MHD channel 乱流の統計的性質と乱流構造

Statistical Properties and Turbulence Structure in MHD Channel Flow

店橋　護，　東工大工，〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: mtanahas@mes.titech.ac.jp
藤村　大悟，東工大院，〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: dfujimur@navier.mes.titech.ac.jp
宮内　敏雄，東工大工，〒152-8552 目黒区大岡山 2-12-1, E-mail: tmiyauch@mes.titech.ac.jp
Mamoru TANAHASHI, Tokyo Inst. of Tech., 2-12-1 Ookayama, Meguro-ku, Tokyo, 152-8552, Japan
Daigo FUJIMURA
Toshio MIYAUCHI

To investigate statistical properties and turbulence structure in MHD channel flows, direct numerical simulations are conducted for different Reynolds numbers and different magnetic fields. For small magnetic field, friction coefficient almost coincides with that of turbulent channel flow without magnetic field. Maximum turbulent intensity and distribution of coherent fine scale eddies are not affected by the magnetic field. However, for moderate magnetic field, friction coefficient decreases to 90% of ordinary turbulent channel flow. In this case, maximum turbulent intensity decreases and location of maximum turbulent intensity shifts toward the center of the channel. With the decrease of turbulent intensity, the number of coherent fine scale eddies decreases. Especially, the number of coherent fine scale eddies near the wall (y^+<40) decreases significantly.

１．緒論

MHD channel 乱流の実験的研究[(1)(2)]から，印加磁束密度が十分に大きな場合，乱流変動は著しく減衰し，この場合の摩擦係数は MHD channel 流の層流解に一致することが明らかにされている．これらの研究において，ハルトマン数 *Ha* とレイノルズ数 *Re* の比 *Ha*/*Re* に対する摩擦係数曲線は，*Ha*/*Re* の増加とともに一度減少した後，単調に増加し層流解に漸近することが明らかにされている．しかし，乱流場が維持される程度の磁束密度を印加した場合の Reed ら[(3)]の実験では，Brouillete ら[(1)]や Murgatroyd[(2)]の結果とは異なる摩擦係数が報告されている．このように，*Ha*/*Re* を用いて MHD channel 乱流の摩擦係数を整理することは困難である．また，特定の磁束密度を印加した場合に摩擦係数が減少するが，その原因は未だ明らかではない．

壁面の摩擦抵抗は，壁近傍に存在する流れ方向の回転軸を持つ渦構造と密接に関連していると考えられている．以前の著者らによる研究[(4)]から，壁近傍に存在する渦構造は，一様等方性乱流[(5)]，乱流混合層[(6)]及び MHD 一様乱流[(7)]に存在する coherent 微細渦と同様な統計的性質を有しており，乱流場に依存しない普遍的な構造（coherent 微細構造）であることが明らかにされている．このような coherent 微細渦は，コルモゴロフ･スケールの約 8 倍の直径と二乗平均変動速度の約 0.5 倍の最大周方向速度を有しており，周囲に比較的大きな散逸領域を形成することから，散逸率の間欠性と直接関連している．また，MHD 一様乱流中の coherent 微細構造に関する研究[(7)]から，磁束密度の印加により発生するローレンツ力は，直接 coherent 微細渦の回転運動を抑制するように働き，乱流場の減衰及び非等方化と深く関わっていることが明らかにされている．特に，印加磁束密度方向に垂直な方向の回転軸を持つ coherent 微細渦の周囲に発生するローレンツ力は，coherent 微細渦の回転運動を抑制するとともに，微細渦に対してせん断力として働く[(8)]．MHD channel 乱流において発生するローレンツ力も，MHD 一様乱流の場合と同様に，壁近傍に存在する流れ方向の回転軸を持つ coherent 微細渦の回転運動を抑制し，それらにせん断を与えるように働く[(9)]．これらのことから，MHD channel 乱流における摩擦係数は，壁近傍に存在する coherent 微細渦及びそれらに作用するローレンツ力と密接に関係していると考えられる．そこで本研究では，MHD channel 乱流の直接数値計算（DNS）を行い，MHD channel 乱流の統計的性質を明らかにするとともに，非磁場下の coherent 微細渦の特性と比較することにより，それらの乱流構造を明らかにする．

２．MHD channel 乱流の直接数値計算

本研究では，電気伝導性が良好で磁化されない非圧縮性電磁流体を対象とし，壁は絶縁壁と仮定した．磁束密度は壁垂直方向に印加し（$\boldsymbol{B}_0$=（0, B_{0y}, 0)），磁気プラントル数 Pr_m は 10^{-6} とした．初期乱流場として Re_τ=180 と 400 の十分に発達した channel 乱流の DNS 結果を用いた．主流速度と流路半幅に基づくレイノルズ数はそれぞれ 3276 と 8200 であり，磁気レイノルズ数 Re_m（=$RePr_m$）が 1 より十分小さいため，変動磁場を無視できると仮定した．従って，主流速度と流路半幅を用いて無次元化した支配方程式は以下のようになる．

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}+(\boldsymbol{u}\cdot\nabla)\boldsymbol{u}=-\nabla p+\frac{1}{Re}\nabla^2\boldsymbol{u}+\boldsymbol{j}\times\boldsymbol{B}_0 \tag{1}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{u}=0 \tag{2}$$

$$\boldsymbol{j}=Re_m(-\nabla f+\boldsymbol{u}\times\boldsymbol{B}_0) \tag{3}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{j}=0 \tag{4}$$

ここで，磁束密度と電流密度 $\boldsymbol{j}$ 及び電位 f は，アルフヴェン速度単位に変換された後，無次元化されている．離散化は流れ方向（x 方向）とスパン方向（z 方向）にフーリエ・スペクトル法を，壁に垂直方向（y 方向）に 4 次精度中心差分法を用いた．ただし，粘性項には 2 次精度中心差分法を用いた．計算領域は，Re_τ=180 と 400 の場合に対してそれぞれ $4\pi d\times 2d\times 2\pi d$ と $2\pi d\times 2d\times \pi d$ とし，192×193×160 と 256×385×192 の格子点を用いた．x 方向及び z 方向には等間隔格子を，y 方向には，次式で定義される不等間隔格子を用いた．

$$y_i=\frac{\tan^{-1}(q_i)}{\tan^{-1}(\pi)} \tag{5}$$

$$q_i=\frac{2\pi i}{N_y-1},\quad i=-(N_y-1)/2,\ \cdots,\ (N_y-1)/2 \tag{6}$$

ここで，N_y は y 方向の格子点数である．時間積分は，対流項，粘性項及びローレンツ力項に 2 次精度 Adams-Bashforth 法を，圧力項に 1 次精度 Backward-Euler 法を用いて行った．境界条件は，x 方向及び z 方向には周期境界条件を課した．y 方向

Table 1　Hartmann and Stuart numbers in the present DNS.

Re_τ	B_{0y}	Ha	N ($\times 10^{-2}$)
180	0.9	2.95	0.27
	2.2	7.21	1.59
	5.0	16.38	8.19
400	0.4	3.28	0.13
	0.9	7.38	0.66

の境界条件は，速度に関して滑りなし，圧力に関しては，(1)式に $\boldsymbol{u}|_{wall}=0$ を代入して得られる次の境界条件を課した．

$$\left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{wall} = \left.\frac{1}{Re}\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right|_{wall} + \left. f_y \right|_{wall} \tag{7}$$

ここで，f_y は y 方向のローレンツ力を表している．本研究では磁束密度を壁垂直方向に印加し，磁束密度の変動成分を無視できると仮定したため，(7)式の右辺第 2 項は 0 となる．また，絶縁壁を仮定したことにより，壁面での垂直方向の電流密度は 0 となる．このため，速度の滑りなし条件と(3)式から，電位に関しては以下の境界条件となる．

$$\left.\frac{\partial f}{\partial y}\right|_{wall} = 0 \tag{8}$$

本研究では，Re_τ=180 の場合には B_{0y}=0.9，2.2 及び 5.0 について，Re_τ=400 の場合には B_{0y}=0.4 と 0.9 の場合について計算を行った．それぞれの場合のハルトマン数とスチュアート数 N を表 1 に示した．ハルトマン数及びスチュアート数は次式で定義されている．

$$Ha = B_{0y}\sqrt{ReRe_m} \tag{9}$$

$$N = B_{0y}{}^2 Re_m \tag{10}$$

また，すべての計算は，平均圧力勾配を変化させることにより，流量を一定として行った．本論文では，初期乱流場が Re_τ=180 の DNS の結果について示す．

3．MHD channel 乱流の統計的性質

図 1 は，Re_τ=180 の乱流場に B_{0y}=0.9，2.2 及び 5.0 の磁束密度を印加した場合の摩擦係数 C_f の時間変化を示している．ただし，図中の値は非磁場下の平均的な摩擦係数 $C_{f,0}$ で正規化されている．印加磁束密度強度に依らず，摩擦係数は磁束密度を印加した直後に増加し，一度ピークを示した後減少する．B_{0y}=0.9 の場合，摩擦係数は非磁場下の平均的な摩擦係数と同程度でほぼ定常となる（約 1%の減少）．しかし B_{0y}=2.2 の場合，一度ピークを示した摩擦係数は非磁場下の平均的な摩擦係数から約 10%減少したところにまで低下し，その後再び増加しほぼ定常となる（約 3%の減少）．過去の実験的研究[(1)(2)]において，印加磁束密度が十分に大きい場合（Ha/Re>1/225），摩擦係数は層流 MHD channel 流の摩擦係数（C_f=2Ha/Re）と一致することが明らかにされている．B_{0y}=5.0 は Ha/Re>1/225 に対応しており，摩擦係数は層流 MHD channel 流の摩擦係数に漸近する．

図 2 は，非磁場下の壁座標（上付添字$^+$）で表した平均速度分布を示している．ただし，非磁場下の場合と B_{0y}=0.9 の場合についてはほぼ定常状態に達した時刻，B_{0y}=2.2 の場合では摩擦係数が約 10%減少している時刻 t=247.5 とほぼ定常状態に達した時刻，B_{0y}=5.0 の場合については計算最終時刻 t=187.5 における平均速度分布を示した．B_{0y}=0.9 の場合，平均速度分布は非磁場下の場合と非常に良く一致している．B_{0y}=2.2 の場合，channel 中心付近及び y^+<20 での速度が遅くなり，25<y^+<100 では速くなっている．この場合，y^+>60 で対数則が成立している．B_{0y}=5.0 の場合，計算最終時刻における平均速度分布は以下のように表される MHD channel 流の層流解と非常に良く一致している．

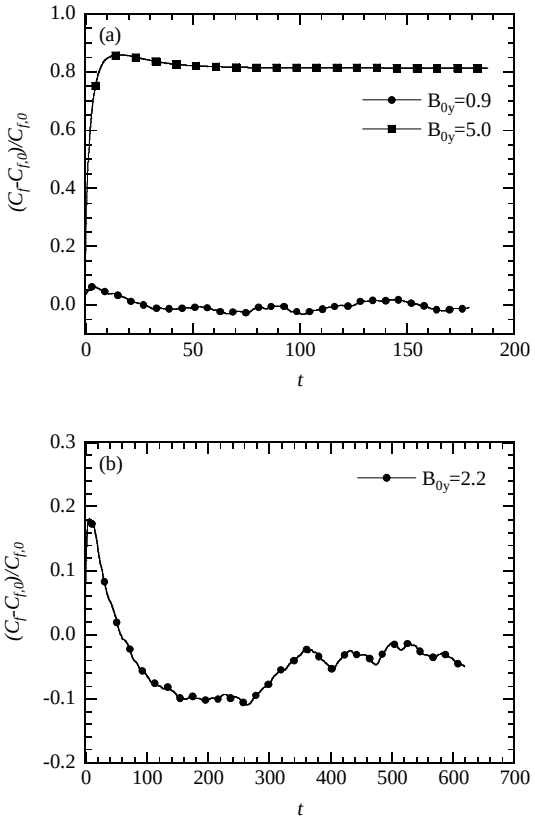


Fig. 1　Developments of friction coefficient.

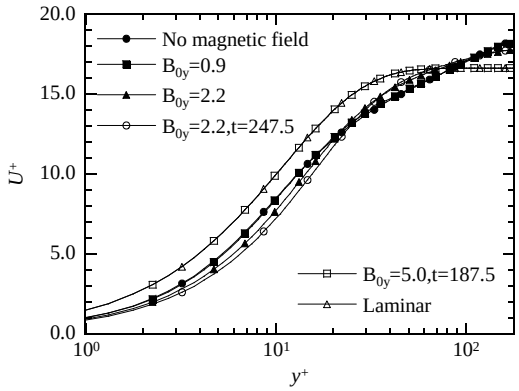


Fig. 2　Mean velocity profiles.

$$U_l = \frac{1}{Ha^2}\frac{\partial p}{\partial x} Re\left(1-\frac{\cosh(Hay)}{\cosh(Ha)}\right) \tag{11}$$

この場合，約 y^+<80 での流速が非磁場下の場合よりも大きくなり，channel 中心付近での流速は低下し y 方向に一様な分布となる．

図3は，各々の場合におけるせん断応力分布を示している．本研究では，流れ方向にローレンツ力の平均成分が発生するため，圧力勾配によるせん断力との釣合いは以下のようになる．

$$\frac{\partial \overline{p}}{\partial x} y = -\overline{u'v'} + \frac{1}{Re}\frac{\partial \overline{U}}{\partial y} + \int_{-1}^{y} \overline{f_x} dy - \int_{-1}^{0} \overline{f_x} dy \tag{12}$$

ここで，f_x はローレンツ力の x 方向成分である．図中のローレンツ力成分は式(12)の第三項と第四項のローレンツ力成分のうち，次式のような線形分布からの変動のみを示している．

$$F = \int_{-1}^{y} \overline{f_x} dy - (1+y)\int_{-1}^{0} \overline{f_x} dy \tag{13}$$

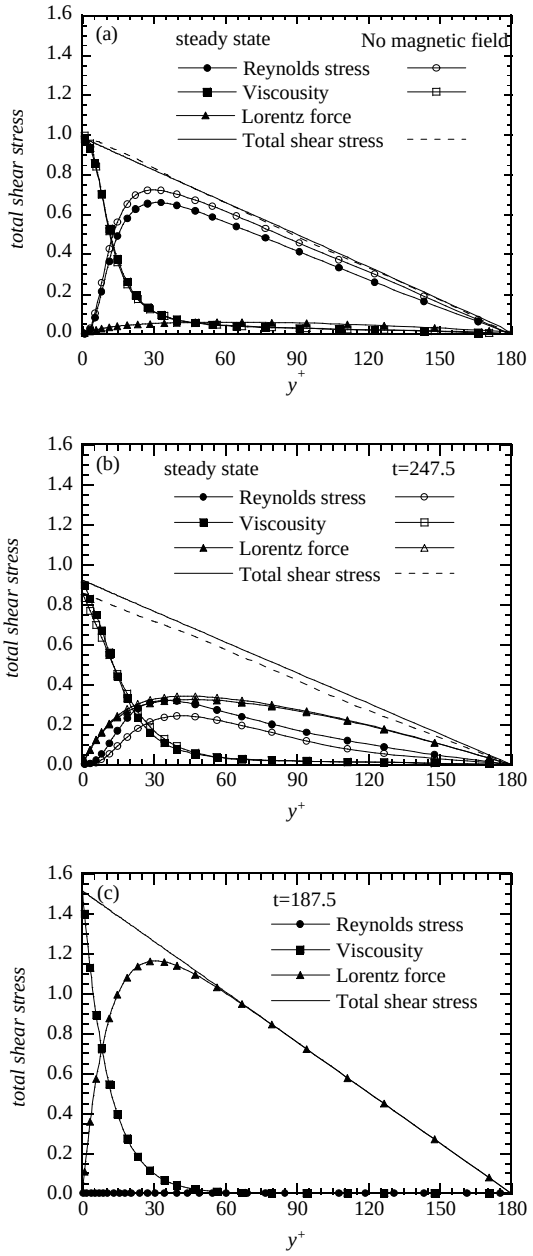


Fig. 3 Distributions of mean shear stress ((a) B_{0y}=0.9, (b) B_{0y}=2.2, (c) B_{0y}=5.0).

すなわち，レイノルズ応力と粘性せん断応力のバランスに影響を及ぼす成分のみを示した．図 3(a)には B_{0y}=0.9 の定常状態における応力バランスが，非磁場下の場合と比較されている．B_{0y}=0.9 の場合，粘性せん断応力は非磁場下の場合とほとんど変化していないが，レイノルズ応力は非磁場下の場合よりもわずかに減少している．しかし，ローレンツ力によるせん断応力が発生するため，全せん断応力の分布は非磁場下の場合とほぼ等しくなる．図 3(b)は，B_{0y}=2.2 でほぼ定常となった時刻と摩擦係数が非磁場下の場合から約 10%減少している時刻（t=247.5）におけるせん断応力分布を示している．定常状態のせん断応力分布は，B_{0y}=0.9 の場合と比べてローレンツ力によるせん断応力が増加し，レイノルズ応力が減少している．乱流運動が最も活発な 30<y^+<40 の領域でこれらの成分はほぼ同じ大きさを示している．また，この場合の全せん断応力は，非磁場下及び B_{0y}=0.9 の場合よりも減少している．摩擦係数が非磁場下の場合から約 10%減少している時刻におけるローレンツ力によるせん断応力は，ほぼ定常の場合とほとんど変わらないが，レイノルズ応力は全ての領域において減少しており，その最大値は約 24%減少している．このため，全せん断応力も B_{0y}=2.2 の定常状態と比べて全体的に減少している．図 3(c)に示した B_{0y}=5.0 の場合のせん断応力分布から，レイノルズ応力は，すべての y^+においてほぼ 0 となっていることが分かる．y^+>60 では，粘性せん断応力もほぼ 0 であり，ローレンツ力が支配的である．しかし，ほぼ y^+=40 以下では粘性せん断応力は急激に増加し，壁面で非磁場下の場合の約 1.5 倍に達している．

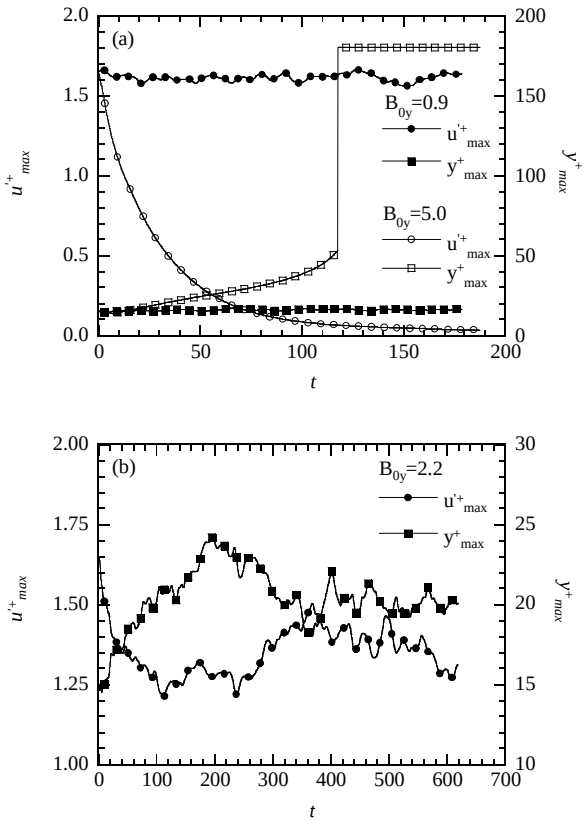


Fig. 4 Developments of maximum turbulent intensity and the location of maximum turbulent intensity.

図 4 は，それぞれの場合の乱流強度の最大値と乱流強度が最大値を示す位置の時間変化を示している．ただし，図示した値は非磁場下の壁座標を用いて示してある．B_{0y}=0.9 の場合，乱流強度の最大値はほとんど変化せず，乱流強度が最大値を示す位置もわずかに増加するだけである．B_{0y}=2.2 の場合，摩擦係数が約 10%減少している状態（約 t=160～260）において乱流強度の最大値は約 22%減少している．また，乱流強度が最大値を示す位置は，約 y^+=15 から y^+=22～24 に変化する．その後，摩擦係数の増加とともに乱流強度の最大値は増加し，乱流強度が最大値を示す位置も壁面に近づく．B_{0y}=5.0 の場合，乱流強度の最大値は磁束密度を印加した直後に急速に減少し，計算の最終時刻において，初期値の約 2%にまで減少する．乱流強度の最大値の減少とともに，乱流強度が最大値を示す位置も時間とともに壁から離れ，約 t=118 を超えると，channel 中心で乱流強度が最大となる．

図 5 は，変動速度の各成分の rms 値の分布を示している．比較のため，非磁場下の結果も示した．変動速度の rms 値は，各乱流場の壁座標を用いて示してある（添字 $_a{}^+$）．B_{0y}=0.9 の場合の壁近傍の $u'_a{}^+_{rms}$ 分布は非磁場下の場合と良く一致しているが，B_{0y}=2.2 の場合の最大値は小さくなり，最大値を示す位置は壁から離れる．特に t=247.5 においては，非磁場下

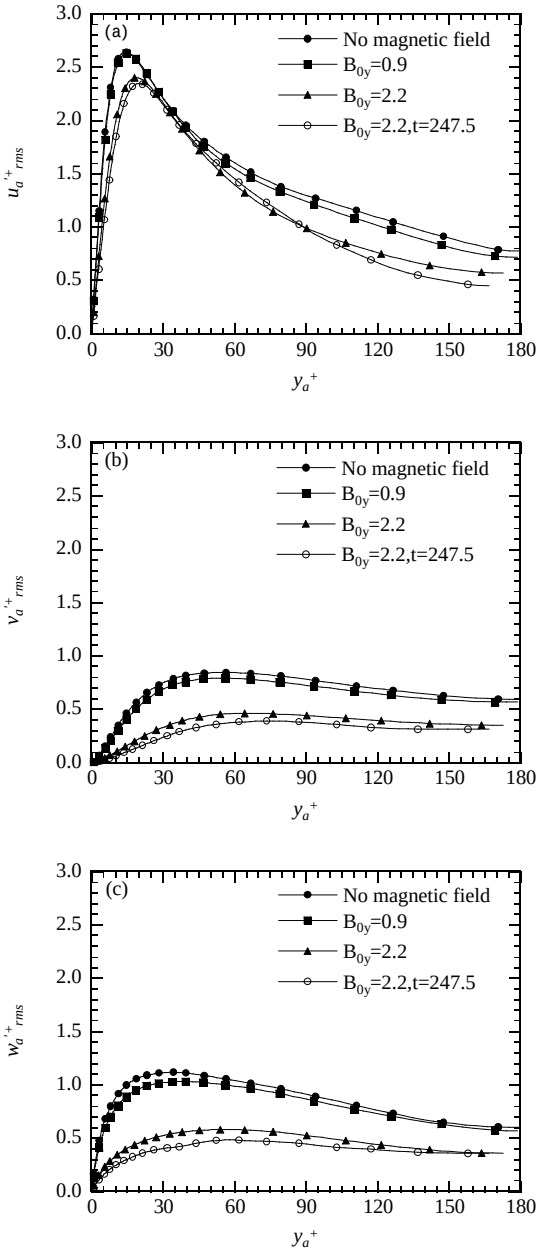


Fig. 5　Distributions of velocity fluctuations in x (a), y (b) and z (c) directions.

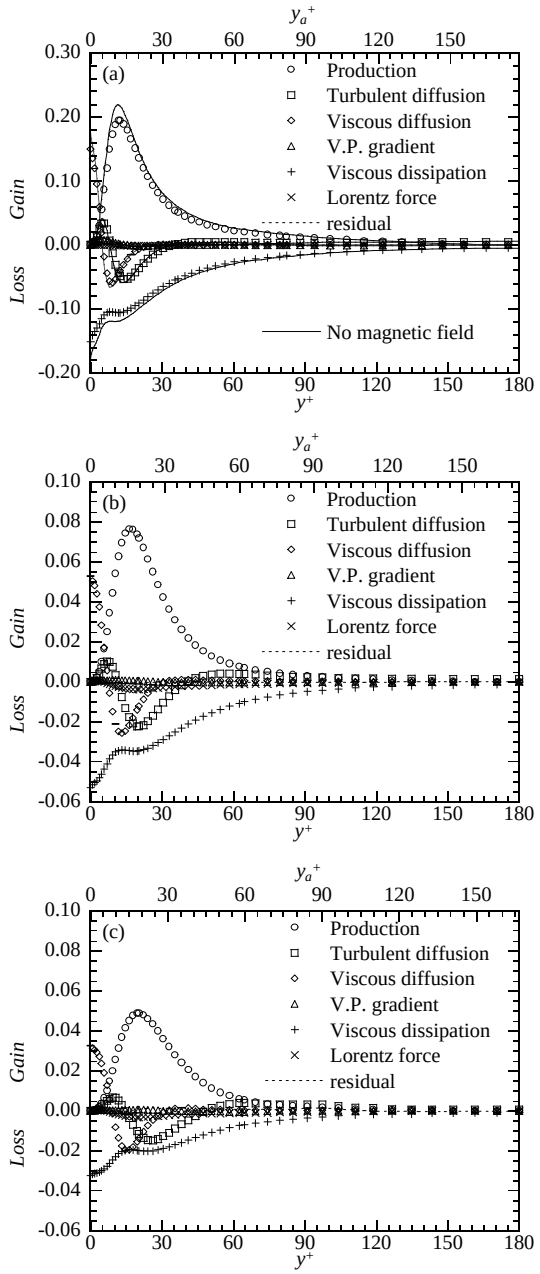


Fig. 6　Budgets of the transport equation for turbulent energy ((a) B_{0y}=0.9, (b) B_{0y}=2.2, (c) B_{0y}=2,2, t=247.5).

の場合の最大値より約 11%小さくなり，最大値を示す位置も約 y_a^+=14 から約 y_a^+=20 に変化している．$v'^+_{a\,rms}$ と $w'^+_{a\,rms}$ は B_{0y}=0.9 及び 2.2 の場合ともに，すべての領域において非磁場下の場合よりも低下している．それらの低下率は $u'^+_{a\,rms}$ の低下率よりも大きく，B_{0y}=2.2 の t=247.5 では，$v'^+_{a\,rms}$ の最大値で非磁場下の約 54%, $w'^+_{a\,rms}$ の最大値で約 57%低下している．このように，摩擦係数が減少している状態では，各々の壁座標で示した場合でも，各速度成分の rms 値の最大値は小さくなり，最大値の位置も channel 中心方向に移動する．

図 6 は，B_{0y}=0.9 の定常状態と B_{0y}=2.2 で t=247.5 及び定常状態における乱流エネルギーの輸送方程式の収支を示している．B_{0y}=0.9 の場合，乱流エネルギーの生成項の最大値と壁近傍での散逸量が非磁場下の場合と比べてわずかに減少しているが，収支のバランスに大きな変化は観察されない．B_{0y}=2.2 の場合，全ての項の絶対値は非磁場下の場合に比べて減少しており，摩擦係数が約 10%低下している t=247.5 ではその傾向が顕著になっている．

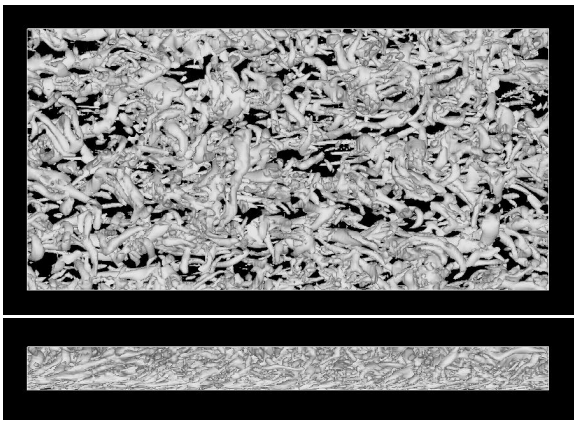
4．MHD channel 乱流中の coherent 微細構造

前章で示したように，印加磁束密度強度の違いにより，乱流場の統計的性質は大きく異なる．そこで，磁束密度強度が乱流構造に与える影響を明らかにするために，Re_τ=180 で B_{0y}=0.9 と 2.2 の DNS 結果について coherent 微細渦の解析を行った．B_{0y}=0.9 の場合は，乱流場が統計的に定常状態に達した時刻（t=100.75）を，B_{0y}=2.2 の場合は摩擦係数が非磁場下の平均的な摩擦係数から約 10%減少している時刻（t=247.5）を解析の対象とした．

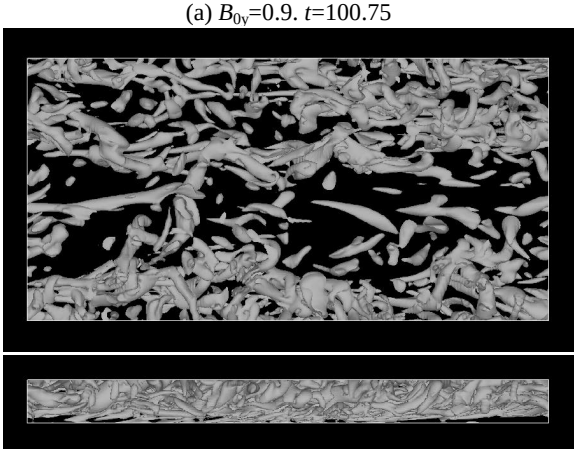
図 7 は，解析の対象としたそれぞれの乱流場における速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面を示している．第二不変量は次のように定義される．

$$Q = \frac{1}{2}\left(W_{ij}W_{ij} - S_{ij}S_{ij}\right) \tag{14}$$

ここで，W_{ij} と S_{ij} は速度勾配テンソル A_{ij} の非対称成分と対象成分である．

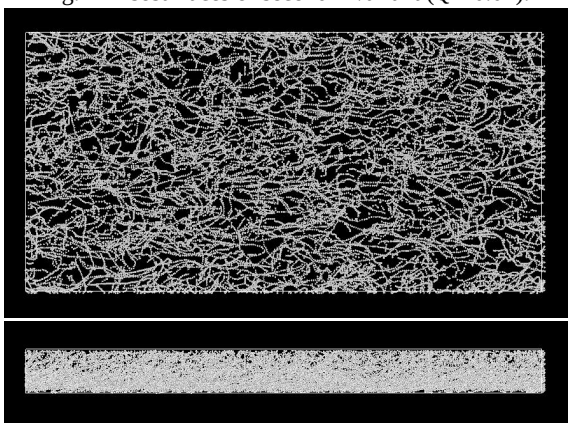


(a) B_{0y}=0.9. t=100.75

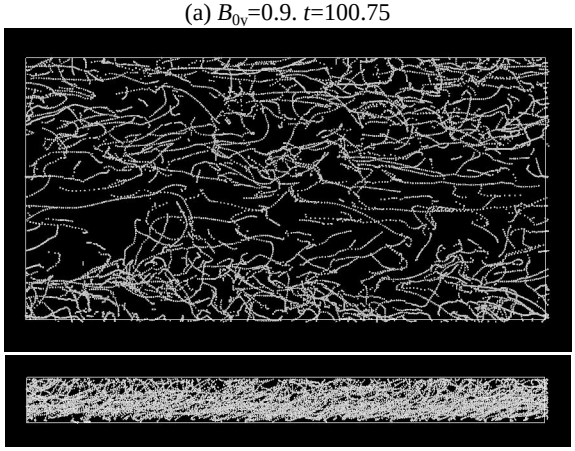


(b) B_{0y}=2.2. t=247.5

Fig. 7　Isosurfaces of second invariant (Q^*=0.01).



(a) B_{0y}=0.9. t=100.75



(b) B_{0y}=2.2. t=247.5

Fig. 8　Axes of coherent fine scale eddies.

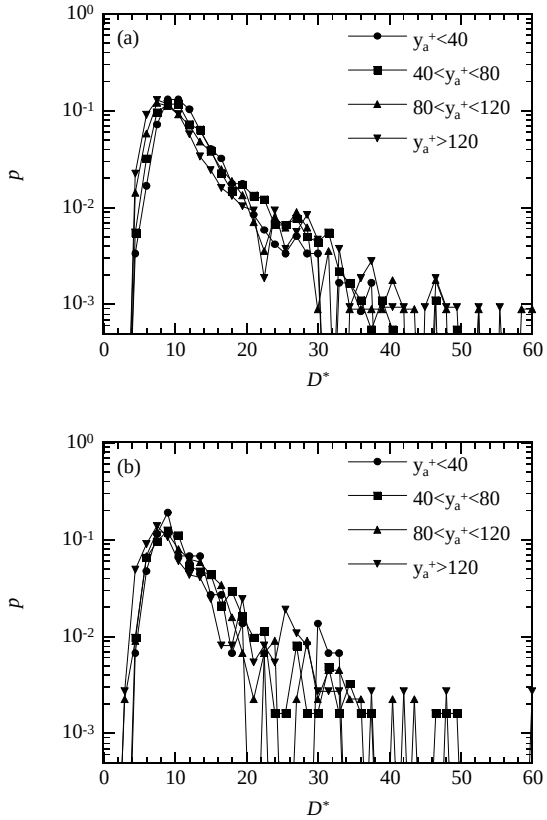


Fig. 9　Probability density functions of diameter of coherent fine scale eddies ((a) B_{0y}=0.9, t=100.75, (b) B_{0y}=2.2, t=247.5).

$$A_{ij} = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S_{ij} + W_{ij} \tag{15}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{16}$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{17}$$

図 7 に可視化した領域は，$4\pi d \times d \times 2\pi d$の領域であり，第二不変量は，コルモゴロフ・スケールと変動速度の rms 値で無次元化されている．Q が正の領域は，流体が剛体回転を行っている領域に対応している．B_{0y}=0.9 の場合，剛体回転を行う管状の渦構造は領域全体に分布している．B_{0y}=2.2 の場合，B_{0y}=0.9 と比べて可視化された渦構造の数は減少し，空間分布に顕著な粗密が現れている．ここで，このような可視化では，可視化される結果がしきい値に依存するため，剛体回転の弱い渦構造を可視化できない．そこで，以前の研究と同様な方法[8]を用いて coherent 微細渦の中心軸を同定した．

図 8 は，図 7 と同じ領域における coherent 微細渦の中心軸の分布を示している．B_{0y}=0.9 の場合，coherent 微細渦は非磁場下の場合[9]と同様に空間的にほぼ一様に分布している．しかし，摩擦係数が低下している B_{0y}=2.2 の場合では，coherent 微細渦の空間分布に粗密が現れ，それらの数も B_{0y}=0.9 の場合と比べて著しく減少している．特に，壁の極近傍には coherent 微細渦は存在しない．また，coherent 微細渦が粗に存在する領域では coherent 微細渦は直線的であり，流れ方向に平行になる傾向がある．

以前の著者らによる研究[4]から，非磁場下の channel 乱流中の coherent 微細構造は，一様等方性乱流[5]，乱流混合層[6]及び MHD 一様乱流[7]中の coherent 微細構造と同様な統計的

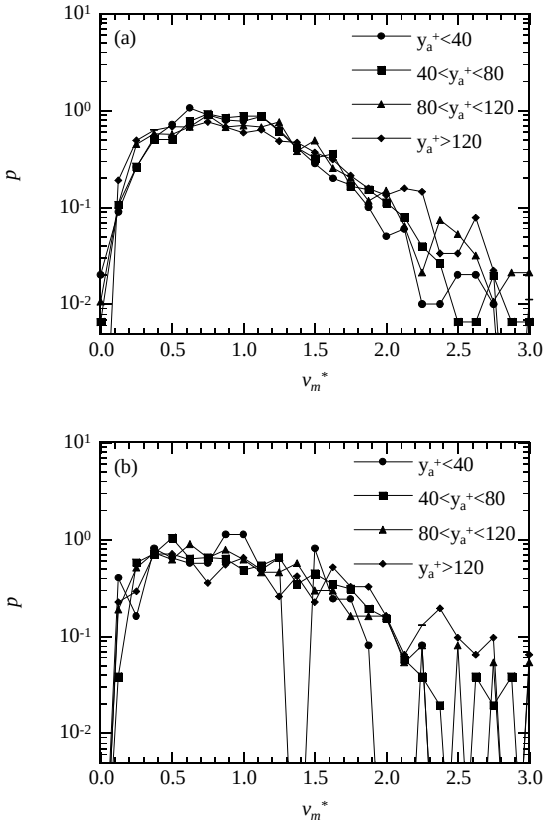


Fig. 10 Probability density functions of maximum mean azimuthal velocity of coherent fine scale eddies ((a) B_{0y}=0.9, t=100.75, (b) B_{0y}=2.2, t=247.5).

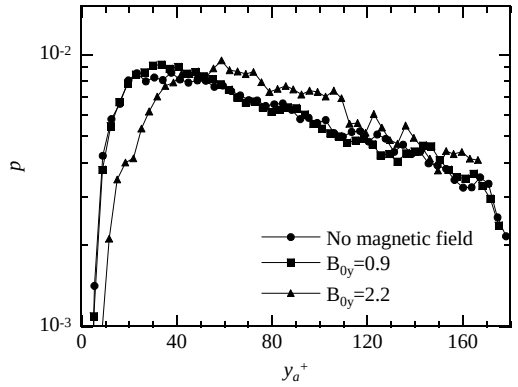


Fig. 11 Probability density functions of coherent fine scale eddies.

性質を有しており，乱流場に依存しない普遍的な構造であることが明らかにされている．図 9 と図 10 は，coherent 微細渦の中心軸上で Q が極大となる断面における微細渦の直径及び最大周方向速度の確率密度関数を示している．直径及び最大周方向速度は，それぞれコルモゴロフ・スケールと変動速度の rms 値で正規化されている．直径の確率密度関数の形状は，印加磁束密度強度に依らず同様な形状を示しており，コルモゴロフ・スケールの約 8～10 倍でピークを示している．これらは他の乱流場の結果と良く一致している．B_{0y}=0.9 の場合，最大周方向速度の確率密度関数は，変動速度の rms 値の約 0.6～0.8 倍でピークを示す．この値は，他の乱流場の結果と比べてやや大きな値であるが，確率密度関数の形状は良く一致している．B_{0y}=2.2 の場合，確率密度関数の最大値付近の分布が多少平坦になっているが，確率密度関数の形状は

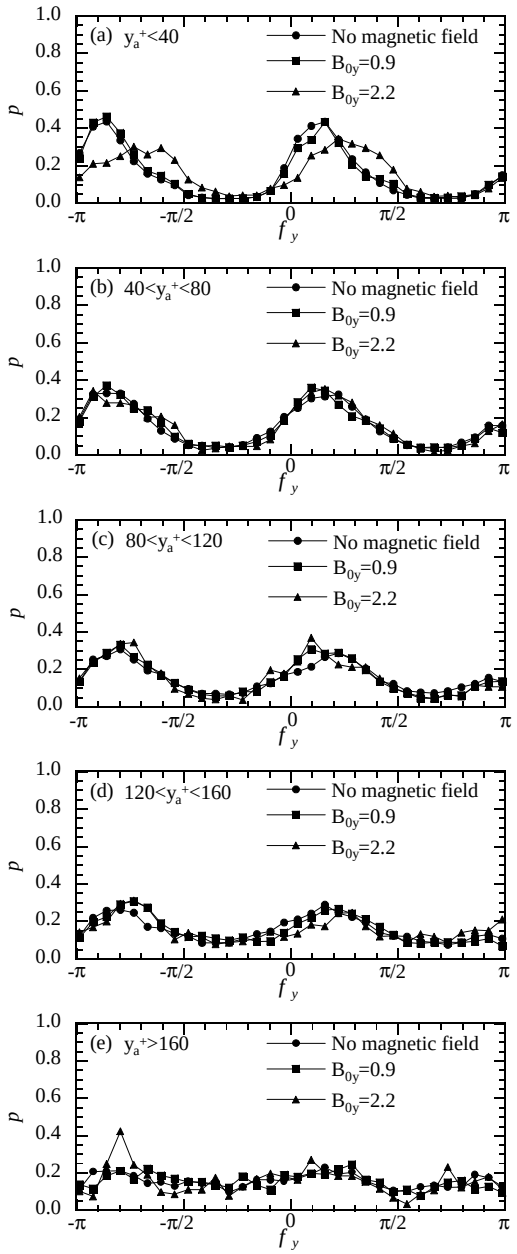


Fig. 12 Probability density functions of the inclination angles of axes of coherent fine scale eddies.

大きく変化していない．

平行平板間乱流，MHD 一様乱流及び回転一様乱流における乱流場の非等方的な性質は，coherent 微細渦の空間分布の非等方性と密接に関連している[(4)(7)(12)]．図 11 は，壁からの距離に対する coherent 微細渦の確率密度関数を示している．B_{0y}=0.9 の場合，確率密度関数は非磁場下の場合と非常に良く一致しており，壁垂直方向に coherent 微細渦の空間分布は変化していない．しかし，摩擦係数が低下している B_{0y}=2.2 の場合，確率密度関数のピーク位置は非磁場下の場合よりも channel 中心方向へ移動している．ピークは y_a^+=60 付近であり，y_a^+<40 の領域に微細渦が存在する確率は低くなっている．すなわち，摩擦係数が低下している状態では，coherent 微細渦全体が channel 中心方向に移動している．

図 12 と図 13 は，coherent 微細渦の Inclination angle f_y と Tilting angle f_z の確率密度関数を示している[(4)]．Inclination angle は中心軸上での渦度ベクトルを x-y 平面に投影したベクトルの垂直方向への傾斜角である．f_y=0 は微細渦の回転軸が

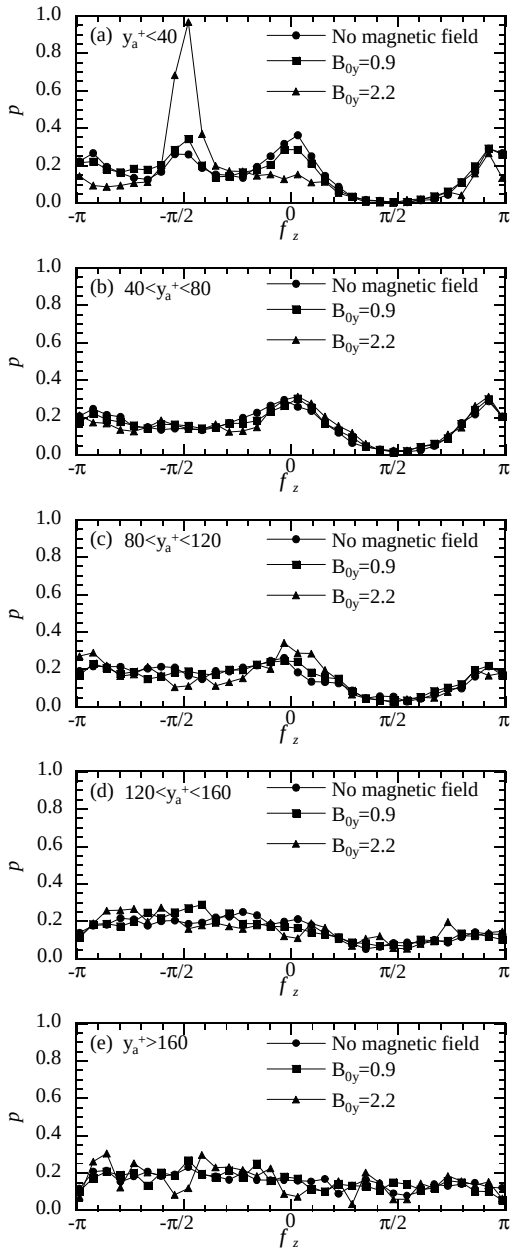


Fig. 13 Probability density functions of the tilting angles of axes of coherent fine scale eddies.

流れ方向を向いている場合を，f_y=±πが流れ方向と逆方向を向いている場合を，f_y=π/2 は垂直方向を向いている場合を示している．Tilting angle は *x*-*z* 平面に投影した渦度ベクトルのスパン方向への傾斜角である．f_z=0 と f_z=±πは f_y と同様に回転軸が流れ方向及び流れ方向と逆方向を向いている場合であり，f_z=-π/2 は回転軸が平均渦度の方向を向いている場合を示している．B_{0y}=0.9 の場合，Inclination angle の確率密度関数は，非磁場下の coherent 微細渦の場合と領域全体にわたって比較的良く一致しており，印加磁場の影響はそれほど現れていない．これに対して，Tilting angle の確率密度関数は，壁面近傍（y_a^+<40）において非磁場下の場合とわずかに異なっており，f_z=0 の流れ方向に回転軸を持つ coherent 微細渦が減少し，f_z=-π/2 の平均渦度方向を向く微細渦の存在確率が増加している．B_{0y}=2.2 の場合，Inclination angle と Tilting angle の確率密度関数は共に非磁場下の場合の結果と大きく異なった特性を示している．図 11 で示したように，B_{0y}=2.2 の場合 y_a^+<40 での coherent 微細渦は減少するが，それらの Inclination angle は f_y≈π/5 と f_y≈-7π/10 で，Tilting angle は f_z=-π/2 でピークを示しており，coherent 微細渦は壁面から鋭く立ち上がり平均渦度方向を向いている．40<y_a^+<80 の領域に関しては，Inclination angle と Tilting angle に対する磁場の影響はほとんど現れていないが，さらに壁面から離れると再び磁場の影響が現れている．特に，80<y_a^+<120 の領域で f_z≈0 と f_z≈±π の流れ方向と平行な coherent 微細渦の存在確率が増加している．

５．結論

本研究では，MHD channel 乱流の統計的性質と乱流構造を明らかにするために，MHD channel 乱流の直接数値計算を行った．それらの結果を用いて MHD channel 乱流中に存在する coherent 微細渦の特性を詳細に検討し，以下の結論を得た．

(1) MHD channel 乱流では，摩擦係数が低下すると壁面近傍の coherent 微細渦の数が減少し，coherent 微細渦全体が channel 中心方向に移動する．

(2) 摩擦係数が低下する場合，特に壁近傍での coherent 微細渦の空間分布が非磁場下の場合と異なり，*y* 方向壁座標 y^+が 40 以下に存在する coherent 微細渦は，平均渦度と同方向の回転軸を持つ．また，y^+が 80 から 120 に存在する coherent 微細渦は，流れ方向に平行となる．

参考文献

(1) E. C. Brouillete and P. S. Lykoudis, Magneto-Fluid-Mechanic Channel Flow. I. Experiment, *Phys. Fluid*, 10(1967), 995-1001.

(2) W. Murgatroyd, Experiments on Magneto-Hydrodynamic Channel Flow, *Phys. Mag.*, 44(1953), 1348-1354.

(3) C. B. Reed and P. S. Lykoudis, The effect of a transverse magnetic field on shear turbulence, *J. Fluid Mech.*, 89(1978), 147-171.

(4) 店橋・ダス・小路・宮内，Channel 乱流の coherent 微細構造，日本機械学会論文集（B 編），65-638（1999）3244-3251.

(5) M. Tanahashi, T. Miyauchi and J. Ikeda, Identification of coherent fine scale structure in turbulence, IUTAM Symposium: Simulation and Identification of Coherent Fine Scale Structure in Flows, Kluwer Academic Publishers (1999) 131-140.

(6) M. Tanahashi, T. Miyauchi and K. Matsuoka, Statistics of Coherent Fine Scale Structure in Temporally Developing Turbulent Mixing Layers, Turbulence, Heat and Mass Transfer, Vol. 2 (1997) 461-470.

(7) 店橋・辻本・カリム・藤村・宮内，MHD 一様乱流の非等方化機構（第 2 報，Coherent 微細渦と Lorentz 力），日本機械学会論文集（B 編），65-640（1999）3884-3890.

(8) 店橋・藤村・辻本・宮内，MHD 乱流中の coherent 微細渦による変動磁場の形成，熱工学講演会講演論文集，（1999）107-108.

(9) 店橋・藤村・宮内，MHD channel 乱流における印加磁場強度と乱流構造の関係，2000 年度年次大会講演論文集，vol 1（2000）17-18.

(10) M. Tanahashi, S. Iwase, Md. A. Uddin and T. Miyauchi, Three-dimensional Features of Coherent Fine Scale Eddies in Turbulence, Turbulence and Shear Flow Phenomena –1(1999) 79-84.

(11) 店橋・塩川・宮内，平行平板間乱流の微細渦構造，第 37 回日本伝熱シンポジウム講演論文集，（2000）853-854.

(12) 店橋・辻本・宮内，回転一様乱流における coherent 微細構造の統計的性質，日本機械学会流体工学部門講演会論文集，（1998）61-62.