

一様発熱垂直平板まわりの空気による自由対流熱伝達*

(第一報, 層流域から乱流域までの温度場について)

宮本 政英**・福村 弘***

Free Convection Heat Transfer from a Vertical Flat Plate with
Constant Heat Generation in Air

(Laminar, Transitional and Turbulent Region)

Masahide MIYAMŌTŌ and Hirōshi FUKUMURA

Abstract

An experimental investigation of laminar, transitional and turbulent free convection in air is described.

Data of temperature field for modified Rayleigh number lower than 2.7×10^{14} and heat generation between 30.5 and 335.8 W/m² includes percentage heat flux distributions by radiation, local heat transfer coefficient distributions, mean temperature profiles in boundary layer and correlation of temperature fluctuations between wall temperature and in boundary layer.

Results are compared with other theoretical and experimental data.

Local heat transfer coefficient distribution for turbulent boundary layer is similar to Cheesewright's result.

1. 緒 言

垂直平板まわり, 遷移域から乱流域までの自由対流熱伝達に関しては, 強制対流熱伝達の場合と同様, 各種の流体や, また一様壁温や一様熱流束の条件のもとに, 多くの理論的および実験的な研究が行われ, 着実な成果が得られつつあるが, 未だ完全ではなく, 精度の高い実験データの積み重ねが要求されている。

垂直平板まわりの空気による, 乱流自由対流熱伝達に関する実験的な研究は, C. Y. Warner and V. S. Arpac¹⁰⁾, R. Cheesewright¹⁾, および R. R. Smith⁹⁾ らを, 最近の代表的なものとして挙げる事ができる。

これらの実験は伝熱面における局所熱伝達率分布のような総括的な特性から, 境界層内の平均温度, 速度分布, さらに温度場, 速度場の乱流構造の解明⁹⁾ に

までおよんでいるが, いずれも一様伝熱面温度の条件のもとに行われている。

本実験は伝熱面が一様に発熱する場合であり, 熱輻射に対して透明な空気では, 輻射熱流束と対流熱流束を加えた値が, 一樣になる条件のもとに実行されており, 層流域における場合をのぞけば, 公表された実験例は見当たらない。

本報告においては, 可視化による流れ場の観察⁷⁾, 層流域における速度分布の測定⁷⁾, 伝熱面温度の測定, 境界層内変動温度の測定を含む一連の実験の内, 温度場に関する結果のみをまとめたものであり, 修正レイリイ数の最大値は 2.7×10^{14} まで, 単位面積当りの発熱量は 30.5 から 335.8 [W/m²] までの範囲で行った。

伝熱面温度分布の測定から, 輻射熱流束の分布, 局所熱伝達率分布, 遷移点の位置が求められ, 他の実験の結果と比較検討されている。境界層内平均温度分布が求められ, 層流域においては, 数値解と比較し温度

* 昭和52年5月, 第14回日本伝熱シンポジウムにおいて講演

** 機械工学科

*** 大学院機械工学専攻

測定の精度について吟味し、乱流場については、Cheesewright¹⁾の結果と比較検討してある。

2. 実験装置と測定方法

装置の概略は図1に示されている。

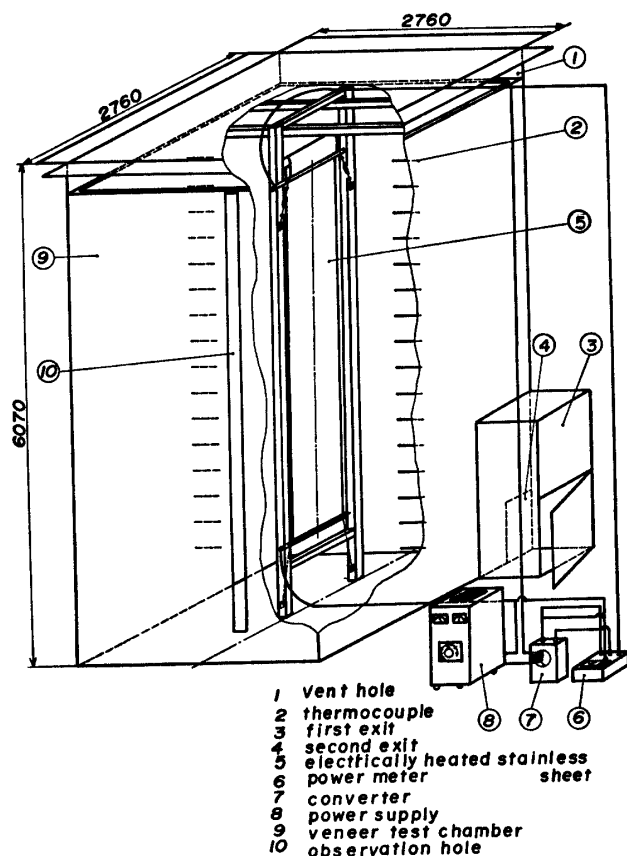


Fig. 1 Experimental apparatus.

外気の乱れの影響を防ぐため、伝熱面は二重ベニヤ製の室内に鉛直に引張固定し、一様発熱の条件を得るため、厚さ $60\mu\text{m}$ 、幅 641mm 、長さ $4,800\text{mm}$ のsus-304ステンレス箔を、定電流装置により、一様に通電加熱し伝熱面とした。発熱量は、変流器と交流電力計により測定した。伝熱面温度は、 $0.1\text{mm}\phi$ Cu-Co 熱電対を用い、伝熱面中央の温接点よりほぼ水平に伝熱面の側端まで、表面にアラルダイトにより圧着し、伝熱面の外へ引き出してある。引き出された熱電対は、伝熱面を支える支柱の位置で $0.35\text{mm}\phi$ のCu-Co 熱電対にはんだづけし、室外に引き出してある。

温度測定点は、伝熱面中央に31点、側端の影響を調べるために、水平方向に5~7点取り、8ヶ所の高さに設け、計67点とした。

室外に引き出した熱電対は、氷冷式零接点補償器を通じ、多点式デジタル温度計によって、温度を読み

取った。境界層内温度は、 $25\mu\text{m}\phi$ 、C-A 熱電対をフォーク状に成形したピアノ線に張って、プローブを製作し、熱起電力は、シールドされた補償導線によって室外に引き出し、氷冷式零接点補償器を通じ、高感度ペンレコーダーによって記録した。周囲流体の温度は、 $1\text{mm}\phi$ シース熱電対を高さ方向に 300mm 間隔に16点を一列として、2ヶ所に設け、多点式デジタル温度計によって、温度を読みとった。

発熱量の値を種々変えて行った測定は、周囲流体を一樣かつ安定な状態に保つために、特に次の点に留意し実行した。

1. 外気の乱れの影響を極力避ける
2. ベニヤ製室内の空間的有限性のために生じる循環流、温度成層の影響を小さくする——このため入力開始5分後に測定を始め、30分以内に測定を終了する(準定常状態)。

さらに伝熱面の有限幅の影響がもっとも小さいとみなされる。伝熱面中央において測定を行った。

3. 結果と考察

3.1 伝熱面温度分布および輻射熱流束分布

図2は各発熱量における、伝熱面と周囲流体の平均温度差分布を示す。各発熱量に対して、下端より温度差が最大となる点までが層流域、これより極小になる点までが遷移域、これ以上が乱流域に対応し、熱流束が大きくなると、各領域の境界は下方に移動していることがわかる。乱流域の始めの部分に、 x が大きくなると温度差の増加している領域が見られ、藤井²⁾らは乱流域を分けて、この部分を遷移乱流域としたが、本実験の整理にあたっては、乱流域との差が顕著でないためこの区別は採用しなかった。層流域における温度差分布は、輻射を考慮した理論の結果とよく一致¹⁾、後述する如く輻射の影響が大きく現れている。

図3は、図2の平均温度分布より、ステンレスの輻射係数を $0.981 [W/(m^2K^4)]$ として計算した。発熱量に対する輻射熱流束の割合の分布を示す。発熱量が小さくなると輻射熱流束の割合が大きくなる。発熱量 q より輻射熱流束 q_r をさしひいた値が自由対流による熱流束 q_c となる。

乱流域においては、伝熱面温度差分布の変化は小さく、輻射熱流束もほぼ一定値を示しており、自由対流熱伝達に対して、一様壁温かつ一様熱流束の条件に近く、局所熱伝達率の分布がほぼ一定となることが予測される。

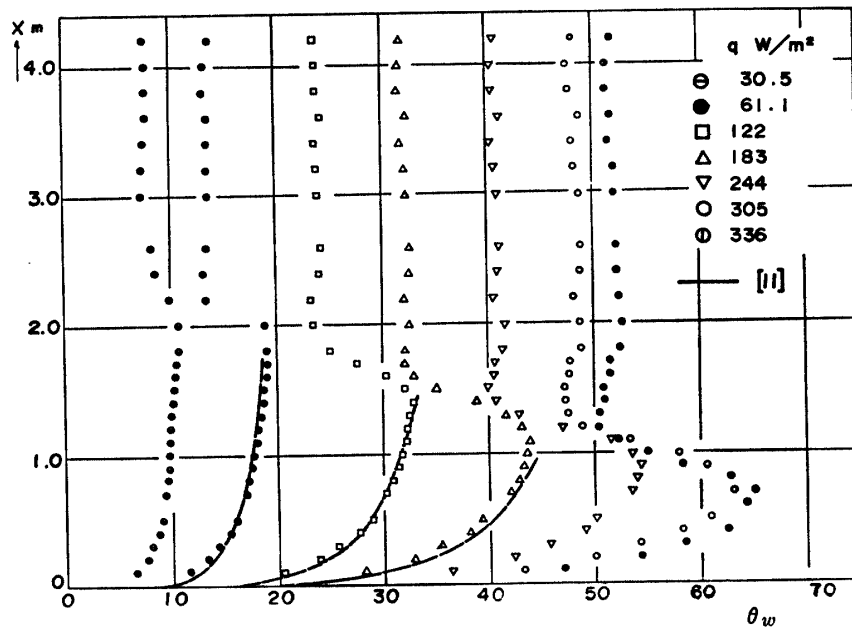


Fig. 2 Excess of wall temperature distributions over bulk-fluid temperature.

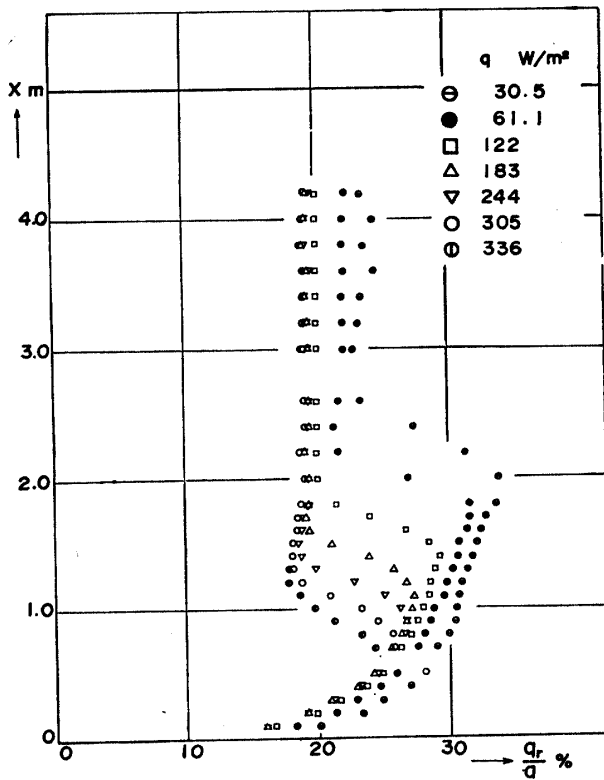


Fig. 3 Percentage distributions of radiation heat flux.

3・2 局所熱伝達率の分布

図4, 5は無次元化された局所熱伝達率の分布を示す。物性値は $t_e = t_\infty - (t_w - t_\infty)/4$ における値を用いた。

図の実線は最小二乗法によって、実測値にもっともよく一致する直線を求めた結果であり、層流域(図4

)では

$$Nu_x = 0.497 Ray^{*0.206} \quad (1)$$

乱流域(図5)では

$$Nu_x = 0.186 Ray^{*0.253} \quad (2)$$

となる。

層流域における破線は、一様熱流束の場合の理論解⁴⁾の結果で

$$Nu_x = 0.5205 Ray^{*1.5} \quad (3)$$

本結果との差は、明らかに輻射の影響である。

乱流域における破線は **Cheeswright**¹⁾の実測値より求めた結果で

$$Nu_x = 0.707 Ray^{*2/7} \quad (4)$$

を示す。本結果は、これよりわずかに低い値を与えているが、その差は小さく、**Smith**⁹⁾の結果は **Cheeswright** のデータに対して、本結果と同じ傾向を示しているが、その差は本結果の場合より小さい様である。(文献9参照)

(1), (2)式および図3, 4, 5はステンレス製伝熱面の輻射率を0.17として図2より計算してある。

この輻射率の値は本装置につき実測された結果ではなく藤井ら¹²⁾の報告等を参考にして決められており、今輻射率を0.17でなく0.20とすれば Nu_x と Ray^* の値は乱流域では5%程小さくなり式(2)式の係数0.186は0.179となる(輻射率0.25では0.170)。層流域についても大略同様のことが言える、又輻射率の誤差による Ray^* の指数部分の変化は極めて小さい。

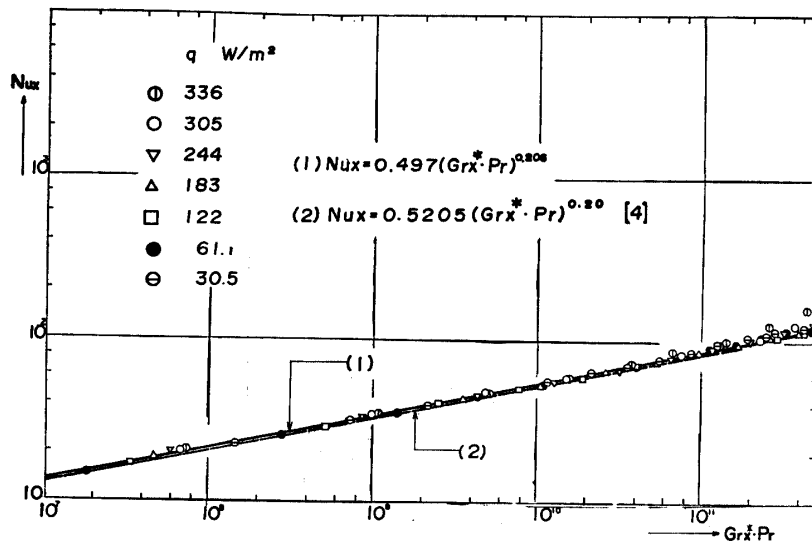


Fig. 4 Local heat transfer rate in laminar boundary layer.

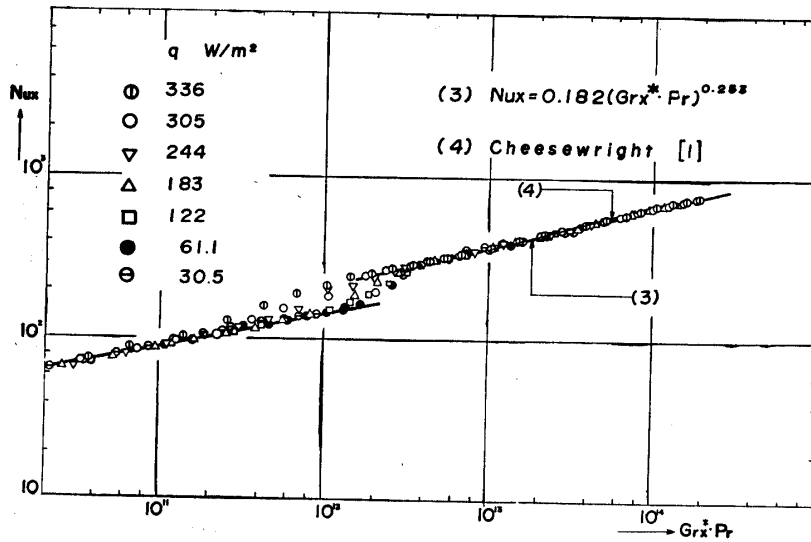


Fig. 5 Local heat transfer rate in transitional and turbulent boundary layer.

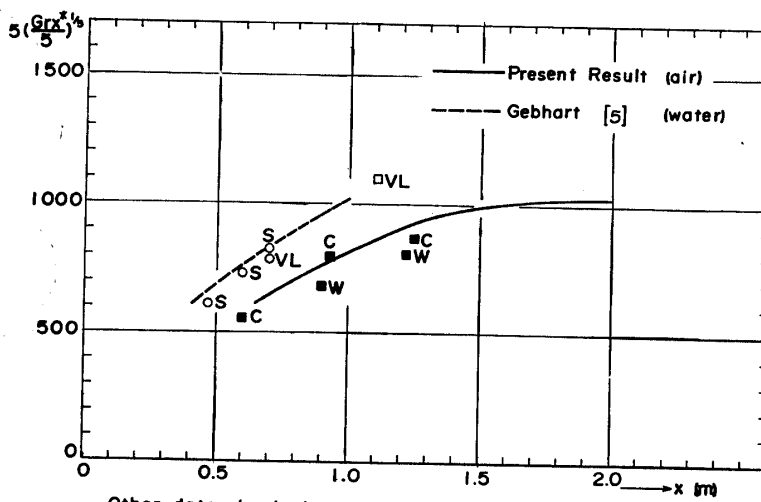


Fig. 6 Comparisons of boundaries of transition region,from Godaux and Gebhart⁽⁵⁾.

Other data; beginning of thermal transition, O water thermal transition, □ air, □ water
 Notation, C, Cheesewright, W, Warner, S, Szewczyk, VL, Vilet and Liu.

3.3 遷移開始点

図6には、図2より求めた遷移開始点の位置 x と、無次元パラメータ G^* の関係を Godaux-Gebhart⁵⁾ が作った図面に記入した結果である。図には、水の場合と空気の場合が示してあり、流体による差が明確に現れている。Godaux-Gebhart は遷移開始点では、それより上流、すなわち下方で伝熱面より流体に伝えられた全エネルギー Q が常に一定になると結論しているが、本実験結果では伝熱面の発熱量が小さくなると、 Q の値が減少する傾向が見られ、極めて不安定な現象である遷移を規定することの困難さを示している。図に示された本実験の遷移開始点は境界層内の温度変動

の測定から求められた結果と一致しているが、遷移点は非常に不安定で時間的に変動しており、ここに示された値は、その平均的な位置である。

3.4 伝熱面温度変動の振幅分布

伝熱面温度は図2に示された平均値のまわりに、時間的に変動しており、その振幅の伝熱面温度差に対する割合の分布を図7に示す。温度変動は層流域では極めて小さく、遷移域で増幅され、乱流域では、ほぼ一定値に落ち着く、この分布から層流、遷移、乱流域の各境界を求めると、図2から求めた結果と一致している。

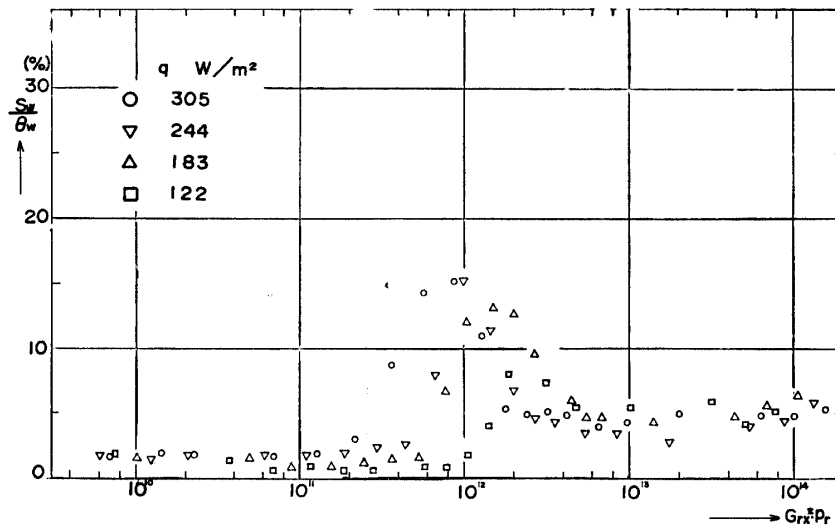


Fig. 7 Percentage amplitude distributions of wall temperature fluctuations.

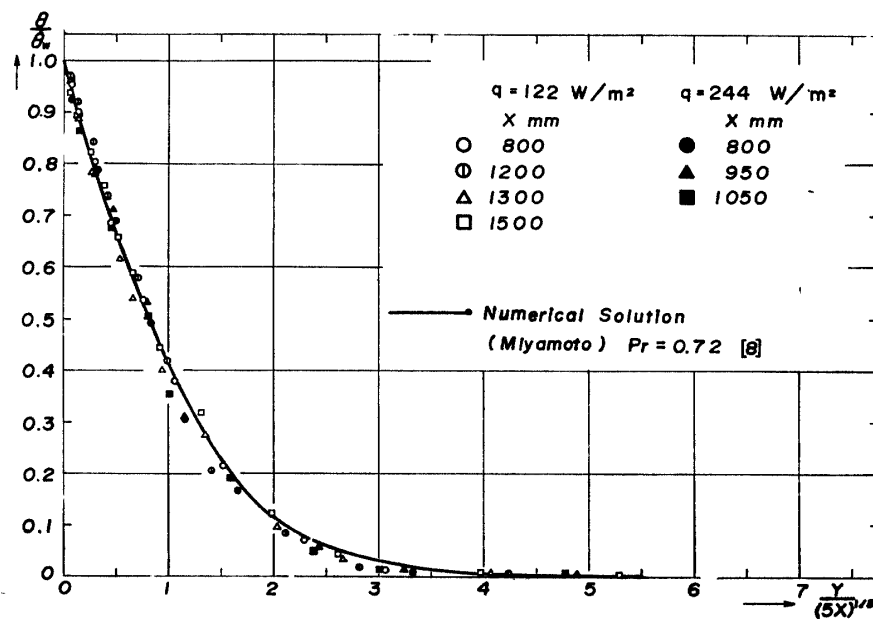


Fig. 8 Mean temperature profiles in laminar boundary layer.

3・5 境界層内平均温度分布

図8は、層流域における境界層内平均温度分布を示す。実線は、一様熱流束の場合の数値解³⁾の結果であり、実測値とよく一致しており、本実験は輻射の影響を含んでいるにもかかわらず、局所的には一様熱流束

の場合の温度分布に極めて近いことがわかる。

図9は、層流域の終りから遷移域、乱流域における平均温度分布を示す。実線は、図8の場合と同じである。

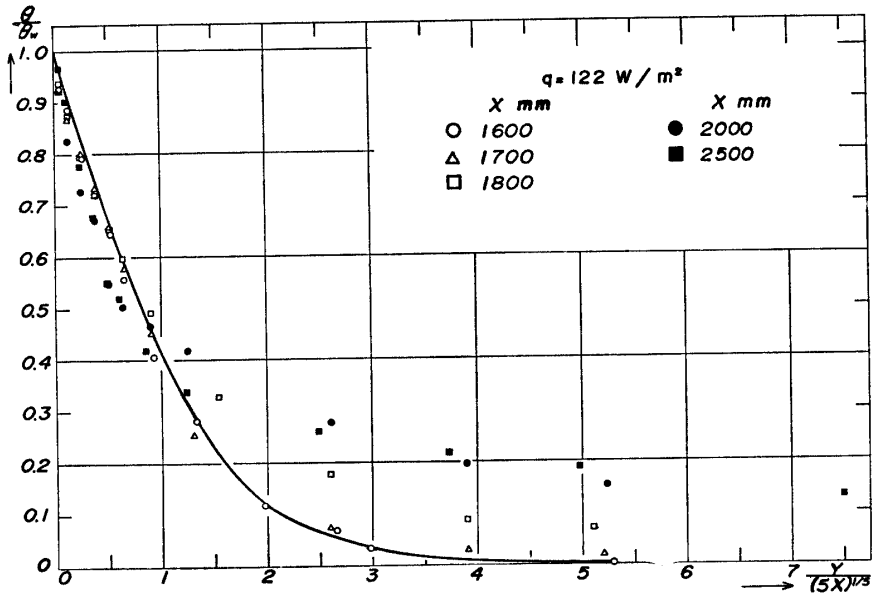


Fig. 9 Mean temperature profiles in transitional and turbulent boundary layer.

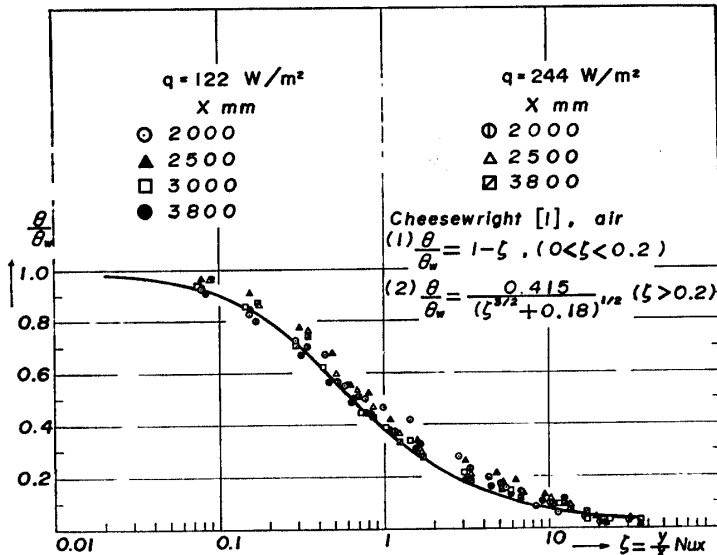


Fig. 10 Comparisons of mean temperature profiles in turbulent boundary layer with Cheesewright's data.

図10は、乱流域における平均温度分布を、図9の場合と異なり、藤井³⁾らの提案した横座標を用い整理した結果である。本実験は、 z の小さい部分におけるデータが少ないが、比較のため Cheesewright¹⁾の結果が実線で示されている。

この図のような座標を用いると、本実験の結果は、Cheesewright¹⁾の結果に、近い値を与え、その傾向は x の値が大きいか場合に特に著しいことがわかる。

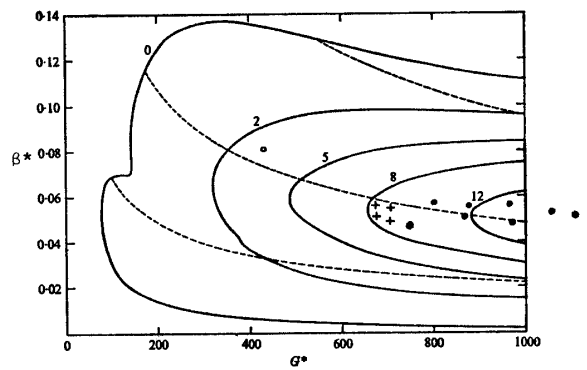


Fig. 11 Contours of constant $-\frac{1}{4} \int \alpha_i dG^*$ for $Pr=0.733, s_w = 0$. Dashed curves are constant frequency path. Data: \circ , Eckert & Soehngen (1951); $+$, Polymeropoulos (1966).from Hieber & Gebhart (1971)⁶⁾, \bullet Present results.

3・6 層流域の終りに現れる規則的な温度変動の周期

図11は、Hieber and Gebhart⁶⁾ が線形安定理論によって求めた、乱れの等増幅曲線を示す。本実験において、層流域の終りの部分で、境界層内に現れる、正弦函数状の温度変動の周期を求め、無次元化した結果が示されている。理論は $q_c = \text{一定}$, $S_w = 0$, $Pr = 0.733$ の条件のもとに計算された結果であるが、本実験は理論的予測とよく一致する結果を与えており、輻射の影響が中立安定曲線に与える影響が小さいこと、また外気の乱れや循環流等の影響がすくない、比較的安定な条件のもとに本実験が行われていることをうかがわせる。

3・7 境界層内温度変動と伝熱面温度変動

図12, 13は、高感度ペンレコーダーによって、同じ高さの伝熱面と境界層内 ($y = 3 \text{ mm}$) の温度を、同時に測定した結果である。各図の右端は、時間スケール

を変えた記録が示されており、3・6において述べた、規則的な変動が、 $x = 1300, 1500, 1600 \text{ mm}$ の境界層内に出現している。この変動に対応する伝熱面温度変動は存在しない。 $x = 1600 \text{ mm}$ (遷移の始め) では、上記規則変動に加えて、さらに振幅の大きい変動が現れ、対応する変動が伝熱面にも見られる。このような大きな変動の出現は、不規則であり x が大きくなると、出現の回数が増し、乱流域では、規則変動は完全に消え、不規則な振幅の大きい変動のみとなる。遷移域で生じる、振幅の大きい温度変動は、流れ場の観察においてみられる渦に対応する^{3,4)}。この領域における伝熱面温度変動は、渦が発生すると急激に温度が下降し、以後ゆるやかな温度上昇が続く、乱流域において、伝熱面温度は不規則な変化をしているが、比較的振幅の大きな、ゆっくりした変動に加えて、遷移までには、見ることはできない、振幅が小さく、周期が大きい変動が出現する。これは遷移域で発生した渦が、乱流域で崩壊し、不規則で激しい乱れに変化する

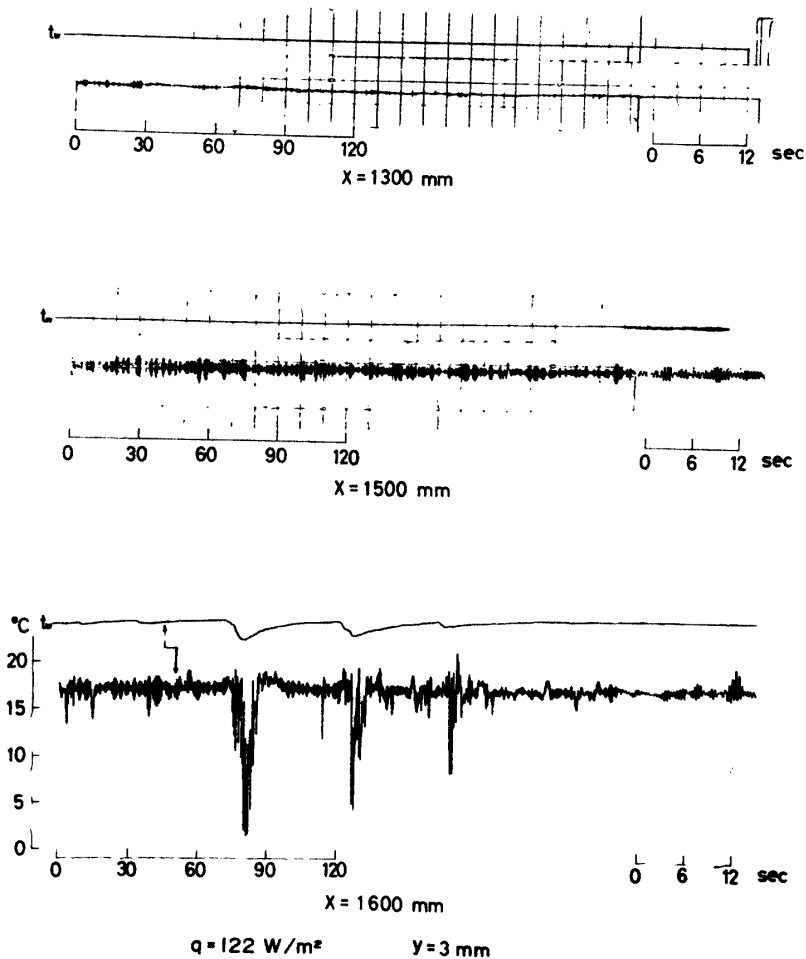


Fig. 12. Correlations of temperature fluctuations between wall temperature and in laminar and transitional boundary layer.

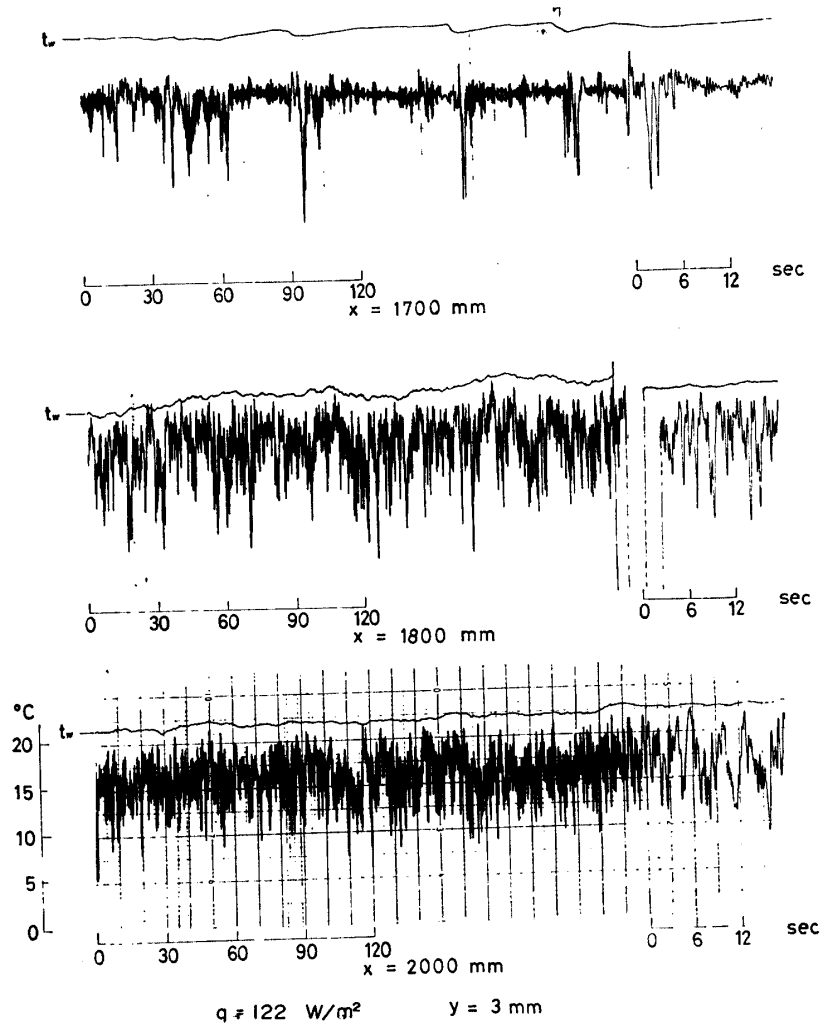


Fig. 13 Correlations of temperature fluctuations between wall temperature and in transitional and turbulent boundary layer.

流れ場の観察に対応している。さらに乱流域において、 x が大きくなると、比較的にゆっくりした変動の振幅が減少し、こまかい周期の変動には大きな変化は見られず、本実験の範囲内では以後持続して観察される。

4. 結 言

一様発熱垂直平板にそう空气の自由対流熱伝達について、層流域から乱流域までの実験を行った。温度場について得られた結果の主要な部分をとりとまとめると、次のようになる。

1) 層流域における壁面温度分布は、輻射を考慮した理論の結果とよく一致する。

2) 層流域における境界層内平均温度分布は、一様熱流束の数値解とよく一致し、局所的には一様熱流束の場合の温度分布に極めて近いことがわかる。

3) 発熱量が小さいと、発熱量に対する輻射損失の割合は大きくなり、本実験の範囲では最大33%になる。

4) 局所熱伝達率は

$$Nu_x = 0.497 Ray^{*0.206} (Ray^* < 10^{11})$$

$$Nu_x = 0.186 Ray^{*0.253} (4 \times 10^{12} < Ray^* < 2.7 \times 10^{14})$$

乱流域における値は、Cheeswrightの結果より、わずかに低目の値を与え、輻射率の誤差を考慮しても Ray^* の指数部の変化は極めて小さい。

5) 遷移開始点は空气を用いた他の実験の結果とよく一致している。

6) 乱流域における境界層内平均温度分布は、藤井の提案した横座標によって整理すると、 x の値が大きい程、Cheeswrightの結果に近くなる傾向がみられ、全体的にも、Cheeswrightの結果との差は小さい。

7) 層流域の終りの部分に生じる規則的な温度変動の周期は、線型安定理論の結果と一致する。

8) 境界層内変動温度と伝熱面変動温度を同時に記録し、その対応関係を明らかにした。

終りに、昭和51年度卒論実験として協力いただいた。機械工学科、井上、藤本、岡藤三君に深く感謝する。

記号

- a , 温度伝導率 [m²/s]
- j , 周期 [Hz]
- g , 重力の加速度 [m/s²]
- G^* , $5(Grx^*/5)^{1/5}$
- Grx^* , $=g\beta q_c x^4 / (k\nu^2)$ 修正グラスホッフ数
- k , 熱伝導率 [W/(mK)]
- Nux , $=\alpha_x \cdot x / k$ 局所ヌッセルト数
- Pr , $=\nu / a$ プラントル数
- Q , $0 \sim x$ 間で伝熱面より流体に伝わる全熱量 [W/m]
- q , 単位面積あたり発熱量 [W/m²] ****
- q_c , $=q - q_r$ 対流による熱流束 [W/m²]
- q_r , 輻射熱流束 [W/m²]
- Ray^* , $=Pr \cdot Grx^*$ 修正レイリイ数
- s_w , 伝熱面温度変動の振幅 [K]
- t , 温度 [K]
- x , 伝熱面下端より鉛直上方に測った長さ [m]
- X , $=(g\beta q_c / \nu^2 k)^{1/4} x$, x の無次元量
- y , 伝熱面より垂直に測った長さ [m]
- Y , $=(g\beta q_c / \nu^2 k)^{1/4} y$, y の無次元量
- α_x , 局所熱伝達率 $q_c = \alpha_x (t_w - t_\infty)$ で定義する [w/(m²k)]
- α_i , 乱れの振幅増幅割合
- β , 体膨張係数 [1/K]
- β^* , $=25x^2 2\pi f / (\nu G^{*3})$ 無次元周期

- ζ , $=yNux/x$, y の無次元量
- θ , $=t - t_\infty$ 温度差 [K]
- ν , 動粘性係数 [m²/s]

添字

- w , 伝熱面
- ∞ , 周囲流体

****通常、発熱量は単位体積あたりを採用するが、本実験の範囲では、伝導によって発熱体（ステンレス箔、厚さ 60 μ m）の中を、面に平行に流れる熱量は、極めて薄いため、垂直方向に流れる熱量に比較し無視することができる。このため発熱体を厚さ 0 の平面として考え、この面の単位面積あたりの発熱量を q としてある。

参考文献

- 1) R. Cheesewright, Trans. ASME, c-90, 1 (1968)
- 2) 福村、宮本, 第14回日本伝熱シンポ講演論文集, 415 (1977)
- 3) T. Fujii, M. Takeuchi, M. Fuiii, K. Suzuki and H. Uehara, Int. J. Heat Mass Transfer, 13, 753 (19.0)
- 4) 藤井, 伝熱工学の進展3, 養賢堂 (1974) P. 1
- 5) P. Godaux and B. Gebhart, Int. J. Heat Mass Transfer, 17, 93 (1974)
- 6) C.A. Hieber and B. Gebhart, J. Fluid Mech., 49, 625 (1971)
- 7) 宮本, 池尻, 福村, 第4回流れの可視化シンポ講演論文集, 125 (1976)
- 8) 宮本, 西山, 山口大学工学部研究報告, 28, 105 (1977)
- 9) R.R. Smith, PhD. thesis, University of London (1972)
- 10) C.Y. Warner and V.S. Arpaci, Int. J. Heat Mass Transfer, 11, 397 (1968)
- 11) 森平, 山口大学工学部機械工学科, 卒業論文 (1977)
- 12) 藤井丕夫, 藤井哲, 藤山, 第12回日本伝熱シンポ講演集, 137 (1975)

(昭和52年10月15日受理)