鉛直加熱平板共存対流境界層の流動・伝熱特性*

服部 康男^{*1}, 辻 俊博^{*2}
長野 靖尚^{*2}, 田中 伸和^{*3}Characteristics of Fluid Flow and Heat Transfer in Combined-Convection
Boundary Layer along a Vertical PlateYasuo HATTORI^{*4}, Toshihiro TSUJI,
Yasutaka NAGANO and Nobukazu TANAKA^{**} Hydraulics Department, Central Research Institute of Electric Power Industry,
1646 Abiko, Abiko, Chiba, 270-1194 Japan

Fluid flow and heat transfer characteristics in a turbulent combined-convection boundary layer in air along a vertical heated plate have been investigated with normal hot and cold wires. The measured heat transfer rates and turbulent quantities show that the turbulent transition moves downstream with a slight increase in freestream velocity. Then, the heat transfer rate rapidly decreases to about 40% of that obtained in the turbulent natural-convection boundary layer, and velocity and temperature fluctuations become smaller in amplitude and change from random to harmonic at a specific frequency. Thus, the characteristics of the turbulent combined-convection boundary layer differ in several respects from those observed in both natural and forced convection. Based on the experimental results, the regimes of boundary layer flows are classified as a function of local Reynolds and Grashof numbers.

Key Words: Convective Heat Transfer, Natural Convection, Combined Convection, Turbulent Flow, Boundary Layer, Hot-wire Measurement

1. 結 言

電力施設において合理的な除熱設計を施すためには、共存対流乱流境界層の伝熱特性を正確に予測することが不可欠である⁽¹⁾⁽²⁾。共存対流境界層は各種工業プラントや自然界でよく遭遇する流れ現象であることから、これまで数多くの研究がなされている。しかしながら、その殆どは層流境界層を対象にしたものであり、乱流境界層(特に浮力の効果を適切に評価できる外部流れ)に関する研究は、実験が困難なこともあって極めて少ないのが現状である。そのため、共存対流境界層の乱流伝熱特性を正しく理解するために必要な実験データの蓄積が望まれている。

典型的な共存対流乱流境界層の一つとして、鉛直加熱平板周りに浮力と同方向の主流を付加することによって形成される境界層が挙げられる。この境界層については、ある条件下で乱流の抑制とそれに伴う局所

熱伝達率の低下が生じることが知られている⁽³⁾。

Kitamura-Inagaki⁽⁴⁾および稲垣・北村⁽⁵⁾は、空気と水を作動流体として実験を行い、等熱流束条件下の共存対流乱流境界層の局所熱伝達率と流動条件との関係を定量的に整理した。水を用いた実験では、熱膜流速計による測定および流れ場の可視化も行い、熱伝達率の低下と同時に境界層内の乱流構造が変化することを明らかにした⁽⁴⁾。しかしながら、彼らの報告では、速度場の概要は記されているものの、測定が困難なこともあって、乱流伝熱を支配する壁近傍の乱流統計量の挙動は示されていない。そのため、共存対流境界層における乱流の抑制と熱伝達率低下の原因究明は、今後の研究課題として残されてきた。

近年、Patelら⁽⁶⁾は、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを用いて、鉛直平板周りの自然対流乱流境界層から強制対流乱流境界層に対する流動解析を行った。そして、数値解析でも実験と同様の熱伝達率の低下を予測できることを示した。さらに、 Nux に関する解析結果を基に、レイノルズ数 Rex とグラスホフ数 Grx に対する境界層の流動様式の分類図を提案している。ただし、共存対流境界層の基本乱流統計量に関する実験結果が

* 原稿受付 2000年1月17日。

^{*1} 正員, 電力中央研究所 (〒270-1194 我孫子市我孫子 1646)。^{*2} 正員, 名古屋工業大学 (〒466-8555 名古屋市昭和区御器所町)。^{*3} 電力中央研究所。

E-mail: yhattori@criepi.denken.or.jp

これまで存在しないため、解析モデルの予測精度は不明である。

本研究は、共存対流境界層の基本乱流統計量について信頼性の高い実験データを取得するとともに、この境界層において、ヌセルト数 Nux がなぜ低下するのか、その原因を明らかにすることを目的とする。常圧の空気を作動流体として、自然対流乱流境界層に浮力と同方向の主流が付加された流れ場を対象に、熱線流速計と冷線による瞬時速度、温度の測定を行った。特に壁近傍に着目して、主流速度の増加に伴う境界層の流動・伝熱特性の変化を調べた。

2. 記 号

Grx : グラスホフ数 $= g\beta (\bar{T}_w - \bar{T}_\infty) x^3 / \nu^2$

g : 重力の加速度

h : 熱伝達率

Nux : ヌセルト数 $= hx / \lambda$

Rex : レイノルズ数 $= U_\infty x / \nu$

Rix : リチャードソン数 $= Grx / Rex^2$

T : 流体温度

t : 温度乱れ

U : x 方向の流体速度

U_m : 境界層内の最大速度

u : x 方向の速度乱れ

x : 伝熱面に沿う前縁からの距離

y : 伝熱面からの垂直距離

β : 流体の体膨張率 $= 1/\bar{T}_\infty$

η : 無次元座標 $= (y/x) Grx^{1/4}$

λ : 流体の熱伝導率

ν : 流体の動粘性係数

τ : 時間

添 字

w : 壁面における値

∞ : 周囲における値

($\bar{\quad}$) : 時間平均値

3. 実験装置および手法

実験装置の概要を図1に示す。本装置は、伝熱面、堅型風洞および計測機器により構成される。鉛直平板上に自然対流と強制対流の両者について乱流境界層を形成できるよう、装置の仕様を決定した。

伝熱面には高さ 4 m、幅 0.8 m、厚さ 0.02 m のアルミニウム板を用い、輻射の影響をできるだけ小さくするため表面に鏡面仕上げを施した。また、前縁をシャープエッジ形状に加工した。鉛直方向に 20 分割され

た電気ヒータを伝熱面の裏面に配置し、各ヒータへの供給電力を調整することによって、伝熱面温度を一定に保持した。各ヒータの出力は最大 4 kW で、伝熱面を 500°C ($Grx \approx 6 \times 10^{11}$) まで加熱することが可能である。

風洞は堅型のエッフェル風洞で、理想的な流れ場を設定できるよう、従来の研究⁽⁷⁾⁻⁽¹²⁾を参考に設計した。1×1 m²、高さ 6.2 m の試験部に、上述の伝熱板を壁面から 5 mm 離して鉛直に設置した。最大出力 11 kW の直流型送風機により、試験部では最大 10 m/s 程度 ($Rex \approx 2 \times 10^6$) の一様な主流が得られる。4 枚の整流格子と 1 枚のハニカムからなる整流洞 (2×2 m²、長さ 1 m) と 4 次の縮流曲線に従う縮流洞を試験部上流に設けた。

瞬時速度と温度の測定には熱線・冷線プローブを使用した。細線の応答特性や空間分解能を考慮して、センサ形状を決定した (熱線: 直径 3.1 μm、長さ 2 mm、冷線: 直径 3.1 μm、長さ 4 mm、熱線と冷線との間隔 2 mm)⁽¹³⁾。Hishida-Nagano の方法⁽¹⁴⁾により熱線の温度補償を施した。同時に、Taylor の凍結乱流の仮説⁽¹⁵⁾を用いて、冷線の温度信号を遅延させることで、冷線と熱線との空間的差異による測定誤差を除去した。

試験部での熱流動条件および測定精度を予備試験において確認した。伝熱面の表面温度 $\bar{T}_w$ のばらつき

Fig. 1 Schematic drawing of experimental apparatus

は± 0.5 °C以下、試験部における主流の偏流率は1.6 %以下、相対乱れ強さは0.8 %以下であった。本装置で得られる純強制対流および純自然対流の乱流遷移点は、既存の実験結果⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾と一致した。また、自然対流乱流境界層の壁近傍における瞬時速度、温度の測定を行い、実験の不確かさ解析が十分になされているTsuji - Nagano⁽¹⁷⁾の測定値と比較した。平均速度、温度だけでなく、速度乱れ強さ、温度乱れ強さおよび主流方向の乱流熱流束などの乱流統計量についても、両者の結果はよい一致を示し、本測定法の信頼性を確認することができた⁽¹⁸⁾。

実験は、 $T_w = 40 \sim 100$ °C の範囲で、伝熱面温度一定の条件下で行った。周囲流体温度 T_∞ は、実験により異なるが23 ~ 29 °Cであった。前縁からの距離 $x = 0.265 \sim 3.765$ m, 主流速度 $U_\infty = 0 \sim 9.8$ m/s で測定を行った ($Re_x = 0 \sim 1.9 \times 10^6$, $Gr_x = 1.38 \times 10^8 \sim 3.5 \times 10^{11}$)。

物性値は、体膨張率 β を除き、すべて膜温度 T_f [$= (T_w + T_\infty) / 2$] で評価した。

4. 実験結果および考察

4.1 局所熱伝達率 自然対流乱流境界層に主流を付加したときの伝熱特性について、壁温 T_w 、測定位置 x を固定 ($Gr_x = \text{一定}$) して、主流速度 U_∞ の増加に伴うヌセルト数 Nux の変化を調べた。局所熱伝達率は、壁近傍 ($y \approx 0.5 \sim 1.0$ mm) の流体温度こう配から求めた⁽¹⁶⁾。

3種類の Gr_x に対し、主流速度の増加に伴う Nux の変化を、自然対流乱流境界層の値 ($Nux)_n$ で規格化して図2に示した。図2の横座標には、一定の加熱条件に対し、任意の x において境界層が主流速度によってどのように変化するかを明示するため、便宜的に x には依存しないパラメータ Gr_x / Rex^3 を用いている。 Nux は、主流速度の増加とともに、ある Gr_x / Rex^3 の値で急激に変化し、自然対流乱流境界層の値の40 ~ 50 %まで低下する。そして、 Nux が急変する Gr_x / Rex^3 の値は、 Gr_x が大きくなるにつれて小さくなる。 $Gr_x / Rex^3 \approx 10^{-3}$ 付近のデータに着目すると、 $Nux / (Nux)_n$ は、 Gr_x の減少とともに小さくなり、 $Gr_x = 1.05 \sim 1.10 \times 10^{11}$ で最も低い値をとる。このことは、 Nux が、上流側ではすでに低下していても、下流側ではまだ自然対流乱流境界層の値を保っていることを示している。なお、リチャードソン数 Rix ($= Gr_x / Rex^2$) を用いた整理も試みたが、このような熱伝達率低下の挙動をまとめることはできなかった。

本結果を北村らの実験結果⁽⁴⁾⁽⁵⁾と比較すると、共存対流の Nux が自然対流の値より低下することについて

では定性的に一致する。しかし、定量的には、彼らの実験では、 Nux は自然対流の値に比べて75 %程度の低下にとどまり、本実験結果ほどの顕著な Nux の減少は得られていない。この両者の結果に差が生じた原因として、風洞形状、主流乱れなどが挙げられる。強制対流境界層においては、主流の乱れ強さの程度により乱流遷移点や境界層内の乱流特性が変化する⁽¹⁹⁾。北村らの実験では、比較的小さい流路断面の風洞が用いられ、主流乱れも大きい。そのため、純強制対流境界層の遷移レイノルズ数が、通常の値よりかなり小さくなっている。本実験で使用した風洞については、主流乱れを極力抑え、理想的な流動条件の設定が行えるように、設計・製作に留意した。その結果、境界層内の乱流特性の変化がより明確に観察されたものと考えられる。

以下では、 $Gr_x = 3.30 \sim 3.58 \times 10^{11}$ の条件について、 Nux の急減が観察された $Gr_x / Rex^3 = \infty \sim 3.75 \times 10^{-5}$ ($T_w = 100$ °C, $x = 3.765$ m, $U_\infty = 0 \sim 1.10$ m/s に対応) の実験結果を対象に検討を進める。

4.2 境界層内の平均速度と平均温度の分布 主流速度によって変化する、境界層内の平均速度 $\bar{U}$ および平均温度 $\bar{T}$ の分布をそれぞれ図3、4に示す。層流境界層の速度分布の表示に用いられる無次元座標を用いた⁽²⁰⁾。測定位置と温度条件が一定であるため、縦軸と横軸の座標は、それぞれ平均速度および壁からの距離 y に直接比例する。図から明らかなように、平均速度と平均温度の分布は、僅かな主流の付加によって急変する。主流速度が増加するにつれて、速度場、温度場ともに境界層厚さが減少する。同時に、最大速度は増加し、その位置は壁側へ移動する。特に、 Gr_x / Rex^3 が $1.15 \times 10^{-4} \sim 1.65 \times 10^{-4}$ の範囲で、速度、温度分布の急激な変化が生じる。 $Gr_x / Rex^3 = 1.65 \times 10^{-4}$ にお

Fig. 2 Local heat transfer rates

る、無次元最大速度は 0.41 程度であるが、主流速度が僅かに増加し、 $Grx/Rex^3 = 1.15 \times 10^{-4}$ になると、その値は 0.58 まで増加する。このとき、 $Nux / (Nux)_n$ も 1 から 0.4 まで急激に減少する。

Nux の低下が顕著な $Grx/Rex^3 = 3.75 \times 10^{-5}$ について、Patankar⁽²¹⁾ の手法を用いて、層流境界層に対する数値解析を行った。解析結果を、図 3、4 にそれぞれ実線で示す。 $Grx/Rex^3 = 3.75 \times 10^{-5}$ では、実験値が解析結果と良く一致し、層流境界層であることが確認できる。つまり、測定点の Grx が非常に大きい（遷移グラスホフ数より 2 桁大きい）場合でも、主流の増加に伴い、境界層の乱流遷移点が下流側へ移行し、自然対流乱流から共存対流層流へと変移する結果、局所熱伝達率が急減することが明らかになった。

共存対流境界層の乱流遷移に着目した Krishnamurthy-Gebhart⁽²²⁾ の研究においても、限られた Grx と Rex の領域であるが、境界層の遷移グラスホフ数が主流の付加とともに増加することが報告されている。本実験は、高 Grx の自然対流乱流境界層に主流を付与することによって、境界層の層流化が生じることを示したものであるが、共存対流の乱流遷移が自然対流よりも遅れるという事実においては、彼らの結論と一致する。

4.3 速度と温度の乱れ強さおよび乱流熱流束
主流の付加による、変動速度 u の乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ の変化を図 5 に示す。ここで $\sqrt{u'^2}$ は、境界層内の最大速度 $\bar{u}_m$ (Grx/Rex^3 に依存) で規格化されている。境界層が自然対流のとき ($Grx/Rex^3 = \infty$)、速度の乱れ強さは、最大速度位置 ($\eta \approx 3$) より外側の $\eta \approx 25$ で最大となる。この分布形は、自然対流境界層特有のものである⁽¹⁷⁾。主流の付加とともに ($Grx/Rex^3 = 4.68 \times 10^{-4}$)、境界層全域において速度の乱れ強さが減少するものの、最大速度位置 ($\eta \approx 22$) より外側で乱れ強さが最大となる分布形自体に変わりがない。しかし、 Grx/Rex^3 が減少すると、 Nux 、平均速度および平均温度の分布に見られる急激な変化に呼応して、速度乱れ強さ分布にも顕著な変化を生じる。 $Grx/Rex^3 = 1.65 \times 10^{-4}$ では、最大速度位置付近 ($\eta \approx 1.5$) において、乱れ強さが最大となり、その値も $Grx/Rex^3 = 4.68 \times 10^{-4}$ のものより大きくなる。主流速度がさらに増加すると、速度の乱れ強さの急減とともにその分布形も変化し、 $Grx/Rex^3 = 1.15 \times 10^{-4}$ 、 1.05×10^{-4} の速度乱れ強さは、2 箇所極大、平均速度勾配が零になる最大速度位置付近で極小となる分布形を示す。最大速度位置で速度乱れ強さが極小値をとることは、共存対流境界層の遷移に関する安定性解析⁽²²⁾⁽²³⁾でも得られており、このような

Fig. 3 Mean velocity profiles

Fig. 4 Mean temperature profiles

Fig. 5 Intensities of velocity fluctuation

特徴的な分布形の出現は、境界層が遷移状態になったことを示唆するものと考えられる。さらなる主流速度の増加により ($Grx/Rex^3 = 3.75 \times 10^{-5}$)、境界層が層流化し、速度乱れ強さは境界層全域で減衰、消滅する。

浮力の効果がない場合、壁乱流では主に平均速度こう配を通して乱流エネルギーの生成が行われる⁽²⁴⁾。図 3、5 から明らかなように、共存対流境界層では、主流速度の増加によって、壁近傍の平均速度こう配の増加にも拘わらず、乱れ強さは減少する。すなわち、

乱流エネルギー生成に関する通常の考えが当てはまらない。自然対流乱流境界層の壁近傍における乱流特性そのものが強制対流乱流境界層とはかなり異なっており⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾，共存対流境界層における層流化や特異な速度乱れ強さ分布の出現は，この自然対流境界層と強制対流境界層との本質的な乱流構造の差異と密接に関連しているものと考えられる。

温度乱れ強さ $\sqrt{\overline{t'^2}}$ および乱流熱流束 $\overline{ut}$ の分布を，境界層内の最大速度 $\overline{U}_m$ ，伝熱面と周囲の温度差 $(T_w - T_\infty)$ で規格化して，それぞれ図6，7に示す。速度乱れ強さと同様に，温度乱れ強さ，乱流熱流束の分布も主流速度の増加とともに急変する。温度乱れ強さの最大値の増加・減少の傾向は速度乱れ強さのそれと一致する。 $Grx/Rex^3 = 4.68 \times 10^{-4}$ の温度乱れ強さは，自然対流境界層と同じく最大速度位置より壁側の $\eta \approx 0.7$ で最大となる。しかしながら，主流速度の増加により $(Grx/Rex^3 = 1.65 \times 10^{-4}, 1.15 \times 10^{-4})$ ，温度乱れ強さの最大値は一旦増加し，再び減少するとともに，その位置は外側へと移行する。そして， $Grx/Rex^3 = 1.05 \times 10^{-4}$ では，温度乱れ強さは，最大速度位置と一致する $\eta \approx 1.8$ で最大となる。さらに，主流速度が増加すると $(Grx/Rex^3 = 3.75 \times 10^{-5})$ ，速度乱れ強さと同様に，温度乱れ強さも境界層全域において極めて小さくなる。

自然対流境界層の乱流熱流束 $\overline{ut}$ は，最大速度位置付近 $(\eta \approx 3)$ で最大となり，壁近傍においては小さな負の値をとる⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。しかし，主流の付加とともに $(Grx/Rex^3 = 4.68 \times 10^{-4})$ ，最大速度位置付近の値は減少し，壁近傍では大きな負の値をとるようになる。主流速度が増加すると $(Grx/Rex^3 = 1.65 \times 10^{-4})$ ，乱流熱流束の最大値は，最大速度位置 $(\eta \approx 1.5)$ において自然対流境界層のそれよりも大きくなる。このとき，図2に示した Nux も自然対流乱流境界層に比べて一旦大きくなる。さらに主流速度が増加すると $(Grx/Rex^3 = 1.05 \times 10^{-4})$ ，乱流熱流束は，最大速度位置 $(\eta \approx 1.7)$ で零となり，それより壁側では負，外側では正の値となる。そして， $Grx/Rex^3 = 3.75 \times 10^{-5}$ では，境界層の層流化とともに，乱流熱流束も境界層全域にわたってほぼ零となる。

上記のように，主流速度の増加とともに，共存対流乱流境界層の乱流特性は急激に変化する。既存の乱流モデルを使用して，この乱流特性の変化を正確に予測することは困難である。本実験では，流れ方向の乱流成分のみを測定したが，今後，速度3成分に関する計測により乱流構造の解明が進めば，新たな乱流モデルの構築が可能になるものと思われる。

Fig. 6 Intensities of temperature fluctuation

Fig. 7 Turbulent heat fluxes

4.4 速度および温度変動波形 壁近傍(平均速度が最大速度の半値となる位置， $\eta = 0.294 \sim 0.452$)で測定した，主流速度の増加に伴う変動速度 u と変動温度 t の波形をそれぞれ図8，9に示す。自然対流境界層では，速度，温度ともに大規模渦の存在を示す低周波数の波が観察される。主流が付加された状態 $(Grx/Rex^3 = 4.68 \times 10^{-4})$ でも，自然対流境界層と同様の波形が観察される。ところが，主流速度が僅かに増加し， $Grx/Rex^3 = 1.65 \times 10^{-4}$ になると，図5，6で示した，壁近傍における速度と温度の乱れ強さの増加に対応し，速度変動および温度変動の振幅が大きくなる。それと同時に，高周波数の波が観察されるようになる。さらに主流速度が増加すると $(Grx/Rex^3 = 1.15 \times 10^{-4})$ ，振幅の減少とともに，波形が不規則なものから規則的なものへと変化する。また，自然対流境界層では，壁近傍の u と t について，その相関は小さく，両者の挙動に明確な関係は見られない⁽¹⁶⁾。しかしながら，主流速度が増加し波形が規則的なものに変化するにつれて，壁近傍の u と t の波形には，約半周期の位相差が生じ強い負の相関(相関係数: -0.85)が現れる。 Grx/Rex^3

$=3.75 \times 10^{-5}$ では、境界層の層流化に伴い、速度、温度とも変動の振幅は極めて小さくなる。

4.5 流動・伝熱様式の分類 流動様式の分類は、工学的見地から非常に有用なものである。そこで、本実験で得られた結果に基づき、流動様式の分類図を作成した。境界層の状態は、熱伝達率の変化にかえて、以下の基準で判別した：速度と温度の変動波形が不規則かつ乱れ強さの分布形が自然対流もしくは強制対流乱流境界層のそれと類似であるとき、境界層を乱流とみなす；変動速度と温度の波形に規則波が現れたとき、境界層を遷移とみなす；速度、温度変動がほぼ零となり、境界層内の平均速度と平均温度の分布が層流境界層に対する数値解析結果と一致するとき、境界層を層流とみなす。

流動様式の分類図を、 Re_x 、 Gr_x に対して図 10 に示す。層流境界層については、数値解析で求められる Nux が、強制対流と自然対流のものから 5 %以上偏向する領域を、共存対流と定義した。層流の場合、図に破線で区分したように、リチャードソン数 Rix ($= Gr_x / Re_x^2$) が一定となる直線で境界層を分類することができる（実験についても確認した）。この分類は、Patel ら⁽⁷⁾のものと定量的に一致する。一方、 Gr_x の大きな領域では、主流の付加に伴い、乱流遷移点より大きな Gr_x の領域に変移する。自然対流境界層では $Gr_x \approx 3 \times 10^9$ で遷移が生じるが、 $Re_x \approx 2 \times 10^5$ では $Gr_x \approx 3 \times 10^{11}$ まで層流が保たれる。Patel らが提案した分類図では、 $Gr_x > 5 \times 10^9$ の領域は乱流状態として判別されている。しかしながら、この領域の共存対流境界層は、勿論 Re_x にも依存するが、実際には層流であることが多いと考えられる。

5. 結 言

鉛直平板共存対流乱流境界層の流動・伝熱特性を熱線と冷線を用いた測定によって調査した。特に、実験装置については主流の擾乱を小さくすること、熱線の使用にあたっては測定誤差をできるだけ小さくすることに留意した。そして、信頼性の高いデータを取得し、以下のような事項を明らかにした。

- (1) 共存対流境界層において、主流速度の増加により、局所熱伝達率は自然対流乱流境界層の値の 40 ~ 50% まで低下する。
- (2) 主流速度の増加に伴い、速度と温度の乱れ強さおよび乱流熱流束は急激に減少し、それらの分布形にも特徴的な変化が現れる。

Fig. 8 Waveforms of velocity fluctuation

Fig. 9 Waveforms of temperature fluctuation

Fig. 10 Regimes of boundary layer flows

- (3) 局所熱伝達率の低下は、境界層の乱流遷移点の下流側へと移行した結果として生じる。
- (4) 実験結果を基に、境界層の流動・伝熱様式の分類図を作成した。 Gr_x がかなり大きい（自然対流境界層の遷移グラスホフ数より 2 桁大きい）領域においても、主流付加によって、境界層は層流状態となる。

本研究の実験およびデータ処理について協力を頂いた CRS の水野貴由氏に謝意を表する。

文 献

- (1) Hattori, Y., Kasiwagi, E., Yamakawa, H. and Wataru, M., *Proc. 3rd Int. Conf. on Nuclear Eng.*, (1995), 1927 - 1932.
- (2) Sakamoto, K., Koga, T., Wataru, M. and Hattori, Y., *Nuclear Eng. and Design*, **195** (2000), 57 - 68.
- (3) Hall, W.B. and Price, P.H., *Proc. 4th Int. Heat Transf. Conf.*, **3** (1970), NC3.3.
- (4) Kitamura, K. and Inagaki, T., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **30** (1987), 23 - 41.
- (5) 稲垣・北村, 機論, **54-499**, B (1988), 2515 - 2522.
- (6) Patel, K., Armaly, B.F. and Chen, T.S., *ASME J. Heat Transf.*, **120** (1998), 1086 - 1088.
- (7) 深津, 風洞実験法, (1934), 共立社.
- (8) 可視化情報学会, 可視化情報学会誌, **14** (1994).
- (9) Rae, W.H. and Pope, A., *A Low-Speed Wind Tunnel Testing*, 2nd ed., (1984), John Wiley & Sons. Inc.
- (10) Pankhurst, R. C. and Holder, D. W., *WIND-TUNNEL TECHNIQUE*, (1948), SIR ISSAC PITMAN & SONS LTD.
- (11) Lumley, J. L., *ASME J. Basic Eng.*, **86** (1964), 218 - 220.
- (12) Bradshaw, P., *J. Fluid Mech.*, **22** (1965), 679 - 687.
- (13) 服部, 電中研報告 U95064 (1996).
- (14) Hishida, M. and Nagano, Y., *ASME J. Heat Transf.*, **100** (1978), 340 - 345.
- (15) Hinze, J. O., *Turbulence*, (1975), McGraw-Hill.
- (16) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31** (1988), 1723 - 1734.
- (17) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **31** (1988), 2101 - 2111.
- (18) 服部, 電中研報告 U99005 (1999).
- (19) 佐藤, 機誌, **65-525**, (1962), 1404 - 1409.
- (20) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Exp. Thermal and Fluid Sci.*, **2** (1989), 208 - 215.
- (21) Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), Hemisphere Pub. Corp.
- (22) Krishnamurthy, R. and Gebhart, B., *ASME J. Heat Transf.*, **111** (1989), 121 - 130.
- (23) Carey, V.P. and Gebhart, B., *J. Fluid Mech.*, **127** (1983), 185 - 205.
- (24) Launder, B.E., *J. Fluid Mech.*, **67** (1975), 569 - 581.