

jh160045-MDj

## 高レイノルズ数乱流現象解明のための計算・実験科学研究ネットワーク形成

山本 義暢 (山梨大学)

概要 最新のベクトル並列計算機 (NEC・SX-ACE) 上での直接数値計算コードの大規模容量化・高速化を実行し、1024 ノード上(使用メモリ 40TB)で実行演算速度 37Tflop/s、実行効率 14%を達成した。開発コードを用いて世界最高レイノルズ数におけるチャンネル乱流場の直接数値計算を実行し、発達乱流場を得た。高レイノルズ数乱流構造に関する大規模可視化及び圧力に関する各種統計解析を行うことにより、壁面乱流場における高レイノルズ数特性に関する重要な知見を得ることに成功した。

### 1. 共同研究に関する情報

#### (1) 共同研究を実施した拠点名

東北大学サイバーサイエンスセンター  
名古屋大学情報基盤センター

#### (2) 共同研究分野

- 超大規模数値計算系応用分野
- 超大規模データ処理系応用分野

#### (3) 参加研究者の役割分担

山本義暢 (山梨大) DNS コード開発全般  
辻義之 (名大) DNS 精度評価・ポスト処理  
江川隆輔、磯部洋子、小林広明 (東北大) DNS コード高速化  
荻野正雄、高橋一郎 (名大) 大規模データの可視化

### 2. 研究の目的と意義

乱流現象は三次元空間における非定常な流動であり、その詳細を把握するためには時間・空間にわたる詳細かつ膨大なデータが必要となる。レイノルズ数が低い場合には、数値計算の進展並びに光学的計測法により時空間データの取得が可能となり、乱流場の理解も進んでいる。壁に沿う流れ (壁乱流) では、乱流と壁との相互作用から微細な渦構造が生成されるとともに、外層や対数領域における組織的な構造との相互作用が存在する。しかし、大規模な構造は高レイノルズ数において形成されるため、この相互作用の過程は十分に理解されていない。申請者らは、これまで  $Re_\tau=4000$  (摩擦速度とチャンネル半値幅に基づくレイノルズ数) の計算を実施してきた。しかし、大規模構

造の統計性を明確にするためには、 $Re_\tau=8000$  の乱流場を解析する必要があることをこれまでの知見から理解している。壁乱流における内層と外層のスケール分離、並びに中間的スケールの生成と大規模構造との関連を明らかにすることが流体力学上はもちろん、乱流制御、モデリングさらには乱流熱物質輸送の観点からも重要である。

本研究では、壁乱流における大規模組織構造が顕著となるレイノルズ数領域 ( $Re_\tau=8000$  以上) において直接数値計算 (Direct Numerical Simulation, DNS) データベース構築及びその応用のための研究ネットワーク形成を目指すものである。想定する計算規模は、400 [Efplop, Exa Floating-point operations] 以上の演算量に達し、従来の手法及び解像度を確保した上での単純拡張では実現が困難である。計算アルゴリズム、並列化手法、さらにはポスト処理を含めた連携体制が不可欠である。また必要データベースを限定した上での解像度低減も不可避な状況である。本研究ネットワークにおいては、数値流体力学、実験流体力学、計算機科学及び計算科学の研究者が協力し、データベース応用 (例えば実験手法の開発・精度検証) を前提とし、利用可能計算機資源における実現性を確保するための計算科学的手法開発を実現する。そして今後の世界最大レイノルズ数領域における乱流輸送現象解明へのブレークスルーへの足掛かりとする。

### 3. 当拠点公募型共同研究として実施した意義

世界最大レイノルズ数 ( $Re_\tau=8000$ ) の直接数値計算の実現及びそれにより得られる膨大なデータ解析を行うには、

(1) 大容量メモリ (メモリ量: 60TB 程度) かつ高速・

高効率演算（実行演算速度：40Tflop/s 実行効率：15%程度）を実現する DNS コード開発、及び (2)統計処理及び可視化方法の確立

が不可欠である。(1)については最新のベクトル並列計算機を有し、その高性能・高度活用技術を持つ東北大学サイバーサイエンスセンターが最適である。(2)については、大容量共有メモリ計算(SGI UV2000)を有し、大規模データ可視化技術をもつ名古屋大学情報基盤センターが最適となる。

本課題ではこれらの目標を実現するためにその最適資源と技術を有する共同拠点の協力を得ることにより問題解決を実現する。

#### 4. 前年度までに得られた研究成果の概要

該当無し

#### 5. 今年度の研究成果の詳細

##### 5.1 DNS の概要

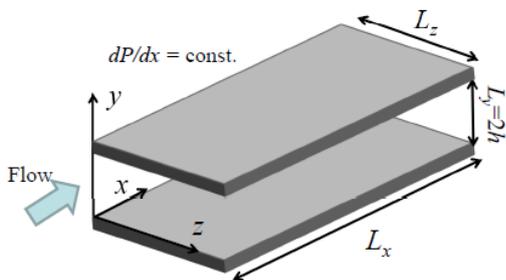


図 1 チャンネル流

対象とする流動場は壁面乱流場におけるカノニカル流の一つであり、室内実験との 1 対 1 の比較が可能なチャンネル流である(図 1 参照)。直接数値計算(DNS)は、最大スケール渦を包括する計算領域上で、最小スケール渦を解像する高解像度格子を適用し、非圧縮性流体の運動方程式及び連続式の数値解を求める手法である。

##### ・計算領域及び解像度

最大スケール渦を包括した計算領域に関しては、高レイノルズ数壁面乱流場の実験結果<sup>1), 2)</sup>に基づき大規模構造（主流方向スペクトルのピーク波長： $\lambda_x=6h$ ,  $h$  はチャンネル半値幅）が対象となる。そこで本研究では計算領域は主流方向に  $L_x=16h$ , スパン方向に  $L_z=6.4h$  ( $h$  はチャンネル半値幅)の領

域を設定した。

最小スケール渦の解像に関しては、摩擦速度( $u_\tau$ )と動粘性係数( $\nu$ )による無次元量(上付き添え字+はこの無次元量を意味する)で $\Delta^+=10-20$ 程度が必要といわれているが、計算手法に依存するため格子分解能を変化させ統計量に対する収束性を検証した(後述)。

##### ・時間積分長

DNS データベースで重要となる乱流統計量を得るには、十分に発達した乱流場を得るための助走計算(initial RUN)の後、長時間平均を行う統計計算(product RUN)を実行する必要がある。この時間積分長に関しては、助走計算と統計計算においてそれぞれ、平均的な流体粒子が計算領域を 10 回程度は流下する時間スケールが必要と指摘されている<sup>3)</sup>。チャンネル乱流場におけるバルク平均速度は Dean の相関式<sup>4)</sup>により  $U_b^+=7.3207 \times Re_\tau^{1/7}$  と見積もることができる。主流方向の計算領域  $L_x^+=16Re_\tau$  ( $h^+=Re_\tau$ )であるので、平均的な流体粒子が計算領域を 10 回×2 程度は流下する時間積分長  $T_{total}^+$ は、

$$T_{total}^+ = 2342.62 \times Re_\tau^{6/7} \quad (1)$$

と見積もることができ、ほぼレイノルズ数( $Re_\tau$ )の増加に比例して時間積分長も増加する。格子数は  $Re_\tau$  の 3 乗に比例するとすると、DNS データベース構築に必要な計算コストは、 $Re_\tau^4$  に比例し、膨大な計算コスト増をもたらす。

##### 5.2 DNS コードの高速化(詳細は中間報告書参照)

上記の通り高レイノルズ数乱流場の DNS データベース構築においては、高速・高効率演算を可能とする大規模容量に対応した DNS コード開発が最重要となる。

##### ・DNS コードにおける演算効率の評価

高次精度差分法コード(以下、FDM コード)とスペクトル法コード(以下、PSM コード)における主要演算部分の性能を評価した結果、図 2 に示すとおり、FDM は理論性能の 30%程度の演算効率が確保できるのに対し、PSM は 15%程度の効率に留まることが判明した。従って今年度は、FDM コードを主とした高速化を実施した。

##### ・通信方法の最適化

FDM コードのメイン通信部分は、領域分割に伴う 1)軸通信(shift 通信)と圧力ポアソン方程式の TDMA(Tri Diagonal Matrix Algorithm)時の並列性を確保するために行う 2)all-to-all 通信である。

1)に対しては、通信の演算のオーバラップ化 (ベクトル機においては SX-ACE システムにより実用可能となった) を施し、通信の隠蔽を図った。

2)に対しては、all-to-all 通信を shift 通信に代替する新方法を提案することにより、通信時間の短縮を行った (本手法の詳細は中間報告書に記載済)。結果として、目標とする  $Re_{\tau}=8000$  の高レイノルズ数条件において、表 1 に示すように、実行演算速度 : 36.3Tflop/s, 実行効率 : 14% を達成することができた。

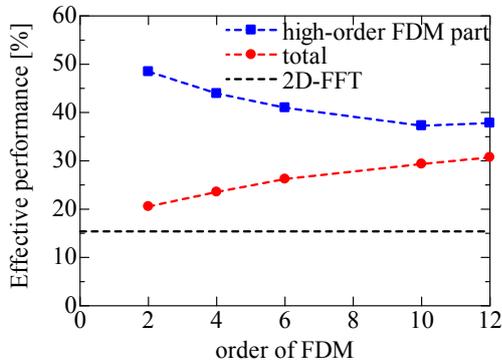


図 2 DNS コードにおける主要演算部分の演算効率 : 差分精度の影響 (SX-ACE シングルノード)

表 1 FDM コードの性能: 8640x4096x6144 格子, 100step 分の時間積分(SX-ACE/1024 ノード)

	#node	Elapse [s]	$R_{max}$ [Tflop/s]	$R_{max}/R_{peak}$
従来手法	1024	972.62	24.36	9.3%
新手法	1024	659.55	36.33	13.9%

Elapse: 計算時間,  $R_{max}$ : 実行演算速度,  $R_{peak}$ : 理論演算速度

### 5.3 DNS コードの計算精度検証

計算結果に対する解像度の影響については、格子分解能を変化させその収束性(grid dependency)を調査することが一般的である。しかしこれを世界最高レイノルズ数条件で行うことはあまりにも計算不可が高いため、目標の 1/8 規模のレイノルズ数条件( $Re_{\tau}=1000$ , 上述の通り計算コストは  $Re_{\tau}^4$  に比例するので、計算コストは 1/4096)を対象とし

た解析を実施した。本条件では、スペクトル法<sup>5)</sup>による DNS データベースが公開されており比較検討が可能となっている。表 2 に計算条件を示す。

表 2 計算条件 : 解像度の影響評価

$Re_{\tau}=1000$	離散化手法		$\Delta x^+$ ( $N_x$ )	$\Delta y^+$ ( $N_y$ )	$\Delta z^+$ ( $N_z$ )
	x, z	y			
LM <sup>5)</sup>	Fourier (3/2-rule)	B-spline	10.9 (2304)	0.02-6.2 (512)	4.6 (2048)
CASE C	10th FDM	2nd FDM	14.8 (1080)	0.6-8.0 (512)	8.3 (768)
CASE N	10th FDM	2nd FDM	11.1 (1440)	0.6-8.0 (512)	8.3 (768)
CASE F	10th FDM	2nd FDM	9.3 (1728)	0.6-8.0 (512)	6.3 (1024)
CASE H	10th FDM	2nd FDM	8.0 (2000)	0.6-8.0 (512)	6.4 (1000)
CASE NF	10th FDM	2nd FDM	11.1 (1440)	0.6-8.0 (512)	6.3 (1024)
CASE F'	Fourier (3/2-rule)	2nd FDM	12.5 (1280)	0.6-8.0 (512)	7.4 (864)
CASE C'	Fourier (3/2-rule)	2nd FDM	18.5 (864)	0.6-8.0 (512)	8.9 (720)

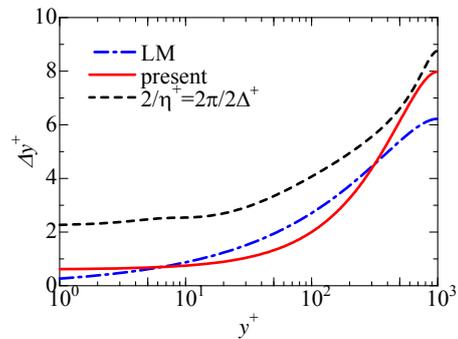


図 3 壁垂直方向の格子分解能 ( $Re_{\tau}=1000$ )

本研究においては壁垂直方向(y)については図 3 に示すとおり、コルモゴロフスケール( $\eta$ )の 2 倍の解像度を確保しているため、壁水平方向(x, z)の解像度の影響を対象としている。なお本研究と同一計算体系におけるスペクトルデータは存在しないため、PSM コード<sup>6)</sup>を用いた解析もあわせて行った (CASE F' 及び C')。

チャンネル乱流場の DNS における解像度の影響は主流方向乱流強度( $u_{rms}^+$ )のピーク値に最も顕著に現れる<sup>7)</sup>。また実験的手法においても最も計測しやすい物理量であり、計測方法の検証・校正において重要である。図 4 に各ケースにおける主流方向乱流強度のピーク近傍 (壁近傍) の比較を示す。本研究における FDM コード (10 次精度中心差分法) の場合、CASE H ( $\Delta x^+=8.0$ ,  $\Delta z^+=6.4$ ) 及び F ( $\Delta x^+=9.3$ ,  $\Delta z^+=6.3$ ) はスペクトル法の結果と定量

的に一致する．一方 CASE N( $\Delta x^+=11.1, \Delta z^+=8.3$ )と C( $\Delta x^+=14.8, \Delta z^+=8.3$ )においてはピーク値の過小評価が確認され，低解像度のスペクトル法:CASE C'と一致する．なお高次統計量の一つである散逸率輸送方程式の収支において，スペクトル法における CASE F'と CASE C'の結果は定量的に一致し，CASE C'の結果は主流方向乱流強度の過小評価が見られるものの，十分な信頼性を有していることが確認できている(図 5 参照)．

スパン方向の解像度のみを高解像度に設定した CASE NF( $\Delta x^+=11.1, \Delta z^+=6.3$ )の場合は，ピーク値が多少改善するものの依然として過小評価が見られる．従って，主流方向乱流強度分布の再現性においては主流方向解像度が支配的であるといえる．

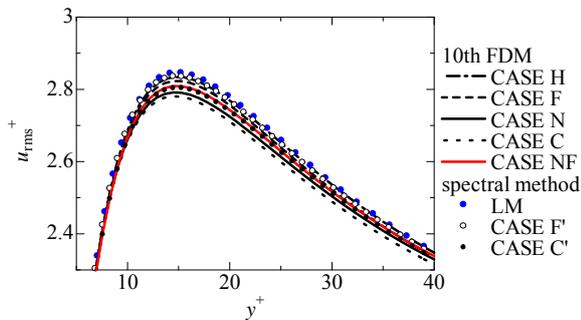


図 4 主流方向乱流強度に対する解像度の影響

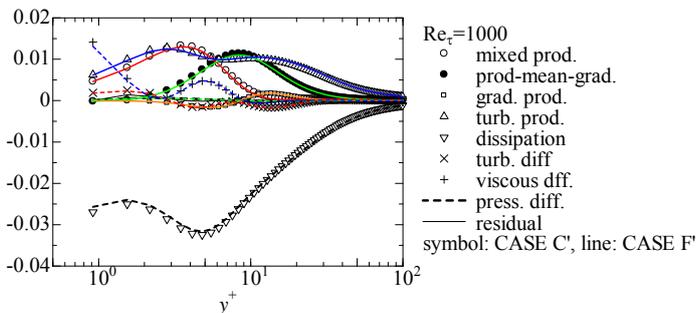
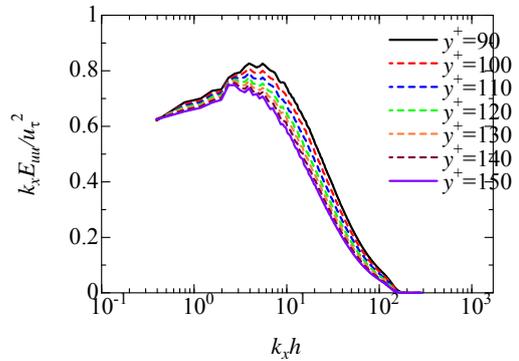


図 5 散逸率輸送方程式収支における解像度の影響 (スペクトル法, CASE C'及び CASE F')

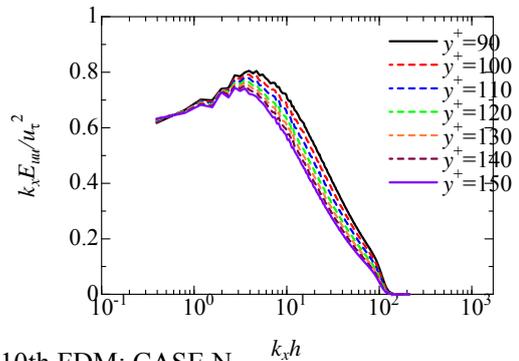
次に大規模構造の再現性を検討するために主流方向 pre-multiplied spectrum (PMS)の比較を行う．主流方向への 1 次元エネルギー Spektrum ( $E_{uu}$ )は式 (2)で定義される．

$$u_{rms}^2 = \int_0^{\infty} E_{uu} dk_x = \int_0^{\infty} k_x E_{uu} d \log(k_x) \quad (2)$$

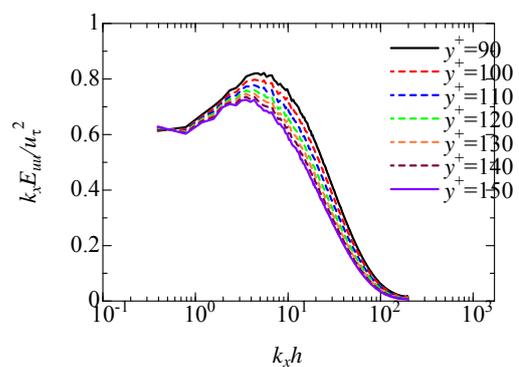
ここに  $k_x$  は主流方向への波数である．PMS はエネルギー Spektrum に波数を掛けたものであり，波数を対数プロットで表示する場合に，グラフ上の面積部分が各波数成分の持つエネルギーに相当する．従って大規模構造のエネルギー寄与が視覚的に判断できるメリットがある．



(1) 10th FDM: CASE C



(2) 10th FDM: CASE N



(3) PSM: CASE F'

図 6 主流方向 pre-multiplied spectrum における解像度の影響

図 6 に CASE C, N 及び PSM における対数層近傍 ( $90 < y^+ < 150$ )における PMS の比較を示す．図 4 に示した主流方向乱流強度分布においては過小評価がみられた CASE C, N においても PMS の分布形にはほとんど影響が見られないことがわかる．

また本解像度の範囲内では、PMS の分布形に最も影響を及ぼすのは時間積分長であり、安定な分布形を得るには各ケースにおいて  $T^+/\text{Re}_\tau=14$  以上の時間積分長が必要であった。この時間積分長は、平均的な流体粒子が計算領域を 18 回程度は流下する時間スケールに相当し、さらなる計算負荷の増大をもたらす。従って大規模構造解析を主眼とした DNS においては、CASE C のやや粗めの解像度に抑えた上で、十分な時間積分長を確保するのが一つの方法と考えられる。

以上をまとめると、10 次精度中心差分法を用いた場合、

- ・ CASE F( $\Delta x^+=9.3$ ,  $\Delta z^+=6.3$ )以上の解像度を確保すると、高解像度スペクトル法の結果と乱流統計量において定量的な一致が得られる。
- ・ やや解像度を粗くした CASE N( $\Delta x^+=11.1$ ,  $\Delta z^+=8.3$ )の場合、主流方向乱流強度のピーク値をわずかに過小評価するものの、低解像度スペクトル法の結果と定量的な一致が得られる。
- ・ 一方、大規模構造解析を主眼とする場合は、CASE C( $\Delta x^+=14.8$ ,  $\Delta z^+=8.3$ )以上を確保することにより、定量的な解析が可能といえる。

#### 5.4 世界最大規模レイノルズ数条件の DNS

5.3 節における解像度の影響評価を踏まえ、世界最大規模レイノルズ数条件( $\text{Re}_\tau=8000$ )での計算条件を表 3 のように設定した。時間進行は、圧力勾配項に Euler 陰解法、その他の項に 2 次精度 Adams-Bashforth 法を適用した。タイムステップ幅( $\Delta t^+$ )は、 $\text{Re}_\tau=1000$  の条件において CFL 条件を変化させて安定性を検討したところ、0.4 近くまでは安定な時間積分が可能であることがわかった。従って CFL 条件を 0.35(10th FDM)及び 0.3(PSM)として設定した。

DNS においては、粘性項に陰解法を適用し、非線形項である対流項に 3 次あるいは 4 次精度の Runge-Kutta 法を適用する機会が多い<sup>7), 8), 9)</sup>。Lee & Moser<sup>5)</sup> による  $\text{Re}_\tau=5200$  の計算においては本手法が適用されており、CFL 条件を 1 として時間積分が行われている。計算コストの比較としては、2

次精度 Adams-Bashforth 法の場合、1 タイムステップの時間進行において、1 回の関数評価となるが、3 次精度 Runge-Kutta 法の場合は、3 回の関数評価が必要となる。従って、CFL 条件が 0.35 程度に設定できる場合、2 次精度 Adams-Bashforth 法による時間積分が効率的となる(3 回の関数評価で CFL 条件は、 $0.35 \times 3=1.05$ )。表 4 に演算量の比較を示す。参考のために Lee & Moser<sup>5)</sup>の結果を併記している。

10th FDM の場合、Lee & Moser<sup>5)</sup>に対し、2 倍近い格子数を用いてもほぼ同等の演算量：1.03 倍に抑えられていることがわかる。

PSM の場合は、Lee & Moser<sup>5)</sup>との比較において、格子数：1.35 倍に対し、演算量：1.08 倍となっており、同一格子数で比較すれば、演算量は小さくなることわかる。これは PSM においては壁垂直方向に 2 次精度中心差分法を適用しているため、B-spline 法を適用した Lee & Moser<sup>5)</sup>よりも同一格子数であれば演算コストが小さくなるためである。10th FDM と PSM との比較においては、CASE C の条件では、PSM より演算量は小さくなっている(0.95 倍)ものの、5.3 節で検討したように、PSM の CASE C' に相当する精度を確保するには、10th FDM においては CASE N;  $\text{Re}_\tau=8000$  の場合、 $11520 \times 4096 \times 6144=2.90 \times 10^{11}$ 、の格子数を用いる必要がある。この場合、格子数が 1.33 倍増えるので、演算量もこれに比例するとすれば、10th FDM の演算量は、PSM の 1.27 倍：911 Tflop、に達し PSM の方が低コストとなる。

次に演算効率について検討する。表 5 に東北大学サイバーサイエンスセンターの NEC・SX-ACE/1024 ノードを使用した場合における、10th FDM 及び PSM の演算速度・効率及び CFL=1.0 に相当する時間積分を行うのに要する経過時間を示す。5.2 節の高速化部分で上述したとおり、10th FDM の場合は、理論性能の 14%程度的高速演算が可能となっている。一方、PSM の場合は、7%に留まっている。結果として、PSM は 10th FDM に対し、演算量：1.05 倍に対し、時間積分に要する経過時間は、2.16 倍と差が広がっている。これは 5.1 節で示したとおり、主要演算部分の 2 次元高速フ

ーリエ変換における演算効率が約半分であることが原因である。

使用メモリ量に関しては、10th FDM が約 40TB に対し、PSM は約 57TB であり、格子数が 0.75 倍の PSM がメモリ量では 1.43 倍を要している。

なお 10th FDM において CASE N の格子を適用した場合は、格子数が 1.33 倍に増えるが、経過時間においては、依然として PSM の 0.69 倍であり、この場合においても、10th FDM の方が低コストといえる。以上をまとめると、

- ・大規模構造を対象とした DNS データベース構築の観点からは、10th FDM は PSM に対し、演算量・演算時間両者において低コストとなっている。

- ・しかし同一精度で比較すると、PSM の方が演算量は小さく抑えられる(0.79 倍)が、経過時間では依然として 10th FDM の方が、1.69 倍高速と見積もれる。また使用メモリ量の観点からも 10th FDM は PSM と比べて優位性がある。

- ・PSM が非効率となるのは、主要演算部(2 次元高速フーリエ変換)の演算効率が 10th FDM に対して半減していることが要因である。

従って、世界最大規模レイノルズ数条件 ( $Re_\tau=8000$ )での DNS データベース構築は、10th FDM コードを使用して行うこととした。

表 3  $Re_\tau=8000$  での計算条件

$Re_\tau=8000$	離散化手法		$\Delta x^+$ ( $N_x$ )	$\Delta y^+$ ( $N_y$ )	$\Delta z^+$ ( $N_z$ )
	$x, z$	$y$			
CASE C	10th FDM	2nd FDM	14.8 (8640)	0.6-8.0 (4096)	8.3 (6144)
CASE C'	Fourier (3/2 rule)	2nd FDM	18.5 (6912)	0.6-8.0 (4096)	8.9 (5760)

表 4 演算量の比較

	$Re_\tau$	総格子数 $N_x \times N_y \times N_z$	CFL	CFL=1 に相当する時間積分あたりの演算量[Tflop]
LM <sup>5)</sup>	5200	$1.21 \times 10^{11}$	1.0	667
10th FDM	8000	$2.17 \times 10^{11}$	0.35	685
PSM	8000	$1.63 \times 10^{11}$	0.30	718

表 5 演算効率の比較(SX-ACE/1024 ノード)

	$Re_\tau$	実行演算速度 [Tflop/s, 実行効率]	CFL	CFL=1 に相当する時間積分に要する経過時間 [s]
10th FDM	8000	36.4 (14%)	0.35	18.9
PSM	8000	17.6 (7%)	0.30	40.8

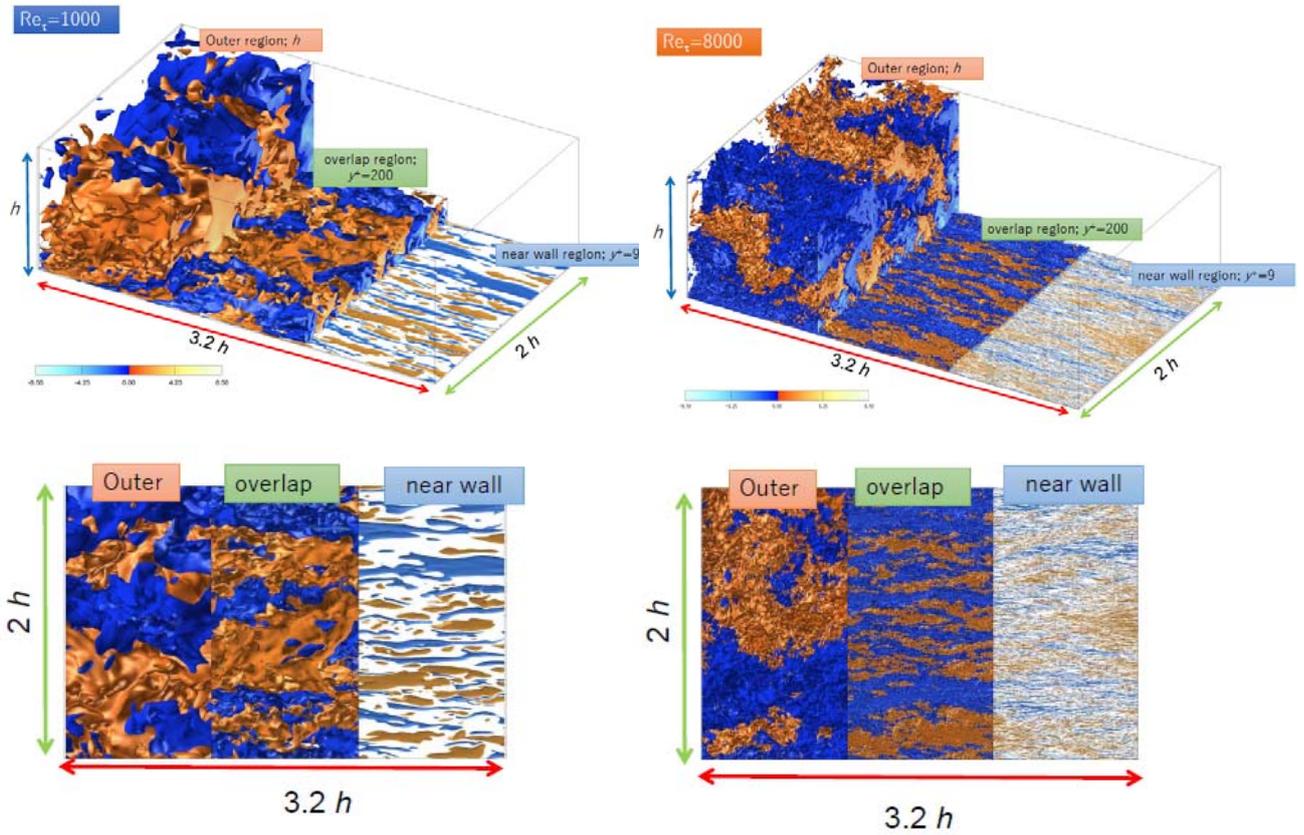
## 5.5 世界最大規模レイノルズ数条件での可視化解析

現在までに、表 3 における CASE C の条件において、本計算資源及びその他公募課題の支援を利用して、Initial RUN を終えて、発達乱流場を得ることに成功している。そこで得られた発達乱流場の可視化解析を名古屋大学情報基盤センターの SGI・UV 上において AVS Express を用いて実行した。壁乱流場の渦構造においては、壁近傍; $y^+ < 200$ 程度、において粘性長で 100 程度の秩序構造(後述の図 11(a)を参照)と、外層部分; $y/h > 0.2$ 、においてチャンネル半幅: $h$  でスケールされる大規模構造が存在し、さらにこれらの相互作用が高レイノルズ数効果と考えられている<sup>2)</sup>。従って可視化においては、データを間引いて可視化することは好ましくなく、最小格子スケールからチャンネル幅程度の領域で、両構造を同時に可視化することが最低条件となる。

CASE C の条件における 1 物理量は、可視化用に単精度に落とした場合において 0.8TB の容量となる。速度 3 成分を可視化するには、2.4TB となり、作業用のメモリ量も考慮すると、UV 上での容量限界値(7.2TB)とほぼ同等となる。但し本年度は、計算負荷を考慮して、計算領域の一部を切り出した可視化解析を実施した。

切り出した計算領域は、主流、壁垂直及びスパン方向にそれぞれ、 $3.2h, h, 2h$  であり、全領域( $16h, 2h, 6.4h$ )の 1/32 に相当する。読み込む物理量は速度 3 成分であり、78GB(1 成分あたり 26GB)の容量となる。これらのデータを AVS Express に読み込むのに要する時間は約 10 分程度であり、コンタ等の計算に約 50 分を要する。従って、全領域可視化を行うにおいては、このままの延長では難しいと考えられる。

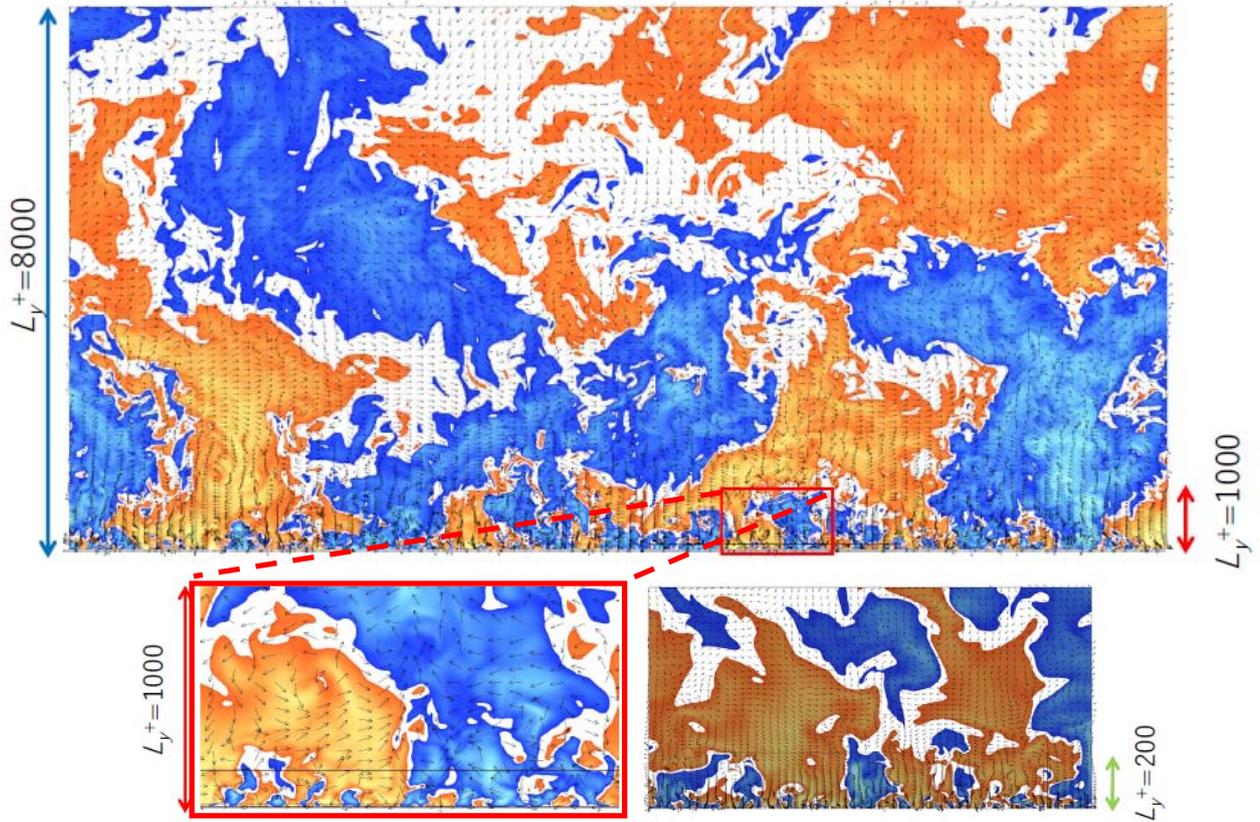
図 7 に  $Re_\tau=1000$  及び 8000 における主流方向変動速度のコンタ(bird view 及び top view)を示す。赤色部分は高速領域、青色部分は低速領域を示している。両ケースとも外層部分( $y/h > 0.2$ , Outer layer)においてはチャンネル半値幅( $h$ )程度の間隔でスパン方向に並ぶ、大規模渦構造の存在が確認



(1)  $Re_{\tau} = 1000$

(2)  $Re_{\tau} = 8000$

図 7 高レイノルズ数チャンネル乱流場における大規模構造の可視化; 主流方向変動速度のコンタ



(1)  $Re_{\tau} = 8000$

(2)  $Re_{\tau} = 1000$

図 8 高レイノルズ数チャンネル乱流場における大規模構造の可視化; コンタ及びベクトルプロット

できる。また壁近傍においては、粘性スケール： $\Delta x^+ = 100$ 、間隔でのスパン方向への縞構造が存在する。一方、外層と壁近傍のオーバーラップ領域： $y^+ = 200$ 程度、においては大きな違いが観察された。 $Re_\tau = 1000$ の場合においては、外層とほぼ同等の縞構造が確認できるのに対し、 $Re_\tau = 8000$ の場合においては、外層及び壁近傍とは明らかに異なる縞間隔の構造を有していることがわかる。

図 8 に同様の主流方向変動速度のコンタ及びベクトルプロット(end view)を示す。 $Re_\tau = 8000$ の場合にはオーバーラップ領域( $y^+ = 200$ 程度)の構造をわかりやすくするために赤線で囲った部分を拡大したものを左下に示している。また  $Re_\tau = 1000$ のケースを右下に表示している。これらによりオーバーラップ領域では、粘性長さで 1000 程度の構造の縞構造(縦渦)が壁近傍の渦構造と相互作用していることが確認できる。従来では、外層の大規模構造と壁近傍の構造との直接作用と考えられており、 $Re_\tau = 1000$ の場合には、これが当てはまる。しかし  $Re_\tau = 8000$ の場合には、外層構造よりも小さいスケールの縦渦による相互作用が観察されており、大規模構造と壁近傍の構造に対して中間構造が出現し、多階層の相互作用が主因となっている。これは高レイノルズ数の乱流モデリング(渦構造のスケールリング)<sup>10), 11)</sup>においても重要な知見となる。

### 5.6 各種統計処理コードの開発とそれを用いた乱流構造解析

DNS データベースの構築には莫大な計算機資源を要するが、そのデータベース活用することにより、流体现象の解明から、実験手法の検証・校正に至るまで多くの情報を得ることが可能となる。但しそのためには、DNS データベースのポスト処理(統計処理)コードの開発が必要となる。本年度は、本実験グループが優位性を持つ圧力情報<sup>12)</sup>に関する統計処理コード開発を行った。なお本解析に使用した DNS データベースは  $Re_\tau = 4000$  までである( $Re_\tau = 8000$ の長時間データベースはまだ構築されていない)。以下に開発コードにより得られた結果の一部とその考察を示す。

表 6 に壁面圧力の高次統計量(skewness 及び flatness)における、DNS と実験値<sup>12), 13)</sup>との比較を示す。なお実験値は乱流境界層を対象としており、 $Re_\theta$ は境界層の運動量厚に基づくレイノルズ数であり、摩擦レイノルズ数( $Re_\tau$ )とは、おおよそ以下の関係<sup>14)</sup>にある。

$$Re_\tau = 0.435 Re_\theta^{0.954} \quad (3)$$

また  $d$  は圧力測定に持ちいる圧力トランスデューサのサイズであり、DNS における主流方向空間解像度に相当するものである。

skewness の比較においては、DNS データベースはレイノルズ数の増加に伴い負から正値に変化する。Schew<sup>13)</sup>の低レイノルズ数の実験値は負値を示し、Tsuji et al.<sup>12)</sup>による低レイノルズ数及び高レイノルズ数の実験値は、負から正値に変化し、DNS データベースの傾向とよく一致している。

一方、flatness の比較においては、DNS データベースは 5.5 程度の値をとるのに対し、Tsuji et al.<sup>12)</sup>実験値はレイノルズ数の増加に伴い減少傾向を示している。また Schew<sup>13)</sup>による低レイノルズ数の実験値も DNS データと比較すると低い値を示している。実験値において flatness が低い値を示す場合の空間分解能( $d^+$ )は 14 以上となっており、空間分解能の影響により過小評価となっている可能性がある。

表 6 DNS データベースと実験値との比較：壁面圧力の高次統計量(skewness, flatness)

	$\Delta x^+ / d^+$	$Re_\tau / Re_\theta$	skewness	flatness
DNS	$\Delta x^+ = 12.0$	$Re_\tau = 180$	-0.08	5.73
DNS	$\Delta x^+ = 13.3$	$Re_\tau = 400$	-0.03	5.49
DNS	$\Delta x^+ = 13.3$	$Re_\tau = 1000$	-0.001	5.57
DNS	$\Delta x^+ = 16.0$	$Re_\tau = 2000$	0.02	5.57
DNS	$\Delta x^+ = 15.6$	$Re_\tau = 4000$	0.07	5.57
Schew <sup>13)</sup>	$d^+ = 19$	$Re_\theta = 1400$	-0.18	4.9
Tsuji et al. <sup>12)</sup>	$d^+ = 4.6$	$Re_\theta = 5870$	-0.05	5.2
Tsuji et al. <sup>12)</sup>	$d^+ = 14.5$	$Re_\theta = 16700$	0.09	4.5

さらに壁面圧力は壁面抵抗そのものであるととも

に、乱流制御において操作しやすい物理量であり、壁面圧力により渦を検知する試みも精力的に行われている<sup>15), 16)</sup>。正または負の圧力変動( $p'$ )が、その r.m.s 値に対し、閾値( $k$ )を超えた場合を High Amplitude Pressure Peaks (HAPPKs)と呼ぶ:

$$|p'| > k p_{rms}. \quad (4)$$

Johanson et al.<sup>15)</sup>は、正の HAPPKs は平均せん断層によって生成され、一方負の HAPPKs は壁近傍における秩序構造の sweep (壁面への高速流体の吹付け現象) と関連していることを指摘している。

Ghaemi and Scarano<sup>16)</sup>は Johanson et al.<sup>15)</sup>の指摘の通り、正の HAPPKs の存在領域がせん断層領域で重なっており、このせん断層は、上流部での外層からの sweep とこれに連動した下流側への ejection (壁面から外層への流体の吹き上がり) により形成されることを指摘している。さらに ejection 運動は壁面領域におけるヘアピン渦(秩序構造の一つと考えられている)によるものであり、ヘアピン渦のコアは負の HAPPKs 部分に相当する、と指摘している。しかしこれらの解析は  $Re_\tau=770$  以下のレイノルズ数条件を対象としており、外層における大規模構造の寄与が明確となる、 $Re_\tau=4000$  以上 (大規模構造の出現は、 $Re_\tau=800$  以上から) においても同様の物理機構が存在するかは定かではない。そこで本研究では  $Re_\tau=180$  から 4000 までのチャンネル乱流場の DNS データベースを用いて、HAPPKs に関連する渦構造のレイノルズ数依存性を調査した。

・正の HAPPKs により抽出される渦構造

図 9 は、壁面圧力における正の HAPPKs が存在する場合で条件付平均した主流方向速度コンタ (top, view,  $y^+=15$ ) である。これらにより全てのレイノルズ数条件において、正の HAPPKs により、速度せん断層 (色つきコンタと黒コンタの境部分) が検出できることが確認でき、Johanson et al.<sup>15)</sup> 及び Ghaemi and Scarano<sup>16)</sup> の指摘と一致する。さらに高レイノルズ数条件では、外層の大規模構造が壁面近傍の速度せん断層に影響を与え、この速度せん断層を介して間接的に壁面圧力に影響を及ぼすことが示唆される。

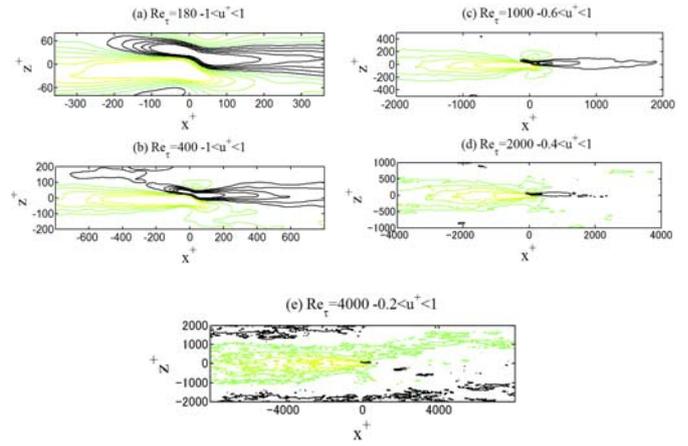


図 9 壁面圧力における正の HAPPKs による条件付けで抽出された速度せん断層;  $Re_\tau=180-4000$ , カラーコンタ部 (高速領域), 黒色コンタ部 (低速領域) を示す。

この外層における大規模構造の壁面圧力への寄与を定量化するために、圧力変動( $p$ )を slow 項( $p_s$ )と rapid 項( $p_r$ )に分離する<sup>17)</sup>。非圧縮性流体にける圧力は、以下のポアソン方程式(5)を満足する:

$$\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_i} \left( \frac{p^*}{\rho} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( u_j^* \frac{\partial u_i^*}{\partial x_j} \right). \quad (5)$$

ここに上付き添え字\*は瞬間値を意味し、レイノルズ分解により、平均値と変動値に分離される。2次元発達チャンネル乱流場では、平均成分が存在するのは主流方向速度( $u$ )及び圧力( $p$ )であり、壁垂直方向速度( $v$ )及びスパン方向速度( $w$ )には平均成分は存在しない。従って、各物理量のレイノルズ分解は式(6)となる。

$$p^* = P + p, u^* = U + u, v^* = v, w^* = w \quad (6)$$

ここに大文字表記が平均成分である。式(6)を式(5)に代入すると、式(7)が得られる:

$$\Delta \left( \frac{p^*}{\rho} \right) = \Delta \left( \frac{P}{\rho} \right) + \Delta \left( \frac{p_r}{\rho} \right) + \Delta \left( \frac{p_s}{\rho} \right), \quad (7)$$

$$= \underbrace{0}_{\text{平均成分}} - 2 \underbrace{\frac{dU}{dy}}_{\text{rapid成分}} \underbrace{\frac{\partial v}{\partial x}}_{\text{slow成分}} \underbrace{\frac{\partial u_j}{\partial x_i}}_{\text{slow成分}} \underbrace{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{\text{slow成分}}$$

ここに rapid 項は平均速度勾配に起因するため、その変動は全領域で迅速に反映されることに由来し、slow 項は、乱れの非線形相互作用であり、局所変

化がゆっくりと伝播すること由来する。圧力場の rapid 項, slow 項は, DNS データベースの速度場から式(7)の右辺各項を求め, それぞれの項をソース項とするポアソン方程式を解くことにより得られる。なお, このポアソン方程式の壁面境界条件はノイマン条件を課した<sup>18)</sup>。

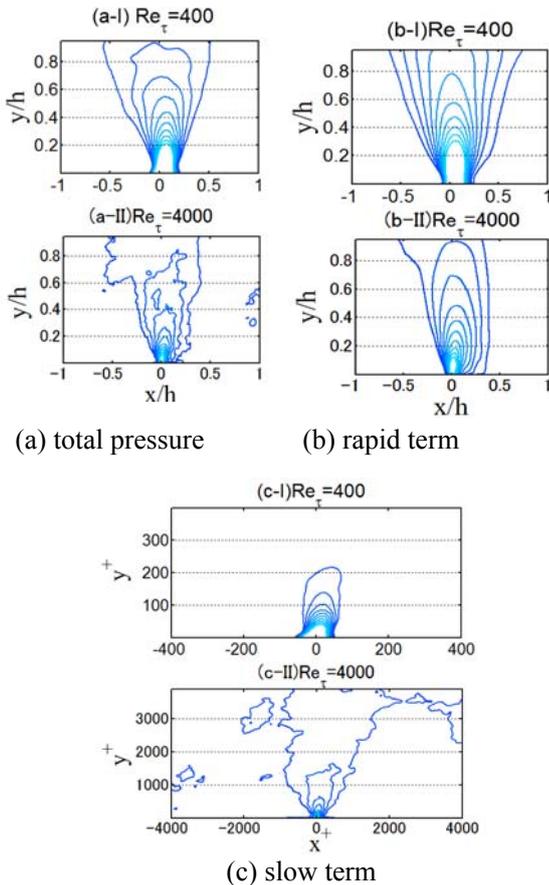


図 10 正の圧力変動に対する rapid 項及び slow 項の寄与;  $Re_\tau=400, 4000$ , コンタライン:  $0.1 < p/p_{rms} < 1.0$ ).

図 10 に  $Re_\tau=400, 4000$  のケースにおける正の圧力変動に対する rapid 項及び slow 項の寄与を示す。

図 10(b)に示す rapid 項はレイノルズ数に依存せず, チャンネル中部分まで相似的に影響が及んでいる。これは大規模構造の影響が foot print としてその影響を壁面において観察できることと整合する。

一方, 図 10(c)に示す slow 項の影響範囲は粘性長 ( $y^+$ )でスケールされ, その範囲は壁面近傍に限られている。

rapid 項及び slow 項の寄与率を各壁面高位置で求めると (図省略), 壁面近傍では, rapid 項, slow

項がほぼ等しく全圧力変動に寄与するが, レイノルズ数が増加すると, slow 項の寄与が壁面の極近傍では増加する。しかし壁から離れるにつれて, rapid 項からの寄与が支配的となる。従って, 正の HAPPKs は, 外層の大規模構造及びバッファ層領域での速度せん断層から形成されるものと考えられる。

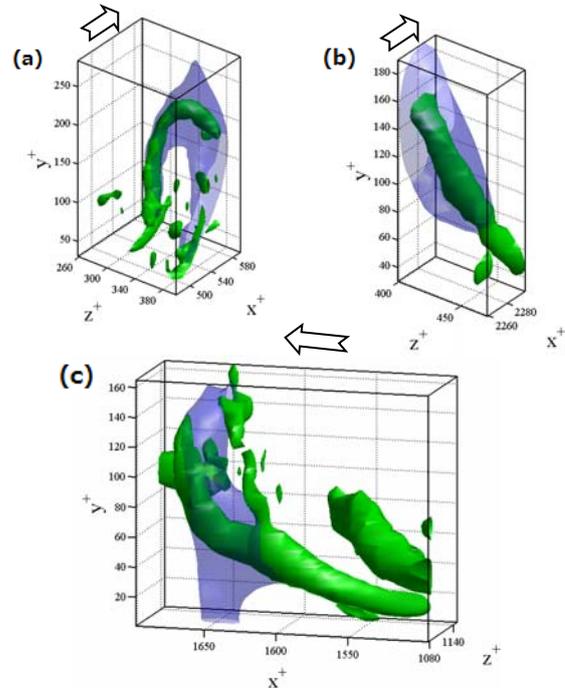


図 11 負の HAPPKs により抽出されるヘアピン渦, コンタ (緑色): 速度勾配テンソルの第 2 不変量  $Q^+=0.02$ (渦構造), コンタ(青色):  $p/p_{rms}=-2$ ,  $Re_\tau=180$ .

・負の HAPPKs により抽出される渦構造

図 11 は, 壁面圧力における負の HAPPKs が存在する条件で抽出した渦構造 (速度勾配テンソルの第二不変量が正值を示す領域) と負圧領域を可視化している(図中の矢印は流れの方向を示す)。図 11(a)においては, ヘアピン渦 (緑色) と圧力の負圧部分が明瞭に重なり合っていることが確認できる。また図 11(b), (c)においても渦のコア領域と負圧部分が重なり合っていることがわかる。但し負の HAPPKs により抽出された渦構造は, 粘性長でスケールされ, レイノルズ数効果を示さない。つまり, 負圧領域は粘性長でスケールされる小規模渦によって形成されていると考えられる。従って, 高レイノルズ数条件においても大規模渦の影

響が現れることはない(図省略).

以上をまとめると、本年度は圧力を対象とした各種統計処理コードの開発を実施するとともに、実際に  $Re_\tau=180-4000$  までの DNS データベースを用いた乱流構造解析を実施した。その結果、

- ・圧力変動の高次統計量において、skewness factor は実験値と DNS データベースがよく一致することがわかった。しかし flatness factor には差異が見られ、計測解像度の影響に起因する可能性がある。

高レイノルズ数条件において、高変動壁面圧力情報(HAPPKs)による条件付けによる乱流構造抽出を行ったところ、

- ・正の HAPPKs により、外層における大規模構造の影響を受けた速度せん断層がバッファ層において検出されることがわかった。

- ・また圧力変動を rapid 項, slow 項に分割することにより、この大規模構造による速度せん断層は rapid 項の寄与によるものと判明した。

- ・一方負の HAPPKs により、壁近傍において秩序渦(ヘアピン渦)及び渦コアの抽出が可能であるが、これらの構造は粘性長でスケールされ、小規模運動の渦構造が検出され、これらにレイノルズ数効果及び大規模構造の影響は反映されない、ことがわかった。

#### 参考文献

- 1) Nickels, T. B., Marusic, I., Hafez, S., & Chong, M. S., 2005, "Evidence of the  $k_x^{-1}$  law in a high-Reynolds-number turbulent boundary layer. *Physical review letters*, 95(7), 074501.
- 2) Hutchins, N., & Marusic, I., 2007, "Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers", *Journal of Fluid Mechanics*, 579, 1-28.
- 3) Jimnez, J., 2003, "Computing high-Reynolds-number turbulence: will simulations ever replace experiments?", *Journal of Turbulence*, 4(22), 1-14.
- 4) Dean, R. B., 1978, "Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow", *Journal of Fluids Engineering*, 100(2), 215-223.
- 5) Lee, M & Moser, R. D., 2015, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow up to  $Re_\tau=5200$ ", *Journal of Fluid Mechanics*, 774, 395-415.
- 6) Yamamoto, Y., & Kunugi, T., 2011, "Direct numerical simulation of a high-Froude-number turbulent open-channel flow", *Physics of Fluids*, 23(12), 125108.
- 7) Abe, H., Kawamura, H., & Matsuo, Y., 2004, "Surface

heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to  $Re_\tau=1020$  with  $Pr=0.025$  and  $0.71$ ", *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 25(3), 404-419.

- 8) Hoyas, S., & Jiménez, J., 2008, "Reynolds number effects on the Reynolds-stress budgets in turbulent channels", *Physics of Fluids*, 20(10), 101511.

- 9) Bernardini, M., Pirozzoli, S., & Orlandi, P., 2014, "Velocity statistics in turbulent channel flow up to  $Re_\tau=4000$ ", *Journal of Fluid Mechanics*, 742, 171-191.

- 10) Yamamoto, Y., & Kunugi, T., 2016, "MHD effects on turbulent dissipation process in channel flows with an imposed wall-normal magnetic field", *Fusion Engineering and Design*, 109, 1137-1142.

- 11) Yamamoto, Y., Osawa, N., & Kunugi, T., 2017, "A New RANS Model in Turbulent Channel Flow Imposed Wall-Normal Magnetic Field with Heat Transfer", *Fusion Science and Technology*, accepted.

- 12) Tsuji, Y., Fransson, J. H. M., Alfredsson P. H., and Johansson, A. V., 2007, "Pressure Statistics and Their Scaling in High-Reynolds-Number Turbulent Boundary Layers", *Journal of Fluid Mechanics*, 585, 1-40.

- 13) Schew, G., 1983, "On the Structure and Resolution of Wall-Pressure Fluctuations associated with Turbulent Boundary Layer Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 134, 311-328.

- 14) Deck, S., Renard, N., Laraufie, R., & Weiss, P. É., 2014, "Large-scale contribution to mean wall shear stress in high-Reynolds-number flat-plate boundary layers up to 13650", *Journal of Fluid Mechanics*, 743, 202-248.

- 15) Johansson, A. V., Alfredsson, P. H., and Kim, J., 1991, "Evolution and Dynamics of Shear-Layer Structures in Near-Wall Turbulence", *Journal of Fluid Mechanics*, 224, 579-599.

- 16) Ghaemi, S., and Scarano, F., 2013, "Turbulent Structures of High-Amplitude Pressure Peaks within The Turbulent Boundary Layer", *Journal of Fluid Mechanics*, 735, 381-426.

- 17) Kim, J., 1989, "On The Structure of Pressure Fluctuations in Simulated Turbulent Channel Flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 205, 421-451.

- 18) Mansour, N. N., Kim, J. & Moin, P., 1988, "Reynolds-stress and dissipation rate budgets in a turbulent channel flow", *Journal of Fluid Mechanics*, 194, 15-44.

## 6. 今年度の進捗状況と今後の展望

本課題は、世界最大規模の高レイノルズ数壁面乱流場の DNS データベース構築とその活用を目的とし、計算科学、計算機科学、実験科学さらには可視化技術の研究者の共同研究ネットワークの形成を試みるものである。

本年度はその前提となる世界最大規模の DNS データベースを構築するための DNS コード開発を実施するとともにその性能評価を行った。さらに開発コードを用いた世界最大レイノルズ数条件

での直接数値計算及びそのデータベースを用いた可視化・統計解析を実施し、壁面乱流場における高レイノルズ数特性の解析に成功した。以下にその成果をまとめる。

- (1) 東北大学サイバーサイエンスセンタ NEC・SX-ACE/1024 ノード上において、実行演算速度:37Tflop/s, 実行効率:14%の高速・高効率 DNS コードの開発に成功した。
- (2) DNS データベース構築に必要な空間分解能を算出するとともにその計算コストを見積った。本研究における高次精度差分法に基づく DNS コードは、演算量及び演算速度の両面で優れており、さらにメモリ量抑制の観点においても優位性を持つことが示された。
- (3) 以上により、高次精度差分法(10 次精度中心差分)DNS コードを用いて、世界最大レイノルズ数チャンネル乱流場の直接数値計算を実行し、現在までに発達乱流場を得ることに成功した。
- (4) 名古屋大学情報基盤センタ SGI・UV を用いて世界最大レイノルズ数条件の速度場に関する大規模可視化を行った。その結果高レイノルズ数条件においては、従来指摘されてきた外層と壁面近傍の直接相互作用ではなく、その中間的な構造が形成されることにより相互作用が担われている可能性が示唆された。
- (5) DNS データベースを用いた、実験手法の検証・校正さらには、乱流構造解析を目的として、圧力情報に関する各種統計処理コードの開発を行った。得られた統計処理コードを用いて、 $Re_\tau=180-4000$  までの DNS データベースの統計処理を行い、レイノルズ数効果について検討した。その結果、実験と比較可能な基礎統計量を得るとともに、正の高変動壁面圧力情報(HAPPKs)により大規模渦の影響を受けた速度せん断層の検出が可能であることを示した。一方、負の高変動壁面圧力情報からは、小規模運動の渦構造が検出できることを示した。

以上の通り、今年度の実施予定内容は全て成功し、計算科学、計算機科学、実験科学分野の研究

者との連携体制も確立しつつある。今後の課題としては、計算手法開発においては、今年度の性能評価において、スペクトル法コードは演算コストの面で優れているものの、演算効率に問題があることが判明した。この対処法さらには、より高いレイノルズ数条件での DNS データベース構築を行うための計算手法検討が重要となる。

一方、可視化解析及び統計処理解析においては、全領域可視化及び高レイノルズ数特性を抽出するのに最適な統計処理方法の開発が挙げられる。

## 7. 研究成果リスト

### (1) 学術論文

1. Y. Yamamoto, N. Osawa and T. Kunugi, “A new RANS model in turbulent channel flow imposed wall-normal magnetic field with heat transfer”, *Fusion Science and Technology*, accepted.

### (2) 国際会議プロシーディングス

1. Y. Yamamoto and Y. Tsuji, “Effects of large-scale structures on inner layer in high Reynolds number turbulent channel flow”, 10th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP10), in press.
2. A. Mehrez, Y. Yamamoto, T. Tsuneyoshi, Y. T. Tsuji, “HIGH-AMPLITUDE WALL PRESSURE EVENTS AND THEIR RELATION TO TURBULENT STRUCTURE IN CHANNEL FLOW”, 10th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP10), in press.

### (3) 会議発表(口頭, ポスター等)

1. 山本義暢, 辻義之, “高レイノルズ数チャンネル乱流場における attached eddy 仮説の検証”, 日本流体力学会年会 2016, 2016 年 9 月 28 日 (名古屋工業大学)
2. Mehrez Ali, 山本義暢, 辻義之, “チャンネル乱流場における大規模構造が壁面圧力変動に与える影響”, 日本機械学会第 94 期流体工学部門講演会, 2016 年 11 月 13 日 (山口大学工学部)

その他(特許, プレス発表, 著書等)

該当無し