20703 平行平板間乱流における抵抗低減効果に対する 直鎖状ばねダンパモデルの長さの影響

Influence of Length of Spring-Damper Chain Element on Drag-Reduction Effect in Turbulent Channel Flow

○ 歌田 裕太 (農工大院)
正 岩本 薫 (農工大)

正 守 裕也 (農工大)
正 村田 章 (農工大)

Yuta UTADA, Tokyo University of Agri. and Tech., Naka-cho, Koganei-shi, Tokyo 184-8588
Hiroya MAMORI, Tokyo University of Agri. and Tech., Naka-cho, Koganei-shi, Tokyo 184-8588
Kaoru IWAMOTO, Tokyo University of Agri. and Tech., Naka-cho, Koganei-shi, Tokyo 184-8588
Akira MURATA, Tokyo University of Agri. and Tech., Naka-cho, Koganei-shi, Tokyo 184-8588

Drag reducing flow owing to polymer additives in wall turbulence is investigated by means of numerical simulations. The polymer is modeled by a spring-damper chain element model, which consists of some beads linked by springs and dampers. The model can express the spatial concentration and flexible motion of the polymer in turbulent flows. The mechanism of the drag reduction is discussed according to the relation between the turbulent structure in the drag reducing flow and the length of the model. Drag reduction rate increases with lengthening the chain element model. This is considered to relate with larger energy dissipation by the chain elements model and smaller energy dissipation by turbulent coherent structures.

Key Words: Wall turbulence, Friction drag-reduction, Numerical Simulation, Toms Effect, Polymer solution

1. 緒言

水に微量の直鎖状高分子を添加すると、乱流摩擦抵抗は最大で約 70% 減少する (Toms 効果)⁽¹⁾。Toms 効果の発現機構について様々な知見⁽²⁾が得られているが、物理的な機構は十分に解明されていない。梶島・三宅⁽³⁾は平行平板間乱流中の高分子を 2 球がばね-ダンパにより連結されたモデルにより模擬して数値計算を行い、抵抗低減を確認した。

本研究では、高分子の長さの違いによる乱流場への影響を数値計算により調査することを目的とする。高分子モデルには、2 球の間隔が物理的に不適切にならないよう球-ばね-ダンパ要素を多数連結した直鎖状ばねダンパモデルを用いる。

2. 直鎖状ばねダンパモデル

本研究で用いる直鎖状ばねダンパモデルは図 1 に示すように N 個の球がばね-ダンパにより連結されている。以下、直鎖状ばねダンパモデルを直鎖状モデルと表記する。この直鎖状モデルを平行平板間乱流に添加し高分子溶液を模擬する。

直鎖状モデルの球に加わる流体力は並進運動に対するストークス抵抗だけで近似される。直鎖状モデル間の絡み合いや衝突は無視する。直鎖状モデルと流体の密度は等しく、重力の影響はないものとする。ばねには荷重と変位の関係に非線形性を持たせ、ばねの長さ上限を持たせた FENE (finitely extensible nonlinear elastic) モデル⁽⁴⁾を用いる。流体から球に与えられるストークス抵抗の力 $f_{e,i}$ は、

$$f_{e,i} = -C_{st}(v_{e,i} - u_{e,i}) \quad (1)$$

とした。ここで、 C_{st} はストークス抵抗係数、 v_e は e 番目の球の速度、 u_e は球中心位置での流体の速度である。添字 i は方向を示す。球の運動方程式は次式とした。

$$m \frac{\partial v_{e,i}}{\partial t} = f_{e,i} - T_{e,i} - D_{e,i} \quad (2)$$

ここに、 m は球の質量、 $T_{e,i}$ は弾性力、 $D_{e,i}$ は粘性力である。

一方、流体の支配方程式には非圧縮流れの連続の式及びナビエ・ストークスの式を用いた。ナビエ・ストークスの式には、各格子内に存在する球からの反力を外力として加えた。

Fig. 1 Spring-damper chain element.

Table 1 Natural length of the model and results for each case (bulk velocity, skin-friction coefficient and drag reduction rate).

	L_0^+	U_b^+	C_f	R_D (%)
Case 1	16	16.15	0.00765	4.0
Case 2	64	20.54	0.00485	39.0
Case 3	128	27.49	0.00274	65.5
Newtonian	-	15.85	0.00796	-

3. 計算条件

計算領域は平行平板間流れとし、流れ方向 (x)、壁垂直方向 (y) 及びスパン方向 (z) をそれぞれ $2\pi\delta$, $2\pi\delta$, $\pi\delta$ とした。 x , z 方向は等間隔格子 $\Delta x^+ = 8.8$, $\Delta z^+ = 4.4$ 、 y 方向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。ここで、上付き $+$ は壁面摩擦速度 $u_{\tau 0}$ 及びニュートン流体の動粘度 ν による無次元化を表す。流体の駆動力である平均圧力勾配を一定とし、摩擦レイノルズ数は $Re_\tau = u_{\tau 0}\delta/\nu = 180$ とした。流体の境界条件として、壁面上で滑りなし条件、 x , z 方向は周期境界条件とした。直鎖状モデルの初期条件として、流路内にランダムに配向、配置し、ばねは自然長とし、球の移動速度にはその位置での流体速度を与えた。また境界条件は、壁面で弾性反射条件、流れ方向とスパン方向には周期境界条件とした。流路内の直鎖状モデルの総数は 466 944 個とした。

直鎖状モデルの長さが乱流場へ与える影響を評価するため、表 1 中の 3 ケース及びニュートン流体について計算を行った。なお、全てのケースにおいて、各球間のばねの自然長は流体の格子幅程度とし、半径 r の球と流体の相対レイノルズ数 $Re_{re} = 2r|v_e - u_e|/\nu$ の最大値は 10 以下となることを確認した。体積平均量及び x - z 面平均量の時間的推移を観察し、統計的な定常に達したと判断した後に時間平均を求めた。

Fig. 2 Contribution to friction factor.

Fig. 3 Energy contribution rate for all cases.

4. 計算結果及び考察

4.1 乱流摩擦抵抗低減効果

表 1 に各ケースでのバルク流速 U_b^+ , 壁面摩擦係数 C_f , ニュートン流体の C_f に対する摩擦抵抗低減率 R_D を示す。ここに, C_f は⁽⁵⁾,

$$C_f = \frac{12}{Re_b} + \frac{6}{U_b^{*2}} \int_0^1 (1-y^*) \left(-\overline{u^* v^*} \right) dy^* + \frac{3}{U_b^{*2}} \int_0^1 (1-y^*)^2 \overline{F_x^*} dy^* \quad (3)$$

上付き * は u/δ , ニュートン流体の密度 ρ による無次元化を表す。右辺第一項は層流寄与項, 第二項は乱流寄与項, 第三項は直鎖状モデルによる外力寄与項である。

直鎖状モデルが混入された全てのケースにおいて L_0^+ が長いほど R_D が高い。この効果について詳しく調べるために, 図 2 に式 (3) の各寄与項の値を示す。また, それぞれの C_f に対する各項の寄与率を併記した。自然長 L_0^+ が長いほど外力寄与項とその寄与率は増加するが, 乱流寄与項とその寄与率が大きく減少することで C_f が減少することがわかる。

4.2 エネルギー散逸

平行平板間乱流場において平均圧力勾配による入力エネルギーは粘性散逸の平均成分 E_v^* 及び変動成分 E_t^* によって消費される。一方, 直鎖状モデルが混入された乱流場では E_v^* , E_t^* に加え, 直鎖状モデルによる散逸 E_p^* が生じる。

図 3 に全ケースについて, 入力エネルギーに対する散逸量の寄与率を示す。なお, 散逸量の総和は, L_0^+ が長いほど増加する。これは抵抗低減効果が高くなると流量が増加し駆動エネルギーが増加するためである。各散逸量の寄与率は, E_v^* は全ケースで同程度となったが, L_0^+ が長いほど E_t^* は低下し, E_p^* は高くなった。よって, 図 2 に示した C_f の乱流寄与項の寄与率が減少し, 外力の寄与率が増加した。しかしながら, L_0^+ が長いほど C_f が減少するメカニズムは調査中である。

Fig. 4 Visualization of the chain element models around vortical structure at Case 3. The vortical structure is visualized by the isosurface of Q value. The linear objects are the chain element models with high dissipation. The contour is turbulent dissipation.

4.3 流れ場の可視化

図 4 に Case 3 における渦と直鎖状モデルを示す。図中のドット線は一辺 $20 \nu/u_\tau$ の正方形である。y 方向は下壁面から流路中央までを示している ($y^+=0 \sim 180$)。変形速度テンソルの第二不変量 ($Q^+ = -0.03$) による等数値面により渦を示す。また, ひも状の物体により散逸エネルギーが大きい直鎖状モデルを示す。図中のコンター図は粘性散逸の変動成分 $(du_i^*/dx_k^*)^2$ の y-z 断面図である。ここに, u^* は流体速度の平均値からの変動量である。

渦構造付近では粘性散逸の変動成分が高く, また, 散逸エネルギーが高い直鎖状モデルが多く存在している。直鎖状モデルは流体との速度差に起因するストークス抵抗により流体からエネルギーを与えられ, ダンパによりエネルギーを散逸させる。したがって, 流体の渦構造のような速度の変動成分が大きい領域で直鎖状モデルが流体からエネルギーを奪い散逸させることで, 流体の粘性散逸の変動成分を抑制させ, 直鎖状モデルの散逸エネルギーを増加させたと考えられる。さらに, 図 3 より, 長い直鎖状モデルの方が流体からエネルギーを奪い散逸させる効果が高いことが示唆される。

5. 結言

球-ばね-ダンパ要素を多数連結した直鎖状モデル用い, その長さの違いによる乱流場への影響を数値計算により調査し, 以下の知見を得た。

1. 壁面摩擦係数の各寄与項の評価により, 直鎖状モデルが長いほど乱流寄与項とその寄与率が大きく減少することで壁面摩擦係数が減少することがわかった。
2. エネルギー散逸の評価により, 高い抵抗低減効果が得られた長い直鎖状モデルを混入させた場合, 粘性散逸の変動成分の減少, 直鎖状モデルによる散逸の増加が確認された。
3. 渦と直鎖状モデルの可視化により, 粘性散逸の変動成分が高いところでは渦構造が存在し, また, 散逸エネルギーの大きい直鎖状モデルが存在した。

参考文献

- (1)Toms, B. A., *Proc. 1st Int. Congr. Rheol.* **2** (1948) 135-141.
- (2)White, C. M. and Mungal, M. G., *Annu. Rev. Fluid Mech.* **40** (2008) 235-256.
- (3)Kajisima, T.; and Miyake, Y., *JSME. B* **64**-627(1998) 3636-3643.
- (4)Bird, R. B., Curtiss, C. F., Armstrong, R. C., and Hassager, O., *Dynamics of Polymeric Liquids* (2nd ed.), **2** (1987).
- (5)Fukagata, K., Iwamoto, K., and Kasagi, N., *Phys. Fluids*, **14** (2002) L73-L76.