

円柱によりかく乱を与えた
乱流境界層の熱伝達機構の研究

川口 靖夫

目次

第1章 序論	1
1. 1 緒言	1
1. 2 本研究で対象とする流れ系の特徴	1
1. 3 本研究で対象とする伝熱系の特徴	3
1. 4 本論文の特徴	4
1. 5 本論文の構成	5
参考文献	6
第2章 実験装置および実験方法	8
2. 1 緒言	8
2. 2 風洞	9
2. 2. 1 風洞の概要	9
2. 2. 2 加熱平板と熱伝達率の測定方法	12
2. 3 境界層内での平均量の計測	15
2. 4 非加熱境界層における速度変動の測定	15
2. 4. 1 熱線プローブと速度検定	15
2. 4. 2 X型熱線プローブの角度特性の点検	18
2. 5 加熱境界層における速度・温度変動の同時測定	20
2. 5. 1 熱線プローブに及ぼす温度変化の影響と検定	20
2. 5. 2 冷線プローブに及ぼす速度変動の影響と検定	22
2. 5. 3 速度と温度の同時測定	29
2. 5. 4 加熱平板境界層における測定例	31
2. 6 結言	35
参考文献	35
第3章 かく乱を受ける乱流境界層における熱伝達に関する検討	37
3. 1 緒言	37
3. 2 摩擦係数と熱伝達率	37
3. 3 かく乱を受ける乱流境界層の乱れ統計量からの検討	49
3. 3. 1 かく乱を与えない場合	49
3. 3. 2 円柱によりかく乱を与えた乱流境界層の乱れ統計量	56
3. 4 結言	64
参考文献	66

第4章	かく乱を受ける乱流境界層におけるバースティング周期と壁面更新モデルの応用	68	第7章	壁近傍に置かれた円柱列による伝熱促進	129
4.1	緒言	68	7.1	緒言	129
4.2	実験方法	68	7.2	実験装置と実験方法	129
4.3	実験結果	72	7.3	結果と考察	132
4.4	壁面更新モデルによる解析	74	7.3.1	平均熱伝達率の促進率	132
4.5	熱伝達に対する壁面更新モデルによる解析	78	7.3.2	局所熱伝達率分布と伝熱促進の機構	137
4.6	結言	79	7.3.3	境界層内の温度プロファイル	144
	参考文献	81	7.4	結言	146
				参考文献	146
第5章	かく乱を受ける乱流境界層における壁面近傍乱れの組織的運動と熱伝達機構	83	第8章	結論および展望	148
5.1	緒言	83	8.1	結論	148
5.2	実験装置と実験方法	84	8.2	展望	153
5.3	条件つきサンプリング手法	86			
5.4	実験結果と考察	87	記号		154
5.4.1	事象の発生率と持続時間	87			
5.4.2	平均速度パターン	92	謝辞		157
5.4.3	瞬時における空間的速度分布	99			
5.4.4	速度前線の傾き角の不規則性	103			
5.5	結言	105			
	参考文献	106			
第6章	運動量輸送と熱輸送の非相似性に関する乱流構造	108			
6.1	緒言	108			
6.2	象限分析に基づく条件付き平均手法	109			
6.3	結果と考察	112			
6.3.1	4象限に分類した組織的運動	112			
6.3.2	4象現とホールに分類した組織的運動	116			
6.3.3	8象現に分類した組織的運動	122			
6.4	結言	126			
	参考文献	126			

1. 1 緒言

地球環境の有限性が認識されるにつれて、限りある化石燃料の消費量を削減し、二酸化炭素の排出抑制を図ることの必要性がますます強く指摘されるに至っている。実用的な多くのエネルギー変換機器においては、化学エネルギーや核エネルギーが熱エネルギーに変換され、それが作動流体に輸送された後、動力、電気など目的とするエネルギー形態に変換されている。そのため、化石燃料消費量の低減をめざすには、熱輸送の制御を通じて各種エネルギー機器の効率を高めることが必要であり、熱交換過程の最適化は重要な工学的問題となっている。

エネルギー機器の作動流体で一般的に見られる乱流においては、流れの中に存在する不規則な渦運動によって熱が輸送される。この渦運動のために、乱流における熱伝達は定常層流におけるそれより良好なことが多い。この性質を利用するため多くの熱交換器は、流れが乱流になるように設計されている。熱交換器をさらにコンパクト化するためには、伝達促進体がしばしば用いられる。その一つの方法として伝熱壁面近傍に物体を挿入する方法がある。この場合挿入物体は強い自由乱流を発生するため、それにより壁面近傍の流れ中の輸送現象が活発化され、熱伝達は促進される。

本研究では挿入物体の最も単純な例である円柱を採用し、これによりかく乱を受けける乱流境界層の熱伝達機構を、乱れ統計量、壁近傍の乱流の組織的構造の両面から実験的に検討する。具体的には、十分に発達した2次元乱流境界層に、2次元断面を有する円柱を流れに直交、伝熱壁面に平行な姿勢で挿入し、その後流に存在する強い乱れによって壁面近傍の流れをかく乱する場合を取りあげる。こうした流れに関心が持たれる理由について次節以降に順次説明する。

1. 2 本研究で対象とする流れ系の特徴

比較的単純で定式化が容易な乱流、例えば自由噴流、後流、混合層、管内流、圧力勾配のない乱流境界層などについては、これまでも多くの研究者が詳細な研究を行っている。これら比較的単純な乱流では、乱れ統計量は流れ方向に緩やかに変化するのみで、境界層においても内層と外層との間の関係は平衡に近い状態が保たれている。しかしながら実際の応用において遭遇する流れは、より複雑で流れ方向に急速に変化する形態となっている。例えば熱交換器においては、流入した流れが十分発達する前に流出することが多いし、熱交換器のコンパクト化のためには、流れの発達域における高い熱伝達性能を用いる方が有効でもある。また壁面に突起を設けて剥離・再付着する流れを作る、あるいは何らかの手段で壁乱流にかく乱を与える、などの方法が伝熱促進を目的としてしばしば用いられる。本研究では挿入物体の最も単純な形態である円柱によりかく乱を受ける乱流境界層を研究対象とするが、この流れ系には、上に述べたように伝熱に関連して実際応用上の関心が持たれるのみならず、以下に述べる特徴がある。

乱流境界層に円柱を挿入すると、円柱のすぐ下流においては後流と境界層の性質をあわせもった複雑な流れが出現する。円柱を設置する壁からの位置を変えると、境界層には壁面リブに類似したものから主流部乱れに相当するものまで多様なかく乱を容易に与えることができる。

一方円柱から下流に向かって離れるに従って、円柱から発生した乱れは急速にその強度が弱められ、最終的に境界層はかく乱を受けない場合のそれに漸近する。この過程は、乱流境界層のかく乱からの回復過程と見なすことができる。過去に何人かの研究者が円柱によるかく乱からの回復過程について研究を行っている。Clauser⁽¹⁾は平均速度の分布の変化について検討し、内層の回復は外層の回復に比べて速いことを明らかにした。Marumoら^{(2)~(4)}、鈴木ら⁽⁵⁾はこの境界層における速度変動の統計量についてさらに研究を行っている。Marumoら⁽²⁾は、円柱により与えられた乱れの性質は、ほぼ平衡状態にあるかく乱を受けない境界層のそれとは異なっていること、平均速度の回復に比べて乱れ変動に関連する統計量の回復が遅いことを指摘している。この結果と

Clauser⁽¹⁾の結果を考え合わせると、かかる場合の境界層は乱れの構造が平衡状態から大きく隔たっていると同時に、その場合の平均速度場と乱れ変動場との関係も平衡に近い流れとは異なることが推測される。この流れ系では、円柱の下流で流れ方向位置を変えて観測を行うと、回復過程の各段階を容易に検討することができることが特徴である。

本研究では、かく乱を受ける乱流境界層における組織的構造について実験的検討を加えるが、この項に述べた内層と外層、また平均速度場と乱れ場との非平衡性に注意すれば、組織的構造の発生に関連するパラメータを探索するのに有効な情報を与える可能性がある。

1. 3 本研究で対象とする伝熱系の特徴

熱交換器設計など工業的応用の局面では、熱伝達率と壁面摩擦応力は、まず初めに考慮される項目である。比較的単純な型の乱流で、混合距離仮説がよい近似として使用できるような場合には、運動量と熱量の輸送の間には相似性がよい近似で成り立つので、これを用いて壁面摩擦係数の実測値あるいは理論値から熱伝達率を算出することも可能である。ところが、円柱によりかく乱を受ける乱流境界層のように複雑な乱流においては、こうした相似性が常に成り立つ保証はない。

この乱流場における伝熱実験は、藤田ら⁽⁶⁾、丸茂ら⁽⁷⁾により行われた。丸茂のデータによれば、円柱の下流のある領域においては熱伝達が活発であるにもかかわらず壁面摩擦係数の減少する領域が存在していて、非相似性の発現が示唆されている。しかし丸茂は温度場に関する詳細な実験を行っていないため、運動量と熱伝達の非相似性に関する機構についての検討は十分でない。

LuとWillmarth⁽⁸⁾によると、乱流境界層の壁近傍においては、運動量輸送は組織的構造に起因してごく小さな時間分率で発生する激しい流体運動によって担われている。熱においても組織的構造に起因する同様の輸送がおこなわれていると想像されるが、複雑な乱流においてどのように組織運動が変化し、それに関し熱と運動量の非相似性が生じるかという問題はいまだ未検討

である。

本研究で対象とするかく乱された乱流境界層では、このように熱伝達と運動量輸送との非相似性が現れることが最大の特徴である。この非相似性を有効に利用するような乱流制御を行えば、高い熱伝達性能と小さな圧力損失をもつ熱交換器を設計できる可能性があり、実用的観点からは極めて興味深い。従ってこの非相似性をもたらす原因を研究することは価値があるものと考えられる。

1. 4 本論文の特徴

本論文の目的は、挿入物体によってかく乱を受ける複雑な壁乱流の中で組織的構造がいかに変化し、その変化が乱流熱伝達にどう影響を及ぼすかについて考察することにあるが、本論文の特徴としては以下に述べる4点があるものと考えられる。

まず、壁近傍の乱流熱伝達を実験的に解明するために、周波数10kHzのオーダで変動している空気の流れと温度を同時測定する手法を開発した。ここでは注意深く作製したプローブを用い、レーザ加熱によるその動特性測定を含む検定を行い、その出力信号の補償をコンピュータを用いて行った点が特色である。今後ますますコンピュータの性能向上と低価格化が達成されるものと考えられるので、ここで開発した手法は安価で使用し易い処理法として空気流中の温度・速度同時測定手法として利用できるであろう。

第2に、こうして確立した実験手法を駆使して、これまで得ることが困難であった複雑な壁乱流において、温度に関連する乱れ統計量について測定を行い、その測定結果について議論する。これにより、これまで比較すべきデータが乏しいために理論の進展が難しかった乱流熱伝達機構のモデル化や、それに基づく数値解析に情報を提供することができ、そのことを通じて工業的に重要な熱交換器などにみられる複雑な伝熱場に対する、数値解析の精度や汎用性の向上に資することができる。

第3の特徴は、条件付きサンプリング手法を用いて、乱流境界層の壁面近傍の組織構造を捉え、それがかく乱によって変化する様相を明らかにすることで

ある。ここで取りあげた壁乱流の特徴である、内層と外層の非平衡的性質を利用することにより、組織的構造に主として影響を与える因子を他の因子から分離することができて、それに基づいた議論を行うことによって組織的構造の解明と制御に道を開くきっかけを与えることができる可能性がある。併せて、運動量輸送と熱輸送との間に非相似性をもたらす要因を、組織構造の観点から検討する。

第4の特徴として、単円柱および円柱列を挿入した場合について種々のハラメータを変化させながら伝熱実験を行い、かかる流れにおける伝熱促進機構に考察を加えることが挙げられる。この検討結果は、壁面摩擦が小さく、熱伝達率は大きい高効率熱交換器を開発する場合の基礎資料として、工学的価値を持つものである。

1. 5 本論文の構成

本論文では、初めに全体に共通する実験装置と信号処理手法についてまとめて述べる。つぎに加熱した乱流境界層を単円柱によってかく乱した場合につき、乱流熱伝達の機構に関して統計的手法を用いて検討した結果について述べる。続いて単円柱によってかく乱を受ける乱流境界層に対して、条件付きサンプリング法を用いて乱流信号を処理し、その結果に基づいて壁近傍における乱れの組織的構造とそれが乱流熱伝達に及ぼす影響について考察する。最後に円柱列によって平板乱流境界層の伝熱促進を図る場合の実験結果について検討を加える。

各章の構成は以下のようなものである。第2章では研究全体にわたって共通する実験装置と実験手法について述べる。併せて変動する速度と温度の同時測定手法について述べる。

第3章では単円柱によってかく乱を与える加熱乱流境界層について、円柱径および円柱高さをパラメータとして変化させ、流れと伝熱を特徴づけるスケールを探索した結果について述べる。さらに乱れ統計量に対するかく乱の影響について検討し、この境界層における乱流熱伝達を解析するためのモデル構築の

ための情報を提供する。

第4章では、組織的構造に関する研究の第一段階として、短時間のサンプリングに基づく自己相関関数に表れる第2ピーク位置から速度変動の規則性を見出し、その周期について検討を加える。円柱によるかく乱が組織的構造の周期に及ぼす影響を調べるとともに、得られた周期をもとに、壁面更新モデルを用いて壁面摩擦係数と熱伝達率を計算し、実験値と比較する。

第5章では壁面近くに設置した円柱によりかく乱を与える乱流境界層における組織構造と熱伝達機構について研究を行う。まず壁近傍の多数点における速度変動を熱線風速計を用いて測定し、記録した速度変動に修正VITA法⁽⁹⁾を適用して組織的構造を検出するとともに、検出された事象に関連する速度の空間的パターンを調べる。ここでもまた、円柱によるかく乱がこの空間的パターンにいかに関与するかについて検討を加える。

続いて第6章では2方向の速度と温度の同時測定が可能なプローブを用いて、乱流信号を収録する。さらにLuとWillmarth⁽⁸⁾による象限分析手法を温度場を含む8象限分析法に拡張し、それを用いて壁面近傍における組織的構造と熱伝達との関連について述べる。このことを通じてかく乱を与えた場合の乱れの組織的構造の変化について検討し、この変化が1.3項に述べた運動量と熱輸送の非相似性の発現といかなる関連を有するかについて考察する。

第7章では前章までに検討した基礎研究の成果と実際的应用との関係を調べるために、円柱列によって構成される伝熱促進体を境界層中に挿入する場合の伝熱性能変化についての試験結果を述べる。とくに壁面と円柱の間隔ならびに円柱のピッチに最適条件が存在するか否かについて検討を行う。

第8章では本論文のまとめを行い、結論を述べ、さらに将来の研究に対する展望を提示する。

参考文献

(1) Clauser, F.H., "The Turbulent Boundary Layer", *Advance of Applied Mechanics*, 4, Academic Press, (1956) p1

- (2) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "A Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", *J. Fluid Mech.*, 87, (1978), pp.121-141
- (3) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第1報、一点二次相関量の測定）」、*日本機械学会論文集B編*、46巻407号、(1980)、pp.1211-1219
- (4) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・絹田秀敏・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第2報、乱れ運動エネルギーの生成率と消散率）」*日本機械学会論文集B編*、46巻407号、(1980)、pp.1220-1228
- (5) 鈴木健二郎・田中 純・丸茂栄佑・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第3報、数値解析）」、*日本機械学会論文集B編*、46巻408号、(1980)、pp.1447-1454
- (6) 藤田秀臣・高浜平八郎・浴 寿美、「壁面近傍におかれた二次元円柱が平板強制対流熱伝達におよぼす影響（第2報、直径の違いによる影響および正方形柱との比較）」、*日本機械学会論文集B編*、47巻414号、(1981)、pp.317-325
- (7) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "Turbulent Heat Transfer in a Flat Plate Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 6 (1985), pp.241-248
- (8) Lu, S.S. and Willmarth, W.W., "Measurement of the Structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, 60-3, (1973), pp.481-511
- (9) Johansson, A.V. and Alfredsson, P.H., "On the Structure of Turbulent Channel Flow", *J. Fluid Mech.*, 122, (1982), pp.295-314

第2章 実験装置および実験方法

2.1 緒言

本研究で用いた実験装置について、本章でまとめて述べる。まず、本章に続く各章ごとに、その内容を示すキーワード、用いた実験装置とかく乱要素、プローブ、測定した量をまとめて、表 2-1 に示す。すべての実験は 2.2.1 節に述べる風洞を用いて行った。非加熱境界層を検討対象とする場合は、風洞の床面にはアクリル樹脂性の平板を使用した。加熱境界層を検討対象とする場合は、床面に 2.2.2 節に述べる加熱平板を設置した。

本論文で扱う乱流境界層においては、10kHz オーダの比較的高周波の速度乱れが存在している。乱れ変動速度を記録し、乱れに関連した統計量を算出するためには、信号記録には高い時間応答性が必要である。本研究では、変動速度を計測するために熱線風速計を使用した。その詳細については 2.4 節に述べる。

加熱平板境界層においては、速度変動と同時に温度変動が存在している。一般に速度測定用に用いられている定温度型熱線風速計は、流体の温度が一定であることを前提としており、温度変動を伴う流れの中では誤差を伴う。そこで、こうした場で変動量を測定するためには別個に設置した細線により温度を測定し、これを用いて温度変動に伴う速度の誤差を補償する工夫を必要とする。2.5 節では本論文で特に重要な速度・温度の同時測定方法について詳しく述べる。菱田ら⁽¹⁾も同様の検討を行っているが、本研究では冷線の冷却長の影響を考慮していることとデジタル的手法を全面的に用いているところに特徴がある。検定結果を用いて、コンピュータを用いて出力信号を速度や温度に変換し、さらに統計処理を行って最終結果を得ているが、2.5.4 節ではこの速度・温度変動測定法の妥当性を確かめる目的で、加熱平板境界層における測定結果を吟味する。

章、キーワード	風洞中に設置した平板の種類	かく乱要素	使用プローブ	測定量
第3章 温度場、乱れ統計量	加熱平板	単円柱 $d=3, 5, 8\text{mm}$	熱電対(壁上)、 X型熱線・冷線	T_w u, v, θ
第4章 壁面更新モデル	非加熱平板、 加熱平板	単円柱 $d=8\text{mm}$	I型熱線、 熱電対プローブ	u T
第5章 改良 VITA 法	非加熱平板	単円柱 $d=8\text{mm}$	多点型熱線	u^*4
第6章 象限分析	加熱平板	単円柱 $d=8\text{mm}$	X型熱線・冷線	u, v, θ
第7章 円柱列、伝熱促進	加熱平板	円柱列 $d=8\text{mm}$	熱電対(壁上)、 熱電対プローブ	T_w T

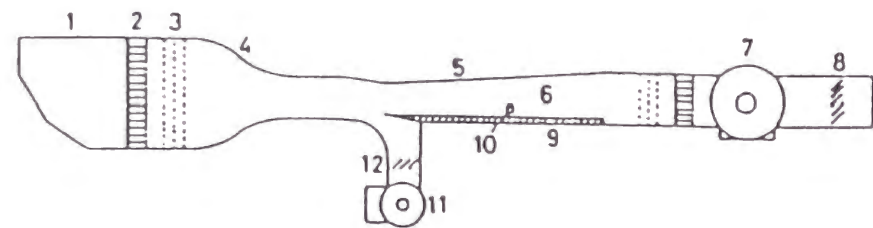
表 2-1 各章において用いた装置と測定項目

(測定量の欄の記号の意味 d : 円柱直径、 T_w : 壁面の平均温度、 T : 境界層内の局所平均温度、 u : 変動速度の流れ方向成分、 v : 変動速度の流れ方向成分、 θ : 境界層内の変動温度、 u^*4 : u の 4 ヶ所における同時測定)

2.2 風洞

2.2.1 風洞の概要

本研究で用いた実験装置は、Marumo ら^{(2)~(4)}によって用いられたものと基本的に同一である。図 2-1 に風洞の概略図を示す。テスト部における風洞の断面寸法は 380mm×380mm である。主流空気は 7 の主送風機によって吸い込まれて風洞中を流れる。テスト部における主流部乱れを減少させるため、風洞入り口にはハニカム、金網、縮流部を設けてある。また空気温度の均一化を図るため、室内の成層化した空気をそのまま吸い込まぬように、風洞吸い込み口は天井に向けてある。テストセクション上流の風洞床面に発達した境界層は付属の送風機によって吸い込み、平板前縁における断面内速度分布が一様になるようにした。風洞天井面の水平面からの傾きを局所的に変化させることにより、流れ方向の静圧を均一化した。その結果静圧のばらつきは主流の動圧の 1% 以内におさめることができた。主流の速度は 8 の翼列により調整する。本研究では一貫して主流速度の設定目標値を 14m/s とした。主流の相対乱れ強度は 1%



- | | | |
|-----------------------|----------------------------|--------------|
| 1 Inlet to the tunnel | 5 Upper wall | 9 Flat plate |
| 2 Honeycomb | 6 Test section | 10 Cylinder |
| 3 Screen | 7 Main suction type blower | |
| 4 Contraction chamber | 8,12 Flow rate controller | 11 Blower |

図2-1 風洞

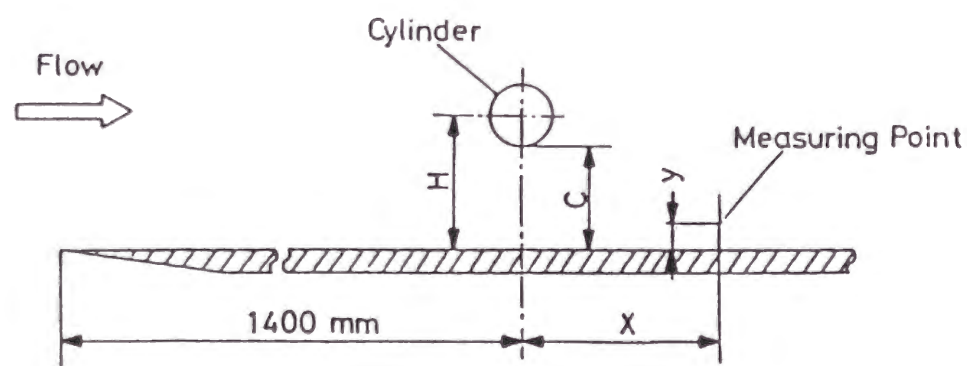


図2-2 測定部と座標系

以下であった。

主流速度	14 m/s
主流の相対乱れ強度	1 %
円柱直径	8 mm
境界層厚さ	28 mm

表2-2 本論文の実験において共通のパラメータ

測定部の概念図と座標系を図2-2に示す。乱流境界層の発達を促すため、平板前縁から200mmの長さにおいてサンドペーパーを貼り付けた。加熱実験においては前縁下流213mmないし529mmの位置から加熱を開始する。また、平板前縁から1400mm下流の位置を円柱挿入位置とした。平板前縁からの距離と主流速度に基づく Reynolds 数は 1.2×10^6 であり、この位置の円柱を挿入しない場合の乱流境界層の厚さは28mmであった。その場合の各測定点における摩擦係数 C_f とスタントン数 St は、円柱位置上流から十分発達した境界層における経験式とよく一致していることを確認した。

以下では円柱挿入位置を原点として流れ方向に x 座標、壁から垂直方向に y 座標、スパン方向に z 座標をとる。円柱列を挿入する場合には、この原点位置を第1段の円柱設置位置とした。

円柱は、流れに垂直に、平板表面に平行に設置してある。Marumoら^{(2)~(4)}によれば、円柱の y 方向の位置を変えることにより異なったかく乱と回復過程が観測される。円柱中心の平板表面からの距離（円柱高さ）を H 、円柱と平板とのすきまを c とする。本研究で用いた円柱はベークライト製である。第3章3.2節においては、円柱直径 d を5mm, 8mm, 10mmと3種類変え、さらに種々の高さに円柱を挿入して摩擦係数と熱伝達率の変化を検討した結果、 c/d が重要なパラメータになることがわかったので、それ以外の節および章では円柱直径を8mmと固定して実験を行った。代表的な円柱挿入高さ H は6mm, 15mmおよび

33.5mmの3通りとした。それぞれの円柱高さに対応する実験シリーズを、以下の図では S_1 、 S_2 、 S_3 という記号で表示する。比較のため、円柱を挿入しない場合についても実験を行い、この実験をシリーズ S_0 と呼ぶ。表2-3に各シリーズにおける H と c の値、またそれらを円柱直径と境界層厚さで無次元化した値を示す。

	S_1	S_2	S_3	S_0
H	6.0 mm	15.0 mm	33.5 mm	-
H/d	0.75	1.88	4.19	-
H/δ	0.21	0.536	1.20	-
c	2.0 mm	11.0 mm	29.5 mm	-
c/d	0.25	1.38	3.69	-
c/δ	0.071	0.393	1.05	-

表 2-3 本論文の実験における代表的な円柱挿入位置とその無次元量

本研究では平板の中心軸に沿う6カ所の流れ方向位置を選んで諸量の断面内分布を測定した。これらの位置、ならびにその円柱からの距離を円柱直径と境界層厚さで無次元化した値を表2-4に示す。

x	37 mm	87 mm	187 mm	387 mm	637 mm	837 mm
x/d	4.6	10.9	23.4	48.4	79.6	104
x/δ	1.3	3.1	6.67	13.8	22.8	29.9

表 2-4 本論文の実験における代表的な測定位置 (x 方向)

2. 2. 2 加熱平板と熱伝達率の測定方法

熱伝達実験を行う場合には、加熱部をもつ平板を風洞床面に設置した。加熱平板は2種類使用した。加熱平板Aは図2-3に示すもので、発熱開始点は平板前縁から529mm下流にある。加熱平板BはAと同様の構成であるが加熱部の上流端は、平板前縁から213mm下流位置にある点が異なる。いずれの平板も発熱開始点の下流に50mm幅、厚さ $50\mu\text{m}$ のステンレス鋼箔7枚を厚さ10mmのベークライト製平板に接着した。箔は長手方向が流れ方向に一致するようにし、また隣り合う箔の間隔は電氣的絶縁性を確保しつつ、熱的2次元性を大き

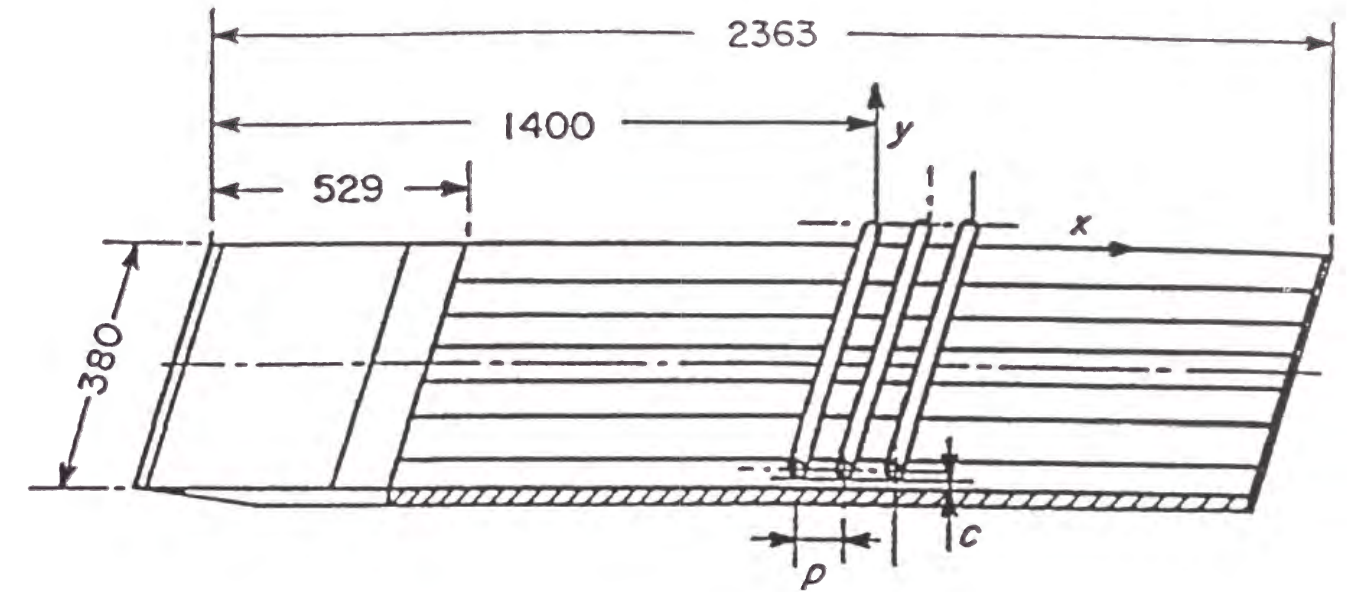


図2-3 発熱平板

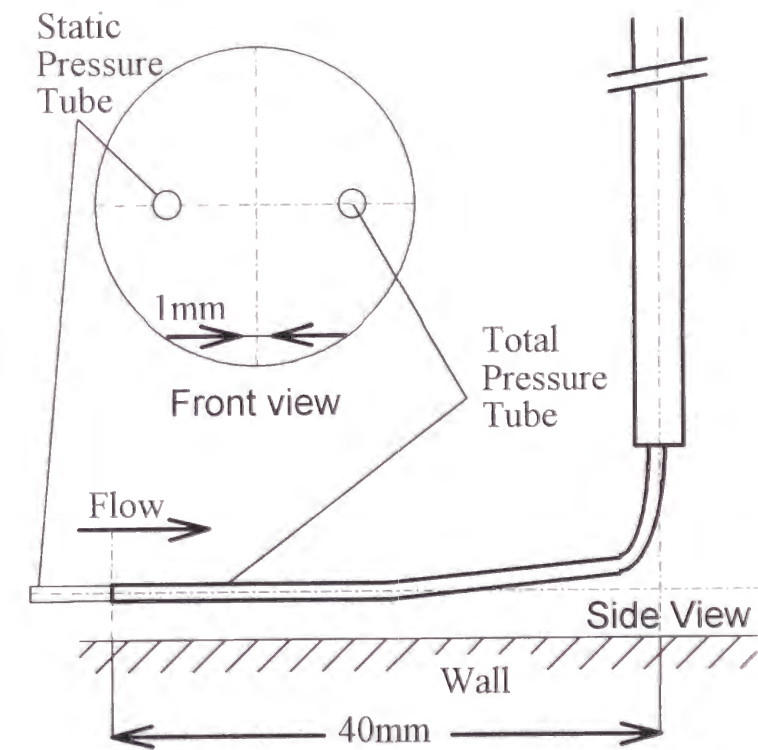


図2-4 ピトー管プローブ

く損わぬよう 1mm とした。これらの箔は電氣的に直列に接続し、交流電流を通して加熱を行った。代表的発熱量は約 1kW/m² である。表面温度の流れ方向分布を測定するため、直径 0.1mm のアルメル-クロメル熱電対 128 本を中央の箔の裏面に接するように設置した。加熱平板 A は、第 4 章、第 7 章の実験を行うために製作・使用した。これらの熱電対プローブによる壁面の温度分布の測定や、大きな変化の現れる熱伝達率の測定を目的とする限り、加熱平板 A を使用することに支障はなかった。しかし平板 A は非加熱区間が長いため、温度境界層の発達が十分でない傾向があったので、これを改造して平板 B とした。第 3 章や第 6 章で述べる、温度に関連する乱れ統計量や組織的構造といった精密な測定を行う場合には、平板 B を用いている。

平板の熱伝達率 h は次の式で与えられる。

$$h = \frac{q_w}{T_w - T_e} \quad [2-1]$$

ここで、 q_w は壁面からの伝熱量、 T_w は壁面温度、 T_e は主流温度である。 T_w の測定にはベークライト製平板とステンレス鋼箔の間隙にステンレス鋼箔に接するよう設置した熱電対を用いた。壁面温度が空間的に変化する場合には熱電対を多数設置し、これをデータロガーに接続し、パーソナルコンピュータによってデータを収録し、温度分布を求めた。単位面積あたりの壁面熱流束は以下のよう求めた。

$$q_w = VI/A - \lambda_p(T_w - T_b) - \alpha(T_w^4 - T_e^4) \quad [2-2]$$

ここで V と I は壁面に貼り付けたステンレス箔の両端の電圧と通電電流、 A は平板加熱面積、 λ_p はベークライト製平板の熱伝導率、 T_b は平板裏面の温度、 α はステンレス鋼箔の放射率である。式 [2-2] の右辺第 1 項はステンレス箔における発生熱量、第 2 項は平板裏面へ熱伝導により失われる熱量、第 3 項は放射による損失熱量である。 V と I はそれぞれ回路に設置した電圧計と電流計を、 T_b は平板裏面に設置した熱電対を用いて測定した。

2. 3 境界層内での平均量の測定

本研究では、境界層内の乱れ量の挙動に注目した検討を行うので、この目的を達するための測定には熱線風速計と細線抵抗温度計を用いる。そのため、速度や温度の平均量はこれらのプローブにより測定される瞬間値をコンピュータによって平均操作することによって得る。しかしこれらの高感度プローブは使用時に毎回検定を要するために測定に時間がかかり、また塵による特性変化が起こるなど安定性に欠けるので簡易な目的には不向きである。そこで測定条件の同一性等を点検するなどの目的にはピトー管と熱電対プローブを使用した。

乱流境界層内で平均速度のみを求める場合は、図 2-4 に示すピトー管プローブを用いた。プローブは外径 1mm 内径 0.8mm のステンレス管によって製作した総圧管と静圧管を備えている。これを傾斜管型マノメータにつなぎ、圧力差を読みとって速度を求めた。ただし境界層の壁面近くでは速度勾配が大きいいため、また円柱のごく近傍では強い乱れ変動のために、ピトー管による速度測定の精度は低下するので、その測定値の分析には十分注意を払った。

加熱を伴う乱流境界層内の平均速度を測定する際には、同じくピトー管を使用した。マノメータで測定した圧力差と、別途測定した平均温度から換算して得られる密度とを用いて流体速度を算出した。平均温度を測定する際には、図 2-5 に示す熱電対プローブを用いた。境界層の y 方向に温度分布が存在することを考慮し、熱電対素線は接点近くで、温度勾配がない z 方向に伸びる構造に作成した。プローブを構成する 2 本の熱電対素線とリード線との接点は、防水を施したうえで氷水を満たした魔法瓶に入れて冷接点とした。二つの接点間に生じる電位差を微小電圧計またはデータロガーによって読みとり、温度を求めた。

2. 4 非加熱境界層における速度変動の計測

2. 4. 1 熱線プローブと速度検定

非加熱境界層内で速度に関する乱れ変動量を測定する場合は、熱線プローブを用いた。この目的で用いた熱線プローブには、図 2-6 に示す I 型、X 型、多

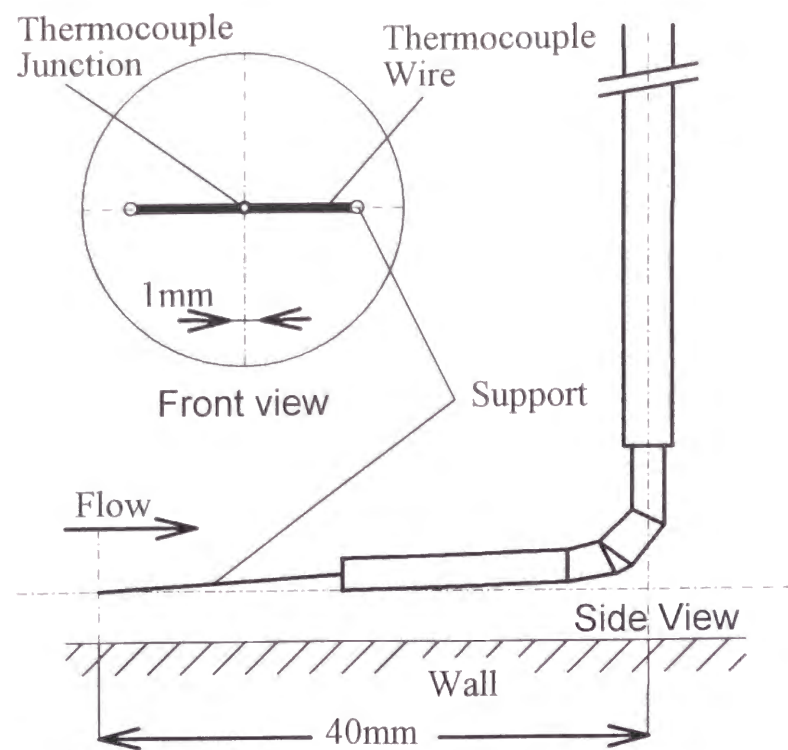


図2-5 熱電対プローブ

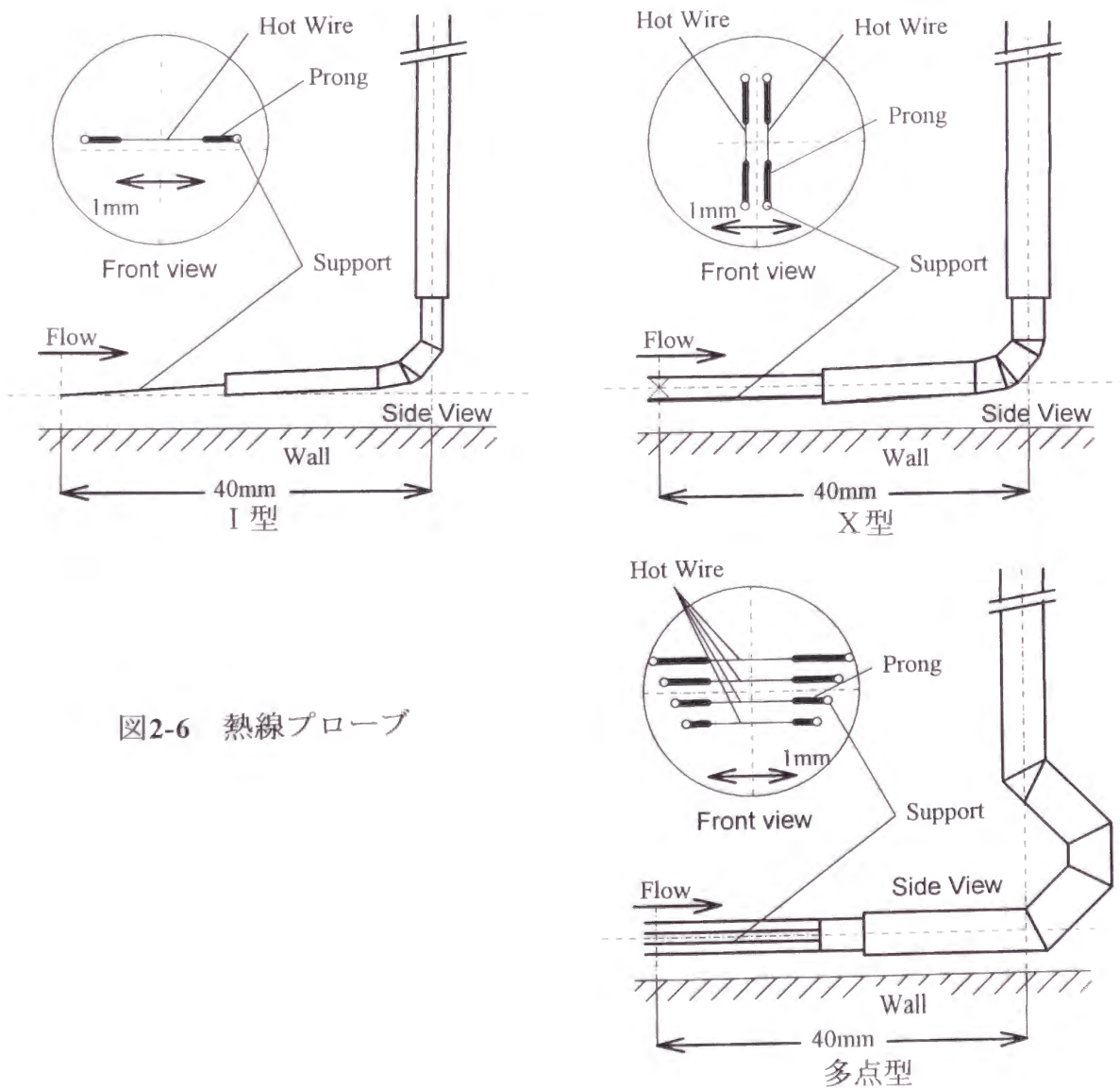


図2-6 熱線プローブ

点型がある。これらの熱線プローブはいずれも自作で、 $5\mu\text{m}$ 径のタングステン素線に、検知部1mmを残して銅メッキを施し、これを焼鈍した木綿針にハンダ付けして作成した。X型、多点型プローブは実体顕微鏡で注意深く監視しつつ熱線張り角や熱線相互の角度、間隔が正確に目標値と一致するように作成した。プローブの主流方向に対する姿勢を毎回同じに保つ目的で、プローブを支える金属管には、壁面に線接触する部分を設けた。この部分をガイドとして作成時のプローブの張り角を調節した。X型プローブはさらに後述する角度特性の検定を行って形状の僅かな偏差に伴う誤差を補正した。

熱線風速計については、加熱電流を時間的に一定に保つためのフィードバック回路の働きによってかなり広い周波数帯域にわたって正確な出力応答が確保されており、極めて強度の乱流でなければ、静的特性を検定によって求めて信号変換に用いれば十分である。熱線プローブは自作のため、素線径や材質、あるいはプローブへの取付け方のばらつきによって個々に熱的特性が異なる。また、新しく作成したプローブは空気中で使用するにつれて塵の付着により熱的、空気力学的特性が変化する。このため、プローブは毎回使用前に一連の前検定を行ってから本実験に使用した。開放型風洞を用いているため、塵の影響は大きく、使用中に特性が変化することもしばしばであった。実験終了後に後検定を行って、2回の検定の結果が許容範囲内で一致すれば実験データを採用し、検定結果が大きく異なった場合にはデータを棄却した。

熱線風速計の速度-出力特性に関する検定は、本実験で用いた風洞の主流中にプローブを設置し、主流速度を $3\text{m/s}\sim 15\text{m/s}$ の範囲で変化させて行った。速度の標準測定器としては傾斜管型マンオメータに接続した標準ピトー管を用いた。主流速度を段階的に変化させながらマンオメータの読みと熱線風速計の出力値 V を読みとり、パーソナルコンピュータに入力し、最小2乗法を適用することによって次式の定数 A, B を求めた。

$$V^2 = A + BU^{0.5} \quad [2-3]$$

プローブを温度の変化しない空気流中で用いる場合には、検定は以上の作業

で十分であった。

熱線風速計からの出力信号 V を AD 変換器によりデジタル化し、ミニコンピュータ付属のハードディスクに記録した。記録したデータは計算機により [2-3] 式を使って演算処理して速度信号に変換したうえで、モーメントの計算、条件付きサンプリングなどの統計処理を行った。従って [2-3] 式をアナログ演算する熱線風速計付属のリニアライザは点検の目的以外には用いていない。

2. 4. 2 X型熱線プローブの角度特性の点検

X型プローブを用いて u, v 二方向速度成分を測定する際に、確認が必要な事項は ①張り角が正確であるか、②熱線に沿う方向の速度成分がどの程度各熱線の冷却に関与するか、の2点である。図 2-7 のように、熱線を x, y 平面内に置き、速度 V の流れが x 軸に角度 θ をなして流れている時、 x 軸に対し角度 φ で張られた熱線の検知する冷却速度 V_e は次式で表わされる。

$$V_e^2 = V^2 \sin^2(\varphi - \theta) + k^2 V^2 \cos^2(\varphi - \theta) \quad [2-4]$$

ここで k は熱線の感知部の長さ l と直径 d の比 l/d に依存する定数で、熱線に沿う流れの冷却効果の大小を表わしている。本研究の場合、 $l/d=200$ であり、この時 k は 0.2 程度とされている⁽⁵⁾ が、プロングの形状その他の条件は文献と一致する保証はなく、またプローブ作成毎に個体差があることが考えられるので、確認のためこの点に関する検定を行うことは有意義である。

X型熱線の角度特性の点検は、オリフィスから噴出する噴流のポテンシャルコア領域で行った。その装置は加熱境界層における実験のための検定に用いたものと同じで、詳細については後述する。図 2-7 の原点 o を中心にして流れに対してプローブを回転させ、熱線 a と熱線 b が検出する冷却速度 V_e を求め、 V_e/V が、式(2-4)の θ に対してどう変化するかを調べた。図 2-8 はその結果の一例である。図中、実線は $k=0$ 、 $\varphi_a=45^\circ$ 、 $\varphi_b=-45^\circ$ と仮定して [2-4] 式から求めた計算値で、熱線に沿う速度の影響を無視した単純化式に対応しており、また破線は $k=0.2$ とした場合の計算値である。 $-30^\circ \leq \theta \leq 30^\circ$ の範囲で実験値

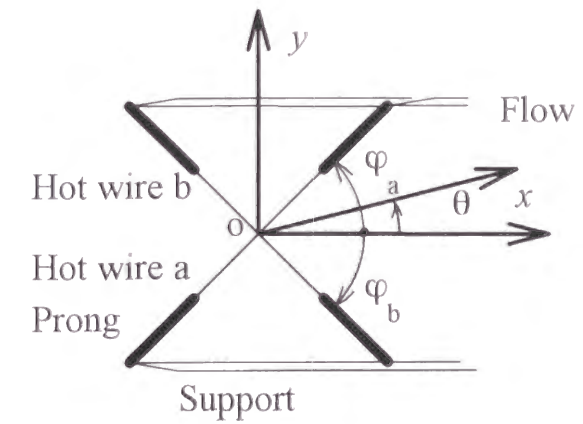


図2-7 X型熱線の張り角に関する座標系

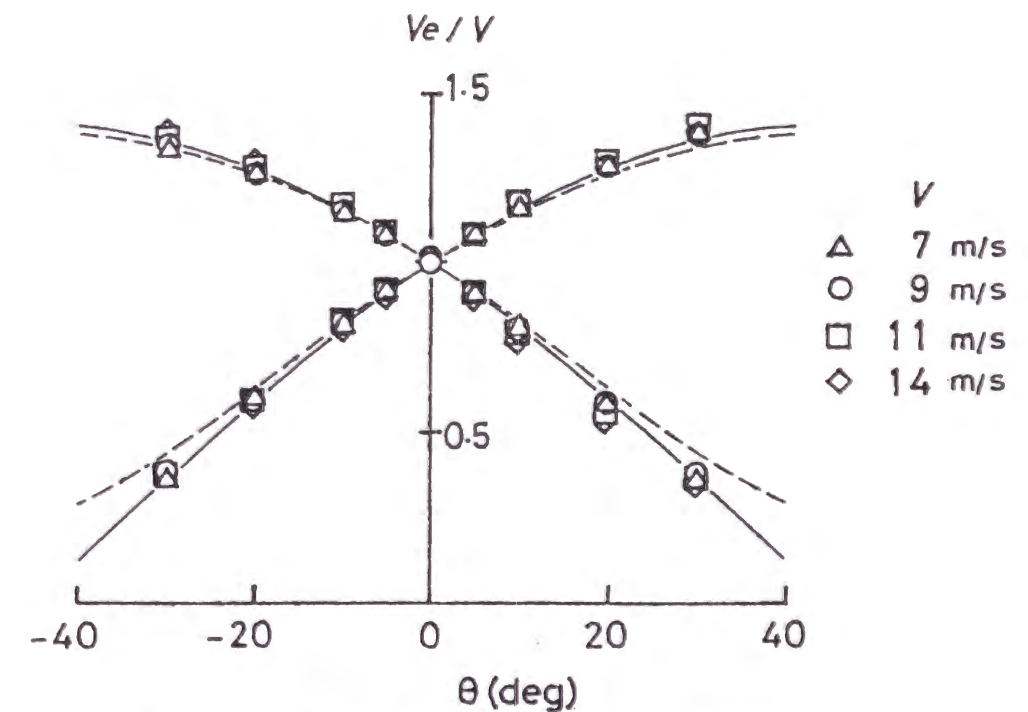


図2-8 X型熱線の角度特性に関する点検結果

実線： $(V_e/V)^2 = \sin^2(\pm 45 - \theta)$
破線： $(V_e/V)^2 = \sin^2(\pm 45 - \theta) + 0.2^2 \cos^2(\pm 45 - \theta)$

V_0/V は $k=0$ とした場合によく一致している。熱線を張り替える度に、この姿勢検定を行ったが、いずれの場合も $k=0$ として差し支えないという結果が得られたので、本研究で示す実験結果はいずれも $k=0$ として処理したものである。

2. 5 加熱境界層における速度・温度変動の同時測定

2. 5. 1 熱線プローブに及ぼす温度変化の影響と検定

熱線風速計では、一定の条件で細線に通電し、細線が発熱する状態を作り、細線から奪われる熱量を測定するのが基本である。ただし一般に用いられている定温度型の熱線風速計では、細線の温度が一定となる条件をブリッジ回路とフィードバック回路によって作り出している。こうすると細線の電気抵抗値は一定であり、細線に流れる電流は細線から奪われる熱量に比例することになる。そこで、この場合の入力電流を流体の速度の指標として使用する。すなわち、熱伝達率と風速との間には、定温度の流体に対しては King の実験式で表わされるような一定の関係があることを利用して、その関係を検定しておき、流速を求める。

ところで、空気温度が変化する場で熱線風速計を使用すると、熱線と流体との間の温度差が変化するため、仮に速度変動が存在しない場合であっても出力信号には温度変動の影響が現れる。今、空気の速度が一定で細線周りのヌッセルト数が変化しない条件で周囲の空気温度のみが変化したとすると、熱線風速計の出力信号に及ぼす効果は、以下の2項目にまとめられる。

- 1) 熱線と空気との温度差の変化に伴う発熱量の変化
- 2) 熱線周りの膜温度が変化することによる、物性値変化の影響

これらの効果を評価するには、温度の測定が重要となる。

2. 4 節では温度の変化しない境界層で用いる速度プローブの検定について述べた。熱線風速計を非等温空气中で用いる場合には、速度と同時に温度を変化させながら検定を行う必要がある。そのためには、図 2-9 に図示した検定装置を製作して使用した。この装置ではバルブを備えた送風管の一部にニクロム線加熱部が設置されていて、空気流の速度と温度調節が可能である。直径

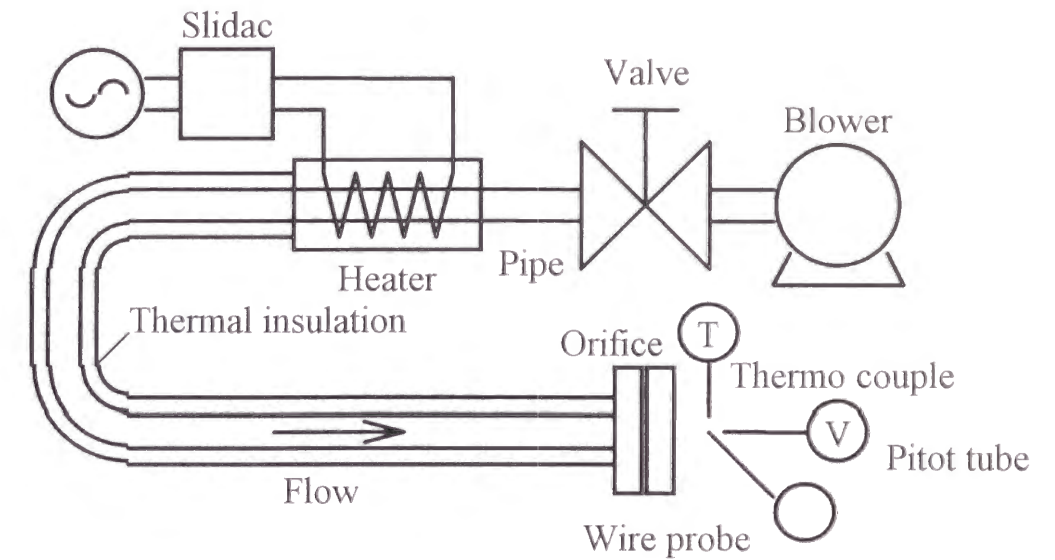


図2-9 プローブ検定用加熱噴流

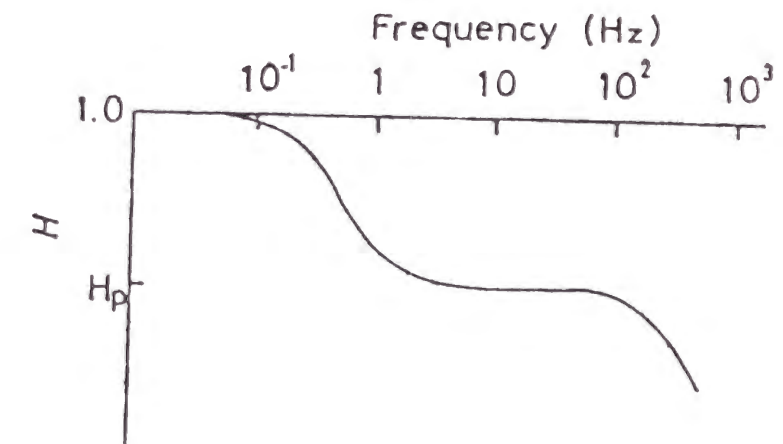


図2-10 冷線プローブの周波数特性

35mm のオリフィスから噴出する噴流ポテンシャルコア領域では、一様な速度・温度分布が得られる。検定は、熱線をこのポテンシャルコア内に挿入し、温度については室温から室温より 25°C 高い温度までの範囲で、また速度は 3m/s ~ 15m/s の範囲で変化させて行った。ここで標準速度の測定はピトー管で、温度の測定にはアルメルクロメル熱電対を用いた。噴流速度を段階的に変化させながらマンメータの読み、熱電対の出力値と熱線風速計の出力値 V_w を読みとり、パーソナルコンピュータに入力し必要な計算を行っている。ここで [2-1] 式における定数 A, B 各々は、温度に関して一次の依存性があるものと考え、最小 2 乗法を適用することによって次式の検定定数 A_1, A_2, B_1, B_2 を求めた。

$$V^2 = (A_1 + A_2 T) + (B_1 + B_2 T) U^{0.5} \quad [2-5]$$

検定点の数は上記の速度・温度範囲の中で 30 点程度である。

2. 5. 2 冷線プローブに及ぼす速度変動の影響と検定

熱線風速計と同程度の寸法と時間応答性を持つ温度センサーとして、細線抵抗温度計がある。細線抵抗温度計は、熱線 (hot wire) 風速計と対比する意味で、冷線 (cold wire) と呼ばれることもある。一般的な細線抵抗温度計はプローブに一定の微小電流を流し、プローブの温度変化に伴う抵抗変化を測定し、これを温度に変換している。そのためフィードバック回路を有する熱線と異なり、温度計の時間応答性はプローブの熱容量と熱伝達率に起因する時定数で上限が定まる。時定数を小さくするためには、プローブ径をできるだけ小さくする必要があり、通常は 1 μ m 程度の白金線が用いられる。この場合にも十分な追随性が達成できないので、熱容量による遅れの補正が必要である。その際プローブのまわりの速度が変化すると熱伝達率が変化し、プローブの時定数も変化するため、遅れの補正のためには速度の情報が必要である。前節で述べたように速度測定にも温度変動が影響を与えるため、変動する速度と温度の正確な測定のためには、両者を同時に測定し相互に補正を加える必要がある。また、細線長さが有限の場合、プローブを支えるブロングへの熱伝導の影響も考慮に入れる

必要があり、補正はさらに複雑になる。以下にその内容について詳しく説明する。

今、線長が無限大であると仮定し、また、抵抗線に流す電流は微小であることより、ジュール発熱による細線の温度上昇の影響を無視した場合、抵抗線における熱の保存式は次のようになる。

$$\rho_w c_w \frac{\pi d_w^2}{4} \frac{d\theta}{dt} + \pi d_w h (\theta - \theta_a) = 0 \quad [2-6]$$

ここで ρ_w, c_w, d_w はそれぞれ抵抗線の比重量、比熱、直径であり、 θ, θ_a は抵抗線及び周囲流体の温度、 t は時間である。また、 h は抵抗線の平均熱伝達率である。また、抵抗線の抵抗値は温度の関数として次のように表わせる。

$$R = R_0 \{1 + \beta(\theta - \theta_0)\} \quad [2-7]$$

ここで θ_0, R_0 は、ある基準温度 θ_0 とその温度における抵抗値であり、 β は使用する抵抗線の抵抗温度係数である。[2-7] により θ を消去し、両辺に電流 I をかけ、項を整頓すると周囲流体の温度 T_a と抵抗線プローブの出力 V_t との間には次の関係がある。

$$T_a = C_1 \left(M_0 \frac{dV_t}{dt} + V_t \right) \quad [2-8]$$

式 [2-8] は時定数 $\rho_w c_w d_w / 4h (= M_0)$ の一次遅れ系を表わしている。ここまでの解析に基づいて、アナログ回路を構成し、温度プローブと速度プローブとの相互フィードバックを実現した菱田ら⁽¹⁾の研究がある。

一方、実際の有限長プローブでは、ブロングへの熱伝導が無視できないため、抵抗線の周波数応答はより複雑なものとなる。詳しくは Paranthoen ら⁽⁵⁾にゆずるが、プローブの周波数応答はブロングへの熱伝導の影響を考慮した場合、図 2-10 のような形になる。縦軸はゲインであり、横軸は温度変動の周波数である。1 Hz 以下の低周波で生じるゲインの低下は、ブロング部への熱伝導の影響であり、高周波域でさらにゲインが低下するのは上に説明を行った抵抗線自体の熱容量に起因する一次遅れ要素によるものである。その間の周波数域ではゲインは平坦になる。この平坦な部分のゲインの値 H_p は次式で近似的に表わ

される。

$$H_p = 1 - 2 \frac{l_c}{l} \quad [2-9]$$

ここで、 l は抵抗線の感知部長さ、また、 l_c は冷却長で、温度変動に対する無効長と考えられ、次式で与えられる。

$$l_c = \frac{d_w}{2} \left(\frac{\lambda_w}{\lambda_g \text{Nu}} \right)^{1/2} \quad [2-10]$$

従って H_p は M_0 と簡単な関係があつて、

$$H_p = 1 - 2 \frac{(aM_0)^{1/2}}{l} \quad [2-11]$$

ここで、 λ_w 、 λ_g はそれぞれ抵抗線と流体の熱伝導率、Nu は抵抗線のヌセルト数、 a は抵抗線の温度伝導率、 M_0 は線長が無限大であると仮定した場合の抵抗線の時定数である。式 [2-11] を用いると、線の時定数から H_p を定めることができる。測定対象である温度乱れの周波数帯域は 1 Hz 以上と考えられるので、その測定のためにはこの低周波数のゲインの低下と、先の高周波数における抵抗線の熱容量に起因する低下分を補償すれば十分である。従って本研究では抵抗線の熱容量に基づく時定数を実測し、それを用いて高周波域の補償を行うと同時に、式 [2-11] より H_p を求め、全変動分に対して $1/H_p$ を乗ずることにより全体のゲインの低下を補償した。後の説明のために式 [2-8] による T_a を用いて表わすと、

$$T = \frac{1}{H_p} T_a \quad [2-12]$$

これにより、約 1 Hz 以上の変動に対して、温度センサー出力の平坦な周波数特性を有する補償が実現できる。

抵抗線自体の時定数の測定には種々の手法が考案されている。菱田ら⁽¹⁾は抵抗線に流す電流をステップ状に変化させる方法で、また、Antonia ら⁽⁷⁾は流体温度を急変させる方法によりそれぞれ時定数を求めている。前者の方法には測定回路の応答と抵抗線の応答を分離し難い欠点があり、後者の方法では急速

な温度変化を発生させることが難しい。本研究では Fiedler⁽⁸⁾と同様に、レーザー光を用いて、外部からの加熱により抵抗線の温度を急変させ、その出力から時定数を算出する方法をとった。この手法は他の手法に比べて加熱が急速に行われるのでこれをステップ入力とみなすことができる。そのため、時定数の算出に任意性が入る余地が少ない長所がある。

時定数の測定のために、2. 5. 2 節に述べた速度可変の噴流 (図 2-9) を用いた。噴流のコア部に、実験用プローブを置き、He-Ne レーザーから出た光束をレンズで集めプローブのみに当てる。モーターにより駆動されるチョッパにより光束を周期的に遮断して、温度センサーにはステップ状の加熱冷却を起こすようにする。この時の抵抗温度計からの出力を高速 A/D 変換器を用い、40kHz のサンプリング周波数でサンプリングして、PDP-11/23 ミニコンピュータのディスク装置に記録する。記録された各加熱回ごとの出力信号は、後述する検知基準を設けて時間軸の起点を揃えたうえで、300 個程度のアンサンブル平均をとってノイズの影響を除いた。こうして得られたアンサンブル平均出力信号パターンに対して、時定数を種々に変更して補償を施し、最大振幅に対してオーバーシュートが 3% 以内に収まる値を時定数の最適値として採用した。時間軸の起点を揃えるために用いた検出基準は以下のものである。加熱時のパターンを検出する i 回目の測定の場合、温度が上昇している時刻であつてかつ短い時間区間 T_s 中で温度変動の偏差が最大となる時刻を起点 t_{0i} とした。すなわち

$$\frac{d([\theta^2] - [\theta]^2)}{dt} = 0 \quad \text{かつ} \quad \frac{d[\theta]}{dt} > 0 \quad \text{のとき} \quad t = t_{0i} \quad [2-13]$$

ここで θ は抵抗線の温度、 t は時刻、 $[\]$ は時間区間 T_s 中での平均値を表わす。 T_s については測定される時定数と雑音レベルとを検討して試行錯誤的に決定した。図 2-11 に抽出されたアンサンブル平均パターンと、その補償結果の例を示す。

レーザー光は線の片面からのみ照射する場合と両面から照射を行う場合の双方から得られる時定数を比較したところその差は 3% 以内であつたので、片面

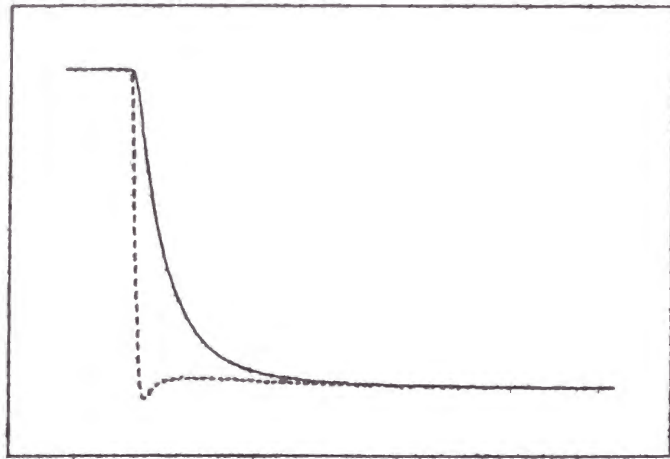


図2-11 冷線プローブのステップ応答（実線）と補償後の応答（破線）

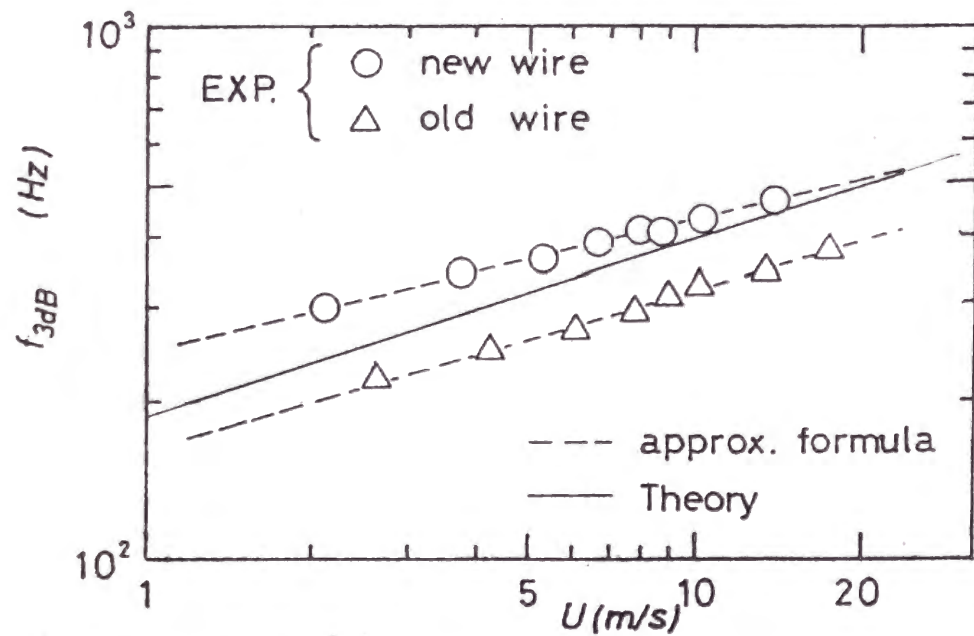


図2-12 冷線のカットオフ周波数の速度に対する変化

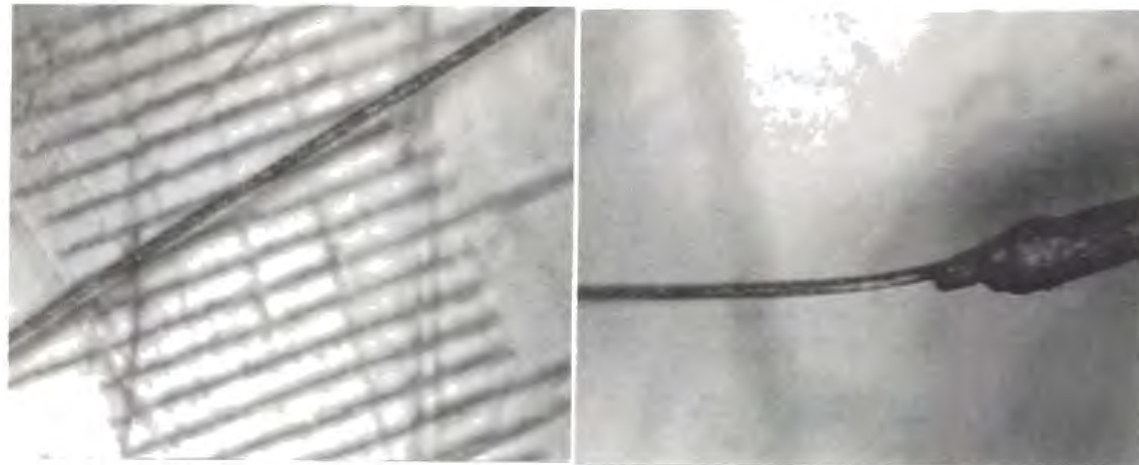
からの照射を行う方法で時定数を測定した。また、抵抗線の加熱時と冷却時に測定した時定数の平均値を時定数の測定値として採用したが、両者の差は2%程度であった。

時定数は流速によって変化するので、噴流の速度を2m/s~17m/sの範囲で8段階に変えて時定数の測定を行い、速度 U と時定数 M との関係式を求めた。

$$M^{-1} = A_3 + B_3 U^{0.5} \quad [2-14]$$

この M は式 [2-11] に現れる M_0 とは異なるが、ステップ応答から時定数を定める際には、1ms よりはるかに短い時間区間に注目しているため、 M を M_0 の近似値と見なしてさしつかえない。そこで以下の処理ではこれをもとに H_p を算出する。

図 2-12 に上記の手法によって得られた時定数の実測例をカットオフ周波数 f_c の形にして示す。ここで f_c とは、ゲインが高周波の領域で 3 dB 低下する周波数で時定数 M の逆数である。図中には新規に作成したある抵抗線に対して求めたカットオフ周波数 f_c 、及び、それを約 10 時間使用した後に求めた f_c をそれぞれ \circ 、 \triangle で示してある。測定されたカットオフ周波数が妥当かどうかを検討するため、別途 Collis と Williams⁽⁹⁾ の式を用いてカットオフ周波数を計算し、図中に実線で示した。計算のためには抵抗線の直径が必要であるが、ここでは光学顕微鏡によって撮影した写真、図 2-13 をもとに $4 \mu\text{m}$ として計算した。なお、図 2-13 の中で太く写っているのは細線両端にあるプロング部である。実験値と理論値はほぼ同程度の値を示しており、このことより、本研究での時定数測定方法が妥当なものであると判断し、 H_p の算出には以上の方法で測定した時定数を用いた。なお抵抗線プローブの応答性は、使用時間が長くなると表面に埃が付着することなどの理由により低下する。本研究でも実験の前後に時定数を測定すると 7% 程度の低下が起こっていた。従って、便宜的ではあるが、本実験のデータを処理する際には、実験の前後に測定した時定数を使用時間で内挿することにより求めた値を与えている。



右上/左下：冷線、
背景：スケール（最小目盛り：10 μ m間隔）

プロングと冷線の
接合部

図2-13 冷線の顕微鏡写真

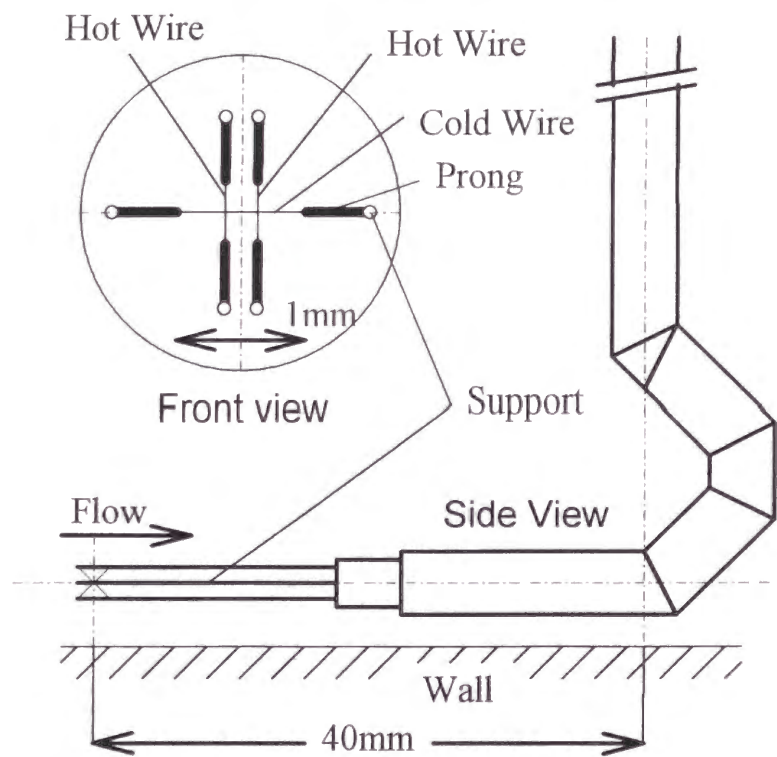


図2-14 温度・速度同時測定用プローブ

2. 5. 3 速度と温度の同時測定

速度・温度同時測定用プローブには、熱線と冷線を組み合わせて用いる。 y 方向の速度成分と温度変動との相関は特に重要な測定量であるので、熱線はX型のものを用いる。これら細線の間隔は小さくするほど空間分解能が高いとともに、速度と温度プローブ間の相互補正が正確に行える利点がある。一方プローブが接近しすぎると、熱的、流体力学的な相互干渉の影響があり、測定に誤差を伴う。本研究の過程でX型熱線の中に市販品の冷線プローブをはさむ複雑な形式を試したが、測定結果には誤差を多く含むことがわかった。最終的には熱線と同様に公称5 μ m径のタングステン線に検知部長さ1.5mmを残してメッキを施し、針にハンダ付けする方法で冷線プローブを構成した。図2-14に示すように冷線プローブはX型熱線の上流に z 方向に軸を向ける形で張ってある。

本研究では、速度信号に及ぼす温度の影響と温度に及ぼす速度の影響を、計算機処理によって除去している。計算機処理のブロック図は、図2-15に示すとおりである。処理プログラムの入力、熱線風速計からの出力電圧をA/D変換した数値 V_u および抵抗線出力を増幅した出力電圧をA/D変換した数値 V_t である。図中の四角のブロックは計算処理を表わし、処理の内容は式番号で示してある。楕円で示したブロックは、プローブ毎に検定によって定まる定数を表す。このブロック図はループを描いている部分があるので、くり返し計算によって値を収束させる処理が必要である。計算処理の出力である U および T の変化幅が前回の値に比べて 10^{-4} 以下になったときに、くり返し計算を打ち切った。

本実験における熱線、温度センサーからの出力は1チャンネルにつきサンプリング周波数10kHzでA/D変換され、デジタル信号化されて記録装置に記録される。プローブ数が2個以下の実験、すなわち等温境界層でのI型、X型熱線を用いた実験には、A/D変換及びデータ記録にはTEAC DR-2000デジタルデータレコーダ（最高取込周波数20kHz）を用い、DEC PDP-11/23ミニコンピュータシステムで処理を行った。また、プローブ数が3個以上の実験、す

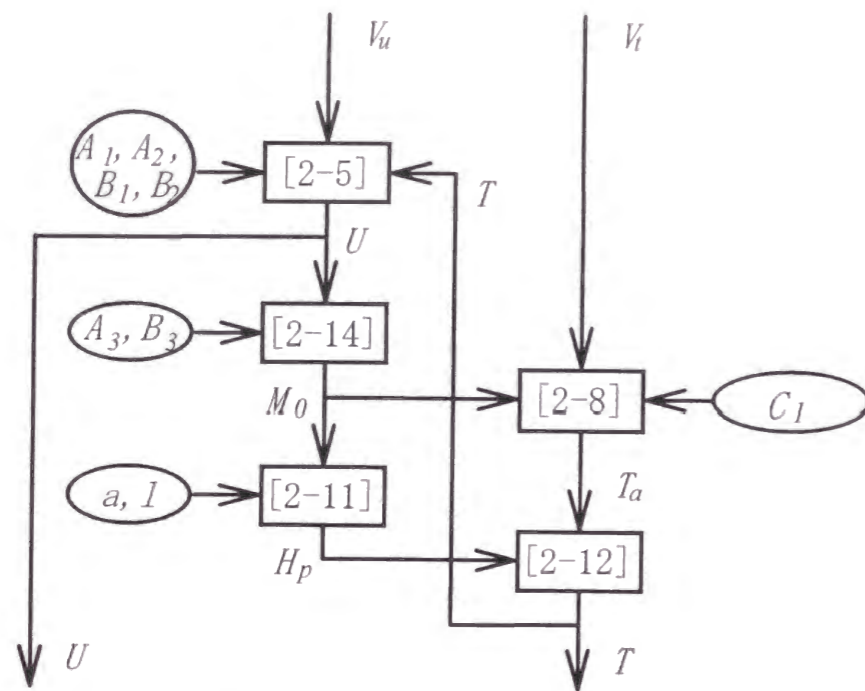


図2-15 信号処理のブロック図

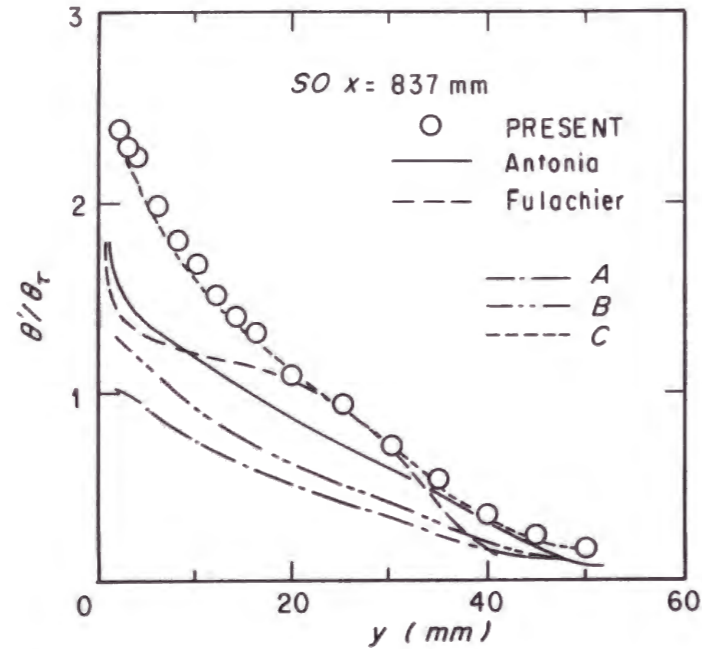


図2-16 乱流境界層における温度変動強度

なわち等温場での多点熱線プローブと非等温場の実験においては、A/D変換に理経ADS-5400（最高取込周波数100kHz）、記録にはPDP-11/23のRLO2リムーバブルハードディスク装置を使用した。データのA/D変換と高速記録を同時に要求されるため、DMA転送とハードディスク書き込みを平行して行うためのダブルバッファリング技法を用いたプログラムをMACRO言語で記述し、使用した。

ハードディスクに記録したデータは、IBMフォーマットのオープンリールMTに媒体変換し、計算処理を行った。MTに媒体処理した後の計算処理には京都大学大型計算機センターFACOM M-380/382を使用した。ここで計算処理の代表的プログラムでは、

- 1) 検定データを使用した、熱線風速計と抵抗線温度計の出力信号の速度と温度への変換
- 2) 1)で得た信号に基づく、平均速度・温度、速度乱れ強度・温度乱れ強度の算出
- 3) 1)で得た信号に基づく、条件付き統計量の計算を行った。

2.5.4 加熱平板境界層における測定例

ここで用いた速度と温度の同時測定手法について検討する目的で、予備検討としてかく乱を与えない加熱平板乱流境界層において、速度・温度同時測定を行った。境界層の条件は次章に詳しく述べる。ここで温度に関する動的補償方法に最も工夫を要したので、温度乱れ量の分布について検討を加えることにする。併せて今回の補償方法の構成要素を部分的に使用しない方法による結果をも求め、相互の比較から、どの補償要素が最終結果に大きく影響するかについて吟味し、更に簡易手法が可能かどうかについても検討する。

本章で説明した方法で測定した温度乱れ強さ θ' の y 方向分布を図2-16に示す。縦軸の無次元化には摩擦温度 θ_τ を用いている。図中には、Fulachier⁽¹⁰⁾、

Subramanian ら⁽¹¹⁾による測定結果も示している。また図中に A、B、C で示す 3本の曲線は、前節まで述べた方法とは異なった下記の簡易的方法を用いた場合の結果である。

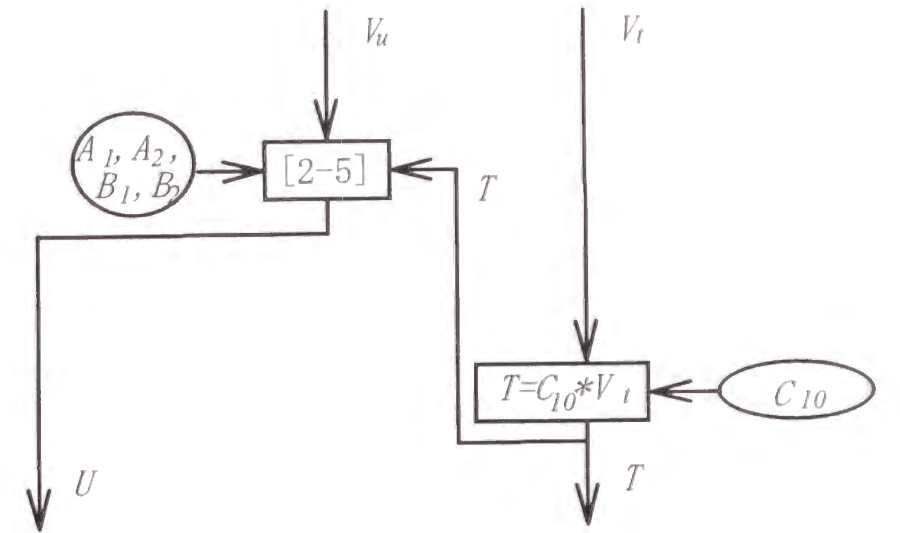
- A: 熱容量に伴う時定数による遅れ及び低周波域の低下分 H_p を全く補償しない方法
- B: 熱容量に伴う時定数による遅れは補償するが、 H_p については補償しない方法
- C: 熱容量に伴う時定数による遅れ及び、低周波域の低下分 H_p とともに補償を行うが、各時刻とともに測定点で得られる全信号に対してその点における平均流速 U_{ref} から求めた時定数を固定して与え、時刻とともに変化させない近似的手法

により得られた結果を示している。それぞれの処理のブロック図を図 2-17-A、図 2-17-B、図 2-17-C に示す。図示された結果から、本研究では使用しなかったものの、近似処理法 C の結果は、十分実用に耐えると判断される。

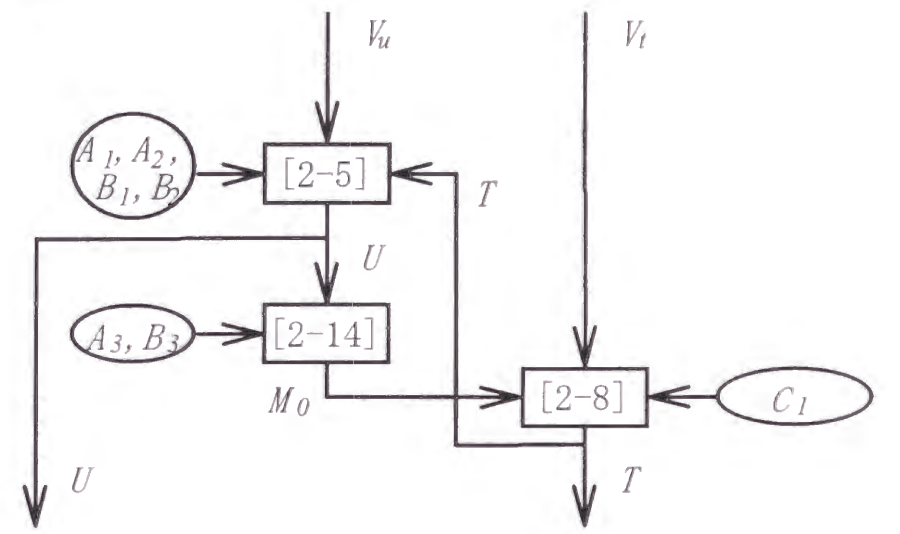
θ' の分布は定性的には Subramanian ら⁽¹¹⁾の結果と類似しているが、全体的にそれより大きく、特に壁近傍ではその差が大きい。この差異の原因は明確ではないが、一つには、例えば Subramanian ら⁽¹¹⁾の実験では加熱熱流束が、本研究の約 1/2 である等、流れ場および加熱条件の差によると思われるが、主たる原因は温度変動の測定値の補償法の違いにあると考えられる。Subramanian ら⁽¹¹⁾の結果では、プロングへの熱伝導に伴う低周波域の低下分 $1/H_p$ が補償されていない。

図 2-18 に垂直方向乱流熱流束 $\bar{v}\theta$ の測定値を摩擦速度 u_τ 、摩擦温度 θ_τ で無次元化して示した。図中には Antonia ら⁽¹²⁾、Fulachier⁽¹⁰⁾、の結果、及び図 2-16 に示したと同じ簡略補償方法を用いた場合 (A、B、C) の結果も示してある。 $\bar{v}\theta$ の値は流れにかく乱を与えない場合には、平均エンタルピー方程式中に、測定した平均温度、平均速度を使用するとともに、その分布が x 方向に相似であることを仮定すると近似的に算出できる。また、壁面のごく近傍の定熱流束層

2-17-A



2-17-B



2-17-C

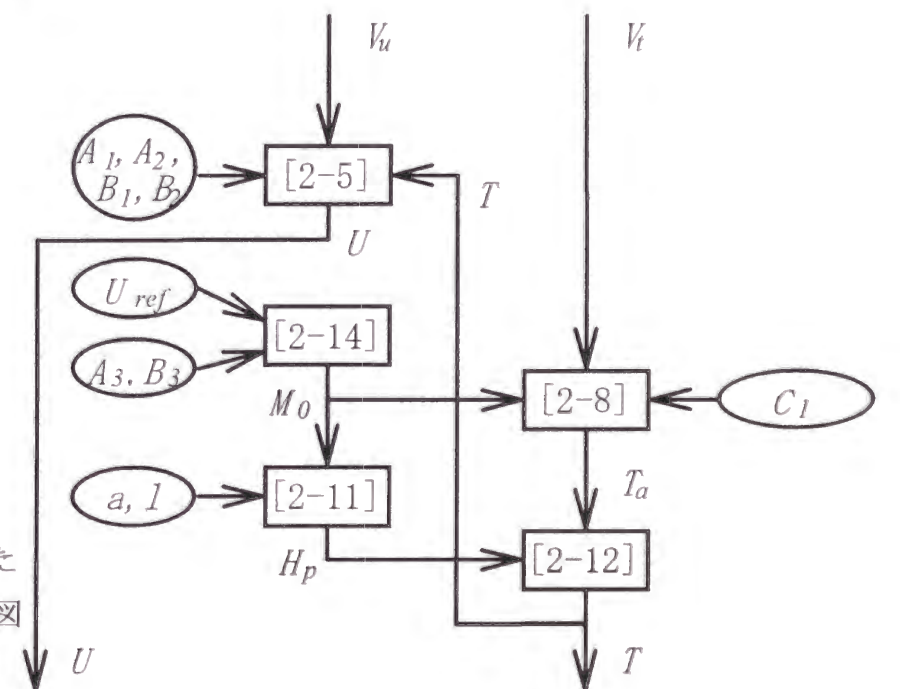


図2-17 簡略化した信号処理のブロック図

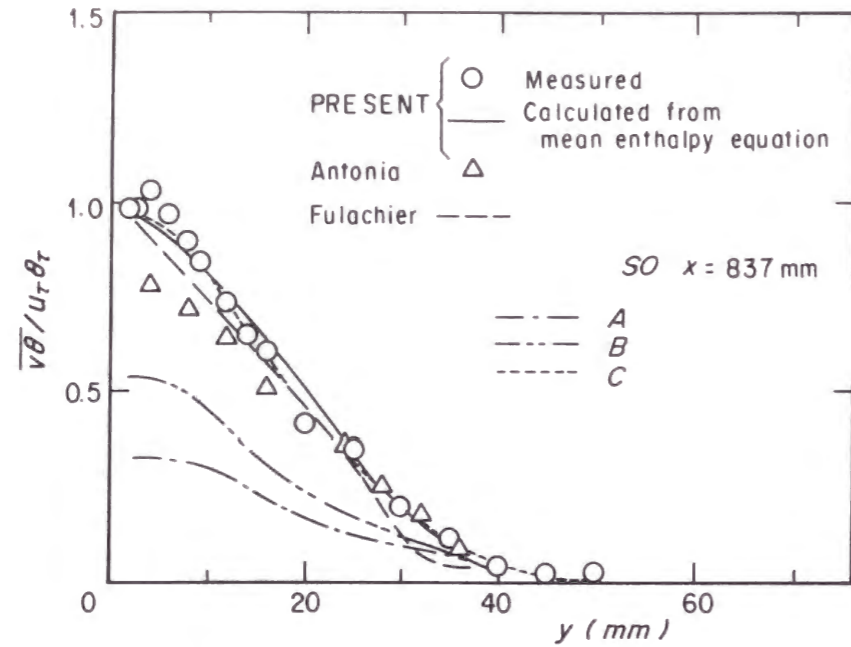


図2-18 乱流境界層における乱流熱流束

内では乱流熱流束は壁面熱流束に一致すべきことより、 $\overline{v\theta}/(u_{\tau}\theta_{\tau}) = 1$ となる。図2-18に示す結果はそのいずれもほぼ満足しており、 $v\theta$ の測定結果は妥当と考えられる。またこのことから、先の θ' の結果もほぼ妥当なものと考えられる。

2.6 結言

本研究で用いた実験装置、測定用プローブの概要とその検定方法について述べた。壁近傍流域中の乱流熱輸送を実験的に解明するために、周波数10kHzのオーダで変動している空気の流れと温度を同時測定する必要がある。そこでレーザ加熱による動特性測定まで含めたプローブの検定を行い、その補償をコンピュータを用いて行う方法を提唱した。この方法によって得られた境界層内の温度乱れ変動は妥当であり、この測定方法は空気流における温度・速度の同時測定手法として汎用的に利用できるものと考えられる。

参考文献

- (1) 菱田幹雄・長野靖尚・田代真一郎、「速度変動と温度変動の同時測定」、日本機械学会論文集B編、43巻365号、(1977)、pp.225-232
- (2) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "A Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", J. Fluid Mech., 87, (1978), pp.121-141
- (3) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第1報、一点二次相関量の測定）」、日本機械学会論文集B編、46巻407号、(1980)、pp.1211-1219
- (4) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・絹田秀敏・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第2報、乱れ運動エネルギーの生成率と消散率）」日本機械学会論文集B編、46巻407号、(1980)、pp.1220-1228
- (5) Champagne, F.H., Sleicher, C.A. and Wehrmann, O.H., " ", J. Fluid Mech., 28, (1967), pp.153-
- (6) Paranthoen, P., Petit, C. and Lecordier, J.C., "The Effect of the Thermal Prong-Wire Interaction on the Response of a Cold Wire in Gaseous Flows (Air, Argon and

- Helium)", J. Fluid Mech., 127, (1982), pp.457-453
- (7) Antonia, et. al., Rev. Sci. Instrum., (1981)
- (8) Fiedler, H., "On Data Acquisition in Heated Turbulent Flows", Proc. Dynamic Flow Conference., (1978), pp.81-100
- (9) Collis, D.C. and Williams, M.J., "Two-dimensional Convection from Heated Wires at Low Reynolds Numbers", J. Fluid Mech., 6, (1959), pp.357-384
- (10) Fulachier, L., Thesis Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence (I.M.S.T.), Univ. Provence, France, 1972
- (11) Subramanian, C.S. and Antonia, R.A., "Effect of Reynolds Number on a Slightly Heated Turbulent Boundary Layer", Int. J. Heat Mass Transfer 24-11, (1981) pp.1833-1846
- (12) Antonia, R.A., Danh, H.Q. and Prabhu, A., "Response of a Turbulent Boundary Layer to a Step Change in Surface Heat Flux", J. Fluid Mech., 80-1, (1977), pp.153-177

第3章 かく乱を受ける乱流境界層における熱伝達に関する検討

3.1 緒言

本章では、はじめに円柱を挿入してかく乱を与えた乱流境界層の摩擦係数と熱伝達率を概観し、円柱寸法やと円柱挿入位置がこれらの特性にいかに関与するかについて詳しく調べる。かく乱を与えた乱流境界層は、壁乱流と円柱後流とが混在する流れであり、様々な長さスケールの乱流渦が混在する複雑な流れのひとつである。こうした流れにおける摩擦係数や熱伝達率がどのようなスケールで整理できるかを検討することは、流れと伝熱現象に主たる影響を与える現象が何であるかについて情報を与えることから意義深いものである。

次に、第2章に述べた速度・温度同時測定手法を用いて得られたデータをもとに、乱流境界層の熱伝達率に関連する乱流構造について検討を加える。さらに熱伝達率を数値解析するための妥当なモデルを検討するには、温度に関連する乱れ統計量の集積が必要であり、そうした要求に答えることも本章の目的のひとつである。

3.2 摩擦係数と熱伝達率

本節では単円柱を乱流境界層に挿入した系の摩擦係数 C_f と熱伝達率 h の挙動について調べる。円柱は直径 d の異なる3種類のものを使用し、それぞれについて円柱と壁との間隔 c を様々に変更して測定を行った。

まずかく乱を与えた乱流境界層における壁面摩擦係数の分布について述べる。図3-1は直径8mmの円柱を挿入し、 c/d を様々に変え、プレストン管を用いて測定した実験結果である。 c/d が小さい場合には円柱下流の狭い範囲には循環領域が発生し、その x 方向の長さは変動するので、プレストン管に現れる圧力は忠実に摩擦係数を反映しない場合がある。そうした測定点は図中で()により囲んで示した。この点を除いて全体を概観すると、摩擦係数は c/d の変化に伴って系統的に変化することがわかる。図3-2には、 c/d を固定し、円柱径を3種類変化させた場合の摩擦係数を示す。横軸は円柱径で無次元化した。円柱径

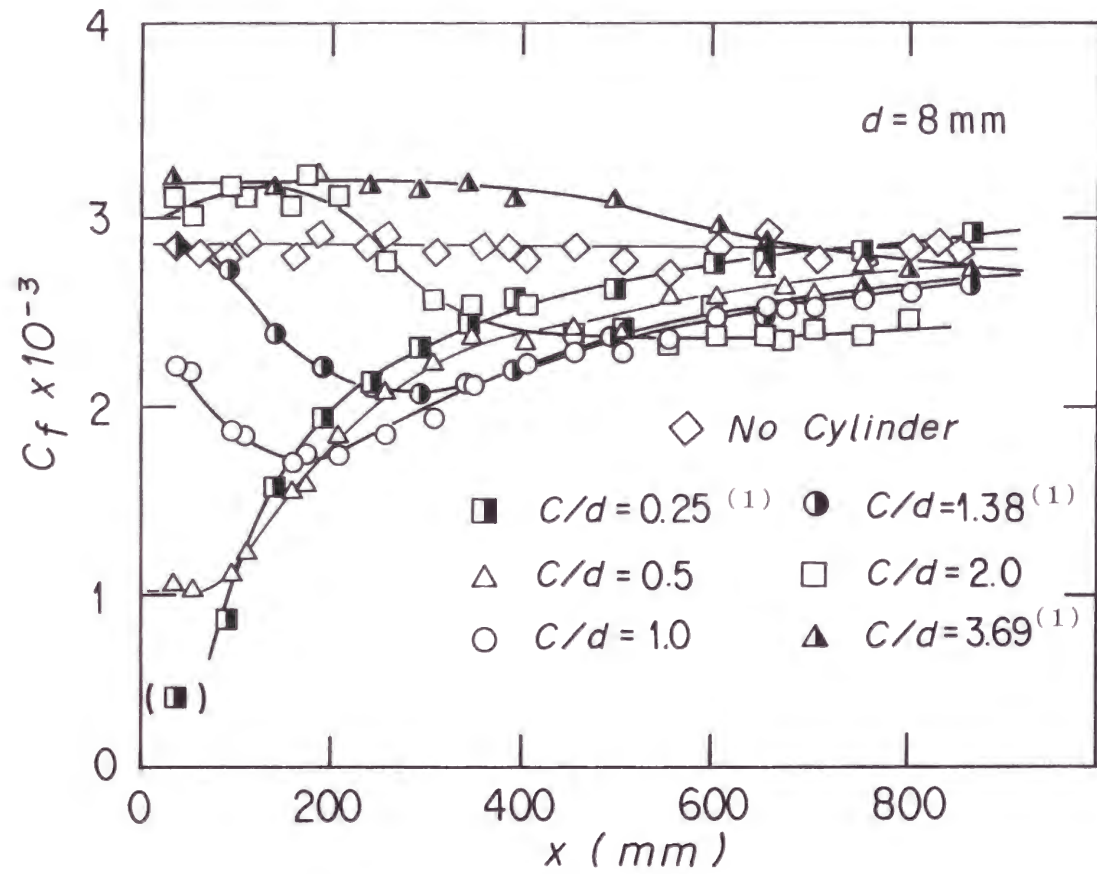


図3-1 壁面摩擦係数の分布 ($d=8$ mm)

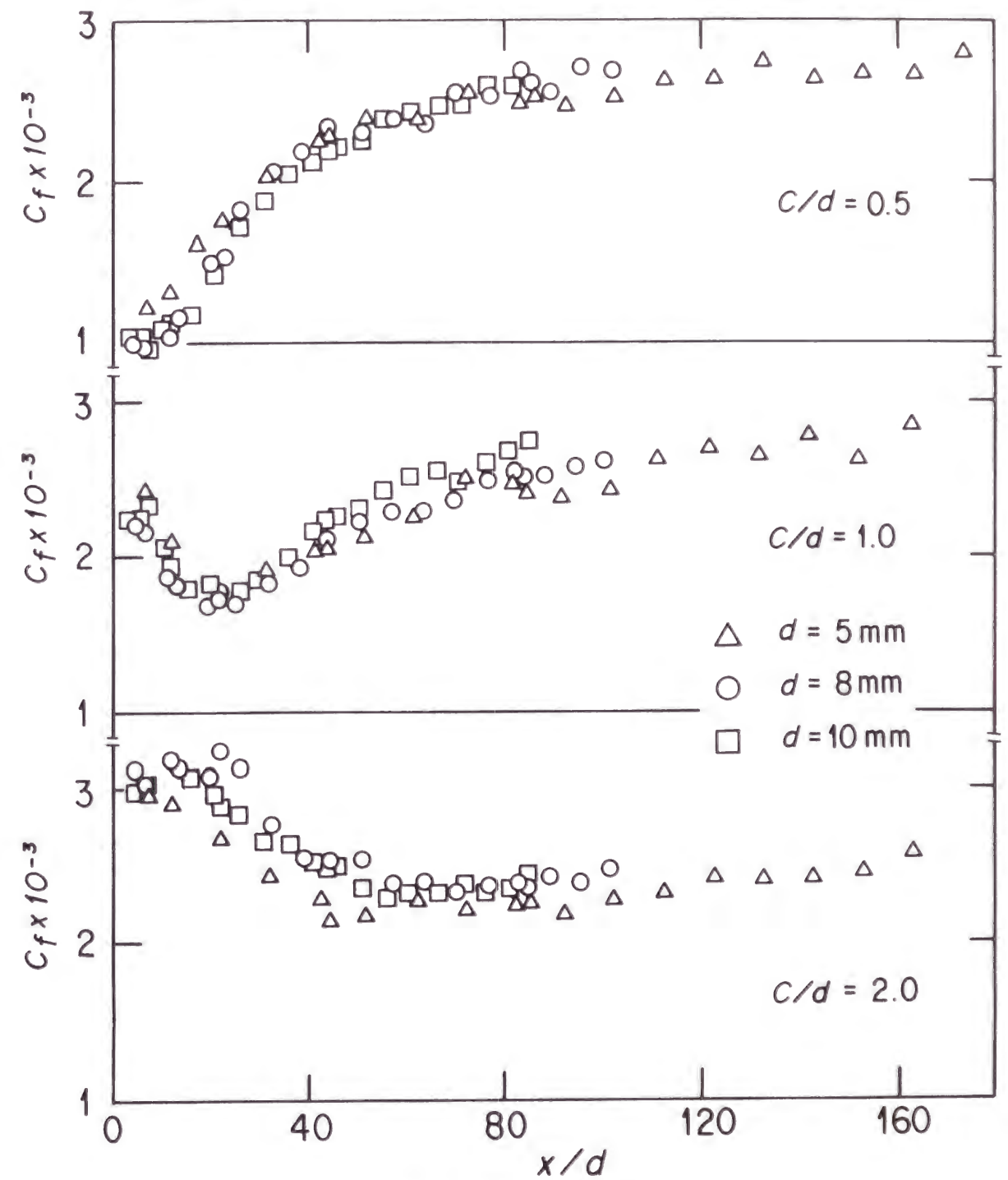


図3-2 壁面摩擦係数の分布

が変化しても cd が一定であれば摩擦係数の分布はきわめて類似したものになることが明らかであり、 c/d はこうした系で良好な整理パラメータになることがわかる。その他にも同様に有効な整理パラメータがあるかどうかについて考えてみる。まず円柱径が異なる場合には、円柱挿入高さ H あるいは隙間 c を同一にしても摩擦係数の分布は異なることになる。本研究ではかく乱を受けない境界層のスケールである境界層厚さ δ_0 と内層のスケール u_τ/ν は固定しているため、 H あるいは隙間 c を δ_0 あるいは u_τ/ν で無次元化したパラメータによっては、上記の摩擦係数分布の d による変化を説明しきれず、従ってこうしたパラメータは有効でないことがわかる。ここで、 u_τ は摩擦速度、 ν は空気の動粘性係数である。

図 3-3 に局所熱伝達率 h_x を、かく乱のない乱流境界層の同一位置で測定された局所熱伝達率 h_{0x} で無次元化したものの分布を示す。円柱径は 8mm に固定し、 c/d を様々に変化させている。円柱の下流で熱伝達率は上昇しており、摩擦係数が減少することとは対照的である。熱伝達率の分布は、 c/d の変化によって系統的に変化しており、熱伝達率と摩擦係数とは非相似な関係にあるものの、 c/d は熱伝達に関しても相似パラメータとなる可能性がある。このことは図 3-4 によって確認できる。図 3-4 には、 c/d を固定し、円柱径を 3 種類変化させた場合の熱伝達率分布を示すが、分布形状はきわめてよく一致することがわかる。

Marumo⁽¹⁾ らは円柱によりかく乱を受ける乱流境界層の伝熱促進機構に 3 種類のあるものと報告している。その一つは、円柱の下面から発生するせん断層の強い乱れが壁面近傍に到達することによる。この伝熱促進機構による熱伝達率のピーク位置 x_m を c/d をパラメータにして整理してみる。実験は円柱径を 3 種類変え、円柱挿入位置を種々変化させて行った。いま

$$x_m/d = \frac{(c/d + 0.5)^2}{0.45} + 1.7 \quad [3-1]$$

の関係を与え、これにより計算した x_m を実験で得られた x_m と比較して図 3-5 に示す。図中には Marumo⁽¹⁾ ら、藤田ら⁽²⁾ の実験結果も併せて示してある。表示した点は実線の近くに集まっており、[3-1]式による整理は広い範囲にわたっ

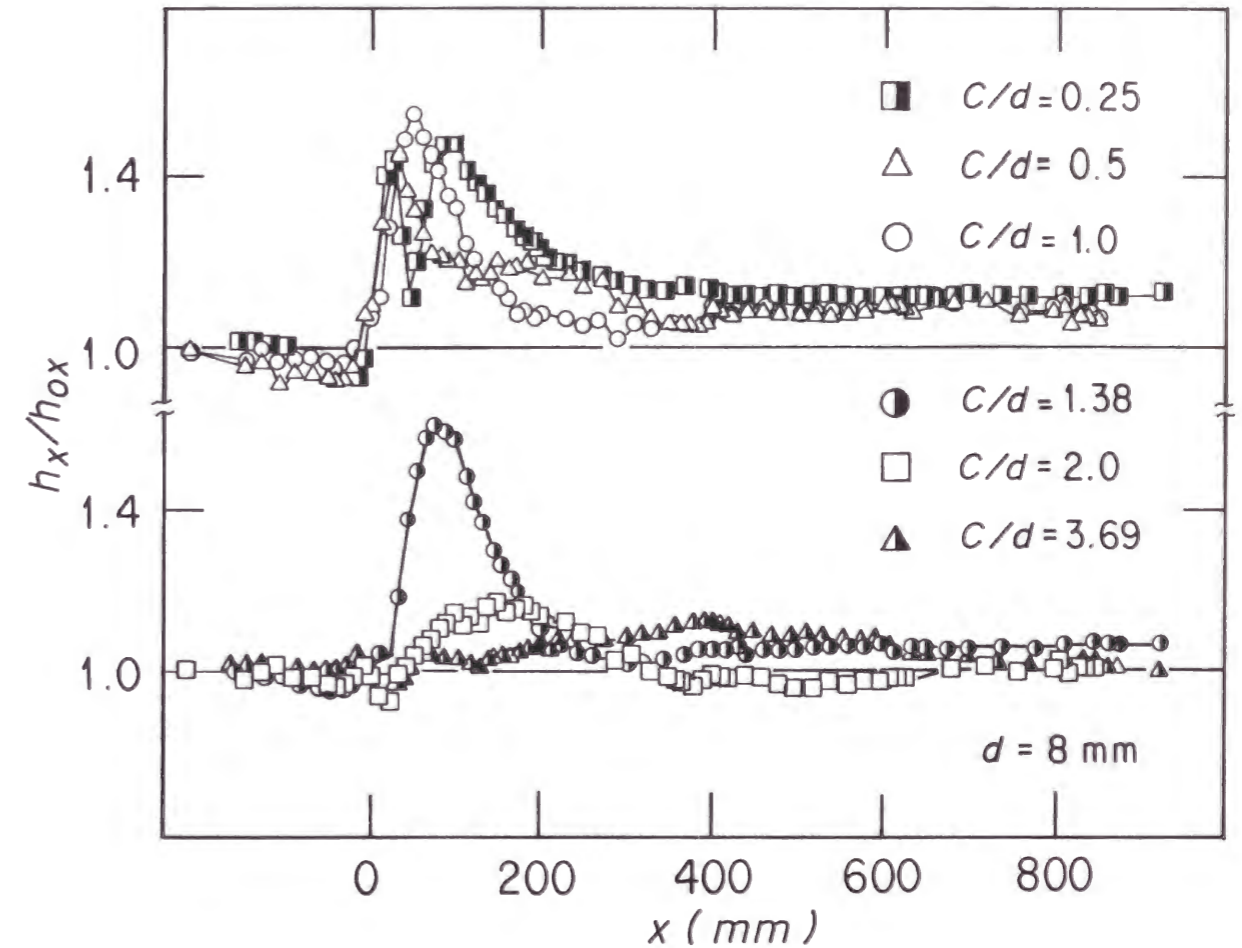


図3-3 局所熱伝達率分布 ($d=8\text{mm}$)

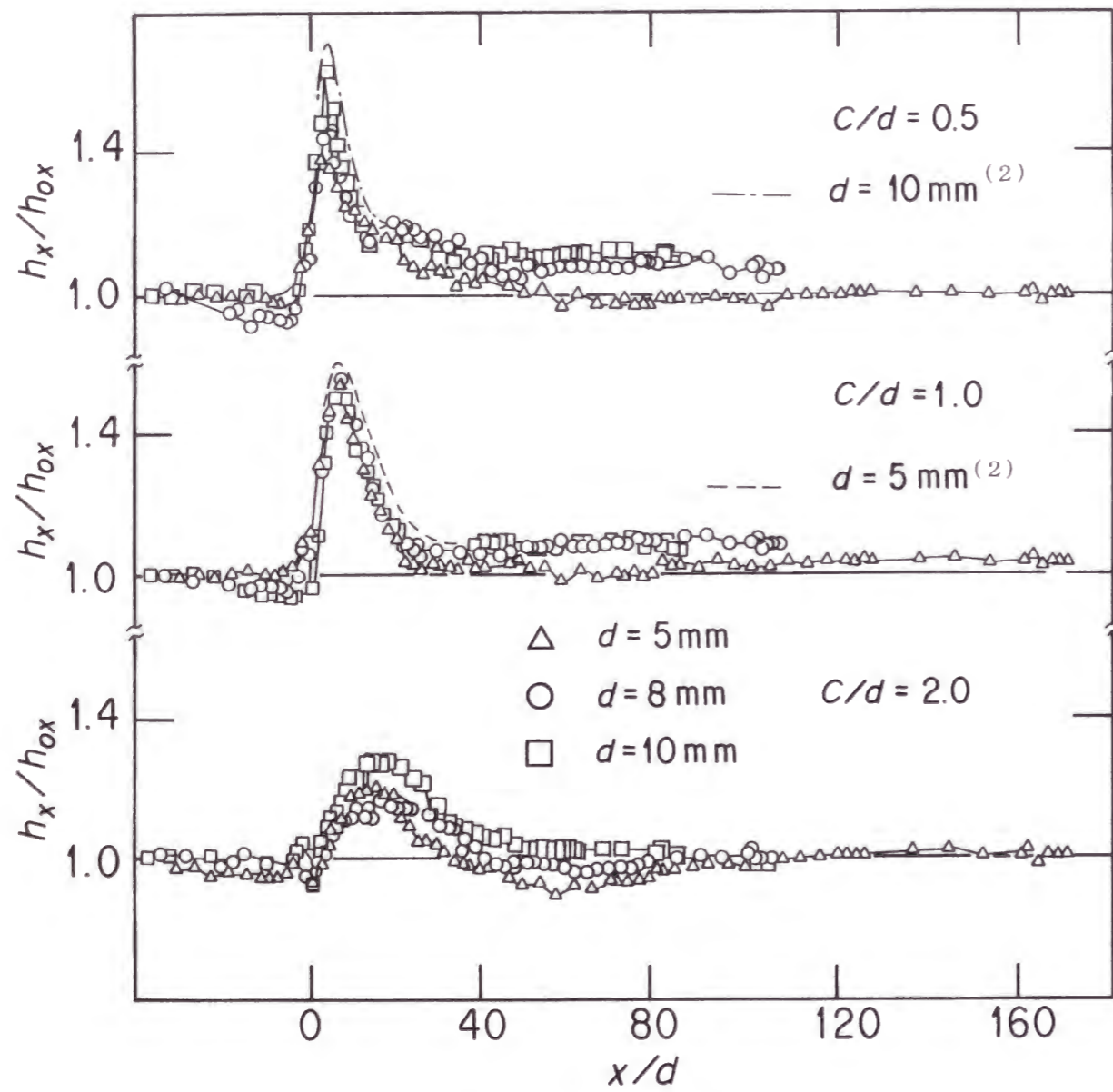


図3-4 局所熱伝達率分布

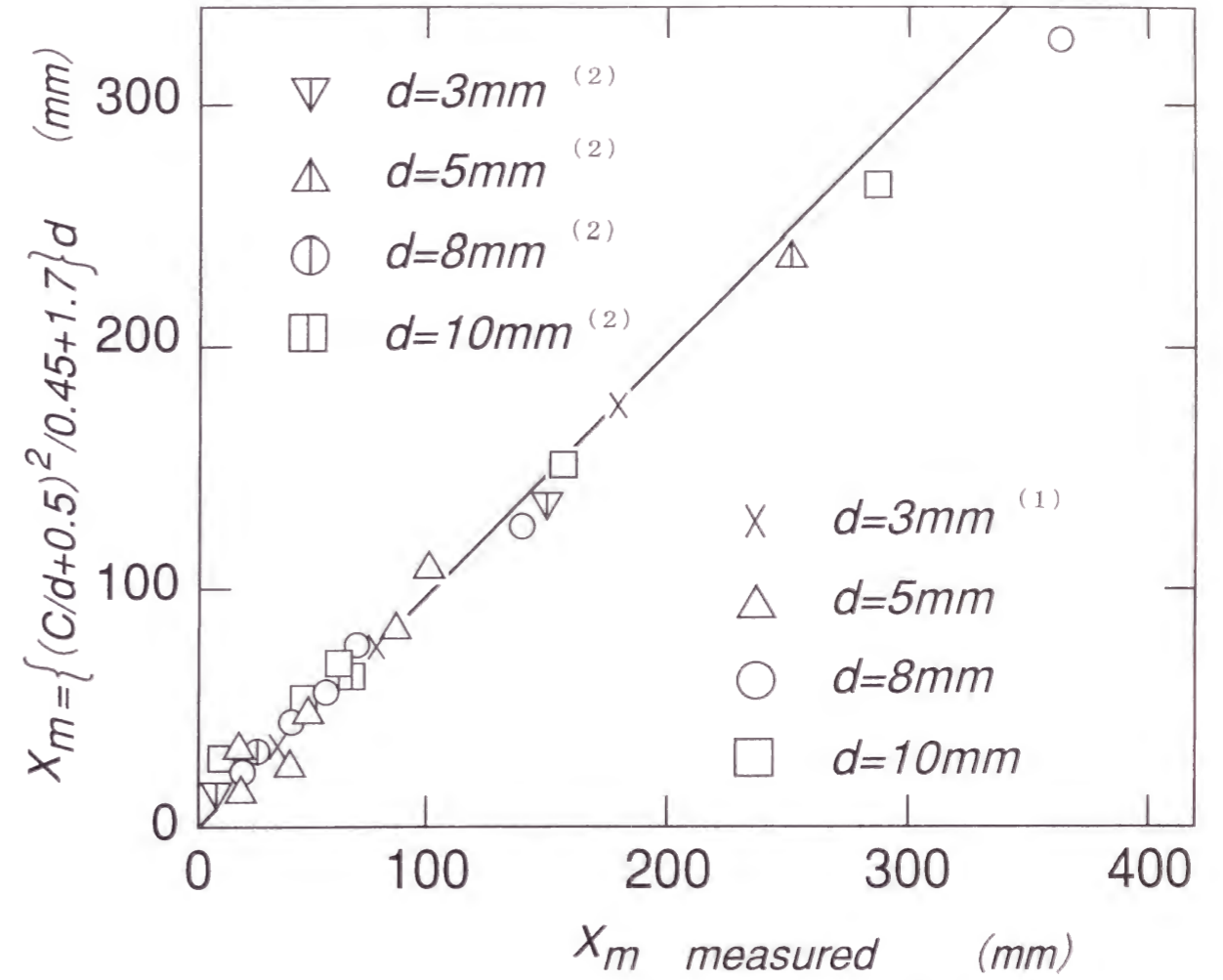


図3-5 熱伝達率のピーク位置

て有効であることがわかる。

以上述べたように、 c/d はこの流れと伝熱場を整理するうえで有効なパラメータとなることがわかった。このことから、 c と d を独立に変化させて多数の実験を行う必要はなく、 d を固定して c を変化させた一連の実験を行えば d を変化させた場合にどのような変化が現れるかについてもある程度推定できることになる。そこで以下の節および第4章以下では、円柱径を8mmに固定し、 c を変化させた場合について検討を加えることにする。

かく乱のない場合の乱流境界層では、摩擦係数と熱伝達率の間に簡単な関係が成り立つ。ここで $d=8\text{mm}$ とし、円柱高さを3種類($H=6\text{mm}$, 15mm , 33.5mm)変えた場合の熱伝達率分布をスタントン数の形で無次元化し、摩擦係数との比 $St/(C_f/2)$ を求めて図3-6に示す。これら3種類の円柱高さは、円柱を挿入しない境界層との位置関係で示すと、壁近傍、境界層の中程、境界層端に対応する。スタントン数の定義は、

$$St = \frac{Nu}{RePe} = \frac{h}{\rho c_p U_e} \quad [3-2]$$

ここで ρ と c_p は空気の密度と比熱、 U_e は主流の流速である。 $St/(C_f/2)$ は、かく乱を与えない乱流境界層で位置によらず1.5のほぼ一定値をとる。この値が一定値をとることは、熱輸送と運動量輸送の間にアナロジーが成り立っていることをうかがわせる。かく乱のある S_1 と S_2 の場合 $St/(C_f/2)$ は2以上となり、特に S_1 の場合、 x の小さい領域ではこの値が10以上にもなることがわかる。 S_1 の場合、熱輸送と運動量輸送との間にこうした顕著な非相似性が生じる大きな要因は、摩擦係数が極めて小さな値をとることである。そこで境界層内の乱流せん断応力 $-\overline{uv}$ の分布について検討してみる。図3-7から図3-10は、非加熱境界層でX型熱線プローブを用いて測定したもので、丸茂ら⁽³⁾の実験結果とおおむね一致している。なお、 $y=0$ の位置にプロットしてあるデータはプレストン管による摩擦係数の値である。まず図3-9と図3-10でかく乱のある S_2 、 S_3 の場合について検討すると x の小さい領域で、 $-\overline{uv}$ は壁に近い位置で負のピーク、壁から遠い位置で正のピークを持つことがわかる。これらのピークは円柱の下面(壁

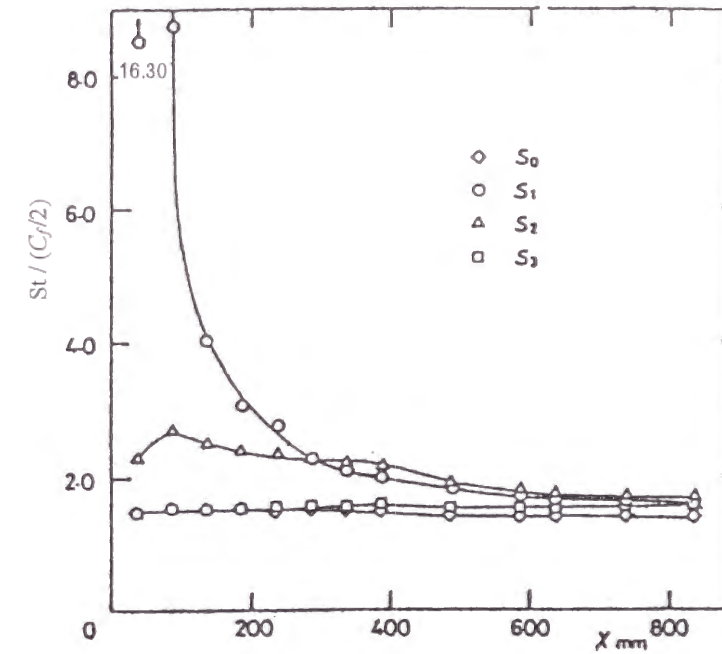


図3-6 $St/(C_f/2)$ の分布 ($d=8\text{mm}$)

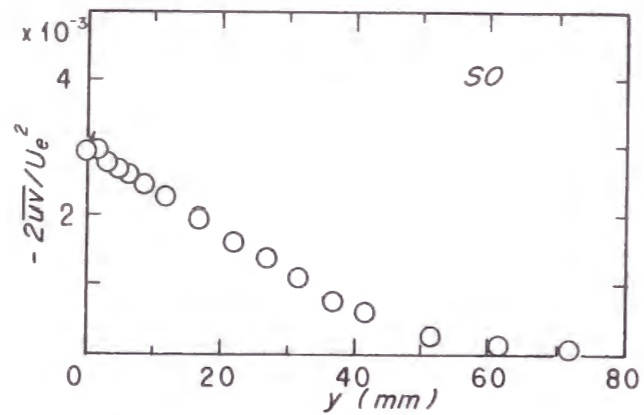


図3-7 レイノルズせん断応力 (S_0)

(○ は、プレストン管により測定した τ_w を $0.5\rho U_e^2$ で無次元化した値)

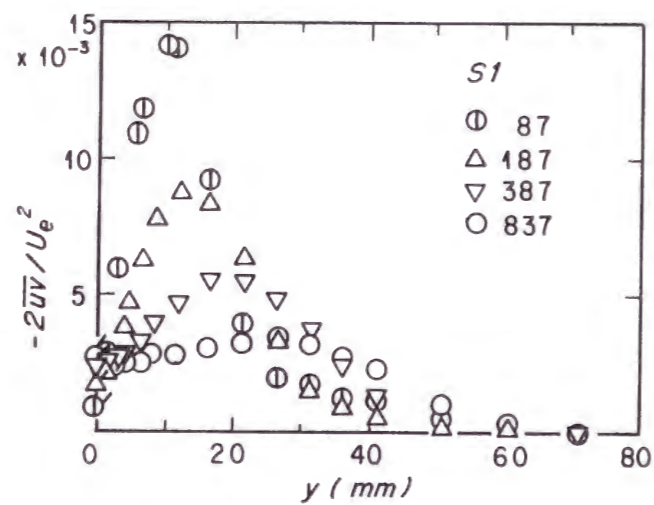


図3-8 レイノルズせん断応力 (S_1)

(● △ ▽ ○ は、プレストン管により測定した τ_w を $0.5\rho U_e^2$ で無次元化した値)

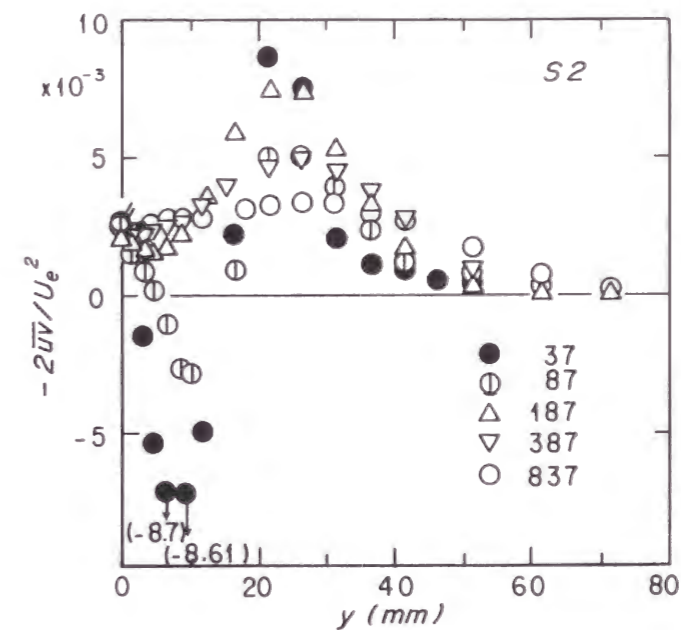


図3-9 レイノルズせん断応力 (S_2)

(● ⊙ △ ▽ ○ は、プレストン管により測定した τ_w を $0.5\rho U_e^2$ で無次元化した値)

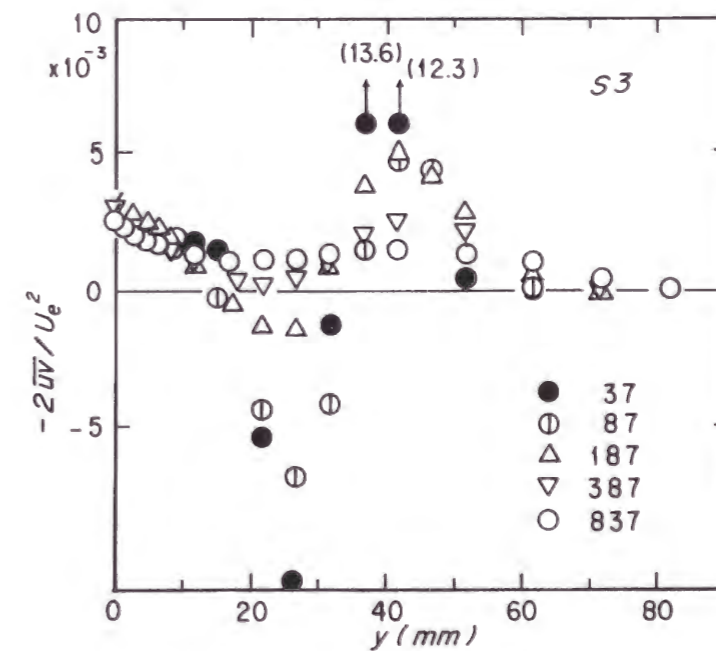


図3-10 レイノルズせん断応力 (S_3)

(● ⊙ △ ▽ ○ は、プレストン管により測定した τ_w を $0.5\rho U_e^2$ で無次元化した値)

から近い位置)と上面(壁から遠い位置)から発生するせん断層の位置に対応している。一様流中に置かれた円柱後流中の $-\overline{uv}$ の分布と類似した分布になっているが、壁の存在によって歪みを受けている。円柱上面から発生するせん断層位置に生じる正のピークは x の増加とともに小さくなり、ピーク位置は y の大きな位置に移動する。これは一様流中に置かれた円柱後流の発達と同じ傾向である。一方、円柱下面から発生するせん断層位置に生じる負のピークは、正のピークと異なる変化を示す。図3-9に示す S_2 の場合、 $x=37\text{mm}$ 、 87mm の位置で顕著であった $-\overline{uv}$ の負のピークは $x=187\text{mm}$ の位置までに消失し $x=387\text{mm}$ の位置では極小値も消失する。壁面摩擦応力は $x=187\text{mm}$ まで比較的顕著に減少傾向を示し、 $x=387\text{mm}$ の位置ではすでに増加の傾向になっている。図3-8に示す S_1 の場合 $-\overline{uv}$ の負のピークは存在せず、壁近くに $-\overline{uv}$ の小さい領域が認められるだけである。 $x=87\text{mm}$ の位置では、 $-\overline{uv}$ には正の大きなピークが存在するが、 y の減少とともに $-\overline{uv}$ は急速に減少し、プレストン管で測定された壁面摩擦応力は小さな値をとる。熱伝達率の上昇を基盤としてアナロジイ的思考を適用すると、円柱下流に現れる強い乱れは運動量輸送をも増加させて不思議ではない。摩擦係数はそれに反して減少するが、その理由を挙げると、まず第一に速度と温度の境界条件が異なることを指摘できる。本研究で扱う速度場は、円柱表面と壁面で速度が0となっているが、温度場に関しては平板のみ加熱しており、円柱は主流温度と同じになっている。そのため、乱れにより乱流拡散は活発化され、円柱下流の低温かつ低速の流体を壁近傍に運ぶ結果、熱伝達率の上昇と摩擦係数の低下がもたらされる。一方、第二の要因として、速度がベクトル量であるのに対し、温度がスカラー量であることが指摘できる。関連する解析は第6章で行うが、乱流変動のうちに熱量輸送には効果的であり、いっぽう運動量輸送には効果的でない特定の変動があり、その挙動によって非相似性が生じる可能性は否定できない。もしこれが事実とすれば、乱流輸送の制御の観点からは興味深い。そうした働きをもつ流体運動が存在するか否かを確かめる目的には、熱輸送と運動量輸送の間の非相似性が強く現れる、円柱が壁に近い S_1 の

場合について乱れ変動に関する詳細な検討を行うのが適当と考える。そこで次節以下では S_1 の場合を取り上げ、かく乱のない場合と比較しつつ議論を進めることにする。

3.3 かく乱を受ける乱流境界層の乱れ統計量からの検討

3.3.1 かく乱を与えない場合

始めに3.2.2節で述べるかく乱のある場合と比較する目的で、かく乱のない場合の乱れ統計量についてまとめて議論する。これらの統計量は前章で述べた速度・温度同時測定用プローブを用いて測定した2方向の速度と温度の瞬時値から算出したものである。過去に報告されている加熱乱流境界層での測定結果も適宜引用して、本研究で得られたデータの精度についても併せて検討する。

2方向の速度乱れ強さ u' 、 v' とレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ の測定結果を主流速度 U_e で無次元化してそれぞれ図3-11、図3-12に示す。なお、 u 、 v を測定された速度変動成分の瞬時値として、乱れ強さ u' 、 v' を次の式で定義する。

$$u' = \sqrt{u^2} \quad [3-3]$$

$$v' = \sqrt{v^2} \quad [3-4]$$

ここで上付き棒線は、得られたデータ全体にわたる平均を表わす。図中には、丸茂⁽³⁾による同一系における等温場での測定結果、及びKlebanoff⁽⁴⁾の実験結果も併せて示してある。図3-12中の●印はプレストン管により測定した壁面せん断応力の測定結果に対応する値であり、図示した $-\overline{uv}$ の測定結果は壁でこの値に漸近する分布を示している。丸茂⁽³⁾の実験結果との一致は良好であり、これらの図より、速度変動に関連する統計量の測定値は、本実験で採用した程度の非等温では影響を受けないことがわかる。

つぎに温度乱れ強さ θ' を図3-13、図3-14にそれぞれ主流と壁の温度差($T_w - T_e$)及び、摩擦温度 θ_f で無次元化して示す。図中には、Fulachier⁽⁵⁾、Antonia⁽⁶⁾による測定結果も併せて示している。温度乱れ強さ θ' と摩擦温度 θ_f を次式

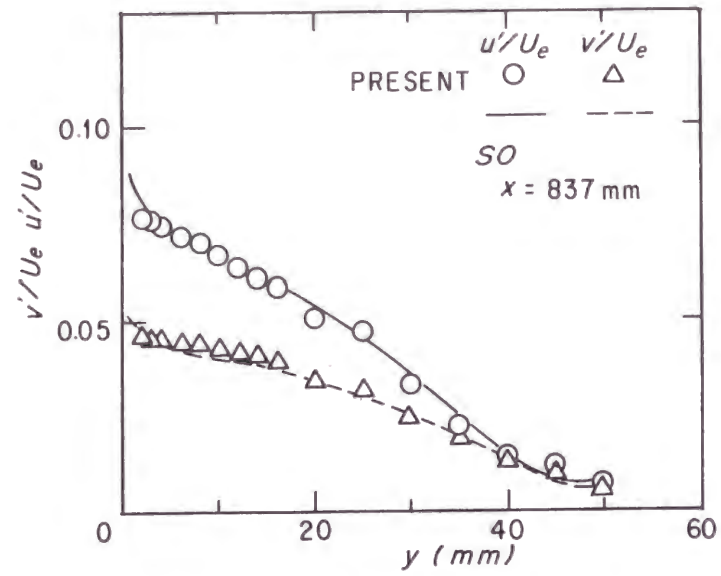


図3-11 速度変動強度 (S_0)

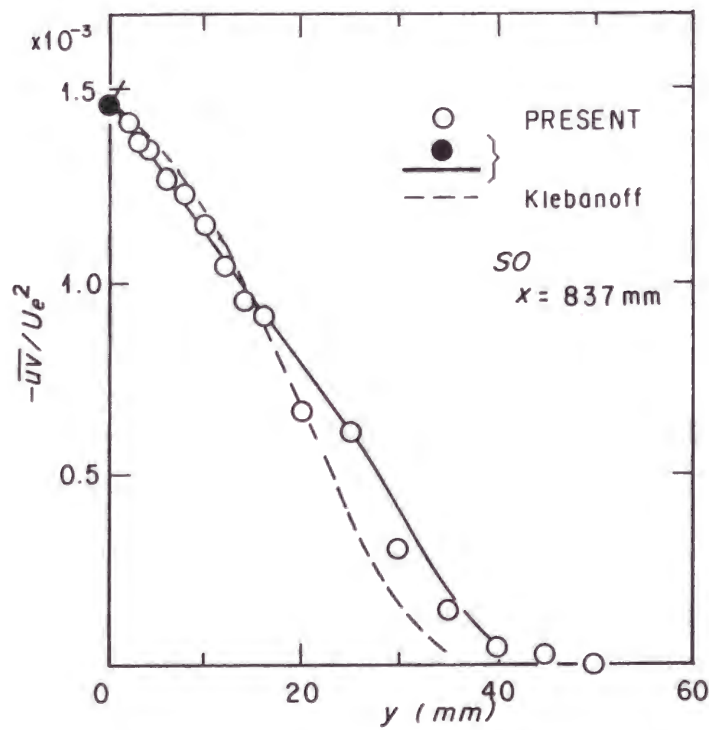


図3-12 レイノルズせん断応力 (S_0)

(● は、プレストン管により測定した τ_w を $0.5\rho U_e^2$ で無次元化した値)

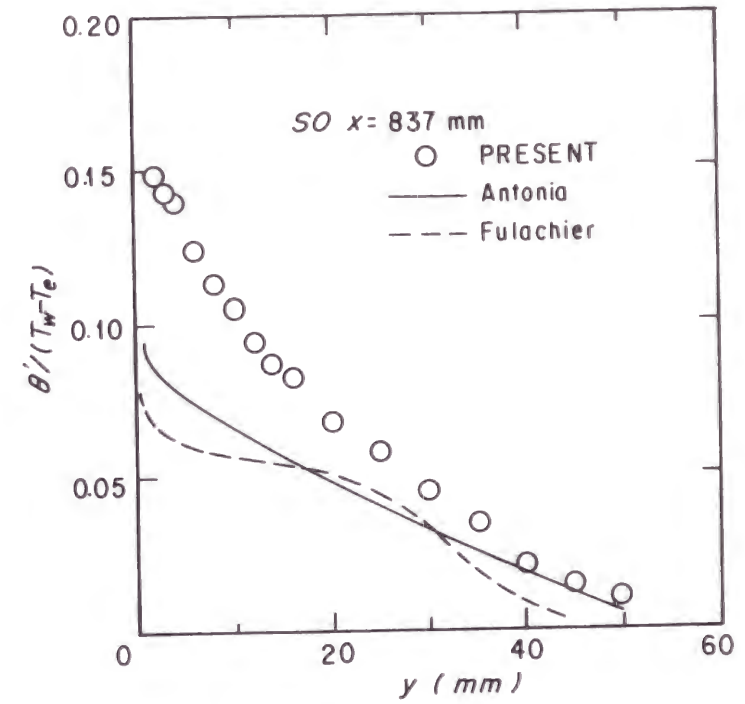


図3-13 温度変動強度 (S_0)

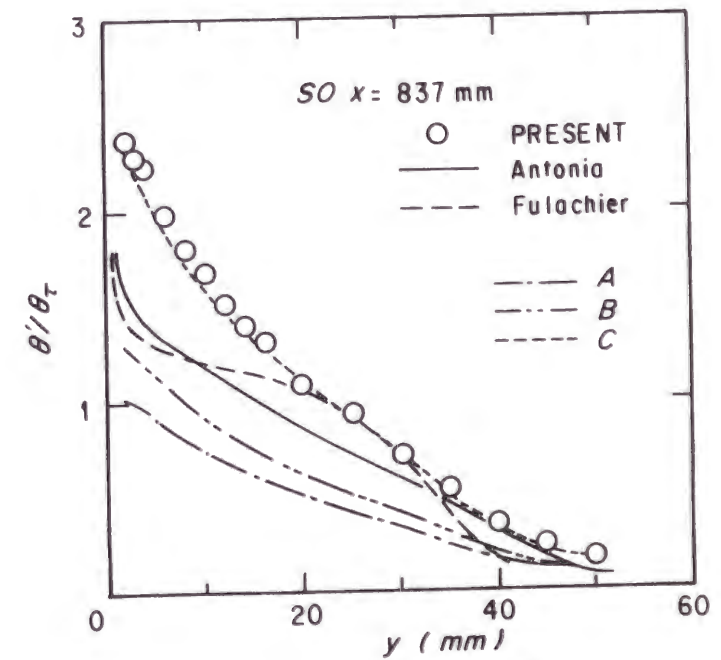


図3-14 温度変動強度 (S_0)

のように定義する。

$$\theta' = \sqrt{\theta^2} \quad [3-5]$$

$$\theta_\tau = q_w / \rho c_p u_\tau \quad [3-6]$$

ここで q_w は壁面の熱流束、 ρ と c_p は空気の密度と比熱、 u_τ は摩擦速度である。摩擦速度はプレストン管による壁面摩擦応力の測定値から算出した。

θ' の分布は定性的には Antonia⁽⁶⁾ の結果と類似しているが、全体的にそれより大きく、特に壁近傍ではその差が大きい。この差異の原因は明確ではないが、一つには例えば、Antonia⁽⁶⁾ の実験では加熱熱流束が本研究の約 1/2 である等、流れ場及び加熱条件の差もあるとは思われるが、主たる相違は前章に述べた温度変動の測定値の補償法の違いにあり、本研究の結果がより精度の高い結果であると考えられる。

図 3-15、図 3-16 に垂直方向乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ 、流れ方向乱流熱流束 $-\overline{u\theta}$ をそれぞれ摩擦速度 u_τ 、摩擦温度 θ_τ で無次元化して示した。図 3-15 は前節で示した図 2-18 の再掲図である。Subramanian と Antonia⁽⁶⁾、Fulachier⁽⁵⁾ の結果も示してある。 $\overline{v\theta}$ の値は、流速と温度が x 方向に相似な分布を持つことを仮定すると、平均温度、平均速度測定の測定値をエンタルピーの保存式に代入することにより算出できる。また、壁面のごく近傍の定熱流束層内では乱流熱流束は壁面熱流束と一致することより、 $\overline{v\theta}/(u_\tau\theta_\tau) = 1$ となる。図 3-15 に示す結果はそのいずれもほぼ満足しており、 $\overline{v\theta}$ の測定結果は妥当と考えられる。一方、 $-\overline{u\theta}$ は $\overline{v\theta}$ よりも大きい値をとっており、乱れによる流れ方向熱流束は、垂直方向のそれよりも大きいことを示している。また Fulachier⁽⁵⁾ と Subramanian と Antonia⁽⁶⁾ による $\overline{u\theta}$ の結果は、本結果と比較すると過大であると考えられる。

次に二次相関係数 $-R_{uv}$ 、 $R_{v\theta}$ 、 $-R_{u\theta}$ を図 3-17 に示す。相関係数の定義は以下のようなものである。

$$R_{uv} = \frac{\overline{uv}}{u'v'} \quad [3-7]$$

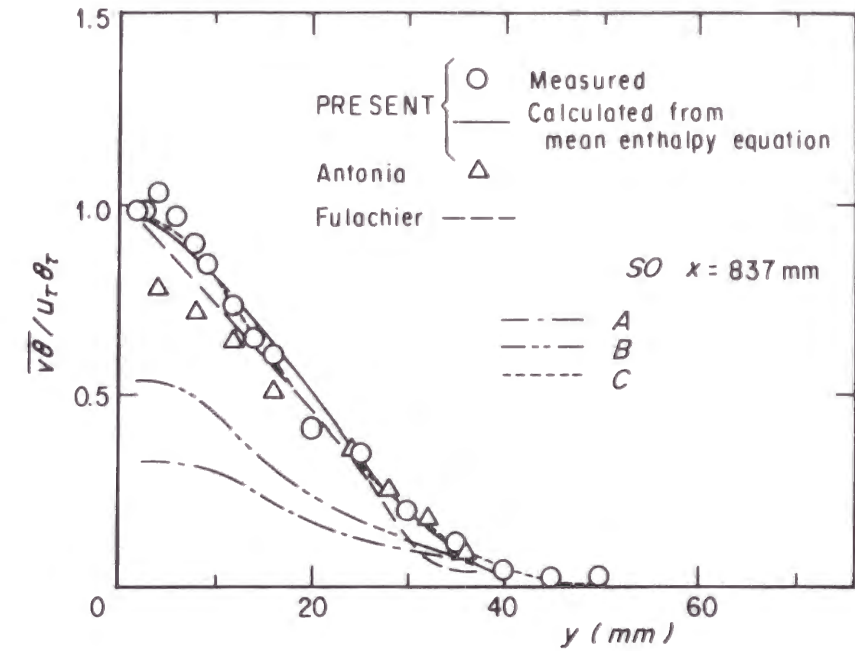


図3-15 乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ (S_0)

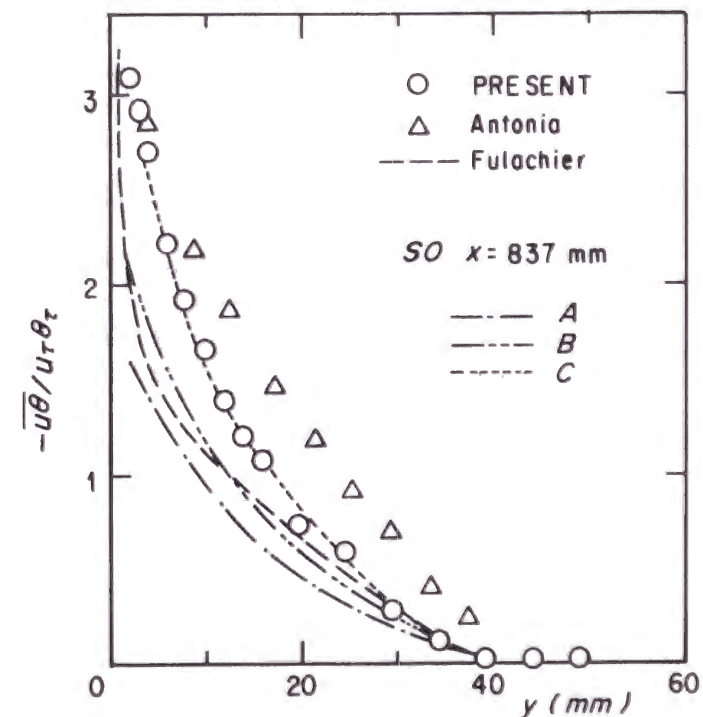


図3-16 乱流熱流束 $\overline{u\theta}$ (S_0)

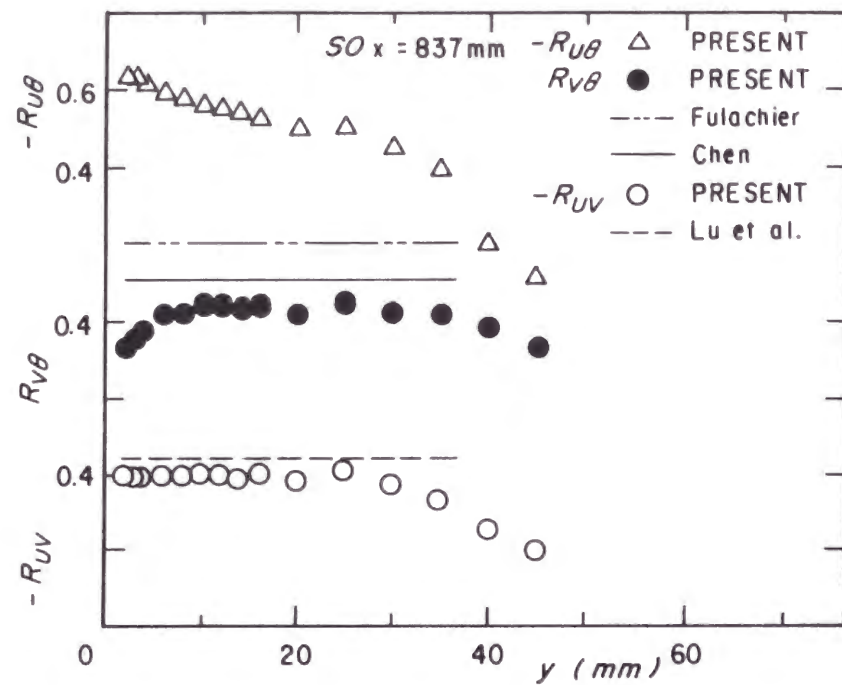


図3-17 乱れ量の相互相関係数 (S_0)

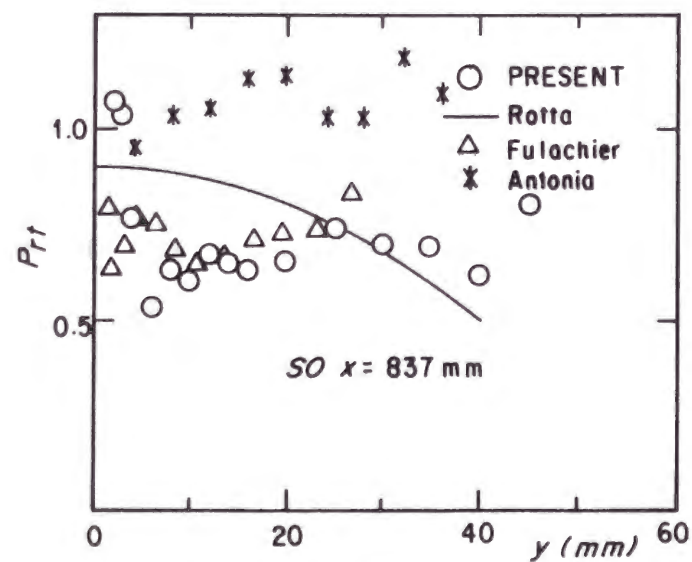


図3-18 乱流プラントル数 (S_0)

$$R_{uv} = \frac{v\theta}{v'\theta'} \quad [3-8]$$

$$R_{uv} = \frac{\overline{u\theta}}{u'\theta'} \quad [3-9]$$

u と v の相関係数は境界層ほぼ全域にわたり、 -0.4 程度の一定値をとっている。この値は Lu ら⁽⁷⁾ の報告した -0.44 より若干小さいが、それとほぼ一致する。 u と θ の相関係数は境界層外端にゆくに従って小さくなってゆく分布を示している。この傾向は Fulachier⁽⁵⁾ の結果にも見られている。また v と θ の相関係数は壁近くと境界層外端部を除いて 0.45 程度の一定値をとっている。この値は Fulachier⁽⁵⁾ の 0.6 、Chen⁽⁸⁾ らの 0.5 よりも低いが、Bremhorst⁽⁹⁾ による 0.4 よりも大きい。すでに述べたように、Fulachier⁽⁵⁾ の測定値は信頼性が低く、過大であると考えられる。

図 3-18 にこの実験で測定した平均速度 U 、平均温度 T の分布及び $-\overline{uv}$ 、 $\overline{v\theta}$ の結果から算出した乱流プラントル数 (以後 Pr_t 数と略す) を示す。 Pr_t 数は次式で求められる。

$$Pr_t = \frac{\frac{-\overline{uv}}{\left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)}}{\frac{\overline{v\theta}}{\left(\frac{\partial T}{\partial y}\right)}} \quad [3-10]$$

$\partial U/\partial y$ 、 $\partial T/\partial y$ は U 、 T の測定点を 2 次曲線で近似し、その 2 次式の微係数として算出した。 Pr_t 数は運動量と熱量の乱流拡散率の比となっており、3. 2 節に述べた非相似性はこの値の 1 からの偏差となって現れる。 Pr_t 数のデータには、かなりのばらつきが見られるが、壁近傍を除いて 1 より小さく、 $0.6 \sim 0.8$ 程度の値と見積もられる。図 3-18 には Subramanian と Antonia⁽⁶⁾ 及び Fulachier⁽⁵⁾ による実験結果も示した。すでに述べたように Subramanian と Antonia⁽⁶⁾ の $\overline{v\theta}$ の測定値は過小であることを反映して Pr_t 数は大きめであり、一方 Fulachier⁽⁵⁾ の報告する値は結果的に本研究の結果に比較的近い値をとっている。その他に

も Pr_t 数には様々な値が提唱されており Rotta⁽¹⁰⁾ によればそれは y/δ の関数で表わされ、

$$Pr_t = 0.9 - 0.4(y/\delta)^2 \quad [3-11]$$

である。図 3-18 に示す結果はこれよりやや小さい。 Pr_t 数の直接的な算出には $\overline{v\theta}$ の測定が必要であり、その高精度の測定が困難なことが、各測定者の結果の差異となって現れている。

3. 3. 2 円柱によりかく乱を与えた乱流境界層の乱れ統計量

本節では 3. 1 節に述べた理由から、熱輸送と運動量輸送の間で非相似性が強く現れる S_1 の場合をとりあげて、円柱によるかく乱が乱流統計量にどのような影響を与えるかについて検討する。

図 3-19、3-20 に、それぞれ U_e で無次元化した u' 、 v' の測定値の分布を示す。 u' 、 v' とともに $x=87\text{mm}$ の位置の分布は円柱上面からのせん断層に対応する y が約 10mm の位置にピークを持つ。このせん断層に対応するピーク値は下流にゆくに従い減少するとともに境界層内のピーク位置は高くなっていく。これは円柱上面からのせん断層が下流方向に向かって高い位置に移動していくようすに対応しており、この結果は非加熱場に対する丸茂ら⁽³⁾ の測定値より約 10% 高いが、定性的にはよく一致している。

次に、測定した $-\overline{uv}$ の分布を U_e で無次元化した形式で図 3-21 に示す。 $-\overline{uv}$ の分布は u' 、 v' の分布とよく似た形状をもっており、 $-\overline{uv}$ の分布のピークは u' 、 v' の分布のピークとほぼ同じ位置に認められる。壁上の値はプレストン管による測定値であり、 $-\overline{uv}$ の分布は壁近傍でこの値に漸近する。この分布は丸茂ら⁽³⁾ の結果と比較するとピーク値が約 30% 大きい、定性的にはよく一致する。

図 3-22 には温度乱れ強さ θ' の測定値の y 方向分布を、壁と主流の温度差 $T_w - T_e$ で無次元化して示す。 θ' の値は壁近傍で大きく、全体に壁から主流に向かって値が減少する傾向を持つが、円柱に近い断面 ($x=87\text{mm}$) における分布には円

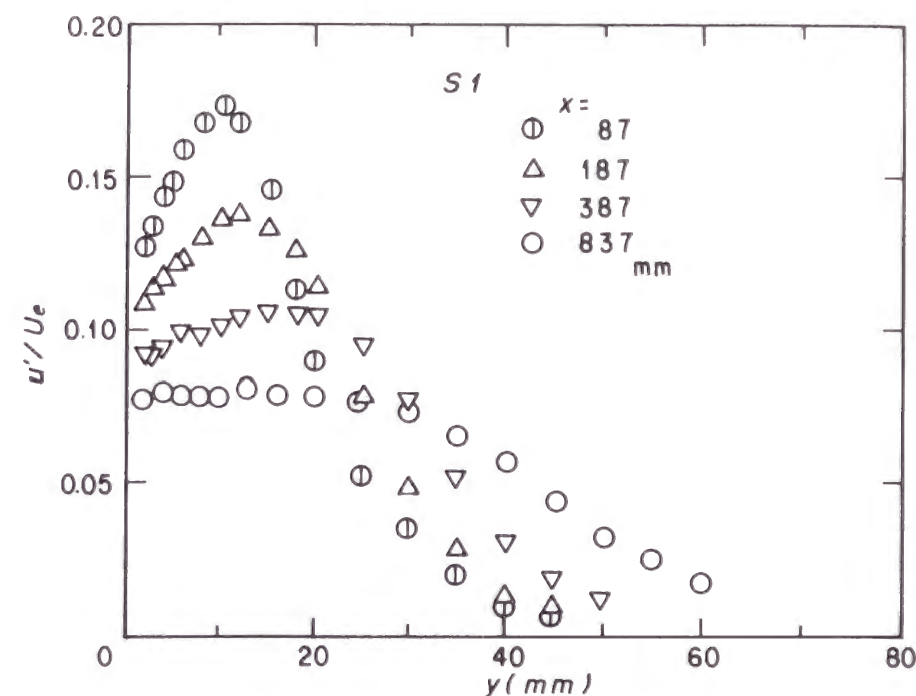


図3-19 速度変動強度 (S_1)

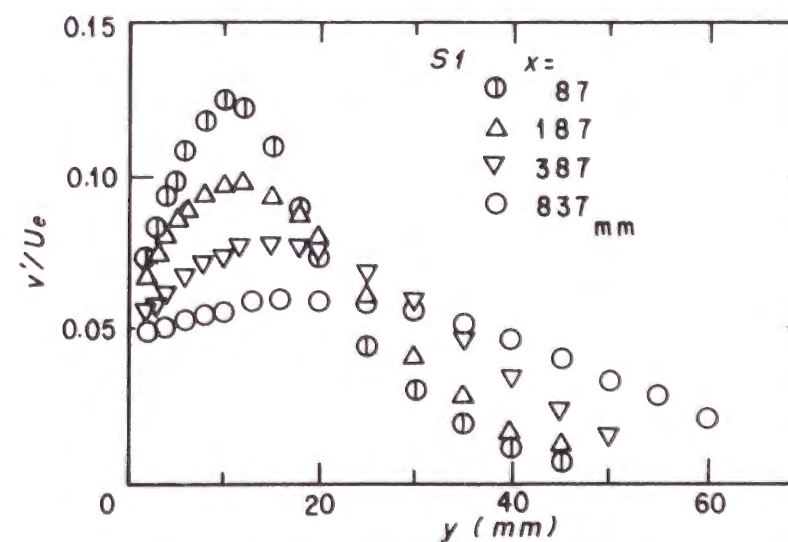


図3-20 速度変動強度 (S_1)

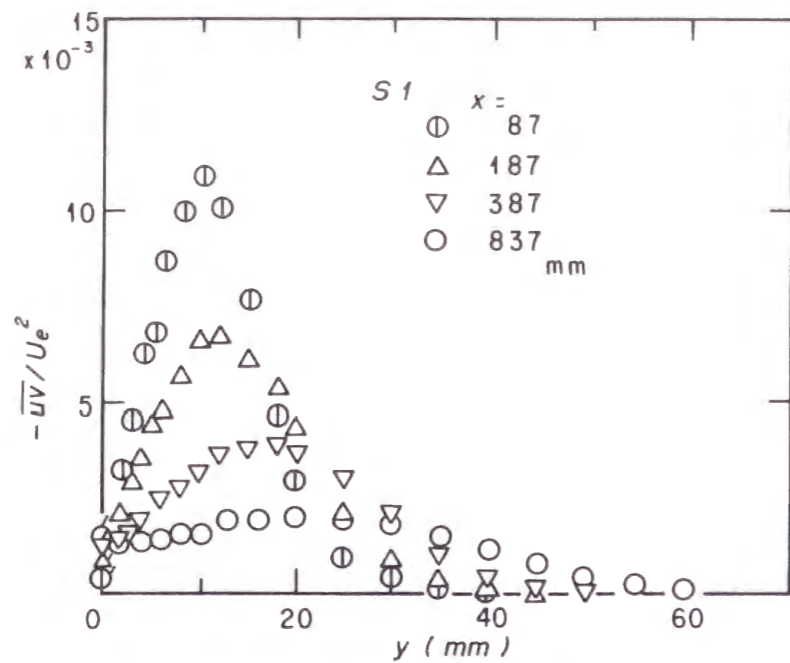


図3-21 レイノルズせん断応力 (S_1)
 (⊙ △ ▽ ○ は、プレストン管により測定した τ_w を $0.5\rho U_e^2$ で無次元化した値)

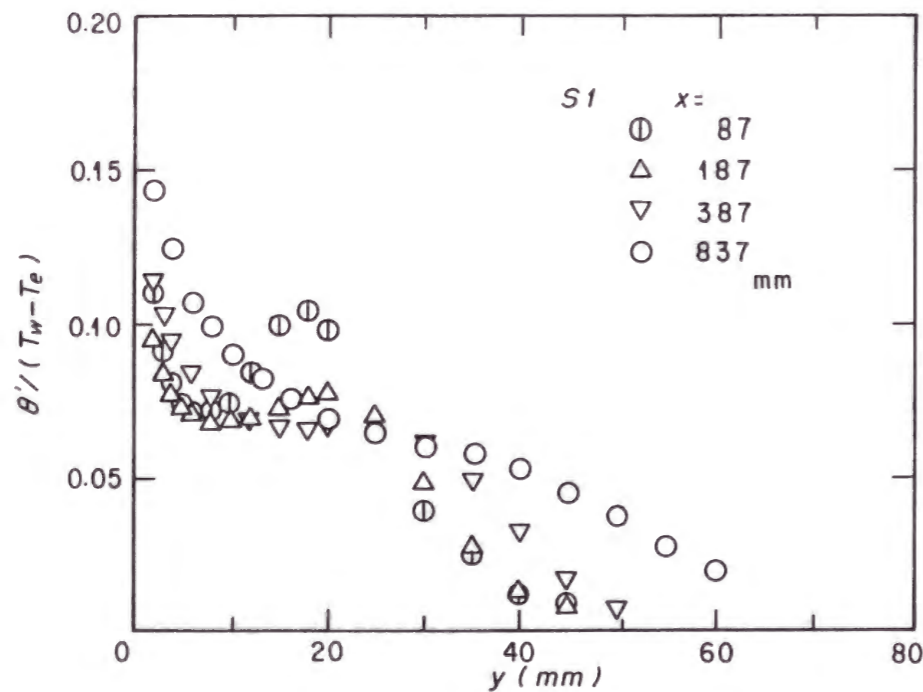


図3-22 温度変動強度 (S_1)

柱上面からのせん断層に対応する位置にピークが認められる。このピーク値は $x=187\text{mm}$ の位置ではやや低下し、またピーク位置は境界層外端方向へ移動している。 $x=387\text{mm}$ では、ピークはほぼ消失し、平坦な高原状の分布にそのなごりを残すが、 $x=837\text{mm}$ では全体の分布形状は外層部分にかく乱の影響を若干残しているものの、壁から外端へ向かって単調に減少する形状となっている。またピーク位置は、例えば $x=87\text{mm}$ において比較すると、 u' 、 v' 、 $-uv$ の分布においては $y=10\text{mm}$ 前後であるのに対して、 θ' の分布においては $y=18\text{mm}$ 前後の位置となっている。この傾向は $x=187\text{mm}$ の位置でも認められる。図 3-23、図 3-24 に平均速度勾配、平均温度勾配の断面内分布を示す。これらの図から $\partial T/\partial y$ のピーク位置と $\partial U/\partial y$ のピーク位置は、それぞれ θ' のピーク位置と u' のピーク位置に一致することがわかる。 θ' のピーク位置が速度変動強度 u' のピーク位置と異なる原因を詳細に検討するためには、 u' 、 θ' の保存式の各項を吟味する必要があり、その中には測定がきわめて困難な項もあるため本研究ではこれ以上の検討はできないが、 u' の生成に係わる $\partial U/\partial y$ と θ' の生成に係る $\partial T/\partial y$ の分布形状の相違がその最大の原因であると考えられる。

図 3-25、図 3-26 に断面内の乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ 、 $\overline{u\theta}$ の測定結果をそれぞれ $u_\tau \theta_\tau$ で無次元化して示す。 $\overline{v\theta}$ の分布には円柱上面からのせん断層位置にピークが現れている。図 3-26 に示した $\overline{u\theta}$ の分布にもそれに対応する位置にピークが観察される。ピークをとる y 方向位置は $x=87\text{mm}$ で $\overline{v\theta}$ の分布では $y=14\text{mm}$ であり、 $\overline{u\theta}$ の分布においてもほぼ同じである。この位置は u' 、 v' 、 $-uv$ がピークをとる位置よりも高いが、 θ' がピークを示す位置よりも低い。 $x=837\text{mm}$ の測定位置における θ' の分布はかく乱を与えない場合 S_0 の分布とはまだかなり差があり、速度変動場と同様に、温度変動場も完全な回復にはかなりの距離を要することが結論される。

なお、垂直方向乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ は壁方向に外挿すると $u_\tau \theta_\tau$ に一致するはずであり、実際に $x=837\text{mm}$ では、 $\overline{v\theta}/u_\tau \theta_\tau$ は壁近傍ではほぼ 1 に一致する値を持つ。しかし、かく乱の影響が強い円柱に近い測定位置の壁近傍では、この値は 1 より

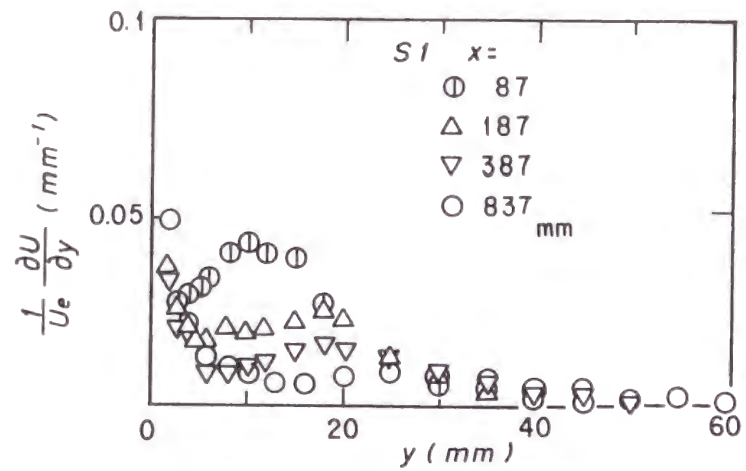


図3-23 平均速度の勾配 (S_1)

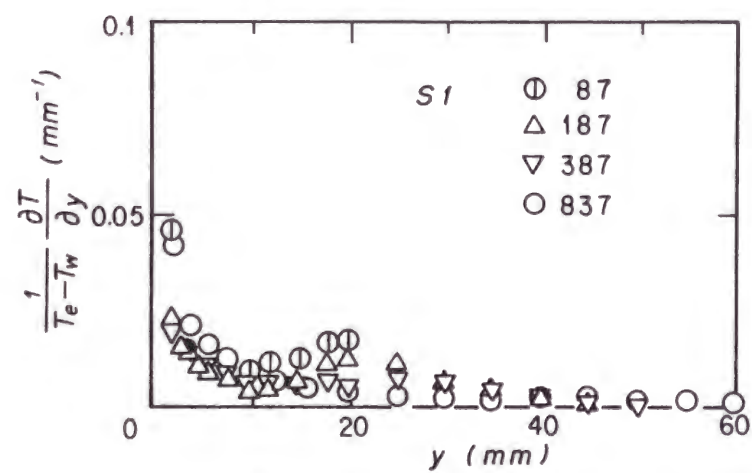


図3-24 平均温度の勾配 (S_1)

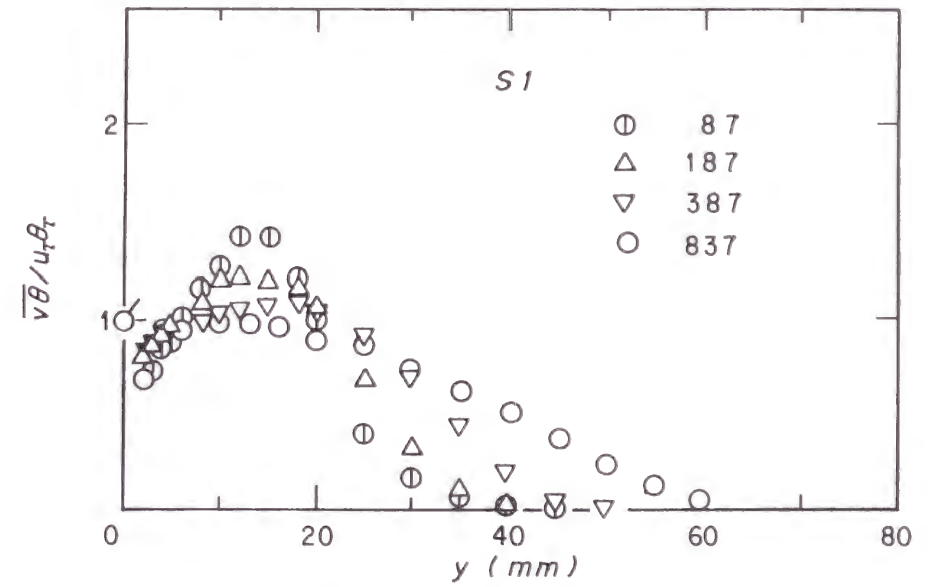


図3-25 乱流熱流束 $v\theta$ (S_1)

(○ は、測定した $q_w/(pc_p)$ を $(u_\tau\theta_\tau)$ で無次元化した値)

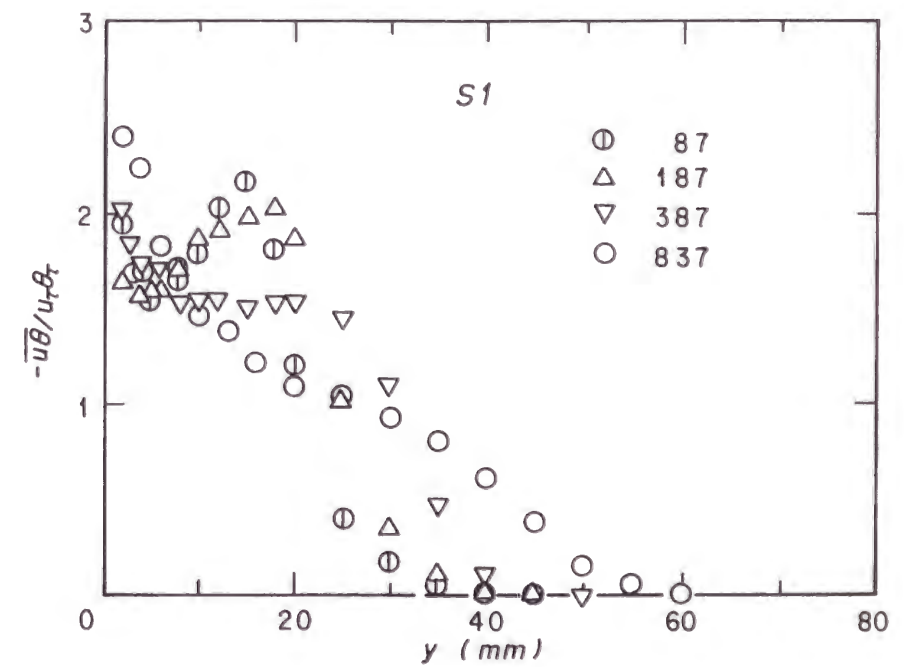


図3-26 乱流熱流束 $u\theta$ (S_1)

も低い値をとっている。この傾向は円柱に近い測定位置であるほど強く、 $x=87\text{mm}$ では壁面位置の外挿値は0.6程度である。この原因の一つに円柱近傍の後流中では乱れ強度が大きく、乱れ量の測定精度が低下することが挙げられる。とくに壁近傍では乱れのスケールが小さく、プローブ自体の寸法効果等によって精度が低下しやすい。かく乱を与えない流れ場における菱田ら⁽¹¹⁾およびSubramanianとAntonia⁽⁶⁾の実験結果でも $\overline{v\theta}/u_\tau\theta_\tau$ の壁面位置への外挿値は0.8程度であり、現状としてはこの程度の精度も止むを得ないものがある。ただし、本実験結果も上記の定性的な議論には十分耐えるものと考えられる。

図3-27に相互相関係数 $-R_{uv}$ 、 $R_{v\theta}$ 、 $-R_{u\theta}$ を示す。断面内の分布は円柱との距離によって、若干の定性的差異が認められる。円柱に近い測定位置ではどの分布も小さなピークをもち、そのピークは下流に向かって壁から離れてゆく。また相互相関係数の分布形状は下流になるにつれて S_0 の形状に近づく傾向が認められる。しかしながら、定量的に見ると境界層外端を除いて、各相関係数の値自体の円柱からの距離 x による変化は小さい。とくに壁近傍で相互相関係数が低下する傾向は、かく乱のない場合と同様である。個々の乱れ統計量には、強いかく乱を与えると y 方向分布には大きな増減があり、 x 方向にも変化が大きいにもかかわらず、相互相関係数がおおむね一定値になることは興味深い。

図3-28に乱流プラントル数 Pr_t の算出結果を示す。 Pr_t の分布は測定位置ごとに多様な形状を示している。一つの原因は、 Pr_t の値を算出する場合の基礎となる測定値が温度 T と $\overline{v\theta}$ の2つの量であり、その誤差が相加的に大きくなることにあるが、主たる原因は本研究で対象とする複雑な乱流では、レイノルズのアナロジーが成立しなくなることにある。乱流プラントル数は $k-\epsilon$ 二方程式モデルに基づく乱流伝熱の数値計算において、速度場と温度場の相似パラメータとしてよく用いられ、しばしば一定値や簡単な代数式で与えられる。しかしながら図3-28に見られる Pr_t の複雑かつ多様な分布形状は、この形式の乱流で乱流プラントル数を一定と仮定する概念そのものが適切でないことを示している。

さらに高次の乱れモデルでは、 Pr_t を使用する代わりに乱流熱流束の輸送方程

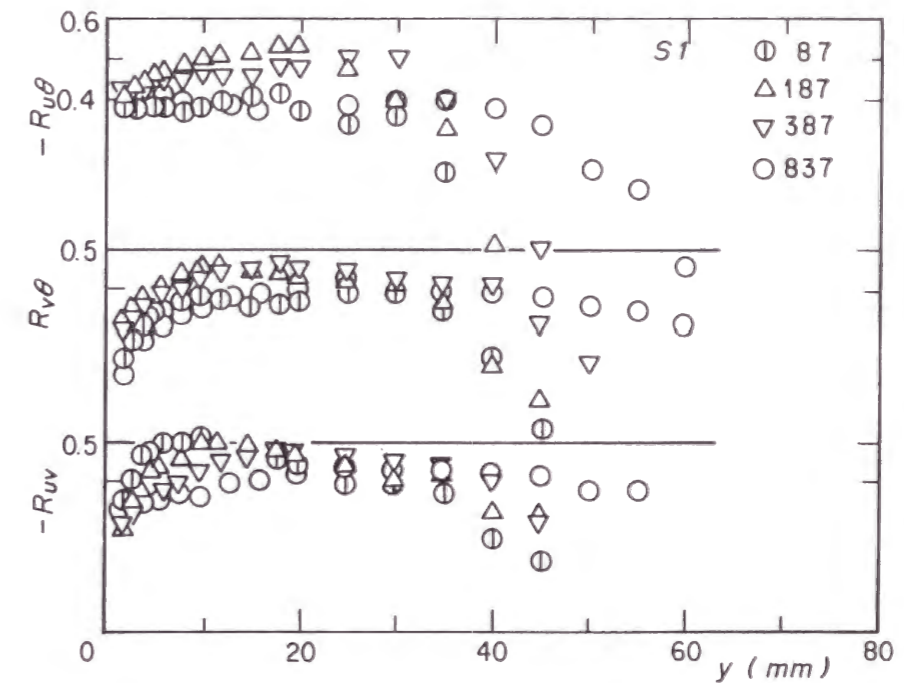


図3-27 乱れ量の相互相関係数 (S_1)

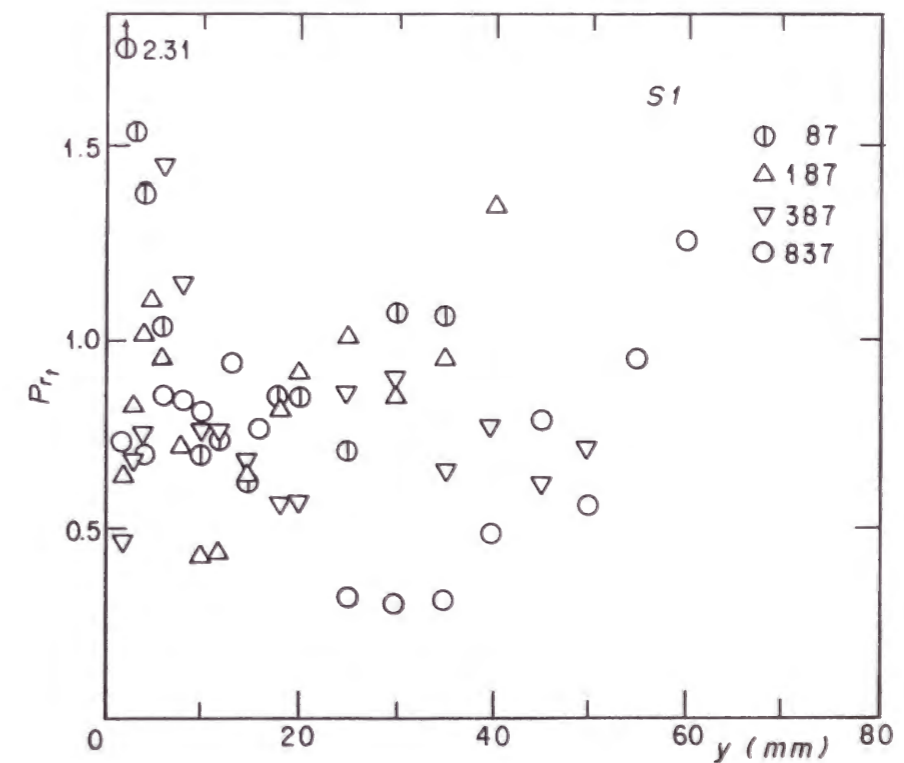


図3-28 乱流プラントル数 (S_1)

式を導入する。こうしたモデルでは $\overline{u\theta}$ と $\overline{v\theta}$ の輸送方程式を独立して解くこともできるが、 $\overline{u\theta}$ と $\overline{v\theta}$ のいずれかについて方程式を解き、他については代数的関係を与えて計算の負荷を減らすこともある。そこで $\overline{u\theta}$ と $\overline{v\theta}$ の比について調べてみる。Launder⁽¹²⁾によれば、 $-\overline{u\theta}/\overline{v\theta}$ の値は1.25であるが、SubramanianとAntonia⁽⁶⁾らによる実験結果ではその値は一定値となっていない。

本研究で得られた $-\overline{u\theta}/\overline{v\theta}$ をSubramanianとAntonia⁽⁶⁾の結果およびLaunder⁽¹²⁾の提唱値とともに示したのが図3-29である。どの断面においても壁の近くで $-\overline{u\theta}/\overline{v\theta}$ は大きい値をとる傾向を示しており、その傾向はSubramanianとAntonia⁽⁶⁾と同じである。また、境界層外端では $-\overline{u\theta}$ は $\overline{v\theta}$ より小さくなっているが、それを除くと大半の結果がLaunder⁽¹²⁾の提唱値を上回る値をもつことがわかる。

3.4 結言

本章では、まずかく乱により摩擦係数が低下し熱伝達率が上昇する非相似性が存在することを示した。さらに、その非相似性の程度が円柱寸法や円柱挿入位置によっていかに変化するかについて論じた。その結果、円柱と平板のすき間と円柱径の比 c/d が重要なパラメータであることを指摘した。次に第2章で述べた同時測定方法を用いて求めた速度と温度の瞬時値をもとに熱伝達に關係する乱れ統計量を計算し、その分布について議論した。かく乱のない場合の乱れ統計量の分布は概ね妥当なものであると判断された。さらにかく乱のある乱流境界層に対して同様の検討を行った。乱れ統計量の上では、温度に關連する乱れ量のピークが速度に關連する乱れ量のピークより高い y 位置にあることがわかり、これは平均速度分布と平均温度分布との差異によりもたらされるものと結論された。相互相関係数は、かく乱があるにもかかわらず概ね一定の値を示していることがわかった。ただし乱流プラントル数については、それを一定値として取り扱うことは困難であること、また $-\overline{u\theta}$ は $\overline{v\theta}$ は境界層内で一定値をとらないことを示した。これらの結果は、温度場の数値解析モデルを構築する

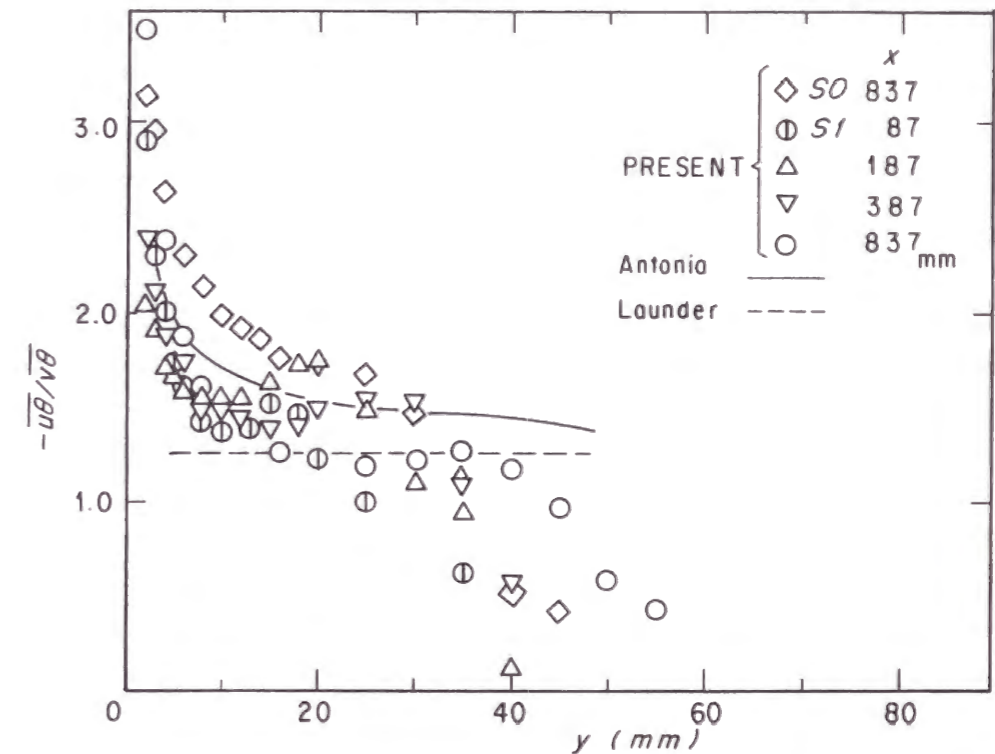


図3-29 乱流熱流束の比

ために有用な情報を与えるものとする。

参考文献

- (1) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "Turbulent Heat Transfer in a Flat Plate Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 6 (1985), pp.241-248
- (2) 藤田秀臣・高浜平八郎・浴 寿美、「壁面近傍におかれた二次元円柱が平板強制対流熱伝達におよぼす影響（第2報、直径の違いによる影響および正方形柱との比較）」、日本機械学会論文集B編、47巻414号、(1981)、pp.317-325
- (3) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第1報、一点二次相関量の測定）」、日本機械学会論文集B編、46巻407号、(1980)、pp.1211-1219
- (4) Klebanoff, P.S. NACA TN, 3178 (1955)
- (5) Fulachier, L., Thesis Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence (I.M.S.T.), Univ. Provence, France, 1972
- (6) Subramanian, C.S. and Antonia, R.A., "Effect of Reynolds Number on a Slightly Heated Turbulent Boundary Layer", *Int. J. Heat Mass Transfer* 24-11, (1981) pp.1833-1846
- (7) Lu, S.S. and Willmarth, W.W., "Measurement of the Structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, 60-3, (1973), pp.481-511
- (8) Chen, C.P. and Blackwelder R.F., "Large-scale Motion in a Turbulent Boundary Layer: a Study Using Temperature Contamination", *J. Fluid Mechanics*, 89-1, (1978), pp.1-31
- (9) Bremhorst, K. and Bullock, K.J., "Spectral Measurements of Temperature and Longitudinal Velocity Fluctuations in Fully Developed Pipe Flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, 13 (1970), pp.1313-1329
- (10) Rotta, J.C., "Temperaturverteilungen in der Turbulenten Grenzschicht an der Ebenen Platte", *Int. J. Heat Mass transfer* 7 (1964), pp.215-228

- (11) 菱田幹雄・長野靖尚・田代真一郎、「速度変動と温度変動の同時測定」、日本機械学会論文集B編、43巻365号、(1977)、pp.225-232
- (12) Launder, "Turbulence", *Topics of Applied Physics*, ed. by Bradshaw

第4章 かく乱を受ける乱流境界層におけるバースティング周期と 壁面更新モデルの応用

4.1 緒言

前章で、円柱を挿入することにより強いかく乱を与えた乱流境界層における乱れ統計量について議論したが、本章ではやや視点を変えて、境界層に存在する組織的運動に着目する。境界層における組織的運動は、運動量と熱の輸送双方に深く関連していると考えられるが、両者の定量的関係はいかなるものかを検討することには意義がある。現在広く用いられている乱流モデルにおいては、壁近傍の乱流輸送を壁関数といった代数式を用いて与えるが、複雑な壁乱流に壁関数がどれほど適用できるかは未解決の問題であり、壁近傍流れの物理現象をより忠実に反映したモデルが求められている。ここに、組織的運動からの情報を加味した形での壁面更新モデルを、かく乱を受けた乱流境界層で点検する意味がある。

そこで本章では、円柱を挿入することにより強いかく乱を与えた乱流境界層のバースティング現象に注目し、その周期を短時間相関法を用いて決定して検討を加えると同時に、この結果を利用して壁面更新モデルによる壁面摩擦係数および熱伝達率の評価を試みる。

4.2 実験方法

実験装置は第2章に説明したものであり、その概略を図4-1に示す。平板先端から1400mm下流の位置に、直径8mmの円柱を $y=6.0, 15.0, 33.5\text{mm}$ （以下では先と同様に各場合を S_1, S_2, S_3 と略記する）の高さ位置に挿入し、円柱下流の $x=37, 87, 187, 387, 637, 837\text{mm}$ の6断面において平板中央部で測定を行った。比較のため、円柱を挿入しない場合（先と同様にこの場合を S_0 と略記する）についても測定を行った。

Kimら⁽¹⁾と同じ手法を用い、壁近傍 $y^+ = 10 \sim 20$ における乱れ信号を2章で

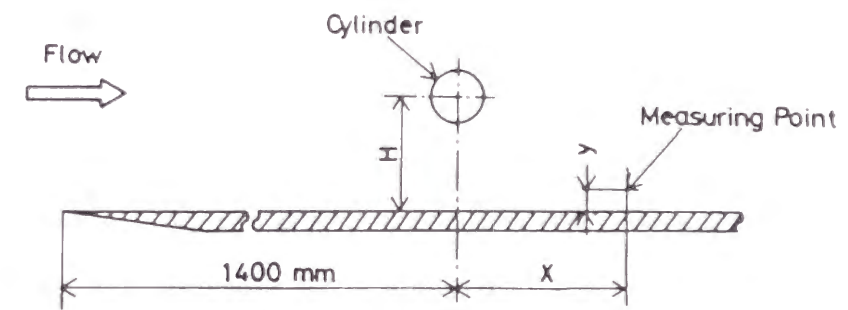


図4-1 測定部と座標系

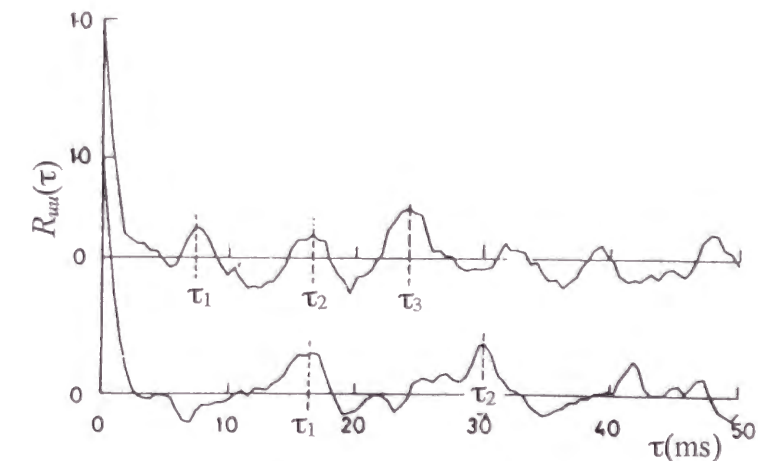


図4-2 短時間平均による自己相関関数

述べたI型熱線風速計で検出し、これから自己相関関数 $R_{uu}(\tau)$ を計算して、バースティング周期を求める。ここで $R_{uu}(\tau)$ は、時刻 t における x 方向の変動速度を $u(t)$ としてつぎのように算出する。

$$R_{uu}(\tau) = \frac{1}{T_R} \int_0^{T_R} u(t)u(t+\tau)dt \quad [4-1]$$

Kimら⁽¹⁾によれば、 $R_{uu}(\tau)$ から求められる周期は、可視化観察による周期とほぼ合致する。図4-2に原データの取込み時間 T_R を約0.5秒とした場合の $R_{uu}(\tau)$ の測定例を示す。 $R_{uu}(\tau)$ は複数のピークを有している。最初のピーク位置までの時間 τ_1 をバースティング周期の一データ T_B とするが、第2のピークが明確であるときは、 $(\tau_2 - \tau_1)$ をも測定して T_B として採用する。こうして求めた T_B を200個平均して、求めるべき測定値 \bar{T}_B とする。図4-3に T_B の累積頻度分布を示す。 T_B は対数正規分布に従っており、Kimら⁽¹⁾、Raoら⁽²⁾の報告と一致している。図4-3に見られるように、 T_B がかなり広い範囲に分布することからデータ取込み時間 T_R を長くし過ぎるとピークが不明瞭になり、また短かすぎると $R_{uu}(\tau)$ の形状が不規則で、ピーク位置の判定が不正確となるため、データ T_B の総個数を増やす必要がある。これらの点を考慮して、本実験では T_R を約0.5秒とすることに統一した。

熱伝達に関する壁面更新モデルの検討のため、加熱平板乱流境界層において平均温度分布を測定した。その目的で第2章に述べた加熱平板を風洞中に設置し、非等温乱流境界層を形成させた。ただし本章で用いた発熱平板は他の章で用いたそれと異なり、発熱開始点は平板先端より529mm下流となっている。このことは本実験を行った時点の平板構成上の制限からきており、非加熱部分が長いために、温度場を詳しく点検すると、温度境界層が速度境界層に十分追いついていない傾向が認められた。こうした制約はあるものの、本章の目的は壁近傍の運動量輸送と熱輸送が簡単なモデルで説明できるか否かを検討することにあるので、その目的にはさしつかえないものと考えて実験はそのまま行った。境界層内の平均温度の測定には、素線径0.1mmのアルメル・クロメル熱電対を

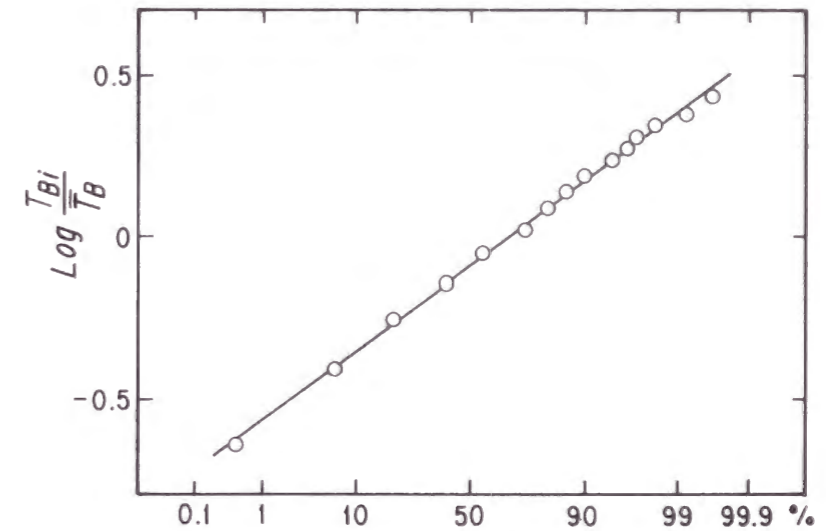


図4-3 バースティング周期の累積確率密度

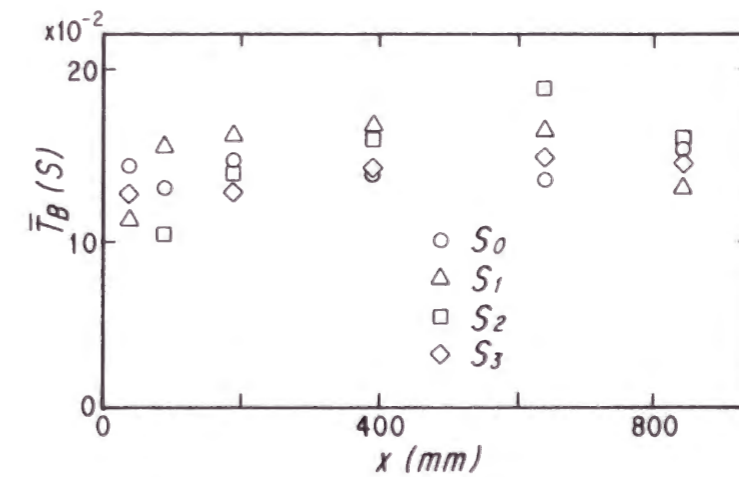


図4-4 バースティング周期のx方向分布

用いた。感温部は直径0.3mmの球形である。壁面の温度測定は、加熱用ステンレス箔の裏面に同じ熱電対を設置して行った。また壁面からの熱流束 q_w は通電による発熱量から熱伝導損失と放射損失を差し引いて求め、これから熱伝達率 $h(=q_w/(T_w - T_e))$ 、摩擦温度 $\theta_\tau(=q_w/\rho c_p U_\tau)$ を算出した。 T_w は壁温、 T_e は主流温度、 ρ は流体の密度、 c_p は流体の定圧比熱、 U_τ は摩擦速度である。

4.3 実験結果

図4-4に $S_0 \sim S_3$ の各場合の、バースティング周期 $\overline{T_B}$ の測定値を示す。 $\overline{T_B}$ の値はいずれの場合についてもほぼ一定で、円柱によるかく乱によっては強く影響されないように見える。図4-5は、測定されたバースティング周期を、境界層厚さ δ 、排除厚さ δ^* 、主流流速 U_e 、摩擦速度 U_τ を用いて整理した結果である。なお、ここで用いた δ, δ^* 、あるいは後に使用する運動量厚さ θ 、摩擦係数 C_f 及び平均速度分布にはMarumoら⁽³⁾の実測値を使用した。このデータは非加熱の乱流境界層において測定されたもので、第3章に示した結果とよく一致することが確認されている。 U_e と δ あるいは δ^* を用いる整理方法では、円柱高さの影響が若干認められるものの、通常の平板境界層および吹き出しを伴う乱流境界層⁽⁴⁾において認められる値($\overline{T_B} U_e / \delta^* \approx 32, \overline{T_B} U_e / \delta \approx 5$)とほぼ同程度の値になっている。図4-6に内層パラメータで整理した次の $\overline{T_B}^+$ と $Re_\theta(=U_e \theta / \nu)$ との関係を示した。ここで

$$\overline{T_B}^+ = \overline{T_B} U_\tau^2 / \nu \quad [4-2]$$

であり、図中の実線はKimら⁽¹⁾、Raoら⁽²⁾が平板境界層に対して与えた実験式、

$$\overline{T_B}^+ = 0.65 Re_\theta^{0.73} \quad [4-3]$$

である。本実験の結果においては、 S_1, S_2 の各場合に x の増大とともに[4-3]式に漸近する傾向があるが、 S_3 の場合にはその変化様式は異なっており、また S_1 の場合の、 x の小さい領域では式[4-3]からの相違が著しい。これは S_1 の場合、円

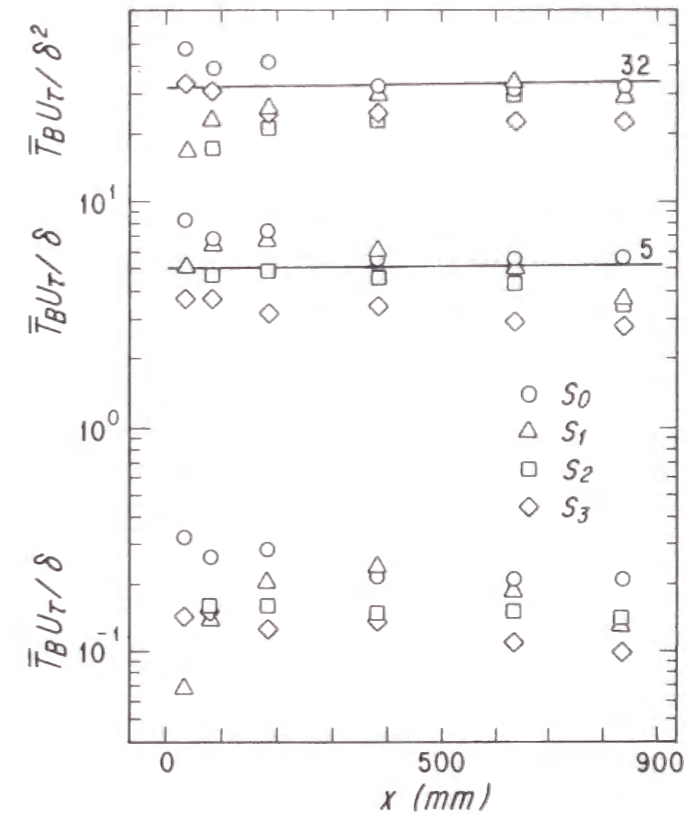


図4-5 バースティング周期の各種スケールによる整理

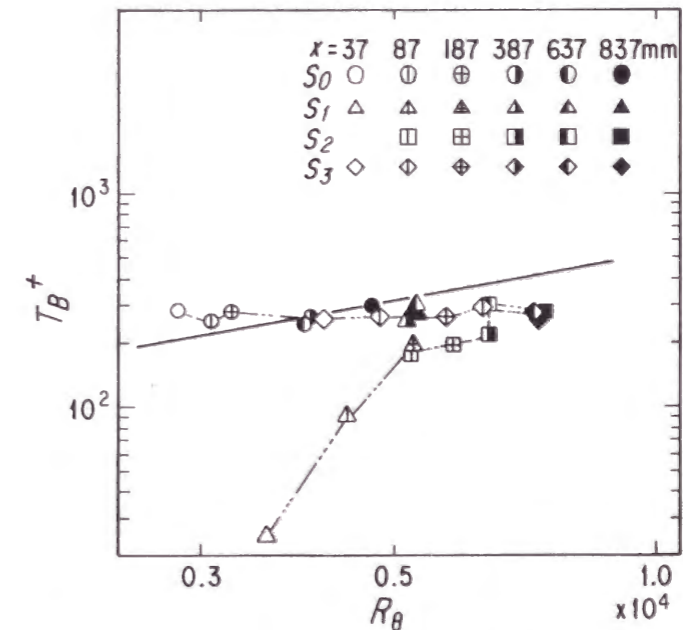


図4-6 バースティング周期の内層スケールによる整理

柱の下流で内層スケール ν/U_τ^2 がかなり大きいにもかかわらず、 T_B は S_0 の場合とほぼ似た値(図4-4)となるためである。以上のことから、かく乱を与えた境界層では、バースティング周期の内層パラメータによる整理よりも、外層パラメータによる整理の方が適すると考えられる。

熱伝達に対して壁面更新モデルを適用するため、境界層内で平均温度分布を測定した。円柱下流、 $x=37, 87, 187, 387, 637, 837\text{mm}$ の各断面における温度分布を半対数グラフで整理して、図4-7に示す。図中の実線はFulachier⁽⁵⁾による境界層に対する実験式であり、破線はBrundrett⁽⁶⁾による、ダクト内での実験値である。この図には示さなかったが、円柱を挿入しない場合の温度分布の実験値はBrundrett⁽⁶⁾の報告に一致していることが確認された。円柱によってかく乱を与えた S_1, S_2 の場合、 x の小さい領域で熱伝達率の向上と対応して温度分布はなだらかになる。このことは熱伝達率の向上と対応している。 x が増大するにつれ、温度分布は円柱のない場合に漸近してゆく。 S_3 の場合、かく乱による影響は顕著ではない。また $S_2, x=37\text{mm}$ の断面を例にとると、 $y^+ < 220, 550 < y^+ < 950$ の領域において対数グラフ上で温度勾配が大きく、 $220 < y^+ < 550$ の領域で勾配が小さいことがわかる。このことは円柱後流では、その外縁で拡散係数が小さく、一方中央部に相当する y^+ が $220 \sim 550$ の範囲で熱拡散が活発になっていることと対応するものと考えられる。

4. 4 壁面更新モデルによる解析

最近Beljaar⁽⁷⁾, CampbellとHanratty⁽⁸⁾等は、壁近傍乱れの三次元構造を考慮に入れた壁面更新モデルの検討を行っており興味深いものであるが、バースティング現象についての知見が十分でない現状において、そのような複雑化を行うことは妥当とは言えない。とくに、円柱によってかく乱を与えた乱流境界層のように複雑な壁乱流に対して、そのような試みを最初から行うことは適当でない。そこで本研究では、まずはこの種の解析法がかく乱を与えた乱流境界層へ拡張利用し得るかどうかを知ることを目的として、

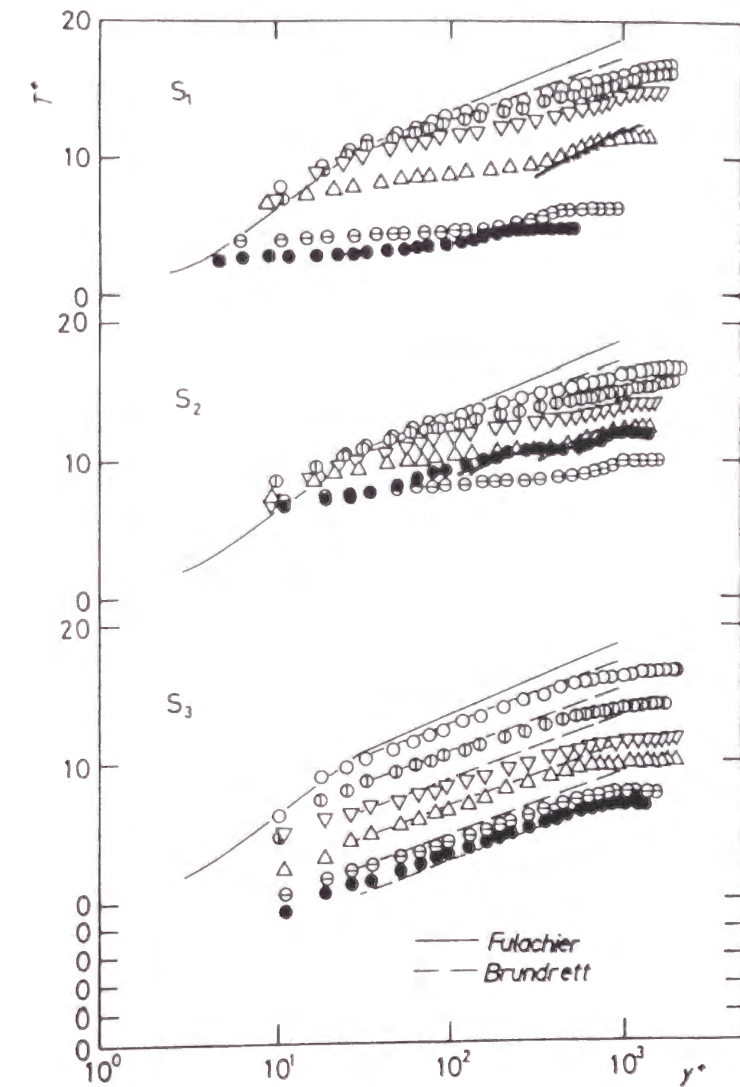


図4-7 平均温度分布

● $x=37\text{mm}$, ⊖ $x=87\text{mm}$, △ $x=187\text{mm}$
 ▽ $x=387\text{mm}$, ⊕ $x=637\text{mm}$, ○ $x=837\text{mm}$

EinsteinとLi⁽⁹⁾による最も簡単な壁面更新モデルの応用を試みた。この方法では、スweep発生後に生じる壁面とそれに接する流体塊の間の粘性による運動量交換を、次の運動方程式と境界条件の下で予測し、減速過程において生じる壁面速度勾配の変化を計算した。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad [4-4]$$

ここで $u(t, y)$ は位置 y における x 方向の瞬時流速であり、 t は時間、 ν は動粘性係数である。[4-4]式の境界条件は $t > 0$ では $y=0$ において $u(t, 0) = 0$ 、初期条件は $t=0$ で $u(0, y) = u_0(y)$ 。ただし、ここでは初期条件として y 方向に均一な流速を仮定し、 $u_0(y) = U_0$ とした。[4-4]式の解は容易に求められ

$$u = \frac{2U_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\Xi} e^{-\xi^2} d\xi \quad ; \quad \Xi = \frac{y}{2\sqrt{\nu t}} \quad [4-5]$$

となる。いま、イジェクション発生後からスweepに至る過程の時間を無視し、減速過程の時間経過を \bar{T}_B に等置すると、壁面せん断応力 $\bar{\tau}_0$ は

$$\bar{\tau}_0 = \frac{1}{\bar{T}_B} \int_0^{\bar{T}_B} (\mu \frac{\partial u}{\partial y}) dt = \frac{2\rho U_0}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\nu}{\bar{T}_B}} \quad [4-6]$$

と求められる。従って壁面摩擦係数 C_f は

$$C_f = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{U_0}{U_e} \sqrt{\frac{\nu}{\bar{T}_B}} \quad [4-7]$$

となる。本計算では丸茂らの実験による速度分布から、 $y^+ (= yU_\tau/\nu) = 20, 30, 40, 50, 60$ の5つの位置に対応する平均速度を U_0 として用い、それぞれの場合について計算を試みた。これらの初期値を与えることは、モデル上ではスweep運動がこれらの y^+ 位置の平均速度に相当する速度を壁近傍にもたらすことを仮定したことを意味する。 \bar{T}_B については、本章第3節の結果からそれが円柱の挿入の有無とその挿入高さ等に著しく依存しないことが明らかとなったので、 $\bar{T}_B = 15\text{ms}$ の一定値を採用した。図4-8a～図4-8dにこのようにして得られた C_f の予測値を実験値⁽³⁾と対比した。図中の実線は U_0 を与える y^+ をパラメータとして得た各予測値である。 S_0, S_1, S_2, S_3 の各場合に対し、更新モデルはその簡単

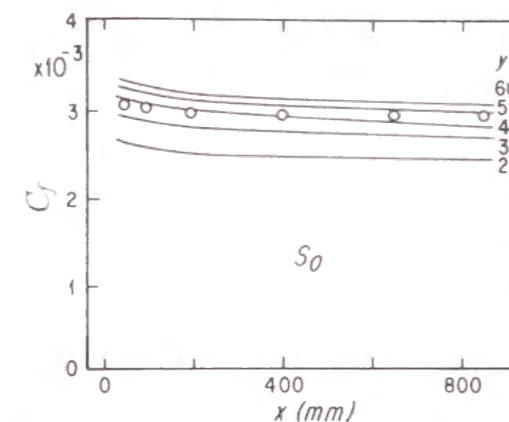


図4-8a 壁面更新モデルによる壁面摩擦係数の計算値 (S_0)

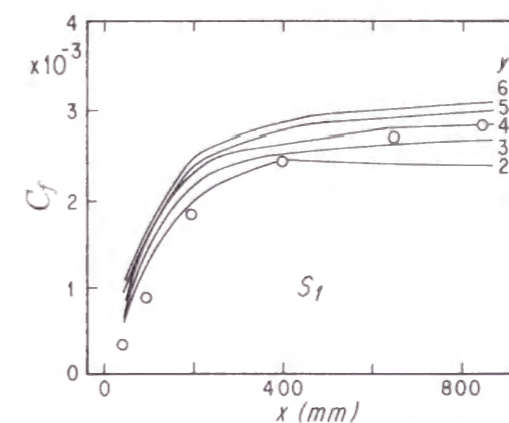


図4-8b 壁面更新モデルによる壁面摩擦係数の計算値 (S_1)

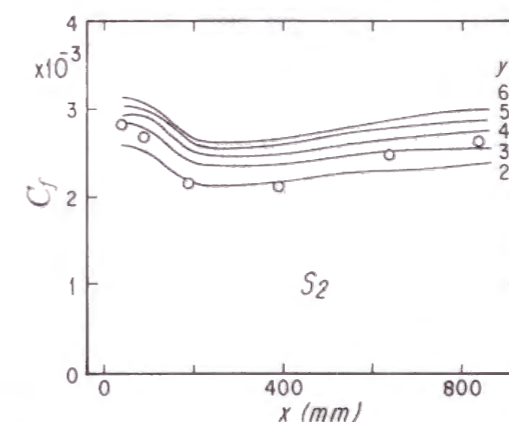


図4-8c 壁面更新モデルによる壁面摩擦係数の計算値 (S_2)

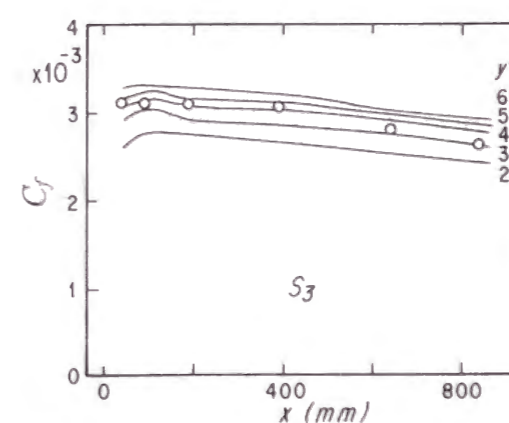


図4-8d 壁面更新モデルによる壁面摩擦係数の計算値 (S_3)

さにもかかわらず、かなりよく C_f の傾向を予測していると言える。

4. 5 熱伝達に対する壁面更新モデルによる解析

前節では壁面更新モデルを用いて壁面摩擦係数の計算を試み、良好な結果を得たので、このモデルが温度場に対しても有効であるか否かを検討することは有意義であろう。そこで平均温度分布の測定値をもとに壁面更新モデルを用いた熱伝達率の計算を実行し、その予測性能を検討する。

流れ場を取り扱った4. 4節と同様の考え方で、壁面近傍の温度場に対して簡略化したエネルギー式を適用し、これに初期条件と境界条件を課して一周期間にわたり解析を行うこととする。温度場に対する基礎式は次のようになる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \quad ; \theta = T_w - T(t, y) \quad [4-8]$$

ここで、 T は温度の瞬時値であり、 t は時間、 α は温度伝導率である。また初期条件と境界条件はそれぞれ次式で与えられる。

$$t=0 \quad \text{で} \quad \theta = T_w - T_0, \quad y=0 \quad \text{で} \quad \theta = 0 \quad [4-9]$$

初期値 T_0 はスイープ開始時の流体温度に対応している。速度場に注目した前節では、スイープ開始時の流体速度の初期条件 U_0 に位置 y_0^+ における平均速度を与えることにより、壁面摩擦係数を良好に予測することができた。速度場に関しては、ごく一部の例外を除けば対数法則が成立しているので、 y_0^+ を与えることは $U_0^+ (= U_0 / U_\tau)$ を与えることと等価である。ごく一部の例外とは、 S_1 の $x=37\text{mm}$, 87mm といった場合を指す。一方温度場については、対数法則の勾配がかく乱によって変化するために、スイープ開始時の流体温度の初期条件の与え方には $T_0^+ (= (T_w - T_0) / \theta_\tau)$ をあてる方針と y_0^+ をあてる方針との選択肢があることになる。温度が速度のPassive Contaminantであり、壁近傍の薄い層ではReynoldsのアナロジーがよく成り立っていると考えるなら、速度場の解析で用いた y_0^+ を温度場に対しても適用し、 T_0 を与えることが合理的である。しかし、境界層に対する弱いかく乱である壁面からの吹き出しを伴う場合には、流速 U_0^+

を一定と置くとよい予測が得られる⁽⁴⁾。そこでここでは、各シリーズ、各 x 位置に対して $T_0^+ (= (T_w - T_0) / \theta_\tau)$ に 9.9, 10.5, 11.0, 11.5, 12.0 の 5 通りの値を与える場合の計算を試みた。なお、これらの T_0^+ の値は S_0 の場合で言えば、 $y_0^+ = 20, 30, 40, 50, 60$ における温度に対応している。境界条件については、バースティング一周期中の各瞬間に壁面が等熱流束を保持しているか、あるいは等温を保っているかにより、2通りの取り扱いが考えられるが、ここではバースティング一周期のうちに運び去られる熱量に対して壁の熱容量は十分大きいことから等温条件を採用した。またバースティング周期については、速度変動から求めた先の値 $\overline{T_B} = 15\text{ms}$ を用いた。式[4-8]に式[4-9]を適用すると、熱伝達率について、次の解が得られる。

$$h = \frac{1}{T_w - T_e} \frac{1}{\overline{T_B}} \int_0^{\overline{T_B}} \left(\lambda \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_{y=0} dt = \frac{T_w - T_0}{T_w - T_e} \frac{2\lambda}{\sqrt{\pi \alpha \overline{T_B}}} \quad [4-10]$$

この計算値を円柱のない場合の実験値で無次元化して、図4-9a～図4-9dに示す。図中には実験値も併せて記した。円柱のごく近傍位置を除いては、本計算値によって熱伝達率の x 方向変化の大略の傾向は一応説明できており、壁面更新モデルを使用する有用性は認められる。しかしながら S_1 , S_2 の円柱近傍の位置では、主流温度の無次元値 T_e^+ が先に指定した T_0^+ より低いために、計算不可能の部分があった。このことは、本研究で検討した壁面更新モデルが、速度場と温度場の非相似性が強い領域の熱と運動量輸送の算定に応用するには単純すぎることを示しており、乱流の組織運動についてもっと体系的検討が必要であることを示唆している。

4. 6 結言

壁近傍に置いた円柱によりかく乱を受ける乱流境界層においてバースティング周期を測定し、それに基づく簡単な解析を行って以下の結果を得た。

(I) バースティング周期 $\overline{T_B}$ に及ぼすかく乱の影響は小さく、円柱挿入の有無、

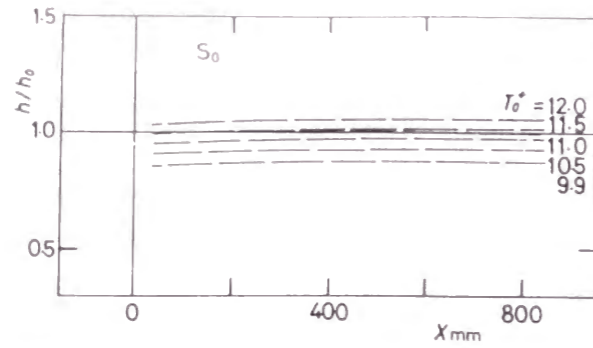


図4-9a 壁面更新モデルによる熱伝達率の計算値 (S_0)

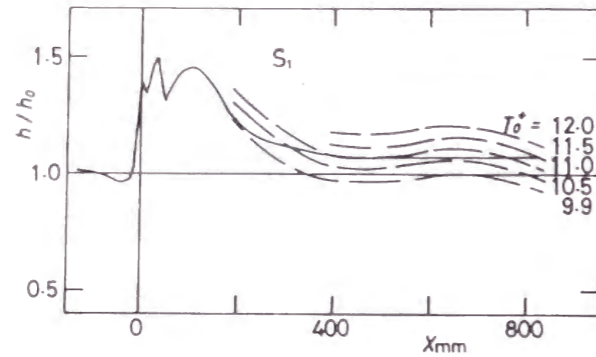


図4-9b 壁面更新モデルによる熱伝達率の計算値 (S_1)

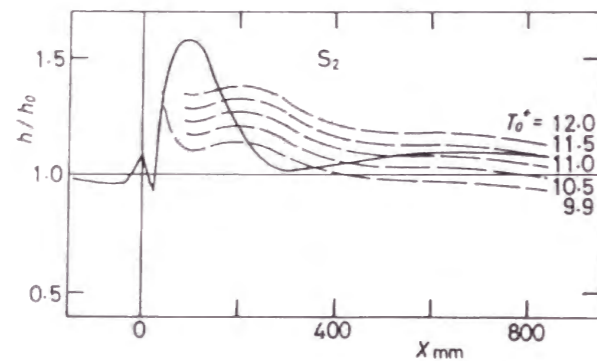


図4-9c 壁面更新モデルによる熱伝達率の計算値 (S_2)

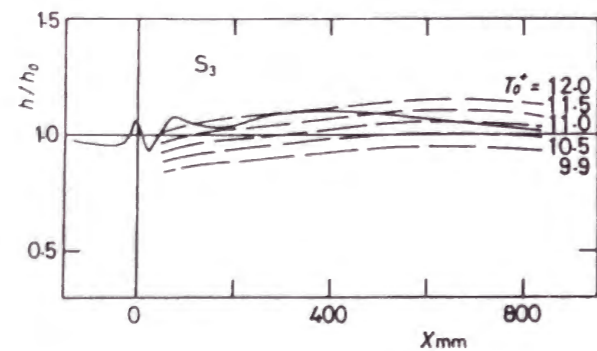


図4-9d 壁面更新モデルによる熱伝達率の計算値 (S_3)

円柱挿入高さ、注目するx方向位置によらず T_B はほぼ一定値となる。

(II) \bar{T}_B を外層パラメータで整理すれば円柱高さによる傾向的な大小関係はあるものの、かく乱を受けない場合の値に近い値を示す。それに対し、内層パラメータで整理した結果は、少なくとも S_1 , S_2 の場合には、下流域で円柱を挿入しない場合の値に近づくものの、全般的にかなり複雑な様相を示し、整理法として一般性をもつものとは言えない。

(III) 壁面更新モデルを用いて壁面摩擦係数を予測すると、実験値とよく対応する結果が得られる。

温度場に関して測定された平均温度分布もとにして、速度場において有効であった壁面更新モデルを温度場に適用して次の結果を得た。

(IV) このモデルは熱伝達率の上昇のようすをとらえており、分布の定性的な説明には有効であるが、熱伝達率が大きく上昇する領域では計算不能となる。このことは、第3章に述べたようにこの領域では運動量輸送と熱輸送の強い非相似性があり、壁面近傍の乱れ輸送機構が変化するために、本研究で用いた単純な壁面更新モデルの適用に限界があることを示唆している。壁面近傍の組織的構造については第5章で、また運動量輸送と熱輸送との非相似性と組織的構造との関係については第6章でさらに詳しく検討する。

参考文献

- (1) Kim, H.T., Kline, S.J. and Reynolds, W.C., "The Production of Turbulence near a Smooth Wall in a Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., 50-1, (1971) pp.133-160
- (2) Rao, K.N., Narasimha, R. and Badri Narayanan, M.A., "'Bursting' in a Turbulent Boundary Layer" J. Fluid Mech., 48-2 (1971) pp.339-352
- (3) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "A Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", J. Fluid Mech., 87, (1978), pp.121-141
- (4) 千田 衛・川口靖夫・堀口真一郎・鈴木健二郎・佐藤 俊、「吹出しを伴う乱流境界層 (バースティング周期の測定と壁面更新モデルによる計

- 算)」、日本機械学会論文集B編、47巻423号、(1981)、pp.2094-2102
- (5) Fulachier, L., Thesis Institut de Mécanique Statistique de la Turbulence (I.M.S.T.), Univ. Provence, France, 1972
- (6) 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), pp.1133-1142
- (7) Beljaars, A.C.M., "A Quantitative Model for Momentum Exchange by Coherent Motions in a Turbulent Wall Boundary Layer", Letters in Heat and Mass Transfer, 5 (1978), pp.231-241
- (8) Campbell, Hanratty. Proc. 2nd symp. Turb. Shear Flow Sess.18.1 (1979)
- (9) Einstein, H.A. and Li, H., "The Viscous Sublayer along a Smooth Boundary", J. Engineering Mechanics Division, Proc. American Society of Civil Engineering, 82(EM2), (1956), paper 945, pp.1-27

第5章 かく乱を受ける乱流境界層における壁面近傍乱れの組織的運動と熱伝達機構

5.1 緒言

本章では、円柱を挿入することによりかく乱を与えた平板乱流境界層における乱流の組織構造を取り扱う。円柱は、前章までと同じように流れに直交し、平板に平行な姿勢で、かつ平板から離れた位置に設置した。壁面の近傍に設置した複数の熱線によって得られる速度信号に、条件つきサンプリング手法を適用し、組織構造の観点から速度場の特性を調べ、それに対するかく乱の効果について議論を行う。

円柱によりかく乱を与えた乱流境界層の研究は Clauser⁽¹⁾ によって開始された。その後、この乱流境界層は、Marumoら^{(2)~(4)} によって統計量の観点からより詳しい研究が行われている。この境界層において特に興味深い一つの点は、壁面近傍と境界層外層との間に乱れ統計量の上で非平衡が存在する点である。

本章では、円柱の挿入によって引き起こされるかく乱が乱流の組織構造に与える影響を与えるかについて、より詳しい議論を行う。壁乱流における組織構造については多くの研究者が研究を行っているが、まだ十分な知見は確立されていない。過去の研究例は、圧力勾配のない平板乱流境界層やチャンネル流といった比較的単純な乱流を対象としている。組織構造に関する完全な理解を得るためには、かかる研究とは異なった観点から研究を行うことが有意義であると考え、本章では単円柱でかく乱を与えた境界層において、速度変動に注目した議論を行う。Sendaら⁽⁵⁾ は、吹き出しを伴う乱流境界層において乱れの組織構造が内層のスケールによって整理できることを報告している。この結果は、乱れの組織的構造に主たる影響を与える因子を推定するうえで興味深い。円柱によりかく乱を受ける乱流境界層においては、吹き出しを伴う乱流境界層と比較して内層と外層の間の非平衡の度合いが大きく、その大きさは円柱挿入位置や観測する流れ方向位置を変えることによって容易に変化させることができる。

このため、かく乱を受ける境界層での検討からは、壁面近傍乱れの組織構造が外層における乱流構造とどのように関連づけられるかについてより明快な情報が得られる可能性がある。本章の研究の具体的なねらいは、単純な流れに対する検討だけからでは検出できない組織構造の新しい側面を明らかにすることである。

5. 2 実験装置と実験方法

本研究で用いた実験装置の大要は第2章で説明を付したので、ここではごく簡単に述べる。本研究における座標系を図5-1に示す。流れ方向座標 x は、円柱位置から下流方向に測る。平板面に垂直な方向を y とし、円柱高さを H とする。スパン方向の座標は z である。

直径 8mm の円柱を乱流境界層中に挿入する。挿入位置は、平板の前端から 1,400mm 下流の位置である。平板前縁から円柱挿入位置までの流れ方向距離に基づく Reynolds 数は、主流速度 14m/s のもとで 1.2×10^6 であり、円柱を挿入しない場合のこの位置における乱流境界層厚さは、28mm であった。円柱は流れに垂直に、平板表面に平行に設置する。平板面から円柱中心軸位置までの高さ H を 3 通り (6mm、15mm および 33.5mm) に変化させて実験を行う。これまでと同様にそれぞれの円柱高さに対応する実験シリーズを、以下の図ではシリーズ S_1 、 S_2 、 S_3 と略記する。比較のため、円柱を挿入しない場合についても実験を行い、この実験をシリーズ S_0 と呼ぶ。

平板の中心線に沿う 4 カ所の流れ方向位置において実験を行った。これらの位置は、円柱下流 87mm、187mm、387mm および 837mm の位置である。主流方向速度の瞬間的な y 方向分布を検出するため、図 5-2 に示す 4 本の熱線からなる熱線プローブを使用する。各熱線は、それぞれが $y-z$ 平面に含まれ、 z 軸に平行になるように設置する。

本研究に用いた熱線プローブは自作で、それぞれ注意深く作成したものであるが、ごくわずかな形状の相違は修正しないまま用いた。以下の図中にはそれぞれの熱線の壁面からの挿入高さの実測値を記入する。なお以下の記述の理解

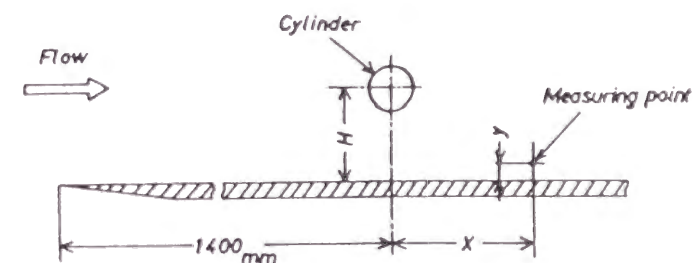


図5-1 測定部と座標系

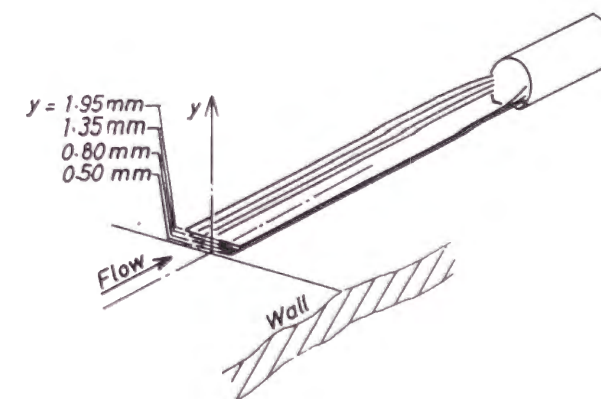


図5-2 多点熱線プローブ

を容易にするために、図 5-2 にはそれぞれの熱線の標準的な位置を示してある。また、これらの位置は S_0 の場合の摩擦速度を基準にした y^+ 位置として表記すると、それぞれ 19、30、50 および 73 になる。

それぞれの熱線を作動させるために 4 台の定温度型熱線風速計を用いた。このときの加熱比は 0.5 であり、熱線風速計それぞれの出力信号は、サンプリング速度 10kHz でオンラインでデジタル化し、ミニコンピュータ PDP-11/23 の磁気ディスクに記録した。記録されたデジタル信号は後に再生して、検定曲線を用いて線型化を行って速度信号に変換し、同じコンピュータによってデータ処理した。

5. 3 条件つきサンプリング手法

組織構造に関連する事象の検出には、Blackwelder と Kaplan⁽⁶⁾ によって提案された VITA 法を、壁に最も近い位置の熱線で得た速度信号に対して適用して行った。この手法は、次式で示す短時間内の速度のバリエーション $\text{var}(u)$ が大きい事象の発生を検出する点の特徴である。ただしバリエーションとは以下の定義によるもので、時間区間 T_s の間の u の変化の激しさを表している。

$$\text{var}(u) = [\overline{u^2}] - [\overline{u}]^2 \quad [5-1]$$

ここで u は、壁に最も近い熱線によって得られる流れ方向の速度変動であり、 $[\]$ は区間 T_s にわたる短時間平均を示している。後に議論するように、これらの事象は 2 つの型の異なる事象から成っている。その 1 つは、急速な加速によってバリエーションが増大することによるもので、もう一方は急速な減速によるものである。Senda と Suzuki⁽⁷⁾ は、壁面近傍におけるレイノルズせん断応力は、急激な加速に伴うものばかりではなく、急速な減速に伴う事象によって生成されているものがかなりの割合で存在することを指摘している。このことに基づいて、彼らは急速な加速に伴う事象と急速な減速に伴う事象とを分離する検出方法の使用が必要であることを指摘している。そこで、本研究においては、Johansson と Alfredsson⁽⁸⁾ によって提案されたのと同様の修正 VITA 法を使用す

る。

本研究で用いた判定基準は 2 種類の事象 p および n に対し、それぞれ以下の式に示すとおりである。

$$[\overline{u^2}] - [\overline{u}]^2 > K u' \quad [5-2]$$

および

$$\frac{\partial [\overline{u}]}{\partial t} > 0 \quad \text{加速を伴う事象 } p \quad [5-3]$$

$$\frac{\partial [\overline{u}]}{\partial t} < 0 \quad \text{減速を伴う事象 } n \quad [5-4]$$

u' は u を長時間にわたって平均した 2 乗平均の平方根であり、 K はしきい値パラメータである。壁に最も近い位置の熱線から得られる速度信号の全体にわたって一旦事象の検出を施し、その後各事象ごとに、4 本の熱線で得られた 4 つの信号すべてに対して条件つき平均を施して速度パターンを計算した。比較のため、修正 VITA 法の他に修正を施さない VITA 法を用いて検出した事象についても条件付き処理を施して、同様のパターンを計算した。

VITA 法では、2 つのパラメータ K および T_s を導入する必要がある。本研究においては、 T_s に対して 1.5 ms をあてた。なお、予備検討の段階で T_s をこの値以上にしても事象の検出率が変化しないことが確かめられている。もう一つのパラメータである K は 0.8 と設定した。この選択に対する明確な根拠はないが、 K に対して検出された事象数をプロットすると、 $K=0.8$ の前後でその勾配が変化することがわかっている。なお、 K を 0.8 の周りで幾つか変化させたが、その結果 $K u'$ で規格化した速度パターンは K の値により変化しないことがわかっている。

5. 4 実験結果と考察

5. 4. 1 事象の発生率と持続時間

図 5-3 は、修正 VITA 法によって検出された急速な加速を伴う事象の、従来の VITA 法によって検出した全事象に対する個数比率 N_p/N を示したものである。

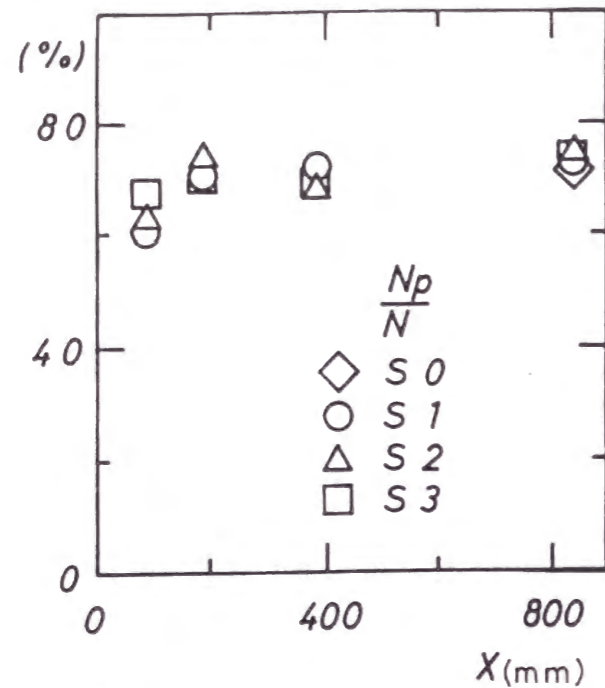


図5-3 事象 p と事象 n の数比率

残りの比率 $1 - N_p/N$ は、急速な減速によって特徴づけられる事象の個数比率に対応する。これ以後、さきに述べた事象は正の勾配によって特徴づけられるという意味で事象 p 、後者は負の勾配によって特徴づけられるという意味で事象 n と呼ぶことにする。円柱に最も近い流れ方向位置 $x=87\text{mm}$ を除いて、事象 p の個数比率はすべての円柱を挿入したシリーズに対して約 70% である。このことは円柱を挿入しない場合についても成立している。 $x=87\text{mm}$ においてはこの値はやや低下するものの、それでも約 60% である。つまり、事象 p と事象 n の間の検出事象数の比率は、円柱の挿入によるかく乱によっても顕著には影響されず、ほぼ 7 対 3 である。 $x=87\text{mm}$ においてこの比はわずかに低下し、3 対 2 になる。

第 4 章に述べた相関関数法を用いた測定結果によると、バースティング周期は円柱の挿入の有無、円柱挿入高さおよび流れ方向位置によって、顕著には変化しない。また検出されたバースティング周期は、対数正規分布に従うことがわかっている。この相関関数法では相関関数の形状を視覚によって判断するので、観察者の目で容易に認識できる明瞭な周期的現象のみ収集する可能性がないとは言えない。従って、本章の方法で改めてバースティング周期、あるいはそれに相当する量について検討することは有意義であろう。連続して生じる二つの事象 p の時間間隔 T_p および連続して生じる二つの事象 n の時間間隔 T_n の平均値を計算し、それらを \bar{T}_p および \bar{T}_n とする。図 5-4 および 5-5 は、その \bar{T}_p と \bar{T}_n の測定結果をそれぞれ示す。ここで 2 つの形式の無次元化を用いた。1 つは内層スケールを用いたものであり、それには摩擦速度 U_τ および動粘性係数 ν を用いた。また、ほかの 1 つは外層スケールを用いたものであり、具体的には境界層厚さ δ および主流速度 U_e を用いている。第 4 章の結果とは事象の検出基準が異なるので単純な比較はできないが、主要な現象を対象とする \bar{T}_p の値は第 4 章の \bar{T}_p とほぼ同程度の大きさであり、第 4 章で用いた簡易な自己相関法も目的によっては、その使用は有意義であると結論できる。

また、図 5-6 に示した T_p に対する累積確率密度によると、第 4 章に述べた

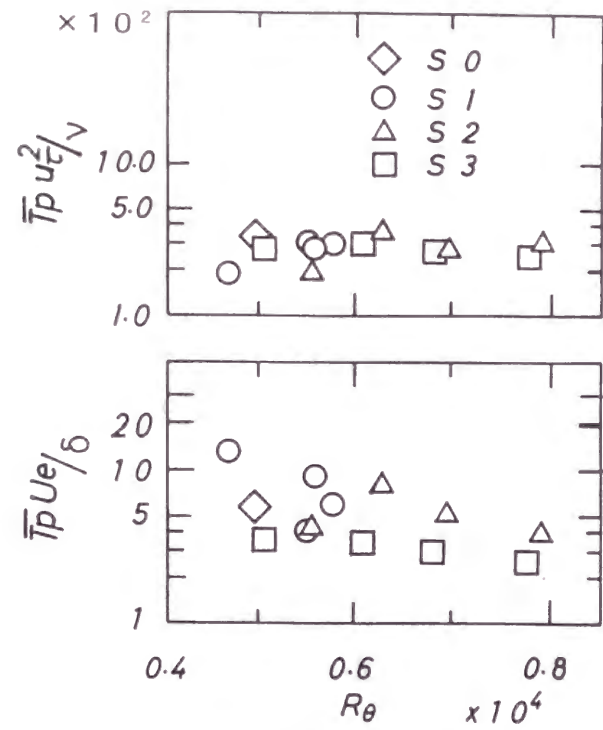


図5-4 事象 p の平均周期

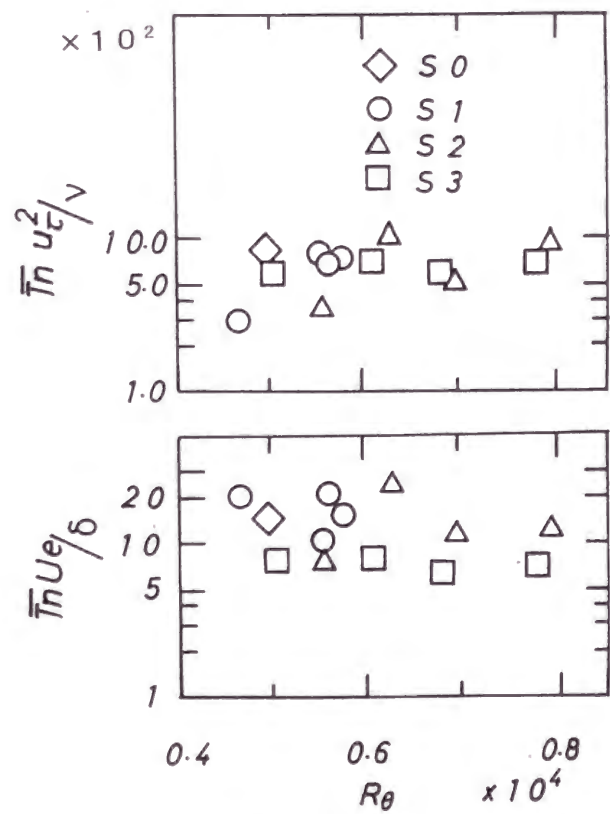


図5-5 事象 n の平均周期

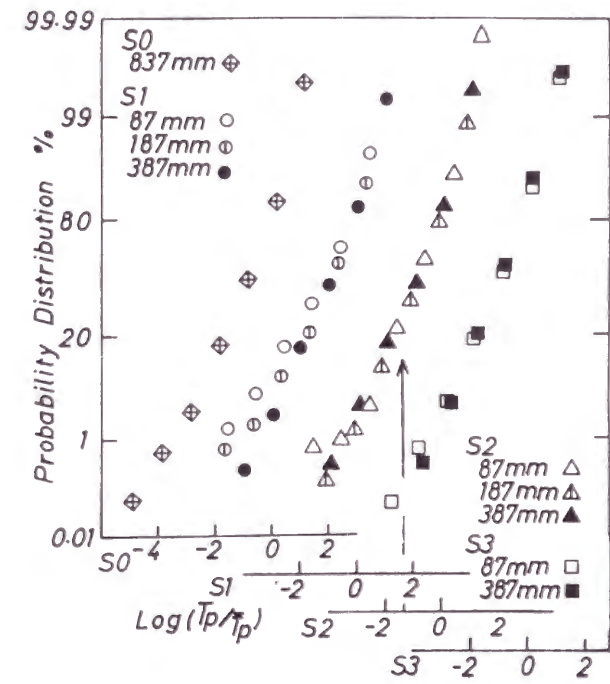


図5-6 事象 p の周期の累積確率密度

T_B と同様、周期 T_p は概ね対数正規分布に従うことが明らかである。ここで、シリーズ S_2 の $x=87\text{mm}$ における結果においても対数正規分布に従っており、カルマン渦発生間隔に相当する横軸の値においても、特に明確なピークが認められないことは興味深い。同じことは T_n に対しても成立する。これらのことは、カルマン渦のような周期的変動が壁近くの組織構造やバースティング事象発生の引き金にはなっていないことを示唆する。いっぽう内層スケールによる整理法と外層スケールによる整理法を比較すると、本章の結果では内層のスケールによる整理法がわずかに良好であるように見える。

5. 4. 2 平均速度パターン

連続する2つの事象の間で流れ方向速度がどのように変化するかに着目する。既に議論したように、2つの連続する事象の間の時間間隔は広い範囲にわたって分布しており、そのために一つの事象の長さも、一個一個、顕著に変化する。それゆえ、ここでは各検出事象ごとに事象間の時間長さによって規格化した時間軸に対する速度変動信号の平均速度パターンを求める。図5-7は、そのような速度パターンの例を示したものである。速度パターンは、時間間隔 T_p の長さによって3つのグループに分類して別々に表示してある。上から下の順に、

$$\text{グループ A} \quad T_p / \bar{T}_p < 0.7 \quad [5-5]$$

$$\text{グループ B} \quad 0.7 \leq T_p / \bar{T}_p \leq 1.3 \quad [5-6]$$

$$\text{グループ C} \quad 1.3 < T_p / \bar{T}_p \quad [5-7]$$

と呼ぶ。ここで、 \bar{T}_p は T_p の平均値である。この図において縦軸は局所の u' によって規格化してある。それぞれの図中の4つのパターンは、熱線プローブの各4本の熱線によって得た信号の平均パターンに相当している。この図では、2つの点が重要である。その1つは、時間間隔の長ささと速度パターンの振幅の大きさの相互関係であり、もう一つは、時間間隔の長ささと最大加速度の値との間の関係である。規格化された時間軸0と1の間に発生する速度の最大値と最小値の差は、BとC2つのグループの間では変化がないし、グループAにおい

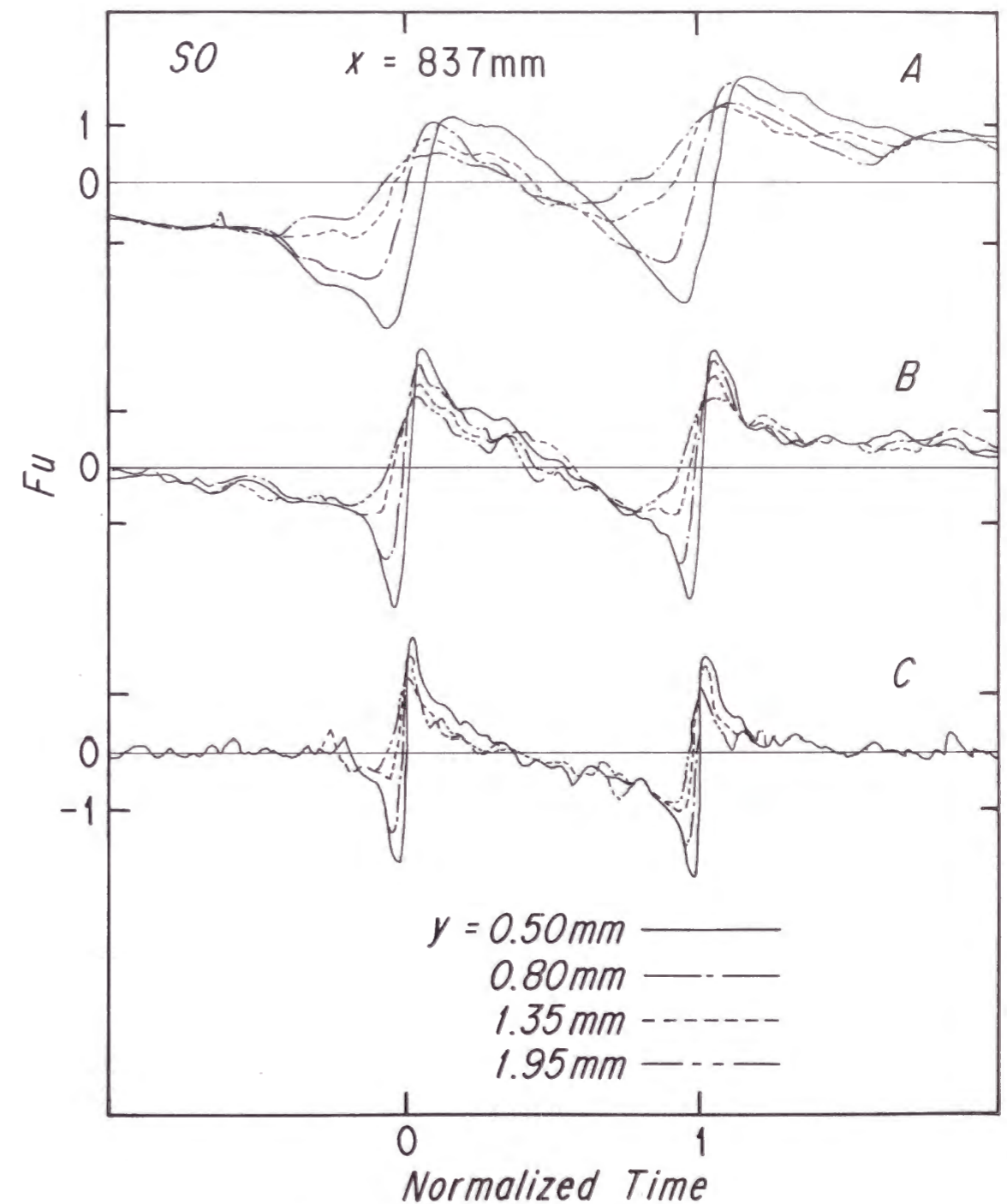


図5-7 連続する事象 p の間の速度パターン

でも、ほかのグループと比較してわずかに小さくはあるが、概ね T_p の長さに関係であると言える。同じ結論は、吹き出しを伴う乱流境界層において Senda と Suzuki⁽⁷⁾ によっても導かれている。このことは、それぞれの事象はそれに先立つ、あるいはそれに引き続いて起こる事象とはほぼ無関係に発生していることを示唆している。従って重要なのは事象が発生した時刻の直前直後の速度パターンであって、連続する2つの事象の間の速度パターンではない、ということになる。最大の正の速度勾配は、グループ A において最も小さく、グループ C において最も大きい。しかし、このことは時間軸の無次元化によってもたらされたものであり、実時間の上で見た最大速度勾配は、むしろ T_p の長さに関係である。同様の結論が、やはり Senda と Suzuki⁽⁷⁾ によって導かれており、無次元化された時間軸ではなく、実時間に対して速度パターンを構成するほうがより適当である。従って、以下では、事象が検出される時刻の前後の実時間 τ に対する平均速度パターンについて議論を行う。

かく乱を与えない境界層の場合であるシリーズ S_0 の結果を、図 5-8A~図 5-8C に示す。これらの図における縦軸は局所の変動速度を、局所の u' の値で無次元化した値に相当する。図 5-8A は、従来の VITA 法によって検出された全事象に対する速度パターンを示す。このパターンを構成する事象には、事象 p および事象 n が混合していることから、これを混合速度パターンと呼ぶ。図 5-8B および図 5-8C は、修正 VITA 法によって検出された事象 p および事象 n に対する速度パターンである。図 5-8 の A に示す混合速度パターンは、Blackwelder と Kaplan⁽⁶⁾ によって得られた結果と類似している。壁から離れた y^+ の大きい位置にある熱線の信号から得られる速度パターンほど、加速が早い時刻から始まる。しかも、そのような速度パターンにおいては加速はより緩慢な率で起こり、速度の変動幅は小さくなる。事象 p および事象 n を別々に検出して求めた速度パターンは、図 5-8A に図示した混合速度パターンより大振幅となる。これは、図 5-8B と図 5-8C に図示した2つの事象のパターンの、各々の発生頻度比率の重みをつけた平均が混合速度パターンに相当するからである。図 5-8B と図 5-8C 両図においても、大きな y^+ 位置においては加速が早い時刻から起こること、

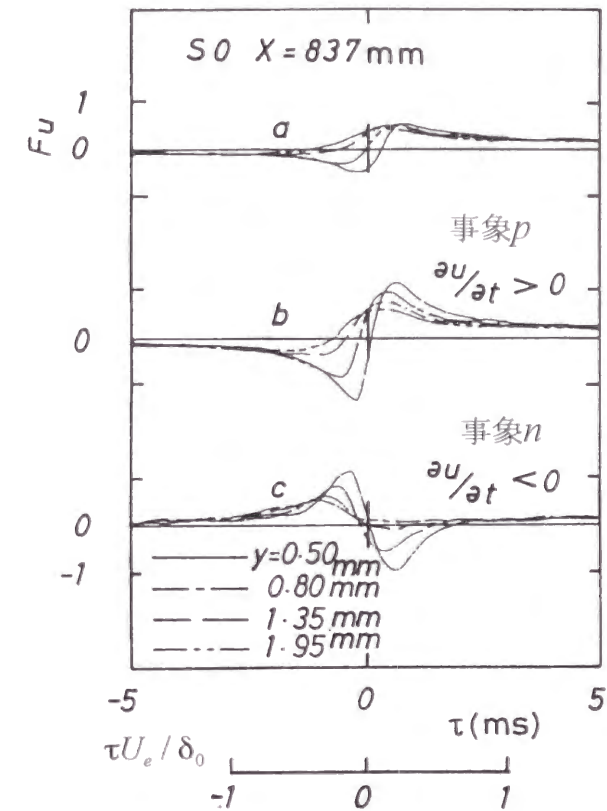


図5-8 速度パターン (S_0 , $x=837\text{mm}$)

速度の振幅が小さいことが認められる。大きな y' 位置において振幅が小さいことの1つの理由は、速度前線の傾き角が各事象毎に不規則に変化することにある。なお、大きい y' 位置において得られた事象 p および事象 n 両方の速度パターンでは、速度が負となる部分が消えているが、これも上の不規則性と関連するものと思われる。

円柱によりかく乱を与えた S_1 および S_2 の場合に対しても、同様の方法を用いて速度パターンを求めた。 S_3 の場合については、前述のようにかく乱を受けない S_0 の場合と差異が認められなかったため、以下の議論では取り上げない。図 5-9 および図 5-10 には、円柱を壁面に最も接近して挿入した S_1 の場合に対して3つの x 位置で得た結果を示す。図 5-9 は事象 p 、図 5-10 は事象 n に対するものである。 $x=87\text{mm}$ の位置はかく乱の影響が最も強く残っている場所であるが、最も壁に近い熱線によって得られたパターンには負の速度を示す部分が消失している。このことはかく乱を受けない場合と大きく異なっている。

$x=387\text{mm}$ の位置においては、かく乱を受けない場合の結果と比較的類似する状況が見出される。このことは、この流れ方向位置においてはすでに乱れの構造の観点から見て、かく乱からのある程度の回復が進行していることを示す。

図 5-11 および図 5-12 は、円柱が境界層の中ほどの高さに挿入された、 S_2 の場合の結果を示している。これらの図に示すパターンは、 S_1 の場合の $x=87\text{mm}$ の場合に認められたような、負の速度を示す部分が消失するような性質を持っていない。図 5-11、図 5-12 の $x=87\text{mm}$ における速度パターンには、組織構造に関連する急激な加速と減速を伴うパターンとともに、弱い周期的パターンが重畳して存在する。このことは事象 p および事象 n の両方のパターンに共通に認められる。丸茂ら⁽⁴⁾ の速度変動のスペクトル解析結果によると、 S_2 の場合には円柱近傍で周期的な速度変動が検出されるが、 $x=187\text{mm}$ より下流ではその影響は消失している。この周期変動は円柱から発生したカルマン渦に関係する。ここで周期的な速度変動が組織構造に関連する速度変化と位相を一致させているように見えることが注目される。5. 4. 1 節では組織運動の時間間隔について検討し、周期的変動は壁近くの組織構造の時間間隔に顕著な影響を与えな

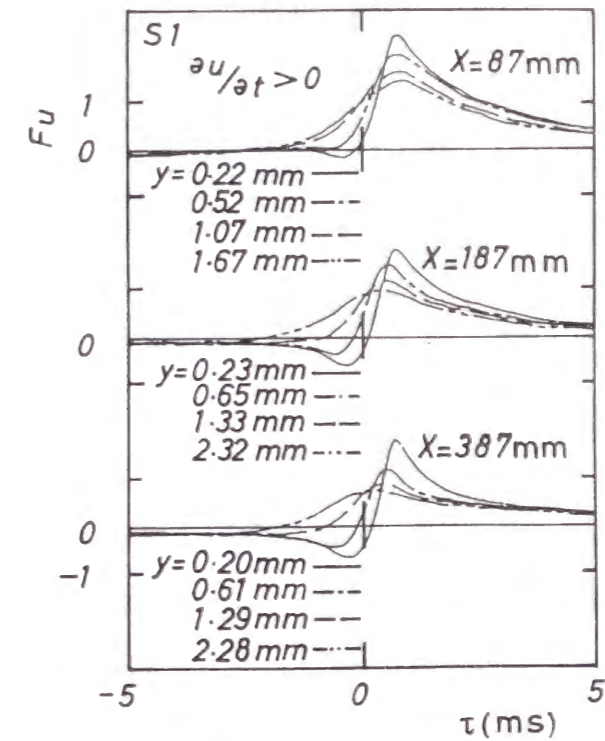


図5-9 速度パターン (S_1 、事象 p)

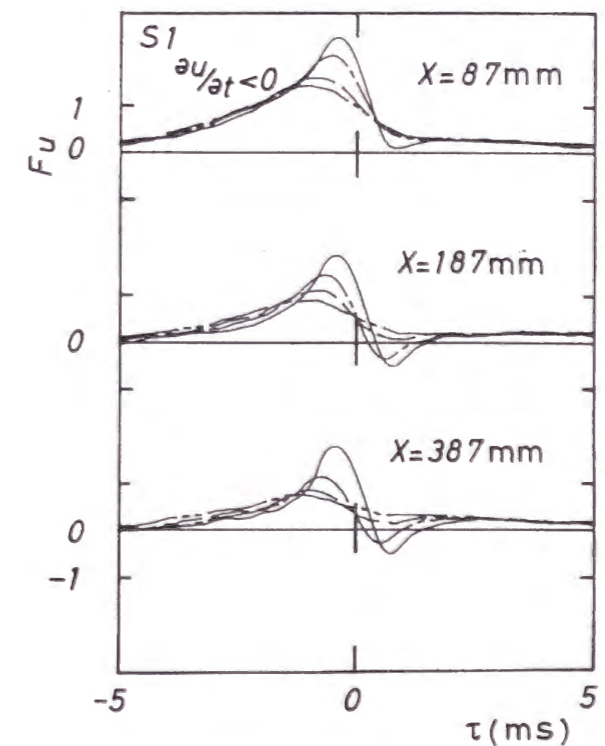


図5-10 速度パターン (S_1 、事象 n)

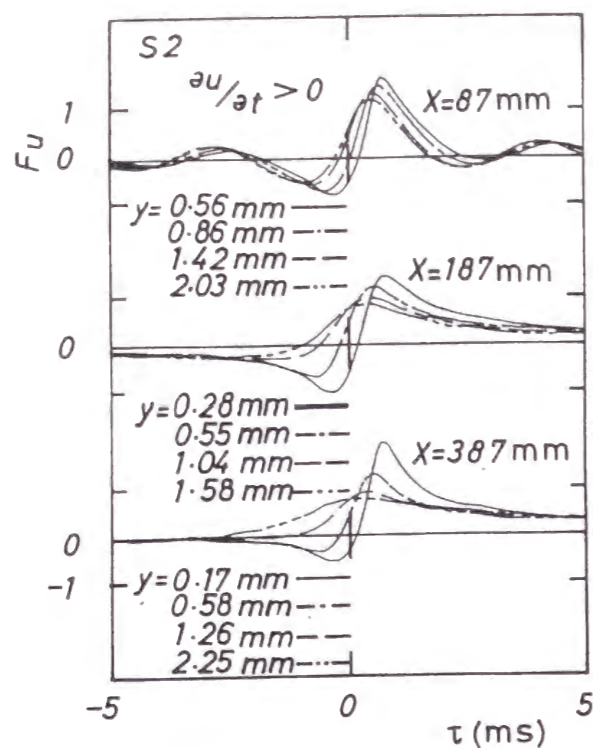


図5-11 速度パターン (S₂, 事象p)

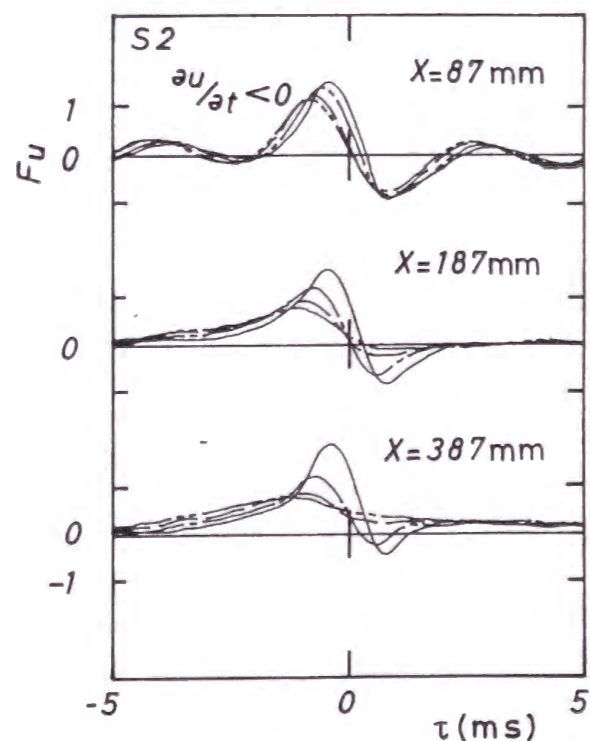


図5-12 速度パターン (S₂, 事象n)

いという結論を得た。組織運動に特有なハターンと周期的運動が同期しているように見える本節の結果は、簡単に解釈すると、5.4.1節の知見と矛盾するように見える。しかし、この矛盾は以下のように考えると説明できる。カルマン渦運動に伴う周期的速度変動は、実際には組織運動を引き起こさない。すなわち、組織運動はそれ自身の発生原理に基づいて発生しており、周期的速度変動の発生とは独立に生じる。けれども、組織運動と、周期的速度変動が時間的に接近して発生する場合に限って、位相的に同期するものと考えられる。かかる同期は全く統計的挙動として発生するので、連続する事象間の時間間隔の分布の上では対数正規分布からの顕著な変形はもたらさない。しかしながら、条件つき平均を施した速度パターンの上にはこの位相同期現象の痕跡が残されることになる。

$x=187\text{mm}$ において得られる速度パターンは再び S_0 の場合に得られた結果とほぼ同一となっている。それゆえ、壁近傍領域の組織運動においても、この位置ではすでに円柱によって与えられたかく乱からのある程度の回復が進行していることがわかる。

5.4.3 瞬時における空間的速度分布

前節までに議論した時間軸に沿う速度パターンを瞬間的な速度の空間分布に変換して、以下に検討を加える。この変換にあたって、流体要素は特定の変動速度を保ったまま長時間平均速度 U に乗って下流に運動すると仮定し、

$$x_p = U(y)\tau \quad [5-8]$$

の座標変換を行うことにする。ここで x_p は空間座標、 U は壁からの距離 y における平均速度、 τ は事象が検出される時刻の前後の実時間である。渦の対流速度が平均速度に等しいとする仮定と乱流の凍結状態の仮定との二つは、定量的には十分正しいとは言えないが、この変換は、前節までに議論された速度パターンの傾向を概観する上で極めて有効である。この変換によって x_p - y 平面内に変動速度の等高線を描くことができる。速度の等高線が密に分布している領

域を速度前線と呼ぶことにする。速度前線は時間とともに下流に移動するが、空間に固定された点で速度を観測すると、前線の通過とともに速度が急変し、これが前節に述べた加速あるいは減速で特徴づけられる事象の発生に対応することになる。図 5-13 から図 5-15 にかけて、壁に最も近い y 位置の熱線によって事象が検出された瞬間の、その周辺の速度の空間分布を示した。縦軸は壁からの距離 y 、横軸は [5-8] 式の x_p である。これらの図では、変動速度を u' で無次元化して示してある。先に述べたように事象の発生と速度前線の通過とは対応しているので、 $x_p = 0$ の近傍に速度の等高線が密に分布する前線が認められる。図 5-13 は S_0 の場合、図 5-14 は S_1 の場合、図 5-15 は S_2 の場合の結果を示す。図 5-13 は、事象 p が検出される瞬間には、高速の流体塊が低速の流体塊にのしかかるように流れていることを示している。これら 2 つの流体塊の界面では速度の等高線が密に分布しており、速度の加速前線、すなわち大きなせん断層が形成されている。加速前線は法線方向より下流に傾いており、その傾きは下流方向の壁面から測った角度にして $10 \sim 20$ 度である。この傾き角の大きさは、Falco⁽⁹⁾、Brown と Thomas⁽¹⁰⁾ らの可視化実験による値と一致している。事象 n の場合には、高速の流体塊は低速の流体塊を引きずるように流れる。速度が減少する前線は余り明瞭ではないが、速度正の等高線群の傾き角は壁の近くでは $10 \sim 20$ 度の間である。 $x_p = 0$ のすぐ下流では、瞬間的な速度変動の垂直方向勾配は負である。この領域において平均速度の y 方向の勾配は大きいから実際の瞬間速度勾配は負ではないが、この領域においてスパン方向渦度の値が減少していることが分かる。

図 5-14 に示した S_1 の場合の特に $x=87\text{mm}$ の位置の速度の空間分布は、正の速度の等高線のみが現れる点が特徴である。これは、この場所においては速度パターンの上に負の速度が現れないという、前述の事柄と対応している。高速流体塊の流れ方向の寸法は、図 5-13 におけるそれと比べると小さくなっている。このことは、この場所においては乱れの長さスケールが減少しているとする丸茂ら⁽⁴⁾ による統計的研究の結果と整合する。加速と減速の前線の傾き角は S_0

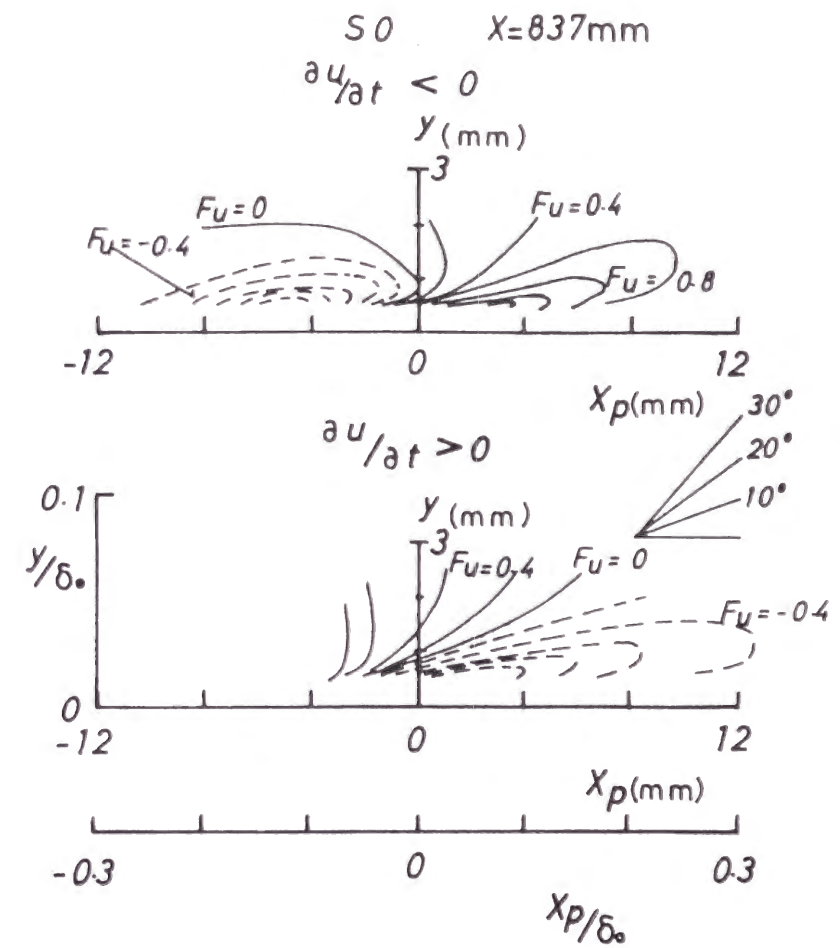


図5-13 条件付き平均速度の空間パターン (S_0)

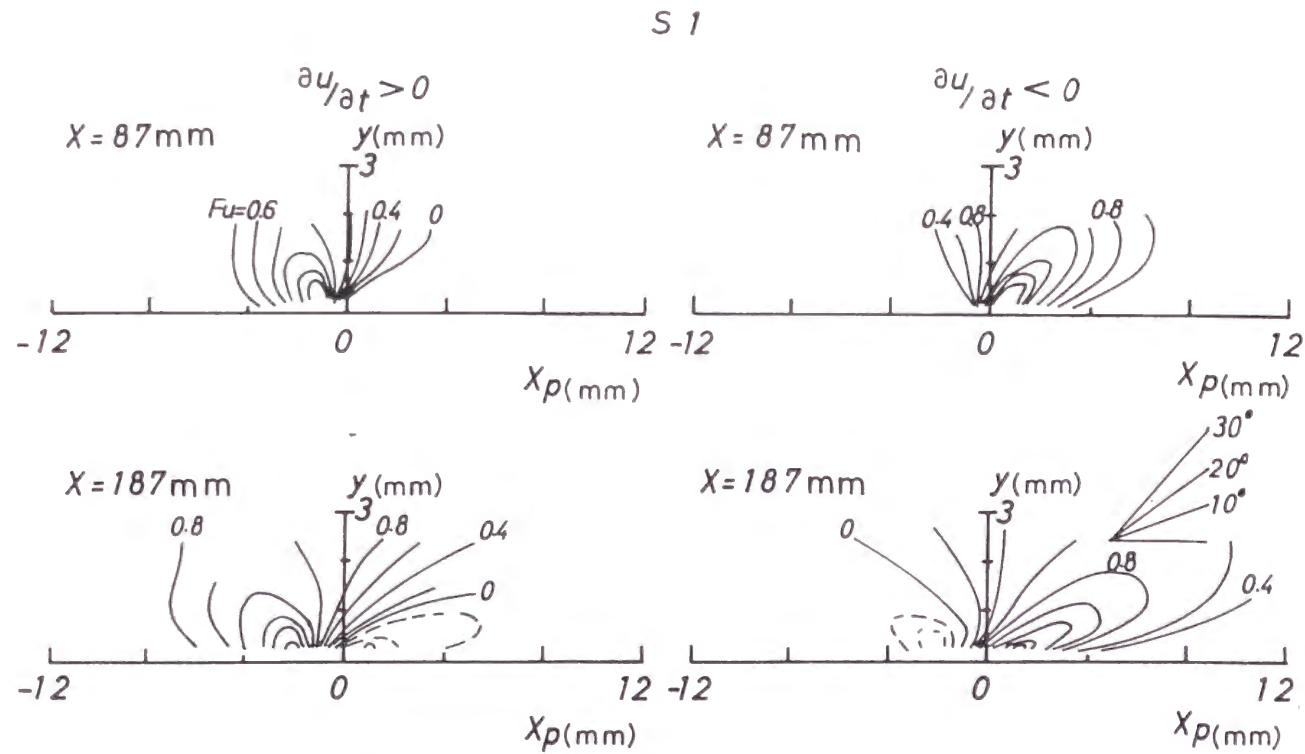


図5-14 条件付き平均速度の空間パターン (S₁)

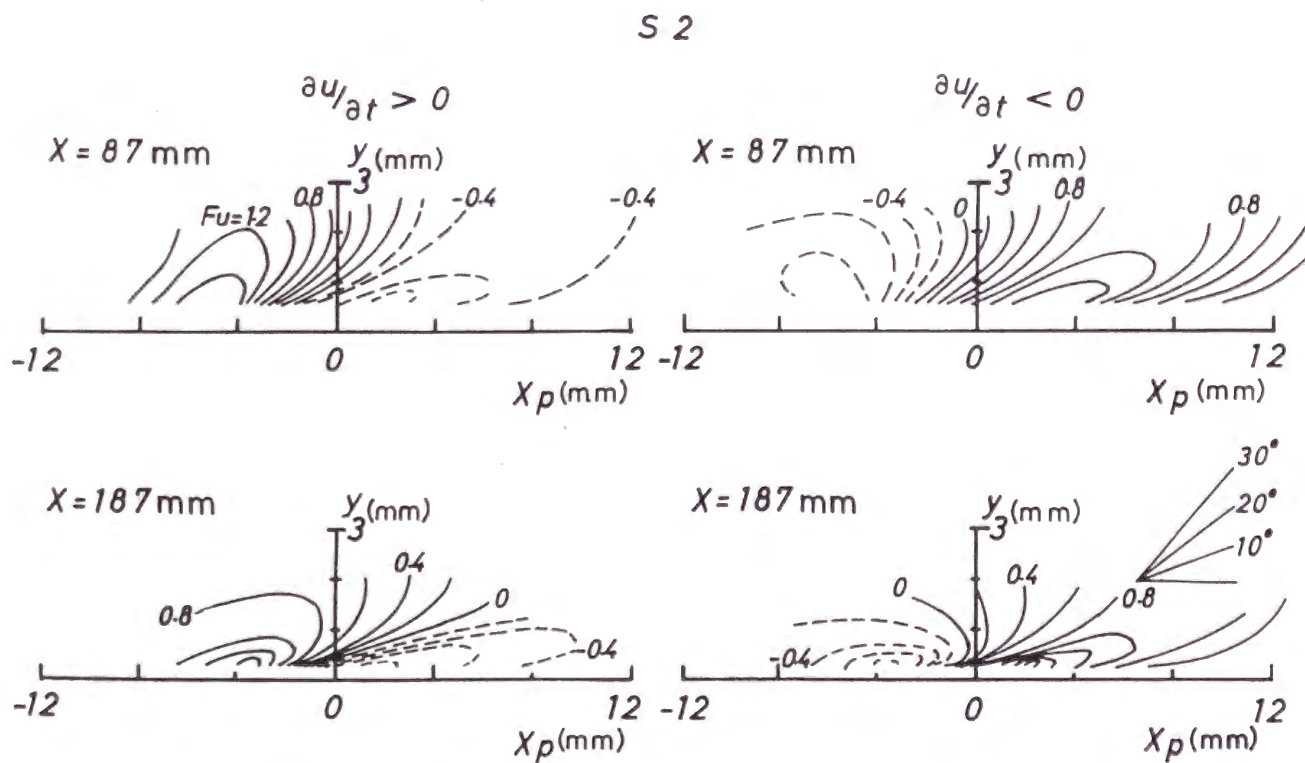


図5-15 条件付き平均速度の空間パターン (S₂)

の場合と比べて大きくなっている。これは、先に指摘した y の大きい位置の熱線から得られる速度パターンが時間的に早く立ち上がる傾向が、この場合に明瞭でないことと関連しており、先に述べた周期的変動との同期現象と関係するのではないかと推定される。

S₂の場合の同様の結果を図5-15に示す。x=87mmにおける空間的分布は、事象 p 、事象 n のいずれについても、図5-13や5-14に示された結果とは異なっており、高速領域と低速領域が交互に現れている。この現象は、図5-11および図5-12のx=87mmにおける速度パターンで指摘したように、周期的な速度変動が組織運動に伴う速度変動に同期している結果の反映である。S₂の場合のx=87mmの位置では、S₁の場合と同様に速度前線の傾き角はS₀の場合より大きくなり、約20~30度の値を持っている。

5. 4. 4 速度前線の傾き角の不規則性

以上議論した加速あるいは減速の前線の傾き角は、平均速度パターンを変換して得た速度の瞬間的空間分布に対する値であった。この角度が事象ごとどのように変化するかを検討するのは興味深いと思われる。この目的を達するために、各事象ごとの瞬間的な前線を、4つの熱線で得られた速度パターンそれぞれにおける最大加速度点をつなぐ空間座標上の線と定義して、その傾き角を求めた。この時の時間軸から空間座標軸への変換に当たっては、前に用いた2つの仮定を同様に使用した。なお、瞬間的な加速度を算出するために、 7×10^{-4} 秒の時間間隔に対する平滑化を行った速度信号を用いた。図5-16は、そのようにして決定された加速前線の傾き角 ϕ の頻度分布を示す。以下では加速前線に対する結果のみを提示するが、以下の説明は減速前線に対しても適用できる。図中の角度 ϕ は平板の法線から測った角度であり、その値が正であれば下流側への前傾角、またその値が負であれば後傾角である。加速前線の傾き角度は予想されたようにばらついている。しかしながら、かなりの部分は、平均速度パターンから得られた空間分布で指摘した平均値の周りに集中している。1つの

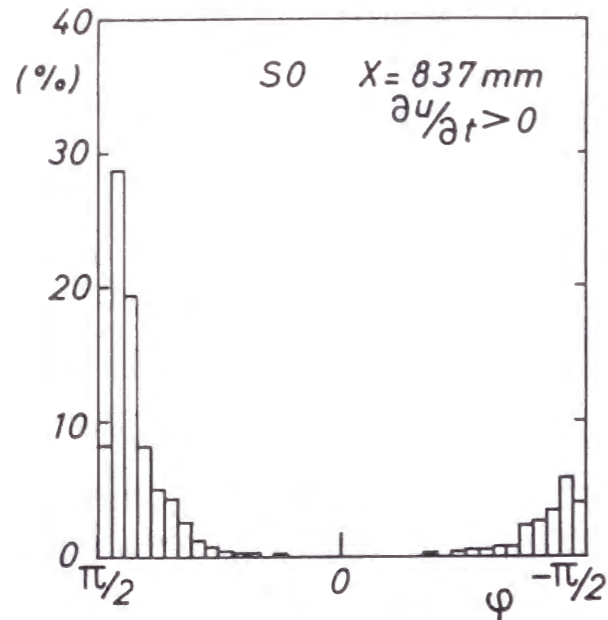


図5-16 速度前線の傾き角の分布 (S₀)

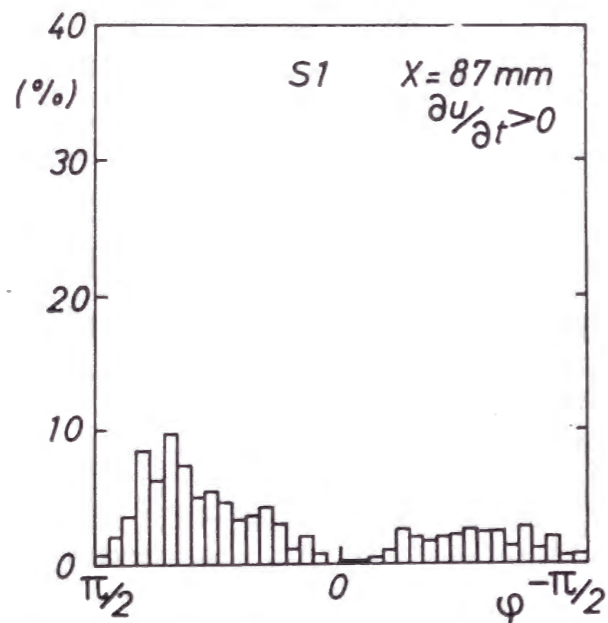


図5-17 速度前線の傾き角の分布 (S₁, x=837mm)

驚くべき結果は、 ϕ がしばしば $-(\pi/2)$ 近くの負の値をとることである。実際に4つの信号を再生してみると、壁から遠い側の熱線の信号で加速前線を検出する時刻が、壁に最も近い熱線で加速前線を検出する時刻よりかなり遅れることが観測されるので、これは信号処理上の誤りではない。

図5-17は、S₁の場合のx=87mmの位置で得た同様の結果を示す。S₀の場合よりもさらに大きな傾き角のばらつきが観測される。また、図5-16に示したS₀の場合と比較すると、瞬間的傾き角の平均値は大きくなっている。同様の傾向は、S₂の場合についても観測される。それゆえ、かかる傾向は壁の近くの乱流の組織構造に及ぼすかく乱の影響の1つであると考えられる。

ここで議論した傾き角のばらつきは、壁に最も近い位置の熱線からの信号とその他のより高い位置に置いた熱線から得た信号の間の位相差のばらつきに起因する。したがって壁に最も近い位置の熱線からの信号を基準に、壁から離れた位置の熱線信号からの速度パターンを構成すると、平均操作の過程で速度が急変する性質は弱められる可能性がある。このことは、高いy位置に置いた熱線信号から得た速度パターンの上で変化の振幅が小さくなり、加速度が小さくなることにつながっている。

5.5 結言

4本の熱線から成るプローブから得られる速度信号に修正VITA法を適用することによって、円柱によりかく乱を与えた乱流平板境界層中の壁近傍の組織構造の検討を行い、円柱によりもたらされるかく乱が組織的乱流運動にいかの影響を及ぼすかを明らかにした。

急速な加速を伴う事象と急速な減速を伴う事象相互の発生個数比率は、円柱によって引き起こされるかく乱によっては顕著には影響されない。2つの連続する事象の間の時間間隔は1回ごとに大きく変化し、それは概ね対数正規分布に従う。周期的な速度変動が顕著に存在する場合にもこのことは変わらず成立するので、カルマン渦が組織流体運動の引き金となるとは考え難い。しかしな

がら、周期的な速度変動と組織的運動とが互いに時間軸上で接近して発生する場合には双方が同期する可能性はある。1つの組織運動の事象は、時間軸上でそれより先立つ事象や、それに引続く事象にはほとんど影響されることはない。それゆえ、組織的運動に伴う速度パターンは、それぞれの事象の発生検出時点の直前直後の信号から構成することが適当である。このようにして構成した平均速度パターンに及ぼすかく乱の影響を、2つの単純な仮定の下で変換した速度の空間分布パターンの上で議論した。その結果次のことが明らかになった。円柱挿入によるかく乱は、加速あるいは減速の前線の傾き角を広く分散させ、また前線の傾きを垂直姿勢に近づかせる。組織的な乱流運動の幾つかの特性は円柱の高さ方向挿入位置によって影響を受ける。円柱が壁の近くに置かれた場合には、組織的な乱流運動に伴う平均速度パターンの上では負の速度を持つ部分が消滅するが、円柱が中程度の高さにある場合には、正と負の速度の部分が交代に現れる。境界層の外端近くに円柱を置いた場合には、かく乱を受けない乱流境界層と比べて乱れの統計的性質は顕著に異なっているが、本章で検討した壁近傍乱れの組織的構造に関してはすべての面において、かく乱による顕著な影響は見られなかった。

参考文献

- (1) Clauser, F.H., "The Turbulent Boundary Layer", *Advance of Applied Mechanics*, 4, Academic Press, (1956) p1
- (2) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "A Turbulent Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", *J. Fluid Mech.*, 87, (1978), pp.121-141
- (3) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第1報、一点二次相関量の測定）」、*日本機械学会論文集B編*、46巻407号、(1980)、pp.1211-1219
- (4) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・絹田秀敏・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層（第2報、乱れ運動エネルギーの生成率と消散率）」*日本機械学会論文集B編*、46巻407号、(1980)、pp.1220-1228

- (5) Senda, M., Horiguchi, S., Suzuki, K. and Sato, T., "A Structural Study on a Turbulent Boundary Layer with Transpiration", *Proc. 3rd Symposium on Turbulent Shear Flows* (1981a)
- (6) Blackwelder, R.F. and Kaplan, R.E., "On the Wall Structure of the Turbulent Boundary Layer", *J. Fluid Mech.*, 76-1, (1976), p89
- (7) Senda, M. and Suzuki, K., "Pattern Recognition Study of Coherent Motion in a Transpired Turbulent Boundary Layer", *Proc. 7th Biennial Symposium on Turbulence* (1981b)
- (8) Johansson, A.V. and Alfredsson, P.H., "On the Structure of Turbulent Channel Flow", *J. Fluid Mech.*, 122, (1982), pp.295-314
- (9) Falco, R.E., "Coherent Motions in the Outer Region of Turbulent Boundary Layers", *Phys. Fluids*, 20-10 Pt.II, (1977), pp.S124-S132
- (10) Brown, G.L. and Thomas, A.S.W., "Large Structure in a Turbulent Boundary Layer", *Phys. Fluids*, 20-10 Pt.II, (1977), pp.S234-S252

第6章 運動量輸送と熱輸送の非相似性に関する乱流構造

6.1 緒言

第3章では、円柱によりかく乱を与えた乱流境界層において2方向の速度成分と温度を同時測定し、運動量と熱の乱流輸送がかく乱によってどのような変化を受けるかについて統計量の観点から調べた。かく乱を受けた境界層における摩擦係数の減少はそれ自身が有用な知見であって流体力学における一つのトピックとなっており (Zhou and Squire⁽¹⁾, Mumford and Savill⁽²⁾)、この運動量輸送の低下が組織的運動とどのように関連するかは検討に値する。乱流境界層の乱流を制御する手段として、リブレット^{(3)~(4)}、大きなスケールの渦を破壊する目的で挿入する薄板^{(5)~(8)}がある。いずれの場合にも壁面摩擦係数はわずかに減少することがわかっている。ここで取り上げる円柱挿入も一種の乱流制御手段としてとらえることができる。これらの手段を用いた場合に、熱伝達特性がいかに変化するかについても研究があるが^{(9)~(10)}、組織的構造との関係を詳細に検討した例は少ない。

さきに指摘したように、かく乱のために運動量輸送は低下するいっぽうで、熱伝達率は増大する非相似性が発生するが、これが組織的運動とどのように関連するかは未知の問題である。そこで本節では、非相似性が顕著な S_1 の場合をかく乱のない S_0 の場合と対比しつつ組織的流体運動がかく乱によってどのように変化するかを調べた後、運動量輸送と熱輸送との非相似性が流体運動の性質とどのように関連しているかについて検討を加える。

この目的では、本節では象限分析法を用いることにする。象限分析法は、運動パターンを分類し、注目する量のパターンごとの条件つき平均を論じるもので、特定の流体運動がその量とどの程度強く関連するかを定量的に調べる目的には有効である。本章においては、かく乱を与えない境界層の条件付き平均を論じた後、かく乱の影響を示し、運動量輸送と熱輸送との非相似性について議論する。

6.2 象限分析に基づく条件付き平均手法

LuとWillmarth⁽¹¹⁾ およびSendaら⁽¹²⁾ による4象限分析に従って、本研究では同時測定した u と v の速度変動と温度変動信号に8象限分析を適用した。図6-1はこの分析方法について説明するためのものである。ある瞬間の変動速度ベクトル (u, v) はこの uv 平面上の1点として表わすことができる。この平面をいくつかの領域に区分し、任意のベクトルがどの領域に所属するかの指標となる指標関数(注目する領域に所属すれば1それ以外では0の値をとる)を定義する。このような条件を課す理由は、流れの可視化観察で特徴を見出しやすい運動、例えばイジェクション運動やスイープ運動を他の流体運動から区分することが目的である。さらに注目する量 Q に指標関数を乗じたもののアンサンブル平均を計算し、その正負、大きさを調べれば、こうした特徴あるそれぞれの要素運動が注目する量とどの程度強く関連するかを判定することができる。 Q には指標関数を誘導するために用いた速度をあてる場合もあるし、それに直接関係しない量をあてる場合もある。

速度信号のみを対象とする4象限分析法では、 u と v が uv 平面上のどの象限に対応するかによって瞬間的な流体運動を以下のように分類し、呼称する。

i	u	v	呼称
1	+	+	outward interaction
2	-	+	ejection
3	-	-	wallward interaction
4	+	-	sweep

瞬間的な流体運動を4象限の中で分類するために、指標関数 Iq_i を

$$Iq_i = \begin{cases} 1 & (u \text{ と } v \text{ の符号が } uv \text{ 平面の } i \text{ 番目の象限に対応する場合}) \\ 0 & (\text{それ以外}) \end{cases} \quad [6-1]$$

と定義する。 uv と $v\theta$ の条件付き平均を以下のように定義する。

$$\widetilde{uv}_i = \overline{Iq_i uv} \quad [6-2]$$

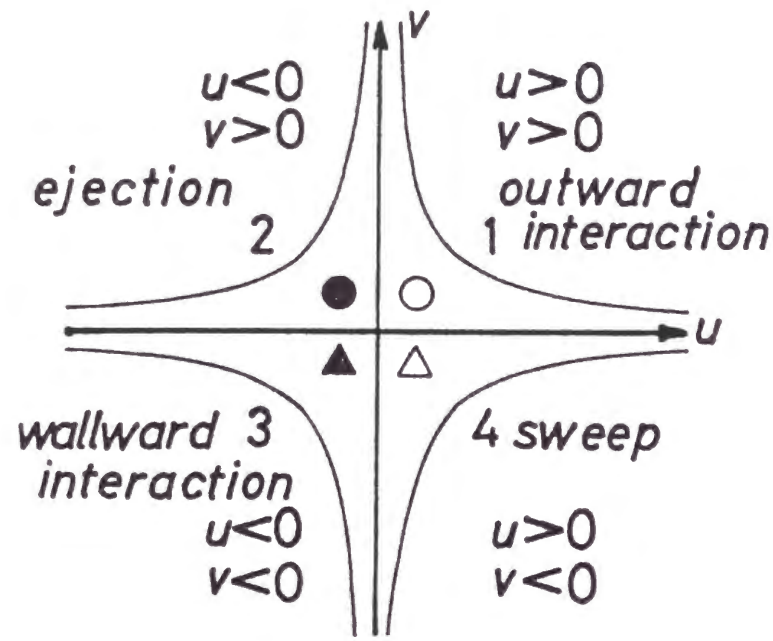


図6-1 象限分析の概念図

$$\overline{v\theta}_i = I_q v\theta \quad [6-3]$$

ここで、上付き棒線は、測定データ全体にわたるアンサンブル平均を表す。従来の意味の \overline{uv} や $\overline{v\theta}$ は可能なすべての*i*に関して \overline{uv}_i や $\overline{v\theta}_i$ を加算したものに相当するので、この条件付き平均値は、乱流による運動量輸送と熱輸送に対して、4つの象限に分類された各流体要素運動がいかなる大きさの寄与をするかを見るのに便利である。

これに加えて、ホール寸法パラメータと呼ばれる敷居値*H*と、もう一つの指標関数 $I_a(H)$ を導入する。

$$I_a(H) = \begin{cases} 1 & (|uv| > H u'v') \\ 0 & (\text{それ以外}) \end{cases} \quad [6-4]$$

この $I_a(H)$ は、 uv の積が大となる強い流体運動を弱い運動から区別するために使用する。

本章の検討は乱流熱伝達の機構を解析することが目的であるから、 u, v, θ 3信号に関する8象限分析を行うものとし、その目的のために第3の指標関数を導入する。すなわち

$$I_{o_j} = \begin{cases} 1 & (u, v, \theta \text{ の符号が } uv\theta \text{ 空間の } j \text{ 番目の象限に対応する場合}) \\ 0 & (\text{それ以外}) \end{cases} \quad [6-5]$$

測定された瞬時速度・温度変動は、 I_{o_j} を用いて下表のように8象限の一つに以下のように分類し、呼称する。また、以下の説明で使用する略称も表中に記載してある。

<i>j</i>	<i>u</i>	<i>v</i>	θ	呼称	略称
1	+	+	-	cold-outward interaction	CO
2	-	+	-	cold-ejection	CE
3	-	-	-	cold-wallward interaction	CW
4	+	-	-	cold-sweep	CS
5	+	+	+	hot-outward interaction	HO
6	-	+	+	hot-ejection	HE
7	-	-	+	hot-wallward interaction	HW
8	+	-	+	hot-sweep	HS

各信号の符号を検討すると第2, 4, 6, 8象限に分類される運動は $-uv$ に（従って運動量輸送に）正の寄与をし、第1, 3, 5, 7象限に分類される運動は $-uv$ に負の寄与をすることがわかる。いっぽう第3, 4, 5, 6象限に分類される運動は $v\theta$ に（従って熱輸送に）正の、また第1, 2, 7, 8象限に分類される運動は $v\theta$ に負の寄与をする。例えば第4象限に属するCS運動と第6象限に属するHE運動は運動量輸送と熱輸送双方に正の寄与をすることになる。一方、第1象限のCO運動と第7象限のHW運動は運動量輸送と熱輸送双方に負の寄与をする。

6. 3 結果と考察

6. 3. 1 4象限に分類した組織的運動

まず初めに、乱流せん断応力 \overline{uv} と乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ の条件付き平均が空間的にどのように分布するかについて議論する。ここでまず、[6-2], [6-3]で表わされる4象限分析による条件付き平均を考えるものとする。図6-2と図6-3は、かく乱を与えない境界層 S_0 の場合に測定された \widetilde{uv}_i と $\widetilde{v\theta}_i$ それぞれの y 方向分布を示す。図示した値は主流速度 U_e 、主流と壁との温度差 $\Delta\theta_e$ で無次元化してある。図6-2と図6-3によれば、境界層の全域において、イジェクション運動とスイープ運動が主として運動量と熱を輸送しており、外向きと壁向きインタラクション運動からの寄与は小さいことがわかる。図6-4と図6-5は、かく乱を与えた S_1 の場合の、 $x=87\text{mm}$ の位置において測定された \widetilde{uv}_i と $\widetilde{v\theta}_i$ それぞれの分布を示す。かく乱を与えない S_0 の場合と比較して、 \widetilde{uv}_i と $\widetilde{v\theta}_i$ は円柱によってもたらされるかく乱のためにいずれの象限においても大きくなっていることがわかる。

さらに注意深く図6-4を検討すると、いくつかの点を指摘することができる。図6-4に示すかく乱を与えた場合には $y=12\text{mm}$ の近くで、すべての \widetilde{uv}_i の分布にピークが存在している。 \widetilde{uv}_2 （イジェクション運動）と \widetilde{uv}_4 （スイープ運動）のピークは、挿入された円柱の上側の剥離点から発生したせん断層における強い流体運動の存在を示している。またかく乱のある場合には、 \widetilde{uv}_1 と \widetilde{uv}_3 は $-\overline{uv}$ に対して無視できない負の値を持つことがわかる。

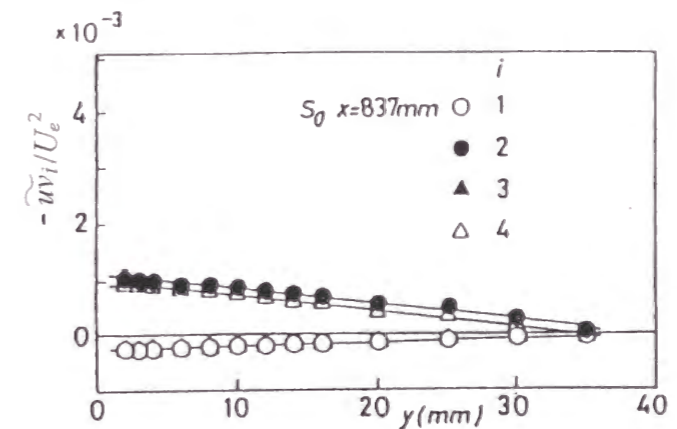


図6-2 $-\overline{uv}$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_0)

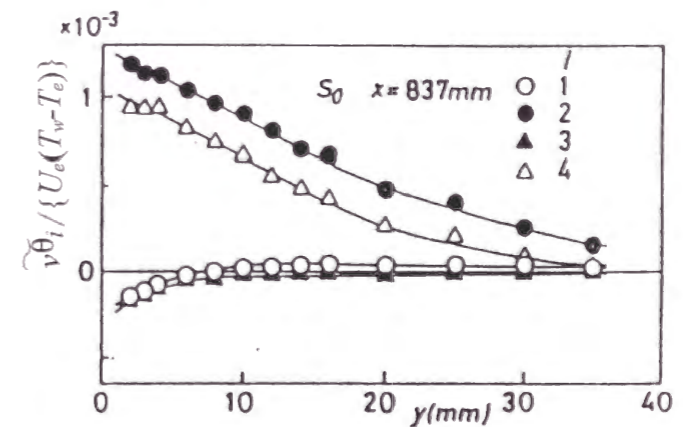


図6-3 $\overline{v\theta}$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_0)

熱線プローブの寸法上の制約があり、 $y=2\text{mm}$ より壁近くの測定はできなかったが、得られている \widetilde{uv}_i の y 方向分布の情報を用いて壁近傍の状態を推定してみる。まず \widetilde{uv}_2 と \widetilde{uv}_4 は、壁に最も近い測定点である $y=2\text{mm}$ においてもかく乱を受けない場合のそれよりも大きな値を持つものの、この位置から壁に近づくにつれて急速に減少する傾向がある。一方、 \widetilde{uv}_1 と \widetilde{uv}_3 は大きな負の値を持ち、 y 方向の変化は小さい。得られたデータの y 方向分布をわずかに壁面に向かって外挿すると、外向きインタラクション運動及び壁向きインタラクション運動による $-\overline{uv}$ に対する負の寄与は、スイープ運動とイジェクション運動による正の寄与に打ち勝つように思われる。先に述べたように、かく乱を受ける境界層のこの位置では、壁面摩擦はかく乱を受けない場合に比べて小さくなっている。外向きインタラクション運動及び壁向きインタラクション運動の強化は、かく乱を受ける場合の壁面摩擦の減少の説明を与えるものと考えられる。

一方図6-5によれば、境界層内の $\overline{v\theta}$ の値に対し外向きインタラクション運動及び壁向きインタラクション運動は、大きな寄与をしていない。 $\widetilde{v\theta}_i$ の y 方向分布を外挿して壁面近傍の状況を推定しても、外向きインタラクション運動と壁向きインタラクション運動は乱れ熱流束 $\overline{v\theta}$ に対して顕著な寄与はしていないようである。これら2つの干渉運動は、 $y=16\text{mm}$ 近くの位置においては $\overline{v\theta}$ に対し寄与をするが、お互いに逆の符号を持っており、両インタラクション運動の合算した寄与は小さい。いっぽうイジェクション運動とスイープ運動は $\overline{v\theta}$ を増大させており、かく乱によって熱輸送は促進されていることが説明できる。

以上の事柄をまとめると、外向きインタラクション運動及び壁向きインタラクション運動は常に運動量輸送に負の寄与をなすが、熱輸送に対しては顕著な寄与をしない。円柱によるかく乱の影響により両インタラクション運動は強化される。その結果運動量輸送は低下するが熱輸送はさほど低下しない。従って運動量輸送と熱輸送との非相似性をもたらす鍵になる組織的運動は、インタラクション運動であると考えられることができる。

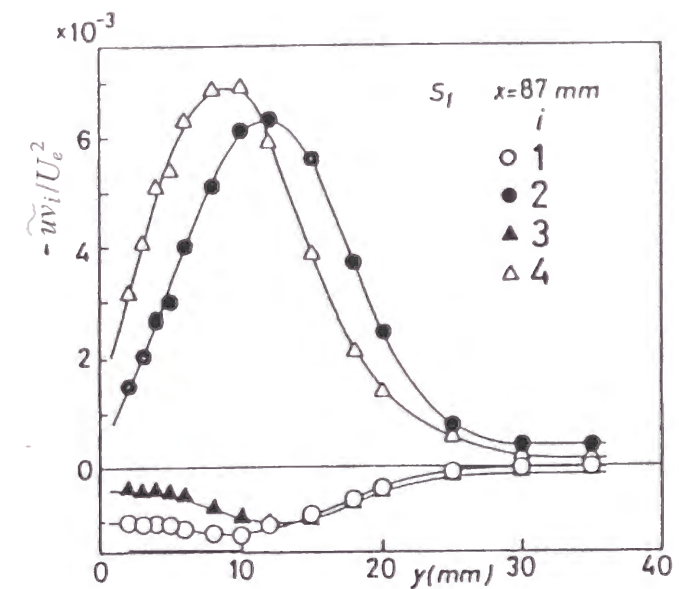


図6-4 $-\overline{uv}$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_i)

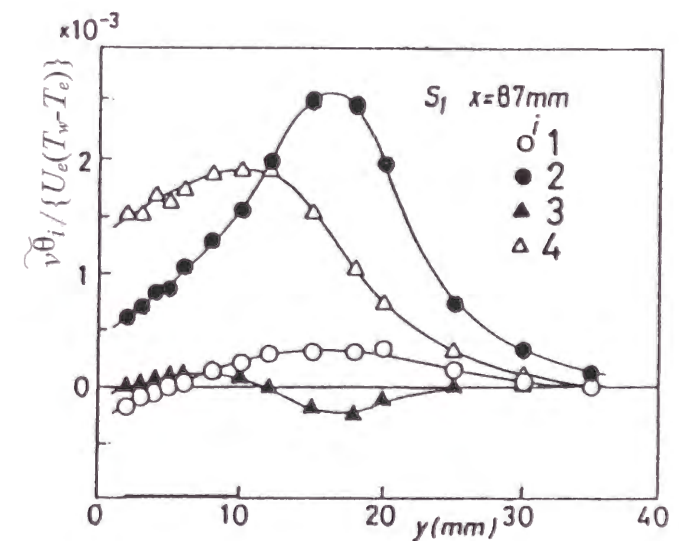


図6-5 $\overline{v\theta}$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_i)

6. 3. 2 4象限とホールに分類した組織的運動

ここで、摩擦係数と熱伝達率と深く関連する壁近傍の速度・温度変動についてさらに詳しく検討する。測定点は壁から2mm離れた点であり、対応する y^+ の値は、かく乱によって摩擦係数が変化するので一様ではないが38から67の範囲である。本節での検討では、大きな uv の値を与える流体運動を他のものと区分するために、指標関数 $Ia(H)$ を用いる。いま、速度変動2成分の積 uv が $Hu'v'$ に等しいか、それより小さい運動を簡略化して「弱い運動」と呼び、そうでないものを「強い運動」と呼ぶことにする。この二つを区分する基準となる値が H である。図6-6から図6-9の横軸は H の大きさを示す。これらの図中の実線は、弱い運動の時間分率 $\langle T \rangle$ を表わし、次のように定義される。

$$\langle T \rangle (H) = 1 - \overline{Ia(H)} \quad [6-6]$$

図6-6から図6-7の破線は次式で定義され、弱い運動の \overline{uv} に対する寄与率 $\langle uv \rangle$ を示す。

$$\langle uv \rangle (H) = \frac{1}{\overline{uv}} \overline{(1 - Ia(H))uv} \quad [6-7]$$

図6-8から図6-9の破線は、[6-7]と類似の定義で、弱い運動の $\overline{v\theta}$ に対する寄与率 $\langle v\theta \rangle$ を示す。すなわち、

$$\langle v\theta \rangle (H) = \frac{1}{\overline{v\theta}} \overline{(1 - Ia(H))v\theta} \quad [6-8]$$

図6-6で、 $H=2$ の場合の実線と破線を比較すると、弱い運動は90%以上の時間分率を占めていても、 \overline{uv} や $\overline{v\theta}$ に対する寄与は0.5以下にすぎないことがわかる。言葉を換えて言うと、強い運動は運動量と熱の輸送の両方に顕著な寄与をするが、時間のうえではごくわずかな比率しか存在していない。このような集中化

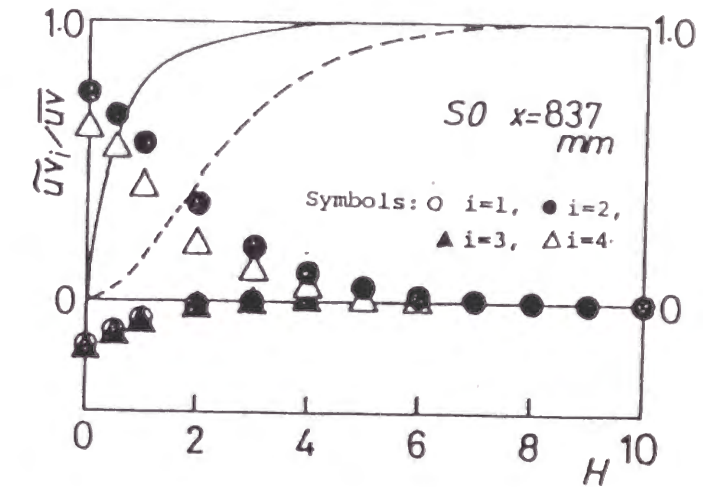


図6-6 $-\overline{uv}$ への第 i 象限からの寄与分率 (S_0)
実線：ホールからの寄与、破線：ホールの時間分率

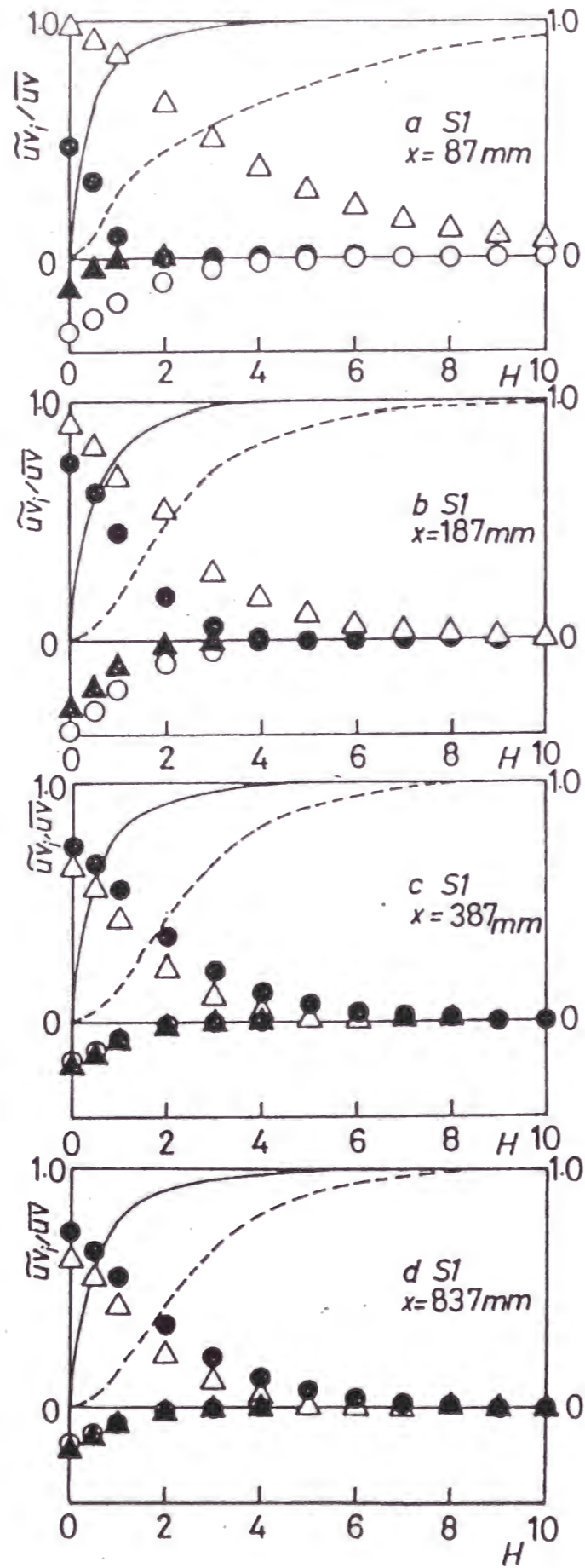


図6-7 $-\overline{uv}$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_1)

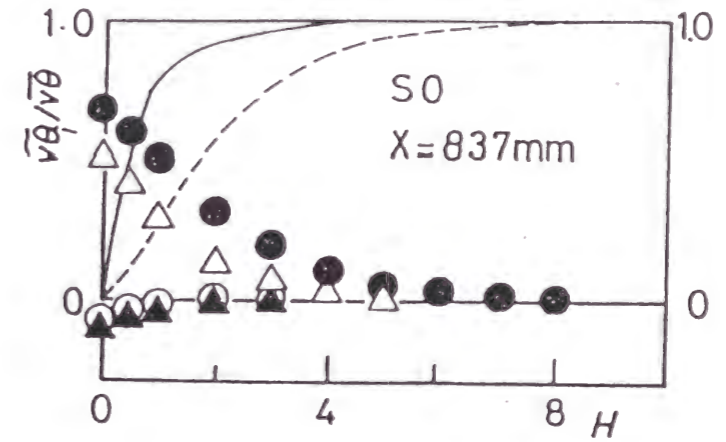


図6-8 $v\theta$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_0)
実線：ホールからの寄与、破線：ホールの時間分率

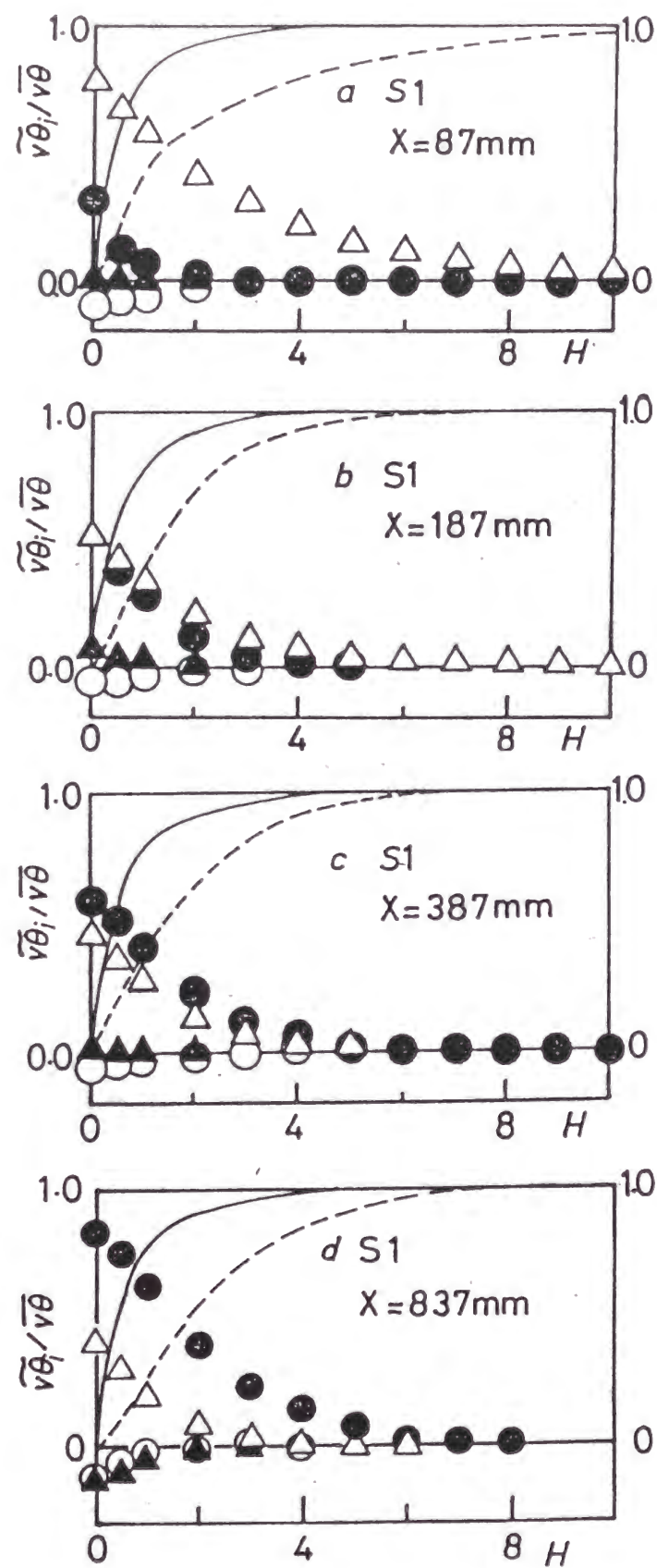


図6-9 $\bar{v}\theta$ への第*i*象限からの寄与分率 (S_1)

は壁近傍の乱れに一般的であり、かく乱を受けない場合と受ける場合を表す図6-6から図6-9のいずれの図にも共通して認められる性質である。

図6-6と図6-7では、かく乱を受けない場合と受ける場合について、4象限へ分類した分析結果を記号で示してある。ここで、 \bar{uv} に対する uv 平面の各領域からの寄与を次式のように計算した。

$$\bar{uv}_i(H) = \overline{Iq_i I\alpha(H) uv} \quad [6-9]$$

図6-8、図6-9には、各々の象限から $\bar{v}\theta$ に対する同様の寄与を示す。

$$\bar{v}\theta_i(H) = \overline{Iq_i I\alpha(H) v\theta} \quad [6-10]$$

ここで H が増大するとともに uv に対するしきい値は大きくなり、各象限に属するデータ数は減るので、 $\bar{uv}_i(H)$ の値は0に近づく傾向がある。

壁近傍の組織的構造に及ぼすかく乱の影響を明らかにするため、まず $x=87\text{mm}$ 、 $y=2\text{mm}$ の位置で得られた結果、図6-7(a)に注目する。いま $H=2$ において $\bar{uv}_i(H)$ の値を相互に比較してみると、 $\bar{uv}_4(H)$ (スイープ運動) は大きな正の値、 $\bar{uv}_1(H)$ はそれと比べると小さな絶対値をもつ負値を示し、 $\bar{uv}_2(H)$ と $\bar{uv}_3(H)$ はほぼ0となっている。それゆえ、この場合には、強い運動はほとんどがスイープ運動と外向きインタラクション運動とからなっており、イジェクション運動に分類される変動は \bar{uv} に大きな寄与をしないことがわかる。かく乱を受けない場合や壁面吹き出しを伴う境界層 (Sendaら⁽⁴⁾) において、強い運動はイジェクション運動またはスイープ運動のどちらかに該当するという結果が得られているが、今回の知見はそれとは異なっている。

図6-9(a)から、同じ位置における組織的運動の $\bar{v}\theta$ に対する寄与を検討すると、どの H の値においても外向きインタラクション運動と壁向きインタラクション運動は $\bar{v}\theta$ に顕著な寄与はしないことがわかる。

次にかく乱の影響からの回復過程について検討する。図6-7(a)から6-7(d)、図6-9(a)から6-9(d)を概観すると、かく乱を受ける場合にはかく乱を受けない場合(図6-6と6-8)と比較すると、 $x=87\text{mm}$ (図6-7(a)と図6-9(a))の位置で両者の差異が最も大きいことがわかる。 $x=387\text{mm}$ (図6-7(c)と図6-9(c))の位置では、かく乱を受ける場合の結果は受けない場合のそれとはほとんど同じになっている。それゆえ、壁面近傍の組織的運動は、この位置で円柱によって与えられるかく乱から回復していると考えることができる。

6. 3. 3 8象限に分類した組織的運動

残された問題の一つは、イジェクション運動とスイープ運動が運動量と熱を効果的に輸送するのに、外向きインタラクション運動と壁向きインタラクション運動は運動量輸送に負の寄与をしながら熱輸送にほとんど寄与しないかということである。この問題を明らかにするため、指標関数 I_{o_j} を用いてさらに分類を行う。第 j 象限に属し、強い流体運動の占める時間分率 $\langle T \rangle_j$ を以下のように定義する。

$$\langle T \rangle_j (H) = \overline{I_{o_j} I_a(H)} \quad [6-11]$$

また $\langle v\theta \rangle_j$ を以下のように計算する。

$$\langle v\theta \rangle_j (H) = \overline{I_{o_j} I_a(H) v\theta} \quad [6-12]$$

かく乱のない S_0 の場合について、これらの8種類の流体運動についての時間分率を図6-10に示す。この図に示すように、HE運動とCS運動とが、どの H においても大きな部分を占めている。これと対照的に、CE運動とHS運動の時間分率はHE運動とCS運動とのそれより小さい。時間分率のうえでのこの格差は、運動量を輸送する渦が同様に熱も輸送するという考えに基づくReynoldsのアナロジーを支持している。

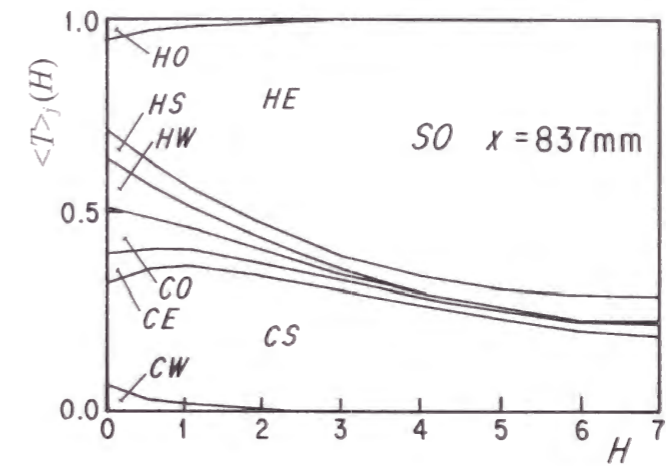


図6-10 8象限に分割した時間分率 (S_0)

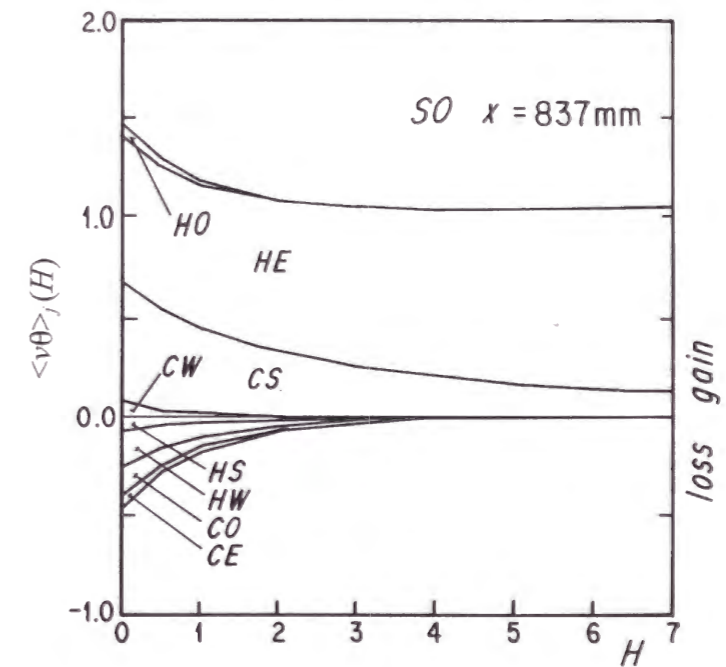


図6-11 $\overline{v\theta}$ に対する8つの象限からの寄与分率 (S_0)

図6-11は8象限に分類された流体運動の $\overline{v\theta}$ に対する寄与を S_0 の場合について整理した結果を示す。この図に見られるように、HE運動とCS運動の $\overline{v\theta}$ に対する正の寄与はCE運動とHS運動の負の寄与と比べてはるかに大きい。同時に、CO運動とHO運動の $\overline{v\theta}$ に対する寄与はお互いに相殺するように見える。CW運動とHW運動についても同じことが言える。このことから2つのインタラクション運動が熱を効果的に輸送しないことがわかる。一方では、外向きインタラクション運動と壁向きインタラクション運動は $-\overline{uv}$ に対しては常に負の貢献をしている。

最後に、かく乱を受ける S_1 の場合について検討する。8象限に分類した流体運動の時間分率を図6-12に示す。この図によると、 S_0 の場合に比べてインタラクション運動によって占められる時間分率はわずかに大きくなる。CS運動はHS運動と比べて大きな時間分率を占める。これと反対に、HE運動はCE運動と比べて大きな時間分率を占める。

図6-13は8象限に分類された流体運動の $\overline{v\theta}$ に対する寄与を S_1 の場合について整理した結果を示す。この図を見ると、かく乱のある場合にも、かく乱を受けない場合と同様に主としてスイープ運動、ついでイジェクション運動からの寄与が大きい。時間分率の上でインタラクション運動に属するHW, HO, CW, COの各運動は大きな比率を占める。しかし、HO運動とCW運動の寄与が増大しており、熱輸送の促進がもたらされているが、インタラクション運動の熱輸送に対する寄与は顕著ではない。この象限分析により、運動量と熱輸送の非相似性に関する鍵となる運動は、 $-\overline{uv}$ には負の寄与をする一方、 $\overline{v\theta}$ には若干の正の寄与をする外向きインタラクション運動と壁向きインタラクション運動であることがわかった。

この知見を工学的場面で活かすために、将来はインタラクション運動を効果的に強化する方法を探索することに興味を持たれる。この手段を実現できれば、壁面摩擦を減少させながら熱伝達を促進する効果的な方法となるものと考えられる。

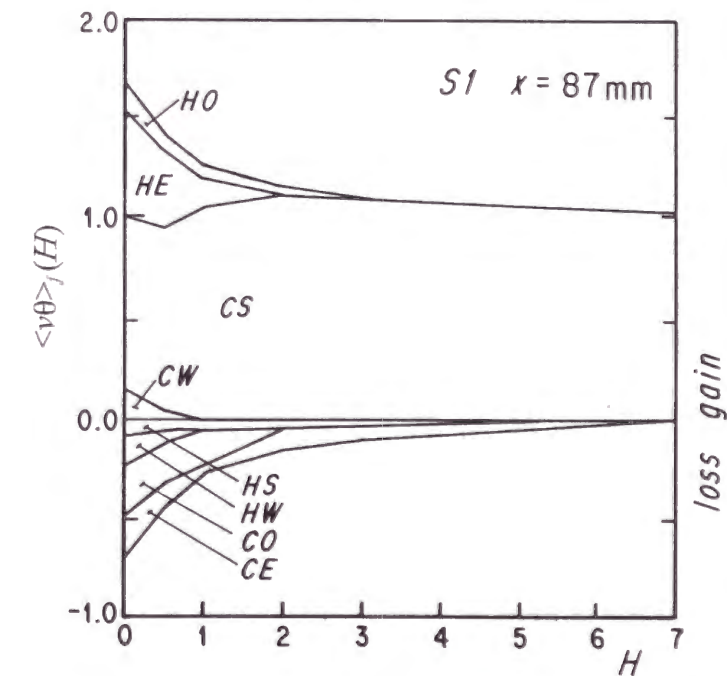
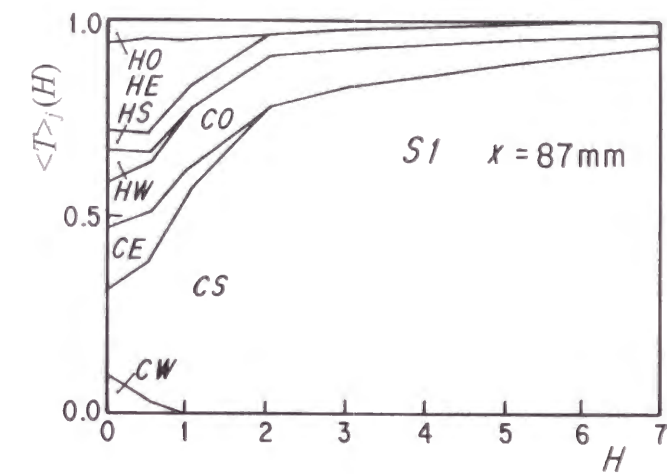


図6-13 $\overline{v\theta}$ に対する8つの象限からの寄与分率 (S_1)

6. 4 結言

速度信号ならびに温度信号の象限分析によって得られた主な結果は以下の通りである。

スイープ運動とインジェクション運動は円柱の挿入によって強化される。一方ではかく乱を与えることによって、壁向きインタラクション運動及び外向きインタラクション運動のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ に対する負の寄与は増大する。後者による負の寄与が前者による正の寄与を上回ることが壁面摩擦の減少につながると考えられる。

かく乱を受ける場合もかく乱を受けない場合も乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ に主として寄与する流体運動はスイープ運動とインジェクション運動である。壁向きインタラクション運動及び外向きインタラクション運動は通常の平板境界層では $\overline{v\theta}$ に顕著には寄与しないが、円柱によってかく乱を与えた乱流境界層ではそれらからの正の寄与が若干増大する。したがってかく乱を受ける境界層では、スイープ運動とインジェクション運動の強化にインタラクション運動による熱輸送の若干の増大が加わることが、熱伝達の促進をもたらすものと考えられる。

壁面が流体に対して高温であるため、スイープ運動は低温と、インジェクション運動は高温と結びついたもの（CS運動とHE運動）がその逆のもの（HS運動とCE運動）に比べて大きな確率で存在している。インタラクション運動は時間のうえで無視できない部分を占めているが、熱輸送に対する寄与は大きくない。かく乱を受ける境界層ではHO運動とCW運動の寄与が増大しており、これらの運動が熱輸送には正の、また運動量輸送には負の貢献をしていることがわかる。

本節で得られた以上の結果に基づけば、インタラクション運動を単独で効果的に強化するか、あるいはインジェクション運動やスイープ運動に対して相対的に強化することができるなら、壁面摩擦を減少させながら熱伝達を増大させる伝熱面を開発することができるかと推論される。

参考文献

- (1) Zhou Ming De, and Squire, L.C., "The Interaction of a Wake with a Boundary Layer", Structure of Complex Turbulent Shear Flow, Springer, (1983), p376
- (2) Mumford, J.C. and Savill, A.M., "Parametric Studies of Flat Plate Turbulence Manipulators Including Direct Drag Results and Laser Flow Visualization", ASME Winter Annual Meeting, (1984)
- (3) Clark, D.G., "Boundary Layer Flow Visualization Pattern on a Riblet Surface", Turbulent Control by Passive Means (Kluwer Academic) ed. by E. Coustols, 1990, pp.79-98
- (4) Park, S.-R. and Wallace, J.M., "Flow Alteration and Drag Reduction by Riblets in a Turbulent Boundary Layer", AIAA J., 32-1, (1994), pp.31-38
- (5) Coustols, E. and Cousteix, J., "Experimental Manipulation on Turbulent Boundary Layers in Zero Pressure Gradient Flows through External and Internal Devices", Proc. of 7th Symp. Turbulent Shear Flows, (1989), pp.25.3.1-25.3.6
- (6) Lemay, J., Savill, A.M., Bonnet, J. P. and Delville, J., "Some Similarities between Turbulent Boundary Layer Manipulated by Thin and Thick Flat Plate Manipulators", Turbulent Shear Flows 6, (1989), pp.179-193
- (7) Klein, H. and Friedrich, R., "Manipulating Large-scale Turbulence in a Channel and a Boundary Layer", Proc. of 7th Symp. Turbulent Shear Flows, (1989), pp.25.4.1-25.4.6
- (8) Tenand, C., Lemay, J., Bonnet, J.P. and Deville, J., "Balance of Turbulent Kinetic Energy Downstream a Single Flat Plate Manipulator: Comparisons Between Detailed Experiments and Modeling", Turbulence Control by Passive Means (Kluwer Academic) ed. by E. Coustols, (1990), pp.79-98. pp.1~21
- (9) Lindermann, A. M., "Turbulent Reynolds Analogy Factors of Stacked Large-Eddy Breakup Devices", AIAA J. Spacecraft and Rockets, Vol.23, (1986), pp.348-350.
- (10) Trigui, N. and Guezennec, Y.G. "Heat Transfer Reduction in Manipulated Turbulent Boundary Layers", Int. J. Heat and Fluid Flow, 11, (1990), pp.214-219

- (11) Lu, S.S. and Willmarth, W.W., "Measurements of the Structure of the Reynolds Stress in a Turbulent Boundary Layer", J. Fluid Mech., 60-3, (1973), p481
- (12) Senda, M., Horiguchi, S., Suzuki, K. and Sato, T., "A Structural Study on a Turbulent Boundary Layer with Transpiration" Proc. 3rd Symp. on Turbulent Shear Flows. (1981)

第7章 壁近傍に置かれた円柱列による伝熱促進

7. 1 緒言

本論文第3章では、単円柱によりかく乱を与える乱流境界層における、平板熱伝達について検討を行い、円柱径や円柱挿入位置が熱伝達特性にいかに関与するかについて議論した。本章では、実際応用との関連から壁近傍に円柱列を置いた場合の熱伝達について検討する。円柱列を構成するそれぞれの円柱は、流れに垂直、平板表面に平行に置かれる。平板を一様に加熱した場合の、熱伝達率の測定を行い、円柱の間隔 p と、円柱列と平板との間隔 c に関して最適値の検討を行うとともに、この流れ系と単円柱によってかく乱を与えた境界層相互の熱伝達機構の比較も行う。

壁面粗さ要素を持つダクトにおける熱伝達について過去に数多くの研究が行われている。これらの研究においては、リブ高さ、リブピッチ、レイノルズ数、リブ形状等が熱伝達率や圧力降下に及ぼす影響について実験的検討がなされている。また、Marumoら⁽¹⁾は、第3章と同じく単円柱によりかく乱を与える乱流境界層における平板熱伝達について検討を行っている。

この章で取り上げる課題は、その研究の延長線上にあり、多数の円柱が平板近傍に種々の流れ方向間隔で挿入される場合を取り扱う。本章の目的の一つは、平板の熱伝達を促進するうえで円柱列の挿入が有効か否か、有効とすると円柱の空間的ピッチに最適値が存在するかどうかを検討することである。この検討を通じて、その場合の熱伝達促進の機構についても吟味を加える。

7. 2 実験装置と実験方法

本章において用いられた実験装置は、基本的に第2章で述べたものと同じである。この節では、装置に加えた主要な変更点についてのみ述べる。

図7-1には、本研究で用いた円柱と平板の概念図を示す。円柱は合成樹脂（商品名ベークライト）で作られており、円柱直径 $d(8\text{mm})$ と主流速度 $U_e(14\text{m/s})$ は、

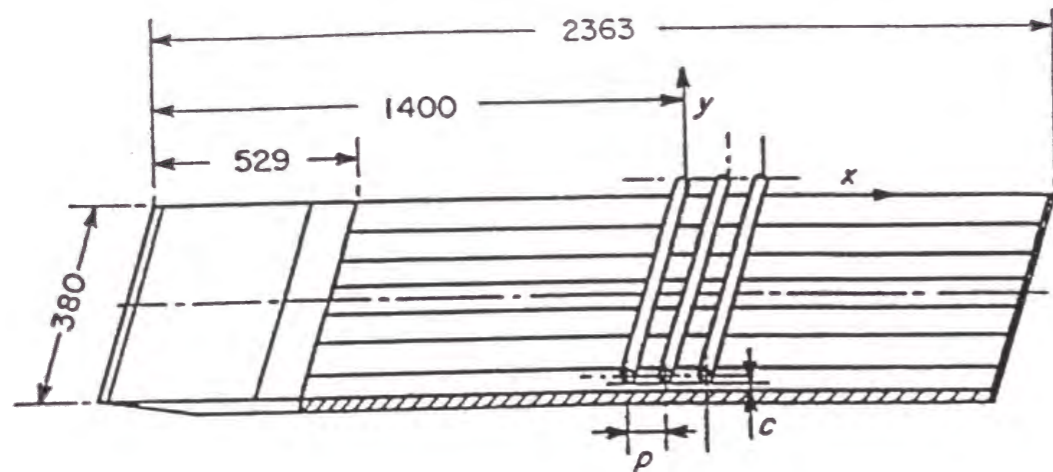


図7-1 加熱平板と円柱列、および座標系

c , mm	p mm	c/d	p/d
0	50	0.0	6.25
0	100	0.0	12.5
0	200	0.0	25.0
0	400	0.0	50.0
0	∞	0.0	∞
2	50	0.25	6.25
2	100	0.25	12.5
2	200	0.25	25.0
2	400	0.25	50.0
2	∞	0.25	∞
11	50	1.375	6.25
11	100	1.375	12.5
11	200	1.375	25.0
11	400	1.375	50.0
11	∞	1.375	∞

表7-1 円柱列の条件

単円柱を乱流発生体として用いた前章までの各章の研究で取り上げた典型的条件 S_1 、 S_2 、 S_3 と同じである。

第1段の円柱は、平板先端から流れ方向に1400mm下流の位置に設置してある。この位置は、他の章において単円柱が挿入されていた位置に対応する。 p 50mm, 100mm, 200mm及び400mmの4種類の異なるピッチについて実験を行った。また単円柱を挿入した場合についても実験を繰り返したが、文献4及び第3章の実験結果とよく一致する結果が得られた。

以下では単円柱を挿入する場合の結果は、ピッチ $p = \infty$ と表現することにする。円柱列を挿入する場合、これによる運動量損失は単円柱を挿入する場合より大きくなる。このため、その場合の圧力は流れ方向に円柱挿入ごとに低下する。本実験では圧力を一様にする努力は特に行わなかった。このため、厳密な意味では、円柱列の形態毎に圧力場は異なっている。

しかしながら本研究で採用した円柱直径は風洞高さに対して十分小さいので、加速効果は考慮に入れる必要はない。念のため加速の効果を見積もってみると、次のようである。第1段の円柱上流と最下流段の円柱下流とにおける主流の速度差は最大で4%であることが確認されている。この加速率は加速パラメータ $K = (\nu/U_e^2)(dU_e/dx)$ にして 4×10^{-8} に相当する。ただし ν は空気動粘性係数、 U_e は主流速度、 x は流れ方向の座標である。計算された値は流れが層流化する K の臨界値⁽²⁾より2けた小さいので、流れと伝熱の機構に大きな変化はないものとみなせる。

平板と円柱列との間隔 c は3段階にわたって変化させた。文献1の示唆するところによると、熱伝達の促進機構は $c < 4\text{mm}$ の場合と $c > 4\text{mm}$ の場合とでは異なる。本章では、それぞれの領域で代表的な c の値として $c = 2\text{mm}$ と $c = 11\text{mm}$ を選択した。単円柱を挿入した場合については、これら二つの c の値に対して、丸茂ら^{(3)~(4)}によって詳細な流れと乱れ統計量に関する特性が、また本論文第3章に温度に関連する乱れ統計量が得られている。これらの二つの場合に加えて、円柱が直接平板に接触している場合についても実験を行った。この場合はリブ

を付設して粗さを与えた平板と類似の流れ場を取り扱うことになる。

本研究で検討された総ての幾何学的配置を表7-1に示す。本章の結果をより広く用いるためには、幾何学的パラメータや座標を無次元表示することが望ましい。しかしながら、本研究で対象とする流れ系には3種類の基本的な長さスケールが存在する。すなわち円柱直径 d 、境界層の外層と内層のスケール、 δ と v/u_τ (u_τ は摩擦速度、 v は動粘性係数)であり、これらは本章の各実験条件で一定に保たれている。このため、現段階では統一的な最適無次元表示を抽出することは難しい。第3章において、単円柱によりかく乱を受ける乱流境界層の熱伝達は c/d および x/d で整理できることが示された。そこで本章の実験では円柱直径 d は固定し、また第一段の円柱位置における境界層条件は同一に保ち、円柱のピッチ p と、円柱列と平板との間隔 c を変化させた。将来本研究で固定したそれぞれの長さスケールの影響を見ることは有意義であろう。

以下では、幾何学的パラメータを無次元にするための、代表長さとして仮に円柱直径 d を用いる。このことにより、 $c=0$ の場合の本実験データを文献(1)-(3)の結果と比較するには好都合となる。本章で実験を行った間隔 c と円柱ピッチ p の二つのパラメータの値を、 d で無次元化して表7-1に示してある。なお以下では次元付きのパラメータも併記して議論することにする。

伝熱実験のための平板の詳細については、第2章に述べたとおりである。7.3.3で議論する補助的な実験においては、直径0.1mmの細線熱電対を、二つの典型的な場合について、9ヶ所の x 位置、すなわち $x=25, 50, 75, 125, 225, 250, 275$ mmの位置で y 方向に移動させて温度分布を測定した。

7.3 結果と考察

7.3.1 平均熱伝達率の促進率

種々の場合における局所熱伝達率 h_x の分布について詳細な議論に入る前に、巨視的な観点から実験データを概観することによって、円柱列の全体的な影響を把握しておく。この目的で、次のパラメータを用いる。

$$F_x = \frac{\int_{x_0}^x h_x dx}{\int_{x_0}^x h_{x0} dx}$$

ここで x は第一段の円柱挿入位置に原点をおく流れ方向座標、 h_{x0} は円柱が挿入されていない場合に得られる局所熱伝達率であり、積分に現れる下限 x_0 には第一段の円柱設置位置の上流 $x=-100$ mm ($x_0/d=-12.5$) を用いた。また F_x の値は、検討したすべての場合に対して h_x 及び h_{x0} の測定値の数値積分によって求めた。パラメータ F_x は、 $(x-x_0)$ の区間における円柱を挿入した場合の平均熱伝達率と円柱を挿入していない場合の平均熱伝達率の比である。従ってこの値は、この区間における平均的な熱伝達促進効果の大きさを示している。

F_x に対する実験結果を図7-2から図7-4に示す。まず初めに、図7-4から円柱列を $c=11$ mm ($c/d=1.38$) と平板からかなり遠い位置に置くことは、平板熱伝達を促進する上では効率的ではないことが読み取れる。

つぎに $c=0$ mmまたは $c=2$ mm ($c/d=0$ または 0.25) とすると、円柱のピッチが適切に選ばれている場合には、単円柱の場合に比べてはるかに良い熱伝達の促進効果が得られる。 $c=0$ mm、つまり円柱列が平板に接触している場合には、適当な円柱ピッチは100mmまたは200mm ($p/d=12.5$ または 25) である。 $c=2$ mmの場合 ($c/d=0.25$)、すなわち平板と円柱の間にわずかに隙間がある場合にも、適当な円柱ピッチはやはり100mmまたは200mm ($p/d=12.5$ または 25) であった。 $c=0$ mmと $c=2$ mm ($c/d=0$ または 0.25) の各場合を比較すると、わずかであるが後者の方がより効率的に平板熱伝達を促進し得ることがわかる。

以上の検討から、効率的な伝熱促進は、円柱を平板に接着もしくは僅かな隙間を保って設置する場合に得られることがわかった。そこで次節の局所熱伝達率に関する詳しい議論は、より良い伝熱促進効果をもつこの二つの場合 ($c=0$ mm及び $c=2$ mmの場合) について行うことにする。

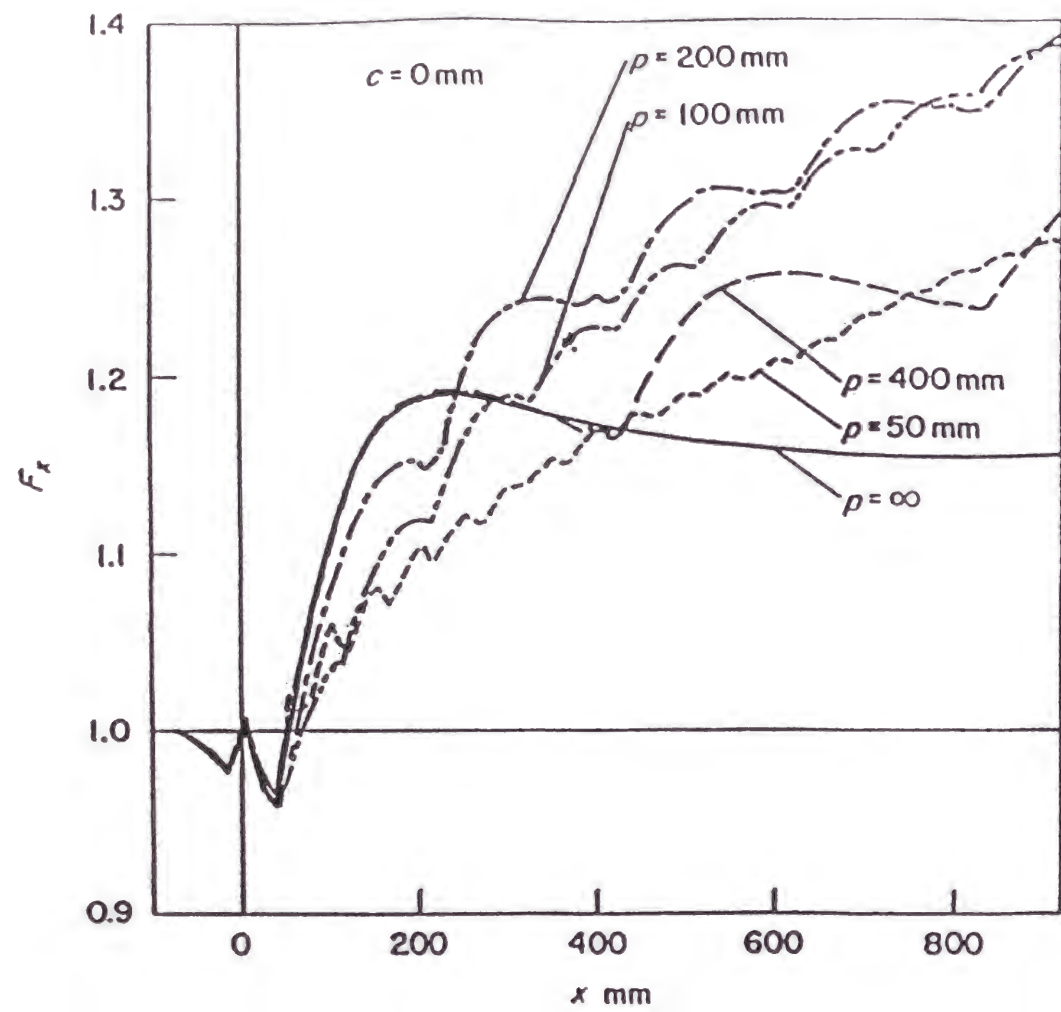


図7-2 円柱列の伝熱促進性能 ($c=0\text{mm}$)

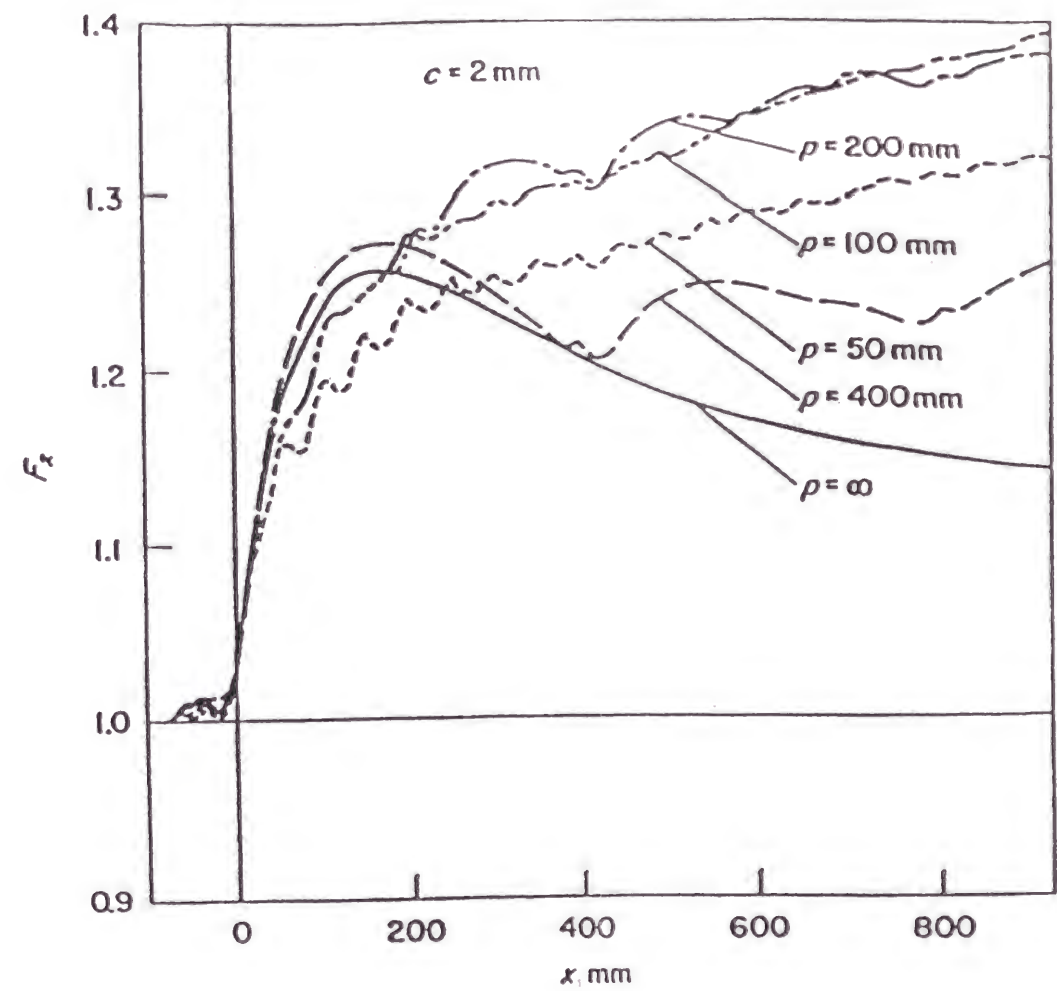


図7-3 円柱列の伝熱促進性能 ($c=2\text{mm}$)

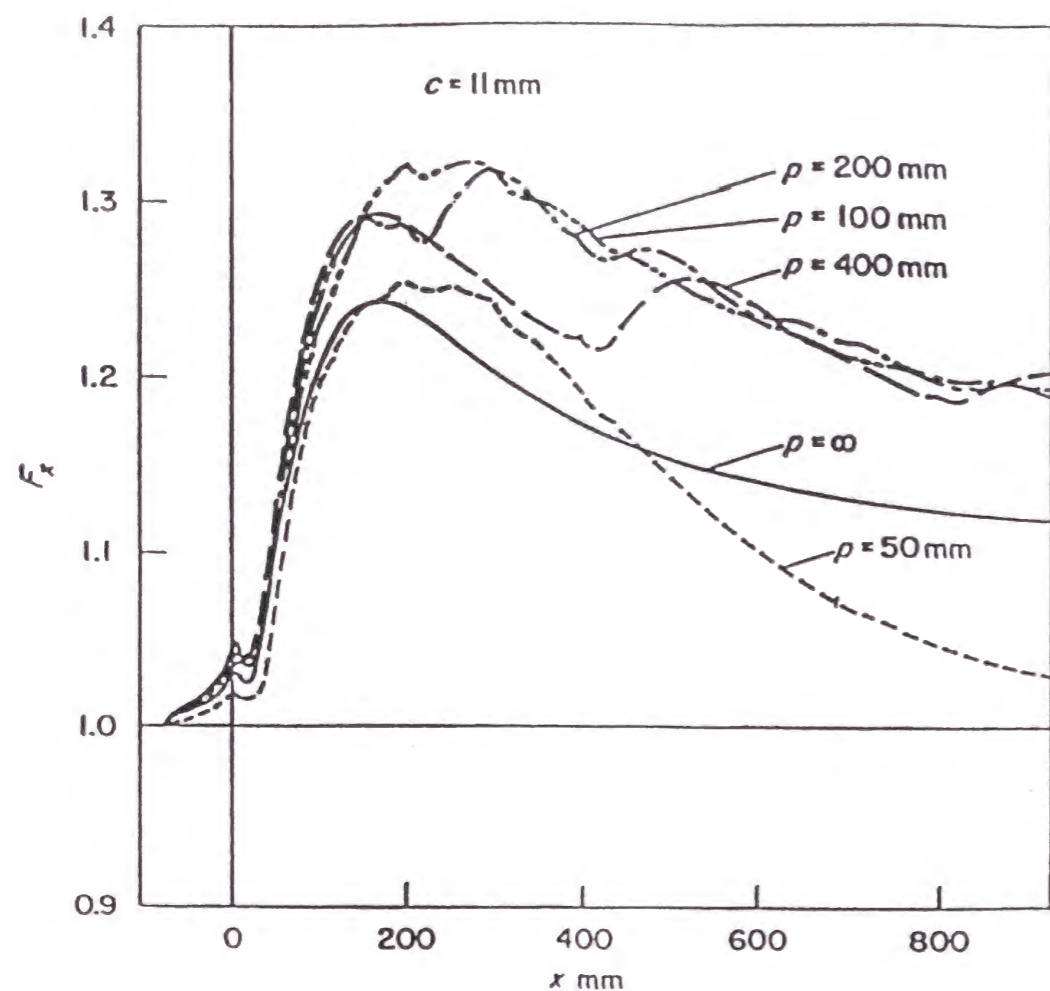


図7-4 円柱列の伝熱促進性能 ($c=11\text{mm}$)

7. 3. 2 局所熱伝達率分布と伝熱促進の機構

実験で得られたすべての場合について、局所熱伝達率 h_x の分布を h_x/h_{x0} の形で規格化して図7-5から図7-7までに示した。それぞれの図は(a) から(e) までの5図を含んでいる。なお、図7-5(b)、図7-5(c)などで、 $x=700\text{mm}$ 近くに h_x の不規則な変化が認められるのは、くり返して平板の加熱を行ったために、熱電対と金属箔との間に剥離が生じたことにより誤差が拡大したことによる。このため、実験値をつなぐ実線はかかる不規則なデータを無視して描いてある。

図(a) は、単円柱が挿入されている場合、すなわち $p=\infty$ の場合に得られた結果を示している。その他の図(b)から(e) はその他の円柱ピッチの場合： $p=400, 200, 100, 50\text{mm}$ ($p/d=50, 25, 12.5, 6.25$) の結果をピッチの減少する順に示す。

平板と円柱列との間隔が最も大きい $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$) の場合に得た局所熱伝達率の分布を図7-5に示す。図7-5(b)に示すピッチ $p=400\text{mm}$ ($p/d=50$) の場合の h_x の測定値には、流れ方向に周期的な変化が認められる。同様の周期的な変化は、ピッチを $p=200\text{mm}$ ($p/d=25$) まで小さくした場合の図7-5(c)にも現れている。この高さに置かれた単円柱は図7-5(a)のように平板の熱伝達率を上昇させる。他の円柱挿入高さにおいても同様に、第1段の円柱により、熱伝達の促進が得られることが図7-5(b)~(e)から分かる。しかし $p=200\text{mm}$ の場合と、よりピッチの小さな $p=100\text{mm}$ と 50mm の場合 ($p/d=12.5$ と 6.25) には、ある程度の周期的な h_x の流れ方向変化が認められるものの、 h_x を空間的な1周期分について平均して求めた平均値は、流れ方向に向かって減少する。このことは、各段の円柱の下流域で、第1段の円柱の下流域に観察される伝熱促進パターンが繰り返されるわけではないことを示唆している。

たとえば図7-5の(b)~(e)において第2段の円柱の下流域の熱伝達率のピーク値を互いに比較してみると、その値は円柱ピッチが小さくなると次第に低下する。ピッチが小さい場合に伝熱促進のレベルの低下が生じることは第3段以下の円柱に対しても認められる。この原因についての検討は、7. 3. 3において行う。

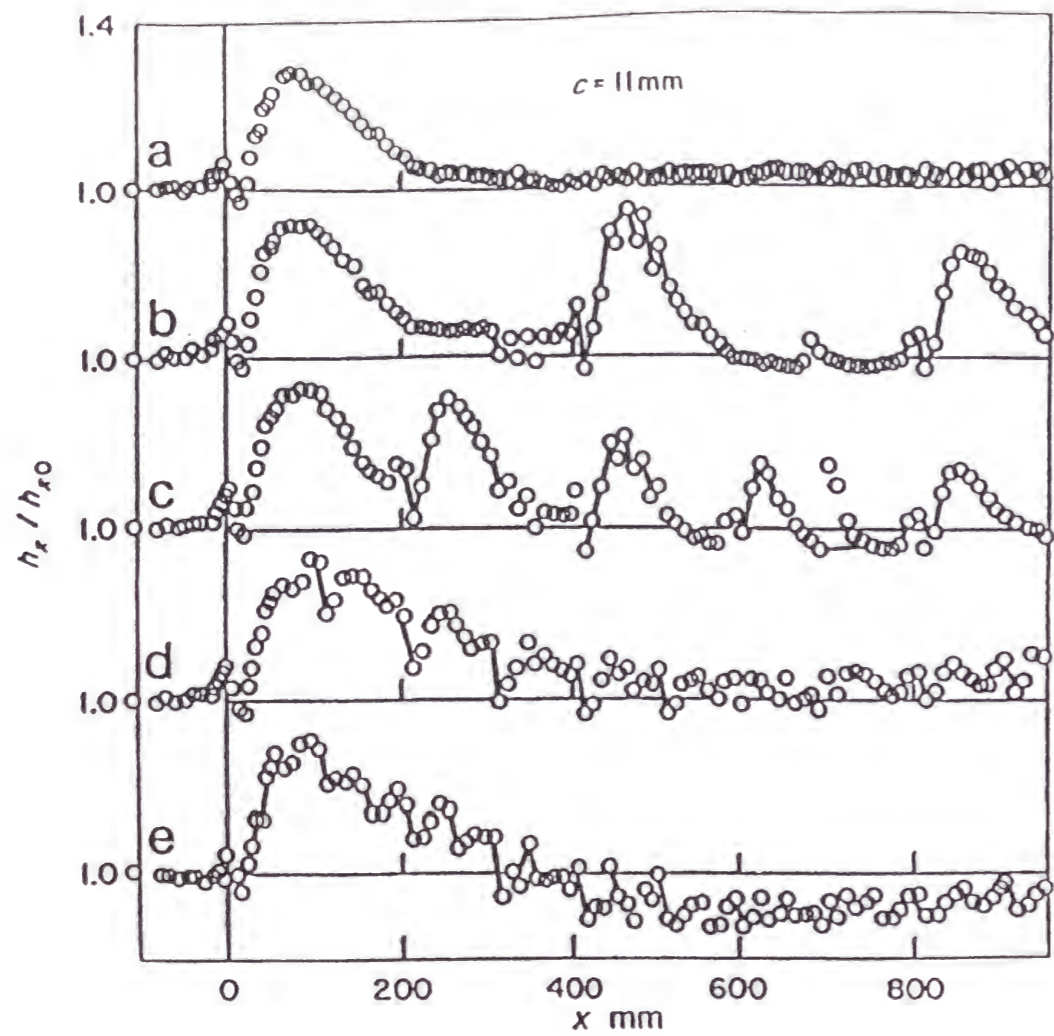


图7-5 局所熱伝達率 ($c=11\text{mm}$)

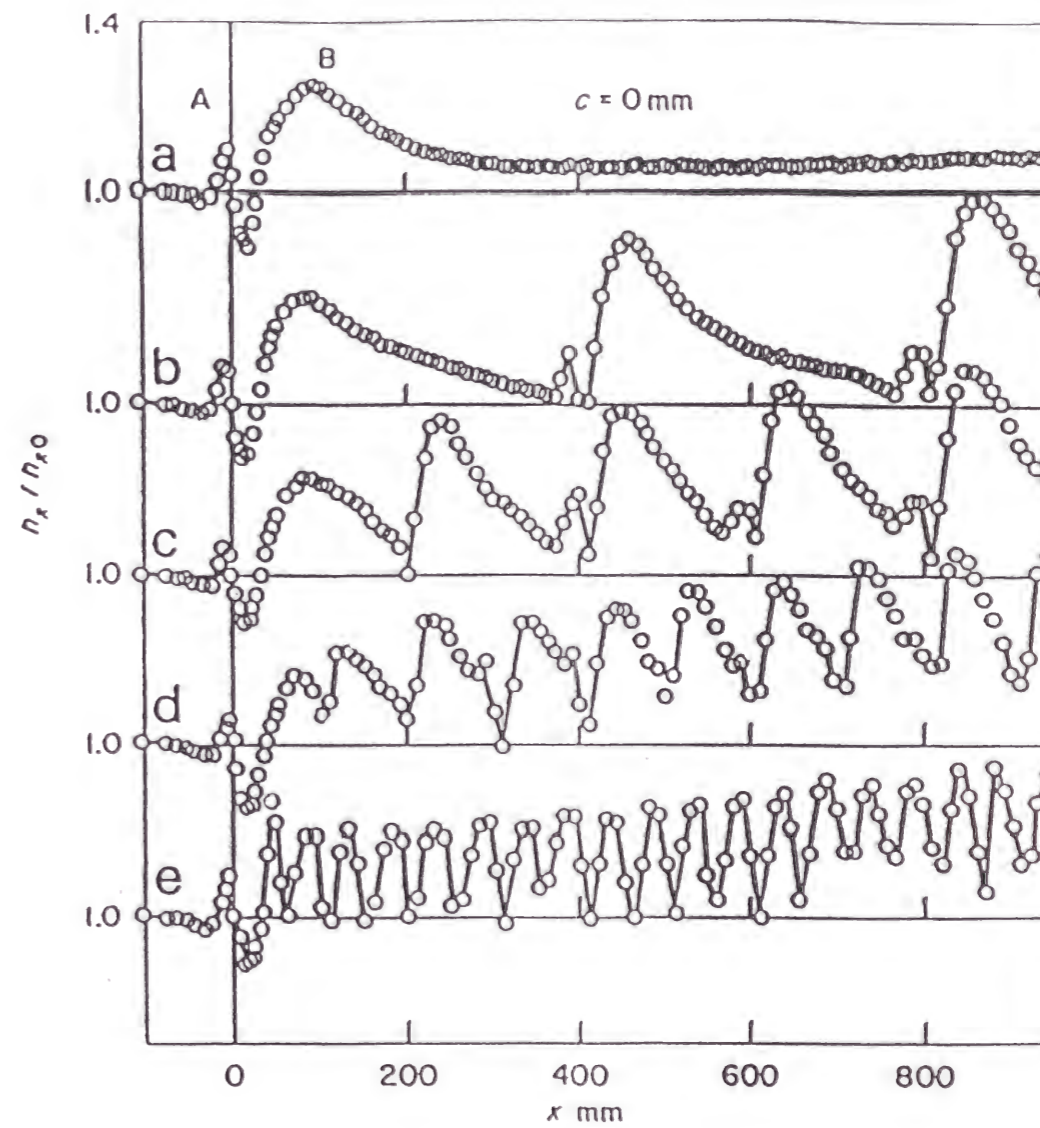


图7-6 局所熱伝達率 ($c=0\text{mm}$)

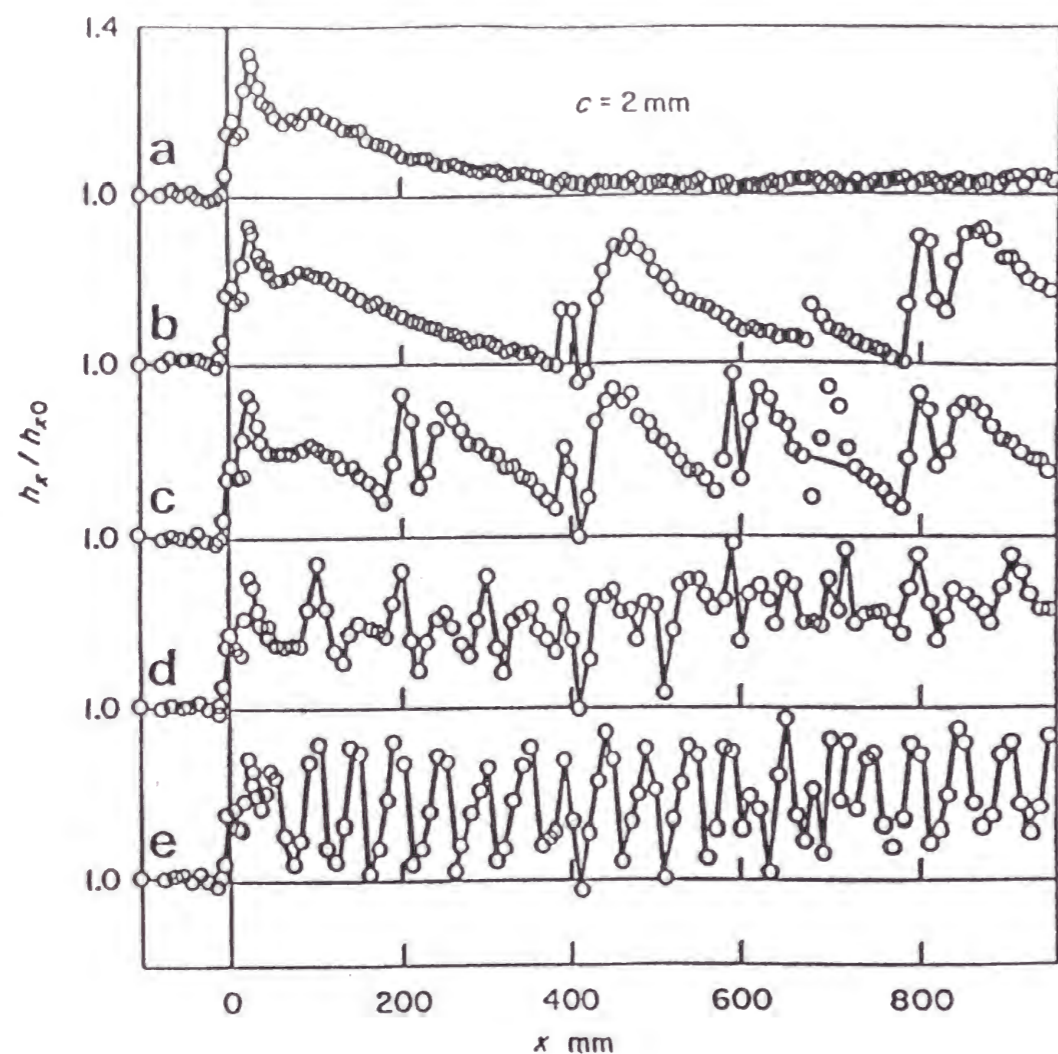


図7-7 局所熱伝達率 ($c=2\text{mm}$)

円柱と平板との間隔が0の場合($c/d=0$)の局所熱伝達率 h_x の分布を図7-6(a)~(e)に示す。単円柱の場合を除く図7-6(b)~(e)すべての場合について、 h_x の周期的変化が認められる。さきに取り上げた $c=11\text{mm}(c/d=1.38)$ の場合と対照的に、各段の円柱ごとに対する h_x の1周期分の平均値は、流れ方向下流に向かって増大する。図7-6(b)の結果に見られるように、第2段の円柱下流域の h_x の分布形状は、第1段の円柱下流域のそれと類似している。しかしながら、第2段の円柱下流域の h_x の極大値は第1段の円柱下流域における極大値より大きい。すなわち、第1段の円柱によってもたらされるかく乱は、第2段の円柱による伝熱促進を強化している。

Marumoら⁽¹⁾が議論しているように、円柱上下面から発生するせん断層中の強い乱れは伝熱促進の上で重要な役割を果たす。たとえば図7-6(a)に見られる h_x のピークBの位置はせん断層が壁近くの領域に到達する位置である。図7-6(b)と6(c)においても同様のピークは h_x の周期的変化のすべてのパターンに明瞭に認められる。図7-6(a)において、 h_x のピークBは、円柱中心から約95mm下流にある。図7-6(b)と6(c)の両者についても、 h_x の第1のピークは同じ位置にある。しかしながら、第2円柱のピーク位置に対する距離は図7-6(b)では60mm、6(c)では45mmになっていて、第一段円柱下流のピーク位置とは距離が異なる。これは第1段円柱下流域のせん断層に発生する乱れが、第2段の円柱まわり及び下流域の流れに影響するためである。

第2段円柱表面を過ぎる第1段円柱から発生する乱れは、第2段円柱まわりの流れに主流部乱れと同様の効果をもたらすと考えられる。乱れは運動量拡散を促進する働きがあるので、円柱表面からの剥離を遅らせる。それゆえ乱れが十分強ければ、円柱のより後部から剥離が起こることになる。すなわち剥離せん断層は、より低い位置、言葉を換えるなら、より平板に近い位置から出発する。このため、せん断層が壁近傍に到達するまでには、より短い距離しか要しないことになる。このことに加えて、第2段円柱下流域の流れ中で渦拡散係数が増大し、その影響でせん断層内の乱れがより速く壁近傍に到達する。以上の

ことが、第2の円柱下流域の h_x のハターンにおいて円柱とピークBとの間の間隔が短くなる理由であろう。

円柱ピッチが小さい場合には基本的には類似の現象が生じるが、やや異なった点も生じる。これは円柱ピッチが小さくなりすぎると、隣接する2本の円柱間の領域で、単円柱に対して観察される h_x の変化パターンが完結できなくなるためである。実際のところ、下流側の円柱の前方には、別個の循環流が形成されるはずであるから、円柱から発生したせん断層の平板面への到達距離は円柱のピッチよりさらに短いことが必要となる。円柱ピッチが小さい場合に、第2番目と3番目以後の h_x の変化パターンの間、あるいは時には第1番目と第2番目のパターンの中で異なる現象が見受けられるのはこのためである。また図7-6(e)では周期性が不規則になる現象が認められる。この場合には、隣接する円柱間距離が図7-6(a)におけるピークBをもたらず伝熱促進機構が働くには短すぎるものと考えられる。

図7-7(a)から(e)に、 $c=2\text{mm}$ ($c/d=0.25$)の場合の結果を示した。全般的に、この場合の h_x の変化は、図7-6中の結果と同様であるが、わずかな差異も存在する。

まず、単円柱を挿入した場合に対する図7-7(a)の結果を検討する。図中には幅の狭い二つのピークと幅の広い一つのピークがあり、それらの位置はそれぞれ $x=0$, $x=30\text{mm}$, $x=80\text{mm}$ になっている。第2と第3のピークは、円柱表面からの剥離せん断層内に生じる乱れに起因する。Marumoら⁽¹⁾によって議論されているように円柱が平板から離れて設置してある場合には、平板面に面した側の剥離点から発生する剥離せん断層と外側の剥離点から発生する剥離せん断層と、二つのせん断層が発生する。便宜上、前者を下側せん断層、後者を上側せん断層と呼ぶ。上側せん断層は図7-7(a)における3番目に位置する幅広いピークをもたらず一方、下側せん断層は2番目の狭いピークをもたらず。1番目のピークは円柱の直下で流れが加速されることによって生じる。

図7-7(b)を見ると、第2段の円柱下流域のパターンは、ピークの形やピークの発生位置において第一段の円柱下流域のパターンとは異なっている。第2段

の円柱下流域の幅広ピークの出現位置は、第1段円柱のそれより円柱に近い位置となっている。これは、すでに図7-6に関して議論したように、初段の円柱からの剥離せん断層内の乱れが第2段以降の円柱下流域の流れに影響を与えるためである。

一方、上流に置かれた円柱から発生する乱れが、下流の円柱における剥離点を下流に移す効果を持つならば、下流段円柱からの下側せん断層はより高い位置(y の値の大きい位置)から出発することになる。それゆえ、このせん断層が壁面近傍に到達するにはより長い距離を要することになる。そのため、上流側の円柱から発生する乱れは、下流段円柱下流域の2番目の鋭いピークと3番目の幅広ピークの接近・合併を引き起こす効果を持つ。このことが、 $c=2\text{mm}$ ($c/d=0.25$)の場合には、 $c=0$ ($c/d=0$)の場合より良い熱伝達率が得られる理由であろう。

上流側の円柱による乱れが剥離点を移動させ、その結果平板の局所熱伝達率のピークが合併する可能性は、図7-7(b)と図7-7(c)において見られるように2番目及びそれ以降の円柱の下流域の周期的なパターンにおいて、ピークが二つしか現れないことで実際確認できる。

しかしながら、最も狭いピッチの $p=50\text{mm}$ ($p/d=6.25$)の場合には、隣接する円柱の間の距離が小さすぎるため、上側のせん断層が壁面に到達する機会がない。この場合には、第2段及びそれより下流の全円柱に対して、その下流域の周期的なパターンの中には一つのピークしか存在しない。このピークは、下側せん断層からの乱れと円柱下面における流れの加速の両方の効果が複合した結果として現れるものと考えられる。

$p=100\text{mm}$ の場合($p/d=12.5$)には、隣接する二つの円柱の間隔は、二つのピークが規則的に現れるには短すぎ、また一つのピークが規則的に現れるには長すぎる。それゆえ、局所熱伝達率のパターンは時間的・空間的に変動するものと推察される。この変動のため、一組の円柱間においては前者の型が、次の円柱間では後者の型の伝熱がそれにとって代わる事態が生じており、これが h_x の空

間的变化が不完全な周期性を示す理由であろう。

7. 3. 3 境界層内の温度プロフィール

円柱列を $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$)の高さに置いた場合には、平板熱伝達は効果的に促進されないことを先に指摘した。円柱のピッチが 200mm 以下の場合($p/d<25$)には、第2段及びそれ以降の円柱下流域では、単円柱を用いた場合の円柱下流域よりも低い熱伝達促進効果しか得られない。これは伝熱促進の観点からすると望ましくないが、乱流熱伝達の制御という観点から、より広い知見を得る目的からすると、さらに検討を行うことには意義がある。そこで、良好な伝熱特性を示す $c=2\text{mm}$ の場合に加えて $c=11\text{mm}$ ($c/d=0.25$ と 1.38)の場合についても流体の温度分布を求めるための追加実験を行った。円柱のピッチはこれら二つの実験において $p=100\text{mm}$ ($p/d=12.5$)と同一に保った。

流れ方向の9箇所において測定した境界層内平均温度分布を図7-8、7-9に示す。図7-8は $c=2\text{mm}$ ($c/d=0.25$)、図7-9は $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$)の場合に相当する。これらの図中で○印は、先に局所熱伝達率を計算するために使った壁の温度を表わしている。表示するすべてのデータは主流温度 T_e の温度からの差として表わしてある。

これら二つのデータを比較すると、温度境界層の厚さは $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$)の場合に、 $c=2\text{mm}$ ($c/d=0.25$)の場合よりも薄くなっている。このことは、円柱を十分乱れている領域に挿入している $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$)の場合には、熱拡散係数が効果的に増大しないことを示唆している。このため、平板から伝達された熱は平板に沿う狭い領域内に閉じこめられる結果となる。それゆえ、その領域における平均温度は $c=2\text{mm}$ ($c/d=0.25$)の場合よりも $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$)の場合の方が高くなっている。図7-8と図7-9を比較するとわかるように、このことは境界層の全体にわたって観察される。このように壁近傍で高温が観測されることが、 $c=11\text{mm}$ ($c/d=1.38$)の場合に熱伝達の促進が十分でない主たる理由である。

なお、本研究の主目的ではないため、この熱拡散係数が効果的に上昇しない

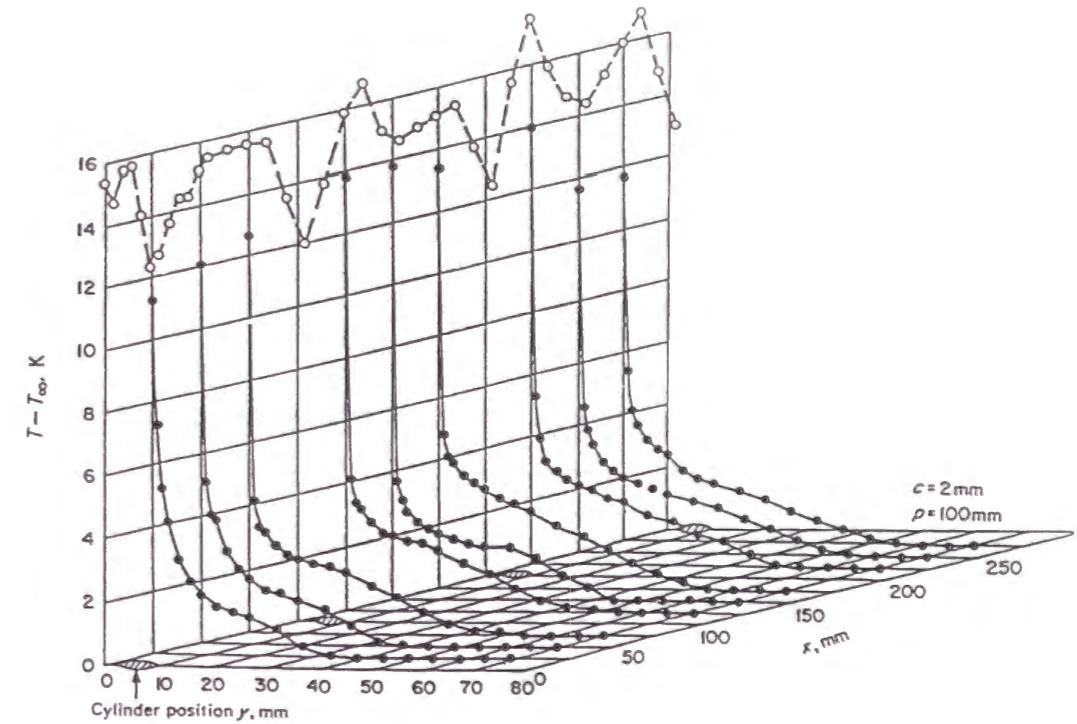


図7-8 境界層内温度分布

現象の物理的背景については検討していないが、円柱を平板から遠く離れて設置する場合に、円柱によるかく乱が渦熱拡散係数を低減する理由は乱流構造の究明からは重要なことであり、将来検討が望まれる。

7. 4 結言

円柱列が壁に近い位置にある($c=2\text{mm}$, $c/d=0.25$) か壁に接触して設置される場合($c=0$, $c/d=0$)、円柱ピッチを適切に選べば平板からの熱伝達を効果的に促進することができる。これらの二つ場合には、円柱表面から形成される剥離せん断層内の乱れが壁に接近することが、熱伝達の促進に重要な役割を果たすことがわかった。

上述の二つの場合を相互に比較すると、平板と円柱列との間にわずかな隙間がある場合の方が、やや良い熱伝達促進が得られる。このことは、円柱下面から発生するせん断層が壁近傍の流れをかく乱する効果が、円柱上面から発生するせん断層における同様の効果に重畳することから来るものと考えられる。

円柱列を平板からやや離れた位置に設置すると、円柱下流域から発生する乱れはその下流側の円柱の伝熱促進効果を抑えるように働く。この場合、乱流域の伝熱抵抗は効果的に低減しない。この場合の熱伝達機構は、熱伝達の促進の観点からは重要ではないが、より広い乱流熱伝達を制御する立場からは重要であり、今後の検討が望まれる。

参考文献

- (1) Marumo, E., Suzuki, K. and Sato, T., "Turbulent Heat Transfer in a Flat Plate Boundary Layer Disturbed by a Cylinder", Int. J. Heat and Fluid Flow, 6 (1985), pp.241-248
- (2) Kays W. M. and Moffat R. J., "The behaviour of transpired turbulent boundary layers", Studies in Convection Vol. 1 (ed. B. E. Launder), Academic Press, London, (1975), pp.223-319
- (3) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく

乱を受ける乱流境界層 (第1報、一点二次相関量の測定)」、日本機械学会論文集B編、46巻407号、(1980)、pp.1211-1219

- (4) 丸茂栄佑・鈴木健二郎・佐々木孝夫・絹田秀敏・佐藤俊、「壁近傍の円柱によりかく乱を受ける乱流境界層 (第2報、乱れ運動エネルギーの生成率と消散率)」日本機械学会論文集B編、46巻407号、(1980)、pp.1220-1228

第8章 結論および展望

8.1 結論

本研究では、円柱によりかく乱を与えた乱流境界層について実験的検討を加えた。本論文中の第1章と本章を除く各章で述べた内容をまとめると次のようになる。

第2章では研究全体にわたって共通する実験装置と実験手法について述べた。壁近傍の乱流熱伝達機構を実験的に解明するために、周波数 10kHz のオーダで変動している空気の色度と温度を同時測定する必要がある。そこでこの課題を解決するために開発した、速度と温度の同時測定手法について詳しく述べた。

第3章では単円柱によってかく乱を受ける加熱乱流境界層の壁面摩擦係数と熱伝達率について詳しく論じた。また乱れ統計量に対するかく乱の影響について検討し、複雑な乱流熱伝達を解析するためのモデル構築のための情報を提供した。

第4章から第6章では、単円柱によってかく乱を受ける乱流境界層の壁面近傍乱れの組織的構造に焦点をあてて検討した。このため、記録された乱れ変動量に対して条件付きサンプリングを行って、組織的構造の挙動を表す量を誘導した。条件付き平均手法として互いに視点の異なる3つの方法を用いた検討結果について述べた。

第4章では、組織的構造に関する研究の第一段階として、短時間のサンプリングに基づく自己相関関数に現れる第2ピークから速度変動の規則性を見出し、その周期について検討を加えた。円柱によるかく乱が乱れの組織的構造の周期に及ぼす影響を調べるとともに、得られた周期をもとに、壁面更新モデルを用いて壁面摩擦係数と熱伝達率を計算し、実験値と比較した。

第5章では組織構造に関連する空間的構造について研究を行った。まず壁近傍の多点における速度変動を熱線風速計を用いて測定し、記録した速度変動に修正 VITA 法を適用して組織的構造を検出するとともに、検出された事象に関連する速度の空間的パターンを調べ、円柱によるかく乱がこの空間的パターン

にいかに関与するかについて検討を加えた。

続いて第6章では2方向の色度と温度の同時測定が可能なプローブを用いて、信号を記録した。象限分析手法を温度場を含む8象限分析に拡張し、それを用いて壁面近傍における乱れの組織的構造と熱伝達との関連について述べた。かく乱を与えた場合の組織的構造の変化について検討し、この変化が運動量と熱輸送の非相似性の発現といかなる関連を有するかについて考察した。

第7章では前章までに検討した基礎研究の成果と実際的应用との関係を調べるために、円柱列によって構成される伝熱促進体による伝熱性能変化についての試験結果を述べた。同時に円柱のピッチと壁面と円柱との間隔に最適条件が存在するか否かについても検討を行った。

各章で得られた結論をまとめると以下のようになる。

第2章では、本研究で用いた実験装置、測定用プローブの概要とその検定方法について述べた。レーザ加熱による動特性測定まで含めた冷線プローブの検定を行い、その補償をコンピュータを用いて行う方法を提唱した。この方法によって得られた境界層内の温度乱れ変動は妥当なもので、この測定方法は空気流における温度・速度の同時測定手法として汎用的に利用できるものと考えられる。

第3章では、まずかく乱により摩擦係数が低下し、熱伝達率が上昇する非相似性が存在することを示した。円柱径と挿入高さを変えて実験を行い、摩擦係数の挙動と熱伝達率の複雑な挙動が円柱と平板とのすきま c を円柱径 d で無次元化したパラメータでよく整理できることが示された。次に、第2章で述べた同時測定方法を用いて求めた速度と温度の瞬時値をもとに熱伝達に関連する乱れ統計量を計算し、その分布について議論した。かく乱のない場合の乱れ統計量の分布は概ね妥当なものであり、測定精度は十分であると判断した。さらにかく乱のある乱流境界層に対して同様の検討を行った。乱れ統計量の上では、温度に関連する乱れ量のピークが速度に関連する乱れ量のピークより高い y 位

置にあることがわかり、これは平均速度分布と平均温度分布との非相似からもたらされるものと考えられる。相互相関係数は、かく乱があるにもかかわらず概ね一定の値を示していることがわかった。これらの結果は、温度場の数値解析モデルを構築するために有用な情報を与えるものとする。

第4章では、壁近傍に置いた円柱により、かく乱を受ける乱流境界層において、バースティング周期を測定し、それに基づく簡単な解析を行って、以下の結果を得た。バースティング周期 $\overline{T_B}$ に及ぼすかく乱の影響は小さく、円柱挿入の有無、円柱挿入高さ、注目するx方向位置によらず $\overline{T_B}$ はほぼ一定値となる。 $\overline{T_B}$ を外層パラメータで整理すれば円柱高さによる傾向的な大小関係はあるものの、かく乱を受けない場合の値に近い値を示す。それに対し、内層パラメータで整理した結果は、少なくとも S_1, S_2 の場合には、下流域で円柱を挿入しない場合の値に近づくものの、全般的にかなり複雑な様相を示し、整理法として一般性はない。壁面更新モデルを用いて、壁面摩擦係数を予測すると、実験値とよく対応する結果が得られるものの、熱伝達率を予測する場合には、熱伝達率が大きく上昇する領域で計算不能となる。このことは、第3章に述べたようにこの領域では運動量輸送と熱輸送の強い非相似性があり、壁面近傍の乱れ輸送機構が変化するために、壁面更新モデルの適用に限界があることを示唆している。

第5章では、4本の熱線から成るプローブから得られる速度信号に修正VITA法を適用することによって、円柱によりかく乱を与えた乱流平板境界層中の壁近傍乱れの組織的構造の検討を行い、円柱によりもたらされるかく乱が組織的乱流運動にいかに関与を及ぼすかを検討した。急速な加速と急速な減速に伴う事象の個数比率は、円柱によって引き起こされるかく乱によっては顕著には影響されない。2つの連続する事象の間の時間間隔は1回ごとに大きく変化し、それは概ね対数正規分布に従う。周期的な速度変動が顕著に存在する場

合にもこのことは変わらず成立するので、カルマン渦が組織流体運動の引き金となるとは考え難い。しかしながら、周期的な速度変動と組織的運動とが互いに時間軸上で接近して発生する場合には双方が同期する可能性はある。平均速度パターンに及ぼすかく乱の影響を、2つの単純な仮定の下で変換した速度の空間分布パターンの上で議論した。その結果次のことが明らかになった。円柱挿入によるかく乱は、加速あるいは減速の前線の傾き角を広く分散させ、また前線の傾き垂直姿勢に近づかせる。組織的な乱流運動の幾つかの特性は円柱の高さ方向挿入位置によって影響を受ける。円柱が壁の近くに置かれた場合には、組織的な乱流運動に伴う速度パターンの上では、負の速度を持つ部分が消滅するが、円柱が中程度の高さにある場合には、正と負の速度の部分が交代に現れる。境界層の外端近くに円柱を置いた場合には、かく乱を受けない乱流境界層と比べて乱れの統計的性質は顕著に異なっているが、本章で検討した壁近傍乱れの組織的構造に関してはすべての面において、かく乱による顕著な影響は見られなかった。

第6章では、速度信号の象限分析を行い以下の結果を得た。

スイープ運動とイジェクション運動は円柱の挿入によって強化される。一方ではかく乱を与えることによって、壁向きインタラクション運動及び外向きインタラクション運動のレイノルズせん断応力 $-\overline{uv}$ に対する負の寄与は増大する。後者による負の寄与が前者による正の寄与を上回ることが、壁面摩擦応力の減少につながると考えられる。

かく乱を受ける場合もかく乱を受けない場合も、乱流熱流束 $\overline{v\theta}$ に主として寄与する流体運動はスイープ運動とイジェクション運動である。壁向きインタラクション運動及び外向きインタラクション運動は通常の平板境界層では $\overline{v\theta}$ に顕著には寄与しないが、円柱によってかく乱を与えた乱流境界層ではそれらからの正の寄与が若干増大する。したがってかく乱を受ける境界層では、スイープ運動とイジェクション運動の強化にインタラクション運動による熱輸送の若干

の増大が加わることが、熱伝達の促進をもたらすものと考えられる。

壁面が流体に対して高温であるため、スweep運動は低温と、イジェクション運動は高温と結びついたもの（CS運動とHE運動）がその逆のもの（HS運動とCE運動）に比べて大きな確率で存在している。インタラクション運動は時間のうで無視できない部分を占めているが、熱輸送に対する寄与は大きくない。かく乱を受ける境界層ではHO運動とCW運動の寄与が増大しており、これらの運動が熱輸送には正の、また運動量輸送には負の貢献をしていることがわかる。

本節で得られた以上の結果に基づけば、インタラクション運動を単独で効果的に強化するか、あるいはイジェクション運動やスweep運動に対して相対的に強化することができるなら、壁面摩擦を減少させながら熱伝達を増大させる伝熱面を開発することができるかと推論される。

第7章では円柱列を乱流境界層に挿入し、熱伝達特性に及ぼす円柱列の影響について実験的検討を加えた。壁に近い位置にある($c=2\text{mm}$, $c/d=0.25$) か壁に接触して設置される場合($c=0$, $c/d=0$)、円柱ピッチを適切に選べば平板からの熱伝達を効果的に促進することができる。これらの2つ場合には、円柱表面から形成される剥離せん断層内の乱れが壁に接近することが、熱伝達の促進に重要な役割を果たすことがわかった。

上述の2つの場合を相互に比較すると、平板と円柱列との間にわずかな隙間がある場合の方が、やや良い熱伝達促進が得られる。このことは、円柱下面から発生するせん断層が壁近傍の流れをかく乱する効果が、円柱上面から発生するせん断層における同様の効果に重畳することから来るものと考えられる。

円柱列を平板からやや離れた位置に設置すると、円柱下流域から発生する乱れはその下流側の円柱の伝熱促進効果を抑えるように働く。この場合、乱流域の伝熱抵抗は効果的に低減しない。この場合の熱伝達機構は、熱伝達の促進の観点からは重要ではないが、より広い乱流熱伝達を制御する立場からは重要であり、今後の検討が望まれる。

8. 2 展望

本論文では、最も簡単な形状をもつ挿入物体である円柱を、乱流境界層に2次元的に挿入した系について、熱伝達に関連した乱流構造を乱流統計量、組織的構造の両面から明らかにした。乱流の制御の観点からは、リブレット、大渦破壊デバイス、縦渦発生体などの手段との関連も視野に入れ、今後より総合的な観点から研究を蓄積する必要があるものと思われる。さらにより効果的な乱流制御方法である、添加剤による水流の乱流抑制と伝熱促進などの技術に、本研究の成果が展開されることが望まれる。

本論文で、速度と温度の同時測定方法を開発した。この方法は本研究の目的には十分であったが、微小なセンサーを流体と接触させて用いることから、センサーの汚れによる測定値の変化といった不安定要素には常に悩まされた。また、円柱に極めて近接した領域で、逆流がある、平均流に対して乱れが極端に大きいといった領域に対しては、信頼性ある測定が原理上できなかった。それぞれに長短はあり、利用範囲もやや異なるものの、LDV（レーザドップラー流速計）やCARS（コヒーレントアンチストークスラマン分光法）温度測定法といった光学的方法にも今後開発努力を注ぐ必要があろう。

本論文では微小寸法のプローブを境界層に挿入し、基本的には1点の情報をもとに議論を行っている。第5章においては多点プローブを用いて組織的構造の空間的広がりについて議論し、壁面近傍の状況を明らかにしたが、組織的構造はさらに大きな広がりを持っており、これとカルマン渦に代表される大渦との干渉の様子を捉える目的では、PIV（粒子画像速度測定法）などの利用を試みることも今後の課題であると考えられる。

記号

A	: 伝熱面積 m^2
A, B	: King の式の定数 $V^2/(m/s)^{0.5}, V^2$
A_1, A_2, B_1, B_2	: 温度に関して拡張した King の式の定数 $V^2/(m/s)^{0.5}, V^2/((m/s)^{0.5}K), V^2, V^2/K$
A_3, B_3	: 時定数に関する定数 $s^{-1}, s^{-1}/(m/s)^{0.5}$
a	: 細線の温度伝導率 m^2/s
C_l	: 細線の時定数に関する定数
C_f	: 摩擦係数
c	: 円柱と平板とのすきま m
c	: 細線の比熱 J/kgK (第2章)
c_p	: 流体の定圧比熱 J/kgK
d	: 円柱直径 m
d	: 細線の直径 m
F_x	: 伝熱促進パラメータ
f_c	: カットオフ周波数 s^{-1}
H	: 円柱挿入高さ m
H_p	: 抵抗線の応答関数におけるプラトー値
H	: ホール寸法パラメータ
h	: 熱伝達率 W/m^2K
h_x	: 局所熱伝達率 W/m^2K
I	: 電流 A
I	: 条件つき平均を求める際の指標関数
I_q, I_o, I_a	: 順に4象限、8象限、ホールに関する指標関数
K	: VITA法におけるしきい値パラメータ
K	: 加速パラメータ $(\frac{v}{U_e^2} \frac{dU_e}{dx})$
k	: 冷却速度に関する定数
l	: 冷線の感知部長さ m
l_c	: 冷線の冷却長 m
M	: 時定数 s
N	: 事象の個数
Nu	: ヌセルト数 (hL/λ)
o	: 熱線に関する座標の原点
Pr	: プラントル数
Pr_t	: 乱流プラントル数
p	: 円柱列における円柱ピッチ
q_w	: 壁面からの単位時間当たり伝熱量 W/m^2
R	: 細線の電気抵抗 Ω
R_{ab}	: a, b の相互相関係数
Re	: レイノルズ数 (UL/v)

Re_θ	: 運動量厚さを長さスケールとしたレイノルズ数 $(U\theta/v)$
S	: 実験シリーズ。S ₀ , S ₁ , S ₂ , S ₃ は順に円柱なし、円柱あり $H=6mm$, $H=15mm$, $H=33.5mm$ の場合を表す (表2-3)
St	: スタントン数 $(h/\rho c_p)$
T	: 平均温度 K
T_s	: 時間区間 s
T_R	: 自己相関係数を算出する際の時間区間 s
T_B	: バースティング周期 s
T_p	: 事象 p の時間間隔 s
T_n	: 事象 n の時間間隔 s
t	: 時間 s
U	: x 方向速度 m/s
u	: x 方向速度変動成分 m/s
u_τ	: 摩擦速度 m/s
V	: y 方向速度 m/s
V	: 電圧 V (第2章)
V, V_e	: X型熱線のまわりの速度、冷却速度 m/s (第2章)
v	: y 方向速度変動成分 m/s
x	: 流れ方向座標 m
x_m	: 熱伝達率のピーク位置 m
x_p	: 速度の時間変化から変換した空間座標 m
y	: 流れ方向座標 m

ギリシャ文字

α	: 放射率 W/m^2K^4
β	: 電気抵抗の温度係数 Ω/K
δ	: 境界層厚さ m
δ^*	: 排除厚さ m
θ	: 温度変動成分 K
θ	: X型熱線に関する角度 rad
θ	: 細線に関する温度 K
θ_τ	: 摩擦温度 K
θ	: 排除厚さ m
λ	: 熱伝導率 W/mK
μ	: 粘性率 Pas
ν	: 動粘性係数 m^2/s
ξ	: 一時変数
π	: 円周率
ρ	: 比重量 kg/m^3
ρ	: 密度 kg/m^3
τ	: 時間遅れ s

ϕ : 加速前線の傾き角 rad
 ϕ : X型熱線に関する角度 rad

添字

a : 周囲流体
 a, b : X型プローブの熱線 a と熱線 b
 b : 加熱平板背面
 e : 主流
 i : 4象限分析に関する象限番号
 j : 8象限分析に関する象限番号
 n : 負の速度勾配 (減速) によって特徴づけられる事象
 p : 加熱平板
 p : 正の速度勾配 (加速) によって特徴づけられる事象
 w : 壁面
 w : 細線
 0 : 基準

肩字

$+$: 内層のスケールで無次元化した量

演算記号

\bar{A} : A の長時間平均値
 A' : A の変動強さ (rms 値)
 $[A]$: A の短時間平均
 $\langle A \rangle$: A のアンサンブル平均
 $\text{var}(A)$: A のバリエーション
 \tilde{A} : A の条件つき平均

謝辞

本論文の内容となる研究は、京都大学に在学中に行ったものである。指導教官であった鈴木健二郎教授には、研究全体にわたって熱心な励ましと指導をいただいた。故佐藤 俊教授には折に触れ暖かい言葉をかけていただいた。当時研究室の先輩であった千田 衛助手 (現同志社大学教授)、萩原良道助手 (現京都工繊大学教授) には、実験の手ほどきをしていただいたことを感謝したい。丸茂栄佑氏 (現明石工業高等専門学校教授) には、情報交換のためにご尽力いただいた。共同研究者であった山田 仁氏、飯田利昭氏、松森善郎氏、故矢野智裕氏、鈴木 洋氏には、実験や討論を通じてひとかたならぬ助力を頂き、さらには同時期に研究室に在籍したすべての人々に有形・無形の援助を頂いた。これらの人々の助けがなければ本研究は完成しなかった。

論文をまとめる段階では、ともすれば易きに流れようとする著者を厳しく指導し、励ましてくださった鈴木健二郎教授をはじめとして、著者の奉職する工業技術院機械技術研究所の上司、先輩、同僚達、とりわけ松野建一所長、紺谷和夫エネルギー部長、甲田壽男前エネルギー部長 (現岩手工業試験センター所長)、濱 純企画室長および矢部 彰流体工学研究室長に感謝したい。これらの人々の寛容と励ましによって論文の完成が可能になった。なかでも矢部室長は著者の属する研究グループのチームリーダーであり、著者の仕事を肩代わりするなど積極的に支援しながら著者の学位取得を強く薦めてくれた。

最後に、本研究を行う段階、まとめの段階に渡る長い年月、著者を支え励ましてくれた妻の多恵子に心から感謝したい。