発達チャンネル乱流における壁面加熱の影響*

金 宰 基^{*1}, 吉 識 晴 夫^{*1}

The Effect of Wall Heating on the Fully Developed Turbulent Channel Flow

Jaegi KIM and Haruo YOSHIKI

The experiment was carried out under conditions that the temperature of the lower wall was kept constant and the range of Reynolds number was lower than 30 000 ($Re_\tau = 121 \sim 507$, $T_\tau < 2.0^\circ\text{C}$). About the fully developed channel flow of velocity and temperature, the authors investigated the effects of Reynolds number and heat flux. As a result, distributions of time mean velocity hold a universal law and distributions of time mean temperature also show universality, that is, they are independent of Reynolds number and heat flux. Particularly, the distribution of universal time mean temperature coincides with the case of pipe flow. And the distributions of velocity turbulence intensity are independent of Reynolds number, but are strongly affected by friction temperature.

Therefore we have introduced the factor KY in putting results in order, which means the ratio of the velocity turbulence intensity for the heated steady flow to that for the non-heated in the viscous layer, and investigated relation of friction temperature with this factor. This factor relates only friction temperature and the empirical function is shown by the equation of $KY = 1 + 0.0854 \times T_\tau + 0.1027 \times T_\tau^2$. In the viscous layer, the skewness and flatness factors of velocity fluctuation are agree with non-heated steady flow and not affected by friction temperature. Those factors of temperature fluctuation have the same feature as the velocity fluctuation.

Key Words: Turbulent Flow, Boundary Layer, Forced Convection, Heat Transfer, Flow Measurements, Viscous Layer, Temperature Distribution, Friction Velocity, Friction Temperature

1. 序論

著者らは今までに低公害, 高熱効率, 燃料の多様性に対応できるなどの特徴を備えたスターリング機関の基礎的な研究を行ってきた。その中でも, 熱交換器の性能は機関性能に大きな影響を与えることから, スターリング機関特有の往復流動について調べてきたが⁽¹⁾⁽²⁾, 往復流動時の管内流動状態と熱伝達についての基礎的な研究が不十分であり, 特に往復流動下での壁面近傍である粘性領域における伝熱現象を解明することが不可欠である。

著者らはそれらの一歩として, 壁面近傍に重点を置き, 定常流の非加熱, 加熱による基礎的なデータの蓄

積を行っている。今まで発達したチャンネル乱流については数多くの実験結果や DNS による計算結果があるが, 特に温度変化を伴うチャンネル乱流に関する研究では Wardana ら⁽³⁾⁽⁴⁾による $200^\circ\text{C} \sim 700^\circ\text{C}$ の高温壁, Re 数 14 000 で無次元平均速度分布や温度分布と乱れ統計量の加熱影響について実験的に調べた研究や Zhu ら⁽⁵⁾による平行の冷線ペアを用いて低い摩擦温度・摩擦速度の片面加熱条件で温度散逸を測定し, DNS 結果と比較した研究がある。数値計算では低い摩擦レイノルズ数 100 で, Tomita ら⁽⁶⁾による DNS 結果があり, 温度変動は流れ方向の速度変動と高い相関関係をもつと報告された。

しかし, 加熱による乱流乱れ構造に及ぼす影響等についてまだ十分な検討がされておらず, 加熱流に対する基礎的な実験データも不足している。

そこで, 著者らは既報⁽⁷⁾で空気による非加熱定常流の場合, レイノルズ数 8 000 ~ 40 000 ($Re_\tau = 190 \sim 617$)

* 1997 年 3 月 29 日 第 74 期通常総会講演会において講演, 原稿受付 1997 年 8 月 25 日。

^{*1} 正員, 東京大学生産技術研究所 (〒106-8558 東京都港区六本木 7-22-1)。

の実験範囲で、発達したチャンネル乱流について計測した。それらの結果より粘性が支配的である粘性領域の速度乱れ特性は Re_τ 数により変化しないこと、実験範囲内で無次元速度乱れ強さ分布が強い普遍性を示すことを確認し、無次元距離との関係を実験式にまとめた。

本研究では壁面を加熱したチャンネル乱流に対し、速度場と温度場がともに発達したところで測定した。加熱流の乱流統計量を既報の結果と比較し、加熱による影響を検討した。

特に、粘性領域における速度と温度の乱れ特性を詳細に検討し、また無次元速度乱れ強さの加熱による増加を示す特性値として係数 KY を導入し、この特性値と摩擦温度の関係を明らかにする。

主な記号

C_f	: 摩擦係数
C_p	: 比熱
E_a, E_θ	: 熱線流速計の出力
H	: 中心までの高さ = 15mm
h	: 平均熱伝達率
KY	: 無次元速度乱れ強さの増加率
Re_τ	: 摩擦レイノルズ数 $= u_\tau H / \nu_f$
T	: 局所時間平均温度
T_c	: 管路中心温度
T_m	: 断面平均温度
T_w	: 壁面温度
T^+	: 無次元温度 $= (T_w - T) / T_\tau$
T_τ	: 摩擦温度 $= h(T_w - T_c) / \rho_f C_p u_\tau$
t_{flat}	: 温度乱れの平坦度 $= \overline{(t')^4} / (t_{rms})^4$
t_{rms}	: 温度乱れ強さ $= \sqrt{\overline{(t')^2}}$
t_{rms}^+	: 無次元温度乱れ強さ $= t_{rms} / T_\tau$
t_{skw}	: 温度乱れの歪み度 $= \overline{(t')^3} / (t_{rms})^3$
U	: 流れ方向の局所時間平均速度
U_m	: 断面平均速度
U^+	: 無次元時間平均速度 $= U / u_\tau$
U_{RSS}	: 不確かさ
u_{flat}	: 速度乱れの平坦度 $= \overline{(u')^4} / (u_{rms})^4$
u_{rms}	: 速度乱れ強さ $= \sqrt{\overline{(u')^2}}$
u_{rms}^+	: 無次元速度乱れ強さ $= u_{rms} / u_\tau$
u_{skw}	: 速度乱れの歪み度 $= \overline{(u')^3} / (u_{rms})^3$
u_τ	: 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w / \rho_f}$
y	: 壁面からの距離
Y^+	: 壁面からの無次元距離 $= y u_\tau / \nu_f$
ρ	: 流体の密度
ν	: 流体の動粘度

τ_w : 壁面摩擦応力
添え字

$$f: \text{膜温度} = (T_w + T_m) / 2$$

2. 実験装置および方法

実験装置の概略は既報⁽⁷⁾と同じで、本実験ではテスト部を加熱部として使った。加熱部は下面が厚さ 10mm の黄銅板で 3 面を厚さ 10mm のアクリル板で組み立てた管路で構成した。加熱部の黄銅板長さ 2250mm (150H) の下に 8 枚の面状発熱体 (厚さ 0.1mm) を敷き、各々の特性に合わせ電圧を調節した。黄銅板には銅—コンスタンタン熱電対を測定壁面下 1mm のところに幅方向 3 列 (中央とその左右 15mm) で流れ方向 11 ヶ所 (15H おきに 9 ヶ所、測定点前後 15mm に 2 ヶ所)、合計 33 ヶ所に埋め込み、加熱部での壁温を測定した。他の 3 面はほぼ断熱壁である。

流れ場の局所における速度と流体温度の測定には同形状の熱線と冷線を用いて別々に測定を行った。その試作プローブの形状は既報と同じであり、細線は $\phi 5 \mu\text{m}$ 長さ 1mm のタングステン線である。

熱線流速計と冷線温度計は実験ごとに非加熱流と加熱流に対する検定を行い、細線における流体温度とプローブ温度の影響が補正できるような検定システムを構築した⁽⁸⁾⁽⁹⁾。

本実験での測定範囲は速度 20m/s 以下、温度 80°C 以下であり、任意の流体温度における熱線流速計の出力と速度の関係は次のような関係式で表せる。

$$E_a^2 / E_\theta^2 = 1 + a_1 U^{1/2} \quad \dots\dots (1)$$

ここで、 E_a, E_θ は熱線流速計の出力であり、添え字 a と θ は任意の温度とその時の速度 = 0 での出力を意味する。本実験における熱線流速計の検定結果を図 1 に示す。任意の流体温度に対する熱線流速計の検定結

Fig.1 Calibrations of Hot-wire at arbitrary temperature (Symbols as in Table 1).

Table 1. Experimental conditions of heated steady flow.

Symbols	○	▲	△	●	⊗	□	★	▽	◎	*	■	+
Re	5 370	5 630	5 960	5 960	6 250	10 600	16 030	16040	18 500	19 600	20 400	28 350
Um (m/s)	2.02	2.03	2.15	2.18	2.34	3.98	5.75	5.75	6.86	7.07	7.66	10.62
u_τ (m/s)	0.137	0.135	0.143	0.145	0.156	0.243	0.332	0.331	0.387	0.397	0.427	0.570
ν_f/u_τ (μm)	123.8	120.5	113.6	113.5	111.6	69.3	48.6	48.8	43.0	40.9	39.5	29.6
Re_τ	121	124	132	132	134	217	309	308	348	366	379	507
T_τ (°C)	1.54	1.90	1.91	1.80	1.20	1.19	1.26	1.34	0.97	1.16	0.85	0.76
T_w (°C)	50.4	46.2	46.2	46.1	52.7	47.8	41.6	42.1	44.5	40.5	46.1	45.4
$T_w - T_c$ (°C)	25.0	30.8	30.9	29.3	19.8	21.4	23.6	27.3	18.7	22.4	17.0	15.6

果, 時間平均速度の不確かさは $U_{RSS}/U = 3.1\%$ であり, 冷線温度計の検定結果, 流体温度の時間平均温度の不確かさは $U_{RSS}/T = 2.5\%$ である. 本研究では, 二乗和の平方根 (RSS) のモデル U_{RSS} を使用し, 約 95% の包括度をもつ⁽¹⁰⁾.

加熱の設定値は $T_w = 52^\circ\text{C}$, 62°C であり, 速度 $U = 0$ の壁温が一様になるように設定した. X 方向の設定温度分布差は 1% 以下 ($\pm 0.4^\circ\text{C}$) である. 本実験の加熱部における X 方向の壁温分布を図 2 に示す. 測定は壁温が平衡状態となった時点で行い, 実験前後の温度変化は 1% 以下 ($\pm 0.1^\circ\text{C}$) である. 本実験の壁温範囲は $40^\circ\text{C} < T_w < 60^\circ\text{C}$ であり, 幅方向の左右 15mm 点との温度差は 1% 以下 ($\pm 0.5^\circ\text{C}$) であった.

本実験における代表壁面温度は加熱部入り口から $75H$ (チャンネル入り口から $165H$) のところに設けた測定孔下での温度を用い, 壁温 T_w と表記する.

管路内の測定は壁面からチャンネル中心 (高さ H) までとし, 測定方法とデータの取り込みは既報⁽⁷⁾ と同様である.

Fig. 2 Distributions of wall temperature (Symbols as in Table 1).

3. 実験結果および考察

3. 1 実験条件および速度と温度の無次元表示

発達チャンネル乱流における壁面加熱の影響を調べるため, 実験条件および記号, 粘性長さ等について表 1 にまとめて示す. 測定位置における高さ方向 28 点の測定値を積分平均して断面平均速度 Um と断面平均温度 Tm を求めた. 壁温 T_w と Tm の算術平均を用いて, 膜温度 T_f を定義し, 流体の物性値に対する代表温度として用いた.

レイノルズ数 Re の定義は Um , 相当直径 D_e を使用し, 摩擦速度 u_τ は測定結果から対数領域 $Y^+ > 50$ の時間平均流速 U の分布と壁面からの距離 y との関係から壁法則を繰り返し計算する方法で適合させ求めた. さらに, 粘性長さ y^+ とチャンネル中心までの高さ H による摩擦レイノルズ数 Re_τ を併記する.

本実験における自然対流の影響については De Witt ら⁽¹¹⁾ の条件である次の式を十分に満足し, 浮力の影響はないと見た.

$$Gr/Re^2 < 1$$

ここで, Gr は自然対流の影響を示すグラスホフ数であり, 本実験における結果は $Gr/Re^2 = 8.93 \times 10^{-3} \sim 1.78 \times 10^{-3}$ であった.

摩擦速度 u_τ と摩擦温度 T_τ を用いて無次元化した各無次元数およびパラメータを次のように定義する.

$$Y^+ = y u_\tau / \nu_f, \quad U^+ = U / u_\tau, \quad u_{rms}^+ = u_{rms} / u_\tau, \\ T^+ = (T_w - T) / T_\tau, \quad t_{rms}^+ = t_{rms} / T_\tau, \\ T_\tau = h(T_w - T_c) / \rho_f C_p u_\tau$$

ここで, U は局所時間平均速度, u_{rms} は速度乱れ強さ, T は局所時間平均温度, t_{rms} は温度乱れ強さである. T_τ は平均熱伝達率 h , 管路中心温度 T_c , 膜温度での密度 ρ_f 等より求める. また, 平均熱伝達率 h はレイノルズ数の相似則に層流領域の影響を考慮した Taylor-Prandtl

相似則⁽¹²⁾を用いて、次のスタントン数 St と流体の熱容量から求めた。

$$St = C_f / 2 \{1 + (Pr - 1) U_f / U_m\} \quad \cdots \cdots (2)$$

ここで、 U_L は $Y^+ = 5$ での流速である。本研究の温度範囲内でのプラントル数 Pr は 0.71 であり、摩擦係数 C_f を図 3 に示す。既報⁽⁷⁾ の結果である非加熱流とほとんど差がなくブラジウスの式に良い一致を示す。また、平均ヌセルト数 Nu の結果を図 4 に示す。図中に示す実線は壁温一定の円管における実験式であり、本実験結果は点線で示す Kays の実験式⁽¹³⁾ と良い一致を示す。

3. 2 無次元速度分布と無次元温度分布

図 5 に u_r で無次元化した流れ方向の時間平均流速 U^+ の分布を示す。本実験範囲での U^+ の分布は加熱影響がほとんどなく Re_r 数によらず、図中の壁法則に沿って普遍的な分布を示している。一方、速度乱れ分布には加熱の影響が現れ、 T_r により u_{rms}^+ が増加する。加熱流に対する u_{rms}^+ の分布について一色ら⁽⁹⁾ の結果 ($T_r \doteq 0.6$

℃) では非加熱流と比べ差がなく、加熱の影響は見られないが、菱田ら⁽¹⁴⁾ の結果 ($T_r = 2.6^\circ\text{C}$) では非加熱流と比べ顕著な差を示す。

そこで、 u_{rms}^+ と T_r の関係を調べると、例えば図 6 に示

Fig.5 Distributions of time mean velocity for heated steady flow (Symbols as in Table 1).

Fig.3 Dependence of friction coefficient on Reynolds number.

Fig.6 Distributions of velocity turbulence intensity (In case of $T_r \doteq 1.20^\circ\text{C}$).

Fig.4 Dependence of Nusselt number on Reynolds number.

Fig.7 Distributions of velocity turbulence intensity (In case of $Re_r \doteq 130$).

した $T_r \approx 1.20^\circ\text{C}$ ($\text{Re}_r = 134, 217, 366$) の場合、非加熱定常流と同様に Re_r 数による差は見られない。しかし、図 7 に示した $\text{Re}_r \approx 130$ ($T_r = 1.91, 1.80, 1.20^\circ\text{C}$) の場合、 T_r による差がはっきり現れる。これらの結果は u_{rms}^+ が非加熱定常流と同様に Re_r 数にはよらないが、摩擦温度によって大きく影響されることを示す。その詳細は次節で述べる。

図 8 に T_r で無次元化した時間平均温度 T^+ の分布を示す。本実験範囲での T^+ の分布は全領域にわたって Re_r 数、加熱条件によらない普遍性を示した。図中に示した破線は Kays ら⁽¹³⁾ の平板での乱流境界層に対する式であり、点線は菱田ら、実線は一色らの円管に対する実験式である。本実験の結果は一色らの実験式と良い一致を示した。図 9 に T_r で無次元化した温度乱れ強さ t_{rms}^+ の分布を示す。図に示されたように u_{rms}^+ 分布ほどの普遍性はなく、また最大値を示す位置も u_{rms}^+ と比べ若干高い位置 ($Y^+ \approx 20$) に移動し、実験条件ごとに最大値が異なる。これらについては次節で述べる。

Fig.8 Distributions of time mean temperature for heated steady flow (Symbols as in Table 1).

Fig.9 Distributions of temperature turbulence intensity (Symbols as in Table 1).

3. 3 粘性領域における乱れ特性

壁面近傍である粘性領域は壁乱流での乱流現象や伝熱現象を解明する上で最も重要なところである。

既報⁽⁷⁾では非加熱定常流の場合について検討し、粘性領域 $Y^+ < 50$ における乱れ特性は粘性の影響により不変な性質を示した。本報では加熱定常流の粘性領域における乱れ特性について詳しく調べるとともに既報との比較を行う。その粘性領域における加熱定常流の u_{rms}^+ 分布を図 10 に示す。図中に示した実線は既報の粘性領域における非加熱定常流の普遍分布を示す速度乱れ強さ分布式である。

粘性領域において加熱定常流の u_{rms}^+ は非加熱定常流分布式と比べ、最大値を示す位置はほぼ同じ Y^+ であるが、 u_{rms}^+ の値にははっきり差が表れる。このように加熱定常流の u_{rms}^+ 分布は実験条件によってかなり異なる。

3. 3. 1 無次元速度乱れ増加率 KY

加熱定常流は加熱の影響により、非加熱定常流と比べ速度乱れの振幅が大きくなり、 u_{rms}^+ の増加が生じる。

これを定量的に調べるため、加熱と非加熱の場合における u_{rms}^+ の比を用い、 u_{rms}^+ の増加を示す特性値 KY を以下のように定義した。

$$KY = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(u_{rms}^+)_{heated}}{(u_{rms}^+)_{non-heated}}$$

ここで、 n は粘性領域内でのデータ個数であり、非加熱定常流の値は既報の u_{rms}^+ 分布式から加熱定常流の同位置における値を算出した。

特性値 KY を求める際に粘性領域内のデータに限定したのは、非加熱定常流において分布の普遍性が確認された領域であるからである。また、対数領域 $Y^+ > 50$ では Re_r 数による影響が表れ、同じ Re_r 数でないと比較が困難であることと本実験の加熱条件が片面加熱であ

Fig.10 Distributions of velocity turbulence intensity (Symbols as in Table 1).

るため、それによる影響が無視できないこと等で粘性領域に限定した。

本研究の実験結果による片面加熱の影響は対数領域では若干見えるが、粘性領域においては速度、温度の普遍分布及びそれらの乱れ特性等からほとんどないと判断できる。

速度乱れ増加の特性値 KY と摩擦温度との関係を図 11 に示した。図に示した記号は表 1 と同じで、図中に実線で示す式は特性値 KY と摩擦温度の関係を最小二乗法によりまとめた結果であり、次の関係式で示される。

$$KY = 1 + 0.0854 \times T_f + 0.1027 \times T_f^2 \quad \dots (3)$$

さらに、加熱流の速度乱れを特性値 KY で割り、加熱の影響を取り除いた速度乱れを図 12 に示す。図中に示した記号は表 1 と同じである。比較のため、非加熱定常流の普遍乱れ強さ分布を実線で示した。

3. 3. 2 速度乱れにおける温度変動の影響

上記のような速度乱れの増加は、加熱定常流の瞬時

Fig. 11 Relations between KY factor and friction temperature (Symbols as in Table 1).

Fig. 12 Distributions of velocity turbulence intensity divided by KY factor (Symbols as in Table 1).

速度を同じ瞬時温度ではなく時間平均温度を用いて実験データを処理した結果で、温度乱れの影響が速度乱れ増加の特性値 KY として現れたと考えられる。

そこで、加熱定常流に対する熱線流速計の検定式 (1) を改めて検討する。

式 (1) の瞬時値を時間平均値と変動値で置き換えて、テーラの定理より、二次以上の微小量が無視して次のように書き換える。

$$E_a = \overline{E_a} + e_a, \quad E_\theta = \overline{E_\theta} + e_\theta$$

とすると、式 (1) の左辺は、

$$\left(\frac{\overline{E_a}}{\overline{E_\theta}} \right)^2 \left\{ 1 + 2 \left(\frac{e_a}{\overline{E_a}} - \frac{e_\theta}{\overline{E_\theta}} \right) \right\} \quad \dots (4)$$

また、式 (1) の右辺は、

$$1 + a_1 U^{1/2} + \frac{a_2}{2} U^{1/2} \left(\frac{u'}{U} \right) \quad \dots (5)$$

ここで、本研究では速度と温度を定常状態で別々に測定しているため、時間平均温度を用いるので、式 (4) で e_θ の補正が行われない。しかし、測定するチャンネル内で実際に起こる現象は温度と速度が同時に変動し、その変動は次のように考えられる。

u' が (+) $\Rightarrow e_a$ が (+), e_θ が (-), 式 (4) の乱れ項 (+)

u' が (-) $\Rightarrow e_a$ が (-), e_θ が (+), 式 (4) の乱れ項 (-)

ここで、 e_a と e_θ の符号が逆になることから、式 (4) の乱れ項で $e_\theta/\overline{E_\theta}$ を $-\varepsilon (e_a/\overline{E_a})$ と置き換えると、乱れ項の係数が $(1 + \varepsilon)$ 倍となる。

速度計測の際に瞬時の温度を用いると各瞬間で温度補正が行われるため $\varepsilon = 0$ となるが、平均温度を用いることによって温度乱れの影響による ε が現れ、瞬時温度を用いる場合より $(1 + \varepsilon)$ 倍乱れ振幅が大きくなる。

即ち、本研究で無次元速度乱れ強さ u_{rms}^+ が摩擦温度の効果により変化を見せることは、温度乱れによる影響 ε が摩擦温度により大きく左右されるからである。

このような結果から、加熱定常流の u_{rms}^+ に見かけ上の増加が現れるのは瞬時の温度ではなく、時間平均温度を用いたことから生じた現象であり、その見かけ上の増加量 KY は式 (3) を用いることで補正することができる。

3. 3. 3 速度乱れの歪み度と平坦度について

加熱定常流の変動振幅の対称性や分布の広がりを実験的に把握するために速度乱れの歪み度と平坦度について調べた。図 13 に速度乱れの歪み度を示す。図中の記号は表 1 と同じで、破線は正規分布の歪み度を示す値である。壁面ごく近傍で若干のばらつきはあるが、全体の傾向は非加熱定常流の場合とほぼ同様であり、

加熱による差は認められない。

図 14 に速度乱れの平坦度を示す。図中の記号は表 1 と同じで、破線は正規分布の平坦度を示す値である。歪み度と同様に、壁面ごく近傍で若干のばらつきはあるが、全体の傾向は非加熱定常流の場合とほぼ同様であり、加熱による差は認められない。すなわち、これらの結果は流れ場が温度分布を持っても粘性領域における乱れ特性は変わらないことを示唆する。

3. 3. 4 温度乱れについて

無次元温度乱れ強さ分布である図 9 から、 t_{rms}^+ の最大値の位置は u_{rms}^+ の最大値より少し高い $Y^+ \approx 20$ で現れる。また、 t_{rms}^+ の分布はデータのばらつきは大きいが摩擦レイノルズ数や摩擦温度の影響は定かでない。これらの結果については今後さらに検討していくこととする。

しかし、図 15 と図 16 に示す粘性領域における温度乱れの歪み度と平坦度はごく壁面近傍でのばらつきはあるものの、速度の乱れ特性と全く同様な傾向を示す。

このような結果は温度境界層における粘性領域の性質が速度境界層での粘性領域と変わらないことを示唆する。

4. 結論

壁面加熱により、温度分布を持つ発達したチャンネル乱流について Re_τ 数と加熱条件による影響を調べた結果、 Re 数 5 000～30 000 ($Re_\tau = 121 \sim 507$) と摩擦温度 $T_\tau < 2.0^\circ\text{C}$ の実験範囲で、流れ方向の無次元時間平均流速と無次元時間平均温度は Re_τ 数と加熱条件によらない普遍的な分布を示した。

しかし、無次元速度乱れ強さ u_{rms}^+ の分布は粘性領域 $Y^+ < 50$ において Re_τ 数には依存しないが、摩擦温度により大きく影響されることが示された。そこで、既報⁽⁷⁾の非加熱定常流の測定結果と比較し、さらに粘性領域における乱れ特性について詳しく調べた。時間平均の温度分布を用いてデータ処理を行った結果、以下のことが得られた。

Fig.13 Skewness factors of velocity fluctuation for heated steady flow (Symbols as in Table 1).

Fig.15 Skewness factors of temperature fluctuation for heated steady flow (Symbols as in Table 1).

Fig.14 Flatness factors of velocity fluctuation for heated steady flow (Symbols as in Table 1).

Fig.16 Flatness factors of temperature fluctuation for heated steady flow (Symbols as in Table 1).

- 1) 加熱定常流の速度乱れは Re_τ 数に依らないが、摩擦温度により非加熱流に対し見かけ上の増加が現れた。
- 2) 増加を示す特性値 KY を定義し、 $Re_\tau = 121 \sim 507$, $\tau_\tau = 0.76 \sim 1.91$ の実験範囲内で下記の摩擦温度との関係式を得た。

$$KY = 1 + 0.0854 \times T_\tau + 0.1027 \times T_\tau^2$$
- 3) その特性値により、見かけ上の増加を修正すると、普遍分布となる。
- 4) 歪み度と平坦度を調べた結果、粘性領域における乱れ特性は加熱条件に全く影響されないことが確認できた。
- 5) 速度と温度の粘性領域における乱れ特性はほぼ一致し、速度と温度の高い相関関係を示唆する。

参考文献

1. 吉識ら, 機論, 52-483, B (1986), 3650-3654.
2. 吉識ら, 機論, 53-485, B (1987), 9-13.
3. I. N. G. Wardana, T. Ueda and M. Mizomoto, *Exp. in Fluids*, Vol. 13 (1992), 17-25.
4. I. N. G. Wardana, T. Ueda and M. Mizomoto, *Exp. in Fluids*, Vol. 18 (1994), 87-94.
5. Y. Zhu, R. A. Antonia, *Exp. in Fluids*, Vol. 15 (1993), 191-199.
6. Y. Tomita, N. Kasagi and A. Kuroda, *JSME DNS database*, Data No. FW-CH002(1989).
7. 金・吉識, 機論, 64-620, B(1998), 986-991.
8. 金・吉識, 生産研究, 49-6 (1997), 277-280.
9. 一色ら, 機論, 59-563, B (1993), 2245-2251
10. 日本機械学会訳: ASME 性能試験規約「計測の不確かさ」, (1987), 丸善.
11. F. P. Incropera and D. P. De Witt, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*, 4th ed. (1996), 485-487, New York, John Wiley & sons.
12. J. M. Kay and R. M. Nedderman, *An Introduction to Fluid Mechanics and Heat Transfer*, 3rd ed. (1974), 145, Cambridge Univ. Press.
13. W. M. Kays and M. E. Crawford, *Convective Heat and Mass Transfer*, 2nd ed. (1980), 211, 250, McGraw-Hill.
14. 菱田ら, 機論, 50-453, B (1984), 1285-1293.