

博士論文
平成29年度(2017年度)

微小スケール流路における
界面近傍流動の3次元計測法の開発

Development of three-dimensional measurement method
for near-interfacial flow in small scale channel

市川 賀康

東京理科大学大学院 工学研究科 機械工学専攻

記号

A	: 領域の面積	m^2
a_x, a_y	: 粒子像の長軸及び短軸の長さ	pixel
$c_1 \sim c_6$: 校正関数作成時の定数	
D_B	: 拡散係数	m^2/s
D_h	: 水力直径	m
d_p	: 粒子径	m
F_{xy}, F_{yz}	: 焦点面	
F_c	: 無次元溝幅	
	: 歪んだ粒子像の特徴量	pixel ²
f	: シリンドリカルレンズ焦点距離	m
g	: 重力加速度	m/s^2
	: 管摩擦係数	
H	: 流路高さ	m
H'	: 界面位置	m
h	: 流路高さ	m
	: 界面変位	m
	: 溝深さ	m
k	: Boltzmann 定数	J/K
L	: 流路長さ	m
L_e	: 助走区間	m
l	: 撥水性壁面モジュール長さ	m
M	: レンズ倍率	
MD	: 計測深度	m
N	: PTV データ数	
n	: 屈折率	
	: 自然数	
\mathbf{n}	: 法線ベクトル	
NA	: レンズ開口数 (numerical aperture)	
P	: 粒子 (particle)	
	: 圧力	
p	: 圧力	Pa
Q	: 流量	m^3/s
R	: 曲率半径	m
r	: 格子点から流速データまでの距離	m

	: 凹凸度	
Re	: レイノルズ数	
S	: PTV の探査領域	
Stk	: ストークス数	
U	: 断面平均流速	m/s
U	: 格子点周囲の流速ベクトル	m/s
u	: x 軸方向 (流れ方向) 流速成分	m/s
u	: 流速ベクトル	m/s
T	: 絶対温度	K
t	: 時間	s
W	: 流路幅	m
W _c	: 水力直径に対する溝の幅	
W _m	: 水力直径に対する溝及びリブ 1 セットの長さ	
w	: 流路幅	m
w _k	: 重み関数	
x	: 座標系・流路流れ方向	
y	: 座標系・流路スパン方向	
z	: 座標系・流路奥行方向	
Z	: 計測層の厚さ	m

ギリシア文字

α	: カメラ変換係数	
γ	: ガンマ補正係数	
	: せん断速度	1/s
	: 表面張力	N
δ_c	: 水力直径に対する溝高さ	
Δ	: 変位量	m
δ	: 壁から粒子までの距離	m
ϵ	: 位置推定誤差	m
$\langle \zeta \rangle$: 平均拡散距離	m
θ	: 接触角	deg
λ	: すべり長さ	m
λ	: Debye layer 厚さ	m
μ	: 粘性係数	Pa·s
ν	: 動粘度	m ² /s
ρ	: 密度	kg/m ³

σ	: 標準偏差	
τ	: せん断応力	Pa
ϕ_s	: 液滴と表面が接触している割合	
Ω	: ブラウン運動を判別する無次元数	
	: 回転速度	1/s

添字

air	: 空気
ave.	: 平均値
base	: 基準値
cal.	: 計算量
calib.	: キャリブレーション
eff.	: 有効な値
Exp.	: 実験値
g	: 溝 (groove)
i	: 配列番号
j	: 配列番号
k	: k 番目のデータ
liquid	: 液体
max	: 最大値
p	: 粒子
r	: リブ (rib)
slip	: すべり
th	: 理論値
theory	: 理論値
trv.	: トラバース量
w	: 壁面
x	: x 軸
y	: y 軸
z	: z 軸

目次

記号	i
第 1 章 序論	1
1.1 緒論	1
1.2 研究背景	5
1.2.1 超撥水壁面とその計測	5
1.2.2 壁面近傍流動計測の重要性	7
1.2.3 壁面近傍流動及び壁面せん断応力の取得方法	9
1.2.4 近年の壁面近傍流動計測の動向	10
1.2.5 イメージングによる 3 次元計測	13
1.3 研究目的	20
第 2 章 非点収差 PTV (APTV)	23
2.1 像変化の原理	23
2.2 APTV 光学システム	23
2.3 奥行位置の決定方法	25
2.4 校正関数の取得	28
2.5 前処理及び後処理	31
2.5.1 前処理	32
2.5.2 後処理	33
2.6 計測法の特徴まとめ	34
第 3 章 壁面近傍流速計測	35
3.1 緒論	35
3.2 実験装置及び実験方法	35
3.3 壁面近傍の流速計測結果	37
3.3.1 APTV と μ PIV の計測結果の比較	37
3.3.2 粒子の 3 次元的な分布の取得	41
3.3.3 粒子径に起因する誤差	41
3.4 結論	44

第 4 章	壁面せん断応力分布計測法と評価	45
4.1	緒論	45
4.2	壁面せん断応力分布の評価方法	45
4.3	速度勾配算出方法と精度評価	46
4.3.1	系統誤差が速度勾配に与える誤差	46
4.3.2	ミリスケール流路を使用する場合	47
4.4	使用流路	48
4.5	壁面せん断応力の算出結果	50
4.5.1	ミリスケール流路における壁面せん断応力	50
4.5.2	マイクロスケール流路における壁面せん断応力	54
4.6	結論	58
第 5 章	超撥水壁面近傍の流動と流動抵抗の評価	59
5.1	緒論	59
5.2	抵抗低減効果の評価方法	59
5.3	実験装置及び実験方法	61
5.3.1	超撥水壁面の設計コンセプト	61
5.3.2	使用流路及び計測方法	62
5.4	予備実験	64
5.4.1	気液界面の形成	64
5.4.2	流路形状の特定	66
5.4.3	流動計測による流動抵抗評価の実現性	66
5.5	超撥水壁面近傍の流速分布	67
5.6	界面形状の抽出	69
5.7	fRe の算出	72
5.7.1	超撥水壁面の抵抗低減効果	73
5.7.2	局所的な fRe の分布	74
5.8	結論	76
第 6 章	数値計算による流動抵抗評価	77
6.1	緒論	77
6.2	気液界面におけるすべり長さの算出	78
6.3	数値計算モデルと計算結果	79
6.3.1	計算モデルの構築	79
6.3.2	流速分布と計測結果との比較	81
6.4	流動抵抗の評価及び比較	82
6.4.1	実験結果との比較	82
6.4.2	流路上下面に超撥水壁面を設置した場合の流動抵抗	84

目次

6.5	結論	86
第 7 章	総括	89
7.1	総括	89
7.2	今後の展望	91
付録 A	流量変化時の諸量の算出	95
付録 B	圧力損失計測と流動抵抗の評価	99
付録 C	気液界面変位の簡易計算	103
付録 D	粒子の追従性	109
付録 E	壁面近傍の粒子の並進/回転速度	111
付録 F	$fRe = 96$ の導出	115
付録 G	計算格子がせん断速度に及ぼす影響	117
付録 H	気液界面に垂直なせん断速度	121
参考文献		123
本論文を構成する主要論文		133
謝辞		135

第 1 章

序論

1.1 緒論

近年の MEMS (microelectromechanical systems) 技術や微細加工技術の発達に伴い、流体機器はミリ～サブミクロンオーダーまでスケールダウンされるようになっているものが多い。特に μ TAS (micro total analysis systems) や lab-on-a-chip に代表される、マイクロ流体デバイスをベースとした化学・生物分析用チップの研究開発は盛んに行われており、めざましい発展を遂げている。マイクロ流体デバイスは、比界面積の増加に伴う物質反応の効率化などの利点が多いが、図 1.1 に示すように、スケール効果 [1] によって流動抵抗が増大し、単位長さあたりの圧力損失が増加する [2]。

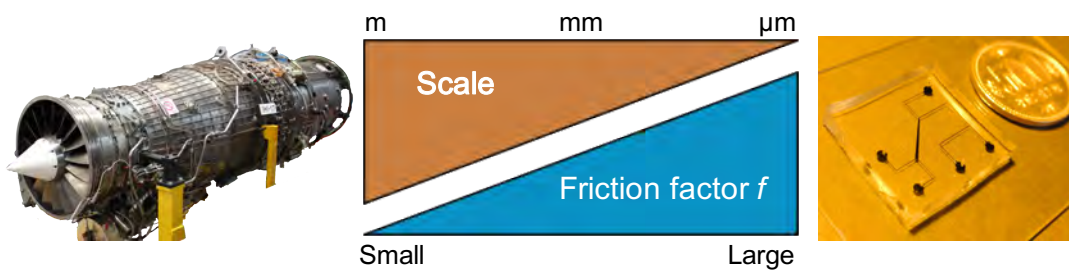


Fig. 1.1 Schematics of scale effect.

ある流路において、流れの単位長さあたりの圧力損失 dP/dx と、流路の壁面に働く壁面せん断応力 τ_w の間には次式が成立する。

$$\frac{dP}{dx} = \frac{4\tau_w}{D_h} \quad (1.1)$$

ここで、 D_h は水力直径 (円管以外の流路断面と等価な円管直径) である。また、壁面せん断応力 τ_w は、

$$\tau_w = \mu \left. \frac{du}{dz} \right|_{z=0} \quad (1.2)$$

で定義される。ここで、 μ は粘性係数、 u は流れ方向の流速、 z は流路壁面から高さ方向に向かう距離、 $du/dz|_{z=0}$ は流路壁面における速度勾配を表しており、ニュートン流体では壁面せん断応力は壁面の法線方向に働く速度勾配に比例する。式 (1.1) より、単位長さあたりの圧力損失は流路スケールに反比例することがわかる。このとき、流路の摩擦係数 f と壁面せん断応力 τ_w の間には次式の関係が成立する。

$$f = \frac{2\tau_w}{\rho U_{ave.}} \quad (1.3)$$

ここで、 ρ は作動流体の密度、 $U_{ave.}$ は流路の平均流速である。式 (1.1)、(1.3) より、長さ L の流路における圧力損失 ΔP と摩擦係数 f の間には、

$$\Delta P = \frac{2f\rho U_{ave.}L}{D_h} \quad (1.4)$$

という関係が成立する。この圧力損失が大きくなることで、マイクロポンプでは送液に十分な圧力を発生させることができず、シリンジポンプのようにチップサイズに対して大きな機器を使用して強制的に送液を行わなければならなかった [3]。そのため、マイクロ流体デバイスを使用した分析用デバイスの発展のためには、微小スケール流路内における流動抵抗の低減が必須といえる。

近年では流動抵抗の低減のために、微細な形状を有する超撥水壁面 (superhydrophobic surface) を流路壁面として使用する研究が行われている [4]。超撥水壁面は、サンドペーパーのような粗面だけでなく、リブ形状やピラー形状のような規則的な形状を有した壁面等、様々な壁面形状を有している。更にこの壁面に対し、シラン化合物に代表される撥水剤を使用した処理が施されている。壁面における濡れ性を撥水処理によって変化させると、超撥水壁面の近傍でマイクロバブル、ナノバブルに代表される気相がトラップされ [5–7]、気液界面が形成される。そして、この界面において流れが図 1.2 に示すようにすべり (気液界面で流速がゼロにならない)、気液界面における摩擦抵抗が低下する。このとき、気液界面におけるすべり速度を u_{slip} 、すべり長さを λ 、気液界面における速度勾配を $\partial u/\partial z|_{interface}$ とすると、式 (1.5) が成立する。

$$u_{slip} = \lambda \left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{interface} \quad (1.5)$$

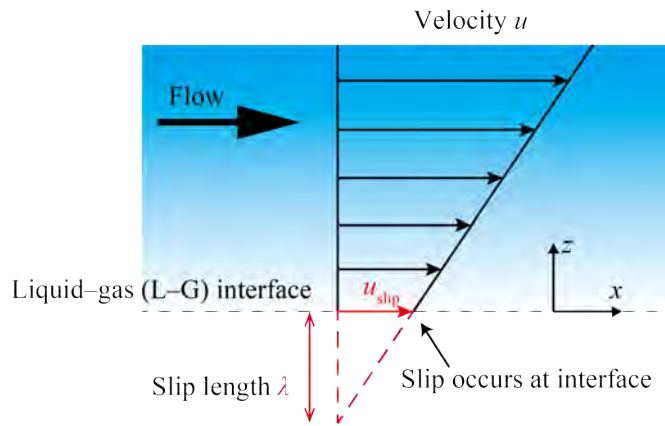


Fig. 1.2 Schematic of slippage of fluid flow at a liquid-gas interface.

粗面の形状に関しては、表面の粗さと濡れ性の関係を表すために、図 1.3 に示す Cassie-Baxter モデル（もしくは Cassie モデル）[8] と図 1.4 に示す Wenzel モデル [9] を考慮して設計、もしくは解析モデルを作成しているものが多い [4]。Cassie-Baxter モデルでは、表面の凸部分は濡れ、凹部分には空気が閉じ込められ、気液界面が形成される状態を想定している。平滑な表面における液体の平衡接触角を θ_e 、粗面上の見かけの接触角を θ^* 、液滴と表面が接触している表面積の割合を ϕ_S とすれば、Cassie-Baxter モデルにおいて式 (1.6) が成立する。

$$\cos \theta^* = \phi_S (\cos \theta_e + 1) - 1 \quad (1.6)$$

この式に基づけば、 $\phi_S = 1$ 、即ち全表面が濡れる状態では、 r を表面の凹凸度（見かけの表面積に対する実際の表面積の比）とすると、

$$\cos \theta^* = r \cos \theta_e \quad (1.7)$$

となる。これは Wenzel モデルに対応する関係式となる。そのため、壁面に微細構造を設置して気液界面を形成させるためには、式 (1.6) を満足する材質と形状の組合せを選択すればよい。

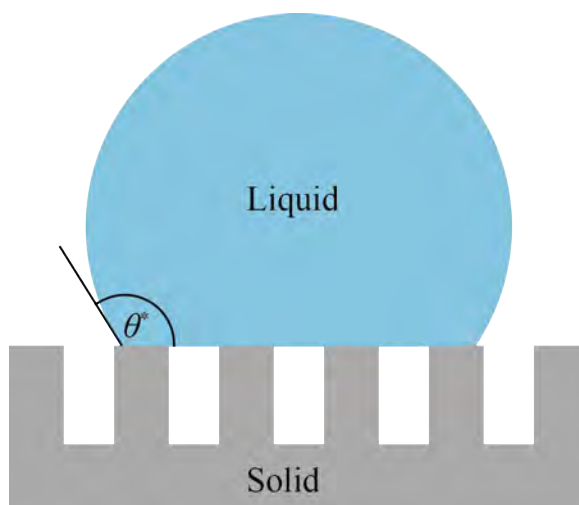


Fig. 1.3 Schematic of the Cassie-Baxter model.

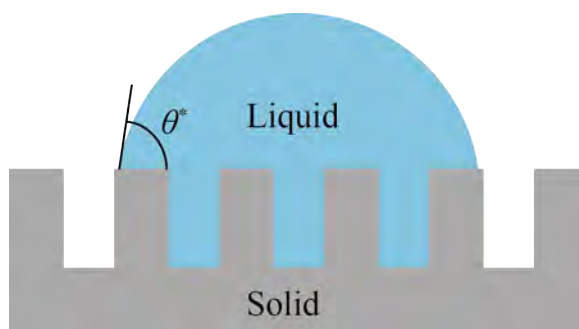


Fig. 1.4 Schematic of the Wenzel model.

超撥水壁面を有する流路では、流路全体の圧力損失を計測することで抵抗低減効果を論じているものが多い [10–14]。しかし、圧力計測だけでは超撥水壁面に形成される気液界面の近傍における流動状態が抵抗低減効果にどのように作用するのかを理解するのは困難である。また、マイクロ流体デバイスのような微小スケールの流路内の圧力を計測するために、圧力センサを挿入することはできない (1.2.3 項参照)。そのため、圧力の計測は困難である。これらのことより、他の計測方法を適用して超撥水壁面の抵抗低減効果について論じる必要があるといえる。

もし、気液界面近傍や微細構造近傍の流動状態、即ち詳細な流速分布が直接計測によって取得されれば、超撥水壁面が流速に及ぼす影響について定量的に論じることが可能となる。そして、抵抗低減効果を発現するような超撥水壁面形状の最適化、または流動の微細な制御による流動抵抗制御へつながると期待される。そのためにも、界面近傍に対する流動計測手法の開発が必須である。

以上の背景より、超撥水壁面に形成される気液界面の近傍流動から抵抗低減効果を直接評価することを目的とし、本研究では界面近傍の流動を対象とした計測手法を開発する。

1.2 研究背景

1.2.1 超撥水壁面とその計測

表 1.1 に、超撥水壁面における壁面近傍の流速や流動抵抗、すべり長さ等を計測した先行研究についてまとめている。現在までに、超撥水壁面として粗面、リブ、ピラー等の様々な壁面形状が考案されている。そして、その適用対象はマイクロ流路内の流れ場だけでなく、乱流場にも適用されている [15]。また、同表より、流路内の圧力損失の計測や、レオメータを使用した壁面の摩擦抵抗の直接計測によって、超撥水壁面による流動抵抗の低減効果を調査しているものが多い。しかし、これらの方法では流動抵抗の低減効果は確認できても、流動抵抗低減のメカニズムを明らかにすることは困難である。

超撥水壁面近傍の流速計測に関する研究として、撥水加工が施された円管内において層流～乱流域の流速計測を熱膜センサによって行った例 [27] がある。しかし、多くの研究は粒子画像流速測定法 (particle image velocimetry, PIV) もしくはマイクロスケールの分解能を有する μ PIV を使用して流速計測を行ったものである。 μ PIV による直接計測では、フラットなガラス面のみ、もしくはガラス面に対してシラン化合物による撥水加工を施した流路を使用し、その壁面近傍の流速分布からすべり長さを評価できるということが Joseph らや Tretheway らによって示された [31, 32]。その後、次第に微細なパターンを持った壁面が注目されるようになり、このパターン壁面近傍に対する流速計測が行われるようになった。Ou ら [13] は μ PIV を使用してリブ及び溝部分周囲の流速分布を計測し、すべり長さを評価している。さらに、圧力損失を計測することで抵抗低減効果を評価し、すべり長さとの関連について言及している。一方、溝部分に気相がトラップされて気液界面が形成されていることも確認しているが、気液界面の形状が流速や抵抗低減効果に及ぼす影響までは言及されていない。Tsai ら [18] もリブ及び溝を有する PDMS (polydimethylsiloxane) 製の超撥水壁面を対象に、 μ PIV によって流速計測を実施している。この計測では、溝部分で形成される深さ約 $5 \mu\text{m}$ のメニスカス内部の流速分布を取得しており、メニスカス内部の詳細な流速分布に基づき、気液界面におけるすべり長さを評価している。この計測より、溝の幅に対してすべり長さが変化することを明らかにしている。なお、図 1.5(a) に示すように共焦点顕微鏡を使用してメニスカスの形状までは確認しているが、メニスカスの形状と流速分布及び抵抗低減効果の関連性については言及できていない。Bolognesi ら [17, 33] は、 μ PIV をベースとした界面近傍の計測手法を開発し、流れ方向に平行な溝の間で形成される深さ $1 \mu\text{m}$ 程度のメニスカス内部の流速を計測した。そして、気液界面形状 (図 1.5(b) 赤線部分) を特定し、局所的なすべり長さの分布を取得している。また、彼らの計測結果では、流路上流側と下流側で界面変位の大きさに差異があるとして、界面にせん断応力が働いていると結論づけている。

このように、 μ PIV を使用して気液界面の近傍における流速の計測が詳細に行われ、メニスカスの形状や流れのすべり挙動について明らかにされている。その一方で、気液界面

近傍の流速と抵抗低減効果を関連付けている研究はほとんどない。

流動抵抗は、Darcy の摩擦係数 f とレイノルズ数 Re の積 fRe として式 (1.8) を使用して評価されることが多い [11].

$$fRe = \frac{8\tau}{U_{ave.}} \frac{D_h}{\mu} \quad (1.8)$$

ここで、 τ は壁面もしくは界面におけるせん断応力、 $U_{ave.}$ は平均流速、 D_h は水力直径、 μ は粘性係数である。式 (1.8) には、長方形断面の矩形流路内の流動が層流の場合では $fRe = 96$ となるという特徴がある。 D_h と $U_{ave.}$ が一定であるとき、 fRe が 96 よりも小さな値になれば、抵抗が低減していると判断できる。そのため、式 (1.8) より界面に働くせん断応力 τ を測定すれば流動抵抗を評価できることがわかる。

超撥水壁面は図 1.6 に示すように液体 (liquid) と微細構造 (solid) による固液界面と、気相 (gas) と液体による気液界面を形成する。そのため、流動抵抗を評価するためには、この 2 つの界面でせん断応力を取得する必要がある。このことより、固液界面及び気液界面近傍の流速を同時に計測する必要がある。また、気液界面は変形することが示唆されており [18, 33]、式 (1.2) より気液界面に働くせん断応力を定量化するためには、変形後の界面の位置を取得する必要がある。以上の観点より、界面近傍の流速と界面の位置を同時に計測できる方法が求められている。

Table 1.1 Recent experimental studies of superhydrophobic surfaces.

Author	Surface pattern	Laminar or Turbulent	Method	Objective
Truesdell et al. [16]	rib	L (Couette flow)	PIV	slip length
Bolognesi et al. [17]	longitudinal rib	L	μ PIV	interface profile
Tsai et al. [18]	longitudinal rib (flat/rough)	L	μ PIV	velocity of menisci
Choi and Kim [19]	pillar (random)	L	rheometer	shear rate/slip length
Govardhan et al. [7]	rough	L	flow rate	bubble trapping/shear stress
Byun et al. [20]	transverse rib	L	μ PIV	slip length/interface config.
Ogata and Shimizu [21]	cavity/rib	L	pressure loss	drag reduction/interface config.
Moaven et al. [22]	rough	L/T	disk rotation	drag reduction
Kim and Hidrovo [12]	transverse rib	L	pressure loss	drag reduction
Song et al. [10]	rough	L	pressure loss	slip length
Solomon et al. [23]	pillar	L	rheometer	drag reduction/slip length
Bidkar et al. [24]	rough	T	floating element	drag reduction
Ajallis et al. [25]	rough	T	floating element	drag reduction
Srinivasan et al. [26]	rough	L	rheometer	slip length/drag reduction
Ou et al. [14]	pillar/longitudinal rib	L	μ PIV/pressure loss	velocity/drag reduction
Watanabe et al. [27]	rough	L/T	hot film/pressure loss	friction factor/velocity
Ou et al. [13]	longitudinal rib	L	μ PIV/pressure loss	slip length/drag reduction
Woolford et al. [28]	transverse rib	T	PIV/pressure loss	friction factor/velocity
Zhang et al. [29]	pillar	L/T	pressure loss	drag reduction
Schäffel et al. [30]	pillar	L	FCS	slip length

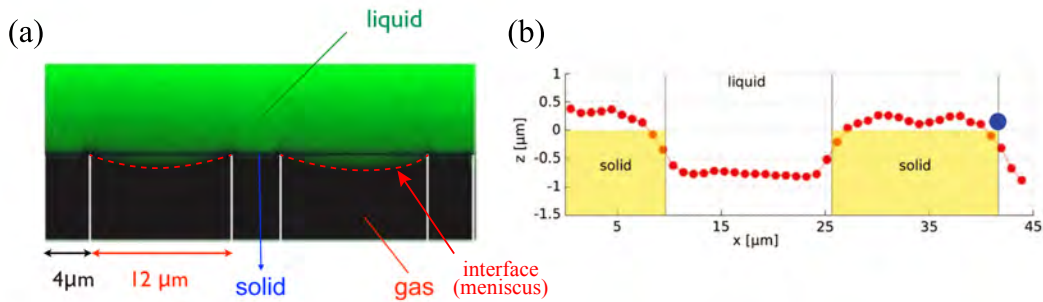


Fig. 1.5 Displacement and profile of the liquid–gas interface at superhydrophobic surfaces. (a) Confocal image of liquid–gas menisci trapped at the microgroove [18], (b) location and profiles of liquid–gas interface (which is indicated by the red line and plots) determined by near-interface velocity measurement [17].

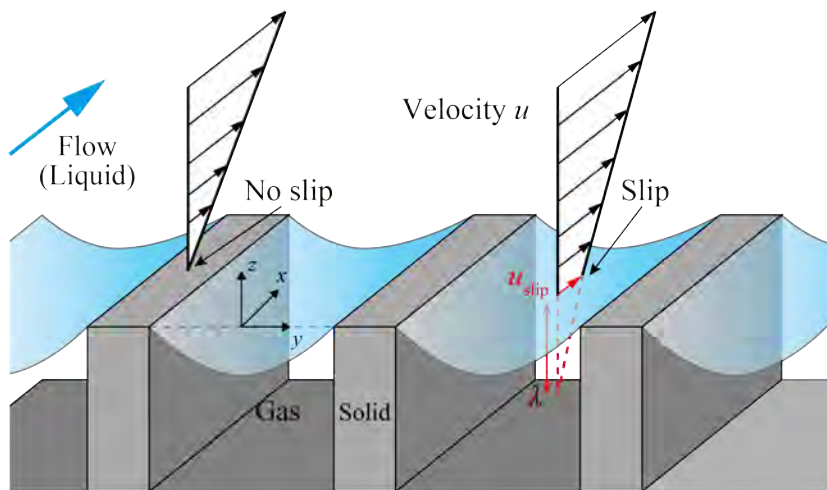


Fig. 1.6 Schematic of superhydrophobic surface. The liquid–gas interface and solid–liquid interface is configured.

1.2.2 壁面近傍流動計測の重要性

壁面近傍における流速及び壁面せん断応力の計測及び評価は、流体機械の性能評価だけでなく、抵抗低減を目的とした流体制御技術にも必要不可欠であるため、近年の流体力学における一つの大きな課題となっている [34]. 式 (1.2) に基づくと、壁面近傍における流速分布が取得できれば、壁面せん断応力が評価できる。

壁面近傍における流動に関して、例えば高レイノルズ数の乱流域では、壁面近傍に形成される渦構造や流速が取得できると、レイノルズせん断応力に起因する摩擦抵抗の制御につながる。それだけでなく、流れに付随する熱・物質輸送の制御も可能となる。そのため、摩擦特性及び伝熱特性の向上を目指して壁乱流の解析と制御に関する研究が盛んに行われている [35]. 一方、近年では血流に代表される生体内流れや、マイクロ流体デバイス内の流動といった、マイクロ・ナノ領域における微細な流動現象においても壁面近傍流動

の定量化は一つの課題となっている [36].

図 1.7 は, Cierpka らによって示された壁面近傍の流動の様子 [36] である. 図 1.7(a) は平坦な流路の壁面近傍の流動を示している. 図 1.7(b) は細胞壁面に働く流動の様子を示している (図中の cells が細胞の模式図を示している). 図 1.7(c) は 1.1 節で述べた超撥水壁面の近傍に形成される流動の様子を示しており, 気液界面近傍の流動計測が重要であることは先述の通りである.

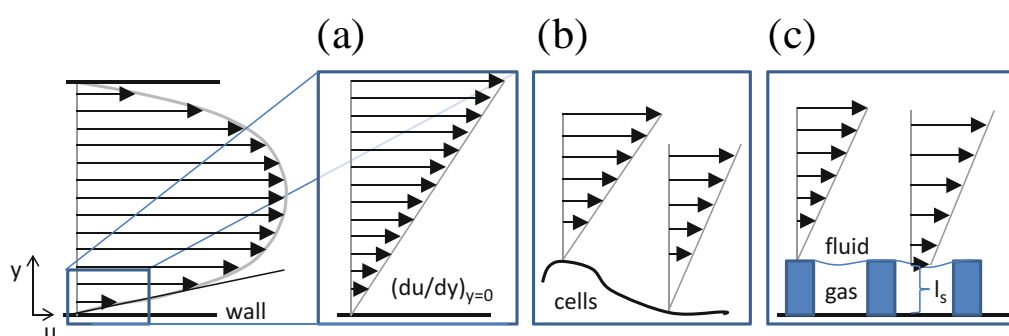


Fig. 1.7 Velocity profile in a microchannel/microregion [36].

図 1.7(b) に示すように血管最内層に存在する内皮細胞には血流に起因するせん断応力が常に作用しており, せん断応力が血管径の調整や血管の再構築といった, 内皮細胞の機能に影響を及ぼすことが知られている [37]. 特に, 細胞形状には個体差があり, 細胞毎に働くせん断応力も異なることから, 微視的な計測による流動場の取得が必要とされている. 近年では, マイクロ流体デバイス中に細胞を培養し, 生体外環境下 (*in vitro*) において細胞と流動の相互作用に関する調査が行われている [38, 39]. 内皮細胞のように微視的な生体流れに関する現象の解明だけでなく, 巨視的な生体内流れにおいても壁面流動状態の解明は重要である. 例として脳動脈瘤の成長及び破裂現象のメカニズム解明に関する研究が挙げられる. そこでは瘤の壁面全体に働くせん断応力の分布が破裂に大きく関与しているとされる [40]. 他の例として, 動脈硬化や心機能不全の原因として血管に働く壁面せん断応力が挙げられており, せん断応力が血管に対してダメージを与えるといわれている [36]. このように, 血管内部の壁面近傍における流動に起因した壁面せん断応力を定量化することは, 生体機能の理解だけでなく, 重大疾患の解明及び予防を行う上でも重要といえる.

図 1.7(c) に示すように超撥水壁面を使用すると気液界面が形成される. 流動抵抗の低減効果を評価するという観点より, 界面近傍の流動を計測して壁面せん断応力を取得することが重要と言われている [36].

以上で述べたように, 壁面近傍における流動計測に対する関心は高い. そして, 大小様々なスケールの現象を解明するためにも, 高精度に壁面近傍の流動を計測できる方法が必要である.

1.2.3 壁面近傍流動及び壁面せん断応力の取得方法

壁面近傍流動及び壁面せん断応力の計測手法はこれまでに多数提案されている。90年代には、図 1.8 に示すように乱流中における壁面せん断応力の計測法に関する分類が Löfdahl らによって行われている [41]。また、各種流れ場に適合する計測法に関しても本阿弥によってまとめられている [42]。

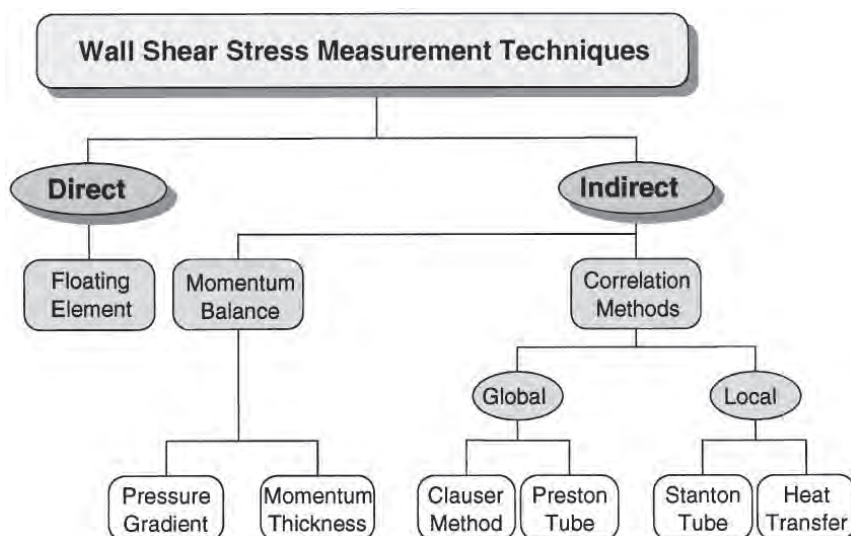


Fig. 1.8 Classification of wall shear stress measurement techniques [41].

マクロスケールの流動場においては様々なセンサの使用が可能であると考えられる。これまでに、熱線流速計や圧力プローブを使用して壁面近傍における流速分布もしくは圧力分布を取得し、そこから対数速度分布則より壁面せん断応力を算出する方法や、壁面に埋め込んだフローティングエレメントに働く力を直接検出するといった、点計測が主流だった。その後、光学機器と画像処理技術の発展に伴い、壁面に塗布した液膜の、厚さの変化を計測する方法や、反射光の干渉を利用する方法、更にはせん断応力に反応する液晶を使用する方法などといった、面計測への拡張がなされた。これらの計測方法については Naughton ら [43] がレビューしている。近年では、MEMS 技術の発展に伴ってセンサは次第に小型化し、流量計測用のセンサとして実用化されているマイクロフローセンサ [44] に代表される熱式センサの登場によって、壁面流動のリアルタイムセンシング [45] だけでなく、アクティブ制御も可能となった [46]。

一方、計測対象をマイクロスケール流路内の流れ場に限定すると、壁面せん断応力の取得は困難になる。マイクロピラー、熱線流速計、プレストン管といった流速センサや圧力センサは使用できない。その理由として、まず第一にセンサが流路や流路表面の形状より大きいことが挙げられる。例えば細胞壁や粗面近傍の流動を計測する際、センサを設置す

ると壁面形状を変形させる可能性がある。第二の理由として、センサを流路に挿入すると流れ場を変化させてしまい、正確な流動計測が不可能になることが挙げられる。そのため、マイクロスケール流路内における壁面せん断応力を取得するためには、流れ場に影響を及ぼさない非接触な方法が重要となる [36].

非接触な計測手法として、PIV に代表されるイメージングによる流速計測手法は、面計測で流動場を定量化できるという特徴がある。そのため、計測面全体で流速分布を取得すれば圧力分布や壁面せん断応力分布等の多くの諸量が評価できるだけでなく、微小スケールから乱流場に至るまで幅広い流れ場に対して適用できる。近年ではより詳細な流動情報を取得するために、スキャニングステレオ PIV やトモグラフィック PIV に代表される、複数台のカメラを使用した 3 次元 PIV 計測を駆使した研究も行われている。

PIV は瞬時に撮影した連続する 2 枚の粒子画像を使用し、粒子像分布のパターンを追跡することで流速ベクトルを算出する手法である。しかし、PIV は壁面近傍の計測に適用することは困難とされている。その理由として、トレーサ粒子の散乱光やレーザ光の壁面における反射が輝度値に影響を与えることや、壁面近傍において生じる局所的に大きな速度勾配や速度変動を正確に検出できないことが挙げられ、これらが壁面近傍の流速に対する誤差を生み出すことになる [47,48]. 実際に筆者らはかつて、衝突噴流群が壁面近傍で形成する 3 次元的な干渉流動と熱伝達率の関係を調査するため、ステレオ PIV による壁面近傍の流速計測を試みた。このとき、流速を精度良く計測できるのは壁面から約 300 ~ 500 μm より離れた領域であり、それよりも壁面に近い領域では大きな誤差を含んだ流速分布となっていた。そのため、流動と熱伝達の相関を示すには至らず、流動の特徴から定性的な伝熱性能及びその分布について説明するのみに留まった。よって、壁面流動と熱伝達特性の厳密な相関を示すためにも、より壁面に近い領域の計測が必須であると考えた [49].

以上より、非接触な方法を利用して、現在までに計測されている領域よりも更に壁に近い領域の計測を行う必要がある。

1.2.4 近年の壁面近傍流動計測の動向

近年の MEMS 技術の発展はめざましく、壁面近傍における流動計測に限定したセンサの開発が進められている。熱線流速計をベースとしたマイクロプローブ (hot-wire microsensor, 図 1.9(a)) [50] やナノプローブ (nano-scale thermal anemometry probe, NSTAP, 図 1.9(b)) [51] が開発され、壁面から 100 μm 程度離れた位置の流速の取得が可能となってきた。また、流路中に挿入したマイクロピラーの変位から壁面せん断応力を評価できるセンサ (MPS³, 図 1.9(c)) も存在する [52]. これらのセンサは比較的スケールが大きな流路中で使用する場合、その大きさが流れ場に与える影響はある程度無視できると考えられる。しかし、マイクロ流体デバイスに対しては、センササイズと流れ場に対する干渉という観点から使用できない。

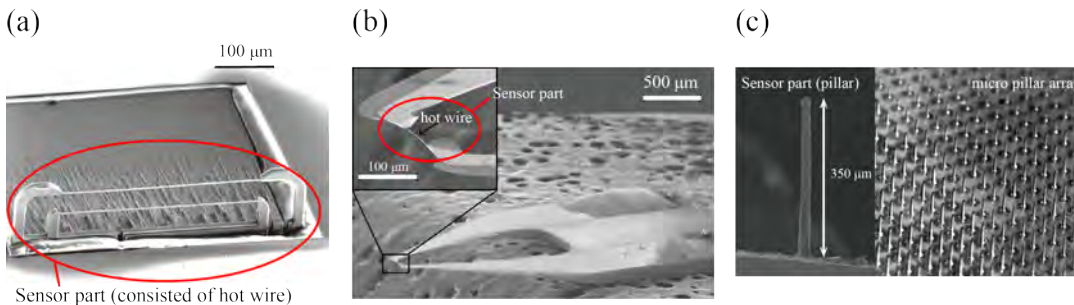


Fig. 1.9 MEMS sensors for wall shear stress determination based on near-wall velocity, (a) hot-wire microsensors [50], (b) NSTAP [51], (c) micro pillar shear stress sensors (MPS³) [52].

一方、非接触な計測手法としては、レーザドップラー流速計 (laser Doppler velocimetry, LDV) を応用した流速センサの開発が行われている。Shirai ら [53] は、光ファイバを使用して複数の周波数でトレーサ粒子にレーザ光を照射し、粒子から取得される 2 つのドップラーシフトの比によって各粒子の奥行方向位置を特定する方法を開発した。この研究では境界層内部を計測し、壁面から $60 \mu\text{m}$ 離れた位置の流速を計測している。また、光 MEMS (micro opto-electro mechanical systems, MOEMS) を使用することで、壁面を通過した粒子のドップラーシフトを検出するコンパクトなセンサ (Miniature and MOEMS sensor, 図 1.10) も開発されている、このセンサは壁面から $75 \sim 100 \mu\text{m}$ 程度離れた領域の速度勾配が計測できる [54, 55]。他にも、流路壁面に染み出したエバネッセント波を使用し、流路中を流れるナノスケール粒子のドップラー信号を検出して壁面近傍の流速を計測した方法もある (near-field laser Doppler velocimetry, NFLDV) [56]。この方法によって高さ 1 mm の流路内部の計測を行ったところ、壁面から約 150 nm 上方の流速が計測できることが示された。しかし、ナノスケールの粒子をトレーサとして扱う場合、流路の高さ方向に対するブラウン運動の影響を顕著に受けることや、電解質溶液を作動流体とする際は壁面が帯電して電気的な層 (Debye layer) を形成し、粒子の電荷と相互作用する可能性がある。そのため、正確な粒子挙動の計測が困難になることも懸念される。

PIV を応用した流速計測手法も存在し、乱流域における境界層内部の計測を試みた研究例もある。先述した通り、PIV は画像間の輝度値の相関によって流速を決定する方法であるため、壁面近傍の流速計測が困難になる。そのため、Cierpka ら [57] は鏡面を壁面として使用し、粒子追跡 (particle tracking velocimetry, PTV) を応用して、反射した粒子像を追跡して壁面から約 $30 \mu\text{m}$ 程度離れた位置の流速を計測している。また、Kähler ら [58] は μPIV によって流路側方から層流及び乱流境界層内の計測を実施し、壁面から $22 \sim 80 \mu\text{m}$ 程度離れた領域を計測している。更に彼らは、より壁面に近い領域の流速計測ができない理由として、粒子や壁面に付着した異物の散乱光によって適切な粒子画像が取得できないことを挙げている。他にも、エバネッセント波を光源として利用し、PIV によって計測した例がある。Li ら [59] は、エバネッセント波が壁面から垂直方向に指数関数的に減

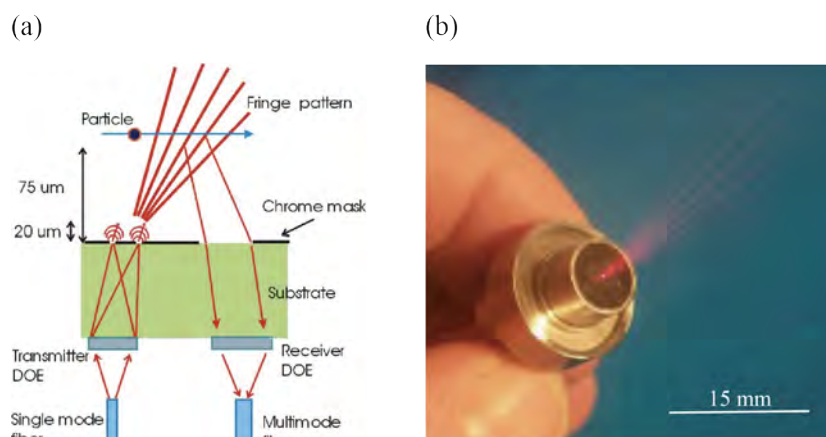


Fig. 1.10 (a) Schematics of the MOEMS sensor for velocity measurement, (b) diverging fringe Doppler sensor [55].

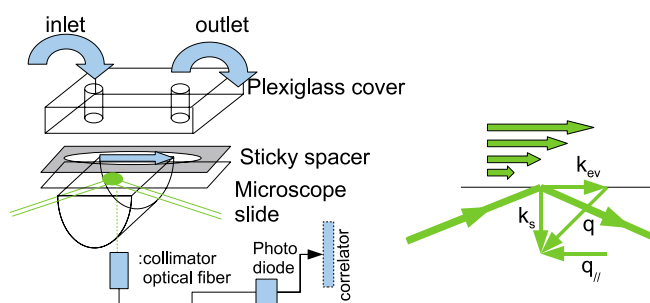


Fig. 1.11 Schematics of NFLDV [56].

衰する特徴を利用し、粒子の輝度値の分布から計測領域を流路奥行方向に3分割し、各領域でPIVによる流速計測を行って(MnPIV)流速分布の算出を試みている。このとき、壁面から150～350 nm程度離れた領域の流速分布を計測できることを示している。

表 1.2 に、ここまでに述べた計測手法と計測可能な壁面からの距離、計測点の数をまとめた。現在までに開発されている多くの手法では壁面から約100 μm程度離れた領域の計測が可能となっていることがわかる。そして、最も壁面に近い領域の計測ができる方法では、MEMS センサを使用した計測では壁面から28 μm離れた点 [51]、光学計測ではエバネッセント波を使用して壁面から150 nm程度離れた位置で流速計測を実現している [59]。その一方で、ブラウン運動や壁面に形成される電気的な層が流速計測に影響を及ぼすことも懸念されているため、流速計測が正確に行われない可能性がある。

一方、計測可能点数については、流路中の1点の流速だけでなく複数点の流速が取得できれば、壁面近傍における流動構造が把握できるようになり、様々な現象の解明につながると考えられる。そのような観点から、非接触で多点計測が可能なPIVもしくはPTVを利用すれば本研究で計測対象とする超撥水壁面の近傍流動を詳細に計測できると考え、3次元PIV/PTVに着目することにした。

Table 1.2 Recent developed near-wall flow / wall shear stress sensors.

Sensors	Measurement position from wall	Measurement type
Hot-wire microsensors [50]	50 ~ 250 μm	single point
MPS ³ [52]	350 μm	single point
NSTAP [51]	28 μm	single point
Fiber-optic laser-Doppler velocity-profile sensor [53]	60 μm	single point
Miniature and MOEMS sensor [54,55]	75 ~ 100 μm	single point
NFLDV [56]	150 nm	single point
PTV [57]	30 μm	plane, 2D
μPIV [58]	22 ~ 80 μm	plane, 2D
MnPIV [59]	150 ~ 350 nm	plane, 2D, multi-plane

1.2.5 イメージングによる 3 次元計測

PIV 及び PTV の基本原理は、図 1.12 に示すように、流れに混入させたトレーサ粒子像の移動量 $\Delta\mathbf{x}$ をある隣接した時間間隔 $\Delta t (= t_1 - t_0)$ から式 (1.9) によって流速 \mathbf{u} を求めるものである。

$$\mathbf{u} = \alpha \frac{\Delta\mathbf{x}}{\Delta t} \quad (1.9)$$

ここで α は画像の変換係数 (倍率) を表す。この粒子 (像) の追跡を、個々の粒子で行うのか (粒子追跡)、それとも画像の相関によって行うのか (相互相関) により、前者が PTV、後者が PIV と分類されている。

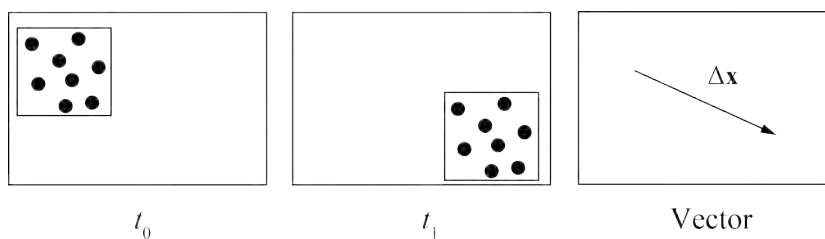


Fig. 1.12 Schematic of PIV concept.

PIV による 3 次元計測は PIV ハンドブック [60] に詳細が記されている。更に、PIV によるマイクロ領域の 3 次元計測に関しては、Cierpka らが現在までに開発されている方法をまとめている [61]。それらによると、PIV による 3 次元計測は、人間が 2 つの目で 3 次元空間を認識するように、カメラを 2 台、もしくはそれ以上使用して行われる。複数台のカメラを使用した計測では、取得可能な情報量が多い反面、計測面 (計測体積) の調整

やカメラ校正に関する処理が煩雑になる。そのため、単視野、つまりカメラ 1 台で 3 次元流速の計測が可能となれば、計測系及び処理の単純化できる。ここでは、上方観察もしくは下方観察が可能な光学顕微鏡を組み合わせ構築された、マイクロオーダーの分解能を有している単視野 3 次元流速計測手法について説明する。

共焦点レーザスキャン顕微鏡 (Confocal laser scanning microscopy)

共焦点レーザ顕微鏡は、カメラ前方に設置されたピンホールが焦点面以外からの光を遮るため、非常に薄い焦点深度で流速計測ができる。また、光源であるレーザの前方にマイクロレンズアレイとピンホールアレイで構成される円盤を設置すると、これを回転させてレーザの奥行方向照射位置を変化させることができる。図 1.13(a) に示すように、この回転円盤を共焦点レーザ顕微鏡に組み込むことで、物体を奥行方向にスキャンしながら 3 次元的に計測できる。これを共焦点レーザスキャン顕微鏡という。この方法を μ PIV と組み合わせて、3 次元 2 成分流速の計測が可能となる [62]。スキャン速度を向上させることで、マイクロ流路内を移動する液滴内部の瞬時の流速分布計測 [63] (図 1.13(b)) や、マイクロデバイスを使用した *in vitro* での血流計測 [64] が可能となっている。一方で共焦点レーザスキャン顕微鏡は、非常に高価であることや、2 枚の粒子画像間の Δt はスキャン速度に制限されるということが欠点として挙げられている [61]。

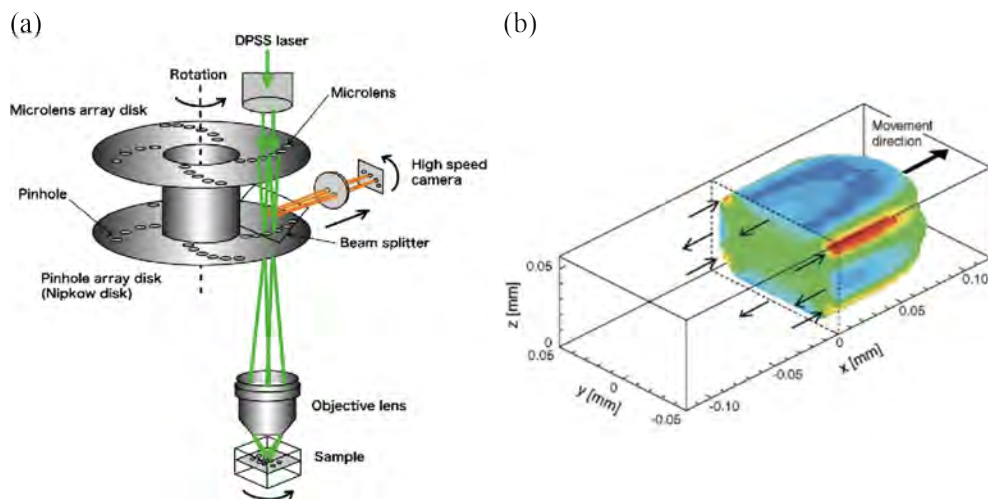


Fig. 1.13 (a) Schematic of confocal scanning system [64], (b) 3D velocity distribution inside of a moving droplet measured by the confocal laser scanning PIV [63].

ライトフィールド PIV (Light field PIV / Plenoptic technique)

近年、単視野 3 次元 PIV としてライトフィールド PIV という方法が考案されている。これは、ライトフィールド (light field, もしくは plenoptic) カメラと呼ばれる、焦点位置を

自由に変化できるカメラを使用した PIV である。ライトフィールドカメラには、イメージングセンサの前方に焦点距離が異なるレンズを組合せたマイクロレンズアレイが設置されている。このマイクロレンズアレイを使用すると、被写体からカメラに入射する光がマイクロレンズのどこを通過して、センサ上のどこに到達するかを予め記録することで、焦点の位置を操作できるようになる。Laytrix 社が既に実用化しており、産業計測用カメラとして市販されている。この特徴を利用すると、まず図 1.14 の上側に示す plenoptic イメージのように、マイクロレンズアレイを通過した粒子像がイメージセンサに記録される。この粒子像から奥行方向に位置しているそれぞれの粒子像に焦点を合わせて、図 1.14(a) ~ (d) に示す各奥行位置における粒子像が取得できる。この各奥行位置における粒子像を使用して、単視野で 3 次元 3 成分流速の計測が可能となった。Lynch ら [65,66] はこのカメラを使用し、渦流れの 3 次元計測を実施して手法としての有効性を報告している。また、Melnick ら [67] や McManus [68] はこのカメラを使用して乱流境界層内部の 3 次元流動構造を計測している。しかし、焦点位置の再構築手法は確立されておらず、アルゴリズムの検討及び最適化が現在でも取り組み続けられている [69,70]。また、マイクロレンズアレイを使用することで大幅に空間分解能が低下することも知られており、流動の精緻な計測に課題を残している [71]。

デフォーカス PIV (Defocused PIV)

デフォーカス PIV は、通常の PIV では面外成分として誤差の原因となる粒子画像の奥行方向に対するピンぼけ (defocused image)、つまり回折円の広がり方から粒子の奥行位置を決定する方法である。これをデフォーカシングという。デフォーカシングによって粒子の奥行位置を決定するために、現在までに複数の方法が開発されている。Stolz ら [72] は同心円状に広がる粒子像の回折円の大きさから奥行位置を推定する手法を採用し、PTV によって 1.5 mm 厚のレーザシート光内部の 3 次元 3 成分流速を計測した。Peterson ら [73] も同様に 3 μm の粒子を使用し、図 1.15 のような粒子像の半径より粒子の奥行位置を推定している。粒子の奥行位置と半径を対応付けた後、高さが 50 μm のマイクロチャンネル内におけるポアズイユ流れを計測している。しかし、この方法は粒子像のピンぼけを使用するため、粒子像同士の重なりを避けるために 1 画像内の粒子数を少なくする必要がある。また、他の問題点として、回折円の広がり方が焦点面に対して前後で対称になることが挙げられる。そのため、焦点面に位置する粒子の奥行位置は評価できるが、面外の粒子は、焦点面より前方もしくは後方に位置するのかが判別できないという欠点がある。

デジタルホログラフィック顕微鏡 (Digital holographic microscopy)

これは、参照光と物体の散乱によって生じる物体光の重ね合わせによる干渉パターン (ホログラム、図 1.16(a)) を記録し、その強度及び位相情報から 3 次元的に立体的な像

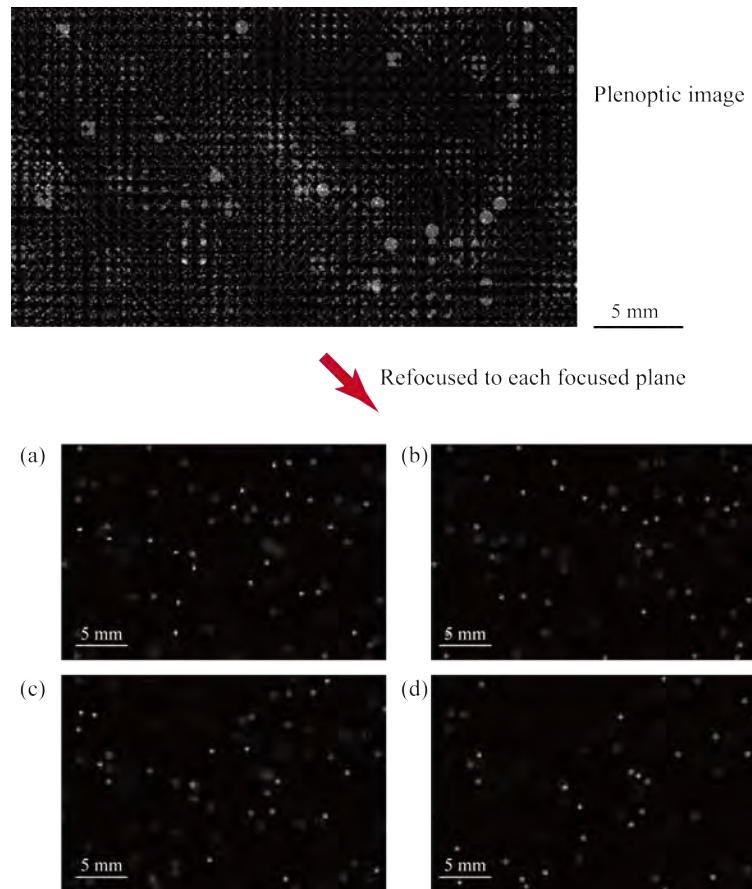


Fig. 1.14 Plenoptic particle image obtained by plenoptic camera (upper), (a) ~ (d) refocused image of each focused plane [65].

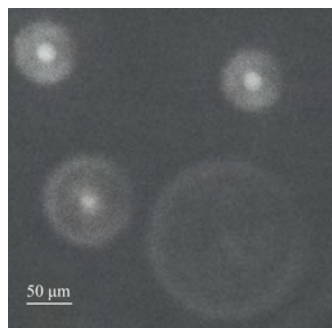


Fig. 1.15 Defocused particle image (particle diameter is 3 μm) obtained from μPIV system. This image was obtained with 40x water immersion lens [73].

を取得できる，という原理を利用した顕微鏡である．この原理を応用し，流路中の粒子画像が有する位相及び強度を利用して 3 次元的に粒子位置を再構築し，瞬時に撮影した 2 枚の画像から粒子の移動速度が算出できる．ホログラムの原理そのものは古いものであるが，これがマイクロ領域の流体計測に適用され始めたのは 2000 年代に入ってからである．初期は Coëtmelec ら [74] が，撮影した空間の中から特定の平面を抽出し，2 次元 PIV による流速計測を行った．その後，この方法は 3 次元計測へ拡張された．Ooms ら [75] は $2\ \mu\text{m}$ の粒子を使用して T 字流路の計測を行い，約 $1 \times 1 \times 1\ \text{mm}^3$ の計測体積内で 18,000 ものベクトルを PTV によって取得している．図 1.16(b) に示す等値面渦度分布からもわかるように，3 次元 3 成分流速の計測ができていることがわかる．このように，3 次元 3 成分計測が可能となっているが，ホログラムの 3 次元再構築のために計算コストがかかることや，ホログラムがノイズに対して非常に敏感であるということが欠点として挙げられている．取得するホログラムの SN 比を向上させるためには粒子濃度を下げる必要があるが，これに伴って今度は解像度が低下し，奥行方向分解能が低下してしまう．

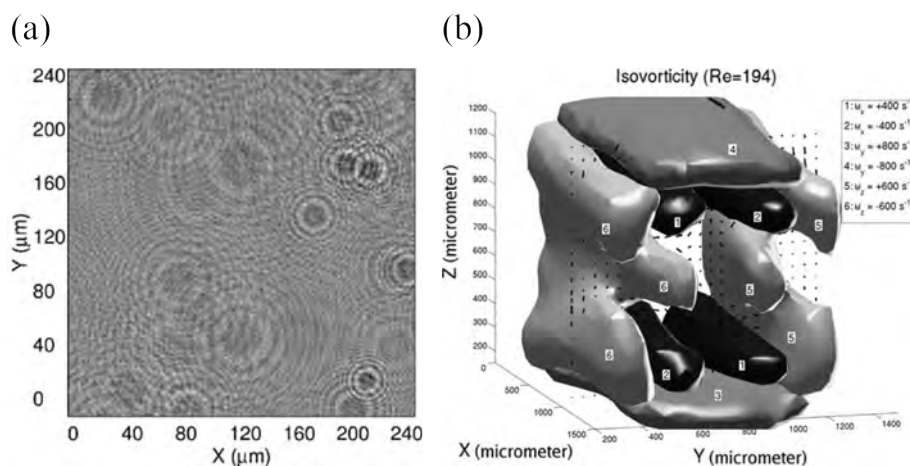


Fig. 1.16 (a) Hologram of time-averaged particle distribution, (b) iso-vorticity surface in T-mixer outflow channel [75].

マルチピンホール PIV (Multi-pinhole PIV)

カメラのイメージングセンサの前方に複数のピンホールを設置して流路中の粒子を撮影すると，図 1.17 に示すように三角形に粒子像が結像する．この粒子像は奥行方向の変化に対して異方的に変形する．この特徴を利用し，3 次元 3 成分流速を計測する方法をマルチピンホール PIV という．

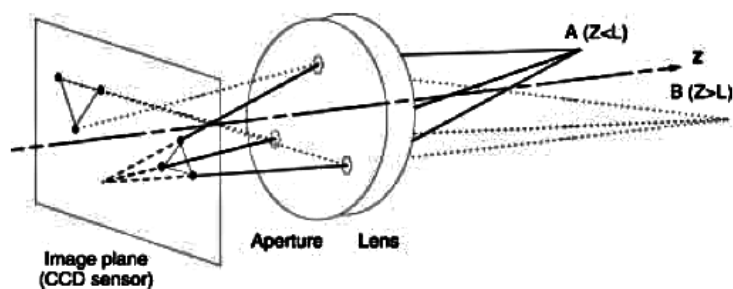


Fig. 1.17 Pinhole defocusing arrangement [77].

マルチピンホール PIV は、Willert ら [76] が考案し、壁面に衝突する渦輪の挙動を計測している。その後、Pereira らによって二相流の計測に適用され、 $3\ \mu\text{m}$ 程度の奥行方向分解能で流速計測ができることが報告された。また同時に、流速を決定するための粒子像の相関方法が示された [77,78]。Yoon ら [79] は、このピンホールを使用した方法をマイクロスケールの後方ステップ流路の流速計測に適用した。そして、図 1.18(a) に示すように $768 \times 388 \times 50\ \mu\text{m}^3$ の計測体積内において、奥行位置によって大きさの異なる三角形の粒子像の分布を取得した。更に、この粒子像の分布から図 1.18(b) に示すように各粒子の位置を 3 次的に再配置した。しかし、この手法を使用して流れ場を計測する際は、デフォーカス PIV と同様に奥行に依存して変形する粒子像を使用するため、1 画像内の粒子濃度を下げる必要がある。それに加え、小さなピンホールを使用するため、蛍光粒子から発せられる蛍光の大部分が遮られて粒子像の輝度が低くなり、SN 比が低下するという欠点がある。

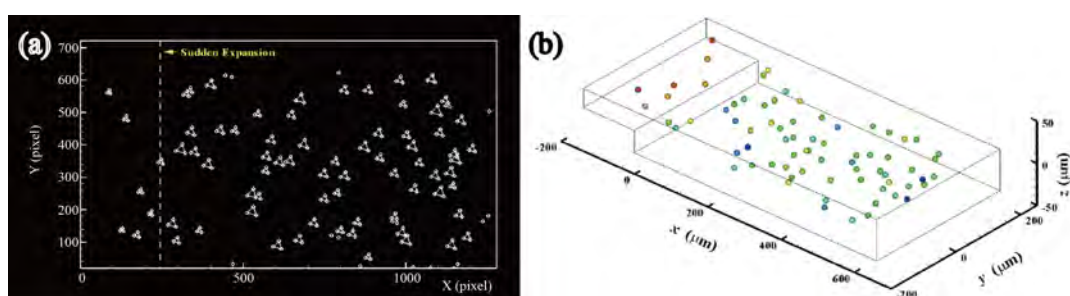


Fig. 1.18 (a) Triangular patterns of particle images on an instantaneous image which is obtained in the stepped channel flow, (b) instantaneous 3D particle position estimated from (a) [79].

非点収差 PTV (Astigmatism PTV)

ピンホールを使用する方法と同様に、センサ前方にシリンドリカルレンズを設置する方法もある。これは非点収差の結像方向をシリンドリカルレンズによって変化させる方法

で、粒子像の形状を奥行方向だけでなく、 x 軸、 y 軸両方向に変化させるものである。図 1.19 に示すように、奥行位置によって粒子像形状が異方的に変化するため正確に奥行位置を推定できるという特徴を持つ。最初、この非点収差に着目した奥行位置の推定は、細胞の 3 次元的な変形を調べるために使用された [80]。その後、Angarita-Jamis ら [81] によって流動計測へと適用されるとともに空気中のトレーサ粒子の奥行位置の推定を行い、3 次元 3 成分流速の計測ができることを示した。Chen ら [82, 83] はステップを有するマイクロチャネル内の計測にこの手法を適用し、 μ PIV のシステムにシリンドリカルレンズを組み込んだシンプルなシステムを構築した。そして、粒子 1 つ 1 つの挙動を追跡して流速を計測した。更に、Cierpka ら [84] によって、計測体積を調整するためにはシリンドリカルレンズの焦点距離を適切に選択する必要があることが示された。同時に、この計測方法に使用するトレーサ粒子は蛍光粒子が適していることが示された。シリンドリカルレンズを使用して非点収差を変形させる方法は非点収差 PTV (astigmatism PTV, APTV) と呼ばれている。近年ではマイクロチャネル内における電氣的に誘起される 3 次元の小さな渦構造や交流電気浸透流の構造計測だけでなく [85–87]、超音速噴流の 3 次元計測といった大規模流れの計測にも適用されるようになってきている [88]。

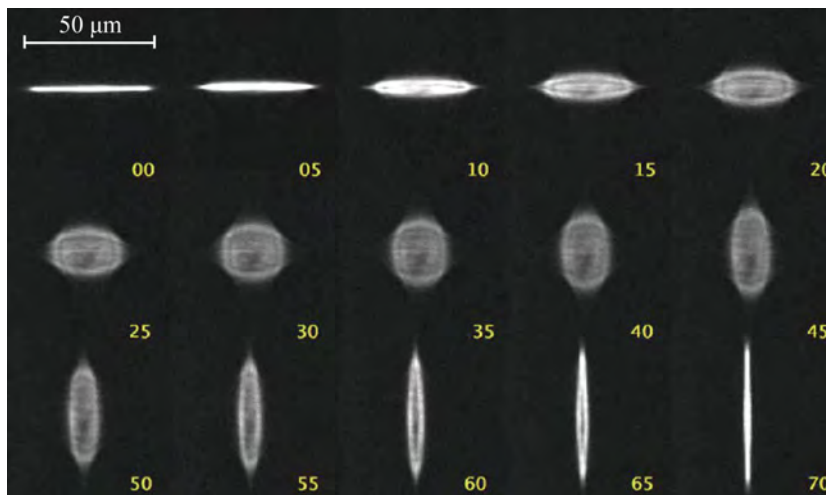


Fig. 1.19 Astigmatism fluorescent particle images induced by cylindrical lens in Chen's measurement system. The yellow numbers indicate the depth location of particles [83].

単視野 3 次元計測手法を表 1.3 にまとめる。通常の μ PIV では輝度の相関に基づいて流速を算出するため、相関深さ (depth of correlation, DOC [89]) の影響でピンぼけした粒子画像は面外成分として速度算出の誤差要因となる。一方、ピンぼけを利用する方法では、奥行方向に対して変形する粒子像が得られるため、速度を算出する際に DOC の影響を受けず、焦点面外の流速成分まで取得できるという特徴がある。図 1.20 に、ピンぼけを利用した方法について、それぞれの粒子像の SN 比をまとめたものを示す。図 1.20 より、特に APTV は奥行方向の変化に対して比較的良好な SN 比を維持できることがわかる。そ

して、APTV が 3 次元 3 成分計測手法として高性能であることが示唆される。

以上より、APTV を使用して流動場の計測を実際に行う際、計測体積を壁面近傍に設定することで、比較的容易に壁面近傍において 3 次元 3 成分流速を取得できると考えられる。また、計測体積も可変となるため、適切に計測体積を調節すれば流路奥行方向全体の計測も可能になる。これらの特徴より、本研究で計測対象とする超撥水壁面に形成される気液界面の形状を、流路中の粒子の位置を特定すれば抽出できることが示唆される。そのため本研究では、計測手法として APTV を採用する。

Table 1.3 Characteristics of single-view imaging techniques for 3D measurement [61].

Technique	Dimension-Component	Remarks
Cofocal laser scanning microscopy	3D2C	High SNR, limited scanning speed
Plenoptic technique	3D3C	Low resolution, complex algorithm
Defocused PIV	3D3C	Low seeding density, low SNR
Digital holographic microscopy	3D3C	Low seeding density, sensitive to noise
Multi-pinhole PIV	3D3C	Low seeding density, low SNR
Astigmatism PTV	3D3C	Low seeding density, high SNR

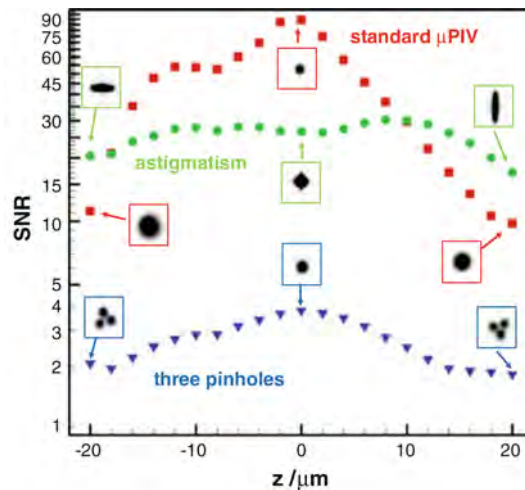


Fig. 1.20 Signal-to-noise ratio of deformed particle images compared with μ PIV, three-pinhole and astigmatism imaging [61].

1.3 研究目的

本研究では、超撥水壁面の近傍流動を直接計測して流動抵抗の低減効果の評価することを目的とし、超撥水壁面に形成される固液界面及び気液界面に働くせん断応力を取得する

ため、界面近傍の流動計測法を開発する。

本論文は計 7 章で構成されている。

第 1 章では序論として、超撥水壁面を使用した流動抵抗低減及び気液界面近傍の流動計測に関する先行研究をまとめ、計測対象及び課題を明確化する。そして壁面近傍流動及び壁面せん断応力計測について、代表的な計測手法についてまとめる。以上のことを踏まえ、本研究の研究背景及び研究目的、そして本論文の概要を述べる。

第 2 章では、APTV の原理及び使用した計測システムを述べる。まず、非点収差の結像原理、そして、奥行位置と歪んだ粒子像を対応付ける方法について述べる。そして、粒子位置の決定精度について示す。また、使用した装置について説明する。最後に、取得した粒子画像から流速を決定するための処理方法を示す。

第 3 章では、APTV による壁面近傍流速の計測が可能であることを確認することを目的に、ミリスケールの平行平板流路を使用してポアズイユ流れを計測する。水力直径を代表長さとしたレイノルズ数 (Re) を変化させながら壁面近傍 20 μm 以内の流速を計測し、瞬時及び平均の速度分布の計測結果について述べる。また、APTV による流速計測結果の妥当性を検証するために、2 次元ポアズイユ流れの流速分布の理論解と μPIV による計測結果との比較を行い、APTV が壁面近傍の流速計測に有効であることを示す。

第 4 章では、APTV による壁面せん断応力の分布としての評価方法を構築することを目的に、第 3 章で取得した流速の計測結果だけでなく、マイクロスケールの平行平板流路の流速計測結果を使用し、速度勾配の算出手法を検討する。また、検討した手法による壁面せん断応力の算出精度を評価する。そして、実際に平行平板流路及びマイクロスケールの急拡大/急縮小流路の流速計測を行い、壁面せん断応力の分布を評価することで、構築した方法の有効性を示す。

第 5 章では、超撥水壁面の流動抵抗低減効果を評価することを目的に、超撥水壁面近傍に形成される固液界面及び気液界面近傍の流速計測を試みる。このために、まず、流れ方向に対して平行なリブ及び溝を微細加工によって作製し、更に撥水加工を施して超撥水壁面を作成する。次に、溝部分に形成される気液界面近傍の流速分布より界面の概形を抽出して、界面の接触角と曲率半径から決定される変位の理論モデルと比較する。更に、固液界面及び気液界面近傍の流速分布から、界面に働くせん断応力を算出して、その結果に基づき、本研究で使用した超撥水壁面の流動抵抗の低減効果を定量的に評価する。

第 6 章では、数値計算によって超撥水壁面の流動抵抗の低減効果を評価することを目的に、数値計算モデルを構築する。超撥水壁面の近傍流動に関する先行研究では、気液界面の変位やせん断応力の影響を考慮せずに数値計算や解析が行われている。そのため、気液界面におけるすべり長さや抵抗低減効果が過大に見積もられるという課題があった。一方、第 5 章では気液界面近傍の流速分布を取得しており、この計測結果に基づいた境界条件が数値計算に適用できると考えられる。まず、気液界面近傍流速の計測結果に基づいてすべり長さを取得した後、界面形状とすべり長さを境界条件として 3 次元数値計算モデルに設定し、超撥水壁面を有する流路の流動を計算する。そして、流速分布及び流動抵抗の

低減効果について、数値計算結果と実験結果を比較し、構築した数値計算モデルの有効性を評価する。

第 7 章では、第 6 章までに得られた結論を総括し、今後の展望や課題について述べる。

第 2 章

非点収差 PTV (APTV)

本章では、本研究で使用する計測方法である APTV に関して、原理及び奥行方向の粒子位置決定手法について示す。そして流速計測の際に使用した光学系と、取得した粒子画像に施した前処理及び後処理の方法を述べる。

2.1 像変化の原理

APTV では、まず、流路中を流れるトレーサ粒子の像が、イメージセンサ前方に設置されたシリンダリカルレンズによって奥行方向に対して異方的に歪められる（非点収差）。その後、各粒子像を各時刻で追跡して 3 次元 3 成分流速を取得する方法である。像変形の概略図を図 2.1 に示す [81]。奥行方向を z 軸として、 xz 平面と yz 平面に分けて考える。図 2.1 の上図に示すように、 xz 平面では結像（対物）レンズによる焦点面が F_{xz} に位置する。一方、 yz 平面ではシリンダリカルレンズによる焦点面が F_{yz} に設定される。この 2 つのレンズが粒子から発せられる光線に対して作用し、粒子像の x 及び y 方向の軸の長さをそれぞれ変化させる。そのため、楕円形状に歪んだ粒子像が取得できる。また、このシリンダリカルレンズと結像レンズの焦点距離の組み合わせによって、計測可能な奥行方向の距離（ F_{xz} , F_{yz} 間の距離）が変化する。そのため、計測体積を変化させることができる。

2.2 APTV 光学システム

図 2.2 に、本研究で構築した APTV の光学システムの概略図を示す。図 2.2(a) において、図中のピエゾステージ及びシリンダリカルレンズを除いた部分は、先行研究によって構築された通常の μ PIV と同一のシステムを使用している [91, 92]。光源である水銀ランプ (Intensilight C-HGFI, Nikon)、科学計測用 CMOS (sCMOS) カメラ (960×720 pixel², 8 bit, 45 fps, ORCA-Flash 2.8, 浜松ホトニクス) 及び対物レンズは、全て倒立型光学顕微鏡 (ECLIPSE Ti-S, Nikon) に組み込まれている。また、非点収差を誘起するシリンダリカルレンズ (CL) は、カメラと光学顕微鏡を接続するアダプタ内に組み込んでいる。図 2.3 に示すように、粒子像が、対物レンズに近い領域では横方向に、対物レンズから遠い

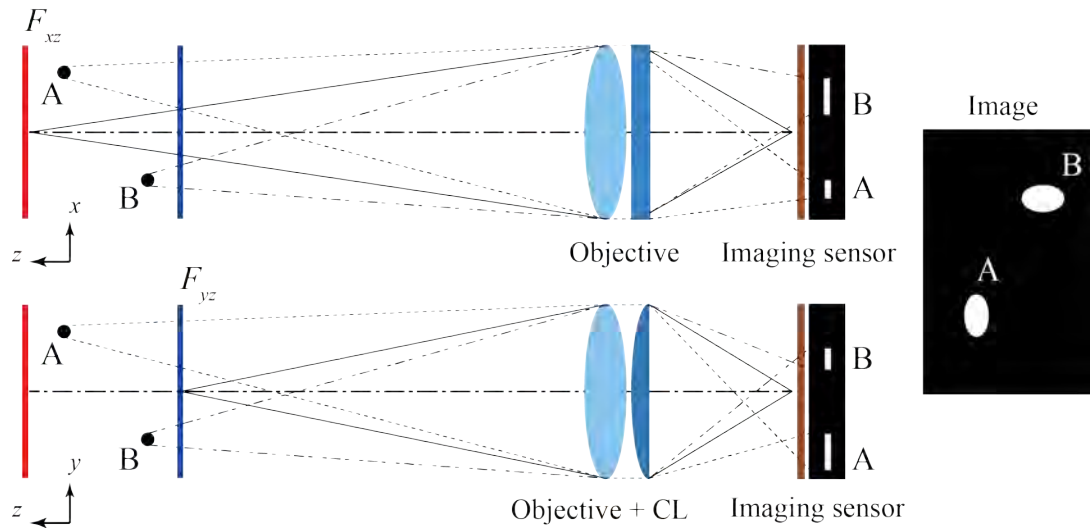


Fig. 2.1 Principle of optical components for inducing astigmatism of particle images

領域では縦方向に歪むように、CLの曲面を顕微鏡側に向けている。実験内容によっては対物レンズの位置決めを精密に行うため、ピエゾステージ (PFHW-200U, ナノコントロール) を対物レンズの下に設置する場合もある。また、トレーサ粒子として使用する蛍光粒子の蛍光特性に合わせて、励起フィルタ (ExF)、吸収フィルタ (EmF)、ダイクロイックミラー (DCM) で構成されるフィルタキューブを交換できるようにしている。

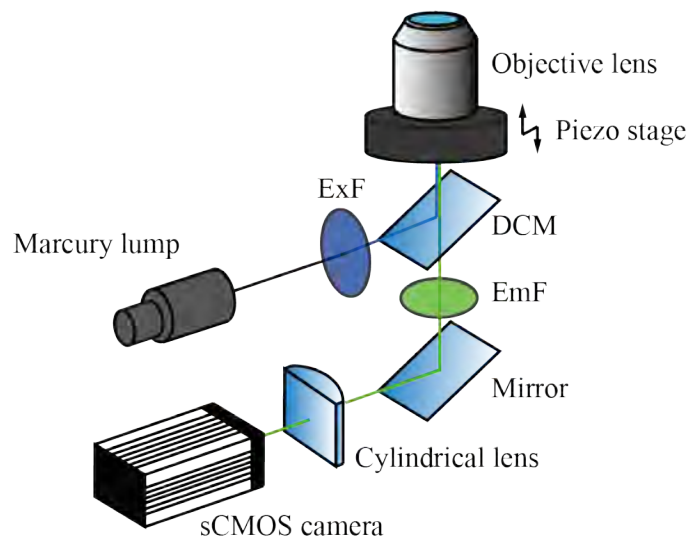


Fig. 2.2 Schematics of APTV setup. All apparatus are included in an inverted microscope.

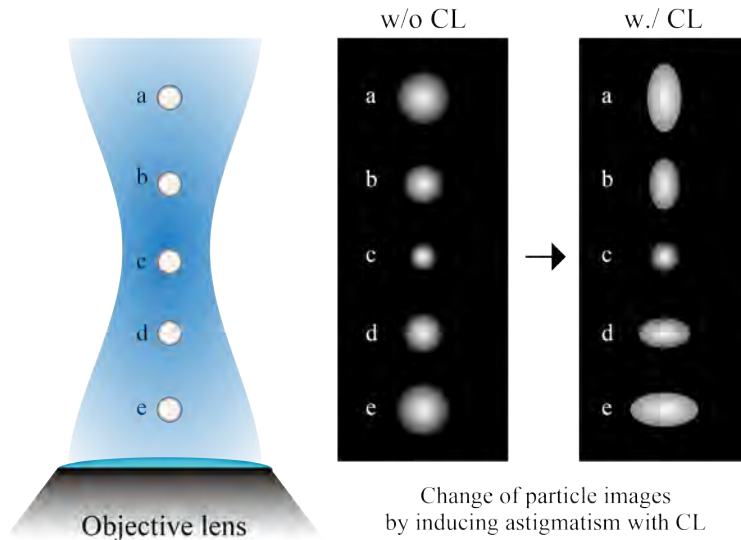


Fig. 2.3 Elliptically distorted particle images varying with its depth position.

2.3 奥行位置の決定方法

APTV では、粒子像の形状と、その奥行位置 (z) を対応付けるために校正関数が必要となる。APTV によって流速計測を行っている先行研究では、図 2.4 のような楕円形に歪んだ粒子像の長軸の長さ a_x 及び短軸の長さ a_y に着目し、数種類の校正関数が提案されている。校正関数の比較は Rossi ら [93] によって行われている (図 2.5)。ここではその詳細と、本研究で使用した校正関数について述べる。

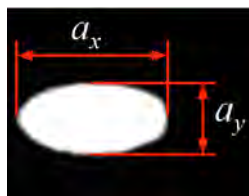


Fig. 2.4 Long axis a_x and short axis a_y of elliptical particle image.

(1) a_x 及び a_y と奥行位置 z をそれぞれ比較する方法 (a_x, a_y vs z)

この方法は z を a_x 及び a_y の関数とする方法で、各 a_x 及び a_y と一致する点を粒子の奥行位置 z として決定する。この方法では図 2.5(a) に示すように、 a_x 及び a_y の変化に対

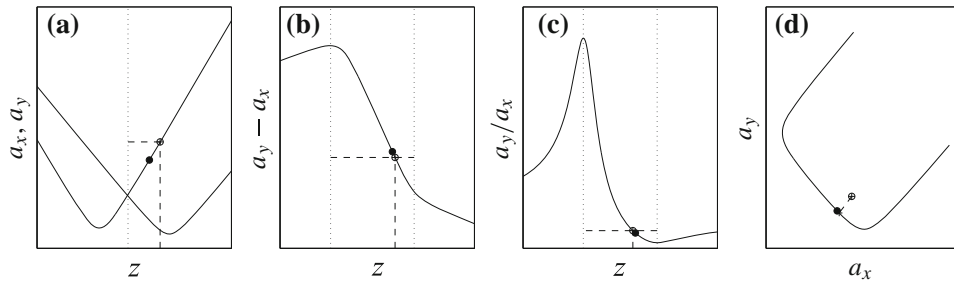


Fig. 2.5 Calibration curves with (a) a_x, a_y vs z , (b) $a_x - a_y$, (c) a_x/a_y , (d) a_x vs a_y [93].

応する V 字の曲線が 2 つ並ぶ。この曲線の極値が、図 2.1 の F_{xz} 及び F_{yz} の位置に相当する。この校正関数を使用すると、 z の値に対して a_x 及び a_y が一意に定まるという特徴がある。しかし、粒子位置を推定する際に系統的な誤差が生じることが報告されており [93]、正確に粒子位置が決定されない可能性がある。

(2) a_x と a_y の差を用いる方法 ($a_x - a_y$)

これは粒子の奥行位置 z を、 a_y と a_x の差 ($a_y - a_x$) の関数として式 (2.1) で定義する方法であり、Chen ら [83] によって使用された。

$$z = f(a_y - a_x) \quad (2.1)$$

Rossi ら [93] によると、この方法では曲線に 2 つの極値が確認され、極値の間でのみ粒子の奥行位置が決定されるとしている。一方で、Chen ら [83] の校正関数には明確な極値は存在しない。そのため、計測可能な奥行の範囲は使用する光学システムに依存すると考えられる。また、 $F_{xz} \sim F_{yz}$ の領域の外側では位置決定の精度が低下するという報告もある [93]。

(3) 粒子像の縦横比を考慮する方法 (a_x/a_y)

この方法では、粒子の奥行位置 z は a_y と a_x の縦横比 (アスペクト比, a_y/a_x) の関数として式 (2.2) で定義される。

$$z = f(a_y/a_x) \quad (2.2)$$

Fuchs ら [95] は、径が $d = 1 \mu\text{m}$ のピンホールを粒子の代わりに使用して校正関数を取得し、計測可能な奥行が 25 mm となることを報告している。このように計測可能な奥行が大きくなった理由は、顕微鏡を使用せず、macroscopic な撮影系を使用したためと考えられる。しかし、この校正関数でも、 F_{xz} 及び F_{yz} に起因する極値が確認されるため、極値の間でのみ粒子位置の決定が可能となる。

(4) a_x 及び a_y を z の関数とする方法 (a_x vs a_y)

この方法は、粒子像の a_x の値に対応する a_y の関数を校正関数として使用する方法である。流速計測時に、流路中の粒子像の a_x 及び a_y を取得した後、この点との距離が最小となる時の校正関数上の位置を、粒子の z 位置とする方法である。Cierpka ら [96] らはこの校正関数を使用してマイクロチャンネル内のポアズイユ流れを APTV によって計測し、理論値通りの流速分布を取得している。この方法では、(1) の方法で取得した a_x 及び a_y を式 (2.3) に示す z の関数として使用している。

$$\begin{aligned} a_x(z) &= \sqrt{c_1^2(z - F_{xz})^2 + c_2^2} + c_3 \\ a_y(z) &= \sqrt{c_4^2(z - F_{yz})^2 + c_5^2} + c_6 \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで $c_1 \sim c_6$ は、 z と a_x 及び a_y をフィッティングさせるための定数である。この方法の特徴は、 a_x 及び a_y 抽出時に誤差が含まれていても粒子の z 位置を決定できるという点で、(1) の弱点を補っている。一方、粒子の位置決定精度は式 (2.3) のフィッティングの精度に依存する。また、実際に流速を計測する際は、式 (2.3) や a_x と a_y の関数、更に2点間の最小距離を算出するアルゴリズムなど、粒子の位置を決定するために複数の関数を組み込む必要がある。

以上のように、粒子の奥行位置を決定するために複数の校正関数が提案されている。計測対象によって、校正関数を適切に選ぶ必要があるといえる。本研究では、ミリスケール流路を使用して壁面近傍の流速計測に取り組むため (3章参照)、流路高さ h の数%程度の計測体積内で適切に粒子の奥行位置が決定されればよい。しかし、光学系によっては設定した計測体積よりも上方に位置する粒子像が撮影画像に映り込む可能性がある。その際、使用する校正関数によっては粒子の奥行位置を誤推定してしまう。そのため、明確な極値がない校正関数を適用するのが好ましい。以上より、(1)~(4)の方法とは別の方法を検討する必要がある。

(5) 楕円形状の焦点距離に着目するする方法 ($a_y^2 - a_x^2$)

この方法は西分ら [97] によって考案された。楕円の幾何学的な性質に着目し、粒子の奥行位置 z は楕円の焦点距離の2乗 ($a_y^2 - a_x^2$) の関数として定義できるとしている。この関数は式 (2.4) で与えられる。

$$z = f(a_y^2 - a_x^2) \quad (2.4)$$

式 (2.4) の特徴は、奥行位置の変化に対して単調増加する点である。そのため a_y/a_x を使用する方法や $a_y - a_x$ を使用する方法と比較して、粒子位置を誤推定する可能性が低くな

る。西分らは、この校正関数を使用すると計測可能な奥行が $60 \mu\text{m}$ 程度になったことを報告している。そして、実際にステップ流路内の流速を計測し、考案した校正関数が流速計測に有効であることを示した。本研究では、この関数を校正関数として使用する。歪んだ粒子像の形状を特徴付ける値として、以下の楕円の焦点距離の 2 乗を導入する。

$$F = a_y^2 - a_x^2 \quad (2.5)$$

ここで、APTV による流速計測を行った先行研究について、構築された光学系を調査した。使用されたレンズパラメタ及び計測可能な奥行 Δz を表 2.1 に示す。表 2.1 より、先行研究では対物レンズの倍率が $M = 20\times$ のもののみ使用されていることがわかる。また、シリンドリカルレンズの焦点距離 f 及び粒子径 d_p の組み合わせ次第で、 Δz が変化することが示唆される。Cierpka ら [84] によると、 $d_p = 1 \mu\text{m}$ の粒子を使用した場合、最適な倍率 M は 20 倍で、20 倍のものより大きなレンズを使用すると収差の影響が強くなると報告している。Chen ら [83] は対物レンズの倍率を固定し、 f を変化させながら計測可能な奥行の変化を調査している。 $M = 20\times$ のとき、 f の値が増加すると計測可能な奥行は減少する。一方、 f の値が小さくなると変形した粒子像が大きくなってしまい、イメージセンサのサイズや像の輝度によっては奥行方向の計測が制限されると述べている。

Table 2.1 Optical system and calibration method for APTV measurement

Authors	M	f [mm]	d_p [μm]	Δz	Calibration
Chen et al. [83]	20x	200	1	$70 \mu\text{m}$	$a_x - a_y$
Rossi et al. [98]	20x	100	2	$70 \mu\text{m}$	
Cierpka et al. [96]	20x	150	2	$135 \mu\text{m}$	a_x vs a_y
Kumar et al. [86]	20x	150	3	$80 \mu\text{m}$	$a_x - a_y, a_x/a_y$
Rossi et al. [93]	20x	300	2.24	$102 \mu\text{m}$	a_x, a_y vs z
Liu et al. [87]	20x	150	2	$42 \mu\text{m}$	a_x, a_y vs z
Fuchs et al. [95]		1000	1.1	25 mm	a_x/a_y
西分ら [97]	20x	700	1	$60 \mu\text{m}$	$a_y^2 - a_x^2$

2.4 校正関数の取得

本研究では、図 2.2 に示した APTV システムを使用して F を取得した。本研究で使用した sCMOS カメラは受光感度を上げるためビニングを施している。そのため、画素数は

960 × 720 pixel² であり、先行研究で使用されているカメラと比較して小さい (ex. Rossi ら [93] は 2,560 × 2,160 pixel² のカメラを使用)。このことより、焦点距離 f の小さな CL が使用できない。本研究では、西分ら [97] と同様に $f = 700$ mm の CL を使用した。また、対物レンズは表 2.1 で示した例と同様に、 $M = 20\times$ (NA = 0.45, CFI S Plan Fluor ELWD 20x, Nikon) を使用して粒子径 $d_p = 1 \mu\text{m}$ の蛍光粒子 (励起波長 505 nm, 蛍光波長 515 nm, FluoSpheres F8762, Life technologies) の像を記録した。このとき、1 pixel あたりの実画像サイズは $0.363 \mu\text{m}/\text{pixel}$ である。

粒子像を撮影する際は、超純水に蛍光粒子を混合した溶液を使用した。この溶液を厚さ 1 mm のスライドガラス上に滴下し、ピエゾステージを使用して対物レンズを $\Delta z_{\text{trv}} = 0.66 \mu\text{m}$ 間隔で奥行方向に移動させながら粒子像を撮影した。撮影の工夫として、溶液の乾燥を防止するため、ガラスの上から PDMS のブロックを貼り付けている。このとき、各 z 位置において 30 個の粒子を個別に撮影して、式 (2.5) より各粒子像の F の平均値を算出した。そして、奥行位置と F を対応付ける校正関数を作成した。本研究では、 z に対応して変化する F の値を以下の 5 次関数 $z_{\text{calib.}}(F)$ で最小二乗近似し、校正関数として使用した。

$$z_{\text{calib.}}(F) = aF^5 + bF^4 + cF^3 + dF^2 + eF + f \quad (2.6)$$

このとき、各項の係数は表 2.2 に示す通りである。また、 F と奥行位置 $z_{\text{trv.}}$ の関係を表すグラフを図 2.6 に示す。式 (2.6) の定数項 f に関しては、計測領域を設定するために可変となっている。ここでは、図 2.6 で $z_{\text{trv.}} = 0$ で $F = 0$ となるように、 $f = 0$ をおいている。

Table 2.2 Coefficient of Eq. (2.6)

a	b	c	d	e	f
-1.056×10^{-19}	2.343×10^{-14}	2.213×10^{-10}	1.287×10^{-07}	4.513×10^{-3}	–

図 2.6 のエラーバーは、30 個の粒子画像から計算した F の標準偏差 ($\pm \sigma$) である。なお、 F のプロット間隔は水の屈折率 $n = 1.333$ を考慮して $n\Delta z_{\text{trv.}}$ とした。

粒子像を物体像として認識できる範囲を計測深度 (measurement depth, MD) と定義すると、図 2.6 より MD は約 $58 \mu\text{m}$ となった。図 2.6 において、 $z_{\text{trv.}}$ の上方及び下方の領域ではエラーバーの幅が大きく、それ以外の領域ではエラーバーの幅は小さいことが確認できる。このエラーバーの幅が小さい領域は、粒子位置の決定精度が高いと考えられる。また、傾きが緩やかな部分と急な部分が存在していることも確認できる。特に $|F| < \text{約 } 2000 \text{ pixel}^2$ の領域は、奥行方向の変化に対する F の変化が大きく、 F の抽出感度が高いと考えられる。

次に、 σ と式 (2.6) の校正関数から、位置推定のばらつき $\varepsilon(\sigma)$ を算出した。 $\varepsilon(\sigma)$ を MD で無次元化した結果を図 2.7 に示す。なお $\varepsilon(\sigma)$ は式 (2.7) で決定される。

$$\varepsilon(\sigma) = z_{\text{calib}}(\sigma) = a\sigma^5 + b\sigma^4 + c\sigma^3 + d\sigma^2 + e\sigma \quad (2.7)$$

図 2.7 より，粒子位置を推定する際に生じるばらつきは計測深度に対して 1.5 % 以下となった．これは，計測深度を 1.5 % 以下まで分解できることを示している [97]．そのため，粒子径 $d_p = 1 \mu\text{m}$ を考慮すれば，この校正関数を使用した際の奥行方向に対する分解能は粒子径程度の大きさとなることが示唆される．

図 2.8 に，計測によって取得した $z_{\text{trv.}}$ と校正関数によって算出される $z_{\text{calib.}}$ を比較した結果を示す．ここでエラーバーは $\pm\varepsilon(\sigma)$ を示している．図 2.8 より， $z_{\text{trv.}}$ に対して $z_{\text{calib.}}$ が直線的に分布する．そのため，図 2.6 に示した校正関数を使用すれば奥行位置は正確に推定され，また，高さ方向の誤推定も小さいと考えられる．

3 章以降では，以上に述べた方法に従って得られた校正関数を用いて流速計測を行った．流速を計測する際は，流路の壁面に付着した粒子像の F を取得し，壁面位置を推定して計測体積を設定した．但し，粒子像の変形に関しては対物レンズに付属している補正環を使用し，計測毎に調整する．そのため，計測毎に校正関数を作成する必要がある．また，計測する流れ場の流速によっては，露光時間が長いと粒子像が伸びてしまい適切に F を検出できないため，カメラの信号のゲイン及び露光時間を調節している．そのため，校正関数は実験毎に異なる点には留意する必要がある．

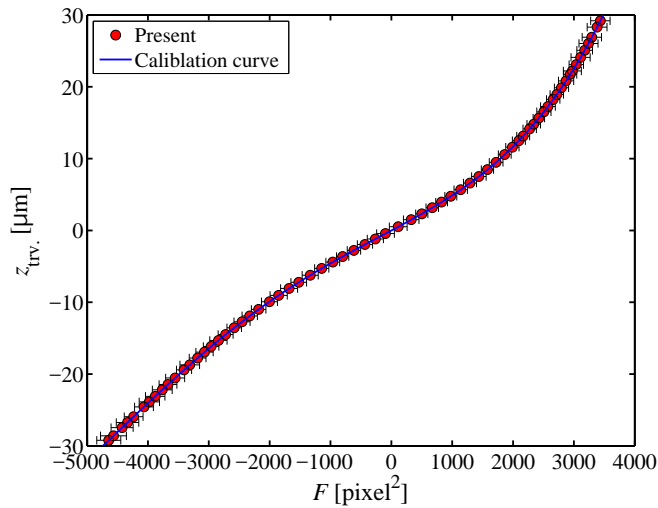
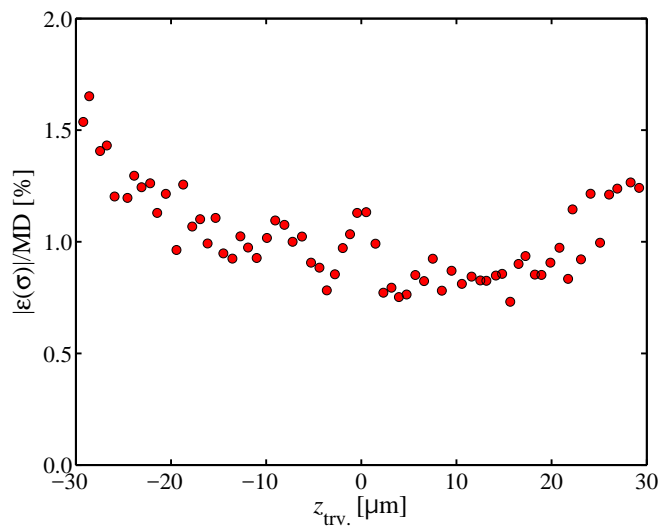
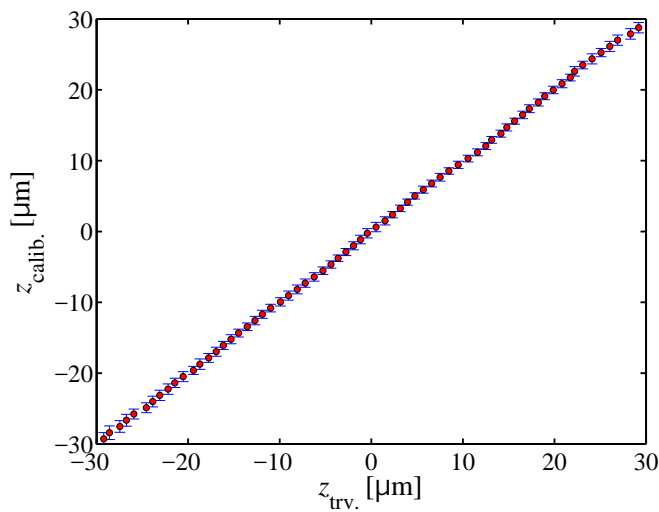


Fig. 2.6 Calibration curve for the depth position of particle.

Fig. 2.7 Measurement uncertainty of z position for measurement depth.Fig. 2.8 Comparison between actual depth position $z_{\text{trv.}}$ and estimated depth position $z_{\text{calib.}}$ estimated from calibration function.

2.5 前処理及び後処理

流路中を流れる粒子像の撮影を実施した際、粒子像の輝度が不十分で a_x 及び a_y の取得が困難になる場合がある。ここでは、まず取得した粒子像の輪郭を明確にする前処理方法について述べる。そして、流速を決定するための後処理方法を述べる。

2.5.1 前処理

生画像 (図 2.9(a)) から粒子画像を鮮明にするため、前処理として3段階の処理を施す。まず、明るさを調整して明暗を際立たせるためにガンマ補正を行う (図 2.9(b))。ガンマ補正後に粒子像の周囲に生じるノイズを除去するために、メディアンフィルタを施す (図 2.9(c))。その後2値化を行い (図 2.9(d))、粒子像の輝度を全て同一の値にする。処理内容の詳細を以下に述べる。

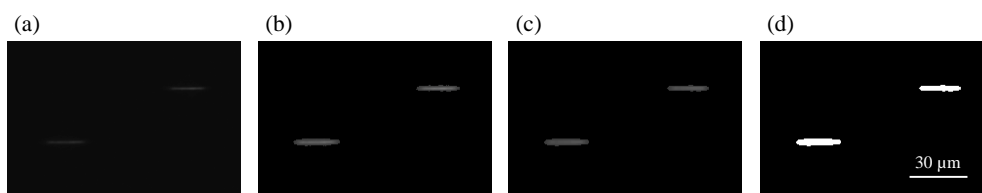


Fig. 2.9 Particle images at each process, (a) raw image, (b) gamma correction, (c) median filter processing, and (d) binarization.

ガンマ補正 (図 2.9(b))

イメージセンサにおいて、光の入力 $input$ とセンサからの出力 $output$ には次式が成立する。

$$output = input^\gamma \quad (2.8)$$

この γ の値を調整して、出力 $output$ の値を変化させることができる。つまり、画像の信号強度を調整できる。本研究で使用した 8 bit 階調 (輝度: 0 ~ 255) カメラの場合、画素値の変換式は、

$$output = 255 \left(\frac{input}{255} \right)^{(1/\gamma)} \quad (2.9)$$

となる。この変換式を使用すれば、 $\gamma > 1$ で画像は明るくなり、 $\gamma < 1$ で暗くなる。

メディアンフィルタ (図 2.9(c))

ガンマ補正を実施すると、 γ の値次第では計測体積外に存在する粒子の輝度値に対応して、ノイズが発生する。粒子追跡時にノイズが粒子像として誤認識されると、誤差として流速の計測結果に反映されてしまう。そこで、ノイズ除去に有効とされるメディアンフィルタを使用した。メディアンフィルタは $n \times n$ の領域内の輝度値を大きさ順に並び替え、中央値を出力するフィルタである。このフィルタによってノイズは中央値に置き換えられ

るため、結果的にノイズが除去される。この処理を、撮影した画像の全画素に対して実施する。

2 値化 (図 2.9(d))

特定の輝度値を閾値として設定することで、中間輝度をなくして白 (輝度値 255) もしくは黒 (輝度値 0) の 2 つの値の画像に変換する処理を 2 値化処理という。この処理によって、物体の有無や領域の決定が可能となる。本研究では、輝度値が 255 の画素が集合したものを粒子として認識するようにしている。そのため、2 値化を行う前段階でノイズが除去されていないと、ノイズ自体が粒子として認識されることになる。

2.5.2 後処理

本研究における流速決定方法として、4 時刻粒子追跡アルゴリズム [60] に基いた 3 時刻粒子追跡アルゴリズムを使用した。このアルゴリズムは Ishida ら [99] によって開発された。これは、3 フレーム間の粒子位置を関連付け、取得された組合せのうち移動距離と方向の変化が最小の候補を同じ粒子として推定する方法である。また、時系列的に連続した 3 フレーム間で流れ場が急激に変化せず、局所的な流れにトレーサ粒子が追従して移動すると仮定した場合に使用できる。

図 2.10 に 3 時刻粒子追跡の概略図を示す。まず、第 1 時刻の画像中で特定の粒子 $P_{0,1}$ に着目し、 $P_{0,1}$ の周囲に $P_{0,1}$ が第 2 時刻までに移動する可能性のある領域 (第 1 次探査領域 S_1) を設定する。この領域内に存在する第 2 時刻の粒子が候探査対象となる。 $P_{1,1}$ を第 2 時刻の粒子位置と仮定すると、 $P_{0,1}$ と $P_{1,1}$ の移動量から第 3 時刻の粒子位置 Q_2 が外挿される。この Q_2 の周囲に探査領域 (第 2 次探査領域 S_2) を設定し、第 3 時刻の粒子との関連付けを行う。全ての候補について同様の処理を実施した結果、複数の候補が残る場合、式 (2.10) の判別式を使用し、誤差が最小の候補を正しい組み合わせとして速度を算出する。

$$\epsilon = \sum_{n=2}^N |Q_n - P_n|^2 \quad (2.10)$$

これは xy 平面における処理である。奥行方向 (z 方向) に関しては、この第 1 ~ 第 3 時刻で追跡された粒子像の F の変化を追跡し、校正関数と組み合わせて奥行方向の流速成分を決定している。以上の処理を、画像中の全ての粒子像に対して実施した。この 3 時刻追跡による流速は、式 (2.11) で算出される。本研究では、粒子像の重心位置を追跡して流速を決定している。また、この重心はサブピクセル精度で算出可能であるため、粒子の微小な移動量も検出できる。

$$\mathbf{u}_{P_{0,1}P_{1,1}} = \frac{1}{2} (\mathbf{u}_{P_{0,1}P_{1,1}} + \mathbf{u}_{P_{1,1}P_{2,1}}) \quad (2.11)$$

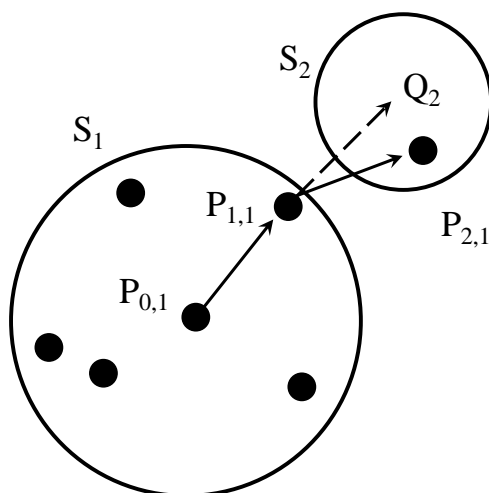


Fig. 2.10 Schematics of the process of three-times-particle tracking method.

2.6 計測法の特徴まとめ

本章では非点収差 PTV (APTV) を使用した流速計測方法について原理及び計測手法の詳細を述べた。その計測方法の特徴について以下にまとめる。

- (1) イメージングセンサの前方に設置されたシリンドリカルレンズによって誘起される粒子像の非点収差を利用し、歪んだ粒子像の形状と奥行位置を対応付ける校正関数を取得することで、計測体積内における粒子の奥行位置が推定可能となる。
- (2) xy 平面では粒子像の重心位置を追跡し、そして z 方向に関しては粒子像の形状の変化を追跡することで、計測体積内において流速の 3 次元 3 成分が取得可能になる。
- (3) 歪んだ粒子像の形状を特徴付ける値として、楕円の焦点距離の 2 乗の値に着目することで、単調増加な校正関数を取得することが可能になり、粒子の奥行位置と粒子像の形状を 1 対 1 で対応付けが可能となる。