自然対流乱流境界層の時空間構造*

辻 俊 博^{*1}, 長 野 靖 尚^{*1}
田 川 正 人^{*1}, 青 山 睦 朗^{*2}

Space-Time Structure of a Turbulent Natural Convection Boundary Layer

Toshihiro TSUJI, Yasutaka NAGANO,
Masato TAGAWA, and Mutsuro AOYAMA

The space-time structure of a turbulent natural convection boundary layer along a vertical flat plate in air has been examined using a thermocouple rake and a pair of hot-wire/cold-wire arrangements. The instantaneous temperature profile clearly indicates the evolution of a large-scale fluid motion originating in the outer region of the boundary layer. However, the space-time correlation measurements have not suggested any existence of quasi-coherent structures such as low-speed streaks and bursts. The convection velocity and characteristic length scales of turbulence have also been investigated. The convection velocity exceeds the local mean velocity in the near wall and outermost regions. The microscale of the thermal field shows a strongly anisotropic structure, and the integral scale indicates a large-scale structure normal to the wall.

Key Words: Natural Convection, Turbulent Flow, Boundary Layer, Space-Time Correlation, Turbulence Structure, Simultaneous Temperature Measurement, Hot-Wire Measurement

1. 結 言

垂直平板に沿う空気自然対流乱流境界層に関し、近年の研究^{(1)~(4)}により、その基本特性は次第に明らかになってきた。そして、壁近傍の粘性底層⁽³⁾およびレイノルズ応力⁽⁴⁾の挙動などで、通常の強制対流乱流境界層とかなり異なる特性がいくつか見出されている。自然対流のこのような特性を理解するためには、その乱流構造を詳しく調べることが必要であり、またこのことは浮力を伴う乱流場の普遍的な解析モデルを構築する上でも重要な課題である。しかしながら、その乱流構造については、測定上の困難さゆえに強制対流のような系統だった研究は極めて少なく、これまでわずかに Cheesewright-Doan⁽⁵⁾、Cheesewright-Dastbaz⁽⁶⁾の2本の熱電対による温度場の時空間相関および Kitamura ら⁽⁷⁾の可視化による研究がある程度で、まだまだ不明な点が多く残されている。

本研究では、自然対流乱流境界層について、極細線熱電対を用いた温度の多点同時測定および熱線と冷線による速度と温度の2点同時測定を行った。これらの

測定は、自然対流境界層に関する新しい試みである。そして、境界層内の瞬時温度分布および速度場と温度場の時空間相関を調べ、自然対流境界層の乱流構造について検討した。

2. 主 な 記 号

Gr_x : グラスホフ数 $= g\beta\Delta T_w x^3/\nu^2$

g : 重力の加速度

L_x, L_y, L_z : x, y および z 方向の温度場の積分スケール, 式(3)

L_{uy} : y 方向の速度場の積分スケール, 式(3)

R_t, R_u : 温度場と速度場の時空間相関係数, 式(1)

R_{ut} : 速度と温度乱れの相互相関係数

$= \overline{ut}/(\sqrt{\overline{u^2}}\sqrt{\overline{t^2}})$

r_x, r_y, r_z : x, y および z 方向の測定点間距離

T : 流体の瞬時温度

ΔT_w : 流体温度差 $= \bar{T}_w - \bar{T}_\infty$

t : 温度乱れ

U : 流体の x 方向の瞬時速度

U_c : 移流速度 $= r_x/\Delta\tau_m$

$\bar{U}_m$: 最大速度

u : x 方向の速度乱れ

* 平成2年3月14日 東海支部第39期総会講演会において講演, 原稿受付 平成元年8月25日。

^{*1} 正員, 名古屋工業大学 (〒466 名古屋市昭和区御器所町)。

^{*2} 准員, アイシン精機(株) (〒448 刈谷市朝日町2-1)。

u_τ : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w/\rho}$

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

y^+ : 無次元距離 $= u_\tau y/\nu$

$Z_{\min}, Z_{\max}$: z 方向の空間相関係数が最小, 最大となる間隔

z : 伝熱面の中心線から幅方向の距離

β : 流体の体膨張係数 $= 1/\bar{T}_\infty$

θ : 無次元温度 $= (T - \bar{T}_\infty)/\Delta T_w$

$\lambda_{ux}, \lambda_{uy}, \lambda_{uz}$: x, y および z 方向の温度場の微分スケール, 式(2)

λ_{uy} : y 方向の速度場の微分スケール, 式(2)

ν : 流体の動粘性係数

ρ : 流体の密度

τ : 時間

τ_a : 短時間空間相関係数の平均時間

τ_w : 壁面せん断応力

$\Delta\tau$: 遅れ時間

$\Delta\tau_m$: 時空間相関係数が最大となる遅れ時間

$(\bar{\quad})$: 時間平均値

$\langle \quad \rangle$: 温度場の同一パターンのアンプサンプル平均値

添字

w : 壁面における値

∞ : 周囲における値

$+$: 摩擦速度による無次元値

3. 実験装置および方法

垂直平板伝熱面は, 高さ 4 m, 幅 1 m の銅板で, 電気加熱により一様伝熱面温度 $\bar{T}_w = 60^\circ\text{C}$ の条件を得ている⁽³⁾. 測定には 2 種類のプローブを使用した. 一つは, 10 本の K 熱電対(線径 12.7 μm)を, 図 1 (a) に示すように梯子状に並べたプローブである. 先頭の熱電対と 10 本めの熱電対の間隔は約 120 mm である. この熱電対プローブを用いて, 伝熱面垂直方向, 高さ方向および幅方向の瞬時温度を測定した. もう一つは, 伝熱面に垂直方向の 2 点における速度と温度の同時測定のためのプローブで, 図 1 (b) に示すように二組の熱線と冷線からなり, 一方を境界層のある測定点に固定して, 他方を伝熱面垂直方向にトラバースした. 熱線, 冷線ともに線径 3.1 μm のタングステン線を使用し, 感知部の長さは熱線が 1.5 mm ($\approx 6\nu/u_\tau$), 冷線が 3.5 mm ($\approx 14\nu/u_\tau$) で, 熱線と冷線の距離は 2.5 mm ($\approx 10\nu/u_\tau$) である. 1 点の測定について, 信頼性の保証された統計量⁽³⁾⁽⁴⁾を得るために必要な約 4 min のデータを, 400 Hz のサンプリング周波数で A-D 変換後,

パーソナルコンピュータ(PC-9801)および大形計算機(FACOM-M 780/20)を用いて処理した.

実験時の周囲流体温度 $\bar{T}_\infty$ は約 16~17°C であった.

物性値は, 体膨張係数 β を除き, すべて膜温度 $[=(\bar{T}_w + \bar{T}_\infty)/2]$ で評価した. また, 壁面せん断応力は文献(3)より求めた.

4. 自然対流乱流境界層の基本諸量

熱線と冷線を用いて測定した速度場と温度場の基本諸量の分布を図 2 に示した. これらは, 既報⁽³⁾⁽⁴⁾ と非常によく一致している. すなわち, 最大速度の位置は $y^+ \approx 40$ ($y \approx 10$ mm) であり, 温度の乱れ強さは最大速

(a) 多点温度測定プローブ

(b) 2点速度, 温度測定プローブ

図 1 測定プローブ

図 2 速度場と温度場の基本諸量の分布

度位置よりも伝熱面側の内層 ($y^+ \approx 20$) で、速度の乱れ強さは最大速度位置より外側の外層 ($y^+ \approx 250$) でそれぞれ最大値をとる。また、速度と温度乱れの相互相関係数 R_{ui} は、伝熱面近傍ではわずかに負の値となるが、外層の広い領域で約 0.65 のほぼ一定値をとる。なお、図 2 には、熱電対による温度場の測定結果も示した。熱電対の遮断周波数は約 20 Hz であるため、冷線 (遮断周波数約 250 Hz) で得られる波形と比較すると高周波成分が除去されている。しかし、高周波成分の温度乱れの分散への寄与は小さいために、平均温度、温度の乱れ強さの結果には、図に示したように、両プローブによる差異はあまりなかった。

5. 伝熱面垂直方向の温度場と速度場

5・1 温度分布の時間変化 熱電対プローブによる境界層内の温度乱れの波形を図 3 に示した。波形では、境界層全体にわたる高温流体と低温流体の運動が観察され、特に伝熱面の極く近傍までの低温流体の侵入 (図中の矢印) が顕著である。大振幅の波形に注目すると、時間的な波形の進行は、図中に一点鎖線で例示したように、明らかに流速の高い領域で速く、伝熱面近傍と境界層外縁で遅れる。ただし、波形の進行が最も速いのは、最大速度位置ではなく、それよりも少し外側の領域である。図 4 には、瞬時温度分布 θ の時間変化の一例を示した。始め時間平均した温度分布より高い温度にある内層に低温流体が侵入し、いったん外層の温度よりも低くなった後、再び温度が上昇して平均温度よりも高くなっていく。境界層内では、このほかにもさまざまな瞬時温度分布が観察される。そこで、これらの瞬時温度分布について、時間平均値に対する各測定点での瞬時温度の大小により、パターン分けを行った。最も顕著なパターンは、温度分布が全体的に、時間平均分布より低くなるかあるいは高くなるパターンであり、全測定時間に対してそれぞれ約 10~15% の時間割合で現れた。次に、時間平均温度より低い温度分布が時間とともに変化して流体温度が上昇する場合および時間平均温度より高い温度分布が低温のそれへと変化する場合に、最も出現頻度の多かったパターンの変化を調べ、それぞれ図 5 (a), (b) に表した。図の分布は同じパターンの瞬時温度分布のアンサンブル平均 $\langle \theta \rangle$ を示し、その変動幅は実効値 ($= \sqrt{\langle (\theta - \langle \theta \rangle)^2 \rangle} / \Delta T_w$) で最大約 0.1 である。図 5 (a) では、境界層の外層の温度がまず上昇し、その後内層の温度が上昇する。一方図 5 (b) では、境界層の外側の領域から順次温度が下降する。ただし、これらのパターン変化の周

期については必ずしも強い規則性は認められなかった。いずれにしても、自然対流境界層内の温度分布は、外層の温度場に大きく影響され、変化することがわかった。これは、自然対流乱流境界層の構造を解明する重要な手がかりを与えるものと考えられる。

5・2 温度場と速度場の時空間相関 二組の熱線と冷線による測定から、速度場と温度場の時空間相関係数を求めた。温度場の時空間相関係数 R_t は次式で定義され、速度場の時空間相関係数 R_u も同様に定義される。

$$R_t(r_y^+, \Delta\tau) = \frac{\overline{t(y^+, \tau)t(y^+ + r_y^+, \tau + \Delta\tau)}}{[\overline{t^2(y^+, \tau)}]^{1/2}[\overline{t^2(y^+ + r_y^+, \tau + \Delta\tau)}]^{1/2}} \dots\dots\dots (1)$$

図 6 (a), (b) に、遅れ時間 $\Delta\tau = 0$ の温度場と速度場の空間相関係数を表した。 y^+ は一組のプローブ (伝熱

図 3 境界層内の温度乱れの波形

図 4 瞬時温度分布

面側)を固定した位置で、 r_y^+ はもう一組のプロープとの距離である。温度場と速度場の空間相関はよく似ているが、明らかに伝熱面近傍にプロープを固定した場合は、速度場と温度場との間に差異がみられる。温度場では、2点間距離が大きくなるに従って相関係数は最大速度位置を越えた付近まで減少するが、それより外側は2点間距離に無関係にほぼ一定の値となる。熱電対プロープによる瞬時温度分布に基づく空間相関係数の結果も、これと一致した。Cheesewright-Doan⁽⁵⁾は温度場について同様な結果を得て、相関値が一定となるのはバーストのような現象⁽⁸⁾⁽⁹⁾が自然対流境界層にも存在し、境界層の大規模構造を支配しているからであろうと説明している。しかし彼らの予測に反し、本実験で求めた速度場には、それと結びつく結果は全く現れない。

温度が受動スカラーとみなされない自然対流では、速度場と温度場の大規模構造に差異があり、またその移流速度が違うことも考えられる。したがって、時間

の情報を無視した空間相関値のみで構造を考察するのは十分でない。そこで、温度場と速度場の時空間相関係数を求めて図7(a), (b)に示した。図3の温度波形の観察からも予測できるように、相関係数が最大となる Δr は、 r_y^+ の増加とともに負の方に移行する。そして相関係数の最大値は、速度場と温度場が $r_y^+ \approx 40$ まではほぼ同じ値になる。しかし、 $\Delta r = 0$ の値では、温度場のほうが速度場のそれよりも r_y^+ の増加とともに $r_y^+ \approx 40$ までは極端に小さくなり、それ以上の r_y^+ では相関値はほぼ一定に保たれている。図5に示したように、温度場の大きな変化はまず外層(特に最大速度位置付近から少し外側の領域)に現れ、この変化が内層へ伝播するような形で構造が変化している。そして、その結果として温度場の時空間相関係数が図6, 7のようになると推測される。このような相関係数の挙動が強制対流の壁近傍に発生するバーストのような現象に直接結びついているとは考えにくい。

(a) 温度上昇時

(b) 温度下降時

図5 温度パターンの変化

(a) 温度場

(b) 速度場

図6 伝熱面垂直方向の空間相関係数

6. 伝熱面高さ方向の温度場

熱電対プローブを伝熱面の高さ方向に配置して、瞬時温度を調べた。図8に壁近傍 ($y^+=6.2$) における流れ方向の温度場の波形を示した。温度場が流れ方向によく保存されて通過するのが観察される。この様子は境界層のいずれの y^+ の位置でも同じように観察された。また、時空間相関も調べたが、Cheesewright-Doan⁽⁵⁾ が求めた結果と比較的よく一致したため、その結果について省略する。Cheesewright-Dastbaz⁽⁶⁾ は、相関係数の最大値の時間遅れから温度場の流れ方向の移流速度を求めている。本研究で求めた温度場の移流速度 U_c と平均速度 $\bar{U}$ の比をそれと比較して図9に表した。移流速度は、実際には測定点間の距離 r_x によって異なり、Cheesewright-Dastbaz⁽⁶⁾ も示しているように、 $r_x > 20 \text{ mm}$ でほぼ一定となる。ここでは、移流速度をこの一定となった値で定義する(大きなスケールの乱流塊の移流速度とみなしている)。移流速度は、壁近傍で平均速度より大きく、いったん最大速度

(a) 温度場

(b) 速度場

図7 伝熱面垂直方向の時空間相関係数

位置付近にかけて相対的に小さくなり、外層では再び平均速度よりもわずかに大きくなる。Cheesewright-Dastbaz⁽⁶⁾ の測定結果は、壁近傍で移流速度が平均速度より小さくなり、本実験結果と傾向が異なっている(彼らの結果については平均速度の見積もりに問題がある)。なお、強制対流の速度場でも、壁近傍の移流速度が、本実験結果と同じように、やはり局所平均速度より大きくなる⁽¹⁰⁾。

7. 伝熱面幅方向の温度場

温度の乱れ強さの最大位置付近における、伝熱面幅方向の温度乱れの波形を図10に示した。伝熱面中心にプローブ先頭の熱電対を置き、 r_z^+ はその位置からの伝熱面幅方向の距離である。Kitamuraら⁽⁷⁾は、空気

図8 伝熱面高さ方向の温度乱れの波形

図9 移流速度

いて、スモークワイヤを用いた速度場の観察から組織的なストリーク構造が存在すると報告している。しかし、本実験の温度場の波形からは規則性のある高温流と低温流の通過が認められなかった。また、空間相関係数を求めてみても、相関係数の分布は図 11 に示すように境界層のどの y^+ の位置でも r_z^+ の増加とともに単調に減少するのみで、規則的なストリーク構造を示すような相関は明確ではなかった。さらに、この温度場のデータについて短時間の空間相関も調べてみた。強制対流乱流境界層の速度場については、規則的なストリーク間隔に関連して平均時間(サンプル長さ)に無関係に空間相関係数が最小あるいはピークとなる間隔が存在することが報告されている⁽¹¹⁾。図 12 は、平均時間 τ_a を変化させた場合に空間相関係数が最初に最小および最大になる平均間隔 $Z_{\min}^+$, $Z_{\max}^+$ を表した

図 10 伝熱面幅方向の温度乱れの波形

図 11 伝熱面幅方向の温度場の空間相関係数

ものである。明らかに、自然対流境界層の温度場について、間隔は平均時間 τ_a の大きさに依存し、空間的に規則性のあるストリーク構造は見い出せない。また、このような構造は速度場の可視化⁽¹²⁾においても見い出すことができなかった。

8. 乱流構造の特性距離

以上の伝熱面各方向の構造の違いを、空間スケールから次に調べる。そのため乱流場の特性距離として重要な、次式で定義する微分スケールと積分スケール⁽¹³⁾を求めた。微分スケールは温度および速度乱れの散逸に関わる特性距離と考えられる。また、積分スケールは大規模構造に関する特性距離とみなせる。

$$\frac{1}{\lambda_{ty}^{+2}} = -\frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 R_t(r_y^+, 0)}{\partial r_y^{+2}} \right]_{r_y^+ = 0} \quad (2)$$

$$L_{ty}^+ = \int_0^\infty R_t(r_y^+, 0) dr_y^+ \quad (3)$$

式(2), (3)は、伝熱面垂直方向(y 方向)の温度場のスケールを表すが、速度場のスケールおよび x, z 方向のスケールも同様に定義する。図 13 は、温度場の微分スケール λ_{ty}^+ , λ_{tx}^+ , λ_{tz}^+ および y 方向の速度場の微分スケール λ_{uy}^+ を示したものである。温度場については、内層で x 方向のスケール λ_{tx}^+ が最も大きく、 y 方向のスケール λ_{ty}^+ が最も小さくなる。この分布は、壁近傍における温度乱れの散逸の非等方向性が強いことを示している。壁面から離れると、 λ_{ty}^+ , λ_{tz}^+ は y とともに増加するが、 λ_{tx}^+ は減少し、境界層外縁ではいずれの方向のスケールもほぼ等しくなる。図 13 には、Cheesewright-Doan⁽⁵⁾ の求めた λ_{ty}^+ も示したが、本実験結果とほぼ一致している。また、速度場のスケール λ_{uy}^+ は、温度場のスケール λ_{ty}^+ と同様に、壁面から離れると増加し、速度の乱れの散逸が境界層の外縁に向

図 12 短時間空間相関係数における最小および最大値の間隔

図 13 微分スケール

図 14 積分スケール

かって小さくなることを表している。

温度場の積分スケール L_{tx} , L_{ty} , L_{tz} と速度場の積分スケール L_{uy} を図 14 に表した。 x , y 方向の温度場の積分スケール L_{tx} , L_{ty} は、境界層全体ではほぼ一定の同じ値をとる。ただし、壁近傍の L_{ty} は、図 6 (a) に示した y 方向の温度場の特異な空間相関係数の分布について、定義式 (3) から得られたスケールである。そのため、図 14 の結果は必ずしも y 方向と x 方向の境界層全域にわたる大規模構造の類似性を表すものではないが、壁近傍のスケールが $L_{ty} \approx 140$ となることは、先に述べた温度場の時間的変化が最大速度位置 ($y^+ \approx 40$) を挟む大規模スケールであることを示している。 z 方向のスケール L_{tz} は、内層で他の方向よりも小さく、 y の増加とともに L_{tx} , L_{ty} の値に近づいていく。また、速度場のスケール L_{uy} は、わずかながら境界層外縁に向かって増加する。図 14 には L_{tx} , L_{ty} について、Cheesewright-Doan⁽⁵⁾ の測定結果も示した。 L_{ty} は、本実験結果と比べて壁近傍でやや小さいが、外層ではほぼ一致する。ところが、 L_{tx} は境界層全域で本実験値よりかなり大きくなっている。彼らは、 L_{tx} が L_{ty} の約 3 倍の大きさであると述べているが、これは積分スケール L_{tx} を求める場合のみ、時空間相関の最大値を用いたためと思われる。空間相関係数に基づく式 (3) の定義であれば、本実験のように L_{tx} と L_{ty} とは同程度の値となる。このように大規模渦のスケールが x , y 方向にほぼ同じ大きさになっていることも自然対流境界層の特色である。

9. 結 言

垂直平板に沿う自然対流乱流境界層について、熱電対による温度場の多点同時測定および熱線と冷線による速度場と温度場の 2 点同時測定を行い、その乱流構

造を調べた。

本研究で得られた事項をまとめると次のようになる。

(1) 温度場は、外層の変化に強く支配される。外層に温度変化が現れると、それによって境界層内全体の温度分布が変化する。

(2) 壁近傍とその外側の領域との温度場の空間相関係数は、最大速度位置付近まで減少し、それより外側では一定となる分布をとるが、速度場にはこのような空間相関は現れない。したがって、温度場のこのような挙動をバーストのような現象と直接結びつけることはできない。

(3) 温度場は、流れ方向によく保存され、その移流速度は壁近傍で局所平均速度より大きく、最大速度位置付近で小さくなる。

(4) 伝熱面幅方向の温度場の波形および空間相関からは、強制対流のような規則的ストリーク構造が認められない。

(5) 温度場の微分スケールは、壁近傍で温度乱れの散逸の強い非等方性を示す。また、 x , y 方向の積分スケールは境界層全域ではほぼ一定の同じ値をとる。

終わりに、実験および結果の整理に協力された本学大学院生、草田正樹君に謝意を表する。

文 献

- (1) Miyamoto, M., ほか 3 名, *Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf.*, 2(1982), 323.
- (2) Cheesewright, R. and Ierokipiotis, E., *1st U. K. Conf. Heat Transfer*, 2(1984), 849, I. Chem. E.
- (3) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31(1988), 1723.
- (4) Tsuji, T. and Nagano, Y., *Int. J. Heat Mass Transfer*, 31(1988), 2101.
- (5) Cheesewright, R. and Doan, K. S., *Int. J. Heat Mass*

- Transfer*, 21(1978), 911.
- (6) Cheesewright, R. and Dastbaz, A., *Proc. 4th Turbulent Shear Flow Symp., Karlsruhe*, (1983), 17, 25.
- (7) Kitamura, K., ほか 3 名, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 28 (1985), 837.
- (8) Kline, S. J., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, 30(1967), 741.
- (9) Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 37 (1969), 1.
- (10) Antonia, R. A., ほか 4 名, *J. Fluid Mech.*, 190(1988), 217.
- (11) Gupta, A. K., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 50(1971), 493.
- (12) 辻・長野・殷, 第 26 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1989-5), 734.
- (13) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), 41, McGraw-Hill.
-