

壁乱流の内層構造に及ぼす空間的干渉の影響*

丸山茂夫**, 田中宏明***

The Effect of Spatial Restriction on the Inner Layer
Structure of Wall Turbulence

by Shigeo MARUYAMA and Hiroaki TANAKA

Hot-film anemometer measurements were carried out in a shear flow between a flat plate and a moving plate fitted with an array of tall fences. The effect of spatial restriction by the fences on the inner layer structure of the boundary layer developed on the flat-plate side was investigated. It was revealed that the inner layer structure of the wall turbulence was maintained even when the tips of the fences were passing at a distance $y^+ = 50$ from the flat plate. The flow did not become laminar-like until the tips came up to $y^+ = 20 \sim 30$. These results provoked the physical view that the inner layer of the wall turbulence has a tough self-sustaining structure which is uniquely determined under a given mean wall shear stress and is hardly influenced by outer layer disturbances provided its own spatial extent of about $50\nu/u^*$ from the wall is ensured.

Key Words: Turbulence, Wall-Bounded Turbulence, Coherent Structure, Inner Layer Structure, Hot-Film Anemometer

1. はじめに

Kline ら⁽¹⁾は、平板に沿う乱流境界層の可視化観察を行うことによって、壁面近傍の境界層内層部には、流れ方向に長い低速のストリークが現れ、これが多少の振動を伴って壁面から離れ、上方の高速流と激しく混合するという事の繰返しからなる一連の秩序だった運動が存在することを明らかにした。その後、このような秩序構造は、円管内乱流⁽²⁾、二次元チャネル内乱流⁽³⁾⁽⁴⁾においても見られ、壁乱流に共通する現象であることが確かめられ、さらに、この秩序運動に伴って間欠的にレイノルズ応力の主要部分が生み出されている⁽⁵⁾⁽⁶⁾ことが、可視化⁽²⁾⁽⁷⁾および熱線による流速測定⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾によって明らかにされるに及んで、壁面近傍の秩序運動の重要さが再認識されその構造および発生機構を解明すべく多くの研究⁽¹⁰⁾が行われて今日に至っている。

壁面の極近傍に現れる低速ストリークの成因について、Bakewell ら⁽¹¹⁾は、流れ方向に長い縦渦対(counter

-rotating eddy pairs) によって引き起こされ、この縦渦中心は $y^+ = 30$ 程度 ($y^+ = y \cdot u^*/\nu$, y : 壁面からの距離, u^* : 摩擦速度, ν : 動粘性係数) となることを示唆している。また、Blackwelder ら⁽¹²⁾は、実験流体として油を用いることにより粘性底層を厚くした二次元チャネル内乱流について、スパン方向に離れた点で流れ方向速度変動 u とスパン方向速度変動 w および壁面におけるそれぞれの高さ方向のこう配 $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_w, \left(\frac{\partial w}{\partial y}\right)_w$

などを測定し、乱れエネルギーの短時間平均 (VITA) に着目した条件付平均処理等を行うことによって、 $y^+ = 20 \sim 30$ に中心をもつ縦渦対が存在すると考えれば実験結果を良く説明できるとしている。さらに、Blackwelder⁽¹³⁾は、条件付平均を行ったスパン方向速度分布より、このような渦構造は、壁面から $y^+ \sim 50$ 程度におよぼしている。一方、低速ストリークのスパン方向のピッチ λ が、水素気泡法⁽¹⁾⁽¹⁴⁾、染料のしみ出し⁽¹⁵⁾、その他の可視化法⁽²⁾、各種プローブを複数個壁面にうめこんで配置しその出力の相関をとる方法⁽¹⁶⁾⁻⁽¹⁸⁾などで求められている。 λ の値は、壁面パラメータで無次元化をすれば、レイノルズ数に依らずに一定の分布を示す⁽¹⁴⁾ことが明らかにされており、その平均値は、 $\lambda^+ = \lambda \cdot u^*/\nu = 100$ 程度、モードは、 $\lambda^+ = 75 \sim 80$

* 昭和60年5月20日 第22回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和60年7月1日。

** 学生員、東京大学大学院 (●113 東京都文京区本郷7-3-1)。

*** 正員、東京大学工学部。

程度となっている。低速ストリークの流れ方向の長さ Δx に関しては、まだ十分にデータがそろっていないが、上述の壁面プローブ出力の流れ方向の相関による方法⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾、壁面上の圧力パターンを検出する方法⁽¹⁹⁾、可視化法⁽²⁰⁾などによる測定結果より、無次元長さ $\Delta x^+ \geq 1000$ におよぶと見積もられている。

上述のような縦渦対構造と関連して、低速流塊が壁面から離れて持ち上がるイジェクション、あるいは、高速流が壁面近傍にまで至るスイープなどの‘イベント’が起こり、これらがレイノルズ応力の大部分を担うというのが現在大方の一致した見解である。このイベントの発生周期 T_0 の測定値は、外部流パラメータで無次元化をすると、レイノルズ数に依らずに一定値 $T_0 U_\infty / \delta \sim 5$ になる (U_∞ : 主流速度, δ : 境界層厚さ) といわれ⁽²¹⁾⁽²²⁾、境界層外層部に存在が認められている大きなスケールの秩序運動と相互に関係して、イベントが引き起こされるという考えが種々^{(22)~(25)}提案されている。一方、発生周期 T_0 を壁面のパラメータで無次元化することによってこそレイノルズ数に依らぬ一定値を得るとする報告⁽²⁶⁾もあり、特に Blackwelder ら⁽²⁷⁾は、プローブの長さ l が検出されるイベント周期に強く影響することを指摘し、無次元長さ l^+ が 20 以下のプローブによる測定結果は、レイノルズ数に依らずに一定値 $T_0^+ = T_0 \cdot u^* / \nu = 300$ を示すとしている。Willmarth ら⁽²⁸⁾も $l^+ \sim 0.3$ という短いプローブで測定を行って同様の結果を得ている。

これまでの研究では、平板境界層、円管内流れ、二次元チャンネル内流れなどについて、外乱を与えないように十分注意して流れを発達させたうえで測定が行われている。しかし、このような理想的に発達させた流れにおいては、壁乱流の内層と外層あるいは中心部流とが自然な自由度をもってかかわり合っており、かつ両者ともに構造に未解明の部分を残しているために、互いの構造のかかわり合いの因果関係あるいは各々の構造の自律性について、このような実験で得られる結果だけから考察を進めるには限界がある。そこで、本論文においては、壁乱流の主として内層側に着目し、

その境界条件としての外部流を外層の深層部にわたって人為的に大きく変えるとき、内層の構造がどのように影響されまた反応するかを調べることによって、内層のいわゆる秩序構造の物理的機構に迫ることを企てた。具体的には、一方を平板、他方を走行凸板列としたジェット流的流れを実現し、平板側に形成される壁乱流に注目して、凸板列先端部がこれに加える空間的制約の程度を体系的に変えていくとき、壁面近傍の流動状態がどのように影響されるかを調べた。その結果より、内層構造の強い自律性とその構造を維持するのに必要な空間的寸法について知見を得ることができたので報告する。

2. 実験装置および実験方法

図1に実験装置概要を示す。2 m × 1 m × 0.44 m の水槽中で、チェーンにより駆動される凸板列が水平に走行し、その上部の平板との間に走行方向に圧力こう配のないジェット流的流れ場を作る。この際、凸板列先端と上板との距離 h 、凸板列のピッチ p 、凸板列走行速度 U_c を変えることにより各種の実験条件が実現される(図2参照)。流速測定部は流路入口から 1260 mm の位置にあり、ここで流れは十分に発達していると考えられる。また、流路はスパン方向には 614 mm の有効幅を有し十分に二次元的流れ場と考えられる。流速測定には定温度形熱線流速計を用い、図2に示すようにマイクロメータヘッドにてホットフィルムプローブを上板近傍から凸板列先端近くまでトラバースした。流速計出力は、アナログの温度補償、一次の直線化回路を経てデータレコーダに記録され、その後、ミニコンピュータによってA-D変換されて各種の処理に供せられる。なお、プローブの校正は回転円筒形水槽を用いて行った。また、水質に関しては、加熱による脱気、ごみ取り用 1 μm フィルタにより十分に管理した。

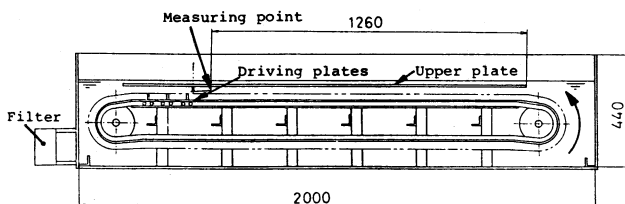


図1 実験装置概要

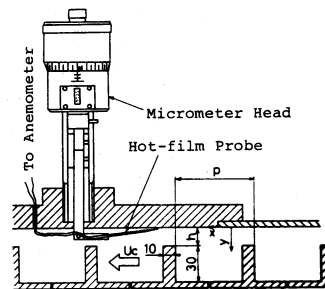


図2 測定部詳細

3. 実験結果

図3~6に $h=15\text{ mm}$, $p=63.5\text{ mm}$ とし, U_c を $35.2\sim 100\text{ mm/s}$ の範囲で変化させた場合の結果を凸板列先端と上板との無次元距離 $h^+ = h \cdot u^+ / \nu$ をパラメータとして示す。

図3には時間平均速度 U の分布を壁面パラメータを用いて無次元化した, いわゆる, 普遍速度分布の形で示す。ここで, 摩擦速度は壁近傍での速度こう配より求めた。低レイノルズ数の壁乱流の場合には図3中に示す対数速度分布より U^+ が大きくなる傾向があることを加味して考えれば, 平板に対して凸板列先端が $h^+ = 50$ 程度まで近づいても, 通常の壁法則が成立することがわかる。 h^+ が50以下となると平均速度分布は連続的に変化し層流の分布に近づき, $h^+ = 20.7$ ではほぼ直線分布になっている。

次に図4に乱れ強さ u' (時間平均からの変動分 u の二乗平均根) の分布を示す。図4中には, 実線および破線で比較的低レイノルズ数における最近の実験結果^{(6)(X20)}を示すが, h^+ が31.5より大きいデータは, ほぼこれらと一致していることが分かる。一方, $h^+ = 31.5$ で若干乱れが小さく, $h^+ = 20.7$ においてようやく明確に小さくなる。この結果より h^+ が20~30以下では, 内層の秩序構造はもはや維持できなくなり層流的となっていると考えられる。

図5には, $y^+ = 15$ において測定した流速変動 u の時間 t に対する変化の様子を縦・横座標とも壁面パラメータで無次元化して示す。図5中の Channel Flow として示したものは田中ら⁽³⁰⁾が発達した二次元チャンネル流について測定した結果であるが, h^+ が大きい場合には, これと良く似た波形となっている。一方, $h^+ = 20.7$ においては, 波形に顕著な差が見られ大き

な乱れがほとんどなくなっており, パルス状の波形成分が目立つ。このパルス状の波形成分の周期は, 凸板の通過周期 T_p (無次元化した値を図5の右側に表示) と一致しており, さらに, オシロスコープによる観察によって凸板先端が測定位置を通過するときに強いパルス状成分が発生していることが確認されている。このパルス状の波形成分は $h^+ = 71.0$ の場合にも見られ, チャンネル流の波形にこのパルスが上乗せされているように見える。

乱れの周波数構造に対するより定量的な検討を行うために, 図6に $y^+ = 15$ における乱れのパワースペクトルを示す。周波数 f は粘性時間スケール ν/u^{*2} で無次元化し, スペクトル $E(f)$ は, $f\nu/u^{*2}$ で積分して無次元エネルギー u'^2/u^{*2} となるように無次元化した。比較のためにチャンネル流のデータも同時に示してあるが, これと $h^+ = 71.0, 31.5$ のデータとは低周波域のエネルギーへの寄与の最も大きい部分で良く一致し

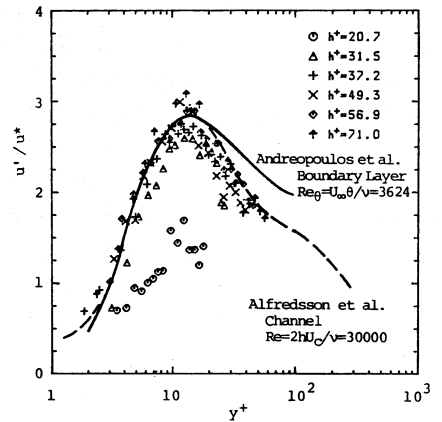


図4 乱れ強さ分布 ($h=15\text{ mm}$, $p=63.5\text{ mm}$)

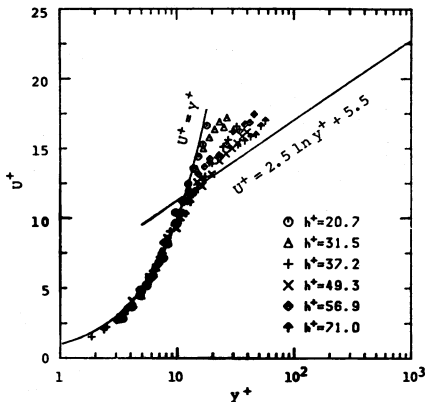


図3 時間平均速度分布 ($h=15\text{ mm}$, $p=63.5\text{ mm}$)

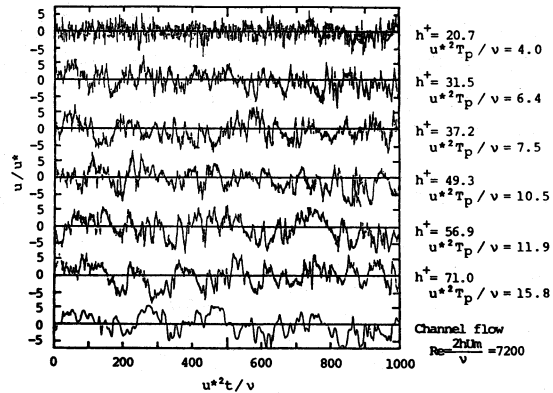


図5 流速変動の生波形 ($y^+ = 15$, $h=15\text{ mm}$, $p=63.5\text{ mm}$)

ている。そしてこの周波数域はちょうど壁面乱流に固有の変動に相当している。煩雑となるために省略したが $h^+ = 37.2, 49.3, 56.9$ のデータもこの周波数域でこれらと良く一致している。 $h^+ = 20.7$ の場合は、低周波のエネルギー成分が極端に小さくなっており、図5の生波形において大きな乱れがなくなっていることと対応する。比較的高周波のところではチャンネル流以外のデータに現れているピークは、凸板列の通過周波数 $1/T_p$ (無次元化した値を図6中に表示) およびその高調波成分と良く一致しており、生波形で見られるパルス状の波形成分と対応している。これらのピークはエネルギーへの寄与が殆どなく、したがって、壁面乱流構造の本質にはならぬ変化を生じていないと考えられる。

ここでは省略するが、以上と同様の検討を $h = 20$ mm, $p = 63.5$ mm と $h = 15$ mm, $p = 127$ mm の場合についても行い、同様の結果を得た。さらに、 $h = 5$ mm, $p = 127$ mm の場合に、ホットフィルムプローブのトラバースが不能であったために $y = 1.6$ mm の位置のみについて乱れの様相を検討した。

4. 考 察

壁乱流の空間的スケールが壁面パラメータで無次元化されるとすれば、本研究における空間的な干渉の度合を表すパラメータとして、無次元長さ、 h^+ と $p^+ =$

pu^*/ν を考えるのが適当であろう。すなわち、図7に示すように平板に固定した $x^+ - y^+$ 座標をとり、一つの凸板先端が $x^+ = 0, y^+ = h^+$ にある状態を考えれば、隣接する凸板先端は $x^+ = p^+, y^+ = h^+$ に位置することになる。その結果、秩序構造が占める空間は、高さ方向には h^+ 、流れ方向には p^+ によって制限を受けることになろう。そして一定の h と p の組合せのもとで U_c を変えて実験するとき、 u^* が変化して凸板列形状は図7に示すように $x^+ - y^+$ 空間で相似形のまま大きさが変化することになる。

このように考え、 h^+ と p^+ によってできる平面上に実験点を流れの状態で区別してプロットしたのが図8である。実験点は図7より明らかなように、 h と p を決めると1本の直線上に並ぶ。本研究の実験点は4本の直線上にあり、このうち $h = 20$ mm, $p = 63.5$ mm ; $h = 15$ mm, $p = 63.5$ mm ; $h = 15$ mm, $p = 127$ mm の場合は、 h^+ が十分大きいところでは流れは発達した壁乱流となる。 h^+ を小さくしていくと、3章に述べたとおり、平均速度分布は乱流の場合と層流の場合の間に分布し、乱れ強さは乱流の場合よりわずかに

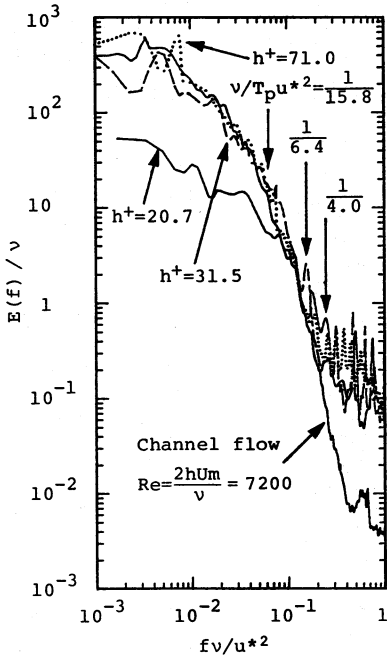


図6 流速変動のスペクトル ($y^+ = 15, h = 15$ mm, $p = 63.5$ mm)

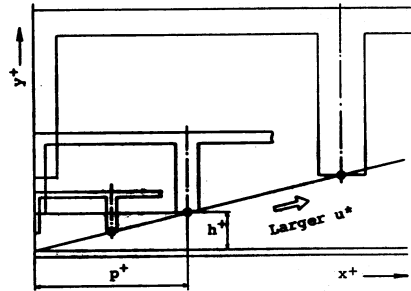


図7 無次元空間における凸板列形状の変化

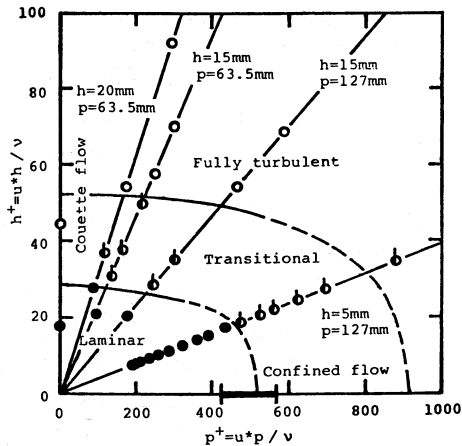


図8 $h^+ - p^+$ 平面における流動様式マップ

小さな値となるが、これを遷移域とした。さらに h^+ を小さくすると速度分布は層流の場合と一致し、乱れ強さと乱れのスペクトルにも顕著な差が生じ層流と判定できる。一方、 $h=5\text{ mm}$ 、 $p=127\text{ mm}$ の場合は平均速度分布は測定できなかったが、一点における乱れ強さとそのスペクトルから判断してほぼ層流的となる境界を定めることができた。ここで図8の横軸は $h=0$ の極限であり、隣り合う二つの凸板で区切られた空間ごとに独立した流れが形成される場合を表す。Koseffら⁽³¹⁾は、ふたが定速 U_c で動くことによって引き起こされる幅 p の二次元キャビティ内の流れについて実験を行っており、まさに図8において $h=0$ した場合に当たると考えられる。Koseffらの報告によれば、可視化観察の結果では $Re = U_c \cdot p / \nu = 6000 \sim 8000$ で流れが層流から乱流的となるとされている。ここで、

$$p^+ = \frac{u^* p}{\nu} = \frac{U_c p}{\nu} \cdot \frac{u^*}{U_c} = Re \sqrt{\frac{C_f}{2}} \dots \dots \dots (1)$$

と表せるので、摩擦係数 $C_f (=2\tau_w/\rho U_c^2)$ を0.01程度と仮定して上記のレイノルズ数範囲に対応する p^+ の範囲を420~570と求め図8の横軸上に太線で示した。一方、図8の縦軸に実験点が近づく極限ではジェット流に近い状態が実現されるものと考えられる。ただし、ジェット流においては両側の平板それぞれに対して壁乱流ができるが本研究の系ではこの半分が実現されると考え、ジェット流の平板間距離の半分が今回の場合の h に対応すると仮定する。El Telbanyら⁽³²⁾によるジェット流の摩擦係数の実験整理より、遷移域の上限、下限に対応するレイノルズ数と摩擦係数を読取り、式(1)の場合と同様にして h^+ を算出し、図8の縦軸上にそれぞれ黒丸印と白丸印で示した。

このようにして、 $h^+ - p^+$ 平面を完全な乱流域、遷移域、層流域に分けることができる。はじめに述べたように、内層の秩序構造の流れ方向の長さ Δx は $1000\nu/u^*$ 程度といわれている。図8から、 p^+ がこれより小さい場合には、 $h^+=50$ 程度のすきまがあれば秩序構造はほとんど影響を受けず、一方、すきまが $h^+=20 \sim 30$ 程度以下となると乱流構造が維持できなくなることが分かる。これらの値は、従来の研究によって得られている縦渦構造の大きさの見積もりと良く一致し、壁乱流内層構造の高さ方向の基本スケールと考えられる。一方、 h^+ を小さい値に抑えて p^+ を変えていくことにより、内層構造の成立に必要な流れ方向の基本スケールを調べることができるであろう。現在のところこのスケールは従来の結果とも近い $p^+=500 \sim 1000$ の範囲にあるものと推定されるが、明確な結論を出すためにはこの報告の実験範囲では不十分であ

り今後の課題としたい。

5. 結 論

平板と走行凸板列との間に形成されるせん断流について、平板上の境界層に着目して凸板先端によってこれに加えられる空間的干渉の影響を熱線流速計によって調べた。その結果、 $y^+=50$ 程度の位置を凸板先端が通過するという状況となっても壁乱流内層の基本構造にはほとんど変化を生じなかった。このことより、壁乱流の内層構造について、時間平均壁面せん断応力が(結果的に)与えられ、 $y^+ \leq 50$ の範囲の流動の自由度が保障されれば、この構造がほとんど自律的に形成され、それは外層部とレイノルズ応力の生成を通じて当然相互作用をもつものの、外層部擾乱の影響をほとんど受けない独立した強固な構造を形成しているものと考えられる。さらに、凸板の空間的干渉を代表するパラメータとして無次元すきま h^+ と無次元凸板ピッチ p^+ をとり、 $h^+ - p^+$ 平面上に流れの状態を区別してプロットして考察した結果、内層構造の成立に必要な x, y 方向の基本スケールに関する展望を得た。このうち高さ方向については、上記の $h^+=50$ という値は従来の研究で得られている縦渦構造の高さスケールと良く一致する。また、 h^+ が20~30まで減少するともはや乱流構造が維持できなくなることが分かった。

最後に、実験装置の計画と設計においてご尽力を頂いた当時東京大学大学院学生、助川博氏、実験にご協力を頂いた当時東京大学工学部学生、堂崎浩二、河野紀昭および正木徹君に謝意を表する。

文 献

- (1) Kline, S. J., ほか3名, *J. Fluid Mech.*, 30-4 (1967), 741.
- (2) Corino, E. R. and Brodkey, R. S., *J. Fluid Mech.*, 37-1 (1969), 1.
- (3) Wallace, J. M., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 54-1 (1972), 39.
- (4) Brodkey, R. S., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 63-2 (1974), 209.
- (5) Gupta, A. K. and Kaplan, R. E., *Phys. Fluids*, 15-6 (1972), 981.
- (6) Andreopoulos, J., ほか3名, *Exp. Fluids*, 2-1 (1984), 7.
- (7) Kim, H. T., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, 50-1 (1971), 133.
- (8) Willmarth, W. W. and Lu, S. S., *J. Fluid Mech.*, 55-1 (1972), 65.
- (9) Blackwelder, R. F. and Kaplan, R. E., *J. Fluid Mech.*, 76-1 (1976), 89.
- (10) Hirata, M., ほか3名, *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, 1 (1982), 31.
- (11) Bakewell, H. P. and Lumley, J. L., *Phys. Fluids*, 10-9 (1967), 1880.
- (12) Blackwelder, R. F. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 94-3 (1979), 577.
- (13) Blackwelder, R. F., *Phys. Fluids*, 26-10 (1983), 2807.

- (14) Smith, C. R. and Metzler, S. P., *J. Fluid Mech.*, **129** (1983), 27.
- (15) Oldaker, D. K. and Tiederman, W. G., *Phys. Fluids*, **20**-10, Pt. 11 (1977), s 133.
- (16) Lee, M. K., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **66**-1 (1974), 17.
- (17) Meek, R. L. and Baer, A. D., *AIChE J.*, **16**-5 (1970), 841.
- (18) Kreplin, H. P. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, **95**-2 (1979), 305.
- (19) Dinkelacker, A., ほか 3 名, 文献(15)の s 216 ページ.
- (20) Iritani, Y., ほか 2 名, *Proc. 4th Symp. Turbulent Shear Flows*, (1983), 17. 31.
- (21) Rao, K. N., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, **48**-2 (1971), 339.
- (22) Laufer, J. and Badri Narayanan, M. A., *Phys. Fluids*, **14**-1 (1971), 182.
- (23) Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., 文献(15)の s 243 ページ.
- (24) Falco, R. E., 文献(15)の s 124 ページ.
- (25) Fleischmann, S. T. and Wallace, J. M., *AIAA J.*, **22**-6 (1984), 766.
- (26) Meek, R. L., *AIChE J.*, **18**-4 (1972), 854.
- (27) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, **132** (1983), 87.
- (28) Willmarth, W. W. and Sharma, L. K., *J. Fluid Mech.*, **142** (1984), 121.
- (29) Alfredsson, P. H. and Johansson, A. V., *J. Fluid Mech.*, **139** (1984), 325.
- (30) 田中・矢吹, 第 21 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 59), 16.
- (31) Koseff, J. R. and Street, R. L., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **106**-1 (1984), 21.
- (32) El Telbany, M. M. M. and Reynolds, A. J., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, **104**-3 (1982), 367.
-