平板乱流境界層内のスパン方向渦熱拡散係数 に及ぼす主流部乱れの影響*

河田 剛 毅*¹, 前川 博*², 小林 睦 夫*², 斉藤 北*³

The Effect of Free-Stream Turbulence on
Spanwise Eddy Diffusivity of Heat in a
Flat-Plate Turbulent Boundary Layer

Yoshitaka KAWADA, Hiroshi MAEKAWA, Mutsuo KOBAYASHI and Hoku SAITOH

Spanwise eddy diffusivity of heat was measured in a flat-plate turbulent boundary layer with a constant spanwise temperature gradient and different intensities of free-stream turbulence. Comparison was made with the usual kinematic eddy viscosity measured in parallel. According to the experimental results, the ratio of these eddy diffusivities is strongly influenced by the free-stream turbulence. However, in the vicinity of the wall, this ratio approaches a certain universal distribution which is independent of the intensity of free-stream turbulence.

Key Words: Turbulent Boundary Layer, Flat Plate, Spanwise Eddy Diffusivity of heat,
Free-Stream Turbulence, Constant Temperature Gradient

1. 緒 言

流体力学的に二次元の乱流境界層において、スパン方向に変わる熱的境界条件が付与される場合の伝熱問題を渦拡散係数概念を用いて解析するためには、渦動粘性係数と壁垂直方向渦熱拡散係数のほかにスパン方向渦熱拡散係数についても何等かの妥当な完結式が必要となる。しかしそれを確立するための情報は意外に数少なく、BlackとSparrow⁽¹⁾が同一点における壁垂直方向とスパン方向の渦熱拡散係数が必ずしも等しくないという示唆を与えて以来、QuarmbyとQuirk⁽²⁾による円管内スカラー量の周方向渦熱拡散係数の測定が挙げられる程度である。しかも後者の場合、スカラー量の保存則に基づいた解析により間接的に渦熱拡散係数を求めているため、結果の精度はあまり高くない。

そうした現状を踏まえて、前川ら⁽³⁾は一定のスパン方向温度勾配を有する平板乱流境界層において、主

流部乱れが十分弱い場合について、スパン方向乱流熱流束を測定することにより当該方向の渦熱拡散係数を直接求め、それと渦動粘性係数との比が壁からの距離に応じて特徴的な分布特性を有することを見いだした。

本研究では、その結果をもとにしてスパン方向渦熱拡散係数に関するより多くの基礎的情報を得るため、主流部乱れを変えてスパン方向渦熱拡散係数を測定し、その分布特性について特に壁近くの領域に主眼をおいた検討を行った。

2. 記 号

a: 空気の温度伝導率

e: 電圧変動

Re_x : 局所レイノルズ数 $= U_\infty x / \nu$

S_w : 熱線の w に対する感度

S : 熱線の θ に対する感度

U : 流れ方向平均速度

U_∞ : 主流速度

u : 流れ方向速度変動

u_τ : 摩擦速度

u^+ : 無次元速度 $= U / u_\tau$

* 平成2年9月23日 第68期全国大会講演会において講演、原稿受付 平成2年11月1日。

*¹ 正員、長岡工業高等専門学校 (〒940 長岡市西片貝町888)。

*² 正員、新潟大学工学部 (〒950-21 新潟市五十嵐二の町8050)。

*³ 学生員、新潟大学大学院。

v : 壁垂直方向速度変動
 w : スパン方向速度変動
 x : 流れ方向座標
 y : 壁垂直方向座標
 y^+ : 無次元座標 $= u_\tau y / \nu$
 z : スパン方向座標
 ϵ_{yw} : 壁垂直方向渦熱拡散係数
 ϵ_{zw} : スパン方向渦熱拡散係数
 ϵ_m : 渦動粘性係数
 δ : 境界層厚さ
 θ : 平均温度
 θ_{xy} : x - y 平面上の θ
 θ' : 温度変動
 ν : 動粘性係数
 ϕ : 熱線の迎え角

添字

$\bar{\quad}$: 時間平均
 $+$: $\phi = \pi/4$
 $-$: $\phi = -\pi/4$

3. 実験装置と測定

図1に実験装置の主要部を示す。この部分は半閉回路型風洞中に組み込み、水平に据え付けてある。絞りと、自動温度調節器で制御する予熱部を経て、空気は一樣の速度と温度で加熱部①へ流入する。加熱部では、縦横300mm、長さ500mmの合板製ダクトを、互いに平行な厚さ2mmのアルミニウム板により10個の等しいチャンネルに分割してあり、定格444Wのフィン付棒ヒータを各チャンネルに12本ずつ流れに垂直に配列してある。一樣温度勾配はこれらのヒータに公差1の等差数列状の通電を行って実現している。その勾配は、浮力による二次流の発生を防ぐため上方に向けてある。加熱部で発生した乱れを減衰させるため、メッシュ40のステンレス鋼スクリーン②を加熱部の下流650mmと725mmに置いてある。スクリーンで整流された流れに一樣な乱れを与えるため、下流のスクリーンから300mm下流に

丸棒を組んだ正方乱流格子③が挿入されている。用いた乱流格子は、格子のピッチがいずれも30mmで丸棒直径が5mm、9mm、12mmの3種類である。のみ型前縁を持つ。厚さ5mm、高さ300mm、長さ2100mmの亚克力樹脂製の平板④は、乱流格子から300mmの距離を置いて測定部⑤の真中に垂直に取付けてある。平板上の境界層は先端から50mm下流に接着した直径1mmの鋼線によりトリップされる。合板製の測定部ダクトは、高さは加熱部と等しいが、幅は流れ方向圧力勾配をなくすように調節してある。

座標系は図1に示すように、 x 軸は平板先端から下流向きにとり、 y 軸は壁から垂直上向きにとり、 z 軸は平板の中心線から上向きにとる。

測定は、主として流れ方向平均速度 U 、平均温度 θ 、乱流せん断応力 $-\overline{uv}$ 、 x 、 y 、 z 方向乱流法線応力 $-\overline{u^2}$ 、 $-\overline{v^2}$ 、 $-\overline{w^2}$ 、スパン方向乱流熱流束 $\overline{w\theta}$ について、 x - y 平面上の付近で行った。測定中、主流速度 U_0 は9.1m/sに、 x - y 平面上の平均温度 θ_{xy} は314.2Kに保った。対応する単位レイノルズ数 U_0/ν は $5.33 \cdot 10^4$ である。

平均速度と乱流応力は、流れを等温流に切り替えて熱線風速計で測定した。平均温度は白金冷線を用いて測定した。

スパン方向乱流熱流束の測定は、直径 $2.6\mu\text{m}$ 、長さ0.7mmのタングステン熱線を壁に平行に置き、比較的低い過熱比で作動させて行った。電圧変動の分散量 $\overline{v^2}$ を迎え角 $\phi = \pm \pi/4$ で繰り返し測定すると、 $\overline{w\theta}$ は次式に従って求まる。

$$\overline{v^2} - \overline{v^2}_0 = 4S_w S_\theta \overline{w\theta} \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここに S_w と S_θ はそれぞれスパン方向速度変動 w と温度変動 θ に対する $\phi = \pi/4$ における熱線の感度である。

電圧変動の分散量は、45秒間にわたり9kHzの速さで抽出した $4.1 \cdot 10^4$ 組のデータから、直結実時間処理方式⁽¹⁾により求めた。温度変動に対する感度は、静的に検定した値に、前川ら⁽¹⁾が導いた伝達関数を用いて算出した係数を乗じて推定した。

図1 実験装置の主要部

4. 実験結果と考察

図2に主流部の乱れ強さの x, z 方向成分 $\sqrt{u'^2}/U_\infty, \sqrt{w'^2}/U_\infty$ の流れ方向変化を示す。図において、NGは乱流格子を入れない場合、G5, G9, G12はそれぞれ丸棒直径5mm, 9mm, 12mmの乱流格子を入れた場合を表す。乱流格子を入れない場合に z 方向成分が35~13%程度 x 方向成分よりも大きくなっているのは、加熱部でその流路形状に起因する非等方的な渦が発生し、そのうち渦度は弱いものの寸法の大きな渦がスクリーン通過後も残っていたためと考えられる。しかし、その乱れ強さそのものは z 方向成分でさえ主流速度の1.2~0.8%程度の十分弱いものである。また主流速度の変化は $x > 600$ mmの領域において $\pm 0.5\%$ 以下であった。

2つの代表的な測定位置、 $x=900$ mmと $x=1500$ mmにおける運動量厚さレイノルズ数はそれぞれNGで $1.17 \cdot 10^5$ と $1.72 \cdot 10^5$ 、G5で $1.18 \cdot 10^5$ と $1.79 \cdot 10^5$ 、G9で $1.29 \cdot 10^5$ と $1.85 \cdot 10^5$ 、G12で $1.55 \cdot 10^5$ と $2.20 \cdot 10^5$ であった。また、摩擦速度 u_τ はクラウザ法により決定した。

乱流格子を入れない場合の $x=1500$ mmの位置における平均温度のスパン方向分布を図3に例示する。乱流格子を入れた場合、もしくは $x=900$ mmの位置においても同様の分布が得られた。意図した通りの正確に直線的な温度分布が測定部の中央部に造られており、その勾配は壁からの距離によらず実質的に一定であった。

壁近傍における乱流せん断応力は、平均速度の測定結果を用いて次式にしたがって求めた。

$$\left(\frac{U_\infty}{u_\tau}\right)^2 \frac{d}{d\text{Re}_x} \left(\frac{u_\tau}{U_\infty}\right) \int_0^{y^+} (u^+)^2 dy^+ = \frac{du^+}{dy^+} + \frac{-\overline{uv}}{u_\tau^2} - 1 \quad \dots \dots (2)$$

ここに、 $\text{Re}_x = U_\infty x / \nu$ 、 $u^+ = U/u_\tau$ 、 $y^+ = u_\tau y / \nu$ である。式(2)は、壁法則が成立する内層に適用した流れ方向運動量積分式である。図4に示す乱流せん断応力分布は式(2)による計算値とXプロープによる測定値を内層

図2 主流部の乱れ強さ

の中央部で接続したものである。

図5にスパン方向乱流熱流束を同方向の分子熱伝導熱流束で無次元化した分布を示す。スパン方向乱流熱流束は外層はおろか、内層のかなり壁近くに至るまで主流部乱れの増大に伴って大きく増加している。主流部が完全に整流されている場合、スパン方向乱流熱流

図3 平均温度のスパン方向分布

(a) $x=900$ mm (b) $x=1500$ mm

図4 乱流せん断応力の分布

束は境界層外縁において消滅するはずであるが、本実験のNGにおける $\overline{w\theta}$ は境界層の外層で一定の水準を保持している。これは図2の説明でも触れたように、渦度は小さいが寸法の大きな渦が主流部に存在していたためであると考えられる。またこのことに関連して、G5における $\overline{w\theta}$ がNGにおけるそれに比べて外層でもさほど大きな値になっていないのは、直径5mmの丸棒格子がほど良い整流の役目を果たし、その上流に含まれていた前述の渦を消滅させたためと考えられる。

渦動粘性係数 ϵ_m とスパン方向渦熱拡散係数 ϵ_{hz} は、前掲の実験値を次の定義に代入して求めた。

$$-\overline{uv} = \epsilon_m \partial U / \partial y \quad \dots \dots \dots (3)$$

$$-\overline{w\theta} = \epsilon_{hz} \partial \theta / \partial z \quad \dots \dots \dots (4)$$

境界層厚さ δ が特性長さスケールを代表する外側領域では、 $\epsilon_m / (u_r \delta)$ と $\epsilon_{hz} / (u_r \delta)$ は、ともに y/δ の関数として表せる。一方、壁領域では ϵ_m/ν だけでなく ϵ_{hz}/ν も y' の関数である。これらの関係をそれぞれ

(a) $x=900\text{mm}$

(b) $x=1500\text{mm}$

図5 スパン方向乱流熱流束の分布

図6と7に示す。図6から、 $\epsilon_{hz} / (u_r \delta)$ のレベルは境界層外縁付近では主流部乱れの増大に伴って顕著に上昇するが、乱れがある程度以下に弱い場合には乱れの影響は内層にまで及ばないことがわかる。図7において、 ϵ_m/ν の実験値は $y' \leq 100$ の領域ではほとんど主流部乱れの影響を受けていない。また定応力層を仮定し、van Driest⁽⁶⁾の混合長を用いて求めた ϵ_m/ν の計算値(図中実線)ともよく一致している。一方、 ϵ_{hz}/ν の分布は主流部乱れがある程度強い場合にはその影響を遷移層まで受けている。しかし、 ϵ_{hz}/ν の分布は壁に近づくにつれて、いずれの乱れの場合も漸近的に一つの曲線にまとまる傾向が認められる。

y/δ と y' に対して描いた渦拡散係数比 ϵ_{hz}/ϵ_m の分布を、それぞれ図8と9に示す。 ϵ_{hz}/ϵ_m は前述した ϵ_m と ϵ_{hz} の分布に対応して、壁から離れた所では主

(a) $x=900\text{mm}$

(b) $x=1500\text{mm}$

図6 渦拡散係数の境界層内分布

流部乱れの増大とともに増加しているが、内層では主流部乱れが弱い場合にはその影響を受けておらず、更に壁に近づくにつれていずれの主流部乱れの場合も急激な増加傾向を示している。また、 $y/\delta = 0.2 \sim 0.5$ の領域において、 $\varepsilon_{hz}/\varepsilon_m$ は主流部乱れ強さに応じて水準は変わるもののほぼ一定値をとっており、そこでは ε_{hz} と ε_m の分布は相似になっていることがわかる。

Launder⁽⁷⁾は円管内の周方向と半径方向のスカラー量の渦拡散係数の比の挙動を、局所平衡を仮定した領域でスカラー束収支の観点から考察した。それによると ε_{hz} と壁垂直方向渦熱拡散係数 ε_{hy} の比は次のよう

に表せる。

$$\varepsilon_{hz}/\varepsilon_{hy} = \overline{w^2}/\overline{v^2} \quad \dots \dots \dots (5)$$

堀ら⁽⁸⁾の報告によれば、乱流プラントル数 $\varepsilon_m/\varepsilon_{hy}$ は内層の乱流域では主流部乱れが弱い場合だけでなくかなり強い場合でも1に近い値をとる。このことから式(5)は次のように書き換えることができる。

$$\varepsilon_{hz}/\varepsilon_m = \overline{w^2}/\overline{v^2} \quad \dots \dots \dots (6)$$

図8は $\overline{w^2}/\overline{v^2}$ を $\varepsilon_{hz}/\varepsilon_m$ と比較している。主流部乱れが弱い場合には両者は壁近傍を除いた境界層の内側領域で良く一致しているが、 $\overline{w^2}/\overline{v^2}$ の分布は主流部乱れによる変化がほとんどないため、主流部乱れの増大に伴い両者の差は大きくなる。この不一致は乱れの増大に伴いその領域が局所平衡の状態から外れてくるためと考えられる。さらにこのことと関連して、境界層の外側領域では、主流部乱れが増大するにつれて対流による乱流熱流束の輸送も無視し得なくなる可能性があ

(a) $x=900\text{mm}$

(b) $x=1500\text{mm}$

図7 壁近傍における渦拡散係数の分布

(a) $x=900\text{mm}$

(b) $x=1500\text{mm}$

図8 渦拡散係数比 $\varepsilon_{hz}/\varepsilon_m$ と乱流法線応力比 $\overline{w^2}/\overline{v^2}$ の境界層内分布

(a) $x=900\text{mm}$

(b) $x=1500\text{mm}$

図9 壁近傍における渦熱拡散係数比 ϵ_{hz}/ϵ_m の分布

るので、スパン方向乱流熱流束の収支関係を調べるなどして、渦熱拡散係数概念を用いること自体の妥当性を検討する必要がある。

前川ら⁽⁴⁾は、笠木ら⁽⁹⁾が提案した ϵ_{hz} と ϵ_{hv} の比の関数形をもとに、式(6)と壁のごく近傍における乱れの漸近的挙動

$$\overline{w^2}/\overline{v^2} \propto (y^+)^{-2} \quad \dots \dots \dots (7)$$

を組み合わせ、さらに ϵ_m と ϵ_{hz} の測定結果から、ごく壁近傍における ϵ_{hz} と ϵ_m の比の最適な近似式として次式を得た。

$$\epsilon_{hz}/\epsilon_m = (y^+/70)^{-2} \quad \dots \dots \dots (8)$$

式(8)を図9中に実線で示す。前川らが行った実験における主流部乱れは非常に弱いものであったが、本実験結果が示すように、主流部乱れがかなり増大した場合でも ϵ_{hz}/ϵ_m は壁に近づくにつれて依然として壁の規制を受けて式(8)へ漸近する傾向がはっきりと認められる。

5. 系 論

平板乱流境界層内の空気について、主流部乱れを変えてスパン方向渦熱拡散係数 ϵ_{hz} と渦動粘性係数 ϵ_m を直接測定し、主流部乱れ強さが ϵ_{hz} 及び渦熱拡散係数比 ϵ_{hz}/ϵ_m の分布に及ぼす影響について調べた。その結果は、次のようにまとめられる。

(1) ϵ_{hz} は ϵ_m に比べてより強く主流部乱れの影響を受ける。すなわちごく壁近くを除いた領域での一般的な特性として、主流部乱れの増大に伴い ϵ_{hz} は ϵ_m よりもより大きな割合で増加し、 ϵ_{hz}/ϵ_m もそれに対応して増加する。

(2) 主流部乱れがある程度強くなると、 ϵ_{hz} に対する影響は遷移層まで及ぶようになるが、壁のごく近傍では ϵ_{hz}/ϵ_m は主流部乱れによらず漸近的に壁からの無次元距離の-2乗に従って変わる。

(3) 主流部乱れがある程度弱い場合、 ϵ_{hz}/ϵ_m は内層ではその影響を受けず、また、壁近くを除いた境界層の内側領域でスパン方向と壁垂直方向の乱流法線応力の比によく一致する。

(4) 壁から離れるに従い、 ϵ_{hz}/ϵ_m は主流部乱れの影響を受け易くなるが、壁から境界層厚さの20~50%離れた領域では主流部乱れの大きさに応じたほぼ一定値を保持する。

文 献

- (1) Black, A.W. and Sparrow, E.M., Trans. ASME, C89(1967), 258.
- (2) Quarmby, A. and Quirk, R., Int. J. Heat Mass Transfer, 15(1972), 2309.
- (3) 前川・ほか2名, 第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集第1分冊(1988), 22.
- (4) 前川・ほか3名, 機論, 45-393, B(1979), 694.
- (5) Maekawa, H., Kobayashi, M., Yashiro, K., JSME Int. J., 30(1987), 1783.
- (6) van Driest, E.R., J. Aero. Sci., 23(1956), 1007.
- (7) Launder, B.E., Topics in Applied Physics (Edited by Bradshaw, P.), (1978), 231, Springer-Verlag.
- (8) 堀・ほか2名, 機論, 52-482, B(1986), 3563.
- (9) 笠木・ほか3名, 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1987), 7.