

添加剤による乱流抑制現象を利用した 乱流維持機構の解明

大阪大学 基礎工学研究科

堀本 康文, 後藤 晋

Yasufumi Horimoto and Susumu Goto

Graduate School of Engineering Science, Osaka University

概要

界面活性剤や高分子を微量添加するだけで、水の乱流が著しく抑制されることがある。この乱流抑制現象は工学的に重要なだけでなく、これが添加前の水の乱流の粘弾性に対する応答であると解釈すると、この現象から水（つまり、Newton 流体）の乱流の動力学に関する知見を得ることができる。希薄な水溶液に対しても再現性よく乱流を維持できる歳差運動をする容器を用いた乱流の実験を遂行し、この系に維持される水の乱流の維持機構を解明した結果を報告する。

1 緒言

身のまわりにありふれた流体现象である乱流は、応用上の様々な場面に現れる。乱流が有する強い輸送能力は伝熱促進などの有益な側面もあるが、同時に壁面上での摩擦損失によるエネルギー損失も大きくしてしまう。このような乱流の功罪を制御するため、多様な乱流制御の方法が研究されてきた。本稿で扱う微量な添加剤による乱流抑制現象も、主にこの目的のために研究されてきた課題である。

高分子や界面活性剤の添加による乱流抑制現象は、添加剤濃度が数 ppm から数十 ppm というきわめて微量の添加でも生じる [1, 2]。そのため、この現象は簡便な乱流制御の手法として注目を集め、実験的に扱うのが難しい希薄水溶液のレオロジー測定を含め、広く研究されてきた。そして、界面活性剤水溶液は粘弾性をもつ非 Newton 流体であり、乱流抑制は水溶液の粘弾性と密接な関係があることが明らかになりつつある。

ところで、上記の乱流抑制現象は、他にも重要な知見を我々にもたらす。つまり、そもそも添加前の水の乱流はどのような物理機構によって維持されるのか、という乱流に関する基本的な問題を解決する手掛かりを与えてくれる。

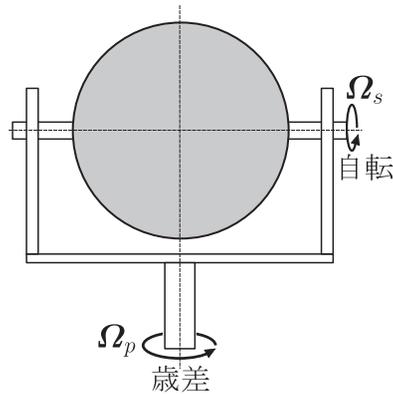


図1: 歳差運動をする球体. 自転角速度 (Ω_s) と歳差角速度 (Ω_p) が直交する場合を扱う.

なぜなら，添加剤の添加により実現される抑制された乱流は，水溶液の粘弾性によって水の乱流中に存在した乱流の維持機構が阻害された結果だと解釈できるからである．

この発想は我々独自のものではない．たとえば，10年前の高分子添加による摩擦抵抗低減に関するレビュー [3] でも，既にこの可能性について言及されている．本稿では実際に乱流抑制現象を系統的に調べることで，実験的に水の乱流の維持機構を解明した結果を示す．これは，著者らの知るかぎり「添加剤による乱流抑制現象を調べることで，逆に Newton 流体の乱流の動力学を理解する」ことに成功した初めての例である．

2 流れ場

微量な添加剤の水溶液の乱流を実験的に調べるためには，よく制御された乱流を維持できる実験装置が便利である．そのために，本稿では歳差運動をする容器 (図1) を利用する．歳差運動とは，回転する物体の自転軸が他の軸まわりに回転する運動であり，二つの回転をそれぞれ自転，歳差とよぶ．地球もゆっくりとした歳差運動をしていることから，歳差運動をする容器内流れは地球物理学の分野で盛んに研究されてきた．そして，比較的ゆっくりと歳差する容器内には発達した乱流が維持されることが古くから知られる [4]．しかし，その乱流の維持機構は長年の未解決問題であった．

2.1 実験装置

実験装置の概略を図2に示す．アクリル製の円柱形容器が実験台上でステップモーターにより一定の角速度 Ω_s で回転する．さらに，別のステップモーターにより実験台も一定の角速度 Ω_p で回転させることで容器の歳差運動を実現する．容器内部は半径 90 mm の球形にくりぬかれており，その中

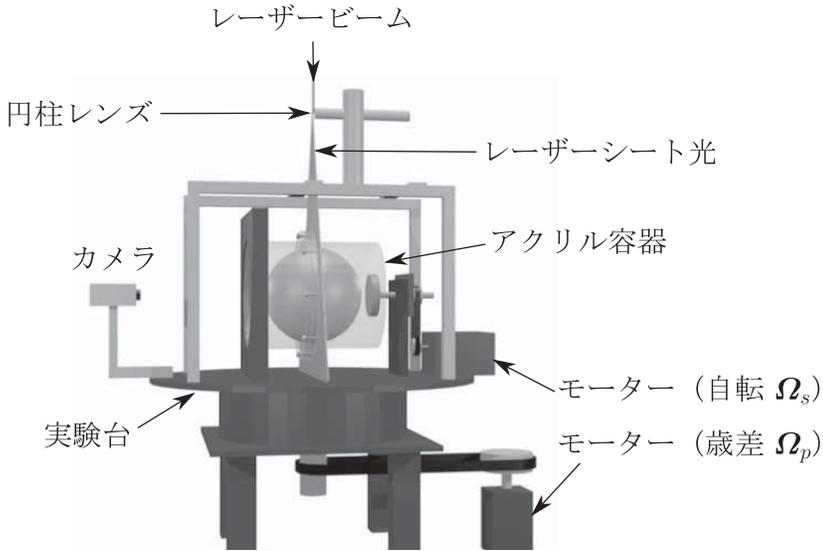


図2: 実験装置. 回転する実験台上で容器を自転させることで歳差運動を実現する. 容器と実験台の回転はそれぞれ異なるモーターで独立に制御する.

に作動流体を充填した. Newton 流体の場合, 容器形状および Ω_s と Ω_p のなす角を決めれば流れの状態は自転と歳差の角速度の大きさのみで高精度に制御できるので, 実験の再現性は非常によい. すなわち, 流れは自転と歳差それぞれの強さを表す無次元パラメタ, Reynolds 数 $Re = a^2 \Omega_s / \nu$ と Poincaré 数 $Po = \Omega_p / \Omega_s$ のみに依存する. ここで, a は球体の半径, ν は流体の動粘性係数, $\Omega_s = |\Omega_s|$ および $\Omega_p = |\Omega_p|$ である. 本研究では, Ω_s と Ω_p が直交する場合を扱う.

実験では流れの可視化観察と粒子画像流速測定 (PIV) を行った. 可視化観察と PIV には, 実験台に固定したデジタルカメラを用いた. つまり, 容器とともに Ω_p で回転する座標系 (歳差系) で流れを観察した. 歳差系では, 容器内壁面における境界条件は $\mathbf{u} = \Omega_s \times \mathbf{r}$ ($|\mathbf{r}| = a$) と表され, Po は Coriolis 力の大きさを表すパラメタとなる.

流れの可視化と PIV には, 実験室に固定した発振器から照射したレーザーを用いた. 実験台の回転軸 (歳差軸) 上にレーザービームを導き, 実験台 (つまり, 歳差系) に固定した円柱レンズを通してシート状に広げた. このレーザーシート光を用いて, 球体容器の自転軸に垂直で, かつ容器中心を通る断面 (赤道面) 上の流れを可視化した (図2). 歳差軸は実験室系と歳差系に共通する唯一の固定軸なので, レーザーシート光は容器とともに Ω_p で回転する. 流れの可視化観察と PIV には, それぞれアルミ粉とナイロンパウダー (粒径約 $50 \mu\text{m}$) を用いた.

作動流体, 特に後述する希薄な界面活性剤水溶液のレオロジー特性は温度に強く依存するので, 実験中のモーターの排熱などによる水溶液の温度上昇

を防ぐ工夫が必要である。本研究では実験装置全体を断熱材で覆い、内部に高精度に温調した空気を循環させ、実験中の作動流体の温度を制御した。この工夫により、実験中は作動流体の温度が $20 \pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ の範囲内にあることを確認している。

2.2 界面活性剤水溶液

本研究では、Newton 流体と粘弾性流体の乱流を扱う。Newton 流体と粘弾性流体には、それぞれ水と希薄界面活性剤水溶液を用いた。界面活性剤は、陽イオン系界面活性剤セチルトリメチルアンモニウムクロリド (CTAC, 分子量 320.00) を用いた。希薄な CTAC 水溶液に適当な対イオンを添加すると、水溶液中でひも状のミセル構造が成長し、水溶液は粘弾性を示す。対イオンにはサリチル酸ナトリウム (NaSal, 分子量 160.10) を用いた。球体内に充填した水に対する CTAC, NaSal の質量濃度はいずれも 50 ppm とした。このとき、水溶液中の CTAC に対する NaSal のモル濃度比は約 2 となる。

4章での議論では、乱流中の渦の時間スケールと流体の粘弾性の時間スケールとのつりあいを考える。粘弾性流体の特徴時間スケールは、水溶液の弾性に対する粘性の比で定義される。本研究では、我々が用いた水溶液の濃度と近い濃度の先行研究 [7] の値を参照して、CTAC 水溶液の粘弾性の時間スケールを $O(0.1) \text{ s}$ と見積もった。また、希薄界面活性剤水溶液は非 Newton 粘性ももつ。非 Newton 粘性に関する先行研究 [8] によれば、水溶液の非 Newton 粘性が顕著になるせん断速度が 10 s^{-1} なので、その逆数として非 Newton 粘性の時間スケールを $O(0.1) \text{ s}$ とした。ここで、CTAC 水溶液のもつ非 Newton 粘性の時間スケールがその粘弾性の時間スケールと同じオーダーであることに注意する。そこで本稿では、CTAC 水溶液の粘弾性や非 Newton 粘性の時間スケールをまとめて水溶液の特徴的な時間スケールとよび、 $O(0.1) \text{ s}$ であるとする。

3 結果

作動流体が水 (Newton 流体) の場合、 $Re \gtrsim O(10^3)$ ならば歳差運動により乱流を維持でき、歳差の強さが 10 % 程度、すなわち $Po \approx 0.1$ で発達した乱流が実現する [9]。本稿では球体内の発達した乱流を対象とするため、以下では Poincaré 数を $Po = 0.1$ に固定し、 $Re = 1.01 \times 10^4$, 2.03×10^4 , 4.01×10^4 , 8.02×10^4 において実験を行った結果を報告する。ただし、図 3, 4 では $Re = 8.02 \times 10^4$ の結果のみを示す。これらの図で確認できる傾向は、他の Re でも同様である [10]。

なお、実験結果を示すすべての図において、容器は反時計回りに自転しており、歳差角速度の向きは図中上向きである。

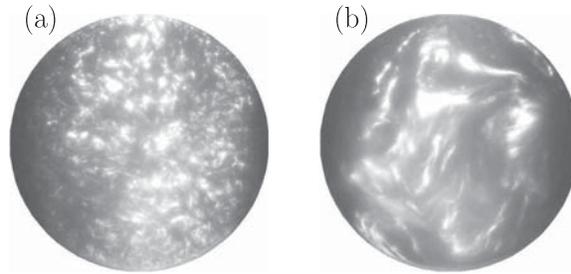


図 3: 可視化した乱流. (a) 水, (b) CTAC 水溶液. $Re = 8.02 \times 10^4$, $Po = 0.1$.

3.1 可視化

水と CTAC 水溶液の乱流を可視化した結果を図 3 に示す. パラメタは共通 ($Re = 8.02 \times 10^4$, $Po = 0.1$) であるにもかかわらず, 二つの乱流の様子は大きく異なる. つまり, 水の乱流中には小さな構造が存在しているのに対して, CTAC 水溶液の乱流中ではそのような構造は抑制されて大きな構造のみが存在する. 実験中の観察でも, CTAC 水溶液の乱流中には細かく速い変動は存在せず, 大きなゆっくりとした変動しか確認できなかった. これは, 乱流中の小さな渦構造が CTAC の添加により抑制されたことを示唆する.

また, 水の乱流の可視化をよく観察すると, 図中の右上と左下に比較的乱れの強い領域が存在する. 周囲と比較して強い変動をとまなうこの領域は, CTAC 水溶液でも確認できた. 実は, この領域には乱流中の大規模な渦構造が存在することがわかっている (図 6 および文献 [9, 11] を参照).

3.2 小スケール渦への影響: エンストロフィとせん断速度

CTAC の添加による乱流中の小さな渦構造の抑制を定量的に調査するため, PIV の結果を用いる. 具体的には, PIV で得られた流速場から有限差分法を用いて赤道面上の渦度の赤道面に垂直な成分 ω を求め, これを 2 乗してエンストロフィを算出した. 時間平均したエンストロフィの分布を図 4 に示す. ここで, エンストロフィの値は $(\omega/\Omega_s)^2$ と規格化している. Re と Po は図 3 と同じである. 図 4 より, CTAC 水溶液中では球体内で小スケールの渦が抑制されていることが確認できる.

4 章で議論するように, 乱流抑制の発現には乱流中の渦の時間スケールと流体の粘弾性の時間スケールとのつりあいが重要となる. したがって, 我々の実験条件において球体内の水の乱流中の乱れの時間スケールを調べることは重要である. しかし, PIV で得られる 2 次元速度場の情報のみから, 時間スケールの精確な評価は難しい. そこで, 直接数値シミュレーション (DNS) により乱れの時間スケールを確かめた結果を図 5 に示す. 図 5 は, DNS により求めた水の乱流中のせん断速度 $\dot{\gamma}$ の分布である. ただし, $\dot{\gamma}$ はひずみ速度テ

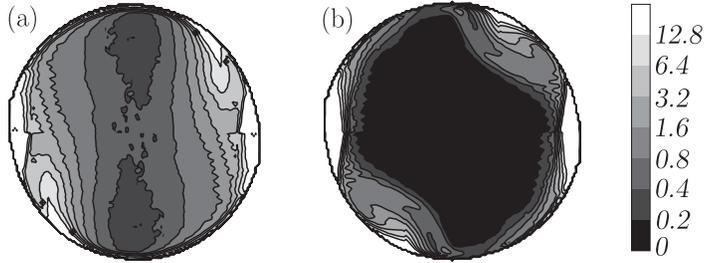


図 4: 赤道面上の時間平均したエンストロフィ, $(\omega/\Omega_s)^2$, の赤道面上の分布. (a) 水, (b) CTAC 水溶液. $Re = 8.02 \times 10^4$, $Po = 0.1$.

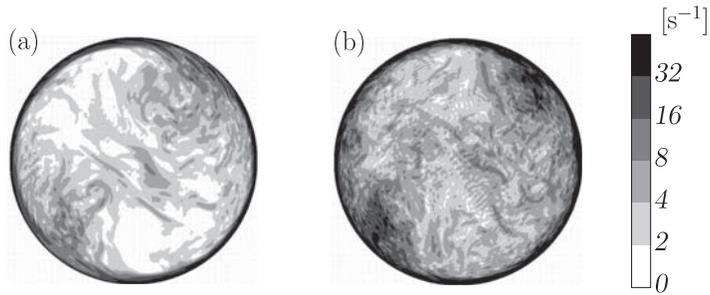


図 5: DNS により求めた乱流中のせん断速度, $\dot{\gamma}$, の赤道面上の分布. (a) $Re = 1 \times 10^4$, (b) $Re = 2 \times 10^4$. $Po = 0.1$.

ンソル S_{ij} を用いて

$$\dot{\gamma} = \sqrt{S_{ij}S_{ij}}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

と定義した. 図 5 より, 水の乱流中には CTAC 水溶液の特徴的な時間スケール $[O(0.1) \text{ s}]$ とつりあう, $O(10) \text{ s}^{-1}$ のせん断速度 (流れの時間スケールの逆数) が確かに存在することが確認できる.

3.3 大スケール渦への影響: 時間平均流速場

次に, 乱流中の大スケールの渦に対する CTAC の添加の影響を調べる. そのために, 水と CTAC 水溶液の乱流の時間平均流速場を図 6 に示す. 流速の大きさは壁面の最大速さ $a\Omega_s$ で規格化している. 水の乱流には, Re によらず図の右上と左下に特徴的な大きな渦構造が確認できる. DNS によると, これらの渦構造は 3 次的には一対の大規模な渦管構造であり, 赤道面上では壁面から球内部に向けて吹き出す流れを誘起する [9, 11]. また, 赤道面における可視化観察では, これらの渦が存在する右上と左下に激しい乱れをともなって球内部に向けて吹き出す流れがみえる.

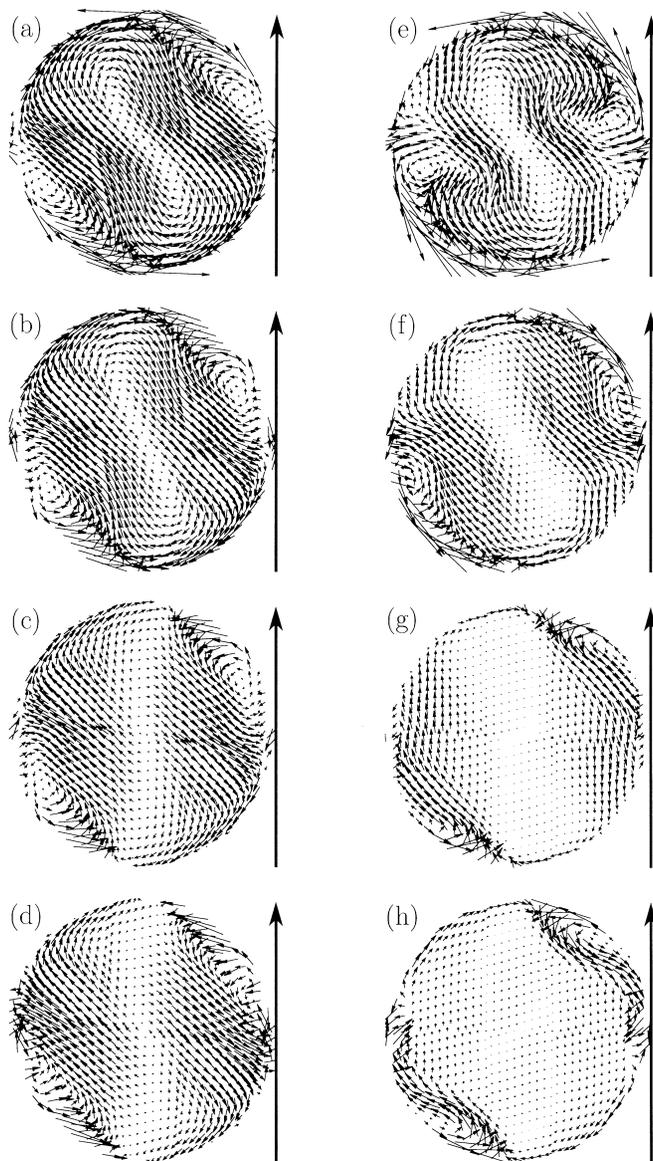


図 6: 赤道面における時間平均流速場. (a-d) 水, (e-h) CTAC 水溶液. (a, e) $Re = 1.01 \times 10^4$, (b, f) $Re = 2.03 \times 10^4$, (c, g) $Re = 4.01 \times 10^4$, (d, h) $Re = 8.02 \times 10^4$. $Po = 0.1$. 右の太い矢印は壁面速度 $a\Omega_s$ を表す.

一方、CTAC水溶液の乱流では同じ Re の水の乱流と比べて平均流速場が変調している。これは、乱流中の大規模な渦構造に対してもCTACの添加が影響をおよぼすことを示唆する。さらに、その変調の程度には明確な Re 依存性がある。つまり、 Re が高くなるほどCTAC水溶液と水の乱流の平均流速場の違いは顕著になり、 $Re = 8.02 \times 10^4$ では大規模渦構造以外の流速の絶対値は非常に小さくなり、歳差系に対してほとんど静止している。CTACの添加によるこの大規模渦構造の変調とその Re 依存性は、次章の考察で重要となる。

4 考察：二つの維持機構

以上の実験結果に基づいて、歳差運動をする球体内の乱流維持機構を考察する。はじめに、球体内の乱流の維持機構には二つの可能性があることに注意する。そのどちらに対しても、乱流中に存在する一対の大規模な渦管構造が重要な役割を果たす。

可視化した水の乱流(図3)をよく観察すると、壁面近傍の高せん断速度領域で形成された小スケールの渦が、壁面から内部に吹き出す大きな流れ(図6の右上と左下)により移流されるようにみえることに気づく。つまり、乱流中に存在する一対の大規模な渦管構造により、小スケールの渦が壁面から球内部へと移流されて乱流が維持されるようにみえる。

一方で、この乱流維持機構とは別に、大規模な渦管構造から始まるエネルギーカスケードによる乱流の維持機構も考えられる。この維持機構では、渦のまわりで誘起されるひずみ速度場を介して、大スケールの渦から小スケールの渦へと順繰りに運動エネルギーが伝達される。つまり、壁面近傍の高せん断速度領域ではなく、球体内部で小スケールの渦がエネルギーカスケードにより自律的に生成維持される。

以下では、球体内の乱流を維持するのは前者(壁面からの渦の移流)ではなく、後者(エネルギーカスケード)の物理機構であることを示す。

前者の維持機構に関して、水の乱流の可視化からは確かに壁面からの渦の移流が生じるようにみえる。しかし、CTAC水溶液の抑制された乱流でも大規模な渦管構造に対応する活発な流れが右上と左下に確認され[図3(b)]、さらに図6(e-h)の時間平均流速場からも、実験したすべての Re で水の乱流と同様の大規模渦構造が確認できる。すなわち、CTACの添加により強く抑制された乱流においても一対の大規模な渦管構造は存在するので、小スケールの渦の移流は生じるはずである。つまりこの維持機構では、渦管構造が存在するにもかかわらず球体内で小スケール渦が抑制されるという実験結果(図4)を説明することができない。

次に、大規模な渦管構造から始まるエネルギーカスケードについて考える。この維持機構と乱流抑制の発現に関する先行研究[5, 6]から、球体内の乱流抑制現象は次のように説明される。乱流中には大小様々な渦が存在し、それぞれが異なる時間スケールで運動している。ここで、大きな渦ほど長い時間スケールでゆっくりと運動していることに注意する。エネルギーカスケードにより小スケールの渦へ運動エネルギーが伝達されるとする。その途中でCTAC

水溶液の特徴的な時間スケールとつりあう時間スケールをもつ渦（その長さスケールを l_m で表す）が存在すれば、粘弾性や非Newton粘性によりエネルギーカスケードで伝達されるはずの運動エネルギーが低減され、それより小さなスケールの渦は抑制される。つまり、乱流中でCTACの添加により抑制されるのは大きさが l_m 以下の渦である。この説明は、CTAC水溶液の乱流中に大きな渦管構造が存在する場合であっても、小スケール渦が強く抑制されるという実験結果と整合する。

また、乱流維持機構がエネルギーカスケードであるとする、CTACの添加による大スケールの渦構造変調の Re 依存性（図6）も説明することができる。ここで、Reynolds数を $Re = a^2 \Omega_s / \nu$ で定義していることを思い出す。2.1節で述べたように、本研究では同じ球形容器を用いて、温度制御により作動流体のレオロジー特性も変化しない状況で実験しているので、 Re の増減は Ω_s の増減に対応する。つまり、高 Re ほど球体の自転は速く、流れの時間スケールは全体として短くなる。したがって、大スケールの渦であっても Re の増加にともないその時間スケールが短くなるため、徐々にCTAC水溶液の粘弾性の影響を受けるようになる。これが高 Re ほど大スケールの渦構造に対するCTACの添加の影響が顕著になる原因である。

なお、前者の維持機構では、図6の Re 依存性とは質的に異なる Re 依存性が予言され、このことからこの維持機構は否定される[10].

5 結言

微量な添加剤による乱流抑制現象を利用すれば、乱流制御だけではなく、乱流の動力学を理解できる可能性もある。本稿では室内実験とDNSを組み合わせた方法により、そのことを実証した初めての例を紹介した。

具体的には、歳差運動をする球体内に維持される乱流中の小スケールと大スケールの渦に対して、添加剤水溶液のもつ粘弾性の影響を定量的に調べることで、水（つまり、Newton流体）の乱流の維持機構を解明した。

この乱流の可視化観察から受ける素朴な印象では、壁面近傍の高せん断速度領域で生成された小スケールの渦が球内部へ移流されることで乱流が維持されるようにみえるが、PIVによる定量的な議論により、その維持機構は実験結果と矛盾することが示された。一方、エネルギーカスケードが乱流を維持すると考えると実験結果を矛盾無く説明できる。つまり、この球体内の発達した乱流の維持機構は、乱流中に存在する大きな渦管構造から始まるエネルギーカスケードである。

ところで、乱流抑制現象の発現には、水溶液の緩和時間が重要である[5, 6]。実際、CTACと同様に乱流抑制をもたらすことが知られる添加剤である高分子水溶液（粘弾性の特徴的な時間スケールは $O(10^{-3})$ s）を用いて、本稿と同じ Re 域で同様の実験を行っても乱流抑制現象は発現しなかった[10]。これは、我々の実験系での乱流中には、高分子水溶液の特徴的な時間スケールほど短い時間スケールの渦が存在しないことと整合的である（図5を参照）。

なお、本研究により歳差運動をする球体内の乱流中の小スケールの渦構造

の維持機構が明らかとなったが、発達した乱流を維持するために必要な非自明な大スケールの渦構造の生成機構は未解明のままである。我々は、現在 DNS による解析によりこの問題に取り組んでいる。

本研究の一部は、JSPS 科研費 (24360071, 16H04268) の助成を受けた。

参考文献

- [1] P. S. Virk, Drag reduction fundamentals, *AIChE J.*, **21**, 625 (1975).
- [2] J. L. Zakin, B. Lu, and H.-W. Bewersdorff, Surfactant drag reduction, *Rev. Chem. Eng.*, **14**, 253 (1998).
- [3] C. M. White and M. G. Mungal, Mechanics and prediction of turbulent drag reduction with polymer additives, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **40**, 235 (2008).
- [4] W. V. R. Malkus, Precession of the Earth as the cause of geomagnetism, *Science*, **160**, 259 (1968).
- [5] J. L. Lumley, Drag reduction in turbulent flow by polymer additives, *J. Polymer Sci.: Macromol. Rev.*, **7**, 263 (1973).
- [6] M. Tabor and P. G. de Gennes, A cascade theory of drag reduction, *Europhys. Lett.*, **2**, 519 (1986).
- [7] B. Yu, F.-C. Li, and Y. Kawaguchi, Numerical and experimental investigation of turbulent characteristics in a drag-reducing flow with surfactant additives, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **25**, 961 (2004).
- [8] C.-H. Liu and D. J. Pine, Shear-induced gelation and fracture in micellar solutions, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 2121 (1996).
- [9] S. Goto, A. Matsunaga, M. Fujiwara, M. Nishioka, S. Kida, M. Yamato, and S. Tsuda, Turbulence driven by precession in spherical and slightly elongated spheroidal cavities, *Phys. Fluids*, **26**, 055107 (2014).
- [10] Y. Horimoto and S. Goto, Sustaining mechanism of small-scale turbulent eddies in a precessing sphere, *Phys. Rev. Fluids*, **2**, 114603 (2017).
- [11] S. Goto, M. Shimizu, and G. Kawahara, Turbulent mixing in a precessing sphere, *Phys. Fluids*, **26**, 115106 (2014).