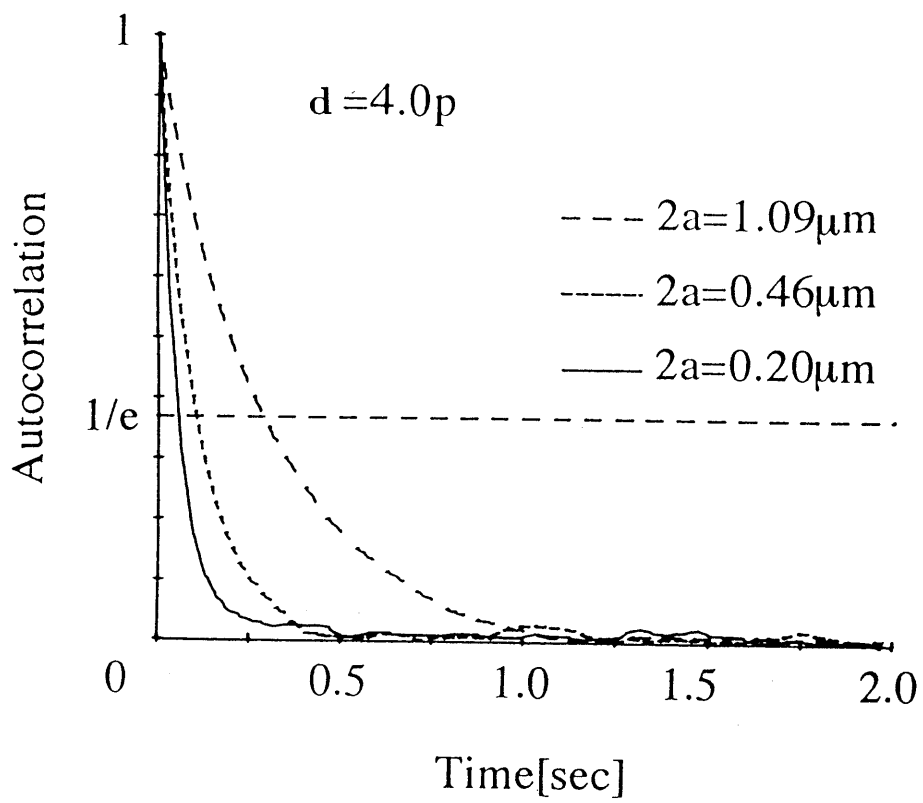


図 4.11 平均自己相関関数の粒径依存性 (波長 8.0 pixel)

も、実際の粒径に近い値を示している。このことより、対象とした 0.20, 0.46, 1.09 μm 粒子の粒子の粒径計測には、波長 4.0 ~ 12.0 pixel の正弦波状空間フィルタが適しているものと考えられる。すなわち、前節と同様に粒径に応じた適切な波長の正弦波状空間フィルタを選択することで、動画像から粒子の粒径計測が可能であることが確認できた。

表 4.2 Ar レーザによる解析結果

	与えた粒径 $2a=0.20\mu\text{m}$	与えた粒径 $2a=0.46\mu\text{m}$	与えた粒径 $2a=1.09\mu\text{m}$
フィルタ波長 $d(\text{pixel})$	解析粒径 $2a(\mu\text{m})$	解析粒径 $2a(\mu\text{m})$	解析粒径 $2a(\mu\text{m})$
4.0	0.22	0.41	1.27
6.0	0.23	0.48	1.31
8.0	0.24	0.45	1.35
12.0	0.22	0.41	1.02
16.0	0.19	0.37	1.17

4.5 議論およびまとめ

粒子のブラウン運動をとらえた顕微鏡画像からの粒径計測法を提案した。通常の動的光散乱法では、粒子からの散乱光を光検出器によりヘテロダイン検波し、信号の自己相関解析を行う。本章では、顕微鏡下でレーザー光散乱照明により可視化した粒子のブラウン運動を対象とした。可視化された粒子の見かけの粒径は、散乱強度に依存して変化し実際の粒径とは異なるが、粒子の運動性は変化しない。そこで、顕微鏡下でレーザー光散乱照明により可視化した粒子のブラウン運動を動画像としてとらえ、ソフトウェアで構成された正弦波状空間フィルタ中の運動に変換した後、得られる画像時系列データのパワースペクトル解析により粒径計測が可能となる。この際、相関関数の信頼性を高めるために統計平均操作を行った。動的光散乱法における自己相関関数の散乱角依存性をもとに、数種類の正弦波状空間フィルタを用いて、得られた自己相関関数の波数依存性や粒径依存性を調べることで提案した手法の有効性を確認した。この方法は、正負値をとる正弦波状空間フィルタを使用していることにより、通常の動的光散乱法による計測法に比べて解析精度を大幅に改善できる可能性がある。さらに、光学系の調整等のわずらわしさがなく、また空間フィルタリングをソフトウェア処理で行っていることから、粒子の粒径、運動速度に応じた適切な波長のフィルタを選択することにより、簡易的に高精度の解析が可能であるといえる。

なお、提案手法で解析に要する時間は、時系列データを取り込むのに時間がかかるが、その後の計算処理時間は、取り込んだデータ長にもよるが、今回解析対象とした時系列データであれば5分もあれば充分である。

本章で提案した方法は、画像中の場所による運動状態の違いや粒径分布の情報を得ることも可能であり、細胞内微粒子や微生物の運動解析など生命科学への応用も含め適用範囲は広いと考えられる。

第5章 静的光散乱法に基づく画像処理による粒径計測

前章では、動的光散乱法をもとにブラウン運動している粒子の粒径計測が可能であることを示した。一方、散乱光の空間的な分布を計測する静的光散乱法においても、同時に多粒子が存在する場合の取扱いが可能である。本章では、空間フィルタ速度計測法の1つの延長として、静的光散乱法をもとに、画像の2次元フーリエ変換に基づく解析法で、円形粒子が複数個分布する場合の粒子半径分布計測を試みる。

5.1 静的光散乱法

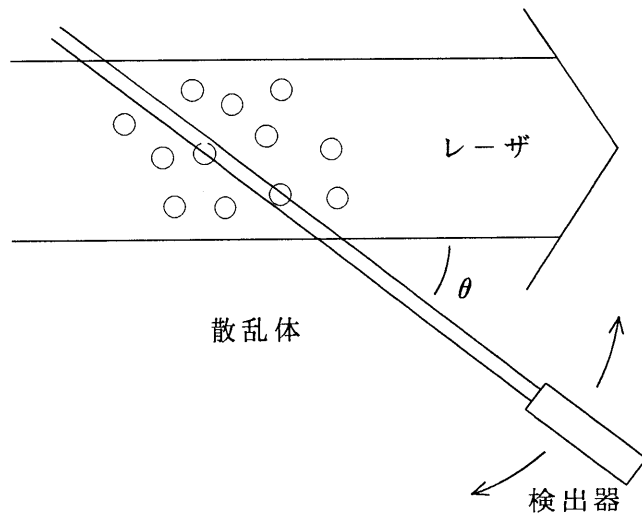
図 5.1 (a) のような系で検出器の位置を変えて、散乱光強度の角度分布 (散乱パターン) を計測すると、図 5.1 (b) のような散乱パターンが得られる。ここで、散乱パターンとは、散乱光強度の散乱角 (θ) 依存性を示す。円形開口の場合、その中心対称性より散乱ベクトルの方向によらずその大きさ k_s で決定される。散乱パターンは光の波長に対する粒子の大きさを反映し、粒子が小さいと振動の周期は長く、粒子が大きいと周期は短い⁽¹¹¹⁾。すなわち、可視光の波長の範囲では、数 μm の微粒子に対する散乱パターンは粒径に敏感であることを利用する。

粒子が低濃度で存在し、それぞれの粒子が空間的にランダムに配置されている場合や、粒径がランダムに分布する場合、互いにほとんど相関関係をもたない。すなわち、散乱パターンの重ね合わせが、ある条件下で成立するという報告がなされており、散乱パターン $I(\vec{k}_s)$ は次式で表される⁽⁸¹⁾。

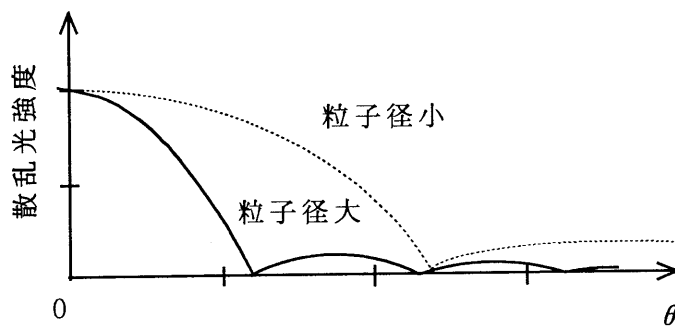
$$I(\vec{k}_s) = \int_0^\infty I(\vec{k}_s, D) n(D) dD \quad (5.1)$$

ここで $I(\vec{k}_s, D)$ は、半径 D の粒子1個の散乱パターンを、 $n(D)$ は粒子半径分布を表す。

散乱パターンが得られたら、散乱体の粒子半径分布の形を何らかの方法により仮定した後、そのパラメータを変化させ、多くの散乱パターンを計算する。これらの散乱パターンの中から、測定した散乱パターンに最も近いものを選び、それを計算するのに用いた分布をその散乱体の粒子半径分布と決定する。この方法



(a)



(b)

図 5.1 散乱パターンを測定する方法：(a) 光散乱系，(b) 粒径による散乱パターンの違い

は、散乱体に関する情報や粒子半径分布に関する知識が必要であり、高度に経験依存的である。しかし逆に、ある程度の知識があれば有効な方法である。

このような問題に対する一解答として、散乱パターンから直接粒子半径分布を求める方法、すなわち逆散乱問題を解くことにより粒子半径分布を求める方法が、清水や橋本らにより報告されている^{(81) ~ (83)}。ここでは、清水らによって提案された方法で⁽⁸¹⁾、Fraunhofer 近似 (以下 F 近似)⁽¹¹¹⁾ または Rayleigh-Debye 近似 (以下 R-D 近似)^{(69), (112)} に基づいた粒子半径分布解析法の導出を簡単に示す。

散乱体が空間的にランダムに分布するとき、散乱パターン $I(\vec{k}_s)$ は式 (5.1) で与えられる。F 近似、R-D 近似のもとでは、1 個の散乱体の散乱パターンは、散乱体 (位置 \vec{r}) での電界分布 $E(\vec{r})$ のフーリエ変換の自乗すなわち電界分布のパワースペクトルと考えられる。これは、散乱体位置における電界分布の自己相関関数 $R_c(\vec{rd}, D)$ のフーリエ変換 (F_n) としても表される。

$$I(\vec{k}_s, D) = |Fn[E(\vec{r})]|^2 = Fn[R_c(\vec{rd}, D)] \quad (5.2)$$

ただし、

$$R_c(\vec{rd}, D) = \int_n E(\vec{r}, D) E^*(\vec{r} - \vec{rd}, D) d\vec{r} \quad (5.3)$$

また、 \vec{rd} は相関関数における距離パラメータである。式 (5.2) を式 (5.1) に代入し、逆フーリエ変換 (F_n^{-1}) を行うと次のようになる。

$$Fn^{-1}[I(\vec{k}_s)] = \int_0^\infty R_c(\vec{rd}, D) n(D) dD \quad (5.4)$$

散乱体位置での電界は散乱体の境界で不連続となることより、その自己相関関数も対応する位置で不連続となる。したがって、自己相関関数に適切な微分オペレータ L を作用させると、不連続の位置にデルタ関数を作ることができる。このデルタ関数から、求める粒子半径分布を積分の外部に取り出し、逆問題の解が得られる。

$$\begin{aligned} L\{Fn^{-1}[I(\vec{k}_s)]\} &= \int_0^\infty \delta(2D - \vec{rd}) n(D) dD \\ &= n(\vec{rd}/2) \end{aligned} \quad (5.5)$$

ここで, $L\{R_c(\vec{rd}, D)\} = \delta(2D - \vec{rd})$ である.

2次元散乱体(円形開口)の場合, 具体的には以下の式のようになる⁽⁸¹⁾.

$$n\left(\frac{\rho}{2}\right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} B^{-1}[I(k_s)] \Big|_{\rho>0} \quad (5.6)$$

清水は上式(5.6)より, 粒子半径分布 $n(\rho/2)$ を得た. ここで B^{-1} は0次のベッセル逆変換を示す. しかし, この粒子半径分布式は不完全であり, 現実の散乱パターンに対しては, 正しい結果を与えない. 橋本ら⁽⁸²⁾, ⁽⁸³⁾は誤差の生じる原因を明らかにし, 基礎的な検討を加えた. すなわち, 半径 a の2次元散乱体の, 散乱位置での電界の規格化した自己相関関数は次式で与えられることを示した.

$$R_c(\rho, a) = \begin{cases} 2a[\cos^{-1}(\rho/2a) - (\rho/2a)\sqrt{1 - (\rho/2a)^2}] & (0 \leq \rho \leq 2a) \\ 0 & (2a < \rho) \end{cases} \quad (5.7)$$

これに微分演算子を作用させると,

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} [R_c(\rho, a)] = \delta(2a - \rho) + \frac{1}{2a\sqrt{1 - (\rho/2a)^2}} \Big|_{0 \leq \rho \leq 2a} \quad (5.8)$$

を得る. 清水らは, 式(5.8)の第2項を無視し, これをデルタ関数とみなしていた. このことが不完全な解となることの原因であった. この式をそのまま粒子半径分布を求める式に代入すると

$$n\left(\frac{\rho}{2}\right) = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} B^{-1}[I(k_s)] - \int_{\rho/2+0}^{\infty} \frac{1}{2a\sqrt{1 - (\rho/2a)^2}} n(a) da \quad (5.9)$$

となる. 上式を用いることにより, 正確な粒子半径分布計測が可能となることが, 橋本らにより報告された.

5.2 粒子半径分布解析の原理

画面上に円形粒子(半径 5.5 pixel)が1個存在するデジタル画像(画像サイズ 256×256 pixel)を2次元FFTし, パワースペクトルを求めその平方をとると, 図5.2(a)に示すようなスペクトル像を得ることができる^{(113)~(116)}. この像を中心(波数 $k_x = k_y = 0$ radian/pixel)を通る任意の平面で切断し, 片側のみを描くと図5.2(b)の○印で示す曲線が得られる(図では実際に得られたデータを一つ置きにプロットしている.). この曲線は, 光散乱理論では2次元円形開口の散乱パ

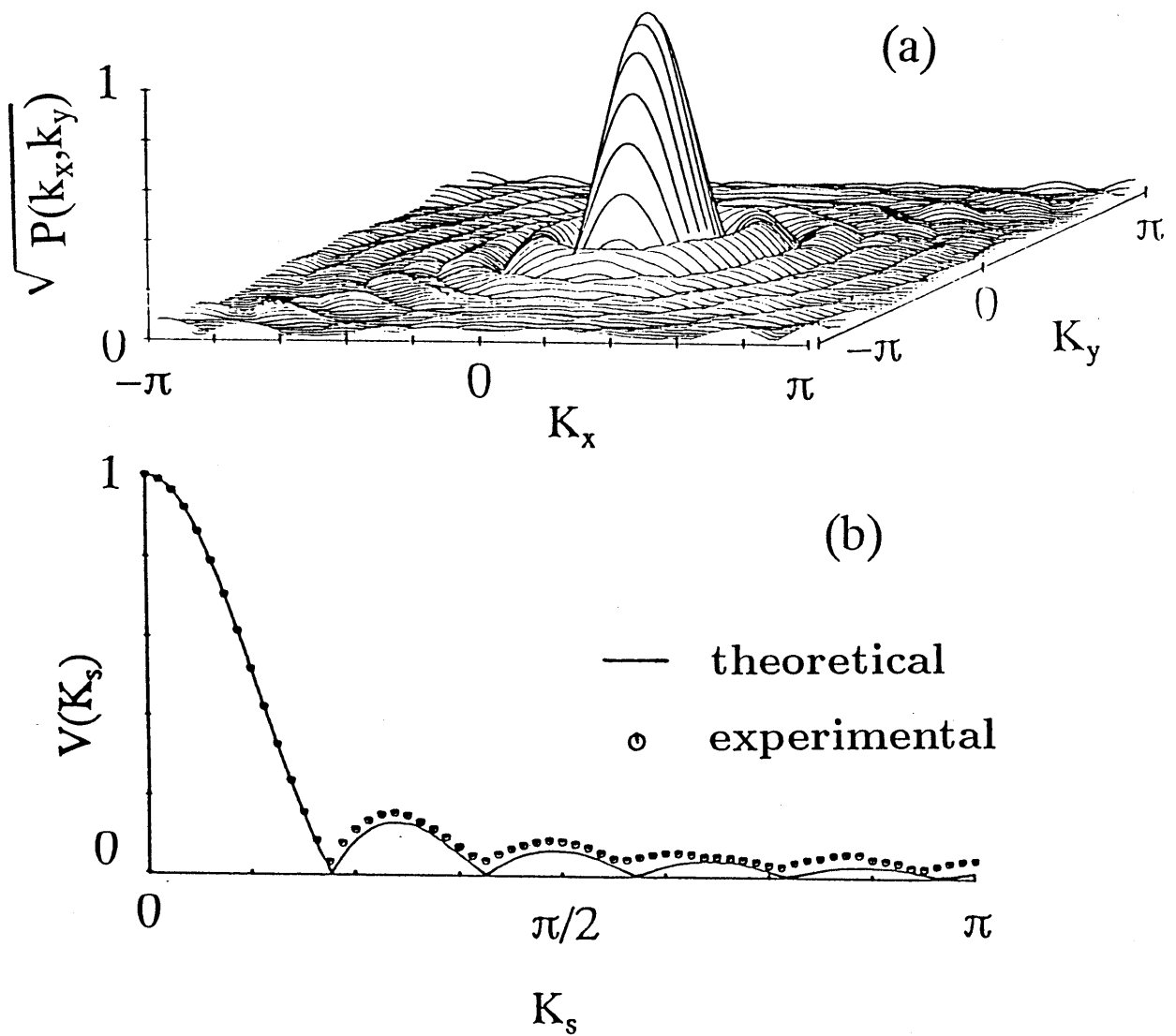


図 5.2 円形粒子像 (半径 5.5 pixel) の 2 次元フーリエスペクトルと円形開口の散乱パターン: (a) 円形粒子の 2 次元 FFT 像, (b) 散乱パターン理論曲線とフーリエスペクトルの比較

ターンに相当し，その理論曲線は次式で与えられ⁽¹¹¹⁾，これの平方をとったものを図 5.2 (b) 中に実線で示す．

$$I(k_s) = \left| \frac{2J_1(k_s a)}{k_s a} \right|^2 \quad (5.10)$$

ここで， J_1 は第 1 種ベッセル関数を表し， a は円形開口の半径を表す．また，入射光の波数ベクトル \vec{k}_i と散乱光の波数ベクトル \vec{k}_f の差のベクトルとして定義される散乱ベクトル $\vec{k}_s (= \vec{k}_i - \vec{k}_f)$ の大きさ k_s は，レーザ光の波長を λ ，散乱角を θ とすると 2 次元散乱体では

$$k_s = \frac{2\pi \sin \theta}{\lambda} \quad (5.11)$$

で与えられる⁽⁷⁸⁾ ($|\vec{k}_i| = |\vec{k}_f| = 2\pi/\lambda$ の条件下で)．図 5.2 (b) から，デジタル画像のスペクトルは，散乱パターンの理論曲線にほぼ一致していることがわかる．理論曲線との誤差は，作成した粒子像がデジタル画像であることより，完全な円ではないことによるものと考えられる．一方，式 (5.10) は，画像を正弦波状空間フィルタに通した時の Visibility の式⁽⁸⁵⁾とも形式的に一致する．画像を正弦波状空間フィルタに通す事は，画像のサイン変換と考えられ，画像の 2 次元 FFT によって得られるスペクトルの波数 k_s も式 (5.10) で表現されることになる．ただし，この時の正弦波空間フィルタの波数 k_s は

$$k_s = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \frac{2\pi}{d} \quad (5.12)$$

で与えられる．ここで， d は正弦波空間フィルタの波長である．画像中に粒子が 1 個存在する場合は，式 (5.10) の右辺の第一極小点が $k_s a = 3.83$ で与えられることより，第 1 極小を与える正弦波空間フィルタの波数 k_s を測定することで粒径 $2a$ の計測が可能である．

画像中に多粒子が存在する場合，2 次元 FFT から得られるパワースペクトルは単純に重ね合わせはできないが，以下の処理を行うことで解析を行った．この際，問題になってくるのは，後に図 5.5 (a) に示すようにフーリエスペクトルに粒子間距離の情報が反映されるため空間スペクトルが大きく乱れ，このままでは解析が不可能となることである．静的光散乱においては溶液中の微粒子のランダム運動 (ブラウン運動) が，この粒子間距離の情報を取り除く役割を果たしている．すな

わち、ブラウン運動では一般に粒子がガウス分布に従うランダムな動きをするため、同一散乱角での散乱光強度の長時間平均を測定することで、粒子間距離の影響が統計的に平均化(相殺)されていると考えることができる。そこで、画像のFFT像に対しても粒子間距離の影響を相殺できるような、なんらかの統計的平均操作を行う必要がある。

前節でも述べたが、清水らは⁽⁸¹⁾、フーリエ・ベッセル逆変換を用いて散乱パターン $I(k_s)$ から粒子半径分布 $n(\rho/2)$ を計測する一方法を与えており、2次元散乱体(円形開口)の場合次式によって表される。

$$n\left(\frac{\rho}{2}\right) \propto \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} B^{-1}[I(k_s)] \Big|_{\rho>0} \quad (5.13)$$

ここで ρ は円形開口の直径を示し、 B^{-1} は0次のベッセル逆変換を示す。橋本⁽⁸²⁾、⁽⁸³⁾は、散乱パターンにハニング窓をかけるなどの補正を行うとともに、式(5.13)のより厳密な解として次式を提案し粒子半径分布計測を行っている(付録E参照)。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} B^{-1}[I(k_s)] = n\left(\frac{\rho}{2}\right) + \int_{\rho/2+0}^{\infty} \frac{1}{2a\sqrt{1-(\rho/2a)^2}} n(a) da \quad (5.14)$$

ここで、 $n(a)$ は粒子半径分布、 a は2次元散乱体(円形開口)の半径であり、 $0 \leq \rho \leq 2a$ とする。

ところでこの式は、円形開口の場合の式であり適用できる対象画像は、2値画像と考えられる。しかし、球状の粒子に上部より照明をあてた場合、中心が明るく、中心からの距離によって輝度に変化する粒子画像として取り込まれる。このとき、2次元の画像上に適当な輝度分布を持つ粒子が存在すると考えられる。このような粒子像を式(5.14)を用いて、2値化を行うことなく解析を行うとよい結果が得られない。この理由としては、粒子の境界が2値化画像と比べて急峻な変化を示さないためと思われる。しかし、粒子の境界での不連続性は存在すると考えられる。そこで式(5.14)の微分次数を変化させることにより、2値化を行うことなしに、粒子半径計測を行うことを試みる。すなわち、式(5.15)を提案する。

$$n\left(\frac{\rho}{2}\right) = \frac{\partial^m}{\partial \rho^m} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} B^{-1}[I(k_s)] - \int_{\rho/2+0}^{\infty} \frac{1}{2a\sqrt{1-(\rho/2a)^2}} n(a) da \right\} \quad (5.15)$$

ここで、微分次数 m は、図 5.3 に示す 1 次元波形の解析結果から以下のように決定される。

- I) 1) 矩形波, 2) ガウス状波形が入力として与えられた場合を考える (図 5.3 (a)).
- II) FFT を行いパワースペクトルを求め, 逆 FFT 行うことにより自己相関関数を得る (ウィナー・ヒンチンの定理)(図 5.3 (b)).
- III) この自己相関関数に対し微分操作を行うことにより, 粒径位置 $2a$ にデルタ関数または疑似デルタ関数を得ることができる (図 5.3 (c)).

$m = 0$ の場合は, 2 値画像の場合に相当する. ガウス状波形の場合は $m = 2$ とすることで, 粒径位置にピークを得ることができた. このピークは理想的なデルタ関数ではないが, 粒子が輝度分布を持つ場合の粒径計測を, 式 (5.15) を用いて試みる. 円形粒子を対象としているため 2 次元に拡張すると, 逆 FFT の部分が逆ベッセル変換となり粒子半径計測が可能となる. これらに対応する操作を画像処理で実現することにより, 多粒子を含む画像より粒子半径分布が解析できることが期待される.

5.3 画像生成処理による粒子半径分布計測

前節での, 逆散乱手法の考え方を基に次のような画像処理手法を提案する. 解析手順を図 5.4 に示す. まず 1 枚の $M \text{ pixel} \times M \text{ pixel}$ の 2 次元原画像を考える (これは, 動画像中の 1 枚の代表画像と考えてもよい.). この画像を 2 次元 FFT しスペクトルを求めることで, 散乱パターン $I(k_s)$ に対応する $V(k_s)$ を求める. しかし, 画像中に粒子が複数存在すると, 単に原画像の空間スペクトルを求めただけでは図 5.5 (a) (半径 5 pixel の粒子が画像中に 2 個存在する場合) に示すように粒子間距離 (約 40 pixel) の影響により, スペクトルが大きく乱れる. そこで, この乱れを除くために以下に示す処理を順次実行する.

- I) 原画像を一定間隔 θ_0 ずつ回転させた N 枚の変換生成画像を作る. すなわち, 原画像の画像関数を $f(x, y)$ とすると $n \cdot \theta_0$ 回転した画像の画像関数 $g_n(x, y)$ は

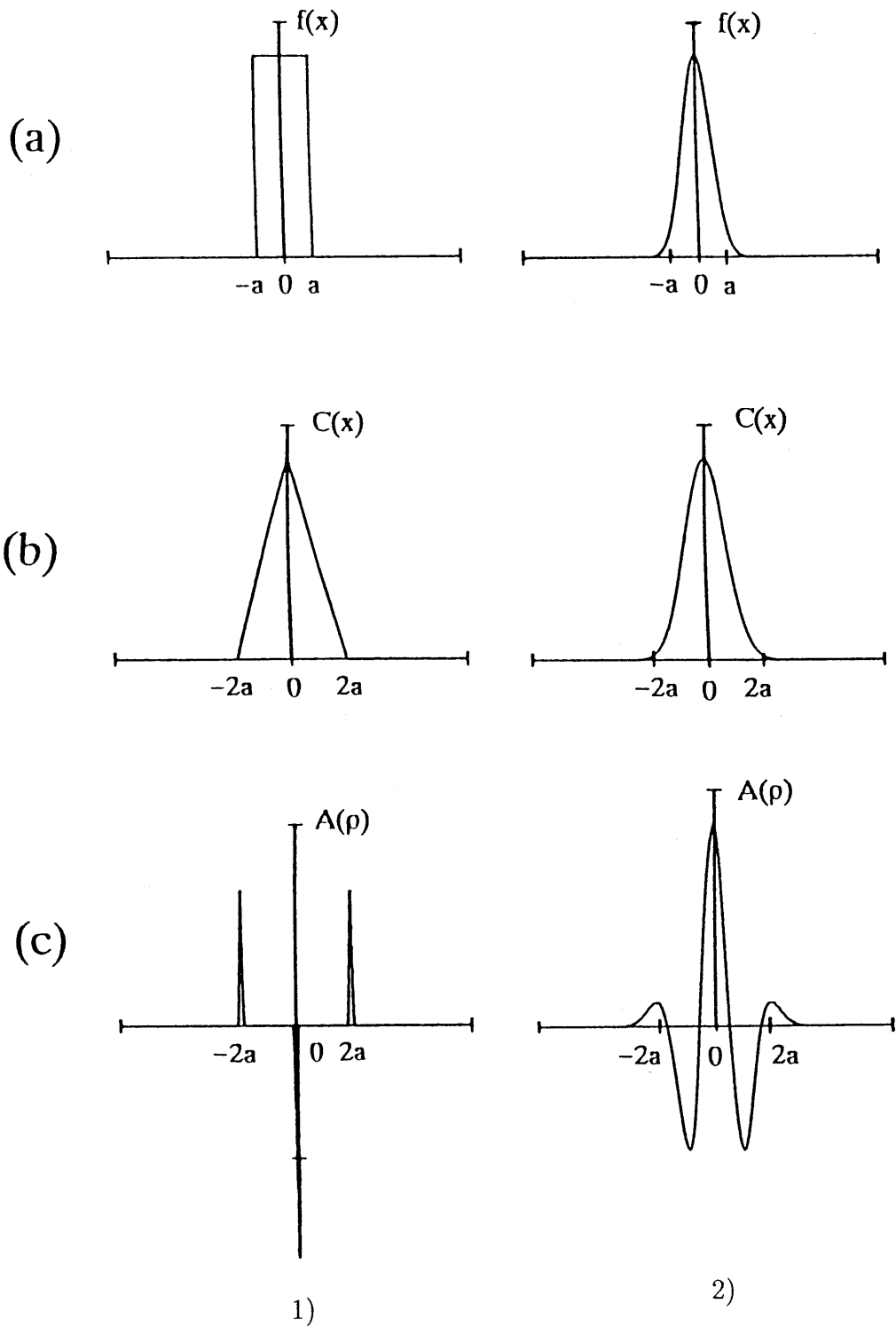


図 5.3 1次元散乱体の粒径計測手順 1) 矩形波の場合 2) ガウス状波形の場合

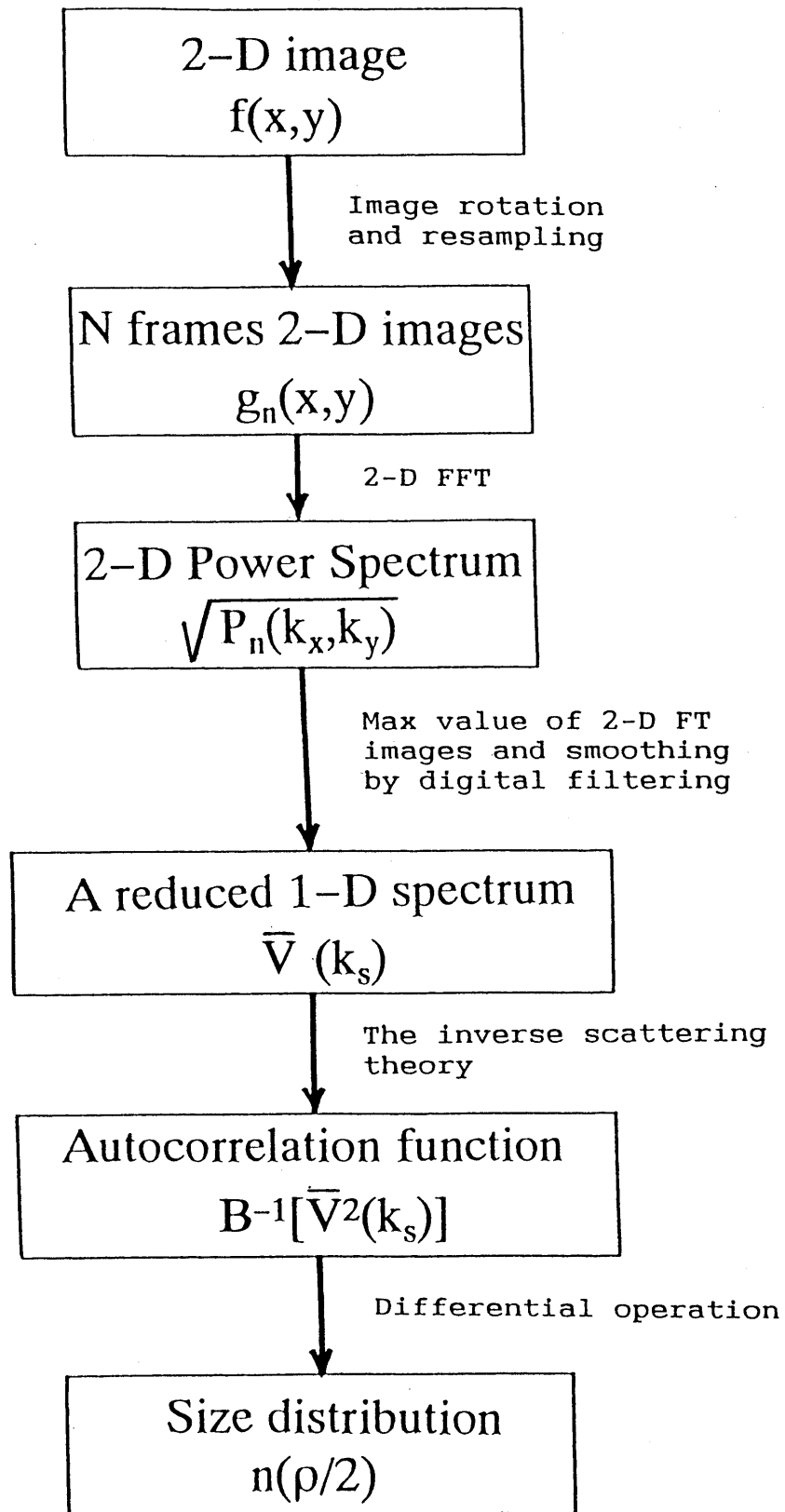


図 5.4 逆散乱手法に基づく画像処理による粒子半径分布計測手順

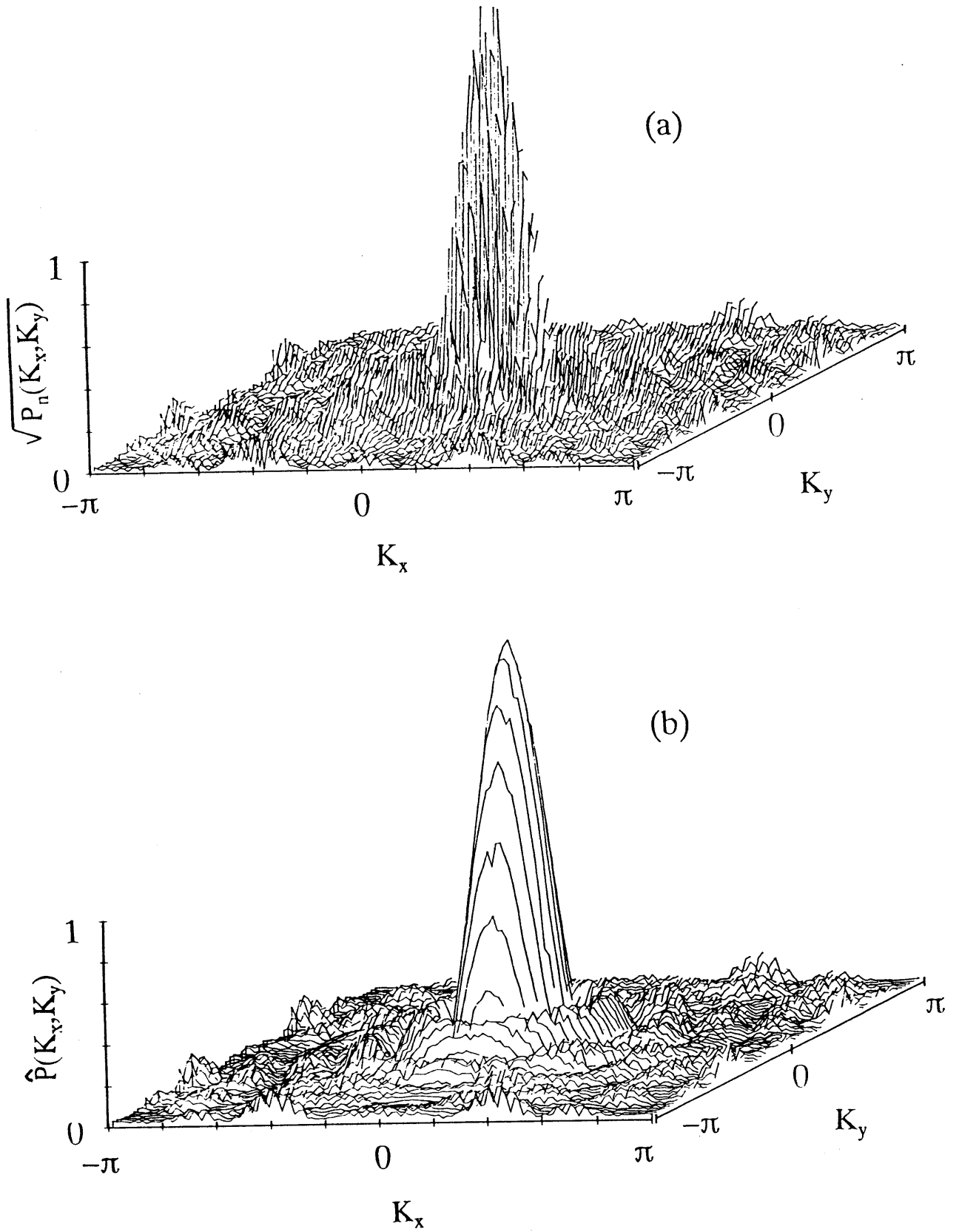


図 5.5 円形多粒子画像の2次元FFT像：(a) オリジナル画像，(b) 回転による画像生成を用いた統計平均処理を行った画像

$$g_n(x, y) = f(\Lambda_n^{-1}(x, y)) \quad (5.16)$$

で与えられる。ここに

$$\Lambda_n = \begin{pmatrix} \cos(n \cdot \theta_0) & \sin(n \cdot \theta_0) \\ -\sin(n \cdot \theta_0) & \cos(n \cdot \theta_0) \end{pmatrix} \quad (5.17)$$

(ただし, $n = 1, 2, \dots, N$)

である。ただし回転後の計算したい画素での輝度値は、原画像の近傍4点を基にバイリニア法でリサンプリングして求めている。

II) 生成した N 枚の画像の各々を2次元フーリエ変換し、スペクトルを求めることで N 枚の FFT 像 $\sqrt{P_n(k_x, k_y)}$ を作る。すなわち、

$$\begin{aligned} G_n(k_x, k_y) &= \iint_{-\infty}^{+\infty} g_n(x, y) e^{-jk_x x} \cdot e^{-jk_y y} dx dy \\ &= A_n(k_x, k_y) + jB_n(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\sqrt{P_n(k_x, k_y)} = \sqrt{A_n(k_x, k_y)^2 + B_n(k_x, k_y)^2} \quad (5.19)$$

III) II) で得られた N 枚の FFT 像 $\sqrt{P_n(k_x, k_y)}$ から各画素において最大値を求め、一つの統計平均したスペクトル像 $\hat{P}(k_x, k_y)$ を得る。すなわち、非線形の最大値検出処理を行っている。

$$\hat{P}(k_x, k_y) = \max_n \sqrt{P_n(k_x, k_y)} \quad (5.20)$$

(ただし, $n = 1, 2, \dots, N$)

IV) 円形粒子の対称性を考慮し、等しい波数ベクトル $P(k_s)$ の絶対値 $k_s (\sqrt{k_x^2 + k_y^2})$ に対する最大のスペクトル値 $V(k_s)$ を選ぶ。すなわち、

$$V(k_s) = \max_{k_s} \hat{P}(k_s) \quad (5.21)$$

1 個の円形開口を示すアナログ画像では、フーリエスペクトルは画像の回転に影響されないが、デジタル画像では計算できる点が離散的であり、スペクトル像もサンプリングに依存した形となっている。従って、少しずつ角度を変えた N 枚の粒子画像を生成することで、粒子間距離の x 成分と y 成分のランダム化を計

るとともに、円形粒子の半径 (あるいは直径) の情報が回転角度に依存しないことを利用して、粒子間距離のFFTスペクトル像への影響を少なくすることが可能となる。すなわち、回転操作により求めたN枚のFFT像 $\sqrt{P_n(k_x, k_y)}$ の各波数における最大値を選び、1枚のスペクトル像を求め、さらにそのスペクトル像の中心から等距離の部分での最大値を選びだし、散乱パターンに相当する1次元スペクトル $V(k_s)$ を得る。平均値でなく最大値を選ぶ理由は、粒子間距離 (一般には粒径より大きい) の影響が、1粒子のみの場合のスペクトルの包絡線に対して余分の周期性を発生し、規格化されたスペクトルで考えた場合、常に包絡線より小さな値をとるように働くためである。この処理を実行することで、図 5.5 (b) に示すように、より滑らかなFFT像を得ることができる。また図 5.6 (a) は別の例として、半径 5.5 pixel の粒子が15個存在する場合について、IV) までの手順を通して得られた1次元スペクトル $V(k_s)$ を示す。まだ、かなりの変動を含んでおり、FFTを用いたデジタルフィルタリング処理により高調波を除き、平滑化し、再規格化することで図 5.6 (b) に示すような平滑化スペクトル $\bar{V}(k_s)$ が得られる。実際の解析には、パワースペクトルが必要であるため、平滑化スペクトルを2乗し、パワースペクトルに変換したものを解析に用いる。このようにして得られたスペクトル $\{\bar{V}(k_s)\}^2$ (散乱パターン $I(k_s)$ に対応) をもとに、式 (5.13), (5.14) に示した逆散乱理論に基づくデジタル画像処理による粒子半径分布解析を試みる。

5.4 計算機シミュレーションによる検討

5.4.1 2値粒子画像を対象とした場合

本節での原画像は、2値化された円形粒子画像を用いた。回転操作の回数は $N=12$ (枚), $\theta_0 = 15^\circ$ ($0^\circ \sim 165^\circ$) として実験を行った。なお、回転ステップ角度 θ_0 については 1° ($N = 180$ 枚) から 15° ($N = 12$ 枚) の範囲で変化させて、各々のFFT像を求めたが、得られるFFT像には大差はなかった。 $N < 12$ (枚) 以下では、FFT像に回転操作を行うことによる平滑効果が十分に得られず、処理時間を考慮して $N = 12$ (枚) とした。また、式 (5.13), (5.14) で解析を行う前に、平滑化スペクトル $\bar{V}(k_s)$ にハニング窓をかけ、前処理を行っている。これは、得られた平

滑化スペクトルが有限区間であることに起因する解析誤差を小さくするためである。

5.4.1.1 多粒子，同一粒子半径の場合

まず $256 \text{ pixel} \times 256 \text{ pixel}$ の画像中に，半径 5.5 pixel の粒子が 15 個ランダムな位置に配置されたシミュレーション画像を作成し，提案した方法を取り入れて解析を試みた．5.3でも説明したが，図 5.6 (a) は，5.3 で述べた処理の I) ~ IV) を行いスペクトル $V(k_s)$ を得たものを示している．さらに FFT によるデジタルフィルタリングの処理を行い，図 5.6 (b) の平滑化スペクトル $\bar{V}(k_s)$ を得た．この信号よりパワースペクトルを求め逆散乱手法を用いて粒子半径解析を実行する手順となる．図 5.7 に，式 (5.13), (5.14) による解析結果を示した．破線は式 (5.13) の結果を，実線は式 (5.14) による結果を示している．ほぼ与えた粒子半径の位置 (\downarrow 印) にピークが得られ，粒子半径分布計測が基本的に可能であることがわかる．特に，式 (5.13) に比べ式 (5.14) では，求めたいピークがより鋭くなっており，さらに粒子半径の小さい領域で大幅に改善されている．ただ，式 (5.14) による解析結果も完全とは言えず，粒子半径分布の幅が比較的大きいことや，実際の粒子半径以外の位置にも小さなピークが現れるなどの問題点がある．

5.4.1.2 2 粒子，異粒子半径の場合

次に $256 \text{ pixel} \times 256 \text{ pixel}$ の画像中に半径 6 pixel と 20 pixel の粒子が各々 1 個存在する場合について検討した．前章で提案した手法に従い，散乱パターンに相当する平滑化スペクトル $\bar{V}(k_s)$ を求め，パワースペクトルに変換し，逆散乱理論を用いて解析を行うと，求めたい粒子半径分布が計測できる．図 5.8 に，式 (5.13), (5.14) による解析結果を示した．破線は式 (5.13) の結果を，実線は式 (5.14) による結果を示している．ピークの高さが異なるものの，ほぼ与えた粒子半径の位置 (\uparrow 印) にピークが得られた．以上のことより，橋本により改善された式 (5.14) を用いることで，より正確な粒子半径分布計測が可能になったことがわかった．以下では，式 (5.14) を基に解析を行う．

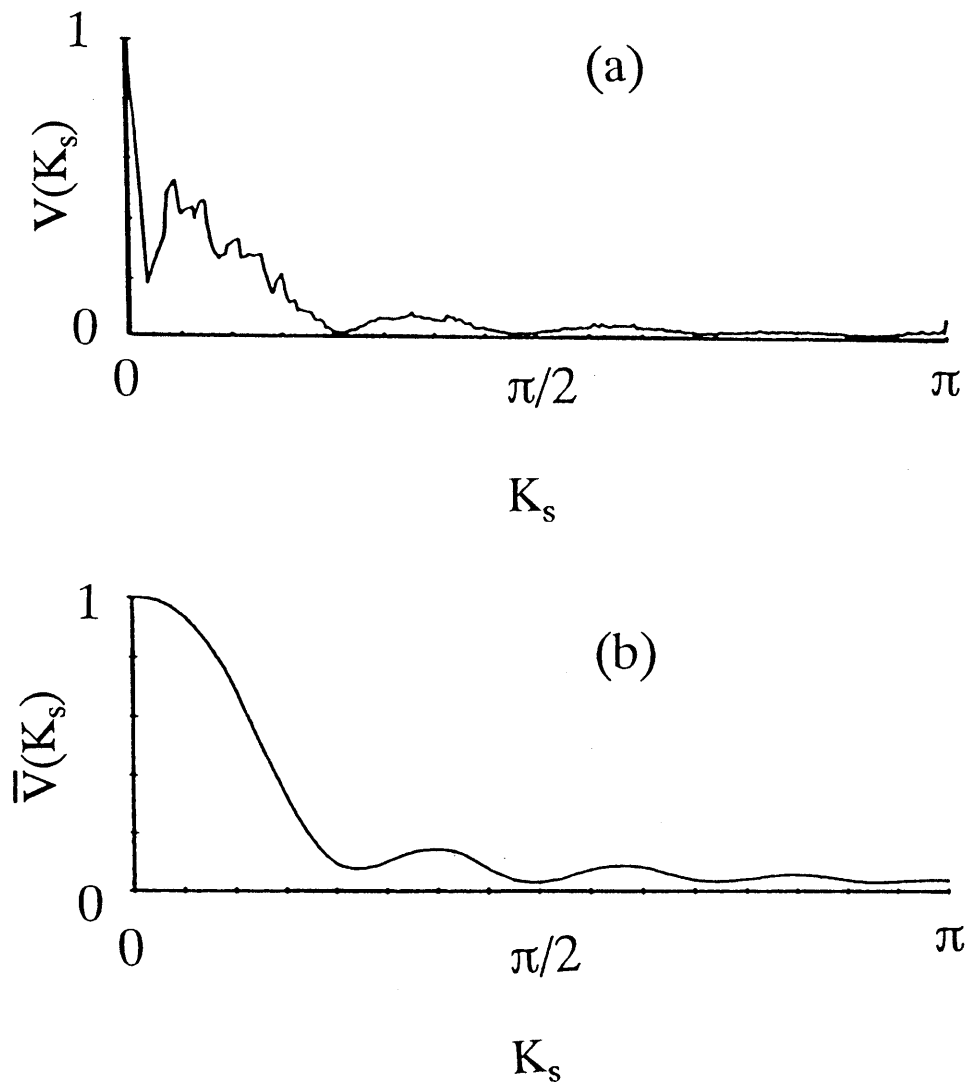


図 5.6 多粒子画像から抽出した平滑化スペクトル：(a) 手順 I)~IV) で得られたスペクトル，(b) フィルタリング処理後のスペクトル

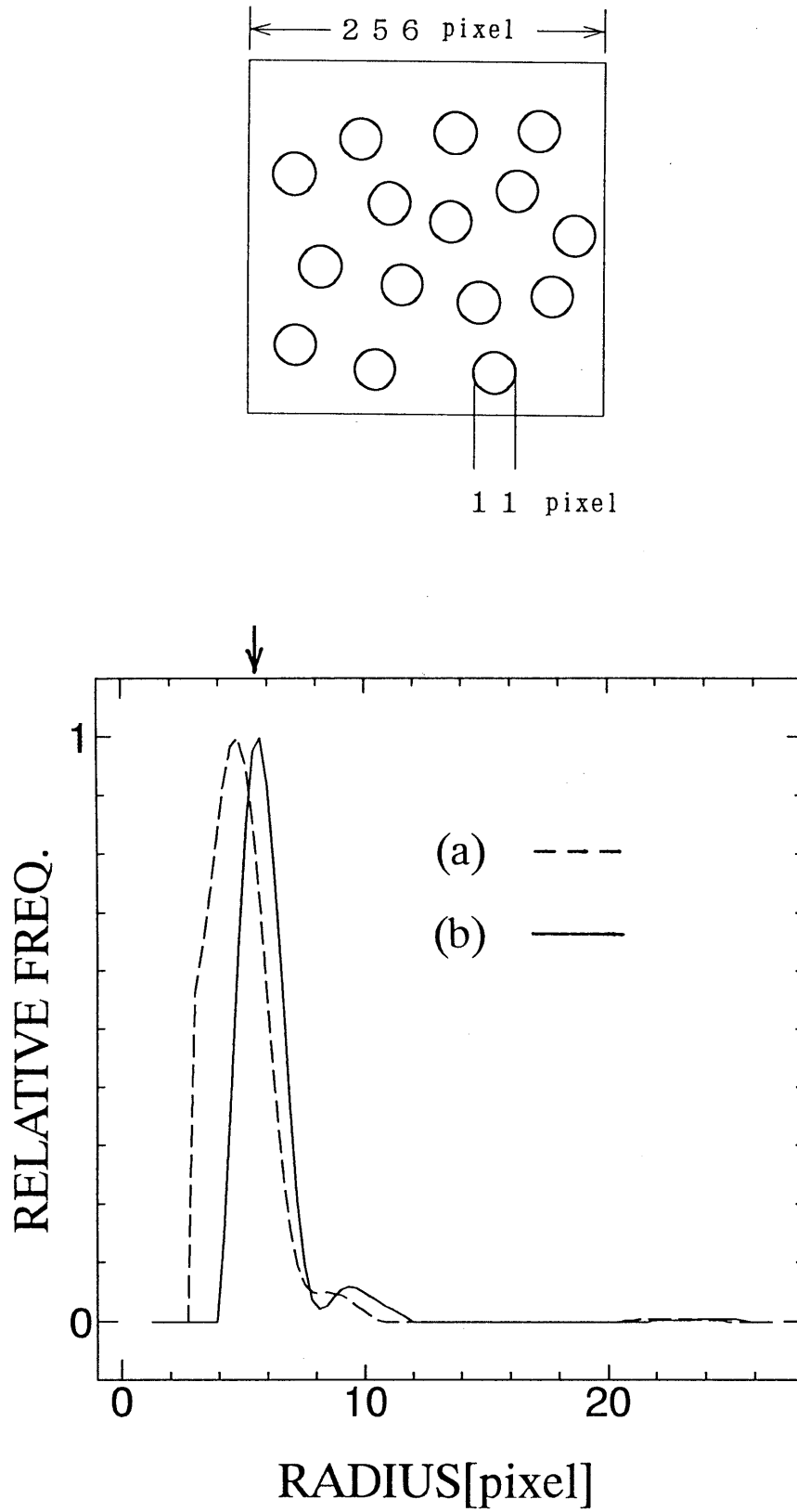


図 5.7 多粒子，同一半径粒子画像の粒子半径解析例：(a) 式 (5.13) による解析，(b) 式 (5.14) による解析

5.4.1.3 粒子半径が分布している場合

次に粒子半径が、ガウス分布に従い分散している多粒子画像の解析を試みる。256 pixel × 256 pixel の画像中に平均粒子半径 9 pixel (標準偏差 0.8 pixel) および 15 pixel (標準偏差 2 pixel) の粒子が、各々 37 個、および 25 個ランダムに存在する画像を考える (図 5.9 (a), (b))。図 5.9 (c) に、式 (5.14) による解析結果を示した。●と○が実際に与えた粒子半径分布であり、実線と破線が解析結果を示す。与えた分布と解析結果には、ほとんど分布の差はなく、よい結果が得られている。式 (5.14) を用いることにより、粒子半径分布計測が可能であることがわかる。

5.4.1.4 粒子数の計測

スペクトルの直流分 ($k_s = 0$ の振幅値) は 2 値化画像における明るい部分の画素数に比例することになり、粒径が一定の粒子群が対象であれば粒子数の計測に応用できる。まず、粒子が複数個存在する画像から提案した方法により平均粒子半径とスペクトルの直流分 $\sqrt{P(0,0)}$ を求める。得られた粒子半径が $\rho/2$ pixel とすると 128 pixel × 128 pixel 中に粒径 ρ pixel の粒子が 1 個存在するシミュレーション画像を作成し、2次元FFTを行いスペクトルの直流分 $\sqrt{P'(0,0)}$ を求める。 $\sqrt{P(0,0)}$ と $\sqrt{P'(0,0)}$ との比 ($\sqrt{P(0,0)}/\sqrt{P'(0,0)}$) を求めることにより、粒子数の推定が行なえる。シミュレーションによる結果を図 5.10 に示す。確かに $\sqrt{P(0,0)}$ は粒子の個数に比例して増加しており、粒子数の自動計測も基本的に可能であることがわかる。もちろんこの精度は、平均粒子半径の測定精度に依存する。

5.4.1.5 粒子が重なっている場合

ここでは、粒子が重なっている場合に、どの程度まで測定が可能かを検討する。まず 256 pixel × 256 pixel の画像中に同一粒径の 2 粒子 (粒子半径 9 pixel) が図 5.11(a) に示すように重なっている場合について、検討を行った。この場合長軸

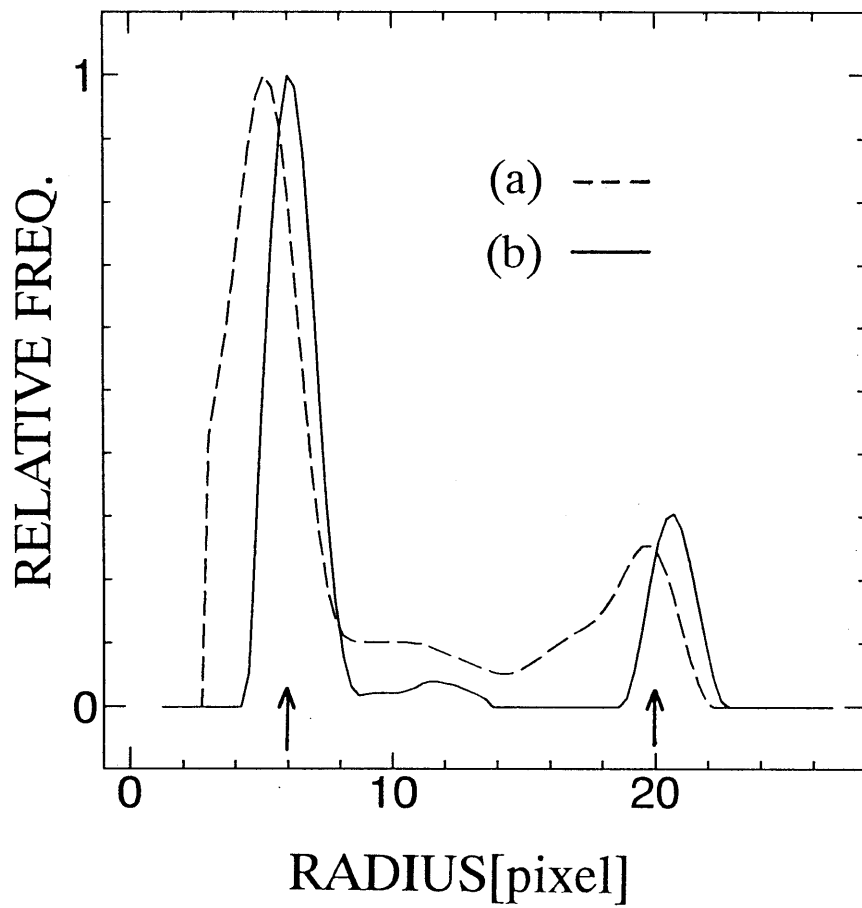
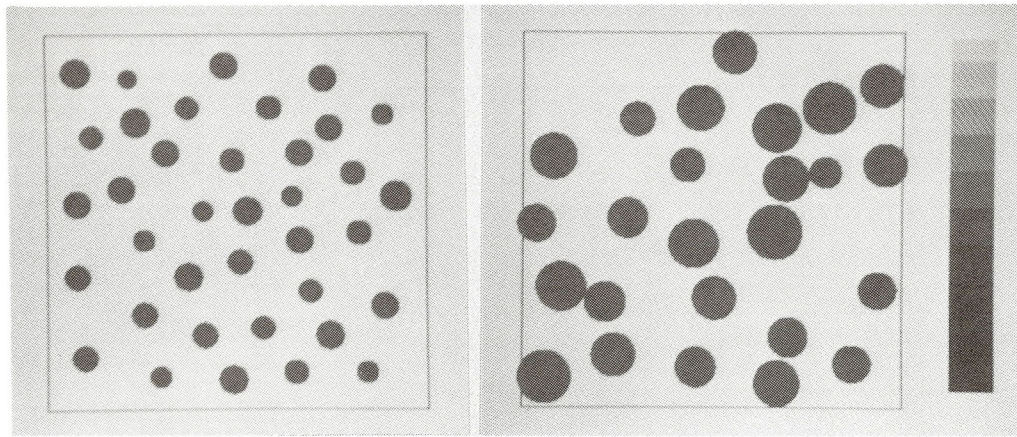
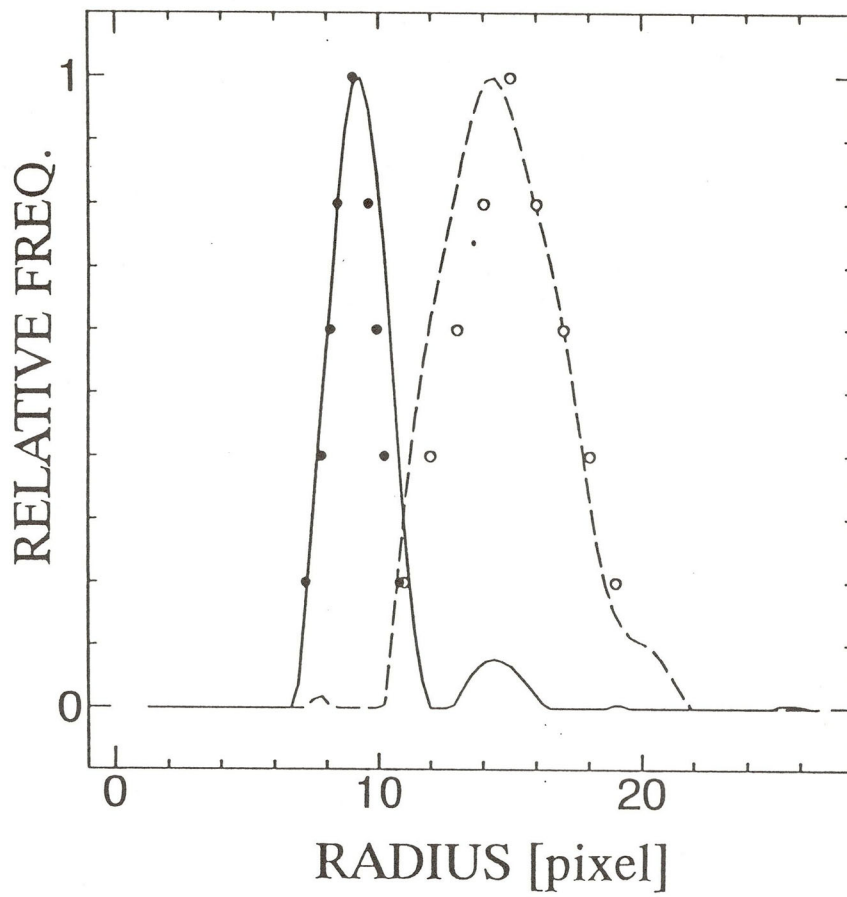


図 5.8 粒子半径が異なる場合の解析例：(a) 式 (5.13) による解析，(b) 式 (5.14) による解析



(a)

(b)



(c)

図 5.9 2 値化画像を対象とした粒子半径分布解析例: (a) 平均粒子半径 9 pixel (SD=0.8 pixel) の画像, (b) 平均粒子半径 15 pixel (SD=2 pixel) の画像, (c) 解析結果

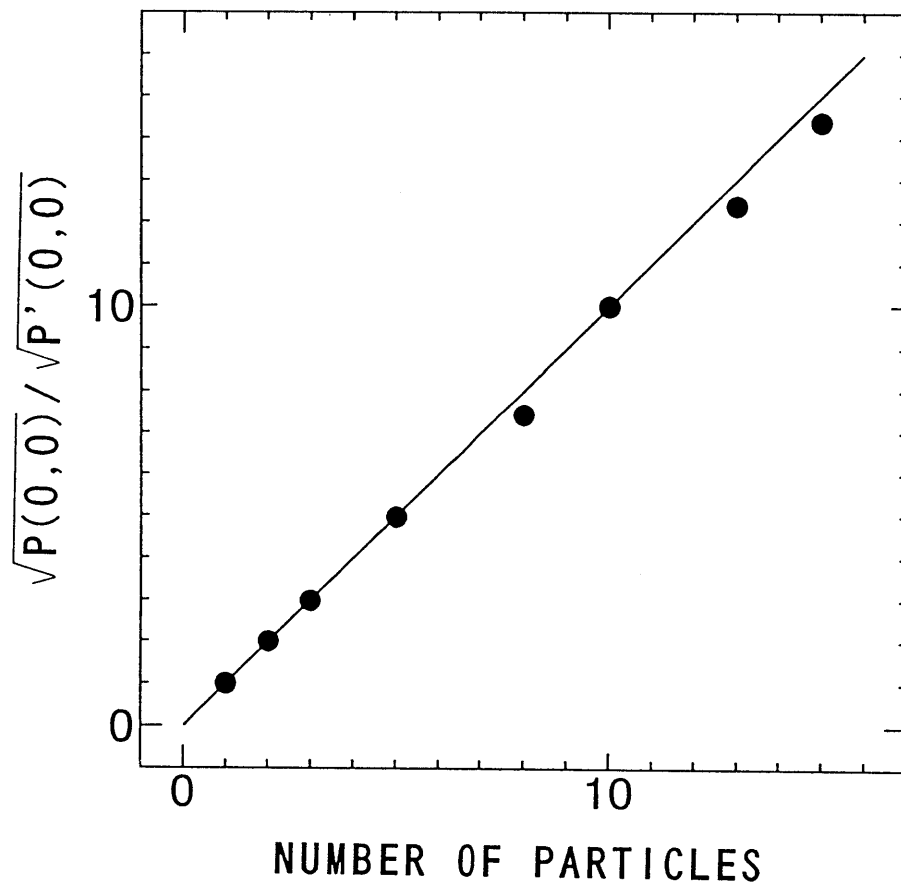


図 5.10 スペクトルの直流分を用いた粒子数計測

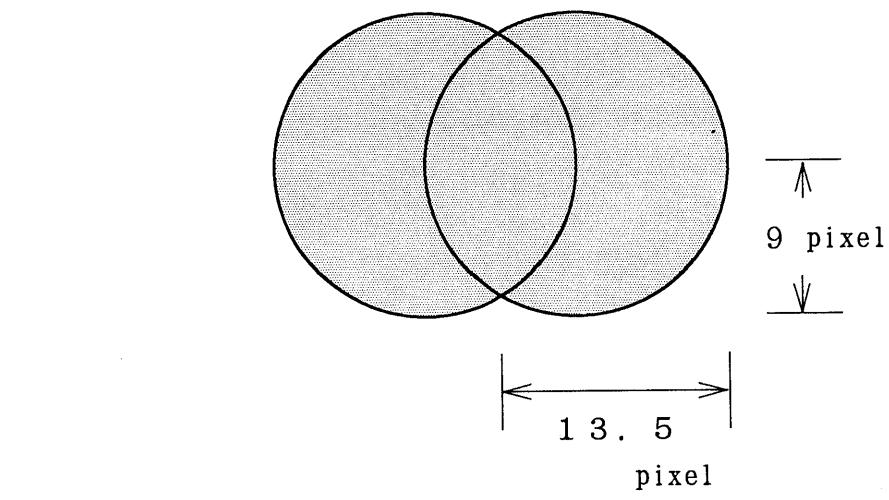
の長さは、27 pixel であり、これを粒径と考えると 13.5 pixel のあたりもピークが得られると考えられる。解析結果を図 5.11(b) に示す。与えた粒子半径位置および重なった粒子を 1 粒子とみなしたときの長軸の半径位置にピークが現れている (図中 ↓ の部分)。粒子の重なり具合を変化させると、本来の粒子半径位置には高いピークを得ることができ、長軸の半径位置のピークのみが移動していく結果が得られた。光散乱による逆散乱手法においても楕円体の長軸、短軸各々の計測が可能であることが知られており、画像処理による提案手法でもこのことが確認できたのではないかと考えられる。このことから、同一粒径の粒子が 2 つ重なる場合においては、ある程度解析が可能であると考えられる。次に、256 pixel × 256 pixel の画像中に同一粒径の 3 粒子 (粒子半径 9 pixel) が図 5.12(a) のように重なっている場合について検討した。解析結果を図 5.12(b) に示す。この場合 3 粒子で 1 粒子を表していると考えた場合、粒子半径は約 14 pixel となる。与えた粒子半径位置および重なった粒子を 1 粒子とみなしたときの半径位置に 2 つの大きなピークが得られる (図中 ↓ の部分)。すなわち、重なりにより偽のピークも出現するものの、本来の粒径の位置にもピークが現れている。このことは、全体の粒子数に対して重なる粒子の割合が小さければ、真の粒径の評価が可能であることを示唆している。

5.4.2 濃淡粒子画像を対象とした場合

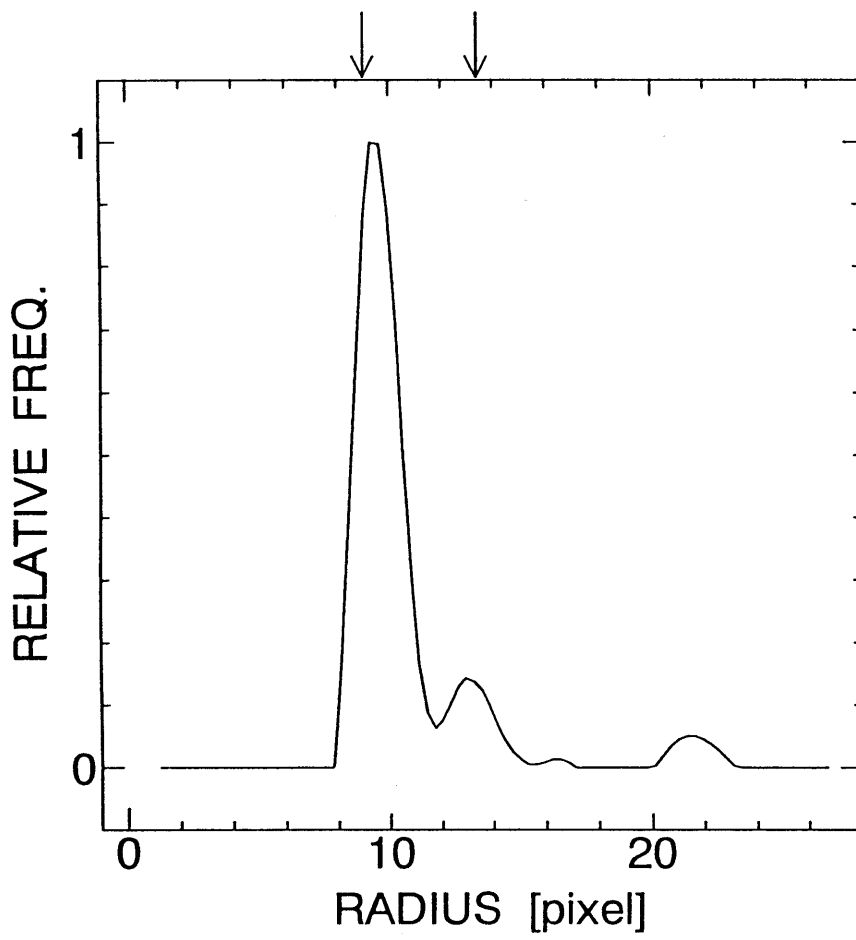
前小節では、粒子の 2 値化画像を対象に、逆散乱理論に基づく方法で解析を試みた。しかし、ガウス状等の輝度分布を持つ粒子画像を対象とした場合、2 値化する閾値の選び方で粒径が変化するという欠点がある。そこで、2 値化を行うことなく粒径解析を行う方法を本節で試みる。

5.4.2.1 粒子半径が分布している場合

粒子半径がガウス分布に従い分散し、かつ粒子がガウス状の輝度分布を持っている多粒子画像の解析を試みる。256 pixel × 256 pixel の画像中に平均粒子半径 9 pixel (標準偏差 0.8 pixel) および 15 pixel (標準偏差 2 pixel) のガウス状輝度分布を持つ粒子が、各々 37 個、25 個ランダムに存在する画像を考える (図 5.14 (a), (b))。

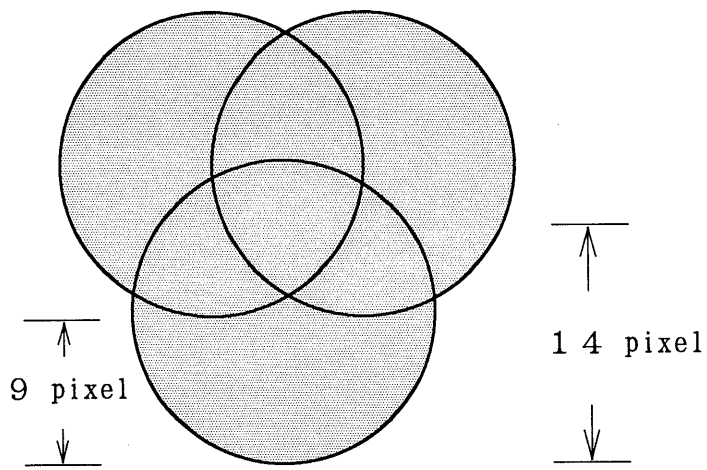


(a)

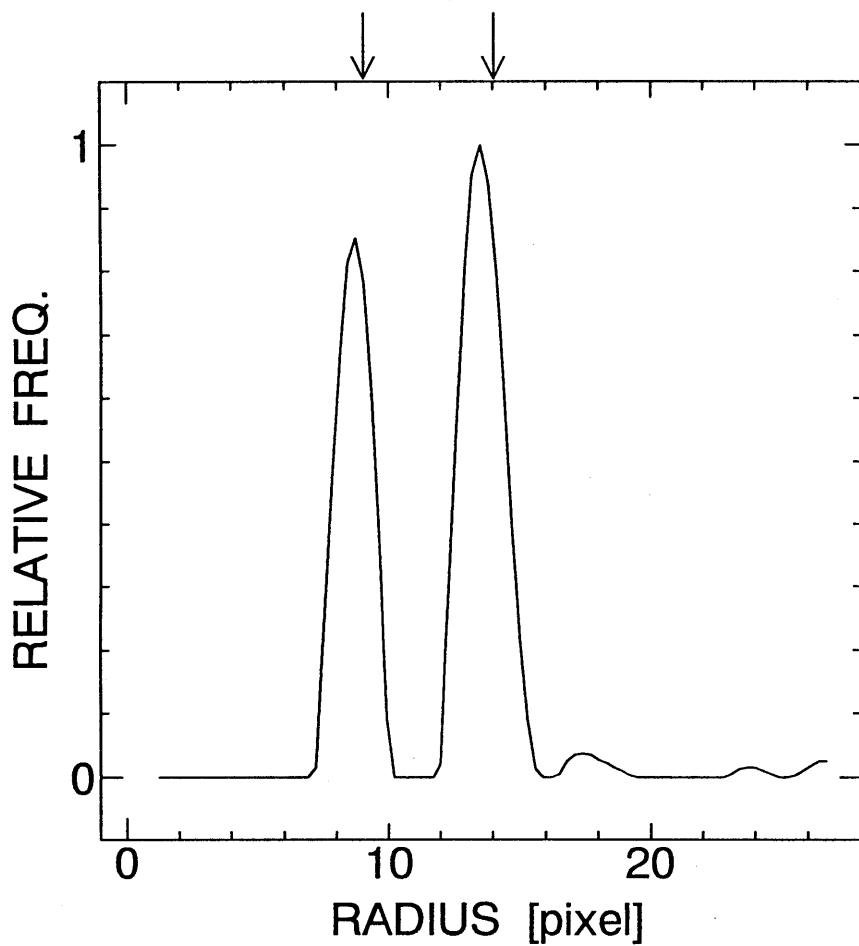


(b)

図 5.11 2 粒子が重なっている場合 (a) 解析対象画像例 (b) 解析結果



(a)



(b)

図 5.12 3 粒子が重なっている場合 (a) 解析対象画像例 (b) 解析結果

微分次数 m を, $m = 0, m = 1, m = 2$ と変化させたときの解析結果の変化の様子を図 5.13 に示す. この結果からも $m = 2$ とすることが妥当であることが確かめられる. 図 5.14 (c) に, 式 (5.15) による解析結果を示した. この場合の微分次数は $m = 2$ とした. ● と ○ が実際に与えた粒子半径分布であり, 実線と破線が解析結果を示す. 実際の粒子半径分布位置とは少しずれた位置にピークが現れているなどの問題はあるが, 与えた分布の広がり小さい場合の解析例は, よい結果を与えている. しかし, 分布が広がると平均粒子半径位置がずれ, 解析結果の分布の広がりが, 小さくなるなどの問題がある. これは, 自己相関関数を微分して得られるデルタ関数が不完全なためと思われる. しかし, 式 (5.15) を用いることにより, 粒子半径分布計測が基本的には可能であることがわかる.

5.4.2.2 粒子数の計測

2 値化粒子で粒子数計測を行ったのと同様に, 粒子がガウス状の輝度分布を持つ場合でも, スペクトルの直流分 ($k_x = 0$ の振幅値) は画像における粒子部分の画素数に比例することになり, 粒子数の計測に応用できる. まず, 粒子が複数個存在する画像から提案した方法により平均粒子半径とスペクトルの直流分 $\sqrt{P(0,0)}$ を求める. 得られた粒子半径が $\rho/2$ pixel とすると $128 \text{ pixel} \times 128 \text{ pixel}$ 中に粒径 ρ pixel の粒子が 1 個存在するシミュレーション画像を作り, 2 次元 FFT を行いスペクトルの直流分 $\sqrt{P'(0,0)}$ を求める. $\sqrt{P(0,0)}$ と $\sqrt{P'(0,0)}$ との比 $(\sqrt{P(0,0)}/\sqrt{P'(0,0)})$ を求めることにより, 粒子数の計測が行なえる. シミュレーションによる結果を図 5.15 に示す. 確かに $\sqrt{P(0,0)}$ は粒子の個数に比例して増加しており, 粒子数の自動計測も基本的に可能であることがわかる. もちろんこの精度は, 2 値画像の場合と同様に平均粒子半径の測定精度に依存する.

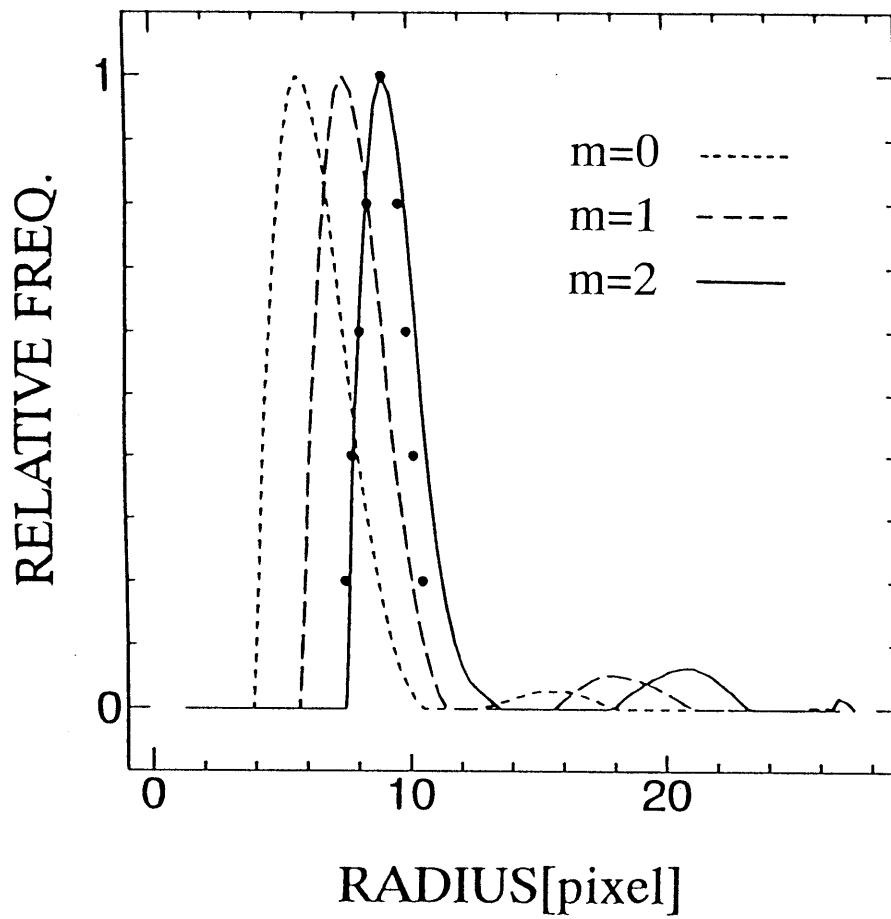


図 5.13 微分次数の変化させたときの解析結果

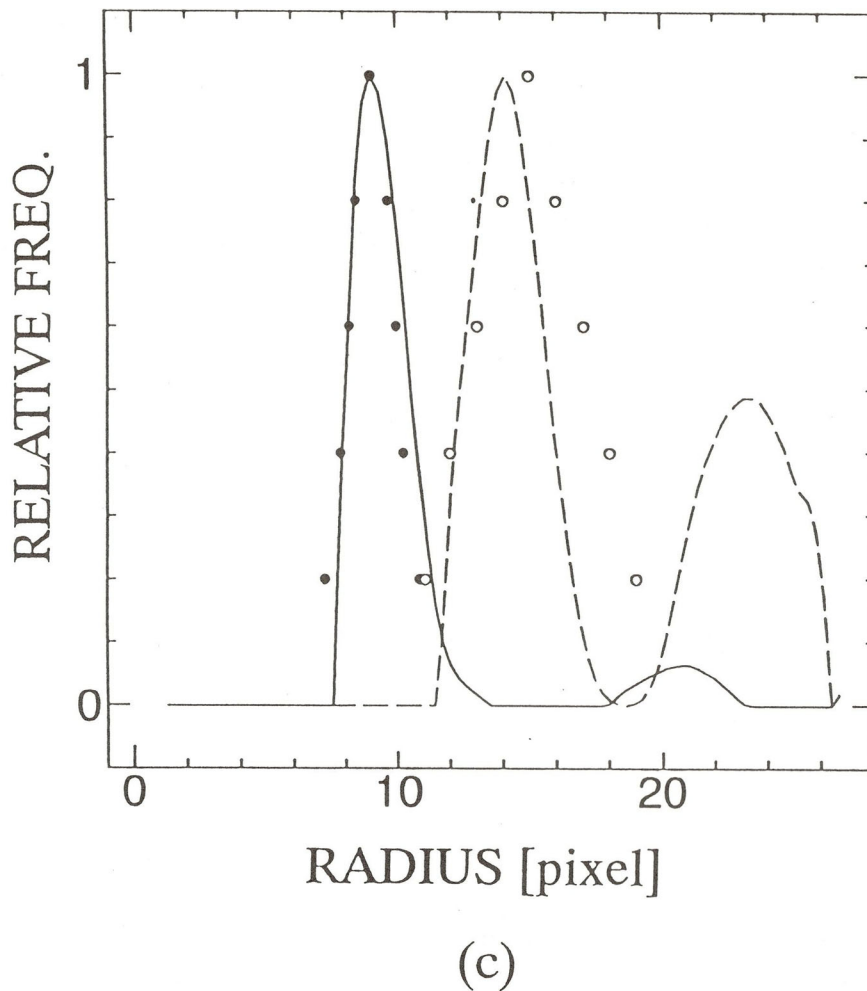
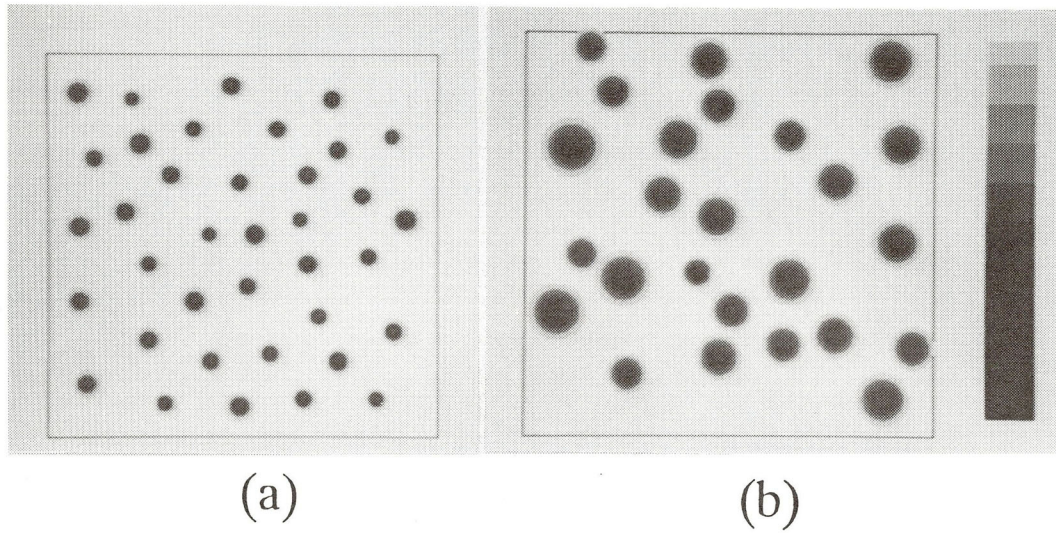


図 5.14 ガウス状輝度分布を持つ粒子の粒子半径分布解析例：(a) 平均粒子半径 9 pixel ($SD=0.8$ pixel) の画像，(b) 平均粒子半径 15 pixel ($SD=2$ pixel) の画像，(c) 解析結果

5.5 粒子のランダム移動による画像生成法を用いた粒子半径分布計測

前節でも述べたが、画像中に多粒子が存在する場合には、2次元FFTから得られるパワースペクトルに粒子間距離の情報が反映され、空間スペクトルが大きく乱れ、そのままでは解析が不可能であった。前節では、画像の回転処理を行うことで、粒子間距離の影響を相殺することを試みた。動的散乱においては、溶液中の微粒子のランダム運動が、この粒子間距離の情報を取り除く役割を果たしている。そこで本節では、2値化粒子を対象とし粒子位置が既知の場合に、画像の回転処理の代わりに、粒子をランダム移動させることで効果的に統計的平均操作が行え、粒子半径分布計測が可能なことを示す。

5.5.1 解析手順

本節で用いる解析は、5.3で詳述したI)～IV)の解析手順において、I)の回転処理を行う部分が異なる。すなわち、回転画像を生成するのではなく、画像中の各粒子位置をランダム移動させたN枚の画像を生成する。解析手順を図5.16に示す。得られた各画像に対し、解析手順II)～IV)に対応する式(5.19)、(5.20)、(5.21)を順次実行し1次元スペクトル $V(k_s)$ を得る。得られた1次元スペクトル $V(k_s)$ に対しデジタルフィルタリング処理、平滑化、再規格化を行った後に、平滑化スペクトル $\bar{V}(k_s)$ を得る。平滑化スペクトル $\bar{V}(k_s)$ を2乗し、パワースペクトルに変換したものを解析に用いる。このようにして得られたスペクトル $\{\bar{V}(k_s)\}^2$ (散乱パターン $I(k_s)$ に対応)をもとに、式(5.14)に示した逆散乱理論に基づくデジタル画像処理による粒子半径分布解析を試みる。

5.5.2 計算機シミュレーションによる検討

原画像は、2値化された円形粒子画像を用いた。回転処理を用いる解析手順では、12枚の画像を必要としたが、ここでは画像枚数を減らすことの可能性を探るために、12枚の画像と6枚の画像で検討する。なお本小節では、回転処理を用いた場合にあまり良い結果が得られなかった画像例をあえて取り上げ解析を試みて

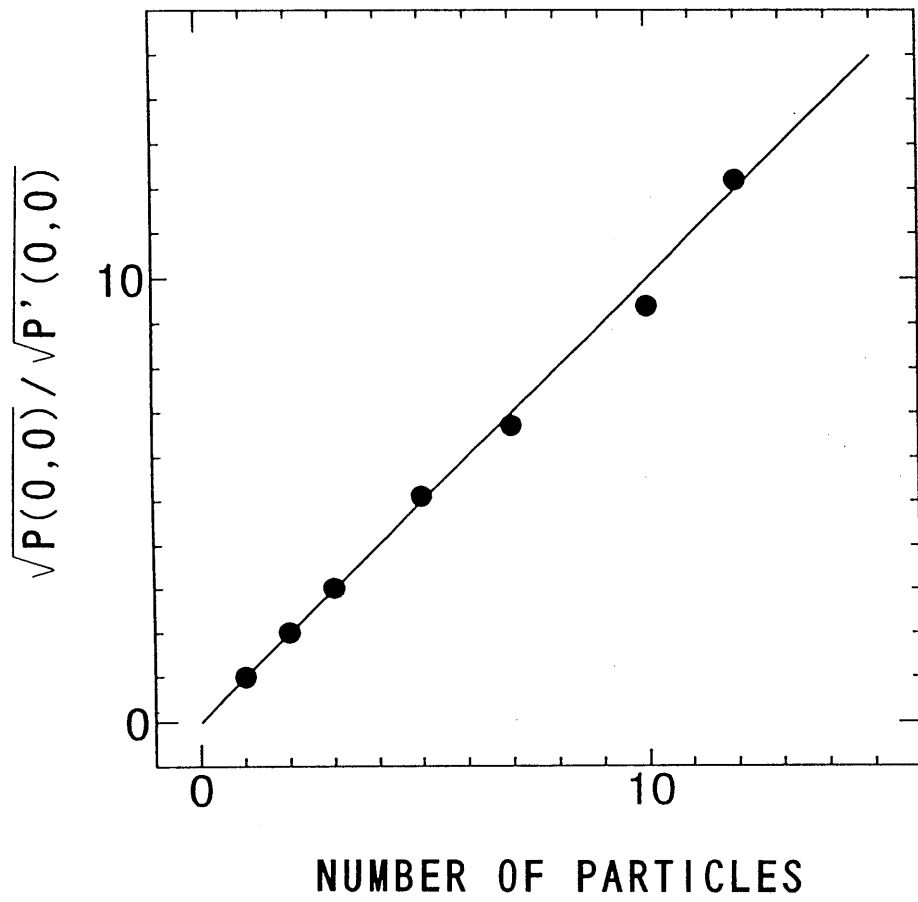


図 5.15 ガウス状輝度分布を持つ粒子のスペクトルの直流分を用いた粒子数計測

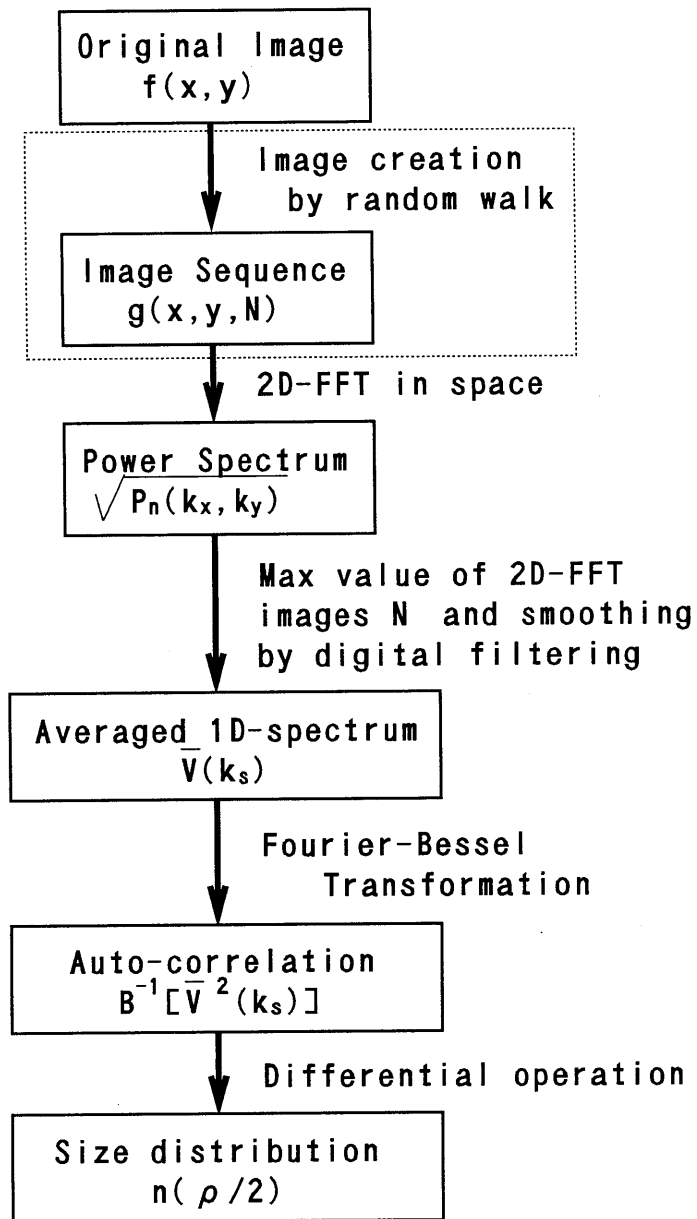


図 5.16 粒子のランダム移動を用いた画像処理による粒子半径分布計測手順

いる。

5.5.2.1 多粒子，同一粒子半径の場合

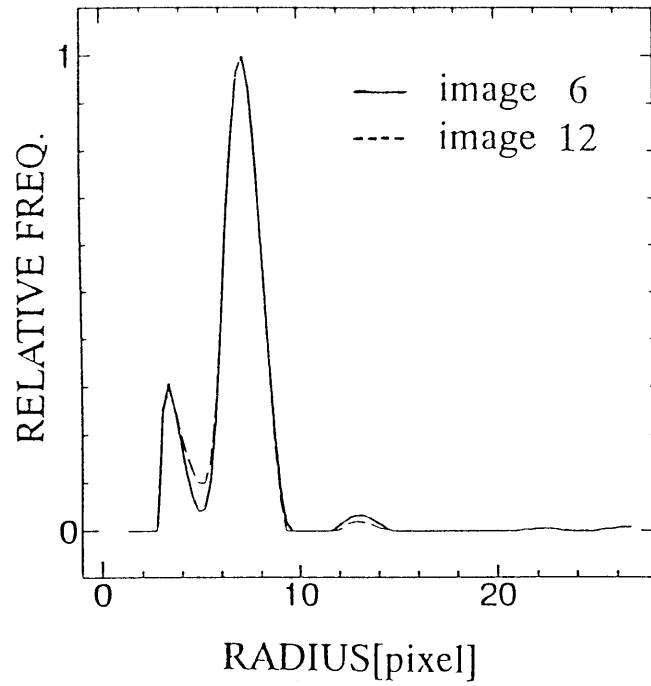
まず 256 pixel × 256 pixel の画像中に粒子半径 7 pixel の粒子が 10 個ランダムな位置に配置されたシミュレーション画像を作成し，回転処理を用いた方法と粒子をランダム移動させた方法で解析を試みた。回転処理を用いた方法では，解析に用いた画像枚数に関わらず，図 5.17(a) に示すように粒子半径より小さい位置で偽のピークが得られる場合がある。その様な画像例の場合でも，粒子をランダム移動させる画像生成法により作成した画像を用いて解析を試みたところ，粒子半径より小さい位置で偽のピークも現れず，良好な結果を得ることができた(図 5.17(b))。また，図 5.17 (a),(b) において，実線が生成画像 6 枚，破線が使用画像が 12 枚の場合の解析結果である。これより，生成画像枚数を減少させても，解析結果には目立った影響は見られない。以上のことから，回転処理を用いる方法と比較して，粒子をランダム移動させる画像生成法の方が，より粒子間距離の影響を相殺することの効果があるのではないかと考えられる。

5.5.2.2 2 粒子，異粒子半径の場合

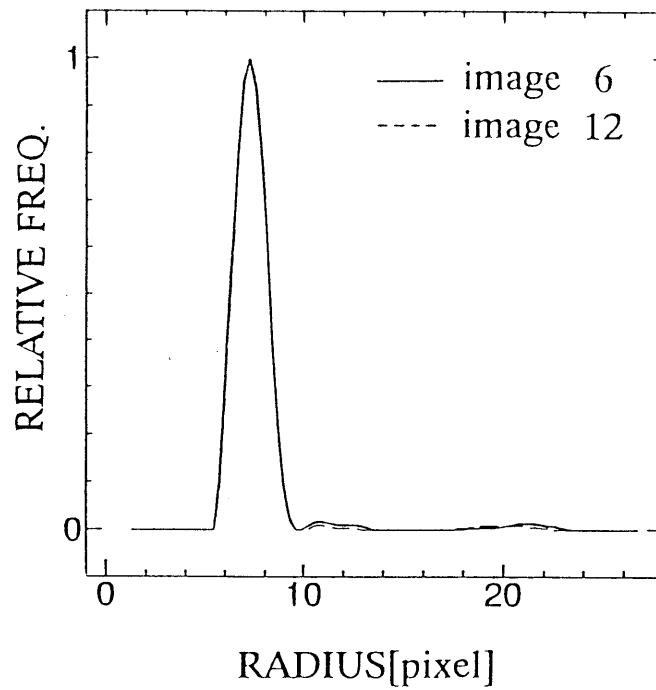
次に 256 pixel × 256 pixel の画像中に粒子半径 7 pixel と粒子半径 15 pixel の粒子が各々 1 個存在する場合について検討した。この場合は 12 枚の画像を用いた。図 5.18 に，実線が粒子をランダムに移動させた場合の解析結果と，破線が回転処理を用いた解析結果について示す。回転処理を用いた方法，粒子をランダムに移動させた方法ともにピークの高さが異なるものの，与えた位置にピークが得られ，粒子をランダム移動させる方法でも粒子半径分布計測の可能性があることがわかる。

5.5.2.3 粒子半径がガウス状に分布する場合

次に 256 pixel × 256 pixel の画像中に平均粒子半径 9 pixel，粒子個数 25 個，標準偏差 0.8 で粒子半径が分布する場合について検討した。この場合は 6 枚の画像を用いた。図 5.19 において，○が実際に与えた粒子半径分布であり，実線が粒子をラ



(a)



(b)

図 5.17 多粒子画像の粒子半径解析例： (a) 回転処理を用いた場合の解析結果 (b) 粒子をランダム移動させた場合の解析結果

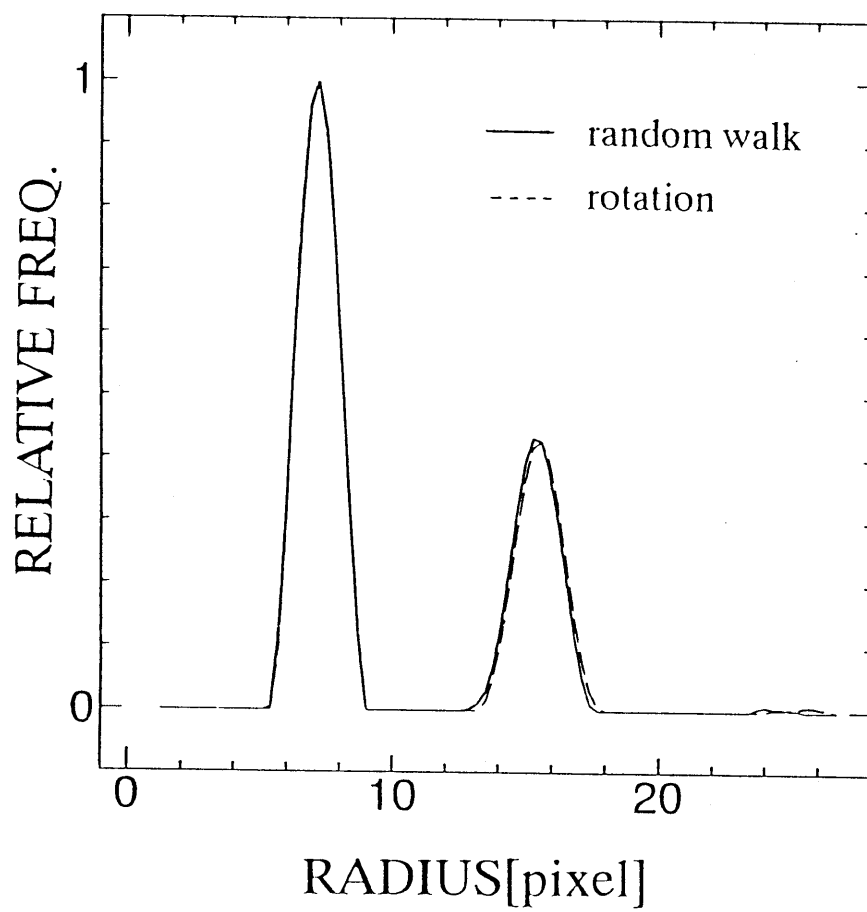


図 5.18 異粒子半径の粒子半径解析例

ランダム移動させた場合の解析結果，破線が回転処理を用いた場合の解析結果である．回転処理を用いた方法において，粒子半径より小さい位置で大きな偽のピークが得られ，与えた分布と異なる結果が得られる画像例の場合でも，粒子をランダム移動させる方法では，与えた分布と解析結果には，ほとんど分布の差はなく良好な結果を得ている．

5.6 実画像の解析例

2章で提案した，速度計測に用いた動画像処理システムで取り込んだ画像の中の1枚を，解析対象とした．図 5.20(a) に，計算機に取り込んだ解析対象画像を示す．今回，用いた画像処理装置では，最大 256 pixel × 232 pixel の画像サイズしか扱えない．このため，256 pixel × 256 pixel のウィンドウ上に表現したとき，画素値を持たない部分（白い横のライン）が現れている．ポリスチレンラテックス球が暗視野により可視化されており，実際に取り込んだ画像から，粒子直径は 10～11 pixel であることを視察により確認している．また図 5.20(a) からわかるように，粒子の周りに回折像が現れ，また背景の輝度レベルも一定でない．図 5.20(b) は，画像の輝度分布をヒストグラムで示している．背景の輝度レベルは，ヒストグラムの ↓ の部分の値であると考えられる．そこで，解析を行う前に一定の輝度レベル値を各画素から差し引くという処理を行い（ただし，差し引いた値が負であれば零とする），2値化を行った．得られた画像に対し，5.3節で提案した方法を用いて解析を行った．解析結果を図 5.21 に示す．得られた結果から，粒子半径 5 pixel の所に鋭いピークが得られ，視察との結果ともほぼ一致しており，提案する手法の有効性が確認できた．

次に，5.4.1.4 で提案した方法により，粒子個数に関して考察した．図 5.20(a) の画像中には 11 個の粒子が見られる．この画像を 2 値化してスペクトルの直流分 $\sqrt{P(0,0)}$ を求め，先ほど求めた粒子半径をもとに，粒子が 1 個存在する場合のシミュレーション画像をもとに，スペクトルの直流分 $\sqrt{P'(0,0)}$ を求め，それぞれの比 $(\sqrt{P(0,0)}/\sqrt{P'(0,0)})$ を求めてみた．

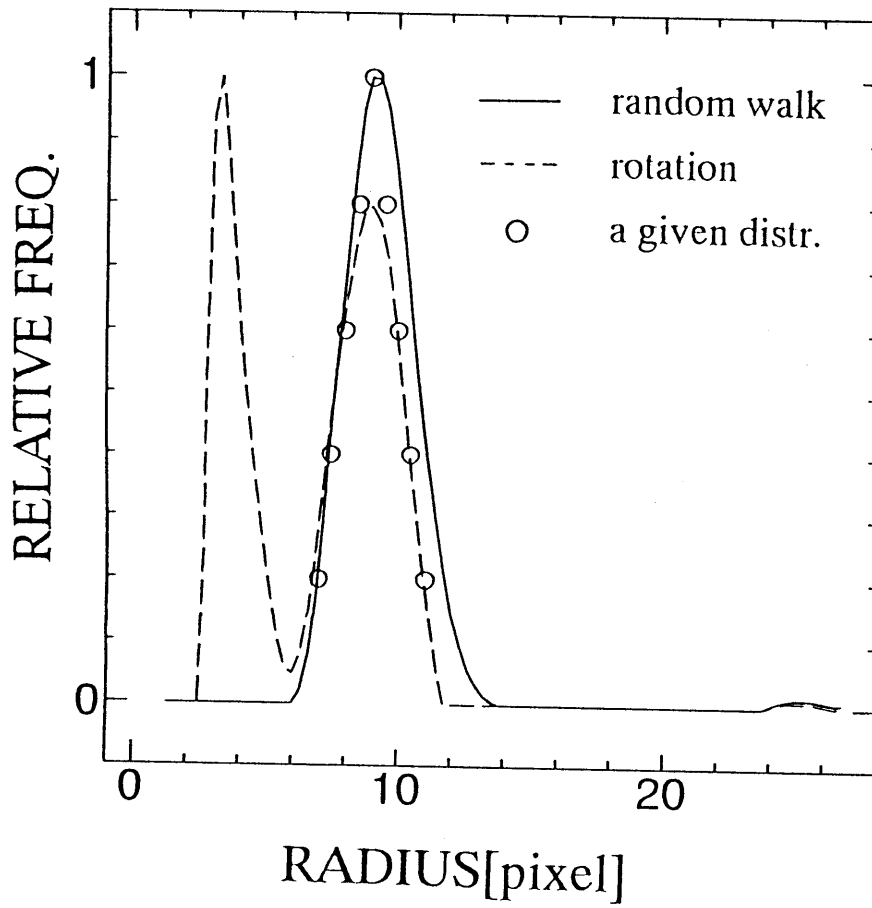


図 5.19 粒子半径がガウス状に分布している場合の解析例

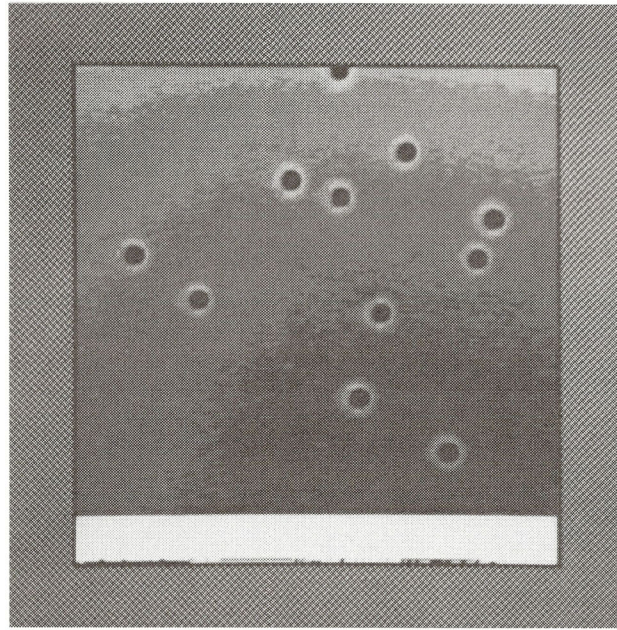
$$\frac{\sqrt{P(0,0)}}{\sqrt{P'(0,0)}} = \frac{1.697}{0.136} \approx 12.5 \quad (5.22)$$

粒子半径の測定精度に依存する誤差があるものの，与えられた粒子数に近い12.5個という結果が得られた．これより，粒子数計測に関しても提案する手法の有効性が確認できた．

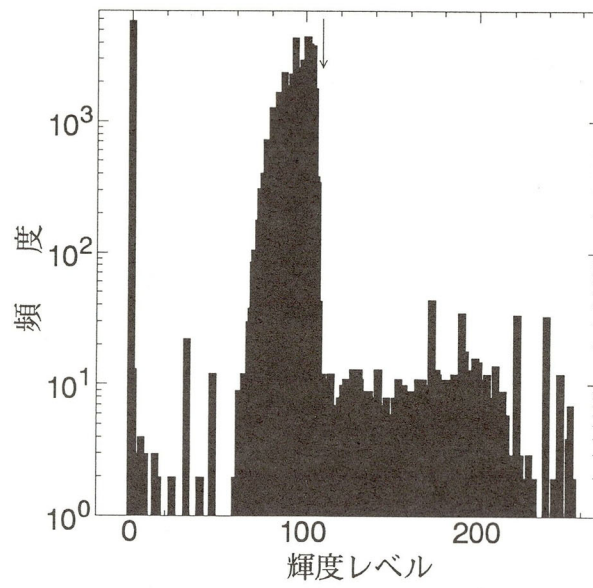
5.7 議論およびまとめ

本章では，可視化された粒子画像に対して，従来のデジタル画像処理とは全く異なる方法による粒子半径分布計測法を提案した．すなわち，複数粒子が存在する画像に対し，画像を一定間隔の角度で回転，または，粒子位置をランダムに移動させることで生成した複数枚の画像に対し，各画像に2次元FFTを行い，静的光散乱での散乱パターンに相当する統計平均スペクトルを得る．次に，この平均スペクトルに，光散乱理論における逆散乱手法の一解法として知られる式(5.14)を適用することで，2値化粒子画像における粒子半径分布を計測できる可能性があることを示した．さらにシミュレーションにより得られた結果から，式(5.14)を2微分することで，2値化を行わずに，ガウス状の輝度分布を持つ粒子の粒子半径分布解析に応用することが可能なことを示した．粒子をランダム移動させる方法では，粒子位置が既知であることが必要であることや，従来法と比較して計算時間も長くなるなど改良すべき点は多くあるが，アルゴリズムの単純さのほか，粒子数の自動計測の可能性もあり，従来法にない長所が期待できる．なお，計測できる粒子の大きさ，数及び密度については，取り扱う画像の大きさによるが，256 pixel × 256 pixel の画像中に粒子半径 20 pixel の粒子が 25 個存在する場合までは十分計測可能なことを確認している．

同一粒径粒子が2粒子重なる場合や3粒子以上重なる場合に対しても，重なる粒子の割合が全体の粒子数に比べて少なければ，解析が可能であることが確認されたが，重なり方の評価等の解析は困難である．このような解析法の確立，円形でない粒子の計測や，誤差の問題の解決などが今後の課題である．



(a)



(b)

図 5.18 解析した実画像例 (a) とその輝度分布ヒストグラム (b)

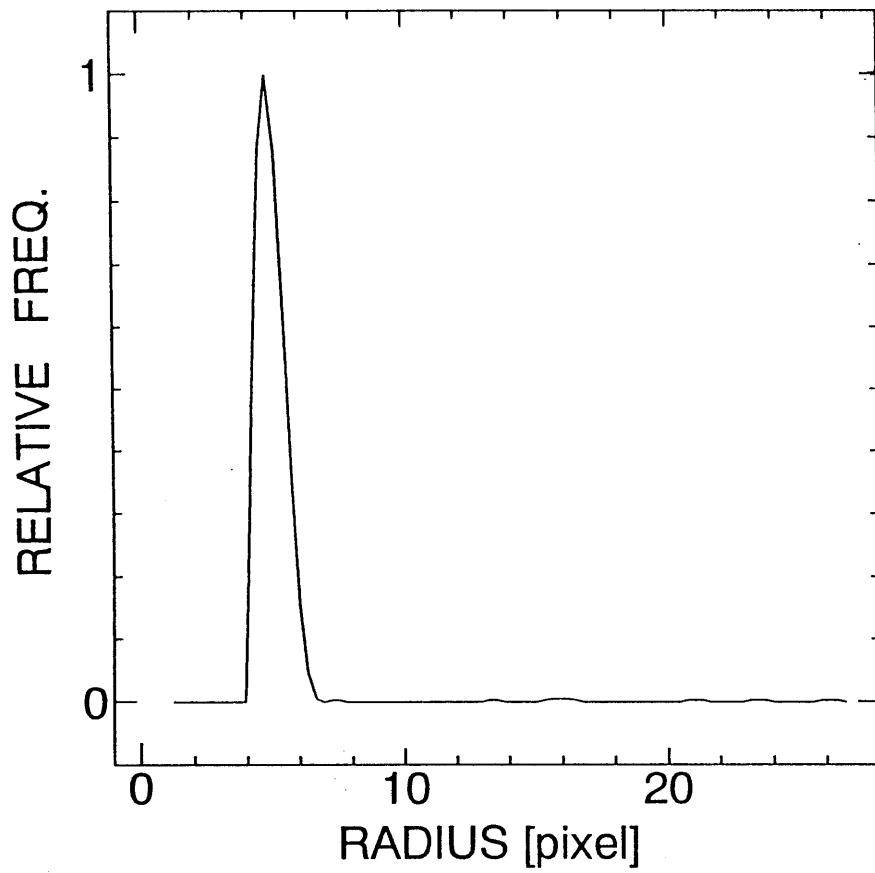


図 5.21 実画像の粒子半径分布解析結果

第6章 検討および結論

6.1 検討

空間フィルタリングによる画像変換や、画像の生成処理に基づく速度計測法および粒径計測法を提案した。まず、動画像処理による空間フィルタ法では、動画像にソフトウェアで構成した正負値をとる正弦波状空間フィルタをかけることで、従来の空間フィルタ速度計測法にみられる低周波歪および高調波歪の影響を受けない高精度な速度計測が可能となった。また、画像を取り込む際に、周辺分布をリアルタイムで計算しデータ圧縮を行うことにより、連続解析時間の拡大がはかれることを示した。さらに、粒子速度に応じて空間フィルタの波長や移動速度を柔軟に変化させることが可能であり、解析精度やダイナミックレンジを向上できることを示した。一方、スペクトル解析にMEMを用いることにより、速度の位置に急峻なピークを求めることが可能となった。ここでは、BZ反応に伴う振動的流体现象を解析対象に選んだ。この反応流体中にポリスチレン球(直径 $\phi = 0.48\mu\text{m}$)を注入し、レーザー光で流れを可視化し解析を行った。図3.8からわかるように、可視化して取り込んだ画像は鮮明でなく、粒径も照明強度により種々の大きさに変化して見えているため、特徴点を追うのは難しい。またBZ反応では、最初比較的ゆっくりとした流れが一方向に観測され、時間の経過とともに流速の大きな振動的流体现象が発生する。こうした現象において、注入された可視化粒子の対応付けを自動的に行うことは困難が予想される。また、速度変化のダイナミックレンジや速度の絶対値も大きく、濃度値の時間、空間勾配に基づく画像処理手法の適用も困難と考えられる。そこで、本論文では空間フィルタ法に基づく動画像処理による速度計測法を提案し解析を行った。実際にビデオ画像からマニュアル操作により実測した結果と、提案した速度計測法で自動解析した結果とを比較した。従来のハードウェアでのフィルタリングを基本とする空間フィルタ速度計測法と等価な、空間フィルタの波長や移動速度を固定した方法では、粒子速度の速いところで、ダイナミックレンジが追いつかず、正しく解析されていない。一方、粒子速度に応じてフィルタの波長が適切な長さになるように変化させながら解析した

方法では、実測した結果と解析結果が、どの速度領域においてもほぼ一致しており良い解析精度を得ている。このことより、BZ 反応に見られる流体现象の様に、流れの振動や流速のダイナミックレンジの大きな現象を解析するには、固定した形状の空間フィルタを用いる従来の方法では、良い結果を得ることは困難である。精度の高い解析を行うには、フィルタの波長を流速や粒径に応じ任意に変化させる必要があることがわかる。このことは、ハードウェアでフィルタを実現してきた従来の空間フィルタ速度計測法の解析精度の問題点を指摘していると言える。一方、提案した自動解析法、つまりフィルタ形状決定の自動化法が、有効であることが確認された。提案手法では、0~10 pixel/frame 程度までのサブピクセル精度の速度解析が可能であり、物理計測法としての可能性を示すことができたものと言える。しかし、現在のところマイクロコンピュータを中心としたシステム構成であるため、リアルタイム処理を行うことはできない。今回用いた現実の画像に対しては、十分な解析精度を得たが、今後、他の現実画像に対しても同等の解析精度が得られるか確認が求められる。また、スペクトル解析に用いる MEM の次数 m の決定法、解析精度を落とすことなくより少ないデータ数により解析を行う方法(時間分解能の向上)等の確立が今後解決しなければならない問題である。

次に、ブラウン運動する粒子の粒径計測について考察した。ブラウン運動する様な微粒子の粒径計測は、電子顕微鏡等を用いて計測を行うのが一般的であり、また高精度な粒径計測が可能である。しかし、生体微粒子の様に生きた状態として溶液中での運動や粒径計測は、電子顕微鏡では不可能である。本論文では、電子顕微鏡等を用いたシステムではなく、マイクロコンピュータを中心とし、光学顕微鏡システムでのサブミクロン粒子の粒径計測の可能性とともに、溶液中で運動する生体微粒子の運動や粒径計測の可能性を探った。そこで、動的光散乱法に基づく動画像からの粒径計測法の提案を行い、その有効性を確認した。通常、動的光散乱法では、粒子からの散乱光の揺らぎの周波数成分は、参照光と混合した光強度からヘテロダイン検波する事により得られる。一方、差動型レーザ・ドップラ速度計測法では、先に2つのクロスビームにより干渉縞を作り、この中を通過する粒子の散乱光が周期的変調を受けることを利用している。よって、参照光

と変調光の混合の順序は異なるが、動的光散乱法と差動型レーザ・ドップラ速度計測法は等価であると考えられる。また、序論でも述べたが、差動型レーザ・ドップラ速度計測法と空間フィルタ速度計測法は原理的に同一である。そこで、動的光散乱法を、動画像を対象とした空間フィルタ速度計測法に置き換えることで粒径計測を行った。この置き換えにより、粒子のブラウン運動を、3次元から2次元に投影する形で、動画像中での運動に変換する。画像上の散乱像の見かけの大きさは、レーザ照明の強さ、用いるレーザ光の波長に強く依存することから、散乱像から直接みかけの粒径を測定しても意味がない。すなわち、従来の2値化を行って粒径を求める方法を用いて計測を行っても、得られた粒径には意味がない。しかし、散乱像の運動特性は、ブラウン運動の特徴を示しており、動的光散乱理論を用い動画像から得られる平均相関関数（自己相関関数に統計平均処理を施したもの）を解析することで粒径計測が可能になる。提案した手法においても、散乱像の動きや見かけの大きさに応じた適切な波長のフィルタを選択することで、高精度な粒径計測が可能であると考えられる。ところで、粒径計測の基本となる散乱光の揺らぎから得られるヘテロダイン相関関数と、動画像から得られた平均相関関数が等価であるか否かを確認する必要がある。これは、動画像から得られた平均相関関数のフィルタ波長依存性、粒径依存性を調べることで行った。その結果、平均相関関数はヘテロダイン相関関数と同様の特性を持つことが確認でき、動画像を対象とし空間フィルタ速度計測法を用いることにより、粒径計測が可能であると結論できた。なお粒径計測を行う際には、正弦波状空間フィルタを一定速度で移動させる操作(周波数偏移)は行っていない。本論文では、2種類の照明用レーザ光源を用い、画像上で実現した正弦波状空間フィルタの波長を変えることで、 $0.20\ \mu\text{m} \sim 2.02\ \mu\text{m}$ までの粒径計測が可能であることを確かめた。粒径がさらに小さくなると散乱光は弱くなる。このため、ブラウン運動を画像化するには、1) レーザ光の波長を短くする、2) レーザ光強度を強くする、3) 顕微鏡の倍率をあげる、4) 高速ビデオ等を利用し動画像の標本化周波数を大きくする、などの工夫が必要となる。しかし、対物レンズの倍率をあげると焦点深度が浅くなり、3次元的なブラウン運動を2次元の画像上で捉えることが困難になる。今回、50 mW の Ar

レーザ（波長 488 nm）、40 倍の対物レンズを用い 30 Hz で標本化していることを考慮すると、提案手法での計測限界は $0.1 \mu\text{m}$ 程度ではないかと考えられる。動画画像からの粒径計測は、動的光散乱法による計測法と比べて、光学系の調整や観測領域での粒子濃度の調整等の煩わしさはない。また空間フィルタリングをソフトウェア処理で行っていることから、粒径や粒子速度に応じた適切な波長のフィルタを選択することが可能となり、高精度の粒径計測が可能になるという利点がある。さらに、粒子の画像中の場所による運動状態の違いや粒径分布の情報を得ることが可能と考えられる。今後、粒径分布の計測、あるいはブラウン運動のパワースペクトルの持つフラクタル性等について、研究の進展が期待される。

最後に、静的光散乱法に基づく静止画像からの粒径分布計測法の提案を行い、その有効性を確認した。これは、画像の 2 次元フーリエ変換を基本とする方法である。円形粒子が複数個存在する場合、2 次元フーリエ変換のパワースペクトルは、単一粒子の場合と大きく異なり、単純な重ね合わせはできない。解析を行う際、問題となるのは粒子間距離の情報が粒径の情報に重なることである。粒子間の距離は通常粒径より大きいと仮定すると、この粒子間の情報は、規格化したスペクトルを考えた場合、余分の周期性となり、常に包絡線より小さな値となり、新しいスペクトルの値を下げる効果がある。そこで、原画像を一定間隔の角度で回転した新しい画像を生成し、各々の画像に対する 2 次元 FFT を行い、各々の FFT 像から各波数において最大値を選ぶ処理を行った。すなわち、周波数領域での非線形な最大値の検出を行った。この操作を行うことで、1 つの FFT 像が得られる。さらに、円形粒子の中心対称性を考慮し、中心から等距離の点でのスペクトルの最大値を求める。この 2 段階の操作を行い、1 次元のスペクトルを得た。この 1 次元スペクトルを平滑化し、静的光散乱法での解析対象となる散乱パターンに相当する平滑化パワースペクトルを得た。この平滑化パワースペクトルに、静的光散乱法における逆散乱手法の一解法として知られる方法を適用することで、粒子半径分布を計測できる可能性があることを示した。その際、2 値化した実画像を用いて、粒子半径分布計測の可能性も示した。また、本手法で原画像を回転する代わりに、粒子位置をランダム移動させることによる画像生成法により、よ

り効果的に粒子半径分布が計測できる可能性を示した。ここで提案した画像生成処理による粒子半径計測法では、電子顕微鏡または光学顕微鏡等により画像化された粒子像が、そのまま粒子の絶対的な粒径を表すのであれば、適用が可能である。提案した画像処理による方法の場合、円形粒子を対象としているため粒子像の大きさが少なくとも直径 5 pixel 以上でないと解析精度に誤差を生じる。本論文で粒子半径範囲を pixel 単位で表示している理由は、提案する手法があくまで画像化された粒子を対象とするためである。2 値化粒子画像から粒径計測を行う手法としてパターンマッチング法が提案されているが、多種多粒子系の場合、粒子の多様性から多くのテンプレートをあらかじめ用意しておく必要がある。また粒子を円、楕円、多角形等で近似する方法では、実用的な方法が提案されているが、高精度化、完全自動化などが望まれている。提案手法では、2 値化粒子画像については勿論、ガウス状輝度分布を持つ多粒子画像についても良好な計測精度が得られることを確認した。しかし提案手法では、画像データの回転、2 次元 FFT、スムージング等の多段階処理を行うため、従来法と比較して計算時間が長くかかる。また、正しい粒子半径位置以外にも小さな偽のピークが現れる等改良すべき点は多い。しかし、粒径分布自動計測の可能性があり、粒子数の自動計測の可能性があり、従来法と比較しての長所として期待できる。なお、計測可能な粒子の大きさ、粒子数については、取り扱う画像の大きさにもよるが、256 pixel × 256 pixel の画像中に粒子半径 20 pixel の粒子が 25 個程度存在する場合まで計測可能なことを確認している。本論文では、主に粒子が重ならない場合についてコンピュータで擬似的に作成した 2 値粒子画像、および、2 値化した実画像で提案手法の有効性を確認した。同一粒径粒子が 2 粒子重なる場合や 3 粒子以上重なる場合に対しても、重なる粒子の割合が全体の粒子数に比べて少なければ、解析が可能であることが確認されたが、重なり方の評価等の解析は困難である。このような解析法の確立、円形でない粒子の計測や、誤差の問題の解決などが今後の課題である。

最近のコンピュータや画像処理機器の急速な発達や可視化技術の発達を考えると、画像処理による科学計測法は、非接触で、画像として取り込める場全体の同時計測

が可能であることや、得られた情報をソフト的に加工して他の物理情報として得やすいことなどが、大きな特徴であると考えられる。画像処理計測法の発展、普及の将来性は、きわめて大きいと思われる。このことから提案した手法は、速度計測、粒径計測、粒子半径分布計測において有力な手段となる可能性があると考えられる。

6.2 結論

最後に、本研究の成果および今後の目標について箇条書きにしてまとめる。

I) 空間フィルタ法に基づく速度計測法について

従来のハードウェアで構成された空間フィルタ速度計測法に代わる、動画像を対象とした速度計測法を提案した。提案手法では、動画像をソフトウェアで構成した正負値を持つ正弦波状空間フィルタに通すことにより、従来のフィルタの形状に起因する低周波歪および高調波歪の影響を受けない高精度な速度計測が可能となった。提案する手法では、0~10 pixel/frame 程度までのサブピクセル精度の速度解析が可能であり、実用的な物理計測法としての可能性を示すことができた。その他、以下のような利点がある。

- 1) 画面上の周辺分布を求めることにより、長時間のデータ取り込みが可能となった。
- 2) 空間フィルタの波長、移動方向が可変であるため、粒径や移動速度に応じた適切な空間フィルタを選択でき、ダイナミックレンジが広く高精度な速度計測が可能となった。
- 3) スペクトル解析にMEMを用いることにより、速度の位置に急峻なピークを求めることが可能となった。

II) 動的光散乱理論に基づく粒径計測法について

粒子のブラウン運動をソフトウェアで構成された空間フィルタ中での運動に変換し、動的光散乱理論を適用することで粒径計測が可能であることを示した。以下のような利点がある。

- 1) 従来の動的光散乱法と比較して，光学系の調整の煩雑さが無い。
- 2) みかけの粒径が絶対値径と一致しなくてもよい。
- 3) 適切な波長のフィルタを選択することにより，高精度の解析が可能である。
- 4) 入射レーザー光の波長を変えることにより， $0.20\ \mu\text{m} \sim 2.02\ \mu\text{m}$ までの粒径計測が可能である。

III) 静的光散乱理論に基づく粒子半径分布計測法について

従来の画像処理による粒径計測法とは異なり，光散乱理論における逆散乱手法を画像処理に応用した。2値化された粒子像に対して粒子半径分布計測が可能なことを示した。具体的には，以下のような利点がある。

- 1) 粒子像が何らかの方法で可視化されていれば，見かけの粒子半径分布計測が可能である。
- 2) 画像の2次元FFT処理を基本とし，アルゴリズムも単純である。
- 3) 粒子数の自動計数も可能である。

本研究の今後の目標としては，次のような本格的な物理計測への適用が考えられる。

- 1) 流体现象（生体中の血流など）の速度計測への応用，
- 2) 微粉炭や花粉等の粒径分布計測および粒子数計測への応用，
- 3) 細胞内微粒子や微生物の運動解析など生命科学への応用。

以上本論文では，可視化された物理現象を対象とする新しい画像処理解析法の提案と，その有効性を示したものである。残された課題もあるが，光散乱等で提案されている理論を背景に，画像の空間フィルタリングの考え方を拡張し，粒子速度計測，平均粒径計測，粒子半径分布計測において，高精度化，自動化が可能な解析法が提案できたものと確信している。動画像の応用としての速度計測や形状認識などの研究は，現在精力的に研究がなされている。今後，ここにあげた目標に向けて，問題点を解決し研究を進めていきたい。

謝 辞

山口大学工学部電気電子工学科三池秀敏教授には、平成3年5月から平成4年2月まで内地研究員として御指導頂き、その後の研究の方向を定める上で貴重な機会を与えて頂きました。以来、本研究をとりまとめるに到るまで、多大なる御指導ならびに御配慮を頂きました。ここに謹んで深く感謝の意を表します。

山口大学工学部電気電子工学科蛸名良雄教授、同電気電子工学科粟井郁雄教授、同応用化学工学科薄井洋基教授、同知能情報システム工学科古賀和利助教授の諸先生方には、論文をまとめるに当たり、それぞれの御専門の立場から適切な御指導と有益な御助言を賜りました。ここに感謝の意を表します。

また、山口大学工学部の学生諸兄(生駒実氏、中島浩一氏、山本英明氏、多田伸行氏、木村毅氏)には、いろいろお世話頂くとともに実験のお手伝いを頂きました。ここに深く感謝の意を表します。一方、光学的な立場から有益な御助言を頂いた、宇部高等専門学校電気工学科橋本基助教授に感謝の意を表します。

徳山工業高等専門学校の教職員の方々には、内地研究員を希望した際に御支援頂き、貴重な機会を与えて頂きました。また、卒業研究として実験のお手伝いを頂いた当研究室の学生諸氏を含め、ここに感謝の意を表します。

本研究は、周囲の方々の深い御理解と暖かい支援のもとで成し得たものです。ここに改めて深く感謝いたします。

参考文献

- (1) 田辺寛一郎, 木村淳: "画像特徴の定量化および解析・計測の実際", *O plus E*, **104** (1988), pp.150-167.
- (2) A. Scheuing and H. Niemann: "Computing Depth from Stereo Images by Using Optical Flow", *Pattern Recofn. Letters*, **4** (1986), pp.205-212.
- (3) 谷内田正彦: "ロボットビジョン", 昭晃堂 (1990).
- (4) 金谷健一: "画像理解 - 3次元認識の数理-", 森北出版 (1990)
- (5) G. Sandini and M. Tistarelli: "Active Tracking Strategy for Monocular Depth Inference Over Multiple Frames", *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intell.*, **12** (1990), pp.13-27.
- (6) J. M. Prager and M. A. Arbib: "Computing the Optic Flow: The MATCH Algorithm and Prediction", *Comput. Graphics Image Process.*, **24** (1983), pp.271-304.
- (7) 堀越力, 南谷晴之, 湯澤史佳, 大塩力, 土屋雅春: "動画像処理によるリンパ流速の自動計測", 電子情報通信学会論文誌, **J71-D** (1988), pp.917-925.
- (8) B. K. P. Horn and B. G. Schunck: "Determining Optical Flow", *Artificial Intell.*, **17** (1981), pp.185-203.
- (9) 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. Machine Intell.*, **PAMI-8** (1986), pp.565-593.
- (10) K. Imaichi and K. Ohmi: "Numerical Processing of Flow Visualization Picture Measurement of Two-Dimensional Vortex Flow", *J. Fluid Mech.*, **129** (1983), pp.283-311.
- (11) K. Koga, H. Miike and M. Momota: "Exact Determination of Optical Flow by Pixel-Based Temporal Mutual-Correlation Analysis", *IEICE*, **E70** (1987), pp.719-722.
- (12) A. Nomura, H. Miike and K. Koga: "Field Theory Approach for Determining Optical Flow", *Pattern Recognition Letters*, **12** (1991), pp.183-190.

- (13) 藤村恒太, 横矢直和, 山本和彦: "多重スケール画像を用いた動的輪郭モデルによる非剛体物体の輪郭追跡と動きの解析", 電子情報通信学会論文誌, **Vol.76-D-II** (1993), pp.382-390.
- (14) 阿川雄資, 岡田英史, 関塚永一, 大塩力, 南谷晴之: "相関法を用いた微小循環血流の速度分布計測", 電子情報通信学会論文誌, **Vol.76-D-II** (1993), pp.397-405.
- (15) H. Z. Cummins, N. Knable and Y. Yeh: "Observation of Diffusion Broadening of Rayleigh Scattered Light", *Phys. Rev. Lett.*, **12** (1964), pp.150-153.
- (16) Y. Yeh and H. Z. Cummins: "Localized Fluid Flow Measurements with an He-Ne Laser Spectrometer", *Appl. Phys. Lett.*, **4** (1964), pp.176-178.
- (17) E. A. Ballik and J. H. C. Chan: "Fringe Image Technique for the Measurement of Flow Velocities", *Appl. Opt.*, **12** (1973), pp.2607-2615.
- (18) F. Durst, A. Melling and J. H. Whitelaw: "*Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry*", Academic Press (1976).
- (19) 牛坂健, 三品博達, 朝倉利光: "レーザー・ドップラー顕微鏡における信号解析系とその測定誤差", 応用物理, **46** (1977), pp.781-788
- (20) H. D. Thompson and W. H. Stevenson: "*Laser Velocimetry and Particle Sizing*", Washington, DC. Hemisphere Publishing (1979).
- (21) 梶谷文彦, 伯 徳武, 西原浩: "レーザードプラ血流計測", 医用電子と生体工学, **17** (1979), pp.519-515
- (22) W. H. Stevenson: "Laser Doppler Velocimetry: A Status Report", *Proce. IEEE*, **70** (1982), pp.652-658.
- (23) C. J. Bates, O. Haddad, M. L. Yeoman and H. J. White: "Dual Wavelength LDA with Extended Dynamic Range for Simultaneous of Particle Size and Velocity", ICIASF'83 (1983), pp.183-190.
- (24) 丹羽登: "ライフサイエンスを測る", オーム社 (1983)

- (25) P. S. Dubbelday and H. C. Schau : "Laser Doppler Anemometry Detection of Hydroacoustic Particle Velocity", *J. Acoust. Soc. Am.*, **86** (1989), pp.891-894.
- (26) 梶谷文彦, 平松修, 小笠原康夫, 三戸恵一郎, 辻岡克彦 : "レーザドプラ血流計測法", **BME 4** (1990), pp.2-11
- (27) W. M. Farmer : "Measurement of Particle Size, Number Density and Velocity Using a Laser Interferometer", *Appl. Opt.*, **11** (1972), pp.2603-2612.
- (28) D. M. Robinson and W. P. Chu : "Diffraction Analysis of Doppler Signal Characteristics for a Cross-Beam Laser Doppler Velocimeter", *Appl. Opt.*, **14** (1975), pp.2177-2183.
- (29) R. J. Andrian and K. L. Orloff : "Laser Anemometer Signal : Visibility Characteristics and Application to Particle Sizing", *Appl. Opt.*, **16** (1977), pp.677-684.
- (30) W. D. Bachalo : "Method for Measuring the Size Velocity of Spheres by Dual-beam Light-scatter Interferometry", *Appl. Opt.*, **19** (1980), pp.363-370.
- (31) K. Tedjojuwono, Y. Kawase and T. Asakura : "Effect of Particle Density on the Photodetector Signal of Differential-Type Laser Doppler Velocimetry", *Optik.*, **67** (1984), pp.331-344.
- (32) P. Massoli, F. Beretta and A. D'Alessio : "Single Droplet Size, Velocity, and Optical Characteristics by the Polarization Properties of Scattered Light", *Appl. Opt.*, **28** (1989), pp.1200-1205.
- (33) M. Saffmann : "Phasen-Doppler-Methode zur optischen Partikelgrößenmessung", *Technisches Messen*, **tm**, 56 (1989), pp.298-303.
- (34) J. Ritonga, T. Ushizaka and T. Asakura : "Grating Velocimeter Signals: Visibility Characteristics and Application to the Particle Sizing", *J. Optics(paris)*, **21** (1990), pp.9-18.
- (35) J. T. Ator : "Image-Velocity Sensing with Parallel-Slit Reticles", *J. Opt. Soc. Am.*, **53** (1963), pp.1416-1422.

- (36) J. T. Ator: "Image Velocity Sensing by Optical Correlation", *Appl. Opt.*, **5** (1966), pp.1325-1331.
- (37) M. Gaster : "A New Technique for the Measurement of Low Fluid Velocities", *J. Fluid. Mech.*, **20** (1964), pp.183-192.
- (38) 江尻正員: "工業用画像処理", 昭晃堂 (1988).
- (39) 堤捨男: "空間フィルタとその応用", 応用物理, **43** (1974), pp.824-830.
- (40) 小林彬: "空間フィルタとその応用 [I]", 計測と制御, **19** (1980), pp.43-51.
- (41) 堤捨男, 室井徳雄: "光による移動体の検出", 電気学会雑誌, **102** (1982), pp.713-720.
- (42) 小林彬: "計測用空間フィルター法の進展", 応用物理, **52** (1983), pp.1007-1014.
- (43) 小林史典, 近久直一, 小林彬: "空間フィルタを応用した回転速度変動センサ", 計測自動制御学会論文集, **21** (1985), pp.157-163.
- (44) 中山鳩夫, 山浦富雄, 小林彬: "非接触2次元速度ベクトル計測用光学的空間フィルタ検出器", 計測自動制御学会論文集, **18** (1982), pp.609-616.
- (45) T. J. M. Jeurens, T. Arts, R. S. Reneman and D. W. Slaaf: "Analysis of the Bidirectional Optical Three-stage Prism Grating System for Red Blood Cell Velocity Measurements in Microvessels" , *Med. & Biol. Eng. & Comput.* , **22** (1984), pp.521-528.
- (46) 内藤正, 山崎弘郎, 小林彬: "INS時代のセンサ技術", 情報調査会 (1985).
- (47) T. Ushizaka, Y. Aizu and T. Asakura : "Measurements of Velocity Using a Lenticular Grating", *Appl. Phys. B*, **39** (1986), pp.97-106.
- (48) J. Ritonga, T. Usizaka and T. Asakura : "Two-Dimensional Measurements of Velocity Using Two Rotating Gratings", *Appl. Phys. B*, **48** (1989), pp.371-377.
- (49) 曹麗, 小林彬: "空間フィルタリング系のための多軸平行光学系と空間周波数成分の創出", 計測自動制御学会論文集, **25** (1989), pp.1164-1171.
- (50) 土谷茂樹, 鈴木清光, 松本昌大, 小林彬: "速度計測用空間フィルタの窓関数に関する解析とその実現方法", 計測自動制御学会論文集, **26** (1990), pp.243-250.

- (51) Y. Aizu and T. Asakura : "Principles and Development of Spatial Filtering Velocimetry", *Appl. Phys. B*, **43** (1987), pp.209-224.
- (52) Y. Itakura, A. Sugimura and S. Tsutsumi: "Amplitude-modulated Reticule Constructed by a Liquid Crystal Cell Array", *Appl. Opt.*, **20** (1981), pp.2819-2826.
- (53) A. Hayashi and Y. Kitagawa : "Image Velocity Sensing Using an Optical Fiber Array", *Appl. Opt.*, **21** (1982), pp.1394-1399.
- (54) 稲垣慎太郎, 山浦富雄, 小林彬: "可変性を有する空間フィルタ - 速度計測における可変性の検証 - ", 計測自動制御学会論文集, **23** (1987), pp.633-635(1987).
- (55) 朝倉利光, 牛坂健: "空間フィルタを用いた微小域速度測定 - 前 - ", *Optus E*, **97** (1987), pp.69-77.
- (56) 朝倉利光, 牛坂健: "空間フィルタを用いた微小域速度測定 - 後 - ", *Optus E*, **99** (1988), pp.87-94.
- (57) 板倉安正, 諏訪浩, 竹内雅浩: "空間フィルタ速度計測法による土石流表面速度の測定", 計測自動制御学会, **25** (1989), pp.504-506.
- (58) 板倉安正, 竹内雅浩, 笠原正雄, 小倉久直: "空間フィルタ速度計測法の不規則動画像シミュレーションと土石流表面速度計測への応用", 計測自動制御学会論文集, **27** (1991), pp.1092-1098.
- (59) 江原宏幸, 岡田英史, 福岡豊, 南谷晴之, 関塚永一, 大塩力: "微小リンパ管内の流速測定 - 周波数シフト機能を有する空間フィルタ速度計の応用 - ", 電子情報通信学会論文誌, **J75-D-II** (1992), pp.652-662.
- (60) 江原宏幸, 岡田栄史, 篠崎洋, 南谷晴之: "微小リンパ管におけるリンパ輸送機構の解析", 計測自動制御学会論文集, **28** (1992), pp.1029-1037.
- (61) H. Yamasaki, M. Shimokawa and W. Mituhashi : "New Structure for Intelligent Sensors", *IEEE Transducers*, (1985), pp.38-41.
- (62) H. Yamasaki, K. Oka and W. Mitsuhashi : "An Adaptive Intelligent Velocity Sensing System", *Transducers*, (1987), pp.137-142.

- (63) 三橋渉, 岡和彦, 山崎弘郎: "電子的に構成した空間フィルタによる運動計測", 計測自動制御学会論文集, **24** (1988), pp.1111-1117.
- (64) 岡和彦, 三橋渉, 山崎弘郎: "電子的に実現した柔軟性を有する空間フィルタ", 計測自動制御学会, **25** (1989), pp.271-277.
- (65) 田辺寛一郎, 木村淳: "画像特徴の定量化および解析・計測の実際", *O plus E*, **104** (1988), pp.150-167.
- (66) 北山正文, 砂田謙二: "光学顕微鏡画像処理による微粉炭粒度分布計測法", 計測と制御, **27** (1988), pp.531-536.
- (67) 村本健一郎, 椎名徹: "画像処理による降雪粒子の大きさと落下速度の自動測定", 電子情報通信学会論文誌, **J72-D-II** (1989), pp.1382-1387.
- (68) 北山正文: "微粉炭粒度計測法の比較較正方法について", 計測自動制御学会論文集, **28** (1992), pp.297-300.
- (69) 越塚寛, 清水孝一: "干渉縞を利用したサブミクロン粒子の検出法", *O plus E* **154** (1992), pp.102-108.
- (70) A. Rosenfeld and A. C. Kak (長尾真): "デジタル画像処理", 近代科学社, (1978).
- (71) 高木幹男, 鳥脇純一郎, 田村秀行: "画像処理アルゴリズムの最新動向", 新技術コミュニケーションズ, (1986).
- (72) 高木幹男, 下田陽久: "画像解析ハンドブック", 東京大学出版会, (1991).
- (73) 渡辺孝志, 柴田俊浩: "Hough変換と階層化画像を用いた欠損だ円の検出", 電子情報通信学会論文誌, **J73-D-II** (1990), pp.159-166.
- (74) 藤本公三, 岩田剛治, 仲田周次: " $\theta - \rho$ ハフ変換平面からの2次元曲線のパラメータ抽出", 電子情報通信学会論文誌, **J74-D-II** (1991), pp.1184-1191.
- (75) 坂上勝彦, 高木幹雄: "反復演算による重なり合った粒子像の分離", 情報処理学会論文誌, **24** (1983), pp.561-567.
- (76) 久保文雄, 坂上勝彦: "多角形近似を用いた重なり合った粒子像の分離手法", 電子情報通信学会論文誌, **J71-D** (1988), pp.1852-1854.

- (77) 久保文雄：”輪郭情報を利用した重なり合う粒子の円形分離”，第19回画像コンファレンス論文集，(1988)，pp.107-110.
- (78) B. J. Berne and R. Pecora：”*Dynamic Light Scattering*”，Jhon Wiley & Sons, New York (1976)
- (79) T. Ohsawa, E. Kobayashi and T. Ozaki：”FFT Method of Dynamic Light Scattering for Particle Size Diagnostics in Luminous Flames”，*Combustion & Flame*, **53** (1983), pp.135-139.
- (80) E. L. Weiss and H. N. Frock：”Rapid Analysis of Particle Size Distributions by Laser Light Scattering”，*Powder Technology*, **14** (1976), pp.287-293.
- (81) 清水孝一，石丸昭：”フーリエ変換による逆散乱問題の一解法（低濃度散乱体粒径分布の決定）”，応用物理，**52** (1983), pp.354-360.
- (82) 橋本基，清水孝一，松本伍良：”二次元散乱対の粒径分布解析法”，応用物理，**54** (1985), pp.721-725.
- (83) 橋本基：”光散乱を利用した生体微粒子の粒径分布計測に関する研究”，学位論文（北海道大学）(1986).
- (84) 田村誠也，斉藤紘史，西端健：”光散乱法によるポリスチレン粒子の直径の精密測定”，計測自動制御学会論文集，**25** (1989), pp.962-968.
- (85) J. C. F. Wang and D. A. Tichenor：”Particle Size Measurements Using an Optical Variable-frequency-grid Technique”，*Appl. Opt.* , **20** (1981), pp.1367-1373.
- (86) 高木亨，堤捨男：”天空および山林背景の輝き空間分布の統計的性質”，電子通信学会論文誌，**Vol.51-c** (1968), pp.51-58.
- (87) 堤捨男：”イメージ角速度の検出等に関する振幅変調レティクルの応用”，電子通信学会論文誌，**Vol.51-c** (1968), pp.66-73.
- (88) 堤捨男，高木亨：”ある異方性背景に対する最適空間フィルタ”，電子通信学会論文誌，**Vol.54-c** (1971), pp.827-834.
- (89) 三池秀敏，古賀和利，橋本基，百田正広，野村厚志：”パソコンによる動画像処理”，森北出版(1993).

- (90) H. Miike, K. Koga, M. Momota and H. Hashimoto : "Spatial Filtering Velocimetry by Dynamic Image Processing", *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26** (1987), pp.L1431-L1434.
- (91) 三池秀敏, 古賀和利, 橋本基, 百田正広 : "最大エントロピー法による動画像のスペクトル解析 (イメージ・ドップラ計測)", 信学技報, **IE86-109** (1987), pp.57-63.
- (92) 例えば有本卓 : "信号・画像のデジタル処理", 産業図書 (1980).
- (93) 例えば南茂夫 : "科学計測のための波形データ処理", C Q 出版社 (1988).
- (94) 例えば日野幹雄 : "スペクトル解析", 朝倉書店 (1982).
- (95) T. J. Ulrych and T. N. Bishop : "Maximum Entropy Spectral Analysis and Autoregressive Decomposition", *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13** (1975), pp.183-200.
- (96) P. F. Fougere : "A Solution to the Problem of Spontaneous Line Splitting in Maximum Entropy Power Spectrum Analysis", *J. Geophys. Res.*, **82** (1977), pp.1051-1054.
- (97) M. Kaveh and G. A. Lippert : "An Optimum Tapered Burg Algorithm for Linear Prediction and Spectral Analysis", *IEEE Trans. Acoust., Speech & Signal Process.*, **ASSP-31** (1983), pp.438-444.
- (98) 瀧澤由美 : "瞬時化最大エントロピー法に基づく非定常過程のスペクトル推定法", 電子情報通信学会論文誌, **J73-A** (1990), pp.1083-1093.
- (99) 三池秀敏, 古賀和利 : "動画像処理による空間フィルタ速度計測法", 第19回画像コンファレンス論文集, (1988), pp.111-114.
- (100) H. Miike, H. Yamamoto, M. Momota and H. Hashimoto : "Hydrodynamic Effects Induced by Chemical Wave Propagation", in *Physics of Pattern Formations*, World Scientific Pub. Co. (1992), pp.191-200.
- (101) 山本英明, 百田正広, 古賀和利, 三池秀敏 : "ビデオ画像データ処理のためのデジタル速度計測", 電子情報通信学会誌, **J-75-D-II** (1992), pp.1682-1690.
- (102) A. N. Zaikin and A. M. Zhabotinsky : "Concentration Wave Propagation in Two-dimensional Liquid-phase Self-oscillating System", *Nature*, **225** (1970), pp.535-537.

- (103) A. M. Zhabotinsky and A. N. Zaikin : "Autowave Processes in a Distributed Chemical System", *J. Theor. Biol.*, **40** (1973), pp.45-61.
- (104) H. Miike, S. C. Muller and B. Hess : "Oscillatory Hydrodynamic Flow Induced by Chemical Waves", *Chem. Phys. Lett.*, **144** (1988), pp.515-520.
- (105) H. Miike, S. C. Muller and B. Hess : "Oscillatory Deformation of Chemical Waves Induced by Surface Flow", *Phy. Rev. Lett.*, **61** (1988), pp.2109-2112.
- (106) 三池秀敏 : "BZ 反応系の画像処理と流体现象", *Sci. Form.*, **3** (1989), pp.155-184.
- (107) 木村毅, 三池秀敏, 山本英明, 百田正広 : "動的散乱理論に基づく動画処理によるブラウン粒子の粒径評価", 電子情報通信学会論文誌, **J76-D-II** (1993), pp.1987-1993.
- (108) Ohbayashi K., Kohno K. and Utiyama H. : "Photon correlation spectroscopy of the non-Markovian Brownian motion of spherical particles", *Phys. Rev.*, **A,27** (1983), pp.2632-2641.
- (109) 大林康二 : "ブラウン運動の非マルコフ性と非線形緩和", 月刊フィジックス, **Vol.6,NO.8**, (1985), pp.440-444.
- (110) 斎藤慶一 : "工学系のための確率と確率過程", サイエンス社, (1974).
- (111) Max Born and Emil Wolf (草川徹, 横田英嗣訳) : "光学の原理 II - 干渉および回折 -", 東海大学出版会, (1976).
- (112) A. Ishimaru : "Wave Propagation and Scattering in Random Media. Vol.1", Academic Press, New York, (1978).
- (113) 三池秀敏, 中島浩一, 百田正広, 古賀和利 : "動画の時空間多次元スペクトル解析", 第20回画像コンファレンス論文集, (1989), pp.129-132.
- (114) 百田正広, 三池秀敏, 中島浩一, 多田伸行, 古賀和利 : "空間フィルタ法および散乱理論に基づく動画処理による粒子像の解析", 信学技報, **IE90-89** (1991), pp.47-54.
- (115) 百田正広, 橋本基, 多田伸行, 三池秀敏 : "フーリエ解析を用いたデジタル画像処理による粒径解析", 電子情報通信学会論文誌, **J75-D-II** (1992),

pp.47-54.

- (116) M.Momota, H.Miike and H.Hashimoto : "Measuring Particle Size Distribution by Digital Image Processing with Inverse Fourier-Bessel Transformation", *Jpn.J.Appl.Phys.*,**33** (1994), pp.1189-1194 .

付録 A 差動型レーザ・ドップラ速度計測法の原理

広く用いられている，差動型レーザ・ドップラ速度計の基本構成を示す(図 A.1). まず，1本のレーザ・ビームをビームスプリッタで二分し，凸レンズに平行ビームを入射することにより，領域 A で交差するように光学系を構成する．すると以下の理由から，2つのレーザ光が交差する領域 A では干渉縞が生成される．2つのレーザ光の振幅をそれぞれ E_1, E_2 位相をそれぞれ ϕ_1, ϕ_2 とし，周波数 ν は同一とすると，光電検出器上の点 x における時刻 t での2つの光の電場は，それぞれ次の式で表せる．

$$\epsilon_1 = E_1 \exp[-j(2\pi\nu t + \phi_1)] \quad (\text{A.1})$$

$$\epsilon_2 = E_2 \exp[-j(2\pi\nu t + \phi_2)] \quad (\text{A.2})$$

この2つの光を重ね合わせて検出すると，光の強度は電場の和の2乗の時間平均で次の式のように表せる．

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{4\pi} \int_0^T (\epsilon + \epsilon^*)^2 dt \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^T (\epsilon_1 + \epsilon_1^* + \epsilon_2 + \epsilon_2^*)^2 dt \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

$T \gg 1/\nu$ の条件のもとで積分を実行すると

$$\begin{aligned} I &= \epsilon_1 \epsilon_1^* + \epsilon_2 \epsilon_2^* + \epsilon_1 \epsilon_2^* + \epsilon_1^* \epsilon_2 \\ &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となり，位相差 $\phi_1 - \phi_2$ に依存する干渉縞が生じる．

次に，速度計測について考える．2つのレーザ・ビームの波数ベクトルを各々 \vec{k}_1, \vec{k}_2 とすると，干渉縞の波数ベクトル \vec{k} ($= \vec{k}_1 - \vec{k}_2$) は図 A.1 中の各ベクトルの幾何学的関係より，その方向は図の y 軸方向およびその大きさ $|\vec{k}|$ が次式のように決定される．

$$\begin{aligned} |\vec{k}| &= |\vec{k}_1| \sin(\theta/2) + |\vec{k}_2| \sin(\theta/2) \\ &= \frac{4\pi \sin(\theta/2)}{\lambda} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

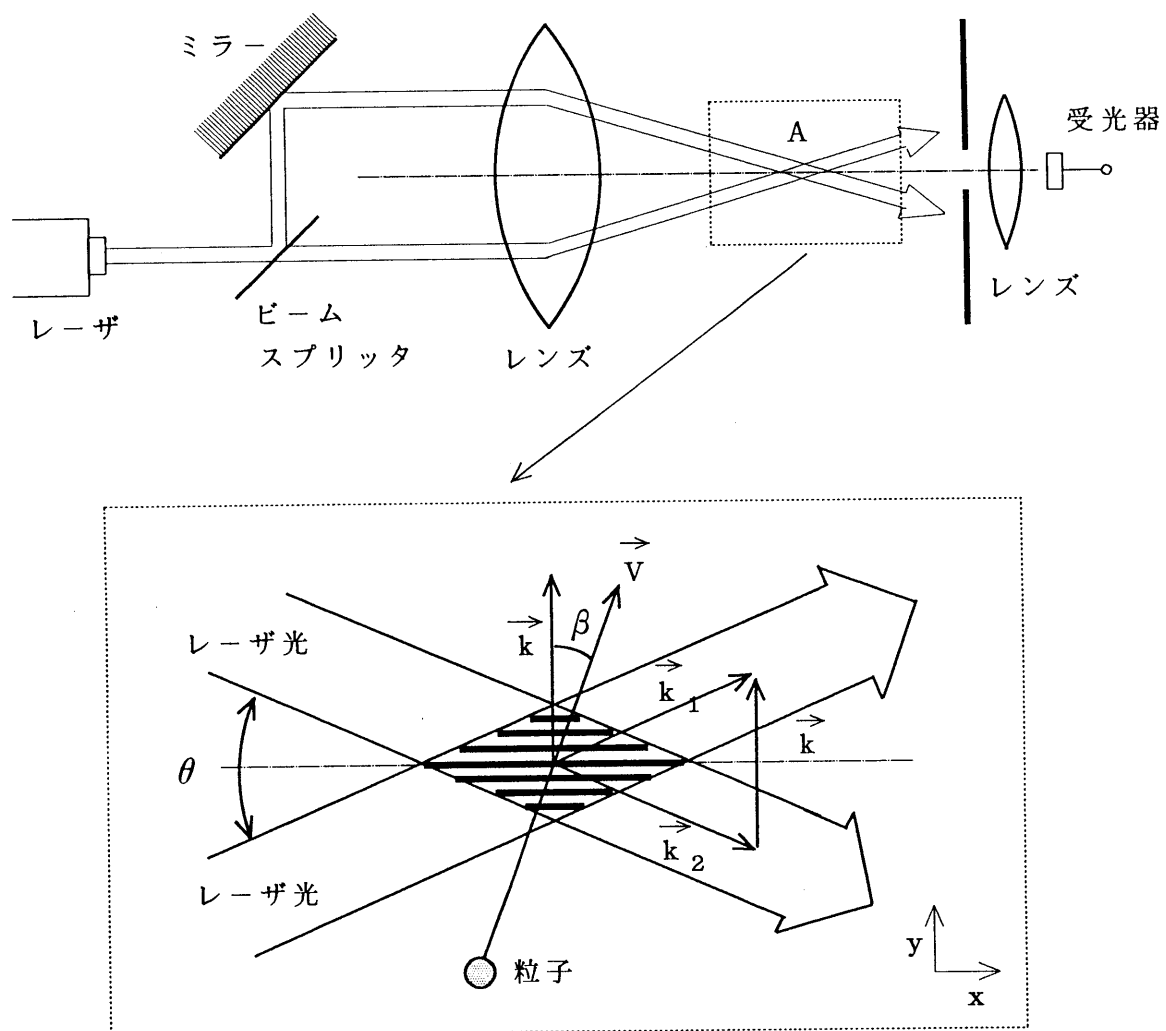


図 A.1 差動型レーザ・ドップラ速度計の基本構成

ここで、 $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = 2\pi/\lambda$ で、 λ は入射レーザー光の波長、 θ は2つの入射光のなす角である。この2つのレーザー・ビームが交差した小領域には、前述の結果より、一定の幅の平行な干渉縞を観測することができ、この間隔 δ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} |\delta| &= \frac{2\pi}{|\vec{k}|} \\ &= \frac{\lambda}{2\sin(\theta/2)} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

この干渉縞の中を速度 \vec{v} で運動する粒子がある場合には、粒子によりレーザー光が散乱され、受光器に達する周期変動信号が得られる。この信号の中心周波数 f_D は、波長 δ の干渉縞中を速さ $|\vec{v}_k|$ で粒子が運動することにより

$$f_D = \frac{|\vec{v}_k|}{\delta} \quad (\text{A.7})$$

で与えられ、一般にドップラ周波数と呼ばれる。ここで \vec{v}_k は \vec{v} の \vec{k} に平行な成分で、 \vec{v} と \vec{k} のなす角を β とすると

$$|\vec{v}_k| = |\vec{v}| \cos \beta \quad (\text{A.8})$$

で与えられる。式(A.7)に式(A.6), (A.8)を代入すると

$$\begin{aligned} f_D &= \frac{|\vec{k}| |\vec{v}| \cos \beta}{2\pi} \\ &= \frac{\vec{k} \cdot \vec{v}}{2\pi} \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

を得る。すなわち、信号の周波数 f_D から \vec{k} 方向の粒子速度 \vec{v} を知ることができる。

付録 B Visibility に関して

一般に $f(x, y)$ で表せる関数の 2 次元フーリエ変換は次式で表せる。

$$F(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy \quad (\text{B.1})$$

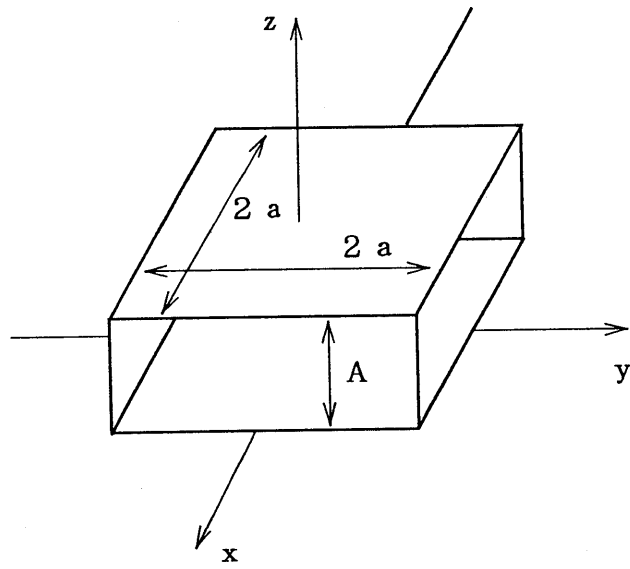
ここで, u は x 方向の波数成分, v は y 方向の波数成分とする. ここで $f(x, y)$ で表せる関数が矩形の場合 (図 B.1 (a) の場合), $F(u, v)$ は次式となる.

$$\begin{aligned} F(u, v) &= \int_{-a}^a \int_{-a}^a A e^{-j2\pi(ux+vy)} dx dy \\ &= 4a^2 A \frac{\sin(2\pi ua)}{2\pi ua} \frac{\sin(2\pi va)}{2\pi va} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

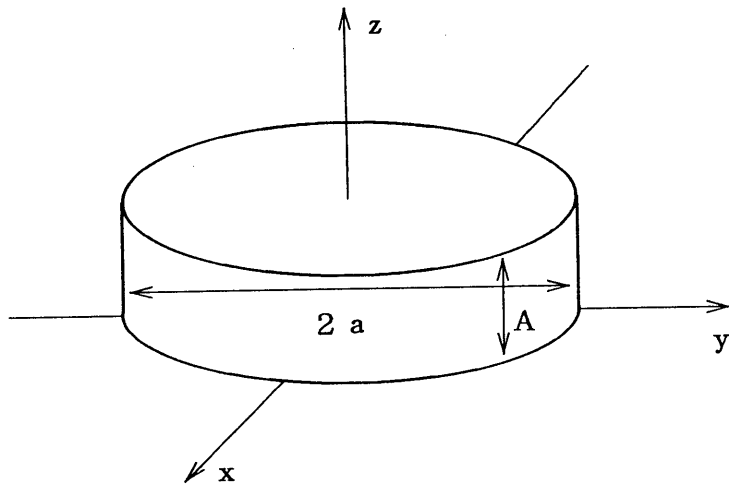
一方, $f(x, y)$ が円形の場合 (図 B.1 (b) の場合) は以下の様になる. 円形であることより, $F(u, v) = F(q), q^2 = u^2 + v^2$ としてよく, $f(x, y) = f(r), x + jy = r e^{j\theta}, u + jv = q e^{j\psi}$ と置き換えると, 式 (B.1) は以下のようなになる.

$$\begin{aligned} F(u, v) &= \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} f(r) e^{-j2\pi qr \cos(\theta-\psi)} r dr d\theta \\ &= \int_0^{\infty} f(r) \left[\int_0^{2\pi} e^{-j2\pi qr \cos(\theta-\psi)} d\theta \right] r dr \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} f(r) J_0(2\pi qr) r dr \\ &\quad [J_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jz \cos(\theta-\psi)} d\theta \text{ より}] \\ &= 2\pi A \int_0^a J_0(2\pi qr) r dr \\ &= 2\pi A \int_0^{2\pi a q} J_0(r') \frac{r'}{(2\pi q)^2} dr' \\ &\quad [\text{ただし } r' = 2\pi qr] \\ &= \frac{A}{2\pi q^2} \int_0^{2\pi a q} J_0(r') r' dr' \\ &\quad \left[\int_0^x \xi J_0(\xi) d\xi = x J_1(x) \text{ より} \right] \\ &= \frac{A a J_1(2\pi a q)}{q} \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

本論文では, 対象が流体中の微粒子で, その形状を円形と仮定し, また空間フィルタ上に結像される粒子の像も円形であると仮定している. 式 (2.1) からわかるように, 出力は入力 (測定対象の像) のスペクトル帯から, 空間フィルタの選



(a)



(b)

图 B.1 (a) 矩形開口 (b) 円形開口

択周波数帯だけ選択されたものであり、したがって、入力のスpekトル分布を調べる必要がある。いま、粒子像は画像全体に対して十分小さいと仮定すると、境界がなく無限に広がった空間フィルタによる出力信号を考えればよい。したがって、 y 方向に無限に長く、 x 方向に正弦波状空間フィルタを考え、その面上を円形の像が x 方向に通過するときの得られる信号を考える。フィルタの透過率分布を次式とする。

$$h(x, y) = \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{2\pi}{p} x \right) \quad (\text{B.4})$$

ここで、 p は波長を表す。粒子像の半径は a で、像の強度分布 $f(x, y)$ は

$$f(x, y) = \begin{cases} I_0 & (x^2 + y^2 \leq a^2 \text{ のとき}) \\ 0 & (x^2 + y^2 > a^2 \text{ のとき}) \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

とする。このとき出力信号は式(B.4)、(B.5)を式(2.1)に代入して得られ、

$$\begin{aligned} g(v_x t, v_y t) &= \int \int \frac{1}{2} I_0 \left[1 + \cos \left\{ \frac{2\pi}{p} (x - x_0) \right\} \right] dx dy \\ &= I_0 \frac{\pi a^2}{2} \left[1 + 2 \frac{J_1(2\pi a/p)}{2\pi a/p} \cos \frac{2\pi}{p} x_0 \right] \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

となる⁽⁷⁴⁾。この場合、円形粒子を停止させ、空間フィルタを $x_0 = v_x t$ で動かすと仮定している。上式の第1項は直流分で、第2項は $2\pi v_x/p$ なる周波数の正弦波信号である。本論文で提案する方法では、直流分は検出されない。この信号成分には、粒子の半径 a と格子の縞間隔 p に関係した係数がかかっており、 a と p の相対関係で直流分と信号分の大きさの比が変化する。この式は瞬時値であり、その時系列を求めると図4.1(a)の様になる。ここで、瞬時最大値 I_{max} 、瞬時最小値 I_{min} を求めるとVisibilityが求められる。式(B.6)の係数よりVisibilityには波数依存性があることがわかり、式(4.2)が求められる。

付録C フィルタ移動速度と波長の比

測定対象の波形データのサンプリング周波数を f'_0 Hz と仮定する。サンプリング定理より、 $f'_0/2$ Hz の周波数までの波形データを再生することができる。ところで、BZ 反応のような振動波の場合、正負のダイナミックレンジを最大にとるためには、 $f'_0/2$ Hz での真ん中、すなわち、 $f'_0/4$ Hz を偏移周波数 (式 (2.9)) とすればよい。すなわち、空間フィルタの波長を d' m, 偏移速度を V'_s m/sec とすれば、

$$\frac{V'_s}{d'} = \frac{f'_0}{4} \quad \text{Hz} \quad (\text{C.1})$$

よって

$$V'_s = \frac{d' f'_0}{4} \quad \text{m/sec} \quad (\text{C.2})$$

これを画像上で考えなおしてみる。画像のサンプリングは f_0 frame/sec で行われる。空間フィルタの波長を d pixel, 移動速度を V_s pixel/frame とすると、空間フィルタが d pixel だけ移動するのにかかる時間 T sec は、

$$T = \frac{d}{V_s} \times \frac{1}{f_0} \quad \text{sec} \quad (\text{C.3})$$

よって、この逆数が偏移周波数に等しくなるように選べばよい。

$$\frac{V_s}{d} \times f_0 = \frac{f'_0}{4} \quad \text{Hz} \quad (\text{C.4})$$

よって、

$$\frac{V_s}{d} = \frac{1}{4} \cdot \frac{f'_0}{f_0} \quad \text{1/frame} \quad (\text{C.5})$$

ここで、 f'_0 と f_0 の間には次のような関係があり、

$$\frac{f'_0}{f_0} = 1 \quad \text{1/frame} \quad (\text{C.6})$$

関係式 (3.14) が得られる。

付録D ホモダイン検波法とヘテロダイン検波法

レーザ光散乱においては，光信号を直接検波する方式（光ホモダイン検波法：図 D.1 (a)）と散乱光と局部発振光との間のビートをとる方式（光ヘテロダイン検波法：図 D.1 (b)）がある．なお，光通信においては，前者を直接検波と称し，後者をヘテロダイン検波（信号光周波数と局発光周波数が等しい場合は，ホモダイン検波）と称する．ここでは，レーザ光散乱の立場から，光ホモダイン検波法と光ヘテロダイン検波法の説明を行う．

a) 光ホモダイン検波法

光の検波器は，光子を検出するもので，1個の光子が検波器にはいると，1個の電子が放出される．光子のエネルギーを $h\nu$ (h はプランクの定数， ν は光周波数)，受信光パワーを P_r ，電子の電荷を e ，検波器の量子効率を η とすれば，信号光電流 I_p は

$$I_p = \eta \frac{eP_r}{h\nu} \quad (\text{D.1})$$

となる．この信号光電流は微弱であるので，高能率の光受信を行うには，信号光電流を倍増できる光検波器を使用することが必要である．この場合の S/N は次式で表される．

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2}(mI_p)^2 M^2}{\overline{i_{sh}^2} + \overline{i_d^2} + \overline{i_b^2} + \overline{i_t^2}} \quad (\text{D.2})$$

ただし， m は光の変調度， M は光検出器の光電流倍増率， $\overline{i_{sh}^2}$ は，信号光に基づくショット雑音， $\overline{i_d^2}$ は，光検出器の暗電流ショット雑音， $\overline{i_b^2}$ は，背景光ショット雑音， $\overline{i_t^2}$ は，熱雑音である．信号ショット雑音とは，光電流を生じる際のキャリアのランダムな発生によって生じる雑音でありフォトダイオードの場合，

$$\overline{i_{sh}^2} = 2eI_p B \quad (\text{D.3})$$

で表される． B は受信機の帯域幅である．電流倍増作用がある光電子増幅管等の場合には電流増倍作用に伴う余剰雑音が加わるため信号ショット雑音は，以下の式となる．

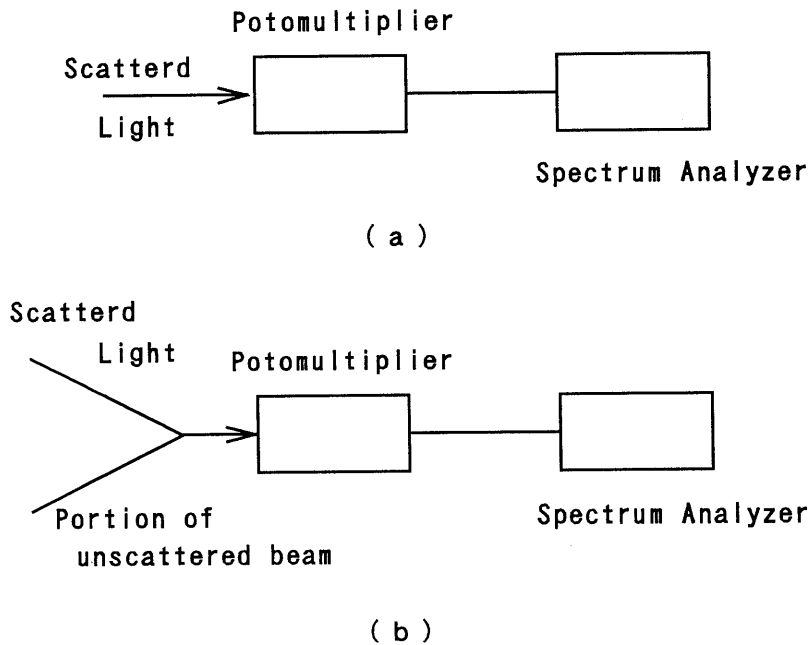


図 D.1 (a) ホモダイン検波法 (b) ヘテロダイン検波法

$$\overline{i_{sh}^2} = 2eI_p M^2 F'(M) B \quad (D.4)$$

ここで、 $F'(M)$ は余剰雑音指数である。暗電流ショット雑音は、光の入射がなくても熱励起等によりキャリアが発生するために生じるショット雑音で、光検出器を冷却する事によりかなり小さくできる。背景光ショット雑音とは、入射光以外の光でキャリアが励起されるために生じるショット雑音で、光フィルタ等を用いることで防ぐことができる。熱雑音とは抵抗体内の荷電キャリアの熱運動で生じる雑音である。暗電流雑音や背景光電流雑音は、信号光電流に比べて充分小さい場合が多いので、無視して考えることができるが、その他の雑音はS/Nに影響を与えることとなる。フォトダイオードの場合 $M = 1$ とするとS/Nは

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2}(mI_p)^2}{2eI_p B + \overline{i_t^2}} \quad (D.5)$$

となる。この場合雑音はほとんど熱雑音で決まる。

一方、光電子増倍管の場合、ショット雑音が熱雑音に比べて充分大きいとするとS/Nは以下の式となる。

$$\frac{S}{N} = \frac{\frac{1}{2}m^2 I_p}{2eBF'(M)} \quad (D.6)$$

この式において、理想的な場合を考える． $m = 1, F'(M) = 1, \eta = 1$ とおき， $S/N = 1$ とすると，この S/N を達成する最小光受信パワー（平均値） P_{min} は以下の式となる．

$$P_{min} = 4h\nu B \quad (D.7)$$

光ホモダイン検波法では，雑音の影響を受けやすいことが大きな欠点であり，また光ヘテロダイン検波法に比べて検出感度が悪い（式 (D.7) と式 (D.14) を比較）．

a) 光ヘテロダイン検波法

ヘテロダイン検波では，光角周波数 ω_s ，位相 ϕ_s ，振幅 A_s の信号光 $A_s \cos(\omega_s t + \phi_s)$ に光角周波数 ω_L ，位相 ϕ_L ，振幅 A_L の局部発振光 $A_L \cos(\omega_L t + \phi_L)$ を光検出器で混合させることにより，角周波数 $\omega = |\omega_s - \omega_L|$ ，位相 $\phi = |\phi_s - \phi_L|$ の中間周波数成分として信号を取り出す．すなわち，両光波の波面が完全に一致している場合には光検出器の出力電流の瞬時値は，

$$i \propto [A_s \cos(\omega_s t + \phi_s) + A_L \cos(\omega_L t + \phi_L)]^2 \quad (D.8)$$

$$i \propto I_s + I_L + 2\sqrt{I_s I_L} \cos((\omega_s - \omega_L)t + (\phi_s - \phi_L)) \quad (D.9)$$

となる．したがって， ω_L や ϕ_L が一定で ω_s や ϕ_s や A_s が変調されていれば，変調信号は式 (D.9) の右辺の第 3 項として復調できる．ただし， I_s および I_L はそれぞれ信号光および局部発振光の平均光電流で $I_s \propto A_s^2/2, I_L \propto A_L^2/2$ であり，式 (D.8) から式 (D.9) への変換では光検出器が $\omega_s, \omega_L, (\omega_s + \omega_L)$ の高周波には応答できないとする．

さて，ヘテロダイン検波の場合の S/N は以下の式となる．

$$\frac{S}{N} = \frac{2(\sqrt{I_s I_L})^2 M^2}{2e(I_L + I_s + I_b + I_d)M^2 F'(M)B + \overline{i_t^2}} \quad (D.10)$$

もし局部発振光のパワーが充分大きくて，

$$I_L \gg I_s, I_b, I_d \quad (D.11)$$

$$2eI_L M^2 F'(M)B \gg \overline{i_t^2} \quad (D.12)$$

であれば，式 (D.10) は $I_L, I_b, I_d, \overline{i_t^2}$ とは無関係に，

$$\frac{S}{N} = \frac{I_s}{eF'(M)B} \quad (\text{D.13})$$

となる。光ホモダイン法の場合と同じように、理想状態を考えると、

$$P_{min} = h\nu B \quad (\text{D.14})$$

となる。毎秒1個の光子が入射する場合の光パワーは $h\nu$ であるから、 $h\nu B$ は毎秒 B 個の光子、すなわち B^{-1} 秒あたり1個の光子が入射する場合の光パワーを表している。以上より、ヘテロダイン法では、ある周波数のうなり信号を検出するので、周波数の異なる雑音光の影響を受けない。また、局部発振光の強度を大きくすると、検出される信号を大きくできるので、微弱な信号光の検出が可能になる。信号光の位相の情報のみを取り出すときには、外乱による信号光の強度変動によらないので高精度測定ができる。また、局所光発振光と信号光の波面が合致する光のみを取り出せる。そのため、散乱光があってもその影響を受けずにある方向に伝播する信号光のみを検出できる。問題点は、信号光と局部発振光の波面を検波面で一致させなければならないことである。2つの信号の位相が半波長ずれた場合、互いに打ち消すこととなり中間周波数成分が得られなくなる。

以上のことから、今回対象とした粒子のブラウン運動の様な、微弱な光信号を解析する場合には、光ヘテロダイン検波法を用いた方が有利である。ここでは、光信号の自己相関関数を求め、その相関時間から粒径を評価した。それぞれの場合の相関関数がどの様になるか示しておく。 N は観測領域中の粒子数を表し、 D は粒子の拡散係数を表すとする。

c) 光ホモダイン検波法の自己相関関数

$$F_2(\vec{q}, t) = \langle N \rangle^2 + \langle N \rangle^2 \exp(-2q^2 Dt) \quad (\text{D.15})$$

d) 光ヘテロダイン検波法の自己相関関数

$$F_1(\vec{q}, t) = \langle N \rangle^2 \exp(-q^2 Dt) \quad (\text{D.16})$$

本論文では、式(D.16)をもとに解析を行った。

付録E 橋本の式の導出と実際の計算法

半径 a の円形開口を考えると、散乱体位置での電界の規格化した自己相関関数は次式で与えられる。

$$R(\rho, a) = \begin{cases} 2a[\cos^{-1}(\rho/2a) - (\rho/2a)\sqrt{1 - (\rho/2a)^2}] & (0 \leq \rho \leq 2a) \\ 0 & (2a < \rho) \end{cases} \quad (\text{E.1})$$

円形開口が粒径分布 $n(a)$ を持つとき、光散乱パターン $\bar{I}(k_s)$ と自己相関関数 $R_c(\rho, a)$ は次式で結ばれる。

$$B^{-1}[\bar{I}(k_s)] = \int_0^\infty R_c(\rho, a) n(a) da \quad (\text{E.2})$$

式 (E.2) に微分演算子を作用させ、これに式 (E.1) の二次微分したものを代入すると、次式すなわち式 (5.14) が得られる。

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} B^{-1}[\bar{I}(k_s)] = n\left(\frac{\rho}{2}\right) + \int_{\rho/2+0}^\infty \frac{1}{2a\sqrt{1 - (\rho/2a)^2}} n(a) da \quad (\text{E.3})$$

式 (5.14) では、第2項中にも求めたい粒径分布関数 $n(a)$ が入っているが、この積分方程式は数値的に解くことが可能である。

実際に計算機で解析する場合離散値で扱うので、式 (5.14) の左辺を離散式で書き換えると式 (E.4) となる。

$$n_0\left(\frac{\rho_i}{2}\right) = n\left(\frac{\rho_i}{2}\right) + \sum_{j=i+1}^\infty \frac{1}{2a_j\sqrt{1 - (\rho_i/2a_j)^2}} n(a_j) \quad (\text{E.4})$$

ただし、式 (5.14) と式 (E.4) の間では

$$\rho/2 = \rho_i/2 \quad (i = 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{E.5})$$

$$a = a_j \quad (j = 1, 2, 3, \dots) \quad (\text{E.6})$$

この式は、粒径分布が有限範囲であるとする、粒径分布関数が0となる十分大きいから出発し、順次粒径の小さい方へ計算すると正しい粒径分布が得られる。しかし、式 (E.4) で粒径分布解析を行うと、第2項の分母の影響から j が i に近い所でデジタル誤差が大きくなる。そこで、実際には式 (E.1) により自己相関関数を先に計算し、これに微分演算子を作用させ、式 (E.4) に代入することにより粒径解析を行っている。

学 位 論 文 の 要 旨

動画像の変換・生成処理による粒径および粒子速度計測

Determination of Particle Size and Velocity Based on
Transformation and Creation of Image Sequence

百 田 正 広

流体速度計測において、可視化された粒子の運動から得られる速度は、その流れの時間、空間構造に関する有用な情報を含んでいる。非接触で代表速度を計測する方法として、空間フィルタ速度計測法やレーザドップラ速度計測法などが知られているが、計測の自動化、高精度化、さらには点計測法から面計測法への拡大が望まれている。また、大気、水質、生体微粒子検査といった各種顕微鏡画像における多種多粒子系の粒径、粒子数計測では、微粒子の同定や含有状況を把握する必要性から、非接触検査、検査の簡易化、迅速化が望まれている。

一方、動画像処理は、1980年代に入ってコンピュータの処理速度の高速化、メモリの大容量化に伴い、本格的に研究されるようになった。現在では、可視化技術やビデオ画像処理技術の発達に伴い、動画像処理はその非接触性、柔軟性から広範な分野で2次元、3次元速度場計測など種々の適用が試みられている。

本研究では、このような背景のもと、マイクロコンピュータを用いて高精度で簡易化、自動化が可能な画像計測法の確立を目標とし、空間フィルタ速度計測法に基づく動画像処理による粒子速度計測法、粒径計測法および静止画像をもとに動画像の生成・変換処理による粒子半径分布計測法について考察した。本論文は、これらの研究の成果をまとめたものであり6章から構成される。

第1章では、研究の背景、概要、従来ハードウェアで構成されていた空間フィルタ速度計測法をソフトウェア処理に置き換えることの利点について述べる。

第2章では、本論文の基礎となる空間フィルタ速度計測法の基本原理を述べる。次に、従来ハードウェアで構成されていた空間フィルタを、ソフトウェア処理に置き換え、正弦波状空間フィルタを用いたデジタル動画像処理による速度計測法を提案する。ここでは、計算機で擬似的に作成した動画像を用い、提案する速度計測法の有効性を確認した。また、提案する速度計測法に有用なスペクトル解析法の検討を行った。

第3章では、第2章で提案した動画像処理による速度計測法を基本に、画像入力時に周辺分布を求める操作を行い、2次元画像データの1次元画像データへの変換圧縮を利用した計測法を提案する。画像データの変換圧縮により取り込み可能なデータ量の大幅な拡大が図れ、実用的な長時間計測が可能となる。また、粒径や粒子速度に応じた適切な波長および移動速度をもつ空間フィルタの自動選択により、ダイナミックレンジが広く高精度な速度の自動解析が可能であることを示した。実際に可視化された流れのシーン(非線形化学反応に伴う振動流)の動画像に対し、この手法を適用し、1秒ごとの流れの代表速度の時間変化(18分)を連続解析し計測手法の有効性を確認した。

第4章では、動画像処理による空間フィルタ速度計測法の発展的可能性の1つとして、動的散乱法に基づく動画像処理による粒径計測法を提案する。本章では、顕微鏡下でレーザー光散乱照明により可視化した微粒子のブラウン運動を動画像としてとらえ、ソフトウェア処理による正弦波状空間フィルタ中の運動に変換した後、得られる画像時系列データのパワースペクトル解析により粒径計測を可能にした。数種類の空間フィルタを用いて、得られた自己相関関数の波数依存性や粒径依存性を調べることで、提案する手法の有効性を確認した。この計測法を、ポリスチレンラテックス粒子($0.20\mu\text{m}\sim 2.02\mu\text{m}$)のブラウン運動に適用し、粒径計測を行った。

第5章では、空間フィルタリングによる粒径分布計測の可能性の1つとして、静的光散乱法に基づく静止画像処理による粒子半径分布計測法を提案する。この手法は、円形開口によって生じる光学回折像と2値化画像の2次元フーリエ変換像が等価なことに着目する。この際問題となるのは、多粒子系の場合の粒子間距離の2次元フーリエ変換像への影響である。溶液中の微粒子と異なり、ブラウン運動による粒子間距離のランダム化が期待できない静止画像を対象とするため、画像の回転、各波数でのパワースペクトルの最大値の選択、規格化等のデジタル信号処理を行い、粒子間距離の影響を小さくすることで、光学回折像に相当する平滑化パワースペクトルが得られることを示す。この平滑化パワースペクトルから、粒子半径分布計測が可能であることを、計算機で擬似的に作成した画像を用いて確認した。また、可視化された同一円形粒子の粒子数計測も可能であることを示した。実際に可視化されたポリスチレンラテックス粒子像に対し、この手法を適用し、計測手法の有効性を確認した。

第6章では、第2章から第7章までの研究成果をまとめるとともに、今後の研究課題について述べた。

A summary of the thesis

Determination of Particle Size and Velocity based on
Transformation and Creation of Image Sequence

Masahiro MOMOTA

Determining velocity information has been attracting increased attention from the viewpoint of detecting 3-dimensional structures and motion from a digital image sequence. In recent years, the development of sequential image processing has brought various methods and technologies which have previously been impracticable. A typical example of the techniques is found in the measurements of particle velocity. As is well recognized, image processing for measuring the particle velocity has important advantages, such as non-contacting and non-disturbing operations. Several non-contacting methods have been proposed and studied to measure the particle velocity, including two representative methods: laser Doppler velocimetry and spatial-filtering velocimetry. However a more accurate, automated technique based on video-data processing is desired.

For particle sizing, several non-contacting methods have been proposed. They are classified into two general categories: digital image processing and light scattering. For visualized particles, digital image processing is useful. The fundamental idea of this approach belongs to understanding of images through binarization, edge detection and filtering procedures, which is known to be of considerable interest within the field of computer science. Practical algorithms have been proposed, but fully reliable, automated method has not yet been established.

In this thesis, three new methods of image sequence processing based on optical techniques are developed. They are : 1) velocimetry based on spatial filtering, 2) sizing Brownian particle based on dynamic light scattering, and 3) particle sizing based on static light scattering. In the following, provides a summary of each chapter.

Chapter 1 describes the background of velocimetry and particle sizing.

Chapter 2 describes the principle of spatial-filtering. The validity and flexibility of the proposed velocimetry are also discussed. A flexible velocimetry technique based on image sequence processing is proposed. Through an analogy of spatial-filtering and laser Doppler velocimetry, a raw sequential scene is convolved with a sinusoidal spatial pattern of gray-levels. Utilizing temporal change of the convolved gray value of each frame, we can evaluate velocity information of moving particles by spectral analysis. The validity and usefulness of velocimetry is confirmed by using artificial images created by computer simulation. Effectiveness of the maximum entropy method in the spectral analysis is also emphasized.

In chapter 3, several improvements to the velocimetry technique are proposed. Where large amounts of video data are collected, parallel and real time processing of projection accumulation is realized in acquiring sequential images. High accuracy and a wide dynamic range of the velocimetry are guaranteed by introducing an ideal sinusoidal spatial filter and by adapting its wavelength and translation velocity to the object size and velocity. The validity and usefulness of the velocimetry are confirmed by actual scene analysis of an oscillating chemical reaction.

In chapter 4, a new method for particle sizing by image sequence processing is proposed. Brownian motion of the particle is visualized by off-axial laser light illumination. The appearance of the scattered image does not reflect true size. The apparent size depends on the illumination intensity, however, the motion characteristics do not. Based on the theory of dynamic light scattering, the size of the sub-micron particles are evaluated through statistical analysis of

the dynamic scene which is caused by Brownian motion of particles in a sinusoidal spatial filter. Effectiveness of the proposed method is confirmed by actual analysis of polystyrene particles ($0.20\ \mu\text{m} - 2.02\ \mu\text{m}$) under an inverted microscope.

In chapter 5, from an analogy with diffraction pattern produced through a circular aperture, an analytical approach based on image processing (Fourier inversion) is proposed for measuring apparent size-distributions of circular particles. When many particles are included in an image plane, the power spectrum is disturbed by the influence of the distance between particles. By using the following procedure, we can remove this influence and obtain a smoothed spectrum which is equivalent to the diffraction pattern. A smoothed spectrum of particle image is obtained by digital signal processing including image rotation, two-dimensional Fast Fourier transformation (2-D FFT) and symmetrical averaging. The smoothed spectrum is analyzed by the inverse light scattering technique to evaluate particle size distribution. The method can be applied to sizing and counting of particles having binary or Gaussian intensity distribution from artificial images created by computer simulation. Effectiveness of the proposed method is confirmed by actual analysis of polystyrene particles (about 11 pixels) under a microscope. Another possibility obtaining the statistically averaged power spectrum through image creation based on a Brownian motion model, is also discussed.

Chapter 6 lists the conclusion of this work and provides recommendations for future research.