

ガス巻込み現象詳細実験：渦生成機構に関する研究
平成15年度
(共同研究報告書)

2004年3月

名古屋大学
核燃料サイクル開発機構大洗工学センター

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村村松4番地49

核燃料サイクル開発機構

技術展開部 技術協力課

電話：029-282-1122（代表）

ファックス：029-282-7980

電子メール：jserv@jnc.go.jp

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to :

Technical Cooperation Section,

Technology Management Division,

Japan Nuclear Cycle Development Institute

4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-Ken 319-1184, Japan

© 名古屋大学

(Nagoya University)

© 核燃料サイクル開発機構

(Japan Nuclear Cycle Development Institute)

2004

100

KO

ガス巻込み現象詳細実験：渦生成機構に関する研究

小畠 貴則^{*1}、辻 義之^{*1}、
木村 暢之^{*2}、上出 英樹^{*2}

要旨

ナトリウム冷却高速炉の経済性向上を図る上で原子炉システムのコンパクト化が求められ、原子炉容器では従来の設計に比べ原子炉容器の断面平均流速が 2.5 倍に達する設計が検討されている。流速の上昇は原子炉容器内にある自由液面近傍の流速にも及び、自由液面からカバーガスを巻き込むことが懸念される。巻き込まれたガスは炉心を通過する際に反応度の外乱要因になるなど原子炉の運転に悪影響があると考えられており、ガス巻き込み現象の抑制が必要である。本研究はガス巻き込み現象のメカニズムを解明しその評価基準を策定に資することを目的とし、特にくぼみ渦からガスコアが液面下に吸い込まれるタイプの現象において、くぼみ渦が生成する過程を明らかにすることで、ガス巻き込み現象の評価の一環を担う。

現象を解明する上でより単純な渦生成過程として、本研究では水を作動流体とし流水中に円柱を設置することにより円柱後流にできる乱流渦について液面形状を測定した。本年度は研究の初年度として、上方から液面に向けてレーザー光をあてその反射を 2 次元位置検出素子（P S D）を用いて捉えることで、界面傾斜角を測定することができた。円柱下流のさまざまな位置で界面傾斜角を測定し、本手法によりくぼみ渦が検出可能であること、さらに渦の形状を再構成する手法を見出した。

*1 名古屋大学工学研究科 エネルギー理工学専攻

*2 核燃料サイクル開発機構、大洗工学センター要素技術開発部新技術開発試験グループ

Experimental Study on Gas-Entrainment from Free-surface Generation Mechanism of Dimple-Eddy

T. Kobata^{*1}, Y. Tsuji^{*1}, N. Kimura^{*2}, H. Kamide^{*2}

ABSTRACT

Gas entrainment at free surface is of importance due to higher flow velocity in a compact reactor vessel. Dimple-eddy is one of major reasons for gas entrainment in case of low flow velocity condition at free surface. Water experiment was carried out to see generation of dimple-eddy in this study. A round shape obstacle was set in an open channel. Eddies are generated in wake region behind the obstacle.

Laser beam and photo acceptance unit of PSD were used to measure inclined angle of free surface and shape of dimple-eddy. The dimple depth is one of the key parameter of eddy development. Following findings were obtained from the experiment; 1) This laser-PSD system can measure the inclined angle of free surface and find the dimple-eddy, 2) Shape of the dimple-eddy can be estimated by statistics of the free surface angle-data.

*1 Nagoya University

*2 Japan Nuclear Cycle Development Institute, O-arai Engineering Center, Advanced Technology Division, New Technology Development Group

目次

第1章 序論	1
1.1 目的	
1.2 過去の研究	
第2章 実験方法	3
2.1 実験装置	
2.2 二次元位置検出素子（P S D）の測定原理	
2.3 P S Dの出力電圧のひずみ	
2.4 界面傾斜角 θ_x , θ_y の符号	
2.5 湍モデル	
2.6 界面傾斜角 θ_y の確率密度分布関数と渦の形状	
第3章 実験結果及び考察	13
3.1 円柱後流スパン方向の界面傾斜角測定	
3.2 円柱後流における流れ方向の界面傾斜角測定	
3.3 渦の発生点	
3.4 渦の発生点と発達点及び減衰点の測定	
3.5 渦の抽出方法	
3.6 集合平均波形	
3.7 θ_y の確率密度分布関数と渦の表面形状	
第4章 結論	28
参考文献	29

表リスト

表 2-1 実験条件	4
表 3-1 発生点と発達点のストローハル数	20

図リスト

図 1-1 FBRにおける原子炉容器	1
図 2-1 実験装置概略図	3
図 2-2 PSD装置の概略図及び円柱設置箇所	3
図 2-3 PSD装置	4
図 2-4 媒質の境界面での光の屈折	5
図 2-5 入射角 θ_x と光スポットの位置 Δx	6
図 2-6 Δx と θ_x の関係	6
図 2-7 PSDの断面	7
図 2-8 受光面	7
図 2-9 x 軸方向の出力電圧 (時間平均)	8
図 2-10 出力電圧の標準偏差	8
図 2-11 y 軸方向の出力電圧 (時間平均)	8
図 2-12 出力電圧の標準偏差	8
図 2-13 界面傾斜角の傾きと θ_x , θ_y の符号	9
図 2-14 漩モデル	9
図 2-15 モデル渦が通過したときの界面傾斜角の変化	10
図 2-16 θ_y と r の関係	12
図 2-17 区間 $d\theta y$ と区間 r の関係 (線分は接線を表す)	12
図 3-1 測定範囲	13
図 3-2 θ_x の Y 方向の時間平均値	13
図 3-3 θy の Y 方向時間平均値	13
図 3-4 θ_x の Y 方向標準偏差	14
図 3-5 θ_y の Y 方向標準偏差	14
図 3-6 各 Re のパワースペクトル(Y=60[mm])	14
図 3-7 測定範囲	15
図 3-8 a θ_x 方向の時間平均値	15
図 3-8 b θ_y 方向の時間平均値	16
図 3-9 θ_x 方向の標準偏差	16

図 3－1 0 θ_y 方向の標準偏差	16
図 3－1 1 レイノルズ数による発達点	17
図 3－1 2、1 3 $X=65[\text{mm}] Y=60[\text{mm}]$ 、 $Re=3951$ における 界面傾斜角変化の一例	17
図 3－1 4 測定範囲	18
図 3－1 5 θ_x の標準偏差	18
図 3－1 6 各レイノルズ数における渦の発生点、発達点、減衰点	19
図 3－1 7 発生点、発達点及び減衰点の同時測定	19
図 3－1 8 発生点と発達点の界面傾斜角 θ	20
図 3－1 9 発生点と発達点の θ_x のスペクトル	20
図 3－2 0 $X=0[\text{mm}]$ の界面傾斜角変化	21
図 3－2 1 $X=0[\text{mm}]$ におけるパワースペクトル	22
図 3－2 2 再構成後の界面傾斜角変化 ($X=0[\text{mm}]$)	22
図 3－2 3 a 集合平均波形 ($\theta_y > 0$)	23
図 3－2 3 b 集合平均波形 ($\theta_y < 0$)	23
図 3－2 4 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=0, z>0$)	24
図 3－2 5 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=0, z<0$)	24
図 3－2 6 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=65, z>0$)	24
図 3－2 7 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=65, z<0$)	24
図 3－2 8 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=140, z>0$)	24
図 3－2 9 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=140, z<0$)	24
図 3－3 0 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=0, z>0$)	25
図 3－3 1 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=0, z<0$)	25
図 3－3 2 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=65, z>0$)	25
図 3－3 3 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=65, z<0$)	25
図 3－3 4 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=140, z>0$)	25
図 3－3 5 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=140, z<0$)	25
図 3－3 6 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=0, z>0$)	26
図 3－3 7 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=0, z<0$)	26
図 3－3 8 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=65, z>0$)	26
図 3－3 9 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=65, z<0$)	26
図 3－4 0 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=140, z>0$)	26
図 3－4 1 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=140, z<0$)	26
図 3－4 2 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=65, z>0$)	27

第1章 序論

1.1 目的

高速増殖炉の実用化概念として、経済性向上のために原子炉容器をコンパクト化した炉型が検討されている。原子炉容器のコンパクト化に伴い、冷却材流速が増大することにより、吸い込み口付近に「くぼみ渦」が発生する。これが発達し渦の先端が液中に離脱する「ガス巻き込み現象」が起こると考えられている。冷却材中にカバーガスが多量に巻き込まれると、炉心反応度の異常、伝熱性能やポンプの効率の低下など様々な障害が引き起こされる。

高速増殖実証炉の容器内で発生するガス巻き込みの形態は、上昇流が自由液面に衝突するときに生じる「液面の乱れ」、内部コンポーネントと容器壁との狭窄部で生じる「潜り込み」及び淀み領域で間欠的に生じる「自由表面渦」に大別される¹⁾。このうち、「液面の乱れ」や「潜り込み」によるガス巻き込みは、上昇流や水平流の流速を低減することによって、比較的簡単に防止可能である。また、これらの形態でのガス巻き込み発生領域では、下降流速が比較的遅いため、仮に気泡が連行されたとしても、気泡自体の浮力によって、その大部分のものは再び自由液面に戻っていく。しかしながら、「自由表面渦」の発生領域では、下降流速が比較的大きいため、ガス巻き込みが発生すると、多くの気泡がナトリウム中に取り込まれ、一次系全体に運ばれる可能性がある。従って、自由表面によるガス巻き込みの研究が特に重要となる。

自由表面によるガス巻き込みについては、これまで円筒容器内に液体を流入させ容器の底に吸い込み出口を設け、定常的な渦（安定な層流渦）を強制的に作り、循環や下降流の強さをパラメーターとして気泡の離脱条件を把握することが行われてきた。しかし渦そのものがどのような流れから発生するかなどの生成機構については全く未検討である。本研究では水を作動流体とし、流水中に円柱を設置することにより円柱後流にできる乱流渦の界面傾斜角を2次元位置検出素子（P S D）を用いて測定し、乱流渦の発達について知見を得る。

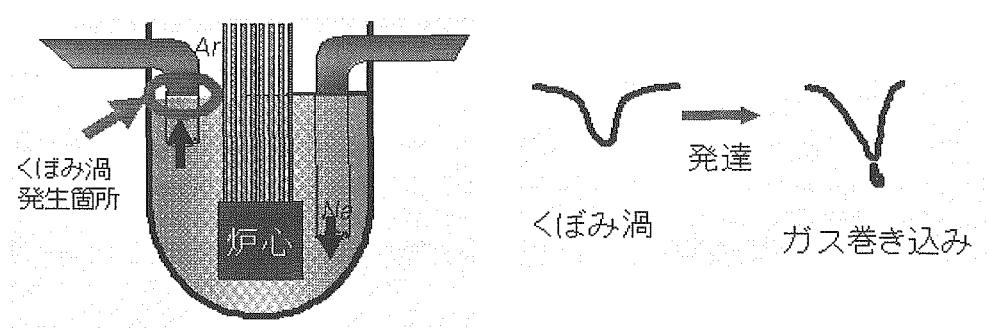


図1-1 FBRにおける原子炉容器

1.2 過去の研究

これまでの研究では円筒容器内に液体を流入させ容器の底に吸い込み出口を設け、定常的な渦（安定な層流渦）を強制的に作り、循環や下降流の強さをパラメーターとしてガス巻き込み限界を把握することが行われてきた。

まず、ガス巻き込み限界評価法を確立するため、ガス伸長理論により、循環効率係数や粘性コア比などの局所的なパラメーターを容器の形状などに基づく入口フルード数という代表パラメーターで表す理論式が求められ、実験によりその理論式の妥当性が確かめられた。次に高速増殖炉実機で発生すると考えられる自由表面渦を再現するため、円筒容器内の液面にリングプレートを設置した模型（リングプレート設置方式）と、容器の側面から水の噴流を与える模型（横流れ方式）の二つの方式で、上で求めた理論式を用いてガス巻き込み限界を評価した。

また、円筒容器内にできるくぼみ渦周りの流れ場の測定も行われた。容器内の流れは、渦中心領域、自由渦領域、および容器壁付近領域の3つの領域に分類され、主要な流れは渦中心領域を下降する流れと、容器外壁面に沿って下降し容器底面で出口間管に向かう流れの二つであることがわかった。循環は給水流量および容器深さで決定され、高速下降領域の半径は出口管直径のよって決定されることを明らかにしている。

第2章 実験装置及び測定方法

2.1 実験装置

図2-1に実験装置の概略図を示す。水路の全長は1480[mm]である。水路を流れる水はポンプで循環させており、水路に流入する前に整流器、絞り部を通すことにより流水の乱れをなくし層流にしている。

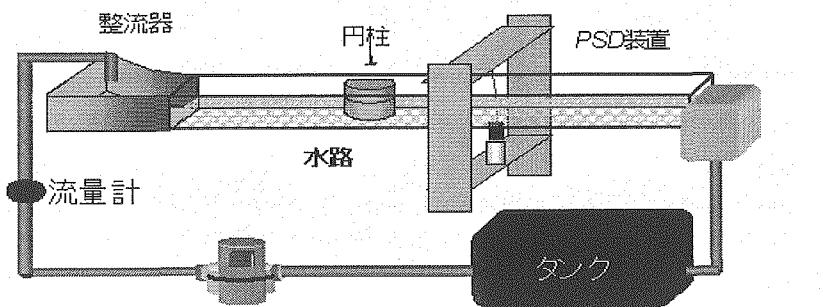


図2-1 実験装置概略図

PSD装置の概略図および水中設置箇所を図2-2に示す。

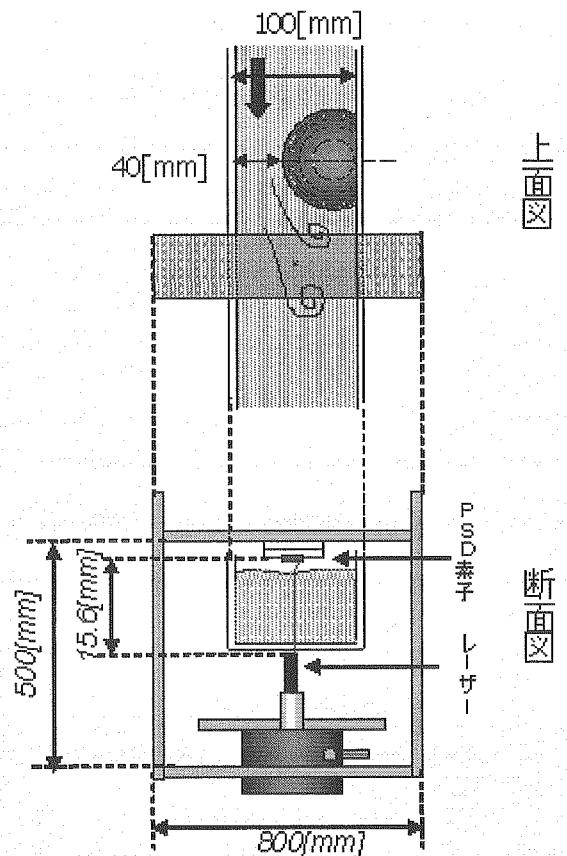


図2-2 PSD装置の概略図及び円柱設置箇所

P S D装置は、レーザーとP S D素子の相対的な位置がずれないようにするため、アルミ板でつなげ一体化させた。一体化したP S D装置は水路上を2次元的に移動できるようにした。また大きく屈折したレーザー光も測定できるように、水路上にP S D素子を設置し、下からレーザーを当て、界面とP S D素子の距離を近づけた。レーザー光の直径は0.2[mm]、水路幅は100[mm]、円柱直径は80[mm]であり、円柱は流路幅が最小で40[mm]になるように中心からずらして設置した。

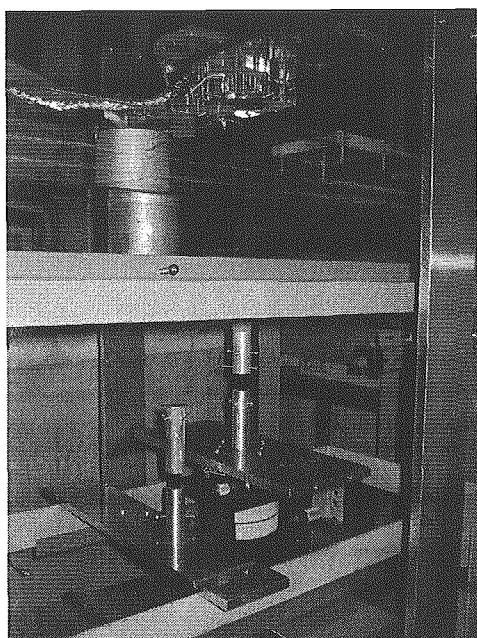


図2-3 P S D装置

測定条件はサンプリング点数262144点、サンプリング周波数10[kHz]、流量を5条件に設定して測定した。それぞれの流量とそのときの Re_D （断面平均流速と円柱直径に基づくレイノルズ数）、水位、平均流速を表2-1に示す。

表2-1 実験条件

条件	a	B	c	d	E
流量[l/min]	35.5	30.5	25.5	20.5	15.5
流速[cm/s]	5.58	4.79	4.00	3.22	2.43
Re_D	3951	3395	2838	2281	1725
水位[mm]	106	103	100	99	96

2.2 二次元位置検出素子（P S D）の測定原理

一般に、媒質の異なる2つの境界面に斜めに平面波が入射する時、波は屈折して進む。波の振動数は波源の周波数によって決まるので、屈折の時に振動数は変化しない。そのため、波長は波の速さに比例して変化する。波が媒質1（波の速さ V_1 、波長 λ_1 ）から媒質2（波の速さ V_2 、波長 λ_2 ）へ進む時、次の屈折の法則が成り立つ。入射波及び屈折波の進行方向は、入射点で立てた境界面の垂線の同一平面内にあり

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (2.1)$$

ただし n_1 、 n_2 はそれぞれの媒質の屈折率、 i は入射角、 r は屈折角をあらわす。

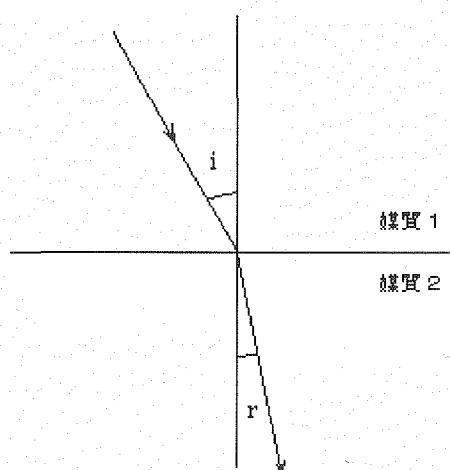
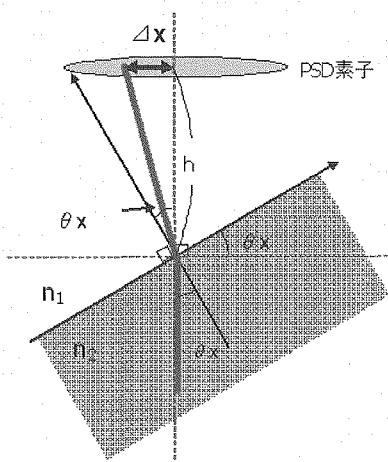
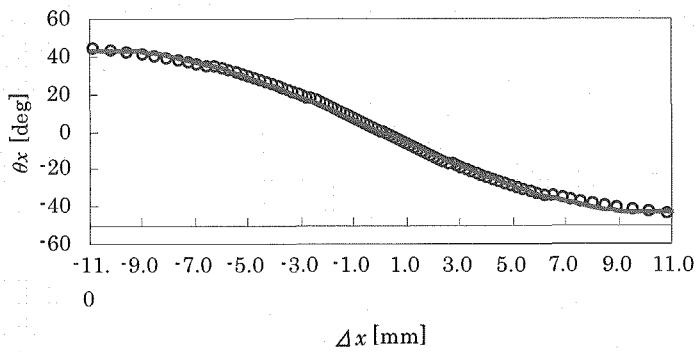


図 2-4 媒質の境界面での光の屈折

図 2-4 は自由界面の形状と界面傾斜角 θ_x 、光スポットの変位 Δx との関係を示したものである。ダクト下面での屈折を考慮し、式(2.1)を用いれば、以下の式を導くことができる。

$$\Delta x = h \tan \left\{ \theta_x - \sin^{-1} \left(\frac{n_2}{n_1} \sin \theta_x \right) \right\}, \quad (2.2)$$

ただし空気の屈折率を $n_1=1.00$ 、水の屈折率を $n_2=1.33$ 、水面から P S D 素子面までの距離を h と表した。

図 2-5 入射角 θ_x と光スポットの位置 Δx 図 2-6 Δx と θ_x の関係 ($h=50[\text{mm}]$ とした場合、曲線は近似曲線を示す)

しかし、式(2.2)は θ_x について解析的には解くことができない。そこで、実験条件における h を用いて数値的に θ_x を算出する。図 2-6 は、 $h=50[\text{mm}]$ 代入し、縦軸に θ_x 、横軸に Δx をとり、両者の関係を数値的に求めた。 θ_x について Δx による 3 次の近似式を求めると、

$$\theta_x = 0.0284\Delta x^3 + 6 \times 10^{-13}\Delta x^2 - 6.6357\Delta x + 2 \times 10^{-12}, \quad (2.3)$$

上式より、測定値 Δx から θ_x を求めることができる。

位置検出素子（以降 PSD と略す）は、フォトダイオードの表面抵抗を利用した光スポットの位置検出センサである。CCD などと異なり非分割型の素子なので、連続した電気信号（X, Y 座標信号）が得られ、位置分解能、応答性に優れている。

図 2-7 に断面構造図を示す。PSD は平面状シリコンの表層に P 層、裏面に N 層、そして中間に I 層の 3 層から構成されている。PSD に入射した光は、光電変換され、光电流として P 層につけられた電極から分割出力される。

P S Dに光スポットが入射すると、入射位置には光エネルギーに比例した電荷が発生する。発生した電荷は光電流として抵抗層（この場合はP層）を通り、電極より出力される。抵抗層は全面に均一な抵抗値を持つように作られているので、光電流は電極までの距離（抵抗値）に逆比例して分割され、取り出される。図2-7に示すように、P S D中心を原点としてXの距離に入射光があるとする。各電極からの出力は、

$$I_1 = \frac{\frac{L}{2} - X}{L} \times I_0 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{2X}{L} \right) \times I_0, \quad (2.4)$$

$$I_2 = \frac{\frac{L}{2} + X}{L} \times I_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2X}{L} \right) \times I_0, \quad (2.5)$$

となる。よって位置Xは、

$$X = \left(\frac{I_2 - I_1}{I_1 + I_2} \right) \times \frac{L}{2}, \quad (2.6)$$

となり、電流 I_1 、 I_2 の測定により確定することができる。 I_1 、 I_2 は光電流 I_0 ($= I_1 + I_2$) に比例して得られるが、座標 X を得るために式(2.5)から分かるようにその大きさは関係なく、相対比のみが重要となる。

今回の測定で用いたP S D（浜松ホトニクス㈱、2次元改良表面分割型P S D：s1881）は、有効受光面サイズ 22×22 [mm] であり、光スポットの位置分解能は 12 [μ m] である。応答時間はP S Dに付属する信号処理回路によって 30 [μ s] (33 [kHz]) に制約される。図2-8に受光面上から写した写真を載せた。

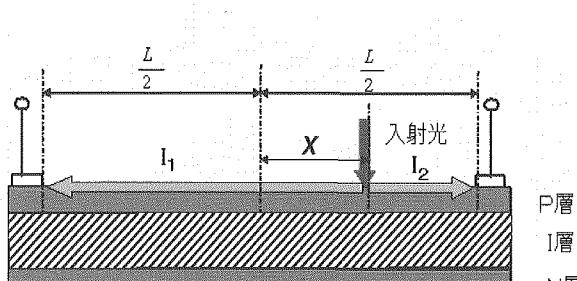


図2-7 P S Dの断面

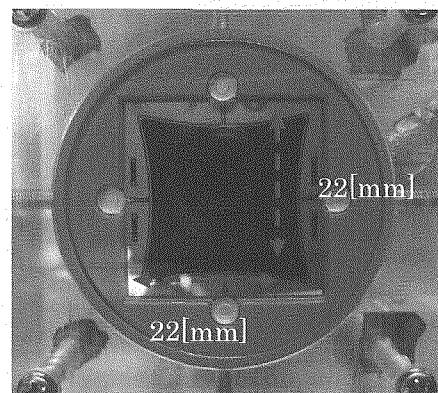


図2-8 受光面

2.3 P S Dの出力電圧のひずみ

P S D表面の入射位置に対する出力電圧は必ずしも一定ではなく、素子両端の入射位置に対する出力電圧の間隔が歪んでいた。このことを確認するためP S D表面を格

子状に 3[mm]間隔で 64 点にレーザー光を入射し、入射位置と出力電圧の関係を求めた。サンプリング周波数 10[kHz]、サンプリング点数 262144 点でデータを A/D 変換した。x 軸方向に関する電圧出力の平均値及び標準偏差を図 2-9、10 に示す。同様に y 軸方向の平均値及び標準偏差を図 2-11、12 に示す。

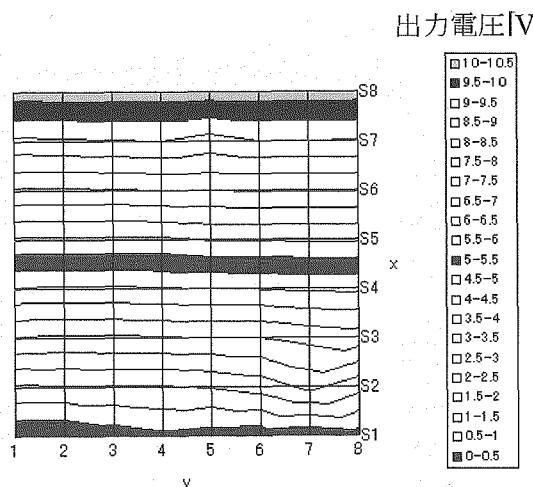


図 2-9 x 軸方向の出力電圧（時間平均）

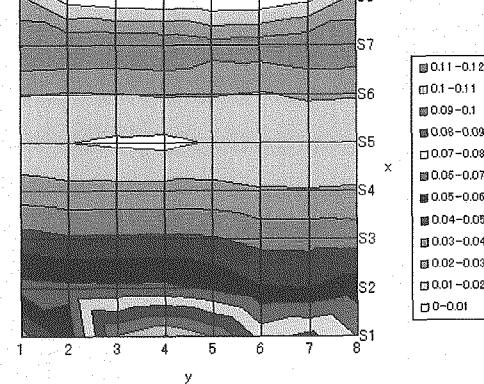


図 2-10 出力電圧の標準偏差

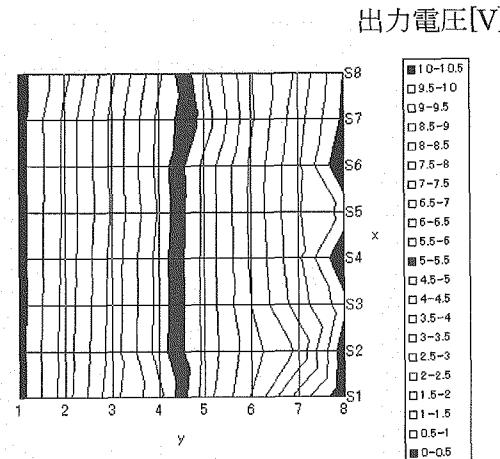


図 2-11 y 軸方向の出力電圧（時間平均）

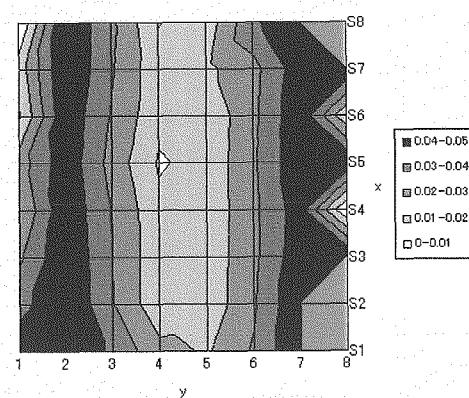


図 2-12 出力電圧の標準偏差

x 軸方向 y 軸方向とともに、入射位置が素子中心から 9[mm]以内においては、入射位置間隔 1[mm]につき出力電圧間隔は一様に 0.5[V]であり、素子両端の入射位置に対する出力電圧の間隔の歪みの影響を考慮する必要はない。しかし入射位置が素子中心から 9[mm]を超える場合は出力電圧間隔が歪みはじめており、測定時にはこの範囲に入射させないようにする必要がある。また出力電圧の標準偏差は x 軸方向 y 軸方向ともに、中心付近では 0.01[V]以下であるが、端になるほどおおきくなっている最大で約 0.05[V]となっている。しかし入射位置間隔に換算すると約 0.1[mm]であり、レーザー光の直径 0.2[mm]より小さく解析に影響はない。

2.4 界面傾斜角 θ_x , θ_y の符号

本研究における界面傾斜角の方向と θ_x , θ_y の符号の定義を下図に示す。流れ方向 (x 軸) およびスパン方向 (y 軸) に関して、界面の傾斜方向をプラス、マイナスの符号で表す。

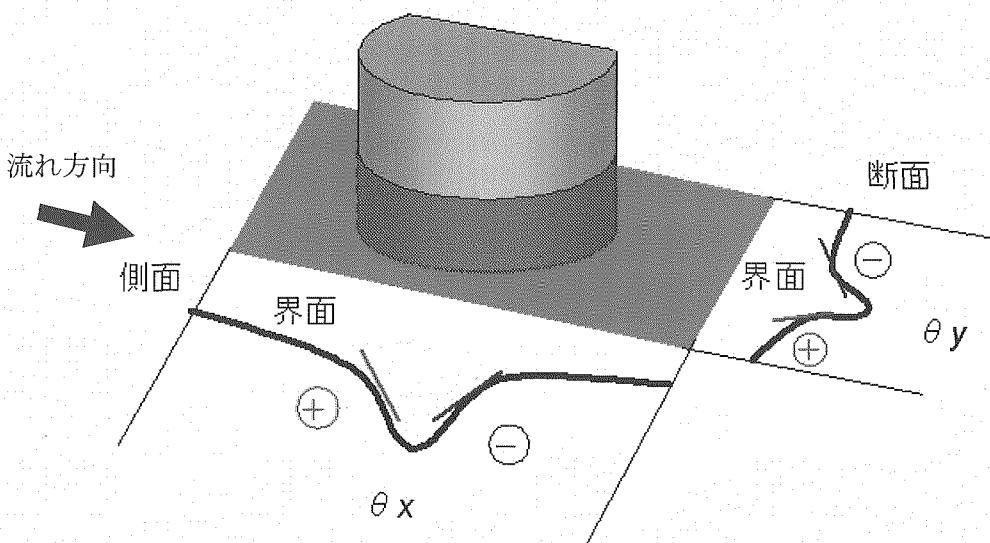


図 2-13 界面傾斜角の傾きと θ_x , θ_y の符号

2.5 漩モデル

3 次元円筒形極座標(r, ϕ, z)において、渦の表面形状が $z=A/r$ で与えられる簡単な渦モデルを考える(図 2-14 参照)。渦は同心円で A は定数とする。この渦モデル上を光スポットが通過したとき、中心角は ϕ_1 が ϕ_2 まで変化する。円を横切る直線はスポットの軌跡である。

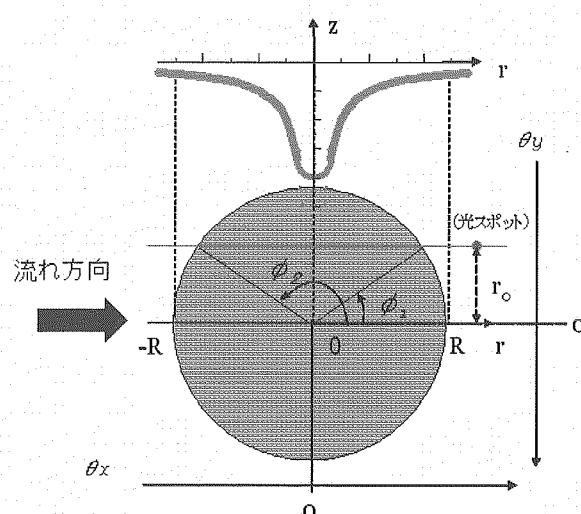


図 2-14 渦モデル

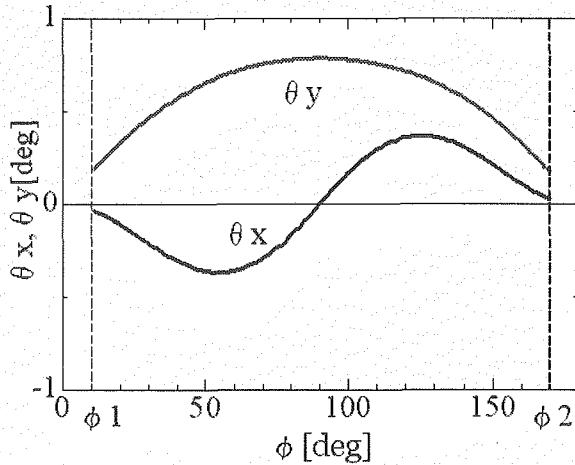


図 2-15 モデル渦が通過したときの界面傾斜角の変化

円筒形極座標を x, y, z 座標に変換すると、

$$x = r \cos \phi, y = r \sin \phi, z = \frac{A}{r}, \quad (2.7)$$

原点からのある距離 r_0 (定数) をスポット上が通過したとき、 r_0 は

$$r_0 = r \sin \phi, \quad (2.8)$$

と与えられる。また流れ方向の傾きを θ_x 、スパン方向の傾きを θ_y とすると θ_x, θ_y は次のように与えられる。

$$\theta_x = \tan^{-1} \left(\frac{\partial z}{\partial x} \right), \quad \theta_y = \tan^{-1} \left(\frac{\partial z}{\partial y} \right), \quad (2.9)$$

ここで渦モデルが原点からのある距離 r_0 (定数) をスポット上が通過したとして式(2.6)に(2.7)を代入すると

$$x = \frac{\cos \phi}{\sin \phi}, \quad y = r_0, \quad z = \frac{A}{r_0} \sin \phi, \quad (2.10)$$

式(2.8)より $\tan \theta_x, \tan \theta_y$ は

$$\begin{aligned} \tan \theta_x &= \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial z}{\partial r} \cdot \frac{\partial r}{\partial x} = \frac{A}{r_0^2} \cos \phi \cdot \sin^2 \phi \\ \tan \theta_y &= \frac{\partial z}{\partial y} = \frac{\partial z}{\partial \phi} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{A}{r_0^2} \cdot \sin \phi \end{aligned} \quad (2.11)$$

θ が微小のとき、 $\tan \theta \approx \theta [\text{rad}]$ となるから θ_x, θ_y は、

$$\begin{aligned}\theta_x &\approx \frac{A}{r^2} \cos \phi \cdot \sin^2 \phi \\ \theta_y &\approx \frac{A}{r^2} \sin \phi\end{aligned}, \quad (2.12)$$

式(2.11)に $A=1, r_0=1$ を代入し $0 < \phi_x < \phi < \phi_x < \pi$ の範囲で変化したときのグラフを図 2-15 に示す。

θ_x, θ_y の波形はスポット上をモデル渦が通過したときにできる特徴的な波形である。流れ方向では界面が一旦下がりそしてまた上がっているので、 θ_x は図のように途中で符号が入れ替わり、スパン方向では、傾きの方向は一定で中心に近づくにつれ傾きが大きくなるので θ_y は図のように中心付近で極大値をとっている。つまり、傾斜角 θ_x の符号が変わり、かつその位置で θ_y が極値をとる波形が見られた場合、光スポットが渦上を通過したといえる。この波形の特徴は、本解析で用いた渦モデル($z=A/r$)以外の場合でも、中心方向に単調に減少する、つまり中心がくぼんでいる渦であるなら一般的に言えることである。

2.6 界面傾斜角 θ_y の確率密度分布関数と渦の形状

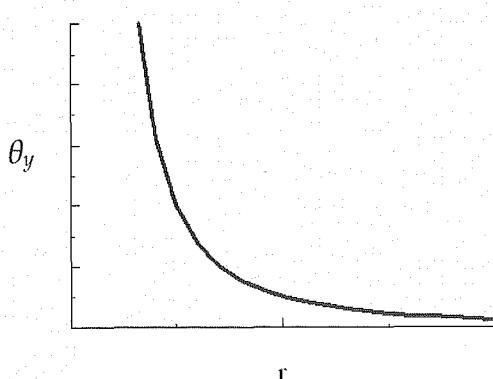
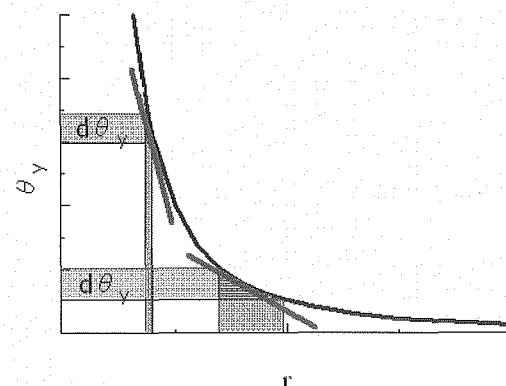
光スポット上を渦が通過すると、図 2-14 に示し特徴的な波形が確認される。 θ_y のグラフは渦の中心からスポットまでの距離に依存しており一定ではない。そこで $\theta_x=0$ のときの θ_y の値はある分布を持っていると考えられる。スポット上を渦があらゆる部分で等確率に通過すると仮定すると、 θ_y の確率密度分布関数から渦の形状を求めることができる。3 次元点円筒形極座標において渦の形状 S を r のみの関数として、

$$S = S(r), \quad (2.13)$$

とする。また、 $\theta_x=0$ のときの θ_y は

$$\theta_y \equiv \frac{\partial S}{\partial r}, \quad (2.14)$$

と定義される。 θ_y と r の関係をグラフに示すと図 2-16 のようになる。ここで統計集団 θ_y に対してある一定のデータ区間 $d\theta_y$ をとり、その区間に応する r の区間を示すと図 2-17 のようになる。

図 2-16 θ_y と r の関係図 2-17 区間 $d\theta_y$ と区間 r の関係 (線分は接線を表す)

渦は半径位置 r を同一確率で通過するので、このときの r の区間の広さが θ_y の確率密度分布 $P(\theta_y)$ に反比例する。また r の区間の広さはこのグラフの傾きに対応するので、次の式が求まる。

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right) \propto \frac{1}{P(\theta_y)}, \quad (2.15)$$

式(2.14)を r について 2 回積分することにより渦の形状 S が求まる。しかしここで $P(\theta_y)$ と r の関係が求まっていないためこの積分は実行できない。そこで r の範囲を $r_1 < r < r_2$ に限定した部分的な渦形状を、 A 、 n を未知数として

$$S = A \cdot r^n, \quad (r_1 < r < r_2), \quad (2.16)$$

と近似する。この S を θ_y の定義(2.13)に当てはめると

$$\theta_y \equiv \frac{\partial S}{\partial r} = n \cdot A \cdot r^{n-1}, \quad (\theta_1 < \theta_y < \theta_2), \quad (2.17)$$

となり $P(\theta_y)$ と r の関係が求まった。そこで(2.16)を(2.14)代入すると

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right) = n \cdot (n-1) \cdot A \cdot r^{n-2} \propto \frac{1}{P(\theta_y)}, \quad (2.18)$$

この式の r に式(2.16)を代入すると

$$P(\theta_y) \propto \frac{1}{n \cdot (n-1) \cdot A} \left(\frac{\theta_y}{n \cdot A} \right)^{2-n}, \quad (\theta_1 < \theta_y < \theta_2), \quad (2.19)$$

式(2.18)より θ_y の確率密度分布関数 $P(\theta_y)$ が分かれば未知数 A, n が求められ、式(2.15)より $r_1 < r < r_2$ の範囲における部分的な渦の形状 S を求められる。また r の範囲を変えることにより渦の全体形状の再構成ができる。

第3章 実験結果及び考察

3.1 円柱後流スパン方向の界面傾斜角測定

スパン方向において、どの位置を渦が最も通過しているかを知るために、円柱と水路壁の接点から下流 42[mm]の位置からスパン方向に 5[mm]間隔で界面傾斜角を測定した。図（3-1）中の●が測定位置を示している。測定条件は水温 15°C、サンプリング点数 262144 点、サンプリング周波数 10[kHz]、レイノルズ数 $Re_D = 3951, 3395, 2838, 2281, 1725$ の 5 条件、水位はレイノルズ数によってそれぞれ 106, 103, 100, 99, 96 [mm] であった。測定された θ_x 、 θ_y の時間平均値と、その標準偏差をそれぞれのレイノルズ数によって求め、その結果を図 3-2 から図 3-5 に示した。

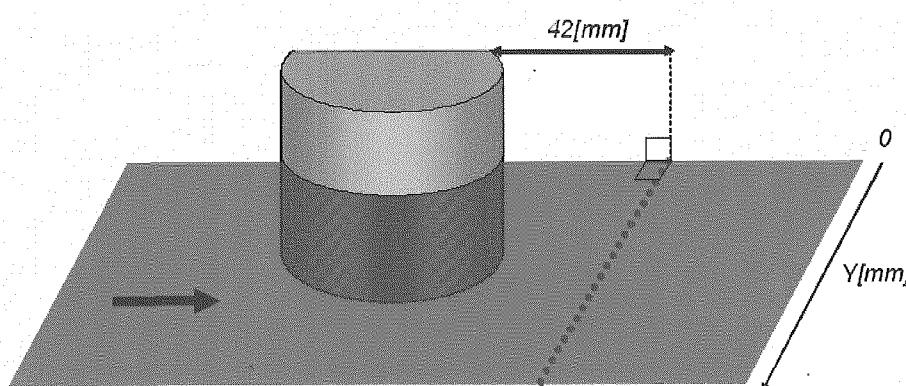


図 3-1 測定範囲

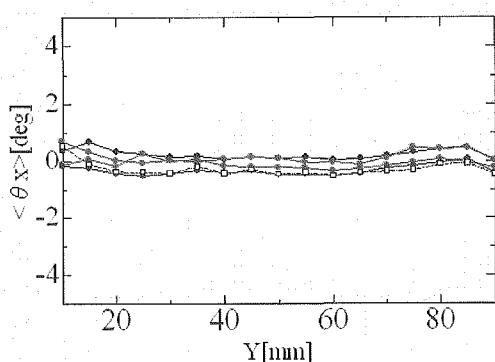


図 3-2 θ_x の Y 方向の時間平均値

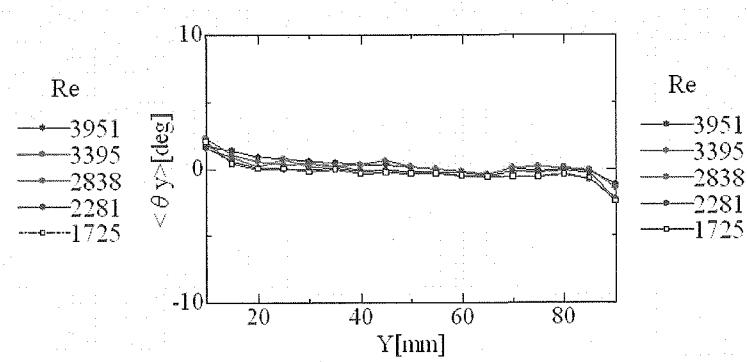
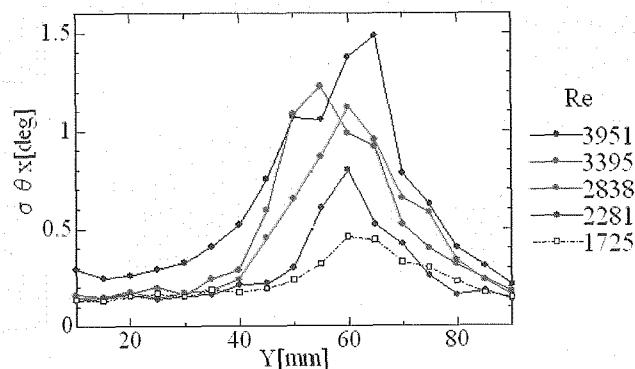
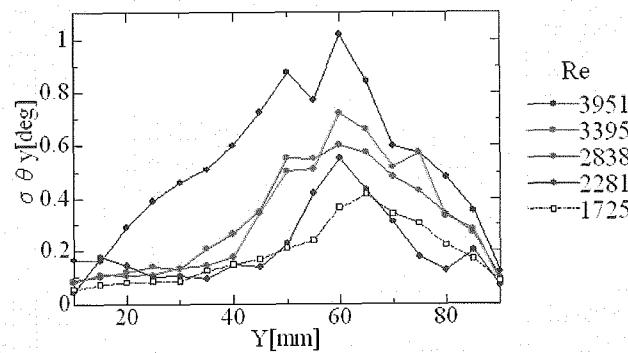


図 3-3 θ_y の Y 方向時間平均値

図 3-4 θ_x の Y 方向標準偏差図 3-5 θ_y の Y 方向標準偏差

θ_x , θ_y の時間平均は、Y[mm]の位置に関わらずほぼ一定であり妥当な結果であるといえる。また図 3-3 の θ_y 方向の時間平均値のグラフにおいて、グラフの両端に傾きがみられるのは、表面張力による傾きであると考えられる。 θ_x , θ_y の標準偏差のグラフより Y=60[mm]のとき、 θ_x , θ_y ともに標準偏差が最大となっており、Y=60[mm]の部

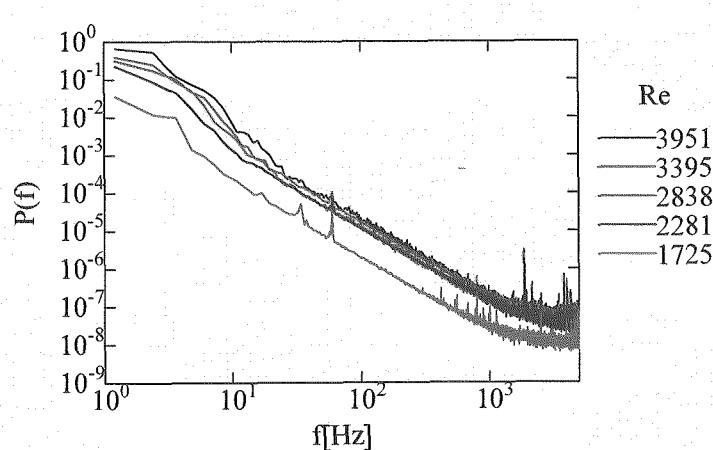


図 3-6 各 Re のパワースペクトル(Y=60[mm])

分を渦が最も通過していると考えられる。また $Y=60[\text{mm}]$ のときのそれぞれの Re のときのパワースペクトルを図 3-6 に示す。

3.2 円柱後流における流れ方向の界面傾斜角測定

流れ方向において、渦が最も発達している箇所を知るため、スパン方向 $Y=60[\text{mm}]$ を一定とし、円柱と水路壁の接点を流れ方向（X 方向）の原点とした X 方向に $-40 < X < 140[\text{mm}]$ の範囲において、スポット間隔 5[mm] で測定した（図 3-7）。測定条件は水温 15°C、サンプリング点数 262144 点、サンプリング周波数 10[kHz]、レイノルズ数を $\text{Re}_D = 3951, 3395, 2838, 2281, 1725$ の 5 条件とした。水位はレイノルズ数によってそれぞれ 106, 103, 100, 99, 96[mm] であった。測定された θ_x, θ_y の時間平均値と、その標準偏差をそれぞれのレイノルズ数によって求め、その結果を図 3-8 から図 3-10 に示した。

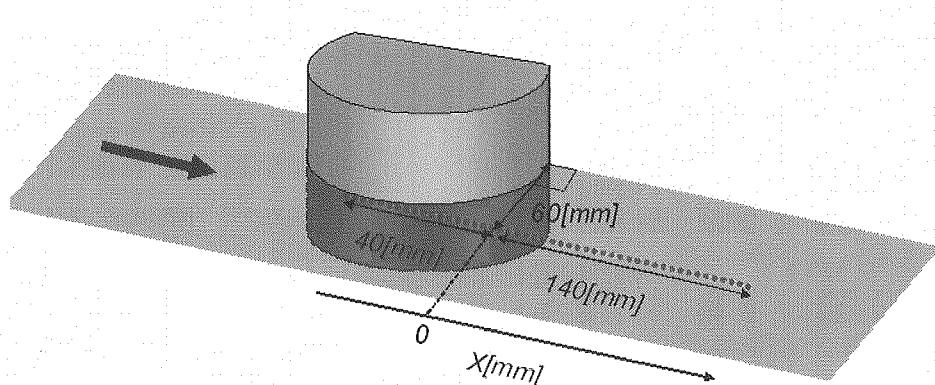


図 3-7 測定範囲

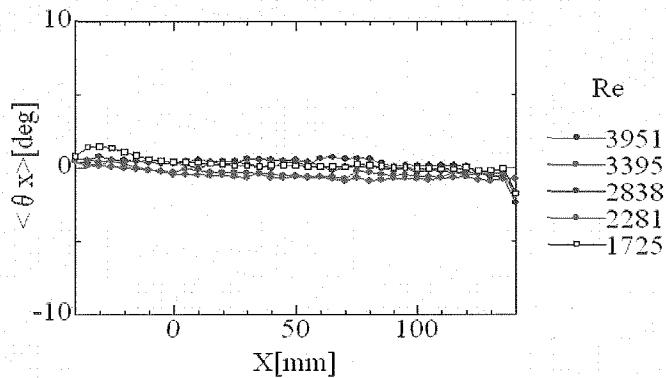
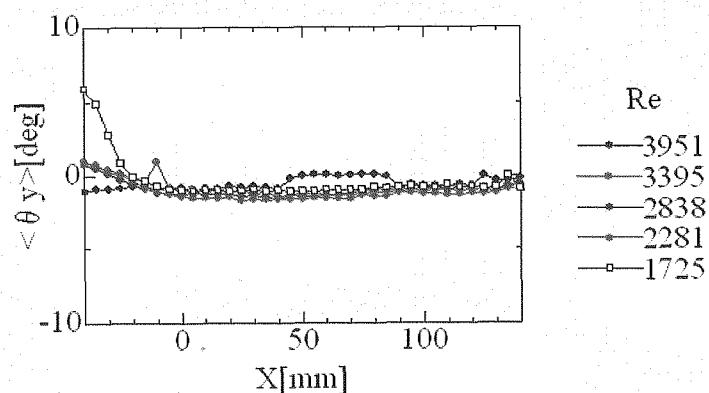
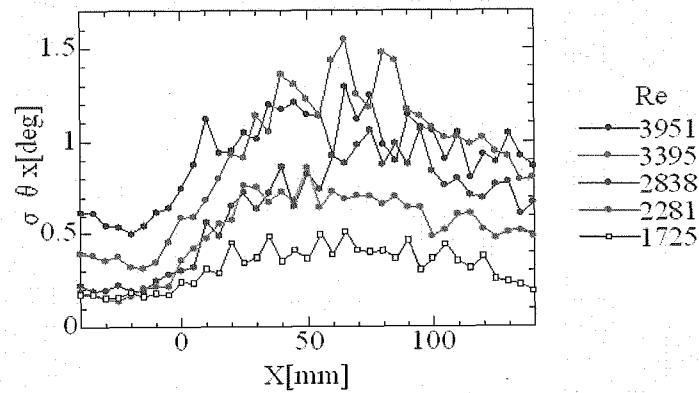
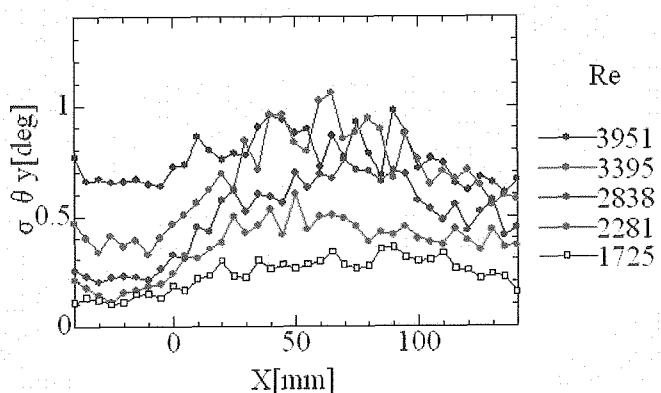


図 3-8a θ_x 方向の時間平均値

図 3-8 b θ_y 方向の時間平均値図 3-9 θ_x 方向の標準偏差図 3-10 θ_y 方向の標準偏差

θ_x 方向 θ_y 方向の時間平均は、ともにすべての条件においてほぼ 0 を示しており妥当な結果だといえる。また $X=0$ [mm] 以降で値が 0 からずれているのは円柱とレーザー光が干渉を起こしているためだと考えられる。標準偏差については $\theta_x \theta_y$ とも $Re=3951, 3395$ のときに $X=65$ [mm] で最大となり、 $Re=2838$ のときは、 θ_x については $X=75$ [mm]、 θ_y については $X=70$ [mm] で最大となり、そのほかの条件については最大

のX座標がはつきりしない。このことから $Re=3951,3395$ のとき、 $X=65[\text{mm}]$ において渦が最も発達し（以後このX座標を渦の発達点と呼ぶ）、 $Re=2838$ のときは $Re=3951,3395$ に比べ、渦の最も発達する場所が、より下流であることが考えられる。そのほかの条件については渦の規模が小さすぎるため、渦の発達が捕らえられなかつたと考えられる。これらの結果から、それぞれのレイノルズ数に対する渦の発達点が決定された（図3-11）。

レイノルズ数	発達点($\theta_x[\text{mm}]$)	発達点($\theta_y[\text{mm}]$)
3951	65	65
3395	65	65
2838	70	75

図3-11 レイノルズ数による発達点

ここで発達点($X=65[\text{mm}]$)における $Re=3951$ の波形を、横軸に時間、縦軸に角度 θ_x, θ_y を表した（図3-12）。図3-12より測定時間約 26[s]間に傾斜角度 4[deg]を超える振幅の大きな波形が 10 個ほど見られる。このうち 5.5~6.5[s]の波形を拡大してみる（図3-13）

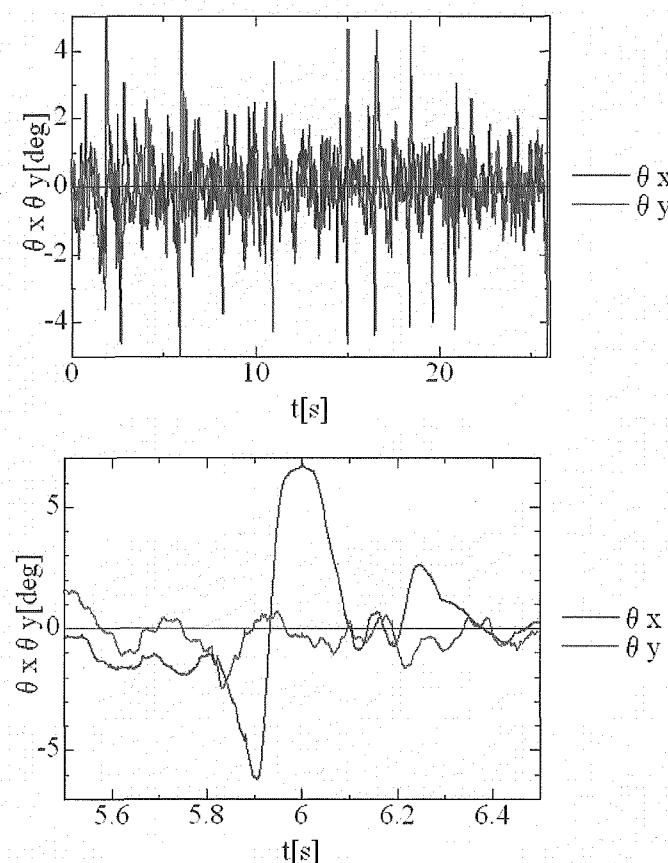


図3-12、13 $X=65[\text{mm}] Y=60[\text{mm}]$ 、 $Re=3951$ における
界面傾斜角変化の一例

図3-13の振幅の大きな波形は、 θ_x が負から正に大きく触れており、 $\theta_x=0$ で θ_y が極値をとっている、渦モデルが通過したときに確認された波形の特徴が見られる。その他の大きな振幅を持った波形も同様の特徴を持っており、従ってこの条件($X=65[\text{mm}]$, $Y=60[\text{mm}]$, $Re=3951$)において約26[s]間に大きな渦が10個ほど通過したことがわかった。

しかし、これまでの測定では測定時間が短すぎることにより、渦の形状を決定するには渦が通過したと見られる波形のデータが少なすぎる。

3.3 渦の発生点

渦の発生点を調べるために、円柱付近の界面傾斜角の標準偏差分布を調べた。渦と円柱の接点からスパン方向に引いた直線と、渦の先端から下流方向に引いた直線の交点 ($(X, Y)=(0, 60)$) を原点とし、10[mm]間隔で格子状に θ_x について測定した(図3-14)。測定条件は水温 15°C、サンプリング点数 262144 点、サンプリング周波数 10[kHz]、レイノルズ数 $Re=3951$ 、水位 106[mm]で測定した。標準偏差の結果を等高線で表した(図3-15)。

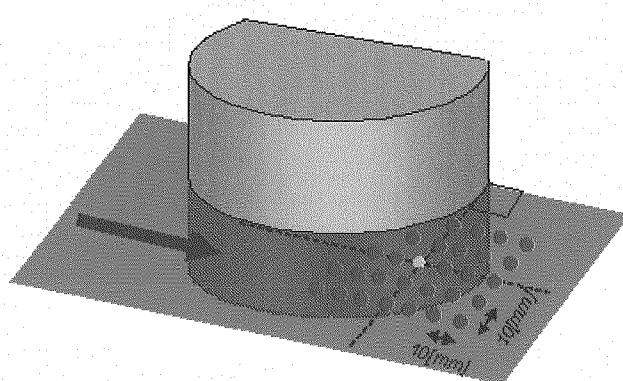
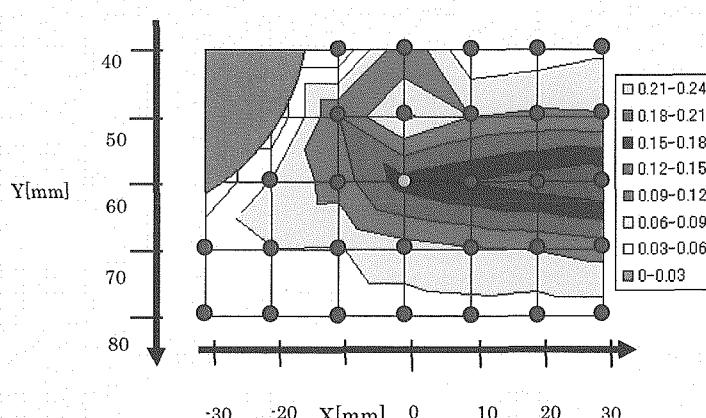


図3-14 測定範囲



横軸に流れ方
向(X方向)、
縦軸にスパン
方向(Y方向)
をとった

図3-15 θ_x の標準偏差

図3-15より、原点にとった(X, Y)=(0,60)において標準偏差が大きくなっている。界面の乱れが激しくなっていることがわかる。よってこの点を渦の発生点とする。

3.4 渦の発生点と発達点及び減衰点の測定

渦の発達過程を調べるために、渦の発生点と発達点及び減衰点の測定を行なう。渦の発生点と発達点についてはこれまでの測定で求められる。減衰点についてはX方向についての測定で、標準偏差が最大になった後、すべての条件で一律に減少していることから測定範囲の限界値である $X=140[\text{mm}]$ とする。また渦が通過したときの特徴的な波形は θ_x についてよく見られるので、 θ_x に注目して各点を決定し、図3-16に示す。

レイノルズ数	発生点 $X[\text{mm}]$	発達点 $X[\text{mm}]$	減衰点 $X[\text{mm}]$
3951	0	65	140
3395	0	65	140
2838	0	70	140

図3-16 各レイノルズ数における渦の発生点、発達点、減衰点

また渦の発達過程と共に、渦形状を求めるためのデータ蓄積をするため、サンプリング周波数を1[kHz]とし、水温10°C、サンプリング点数262144点、レイノルズ数 $Re=3951, 3395, 2838$ の3条件で、PSD2台を用いて同時計測を行った。1台を渦の発生点に固定し、他の1台を発達点及び減衰点に設置し同時測定を行った。測定範囲は図3-20に示した $X[\text{mm}]$ において、スパン方向は、発生点は $Y=60[\text{mm}]$ で固定させ、発達点と減衰点はスパン方向の位置を $Y=65, 60, 55[\text{mm}]$ と変化させ、それぞれ10回、計30回測定した(図3-21)。

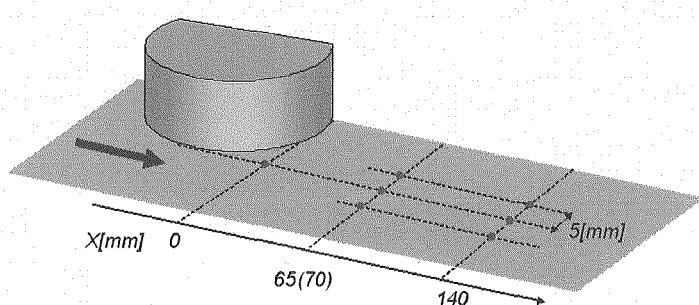
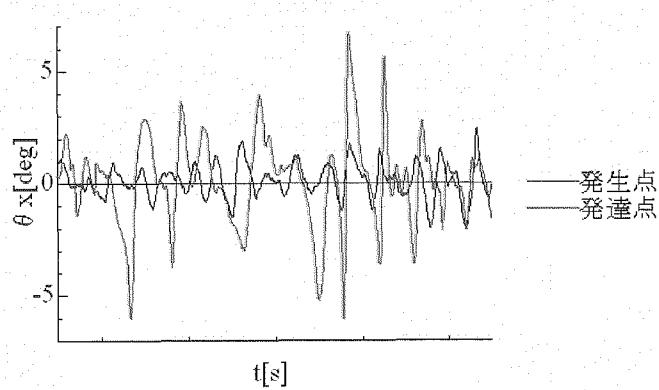
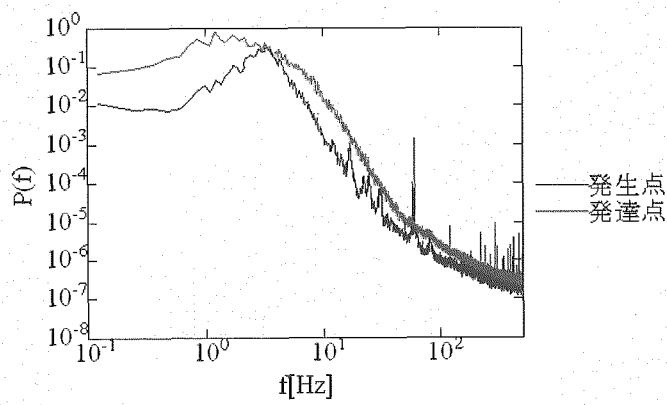


図3-17 発生点、発達点及び減衰点の同時測定

図3-18 発生点と発達点の界面傾斜角 θ_x 図3-19 発生点と発達点の θ_x のスペクトル

$Re=3395$ のときの発生点と発達点の θ_x の時間変化瞬時波形を図3-18に示す。発生点では θ_x の波形の振幅は約2度であるのに対し発達点では5度を超える波形も見られ、渦が発達していることがよく分かる。次に発生点と発達点の θ_x のスペクトルを図3-19に示す。

発生点では $3.0[\text{Hz}]$ でピークが見られ発達点では $1.2[\text{Hz}]$ でピークが見られる。発達点では渦の直径が大きいためピーク周波数が小さいと考えられる。これらのピークを渦放出周波数として、それぞれのストローハル数 (St) を求めた。ストローハル数は渦放出周波数を f_w 、円柱直径を d 、平均流速 U とすると

$$St = \frac{f_w \times d}{U} , \quad (3.1)$$

と表される。式(3.1)に $d=80 \times 10^{-3}[\text{m}]$ 、 $U=5.58 \times 10^{-2}[\text{m}/\text{s}]$ 、 f_w に各点の渦放出周波数を代入し、計算した結果を表3-1にまとめた。

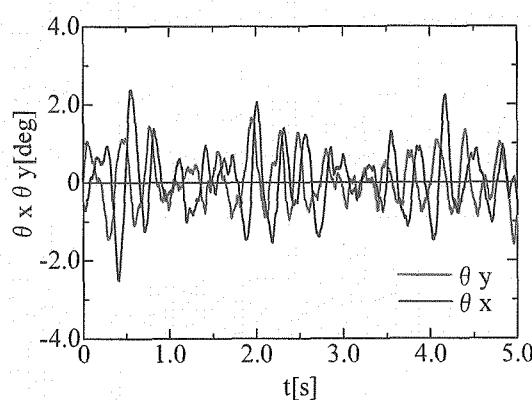
表3-1 発生点と発達点のストローハル数

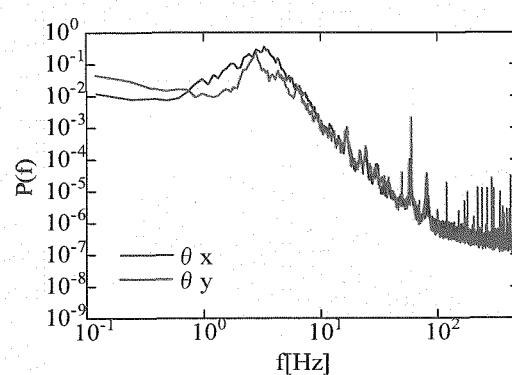
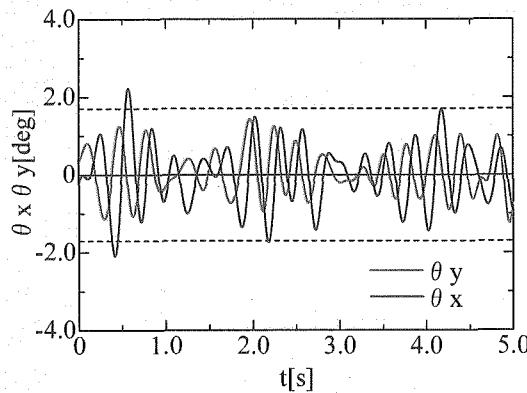
	発生点	発達点
St	4.3	1.7

通常円柱後流にできるカルマン渦のストローハル数は $Re=3951$ のとき約 0.2 であり、本実験ではその 10 倍ほどの値を示している。これは円柱直径に対して水路幅が狭いことにより、平均流速が円柱先端と下流とで著しく違うことや、水流に対する水路壁面の摩擦の影響が大きいことなどが原因と考えられる。

3.5 渦の抽出方法

界面傾斜角の変化から渦の抽出を行う方法を考える。 $Re=3951$ 、 $X=0[\text{mm}] Y=60[\text{mm}]$ における界面傾斜角のグラフを横軸に時間、縦軸に θ_x, θ_y をとって図3-20に示した。2.4節で説明したように、中心がくぼんだ渦が光スポット上を通過したときの変化から渦を抽出することができる。しかし、実際の測定信号には小さな変動が見られ、正確に渦の通過を検出できない。そこで、界面傾斜角変化のグラフより渦モデルが通過したときに見られる特徴をもった波形を検出するため、波形を滑らかにする必要がある。測定点におけるパワースペクトルを示す(図3-21)。図3-20に見られた小さな変動は高周波の影響と考えられる。渦放出周波数はおよそ数 Hz であるから 5[Hz]以上の高周波数を削除し、波形を再構成する(図3-22参照)。このようにローパスフィルターを施すことにより、バックグラウンドの小さな変動を除去した。この再構成された波形から渦モデルが通過したときに見られる特徴をもった波形を検出す。そのための条件として θ_x が正の傾きを持ち θ_x の振幅がそ

図3-20 $X=0[\text{mm}]$ の界面傾斜角変化

図 3-21 $X=0[\text{mm}]$ におけるパワースペクトル図 3-22 再構成後の界面傾斜角変化 ($X=0[\text{mm}]$)

の標準偏差の 2 倍を超える波形を抽出した。 θ_x の振幅の敷居値を標準偏差の 2 倍としたのは、例えば図 3-22 の 1.0[s]～1.5[s] の間に見られる小さな変動波形を取り除くためである。

3.6 集合平均波形

このようにして抽出された変換後の波形の部分を、変換前の実際に測定された波形に対応させ、実際に測定されたグラフから抽出された波形をすべて平均し、集合平均波形をもとめた。また θ_y が正の値と負の値でキャンセルされるのを防ぐため、 $\theta_x \neq 0$ のとき $\theta_y > 0$ と $\theta_y < 0$ の場合の 2 通りにわけた。集合平均波形は $Re=3951$ における $X=0, 65, 140[\text{mm}]$ の 3 条件について行った（図 3-23 a,b）。

集合平均波形は θ_x の波形を基準に求めたものであるのも関わらず、 $\theta_x \neq 0$ のとき θ_y が極値をもつという、渦モデルが通過したときに見られる波形（図 2-14）と同じ特徴が見られるので、渦通過の平均的な波形であると考えられる。発生点 $X=0[\text{mm}]$ では θ_x の振幅が約 1.5 度、発達点 $X=65[\text{mm}]$ では θ_x の振幅は約 3 度で最大となっており、減衰点 $X=140$ では θ_x の振幅は約 1 度と減衰していることが分かる。 θ_y の振幅

についても同様に発達点で最大となっている。

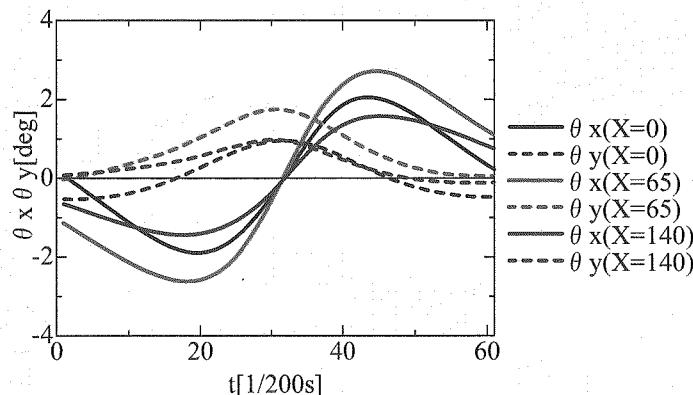


図 3-2 3 a 集合平均波形 ($\theta_y > 0$)

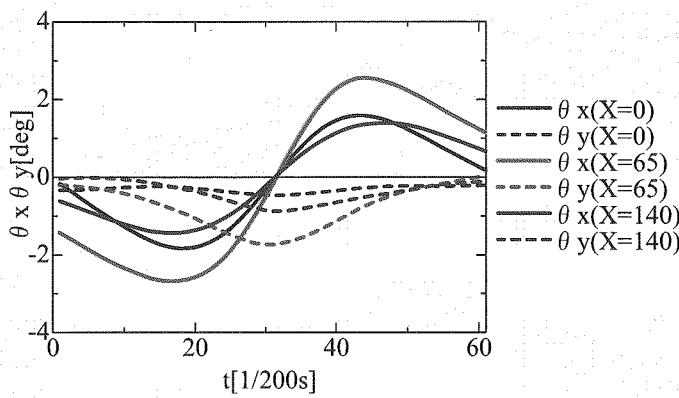


図 3-2 3 b 集合平均波形 ($\theta_y < 0$)

3.7 θ_y の確率密度分布関数と渦の表面の形状

式(2.18)を両辺自然対数をとると

$$\log P(\theta_y^\infty) : \log \frac{1}{n \cdot (n-1) \cdot A} - \frac{2-n}{n-1} \log(n \cdot A) + \frac{2-n}{n-1} \log \theta_y , \quad (3.2)$$

式(3.2)より、 θ_y の確率密度関数 $P(\theta_y)$ と θ_y を、両方対数をとったグラフの傾きと切片より未知数 n, A が求められ、渦の形状を求められる。ここで θ_y の確率密度分布を規格化するため、 z を変数として θ_y を

$$z = \frac{\theta_y - \langle \theta_y \rangle}{\theta_y rms} , \quad (3.3)$$

と変数変換し、そのときの確率密度分布を $P(z)$ とする。 z を $z > 0$ と $z < 0$ の場合に分け、 z と $P(z)$ の自然対数をグラフに表したもの、それぞれの条件について図 3-2

4から図3-4-1に示す。また $z < 0$ の横軸は対数を表すため便宜上 $\log(-z)$ としている。

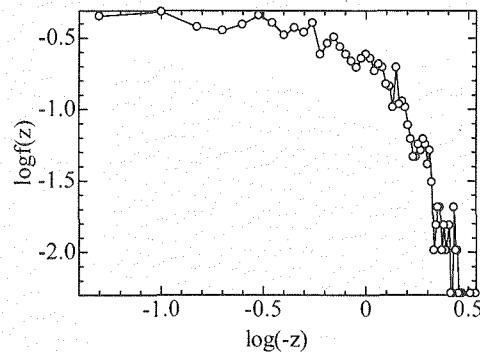
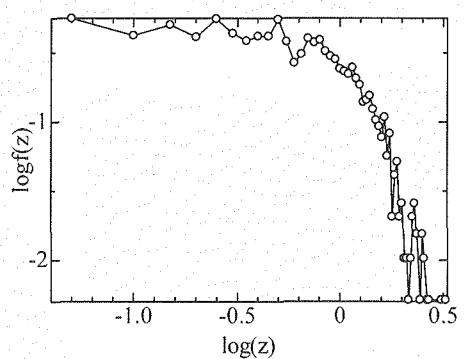


図3-24 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=0, z>0$)

図3-25 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=0, z < 0$)

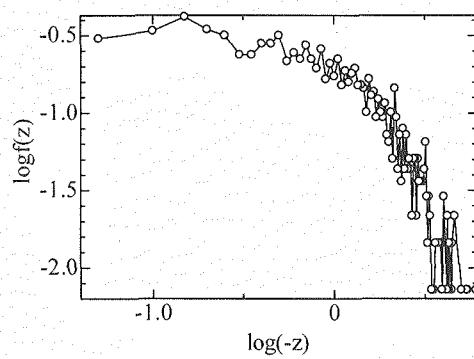
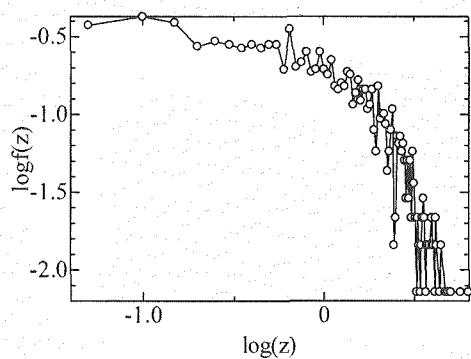


図3-26 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=65, z > 0$)

図3-27 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=65, z < 0$)

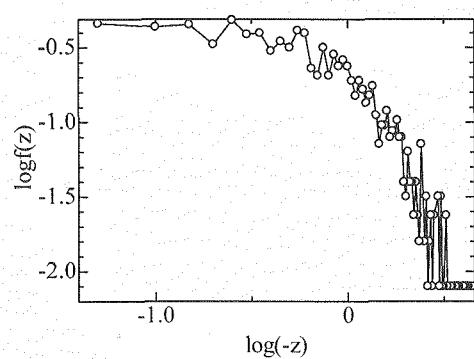
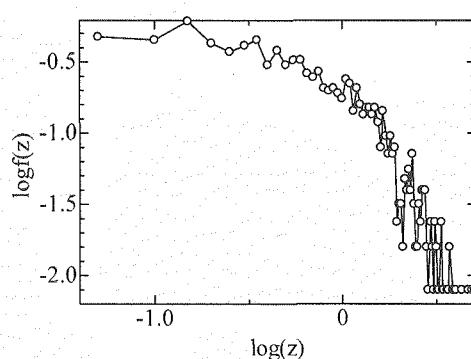


図3-28 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=140, z > 0$)

図3-29 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=140, z < 0$)

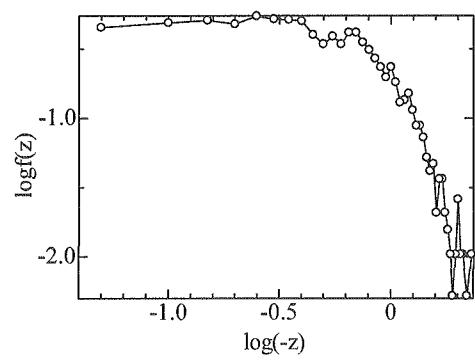
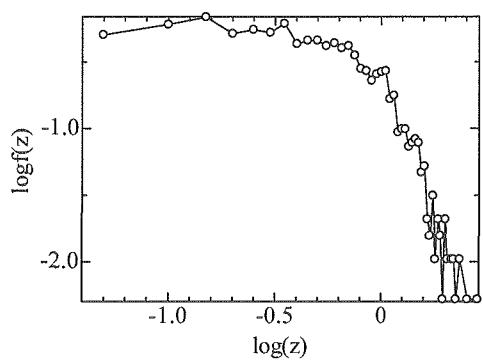


図 3-30 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=0, z>0$)

図 3-31 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=0, z<0$)

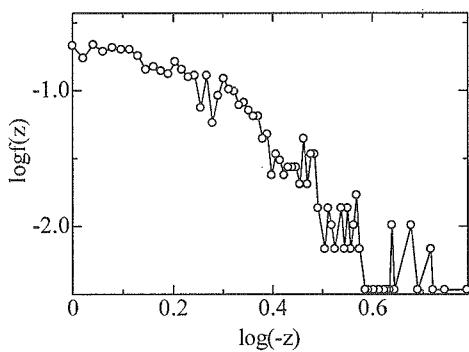
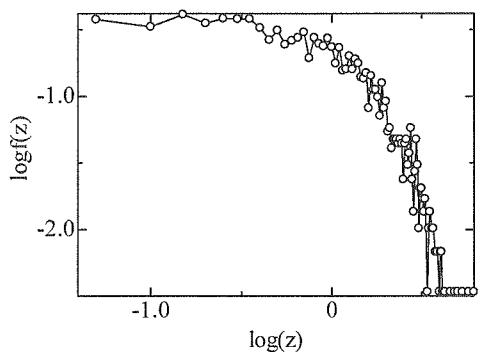


図 3-32 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=65, z>0$)

図 3-33 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=65, z<0$)

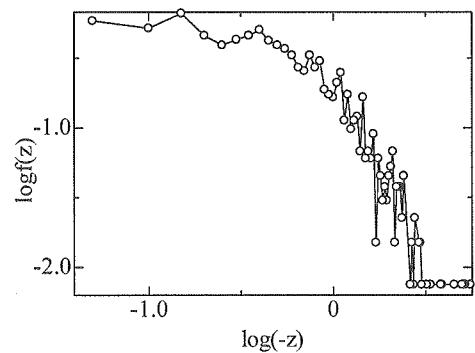
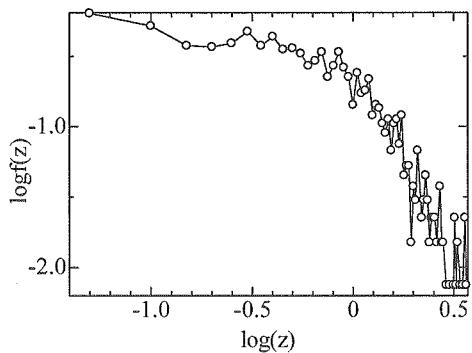


図 3-34 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=140, z>0$)

図 3-35 θ_y の確率密度分布($Re_D=3395, X=140, z<0$)

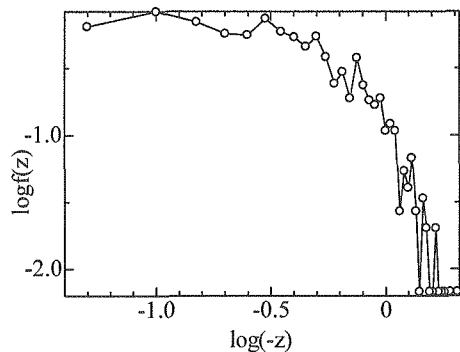


図 3-36 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=0, z>0$)

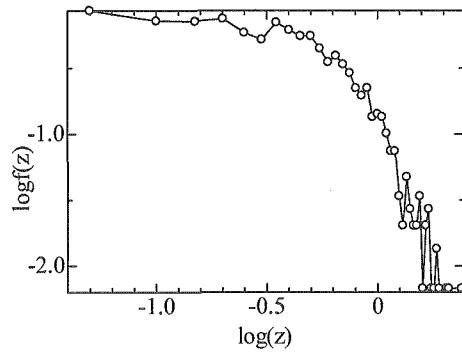


図 3-37 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=0, z<0$)

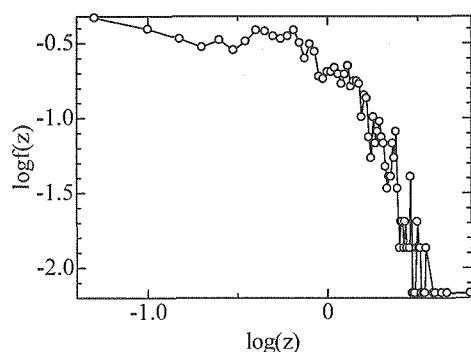


図 3-38 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=65, z>0$)

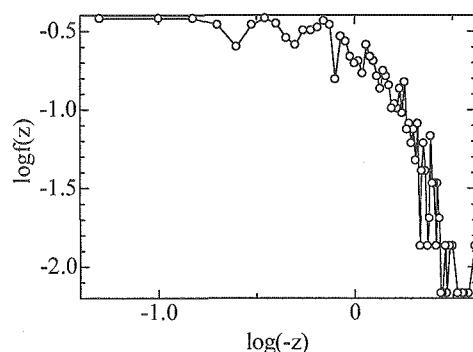


図 3-39 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=65, z<0$)

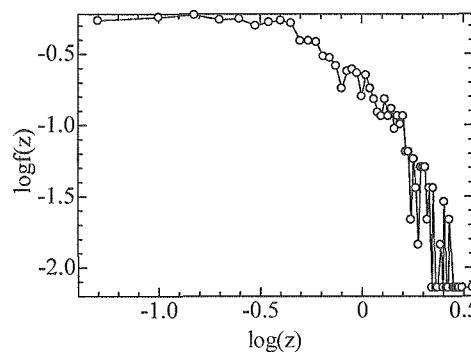


図 3-40 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=140, z>0$)

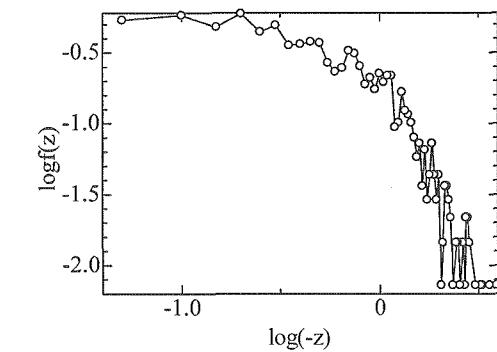


図 3-41 θ_y の確率密度分布($Re_D=2838, X=140, z<0$)

ここで、図 3-26 のグラフ($Re_D=3951, X=65, z>0$)において、 $-1.4 < \log(z) < 0$ と $0 < \log(z) < 0.5$ の範囲に分けて最小2乗法より1次の近似直線を引いたものを図3-42に示す。

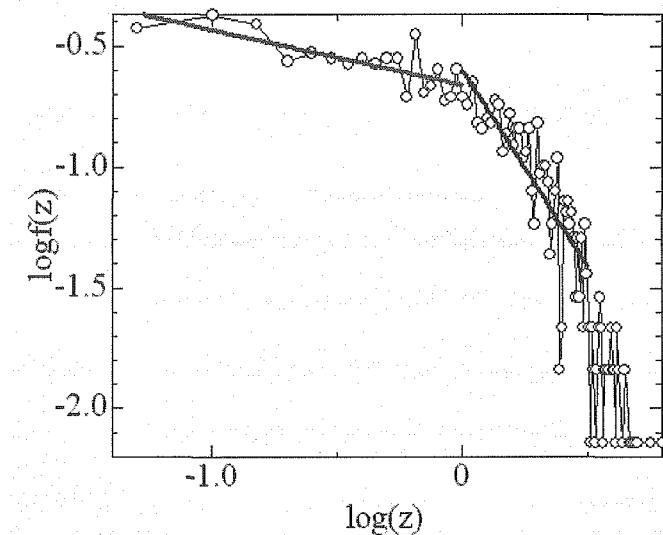


図 3-4-2 θ_y の確率密度分布($Re_D=3951, X=65, z>0$)
直線はそれぞれの範囲の近似直線を示す

-1.4 < $\log(z)$ < 0 のときの近似直線を l_1 、0 < $\log(z)$ < 0.5 のときの近似直線を l_2 とすると次のように表される。

$$\begin{aligned} l_1 : \log P(z) &= -0.227 \log(z) - 0.660 & (-1.4 < \log(z) < 0) \\ l_2 : \log P(z) &= -1.62 \log(z) - 0.599 & (0 < \log(z) < 0.5) \end{aligned} \quad (3.4)$$

つまり、ある z の範囲での A と n の値が式(3.2)より決まり、部分的に渦の形状を再構成できる。 z の範囲をかえることにより、渦の全体形状を再構成できる。

本手法で渦形状が定性的に再現できることは確認しているが、定量的な評価について、今後の課題としたい。

第4章 結論

円柱後流に形成される乱流渦（くぼみ渦）の界面傾斜角の測定を行い以下の結論を得た。

- X軸方向及びY軸方向の傾斜角を同時測定することが、乱流場におけるくぼみ渦の検出に必要であることがわかった。また本システムにより乱流渦の検出が可能であることが分かった。
- ローパスフィルターと界面傾斜角変動の大きさに基づき乱流渦検出の基準を提示した。これにより気液界面の変動に打ち消されない明確な渦を抽出できるようになった。
- 界面傾斜角度の統計量（確率分布関数）から、渦形状を再構成する手法を提示した。

以上より、界面傾斜角度の計測はくぼみ渦の検出に有用であること、またその特性を把握するうえでの新たな物理量であることがわかった。今後はどれくらい大きな傾斜角を持つ渦が、ガス巻き込み渦へと発達するのかを調べていく予定である。

参考文献

- [1] 守屋祥一：伸長渦理論と詳細可視化・計測に基づく自由表面渦の流動特性評価、電力中央研究所報告 U97072、(1998.3.)
- [2] 守屋祥一：自由表面渦のガス巻き込み発生限界に及ぼす模型縮尺、電力中央研究所報告 U97073、(1998.3.)
- [3] 酒井清吾、班目春樹、岡本孝司：有機容器内に形成されるくぼみ渦周りの流れ場の測定、日本機械学会論文集（B編）63巻614号、(1997.10.)
- [4] 関紘介：重力波上に形成されるリップルの挙動に関する実験及び数値計算、名古屋大学大学院工学研究科博士課程修士学位論文、(2001)
- [5] 「流体力学ハンドブック」、丸善株式会社、(1998)