

第 6 章

数値計算による流動抵抗評価

6.1 緒論

本章では、数値計算を使用して超撥水壁面近傍の流動と抵抗低減効果を調査する。

超撥水壁面近傍の流動を数値計算によって調査している先行研究では、気液界面の形状の変化は考慮せず、更に界面ではせん断応力が働かないという境界条件を設定している (図 6.1(c)) [122, 126]. Cheng ら [122] は、流動抵抗 fRe とすべり長さ λ の間には式 (5.16) が成立することを示している. 式 (5.16) に基づけば、 λ の増加に伴い fRe の値は低下する. しかし、気液界面で速度勾配がゼロという条件下では、 λ は算出できない ($\lambda \rightarrow \infty$). そのため、流路全体の圧力損失 ΔP から有効すべり長さ λ_{eff} を算出して流動抵抗を評価していた [11, 14].

一方、5 章で示した流速計測の結果より、図 6.1(b) のように気液界面では流れが部分的にすべると考えられる (partial slip) [127]. 更に、気液界面が変形することも確認している. この界面の変形は流速分布に影響を及ぼすと考えられる. また、先行研究では気液界面に対してせん断応力が働いた結果、界面が変形し [17]、すべり長さに対して影響を及ぼすことが示唆されている [128]. このことより、数値計算を行う際に気液界面でせん断応力が働かないという境界条件を設定すると、超撥水壁面の抵抗低減効果が正確に推定できない可能性がある. そのため、界面の変形だけでなく、気液界面におけるすべり長さを境界条件として与える必要がある.

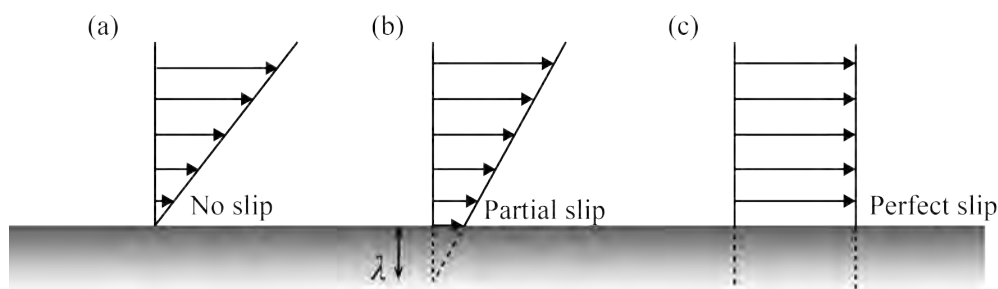


Fig. 6.1 Classification of slip condition.

本研究で使用した超撥水壁面と同じ構造を持つ流路について、気液界面におけるすべり長さは Philip によって次式で定義されている [129].

$$\lambda_{th} = -\frac{l_g + l_r}{\pi} \log \left[\cos \left\{ \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{l_r}{l_g + l_l} \right) \right\} \right] \quad (6.1)$$

但し、この式には気液界面の変形と、界面に働くせん断応力が考慮されていない。一方、 μPIV を使用して気液界面近傍の流速分布を計測した先行研究では、実験結果に基いたすべり長さが式 (6.1) によって推定される値よりも小さくなると報告している [17,18] (本研究で使用した流路寸法で式 (6.1) を計算すると $\lambda_{th} = 12 \mu\text{m}$)。以上より、 λ_{th} を境界条件として代入するのではなく、他の方法によってすべり長さ λ を導入する必要があると考えられる。

本研究では、5 章で気液界面近傍の流速と界面の形状を取得している。これより、気液界面における局所的なすべり長さ λ が取得できる。そこで、実験によって取得した界面の形状とすべり長さを数値計算の境界条件として適用できると考えた。本章では、数値計算によって超撥水壁面が有する抵抗低減効果を評価することを目的とする。そのため、実験結果を数値計算の境界条件として与えた 3 次元計算モデルを構築し、計算を行った。そして、計算結果と実験結果を比較した。

6.2 気液界面におけるすべり長さの算出

式 (1.5) と気液界面近傍の流速分布より、気液界面における局所のすべり長さ λ が評価できる。流速計測の結果 (図 5.15) を使用して算出した、気液界面における λ の分布を図 6.2 に示す。図 6.2 より、 λ はばらつきを持って分布することを確認した。これは界面の位置 $z = H'$ の推定の不確かさに起因するものと考えられる。 H' が実際の界面位置より下側に推定されると λ は大きく推定される。一方、 H' が実際の界面位置よりも上側に推定されると λ は小さく推定される。 μPIV を使用して気液界面近傍の流速分布から局所の λ を算出した先行研究でも、本研究と同様に大きなばらつきを有して分布することが確認されている [14,18]。そこで、このばらつきの影響をなくすため、局所のすべり長さを平均化し、気液界面全体ですべり長が均一であると仮定した。以上のことから、本研究では、その平均値である $\lambda_{ave.} = 1.5 \mu\text{m}$ を気液界面における境界条件として採用した。

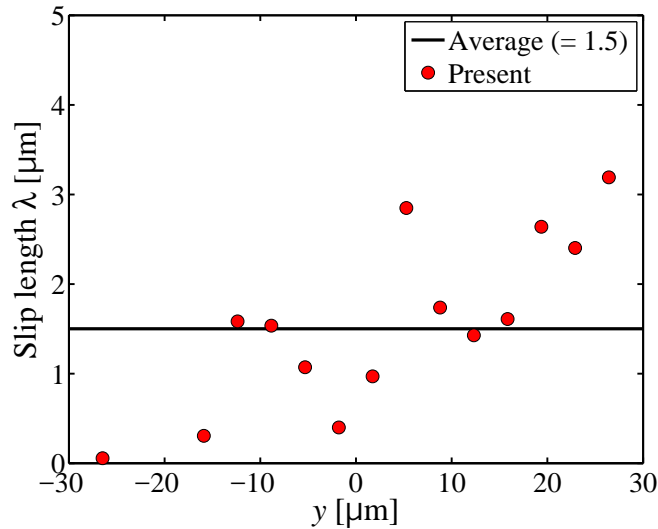


Fig. 6.2 Local slip length λ distributed along the liquid–gas interface.

6.3 数値計算モデルと計算結果

6.3.1 計算モデルの構築

本章でも、4章と同様に COMSOL Multiphysics[®] を使用して数値計算を行う。これまでに界面形状とすべり長さ λ を取得しており、これらを使用して数値計算モデルを構築した。3次元計算モデルの断面を図 6.3 に模式図で示す。本研究では、気液界面の部分以外は Bolognesi ら [17] のモデルを参考に境界条件を設定した。y 方向に対してリブ及び溝で構築される 1 区画のみを考慮し（計測に使用した壁面にはこの構造がスパン方向に対して 50 区画存在する）、モデルの両サイドでは周囲境界条件を適用した。気液界面は、その形状を式 (5.14) で作成し、すべり長さとして $\lambda_{\text{ave.}} = 1.5 \mu\text{m}$ を与えた。それ以外の部分は全てすべりなし条件を与えた。支配方程式は、連続の式（式 (6.2)）と、式 (6.3) の Navier-Stokes 方程式を Stokes 近似したものを使用する。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (6.2)$$

$$-\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} = 0 \quad (6.3)$$

計算格子は、図 6.4 に示すように非構造格子を使用した。固液界面と気液界面の境界部分を細かく分割する工夫として、フィレットを設けた。計算領域の流れ方向の長さを $300 \mu\text{m}$ とし、 $x = 150 \mu\text{m}$ におけるデータを計算結果として使用する。図 6.5 の前方を流入口に設定し、周期境界条件を適用するため、流入流量は $Q/50$ とした。また、入口長さは 1 m と設定し、十分発達した流れの計算を行った。

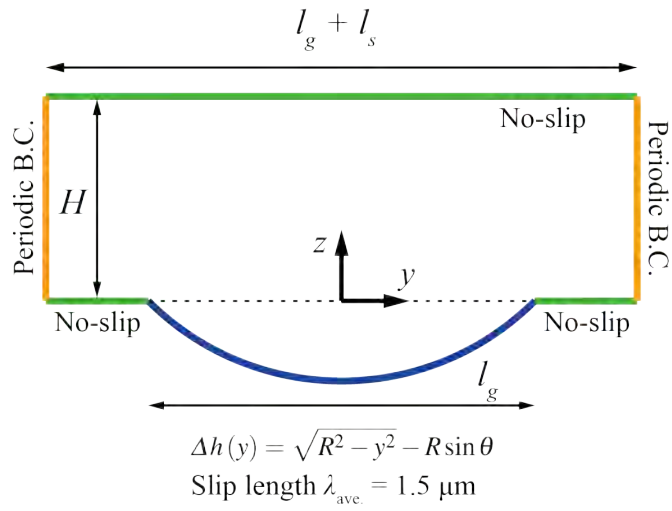


Fig. 6.3 Cross-sectional domain of the microchannel and boundary condition for the numerical calculation by COMSOL Multiphysics®.

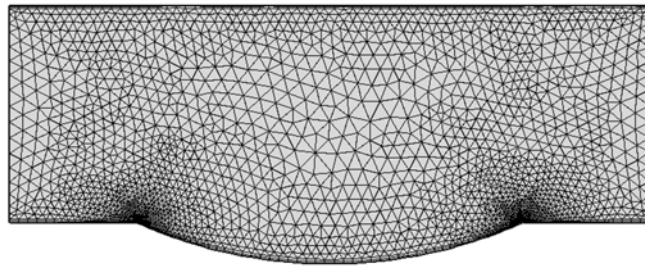


Fig. 6.4 Cross-sectional view of calculation domain with unstructured grid.

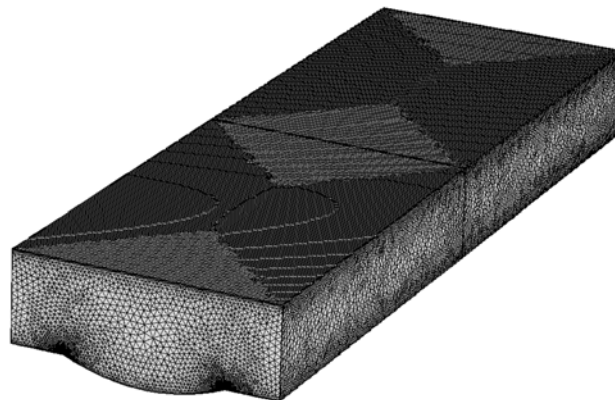


Fig. 6.5 Overview of entire calculation domain. The streamwise length of this domain is 300 μm.

6.3.2 流速分布と計測結果との比較

流路断面における流速 u 成分分布の計算結果を図 6.6 に示す。図 5.15 と比較すると、 u 成分の分布は一致している。また、 $y = 0 \mu\text{m}$ 及び $y = -37 \mu\text{m}$ における u 成分の分布について、実験結果と数値計算結果を比較したものをそれぞれ図 6.7, 6.8 に示す。図 6.7 の $y = 0 \mu\text{m}$ での u の計測結果はばらついて分布しているが、分布自体は数値計算結果と同様の傾向を示している。一方、図 6.8 の $y = -37 \mu\text{m}$ での計測結果は、傾向は一致しているが、速度が大きくなる領域では計算結果と計算結果が一致しない。これは、計測した流速を格子点補間した際に生じた系統的な誤差と考えられる。以上より、本章で構築した計算モデルは実際の流動を再現できていると考えられる。

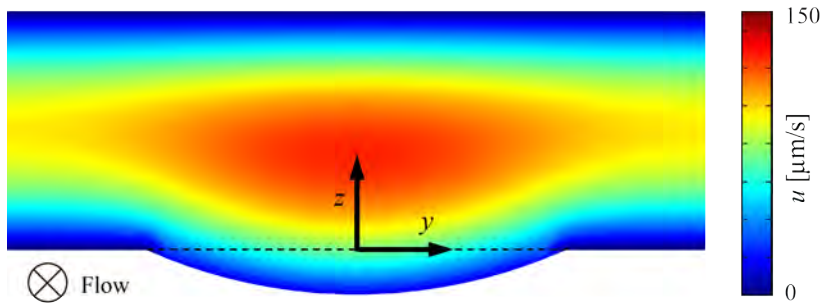


Fig. 6.6 Numerical calculation result of velocity component u distribution in the cross section of the microchannel.

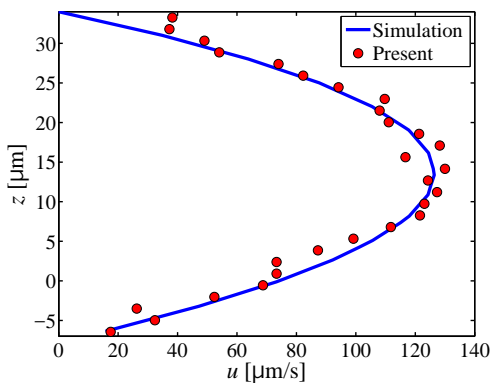


Fig. 6.7 Comparison in u distribution between the measurement result by APTV and the simulation at $y = 0 \mu\text{m}$.

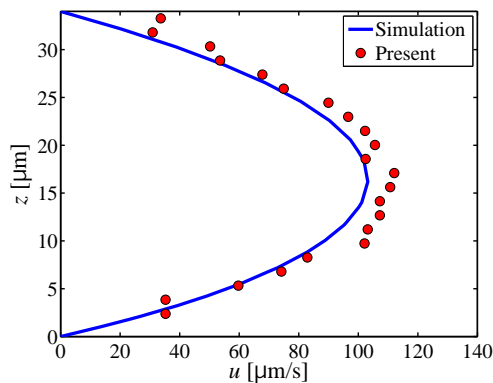


Fig. 6.8 Comparison in u distribution between the measurement result by APTV and the simulation at $y = -37 \mu\text{m}$.

6.4 流動抵抗の評価及び比較

6.4.1 実験結果との比較

6.3節で流路内の流速分布を取得した。そのため、気液界面近傍におけるせん断速度 $\gamma (= du/dz|_{z=H})$ を取得すれば fRe が算出可能になる。このとき、式(5.7)より水力直径 D_h 及び平均流速 $U_{ave.}$ は実験と数値計算で常に等しいと仮定すると、 γ のみで比較ができる。図6.9に数値計算と実験によるせん断速度 γ を比較した結果を示す。図6.9より、 γ の分布の傾向は実験結果と概ね一致している。リブ部分から溝部分の境界にかけて γ が上昇するのが確認できるが、これは溝部分（気液界面部分）で流速が大きくなるためと考えられる。このことはTeoら[121]の解析結果にも示されている。また、数値計算の結果がリブと気液界面の境界で値が振動しているが、これはリブ部分と気液界面部分において境界条件が不連続であることに依存した数値振動と考えられる。

次に、5章と同様に $0 \leq z \leq H/2$ の各 z の位置 (z は整数) でスパン方向に u 成分の計算結果を平均し、有効すべり長さ $\lambda_{eff.}$ を算出した。図6.10に平均の u 成分をプロットしたものを示す。併せて2次の近似曲線も示す。このとき $\lambda_{eff.} = 2.9 \mu\text{m}$ となり、実験結果とほぼ同じ値になった。そして、式(5.16)より $fRe = 63.5$ となり、 $\lambda_{eff.}$ に基いた評価によると約34%の抵抗低減効果が推定できた。以上より、数値計算結果が実験結果と良い一致を示したため、気液界面の形状とすべり長さ λ を境界条件として設定すれば、超撥水壁面が有する抵抗低減効果を推定できることを確認した。

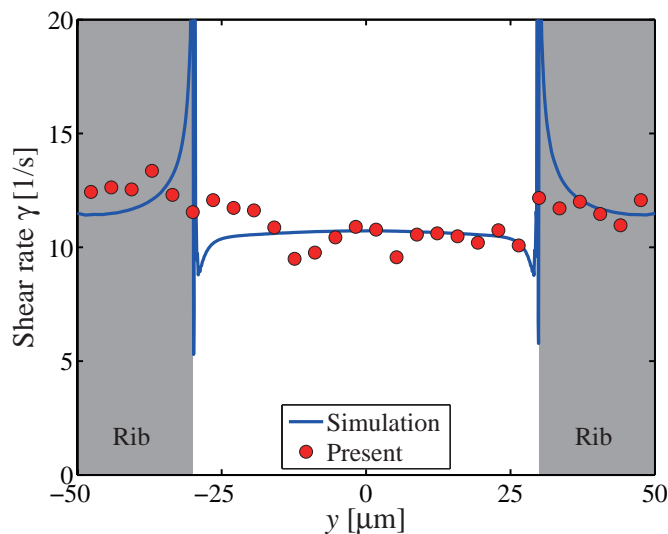


Fig. 6.9 Comparison between simulation results and experimental results in terms of shear rate γ .

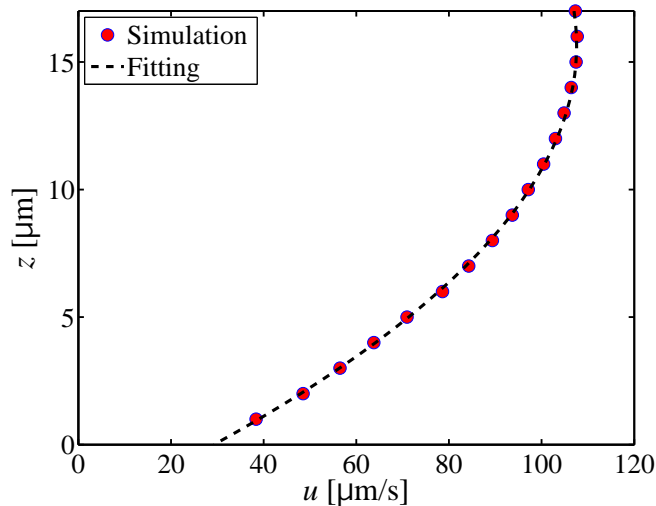
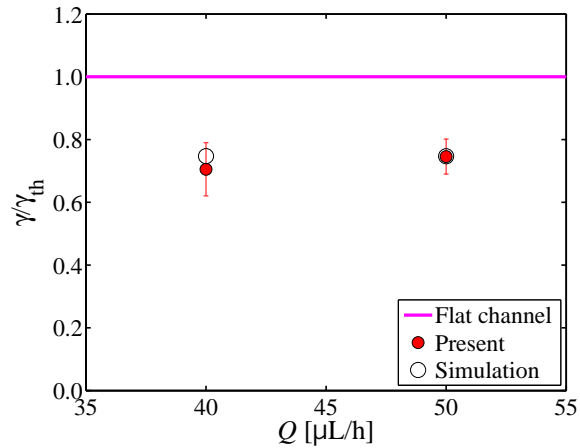


Fig. 6.10 Averaged velocity profile of u for $-50 \leq y \leq 50 \mu\text{m}$ obtained from numerical simulation results.

同様に流量を変化させて、 $Q = 40 \mu\text{L/h}$ ($\text{Re} = 4.4 \times 10^{-3}$)でも APTV によって超撥水壁面近傍の流速を計測し、せん断速度 γ について数値計算と比較した。実験によって取得した流速分布から気液界面の形状と平均のすべり長さを算出し、境界条件に反映させた。気液界面部分におけるせん断速度 γ の平均値を実験結果及び数値計算結果より算出し、 $H = 34 \mu\text{m}$ の平行平板流路におけるせん断速度 γ_{th} で無次元化した。その結果を図 6.11 に示す。エラーバーは実験結果の標準偏差 ($\pm \sigma$) を示している。図 6.11 より、数値計算結果は流量を変化させても変化しないことがわかる。これは、Kim ら [12] によって示されているように、 Re 数の変化は微小であるため、計算結果そのものは変化しなかったと考えられる。また、実験結果に関しても、 $Q = 40 \mu\text{L/h}$ では値にばらつきはあるものの、エラーバーの範囲内に計算結果が収まっているため抵抗低減効果を適切に推定できていると考えられる。また、 $Q = 40 \mu\text{L/h}$ においても平均すべり長さは $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ となり、 $Q = 50 \mu\text{L/h}$ の結果と一致した。式 (6.1) より、すべり長さは流路壁面の形状によって決定できることが示唆されている。そのため、流量を変化させても平均値が一致したものと考えられる。

Fig. 6.11 Relationship between shear rate γ and flow rate Q .

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

本研究で作成した超撥水壁面では，式 (5.8) の CLV モデル (図 5.1 [11]) に基いた fRe の値 (= 26.9) よりも，計測結果及び数値計算結果より算出される fRe が大きくなった．CLV モデルでは流路の上下面両に超撥水壁面を設置した場合を考えている．一方，本研究で使用した流路は片面のみに超撥水壁面を設置している．そこで，上下両面に気液界面部分を設置したモデル (Both sides model) を作り， $Q = 50 \mu\text{L/h}$ で計算を行った．そして，CLV モデルを使用した Maynes ら [11] の結果と比較した．なお，気液界面に設定した境界条件は図 6.3 に示したものと同一である．

数値計算結果として，計算格子の断面図，流路断面の流速 u 成分の分布，せん断力 γ の分布を図 6.12, 6.13, 6.14 にそれぞれ示す．流速分布 (図 6.13) は図 6.6 と同様の分布となっていることがわかる．また，せん断速度 γ は，片面に超撥水壁面を設置したモデル (One side model) の計算結果と比較して，値が全体的に低下している．これは，流路上下面に気液界面が形成されることで，断面積が増加したためと考えられる．

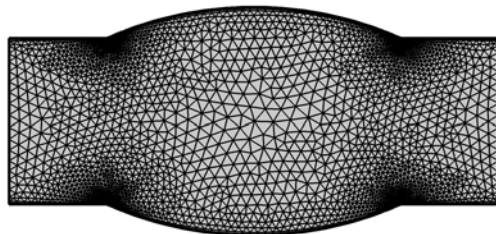
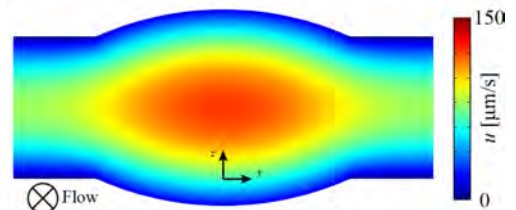


Fig. 6.12 Cross sectional view of calculation domain with unstructured grid. The L-G interface is set both upper and lower side.

Fig. 6.13 Numerical calculation result of velocity component u distribution in the cross section of the microchannel which has the L-G interface both upper and lower side.

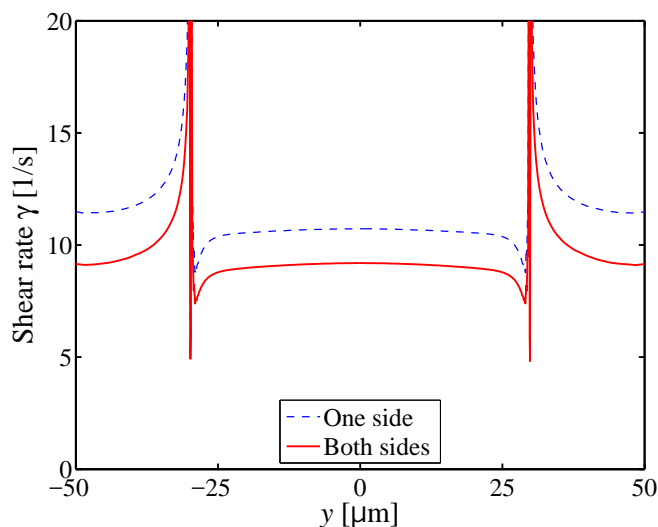


Fig. 6.14 Comparison in shear rate γ between one side and both sides setting of the L-G interface.

CLV モデルそのものは気液界面の変形を考慮していない。そのため、 λ_{eff} に基づいて抵抗低減効果を推定する。

図 6.15 に $0 \leq z \leq H$ における平均 u 成分の計算結果を示す。比較のため、One side model の計算結果 (図 6.10) も併せて示す。Both sides model の平均 u 成分分布に基づいて λ_{eff} を算出すると、 $\lambda_{\text{eff}} = 2.0 \mu\text{m}$ となり、One side model よりも値が小さくなった。この値に基づき、式 (5.16) より $f\text{Re}$ を計算した。その結果、 $f\text{Re} = 71.3$ となり、約 26% の抵抗低減効果が推定された。これは、図 6.15 に示したように流路断面積が増加して平均流速が低下したためと考えられる。また $z = H$ では、One side model ではすべりなし条件を適用しているため、すべりが起きない。一方、Both sides model では気液界面を設置しているためすべりが生じる。そのため、流路全体ですべりの寄与を考えると、両面に気液界面を設置した方が抵抗低減効果が高くなると示唆される。

次に、本研究で算出した λ_{eff} に基づく $f\text{Re}$ の値と、Maynes ら [11] が評価した $f\text{Re}$ の値を比較した。その結果を図 6.16 に示す。図 6.16 より、本研究によって取得した $f\text{Re}$ の値は、実験及び数値計算の両方で CLV モデルによって算出した値 ($f\text{Re} = 26.9$) を大幅に上回った。実験値に関しては、超撥水壁面近傍の流速計測に基いた $f\text{Re}$ の値と圧力損失の計測結果に基いた値の間で差が確認できる。これは、超撥水壁面が本研究では片面、先行研究では両面に設置されており、それに起因して差が生じたと考えられる。また、気液界面の変形を考慮せずに提案された式 (6.1) [129] より、本研究で使用した流路寸法からすべり長さを求め ($\lambda_{\text{th}} = 12 \mu\text{m}$)、式 (5.16) より $f\text{Re}$ を算出したところ、 $f\text{Re} = 30.8$ となり、値が CLV モデルによる値に近づくことを確認した。一方、本研究における数値計算モデルでは気液界面の変形を考慮し、計算を行った。その結果、 $f\text{Re}$ の値が増大することを確認した。以上より、複数の先行研究で示唆されていたように、超撥水壁面近傍で生じる気液界面の変形を考慮すると抵抗低減効果が低く推定されることがわかった。

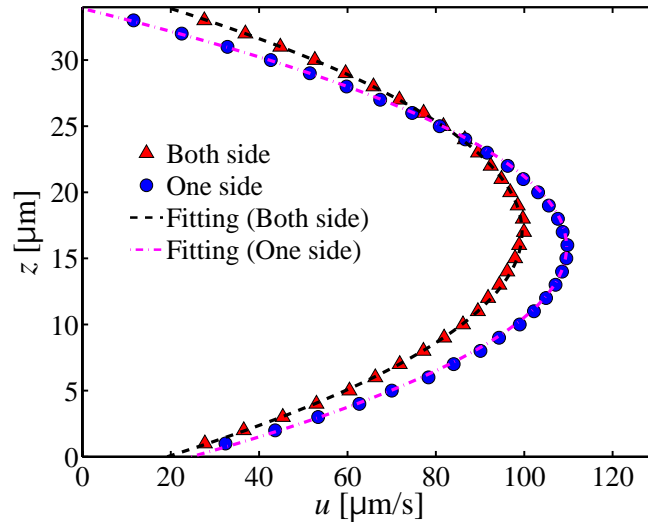


Fig. 6.15 Comparison in velocity component u between one side calculation model and both side calculation model.

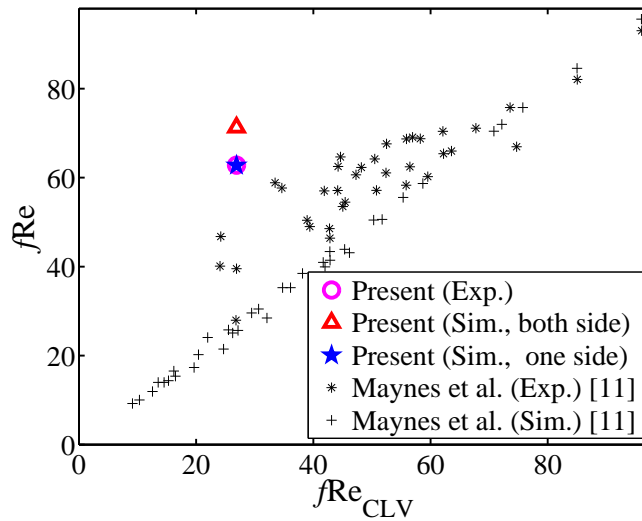


Fig. 6.16 Comparison of fRe between previous study [11] and present study.

6.5 結論

本章では、数値計算によって流動抵抗を評価する方法について検討を行った。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 気液界面近傍の流速分布より取得した気液界面の変位及びすべり長さを、境界条件

として数値計算モデルに与えれば，流動抵抗の低減効果の評価が可能になる。

- (2) 流量 Q を変化させても平均のすべり長さは変化せず，実験及び数値計算の両方の観点から，本研究で使用した超撥水壁面が有する抵抗低減効果は一定であることが示唆された。

以上のことより，今後超撥水壁面近傍の流動や，その抵抗低減効果を評価するためには，実験と計算を組合せたハイブリッドな方法が今後必要になるのではないかと考えられる。この点は今後の研究課題である。

第7章

総括

7.1 総括

本研究では、超撥水壁面の近傍流動の直接計測によって抵抗低減効果を評価することを目的として、界面近傍流動の計測法の開発に取り組んだ。本研究で得られた知見を、以下にまとめる。

第3章では、APTVによって壁面近傍の流速計測が可能であることを確認するために、流路高さが $h = 2 \text{ mm}$ の平行平板流路の2次元ポアズイユ流れを計測対象として、壁面近傍の流速計測を試みた。その結果、以下の知見を得た。

- (1) APTVによって壁面近傍の流速を計測した。その結果、 $3 \leq z \leq 20 \mu\text{m}$ の領域において、流速 u 成分の分布は2次元ポアズイユ流れの理論的な流速分布及び μPIV による計測結果と良い一致を示すことを確認した。
- (2) $z < 3 \mu\text{m}$ の領域では粒子径に由来する誤差が生じ、壁面近傍では実際の流速分布と一致しないことがわかった。
- (3) 流速成分のばらつきは、粒子の位置決定の精度に依存する。

第4章では、APTVによる壁面せん断応力分布の定量化方法を構築することを目的に、ミリ～マイクロスケール流路の流速計測結果を使用しながら速度勾配の算出手法を検討した。また、手法そのものの有効性を確認するために、平行平板流路と、急拡大/急縮小部を持つ流路の計測を試みた。その結果、以下の知見を得た。

- (1) APTVを使用した計測では、奥行方向に流れ場をスキャンすることなく速度勾配が決定でき、壁面せん断応力を分布として評価できることを示した。
- (2) 本研究における実験条件では、壁面から粒子径の3倍以上離れた位置の流速データを使用して速度勾配を算出すれば、高精度に壁面せん断応力が定量化できる。
- (3) 流速が急激に変化する場でも、流速変化に伴う壁面せん断応力の変化をイメージングできることを示した。

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、流れ方向に対して平行なリブ及び溝で構成される超撥水壁面を有する流路を作成し、固液界面及び気液界面近傍の流速を APTV によって計測した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 超撥水壁面の溝部分に形成される気液界面の形状を、気液界面近傍の流速分布から取得可能である。
- (2) 固液界面及び気液界面近傍の流速を直接計測することによって、超撥水壁面が有する抵抗低減効果の評価が可能になる。
- (3) 本研究で使用した超撥水壁面の固液界面及び気液界面近傍の流速を計測した結果、気液界面の部分における fRe の値が固液界面の部分における値を下回り、超撥水壁面が抵抗低減効果を有していることを確認した。

第6章では、数値計算によって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、第5章で取得した気液界面近傍の流速分布と気液界面の形状を境界条件として3次元数値計算モデルを構築し、計算を行った。そして、流速分布及び流動抵抗の低減効果について計算結果と実験結果を比較した。その結果、以下の知見を得た。

- (1) 気液界面近傍の流速分布より取得した気液界面の変位及びすべり長さを、境界条件として数値計算モデルに与えれば、流動抵抗の低減効果の評価が可能になる。
- (2) 流量 Q を変化させても気液界面における平均のすべり長さは変化せず、実験及び数値計算の両方の観点から、本研究で使用した超撥水壁面が有する抵抗低減効果は一定であることが示唆された。

以上より、図7.1に示すように $Re = 10^{-3} \sim 10^{-2}$ 程度の流れ場において、単視野で3次元3成分流速の計測が可能な APTV を使用した、

- (1) 壁面近傍領域における流速計測
- (2) 壁面せん断応力分布イメージング

を駆使することで超撥水壁面近傍の流動を直接計測し、壁面近傍に形成される気液界面の形状と抵抗低減効果の評価が可能であることを示した。

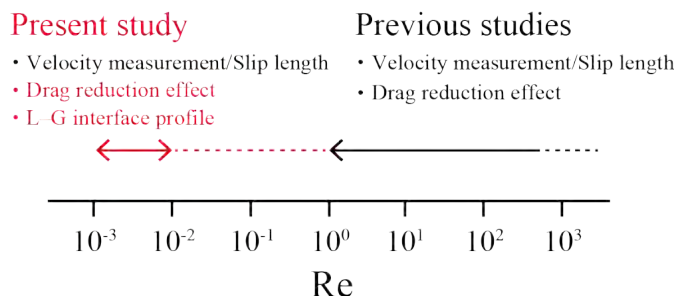


Fig. 7.1 Simple overview of the study about the measurement of superhydrophobic surface flow. The red colored items are the important remarks in this study.

7.2 今後の展望

壁面近傍流動計測及び壁面せん断応力計測という観点と、超撥水壁面近傍流動計測という観点で今後の展望や課題について述べる。

壁面近傍流動及び壁面せん断応力計測

(1) 乱流域における壁面近傍流動計測

本研究では、比較的スケールの小さなミリ～マイクロスケールの流路を使用し、Stokes 近似が成立する低い Re 数域の壁面流動計測を実施してきた。一方で、第1章でも述べたようにスケールの小さな流れだけでなく、乱流域における壁面近傍の流速計測への要求も高い。乱流域の壁面近傍計測では、計測誤差や時間分解能の観点から熱線流速計や LDV が使用されているが、これらの計測方法では点計測しかできない。

乱流の3次元計測は流体機器の壁面摩擦や伝熱性能を評価する上で重要である。乱流域における壁面近傍の流動構造は、Navier-Stokes 方程式を直接数値計算 (direct numerical simulation, DNS) によって評価しているものが多い [35]。もし、APTIV を使用した壁面近傍流動の計測が可能なら、奥行方向に対する高い分解能という観点から、DNS の計算格子の分解能を凌駕する可能性がある、即ち、コルモゴロフスケールよりも小さい領域の流速が計測できると考えられる。そして、現在までに詳細に計測されていない粘性底層や境界層内部の3次元的な流動構造が評価できるようになり、DNS による計算結果の妥当性を検証することにもつながると考えられる。エバネッセント波を使用した MnPIV でも、壁面近傍のナノ領域における流速計測が可能である。そのため、乱流域における粘性底層内部の流動を計測することが期待されている [105]。しかし、2次元計測で、しかも壁面から3層程度の領域を計測するにとどまっており、3次元的な流動構造の取得は困難と考えられ

る。そのため、APTVを使用した乱流域の壁面近傍計測へに対する期待は高いといえる。

(2) せん断応力の補間方法の開発及び計測精度の向上

平行平板流路で計測した $Re = 1$ の結果を使用して粒子軌跡をトレースした τ_w 分布 (図 4.9) や、急拡大部を持つステップ流路における τ_w 分布 (図 4.15) では、粒子が通過 (存在) せず、空白領域がある。そのため、実際に計測をしている領域全体でせん断応力を分布としてイメージできると、現象に対する理解がより深まると考えられる。これを実現するためにも、少ないデータ量から適切に空白領域を補間する方法が必要である。取得した流速データの数が少なくても、ラプラス方程式を使用して流速を適切に補間する方法もある [130, 131]。しかし、この補間方法をせん断応力分布の定量化のために適用するのは、物理的な意味 (ラプラス方程式は速度ポテンシャルに対して適用可能) を考慮すると難しいと考えられる。速度分布を補間した上で壁面せん断応力を算出することなら可能であるが、予め算出されている壁面せん断応力に基づいて補間を行うのならば、別の方法を検討する必要がある。

一方、近年多くの分野でデータ予測のために機械学習が使用されるようになってきた。本研究で取得した粒子の瞬時の流速データに対して、例えばベイズ統計やニューラルネットワークを駆使すれば、少ないデータ量から確からしい流速データが予測できると考えられる。それだけでなく、計測体積全体で確からしい速度分布も取得可能になると予測される。そのため、流速計測の精度向上にもつながると予想される。現在、例えば図 5.14 に示した流速の散布図を取得するために、生画像だけで 18 GB、更にガンマ補正とメディアンフィルタを施すことでその3倍、つまり約 60 GB 程度の画像データを処理しており、その処理量は計算機の能力に依存している。少数データから確からしい流速の予測が可能になれば、このように膨大なデータ量を取得する必要がなくなり、計算負荷が低減すると考えられる。そのためにも、流速算出を行う高度なアルゴリズム開発が必要である。

また、本研究では粒子像のオーバーラップや3時刻法による像の誤推定を避けるために、可能な限り画像内の粒子濃度を低くして計測している。一方、粒子濃度を増加させられるなら、一度に取得できる流速データが増加し、統計量を算出しやすくなると考えられる。このとき、Cierpka ら [85] が提案しているように、流速を算出するために使用する画像枚数を増やせば (マルチフレーム化)、粒子濃度を増加させても粒子像同士のオーバーラップの影響を低減できると考えられる。本研究では計測体積内で3次的に急激に流速が変化する流れ場を計測していない。そのため、3時刻の画像で精度良く流速の算出ができていた。しかし、例えば渦流れのように計測体積内で急激な流速変化を複雑な伴う流れ場を計測するならば、マルチフレーム化を行い計測精度を向上させる必要がある。

超撥水壁面近傍流動の計測

(1) 撥水性のコントロールとすべり長さ/すべり速度の定量化

本研究で使用した超撥水壁面は、流れる作動流体に対して受動的に働く、いわゆるパッシブな流動抵抗の制御方法である。一方、電氣的に流路壁面の濡れ性を改変させること (electro-wetting) が可能ならば [113], 強制的にすべりを発生させることができる。そのため、アクティブな流動抵抗の制御が可能になると考えられる。更に電極パターンによっては、壁面近傍で生じるすべり速度に部分的に差異が生じる。そのため、物質輸送等への応用や、マイクロポンプの役割を担うことが期待される。そのような流れ場で APTV による計測を行えば、電極基板近傍で生じる 3 次元的な流動の評価だけでなく、併せて抵抗低減効果についても示すことが可能になると考えられる。

(2) 粗面への適用

本研究ではリブ形状の超撥水壁面を使用して気液界面近傍流動の計測を実施した。一方で、壁面形状がサンドペーパーのように粗面になっているものもある。粗面では、本研究で見られたような気相と液相が明確に別れているような気液界面は形成されない。気泡が部分的にトラップされるような気液界面が形成されると考えられる。本研究で使用した APTV では、壁面の形状及び正確な位置が不明でも、速度勾配を算出可能である (4 章)。そのため、実際に使用している粗面の形状が不明でも、粗面およびトラップされている気泡周りのせん断応力の分布の計測は可能と考えられる。そして、ランダムな気泡の分布に依存して、壁面せん断応力の不規則な分布が取得されることが予測される。また、粗面の表面粗さを計測して粗さを数値化できれば、粗さと抵抗低減効果の関連付け、もしくは粗さと粗面近傍の流動との関連付けが可能になると考えられる。

付録 A

流量変化時の諸量の算出

5 章では、 $Q = 50 \mu\text{L/h}$ の場合の気液界面の変位プロファイルのみを示し、6 章で $Q = 40 \mu\text{L/h}$ における気液界面に働くせん断速度 γ の値のみを図 6.11 に示している。本章では $Q = 40 \mu\text{L/h}$ における界面変位プロファイル及び界面で分布するせん断速度 γ の計測結果に関して、5 章及び 6 章と同様に示す。

流路断面における流速分布

図 A.1 及び図 A.2 に格子点補間前後の流路断面の流速分布を示す。図 5.14, 5.15 と同様の傾向を有する流速分布が取得できていることが確認できる。また、5 章の $Q = 50 \mu\text{L/h}$ の結果と同様に、気液界面部分においてメニスカス形状が形成されていることが確認できる。そのため、この断面流速計測結果を使用して界面位置を抽出した。

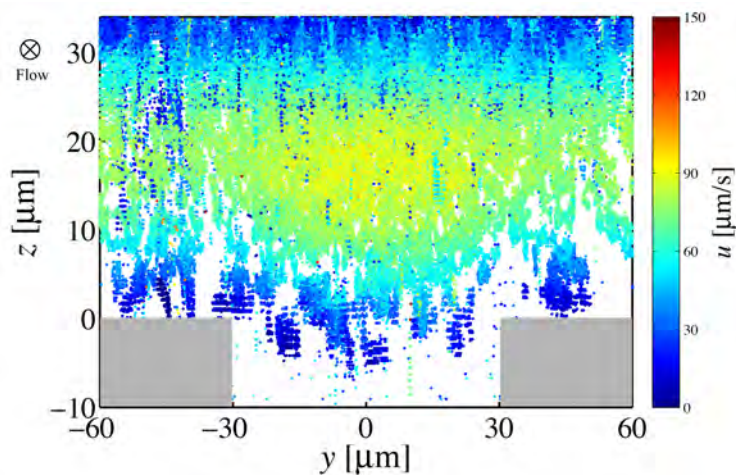


Fig. A.1 Phase-averaged velocity component u distribution around a rib and groove parts at the cross-section of the microchannel.

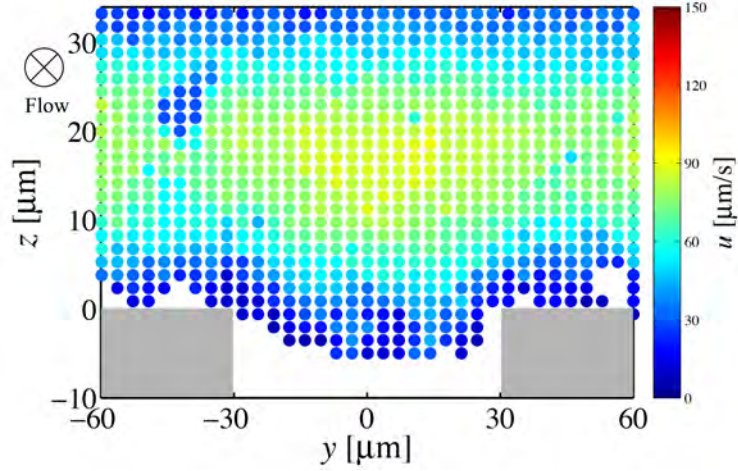


Fig. A.2 Velocity component u distribution after interpolating and rearranging u to grid points.

界面変位の分布

式 (5.14) を使用して界面位置に対するフィッティングを行う。ここでも最小二乗近似によってフィッティングを行った。その結果を図 A.3 に示す。最小二乗近似によって曲率半径 $R = 86.5 \mu\text{m}$ ，接触角 $\theta = 110 \text{ deg}$ という値を取得した。フィッティングによる最大変位は $5.2 \mu\text{m}$ で，Sbragaglia ら [114] による解析モデルの式 (5.15) では $5.5 \mu\text{m}$ と算出されるため，流量を変化させてもフィッティングは適切に実施されていると考えられる。

ここで， $Q = 50 \mu\text{L/h}$ の場合とフィッティングによって取得した変位プロファイルを比較した結果を図 A.4 に示す。図 A.4 より，流量の増加によって変位が大きくなることが確認でき，変位は流量に依存することが確認できる。流路の入り口から $x = a$ だけ離れた場所における曲率半径を $R_{x=a}$ ，液体側と気体側の圧力をそれぞれ P_{liquid} ， P_{air} ，液体の表面張力を γ とすれば，ラプラス圧の定義より，

$$\Delta P_{x=a} = P_{\text{liquid}} - \frac{\Delta p}{\Delta x} - P_{\text{air}} = \gamma \frac{1}{R_{x=a}} \quad (\text{A.1})$$

が成立する。ここで $\Delta p/\Delta x$ は $x = a$ における圧力損失である。これは流量に依存するため，大流量では圧力損失が大きくなる。そのため，変位が大きくなったと考えられる。

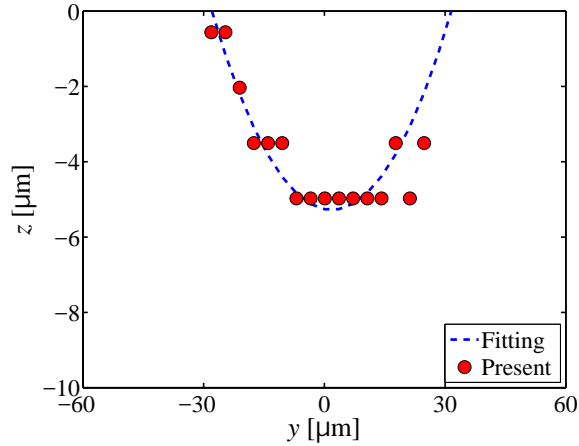


Fig. A.3 Estimated location of the liquid–gas interface by the least square approximation from the grid data of the velocity component u .

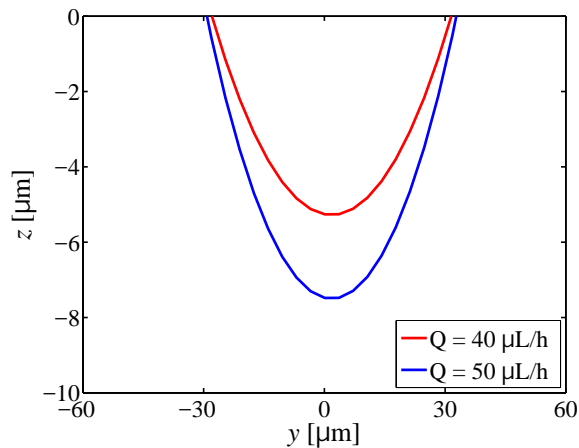


Fig. A.4 Comparison of estimated location of interface due to flow rate Q .

気液界面におけるすべり長さ

図 A.5 に $Q = 40 \mu\text{L/h}$ 時のすべり長さ λ の分布を示す。なお算出方法は、6 章で述べた方法と同様に計算を行った。このとき λ の平均値は $\lambda_{\text{ave.}} = 1.5 \mu\text{m}$ と算出され、 $Q = 50 \mu\text{L/h}$ の場合と同じ値となった。 λ は式 (6.1) から分かる通り、壁面の形状に依存するため、流量 Q には依存しないと考えられる。

すべり長さ及び気液界面の概形を取得したため、6 章と同様にせん断速度 γ に関して数値計算との比較を行った。その結果を図 A.6 に示す。図 A.6 より、左側のリブ部分における値が気液界面における値と比較して、変化が少ないことを確認した。これは、図 A.2 の左側に確認される誤差によって、格子点補間を行った際にリブ近傍の流速にバイアスが

かかったためと考えられる。この左側の誤差は、計測中に左側のリブ上に粒子の付着を確認しており、その影響によるものと考えられる。一方、右側のリブでは気液界面とリブの境界付近で値が変化しており、その分布は数値計算と同様の傾向を示していることが確認された。このことより、6章で示した方法で数値計算を行うことは、流量 Q を変化させても超撥水壁面の抵抗低減効果を推定するためには有効であると考えられる。

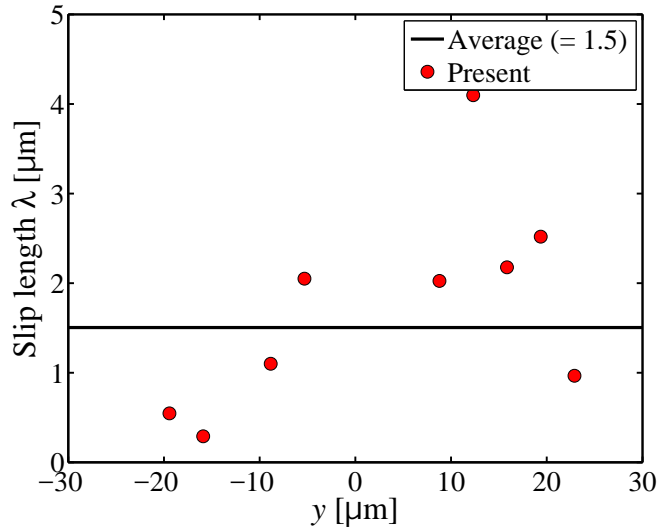


Fig. A.5 Local slip length λ distribution along the liquid-gas interface.

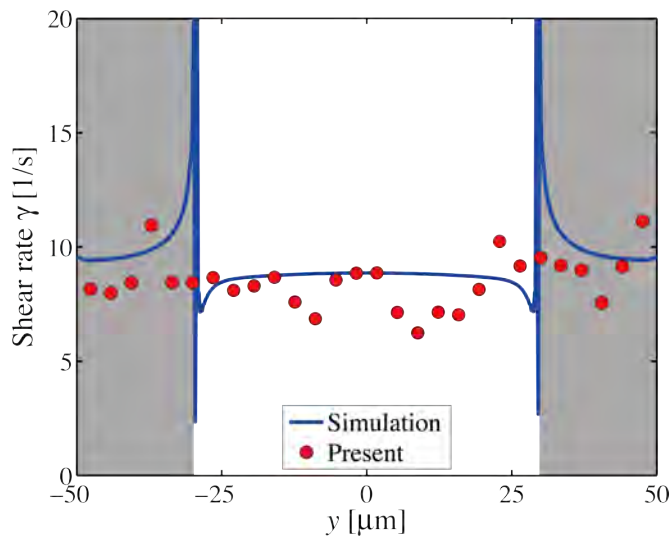


Fig. A.6 Comparison between simulation results and experimental results in terms of shear rate γ for flow rate $Q = 40 \mu\text{L/h}$.

付録 B

圧力損失計測と流動抵抗の評価

本研究では流速の 3 次元 3 成分流速計測が可能な APTV を使用し、超撥水壁面近傍に形成される気液界面の近傍流速計測によって壁面が有する抵抗低減効果を示した。一方、多くの先行研究では、抵抗低減効果の定量化のために圧力計測を実施している。本研究でも流速計測に先立ち、圧力計測を実施して超撥水壁面が抵抗低減効果を有しているか調査している。なお、圧力計測に使用した壁面は 5 章で使用した形状ではなく、別形状のものを使用して計測を実施している。その理由は、圧力計測を実施するため PDMS 流路に加工を施す必要があり、その過程において型取り用の Si ウェーハが破損してしまったためである。そのため、5 章で行った流速計測との関連付けが困難であり、ここでは参考程度に計測方法と計測結果を示すことにする。

圧力計測は、図 B.1 に示す流路入口側の圧力孔と出口側の圧力孔における液柱の高さの差を計測し、流路流れ方向の差圧 ΔP を計測する方法を適用した。なお、圧力計測のための流路構造は Kandlikar らによって文献 [2] に示されている構造を参考にし、圧力計測部分でチャンバを持つ構造を設計した。このとき、入口側と出口側の液柱の高さの差を Δh とすると、 ΔP は、

$$\Delta P = \rho g \Delta h \quad (\text{B.1})$$

で決定される。液柱の高さはカメラを使用して計測しており、計測の不確かさは 0.12 Pa/pix 程度である。また長方形断面を有する矩形管の ΔP は、式 (B.2) で決定される。

$$\Delta P = f \frac{L}{D_h} \frac{1}{2} \rho U^2 = \frac{96}{\text{Re}} \frac{L}{D_h} \frac{1}{2} \rho \left(\frac{Q}{wh} \right)^2 = \frac{48\mu L}{D_h^2} \left(\frac{Q}{wh} \right) \quad (\text{B.2})$$

圧力計測に使用した超撥水壁面は図 5.4 に示した形状と同様で、流れ方向に対して平行にリブと溝が設置されている。流路寸法は表 B.1 に示す通りで、5 章で使用した壁面の溝

幅よりも幅の広い溝を使用している。

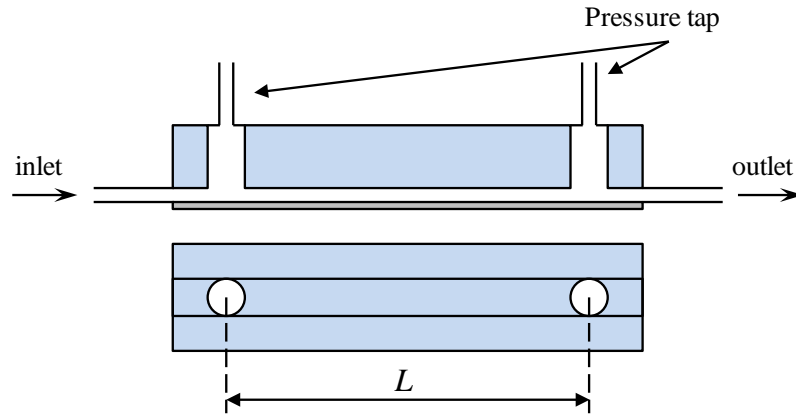


Fig. B.1 Schematics of the channel for pressure measurement.

Table B.1 Geometry of superhydrophobic surface channel for pressure measurement.

rib width l_r	29 μm
groove width l_g	71 μm
rib height h_r	16 μm
channel height h	47 μm
channel width w	5 mm
distance between pressure taps L	55 mm
hydraulic diameter D_h	94 μm

この壁面を使用し、流量 Q を変化させながら圧力損失 ΔP を算出した。その結果を図 B.2 に示す。なお縦軸は、単位長さあたりの圧力損失、即ち dP/dx とするため、圧力の計測結果を入口側と出口側の圧力孔間の距離 L で正規化している。このとき、リブ及び溝を持たない平行平板流路（高さ $h = 47 \mu\text{m}$ ）との比較を併せて実施している。図 B.2 より、平行平板流路における計測値は、ぼらつきは確認できるものの理論解と同様の傾向が確認できる。一方、超撥水壁面を有する流路における計測結果では、理論値よりも単位長さあたりの圧力損失 $\Delta P/L$ の値が低下していることが確認できる。そのため、超撥水壁面が抵抗低減効果を有していることを確認できる。また、この結果より各 Re 数において $f\text{Re}$ を算出した。その結果を図 B.3 に示す。 $f\text{Re}$ の観点からも、超撥水壁面を使用した流路では $f\text{Re} = 96$ を下回っていることが確認できる。なお、このときの実験値の平均は $f\text{Re} = 58.5$ となり、5章で示した値よりも低下している。これは溝幅が大きくなり、その分すべり長さが大きくなって抵抗低減効果が大きくなったためと考えられる。

この圧力計測であるが、特に低流量域における計測では液柱の高さが安定するまで非常

に長い時間を要する。また実験中、チャンバ内に気泡が発生し、流路入口側の液柱高さの方が出口側と比較して小さくなることも頻繁に確認された。そのため、正確に圧力計測を実施するためには、計測精度を向上させるためにも液柱差を計測する方法ではなく、液体用の微差圧計を使用する方が好ましいと考えられる。

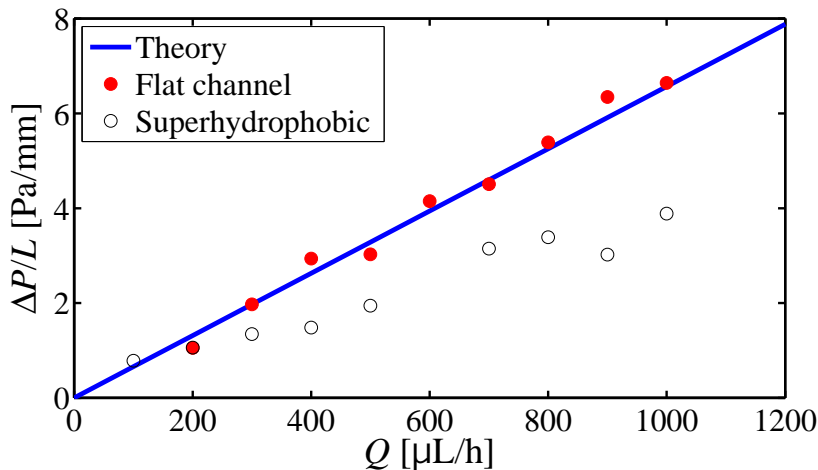


Fig. B.2 Measurement of pressure drop as a function of flow rate Q .

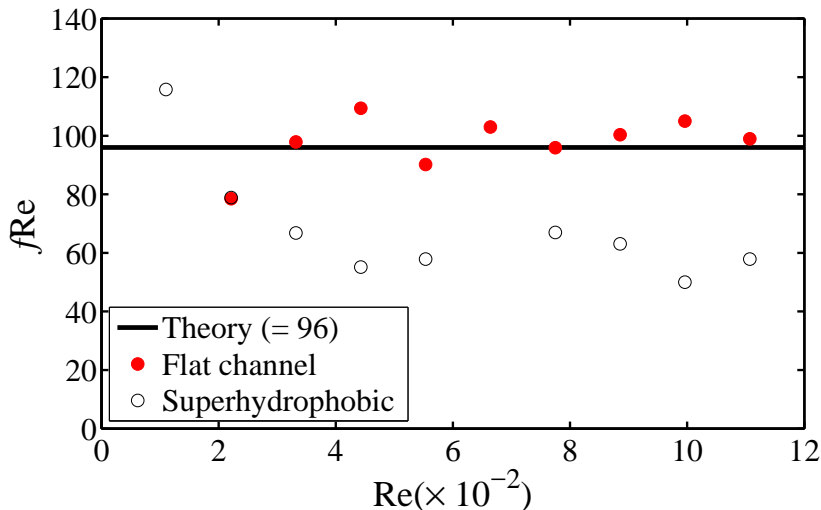


Fig. B.3 Calculation of fRe from ΔP measurement results as a function of Re .

以上より、超撥水壁面を有する流路全体の圧力損失を計測し、流動抵抗が低減することを確認した。しかし本章の結果からもわかる通り、流路全体の圧力損失の情報は取得可能であるが、流路内部の詳細な流動を把握することは困難である。そのため、抵抗低減効果を有する超撥水壁面の形状を最適化するためにも、圧力計測というマクロな情報と、超撥

第 B 章 圧力損失計測と流動抵抗の評価

水壁面近傍流動というマイクロな情報を取得し，両方の結果を踏まえたハイブリッドな情報が重要と考えられる。

付録 C

気液界面変位の簡易計算

超撥水壁面の溝部分において気液界面が形成されるのは既に述べた通りである。5 章では、APTV によって計測された気液界面近傍流動から界面形状及びその変位を抽出した。本章では、気体側と液体側における圧力差に基づいた気液界面の変位を推定する方法について述べる。

まず、図 C.1, C.2 に示すように、座標系及び気液界面のパラメタを設定する。リブは x 軸方向に長さが無限と仮定し、 $x = 0$ における曲率半径を $R = R_1$ とすると、Young-Laplace の式から、

$$\Delta P_{x=0} = \frac{\gamma}{R_1} \quad (\text{C.1})$$

が成立する [113]。ここで、 $\Delta P_{x=0}$ は気体-液体間の圧力差、即ち Laplace 圧 ($P_{\text{water}(x=0)} - P_{\text{air}}$)、 γ は表面張力である。このとき、流れ方向に対して圧力損失が生じることを考慮する必要がある。そのため、単位長さあたりの圧力損失を dP/dx と定義すると、 $x = a$ の地点における気液界面における圧力差は、

$$\begin{aligned} \Delta P_{x=a} &= P_{\text{water}(x=a)} - P_{\text{air}} = \left(P_{\text{water}(x=0)} - \frac{dP}{dx} \times a \right) - P_{\text{air}} \\ &= \Delta P_{x=0} - \frac{dP}{dx} \times a \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

で計算される。Young-Laplace の式を考慮すると、

$$\Delta P_{x=a} = \frac{\gamma}{R_{x=a}} \quad (\text{C.3})$$

が成立する。

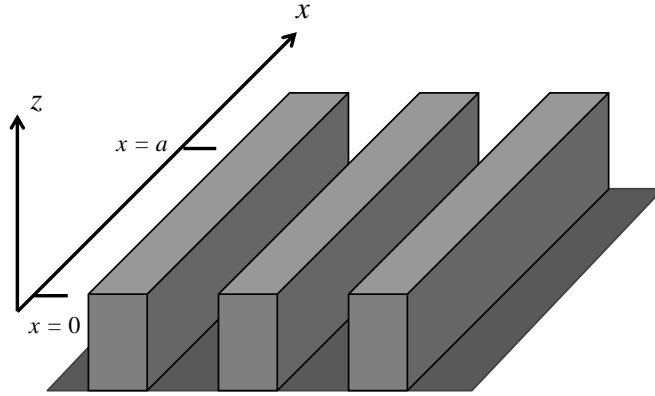


Fig. C.1 Schematics of longitudinal rib on the flow channel.

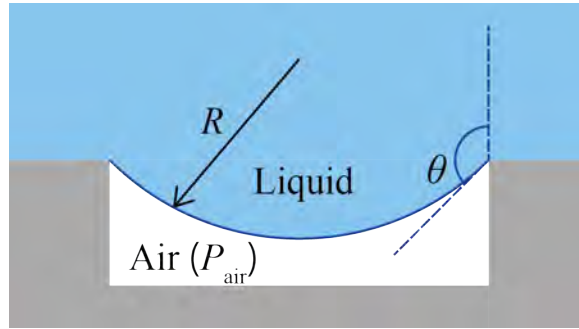


Fig. C.2 Geometry of L-G interface

$x = a$ における接触角を $\theta_{x=a}$ とし、溝幅 l_g を考慮すると $x = a$ における曲率半径 $R_{x=a}$ は、

$$R_{x=a} = -\frac{l_g}{2 \cos \theta_{x=a}} \quad (\text{C.4})$$

で決定される。よって、 $x = a$ における気液界面のたわみの最大値 $\Delta h_{x=a}$ は、

$$\Delta h_{x=a} = R_{x=a} - \sqrt{R_{x=a}^2 - (l_g/2)^2} \quad (\text{C.5})$$

となる。

本研究で使用した超撥水壁面の寸法及び流量等の実験条件を使用し、界面の変形量を推定した。寸法及び実験条件は表 C.1 に示す通りである。なお、 dP/dx は式 (B.2) を使用して算出している。また、接触角 θ は Byun ら [20] に示されている PDMS の平衡接触角の値を使用している。

Table C.1 Calculation condition for displacement of liquid–gas interface.

hydraulic diameter D_h	67.5 μm
width of groove l_g	57 μm
flow rate Q	50 $\mu\text{L/h}$
pressure loss dP/dx	-855.4 Pa/m
surface tension γ	72 mN/m (water)
pressure P_{air}	1.0×10^5 Pa (atmospheric pressure)
Laplace pressure	653.7 Pa
initial contact angle $\theta_{x=0}$	105 deg (PDMS, w/o coating [20])

流路長さ $L = 50$ mm を考慮し，流路入口から流路出口にかけて計算した，界面変位の最大値の分布を図 C.3 に示す．図 C.3 より， x の増加，つまり流れに沿って変位が大きくなる傾向が確認できる．一方，流れ方向に対する変位の変化は小さく，流路全体にわたって $1 \mu\text{m}$ 以下となっている．本研究では，流れ方向に対して界面の変位が大きく変化することを期待し，流れ方向に平行な溝及びリブを使用した．計測位置を変化させて，界面の変形の大きさの差異を確認したかったが，図 C.3 に示した推定結果より，その差異は小さい．そのため，粒子径程度の奥行方向分解能ではこの差異を計測することは困難と考え，計測位置を変えた流動計測は実施しなかった．

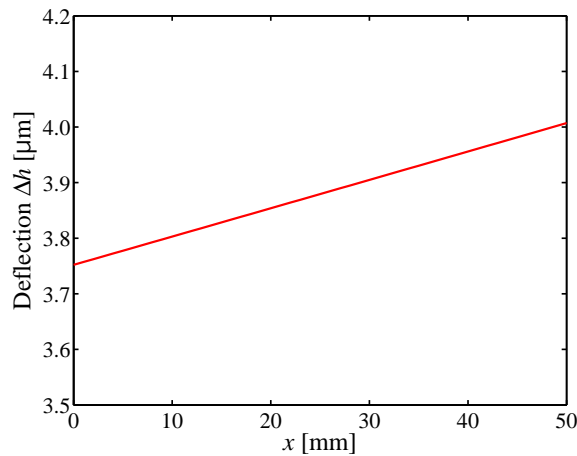


Fig. C.3 Maximum deflection of the interface along the streamwise direction.

接触角 θ も流れ方向に対して変化する． $x = a$ における接触角 $\theta_{x=a}$ は，式 (C.4) より，

$$\theta_{x=a} = \cos^{-1} \frac{l_g}{2R_{x=a}} \quad (\text{C.6})$$

で決定される。流れ方向に対する θ の変化の算出結果を図 C.4 に示す。図 C.4 より、流れ方向に対する接触角の変化は小さいことがわかる。そのため、実際に超撥水壁面上に水滴を垂らし、動的及び静的な接触角を計測することで界面の変形が推定できると考えられる。5 章で、フィッティング結果によって算出した接触角は $\theta = 116 \text{ deg}$ 程度であったが、実際に動的もしくは静的な接触角を計測しても、 116 deg 程度の値が取得されると予想できる。

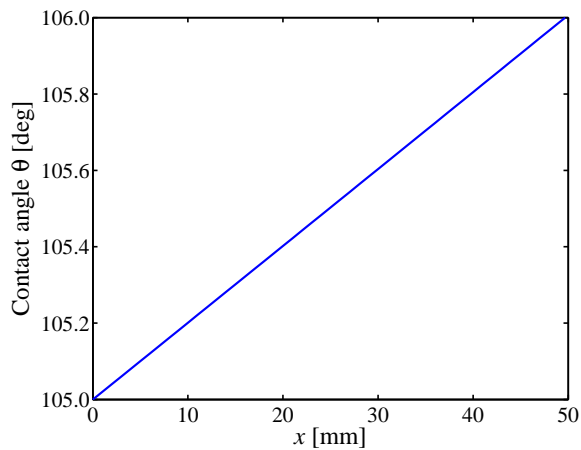


Fig. C.4 Change of contact angle θ along the streamwise direction

簡易的に接触角 θ 及び界面の変位 Δh が見積り可能であることは上述の通りである。式 (C.2) において、気相の圧力 P_{air} を大気圧と仮定して計算している。一方、Maynes ら [11] や、Schönecker ら [115] によると、気相内部の空気が図 C.5 に示すように循環することが予想されている。

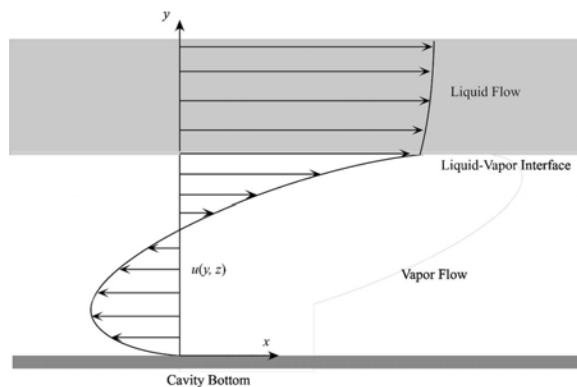


Fig. C.5 Streamwise velocity in the vapor layer at a certain point in superhydrophobic surface [11].

気相内部において循環が生じているならば、空気の流れ方向に対して圧力勾配が発生しているはずである。そのため、 P_{air} の値は分布を持つと考えられる。Maynes ら [11] は式 (5.8) を構築するために、気相内部の循環を考慮した計算モデルを作成している。しかし、図 6.16 からわかる通り、気相の圧力を考慮しても流動抵抗を正確に予測できていない。

その理由として、計算モデルでは界面変位が考慮されていないことが挙げられている。そのため、流動による変位や接触角を正確に算出するためには、気相内部の圧力 P_{air} を正確に計測する必要があるといえる。しかし、1章で述べた通り圧力計測は困難である。そのため、気相の圧力を計測することなく界面変位を定量化するためには、気液界面近傍の流動計測によって界面の概形を抽出するのが簡易的な方法と考えられる。

付録 D

粒子の追従性

本研究では粒子径 $d_p = 1 \mu\text{m}$ の蛍光粒子を使用して計測を実施している。この蛍光粒子が、本研究で計測対象としている流動に対して適切に追従するか確認する必要がある。このとき、粒子の追従性を表す無次元数であるストークス数 (Stokes number, Stk) を計算することで、粒子が流れに対して追従するか判断可能である。一般的に $\text{Stk} \ll 1$ を満たすときに、粒子は流れに追従すると判断できる [110]。粒子半径を $a (= d_p/2)$ 、粒子の密度を ρ_p 、代表速度を U 、流体の粘性係数を μ とすると、Stk 数は式 (D.1) で計算される。

$$\text{Stk} = \frac{2a^2\rho_p U}{9\mu a} \quad (\text{D.1})$$

本研究で使用した蛍光ポリスチレン粒子の密度を $\rho_p = 1.05 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、流体の粘性係数を水の物性値 $\mu = 1.0038 \times 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 、代表速度 U を断面平均流速として式 (D.1) を計算する。例として 3 章で使用した高さ $h = 2 \text{ mm}$ 、幅 $w = 20 \text{ mm}$ の $\text{Re} = 5$ における Stk 数を算出する。

$$\text{Stk} = \frac{2a^2\rho_p U}{9\mu a} = \frac{2 \times (0.5 \times 10^{-6})^2 \times 1.05 \times 10^3 \times 1.38 \times 10^{-3}}{9 \times 1.0038 \times 10^{-3} \times 0.5 \times 10^{-6}} = 1.60 \times 10^{-4} \quad (\text{D.2})$$

このとき、 $\text{Stk} \ll 1$ を満たしているため、蛍光粒子は流れに適切に追従するといえる。また $\text{Re} = 5$ の場合、断面平均流速は $U = 1.38 \text{ mm/s}$ となり、本研究で使用した計測条件の中では最大流速となっている。そのため、マイクロスケール流路を使用した場合は更に Stk 数が小さくなり、本研究で使用した全ての流路及び計測条件で粒子の追従性は十分担保されているといえる。本研究で使用した流路及び計測条件の全てに関して、Re 数及び Stk 数をまとめたものを表 D.1 に示す。

Table D.1 Summary of Reynolds number and Stokes number at each flow channel.

channel	Re	Stk
Parallel plate (Fig. 3.2)	1	3.21×10^{-5}
	2	6.42×10^{-5}
	3	9.63×10^{-5}
	4	1.28×10^{-4}
	5	1.60×10^{-4}
Expansion flow (Fig. 4.5)	3.3×10^{-3}	9.72×10^{-6}
Contraction flow (Fig. 4.6)	4.0×10^{-3}	2.80×10^{-6}
Superhydrophobic surface (Fig. 5.4)	5.5×10^{-3}	9.50×10^{-6}
	4.4×10^{-3}	7.60×10^{-6}

付録 E

壁面近傍の粒子の並進/回転速度

3 章において、壁面近傍における系統誤差の原因としてせん断による粒子の回転運動が大きく起因している可能性が高いと述べた。Li ら [59, 105, 132] や Sadr ら [106] は壁面極近傍領域における粒子の回転運動に関して、Goldman ら [133, 134] の解析モデルを引用して系統誤差の影響について述べている。しかし、エバネッセント波を使用した MnPTV/PIV によってナノ領域の計測を実施しており、ブラウン運動による粒子の拡散の方が流速計測に及ぼす影響が大きいとしている。また、実際の流速に対して回転運動が及ぼす影響には言及していない。本章では、本研究で使用したマイクロチャネルの流速分布を使用し、Goldman らの解析モデルによって粒子の回転に関する流速分布を考える。

Goldman ら [133, 134] は流路内で一様なせん断が働くクエット流を考え、ストークス近似が成立する低 Re 数領域において、球に対して流れに起因する力とトルクが働いた結果、球が回転するとしている。図 E.1 に壁面と球の運動の模式図を示す。彼らの研究において重要な点は、壁面近傍において、壁面と球中心間のギャップと並進/回転流速の関係付けを行っている点である。

図 E.1 に示すように、壁面近傍の球の流速分布において、壁面から球の中心までの距離を h 、球の半径を a 、せん断速度を γ とすると、並進速度 U 及び回転速度 Ω には表 E.1 に示す関係が成立することが示されている。なおここで δ は $\delta = h - a$ を示す。併せて、高

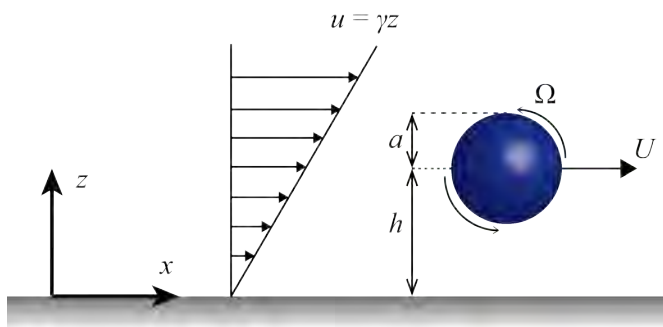


Fig. E.1 Schematic of sphere translation and rotation near-wall region. h is the distance between center of the sphere and wall and a is the radius of the sphere.

さ $h = 30 \mu\text{m}$, 幅 $w = 2 \text{ mm}$ のマイクロチャネルを考慮して, 流量 $Q = 15 \mu\text{L/h}$ における壁面近傍流速の理論解と, 粒子径 $d_p = 1 \mu\text{m}$ における U 及び Ω の比較を行った. その結果を図 E.2 に示す. なお回転速度 Ω は単位を U と統一するため $a\Omega$ として示す. またせん断速度 γ は壁面 $z = 0$ の値を使用した.

Table E.1 Motion of a sphere near and almost touching a plane wall in a shear field [134].

δ/h	$U/h\gamma$	$\Omega/0.5\gamma$
2.7622	0.9943	0.9943
1.3524	0.9776	0.9778
0.5431	0.9218	0.9236
0.1276	0.7669	0.7791
0.0453	0.6537	0.6746
0.0050	0.4786	0.5081
0.0030	0.4529	0.4830
10^{-3}	0.3966	0.4268
10^{-4}	0.3158	0.3468
10^{-5}	0.2659	0.2918
10^{-6}	0.2283	0.2520
10^{-7}	0.2000	0.2216
10^{-8}	0.1779	0.1976
0	0	0

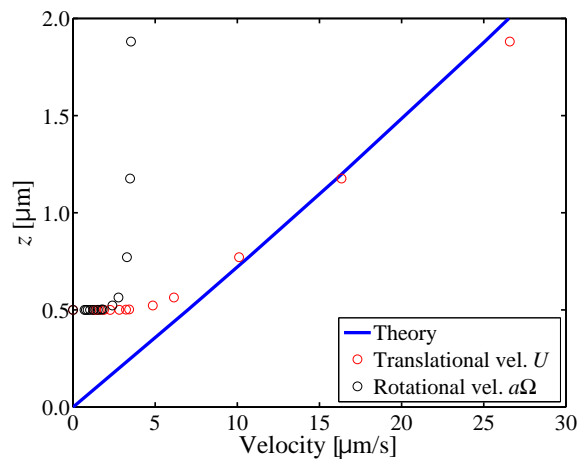


Fig. E.2 Velocity u component comparison between theory and rotation sphere model at near-wall region.

図 E.2 に示す結果より, 一様せん断流中において, 壁面極近傍に位置する球は並進及び回転運動に起因した流速を有していることが確認できる. 並進速度 U に関して, 球の中

心が $z = 0.8 \mu\text{m}$ より上方で理論解と一致する。また、回転速度 $a\Omega$ はある程度の z 位置より上側では一定となる。しかし図 5.9 に示したポアズイユ流れの流速分布を考えれば、壁面近傍に生じている系統誤差と比較すると並進及び回転速度は小さい。Goldman らの解析ではせん断速度 γ が常に一定という条件のもとで球の並進/回転速度が算出されているが、本研究で対象としたポアズイユ流れでは、球に対して働くせん断速度は局所的に変化する。そのため、せん断速度の分布が与える影響を考慮して球の速度を算出する必要があると考えられる。

付録 F

 $fRe = 96$ の導出

平行平板流路内において流れが層流のとき、管摩擦係数 f とレイノルズ数 Re の積は常に $fRe = 96$ となることが知られている。ここでは圧力損失の観点より $fRe = 96$ を導出する。

図 F.1 に示す寸法の平行平板流路を考える。流路入口から出口までの距離を L として、その区間における圧力損失を ΔP とすれば、圧力損失と管摩擦係数 f の間には次式が成立する。

$$\Delta P = f \frac{L}{D_h} \frac{1}{2} \rho U_{\text{ave.}}^2 \quad (\text{F.1})$$

ここで D_h は水力直径 ($= 2wh/(w+h)$)、 ρ は流体の密度、 $U_{\text{ave.}}$ は流路の平均流速である。ここで、流路の高さ方向 z に対する u 成分の分布は、単位長さあたりの圧力損失を dP/dx とすれば、

$$u(z) = \frac{1}{2\mu} (h-z)z \left(\frac{dP}{dx} \right) \quad (\text{F.2})$$

となる。ここで μ は流体の粘性係数を示す。式 (F.2) より、図 F.1 の流路における流量 Q は、

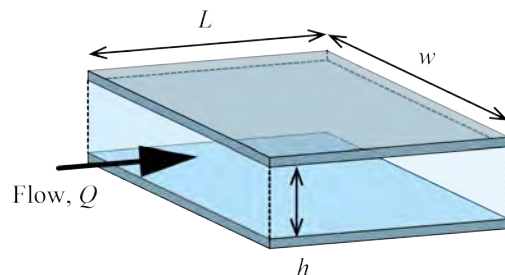


Fig. F.1 Schematic of parallel plate flow channel.

$$Q = \int_0^w dy \int_0^h u(z) dz = \frac{h^3 w}{12\mu} \left(\frac{dP}{dx} \right) \quad (\text{F.3})$$

このとき、平均流速 $U_{\text{ave.}}$ は、

$$U_{\text{ave.}} = \frac{Q}{hw} = \frac{h^2}{12\mu} \left(\frac{dP}{dx} \right) \quad (\text{F.4})$$

となる。ここで、式 (F.1) より $\Delta P/L = dP/dx$ であるから、式 (F.4) より dP/dx を消去すると、

$$\begin{aligned} U_{\text{ave.}} \frac{12\mu}{h^2} &= \frac{f}{D_h} \frac{1}{2} \rho U_{\text{ave.}}^2 \\ \frac{12}{h^2} \nu &= \frac{f}{D_h} \frac{1}{2} U_{\text{ave.}} \\ f &= \frac{D_h \nu}{U_{\text{ave.}}} \frac{24}{h^2} \end{aligned} \quad (\text{F.5})$$

となる。ここで ν は動粘度である。このとき、流路高さ h に対して流路幅 w が十分に大きい ($h \ll w$) とすると、 D_h は、

$$D_h = \frac{2wh}{w+h} = \frac{2wh}{w \left(1 + \frac{h}{w} \right)} \approx 2h \quad (\text{F.6})$$

と変形できるため、式 (F.5)、(F.6) より、

$$\begin{aligned} f &= \frac{D_h \nu}{U_{\text{ave.}}} \frac{96}{D_h^2} \\ &= 96 \frac{\nu}{D_h U_{\text{ave.}}} \end{aligned} \quad (\text{F.7})$$

が成立する。この流路の代表長さを水力直径 D_h とすれば、Re 数は $\text{Re} = D_h U_{\text{ave.}}/\nu$ で定義されるため、式 (F.7) は、

$$f = \frac{96}{\text{Re}} \quad (\text{F.8})$$

となり、 $f\text{Re} = 96$ となる。

付録 G

計算格子がせん断速度に及ぼす影響

6章では数値計算によってせん断速度 γ を算出し、実験結果と比較した。計算結果において、リブ部分と気液界面部分の境界で γ に数値振動が確認された。ここでは、計算格子の設定が γ の計算結果に及ぼす影響について調べるため、以下に述べる Case1~4 の 4 種類の計算格子について調査した。計算モデルの境界条件、座標系及び寸法は 6 章の図 6.3 に示したものと同一である。また、 γ を取得した位置も 6 章と同様に $x = 150 \mu\text{m}$ である。

まず Case1 について述べる。図 G.1 は、計算領域の yz 平面を三角形のメッシュに分割しただけである。このときの計算格子の数は 2.8×10^5 個程度である。なお、流れ方向に対してはメッシングした yz 平面を等間隔に押し出すような格子に設定している。つまり、同じ形状の格子が等間隔に列ぶ。このとき、せん断速度 γ の分布は図 G.2 に示すような結果となった。図 G.2 より、リブと気液界面の境界部分である $y = \pm 30 \mu\text{m}$ 付近で γ が振動する。

次に Case2 について述べる。Case2 は図 G.3 に示すように、計算領域全体を非構造格子で分割した。このときの計算格子の数は 6.9×10^6 個程度である。このとき、 γ の分布は図 G.4 に示すような結果となった。図 G.2 と比較すると、 $y = \pm 30 \mu\text{m}$ 付近における数値振動が低減していることが確認できる。

Case3 では、Case2 の計算格子においてリブと気液界面の境界の格子を細かくするために、この境界を接続している部分に半径 $1 \mu\text{m}$ のフィレットを設定した。その際の計算格子の yz 断面を図 G.5 に示す。これは、図 G.3 と同様に計算領域全体を非構造格子で分割している。このときの計算格子の数は 4.6×10^6 個程度である。このときの γ の分布を図 G.6 に示す。図 G.2、G.4 と比較して振動が低減していることが確認できる。(6 章に示した計算結果は、図 G.5 を使用した計算結果である。)

Case4 は、計算負荷の低減を狙い、Case3 で使用した計算格子の数を減らしたものである。格子数は 2.2×10^6 個程度である。Case3 と比較すると分布そのものは類似傾向を示すが、振動が多少大きくなっている。

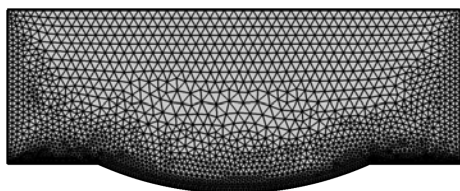


Fig. G.1 Cross sectional view of calculation mesh of Case1.

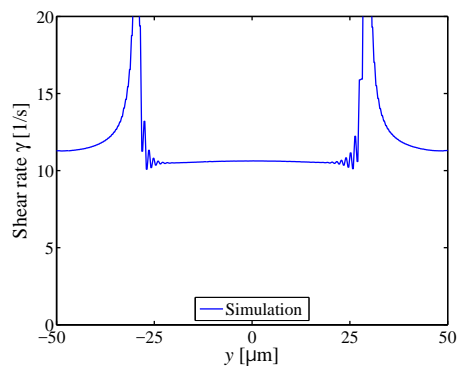


Fig. G.2 Shear rate γ distribution along the y direction of Case1.

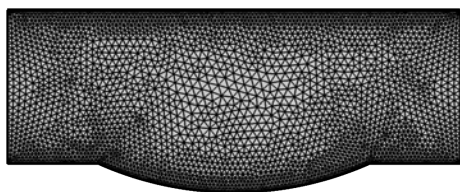


Fig. G.3 Cross sectional view of calculation mesh of Case2.

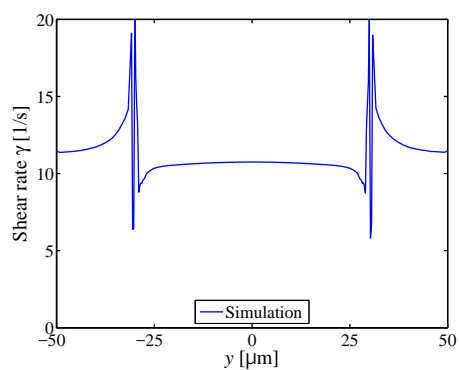


Fig. G.4 Shear rate γ distribution along the y direction of Case2.

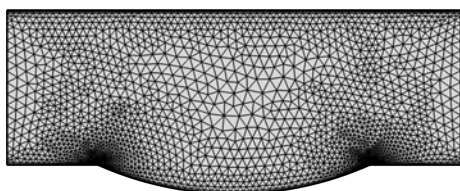


Fig. G.5 Cross sectional view of calculation mesh of Case3.

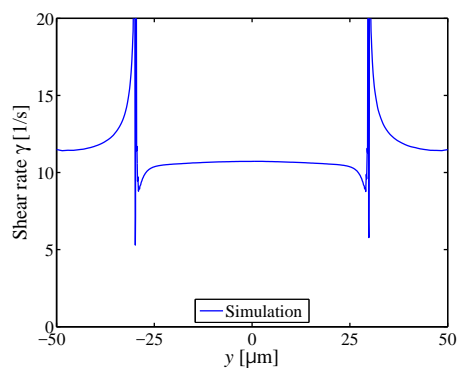


Fig. G.6 Shear rate γ distribution along the y direction of Case3.

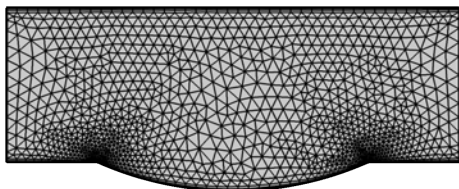


Fig. G.7 Cross sectional view of calculation mesh of Case4.

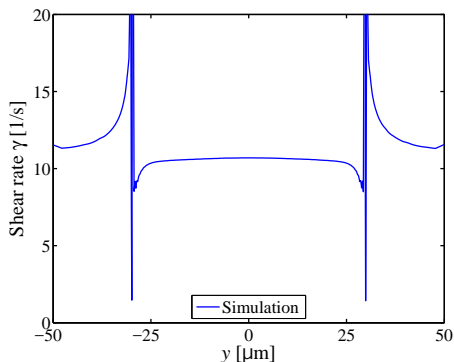


Fig. G.8 Shear rate γ distribution along the y direction of Case3.

図 G.2 ～ G.8 の全ての結果で、 $y = \pm 30 \mu\text{m}$ において γ の値が急激に変化する。ここで、リブ及び溝の境界付近におけるせん断速度 γ を各 Case で比較したものを図 G.9 に示す。この結果より、フィレット部分における振動を除去できていないことが確認できる。本研究においてリブ部分と気液界面部分における境界条件は、急にすべりなし条件から均一なすべり長さ ($\lambda = 1.5 \mu\text{m}$) の条件に切り替わる、つまり不連続な境界条件が設定されることになる。この急激な γ の変化を低減するためには、 $\lambda = 0$ から $1.5 \mu\text{m}$ へ変化する際に勾配を設定する必要があると考えられる。Case4 において、すべり長さは直線的に変化すると仮定し、半径 $1 \mu\text{m}$ のフィレット部分にすべり長さの勾配を与えて計算を行った。その結果を図 G.10 に示す。比較のために勾配を与えない場合の結果も併せて示す。図 G.10 より、勾配を与えても γ の値が急激に変化する部分が確認できる。一方、数値振動は低減している。そのため、すべり長さがリブ部から溝部へと徐々に変化するように境界条件を設定すればよいと考えられる。

数値振動の対策として、他にも離散化スキームを適切に選択する必要がある [135]。COMSOL は有限要素法ソルバであるため、デフォルトで Galerkin least-squares (GLS) 法が採用されている。このことより、計算結果の不安定性への対策は十分行われていると考えられる (ref. COMSOL Reference Manual)。そのため、本研究における実験結果を反映させた境界条件では図 G.10 に示す程度の計算精度が限界であると考えられる。

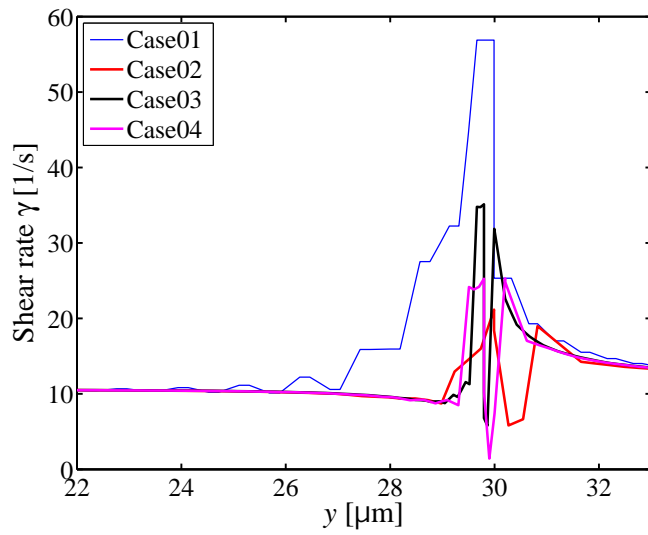


Fig. G.9 Comparison about shear rate γ between each case.

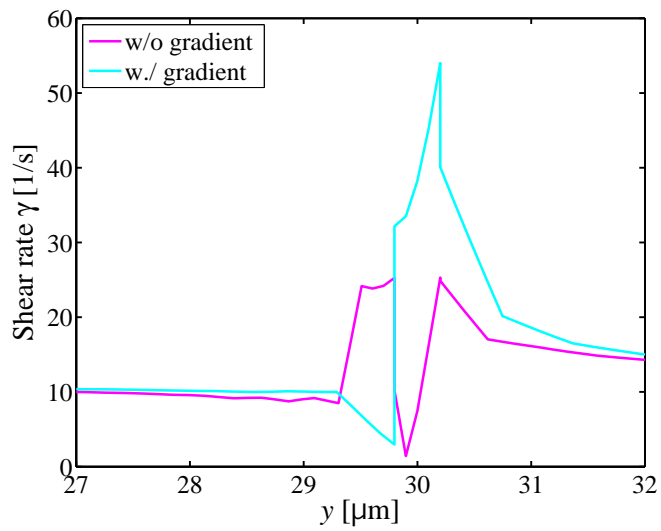


Fig. G.10 Comparison about shear rate γ between w./ and w/o slip length gradient at fillet part for Case4.

付録 H

気液界面に垂直なせん断速度

壁面せん断応力は、壁面に対して法線方向に働く速度勾配に比例する。そのため、気液界面のように平坦ではない場所におけるせん断応力は次式で定義される。

$$\tau = \mu \nabla u(y, z) \cdot \mathbf{n} \quad (\text{H.1})$$

このとき、 \mathbf{n} は法線ベクトルである。この法線方向に対するせん断応力は、図 5.15, 5.17 より簡易的に算出できる。 μ はほぼ 1 であるため、ここではせん断速度 γ を算出する。

式 (5.14) より、法線の傾きは、

$$(-1) \cdot \left(\frac{dh(y)}{dy} \right)^{-1} = \left(2y \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{R^2 - y^2}} \right)^{-1} = \frac{\sqrt{R^2 - y^2}}{y} \quad (\text{H.2})$$

となる。この傾きに基づいた直線上の速度データを使用すれば γ が算出できる。但し、図 5.15 の界面位置における速度データはばらつきがあるため、5.17 のフィッティング曲線上の点を速度抽出の基準にする。ここでは、図 H.1 に示す $y = -15.9, 19.4 \mu\text{m}$ における界面位置から、それに対して法線方向の流速データを取得した。横軸を流速 u 成分、縦軸を界面からの距離 δ とした流速分布を図 H.2 に示す。比較のため、数値計算結果も図 H.3 に示す。実験結果において、 $y = -15.9 \mu\text{m}$ では $\gamma = 9.2 /\text{s}$ 、 $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ となった。一方、 $y = 19.4 \mu\text{m}$ では $\gamma = 3.6 /\text{s}$ 、 $\lambda = 6.6 \mu\text{m}$ となった。6 章で、 z 軸方向の流速成分から算出した γ ($\approx 10 /\text{s}$) と比較すると、値が低下した。このことより、界面の法線方向に対する流速の変化は小さいといえる。しかし、2つのほぼ左右対称の部分から抽出したにも関わらず、 λ と γ の値は一致しなかった。これは流速の推定に起因すると考えられる。法線上の正確な流速分布を取得するには細かく格子点を配置する必要があると考えられる。

一方、図 H.3 の数値計算結果では、 $y = -15.9 \mu\text{m}$ では $\gamma = 10.9 /\text{s}$ 、 $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ 、 $y = 19.4 \mu\text{m}$ では $\gamma = 10.8$ 、 $\lambda = 1.4 \mu\text{m}$ となった。この結果に基づくと、図 6.9 の気液界面部分における実験値及び計算結果と差が確認できなかった。このことより、本研究における曲率半径 R 及び接触角 θ では、界面に対して法線方向の値は垂直方向の値と比較して変化が少ないことが示唆される。そのため、他にも R や θ を変化させて調査する必要がある。

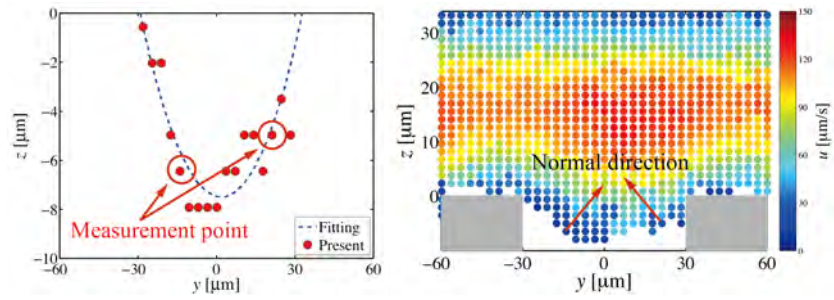


Fig. H.1 Schematics of measurement point for extracting normal direction velocity u .

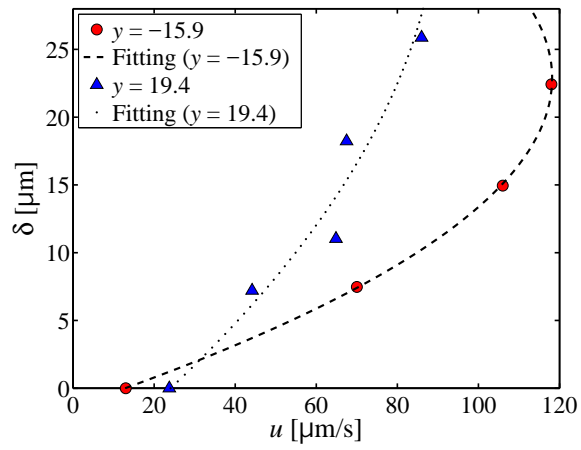


Fig. H.2 Velocity u distribution for normal direction from liquid-gas interface.

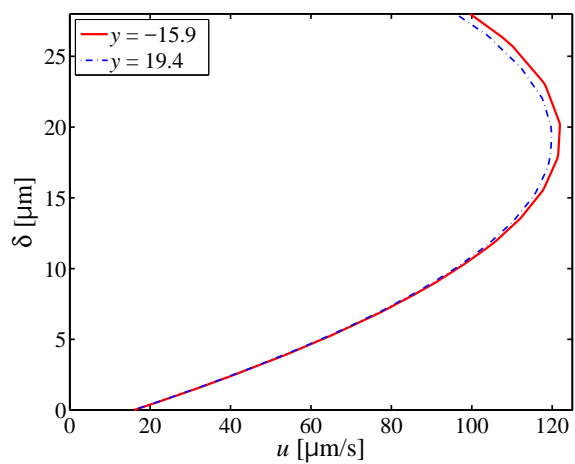


Fig. H.3 Velocity u distribution for normal direction from liquid-gas interface. This is the result of numerical simulation.

参考文献

- [1] Hetsroni, G., Mosyak, A., Pogrebnyak, E. and Yarin, L. P., "Fluid flow in micro-channel", *Int. J. Heat Mass Tran.*, **48**, 1982-1998, (2005).
- [2] Kandlikar, S. G., Garimella, S., Li, D., Colin, S. and King, M. R., "*Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels*", ELSEVIER. Ltd, Oxford, UK, (2006).
- [3] 山本 憲, 廣瀬雄哉, 武澤英之, 小方 聡, "気泡トラップによるマイクロチャネル内スリップ流形成過程の可視化", *機論*, **82**(841), 1-10, (2016).
- [4] Rothstein, J. P., "Slip on superhydrophobic surfaces", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **42**, 89-109, (2010).
- [5] Tyrell, J. W. G. and Attard, P., "Image of nanobubbles on hydrophobic surfaces and their interactions", *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 176104, (2001).
- [6] Hyväluoma, J. and Harting, J., "Slip flow over structured surfaces with entrapped microbubbles", *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 246001, (2008).
- [7] Govardhan, R. N., Srinivas, G. S., Asthana, A. and Bobji, M. S., "Time dependence of effective slip on textured hydrophobic surfaces", *Phys. Fluids*, **21**, 052001, (2009).
- [8] Cassie, A. B. D. and Baxter, S., "Wettability of porous surfaces", *Trans. Faraday. Soc.*, **40**, 546-551, (1944).
- [9] Wenzel, R. N., "Resistance of solid surfaces to wetting by water", *Ind. Eng. Chem.*, **28**, 988-994, (1936).
- [10] Song, D., Daniello, R. J. and Rothstein, J. P., "Drag reduction using superhydrophobic sanded Teflon surfaces", *Exp. Fluids*, **55**, 1783, (2014).
- [11] Maynes, D., Jeffs, K., Woolford, B. and Webb, B. W., "Laminar flow in a microchannel with hydrophobic surface patterned microribs oriented parallel to the flow direction", *Phys. Fluids*, **19**, 093603, (2007).
- [12] Kim, T. J. and Hidrovo, C., "Pressure and partial wetting effects on superhydrophobic friction reduction in microchannel flow", *Phys. Fluids*, **24**, 112003, (2012).
- [13] Ou, J. and Rothstein, J. P., "Direct velocity measurements of the flow past drag-reduction ultrahydrophobic surfaces", *Phys. Fluids*, **17**, 103606, (2005).
- [14] Ou, J., Perot, B. and Rothstein, J. P., "Laminar drag reduction in microchannels using ultrahydrophobic surfaces", *Phys. Fluids*, **16**, 4635-4643, (2004).

- [15] Bocquet, L. and Lauga, E., "A smooth future?", *Nat. Mater.*, **10**, 334-337, (2011).
- [16] Truesdell, R., Mammoli, A., Vorobieff, P., van Swol, F. and Brinker, C. J., "Drag reduction on patterned superhydrophobic surface", *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 044504, (2006).
- [17] Bolognesi, G, Cottin-Bizonne, C. and Pirat, C., "Evidence of slippage breakdown for a superhydrophobic microchannel", *Phys. Fluids*, **26**, 082004, (2014).
- [18] Tsai, P., Peters, A. M., Pirat, C., sessling, M., Lammertink, R. G. H. and Lohse, D., "Quantifying effective slip length over micro patterned hydrophobic surfaces", *Phys. Fluids*, **21**, 112002, (2009).
- [19] Choi, C. H. and Kim, C. J., "Large slip of aqueous liquid flow over a nanoengineered superhydrophobic surface", *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 066001, (2006).
- [20] Byun, D., Kim, J., Ko, H. S. and Park, H. C., "Direct measurement of slip flows in superhydrophobic microchannels with transverse grooves", *Phys. Fluids*, **20**, 113601, (2008).
- [21] Ogata, S. and Shimizu, K., "Drag reduction by hydrophobic microstructures", *J. Environ. Eng.*, **6**, 291-301, (2011).
- [22] Moaven, Kh., Rad, M. and Taeibi-Rahni, M., "Experimental investigation of viscous drag reduction of superhydrophobic nano-coating in laminar and turbulent flows", *Exp. Therm. Fluid Sci.*, **51**, 239-243, (2013).
- [23] Solomon, B. R., Khalil, K. S. and Varanasi, K. K., "Drag reduction using lubricant-impregnated surfaces in viscous laminar flow", *Langmuir*, **30**, 10970-10976, (2014).
- [24] Bidkar, R. A., Leblanc, L., Kulkarni, A. J., Bahadur, V., Ceccio, S. L. and Perlin, M., "Skin-friction drag reduction in the turbulent regime using random-textured hydrophobic surfaces", *Phys. Fluids*, **26**, 085108, (2014).
- [25] Ajallis, E., Sarshar, M. A., Datla, R., Sikka, V., Jones, A. and Choi, C. H., "Experimental study of skin friction drag reduction on superhydrophobic flat plates in high Reynolds number boundary layer flow", *Phys. Fluids*, **25**, 025103, (2013).
- [26] Srinivasan, S., Choi, W., Park, K. C., Chhatre, S. S., Cohen, R. E. and McKinley, G. H., "Drag reduction for viscous laminar flow on spray-coated non-wetting surfaces", *Soft Matter*, **9**, 5691-5702, (2013).
- [27] Watanabe, K., Yanuar and Udagawa, H., "Drag reduction of Newtonian fluid in a circular pipe with a highly water-repellent wall", *J. Fluid Mech.*, **381**, 225-238, (1999).
- [28] Woolford, B., Prince, J., Maynes, D. and Webb, B. W., "Particle image velocimetry characterization of turbulent channel flow with rib patterned superhydrophobic walls", *Phys. Fluids*, **21**, 085106, (2009).
- [29] Zyang, J., Yao, Z. and Hao, P., "Drag reductions and the air-water interface stability of superhydrophobic surfaces in rectangular channel flow", *Phys. Rev. E*, **94**, 053117, (2016).
- [30] Schäffel, D., Koynov, K., Vollmer, D., Butt, H. J. and Schönecker, C., "Local flow field

- and slip length of superhydrophobic surfaces”, *Phys. Rev. Lett.*, **116**, 134501, (2016).
- [31] Joseph, P. and Tabeling, P., ”Direct measurement of the apparent slip length”, *Phys. Rev. E*, **71**, 035303(R), (2005).
- [32] Tretheway, D. C. and Meinhard, C. D., ”A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels”, *Phys. Fluids*, **16**, 1509-1515, (2004).
- [33] Bolognesi, G, Cottin-Bizonne, C., Guene, E. M., Teisseire, J. and Pirat, C., ”A novel technique for simultaneous velocity and interface profile measurements on micro-structured surfaces”, *Soft Matter*, **9**, 2239-2244, (2013).
- [34] 笠木伸英, 木村龍治, 西岡通男, 日野幹雄, 保原 充 編, 「流体実験ハンドブック」, 朝倉書店, (1997).
- [35] 岩本 薫, 長谷川洋介, 福島直哉, 深淵康二, ”積分的恒等式に基づく乱流伝熱の解析と制御”, 伝熱, **55**, 1-8, (2016).
- [36] Cierpka, C., Rossi, M. and Kähler, C. J., ”Wall shear stress measurement”, *Encyclopedia of Microluidics and Nanofluidics*, 3479-3486, (2015).
- [37] 福島修一郎, 谷下一夫, ”生物流体力学のミクロな視点 (細胞レベルの内皮細胞の血行力学的環境) ”, 機論 (A 編), **69**, 2-7, (2003).
- [38] 福島修一郎, 出口隆明, 貝原 真, 岡 浩太郎, 谷下一夫, ”内皮細胞近傍の流れ計測”, 日本バイオレオロジー学会誌, **12**, 21-28, (1998).
- [39] Rossi, M., Lindken, R., Hierck, B. P. and Westerweel, J., ”Tapered microfluidic chip for the study of biochemical and mechanical response at subcellular level of endothelial cells to shear flow”, *Lab. Chip*, **9**, 1403-1411, (2009).
- [40] Meng, H., Tutino, V. M., Xiang, J. and Siddiqui, A., ”High WSS or low WSS? Complex interactions of hemodynamics with intracranial aneurysm initiation, growth, and rupture: toward a unifying hypothesis”, *Am. J. Neuroradiol.*, **35**, 1-9, (2014).
- [41] Löfdahl, L. and Gad-el-hak, M., ”MEMS applications in turbulence and flow control”, *Prog. Aerosp. Sci.*, **35**, 101-203, (1999).
- [42] 本阿弥真治, ”乱流境界層の壁面せん断応力の計測法”, 機械の研究, **45**, 992-997, (1993).
- [43] Naughton, J. W. and Sheplak, M., ”Modern developments in shear-stress measurement”, *Prog. Aerosp. Sci.*, **38**, 515-570, (2002).
- [44] 上運天昭司, ”マイクロフローセンサとその応用”, 計測と制御, **42**, 998-1004, (2003).
- [45] Takano, S., Motosuke, M. and Honami, S., ”A study on backward facing step flow in low Reynolds number manipulated by synthetic jets –Effect of different jet velocities–”, *J. Fluid Sci. Technol.*, **9**, 1-10, (2014).
- [46] 笠木伸英, ”壁乱流のフィードバック制御”, ながれ, **25**, 13-22, (2006).
- [47] 日本機械学会 編, 「熱流体の新しい計測法」, 養賢堂, (1998).
- [48] Adrian, A. J. and Westerweel, J., ”*Particle Image Velocimetry*”, Cambridge University Press, New York, (2011).

- [49] Ichikawa, Y., Motosuke, M., Kameya, Y., Yamamoto, M. and Honami, S., "Three-dimensional flow characterization of a square array of multiple circular impinging jets using stereoscopic PIV and heat transfer relation", *J. Vis.*, **19**, 89-101, (2016).
- [50] Löfdahl, L., Chnoray, V., Haasl, S., Stemme, G. and Sen, M., "Characteristics of a hot-wire microsensors for time-dependent wall shear stress measurement", *Exp. Fluids*, **35**, 240-251, (2003).
- [51] Vallikivi, M., Hultmark, M., Bailey, S. C. C. and Smits, A. J., "Turbulence measurements in pipe flow using a nano-scale thermal anemometry probe", *Exp. Fluids*, **51**, 1521-1527, (2011).
- [52] Große, S. and Schröder, W., "Mean wall-shear stress measurements using the micro-pillar shear-stress sensor MPS³", *Meas. Sci. Technol.*, **19**, 015403, (2008).
- [53] Shirai, K., Pfister, T., Czarske, J., Müller, H., Becker, S., Lienhart, H. and Durst, F., "Highly spatially resolved velocity measurements of a turbulent channel flow by a fiber-optic heterodyne laser-Doppler velocity-profile sensor", *Exp. Fluids*, **40**, 473-481, (2006).
- [54] Fourchette, D., Modarress, D., Taugwalder, F., Wilson, D., Koochesfahani, M. and Gharib, M., "Miniature and MOEMS flow sensors", *AIAA-Paper*, No. 2001-1982, (2001).
- [55] Fourchette, D., Gonzalez, P., Modarress, D., Arik, E., Wilson, D. and Koochesfahani, M., "Optical measurement of wall shear stress with emphasis on flows near separation", *AIAA-Paper*, No. 2004-2394, (2004).
- [56] Loppinot, B., Dhont, J. K.G. and Lang, P., "Near-field laser Doppler velocimetry measures near-wall velocities", *Eur. Phys. J. E*, **35**, 62, (2012).
- [57] Cierpka, C., Scharnowski, S. and Kähler, C. J., "Parallax correction for precise near-wall flow investigations using particle imaging", *App. Opt.*, **52**, 2923-2931, (2013).
- [58] Kähler, C. J., Scholz, U. and Ortmanns, J., "Wall-shear-stress and near-wall turbulence measurements up to single pixel resolution by means of long-distance micro-PIV", *Exp. Fluids*, **41**, 327-341, (2006).
- [59] Li, H. F. and Yoda, M., "Multilayer nano-particle image velocimetry (MnPIV) in microscale Poiseuille flows", *Meas. Sci. Technol.*, **19**, 075402, (2008).
- [60] 可視化情報学会 編, 「PIV ハンドブック」, 朝倉書店, (2010).
- [61] Cierpka, C. and Kähler, C. J., "Particle imaging techniques for volumetric three-component (3D3C) velocity measurements in microfluidic", *J. Vis.*, **15**, 1-31, (2012).
- [62] Park, J. S., Choi, C. K. and Kihm, K. D., "Optically sliced micro-PIV using confocal laser scanning microscopy (CLSM)", *Exp. Fluids*, **37**, 105-119, (2004).
- [63] Kinoshita, H., Kaneda, S., Fujii, T. and Oshima, M., "Three-dimensional measurement and visualization of internal flow of a moving droplet using confocal micro-PIV", *Lab. Chip.*, **7**, 338-346, (2007).

- [64] Lima, R., Wada, S., Tsubota, K. and Yamaguchi, T., "Confocal micro-PIV measurements of three-dimensional profiles of cell suspension flow in a square microchannel", *Meas. Sci. Technol.*, **17**, 797-808, (2006).
- [65] Lynch, K. P. and Thurow, B. S., "Preliminary development of a 3-D, 3-C PIV technique using light field imaging", *AIAA-Paper*, No. 2011-3729, (2011).
- [66] Lynch, K., Fahringer, T. and Thurow, B., "Three-dimensional particle image velocimetry using a plenoptic camera", *AIAA-Paper*, No. 2012-1056, (2012).
- [67] Melnick, M. B., Thurow, B. S., Fahringer, T. and Brock, B., "Experimental investigation of three-dimensional structures in an adverse pressure gradient turbulent boundary layer", *AIAA-Paper*, No. 2012-2850, (2012).
- [68] McManus, L. P., "A preliminary study of three-dimensional turbulent flow over vortex generators with a plenoptic camera", *AIAA-Paper*, No. 2014-0012, (2014).
- [69] Fahringer, T. W. and Thurow, B. S., "Tomographic reconstruction of a 3-D flow field using a plenoptic camera", *AIAA-Paper*, No. 2012-2828, (2012).
- [70] Fahringer, T. W. and Thurow, B. S., "3D particle position reconstruction accuracy in plenoptic PIV", *AIAA-Paper*, No. 2014-0398, (2014).
- [71] Nonn, T., Kitzhofer, J., Hess, D. and Brücker, Ch., "Measurements in an IC-engine flow using light-field volumetric velocimetry", *Proc. 16th Int. Symp. App. Laser Tech. Fluid Mech., Lisbon*, (2012).
- [72] Stolz, W. and Köhler, J., "In-plane determination of 3D-velocity vectors using particle tracking anemometry (PTA)", *Exp. Fluids*, **17**, 105-109, (1994).
- [73] Peterson, S. D., Chuang, H. S. and Wereley, S. T., "Three-dimensional particle tracking using micro-particle image velocimetry hardware", *Meas. Sci. Technol.*, **19**, 115406, (2008).
- [74] Coëtmelec, S., Buraga-Lefebvre, C., Lebrun, D. and Özkul, C., "Application of in-line digital holography to multiple plane velocimetry", *Meas. Sci. Technol.*, **12**, 1392-1397, (2001).
- [75] Ooms, T. A., Lidken, R. and Westerweel, J., "Digital holographic microscopy applied to measurement of a flow in a T-shaped micromixer", *Exp. Fluids*, **47**, 941-955, (2009).
- [76] Willert, C. E. and Gharib, M., "Three-dimensional particle imaging with a single camera", *Exp. Fluids*, **12**, 353-358, (1992).
- [77] Pereira, F., Gharib, M., Dabiri, D. and Modarress, D., "Defocusing digital particle image velocimetry: a 3-component 3-dimensional DPIV measurement technique, Application to bubbly flows", *Exp. Fluids*, **29**, S78-84, (2000).
- [78] Pereira, F. and Gharib, M., "Defocusing digital particle image velocimetry and the three-dimensional characterization of two-phase flows", *Meas. Sci. Technol.*, **13**, 683-694, (2002).
- [79] Yoon, S. Y. and Kim, K. C., "3D particle position and 3D velocity field measurement in

- a microvolume via the defocusing concept”, *Meas. Sci. Technol.*, **17**, 2897-2905, (2006).
- [80] Kao, H. P. and Verkman, A. S., ”Tracking of single fluorescent particles in three dimensions: Use of cylindrical optics to encode particle position”, *Biophys. J.*, **67**, 1291-1300, (1994).
- [81] Angarita-James, N., McGhee, E., Chennaoui, M., Campbell, H. I., Zhang, S., Towers, C. E., Greenaway, A. H. and Towers, D. P., ”Wavefront sensing for three-component three-dimensional flow velocimetry”, *Exp. Fluids*, **41**, 881-891, (2006).
- [82] Chen, S., Angarita-James, N. C., Lin, D., Pelc, B., Greenaway, A. H., Towers, C. E. and Towers D. P., ”3C3D measurement in microPIV by anamorphic imaging”, *Proc. 14th Int. Symp. App. Laser Technol. Fluid Mech., Lisbon*, (2008).
- [83] Chen, S., Angarita-James, N., Angarita-James, D., Pelc, B., Greenaway, A. H., Towers, C. E., Lin, D. and Towers, D. P., ”Wavefront sensing for three-dimensional flow velocimetry in microfluidics”, *Exp. Fluids*, **47**, 849-863, (2009).
- [84] Cierpka, C., Segura, R., Hain, R. and Kähler, C. J., ”A simple single camera 3C3D velocity measurement technique without errors due to depth of correlation and spatial averaging for microfluidics”, *Meas. Sci. Technol.*, **21**, 045401, (2010).
- [85] Cierpka, C., Lütke, B. and Kähler, C. J., ”Higher order multi-frame particle tracking velocimetry”, *Exp. Fluids*, **54**, 1533, (2013).
- [86] Kumar, A., Cierpka, C., Williams, S. J., Kähler, C. J. and Wereley, S. T., ”3D3C velocimetry measurements of an electrothermal microvortex using wavefront deformation PTV and single camera”, *Microfluid. Nanofluid.*, **10**, 355-365, (2011).
- [87] Liu, Z., Speetjens, M. F. M., Frijns, A. J. H. and van Steenhoven, A. A., ”Application of astigmatism μ -PTV to analyze the vortex structure of AC electroosmotic flows”, *Microfluid. Nanofluid.*, **16**, 553-569, (2014).
- [88] Buchmann, N., Cierpka, C., Kähler, C. J. and Soria, J., ”Ultra-high-speed 3D astigmatic particle tracking velocimetry: application to particle-laden supersonic impinging jets”, *Exp. Fluids*, **55**, 1842, (2014).
- [89] Olsen, M. G. and Adrian, R. J., ”Out-of-focus effects on particle image visibility and correlation in microscopic particle image velocimetry”, *Exp. Fluids*, **29**, S166, (2000).
- [90] Sugii, S., ”Simultaneous measurement of wall shear stress distribution and three-dimensional shape of living endothelial cells cultured in microchannel”, *J. Biomech. Sci. Eng.*, **5**, 625-634, (2010).
- [91] Motosuke, M., Shimakawa, J., Akutsu, D. and Honami, S., ”Noncontact manipulation of microflow by photothermal control of viscous force”, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **31**, 1005-1011, (2010).
- [92] Motosuke, M., Shimakawa, J., Akutsu, D. and Honami, S., ”Particle migration by optical scattering force in microfluidic system with light-absorbing liquid”, *ASME J. Heat Transfer*, **134**, 051025, (2012).

- [93] Rossi, M. and Kähler, C. J., "Optimization of astigmatic particle tracking velocimeters", *Exp. Fluids*, **55**, 1809, (2014).
- [94] Rossi, M., Segura, R., Cierpka, C. and Kähler, C. J., "On the effect of particle image intensity and image preprocessing on the depth of correlation in micro-PIV", *Exp. Fluids*, **52**, 1063-1075, (2012).
- [95] Fuchs, T., Hain, R. and Kähler, C. J., "Three-dimensional location of micrometer-sized particles in macroscopic domains using astigmatic aberrations", *Opt. Lett.*, **39**, 1298-1301, (2014).
- [96] Cierpka, C., Rossi, M., Segura, R. and Kähler, C. J., "On the calibration of astigmatism particle tracking velocimetry for microflows", *Meas. Sci. Technol.*, **22**, 015401, (2011).
- [97] 西分康次郎, 若山寛武, 亀谷雄樹, 元祐昌廣, "結像異方性を利用したマイクロ 3D3C 流速測定法の校正関数に関する検討", 日本流体力学会年会 2014 講演論文集, (2014).
- [98] Rossi, M., Cierpka, C., Segura, R. and Kähler, C. J., "Volumetric reconstruction of 3D boundary of stream tubes with general topology using tracer particles", *Meas. Sci. Technol.*, **22**, 105405, (2011).
- [99] Ishida, A., Toki, H., Motosuke, M. and Honami, S., "Particle accumulation by AC electroosmosis in microfluidic device with co-planar electrodes", *J. Thermal Sci. Technol.*, **7**, 475-486, (2012).
- [100] Bruus, H., "*Theoretical Microfluidics*", Oxford University Press, New York, (2007).
- [101] Usami, S., Chen, H. H., Zhao, Y., Chien, S. and Skalak, R., "Design and construction of a linear shear stress flow chamber", *Ann. Biomed. Eng.*, **21**, 77-83, (1993).
- [102] Kähler, C. J., Scharnowski, S. and Cierpka, C., "On the resolution limit of digital particle image velocimetry", *Exp. Fluids*, **52**, 1629-1639, (2012).
- [103] Kähler, C. J., Scharnowski, S. and Cierpka, C., "On the uncertainty of digital PIV and PTV near walls", *Exp. Fluids*, **52**, 1641-1656, (2012).
- [104] Kikuchi, K. and Mochizuki, O., "Velocity profile of thin film flows measured using a confocal microscopy particle image velocimetry system with simultaneous multi depth position", *Meas. Sci. Technol.*, **26**, 025301, (2015).
- [105] Li, H., Sadr, R. and Yoda, M., "Multilayer nano-particle image velocimetry", *Exp. Fluids*, **41**, 185-194, (2006).
- [106] Sadr, R., Hohenegger, C., Li, H., Mucha, P. J. and Yoda, M., "Diffusion-induced bias in near-wall velocimetry", *J. Fluid Mech.*, **577**, 443-456, (2007).
- [107] Lumma, D., Best, A., Gansen, A., Feuillebois, F., Rädler, J. O. and Vinogradova, O. I., "Flow profile near a wall measured by double-focus fluorescence cross-correlation", *Phys. Rev. E*, **67**, 056313, (2003).
- [108] Rossi, M., Lindken, R. and Westerweel, J., "Optimization of multiplane μ PIV for wall shear stress and wall topography characterization", *Exp. Fluids*, **48**, 211-223, (2010).
- [109] 渡邊敬三, 「流体力学 —流れと損失—」, 丸善出版 (2002).

- [110] Kirby, B. J., "Micro- and Nanoscale Fluid Mechanics Transport in Microfluidic Devices", Cambridge University Press, New York, (2010).
- [111] Sofla, A. Y. N. and Martin, C., "A vapor-assisted method for adhering polydimethylsiloxane and glass", *Lab. Chip*, **10**, 250-253, (2010).
- [112] Agüí, J. C. and Jiménez, J., "On the performance of particle tracking", *J. Fluid Mech.*, **185**, 447-468, (1987).
- [113] Butt, H. J., Graf, K. and Kappl, M., "Physics and Chemistry of Interfaces Third, Revised and Enlarged Edition", WILEY-VCH, Weinheim, Germany, (2016).
- [114] Sbragaglia, M. and Prosperetti, A., "A note on the effective slip properties for microchannel flow with ultrahydrophobic surfaces", *Phys. Fluids*, **19**, 043603, (2007).
- [115] Schönecker, C. and Hardt, S., "Longitudinal and transverse flow over a cavity containing a second immiscible fluid", *J. Fluid Mech.*, **717**, 376-394, (2013).
- [116] Schönecker, C. Baier, T. and Hardt, S., "Influence of the enclosed fluid on the flow over a microstructured surface in the Cassie state", *J. Fluid Mech.*, **740**, 168-195, (2014).
- [117] Schönecker, C. and Hardt, S., "Assessment of drag reduction at slippery, topographically structured surfaces", *Microfluid. Nanofluid.*, **19**, 199-207, (2015).
- [118] Hemeda, A. A. and Tafreshi, H. V., "Instantaneous slip length in superhydrophobic microchannels having grooves with curved or dissimilar walls", *Phys. Fluids*, **27**, 102101, (2015).
- [119] Aghdam, S. K. and Ricco, P., "Laminar and turbulent flows over hydrophobic surfaces with shear-dependent slip length", *Phys. Fluids*, **28**, 035109, (2016).
- [120] Ng, C. O., Chu, H. C. W. and Wang, C. Y., "On the effects of liquid-gas interfacial shear on slip flow through a parallel-plate channel with superhydrophobic grooved walls", *Phys. Fluids*, **22**, 102002, (2010).
- [121] Teo, C. J. and Khoo, B. C., "Analysis of Stokes flow in microchannels with superhydrophobic surfaces containing a periodic array of micro-grooves", *Microfluid. Nanofluid.*, **7**, 353-382, (2009).
- [122] Cheng, Y. P., Teo, C. J. and Khoo, B. C., "Microchannel flows with superhydrophobic surfaces: Effects of Reynolds number and pattern width to channel height ratio", *Phys. Fluids*, **21**, 122004, (2009).
- [123] Zheng, W., Wang, L. P., Or, D., Lazouskaya, V. and Jin, Y., "Role of mixed boundaries on flow in open capillary channels with curved air-water interfaces", *Langmuir*, **28**, 12753-12761, (2012).
- [124] Karatay, E., Haase, A. S., Visser, C. W., Sun, C., Lohse, D., Tsai, P. A. and Lammertink, R. G. H., "Control of slippage with tunable bubble mattresses", *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **110**, 8422-8426, (2013).
- [125] Haase, A. S., Karatay, E., Tsai, P. A. and Lammertink, R. G. H., "Momentum and mass transport over a bubble mattress: the influence of interface geometry", *Soft Matter*, **9**,

- 8949-8957, (2013).
- [126] Samaha, M. A., Tafreshi, H. V. and Gad-el-Hak, M., "Modeling drag reduction and meniscus stability of superhydrophobic surfaces comprised of random roughness", *Phys. Fluids*, **23**, 012001, (2011).
- [127] Lauga, E., Brenner, M. P. and Stone, H. A., "Microfluidics: The no-slip boundary condition", *Handbook of Experimental Fluid Mechanics*, 1219-1240, Springer, New York, (2005).
- [128] Ybert, C., Barentin, C., Cottin-Bizonne, C., Joseph, P. and Bocquet, L., "Achieving large slip with superhydrophobic surfaces: Scaling laws for generic geometries", *Phys. Fluids*, **19**, 123601, (2007).
- [129] Philip, J. R., "Flows satisfying mixed no-slip and no-shear conditions", *ZAMP*, **23**, 353-371, (1972).
- [130] 井戸健敬, 村井祐一, 山本富士夫, "だ円形方程式に基づく PTV 結果のポストプロセッシング (第 1 報, 補間手法の高精度化と数値シミュレーションによる評価)", 機論 (B 編), **66**, 2257-2264, (2000).
- [131] 村井祐一, 井戸健敬, 山本富士夫, "だ円形方程式に基づく PTV 結果のポストプロセッシング (第 2 報, 非定常流への拡張・誤対応ベクトル除去法・応用実験)", 機論 (B 編), **66**, 2265-2273, (2000).
- [132] Li, H. and Yoda, M., "An experimental study of slip considering the effects of non-uniform colloidal tracer distributions", *J. Fluid Mech.*, **662**, 269-287, (2010).
- [133] Goldman, A. J., Cox, R. G. and Brenner, H., "Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall—I Motion through a quiescent flow", *Chem. Eng. Sci.*, **22**, 637-651, (1967).
- [134] Goldman, A. J., Cox, R. G. and Brenner, H., "Slow viscous motion of a sphere parallel to a plane wall—II Couette flow", *Chem. Eng. Sci.*, **22**, 653-660, (1967).
- [135] 保原 充, 大宮司久明 編, 「数値流体力学 基礎と応用」, 東京大学出版会, (1992).

参考文献

本論文を構成する主要論文

主要論文

- (1) Ichikawa, Y., Motosuke, M., Kameya, Y., Yamamoto, M. and Honami, S., "Three-dimensional flow characterization of a square array of multiple circular impinging jets using stereoscopic PIV and heat transfer relation", *J. Vis.*, **19**, 89-101, (2016).
- (2) Ichikawa, Y., Nishiwake, K., Wakayama, H., Kameya, Y., Yamamoto, M. and Motosuke, M., "Three-dimensional measurement of near-wall velocity in millimeter channel by a single view imaging", *Proc. ASME2015 International Technical Conference and Exhibition on Packaging and Integration of Electronic and Photonic Microsystems and ASME 2015 13th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels (InterPACK/ICNMM2015)*, 48657, 1-8, San Francisco, USA, (July, 2015).
- (3) Ichikawa, Y., Yamamoto, M. and Motosuke, M., "Micron-resolution shear stress imaging", *Proc. 20th International Conference on Miniaturized Systems for Chemistry and Life Sciences (micro-TAS)*, 0957, 1396-1397, Dublin, Ireland, (October, 2016).
- (4) Ichikawa, Y., Yamamoto, K., Yamamoto, M. and Motosuke, M., "Measurement of wall shear stress distribution in small scale channel", *Snsor. Actuat. B-Chem.* (査読中)
- (5) Ichikawa, Y., Yamamoto, K., Yamamoto, M. and Motosuke, M., "Near-hydrophobic-surface flow measurement by micro-3D PTV for evaluation of drag reduction", *Phys. Fluids*, (査読中)

参考論文

総説・解説

- (1) 市川賀康, 山本 憲, 山本 誠, 元祐昌廣, "単視野マイクロ 3DPTV による壁面近傍流動及び壁面せん断応力計測の有効性", *ながれ*, **35**, 453-456, (2016).

学会発表

- (1) Ichikawa, Y., Yamamoto, K., Yamamoto, M. and Motosuke, M., "Shear stress determination with micron-resolution by single-viewing imaging", *Proc. the 4th International Forum on Heat Transfer (IFHT2016)*, 2052, 1-6, Sendai, Japan, (November, 2016).
- (2) 市川賀康, 山本 憲, 山本 誠, 元祐昌廣, "マイクロ流路内コンポジット壁面近傍の

3次元流動計測”, 第54回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 埼玉, 2017年5月

- (3) 市川賀康, 山本 憲, 山本 誠, 元祐昌廣, ”単視野マイクロ 3DPTV による壁面近傍流動及び壁面せん断応力計測の有効性”, 日本流体力学会年会 2016, 愛知, 2016年9月
- (4) 市川賀康, 山本 誠, 元祐昌廣, ”壁面情報を必要としない壁面せん断応力導出に関する検討”, 可視化情報, **36**(1) (第44回可視化情報シンポジウム), 東京, 2016年7月
- (5) 市川賀康, 山本 誠, 元祐昌廣, ”単視野マイクロ 3DPTV による壁面せん断応力分布の計測”, 第53回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 大阪, 2016年5月

謝辞

本研究は(独)日本学術振興会 特別研究員奨励費 (No. 16J09521, 平成 28~29 年度) 及び東京理科大学 平成 27 年度特定研究助成金 (研究科学生助成金, 課題番号 521, 平成 27 年度) の助成を受けて行われました。

はじめに, 本研究は東京理科大学工学部 元祐昌廣 准教授ならびに山本誠 教授のご指導のもとで遂行されたものです。両先生のご指導に深く感謝いたします。また, 本研究の内容に関して貴重なご意見とご指導を頂いた, 東京理科大学工学部 石川仁 教授, 荒井正行 教授, 理工学部 上野一郎 教授にも深くお礼を申し上げます。

特に元祐さんには大変お世話になりました。M2 のときに色々ご迷惑をおかけして就職したにも関わらず, 研究室に戻ってくることをお許しいただきました。それだけでなく, 現在に至るまで日々本当に熱心にご指導いただきました。私自身, 他の学生の手本にならない不出来な学生でしたが, 学位取得に何とかこぎつけたのは本当に元祐さんのおかげです。感謝してもしきれません。本当にありがとうございました。

研究を進める上で多くの助言を頂いた, 元祐研究室の 山本憲 助教, 研究員である S. Nasser 博士に感謝いたします。山本さんには公私に渡って大変お世話になりました。山本さんが赴任されてから私の研究は大きく前進しました。また, 定期的で開催される山本会はいい息抜きになりました。Nasser さんには英文添削や実験方法などの面でお世話になりました。

博士課程に在籍した 3 年半の間, 直接指導頂いた先生方以外にも多くの方々に支えられました。心よりお礼申し上げます。

以前の指導教員である東京理科大学工学部 本阿弥眞治 名誉教授には, 私が大学に戻ってきた際には大変ご心配をおかけいたしました。また, 事ある毎に色々とお気にかけていただきました。D1 のときの流工部門講演会で受賞できたのは, かつての先生のご指導の賜物と思っております。

元祐研究室の秘書である廣江菜津子 さんには 2 年以上に渡り, 事務手続きや書類作成等で大変お世話になりました。そして, 度々たくさんの差し入れをしていただきました。

東京理科大学 MIP 鈴木公明 教授には D2 の 1 年間, 仕事を通じてという形ではありますが, 経済面で色々とお助けていただきました。分野は全く違いますが, 本当に貴重な経験をさせていただきました。

東京大学 上道茜 助教, 東京電機大学 酒井康徳 助教には学振 DC2 申請時に大変お世話になりました。この数年, 定期的に飯田橋で焼鳥を貪りながらアラサー同士でプライベートな相談をしまくったのはいい思い出です。

また, 北海道大学 高橋裕介 助教, (独) 宇宙航空研究開発機構 成岡優 博士, 富士通 (株) 菊地亮太 博士には, DC2 申請にあたって貴重な資料をお見せいただきました。本当に助かりました。特に, 成岡さんと菊地君には博士課程進学時に色々とお相談に乗っていた

できました。

千葉大学 川久保友超 講師，慶應義塾大学 湯原大輔 君，両名の存在も僕の支えでした。中学・高校の同級生が博士課程に進学するというのは本当に心強いものがありました。気づけば本当に長い付き合いになりましたが，戦友であることには代わりありません。これからも”青雲の志”のもと，切磋琢磨していければと思います。

博士課程の同期である，高橋亮平 君，鈴木貴士 君，渡部誠也 君にも大変お世話になりました。大学に戻ってきて同期として迎え入れてくれて本当に嬉しかったです。そして，同期の存在は非常に心強いものでした。

後輩諸氏にも感謝します。

特に武藤真和 君には 6 年にわたって大変お世話になりました（お世話しました？）。私が M2 のときに B4 として研究室に配属され，気づいたら 1 学年しか変わらなくなっていて，また気づいたら同学年になっていましたね。どうしてこうなった！冗談はさておき，私が去った後の元祐研を盛り上げるのは君の役割です。各方面からインチキセールスマンっぽいとイヤミを言われることのないよう，他の学生の手本となってくれることを期待しています。

同じ計測班の執行悠太 君，日野元貴 君には，私の実験室関係の無茶なお願いや，他のグループでは考えられない回数のミーティングに付き合ってもらいました。本当に助かりました。

博士課程の後輩である佐々木研の川田将平 君，大久保光 君，山本研の田中滯 君，中曽根研の中西紫緒 さんにも事ある毎に構ってもらいました。そこそこの年齢が離れているのに，フレンドリーに接してもらえて良かったです。

名前を挙げ始めれば本当にキリがありませんが，他にも研究室内外で多くの後輩諸氏にお世話になりました。皆様のおかげで，苦しくも楽しい 2 回目の学生生活を送ることができました。

最後に，この 3 年半に及ぶ博士課程生活は両親の支え無しには成り立ちませんでした。会社を辞めて家に戻ってくることを許してくれただけでなく，進学することに理解を示してくれたことに本当に感謝しています。ありがとうございました。