自動車用 HVAC における高・低温空気流の乱流混合に関する研究* (平行せん断層における熱輸送)

水野 安浩^{*1}, 浅野 秀夫^{*1,2} 多田 勝義^{*3}
廣田 真史^{*2}, 中山 浩^{*2}, 平山 俊作^{*4}

Turbulent Mixing of Hot and Cold Air in HVAC Unit for Automobile (Thermal Mixing in Planar Shear Layer)

Yasuhiro MIZUNO, Hideo ASANO, Katsuyoshi TADA,
Masafumi HIROTA^{*5}, Hiroshi NAKAYAMA and Shunsaku HIRAYAMA

^{*5} Department of Micro-Nano Systems Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

In HVAC (Heating, Ventilating, Air Conditioning) unit used in an automobile air-conditioning system, hot air heated by a heater core and cold air cooled by an evaporator is mixed to control the air temperature blown into the compartment. In simulating numerically the temperature control characteristics of the HVAC, the modeling of turbulent mixing process of hot and cold air is a key issue for improving the performance of the simulation. Detailed knowledge on the turbulent air mixing in HVAC unit is, however, quite scarce. Hence, as the first step to make clear the air mixing process in HVAC, we have made an experimental study on turbulent thermal mixing in a simple planar shear layer. In particular, the distributions of turbulent heat fluxes and turbulent Prandtl number over the mixing layer have been measured for two velocity ratios, and based on the experimental data, the production mechanism of the turbulent heat fluxes has been examined in detail.

Key Words: Heat Transfer, Forced Convection, Turbulent Mixing, Shear Flow, HVAC, Air Conditioning, LDV

1. 緒 言

カーエアコンでは、ファン・エバポレータ・ヒータコアを一つのケースに収めた HVAC (Heating, Ventilating, Air Conditioning) ユニットが使用されている。図 1 は HVAC ユニットの構成を模式的に示したものである。ファンにより取り込まれた全ての空気はまずエバポレータへ送られ、一旦 5℃ 程度に冷却される。この低温空気のうち一部はヒータコアに送り込まれて、約 80℃ まで加熱される。これらの低温空気と高温空気を適当な流量比で混合させることにより、車室内へ吹き出す気流の温度調整を行っている^{(1)・(2)}。両空気の流量比は、エバポレータとヒータコアの間に設けられた Air-Mix Door の開度を変えることに調整されるため、低温空気流と高温空気流は条件により様々な角度と速度比で混合することになる。

HVAC ユニットは車種毎に異なった設計を要求されるため、自動車の多様化に伴い設計期間の短縮が強く求められている。そこで、近年では CAE による HVAC の仮

想試作が試みられているが、ユニット内における高・低温空気流の乱流混合特性の予測精度は不十分であり、仮想試作を進める上での障害となっている⁽³⁾。そのため、この種の問題に適した熱輸送モデルの採用・開発が必要であるが、モデルの構築や検証に必要な実験データ、とくに乱流熱輸送に深く関わる変動温度場に関する知見は、単純な混合流動系においても充分には蓄積されていないようである。また、HVAC の高性能化・小形化を図るためには、高・低温空気の混合メカニズムを把握した上で、混合促進に適したユニット形状を開発する必要がある。

そこで本研究では、自動車用 HVAC における高温・低温流体間の乱流熱輸送機構を明らかにするとともに、モデル化に必要な実験データを取得することを目的とする。本報ではその第 1 段階として、図 2 に示すような高温流と低温流が平行に流れながら混合する流動系を取り上げ、速度場と温度場の計測を行った。この種の熱流動に関しては、従来多くの研究が行われているが^{(4)・(11)}、熱輸送を支配する乱流熱流束の詳細な分布特性に関しては、充分には明らかにされていない。そこで本研究では、高温流と低温流の速度比をパラメータに取り、速度と温度の同時計測を実施して、乱流熱流束の分布を明らかにすることを試みた。

* 原稿受付 2004 年 1 月 5 日。

^{*1} 正員, (株)デンソー (〒448-8661 刈谷市昭和町 1-1)。

^{*2} 正員, 名古屋大学工学研究科 (〒464-8603 名古屋市千種区不老町)。

^{*3} 名古屋大学大学院工学研究科。

^{*4} (株)デンソー。

E-mail: hirota@mech.nagoya-u.ac.jp

Fig. 1 Concept of HVAC unit for automobile

Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

2. 主な記号

D : 測定部流路の1辺の $1/2 = 100$ mm

Pr_t : 乱流プラントル数

r : 速度比 $= U_h/U_c$

T : 平均温度

ΔT : 高・低温流の初期温度差 $= 50^\circ\text{C}$

t : 変動温度

t' : 変動温度強度 $= (\overline{t^2})^{1/2}$

U_1, U_2, U_3 : 平均速度成分

u_1, u_2, u_3 : 変動速度成分

u_1', u_2', u_3' : 変動速度強度 (例えば $u_1' = (\overline{u_1^2})^{1/2}$)

X_1, X_2, X_3 : 座標系 (図2参照)

α_t : 渦熱拡散係数

ν_t : 渦動粘度

添字

c : 低温側 (= 高速側)

h : 高温側 (= 低速側)

3. 実験装置および方法

図2に実験装置の概要を示す。ヒーターで $T_h = 80^\circ\text{C}$ に加熱された高温空気と、 $T_c = 30^\circ\text{C}$ に保たれた低温空気は、それぞれ整流室とノズルを通過した後、助走部を経て測定部に流入・混合する。助走部は高温側・低温側ともに断面 $200\text{ mm} \times 97.5\text{ mm}$ 、長さ 500 mm の直線流路であり、高温流と低温流は厚さ 5 mm のパルサ製仕切板で分けられている。測定部は断面 $200\text{ mm} \times 200\text{ mm}$ 、長さ 700 mm のアクリル製流路であり、座標系は図に示すように仕切板先端の中心を原点に主流方向を X_1 軸、仕切板面に垂直方向を X_2 軸、流路スパン方向を X_3 軸と定義した。なお、

仕切板先端は図2に示すように頂角 35° の三角形形状になっている。また、ノズル上流の整流室には開口部が $4\text{ mm} \times 4\text{ mm}$ の金網を挿入したが、仕切板上にトリッピングワイヤなどは設置されていない。

実験は、助走部の境界層外における低温流の流速 U_c を 4 m/s に保ち、高温流の境界層外の流速 U_h を 2 m/s , 3 m/s , 4 m/s (速度比 $r = U_h/U_c = 0.5, 0.75, 1$) と3通りに変化させて行った。いずれの速度比においても、低温流は助走部の上側、高温流は下側を流れながら合流する。これらの速度、合流条件、測定部の断面寸法はいずれもHVAC実機に基づいているが、前述のように実機における低温流の温度は約 5°C であり、本実験に比べて高・低温流間の温度差が大きくなっている。そこで代表寸法を測定部断面の水力直径 ($= 200\text{ mm} = 2D$)、代表速度を $U_c = 4\text{ m/s}$ としてリチャードソン数を求めたところ、実機の場合 2.78×10^2 、本実験では 1.84×10^2 であり、いずれの場合も浮力の影響は無視できる範囲にあった。したがって、この様な低温側流体温度の違いは、本実験結果をHVACに適用する際の障害にはならないと考えられる。なお、本研究では速度場のみの計測も非等温流で行った。等温流において測定した速度分布を温度差のある場合と比較したが、有意な差は認められなかった。図3は $r=1$ の条件で、合流直前である $X_1 = -35\text{ mm}$ の位置で測定した主流速度 U_1 の分布である。仕切板上には厚さ約 15 mm の乱流境界層が発達していることがわかる。この場合、運動量厚さに基づくレイノルズ数は約 380 である。

速度・応力場の計測には、2次元ファイバーLDVシステムをリフレクタとともに用いた。測定体積は直径 $0.09\text{ mm} \times$ 長さ 1.3 mm である。トレーサ粒子にはLaskinノズルにより発生させたオイルミスト (粒径 $1 \sim 5\text{ }\mu\text{m}$) を用いた。なお、速度・温度同時測定時には、LDVのデータレートが数十Hzとなるようにトレーサ濃度を極力低く調整した。温度場は、タングステン細線 (直径 $5\text{ }\mu\text{m}$, 検知部長 1.2 mm) をセンサーとした抵抗線温度計により測定した。乱流熱流束の測定には、これらを組み合わせで構築した速度・温度同時測定システムを用いた。抵抗線温度計からの出力は、熱容量と熱伝導による誤差を含むため、Tsuijiらにより考案された方法⁽¹²⁾、すなわち温度波形を一旦周波数空間に変換し、振幅と位相を速度データに基づき修正した後、再び物理空間に戻すことでそれらを補正した。この温度データは連続波形としてパソコン上に記録し、別途記録したLDVからのパースト信号の出力タイミングを参考にして瞬時値を求める。本実験では温度プローブをLDVの測定点に対し 1 mm 下流に設置したため、凍結乱流仮説に基づきこの距離に起因する

Fig. 3 U_1 distributions just in front of the confluence
($X_1/D = -0.35$, $r = 1$)

タイミングのずれを補正した⁽¹³⁾。なお、実験に先立ち本システムを用い加熱円柱後流における乱流熱流束を測定したが、その分布は田川ら⁽¹⁴⁾による測定結果と定量的に良好な一致を示した⁽¹³⁾。測定は、場の二次元性を確認した上で、流路対称面内($X_2=0$)の $X_1=35\text{ mm} \sim 200\text{ mm}$, $X_2=-50\text{ mm} \sim 50\text{ mm}$ ($X_1/D=0.35 \sim 2$, $X_2/D=-0.5 \sim 0.5$)の領域において行った。なお、 X_1 の最大値はHVAC実機の寸法に基づいて決定した。

4. 実験結果および考察

4.1 平均場の特徴 本節では主流速度と平均温度の測定結果について述べる。図4(a), 4(b), 4(c)はそれぞれ速度比 $r=1, 0.75, 0.5$ の条件で得られた主流速度 U_1 の鉛直方向(X_2 軸方向)分布である。縦軸は $D(=100\text{ mm})$ で無次元化した鉛直方向座標 X_2/D 、横軸は低温側流速 $U_c=4\text{ m/s}$ で規格化した主流速度 U_1/U_c であり、流動方向

の位置 $X_1/D (=0.35, 0.5, 1.0, 2.0)$ をパラメータとして示した。なお、上述のように測定は $-0.5 < X_2/D < 0.5$ の領域で行ったが、 $|X_2/D| > 0.3$ では速度・温度ともに一定値を示したため、本論文では $|X_2/D| < 0.3$ における測定結果について示す。

$r=1$ の場合、 U_1 は合流点($X_2/D=0$)で極小値をとり、下流に向かうにつれてこの極小値が増加するとともに、速度欠損領域が X_2 軸方向に広がる後流状の速度分布を示している。本実験の最下流測定位置である $X_1/D=2$ においても、速度欠損は回復していない。速度比が小さくなり高温流($X_2 < 0$)が低速になると、合流点近傍では $r=1$ の場合と同様の後流の速度分布を示すが、下流域では速度欠損が無くなり、 U_1 は U_c から U_1 へ単調に変化する混合層の速度分布をとる。 $X_1/D=2$ における $r=0.75$ と 0.5 の U_1 分布を比較すると、混合層は速度比の低い方、すなわち速度差の大きい方が厚くなっている。この傾向は従来の報告⁽¹¹⁾と一致している。なお、発達した乱流混合層では速度場が自己相似性を有することが知られているが⁽¹¹⁾、本研究の測定領域内では、いずれの r においても U_1 が自己相似性を有するには至らなかった。

図5に初期温度差 $\Delta T = T_h - T_c = 50^\circ\text{C}$ で無次元化した平均温度 $\theta = (T - T_c)/\Delta T$ の分布を示す。いずれの速度比においても、 θ は低温流側($X_2 > 0$)から高温流側($X_2 < 0$)に向かい直線的に増加している。下流に向かうにつれて、鉛直方向の温度こう配 $\partial\theta/\partial X_2$ をもつ領域が X_2 軸方向に広がるとともに $\partial\theta/\partial X_2$ の絶対値も小さくなってお

Fig. 4 Primary flow velocity U_1/U_c

Fig. 5 Mean temperature $(T - T_c)/\Delta T$

Fig. 6 Intensity of fluctuating velocity u_1'/U_c

Fig. 7 Intensity of fluctuating velocity u_2'/U_c

Fig. 8 Visualized interface between the hot and cold flows

り、低温流と高温流の混合が進んでいくことが分かる。また、 $r=1$ の場合は合流点である $X_2/D=0$ で $\theta=0.5$ （すなわち $T=(T_h+T_c)/2$ ）となっているが、 r が小さくなると $\theta=0.5$ となる位置が低速流側（ $X_2<0$ ）にずれるようになる。この傾向は、濃度場の実験結果⁽¹⁵⁾と一致する。

4.2 変動強度分布 本節以降では、紙数の制限から、上述の主流速度分布において顕著な差が観察された $r=1$ と $r=0.5$ の結果について示す。

図6と図7に X_1 軸方向及び X_2 軸方向の変動速度強度 u_1'/U_c と u_2'/U_c の鉛直方向分布を示す。変動速度強度は速度比により異なった分布傾向を示す。 $r=1$ の場合、 u_1' と u_2' はともに合流点直後の $X_1/D=0.35$ で最も大きく、下流方向に減衰する。 u_1' はいずれの X_1/D においても $X_2/D=0$ で極小値をとっている。これは図4(a)の U_1 分布から明らかなように、速度欠損の影響により $X_2/D=0$ では $\partial U_1/\partial X_2=0$ であるため、 $\overline{u_1'^2}$ の主たる生成項である $\overline{u_1 u_2} \cdot \partial U_1/\partial X_2$ も零となることに起因する。一方 u_2' は、値は u_1' とほぼ同レベルであるが、 $X_2/D=0$ では極小値をとらず最大値に達している。この u_2' の最大値は、後に示すような高・低温流の界面に発生する渦に起因すると考えられる。

$r=0.5$ では、 u_1' の $X_2/D=0$ における極小値は消滅し、 u_1' は $X_2/D=0.03$ 付近で最大値に達している。この場合、流路下側（ $X_2<0$ ）の U_1 が低いため、 $\partial U_1/\partial X_2$ は上側の領域で相対的に大きくなる。そのため、せん断による $\overline{u_1'^2}$ の生成もこの領域でより活発になり、その結果 u_1' は $X_2>0$ で高い値をとると考えられる。また $X_1/D=2$ では、高

Fig. 9 Spectrum of fluctuating temperature ($r=1$)

い値を示す領域の鉛直方向への広がりが顕著である。一方、 u_2' の分布は $r=1$ の場合とかなり異なった傾向を示し、合流部付近の $X_1/D=0.35, 0.5$ における変動は $r=1$ の場合に比べて低いが、 u_2' は下流域で急激に増大し、 $X_1/D=2$ における最大値は $r=1$ の場合よりも50%程度大きくになっている。

このような速度比による u_2' 分布の差異について検討するために、合流部付近の流れの可視化を行った。図8は下側（ $r=0.5$ では低速側）の流体に微粒子を混入させて、高・低温流の界面を可視化した結果である。 $r=1$ では、合流直後から界面に周期的な渦が形成されている。図9は、 $r=1$ の場合について $X_2/D=0$ の位置で測定した温度変動のスペクトル分布である。いずれの X_1/D においても、約100Hzの位置にスペクトルのピークが観察される。この周波数と U_c および仕切板厚さを代表値にとってストローハル数を求めたところ、約0.13となった。これ

(a) $r = 1$ (b) $r = 0.5$ Fig. 10 Intensity of fluctuating temperature $t'/\Delta T$ (a) $r = 1$ (b) $r = 0.5$ Fig. 11 Turbulent shear stress $\overline{u_1 u_2}/U_c^2$ (a) $r = 1$ (b) $r = 0.5$ Fig. 12 Turbulent heat flux $\overline{u_2 t}/U_c \Delta T$

は、角柱を通過するカルマン渦の発生周波数にほぼ一致し⁽¹⁶⁾、このことから図8(a)の界面に観察される周期的な渦はカルマン渦に相当すると考えられる。一方、 $r=0.5$ の場合（図8(b)）は合流後 $X_1/D \approx 0.5$ まで気流界面は滑らかであり、その下流で大規模な流体の巻き込みが生じている。この渦は、Kelvin-Helmholtz の不安定に起因すると考えられる。このような速度比による渦の発生の違いが、先に述べた u_2' 分布の r による差異をもたらしている。

変動温度強度 $t'/\Delta T$ の分布を図10に示す。 t' は u_2' の分布傾向を反映している。 $r=0.5$ の下流域における変動強度の増大は、 u_2' に比べてより顕著である。なお、 $r=0.75$ における u_2' と t' は $r=1$ と類似な分布を示した。本流動系の場合、 r の減少に伴い流れは後流の特性から混合層の特性を有するようになると予想されるが、少なくとも $r=0.75$ では、本測定領域内の流れは依然として後流の特性を有していると考えられる。

4.3 乱流せん断応力 図11に主流に抗する乱流せん断応力成分 $\overline{u_1 u_2}$ の分布を示す。 $\overline{u_1 u_2}$ の値は上述の変動速度強度分布を反映しており、 $r=1$ の場合には合流直後で $|\overline{u_1 u_2}|$ は最も大きく、下流に向かうにつれて減少するのに対して、 $r=0.5$ では下流域の $X_1/D=1$ で $|\overline{u_1 u_2}|$ は最大値に達している。

また、 $\overline{u_1 u_2}$ の符号にも速度比による差異が認められる。 $r=1$ の $\overline{u_1 u_2}$ は、 X_1/D の全域において $X_2/D=0$ を境に符号が逆転している。こうした符号の逆転は $r=0.5$ の場合にも見られるが、その領域は非常に狭く、 $X_1/D=1$ 以降で

は $\overline{u_1 u_2}$ は全て負の値を示している。このような $\overline{u_1 u_2}$ の分布特性は、次式により主流速度こう配 $\partial U_1 / \partial X_2$ の分布と関連づけて説明できる。

$$\overline{u_1 u_2} = -\nu_t \frac{\partial U_1}{\partial X_2} \quad (1)$$

図4に示したように、 $r=1$ の場合にはいずれの X_1/D においても U_1 に速度欠損が生じるため、 $\partial U_1 / \partial X_2$ は $X_2 < 0$ で負、 $X_2 > 0$ で正となる。これは、 $r=1$ において観察される $X_2/D=0$ を境にした $\overline{u_1 u_2}$ の符号の逆転によく対応している。 r が減少するにつれて速度欠損はより上流で消失するため、 $\partial U_1 / \partial X_2$ （および $\overline{u_1 u_2}$ ）の符号の逆転も $r=0.5$ の下流域では現れなくなると考えられる。このように、 $\overline{u_1 u_2}$ の定性的な分布特性は $\partial U_1 / \partial X_2$ の分布とよく対応するため、式(1)に基づき ν_t を求めたところ全条件で正の値をとり、物理的に不合理な負の値を示すことはなかった。そこで、後述の乱流プラントル数もこの ν_t を用いて定義した。

4.4 乱流熱流束 本節では、最初に高・低温流間の乱流熱輸送において支配的な X_2 軸方向の乱流熱流束 $\overline{u_2 t}$ の分布について示し、次に主流方向の成分 $\overline{u_1 t}$ の分布特性について述べる。

図12に $\overline{u_2 t}/U_c \Delta T$ の分布を示す。いずれの速度比でも、 $\overline{u_2 t}$ は X_2 軸方向の変動速度強度 u_2' と定性的に類似の分布を示し、 $X_2/D=0$ 近傍で最大値に達している。また、 $r=1$ における $\overline{u_2 t}$ は合流直後で最大値をとり下流方向に減少するのに対して、 $r=0.5$ の場合には合流直後で値が低く

Fig. 13 Turbulent heat flux $\overline{u_i t} / U_c \Delta T$ Fig. 14 Turbulent Prandtl number Pr_t Fig. 15 Calculated $\overline{u_i t}$ under the assumption of $Pr_t = 0.5$

$X_1/D=1$ 以降で急激に増大する点も、 u_2' の分布特性と一致している。このような $\overline{u_i t}$ の分布から、乱れによる熱輸送は高温流と低温流の界面付近で最も活発であること、また、高温流と低温流に速度差がある場合、合流直後では乱流熱輸送は抑制されているが、下流域では速度差がない場合に比べて両者の混合が活発になっていることが分かる。こうした下流域における $\overline{u_i t}$ の増大は、図8(b)において観察された大規模な渦の発生に起因すると考えられる。

次に、主流方向の乱流熱流束 $\overline{u_i t} / U_c \Delta T$ の分布を図13に示す。 $\overline{u_i t}$ の絶対値は上述の $\overline{u_2 t}$ と同等かやや小さい程度であるが、その分布傾向は $u_2 t$ とは大きく異なる。 $r=1$ においては、 $X_2/D=0$ を境にした符号の逆転が X_1/D の全域で観察される。しかし、 $r=0.5$ では符号の逆転が現れる領域は狭くなり、 $X_1/D=1$ 以降で $\overline{u_i t}$ は X_2/D の全域にわたり負値を示している。一般に壁乱流では $\overline{u_i t}$ は u_1' に、また $\overline{u_i t}$ は $\overline{u_1 u_2}$ に類似な分布を示すが、上に述べた本流動場における $\overline{u_i t}$ は、 r による符号の逆転の有無など、 u_1' よりも図11に示した $\overline{u_1 u_2}$ との定性的類似性が強い。図5の平均温度分布から明らかなように、いずれの速度比においても低温側($X_2 > 0$)では平均温度は下流方向に上昇し($\partial T / \partial X_1 > 0$)、高温側($X_2 < 0$)では逆に $\partial T / \partial X_1 < 0$ となる。したがって、 $\overline{u_i t}$ について次式を仮定すると、

$$\overline{u_i t} = -\alpha_i \frac{\partial T}{\partial X_1} \quad (2)$$

$r=1$ の場合には $\overline{u_i t}$ の符号と T の分布は整合するが、 $r=0.5$ では高温側で両者の分布が対応せず($\overline{u_i t} < 0$ に対して $-\partial T / \partial X_1 > 0$)、 X_1 軸方向に熱の逆こう配拡散が生じることになる。 $\overline{u_i t}$ がこの様な挙動を示す理由については後に考察する。

4.5 乱流プラントル数 本研究の流動場では X_2 軸方向に大きな平均温度こう配が形成されるため、この方向への乱流熱流束 $\overline{u_i t}$ による熱輸送が高・低温流体の乱流混合において重要となる。そこで、 $\overline{u_i t}$ を推定する最も単純な方法として乱流プラントル数 Pr_t を次式で定義し、実験結果からその分布を求めてみた。

$$Pr_t = \frac{\nu_t}{\alpha_i} \quad (3)$$

$$\text{ただし, } \nu_t = \frac{-\overline{u_1 u_2}}{\frac{\partial U_1}{\partial X_2}}, \quad \alpha_i = \frac{-\overline{u_i t}}{\frac{\partial T}{\partial X_2}} \quad (4)$$

図14に各速度比で求めた Pr_t の分布を示す。いずれの条件でも分布のばらつきは大きい。が、 $r=1$ の場合、 Pr_t は X_1 軸方向の位置に関わらず $X_2/D=0$ 近傍で最小値 $0.4 \sim 0.5$ をとり、 $|X_2/D|$ の増加に伴って増大する傾向が認められる。 $r=0.5$ の場合には、 Pr_t の最小値は上記と同程度であるが、分布傾向は各 X_1/D で異なっており、混合層の端に近づくにつれて値の増加する傾向も明確には観察されない。

このように、本流動場における乱流プラントル数は、速度比により異なる複雑な分布を示す。しかし、 $\overline{u_i t}$ が

Fig. 16 Production terms for $\overline{u_i t}$

最大値を示す $X_2/D=0$ の近傍では、自由乱流に対して従来用いられている $Pr_i=0.5 \sim 0.7$ ⁽¹⁷⁾ に近い値をとっている。そこで、本研究においても Pr_i を一定と仮定した場合に、 $\overline{u_i t}$ の値がどのように予測されるのか調べてみた。図 15 は、全ての測定位置で $Pr_i=0.5$ と仮定して求めた $\overline{u_i t}$ の分布である。この結果を図 12 に示した $\overline{u_i t}$ の実測値と比較すると、 $r=0.5$ の下流域で両者の差異がとくに大きくなる傾向が認められる。しかし全般的には、実験結果に反する仮定であるにも関わらず、図 15 の結果は実測値にかなり近い値を示している。図 14 に示したように、混合層の端付近では Pr_i は増加するため、 $Pr_i=0.5$ の仮定は $|X_2/D|$ の大きな位置における $\overline{u_i t}$ の予測値に重大な誤差を与えると予想される。しかし実際には、この領域において $\overline{u_i t}$ は急激に減少するため、予測値と実測値の差異も相対的に小さくなるものと考えられる。

4.6 乱流熱流束の生成 上に示したように、 $\overline{u_i t}$ の分布は Pr_i を一定と仮定しても、ある程度の精度で予測することが可能である。しかし、 $\overline{u_i t}$ については $\overline{u_i t}$ と $-\partial T/\partial X_i$ の符号が異なる領域が生じるため、式(2)からは定性的な分布傾向を推定することもできない。そこで、 $\overline{u_i t}$ が $\overline{u_i u_j}$ に類似した複雑な分布をとる理由について検討するために、乱流熱流束方程式中の生成項に注目し、実験値よりその分布を求めてみた。

本流動系の場合、 $\overline{u_i t}$ に対する輸送方程式中の生成項 P_i は、浮力による生成を無視すると以下のように書く

Fig. 17 Production terms for $\overline{u_i t}$

ことができる。

$$P_i = -\left(\overline{u_i^2} \frac{\partial T}{\partial X_i} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial T}{\partial X_j} \right) - \left(\overline{u_i t} \frac{\partial U_i}{\partial X_i} + \overline{u_j t} \frac{\partial U_j}{\partial X_j} \right) \quad (5)$$

これらの項のうち、 $\partial T/\partial X_i$ を含む右辺第 1 項の寄与は他の項に比べて著しく小さいことを確認したため、本論文では以下の 3 項の分布について示す。

$$P_{1A} = -\overline{u_1 u_2} \frac{\partial T}{\partial X_2} \frac{D}{U_c^2 \Delta T}, \quad P_{1B} = -\overline{u_1 t} \frac{\partial U_1}{\partial X_1} \frac{D}{U_c^2 \Delta T}$$

$$P_{1C} = -\overline{u_2 t} \frac{\partial U_1}{\partial X_2} \frac{D}{U_c^2 \Delta T} \quad (6)$$

図 16 に $X_1/D=0.5$ で求めた各項の分布を示す。いずれの速度比においても、平均量の X_2 軸方向こう配を含む P_{1A} と P_{1C} は定性的に類似の分布傾向を示し、 $\overline{u_i t}$ の生成に対する寄与は P_{1C} が最も大きい。 $\partial U_1/\partial X_i$ を含んだ P_{1B} の値は他の 2 項に比べると小さいが、 P_{1A} および P_{1C} とは逆の符号を示し、 $\overline{u_i t}$ の生成に対して負の寄与として作用している。また、これら 3 項を加え合わせた $\overline{u_i t}$ の全生成の分布は、図 13 に示した $\overline{u_i t}$ 自身の分布と定性的に一致することが分かる。ここで支配的な生成項である P_{1A} と P_{1C} の和は、式(1)、(3)、(4)を用いて次のように書くことができる。

$$P_{1A} + P_{1C} = -\overline{u_1 u_2} \left(1 + \frac{1}{Pr_i} \right) \frac{\partial T}{\partial X_2} \frac{D}{U_c^2 \Delta T} \quad (7)$$

図 5 から分かるように、 T は X_2 軸方向に直線的に変化するため、 Pr_i を一定と仮定することができれば、上記の生

成項は $\overline{u_1 u_2}$ の分布を強く反映するようになる。これが、 $\overline{u_1 t}$ と $\overline{u_2 u_2}$ が定性的に類似な分布傾向を示す理由と考えられる。

次に、乱流熱流束 $\overline{u_2 t}$ の生成についても検討する。 $\overline{u_2 t}$ の生成項 P_2 は下記のように書かれる。

$$P_2 = -\left(\overline{u_1 u_2} \frac{\partial T}{\partial X_1} + \overline{u_2^2} \frac{\partial T}{\partial X_2}\right) - \left(\overline{u_1 t} \frac{\partial U_2}{\partial X_1} + \overline{u_2 t} \frac{\partial U_2}{\partial X_2}\right) \quad (8)$$

ここで、寄与の大きな次の2項の値を求めてみた。

$$P_{2a} = -\overline{u_2^2} \frac{\partial T}{\partial X_2} \frac{D}{U_c^2 \Delta T}, \quad P_{2b} = -\overline{u_2 t} \frac{\partial U_2}{\partial X_2} \frac{D}{U_c^2 \Delta T} \quad (9)$$

図17に $X_2/D=0.35$ における各項の分布を示す。 r に関わらず、 $\overline{u_2 t}$ の生成に対しては P_{2a} が支配的である。また、 $\overline{u_1 t}$ の場合と同様に、 $\overline{u_2 t}$ とその生成項は互いに類似な分布傾向を示している。なお、 $r=0.5$ の下流域では、 $\overline{u_1 t}$ と $\overline{u_2 t}$ がともに $X_2/D=-0.1$ 付近でピークをもつ。これは、図5に関して述べたように、 $r=0.5$ の下流域では $\theta=0.5$ の位置が低速流れ($X_2 < 0$)にずれるため、 $\partial T/\partial X_2$ は $X_2/D=-0.1$ 近傍で最大値に達し、 $\overline{u_1 t}$ と $\overline{u_2 t}$ の生成もこの位置で活発になるためと考えられる。

以上に示したように、 $\overline{u_2 t}$ に関しては $\partial T/\partial X_2$ に起因した生成が支配的であるため、式(4)の定式化は妥当な近似といえよう。一方、 $\overline{u_1 t}$ は熱流束の方向に直交した X_2 軸方向のこう配 $\partial U_1/\partial X_2$ と $\partial T/\partial X_2$ により生成されるが、式(2)はこれらの寄与を反映していないため、 $\overline{u_1 t}$ の分布特性を適切に表すことはできないと考えられる。本流動系では $\partial \overline{u_1 t}/\partial X_1 \ll \partial \overline{u_2 t}/\partial X_2$ であるため、混合後の温度分布に及ぼす $\overline{u_1 t}$ の影響は $\overline{u_2 t}$ に比べて小さい。しかし、 $\overline{u_1 t}$ の寄与を考慮した数値解析を行う場合には、このように単純な流動系であっても等方的な渦拡散係数モデルではなく、非等方的な乱流熱流束の発生が予測できるGGDH⁽¹⁸⁾やWET⁽¹⁹⁾、あるいは乱流熱流束方程式モデルを用いる必要がある。

5. 結 言

- (1) 変動速度強度は高温流と低温流の速度比 r により異なった分布傾向を示す。 $r=1$ の場合、 u_1' と u_2' はともに合流点直後で最も大きく下流方向に減衰する。 $r=0.5$ の u_2' は、合流直後では小さく下流域で増大する。変動温度強度 t' はこの u_2' の分布傾向を反映している。こうした r による変動強度分布の差異は、高・低温流界面の渦構造の違いに起因する。
- (2) 鉛直(X_1 軸)方向の乱流熱流束 $\overline{u_2 t}$ は、上記の u_2' や t' と類似の分布傾向を示し、高・低温流の界面で最大値を示す。主流(X_2 軸)方向の成分 $\overline{u_1 t}$ の分布は、乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の分布と定性的に一致する。

$r=0.5$ では高温側で $\overline{u_1 t}$ と $-\partial T/\partial X_1$ の符号が整合せず、 X_1 軸方向に熱の逆こう配拡散が生じる。

- (3) $r=1$ の場合、 $\overline{u_2 t}$ に対する乱流プラントル数 Pr_t は高・低温流の界面近傍($X_2/D=0$ 近傍)で最小値0.4~0.5をとり、 $|X_2/D|$ の増加に伴い増大する。 $r=0.5$ の場合には、 Pr_t の最小値は上記と同程度であるが、混合層の端に近づくにつれて値の増加する傾向は明確には観察されない。こうした Pr_t の分布に関わらず、 $Pr_t=0.5$ の一定値を仮定して求めた $\overline{u_2 t}$ の分布は、測定結果と比較的良好一致を示す。
- (4) いずれの r においても、 $\overline{u_1 t}$ と $\overline{u_2 t}$ の分布は各々の生成項と定性的に類似な分布を示す。 $\overline{u_1 t}$ の場合、熱流束に直交した X_2 軸方向のこう配 $\partial U_1/\partial X_2$ と $\partial T/\partial X_2$ による生成が支配的であることが、(2)に述べた X_1 軸方向への熱の逆こう配拡散の一因と考えられる。

本研究の遂行にあたり、名古屋工業大学 田川正人助教授より有益な助言を頂いた、記して謝意を表する。

文 献

- (1) 彦坂佳宜・浅野秀夫・北田基博・様村康司, 自動車技術会講演前刷集, No.92 (1998), 1-4.
- (2) 北田基博・浅野秀夫・赤池茂・神原正浩, 自動車技術会講演前刷集, No.93 (1998), 5-8.
- (3) 藤沢延行・井上智・横田正二・田名網弘・渡部功・高野祐二, 機論, **65**-629 B (1999), 48-53.
- (4) Kitada, M., Asano, H., Kanbara, M., and Akaike, S., *JSAE Review*, **21** (2000), 91-96.
- (5) Rogers, M. M. and Moser, R. D., *Phys. Fluids*, **6** (1994), 903-923.
- (6) 長田孝二・小森悟, 機論, **61**-586 B (1995), 2197-2205.
- (7) Sato, K., Kasagi, N. and Suzuki, Y., *Transport Phenomena Thermal Science and Process Eng.*, **2** (1997), 541-546.
- (8) Nagata, K. and Komori, S., *J. Fluid Mech.*, **408** (2000), 39-52.
- (9) Pickett, L. M. and Ghandhi, J. B., *Exp. in Fluids*, **31** (2001), 309-318.
- (10) Pickett, L. M. and Ghandhi, J. B., *Physics of Fluids*, **14** (2002), 985-998.
- (11) Abdul Asim, M. and Sadrul Islam, A. K. M., *Exp. in Fluids*, **34** (2003), 220-226.
- (12) Tsuji, T., Nagano, Y. and Tagawa, M., *Exp. in Fluids*, **13** (1992), 171-178.
- (13) Hirota, M., Nakayama H., Asano, H., Mizuno, Y. and Hirayama, S., to be presented at 12th Int. Symp. Appl. Laser Techniques to Fluid Mech., (2004).
- (14) 田川正人・永谷真一・下地敏央・太田安彦, 機論, **65**-634, B (1999), 2157-2164.
- (15) 伊藤靖仁・小森悟, 日本流体力学学会年会2003講演論文集 (2003), 270-271.
- (16) 岡島厚・杉谷賢一郎・溝田武人, 機論, 49-447, B (1983), 2551-2558.
- (17) 乱流解析, 数値流体力学シリーズ3 (1996), 232, 東京大学出版会.
- (18) Suga, K. and Abe, K., *Int. J. Heat Fluid Flow*, **21** (2000), 37-48.
- (19) 土屋直也・村上周三・加藤信介・大岡龍三, 日本建築学会計画系論文集, 558 (2002), 23-30.