

気泡を含むチャネル乱流の直接数値シミュレーション

Direct numerical simulation of turbulent channel flow containing bubbles

○ 川村隆文, 船舶技術研究所, 東京都三鷹市新川 6-38-1, E-mail : kawamura@srilot.go.jp
Takafumi Kawamura, Ship Research Institute, Shinkawa 6-38-1, Mitaka, Tokyo

Direct numerical simulations (DNS) of fully developed channel flow containing microbubbles are presented in this study. Both the liquid and gas phases are treated as incompressible continuum fluids and solved by a finite volume method. The interface between the two phases is represented by parameterized bubble surfaces. The bubble surfaces are fully deformable, but merging or splitting of surfaces is not allowed. The accuracy of the numerical method is examined for a problem of a single rising air bubble in a quiescent water, and the computed shapes and drag coefficients agreed well with experiments. This method is applied to DNS of channel flow containing up to 54 bubbles in the periodic computational domain. The diameter of the bubbles is set to 90 viscous units. The results show that the streamwise component of turbulence intensity is decreased while the spanwise and wall-normal components are increased. The wall friction coefficient is also slightly increased.

1. 緒言

タンカーなどの船舶においては全抵抗の 80% 近くが摩擦によるものである。この摩擦抵抗を低減し、大量輸送機関である船舶の燃料消費を削減することは、環境保全に対して重要な貢献となる。摩擦抵抗を低減するためのデバイスとしては、リブレットなどの受動型のもの、センサとアクチュエータを組み合わせた能動制御型のものなどが考案されているが、著者らは微小気泡を用いた方法が船舶への適応性が高いと考えている。

微小気泡による抵抗低減に関する研究の歴史は古い。McCormick¹による没水体の抵抗低減の研究に続いて、多くの研究が行われてきた。Madavan²は実験により、平均ボイド率と平板上の発達過程にある乱流境界層の摩擦抵抗との関係を調べた。また、Guin³は、壁面近傍の平均ボイド率と摩擦抵抗低減の間の相関関係が高いことを実験により示している。高橋⁴はチャネル中の完全に発達した境界層中に微小気泡を注入しその摩擦抵抗低減効果を調べている。

微小気泡による抵抗低減法を実用化するためには、気泡注入エネルギーに対する抵抗低減効率を向上させる必要がある。これには微小気泡による抵抗低減のメカニズムを理解することが重要である。平均密度の低下、実効粘性の増加、及び乱流の変調が抵抗低減のメカニズムとして考えられているが⁵、結論はまだ出ていない。Fig 1 に、高橋⁴によって計測されたチャネル中の平均ボイド率と摩擦抵抗の関係の一例を示す。平均ボイド率が小さいときは、抵抗低減がほとんどなく、その後平均ボイド率の増加に従って抵抗が低減し、さらに平均ボイド率が増加すると抵抗の低減率が低下する傾向が見られる。この傾向は他の実験でも確認され、一般性が高いものであるが、これを簡単なモデルで説明するのは難しい。さらに、平均ボイド率だけでなく、その壁方向の分布、気泡径、気泡変形なども抵抗低減に影響すると考えられているが、詳細は未だ不明である。

より高度なモデルを開発するためには計測データが必要であるが、空気混入率が高くなると LDV や PIV を用いた計測が難しくなることなどから、詳細な実験データがほとんど存在しない。このため、本研究においては、気泡を含むチャネル乱流の直接数値シミュレーション (DNS) を行い、速度場の詳細なデータを得ることを目指す。

気泡乱流境界層の数値シミュレーション法は、気泡流を連続体として平均化方程式を解く方法、微小気泡を大きさが無い粒子としてモデル化する方法、気泡界面上での応力条件を満たして直接シミュレーションする方法に分類される。Fig 2 に本研究で対象とする気泡乱流の写真⁴を示すが、気泡径が比較的大きく、また形状変形の影響も大きいと思われるため、気泡の変形を考慮した直接シミュレーション法を採用することとする。過去の例としては、金井⁶が気泡を含む乱流クエット流に密度関数法

による直接シミュレーション法を適用したことが挙げられる。

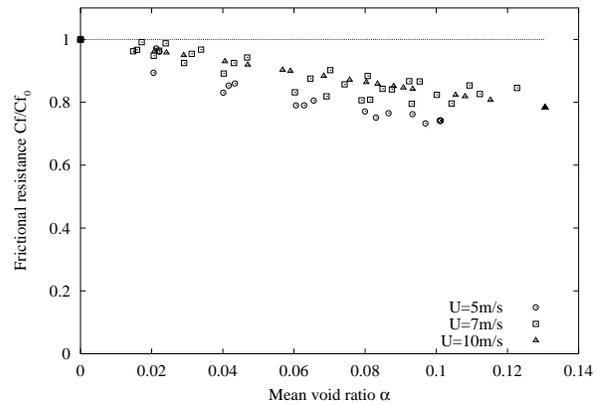


Fig. 1: Measured reduction of the local skin friction.

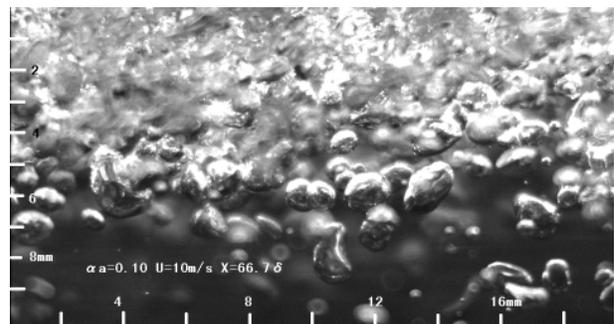


Fig. 2: Photograph of bubbles in the channel.

2. 計算方法

2.1 支配方程式

本研究では、液相と気相をそれぞれ非圧縮性流体として取り扱い、移動変形する界面において境界条件を課す手法を取る。支配方程式はそれぞれの相に対して Navier-

Stokes の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = -\frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \nu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (1)$$

及び連続の式

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

である。ただし、 x_i はデカルト座標系、 u_i は速度、 p は圧力である。計算セルの中心が空気か水かにより、密度 ρ と動粘性係数 ν は水か空気かどちらかの値を取るものとする。水と空気の界面においては法線方向と接線方向の応力の釣り合い条件が課せられる。

2.2 界面追跡法

気液の界面表現する方法としては、VOF 法、Level-Set 法、Front-Tracking 法などが知られている。本研究では、球形から変形が比較的小さい水空気系の 1mm 以下程度の気泡を計算対象とするため、界面の曲率を正確に計算することが非常に重要である。そのため、VOF 法などの界面捕獲法に比べて、少ない格子点数で正確に曲率を計算できる Front-Tracking 法を用いることとした。Fig 3 に示すように気泡を中心位置とその周りの半径の分布として表現する。個々の気泡の緯度 (θ)、経度 (φ) を等間隔に分割する気泡面格子上にマーカーを配置し、各計算ステップにおいて、直交計算格子から各点に速度を補完して位置を移動する。移動後、再び各点で半径 $r(\theta, \varphi)$ を計算した後、半径を以下の A_{nm} と B_{nm} を係数とした球面調和関数に展開する。

$$r = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^n \{A_{nm} \cos(m\varphi) + B_{nm} \sin(m\varphi)\} P_{nm}(\cos \theta) \quad (3)$$

ここで N は考慮する最大次数の変形モード、 P_{nm} はルジャンドル陪関数である。本研究においては $N = 8$ としているが、取り扱う範囲の気泡の変形が十分正確に表現できることを確認している。この方法の長所としては比較的少ない格子点数でも界面の曲率の計算が正確に出来る点、及び気泡形状を有限な数の変形モードの重ねあわせで表現するため、数値的な不安定をもたらず高い波数の変形を除去できる点が挙げられる。一方で制約は、中心からの距離が θ と φ について一価関数である必要があるため spherical cap 状の気泡及び気泡同士の合体や分裂を表現することが出来ないことである。

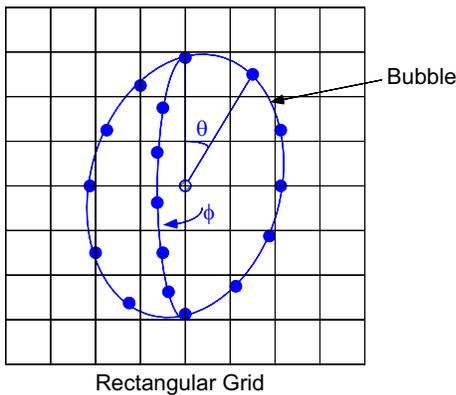


Fig. 3: Schematic sketch of the present front-tracking method.

2.3 解法アルゴリズム

空間の離散化には 2 次精度有限体積法を用い時間積分は 2 次精度のフラクショナルステップ法を用いた。計算には、空間に固定した直交格子を用いる。各時間ステップの始めに気泡の分布を求め、各計算セルの密度と動

性係数の値を設定する。計算領域中の任意の点が気泡中にあるかどうかは、式 (3) より容易に判定できる。次に気泡界面を含むセルにおいては境界条件を設定する。圧力の境界条件として界面の曲率に応じた圧力ジャンプを含めるが、このとき曲率は、式 (3) より解析的に計算する。設定された境界条件に基づき、運動量方程式を部分陰解法により積分して速度を更新した後、圧力のポアソン方程式を解き、速度場を修正する。ポアソン方程式の解法にはマルチグリッド法を用いた。

3. 計算結果と考察

まず、静止水中の単一気泡の計算を行うことにより計算精度の検証を行った。計算には気泡直径あたり 16 個の計算セルを用いている。Fig 4 に終端速度から求めた抵抗係数 Cd と富山ら⁷による高純度系に対する Cd の経験式との比較を示す。ほとんど変形のない直径 0.5 ミリ程度の気泡から、扁平になりさらに揺動運動をする直径数ミリ程度の気泡まで精度良く計算できていることが分かった。

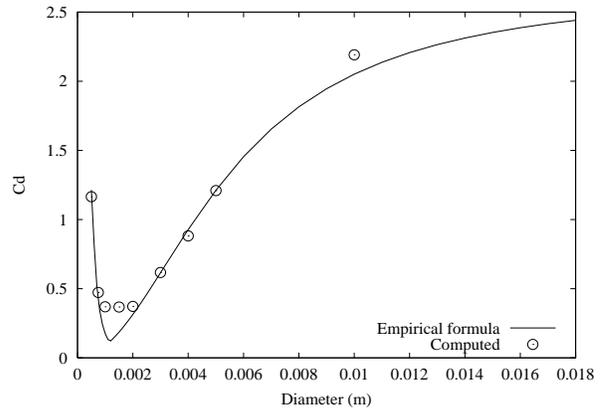


Fig. 4: Drag coefficient of a single rising bubble in clean water.

次に本題である気泡チャンネル乱流の計算を行った。まず、気泡が無い状態でチャンネル半幅 H と摩擦速度 u_τ で定義されるレイノルズ数 Re_τ が 180 のチャンネル乱流を計算した。計算領域は $6.4H \times 3.2H \times 2H$ 、格子点数は 64^3 である。Fig 5 と Fig 6 に平均流速分布と乱れ強度分布を Kim ら⁸による DNS の結果と比較したものを示すが、よく一致している。

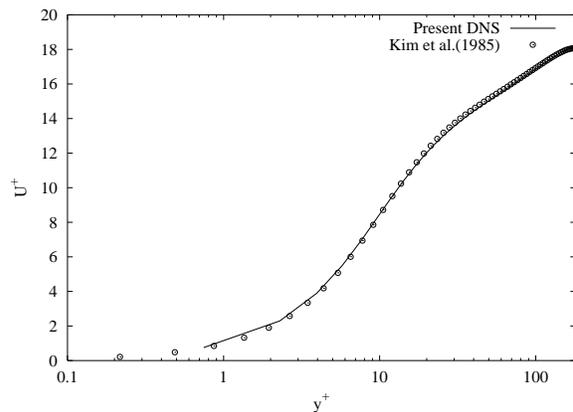


Fig. 5: Mean velocity without bubbles.

単相のチャンネル乱流の DNS で得られた完全発達乱流の速度場を初期条件として、気泡を導入した計算を行った。気泡直径は $0.25H$ とし、表面張力係数は $H = 7.5\text{mm}$ 、平均流速 $U_m = 0.42\text{m/s}$ に対応する値とした。なお重力加速度は考慮していない。気泡の数が 18 個のときと 54 個のときの 2 ケースの計算を行った。平均ポイド率 α は

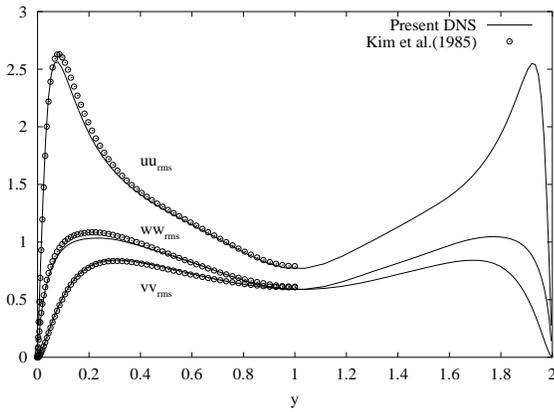


Fig. 6: Turbulence intensities without bubbles.

それぞれ、2.88%と8.64%となる。気泡を導入したときを無次元時刻 $t^* = 0$ とし、 $t^* = 0$ と $t^* = 5$ における気泡の形状と分布を示したものが Fig 7 である。初期状態で格子状に並んでいた気泡は液相の乱れによりチャンネル中に広く分散していることが分かる。今回計算した平均流速 $U_m = 0.42m/s$ のケースでは、平均流速が $10m/s$ である Fig 2 の写真の場合と比較すると表面張力の影響が相対的に大きく、気泡の変形はかなり小さい。しかし、平均せん断力が大きい壁近くに存在する気泡には変形が確認できる。

Fig 8 に壁と平行な面で平均を取ったボイド率の分布の初期状態における分布と、時間平均を取った分布を示す。十分な計算時間が取れなかったため、平均ボイド率分布は完全に定常な状態に達していないと思われる。

Fig 9 に主流方向の平均流速分布の比較を示す。 U^+ は摩擦速度で無次元化した主流方向流速、 y^+ は壁からの距離を粘性長さで無次元化したものである。 $\alpha = 2.88\%$ では主流方向流速にほとんど変化は無く、 $\alpha = 8.64\%$ ではやや小さい値となっている。摩擦抵抗係数を計算すると $\alpha = 2.88\%$ で 2.2% の増加、 $\alpha = 8.64\%$ で 7.0% の増加となった。一方で、実験においては 8% 程度の平均ボイド率で約 15% の抵抗低減が確認されている。計算結果が実験における傾向と異なる理由として、気泡の直径が約 4 倍と大きいこと、重力の影響を含めなかったため、気泡がチャンネル全体に分布していること、レイノルズ数が約 10 分の 1 と低いことなどが考えられる。

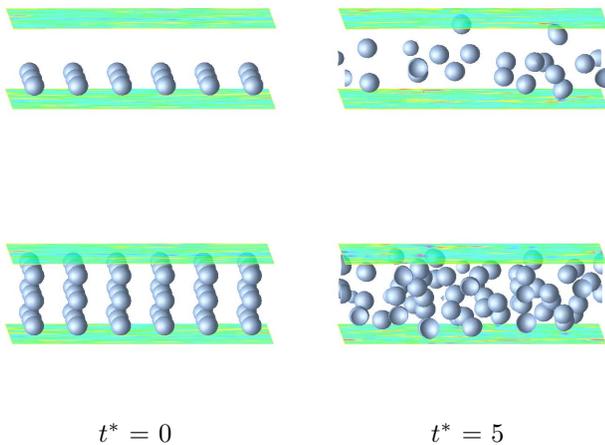
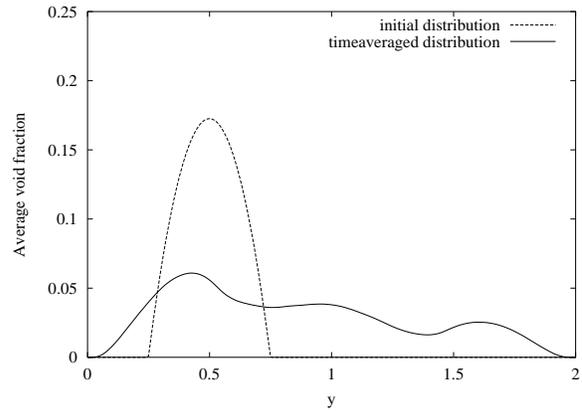
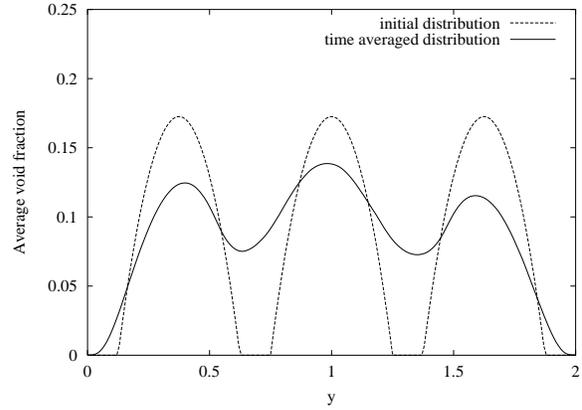


Fig. 7: Positions and shapes of the bubbles. $\alpha = 2.88\%$ (top) and $\alpha = 8.64\%$ (bottom).

次に摩擦速度で無次元化した主流方向、スパン方向、壁



($\alpha = 2.88\%$)



($\alpha = 8.64\%$)

Fig. 8: Profiles of average void ratio.

方向の乱れ速度成分の標準偏差をそれぞれ Fig 10、Fig 11 及び Fig 12 に示す。気泡を加えた時の傾向としては、壁近くに見られる主流方向乱れのピークの値がやや小さくなる一方で、スパン方向と壁方向の乱れが大きくなるものが挙げられる。気泡乱流における乱流強度の測定例として、Kato ら⁹による主流方向乱れの LDV による測定がある。Kato らの測定では、平均ボイド率が増加するにつれて、壁面近くの主流方向乱れが減少する傾向が確認されているが、それは今回の DNS で得られた傾向と一致する。また、スパン方向と壁方向の乱れが増加する現象については、気泡の混入により乱れがより等方的になる傾向があるためと考えている。

4. まとめ

気泡を中心位置とその周りの半径の分布として表現する手法を用いて、気泡を含む乱流の直接シミュレーションを行うための計算コードを開発した。Level-set 法などの界面捕獲法と比較すると、より少ない格子点数で界面形状を正確に表現することができること、曲率の計算が正確であること、形状のフィルタリングが容易であることなどが利点である。

このコードを多数の気泡を含む低レイノルズ数チャンネル流れの DNS に適用した。実験で 15% 程度の抵抗低減が確認されている、平均ボイド率約 9% の条件の計算を行ったが、抵抗は逆に増加するという結果が得られた。計算では、気泡径が実験の約 4 倍と大きいこと、レイノルズ数が低いこと、重力の影響を含めなかったため気泡分布が実験とは異なることなどが理由であると考えている。一方で、気泡による乱流の変調については、主流方向乱れの減少することなど、実験と対応する結果が得られた。

実験においては、せん断の強さが強い影響を与えるため、気泡径分布を制御することが非常に難しい。一方で、数値シミュレーションにおいては、気泡径、気泡変形お

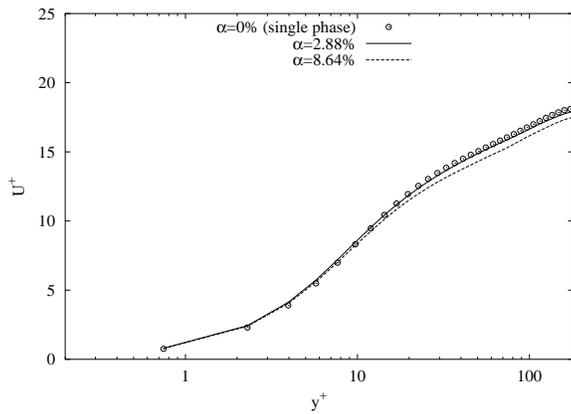


Fig. 9: Mean velocity.

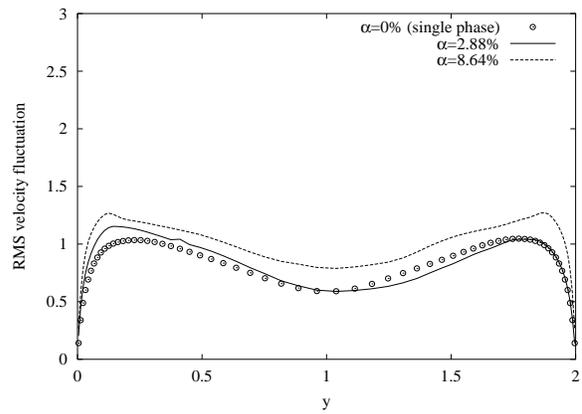


Fig. 11: Spanwise component of turbulence intensity.

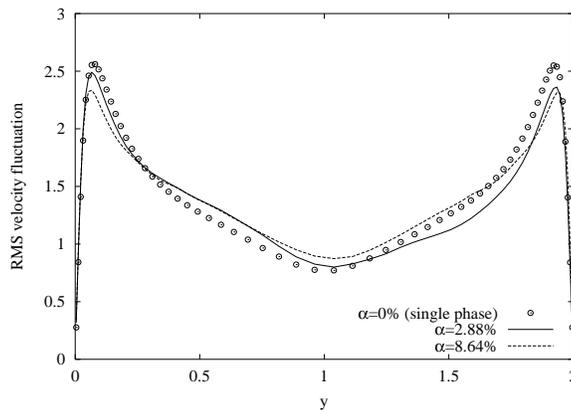


Fig. 10: Streamwise component of turbulence intensity.

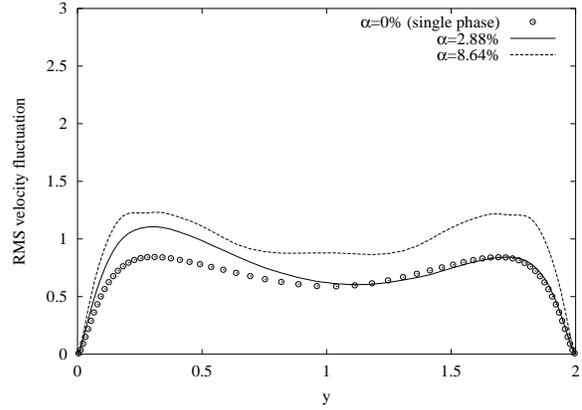


Fig. 12: Wall-normal component of turbulence intensity.

よび重力などのパラメータを任意に設定することができるため、抵抗低減メカニズムの解明と、その実用化へ向けた研究において重要な道具となる。

今後は、実験に近い状態の計算を行って、さらに計算精度の確認を行う必要があると考えている。まず、気泡の直径を現在の半分から4分の1程度まで小さくする必要があるが、これには格子解像度を上げる必要がある。このため、並列計算の導入も考慮している。

DNSでは計算可能なレイノルズ数に限度があるため、サブグリッドスケール (SGS) モデルを導入したラージエディシミュレーション (LES) に移行せざるを得ない。このためには、気泡界面における SGS 応力の分布などについて、DNS 結果に基いた研究が有用な情報を与えるであろう。

参考文献

- McCormick, M. E. and Bhattacharyya, R., "Drag reduction of a submersible hull by electrolysis.", *Nav. Eng. J.*, **85**(1973), pp. 11-16.
- Madavan, N. K., Deutsch, S., and Merkle, C. L., "Measurements of local skin friction in a microbubble-modified turbulent boundary layer.", *J. Fluid Mech.*, **156**(1985), pp. 237-256.
- Guin, M. M., Kato, H., and Yamaguchi, H., "Reduction of skin friction by microbubbles and its relation with near-wall bubble concentration in a channel.", *J. Mar. Sci. Tech.*, **1**(1996), pp. 241-254.
- Takahashi, T., Kakugawa, A., and Kodama, Y., "Streamwise distribution of the skin friction reduction by microbubbles.", *J. Soc. Naval Archit. Japan*, **182**(1997), pp. 1-8.

- Legner, H. H., "A simple model for gas bubble drag reduction. *Phys. Fluids*, **27**(1984), pp. 2788-2790.
- 金井亮浩, 宮田秀明, "密度関数法による気泡流に対する直接数値シミュレーション.", *日本造船学会誌*, **185**(1998), pp. 21-30.
- 富山明男, 片岡勲, 坂口忠司, "気泡の抗力係数に関する研究 (第1報, 静止液中単一気泡の抗力係数).", *日本機械学会論文集 B 編*, **61**(587)(1995), pp. 2357-2364.
- Kim, J., Moin, P., and Moser, R., "Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number.", *J. Fluid Mech.*, **177**(1986), pp. 133-166.
- Kato, H., Iwashina, T., Miyanaga, M., and Yamaguchi, H., "Effect of microbubbles on the structure of turbulence in a turbulent boundary layer.", *J. Mar. Sci. Tech.*, **4**(1999), pp. 155-162.