

壁乱流中の秩序構造の階層性について

*関西大学 工学部 板野 智 昭

Faculty of Engineering, Kansai University

**京都大学大学院 理学研究科 藤 定 義

Department of Physics and Astronomy, Graduate School of Science,
Kyoto University

圧力勾配によって駆動される2平板間流れ(チャンネル流)の定常進行波解を数値的に求めた。求解には仮想的な外力を導入することによる解の連続的な接続法とニュートン法による数値計算を用いた。外力の形はWaleffe(2003)[Phys. Fluids. 15(6) 1517]とは異なるが、最終的に得られた解はWaleffeが求めた解に一致すると考えられる。更に得られた解の倍のスパン方向幅をもつ計算領域に本手法を応用することで、Waleffeの解の倍周期分岐解を求めた。

1 緒言

乱流研究の歴史は大変長いですが、近年、乱れの中に現れる秩序構造が乱流中で果たす役割りが明らかになるにつれ、研究者らの関心は、乱流の統計から構造の動力学の解明に移ってきた。このような潮流は壁乱流においても同じで、たとえば河原・木田¹⁾はミニマルユニット²⁾と呼ばれる小さな計算領域を用いて平板クエット流れの直接数値計算を行い、相空間中に描かれる時間発展軌道に周期的な特徴が隠れていることを見出した。彼らは計算から得たデータをもとに分岐解析を行い、数値的に厳密な意味でナビエ・ストークス方程式の非線形周期解を求めることに成功した。この周期解は静的・層流的および動的・乱流的な二つのフェーズからなるが、静的なフェーズにおいて比較的長い時間維持される流れのパターンは、従来より実験で知られていた壁近傍構造に類似している。河原らが求めた解はWaleffeらによる先駆的研究から理論的に予言されていた壁近傍にある壁乱流維持の最小メカニズム、自己維持過程^{3, 4, 5)} (SSP, Self-Sustaining Process)の原型と考えることができる。

現実の乱流における乱れの源は壁近傍にあるメカニズムだけとは限らない。壁乱流の場合、大小様々なスケールの渦構造が壁から階層的に、かつ空間的に重なりあって存在していると考えられ^{6, 7)}、事実、壁から離れた領域にも秩序的な構造が存在することが近年数多く報告されている。そのうちの一つに、壁から離れた領域に存在する大規模構造^{8, 9, 10)}が挙げられる。大規模構造とは外部層、対数則層からバッファー層にまで達する秩序構造¹¹⁾で、スパン方向の構造間間隔が排除厚み等、

*〒564-8680 大阪府吹田市山手町3-3-35

**〒606-8502 京都市左京区北白川追分町

外部長さでスケールされる点を除けば、その形は壁面近傍に観測される低速流と高速流の縞(ストリーク)に似ている(以下ではバッファ層から壁面までを壁近傍領域と呼ぶことにする)。このため大規模構造は流れ方向速度の大小を用いて同定されることが多い。また大規模構造の低速流と高速流の間の剪断を維持するためにこれら縞の間には、流れ方向に軸をもち時間的・空間的にスケールの大きな循環が存在すると考えられる。大規模構造の流れ方向のスケールは長大¹²⁾で、その完全な姿を再現するために大規模な計算が近年盛んに行われている。現在、大規模構造の形態についてはある程度解明が進んでいる一方で、その発生メカニズムや壁近傍の流れへの役割りについてはまだ統一的な理解は得られていない。これに対し、我々は直接数値計算を用いた過去の研究¹³⁾で、大規模構造の発生は複数の壁近傍の秩序構造がスパン方向に並ぶことで生まれる倍周期の振動に対する不安定性に起因するという仮説をたてた。

流れの分岐解析の分野では、何らかのパラメータ(ホモトピーパラメータ)を連続的に変化させることで解の接続を追い、未知の解を発見する方法(Continuation method, 以下では単に接続法と呼ぶ)が古くから使われてきた^{14, 15)}。当然のことながら、チャンネル流においてもそこで発現する秩序構造を有す有限振幅解を求める際には接続法が有力な手段であると期待されていたが、これまで長らく成果は示されないままだった。チャンネル中の秩序構造をもつ厳密解を求めるためにWaleffe(2003)は系に適した仮想的な外力を導入し、この外力の連続的な変化にともなう解の接続^{16, 17)}を追うことで、チャンネル流の有限振幅解を見つけることに成功した。

本研究では、Waleffe(2003)の求解の過程で必要とされた手続きを簡略化した新しい接続法を提案し、ニュートン法を用いてチャンネル流中の数値解を求める。得られた解は結果的にはWaleffeが求めた厳密解と一致すると考えられる。更に、Waleffeの解のスパン方向に倍の周期の計算領域へ今回用いた接続法を応用し、Waleffeの解の倍周期分岐解を求める。倍周期分岐解がもつ二つの長さスケールは、大規模構造と壁近傍構造に関連すると考えられる。以降では順に系の方程式と探索方法について述べ、今回得られたWaleffeの解を示すとともに、新しく得られた倍周期分岐解について述べる。

2 計算手法

2.1 支配方程式

無限平行平板間(チャンネル $-\tilde{h} < \tilde{y} < +\tilde{h}$)を満たし非圧縮ナヴィエ・ストークス方程式に従う流体を考える。

$$\begin{aligned}\tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{u}} &= 0, \\ \partial_t \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{u}} \cdot \tilde{\nabla} \tilde{\mathbf{u}} &= -\tilde{\nabla} \tilde{p} + \nu \tilde{\nabla}^2 \tilde{\mathbf{u}} + \tilde{\mathbf{F}}.\end{aligned}$$

ここで $\tilde{\nabla}$ は有次元の座標 $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$ に関する偏微分を表す。平板上 $\tilde{y} = \pm\tilde{h}$ で粘着条件 $\tilde{\mathbf{u}} = 0$ 、流れ方向 $\tilde{x}$ およびスパン方向 $\tilde{z}$ には周期境界条件を課す。以下では

計算領域の流れ方向の周期を $\tilde{L}_x$, スパン方向の周期を $\tilde{L}_z$ とし, それぞれに対応する波数を $(\tilde{\alpha}, \tilde{\gamma}) = (2\pi/\tilde{L}_x, 2\pi/\tilde{L}_z)$ とする.

$\tilde{\mathbf{F}}$ は外部から流体要素に作用する体積力一般を表現するが, 本研究では次のような形に特定する.

$$\begin{aligned}\tilde{\mathbf{F}} &= \tilde{F}_x \mathbf{e}_x + \tilde{F}_y \mathbf{e}_y + \tilde{F}_z \mathbf{e}_z, \quad \tilde{F}_x = \frac{\Delta \tilde{P}}{\tilde{L}_x}, \\ \tilde{F}_y &= \tilde{f}_r \tilde{y} \cos(\tilde{\gamma} \tilde{z}), \quad \tilde{F}_z = -\frac{\tilde{f}_r}{\tilde{\gamma}} \sin(\tilde{\gamma} \tilde{z}).\end{aligned}$$

流れ方向成分 $\tilde{F}_x \mathbf{e}_x$ は, 実験などで流れの駆動に必要なとなる流路の入口と出口の圧力差 $\Delta \tilde{P}(>0)$ に起因する力である. 以下で与えられるように, この圧力差はレイノルズ数 Re_P と比例関係にある. 一方, これとは垂直な断面内の方向に加わる力の成分 $\tilde{F}_y \mathbf{e}_y + \tilde{F}_z \mathbf{e}_z$ は, 断面内の座標 $(\tilde{y}, \tilde{z})$ に依存する通常のチャネル流では非現実的な力である. この成分を以下では仮想外力と呼ぶ. 本研究で用いる仮想外力と Waleffe(2003) で使われた仮想外力¹⁷⁾ は数学的には異なるものである. しかしながら, この外力が上下二つの半計算領域 ($\tilde{y} < 0$ と $\tilde{y} > 0$ の領域) に対称な形で, 流れ方向に回転軸をもった二次元的な渦対を生み出す効果を持つという点では, 分岐解析における仮想外力の役割は定性的には同等なものであると予想される. ここで用いる仮想外力の大きさが有限の際に得られる解は特殊な解であるが, 仮想外力の係数 $\tilde{f}_r \rightarrow 0$ の極限に限り, 解 $(\tilde{\mathbf{u}}, \tilde{p})$ は, 我々が通常考えるチャネル流の厳密解になる. 例えば $\tilde{f}_r = 0$ における層流解は次のように表される.

$$\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{U}_0 \left(1 - \left(\frac{\tilde{y}}{\tilde{h}}\right)^2\right) \mathbf{e}_x, \quad \tilde{p} = 0.$$

ここで $\tilde{U}_0$ は層流の中心最大速度であり $\tilde{U}_0 = \frac{\Delta \tilde{P} \tilde{h}^2}{2 \tilde{L}_x \tilde{\nu}}$ で定義される.

次に $\tilde{U}_0$ と, 平板間距離の半分の長さ $\tilde{h}$ を用いて方程式の無次元化を行う.

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \partial_t \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} &= -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}_P} \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{F}.\end{aligned}$$

ここで圧力勾配一定下におけるチャネル流のレイノルズ数 Re_P は $\text{Re}_P = \frac{\tilde{U}_0 \tilde{h}}{\tilde{\nu}}$ で定義される. 平板上 $y = \pm 1$ で粘着条件 $\mathbf{u} = 0$ を, 流れ方向 x およびスパン方向 z には周期 (L_x, L_z) の周期境界条件を課す. それぞれに対応する無次元波数は $(\alpha, \gamma) = (2\pi/L_x, 2\pi/L_z)$ のように再定義される.

2.2 対称性と解の表現

以降の解析では, 解に対し次の制限をおく. まず解が x 方向に進行する定常進行波解であることを仮定する. 解の流れ方向の位相速度 c_x を用いると流れ場の時間微分は空間微分を用いて次のように与えられる.

$$\partial_t \mathbf{u}(x, y, z, t) = -c_x \partial_x \mathbf{u}(x, y, z, t).$$

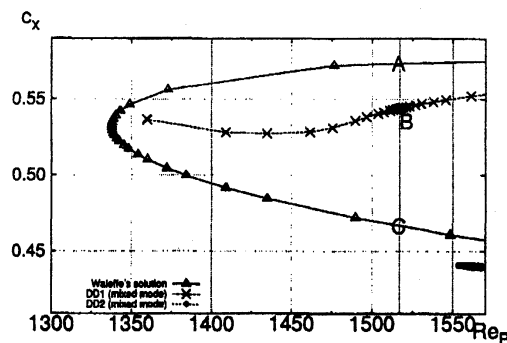


図1 $(f_r, \alpha, \gamma) = (0, 1.00, 1.94)$ の場合の解の分岐図. 横軸に Re_P , 縦軸に解の流れ方向の位相速度 c_x をとった. 図中実線で表されている Waleffe の分枝は $(f_r, \alpha, \gamma) = (0, 1.00, 3.88)$ の場合の解である. 図中の $Re_P = 1517$ の線と A, B, C の文字は図 2 に一致する.

加えて文献¹⁷⁾で使われている二つの対称性 (平行移動不変性および反転対称性, 上下反転対称性) を満たす流れ場を扱う.

境界条件として平板上 $y = \pm 1$ で $u_y = \partial_y u_y = \omega_y = U_x = U_z = 0$, 流れ方向およびスパン方向には周期境界条件を課す. 境界条件を満たす流れ場や渦度場は, 流れ方向とスパン方向にはフーリエ展開, 壁に垂直な方向にはチェビシェフ多項式と $(1-y^2)$ あるいは $(1-y^2)^2$ の積からなる多項式の展開を用いて, 表現する. 展開形を前節の終りに示した基礎方程式に代入しガラーキン法を用いると, 展開係数 $\hat{u}_y, \hat{\omega}_y, \hat{U}_x, \hat{U}_z$ と位相速度 c_x を未知数とした二次の非線形代数方程式 $F(X; Re_P, f_r) = 0$ が得られる. ここで X は $\hat{u}_y(n_x, n_y, n_z), \hat{\omega}_y(n_x, n_y, n_z), \hat{U}_x(n_y), \hat{U}_z(n_y), c_x$ を成分にもつベクトルである. ただし対称性から従属関係にあるモードは X の成分としてカウントしない. この代数方程式をニュートン法を用いて数値的に解いた結果が以降で示される定常進行波解である.

3 計算結果

3.1 Waleffe の解

$f_r \rightarrow 0$ の極限で解はチャネル流の解に対応する. レイノルズ数と解の流れ方向の位相速度の関係を図 1 に Δ 印の曲線で示す. レイノルズ数の上昇に伴い上分岐・下分岐のいずれの解も位相速度は低下する傾向にあるのがみてとれる. 進行波解の位相速度とともに計算領域内の流れ方向速度の最大値もレイノルズ数の増加とともに減少傾向にある. これはレイノルズ数の上昇に伴い秩序構造が壁に近接し, 計算領域中央部分では流れのプロファイルが平らになる乱流特有の傾向を表していると考えられる.

先に述べたように, 本研究で用いられた仮想外力と境界条件に関しては, Waleffe(2003) と本研究ではアプローチの仕方¹⁷⁾に違いはあるが, 外力が作り出す流れの性質や以下に示す可視化結果の類似性から, 最終的に $f_r = 0$ かつ壁面で粘着条件に課した時に得られる定常進行波解は一致すると考えられる. そこで以下で

は本研究で得られた解を便宜上“Waleffe の解”と呼ぶ。

3.2 階層的構造

今, スパン方向に幅 L_z をもつ計算領域に対して解が満たすべき方程式と対称性の組を $\mathcal{F}_{L_z, f_r}[\cdot] = 0$ と表し, またこの方程式から得られた解を $\mathcal{X}_\gamma(z)$ と表すことにする. 解が方程式と対称性を満たしていることは, 形式的に次のように表現することができる.

$$\mathcal{F}_{L_z, 0}[\mathcal{X}_\gamma(z)] = 0.$$

上の式で $\mathcal{X}_\gamma(z)$ の部分には, たとえば Waleffe の解を代入してもよいが, 一般的には, その他の場を代入してもそれが解である限り式は成立する. これまでの計算ではスパン方向に周期境界条件を課していることから, 上で求められた $f_r = 0$ における Waleffe の解は, スパン方向に幅 $L_z = 2\pi/\gamma$ の計算領域における解であると同時に, 倍の幅 $2L_z = 4\pi/\gamma$ を持つ計算領域における解でもある. このことを先の標識を用いて表すと次のようになる.

$$\mathcal{F}_{2L_z, 0}[\mathcal{X}_\gamma(z + L_z/2)] = 0, \quad \mathcal{F}_{2L_z, 0}[\mathcal{X}_\gamma(z)] = 0.$$

課される対称性からスパン方向の位相変化としては, 独立な 0 と π の二つが可能である点に注意する必要がある. $2L_z$ の幅をもつ計算領域に対するこれらの解は, ニュートン法を用いることにより $f_r \neq 0$ へ接続することができる.

$$\mathcal{F}_{2L_z, f_r}[\mathcal{X}'] = 0, \quad (1)$$

$$\mathcal{F}_{2L_z, f_r}[\mathcal{X}'''] = 0, \quad (2)$$

ただしニュートン法を始める初期で

$$\lim_{f_r \rightarrow 0} \mathcal{X}' = \mathcal{X}_\gamma(z + L_z/2), \quad \lim_{f_r \rightarrow 0} \mathcal{X}'' = \mathcal{X}_\gamma(z).$$

f_r を変化させた時の二つの解 $\mathcal{X}', \mathcal{X}''$ の分岐を追うと, 解は複雑な振舞を示しながらも $f_r = 0$ 面を再び横断することがある. この横断点は, スパン方向に元の解の周期の倍の幅 $2L_z$ を持つ計算領域における仮想外力が存在しない場合の解, すなわち我々が通常考えるチャネル流の新たな厳密解に対応する.

本手法によって新しい厳密解を得た過程を具体的に図 2 を用いて説明しよう. 図には $(\text{Re}_P, f_r, \alpha, \gamma) = (1517, 0, 1.00, 3.88)$ で得られた解を系 $(\text{Re}_P, f_r, \alpha, \gamma) = (1517, 0, 1.00, 1.94)$ の $f_r = 0$ における解として用い, 徐々に f_r を変化させたときに接続する解を (f_r, c_x) 面上に描いた. 縦軸 ($f_r = 0$) に関する鏡像対称性は, 解が f_r の符号に対称であることからの帰結である. $\text{Re}_P = 1517$ では縦軸 ($f_r = 0$) 上に 3 つの解が存在していることが分かる. $f_r = 0$ 上にある最も c_x が大きい解 (点 A) と小さい解 (点 C) は既に求められている $(\alpha, \gamma) = (1.00, 3.88)$ における Waleffe の解の倍周期分に相当する. 式 (1) を用いて, たとえば点 A から $f_r \neq 0$ に接続した解曲線 (図中の点線) は点 B で $f_r = 0$ を横断した後, 点 C に到達する. 点 B に対応する

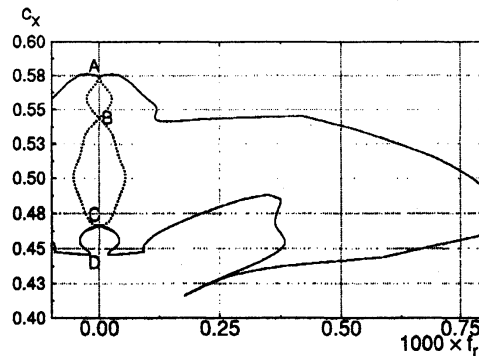


図2 スパン方向に幅 $L_z = 1.617$ をもつドメイン内で得られた解をもとに得られたスパン方向に倍の幅 ($L_z = 3.233$) のドメイン中における分岐. $(Re_P, \alpha, \gamma) = (1517, 1.00, 3.88)$ は固定. 図の横軸は $1000 \times f_r$, 縦軸は構造の位相速度. 実線は $\mathcal{N}_\gamma(z)$ (DD2), 点線は $\mathcal{N}_\gamma(z + L_z/2)$ (DD1) に相当する.

流れ場は, 本手法により新たに得られた解, $f_r = 0$ のチャンネル流の厳密解である. 点Bのように, 式(1)による接続で得られた解をDD1と呼ぶことにする. ここには示されていないが, 式(2)を用いて $f_r \neq 0$ に接続した解曲線(図中の実線)はレイノルズ数の増加に伴い複雑化し, $Re_P \approx 1550$ で点D付近で $f_r = 0$ を二度横断するようになる. この横断点を以下ではDD2と呼ぶことにする.

仮想外力のないチャンネル流中の解DD1とDD2の Re_P に対する分岐図が図1に示されている. パラメータ空間すべての調査には長い時間がかかるため, 今回調査した範囲は $(\alpha, \gamma) = (1.00, 1.94)$ のみに絞った. 参考のためWaleffeの解の分岐が図中では Δ で繋がった曲線として示されている. 図からはDD1が $Re_P = 1330$ 付近から, DD2が $Re_P = 1550$ 付近から, 各々分岐しているのがみてとれる. DD2の位相速度は同じレイノルズ数におけるWaleffeの解の位相速度に比べて小さい. 図2からも容易に想像がつくように, DD1は転回点付近でWaleffeの解から分岐していると考えられるが, その分岐点近傍では解の位相を固定する際に必要な変数の数値的な相対誤差が無視できなくなるため, 現段階ではWaleffeの解への接続を十分な精度では求められなかった.

なお図上ではWaleffeの解からの分岐がDD1の場合は一見すると1本しか存在しないように見えるが, 正確には異なる2本の解曲線の重なりで構成されていることに注意しなければならない. 事実, 図2から分かるように, 点Bは f_r が正から負へと変化する曲線上の交差点と, 負から正へと変化する曲線上の交差点の二つが重なった点である. 同様のことがDD2についても言える.

4 結言

Waleffe(2003)¹⁷⁾とは異なる接続法を用いてチャンネル流中の厳密解を求めた. 厳密解が内包する秩序構造は, 三次元的に流れ方向に波をうつ低速ストリークとそれを跨ぐように存在する一対の縦渦からなる. 本手法により得られたチャンネル流の

定常進行波解は結果的に Waleffe(2003) の厳密解に一致すると考えられた。Waleffe が用いた接続法においてはクエット流れからチャンネル流れへの接続や境界条件の変更に関する接続など多段の接続手続きを要したのに対し、本手法ではこのような接続手続きを簡略化することができ比較的容易にチャンネル流の進行波解を得ることができた。さらに今回用いた接続法を拡張することによりスパン方向に Waleffe の解の倍の周期をもつ分枝を求めることができた。

引用文献

- 1) Kawahara, G. & Kida, S.: Periodic motion embedded in plane Couette turbulence: regeneration cycle and burst, *J. Fluid Mech.* **449** (2001) 291-300.
- 2) Jiménez, J. & Moin, P.: The minimal flow unit in near-wall turbulence, *J. Fluid Mech.* **225** (1991) 213-240.
- 3) Hamilton, J.M., Kim, J. & Waleffe, F.: Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures, *J. Fluid Mech.* **287** (1995) 317-348.
- 4) Waleffe, F.: On a self-sustaining process in shear flows, *Phys. Fluids* **9** (1997) 883-900.
- 5) Itano, T. & Toh, S.: The Dynamics of Bursting Process in Wall Turbulence, *J. Phys. Soc. Japan* **70** - **3** (2001) 703-716.
- 6) Busse, F.H.: Bounds for turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* **41** (1970) 219-240.
- 7) Abe, H., Kawamura, H. & Matsuo, Y.: Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow with respect to Reynolds number dependence, *Trans. ASME J. Fluids Eng.* **123** (2001) 382-393.
- 8) Lee, M.J. & Kim, J.: The structure of turbulence in a simulated plane Couette flow, *Proc. 8th Symposium on turbulent shear flows* (1991) 5-3.
- 9) Miyake, Y., Kajishima, T. & Obana, S.: Direct numerical simulation of plane Couette flow at transitional Reynolds number, *JSME Int. J.* **30** (1987) 57-65.
- 10) Jiménez, J.: The largest scales in the turbulent wall flows, *Center for Turbulence Research Annual Research Briefs* (1998) 137-154.
- 11) Del Álamo, J.C. & Jiménez, J.: Spectra of the very large anisotropic scales in turbulent channels, *Phys. Fluids* **15** (2003) L41-44.
- 12) Del Álamo, J.C. & Jiménez, J.: Direct numerical simulation of the very large anisotropic scales in a turbulent channel, *Center for turbulence Research Annual Research Briefs* (2001) 329-341.
- 13) Toh, S. & Itano, T.: Interaction between a large-scale structure and near-wall structures in channel flow, *J. Fluid Mech.* **524** (2005) 249-262.
- 14) Schaeffer, D.G.: Qualitative analysis of a model for boundary effect in the Taylor problem, *Math. Proc. Camb. Phil. Soc.* **87** (1980) 307-337.
- 15) Nagata, M.: Three-dimensional finite-amplitude solutions in plane Couette flow: bifurcation from infinity, *J. Fluid Mech.* **217** (1990) 519-527.
- 16) Waleffe, F.: Exact Coherent Structures in Channel Flow, *J. Fluid Mech.* **435** (2001) 93-102.
- 17) Waleffe, F.: Homotopy of exact coherent structures in plane shear flows, *Phys. Fluids* **15**(6) (2003) 1517-1534.