

軸流中の回転円筒上の乱流境界層
に関する実験的研究

平成9年3月

学位論文：博士(工学)甲65

矢野 治久

目 次

主要記号	iii
第 I 章 緒 論	1
第 II 章 平均流と乱れの特徴	10
II-1 緒 言	10
II-2 基本的考察	11
II-3 実験装置と実験方法	13
II-3.1 実験装置	13
II-3.2 実験方法	18
II-4 実験結果と考察	19
II-4.1 平均速度分布	19
II-4.2 対数速度分布	20
II-4.3 変動速度場	25
II-5 結 言	27
付録 II-1 プロープ回転法によるレイノルズ応力の測定原理	29
第 III 章 エネルギー収支とスペクトル分布	53
III-1 緒 言	53
III-2 実験装置と実験方法	54
III-3 実験結果と考察	54
III-3.1 平均流エネルギー収支	54
III-3.2 乱れエネルギー収支	56

III-3.3	パワースペクトル分布	57
III-4	結 言	59
付録III-1	X, V型熱線プローブの出力補正	60
第IV章	各速度成分間のエネルギー収支とスペクトル解析	75
IV-1	結 言	75
IV-2	実験装置と実験方法	76
IV-3	実験結果と考察	76
IV-3.1	平均流エネルギー輸送方程式	76
IV-3.2	乱れエネルギー輸送方程式	78
IV-3.3	スペクトル解析	80
IV-4	結 言	82
第V章	結 論	92
謝 辞	95
文 献	96

主 要 記 号

a : 円筒半径

C_f : 表面摩擦係数

Coh_{uv} : 変動速度 u , v のコヒーレンス

E_u : 変動速度 u の一次元パワースペクトル

E_v : 変動速度 v の一次元パワースペクトル

E_{uv} : 変動速度 u , v のクロススペクトル

k : x 方向の波数 $= 2\pi f / U$ (f : 周波数)

K_{uv} : 変動速度 u , v のコスベクトル

l : 混合距離

P : 平均静圧

Q_{uv} : 変動速度 u , v のクオドスペクトル

$Q^2 / 2$: 平均流エネルギー $= (U^2 + V^2 + W^2) / 2$

$\overline{q^2} / 2$: 乱れエネルギー $= (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2}) / 2$

r : 円筒中心軸からの距離 $= a + z$

Re : 基準レイノルズ数 $= U_m a / \nu$

U, V, W : 平均速度の x, y, z 成分

u, v, w : 変動速度の x, y, z 成分

u', v', w' : u, v, w の rms 値

U_e : 局所境界層外主流速度

U_R : 回転円筒に固定した座標系における非粘性流の相対速度

V_o : 円筒周速度

x : 円筒前縁からの軸方向距離

y : 方位角

z : 円筒壁面からの垂直方向距離

δ : 境界層厚さ ; $U/U_e = 0.995$ になる z の値

ρ : 流体の密度

ν : 流体の動粘性係数

ν_T : 渦動粘性係数

τ : せん断応力

$$\Delta_x : \text{排除厚さ} = \int_0^\delta (1-U/U_e)(r/a) dz$$

$$\Theta_x : \text{運動量厚さ} = \int_0^\delta (U/U_e)(1-U/U_e)(r/a) dz$$

$$\Theta_{xy} : \text{角運動量厚さ} = \int_0^\delta (U/U_e)(V/V_0)(r/a)^2 dz$$

$$\Theta_{xy} : \text{回転による層内圧力変化を示す積分厚さ} = \int_0^\delta (r/a) \int_0^\delta (1/r')(V/V_0)^2 dr' dz$$

ϕ_u : E_u を $\overline{u^2}$ で正規化したパワースペクトル

ϕ_v : E_v を $\overline{v^2}$ で正規化したパワースペクトル

ω : 回転角速度

Ω : 局所速度比 = $a \omega / U_e$

Ω_m : 基準速度比 = $a \omega / U_m$

添え字

x, y : それぞれ x, y 方向成分

m : $x=0$ での基準値

0 : 壁面での値

第 I 章 緒 論

一様な軸流中で回転する物体まわりの流れは、ターボ機械の流れ、熱・物質移動問題と関連し工学的に重要である。このため、これまでに数多くの回転流に関する研究がなされており、いくつかの展望・解説^{(1)~(5)}が公にされている。

この種の流れは一般に三次元的で複雑であるが、この内非圧縮性流体の一様な流れの中で、軸をそれに平行に向けて回転している軸対称物体まわりの流れは、運動方程式がかなり簡略化され、一般の三次元流の中では基本的な流れ場である。このため工学的応用のみならず、理論的にも興味を持たれており、層流境界層については多くの理論的・数値的解析がある^{(6)~(15)}。

しかし、工学的実用性から見地からすれば、乱流場の方が圧倒的で、多くの研究者たちの興味は、現在この乱流場に移ってきている。乱流場を支配する方程式を解くためには、現在のところ現象論的なモデルを構築し、それによって近似的に計算する方法が主流で、その計算結果は二次元流において高い精度を持つに至っている。このいわゆる乱れ場の方法のかぎを握るのは、上記の回転体上の流れの場合でも、言うまでもなくモデルの妥当性である。これは少なくとも次元的に正しく、また物理的にもっともらしいものでなければならない。しかし、その判定は難しく、より複雑な各種の条件下での流れ、たとえば任意の圧力勾配下の流れ、粗さ要素を過ぎる流れなどの実験とモデルとの比較が必要である。そして、さらに一步進めてより物理的に妥当なモデルの構成には回転体まわりの流れにおいても、乱れの特性量の詳細な測定が不可欠である。

平板乱流境界層においては、測定技術の進歩に伴いその構造に関する詳細な実験が精力的に行われており、理論的研究と相まって徐々にその全貌が明らかにされつつある。軸流中の回転対称物体まわりの乱流境界層は、軸対称性とい

う制約から比較的二次元に近い流れ場として位置づけられている。しかし、物体が静止しており、かつその物体の半径が軸方向に一定であっても境界層が物体半径に比べて厚くなる場合には、曲率の効果が境界層近似のオーダーでも無視できなくなる。さらに物体が回転するとその回転による周方向速度成分によって境界層の速度ベクトルはねじれた形状を示し、また遠心力の効果が生じるため、軸対称にも関わらず流れは複雑になる。このように回転体上の乱流境界層については、平均流の測定はともかく、乱れ特性に関する実験は静止物体の場合でさえその測定の困難さからこれまで非常に少ない。

ここで、この流れ場の実験的研究の経緯について見ていくことにする。回転体の実験的研究を本格的に行ったのは、Parr⁽⁷⁾が最初である。彼は流線形物体の頭部と後部を別々にして、レイノルズ数を4種類、円筒の周速度と一様流との比、すなわち速度比を6種類変化させて境界層の速度分布をピトー管により測定した。そしてそれらの測定結果から速度分布の擬二次元性を調べ、また、速度分布から求まる軸方向と周方向の排除厚さ、運動量厚さの速度比による変化について報告している。しかし、速度分布の測定は軸方向に詳細なものではなく、その特徴は明らかにされていない。その後、古屋・中村ら^{(16)~(18)}は半球頭回転円筒ならびに先細回転円錐体上の境界層に関して、レイノルズ数と速度比を種々変化させてピトー管により詳細な速度分布の測定を行った。その中で、彼らは円錐体上の乱流境界層の方位角方向速度分布に対数法則が成立することを示唆している。これらの研究においては物体上の境界層は物体半径に比べて薄いとされている。

一様軸流回転円筒上に発達する境界層の特性を支配する外的要因を種々に変えた研究は、古屋・中村・山下ら^{(19)・(20)}により行われた。古屋・中村・山下⁽¹⁹⁾は回転円筒上の発達した乱流境界層を単一粗さ要素により乱した場合の回復の挙動を調べた。彼らはこのようなねじれた速度分布を持つ境界層の軸方向、周方向速度成分の間の関係を示す極線図に回転系から見た流れの考察に基

づく新たな二次元的表示法を用いた。そして、粗さ要素によるかく乱に対し、円筒回転数が大きくなるほど境界層の二次元性への回復が速やかであることを示した。古屋・中村・山下・石井⁽²⁰⁾は層外圧力勾配が回転円筒上の流れに及ぼす影響について調べるとともに、周方向せん断応力によるモーメントが一定である条件と壁面近傍における周方向運動方程式に基づき円筒の半径効果を取り入れた周方向欠損則、対数速度分布を提唱した。円筒回転数や外的作用の影響は軸方向速度成分には大きく、周方向速度成分には比較的小さく現れることが明らかにされた。

一様軸流回転物体まわりの乱流境界層の平均速度成分のみならず変動速度成分まで含めた測定は、古屋・中村・山下⁽²¹⁾により、ほぼ一定圧の軸流中における後細円錐体上の流れに対して行われた。そして半径方向運動方程式の各項を実験値から評価し、平均速度と圧力の項のみでは平衡状態になく、変動項も無視できないことを示した。Nakamura-Yamashita-Furuya⁽²²⁾は古屋ら⁽²⁰⁾と同じ実験結果より、混合距離とリチャードソン数の関係についても調べた。中村・山下・山本⁽²³⁾は後細円錐体が高速度で回転する場合の実験を行った。そして同時に境界層が薄い場合のParrの計算法に対し比較的厚いこの種の乱流境界層についての運動量積分方程式に基づいた簡易計算法を提唱した。Nakamura-Yamashita-Watanabe-Sawaki⁽²⁴⁾は回転円筒上に固定した非直交流線座標系における運動方程式を導き、これをもとに流線方向の普遍速度分布を決定し、円筒回転数によらず実験結果が整理できることを示した。そして流線方向の普遍速度分布より直接に軸方向普遍速度分布が、また境界層が厚いとした場合の軸方向、周方向速度成分の関係式より周方向普遍速度分布がその係数までも含めて決定できることを示し、実験結果との良い一致を確認した。さらに回転壁面近傍では中波数域にピークを持つ乱れエネルギーのパワースペクトル分布を見出している。

Patel-Nakayama-Damian⁽²⁵⁾は流線形後部物体の物体静止時の乱流境界層のレ

レイノルズ応力をX型熱線プローブで測定し、横方向曲率の効果、圧力勾配の影響などを調べ、測定結果に基づいて渦粘性係数、混合距離の変化を調べた。回転円筒上の乱流境界層のレイノルズ応力の測定は、Bissonnette-Mellor⁽²⁶⁾とLohmann⁽²⁷⁾によって、プローブ回転法の技術により行われた。これらはいずれも静止円筒から回転円筒上へと流入する流れを対象とし、主として周方向の急激なひずみ変形に対する乱れ特性の応答に注目したものである。Bissonnetteら⁽²⁶⁾の実験で注目されるのは、このステップ状の攪乱の応答として乱れエネルギーの急速な増大が認められるのみならず、乱れエネルギーの再配分が、加えられた平均ひずみ速度に急速に応答している点である。理論的解明の試みとして、彼らは乱流計算法の代表的な一つであるMellor-Herring⁽²⁸⁾のレイノルズ応力方程式を閉じる方法を応用して、この種の流れの壁法則に及ぼす曲率の効果を調べているが、この試みは必ずしも成功しているとは言い難い。

Lohmann⁽²⁷⁾はさらに平均流線方向の乱れエネルギースペクトルを測定し回転により大きな渦が崩壊し、代表スケールの小さな渦が増加することを示した。彼はまたFuruya-Nakamura⁽²⁹⁾と同様に円筒上より見た相対速度について二次元と同じ対数法則を適用した。そこでは比較的よく結果が整理されているが、これは境界層が相対的に薄いためと考えられる。

Aguilar-Pierce⁽³⁰⁾はCebeci⁽³¹⁾が厚い軸対称乱流境界層に対して提唱した渦粘性モデルを用い、Bissonnette-Mellor⁽²⁶⁾とLohmann⁽²⁷⁾の実験データと対数速度分布やレイノルズ応力分布等について比較しており、円筒静止時の対数速度分布はデータと比較的よい一致を示すが、円筒が回転すると、レイノルズ応力分布は一致しない。

Higuchi-Rubesin⁽³²⁾は、Aguilarの混合長モデル⁽³³⁾の他に、Wilcox-Rubesin⁽³⁴⁾の2方程式モデル、およびレイノルズ応力方程式モデル、そしてSullivan⁽³⁵⁾のレイノルズ応力方程式モデル等を用いた計算結果を、Aguilar-Pierce⁽³⁰⁾と同様にして、Bissonnette-Mellor⁽²⁶⁾およびLohmann⁽²⁷⁾の実験データと、主

にレイノルズ応力分布ならびに渦粘性係数について比較したが、やはりデータとの一致はあまり得られていない。

Bissonnette らや Lohmann とは逆に、主に回転円筒から静止円筒へ流入する流れを対象とした研究が Driver-Hebbar^{(36)・(37)}によって行われた。まず最初に Driver-Hebbar⁽³⁶⁾は、主として周方向のひずみ変形の終了に伴う三次元乱流境界層から二次元乱流境界層への弛緩過程に注目し、その流れ場の平均速度とレイノルズ応力全成分、ならびに速度の3重相関を3本のビームを粒子に照射することにより3方向同時測定可能なLDVを用いて測定し、渦粘性係数や乱れエネルギー収支、ならびにレイノルズ応力収支の各項を測定値から評価している。そして、それらの値を各種乱流モデルを用いた計算結果と比較した。彼らのデータはレイノルズ応力方程式を用いた計算結果の妥当性を指示している。さらに Driver-Hebbar⁽³⁷⁾は同様の流れ場を支配する外的要因のうち圧力勾配を円筒の曲率の変化により変え、同様にLDVで測定し前報の結果も加えて流れ方向の圧力勾配の影響と回転による横方向ひずみの影響を比較した。そこで彼らは、速度分布やレイノルズ応力分布におよぼす圧力勾配の影響は、横方向よりも流れ方向の方が大きいこと、横方向ひずみの変化に対するレイノルズ応力の変化には遅れがあることなどを明らかにした。

最近になって伊藤・今尾・水谷ら^{(38)・(39)}は一様流中の回転円錐体まわりの乱流境界層の特徴を円錐の頂角、および回転速度を変えて実験的に調べた。まず、伊藤・山田・今尾・鈴木・水谷⁽³⁸⁾は、I型の熱線による測定からこの流れ場の平均流特性を調べ、リチャードソン数の分布から流れの不安定効果に及ぼす速度比と、円錐の頂角の影響や周方向・子午線方向対数速度分布、および周方向欠損速度分布の成立と、その係数に及ぼす速度比と頂角の影響について論議している。さらに伊藤・今尾・水谷・諸井⁽³⁹⁾は前述の流れ場のレイノルズ応力6成分と壁に垂直な変動速度成分のパワースペクトルならびに速度の3重相関をI型と傾斜型プローブ回転法、X型プローブ、3線式プローブ等に

より測定し、乱れエネルギー収支を評価した。その中で彼らは速度比の増加と円錐頂角の減少に伴う流れの不安定効果の増大が構造パラメータや乱れエネルギー収支の各項に及ぼす影響を調べ、さらにパワースペクトル分布から、規則的な大規模渦構造の存在を示唆した。

以上、回転体上の乱流境界層に関し主に実験的研究について概観したが、その中で重要な役割を果たしている対数速度分布については、境界層研究に欠かせない特徴の一つであるので、さらに詳しくその経緯を見ていくことにする。

平板乱流境界層において、レイノルズ数に無関係に成立する対数速度分布を見出したのは、Izakson⁽⁴⁰⁾と Millikan⁽⁴¹⁾である。その後対数速度分布は、多くの研究者達の実験によって検証され乱流境界層の重要な特徴の一つに数えられるに至っている。特に Ludwig-Tillmann⁽⁴²⁾は乱流境界層の構造に及ぼす重要な外的因子の一つである圧力勾配の影響を調べ、壁近くの流れはこの影響を直接的には受けず、対数法則の成立することを示した。これにより導かれる種々の関係、特に摩擦公式などは実用上十分な精度で結果を与えることが確認されており、また後に述べる近似計算法などにも応用される。

さて、軸対称物体上の乱流境界層においても、境界層が薄く、曲率の効果が無視できるならば、物体静止時の場合はもちろん、物体が回転している場合においても、古屋・中村・土井⁽¹⁸⁾の実験、および Furuya-Nakamura⁽²⁹⁾が示すように、二次元の対数速度分布がそのまま妥当するであろう。しかし、境界層は乱流の場合には層流より発達が早く、しかも物体回転はさらにこれを助長し、曲率の効果は比較的早く無視できなくなる。乱流境界層の構造もその影響を受けて当然変化すると予想され、これと密接に関係している相似則も二次元とは異なってくると考えられる。

この種の境界層のうちでも、最も単純なものは、静止円筒上の厚い乱流境界層であり、ここでは平板の場合に比べて横方向曲率のみが問題となるが、二次元流の最も単純な拡張として、類推も比較的容易で古くから注目されてきた。

Rao⁽⁴³⁾は横方向曲率の大きな流れに対する境界層方程式に基づき、その粘性底層の速度分布から類推して対数速度分布を導出した。この Rao の式は、古屋・中村・山下・石井⁽²⁰⁾による圧力勾配を変化させた静止円筒上の乱流境界層の実験においてもその妥当性が示唆されている。

これに対して円筒回転時には円筒とともに回転する相対主流方向の速度成分およびその成分として軸方向と周方向の速度成分に対する対数速度分布が考えられる。まず最初に回転の影響が少ない周方向速度成分に対する対数速度分布が古屋・中村・土井⁽¹⁸⁾によって提唱され、その妥当性については係数に対する外的要因の影響を含め、現在でも研究されている。その後、相対主流方向の速度成分に対する対数速度分布が Nakamura-Yamashita-Watanabe-Sawaki⁽²⁴⁾によって提唱され、実験結果との良い一致が示された。これ以後同様な流れ場において流れの相似性を論議する場合には、もっぱらこの相対主流方向の合成速度成分についてなされている。

軸流中の軸対称物体まわりの流れといえども三次元流に変わりなく、そのような流れ場でこれまで提唱されてきた一般の三次元乱流境界層に対する対数法則の妥当性に検討を加えることは重要な役割を持つと考える。一般の三次元流に対する対数速度分布は相対主流のような合成速度成分について考えられるのがほとんどで、その成分からのずれをどのように考慮するかによって、研究者の妥当性の評価が別れるところである。

Coles⁽⁴⁴⁾は、壁面近傍(対数領域内)の速度ベクトルの方向が、壁面せん断応力ベクトルの方向と一致するとして、相対主流からのずれを考慮した対数速度分布を提唱した。Johnston⁽⁴⁵⁾も、ずれを考慮したせん断応力の方向へ向かう仮想の速度成分が、二次元の対数法則に従うとして提唱した対数速度分布の妥当性を、摩擦係数 c_f を用いて検討している。

Hornung-Joubert⁽⁴⁶⁾は、翼先端に取り付けられた二次元円柱へ向かう曲がり流路上の、乱流境界層のピトー管による速度の測定結果から、三次元性がそれ

ほど強くない場合には、相対主流からのずれを考慮しなくても、二次元の壁法則がそのまま三次元境界層にも適用できるとしている。Perry-Joubert⁽⁴⁷⁾は、しかし前報⁽⁴⁶⁾と同じ流れ場において、乱流境界層が急速な横方向の曲がりの影響を受けた場合、対数速度分布に圧力勾配の項を付加することによって、適応性を増す検討を行った。

Pierce-Zimmerman⁽⁴⁸⁾と、Chandrasekher-Swamy⁽⁴⁹⁾らは相対主流からのずれを考慮に入れた局所自由流方向の摩擦速度と、ずれを考慮しない相対主流速度成分を用いた対数速度分布が二次元の壁法則に従うとしてPierce-Krommenhoek⁽⁵⁰⁾とPrahold⁽⁵¹⁾らの実験データを用い、他の対数速度分布と比較を行っており、そこでは主流の曲がりがそれほど強くなければ彼らの提唱式は妥当であるとしている。

Van den Berg⁽⁵²⁾は、相対主流方向の合成速度を局所自由流方向と横方向成分に分け、その各々の成分に対する対数速度分布が、圧力勾配と慣性力の項を付加することによって成立するとしている。そしてまた彼は、Van den Berg-Elsenaar⁽⁵³⁾の非圧縮性三次元乱流境界層の実験データを用い、慣性力項を付加した効果を論議することによって、その対数法則の妥当性を検討している。White-Lessmann-Christoph⁽⁵⁴⁾も、Van den Berg⁽⁵²⁾と同様に速度成分を分け、局所自由流方向速度成分に対する対数速度分布に圧力勾配の項を付加して、三次元乱流境界層に対応させている。

Ölçmen-Simpson⁽⁵⁵⁾は、圧力誘起、およびせん断誘起された種々の乱流境界層のデータを用いて、Colesを始め種々の対数式^{(44)~(49)・(52)・(54)}の妥当性を検討しており、その中でJohnstonの対数式⁽⁴³⁾が種々の三次元乱流境界層流れに対して最もよく適応するとしている。また、Nakamura-Yamashita-Watanabe-Sawaki⁽²⁴⁾は、軸流中の回転円筒上の乱流境界層に関する実験的研究において、円筒とともに回転する斜交流線方向の速度成分に対する対数速度分布を提唱し、回転速度によらずデータがよく整理できることを示した。

以上、軸流中の回転体上の乱流境界層の一般的性質について述べ、関連する実験的研究、ならびに流れの相似性に関連する研究について概観したが、回転体上の厚い乱流境界層の特性は、二次元乱流境界層と比べ得るような普遍速度分布の確立と、乱流モデルを構築させるために必要な、レイノルズ応力6成分の高精度なデータの収録、流れ場の規模や構造を把握するために必要不可欠である、高密度な瞬時速度の情報を得ることが重要である。

これらの諸点を明らかにするために、著者は以下の各章に詳述するような一連の研究を行った。

まず、第II章では本流れ場の平均速度とレイノルズ応力6成分の測定を、円筒の回転速度を変えて行い、平均速度分布、ならびにレイノルズ応力分布に対する円筒回転速度と軸流速度の比、すなわち速度比の影響を明らかにする。さらに、壁近くの普遍速度分布に対する検証、渦粘性や混合長の変化についても明らかにする。

次に、第III章では、まず前章で得られたデータを用いて平均流・乱れエネルギー収支を計算し、本流れ場の平均・乱流構造を調べる。さらに、微小V型熱線プローブによる測定を行い、速度の瞬時値データから変動速度の x 、 y 成分である u 、 v の一次元パワースペクトル分布を画き、本流れ場の波数空間における乱流構造を調べる。

第IV章においては、各速度成分間のエネルギー収支を第II章で得られた測定データを用いて計算し、本流れ場のエネルギー輸送の構造を調べる。さらに、第III章で得られた微小V型熱線プローブによる速度の瞬時値データを用い、変動速度の x 、 y 成分 u 、 v のコスペクトル、クオドラチャスペクトルを求め、コヒーレンス、フェイズの分布を画いて、本流れ場の渦構造を調べる。

最後に、第V章では以上の結果を総括し、結論とする。

第 II 章 平均流と乱れの特 性 ⁽⁶⁹⁾ · ⁽⁷¹⁾ · ⁽⁷³⁾

II-1 緒 言

第 I 章で述べたように、軸流中の細長回転円筒上の乱流境界層は、工学上重要な問題であるのみでなく、境界層理論の拡張として、一般の三次元流の中では最も基本的な問題である。この境界層の特徴は、境界層内で速度分布が大きなねじれを示す点にあり、境界層全体にわたって遠心力と横方向曲率が強い影響を及ぼしている。

この種の乱流境界層については、古屋、中村、山下らによる一連の実験的研究 ⁽¹⁹⁾ ~ ⁽²⁴⁾ · ⁽²⁹⁾ · ⁽⁵⁶⁾、および解説・展望 ⁽⁵⁾、円すい体上の流れに対する伊藤らの実験 ⁽³⁸⁾ · ⁽³⁹⁾ 等がなされてきている。また、静止円筒に接続した回転円筒いわゆる差動回転円筒上の流れについて Bissonette-Mellor ⁽²⁶⁾ と Lohmann ⁽²⁷⁾ による実験、回転円筒に接続した静止円筒、すなわち差動静止円筒上の乱流境界層の LDV による測定が、Driver-Hebbar ⁽³⁶⁾ · ⁽³⁷⁾ によってなされている。

この流れは軸対称性を持つとはいえ、平均速度ベクトルの方向が回転座標系におけるポテンシャル流の相対速度の方向になるという保証はなく、三次元流であることに変わりはない。この三次元流はせん断駆動三次元乱流境界層の範疇に属し、計算流体力学においては、この境界層に対する予測の程度を調べることの重要性から、実験結果との比較がなされているが ⁽³⁰⁾ · ⁽³²⁾ · ⁽⁵⁷⁾、比較できる実験データ、特に乱流量に対する信頼できるデータが少ないというのが現状である。特にレイノルズ応力の横方向成分は重要ではあるが測定の困難な量である ⁽⁵⁸⁾。

乱流モデルとの関連では、各種の条件下での系統的实验、壁面近傍の平均・変動速度場、壁面せん断応力とレイノルズ応力全成分の測定が望まれる。上記

のように比較的多くの実験的研究が行われてきているが、計測法の進展に伴う測定データの見直し、再評価も必要となろう。また、平板乱流境界層に比べ得る程の壁近くの流れの相似性、乱流構造などは十分に解明されたわけではない。さらに、三次元乱流境界層において、平均流の三次元性が乱流構造におよぼす影響についての物理的理解は十分ではない⁽⁵⁸⁾。

本章では、一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の平均・変動速度場の特性、および乱流構造を実験的に明らかにしようとするものである。この目的のため、円筒は細長いものとし、境界層が軸方向、横方向とも前縁から発達するよう円筒前縁をナイフエッジとして吸い込みを行っている。本章は、この研究のまず第一段階として、この乱流境界層の平均・変動速度場の特徴、レイノルズ応力6成分の測定結果、および各種の対数速度分布の適応性について明らかにする。

II-2 基本的考察

図2-1に本流れ場のモデルと座標系を示す。このような細長回転円筒上の軸対称流れを記述する基礎式は、図2-1に示す座標系で表したレイノルズ方程式の各項の大きさを、Hinze⁽⁵⁹⁾に従って評価し、境界層が相対的に厚い場合の半径効果を考慮した第2近似の境界層方程式として、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial x}(rU) + \frac{\partial}{\partial r}(rW) = 0 \\
 & U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_x) \\
 & U \frac{\partial V}{\partial x} + W \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{VW}{r} = \frac{1}{\rho r^2} \frac{\partial}{\partial r}(r^2\tau_y) \\
 & \frac{V^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \left(\frac{\partial \overline{w^2}}{\partial r} + \frac{\overline{w^2}}{r} - \frac{\overline{v^2}}{r} \right)
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.1)$$

境界条件は、

$$r=a ; U=W=u=v=w=0 , V=V_0=a\omega \dots\dots\dots(2.2)$$

$$r \rightarrow \infty ; U=Ue , V,u,v,w \rightarrow 0$$

である。ここに、 τ_x, τ_y はせん断応力の x, y 方向成分で、

$$\left. \begin{aligned} \tau_x &= \mu \frac{\partial U}{\partial r} - \overline{\rho u w} \\ \tau_y &= \mu \left(\frac{\partial V}{\partial r} - \frac{V}{r} \right) - \overline{\rho v w} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.3)$$

で与えられる。上式より x, y 両方向の運動量積分方程式を導くと、それぞれ次式となる。

$$\frac{d}{dx} \{ \rho U e^2 (\Theta_x + \theta'_{rr} - \theta'_{rr}) \} - \Delta_x \frac{dPe}{dx} + \frac{d}{dx} \{ \rho V_0^2 (\Theta_{yy} + \theta'_{yy}) \} = \tau_{0x} \dots\dots\dots(2.4a)$$

$$\frac{d}{dx} (\rho U e V_0 \Theta_{xy}) = -\tau_{0y} \dots\dots\dots(2.4b)$$

ここで、 τ_{0x}, τ_{0y} は、壁面せん断応力の各成分である。なお、上式に現れた各厚さは、次式で定義されるものである。

$$\left. \begin{aligned} \Theta_x &= \int_0^{r_\delta} \frac{U}{Ue} \left(1 - \frac{U}{Ue} \right) \frac{r}{a} dr \\ \Delta_x &= \int_0^{r_\delta} \left(1 - \frac{U}{Ue} \right) \frac{r}{a} dr \\ \Theta_{xy} &= \int_0^{r_\delta} \frac{U}{Ue} \frac{V}{V_0} \left(\frac{r}{a} \right)^2 dr \\ \Theta_{yy} &= \int_0^{r_\delta} \frac{r}{a} \int_0^{r_\delta} \frac{1}{r'} \left(\frac{V}{V_0} \right)^2 dr' dr \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.5a)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \theta'_{rr} &= \int_0^{r_\delta} \frac{\overline{w^2}}{Ue^2} \frac{r}{a} dr \\
 \theta'_{rr} &= \int_0^{r_\delta} \frac{r}{a} \int_0^{r_\delta} \frac{1}{r'} \frac{\overline{w^2}}{Ue^2} dr' dr \\
 \theta'_{yy} &= \int_0^{r_\delta} \frac{r}{a} \int_0^{r_\delta} \frac{1}{r'} \frac{\overline{v^2}}{V_0^2} dr' dr
 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.5 b)$$

これらの厚さのうち、 Θ_{yy} は回転による層内圧力変化の積分値であり、 θ'_{rr} 以下の厚さは、レイノルズ垂直応力の効果に対応している。 Θ_x 、 Θ_{yy} 、 Θ_{xy} は回転円筒上の厚い境界層のx方向、およびy方向の運動量厚さ、角運動量厚さであり、 Δ_x はx方向の排除厚さと考えることができる。なお、Hinzeの方法に従って乱れの項の大きさが評価されているので、 $\partial \overline{u^2} / \partial x$ を含む項は生じていない。

II-3 実験装置と実験方法

II-3.1 実験装置

実験装置の全景を図2-2に示す。用いた風洞は吸い込み型で、その前部には空気の清浄化、旋回成分の除去ならびに乱れの低減を実現するための整流筒③が設けてある。整流筒の前面にはエアクリナーの役割をするフィルタが設けられており、気流は整流筒吸い込み口の縮小ノズルを通った後、整流用アクリルハニカム①(長さ150mm、一辺12mmの六角形穴のアクリルハニカム)を通り旋回成分が取り除かれ、さらに4枚の金網②(#16)により乱れの少ない一様流となって風洞吸い込み口の縮小ノズル⑤を通った後、測定部に流れ込むようになっている。また整流筒最後部の角部における流れのはく離による一様流中の乱りを低減するため、圧力差による吹き出しがなされるように整流筒後部をフィルター④とした。

測定部の外筒⑦は内径350mm、肉厚10mm、長さ420mmのアルミ鋳物製で、5個連結してある。外筒断面は旋盤加工により滑らかに仕上げられており、上下に二分割できるようになっている。その他の部分は内径350mm、肉厚4mmの鋼管を用いてある。

風洞内には回転円筒⑧が設置されており、これは風洞の上流部の支持円筒⑥と、下流部の軸受けで両端支持されている。

図2-3(a),(b)は基準流速測定用の全圧管と静圧管を示したものであり、円筒前縁と同一断面($x=0$)の外筒壁面上境界層外に取り付けられており、この全圧と静圧の差が圧力変換器により読み取られる。なお、本風洞の乱れは円筒静止時で $x=750$ mmの位置の主流中で0.8%程度であった。これは境界層測定の際の主流乱れとしては決して小さくはないが、この程度であれば乱流境界層の発達には影響がないと考えられる。

図2-4に回転円筒本体の形状を示す。円筒は半径40mm、長さ1200mmのアルミ合金製で、表面はサンドペーパーにより仕上げられており、極めて滑らかである。また、前縁より100mmの位置に乱流遷移を促進するためのトリッピングワイヤが取り付けられている。このトリッピングワイヤの形状は図2-4の拡大図にもあるように、幅・高さが1mmとした。ここでその大きさ、および設置位置の基準について述べる。

一般に境界層の発達する壁面が前縁から後方に至るまで滑らかな面であれば、境界層は層流から乱流へと連続的に遷移するが、壁面上に粗さ要素が存在する場合、これによって遷移が促進され前縁により近い位置において乱流が発生する。この遷移点の位置は粗さ要素の形状、大きさによって変化するが、一般的には粗さ要素の高さが増加するにつれて連続的に上流に移動し、最終的に粗さ要素の位置が遷移点になると考えられる。このトリッピングワイヤの高さと位置及び遷移点の位置の関係は次に述べるとおりである。

H.L.Drydenによれば、流れを非圧縮性とし、粗さ要素の高さと設置位置をそ

れぞれ k , x_k 、遷移点の位置を x_{tr} 、一様流の速度を U とし、 $x_{tr} > x_k$ としたとき、遷移レイノルズ数 ($R_{tr} = U\delta_{1tr}/\nu$) と粗さ要素の代表高さ (k/δ_{1k}) との間には図 2-5 の実線で示すような関係が存在する。ここで δ_{1tr} は遷移点における境界層の排除厚さであり、 δ_{1k} は粗さ要素を取り去った状態での粗さ要素のあるべき位置における排除厚さである。図 2-5 では補助スケールとして $R_{xtr} = Ux_{tr}/\nu$ が使われており、 R_{tr} と R_{xtr} の関係は次の通りである。

$$R_{tr} = \frac{U\delta_{1tr}}{\nu} = 1.72 \times \sqrt{\frac{Ux_{tr}}{\nu}} = 1.72 \sqrt{R_{xtr}} \quad \dots\dots\dots(2.6)$$

高さ k が増加するに従って遷移点の位置 x_{tr} は粗さ要素の位置に近づく。すなわち図 2-5 での曲線上を左から右へ移動する。そして遷移点が粗さ要素の位置に達したとき実験点は曲線を離れ、 x_k/k をパラメータとして次式で表される直線上にのることになる。

$$\frac{U\delta_{1tr}}{\nu} = 3 \frac{kx_k}{\delta_{1k}k} \quad \dots\dots\dots(2.7)$$

また、K.Kraemer⁽⁶⁰⁾ によれば任意の位置における粗さ要素が次式を満たしていれば、遷移を促進させるに十分であるとしている。

$$\frac{Uk}{\nu} \geq 900 \quad \dots\dots\dots(2.8)$$

上式も図 2-5 中に一点鎖線で示されている。そしてこの場合の粗さ要素の位置と遷移点の位置との関係は次式のように表されるとしている。

$$\frac{U(x_{tr} - x_k)}{\nu} = 2 \times 10^4 \quad \dots\dots\dots(2.9)$$

本研究において、粗さ要素としてのトリッピングワイヤの位置、および高さを求めるには次のような計算を行った。まず、図 2-5 の曲線部分を使って、

希望する遷移点の位置 Ux_{tr}/ν とワイヤの高さ k/δ_{1k} の関係を読みとる。次に δ_{1k} と x_k との関係式として平板上の層流境界層の Blasius 速度分布から定められる次式⁽⁶¹⁾

$$\delta_{1k} = 1.7208 \frac{\nu x_k}{U} \dots\dots\dots(2.10)$$

を用い、図2-5から読みとった k/δ_{1k} の値に代入すると、 x_{tr} をパラメータとする k と x_k の関係式が得られる。ここで、遷移点を適当な値で設定すると、それぞれの x_{tr} に対する k/δ_{1k} が求まる。これらの関係と式(2.10)を用いれば k と x_k に関する関係式が得られ、そこから $k = 1.0 \text{ mm}$ 、 $x_k = 100 \text{ mm}$ と決定した⁽⁶²⁾。

回転円筒を支持する円筒(図2-2の⑥)は、外径 60.5 mm の鋼管で境界層吸い込み系の管路の一部をなすものである。この円筒は風洞内において、支持細線〔図2-2の⑩(直径 0.2 mm のピアノ線)〕で3方向から支持されている。なお、ピアノ線は整流部の後に取り付けられているので、ここでピアノ線による気流の乱れの影響を試算してみる。

これまでの実験結果によれば、直径 d の円柱の背後の乱流後流における最大欠損速度 u_m と後流の半値幅 b は、次式で表される⁽⁶³⁾。

$$\left. \begin{aligned} u_m &= 0.94 U_\infty (C_D d/\tilde{x})^{1/2} \\ b &= 0.25 (\tilde{x} C_D d)^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.11)$$

ここで、 U_∞ ; 周囲の一樣流速、 C_D ; 円柱の抗力係数、 d ; 円柱直径、 x ; 仮想原点からの x 方向距離である。本実験条件を上式に当てはめて計算を行ったところ、回転円筒前縁における最大欠損速度 u_m が U_∞ の約2%、半値幅 b が約 5 mm と非常に小さく、境界層の測定には影響しないと判断できた。

円筒が回転することによって振動を引き起こす場合がある。その振動を発生させる回転速度を危険速度とすると、その危険速度はモータ一部および前縁部

を単純支持、支持円筒を固定端とする不静定はりとして仮定して算出した Rayleigh の近似法⁽⁶⁴⁾による計算では、一次危険速度が約 450 r.p.m.、二次危険速度が約 1700 r.p.m.、三次危険速度が 3800 r.p.m. であるが、本実験で用いた支持円筒はピアノ線により支持されているので実測での危険速度は約 550 r.p.m.、2800 r.p.m. であった。本実験における回転数は、 $\Omega_m = 1.0$ で約 2600 r.p.m.、 $\Omega_m = 1.5$ で約 3900 r.p.m. であるため、危険速度における振動は無視できると考えられる。回転円筒の振れは、これを静的に回転させた場合に最大で 1 / 100 mm 程度であった。

回転円筒は、外筒(図 2-2 の⑦)の中心軸と同心に設置されており、円筒と同軸に取り付けられた円筒回転制御モータ〔図 2-2 の⑨(交流サーボモータ, 出力; 400 W, トルク; 1.2 N/m, 最高回転数; 4000 r.p.m.)〕によりカップリングを介して駆動される。その駆動部の詳細を図 2-6 に示す。このモータは回転角を読みとることができるレゾルバを内蔵しており、サーボアンプと接続することによってフィードバック制御が可能であるため、正確で安定した任意の回転数を得ることができる。そのシステムのブロック線図を図 2-7 に示す。なお、モータの冷却は、風洞内負圧を利用して塩化ビニールパイプにより吸入された外気を用いた。

支持円筒上で発達する境界層を取り除いて、回転円筒表面に平行な一様流を得るため、回転円筒前縁と、支持円筒上の二箇所において吸い込みを行っている。その吸い込み部の詳細を図 2-8 に示す。回転円筒前縁はナイフエッジとなっており、かつ吸い込みを行うために前縁と支持円筒との間に約 10 mm の隙間を設け、支持円筒の外周に規則正しくあけられた穴から均一な吸い込みが行われるようになっている。吸い込み用の小型遠心式送風機(図 2-2 の⑩)は、風洞内の気流を乱さないために風洞の下流側に設置してある。

吸い込む量は、円筒周囲の一様流速によって変化する。そこで、あらかじめ一様流速と吸い込み量の関係を検定しておくことにより、測定の迅速化を図っ

た。具体的には、一様流速を種々に変化させ、回転円筒直前 ($x = -9 \text{ mm}$) における支持円筒上の平均速度分布を X 型熱線プローブにより測定し、境界層厚さが図 2-8 に示すように隙間の幅より薄くなる適切な吸い込み量 (実際には、図 2-2 の⑭に示すオリフィスの前後の圧力差) を求めた。その一様流速とオリフィス前後の圧力差の関係は、ほぼ一次式で表すことができたので回転円筒上の流速測定においては、その関係式を利用した。

II-3. 2 実験方法

測定断面は円筒全体にわたっているが、本研究では図 2-2 に示したような主として乱流発達域の $x = 650, 750, 850 \text{ mm}$ の 3 断面に注目した。実験は図 2-1 に示すように、レイノルズ数 Re を、 3×10^4 と一定に保ち、基準速度比 Ω_m を 0, 1, 1.5 と変化させ、境界層の流速測定には熱線流速計を用いた。ここではまず境界層の基本量、即ち平均・変動速度の各成分およびレイノルズ応力等を測定するため、空間分解能の優れた一本の熱線プローブの回転法を用いた。これはプローブを z 軸まわりに適当に回転させ、10 数個のデータを取り出し、最小二乗処理によりレイノルズ応力 6 成分を求める方法で、西岡⁽⁶⁵⁾、山下⁽⁶⁶⁾らが詳しく解説しているが、本論文の付録 I に簡単にまとめておく。用いたプローブを図 2-9 に示す。これらは受感部の長さが約 1 mm の通常の I 型と傾斜型の 2 種類である。このプローブ回転法は一台の熱線流速計で済み、相対的に安価であり、測定精度も信頼できるが、実験はかなり面倒である。

図 2-10 に測定系のシステムブロック線図を示す。熱線からの信号はサンプリング周波数が 10 KHz の A/D 変換を行って、マイクロコンピュータにより処理した。また、熱線の較正にはピトー管を用い、その出力は圧力変換器を介して、熱線と同様 A/D 変換される。

熱線プローブのトラバースには、パソコン制御の自動トラバース装置を用い

た。その組立図を図2-11に示す。上下方向(z方向)の駆動用には、最小ステップ角が 0.72° のステッピングモータと、ピッチ2 mmのボールネジを用い、最小送りが0.004 mmを実現させた。また、z軸まわりに回転させるモータのステップ角は、 0.0144° と非常に小さいので、流速の測定に際し主流のわずかなねじれにも、対応することができる。

熱線プローブとピトー管のトラバース装置の概観図を図2-12に示す。熱線プローブとピトー管は、外筒設置台に設置してあるレール上を円筒と平行に移動する、鞍型架台上のトラバース装置に取り付けてある。これらのトラバース装置は、熱線プローブやピトー管を回転円筒の中心軸に向けて、鉛直にトラバースし、かつz軸まわりに回転させることができる。

II-4 実験結果と考察

II-4.1 平均速度分布

円筒静止時の、境界層内外のzが一定の位置での静圧分布を、図2-13に示す。流れは下流方向に一定圧ではなく、わずかに順圧力こう配となっているが、圧力こう配パラメータ、 $(dP/dx)\Delta x/\tau_{0x}$ は、 $x=650\sim 850$ mmにおいて0.05の程度であるので、この範囲の測定ではほぼ一定圧力とみなしてよい。

図2-14(a),(b)は軸方向、ならびに周方向の平均速度成分の分布を、各速度比に対して示したものである。各速度比ともに U/U_e 、 V/V_o の分布はほぼ相似になっており、発達した乱流が得られている。

図2-15は、速度比による軸方向と周方向平均速度の変化を、 $x=750$ mmについて見たものである。速度比の増加にともなって U/U_e の分布は増速され、 V/V_o の分布はわずかに減速された形状となる。図示のように、分布が境界層内に満ちた形になる現象は、乱流混合の活発化である⁽¹⁹⁾。

図2-16は、平均速度成分間の関係を見るための極線図である。図中の実線は

$$1-U/U_e=(a/r)(V/V_0) \quad \dots\dots\dots(2.12)$$

を示し、速度成分がこの関係を満たせば、円筒とともに回転する座標系において、境界層の平均速度ベクトルがポテンシャル流の方向と一致することになり、流れの擬二次元性が成立する⁽¹⁹⁾。図示のように本乱流境界層内の流れはわずかに擬二次元性からのずれを示す。

図2-17は、式(2.5a)で表したこの境界層の発達の様子を表す各方向の運動量厚さ Θ_x 、 Θ_{xy} 、 Θ_{yy} の下流変化を示したものである。どの運動量厚さも、ほぼ直線的に下流方向へ増加しており、円筒回転速度が増すと、値も増大している。円筒静止時の Θ_x は、図中破線にて示す通常の平板乱流境界層の変化とほぼ一致する。

II-4.2 対数速度分布

平板乱流境界層の平均速度に関しては、第一近似としてレイノルズ数に無関係な相似則が存在し、特に壁近くの分布は圧力こう配によらない対数法則として知られている。軸流中の静止円筒上の乱流境界層については、境界層が相対的に厚くなると、半径効果を考慮したRaoによる次の提唱式が用いられる〔例えば文献(20)〕。

$$\frac{U}{U_\tau}=A \log \left(\frac{U_\tau a}{\nu} \ln \frac{r}{a} \right) + B \quad \dots\dots\dots(2.13)$$

図2-18は定数A、Bにそれぞれ5.5、5.4を用いた本実験の結果で、この対数法則がよく適合している。

次に、回転円筒上の乱流境界層に関しては、境界層が極端に厚くならなくても、平板あるいは上記の静止円筒上の対数速度分布が妥当しないことは、これ

までに明らかにされている^{(20)・(24)・(56)}。

古屋ら⁽²⁰⁾は、周方向速度成分について成立すべき対数速度分布を提唱した。一方で、三次元境界層においては、境界層の速度分布を層外ポテンシャル流の方向の成分と、その方向からのずれとしての二次流れ成分とに分けて取り扱うのが通常である。このような観点から、Nakamuraら⁽²⁴⁾は円筒とともに回転する系で、相対的な非粘性流の方向を一つの座標軸とする座標系でこの流れ場を調べた。この場合、半径方向をいま一つの座標軸とすると、境界層厚さが円筒半径に比べて十分薄いと仮定できない限り、直交曲線座標系を構成し得ない。そこで、流れの軸対称性を陽に生かすため、周方向を第三の座標軸とする斜交系で運動方程式を定式化し、相対主流の方向について次のような対数速度分布を導出した。

$$\frac{U_{R0}}{U_R} \frac{U_1}{U_{1\tau}} = A_1 \log \left(\frac{U_{1\tau} a}{\nu} \frac{r^2 - a^2}{2r^2} \right) + B_1 \quad \dots\dots\dots(2.14)$$

ここに、 U_1 は平均速度の相対主流方向の物理成分で、 U_R は非粘性流の相対速度、 U_{R0} はその壁面での値を示す。 U_2 、 U_3 をそれぞれこの座標系での周方向成分、半径方向成分とすれば、これらの量と基準座標系における量との間の関係は、

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= (U_R/U_e)U, & U_2 &= V - r\omega(1 - U/U_e), \\ U_3 &= W, & U_R &= \sqrt{U_e^2 + (r\omega)^2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(2.15)$$

である。式(2.14)において、 $U_{1\tau}$ は次式で定義される相対主流方向摩擦速度である。

$$U_{1\tau} = \sqrt{\tau_{01}/\rho}, \quad \tau_{01} = \mu [U_R \partial(U/U_R)/\partial r]_0 \quad \dots\dots\dots(2.16)$$

式(2.14)における係数 A_1 、 B_1 は未知であり、平板境界層の値は妥当しない。したがって式(2.14)が回転円筒上の対数速度分布として妥当であ

るか否かを検証するためには、壁面せん断応力の値が不可欠である。Nakamuraらは微小熱線プローブを用いて測定した壁面近傍の速度分布からこれを評価し、その測定の範囲内で第一近似として $A_1 = 4.2$ 、 $B_1 = 7.5$ を得た(logは常用対数とする。以下同様)。

この A_1 、 B_1 の値を用いて、式(2.14)を本実験の速度分布に適用すると図2-19のようになる。距離 x や速度比 Ω_m によらず、本流れ場の平均速度分布は式(2.14)でよく表されることが分かる。

図2-20は、式(2.13)および式(2.14)に基づいて得られた壁面摩擦係数 c_f の x 、 y 方向成分 c_{fx} 、 c_{fy} の下流方向変化をそれぞれ示す。どちらの c_f も下流方向へわずかに減少しており、円筒回転速度が増すと c_{fx} は増大、 c_{fy} は減少している。これは、 c_{fx} が円筒回転による増速効果を、 c_{fy} が減速効果を示すものと考えられる。円筒静止時での c_{fx} は、図中破線にて示す通常の平板乱流境界層の変化とほとんど一致する。

円筒回転時における、これらの c_f の値を検討することは重要であり、ここで運動量積分方程式[式(2.4a),(2.4b)]を用いて、それらの値の妥当性を調べる。式(2.4a),(2.4b)の右辺を、ここで得られた c_f によって置き換え、 x/a について積分し、無次元化すると次式となる。

$$\begin{aligned} \Psi_{xL} &= \frac{(Ue/U_m)^2(\Theta_x + \Omega^2\Theta_{yy})}{[(Ue/U_m)^2(\Theta_x + \Omega^2\Theta_{yy})]_{x=x_1}} - 1 \\ &= \frac{a}{2[(Ue/U_m)^2(\Theta_x + \Omega^2\Theta_{yy})]_{x=x_1}} \int_{x_1/a}^{x/\delta} c_{fx} (Ue/U_m)^2 d(x/a) \\ &\quad - \frac{1}{[(Ue/U_m)^2(\Theta_x + \Omega^2\Theta_{yy})]_{x=x_1}} \int_{x_1/a}^{x/\delta} \Delta_x (Ue/U_m) \frac{d(Ue/U_m)}{d(x/a)} d(x/a) = \Psi_{xR} \\ &\quad \dots\dots(2.17a) \end{aligned}$$

$$\Psi_{yL} = \frac{Ue/U_m \cdot \Theta_{xy}}{[Ue/U_m \cdot \Theta_{xy}]_{x=x_1}} - 1 = \frac{a\Omega_m}{2[Ue/U_m \cdot \Theta_{xy}]_{x=x_1}} \int_{x_1/a}^{x/\delta} c_f d(x/a) = \Psi_{yR} \quad \dots\dots(2.17b)$$

なお、式(2.4a)にある θ'_{rr} , θ'_{rrr} , θ'_{yy} は、これまでの実験により微小であることが確かめられているので、ここでは無視した。

図2-21(a),(b)は、これらの式に実験で得られた運動量厚さと、摩擦係数の値を代入して、実際に計算した結果である。なお、それぞれの右辺と左辺は簡単な無次元数 Ψ で表記した。x, y方向とも左辺と右辺の値はほぼ一致しており、その相対誤差は最大でも10%以内であった。これはほぼ妥当な値と判断されるが、xの測定範囲が少ないので確定的ではない。

さて、三次元乱流境界層の対数法則については、これまでに各種の提唱がなされており、ここで本流れ場に対する適応性を調べてみよう。Ölçmen-Sympson⁽⁵⁵⁾は最近これらを列挙し、種々の流れ場のデータを用いてその普遍性を検討している。Ölçmenらの列挙した対数速度分布の内、本流れ場に適応できるのは、ここでの座標系を用いて、以下の四種類である。

Johnston:

$$\frac{U_s}{q_\tau \cos \beta_0} = A \log \left(\frac{z q_\tau}{\nu} \right) + B \quad \dots\dots\dots(2.18)$$

Pierce らと Chandrashekhar ら :

$$\frac{U_s}{q_\tau (\cos \beta_0)^{0.5}} = A \log \left[\frac{z q_\tau (\cos \beta_0)^{0.5}}{\nu} \right] + B \quad \dots\dots\dots(2.19)$$

Coles:

$$\frac{q \cos(\beta_0 - \beta)}{q_\tau} = A \log \left(\frac{z q_\tau}{\nu} \right) + B \quad \dots\dots\dots(2.20)$$

Hornung ら :

$$\frac{q}{q_\tau} = A \log \left(\frac{z q_\tau}{\nu} \right) + B \quad \dots\dots\dots(2.21)$$

ここで q : 合成速度、 U_s : 速度の主流方向成分、 q_τ : 摩擦速度、 β : 速度ベクト

ルの主流に対する角度、 β_0 ：壁面せん断応力ベクトルの主流に対する角度であるが、本流れ場との比較では、これらを壁に固定した座標系、つまり円筒とともに回転する座標系での値とする必要がある。

これらの対数速度分布の係数の値に関しては、Ölçmenらはそれぞれの流れ場のデータに適合するよう算出しており、流れ場ごとに異なる。この意味ではこれらの係数は普遍定数とは言えない。Bissonnette-Mellor⁽²⁴⁾のデータに対し、Ölçmenらは、Johnstonの対数法則〔式(2.18)〕が他の対数法則に比べ最もよく適合するとし、低レイノルズ数の場合の係数の値として $A = 4.1$ 、 $B = 9.378$ を得た(高レイノルズ数に対してはこれとは異なる値)。Bissonnetteらは壁面せん断応力の値を、レイノルズ応力の測定値を壁面まで外挿することにより求めているが、速度分布のまとまりはよい。これに対し、Lohmann⁽²⁷⁾のデータはいずれの対数法則とも適合しないとしている。

まず、Johnstonの対数法則〔式(2.18)〕の本流れ場との適応性を調べてみる。式(2.18)において、 β_0 は相対速度ベクトルを壁面まで外挿して求め、係数にはÖlçmenらの算出した値を用いてClauser線図の方法で摩擦速度を決定し、速度分布を対数法則表示すると図2-22(a)のようになる。本流れ場に対するJohnstonの対数法則の適応性は良好である。

Ölçmenらは、BissonnetteらのデータがJohnstonの対数速度分布に最もよく適合するとして、これ以外の対数速度分布〔式(2.19)~(2.21)〕の係数を決定していない。そこで本実験と他の対数速度分布との比較にはJohnstonの対数法則から得られる摩擦速度を用いて行い、係数の値を本実験のデータに最もよく適合するよう算出した。図2-22(b)~(d)はこの結果であり、係数の値を図中に示した。

図2-22(b)の、PierceらとChandrashekarら〔式(2.19)〕と、図2-22(d)の、Hornungら〔式(2.21)〕の対数法則の本流れへの適応性はJohnstonと同じく良好であり、係数 A 、 B もほとんど同じ値となった。図2

— 22 (c) の Coles [式 (2.20)] の対数法則の適応性は他と同程度だが、係数 A, B がわずかに異なる。

これらの結果を総合すると、Nakamura らの提唱した回転円筒の場合における対数速度分布 [式 (2.14)] から、Hornung らの対数速度分布 [式 (2.21)] までの全てが、本流れ場によく適合しているといえるが、これは前述の図 2-15 の極線図でもわかるように、本流れ場を相対座標系から見た場合、三次元性がそれほど強くないためと考える。ただし、いずれの場合も、係数が二次元乱流境界層とは大きく異なる値であることと、この対数法則に基づく壁せん断応力の値の妥当性については今後の検討を要する。

II-4.3 変動速度場

変動速度場に関しては、 $x = 750$ mm の位置での速度比による変化に注目して示す。図 2-23 に変動速度三成分の rms 値 u' , v' , w' の分布を示す。 u' , v' は I 型プローブの回転法、また w' はこれに傾斜型プローブの回転法を併用して得られた結果で、 U_{R0} で無次元化して示した。 U_{R0} は U_e と V_o の合成速度である。これは、円筒とともに回転する系から見た場合の非粘性相対流速の壁面での値でもあり、本流れ場の代表速度として妥当であると考えられる。

変動速度の rms 値そのものはいずれも円筒の回転とともに増大するが、 u'/U_{R0} , w'/U_{R0} はよくまとまっており、実線で示す Klebanoff⁽⁶⁷⁾ の分布と壁面近傍を除いてほぼ一致している。これに対し v'/U_{R0} の円筒回転時の分布は、静止時に比べて特に壁近傍で大きな値を示す。これは回転により新たに生じる乱れエネルギー生成項により、直接的に v 変動エネルギーが生成されるためである。

図 2-24 は、レイノルズせん断応力成分 $-\rho \overline{uv}$, $\rho \overline{vw}$, $-\rho \overline{uw}$ を、やはり U_{R0} で無次元化して示した分布である。 $-\overline{uv}$ は I 型プローブの回転法、 \overline{vw} , $-\overline{uw}$

はこれに傾斜型プローブ回転法を併用して得られた結果である。円筒静止時の $-\overline{uw}/U_{R0}^2$ は壁近くを除いて Klebanoff の分布とほぼ一致するが、速度比の増加とともにわずかに低下する傾向が見られる。ただし、無次元化しない値は速度比とともに増加していた。 \overline{vw}/U_{R0}^2 と $-\overline{uv}/U_{R0}^2$ は円筒静止時は 0 であるが、円筒が回転すると前者は壁からやや離れた位置で大きな値をもつようになり、後者は壁面近傍で非常に大きな値を示す。

次に、この乱流境界層について渦動粘度と混合距離の変化を調べてみる。これらの量は、各種乱流モデルの基本ともいえるものである。x, y 方向の渦動粘度 ν_{Tx}, ν_{Ty} はそれぞれ次式で定義される。

$$-\overline{uw} = \nu_{Tx} \partial U / \partial r, \quad -\overline{vw} = \nu_{Ty} r \partial (V/r) / \partial r \quad \dots\dots\dots(2.22)$$

これにより、平均速度およびレイノルズ応力の測定値から評価される渦動粘度の分布を、図 2-25 に示す。無次元化は U_{R0} と排除厚さ Δ_x により行った。図中の実線は、Klebanoff の平板乱流境界層における分布である。円筒静止時の ν_{Tx} は、ほぼ平板と同程度の値を示している。これに対し、円筒が回転すると ν_{Tx} は内層で急激に増大する。また ν_{Ty} も同様に大きな値をとる。

図 2-26 は、この渦動粘度の比 ν_{Ty}/ν_{Tx} を三断面について示したものである。図示のようにこの値は 1 ではなく、さらに一定でもない。つまり本流れ場は、等方的渦粘性の場ではないことを明確に示している。

旋回流の混合距離は次式で与えられる [例えば、文献 (68)]。

$$\nu_{Ti} = \ell_i^2 \sqrt{\left(\frac{\partial U}{\partial r}\right)^2 + r \left\{\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{V}{r}\right)\right\}^2}, \quad i=x, y \quad \dots\dots\dots(2.23)$$

ℓ_x, ℓ_y の分布を境界層厚さで無次元化して図 2-27 に示す。図中の実線は Klebanoff の結果を、また破線は平板乱流境界層の壁近くの混合距離の変化、 $\ell = 0.4z$ を示す。円筒静止時の ℓ_x はほぼ平板の結果と一致し、壁近くでは

$l_x = 0.4z$ に従っている。しかし円筒が回転すると内層でこの関係より大きなこう配で増大し、 l_x, l_y ともに大きな値を示す。これは回転による乱流混合の活発化によるものと考えられる。現象論的に言えば、円筒回転時の混合距離のこのような壁からの距離に対するこう配の増加が図2-19, 2-22に示したような対数速度分布の直線こう配が小さくなることに反映されていると言える。

II-5 結 言

一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の基本構造を明らかにするための第一段階として、この流れ場の平均速度、およびレイノルズ応力6成分をI型と傾斜型熱線プローブの回転法により測定し、その変化の特徴、ならびに対数速度分布の適応性について調べ、以下の諸点を明らかにした。

(1) 円筒静止時の速度分布は、Raoの提唱した対数速度分布が妥当する。回転円筒上の乱流境界層については、Nakamuraらの導出した円筒に固定した座標系での相対主流方向の対数速度分布がよく適合する。また、三次元乱流境界層の各種の対数速度分布の中ではJohnstonの対数法則が本流れ場をよく表すことができる。

(2) 変動速度のrms値、 u', v', w' は円筒の回転とともに増大するが、 U_e と V_o の合成速度 U_{ro} で無次元化すると u', w' は速度比によらずほぼ相似に表される。しかし、 v' の無次元値は円筒回転時の方が静止時より大きくなる。これは、回転により新たに生じる乱れエネルギー生成項により、直接的に v 変動が生成されるためである。

(3) U_{ro} で無次元化したレイノルズせん断応力成分、 $-\overline{uw}/U_{ro}^2$ は速度比とともにやや小さな値を示すようになる。 \overline{vw}/U_{ro}^2 と $-\overline{uv}/U_{ro}^2$ は円筒静止時は0であるが、円筒が回転すると0ではなくなり、特に後者は壁面近傍で非常に大きな値を示す。

(4) 渦動粘度は、円筒の回転とともに境界層の内層部で非常に大きくなる。また、等方的渦粘性の関係は成立しない。円筒が回転すると x, y 方向の混合距離はともに増大し、内層での壁からの距離に対するこう配も増加する。

付録II-1 プロープ回転法によるレイノルズ応力の測定原理

ここでは、レイノルズ応力を求める関係式について述べる。

まず座標系と各種の角度について、図2-28に示す。x, y, zはそれぞれ子午線方向、方位角方向、壁面に垂直方向であり、熱線のステムはz軸方向に取り付けられる。

平均流はx-y面内にあり、図2-28に示すように熱線がz軸となす角を γ とし、熱線はz軸の周りに回転できるものとする。また、熱線と平均流速Uでつくられる面内における熱線の垂線とUのなす角を ϕ 、熱線のx-y面への射影の垂線とx軸のなす角(プロープの回転角)を θ 、Uとx軸のなす角を β とする。このとき、 $\phi, \gamma, \theta, \beta$ の間には次式が成立する。

$$\sin\phi = \sin\gamma \sin(\theta - \beta) \quad \dots\dots\dots(2.24)$$

変動速度が平均速度の大きさに比べて小さいとき、瞬時有効速度は、変動1次の項まで残して、

$$\tilde{U}_{eff} = f(\phi) |U| + a_1 u + a_2 v + a_3 w \quad \dots\dots\dots(2.25)$$

と表される。ここで、 $f(\phi)$ は熱線の角度特性を表す関数であり、 $f(0) = 1$ である。また、 a_1, a_2, a_3 は次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \cos\beta f(\phi) + \frac{\sin\gamma \cos(\theta - \beta)}{\cos\phi} \sin\beta f'(\phi) \\ a_2 &= \sin\beta f(\phi) + \frac{\sin\gamma \cos(\theta - \beta)}{\cos\phi} \cos\beta f'(\phi) \\ a_3 &= -\frac{\cos\gamma}{\cos\phi} f'(\phi) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(2.26)$$

これより、平均・変動有効速度 U_{eff} , u_{eff} およびその 2 乗平均値はそれぞれ次式となる。

$$U_{eff} = f(\phi) |U| \quad \dots\dots\dots(2.27)$$

$$u_{eff} = a_1 u + a_2 v + a_3 w \quad \dots\dots\dots(2.28)$$

$$\overline{u_{eff}^2} = a_1^2 \overline{u^2} + a_2^2 \overline{v^2} + a_3^2 \overline{w^2} + 2a_1 a_2 \overline{uv} + 2a_2 a_3 \overline{vw} + 2a_3 a_1 \overline{wu} \quad \dots\dots\dots(2.29)$$

$f(\phi)$ に対しては、 $|\phi| \leq \gamma \doteq \pi/4$ であるから余弦法則 $f(\phi) = \cos \phi$ を仮定する。この場合、 a_1, a_2, a_3 は次式のようになる。

$$a_1 = \frac{\cos \beta - \sin \gamma \sin \phi \sin \theta}{\cos \phi}, \quad a_2 = \frac{\sin \beta - \sin \gamma \sin \phi \cos \theta}{\cos \phi}, \quad a_3 = \frac{\cos \gamma \sin \phi}{\cos \phi} \quad \dots\dots\dots(2.30)$$

余弦法則を仮定すると、熱線と Z 軸とのなす角 γ を幾何学的に測定する必要がなくなり、これは一様流中でプローブを適当に回転させ、その熱線出力から式(2.27),(2.29)に基づいて求めることができる。

原理的には ϕ の異なる 6 点の測定からレイノルズ応力 6 成分を求めることができるが、実際には 6 点以上のデータから最小二乗処理により求めることになる。さらに精度上の問題とできるだけ壁近くを測定するために、まず I 型プローブを用いて、平均速度と β および $\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{uv}$ を求める。この場合 $\gamma = \pi/2$, $a_1 = \cos \theta, a_2 = \sin \theta, a_3 = 0$ であるから、処理式は次式となる。

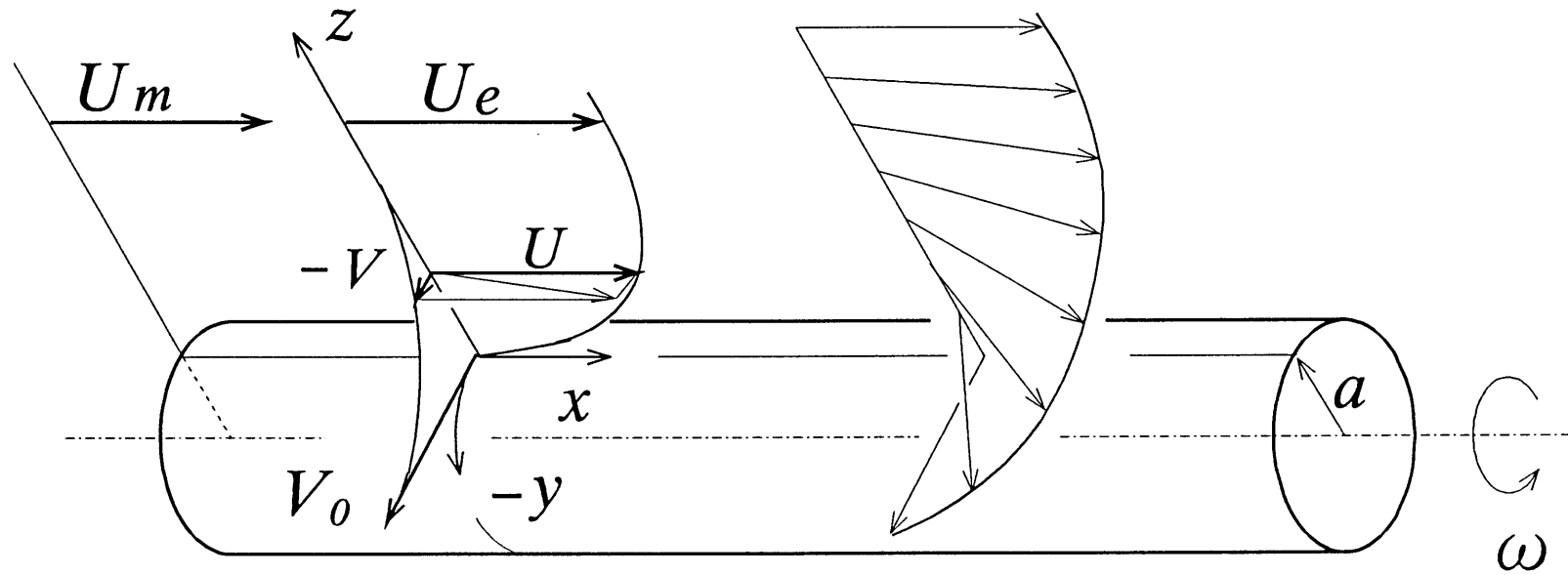
$$\left. \begin{aligned} U_{eff} &= f(\phi) |U|, \quad u_{eff} = \cos \theta \cdot u + \sin \theta \cdot v \\ \overline{u_{eff}^2} &= \cos^2 \theta \cdot \overline{u^2} + \sin^2 \theta \cdot \overline{v^2} + 2 \sin \theta \cos \theta \cdot \overline{uv} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(2.31)$$

次に $\gamma \doteq \pi/4$ の傾斜 I 型プローブによる測定から、残りのレイノルズ応力成分、すなわち $\overline{w^2}, \overline{uw}, \overline{vw}$ を次式により求める。

$$\overline{u_{eff}^2} - (a_1^2 \overline{u^2} + a_2^2 \overline{v^2} + 2a_1 a_2 \overline{uv}) = a_3^2 \overline{w^2} + 2a_2 a_3 \overline{vw} + 2a_3 a_1 \overline{wu} \quad \dots\dots\dots(2.32)$$

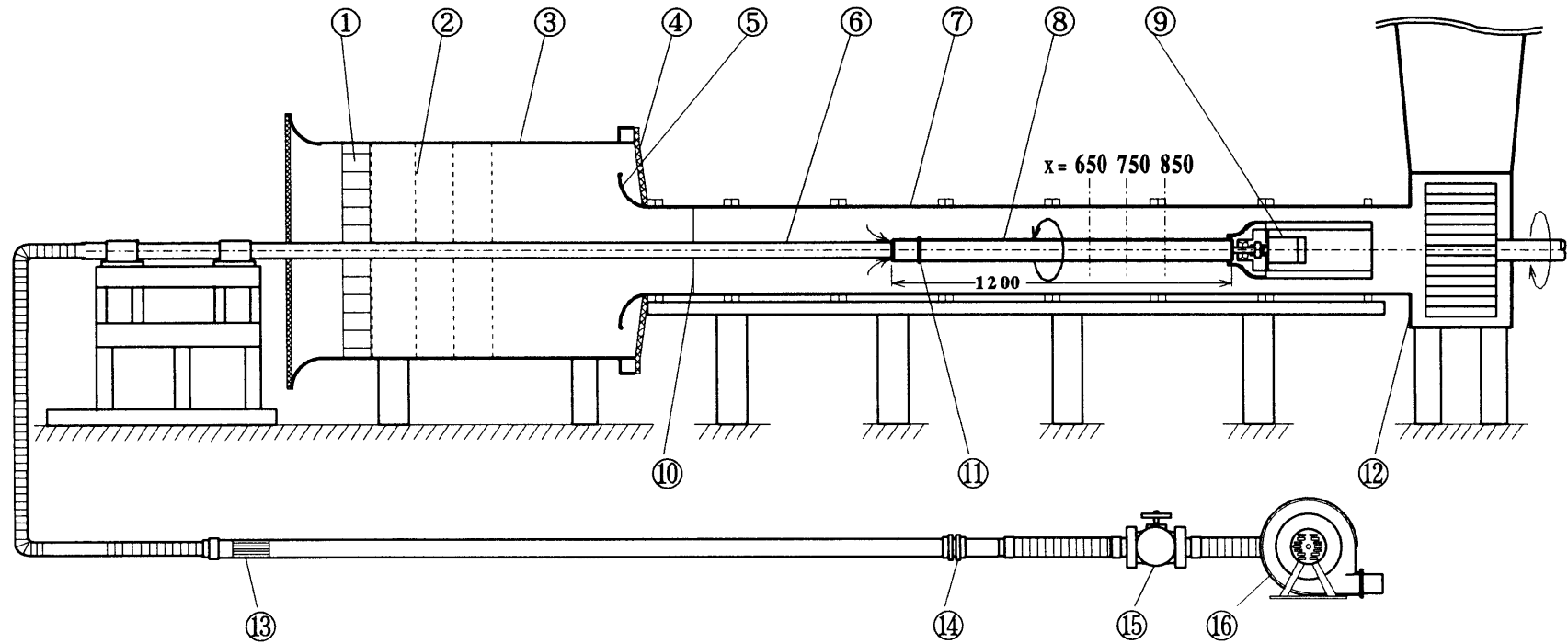
左辺には、傾斜 I 型プローブ出力と、I 型プローブによる結果を代入する。実

際の測定においては、最小二乗処理で正規方程式が不定形に近い形を取らないように ϕ を選ぶ必要があり、I型プローブでは 15° おきに7個、傾斜I型プローブでは 30° おきに9個の ϕ で行った。



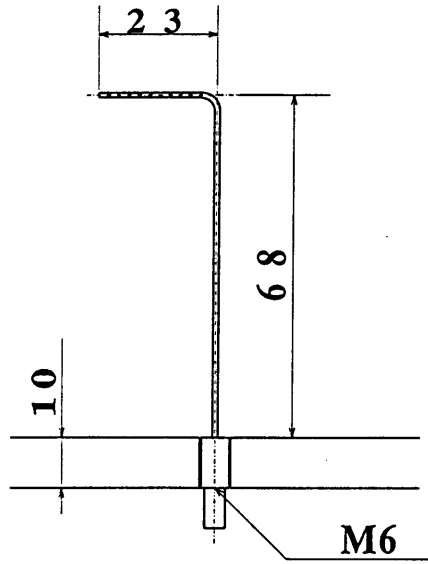
$\Omega_m = \frac{V_0}{U_m}$	$Re = \frac{U_m a}{\nu}$
0, 1, 1.5	3×10^4

図 2 - 1 流れ場のモデルと座標系

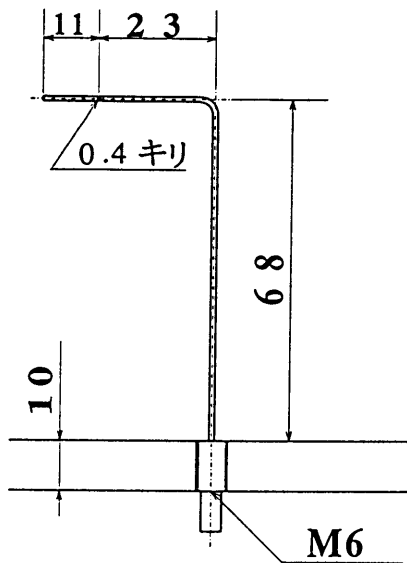


- ① ハニカム ② 金網 ③ 整流筒 ④ フィルター ⑤ 縮小ノズル ⑥ 支持円筒
⑦ 外筒 ⑧ 回転円筒 ⑨ 円筒回転用モーター ⑩ 支持細線 ⑪ トリップングワイヤー
⑫ 多翼送風機 ⑬ 整流格子 ⑭ オリフィス ⑮ バルブ ⑯ 遠心式送風機

図 2 - 2 実験装置全景



(a) 全圧管



(b) 静圧管

図 2 - 3 基準流速測定用の全圧管と静圧管

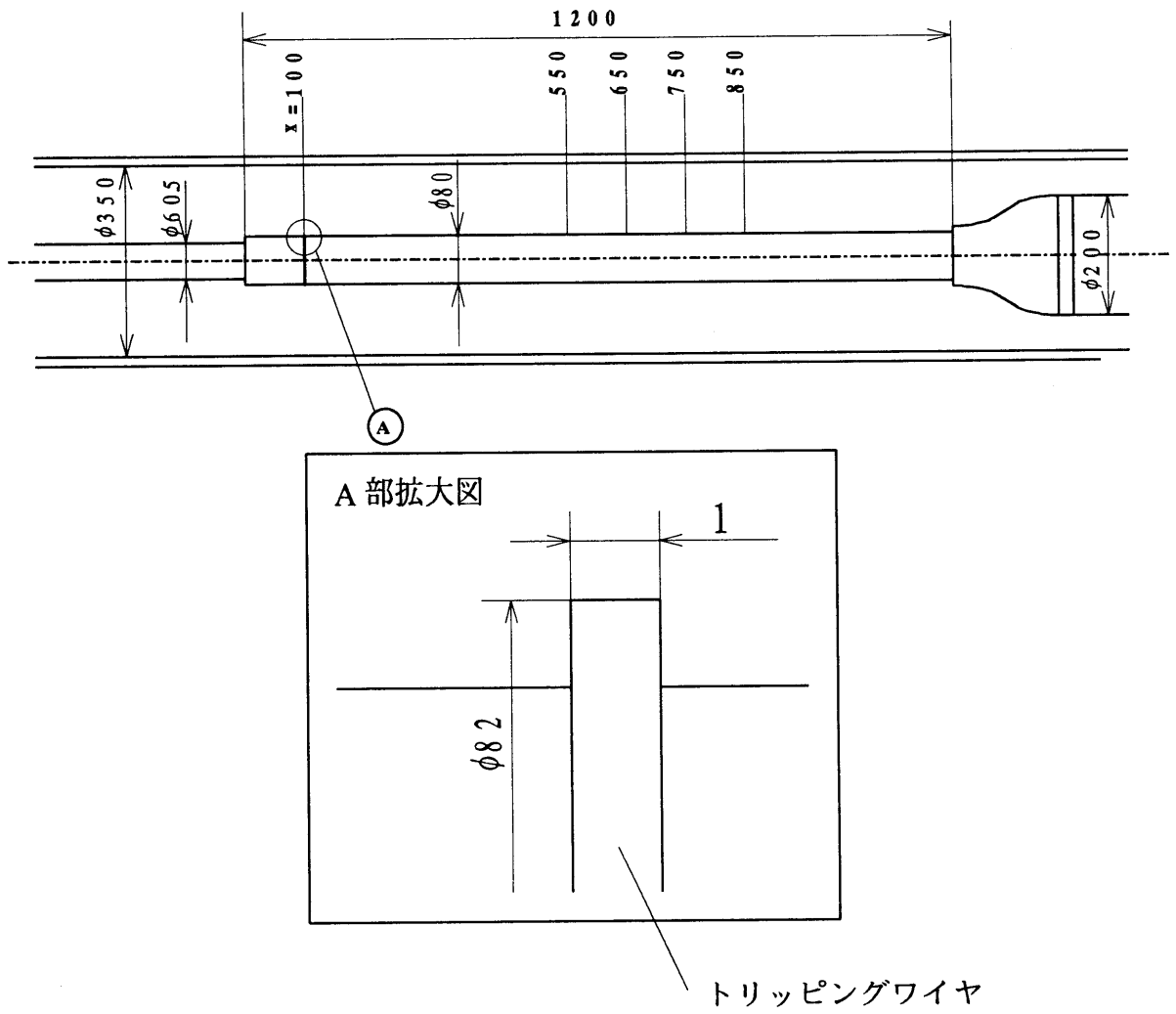


図 2 - 4 回転円筒

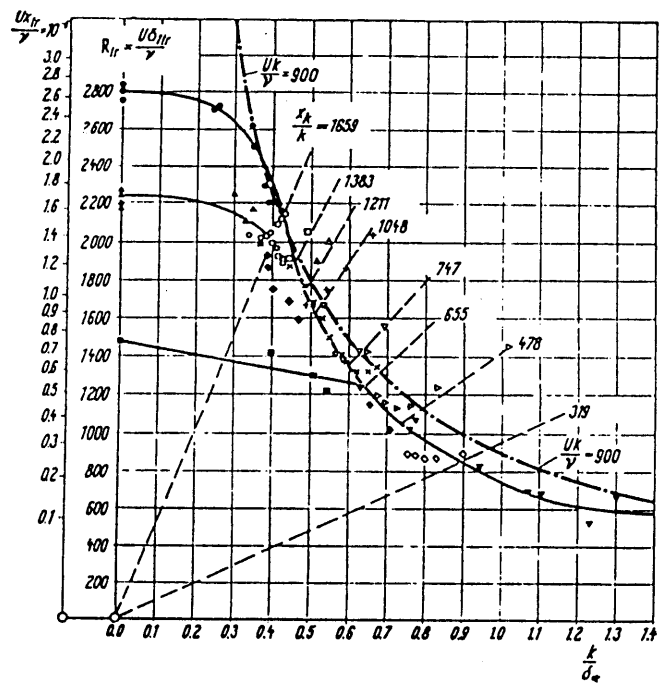


図2-5 粗さ要素高さとレイノルズ数の関係

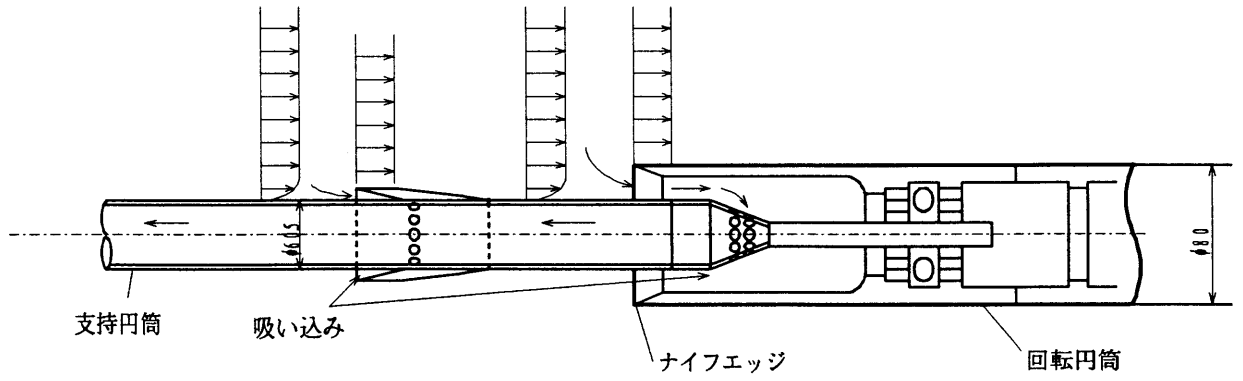
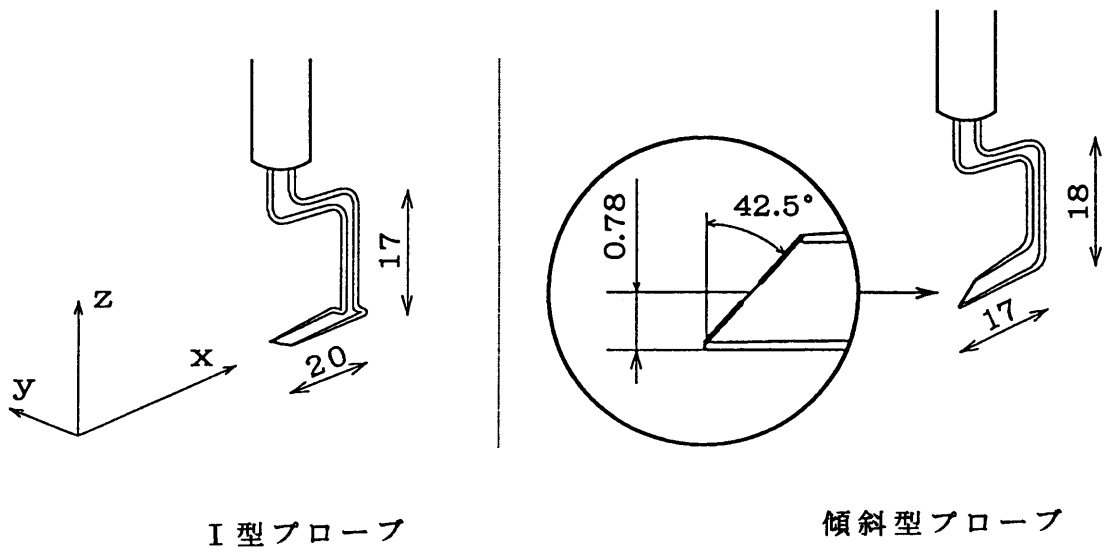


図 2 - 8 吸い込み部詳細



I 型プローブ

傾斜型プローブ

図 2 - 9 I 型と傾斜型プローブ

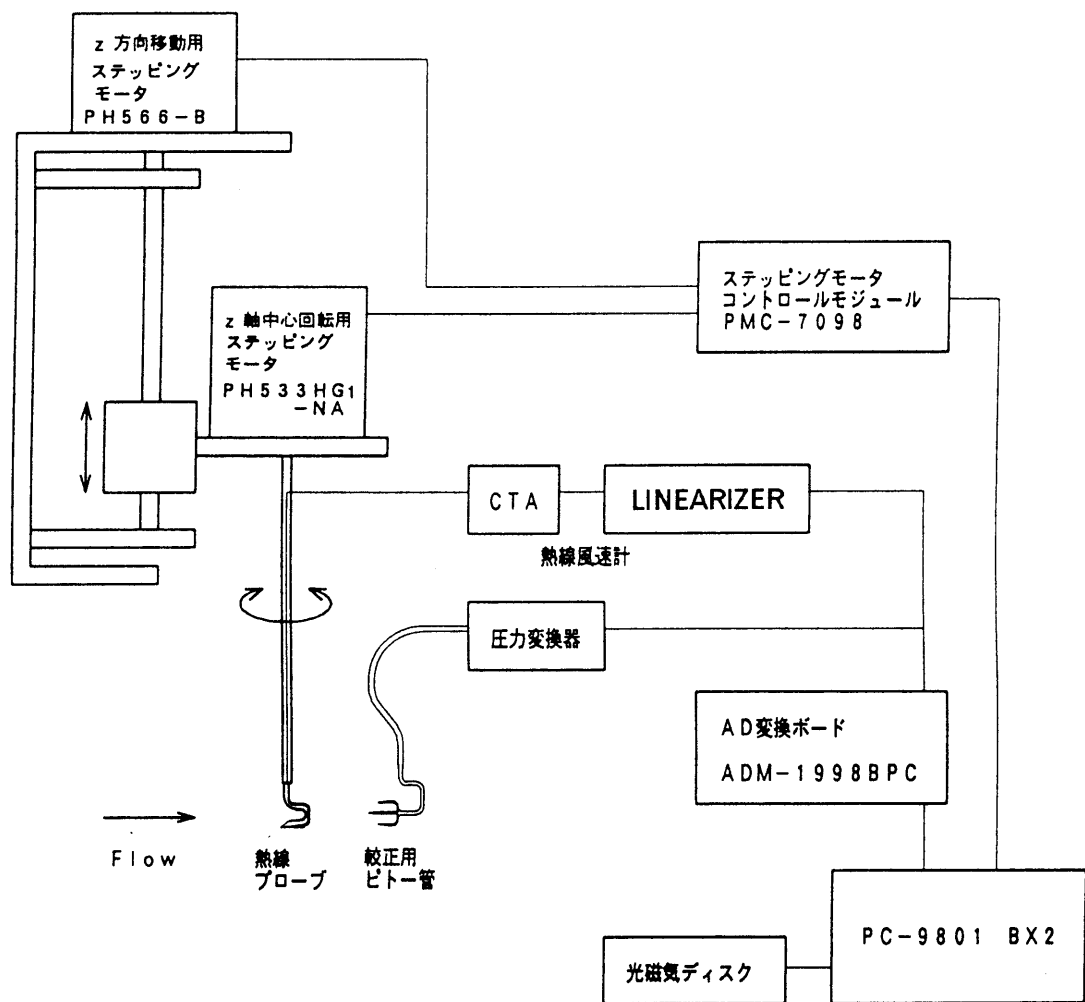


図 2 - 1 0 測定系のシステムブロック線図

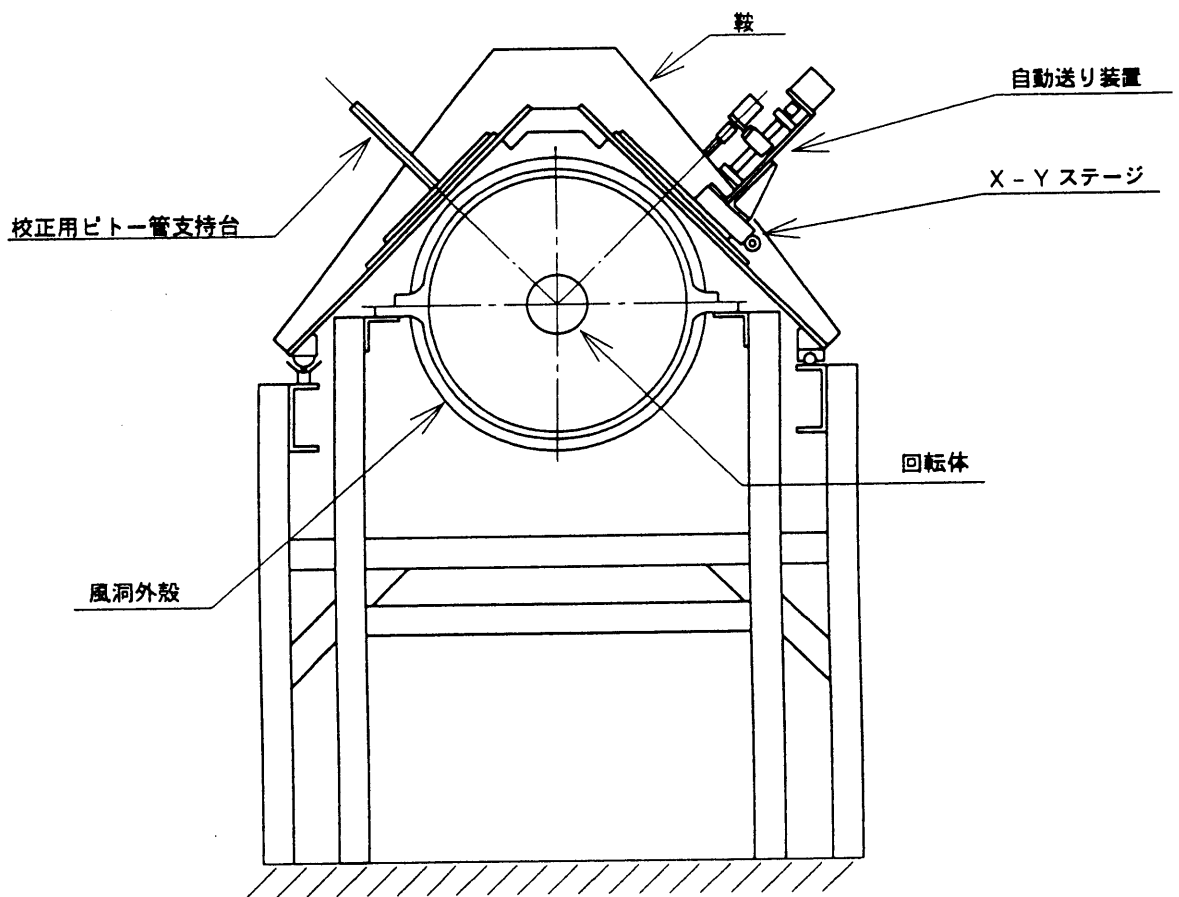


図 2 - 1 2 トラバース装置概観

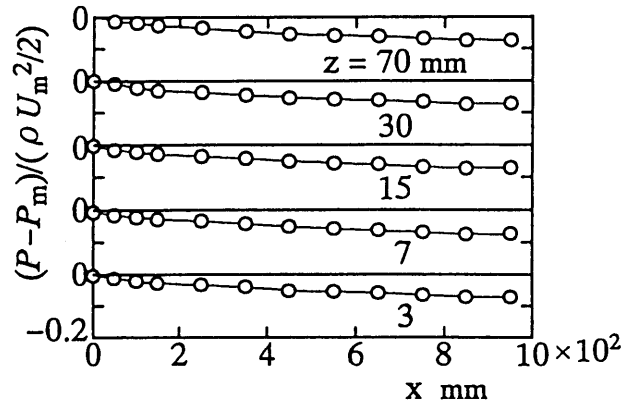
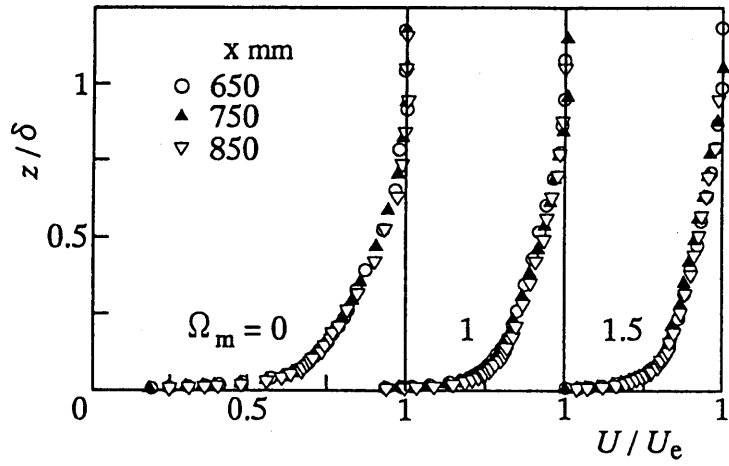
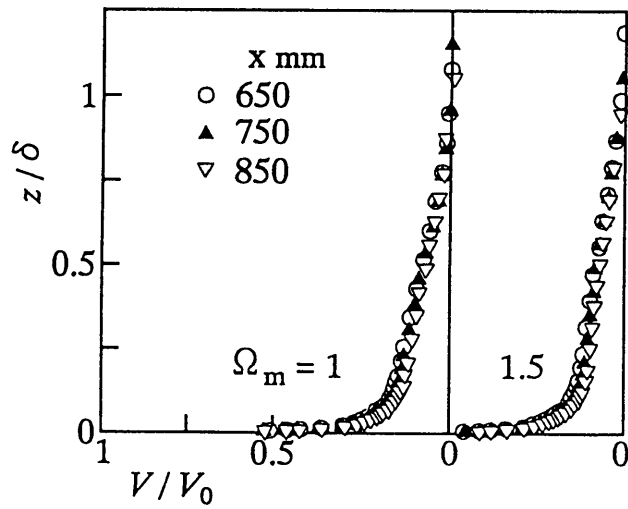


图 2-13 静压分布 ($\Omega_m = 0$)



(a) 轴方向



(b) 周方向

图 2-14 平均速度分布

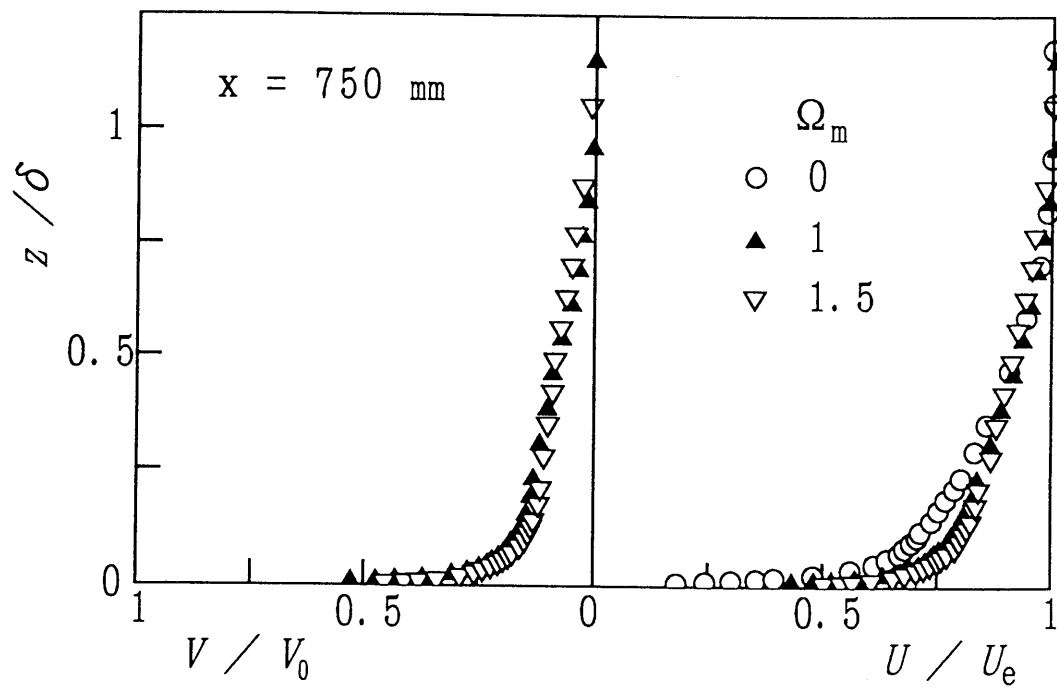


図 2 - 1 5 平均速度分布の速度比による変化

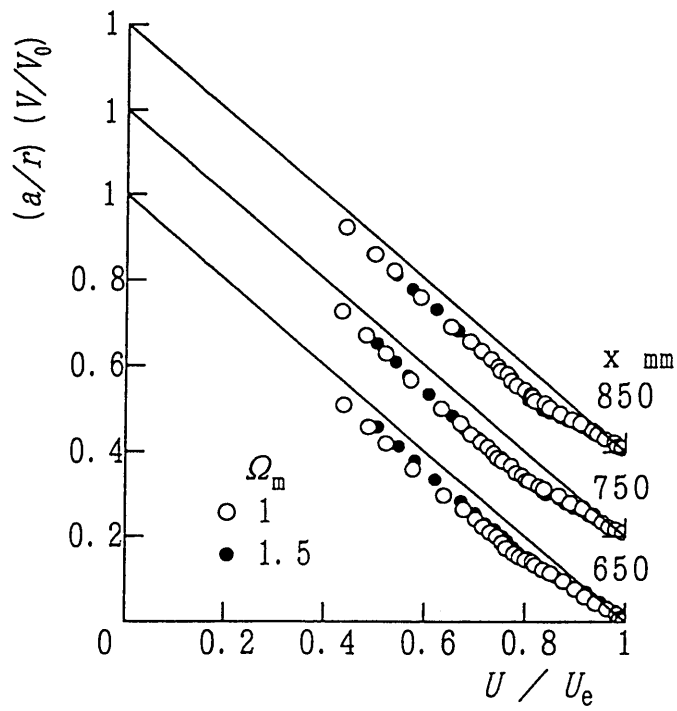


図 2 - 1 6 極線図

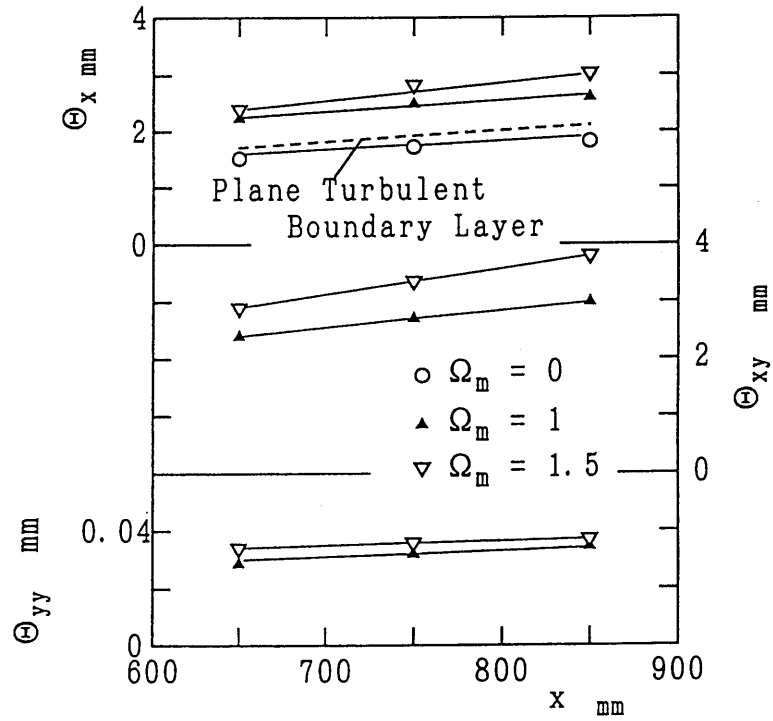


図 2 - 1 7 各種積分運動量厚さの変化

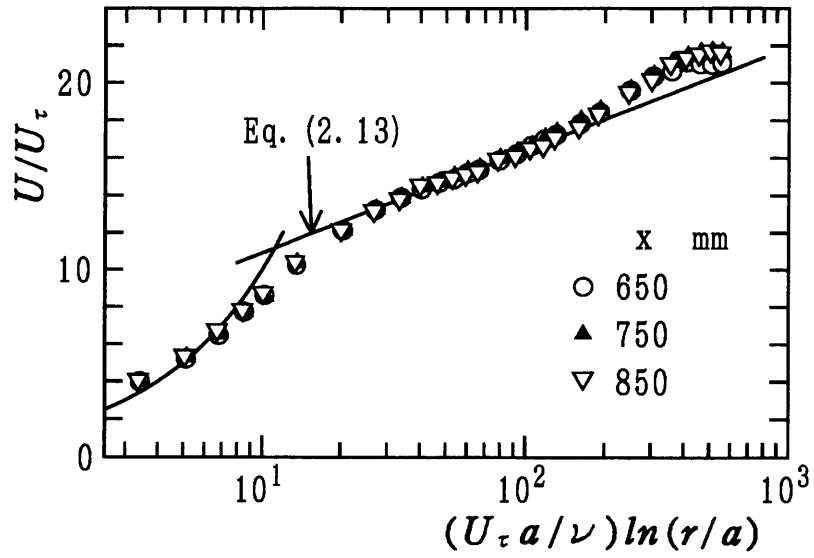


図 2 - 1 8 静止円筒上の対数速度分布 ($\Omega_m = 0$)

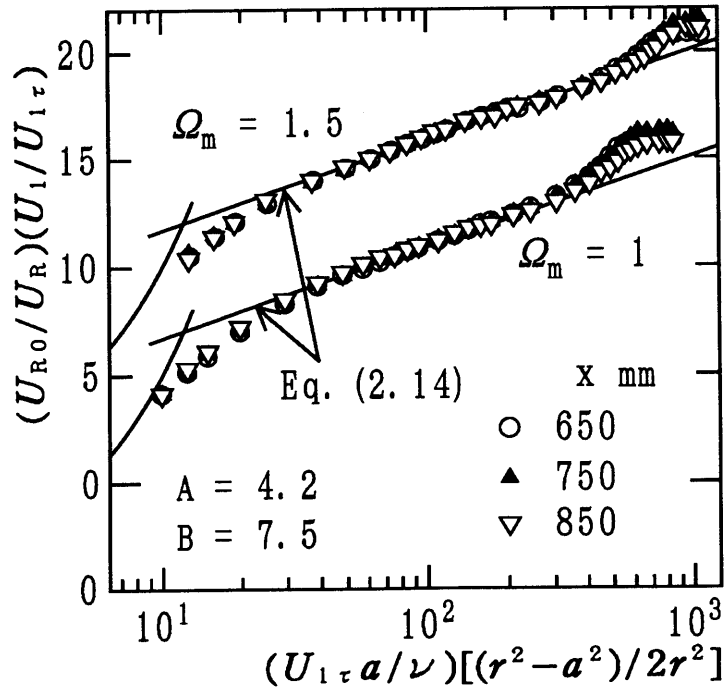


図 2 - 1 9 回転円筒上の対数速度分布

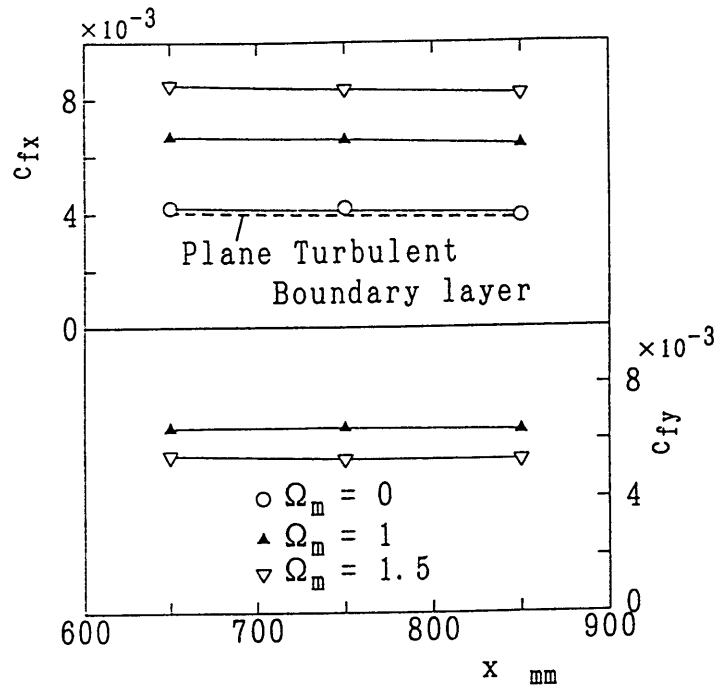
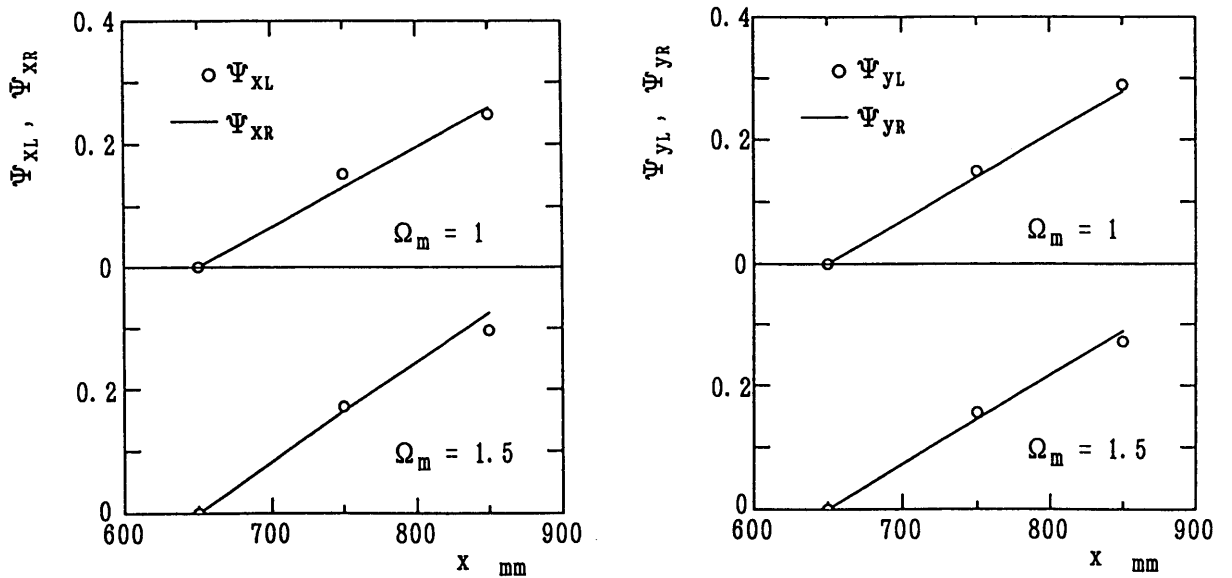


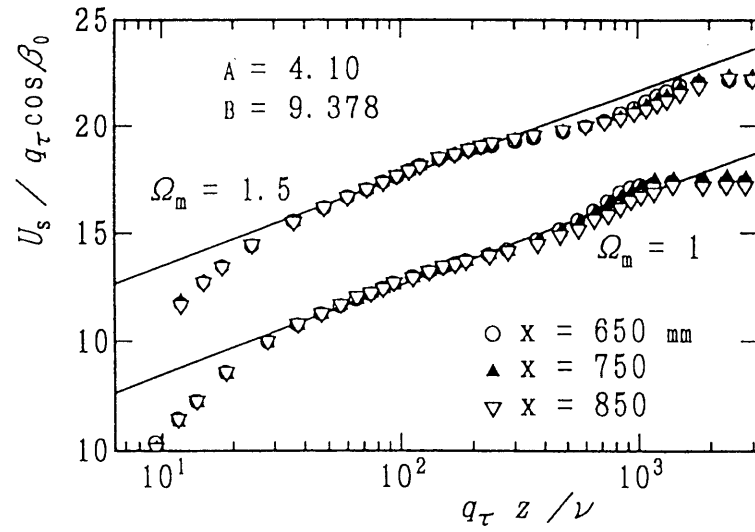
図 2 - 2 0 壁面摩擦係数 c_f の変化



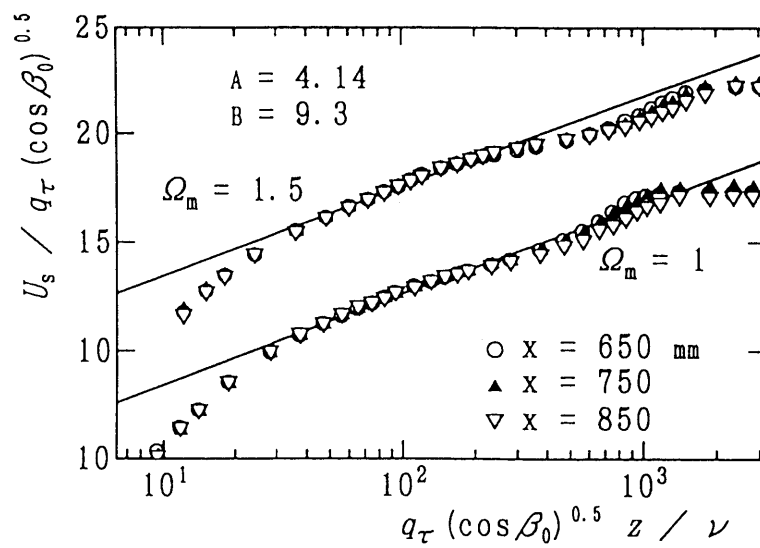
(a) x 方向

(b) y 方向

図 2 - 2 1 摩擦係数 c_f の妥当性

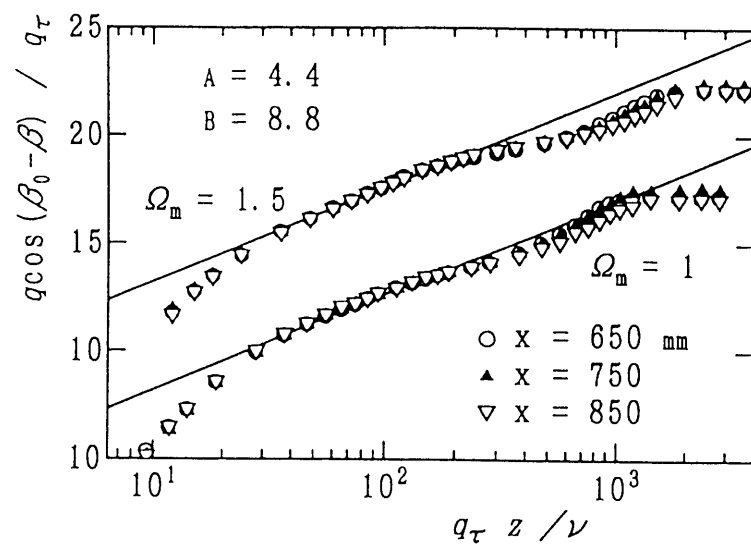


(a) Johnston

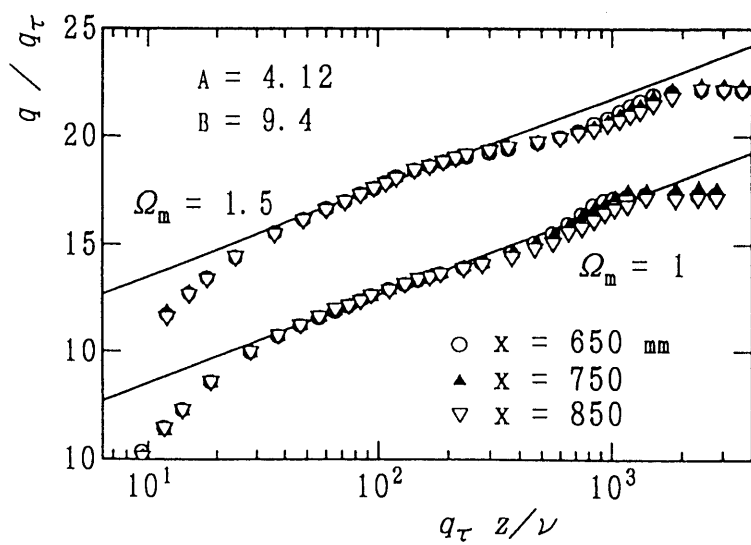


(b) Pierce らと Chandrashekhar ら

図 2 - 2 2 各種の対数速度分布



(c) Coles



(d) Hornung ら

図2-22 各種の対数速度分布

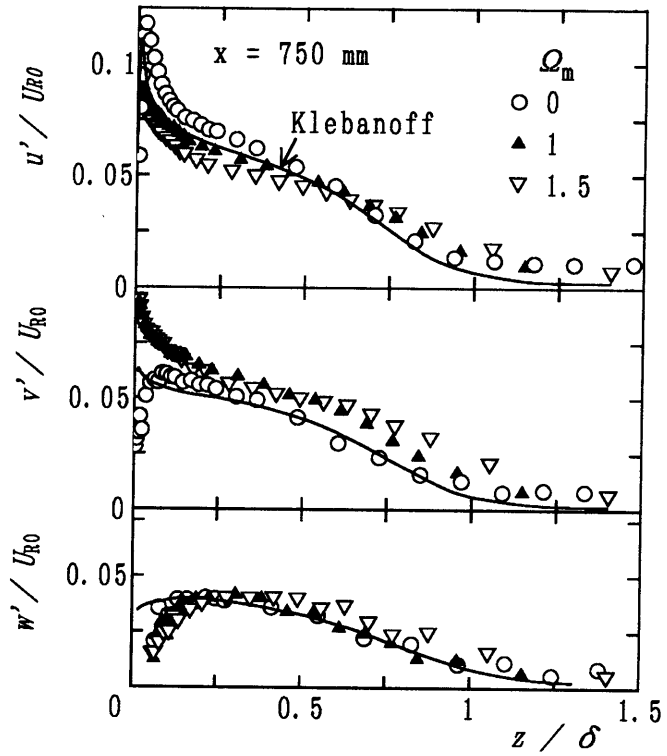


図 2 - 2 3 変動速度成分の速度比による変化

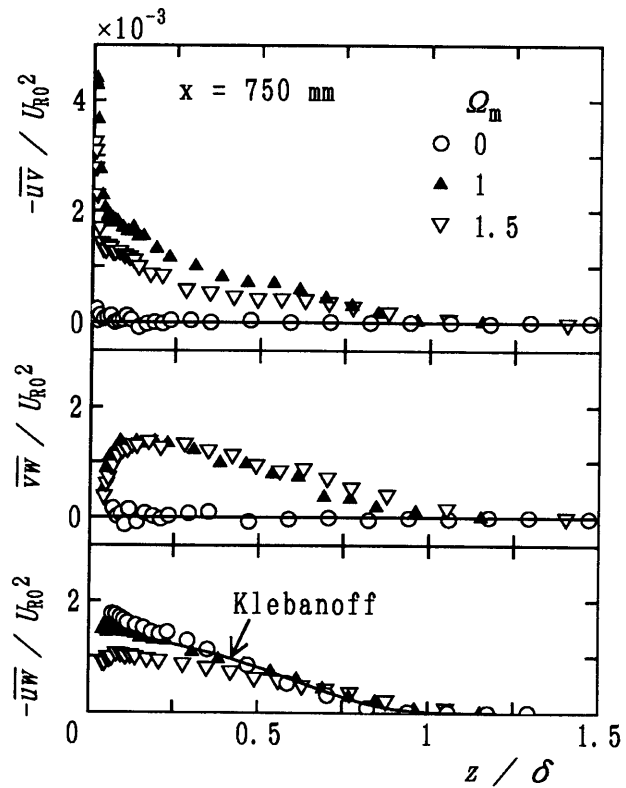


図 2 - 2 4 レイノルズせん断応力成分の速度比による変化

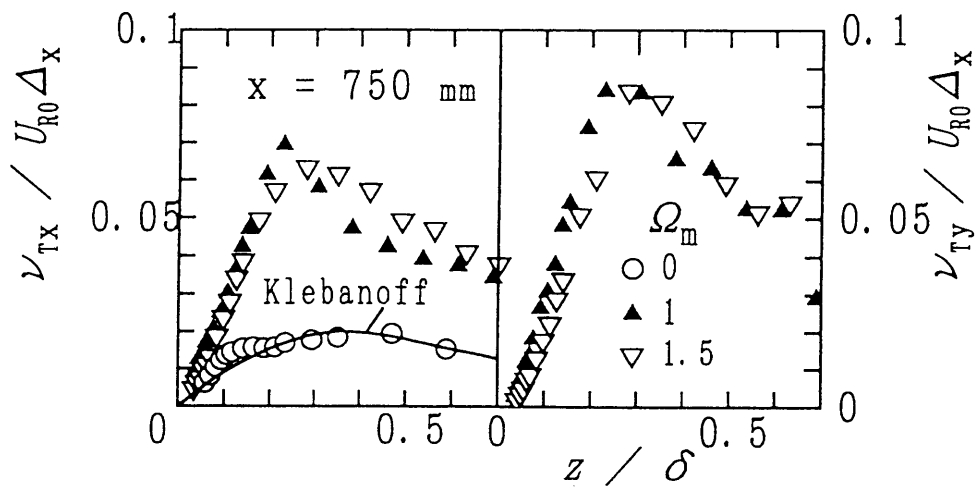


図2-25 渦動粘度の速度比による変化

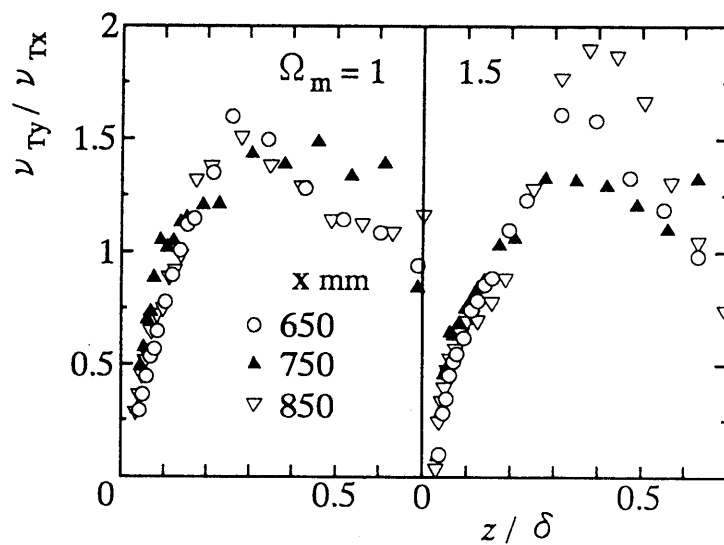


図2-26 渦動粘度の比

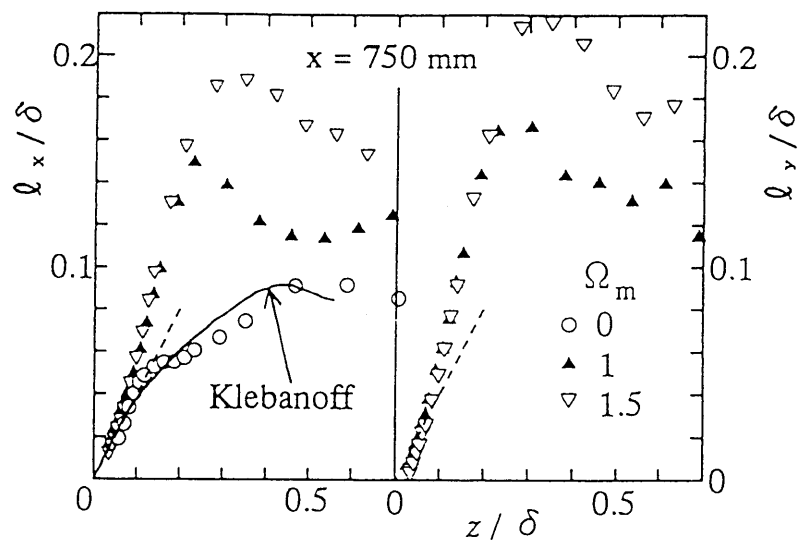


図2-27 混合距離の速度比による変化

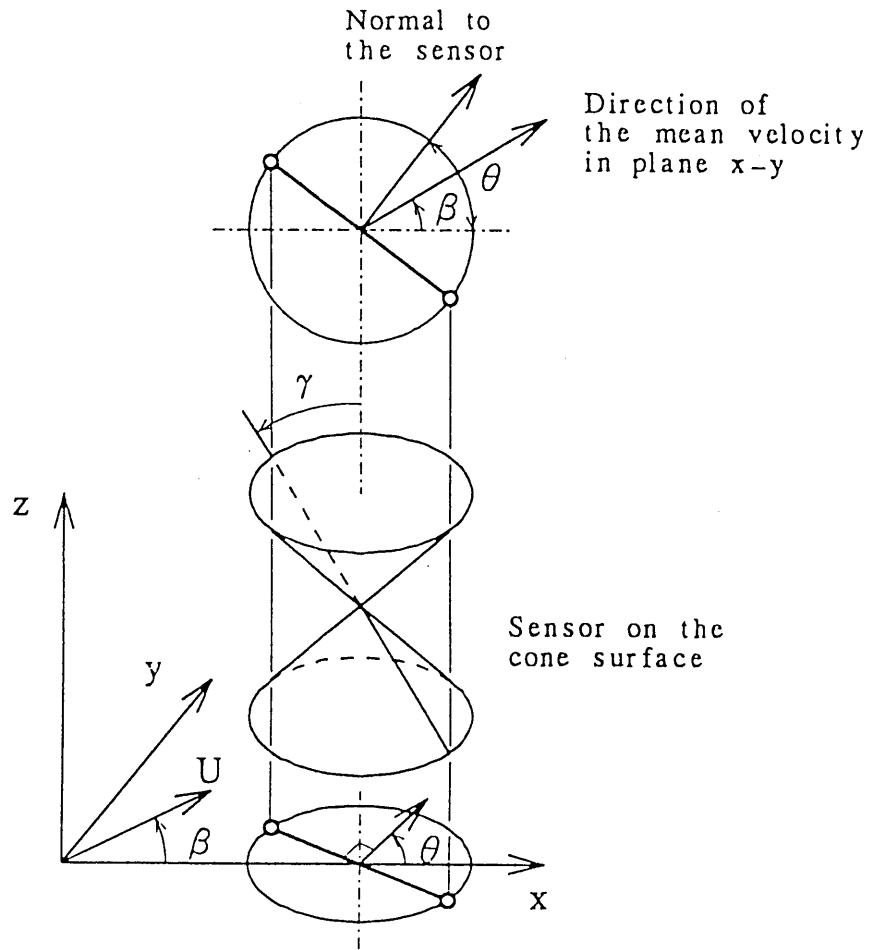


図2-28 傾斜型プローブの回転形態

第Ⅲ章 エネルギー収支と スペクトル分布 ⁽⁷⁰⁾・⁽⁷²⁾・⁽⁷³⁾

Ⅲ-1 緒言

第Ⅱ章では、一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の特徴を実験的に明らかにするために、この流れ場の平均・変動速度を熱線流速計とI型・傾斜型熱線プローブの回転法により測定し、その測定結果からこの流れ場に妥当する普遍速度分布の検証を行い、また円筒回転によるレイノルズ応力分布の変化、ならびに混合距離の増大を明らかにした。

この種の乱流境界層の乱流構造をさらに明らかにするためには、通常の乱流境界層の場合と同様、平均流エネルギーと乱れエネルギーの収支、ならびに乱れエネルギースペクトルを調べるのが重要となる。平均量が軸対称性を有するといえど、三次元的な性格を持つこの種の乱流境界層で、これらの量を調べることは平板乱流境界層に比べ格段に困難であるため、これまで十分な解明はなされてきていない。わずかな測定例として、乱れエネルギーの生成項のみを調べた研究^{(21)~(23)}、あるいは乱れエネルギー収支を調べた研究^{(37) (39)}もあるが、いずれも包括的なものではない。

また、乱れエネルギースペクトルに関しても、境界層の局所平均流方向の変動成分のスペクトル分布を測定した例^{(24) (27)}、および壁に垂直な成分に対するスペクトルを調べた研究⁽³⁹⁾があり、これに基づいて大規模渦構造について議論がなされている^{(24) (39)}が、変動速度成分に対するスペクトルの特徴は明らかにされていない。

このような観点から、本章ではこの乱流境界層の平均流エネルギーと乱れエネルギーの収支を明らかにし、さらに微小な検査体積を持つV型熱線プローブを用いて測定される変動速度データを、瞬時のx, y方向変動速度成分に分解して、そのパワースペクトル分布の特徴を明らかにし、この流れ場の乱流構造を調べ

ようとするものである。

III-2 実験装置と実験方法

実験装置は前章で用いたものと同じである。エネルギー方程式の各項の計算には、前章で得られた乱流境界層の発達域の $x = 650, 750, 850$ mm の3断面の測定結果を用い、このうち $x = 750$ mm の断面のエネルギー収支を求めた。また、パワースペクトルの測定は、 $x = 850$ mm の断面について行った。実験条件も前章と同じであり、レイノルズ数 R_e が 3×10^4 と一定で、速度比 Ω_m を $0, 1, 1.5$ と変化させた。 x, y 方向の変動速度成分の測定に用いた微小V型熱線プローブを図3-1に示す。このプローブは2本の熱線が $x-y$ 平面内にあるもので、受感部間距離(2本の熱線の中心間距離)は、約 0.75 mm である。この微小V型熱線プローブの出力処理と補正については、山下ら⁽⁶⁶⁾が提案した方法によったが、その詳細な説明は付録III-1で述べる。

u, v 変動速度の一次元パワースペクトルの計算は、V型熱線プローブの出力をデジタル的に x, y 成分に変換し、それをFFT法による2048点のデータ解析とアンサンブル平均により求めた。

III-3 実験結果と考察

III-3.1 平均流エネルギー収支

乱流境界層の流動機構を理解し、計算の基礎となる適切なモデルを構成するには、平均流ならびに乱れエネルギーの変化を知ることが重要である。そのため、まず本流れ場の平均流エネルギー収支を調べる。平均流エネルギーに対する方程式は、次式で表される⁽²¹⁾。

$$\begin{aligned}
& U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Q^2}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{Q^2}{2} \right) + \frac{U}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{W}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \\
& = \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} + \overline{vw} r \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right) + \overline{w^2} \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{\overline{v^2} W}{r} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \{ r (\overline{uw} U + \overline{vw} V + \overline{w^2} W) \} \\
& - \nu \left[\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right) \right]^2 \right] + \frac{\nu}{2r} \frac{\partial}{\partial z} \left[r \frac{\partial U^2}{\partial z} + r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right] \quad \dots\dots\dots (3.1)
\end{aligned}$$

但し、上式は境界層近似がなされている。ここで、左辺第1, 2項は平均流エネルギーの、また第3, 4項は圧力エネルギーの対流をそれぞれ表す。右辺第1～4項は、乱れエネルギーの生成、第5項はレイノルズ応力による拡散、第6項は粘性直接散逸、第7項は粘性輸送をそれぞれ表す。

図3-2(a)～(c)は、平均流エネルギー収支を各速度比ごとに示したものである。なお、式(3.1)の左辺第3, 4項は式の残差として求めた。また無次元化は前章と同様、本流れ場の局所の代表速度である U_{R0} と境界層厚さ δ により行っている。図中の①～⑥は、前述の対流(平均流エネルギー)項、対流(圧力)項、乱れエネルギーの生成項、拡散項、粘性直接散逸項、粘性輸送項をそれぞれ示す。円筒の速度比に関係なく、境界層の外層部 ($z/\delta \geq 0.2$) で対流項①と拡散項④はほぼ釣り合っており、壁近くでは乱れエネルギー生成項③と拡散項④がほぼ釣り合っている。粘性による直接散逸⑤は、壁の極近くの粘性底層内で発生している。円筒静止時の場合、対流項①、乱れエネルギー生成項③、および拡散項④は、Klebanoffの平板乱流境界層の分布⁽⁷⁴⁾とほぼ一致している。円筒が回転すると各項ともその絶対値が減少しているが、対流項①と拡散項④の境界層外層部での減少が著しい。これは、円筒回転時には平均流エネルギーが層外主流の他に壁面からも供給され、層内の平均流エネルギーの分布が一様化されるためと考えられる。

III-3.2 乱れエネルギー収支

次に、乱れエネルギーに対する方程式は次式で表される⁽²¹⁾。

$$U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\overline{q^2}}{2} \right) = -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{vw} r \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right) + D - \varepsilon \quad \dots\dots\dots(3.2)$$

ここで、右辺第1項と第2項は乱れエネルギー生成項、Dは乱流拡散、 ε は粘性散逸を表す。生成項の第1項は通常の平板乱流境界層と同じである。第2項は円筒の回転により生じるもので、これによりVの平均流エネルギーは直接的にv変動に注入される。この式に基づいて乱れエネルギー収支を評価するに当たり、 ε は局所等方性の仮説と、Taylorの凍結乱流の仮説から、

$$\varepsilon = 15 \frac{\nu}{U^2} \overline{\left(\frac{\partial u_s}{\partial t} \right)^2} \quad \dots\dots\dots(3.3)$$

とし、変動速度の平均流方向成分 u_s の時間微分値から求めた。乱流拡散Dは、式(3.2)の残差として求められるが、円筒座標系では $\int_0^\delta r D dz = 0$ となるべきなので、このように ε の値が係数倍だけ補正され、全体の乱れエネルギー収支の分布が得られる。

図3-3は、乱れエネルギー生成の第1項と第2項の分布を各速度比について示す。無次元化は、平均流エネルギー収支と同様、 U_{R0} で行った。円筒の回転に伴って、第1項は減少する。第2項は壁のごく近傍の粘性底層においてはわずかに増加するが、それより壁から離れると減少し、 $z/\delta \geq 0.1$ では円筒の回転によらずほぼ同程度の値となっている。

図3-4(a)~(c)は、乱れエネルギー収支を速度比ごとに示したものである。なお、 $z/\delta \doteq 0.4$ を境として内層部は左、外層部は右側の座標で示されている。円筒静止時の場合、壁面の近傍を除く境界層全域にわたって生成

項①と散逸項④が支配的で、両者はほぼ釣り合っている。対流項②は全域にわたって小さいが、外層部でやや大きくなり拡散項③とほぼ釣り合っている。壁面近くでは拡散項③が負で大きな値をとるが、壁面で散逸項④と釣り合うはずなので、この項は壁面のごく近傍で変化が大きいと言える。各図中に破線で示す平板乱流境界層の結果⁽⁶⁷⁾と比較すると、生成と散逸の釣り合いがほぼとれていることは同様であるが、散逸と拡散に若干の相違が認められる。ただし、Klebanoffによる拡散の値は境界層にわたる積分が0にならず、問題があるとの指摘があり⁽⁷⁵⁾、これらの相違を流れ場の相違だけに帰することはできないと思われる。

円筒が回転すると各項の絶対値そのものは増大するが、 U_{R0} で無次元化するとそれらの値はわずかに減少し、平板乱流境界層の分布により近くなっている。このように、円筒の静止、回転にかかわらず生成と散逸がほぼバランスしていることは、いずれも平衡境界層であることを示すものであり、平均速度場に関しては、普遍速度分布の成立^{(24), (69), (71)}に対する保証の一つを与えるものと考えられる。

III-3.3 パワースペクトル分布

乱れエネルギーの各方向成分の波数空間における分布を調べることは、本流れ場の乱流構造を明らかにする上において重要である。例えば、 u 変動の自己相関 $C_u(\tau) = \overline{u(t) \cdot u(t+\tau)}$ とパワースペクトル $E_u(f)$ とは互いにフーリエ変換と逆変換の関係にあり、次式のように表すことができる。

$$C_u(\tau) = \int_0^{\infty} E_u(f) e^{i2\pi f \tau} df \quad \dots\dots\dots(3.4a)$$

$$E_u(f) = 4 \int_0^{\infty} C_u(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \quad \dots\dots\dots(3.4b)$$

ここで、 τ は時間遅れである。式 (3.4 a) で、 $\tau=0$ とすれば、

$$C_u(0) = \overline{u(t)^2} = \int_0^{\infty} E_u(f) df \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

つまり、乱れエネルギーの x 方向成分 $\overline{u^2}$ は、上の式 (3.5) のように各周波数成分の和から成り立っている⁽⁷⁶⁾。

図 3-5 (a) ~ (c) は、微小 V 型熱線プローブによって得られた u 変動速度の一次元パワースペクトル E_u を $\overline{u^2}$ で正規化した量 ϕ_u の各速度比に対する変化を示したものである。横軸は、x 方向の波数 k である。円筒静止時の場合、壁のごく近傍の領域 ($0.032 < z/\delta < 0.084$) の分布には、緩衝領域特有の k^{-1} 領域が見られ、また壁から離れた外層部の分布には、慣性小領域を表す $k^{-5/3}$ 領域が見られる。

円筒が回転すると、境界層の内層での分布には、低波数域の、k が $200 \sim 250 \text{ m}^{-1}$ あたりにスペクトルの山が見られる。このことは円筒回転によって発生する比較的規則性のある渦の存在を示唆するものである。また、高波数域 ($k \geq 800 \text{ m}^{-1}$) では円筒静止時に比べてエネルギー密度が高くなっていることから、渦スケールの微細化が生じていると言える。このような現象は既に差動回転円筒上の流れに対する Lohmann⁽²⁷⁾、および本実験と同じ流れに対する Nakamura ら⁽²⁴⁾ によって見出されているが、これらはいずれも局所平均流方向の変動に対するスペクトルによっている。

図 3-6 (a) ~ (c) は、v 変動速度の一次元パワースペクトル E_v を $\overline{v^2}$ で正規化した ϕ_v の分布を各速度比について示したものである。円筒静止時の場合、 ϕ_u に比べて ϕ_v の分布は全体的に低波数域で平坦かやや右上がりの傾向を示すが、これは横方向スペクトルの一般的特徴の現れである⁽⁷⁷⁾。一方、中・高波数域の ϕ_v の分布は ϕ_u と同様である。円筒が回転すると ϕ_u と同様、 ϕ_v のスペクトルに山の存在が認められる。

円筒回転時の ϕ_u , ϕ_v に認められる内層におけるスペクトルの山をより詳しく見ると、速度比によるわずかな相違が認められ、速度比が大きい方が波数の小さいところでピークとなっている。このことは、もし円筒に巻き付く渦構造があるとしたら、その渦の円周にわたる個数、したがって渦のスケールが速度比により異なることを示唆している。渦構造の存在とそのスケールは、横方向二点相関を調べることによりさらに明らかにできるであろう。

III-4 結 言

一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の基本構造を明らかにするための第二段階として、この流れ場の平均流エネルギーと乱れエネルギーの収支、ならびに u , v 変動速度の一次元パワースペクトルを微小V型熱線プローブにより測定し、それらの分布の変化の特徴について調べ、以下の諸点を明らかにした。

(1) 平均流エネルギーの対流項と拡散項は境界層の外層部でほぼ釣り合い、それらの代表速度による無次元値の絶対値は速度比の増加とともに減少する。

(2) 乱れエネルギーの生成項と散逸項は境界層全域にわたって支配的ではほぼ釣り合っており、平衡境界層となっている。

(3) 乱れエネルギーの対流項の値は境界層の全域にわたって小さいが、外層部でやや大きくなり、拡散項とほぼ釣り合う。また、これらは速度比にそれほど依存しない。

(4) 円筒回転時には、壁近くの u , v 変動速度のスペクトルの低波数域に山が存在し、比較的規則性のある渦構造の存在が示唆された。また、高波数域のエネルギー密度が相対的に大きくなり、乱れの微細化が生じている。

付録Ⅲ－1 X, V型熱線プローブの出力補正

ここでは、X型ならびにV型熱線プローブの出力補正について述べる。なお、説明はX型プローブについて行うが、V型プローブも全く同じ方法である。

平均流はx-y面内にあるとし、この面内で交差角 Ψ のX型プローブが図3-7に示すように配置されているとする。 U_R は合成速度で、 U, V は次の通りである。

$$U/U_R = \cos\alpha, \quad V/U_R = \sin\alpha \quad \dots\dots\dots(3.6)$$

このとき、熱線の感ずる平均・変動有効速度は、図3-7の記号を用いて、各々の熱線を $i = 1, 2$ として次のようになる。

$$U_{i\text{eff}} = (U\cos\alpha + V\sin\alpha)f(\theta_i \mp \alpha) \quad \dots\dots\dots(3.7)$$

$$u_{i\text{eff}} = u[f(\theta_i \mp \alpha)\cos\alpha \pm f'(\theta_i \mp \alpha)\sin\alpha] + v[f(\theta_i \mp \alpha)\sin\alpha \pm f'(\theta_i \mp \alpha)\cos\alpha] \quad \dots\dots(3.8)$$

但し、複合は $i = 1, 2$ の順である(以下同様とする)。熱線の角度特性 $f(\phi)$ によく用いられるのは、 k をヨーパラメータとして次式である。

$$f(\phi) = \sqrt{\cos^2\phi + k^2\sin^2\phi} \quad \dots\dots\dots(3.9)$$

$\tan\alpha = V/U$ の関係と式(3.9)を、式(3.7)と(3.8)に代入すれば、 U, V, u, v が原理的に求まる関係式が得られる。しかしこれは複雑すぎてまったく実用的でない。そこで通常は(1) $V \ll U$, (2) $f(\phi) = \cos\phi$, (3) $\theta_1 = \theta_2 = \pi/4$ のいずれかが成立するものとして処理される。回転体の場合、専ら(2)を仮定してきた。ここではこれらの仮定は外すことにし、その代わり、(1)余弦法則からのずれが小さい、(2) θ_1, θ_2 の $\pi/4$ からのずれが小さい、と仮定し処理式を余弦法則および $\theta_1 = \theta_2 = \pi/4$ に対する摂動として与えることを考える。 $\theta_i = \pi/4 + \delta_i$ とし、 k^2, δ_i を1に比べて十分小さいとすれば、

$$f(\phi) \doteq \cos\phi + k^2 \sin^2\phi / 2\cos\phi, \quad \cos\theta_i \doteq (1 - \delta_i) / \sqrt{2}, \quad \sin\theta_i \doteq (1 + \delta_i) / \sqrt{2} \quad \dots\dots\dots(3.10)$$

であるから、平均・変動有効速度は、式(3.7),(3.8)よりそれぞれ次式となる。

$$U_{ieff} = \frac{U^2(-4\delta_i + k^2 + 2) \pm 2UV(-k^2 + 2) + V^2(4\delta_i + k^2 + 2)}{2\sqrt{2}U(-\delta_i + 1) \pm 2\sqrt{2}V(\delta_i + 1)} \quad \dots\dots\dots(3.11)$$

$$u_{ieff} = \frac{U^2u(-8\delta_i + k^2 + 2) \pm U^2v(-4\delta_i - 3k^2 + 2) \pm 2UVu(-2\delta_i + k^2 + 2) + 2UVv(2\delta_i + k^2 + 2) + V^2u(4\delta_i - 3k^2 + 2) \pm V^2v(8\delta_i + k^2 + 2)}{2\sqrt{2}U^2(-3\delta_i + 1) \pm 4\sqrt{2}UV \pm 2\sqrt{2}V^2(3\delta_i + 1)} \quad \dots\dots(3.12)$$

式(3.11),(3.12)からU, V, u, vを解くのは容易ではないので、速度成分を次式のように仮定する。

$$U = U_0 + U_1\delta_1 + U_2\delta_2 + U_3k^2 + \dots, \quad V = V_0 + V_1\delta_1 + V_2\delta_2 + V_3k^2 + \dots \quad \dots(3.13)$$

$$u = u_0 + u_1\delta_1 + u_2\delta_2 + u_3k^2 + \dots, \quad v = v_0 + v_1\delta_1 + v_2\delta_2 + v_3k^2 + \dots$$

式(3.13)を式(3.11)(3.12)に代入し、 k^2, δ_i の1次の項まで残せば、 x, y 方向の平均・変動速度成分が次のように得られる。

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[U_{ieff}^+ + U_{2ieff}\delta_1 + U_{1ieff}\delta_2 - \frac{U_{ieff}^+(U_{ieff}^{+2} + 3U_{ieff}^{-2})}{8U_{1ieff}U_{2ieff}} k^2 \right] \quad \dots(3.14)$$

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[U_{ieff}^- + U_{2ieff}\delta_1 - U_{1ieff}\delta_2 + \frac{U_{ieff}^-(3U_{ieff}^{+2} + U_{ieff}^{-2})}{8U_{1ieff}U_{2ieff}} k^2 \right] \quad \dots(3.15)$$

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[u_{ieff}^+ + u_{2ieff}\delta_1 + u_{1ieff}\delta_2 - \frac{u_{ieff}^+(U_{ieff}^{+4} - 6U_{ieff}^{+2}U_{ieff}^{-2} - 3U_{ieff}^{-4}) + 8u_{ieff}^-U_{ieff}^{+3}U_{ieff}^-}{32U_{1ieff}^2U_{2ieff}^2} k^2 \right] \quad \dots\dots(3.16)$$

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[u_{ieff}^- + u_{2ieff}\delta_1 + u_{1ieff}\delta_2 - \frac{u_{ieff}^-(U_{ieff}^{-4} - 6U_{ieff}^{-2}U_{ieff}^{+2} - 3U_{ieff}^{+4}) + 8u_{ieff}^+U_{ieff}^{-3}U_{ieff}^+}{32U_{1ieff}^2U_{2ieff}^2} k^2 \right] \quad \dots\dots(3.17)$$

ここで、

$$U_{\text{eff}}^{\pm} = U_{1\text{eff}} \pm U_{2\text{eff}}, \quad u_{\text{eff}}^{\pm} = u_{1\text{eff}} \pm u_{2\text{eff}} \quad (\text{複合同順}) \dots\dots(3.18)$$

である。

熱線流速計の直線化器の出力は有効速度に比例するから、Kを較正定数とするところの場合、平均・変動有効速度は、

$$U_{\text{ieff}} = E_i / K_i, \quad u_{\text{ieff}} = e_i / K_i \quad \dots\dots\dots(3.19)$$

と書ける。これを式(3.18)を考慮して、式(3.14)～(3.17)に代入すれば、熱線流速計出力から速度成分を求める式が得られる。しかしながら通常必要とされる量は速度成分の無次元値であり、例えば、 U_m をx方向の基準流速とすれば、 U/U_m 等であり、これには較正定数を含ませずに済む。基準流速 U_m に対するX型熱線の出力 E_i は次式で表される。

$$E_{m_i} = K_i f(\theta_i) U_m \quad \dots\dots\dots(3.20)$$

ここで、二本の熱線の出力が等しくなるように、つまり、 $E_{m1} = E_{m2}$ のようにゲイン調整しておけば、無次元平均・変動有効速度は次式となる。

$$U_{\text{ieff}}/U_m = (2E_i/E_m^+) f(\theta_i), \quad u_{\text{ieff}}/U_m = (2e_i/E_m^+) f(\theta_i) \quad \dots\dots\dots(3.21)$$

ここで、 $E_m^+ = E_{m1} + E_{m2} = 2E_{m1} = 2E_{m2}$ である。

U_m で無次元化した速度成分は、式(3.21)を式(3.14)～(3.17)に代入することにより得られ、 k^2 , δ_i の1次の項まで考慮すれば、次式のようになる。

$$\frac{U}{U_m} = \frac{1}{E_m^+} \left[E^+ - E^-(\delta_1 - \delta_2) + \frac{2aE^-}{a^2 - 1} k^2 \right] \quad \dots\dots\dots(3.22)$$

$$\frac{V}{U_m} = \frac{1}{E_m^+} \left[E^- - E^-(\delta_1 + \delta_2) - \frac{2E^-}{a^2 - 1} k^2 \right] \quad \dots\dots\dots(3.23)$$

$$\frac{u}{U_m} = \frac{1}{E_m^+} \left[e^+ - e^-(\delta_1 - \delta_2) + \frac{2a(a^3 e^+ + a e^+ - 2e^-)}{(a^2 - 1)^2} k^2 \right] \quad \dots\dots\dots(3.24)$$

$$\frac{v}{U_m} = \frac{1}{E_m^+} \left[e^- - e^-(\delta_1 + \delta_2) - \frac{2(2a^3 e^+ - a^2 e^- - e^-)}{(a^2 - 1)^2} k^2 \right] \quad \dots\dots\dots(3.25)$$

ここに、

$$E^\pm = E_1 \pm E_2, \quad e^\pm = e_1 \pm e_2, \quad a = E^-/E^+ \quad (\text{複合同順}) \quad \dots\dots\dots(3.26)$$

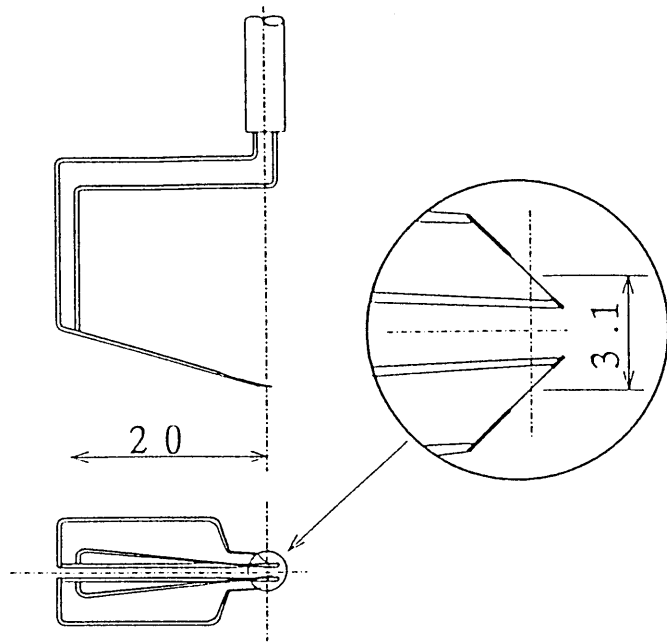
である。レイノルズ応力に対しては式(3.24),(3.25)より、次のようになる。

$$\frac{\overline{u^2}}{U_m^2} = \frac{1}{E_m^{+2}} \left[\overline{e^{+2}} - 2\overline{e^+ e^-} (\delta_1 - \delta_2) + \frac{4a(a^3 \overline{e^{+2}} + a\overline{e^{+2}} - 2\overline{e^+ e^-})}{(a^2 - 1)^2} k^2 \right] \quad \dots(3.27)$$

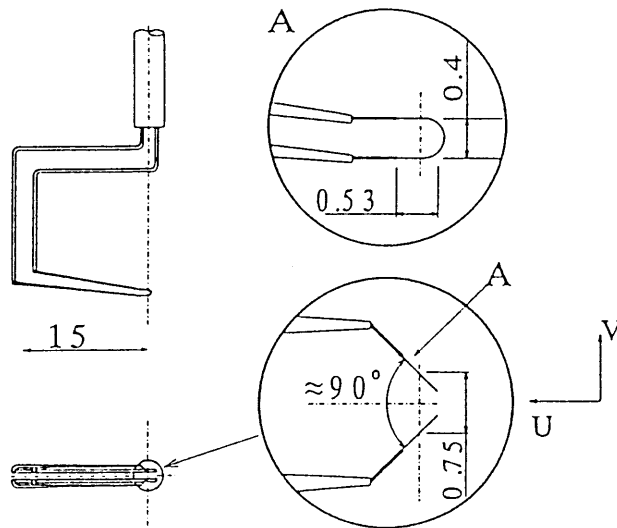
$$\frac{\overline{v^2}}{U_m^2} = \frac{1}{E_m^{+2}} \left[\overline{e^{-2}} - 2\overline{e^- e^-} (\delta_1 + \delta_2) - \frac{4(2a^3 \overline{e^+ e^-} - a^2 \overline{e^{-2}} - \overline{e^{-2}})}{(a^2 - 1)^2} k^2 \right] \quad \dots\dots(3.28)$$

$$\frac{\overline{uv}}{U_m^2} = \frac{1}{E_m^{+2}} \left[\overline{e^+ e^-} - (\overline{e^+ e^-} + \overline{e^- e^-}) \delta_1 - (\overline{e^+ e^-} - \overline{e^- e^-}) \delta_2 + \frac{2[(a^2 + 1)^2 \overline{e^+ e^-} - 2a^3 \overline{e^{-2}} - 2a\overline{e^{-2}}]}{(a^2 - 1)^2} k^2 \right] \quad \dots\dots(3.29)$$

なお、これらの式における摂動項による補正の効果は、山下ら⁽⁶⁶⁾が円柱後流の流れ場において調べ、有効であることを確認している。

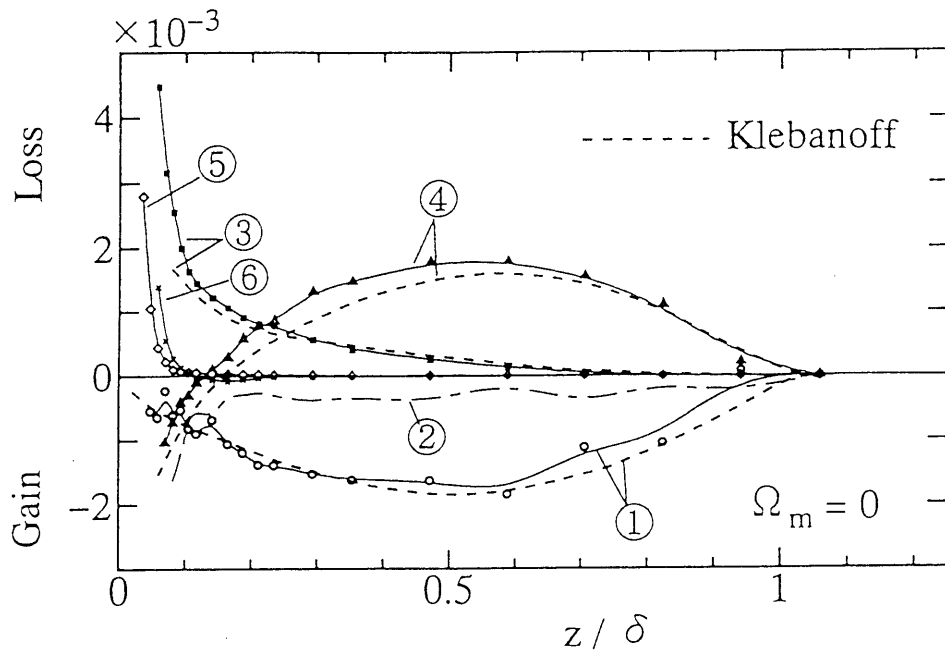


V型プローブ



微小V型プローブ

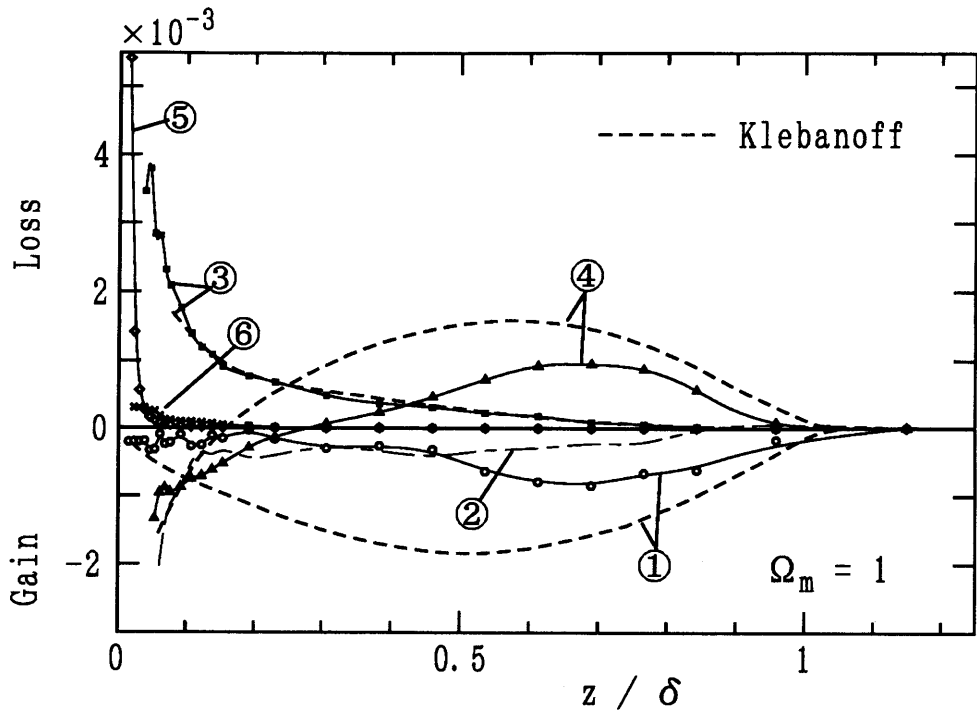
図3-1 V型熱線プローブ



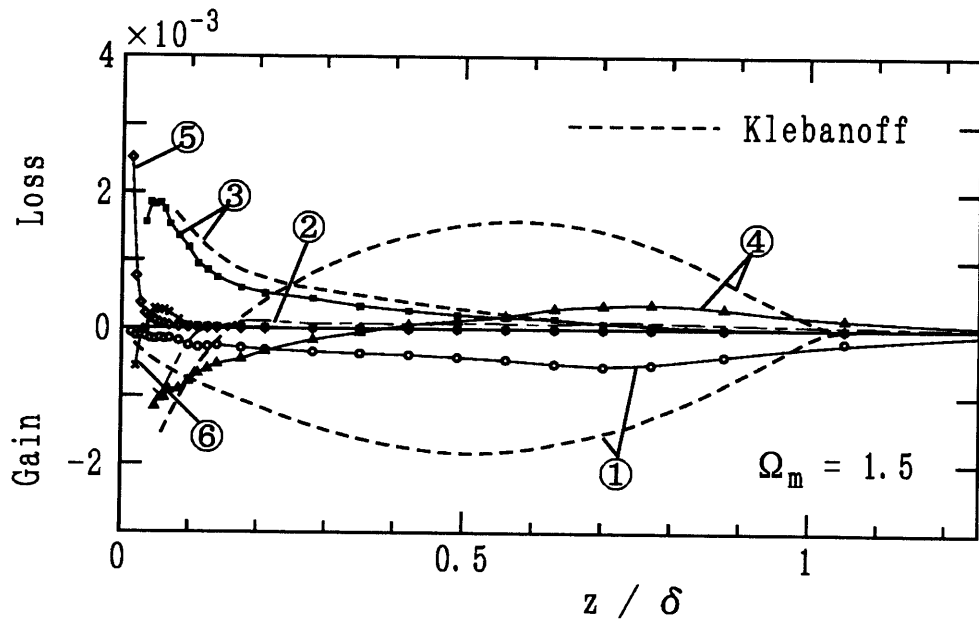
- ① Advection(mean Flow), ② Advection(Pressure), ③ Production
 ④ Diffusion, ⑤ Viscous Dissipation, ⑥ Viscous Transport

(a) $\Omega_m = 0$

図3-2 平均流エネルギー収支



(b) $\Omega_m = 1$



- ①Advection (Mean Flow), ②Advection (Pressure)
 ③Production, ④Diffusion, ⑤Viscous Dissipation
 ⑥Viscous Transport

(c) $\Omega_m = 1.5$

図 3 - 2 平均流エネルギー収支

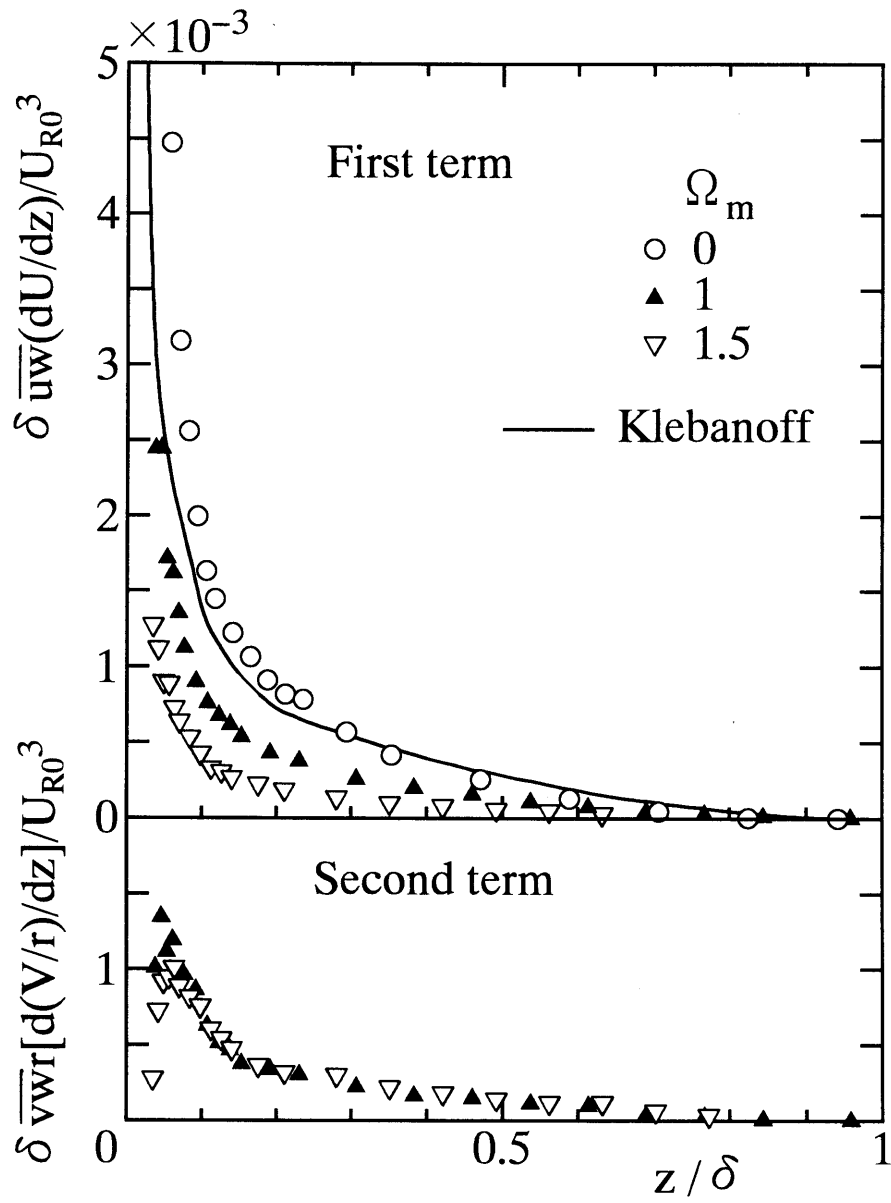
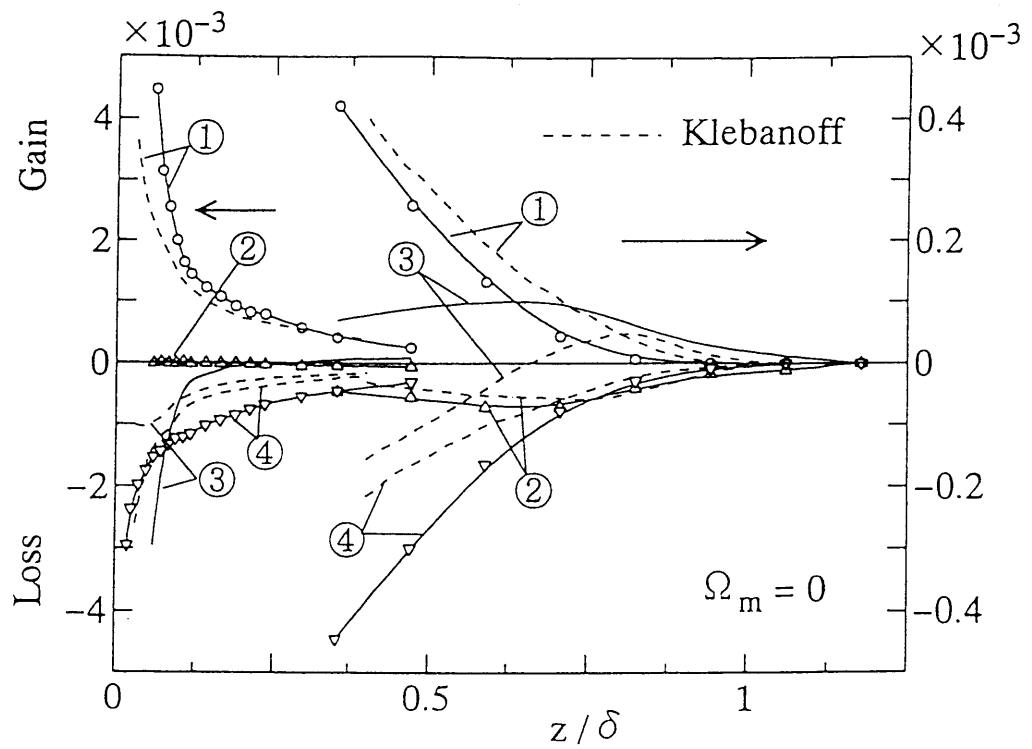


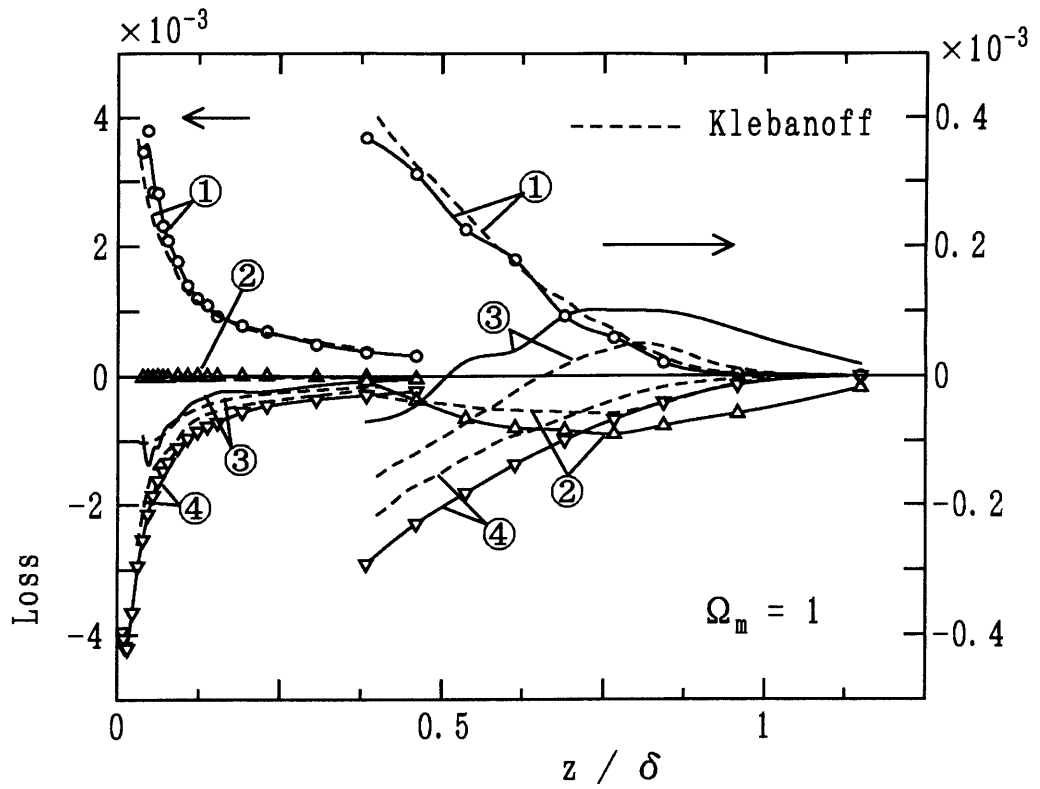
図3-3 乱れエネルギー生成項



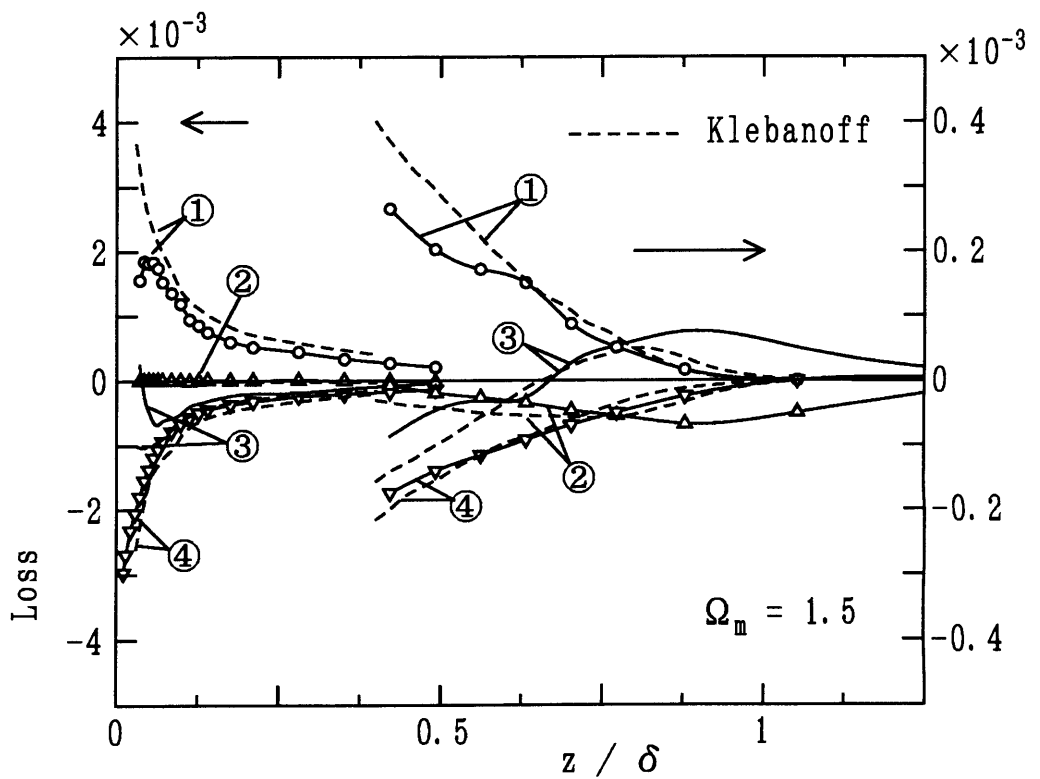
① Production, ② Advection, ③ Diffusion, ④ Dissipation

(a) $\Omega_m = 0$

図3-4 乱れエネルギー収支



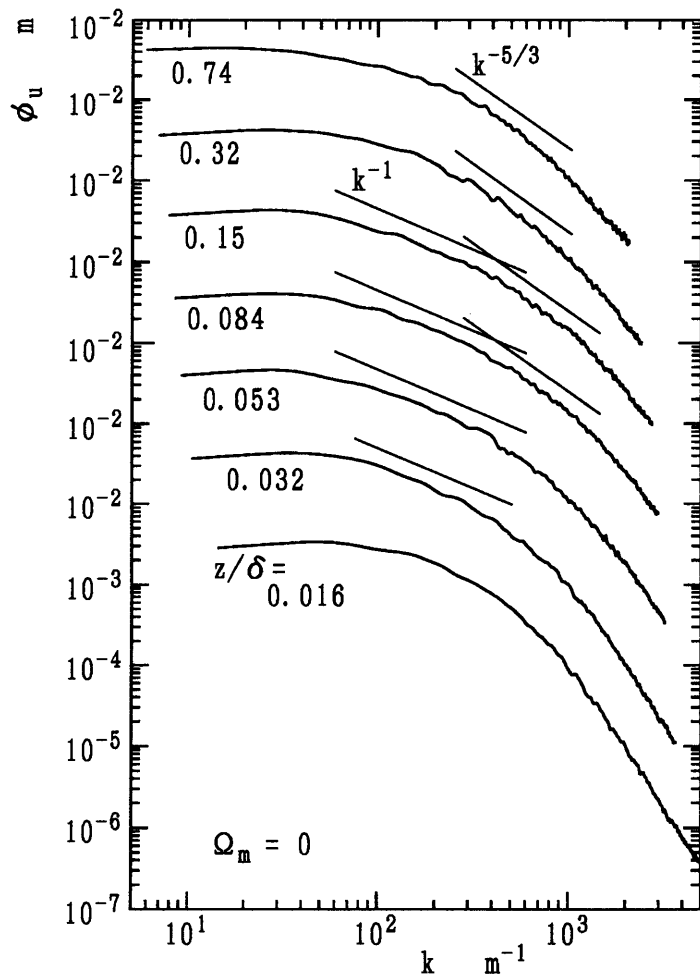
(b) $\Omega_m = 1$



①Production, ②Advection, ③Diffusion, ④Dissipation

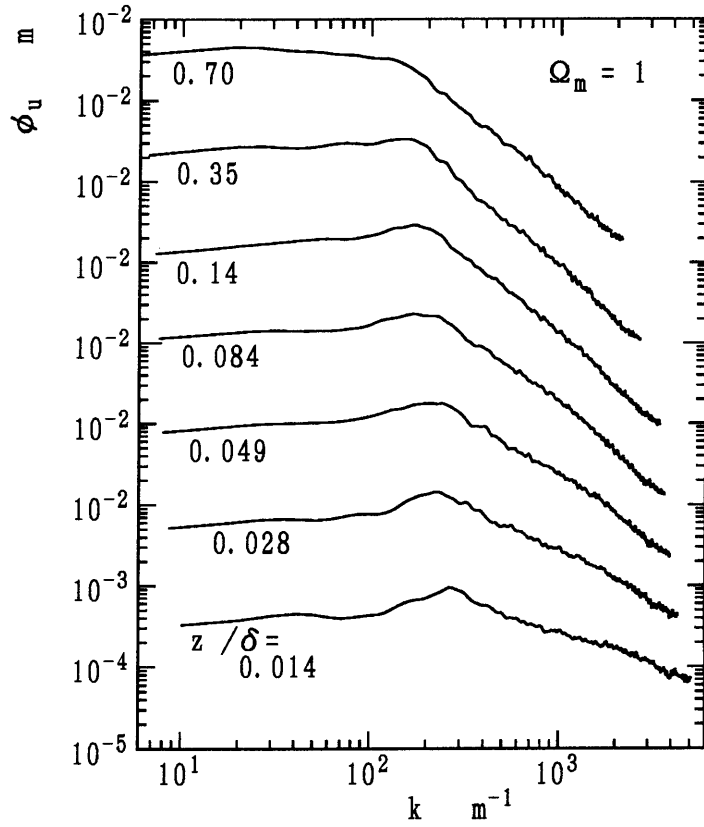
(c) $\Omega_m = 1.5$

図 3-4 乱れエネルギー収支

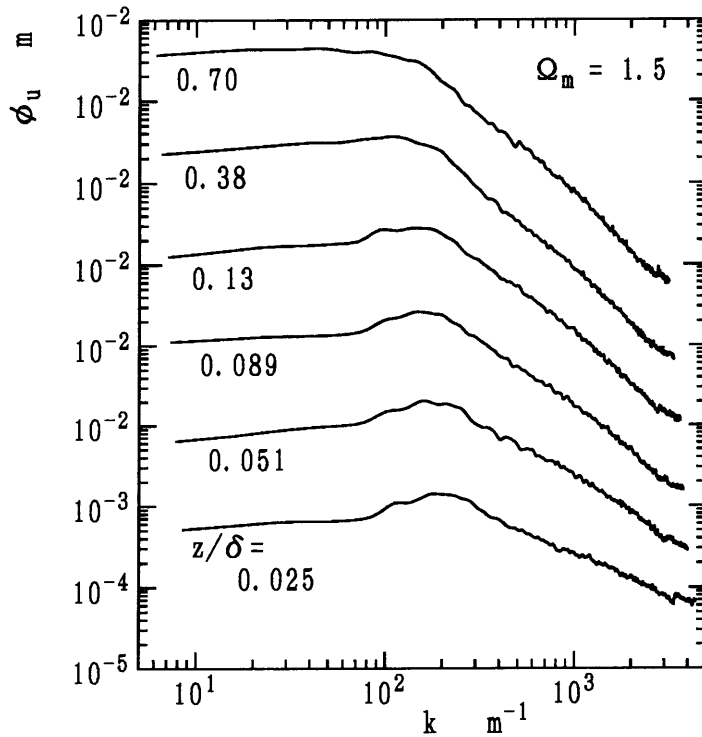


(a) $\Omega_m = 0$

図 3-5 u 変動のパワースペクトル分布 ($x = 850$ mm)

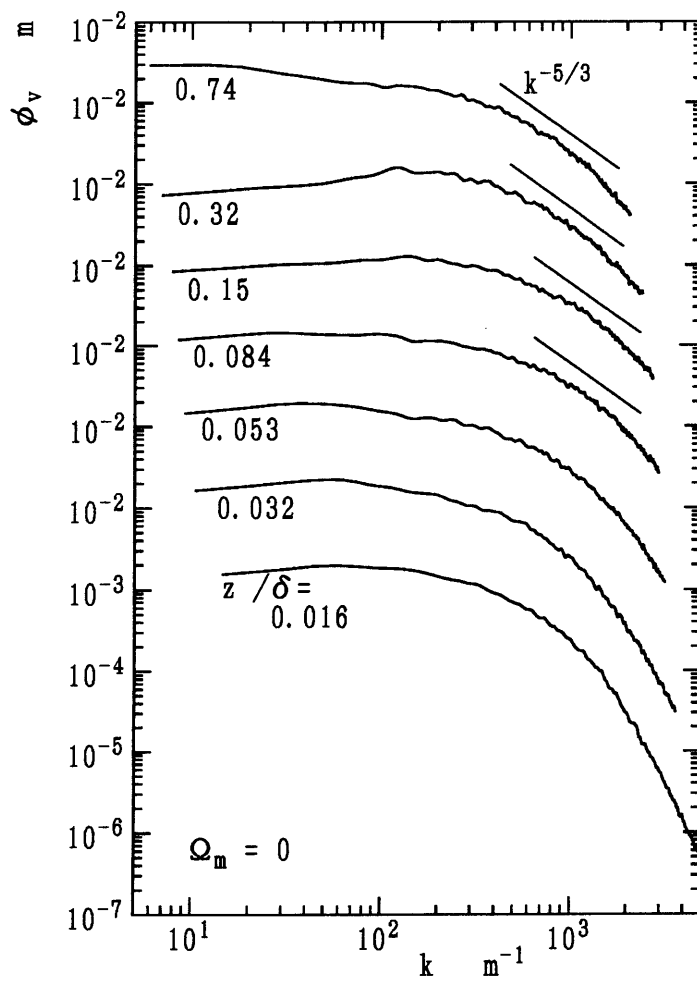


(b) $\Omega_m = 1$



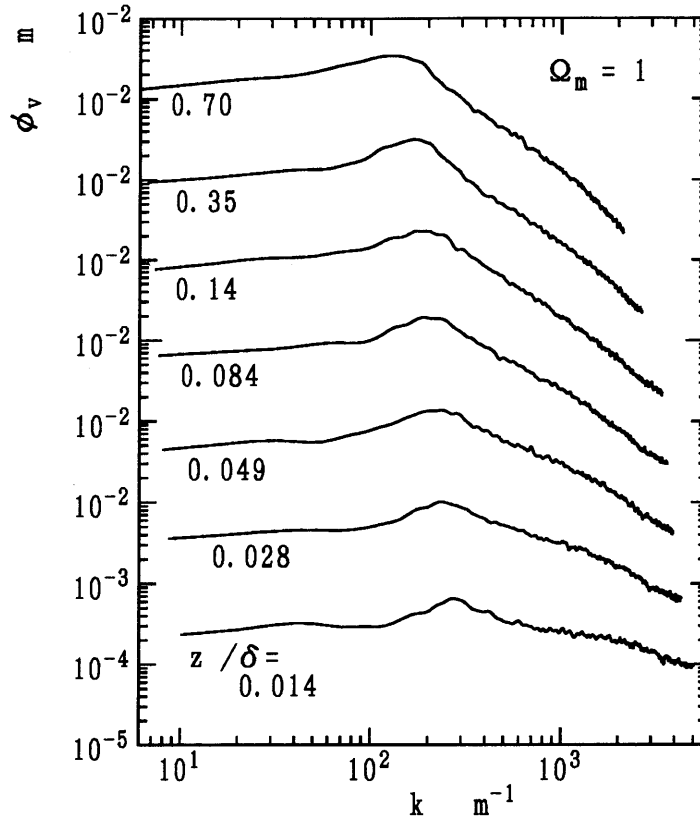
(c) $\Omega_m = 1.5$

図 3-5 u 変動のパワースペクトル分布 ($x = 850$ mm)

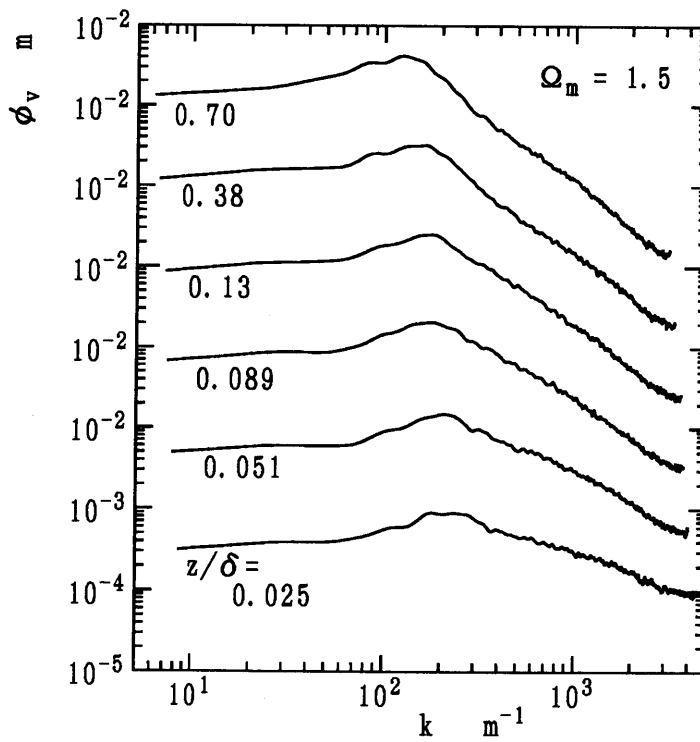


(a) $\Omega_m = 0$

図 3 - 6 v 変動のパワースペクトル分布 ($x = 850$ mm)



(b) $\Omega_m = 1$



(c) $\Omega_m = 1.5$

図3-6 v 変動のワースペクトル分布 ($x = 850$ mm)

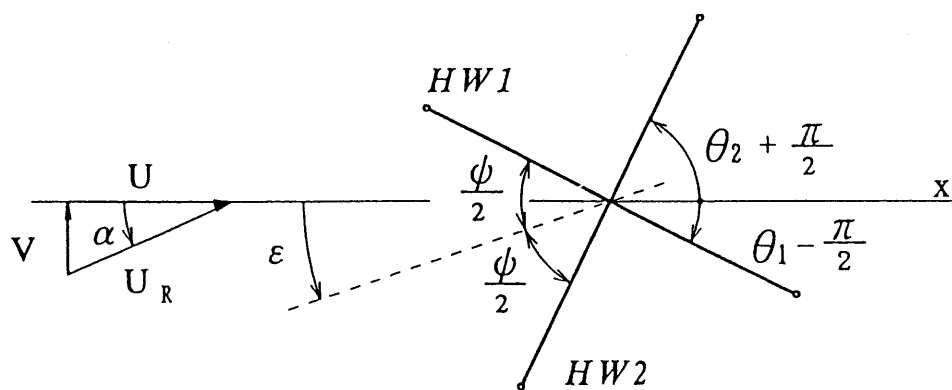


図3-7 X型熱線プローブの配置形態

第Ⅳ章 各速度成分間のエネルギー収支 とスペクトル解析⁽⁷⁹⁾

Ⅳ-1 緒言

第Ⅲ章では、一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の特徴をさらに明らかにするために、平均流エネルギーと乱れエネルギーの収支を第Ⅱ章の測定結果から調べ、円筒回転によらずエネルギー式の主要項の均衡が成立することから、この流れ場が平衡境界層であること、また新たに微小V型熱線プローブを用いて、その出力から得られる瞬時の変動速度のx, y成分u, vに対するパワースペクトル分布から、円筒回転時における大規模渦構造の存在を明らかにした。

本流れ場の乱流構造をさらに詳細に知るには、速度成分間のエネルギーの流れを把握することが重要である。このような場合、平均流エネルギーと乱れエネルギー方程式を各成分に対する式に分解した輸送方程式を調べると、各成分間におけるエネルギーの授受が具体化され、エネルギーの流れを理解しやすい。このような試みは、測定の困難さからこれまでにあまりなされていないが、わずかに下流方向に細くなる円すい体上の乱流境界層において、古屋ら⁽²¹⁾が乱れエネルギーを再配分する要因であるエネルギー変換項の重要性を明らかにしている。しかし、輸送方程式の各項全てを調べた例は他に見当たらない。

また、変動速度u, vのそれぞれに対するパワースペクトルは、これまでもわずかになされており^{(24), (27), (39)}、このような回転体上の乱流境界層に特有な渦構造の存在や、壁近傍における渦スケールの細小化について議論がなされている。しかし、変動速度u, vのクロススペクトルを計算し、その成分のコスペクトル、クオドスペクトル等を調べた例は、著者の調べた限りではこれまでに見当たらない。

このような観点から、本章ではこの乱流境界層の平均流エネルギーと乱れエネ

ルギの各成分に対する輸送方程式を明らかにし、さらに u 、 v 変動速度のコスベクトルとクオドスペクトルの分布の特徴を明らかにして、この流れ場の乱流構造をさらに詳しく調べようとするものである。

IV-2 実験装置と実験方法

実験装置は第II章と同じである。エネルギー輸送方程式の各項の計算は、前章と同様に発達域の3断面 ($x = 650, 750, 850$ mm) の平均速度と、レイノルズ応力の値を用いて行い、 $x = 750$ mm の断面のエネルギー収支を求めたが、それらはレイノルズ数 Re を 3×10^4 と一定に保ち、速度比 Ω_m を $0, 1, 1.5$ と変化させて行った第II章の1本の熱線(通常のI型と傾斜型)の回転法による測定結果である。このレイノルズ数の値は、測定位置で乱流境界層が十分に発達していることを目安として定めたものである。

u 、 v 変動速度のクロススペクトルの計算は、前章の微小V型熱線プローブによる測定データを用いた。なお、スペクトル分布の重み付き平均による平滑化は、ウインドウにハニング法⁽⁷⁸⁾を採用した。

IV-3 実験結果と考察

IV-3.1 平均流エネルギー輸送方程式

まず本流れ場の平均流エネルギーの各成分に対する輸送方程式を調べる。平均流エネルギーを各成分に分けた方程式は、次式で表される⁽²¹⁾。

$$U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^2}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{U^2}{2} \right) + \frac{U}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = \overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \overline{uw} U) - v \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \frac{v}{2r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial U^2}{\partial z} \right) \dots\dots (4.1)$$

$$U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{V^2}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{V^2}{2} \right) = -\frac{V^2 W}{r} + \overline{vwr} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (\overline{rvwV}) - v \left\{ r \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right) \right\}^2 + \frac{v}{2r} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ r^3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (4.2)$$

上の二つの式は境界層近似がなされている。またこれらの式の他に z 方向成分も存在するが、x, y 方向成分に比べて微小な値であったので、ここでは省略した。両式とも左辺は対流項で、右辺は順に乱れエネルギーの生成項、拡散項、粘性散逸項、粘性輸送項である。

図 4-1 (a) ~ (c) は、速度成分に分けた平均流エネルギー収支を各速度比ごとに示したものである。なお、式 (4.1) の左辺第 3 項は式の残差として求めた。また無次元化は前章と同様、本流れ場の局所の代表速度である U_{R0} と境界層厚さ δ により行っている。図中の ① ~ ⑥ は、前述の対流 (平均流エネルギー) 項、対流 (圧力) 項、乱れエネルギーの生成項、拡散項、粘性直接散逸項、粘性輸送項をそれぞれ示す。

円筒静止時には、 $V = 0$ なので y 方向成分は生じていない。x 方向成分の対流項 ①、乱れエネルギー生成項 ③、および拡散項 ④ の分布は、図中に破線で示す Klebanoff の平板乱流境界層の分布⁽⁷⁴⁾ とほぼ一致している。

円筒回転時の分布について、対流項 ① の y 方向成分は境界層全域にわたってほとんど値を持たないが、x 方向成分は境界層の外層部 ($z / \delta > 0.2$) で値を持ち、そこでは拡散項 ④ とバランスしている。生成項 ③ は x, y 方向成分とも同じ符号で、同程度の値を持つ。拡散項 ④ の x 方向成分は内層部 ($z / \delta < 0.2$) で Gain、外層部で Loss となり、外層部における値は対流項 ① とバランスしている。そして円筒速度比の増加につれて値は減少する。拡散項 ④ の y 方向成分は x 方向と符号が反対で、外層部における値は x 方向成分に比べて小さく、そこでは生成項とバランスしており、円筒の速度比による値の差はない。

粘性散逸項⑤は x , y 成分とも同じ Loss の符号で、壁の極近傍の粘性底層内で大きな値を持つ。円筒の速度比による値の差はない。粘性輸送項⑥も壁の近くで大きな値を持っているが、 x 方向と y 方向成分の符号が異なり、 x 方向成分は粘性散逸項に比べてわずかに壁から離れた位置まで値を持っている。また、円筒の速度比による値の差はそれほどない。

IV-3. 2 乱れエネルギー輸送方程式

次に、乱れエネルギーを各成分に分けた方程式は、次式で表される⁽²¹⁾。

$$\begin{aligned}
 U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{u^2}}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{u^2}}{2} \right) &= -\overline{uw} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\overline{u^2 w}}{2} \right) + \frac{1}{\rho} \overline{p} \frac{\partial u}{\partial x} \\
 &\quad - \nu \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial v}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial x} \right]
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

$$\begin{aligned}
 U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{v^2}}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{v^2}}{2} \right) &= -2\overline{vw} \frac{V}{r} - \overline{vwr} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{V}{r} \right) - \frac{1}{r} \left[\frac{\overline{wp}}{\rho} + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\overline{v^2 w}}{2} \right) \right] + \frac{1}{\rho r} \left[\overline{p} \frac{\partial v}{\partial y} + \overline{wp} \right] \\
 &\quad - \frac{1}{r} \left[\overline{v^2 w} - \nu v \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{v}{r} \right) + 2\nu w \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \\
 &\quad - \nu \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial v}{\partial x} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial v}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{v}{r} \right) \right]
 \end{aligned}
 \tag{4.4}$$

$$\begin{aligned}
 U \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{w^2}}{2} \right) + W \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\overline{w^2}}{2} \right) &= 2\overline{vw} \frac{V}{r} - \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{wp}}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\overline{w^3}}{2} \right) \right] + \frac{1}{\rho} \left[\overline{p} \frac{\partial w}{\partial z} \right] \\
 &\quad + \frac{1}{r} \left[\overline{v^2 w} - \nu v \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{v}{r} \right) + 2\nu w \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \\
 &\quad - \nu \left[\left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{v}{r} \right)^2 + \frac{\partial v}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{v}{r} \right) + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} \right]
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

ここで、上の3つの式の左辺は対流項である。右辺について、式(4.3)の第1項と式(4.4)の第2項は乱れエネルギー生成項で、式(4.1)と(4.2)の平均流エネルギー方程式内にそれぞれの対応項が存在する。式(4.3)と式(4.5)の第2項、および式(4.4)の第3項が乱流拡散項の成分であり、式(4.3)と式(4.5)の第3項、および式(4.4)の第4項が圧力と速度勾配の変動相関によるエネルギー再配分項の成分を表す。また3つの式の最終項が、粘性散逸項の成分 ε_u , ε_v , ε_w であるが、高レイノルズ数で局所等方性が仮定できる場合にはこれらは同じ大きさと考えてよく、 $\varepsilon_u = \varepsilon_v = \varepsilon_w = \frac{1}{3}\varepsilon$ として前章の結果を用い計算した。

式(4.4)の右辺第1項の $-2\overline{vw}V/r$ は、式(4.5)の右辺第1項に符号を変えて現れており、各成分間のエネルギー交換を行っていると考えられる⁽²¹⁾。また式(4.4)の右辺第5項と式(4.5)の右辺第4項も互いに符号が反対であることから、成分間輸送を行う項であると見なせる。

図4-2(a)~(c)は、速度成分に分けた乱れエネルギー収支を各速度比ごとに示したものである。なお、式(4.3)~(4.5)の右辺の乱流拡散項、エネルギー再配分項、および成分間輸送項は合算で式の残差として求めた。また無次元化は平均流エネルギー収支と同様 U_{R0} と δ により行っている。図中の①~⑤は、順に乱れエネルギー生成項、対流項、残差として求めた拡散・再配分・輸送項の合計(以後、これらの合計を略して拡散輸送項と呼ぶ)、エネルギー交換項、粘性散逸項をそれぞれ示す。

円筒静止時においては、 $V=0$ なのでy方向成分に生成項はなく、平均流エネルギーのx方向成分より $\overline{uw} \partial U / \partial z$ の生成項①によって抽出された乱れエネルギーは直接x方向成分 $\overline{u^2}/2$ に投入されている。そしてそこでは散逸項⑤によって熱に変わるエネルギーもあるが、多くは拡散輸送項③によって $\overline{v^2}/2$, $\overline{w^2}/2$ へ配分されており、投入先では内層部、外層部とも散逸項⑤とバランスしている。

円筒回転時においては $U^2/2$ から抽出されたエネルギーは直接 $\overline{u^2}/2$ へ、 $V^2/2$ から抽出されたエネルギーは直接 $\overline{v^2}/2$ へ投入されている。これらのエネルギーは、拡散輸送項③を通して乱れの等方化の方向へと流れる。また、 $\overline{v^2}/2$ へ投入されたエネルギーの一部は、エネルギー交換項④によって直接的に $\overline{w^2}/2$ へ投入される。円筒の回転速度の増加に従ってほとんどの項は値がわずかに減少するが、外層部における生成項の第2項とエネルギー交換項は、回転速度によらず値がほぼ一定である。

IV-3.3 スペクトル解析

前章では変動速度 u , v のそれぞれのスペクトル分布について調べた。しかし、 u , v 変動が互いに関連している場合も多く、 u , v の相互相関を波数空間から見てみると、本流れ場の乱流構造をさらに詳しく調べることができる。

u , v 変動の相互相関 $C_{uv}(\tau) = \overline{u(t)v(t+\tau)}$ とクロススペクトル $E_{uv}(f)$ とは、互いにフーリエ変換と逆変換の関係にあり、次式のように表すことができる。

$$C_{uv}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E_{uv}(f) e^{i2\pi f \tau} df \quad \dots\dots\dots(4.6a)$$

$$E_{uv}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{uv}(\tau) e^{-2\pi f \tau} d\tau \quad \dots\dots\dots(4.6b)$$

クロススペクトル $E_{uv}(f)$ は、一般に複素数なので次式のように実部と虚部で表される⁽⁷⁸⁾。

$$E_{uv}(f) = K_{uv}(f) - iQ_{uv}(f) \quad \dots\dots\dots(4.7)$$

これらの逆フーリエ変換は、それぞれ

$$\begin{aligned}
K_{uv}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} C_{uv}(\tau) \cos 2\pi f \tau \, d\tau \\
&= \int_0^{\infty} [C_{uv}(\tau) + C_{vu}(\tau)] \cos 2\pi f \tau \, d\tau \quad \dots\dots\dots(4.8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Q_{uv}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} C_{uv}(\tau) \sin 2\pi f \tau \, d\tau \\
&= \int_0^{\infty} [C_{uv}(\tau) - C_{vu}(\tau)] \sin 2\pi f \tau \, d\tau \quad \dots\dots\dots(4.9)
\end{aligned}$$

ここに、 $K_{uv}(f)$ はコスペクトル、 $Q_{uv}(f)$ はクオドスペクトルと呼ばれる。また、 $C_{vu}(\tau) = \overline{u(t+\tau)v(t)}$ である。

さて、式(4.6 a)で $\tau=0$ とおけば、

$$\begin{aligned}
\overline{u(t)v(t)} = C_{uv}(0) &= \int_{-\infty}^{\infty} E_{uv}(f) \, df \\
&= \int_{-\infty}^{\infty} [K_{uv}(f) - iQ_{uv}(f)] \, df \quad \dots\dots\dots(4.10)
\end{aligned}$$

である。コスペクトル $K_{uv}(f)$ は偶関数、クオドスペクトル $Q_{uv}(f)$ は奇関数である⁽⁷⁸⁾から上の式(4.10)は、

$$\overline{u(t)v(t)} = C_{uv}(0) = 2 \int_0^{\infty} K_{uv}(f) \, df \quad \dots\dots\dots(4.11)$$

となる。つまり、レイノルズ応力 \overline{uv} に寄与するスペクトルはコスペクトル、すなわちクロススペクトルの実部であり、レイノルズ応力はコスペクトルの各周波数成分の和から成り立っている。

他方、クロススペクトルの虚部であるクオドスペクトルは変動成分 u と v の位相差の程度を示すもので、ちなみに、そのフェイズ θ_{uv} は次式で与えられる。

$$\theta_{uv} = \tan^{-1} \frac{Q_{uv}(f)}{K_{uv}(f)} \dots\dots\dots(4.12)$$

図4-3(a)~(c)に、u, v変動のクロススペクトルの実部であるコスペクトル K_{uv} の分布を各速度比ごとに示す。なお横軸は、前章のスペクトル分布と同じくx方向の波数kである。円筒静止時は壁近くの低波数域を除き境界層全域にわたって値がほぼ0で、u, vに相関はなく規則的な構造は見られない。

円筒が回転すると、壁近くの分布を除いて波数kが約200 m⁻¹付近に谷が見られる。これは前章のu, v変動のパワースペクトル分布に現れている山の波数と同じであり、規則的な渦構造の存在がこの分布からも示唆される。なお壁近くの分布で谷より高波数側における値が0でないのは、前章で指摘した渦スケールの細小化によるものと考えられる。

図4-4(a)~(c)は、u, v変動のクロススペクトルの虚部であるクオドスペクトル Q_{uv} の分布を各速度比ごとに示す。円筒静止時には境界層全体にわたって値がほぼ0で、u, v変動に位相差がないことを示している。

円筒が回転すると、内層部($z/\delta < 0.2$)のkが200 m⁻¹付近における分布には山が顕著に見られる。これは前章で示した円筒回転時におけるu, v変動のスペクトル分布に現れる山の波数と一致しており、スペクトルの山の所ではu変動とv変動の位相差が大きくなっていることを意味している。

IV-4 結 言

一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の乱流構造を明らかにするために、この流れ場の平均流エネルギーと乱れエネルギー方程式を各成分に分けた輸送方程式について調べ、さらにu, v変動速度の相関をコヒーレンス、コスペクトル、クオドスペクトル分布から調べ、以下の諸点を明らかにした。

(1) 平均流エネルギー式の生成項と粘性散逸項はx, y成分とも同じ符号を

持ち、拡散項と粘性輸送項は x 成分と y 成分で符号が異なる。また対流項の y 成分はほとんど値を持たない。

(2) 平均流エネルギーの x 成分に対する収支においては、内層で生成項と拡散項が、外層で対流項と拡散項がそれぞれバランスする。 y 成分に対する収支においては、内層で粘性散逸項と粘性輸送項が、外層で生成項と拡散項がそれぞれバランスする。

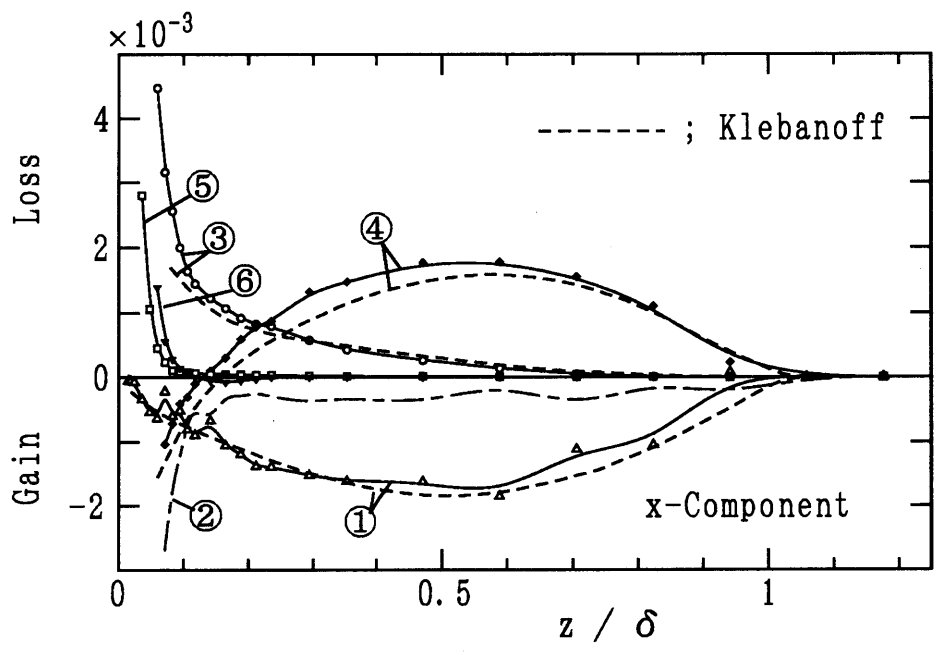
(3) 円筒静止時において、乱れエネルギー式の x 成分に生成項によって注入されたエネルギーは一部が散逸によって熱に変わり、他の多くはエネルギー再配分項によって y , z 成分へ配分され、そこで散逸とバランスする。

(4) 円筒回転時において、第1の生成項と第2の生成項により乱れエネルギー式の x 成分と y 成分に別々に注入されたエネルギーは散逸によって熱に変わるものと同程度がエネルギー再配分項によって x , y 方向に配分される。

(5) 円筒回転時においては、乱れエネルギー式の y 成分と z 成分の間でエネルギーの交換を行うエネルギー交換項が存在し、ある程度の値を持つ。

(6) 円筒静止時には u , v 変動に相関はなく、規則的な渦構造は存在しない。

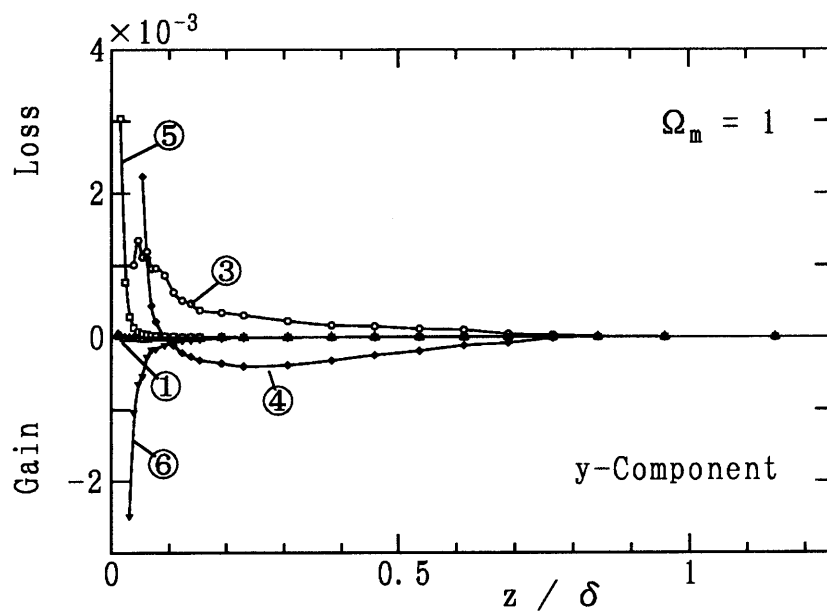
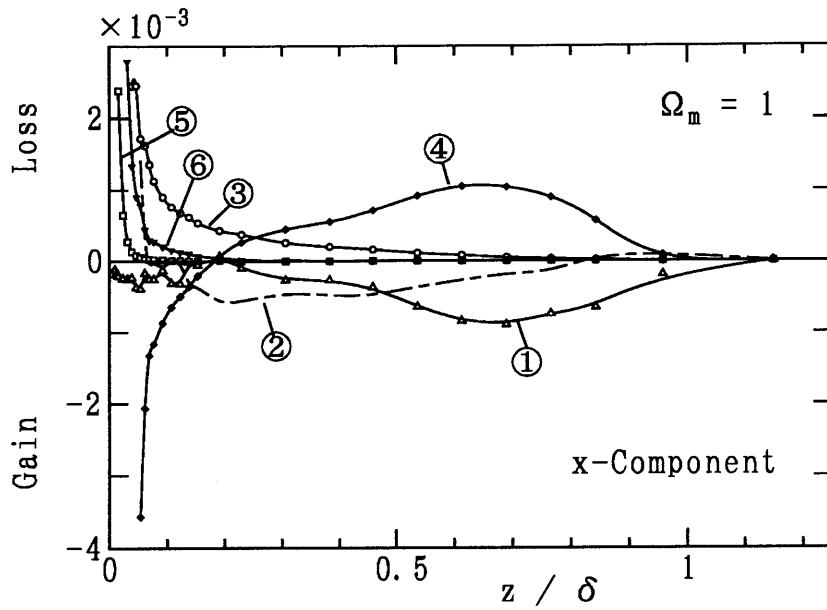
(7) 円筒回転時には、境界層の内層部で u , v 変動の低波数域に相関があり、比較的規則性のある渦構造の存在が示唆された。また、高波数域にも相関があり、乱れの微細化が生じていることを示唆している。



- ① Advection (Mean Flow), ② Advection (Pressure)
- ③ Production, ④ Diffusion, ⑤ Viscous Dissipation
- ⑥ Viscous Transport

(a) $\Omega_m = 0$

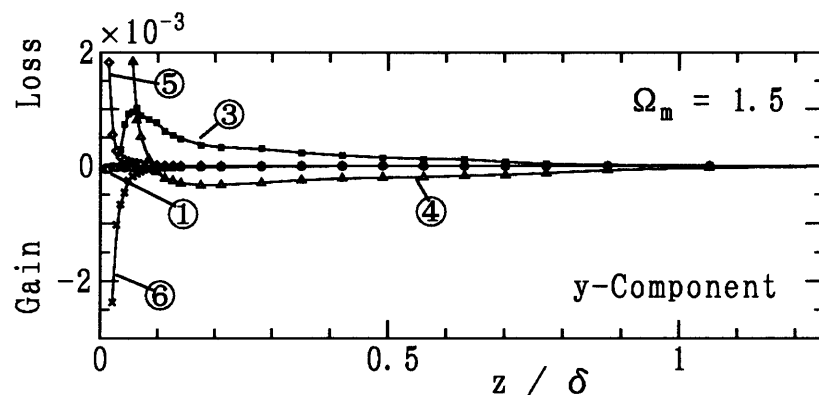
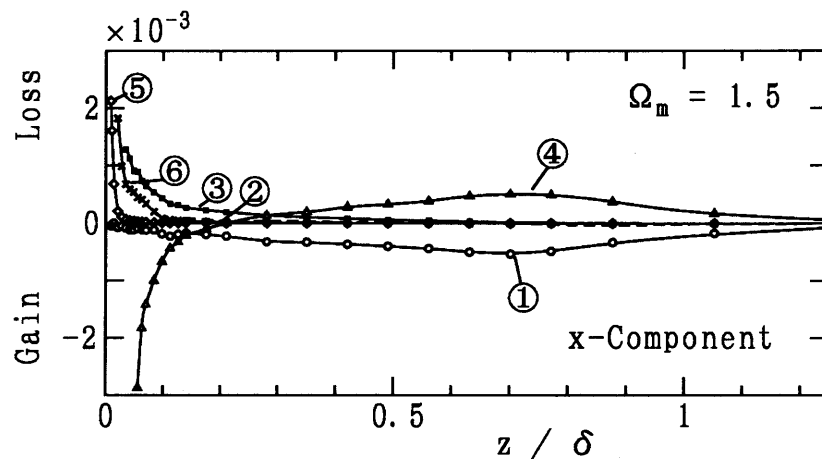
図 4 - 1 成分間平均流エネルギー収支



- ① Advection (Mean Flow), ② Advection (Pressure)
- ③ Production, ④ Diffusion, ⑤ Viscous Dissipation
- ⑥ Viscous Transport

(b) $\Omega_m = 1$

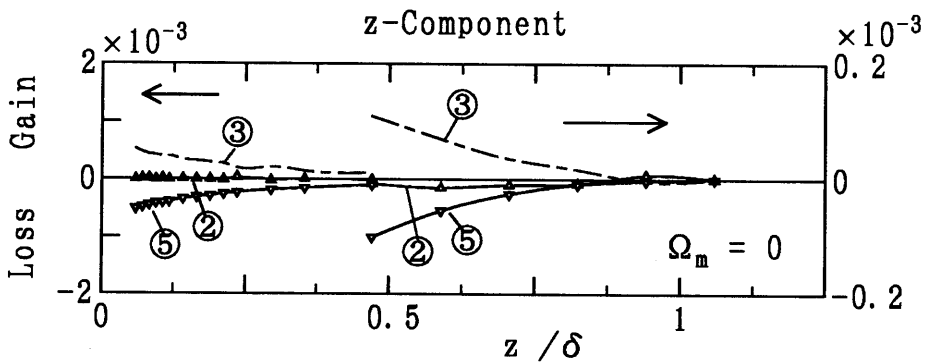
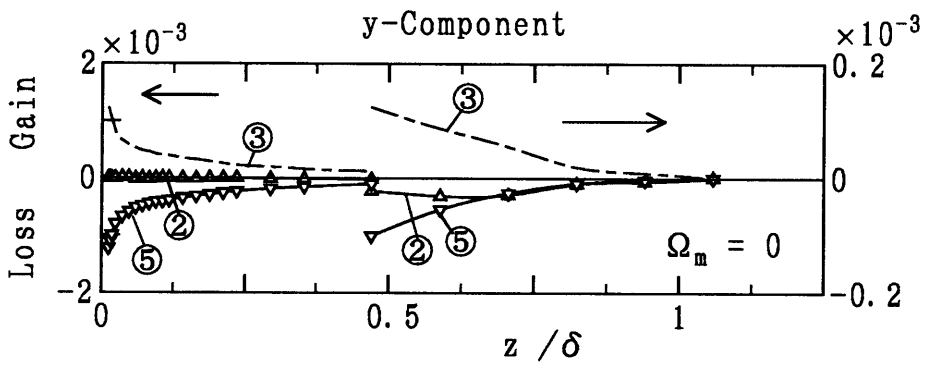
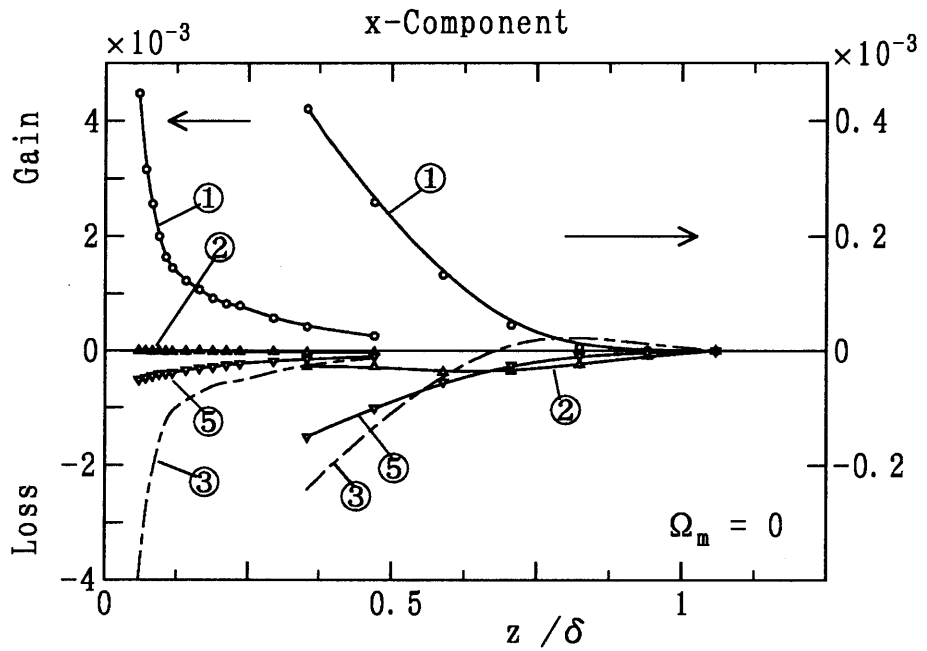
図 4 - 1 成分間平均流エネルギー収支



- ① Advection (Mean Flow), ② Advection (Pressure)
 ③ Production, ④ Diffusion, ⑤ Viscous Dissipation
 ⑥ Viscous Transport

(c) $\Omega_m = 1.5$

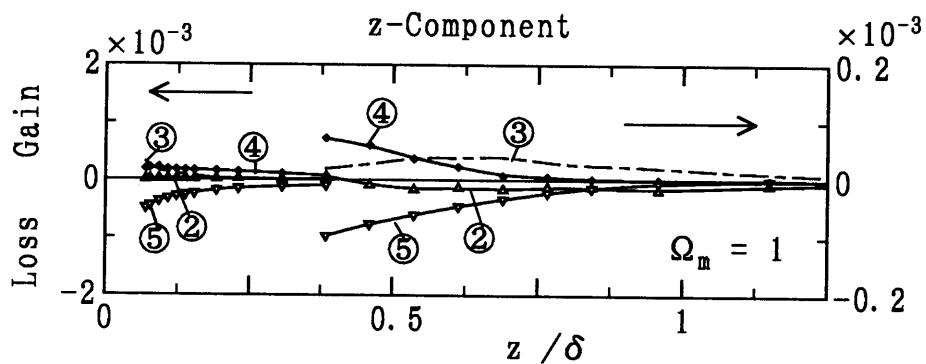
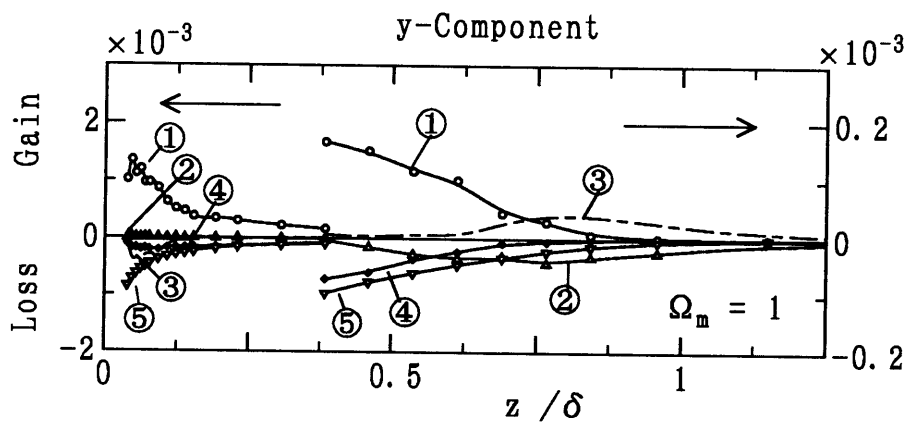
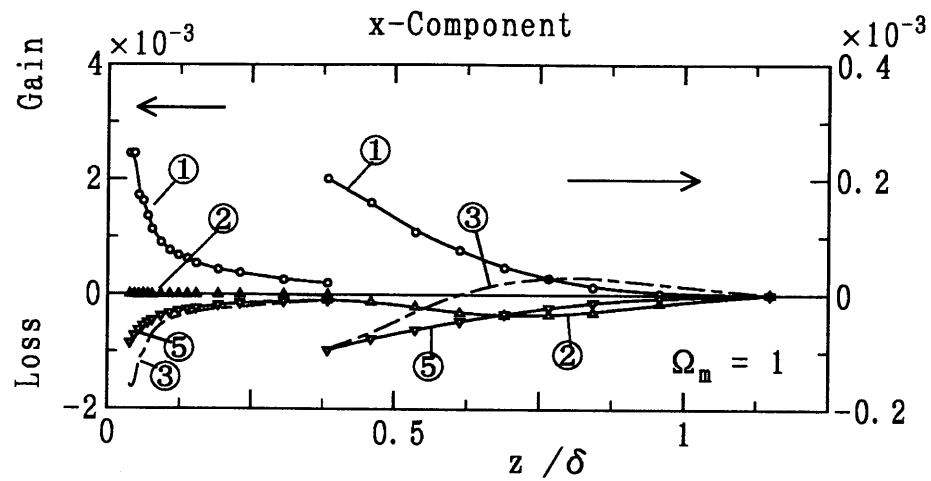
図 4 - 1 成分間平均流エネルギー収支



- ① Production ② Advection
 ③ Diffusion and Transport ⑤ Dissipation

(a) $\Omega_m = 0$

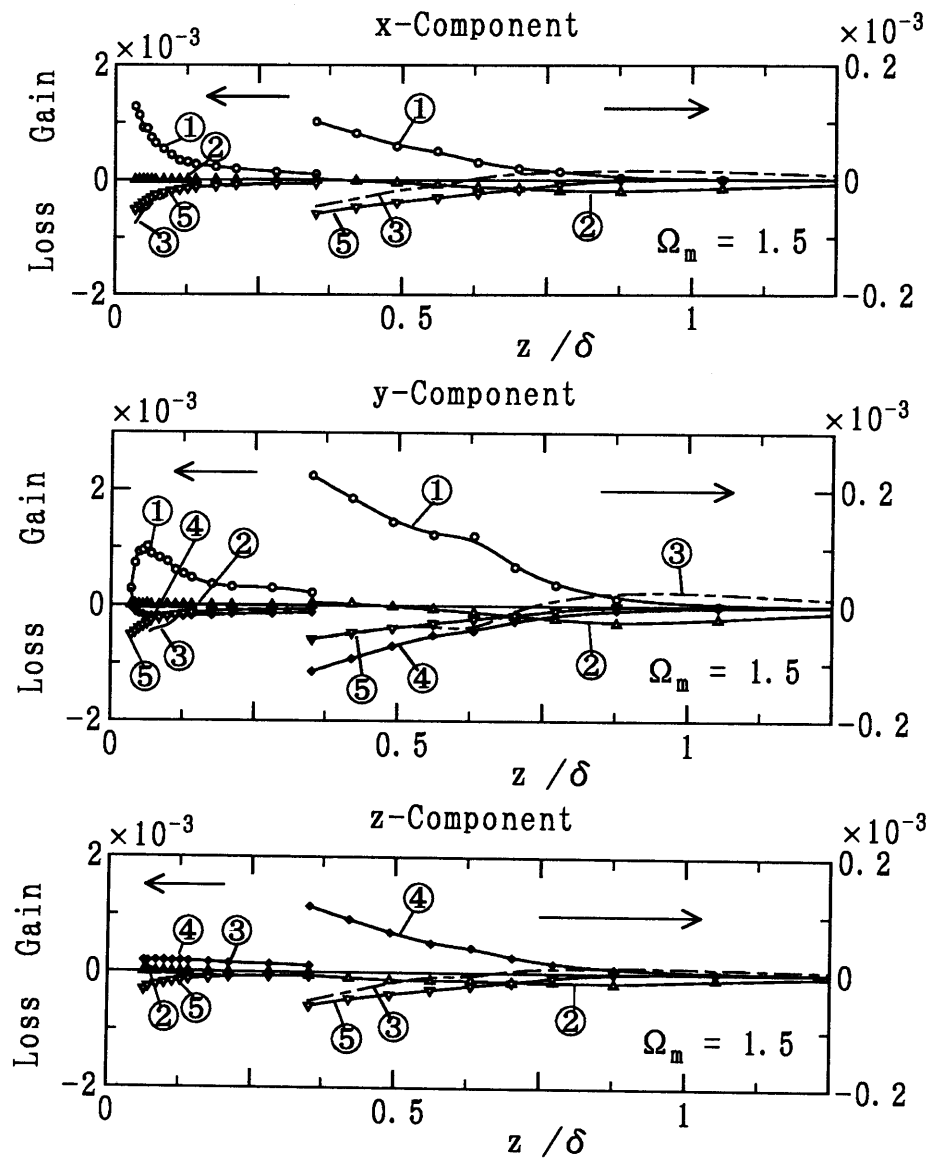
図 4 - 2 成分間乱れエネルギー収支



- ① Production ② Advection ③ Diffusion and Transport
 ④ Exchange ⑤ Dissipation

(b) $\Omega_m = 1$

図 4-2 成分間乱れエネルギー収支



- ① Production ② Advection ③ Diffusion and Transport
- ④ Exchange ⑤ Dissipation

(c) $\Omega_m = 1.5$

図 4 - 2 成分間乱れエネルギー収支

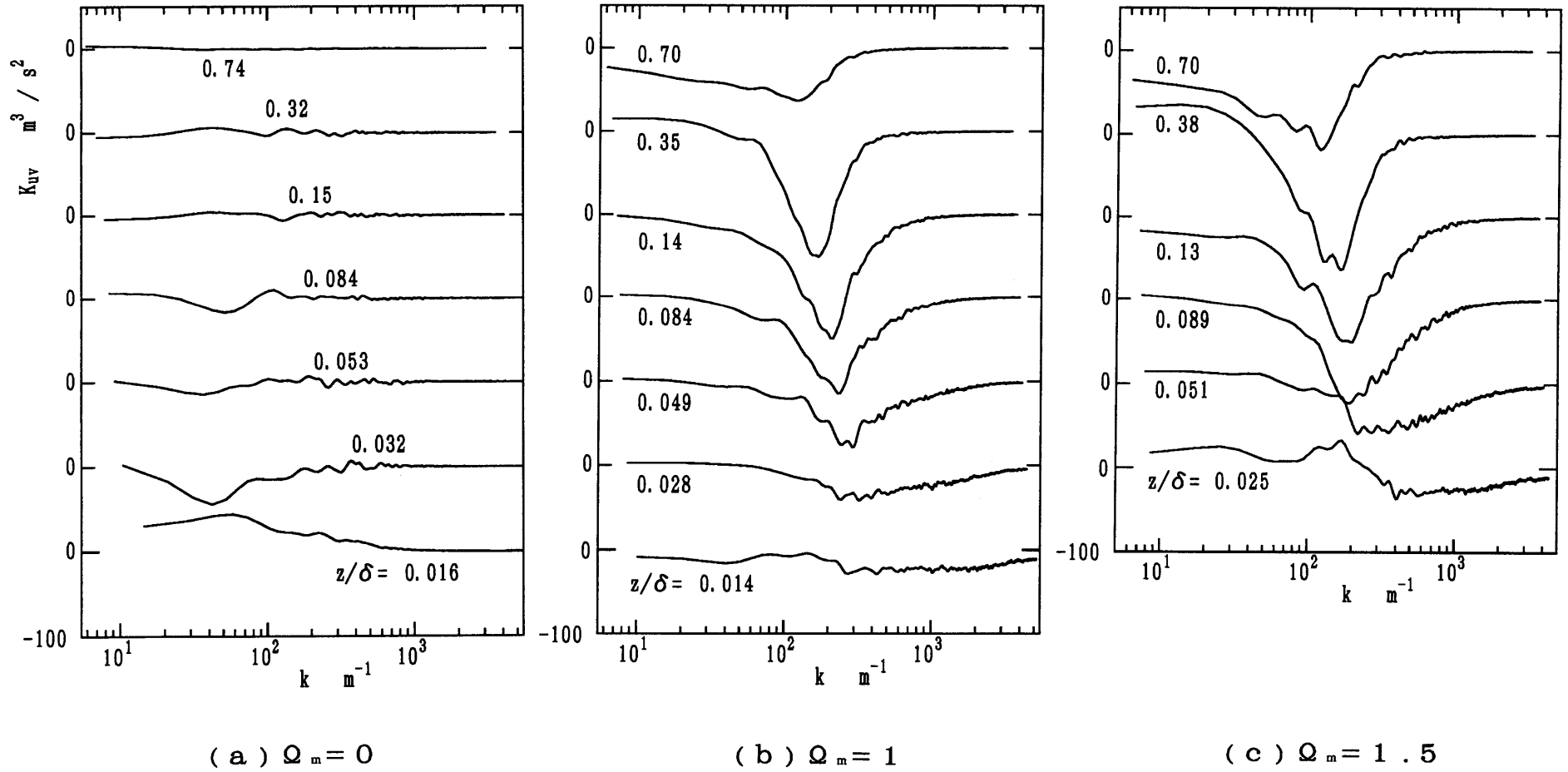
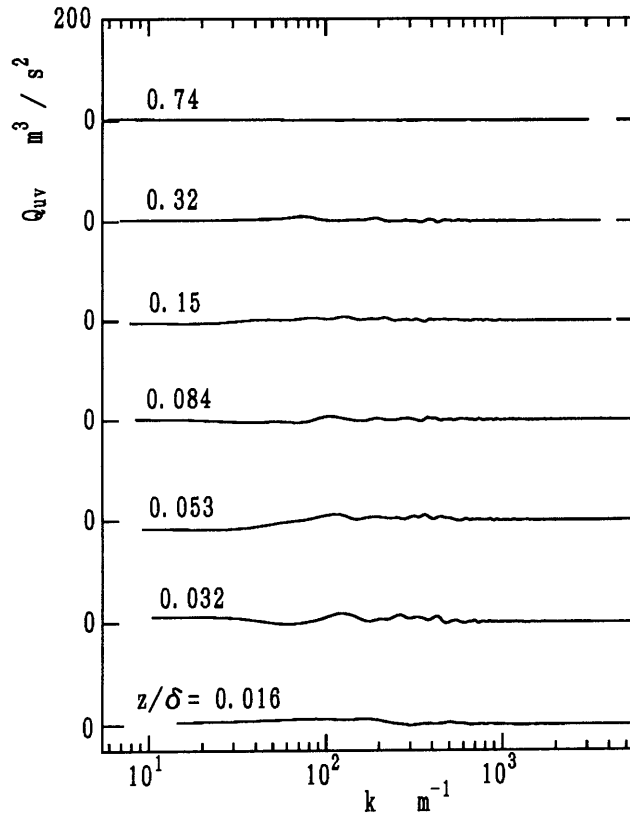
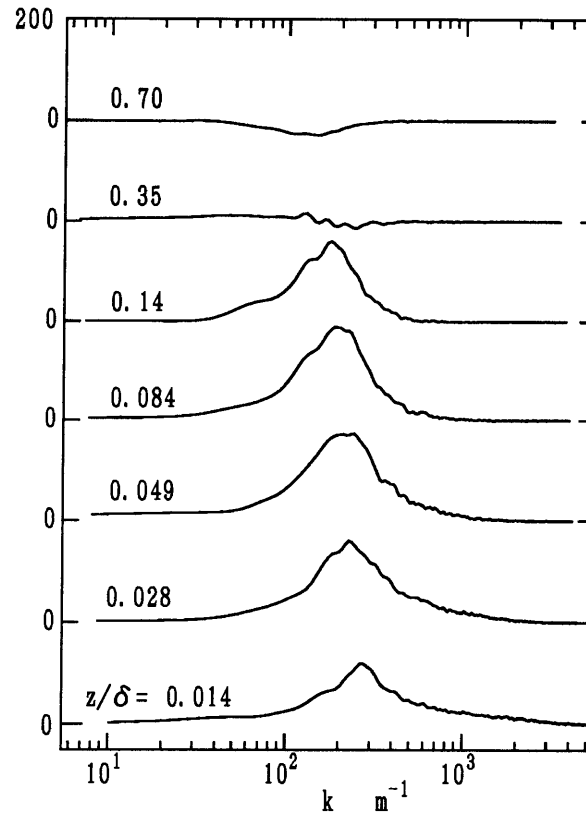


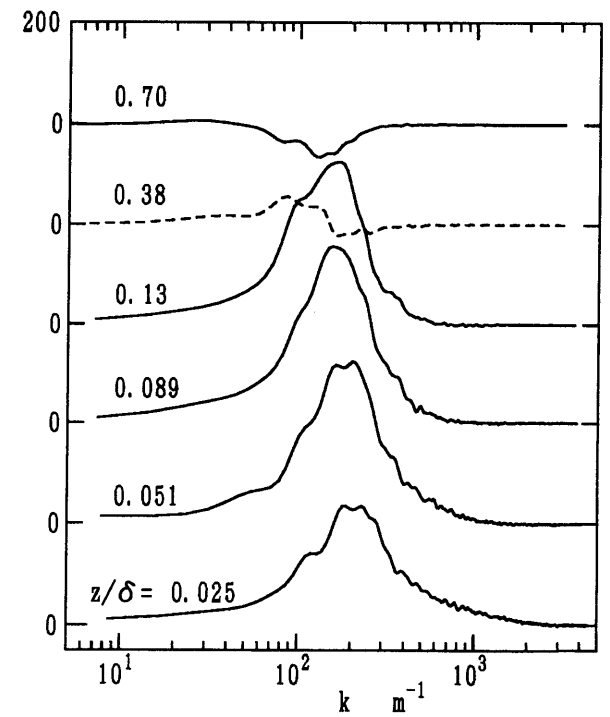
図 4-3 u, v 変動のコスペクトル分布 ($x = 850$ mm)



(a) $\Omega_m = 0$



(b) $\Omega_m = 1$



(c) $\Omega_m = 1.5$

図 4-4 u, v 変動のクオドスペクトル分布 ($x = 850$ mm)

第V章 結 論

回転する流体は、自然界はもちろん、工業上流体機械内部にも随所に見られ、その制御を含めた流動現象の解明は、多くの研究者たちが取り組んでいる問題である。なかでも、一様な軸流中で回転する軸対称物体上の境界層は、このような流れの代表的な一つであり、工学的にも重要な流れ場である。

この境界層は2つの代表速度の支配下にある。すなわち、1つは軸流速度であり、今1つは物体の回転速度である。物体回転速度は遠心力の効果を生みだし、たとえ一定半径の円筒の場合でも、境界層厚さが相対的に厚くなると、曲率との関係でこの効果は無視できなくなる。またこれらの他に、この境界層を複雑にしているものに、静止物体の場合においても発生する横方向曲率の効果がある。

このように、本研究の対象とする流れ場は軸対称性という観点から考えるほど単純ではないが、二次元流と一般三次元流の中間的な流れ場であることに変わりはなく、境界層理論の拡張として系統的取り扱いが可能な、基本的流れ場と考える。このため実用上の要請とも相まって、これまでに多くの理論的、実験的研究が行われ、境界層が比較的薄い場合や、層流に関しては次第にその特徴が明らかにされつつある。

しかし境界層が乱流になると、流れが格段に複雑となり、これに関しては二次元の場合でさえ完全には明らかにされていない。こういった複雑な流れ場を解明するためには、二次元乱流境界層からの類推のみではなく、各種の条件下での詳細な実験データが必要と考える。

本研究は、特に円筒回転速度の流れ場に及ぼす影響に注目し、実験的に行われたものである。この章においては、その結果明らかとなった諸点について総合的に述べる。

まず第 I 章では、回転体上の乱流境界層の問題の位置づけと一般的性質について述べた。そして、軸流中の回転体まわりの流れに関する研究の歴史と現状を概観し、特に本研究と関連の深い回転物体上の乱流境界層の実験的研究、ならびに三次元対数速度分布に関する研究について述べた。

第 II 章では、一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の平均速度とレイノルズ応力を I 型と傾斜型熱線プローブの回転法を用いて測定した。その結果、円筒静止時の速度分布は Rao の提唱した対数速度分布が妥当であり、回転時の速度分布については、Nakamura らの導出した対数速度分布がよく適合する。各種の三次元対数速度分布の中では、Johnston の対数法則が本流れ場をよく表す。

U_{Ro} で無次元化した u' , w' は速度比によらずほぼ相似になるが、 v' は円筒回転時の方が静止時より大きくなる。また、等方的渦粘性の関係が成立しないこと、および円筒回転時には x , y 方向の混合距離がともに増大し、内層での壁からの距離に対するこう配が増加すること、等を明らかにした。

第 III 章では、一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の平均流エネルギーと、乱れエネルギーの収支、および u , v 変動速度の一次元パワースペクトル分布の特徴を実験的に調べた。その結果、平均流エネルギーの対流項と拡散項は、境界層の外層部でほぼ釣り合い、速度比の増加とともに絶対値が減少する。乱れエネルギーの生成項と散逸項は、境界層全域にわたって支配的でほぼ釣り合っており、平衡境界層となっている。乱れエネルギーの対流項と拡散項は、境界層の外層部でほぼ釣り合い、速度比にそれほど依存しない。

u , v 変動速度のパワースペクトル分布からは、円筒回転時において大規模渦構造の存在が示唆され、乱れの微細化が生じていることが示された。

第 IV 章では、一様な軸流中で回転する細長回転円筒上の乱流境界層の平均流エネルギーと、乱れエネルギー方程式を各成分に分けた輸送方程式について調べ、さらに u , v 変動速度の相互相関をコスペクトル、クオドスペクトル分布から

調べた。

その結果、平均流エネルギー式の生成項と粘性散逸項は x 、 y 成分とも同じ符号を持ち、拡散項と粘性輸送項は x 成分と y 成分で符号が異なる。また対流項の y 成分はほとんど値を持たない。平均流エネルギーの x 成分に対する収支においては、内層で生成項と拡散項が、外層で対流項と拡散項がそれぞれバランスする。 y 成分に対する収支においては、内層で粘性散逸項と粘性輸送項が、外層で生成項と拡散項がそれぞれバランスする。

円筒静止時において、乱れエネルギー式の x 成分に生成項によって注入されたエネルギーは一部が散逸によって熱に変わり、他の多くはエネルギー再配分項によって y 、 z 成分へ配分され、そこで散逸とバランスする。円筒回転時において、第 1 の生成項と第 2 の生成項により乱れエネルギー式の x 成分と y 成分に別々に注入されたエネルギーは、散逸によって熱に変わるものと同程度がエネルギー再配分項によって x 、 y 方向に配分される。円筒回転時においては、乱れエネルギー式の y 成分と z 成分の間でエネルギーの交換を行うエネルギー交換項が存在し、それはある程度の値を持つ。

円筒静止時には u 、 v 変動に相関はなく、規則的な渦構造は存在しない。円筒回転時には、境界層の内層部で u 、 v 変動の低波数域に相関があり、比較的規則性のある渦構造の存在が示唆された。また、高波数域にも相関があり、乱れの微細化が生じていることを示唆している、等を明らかにした。

以上、本研究において、軸流中の回転円筒上の乱流境界層の平均速度、ならびに変動速度の測定を行い、円筒回転時における三次元対数法則に対する検証、混合距離の増加、平均流エネルギー・乱れエネルギーの流れと収支、スペクトル解析による渦構造存在への示唆等、回転体上三次元乱流境界層にとって重要な知見を与えた。

謝 辞

本研究は平成6年4月から平成9年3月にかけて、著者が岐阜大学大学院工学研究科博士後期課程に在籍し、岐阜大学工学部機械工学科流体講座において岐阜大学山下新太郎教授の御指導のもとに行われたものであり、本論文は山下新太郎教授との共同研究として、日本機械学会論文集に発表した研究論文を中心にまとめたものであります。本研究の遂行に際し、終始懇切な御指導と御鞭撻を賜りました岐阜大学山下新太郎教授に深く心から感謝の意を表します。

本研究をまとめるにあたり、岐阜大学田中敏雄教授および永田拓教授から有益な御教示と注意深い御検討を賜りました。ここに厚く感謝の意を表します。

著者に博士後期課程在籍の機会を与えてくださり、終始あたたかい御激励を頂きました大同工業大学葛原定郎教授、および研究上の便宜をおはかり頂きました名古屋大学中村育雄教授に深く感謝いたします。

本研究を進めるに当たって、鈴鹿工業高等専門学校井上吉弘講師からは親切な御助言を頂きました。また岐阜大学工学部流体工学実験室の皆様からは、近藤邦和助手の献身的な御援助をはじめとして、小里泰章助手、福島千晴助手の方々から多大な御協力を頂きました。ここに厚く謝意を表します。さらに、共同研究者として尽力された、当時の岐阜大学大学院生、児玉泰氏、成瀬幸夫氏、水谷真奈夫氏、ならびに卒業研究生の諸氏をはじめとする各位に厚く御礼申し上げます。

最後に、家庭において常に協力的であった妻文江に感謝します。

平成9年3月

文 献

- (1) Kreith, F., "Convection Heat Transfer in Rotating Systems in Advances in Heat Transfer", Vol. 5, Academic Press, (1968).
- (2) 泉, 「回転体の熱伝達」, 機械の研究, 21巻, 1号(1969), pp.171-178.
- (3) 村上・菊山, 「半径流形羽根車内の二次流れに関する最近の研究」, 日本機械学会誌, 77巻, 664号, (1974), pp.260-268.
- (4) Rott, N. and Lewellen, W.S., "Boundary Layers and Their Interactions in Rotating Flows", Prog. Aeron. Sci., Vol.7, ed. küchemann, D., Pergamon Press, (1966), pp.111-114.
- (5) 古屋・中村・山下, 「回転体上の境界層について」, 日本機械学会誌, 78巻, 681号(1975), pp.752-757.
- (6) Schlichting, H., "Die laminare Strömung um einen axial angeströmten rotierenden Drehkörper", Ing.-Arch., Bd.21(1953), pp.227-244.
- (7) Parr, O., "Untersuchungen der dreidimensionalen Grenzschicht an rotierenden Drehkörpern bei axialer Anströmung", Ing.-Arch., Bd.32 (1963), pp.393-413.
- (8) 中村, 「一様流中で回転する軸対称物体上の層流境界層」, 日本機械学会論文集, 37巻, 299号(1971), pp.1316-1324.
- (9) Muraca, R. J., "The Laminar Boundary Layer on Spinning Bodies of Revolution", Ph. D. Thesis, Virginia Polytechnic Inst., Virginia, (1970).
- (10) Tien, C.L. and Tsuji, I. J., "A Theoretical Analysis of Laminar Forced Flow and Heat Transfer About a Rotating Cone", Trans. ASME, Ser. C, Vol. 87(1965), pp.184-190.

- (11) Koh, J. C. Y. and Price, J. F., "Nonsimilar Boundary-Layer Heat Transfer of a Rotating Cone in Forced Flow", Trans. ASME, Ser. C, Vol. 89 (1967), pp. 139-145.
- (12) 山下・中村・古屋, 「軸流中の細長回転円筒上の層流境界層について(比較的低速回転している場合の近似解)」, 日本機械学会論文集, 43巻, 376号 (1977), pp. 4529-4537.
- (13) 山下, 「回転体上の厚い境界層の特性に関する研究」, 名古屋大学博士論文, (1977).
- (14) 中村・山下・渡辺, 「軸流中の回転円筒上の層流境界層に対する急激な周方向ひずみの効果」, 日本機械学会論文集(B編), 50巻, 453号(1984), pp. 1265-1274.
- (15) 渡辺, 「回転体上の厚い境界層の特性に関する研究」, 名古屋大学博士論文, (1977).
- (16) 古屋・中村・川地, 「軸対称回転体上のねじれ境界層の実験」, 日本機械学会論文集(第2部), 32巻, 234号(1966), pp. 257-265.
- (17) 古屋・中村, 「軸対称回転体上のねじれ境界層の実験(第2報, 半球形頭部の場合)」, 日本機械学会論文集(第2部), 33巻, 250号(1967), pp. 947-955.
- (18) 古屋・中村・土井, 「軸対称回転体上のねじれ境界層の実験(第3報, 円すい頭部の場合)」, 日本機械学会論文集(第2部), 35巻, 269号(1969), pp. 79-88.
- (19) 古屋・中村・山下, 「回転円筒上の比較的厚い乱流境界層の実験(第1報, 粗さ要素による影響)」, 日本機械学会論文集(第2部), 42巻, 358号(1976), pp. 1811-1819.
- (20) 古屋・中村・山下・石井, 「回転円筒上の比較的厚い乱流境界層の実験(第2報, 圧力こう配下の流れ)」, 日本機械学会論文集(第2部), 42巻, 358号

- (1976), pp. 1820-1829.
- (21) 古屋・中村・山下, 「回転体上の厚い乱流境界層の実験(下流に向かって細くなる円すい体の場合)」, 日本機械学会論文集(第2部), 44巻, 388号(1978), pp. 4186-4196.
- (22) Nakamura, I., Yamashita, S. and Furuya, Y., "Experiments on Turbulence Properties in the Thick Turbulent Boundary Layer on a Rotating Conical Body of Radius Decreasing toward Downstream", Turbulent Shear Flows 2, (1980), pp. 99-115, Springer-Verlag.
- (23) 中村・山下・山本, 「一様流中の後細まり回転円すい体上の乱流境界層(速度比の大きい場合の実験および簡易計算法)」, 日本機械学会論文集(B編), 48巻, 426号(1982), pp. 245-254.
- (24) Nakamura, I., Yamashita, S., Watanabe, T. and Sawaki, Y., "The Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer on a Spinning Thin Cylinder in an Axial Uniform Stream", Proc. 3rd Symposium on Turbulent Shear Flows, USA(1981), pp. 2.7-2.12.
- (25) Patel, V.C., Nakayama, A. and Damian, R., "Measurements in the Thick Axisymmetric Turbulent Boundary Layer Near the Tail of a Body of Revolution", J. Fluid Mech., Vol. 63(1974), pp. 345-367.
- (26) Bissonnette, L.R. and Mellor, G.L., "experiments on the Behaviour of an Axisymmetric Turbulent Boundary Layer With a Sudden Circumferential Strain", J. Fluid Mech., Vol. 63(1974), pp. 369-413.
- (27) Lohmann, R.P., "The Response of a Developed Turbulent Boundary Layer to Local Transverse Surface Motion", Trans. ASME, Ser. I., Vol. 98(1976), pp. 354-363.
- (28) Mellor, G.L. and Herring, H.J., "A Survey of the Mean Turbulent Fluid Closure Models", AIAA J., Vol. 11(1973), pp. 590-599.

- (29) Furuya, Y. and Nakamura, I., "Velocity Profiles in the Skewed Boundary Layers on Some Rotating Bodies in Axial Flow", Trans. ASME, Ser. E, Vol. 37 (1970), pp. 17-24.
- (30) Aguilar, F. and Pierce, F. J., "Numerical Analysis of Turbulent Flow Along an Abruptly Rotated Cylinder", Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 101 (1979), pp. 251-258.
- (31) Cebeci, T., "Eddy-Viscosity Distribution in Thick Axisymmetric Turbulent Boundary Layers", Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 73 (1973), pp. 319-326.
- (32) Higuchi, H. and Rubesin, M. W., "Behavior of a Turbulent Boundary Layer Subjected to Sudden Transverse Strain", AIAA J., Vol. 17, No. 9 (1979), pp. 931-941.
- (33) Aguilar, F., "A Numerical Analysis of Turbulent Flow Along an Abruptly Rotated Cylinder", Ph. D. Thesis, Virginia Polytechnic Inst., USA, (1975).
- (34) Wilcox, D. C. and Rubesin, M. W., "Progress in Turbulence Modeling for Complex Flowfields, Including Effects of Compressibility", (to be published as NASA TP).
- (35) Sullivan, R. D., "GYC: A Program to Compute the Turbulent Boundary Layer on a Rotating Cone", ARAP Working Paper No. 76-2, (1976).
- (36) Driver, D. M. and Hebbar, S. K., "Experimental Study of a Three-Dimensional, Shear-Driven, Turbulent Boundary Layer", AIAA J., Vol. 25, No. 1 (1987), pp. 35-42.
- (37) Driver, D. M. and Hebbar, S. K., "Three-Dimensional Shear-Driven Boundary Layer Flow with Streamwise Adverse Pressure Gradient", AIAA J., Vol. 27, No. 12 (1989), pp. 1689-1697.

- (38) 伊藤・山田・今尾・鈴木・水谷, 「一様流中の回転円すい体上乱流境界層の速度分布」, 日本機械学会論文集 (B編), 56巻, 528号 (1990), pp. 2309-2317.
- (39) 伊藤・今尾・水谷・諸井, 「一様流中の回転円すい体上境界層の乱れ特性」, 日本機械学会論文集 (B編), 61巻, 587号 (1995), pp. 2418-2425.
- (40) Izakson, A., "Formula for the Velocity Distribution Near a Wall", Zh. Eksper. Teor. Fiz., Vol. 7, No. 7 (1937), pp. 919-924.
- (41) Millikan, C. B., "A Critical Discussion of Turbulent Flows in Channels and Circular Tubes", Proc. 5th Intern. Congr. Appl. Mech., Cambridge, USA (1939), pp. 386-392.
- (42) Ludwig, H. and Tillmann, W., "Untersuchungen über die Wandschubspannung in turbulenten Reibungsschichten", Ing-Arch., Bd. 17 (1949), pp. 288-299.
- (43) Rao, G. N. V., "The Law of the Wall in a Thick Axisymmetric Turbulent Boundary Layer", Trans. ASME, Ser. E, Vol. 34 (1967), pp. 237-238.
- (44) Coles, D., "The law of the wake in the turbulent boundary layer", J. Fluid Mech., Vol. 1 (1956), pp. 191-226.
- (45) Johnston, J. P., "On the Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer Generated by Secondary Flow", Trans. ASME, J. Basic Eng., (1960), pp. 233-248.
- (46) Hornung, H. G. and Joubert, P. N., "The mean velocity profile in three-dimensional turbulent boundary layers", J. Fluid Mech., Vol. 15, part 3 (1963), pp. 368-384.
- (47) Perry, A. E. and Joubert, P. N., "A three-dimensional turbulent boundary layer", J. Fluid Mech., Vol. 22, part 2 (1965), pp. 285-304.

- (48) Pierce, F. J. and Zimmerman, B. B., "Wall Shear Stress Inference From Two and Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer Velocity Profiles", Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 95, Series I (1973), pp. 61-67.
- (49) Chandrashekhar, N. and Swamy, N. V. C., "Wall Shear Stress Inference for Three-Dimensional Turbulent Boundary-Layer Velocity Profiles", Trans, ASME, J. appl. Mech., Vol. 43 (1976), pp. 20-27.
- (50) Pierce, F. J. and Krommenhoek, D. H., "Wall Shear Stress Diagnostics in 3-D Turbulent Boundary Layers", Int. Tech. Rpt., No. 2, U. S. ARO-D. Project 6858E, Virginia Polytechnic Inst., USA, (1968).
- (51) Prahlad, T. S., "Wall Similarity in Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers", AIAA J., Vol. 6, No. 9 (1968), pp. 1772-1773.
- (52) Van den Berg, B., "A three-dimensional law of the wall for turbulent shear flows", J. Fluid Mech., Vol. 70, Part 1 (1975), pp. 149-160.
- (53) Van den Berg, B. and Elsenaar, A., "Measurements in a Three-Dimensional Incompressible Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient Under Infinite Swept Wing Conditions", NLR Tech. Rpt., No. 72092 U (1972).
- (54) White, F. M., Lessmann, R. C. and Christoph, G. H., "A Three-Dimensional Integral Method for Calculating Incompressible Turbulent Skin Friction", Trans ASME, J. Fluids Eng., Vol. 97 (1975), pp. 550-557.
- (55) Ölçmen, M. S. and Simpson, R. L., "Perspective: On the Near Wall Similarity of Three-Dimensional Turbulent Boundary Layers (Data Bank Contribution)", Trans. ASME, J. Fluids Eng., Vol. 114 (1992),

pp. 487-495.

- (56) Furuya, Y., Nakamura, I. and Yamashita, S., *Memoirs of the Faculty of Eng., Nagoya Univ.*, 30-1(1978), pp. 1.
- (57) 島, 「せん断駆動三次元乱流境界層の数値予測」, *日本機械学会論文集*, (B編), 57-540(1991), pp. 2547-2553.
- (58) Bradshaw, P., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 19(1987), pp. 53.
- (59) Hinze, J.O., "Turbulence", SECOND EDITION, (1975), pp. 586-593, McGraw-Hill Classic Textbook Reissue Series.
- (60) Krämer, K., "Über die Wirkung von Stolperdrähten auf den Grenzschichtumschlag", *ZFW9*, (1961), pp. 20-27.
- (61) Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory", Seventh Edition, (1979), pp. 536-542, McGraw-Hill.
- (62) 山本, 「回転円筒上で発達するねじれた乱流境界層に関する研究」, *名古屋大学修士論文*, (1984), pp. 26-29.
- (63) 日本機械学会編, 「機械工学便覧」, (1986), pp. A5. 69-71.
- (64) 例えば, 山本, 「機械力学」, *朝倉機械工学全書*, (1984), pp. 167-172, 朝倉書店.
- (65) 西岡, 「熱線流速計(7)」, *流れの計測*, 4-7(1986), pp. 39-55.
- (66) 山下, *機械の研究*, 45-12(1993), pp. 1280-1296.
- (67) Klebanoff, P. S., "CHARACTERISTICS OF TURBULENCE IN A BOUNDARY LAYER WITH ZERO PRESSURE GRADIENT", *NACA Report 1247*, (1955), pp. 1-19.
- (68) Lilley, D. G., and Chigier, N. A., "NONISOTROPIC TURBULENT STRESS DISTRIBUTION IN SWIRLING FLOWS FROM MEAN VALUE DISTRIBUTIONS", *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Vol. 14(1971), pp. 573-585.
- (69) 矢野・山下・成瀬・近藤, 「軸流中の細長回転円筒上の乱流境界層の実験(第

- 1報, 平均流と乱れの特徴)」, 日本機械学会論文集 (B編), 62巻, 601号 (1996), pp. 3284-3291.
- (70) 矢野・山下・近藤・成瀬, 「軸流中の細長回転円筒上の乱流境界層の実験 (第2報, エネルギー収支とスペクトル分布)」, 日本機械学会論文集 (B編), 63巻, 607号 (1997), pp.
- (71) 矢野・山下・児玉, 「軸流中の回転円筒まわりの乱流計測」, 日本機械学会第72期全国大会講演会, 講演論文集 (II), (1994), pp. 188-190.
- (72) 矢野・成瀬・山下, 「軸流中の回転円筒まわりの乱流境界層の実験 (乱れエネルギー収支)」, 日本機械学会第72期通常総会講演会, 講演論文集 (III), (1995), pp. 39-40.
- (73) 矢野・成瀬・山下, 「軸流中の回転円筒まわりの乱流境界層の実験 (壁近傍の流れの相似性)」, 日本機械学会山梨講演会, 講演論文集, (1995), pp. 53-54.
- (74) 例えば, Rotta, J. C., "Turbulente Strömungen", (1972), B.G. Teubner, pp. 116.
- (75) Bradshaw, P., "The turbulence structure of equilibrium boundary layers", J. Fluid Mech., Vol. 29, Part 4 (1967), pp. 625-645.
- (76) 例えば, 中村, 「乱流現象」, 朝倉書店, pp. 99-104.
- (77) 例えば, Tennekes, H. and Lumley, J. L., "A First Course in Turbulence", (1972), The MIT Press, pp. 248-286.
- (78) 例えば, 日野, 「スペクトル解析」, 朝倉書店.
- (79) 矢野・山下・水谷, 「軸流中の細長回転円筒上の乱流境界層の実験 (第3報, 成分間エネルギー収支とスペクトル解析)」, 日本機械学会論文集 (B編), 投稿予定