

壁乱流の内層構造に及ぼす空間的干渉の影響*

(第2報, 干渉板の流れ方向ピッチの影響)

丸山茂夫*¹, 田中宏明*²

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

(2nd Report, The Influence of Streamwise Pitch of the Interfering Plates)

Shigeo MARUYAMA and Hiroaki TANAKA

Spatial restrictions were imposed on the inner layer structure of the turbulent boundary layer which was developing on a moving flat-plate, by means of putting a fixed array of vertical plates close to the moving plate. The nondimensional gap h^+ between the flat-plate and the tips of the interfering vertical plates as well as the nondimensional pitch p^+ of the interfering plates were systematically changed. From hot-film anemometer measurements, states of flows were distinguished into three regions in the h^+ vs. p^+ plane, i. e., laminar, transitional, and fully turbulent regions. With increase in the pitch p^+ , the gap h^+ needed to maintain turbulence decreased mildly from 40. This was explained with a view of the distribution of sizes of the coherent structures in the inner layer.

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

1. はじめに

壁面に沿う乱流の内層には、低速ストリーク⁽¹⁾, パースティング⁽¹⁾⁽²⁾, 縦渦対構造^{(3)~(6)}といった秩序構造が存在することが主に流れの可視化によって指摘されて久しい。壁面乱流の場合には、乱流エネルギーの生成が壁面の極近傍で最大となることが古くから知られていたが⁽⁷⁾, その後、レイノルズ応力の主要部分が秩序構造と関連してイジェクション(低速の流体が壁面から離れる事象)とスワイプ(高速の流体が壁面に近づく事象)が間欠的⁽⁸⁾に生じることによって引き起こされていることが明らかにされて⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾壁面乱流の内層構造の重要性が再認識された。さらに、対流による壁面からの熱伝達や物質移動を考える場合に、プラントル数やシュミット数が大きくなると壁面の極近傍の流れの構造がとりわけ問題となってくるが、秩序構造をとり入れたモデルによって現象を説明しようとする試みが報告されている⁽¹¹⁾⁽¹²⁾。

過去15年の間に数多くの研究が行われてきたが⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾, 秩序構造の発生機構, 外層の構造との関係に

ついては今なお未解明である。すなわち、乱流境界層の外層には大規模な秩序構造の存在することが知られ⁽¹⁵⁾, 円管内流の場合にも大規模な外層構造の存在が指摘されている⁽¹⁶⁾⁽¹⁷⁾。また、内層の秩序構造の発生周期 T_0 が外層のパラメータで整理できるといわれ⁽¹⁸⁾⁽¹⁹⁾, 内層の構造と外層の構造とが強く関連しているという考えが種々提案されている⁽²⁰⁾⁽²¹⁾。一方、この発生周期 T_0 に関して、最近、内層のパラメータでこそ整理できるという報告がなされ⁽²²⁾⁽²³⁾, パースティングの検出法の見直しもされている⁽²⁴⁾⁽²⁵⁾。

従来の研究の多くは、平板境界層, 二次元チャネル, あるいは円管内の流れを十分に発達させたうえでできるだけ乱さないように注意を払って調べている。これらの系においては、内層と外層は自然に定まるかわり合いを持ち、それを探ることが行われてきた。著者らは前報⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾において、内層の構造に注目し、その境界条件と考えられる外層の流れを人為的に変えてその影響を調べることを試みた。具体的には、平板とそれに向き合って走行する凸板列との間に形成されるせん断流について実験し、平板上に発達する壁乱流の内層構造の占める空間に凸板列の先端による系統的な制約を加えていくとき、内層構造がどのような挙動を示すかに着目した。壁乱流内層の構造が粘性長さスケー

* 昭和61年5月27日 第23回日本伝熱シンポジウムにおいて講演, 原稿受付 昭和61年12月4日。

¹ 正員, 東京大学大学院 (〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

² 正員, 東京大学工学部。

ル ν/u^* [ν : 動粘性係数, u^* : 摩擦速度, 以降粘性パラメータ ν, u^* による無次元値を ()⁺ で表す] で無次元化されると仮定し, 干渉板先端と平板との無次元すきま $h^+ = hu^*/\nu$ と干渉板列の無次元ピッチ $p^+ = pu^*/\nu$ がそれぞれ高さ方向と流れ方向に内層構造が制約を受ける空間の大きさを代表すると考え, $h^+ - p^+$ 平面上に, 流れの状態が通常の壁面乱流からどのように変わるかを区別して実験点をプロットした。その結果, すきま h^+ が 40 以上であれば十分に発達した壁乱流が観察でき, $h^+ \leq 20$ でようやく乱流構造が維持できなくなることがわかった。この結果は同時に, 内層構造が非常に強固なものであり, 外層の変化の影響をほとんど受けない自立的な機構から形成されていることを示している。しかしながら, $h^+ - p^+$ マップ上で, 前報の実験条件範囲は $p^+ \leq 1000$ に限られていた。 p^+ の大きさは, 空間的干渉を受ける秩序構造の流れ方向の長さ Δx^+ と対比されるものであり, 従来の報告より Δx^+ は 1000 のオーダーであると見積もられている⁽⁶⁾⁽²⁶⁾⁽²⁹⁾。したがって, 前報の実験は, 一つの秩序構造が流れ方向に少なくとも 1 箇所ないし数箇所で常に干渉板列先端の影響を受けている状況で行われたことになる。さらに, 干渉板列の通過周期 $T_{p1} = p/U_c$ (U_c : 平板と干渉板列との相対速度) を発達した壁乱流の乱れのスペクトルに位置づけると, 乱流エネルギーへの寄与のある周波数範囲の最も高周波寄りの領域にあった。

本報においては, 干渉板列の無次元ピッチ p^+ を十分に大きな範囲まで変えて前報と同様の実験を行い, $h^+ - p^+$ マップ上で実験条件のカバーする範囲を大幅に広げるとともに, 干渉板列の通過周波数という面でもより広範囲の実験結果を得た。この結果をふまえて, 壁乱流の内層構造と外層とのかわりについての理解をいっそう進める。

2. 実験装置および実験方法

前報⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾と同様に, 平板と干渉板列との相対運動によって作られる流れを熱膜流速計で測定することによって流れの状態を調べた。ただし, 前報の干渉板列を走行させる方式の装置では, 今回の実験条件では熱膜流速計プローブの挿入が困難となるために, 今回は干渉板列を固定して平板を走行させる方式を採用した。前報の場合は, 流速計のプローブは平板に固定されているため, 干渉板列の各位相を順に経験することになるが, 本報の場合は相隣り合う干渉板の中央にプローブを固定した測定となっている。したがって, 両測定結果を共通に比較するには, 後の各結果の項で述

べるとおり, 多少の注意と変換が必要である。

実験装置の概略を図 1 に, また, 測定部の詳細を図 2 に示す。前報と同じ水槽を用いているが, 本実験においては, 水槽上部に 4 枚の垂直板を取付け, その下部を走行する平板上に発達する壁乱流に干渉を加えた。200 W 可変速モータによって, 減速ギア, タイミングベルトを経て, スプロケットが駆動され, コンベアチェーンが, アルミニウムのガイドレール上を走行する。このチェーンに 58 枚の平板要素を取付けることによって走行平板が実現される。干渉板列および平板要素は, アクリル製である。主として平板要素の反りに起因する干渉板先端と個々の平板要素のすきま h のばらつきに関し, この値を平均値の上下 0.4 mm 以内に抑えたうえ, 隣り合う要素間の高さの急変を防ぐために高さが順に変化するように平板要素を配列した。さらに, 隣り合う平板要素間のすきまからの流れを防ぐために, 各平板要素端にはスポンジテープをはり付けて隣の要素と密着するようになっている。以降, 流れ方向 x , 壁面から垂直上方 y , スパン方向 z の座標系を採用する (図 2)。

平均すきま h と平板の走行速度 U_c を変えて, 各種の実験条件を実現し, 熱膜流速計のプローブ (TSI model 1210-60 W) をマイクロメータヘッドによって

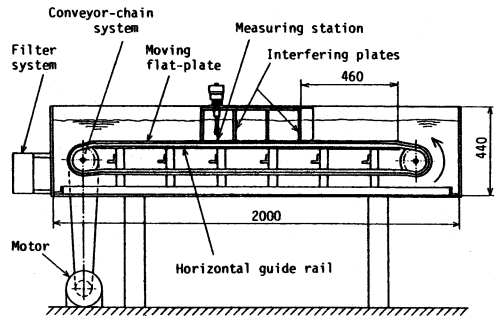


図 1 実験装置概要

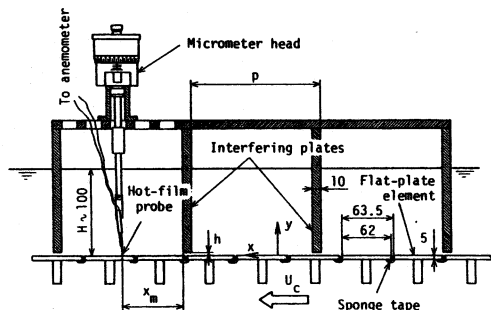


図 2 測定部詳細

上下にトラバースして、瞬間流速を測定した。このとき、平板からのプローブ位置は、読取り望遠鏡により水槽外部から初期設定した。プローブの校正は、回転円筒形水槽を用いて行った。流速計出力は、アナログの温度補償回路、一次の直線化回路を経てデータレコーダに記録される。その後、データレコーダの記録をミニコンピュータ (MELCOM 70/30 C) によってA-D変換し、プローブの校正時出力に対して三次曲線あてはめによる二次の直線化を準備したうえで、測定データについて各種の処理を行った。平均流速に関する不確かさは、各実験条件でかなりばらつくが、おおよそ±5% (20:1) 程度である。

3. 実験結果

表1に実験条件の概要を示す。表1中のSeries名において頭1文字のFは前報の干渉板列を走行させた場合を表し、Pは平板が走行する場合 (本報) である。また、F、Pの後の数字は、 h/p の1000倍を表す。それぞれの h と p の組合せに対して3~8とおりの相対速度 U_c を選んで実験を行った。表1には、 U_c を変えた範囲とそれに伴う摩擦速度 u^* の変化の範囲、および平板から水面までの距離 H (Fシリーズの場合は平板と凸板列基板との間の距離を H としている)、測定位置より上流で最も近い干渉板から測定位置までの距離 x_m も示す。 $h=0$ のP000シリーズは、系統的な実験条件の中での一つの極限であり隣り合う干渉板間それぞれで独立した流れとなる。この条件は隣り合う2枚の干渉板の先端にスポンジテープをはり付け、走行平板と常に接触を伴うようにして実現した。測定結果との比較のために、二次元チャンネル内で十分に発達した空気流⁽³⁰⁾の実験をChannelとして最下欄に掲げる。この場合、 h はチャンネル高さの半分、 U_c は中心流速、 x_m は流路入口から測定位置までの距離を示す。以下、P007とP000のシリーズを取り上げて結果を説明す

表1 実験条件の概要

Series	h (mm)	p (mm)	U_c (mm/s)	u^* (mm/s)	H (mm)	x_m (mm)
F315	20	63.5	30.9 - 196	1.53 - 9.56	50	-
F236	15	63.5	35.2 - 99.7	1.61 - 5.25	45	-
F118	15	127	29.9 - 101	1.44 - 5.00	45	-
F039	5	127	16.7 - 158	1.61 - 11.7	35	-
P040	6.36	160	49.9 - 151	2.8 - 6.5	102 - 105	75
P016	2.6	160	50.9 - 302	3.9 - 13.4	85 - 107	71 or 75
P007	1.1	160	112 - 443	7.5 - 21.5	101 - 102	75.5
P000A	0.0	160	149 - 302	9.0 - 16.0	97	76.5
P000B	0.0	480	101 - 300	6.0 - 13.5	102	229.5
Channel	7.5	-	4240	233	-	1110

る。

3.1 P007シリーズ 表2に、このシリーズの主要な実験条件を示す。コロンあとの数字は、壁面速度 U_c の小さい順につけた番号である。前述の二次元チャンネルの場合の実験条件も合わせて示してある。図3に、測定した時間平均流速 U を平板に相対的な値 $(U_c - U)$ に変換して普遍速度分布の形でプロットした。平板要素に高さの変動があり壁面の極近傍の測定が不可能であったため、粘性底層内の測定値に直線分布をあてはめてせん断応力を求めることができず、摩擦速度 u^* は、乱流の場合の対数速度分布と各実験条件の $Re_x = x_m U_c / \nu$ に対する層流境界層の相似解 (3.2節参照) を考慮して、この形のプロットより推定した。この推定法により生じる摩擦速度の不確かさは、±4% (20:1) 程度と見積もられる。

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。P007:1から順に壁面速度が大きくなるとともに乱れ強さが大きくなっている。図4にはChannelの結果も同時に示してある。通常の壁乱流でも外層ではレイノルズ数に対する依存性があ

表2 実験条件 (P007シリーズ)

Run No.	h^+	p^+	U_c (mm/s)	u^* (mm/s)	$Re_h = h U_c / \nu$	$Re_p = p U_c / \nu$	ν / u^* (mm)	ν / u^{*2} (msec)
P007:1	7.73	1120	112	7.5	115	16800	0.142	19.0
P007:2	9.63	1400	150	9.3	155	22600	0.114	12.3
P007:3	12.5	1810	221	12.0	229	33300	0.0883	7.36
P007:4	16.1	2340	301	15.5	313	45500	0.0683	4.41
P007:5	22.3	3250	443	21.5	460	66900	0.0493	2.29
Channel	113	-	4240	233	2070	-	0.0661	0.284

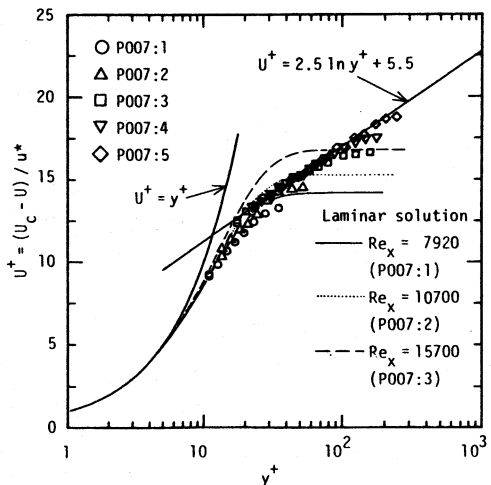


図3 平均速度分布 (P007シリーズ)

ることと流れの形態の差異を考慮すると、厳密な意味での比較は差し控えねばならないが、P 007 : 5 においては、Channel のデータに近いレベルの乱れが存在することがわかる。

図5には、 $y^+ = 15$ の位置での瞬時の流速変動を示す。ただし $y^+ = 15$ までプローブを近づけなかつた実験の場合には、壁面に最も近いデータを示す(表3)。図5の横軸は、時間 t を局所の平均流速 U を用いて長さ $U \cdot t$ とし、これを粘性長さスケール ν/u^* で無次元化したものである。これは、流速計プローブを平板に固定した測定結果(前報⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾)および二次元チャンネルの場合)と干渉板に固定した測定結果(本報)とを凍結乱流の前提のもとに対流速の影響を抑えて比較するためである。壁面近傍の流れが凍結乱流に近いかどうかは議論のあるところであるが⁽³¹⁾、この前提で進めた次のスペクトルの整理結果はかなり興味深いものとなっている。さらに図5では、Channel との比較を容易にするために、速度こう配 $\partial U/\partial y$ が逆であることを考慮して、P 007 シリーズの流速変動については、 $-u/u^*$ をプロットしてある。

図5の P 007 : 1 に A と記した点は、高さによらずのある平板要素の中で最も高い要素が測定部を通過した時刻であり、A' 点はチェーンが一周して同一の平板要素が次に測定部を通過した時刻である。平板要素が一巡する周期 T を図5の横軸と同様に $(UT)^+ = (UT)(u^*/\nu)$ と無次元化し、表3中に示した。P 007 : 1 における変動をよく観察すると、この周期で非常に類似した波形が繰返されていることがわかり、平板要素の高さ変動による見掛けの乱れが捕えられたものであり、流れは基本的には層流であることが判明する。P 007 : 2 についても同様に、B、B' 点が最も高い平板

要素の通過時刻である。これらの点の近くには、先の A、A' 点ともよく似た形の見掛けの変動が観察される。また、このような観察により、平板と干渉板のすきまが全体的に大きいチェーンの半周側のみが乱流となっていると判断できる流速変動波形も得られている(P 007 : 3)。さらに壁面速度が大きく、P 007 : 4、P 007 : 5 となると、二次元チャンネルの乱流波形と良く似た様相を示すようになる(P 007 : 4、P 007 : 5 では、計測点の y^+ が大きくなっており、 $y^+ = 30.9$ の Channel のデータと比較すべきである)。

図6には、図5の各流速変動のパワースペクトルを示す。横軸の周波数 f は、瞬時の流速変動の時間軸の表示と同じ理由で、局所の平均流速 U を用いて波数 $k = 2\pi f/U$ とし、これを粘性長さスケールで無次元化したものである。また、縦軸は、この無次元波数 $k^+ = (2\pi f/U) \cdot (\nu/u^*)$ で積分すると無次元乱れエネルギー $(u'/u^*)^2$ となるように乱れのスペクトル密度 $E(f)$ を次式のように無次元化したものである。

$$\frac{u'^2}{u^{*2}} = \frac{1}{u^{*2}} \int_0^\infty E(f) df$$

$$= \int_0^\infty \frac{E(f) U}{2\pi u^* \nu} d\left(\frac{2\pi f}{U} \cdot \frac{\nu}{u^*}\right)$$

.....(1)

図3 平均速度分布 (P 007 シリーズ)

Run No.	y^+	U (mm/s)	U^+	$(UT)^+$	k_{p1}^+	k_{p2}^+
P007:1	14.8	32.0	10.6	7400	0.0195	0.00559
P007:2	15.8	44.9	11.3	9630	0.0150	0.00449
P007:3	17.5	70.9	12.5	13400	0.0108	0.00347
P007:4	22.7	93.6	13.4	16700	0.00863	0.00268
P007:5	31.5	144	13.9	24300	0.00595	0.00193

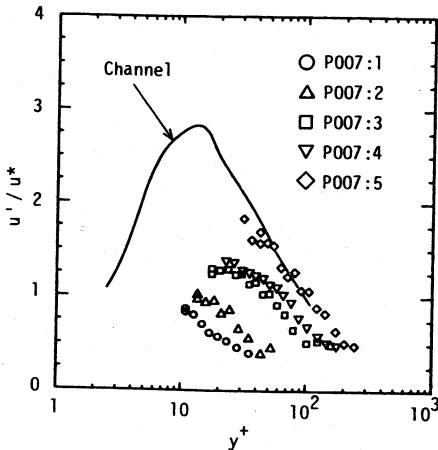


図4 乱れ強さ分布 (P 007 シリーズ)

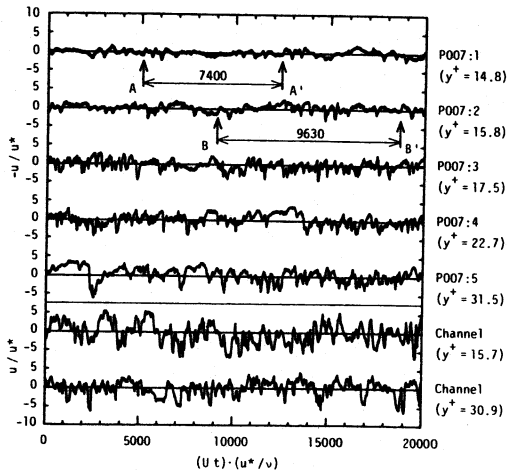


図5 瞬時の流速変動 (P 007 シリーズ)

さらに、乱れエネルギー $(u'/u^*)^2$ に対する波数成分の寄与が曲線下の面積として直接把握できるよう、次式で表される無次元化を施したのが図7である。

$$\frac{u'^2}{u^{*2}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln(10)E(f)f}{u^{*2}} d\left\{\log_{10}\left(\frac{2\pi f}{U} \cdot \frac{\nu}{u^*}\right)\right\} \dots\dots\dots(2)$$

図6から、壁面速度が大きくなると、波数が高い側のスペクトル密度の急減する領域 $(k^+ = 10^{-2} \sim 10^{-1})$ で乱流に特有な分布形が現れてくることわかる。また、図7によれば、壁面速度が大きくなるに従って乱れのエネルギーが大きくなり、P007:5では二次元チャネル内乱流(再びChannelの $y^+ = 30.9$ との比較で)の場合にほぼ近い状態となっていることがわかる。

図6, 7の各スペクトルには、平板に固定した座標から見た場合の干渉板列の通過周期 $T_{p1} = p/U_c$ に対応する無次元波数 $k_{p1}^+ = [2\pi/(T_{p1}U)] \cdot (\nu/u^*)$ のところに黒丸印をプロットした。さらに、局所平均流速で動く座標から見た干渉板列の通過周期 $T_{p2} = p/U$ を無次元波数で表すと、 $k_{p2}^+ = 2\pi/p^+$ となり、これは当然ながら干渉板列のピッチを波長とする変動に対応する。図6, 7中には、この波数を黒四角印でプロットした。また、 k_{p1}^+, k_{p2}^+ の数値を表3中に掲げた。内層の秩序構造が粘性スケールで特定の流れ方向特性を持ちある波長の外層じょう乱によって刺激されて共鳴するような機構を有するものとし、干渉板のピッチがちょうどその波長に一致したとすれば、秩序構造の対流速度で多少変わるものの、 k_{p1}^+ から k_{p2}^+ の範囲に共鳴によるピーク

が現れるものと考えられる。今回の実験条件はちょうど k_{p1}^+ と k_{p2}^+ が乱流エネルギーへの寄与が最も大きい波数域に重なっているにもかかわらず、これらの波数と同期するような現象は認められない。

P040, P016のシリーズについてもP007シリーズとほぼ同様の結果が得られた。

3.2 P000シリーズ 表4にP000A, P000Bシリーズの実験条件を示す。この場合は $h=0$ でありそれぞれ隣り合う干渉板の間ごとに独立した流れとなるので一組の干渉板を設定すれば十分である。 $p=160$ mmとしたP000Aシリーズに加えて、さらに p^+ の範囲を広げるために $p=480$ mmとしてP000Bシリーズの実験を行った。

図8に平均速度分布を乱流の普遍速度分布と比較した形で示す。壁面速度が大きくなると摩擦係数 $C_f = 2\tau_w/\rho U_c^2 = 2u^{*2}/U_c^2 = 2/U_c^2(\tau_w)$: 壁面せん断応力、 ρ : 密度) が減少して順に U^+ の大きなほうへとずれていくが、最後まで乱流の徴候は現れていない。そこで流

表4 実験条件 (P000シリーズ)

Run No.	h^+	p^+	U_c (mm/s)	u^* (mm/s)	Re_h $=hU_c/\nu$	Re_p $=pU_c/\nu$	ν/u^* (mm)	ν/u^{*2} (msec)
P000A:1	0	1310	149	9.0	0	21700	0.122	13.6
P000A:2	0	1710	203	11.7	0	29600	0.0936	8.00
P000A:3	0	1980	252	13.5	0	36900	0.0809	5.99
P000A:4	0	2360	302	16.0	0	44400	0.0679	4.24
P000B:1	0	2560	101	6.0	0	42900	0.188	31.3
P000B:2	0	4270	201	10.0	0	85600	0.113	11.3
P000B:3	0	5110	252	12.0	0	107000	0.0939	7.83
P000B:4	0	5740	300	13.5	0	128000	0.0837	6.20

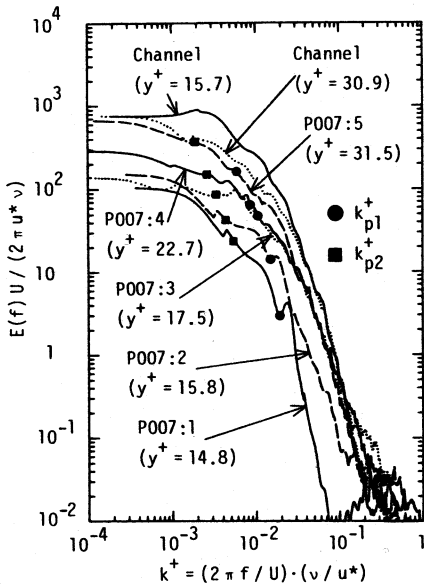


図6 流速変動のスペクトル (log-log, P007シリーズ)

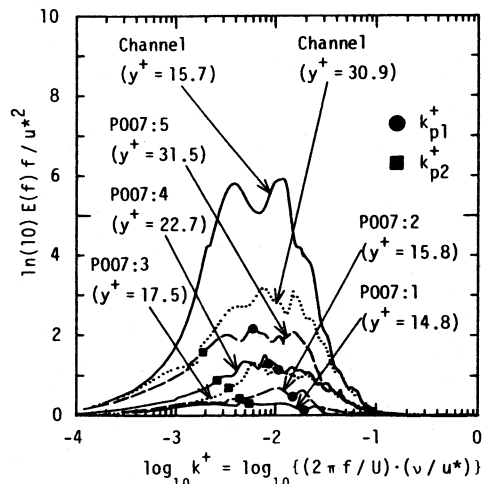


図7 流速変動のスペクトル (log-linear, P007シリーズ)

れが層流であると考え、測定部のすぐ上流の干渉板先端から層流境界層が発達すると考えたモデルとの比較を試みた。この種の境界層は、Sakiadis⁽³²⁾によって提案され、層流の場合にはBlasiusの方程式と同形の式を満たし境界条件のみ異なる相似解が存在することが知られ、その数値解が求められるとともに⁽³³⁾、実験による確認もなされている⁽³⁴⁾。図9に、その数値解とP000シリーズの実験結果とを比較して示した。ここで、図9の横座標について、測定位置のすぐ上流の干渉板先端から測定位置までの距離が x_m 、 $Re_x = x_m U_c / \nu$ である。P000Aシリーズの速度分布は、壁面速度が大きくなるに従って理論値に近づく傾向を示している。一方、P000Bの場合は、壁面速度によらず層流解の近くで1本の曲線上にまとまっている。このようになる理由は、 $h=0$ の場合には走行平板に沿った流れが下流側干渉板で強く遮られ、上向きに転じてやや強い循環流を形成するためと考えられる。すなわち、P000Bの場合には p/H が4.7と大きいためこの循環流の中心が下流部にとどまってその影響が測定位置までは及ばない。一方P000Aの場合には、 p/H が1.6と小さく循環流が測定部まで影響してくる。ただし、壁面速度が大きくなると循環流の中心が下流に移動して測定位置に対する影響が小さくなり、速度分布は理論値に近づく。

これまでの検討でP000A、P000Bのシリーズは、すべて層流と考えられるが、念のために瞬時の速度変動についても検討し、壁面乱流の変動と考えられる速度変動は存在しないことを確認した。

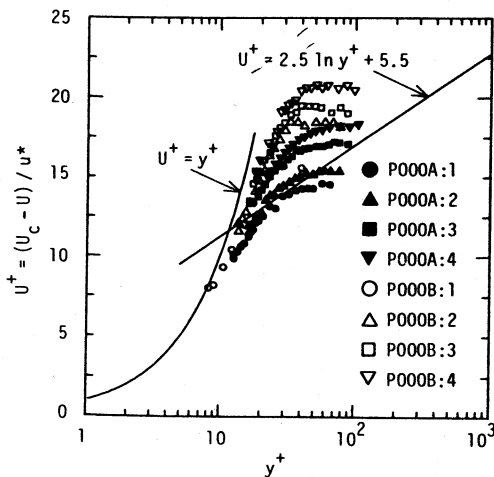


図8 平均速度分布 (普遍速度分布, P000シリーズ)

4. 考 察

前報⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾と同様に、 $h^+ - p^+$ 平面に実験点を流れの状態と区別してプロットしたマップを図10に示す。流れの状態の判別は流速変動波形を補助的に参照しながら、乱れのスペクトルを二次元チャンネルのデータと比較して行った。二次元チャンネル内乱流で乱れエネルギーへの寄与の大きい波数領域において、エネルギーがほとんどない実験点を層流とし(黒塗り)、ある程度のエネルギーを持つ場合はそのレベルに応じてシンボルを塗り分け、二次元チャンネルと同じスペクトル分布を持つときに完全な乱流とした(白抜き)。でき上がったマップは層流域、遷移域、完全な乱流域の3領域に分けられ、これらの境界は、 $p^+ = 0$ で $h^+ = 20$ と40を通るこの配約 $-1/200$ の直線となる。なお前報⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾で述べたとおり、図10の縦軸に実験点が近づくとき一種のクエット流が実現されると考えられ、クエット流の実験結果⁽³⁵⁾より、層流域-遷移域(黒三角)、遷移域-乱流域(白三角)の境界を縦軸上にプロットしてある。以下、このマップと内層の秩序構造との関連について考察する。

壁乱流の内層に見られる低速ストリークのスパン方向の間隔 λ についてその出現頻度分布が測定されており、 λ の平均は $100\nu/u^*$ であるが個々の値は $25 \sim 200\nu/u^*$ の広い範囲に分布していることが知られている⁽⁵⁾⁽⁶⁾。また、スパン方向に多数配置した流速計の出力⁽³⁶⁾やスパン方向に張った細線からの水素気泡より低速ストリークの位置を求めそれを時間軸に並べて $t-z$ 平面上で検討する方法や、壁面を加熱し感温液晶によって可視化された $x-z$ 平面で観察する方法⁽⁶⁾

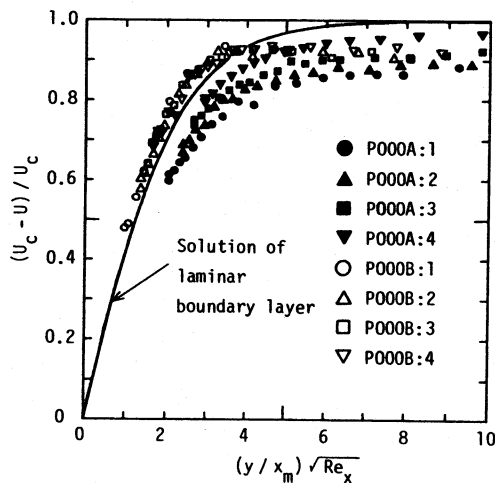


図9 平均速度分布 (層流の整理, P000シリーズ)

によって調べた結果では、低速ストリークの流れ方向の長さ(あるいは持続時間)もかなり広範囲に分布することがわかっている。さらに、低速ストリークの発生原因と考えられる縦渦対構造について、渦の中心位置は $y^+ = 20 - 30$ にあると見積もられている⁽³⁾⁽⁴⁾。これらの結果より、内層の秩序構造の x, y, z 3方向のスケールは平均値のまわりでかなり広範囲に分布しているものと考えられる。

図10の結果から、 p^+ が小さく一つの秩序構造がその寿命中に次々に空間的干渉を受ける条件下では、 $h^+ \geq 40$ であればほとんどの秩序構造はこの影響を受けずにすきまを通り抜けてしまうが、 $h^+ \leq 20$ となると大部分の秩序構造が崩れてしまうと考えられる。この結果と上述のストリークや縦渦対の寸法とを比べると、すきま h^+ より中心位置の y^+ が大きい縦渦構造はすきまを通り抜けることができず崩壊してしまうものと考えられる。

p^+ がより大きくなると、一つの干渉板の通過によって内層構造の一部が崩壊しても次の干渉板が通過するまでに内層構造が回復するだけの余裕があるため、層流域、遷移域、完全な乱流域の境界は h^+ が小さいほうへとずれていくものと考えられる。すなわち、Pシリーズの場合の遷移域と完全な乱流域との境界は、一つの干渉板を通り抜けた秩序構造が元となって測定位置(干渉板から $p^+/2$)に達するまでに完全な壁乱流の構造へと回復できるか否かの境界である。一方、層流域と遷移域の境界は、一つの干渉板を通り抜けた秩序構造が元となってある程度回復し、次の干渉板を通り抜けるという過程を繰返すときに、乱流状態が減衰して層流になるか否かの境界である。

図10の横軸上にある今回のP000シリーズの実験点はすべて層流と判定された。これらの実験点は、先

に定めた層流域と遷移域の境界線の延長が横軸と交わる点よりはるかに大きな p^+ まで及んでいる。このケースでは、3章でも述べたとおり、干渉板と平板が接する点で上流からの流れが完全に遮断され、この点から下流に向かって新しく層流境界層が発達し始め、やがて乱流へ遷移する過程を経ると考えられ、この過程に必要な長さ x_{cr}^+ より干渉板のピッチ p^+ が小さければ流れは乱流とはなりえない。ここで、

$$x_{cr}^+ = \frac{x_{cr} u^*}{\nu} = \left(\frac{x_{cr} U_\infty}{\nu} \right) \cdot \left(\frac{u^*}{U_\infty} \right) = Re_{cr} \sqrt{\frac{C_f}{2}} \dots \dots \dots (3)$$

と書けるが、この場合と似た過程を経て発達する一様流中の平板境界層の実験値から x_{cr}^+ を推定して見よう。ただし、 U_∞ は一様流速度、 $Re_{cr} = x_{cr} U_\infty / \nu$ は層流から乱流への遷移レイノルズ数である。 Re_{cr} を 5×10^5 程度と仮定して、摩擦係数 $C_f = 2\tau_w / \rho U_\infty^2$ を層流の場合の理論式から0.0019と見積もると(C_f 値は、平板先端から x_{cr} までの平均せん断応力 τ_w に基づくものとする)、式(3)より、 x_{cr}^+ は15000程度と予想できる⁽³⁷⁾。実際には、平板境界層では主流方向に境界層が発達するのに対して、干渉板先端から発達する境界層は平板に固定した座標で見ると主流と逆方向に発達することになるといった違いがあるため、2種類の境界層は簡単には比較できないが、 x_{cr}^+ が図10の横座標の範囲よりかなり大きくなることは予想される。

このP000シリーズの実験点が、図10で層流-遷移域境界線の延長が横軸と交わる点よりはるかに大きい p^+ まで層流にとどまることは、乱流構造の回復にとって、内層の秩序構造の種子が残っていることが重要でその回復を非常に容易にするのに対し、内層の秩序構造がいったん完全に破壊されるとそれが容易には復元されないことを示しており、興味深い。

5. 結 論

壁乱流の内層に観察される秩序構造と外層の構造とのかかりについて調べるために、内層構造にとっての境界条件である外層の流れを人為的に変化させた前報⁽²⁶⁾⁽²⁷⁾の実験の条件範囲を大幅に広げた実験を行った。具体的には、走行する平板と干渉板列との間にせん断流を実現し平板上に発達する壁乱流に注目して熱膜流速計による測定を行った。この結果を前報の結果と合わせて、干渉板先端と平板との無次元すきま h^+ と干渉板の無次元ピッチ p^+ とでできる $h^+ - p^+$ 平面にプロットして、内層構造に加わる空間的干渉の程度に応じて流れがどのように振る舞うかを検討した。その結果以下の結論を得た。流れ方向の干渉板列の無次元

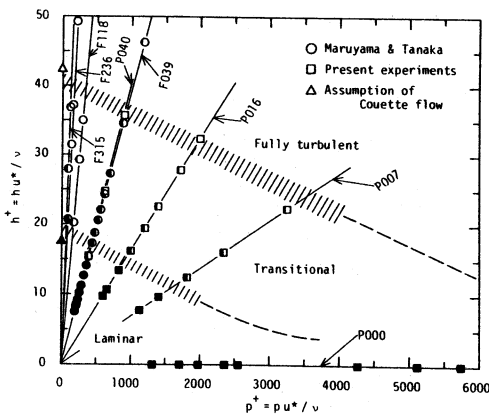


図10 $h^+ - p^+$ 平面における流動様式マップ

ピッチ p^+ が秩序構造の長さといわれる 1000 程度より小さいときは、無次元すきま h^+ が 40 程度以上あれば内層構造は空間的干渉の影響を受けず、逆に h^+ が 20 以下となると乱流構造は維持できなくなる。干渉板ピッチ p^+ が 1000 程度より大きくなると壁乱流の内層構造を維持するのに必要なすきま h^+ はゆるやかに減少する。この結果は、内層の秩序構造の大きさが一様でなく広い分布を持つことによって説明できる。一方、 $h=0$ としてすきまを通り抜ける内層構造を完全に遮断してしまうと乱流構造が再び発達するには少なくとも $p^+=6000$ 以上の非常に長い流れ方向のスケールが必要である。以上を要するに、壁乱流の内層構造は、(結果的に) 壁面のせん断応力が与えられて、いったん成立してしまえば、その実体をなす秩序構造が占める高さ方向の空間が侵されない限り、外層の変化の影響をほとんど受けない強固な自律的機構を持つものであることがわかった。

最後に、実験にご協力をいただいた当時東京大学工学部学生の上野寛氏に謝意を表する。

文 献

- (1) Kline, S. J., ほか 3 名, *J. Fluid Mech.*, 30-4 (1967), 741.
- (2) Kim, H. T., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 50-1 (1971), 133.
- (3) Bakewell, H. P. and Lumley, J. L., *Phys. Fluids*, 10-9 (1967), 1880.
- (4) Blackwelder, R. F. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 94-3 (1979), 577.
- (5) Smith, C. R. and Metzler, S. P., *J. Fluid Mech.*, 129 (1983), 27.
- (6) 入谷・ほか 2 名, 機論, 51-470, B (昭 60), 3092.
- (7) Laufer, J., *NACA Rep.*, 1174 (1954).
- (8) Gupta, A. K. and Kaplan, R. E., *Phys. Fluids*, 15-6 (1972), 981.
- (9) Willmarth, W. W. and Lu, S. S., *J. Fluid Mech.*, 55-1 (1972), 65.
- (10) Wallace, J. M., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 54-1 (1972), 39.
- (11) 黒田・ほか 2 名, 第 23 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 61), 90.
- (12) Hatzivramidis, D. T. and Hanratty, T. J., *J. Fluid Mech.*, 95-4 (1979), 655.
- (13) Willmarth, W. W., *Adv. Appl. Mech.*, 15 (1975), 159.
- (14) Hirata, M., ほか 3 名, *Proc. 7th Int. Heat Transf. Conf.*, 1 (1982), 31.
- (15) Head, M. R. and Bandyopadhyay, P., *J. Fluid Mech.*, 107 (1981), 297.
- (16) Sabot, J. and Comte-Bellot, G., *J. Fluid Mech.*, 74-4 (1976), 767.
- (17) 谷藤・ほか 3 名, 機論, 51-468, B (昭 60), 2563.
- (18) Rao, K. N., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 48-2 (1971), 339.
- (19) Laufer, J. and Badri Narayanan, M. A., *Phys. Fluids*, 14-1 (1971), 182.
- (20) Falco, R. E., *Phys. Fluids*, 20-10, Pt. 11 (1977), S 124.
- (21) Brown, G. L. and Thomas, A. S. W., *Phys. Fluids*, 20-10 Pt. 11 (1977), S 243.
- (22) Blackwelder, R. F. and Haritonidis, J. H., *J. Fluid Mech.*, 132 (1983), 87.
- (23) Willmarth, W. W. and Sharma, L. K., *J. Fluid Mech.*, 142 (1984), 121.
- (24) Bogard, D. G. and Tiederman, W. G., *J. Fluid Mech.*, 162 (1986), 389.
- (25) Talmon, A. M., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 163 (1986), 459.
- (26) 丸山・田中, 機論, 52-476, B (昭 61), 1642.
- (27) Maruyama, S. and Tanaka, H., *J. Fluid Mech.*, 177 (1987), 485.
- (28) Meek, R. L. and Baer, A. D., *AIChE J.*, 16-5 (1970), 841.
- (29) Kreplin, H. P. and Eckelmann, H., *J. Fluid Mech.*, 95-2 (1979), 305.
- (30) Tanaka, H. and Yabuki, H., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 108-3 (1986), 325.
- (31) Morrison, W. R. B., ほか 2 名, *J. Fluid Mech.*, 47-4 (1971), 639.
- (32) Sakiadis, B. C., *AIChE J.*, 7-1 (1961), 26.
- (33) Sakiadis, B. C., *AIChE J.*, 7-2 (1961), 221.
- (34) Tsou, F. K., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 10-2 (1967), 219.
- (35) El Telbany, M. M. M. and Reynolds, A. J., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 104-3 (1982), 367.
- (36) Blackwelder, R. F., *Phys. Fluids*, 26-10 (1983), 2807.
- (37) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory* (7th ed.), (1979), McGraw-Hill.