

機正 田 中 宏 明 (東大工)

機学 ※丸 山 茂 夫 (東大工院)

**1. 序論** 近年、壁乱流の内層にはバースティング現象、縦渦構造、低速ストリーク等と呼ばれる秩序運動があって、これが乱流エネルギー生成に大きく寄与していることが数多くの研究で明らかにされ、それが熱伝達にどの様にかかわっているかも次第に解明されつつある。従来の研究の多くは、平板境界層、円管内流れ、二次元チャンネル内の流れ等の理想的な流れを対象として可視化、流速測定を行ったものであるが、本研究においては、一方を平板、他方を走行凸板列としたクエット流的流れを作り境界層に対して凸板列が空間的に干渉するという状況を設定し、そのときの流れ場を測定した。さらに、その結果より秩序構造の形成に必要な空間的寸法について考察する。

**2. 実験装置及び実験方法** 図1に実験装置概要を示す。2m×1m×0.44m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圧力勾配のないクエ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1260mm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、スパン方向には614mm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型熱線流速計を用い、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て行った。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、プローブの較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、ゴミ取り用1 $\mu$ mフィルタにより十分に管理した。

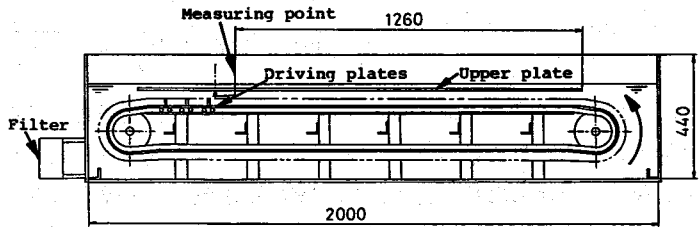


図1 実験装置概要

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て行った。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、プローブの較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、ゴミ取り用1 $\mu$ mフィルタにより十分に管理した。

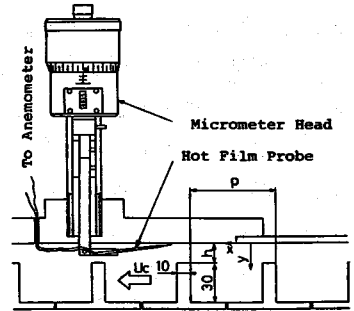


図2 測定部詳細

**3. 実験結果** 図3-図6に  $h=15\text{mm}$  &  $p=63.5\text{mm}$  とし、 $U_c$  を 35.2-100mm/sの範囲で変化させた場合の結果を示す。

図3に平均速度分布を壁面パラメタ ( $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ : 摩擦速度、 $\nu$ : 動粘性係数) を用いて無次元化し、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勾配より求めた。低レイノルズ数の壁乱流の場合には図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  $h^+ = u^*h/\nu = 50$  程度まで近づいても、通常壁法則が成立することがわかる。  $h^+$  が50以下となると平

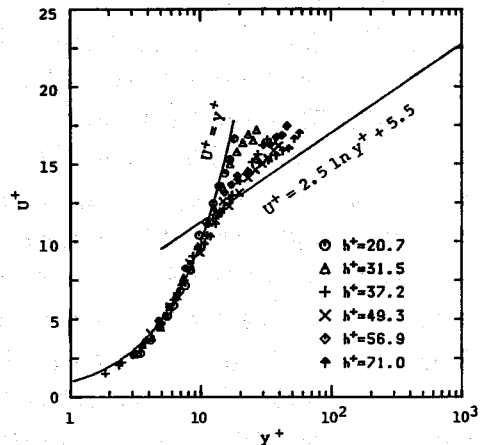


図3 普遍速度分布 ( $h=15\text{mm}$  &  $p=63.5\text{mm}$ )

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に乱れ強さの分布を示す。図中には、実線及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、 $y^+=15$  における流速変動の瞬時値を壁面パラメタで無次元化を行って示す。図中のChannel Flowとして示したものは田中ら<sup>3)</sup>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 $T_p$ 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乘せされているように見える。

乱れ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 $\nu/u^2$ 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を行った。比較のためにチャンネル流のデータも同時に示すが、これと $h^+=71.0, 31.5$ のデータは低周波の部分で良く一致している。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生波形における大きな乱れがなくなったということと対応する。また、比較的高周波のところに見られるピークは、凸板列の通過周波数 $1/T_p$ 及びその高調波成分と一致しており、生波形で見られるパルス状の波形成分と対応する。

ここでは省略するが、以上と同様の検討を $h=20\text{mm}\&p=63.5\text{mm}$ ,  $h=15\text{mm}\&p=127\text{mm}$  の場合についても行い、同様の結果を得た。さらに、 $h=5\text{mm}\&p=127\text{mm}$  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

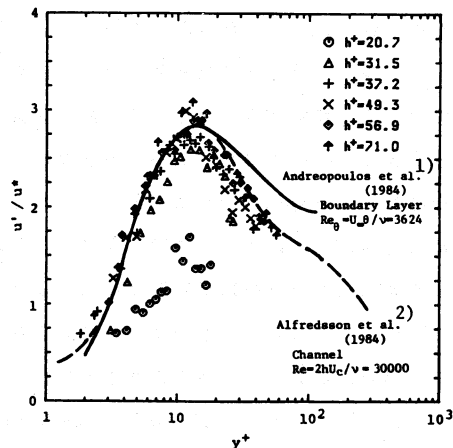


図4 乱れ強さ ( $h=15\text{mm}\&p=63.5\text{mm}$ )

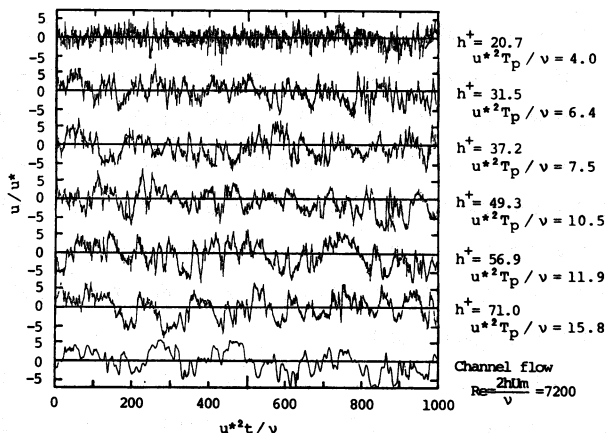


図5 生波形 ( $y^+=15, h=15\text{mm}\&p=63.5\text{mm}$ )

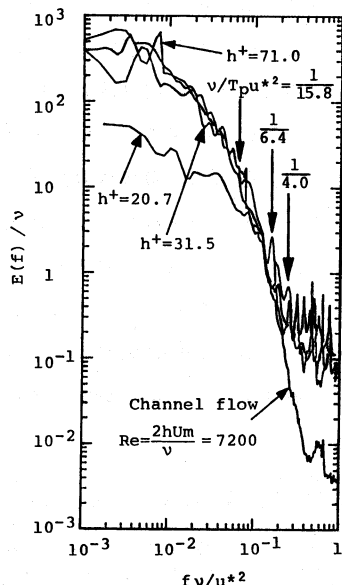


図6 スペクトル ( $y^+=15, h=15\text{mm}\&p=63.5\text{mm}$ )

ために  $y=1.6\text{mm}$  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タとして、無次元長さ、 $h^+$  と  $p^+=pu^*/\nu$  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、一つの秩序構造が有する空間は、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る。そして一定の  $h$  と  $p$  の組合せで  $U_c$  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  $x^+-y^+$  空間で相似形で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  $p$  を決めると一本の直線上に並ぶ。本研究の実験点は四本の直線上にあり、このうち  $h=20\text{mm}$  &  $p=63.5\text{mm}$ ,  $h=15\text{mm}$  &  $p=63.5\text{mm}$ ,  $h=15\text{mm}$  &  $p=127\text{mm}$  の場合は、 $h^+$  が十分大きいところで完全な乱流となる。 $h^+$  を小さくして行くと平均速度分布が通常の壁乱流の分布と異なった様相を示すが乱れ強さとスペクトルは通常の形を保つ範囲があり、これを遷移域とした。さらに、 $h^+$  を小さくすると乱れ強さと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得られなかったが、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。ここで横軸は  $h=0$  の極限となり、各凸板間で独立した流れ場となる。これについては、Koseffら<sup>4)</sup>の実験結果より  $Re=U_c \cdot p/\nu = 6000-8000$  で層流から乱流的となることより対応する  $p^+$  の値を摩擦係数を仮定して概算した。一方、縦軸上の極限はクエット流と考えられ、Telbanyら<sup>5)</sup>のクエット流の実験整理より平板間距離の半分がこの場合の  $h$  に対応するものとして遷移上限下限を示した。

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。内層の秩序構造の流れ方向の長さは  $1000 \nu/u^*$  程度というのが従来の通説である。図8から  $p^+$  がこれより小さい場合に、 $h^+=50$  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  $h^+=20-30$  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る。これらの値は、従来の研究による縦渦構造の大きさの見積りとも近く、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、 $h^+$  を小さい値に押えて  $p^+$  を変えていくことにより、内層構造の流れ方向の基本スケールを調べることができであろう。現在のところこのスケールは、従来の結果とも近い  $p^+=500-1000$  の範囲にあると推定されるが明確な結論を出すためには、本研究の結果では不十分であり今後の課題としたい。

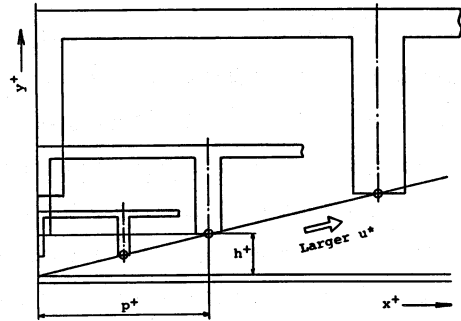


図7 凸板列形状

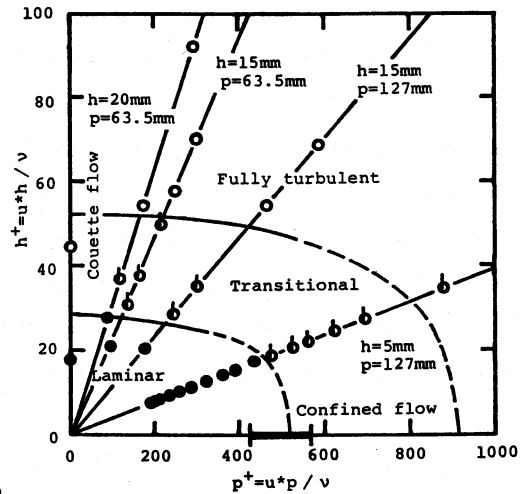


図8  $h^+-p^+$  マップ

参考文献

- 1) J. Andreopoulos et al., Experiments in Fluids, 2(1984), pp7-16
- 2) P.H. Alfredsson et al., J. Fluid Mech., vol.139(1984), pp325-345
- 3) 田中ら、第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1984), pp16-18
- 4) J.R. Koseff et al., ASME J. Fluids Engng., vol.106(1984), pp21-29
- 5) M.M. El Telbany et al., ASME J. Fluids Engng., vol.104(1982), pp367-372