

構造粗さを有する多孔体チャネル流れの DNS

Direct numerical simulation of porous-walled channel flows with structural roughness

- 西山悠大, 大阪府大, 大阪府堺市中区学園町 1-1, E-mail: nishiyama@htlab.me.osakafu-u.ac.jp
 桑田祐丞, 大阪府大, 大阪府堺市中区学園町 1-1, E-mail: kuwata@me.osakafu-u.ac.jp
 須賀一彦, 大阪府大, 大阪府堺市中区学園町 1-1, E-mail: suga@me.osakafu-u.ac.jp

Yudai Nishiyama, Osaka Prefecture University, Sakai, Osaka 599-8531

Yusuke Kuwata, Osaka Prefecture University, Sakai, Osaka 599-8531

Kazuhiko Suga, Osaka Prefecture University, Sakai, Osaka 599-8531

To investigate the influence of roughness over permeable walls on turbulence, direct numerical simulation in turbulent porous-walled channel flows with porous-ribs are performed by the lattice Boltzmann method. The porous media presently applied are made of Kelvin cells (tetrakaidecahedra) which imitate open cell foam. From the instantaneous and statistical results, it is found that when the roughness elements have permeability, the friction and turbulent kinetic energy becomes weaker near the bottom wall compared with the results of an impermeable rough wall. These trends could be occurred by flows through the roughness elements and relaxation of the recirculation behind the roughness elements.

1. 緒論

壁乱流は工業的に基礎的かつ重要な流れ場であるが、多くの場合実在の固体面は滑らかではなく加工や経年劣化により粗さを有し、また、化学反応促進性や伝熱性能向上の観点から透過性を持たせている。粗さや透過性が壁面上における乱流特性に与える影響は大きく、詳細の解明と特性の工業的利用の観点から種々の界面乱流に関する研究がこれまで数多く行われてきた。中でも多孔体は多くの空孔を有しており比表面積が大きいことから、化学反応促進性や伝熱性能向上に優れており、工学分野において広範に渡り利用されており、特性の解明が進められている。それら多孔体もまた、表面処理の精度や経年劣化により表面に粗さを有していると考えられ、界面乱流に対する壁面の粗さと透過性の複合的な影響を議論することは、壁乱流をより深く理解し工学的応用を考える上で重要である。しかし、これまで壁面の粗さや透過性による影響は個別に議論されてきており、両者の複合的影響に注目した議論はほとんど報告がない。そこで本研究では、それらの複合的な影響を議論するため非透過性リブ付チャネル乱流および透過性リブ付多孔体チャネル乱流の直接数値計算を格子ボルツマン法により行い、壁面の粗さと透過性が界面乱流に与える影響を議論した。

2. 計算手法

本研究では、速度場に対して D3Q27 多緩和時間格子ボルツマン法⁽¹⁾を用いた。密度分布関数 f の時間発展方程式は次のように表される。

$$|f(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}_\alpha \delta t, t + \delta t) - |f(\mathbf{x}, t) = -M^{-1} \hat{S}(|\mathbf{m}(\mathbf{x}, t) - |\mathbf{m}^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)) - |\mathbf{F}(\mathbf{x}, t). \quad (1)$$

ここで、 $|f\rangle$ は $|f\rangle = (f_0, f_1, \dots, f_{26})^T$ を表し、 δt はタイムステップ、 $\boldsymbol{\xi}_\alpha$ は離散速度ベクトル、 \mathbf{F} は外力項を表す。また、 \hat{S} は緩和マトリクス、 M は 27×27 の変換マトリクスであり、モーメント \mathbf{m} 、平衡モーメント \mathbf{m}^{eq} はそれぞれ $|\mathbf{m}\rangle = M|f\rangle$ 、 $|\mathbf{m}^{\text{eq}}\rangle = M|\mathbf{f}^{\text{eq}}\rangle$ と表される。ここで、 \mathbf{f}^{eq} は局所平衡分布関数を表す。

3. 計算条件

図 1 に、解析対象とした計算領域と多孔体形状を示す。下壁面は、 H をクリアチャネル高さとして厚さ $h/H = 0.50$ の多孔体を敷き詰めたものとなっており、上側は非透過性滑面としている。本研究では多孔体構造として、発泡多孔体構造を模擬するため Kelvin cell 構造 (六つの正方形面と八つの正六角形面から成る十四面体⁽²⁾) を採用す

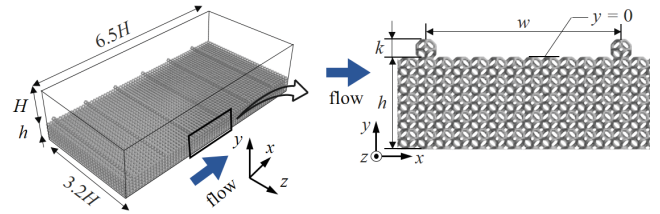


Fig. 1: Computational domain and geometry of the channel.

る。多孔体壁面には、壁面の粗さとして高さ $k/H = 0.10$ 、間隔 $w/k = 11$ で多孔体壁面と同質の構造を有するスパン方向に一樣な多孔質リブを主流方向に周期的に配置している。これらの多孔体の空隙率 ϕ 、透過率 K を表 1 に示す。本研究では、多孔体の空隙率をそれぞれ $\phi = 0.60$ 、 0.95 とした case p60, case p95 を考える。また比較のため、下壁面を非透過性滑面とし正方形断面リブを多孔質リブ同様に配置した case p0 も計算した。計算領域は $6.5H \times (H + h) \times 3.2H$ であり、IBC 局所細密格子法⁽³⁾を用いて、多孔体とその周辺領域に細密格子を配置した。格子点数は case p95 において、クリアチャネル部、多孔体周辺領域でそれぞれ $1057(x) \times 115(y) \times 529(z)$ 、 $2113(x) \times 259(y) \times 1057(x)$ である。全てのケースで主流方向に一定圧力差をつけ、スパン方向には周期境界条件を与え、多孔体壁の最下面は滑り無し条件とした。壁面には Interpolated Bounce-back 境界条件を適用した。各ケースのバルクレイノルズ数 $Re_b = U_b H / \nu$ 、透過率レイノルズ数 $Re_K = u_p^2 \sqrt{K} / \nu$ 、下壁面の摩擦レイノルズ数 $Re_r^p = u_p^2 \delta^p / \nu$ を表 1 に示す。ここで、 U_b はバルク速度、 ν は動粘性係数、 u_p^2 、 δ^p はそれぞれ下壁面の平均摩擦速度、境界層厚さを表す。本解析はバルクレイノルズ数を $Re_b = 3,000$ として行った。

4. 結果と考察

以下、滑面摩擦速度 u_r^{t+} で無次元化した物理量を上付き文字 “t+” で表す。図 2 に、case p95 における主流方向渦度ベクトル $-0.5 < \omega_x^{t+} < 0.5$ の範囲で可視化した速度勾配テンソルの第 2 不変量 $II^{t+} = 0.05$ の等値面を示す。多孔体界面側で多くの乱流渦が可視化されており、一方で上滑面側ではほとんど乱れが生成されていないことが確認できる。渦構造は、特に多孔質リブ下部からそ

Table 1: Flow characteristics of the simulation.

Case	φ	K/H^2	Re_b	Re_K	Re_τ^p
p0	0	0	3023	0	384
p60	0.60	1.77×10^{-5}	2972	2.89	322
p95	0.95	1.48×10^{-4}	2979	8.31	320

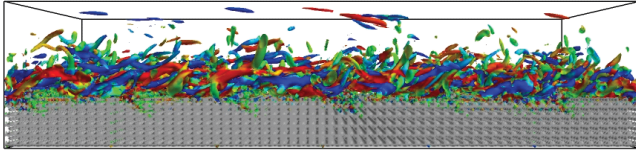


Fig. 2: Iso-surfaces of the second invariant of the velocity gradient tensor $II^{t+} = 0.05$ for case p95 colored by the streamwise vorticity, blue-red colors correspond to $-0.5 < \omega_x^{t+} < 0.5$.

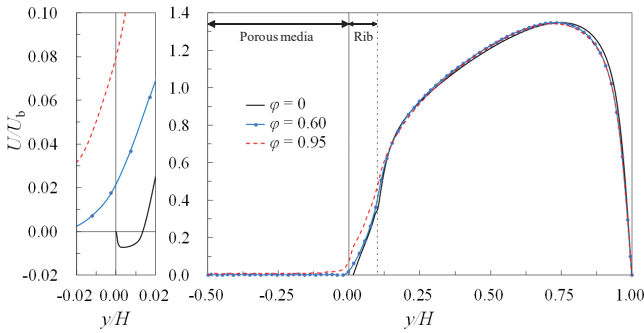


Fig. 3: Plane averaged mean velocity profiles.

これらの下流にかけて多孔体壁面内部のおよそ 2 段階まで侵入していることが観察される。

乱流統計量として、図 3, 4 にバルク速度で無次元化した $x-z$ 面平均主流速度 U , レイノルズせん断応力 $-\overline{u'v'}$ をそれぞれ示す。全てのケースでリブ上部 $y/H > 0.15$ の平均速度分布はほぼ一致しており、分布に歪みが生じていることが確認できる。これは、図 4 で見られるリブ付き壁面側におけるレイノルズせん断応力の増加による摩擦の増大によって下壁面側の速度が減衰し、それに伴ってチャンネル上部で速度が上昇するためであると考えられる。摩擦の増加は非透過性壁面と多孔質壁面で異なり、case p0 において顕著に増加する。これは表 1 の Re_τ^p から確認することができ、case p60, p95 に比べて case p0 の下壁面の摩擦レイノルズ数は約 20% 増加している。リブ内部 $y/H \leq 0.10$ においては case p0 で逆流が確認できる一方で、多孔質リブの場合は負値を示さず、リブのブロッキング効果が弱まり、リブを通過する流れで速度分布の逆流域が抑制されていると考えられる。よりブロッキング効果が弱まる透過性の高い case p95 において、リブ内部で顕著に正値を示すことが分かる。しかし多孔体壁面内部 $y/H < 0$ では速度が急激に減衰し、 $y/H \leq -0.10$ で速度分布はほとんど値を持たないことが確認される。

バルク速度で無次元化した $x-z$ 面平均乱れエネルギー k を図 5 に示す。乱れエネルギーは多孔体壁面内部で急激に減衰し、 $y/H \leq -0.10$ では乱れエネルギーがほとんど発生しないことが確認できる。また、case p0 に比べて、case

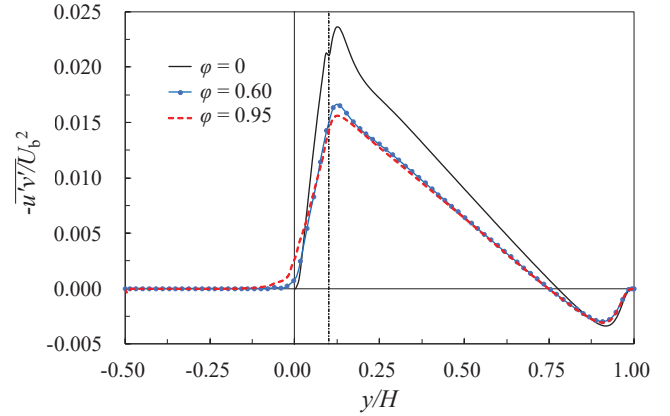


Fig. 4: Plane averaged Reynolds shear stress profiles.

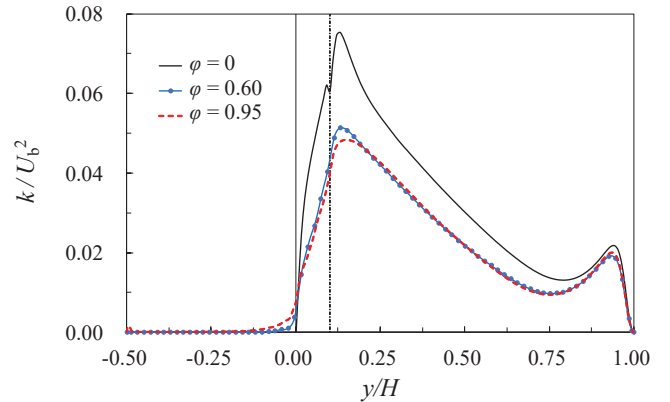


Fig. 5: Plane averaged turbulent kinetic energy profiles.

p60, p95 は下壁面側の乱れエネルギーがリブ上部、リブ内部ともに低下していることが分かる。これは主に、多孔質リブを透過する流れによりリブ背面の逆流渦が弱体化したことに起因すると考えられる。

5. 結論

壁面の粗さと透過性の複合的な影響を議論するために、粗さとして表面にリブ構造を有する非透過性壁面、および多孔質壁面を持つチャンネルの界面乱流 DNS を格子ボルツマン法により行った。多孔質リブを有する多孔体壁面上では上側非透過性滑面に比べて多くの乱流渦が発生する一方で、非透過性リブ壁面上と比べると摩擦が減少し、乱れが小さくなることが確認された。これは、多孔質リブを透過する流れによりリブ背面の逆流渦が弱体化したことが一因であると考えられる。

謝辞

計算は RIST の HPCI システム利用研究 (課題番号 hp180023) により、東京工業大学 TSUBAME3.0 で実施した。

参考文献

- (1) Suga, K., Kuwata, Y., Takashima, K. and Chikae, R., "A D3Q27 multiple-relaxation-time lattice Boltzmann method for turbulent flows," *Comp. Math. Appl.*, 69 (2015), pp. 518–529.
- (2) Thomson W., "On the division of space with minimum partitional area," *Philos. Mag.*, 24 (1887), pp. 121–134.
- (3) Kuwata, Y. and Suga, K., "Imbalance-correction grid-refinement method for lattice Boltzmann flow simulations," *J. Comp. Phys.*, 311 (2016), pp. 348–362.