

熱源上を過ぎる境界層流の発達

辰野, 正和
九州大学応用力学研究所 : 助教授

烏谷, 隆
九州大学応用力学研究所 : 助手

天本, 肇
九州大学応用力学研究所 : 助手

石井, 幸治
九州大学応用力学研究所 : 文部技官

<https://doi.org/10.15017/4743945>

出版情報 : 應用力學研究所所報. 74, pp.175-188, 1992-10. 九州大学応用力学研究所
バージョン :
権利関係 :



熱源上を過ぎる境界層流の発達*

辰 野 正 和[†] 鳥 谷 隆[‡]
天 本 肇[‡] 石 井 幸 治[§]

概 要

水平平板の途中に局所的に熱源がある場合に、平板に沿う層流境界層の乱流境界層への発達の過程が実験的に調べられている。加熱部つまり熱源上を過ぎると流れの中に熱的不安定に基づく三次元構造が誘起される。これは、主流方向に軸を持った縦渦となる。これらの縦渦の列は、下流に行くに従ってさらに不安定となり、より大きな波長の三次元構造となる。同時に、流れ方向への周期的な構造も現れ、乱流境界層へと発達していく。

Key words : Boundary layer flow, Thermal instability, Longitudinal vortices, Periodic structure

1. は じ め に

水平平板上の境界層流が強制対流の影響を受けると、熱的不安定により乱流境界層へと遷移するという現象は、熱伝達の問題に関連して、多くの研究で明らかにされている。しかし、その多くは、ポアズイユ流れ等を対象としたものであり¹⁻³⁾、水平平板に沿う、いわゆるブラジウス流に関する研究は少ない。しかも、これらの研究も、水平平板全面を加熱した場合の熱伝達の問題を取り扱っており⁴⁻⁹⁾、局所的に熱源が存在する場合の流れの発達についての研究はほとんどないようである。

一方、乱流境界層の基本構造に関しては、Kline et al.¹⁰⁾をはじめとして、多くの研究者による報告があるが¹¹⁻¹⁶⁾、Taneda¹⁵⁾は、乱流境界層は、基本的には、二次元のトルーミン・シュリヒティング型の波動とゲルトラー型の三次元波とから成り立っていることを明らかにしている。

本研究は、層流境界層中に局所的に存在する熱源により引き起こされる不安定によって、三次元流れが現れ、乱流境界層に遷移し、発達していく過程を十分下流まで追跡して調べようとするものである。

*第22回乱流シンポジウム(1991年7月)および可視化情報福岡講演会(1991年10月)において講演

[†]九州大学助教授・応用力学研究所

[‡]九州大学助手・応用力学研究所

[§]文部技官・九州大学応用力学研究所

2. 実験方法

実験は、測定洞が4 m (幅), 2 m (高), 6 m (長) の大型風洞で行われた。測定洞内に、幅1 m, 長さ4.5 mの平板を主流と平行 (ほぼ水平) に設置した。但し、平板上流側先端部は、先端での流れの剥離を避けるため、ゆるやかに、やや下方に向けてある。図1に、実験装置の概略図を示す。平板先端より70 cm から100 cm の間の30 cm の帯状の部分が加熱部である。加熱部は、厚さ5 mm の銅板とその下のプレートヒーターからなっており、平板面上の30 cm × 1 m の部分がほぼ一様に加熱されることになる。銅板表面上は、主流温度との差 ΔT が 0°C から 80°C までの任意の温度で加熱されたが、その温度は、設定温度に対して $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ の範囲で一様に制御された。

流れの可視化は、平板先端からほぼ40 cm の位置の、平板面上約1.7 mm の高さに、流れに直角に直径 $127\mu\text{m}$ の3本のニクロム線を水平に張ったスモーク・ワイヤー法によった。境界層流の熱不安定の実験において、ニクロム線を加熱するスモーク・ワイヤー法は最適とはいえない。しかし、ニクロム線の加熱電流をできるだけ小さくすることによって、 $\Delta T = 0^{\circ}\text{C}$ での層流境界層中でスモーク・ワイヤー法を使用しても、流れに対してニクロム線から加えられた攪乱は減衰し、平板後端まで安定に層流状態が保たれたので、スモーク・ワイヤーの熱的影響は無視できるものとした。モデルの平板が長いので、流れの写真撮影は、上方および側方からは3台のカメラを適当な間隔で並べ、前方から後方まで同時撮影された。

流れの速度分布は、直径 $10\mu\text{m}$ のI型熱線プローブ、温度分布の計測は直径 $25\mu\text{m}$ のクロメル・アルメル熱電対を使用した。これらのプローブは、風洞測定部天井に設置されたトラバース装置に乗せられている。また、図1に示すように、座標軸は、平板先端から主流方向に沿ってX, 平板表面から上方へY, 平板に沿って主流と直角方向にZととることとする。

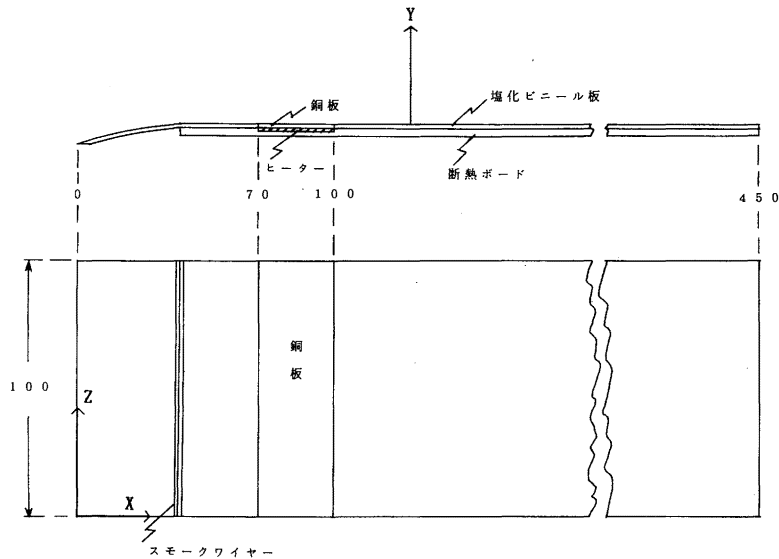


図1 実験装置概略図, 単位はcm

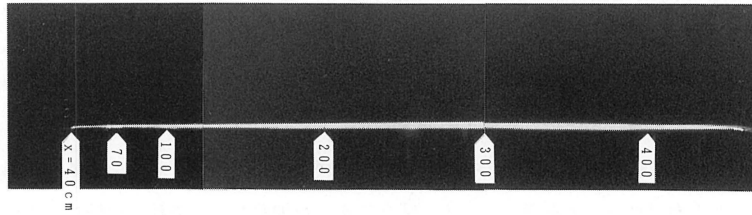


図2 加熱無しの際の層流境界層側面図
 $U_0 = 50 \text{ cm/s}$, $z = 50 \text{ cm}$, $\Delta T = 0^\circ \text{C}$

3. 実験結果

図2は、加熱部を加熱しない場合、つまり $\Delta T = 0^\circ \text{C}$ の場合の流れのX-Y断面の写真である。 $z = 50 \text{ cm}$ 、つまり平板中央の主流に沿った断面であり、 $U_0 = 50 \text{ cm/s}$ である。主流は左から右方向へ向かっている。写真から明らかなように、 $x = 40 \text{ cm}$ の境界層中で発生された煙は、平板表面に張りついて流れ下っており、乱れなども発生しておらず、平板後端まで層流境界層であることをうかがわせる。図3は、

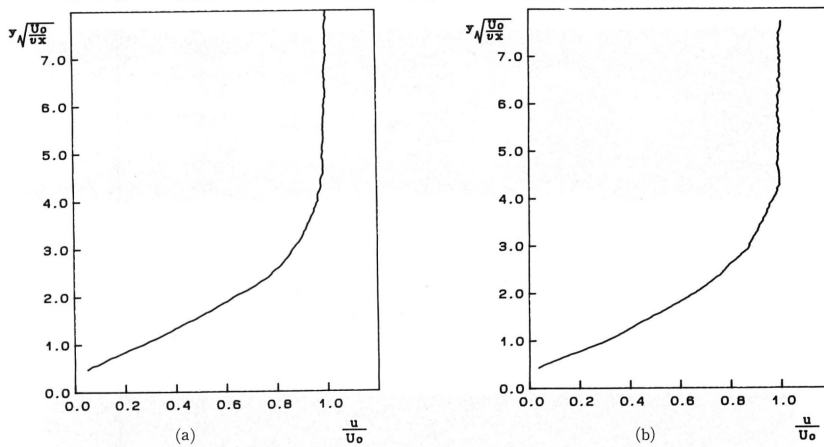


図3 加熱無しの際の層流境界層の鉛直方向速度分布
 $U_0 = 50 \text{ cm/s}$, $z = 50 \text{ cm}$, $\Delta T = 0^\circ \text{C}$, (a) $x = 90 \text{ cm}$, (b) $x = 250 \text{ cm}$

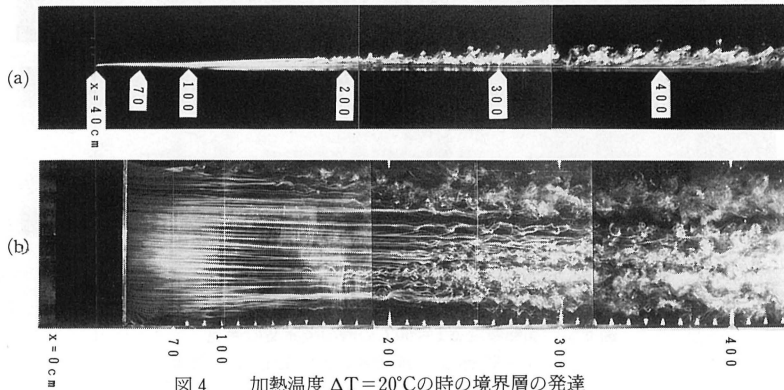


図4 加熱温度 $\Delta T = 20^\circ \text{C}$ の時の境界層の発達
 $U_0 = 50 \text{ cm/s}$, (a)側面図, $z = 50 \text{ cm}$, (b)上面図

この時のY方向、つまり平板表面に鉛直方向の速度分布を示す。x=90cmと250cmの位置の2例だけを示しているが、平板に沿う層流境界層としての典型的なブラジウス型の速度分布となっていることがわかる。こうした層流境界層流を基本場として局所的に熱的攪乱を与えた場合に、境界層がどのような構造に発達していくかを調べるのが本研究の目的である。

図4～7は、加熱部を主流温度よりもそれぞれ $\Delta T=20^{\circ}\text{C}$ 、 40°C 、 60°C 、 80°C と高くした場合の流れの側面パターンと上面パターンとを示している。図2に示した加熱なしの流れと比較し、平板の極く一部で局所的に加熱されても、流れに大きな変化が起こっていることが一見して明らかである。流れは、加熱部において強制的に浮力を受ける。この効果によって、層流境界層中に不安定が起り、加熱部上あるいはその直後において、まず流れの中に流れと直角方向の三次元構造が現れる。このことは、上面パ

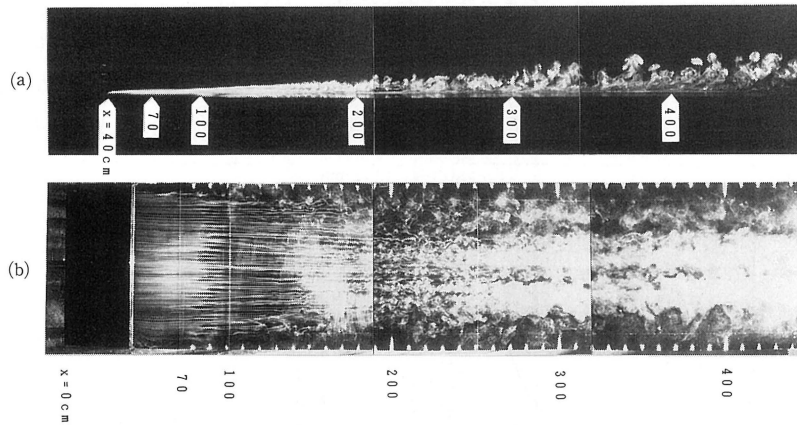


図5 加熱温度 $\Delta T=40^{\circ}\text{C}$ の時の境界層の発達
 $U_0=50\text{cm/s}$, (a)側面図, $z=50\text{cm}$, (b)上面図

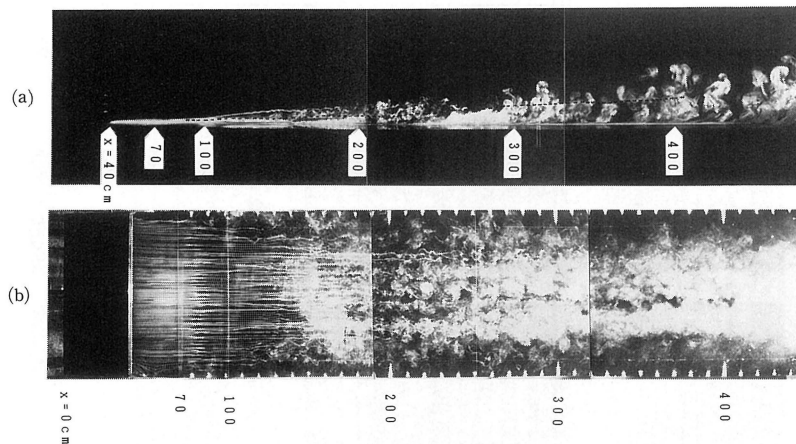


図6 加熱温度 $\Delta T=60^{\circ}\text{C}$ の時の境界層の発達
 $U_0=50\text{cm/s}$, (a)側面図, $z=50\text{cm}$, (b)上面図

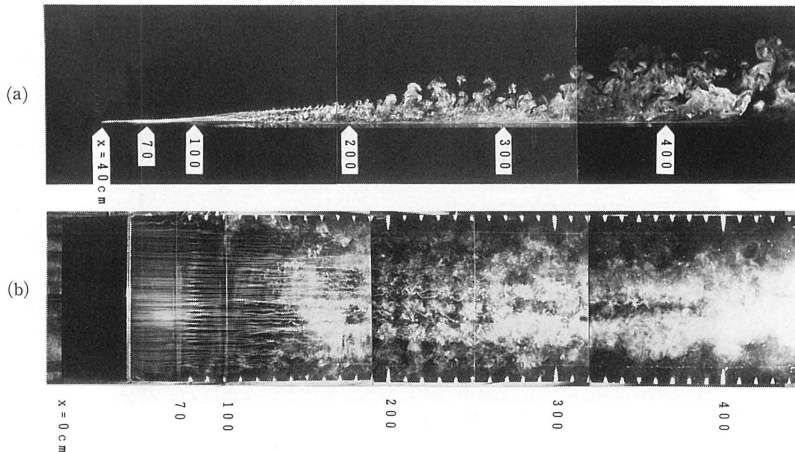


図7 加熱温度 $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ の時の境界層の発達
 $U_0 = 50\text{cm/s}$, (a)側面図, $z = 50\text{cm}$, (b)上面図

ターンの加熱部上あるいは、その直後において、ほぼ一定の間隔を持った煙の筋が形成されているのわかる。こうした流れがさらに下流に行った所で、流れ方向の不安定に基づく波動的構造が現れることが側面パターンでわかる。こうした流れ方向の構造を二次元構造と呼ぶことにする。二次元の周期構造は、安定なものではなく、下流に行くに従って、より大きな波長を持った構造へと変遷していくことが、側面パターン、上面パターンからわかる。一方、流れと直角方向の三次元構造についても、加熱部直後の細かい煙の筋が、下流に行くに従って不安定となり、より大きな構造へと巻き込まれていくのがわかる。図4～7を見ると、加熱部温度が高い程、流れ方向の二次元波動は、より加熱部に近い所で始まっている。また、加熱部温度が高い程、浮力の効果が大きいことになり、加熱部を過ぎた煙は、より高い位置(平板表面より遠方)に拡散されているのがわかる。図6(a)の $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の写真の中の点線は、主流風速の99%の値の流速に達した位置を示している。煙は、間けつ的に、速度境界層を越えて主流中にも深く拡散しているのがわかる。

図8は、加熱部周辺の上面パターンを拡大したものである。左側より流れに乗ってやってきた一平面内の煙の膜は、加熱部上に達した後、ほぼ一定の間隔に分かれ、煙のうねを形成する。上面パターンで見ると、それぞれのうねより2本の煙の筋が下流へと伸びているのがわかる。これら2本の筋は、後で見ると、回転方向が逆の縦渦の対を示している。

図9～12は、 $U_0 = 50\text{cm/s}$ で、 ΔT がそれぞれ 20°C , 40°C , 60°C , 80°C の場合の流れを後方から見た Y-Z 断面パターンを示している。それぞれ図4～7の ΔT の等しい値の流れに対応している。図9の $\Delta T = 20^\circ\text{C}$ の場合、加熱部上の $x = 90\text{cm}$ の位置では、まだ三次元構造は明瞭ではない。しかし、 $x = 120\text{cm}$ の位置で煙のうねの形成が明瞭となり、 $x = 150\text{cm}$ では、対になった縦渦が形成されているのがわかる。

図10の $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ の場合、加熱部上の $x = 90\text{cm}$ の位置ですでに、ほぼ一定の間隔に煙のうねが形成されている。 $x = 120\text{cm}$ の位置では、全てのうねから対になった2本の縦渦が形成されているのがわかる。

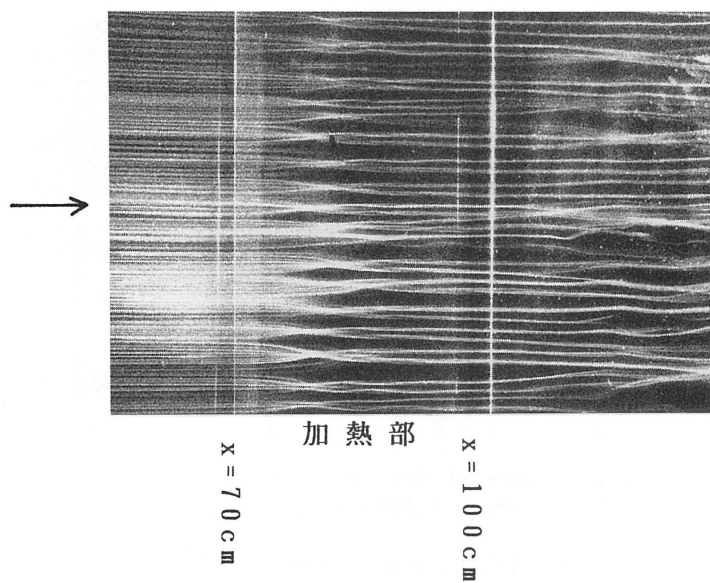


図8 加熱部近傍流れの拡大図
上面図, $U_0 = 50 \text{ cm/s}$, $\Delta T = 80^\circ \text{C}$

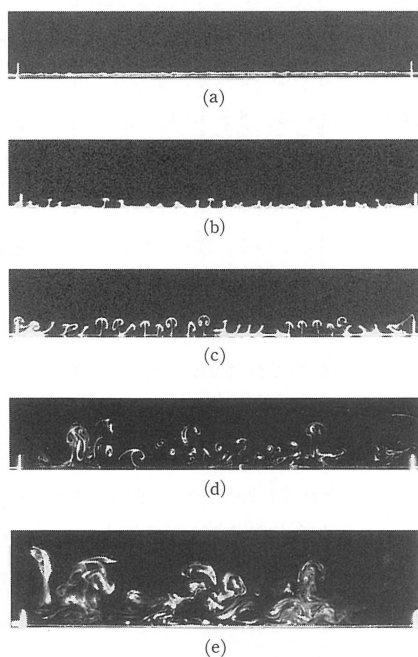


図9 加熱温度 $\Delta T = 20^\circ \text{C}$ の時の Y-Z 断面
 $U_0 = 50 \text{ cm/s}$, (a) $x = 90 \text{ cm}$, (b) $x = 120 \text{ cm}$
(c) $x = 150 \text{ cm}$, (d) $x = 250 \text{ cm}$, (e) $x = 400 \text{ cm}$

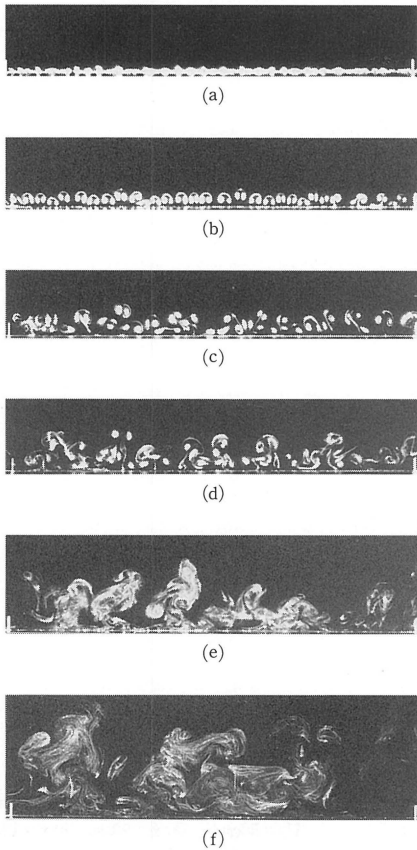


図10 加熱温度 $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ の時の Y-Z 断面
 $U_0 = 50\text{cm/s}$, (a) $x = 90\text{cm}$, (b) $x = 120\text{cm}$
 (c) $x = 150\text{cm}$, (d) $x = 180\text{cm}$, (e) $x = 250\text{cm}$
 (f) $x = 400\text{cm}$

これらの縦渦の対は、時計回りと反時計回りの回転方向を持った2本の縦渦からなっている。これらの縦渦は、 $x = 120\text{cm}$ の位置では、ほぼ一定の間隔で極めて安定に存在する。しかし、下流に行くに従って不安定となり、 $x = 150\text{cm}$ の位置では、流れに直角方向の間隔は不明瞭となり、また上下方向にも複雑に揺れ動いている。こうした過程を経た後、 $x = 180\text{cm}$ の位置では、新たに大きなスパン方向の間隔を持った構造が明瞭となる。さらに下流に行くと、より大きなスパン方向の間隔を持った構造が現れる。

図11の $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の場合も同様な流れの変遷をたどる。この場合、 $x = 200\text{cm}$ の平板表面の極く近くにもスモーク・ワイヤーが設置され、ここからも煙を発生させている。図11(e)を見ると、上流から来た煙が示す大きなスパン方向の周期的構造の他に、平板表面極く近くには、小さい煙のうね、または縦渦が形成されているのがわかり、Taneda¹⁵⁾が明らかにしたように、乱流境界層の中では、不安定波が次々と生成されていることを示している。

図12の $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ の場合、加熱部における浮力の効果、つまり熱的攪乱の効果が大きいため、加熱部上の $x = 90\text{cm}$ の位置ですでに縦渦の対の列が観察される。この場合も下流に行くに従って次々とより大きな構造を示す流れとなっている。また、この場合も、 $x = 200\text{cm}$ の位置でも煙を発生させているが、 $x =$

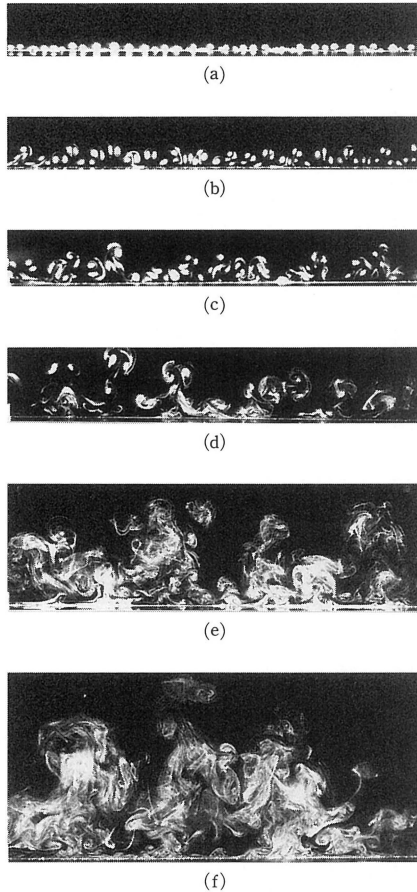


図11 加熱温度 $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の時の Y-Z 断面
 $U_0 = 50\text{cm/s}$, (a) $x = 90\text{cm}$, (b) $x = 120\text{cm}$
 (c) $x = 150\text{cm}$, (d) $x = 210\text{cm}$, (e) $x = 300\text{cm}$
 (f) $x = 400\text{cm}$

210cm の位置の平板表面の極く近傍には、細かい煙のうねが数多く形成されているのがわかるであろう。

図13は、こうした流れが形成されている時の速度分布、温度分布の一例を示している。 $U_0 = 500\text{cm/s}$, $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の場合の色々な x の位置の平板中央部 ($z = 50\text{cm}$) で、Y 方向へプローブをトラバースさせて計測している。黒い線が平均的速度分布、点線が平均的温度分布を示している。但し、速度は、一本の I 型プローブで計測しているので、その出力は X 方向、Y 方向の両成分を含んでいる。縦軸は Y の無次元量、横軸は速度および温度の無次元量であるが、 t は各位置での温度、 T_0 は主流の温度を表す。平均的な場を求めるために、トラバース速度を 0.3mm/s とし、プローブをできるだけゆっくりと移動させて計測したけれども、主流方向、主流と直角方向にも変化している流れ場であるので、時間的にも空間的にも十分平均化されているとはいえないが、おおよその様子はわかる。

図13(a)は、 $x = 90\text{cm}$ の加熱部上方の分布を示す。一点鎖線で示した速度分布は、図 3(a)に示した $\Delta T =$

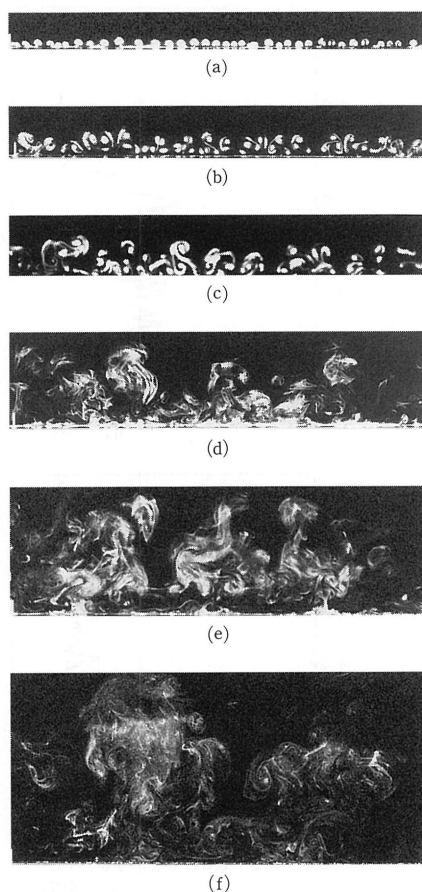


図12 加熱温度 $\Delta T = 80^\circ\text{C}$ の時の Y-Z 断面
 $U_0 = 50\text{cm/s}$, (a) $x = 90\text{cm}$, (b) $x = 120\text{cm}$
 (c) $x = 150\text{cm}$, (d) $x = 210\text{cm}$, (e) $x = 300\text{cm}$
 (f) $x = 400\text{cm}$

0°C の場合の $x = 90\text{cm}$ の位置での分布である。これと比較すると、 $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の場合、浮力の効果によって、わずかに速度分布が変形しているのがわかる。温度分布は、平板表面上では、 $(t - T_0) / \Delta T = 1$ となるのであるが、平板表面より上方へ遠ざかるにつれて急速に温度が下がっていく様子がわかる。加熱部より下流になると、複雑な三次元構造が現れるため速度分布も極めて複雑となる。また、熱は上方に拡散していく。さらに下流に行き、 $x = 350\text{cm}$ の付近まで達すると、流れは十分発達した乱流となり、速度分布は、典型的な乱流境界層の分布となる。一方、熱は境界層外までほとんど一様な温度分布となり、流れに対する温度分布の新たな効果はほとんどなくなる。

図14は、主流と直角方向、つまり Z 方向にプローブをトラバースさせて計測した速度分布、温度分布の一例である。黒い線が速度分布を、点線が温度分布を示している。 $U_0 = 50\text{cm/s}$ 、 $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の場合の例であるが、色々な x の位置で、Y 方向の高さをかえて流れを横断する分布を示している。トラバース速度は 3.1cm/s であった。この場合も、速度は 1 本の I 型プローブで計測しているので、X 方向、Y 方

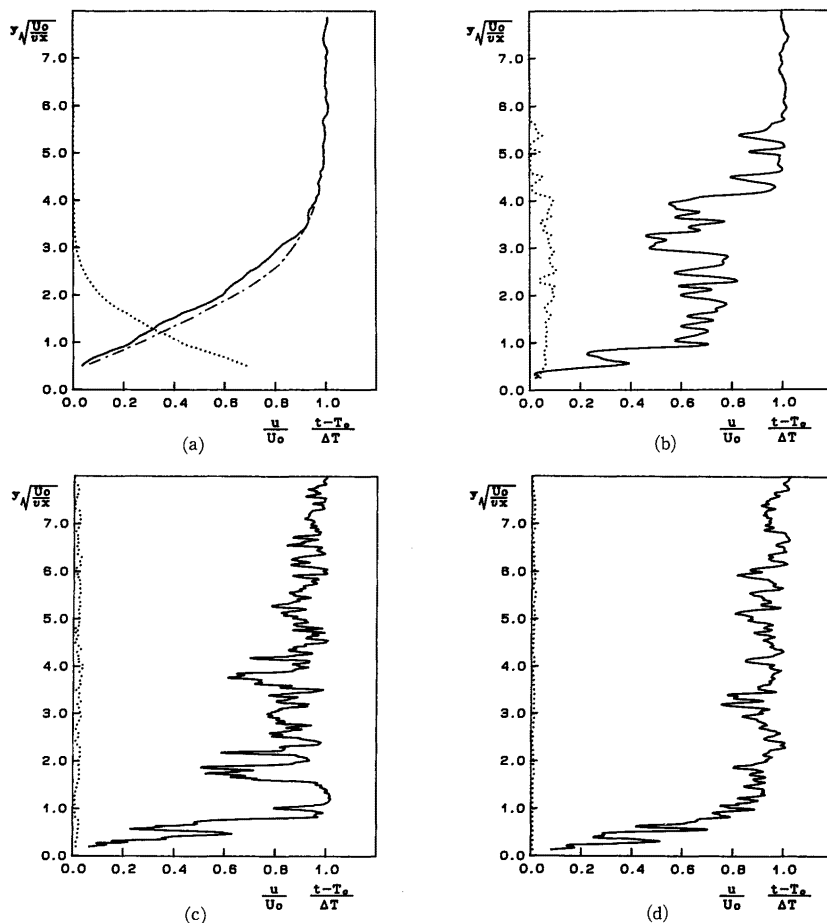
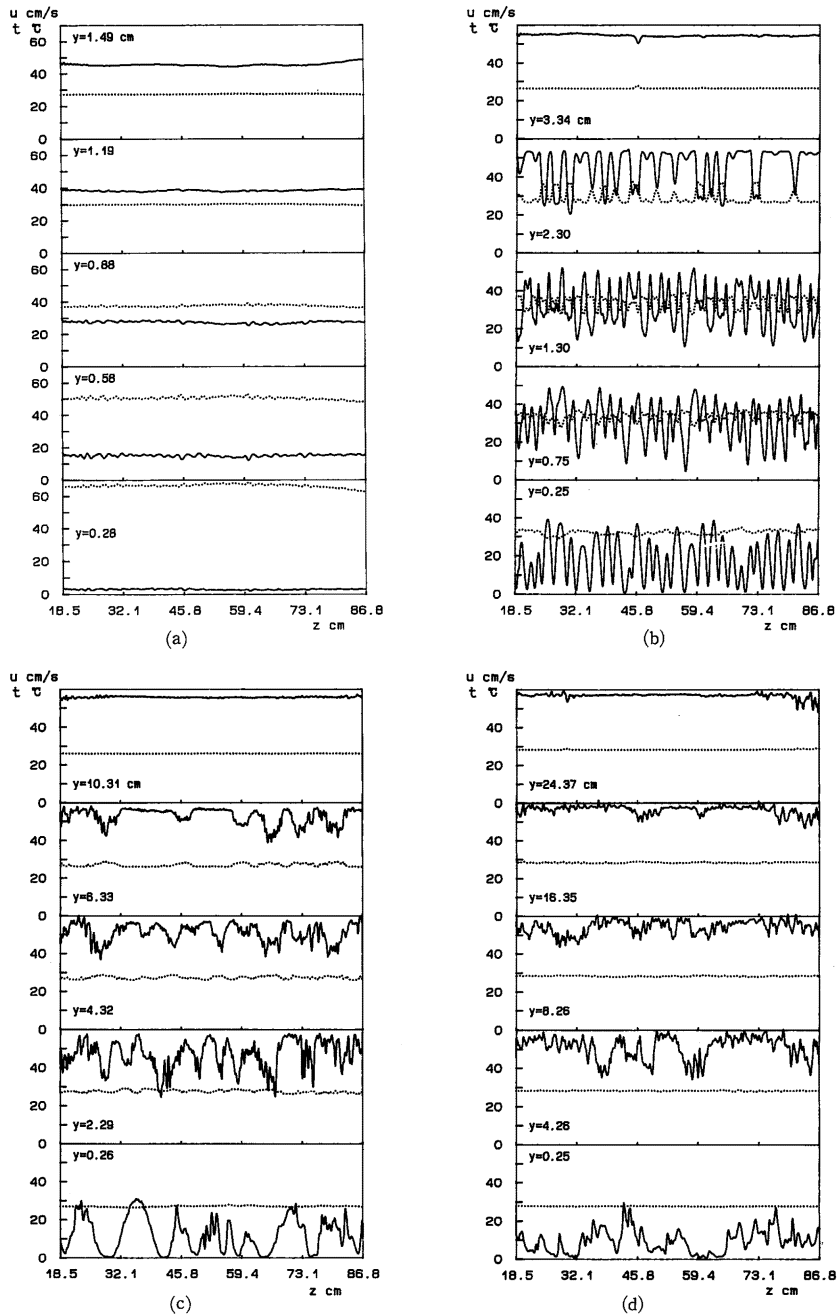


図13 加熱温度 $\Delta T = 60^\circ\text{C}$ の時の鉛直方向速度分布および温度分布
 $U_0 = 50\text{cm/s}$, $z = 50\text{cm}$, — : 速度分布, : 温度分布, - - - : $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ の速度分布,
 (a) $x = 90\text{cm}$, (b) $x = 150\text{cm}$, (c) $x = 250\text{cm}$, (d) $x = 350\text{cm}$

向の両成分を含んでいる。図14(a)は、 $x = 90\text{cm}$ の加熱部上の分布である。流速は、 $y = 0.28\text{cm}$ の位置の平板近傍では極めて小さく、平板より遠ざかるにつれて徐々に大きな値となり、境界層外での値へと近づいていく。境界層内における速度分布、温度分布のいずれにも、小さなゆらぎがあり、これらはほぼ等しい波長を持っている。入谷等⁹⁾は、加熱平板表面上ですでに高温部、低温部の縞が存在することを明らかにしているが、本実験における図14(a)の分布に見られる小さなゆらぎが、これに相当するかどうかは現在のところ不明である。図14(b)は、加熱部を過ぎた $x = 120\text{cm}$ の位置での分布を示している。図11(b)の写真でわかるように、この位置では明瞭に縦渦の列が形成されているが、速度分布、温度分布にも明瞭に一定の周期性が現れている。速度分布と温度分布の周期性は一致しており、またこれらの波長は縦渦のスパン方向の波長と一致する。つまり、温度の高い所、低い所が縦渦列の構造と一致している。

図14 加熱温度 $\Delta T=60^\circ\text{C}$ の時の Z 方向速度分布および温度分布 $U_0=50\text{cm/s}$, — : 速度分布, ---- : 温度分布(a) $x=90\text{cm}$, (b) $x=120\text{cm}$, (c) $x=210\text{cm}$,(d) $x=400\text{cm}$

しかし、図14(b)の最下層の $y=0.25\text{cm}$ の位置では、速度分布は明瞭に周期性を持っており、これらは上方の縦渦列の周期構造と一致しているけれども、温度分布の方は、 $y=0.75\text{cm}$ 以上の位置でのようには縦渦列と一致した周期性を示していない。このことから、縦渦列は平板表面極く近傍から形成されており、上下の流体混合は行われているけれども、温度分布における縦渦列と同期した周期性は、平板表面からある程度遠ざかったところで現れることがわかる。図14(c)は、 $x=210\text{cm}$ の位置での分布を示している。図11(d)の断面写真で明らかなように、この位置では三次元構造が発達し、スパン方向に大きな間隔を持った構造となっているが、図14(c)に示す速度分布にも大きな波長の変動がみられ、煙の示す周期的構造と速度場における周期的構造とが一致しているのがわかる。この付近になると、図13(c)でわかるように、熱はほぼ一様に拡散していくので、図14(c)では温度はわずかに変動している。図14(d)は $x=400\text{cm}$ と平板の十分後方の位置における分布を示している。この場合も、速度分布における大きな変動は、図11(f)に示す煙の断面構造とほぼ一致している。温度分布には変動は見られず、その値も平板表面近傍から上方までほぼ一定となっており、ここに至るまでに流体の上下混合が充分なされ、熱は一様に拡散したことを示している。

図15は、加熱部上あるいはその直後から形成される縦渦列のスパン方向の間隔およびそれらが下流に行くに従って不安定となり、新たに現れる三次元周期構造の間隔を可視化写真から計測した値 (λ_z) をその場における排除厚さ δ^* で無次元化したものである。下流に行くに従って流れに直角方向の構造の波長は大きくなっていき、平板先端からの距離で定義したレイノルズ数 R_x が $10 \sim 12 \times 10^4$ の付近では、排除厚さの約20倍前後となっている。図中に示したパラメーター $G_x \delta_i^*$ は、加熱部 $x=90\text{cm}$ の位置における温度境界層厚さに基づくグラスホフ数である。

図16は、流れ方向の二次元的周期構造の波長を可視化写真から計測した値 (λ_x) を排除厚さで無次元化した値と R_x との関係を示している。充分発達した乱流境界層となる $R_x=13 \sim 14 \times 10^4$ 付近になると、 λ_x は排除厚さの約20倍前後となっていることがわかる。Taneda¹⁵⁾ は、充分発達した乱流境界層中には、

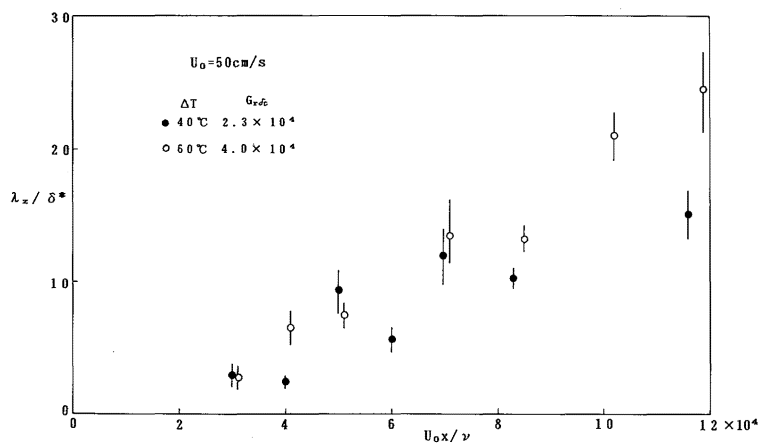


図15 三次元周期構造の波長

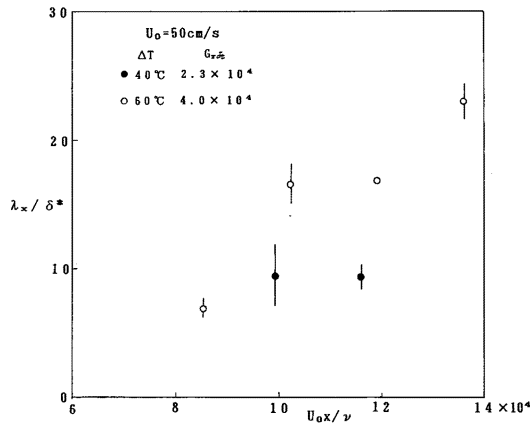


図16 二次元周期構造の波長

トルーミン・シュリヒティング型の二次元波動が存在し、その波長は排除厚さの約20倍であることを明らかにしている。Tanedaの実験は、層流境界層中に強制的に剝離による攪乱を入れて行われているが、その場合、まず流れ方向の二次元不安定が現れ、その後スパン方向の三次元不安定構造が現れている。一方、本実験のように、層流境界層に熱的攪乱を加えた場合、まず三次元不安定が現れ、その後二次元不安定が現れる。このことが両者の大きな違いである。しかし、熱的攪乱による場合でも下流に行くに従って境界層そのものの持つ不安定が増幅され、典型的な乱流境界層へと発達していくことがわかる。

4. ま と め

水平平板の途中に局所的に熱源が存在する場合に、平板に沿う境界層流がどのような構造変化を受けるかを実験的、特に可視化によって調べた。

熱源上を過ぎると、流れの中に熱的不安定が起こり、まず流れと直角方向に縦渦列が形成される。これらの縦渦列は決して安定なものでなく、下流に行くに従ってさらに大きな構造へと次々と変遷していく。同時に、流れ方向の二次元的不安定も起こり、流れ方向の周期的構造も現れる。これも下流に行くに従って大きな波長の構造となり、乱流境界層へと発達していく。

謝 辞

風洞実験に協力していただいた深町信尊技官、百武俊之技術補佐員および技術的な助言をいただいた渡辺公彦技官、ならびに原稿作成を手伝ってくださった今林美希子さんに感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) Nakayama, W., Hwang, G. J. and Cheng, K. C.: J. Heat Transfer, Trans. ASME **91** (1969) 59.
- 2) Akiyama, M., Hwang, G. J. and Cheng, K. C.: J. Heat Transfer, Trans. ASME **93** (1971) 335.

- 3) Mori, Y. and Uchida, Y.: Int. J. Heat Mass Transfer **9** (1966) 803.
- 4) Wu, R. S. and Cheng, K. C.: Int. J. Heat Mass Transfer **19** (1976) 907.
- 5) Gilpin, R. R., Imura, H. and Cheng, K. C.: J. Heat Transfer, Trans. ASME **100** (1978) 71.
- 6) Imura, H., Gilpin, R. R. and Cheng, K. C.: J. Heat Transfer, Trans. ASME **100** (1978) 429.
- 7) Cheng, R. K. and Ng, T. T.: Phys. Fluids **25** (1982) 1333.
- 8) 入谷, 笠木, 平田: 日本機械学会論文集(B) **48** (1982) 2284.
- 9) 滝本, 林, 林田: 日本機械学会論文集(B) **48** (1982) 2295.
- 10) Kline, S. J., Reynolds, W. C., Schraub, F. A. and Runstadler, P. W.: J. Fluid Mech. **30** (1967) 741.
- 11) Townsend, A. A.: J. Fluid Mech. **41** (1970) 13.
- 12) Kim, H. T., Kline, S. J. and Reynolds, W. C.: J. Fluid Mech. **50** (1971) 133.
- 13) Falco, R. E.: Phys. Fluids **20** (1977) S124.
- 14) Taneda, S.: Phys. Fluids **26** (1983) 2801.
- 15) Taneda, S.: J. Phys. Soc. Jpn **52** (1983) 4138.
- 16) Lu, L. T. and Smith, C. R.: J. Fluid Mech. **232** (1991) 303.

(平成4年5月29日 受理)