

粗面をもつ矩形流路内乱流の流動
および熱伝達に関する研究

平成元年10月

名古屋大学図書	
和	1058451

廣田真史

目 次

使用した主な記号	1
第1章 緒論	3
1.1 緒言	3
1.2 平滑な非円形流路内の乱流に関する研究の概説	4
1.2.1 実験的研究の経過	5
1.2.2 数値解析による理論的研究	7
1.3 粗面壁をもつ矩形流路内の乱流に関する過去の研究例	8
1.3.1 実験的研究の経過と現状	9
1.2.2 理論的研究の例	10
1.4 第2種二次流れの生成機構に関する理論	11
1.5 強制対流熱伝達特性に関する研究の概説	13
1.5.1 平滑な矩形流路に関して行われた研究	13
1.5.2 粗面流路に関する研究の現状	15
1.6 本論文の構成	16
第2章 X形熱線プローブによるせん断乱流の測定法	18
2.1 緒言	18
2.2 理論的検討	18
2.2.1 検出速度成分の解析	18
2.2.2 平均速度成分	22
2.2.3 乱流応力	24
2.3 実験による検証	26
2.3.1 実験装置および条件	26
2.3.2 平均速度	27
2.3.2.1 主流平均速度	27

2.3.2.2	二次流れ	27
2.3.3	乱流応力	29
2.3.3.1	乱流せん断応力	29
2.3.3.2	乱流垂直応力	30
2.4	結言	31
第3章	正方形流路内の流動特性	40
3.1	緒言	40
3.2	実験装置および実験方法	41
3.3	実験結果および考察	43
3.3.1	壁面せん断応力分布	43
3.3.2	主流平均速度分布	43
3.3.3	二次流れ分布	44
3.3.4	変動速度分布	45
3.3.5	乱流せん断応力分布	46
3.3.6	粗さ要素と測定断面との相対位置の違いによる影響	47
3.4	結言	49
第4章	長方形流路内の流動特性（長辺壁が粗面の場合）	58
4.1	緒言	58
4.2	実験装置および方法	58
4.3	実験結果および考察	60
4.3.1	壁面せん断応力分布	60
4.3.2	主流速度分布	60
4.3.3	二次流れ	61
4.3.4	変動速度分布	62
4.3.5	乱流せん断応力分布	62
4.4	結言	64

第5章 長方形流路内の流動特性（短辺壁が粗面の場合）	73
5.1 緒言	73
5.2 実験装置および方法	73
5.3 実験結果および考察	75
5.3.1 壁面せん断応力分布	75
5.3.2 主流速度分布	75
5.3.3 二次流れ	75
5.3.4 変動速度分布	77
5.3.5 乱流せん断応力分布	77
5.3.6 乱れエネルギー	78
5.4 結言	80
第6章 渦度および乱れエネルギーの収支	91
6.1 緒言	91
6.2 渦度の収支	92
6.2.1 渦度の輸送方程式	92
6.2.2 実験結果および考察	92
6.2.2.1 平均渦度および断面内垂直応力の差	92
6.2.2.2 断面内垂直応力による渦度の生成および渦度の対流	93
6.2.2.3 粘性による渦度の拡散	
および断面内せん断応力による渦度の生成	94
6.3 乱れエネルギーの収支	96
6.3.1 乱れエネルギーの輸送方程式	96
6.3.2 実験装置および方法	97
6.3.3 実験結果および考察	98
6.3.3.1 生成項	98
6.3.3.2 乱れエネルギーの収支	98

6.3.3.3	乱流垂直応力の寄与	100
6.3.3.4	粗さ要素上の断面における分布	101
6.4	結言	103
第7章	正方形滑面流路内の乱流熱伝達特性	123
7.1	緒言	123
7.2	実験装置および方法	123
7.3	実験結果および考察	124
7.3.1	平均ヌセルト数	125
7.3.2	局所壁面熱流束分布	126
7.3.3	断面内温度分布	127
7.4	結言	129
第8章	結論	137
謝辞		142
文献		143

使用した主な記号

B	:	正方形流路の1辺の長さの半分 長方形流路の短辺壁の長さの半分
C	:	乱れエネルギー対流項 (式(6.4a))
C_p	:	空気の定圧比熱
D	:	正方形流路の1辺の長さ (= 2B) 長方形流路の短辺壁の長さ
D_r	:	乱れエネルギー拡散項
D_h	:	水力直径 (正方形流路の場合はDに等しい)
k	:	乱れエネルギー ($= (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})/2$)
k	:	熱線の線方向感度係数
L	:	測定流路の軸方向長さ
Nu	:	平均ヌセルト数
P	:	平均静圧
P_N	:	乱流垂直応力による乱れエネルギー生成項 (式(6.4c))
P_s	:	乱流せん断応力による乱れエネルギー生成項 (式(6.4b))
q_w	:	局所壁面熱流束
R	:	乱れエネルギー消散項と拡散項の和 ($= (\epsilon + D_r) \cdot D/U_s^3$)
Re	:	レイノルズ数 ($= U \cdot D_h / \nu$)
T	:	平均温度成分
T_s	:	流路断面中心の温度
T_w	:	流路壁面の温度
T^+	:	無次元温度 ($= (T_w - T)/(q_w / \rho C_p U^*)$)
t	:	変動温度成分
U	:	流路断面内の平均速度
U_{eff}	:	熱線に対する有効速度 (式(2.1), (2.2))
U_s	:	流路断面内の最大速度

U_1	:	主流軸方向の平均速度成分
U_2, U_3	:	断面内の平均速度成分
U^*	:	摩擦速度 $(= \sqrt{\tau_w / \rho})$
U^+	:	無次元速度 $(= U_1 / U^*)$
u_1	:	主流軸方向の変動速度成分
u_2, u_3	:	断面内の変動速度成分
x_1	:	主流方向の座標軸
x_2, x_3	:	断面内の座標軸
y	:	壁面からの距離
y^+	:	壁面からの無次元距離 $(= y \cdot U^* / \nu)$

ギリシャ文字

ε	:	乱れエネルギー消散項
λ	:	管摩擦係数 $(= D_h (-dP / dx_1) / (\rho U^2 / 2))$
ν	:	空気の動粘度
ρ	:	空気の密度
τ_w	:	壁面せん断応力
Ω	:	平均渦度ベクトル
Ω_1	:	x_1 軸方向の平均渦度 $(= \partial U_3 / \partial x_2 - \partial U_2 / \partial x_3)$

第 1 章 緒 論

1. 1 緒 言

非円形断面をもつ流路は，熱交換器や空調設備において，流体や熱の輸送路として数多く利用されている。このような非円形流路内で流れが乱流の場合には，流路が直線状であっても，流路軸に垂直な速度成分，すなわち二次流れが生じる。この二次流れは，非円形流路内の乱流に特有な乱流応力場の非等方性に起因して生じる。そのため，曲がり管内で観察される，断面内の圧力こう配により生じる旋回流（第 1 種二次流れ）や，流体中で振動する物体回りに見られる循環流（第 3 種二次流れ）と区別して，第 2 種二次流れと呼ばれている。

この第 2 種二次流れは，速度は主流速度の高々 1 % 程度と小さいにもかかわらず，流路内の流れを完全に 3 次元化する。そのため，最も基本的な流れである全壁とも平滑な面から構成される矩形流路内の流動でさえ，円形流路に比べると非常に複雑な特性を示す。そして，二次流れの存在を無視した流動解析は，実験結果とかなり異なった結果を与える。また，流路内の流れが熱輸送を伴う場合には，第 2 種二次流れは，その乱流熱伝達特性にも少なからぬ影響を及ぼす。この影響を無視することは，流路内の局所的な伝熱特性の見積りに，大きな誤差をもたらす。したがって，平均ヌセルト数などの大局的な特性はともかく，局所的な伝熱特性に対しては，円管において得られたデータを非円形流路に対してそのまま適用することはできない。

このように，第 2 種二次流れの挙動は，流体力学のおよび伝熱学的見地から興味深い現象であり，従来多くの研究がなされている。それらの研究は，主に以下のように大別できる。

- (1) 第 2 種二次流れを伴う非円形直線流路内乱流の速度場および応力場に関する実験結果の収集・提示を目的とするもの。
- (2) 実験結果に基づいて，第 2 種二次流れの物理的な発生機構の解明を目的とするもの。

(3) 第2種二次流れの発生を予測できる乱流モデルの開発・改良を目的とするもの。

(4) 熱伝達や物質伝達に及ぼす二次流れの影響の解明を目的とするもの。

これらの研究の大部分は、平滑な壁面から構成される正方形流路あるいは長方形流路内の乱流を対象としたものである。しかし、とくに熱輸送を目的とする流路では、伝熱促進のために矩形流路内壁を粗面にする場合があり、実際の工業装置においても広く利用されている。流路を構成する壁表面の性状は、内部の流体の流動に大きな影響を及ぼすため、こうした粗面流路内の乱流特性は、全壁面が滑面からなる流路とは著しく異なるであろう。したがって、乱流応力場の非等方性に起因する第2種二次流れの分布にも、粗面壁の影響により差異が生じることが予想される。また流路内の熱伝達特性も二次流れの影響を受けるため、粗面流路内の局所的な伝熱特性を予測することは、滑面流路の場合よりもいっそう困難となろう。さらに、粗面本来の伝熱促進効果に加えて、二次流れによる付加的な促進効果が現れる可能性もある。

本研究の目的は、矩形粗面流路内の乱流熱伝達特性を把握する上で不可欠な流路内の速度場・応力場を、第2種二次流れの挙動を中心にして、実験的に明らかにすることにある。以下では、この種の問題に関する現在までの研究状況を概観する。まず、最も基本的な、平滑な非円形流路内の流動を取り扱った研究報告に注目し、流れの一般的な性質を記す。ついで、粗面をもつ矩形流路内の乱流に関する現在までの知見について整理し、これまでに明らかにされた流動特性および問題点について述べる。次に、第2種二次流れの発生機構に関してこれまでに提唱された理論の概要を述べ、各理論の特徴・問題点を記す。最後に、強制対流熱伝達に関して行われた研究報告について概観する。

1. 2 平滑な非円形流路内の乱流に関する研究の概説

非円形断面をもつ直線流路内の乱流に発生する縦渦、すなわち二次流れは、60年以上前に Nikuradse⁽¹⁾ によって発見された。Nikuradseは、矩形および三

角形流路内の乱流において、主流速度の等値線が流路隅部に向かって突出することに注目し、染料を用いた可視化によって二次流れの存在を確認している。Prandtl⁽²⁾は、この二次流れが、非円形流路内の乱流に特有な乱流応力の非等方性によって発生すると考え、第2種二次流れと定義した。

このように、第2種二次流れは、非円形直線流路内の乱流に非常に特徴的に現れる現象であり、その発見は比較的早い時期になされている。しかし、その速度分布に関する定量的な測定結果が得られるまでには、さらに約30年の年月を要した。これは、二次流れ速度成分の大きさが主流速度の1%程度と極めて小さく⁽³⁾、直接測定することが非常に困難であったためと考えられる。以下では、基本的な流れである、平滑な壁面から構成される非円形直線流路内の流動特性に関する研究を中心に、これまでの研究経過を概観する。

1. 2. 1 実験的研究の経過

第2種二次流れの速度成分を最初に測定した例としては、Hoagland⁽⁴⁾による研究が挙げられる。Hoagland⁽⁴⁾は、縦横比の異なる3種類の矩形流路内の乱流において、熱線流速計により二次流れ速度成分を測定し、渦度分布のかたちを整理した。その結果によれば、流路の各1/4断面に、互いに逆方向に回転する二つの縦渦が現れており、Prandtl⁽²⁾によって推定された矩形流路内の二次流れパターンが妥当であることを、初めて証明した。その後、測定技術の進歩に伴い、各種の非円形流路における乱流特性の測定結果が報告されている。とくに、幾何学的に最も基本的な形状である正方形断面をもつ平滑な流路内の乱流については、以下に述べるように、多くの詳細な結果が得られている。

Leutheusser⁽⁵⁾は、主流速度と壁面せん断応力を測定し、主流平均速度分布が内層法則のかたちで整理できることを報告している。Brundrett-Baines⁽⁶⁾およびGessner-Jones⁽⁷⁾は、完全に発達した正方形流路内の流れにおいて乱流せん断応力を含む詳細な測定を行い、その結果に基づいて二次流れの生成機構の解明を試みた。Gessnerら⁽⁸⁾は、助走区間において、乱流モデルを構成するために必要な基礎データを求めている。また、レーザードップラー流速計を

用いて得られた Melling-Whitelaw⁽⁹⁾の結果は、正方形流路内の流動に関する最も信頼性の高いデータとして、数値解析結果との比較に利用されている。しかし、測定者自身が認めているように、測定結果の一部には、対称性が悪く信頼性の低いものも含まれているようである。なお近年では、Gessner ら⁽¹⁰⁾が正方形流路内の超音速流の挙動に関して、詳しい実験結果を報告している。

このように、非円形流路内の乱流特性に関する実験的研究は、主に平滑な正方形流路に関して行われてきた。しかし、一方では、工業的にはより一般的な流路である、比較的小さな縦横比をもつ長方形流路についても、少数ではあるが、測定結果が報告されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁷⁾。とくに、Nezu-Nakagawa⁽¹¹⁾は、縦横比が1（正方形）から12までの数種類の流路について測定を行い、二次流れの分布に及ぼす縦横比の影響について検討している。

また最近では、工業的に重要な、より複雑な断面形状をもつ滑面流路についても、実験が行われている⁽¹²⁾⁽¹³⁾。例えば、原子炉の燃料棒の間に形成される流路（subchannel）は非円形断面であり、燃料棒間を流れる冷却材の流動特性を把握することは原子炉の安全上からも重要である。そのため、subchannelをモデル化した様々な断面形状をもつ流路に関して、比較的多くの測定結果が報告されており、流路内の乱流特性が明らかにされつつある⁽¹⁴⁾⁻⁽¹⁸⁾。また、河川工学の分野でも、第2種二次流れは重要な役割を果たしている。河川では最大流速を示す位置が自由水面よりも下方に現れるが、この原因は一对の並列した第2種二次流れ（並列らせん流）の存在にあると考えられている⁽¹⁹⁾⁽²⁰⁾。中川ら⁽²¹⁾⁻⁽²³⁾は、このような並列らせん流の発生機構を明らかにするため、河床面を模擬した台形の突起をもつ開水路および矩形流路において詳細な測定を行っている。

一方、このような非円形断面をもつ管路内の乱流のみではなく、コーナー部に発達する乱流境界層も、第2種二次流れが観察される代表的な流れである。こうした角に沿う乱流境界層は、航空機の胴体と翼の接合部等においてしばしば出現するため、工業的にも重要である。したがって、今までの測定例は多く⁽²⁴⁾⁻⁽²⁷⁾、矩形流路の隅部における分布とよく似た二次流れパターンが観察さ

れている。また、古屋ら⁽²⁸⁾⁻⁽³⁰⁾は、乱流境界層内に置かれた角柱のコーナー部とエッジ部に、同時に二次流れが生成される場合について、詳細な測定結果を提示している。

なお、これらの測定結果を整理したレビューが、Gessner⁽³¹⁾によって報告されている。

1. 2. 2 数値解析による理論的研究

第2種の二次流れは、乱流応力場の非等方性によって生じる⁽²⁾。したがって、乱流応力の等方性を仮定した従来の $k-\epsilon$ モデルでは、第2種二次流れの発生を予測することはできない⁽³²⁾⁽³³⁾。そこで Launder-Ying⁽³⁴⁾は、簡略化した乱流応力輸送方程式から乱流応力項をモデル化し、乱流応力の非等方性を表現できるモデルを考案した。そして、主流に抗する乱流応力成分については渦粘性係数の概念を用い、さらに乱れエネルギー輸送方程式および Buleev の長さスケールによって方程式を閉じることにより⁽³⁴⁾、正方形流路内の乱流を初めて数値的に解析している。この乱流モデルが、いわゆる応力モデルであり、その後の非円形流路内乱流の数値解析において主流をなしている。

実験的研究の場合と同様に、数値解析においても、平滑な矩形流路内の乱流を主たる解析対象にして、各種の新たな応力モデルが試されている⁽³⁵⁾⁻⁽³⁹⁾。とくに、Gessnerら⁽⁴⁰⁾⁻⁽⁴⁴⁾は一連の研究により、系統的に応力モデルの改良を図った。まず、Launder-Ying によって提唱された応力モデル⁽³⁴⁾を各応力成分について書き表し⁽⁴⁰⁾、平均速度に測定値を代入することにより、半実験的に応力場を求めた⁽⁴¹⁾。そして、実験への依存性を減らすために、3次元空間に拡張した混合距離モデルを提案し⁽⁴²⁾、助走区間から完全発達領域に至る矩形流路内の乱流を解析している⁽⁴³⁾⁽⁴⁴⁾。また、中山ら⁽⁴⁵⁾は、Gessnerらによって各成分に書き表された応力モデル⁽⁴⁰⁾を3次元に拡張して、正方形流路内乱流の発達する過程を調べた。なお、応力モデルによる矩形流路内乱流の数値解析に関する解説が、Nakayamaら⁽⁴⁶⁾⁽⁴⁷⁾によって与えられている。

一方、乱流応力の非等方性渦粘性表現を直接 $k-\epsilon$ モデルに取り入れた非等方

k- ϵ モデルが、ここ数年のうちに西島ら⁽⁴⁸⁾⁽⁴⁹⁾ および Speziale⁽⁵⁰⁾ により考案され、矩形管内乱流の解析への適用が試みられている。この乱流モデルは、上に述べた応力モデルに比べて一般性はあるものの、解析結果と実験結果との整合性は、応力モデルによる結果ほど良好ではなく、改良の余地が残されているように思われる。

以上みてきたように、平滑な矩形流路内の乱流に対する数値解析は、現在に至るまで非常に多くなされている。一方、近年では、矩形以外の断面形状を有する流路に対しても、数値解析が試みられている。解析例は、実験的研究の場合と同様に、原子炉の燃料棒間に形成される subchannel 内の流れに対するものが多く、Alyら⁽¹⁶⁾、Trupp-Aly⁽⁵¹⁾、Seale⁽⁵²⁾、Rapley⁽⁵³⁾ が、応力モデルを用いて解を求めている。また、Ramm-Johannson⁽⁵⁴⁾ は、渦粘性係数を現象論的にモデル化して、subchannel 内の流動を計算している。その他では、中山ら⁽⁵⁵⁾ は十字管路内の流れを、また Baker-Orzechowski⁽⁵⁶⁾ および Arnal-Cousteix⁽⁵⁷⁾ は角に沿う乱流境界層を解析している。なお、このような任意の断面形状をもつ非円形流路内の乱流に対する数値解法が、Nakayamaら⁽⁵⁸⁾、および Gosman-Rapley⁽⁵⁹⁾ によって解説されている。

1. 3 粗面壁をもつ矩形流路内の乱流に関する過去の研究例

これまでは、平滑な壁面から構成される非円形直線流路内の乱流特性を扱った研究に注目してきた。一方、熱交換器などに使用される熱輸送を目的とする流路では、壁面の一部にリブ等の粗さ要素を設けて人工的に粗面状にすることにより、乱れを促進し、熱伝達の向上を図る場合がある⁽⁶⁰⁾。このような粗面流路では、流路内部の速度場および応力場は、滑面流路の場合とは著しく異なった特性を示す。そして、流路断面が非円形の場合には、粗面壁の影響を受けて変化した乱流応力場に対応して、第2種二次流れの分布にも顕著な変化が現れるはずである。また、二次流れ分布の変化は、流路内の温度場にも大きな影響を及ぼすため、粗面流路における二次流れの特性を把握することは、伝熱学

的見地からも重要と思われる。しかし、このような観点から行われた研究は少ないようである。以下に、流動特性に関して行われた主な研究について、その概要を記す。

1. 3. 1 実験的研究の経過と現状

内壁の一部に粗面壁をもつ矩形流路内の乱流に関する実験的研究は、比較的多く行われている。例えば、Hanjalic-Lauder⁽⁶¹⁾、および宮田ら⁽⁶²⁾⁽⁶³⁾は、長方形流路の1面を粗面壁とした流路において、詳細な測定結果を報告している。しかし、これらの研究では、二次元流路の代用として縦横比の大きな長方形流路を用いているものがほとんどであり、矩形流路本来の、第2種二次流れによって3次元化された流れを扱ったものは非常に少ない。以下では、粗面をもつ矩形流路内の二次流れの挙動に注目した研究について概観する。

粗面流路における二次流れ速度成分の最初の測定は、Lauder-Ying⁽⁶⁴⁾によって行われた。この実験は、正方形流路の全壁面を粗面壁にした流路において行われており、摩擦速度で無次元化した二次流れ速度は、壁面の性状に関わらず相似な分布をとることが示されている。しかし、二次流れ生成に深く関係している乱流応力分布は測定されていないため、この測定結果からは、粗面流路における二次流れの生成機構を検討することはできない。Hinze⁽⁶⁵⁾は、長方形流路の底面を砂粒によって部分的に粗面状にした流路において、平均速度および乱流応力を測定している。その結果、粗面流路には、滑面流路とは著しく異なった二次流れ分布が現れ、その速度もかなり大きくなることを明らかにした。さらに、これらの実験結果に基づいて、二次流れの生成機構を検討している。ただし、測定は主に流路対称軸上で行われており、流路断面全域にわたる乱流諸量の分布特性は不明である。また藤田⁽⁶⁶⁾は、滑面壁と粗面壁から構成される数種類の正方形流路について測定を行った。そして、主流速度等値線と局所壁面せん断応力の分布から、壁面の粗滑の組み合わせに応じて、流路内の二次流れ分布が変化することを推測している。しかし、この報告には、二次流れの分布そのものに関する測定結果は含まれていない。

近年では、Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾および Manno-Stakutis⁽⁶⁸⁾が、レーザードップラー流速計を用いて、1面に粗面をもつ正方形流路内の乱流を測定している。そして、二次流れの分布のみではなく乱流応力分布も、測定断面と粗さ要素との相対位置の違いによって変化することが示されている。しかし、これらの実験では、断面内速度成分のうち1成分のみが測定されているに過ぎず、乱流応力分布および二次流れパターンの詳細については不明である。

なお、この実験では、粗さ要素として、砂粒ではなく、角柱が使用されている。このような、角柱やあるいは針金を粗さ要素として用いる、いわゆるリブ状粗面は、再現性が高く粗面壁としての効果も大きいため実験に好適であり、Launder-Ying⁽⁶⁴⁾および藤田⁽⁶⁶⁾の実験においても使用されている。しかし、流路断面の寸法に対して、リブが高すぎる場合には、流路断面積の拡大と縮小の影響が二次流れ分布に及ぶ可能性があり、注意が必要と思われる。とくに、Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾および Manno-Stakutis⁽⁶⁸⁾の実験に使用されているリブの高さは、流路断面寸法の10% とかなり大きいため、流路断面積の拡大・縮小による効果が強く、測定されている断面内速度成分を第2種二次流れの速度成分とする点には、検討の余地がある。

こうした状況に鑑み、粗面流路内の第2種二次流れ分布と応力場に関する信頼性の高い測定結果を得るため、Yokosawaら⁽⁶⁹⁾は、対向する2面に粗面をもつ正方形流路において、熱線流速計により詳細な測定を行っている。そして、滑面流路とは全く異なった二次流れパターンの出現を確認するとともに、応力場と二次流れ生成との関連についても検討している。

1. 3. 2 理論的研究の例

平滑な流路内の乱流解析に使用された応力モデルを、粗面をもつ矩形流路内乱流の解析に適用する試みも、わずかではあるが行われている。Launder-Ying⁽³⁴⁾は、正方形流路の4面を粗面壁とした流路について解析し、二次流れ速度の分布については、実験結果とのよい一致を得ている。Demuren-Rodi⁽³⁷⁾は、Hinzeの実験⁽⁶⁵⁾に用いられた、底面の一部に粗面をもつ長方形流路について、

解析結果を報告している。また Fujitaら⁽⁷⁰⁾は、Launder-Ying の応力モデル⁽³⁴⁾により、対向2面に粗面をもつ正方形流路内の流動特性を計算した。そして、その解析結果を自ら求めた測定結果⁽⁶⁹⁾と比較し、乱流応力分布にも比較的良好な一致が見られることを報告している。

このように、数値解析によって得られた粗面流路内の流動特性は、測定結果と同様の傾向を示しているようである。しかし、粗面流路における研究例は、実験的研究・理論的研究ともに非常に少ないため、滑面流路に対して提案された各種の乱流モデルを粗面流路へ適用する際の問題点は、明らかにされていない。例えば、Demuren-Rodi のモデル⁽³⁷⁾は、一般に予測が難しいとされている滑面流路における断面内垂直応力の差を、比較的高い精度で予測できることが知られている。しかし、Hinze の報告⁽⁶⁵⁾には、それに相当する測定結果が示されていないため、粗面流路における断面内応力差の予測精度は不明である。また、実験に際してはリブ状の粗面を使用することが多いが⁽⁶⁴⁾⁽⁶⁶⁾⁻⁽⁶⁸⁾、応力モデルによる数値解析では、リブ状粗面に特有な境界壁形状の周期的な変化を、厳密に再現することが困難となる⁽⁷¹⁾。そのため、Fujitaらの結果⁽⁷⁰⁾においても、数値解析の結果得られた二次流れ分布と測定結果との間には、粗面壁近傍で有意な差異が生じている。なお、Gessner⁽⁴⁴⁾は、Humphrey との討論⁽⁷²⁾のなかで、自ら開発した乱流モデルが、粗面流路内の乱流解析には適用できず、また、粗面流路に適用可能なモデルを構成するに必要な実験データも不足していることを指摘している。

1. 4 第2種二次流れの生成機構に関する理論

以上見てきたように、非円形断面をもつ直線管路内の乱流に生ずる第2種二次流れに関しては、多くの研究結果が報告されている。また、二次流れの発生機構についても、測定結果に基づいた幾つかの理論が提案されている。以下では、第2種二次流れの生成機構に関して検討した研究報告について整理する。

Prandtl⁽²⁾は、当初、主流速度等値線の凸部へ運動量が輸送され、二次流れ

が発生するとする、現象論的なモデルを考案した。しかし、モデルの定式化が困難であったため⁽²¹⁾、この理論に基づいて二次流れの生成機構を検討した例は、現在のところ見あたらない。

その後、各種の輸送方程式に基づく幾つかの理論が提唱されたが、そのうち最も著名なものは、Brundrett-Baines⁽⁶⁾により提案された渦度輸送方程式に基づく理論であろう。Brundrett-Bainesは、自ら測定した滑面正方形流路における詳細な結果に基づいて、管軸方向の渦度に対する輸送方程式の各項を評価した。そして、第2種二次流れは、主に流路対角線近傍の領域において、断面内乱流垂直応力の非等方性により生成されると結論している。この理論は、後にHaqueら⁽⁷³⁾によって支持された。しかし、Gessner-Jones⁽⁷⁾、Perkins⁽⁷⁴⁾、およびNezu-Nakagawa⁽²³⁾は、乱流垂直応力のみではなく、乱流せん断応力も重要な役割を果たしていることを示唆しており、研究者によって定式化が異なっている。

このような渦度輸送方程式に基づく生成理論に対し、Gessner⁽⁷⁵⁾は、平均流エネルギーのバランスに注目して二次流れの生成機構を説明している。この実験結果によれば、流路の対角線上では、乱流せん断応力が主流に対してなす仕事により生じる平均流エネルギーの損失は、二次流れによる平均流エネルギーの流入によって補われている。このことから、Gessnerは、乱流せん断応力による平均流エネルギーの損失が、第2種二次流れの発生原因になっていると結論した⁽⁷⁵⁾。平均流エネルギーに関してこうした傾向が現れることは、後に中村ら⁽⁷⁶⁾およびNezu-Nakagawa⁽²³⁾によっても確認されている。しかし、谷⁽⁷⁷⁾は二次流れに関する解説の中で、たとえ平均流エネルギーのバランスに上記のような傾向が現れるとしても、二次流れの原因探求そのものにエネルギーの関係をを用いることに対しては、反論を唱えている。

一方、Hinze⁽⁷⁸⁾は、乱れエネルギーのバランスに基づいて、二次流れの生成理論を提唱した。すなわち、乱れエネルギーの生成と消散の不釣り合いから、二次流れの方向が決定されるとするものであり、底面の一部を粗面にした矩形流路内に観察される二次流れのパターンを、この理論に基づいて説明している

(65)。しかし、中村ら⁽⁷⁶⁾は、突起まわりの乱流境界層における測定結果から、この理論が必ずしも妥当ではないことを報告している。

このように、第2種二次流れの生成機構に関しては幾つかの理論が提唱されているが、いずれの理論も定説になるには至っていない。これらの理論のなかで、現在まで最も詳細な検討がなされているのは、渦度輸送方程式に基づく理論であろう。二次流れは流路軸方向の平均渦度を引き起こすため、その生成機構の探求に渦度のバランスを用いることは、確かに妥当と考えられる。また、渦度の生成項が、非円形流路に特有な乱れの非等方性をよく表現していることも、この理論がしばしば議論の対象に取り上げられる一因となっていると思われる。しかし、渦度輸送方程式自体は2次のオーダーであり、各項を正確に評価するためには、精度の高い測定結果を断面全域にわたって得る必要がある。この点が、実験的にこの理論の妥当性を検証する際の難点になっていると考えられる。

1.5 強制対流熱伝達特性に関する研究の概説

ここまで見てきたように、第2種二次流れは、流路内の速度場・応力場に大きな影響を与えるため、流動特性に関する研究が多く行われている。一方、強制対流熱伝達においては、温度は受動的な物理量となる。したがって、流れ場と同様に温度場にも、二次流れの影響は顕著に現れるであろう。また、二次流れの影響を無視した伝熱解析は、流路壁面における局所熱流束分布の見積りに、時として重大な誤差を招くことも指摘されており⁽⁷⁹⁾、工業的にも重要な問題と考えられる。しかし、非円形流路内の温度場に与える二次流れの影響について詳細に検討した例は、粗面流路は言うに及ばず、最も基本的な滑面正方形流路の場合においてさえ非常に少ない。ここでは、非円形流路内の強制対流熱伝達特性について行われた過去の研究例について述べる。

1.5.1 平滑な矩形流路に関して行われた研究

最初に、実験的研究に注目する。正方形流路内の温度分布について、実験的に検討した例としては、Brundrett-Burroughs⁽⁸⁰⁾による研究が挙げられる。この研究では、ステンレス鋼箔ヒーターで加熱されたアルミニウム製の滑面正方形流路において、局所壁面熱流束分布に及ぼす二次流れの影響が検討されるとともに、平均温度分布に対して内層法則が存在することが明らかにされている。ただし、この平均温度分布は等値線図表示されてはいないために、流路隅部への等値線の突出の有無は不明である。また、二次流れが温度場に及ぼす影響について詳細に検討するためには、速度の境界条件と熱的な境界条件を相似にする、すなわち、流路壁面は等温度加熱面にする必要があると考えられる。しかし、Brundrett-Burroughs⁽⁸⁰⁾が加熱に用いたステンレス鋼箔ヒーターは等熱流束加熱の条件を与えるため、たとえ熱伝導率が高いアルミニウム製の流路を用いたとしても等壁面温度の条件が厳密には満たされていない可能性がある。

一方、小森ら⁽⁸¹⁾は、ナフタレン昇華法を用いて、正方形流路内の物質伝達特性について調べている。この方法によれば、等壁面温度加熱と相似な境界条件が得られ⁽⁸²⁾、局所壁面物質伝達率が測定可能であるが、流路断面にわたる濃度分布は得られず、流路隅部における濃度場の詳細は不明である。また、正方形流路以外の流路系では、有限平板の側端部に発生する二次流れの影響について検討した鳴海ら⁽⁸³⁾の実験的研究がみられる。この鳴海らの結果にも、二次流れの影響が顕著に現れてはいるが、実験は等熱流束加熱で行われているため、測定結果の解釈には検討の余地があるように思われる。

数値解析においても、二次流れの影響に注目した正方形流路内の伝熱特性に関する報告例は少ない。Lauder-Ying⁽⁸⁴⁾は、応力モデルにより流れ場を計算するとともに、乱流プラントル数を一定値に仮定して、等壁面温度加熱の条件における流路内の強制対流熱伝達特性を解析した。そして、その解析結果を通常のk-εモデルを用いて解析した結果と比較し、温度場にも二次流れの影響が強く現れることを明らかにしている。また、秋山ら⁽⁸⁴⁾は、同種の応力モデルを用いて、助走区間における流れ場および温度場を解析している。ただし、伝

熱特性については、乱流熱流束方程式に基づくモデルにより解析を行っており、流路下流に向かうにつれて、乱流プラントル数一定の仮定は成立しなくなることが示されている。

これらの解析では、温度分布が等値線表示され、流路隅部へ向かう等値線の突出が顕著に表されている。しかし、いずれも実験的な裏付けが乏しいため、計算結果の妥当性は保証されていない。一方、Emery ら⁽⁴³⁾は、3次元に拡張した長さスケールモデルにより、助走区間から完全発達域に至る正方形流路内の流れ場と温度場を解析した。そして、温度分布については、完全発達域における結果のみではあるが、Alexopoulos⁽⁸⁵⁾により得られた測定結果と比較している。しかし、実験での加熱条件が、解析の際に仮定した等壁面温度加熱の条件とは異なっているために、等値線の分布にはかなりの違いが認められる。

このように、第2種二次流れが非円形流路内の温度場に及ぼす影響を詳細に検討した報告例は、実験・数値解析ともに非常に少ない。数値解析では、速度場の境界条件との相似性を考慮して、等壁面温度加熱の境界条件下で計算が行われている。しかし、この境界条件を十分に満足した実験例は、見あたらないようである。これは、壁面を温度一定に加熱することが難しく、また、局所壁面熱流束の測定が極めて困難となる点に一因があると思われる。

1.5.2 粗面流路に関する研究の現状

流路内の伝熱面を粗面状に加工し、乱れを促進させることによって伝熱性能の向上を図る方法は、最も基本的な伝熱促進技術の一つであり⁽⁶⁰⁾、工業的にも広く利用されるとともに、研究結果も蓄積されている⁽⁸⁶⁾⁻⁽⁹⁴⁾。とくに最近では、ガスタービンブレードの冷却用内部流路として、粗面をもつ非円形流路が注目され、研究が進められている⁽⁹⁵⁾⁻⁽⁹⁷⁾。例えば、Hanら⁽⁹⁸⁾⁻⁽¹⁰²⁾は、矩形流路の対向する2面をリブ状粗面にした流路において、リブ間隔あるいはリブの設置角度などが流路の伝熱性能に及ぼす影響を実験的に検討している。また、Metzger ら⁽¹⁰³⁾⁽¹⁰⁴⁾は、三角形流路の内壁にリブを設置し、主流の方向を曲げることによって発生する旋回流を用いて、伝熱促進を図っている。

このように、粗面壁が流路の伝熱特性に及ぼす影響を、実験的に検討した報告は非常に多い。これらの研究は、ほとんどがリブにおける主流のはく離・再付着による伝熱促進に注目したものであり、測定量は粗面壁における局所熱流束にほぼ限られている。一方、粗面流路の伝熱特性をより詳細に検討するためには、流路内の温度分布特性を正確に把握する必要がある。とくに、第2種二次流れは、流路内の温度場に大きな影響を及ぼすため、はく離・再付着による粗面本来の伝熱促進機構に加えて、二次流れの付加的な効果も無視できないと考えられる。しかし、そのような観点から成された実験的研究は、著者の知る限り皆無である。

他方、理論的研究においても、第2種二次流れが粗面流路内の温度場に及ぼす影響を考慮したものは、ほとんど見あたらない。現段階では、Rujitaら⁽⁷⁰⁾により対向2面粗面流路に対して行われた数値解析結果が、ただ1例見られるのみである。この結果によれば、粗面流路内の温度分布は、二次流れパターンの変化の影響を受けて、滑面流路における分布とは著しく異なったものとなっている。しかし、比較すべき実験結果は得られていない。

上述したように、粗面壁をもつ矩形流路は、熱交換器等の工業装置に広く利用されている。こうした粗面流路内の詳細な流動特性を明らかにすることは、流体力学的に興味深いのみではなく、流路内の乱流熱伝達特性を予測するために不可欠であり、さらに、新しい乱流モデルを検証するうえで基礎となるデータを提供する意味からも重要であると考えられる。しかし、粗面流路内の強制対流熱伝達特性を、二次流れの影響を考慮にいたったうえで明らかにした報告例は、著者の知る限り、数値解析によるものがただ1例存在するのみであり⁽⁷⁰⁾、実験的な研究は行われていない。また、局所的な熱伝達特性を把握するために不可欠な、流路内の二次流れ分布および乱流応力場に関する詳細な測定結果さえも、粗面流路に関してはほとんど見あたらないようである。

1. 6 本論文の構成

本研究は、粗面をもつ矩形流路内の乱流の挙動を、実験的に詳しく調べることを目的として行ったものである。流路系としては、1面に粗面をもつ正方形流路および縦横比が2の長方形流路を選び、それらを通過する空気流を実験対象とした。2章では、本研究で新たに開発した、X形熱線プローブによる二次流れおよび乱流せん断応力の測定法について説明する。3章では、基本的な形状である、正方形流路の1面を粗面壁とした流路内の流動特性について調べる。とくに、流路内の二次流れ分布および乱流応力場の特性について、詳細な測定結果を提示し、粗面壁が及ぼす影響について検討する。4章および5章では、縦横比2の長方形流路の、長辺壁あるいは短辺壁のうち1面に粗面をもつ流路で得られた実験結果を示して、流路断面の縦横比が内部の流動特性に及ぼす影響について検討する。まず、4章では、長辺壁のうち1面を粗面とした流路内の乱流特性を明らかにする。ついで、5章では、短辺壁の1面を粗面壁とした流路に関する実験結果を提示し、上述の各粗面流路との類似点・相違点について検討する。6章では、これらの粗面流路における二次流れの生成機構を、渦度輸送理論に基づいて考察する。さらに、乱れエネルギー輸送方程式の各項を測定結果から算出し、流路内の乱れエネルギー収支に及ぼす粗面壁の影響を検討する。7章では、強制対流熱伝達特性に及ぼす二次流れの影響を明らかにするうえで基礎となる、等壁面温度に加熱された平滑な正方形流路内の伝熱特性について述べる。とくに、流路内の温度分布および局所壁面熱流束分布の測定結果を中心に、二次流れの影響について考察する。8章では、3章～7章で得られた結論を総括的に検討し、本論文の結論とする。

第2章 X形熱線プローブによる せん断乱流の測定法⁽¹⁰⁵⁾⁽¹⁰⁶⁾

2.1 緒言

一般にX形熱線プローブでは、熱線間の相互干渉を避けるために2本の熱線を離して支持する⁽¹⁰⁷⁾⁻⁽¹⁰⁹⁾。そのため速度こう配のある流れ場では、2本の熱線の位置における速度は異なっており、とくに速度こう配が強い場合には、測定結果に及ぼすこの影響は無視できなくなると思われる。しかし、X形熱線プローブによるせん断乱流の測定に及ぼす速度こう配の影響については、その存在が指摘されている程度で⁽¹¹⁰⁾⁻⁽¹¹²⁾ 詳しく調べた報告例はほとんど見当らない。

本研究で測定対象としている粗面をもつ矩形流路内の乱流では、流路断面全域にわたって速度こう配が存在するため、X形熱線プローブを単独に使用する従来の測定方法では、信頼性の高い測定結果を得ることはできない。そこで、本研究では、実験に先立ってX形熱線プローブによるせん断乱流の測定法の確立を図った。本章では、まず、速度こう配のある乱流をX形プローブで測定する際に生じる誤差について簡単な解析による理論的検討を行う。ついで、その結果に基づいて、上記の誤差を消去できる方法、すなわち互いに鏡像の関係にある2種類のX形プローブを用いる測定方法を提案する。最後に、ここに提案した方法によって実際に正方形粗面流路内の乱流を測定した結果を示し、上記の理論的検討結果の妥当性ならびにそれに基づく測定方法の有効性を明らかにする。

2.2 理論的検討

2.2.1 検出速度成分の解析

この節では、X形熱線プローブによって検出される定常なせん断乱流の速度

成分について解析する。図2.1のように、 x_3 軸方向に速度こう配をもつ流れのなかにX形熱線プローブを置いて x_1 軸方向（主流軸方向）および x_2 軸方向（紙面に垂直方向）の平均速度成分および変動速度成分を測定する場合を考える。プローブを構成する2本の熱線AとBは、間隔 dx_3 離れて x_3 軸と直交する平面内に、主流軸に対して $\pm 45^\circ$ 傾斜して置かれているものとする。このとき、図2.2の(a)と(b)のように、各プロングが互いに鏡像の位置にある2種類のプローブ、すなわちプローブIとプローブIIを作ることができる。まず、プローブI（図2.2(a)）によって検出される速度成分について、次の仮定のもとに解析を行う。

- (i) 各熱線の出力信号は完全に線形化されている。
- (ii) プロングおよび熱線の後流の影響は小さく無視できる。
- (iii) 熱線の線方向感度は、線方向感度係数 $k^{(113)}$ を用いて式(2.1)、(2.2)のように表される。また、 k の値は全ての熱線について同一値である。
- (iv) 主流軸方向の平均速度成分 U_1 に比べて、他の速度成分は十分に小さい。このうち、3番目の線方向感度に関する仮定には、若干の説明を要する。まず、線方向感度係数 k を用いた式(2.1)、(2.2)は普遍的な方程式ではなく、従来いくつかの式が考案されている⁽¹¹⁴⁾⁻⁽¹¹⁶⁾。しかし、式(2.1)、(2.2)は熱線の有効速度に対する従来の表示式のなかで最も一般的と考えられるので⁽¹¹⁷⁾、本研究ではこれらの式に基づいて有効速度の解析をすすめる。また、線方向感度係数 k を全ての熱線について同一値とした仮定も普遍的ではない⁽¹¹⁵⁾。しかし、主流速度成分が他の速度成分に比べて十分に大きい場合（仮定(iv)）には、流れに対する熱線の迎え角の変化は小さく無視できるため、十分な精度で全ての熱線は同一の k をもつと仮定できる。なお、Friehe-Schwarz⁽¹¹⁵⁾によって提案された線方向感度係数に関する方程式によれば、プローブを構成する各々の熱線に対する k の値の差は、本研究で測定対象としている流れの条件下では、高々 $\pm 3\%$ 程度と推定される。

以下では、熱線AとBの区別は添字A、Bで、プローブIおよびIIに関する量は[I],[II]と表示する。添字1は主流軸方向の速度成分、添字2、3は主流

軸に直交する断面内の速度成分を表す。

図2.2(a)に示した，プローブIの熱線AとBにおける有効速度 $U_{effA}[I]$ と $U_{effB}[I]$ は，それぞれ平均速度成分 U_i と U_i' ，および変動速度成分 u_i と u_i' ($i=1,2,3$) を用いて次式で表される⁽¹¹⁷⁾⁻⁽¹¹⁹⁾。

$$U_{effA}[I] = [\{ (U_1+u_1)+(U_2+u_2) \}^2/2 + (U_3+u_3)^2 + k^2 \{ (U_1+u_1)-(U_2+u_2) \}^2/2]^{1/2} \quad (2.1)$$

$$U_{effB}[I] = [\{ (U_1'+u_1')-(U_2'+u_2') \}^2/2 + (U_3'+u_3')^2 + k^2 \{ (U_1'+u_1')+(U_2'+u_2') \}^2/2]^{1/2} \quad (2.2)$$

主流平均速度成分 U_1 と U_1' は他の速度成分に比べて十分に大きいため，上式は次式のようにTaylor展開される。

$$U_{effA}[I] = \{ (1+\frac{k^2}{2})(U_1+u_1) + (1-\frac{3k^2}{2})(U_2+u_2) + 2k^2 \frac{(U_2+u_2)^2}{U_1+u_1} + (1-\frac{k^2}{2}) \frac{(U_3+u_3)^2}{U_1+u_1} \} / \sqrt{2} + O(\varepsilon^3) \quad (2.3)$$

$$U_{effB}[I] = \{ (1+\frac{k^2}{2})(U_1'+u_1') - (1-\frac{3k^2}{2})(U_2'+u_2') + 2k^2 \frac{(U_2'+u_2')^2}{U_1'+u_1'} + (1-\frac{k^2}{2}) \frac{(U_3'+u_3')^2}{U_1'+u_1'} \} / \sqrt{2} + O(\varepsilon^3) \quad (2.4)$$

これらの式の右辺 { } 内の第3項および第4項は，極めて小さい。いま測定対象としている粗面をもつ流路内の乱流を例にとると⁽⁷⁰⁾，これらの項を無視することによって生じる誤差は，0.9% 以下と推定される。したがって，式(2.3)および(2.4)は，十分な精度をもって次式のように簡略化される。

$$U_{effA}[I] = \{ (1+\frac{k^2}{2})(U_1+u_1) + (1-\frac{3k^2}{2})(U_2+u_2) \} / \sqrt{2} \quad (2.5)$$

$$U_{effB}[I] = \{ (1+\frac{k^2}{2})(U_1'+u_1') - (1-\frac{3k^2}{2})(U_2'+u_2') \} / \sqrt{2} \quad (2.6)$$

なお、ここで切り捨てた高次項が乱流応力の測定値に及ぼす影響については、2.2.3 において検討する。

熱線 B は熱線 A から dx_3 だけ離れているために、 U_i' および u_i' ($i=1,2,3$) は、速度こう配 $\partial U_i / \partial x_3$ および $\partial u_i / \partial x_3$ を用いて次のように表されるとする。

$$U_i' = U_i + \partial U_i / \partial x_3 \cdot dx_3, \quad u_i' = u_i + \partial u_i / \partial x_3 \cdot dx_3 \quad (2.7)$$

ここで、この仮定の妥当性は乱れのスケールと、熱線 A と B との間隔 dx_3 の値に強く依存している。 dx_3 が乱れのマイクロスケールに比べて非常に大きい場合には、式(2.7)の、とくに変動速度成分 u_i' に関する仮定は成立しない。一方、 dx_3 が非常に小さい場合には、熱線間の後流の影響を考慮する必要があり、解析は極めて困難となる。これらの制限と過去の研究結果⁽¹⁰⁷⁾⁻⁽¹⁰⁹⁾を勘案して、本研究における dx_3 はプローブ I, II ともに 1 mm とした。この値は、コルモゴロフの長さスケールの数倍程度と推定されるため⁽⁶¹⁾、式(2.7)の仮定は、 u_i' に対しても妥当と考えられる。

式(2.7)を式(2.5), (2.6)に代入し整理すれば、 $(U_1+u_1)[I]$ および $(U_2+u_2)[I]$ が次式のように求められる⁽¹¹⁷⁾。

$$\begin{aligned} (U_1+u_1)[I] = & (1+\frac{k^2}{2})\{(U_1+u_1)+\frac{1}{2}(\frac{\partial U_1}{\partial x_3}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3})dx_3\} \\ & - (\frac{1}{2}-\frac{3k^2}{4})(\frac{\partial U_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_2}{\partial x_3})dx_3 \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} (U_2+u_2)[I] = & (1-\frac{3k^2}{2})\{(U_2+u_2)+\frac{1}{2}(\frac{\partial U_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_2}{\partial x_3})dx_3\} \\ & - (\frac{1}{2}+\frac{k^2}{4})(\frac{\partial U_1}{\partial x_3}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3})dx_3 \end{aligned} \quad (2.9)$$

同様にして、プローブ II (図2.2(b)) が検出する速度成分に関しても次式が得られる。

$$\begin{aligned}
(U_1+u_1)[II] = & \left(1+\frac{k^2}{2}\right)\left\{(U_1+u_1)+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_1}{\partial x_3}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right)dx_3\right\} \\
& + \left(\frac{1}{2}-\frac{3k^2}{4}\right)\left(\frac{\partial U_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_2}{\partial x_3}\right)dx_3
\end{aligned} \tag{2.10}$$

$$\begin{aligned}
(U_2+u_2)[II] = & \left(1-\frac{3k^2}{2}\right)\left\{(U_2+u_2)+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_2}{\partial x_3}+\frac{\partial u_2}{\partial x_3}\right)dx_3\right\} \\
& + \left(\frac{1}{2}+\frac{k^2}{4}\right)\left(\frac{\partial U_1}{\partial x_3}+\frac{\partial u_1}{\partial x_3}\right)dx_3
\end{aligned} \tag{2.11}$$

ここで、式(2.8)と(2.10)の右辺および式(2.9)と(2.11)の右辺は、それぞれ第2項の符号が異なる点を除けば、式の形自身は同じであることが注目される。

2. 2. 2 平均速度成分

各々のプローブで測定される主流平均速度成分 U_1 は、式(2.8), (2.10)から次のように求められる。

$$U_1[I] = \left(1+\frac{k^2}{2}\right)(U_1+\frac{1}{2}\frac{\partial U_1}{\partial x_3}dx_3) - \left(\frac{1}{2}-\frac{3}{4}k^2\right)\frac{\partial U_2}{\partial x_3}dx_3 \tag{2.12}$$

$$U_1[II] = \left(1+\frac{k^2}{2}\right)(U_1+\frac{1}{2}\frac{\partial U_1}{\partial x_3}dx_3) + \left(\frac{1}{2}-\frac{3}{4}k^2\right)\frac{\partial U_2}{\partial x_3}dx_3 \tag{2.13}$$

二次流れ速度成分 U_2 の測定値は、式(2.9), (2.11)を用いて次式で表される。

$$U_2[I] = \left(1-\frac{3k^2}{2}\right)(U_2+\frac{1}{2}\frac{\partial U_2}{\partial x_3}dx_3) - \left(\frac{1}{2}+\frac{k^2}{4}\right)\frac{\partial U_1}{\partial x_3}dx_3 \tag{2.14}$$

$$U_2[II] = \left(1-\frac{3k^2}{2}\right)(U_2+\frac{1}{2}\frac{\partial U_2}{\partial x_3}dx_3) + \left(\frac{1}{2}+\frac{k^2}{4}\right)\frac{\partial U_1}{\partial x_3}dx_3 \tag{2.15}$$

これらの式の右辺第1項は、測定目的である主流平均速度成分 U_1 (式(2.12), (2.13)) あるいは x_2 軸方向の二次流れ速度成分 U_2 (式(2.14), (2.15)) を表している。一方、右辺第2項は、速度こう配 $\partial U_2 / \partial x_3$ あるいは $\partial U_1 / \partial x_3$ によ

つて生じる測定誤差となる。壁面近傍のように速度こう配が大きい領域では、第2項の絶対値が第1項よりも大きくなり、X形熱線プローブを単独に用いて測定した値には、非常に大きな測定誤差が含まれることになる。しかし、 U_1 に関しては式(2.12)と(2.13)の右辺第2項が同一値で符号のみ逆であるため、両式の算術平均をとれば誤差の項は消去できる。

$$\frac{U_1[I] + U_1[II]}{2} = \left(1 + \frac{k^2}{2}\right) \left(U_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} dx_3\right) \quad (2.16)$$

U_2 についても同様に、式(2.14)と(2.15)の平均をとれば、誤差を表す右辺第2項は消去できる。

$$\frac{U_2[I] + U_2[II]}{2} = \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right) \left(U_2 + \frac{1}{2} \frac{\partial U_2}{\partial x_3} dx_3\right) \quad (2.17)$$

式(2.16)の右辺 $U_1 + (\partial U_1 / \partial x_3) dx_3$ 、および式(2.17)の右辺 $U_2 + (\partial U_2 / \partial x_3) dx_3$ は、それぞれ2本の熱線AとBのちょうど中間位置における U_1 および U_2 の値を正確に与える。したがって、同一測定位置におけるプローブIおよびプローブIIによる二つの測定値の算術平均値を求めることによつて、測定誤差の大きな部分をしめる速度こう配 $\partial U_2 / \partial x_3$ あるいは $\partial U_1 / \partial x_3$ の影響は消去され、測定精度の高い主流平均速度および x_2 軸方向の二次流れ速度成分を得ることができ

る。上述の互いに鏡像の関係にある2種類のプローブを用いる測定法の有効性は、式(2.12)～式(2.15)の右辺第1項(測定目的の項)に対する第2項(測定誤差の項)の相対的な大きさに依存して決まる。例として、粗面をもつ正方形流路内の乱流を考えてみる。式(2.14)および(2.15)から明らかなように、従来の方法で測定される二次流れ速度成分 U_2 は、主流速度こう配 $\partial U_1 / \partial x_3$ に起因する測定誤差を含む。こうした正方形流路内の二次流れ速度は主流速度の数パーセ

ントに過ぎないが⁽³⁾， $\partial U_1 / \partial x_3$ の値は壁面の近傍で相対的に大きな値をとる。したがって，壁近傍における U_2 の測定に際しては，式(2.14)および(2.15)の右辺第2項で表される誤差の値が，測定目的である U_2 の値よりも大きくなる場合があると考えられる。この場合には，ここで提案した測定方法が，測定精度の向上に極めて有効といえる。

一方，主流平均速度 U_1 の測定誤差は，二次流れ速度こう配 $\partial U_2 / \partial x_3$ によって生じる。しかし， $\partial U_2 / \partial x_3$ の値は U_1 に比べて極めて小さく， U_1 の高々0.5%程度と推定される。したがって， U_1 の測定に関しては，上述の方法での測定値と従来の方法による測定値との間に，ほとんど差異は生じないと考えられる。

2. 2. 3 乱流応力

本節では，乱流応力の測定値について検討する。プローブ I およびプローブ II で検出される x_1 軸および x_2 軸方向の変動速度成分は，式(2.8)～(2.11)により以下のように表される。

$$u_1[I] \text{ or } u_1[II] = (1 + \frac{k^2}{2})(u_1 + \frac{1}{2} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} dx_3) \mp (\frac{1}{2} - \frac{3k^2}{4}) \frac{\partial u_2}{\partial x_3} dx_3 \quad (2.18)$$

$$u_2[I] \text{ or } u_2[II] = (1 - \frac{3k^2}{2})(u_2 + \frac{1}{2} \frac{\partial u_2}{\partial x_3} dx_3) \mp (\frac{1}{2} + \frac{k^2}{4}) \frac{\partial u_1}{\partial x_3} dx_3 \quad (2.19)$$

ここで，右辺に現れる複号は，上側の符号はプローブ I に，下側の符号はプローブ II による測定値に対応している。なお，本節では，以下の全方程式にこの規約を当てはめる。

プローブ I と II によって測定される乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}[I]$ と $\overline{u_1 u_2}[II]$ は，それぞれ式(2.18)および(2.19)から，次のように求められる。

$$\begin{aligned} \overline{u_1 u_2}[I] \text{ or } \overline{u_1 u_2}[II] &= (1 + \frac{k^2}{2})(1 - \frac{3k^2}{2})(\overline{u_1 u_2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_1 u_2}}{\partial x_3} dx_3) \\ &\mp \frac{1}{4} (1 + \frac{k^2}{2})^2 \{ \frac{\partial \overline{u_1^2}}{\partial x_3} dx_3 + (\frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_3})^2 dx_3^2 \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \mp \frac{1}{4} \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right)^2 \left\{ \overline{\frac{\partial u_2^2}{\partial x_3}} dx_3 + \left(\frac{\partial \overline{u_2}}{\partial x_3}\right)^2 dx_3^2 \right\} \\
& + \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k^2}{2}\right) \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right) \left(\frac{\partial \overline{u_1}}{\partial x_3} \frac{\partial \overline{u_2}}{\partial x_3}\right) dx_3^2
\end{aligned} \tag{2.20}$$

ここで $(dx_3)^2$ 以上の高次項を無視すると、上式は次のように簡略化できる。

$$\begin{aligned}
\overline{u_1 u_2} [I] \text{ or } \overline{u_1 u_2} [II] &= \left(1 + \frac{k^2}{2}\right) \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right) \left(\overline{u_1 u_2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_1 u_2}}{\partial x_3} dx_3\right) \\
&\mp \frac{1}{4} \left(1 + \frac{k^2}{2}\right)^2 \frac{\partial \overline{u_1^2}}{\partial x_3} dx_3 \mp \frac{1}{4} \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right)^2 \frac{\partial \overline{u_2^2}}{\partial x_3} dx_3
\end{aligned} \tag{2.21}$$

なお、この高次項の省略により生じる誤差は0.7%以下と推定される。式(2.21)の右辺第1項が、測定目的の乱流せん断応力である。変動速度の二乗平均値の x_3 軸方向こう配 $\partial \overline{u_1^2} / \partial x_3$ や $\partial \overline{u_2^2} / \partial x_3$ が大きい領域では、上式の右辺第2、第3項で示される測定誤差が大きくなるため、乱流せん断応力の測定精度は低下する。しかし、平均速度成分の場合と同様に $\overline{u_1 u_2} [I]$ と $\overline{u_1 u_2} [II]$ の算術平均をとることによって、 $\overline{u_1^2}$ および $\overline{u_2^2}$ のこう配による誤差は消去され、熱線AとBの中間位置における乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の値が精度よく求められる。

一方、プローブIおよびIIによって測定される乱流垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_2^2}$ は、式(2.18)、(2.19)から dx_3 に関する高次項を無視すると、次式のように表される。

$$\overline{u_1^2} [I] \text{ or } \overline{u_1^2} [II] = \left(1 + \frac{k^2}{2}\right)^2 \left(\overline{u_1^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_1^2}}{\partial x_3} dx_3\right) \mp \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k^2}{2}\right) \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right) \frac{\partial \overline{u_1 u_2}}{\partial x_3} dx_3 \tag{2.22}$$

$$\overline{u_2^2} [I] \text{ or } \overline{u_2^2} [II] = \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right)^2 \left(\overline{u_2^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u_2^2}}{\partial x_3} dx_3\right) \mp \frac{1}{2} \left(1 + \frac{k^2}{2}\right) \left(1 - \frac{3k^2}{2}\right) \frac{\partial \overline{u_1 u_2}}{\partial x_3} dx_3 \tag{2.23}$$

この場合も、乱流せん断応力と同様に、二つのプローブによる測定値の算術平均をとることによって、乱流せん断応力のこう配による誤差 $\partial \overline{u_1 u_2} / \partial x_3$ を除くことができる。

以上みてきたように、速度こう配がある流れ場で、主流軸方向および主流に

垂直な面内の平均速度や乱流応力を測定する場合には、プロングの位置が互いに鏡像の関係にある2種類のX形プローブを用い、それらの測定値の算術平均値を求める方法が、測定精度の向上において非常に有効であることがわかる。また、ここでは x_3 軸方向に速度こう配のある流れ場において測定を行う場合を示したが、その結果は、 x_2 軸方向に速度こう配のある流れ場において U_3 あるいは u_3 に関する諸量を測定する場合にも当然有効である。

なお、2.2.1で触れたように、有効速度を表す式(2.5)、(2.6)を導く際には、全ての高次項を無視した。したがって、式(2.20)～(2.23)には変動速度の3次相関に関する項は含まれていない。この3次相関に起因する測定誤差は、本論文で提唱する二つのプローブによる測定方法によっても取り除くことはできず、また、必ずしも無視可能なほど小さいとは限らない。しかし、Müllerは乱流強度 $Tu = (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})^{1/2} / 2U_1 < 0.2$ であれば、乱流応力の測定値に対する3次相関の影響は無視できることを報告している⁽¹²⁰⁾。本論文で測定対象としている流れでは Tu は0.15以下であるため、式(2.20)～(2.23)の導出の過程で3次相関を無視しても、大きな影響は無いと考えられる。

2.3 実験による検証

2.3.1 実験装置および条件

前章に述べた理論的検討結果を実験によって検証するため、対向する二面に粗面をもつ正方形流路内の乱流について測定を行った。流路系の概要は、文献(69)とほぼ同じである。測定流路は1辺が $D=50\text{mm}$ の正方形断面を持つ、全長 4500mm の直線流路である。この流路の対向する2面に、高さ 1mm の角柱状の粗さ要素を流路軸に垂直に全長にわたって貼付した。このような流路においては速度こう配が大きくなるため、従来の方法では、流動特性を精度よく測定することは困難と考えられる。座標系は図2.3のように、流路の中心を主流の向きに x_1 軸、これと直交する向きに x_2 、 x_3 軸とする。粗面は、 x_3 軸と直交する上下2面に設けてある。測定はレイノルズ数 $Re = UD/\nu = 6.5 \times 10^4$ の空気流にお

いて行った。ただし、 U は断面内平均速度、 ν は空気の動粘度である。

測定に使用したX形プローブはエンドフロー形で、その詳細はStrohl-Comte-Bellotの報告⁽¹²¹⁾を参考にし、次のように決定した。

ステム直径：4mm，プロング長さ：長針 20mm，短針 17mm，プロング直径：根元 0.6mm，先端 0.2mm，1本の熱線を支持するプロング先端間の距離：3mm。

熱線は直径 $d=5\mu\text{m}$ のタングステン線であり、検知部長さ $l=1\text{mm}$ ($l/d=200$)を残して銅メッキを施し、プロング先端にはんだ付けした⁽¹²²⁾。2本の熱線間の距離 dx_3 は1mmとした。プローブの寸法と熱線A、B間の角度(90°)は、高精度と高再現性を確保するために、最大倍率50倍の万能投影機によって検査した。

図2.4は、一様流中に置かれたプローブIおよびIIの各熱線からの線形化された出力である。なお、熱線は、流れの主流軸と成す角が $\pm 45^\circ$ となるように置かれている。出力直線は互いによくそろっており、熱線間の差異は極めて小さい。

2.3.2 平均速度

2.3.2.1 主流平均速度

図2.5は、プローブIにより測定した主流平均速度 U_1 の等値線図である。 U_s は最大主流速度であり、流路中心で観測された。図中の破線は粗さ要素の高さを表している。等値線は流路の対称軸である x_2 軸および x_3 軸に対してほぼ対称に分布しており、流れの対称性は非常に良好である。なお、2.2.3で触れたように、 U_1 の測定においてはプローブIとIIによる測定結果は互いに非常に良く一致していた。すなわち、平均速度の横断面方向成分が主流平均速度に比べて非常に小さい場合には、1種類のX形プローブのみを用いる従来の方法で測定した U_1 分布も、十分な信頼性を有するといえる。

2.3.2.2 二次流れ

プローブIおよびプローブIIによって測定した流路断面内の二次流れベクトル線図を、それぞれ図2.6(a)、2.6(b)に示す。流れの対称性の条件によれば、

流路対称軸上ではその軸に直交する速度成分は零でなければならない。しかし、プローブ I での測定結果を示す図2.6(a)においては、 x_2 軸上で U_3 は $x_2/B > 0$ では負、 $x_2/B < 0$ では正の、また、 x_3 軸上で U_2 は $x_3/B > 0$ では正、 $x_3/B < 0$ では負の有限値を示しており、しかもそれらの絶対値はいずれも壁面に近づくにつれて大きく測定されている。その結果、断面内の流れは全体として時計方向に回転したようにみえる。これとは対照的に、プローブ II で測定した結果は、図2.6(b)から明らかのように反時計方向に回転する渦を示している。

いま、一例として x_3 軸上の U_2 [I] に注目すれば、 x_3 軸上では本来 $U_2=0$ であるから、式(2.14)は

$$U_2[I] = -(1/2+k^2/4)\partial U_1/\partial x_3 \cdot dx_3 \quad (2.24)$$

となる。すなわち、 x_3 軸上でプローブ I によって検出される x_2 軸方向の平均速度成分は、式(2.24)で与えられる速度勾配 $\partial U_1/\partial x_3$ による誤差にほかならない。図2.7は、 x_3 軸上でプローブ I により実際に測定された U_2 [I] と、式(2.24)の右辺の計算結果との比較である。なお、計算においては線方向感度係数 $k = 0.2^{(113)}$ とし、 U_1 [I] を用いた。計算結果は測定値とよく一致しており、速度こう配が測定誤差の原因であろうとの考えにもとづいて導いた式(2.14)の妥当性を裏付けている。すなわち、 U_2 [I] の絶対値は粗面近傍で最も大きく、流路中心($x_3/B=0$)に向かうにつれて単調減少している。そして、 $\partial U_1/\partial x_3=0$ となる流路中心では U_2 [I] も零に漸近しており、例えば x_2 軸上のように $\partial U_1/\partial x_3$ が存在しない領域では、従来の方によっても U_2 を正確に測定できることを示唆している。

図2.8 は、プローブ I と II による二つの測定値の算術平均値から求めた二次流れベクトルである。この図においても、流路対称軸上でそれに直交する速度成分はわずかには認められる。しかし、その値は図2.6 に比べて十分に小さく、図の対称性は極めて良好である。このように、互いに鏡像の関係にある2種類のプローブを用い、それらによる測定値の平均をとれば、主流の速度こう配に

起因する誤差が消去されるため、二次流れについて信頼性の高い測定結果を得ることができる。

2. 3. 3 乱流応力

2. 3. 3. 1 乱流せん断応力

本流路のように x_3 軸を対称軸にもつ流路内の乱流では、その軸上で乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ は零にならなければならない。しかしプローブ I によって測定される x_3 軸上の乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}[I]$ は式(2.21)によれば、

$$\overline{u_1 u_2}[I] = -\frac{1}{4}\left(1+\frac{k^2}{2}\right)^2 \frac{\partial \overline{u_1^2}}{\partial x_3} dx_3 - \frac{1}{4}\left(1-\frac{3k^2}{2}\right)^2 \frac{\partial \overline{u_2^2}}{\partial x_3} dx_3 \quad (2.25)$$

となり、右辺で表される値がそのまま誤差として測定される。図2.9は、プローブ I により x_3 軸上で測定された $\overline{u_1 u_2}$ の値と式(2.25)の右辺の値とを比較したものである。後者は、 $k=0.2$ を用い、 $\overline{u_1^2}[I]$ と $\overline{u_2^2}[I]$ を数値微分することによって求めた。数値微分に伴う誤差を考慮すれば、両者の分布は良く一致していると言える。すなわち、 $\overline{u_1 u_2}[I]$ の値は壁面近傍では負であるが、 $x_3/B > -0.85$ では正となり、流路中心 ($x_3/B=0$) で再びほぼ零となっている。このように $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ が最大値 ($x_3/B=-0.85$) および最小値 ($x_3/B=0$) に達する位置では、 $\overline{u_1 u_2}[I]=0$ となって誤差のない正しい測定値が得られるが、それ以外の位置では、 $\overline{u_1^2}$ と $\overline{u_2^2}$ の勾配に起因する測定誤差が生じることがわかる。

図2.10の(a)と(b)は、それぞれプローブ I およびプローブ II によって測定された $\overline{u_1 u_2}$ の等値線図である。流れの対称性の条件により本来は x_3 軸に一致するはずの $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線が、上述のような測定誤差の影響をうけて、むしろ流路の対角線近傍にある。そして、プローブ I (図2.10(a)) によって測定された $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線が流路右上の隅から左下の隅にかけて存在しているのに対して、プローブ II (図2.10(b)) によるそれは、逆に、左上隅から右下隅へと伸びている。そのため、等値線はいずれの場合も、断面全体にわたって x_2 軸および x_3

軸に対して著しく非対称である。

なお、 x_2 軸上のみに限ってみれば $u_1 u_2$ の測定値は x_3 軸に対してほぼ対称であり、また、プローブの違いによる差もほとんど認められない。さらに数値解析により求められた $\overline{u_1 u_2}$ の値も、 x_2 軸上ではプローブ I、II による測定値とかなり良く一致した⁽⁷⁰⁾。以上のことは、 x_2 軸上のように $\partial \overline{u_1^2} / \partial x_3$ と $\partial \overline{u_2^2} / \partial x_3$ がともに零となる位置においては、プローブ I または II を単独に使用しても大きな誤差を生ずることなく $\overline{u_1 u_2}$ を測定できることを示唆している。

図2.11は、プローブ I およびプローブ II による二つの測定値の算術平均値から求めた $\overline{u_1 u_2}$ の等値線図である。 $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線は粗面壁近傍で少しずれてはいるものの、ほぼ x_3 軸上にある。そして、断面全体にわたる等値線も x_2 軸および x_3 軸に対して良好な対称性を示している。このように、図2.11の等値線には流れの対称性の条件に対する明らかな矛盾は認められず、測定結果の信頼性は著しく向上している。したがって、ここに提案した二つのプローブによる測定値の算術平均をとる方法は、乱流せん断応力の測定に対しても有効であることがわかる。

$\overline{u_1 u_3}$ については、本実験流路ではその値が $\overline{u_1 u_2}$ に比べてかなり大きいため、誤差は相対的に小さくなり、2本のプローブを用いた測定結果と従来の方法による結果との間には、等値線で示す限り差はわずかであった。

2. 3. 3. 2 乱流垂直応力

プローブ I あるいはプローブ II を単独に用いて乱流垂直応力 $\overline{u_1^2}$ 、 $\overline{u_2^2}$ を測定する場合には、式(2.22)、(2.23)から明らかなように乱流せん断応力こう配 $\partial \overline{u_1 u_2} / \partial x_3$ による誤差が生じる。しかし、本実験流路においては、式(2.22)、(2.23)の右辺第1項(測定目的の乱流垂直応力)に対する第2項(乱流せん断応力こう配による誤差)の比は、それぞれ 0.006、0.015 と極めて小さいため、この誤差の影響は無視できると考えられる。事実、プローブ I およびプローブ II で測定した乱流垂直応力の分布は互いによく一致し、プローブの違いによる差異は認められなかった。

乱流の計測には、1本の傾斜熱線プローブ軸回りに回転させる方法もしばしば用いられる⁽⁶⁾⁽¹¹⁴⁾⁽¹²³⁾。この方法は比較的計測が容易であり、原理的に速度勾配による誤差が生じにくい点ですぐれているが、 $\overline{u_2^2}$ および $\overline{u_3^2}$ の測定は困難とされている。本論文で提案した測定方法では、プローブの製作にあたり高い精度が要求され、とくに dx_3 を二つのプローブで一致させなければならぬ点に技術的な難しさがある。しかし、多くの測定量が比較的容易に精度良く得られる点は、上記の方法に比べて有利であると言える。

2.4 結言

本章では、せん断乱流をX形熱線プローブを用いて測定する場合の誤差について、まず理論的に解析・検討し、従来のようにX形プローブを単独に使用した場合に、速度こう配に起因する誤差が無視できない可能性があることを示した。ついでこの解析結果にもとづいて、速度こう配による誤差を除去できる測定方法、すなわち、互いに鏡像の関係にある2種類のX形プローブを用い、それらの測定値の算術平均をとる方法を提案した。最後に、対向二面に粗面をもつ正方形流路内の乱流について信頼性の高い測定結果を提示することによって、上記の理論的検討結果が妥当であり、またここに提案した測定方法が速度こう配の影響を敏感にうける平均速度の二次流れ成分や、乱流せん断応力の測定にも有効であることを実験的に明らかにした。以下、本論文に示す各種の流路における測定結果は、すべてここに示した方法により得られたものであり、その信頼性は従来の報告に比べてかなり高いと考えられる。

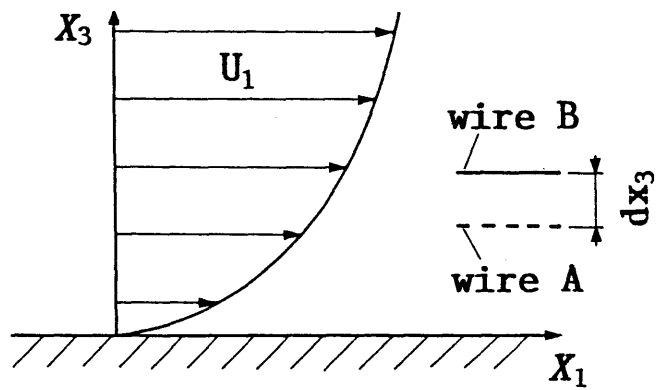


図 2. 1 流れの中に置かれた X 形熱線プローブ

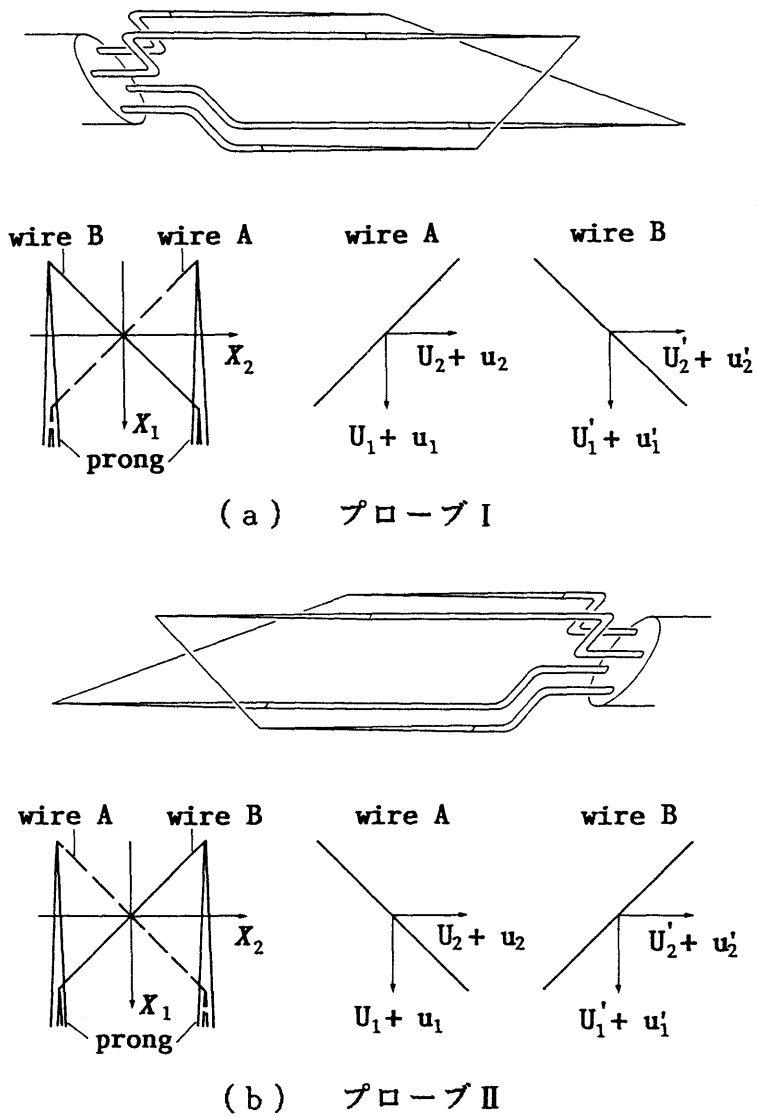


図 2. 2 X 形熱線プローブ

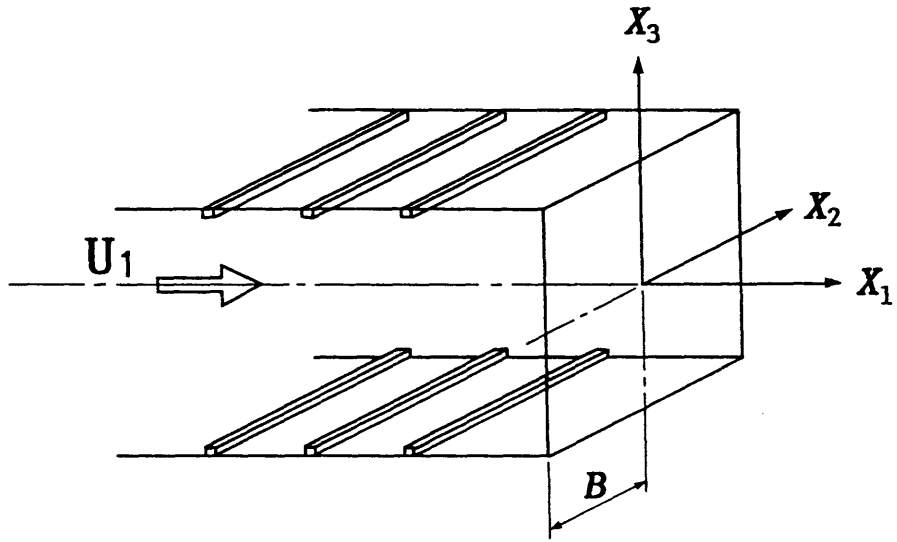


図 2. 3 座標系

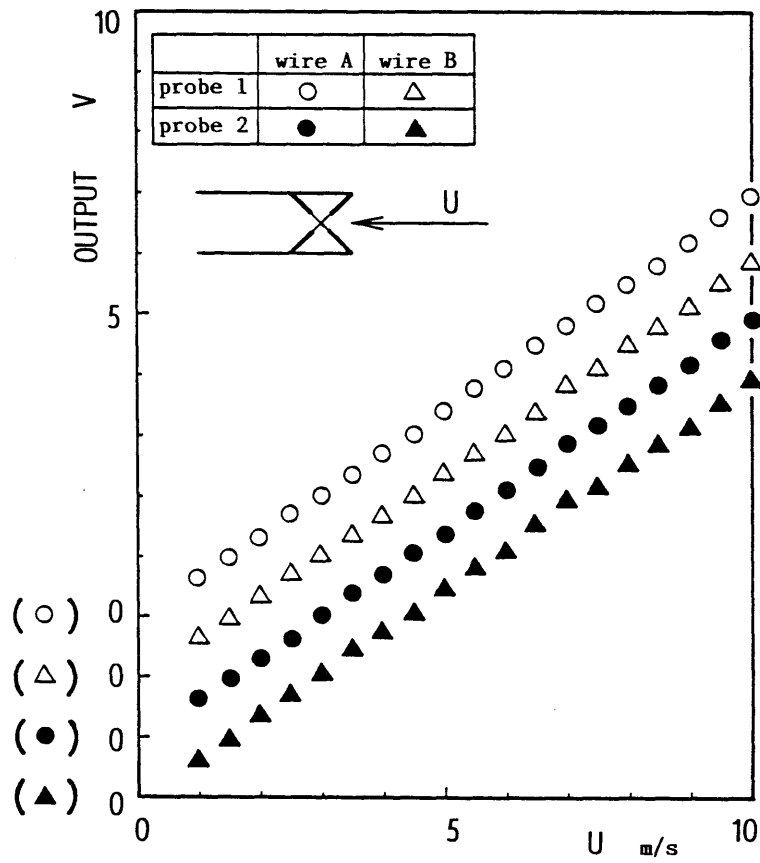


図 2. 4 各熱線の較正曲線

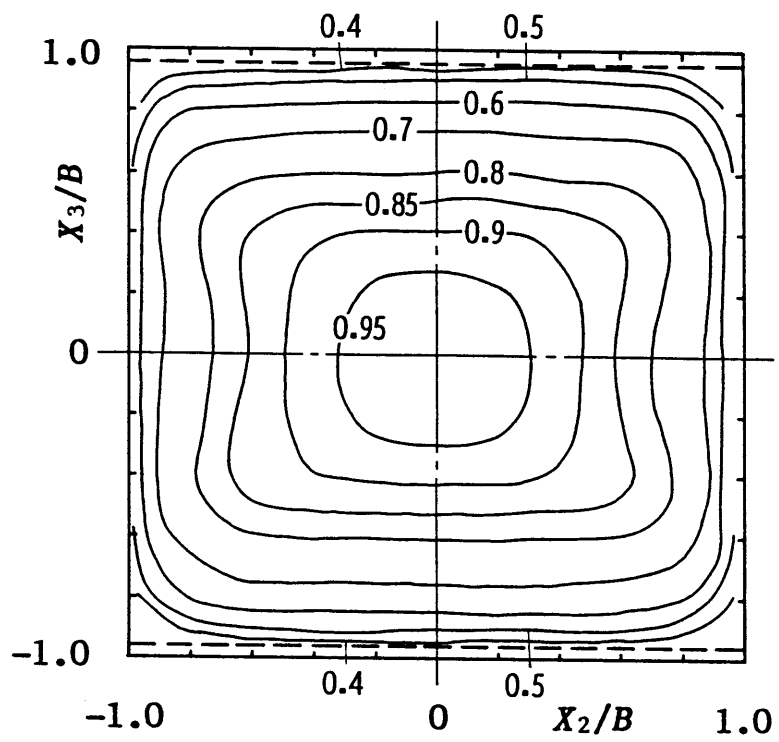
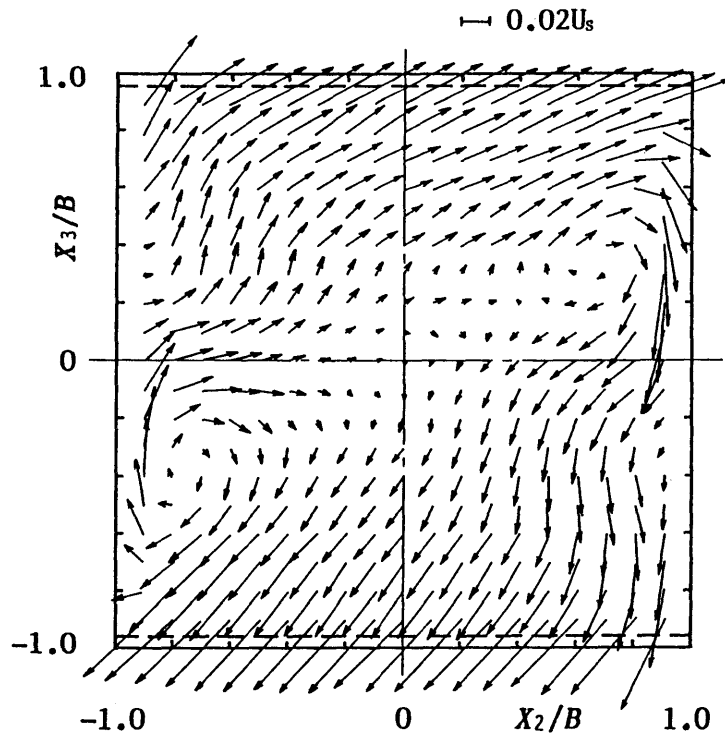
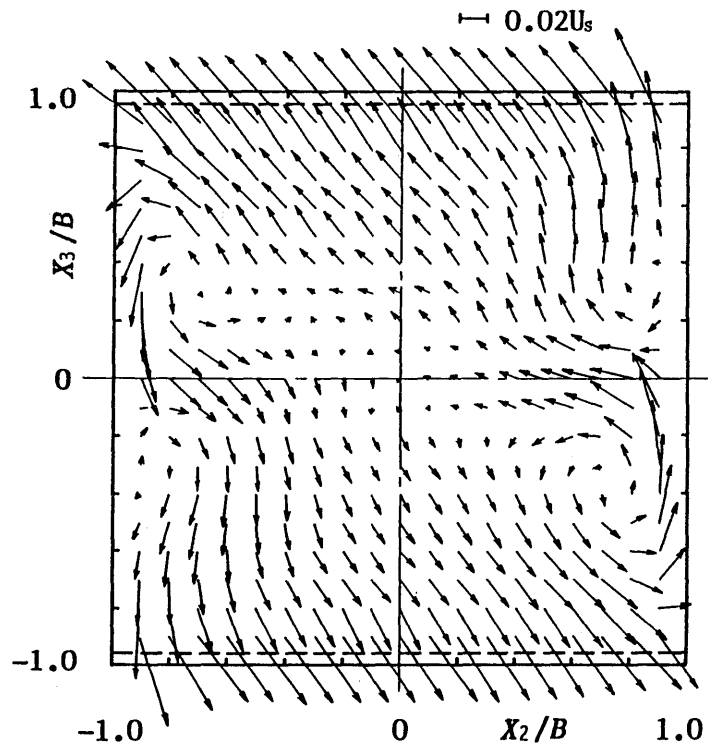


图 2.5 U_1/U_s



(a) プローブ I で測定された結果



(b) プローブ II で測定された結果

図 2. 6 二次流れベクトル

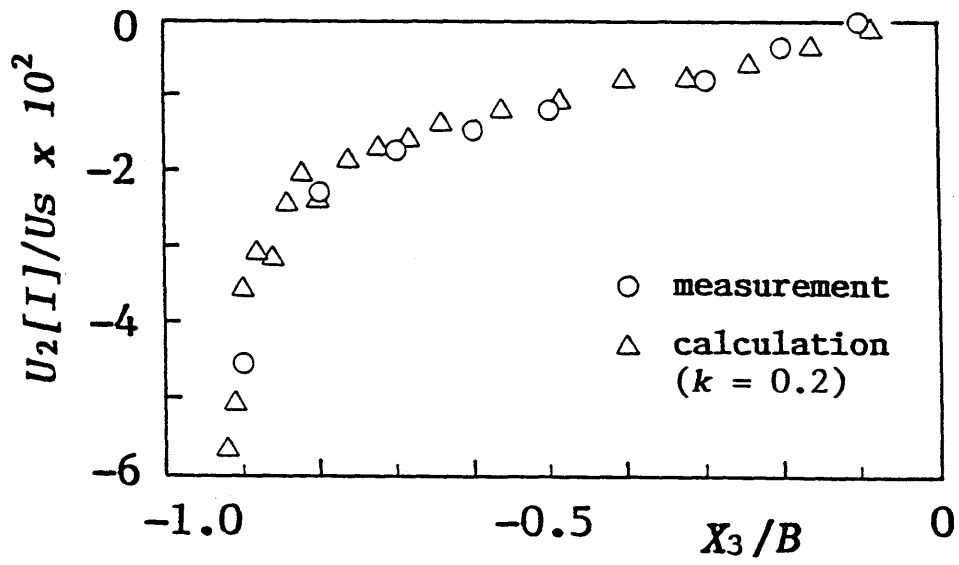


図 2. 7 x_3 軸上での U_2

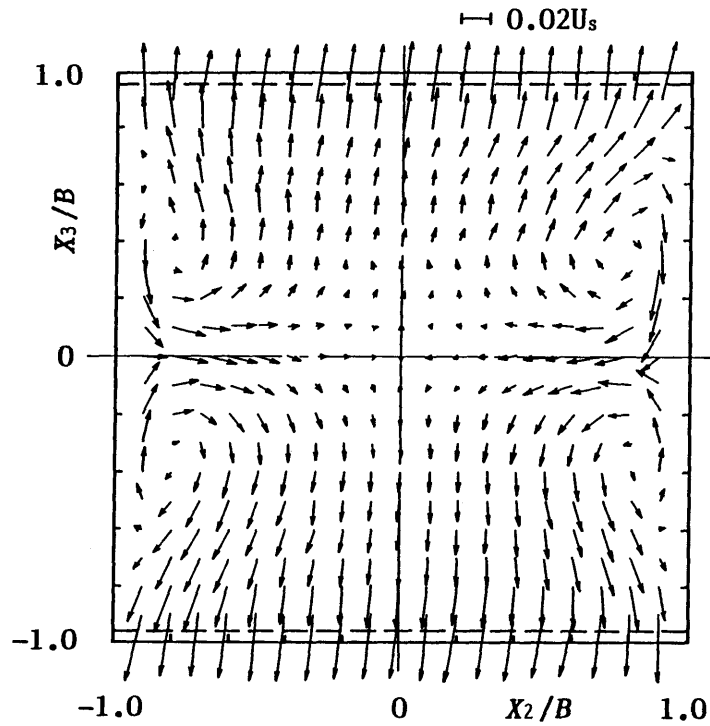


図 2. 8 両プローブの平均による二次流れベクトル

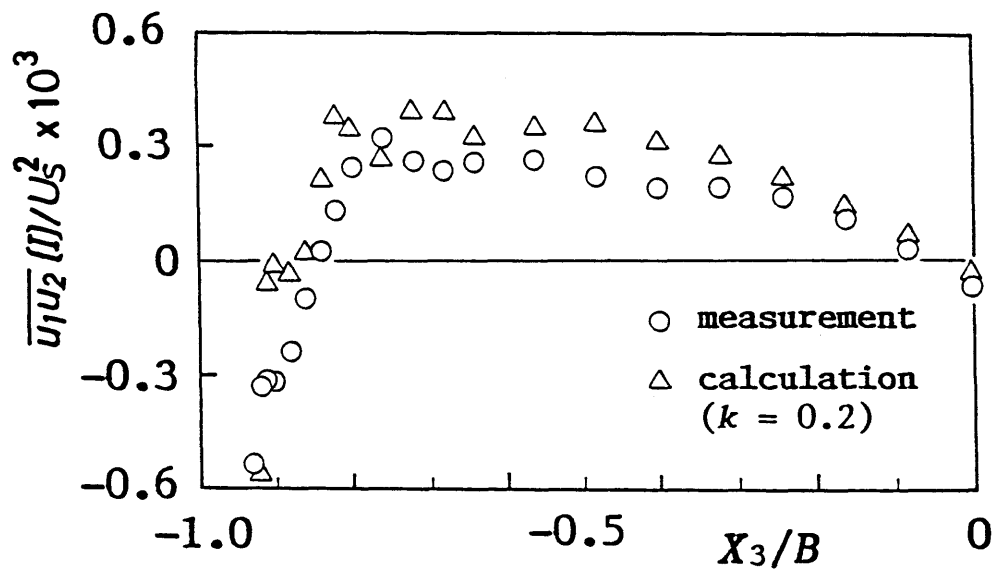
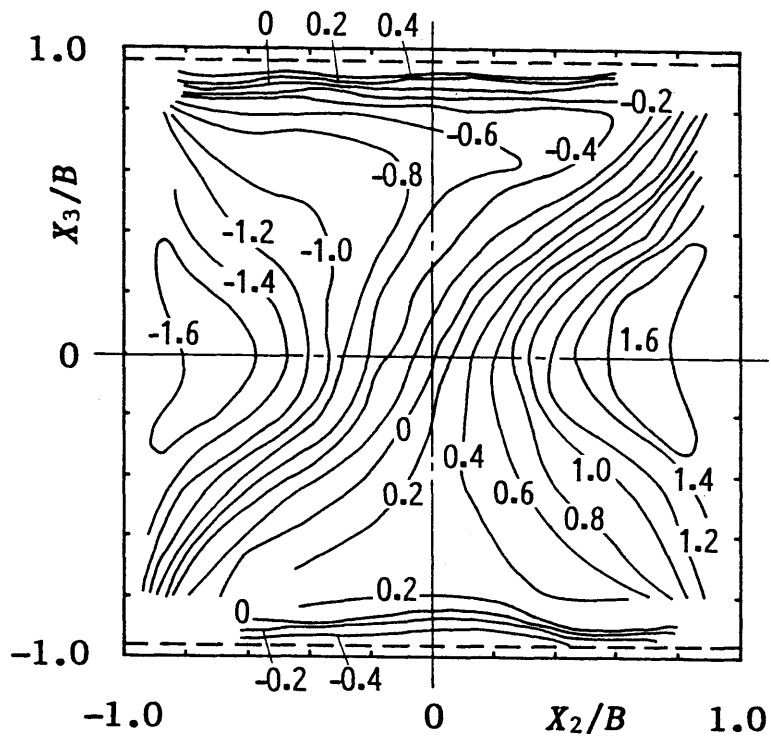
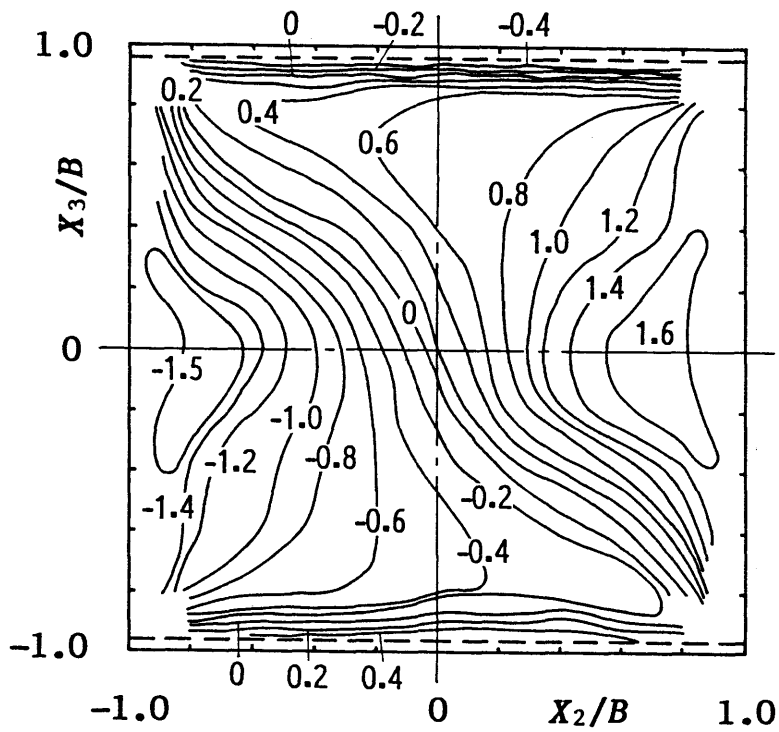


図 2. 9 x_3 軸上の $\overline{u_1 u_2}$



(a) $\overline{u_1 u_2} [I] / U_s^2 \times 10^3$



(b) $\overline{u_1 u_2} [II] / U_s^2 \times 10^3$

図2. 10 各プローブで測定された $\overline{u_1 u_2} / U_s^2 \times 10^3$

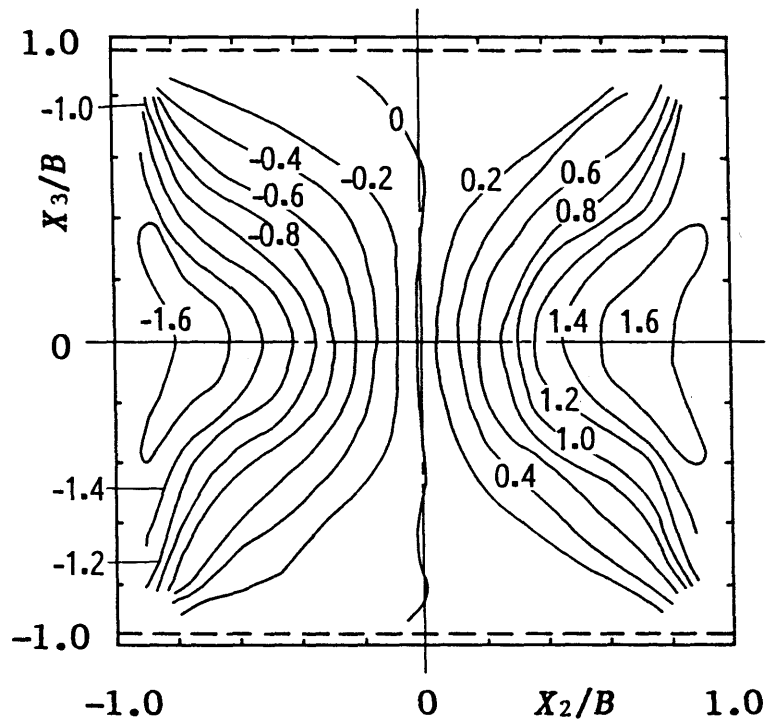


図2. 11 両プローブの平均による $\overline{u_1 u_2} / U_s^2 \times 10^3$

第3章 正方形流路内の流動特性 (124)-(126)

3.1 緒言

本章では、幾何学的に最も基本的な非円形粗面流路として、正方形流路の内壁の1面のみを粗面とした流路を取り上げる。流路内の局所的な熱伝達特性を予測する上で不可欠な、速度場・乱流応力場に関する詳細な測定結果を提示し、4面とも滑面壁から構成される正方形流路内の流動特性や他者による1面粗面正方形流路における実験結果⁽⁶⁷⁾との比較、検討を行う。

過去に行われた1面に粗面をもつ正方形流路内の乱流に関する実験的研究としては、Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾のレーザードップラー流速計による測定が著名である。しかし、この実験では、流路断面内速度成分のうち粗面壁に対して垂直な方向の成分が測定されているのみであり、断面全域にわたる二次流れのパターンや、二次流れの生成機構を検討する上で重要な断面内垂直応力の差などは示されていない。また、1章でも述べたように、この流路で粗面壁に使用している粗さ要素は、高さが流路断面寸法の10%程度とかなり大きい。そのため、流路断面積の拡大・縮小によって引き起こされる断面内の流れが強くなり、測定されている断面内速度成分を第2種二次流れの速度とする点には、検討の余地があると思われる。

本研究では、流路断面寸法の2%と比較的小さな粗さ要素を流路軸方向に周期的に配列したリブ状の粗面を用い、流路内の完全に発達した乱流において速度場・応力場の測定を行った。本章では、壁面せん断応力分布、主流平均速度分布、二次流れベクトル線図、各軸方向の変動速度分布、および乱流せん断応力のうち主流に抗する2成分の分布など、基礎的な測定結果を提示し、滑面流路内の流動特性および Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾の測定結果と比較する。また、リブ状粗面に特有な性質として、完全に発達した流れであっても、粗面壁近傍の流れは流路軸方向に周期的に変化している。そこで、流路出口に近い代表的な2断面、すなわちリブの直上と、リブとリブの中間に相当する位置における測

定結果を示し，粗さ要素と測定断面との相対位置の違いが各測定量に及ぼす影響についても検討する。

3. 2 実験装置および実験方法

実験装置の概要を図3.1 に示す。実験に用いた流路系は，基本的に文献(66)と同様である。すなわち，可変電動機によって駆動されるターボ送風機によって得られた気流は，四分円ノズルで流量を測定された後，測定流路に導かれる。測定流路は，1辺の長さ $D(=2B)=50$ mm の正方形断面をもつ全長 $L = 4500$ mm ($L/D = 90$)の表面が滑らかな透明アクリル板製である。この流路の全長にわたって底面に，正方形断面 (1 mm x 1 mm)の黄銅製粗さ要素を，図3.2 のように流路軸に垂直に取り付けた。粗さ要素の間隔は，流動抵抗がほぼ最大となる突起高さの10倍⁽¹²⁷⁾，すなわち10 mmとした。以下，本論文では，このようなリブ状の粗面壁をもつ流路を粗面流路と呼ぶことにする。また，比較のために，4面が全て滑面で構成された滑面流路についても，粗面流路と同等の断面にて測定を行った。なお，管軸方向の静圧こう配 dP/dx_1 から次式により求めた本粗面流路の平均管摩擦係数 λ

$$\lambda = D_h(-dP/dx_1)/(\rho U^2/2) \quad (3.1)$$

は，レイノルズ数 Re が $(2\sim 9)\times 10^4$ の範囲で，次の実験式で表された。

$$\lambda = 0.161 \times Re^{-0.138} \quad (3.2)$$

ただし，レイノルズ数 Re は，次式で定義した。

$$Re = U \cdot D_h / \nu \quad (3.3)$$

ここに、 D_h は、流路の水力直径 (= 50 mm)、 P は流路内の静圧、 U は断面内平均速度、 ν と ρ はそれぞれ空気の動粘度および密度である。また、滑面流路の λ は、次式で表される円管に対するプラントルの式⁽¹²⁸⁾とよく一致した。

$$1/\lambda = 2.0 \times \log(\text{Re}\lambda) - 0.8 \quad (3.4)$$

流路断面内の測定は、主として $\text{Re} = UD_h/\nu = 6.5 \times 10^4$ で行った。流路中心における主流速度は、測定流路入口から約 $50D_h$ 下流で一定値に達したことから、流路出口近傍($L/D = 90$)での流れは、十分に発達していると考えられる。しかし、本実験ではリブ状の粗面を使用しているため、大局的には十分に発達した流れであっても、粗さ要素近傍の流れは、リブとの相対位置の違いによって異なった特性を示す可能性がある。そこで測定は、図3.1に示す2断面において行った。断面Iは、最下流粗さ要素中心から5 mm下流(測定流路入口から $89.8D_h$ 下流)で、リブとリブとの中間位置に相当している。断面IIは、最下流粗さ要素の中心上の断面(測定流路入口から $89.7D_h$ 下流)である。なお、これらの測定断面から約100 mm上流の区間で測定した壁面近傍の主流速度の分布には差がなく、流路出口端の影響はとくに認められなかった。平均速度および変動速度に関する諸量は、検知部の長さが1 mmのI形あるいはX形熱線プローブを用いて測定した。X形熱線プローブに関する測定は、2章に示した互いに鏡像の関係にある二つのプローブを用いる方法により行った。プローブの送り幅は、最大2 mm、最小0.25 mmであり、流動特性諸量の空間的こう配が大きい壁面近傍ほど細かく設定した。滑面壁上の局所壁面せん断応力の測定には、外径1 mm、内径0.8 mmのプレストン管を用い、Patelの式⁽¹²⁹⁾により算出した。

図3.2に、流路に設定した座標系を示す。流路の中心軸を主流の向きに x_1 軸、これに直交する向きに x_2 軸、 x_3 軸を定める。各軸方向の平均速度成分を U_1 、 U_2 、 U_3 、変動速度成分を u_1 、 u_2 、 u_3 と表す。粗さ要素は、 x_3 軸と直交する下面に設けてある。なお、粗面流路に対する本測定値の不確かさは、以下のように推定される⁽¹³⁰⁾。

$\tau_w : \pm 3.0\%$, $U_1 : \pm 1.4\%$, U_2 および $U_3 : \pm 6.0\%$, $\overline{u_1^2} : \pm 2.4\%$,
 $\overline{u_2^2} : \pm 8.3\%$, $\overline{u_3^2} : \pm 8.9\%$, $\overline{u_1 u_2} : \pm 5.6\%$, $\overline{u_1 u_3} : \pm 4.2\%$.

3. 3 実験結果および考察

3. 3. 1 壁面せん断応力分布

滑面壁上で得られた壁面せん断応力 τ_w の分布を、図3.3および図3.4に示す。 $\overline{\tau_w}$ は、その面における分布の積分平均値である。プレストン管法は、速度分布における壁法則の成立を前提としているため⁽¹²⁹⁾、粗面流路の滑面壁上においても、滑面流路の場合と同様に、対数速度分布が存在することをあらかじめ確認した。図3.3は、粗面流路の各滑面壁上での分布と滑面流路との比較である。粗面に対向する滑面壁上では、中央($x_2/B = 0$)で極小値を、 $x_3/B = \pm 0.5$ で極大値をもつ滑面流路と同様の分布形状を示すが、極小値のくぼみは、滑面流路よりも深い。他方、粗面に隣接する滑面壁上の分布には、極小値はみられず、 $x_3/B = 0.2$ に最大値が存在する。図3.4は、種々の Re における分布形を比較したものである。 $Re = 2.5 \times 10^4$ の分布が、流路の隅にあたる部分においてやや他と異なる点を除き、両分布ともに Re によらずほぼ相似である。滑面壁上のせん断応力の積分平均値は、粗面に対向する面の値がやや大きかったが、両者の間にほとんど差は認められなかった。

流路の平均管摩擦係数と、各滑面壁上の壁面せん断応力分布を用いて、文献(66)の方法により粗面壁上の平均せん断応力を求めた。その値は非常に大きく、流路の全抵抗の50~60%に相当した。

3. 3. 2 主流平均速度分布

平均速度場はもとより、乱流応力場についての測定結果も、粗面流路、滑面流路ともに x_3 軸に関する対称性は極めて良好であった。したがって、本論文では、速度場および乱流応力場については、流路の1/2断面に対する測定結果のみを掲げることとする。また、粗面流路の結果を示す図において、下部の破線

の位置は、粗面壁の粗さ要素の高さに対応している。なお、3.3.2から3.3.5には、断面 I（最下流に位置する粗さ要素中心から 5 mm 下流の断面）において得られた測定結果を示す。

主流平均速度 U_1 の断面内最大速度 U_s に対する比 U_1/U_s の等値線図を、滑面流路の結果と対比して図3.5(a), (b)に示す。また、図3.6は、本実験と同種の流路、すなわち1辺 4 mmの正方形断面の棧を流路の底面に取り付けた 40 mm x 40 mmの流路において、 $Re = 2.6 \times 10^4$ で行った Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾ の測定結果である。ただし、図3.6では、等値線の値は断面内平均速度 U に対する比 U_1/U で表されている。本実験結果によれば、断面内最大速度の平均速度に対する比は、 $U_s/U = 1.3$ 程度と推測される。図3.6では、粗さ要素がかなり大きいために、本実験結果とは異なって、最大速度の位置が流路中心よりやや上方にある。しかし、図3.5(b), 図3.6 ともに粗面壁に対向する滑面壁側の等値線は大きく内側にくぼみ、流路中心に向かう二次流れの存在を示唆している。また、図3.5(b)において、粗面壁上の等値線は、壁面に近い領域ではほぼこれに平行であるが、流路中心寄りの領域では中心に向かうくぼみが認められる。この傾向は、対向2面粗面流路の場合⁽⁶⁹⁾とよく似ている。粗面に隣接する滑面側では、本実験結果は、図3.5(b)のように壁面に向かってふくらんでおり、その様子は図3.4 の τ_w の分布に対応している。

3. 3. 3 二次流れ分布

図3.7 は、流路軸に直交する2方向の平均速度成分 U_2 , U_3 から得た二次流れのベクトル表示である。滑面流路においては、よく知られているように⁽⁹⁾、流路中心から流路対角線に沿って隅部に向かい、流路対称軸に沿って中心部へ戻る二次流れが存在し、流路断面の各1/4 断面内には互いに逆方向に回転する2個の縦渦が認められる。しかし、本実験の1面を粗面とする流路では、図3.7(b)のように、流路中心軸 (x_3 軸) から粗面壁に向かい、粗面壁に隣接する滑面壁に沿って上昇した後に、対向滑面壁に沿って流路中心軸へ戻る二次流れパターンとなり、断面内には大きな縦渦がふたつだけ形成されている。そして、

流路中心軸から粗面壁に向かう強い流れは、図3.5(b)の U_1 の等値線にみられた、対向滑面壁近傍の大きなくぼみに対応していると考えられる。また、粗面流路における二次流れの速度は、断面全域にわたって滑面流路よりも大きくなっている点も注目される。なお、この図からは明らかではないが、測定結果には、対向滑面壁側の隅部近傍に、上述の大きな縦渦とは逆方向に回転する小さな弱い縦渦が存在している。

Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾の測定結果には、 U_3 成分のみが等値線表示されており、ベクトル図による二次流れ分布は示されていないため、本実験結果と直接比較することはできない。しかし、少なくとも流路中心軸に沿って下降する負の U_3 成分は、Humphrey-Whitelawの結果には認められず、図3.6に示した U_1 等値線の分布とも対応していない。一方、Humphrey-Whitelawとほぼ同じ仕様の流路を用いているManno-Stakutis⁽⁶⁸⁾の測定結果には、本実験結果と同様な x_3 軸に沿う下降流が認められる。このように、同種の流路を用いても、二次流れの分布に違いが現れる原因については、現段階では不明である。

3.3.4 変動速度分布

変動速度成分 $\sqrt{u_1^2}$ 、 $\sqrt{u_2^2}$ 、 $\sqrt{u_3^2}$ の等値線図を、図3.8～図3.10に、滑面流路の結果とともに示す。滑面流路の分布は、流路隅部への等値線の突出がより顕著であるという特徴はあるが、全般的には平均速度の分布に似ている。粗面流路における分布形状は、3成分ともに互いによく似ており、粗面に対向する滑面側の分布は、等値線が隅部へ突出する点で、滑面流路の分布と類似である。しかし、粗面壁の近傍には、3成分ともに、対向滑面近傍の2倍程度大きい値の領域が存在し、流路全体の分布形状は滑面流路と著しく異なっている。なお、変動速度成分の値は、断面全体にわたり $\sqrt{u_1^2}$ が最も大きく、 $\sqrt{u_2^2}$ 、 $\sqrt{u_3^2}$ の順に小さくなっている。

また、隣接滑面壁近傍には比較的大きい値を示す領域が存在する。とくに、 $\sqrt{u_3^2}$ の等値線図には、粗面に対向する滑面壁に近い部分にまでこの領域が拡大している。しかしながら、隣接滑面壁に対して垂直な成分である $\sqrt{u_2^2}$ は、この

壁面に拘束されるため、粗面壁付近での値は $\sqrt{u_3^2}$ よりも大きいにもかかわらず、隣接滑面近傍では逆に値が小さい傾向を示している。他方、 x_3 軸付近では二次流れは粗面壁に向かうため、乱れの大きい流体の上方への輸送は抑制され、その結果大きい値を示す領域は、粗面壁近傍に限られているものと考えられる。なお、粗面壁近傍の分布形状は、対向2面を粗面とした流路の場合と極めてよく似ており、値も同程度である。

3.3.5 乱流せん断応力分布

図3.11は、粗面壁に平行な乱流せん断応力成分 $\overline{u_1 u_2}$ の等値線図である。滑面流路には、上面と底面の近傍に $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線で囲まれる閉領域が存在している。この分布は、Melling-Whitelaw⁽⁹⁾ によって報告された分布と、よく一致している。粗面流路における $\overline{u_1 u_2}$ 分布も、定性的には滑面流路に似ている。また定量的にも、粗面流路内の $\overline{u_1 u_2}$ の値は、断面全域にわたって滑面流路のそれとほぼ同程度のレベルといえる。しかし、局所的にみれば、粗面流路の対向滑面壁近傍に存在している閉領域内の絶対値は、滑面流路のそれよりもかなり大きい。他方、粗面壁側の閉領域内の値は、むしろ小さくなっている。また、隣接滑面壁近傍の $\overline{u_1 u_2}$ の値は、滑面流路とほぼ同程度である。

図3.12(a)に示された滑面流路における $\overline{u_1 u_3}$ の分布は、図3.11(a)の $\overline{u_1 u_2}$ の分布と流路対角線に関してほぼ対称になっており、本実験における乱流せん断応力の測定値の信頼性が高いことを裏付けている。粗面流路における $\overline{u_1 u_3}$ の分布は、粗面壁近傍の値が滑面流路の3倍程度も大きいことや、隣接滑面壁近傍に滑面流路には現れたような閉領域が存在しない点が注目される。なお、このように粗面壁に垂直な乱流せん断応力成分が粗面壁近傍で大きな値をとる傾向は、Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾ の測定結果にも同様に認められる。

一般に、乱流せん断応力の輸送は、小さなスケールの乱れによるこう配型の拡散と、二次流れのような大きなスケールの運動による対流輸送との和によって行われる。小さな渦の寄与が支配的な場合には、乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$, $\overline{u_1 u_3}$ は、平均ひずみ速度 $\partial U_1 / \partial x_2$, $\partial U_1 / \partial x_3$ によって次式のように表される⁽¹³¹⁾。

$$\overline{u_1 u_2} = -\nu_t \partial U_1 / \partial x_2, \quad \overline{u_1 u_3} = -\nu_t \partial U_1 / \partial x_3 \quad (3.5)$$

ここで、 ν_t は渦動粘性係数を表す。図3.11に認められた閉領域の存在も $\overline{u_1 u_2}$ と $\partial U_1 / \partial x_2$ を比較することによって説明できる。図3.13は、滑面流路および粗面流路の $x_3/B=0.8$ の位置で求められた、 $\overline{u_1 u_2}$ と $\partial U_1 / \partial x_2$ との比較である。滑面流路での $\overline{u_1 u_2}$ は、 $x_2/B=0$ にて零、 $-0.64 < x_2/B < 0$ で正、 $x_2/B < -0.64$ にて負の値をとっている。一方、図3.5(a)に示したように、 U_1 等値線は流路中心に向かってくぼむため、滑面流路の $\partial U_1 / \partial x_2$ は $x_2/B=-0.64$ で零となった後に、 $\overline{u_1 u_2}$ と逆符号の変化をする。したがって、図3.13の $-0.64 < x_2/B < 0$ に認められる $\partial U_1 / \partial x_2$ の負領域は、 $\overline{u_1 u_2}$ 等値線の閉領域に対応している。

粗面流路においても、同様の対応が $\overline{u_1 u_2}$ と $\partial U_1 / \partial x_2$ との間に認められる。また、図3.11(b)に示した粗面流路の対向滑面壁近傍における閉領域内の値が、滑面流路に比べて大きかったことも、図3.13(b)の $0 < x_2/B < 0.48$ に観察される $\partial U_1 / \partial x_2$ の絶対値が大きいことと対応している。一方、図3.12(b)に示した粗面流路における $\overline{u_1 u_3}$ の等値線図には、 $\overline{u_1 u_3}=0$ の線で囲まれる閉領域が認められない。これも、粗面流路の U_1 等値線が、隣接滑面壁近傍で内側にくぼまなかったことに注目して、上述と同様の対応を $\overline{u_1 u_3}$ と $\partial U_1 / \partial x_3$ との間に考えることにより説明できる。このように、渦動粘性係数に基づいたこう配輸送モデルは、滑面流路のみではなく粗面流路内の乱流せん断応力の定性的な分布を推定するうえで有効と考えられる。

3.3.6 粗さ要素と測定断面との相対位置の違いによる影響

以上述べてきた粗面流路内の流動特性は、主に図3.1の断面I（粗さ要素下流の断面）において得られた結果である。しかし、本粗面ではリブ状の粗さ要素が周期的に配列されているため、大局的に十分発達した流れであっても、リブ近傍では流れの状態が周期的に変化するであろう。事実、本実験よりも大きなリブを使用した Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾の測定結果には、リブと測定断面と

の相対位置の違いによって、流れに顕著な変化が現れることが示されている。そこで、本節では、断面Ⅱ（最下流粗さ要素の中心上の断面）で測定された諸量のうち、断面Ⅰでの結果との間に変化が認められた二次流れ分布および乱流せん断応力分布に注目して、その測定結果を示す。なお、主流平均速度 U_1 ならびに変動速度 $\sqrt{u_1^2}$ 、 $\sqrt{u_2^2}$ 、 $\sqrt{u_3^2}$ の分布には、測定断面と粗さ要素との相対位置の違いによる影響はほとんど認められなかったため、ここではとくに図示しない。

図3.14は、断面Ⅱにおける二次流れのベクトル表示である。粗面壁近傍では、リブの存在のために、壁面に垂直方向の速度成分が周期的に符号をかえることが予想される。事実、図3.14の結果では、流路の下半分の領域の下降流の成分が図3.7の断面Ⅰにおける結果よりも小さくなっており、リブの直上には上向きの、リブの間では下向きの流れの存在を裏付けている。しかし、上向きの流れは底面からリブ高さの3倍程度以内の領域で観察されたのみで、断面全体にわたる分布は、両断面で大差はない。すなわち、粗面流路においては、粗さ要素との相対位置に関係なく、流路断面内には x_3 軸を対称軸として互いに逆向きの大きな縦渦が二つ存在している。

図3.15および図3.16は、それぞれ乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ および $\overline{u_1 u_3}$ の等値線図であり、図の左半分（図3.15(a)、図3.16(a)）に断面Ⅰ、右半分（図3.15(b)、図3.16(b)）に断面Ⅱの結果を示す。断面Ⅰおよび断面Ⅱにおける $\overline{u_1 u_2}$ の分布は、流路断面全域にわたって互いに似ている。しかし、粗面壁の近傍では、断面Ⅱにおいて符号の異なる領域が断面Ⅰに比べて広がっており、両者に若干の差異が認められる。他方、 $\overline{u_1 u_3}$ の分布にも、粗面壁近傍の大きな値をとる領域に測定断面の違いによる差異が認められるが、断面全域にわたる分布は互いによく似ている。

以上の結果より、粗さ要素との相対位置が異なる2断面の測定結果を比較すれば、(i) 二次流れ分布では、断面Ⅱにおいてリブの極近傍に上向きの流れが現れる点に断面Ⅰとの差異が存在し、(ii) 乱流せん断応力分布にも、粗面壁近傍に若干の差異が認められる。しかし、(iii) 主流平均速度および変動速度分

布には、測定断面と粗さ要素との相対位置が異なる影響はほとんど現れない。また、二次流れと乱流せん断応力分布についても、差異は粗面壁の極近傍にとどまっており、断面全体としては、断面Ⅰと断面Ⅱにおける分布は互いによく似ており、両者に大差はないといえる。

3.4 結言

幾何学的に最も基本的な矩形粗面流路である、1面をリブ状の粗面とした正方形断面流路内の発達した乱流について、壁面せん断応力、平均速度および乱流応力場の測定を行った。主な結果は次のように要約される。

(1) 本実験流路では、流路の全抵抗に対する粗面壁の寄与率は50~60%とかなり大きい。

(2) 粗面流路の主流平均速度等値線は、粗面上では壁面に平行であるが、粗面に対向する滑面上では流路中心に向かう大きなくぼみが認められ、粗面に隣接する滑面上ではこれとは逆に壁面に向かうふくらみが認められる。

(3) 本実験の1面粗面流路では、二次流れの様相は滑面流路の場合と著しく異なり、流路断面内に二つだけ大きな縦渦が観察された。すなわち、その流れは流路中心軸を粗面に向かって下降し、粗面に隣接する滑面に沿って上昇する。

(4) 変動速度は、粗面壁近傍では粗面に対向する滑面側の2倍程度大きい値を示す。断面全体にわたってみれば、 $\sqrt{u_1^2}$ が最も大きく、 $\sqrt{u_2^2}$ 、 $\sqrt{u_3^2}$ の順に小さい。

(5) 乱流せん断応力のうち粗面に平行な成分 $\overline{u_1 u_2}$ は、定性的に滑面流路の分布と似ているが、粗面に垂直な成分 $\overline{u_1 u_3}$ は、粗面に近い領域の値が3倍程度に大きくなり、分布形状も異なる。また、こう配輸送モデルは、流路内の乱流せん断応力分布を推定するのに有効である。

(6) 二次流れおよび乱流せん断応力の分布には、測定断面と粗さ要素との相対位置の違いによる差異が現れる。しかし、その差異は粗面壁の極近傍にとどまっており、断面全体にわたる分布には顕著な差異は現れない。

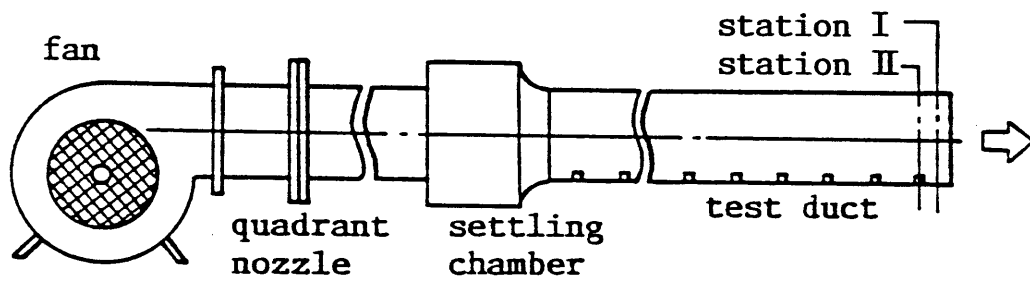


図3.1 実験装置の概要

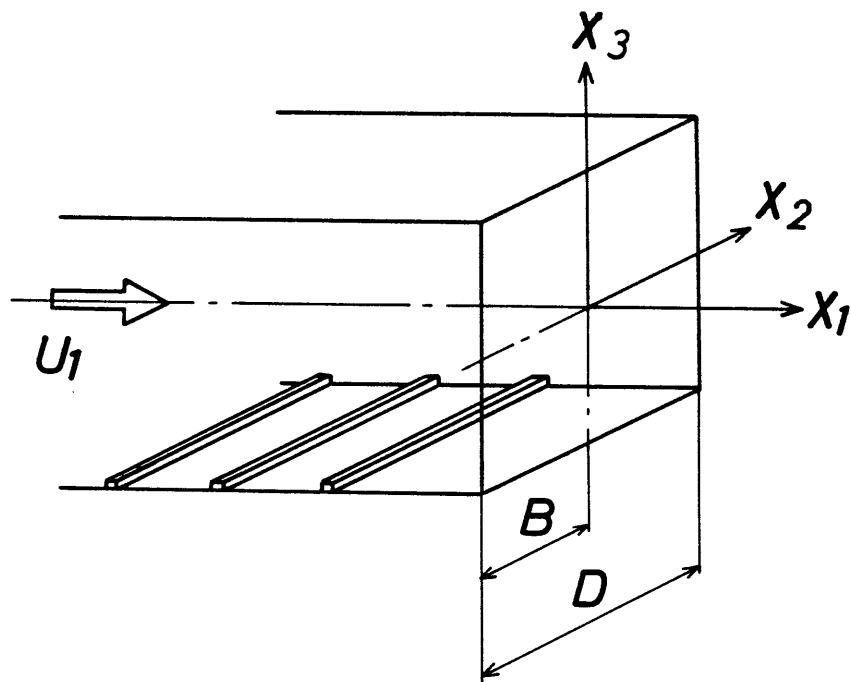


図3.2 座標系

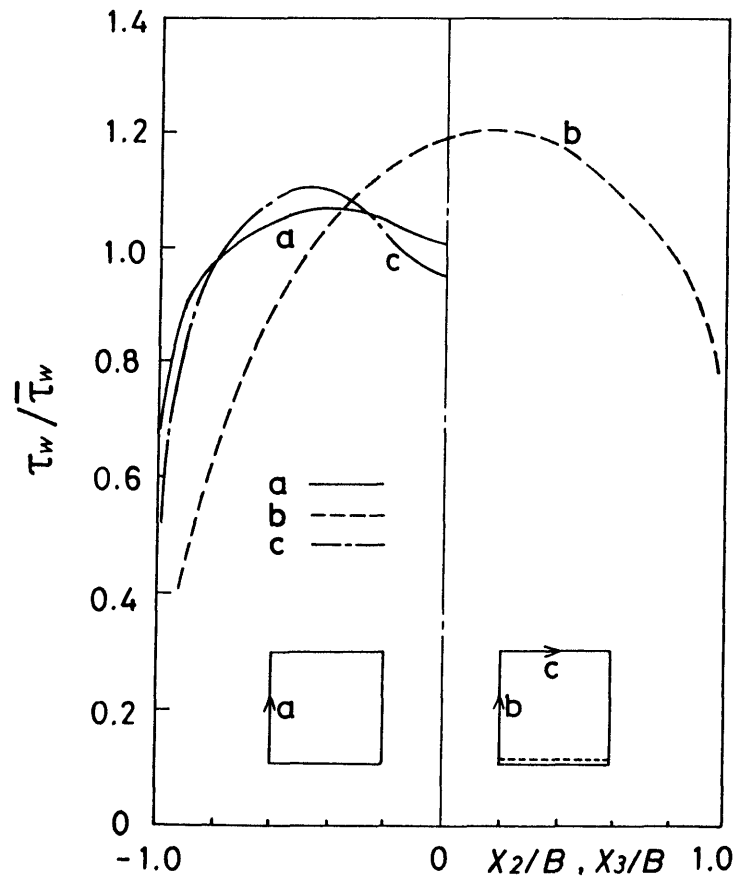


図 3. 3 壁面せん断応力分布の比較

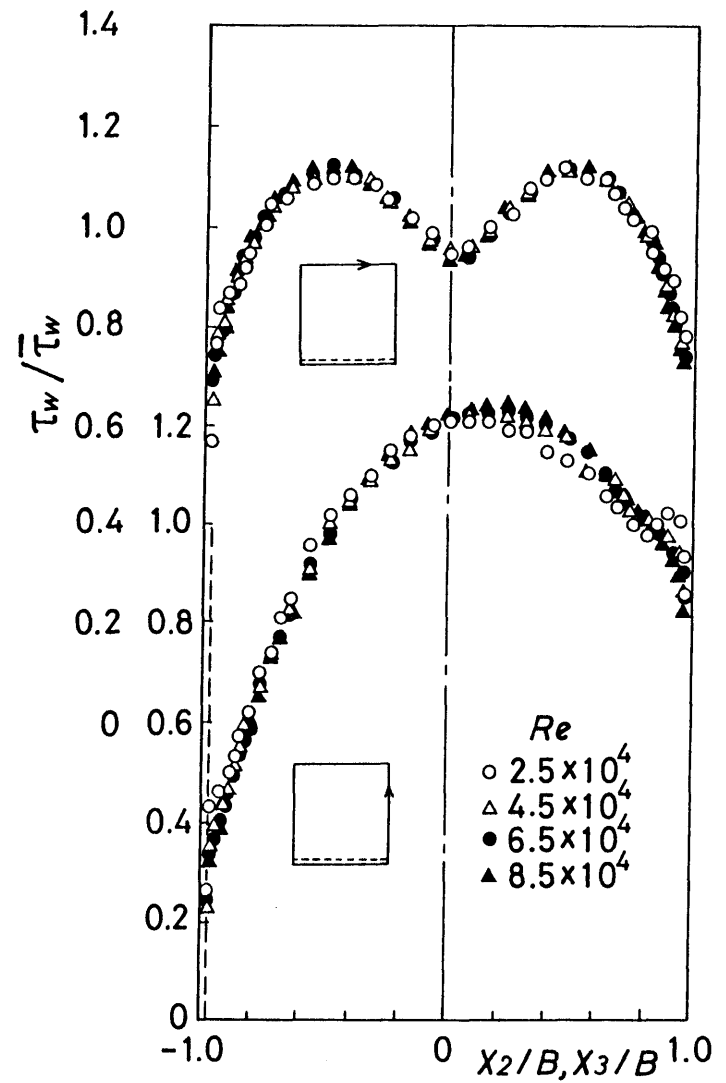


図 3. 4 壁面せん断応力分布

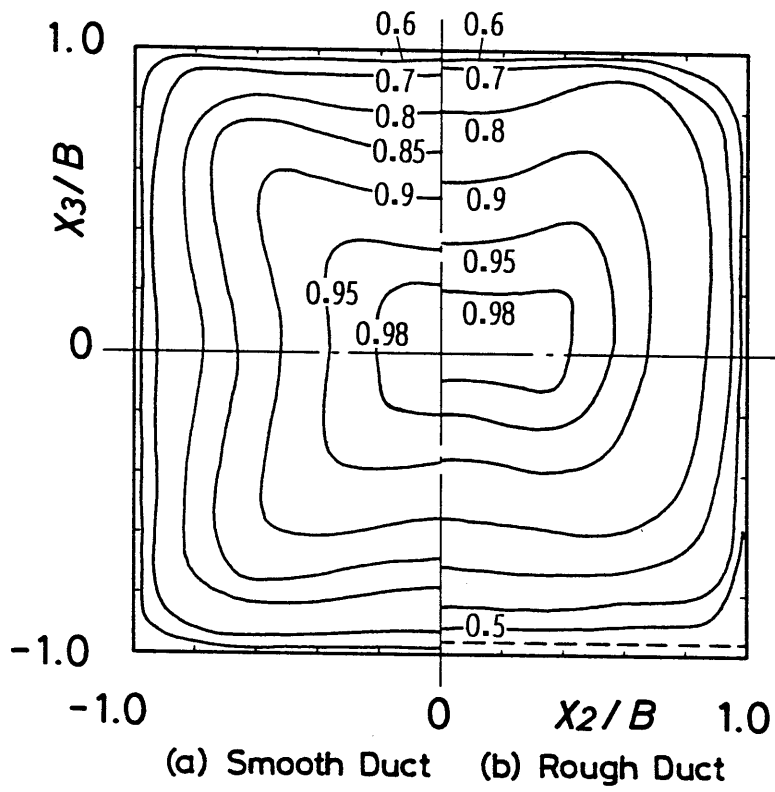


図 3. 5 U_1/U_s

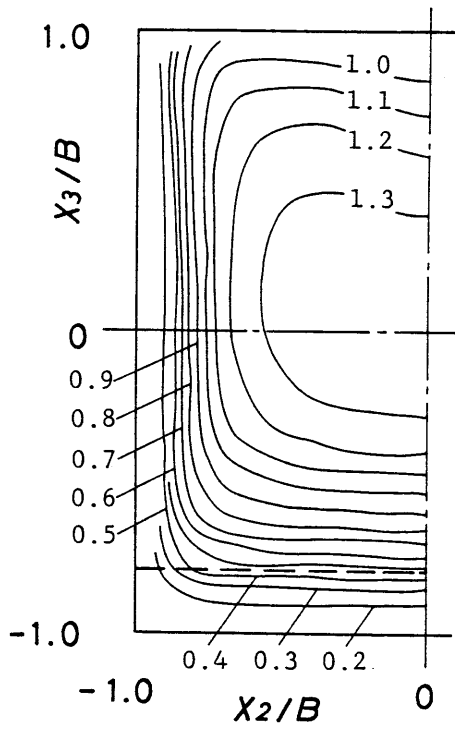
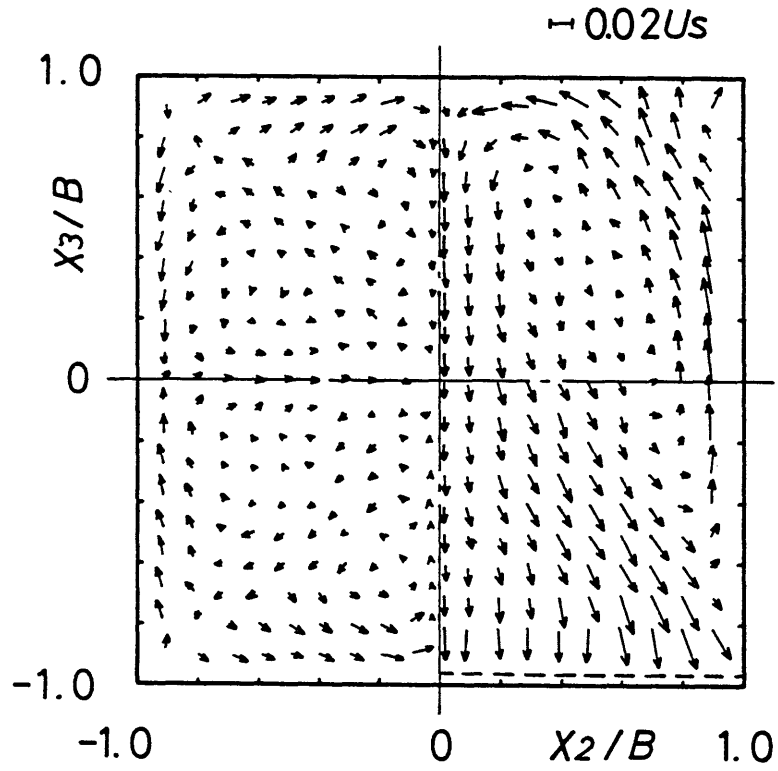
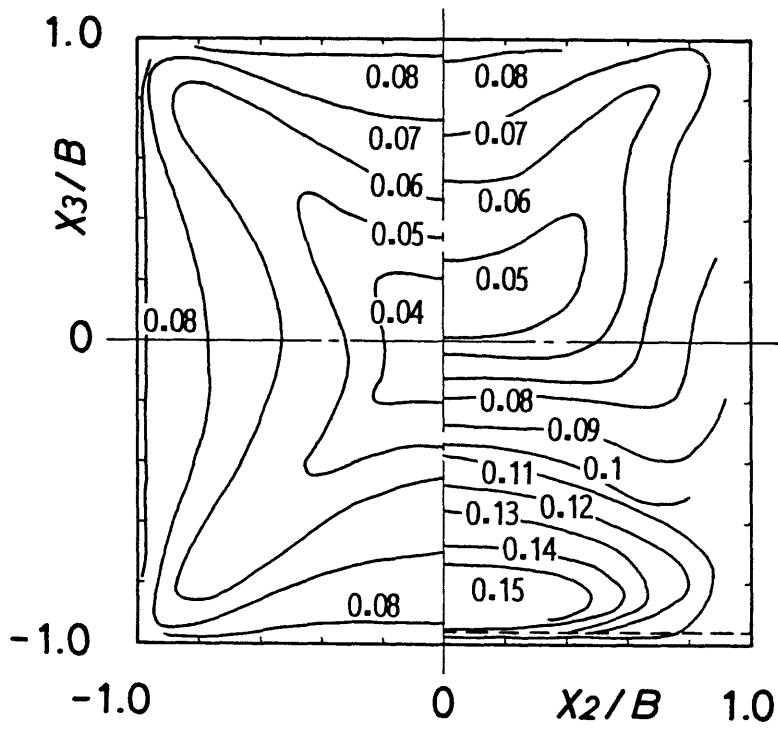


図 3. 6 Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾ によって測定された U_1/U



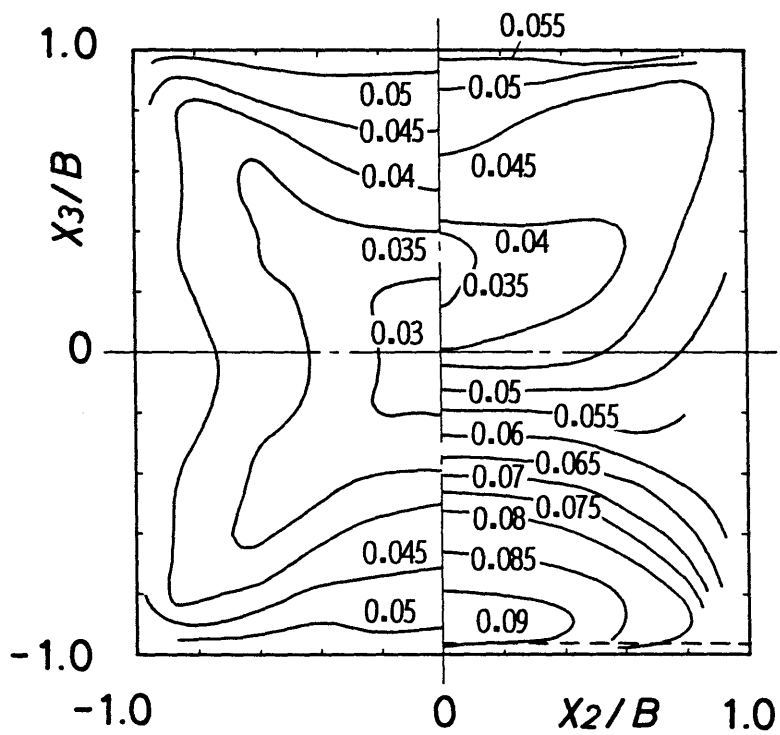
(a) Smooth Duct (b) Rough Duct

図 3. 7 二次流れベクトル



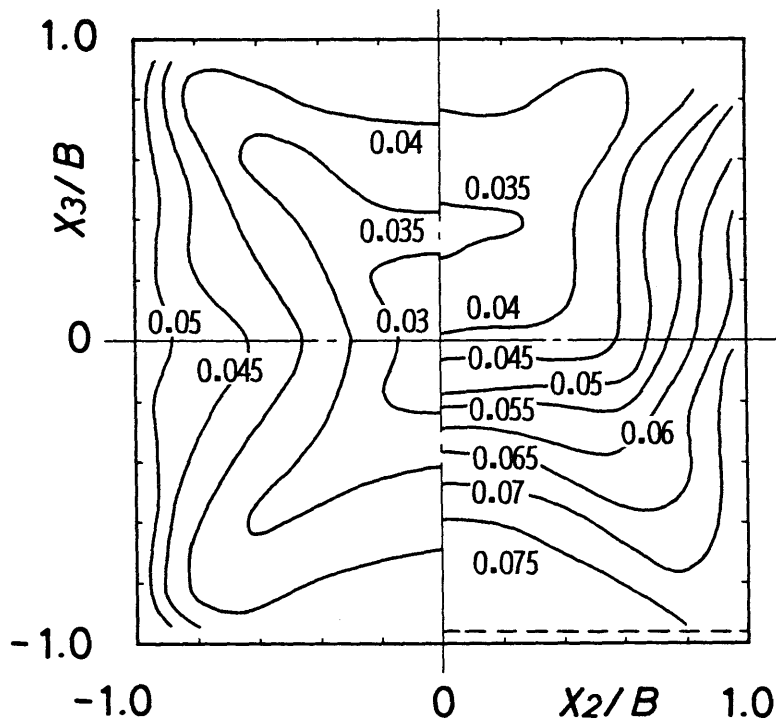
(a) Smooth Duct (b) Rough Duct

図 3. 8 $\sqrt{u_1^2} / U_s$



(a) Smooth Duct (b) Rough Duct

图 3.9 $\sqrt{u_2^2} / U_s$



(a) Smooth Duct (b) Rough Duct

图 3.10 $\sqrt{u_3^2} / U_s$

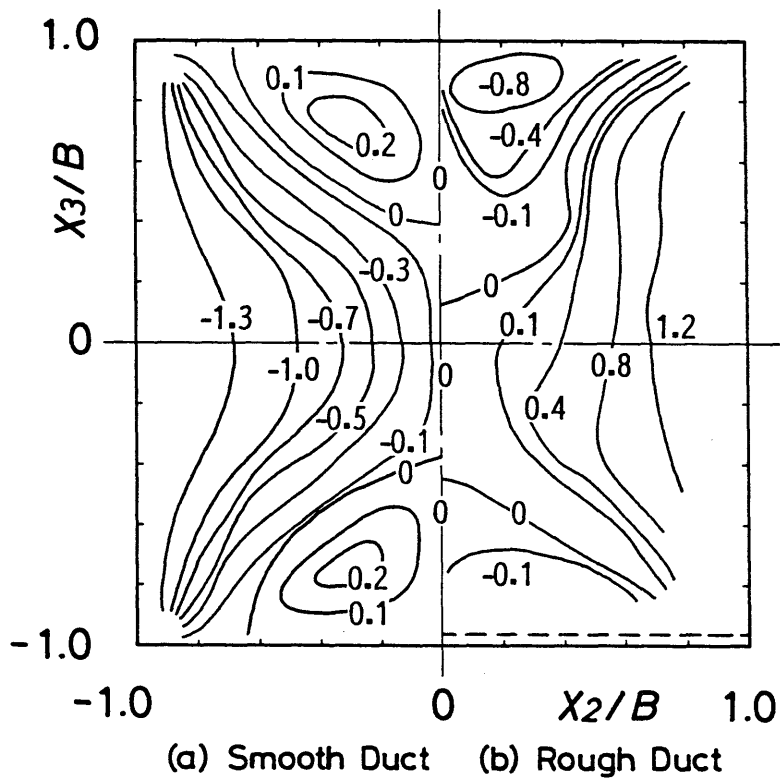


图 3. 1 1 $\overline{u_1 u_2} / U_s^2 \times 10^3$

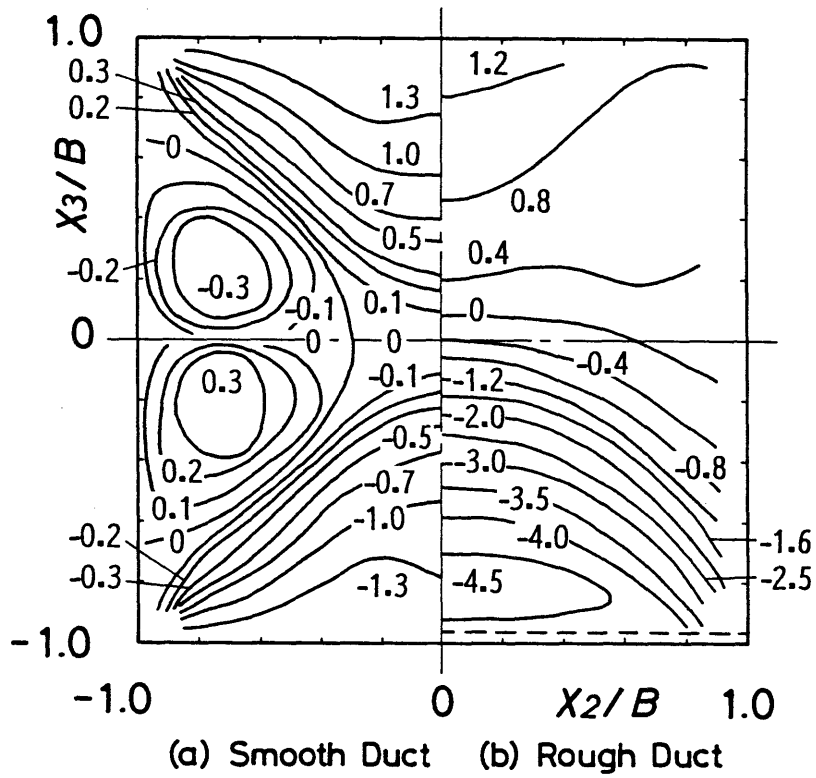
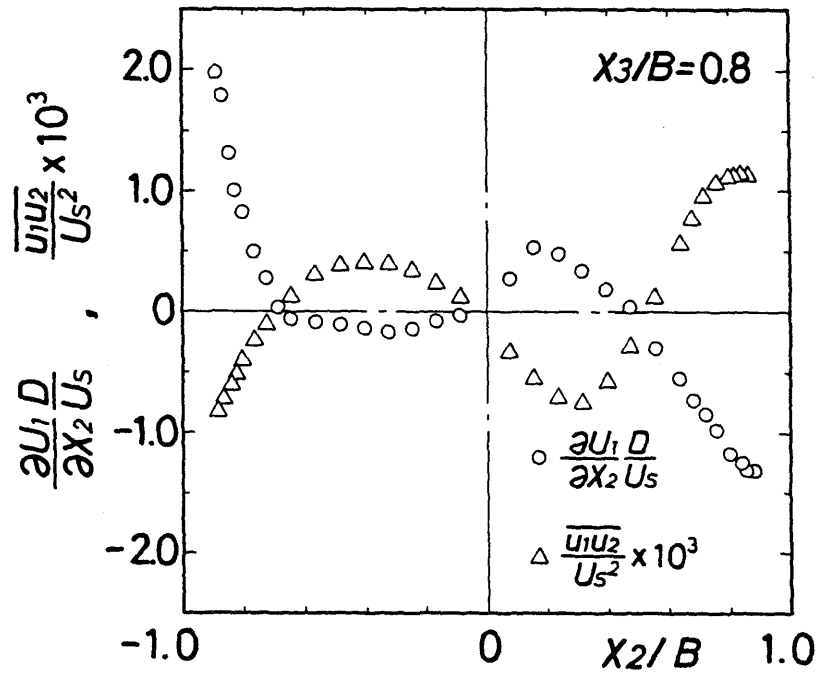


图 3. 1 2 $\overline{u_1 u_3} / U_s^2 \times 10^3$



(a) Smooth Duct (b) Rough Duct

図 3. 1 3 $\partial U_1 / \partial X_2$ と $\overline{u_1 u_2}$ の比較

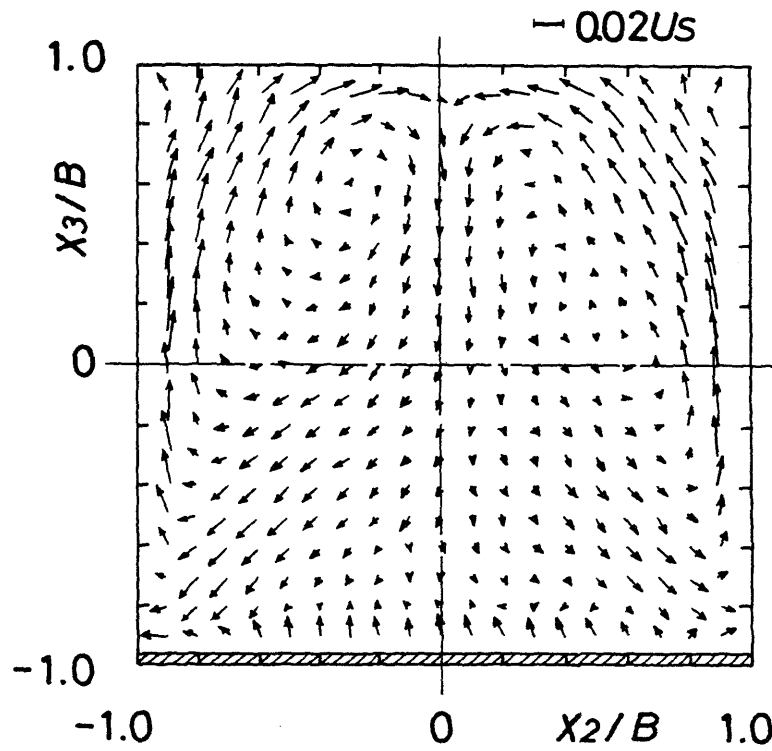


図 3. 1 4 断面 II における二次流れベクトル

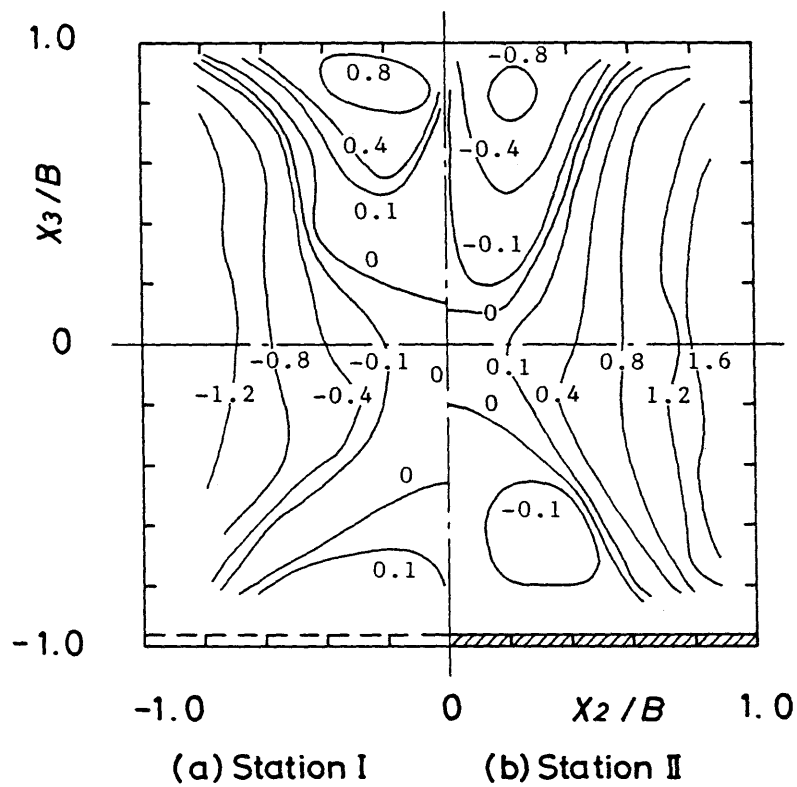


図3.15 粗面流路の各測定断面における $\overline{u_1 u_2} / U_s^2 \times 10^3$

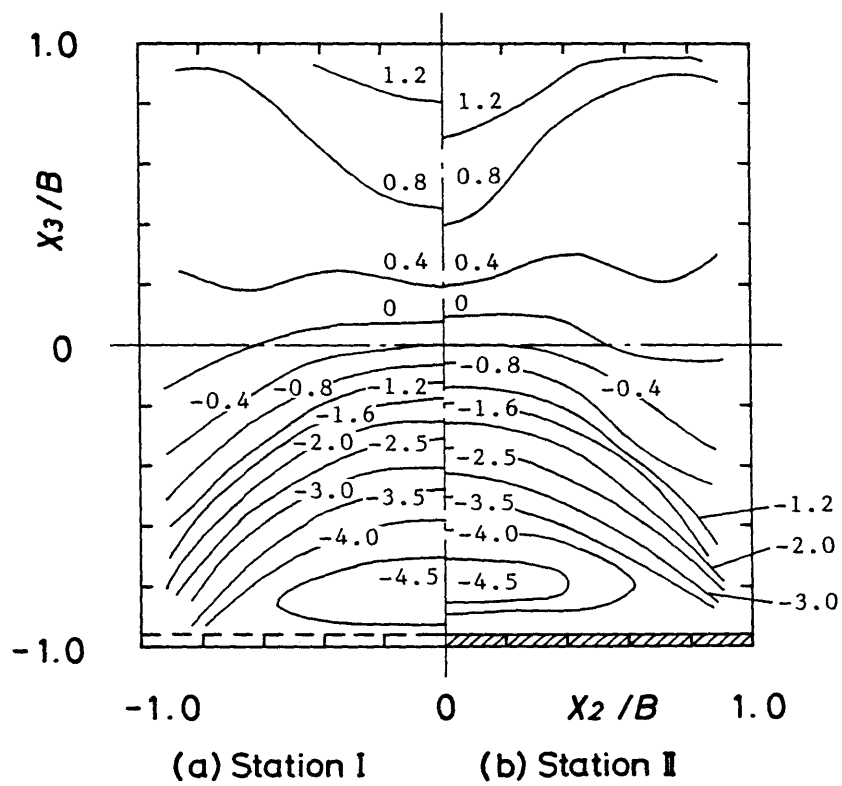


図3.16 粗面流路の各測定断面における $\overline{u_1 u_3} / U_s^2 \times 10^3$

第4章 長方形流路内の流動特性 (長辺壁が粗面の場合) (125)(132)

4.1 緒言

3章では、1面に粗面をもつ正方形流路内の乱流について詳細な測定結果を提示し、粗面流路内には第2種二次流れによる大きな縦渦が二つだけ現れること、流路内の乱流応力場も、粗面壁の影響を受けて、滑面流路のそれとは著しく異なることを明らかにした。また、粗さ要素と測定断面との相対位置の違いによって、流路内の二次流れ分布および乱流せん断応力分布にも局所的に差異が現れることを示した。正方形流路は、断面形状が最も単純な非円形流路であるため、基本的な現象を把握し、解明するには最適といえる。しかし、工業用の流路としては、長方形流路の方が一般的であろう。現象的にも、両流路内の流動は、互いに類似性はあるものの、異なる点も多いと思われる。しかしながら、二次元流路の代用としてではなく、長方形流路内本来の三次元的な乱流に関する詳細な研究報告は、粗面流路は言うに及ばず、滑面流路についてもほとんど見当たらない⁽⁴⁾⁽¹¹⁾。

そこで、本研究では、信頼できる基礎的な測定結果を提示する意味から、正方形流路に引き続き、縦横比が2の長方形流路において、まず長辺壁のうち1面のみを粗面とした場合について、熱線流速計による速度場と乱流応力場の測定を行った。本章では熱伝達特性の予測に不可欠なこれらの基礎的な測定結果を示し、滑面流路あるいは3章に示した正方形粗面流路における結果と比較して、粗面壁の影響および流路形状による差異を明らかにする。

4.2 実験装置および方法

流路系は3章に述べた正方形流路の場合とほぼ同じであり、送風機により得られた空気流は、流量測定用四分円ノズルおよび整流箱を経て測定流路に導か

れる。測定流路は短辺 $D(=2B)=50$ mm,長辺 $=100$ mm (縦横比 $=2$) の長方形断面をもつ全長 5000 mm (水力直径 $D_h=66.67$ mmの75倍) の直線流路であり,滑らかな透明アクリル板製である。この流路の長辺壁のうち1面に,流路全長にわたって $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ の正方形断面をもつ角柱を粗さ要素として主流軸に対して垂直に貼付した。粗さ要素の間隔は,正方形流路の場合と同様に 10mm とした。この粗面流路において管摩擦係数

$$\lambda = 2D_h (-dP/dx_1) / \rho U^2 \quad (4.1)$$

は,レイノルズ数

$$Re = UD_h / \nu \quad (4.2)$$

が $(2 \sim 10) \times 10^4$ の範囲で,実験式

$$\lambda = 0.0805 \times Re^{-0.061} \quad (4.3)$$

で表され,次式で表される正方形1面粗面流路に比べて,レイノルズ数に対する依存度は極めて低い。

$$\lambda = 0.161 \times Re^{-0.138} \quad (4.4)$$

平均および変動速度成分の測定には,検知部の長さ 1 mmのI形およびX形熱線プローブを用いた。X形プローブについては,2章に述べた互いに鏡像の関係にある2種類を用い,速度こう配に起因する誤差を消去する方法を採用して精度の向上を図った。測定は, $Re=6.5 \times 10^4$ で,最も下流の粗さ要素から 5 mm下流,すなわち流路入口から $74.77D_h$ の断面で行った。この位置で流れが十分に発達していることは,流路中心における主流速度の管軸方向変化を調べること

により確認した。熱線流速計による測定は、予め流れの対称性を仮定することなく、流路断面全体にわたり約1200点の測定点を設定し、マイコン制御による自動測定装置を用いて行った。プローブの最小送り幅は、0.25mmである。なお、比較のために4面とも滑面壁からなる流路においても粗面流路と同じ条件の下で測定を行った。

流路に設定した座標系は、図4.1のように、流路中心を主流軸方向に x_1 軸、それと直交する方向に x_2 、 x_3 軸と定める。また、各軸方向の平均速度成分を U_1 、 U_2 、 U_3 と表し、変動速度成分を u_1 、 u_2 、 u_3 と表す。

4. 3 実験結果および考察

4. 3. 1 壁面せん断応力分布

滑面流路および粗面流路の滑面壁上で、3章と同様にプレストン管法⁽¹²⁹⁾を用いて測定した壁面せん断応力 τ_w の分布を図4.2に示す。 $\bar{\tau}_w$ は各壁面上における τ_w の積分平均値である。短辺壁上の図4.2(a)には、比較のために正方形流路の測定結果も示した。短辺壁上の測定結果は滑面流路、粗面流路ともに正方形流路の分布と類似である。すなわち粗面流路の分布には、滑面流路に現れた中央部の極小値は存在せず、 $x_3/B=0.2$ で最大値を示す。他方、長辺壁上では、図4.2(b)のように、滑面流路と粗面流路の間に著しい差異はない。しかし、粗面流路では、極小値($x_2/B=0$)および極大値($x_2/B=\pm 1.4$)がより明瞭に認められる。なお、文献(66)の方法により求めた粗面壁上の $\bar{\tau}_w$ は非常に大きく、流路の全抵抗に占める寄与は同種の粗面を1面にもつ正方形流路の50~60%に比べても大きく、64~68% ($Re=(4.5\sim 10.0)\times 10^4$)であった。

4. 3. 2 主流速度分布

図4.3は、断面内の最大主流速度 U_s で無次元化した主流平均速度 U_1 の等値線図である。図4.3(a)の滑面流路の短辺壁近傍には、正方形滑面流路の場合と同様な流路中心に向かう等値線のくぼみが観察される。他方、図4.3(b)の粗面流

路では、粗面に対向する滑面壁近傍の等値線が大きくくぼみ、また短辺壁近傍の等値線が、滑面流路とは逆に壁面に向かってふくらんでいる点が注目され、滑面流路とは著しく異なった二次流れパターンの出現が予測される。こうした対向滑面壁近傍における U_1 等値線のくぼみ、および隣接滑面壁近傍におけるふくらみは、3章に示した正方形粗面流路にも同様に認められた。なお図4.3(b)の底部に描かれた破線は、粗さ要素の高さに対応する。

図4.3の U_1 の分布からもわかるように、両流路内の流れ場は流路対称軸に対して極めて良好な対称性を示した。そこで、これ以降は特別な場合を除き、流路の1/2断面の測定結果のみを提示する。

4.3.3 二次流れ

図4.4は U_2 および U_3 の測定値から求めた二次流れのベクトル表示である。図4.4(a)に示した滑面流路の1/4断面に注目すると、二次流れは隅の二等分線に沿って流路中心部から流路隅部に向かっており、 x_2 軸、隅の二等分線および短辺壁で囲まれる三角形領域で一つの、残りの台形領域でもう一つの縦渦が形成されている。三角形領域内で観察される縦渦は、正方形流路で見られた縦渦と、大きさ、強さともに非常によく似ている。図4.4(b)に示す粗面流路の二次流れの分布は、滑面流路の場合と著しく異なっており、強さも流路断面全体にわたってかなり強い。すなわち、各短辺壁の近傍には一つずつ大きな縦渦が形成されており、 x_3 軸を含む流路中央部では対向滑面壁から粗面壁に向かう強い下降流が存在する。短辺壁近傍に現れた大きな縦渦は、3章に示した正方形1面粗面流路内で観察された縦渦に極めてよく似ている。また、中央部の強い下降流も上記の正方形流路において観察されたが、その領域は、長方形流路のほうがはるかに広い。

図4.4(b)の粗面流路の分布には二次流れの流線が閉じていない領域がみられるが、これは本実験のように x_1 軸方向に等間隔に配列した棧形粗さ要素を用いた場合、大局的には十分に発達した流れであっても局所的には $\partial/\partial x_1 \neq 0$ となるため、 U_2 および U_3 に対する連続の条件が成り立たなくなることによると考え

られる。

4.3.4 変動速度分布

x_1 軸方向の変動速度成分 $\sqrt{u_1^2}/U_s$ の等値線図を図4.5に示す。滑面流路において、流路隅部への等値線の突出が平均速度（図4.3(a)）のそれよりも著しい傾向は、正方形流路と同じである。図4.5(b)の粗面流路では、対向滑面壁近傍の値は滑面流路とほぼ等しいが、粗面壁近傍の値は滑面流路の約2倍と非常に大きい。図4.6と図4.7はそれぞれ $\sqrt{u_2^2}$ と $\sqrt{u_3^2}$ の等値線図である。正方形流路と同様に、滑面流路、粗面流路ともに、いずれの変動速度の分布も定性的には $\sqrt{u_1^2}$ の分布と似ており、それらの値は $\sqrt{u_1^2}$ よりも小さい。

粗面流路における $\sqrt{u_1^2}$ （図4.5(b)）および $\sqrt{u_3^2}$ （図4.7(b)）の等値線図には、粗面壁の近傍のみならず短辺壁の近傍にも大きな値の領域が存在する。このような変動速度の分布は、この領域で観察された二次流れの分布と同様に、正方形1面粗面流路の場合と定性的かつ定量的に一致している。

乱れエネルギー $k=(\overline{u_1^2}+\overline{u_2^2}+\overline{u_3^2})/2$ の等値線図を図4.8に示す。図4.5 から図4.7 に示した変動速度は3成分ともに互いによく似た分布を示すため、滑面流路、粗面流路ともに k の分布形状はこれらとよく似ている。図4.8(b)の粗面流路の結果は、滑面流路に比べて、粗面壁近傍の値が約4倍も大きく、最小値をとる位置が流路中心から対向滑面壁側 ($x_2/B \approx 0.2$) にずれるなどの特徴を示している。

4.3.5 乱流せん断応力分布

図4.9と図4.10に主流に抗する乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ および $\overline{u_1 u_3}$ の分布を示す。まず、滑面流路内の短辺壁と隅の二等分線とで囲まれる三角形領域に注目する。この領域の $\overline{u_1 u_2}$ （図4.9(a)）は比較的大きく、等値線は層状をなしている。また図10(a)では $\overline{u_1 u_3}=0$ の等値線と x_2 軸とが $x_2/B \approx -1.0$ で交わり、その結果、 $\overline{u_1 u_3}=0$ で囲まれる異符号の閉領域が存在する。こうした分布形状は、3章に示した正方形滑面流路の場合（図3.12(a)）とよく一致している。一方、滑面流路の

残りの領域では、全般に $\overline{u_1 u_2}=0$ (図4.9(a)) となり、また、 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線は長辺壁に対してほぼ平行である (図4.10(a))。このような乱流せん断応力の分布および先に示した平均ならびに変動速度の分布から、長方形滑面流路では、(i) 短辺壁と隅の二等分線とで囲まれる三角形領域には、二次流れの影響により、正方形流路と同様な三次元的な流れ場が存在し、(ii)他の領域では短辺壁の影響をほとんど受けない二次元的な流動特性を示す、とすることができる。

粗面流路内の乱流せん断応力分布は、滑面流路内のそれとは著しく異なっている。すなわち図4.9(b)に示した $\overline{u_1 u_2}$ の等値線図には、正方形1面粗面流路の場合 (図3.11(b))と同様に、対向滑面壁近傍に $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線で囲まれる異符号の閉領域が存在する。粗面壁側では $\overline{u_1 u_2}$ の値は比較的大きく、 $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線は隅部にわずかに存在するのみで、明瞭な閉領域は認められない。 $\overline{u_1 u_3}$ の等値線図4.10(b)には滑面流路に存在したような異符号の閉領域は現れず、等値線は長辺壁に対してほぼ平行に分布している。その値は流路全断面にわたって非常に大きく、とくに粗面壁の近傍では滑面流路の4倍近く大きい。こうした本粗面流路における $\overline{u_1 u_3}$ の分布形状は、3章に示した正方形粗面流路における $\overline{u_1 u_3}$ 分布 (図3.12(b))と定性的に似ている。

3章では、乱流せん断応力に対するこう配輸送モデルが、正方形流路内の乱流せん断応力分布を推定するのに有効であることを示した。一方、滑面と粗面で構成された二次元流路内の非対称な乱流では、 $\overline{u_1 u_3}=0$ の位置と $\partial U_1 / \partial x_3=0$ の位置とが一致せず、こう配輸送モデルが破綻し、負の乱れエネルギー生成が生じることが知られている⁽⁶¹⁾⁻⁽⁶³⁾。そこで、本研究においても、粗面流路における U_1 の測定結果から $\partial U_1 / \partial x_3=0$ となる位置を求め、 $\overline{u_1 u_3}=0$ の位置と比較して図4.11に示した。図には Hanjalic-Launder⁽⁶¹⁾による二次元流路での結果も示した。本実験では、両者の位置に差異が生じているものの、その程度はわずかであり、二次元流路に比べて負の乱れエネルギーの生成が小さいことがわかる。なお、Humphrey-Whitelaw⁽⁶⁷⁾による一面を粗面にした正方形流路内の乱流についても、同様の結果が報告されている。

また、図4.9(b)および図4.10(a)に特徴的に現れる異符号の閉領域の存在も、

こう配輸送モデルによって主流速度 U_1 の分布と対応して説明できる。いま、粗面流路内の流れ場についてみると、図4.3(b)に示した U_1 の等値線は対向滑面壁近傍で流路中心に向かって大きくくぼむため、この領域における $\partial U_1 / \partial x_2$ の符号は x_3 軸上で零であり、 $x_3 =$ 一定の線上を x_2 の正方向にたどれば正-零-負と変化する。一方、図4.9(b)の $\overline{u_1 u_2}$ 分布にも、 $\partial U_1 / \partial x_2 = 0$ となる位置の近傍で符号の逆転が認めらる。このように、乱流せん断応力と主流速度こう配とを関連づけるこう配輸送モデルは、正方形粗面流路の場合と同様に、長方形粗面流路内の流れ場についても有効であることが分かる。

4.4 結言

長辺壁のうち一面を粗面とした縦横比2の長方形流路内の十分に発達した乱流において、速度場および応力場の詳細な測定を行い、次のような結果を得た。

- (1) 粗面壁上の平均壁面せん断応力 τ_w は非常に大きく、流路全抵抗に占める割合は、同じ粗面を1面に設けた正方形流路よりも大きく、64~68%に達する。
- (2) U_1 の等値線は、粗面に対向する滑面壁近傍で流路中心に向かい大きくくぼむ。しかし短辺壁および粗面壁近傍では、壁面に向かいふくらむ傾向を示す。
- (3) 粗面流路内の二次流れのパターンは滑面流路のそれと著しく異なり、各短辺壁近傍には、正方形粗面流路と同様に大きな縦渦が一つずつ存在する。一方、流路中央部には対向滑面壁から粗面壁に向かう下降流が現れる。
- (4) 粗面壁近傍の変動速度は滑面流路の2倍程度大きい。また、粗面に隣接する短辺壁近傍にも比較的大きな値を示す領域が存在する。
- (5) 乱流せん断応力分布は両流路ともに、 U_1 の分布と明らかな対応を示し、こう配輸送モデルの妥当性を支持する。また、粗面流路においては $\overline{u_1 u_3} = 0$ の位置と $\partial U_1 / \partial x_3 = 0$ の位置との間に差異が存在するが、その差は二次元粗面流路に比べてかなり小さい。

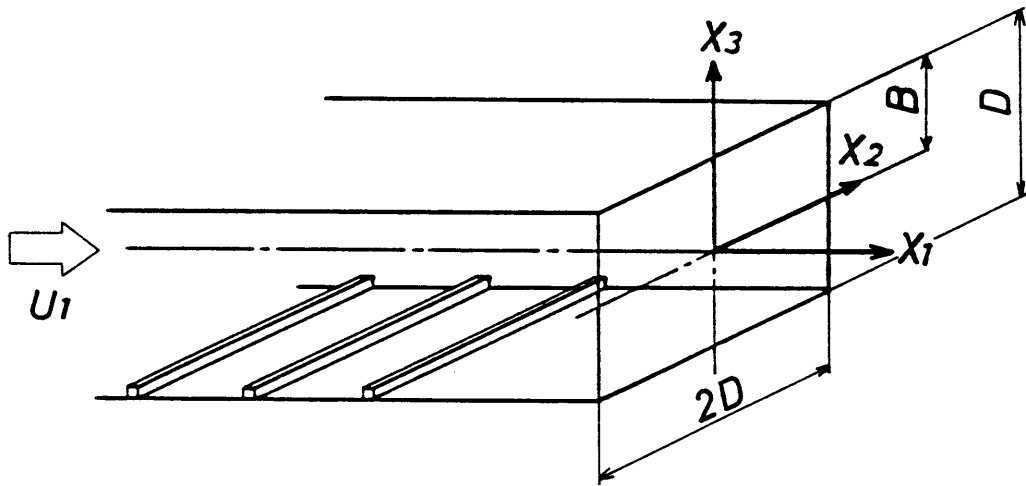
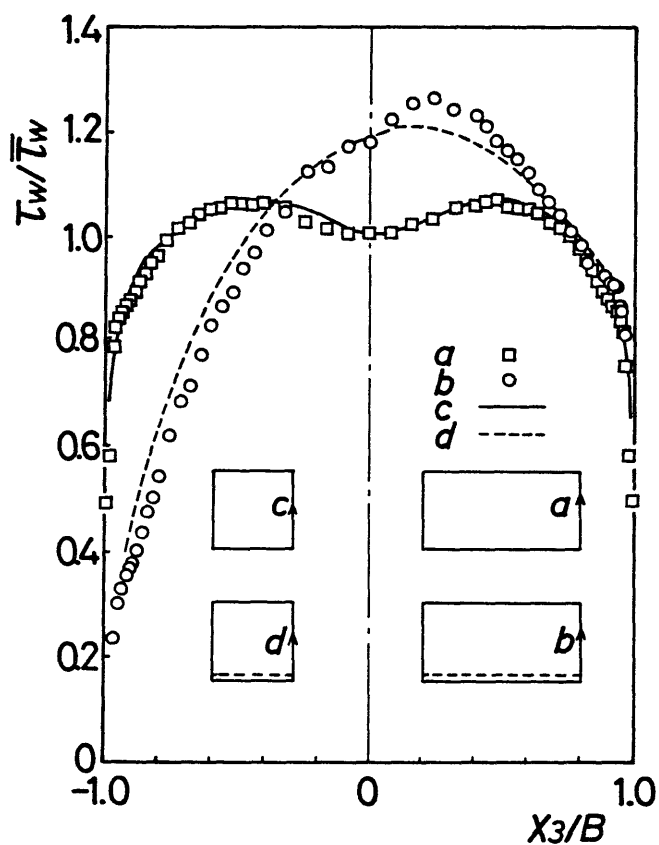
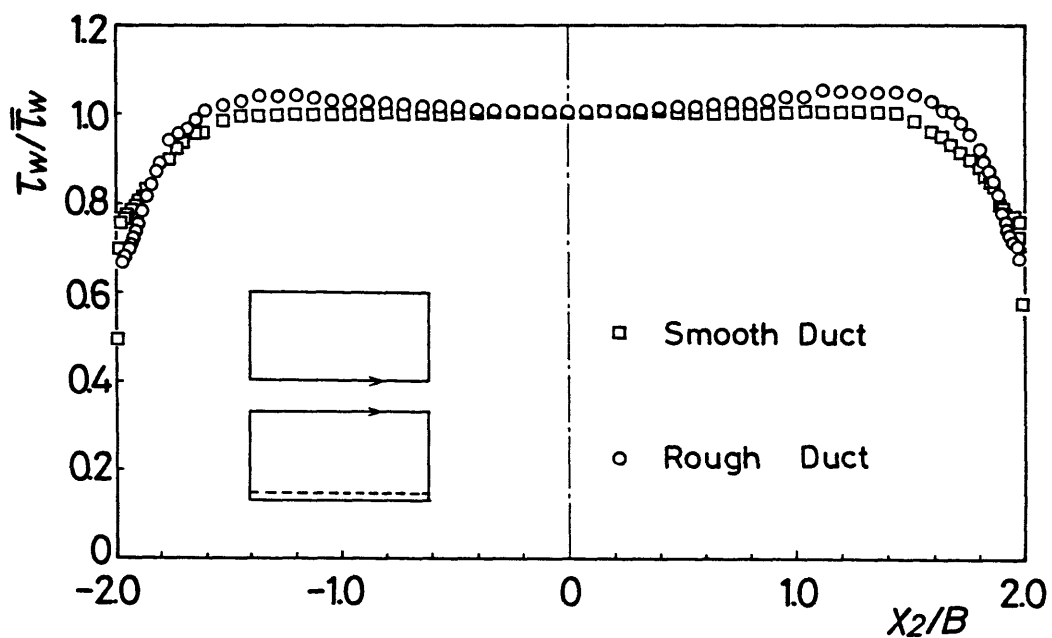


图4.1 坐标系



(a) 短辺壁上の分布



(b) 長辺壁上の分布

図4.2 壁面せん断応力分布

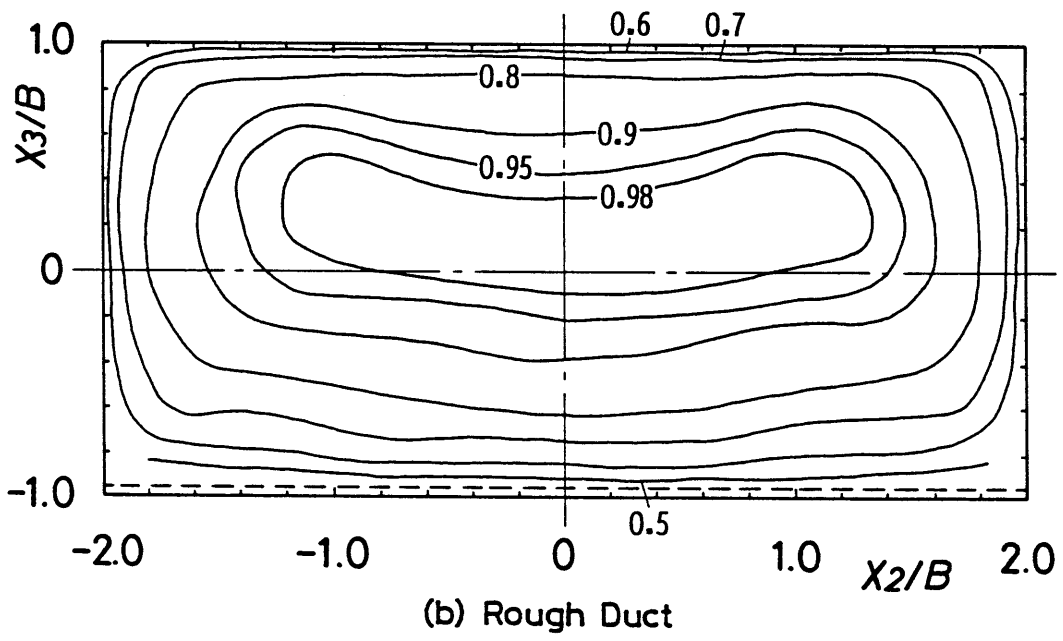
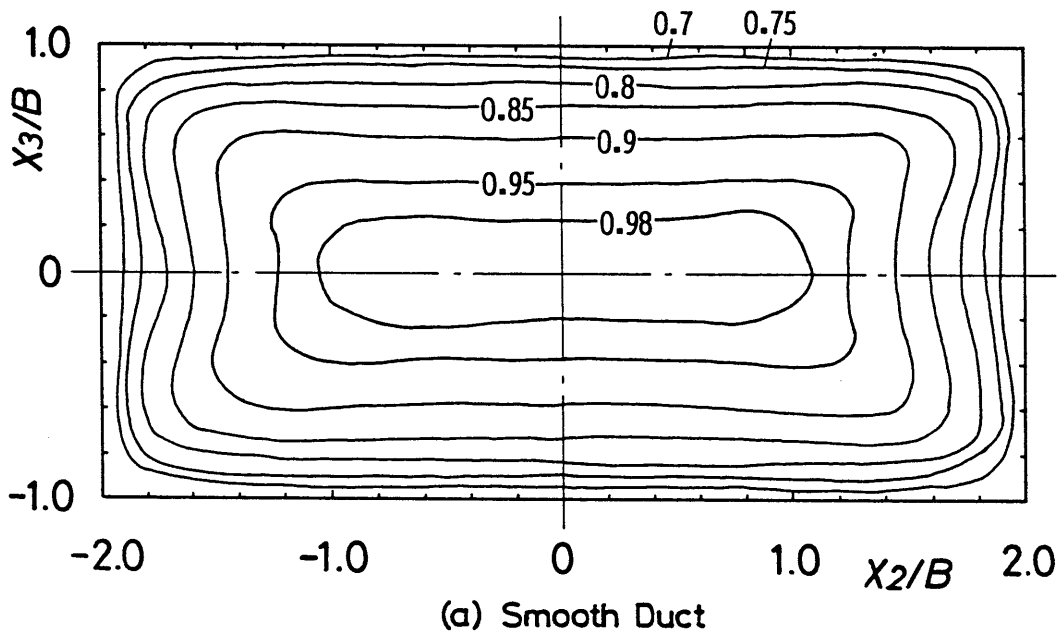


图 4.3 U_1/U_s

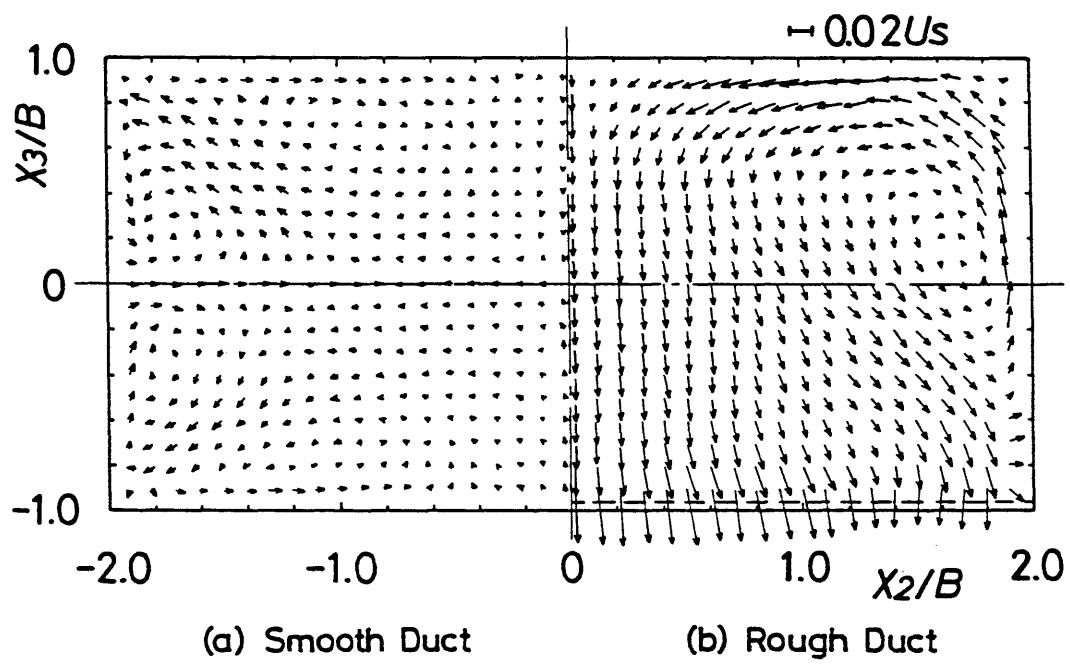


図 4 . 4 二次流れベクトル

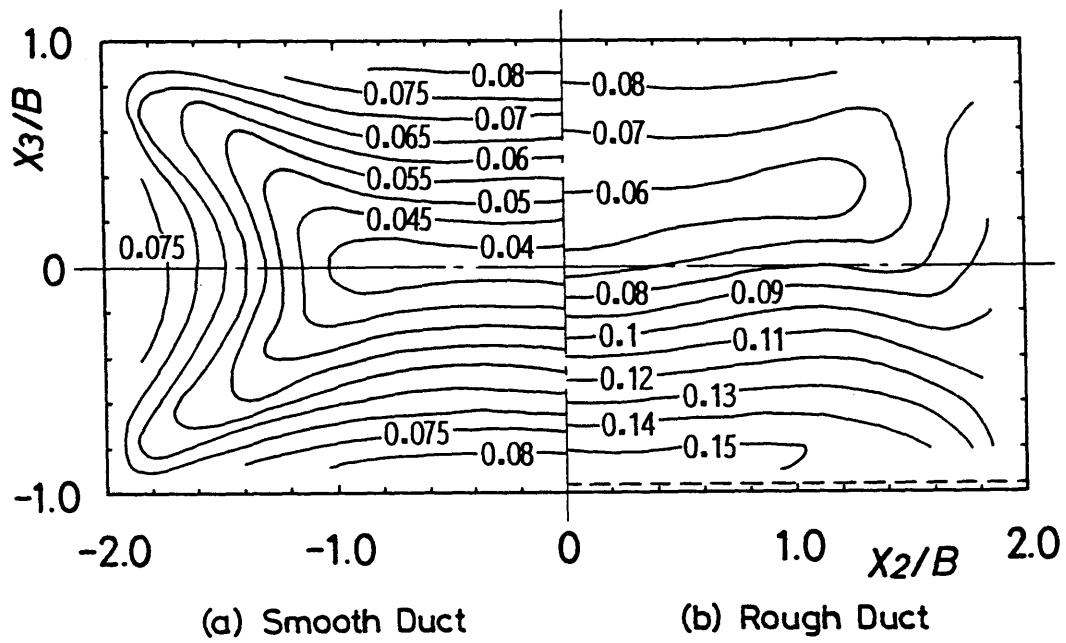


图 4.5 $\sqrt{u_1^2} / U_s$

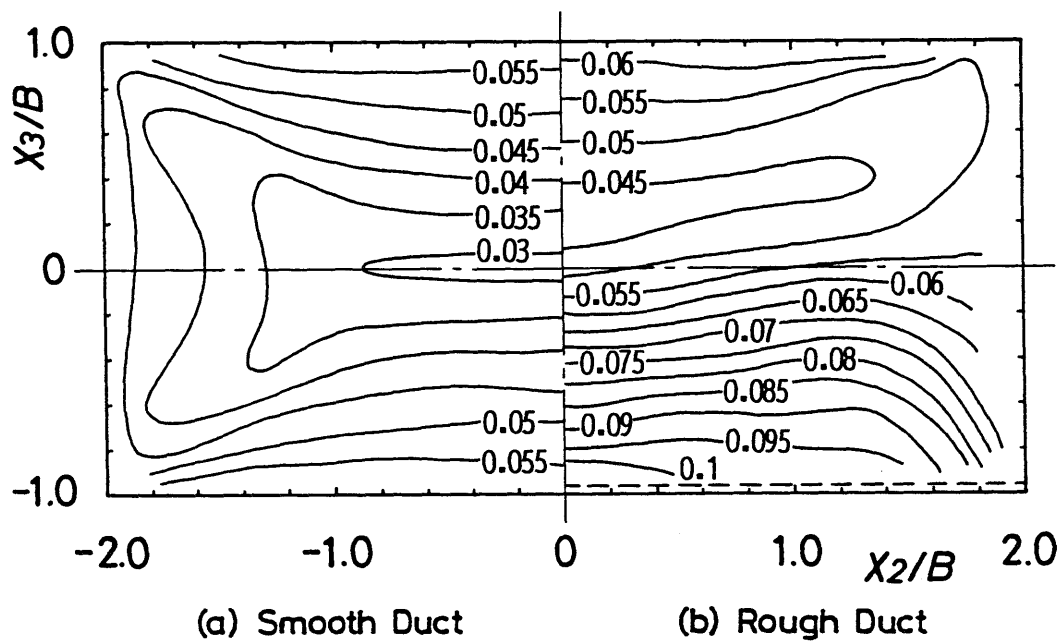


图 4.6 $\sqrt{u_2^2} / U_s$

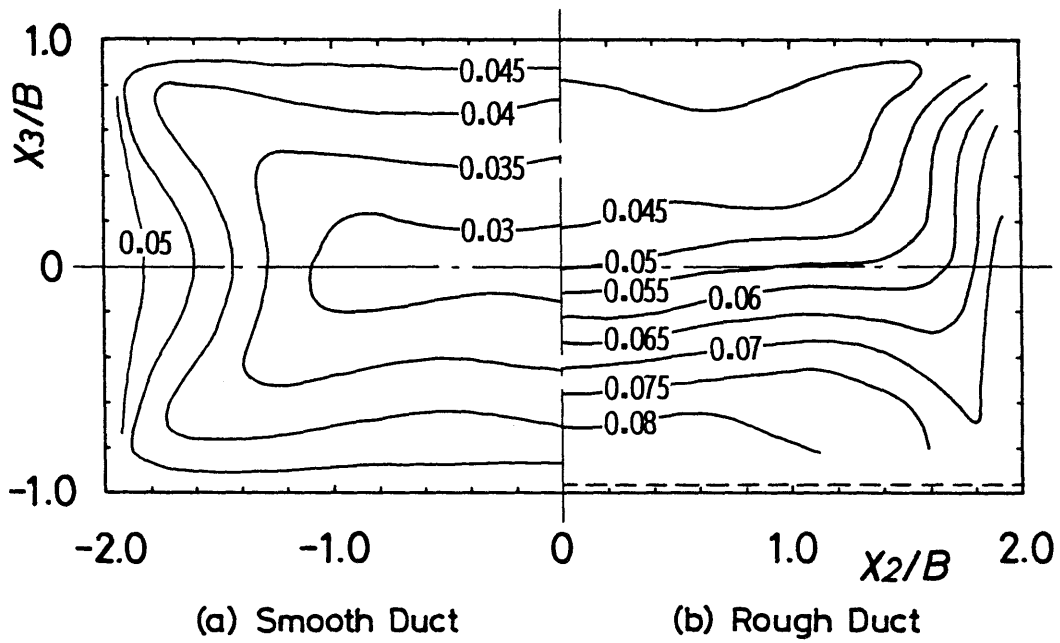


图 4.7 $\sqrt{u_3^2}/U_s$

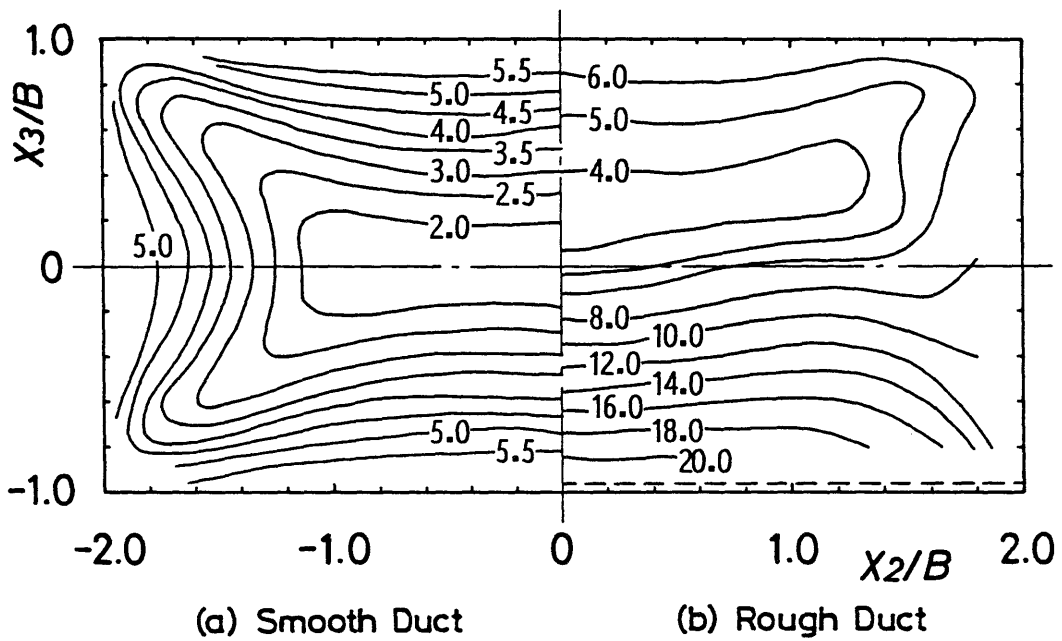


图 4.8 $k/U_s^2 \times 10^3$

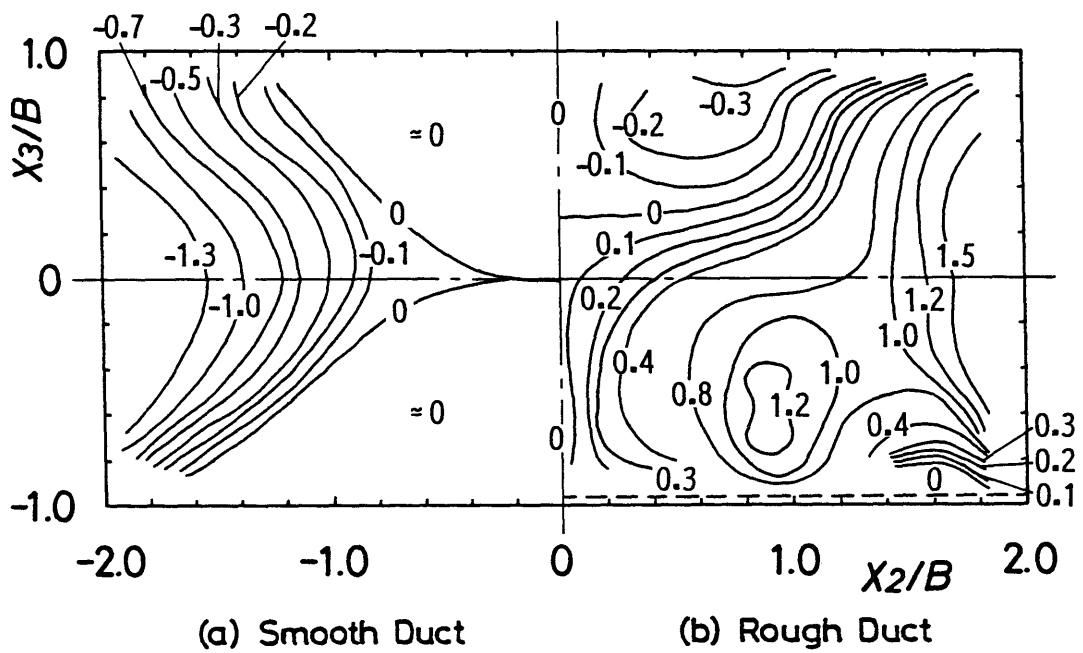


图 4.9 $\overline{u_1 u_2} / U_s^2 \times 10^3$

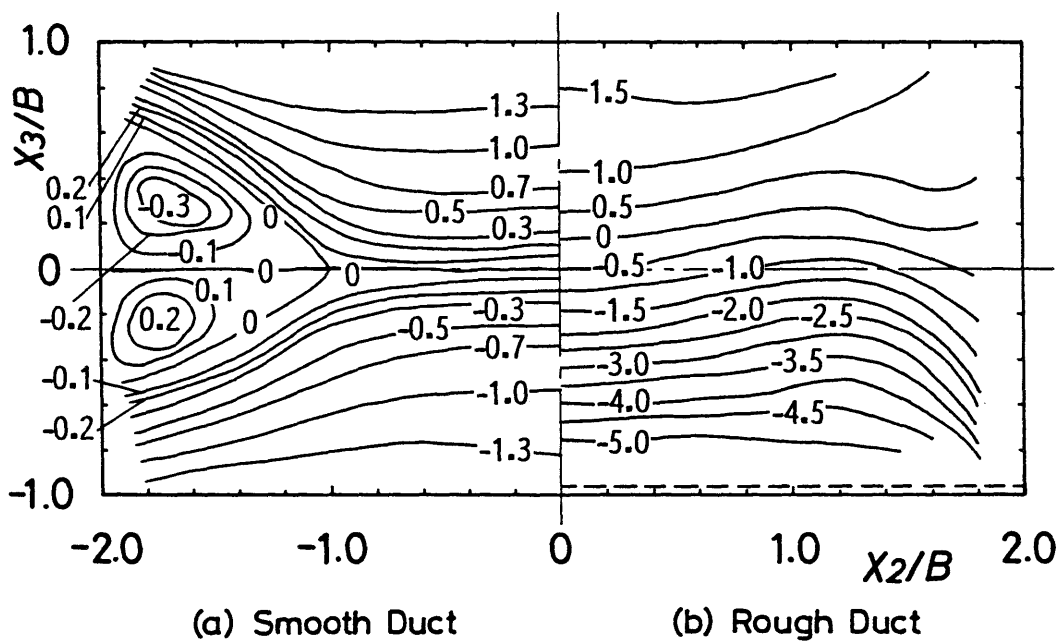


图 4.10 $\overline{u_1 u_3} / U_s^2 \times 10^3$

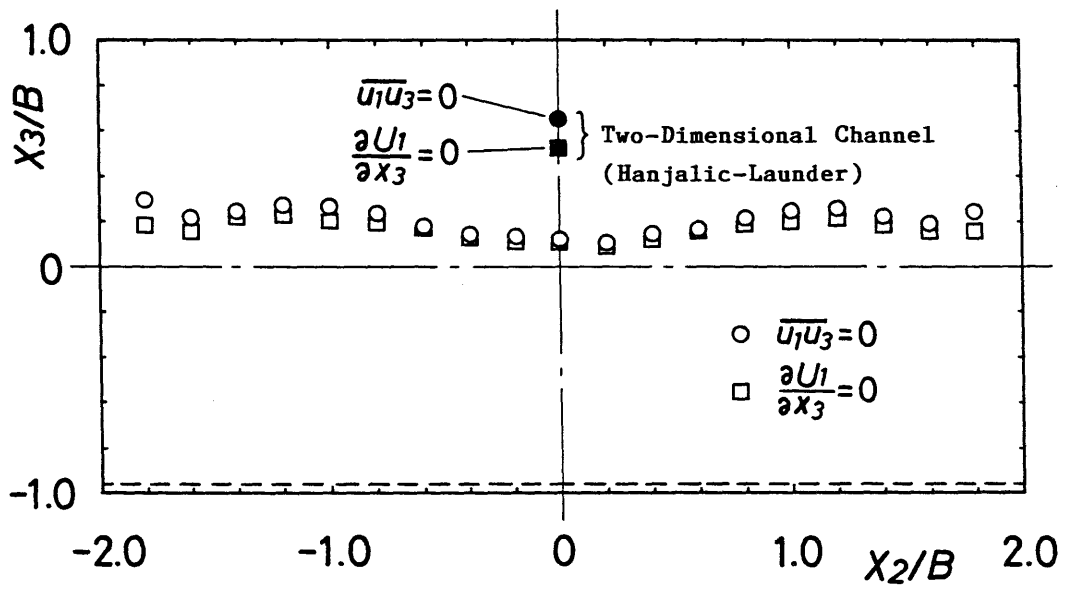


図4. 11 $\overline{u_1 u_3} = 0$ と $\frac{\partial U_1}{\partial X_3} = 0$ の位置の比較

第5章 長方形流路内の流動特性 (短辺壁が粗面の場合) (133)

5.1 緒言

前章では、長方形流路の内壁のうち長辺壁の1面を粗面とした流路内の乱流について測定結果を示し、滑面流路あるいは3章に示した正方形1面粗面流路における流動特性と比較した。その結果、長方形流路の粗面壁に隣接する滑面短辺壁の近傍では、正方形粗面流路とよく似た大きな縦渦が現れる一方、流路中心部は対向滑面壁から粗面壁に向かう強い二次流れが占めること、また、乱流せん断応力に対するこう配輸送モデルが有効であり、二次元粗面流路に比べて負の乱れエネルギー生成が小さいことなどを明らかにした。長方形流路の短辺壁を粗面とした場合には、正方形流路や長辺壁を粗面とした流路とは異なった二次流れパターンおよび乱流特性が現れる可能性があり、前章までに示した測定結果をそのまま適用できるとは限らない。

そこで本研究では、前章と同じ縦横比が2の長方形流路において、短辺壁の1面を粗面とした場合についても、熱線流速計による速度場および乱流応力場の詳細な測定を行った。本章ではその測定結果を提示し、短辺壁を粗面とした流路内の乱流特性を明らかにするとともに、前章の長辺壁を粗面とした場合との差異および類似性について考察する。さらに、本実験結果を用いて乱れエネルギー輸送方程式の各項の分布を求め、流路内の乱れエネルギー収支についても若干の検討を行う。

5.2 実験装置および方法

流路系の概要は4章に述べた長辺壁を粗面とした流路の場合とほぼ同じである。測定流路は短辺 $D = 2B = 50\text{mm}$ 、長辺 $= 2D = 100\text{mm}$ (縦横比2, 水力直径 $D_h = 66.7\text{mm}$) の長方形断面をもつ全長 $= 5000\text{mm}$ の直線流路である。今回は、

この流路の短辺壁の1面を粗面壁とした。粗さ要素の仕様は、前章までに述べた流路と同じである。この粗面流路における管摩擦係数 $\lambda = 2D_h(-dP/dx_1)/\rho U^2$ は、レイノルズ数 $Re = UD_h/\nu = (2\sim 10) \times 10^4$ の範囲で、実験式

$$\lambda = 0.1293 \times Re^{-0.1402} \quad (5.1)$$

で表された。これは、正方形1面粗面流路

$$\lambda = 0.161 \times Re^{-0.138} \quad (5.2)$$

および長辺壁の1面を粗面とした長方形流路

$$\lambda = 0.0805 \times Re^{-0.061} \quad (5.3)$$

に比べて値は低く、レイノルズ数に対する依存度は両流路よりも高い。

平均および変動速度成分の測定は、I形およびX形熱線プローブにより行った。X形プローブに関しては、2章に述べた互いに鏡像の関係にある2種類を用いる手法によった。主な測定は、 $Re=6.5 \times 10^4$ で、流れが十分に発達していると思われる測定流路の最下流に位置する粗さ要素の5 mm下流（測定流路入口の $74.77D_h$ 下流）の断面で行った。熱線プローブによる測定は、流路断面全体にわたって約1200の測定点を設定し、マイコン制御の自動測定装置により行った。その結果は、滑面流路・粗面流路ともに極めて良好な流れの対称性を示した。そこで本報では、流路の1/2断面の測定結果のみを示す。なお、断面内の測定点間の距離は、速度および応力の空間的こう配が大きいと考えられる各壁面近傍で0.25 mmと最も細かく設定した。

座標系は、図5.1のように、流路中心を主流軸方向に x_1 軸、それと直交する方向に x_2, x_3 軸と定める。また、各軸方向の平均速度成分を U_1, U_2, U_3 、変動速度成分を u_1, u_2, u_3 と表す。粗さ要素は、面 $x_2/B = -2.0$ に設けてある。

5.3 実験結果および考察

5.3.1 壁面せん断応力分布

図5.2は、プレストン管法⁽¹²⁹⁾により測定した各滑面壁上の壁面せん断応力 τ_w の分布である。縦軸は、各壁面における積分平均値 $\bar{\tau}_w$ で無次元化した値を示す。また、図中には滑面流路において得られた結果も併せて示してある。粗面流路の分布は、図5.2(a)に示すように短辺壁上では滑面流路とよく一致しているが、図5.2(b)の長辺壁上での分布には両流路の間に顕著な差異がある。すなわち、 $\tau_w/\bar{\tau}_w$ は粗面壁近傍では滑面流路に比べて小さく、粗面に対向する短辺壁側に向かうにつれて増加して行くが、中心軸付近では比較的平坦な分布をとり、 $x_2/B=1.2$ 付近で最大値 $\tau_w/\bar{\tau}_w \cong 1.14$ に達している。なお、流路全抵抗に対する粗面壁上の壁面せん断応力の寄与の割合は30~38%であり、正方形1面粗面流路あるいは長辺壁を粗面とした長方形流路に比べてかなり小さかった。

5.3.2 主流速度分布

図5.3に、断面内の最大主流速度 U_s で無次元化した主流平均速度 U_1 の等値線図を示す。粗面流路の結果を表す図5.3(b)の左端の破線は、粗さ要素の高さに対応している。図5.3(a)の滑面流路の結果には、短辺壁近傍に、長方形流路に特有な等値線のくぼみが認められ、長辺壁近傍の等値線は、壁面にほぼ平行に分布している。他方、図5.3(b)の粗面流路では、短辺壁近傍の等値線は流路中心に向かってくぼみ、定性的に滑面流路と似ているが、流路中心部の等値線は対向滑面壁側に向かって開きぎみであり、その傾向は滑面流路と異なっている。また、粗面流路における最大主流速度は、流路中心から粗面に対向する滑面壁側に大きく移動した位置 $x_2/B \cong 1.0$ で観察された。

5.3.3 二次流れ

図5.4は、 U_2 および U_3 の測定結果から求めた二次流れのベクトル線図である。

図5.4(a)の滑面流路には、1/4 断面に大小それぞれ一つずつの縦渦が認められる。図5.4(b)に示す粗面流路の二次流れは、滑面流路に比べてかなり強くなっており、分布も異なっている。粗面壁側では、流路中心部から流路隅部に向かって流れ、長辺壁に沿った後に再び中心部へ戻る一つの大きな縦渦の存在が認められる。この縦渦のパターンは、前章までに示した正方形1面粗面流路あるいは長辺壁を粗面とした長方形流路の短辺壁近傍に現れた縦渦のパターンによく似ている。しかし、正方形流路および長辺壁粗面流路では、流路対称軸に沿って対向滑面壁から粗面壁に向かう強い二次流れが現れたのに対して、本粗面流路の対称軸近傍での二次流れはかなり弱く、方向も粗面壁近傍で変化しており、両者に差異が認められる。なお、粗面壁の極く近傍には、粗さ要素における主流のはく離に起因すると推測される強い流れが存在している。一方、粗面に対向する滑面壁側には、滑面流路で観察されたのと同様な、隅部に向かう強い流れが認められる。しかし、 x_2 軸近傍の二次流れは、滑面流路の場合とは逆に、対向滑面壁に向かっているため、この領域では流線が閉じていない。

このように粗面流路で流線が閉じない領域が現れるのは、本実験のように x_1 軸方向に等間隔に棧形の粗さ要素を配列した粗面の場合、大局的には十分に発達した流れであっても局所的には $\partial/\partial x_1 \neq 0$ であるため、 U_2 および U_3 に対する連続の条件が成り立たない点にあると考えられる。事実、 U_2 と U_3 を数値微分して求めた $(\partial U_2/\partial x_2 + \partial U_3/\partial x_3)$ は、流線が閉じない粗面流路の各短辺壁近傍で大きな値を示した。

二次流れ分布の x_1 軸方向への変化を明らかにするために、本実験では、3章の正方形粗面流路の場合と同様に、最下流に位置する粗さ要素の5 mm下流の断面に加えて、粗さ要素の中心線を含む断面（測定流路入口の $74.70D_h$ 下流）においても二次流れの測定を行った。その結果、粗面壁の極近傍においては、図5.4(b)に見られるような粗面壁に向かう流れとは逆に、粗面壁から離れる流れ、すなわち正の U_2 成分が認められた。このような流れは、図3.15に示した正方形粗面流路の断面II（粗さ要素上の断面、図3.1参照）における二次流れ分布にも現れていた。しかし、断面の残りの領域の二次流れ分布は図5.4(b)と極めて

よく似ており，対向滑面壁近傍の分布にも測定断面の違いによる顕著な差異は現れず，流線も閉じなかった．そこで，流線が閉じないことから予想される二次流れ分布の x_1 軸方向への変化を調べるため，対向滑面壁近傍における U_1 ， U_2 ，および U_3 の分布を， x_1 軸方向に約100 mmの区間にわたって20以上の断面を設定し詳細に測定した．しかし，これらの速度成分の x_1 軸方向への変化は極めて微小であり，現段階では上述の原因について詳細な議論をするには至っていない．二次流れの流線が閉じない原因を明らかにするには，今後さらに乱流応力を含む諸量の x_1 軸方向の変化を詳細に測定し，検討することが必要であると考えられる．

5.3.4 変動速度分布

変動速度の主流方向成分 $\sqrt{u_1^2}$ の分布を図5.5に示す．粗面流路（図5.5(b)）の対向滑面壁近傍の分布は，滑面流路（図5.5(a)）の分布と定性的かつ定量的に一致している．一方，粗面壁近傍の値は，滑面流路の2倍程度と非常に大きい．図5.6，図5.7はそれぞれ $\sqrt{u_2^2}$ および $\sqrt{u_3^2}$ の等値線図である．滑面流路，粗面流路ともに分布は $\sqrt{u_1^2}$ と定性的に似ている．また定量的には，両流路ともに， $\sqrt{u_2^2}$ および $\sqrt{u_3^2}$ のどちらの値も $\sqrt{u_1^2}$ に比べて小さい．

5.3.5 乱流せん断応力分布

図5.8 に，粗面壁に垂直な乱流せん断応力 $\overline{u_1 u_2}$ の等値線図を示す．図5.8(b)において，粗面壁近傍の値は滑面流路の約3倍に達しており非常に大きい．他方，対向滑面壁近傍の値は，滑面流路と同程度である．また，流路の中心部には， $\overline{u_1 u_2}=0$ の等値線で囲まれる異符号の閉領域が存在する．このように，粗面流路における $\overline{u_1 u_2}$ の分布は複雑で，滑面流路とは著しく異なっている．

図5.9 は， $\overline{u_1 u_3}$ の分布である．流路中心部で等値線は，長辺壁にほぼ平行であり，各短辺壁の近傍には $\overline{u_1 u_3}=0$ の等値線で囲まれる異符号の閉領域が認められる．すなわち， $\overline{u_1 u_2}$ とは対照的に，粗面流路における $\overline{u_1 u_3}$ の分布は滑面流路の分布と定性的に一致しており，定量的にも滑面流路に比べて同じかわずかに大きい程度である．このように，粗面壁に垂直な乱流せん断応力成分は，粗面

の影響を受けて大きな値をとるが、粗面壁に平行な成分は定性的、定量的に滑面流路によく似た分布を示す。この傾向は3章に述べた正方形1面粗面流路においても認められ、棧形の粗面をもつ矩形流路内乱流の特徴の一つと考えられる。

3章および4章において、主流に抗する乱流せん断応力成分に対するこう配輸送モデル

$$\overline{u_1 u_2} = -\nu_t \partial U_1 / \partial x_2, \quad \overline{u_1 u_3} = -\nu_t \partial U_1 / \partial x_3 \quad (5.4)$$

が、粗面流路内の乱流せん断応力分布の推定に有効であることを示した。ただし、 ν_t は渦動粘性係数である。図5.8、図5.9に特徴的に現れた異符号の閉領域も、上述の主流速度こう配との対応を考えることにより説明される。たとえば、図5.8(b)の粗面流路の等値線図において複雑な変化をしている $x_3/B = -0.6$ 上における $\overline{u_1 u_2}$ の分布と、同じ位置の $\partial U_1 / \partial x_2$ の分布を図5.10 に比較して示す。 $x_3/B = -0.6$ での $\overline{u_1 u_2}$ は、 $x_2/B = -0.62, 0, 1.24$ でそれぞれ零となり、その間で符号が逆転しており、異符号の閉領域と対応している。他方、 $\partial U_1 / \partial x_2$ も $\overline{u_1 u_2} = 0$ となった位置とほぼ同じ x_2/B で符号が逆転しており、 $\overline{u_1 u_2}$ の異符号領域とよく対応している。また、滑面流路および粗面流路の各短辺壁近傍に現れた $\overline{u_1 u_3}$ の閉領域についても、 $\partial U_1 / \partial x_3$ との対応が同様に認められた。このように乱流せん断応力に対するこう配輸送モデルは、二次流れのようなスケールの大きな渦が存在する流れ場の乱流せん断応力分布の予測にも有効といえる。

5.3.6 乱れエネルギー

図5.11は、図5.5～図5.7に示した変動速度分布から求めた乱れエネルギー $k = (\overline{u_1^2} + \overline{u_2^2} + \overline{u_3^2})/2$ の等値線図である。分布は、滑面、粗面両流路ともに変動速度分布とよく似ており、粗面壁近傍の値は極めて大きく滑面流路の3倍程度に達している。また、粗面流路における最小値は $x_2/B = 1.0$ で観察され、図5.3(b)において最大主流速度が観察された位置と一致している。

次に、流路内の乱れエネルギーの収支を、乱れエネルギー方程式に基づいて検討する。定常な3次元流に対する乱れエネルギー方程式は次のように書ける⁽¹³⁴⁾。

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\overline{u_i u_i}}{2} + \frac{p}{\rho} \right) u_j - \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \nu \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = 0 \quad (5.5)$$

$$(i, j = 1, 2, 3)$$

ここで、流れは完全に発達しているとして $\partial / \partial x_1 = 0$ と仮定し、また生成項 $\overline{u_i u_j} \cdot \partial U_i / \partial x_j$ のうち寄与が小さいと考えられる $\overline{u_2 u_3} \cdot (\partial U_2 / \partial x_3 + \partial U_3 / \partial x_2)$ を無視すれば、式(5.5)は次のように簡略化される。

$$U_2 \frac{\partial k}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial k}{\partial x_3} + \frac{\overline{u_1 u_2}}{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \frac{\overline{u_1 u_3}}{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} + \frac{\overline{u_2^2}}{u_2^2} \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + \frac{\overline{u_3^2}}{u_3^2} \frac{\partial U_3}{\partial x_3} + \varepsilon + D_f = 0 \quad (5.6)$$

ただし、 ε は消散項、 D_f は拡散項を表す。図5.12は、式(5.6)の生成項 ($\overline{u_1 u_2} \cdot \partial U_1 / \partial x_2 + \overline{u_1 u_3} \cdot \partial U_1 / \partial x_3 + \overline{u_2^2} \cdot \partial U_2 / \partial x_2 + \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3$) の分布である。分布形状は滑面流路、粗面流路ともに、図5.11の乱れエネルギーと一致している。すなわち、滑面流路の等値線は流路隅部に向かって大きく突出しており、隅部に向かうにつれて乱れエネルギーの生成が急激に増大していくことを示唆している。他方、粗面流路では、対向滑面壁近傍の分布は滑面流路によく似ているが、粗面壁近傍の値は滑面流路の3倍以上に達しており、この領域で k が非常に大きいことと対応している。

粗面流路の流路対称軸 (x_2 軸) 上における式(5.4)の各項の分布を図5.13(a)に示す。ただし、流れの対称性の条件より、生成項のうち $\overline{u_1 u_3} \cdot \partial U_1 / \partial x_3$ 、および対流項のうち $U_3 \cdot \partial k / \partial x_3$ の値は実質的に零であった。また、本実験では ε と D_f は測定しなかつたため、両者の和 ($\varepsilon + D_f$) を式(5.6)から残差として求め、

図示した。なお、図5.13の縦軸は、 D_h/U_s^3 で無次元化した値である。

せん断応力によるエネルギーの生成は粗面壁近傍で非常に大きな利得をもたらすが、流路中心に向かって絶対値は急速に減少し、 $-1.0 < x_2/B < 1.0$ ではほぼ零となる。そして、対向滑面壁側では再び利得となるが、その値は粗面壁側の30%程度にすぎない。乱流垂直応力による生成項($\overline{u_2^2} \cdot \partial U_2 / \partial x_2 + \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3$)の値はせん断応力による生成項に比べてかなり小さく、また、粗面壁の近傍ではせん断応力による生成項とは逆に、損失となっている点が興味深い。二次流れによる対流輸送項($U_2 \partial k / \partial x_2 + U_3 \partial k / \partial x_3$)の寄与は他の2項に比べて極めて小さく、全 x_2/B にわたってその値はほぼ零である。なお、 $(\varepsilon + D_r)$ は $-1.0 < x_2/B < 1.0$ においてほぼ零となっているが、この領域においては ε と D_r が互いに釣り合っていると考えられる⁽⁶¹⁾。

図5.13(b)は、隣接する長辺壁の影響が顕著に現れると思われる粗面流路の $x_3/B = -0.8$ 上における各項の分布であるが、傾向は、 x_2 軸上における分布と定性的に類似している。しかし、 $(\overline{u_1 u_2} \cdot \partial U_1 / \partial x_2 + \overline{u_1 u_3} \cdot \partial U_1 / \partial x_3)$ は、長辺壁の影響を受けて、流路中心部でも大きな利得をもたらしている。また、図5.4(b)に示したように、 $x_3/B = -0.8$ においては x_2 軸上に比べてかなり強い二次流れが観察されたが、図5.13(b)の対流項の値は、図5.13(a)と同様に極めて小さい。

以上みてきたように、粗面流路における乱れエネルギーの生成は、せん断応力による寄与が卓越しており k の分布を支配しているといえる。また、二次流れによる対流輸送が k の分布に与える影響は極めて小さく、ほとんど無視できると考えられる。

5.4 結言

短辺壁のうち1面を粗面とした縦横比2の長方形流路内の十分に発達した乱流について、熱線流速計による詳細な測定を行い、以下の結果を得た。

- (1) 粗面に対向する短辺壁上の壁面せん断応力分布は、滑面流路とよく一致

する。しかし隣接長辺壁上の分布は、粗面壁近傍では滑面流路よりも小さく、流路中心から対向滑面壁側にずれた位置($x_2/B=1.2$)で最大値をとる。流路全抵抗に対する粗面壁の寄与は30~38%であり、正方形粗面流路および長辺壁粗面流路に比べるとかなり小さい。

(2) U_1 の等値線は、各短辺壁近傍で滑面流路とよく似た分布を示す。しかし、流路中心部では、等値線は対向滑面壁側に向かって開き気味になる傾向を示す。

(3) 粗面壁側の二次流れ分布は、長辺壁を粗面とした流路の短辺壁近傍によく似ており、一つの大きな縦渦を形成する。他方、対向滑面壁側の隅部には、滑面流路の場合と同様の隅に向かう流れが現れる。

(4) 粗面流路の乱流せん断応力のうち、 $\overline{u_1 u_2}$ の分布は滑面流路とは著しく異なり、粗面壁近傍の値は滑面流路の3倍に達する。一方、 $\overline{u_1 u_3}$ の分布は、定性的かつ定量的に、滑面流路の分布に一致する。また、異符号の閉領域の存在は、 U_1 の分布と対応して説明され、こう配輸送モデルの有効性を示唆する。

(5) 粗面流路における乱れエネルギー k の生成に対しては、乱流せん断応力による寄与が卓越しており、 k の分布を支配する。また、二次流れによる対流輸送が k の分布に与える影響は、無視できるほど小さい。

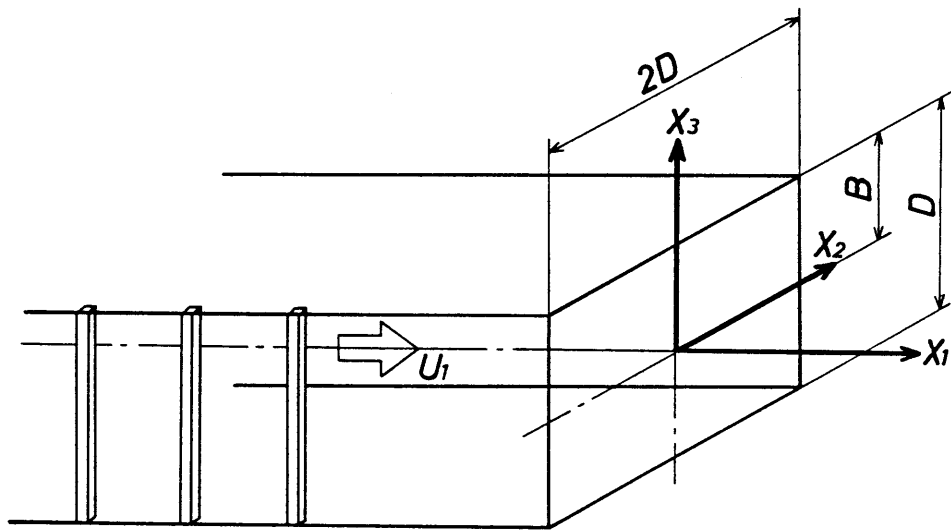
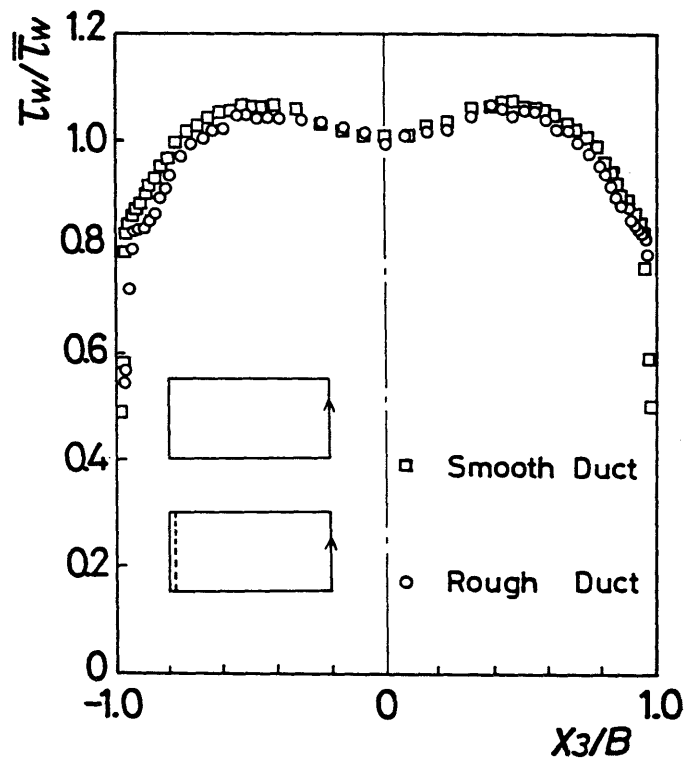
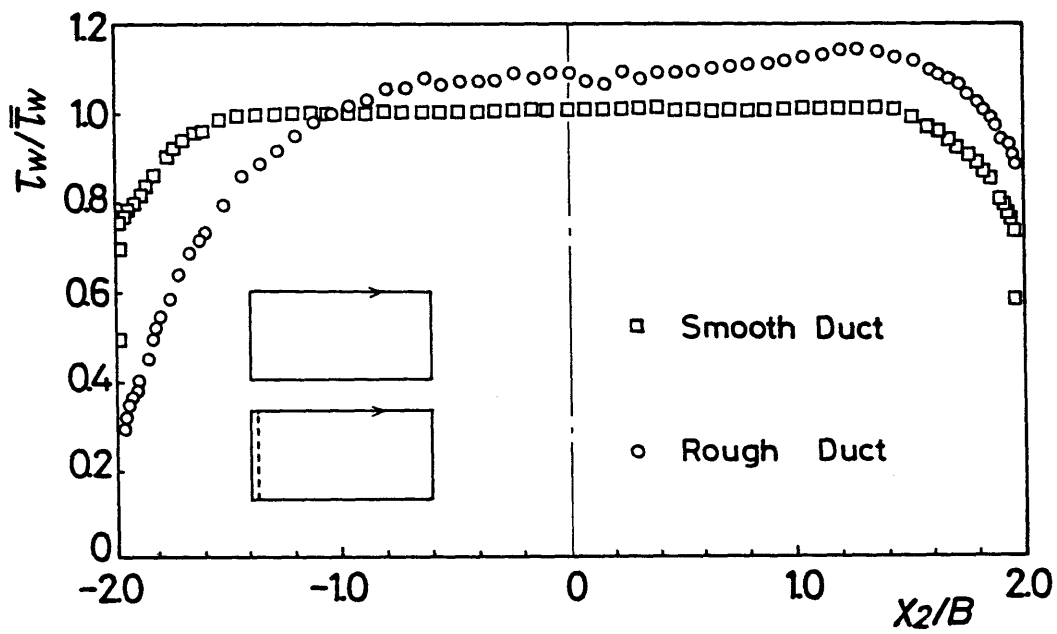


图 5. 1 座標系



(a) 短辺壁上の分布



(b) 長辺壁上の分布

図5.2 壁面せん断応力分布

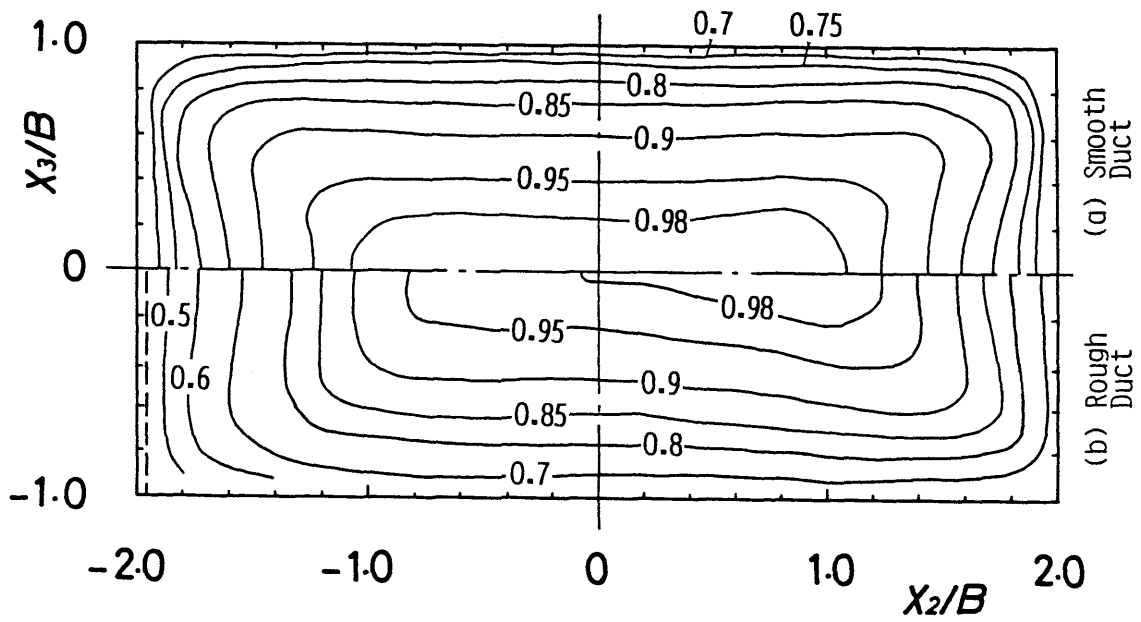


図 5. 3 U_1/U_s

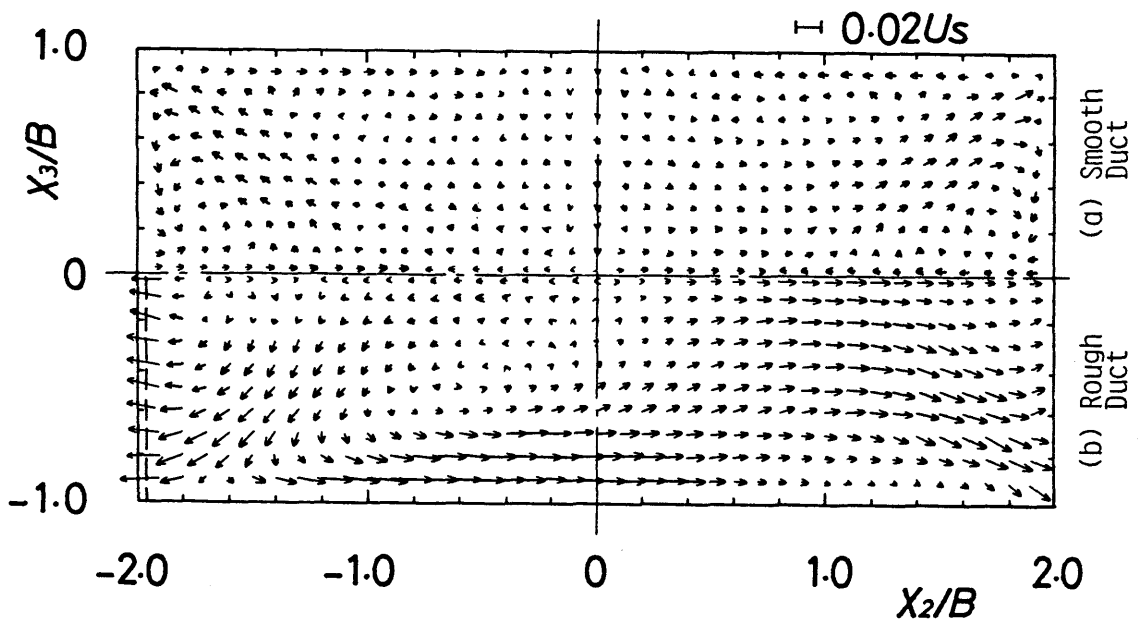


図 5. 4 二次流れベクトル

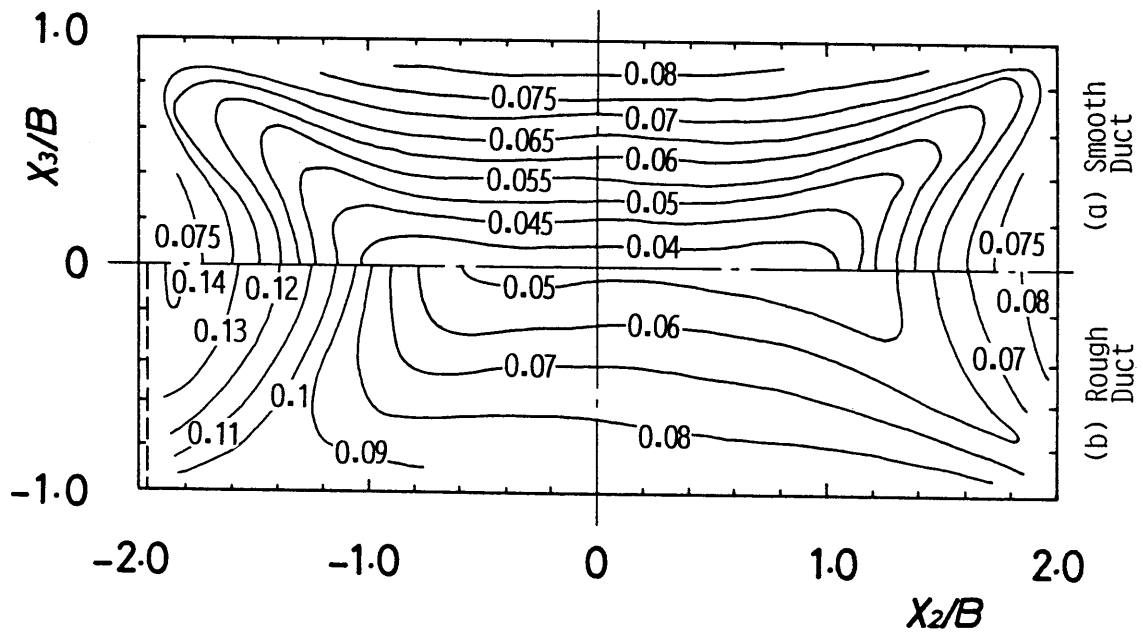


图 5.5 $\sqrt{u_1^2} / U_s$

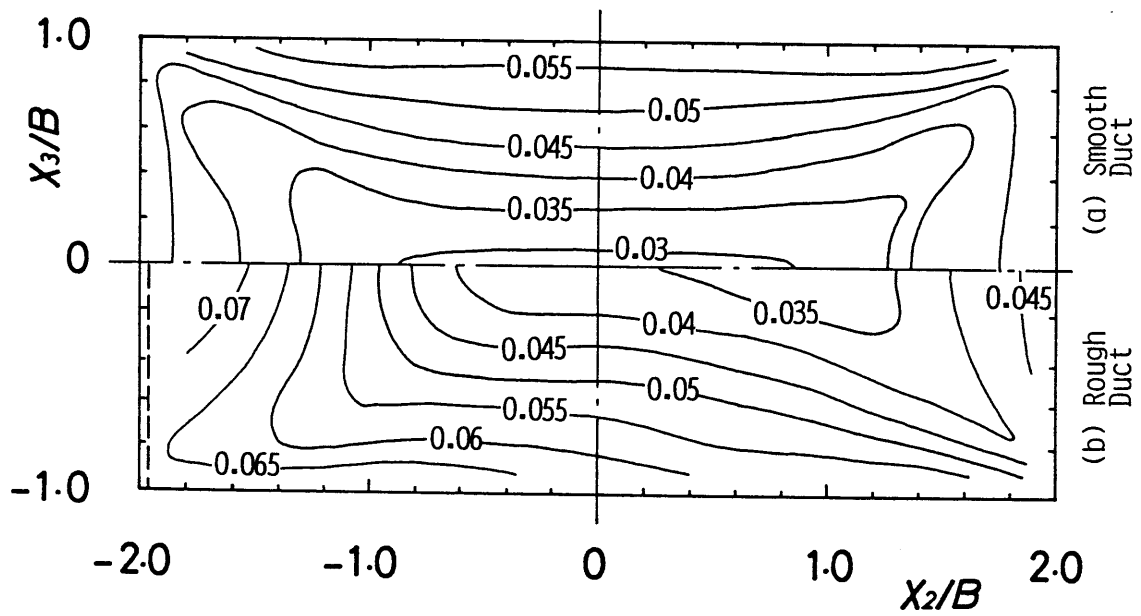


图 5.6 $\sqrt{u_2^2} / U_s$

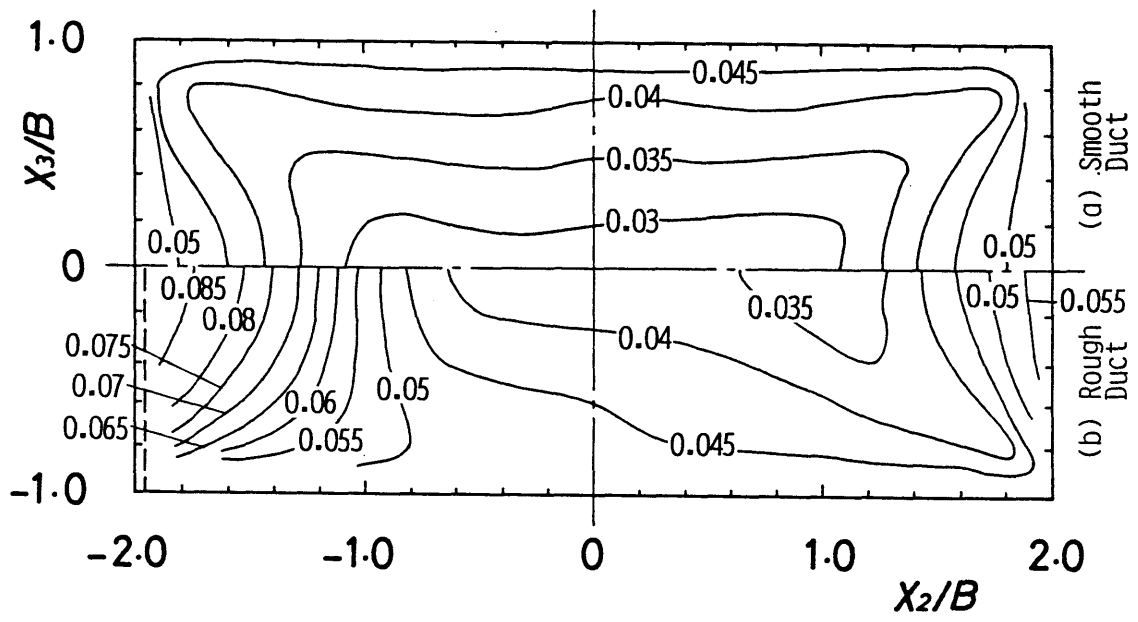


图 5.7 $\sqrt{u_3^2} / U_s$

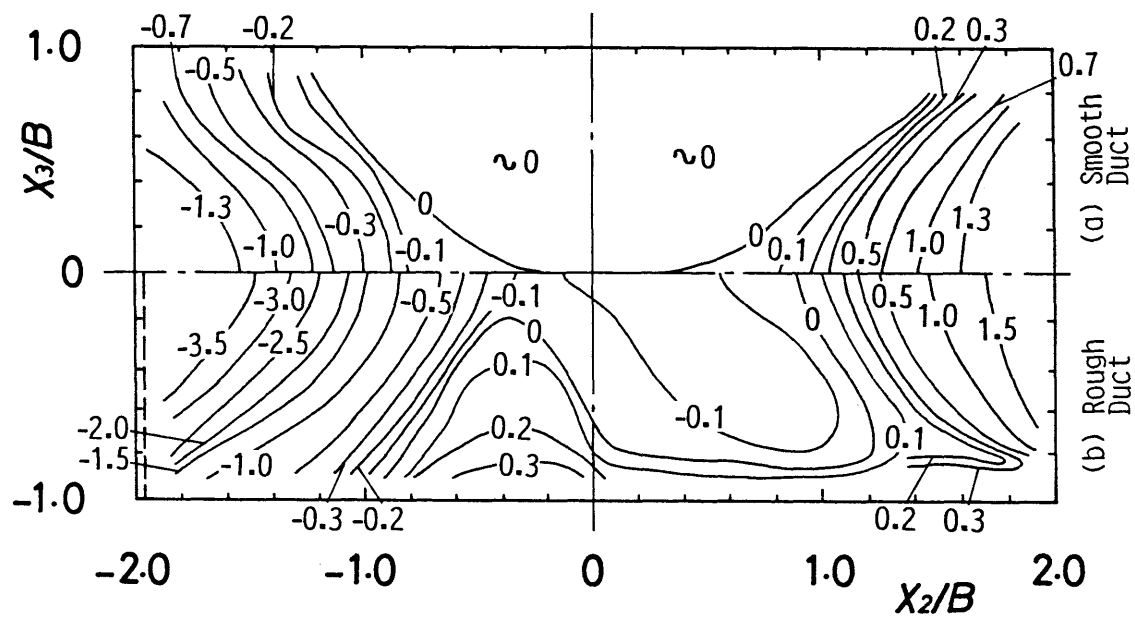


图 5.8 $\overline{u_1 u_2} / U_s^2 \times 10^3$

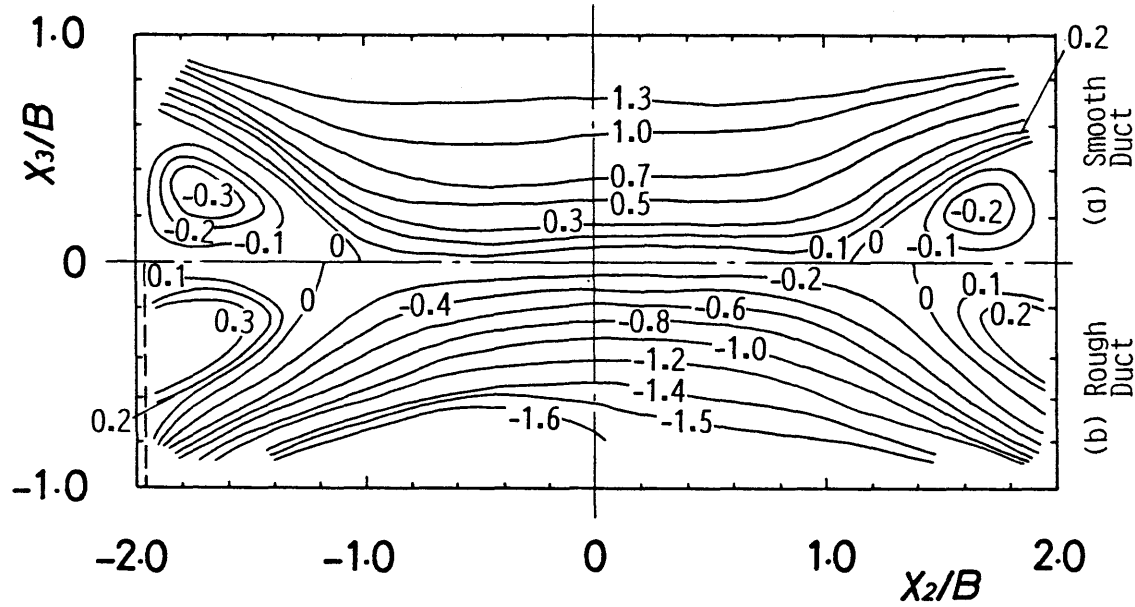


图 5.9 $\overline{u_1 u_3} / U_s^2 \times 10^3$

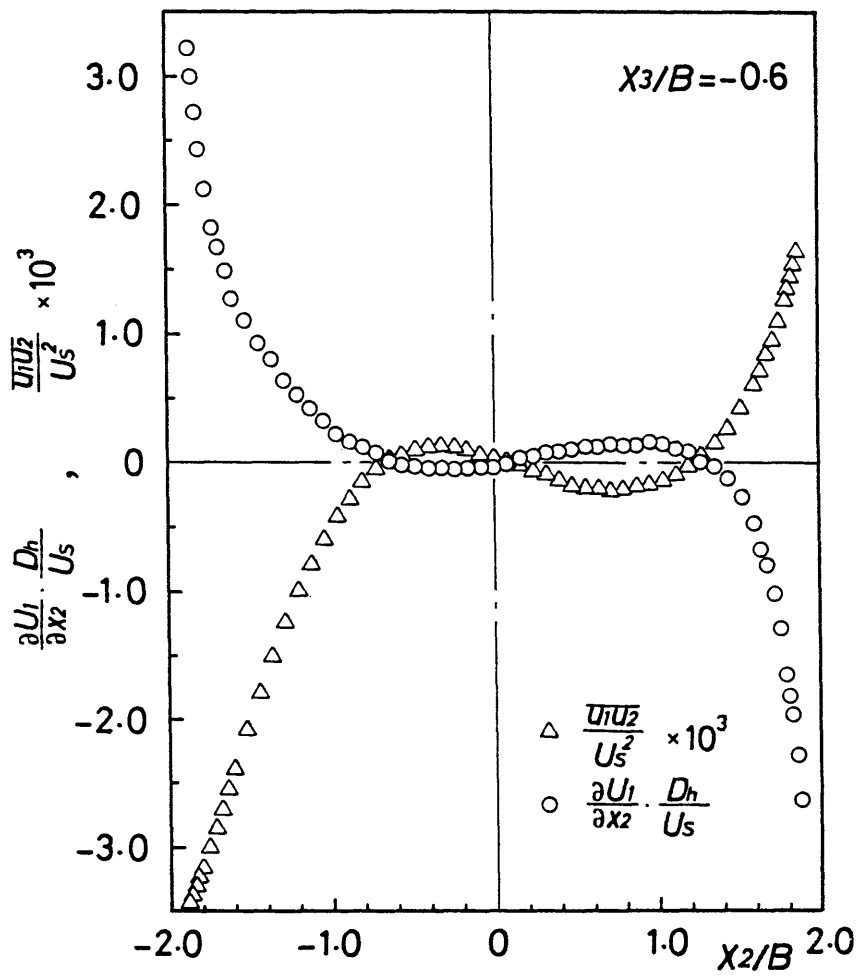


図5.10 $\partial U_1 / \partial x_2$ と $\overline{u_1 u_2}$ の比較

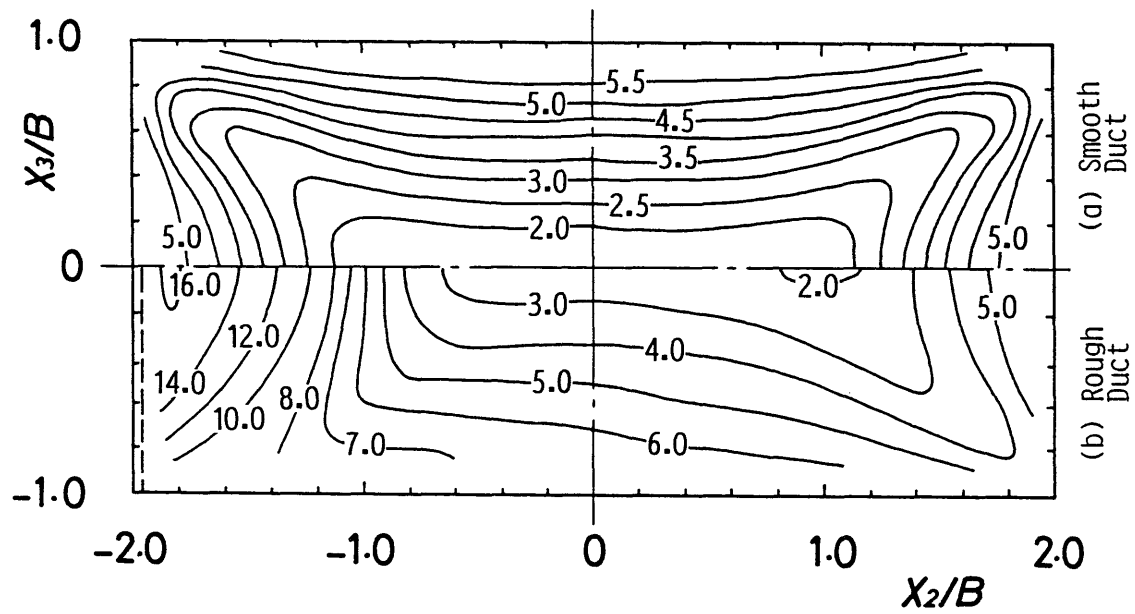


图 5. 1 1 $k/U_s^2 \times 10^3$

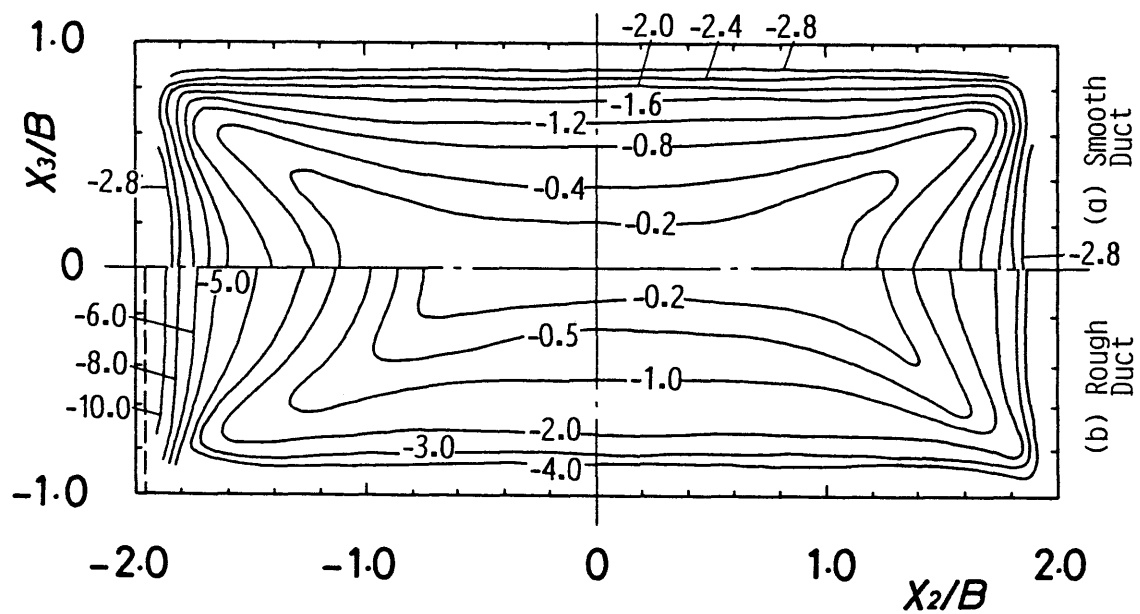
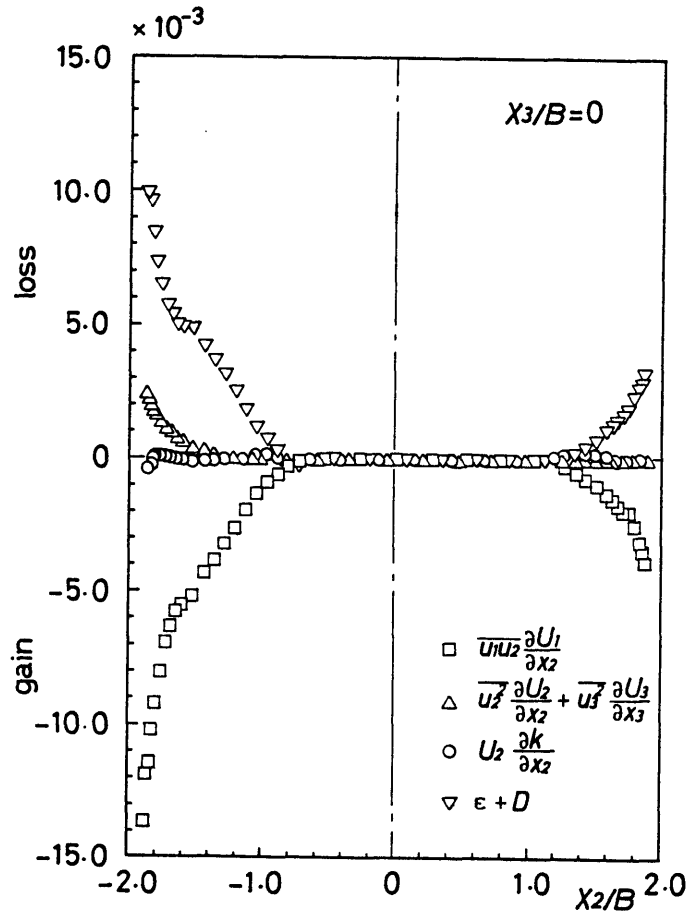
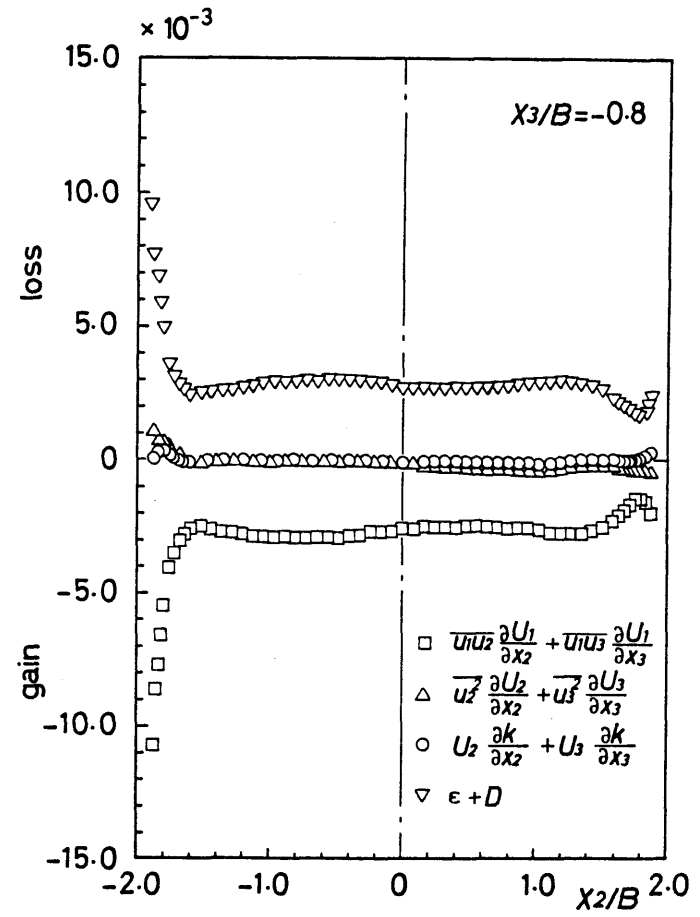


图 5. 1 2 $(\overline{u_1 u_2} \cdot \partial U_1 / \partial x_2 + \overline{u_1 u_3} \cdot \partial U_1 / \partial x_3 + \overline{u_2^2} \cdot \partial U_2 / \partial x_2 + \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3) \cdot D_h / U_s^3 \times 10^3$



(a) $x_3/B = 0$



(b) $x_3/B = -0.8$

図 5. 1 3 乱れエネルギーの収支

(縦軸は D_h/U_s^3 で無次元化した値を示す)

第6章 渦度および乱れエネルギー の収支 ⁽¹²⁵⁾⁽¹³⁵⁾

6.1 緒言

3章～5章では、1面に粗面をもつ正方形および長方形流路内の乱流に関する基礎的な測定結果を示し、その速度場および応力場の特性を明らかにしてきた。とくに、乱流応力場の非等方性によって生じる第2種二次流れは、粗面壁の影響を受けて、滑面流路とは著しく異なった分布を示した。この第2種二次流れの生成機構に関しては、1章にも概説したようにいくつかの理論が提唱されている⁽⁶⁾⁽⁷⁴⁾⁽⁷⁵⁾⁽⁷⁸⁾。しかし、いずれの理論も現在のところ定説となるには至っていない。本章では、最初に、これらの理論のうち現在まで比較的多くの議論がなされている渦度輸送方程式に基づく理論⁽⁶⁾⁽²³⁾⁽⁷⁴⁾に注目し、3章～5章で取り上げた各粗面流路内の渦度の収支を実験結果に基づいて定量的に明らかにする。そして、第2種二次流れの生成に関する従来の定式化の妥当性について検討する。

また、5章で触れたように、粗面を有する流路では粗面により乱れの生成が促進されるために、乱れエネルギーの分布にも粗面壁の影響が強く現れる。したがって、粗面流路内の乱れエネルギーの収支を定量的に明らかにし、滑面流路のそれと比較することは、粗面壁が流路内の乱流構造に及ぼす影響をより明らかにする上で有効であろう。本章では、渦度の収支に引き続いて、粗面流路内の乱れエネルギー収支について検討する。ここでは、3種類の正方形流路、すなわち3章で取り上げた(A)滑面流路、(B)1面に粗面をもつ流路、および2章で用いた(C)対向する2面に粗面をもつ流路、に対し、先に示した測定結果に基づいて、乱れエネルギー輸送方程式の各項、とくに生成項および対流項の分布を明らかにする。なお、近年各種の3次元乱流について乱れエネルギーの収支が明らかにされているが⁽⁶³⁾⁽¹³⁶⁾⁽¹³⁷⁾、断面形状が基本的である正方形流路内の流れについて、乱れエネルギー収支に関するデータを提供すること

は、乱流モデルを作成・検討する上でも有益であると考える。

6. 2 渦度の収支

6. 2. 1 渦度の輸送方程式

x_1 軸方向の平均渦度 $\Omega_1 = (-\partial U_2 / \partial x_3 + \partial U_3 / \partial x_2)$ に対する渦度輸送方程式は、次のように書ける。

$$\begin{aligned} \frac{D\Omega_1}{Dt} = & \nu \nabla^2 \Omega_1 + (\Omega \cdot \nabla) U_1 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \overline{u_1 u_2}}{\partial x_3} - \frac{\partial \overline{u_1 u_3}}{\partial x_2} \right) \\ & + \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_3} (\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}) + \left(\frac{\partial^2}{\partial x_3^2} - \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right) \overline{u_2 u_3} \end{aligned} \quad (6.1)$$

第2種二次流れは右辺第3～第5項によって生成・維持されるが⁽⁷⁷⁾、Brundrett-Baines⁽⁶⁾は、そのうち、断面内乱流垂直応力の非等方性による生成項すなわち第4項の寄与が卓越しており、それが左辺の対流項とほぼ釣り合うことを、正方形滑面流路内の乱流に対して明らかにした。他方、Perkins⁽⁷⁴⁾および Nezu-Nakagawa⁽²³⁾は、第4項のみではなく第5項の寄与も重要であることを報告している。以下では、3章～5章に示したような、本研究で得られた実験結果に基づいて渦度輸送方程式の各項を算出し、粗面流路における渦度の収支について検討する。なお、主な結果は、測定流路最下流に位置する粗さ要素の5mm下流の断面において得られた測定結果に基づいて算出されている。

6. 2. 2 実験結果および考察

6. 2. 2. 1 平均渦度および断面内垂直応力の差

図6.1～図6.3は、3～5章に示した二次流れを数値微分して求めた各流路における無次元化した平均渦度 $\Omega_1 \cdot D_h / U_s$ の等値線図である。滑面流路の結果のうち、図6.1、図6.2の左上1/4断面および図6.3の右上1/4断面は、Hoagland⁽⁴⁾による渦度 $2\Omega_1 \cdot B / U_s$ の測定結果である。滑面流路の本実験結果は、正方形流路・長方形流路ともに、Hoaglandの結果とよく一致している。一方、粗面流路

における渦度分布は、二次流れのパターンが全く異なるため、滑面流路のそれと著しく異なっている。図6.1(b)に示した正方形粗面流路では、滑面流路に比べて大きな値の渦度が、粗面壁側の隅部に集中している点が注目される。また、4章で述べたように、長辺壁を粗面とした長方形流路では、粗面に隣接する滑面壁近傍に正方形粗面流路と同様な大きくて強い縦渦が現れた。渦度分布にも、図6.2(b)から明らかのように、この領域において正方形粗面流路との類似性が認められる。一方、図6.3(b)の短辺壁に粗面をもつ長方形流路の渦度分布は、定性的に滑面流路の分布と一致している。また、粗面に対向する滑面壁側の隅部では、定量的にも滑面流路の分布とよく一致している。しかし、粗面壁側の隅部から長辺壁にいたる領域の渦度は、値がかなり大きく、この領域で観察された強くて大きな縦渦に対応している。

また、二次流れのベクトル線図からは明瞭ではなかったが、正方形粗面流路と長辺壁粗面流路の対向滑面壁側隅部、および短辺壁粗面流路の粗面壁側隅部から流路対称軸(x_3 軸)にいたる領域には、上述のような強い縦渦とは逆方向に回転する弱い渦が観察された。渦度分布は、この弱い縦渦の存在も明確に表しており、興味深い。

式(6.1)の第4項中の $(\overline{u_2^2 - u_3^2})$ の分布を図6.4～図6.6に示す。いずれの粗面流路においても、粗面壁側隅部で $(\overline{u_2^2 - u_3^2})$ の値は非常に大きく、この領域で乱れの非等方性が強いことがわかる。

6.2.2.2 断面内垂直応力による渦度の生成および渦度の対流

渦度の生成・対流についてさらに定量的な検討を行うために、式(6.1)の渦度生成項のうち右辺第4項 $\partial^2(\overline{u_2^2 - u_3^2})/\partial x_2 \partial x_3$ 、および左辺のうちの主流速度 U_1 の効果を除いた渦度対流項 $(U_2 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_2 + U_3 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_3)$ を求めた。各流路において求めた右辺第4項の分布を、図6.7～図6.9に示す。一般的に、粗面流路の分布は滑面流路の分布と著しく異なっているが、両流路ともに流路隅部で最大値に達している点は同じである。とくに、粗面壁側隅部では滑面流路に比べてかなり大きい値を示しており、この領域で渦度の生成が活発に行われ

ていると考えられる。

図6.10～図6.12は，渦度対流項の分布である。図6.10(a)に示した正方形滑面流路の分布は，隅の二等分線の近傍で，図6.7(a)の第4項の分布とほぼ釣合っている。また，長方形滑面流路においても，二次流れの分布および乱流特性が正方形滑面流路の場合とよく一致した隅の二等分線から短辺壁近傍に至る領域では，対流項と第4項とは定量的にもよく一致している。一方，粗面流路の対流項は，断面全域にわたって滑面流路よりも大きく，二次流れが強くなったことに対応している。そして，いずれの粗面流路においても，粗面壁から遠い位置である粗面に対向する滑面壁側の隅部近傍では，対流項と第4項とが釣合っている領域がわずかではあるが認められる。しかし，垂直応力の非等方性による渦度の生成が最も活発であった粗面壁側の隅部では，対流項と第4項との間の定量的な釣合は認められない。

6. 2. 2. 3 粘性による渦度の拡散および断面内せん断応力による渦度の生成

上述のように，正方形滑面流路および長方形滑面流路の短辺壁側では，第4項 $\partial^2(\overline{u_2^2 - u_3^2}) / \partial x_2 \partial x_3$ と対流項 $(U_2 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_2 + U_3 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_3)$ とが定量的にも釣合い，Brundrett-Baines⁽⁶⁾によって提唱された第2種二次流れの生成理論を支持した。また，粗面流路でも，粗面に対向する滑面壁側の隅部では滑面流路と同様にこれらの2項が釣合う領域が存在した。しかし，活発な渦度の生成が予想される粗面壁側の隅部では，いずれの粗面流路においても第4項と対流項とは釣合わなかった。すなわち，粗面流路では，第4項のみでなく他の生成項による寄与も無視することはできない。本実験では流れは x_1 軸方向にほぼ完全に発達しているため，式(6.1)の右辺第2項は無視できると仮定する。また，乱流せん断応力の等値線図からも明らかなように， $\partial \overline{u_1 u_2} / \partial x_3$ および $\partial \overline{u_1 u_3} / \partial x_2$ は極めて小さいため，生成項のうち第3項の寄与も無視できる。したがって，粗面流路では第4項に加えて，断面内せん断応力 $\overline{u_2 u_3}$ の非等方性による生成を表す第5項 $(\partial^2 / \partial x_3^2 - \partial^2 / \partial x_2^2) \overline{u_2 u_3}$ の寄与も大きいことが推測される。

しかし、 $\overline{u_2 u_3}$ の精度のよい測定は一般に困難である⁽²³⁾。そこで、まず U_2 および U_3 の測定値より式(6.1)の右辺第1項(粘性拡散項) $\nu(\partial^2 \Omega_1 / \partial x_2^2 + \partial^2 \Omega_1 / \partial x_3^2)$ を求め、左辺の対流項より右辺第1項と第4項の和を差し引くことにより、残差項として粗面流路における第5項を求めた。なお、右辺第2項の影響については後に再び述べる。

図6.13、図6.14の左半断面および図6.15の上半断面は、各粗面流路における粘性拡散項 $\nu(\partial^2 \Omega_1 / \partial x_2^2 + \partial^2 \Omega_1 / \partial x_3^2)$ の分布である。粘性拡散項は各壁面近傍で比較的大きくなっているが、値自身は第4項および対流項に比べて小さく、その寄与は無視できる。右辺第5項 $(\partial^2 / \partial x_3^2 - \partial^2 / \partial x_2^2) \overline{u_2 u_3}$ の分布を、図6.13(b)～図6.15(b)に示す。どの粗面流路においても、第5項は各隅部で大きな値をとっている。とくに、粗面壁側隅部では、第5項の大きさは第4項に匹敵し無視できない。すなわち、粗面流路の粗面壁側ではBrundrett-Baines⁽⁶⁾の二次流れ生成理論は成立せず、Perkins⁽⁷⁴⁾およびNezu-Nakagawa⁽²³⁾によって提唱されたように、対流項は第4項と第5項の和と釣り合うと考えられる。

なお、上にも述べたように、本節では流れが十分に発達しているとし、右辺第2項の寄与は無視して解析をすすめた。しかし、本研究ではリブ状の粗さ要素を用いているため、完全に発達した流れであっても粗面壁近傍では流れが x_1 軸方向に周期的に変化していると考えられる。そこで、右辺第2項のうち主流平均速度 U_1 の加減速に基づく渦度の生成項 $\Omega_1 \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ に関しては、実際にその値を求めてみた。図6.16の上半断面は、短辺壁を粗面とした流路において得られた $\Omega_1 \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ の分布である。流路中心部のかなりの領域では、その値はほぼ零であるが、粗面壁近傍では渦度の対流項および生成項とほぼ同程度である。すなわち、粗面壁の近傍では、主流の加減速による寄与も渦度の生成に対して無視できないといえる。図6.16(b)は、 $\Omega_1 \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ の寄与を考慮した上で式(6.1)から求めた右辺第5項 $(\partial^2 / \partial x_3^2 - \partial^2 / \partial x_2^2) \overline{u_2 u_3}$ の分布である。粗面壁近傍の分布形状は、上記の寄与を考慮していない図6.15(b)とは異なっている。しかし、図6.15(b)の粗面壁側隅部に存在する大きな値の領域は、図6.16(b)にも同様に認められ、主流の加減速による渦度生成の寄与を考慮して

もなお、粗面壁側の隅部では渦度対流項は式(6.1)の右辺第4項と第5項の和と釣合っていると考えられる。

6.3 乱れエネルギーの収支

6.3.1 乱れエネルギーの輸送方程式

乱れエネルギー $k = (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2)/2$ に対する輸送方程式は、次式で表される(134)。

$$U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} + \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{u_i u_i}{2} + \frac{p}{\rho} \right) u_j - \nu \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \nu \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} = 0 \quad (6.2)$$

$$(i, j = 1, 2, 3)$$

この式の各項のうち、断面内乱流せん断応力 $u_2 u_3$ による生成項 $u_2 u_3 \cdot (\partial U_2 / \partial x_3 + \partial U_3 / \partial x_2)$ の寄与は十分小さく無視できると推定される。また、5章に示した短辺壁に粗面をもつ流路内の乱れエネルギーに関する解析では、 x_1 軸方向のこう配に起因する項は無視した。しかし、本研究ではリブ状粗面を用いているため、3章にも述べたように大局的には十分発達した流れであつても局所的には必ずしも $\partial / \partial x_1 = 0$ ではなく、厳密には $\partial / \partial x_1$ を含む項の寄与も考慮する必要がある。そこで、本節では、乱流垂直応力による生成項 $u_1^2 \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ の寄与も考慮して解析を行う。なお、乱れエネルギー k 自身の x_1 軸方向こう配による対流輸送項 $U_1 \cdot \partial k / \partial x_1$ を精度良く評価することは困難であつたため、本解析ではこの対流項の寄与は考慮しないこととした。ただし、境界層近似によれば、 $U_1 \cdot \partial k / \partial x_1$ は二次流れによる対流輸送項と同程度のオーダーと推定される。以上のような近似に基づいて、式(6.2)を次式のように簡略化し本解析を進める。

$$U_2 \frac{\partial k}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial k}{\partial x_3} + \overline{u_1 u_2} \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \overline{u_1 u_3} \frac{\partial U_1}{\partial x_3} + \overline{u_1^2} \frac{\partial U_1}{\partial x_1} + \overline{u_2^2} \frac{\partial U_2}{\partial x_2} + \overline{u_3^2} \frac{\partial U_3}{\partial x_3}$$

$$+\varepsilon + D_f = 0 \quad (6.3)$$

ここに、 ε は消散項を、 D_f は拡散項を表す。解析においては、式(6.3)を水力直径 D と断面内最大速度 U_s とで無次元化し、下記のように各項に分けて評価する。

・対流項： $C = (U_2 \cdot \partial k / \partial x_2 + U_3 \cdot \partial k / \partial x_3) \cdot D / U_s^3$ (6.4a)

・乱流せん断応力による生成項：

$$P_s = (\overline{u_1 u_2} \cdot \partial U_1 / \partial x_2 + \overline{u_1 u_3} \cdot \partial U_1 / \partial x_3) \cdot D / U_s^3 \quad (6.4b)$$

・乱流垂直応力による生成項：

$$P_N = (\overline{u_1^2} \cdot \partial U_1 / \partial x_1 + \overline{u_2^2} \cdot \partial U_2 / \partial x_2 + \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3) \cdot D / U_s^3 \quad (6.4c)$$

・消散項+拡散項： $R = (\varepsilon + D_f) \cdot D / U_s^3$ (6.4d)

なお、本実験では消散項と拡散項を直接測定することはできなかつたため、両項の和 R を式(6.3)の残差として求めた。

6.3.2 実験装置および方法

実験に用いた流路系は3章に述べたとおりである。ここでは、図6.17に示すような3種類の正方形流路を対象とする。以下、滑面流路を流路A、1面および対向2面に粗面を有する流路をそれぞれ流路B、流路Cと呼ぶ。粗面は、流路B、Cともに、粗さ要素を周期的に貼りつけた3章と同様のリブ状粗面である。解析は、主に、流路最下流にある粗さ要素の下流側の断面（図3.1の断面I）で測定した結果に基づいて行う。この断面で流れはすでに大局的には十分発達しているが、3章に示したように、粗面壁の近傍では流れは粗さ要素との相対位置によって流路軸方向に変化する。そこで流路Bに関しては、最下流の粗さ要素の中心線上断面（図3.1の断面II）において測定した結果についても同様の解析を行い、粗さ要素と測定断面との相対位置の違いによる影響を調べる。なお、3章でも述べたように、これらの測定断面から約100 mm上流の区間で測定した壁面近傍の主流平均速度 U_1 の分布には差がなく、流路出口端の影響

は、特に認められなかった。

実験結果はいずれも、レイノルズ数 $Re=UD/\nu=6.5\times 10^4$ において、2章に述べた測定方法により得られたものである。式(6.3)の各項に含まれる速度こう配は、測定値を差分法により直接数値微分して求めた。最小の差分格子間隔は0.25mmである。流路に設定した座標系を、流路Bを例にとり図6.18に示す。各軸方向の平均速度成分を U_1, U_2, U_3 、変動速度成分を u_1, u_2, u_3 と表す。流路Cも、粗面は x_3 軸に直交する面に設けてある。

6.3.3 実験結果および考察

6.3.3.1 生成項

各流路において得られた生成項(P_S+P_N)の分布を、乱れエネルギー k の分布と比較して図6.19～図6.21に示す。いずれの流路においても分布の対称性は良好であったため、図には1/2断面で得られた結果のみを示す。なお、本節および6.3.3.2, 6.3.3.3に示す粗面流路の結果は、すべて粗さ要素の下流の断面において得られたものである。また、図6.20と図6.21に示した破線は、粗さ要素の高さを表している。いずれの流路においても、(P_S+P_N)の分布は k の分布と非常によく似ている。すなわち、図6.19の流路Aでは、(P_S+P_N)、 k ともに、比較的小さな値をもつ等値線が流路隅部に向かって突出し、隅部近傍において両者の値は急激に増大している。これは、隅部近傍では壁面の影響を受けて主流の断面内の速度こう配が大きくなり、また乱流せん断応力も大きいため、せん断応力による乱れエネルギーの生成が活発になった結果と考えられる。

図6.20に示した流路Bの(P_S+P_N)および k の分布は、粗面壁に対向する滑面壁の近傍では等値線が流路隅部に向かって突出しており、流路Aにおける分布と似ている。しかし、粗面壁側では、(P_S+P_N)の値は流路Aの数倍程度大きく、 k の大きな値と対応している。また、この領域での(P_S+P_N)および k の分布は、図6.21に示した流路Cの粗面壁近傍の分布と、定量的によく一致している。

6.3.3.2 乱れエネルギーの収支

図6.22～図6.24 は，乱れエネルギー輸送方程式(6.3)の各項の，各流路の流路対称軸上における分布である．図6.23と図6.24の破線は粗さ要素の高さに対応している．図6.22の流路Aでは，垂直応力による生成項 P_N の寄与はせん断応力による寄与 P_S に比べてかなり小さく，流路内の乱れエネルギーの生成は実質的に P_S に支配されている．また，対流項 C の値は， x_3 軸上の全域にわたってほぼ零となっており，二次流れによる乱れエネルギーの輸送は，乱れエネルギーの収支にはほとんど影響を与えていない．

流路Bでの P_S は，図6.23に示すように，粗面壁側で極めて大きな利得となっている．そして，流路中心部ではほぼ零であるが，対向滑面壁側では再び利得となる．しかし，その値は粗面壁側に比べてかなり小さく，流路Aと同程度である．この傾向は，本粗面流路と同種のリップ状粗面をもつ二次元流路において，Hanjalic-Lauder⁽⁶¹⁾によって得られた結果と定性的に一致している．一方， P_N は，粗面壁側で P_S の60%程度の利得となっており，流路Aとは異なって，この領域の乱れエネルギーの生成に大きく寄与している．また，対向滑面壁近傍では， P_N は粗面壁側とは逆に損失となっているが，その値はかなり小さい．対流項 C の値は， P_S および P_N に比べると全 x_3 軸にわたって非常に小さく，その寄与は実質的に無視できる．しかし，詳細にみると，流路中心から対向滑面壁側にかけては利得となっているのに対して，粗面壁側では粗面壁の極く近傍を除いては逆に損失となっている．この状況は， x_3 軸上における k と二次流れの分布から説明できる．すなわち，3章で述べたように流路Bの x_3 軸上での二次流れは，対向滑面壁から粗面壁に向かう．したがって，対向滑面壁側では壁面近傍で生成された乱れエネルギーが，二次流れによって乱れの弱い流路中心部に輸送されるため，対流項 C は利得となる．他方，粗面壁側での損失は，二次流れが流路中心部から乱れの強い粗面壁近傍に向かうため，もたらされると考えられる．消散項 ϵ と拡散項 D_r の和 R は，粗面壁近傍で非常に大きいですが，流路中心部ではほぼ零となる．したがって，この中心部では，消散項 ϵ と拡散項 D_r とが釣り合っていると考えられる⁽⁶¹⁾．

図6.24(a)に示した流路Cの x_3 軸上の分布は，流路Bの粗面壁側の分布に定

性的かつ定量的に類似である。また、 x_2 軸上の分布 (図6.24(b)) は、流路Aの分布によく一致している。

以上のように、正方形流路内の乱れエネルギーの収支においては、乱れせん断応力による生成項 P_S の寄与が最も大きい。粗面流路の粗面壁近傍では乱流垂直応力による生成項 P_N の寄与も無視できない。また、対流項 C による寄与は P_S および P_N に比べて非常に小さく、乱れエネルギー収支に影響を及ぼさない。すなわち、流路内の k の分布は (P_S+P_N) によって支配され、したがって、 k の等値線の歪みは必ずしも二次流れベクトルの向きには対応しないと考えられる。

6.3.3.3 乱流垂直応力の寄与

乱流垂直応力による乱れエネルギー生成項 $P_N = \overline{u_1^2} \cdot \partial U_1 / \partial x_1 + \overline{u_2^2} \cdot \partial U_2 / \partial x_2 + \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3$ のうち、右辺第1項は主流速度の流路軸方向の変化による寄与であり、完全に発達した流れでは零になる。第2、第3項は断面内乱流垂直応力と二次流れの断面内速度こう配による寄与を表しており、非円形流路内乱流に特有な項と考えられる。これら各項の寄与の割合をみるために、各流路の流路対称軸上において P_N の各成分の分布を求め、図6.25～図6.27に示した。ここに P_{N1} 、 P_{N2} 、 P_{N3} は、それぞれ $\overline{u_1^2} \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ 、 $\overline{u_2^2} \cdot \partial U_2 / \partial x_2$ 、 $\overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3$ を表す。また、流路Cについては、図6.24に示したように測定結果の対称性が極めて良好であったため、図6.27の左半分に x_3 軸上、右半分に x_2 軸上の分布を示した。

流路Aにおける P_{N1} の値は、図6.25に示すように、 x_3 軸上の全域にわたってほぼ零であり、流れが x_1 軸方向に完全に発達していることを裏付けている。また、 P_{N2} が壁面の近傍で利得となっている点も注目される。

図6.26に示した流路Bにおいては、 P_{N1} が粗面壁($x_3/B=-1$)側で非常に大きな利得となっている。これは、リブ状の粗面を用いているため、主流が粗面壁近傍ではなく離と再付着を繰り返す、その結果この領域において U_1 が x_1 軸方向に変化することによると考えられる。一方、流路中心部から対向滑面壁($x_3/B=1$)側にかけては P_{N1} は流路Aと同様にほぼ零となっているが、壁面の近傍ではいつ

たん利得となった後にわずかに損失となっている。これは、粗さ要素近傍における主流の x_1 軸方向変化の影響が、位相差をもって対向面側に現れることを示唆している⁽⁹⁰⁾。このように粗面壁から遠い領域にも U_1 の変化の影響が現れることは興味深い。

次に、粗面壁に平行な応力成分 $\overline{u_2^2}$ による生成項 P_{N2} の寄与は、全域にわたってかなり小さい。両壁面の近傍では利得となっているが、その値は粗面壁側、滑面壁側ともに同程度であり、粗面壁の影響は特に認められない。他方、粗面壁に垂直な応力成分 $\overline{u_3^2}$ による生成項 P_{N3} は、 P_{N1} および P_{N2} とは逆に粗面壁近傍でかなり大きな損失となっている。また、対向滑面壁近傍にも損失領域が認められる点が注目される。

図6.27(a)は、流路Cの x_3 軸上における分布である。乱流垂直応力による生成項の各項の分布は、図6.26に示した流路Bの粗面壁側における分布によく似ており、 P_{N1} が利得となる一方で P_{N3} は損失となっている。他方、図6.27(b)に示した x_2 軸上の分布では、 P_{N2} と P_{N3} の符号が流路Bの滑面壁側の分布と逆転している。これは、流路Bでは x_3 軸上の結果を示したのに対して、図6.27(b)は x_3 軸に直交する x_2 軸上の分布を示しているためである。すなわち、両流路に共通して、流路対称軸上では滑面壁に垂直な成分による生成項（流路Bでは P_{N3} 、流路Cでは P_{N2} ）が損失をもたらす、滑面壁に平行な成分の寄与（流路Bでは P_{N2} 、流路Cでは P_{N3} ）が利得となるといえる。

6.3.3.4 粗さ要素上の断面における分布

前述のように、粗面流路の粗面壁近傍では、主流速度の x_1 軸方向変化による生成項 P_{N1} が極めて大きな利得をもたらす。また、粗面壁に垂直な乱流垂直応力成分による生成項 P_{N3} は、粗面壁近傍で P_{N1} とは逆に損失となる。一方、滑面壁近傍でも、壁面に垂直な乱流垂直応力成分は損失をもたらす、平行な成分は逆に利得をもたらす。これらは全て粗さ要素下流の断面において得られた結果であるが、 P_{N1} は粗さ要素による主流のはく離および再付着に起因する項であるため、粗さ要素との相対位置に対応して P_{N1} の分布も変化する可能性がある。

そこで、流路Bにおいては、3.3.6 に示した粗さ要素の中心線を含む断面での測定結果からも、乱れエネルギーの輸送方程式(6.3)の各項の値を求めてみた。

図6.28は、その乱流垂直応力による生成項 P_N の各項の流路対称軸上の分布である。粗面壁近傍の P_{N1} は、図6.26に示した粗さ要素下流の断面の結果とは逆に大きな損失となっており、 P_{N1} が粗さ要素との相対位置に強く依存することを示している。 P_{N1} の符号の違いは $x_3/B=-0.6$ 付近まで観察され、リブ状粗面の影響が粗さ要素の高さ(1 mm)の10倍程度という遠くにまで及んでいる。粗面壁近傍の P_{N3} は、 P_{N1} とは逆に利得となっている。図6.26に示したように、粗さ要素下流の断面では粗面壁近傍の P_{N3} は損失となったことから、粗面壁近傍では P_{N1} のみではなく P_{N3} も、粗さ要素との相対位置に対応して変化するといえる。そして、この領域における P_{N1} と P_{N3} の利得と損失の関係は、粗さ要素との相対的な位置関係に応じて逆転する。一方、対向滑面壁近傍では、 P_{N2} および P_{N3} の分布に図6.26との顕著な差異は認められず、 P_{N2} が利得、 P_{N3} が損失となっている。しかし、対向滑面壁近傍での P_{N1} は、図6.26とは逆にわずかながら利得となっており、粗さ要素との相対位置の違いによる P_{N1} の変化の影響が、対向滑面壁近傍にまで及ぶことを示唆している。

図6.29は、粗さ要素上の断面における x_3 軸上の乱れエネルギーの収支である。乱流せん断応力による生成項 P_S は、図6.23に示した粗さ要素下流の断面での結果に、定性的かつ定量的によく似た傾向を示している。しかし P_N は、図6.23とは逆に粗面壁近傍で損失となり、粗さ要素との相対位置により寄与が逆転している。

図6.30に、流路Bの粗さ要素上の断面全域にわたって求めた生成項(P_S+P_N)の等値線図を、乱れエネルギー k のそれと比較して示す。 P_N が損失となるため、粗面壁近傍での(P_S+P_N)の値は、図6.20に示した粗さ要素下流の断面での値の半分以下とかなり小さくなっている。他方、この領域における k の値は、図6.20に比べてわずかに小さいものの、(P_S+P_N)ほどの差異は認められない。このように(P_S+P_N)と k の分布傾向に現れる差異の原因を明らかにするためには、拡散項 D_f の分布を把握する必要があるが、一般に拡散項を高精度に測定すること

は困難であり、今後の課題と考える。また、 k の分布が粗さ要素との相対位置に対してあまり変化しないことから、本解析において考慮しなかった対流輸送項 $U_1 \cdot \partial k / \partial x_1$ が乱れエネルギーの収支に与える寄与は、かなり小さいと考えられる。

6. 4 結言

本章では、本研究に用いた各粗面流路における渦度の収支を明らかにし、粗面流路における二次流れの生成機構について検討した。さらに、正方形流路内の乱れエネルギー生成項と対流項の分布に注目し、乱れエネルギー収支に及ぼす粗面壁の影響を明らかにした。結果は以下のように要約できる。

(1) 正方形滑面流路および長方形滑面流路の短辺壁近傍の領域では、渦度輸送方程式(6.1)の右辺第4項(乱流垂直応力による渦度生成項)と左辺対流項の等値線分布の間には定量的にも良好な対応が認められ、Brundrett-Bainesの二次流れ発生理論を支持している。しかし、粗面流路では、とくに粗面壁側の隅部で右辺第4項と第5項(乱流せん断応力による渦度生成項)がともに無視できず、対流項は両者の和と釣り合う。

(2) 正方形流路内における乱れエネルギーの生成は、滑面流路、粗面流路ともに、乱流せん断応力による寄与が最も大きい。しかし、粗面流路では、とくに粗面壁近傍で、乱流垂直応力による生成も乱流せん断応力の寄与と同程度の大きさとなり、乱れエネルギーの生成に大きな影響を与えている。

(3) 乱流垂直応力による乱れエネルギー生成項 P_N の各成分のうち、粗面流路においては、リブ状粗面に特有な項である $P_{N1} = \overline{u_1^2} \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ の寄与が最も大きい。また、粗面壁近傍では、粗面壁に垂直な応力成分による生成項 $P_{N3} = \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3$ の寄与も大きい。なお、粗面壁近傍における両生成項の利得と損失の関係は、粗さ要素と測定断面との相対的な位置関係に応じて逆転する。すなわち、粗さ要素の下流では P_{N1} が利得、 P_{N3} が損失となるのに対して、粗さ要素上の断面では逆に、 P_{N1} が損失、 P_{N3} が利得をもたらす。

(4) 粗面流路の滑面壁近傍では，滑面壁に垂直な乱流垂直応力成分による乱れエネルギー生成項は損失となり，一方，平行な成分は利得をもたらす．この関係は，粗さ要素との相対的な位置関係に依存しない．

(5) 滑面流路，粗面流路ともに，二次流れによる乱れエネルギー対流項は生成項に比べると極めて小さく，流路内の乱れエネルギー分布にはほとんど影響を及ぼさない．すなわち，流路内の乱れエネルギーの分布は生成項の分布に支配される．

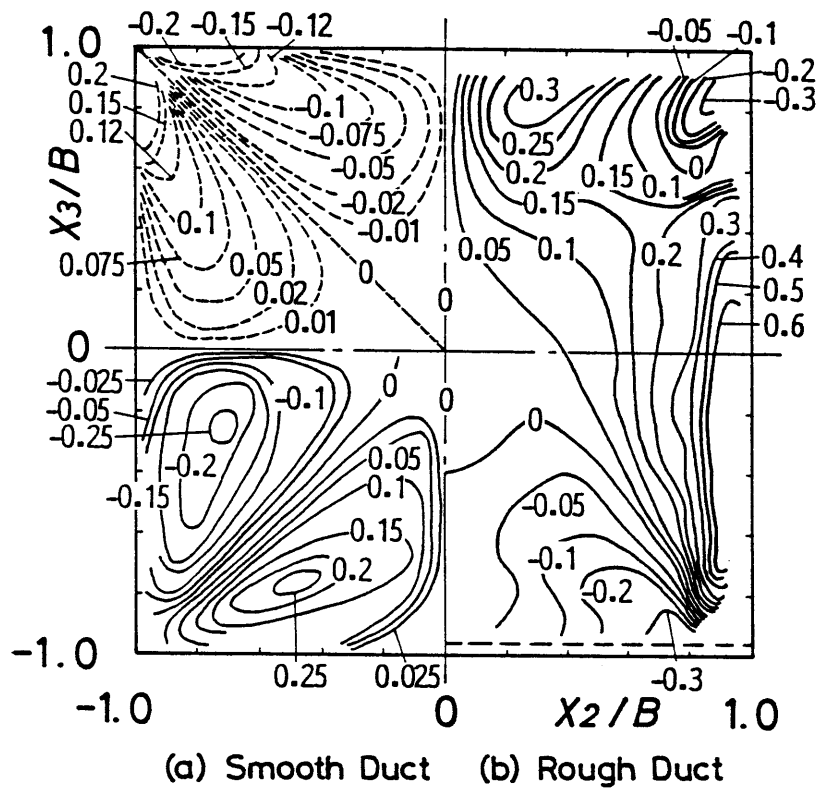


图 6.1 $\Omega_1 \cdot D_h / U_s$

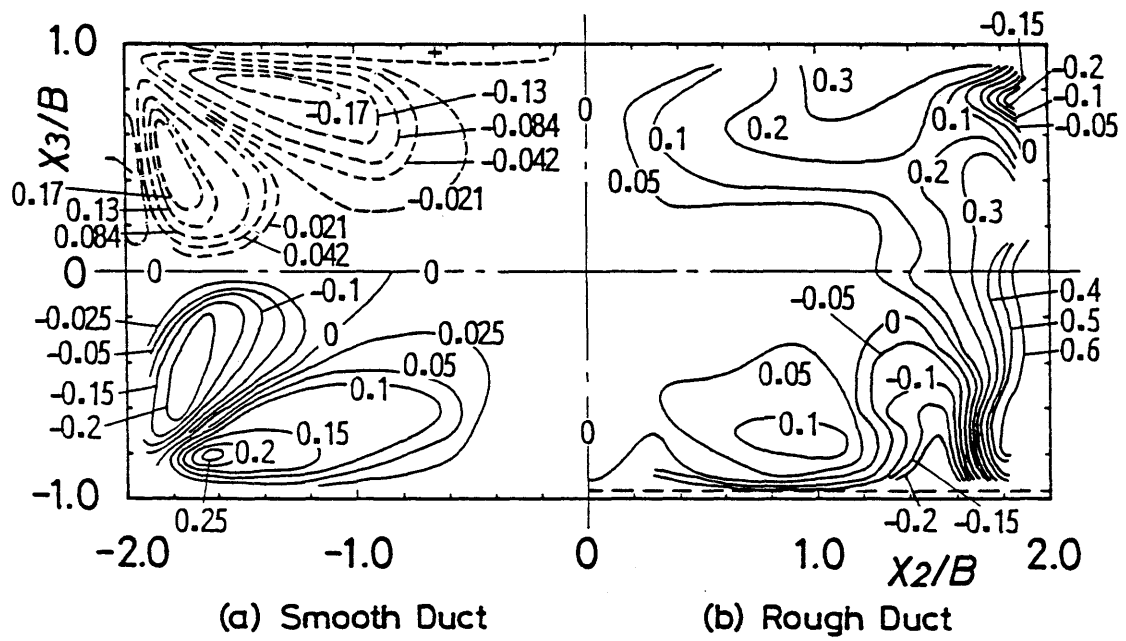


图 6. 2 $\Omega_1 \cdot D_h / U_s$

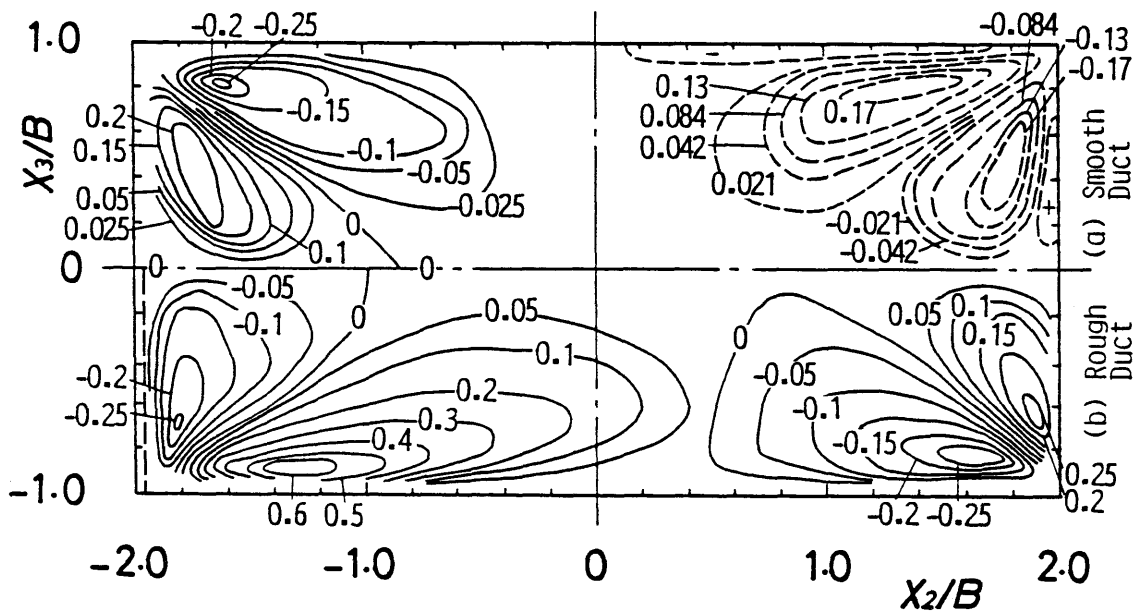


图 6. 3 $\Omega_1 \cdot D_h / U_s$

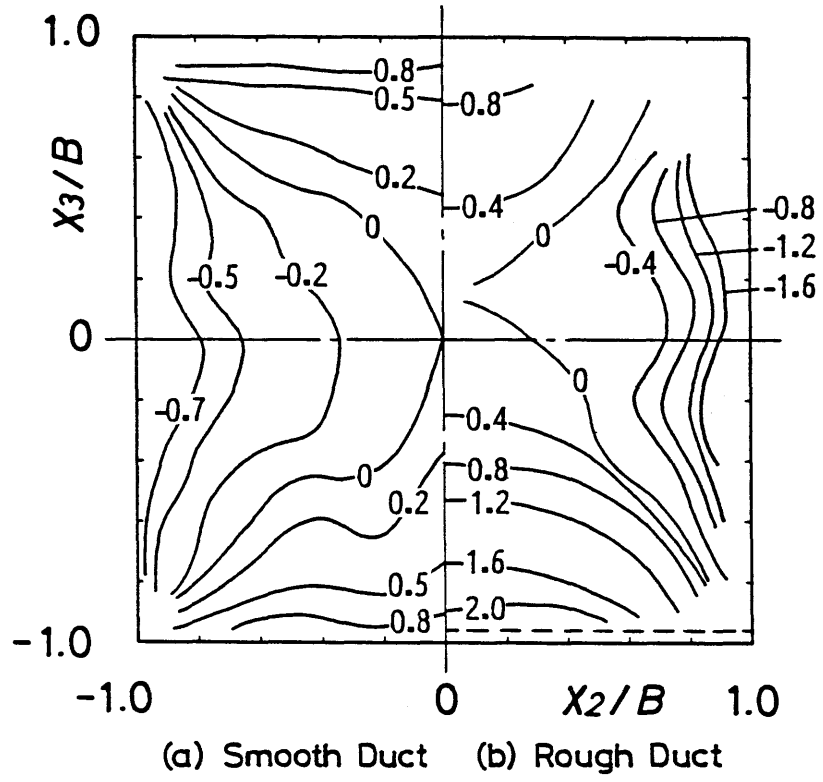


图 6.4 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}) / U_5^2 \times 10^3$

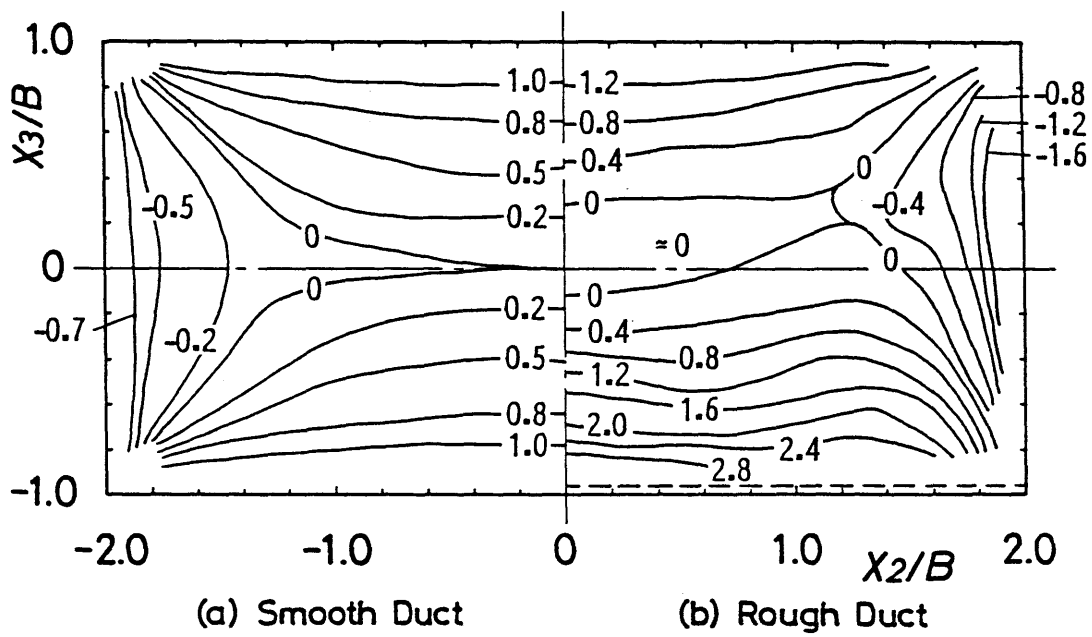


图 6.5 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})/U_s^2 \times 10^3$

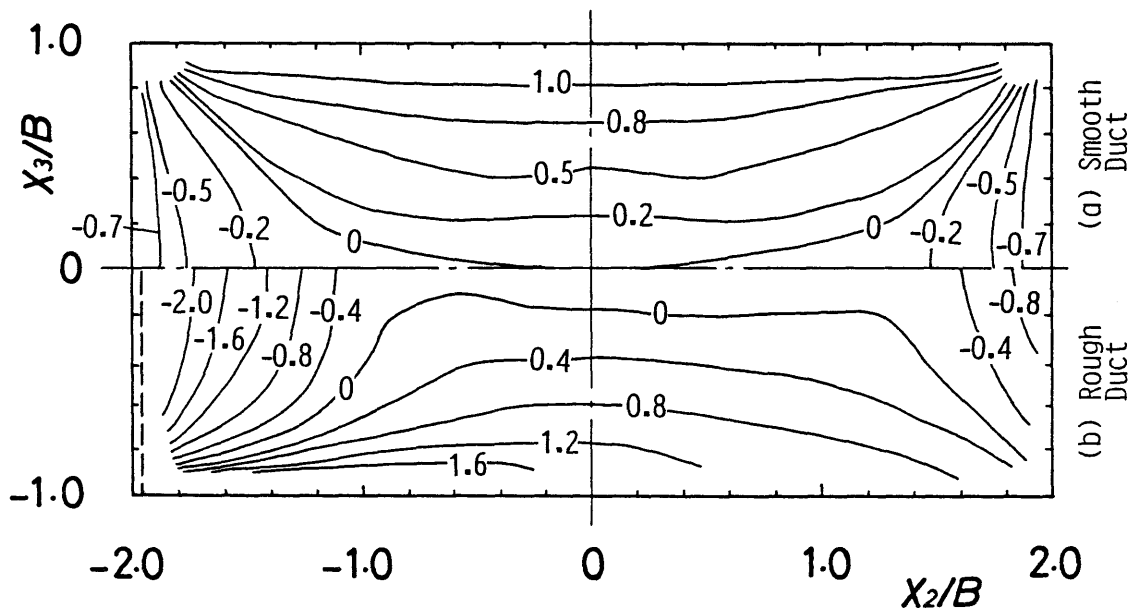


图 6.6 $(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2})/U_s^2 \times 10^3$

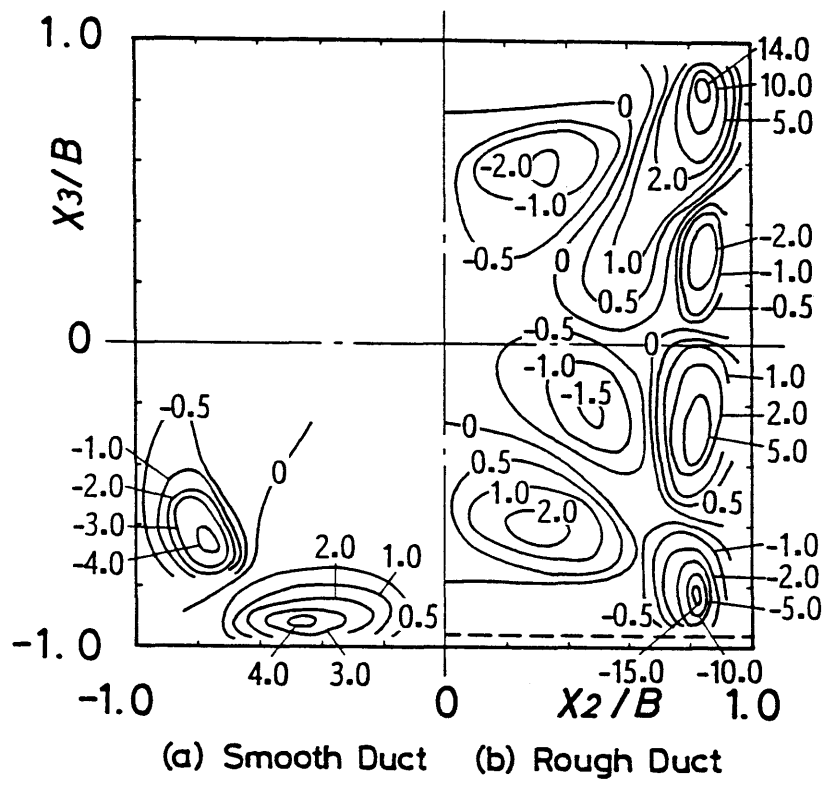


图 6.7 $[\partial^2(\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}) / \partial x_2 \partial x_3] \cdot (D_h^2 / U_s^2) \times 10^2$

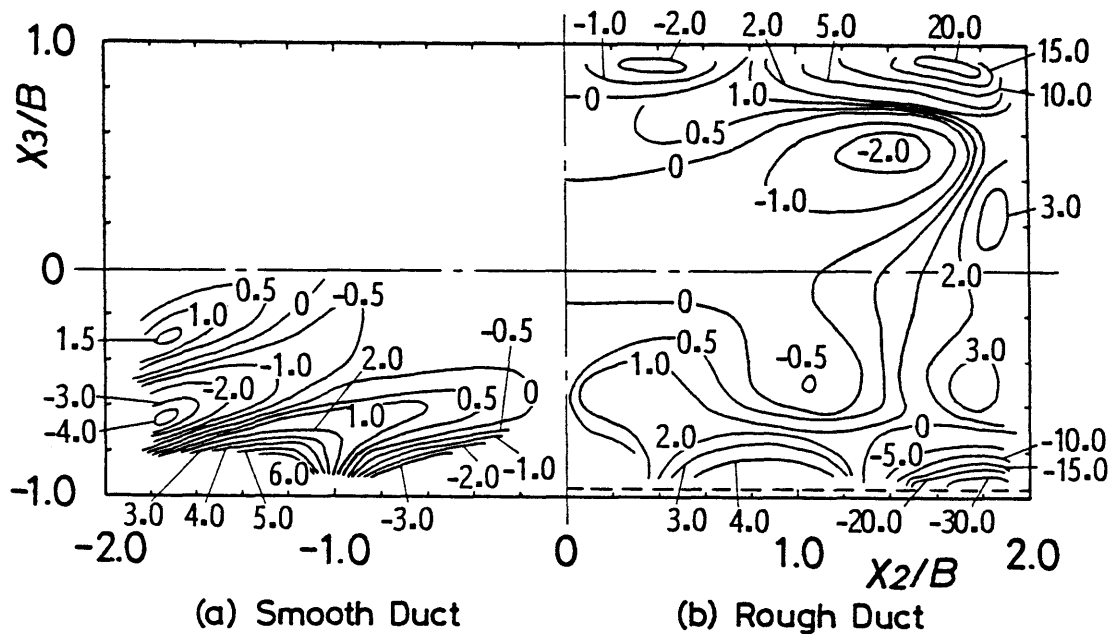


图 6.8 $[\partial^2(\overline{u_2^2 - u_3^2}) / \partial x_2 \partial x_3] \cdot (D_h^2 / U_s^2) \times 10^2$

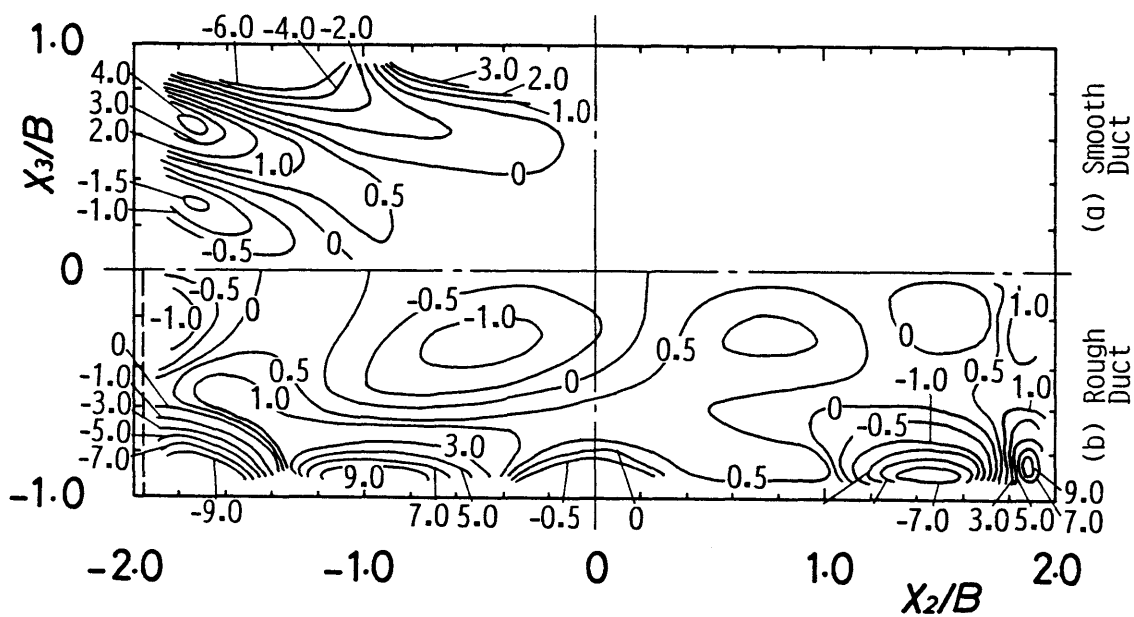


图 6.9 $[\partial^2(\overline{u_2^2 - u_3^2}) / \partial x_2 \partial x_3] \cdot (D_h^2 / U_s^2) \times 10^2$

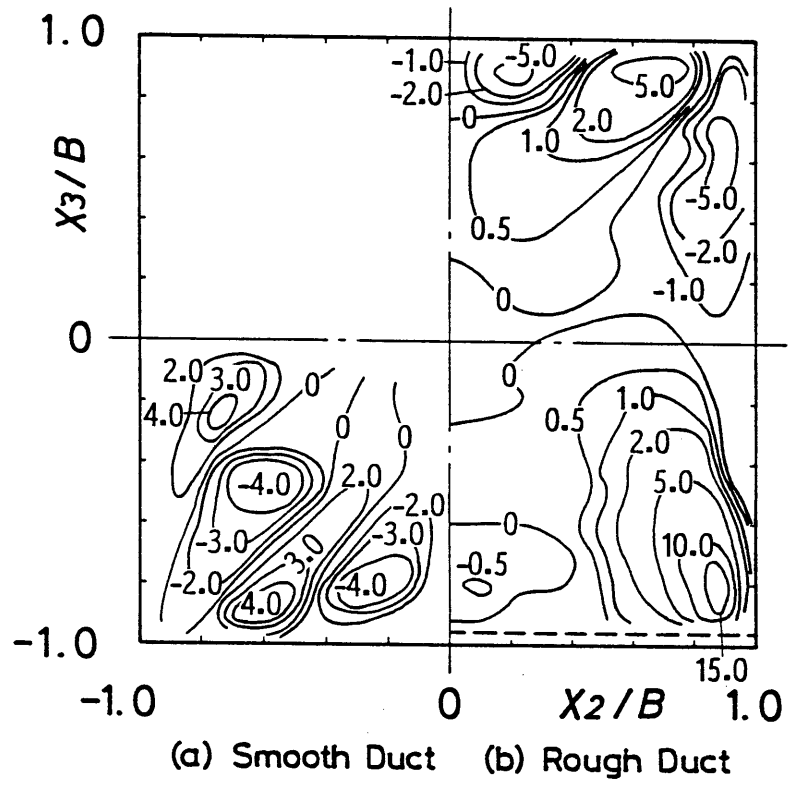


图 6. 10 $(U_2 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_2 + U_3 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_3) \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

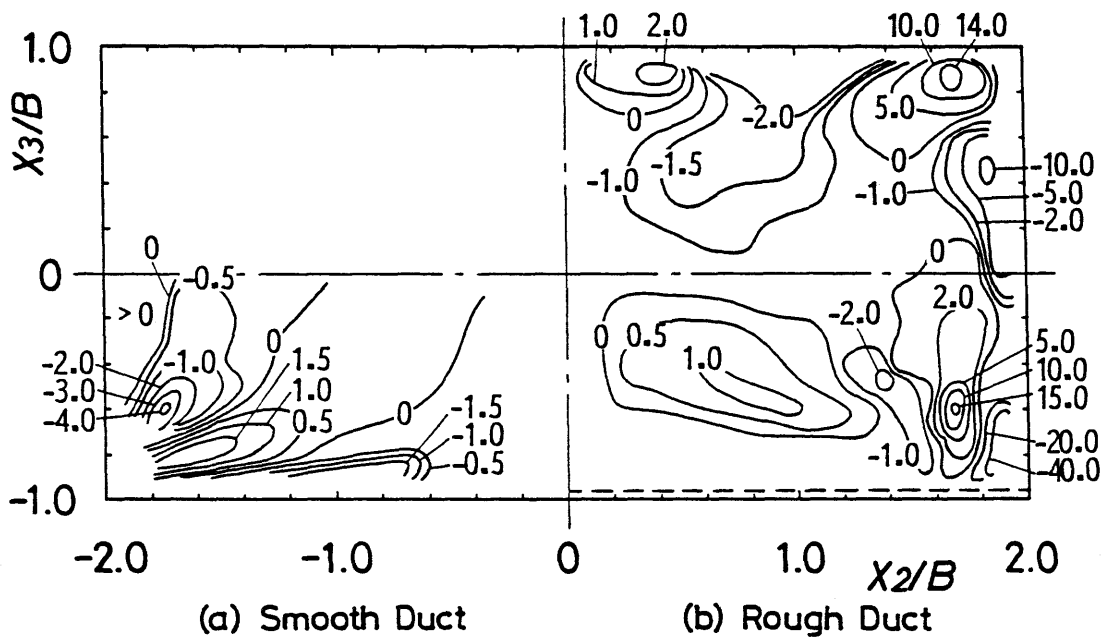


图 6. 1 1 $(U_2 \cdot \partial \Omega_1 / \partial X_2 + U_3 \cdot \partial \Omega_1 / \partial X_3) \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

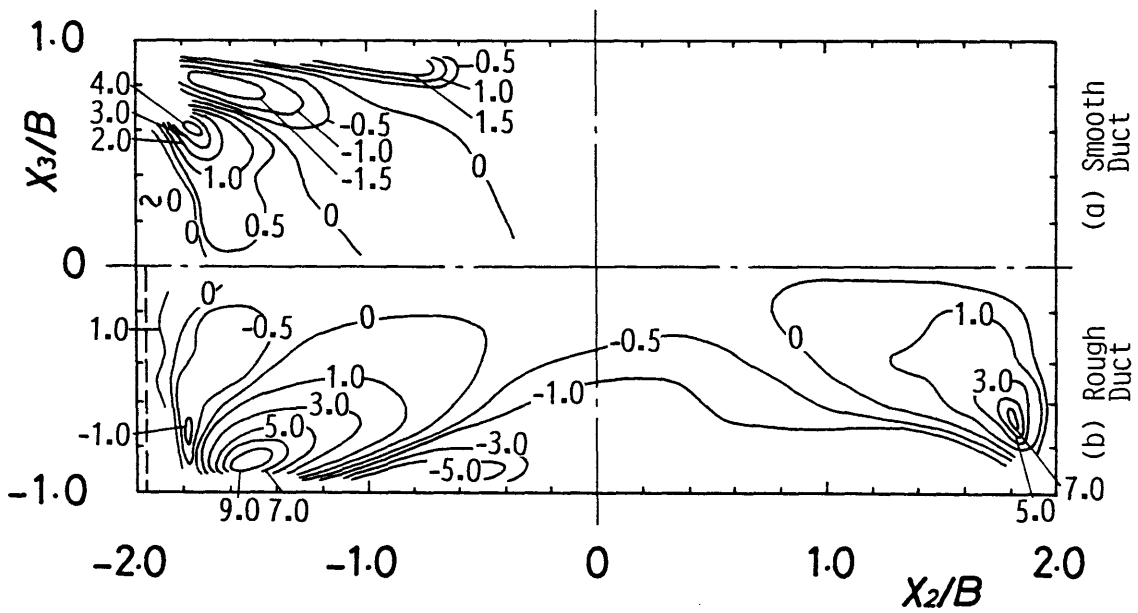


图 6. 1 2 $(U_2 \cdot \partial \Omega_1 / \partial X_2 + U_3 \cdot \partial \Omega_1 / \partial X_3) \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

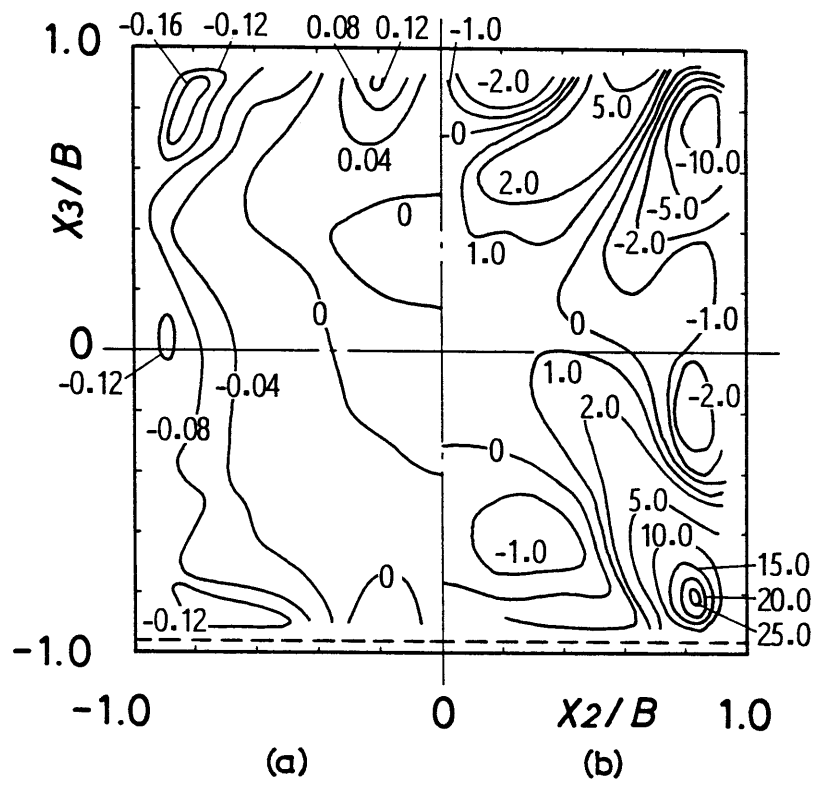


图 6.13 (a) $\nu (\partial^2 \Omega_1 / \partial x_2^2 + \partial^2 \Omega_1 / \partial x_3^2) \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$
 (b) $(\partial^2 / \partial x_3^2 - \partial^2 / \partial x_2^2) \overline{u_2 u_3} \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

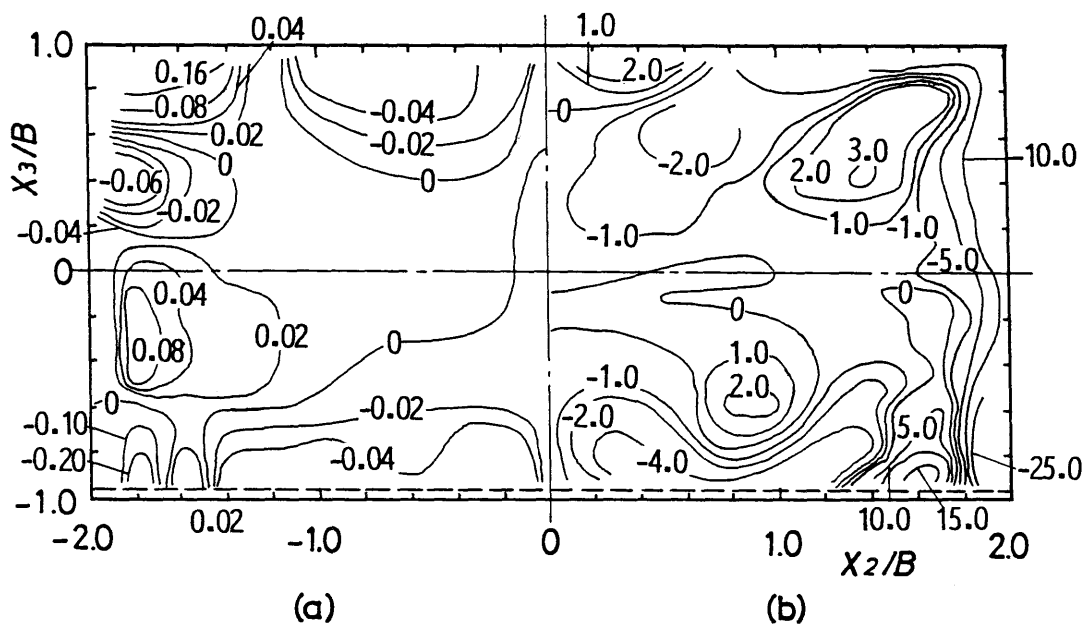


图 6. 14 (a) $\nu (\partial^2 \Omega_1 / \partial x_2^2 + \partial^2 \Omega_1 / \partial x_3^2) \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$
 (b) $(\partial^2 / x_3^2 - \partial^2 / x_2^2) \overline{u_2 u_3} \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

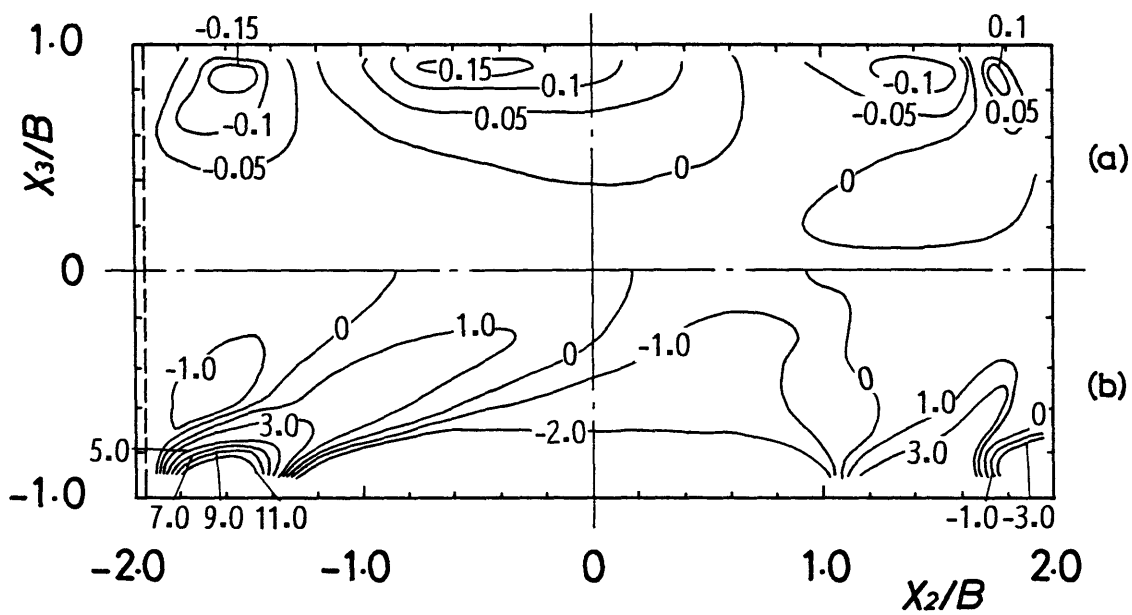
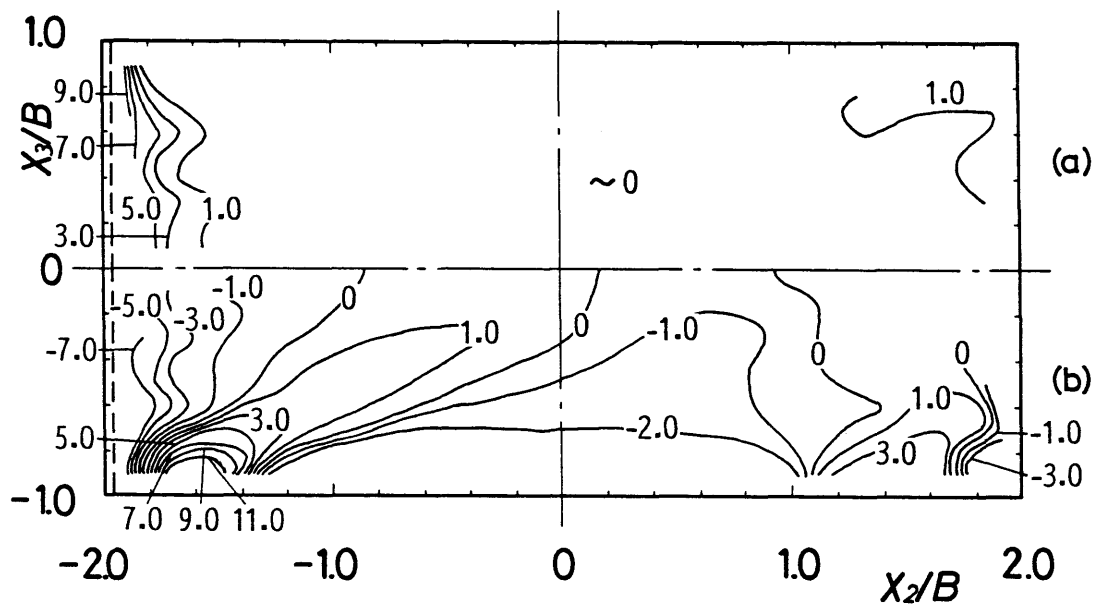


图 6. 15 (a) $\nu (\partial^2 \Omega_1 / \partial x_2^2 + \partial^2 \Omega_1 / \partial x_3^2) \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$
 (b) $(\partial^2 / x_3^2 - \partial^2 / x_2^2) \overline{u_2 u_3} \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$



(a) $\Omega_1 \cdot \partial U_1 / \partial x_1 \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

(b) $(\partial^2 / \partial x_3^2 - \partial^2 / \partial x_2^2) \overline{u_2 u_3} \cdot D_h^2 / U_s^2 \times 10^2$

図6.16 U_1 の加減速による渦度生成の影響
(短辺壁を粗面とした流路)

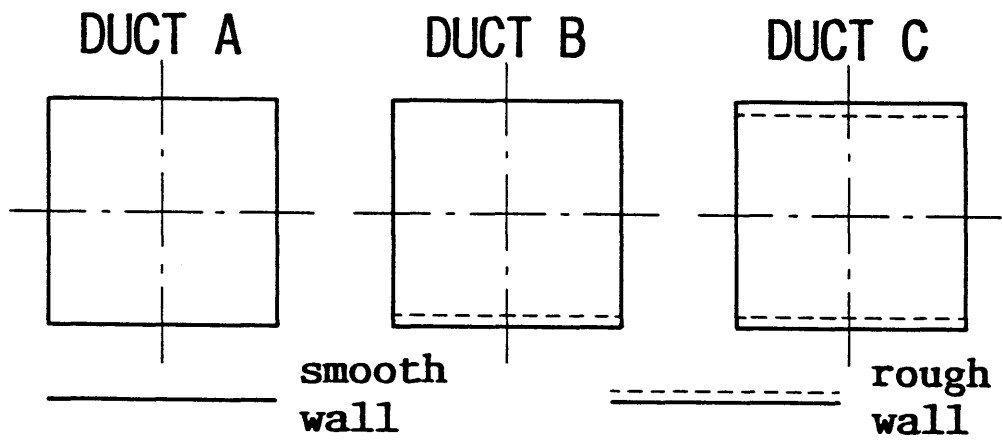


図 6. 17 実験に用いた流路

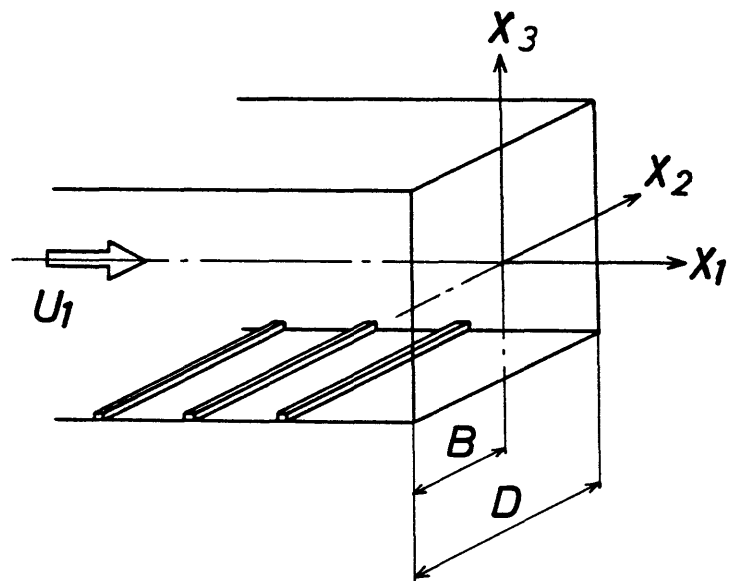
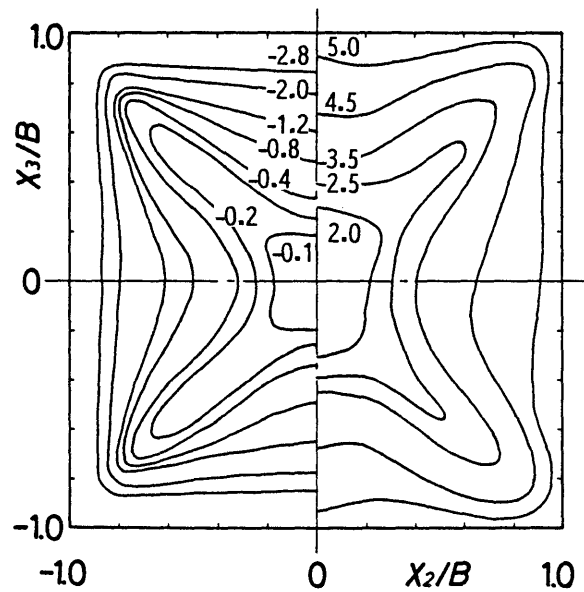
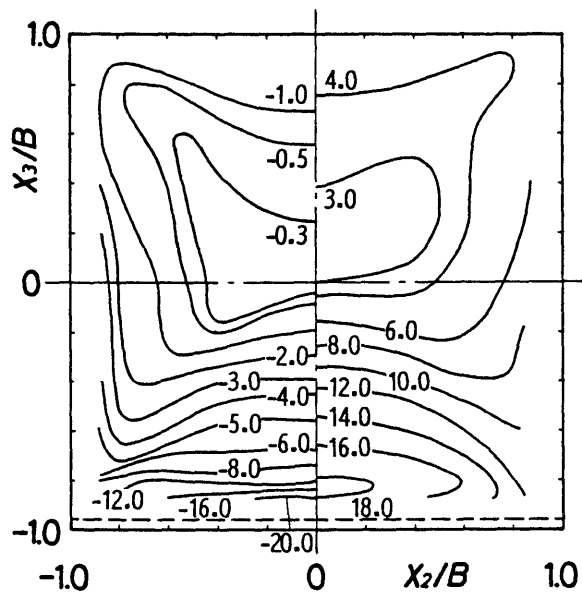


図 6. 18 座標系 (流路 B)

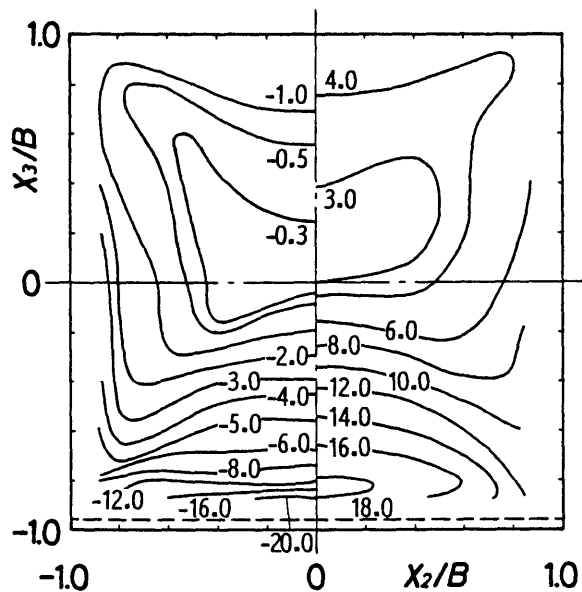


(a) $(P_s+P_n) \times 10^3$



(b) $k/U_s^2 \times 10^3$

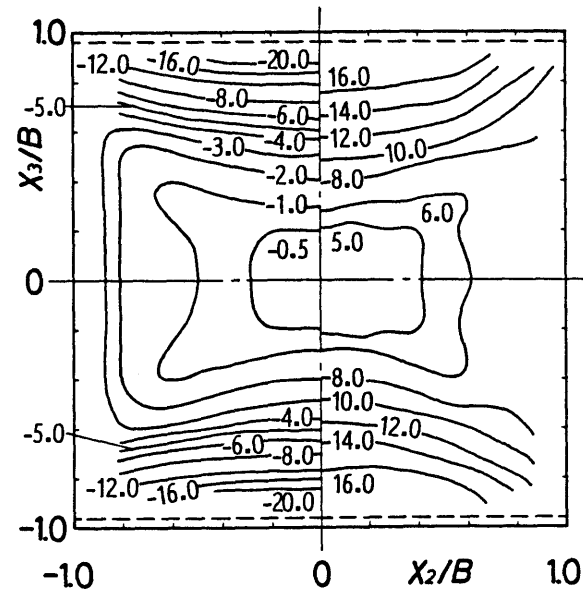
图 6. 19 流路 A



(a) $(P_s+P_n) \times 10^3$

(b) $k/U_s^2 \times 10^3$

图 6. 20 流路 B



(a) $(P_s+P_n) \times 10^3$

(b) $k/U_s^2 \times 10^3$

图 6. 21 流路 C

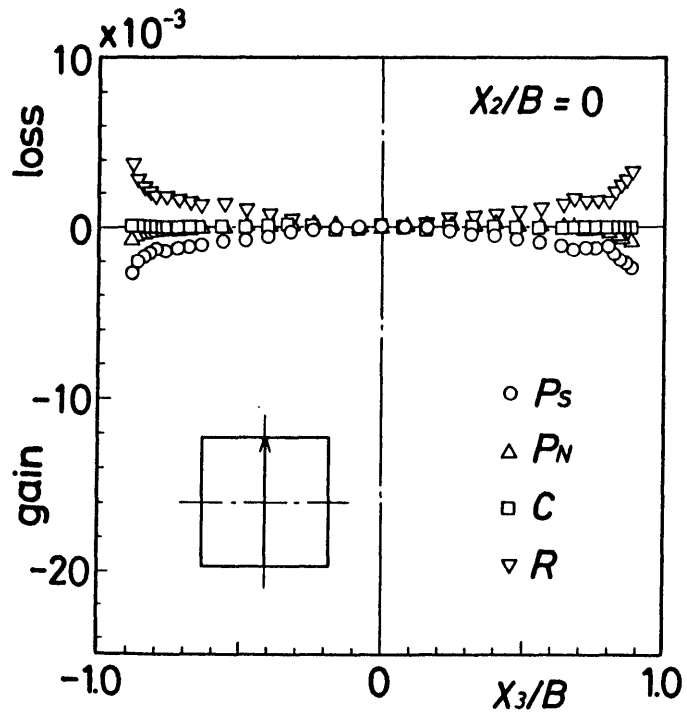


図 6. 2 2 乱れエネルギーの収支 (流路 A)

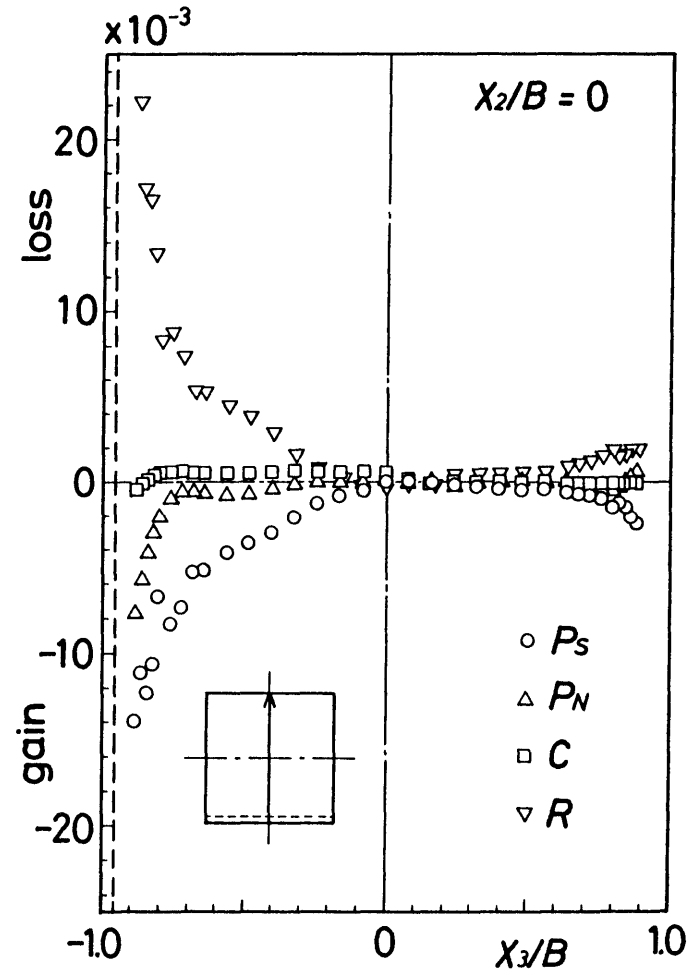
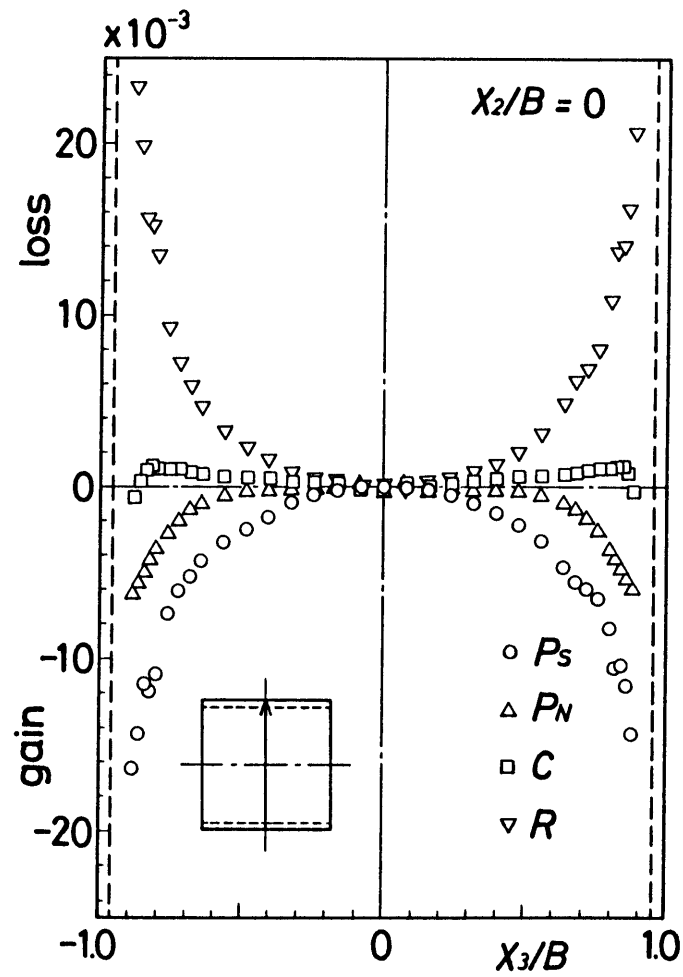
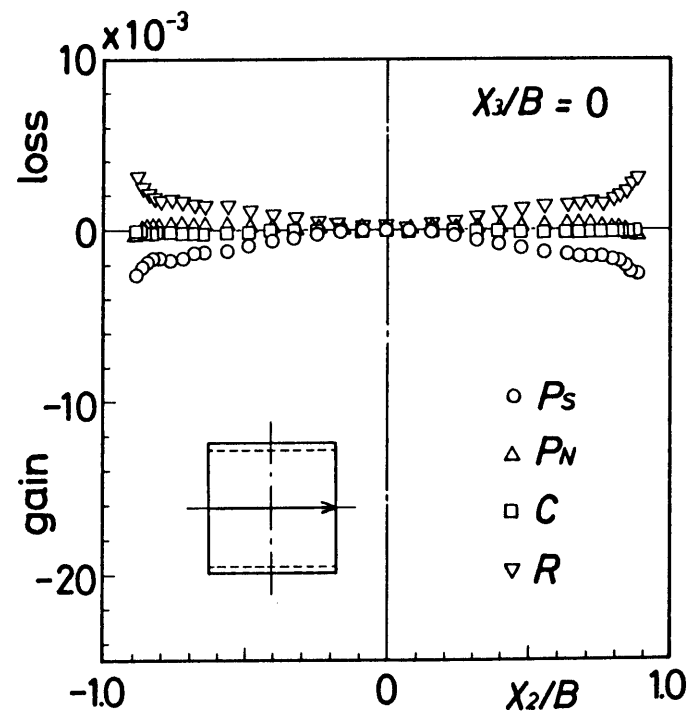


図 6. 2 3 乱れエネルギーの収支 (流路 B)



(a) x_3 軸上の分布



(b) x_2 軸上の分布

図 6. 24 乱れエネルギーの収支 (流路 C)

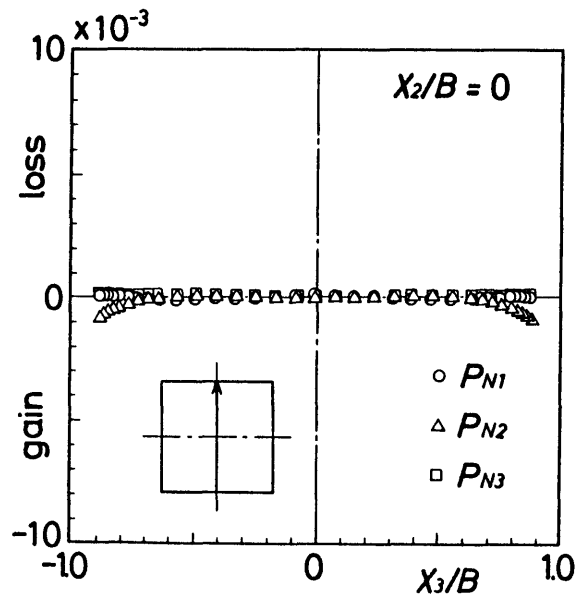


図 6. 2 5 P_N の各成分の分布
(流路 A)

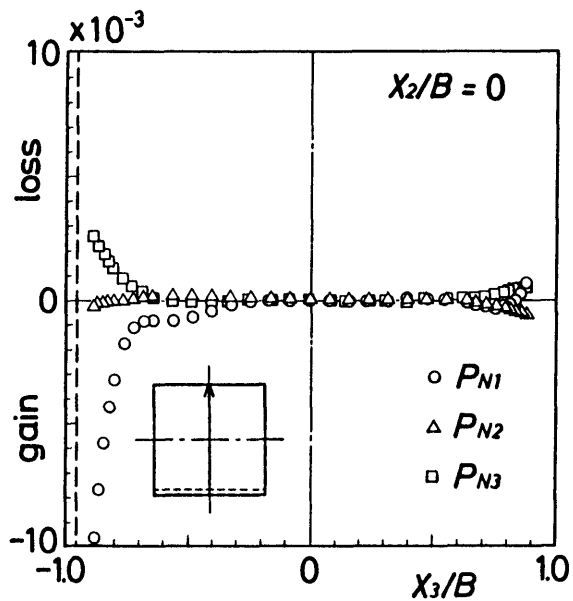
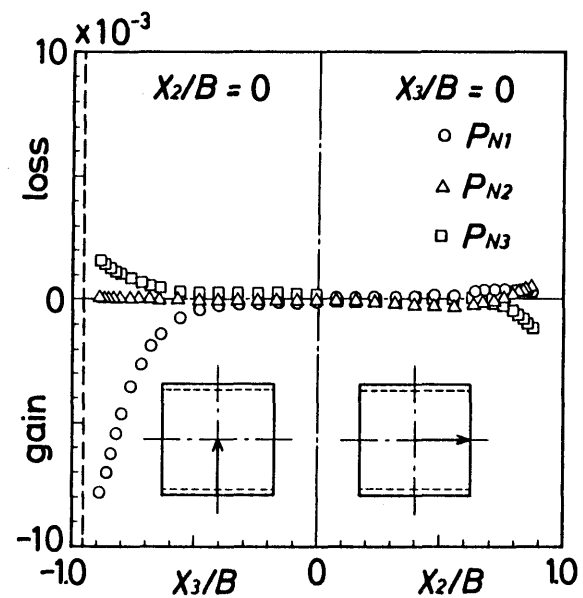


図 6. 2 6 P_N の各成分の分布
(流路 B)



(a) x_3 軸上の分布 (b) x_2 軸上の分布

図 6. 2 7 P_N の各成分の分布
(流路 C)

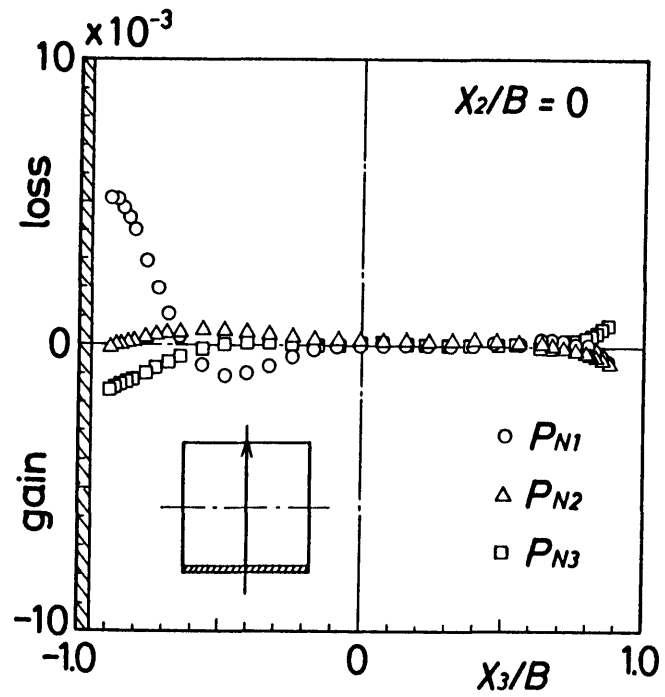


図 6. 28 断面 II における P_N (流路 B)

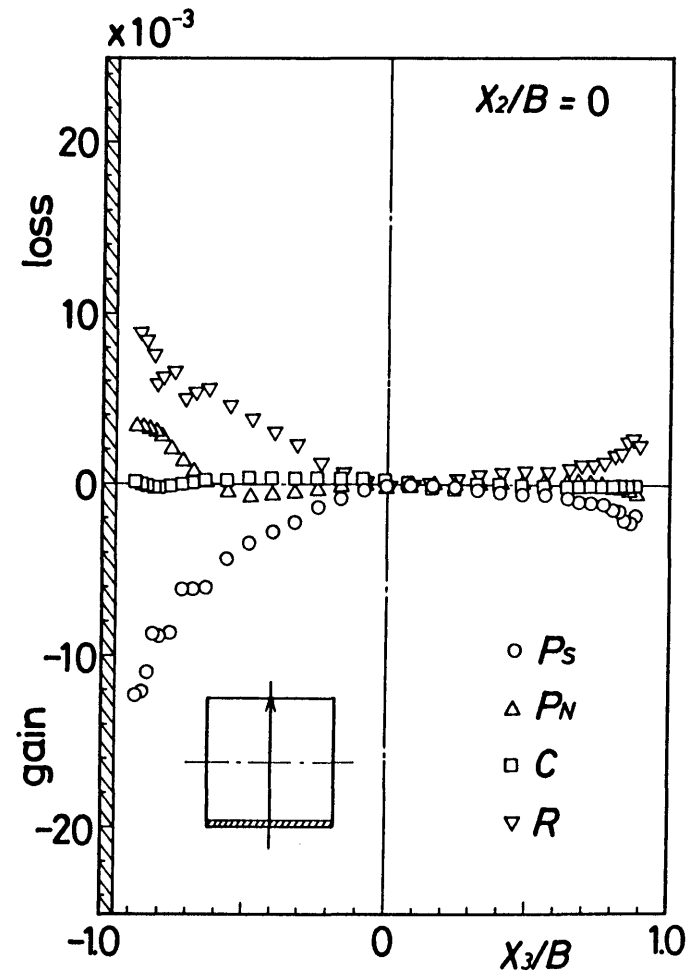


図 6. 29 断面 II での乱れエネルギーの収支 (流路 B)

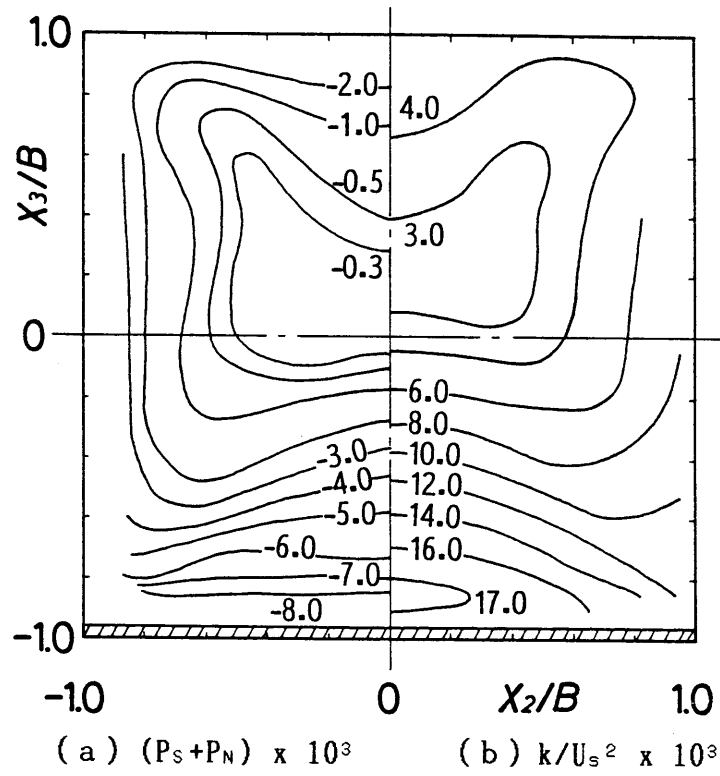


図6.30 断面IIにおける (P_S+P_N) および k (流路B)

第 7 章 正方形滑面流路内の 乱流熱伝達特性 (138)

7. 1 緒言

前章までは粗面をもつ矩形流路内の乱流について、流動特性に関する測定結果を示すとともに、流路内の渦度の収支、および乱れエネルギーの収支について検討してきた。そして、粗面流路に発生する第 2 種二次流れのパターンが滑面流路とは著しく異なり、渦度および乱れエネルギーの収支にも変化が起こることを明らかにした。

このような粗面をもつ矩形流路では、強制対流熱伝達特性も二次流れの影響を受けることが予想される。とくに、局所的な熱伝達特性を的確に予測するためには、流路内の温度場の特性を、二次流れの影響を考慮にいった上で把握する必要がある。しかし、1 章で概観したように、矩形流路内の温度場の特性を実験的に明らかにした報告例は、粗面流路については言うに及ばず、最も基本的な形状である正方形滑面流路に関するものでさえ極めて少ない⁽⁸⁰⁾⁽⁸¹⁾。とくに、速度場と温度場の境界条件の相似性を考慮して、等壁面温度加熱の条件で実験を行った例はほとんど見あたらない。本章では、粗面をもつ矩形流路内の乱流熱伝達特性に及ぼす第 2 種二次流れの影響を明らかにする上で基礎となる、幾何学的に最も基本的な正方形滑面流路内の乱流を選び、報告例が極めて少ない温度場の測定結果を示すとともに、二次流れが流路内の温度場に及ぼす影響について検討する。

7. 2 実験装置および方法

図 7.1 に実験装置の概要を示す。供試流体である室温空気は、四分円ノズルおよび整流室を通過して測定流路に導かれる。測定流路は 1 辺 $D=2B=50\text{mm}$ の正方形断面をもつ全長 $4770\text{mm}(95.4D_h)$ の直線流路であり、そのうち下流部分 1750mm

($35D_h$)が二重管式の加熱流路となっている。二重管の外管は厚さ 15mm のペークライト製であり、内管は熱伝導性の高い厚さ 1mmの滑らかな表面をもつ黄銅板により組み立てられている。ボイラより外管と内管の間隙に供給される大気圧飽和水蒸気によって、測定流路である内管の全壁面は約 100°C の等温加熱面となる。なお、内管外壁面の周方向に32点、管軸方向に20点を選んで熱電対を取り付けて、加熱流路の壁面温度の均一性が極めて良好であることを確認した。主な測定は速度場および温度場ともに完全に発達したと考えられる流路出口の100mm上流(測定流路入口から $93.4D_h$ 、加熱流路入口から $33D_h$ 下流)の断面において、加熱流路流入前の空気温度で算出したレイノルズ数 $Re=UD_h/\nu=6.5\times 10^4$ の条件にて行った。Metals-Eckert の分類図によれば、本実験条件は乱流強制対流伝熱の範囲にあり⁽¹³⁹⁾、またリチャードソン数 $Ri = Gr/Re^2$ が 2.12×10^{-4} と極めて小さいことから、自然対流の影響は無視できると考えられる。ここに、 $Gr=g\beta(T_w-T_s)D_h^3/\nu^2$ (g :重力加速度、 β :空気の体積膨張率)はグラスホフ数である。

測定には、線径 $5\mu\text{m}$ 、検知部長 1mmのタングステン線をセンサーとする抵抗線温度計を用いた。この温度計は定電流方式により作動するが、電流は 1mAと非常に小さくセンサーの加熱度は低いため、静的な温度感度の速度依存性は無視できる⁽¹⁴⁰⁾。また、本温度計の温度変動に対する応答性は従来よく利用される熱電対に比べて優れているが、センサーの熱容量のために、高周波の温度変動には追従することはできない⁽¹⁴¹⁾。本実験で使用した温度計の応答周波数の上限は、空気流速が20m/sの場合で400Hz、静止空気中では150Hz程度と推定される。なお、こうした応答性はより細い線をセンサーに使用することによって改善されるが、本実験では機械的な強度および入手の容易さの点から、線径 $5\mu\text{m}$ のタングステン線をセンサーとして使用した。温度計は、実験流路内の断面内平均速度にほぼ等しい約 20m/sの空気流中で、 $\pm 0.06^{\circ}\text{C}$ の精度で校正した。

7.3 実験結果および考察

7.3.1 平均ヌセルト数

図7.2に平均ヌセルト数 $Nu = Q \cdot D / (A \cdot \Delta T \cdot k)$ の分布を示す。Q は流体に与えられた全熱量であって、加熱流路流入前と後の流体のもつエンタルピーの差より求めた。A は伝熱面積、 ΔT は対数平均温度差、k は空気の熱伝導率である。Nu は Re に対してほぼ指数関数的に増加しており、実験式

$$Nu = 0.0221 \times Re^{0.8} \quad (7.1)$$

で表すことができる。なお、図中には壁面温度一定の場合の円管内乱流熱伝達に対する Colburn⁽¹⁴²⁾ の実験式

$$Nu = 0.027 \times Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (7.2)$$

および Sieder-Tate⁽¹⁴³⁾ の実験式

$$Nu = 0.027 \times Re^{0.8} \cdot Pr^{1/3} \cdot (\mu / \mu_w)^{0.14} \quad (7.3)$$

ならびに Brundrett⁽¹⁴⁴⁾ の方法によって水力直径を正方形管用に修正した上記の2式、すなわち、

$$Nu = 0.023 \times Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \cdot (D_h' / D_h)^{-0.2} \quad (7.4)$$

$$Nu = 0.027 \times Re^{0.8} \cdot Pr^{1/3} \cdot (\mu / \mu_w)^{0.14} \cdot (D_h' / D_h)^{-0.2} \quad (7.5)$$

もあわせて示してある。ここに、Pr はプラントル数であり、空気の場合約 0.7 である。 μ および μ_w は、それぞれ流路内の混合平均温度および壁面温度における空気の粘度を表す。また、 D_h' は正方形流路用に修正した修正された水力

直径であり、

$$D_h' / D_h = 1.156 \quad (7.6)$$

となる。本実験結果はこれらの実験式の間であり、実用的には円管に対する式で十分近似できることがわかる。

7.3.2 局所壁面熱流束分布

本実験においては、局所壁面熱流束を求めるために壁面近傍の温度分布を詳細に測定した。図7.3は、平均温度 T を壁面から $y=0.8\text{mm}$ ($y^+=yU^*/\nu=50$, 式(7.9)参照) の位置まで測定した結果の1例である。なお、測定は 0.01mm 間隔で行ったが、図中の測定点は 0.03mm 間隔にて示してある。 T_s は流路中心における平均温度、 T_w は壁面温度 ($=100^\circ\text{C}$) を表す。壁面から約 0.2mm ($y^+=13$) 以内の領域では、平均温度は壁面に向かってほぼ直線的に増加しており、温度こう配はほぼ一定値となっている。そして、壁面から離れるに従って平均温度こう配は急激に減少している。そこで平均温度が直線的な分布を示した $y < 0.2\text{mm}$ の領域において、最小二乗法により壁面における平均温度こう配 $(dT/dy)_w$ を算出し、壁面熱流束

$$q_w = -k(dT/dy)_w \quad (7.7)$$

を求めた。結果を図7.4に示す。なお、この結果は同一の x_3/B で複数回の測定を行って得た q_w の平均値から求めたものである。縦軸は q_w を壁面周方向にわたって積分平均して求めた平均熱流束 q_w によって無次元化してある。図中の実線および破線はそれぞれ Brundrett-Burroughs⁽³⁰⁾ の実験結果および Fujitaら⁽⁷⁰⁾ の計算結果を表している。また、3章で示した等温流に対して得られた壁面せん断応力 τ_w/τ_w の測定結果もあわせて示してある。本実験結果は、上記の q_w/q_w および τ_w/τ_w の分布によく似た傾向を示している。すなわち、 q_w/q_w は流路

対称軸近傍 ($x_3/B=0$) で極小値をとり、 $x_3/B=0.5$ で極大値に達した後、流路隅部に向かうにつれて減少している。

7.3.3 断面内温度分布

図7.5 は流路の下半断面において得られた平均温度の分布である。流路中心部に近い $x_3/B > -0.2$ の領域では、 $(T_w - T)/(T_w - T_s)$ の分布は $(y/B)^{0.242}$ に比例する放物線に近い形状をとっている。しかし、隣接する壁面 (x_3 軸に直交する壁面) に近付くにつれて分布はこの形状から逸脱し、 $x_3/B < -0.6$ では流路対称軸上で極小値、 $x_2/B = \pm 0.5$ で極大値をとる分布形状となっている。この分布形状は、図7.6 に示した主流平均速度分布によく似ている。

図7.7 は断面内平均温度分布の等値線表示である。等値線は流路対称軸に沿って内側にくぼみ、隅の二等分線に沿って隅部へ突出する特徴的な分布を示している。この傾向はとくに $|x_2/B| > 0.5$ および $|x_3/B| > 0.5$ の比較的壁面に近い領域で顕著に観察される。このような等値線の突出とくぼみは、図7.9 に示す二次流れの分布と密接に対応している。すなわち、等値線の突出は、流路中心部から流路隅部へ向かう二次流れによって中心部近傍の低温流体が隅部へ輸送されたことを示し、他方、流路対称軸近傍では壁面近傍の高温流体が対称軸に沿う二次流れによって中心部近傍へ運ばれるため、等値線にくぼみが生じると考えられる。そして、二次流れが平均温度分布に及ぼす影響は、流路壁面に比較的近い領域で顕著であるといえる。また、図7.4 に示した $q_w/\overline{q_w}$ の分布も、平均温度等値線の二次流れによる突出とくぼみに対応して説明できる。図7.8 は、等温流において得られた主流平均速度の等値線図である。平均速度等値線と平均温度等値線の分布形状は互いによく似ており、二次流れによる運動量の輸送と熱の輸送との間に類似性があることを示唆している。なお、本実験の平均温度分布は Emeryら⁽⁴³⁾ および Fujitaら⁽⁷⁰⁾ による数値解析の結果ともよい一致を示した。

図7.5に示した平均温度分布を

$$T^+ = (T_w - T) / (q_w / \rho C_p U^*) \quad (7.8)$$

$$y^+ = y \cdot U^* / \nu \quad (7.9)$$

を用いて内層法則の形に整理し、図7.10に示す。ここに ρ は流体の密度、 C_p は定圧比熱、 U^* は摩擦速度である。隣接する壁面 (x_3 軸に直交する壁面) から比較的遠い位置である $x_3/B > -0.4$ の領域では、一般に内層法則が成立するとされている $y^+ < 200$ の範囲において

$$T^+ = 5.17 \log y^+ + 0.33 \quad (7.10)$$

で表される対数法則が成立している。この式は、図中に示した菱田ら⁽¹⁴⁵⁾ の円管内乱流に対する結果および Brundrett-Burroughs⁽⁸⁰⁾ の結果に比べて低い値を与えるが、この配は比較的よく一致しているといえる。しかし、隣接壁面の近傍 ($x_3/B < -0.6$) での温度分布は、壁面の影響を受けて上記の式からの顕著な逸脱を示している。なお、等温流における測定結果によれば、主流平均速度分布は流路のかなりの領域にわたって Sarnecki の式

$$U^+ = 5.5 \log y^+ + 5.45 \quad (7.11)$$

を満たしていた⁽⁶⁶⁾。

図7.11に断面内温度変動強度の等値線を示す。温度変動強度の分布形状は平均温度のそれに似ているが、等値線の隅部への突出および対称軸近傍でのくぼみは平均温度分布に比べてより顕著となっており、二次流れの影響がより明確に現れている。こうした分布特性は、図7.12に示した主流方向の速度変動強度の分布特性と定性的に一致している。また、定量的に見れば、温度変動強度の値は速度変動強度の値よりも小さくなっている。しかし、7.2 で述べたように、センサーの熱容量による遅れのために、温度計は変動温度の高周波成分には追

従できず、また、抵抗線温度計の出力は温度変動周波数の増加にともなって低下するため⁽¹⁴⁰⁾、本実験で得られた温度変動強度は、実際の値よりも低く測定されている可能性がある。したがって、温度変動強度と速度変動強度の間の定量的な差異については、現段階では詳細な検討はできない。

7. 4 結言

本実験では、壁面を等温加熱面とした平滑な正方形直線流路内の乱流強制対流熱伝達特性について検討した。主な結果を以下にまとめる。

(1) 本実験の平均ヌセルト数 Nu はレイノルズ数 Re に対して指数関数的に増加し、実験式 $Nu=0.0221Re^{0.8}$ で表すことができる。

(2) 局所壁面熱流束 q_w は流路対称軸近傍で極小値、対称軸と隣接壁面との中間付近で極大値をとった後、流路隅部に向かうにつれて減少する。

(3) 流路断面内の平均流体温度の等値線は、二次流れの影響により流路隅部の二等分線に沿って突出し、流路対称軸上では流路中心に向かってくぼむ。温度変動強度分布も同様の特性を示すが、突出・くぼみともに平均温度分布よりも顕著である。

(4) 流路対称軸に近い領域では、 $y^+ < 200$ において平均温度に対する内層法則 $T^+ = 5.17 \log y^+ + 0.33$ が成立する。しかし、隣接する壁面に近付くにつれて、平均温度分布は内層法則からの顕著な逸脱を示す。

- ① fan
- ② quadrant nozzle
- ③ settling chamber
- ④ test duct
- ⑤ heating part

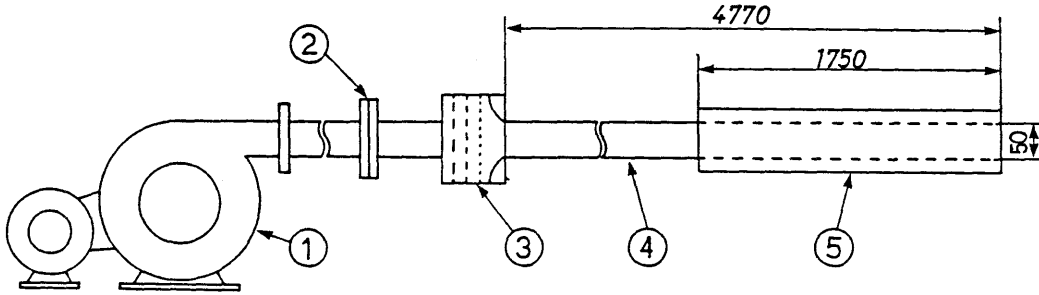


図 7. 1 実験装置概要

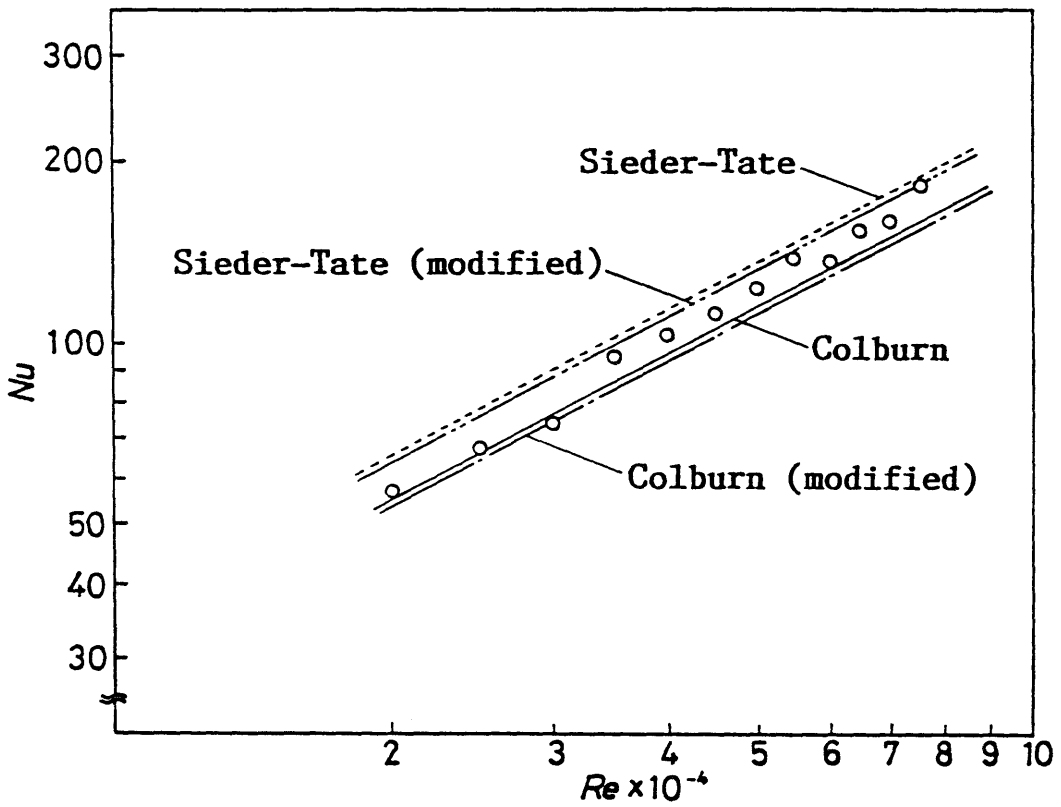


図 7. 2 平均ヌセルト数分布

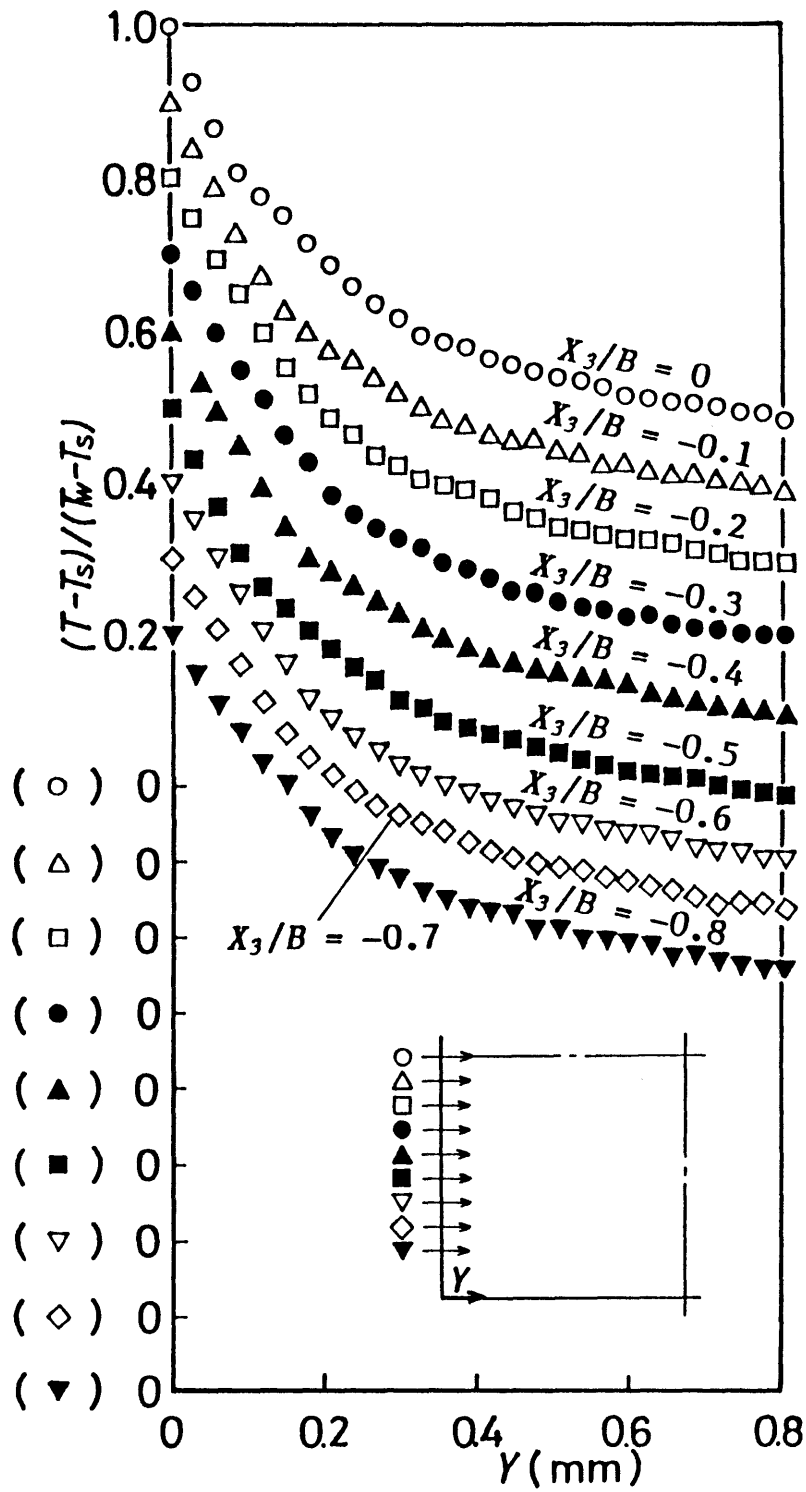


図7.3 壁面近傍の平均温度分布

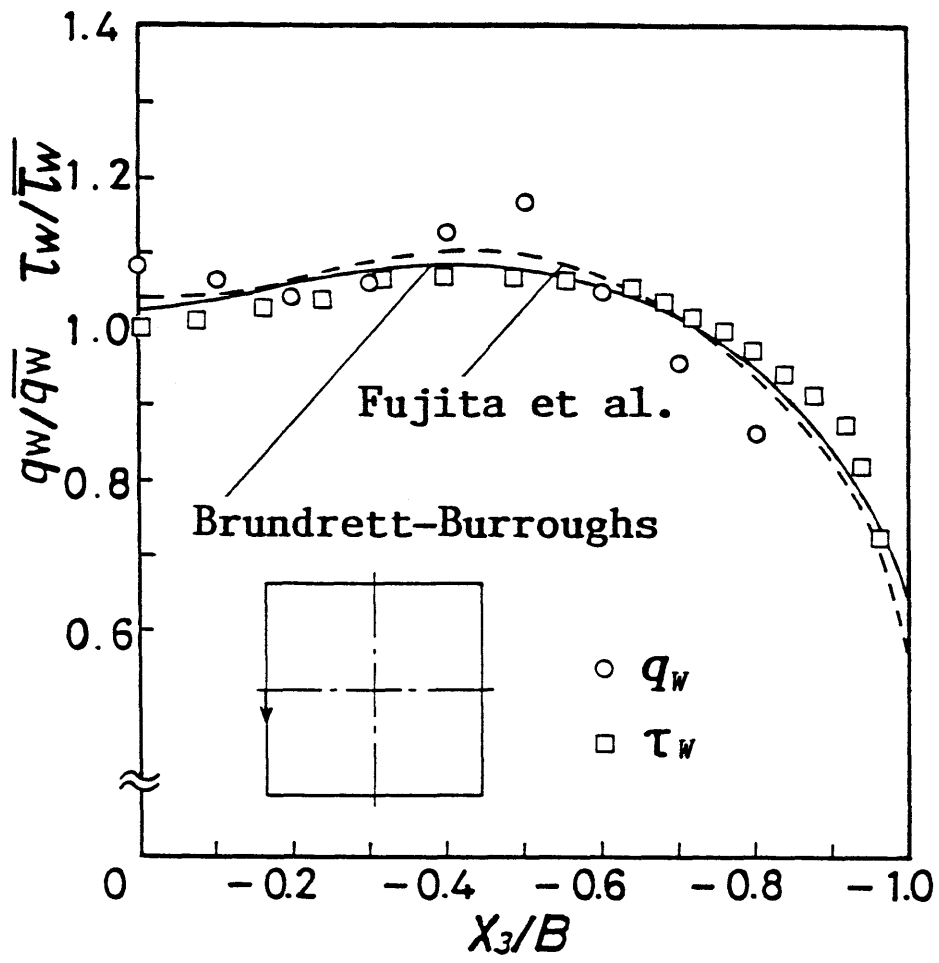


图 7.4 局所壁面熱流束分布

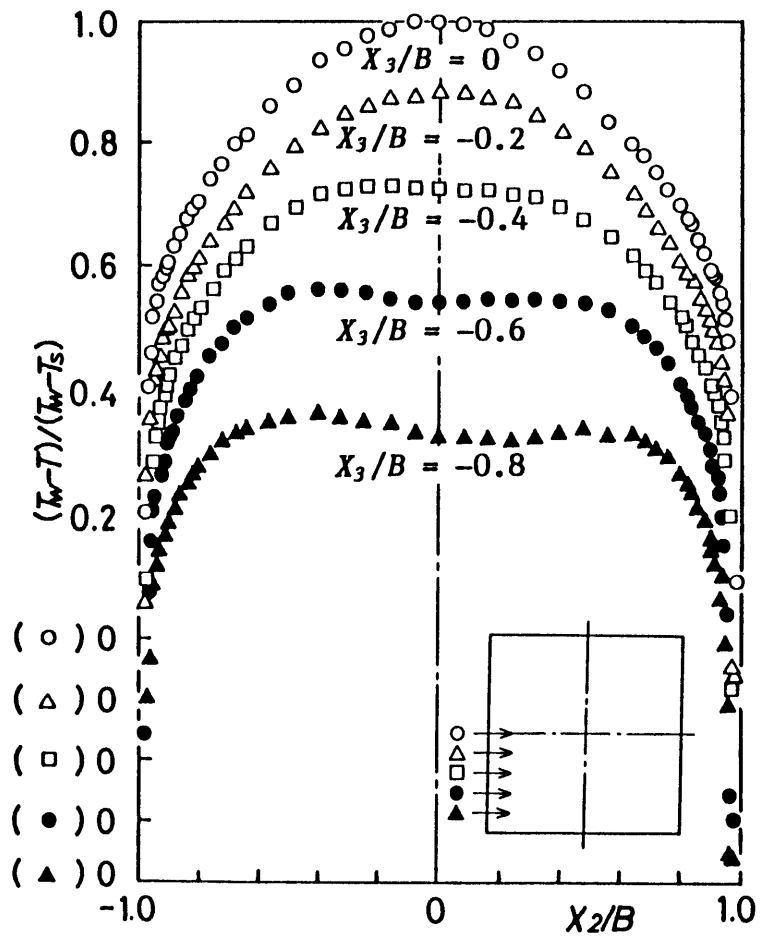


图 7.5 $(T_w - T)/(T_w - T_s)$

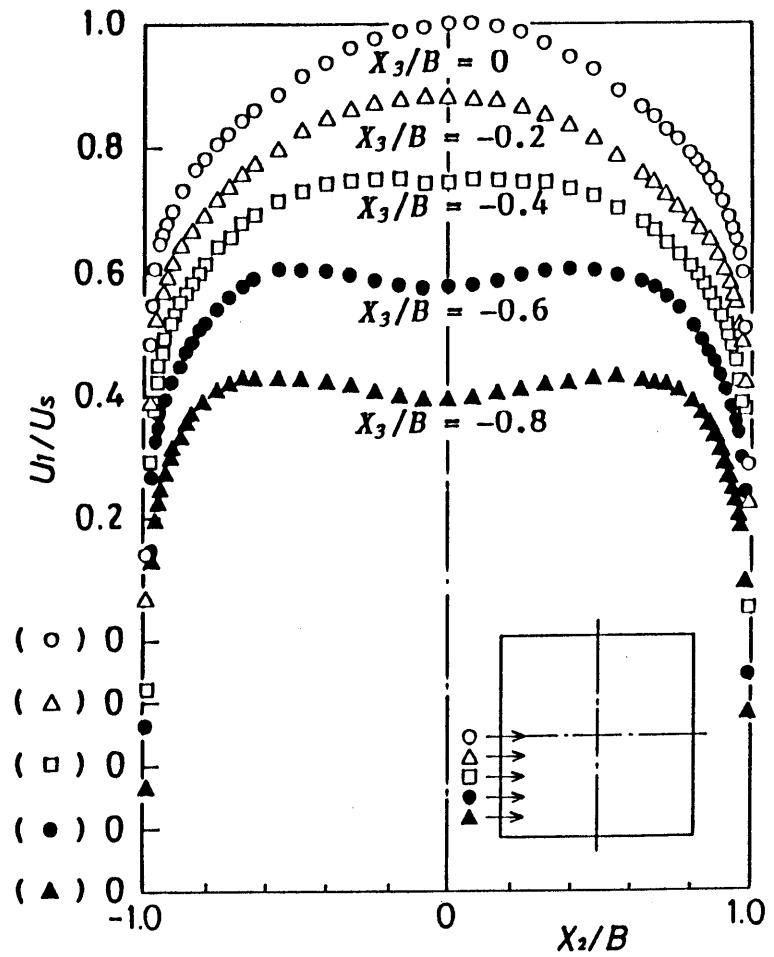


图 7.6 U_1/U_s

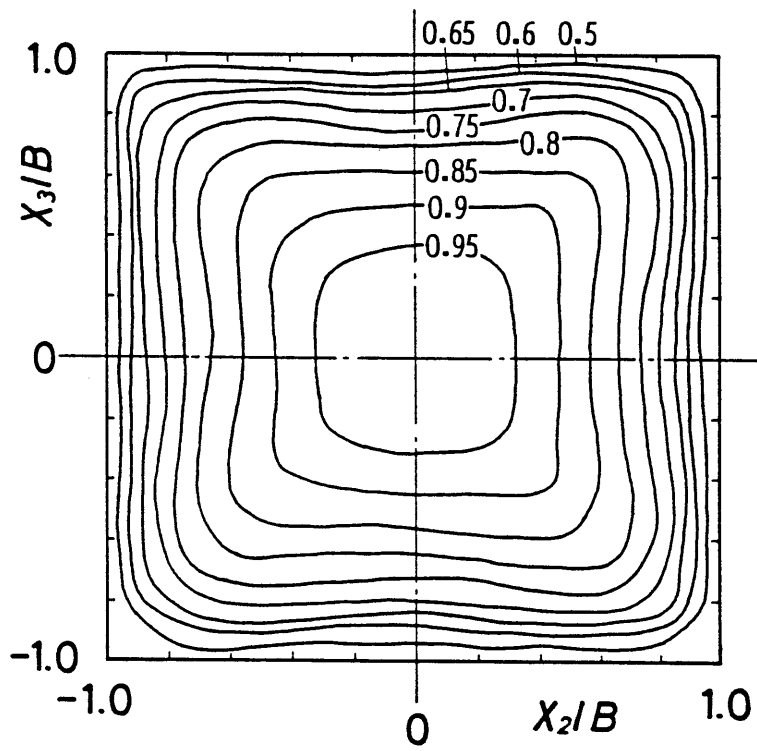


图 7.7 $(T_w - T) / (T_w - T_s)$

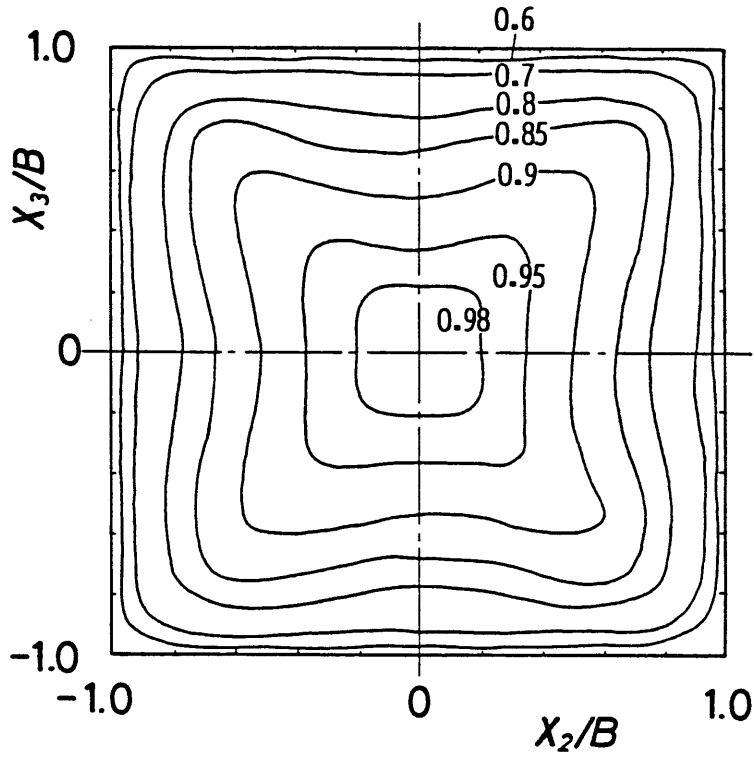


图 7.8 U_1 / U_s

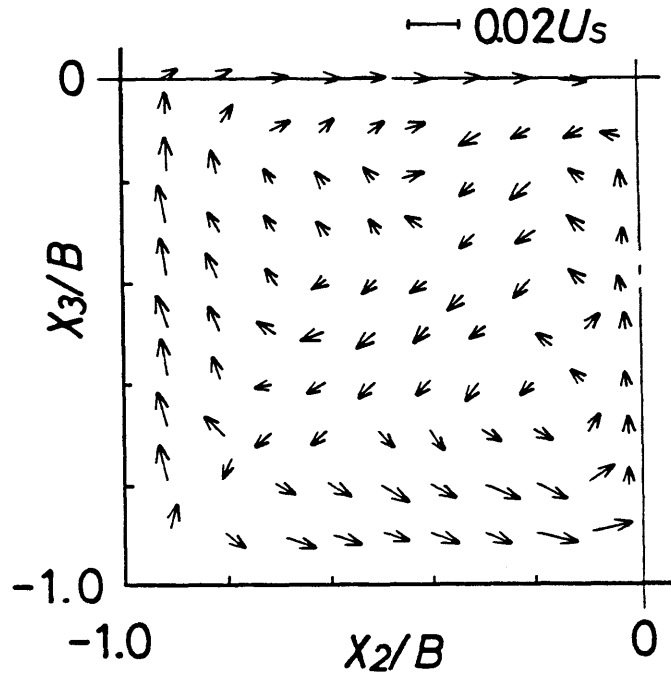


図7.9 二次流れベクトル

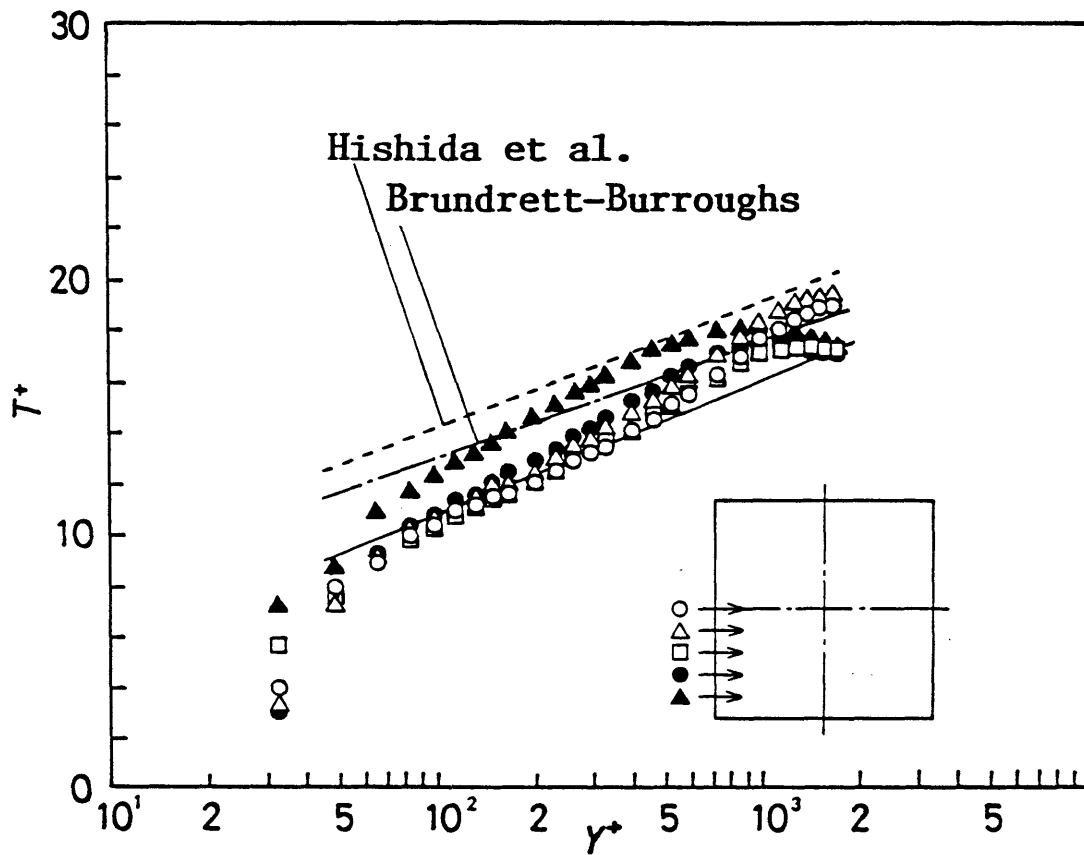


図7.10 平均温度の内層法則表示

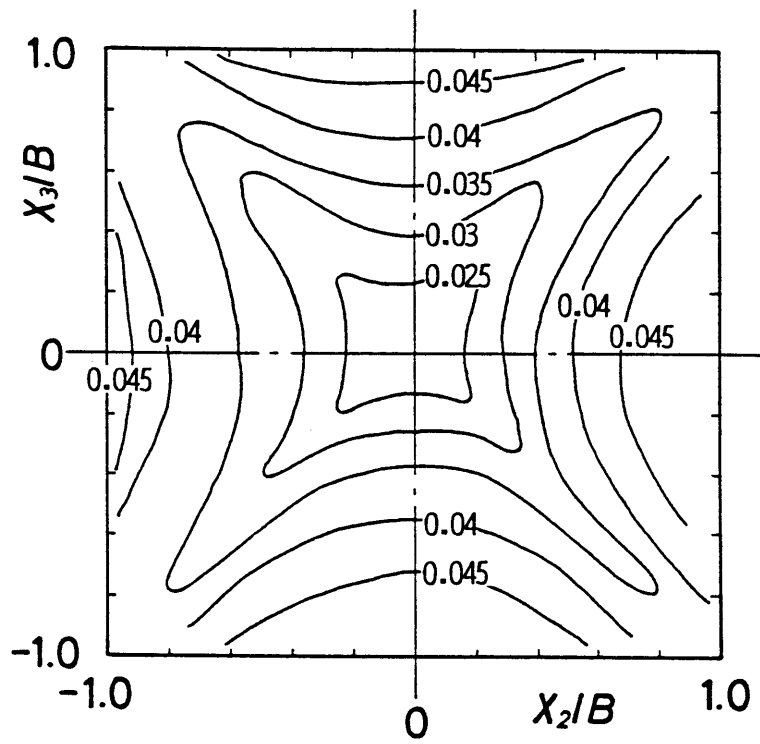


图 7. 1 1 $\sqrt{t^2} / (T_w - T_s)$

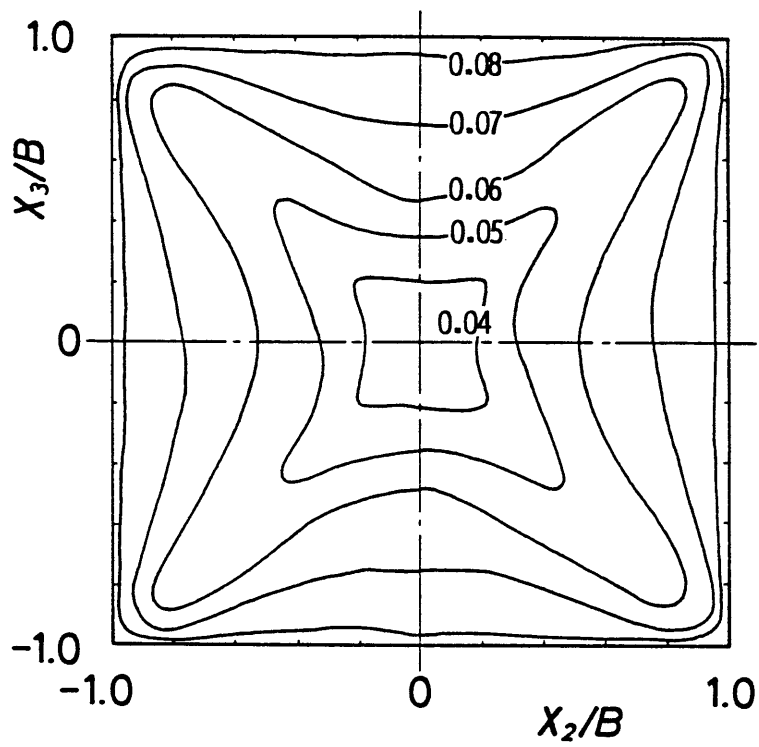


图 7. 1 2 $\sqrt{u_1^2} / U_s$

第 8 章 結 論

本研究は、粗面をもつ矩形流路内の乱流の特性を、第 2 種二次流れの挙動を中心にして実験的に詳しく調べるとともに、流路内の強制対流熱伝達特性に及ぼす二次流れの影響を明らかにすることを目的として行ったものである。以下に、本研究で明らかになった諸点を総括する。

まず、1 章では、矩形流路内の乱流および強制対流熱伝達に関する過去の研究について概説し、本研究の目的および意義について述べるとともにその位置づけを行った。

2 章では、実験に先だって、X 形熱線プローブによりせん断乱流を測定する際に生じる誤差について解析し、互いに鏡像の関係にある 2 種類のプローブを用いて速度こう配により生じる測定誤差を消去する方法を提案した。そして、2 面に粗面をもつ正方形流路における実験により、この測定法がせん断乱流の測定精度の向上に極めて有効であることを証明した。

3 章～5 章では、1 面に粗面をもつ正方形および長方形流路内の乱流に関して得られた基本的な測定結果を提示し、各流路の流動特性を明らかにするとともに、各速度場あるいは各応力場の間の類似点および相違点について検討した。

最初に 3 章では、幾何学的に最も基本的な矩形粗面流路である、1 面をリブ状の粗面とした正方形断面流路内の発達した乱流について、壁面せん断応力、平均速度および乱流応力場を測定し流動特性を明らかにした。さらに、リブ状粗面に特有な、測定断面と粗さ要素との相対位置の違いが乱流諸量の分布に及ぼす影響について検討した。主な結果は、以下のように要約できる。

- (1) 正方形粗面流路では、流路の全抵抗に対する粗面壁の寄与率は 50～60% とかなり大きい。
- (2) 粗面流路の主流平均速度等値線は、粗面上では壁面に平行であるが、粗面に対向する滑面上では流路中心に向かう大きなくぼみが認められ、粗面に隣

接する滑面上ではこれとは逆に壁面に向かうふくらみが認められる。

(3) 本実験の1面粗面流路では、二次流れの様相は滑面流路の場合と著しく異なり、流路断面内に二つだけ大きな縦渦が観察された。すなわち、その流れは流路中心軸を粗面に向かって下降し、粗面に隣接する滑面に沿って上昇する。

(4) 変動速度は、粗面壁近傍では粗面に対向する滑面側の2倍程度大きい値を示す。断面全体にわたってみれば、主流方向の変動速度成分 $\sqrt{u_1^2}$ が最も大きく、粗面壁に平行な速度成分 $\sqrt{u_2^2}$ 、垂直な成分 $\sqrt{u_3^2}$ の順に小さい。

(5) 乱流せん断応力のうち粗面に平行な成分 $\overline{u_1 u_2}$ は、定性的に滑面流路の分布と似ているが、粗面に垂直な成分 $\overline{u_1 u_3}$ は、粗面に近い領域の値が3倍程度に大きくなり、分布形状も異なる。また、こう配輸送モデルは、流路内の乱流せん断応力分布を推定するのに有効である。

(6) 二次流れおよび乱流せん断応力の分布には、測定断面と粗さ要素との相対位置の違いによる差異が現れる。しかし、その差異は粗面壁の極近傍にとどまっており、断面全体にわたる分布には顕著な差異は現れない。

次いで4章および5章では、断面の縦横比が2の長方形流路の、長辺壁あるいは短辺壁のうち1面を粗面とした流路を用い、速度場および応力場に関する測定結果を示して、流路断面の縦横比が内部の流動に及ぼす影響について検討した。まず4章では、長辺壁のうち1面を粗面とした長方形流路内の十分に発達した乱流において、速度場および応力場の詳細な測定を行い、以下のような結論を得た。

(1) 粗面壁上の平均壁面せん断応力 $\overline{\tau_w}$ は非常に大きく、流路全抵抗に占める割合は、同じ粗面を1面に設けた正方形流路よりも大きく、64~68%に達する。

(2) 主流平均速度 U_1 の等値線は、粗面に対向する滑面壁近傍で流路中心に向かって大きくくぼむ。しかし短辺壁および粗面壁近傍では、壁面に向かってふくらむ傾向を示す。こうした等値線分布の傾向は、正方形粗面流路における U_1 分布とよく似ている。

(3) 粗面流路内の二次流れのパターンは滑面流路のそれと著しく異なり、各

短辺壁近傍には，正方形粗面流路と同様に，大きな縦渦が一つずつ存在する。一方，流路中央部には対向滑面壁から粗面壁に向かう下降流が現れる。

(4) 粗面壁近傍の変動速度は滑面流路の2倍程度大きい。また，粗面に隣接する滑面短辺壁近傍にも比較的大きな値を示す領域が存在する。

(5) 乱流せん断応力分布は滑面・粗面両流路ともに， U_1 の分布と明らかな対応を示し，正方形流路の場合と同様にこう配輸送モデルの妥当性を支持する。また，粗面流路においては $\overline{u_1 u_3}=0$ の位置と $\partial U_1 / \partial x_3=0$ の位置との間に差異が存在するが，その差は二次元粗面流路に比べてかなり小さい。

つづいて5章では，短辺壁のうち1面を粗面とした長方形流路内の十分に発達した乱流について，長辺壁を粗面とした場合と同様に詳細な測定を行い，流動特性を明らかにするとともに，前章までに示した他の粗面流路内の乱流との類似点・相違点について検討した。主な結果は以下の通りである。

(1) 粗面に対向する短辺壁上の壁面せん断応力分布は，滑面流路とよく一致する。しかし隣接長辺壁上の分布は滑面流路とは異なり，粗面壁近傍では滑面流路よりも小さく，流路中心から対向滑面壁側にずれた位置で最大値をとる。流路全抵抗に対する粗面壁の寄与は30～38%であり，正方形粗面流路および長辺壁粗面流路に比べるとかなり小さい。

(2) 主流平均速度 U_1 の等値線は，各短辺壁近傍で滑面流路とよく似た分布を示す。しかし，流路中心部では，等値線は対向滑面壁側に向かって開き気味になる傾向を示す。

(3) 粗面壁側の二次流れ分布は，長辺壁を粗面とした流路の短辺壁近傍によく似ており，一つの大きな縦渦を形成する。他方，対向滑面壁側の隅部には，滑面流路の場合と同様の隅に向かう流れが現れる。

(4) 粗面流路の乱流せん断応力のうち，粗面壁に垂直な成分 $\overline{u_1 u_2}$ の分布は滑面流路とは著しく異なり，粗面壁近傍の値は滑面流路の3倍に達する。一方，粗面壁に平行な成分 $\overline{u_1 u_3}$ の分布は，定性的かつ定量的に，滑面流路の分布に一致する。この分布の傾向は，正方形粗面流路内の乱流せん断応力分布と似てい

る。また、異符号の閉領域の存在は U_1 の分布と対応して説明され、先の二つの粗面流路の場合と同様に、こう配輸送モデルの有効性を示唆する。

(5) 粗面流路における乱れエネルギー k の生成に対しては、乱流せん断応力による寄与が卓越しており、 k の分布を支配する。また、二次流れによる対流輸送が k の分布に与える影響は、無視できるほど小さい。

6章では、前章までに示した測定結果に基づき、滑面および粗面流路内の渦度の収支を明らかにし、粗面流路における二次流れの生成機構について検討した。さらに、正方形粗面流路内の乱れエネルギー生成項と対流項の分布に注目し、流路内の乱れエネルギー収支に及ぼす粗面壁の影響を明らかにした。結果は以下のように要約できる。

(1) 正方形滑面流路および長方形滑面流路の短辺壁近傍の領域では、渦度輸送方程式 (式(6.1)) の右辺第4項 $\partial^2(\overline{u_2^2 - u_3^2}) / \partial x_2 \partial x_3$ (乱流垂直応力による渦度生成項) と左辺対流項 ($U_2 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_2 + U_3 \cdot \partial \Omega_1 / \partial x_3$) の等値線分布の間には定量的にも良好な対応が認められ、Brundrett-Bainesの二次流れ発生理論を支持している。しかし、粗面流路では、とくに粗面壁側の隅部で右辺第4項と第5項 ($\partial^2 / \partial x_3^2 - \partial^2 / \partial x_2^2$) $\overline{u_2 u_3}$ (乱流せん断応力による渦度生成項) がともに無視できず、対流項は両者の和と釣り合う。

(2) 正方形流路内における乱れエネルギーの生成は、滑面流路、粗面流路ともに、乱流せん断応力による寄与が最も大きい。しかし、粗面流路では、とくに粗面壁近傍で、乱流垂直応力による生成も乱流せん断応力の寄与と同程度の大きさとなり、乱れエネルギーの生成に大きな影響を与えている。

(3) 乱流垂直応力による乱れエネルギー生成項 P_N の各成分のうち、粗面流路においては、リブ状粗面に特有な項である主流軸方向へのこう配を含む生成項 $P_{N1} = \overline{u_1^2} \cdot \partial U_1 / \partial x_1$ の寄与が最も大きい。また、粗面壁近傍では、粗面壁に垂直な応力成分による生成項 $P_{N3} = \overline{u_3^2} \cdot \partial U_3 / \partial x_3$ の寄与も大きい。なお、粗面壁近傍における両生成項の利得と損失の関係は、粗さ要素と測定断面との相対的な位置関係に応じて逆転する。すなわち、粗さ要素の下流側断面では P_{N1} が利

得, P_{N3} が損失となるのに対して, 粗さ要素上の断面では逆に, P_{N1} が損失, P_{N3} が利得をもたらす。

(4) 粗面流路の滑面壁近傍では, 滑面壁に垂直な乱流垂直応力成分による乱れエネルギー生成項は損失となり, 一方, 平行な成分は利得をもたらす。この関係は, 粗さ要素との相対的な位置関係に依存しない

(5) 滑面流路, 粗面流路ともに, 二次流れによる乱れエネルギー対流項は生成項に比べると極めて小さく, 流路内の乱れエネルギー分布にはほとんど影響を及ぼさない。すなわち, 流路内の乱れエネルギーの分布は生成項の分布に支配される。

最後に7章では, 粗面流路内の強制対流熱伝達特性に及ぼす第2種二次流れの影響を明らかにする上で基礎となる, 壁面を等温加熱面とした平滑な正方形流路内の温度場および伝熱特性を測定し, 次のような結果を得た。

(1) 本滑面流路の平均ヌセルト数 Nu はレイノルズ数 Re に対して指数関数的に増加し, 実験式 $Nu=0.0221Re^{0.8}$ で表すことができる。

(2) 局所壁面熱流束 q_w は流路対称軸近傍で極小値, 対称軸と隣接壁面との中間付近で極大値をとった後, 流路隅部に向かうにつれて減少する。

(3) 平均温度の等値線は, 二次流れの影響により流路隅部の二等分線に沿って突出し, 流路対称軸上では流路中心に向かってくぼむ。温度変動強度分布も同様の特性を示すが, 突出・くぼみともに平均温度分布よりも顕著である。

(4) 流路対称軸に近い領域では, $y^+ < 200$ において平均温度に対する内層法則 $T^+ = 5.17 \log y^+ + 0.33$ が成立する。しかし, 隣接する壁面に近付くにつれて, 平均温度分布は内層法則からの顕著な逸脱を示す。

謝 辞

本研究は、名古屋大学工学部機械学科熱機関実験室において、藤田秀臣名古屋大学教授の御指導のもとに行われたものであります。本論文を結ぶにあたり、終始懇篤な御指導と御鞭撻を賜った藤田秀臣教授に対し、衷心より感謝の意を表します。

本論文をまとめるに際し、名古屋大学 中村育雄教授ならびに竹野忠夫教授からは、本研究に対する有益な御教示と注意深い御検討を賜りました。ここに深く謝意を表します。

本論文は、主に藤田秀臣教授および名古屋大学 横沢肇助教授との共同研究として、日本機械学会論文集などに公表した論文を中心にまとめたものであります。本研究を遂行するにあたり、適切な御助言と御指導を頂きました横沢肇助教授に深く感謝致します。

また、実験について御助力ならびに御助言頂いた熱機関実験室の加藤健司助手、河村鈞元助手、ならびに白木尚康技官、西村新璽元技官、および名古屋大学工学部実験実習工場 藤城昭男元技官に深く謝意を表します。

最後に、本研究を進めるにあたって御協力頂いた、当時名古屋大学大学院生 西垣聡氏、長谷川昌雄氏、鏡味伸輔氏、後藤勲氏ならびに当時の特別研究学生の諸氏に感謝致します。

文 献

- (1) Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, (1979), 612, McGraw-Hill.
- (2) Prandtl, L., *Fuehrer durch die Stroemungslehre*, (1965), 211, Vieweg.
- (3) Johnston, J. P., "Internal Flows", *Turbulence* (ed. Bradshaw, P.) (1976), 109, Springer-Verlag.
- (4) Hoagland, L. C., "Fully Developed Turbulent Flow in Straight Rectangular Ducts - Secondary Flow, Its Cause and Effect on the Primary Flow", Ph. D. Thesis, M.I.T. (1960).
- (5) Leutheusser, H. J., "Turbulent Flow in Rectangular Ducts", *Trans. ASCE, J. Hydraulics Division*, HY 3 (1963), 1.
- (6) Brundrett E., and Baines W. D., "The Production and Diffusion of Vorticity in Duct Flow", *J. Fluid Mech.*, 19 (1964), 375.
- (7) Gessner, F. B., and Jones, J. B., "On Some Aspects of Fully Developed Turbulent Flow in Rectangular Channels", *J. Fluid Mech.*, 23 (1965), 689.
- (8) Gessner, F. B., Po, J. K., and Emery, A. F., "Measurements of Developing Turbulent Flow in a Square Duct", *Turbulent Shear Flows*, 1 (1979), 119, Springer-Verlag.
- (9) Melling, A., and Whitelaw, J. H., "Turbulent Flow in a Rectangular Duct", *J. Fluid Mech.*, 78 (1976), 289.
- (10) Gessner, F. B., Ferguson, S. D., and Lo, C. H., "Experiments on Supersonic Turbulent Flow Development in a Square Duct", *AIAA J.* 25 (1987), 690.
- (11) Nezu, I, Nakagawa, H., and Tominaga, A., "Secondary Currents in a Straight Channel Flow and the Relation to Its Aspect Ratio", *Turbulent Shear Flows*, 4 (1985), 246, Springer-Verlag.
- (12) Nakao, S., "Turbulent Flow in Square Ducts After an Expansion", *AIAA J.*, 24 (1986), 979.
- (13) 中山 顕・児山 仁・渡辺貴彦, "十字形管路内の流れおよび熱伝達 (第3報, 乱流場の実験と検討)", *日本機械学会論文集*, 53-489, B (1987), 1573.

- (14) Kokorev, L. S., Korsun, A. S., Kostyunin, B. N., Petrovichev, V. I., and Struenze, R. L., "Effect of Secondary Flows on the Velocity Distribution and Hydraulic Drag in Turbulent Liquid Flows in Non-circular Channels", Heat Transfer Soviet Research, 3-1, (1971), 66.
- (15) Rowe, D. S., Johnson, B. M., and Knudsen, J. G., "Implications Concerning Rod Bundle Crossflow Mixing Based on Measurements of Turbulent Flow Structure", Int. J. Heat Mass Transfer, 17 (1974), 407.
- (16) Aly, A. M. M., Trupp, A. C., and Gerrard, A. D., "Measurements and Prediction of Fully Developed Turbulent Flow in an Equilateral Triangular Duct", J. Fluid Mech., 85 (1978), 57.
- (17) Rehme, K., "Experimental Observation of Turbulent Flow through Wall Subchannels of Rod Bundles", Proc. 1st World Conf. Exp. Heat Transfer, Fluid Mech., Thermodyn., (1988), 1705.
- (18) Hejna, J., and Mantlik, F., "The Structure of Turbulent Flow in Finite Rod Bundles", Proc. 1st World Conf. Exp. Heat Transfer, Fluid Mech., Thermodyn., (1988), 1712.
- (19) Gerard, R., "Secondary Flow in Noncircular Conduits", Trans. ASCE, J. Hydraulic Division, 104, HY5 (1978), 755.
- (20) 宇民 正・上野鉄男, "可視化法による大スケール乱れに関する研究 (2) 路床形態と大規模乱流構造との関連について", 京大防災研究所年報, 20, B-2 (1977), 1.
- (21) 瀬津家久・中川博次, "開水路流れの組織立った乱流構造", 第2回大気・乱流シンポジウム, 国立公害研究所調査報告, 19 (1981), 1.
- (22) 中川博次・瀬津家久・富永晃宏, "直線状ダクトに見られる二次流 (並列らせん流) の乱流構造", 第13回乱流シンポジウム講演論文集, (1981), 1.
- (23) Nezu, I., and Nakagawa, H., "Cellular Secondary Currents in Straight Conduit", Trans. ASCE J. Hydraulic Engineering, 110 (1984), 173.
- (24) Bragg, G. M., "The Turbulent Boundary Layer in a Corner", J. Fluid Mech., 36 (1969), 485.
- (25) Eichelbrenner E. A., and Preston, J. H., "On the Role of Secondary Flow in Turbulent Boundary Layers in Corners

- (and Salients)", *J. Mecanique*, 10 (1971), 91.
- (26) Kornilov, V., and Kharitonov, A. M., "Investigation of the Structure of Turbulent Flows in Streamwise Asymmetric Corner Configuration", *Experiments in Fluids*, 2 (1984), 205.
- (27) 中村育雄・宮田勝文・榎田武広・鍵谷幸生, "コーナ乱流境界層の間欠領域に関する実験的研究", *日本機械学会論文集*, 52-479, B (1986), 2553.
- (28) 古屋善正・中村育雄・宮田勝文・福与 豊, "角に沿う乱流境界層 (正方形断面の角柱の場合)", *日本機械学会論文集*, 41-350 (1975), 2878.
- (29) 古屋善正・中村育雄・宮田勝文・山 康博, "角に沿う乱流境界層 (長方形断面の角柱の場合)", *日本機械学会論文集*, 42-359 (1976), 2091.
- (30) 中村育雄・宮田勝文・松田 純・古屋善正, "角に沿う乱流境界層 (角柱まわりの二次流れとその乱流構造)", *日本機械学会論文集*, 46-402 (1980), 239.
- (31) Gessner, F. B., "Corner Flow Data Evaluation (Secondary Flow of the Second Kind)", *Proc. 1980-AFOSR-HTTM-Stanford Conf. Complex Turbulent Flows*, 1 (1981), 182.
- (32) Speziale, C. G., "On Turbulent Secondary Flows in Pipes of Noncircular Cross-Section", *Int. J. Engng. Sci.*, 20-7 (1982), 863.
- (33) Speziale, C. G., "The Dissipation Rate Correlation and Turbulent Secondary Flows in Noncircular Ducts", *Trans. ASME, J. Fluids Engng.*, 108 (1986), 118.
- (34) Launder, B. E. and Ying, W. M., "Prediction of Flow and Heat Transfer in Ducts of Square Cross-Section", *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, 187 (1973), 455.
- (35) Naot, D., Shavit, A., and Wolfstein, M., "Numerical Calculation of Reynolds Stresses in a Square Duct with Secondary Flow", *Waerme und Stoffuebertragung*, 7 (1974), 151.
- (36) Naot, D., and Rodi, W., "Calculation of Secondary Currents in Channel Flow", *Trans. ASCE, J. Hydraulics Division.*, 108, HY8 (1982), 948.

- (37) Demuren, A. O. and Rodi, A. O., "Calculation of Turbulence-Driven Secondary Motion in Non-Circular Ducts", J. Fluid Mech., 140 (1984), 189.
- (38) Baker, A. J., Finite Element Computational Fluid Mechanics, (1985), 371, McGraw-Hill.
- (39) 秋山光庸・河村 洋・芹沢寿行・杉山 均・功刀資彰・西脇一郎, "代数応力モデルによる正方形断面管内の発達乱流解析", 日本機械学会論文集, 55-510, B (1989), 351.
- (40) Gessner, F. B., and Emery, A. F., "A Reynolds Stress Model for Turbulent Corner Flows - Part I: Development of the Model", Trans. ASME, J. Fluids Engng., 98 (1976), 261.
- (41) Gessner, F. B. and Po, J. K., "A Reynolds Stress Model for Turbulent Flows - Part II: Comparisons Between Theory and Experiment", Trans. ASME, J. Fluids Engng., 98 (1976), 269.
- (42) Gessner, F. B. and Emery, A. F., "A Length-Scale Model for Developing Turbulent Flow in a Rectangular Duct", Trans. ASME, J. Fluids Engng., 99 (1977), 347.
- (43) Emery, A. F., Neighbors, P. K., and Gessner, F. B., "The Numerical Prediction of Developing Turbulent Flow and Heat Transfer in a Square Duct", Trans. ASME, J. Heat Transfer, 102 (1980), 51.
- (44) Gessner, F. B. and Emery, A. F., "The Numerical Prediction of Developing Turbulent Flow in Rectangular Ducts", Trans. ASME, J. Fluids Engng., 103 (1981), 445.
- (45) 中山 顕・Chow, W. L.・Sharma, D., "正方形管路助走区間における三次元乱流", 日本機械学会論文集, 49-447, B (1983), 2559.
- (46) Nakayama, A., Chow, W. L., and Sharma, D., "Comparison of Computation with Experiment (Calculation of the Secondary Flow of the Second Kind Through a Fully Elliptic Procedure)", Proc. 1980-AFOSR-HTTM-Stanford Conf. Complex Turbulent Flows, 3 (1981) 1312.
- (47) Nakayama, A., and Chow, W. L., "Turbulent Flows within Straight Ducts", Encyclopedia of Fluid Mechanics, 1-21 (1986), 638.
- (48) 西島勝一・吉沢 徹, "非等方 $k - \epsilon$ モデルによる矩形管内乱流の数値解析", ながれ, 5 (1986), 147.

- (49) 西島勝一, "非等方 $k-\epsilon$ モデルによる矩形管内乱流の数値解析", 日本機械学会論文集, 55-512, B (1989), 991.
- (50) Speziale, C. G., "On Nonlinear $K-1$ and $K-\epsilon$ Models of Turbulence", J. Fluid Mech., 178 (1987), 459.
- (51) Trupp, A. C., and Aly, A. M. M., "Predicted Secondary Flows in Triangular Array Rod Bundles", Trans. ASME, J. Fluids Engng., 101 (1979), 354.
- (52) Seale, W. J., "Turbulence Generated Secondary Flows in Ducts of Non-Circular Cross-Section", Proc. Instn. Mech. Engrs., 24-3 (1982), 119.
- (53) Rapley, C. W., "The Simulation of Secondary Flow Effects in Turbulent Non-Circular Passage Flows", Int. J. Numerical Method in Fluids, 2 (1982), 331.
- (54) Ramm, H., and Johannsen, K., "A Phenomenological Turbulence Model and its Application to Heat Transport in Infinite Rod Arrays With Axial Turbulent Flow", Trans. ASME, J. Heat Transfer, 97 (1975), 231.
- (55) 中山 顕・児山 仁, "十字形管路内の流れおよび熱伝達 (第2報, 乱流場の数値解析)", 日本機械学会論文集, 52-477, B (1986), 2248.
- (56) Baker, A. J., and Orzechowski, J. A., "An Interaction Algorithm for Three-Dimensional Turbulent Subsonic Aerodynamic Juncture Region Flow", AIAA J., 21-4 (1983), 524.
- (57) Arnal, D. and Cousteix, J., "Turbulent Flow in Unbounded Streamwise Corners", Proc. 3rd Symposium Turbulent Shear Flows, (1981), 2.19.
- (58) Nakayama, A., Chow, W. L., and Sharma, D., "Calculation of Fully Developed Turbulent Flows in Ducts of Arbitrary Cross-Section", J. Fluid Mech., 128 (1983), 199.
- (59) Gosman, A. D., and Rapley, C. W., "Fully Developed Flow in Passages of Arbitrary Cross-Section", Recent Advances in Numerical Method in Fluids, Pineridge Press (1980).
- (60) Bergles, A. E., and Webb, R. L., "Bibliography on Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer", Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer, ASME, (1970), 1.

- (61) Hanjalic, K., and Launder, B. E., "Fully Developed Asymmetric Flow in a Plane Channel", *J. Fluid Mech.*, 51-2 (1972), 301.
- (62) 宮田勝文・石田徳保・加藤宏之・中村育雄, "二次元粗滑面非対称管内流の弛緩(第1報, 平均速度場の特性)", *日本機械学会論文集*, 52-478, B (1986), 2382.
- (63) 宮田勝文・石田徳保・中村育雄, "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)", *日本機械学会論文集*, 53-488, B (1987), 1159.
- (64) Launder, B. E., and Ying, W. M., "Secondary Flows in Ducts of Square Cross-Section", *J. Fluid Mech.*, 54 (1972), 289.
- (65) Hinze, J. O., "Experimental Investigation on Secondary Currents in the Turbulent Flow Through a Straight Conduit", *Appl. Sci. Res.*, 28 (1973), 453.
- (66) 藤田秀臣, "滑面と粗面の組合せによる各種正方形流路内の流動特性", *日本機械学会論文集*, 45-390, B (1979), 197.
- (67) Humphrey, J. A. C., and Whitelaw, J. H., "Turbulent Flow in a Duct with Roughness", *Turbulent Shear Flows*, 2 (1980), 174, Springer-Verlag.
- (68) Manno, V. P., and Stakutis, R. E., "Experimental Investigation of the Effect of Rib Spacing in an Asymmetrically Roughened Square Duct", *Pro. 3rd Int. Symp. Laser Anemometry*, (1987), 63.
- (69) Yokosawa, H., Fujita, H., Hirota, M., and Iwata, S., "Measurement of Turbulent Flow in a Square Duct with Roughened Walls on Two Opposite Sides", *Int. J. Heat Fluid Flow*, 10-2 (1989), 125.
- (70) Fujita, H., Yokosawa, H., Hirota, M., and Nagata, C., "Fully Developed Turbulent Flow and Heat Transfer in a Square Duct with Two Roughened Facing Walls", *Chem. Engng. Communication*, 74 (1988), 95.
- (71) 狩野正徳・小林敏雄・石原智男, "乱流促進体をもつ二次元チャンネル内の乱流予測に関する研究(第1報, Large Eddy Simulationによる数値予測)", *日本機械学会論文集*, 50-449, B (1984), 257.
- (72) Humphrey, J. A. C., 文献(44)に対する討論, 文献(44)の454ページ.
- (73) Haque, M.A., Hassan, A. K. A., Turner, J. T., and Barrow, H.,

- "An Observation on the Origin of Secondary Flow in Straight Noncircular Ducts", *Waerme und Stoffuebertragung*, 17 (1983), 93.
- (74) Perkins, H. J., "The Formation of Streamwise Vorticity in Turbulent Flow", *J. Fluid Mech.*, 44 (1970), 721.
- (75) Gessner, F. B., "The Origin of Secondary Flow in Turbulent Flow along a Corner", *J. Fluid Mech.*, 58 (1970), 1.
- (76) 中村育雄・宮田勝文・中浜亮治・古屋善正, "流れ方向突起群まわりの乱流境界層", *日本機械学会論文集*, 45-400, B (1979), 1816.
- (77) 谷 一郎, "せん断流れにおける縦渦の形成", *ながれ*, 2-2 (1983), 160.
- (78) Hinze, J. O., "Secondary Currents in Wall Turbulence", *Phys. Fluids Suppl.*, (1967), S122.
- (79) 中山 顕, "直管路内の乱流(第二種二次流れの数値解析)", *伝熱研究*, 26-100 (1987), 57.
- (80) Brundrett, E., and Burroughs, P. R., "The Temperature Inner-Law and Heat transfer for Turbulent Air Flow in a Vertical Square Duct", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 10 (1967), 1133.
- (81) 小森勝夫・井口 朗・泉 亮太郎, "正方形管内の流動および物質移動" *化学工学論文集*, 4-5 (1978), 478.
- (82) 甲藤好郎, "伝熱概論", (1964), 229, 養賢堂.
- (83) 鳴海 明・加藤征三・寺田 耕・泉 亮太郎, "有限幅平板上の乱流強制対流熱伝達", *日本機械学会論文集*, 50-452, B (1984), 1166.
- (84) 秋山光庸・芹沢寿行・杉山 均・河村 洋, "レイノルズ応力モデルによる正方形管路助走区間乱流場における熱流動解析", *第25回日本伝熱シンポジウム講演論文集*, 1 (1988), 34.
- (85) Alexopoulos, C. C., "Temperature and Velocity Distributions and Heat Transfer for Turbulent Air Flow in a Square Duct", (1964), 文献(43)の参考文献(19)
- (86) Burggraf, F., "Experimental Heat Transfer and Pressure Drop with Two-Dimensional Discrete Turbulence Promoters Applied to Two Opposite Walls of a Square Tube", *Augmentation of Convective Heat and Mass Transfer*, ed. Bergles, A. E. and Webb, R. L., ASME (1970), 70.

- (87) Taslim, M. E., and Spring, S. D., "Friction Factors and Heat Transfer Coefficients in Turbulated Cooling Passages of Different Aspect Ratios, Part 1: Experimental Results", AIAA Paper, AIAA-87-2009 (1987).
- (88) Taslim, M. E., and Spring, S. D., "Experimental Heat Transfer and Friction Factors in Turbulated Cooling Passages of Different Aspect Ratios, Where Turbulators are Staggered", AIAA Paper, AIAA-88-3014 (1988).
- (89) Taslim, M. E., and Spring, S. D., "An Experimental Investigation of Heat Transfer Coefficients and Friction Factors in Passages of Different Aspect Ratios Roughened with 45° Turbulators", Proc. ASME National Heat Transfer Conf., (1988), 661.
- (90) Sparrow, E. M., and Tao, W. Q., "Enhanced Heat Transfer in a Flat Rectangular Duct With Streamwise-Periodic Disturbances at One Principal Wall", Trans. ASME, J. Heat Transfer, 105 (1983), 851.
- (91) Sparrow, E. M., and Tao, W. Q., "Symmetric vs Asymmetric Periodic Disturbances at the Walls of a Heated Flow Passage", Int. J. Heat Mass Transfer, 27-11 (1984), 2133.
- (92) Sparrow, E. M., and Otis, Jr., D. R., "Ductflow Heat Transfer at a Smooth Wall Which Faces a Wall Covered by Protuberances", Int. J. Heat Mass Transfer, 28-7 (1985), 1317.
- (93) Fodemski, T. R., "The Simulation of Flow and Heat Transfer in Channels with Ribbed Surface", Proc. 2nd Int. Symp. Transport Phenomena in "Turbulent Flows" (1987), 867.
- (94) Fodemski, T. R., and Collins, M. W., "Flow and Heat Transfer Simulations for Two- and Three-Dimensional Smooth and Ribbed Channels", Proc. 2nd U.K. National Heat Transfer Conf., 2 (1988) 845.
- (95) Saabas, H. J., Arora, S. C., and Abdel Messeh, W., "Application of the Transient Test Tehnique to Measure Local Heat Transfer Coefficients Associated with Augmented Airfoil Cooling Passages" ASME Paper, 87-GT-212 (1987).
- (96) Abuaf, N., and Cohn, A., "Gas Turbine Heat Transfer with Alternate Cooling Fluids", ASME Paper, 88-GT-16 (1988).

- (97) 船崎健一, Metzger, D. E., "角度付き乱流促進体の研究", ガスタービン松山地区講演会講演論文集 (1988), 17.
- (98) Han, J. C., "Heat Transfer and Friction in Channels With Two Opposite Rib-Roughened Walls", Trans. ASME, J. Heat Transfer, 106 (1984), 774.
- (99) Han, J. C., Park, J. S., and Lei, C. K., "Heat Transfer Enhancement in Channels With Turbulence Promoters", Trans. ASME, J. Engng. Gas Turbines Power, 107 (1985), 628.
- (100) Han, J. C., and Park, J. S., "Local Heat Transfer Augmentation in Channels with Two Opposite Surfaces", Proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., 6 (1986), 2885.
- (101) Han, J. C., "Heat Transfer and Friction Characteristics in Rectangular Channels With Rib Turbulators", Trans. ASME, J. Heat Transfer, 110 (1988), 321.
- (102) Han, J. C., "Augmented Heat Transfer in Turbine Cooling Passage" Proc. 3rd Int. Symp. Transport Phenomena in "Thermal Control" (1988), 97.
- (103) Metzger, D. E., Vedula, R. P., and Breen, D. D., "The Effect of Rib Angle and Length on Convection Heat Transfer in Rib-Roughened Triangular Ducts", Proc. 1987 ASME-JSME Thermal Engng. Joint Conf., 3 (1987), 327.
- (104) Metzger, D. E., and Vedula, R. P., "Heat Transfer in Triangular Channels with Angled Roughness Ribs on Two Walls", Exp. Heat Transfer, 1 (1987), 31.
- (105) 広田真史・藤田秀臣・横沢 肇, "X形熱線プローブによる測定に及ぼす速度こう配の影響", 日本機械学会論文集, 54-499, B (1988), 563.
- (106) Hirota, M., Fujita, H., and Yokosawa, H., "Influences of Velocity Gradient on Hot-Wire Anemometry with an X-wire Probe", J. Phys. E: Sci. Instrum., 21 (1988), 1077.
- (107) Bradshaw, P., An Introduction to Turbulence and Its Measurement, (1971), 106, Pergamon.
- (108) Jerome, F. E., Guitton, D. E., and Patel, R. P., "Experimental Study of the Thermal Wake Interference between Closely Spaced Wires of an X-type Hot-Wire Probe", Aeronaut. Q., 22 (1971), 119.

- (109) 日本機械学会, 流体計測法, (1985), 108, 日本機械学会.
- (110) Bruun, H. H., "Interpretation of Hot-Wire Probe Signals in Subsonic Airflows", J. Phys. E: Sci. Instrum., 12 (1979), 1116.
- (111) Vagt, J. D., "Hot-Wire Probes in Low Speed Flow", Progress in Aerospace Sciences, ed. Bagley and J. A., and Finley, P. J., 18 (1979), 271.
- (112) Wallace, J. M., "Methods of Measuring Vorticity in Turbulent Flows", Experiments in Fluids, 4 (1986), 61.
- (113) Champagne, F. H., Sleicher, C. A., and Wehrmann, O. H., "Turbulence Measurements with Inclined Hot-Wires. Part 1, Heat Transfer Experiments with Inclined Hot-Wire", J. Fluid Mech., 28 (1967), 153.
- (114) Fujita, H., and Kovasznay, S. G., "Measurement of Reynolds Stress by a Single Rotated Hot Wire Anemometer", Rev. Sci. Instrum., 39 (1968), 1351.
- (115) Friehe, C. A., and Schwarz, W. H., "Deviations from the Cosine Law for Yawed Cylindrical Anemometer Sensors", Trans. ASME, J. Appl. Mech., 35 (1968), 655.
- (116) Bruun, H. H., "Hot-Wire Data Corrections in Low and in High Turbulence Intensity Flows", J. Phys. E: Sci. Instrum., 5 (1972) 812.
- (117) Fingerson, L. M., and Freymuth, P., Fluid Mechanics Measurements, ed. Goldstein, R. J. (1983), 99, Hemisphere.
- (118) Tutu, N. K., and Chevray, R., "Cross-Wire Anemometry in High Intensity Turbulence", J. Fluid Mech., 71 (1975), 785.
- (119) 喜多義範・日景伸夫・広瀬幸治, "X形熱線流速計による流れの計測法についての一考察", 日本機械学会論文集, 45-391, B (1979), 437.
- (120) Muller, U. R., "On the Accuracy of Turbulence Measurements with Inclined Hot-Wires", J. Fluid Mech., 119 (1982), 155.
- (121) Strohl, A. and Comte-Bellot, G., "Aerodynamic Effects due to Configuration of X-wire Anemometers", Trans. ASME, J. Appl. Mech., 40 (1973) 661.
- (122) Perry, A. E., Hot-wire Anemometry, (1982), Oxford University

Press.

- (123) Moussa Z. M., and Eskinazi, S., "Directional Mean Flow Measurements Using a Single Inclined Hot Wire", *Phys. Fluids*, 18 (1975), 298.
- (124) 藤田秀臣・横沢 肇・広田真史・西垣 聡, "1面に粗面をもつ正方形流路内の乱流", *日本機械学会論文集*, 53-492, B (1987), 2370.
- (125) Fujita, H., Yokosawa, H., and Hirota, M., "Secondary Flow of the Second Kind in Rectangular Ducts with One Rough Wall", *Exp. Thermal Fluid Sci.*, 2 (1989), 72.
- (126) 藤田秀臣・横沢 肇・広田真史・西垣 聡・鏡味伸輔, "リブ状粗面をもつ正方形流路内の乱流", *流体熱工学研究*, 22-1 (1987), 77.
- (127) 古屋善正・藤田秀臣・中島 洋, "二次元針金粗面上の乱流境界層", *日本機械学会論文集*, 33-250 (1967), 939.
- (128) Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, 7th ed., (1979), 611, McGraw-Hill.
- (129) Patel, V. C., "Calibration of the Preston Tube and Limitation on its Use in Pressure Gradients", *J. Fluid Mech.*, 23-1 (1965), 185.
- (130) Yavuzkurt, S., "A Guide to Uncertainty Analysis of Hot Wire Data", *Trans. ASME, J. Fluids Engng.*, 106 (1984), 181.
- (131) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), 372, McGraw-Hill.
- (132) 藤田秀臣・広田真史・横沢 肇・長谷川昌雄, "1面に粗面をもつ長方形流路内の乱流(長辺壁が粗面の場合)", *日本機械学会論文集*, 54-504, (1988), 2002.
- (133) 藤田秀臣・広田真史・横沢 肇・後藤 勲, "1面に粗面をもつ長方形流路内の乱流(短辺壁が粗面の場合)", *日本機械学会論文集*, 55-516, (1989), 2285.
- (134) 文献(131)の72ページ.
- (135) 広田真史・藤田秀臣・横沢 肇, "リブ状粗面をもつ正方形流路内乱流における乱れエネルギー", *日本機械学会論文集投稿中*, No.89-0684B, (1989年10月28日, 日本機械学会山梨地方講演会にて発表予定) .
- (136) 志沢高朗・本阿弥真二, "おう壁上の乱流境界層に関する研究(第3報, 乱流運動エネルギーの輸送)", *日本機械学会論文集*, 52-480, B (1986)

2802.

- (137) 藤田重隆・大坂英雄・上野五郎, " 十字形ノズルから流出する三次元自由噴流 (第3報, 平均流および乱流運動エネルギー方程式の評価) ", 日本機械学会論文集, 55-510, B (1989), 374.
- (138) Fujita, H., Hirota, M., and Yokosawa, H., "Forced Convection Heat Transfer in a Turbulent Flow through a Square Duct", Mem. Faculty Engng., Nagoya Univ., 40-2 (1989), 327.
- (139) Holman, J. P., Heat Transfer, 5th ed., (1981), 294, McGraw-Hill.
- (140) Tavoularis, S., "Techniques for Turbulence Measurement", Encyclopedia of Fluid Mechanics, ed. Chermisinlff, N. P., 1 (1986), 1207, Gulf Publishing Company.
- (141) Nieuwvelt, C., Bessem, J. M., and Trines, R. M., "A Rapid Thermometer for Measurement in Turbulent Flow", Int. J. Heat Mass Transfer, 19 (1976), 975.
- (142) Colburn, A. P., "A Method of Correlating Forced Convection Heat Transfer data and a Comparison with Fluid Friction", Trans. AIChE., 29 (1933), 174.
- (143) Sieder, E. N., and Tate, C. E., "Heat Trasfer and Pressure Drop of Liquids in Tubes", Ind. Engng. Chem., 28 (1936), 1429.
- (144) Brundrett, E., "Modified Hydraulic Diameter for Turbulent Flow", Turb. Forced Convect. Channel Bundles, ed. Kakac, S., and Spalding, D. B., 1 (1978), 361, Hemisphere.
- (145) 菱田幹雄・長野靖尚・白木晃史, " 管内乱流の速度と温度の乱れ ", 日本機械学会論文集, 44-377, (1978), 126.

論文目録

1. 本論文に関連のあるもの

題 目	発表雑誌等の名称 および発表年月	共著者
1. リブ状粗面をもつ正方形流路内の乱流	流体熱工学研究 第22巻第1号 (1987-5), 77-84頁.	藤田秀臣 横沢 肇 西垣 聡 鏡味伸輔
2. 1面に粗面をもつ正方形流路内の乱流	日本機械学会論文集 (B編) 53巻492号 (1987-8), 2370-2376頁.	藤田秀臣 横沢 肇 西垣 聡
3. X形熱線プローブによる測定に及ぼす速度こう配の影響	日本機械学会論文集 (B編) 54巻499号 (1988-3), 563-568頁.	藤田秀臣 横沢 肇
4. 1面に粗面をもつ長方形流路内の乱流 (長辺壁が粗面の場合)	日本機械学会論文集 (B編) 54巻504号 (1988-8), 2002-2009頁.	藤田秀臣 横沢 肇 長谷川昌雄
5. Secondary Flow of the Second Kind in Rectangular Ducts with One Rough Wall	Proceedings of the First World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics (1988-9), pp. 800-807.	H. Fujita H. Yokosawa
6. Influences of Velocity Gradient on Hot-Wire Anemometry with an X-Wire Probe	Journal of Physics E: Scientific Instruments Vol. 21, No. 11 (1988-11), pp.1077-1084.	H. Fujita H. Yokosawa
7. Secondary Flow of the Second Kind in Rectangular Ducts with One Rough Wall	Experimental Thermal and Fluid Science Vol. 2, No. 1 (1989-1), pp. 72-80.	H. Fujita H. Yokosawa

8. Forced Convection Heat Transfer in a Turbulent Flow through a Square Duct	Memoirs of the Faculty of Engineering, Nagoya University Vol. 40, No. 2 (1989-3), pp. 327-336.	H. Fujita H. Yokosawa
9. 1面に粗面をもつ長方形流路内の乱流（短辺壁が粗面の場合）	日本機械学会論文集（B編）55巻516号 (1989-8), 2285-2292頁.	藤田秀臣 横沢 肇 後藤 勲
10. X形熱線プローブによる乱流計測に及ぼす速度勾配の影響	流れの計測 7巻10号 (1989-8), 2-9頁.	藤田秀臣 横沢 肇
11. リブ状粗面をもつ正方形流路内乱流における乱れエネルギー	日本機械学会論文集（B編）投稿中 (1989年10月28日 日本機械学会山梨地方講演会において講演論文No.89-0684B)	藤田秀臣 横沢 肇

2. その他

題 目	発表雑誌等の名称 および発表年月	共著者
1. Fully Developed Turbulent Flow and Heat Transfer in a Square Duct with Two Roughened Facing Walls	Chemical Engineering Communications Vol. 74, (1988-12), pp. 95-110.	H. Fujita H. Yokosawa C. Nagata
2. Measurement of Turbulent Flow in a Square Duct with Roughened Walls on Two Opposite Sides	International Journal of Heat and Fluid Flow Vol. 10, No. 2 (1989-6), pp. 125-130.	H. Fujita H. Yokosawa S. Iwata