

Couette–Poiseuille 流れにおける大規模構造の解析

関本 敦

岡山大学学術研究院 環境生命科学学域

1. はじめに

壁に沿う乱流は壁面摩擦抵抗や熱伝達に大きく影響するため工学的に重要である。特に、飛行機翼やガスタービン翼のような曲がった面上の乱流は、航空機の安定航行や流体機械の不安定性に関わるため、曲面に沿って流れる乱流境界層流れの予測・制御は非常に重要である。これは、局所的な層流–乱流遷移が関わるため、乱流モデルが苦手とする流れである。剥離流れの正確な再現のためには Navier-Stokes 方程式をモデルを使わずに解く直接数値計算 (DNS) が有用であり、乱流統計量の評価だけでなく、時々刻々と変化する乱流構造の特徴を抽出して現象の理解につなげ、高精度の乱流モデルを構築することが課題となる。また、乱流境界層には境界層厚み δ の数十倍程度流れ方向に伸びた (very large-scale motions, superstructures など呼ばれる) 構造があることが報告されており、制御対象として注目されている [1, 2, 3].

乱流境界層は空間発展する乱流であるため、計算領域を非常に大きく取る必要があり、計算コストは膨大である。既往の研究では、流れに逆圧力勾配をかけて、曲がった平面上の乱流境界層を高精度にシミュレーションし、データベース [4] として公開されているが、計算領域の流入や流出面付近は人工的な境界条件の影響が入るため、解析対象とすることはできず、健全な乱流状態が得られる領域は境界層厚さ δ に対して数倍程度 [5] であるため、 $10\text{--}30\delta$ と言われる乱流の大規模構造を解析するには不十分である。そこで、本研究では、流れの大規模構造と壁面からの剥離現象の関連を調査するため、図 1 のような Couette–Poiseuille 流れを考える。図では、上壁面は一定速度 U_w で動くクエット流れに逆向きの平均圧力勾配 ($P' > 0$) がかかっており、圧力勾配 P' を大きくすると平均流 $U(y)$ と速度勾配 (シア, $\partial U/\partial y$) がともに、下壁面近傍で 0 に近づく。異なるレイノルズ数で、壁面せん断応力がほぼ 0 となる状態を (P' を調整しながら) 実現することで、流れが剥離する直前の壁面の状態を調べることができる。このような壁乱流の直接数値計算 (DNS) には、少ない格子点数でも高精度に計算できるスペクトル法を用いる。本課題では、Legendre–Chebyshev 変換を用いて、効率的に Helmholtz 方程式を解く事ができる in-house コードを用いる [6]。MPI と OpenMP のハイブリッドコードで Oakforest-PACS の Xeon phi のノードを多く利用してもスケールできることを確かめてある。本稿では、数値計算手法の詳細について述べた後、Couette–Poiseuille 乱流中の大規模構造について簡単に結果を示す。

2. 計算手法

スペクトル法による Couette–Poiseuille 流れの直接数値計算 (DNS) のアルゴリズムについて解説する。支配方程式は非圧縮の Navier–Stokes 方程式とエネルギー保存則で、スカラー場として温度 (T) を用いる。密度 ρ が温度に比例すると仮定してブシネスク近似を適用し、密度と温度の関係は $\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0)]$ とする。ここで、 ρ_0 は基準密度、 T_0 は基準温度、 $\beta_T \equiv -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ は体膨張係数である。重力加速度ベクトルを $\mathbf{g} = (0, -g, 0)$ (g は重力加速度) として、流体塊に働く浮

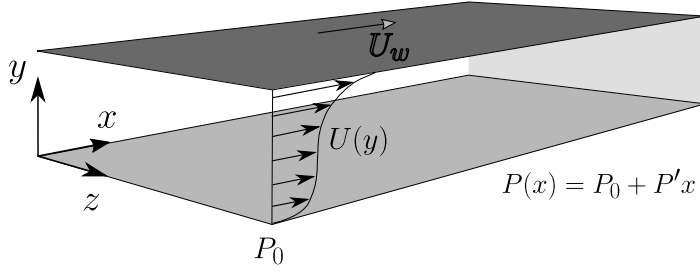


図1 Couette-Poiseuille 流れの外観. 上壁面が U_w で動き, 下壁面が動かない平行平板間 Couette 流れに, 流れ方向 (x) に逆方向の一定の圧力勾配 $P' (= \frac{\partial P}{\partial x} > 0)$ がかかっている.

力は $\mathbf{F}_B = (\rho - \rho_0)\mathbf{g}$ で, 支配方程式は以下で表わされる.

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -\nabla \left(\frac{p}{\rho_0} \right) + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + g\beta_T(T - T_0)\mathbf{e}_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)T = \kappa \nabla^2 T \quad (3)$$

ここで, \mathbf{u} は速度ベクトル, p は圧力, ν は動粘性係数, κ は熱拡散係数である. 関本らの SS-HST の計算手法 [7] と同様に, 非圧縮の Navier-Stokes 方程式を y 方向の渦度 ω_y と $\nabla^2 v (= \phi)$ の支配方程式を式 (1)–(3) から導出すると,

$$\frac{\partial \omega_y}{\partial t} + S_y \frac{\partial \omega_y}{\partial x} = h_g + \nu \nabla^2 \omega_y \quad (4)$$

$$\frac{\partial (\nabla^2 v)}{\partial t} + S_y \frac{\partial (\nabla^2 v)}{\partial x} = h_v + \nu \nabla^2 (\nabla^2 v) + g\beta_T \nabla^2 T \quad (5)$$

ここで, 非線形項は $\mathbf{H} = \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}$ とし,

$$h_g = \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} - S \frac{\partial v}{\partial z} \quad (6)$$

$$h_v = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) H_y \quad (7)$$

である. また, 平均流 $\langle \mathbf{u} \rangle_{xz}$ についての支配方程式は, 以下のようになる.

$$\frac{\partial \langle u \rangle_{xz}}{\partial t} = -\frac{\partial \langle uv \rangle_{xz}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \langle u \rangle_{xz}}{\partial y^2} - \frac{P'}{\rho_0} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \langle w \rangle_{xz}}{\partial t} = -\frac{\partial \langle wv \rangle_{xz}}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 \langle w \rangle_{xz}}{\partial y^2} \quad (9)$$

ここで, $P' (> 0)$ は x 方向の平均逆圧力勾配で一定とする. これらを, 式 (3) と連立させ, 時間方向の離散化アルゴリズムには, 3 段の Runge-Kutta 法を採用する [7]. 粘性項および熱の拡散項については, Spalart ら [8] のように半陰的に取り扱う. x, z 方向には周期境界条件を課してフーリエ級数展開を適用し, 3/2 則でアライアス誤差を取り除く. y 方向には Chebyshev 多項式展開を適用し, 乱流渦を十分に解像するために壁面近傍に格子を細かく配置する (Chebyshev-Gauss-Lobatto 配置, $y_j/L_y = [1 - \cos(\pi j/(N_y - 1))]/2$), ($j = 0, 1, 2, 3, \dots, N_y - 1$). 例えば, 速度 u については,

$$u = \sum_{k=0}^{N_y} \sum_{l=-N_x}^{N_x} \sum_{m=-N_z}^{N_z} \hat{u}_{k,l,m} \exp[i(\alpha l x + \gamma m z)] T_k(y)$$

である．ここで， N_x, N_z は打ち切りフーリエ級数展開の打ち切り波数， T_m は Chebyshev 多項式であり，係数 $\hat{u}_{l,m,n}$ は複素数で $\alpha = 2\pi/L_x$ および $\gamma = 2\pi/L_z$ は x および z 方向の基本波数である．

数値計算においては，平均流量

$$u_b \equiv \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} U(y) dy \quad (10)$$

を一定に保つ．*1

境界層流れにおける代表長さや代表流速に用いられる排除厚さ δ_D を Couette-Poiseuille 流れにおいて定義すると，

$$\delta_D \equiv \int_0^{L_y} \left(1 - \frac{U}{U_w}\right) = L_y \left(1 - \frac{u_b}{U_w}\right) \quad (11)$$

であるから，平均流量を固定パラメータとすることは，排除厚さを設定することに相当する [6]．対応する排除速度を $U_D \equiv \frac{1}{\delta_D} \int_0^{\delta_D} U(y) dy$ と定義しておく．

平均流の支配方程式 (8) から，レイノルズ応力 $\langle uv \rangle$ と圧力勾配とのバランスを考えると，

$$\frac{\langle uv \rangle_{xz}}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - P' \quad (12)$$

であり，これを $y = 0$ から L_y まで積分すると， $P' L_y = \nu \left(\frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=L_y} - \frac{\partial U}{\partial y} \Big|_{y=0} \right) \equiv \tau_w - \tau_0$ という関係が得られる．境界層乱流で用いられる逆圧力勾配パラメータ β_p を，本研究では， $y = 0$ の壁面を基準として，その壁面せん断応力 τ_0 を用いて定義する．

$$\beta_p \equiv \frac{\delta_D}{\tau_0} P' = \frac{\delta_D}{L_y} \frac{\tau_w - \tau_0}{\tau_0} = \left(1 - \frac{u_b}{U_w}\right) \frac{\tau_w - \tau_0}{\tau_0} \quad (13)$$

流れが剥離する直前では， $\beta_p \rightarrow \infty$ である．

安定に計算するための，時間ステップの刻み幅を移流項から見積もると，

$$\Delta t \leq \text{CFL} \min\left(\frac{\Delta x}{\pi|u|}, \frac{\Delta y}{\pi|v|}, \frac{\Delta z}{\pi|w|}\right), \quad (14)$$

なる制約を受ける．本研究では，CFL (Courant–Friedrichs–Lewy) 条件は $= 0.6$ とした．乱流の直接数値計算では，渦構造を解像するために壁面近傍に格子点数を多く配置するが，時間刻みに対する粘性項の影響が厳しくなるが，粘性項は時間に対して陰的に取り扱って，時間刻み幅の制約を緩和する．支配方程式のポアソン方程式を数値的に解く必要があり，式 (4) は 2 階の微分方程式，式 (5) については 4 階の微分方程式を満たすべき境界条件の下で数値的に解く必要がある．以下では，それらの計算手法の詳細について解説する．

3. Chebyshev-Legendre-Galerkin 法

Chebyshev 多項式展開を用いると微分係数行列の最大固有値が N^2 で大きくなるため，多くの格子点数を用いたときの精度が悪化する．そこで Legendre 多項式展開を用いたが，その微分係数行列は密行列であり，また高速変換も用いることが出来ない．そこで，Chebyshev 変換と Legendre 変換を組み合わせた解法 [6] を開発して用いた．

*1 一般に，平均流 $U(y) = \langle u \rangle_{xz}(y)$ は時間依存するが，帯域的な外力によって平均流速は常に一定に保たれる．

Chebyshev-Legendre 変換

まず, ある基底関数 ϕ_k が境界条件 $\phi_k(\pm 1) = 0$ (例えば, ω_y の境界条件) を常に満たしてほしいものとする. Legendre 多項式 L_k を用いれば, 以下のように表せる.*²

$$\phi_k = L_k + a_k L_{k+1} + b_k L_{k+2}, \quad (15)$$

$$a_k = 0, \quad b_k = -1. \quad (16)$$

また, Chebyshev 多項式 T_k を用いると,

$$\phi_k = T_k + a_k T_{k+1} + b_k T_{k+2}, \quad (17)$$

$$a_k = 0, \quad b_k = -1, \quad (18)$$

と表せる.*³

ここで, あるスカラー量 $p(y)$ が

$$p(y) = \sum_{j=0}^{N_y} f_j T_j(y) = \sum_{j=0}^{N_y} g_j L_j, \quad (19)$$

と書けるとき, $\mathbf{f} = \mathbf{A}\mathbf{g}$ (Legendre 係数 \rightarrow Chebyshev 係数), $\mathbf{g} = \mathbf{B}\mathbf{f}$ (Legendre 係数 \leftarrow Chebyshev 係数), および $\mathbf{A}\mathbf{B} = \mathbf{B}\mathbf{A} = \mathbf{I}$ という変換行列*⁴

$$a_{ij} = \frac{2}{c_i \pi} (T_i, L_j)_\omega, \quad b_{ij} = (i + \frac{1}{2})(L_i, T_j), \quad (20)$$

を作ることができる. ここで, $c_0 = 2, c_i = 1 (i \geq 1)$, $\omega = 1/\sqrt{1-y^2}$ で, 内積は $(a, b) = \int_{-1}^{+1} ab \, dy$, 重み付き積分を $(a, b)_\omega = \int_{-1}^{+1} \omega ab \, dy$ と定める. Chebyshev 多項式, および, Legendre 多項式の直交性と偶奇性から以下が分かる.

$$a_{ij} = b_{ij} = 0, \quad \text{for } i > j \text{ or } i + j, \text{ odd} \quad (21)$$

\mathbf{A} と \mathbf{B} の非ゼロ要素は以下の漸化式から求めることができる.

$$T_{i+1}(x) = 2xT_i(x) - T_{i-1}(x), \quad (i \geq 1), \quad (22)$$

$$L_{i+1}(x) = \frac{2i+1}{i+1}xL_i(x) - \frac{i}{i+1}L_{i-1}(x), \quad (i \geq 1). \quad (23)$$

具体的に係数 $\tilde{a}_{i,j} = (T_i, L_j)_\omega$ を $j \geq i \geq 1$ について求めると,

$$\tilde{a}_{i,j+1} = (T_i, L_{j+1})_\omega \quad (24)$$

$$= \frac{2j+1}{2j+2}(\tilde{a}_{i+1,j} + \tilde{a}_{i-1,j}) - \frac{j}{j+1}\tilde{a}_{i,j-1}. \quad (25)$$

同様に, 係数 $\tilde{b}_{i,j} = (L_i, T_j)$ を $j \geq i \geq 1$ について求めると,

$$\tilde{b}_{i,j+1} = \frac{2i+2}{2i+1}\tilde{b}_{i+1,j} + \frac{2i}{2i+1}\tilde{b}_{i-1,j} - \tilde{b}_{i,j-1}. \quad (26)$$

*² $L_k(\pm 1) = (\pm 1)^k, L'_k = \frac{1}{2}(\pm 1)^{k-1}k(k+1)$

*³ 本研究のように Couette-Poiseuille 流れの場合でも, 境界条件 $u(1) = 1$ を満足させる基底関数を同様に作成可能で, $\tilde{u} = \beta x^2 + \gamma x$ など変数変換を行えば良い. 例えば Couette 流れでは平均流 $\langle u \rangle_{xz}$ については, Chebyshev 多項式に対して, $\phi_k(\pm 1) = \pm 1, (a_k, b_k) = (-1, 1) (k = 2n); (0, 0) (k = 2n + 1)$ とすれば良い.

*⁴ \mathbf{B} の逆行列の計算には LAPACK ライブラリを用いる (`dgetrf` および `dgetri`).

Chebyshev 変換には高速フーリエ変換 (FFT) が応用できるため、単純に Legendre 変換を用いるよりも計算コストを抑えることができる [9]。また、壁乱流で従来からよく使われてきたのは、Chebyshev 多項式展開を用いた手法 [10] であるため、過去の資産を活かしたまま、高精度な数値解析を実施できる。

Galerkin 法の適用 1

一般的に、ある変数 $u(y)$ についての 2 階微分方程式 (Helmholtz 方程式)

$$-u'' + \alpha u = f, \quad \text{in } I = (-1, 1), \quad (27)$$

を境界条件 $u(\pm 1) = 0$ の下で解くことを考える。境界条件を満たす基底 $\{\phi_k\}_{k=0,1,\dots,N_y-2}$ を用いて、

$$\hat{f}_k = (I_N f, \phi_k)_\omega, \quad \tilde{\mathbf{f}} = (\hat{f}_0, \hat{f}_1, \dots, \hat{f}_{N_y-2})^T; \quad (28)$$

$$u_N(y) = \sum_{n=0}^{N_y-2} \hat{u}_n \phi_n(x), \quad \tilde{\mathbf{u}} = (\hat{u}_0, \hat{u}_1, \dots, \hat{u}_{N_y-2})^T; \quad (29)$$

$$s_{kj} = -([I_N \phi_j']', \phi_k)_\omega, \quad m_{kj} = ([I_N \phi_j], \phi_k)_\omega. \quad (30)$$

ここで、 I_N は物理格子点上への補間作用素、 $S = (s_{kj})$ と $M = (m_{kj})$ ($0 \leq k, j \leq N_y - 2$) はそれぞれ、Stiffness 行列と Mass 行列である。^{*5}したがって、式 (27) について、以下のような線形連立方程式が得られる。

$$(S + M)\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\mathbf{f}}. \quad (31)$$

この Stiffness 行列 S は対角成分

$$s_{kk} = -(4k + 6)b_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (32)$$

のみを持ち、Mass 行列 M は 5 重対角対称行列で、非ゼロ成分は

$$m_{jk} = m_{kj} = \begin{cases} \frac{2}{2k+1} + a_k^2 \frac{2}{2k+3} + b_k^2 \frac{2}{2k+5}, & (j = k) \\ a_k \frac{2}{2k+3} + a_{k+1} b_k \frac{2}{2k+5}, & (j = k+1) \\ b_k \frac{2}{2k+5}, & (j = k+2) \end{cases} \quad (33)$$

である。

Galerkin 法の適用 2

次に、ある変数 $u(y)$ についての 4 階の微分方程式

$$u^{(4)} - \alpha u'' + \beta u = f, \quad \alpha, \beta > 0, \quad x \text{ in } I = [-1, 1], \quad (34)$$

$$u(\pm 1) = u'(\pm 1) = 0. \quad (35)$$

^{*5} S と M は一般に密行列であるが、Chebyshev 多項式については、 M は 5 重対角対称正定値行列、 S は上 3 重対角行列で、 $j < k$ または、 $j + k = \text{odd}$ の場合に成分がゼロである [9]; Legendre 多項式については、 M と S はどちらも対称な疎行列である。

を境界条件の下で解くことを考える．境界条件 $\phi_k(\pm 1) = 0$, $\phi'_k(\pm 1) = 0$ *6を満たす基底 ϕ_k は

$$\phi_k = d_k(L_k + a_k L_{k+2} + b_k L_{k+4}), \quad (36)$$

$$a_k = -\frac{2(2k+5)}{2k+7}, \quad b_k = \frac{2k+3}{2k+7}, \quad d_k = 1/\sqrt{2(2k+3)^2(2k+5)}, \quad k = 0, 1, \dots, N_y - 4. \quad (37)$$

である．*7 *8対応する弱形式は以下のように表わせる．

$$(u''_N, \phi''_k) + \alpha(u'_N, \phi'_k) + \beta(u_N, \phi_k) = (I_N f, \phi_k), \quad (38)$$

ここで, I_N は Legendre-Gauss-Lobatto 点への補間作用素である．係数は, Kronecker のデルタ δ_{ij} を用いて,

$$a_{kj} = (\phi''_j, \phi''_k) = \delta_{kj}, \quad (39)$$

で, $b_{kj} = (\phi_j, \phi_k)$, $c_{kj} = (\phi'_j, \phi'_k)$ の非ゼロ要素はそれぞれ, 以下で定められる．

$$b_{k,k} = d_k^2(e_k + h_k^2 e_{k+2} + g_k^2 e_{k+4}), \quad (40)$$

$$b_{k,k+2} = b_{k+2,k} = d_k d_{k+2}(h_k e_{k+2} + g_k h_{k+2} e_{k+4}), \quad (41)$$

$$b_{k,k+4} = b_{k+4,k} = d_k d_{k+4} g_k e_{k+4}, \quad (42)$$

$$c_{k,k} = -2(2k+3)d_k^2 h_k, \quad (43)$$

$$c_{k,k+2} = c_{k+2,k} = -2(2k+3)d_k d_{k+2}, \quad (44)$$

$$e_k = \frac{2}{2k+1}, \quad g_k = \frac{2k+3}{2k+7}, \quad h_k = -(1+g_k). \quad (k = 0, \dots, N_y - 4) \quad (45)$$

最終的に, $u_N = \sum_{k=0}^{N_y-4} \hat{u}_k \phi_k$, $\hat{f}_k = (I_N f, \phi_k)$, $\bar{\mathbf{u}} = (\hat{u}_0, \hat{u}_1, \dots, \hat{u}_{N_y-4})^T$, $\bar{\mathbf{f}} = (\hat{f}_0, \hat{f}_1, \dots, \hat{f}_{N_y-4})^T$, について, 以下の連立方程式が得られる．

$$(\alpha C + \beta B + I)\bar{\mathbf{u}} = \bar{\mathbf{f}}. \quad (46)$$

B, C はサイズが $(N_y - 3)^2$ の対称正定値行列であり, ϕ_k 偶数モードと奇数モードについて, 独立な方程式に分けることができ, B は2つの5重対角行列 (B_e, B_o) に, C は2つの3重対角行列 (C_e, C_o) に分離できる．つまり, 境界条件を満たす基底関数の係数 $\bar{\mathbf{f}}$ を $\sum_{k=0}^{N_y-4} \hat{f}_k \phi_k = \sum_{j=0}^{N_y} g_j L_j$ から求める際には, k が偶数と奇数で, 独立に以下の漸化式から求められる．

$$\hat{f}_k = d_k \left[\frac{g_k}{((k) + \frac{1}{2})} + a_k \frac{g_{k+2}}{((k+2) + \frac{1}{2})} + b_k \frac{g_{k+4}}{((k+4) + \frac{1}{2})} \right] \quad (47)$$

$$(k = 0, 2, 4, \dots, N_y - 4) \text{ or } (k = 1, 3, 5, \dots, N_y - 5) \quad (48)$$

また, 式 (46) を解くために, 以下の2つの連立方程式を独立に解けば良い．

$$(\alpha C_e + \beta B_e + I)\bar{\mathbf{u}}_e = \bar{\mathbf{f}}_e, \quad (49)$$

$$(\alpha C_o + \beta B_o + I)\bar{\mathbf{u}}_o = \bar{\mathbf{f}}_o. \quad (50)$$

求めた係数 ($\bar{\mathbf{u}}_e, \bar{\mathbf{u}}_o$) は境界条件を満たすために用意した基底関数 ϕ_k の係数であるから, $\sum_{j=0}^{N_y} g_j L_j = \sum_{k=0}^{N_y-4} \hat{u}_k \phi_k$ より Legendre 係数を求め, $\mathbf{f} = \mathbf{A} \mathbf{g}$ (Legendre 係数 \rightarrow Chebyshev 係数) を適用することで, 最終的に変数 u の Chebyshev 係数が得られる．

*6 本研究では, y 方向の速度 v に相当する

*7 $\phi_k(1) = 1 + a_k + b_k = 0$, $\phi'(1) = \frac{1}{2}k(k+1) + \frac{a_k}{2}k(k+2) + \frac{b_k}{2}k(k+4)(k+5) = 0$

*8 $k \sim O(10^3)$ では d_k に含まれる平方根の誤差が大きくなる恐れがあるので, $d_k^{-1} = (2k+3)\sqrt{2(2k+5)}$ を用いる．

4. 結果

3つの異なるレイノルズ数 ($Re_w = U_w L_y / \nu = 12000, 24000, 48000$) における Couette-Poiseuille 流れの DNS を実施し、どれも圧力勾配パラメータ β_P を $O \approx 10^{-6}$ に調節した上で、乱流統計量を取得した。

平均流速 $U(y)$ については排除厚さ δ_D とそれに基づく平均流速 U_D で概ねよくスケールできている (図 2)。

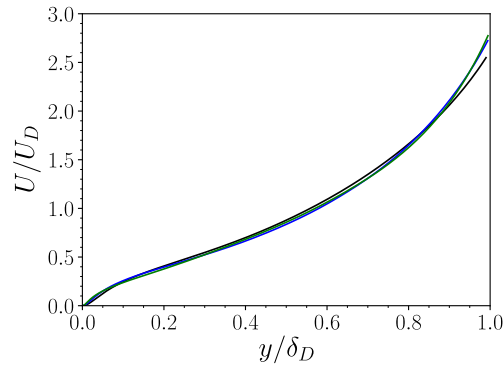


図 2 $y = 0$ 近傍の平均流速分布を排除厚さに基づくスケールで規格化した。(黒線) $Re_w = 12000$; (青線) $Re_w = 24000$; (緑線) $Re_w = 48000$ 。

図 3(a) は、ある瞬間場の速度変動の 3 次元可視化図で、変動が正 ($u' > 0$) の領域を赤系の等値面で表している。流れ方向に伸びた大規模ストリークが観測できる。図 4 では、2 点速度相関図で中央断面 ($y/h = 1$) から下壁面 ($y = 0$) 近傍では、図 3 の観測通り、幅 $\Delta z = \pi h$ 程度の大規模構造の影響をはっきりと確認できる。大規模構造の生成維持機構の解明と制御手法の開発が今後の課題である。

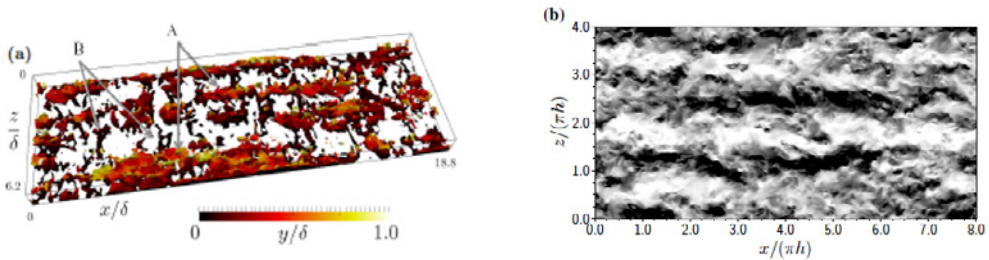


図 3 Couette-Poiseuille 流れの大規模構造 [6]. (a) 流れ方向速度の等値面。A で示すように流れ方向に伸びた構造が確認できる。B のようにせん断がほぼゼロとなる壁面の近傍でスパン方向に伸びた構造があり、局所的に流れが逆流している領域を示している。(b) 中心面 ($y/\delta = 0.5$) での流れ方向速度変動 ($-1.5 < u'/u_{rms} < 1.5$) の様子。ストリーク構造が確認できる。

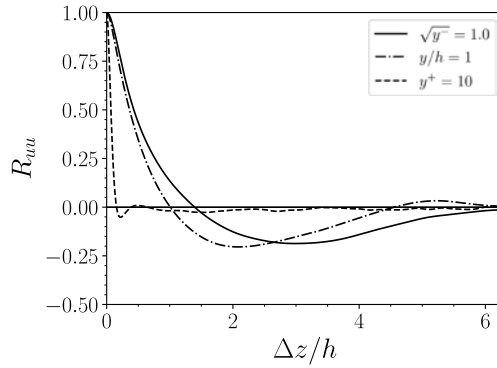


図4 速度 u のスパン方向 z 方向の2点速度相関係数. 剥離が生じている近傍での大規模構造がおおよそ $L_y/(\pi h) = 1$ の幅で確認でき図3(b)の観察結果とよく一致する.

謝辞

本研究は、若手・女性利用者推薦課題「Couette-Poiseuille 流れにおける大規模構造の解析」(2020年度)の援助を受けた。また、科研費基盤研究C「逆圧力勾配下における乱流境界層の統計量スケーリング則と新たなLES基盤の創出」(21K03876)の援助を受けて継続中である。

参考文献

- [1] A. J. Smits, I. Marusic, *Phys. Today* **66**, 25 (2013).
- [2] R. J. Adrian, *Phys. Fluids* **19**, 041301 (2007).
- [3] N. Hutchins, I. Marusic, *J. Fluid Mech.* **579**, 1 (2007).
- [4] J. Soria, *et al.*, Statistics and TKE Budgets of $\beta = 0, 1, 39$. Turbulent Boundary Layer DNS (2019).
- [5] V. Kitsios, *et al.*, *J. Fluid Mech.* **829**, 392 (2017).
- [6] A. Sekimoto, C. Atkinson, J. Soria, *J. Phys.: Conf. Series* **1001**, 012020 (2018).
- [7] A. Sekimoto, S. Dong, J. Jiménez, *Phys. Fluids* **28**, 035101 (2016).
- [8] P. R. Spalart, R. D. Moser, M. M. Rogers, *J. Comput. Phys.* **96**, 297 (1991).
- [9] J. Shen, *INTERNATIONAL CONFERENCE ON SPECTRAL AND HIGH ORDER METHODS* (1996), pp. 233–239.
- [10] J. Kim, P. Moin, R. D. Moser., *J. Fluid Mech.* **177**, 133 (1987).