

# 垂直平板上の空気の乱流自由対流熱伝達

宮本 政英\*・加藤 泰生\*・栗間 諄二\*・楯野 肇\*\*

## Turbulent Free Convection Heat Transfer along a Vertical Plate in Air

Masahide MIYAMOTO, Yasuo KATO, Junji KURIMA  
and Hajime KAJINO

### Abstract

Turbulent free convection heat transfer along a vertical flat plate with uniform-heat-generation in air was studied experimentally. The obtained results of local Nusselt number are approximated by the following equations:

Transition-Turbulent region ( $3.5 \sim 6.0 \times 10^{12} < Grx \cdot Pr < 1.5 \times 10^{13}$ )

$$Nux = 0.724(Grx \cdot Pr)^{0.208}$$

Turbulent region ( $1.5 \times 10^{13} < Grx \cdot Pr < 1.7 \times 10^{14}$ )

$$Nux = 0.104(Grx \cdot Pr)^{0.272}$$

Furthermore, it was found that modified Grashof number at the transition point had some connection with ambient fluid temperature.

### 1. 緒 言

垂直平板上の空気の乱流自由対流については、レーザ流速計と極細線熱電対を用いて実測した境界層の乱流特性について既に公表した<sup>1)</sup>。

本報告は、同じ実験装置を用いて実測された伝熱面温度分布および局所熱伝達率分布等について述べてある。局所熱伝達率分布については、藤井<sup>2)</sup>が Cheesewright<sup>3)</sup> および Pirovano ら<sup>4)</sup> の実測値を比較検討し、遷移乱流域<sup>2)</sup>、乱流域において両者の局所ヌッセルト数にはかなりの差が認められることを指摘した。近年の菱田ら<sup>5)</sup>による実測は、乱流域における局所ヌッセルト数の値は前記二者の中間にあり、前記二者と異り遷移乱流域の存在が認められなかったとしている。

本実験は、これら既存の実験がすべて一様温度の伝熱面によって行なわれているのに対して、一様に発熱する伝熱面を用いて行なわれ、局所熱伝達率分布は、

伝熱面温度分布と発熱量とから輻射熱流束を補正して求められた。伝熱面温度分布の本実測値は、遷移乱流域の存在を明確に示す場合と、その存在が不明瞭な場合とがあり、それぞれについて局所ヌッセルト数分布が計算された。又、これらの伝熱面温度分布については、層流から乱流への遷移点の修正グラスホッフ数に最大で 50 倍程度の差異が認められる。このため、遷移点における修正グラスホッフ数と他の諸量（周囲流体温度、発熱量）との関連が調べられた。

### 2. 実験装置と方法

伝熱面を中心に対称に配置された実験装置が Fig. 1 に示されている。伝熱面の構造は Fig. 2 に示されているように、0.12 mm 厚さの SUS 304 ステンレス板を前縁の位置で折り曲げ、間に二枚の厚さ 0.05 mm のポリエステルフィルムを挟んで接着剤で圧接着して作られている。伝熱面の有効長は 5,000 mm、幅は 980 mm、全厚は約 1 mm 以下であり通電加熱され一様に発熱する。伝熱面の中心には、高さ方向に 50 mm の間隔で 0.1 mm φ C-C 熱電対が挿入されており伝熱面

\* 機械工学科

\*\* 大学院機械工学専攻（現中国電力(株)）

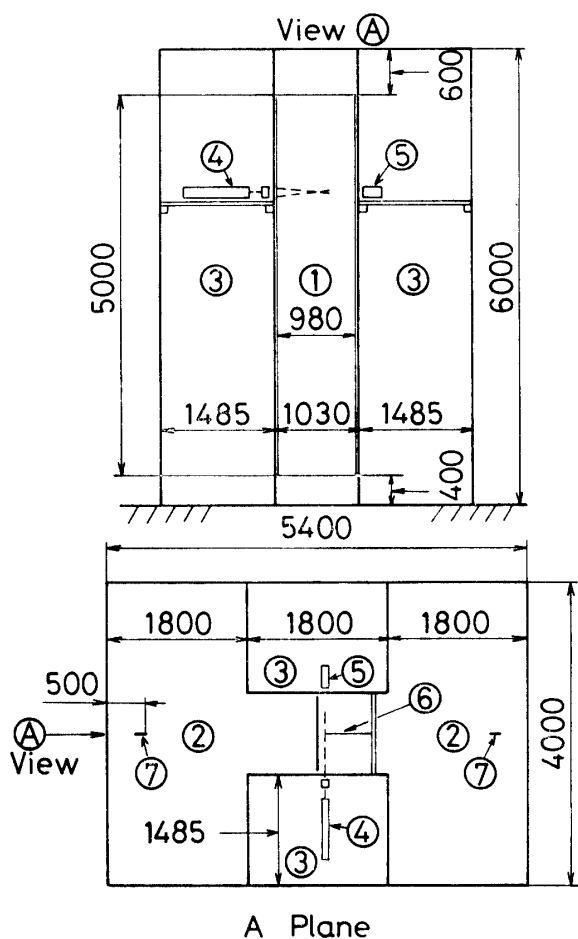


Fig. 1 Experimental apparatus.

1. heated plate
2. convection room
3. measuring room
4. He-Ne laser
5. photo-multiplier
6. thermocouple probe to measure temperature in the boundary layer
7. thermocouple probes to measure ambient fluid temperature

温度を測定する。周囲流体温度は高さ方向に 250 mm 間隔に配置された 0.35 mm φ C-C 熱電対で測る (Fig. 1 参照)。

測定は、外気温度変化の比較的に穏やかな夜間に行なわれ、通電加熱開始約 1 時間半後の準定常状態で行なわれた。対流熱流束  $q_c$  は次式により計算した。

$$q_c = q - q_r \quad (1)$$

$$q_r = \epsilon \sigma (T_w^4 - T_a^4) \quad (2)$$

また、体膨張係数以外の物性値は膜温度で評価した。

### 3. 実験結果と考察

Vol. 33 No. 1 (1982)

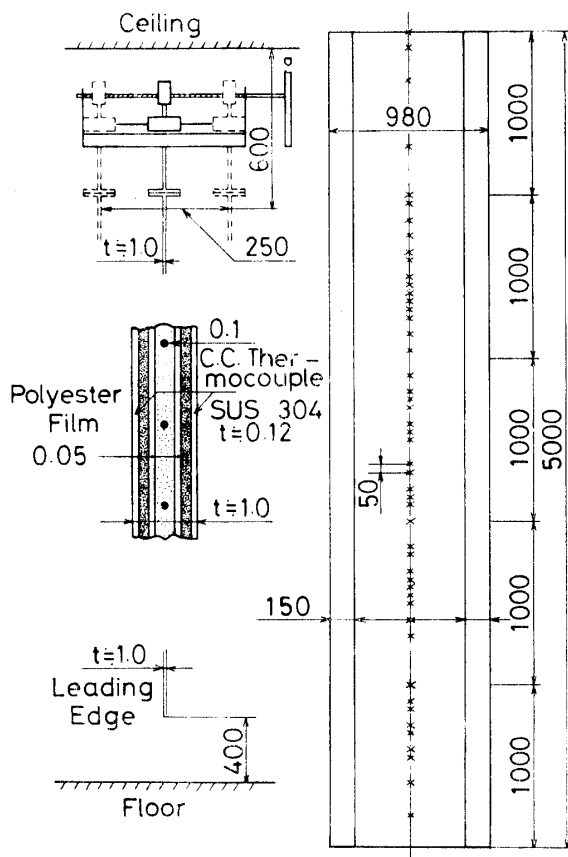


Fig. 2 Structure of heated plate.

#### 3.1 伝熱面温度分布

Fig. 3 には種々の発熱量に対する伝熱面温度分布、周囲流体温度分布および対流熱流束の分布を示す。各発熱量に対して層流から乱流への遷移点\* が異なる二種類の分布が示されている。同じ発熱量で遷移点が  $x$  のより大きな位置にある伝熱面温度分布には、遷移乱流領域の存在が比較的明瞭に認められるのに対し、一方  $x$  のより低い位置に遷移点のある分布は、遷移乱流領域が不明瞭であることがわかる。以下の結果はすべてこれらの温度分布から求められた。

#### 3.2 遷移点の修正グラスホッフ数

Fig. 4 には第 2 遷移点、第 3 遷移点における  $Grx^*$  の値が各遷移点における  $q_c$  に対して示されている。第 2 遷移点の  $Grx^*$  には最大約 50 倍程度の差があり、 $Grx^* \times 2$  の高い場合程、遷移乱流領域の存在が明瞭であることがわかる。第 3 遷移点の  $Grx^*$  には最大約 5 倍

\* 遷移点は、伝熱面温度分布を参考にして定めた。局所熱伝達率分布が層流の分布から外れ増加し始める点に相当する。伝熱面温度極大点を、藤井<sup>2)</sup> にならって第 2 遷移点(いわゆる遷移点である)、これより下流に局所熱伝達率が増加から減少に転ずる点に相当する伝熱面温度極小点を第 3 遷移点とした。

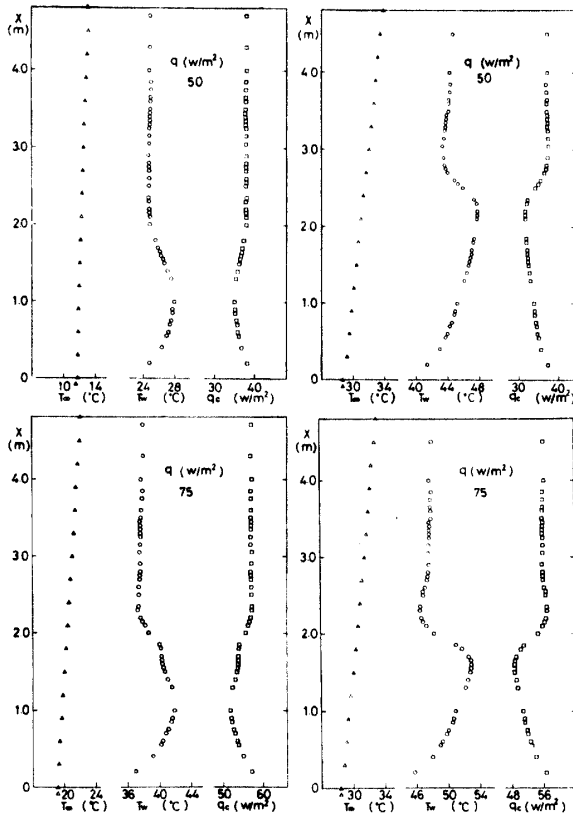


Fig. 3, a Ambient fluid temperature, surface temperature and convective heat flux on heated plate.

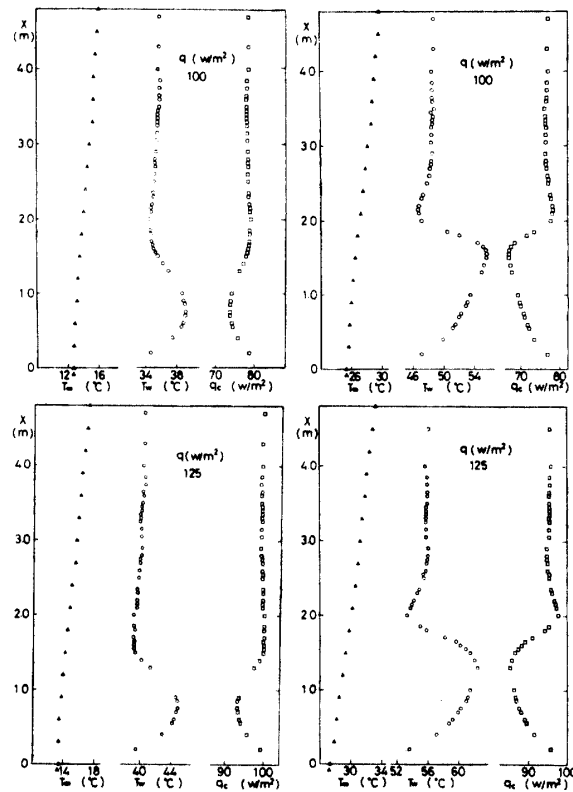


Fig. 3, b Ambient fluid temperature, surface temperature and convective heat flux on heated plate.

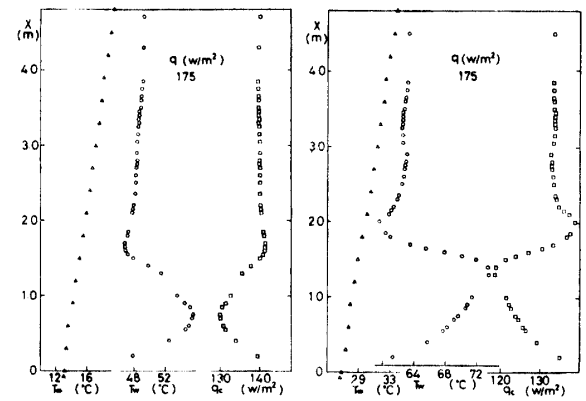


Fig. 3, c Ambient fluid temperature, surface temperature and convective heat flux on heated plate.

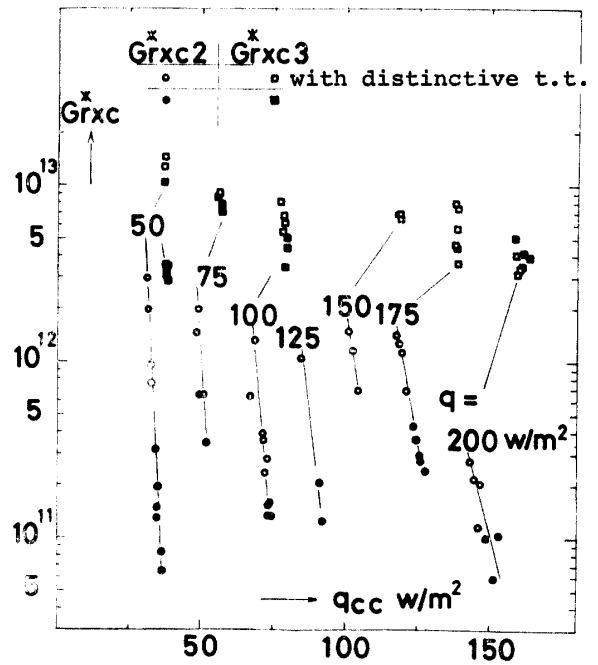


Fig. 4 Modified Grashof number  $Grx^*$  at second and third transition points.

程度の幅があるが、第2遷移点のそれよりはるかに小さい。一つの発熱量に対しても、 $Grxc2$ 、 $Grxc3$ には相当な幅があるが、全般的に発熱量の大きい場合程、 $Grxc2$ も $Grxc3$ も低下する傾向が認められる。このことは、各発熱量に対する $Grxc2$ 、 $Grxc3$ の最大値の変化を見れば明瞭である。

Fig. 5には $Grxc2$ を $qcc2/q$ を用いることによって、Fig. 4において見られた発熱量の間の差がほとんど識別できなくなっており、 $Grxc2$ が高い程 $qcc2/q$ は低下する明瞭な傾向を示している。一般的に $q$ が大きいと $qr$ が相対的に低下し $qc$ が増加する。又、Fig. 3の $qc$ 分布からも知られる如く遷移が遅い程、

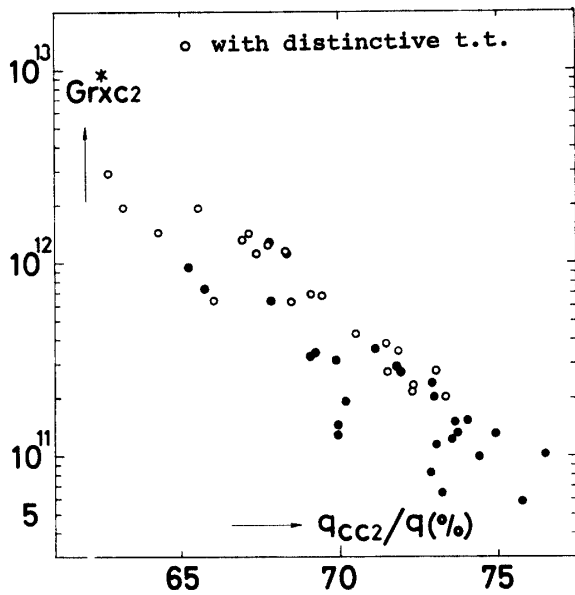


Fig. 5 Relation between  $Gr_{xc2}$  and dimensionless convective heat flux  $q_{cc2}/q$ .

層流温度境界層は厚くなり  $q_c$  が低下する。これらの傾向はいずれも Fig. 5 に示された傾向と一致はしているが、定量的には Fig. 5 の傾向を十分に説明できる程大きな影響を与えるとは考えられない。

Fig. 6 には伝熱面温度分布と  $Gr_{xc2}$  との関係が示されている。横軸には第2遷移点における伝熱面温度  $T_{wc2}$  (最高伝熱面温度) と第3遷移点における伝熱面温度  $T_{wc3}$  (前縁近くを除けば最低伝熱面温度) との差を、第2遷移点における温度差  $(T_w - T_\infty)c_2$  で無次元化した値がとってある。この図にも明瞭な一定の

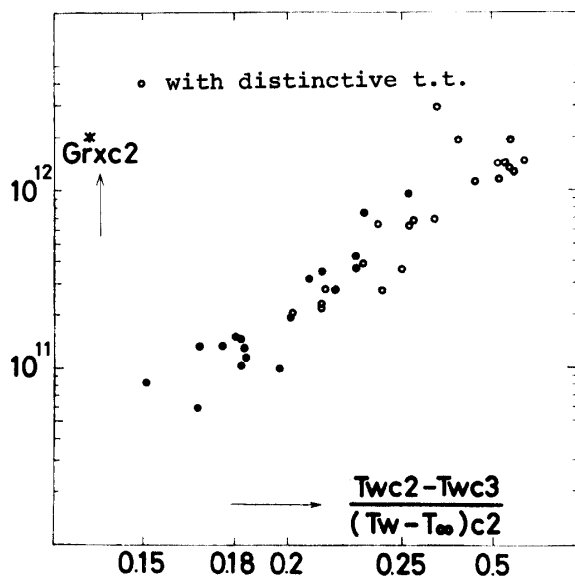


Fig. 6 Relation between  $Gr_{xc2}$  and surface temperature distribution on heated plate.

傾向が示されている。遷移が遅れる程、最高温度はさらに高く極小温度はさらに低くなる傾向が認められ、遷移領域の伝熱面温度変化は大きくなる。このため遷移乱流領域が明瞭に捉へ易くなると思われる。

さて、第2遷移点について藤井<sup>2)</sup>は、流体のプラントル数や周囲流体の垂直方向温度勾配との関係等について論じている。

Fig. 7 は  $Gr_{xc2}$  と周囲流体の温度勾配との関係を調べた結果である。藤井の場合と横軸は完全に同じ量ではないが、周囲流体の垂直方向温度分布がほぼ直線に近いことを考えれば、ほぼ等価な量であろう。Fig. 7 はばらつきが大きく明瞭な一定の関係は認められないが、強いて述べるならば周囲流体温度勾配の大きい場合程、 $Gr_{xc2}$  は大きくなるように見える。このことは藤井の結論とはまったく対立する。

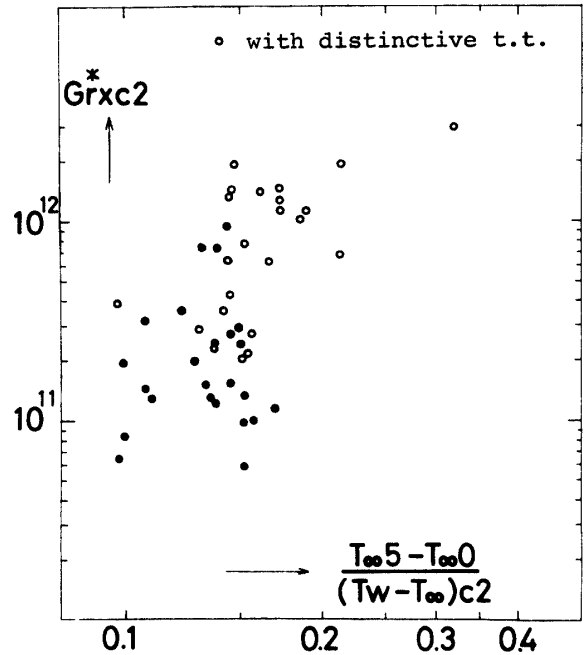


Fig. 7 Relation between  $Gr_{xc2}$  and temperature stratification of ambient fluid.

Godaux ら<sup>6)</sup>は水を用いた実測によって、遷移点までに流体に与えられる熱量は一定であるとしている。Fig. 8 はこの関係を調べるために、第2遷移点までに流体に与えられる熱量を周囲流体の温度勾配に対して示してある。温度勾配が大きい程、加えられる熱量は増加する。

Fig. 9 には  $Gr_{xc2}$  が第2遷移点の高さにおける  $T_\infty$  に対して示されている。多少のばらつきはあるが、 $T_\infty$  が大きい程  $Gr_{xc2}$  は大きくなる傾向が認められる。流体の物性値変化は  $T_\infty$  が大きい程  $Gr_{xc2}$  を小さく

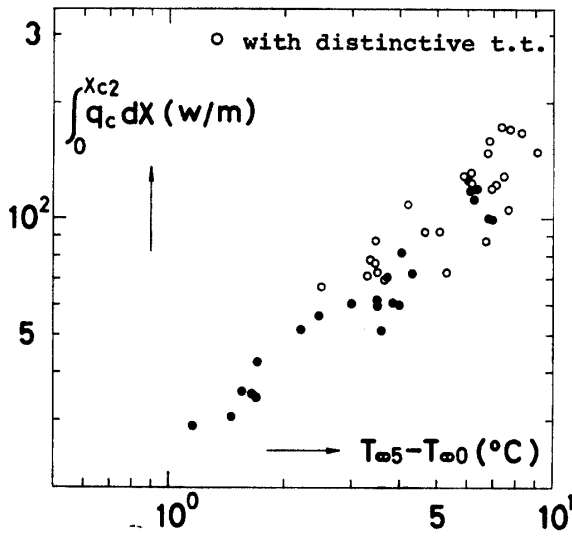


Fig. 8 Relation between integrated convective heat flux and temperature stratification of ambient fluid.

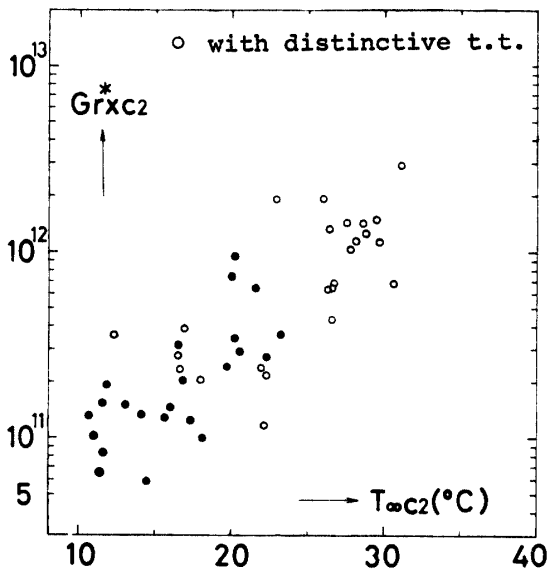


Fig. 9 Relation between  $Gr_x * c_2$  and  $T_{\infty} c_2$ .

くする傾向がある。又、周囲流体の温度勾配は  $Gr_x * c_2$  の大きい場合程 ( $x$  が大きい) 大きな  $T_{\infty}$  を与える傾向があるが、温度勾配はそれほど大きくないから無視できる程度の影響を与えるに過ぎない。同じ発熱量であっても  $T_{\infty}$  が大きい程、放射熱流束は増加し対流熱流束は減少する。このため遷移点が遅れるとも考えることもできる。周囲流体温度が  $10^{\circ}\text{C}$  と  $30^{\circ}\text{C}$  との場合、放射熱流束には20%程度の差が生じ結果として対流熱流束には10%程度の差を生じる。このことは Fig. 5 とよく対応している。

3.3 局所ヌッセルト数分布

Fig. 10 には層流域の局所ヌッセルト数を一様熱流束の相似解と比較した結果を示す。相似解と実測値はよく一致している。

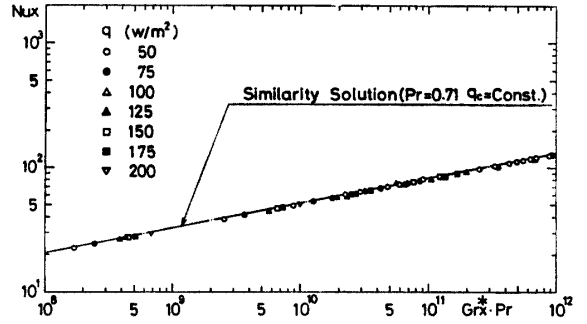


Fig. 10 Local Nusselt number in laminar region.

Fig. 11 には遷移乱流域の明確な場合のみについて局所ヌッセルト数の分布を示す。この場合、実測値を最小二乗法で整理すると遷移乱流域 ( $3.5 \sim 6.0 \times 10^{12} < Gr_x * Pr < 1.5 \times 10^{13}$ ) では、

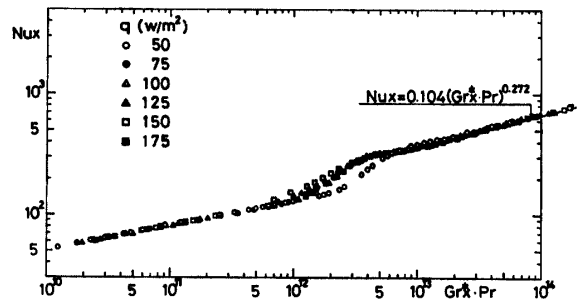


Fig. 11 Local Nusselt number in the case with distinct transition-turbulent.

$$Nux = 0.724(Gr_x * Pr)^{0.208} \tag{3}$$

乱流域 ( $1.5 \times 10^{13} < Gr_x * Pr < 1.7 \times 10^{14}$ ) では、

$$Nux = 0.104(Gr_x * Pr)^{0.272} \tag{4}$$

となる。

Fig. 12 には遷移乱流域が不明瞭な場合の局所ヌッセルト数分布を示す。式 (4) の場合と同じ  $Gr_x * Pr$  の範囲で整理すると、乱流域の局所ヌッセルト数分布式 (5) を得る。

$$Nux = 0.098(Gr_x * Pr)^{0.273} \tag{5}$$

これは式 (4) とほぼ同じである。範囲を拡げて  $4.5 \times 10^{12} < Gr_x * Pr < 1.7 \times 10^{14}$  の範囲で整理すると、

$$Nux = 0.133(Gr_x * Pr)^{0.263} \tag{6}$$

となる。この場合には指数部が低下する傾向が認めら

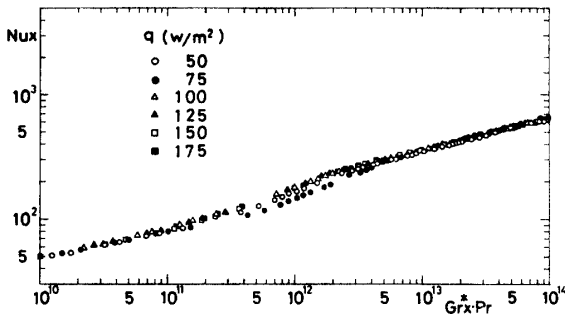


Fig. 12 Local Nusselt number in the case without distinct transition-turbulent.

れる。

参考のために、既存の一様壁温による実験結果を、

$$Grx^* = Nux \cdot Grx \tag{7}$$

によって変換すると次の様になる。

<遷移乱流域>

Cheeswright<sup>3)</sup> ( $1.5 \times 10^{12} < Grx^*Pr < 7.8 \times 10^{12}$ )

$$Nux = 0.895(Grx^*Pr)^{1/5} \tag{8}$$

Pirovano<sup>4)</sup> ( $7.3 \times 10^{11} < Grx^*Pr < 7.1 \times 10^{12}$ )

$$Nux = 1.81(Grx^*Pr)^{0.174} \tag{9}$$

<乱流域>

Cheeswright ( $7.8 \times 10^{12} < Grx^*Pr < 8.9 \times 10^{13}$ )

$$Nux = 0.0707(Grx^*Pr)^{2/7} \tag{10}$$

Pirovano ( $1.2 \times 10^{13} < Grx^*Pr < 2.1 \times 10^{14}$ )

$$Nux = 0.182(Grx^*Pr)^{1/4} \tag{11}$$

菱田ら<sup>5)</sup> ( $2.6 \times 10^{12} < Grx^*Pr$ )

$$Nux = 0.204(Grx^*Pr)^{1/4} \tag{12}$$

となる。以上の関係式の間関係を Fig. 13 に示す。遷移乱流域については本実験式 (3) は Cheeswright

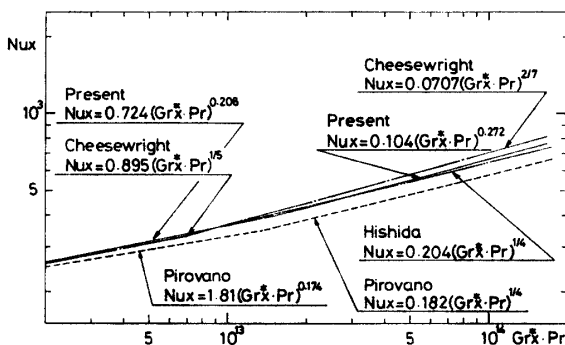


Fig. 13 Comparison of local Nusselt number distribution.

の式 (8) に近い。同じく 遷移乱流域の明確な場合の実測値から得られた乱流域の本実験式 (4) については、指数部は Cheeswright の値 2/7 に近いが  $Nux$  の値は菱田らの値に近く両者の中間にくる。遷移乱流域の不明確な場合について、乱流域の範囲を  $Grx^*Pr$  の小さい側に拡げて整理すると指数部の値が小さくなる。このことは指数部の値が小さい Pirovano および菱田らの実測例では、乱流域の下限を与える  $Grx^*Pr$  の値がより小さいことと同じ傾向である。

#### 4. 結 言

得られた主要な結果は次のようである。

1. 第 2 遷移点における修正グラスホッフ数には本実験の範囲内 ( $50 \leq q(W/m^2) \leq 175$ ) でも最大 50 倍程度の幅が認められた。
2. 第 3 遷移点における修正グラスホッフ数には最大で約 5 倍程度の幅が認められた。
3. 第 2 遷移点における修正グラスホッフ数が高い値を示す場合には、低い値を示す場合と比較して次の特徴が認められた。

- イ. 遷移乱流域の存在が明瞭に認められた。
- ロ. 遷移域における伝熱面温度分布の垂直方向変化が大きい。

ハ.  $qcc2/q$  が小さい値を示す。

ニ.  $T_w$  がより高い値を示す。

ホ. 局所ヌッセルト数分布は次式で近似することができる。

遷移乱流域 ( $3.5 \sim 6.0 \times 10^{12} < Grx^*Pr < 1.5 \times 10^{13}$ )

$$Nux = 0.724(Grx^*Pr)^{0.208}$$

乱流域 ( $1.5 \times 10^{13} < Grx^*Pr < 1.7 \times 10^{14}$ )

$$Nux = 0.104(Grx^*Pr)^{0.272}$$

4. 前縁から第 2 遷移点までに流体に与えられる熱量が大きい程、周囲流体の温度勾配は大きくなる。

終わりに、装置の製作に御協力下さった、機械工学科、技官井上忠義氏、並びに、卒業論文として、本研究に御協力いただいた、機械工学科、亀山恭司君、沢田寿君、吉長伸忠君に深く感謝の意を表はします。

#### 主な記号

- $g$  , 重力の加速度
- $Grx$  , グラスホッフ数

	$=g\beta(T_w - T_\infty)x^3/\nu^2$	$\sigma$	, ステファンボルツマン定数
$Grx^*$	, 修正グラスホッフ数		
	$=g\beta qc x^4/(\lambda\nu^2)$	添	字
$Grx^*c_2, Grx^*c_3,$	第2および第3遷移点における	$c$	, 遷移点における値
	$Grx^*$	$c_2$	, 第2遷移点における値
$Nux$	, 局所ヌッセルト数	$c_3$	, 第3遷移点における値
	$=qc x/[\lambda(T_w - T_\infty)]$	0	, $x=0\text{ m}$ における値
$Pr$	, プラントル数	5	, $x=5\text{ m}$ における値
$q$	, 発熱量		
$qc$	, 対流熱流束		
$qr$	, 輻射熱流束		
$qcc_2$	, 第2遷移点における $qc$		
$T_w$	, 伝熱面温度		
$T_v$	, 対流空間内壁面温度		
$T_\infty$	, 周囲流体温度		
$x$	, 伝熱面前縁より鉛直上方に伝熱面に沿って測った座標		
$\beta$	, 体膨張係数		
$\varepsilon$	, 伝熱面輻射率		
$\lambda$	, 熱伝導率		
$\nu$	, 動粘度		

参 考 文 献

- 1) 宮本政英, 岡山正義: 日本機械学会論文集, **48**-427 (1982)
- 2) 藤井哲: 伝熱工学の進展, 3, 養賢堂 (1974) p. 1-110
- 3) Cheesewright, R.: Trans. ASME, C-**90**, 1, 1-8 (1968)
- 4) Pirovano, A., Viannay, S. and Jonnot, M.: Heat Transfer 1970, IV, NC. 1. 8, Elsevier (1970)
- 5) 菱田幹雄, 辻俊博, 長野靖尚, 西尾悟: 第15回伝熱シンポジウム (1978) 415-417
- 6) Godaux, F. and Gebhart, B.: Int. J. Heat Mass Transfer, **17**, 93-107 (1974)

(昭和57年4月12日 受理)