DNS による鉛直平板間の自然対流における乱流構造の解析*

辻 本 公 一^{*1}, 大 矢 直 弘^{*2}
社 河 内 敏 彦^{*3}, 安 藤 俊 剛^{*1}Analysis of Turbulent Structures of Natural Convection
in a Vertical Channel by using DNSKoichi TSUJIMOTO^{*4}, Naohiro OHYA,
Toshihiko SHAKOUCHI and Toshitake ANDO^{*4} Department of Mechanical Engineering, Mie University,
1515 Kamihama-cho, Tsu-shi, Mie, 514-8507 Japan

The objective is to make clear the mechanisms of heat transfer under the bouyancy effect. A Direct Numerical Simulation (DNS) of natural convection in differentially heated vertical slot is conducted with Boussinesq approximation. The discretization of computation is carried out with a spectral method for three directions. Rayleigh number (Ra) which is defined with the slot width and the temperature difference between two walls, is 5.4×10^5 . Turbulence structures are investigated in more detail compared to previous researchs. As a results, it reveals that quasi-streamwise vortices are not formed in the near-wall region, the large-scale streamwise vortical structure is dominant in the core region of the slot. Then we extracted the large-scale structure by means of proper orthogonal decomposition (POD). Most energetic mode is characterized by the rotational motion, whose axis is in the streamwise direction and its scale is approximately the width of flow passage, and the reconstructed flow structures with low-dimensional modes of velocity highly correlates to those of thermal field. Therefore these findings recommend the control of the streamwise directed vortex to enhance effectively the heat exchange.

Key Words: DNS, Natural Convection, Coherent Structure, Vertical Channel, Large-scale Structure

1. 結 言

近年, 高密度高集積化に伴う発熱量の増加のため電子部品の熱対策が重要となっている. このような熱輸送の改善が求められる自然対流場では流動制御に特別の装置を必要とする能動制御は好ましくなく, できるだけ簡便な受動的方法で効果的に伝熱制御をすることが望まれる. この熱流動場を代表する一つである温度差を持つ二枚の鉛直平板間流れでは, 浮力の効果により壁に平行な対向流れが生じるため強制対流場と類似の構造形成と同時に, 水平平板間の場合と同様の大規模セル構造が共存することが想像され, これまで実験と数値シミュレーションの両面から内部構造について検討されてきた. Elder ら⁽¹⁾⁽²⁾は幅広い Rayleigh 数の範囲にわたり, アスペクト比の大きい断面を持つ密閉容器内流れの自然対流について実験を行い, 発生する大規模な二次元セル構造について整理し, また, 比較的低

い Rayleigh 数の鉛直平板間の DNS(Direct Numerical Simulation) も Boudjemadi ら⁽³⁾や Versteegh ら⁽⁴⁾⁽⁵⁾により行われ, 乱流統計量の評価やモデリングのための多くの知見が得られた. しかしながら熱輸送に支配的な乱流構造と壁近傍の伝熱特性の関係について詳細は依然として明らかにされていない. 本研究では DNS のデータベースをもとに乱流構造の特性について調べ, さらに POD(Proper Othogonal Decomposition) 法⁽⁶⁾を用いて, 構造の抽出を行い, 評価した結果を示す.

2. 計 算 方 法

2.1 支配方程式 非圧縮, ブジネスク近似を仮定し, 流路幅 H , 温度伝導率 α , 密度 ρ で支配方程式を無次元化すると, 式 (1) ~ (3) に示す連続の式, 運動方程式, エネルギー式がそれぞれ得られる. 温度は, 高温側の壁面温度を T_1 , 低温壁側を T_2 , T_0 を流路内の平均温度とし, 無次元温度 θ を $\theta = (T - T_0)/(T_1 - T_2)$

* 原稿受付 2005 年 9 月 26 日.

^{*1} 正員, 三重大学工学部 (〒514-8507 津市上浜町 1515).^{*2} 三重大学大学院工学研究科.^{*3} 正員, 三重大学大学院工学研究科.

E-mail: tujimoto@mach.mie-u.ac.jp

Fig. 1 Flow configuration

で定義する.

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \text{RaPr}\theta + \text{Pr} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} \quad (3)$$

ここで無次元パラメータである *Reyleigh* 数 (*Ra*), *Prandtl* 数 (*Pr*) は次式で定義される.

$$\text{Ra} = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\alpha}, \text{Pr} = \frac{\nu}{\alpha}$$

$\Delta T = T_1 - T_2$, ν は動粘性係数, β は体膨張係数, g は重力加速度を表す. また, 以下に示す各種物理量の時間および x, z 方向のアンサンブル平均量に $[-]$, 変動成分に $[']$ を付して表す.

2.2 計算条件 座標系は, 鉛直流れ方向, 壁面垂直方向, スパン方向をそれぞれ x, y, z とし, 直方体の計算領域を考える. 各方向の速度成分をそれぞれ u, v, w とする. 境界条件として, 壁面上で速度場に粘着条件を, 鉛直流れ方向とスパン方向に周期条件を, また温度場は両壁面でそれぞれ一定温度とする等温壁条件を課す. 空間の離散化はスペクトル法により行う⁽⁷⁾. 周期境界条件を課した鉛直流れ方向とスパン方向には Fourier 級数, 壁面垂直方向に Chebyshev 級数を用いる. また時間の離散化には粘性項に Crank-Nicolson 法, 非線形項に 3 次精度の Adams-Bashforth 法を用いる. *Reyligh* 数は Boudjemadi ら⁽³⁾や Versteegh⁽⁴⁾ らと同一パラメータ $\text{Ra} = 5.4 \times 10^5, \text{Pr} = 0.71$ を選択した. 計算領域, 格子数を表 1 に示す.

3. 計算結果

3.1 平均特性 図 1 の模式図にも示したようにこの流れ場は浮力の効果により平均流は流路幅の中心を通る面を反対称にして高温壁側で上昇し, 低温壁

	Streamwise	Wall normal	Spanwise
Length	$4\pi H$	H	$2\pi H$
Grid	256	129	256
Ra	5.4×10^5		
Pr	0.71		

Table 1 Calculation conditions

側で下降する対向流となり, 各種統計量の分布は流路幅方向に対しその中央で反対称となる. 流れ場の統計量を図 2 に示す. 図 2(a)(b)(d) 中の記号は Versteegh ら⁽⁴⁾の結果を示し, 後に示す温度場の場合と同様, すべての統計量に関しよく一致している. 平均速度 (図 2(a)) は壁近傍の $y = 0.08$ の位置で最大流速を持ち, 壁近傍を除く領域では一様な平均せん断応力分布となる. $y = 0.1$ 以上では各方向の乱流強度 (図 2(b)) は流路中央で一様な分布形を示す. 特に鉛直流れ方向の乱流強度 u'_{rms} は平均速度 $\bar{u}$ の値より大きくなっており, 壁近傍の絶対値の大きな運動量が壁遠方まで輸送され, 流路全幅での大規模な混合が行われていることを示している.

せん断応力の分布は次式で与えられる. 各項は, 順にレイノルズ応力, 平均流によるせん断応力, 浮力によるせん断応力を表す.

$$-\overline{u'v'} + \text{Pr} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \text{RaPr} \int_0^y \bar{\theta} dy = \tau_{total} \quad (4)$$

図 2(c) から浮力の影響は流路中央に向かうとともに強くなり, それにほぼ釣り合うレイノルズ応力が生じている. また平均流によるせん断応力は $y = 0.1$ 以上で一様となるが, 図 2(a) の平均速度分布の印象とは異なり, ほぼゼロに近い負の値を示す.

本流れ場の乱れエネルギー ($k = \overline{u_j'^2}/2$) の収支式は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= -\overline{u'v'} \frac{d\bar{u}}{dy} - \frac{d\overline{kv'}}{dy} + \text{Pr} \frac{d^2 \bar{k}}{dy^2} - \text{Pr} \left(\frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \right)^2 \\ &\quad - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v'p'} + \text{RaPr} \overline{u'\theta'} \\ &= P_k + T_k + D_k + \epsilon_k + \Pi_k + B_k \end{aligned} \quad (5)$$

右辺の第一項から順に, 生成項, 乱流拡散項, 粘性拡散項, 消散項, 圧力拡散項, 浮力による生成項を示している. 平行平板間の強制対流場では強い縦渦により壁近傍で活発に乱れが生成されるのに対し, 図 2(d) から流れ場では $y = 0.1$ 以下の壁近傍は壁面への吹き降ろしに関係する圧力拡散 Π_k による生成が, また流路中央部では平均せん断による生成 P_k とともに同程度の浮力による生成 B_k が支配的である.

温度場に関する統計量を図 3 に示す. 図 3(a) から壁近傍で温度勾配が最大となり, 速度勾配の切り替わる

Fig. 2 Mean flow properties (a) mean velocity, (b) turbulence intensity, (c) shear stress and (d) budget of kinetic energy

$y = 0.1$ 付近から温度勾配の変化は緩やかになる。温度変動強度 (図 3(b)) は壁近傍でピークを持つ。図 2(b) で示される乱流強度は流路中央部で最大となるのに対して、温度変動は壁近傍で強いピークを持ち、これまでの統計量の分布特性とは違った性質を示す。

熱流束は次式で与えられる。

$$\overline{v'\theta'} - \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = q_{total} \quad (6)$$

総熱流束は一定値で、壁近傍では分子拡散による熱輸送が、壁から離れた $y = 0.1$ 以上では乱流拡散による熱輸送が支配的となる。

温度変動エネルギー ($k_\theta = \theta'^2/2$) の収支式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{Dk_\theta}{Dt} &= -\overline{v'\theta'} \frac{d\bar{\theta}}{dy} - \frac{d\overline{k_\theta v'}}{dy} + \frac{d^2 \overline{k_\theta}}{dy^2} - \overline{\left(\frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right)^2} \\ &= P_\theta + T_\theta + D_\theta + \epsilon_\theta \end{aligned} \quad (7)$$

右辺第一項から順に、生成項、乱流拡散項、分子拡散項、消散項を示す。乱れの生成はせん断や浮力により流路中央部で活発に生成されているのに対し、図 3(d) に示す温度変動の収支では、温度変動は、図 3(b) の温度変動強度と同様、壁近傍で最も強く生成されていることが分かる。このことは壁近くでの強い温度勾配が強い温度変動の形成に寄与していることを示している。

Fig. 3 Mean flow properties (a) mean temperature, (b) temperature fluctuation, (c) heat flux and (d) budget of θ'^2

3.2 構造解析 伝熱制御には、支配的な流れ構造に関する知見が必要不可欠である。強制対流の場合、壁近傍では微細渦やストリーク構造と呼ばれる主流方向に縞状の高速領域の存在が知られているが、本流れ場で形成される乱れ構造について DNS による詳細な報告はない。以下では瞬時の乱れ構造とその統計的性質について示す。

3.2.1 微細渦 強制対流場での壁近くでは流れ方向に軸を持つ強い縦渦が形成され、壁から離れた位置においてはチューブ状の微細渦構造が絡み合っていることが確かめられている⁽⁷⁾。図 4 は速度勾配テンソルの第二不変量 Q 値の等値面を可視化した結果である。壁近では強いせん断層が広がっているにもかかわらず、壁近くには強い縦渦は形成されず、壁から離れた場所で発生し、その渦の集中した領域は間欠的である。図 5(a) に示す変動強度 Q'_{rms} の壁面垂直方向分布から壁近くに強い分布はない。筆者らの一人は壁から離れた位置の微細渦の可視化には $Q\nu/\epsilon_k$ を用いることが適切であることを示した⁽⁷⁾。ここには図示しないがそのような指標で可視化しても先ほどの瞬時画像や統計データと同じで壁から離れた位置においてのみ強い渦構造が捉えられており、強制対流のような壁上で強い微細渦構造の形成はない。図 5(b) に shear parameter (乱れの生成率/消散率) の壁面垂直方向分布を示す。shear parameter は、乱れ生成を消散率で除

Fig. 4 Plan view of iso-surfaces of second invariance of velocity gradient tensor, Q . ($Q > 4.0 \times 10^6$)

Fig. 5 Distribution of (a) rms value of Q and (b) shear parameter

したもの ($P_k/\epsilon_k, B_k/\epsilon_k$) で、強制対流の場合、この値が1を超える領域でストリーク構造の形成が行われる⁽⁹⁾。せん断、浮力のそれぞれによる生成率は小さいが、二つの和による乱れの生成は流路中央部を中心とした領域で消散を上回り活発に乱れを生成していることが分かる。一方、 $y = 0.1$ 以下の壁近くでは図2(d)で示すように拡散が支配的なため、shear parameterも1を下回っており、壁近傍が活性化しにくい状況であることが改めて確認される。

3.2.2 大規模構造 図6(a)に瞬時の流れ場における鉛直流れ方向変動速度 u' の等値面分布を示す。強制対流場では、壁近傍の強いストリーク構造に加え、壁遠方においても粗大なストリーク構造の存在も明らかにされている⁽⁷⁾。しかしこの自然対流場の壁近くは強

Fig. 6 3D view of iso-surfaces of (a) streamwise velocity fluctuation, u' (Dark ; $u' = -3$, light gray ; $u' = 3$) and (b) temperature fluctuation, θ' (Dark ; $\theta' = -0.16$, light gray ; $\theta' = 0.16$)

い渦構造の形成もなく強いストリーク構造も観察されないが、流路中央を中心とした流路全幅にわたる大規模な高・低速領域が形成されている。瞬時の流れ場における温度変動 θ' の等値面図を図6(b)に示す。図6(a)に示した u' の分布とおおむね対応はするが後述の結果(図12)からも両者の相関値は高くない。可視化により得られた瞬時構造の平均的な規模を調べるため、 u', θ' のそれぞれの空間相関を調べる。空間相関は次式により定義する。

$$R_\phi = \frac{\phi(x, y_b, z)\phi(x+r_x, y_b+r_y, z+r_z)}{\phi_{rms}(y_b)^2} \quad (8)$$

ここで ϕ は対象とする物理量を、 y_b は基準となる壁面垂直方向の距離を、 r_x, r_y, r_z は基準点からの距離を表す。

図7に壁面垂直方向距離 $y_b = 0.08$ (壁近傍)、 $y_b = 0.5$ (流路中央) を基準とした u' についての空間相関を示す。流路中央、壁近傍のどちらを基準として空間相関を見ても、流れ方向に流路幅の数倍程度、スパン方向に流路幅程度の縦長の相関を示す。同様に図8に温度変動 θ' に対する空間相関を示す。温度場の相関は、速度場に比べれば流れ方向に短くスポット状の相関を示している。また速度場と同様、壁近傍から流路中央までの流路全幅を通して、スパン方向におおよそ流路幅程度のスケールであることがわかる。

図9に鉛直流れ方向および壁面垂直方向の変動速度の歪み度 $S_{u'_i} = u'^3_i / (u'_{i,rms})^3$ を示す。壁面垂直方向の速度成分 v' の歪み度 $S_{v'}$ に着目すると、この流れ場においては主に壁方向への吹き降ろしが優勢であり、特に壁近くにおいて顕著に表れている。また鉛直流れ方向変動速度 u' の歪み度 $S_{u'}$ は壁近傍で平均流とは逆

Fig. 7 Contour of three-dimensional two-point correlation of streamwise velocity fluctuation (a) $y_b = 0.08$, (b) $y_b = 0.5$

Fig. 8 Contour of three-dimensional two-point correlation of temperature fluctuation (a) $y_b = 0.08$, (b) $y_b = 0.5$

Fig. 9 Distribution of skewness factor

向きの流れが優勢となる。

3.3 POD 法による大規模構造解析

3.3.1 POD による構造抽出 大規模構造の抽出のために, POD (Proper Orthogonal Decomposition) により流れ場の速度成分および温度成分に対し, 直交分解を行う。2 方向に周期条件を仮定すると周期方向の各モード (m, n) に対し次式で定義される積分方程式

が得られる⁽⁶⁾。

$$\int_{-H}^H \kappa_{ij}(y, y', m, n) \psi_j(y', m, n) dy' = \lambda(m, n) \psi_i(y) \quad (9)$$

$$\int_{-H}^H \kappa_\theta(y, y', m, n) \psi_\theta(y', m, n) dy' = \lambda_\theta(m, n) \psi_\theta(y) \quad (10)$$

ここで

$$\kappa_{ij}(y, y', m, n) = \langle \tilde{u}_i(y, m, n) \tilde{u}_j(y', m, n) \rangle$$

$$\kappa_\theta(y, y', m, n) = \langle \tilde{\theta}(y, m, n) \tilde{\theta}(y', m, n) \rangle$$

($\sim$ はフーリエ級数, $\sim$ は共役関係を示す。)

はフーリエ変換された変動成分の 2 点相関量である。この積分方程式は離散化後, 固有値問題に置き換えられ, 固有関数 $\psi^k(y, m, n)$, $\psi_\theta^k(y, m, n)$ が求められる。瞬時の流れ場は次式のように再構成される。

$$u_i(x, t) = \sum a^k(m, n, t) \psi_i^k(m, n, y) e^{i(k_x x + k_z z)} \quad (11)$$

$$\theta(x, t) = \sum b^k(m, n, t) \psi_\theta^k(m, n, y) e^{i(k_x x + k_z z)} \quad (12)$$

ここで a^k, b^k は各固有関数の直交関係を利用して

$$a^k(m, n, t) = \int_{-H}^H \tilde{u}_i(y, m, n, t) \bar{\psi}_i^k(m, n, y) dy$$

$$b^k(m, n, t) = \int_{-H}^H \tilde{\theta}(y, m, n, t) \bar{\psi}_\theta^k(m, n, y) dy$$

で決定される。このように直交分解された流れ場の各モードに対する固有値 $\lambda^k(m, n)$, $\lambda_\theta^k(m, n)$ の大きさはそれぞれのモードが持つ速度および温度の変動エネルギー量となる。

3.3.2 エネルギー分率, 累積率 図 10 は速度場と温度場に対して上位モードからのエネルギー分率とエネルギー累積率を示す。速度場と温度場ともに低次モードへの比重が極めて高く, 速度場, 温度場に対する累積エネルギーが全モードの有するエネルギーの 90% に達するのはそれぞれ 3433 モードと 1948 モード, また 50% に達するのはそれぞれ 114 モードと 139 モードとなり, 速度場, 温度場ともに比較的少数モードで再構成することができる。

Fig. 10 Distribution of (a) energy mode fraction and (b) cumulative energy mode

3.3.3 乱流強度と温度変動強度 図 11 に、上位 10, 30, 50, 100 モードそして全モードで再構成された流れ場における乱流強度と温度変動強度の壁面垂直方向分布を示す。乱流強度、温度変動強度ともに少数の低次モードにより再構成した流れ場であるにもかかわらず、上位 10 モードで再構成された流れ場においても全モードの 3 割以上の強度を持ち、かつその分布は壁のごく近傍を除き、速度場、温度場ともモードの数にかかわらず流路中央で一様な分布の特性を示す。

3.3.4 速度場と温度場の相関 図 12 は上位 10, 30, 50, 100 モードそして全モードで再構成された流れ場における速度変動成分と温度変動成分の相関係数 ($R_{u'\theta'} = \int \int \int (u'\theta') / (\bar{u}'_{rms} \bar{\theta}'_{rms}) dV / V$, $R_{v'\theta'} = \int \int \int (v'\theta') / (\bar{v}'_{rms} \bar{\theta}'_{rms}) dV / V$) を示す。横軸は再構成する際に使用したモード数、縦軸に相関係数とし、塗りつぶされた記号は u' と θ' の相関を、中抜き記号は v' と θ' の相関を示す。全モードで再構成された流れ場と比較して、低次モードで再構成された流れ場ほど速度場と温度場は高い相関を示す。

3.3.5 支配的な大規模構造 図 12 で示したように低次モードで再構成された流れ場ほど速度場と温度場の相関が高く、低次モードに速度変動と温度変動の双方に寄与する大規模構造が存在すると考えられ

Fig. 11 Distribution of (a) turbulent kinetic energy and (b) variance of temperature fluctuation

Fig. 12 Correlation between velocity and temperature for reconstructed data

る。そこで、速度場および温度場のそれぞれに対する上位 10 モードの詳細を調べる。表 2 は乱れエネルギーへの寄与率の高い上位 10 モードの詳細 (波数, エネルギー分率, 累積エネルギー, 対応するモードの温度変動エネルギーへの貢献順位) を、表 3 は温度変動エネルギーへの寄与率の高い上位 10 モードの詳細 (波数, エネルギー分率, 累積エネルギー, 対応するモードの乱れエネルギーへの貢献順位) を示す。強制対流場では流れ方向に一樣なモード ($m = 0$) が支配的であるが、表 2 からこの流れ場においては流れ方向に対して 1 周期を持つ周期的なモード ($m = 1$) が支配的上位 3 モード

Table 2 Details of top 10 mode for velocity field

No.	Mode(m,n,k)	Eng. frac.	Eng. sum	θ Index
1	(1,2,1)	0.02847	0.02847	4
2	(1,1,1)	0.02672	0.05519	9
3	(1,3,1)	0.02262	0.07781	2
4	(0,1,1)	0.01852	0.09633	37
5	(0,2,1)	0.01753	0.11386	20
6	(0,3,1)	0.01712	0.13098	10
7	(2,1,1)	0.01568	0.14666	5
8	(2,2,1)	0.01437	0.16103	6
9	(2,3,1)	0.01347	0.17450	7
10	(1,4,1)	0.01329	0.18779	11

であることが分かる。支配的な回転軸方向について可視化結果から判断したが、セル構造のようなスパン方向に軸を持つ回転流れよりも流れ方向に軸を持つ回転流れの方が強い。速度場および温度場に対してエネルギー的に最も支配的なモードの可視化結果を図 13 に示す。図 13(a) に鉛直流れ方向変動速度 u' の場合を、図 13(b) に温度変動 θ' の場合を示す。速度場は強制対流場で見られる流れ方向に様なモードではないものの、比較的流れ方向に長いモードが支配的であり、温度場はセル構造のようなスパン方向に様なモードが支配的となる。表 3 から温度変動エネルギーへの寄与率が最も高いモードに対応する速度場のモードは乱れエネルギーへの寄与率が 17 番目となる。効果的な伝熱制御を行うには速度場、温度場の双方が上位にあるモードを制御することが望ましいであろう。表 2 に示す乱れエネルギーへの寄与率の高い上位 10 モードのなかで温度変動エネルギーへの寄与率が最も高いモードは 3 番目の流れ方向に 1 周期、スパン方向に 3 周期を持つ。これは大規模構造がおおよそ流れ方向に $6H$ 、スパン方向に H の大きさを持つことに相当し、したがって、このモードが速度場と温度場の双方に支配的な構造であることが分かる。またこの規模は図 7 における相関構造のスケールとも概ね合致する。この乱れエネルギーと温度変動エネルギーの双方への寄与率が高いモードについて、図 14(a) に速度変動 u' の場合、図 14(b) に温度変動 θ' の場合を示す。乱れエネルギーと温度変動エネルギーの双方への寄与率の高い構造は、流れ方向に対して周期的でスパン方向に流路幅スケールの大規模構造であることが分かる。図 15 はこの流れ構造の中央部における yz 断面の温度変動 θ' のコンター図と速度変動のベクトルを示す。このベクトル図から、流れ方向を軸とした流路幅スケールの大規模な回転流れが強く、温度変動もこの回転流れに関連していることが分かる。

Table 3 Details of top 10 mode for thermal field

No.	Mode(m,n,k)	Eng. frac.	Eng. sum	Index
1	(1,0,1)	0.01734	0.01734	17
2	(1,3,1)	0.01547	0.03281	3
3	(2,0,1)	0.01391	0.04673	23
4	(1,2,1)	0.01340	0.06012	1
5	(2,1,1)	0.01298	0.07310	7
6	(2,2,1)	0.01070	0.08380	8
7	(2,3,1)	0.01022	0.09402	9
8	(3,2,1)	0.01019	0.10421	11
9	(1,1,1)	0.01019	0.11439	2
10	(0,3,1)	0.01003	0.12442	6

Fig. 13 Isosurfaces of first mode, black > 0.70 ; gray, < -0.70 Fig. 14 Isosurfaces of eigenfunction having the third contribution to velocity fluctuation and second contribution to temperature, black > 0.70 ; gray, < -0.70

4. 結 言

鉛直平板間の流れの直接数値シミュレーションを行い、乱流構造について評価した結果、以下の結論を得た。

Fig. 15 Velocity vector in cross-stream plane and contours of θ' from the reconstruction of the eigenfunction having third contribution to velocity fluctuation. black to white, 0.53 to -0.53

- (9) Lam, K. and Banerjee, S., On the condition of streak formation in a bounded turbulent flow, *Phys. Fluids*, Vol. A 4-2 (1992), pp. 306-319.

1. 乱流統計量の壁面垂直方向分布の結果から, $y = 0.1$ を境に流れは壁近傍と遠方に区別され, 強制対流場とは異なり, 壁近傍は不活性で, 流路中央で活発に乱れが生成される.
2. 強制対流場で見られる壁近傍の強いストリーク構造は形成されず, 流路幅スケールを持つ大規模構造が支配的となる. またそれに関連した微細渦の集中した領域が形成される.
3. 乱れエネルギーと温度変動エネルギーの双方に寄与する支配的な構造は, 流れ方向に対して周期的な構造であり, 流れ方向を軸とした大規模な回転流れを持つ.

文 献

- (1) Elder, J. W., Laminar free convection in a vertical slot, *J. Fluid Mech.* Vol. 23 (1965) pp. 77-98.
- (2) Elder, J. W., "Turbulent free convection in a vertical slot", *J. Fluid Mech.* Vol. 23 (1965) pp. 99-111.
- (3) Boudjemadi, R., Maupu, V., Laurence, D. and Quere, P. Le., Budgets of turbulent stresses and fluxes in a vertical slot natural convection flow at Rayleigh $Ra=10^5$ and 5.4×10^5 , *Int. J. of Heat Fluid Flow*, Vol. 18 (1997), pp. 70-79.
- (4) Versteegh, T. A. M., Nieuwstadt, F. T. M., Turbulent budgets of natural convection in an infinite, differentially heated, vertical channel, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 19 (1998), pp. 135-149.
- (5) Versteegh, T. A. M., Nieuwstadt, F. T. M., A direct numerical simulation of natural convection between two infinite vertical differentially heated walls scaling laws and wall functions, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 42 (1999), pp. 3673-3693.
- (6) Moin, P. and Moser, R. D., Characteristic-eddy decomposition of turbulence in a channel, *J. Fluid Mech.*, Vol. 200 (1989), pp. 471-509.
- (7) Miyake, Y. and Tsujimoto, K., Direct Numerical Simulation of Turbulent Channel Flow with Periodic Pressure Gradient, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 61, No. 587 (1995), pp. 2401-2408.
- (8) Tsujimoto, K., Sato, N. and Miyake, Y., On the Large-Scale Structure of Flow in Far Layer of Wall Turbulence, Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers, Series B, Vol. 66, No. 651 (2000), pp. 2772-2779.