

1. はじめに

壁乱流の内層には、パースティング、低速ストリーク、縦渦構造等と呼ばれる秩序運動があり、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ている。さらに、このような秩序運動の形状、大きさ、発生周期等の測定が試みられ、その物理機構に関する考え方が種々提案されて今日に至っている。¹⁾

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等について、外乱を与えぬ様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関り合っており、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、互の構造の関り合い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、内層の構造がどの様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ク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行くとき、壁面近傍の流動状態がどの様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。

2. 実験装置及び実験方法

図1に実験装置概要を示す。2mX1mX0.44m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走行方向に圧力勾配のないク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、流路はスパン方向には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

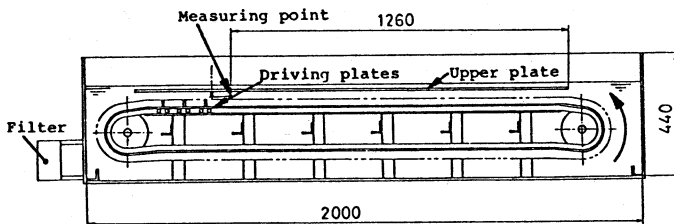


図1 実験装置概要

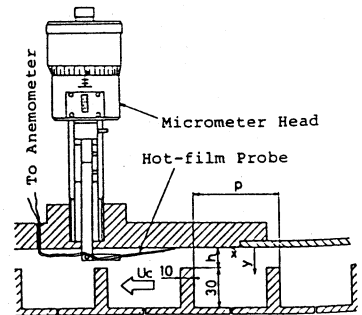


図2 測定部詳細

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 μ mフィルタにより十分に管理した。

3. 実験結果

図3、図4に $h=15\text{mm}$ と $p=63.5\text{mm}$ とし、 U_c を35.2-100mm/sの範囲で変化させた場合の時間平均速度分布及び乱れ強さの分布をそれぞれ示す。図中では、凸板列先端と上板との無次元距離 $h^+=h\cdot u^*/\nu$ をパラメタとしている。

低レイノルズ数の壁乱流の場合には、いわゆる普遍速度分布の形にすると図1中の対数速度分布より U^+ が大きくなる傾向があることを加味して考えれば、 h^+ が50程度より大きい場合には通常の壁法則が成立し、乱れ強さも妥当な分布（比較的低レイノルズ数における最近の測定結果^{2,3}）を図2中に示す）となることがわかる。一方、 h^+ がこれより小さくなると、平均速度分布は連続的に変化し、 $h^+=20.7$ ではほぼ層流の速度分布となる。また、このとき、乱れ強さ分布は、 $h^+=31.5$ でわずかに小さく、 $h^+=20.7$ では極端に小さくなる。 $h^+=20.7$ の場合には、もはや乱流構造は維持できずに層流的となっていると考えられる。

さらに、流速変動の生波形、スペクトル等を検討した結果、 h^+ が50程度より大きな場合は、凸板列の及ぼす影響は乱流の基本的変動波形に凸板通過に伴うパルス状の波形成分が上乘せされるという形で顕れるが、このパルス状の波形成分の持つ乱れエネルギーは比較的小さく、乱流の基本的な乱れに対応する変動（周波数成分）は凸板列の影響を受けていないことが分った。¹⁾

また、同様の検討を $h=20\text{mm}$ と $p=63.5\text{mm}$ 、 $h=15\text{mm}$ と $p=127\text{mm}$ の場合についても行い、同様の結果を得た。さらに、 $h=5\text{mm}$ と $p=127\text{mm}$ 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。

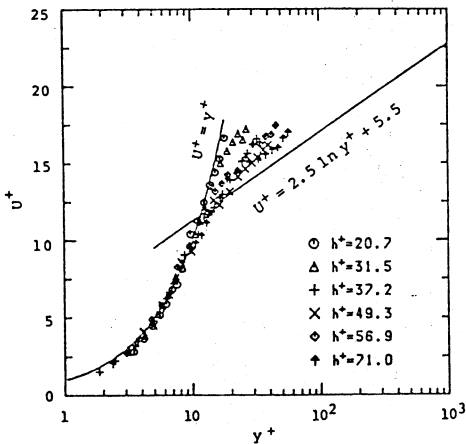


図3 時間平均速度分布($h=15\text{mm}$ と $p=63.5\text{mm}$)

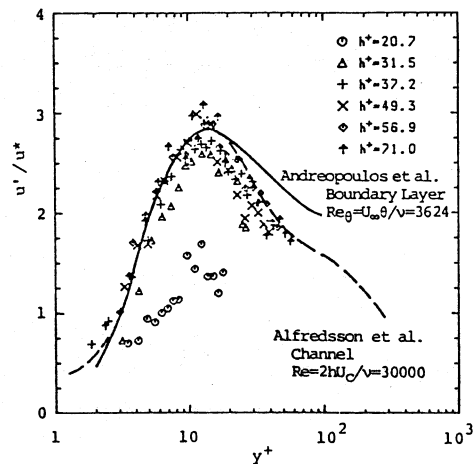


図4 乱れ強さ分布($h=15\text{mm}$ と $p=63.5\text{mm}$)

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5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、秩序構造が占めうる空間は、高さ方向には h^+ 、流れ方向には p^+ によって制約を受けることになろう。そして一定の h^+ と p^+ の組合せの下で 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5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6である。実験点は図5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 $h=20\text{mm}\&p=63.5\text{mm}$, $h=15\text{mm}\&p=63.5\text{mm}$, $h=15\text{mm}\&p=127\text{mm}$ の場合には、流動状態に着目して実験点を3通りに区別した。まず 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^+ を小さくして行くと、前節に述べた通り、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、乱れ強さも明らかに小さくなり層流と判定できる。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等の検討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6の横軸は $h=0$ の極限であり、隣合う二つの凸板で区切られた空間毎に独立した流れが形成される場合を表す。Koseffら⁴⁾は、蓋が定速で動くことによって引き起される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6において $h=0$ とした場合に当ると考えられる。彼らの報告によれば、可視化観察の結果では $Re=U_c \cdot p / \nu = 6000-8000$ で流れが層流から乱流的となるとされており、この状態に対応する p^+ の値を摩擦係数を適当に仮定することによって推算し図6の横軸上に太線範囲として示した。一方、図6の縦軸に実験点が近づく極限ではクエット流が実現されるものと考えられる。El Telbanyら⁵⁾によるクエット流の

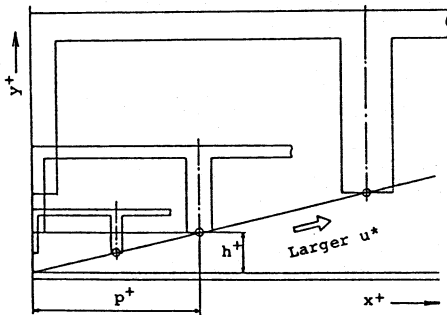


図5 無次元空間における凸板列形状の変化

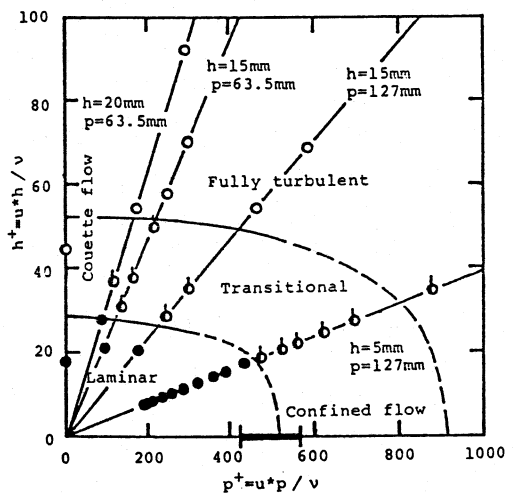


図6 h^+-p^+ 平面における流動様式マップ

摩擦係数の実験整理より、平板間距離の半分がこの場合の h に相当するものと仮定して、遷移域の上限と下限を図6の縦軸上に示した。

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。従来の研究によれば、低速ストリークの流れ方向の長さ Δx は $1000\nu/u^*$ 程度といわれており、秩序構造の流れ方向のスケールはこのオーダーであると見積られる。図6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 $h=20-30$ 程度以下となると乱流構造が維持できなくなるのが分る。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 $p=500-1000$ の範囲にあるものと推定されるが、この範囲の実験はプローブのトラバースができない等の理由で現在のところ不十分である。今後、凸板列を固定して平板を動かすという形式で実験を行い、この範囲の流動状態を明らかにし、流れ方向の基本スケールについてもさらに詳しく調べる予定である。

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、この構造が殆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持つものの、外層部が甚だしく変化してもその影響を殆ど受けぬ独立した強固な構造を形成しているものと考えられる。このことは、内層の秩序構造と外層の関り合いを考える上での一つの有力な手がかりとなろう。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。

参考文献

- 1) 丸山茂夫、田中宏明：壁乱流の内層構造に及ぼす空間的干渉の影響、日本機械学会論文集（B）、投稿中。
- 2) J. Andreopoulos et al.: Experiments in Fluids 2 (1984) 7-16.
- 3) P. H. Alfredsson & A. V. Johansson : J. Fluid Mech. 139 (1984) 325-345.
- 4) J. R. Koseff & R. L. Street : Trans. ASME J. Fluids Engng. 106 (1984) 21-29.
- 5) M. M. M. El Telbany & A. J. Reynolds: Trans. ASME J. Fluids Engng. 104 (1982) 367-372.