

壁乱流における大規模秩序運動の形成メカニズム

A Formation Mechanism of Large-scale Coherent Motion in Wall Turbulence

藤 定義 板野 智昭

Sadayoshi TOH¹ AND Tomoaki ITANO²

¹Department of Physics and Astronomy, Graduate School of Science,
Kyoto University, Kyoto 606-8502, Japan

²Department of Aeronautics and Astronautics, Graduate School of Engineering,
Kyoto University, Kyoto 606-8501, Japan

2004 年 1 月 於 京都大学数理解析研究所

スパン方向には比較的幅があるが流れ方向にはミニマル長さの周期箱を用いた、流れ方向ミニマルチャネル流の直接数値計算をレイノルズ数 $Re = U_c h / \nu$ が 9000 と 3000 の場合について行った。これまで大きなチャネルを用いた実験や数値計算で得られると考えられてきた外部層の大規模秩序運動が、この流れ方向ミニマルチャネル流においても観測されることを示し、その生成メカニズムおよび壁面近傍ストリークとの相互作用について論じる。

1. はじめに

壁面近傍にある低速流縞（低速ストリーク）に似た秩序的な運動が壁から離れた外部層にも存在することが、ここ数年の壁乱流に関する研究から明らかになってきた。この運動はそのスケールの大きさから大規模秩序運動（以下では簡単のため大規模運動）と呼ばれる。大規模運動は主に統計的な側面から調べられているが、それが如何にして発生するのか、また壁近傍の流れとどのように相互作用しているのか、その発生維持機構はあまりよく分かっていない。本研究では外部層の大規模運動の形成および壁近傍との相互作用を解明することを目標とする。

実際、壁近傍とそれほど変わることなく外部層の場も通常は乱れた状態にある。よって外部層において大規模運動の抽出はもちろんその形成過程を明らかにすることは容易なものではない。そこでまず、外部層に比べその維持機構が比較的明らかになっている壁近傍の流れが、これまでどのように調べられてきたかを振り返ってみよう。

それまで実験から示唆されていた壁近傍の周期的な振舞を数値的に初めて明確に示したのは Jiménez & Moin (1991) である。彼らは乱流を維持で

きる最小サイズの周期箱(ミニマル流)の中の流れを数値シミュレーションを使って実現した。この周期箱のサイズは、それまで壁乱流の研究で統計的に知られていた壁近傍の秩序構造のスパン間隔と一致し、壁面に沿って流れる秩序構造が周期的な時間発展を行うことを予見した。後の研究からこの周期的な流れの時間発展は壁乱流における最も基本的な乱流維持機構の一つの姿だと考えられている。ミニマル流を使うことより、なぜそのような飛躍的な発想を得ること、すなわち壁近傍の単一の乱流維持機構だけからなる乱流状態を抽出することが可能になったのか。

これは後知恵だから言えることだが、壁乱流に内在していた複数の機構はそれぞれ異なるスケールを持っていたため、系のサイズを小さくとることにより複数の機構のスケール分離が可能になったのである[†]。更に、スケール分離においてミニマル流が好都合なのは、常に壁に付着している壁近傍の機構が他のどの機構よりも小さなスケールを持っていたことである[‡]。もし壁乱流が大きなスケールをもつ壁近傍の機構と壁から離れた領域に存在できる多数の小さなスケールの機構から構成されていたならば、単に系のサイズを小さくとるのみでは壁近傍の秩序構造が消えるばかりでなく、流れの時間発展の周期性も明確にはならなかったであろう。

ところで、ミニマル流から得られた秩序構造を伴う流れのサイクルは、大きなサイズのチャンネル中に存在しうる厳密解ではあるが、実現しうるあらゆる解の一部でしかなく、不安定な解でもある。それにも関わらず、ミニマル流が統計的に知られていた平均ストリーク間隔を予見したことは、壁乱流の乱流状態のような複雑なアトラクターの形成に双曲的不安定な解が大きな役割を担っていることを示しているようである。これは例えば、Kawahara & Kida (2001) が低レイノルズ数のクエット流れにおける研究で大きな成果をおさめたことでも窺い知ることができる。いずれにせよこのように機構のサイズ分離という手法にもとづいて現象を解析することは、たとえそれが全体の解の一部にすぎなかったり不安定な解であるとしても乱流を理解する上での有効な手段であることに間違いはないであろう。

考えられる次のステップは、壁から離れた外部層にあると考えられる大きなスケールの渦を、系のサイズの変化とともに段階的に取り込むことである。最終的には L_x, L_z 双方を大きくすることが目標となるわけだが、いきなり双方を大きくしては解析が困難である。ミニマル流が導入された時と同様、 L_x, L_z のいずれか一方を大きくすることが解析の第一歩だと考え

[†] 現実のチャンネルではミニマル流におさまりきれない、更に大きなスケールの渦が両壁面に分離したプロセスを結ぶ仲介役を担っていると考えることができる。

[‡] このプロセスは常に壁面に密着している。このため壁面間の有効距離の増大を伴うレイノルズ数の増加とともに、ミニマル流では次第に両壁面に密着した二つのプロセスは分離し独立な現象として振舞うと考えるのが自然である。ところが、この直観とは逆にどういうわけか $Re=2000, 3000$ の方が片側乱流がおきやすい結果が得られている Jiménez & Moin (1991)。

る[¶] Ⅱ。

そこで本研究ではスパン方向に幅はあるが、流れ方向にはミニマルに近い周期ドメインにおけるチャンネル流を $Re = 9000$ と 3000 の場合について直接数値計算を行った。解析の結果、この系においては、従来のミニマル流で観測された壁面近傍に特徴的な秩序構造とその乱流維持機構が、複数同時に観測されることに加え、これまで大きなドメインを用いた数値計算や実験でしか捉えられないと考えられてきた外部層の大規模運動が観測されることが分かった。また、この系においては、大規模運動は、壁近傍の複数のストリークが集団的に行う強い吹き出しによって維持され、一方で大規模運動が壁近傍のストリークの生成や移動にも大きく関与していることが可視化を通して観測された。

次章で数値計算と流れ方向ミニマルサイズについて言及した後、第三章ではこの系での乱流がもつ統計量と、より広いドメインを有すチャンネル乱流のそれとの比較を行う。第四章では、この系での大規模運動が生まれる機構について考察を行う。

2. 数値解法と流れ方向ミニマル長

数値計算スキームはこれまでの研究 (Itano & Toh (2001), Toh & Itano (2003)) で用いられてきたものと同じである。それぞれ x を主流方向、 y を壁に垂直な方向、 z をスパン方向にとり、壁面 $y = \pm h$ で粘着条件が成り立つとする。流れは主流方向に流量一定の条件のもとに駆動され、層流時の中心速度 U_c 、チャンネル半値幅 h および動粘性係数 ν を用いて、レイノルズ数 $Re = U_c h / \nu$ が定義される。

表 1 はこれまでのミニマル流および大きなドメイン内の乱流の研究で使われたパラメタのリストである。今回我々は $Re = 9000$ と $Re = 3000$ の二つの系を扱う。今回の研究目標はスパン方向に幅広い系での乱流の解析であると同時に、流れ方向には (乱流が実現される範囲で可能な限り) 短い周期ドメインを用意することが望まれる。しかしながら、こういった条件を満たす流れ方向の最小サイズはスパン方向のサイズ・レイノルズ数・初期条件に依存するため正確な値を求めることは容易ではない。系の流れ方向の最小サイズを求めることは本研究の目的ではないため、今回は過去の研究結

[¶] この点で Okuda, Tsujimoto & Miyake (2002) は興味深い。彼らは大きなドメインと L_z を小さくした場合の計算の比較を行い L_z の減少とともに消える大規模運動の特性やスケールリング則の破綻に言及している。また H. Choi らによる L_x だけが大きいドメインの計算結果もあるらしい。比較の上で興味深いが、どこの文献が分からない。

Ⅱ 我々のドメインにも大規模低速塊が入る余地がある。ただし、Jimenez らが求めた外部層に存在する流れ方向にも大規模な渦が示すスペクトルや、Adrian らが提唱している外部層の馬蹄型渦の渦構造を取り込むことはできない。

	Re	Re_τ	L_x^+	L_z^+
<i>minimal flow</i>				
Jiménez & Moin (1991)	2000		(300)	(100)
	3000		(250)	(110)
	5000		(400)	(80)
Jiménez & Pinelli (1999)	4500	201	360	105
	9000	428	448	128
	18000	633	397	113
Itano & Toh (2001)	3000	130	420	170
<i>researches on large scale motions</i>				
Moser, Kim & Mansour (1999)	180	2270	756	
	395	2560	1250	
	590	3720	1840	
Álamo & Jiménez (2001)	185	6974	2320	
	550	13800	6910	
Tsubokura & Tamura (2002)	590	14800	7410	
	1180	29700	8340	
<i>present work</i>				
	3000	137	259	518
	9000	349	384	833

TABLE 1. Parameters used in several past studies.

果 (Jiménez & Pinelli (1999) と Jiménez & Moin (1991)) を参照することにした†。系のサイズとして今回 $Re = 9000$ には $(L_x, L_z) = (0.35\pi h, 0.76\pi h)$ 、 $Re = 3000$ には $(L_x, L_z) = (0.60\pi h, 1.2\pi h)$ を採用する。摩擦スケールにもとづく周期ドメインの長さとの幅の計測結果は次章で示されるが、結果から言うとそれぞれの Re の値に対して、これら L_x はミニマルに近いが、 L_z はミニマル流の場合の 5 倍以上に相当する。それぞれの場合で、 x, y, z 方向の関数展開の打ち切りモードには $32 \times 257 \times 128$ と $32 \times 65 \times 128$ を用いた。

ミニマル流の観点から一つ興味深い点は、Jiménez & Pinelli (1999) の $Re = 9000$ のミニマル流の場合に比べ、今回行った $Re = 9000$ の計算は、ほとんど同じ L_x を使っているにも関わらず Re_τ の値がやや小さな値になることである。これは L_z が大きくなったことにより後に述べる大規模運動を生み出す大きなサイズの循環流が系に加わったことと、なんらかの関係があるのだろうが、現段階ではその詳細は分からない†。

† Jiménez & Pinelli (1999) では $Re = 9000$ $L_x \approx 0.33\pi h$ 、Jiménez & Moin (1991) では $Re = 3000$ $L_x \approx 0.60\pi h$ が使われている。

† Jiménez & Pinelli (1999) には、 $Re > 4500$ の大きなドメインの乱流では系の中央領域に壁

壁乱流における大規模秩序運動の形成メカニズム

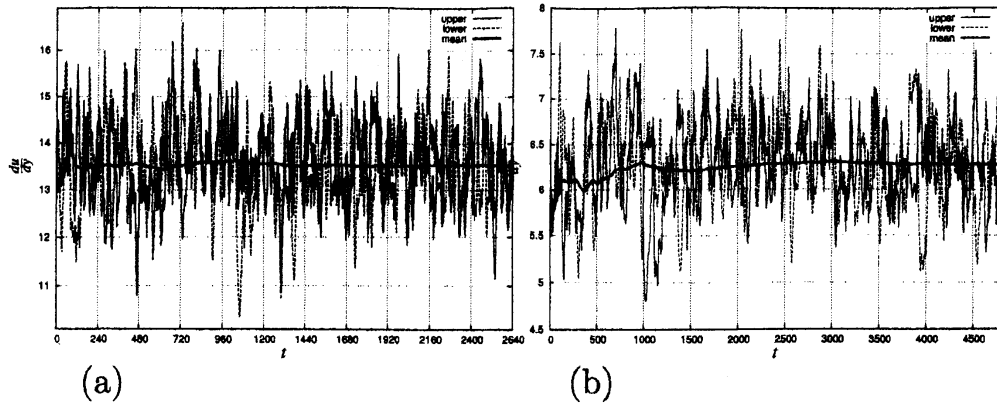


FIGURE 1. Instantaneous averaged wall-shear history of the present channels. (a) $Re = 9000$ and (b) $Re = 3000$. Initial transients have been discarded.

3. 結果

3.1. 統計的収束性

図 1 には壁面摩擦の全時間発展の様子が示されている。ここでは壁面での速度勾配の平均値を計ることにより統計量が十分収束していることを次のようにして確認した。時刻 t までの時間平均を

$$\langle f \rangle_t = \frac{1}{t} \int_0^t f(t') dt'$$

で定義する。上下壁面での速度勾配 $du/dy (y = \pm h)$ の平均値の時間平均が図 1 に太線を用いて示されている。 $Re = 9000$ の場合、 $\langle du/dy \rangle_t - \langle du/dy \rangle_{2640}$ の $\langle du/dy \rangle_{2640}$ に対する比は $t > 1320$ において $\pm 0.2\%$ 以内に収まる。これに対し $Re = 3000$ の場合は若干収束は悪いが、 $\langle du/dy \rangle_t - \langle du/dy \rangle_{3400}$ の $\langle du/dy \rangle_{3400}$ に対する比は $t > 1700$ で約 $\pm 1\%$ 以内に収まっている。

前述のように $Re = 9000, 3000$ の場合で系の幅は平均ストリーク幅のそれぞれ 8 倍もしくは 5 倍ある。よって単純には、これらは競合する複数の壁近傍の乱流維持プロセスが生み出す摩擦の和と考えられる。

3.2. 平均プロファイル

図 2 は最大速度 $U(y = 0)$ で正規化された平均流速である。今回の研究で使われた系の流れ方向のサイズがミニマルに近くても、スパン方向のサイズが大きいことから、平均流速はミニマル流よりも現実の大きな系のプロファイルに近いことが Jiménez & Pinelli (1999) との比較† からわかる。

次に得られたデータの平均流速を壁法則と比較する。図 4 を見ると一見、

面近傍の構造とは異なるダイナミクスが現われている可能性が統計量から見て取れるとの記述がある。

† Jiménez & Pinelli (1999) Fig.2(a) との比較。レイノルズ数の増加に伴い Fig.2(a) の右半面のように層流プロファイルに近付くようなことにはならない。

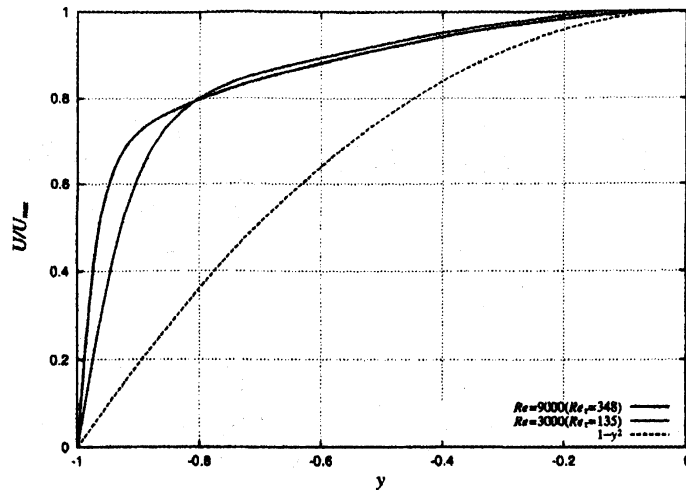


FIGURE 2. Mean streamwise velocity of the present channels normalized by $U(y=0)$. Dashed line is $U = 1 - y^2$.

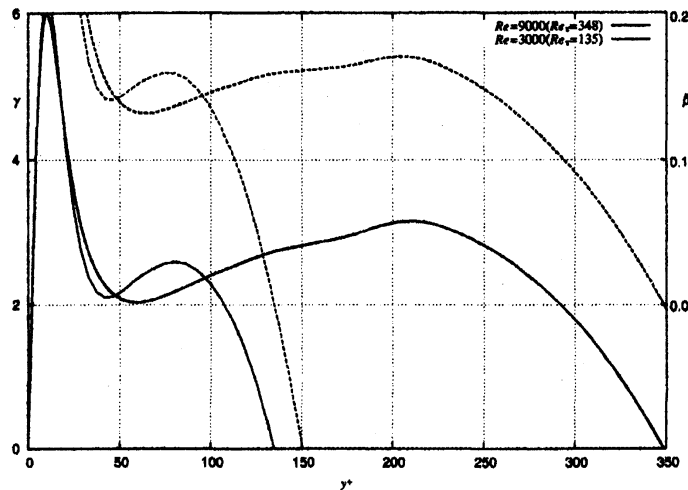


FIGURE 3. Diagnostic quantities for a log law (γ , lower solid curves) and a power law (β , upper dashed curves). Here $\gamma = y^+ dU^+/dy^+$ is constant with value $1/\kappa$ in a log law and $\beta = (y^+/U^+) dU^+/dy^+$ is constant with value n in a power law, where n is the exponent in the relation $U^+ \propto (y^+)^n$.

従来の対数則が成立しているようにも見える。とくに $Re = 9000$ ではこの対数則に従う領域は $30 \leq y^+ \leq 200$ の比較的広い範囲に成り立っている。

そこで、Moser, Kim & Mansour (1999) に従い $\gamma = y^+ du^+/dy^+$ と $\beta = (y^+/u^+) du^+/dy^+$ を図 3 にプロットした。対数則および巾則が成り立つ領域において、それぞれ γ, β が y^+ に依存しない一定値になることが期待される。だが、これでも γ と β のどちらが一定になるのかを客観的に判断することは難しい。むしろここで強調しておきたいことは、今回行った計算のようにたとえ L_x が小さくても、Moser, Kim & Mansour (1999) のよ

壁乱流における大規模秩序運動の形成メカニズム

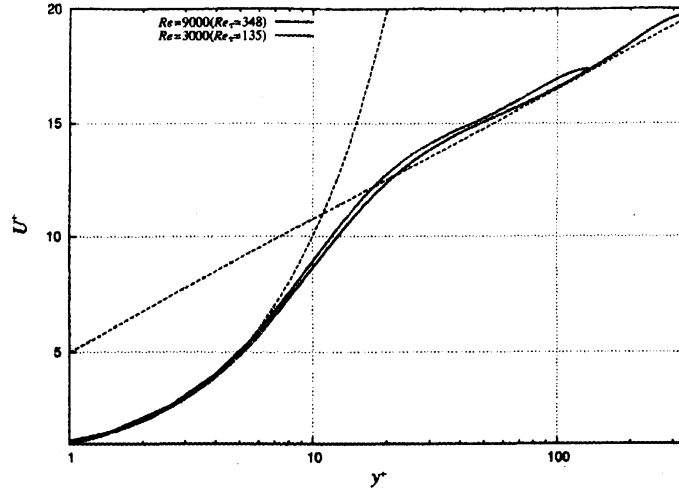


FIGURE 4. Mean streamwise velocity of the present channels in wall unit. Dashed lines are $U^+ = 2.5 \log y^+ + 5$ and $U^+ = y^+$.

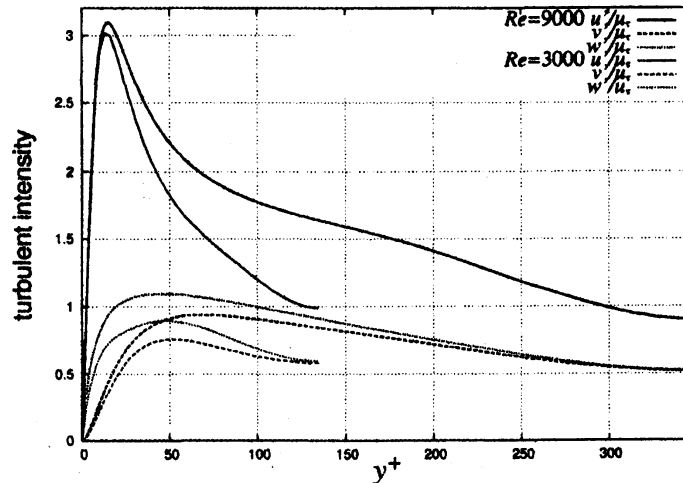


FIGURE 5. Turbulent intensity profiles. Thick curves correspond to streamwise (solid), wall-normal (dashed), and spanwise (dotted) velocity profiles of $Re = 9000$. Thin curves correspond to those of $Re = 3000$.

うに L_x が大きいドメインを使った計算から得られたもの†と非常に近い結果が得られることである。

3.3. 乱流強度

Jiménez & Pinelli (1999) によればミニマル流の結果に関して、特にスパン方向速度の乱流強度 w'/u_τ は現実の大きなサイズのドメインにおける乱流のそれと比べドメインの中心領域 ($y \sim 0$) での減衰がきわめて大きく、ミニマル流と大きなドメインの計算結果とは著しく異なる‡。今回の場合、中

† Moser, Kim & Mansour (1999) の Fig.2 を参照のこと

‡ Jiménez & Pinelli (1999) の Fig.2(d) によれば w'/u_τ の値はミニマル流 ($Re_\tau = 201, 428, 633$) の場合、中心領域で $0.2 \sim 0.3$ 。これに対し大きなドメイン ($Re_\tau = 180, 590$) では $0.6 \sim 0.7$ の値になる。

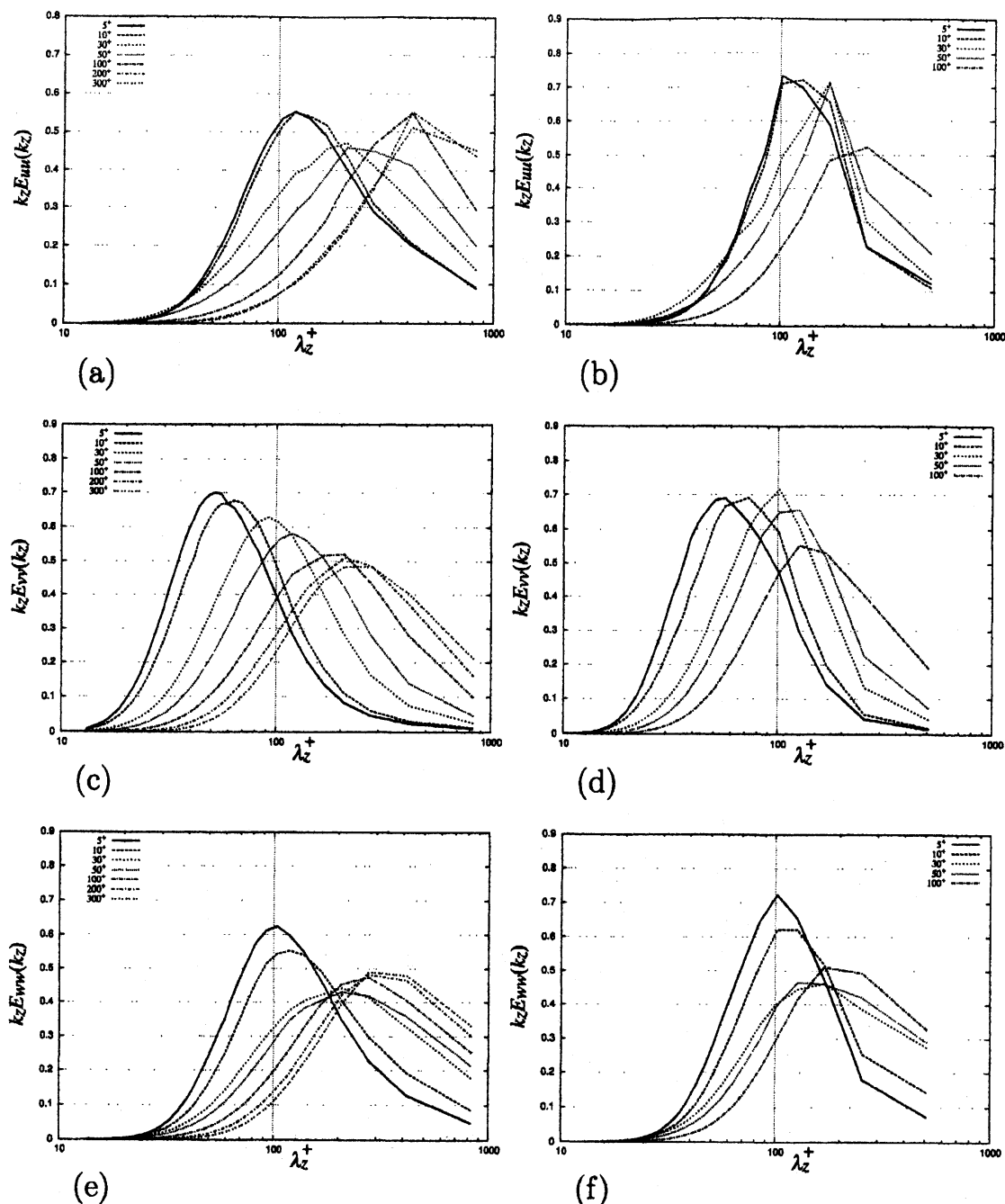


FIGURE 6. Premultiplied power spectrum, $k_z E(k_z)$, as a function of λ_z^+ . (a) and (b), E_{uu} ; (c) and (d), E_{vv} ; (e) and (f), E_{ww} . (a), (c) and (e), for $Re = 9000$; (b), (d) and (f), for $Re = 3000$. In both cases, increasing y^+ corresponds to a rightward shift of the short-wavelength end of the spectrum. All the spectra are normalized to unit area, to emphasize their frequency content.

心領域におけるスパン方向速度の乱流強度は図のように、大きなサイズのドメインにおける乱流とミニマル流により得られる値の中間の値(≈ 0.5)を示している。よって乱流強度に関する限り、従来のミニマル流に見られていたもの以外に乱流強度を現実に近い値に近づける新しい要素が系に加わったことが示唆される。

またもう一つの興味深い点は、壁近傍における主流方向速度の乱流強度がミニマル流や大きなサイズのドメインにおける乱流のそれよりもやや大きな値を示していることである。これは横方向のサイズが広いため外部層に大規模運動は入るが、流れ方向に短いため壁近傍の流れとこの大規模運動との間の相互作用が顕在化したことが原因ではないかと考えられる。一般に外部層の運動と壁近傍の構造の位相速度は一致せず、もし流れ方向のサイズが長かったならば、それらの相互作用は時間間欠的なものになったであろう。ただし、なぜこの相互作用が強化が壁近傍の流れ速度の乱流強度を強める結果に結びつくのかについては、今後取り組まねばならない課題である。

3.4. 二つのストリークの構造のスパン方向長さ

大きなドメインにおける実験や数値計算では、大規模運動の特徴付けとして *pre-multiplied spectrum* がよく用いられる。図 6 は本研究で得られたデータ ($Re = 9000, 3000$) の *pre-multiplied spectrum* である。 Re の大小によらず、 u, v, w のいずれのスペクトルにおいても、壁近傍 $y^+ = 5$ では高波数側にあったピークが、壁から離れるに従い、低波数側へ移動しているのが分かる。この結果は従来大規模なドメインの数値計算を用いて得られた結果 (Álamo & Jiménez (2001), Tsubokura & Tamura (2002), Kawamura, Abe, Matsuo & Choi (2002)) と酷似しており、流れ方向ミニマルチャネルにおいても大規模運動が存在することを示すものである。

なお、 $y^+ = 5$ において、 u, w は $\lambda_z^+ = 100$ 付近にピークを持つが、 v はちょうどこれの半分である 50 にピークをもつ。 v のスペクトルピークが w のそれとは異なることは、非圧縮条件および v と $\partial_y v$ が壁面でゼロになることから導くことができる。

4. 考察

図 7 と図 8 では、 $Re = 9000$ の場合の下半分 ($-1 < y < 0$) の計算領域で壁からの高さが $\eta^+ = 5$ と $200 (\eta = 1 - |y|)$ における u の流れ方向平均 $u^{2D}(y, z, t) = \frac{1}{L_x} \int u(x, y, z, t) dx$ の極小値の位置 $\zeta(t, \eta^+)$ の時間発展をプロットした。図 7 にプロットされた極小値の位置は壁近傍の低速ストリークに対応すると考えられ、図からはおよそオーダー 10 の時間間隔程度で生成、消滅を繰り返しているのがみてとれる。これは従来 SSP (Self-Sustaining Process) として知られていた単一の壁近傍の低速ストリークのバーストの時間発展サイクルの特徴的な時間に対応する。他方、外部層に対応する $y^+ = 200$ (図 8) では平均して常に二本程度の低速領域 (大規模運動の低速部) が識別できるが、これは先の u に関する *pre-multiplied spectrum*

の外部層に現われる低波数側のピークに対応している。外部層にある低速領域は壁近傍のストリークに比べ十数倍の持続時間を持つ。

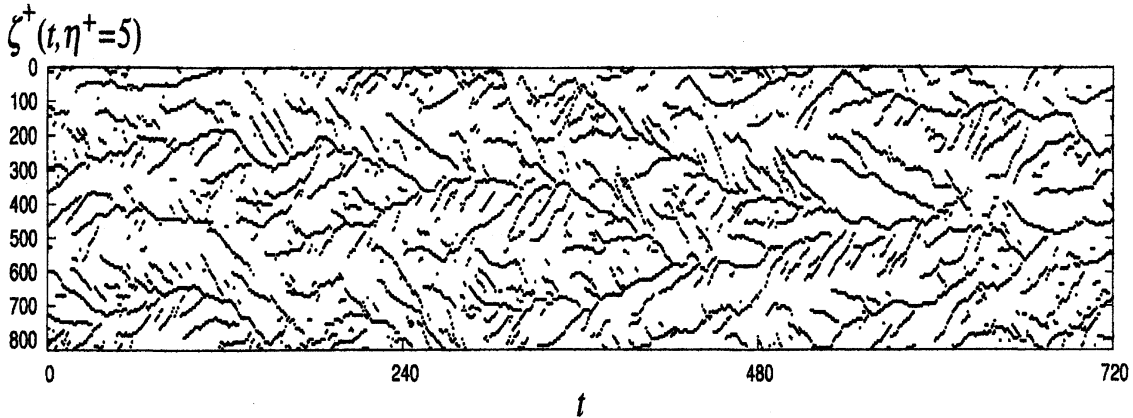


FIGURE 7. The time development of the spanwise location of low-speed regions, which are identified as points satisfying $\partial u^{2D}/\partial z = 0$, $\partial^2 u^{2D}/\partial z^2 > 0$ and $u^{2D} < U$ at $y^+ = 5$ in the lower half domain ($-h < y < 0$) in the channel $Re = 9000$.

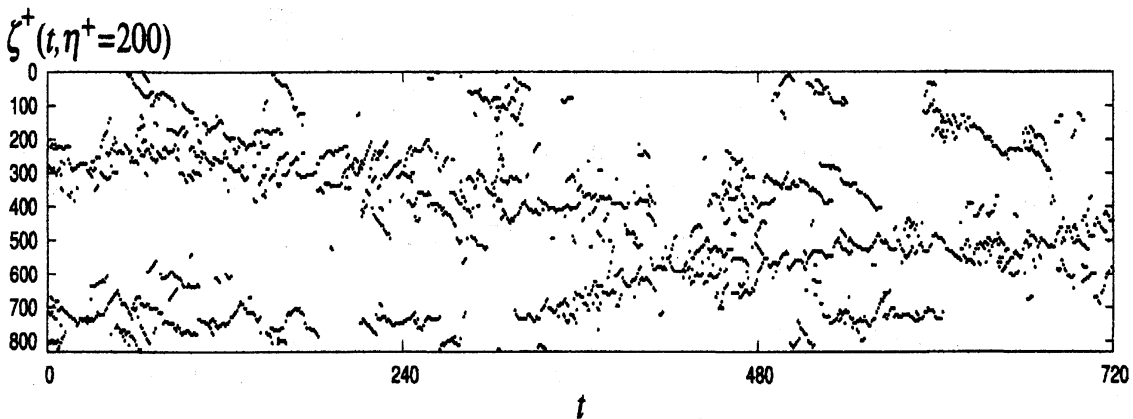


FIGURE 8. Same as in the above figure, but at $y^+ = 200$.

ここからが今回の研究の重要な結果である。壁近傍のストリークはスパン方向に 100 壁単位程度の間隔を持つが、個々のストリークは時間と共にゆっくりと数カ所の位置に集まる傾向がある点に注目されたい。全体的に時間発展を見ると、壁近傍ではストリークの密度が低い場所に新しくストリークが生まれ、比較的長い時間の間その位置が変化しないある $\zeta(t)$ で集中的にストリークが合体しているのが見てとれる。このため図を横から眺めるとたくさんの「人」の字が並んでいるように見える。実際に壁近傍のストリークの移動を流れ場の可視化をとおして詳細に観察すると、ストリークは主流方向に渦の軸を持つ大きな循環流に沿ってゆっくりと動き、複数のストリークが合体するとき激しいバーストを起こしていることが分かった。事実、二枚の図の比較から分かるように壁近傍のストリークの収束領域の上部には外部層の低速領域が常に形成されている。循環流のスケール

は壁間距離からその半分の程度の長さスケールを持つ。

これらの事実をまとめると大規模運動をつくり出すメカニズムは次のようにまとめられるであろう(図も参照のこと)。壁近傍の低速ストリークはこのドメイン内では常に5~7個程度存在し基本的にそれら一つ一つはSSPと呼ばれる独自の発展を行う一方で、

1 大規模運動に伴う循環流の壁面近傍のスパン方向の流れによって、壁近傍のストリークはゆっくりと、循環流が壁近傍から外部層へ流れる地点(valley)に寄せ集められる。

2 寄せ集められた壁近傍のストリークが合体して起こる吹き出しは、一本のストリークが単体で行うバーストによる吹き出しに比べてはるかに強力に外部層にまで影響を及ぼし、その結果大規模運動の循環流にエネルギーを与える。

3 外部層の大規模運動に伴う循環流が壁近傍に付着する地点(watershed)では、何らかの不安定性によって新しく壁近傍のストリークが生み出される傾向が強い。

最も重要な点は、外部層の大規模運動の循環流の吹き出し部(valley)に常に壁近傍のストリークの合体が起きやすいことである。このため、上述のサイクルを通して常に大規模運動の循環流は強められ、外部層の大規模運動と壁近傍のストリークは連鎖的に強めあう関係を構築する。一方、壁近傍のストリークは独自のダイナミクスに従うが、ゆっくりとした時間スケールで外部層とも相互作用を行うことにより、壁近傍だけの観察によればストリークの集団運動とも呼べる運動が明らかになった。集団運動におけるストリークの合体と発生の様子(図7)が、山岳図の尾根線のそれに類似することから、ここでは合体と発生が頻繁に起きる箇所をそれぞれvalleyとwatershedと呼んだ。

少なくとも流れ方向ミニマルチャネル内では大規模運動と壁近傍構造(ストリークや縦渦)は上で説明されたような互いに連鎖的に強めあう機構を通して維持されている。壁近傍のストリークが単体でも維持可能なSSPに従って生成消滅を繰り返しているのに対し、大規模運動は壁近傍のストリークがなければ発生しない。しかしながら、大規模運動は単にパッシブなわけではなく、その維持過程において壁近傍のストリークを活性化する役割がある。そこで我々はこの機構を Self-Sustaining Process に対比して Co-Supporting Cycle (CSC) と呼ぶことにする。

CSC の時間スケールは壁近傍のストリークの発達サイクルを特徴づける時間スケールに比べ、数十倍長い時間スケールであり、既に報告されている大規模運動のスパン方向の”移動のしにくさ”、すなわち spanwise immobility とも関係していると考えてもよいであろう。実際の大きなサイズのドメイ

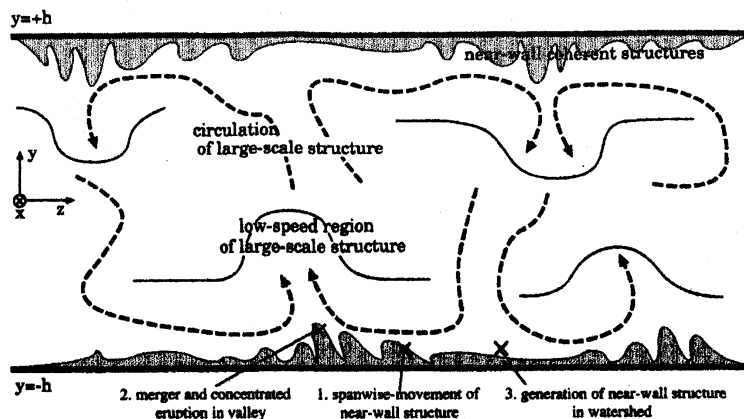


FIGURE 9. Schematic view of a snapshot in our channel in a z - y cross-section, where three elementary processes of the co-supporting cycle are described. Thin solid curves indicate contours of u^{2D} in the outer region, each bulge of which corresponds to the low-speed region of a large-scale structure. The circulation of a large-scale structure is represented by thick dashed curve. Shaded regions near the walls denote wall streaks.

ンにおける流れでは、各構造は異なる速度で下流に流れ、それに従い構造も変化するため、外部層と壁近傍の相関は弱くなるが、流れ方向をミニマル長にすることで、相互作用を顕在化することになったと推測される。この顕在化が計算の周期性によってもたらされているのは明らかであるが[†]、過去の研究における流れ方向により長い周期性を仮定した計算ドメイン内で観測される大規模運動と、本研究で観測された大規模運動が無縁ではないことは pre-multiplied spectrum の一致から説明がつくであろう。よって問題は、現実の平板ポアズイユ流れの実験でも存在が報告されている大規模運動と極めて長い周期箱を用いた数値計算で現れる大規模運動が本質的に同じ物であるかどうかという議論をする必要があるが、より多くの人力と予算が必要な研究は目下のところ我々の力だけでできる範疇にはない。今後は、本問題を解決する糸口として他のグループと意見交換や研究協力を活発に進めるとともに、流れ方向ミニマル流について壁近傍と外部層の相互作用や大規模運動の役割や CSS の時間スケールの定量化 (Toh & Itano(2004)) についても調べることを計画している。

REFERENCES

- DEL ÁLAMO, J.C. & JIMÉNEZ, J. 2001 Direct numerical simulation of the very large anisotropic scales in a turbulent channel. *Center for turbulence Research Annual Research Briefs* 329–341.
- ITANO, T. & TOH, S. 2001 The dynamics of bursting process in wall turbulence. *J. Phys. Soc. Jpn* 70, 703–716.

[†] この点は、本会議中、福西先生よりご指摘をいただいた。

- JIMÉNEZ, J. & MOIN, P. 1991 The minimal flow unit in near-wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **225**, 213–240.
- JIMÉNEZ, J. & PINELLI A. 1999 The autonomous cycle of near wall turbulence. *J. Fluid Mech.* **389**, 335–359.
- JIMÉNEZ, J. & SIMENS, M.P. 2001 Low-dimensional dynamics of a turbulent wall flow. *J. Fluid Mech.* **435**, 81–91.
- KAWAHARA, G. & KIDA, S. 2001 Periodic motion embedded in plane Couette turbulence: regeneration cycle and burst. *J. Fluid Mech.* **449**, 291–300.
- KAWAMURA, H., ABE, H., MATSUO, Y. & CHOI, H. 2002 *Proceedings, International Symposium on Dynamics and Statistics of Coherent Structures in Turbulence: Roles of Elementary Vortices*
- KIM, J., MOIN, P. & MOSER, R. 1987 Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number. *J. Fluid Mech.* **177**, 133–166.
- MOSER, R.D., KIM, J. & MANSOUR N.N. 1999 Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. *Phys. Fluids* **11-4**, 943–945.
- OKUDA, M., TSUJIMOTO, K. & MIYAKE, Y. 2002 溝乱流における外層の乱れの巨視的構造に関するモデルシミュレーション. 数理解析研究所講究録 **1285**, 92–99.
- TOH, S. & ITANO, T. 2003 A periodic-like solution in channel flow. *J. Fluid Mech.* **481**, 67–76.
- TOH, S. & ITANO, T. 2004 Interaction between a large-scale structure and near-wall structures. *J. Fluid Mech.* submitted.
- TSUBOKURA, M. & TAMURA, T. 2002 *Proceedings, 2002 Meeting of JSFM*