

低レイノルズ数の平行平板間流れにおける大規模間欠構造の

スケールと角度依存性について

福留 功二 (立命館大学 理工学部 機械工学科)

大上 芳文 (立命館大学 理工学部 機械工学科)

Koji FUKUDOME (Ritsumeikan Univ.)

Yoshifumi OGAMI (Ritsumeikan Univ.)

1. 緒言

平行平板間流れにおいてレイノルズ数を層流と乱流の遷移域まで低下させると、乱れの多い乱流領域と乱れの少ない準層流領域が交互に配列する大規模間欠構造が観察される。この構造は、Coles[1]によってテーラークエット流で初めて見つかかり、その後、クエット流[2,3]やポアズイユ流[4]で観察がなされ、現在においても精力的に研究がなされている。この構造は、チャンネル幅に比べ非常に大きなスケールを有する大規模間欠構造である。また、乱流領域と準層流領域がストライプ状に配置する乱流ストライプ構造と、乱流領域がスポットで存在する乱流斑点に分けられる。これらの構造は、円管流で見られる乱流パフや乱流スラグに似た構造[4]であるが、流れ方向に特定の傾きで存在するなど、異なる点も存在する。近年、円管で乱流パフを用いて遷移レイノルズ数が決定されたことから[5]、平行平板間流れの遷移レイノルズ数もこの大規模間欠構造を用いて決定がなされることが期待される[6]。

平行平板間流れにおける大規模間欠構造の研究は、数値計算によってクエット乱流を対象に盛に行われてきた。Barkleyら[3,7]は、傾いた計算領域を用いることで、任意の乱流領域の傾きを有する乱流ストライプ構造を生成し、その構造を明らかにした。Tsukaharaら[8]は大規模な数値計算を用いて、乱流ストライプ構造のスケールと傾きを明らかにした。Philipら[9]は、乱流-層流パターンの発生が、計算領域の大きさに依存することを示した。Duguetら[10]は、乱流-層流パターンの発生において、初期乱れに一樣乱れと一点乱れを挿入し、両者からパターンが得られることを示した。さらに、一点乱れの大きさを制御し、その発達を観察することで、乱流-層流パターンが流れ方向に40度傾いた場合において、一点乱れのエネルギーが最小となることを示した。しかし、大規模な計算[8]によってその傾きは約27度と確認されており、定量的な評価の難しさを示唆する。Manneville[11,12]は、レイノルズ数を操作することにより乱流-層流パターンの消滅過程と発達過程を詳細に調べている。さらに、Duguetら[13]は、上流の高速流体と下流の低速流体による流量の差がスパン方向速度を発生し、パターンの維持をなすことを示した。

一方、この大規模間欠構造は乱れを減衰させる外力を加えることで、より高いレイノルズ数で発生することが知られている。Tsukaharaら[14]は、クエット流に回転を加えた系における実験を行い、この大規模間欠構造は層流と乱流の間に存在し、乱れ

を抑制する回転を加えることで、より高レイノルズ数において観察されることを示した。Brethouwerら[15]は、数値計算を用いてTsukaharaら[15]よりさらに大きな回転の効果を加えることで、レイノルズ数が6000や 2×10^4 においても大規模間欠構造が発生し、低レイノルズ数の構造とは異なることを示した。ここで、このレイノルズ数は両壁面の移動速度 $\pm U_w$ とチャンネル半幅 δ で計算される。クエット流における大規模間欠構造は、Manneville[16]によってまとめられている。

ポアズイユ乱流において、Iidaら[17]は、遷移域の計算を小さな計算領域を用いて行い、流れの非定常性が強く現れること、および摩擦が減少する時間において渦構造が壁面から離れることを明らかにした。Tsukaharaら[4,18,19]は、乱流-層流パターンの発生とその統計的性質を明らかにした。著者ら[20,21]は、平均せん断の傾斜がこのパターンの維持に大きく影響すること、及び乱流ストライプ構造内の縦渦構造の非対称性[22]を示唆した。Aidaら[23]は、大規模な数値計算を行い、一点乱れから生じる乱流斑点の成長過程とその内部に生成される乱流ストライプ構造を発見した。また、Iidaら[24]は、系にスパン方向の剛体回転を加え、乱流ストライプ構造が消滅することを示した。一方、回転を極めて小さくすると、乱流ストライプ構造は消滅しないことも明らかにされている[25]。

本研究では、ポアズイユ乱流の直接数値シミュレーションにおいて、Barkleyら[3,7]の方法を用いて任意の角度の乱流-層流パターンを作成し、その構造について議論する。

2. 計算手法

非圧縮の連続の式およびNS式を用いて図1に示す平行平板間のポアズイユ乱流について直接数値シミュレーションを行った。座標系をそれぞれ壁垂直方向に y 、壁面と水平方向に x, z 方向とする。計算アルゴリズムは、空間離散化にフーリエ・チェビシエフ展開を用いたスペクトル法、時間離散化に非線形項に二次精度のAdams-Bashforth法、粘性項にCrank-Nicolson法を用いた。エイリアス誤差の除去に $3/2$ 乗則を用いる。境界条件は壁面に粘着条件、壁面と水平方向(x, z)に周期境界条件をそれぞれ適応する。計算条件として、計算領域は $3\pi\delta \times 2\delta \times 50\pi\delta$ (図2)、計算格子点数を $96 \times 65 \times 1728$ とした。流れは、流れ方向に課した平均圧力勾配によって駆動する。ここで、図3に示すように平均圧力勾配を x 方向および z 方向にそれぞれ作用させることで、流れ方向を x 軸から θ だけ傾けた。時間ステップは $t = 0.0005\delta/u_e$ とし、レイノルズ数 $Re(=u_e\delta/\nu)$ を100から70へと低下させ、定常状態に近づいた $Re = 70$ について解析を行う。ここで、 u_e は平均圧力勾配を用いた代表速度、 ν は動粘性係数である。また、以下用いる変数は、 u_e と ν により無次元化を行い、上付き文字(+)により示す。

3. 結果と考察

図3に、速度勾配テンソルの第二不変量により同定した渦構造とチャンネル中央部の流れ方向速度の分布を示す。図3(a)から図3(d)はそれぞれ $\theta = 0, 20, 40, 60$ [deg.]である。

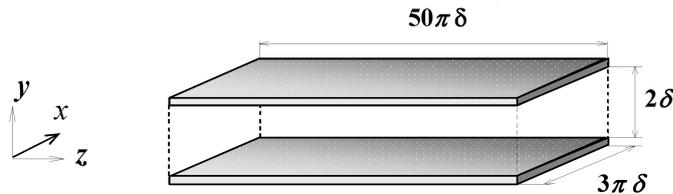


図. 1 Configuration of the computational domain.

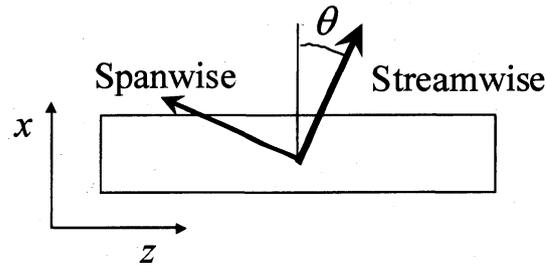


Fig. 2 Computational domain which is inclined at an angle θ to the streamwise direction. This diagram is the top view of Fig.1.

x 方向の周期境界条件より、流れ場を繰り返し表示し、黒の細線は計算領域の境界を示している。渦構造が多く存在する乱流領域とあまり見られない準層流領域がすべての流れ場で観察でき、間欠的な流れとなることが分かる。 $\theta=0$ (図 3(a)) では、縦渦が多く存在する乱流領域の間隔が狭く、流れ方向に渦構造が連なる。一方、 $\theta=20$ (図 4(b)) は、 $\theta=0$ に比べ乱流領域の間隔が大きくなり、乱流領域の上流に大規模な高速流体、下流に低速流体が確認できる。 $\theta=40$ (図 4(c)) において渦構造は、流れ方向に連なる傾向が見られる。そして、上流の高速流体は大規模に観察されるが、下流の低速流体が大規模に存在しない。 $\theta=60$ (図 4(d)) では、渦構造が流れ方向に連なり、構造方向に連なる乱流領域と準層流領域の界面が不鮮明になる。また、上流の高速流体と下流の低速流体も $\theta=20$ に比べ小さくなる。これは、 θ の増加により、計算領域の流れ方向の計算領域が長くなり、 x 方向 (乱流領域の傾いた方向) の周期境界条件による拘束条件が弱くなったためであると考えられる。また、大規模な計算領域を用いた結果 [8] において、ポアズイユ乱流の乱流-層流パターンの傾きは $\theta=20\sim 25$ であることから、周期境界条件の影響により $\theta\geq 40$ においても大規模間欠構造は観察されたが、 $\theta\geq 40$ では上流と下流に存在する高速流体と低速流体が形成されず、間欠構造の維持がなされないと考えられる。よって、乱流領域の上流に存在する高速流体と下流の低速流体を強く維持することが乱流-層流パターンの発生と維持に大きく影響するものと考えられる。

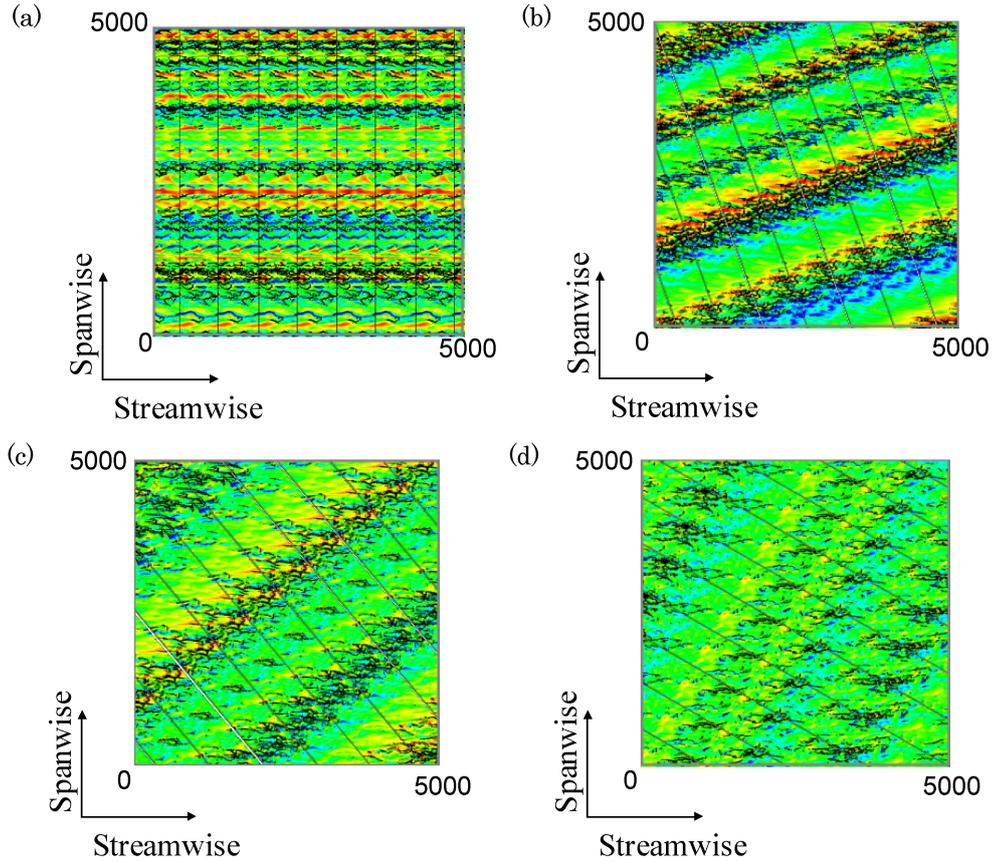


Fig. 3 Instantaneous distributions of high- and low-speed fluids at channel center and vortical structure identified by second invariant of velocity gradient tensor $II^+ = -0.5u_{i,j}^+u_{j,i}^+$ in the entire channel. Black iso-surfaces represent $II^+ = 0.001$. Red to blue contour represents $u_{stream}^+ = -3$ to 3 . Black thin lines represent the boundary of computational domains. The computational domain which is indicated by lines is repeated periodically in the x -direction. (a) $\theta = 0\text{deg}$. (b) $\theta = 20\text{deg}$. (c) $\theta = 40\text{deg}$. (d) $\theta = 60\text{deg}$.

図 4(a)から図(d)に、構造方向である z 断面で平均した流れ方向速度の時間発展を示す。 $\theta = 0$ (図 4(a)) では、ストリークのような細かい構造が z 方向に移動することなく存在する。 $\theta = 20$ (図 4(b)) では、高速流体と低速流体が大規模に存在し、 z 方向に $z^+ = 700$ の周期で配列し維持されることがわかる。また、 $\theta = 40$ (図 4(c)) や $\theta = 60$ (図 4(d)) においても大規模な高速・低速流体は見られるが、 $\theta = 20$ に比べ、その絶対値が小さい。よって、傾きが $\theta = 20$ より大きくなるにつれ、乱流領域の上流と下流に存在する高速流体と低速流体が弱まる。このことは、大規模な計算で観察される角度[8]が、25度~30度であることから、 $\theta > 40$ で大規模な高速流体・低速流体が維持されず、乱流ストライプ構造が観察されないと考えられる。

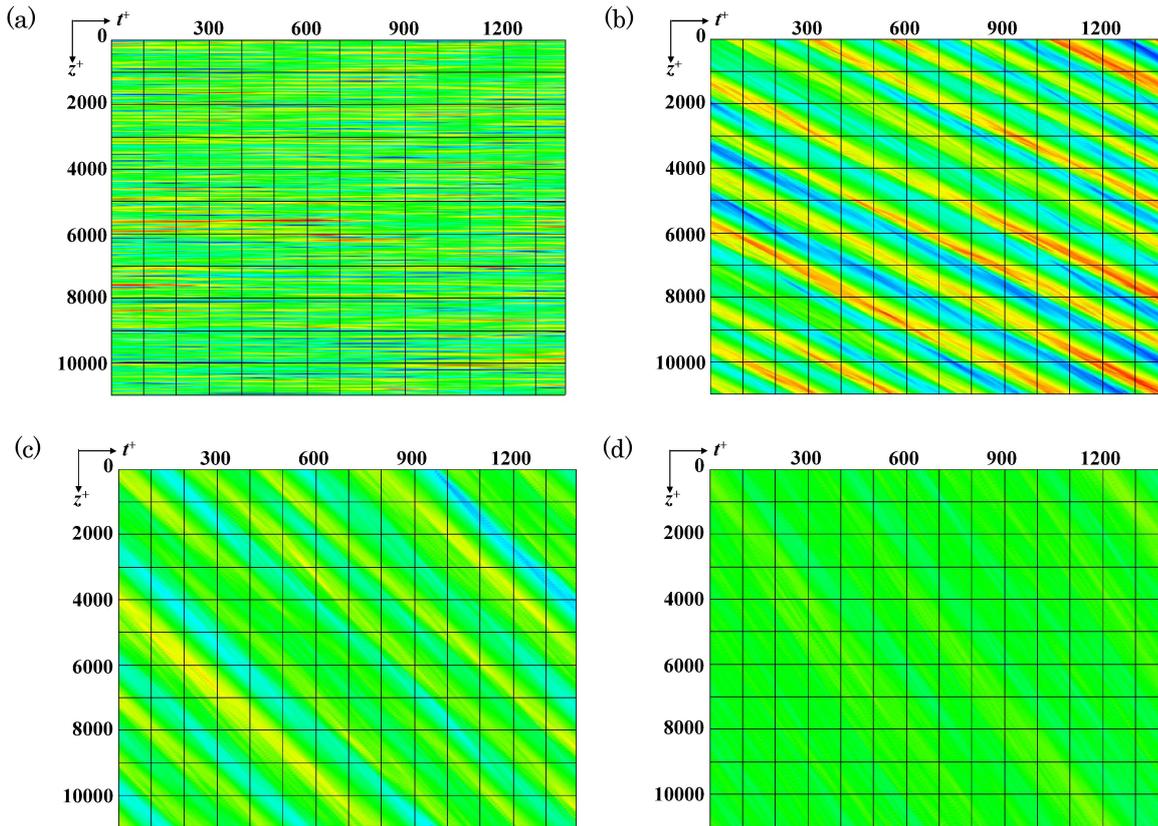


Fig. 4 Streamwise velocities averaged over x - y plane as a function of time t . Red to blue contour represents -3 to 3. (a) $\theta = 0$ deg. (b) $\theta = 20$ deg. (c) $\theta = 40$ deg. (d) $\theta = 60$ deg.

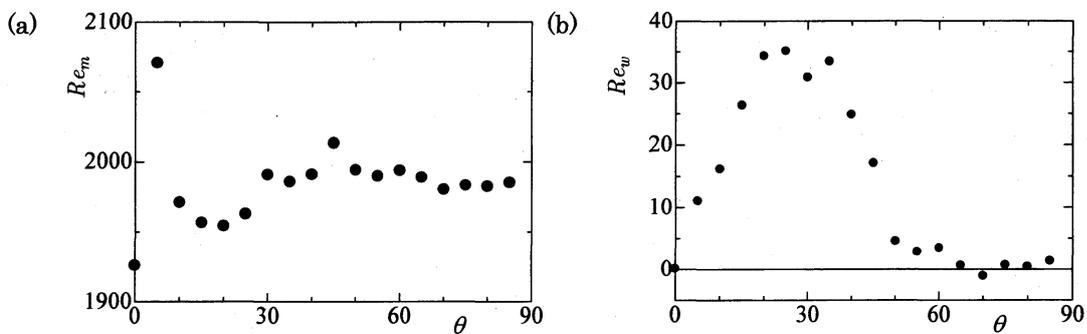


Fig. 4 Flow rates along the streamwise and spanwise directions. (a) Flow rate Re_m along the streamwise direction, where the Re_m is defined by the mean velocity along the direction U_m and 2δ . (b) Flow rate Re_w along the spanwise direction, where the Re_w is defined by the mean velocity along the direction W_m and 2δ .

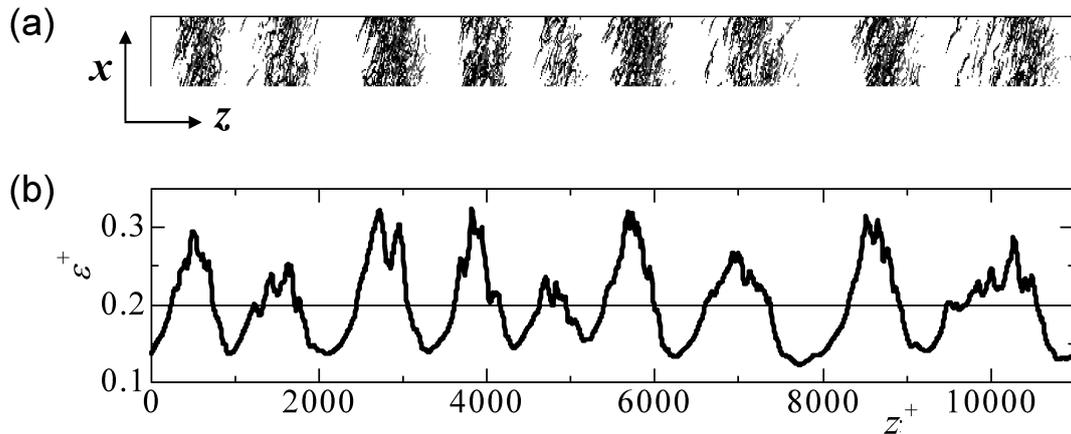


Fig. 6 Instantaneous distribution of longitudinal vortices in computational domain and the dissipation rate. (a) The vortices same as Figure 3. (b) Dissipation rate averaged over $x - y$ plane at each z location. Thin line represents mean value which is 0.2.

図5に各 θ における流れ方向とスパン方向の流量をそれぞれ示す. 流れ方向の流量 Re_m は, $\theta=0$ において最も低い値を取る. $\theta=5$ では高い値を示し,その後 $\theta=20$ まで減少する.さらに, $\theta>25$ では,ほぼ2000に収まる.一方,スパン方向の流量 Re_w は, $\theta=25$ で最大値を取る.これにより,過去の研究[8]で確認されている $\theta=25\sim 30$ は,流れ方向の流量が低く,乱れ(レイノルズ応力)の生成が活発になり,スパン方向への平均流が大きくなる角度に対応する.

図6に $\theta=20$ における,渦構造(図6(a))と,その各 z 断面で平均した散逸率(図6(b))を示す.流れ場全体の散逸率は $\bar{\varepsilon}^+=0.2$ である.渦構造が多く観察される領域は,散逸率も大きい.そして, $\bar{\varepsilon}^+$ を超える領域の幅は, $z^+=600\sim 800$ であり,流れ場全体のコルモゴロフスケール η で正規化すると, $z=400\eta\sim 600\eta$ に相当する.ここで,Ishiharaら[26]による,高レイノルズ数の等方性乱流で見られる高散逸領域に着目する.これは,局所的に散逸率が非常に大きい領域を指し,強いせん断層の内部に存在するなど,低レイノルズ数の大規模間欠構造と類似な構造であると考えられる.また,高散逸領域のスケールは,散逸率が流れ場全体の平均値を超える領域と考えれば,本結果の $400\eta\sim 600\eta$ に相当する.よって,これらのスケールとほぼ一致し,低レイノルズ数の大規模間欠構造が高レイノルズ数の高散逸領域と類似な構造であると考えられる.しかし,Ishiharaら[26]は,コルモゴロフスケールではなく,テイラーのマイクロスケールで正規化している.ここで,この高散逸領域のスケールもレイノルズ数効果があると考えられ,どちらのスケールがレイノルズ数依存性を包括するものか,もしくは,両者のスケールでは正規化できないか未知であるが,少なくとも,Ishiharaら[26]の結果と本研究の結果は,コルモゴロフスケールで正規化すれば同じスケールであるといえる.この真意は,今後のさらなる研究が必要である.

4. 結言

本研究では、遷移域のポアズイユ流に見られる大規模間欠構造である乱流ストライプを対象として、直接数値シミュレーションを行った。ここで、ストライプの方向に短く、その垂直方向に長い計算領域を用いた。その結果、以下のことが分かった。

- 1) 乱流ストライプの角度を任意に変化させることに成功した。
- 2) 乱流ストライプの傾きが 20 度で、乱流領域上流の高速流体と下流の低速流体がはっきりと現れる。また、その時、流れ方向の流量が減少することよりレイノルズ応力の増大とスパン方向の流れが大きくなることを明らかにした。乱流ストライプの傾きが 40 度以上では、流れ方向に連なる渦構造が支配的となった。
- 3) 乱流領域の高散逸領域は、高レイノルズ数の高散逸領域とコルモゴロフスケールで正規化すれば、同じスケールであった。

5. 参考文献

- [1] Coles, D. (1965). "Transition in circular Couette flow." *Journal of Fluid Mechanics*, 21 (03), 385-425.
- [2] Prigent, A., Grégoire, G., Chaté, H., Dauchot, O., & van Saarloos, W. (2002). "Large-Scale Finite-Wavelength Modulation within Turbulent Shear Flows." *Physical Review Letters*, 89(1), 014501.
- [3] Barkley, D., & Tuckerman, L. (2005). "Computational Study of Turbulent Laminar Patterns in Couette Flow." *Physical Review Letters*, 94(1), 014502.
- [4] Tsukahara, T., Seki, Y., Kawamura, H. & Tochio, D. (2005). "DNS of turbulent channel flow at very low Reynolds numbers." *In Proceedings of the Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Williamsburg, VA, USA, 935-940.
- [5] Avila, K., Moxey, D., de Lozar, A., Avila, M., Barkley, D., & Hof, B. (2011). "The onset of turbulence in pipe flow." *Science* (New York, N.Y.), 333(6039), 192-6.
- [6] Shi, L., Avila, M., & Hof, B. (2013). "Scale Invariance at the Onset of Turbulence in Couette Flow." *Physical Review Letters*, 110(20), 204502.
- [7] Barkley, D., & Tuckerman, L. S. (2007). "Mean flow of turbulent-laminar patterns in plane Couette flow." *Journal of Fluid Mechanics*, 576, 109.
- [8] Tsukahara, T., Kawaguchi, Y., & Kawamura, H. (2009). "DNS of turbulent plane Couette flow with emphasis on turbulent stripe." *In Advances in Turbulence XII* (71-74). Springer Berlin Heidelberg.
- [9] Philip, J., & Manneville, P. (2011). "From temporal to spatiotemporal

- dynamics in transitional plane Couette flow." *Physical Review E*, 83 (3), 036308.
- [10] Duguet, Y., Schlatter, P., & Henningson, D. S. (2010). "Formation of turbulent patterns near the onset of transition in plane Couette flow." *Journal of Fluid Mechanics*, 650, 119.
- [11] Manneville, P. (2011). "On the decay of turbulence in plane Couette flow." *Fluid Dynamics Research*, 43 (6), 065501.
- [12] Manneville, P. (2012). "On the growth of laminar–turbulent patterns in plane Couette flow." *Fluid Dynamics Research*, 44 (3), 031412.
- [13] Duguet, Y., & Schlatter, P. (2013). "Oblique Laminar–Turbulent Interfaces in Plane Shear Flows." *Physical Review Letters*, 110 (3), 034502.
- [14] Tsukahara, T., Tillmark, N., & Alfredsson, P. H. (2010). "Flow regimes in a plane Couette flow with system rotation." *Journal of Fluid Mechanics*, 648, 5-33.
- [15] Brethouwer, G., Duguet, Y., & Schlatter, P. (2012). "Turbulent–laminar coexistence in wall flows with Coriolis, buoyancy or Lorentz forces." *Journal of Fluid Mechanics*, 704, 137–172.
- [16] Manneville, P. (2014). "On the transition to turbulence of wall-bounded flows in general, and plane Couette flow in particular." *European Journal of Mechanics-B/Fluids*, in press.
- [17] Iida, O., & Nagano, Y. (1998). "The relaminarization mechanisms of turbulent channel flow at low Reynolds numbers." *Flow, turbulence and combustion*, 60(2), 193-213.
- [18] Tsukahara, T. Iwamoto, K., Kawamura, H. and Takeda, T. (2006). "DNS of Heat Transfer in a Transitional Channel Flow Accompanied by a Turbulent Puff-like Structure." *In: Proceedings of the Fifth International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer*, 193-196.
- [19] Tsukahara, T. and Kawamura, H. (2007). "Turbulent heat transfer in a channel flow at transitional Reynolds numbers," *In: Proceedings of the First Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow*, 62.
- [20] 福留功二, 飯田雄章, & 長野靖尚. (2010). "低レイノルズ数ポアズイユ乱流の大規模構造とその維持機構." *日本機械学会論文集. B 編*, 76(771), 1773-1778.
- [21] Fukudome, K., & Iida, O. (2012). "Large-Scale Flow Structure in Turbulent Poiseuille Flows at Low-Reynolds Numbers." *Journal of Fluid Science and Technology*, 7(1), 181-195.
- [22] 福留功二, & 飯田雄章. (2013). "低レイノルズ数ポアズイユ乱流に生じる大規

- 模構造の縦渦への影響." 日本機械学会論文集 B 編, 79(807), 2352-2362.
- [23] Aida, H., Tsukahara, T. and Kawaguchi, Y. (2011). "Development process of a turbulent spot into stripe pattern in plane Poiseuille flow." *In Proceedings of the Seventh International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, Ottawa, Canada, Paper-ID #8D2P (USB), 6 pages.
- [24] Iida, O., Fukudome, K., Iwata, T., & Nagano, Y. (2010). "Low Reynolds number effects on rotating turbulent Poiseuille flow." *Physics of Fluids*, 22(8), 085106.
- [25] Ishida, T., Tsukahara, T., & Kawaguchi, Y. (2014). "Large-scale structure alternation in rotating plane Poiseuille flow at transitional Reynolds number." *Applied Thermal Engineering*.
- [26] Ishihara T., Hunt J. C. and Kaneda Y., (2011), "Conditional analysis near strong shear layers in DNS of isotropic turbulence at high Reynolds number." *In Journal of Physics: Conference Series*, vol. 318, No. 4, 042004.