二次元粗滑面非対称管内流の弛緩*

(第2報, 変動速度場の特性)

宮田 勝文**, 石田 徳保**, 中村 育雄***

Relaxation of Asymmetric 2-D Channel Flow into a Symmetric State Caused by a Step Change in Wall Roughness (2nd Report, Characteristics of Turbulence Field)

Masafumi MIYATA, Noriyasu ISHIDA, and Ikuo NAKAMURA

The unperturbed flow configuration is almost the same as that used by Hanjalic & Launder, and as in the fully developed asymmetric flow region, the positions of zero velocity gradient and zero Reynolds stress do not coincide along the whole course of the relaxation process. One of the most striking features of this flow is that in the internal layer formed downstream of the step change in roughness, Prandtl's mixing length increases considerably over the value given by the relation $l = \kappa y$. Correspondingly, the so-called universal constant A , in the law of the wall, decreases significantly in this region, where the convection term in the turbulent energy equation is found to play an important role and the flow is far from the equilibrium condition.

Key Words: Turbulence, Channel Flow, Asymmetric Flow, Relaxation Flow, Perturbed Flow, Roughness, Turbulence Model

1. 緒 言

境界条件の急変によりかく乱を受ける乱流せん断流の応答の問題は、実用的にも重要な問題であるが、一方ではいわゆる Black Box Concept により、複雑な乱流せん断流の内部機構を入力に対する出力特性から推測するという観点からも興味を持たれてきた問題で、さらに最近では、より高度化・複雑化する乱流モデルの妥当性を検証するための流れとしても注目されている流れである。

乱流せん断流に与えられるかく乱は、壁面粗さ、壁面曲率、壁面温度、圧力こう配、吹出し・吸込みなどが代表的なものであるが、これらのかく乱の与え方にも種々の場合が存在する。壁面せん断流においては、内層と外層における時間尺度と長さの尺度が異なるため、かく乱がどの位置に与えられるかということも重要な因子となり、これに関しては Smits-Wood⁽¹⁾ による解説が最近与えられている。

このうち、壁面粗さのステップ状の変化によるかく乱は最も単純かつ基本的なもので、これまでも多く

の研究がなされてきた⁽²⁾。また、最近 Andreopoulos-Wood⁽³⁾ は壁面粗さのインパルス状の変化によりかく乱を与えた乱流境界層について報告している。

著者らは、Hanjalic-Launder⁽⁴⁾ によって報告された片側粗面の二次元管路内の発達した非対称流れが、両側滑面の対称な流れに移行する過程を、壁面粗さの急変に対する乱流せん断流の応答という観点と、非対称な流れが対称な流れに移行する弛緩過程という両観点から調べ、前報⁽⁵⁾においては、この弛緩過程の平均速度場の特性について報告した。ここでは、乱れ場の特性を主に乱れエネルギー、せん断応力パラメータ、混合長距離の分布および乱れエネルギー収支について調べた結果と粗面→滑面移行後における対数速度分布について述べる。

2. 記 号

h : 管路半値高さ ($2h=50$ mm)

k : 粗さ要素の高さ、あるいは乱れの運動エネルギー $=(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$

l : 混合長距離

U, V : x, y 方向の平均速度

$U_{\max}$: 断面最大速度

U_s : 管路出口中央の基準速度

* 昭和61年11月23日 関西支部第246回講演会において講演、原稿受付 昭和61年4月25日。

** 正員、山梨大学工学部 (〒400 甲府市武田4-3-11)。

*** 正員、名古屋大学工学部 (〒464 名古屋市千種区不老町)。

u, v, w : x, y, z 方向の変動速度

u', v', w' : u, v, w の RMS 値

u_τ : 摩擦速度 $= \sqrt{\tau_w/\rho}$

x, y : 図1に示す座標系, x の原点は最終粗さ要素の下流端

$u^+ := U/u_\tau$

$y^+ := y \cdot u_\tau/\nu$ あるいは $(50-y) \cdot u_\tau/\nu$

δ_i : 内部層の厚さ

τ_w : 壁面せん断応力

a_1 : せん断応力パラメータ $= -\overline{uv}/k$

$\bar{\varphi}$: 一般変数 φ の時間平均値を示す。

3. 実験装置と実験方法

使用した実験装置, 測定管路および測定システムは前報⁽⁵⁾と同じであるので要点のみを述べる。管路は断面寸法 50 mm×600 mm, 全長 7 m で, この上流側 3.5 m の片側のみを図1に示すように, 粗さ要素の高さ k に対する配列ピッチ p の比 $p/k=9$ の二次元粗さ要素をもつ k 形粗面としてある。

実験は, 単位レイノルズ数 $U_s/\nu=2 \times 10^6 (\text{m}^{-1})$, すなわち管路半径高さに基づくレイノルズ数 Re_h を 5×10^4 の一定値に保ち, ピトー管, I 形および X 形の熱線プローブを用い, 前報で述べた自動計測システムにより測定を行った。なお, 以下に述べる粗面から滑面に移行する側の上流部における I 形プローブのデータの一部は, 反射鏡, 実体顕微鏡および最小目盛り

図1 流れ場の概略

(a) $x=69 \text{ mm}$

(b) $x=350 \text{ mm}$

図2 $U, u', v', -\overline{uv}$ の分布

0.005 mm の微動装置を用いて, 壁面への最近接点を $0.05 \pm 0.005 \text{ mm}$ に設置して測定を行ったもので, 壁近傍における補正は行っていない⁽¹³⁾。

4. 実験結果と考察

$x < 0$ の粗滑面管路部においては, 十分発達した非対称流が得られており, 粗・滑面における壁面せん断応力の比はほぼ 4:1 である。この発達した非対称流が壁面粗さの急変によりかく乱を受けた後の平均速度 U , 変動強度 u', v' およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の分布の例を $x=69, 350 \text{ mm}$ について図2(a), (b)に示す。

図2(a), (b)において, $-\overline{uv}$ の直線分布からずれる粗面→滑面側の壁近傍には, 新しい壁面状態に適合するため新しい層が形成され, 通常これは内部層 (Internal layer) と呼ばれている。内部層の厚さ δ_i の定義に今のところ統一的なものはないが, 平均速度分布 $U(y)$ を片対数表示した場合に現れる二つの対数直線分布の交点 (knee point) とすると定めやすい⁽⁶⁾。この定義による内部層厚さ δ_i は物理的意味に欠けるが, 最大速度が流れ方向に変化する本実験のような場合には, 新しく形成される層の厚さのよい目安となる。

図3は, この方法により求めた内部層の発達の様子を示したもので, ピトー管および I 形熱線の両者による U の分布から求めたものが示してあり, 図中の曲線は熱線プローブの結果を重視して描いてある。

内部層の発達割合は, ほぼ二つの領域に分かれ $x/h < 3$ の移行直後では $\delta_i \sim x$ と大きく, $x/h > 4$ の領域では $\delta_i \sim x^{0.5}$ となっている。この $x/h > 4$ における δ_i の発達割合は粗面→滑面对称管路流れの結果⁽⁷⁾と同じであり, また圧力こう配のない粗面→滑面境界層流れ⁽⁸⁾におけるものともほぼ一致している。

壁面噴流や二重円管流あるいは本実験管路上流側の片側粗面部のような非対称流においては, 零レイノル

ズ応力の位置と零速度こう配の位置が一致せず、こう配輸送モデルが破綻することが知られている。このことは、図2にみられるように本実験の発達した非対称流が、発達した対称な流れに移行する全領域で認められる。図4は、 $-\overline{uv}=0$ の位置(y_r)と $\partial U/\partial y=0$ の位置(y_v)の流れ方向への変化を示したものである。なお、 $\partial U/\partial y$ はIプローブによる U の測定結果を滑らかな曲線で結んだものから算出した。

$x < 0$ の発達した非対称流部において、 y_r と y_v はそれぞれ図中に示した Hanjalic-Launder の $Re_h=5 \times 10^4$ の結果⁽⁴⁾とほぼ一致しており、 y_r は全域で y_v より滑面側に寄っている。 y_r, y_v の対称面への移行は共に単調なものであるが、 y_r の移行は y_v に比べて遅れる傾向にあり、図4の上を示したように $(y_r - y_v)$ はあらさ急変直後むしろ増大し、 $20 < x/h < 50$ の間で比較的急減した後ゆるやかに零に漸近する。

図5は、滑面→滑面側の壁近傍の u' の分布を壁変数表示したもので、 u_r は前報⁽⁵⁾で述べたように、 $-\overline{uv}$ の壁面近傍の分布を壁面まで外挿して求めた τ_w から算出した値を用いている。二次元滑面管路の壁近傍における、この u' の分布に対する従来の結果にはかなりのばらつきがみられ、図中には参考のため比較的新しいデータとして Hussain-Reynolds⁽⁹⁾および Hanjalic-Launder⁽⁴⁾のものを示した。

図3 内部層の発達 (粗面→滑面側)

図4 零レイノルズ応力と零速度こう配の位置の変化

$x > 1330 \text{ mm} (x/h \approx 53)$ における本実験の結果は、これらの著者によるものとよく一致しており、このことは同じ領域における粗面→滑面側についても同様である。これに対し、 $x < 650 \text{ mm} (x/h = 26)$ の上流側では、 $y^+ \approx 20$ 付近の u' のピークは $x/h < 0$ の領域も含めて明らかに高い。このような鋭いピークは Hanjalic-Launderの結果にはみられないが、粗さ急変の影響が滑面→滑面側に十分及ぶと考えられる $x = 630 \text{ mm}$ 付近で急速に消滅することから、測定上の問題あるいは本実験管路の特殊性とは考え難く、粗さ要素による周期的圧力変動の存在する粗滑面流に固有のものと解されるが、これについてはさらに詳細な調査が必要と思われる。

図6は、粗面→滑面移行側の壁近傍における u' の分布を比較的上流部について示したもので、これより下流側では前述のように発達した対称流のものへと漸近してゆく。図6から明らかなように、粗さ急変後の u'/u_r の分布は発達したものと顕著に異なり、例えば $y^+ = 20$ における u'/u_r の値は発達したもののほぼ2倍の値から単調に減少し、発達したものと漸近し、

図5 u' の壁変数表示 (滑面→滑面側)

図6 u' の壁変数表示 (粗面→滑面側)

この領域では u_r によるスケーリングによつては相似性を示さない。このことは、後述するように、壁近傍における平均速度に対するスケールが比較的すみやかに u_r となることと対照的であり、壁面状態の急変に対する平均速度場と変動速度場の応答の相異を明確に示すものと考えることができる。

図7は、乱れの運動エネルギー $k = (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$ の分布の流れ方向への変化を示したもので、基準速度 U_s で無次元化してある。なお、本実験では $\overline{w^2}$ の測定を行っていないので、通常とられる仮定⁽⁸⁾

$$\overline{w^2} = (\overline{u^2} + \overline{v^2})/2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

を用い、 $k = 3(\overline{u^2} + \overline{v^2})/4$ として算出した結果である。この仮定が、必ずしも適切ではないことは、Andreo-poulos-Wood⁽³⁾によつて指摘されているが、ここでの定性的議論に影響しないと考えた。

$x < 0$ においては、粗さ要素の影響が直接現れる $y < 7 \text{ mm}$ を除いた領域で k の分布はよく一致している。図7の $x = -10 \text{ mm}$ と 10 mm の結果にみられるように、壁面状態の急変に伴い k の値は、この間でほぼ全域にわたっていったん減少するが、これはここで生ずる圧力の急変に関係するものと思われる。 $x \geq 20 \text{ mm}$ においては、 $x = -19 \text{ mm}$ のものに比べて粗面→滑面側壁近傍の乱れエネルギーの低減部が次第に滑面→滑面側へと広がってゆくが、図中矢印で示した平均速度分布から求めた内部層の端よりもかなり滑面側までその影響が現れている。また、滑面→滑面側壁近傍では $x = 350 \text{ mm} (x/h = 14)$ まではほとんど変化がみられず、 $x = 630 \text{ mm} (x/h \approx 25)$ になって始めてその影響が現れることを示している。

図8は、乱流モデルの構成において重要となるせん断応力パラメータ $a_1 = -\overline{uv}/k$ の分布の流れ方向への変化を示したもので、図8の左下には $x \leq 350 \text{ mm}$, $y \leq 25 \text{ mm}$ の領域についてのみ a_1 のスケールを2倍に

して示してある。また、図中の破線は発達した非対称管における実験結果⁽⁴⁾および発達した滑面管路に対する計算結果⁽¹⁰⁾で、本実験のものとほぼ一致しているといえるが $|a_1|$ は本実験のほうがやや小さい。この原因の一つは、式(1)の仮定により $\overline{w^2}$ が20~30%程度大きく見積もられることによるものである。

a_1 は粗さ急変直後から $x = 350 \text{ mm} (x/h = 14)$ の位置まで、内部層の外側では実質的に変化せず、 a_1 の減少が認められる壁面からの距離は、平均速度から求めた内部層の厚さ δ_i にほぼ一致している。このことは、乱れエネルギーの分布に現れる影響が δ_i よりも遠くまで及ぶこととの顕著な相異であり、 $-\overline{uv}$ と k とが密接な関係にあることを示すものである。また、 $y < \delta_i$ における a_1 の減少は、図6の結果に対応して壁面状態の急変に対して、 k の変化が $-\overline{uv}$ の変化に遅れて生じることによるものと考えられる。

図9(a), (b)は、発達した非対称な流れが対称な流れに移行する領域の各断面における混合長距離

$$l^2 = (-\overline{uv}) / \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \cdot \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

の分布を示す。なお、図中の直線は平衡層 (Equilibrium layer) の壁近傍に対して通常仮定される関係

$$l = \begin{cases} = \kappa y & (0 \leq y \leq 25 \text{ mm}) \\ = \kappa (50 - y) & (25 \leq y \leq 50 \text{ mm}) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を示し、 $\kappa = 0.40$ としてある。また、管路流れに対する l の分布の実験値がみあたらないので、円管流に対して Nikuradse が与えた分布⁽¹¹⁾

$$l/R = 0.14 - 0.08(1 - y/R)^2 - 0.06(1 - y/R)^4 \quad \dots\dots\dots (4)$$

を破線で示した。式(4)で R は管半径であり、ここでは管路半値高さ h として示してある。

式(2)によって求まる l は、 U がほぼ最大値をとる $\partial U / \partial y$ の小さな領域で、 $(\partial U / \partial y)^2$ と $-\overline{uv}$ の零への漸近の速さが異なり、非常に大きな値をとる⁽¹²⁾ため、こ

図7 乱れエネルギー分布の流れ方向への変化

図8 せん断応力パラメータ分布の流れ方向への変化

図9 混合長距離 l の分布

の領域については、 $l > 10$ mm となるものはその $1/10$ の値を $\square$ で示した。さらに、図4に示したように移行過程全域で $\partial U/\partial y$ と $-\overline{uv}$ の零点が一致しないため、 $\partial U/\partial y$ と $-\overline{uv}$ の符号が異なる、いわゆる Negative Production を生ずる領域を $\times$ 印で示した。

図9(b)にみられるように、ほぼ発達した対称流に回復した $x = 2450$ mm ($x/h = 98$) においては、管路中央の 20 mm を除いた両壁面の近くで実験値は式(4)で与えられるものとよく一致している。

滑面→滑面側における l の分布に大きな変化はみられず、壁近傍においては式(3)にほぼ従う領域が存在する。一方、粗面→滑面側における l の変化は極めて顕著に現れ、特に図中矢印で示した内部層の内側では $l = xy$ で与えられるもののほぼ2倍という大きな値をとり、図9にみられるように $x = 69, 120$ mm における粗面→滑面側壁近傍では図中に太い破線で示した $l = 2xy$ の直線分布とよく一致している。

粗さ急変直後の内部層における混合長距離の増大は、ここで現れたほど顕著ではないが、圧力こう配のない粗面→滑面境界層流れの場合にも生ずる⁽⁸⁾のものであり、壁面粗さ急変に伴うレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の変化が速度こう配 $\partial U/\partial y$ の変化に遅れることを示す。 $x \geq 210$ mm においては、壁面側から次第に再び、 $l = xy$ に従う領域が現れ、 $x \geq 1330$ mm ($x/h \approx 53$) における壁近傍の分布は、ほぼ発達した対称流のものに回復している。

粗面→滑面側の粗さ急変直後における、このような混合長距離の $l = xy$ からの大幅なずれは、この領域における対数速度分布

$$u^+ = A \log y^+ + B \quad \dots\dots\dots (5)$$

図10 粗面→滑面移行後の平均速度分布の壁法則表示

の普遍性、特に定数 A の普遍性に疑問を投げかけるものである。

粗面→滑面移行直後における A の値が、発達したものに比べて小さいことは前報でも述べたとおりであるが、さらにこのことを確認するため、壁面からの距離に特に注意を払ってIプローブによる再測定を行い、これを壁法則表示したものが図10である。

図10にみられるように、 $x < 20$ mm においては図中破線で示した粘性底層部を含めて通常の壁法則に従う領域はほとんどみられない。 $x \geq 20$ mm になるとわずかながらほぼ通常の対数直線部に従う領域が現れ、この領域が次第に広がってゆく。 $x \leq 40$ mm にみられる粘性底層部のずれは、この領域において壁面せん断応力の測定誤差が大きいことにもよるが、 τ_w の選び方

にかかわらず壁法則からのずれは大きい。 $x \geq 69$ mm においては、粘性底層もよく $u^+ = y^+$ に一致し、ほぼ通常の分布となるが、式(2)の定数 A, B は系統的な変化を示す。

図11は、壁面近くの数直線速度分布が式(5)に最もよく一致するように A, B を定めたものの流れ方向への変化を示したもので、黒塗りの記号は図10の測定データを、それ以外のは前報で示したデータから求めたものである。この A, B の値は、壁法則に依存しない壁面せん断応力の測定法の精度と式(5)に合わせる y^+ の領域の選び方に強く依存するため、精度よくこれを決めることは極めて困難であるが、このことを考慮しても粗面→滑面移行直後における A の減少は十分有意なものであり、また図9に示したこの領域における uv から求めた l の増大にも対応するものである。しかし、この平均速度分布から求めた A の減少値は、平衡層における関係 $A = 1/x \log e$ により、混合長距離の分布から推測される値に比べればかなり大き

な値となっている。

粗面→滑面側における B の変化も大きく、ほぼ A の変化と反対に、 A の減少する領域で B は増大する。滑面→滑面側においても B の変化は、粗面→滑面側程顕著でないが同様の傾向を示す。しかし、 A の値は実質的に不変とみなすことができる。

これまでに述べた、粗面→滑面側における挙動はいずれも、この領域の壁近傍の流れが平衡層の状態から大きくずれていることを示唆するものである。この流れに対する乱れのエネルギー式は

$$U \frac{\partial k}{\partial x} + V \frac{\partial k}{\partial y} + uv \frac{\partial U}{\partial y} + (\overline{u^2} - \overline{v^2}) \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\overline{pv} + \frac{1}{2} \overline{q^2 v} \right) + \varepsilon = 0 \quad (6)$$

と表され、上式で $\overline{q^2} = \overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}$, ε は粘性散逸項を示す。

図12(a), (b)は、式(6)の最初の4項である対流輸送項と生成項

$$\text{Conv. 1} = -U \frac{\partial k}{\partial x}, \quad \text{Conv. 2} = -V \frac{\partial k}{\partial y}$$

$$\text{Prod. 1} = -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y}, \quad \text{Prod. 2} = -(\overline{u^2} - \overline{v^2}) \frac{\partial U}{\partial x}$$

の各断面における分布を示したもので、速度はすべて基準速度 U_0 で無次元化してある。なお、図12の縦軸のスケールはそれぞれかなり異なるので注意されたい。

図12にみられるように、 $x > 210$ mm ($x/h \approx 8$) においては Prod. 2 と Conv. 2 は無視して差しつかえなく、 $x < 210$ mm においても、粗面→滑面側の壁近傍を除けばこれらの寄与は無視できる。一方、Conv. 1 の寄与は大きく、特に混合長距離が $l = xy$ から大きくずれ、対数直線部のこう配 A が減少する $40 < x < 210$ mm

図11 対数直線速度分布の定数 A, B の流れ方向への変化

図12 乱れエネルギーの生成項、対流項の分布

の広い範囲で Conv. 1 は Prod. 1 と同程度であり、壁近傍においても (Conv. 1+Conv. 2) が (Prod. 1+Prod. 2) を上まわる領域が存在し、これらの領域においては平衡層の状態から大きくずれていることが明らかである。

5. 結 論

粗・滑面非対称二次元管路流が、発達した対称な流れに移行する過程を乱れ場の特性について調べ、以下の結論が得られた。

(1) 粗面→滑面側に形成される内部層の発達割合は、 $x/h > 4$ の領域で $\delta_i \sim x^{0.5}$ と粗面→滑面に移行する対称管路流におけるものと同じである。

(2) 零レイノルズ応力と零速度こう配の位置は、移行全域で一致せず、発達した非対称管路流と同様に零レイノルズ応力の位置は滑面→滑面側に寄っている。

(3) 粗面→滑面移行後の壁近傍における u' の分布は u_r によるスケールリングによって相似性を示さず、また、粗さ急変の影響は変動量に対して平均速度よりも遠くまで及ぶ。

(4) せん断応力パラメータ a_i は、内部層の内側で減少を示すが、 $y > \delta_i$, $x/h < 15$ の領域では実質的に変化しない。

(5) 移行直後の粗面→滑面側の混合長距離は、内部層内で $l = \kappa y$ から大きく上にずれ、ほぼこの2倍に達する領域が存在する。

(6) 混合長距離が $l = \kappa y$ からずれる領域で、対数

直線速度分布のこう配 A は一定値とならず、 l の増大に対応して減少し、一方定数 B は増大する。

(7) 同じ領域で、乱れエネルギー式の対流輸送項の寄与は生成項に匹敵するほどで、平衡層の状態から大きくずれている。

終わりにあたり、実験の遂行に協力頂いた当時の大学院生 加藤宏之氏に感謝する。また、本研究の一部は文部省科学研究費によるもので、ここに記して謝意を表する。

文 献

- (1) Smits, A. J. and Wood, D. H., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 17 (1985), 321-358.
- (2) 例えば Schofield, W. H., *Rep. ARL/ME*, 139 (1973), Aeronaut. Res. Lab..
- (3) Andreopoulos, J. and Wood, D. H., *J. Fluid Mech.*, 118 (1982), 143-164.
- (4) Hanjalic, K. and Launder, B. E., *J. Fluid Mech.*, 51-2 (1972), 301-335.
- (5) 宮田・ほか3名, 機論, 52-478, B (昭61), 2382-2389.
- (6) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., *Trans. ASME, Ser. D*, 98-1 (1971), 22-34.
- (7) Tani, I. and Makita, H., *Z. Flugwiss.*, 19-8/9 (1971), 335-339.
- (8) Antonia, R. A. and Luxton, R. E., *J. Fluid Mech.*, 53-4 (1972), 737-757.
- (9) Hussain, A. K. M. F. and Reynolds, W. C., *Trans. ASME Ser. I*, 97-4 (1975), 568-580.
- (10) Moin, P. and Kim, J., *J. Fluid Mech.*, 118 (1982), 341-377.
- (11) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, (1979), 605, McGraw Hill.
- (12) 谷編, 流体力学の進歩 乱流, (昭55), 148, 丸善.
- (13) Vagt, J. D., *Prog. Aerospace Sci.*, 18 (1979), 271-323.

討 論

〔質問〕 小 橋 安次郎(北海道工業大学 学部)

(1) 壁面粗さ変化の影響は上流にもさかのぼると考えられる。その意味で図3で $\delta_i = 0$ at $x=0$ とした理由がうなずけない(片対数上にプロットした対数直線部分はおかしい)。図3, 4において $x < 0$ の領域も示して欲しい。

(2) 図5において $x < 650$ (データが示されていない)の u' 値が周期的圧力変動に基因するとあるが、 u にもそうした周期性が認められるか。

(3) 図7において $x=10$ と 20 の差を圧力の急変の変化によると説明されているが、その意味はどういうことか。(エネルギーが変化するとは考え難く、むしろ変動成分間でエネルギーの再配分が起こったためではないか。その意味では式(1)の仮定に問題があるよ

うに思う。

(4) 図9は混合距離の概念を全域に適用しているが、こうした流れに混合距離をもち込むことは無理で、特に $x=0$ 近傍でははく離形(弧立粗さ要素の後流)に近い流れになっていると思われるので、大規模渦のスケールを導入することが必要ではないか。

〔回答〕 (1) 壁面粗さ変化の上流部への影響はないとはいえないが、本実験のような高い Re 数の場合には極めて小さいと考える。本実験では $x < 0$ の領域は、 $x = -19$ mm (粗さ要素上) と -10 mm (粗さ要素間中央) において測定を行っているが、これらの位置において δ_i に相当するものは認められなかった。また前報(付1)で示したように壁面静圧も $x=0$ まで直線的降下を示す。

図3の直線は、粗さ変化直後の δ_i の発達が $x/h > 4$ の領域におけるものと異なり、直線的発達であることを示すために描いたもので、 $x=0$ で $\delta_i=0$ を主張するものではない。また、 $x < 0$ における y_r, y_b は図4の $x=0$ 軸上に示したものである。

(2) $x=650$ mmにおけるものは $x=350$ mmにおける結果とほぼ同じとなる。 $x \leq 650$ mmの滑面→滑面側の壁近傍における u の波形には、比較的低い周波数(100 Hz程度)のほぼ周期的な変動が存在し、特に u' のピーク位置付近における u の自己相関係数には周期成分が明確に認められる。

(3) ご質問は $x=10$ mmと20 mmではなく、 $x=-10$ mmと10 mmの差と解す。圧力の急変により管路中央付近の乱れエネルギーが急変することは確かに考え難いことで、ご指摘のようにエネルギーの再配分ということも考えたが、同じ位置でわずかながら v'

も減少しており、 w' にだけ再配分が起こるということも不自然なので、何らかの形で圧力変化が関係するのではないかと考えた。

式(1)の仮定は、本文中にも述べたようにその妥当性に問題があるので、 w' の測定が必要と思われ、現在これを計画中である。

(4) 最終粗さ要素下流の流れは、 $x=5$ mm($x/h=0.2$)で再付着しており、図10にもみられるように $x/h < 1$ の領域においてはご指摘のようなはく離形に近い流れと考えられる。しかし、 $x/h > 1$ の領域についてはほぼ通常の対数速度分布にも従うので、ここで問題としている $x \geq 69$ mm($x/h \approx 3$)の壁近傍の領域について、特に対数直線法則の定数との関連で混合長距離の分布を調べることも意味があると考えた。

(付1) 宮田・ほか3名, 機論, 52-478, B(昭61), 2382-2389.