

## [共同研究成果]

## 壁面からの高分子滲出を伴う平行平板間乱流の数値シミュレーション

越 雅彦\* 岩本 薫\* 村田 章\*

\* 東京農工大学 大学院工学府 機械システム工学専攻

## 1. 緒言

水に微量の直鎖状高分子を添加することにより、乱流摩擦抵抗は著しく減少する。これは Toms 効果として知られている [1]。過去の実験的研究より、Toms 効果が速度場に与える影響について以下の知見が得られている [2-4]。主流方向の平均速度分布は、粘性底層/緩和層の厚みが増し、対数則が上方にシフトする。平均速度分布の変化に伴い、粘性応力が増加し、レイノルズせん断応力は減少する。変動速度強度については、主流方向の成分が増加し、その他の方向の成分は減少し、非等方性が増す。Toms 効果による乱流摩擦抵抗低減効果や速度場の変化は、乱流準秩序構造の変化によると考えられているが、物理的な機構はまだ十分解明されているとは言えない。

他方、数値計算を用いることによって、実験では計測が難しい壁面近傍の乱流準秩序構造を知ることができ、摩擦抵抗低減機構の解明に非常に有用である。梶島・三宅 [5] は添加高分子の効果を多数の離散要素モデルを混入させることによって近似し、これをニュートン流体に加えた乱流の DNS を実施した。その結果、上記の実験結果を再現することに加えて、離散要素モデルは流れ方向に配向し、壁垂直方向の渦度を抑制していることを示し、高分子の運動に関して新たな知見を得た。黒田ら [6] も同様の DNS を実施し、離散要素モデルのパラメータが抵抗低減効果・流体場に与える影響を調べた。また、離散要素モデルが流れ方向に配向することによって、主流方向に軸を持つ渦の伸張を抑制することを示した。

近年の乱流制御に関する発展として、壁面摩擦係数とレイノルズせん断応力の恒等式 (以後、FIK 恒等式と呼ぶ) の導出が挙げられる [7]。FIK 恒等式によると、乱流摩擦抵抗低減を得るためには、壁面近傍のみならず壁面から離れた領域でのレイノルズ応力の抑制が重要である。しかし、壁面から離れた領域の大スケールの乱流準秩序構造を直接操作することなしに、壁面近傍の乱れのみを抑制することにより、壁から離れた領域におけるレイノルズ応力が間接的に減少し、大きな抵抗低減効果を得る事ができることが示されている [8]。

Toms 効果と FIK 恒等式より、壁面近傍のみに高分子を混入することが出来れば、効率良く抵抗低減効果を得ることが期待される。近年、この効果を応用した新たな船舶用塗料の研究開発が行われている。新たな船舶用塗料は、配合された高分子が徐々に海中に溶出することにより持続的に Toms 効果を得る機構を有する。本研究では、この船舶用塗料における溶出メカニズムを簡略化した壁面より高分子滲出を伴う流れにおいて、離散要素モデルを用いたチャネル乱流の DNS を行い、抵抗低減率に対する壁面からの高分子滲出の影響について明らかにする。

## 2. 数値計算法

## 2.1 離散要素モデル

梶島ら [5] は、高分子溶液のレオロジー特性 [9] に基づきばね-球モデルを構築した (図 1(a) 参照)。このモデルは、鎖状の高分子をダンベル状要素として粗視化したものであり、2 球 ( $p, q$ ) のみで高分子の質量を表現する。本計算では、梶島ら [5]、黒田ら [6] と同様の離散要素モデルを用いる。重要な離散要素モデルのパラメータは、弾性を表すばね定数  $k$ 、粘性を表すダッシュポット係数  $\eta$ 、高分子鎖の自然長を表すばねの自然長  $l_0$  である。

離散要素モデルに関する特性を以下に示す。

1. 球に加わる流体力は、並進運動に対するストークス抵抗のみで近似され、回転は考慮されない。

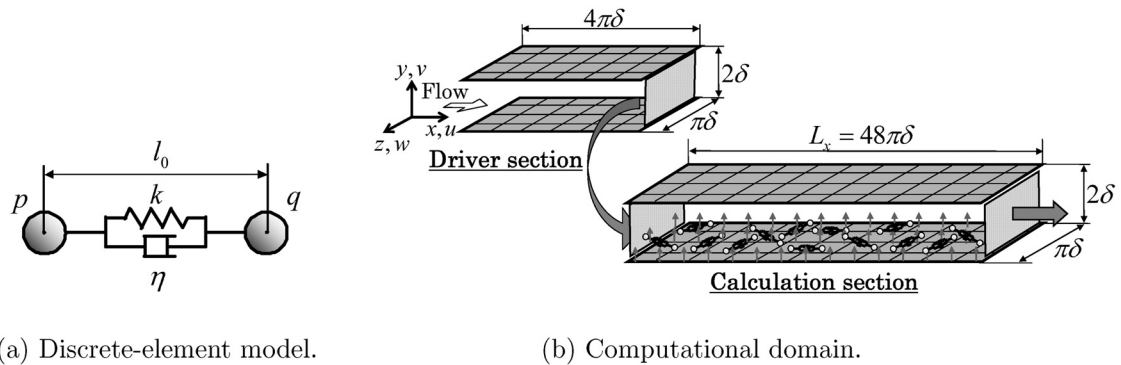


Fig. 1 Discrete-element model and computational domain.

2. モデル化する高分子は水溶性と仮定することにより，分散要素とニュートン流体の密度は等しく，重力の影響はないものとする。
3. 球と壁面は弾性反射とする。
4. 要素間の絡み合いや衝突は無視する。
5. 要素モデルの体積による流体の体積控除は考慮しない。

以上より，球の運動方程式は式 (1)，(2) となる。

$$m \frac{dv_{pi}}{dt} = f_{pi} - \frac{k\xi}{1 - \left(\frac{\xi}{\xi_{max}}\right)^2} \frac{x_{pi} - x_{qi}}{l} - \eta(v_{pi} - v_{qi}) \quad (1)$$

$$m \frac{dv_{qi}}{dt} = f_{qi} - \frac{k\xi}{1 - \left(\frac{\xi}{\xi_{max}}\right)^2} \frac{x_{qi} - x_{pi}}{l} - \eta(v_{qi} - v_{pi}) \quad (2)$$

$$f_{pi} = 6\pi\mu r(u_{pi} - v_{pi}) \quad (3)$$

$$f_{qi} = 6\pi\mu r(u_{qi} - v_{qi}) \quad (4)$$

ここで，下付き  $i$  は  $i$  方向， $v_{pi}$ ， $v_{qi}$  は球の各方向速度， $m$  は球の質量である。 $f_{pi}$ ， $f_{qi}$  は球に加わる力を表し，ストークス抵抗 (式 (3)，(4)) で表される。 $x_{pi}$ ， $x_{qi}$  は球の位置を表す。また， $l$  はばねの長さ， $l_0$  はばねの自然長， $l_{max}$  はばねの最大長， $\xi \equiv l - l_0$  はばねの伸び， $\xi_{max} \equiv l_{max} - l_0$  は最大伸びである。ニュートン流体の粘性係数を  $\mu$ ，球の半径を  $r$ ，球 ( $p$ ， $q$ ) の中心位置での流体の速度を  $u_{pi}$ ， $u_{qi}$  で表す。また，ばねの長さ上限を持たせるために非線形ばねを用いた。

## 2.2 計算条件

計算領域を図 1(b) に示す。計算領域はドライバ部と計算部に分かれており，計算部においては下壁面 ( $y = 0$ ) より一様高分子吹出しを与えている。流体側の境界条件は，ドライバ部において壁面上では滑りなし条件，流れ方向 ( $x$ ) 及びスパン方向 ( $z$ ) には周期境界条件とし，計算部において壁面上では滑りなし条件，スパン方向には周期境界条件，流れ方向は，流入・流出境界とし，流出条件 ( $x = L_x$ ) には対流流出条件を用いた。また，分散要素モデルの境界条件は，流れ方向に流入・流出境界条件，壁面では弾性反射条件，スパン方向に周期境界条件とした。格子解像度は，計算部及びドライバ部において， $x$ ， $z$  方向は等間隔格子 ( $\Delta x^+ = 8.8$ ， $\Delta z^+ = 4.4$ )，壁に垂直な方向 ( $y$ ) は壁面近傍で格子を密にした不等間隔格子 ( $\Delta y^+ = 0.93 \sim 5.97$ ) を設定する。格子数は， $x$ ， $y$ ， $z$  方向それぞれ，計算部  $3072 \times 96 \times 128$ ，ドライバ部  $256 \times 96 \times 128$  である。ここで，上付き  $+$  は摩擦速度  $u_{\tau 0}$  とニュートン流体の動粘度  $\nu$  により無次元化されたものを表す。また，上付き  $*$  は断面平均流速  $U_m$  とニュートン流体の密度  $\rho_f$ ，チャンネル半幅  $\delta$  により無次元化されたものを表す。摩擦レイノルズ数は  $Re_{\tau 0} = u_{\tau 0} \delta / \nu = 180$  とし，流れを駆動させる平均圧力勾配 (一定) より  $u_{\tau 0}$  を算出した。

速度成分および圧力はスタガード格子点上に定義される。空間離散化には，2 次精度中心差分法を用いた。時間進行には SMAC 法 (Simplified Marker and Cell method) を使い， $y$  方向の粘性項には 2 次精度 Crank-Nicolson 法，その他の項には省記憶型 3 次精度 Runge-kutta 法を用いた。

Table. 1 Program information in SX-9.

CPU time [h:m:s]	465:41:6	Memory Size [MB]	30848
MOPS	4277.54	MOPS (concurrent)	39614.97
MFLOPS	1059.03	MFLOPS (concurrent)	9807.84
A. Vector Length	248.21	V. Op. Ratio[%]	98.98

流体の支配方程式は以下の式となる.

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (5)$$

$$\rho_f \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right\} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} + F_i \quad (6)$$

$$F_i = \frac{1}{V} \sum_{x_{ei} \in V} (-f_{ei}) \quad (e = p, q) \quad (7)$$

ここで,  $u_i$  は流体の各方向速度,  $p$  は圧力,  $F_i$  は要素により流体に働く力を表す (式 (7)).

### 2.3 離散要素パラメータ

離散要素モデルのモデルパラメータは, これまでの計算 [10] において最も抵抗低減効果の大きい,  $k^+ = 0.3$ ,  $\eta^+ = 405$ ,  $l_0^+ = 36$  とした. また, ばねの最大長  $l_{max} = 2l_0$ , 球の半径  $r^+ = 1.5$  とした. 壁面からの一様高分子吹出しは, 速度  $V_b^+ = 4 \times 10^{-3}$ , 1 粘性時間, 1 粘性面積当りの吹出量 (吹出し個数)  $N_b$  [個/(( $\nu/u_{\tau_0}^2$ )( $\nu/u_{\tau_0}$ )<sup>2</sup>)] は,  $N_b = 2.6 \times 10^{-5}$ ,  $5.2 \times 10^{-5}$  の 2 ケースとした. 吹出量  $N_b$  を増加させることは, 一様吹出し速度は変化しないので, 滲出させる高分子溶液の濃度を増加させることに対応する. 要素の初期配向は,  $x$ - $z$  平面上で局所せん断方向に配向させた. 局所せん断方向は  $\tan^{-1}(\tau_{wz}/\tau_{wx})$  より計算した.  $\tau_{wx} = \frac{\partial u}{\partial y}$ ,  $\tau_{wz} = \frac{\partial w}{\partial y}$  はそれぞれ,  $x$  方向,  $z$  方向の局所壁面せん断応力である.

### 2.4 プログラム性能

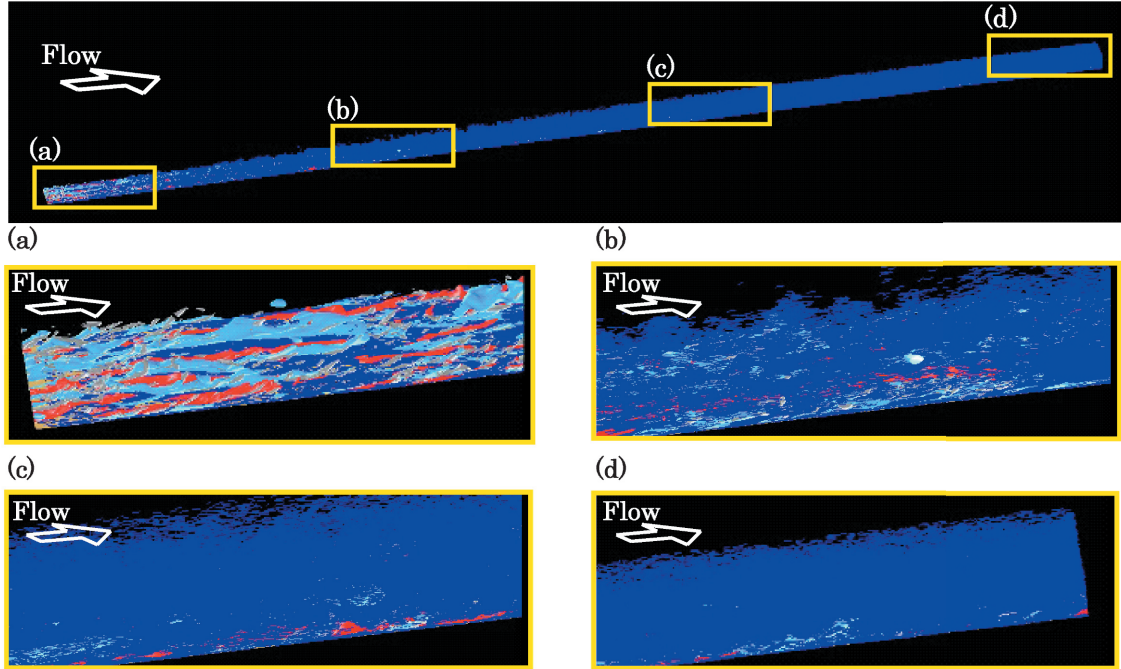
本計算において, Lagrange 的に扱う離散要素モデル (2 球) を追跡するプログラムコードには, if 文の繰り返しが多い点, ベクトル化の困難なルーチンが存在する点により, Euler 的な扱いである流れ場の計算よりも当然, 計算負荷が大きくなる. 本計算プログラムでは, 多数の離散要素モデルの運動を個々に計算するため, OpenMP を用いたノード内並列処理及びベクトル演算化を行った. また流体と離散要素の相互作用力の計算は並列化及びリストベクトル演算化を行い, 高速化を図った. 表 1 に Proginf の一例を示す. ここで計算プログラムの解析条件は, 摩擦レイノルズ数  $Re_{\tau_0} = 180$ , 計算領域  $L_x, L_y, L_z = 48\pi\delta, 2\delta, \pi\delta$ , 格子点数  $N_x \times N_y \times N_z = 3072 \times 96 \times 128$ , 総要素数  $N_e = 9,338,880$  とし, 200,000 steps (無次元時間  $t^* = 32.5$ ) に亘って解析を行ったものである. 使用メモリは約 30GB を要した. 平均ベクトル長, ベクトル化演算率共に高い値を示しており, 本計算プログラムにおける並列化が有効に行われていることがわかる.

## 3. 壁面高分子滲出における抵抗低減効果

### 3.1 瞬時場の可視化

吹出量  $N_b = 5.2 \times 10^{-5}$  における, 計算部での流れ場 (瞬時の流れ場及び要素の可視化) を図 2(A) に示す. 青い線状の物体は要素を表し, 流れ方向に行くに従いチャンネル中央へと拡散している. また要素濃度は流れ方向に増大しており, 下流においてチャンネル内は要素により満たされる. そこで, 図 2(A) から要素を取り除いたものを図 2(B) に示す. 白の等値面で示される渦構造は, 流れ方向に行くに従い減少しており, それに伴い高速・低速ストリーク (高速; 赤の等値面, 低速; 淡青の等値面, ストリーク構造; 高速・低速流体がスパン方向に並ぶ構造) の間隔が大きくなる. 本研究では下壁面からの一様吹出し速度が小さいため, 乱流構造の変化はあまり見られない.

(A) With elements



(B) Without elements

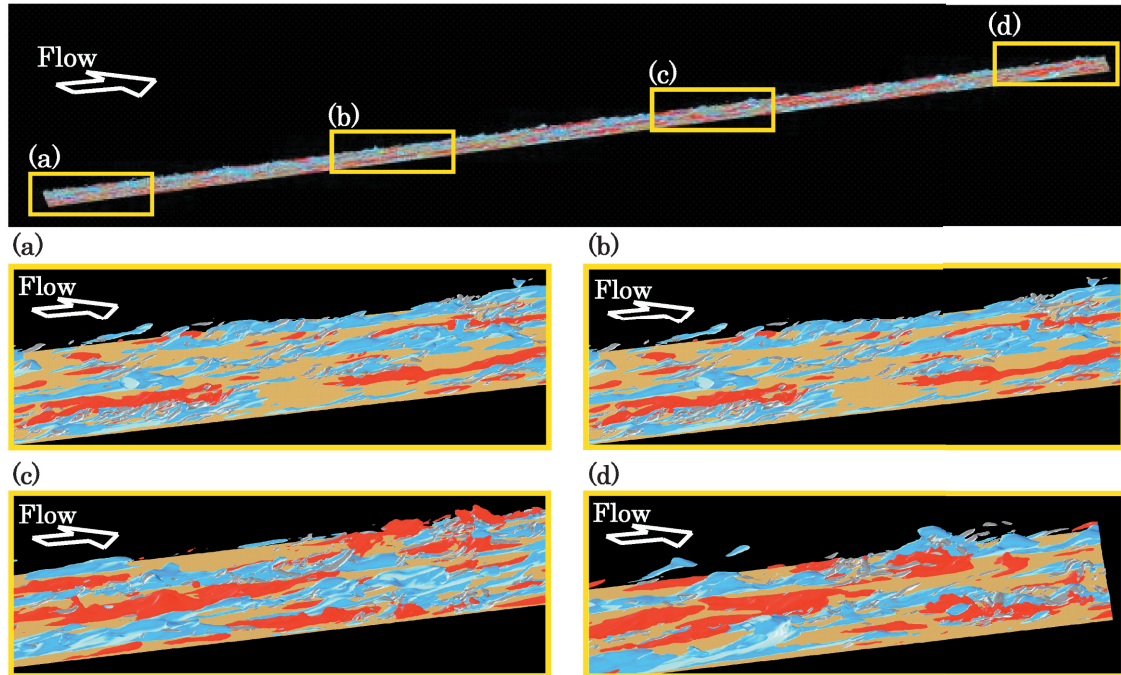


Fig. 2 Visualization of instantaneous flow field for the case of  $N_b = 5.2 \times 10^{-5}$  at fully-developed state. (a)  $x = 0$ , (b)  $x = 1/3L_x$ , (c)  $x = 2/3L_x$ , (d)  $x = L_x$ ; top, all computational domain view, bottom, part view. Blue object(line), element; red iso-surface, high-speed region( $u'^+ > +3$ ); sky blue iso-surface, low-speed region( $u'^+ < -3$ ); white iso-surface, vortical structure regions ( $II^+ = (\partial u_i^+ / \partial x_j^+)(\partial u_j^+ / \partial x_i^+) < -0.03$ ).

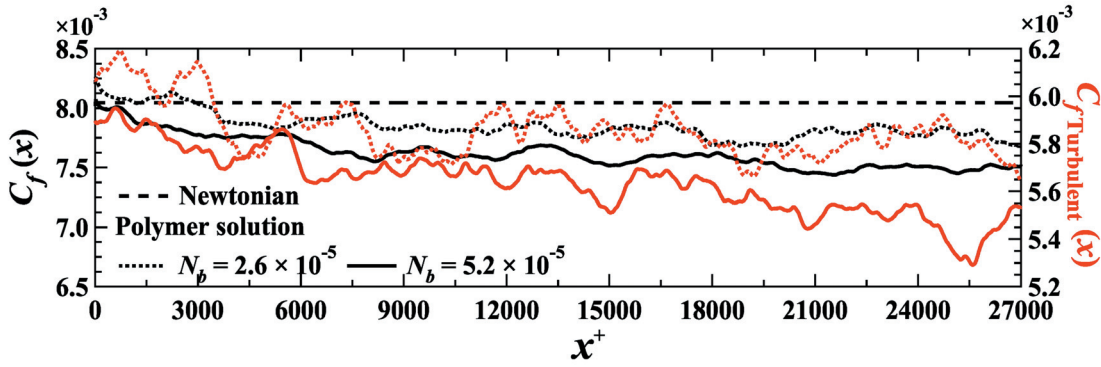


Fig. 3 Local skin friction coefficient.

### 3.2 抵抗低減効果

局所壁面摩擦係数  $C_f(x)$  は以下の式で定義される.

$$C_f(x) = \frac{\overline{\tau_w(x)}}{\frac{1}{2}\rho_f U_m^2(x)} \quad (8)$$

ここで,  $\tau_w(x)$  は局所壁面せん断応力,  $U_m(x) = \frac{1}{2\delta} \int_0^{2\delta} \overline{u(x)} dy$  は断面平均流速,  $-$  は  $z$  方向, 時間方向平均操作である. 図 3(左軸) に上下壁平均の局所壁面摩擦係数の流れ方向変化を示す. 上下壁平均の局所壁面摩擦係数は下壁面の  $\tau_w$  の減少により流れ方向に減少する. また吹出量  $N_b$  (滲出濃度) が大きいほど, 抵抗低減効果が大きくなっている.

局所壁面摩擦係数  $C_f(x)$  (上下壁平均) は以下の様に分解される [7].

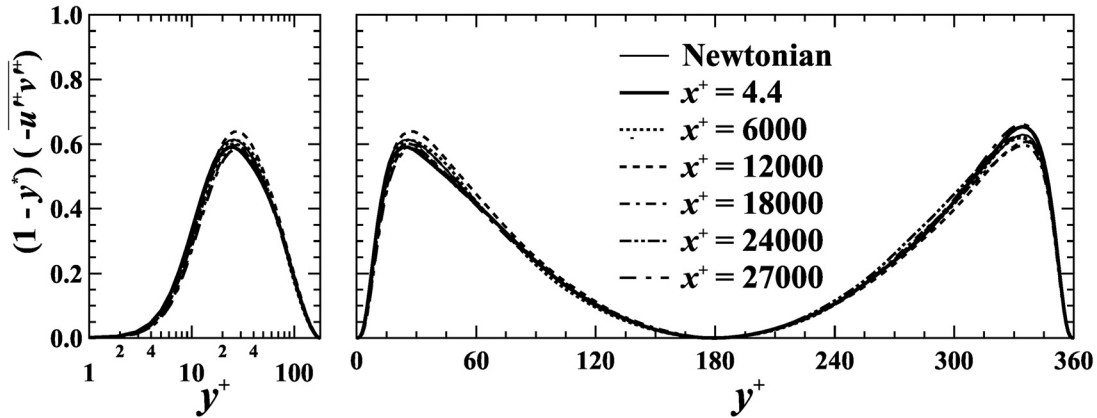
$$C_f(x) = \frac{12}{Re_m} + 12 \int_0^2 (1-y^*) (-\overline{u^*v^*}) dy^* + 12 \int_0^2 (1-y^*) (-\overline{u^*v^*}) dy^* - 6 \int_0^2 (1-y^*)^2 I''_x dy^* + 6 \int_0^2 (1-y^*)^2 F''_1 dy^* + 6 \int_0^2 (1-y^*)^2 \left( -\frac{\partial p''^*}{\partial x^*} \right) dy^* \quad (9)$$

ここで,  $*$  は  $2U_m$  と  $\delta$  で無次元化された値を表し,  $Re_m = 2U_m\delta/\nu$ ,  $I_x^* = \frac{\partial(\overline{u^*u^*})}{\partial x^*} - \frac{1}{Re_m} \frac{\partial^2 \overline{u^*}}{\partial x^{*2}}$ ,  $f''^*(x, y) = \overline{f^*(x, y)} - 0.5 \int_0^2 \overline{f^*(x, y)} dy^*$  である. 右辺各項はそれぞれ, 層流寄与項, 乱流寄与項, 壁面垂直方向対流寄与項, 流れ方向対流寄与項, 要素による付加応力寄与項 (ポリマー寄与項), 圧力寄与項である.  $C_f(x)$  に対する乱流寄与項の流れ方向変化を図 3(右軸) に示す. 壁面摩擦係数  $C_f(x)$  の減少に伴い乱流寄与項も減少しており, 抵抗低減効果の主要因は乱流寄与項の減少により生じている.

図 4(a), (b) に乱流寄与項の被積分項である重み付レイノルズせん断応力分布を示す. 重み付レイノルズせん断応力は下流に行くに従い, 主に  $20 < y^+ < 60$  で減少する. よって緩和層での重み付レイノルズせん断応力の減少により抵抗低減効果が生じている.

図 5(a), (b) に  $y$  方向濃度分布を示す. ここで縦軸は  $n_e/n_{e0}$  を示しており, 数密度  $n_e(x, y) = \frac{N_e(x, y)}{\Delta x \Delta y L_z}$ , 平均数密度  $n_{e0} = \frac{N_s}{L_x L_y L_z}$ , ある格子中に含まれている要素数  $N_e(y)$ , 計算領域に含まれている要素数  $N_s$  である.  $n_e/n_{e0} = 1$  の場所は一様混入の濃度であり,  $n_e/n_{e0} > 1$  は平均濃度よりも局所的な濃度が高い領域を示す. いずれの吹出量においても, 流れ方向に行くに従いチャンネル中央部の濃度が徐々に増大する. また粘性低層 ( $y^+ < 5$ ) では乱流による混合作用が抑えられるため, 高濃度の領域 ( $n_e/n_{e0} \geq 10$ ) が形成される. 流れ方向に行くに従い, 壁面近傍 ( $y^+ \sim 3$ ) から緩和層 ( $y^+ \sim 30$ ) までの濃度が増加し, 要素がその領域での乱れを減衰させレイノルズ応力の間接的な減少により抵抗低減効果を増大させている. 図 6 に  $x^+ = 4.4$  (滲出開始位置) 及び  $x^+ = 27000$  (最下流: 滲出量最大) における要素の  $y$  方向濃度分布を全ての吹出量  $N_b$  について示す. 吹出量  $N_b$  (滲出濃度) を増加させると, 壁面近傍 ( $y^+ \sim 3$ ) から緩和層 ( $y^+ \sim 30$ ) までの濃度が増大している. よって壁面近傍の乱流拡散をより抑制し, 抵抗低減効果を増大させる.

(a)  $N_b = 2.6 \times 10^{-5}$



(b)  $N_b = 5.2 \times 10^{-5}$

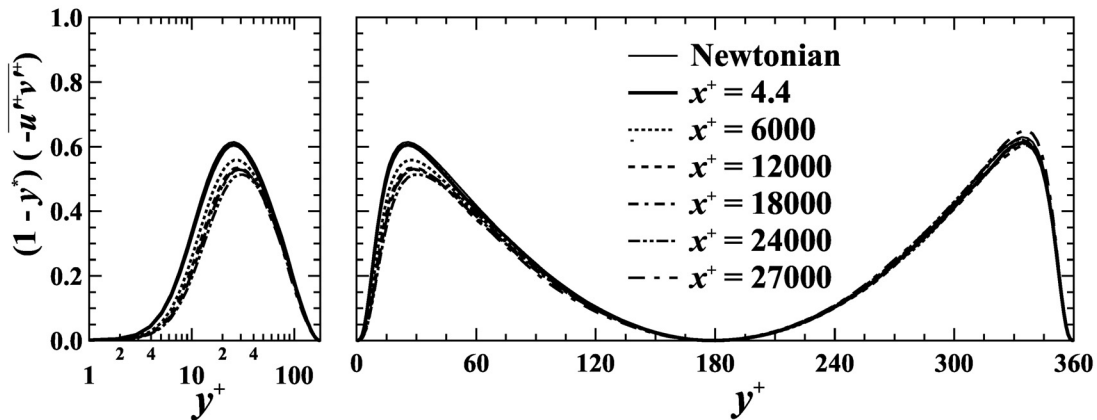


Fig. 4 Distribution of weighted Reynolds shear stress.

#### 4. 結論

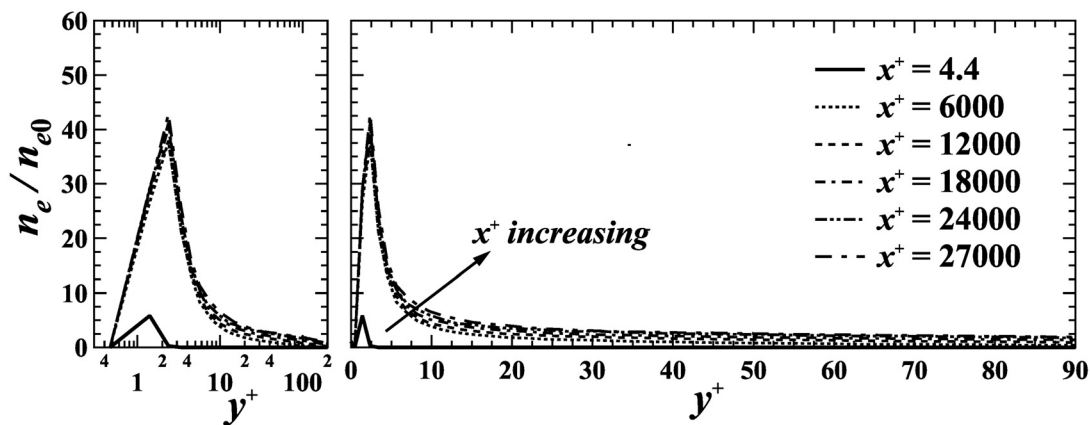
平行平板間乱流において、高分子溶出を簡略化した下壁面からの高分子溶出を模擬した数値計算を実施し、以下の知見を得た。

1. 下壁面からの高分子溶出を行うことにより抵抗低減効果を確認した。局所せん断応力分布は高分子溶出を模擬した場合、流れ方向に減少した。これは、下壁面からの一様高分子溶出により要素濃度が流れ方向に増加するためである。
2. FIK 恒等式 [7] より、局所壁面摩擦係数の減少は主に乱流寄与項の減少により生じる。乱流寄与項の被積分項である重み付レイノルズせん断応力分布は、下流に行くに従い主に  $20 < y^+ < 60$  で減少する。よって緩和層での重み付レイノルズせん断応力の減少により抵抗低減効果が生じている。
3. 吹出量 (溶出濃度) が増加するほど、壁面近傍 ( $y^+ \sim 3$ ) から緩和層 ( $y^+ \sim 30$ ) までの濃度が増大し、抵抗低減効果が大きくなる。

#### 謝辞

本研究は、東北大学サイバーサイエンスセンターの大規模科学計算システム及びスーパーコンピュータ SX-9 を利用することで実現した。OpenMP による並列化やリストベクトル化等の際には、貴センタースタッフから有益なご助言とご協力を頂いた。記して感謝の意を表す。

(a)  $N_b = 2.6 \times 10^{-5}$



(b)  $N_b = 5.2 \times 10^{-5}$

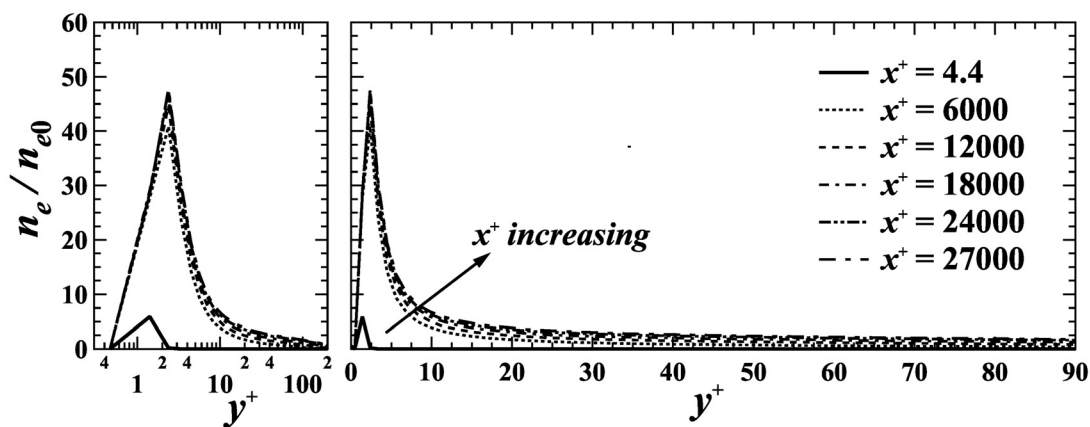


Fig. 5 Distribution of  $y$ -direction element concentration.

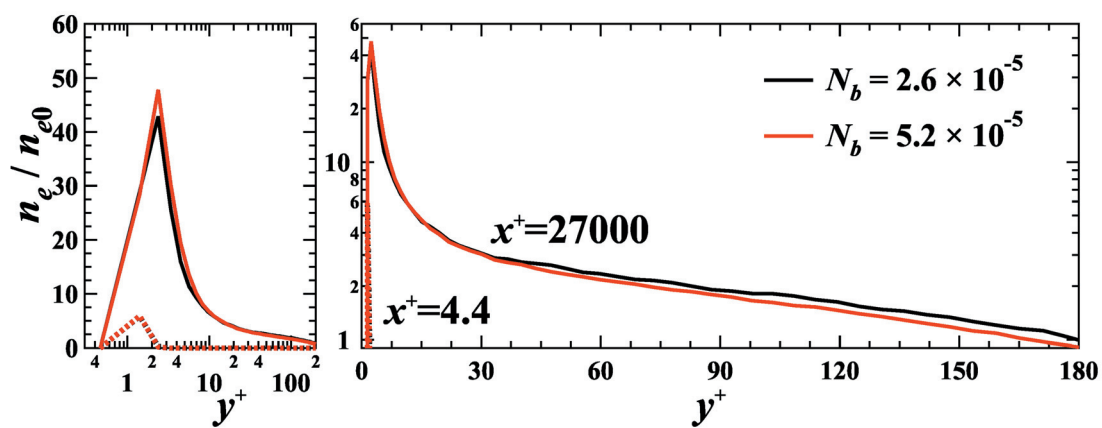


Fig. 6 Distributions of  $y$ -direction element concentration.

### 参考文献

- [1] Toms, B. A., Some Observations on the Flow of Linear Polymer Solutions through Straight Tubes at Large Reynolds Numbers, *Proceedings of the 1st International Congress on Rheology*, pp.135-141, 1948.

- [2] Lumley, J. L., Drag reduction in turbulent flow by polymer additives, *Journal of Polymer Science:Macromolecular Reviews*, Vol.7,No.1, pp.263-290, 1973.
- [3] Virk, P. S., Drag Reduction Fundamentals, *AIChE Journal*, Vol.21,No.4, pp.625-656, 1975.
- [4] Berman, N. S., Drag Reduction by Polymers, *Annual Review of Fluids Mechanics*, Vol.10, pp.47-64, 1978.
- [5] Kajishima, T. and Miyake, Y., Drag Reduction by Polymer Additives in Turbulent Channel Flow Simulated by Discrete-Element Models, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.64,No.627, pp.3636-3643, 1998.
- [6] Kuroda, A., Saïdo, S. and Kudo, K., Mechanism of Drag Reduction by Addition of Dumbbell-like Small Elements in Tubulent Channel Flow, *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B*, Vol.70,No.690, pp.303-310, 2004.
- [7] Fukagata, K., Iwamoto, K. and Kasagi, N., Contribution of Reynolds Stress Distribution to the Skin Friction in Wall-Bounded Flows, *Physics of Fluids*, Vol.14, L73-L76, 2002.
- [8] Iwamoto, K., Fukagata, K., Kasagi, N. and Suzuki, Y., Friction Drag Reduction Achievable by Near-Wall Turbulence Manipulation at High Reynolds Numbers, *Physics of Fluids*, Vol.17, 011702, 2005.
- [9] Bird *et al.*, Bird, R. B., Curtiss, C. F., Armstrong, R. C. and Hassager, O., *Dynamics of Polymeric Liquids*, Vol.2, John Wiley and Sons, Inc., 1987.
- [10] Koshi, M., Iwamoto, K., Murata, A., Mochizuki, S. and Kawaguchi, Y., Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow with Near-Wall Concentrated Polymer Additives Using a Spring-Dumbbell Model, *Proc. 19th Int. Symposium on Transport Phenomena*, pp.5 (In CD-ROM), 2008.