異なる熱的境界条件における平行平板間乱流熱伝達の DNS
による熱的統計諸量の比較*関 洋 治^{*1}, 阿 部 浩 幸^{*2}, 河 村 洋^{*3}Comparison of Scalar Turbulence Quantities through
DNS of Turbulent Heat Transfer in a Channel Flow
with Different Thermal Boundary ConditionsYohji SEKI^{*4}, Hiroyuki ABE and Hiroshi KAWAMURA^{*4}Department of Mechanical Engineering, Tokyo University of Science,
2641 Yamazaki, Noda-shi, Chiba, 278-8510 Japan

Effect of a difference in the thermal boundary condition is examined for the turbulent channel flow. DNS was carried out for constant wall temperature difference condition for $Re_\tau=180, 395$ with $Pr=0.71$ to obtain statistical cross-correlation coefficients, turbulent Prandtl number, skewness factor and flatness factor. The obtained results are compared with those of an existing DNS for the uniform heat flux heating. A large difference was obtained in the skewness and flatness factors of the temperature variance for the two thermal boundary conditions.

Key Words: Turbulent Heat Transfer, DNS, Channel Flow, Effect of the Thermal Boundary Condition

1. 緒 言

近年におけるコンピュータの飛躍的な進歩に伴い、直接数値シミュレーション(Direct Numerical Simulation: DNS)が、乱流現象解明の強力なアプローチとして広く使用されている。また、乱流熱輸送のDNSを行うことにより、限られた範囲ではあるが各種のレイノルズ数、プラントル数での詳細な結果を得ることが可能である。平行平板間乱流熱伝達のDNSは、最初にKimら⁽¹⁾により一様内部発熱条件下において行われた。そのときのレイノルズ数は $Re_\tau=180$ 、プラントル数は $Pr=0.1, 0.71, 2.0$ であった。より低いレイノルズ数で、Lyonsら⁽²⁾は、 $Re_\tau=150, Pr=1.0$ における上下壁面温度差一定条件(Constant wall Temperature Difference: CTD)の計算を行った。その後、Kasagiら⁽³⁾⁽⁴⁾は、 $Re_\tau=150, Pr=0.71, 0.025$ において一様熱流束加熱条件(Uniform Heat flux

Heating: UHF)の計算を行った。より高いプラントル数の計算においては、Kawamuraら⁽⁵⁾が、 $Re_\tau=180, Pr=0.025\sim5.0$ の範囲のプラントル数に対して、UHFのDNSを行っている。最近では、Tiseljら⁽⁶⁾が、 $Re_\tau=150, Pr=0.71, 7.0$ において、固体壁面内の熱伝導を考慮したDNSを行っている。他方、より高いレイノルズ数においては、Wikströmら⁽⁷⁾が、 $Re_\tau=265, Pr=0.71$ においてCTDの計算を行っている。Kawamuraら⁽⁸⁾⁽⁹⁾は、 $Re_\tau=395, Pr=0.025, 0.2, 0.71, 1.0$ においてUHFの計算を行い、乱流諸統計量および乱流構造に対する、レイノルズ数、プラントル数の影響を報告し、また、 $Re_\tau=180, Pr=0.71$ でポアズイユとクエット流れにおける温度境界条件の影響を考察している。

乱流熱伝達は温度場と速度場とのカップリングにより生じるため、速度場に対して温度場の境界条件を変化させた場合における影響を調べることは重要な課題である。本研究では、平行平板間乱流の熱的境界条件の違いに対する影響を調べるために、CTDで異なるレイノルズ数 $Re_\tau=180, 395$ のDNSを行い、既存のAbeら⁽¹⁰⁾のUHFと比較、検討する。

* 原稿受付 2003年5月2日。

^{*1} 学生員、東京理科大学大学院理工学研究科(〒278-8510 野田市山崎2641)。^{*2} 正員、現：航空宇宙技術研究所(〒182-8522 調布市深大寺東町7-44-1)。^{*3} 正員、東京理科大学理工学部機械工学科。

E-mail: a7598074@rs.noda.tus.ac.jp

2. 記 号

- c_p : 定圧比熱
 C_t : 渦拡散係数の近似に関する定数
 f : 確率密度関数
 F : 偏平度
 k : 乱流エネルギー $= \overline{u_i^2}/2$
 k_θ : 温度分散 $= \overline{\theta^2}/2$
 p : 圧力
 $P_{k\theta}$: 温度分散の生成項
 Pr, Pr_t : 分子および乱流プラントル数
 R : タイムスケール比
 $R_{\phi\phi}$: 相互相関係数 $= \overline{\phi\psi}/\phi_{rms}\psi_{rms}$
 Re_τ : レイノルズ数 $= u_\tau\delta/\nu$
 S : ひずみ度
 t : 時間
 T : 瞬間温度
 T_m : バルク平均温度
 T_τ : 壁面摩擦温度 $= q_w/\rho c_p u_\tau$
 u_i : i 方向瞬間速度成分
 u_τ : 壁面摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w/\rho}$
 x_i : i 方向座標
 δ : チャネル半幅
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
 ΔT : 上下壁面間の温度差
 $\epsilon, \epsilon_\theta$: 乱流エネルギーおよび温度分散の散逸
 θ : 温度変動
 Θ : 温度偏差
 ν : 動粘性係数
 ρ : 密度
 τ_w : 壁面せん断応力
 $()$: 変動値
 $()^*$: $\delta, \Delta T$ による無次元数
 $()^+$: u_τ, ν, T_τ による無次元数
 $(-)$: 時間平均値
 $\langle \rangle$: 空間平均値
 $()_{rms}$: 二乗平均値
 $()_w$: 壁面上の値
 $()_0$: チャネル中心の値

3. 計 算 手 法

解析対象は、図1に示すような、 x, z 方向に周期境界条件を適用した平行平板間乱流である。プラントル数については、空気を想定して0.71とする。流れ場は、平均圧力こう配により駆動される十分に発達した

Fig. 1 Configuration

乱流である。本研究では、乱流拡散による熱輸送の基本的性質を調べるため、浮力の影響は考慮していない。座標や物理量は、チャネル半幅 δ 、動粘性係数 ν 、壁面摩擦速度 u_τ 、壁面摩擦温度 T_τ で無次元化を行う。支配方程式は以下に示す連続の式、Navier-Stokes 方程式で与えられる。

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial x_i^+} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i^+}{\partial t^+} + u_j^+ \frac{\partial u_i^+}{\partial x_j^+} = -\frac{\partial p^+}{\partial x_i^+} + \frac{1}{Re_\tau} \frac{\partial^2 u_i^+}{\partial x_j^{+2}} + \frac{\partial \bar{p}^+}{\partial x_i^+} \delta_{ij} \quad (2)$$

各方程式において、 $i=1\sim 3$ はそれぞれ、流れ方向、壁垂直方向、スパン方向を示す。式(2)の右辺第3項は、時間に依存しない平均圧力こう配で、右辺第1項は平均圧力こう配からの変動分である。

温度場において、壁面上での温度境界条件を零とするために、温度偏差 Θ を導入する。上下壁面温度差一定条件(CTD)の瞬時の温度 $T^+(x^*, y^*, z^*)$ は、以下のように変換される。

$$T^+(x^*, y^*, z^*) = \frac{\Delta T^+}{2} y^* + \Theta^+(x^*, y^*, z^*) \quad (3)$$

式(3)を用いると、エネルギー方程式は以下のように表される。

$$\frac{\partial \Theta^+}{\partial t^+} + u_j^+ \frac{\partial \Theta^+}{\partial x_j^+} = \frac{1}{Re_\tau \cdot Pr} \frac{\partial^2 \Theta^+}{\partial x_j^{+2}} - \frac{\Delta T^+}{2} u_z^+ \quad (4)$$

また、一様熱流束加熱条件(UHF)においても、CTDと同様の理由で、温度偏差 $\Theta (= T_w - T)$ を導入する。この場合、統計的に平均化された温度は、流れ

Table 1 Computational conditions

Thermal condition	Re_τ	Scheme	$L_x \times L_y \times L_z$	$N_x \times N_y \times N_z$	Δx^+	Δy^+	Δz^+
CTD	180	4th-order	$12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$	$256 \times 128 \times 256$	9.0	0.20~5.93	4.5
CTD	395	4th-order	$12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$	$512 \times 192 \times 512$	9.9	0.15~6.52	4.9
UHF	180	4th-order	$12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$	$256 \times 128 \times 256$	9.0	0.20~5.93	4.5
UHF	395	4th-order	$12.8\delta \times 2\delta \times 6.4\delta$	$512 \times 192 \times 512$	9.9	0.15~6.52	4.9

方向に対して線形的に増加する。それゆえ、瞬時の温度 $T^+(x^*, y^*, z^*)$ は以下のように変換される。

$$T^+(x^*, y^*, z^*) = \frac{d\langle \bar{T}_m^+ \rangle}{dx^*} x^* - \Theta^+(x^*, y^*, z^*) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $\langle \bar{T}_m^+ \rangle$ は混合平均温度であり、以下のように定義される。

$$\langle \bar{T}_m^+ \rangle = \int_0^1 \bar{u}_1^+ \bar{T}^+ dy^* / \int_0^1 \bar{u}_1^+ dy^* \quad \dots\dots\dots (6)$$

なお、本計算対象では、流れ方向の温度こう配は

$$\frac{d\langle \bar{T}_m^+ \rangle}{dx^*} = \frac{1}{\langle \bar{u}_1^+ \rangle} \quad \dots\dots\dots (7)$$

となる。上記の変換より、UHF のエネルギー方程式は、以下のように表される。

$$\frac{\partial \Theta^+}{\partial t^*} + u_j^+ \frac{\partial \Theta^+}{\partial x_j^*} = \frac{1}{Re_\tau \cdot Pr} \frac{\partial^2 \Theta^+}{\partial x_j^{*2}} + \langle \bar{u}_1^+ \rangle \quad \dots\dots\dots (8)$$

上下壁面での、速度場と両温度場の境界条件を以下に示す。

$$y=0 \text{ と } 2\delta \text{ において, } u_1^+ = \Theta^+ = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

このように、本 DNS における一様熱流束とは、瞬時における局所の熱流束は変動するが、空間平均された熱流束は一定であることを意味している。

空間的離散化には有限差分法を用い、対流項においては、解析的微分操作と数值的微分操作の整合性を満たしたコンシステントスキーム⁽¹¹⁾を用いた。本計算手法は、スペクトル法との比較でよい一致が確認されている⁽¹²⁾。流れ方向とスパン方向に、Morinishi ら⁽¹³⁾により提唱された四次精度中心差分を用い、壁垂直方向に、二次精度中心差分を用いた。計算条件を表 1 に示す。

4. 結果および考察

異なる熱的境界条件の大きな違いは、図 2 に示す平均温度分布で観察される。CTD の平均温度分布は、チャンネル中心で平均温度こう配が存在するのにに対し、UHF では、チャンネル中心で平均温度こう配は存在していない。

壁面摩擦温度 T_τ で無次元化した温度分散 k_θ^+ の分布を図 3 に示す。比較のため Kasagi ら⁽¹⁴⁾ と

Fig. 2 Mean temperature

Fig. 3 Temperature variance

Fig. 4 Budget of k_θ^+

Wikstrom ら⁽⁷⁾ の DNS の結果も示す。両熱的境界条件において、壁近傍に極大値が観察される。このとき、CTD のピーク値は、レイノルズ数が増加するにつれ、UHF のピーク値に近づく。また、CTD の温度分散の分布が、チャンネル中心で極大値をもつことは、

Fig. 5 Temperature variance

Wikstromら⁽⁷⁾により初めて発見された。このピーク値は、チャンネル中心に存在する平均温度こう配に起因した現象である。今回のDNSにより、図3に見られるとおり、 T_τ で無次元化した場合、レイノルズ数が増加するにつれ、チャンネル中心のピーク値は増加することがわかった。

さらにこの点を考察するため、 k_θ^* のエネルギー収支を図4に示す。この分布における熱的境界条件での違いは、チャンネル中心において、UHFの生成項の値がほとんど存在しないのに対し、CTDの生成項は、ある一定値を保っていることである。CTDにおいて、さらに興味深い点は、この中心付近の生成項は、レイノルズ数が増加するに従い減少している。この点に関しては、次のように説明できる。川元ら⁽¹⁵⁾により提唱された k_θ^* の生成項の近似式は、以下のように示される。

$$P_{k_\theta^*} = -\overline{v'^+ \theta'^+} \frac{\partial \bar{T}^+}{\partial y^+} \simeq \frac{Pr_\tau^2 Pr_t C_t \delta^+}{(Pr_t C_t \delta^+ + Pr_t)^2} \rightarrow \frac{1}{\delta^+} \dots \dots \dots (10)$$

ここで、 Pr_t は乱流プラントル数($Pr_t \simeq 1.0$)、 C_t は渦拡散係数の近似に用いられる定数($C_t \simeq 0.1$)であり、 $\delta^+ = Re_\tau$ である。 $Pr_t C_t \delta^+ \gg Pr_t$ より、生成項 $P_{k_\theta^*}$ は $1/\delta^+$ と近似される。したがって、生成項はレイノルズ数と反比例の関係にあり、確かに、この傾向は図4から観察される。

温度差 ΔT で無次元化したCTDの温度分散 k_θ^* を、Kasagiら⁽¹⁴⁾のDNSの結果とともに図5に示す。図5は、温度分散を ΔT で無次元化した場合、レイノルズ数の増加によらず、チャンネル中心でのピーク値はほぼ一定値をとることを示している。これは、図3において中心での温度分散がレイノルズ数とともに増加するのは、壁面量(内層の値)である T_τ で無次元化されているためであり、外層の値 ΔT で無次元化すればほ

Fig. 6 Cross-correlation coefficient $-R_{v\theta}$ Fig. 7 Cross-correlation coefficient $R_{u\theta}$

ぼ一定の値をとるものと考えられる。

温度場のCTDと速度場のクエット流れには類似点が存在する。CTDの全熱流束とクエット流れの全せん断応力は、チャンネル中心付近まで値を保つ似た分布をもつ。しかしながら、クエット流れの乱流エネルギーではチャンネル中心で最大値は存在しない。CTDとクエット流れの関係はすでに研究されており⁽⁹⁾、これによるとクエット流れにCTDを課した場合、温度分散のピーク値はチャンネル中心で存在していない。この理由として、クエット流れでは、チャンネル中央部で高い乱流エネルギーをもつために、強い拡散の効果が生じているためと考えられる。一方、CTDとポアズイユ流れの組合せでは、チャンネル中心で速度場の乱れが小さく拡散の効果が小さいために、この極大値が発生するものである。

壁垂直方向の乱流熱流束の相関係数 $-R_{v\theta}$ を図6に示す。ここに $-R_{v\theta} = -\overline{v'\theta'}/(\overline{v'^2})^{1/2}(\overline{\theta'^2})^{1/2}$ である。また、Subramanianら⁽¹⁶⁾による乱流境界層 $Re_\tau \simeq 370$ の実験値も同様に示す。図6のCTDとUHFの大きな違いは、チャンネル中心付近で観察される。UHFにおける $-R_{v\theta}$ の値は、中心で零に落ちている。これは、壁垂直方向の乱流熱流束がチャンネル中心で点対称な分布をとるためである。一方、CTDおよび乱流境界層⁽¹⁶⁾の $-R_{v\theta}$ は、中心部まで値が存在する似た分布をとる。その理由は、両条件ともに、全熱流束

Fig. 8 Turbulent Prandtl number

Fig. 10 Time scale ratio

Fig. 9 Thermal eddy-diffusivity

Fig. 11 Skewness factor

がチャンネル中心部まで、値を保っているためである。また、壁近傍で見られる乱流境界層とCTDの違いは、実験では壁近傍の計測が困難であるためと考えられる。

流れ方向の乱流熱流束の相関係数 $R_{u\theta}$ を図7に示す。ここに $R_{u\theta} = \overline{u'\theta'} / (u'_{rms} \theta'_{rms})$ である。図7においても、CTDとUHFの大きな違いはチャンネル中心付近で観察される。UHFの $-R_{v\theta}$ と同様、CTDにおける $R_{u\theta}$ の値は、中心で零に落ちている。一方、UHFの $R_{u\theta}$ は、中心部まで値が存在する。これらの違いも、 $-R_{v\theta}$ の場合と同様、流れ方向の乱流熱流束の分布がチャンネル中心で点対称であるか、もしくは、そうでないかによって決まる。

図8に乱流プラントル数 $Pr_t (= v_t / \kappa_t)$ を示す。乱流プラントル数は以下の式で表される。

$$Pr_t = \frac{\overline{u^+ v^+} \frac{dT^+}{dy^+}}{\overline{v^+ \theta^+} \frac{d\bar{u}^+}{dy^+}} \dots \dots \dots (11)$$

壁面近傍において、レイノルズ数、熱的境界条件に依存せずに、 Pr_t は、約1.1の値をとる。チャンネル中心に向かうにつれて、UHFでは、レイノルズ数に依存せずに約0.65付近まで減少するのに対し、CTDでは、徐々に増加する。同レイノルズ数で考えると、渦拡散係数 v_t は加熱条件に関係なく同じであるため、チャンネル中央部のCTDの熱渦拡散係数 κ_t は、UHFよりも小さいことになる。このような v_t と κ_t の分布の相

互関係は、本DNSの結果からも観察された(図9)。図8には、Kimら⁽¹⁾とAntoniaら⁽¹⁷⁾のチャンネル全体一様加熱の計算結果も示してある。彼らの結果は、チャンネル全幅において、UHFの値よりも異なる(やや高い)値をもっている。これは、彼らの加熱条件が、今回の条件とは異なる(速度場に依存しない一様加熱源)ためだと考えられる。

図10にタイムスケール比 $R[(k_\theta \cdot \epsilon) / (k \cdot \epsilon_\theta)]$ の分布を示す。 R の壁面値は、分子プラントル数と等しいことが、解析的に証明されている。図10の壁面近傍の値は、レイノルズ数と熱的境界条件に依存せずに、確かにプラントル数と一致する。さらに、チャンネル全体において、レイノルズ数の増加とともに、 R の値は減少している。熱的境界条件の影響を考察すると、CTDの値が、UHFの値よりもチャンネル中心に向かうにつれ徐々に大きくなり、特に中心部で有意な差が見られる。つまり、CTDでは温度分散 k_θ とその散逸 ϵ_θ の比がUHFよりも高いことがわかる。これはCTDでの拡散項も中心付近の k_θ の収支においては、負に作用するので、その分 ϵ_θ が小さくなるためと考えられる。

チャンネル中心でのCTDと温度こう配を課した等方性乱流は、類似であると仮定することができる。そこで、Maら⁽¹⁸⁾による、温度こう配を課した等方性乱流

Table 2 The production terms of skewness factor $S(\theta')$

	$d\overline{\theta'^2}/dy$	$-\overline{v'\theta'^2}$	$d\overline{T}/dy$	$P_{\overline{\theta'^3}}$
CTD	positive	positive	positive	positive
UHF	negative	negative	positive	negative

Fig. 12 Flatness factor

の実験値も図 10 に示している。加熱方法に依存する彼らの実験値は、ややばらつきがあるものの、 R は $0.6 \sim 0.7$ になり、UHF と CTD の間に分布する。よく引用される Bégulier ら⁽¹⁹⁾ が各種の実験値の平均的な値とした $R=0.5$ よりも、やや高い値を示している。ここで、実験における ε と ε_0 の測定の難しさを考慮すると、今回計算された値と実験値のわずかな違いの理由を、DNS の低いレイノルズ数の影響か、もしくは、実験値の不確実性からの影響か、判断することは難しい。

今回、特に熱的境界条件に依存した値として、ひずみ度 $S(\theta')$ を図 11 に示す。CTD の $S(\theta')$ は、レイノルズ数に依存せずに、チャンネル中心で零となり、点対称な分布をとる。これは、下壁面側では、間欠的に激しい正の変動が現れていることを示している。また、上壁面側では、間欠的に激しい負の変動が現れている。一方、UHF の $S(\theta')$ は、 $S(u')$ と似た分布をとっており、これは流れ場と温度場の境界条件が類似していることによる。ここで、熱的境界条件の違いを考察する。 $\overline{\theta'^3}$ の輸送方程式から求められるおもな生成項について検討する。生成項は、

$$P_{\overline{\theta'^3}} = -3\overline{v'\theta'^2} \frac{d\overline{T}}{dy} \dots\dots\dots (12)$$

で与えられる。ここで、下壁面側のチャンネル中心付近における、 $d\overline{\theta'^2}/dy$ 、 $-\overline{v'\theta'^2}$ 、 $d\overline{T}/dy$ 、生成項 $P_{\overline{\theta'^3}}$ のそれぞれの関係は、表 2 のように表される。

表 2 より、まず $-\overline{v'\theta'^2}$ の符号は $d\overline{\theta'^2}/dy$ に支配されており、次に下壁面側のチャンネル中心付近では、CTD の生成項は正のため、 $S(\theta')$ の値も正となり、一方、

Fig. 13 Probability density function

(a) $\Delta T_w = \text{const. (CTD)}$ (b) $q_w = \text{const. (UHF)}$

Fig. 14 Instantaneous temperature field for $Re_\tau=180$, ($\theta'^+ < -3.4$; black, $\theta'^+ > 3.4$; gray, $p'^+ < -2.77$; White). The box visualized here is $12.8\delta \times \delta \times 6.4\delta$ in the streamwise, wall-normal and spanwise directions. The direction of the flow is from bottom-left to top-right

UHF の生成項は負のため、 $S(\theta')$ の値も負となっていることがわかる。

図 12 に偏平度 $F(\theta')$ を示す。CTD と UHF では、チャンネル中心付近で、特に異なる分布をとっている。UHF の $F(\theta')$ は、チャンネル中心で 3 より大きく、CTD の $F(\theta')$ は、チャンネル中心で 3 より小さい値をもつ。Ma ら⁽¹⁸⁾ の温度こう配を課した等方性乱流の実験値では、中央部分において、 $S(\theta')$ は零となり、 $F(\theta')$ は 3 で、ガウス分布となる。しかしながら、本研究では、チャンネル中心の CTD の $S(\theta')$ が、零にも

Fig. 15 Instantaneous velocity field for $Re_\tau=180$, ($u^+ < -3.0$; black, $u^+ > 3.0$; gray, $p^+ < -3.5$; White). The box visualized here is $12.8\delta \times 2\delta$ in the streamwise and wall-normal. The direction of the flow is from left to right

Fig. 16 Instantaneous temperature field; CTD for $Re_\tau=180$, ($\theta^+ < -6.38$; black, $\theta^+ > 6.38$; gray, $p^+ < -6.0$; White). The box visualized here is $12.8\delta \times 2\delta$ in the streamwise and wall-normal. The direction of the flow is from left to right

かわらず、 $F(\theta')$ は、3 より小さい値になる点が興味深い。

この点をさらに考察するため、図 13 にチャンネル中心 ($y^+=177$) における θ' の確率密度関数 (Probability Density Function: PDF) を示す。また、ガウス分布も比較のために示す。UHF における PDF の分布は、ピーク値とすその部分がガウス分布よりも大きくなる。一方、CTD では、ピーク値とすその部分がガウス分布よりも小さくなっている。これらを定性的に評価すると、チャンネル中心の温度変動は、UHF が速度場と同様、間欠的であり、CTD においては、中程度 ($|\theta'/\theta'_{rms}| \approx 1.0-2.0$) の変動が多く、間欠性は弱いことがわかる。

加熱条件に対する構造の違いを観察するために、 $Re_\tau=180$ において瞬時の温度場を可視化したものを図 14(a), (b) に示す。可視化領域は、両加熱条件ともに $12.8\delta \times \delta \times 6.4\delta$ である。しきい値は、 θ'_{rms} の最大値の約 1.5 倍を適用した。両加熱条件で、壁近傍にストリーク構造が観察される。さらに CTD においては、チャンネル中心付近に大規模な温度変動も観察される。この現象は、前に記した乱流統計量の温度分散でも確認されている。

チャンネルの横から可視化した瞬時の速度場と温度場の CTD を図 15 と図 16 にそれぞれ示す。これらの比較により、速度場と CTD を課した温度場の顕著な違いが観察される。速度場では、多くの強い速度変動が壁近傍に密集し、中心付近にはほとんど存在しない。他方、温度場の CTD においては、壁近傍に加え、チャンネル中心付近にも大規模な温度変動が存在している。

さらに、乱流統計量であるひずみ度の符号と同じ変動がチャンネルの大部分を支配していることが観察される。

5. 結 言

本研究では、異なる加熱条件における平行平板間乱流熱伝達の DNS を行い、以下の知見を得た。

(1) 上下壁面温度差一定条件 (CTD) に関して、壁面摩擦温度で無次元化した温度分散は、レイノルズ数が増加するにつれ、チャンネル中心のピーク値は増加することがわかった。

(2) CTD において、温度差で無次元化した温度分散の、チャンネル中央部での最大値は、レイノルズ数によらず一定である。

(3) 二つの異なる熱的境界条件による平行平板間乱流熱伝達について、乱流熱流束の相関係数、乱流プラントル数、タイムスケール比などの各種統計量を求めた。

(4) ひずみ度、偏平度、確率密度関数から、チャンネル中心付近において、UHF の温度変動は速度場と同様、間欠的であるが、他方、CTD の温度変動では、間欠性が弱く、緩やかな変動が支配的であることがわかった。

(5) 乱流による熱輸送の構造について、チャンネル中心での大規模な温度変動の存在が CTD の瞬時場の可視化からも確認された。また、この大規模な温度変動は CTD 特有の平均温度こう配を起源とするものである。

本計算は東京理科大学および九州大学の VPP-5000 によって実施したものである。

文 献

- (1) Kim, J. and Moin, P. (Andre, J.-C., ほか 5 名編), Transport of Passive Scalars in a Turbulent Channel Flow, *Turbulent shear flows*, 6 (1989), 85-96, Springer, Berlin.
- (2) Lyons, S. L., Hanratty, T. J. and McLaughlin, J. B., Direct Numerical Simulation of Passive Scalar Heat Transfer in a Turbulent Channel Flow, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 34 (1991), 1149-1161.
- (3) Kasagi, N., Tomita, Y. and Kuroda, A., Direct Numerical Simulation of Passive Scalar Field in a Turbulent Channel Flow, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 114 (1992), 598-606.
- (4) Kasagi, N. and Ohtsubo, Y. (Durst, F., ほか 5 名編), Direct Numerical Simulation of Low Prandtl Number Thermal Field in a Turbulent Channel Flow, *Turbulent shear flows*, 8 (1993), 97-119, Springer, Berlin.
- (5) Kawamura, H., Ohsaka, K., Abe, H. and Yamamoto, K., DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow with Low to Medium-High Prandtl Number Fluid, *J.*

- Heat Fluid Flow*, **19** (1998), 482-491.
- (6) Tiselj, I., Bergant, R., Mavko, B., Bajsić, I. and Het-sroni, G., DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow with Heat Conduction in the Solid Wall, *Trans. ASME, J. Heat Trans.*, **123** (2001), 849-857.
 - (7) Wikström, P.M. and Johansson, A.V., DNS and Scalar-Flux Transport Modeling in a Turbulent Channel Flow, *Proc. 2nd EF Conf. Turbulent Heat Transf.*, **8** (1998), 6.46-6.51.
 - (8) Kawamura, H., Abe, H. and Matsuo, Y., DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow with Respect to Reynolds and Prandtl Number Effects, *J. Heat Fluid Flow*, **20** (1999), 196-207.
 - (9) Kawamura, H., Abe, H. and Shingai, K. (Nagano, Y., ほか2名編), DNS of Turbulence and Heat Transport in a Channel Flow with Different Reynolds and Prandtl Numbers and Boundary Conditions, *Proc. 3rd Int. Symp. Turbulence, Heat Mass Transf.*, (2000), 15-32.
 - (10) Abe, H. and Kawamura, H., A Study of Turbulence Thermal Structure in a Channel Flow through DNS up to $Re_\tau=640$ with $Pr=0.025$ and $Pr=0.71$, *Proc. 9th Euro. Turbulence Conf.*, (2002), 399-402.
 - (11) Kawamura, H. (Zhang, Z. S. and Miyake, Y., Eds.), Direct Numerical Simulation of Turbulence by Finite Difference Scheme, *The Recent Developments in Turbulence Research*, (1994), 54-60, International Academic Publishers.
 - (12) Kawamura, H. and Kondoh, Y., Application of Consistent Finite Difference Scheme to DNS of Turbulent Heat Transfer in Channel Flow, *Proc. 3rd KSME/JSME Therm. Eng. Conf.*, Kyongju, Korea, **1** (1996), 53-58.
 - (13) Morinishi, Y., Lund, T. S., Vasilyev, O. V. and Moin, P., Fully Conservative Higher Order Finite Difference Schemes for Incompressible Flow, *J. Comput. Phys.*, **143** (1998), 90-124.
 - (14) Kasagi, N. and Iida, O., Progress in Direct Numerical Simulation of Turbulent Heat Transfer, *Proc. 5th ASME/JSME Therm. Eng. Conf.*, San Diego, California. (1999).
 - (15) 川元昇・河村洋, 熱的境界条件の異なる平行平板間乱流熱伝達のDNS, *機論*, **65**-637, B (1999), 3117-3124.
 - (16) Subramanian, C.S. and Antonia, R. A., Effect of Reynolds Number on a Slightly Heated Turbulent Boundary Layer, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **24** (1981), 1833-1846.
 - (17) Antonia, R. A. and Kim, J., Reynolds Shear Stress and Heat Flux Calculations in a Fully Developed Turbulent Duct Flow, *Int. J. Heat Mass Transf.*, **34**-8 (1991), 2013-2018.
 - (18) Ma, B. and Warhaft, Z., Some Aspects of the Thermal Mixing Layer in Grid Turbulence, *Phys. Fluids*, **29**-10 (1986), 3114-3120.
 - (19) Béguier, C., Dekeyser, I. and Launder B. E., Ratio of Scalar and Velocity Dissipation Time Scales in Shear Flow Turbulence, *Phys. Fluids*, **21**-3 (1978), 307-310.