高速赤外線カメラと PIV を用いた非定常熱流動場の 壁近傍における同時計測システムの構築*

山田 俊輔^{*1}, 中村 元^{*2}

Construction of Simultaneous Measurement System of Unsteady Thermal and Flow Fields in the Near-Wall Region Using High-Speed Infrared Thermography and PIV

Shunsuke YAMADA^{*1} and Hajime NAKAMURA

^{*1} Dept. of Mechanical Engineering, National Defense Academy,
1-10-20, Hashirimizu, Yokosuka, Kanagawa, 239-8686 Japan

In the present study, a combined system of particle image velocimetry (PIV) and a high-speed infrared thermography (IRT) was employed to investigate turbulent flow in the unsteady thermal and flow fields. Simultaneous measurements of the velocity near a wall and the temperature on a heated thin-foil were conducted. The heat transfer coefficient was obtained from the temporal and spatial temperature data recorded at the thin-foil surface. Reynolds numbers based on main flow velocity and momentum thickness were 630, 1,050, 1,540, 2,290 at 10mm upstream from the heating start point. Uncertainties at the 95% confidence interval of the measured heat transfer coefficient and velocity are 2.8% and 2.4%, respectively. In the thermal and flow fields, the spatial distribution of heat transfer coefficient on the heated foil is similar to that of the streamwise velocity near the wall-region. It is concluded that there is the strong positive correlation between the fluctuations of the heat transfer coefficient and the streamwise velocity by the statistical procedure.

Key Words : Turbulent Flow, Heat Transfer, Forced Convection, Heat and Fluid Flow Measurement

1. 緒 言

近年, 地球温暖化に伴う CO₂ 排出量の抑制や, 化石燃料や天然ガスに代表されるエネルギー資源の有効活用は, 工学的な重要な課題と考えられる. 現在実用化されている多くの熱機関では, 熱から動力・電気へのエネルギー変換は作動流体を介して行われる. 作動流体の状態は一般に乱流であるため, 熱機関の効率を高め, また信頼性を高めるためには時間平均的な熱伝達だけでなく, 乱流熱伝達に内在する強い三次元性・非定常性を考慮した熱設計が必要となる.

乱流域の強制対流伝熱に関し, これまで多くの計測手法が提案された. 入谷ら⁽¹⁾, Ochoa ら⁽²⁾は, 感温液晶を用いて, 乱流域の非定常壁面温度の面計測を行った. これらの手法では, 伝熱面の温度の面方向の拡散や時間的な減衰が考慮されておらず, 定量的な熱伝達変動が評価できない. また, Pietri ら⁽³⁾, Tagawa ら⁽⁴⁾は, LDV と冷線プローブや, 熱電対を用いた温度プローブを用いて, 空間中の流れと温度の変動の同時計測を行った. これらは, 時間的な応答が早いセンサを使用しているが, 点計測であることから空間的な温度変動を計測するにはセンサを多数配置した多点同時計測が必要となる. Sakakibara ら, Funatani らは, 作動流体を水とした LIF-PIV を用いて温度場と速度場の同時計測を行い, 二次元の温度場と二次元 2 方向の速度場を同時計測した^(5, 6). しかし, PIV と LIF の蛍光染料の選択肢の制限や蛍光染料の温度の時間分解能・応答といった観点から, 非定常熱流動場の同時計測には課題が残る. 一方, 赤外線カメラの性能が近年飛躍的に向上しており, 高い時間・空間分解能, 及び高

* 原稿受付 2013 年 6 月 26 日

^{*1} 正員, 防衛大学校 (〒239-8686 神奈川県横須賀市走水 1-10-20)

^{*2} 正員, 防衛大学校 システム工学群

E-mail: yamadas@nda.ac.jp

い温度分解能を有する高速赤外線カメラが開発されている。赤外線カメラによる計測では、2 次元の多点温度計測が可能であり、通電加熱金属箔上の衝突噴流や、縦渦による膜冷却に関する温度計測に用いられている⁽⁷⁾。また、伝熱面裏面の温度から逆解析により熱伝達率を推定する手法が提案されている⁽⁸⁾。

これまで非定常な対流熱伝達の時空間分布を実測する方法として、中村は通電加熱金属箔上の温度分布を赤外線カメラで測定して瞬時・局所の熱伝達率を算出する方法を提案し、乱流境界層における熱伝達率の時空間分布を定量的に測定した⁽⁹⁾。また、同様に後向きステップ流れの測定を実施し、はく離・再付着流れに伴う熱伝達率の時空間分布を報告した⁽¹⁰⁾。しかし、熱伝達率と流れ場の同時計測が行われていないため、熱伝達率の時間・空間的な変動と乱流による渦構造との対応関係は明らかにできていない。

そこで、高空間分解能を有する PIV と、高精度で温度計測が可能な高速赤外線カメラを用いることで、空間的な速度変動にともなう非定常な熱伝達特性を解析することが可能になると考えられる。本研究では、最終的に乱流中の等熱流束加熱された壁近傍における運動量輸送と熱輸送との対応関係(例えば相似性や非相似性など)を明らかにすることを目的としている。本論文では、その第 1 段階として、二次元・二成分(2D-2C)の PIV と高速赤外線カメラを用いた瞬時の速度場と温度場を同時計測可能な計測システムを構築し、乱流中の壁近傍における瞬時の速度と熱伝達の空間的な相関関係を定量的に評価することを試みる。

2. おもな記号

h	:	熱伝達率 [W/m ² K]
I_a	:	速度場と温度場が対応する画像枚数
I_n	:	u, w と h の相関係数が負となる時の画像枚数
I_p	:	u, w と h の相関係数が正となる時の画像枚数
l_τ	:	壁摩擦長(= ν/u_τ)
l_z^+	:	壁摩擦長で無次元化したスパン方向波長
$P(l_z^+)$	:	スパン方向波長の確率密度
R_{ij}	:	自己相関・相互相関係数(添え字 i, j : u, w, h を代入)
Re_x	:	前縁からの距離を代表値としたレイノルズ数 (= $u_0(x_0 + x)/\nu$)
Re_{δ^*}	:	運動量厚さを代表値としたレイノルズ数 (= $u_0\delta^*/\nu$)
T_0	:	主流温度 [°C]
T_w	:	加熱壁面温度 [°C]
u_0	:	主流速度 [m/s]
u	:	主流方向の速度 [m/s]
u_{rms}	:	主流方向の乱れ強さ [m/s]
u_τ	:	壁面摩擦速度 [m/s]
w	:	スパン方向の速度 [m/s]
x	:	加熱開始点から流れ方向の位置 [mm]
x_0	:	平板前縁から加熱開始点までの位置 [mm]
y	:	高さ方向の位置 [mm]
y^+	:	高さ方向の無次元距離 (= $y u_\tau / \nu$)
z	:	スパン方向の位置 [mm]
δ^*	:	運動量厚さ [mm]

3. 実験装置、及び方法

3・1 実験装置、及び座標系

図 1(a)に低速風洞装置の断面図を示す。高さ 400 mm、幅 150 mm の矩形断面の風洞内の中央部に幅 150 mm、長さ 900 mm の平板を設置し、平板の下流には、図 1(b)の加熱模型を設置した。加熱模型の熱が平板に伝わらな

いよう、この間にはおよそ 1 mm のバルサ材を挟んだ。加熱開始点のスパン中央を座標原点とし、図 1(b)のように座標軸を設定した。主流速度は $u_0 = 2 \sim 6$ m/s であり、主流速度と加熱開始点より 10 mm 上流の運動量厚さ δ^* を代表値としたレイノルズ数は $Re_{\delta^*} = 630 \sim 2,290$ の範囲で実験を行った。

図 1(c)に加熱模型の実物写真を示す。アクリル製の平板に厚さおよそ $2.1 \mu\text{m}$ のチタン箔(メインヒーター)を流れ方向に 3 枚並べ、電極間を弛みのないよう接着し、チタン箔の下部には 1 mm の空気層を設けた。チタン箔表面には、伝熱面近傍の PIV 計測を容易にするため黒ペイントを塗布した。ペイントの塗布厚さはおよそ $30 \mu\text{m}$ である。チタン箔は等熱流束条件で通電加熱し、伝熱面の壁面温度と主流温度との温度差をおよそ 20°C に設定した。また、チタン箔の加熱によりアクリル製の平板も同時に加熱される。アクリルはチタンより熱膨張率が大いことから、チタン箔は緩みのない状態となり、通風時におけるチタン箔の膜振動の RMS 値は、およそ $2.0 \mu\text{m}$ 以下となる。空気層の下部には、熱伝達率を復元するための境界条件(後述の式(4))を与えるため、等温板であるアルミ板を設置した。アルミ板の奥にはステンレス箔(SUS304)を設置し、これを通電加熱してアルミ板を加熱し、チタン箔から空気層への熱損失を低減させた。加熱開始点から下流 60, 120 mm の位置において熱電対によりアルミ板内部の温度を計測し、チタン箔の表面との温度差が 1°C 以内になるように印加電圧を調整した。計測するチタン箔の伝熱面の熱容量は非常に小さく、チタン箔には非常に速い温度変動が観察される。この温度変動をフレームレート 750 Hz、撮影領域を 130×130 pixels ($0.41 - 0.53$ mm/pixel)に設定した高速赤外線カメラ(SC4000, FLIR 社、以下 IRT)で測定した。図 1(d)に赤外線カメラと測定面、及びその周囲壁面(対向面)の位置関係を示す。後述(3・3 節)のように、赤外線カメラでの温度測定では、周囲壁面の温度を均一にし、かつ放射率を 1 に近づけることが重要である。そのため、赤外線カメラは 24° 傾けて設置し、自身が周囲壁面に含まれないように設計し、およそ $x = 60 \sim 120$ mm の範囲でデータの解析を行った。IRT 画像と PIV 画像との空間的な位置座標を対応させるため、IRT ではアルミテープを格子状に配置した IRT 用の基準プレート撮影し、次に PIV では正方格子を印刷した 0.5 mm 厚の PIV 用の基準プレートを、IRT 用の基準プレートとの位置座標がズレないように設置して撮影した。そして、 24° 傾けた画像の歪みを考慮して、IRT 画像のピクセル間隔を算出した。

Fig. 1 Experimental apparatus

流れ場の計測には PIV 計測のカメラ(X-Stream XS-3, IDT 社)とダブルパルスレーザ(Solo PIV, New Wave Research 社)を使用し, 図 1(a)のように xz 断面の計測を行った. ダブルパルスレーザの波長帯は 532 nm であり, 高速赤外線カメラの計測波長帯域(3 - 5 μm)と干渉することはない. なお, レーザの散乱光が伝熱面で反射しないように, 前述のようにチタン箔には黒ペイントを塗布している. トレーサには DOS(Dioctyl sebacate)を使用し, フォグジェネレータ(PIV TEC 社製, PIV part14)により, 粒径 1 μm 程度の液滴をトレーサとして流路内に噴霧した. ダブルパルスレーザから照射したレーザシートの厚さは 1 mm 程度以下であり, シート厚さの中心を $y=0.5\text{ mm}$ の位置に照射して, xz 断面の PIV 計測を行った. PIV の撮影領域は $100 \times 80\text{ mm}^2$ (1280 $\times$ 1024 pixels)で, PIV 計測用カメラのフレームレートは 15 Hz とした. 取得画像から相関法により速度ベクトルを算出する際には, 検査領域のサイズを $32 \times 32\text{ pixels}$ ($u_0 = 2, 3\text{ m/s}$), または $16 \times 16\text{ pixels}$ ($u_0 = 4, 6\text{ m/s}$)とし, 格子間隔は検査領域が 50 %オーバーラップするように設定した. また, 各検査領域内のトレーサの粒子数密度は, およそ 15 個以上である.

PIV 解析より計測される速度には様々な誤差要因が含まれる⁽¹⁾. 本研究では, 撮影したピクセル間隔, 粒子の移動距離, 2 時刻の画像の時間間隔, 平均速度のそれぞれ誤差要因から, PIV 解析に伝播する不確かさ解析を行った. その結果, 主流速度 $u_0 = 4\text{ m/s}$ の場合の相対正確度(偏り誤差) B_{PIV} , 相対精密度(ばらつき誤差) S_{PIV} は, $B_{\text{PIV}} = 0.05113$, $S_{\text{PIV}} = 0.04094$ となり, 拡張不確かさ $\{B_{\text{PIV}}^2 + (t \cdot S_{\text{PIV}})^2\}^{0.5}$, ステューデント値 $t = 2$ (95%包括度)は 9.7%, $y = 0.5\text{ mm}$ の平均流速がおおよそ 1.0 m/s であることから, 修正拡張不確かさは 2.4 %となった.

3・2 高速赤外線カメラによる温度と PIV による流れの同時計測システム

PIV 計測と IRT の同時計測システムを図 2(a)に示す. ファンクションジェネレータ 1 により PIV 用カメラとレーザ照射の同期を行った. また, IRT のシャッタが開くまでの時間遅れが大きいため, これを調整するためにファンクションジェネレータ 2 を用いた. 図 2(b)にそれぞれの信号発生器のタイミングチャートを示す.

Fig. 2 Schematic diagram of synchronized experimental apparatus

Fig. 3 Validation of synchronization with PIV camera, infrared thermograph and laser

ここで, レーザの照射から IRT のシャッタが開放するまでの時間遅れを, 以下の手順で評価した. 実験では, 電子機器用のファンを回転させ(回転数:20 Hz), レーザを照射し, PIV 用カメラ(フレームレート:10 Hz)と IRT(フ

フレームレート 400 Hz) で同一のファンを撮影した。撮影したそれぞれの画像を図 3(a) 及び (b) に示す。PIV 用カメラで撮影した画像にレーザ光が写る時刻は、PIV 用カメラによる撮影開始時刻となる。レーザを照射してから IRT のカメラシャッタが開放するまでの時間 Δt を、図 2(a) のファンクションジェネレータ 2 で変化させた。両画像から読み取ったファンの回転角 θ_1 , θ_2 から角度差 $\Delta\theta (= \theta_1 - \theta_2)$ を算出し、レーザの照射開始から IRT のカメラシャッタが開放するまでの時間を計算することが可能となる。図 3(c) に、ファンクションジェネレータ 2 でセットした Δt に対する IRT の 1 枚目から 3 枚目の角度差 $\Delta\theta$ を示す。角度差が 0° となる時の IRT の 1, 2 枚目の Δt を近似式から算出すると 96.26, 93.74 ms となる。従って、レーザの照射から IRT のカメラシャッタが開放するまでの時間遅れは、3.74 ms (= 100 - 96.26 ms, PIV 用カメラ: 1/10 Hz = 100 ms) 程度となる。この時間遅れを考慮し、レーザ照射と IRT のカメラシャッタの同期をファンクションジェネレータ 2 で設定して温度場と速度場の同時計測を行った。

3・3 加熱開始点上流の速度分布

図 4(a) 及び (b) に、加熱開始点 ($x = 0$ mm) から 10 mm 上流における乱流境界層の速度分布及び乱れ強さ分布を熱線流速計により計測した結果を示す。また、流れ方向の速度分布から得られた境界層厚さ δ_{99} , 運動量厚さ, 壁面摩擦速度, レイノルズ数 $Re_\delta (= u_0 \delta_{99} / \nu)$, Re_{δ^*} , 及び壁摩擦長を計算した結果を表 1 にまとめる。図 4(a) より, y^+ が 2 付近では、壁近くの低速域で十分な計測精度が得られなかったが、壁から離れるに従い、粘性底層から対数則へと速度分布が変化していることがわかる。図 4(b) を見ると, $y^+ = 15$ 付近で RMS 値は極大値を示す。また, $Re_{\delta^*} = 1,000$ における DNS で計算した RMS 値の極大値は⁽¹²⁾, 本論文の $Re_{\delta^*} = 631, 1,051$ の RMS 値の極大値のほぼ中間に位置し、類似した分布傾向を示す。 y^+ の増加に伴い、DNS の結果と実験値の差異が大きくなるが、これは平板の前縁に設置したトリッピングワイヤによる乱流促進、風洞の主流乱れ、並びに風洞の流れ方向垂直断面のアスペクト比の相違の影響と考えられる。

Table 1 Flow parameter of turbulent boundary layer ($x = -10$ mm)

u_0 [m/s]	u_τ [m/s]	δ_{99} [mm]	δ^* [mm]	Re_δ	Re_{δ^*}	l_τ [mm]
2.0	0.100	0.049	0.00483	6460	631	0.153
3.0	0.144	0.059	0.00537	11552	1051	0.107
4.0	0.186	0.069	0.00589	17935	1537	0.082
6.0	0.261	0.070	0.00586	27323	2288	0.059

Fig. 4 Flow condition at $x = -10$ mm

3・4 赤外線カメラによる温度計測と熱伝導方程式の逆解析

IRT で検知される伝熱面の放射強度 E は、式(1)で与えられる。

$$E = \varepsilon_\lambda \tau_\lambda B(T_w) + (1 - \varepsilon_\lambda) \tau_\lambda B(T_{amb}) + (1 - \tau_\lambda) B(T_{air}) \quad (1)$$

ε_λ , τ_λ , $B(T)$ は、それぞれ伝熱面の分光放射率、大気分光透過率、黒体放射を基準とした温度による IRT 出力の関数である。右辺の第一項は測定面からの放射、第二項は周囲からの放射（周囲壁面の放射率が 1 の場合）、第三項は大気からの放射を示す。本実験では、IRT と加熱壁面の距離はおよそ 400 mm 程度であり、 τ_λ は 1 とみなせるため第三項は無視する。伝熱面の表面温度 T_w を赤外線カメラで精度良く計測するためには、伝熱面の分光放射率を正確に見積もり、周囲壁面の温度 T_{amb} の均一化、並びにその放射率を 1 に近づける必要がある。本実験では、伝熱面の放射率を高めるため、チタン箔に黒ペイントを塗布し、周囲壁面となる風洞底面(図 1(d)参照)にも黒ペイントを塗布し放射率を高めた。周囲壁面の温度 T_{amb} は、風洞底面に熱電対を埋め込み計測した。なお、分光放射率 ε_λ は、チタン箔に黒ペイントを塗布した伝熱面(実験で使用したものと同等なもの)を等温加熱板に接着した別模型を用いて評価した。

式(1)より得られた伝熱面の時系列温度変動 T_w から、瞬時・局所の熱伝達率 h を算出した。式(2)は、伝熱面(チタン箔に黒ペイント塗布)の温度が厚さ方向に一樣と仮定した非定常熱伝導方程式から得られる熱伝達率である。

$$h = \frac{\dot{q}_{in} - \dot{q}_{cd} - \dot{q}_{rd} - \dot{q}_{rdi} + \lambda_e (\delta_t + \delta_p) \left(\frac{\partial^2 T_w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_w}{\partial z^2} \right) - (c_t \rho_t \delta_t + c_p \rho_p \delta_p) \frac{\partial T_w}{\partial t}}{T_w - T_0} \quad (2)$$

$$\lambda_e = \frac{\lambda_t \delta_t + \lambda_p \delta_p}{\delta_t + \delta_p} \quad (3)$$

ここで、 c は比熱、 λ は熱伝導率、 ρ は密度、 δ は厚さを表す。添え字の t はチタン箔、 p は塗料、 a は空気 の物性値を表す。右辺分子の第 1 項から第 6 項は、通電加熱による熱流束、伝熱面裏面の空気層への伝導熱流束、伝熱面外部、及び内部への放射熱流束、伝熱面の面方向の熱拡散項、伝熱面の熱容量による熱慣性項を表す。

また、式(4)はチタン箔下部に設けた空気層内の温度 T_a に関する非定常熱伝導方程式で、式(5)は伝熱面裏面の空気層への伝導熱流束である。

$$c_a \rho_a \frac{\partial T_a}{\partial t} = \lambda_a \left(\frac{\partial^2 T_a}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_a}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T_a}{\partial z^2} \right) \quad (4)$$

$$\dot{q}_{cd} = -\lambda_a \left(\frac{\partial T_a}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (5)$$

まず、式(4)を解析して空気層内の温度分布を算出した。境界条件として、IRT で測定した伝熱面の温度 T_w とアルミ板の温度を与え、時間微分項と空間二階微分項を二次精度中心差分により離散化(計算格子数: $130 \times 3 \times 130$ 点)して ADI 法により空気層内の温度を算出した。そして、式(5)の右辺の空気層内の温度勾配を二次精度風上差分で離散化し、先ほど計算した空気層の温度を代入して、伝熱面裏面の空気層への伝導熱流束を算出した。

次に、得られた伝導熱流束を式(2)に代入して、瞬時・局所の熱伝達率 h を算出した。 T_w には IRT で計測した伝熱面温度を、 $\partial x^2 (\Delta x^2)$, $\partial z^2 (\Delta z^2)$ にはピクセル間隔(最大 0.53 mm)を、 $\partial t (\Delta t)$ には IRT のフレーム間隔(1/750 sec)を代入し、第 5 項の空間 2 階微分項及び第 6 項の時間微分項は二次精度中心差分で離散化した。この時、温度のノイズによる影響が第 5 項及び第 6 項に現れるため、 T_w の時間・空間分布にシャープ・カットオフ・フィルタを用いて、時間変動の高周波成分並びに IRT の赤外線素子の温度ばらつきによる空間的なノイズを除去した(カットオフ周波数 $f_{cut} < 69$ Hz, カットオフ空間波数 $k_{cut} < 0.20$ mm⁻¹)。逆解析により得られた熱伝達率 h には、主に、IRT による温度計測誤差、シャープ・カットオフ・フィルタ、チタン箔の厚み、並びにチタン箔に入力した熱流束の誤差が伝播する。そこで、これらの誤差要因から復元された熱伝達率に伝播する不確かさ解析を行った⁽¹⁴⁾。その結果、主流速度 $u_0 = 4$ m/s の場合の相対正確度 B_{IRT} 、相対精密度 S_{IRT} は、 $B_{IRT} = 0.01147$, $S_{IRT} = 0.02948$ となり(最大熱伝達

率が 4 m/s 時で, 50 W/m²K で計算), 最大熱伝達率に対する拡張不確かさ $\{[B_{\text{IRT}}^2 + (t \cdot S_{\text{IRT}})^2]\}^{0.5}$, スチューデント値 $t=2$ (95%包括度)]は 6.0 %, 平均熱伝達率(4m/s 時で 23 W/m²K)の修正拡張不確かさは 2.8 %となった。

図 5 に, 式(2)より算出した $Re_{\delta^*} = 630, 1,530$ における時間平均した局所熱伝達率分布を, また式(6)のスポルティング関数⁽¹⁵⁾を用いた局所熱伝達率分布と比較して示す。

$$h_x = \frac{\lambda}{x + x_0} S_p Re_x \left(\frac{\tau_0}{\rho u_0^2} \right)^{0.5} \quad (6)$$

式(6)の S_p はスポルティング関数であり, プラントル数をパラメータとした関数である。 τ_0 は壁面せん断応力, x_0 は前縁から加熱開始点までの距離を表す。 この時のレイノルズ数 Re_x の代表長さは, 前縁からの距離($x_0 + x$)である。 図 5 より, 測定結果とスポルティング関数による局所熱伝達率の差異はおおよそ 10 %程度であり, 定性的な分布傾向は良く一致している。 熱伝達率の差異の原因としては, トリップワイヤによる乱流促進の影響, 主流乱れの影響, 熱的境界条件の違い, 並びに拡張不確かさ 2.8 %の影響が考えられるが, 本報の流れ場の速度変動と熱伝達率の変動との空間的な相関関係を調査することが目的であるため, この状態において流れ場と熱伝達の瞬時分布の同時計測を試みた。

Fig. 5 Local heat transfer coefficient

4. 実験結果, 及び考察

4・1 壁近傍の流れ場と熱伝達の対応

図 6 に, レイノルズ数 $Re_{\delta^*} = 630$, $y = 0.5$ mm における xz 断面の PIV 計測結果と赤外線カメラによる伝熱面の温度分布, 及び熱伝達率分布を示す。 (a)は速度分布, (b)は温度分布, (c)は熱拡散及び熱慣性項を考慮した熱伝達率, (d)は熱拡散項を考慮しなかった熱伝達率, (e)は熱慣性項を考慮しなかった熱伝達率, (f)は熱拡散及び熱慣性項を考慮した熱伝達率と流れ方向速度の同時刻の等値線図である。

図 6(a)の速度分布をみると, 低速領域と高速領域が縞状に分布している。 この低速領域は乱流境界層中に現れる低速ストリークと考えられる。 また, 低速領域は流れ方向に伸長しているのに対し, 局所的な速度の増速領域は x 方向へは大きく伸長せず, スポット的である。 この分布傾向は, Hattori らの DNS による壁近傍の流れ方向速度分布の傾向と類似している⁽¹⁶⁾。 また, 図 6(b)の温度分布と図 6(c)の熱伝達率分布も, 流れ方向に伸長した縞状の分布となる。

ここで, 非定常熱伝導方程式(式(2))の熱拡散項と熱慣性項の有無による熱伝達率の違いを比較する。 図 6(c)と図 6(d)の熱拡散項の有無を比較すると, 分布傾向に大きな差異がないことわかる。 しかし, 図 6(c)と図 6(e)の熱慣性項の有無を比較すると, 熱伝達率の分布傾向とその値は大きく異なり, 熱慣性項を考慮しない図 6(e)では, むしろ図 6(b)の温度の分布傾向と類似している。

図 6(f)において, 熱伝達率分布と流れ方向速度の同時刻の等値線図を比較する。 速度の等値線図は, 赤い線が速度の高い領域を示し, 青い線が速度の低い領域を示す。 図 6(f)を見ると, 高い速度領域は, 高い熱伝達率領域

と概ね一致し、流れ場と熱伝達率が空間的に対応することがわかる。従って、瞬時の熱流動場では、低速と低熱伝達、または高速と高熱伝達の領域が空間的に概ね対応することがわかる。また、速度は $z = 23 \text{ mm}$ で極大となるが、熱伝達は $z = 27 \text{ mm}$ 付近で極大となり、スパン方向にややずれる場合がある。このずれは壁付近の乱流渦構造の挙動に起因したものと考えられるが、詳細なメカニズムは今後明らかにしていきたい。

Fig.6 Instantaneous velocity profiles at xz plane and heat transfer coefficient on heated wall

同時刻に取得した速度と熱伝達率のスパン方向分布($x = 110 \text{ mm}$)から、相互相関係数を計算し(合計 30 枚 I_a のデータについて計算)、そのうち相関係数が $|R_{ij}| > 0.4$ となる時の枚数 I_n , I_p (n : 負の相関, p : 正の相関)を算出した。図 7 に、 $Re_{\delta^*} = 630, 1,050$ における流れ方向、及びスパン方向速度に関する相関の割合 $I_n/I_a, I_p/I_a$ を示す。 $Re_{\delta^*} = 630, 1,050$ では u と h の変化の相関は高く正の相関を示し、また w と h の相関が低いことがわかる。 $Re_{\delta^*} = 630$ では、

w の I_n/I_a と I_p/I_a が異なるが、設定した閾値・対応した統計量によるばらつき誤差によるものと考えられる。従って、図 7 より流れ方向の速度変動と熱伝達率変動が空間的に良く対応している。また、Piller, Abe らは、DNS による十分発達した乱流では、壁近傍の流れ方向の速度変動と温度変動との相関係数が高いことを示しており^(17,18)、本論文で構築した同時計測システムによる測定結果でも同様な傾向が得られた。

Fig.7 Ratio of negative and positive correlation between velocity u, w and h

4・2 速度と熱伝達率の相関係数

図 8 に、 $Re_{\delta^*} = 630$, $x = 110$ mm ($y = 0.5$ mm) における流れ方向とスパン方向速度 u, w 、及び同位置における熱伝達率 h について、瞬時のスパン方向の自己相関係数 R の一例を示す。瞬時で見ると、流れ場と熱伝達の自己相関係数は必ずしも一致していないことがわかる。例えば図 8 の瞬間では、流れ方向速度 u の自己相関 R_{uu} の第一極小値から評価した空間波長は $l_z^+ = 2\Delta z/l_z = 150$ となるが、熱伝達率 h の自己相関 R_{hh} の第一極小値から評価した空間波長は $l_z^+ = 172$ となる。このように、瞬間的には空間波長が厳密には一致しないが、時間平均した自己相関から空間波長を算出すると、速度も熱伝達も $l_z^+ = 120$ 程度となり、従来の研究結果と同様な値になった。ただし、時間平均した自己相関では、レイノルズ数の増加 ($Re_{\delta^*} > 1500$) に伴い相関係数の第一極小が不明瞭となり、空間波長の評価が困難になる。Schlatter らも、 $Re_{\delta^*} = 1,500$ 以上になると、壁面せん断応力の空間相関係数の第一極小が不明瞭となることを報告している⁽¹⁹⁾。一方、瞬時の自己相関の場合、レイノルズ数が増加しても第一極小値が明確であるため、ここでは瞬時の自己相関から評価した空間波長のヒストグラムを作成し、その統計処理により l_z^+ の値を評価することにした。

図 9 及び図 10 に $Re_{\delta^*} = 630, 1,530$ におけるヒストグラムを示す。ここでは、 $x = 70 \sim 110$ mm の領域で l_z^+ のヒストグラムを作成した。いずれの場合も、ヒストグラムは偏った分布となる。Smith らは、流れの可視化画像からスパン方向の空間波長を算出し、空間波長のヒストグラムを作成した⁽²⁰⁾。その結果、ヒストグラムが対数正規分布となることから、空間波長の標準偏差(式(7)、変動係数(式(8))から算出した確率密度関数(式(9))の最大値をスパン方向の空間波長として算出した。本実験でも Smith らに倣い、式(7)~(9)を用いて熱伝達率 h 、及び速度 u, w のスパン方向の空間波長の確率密度関数を求めた。その結果を図 9、図 10 に赤線で示す。実験値から算出したヒストグラムと式(6)の確率密度関数は厳密には一致しないが、ヒストグラムと確率密度関数の極大値は概ね一致する。本論文では、熱伝達率 h 、及び速度 u, w に対し、式(9)の $P(l_z^+)$ が最大値となる時の l_z^+ をスパン方向の空間波長として算出した。なお、 $Re_{\delta^*} = 630, 1,050$ の場合は、時間平均した自己相関関数にも明確な第一極小が存在し、空間波長の算出が可能であったが、確率密度関数の極大から算出した空間波長は、これより 15 %程度小さい値となった。また、 $Re_{\delta^*} = 1,530$ 以上では、時間平均した自己相関関数の第一極小が不明瞭であり、確率密度関数からでは空間波長が評価できなかった。

$$\sigma_l = \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (l_i - \bar{l}_z)^2 \right] \quad (7)$$

$$\psi_l = \frac{\sigma_l}{\bar{l}_z} \quad (8)$$

$$P(l_z) = \frac{\exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\psi_0} \ln \frac{l_z}{l_0} \right)^2\right)}{l_z \psi_0 (2\pi)^{1/2}} \quad (9)$$

ここで,

$$l_0 = \bar{l}_z (1 + \psi_l)^{-1/2} \quad (10)$$

$$\psi_0 = \left[\ln(1 + \psi_l^2) \right]^{1/2} \quad (11)$$

Fig. 8 Instantaneous auto-correlation coefficient of velocities and heat transfer coefficient

Fig. 9 Probability-density histograms of spanwise streak spacing for $Re_{\delta^*} = 630$

Fig. 10 Probability-density histograms of spanwise streak spacing for $Re_{\delta^*} = 1,530$

図 11 に、式(9)の確率密度関数の最大値から算出した空間波長のレイノルズ数依存性を示す。図 11 より、算出した熱伝達率 h と速度 u, w のスパン方向の空間波長 l_z^+ は、 $Re_{\delta^*} = 1,530$ までは概ね一致した。なお、 $Re_{\delta^*} = 2,290$ では熱伝達率、速度と共に空間波長が大きくなっているが、熱伝達率では空間的なシャープ・カットオフ・フィルタの影響が、速度に関しては、PIV 画像のピクセル間隔が不十分であったことが原因と考えられる。

ここで、IRT と PIV の空間分解能を考える。中村が行った薄膜の温度変動に対する時間・空間分解能の計算⁽¹³⁾によると、主流速度が、4 m/s 時のペイントの厚みを考慮したチタン薄膜の時間・空間分解能(IRT のノイズに対して検知可能な周波数の上限、及び空間周波数の下限)は 15 Hz, 0.3 mm となる。それに対して空間的なノイズの除去に用いたシャープ・カットオフ・フィルタのカットオフ空間波数 k_{cut} は無次元距離で 27 - 90 l_t^+ に対応することから、算出した熱伝達率のスパン方向の空間波長は、シャープ・カットオフ・フィルタによる空間分解能の影響を強く受ける。また、PIV の検査領域(16, 32 角 pixels)に対する空間分解能は 1.2, 2.4 mm であることから、速度分布のスパン方向の空間分解能は壁摩擦長の 15 - 23 l_t^+ 程度となる。熱伝達率と速度のスパン方向の空間分解能による誤差とそれぞれの修正拡張不確かさがスパン方向の空間波長へ伝播する誤差を見積もり、図 11 の各プロットにエラーバーを示した。本実験の熱伝達率と速度の空間波長($l_z^+ = 100 \sim 150$, $Re_{\delta^*} \leq 1,530$)は、DNS で得られた温度ストリーク及び壁面せん断応力の空間波長^(18, 19)とも同程度の値であり、妥当な値が得られている。

本論文では、流れ方向速度の変動と熱伝達率の変動との空間的な相関がとれ、構築した同時計測システムにより流れ場と熱伝達の相関関係を明らかにすることが可能であることがわかった。 $Re_{\delta^*} = 2,290$ では、C-mos カメラと IRT のカメラ配置から画像のピクセル間隔が小さく十分な相関が得られなかったが、カメラ配置によりピクセル間隔を向上させることで空間的な計測精度の改善が期待できる。

Fig. 11 Spanwise wave length of heat transfer coefficient and velocities

図 12 に、 $Re_{\delta^*} = 630, 1,530$ における熱伝達率の時系列データから算出した空間相互相関 R_{hh} を示す。ここでは、 $x = 110$ mm, $z = 0$ mm における時系列の熱伝達率データを基準とし、計測した面上の時系列データとの相互相関係数 R を算出した。 $Re_{\delta^*} = 630$ (図 12(a)) では、 $z = 0$ を軸にほぼ線対称に第一極小値が現れ、相互相関係数 R は流れ方向にほぼ一様な分布となる。一方、 $Re_{\delta^*} = 1,530$ (図 12(b)) では $z = 0$ を軸とした対称性が崩れ、流れ方向の一様性も弱まる。これは、レイノルズ数の増加に伴い、ストリーク構造を形成する乱流渦構造の時空間的な規則性が弱まるためと考えられるが、詳細なメカニズムの解明は今後の課題である。本実験では、PIV の時間分解能が低く、時系列データの空間相互相関係数は計算できないが、今後は PIV の時間分解能を向上させ、壁近くの乱流渦構造による流れの挙動と熱伝達の時空間的な変動の相似性を調査する予定である。

Fig. 12 Cross-correlation coefficients of heat transfer coefficient

5. 結 語

乱流に伴う壁面近傍の非定常熱流動現象を明らかにするため、PIV 計測と高速赤外線カメラを用いた速度場と温度場の同時計測システムを構築し、以下の結論を得た。

- 1) PIV カメラと高速赤外線カメラのシャッタの時間遅れを評価することにより、同時刻における速度場と温度場を計測するシステムを構築した。
- 2) 壁近傍(xz 断面)の速度 2 成分 u, w の分布と熱伝達率分布の対応関係を確認した結果、低速と低熱伝達及び高速と高熱伝達の領域が空間的に概ね対応しており、妥当な測定結果を得ることができた。
- 3) 同時刻に取得した熱伝達率分布と速度分布の相関係数を統計処理した結果、熱伝達率の変動と流れ方向速度の変動が高い正の相関を示すことがわかった。
- 4) 乱流境界層中の熱伝達率 h と流れ方向及びスパン方向速度 u, w から算出したスパン方向の空間波長を、対数確率密度関数を仮定した統計処理により評価した。その結果、温度場と速度場のスパン方向波長は $Re_{\delta^*}=1,530$ 付近まで概ね対応していることが確認できた。また、ここで評価したスパン方向波長は、従来の研究結果と比較しても妥当な値であった。

謝辞

本研究の実験データは、防衛大学校 吉田直樹 学生、本多トオル 学生の協力のもと得られたものであり、ここに感謝の意を表する。

文 献

- (1) 入谷陽一郎, 笠木伸英, 平田賢, “強制対流平板乱流境界層における輸送機構に関する研究(第 1 報, 液晶による非定常壁面温度場の可視化)”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 48, No. 435 (1982), pp. 2284-2294.
- (2) Ochoa, A. D., Baouhn, J. W. and Byerley, A., “A new technique for dynamics heat transfer measurements and flow visualization using crystal thermography”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 26(2005), pp. 264-275.
- (3) Pietri, L., Amielh, M. and Anselmet, F., “Simultaneous measurements of temperature and velocity fluctuations in a slightly heated jet combining a cold wire and Laser Doppler Anemometry”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 21(2000), pp. 22-36.
- (4) Tagawa, M., Nagaya, S. and Ohta, Y., “Simultaneous measurements of velocity and temperature in high- temperature turbulent flow: a combination of LDV and three-wire temperature probe”, *Experiments in Fluids*, Vol. 30(2001), pp. 143-152.

- (5) Hishida, K. and Sakakibra, J., “Combined planar laser-induced fluorescence-particle image velocimetry technique for velocity and temperature fields”, *Experiments in Fluids*, Vol. 29(2000), pp. S129-S140.
- (6) Funatani, S., Fujisawa, N. and Ikeda, H., “Simultaneous measurement of temperature and velocity using two-colour LIF combined with PIV with a colour CCD camera and its application to the turbulent buoyant plume”, *Measurement Science and Technology*, Vol. 15(2004), pp.983-990.
- (7) Carlomagno, G. M. and Cardone, G., “Infrared thermography for convective heat transfer”, *Experiments in Fluids*, Vol. 49(2010), pp. 1187-1218.
- (8) Sousa, J. F. L., Sergoi, L., Paniagua, G. and Villafañe, L., “Three-dimensional(3D) inverse heat flux evaluation based on infrared thermograph”, *Quantitative Infrared Thermography*, Vol. 9, No. 2 (2012), pp. 177-191.
- (9) 中村元, “導電性薄膜を伝熱面とした対流熱伝達の時空間分布測定”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 73, No. 733 (2007), pp. 1906-1914.
- (10) Nakamura, H., Takaki, S. and Yamada, S., “Spatio-temporal characteristics of heat transfer for a backward-facing step flow”, *Turbulence, Heat and Mass Transfer 7, Proceedings of 7th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer* (2012), pp. 171-174.
- (11) 可視化情報学会編, PIV ハンドブック, 初版 (2002), pp.137-164, 森北出版.
- (12) Schlatter, P. and Örlü, R., “Assessment of direct numerical simulation data of turbulent boundary layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 659 (2010), pp. 116-126.
- (13) 中村元, “導電性薄膜を伝熱面とした対流熱伝達測定の周波数応答および空間分解能”, 日本機械学会論文集 B 編, Vol. 73, No. 726 (2007), pp. 601-609.
- (14) アメリカ機械学会編, 日本機械学会訳 アメリカ機械学会性能試験規約 計測の不確かさ, 初版 (1987), pp.17-27, 日本機械学会.
- (15) 日本機械学会編, 伝熱工学資料, 改訂第 3 版 (1975), pp.275-278, 日本機械学会.
- (16) Hattori, H., Houra, T. and Nagano, Y., “Direct numerical simulation of stable and unstable turbulent thermal boundary layer”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 28(2007), pp.1262-1271.
- (17) Piller, M., “Direct numerical simulation of turbulent forced convection in a Pipe”, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 49(2005), pp.583-602.
- (18) Abe, H., Kawamura, H. and Matsuo, Y., “Surface heat-flux fluctuations in a turbulent channel flow up to $Re_\tau = 1020$ with $Pr = 0.025, 0.71$ ”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 25(2004), pp.404-419.
- (19) Schlatter, P., Li, Q., Brethouwer, G., Johansson, A. V. and Henningson, D. S., “Simulations of spatially evolving turbulent boundary layers up to $Re_\theta = 4300$ ”, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 31(2010), pp. 251-261.
- (20) Smith, C. R. and Metzler, S. P., “The characteristics of low-speed streaks in the near-wall region of a turbulent boundary layer”, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 129 (1983), pp. 27-54.