

一様流中に噴出した旋回噴流の流動に関する研究

平成 11 年

吉 廻 秀 久

一様流中に直角に噴出した旋回噴流の流動に関する研究

目 次

第1章 緒 論	1
1.1 従来の研究	1
1.1.1 ボイラ炉内の流れ解析	1
1.1.2 旋回噴流	3
1.1.3 一様流中に噴出した噴流	7
1.2 本研究の目的	12
1.3 本論文の概要	12
1.4 使用記号	14
参考文献	15
第2章 画像処理を用いた流動解析	18
2.1 緒 言	18
2.2 酸塩基中和法を用いた濃度分布の可視化法	19
2.2.1 可視化の原理と画像処理	19
2.2.2 実験例	20
2.2.3 計測法の妥当性	29
2.3 トレーサ粒子を用いた速度分布と濃度分布の可視化法	31
2.3.1 可視化の原理と画像処理	31
2.3.2 実験例	32
2.3.3 濃度分布の計測に対する考察	39
2.3.4 計測法の妥当性	48
2.4 結 言	50
参考文献	51
第3章 単純旋回噴流の計測	53
3.1 緒 言	53
3.2 酸塩基中和法による実験	53
3.2.1 装置寸法の影響	55
3.2.2 スワール数の定義	56
3.3 実験結果	56
3.3.1 旋回強度による濃度の変化	56
3.3.2 旋回噴流の中心式	62
3.4 トレーサ法による実験	66

3.5 実験結果	68
3.5.1 $Sw=0$ の場合	68
3.5.2 $Sw=0.34$ の場合	68
3.5.3 $Sw=0.76$ の場合	68
3.5.4 $Sw=1.54$ の場合	69
3.5.5 噴出部における旋回噴流の構造	75
3.5.6 上昇流の偏り	76
3.6 結 言	77
参考文献	78
第4章 単純旋回噴流の数値シミュレーション	80
4.1 緒 言	80
4.2 計算方法	80
4.2.1 計算コード	80
4.2.2 格子分割	80
4.2.3 支配方程式	82
4.2.4 境界条件	82
4.3 計算結果	83
4.3.1 実験との比較	83
4.3.2 噴出部近傍の速度分布	87
4.3.3 濃度分布の比較	88
4.3.4 乱流モデルの比較	98
4.3.5 格子分割数の影響	99
4.4 容器寸法の影響	100
4.4.1 格子分割	100
4.4.2 解析結果	100
4.5 結 言	114
参考文献	114
第5章 2重旋回噴流の計測	115
5.1 緒 言	115
5.2 実験方法	115
5.2.1 全体の系統	115
5.2.2 旋回発生器	115
5.2.3 可視化方法	117
5.2.4 実験条件	117

5.3 合成スワール数	117
5.4 解析方法	117
5.4.1 速度分布	118
5.4.2 濃度分布	118
5.5 実験結果	118
5.5.1 流量比の影響	118
5.5.2 面積比の影響	120
5.5.3 旋回強度の影響	120
5.6 結 言	129
参考文献	129
第6章 2重旋回噴流の数値シミュレーション	130
6.1 緒 言	130
6.2 計算方法	130
6.2.1 計算コード	130
6.2.2 格子分割	130
6.2.3 境界条件	132
6.3 計算結果	133
6.4 濃度分布の比較	149
6.4.1 側面図	149
6.4.2 正面図	149
6.5 スロート近傍の速度分布	156
6.6 結 言	157
参考文献	157
第7章 実炉の計算	158
7.1 緒 言	158
7.2 実炉の仕様	158
7.3 計算方法	159
7.4 計算結果	162
7.5 結 言	166
参考文献	166
第8章 結 論	167
謝 辞	169

第1章 緒論

第1章 緒 論

1.1 従来の研究

1.1.1 ボイラ炉内の流れ解析

国内で最初に火炉内の流れについて研究したのは光永等⁽¹⁾と多賀等⁽²⁾である．彼等はバーナが1本或いは数本の小型ボイラ炉内の流れを対象として，火炉内でバーナ噴流が壁に沿って湾曲するコアンダ現象の解明を試みた．一方，発電用ボイラ火炉のように数十本のバーナが装着された大型ボイラ炉内に対しては，現象が複雑である上に実験もたいへんであることから報告事例がない．ただし，最近では志田等⁽³⁾をはじめとして，火炉内の流れを直接解析する数値シミュレーションがなされている^{(4)~(13)}．特に，最近では図1.1⁽¹⁰⁾に示すように，さらに，燃焼と伝熱のモデルを組み込んで火炉の熱吸収とか燃焼性を評価するツールとして利用されつつある．

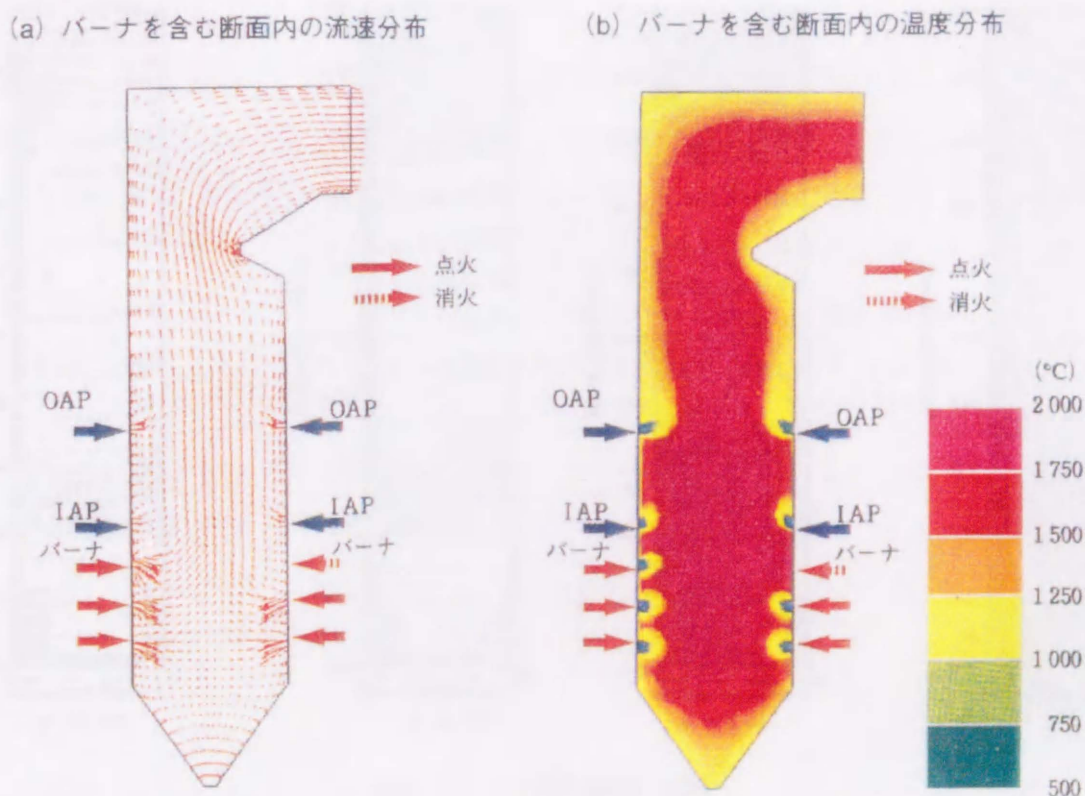


図1.1 火炉内流動伝熱解析の例

このように急速に普及しつつある数値シミュレーションであるが、現状では乱流モデル、解析格子数、燃焼モデル等が不完全、又は検証されておらず、実用レベルに達していない。図1.2⁽⁹⁾はその一例で、バーナが左側の壁（前壁）面に4本装着された小型火炉内を流動解析したものである。解析に及ぼす格子数の影響を見るために、左から順に、17,500、48,125、102,375、222,750と格子数を変えている。最初の3ケースでは上向き速度が右側の壁（後壁）近傍で大きいのが、最後のケースでは前壁近傍で大きくなっている。解は格子数に依存されてはならないので、この結果はまだ格子が粗いことを意味している。いま、この火炉の解析に必要な格子数を222,750と仮定すると、発電用ボイラ火炉の数値シミュレーションでは少なくとも100万個以上の格子数が必要となる。この規模になると非燃焼の計算でも小型計算機では容易に解析できず、さらに、燃焼と伝熱が加わった計算になると未知数の増加によって計算負荷が増大するため、大型計算機でも一日以上かかる。

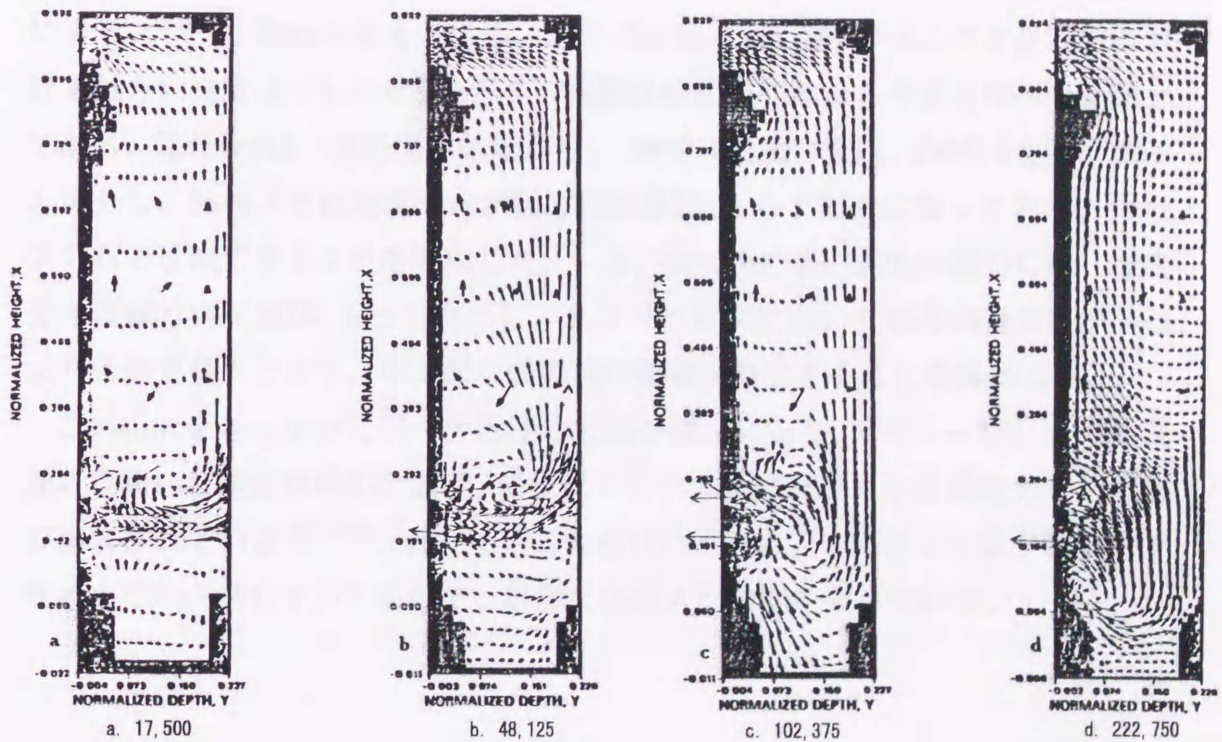


図1.2 火炉内解析の例

火炉内の基本となる流れはバーナでは旋回噴流、炉内ではガス流による噴流の湾曲である。それぞれに対して、従来研究の状況を以下に述べる。

1.1.2 旋回噴流

旋回噴流はバーナにおいて、燃料と空気の適切な混合状態を達成するために広く用いられている^{(14)~(23)}。一般に、旋回噴流の無次元数は次式に示すスワール数 Sw で定義される。

$$Sw = \frac{G_{\phi}}{G_x R} \quad (1)$$

ここで、 G_{ϕ} は角運動量、 G_x は圧力と軸方向運動量の和、 R はバーナスロート半径 ($=1/2D$, D はスロート径) である。Chigier⁽²⁴⁾ はピトー管を用いて旋回噴流の詳細な速度分布を計測した。実験はスロート径 $D=100\text{mm}$ の旋回発生器から断面平均噴出速度 V_j が約 40m/s の旋回噴流を発生させ、その下流で軸方向速度成分 V_x (図中では U と記述) を計測した。旋回発生器は中心に軸方向流、その外側に旋回流が流れる同軸2重旋回噴流の構造をしており、それぞれの流量を変えることによりスワール数 Sw を変えている。図1.3は軸方向距離 $X/D=4.1$ の半径方向における軸方向速度成分 V_x の分布を示す。横軸は噴流中心軸から半径方向への距離 r である。Chigierは一連の実験結果から、 $Sw<0.6$ を弱い旋回、 $Sw>0.6$ を強い旋回と区分し、 $Sw<0.6$ では速度分布が軸方向距離 X によらず相似になっており、ガウス分布で近似できることを見出した。一方、 $Sw>0.6$ の強い旋回の場合には、速度分布は軸方向距離 X によって変化し、スロート近傍において軸方向速度 V_x が中心より外側で最大となり、中央部に低流速の領域が発生することを確認した。

この研究をきっかけにバーナ近傍の計測が盛んになり、ピトー管とか熱線風速計を用いた速度分布の計測や、噴流にトレーサガスを混入した濃度分布の計測が報告されている^{(25)~(30)}。ただし、これらはいずれも、1個若しくは少数のセンサをトラバースしていくもので、計測には膨大な時間を要している。

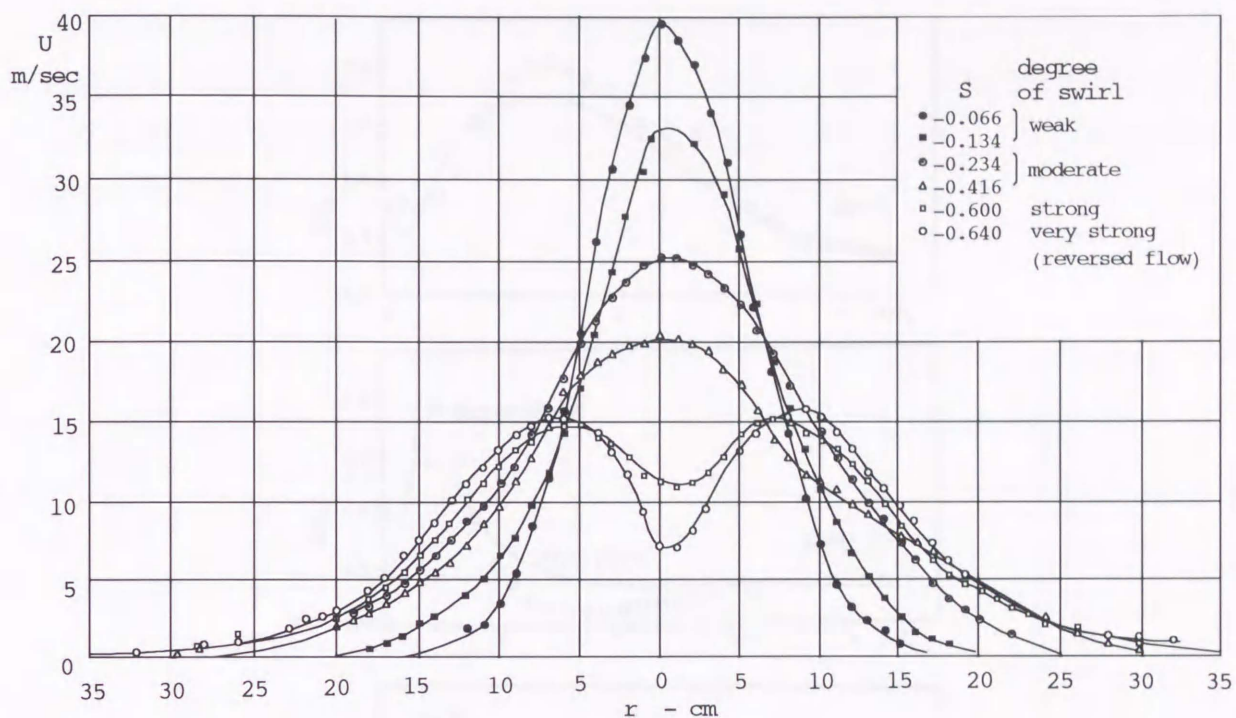
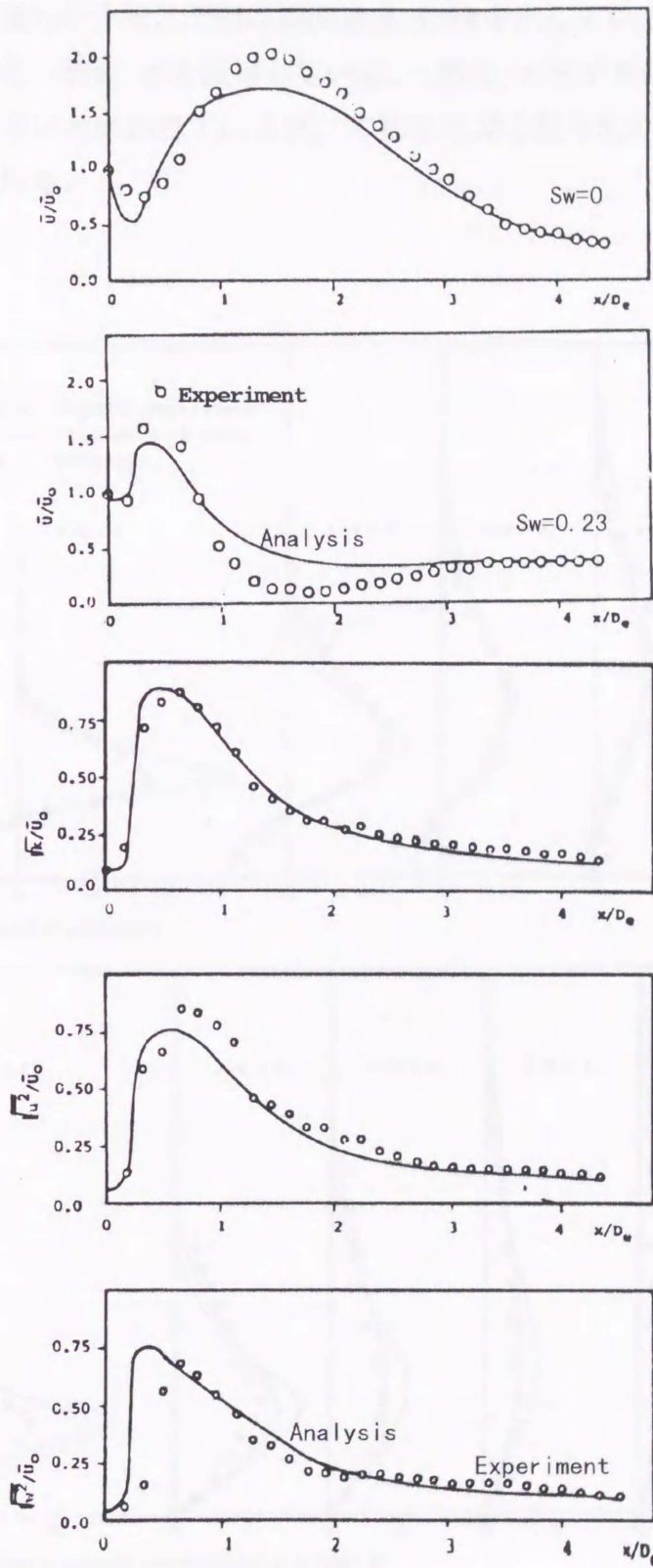


図1.3 旋回噴流の速度分布

旋回噴流の数値シミュレーションはHabib等⁽²⁵⁾が行っている．彼等は乱流モデルに一般k-εモデルを使用して弱旋回の噴流を解析し，図1.4に示すような結果を得ている．図の横軸は軸方向距離X/Dであり，縦軸は噴流中心の平均速度 V_x （図ではU），乱れエネルギー \sqrt{k} ，軸方向速度成分の乱れ強さ $\sqrt{u'^2}$ ，旋回方向速度成分の乱れ強さ $\sqrt{w'^2}$ である．いずれも噴出速度 V_j で割って無次元化してある．ここで，ノズルは2重旋回噴流構造になっており，中央側が直進する単純噴流，外側が旋回する環状噴流となっている．環状噴流の軸方向噴出速度は単純噴流の3倍となっている．図において噴出直後に速度が増加しているのはそのためである．実験のレイノルズ数 $Re=1.8 \times 10^4$ である．

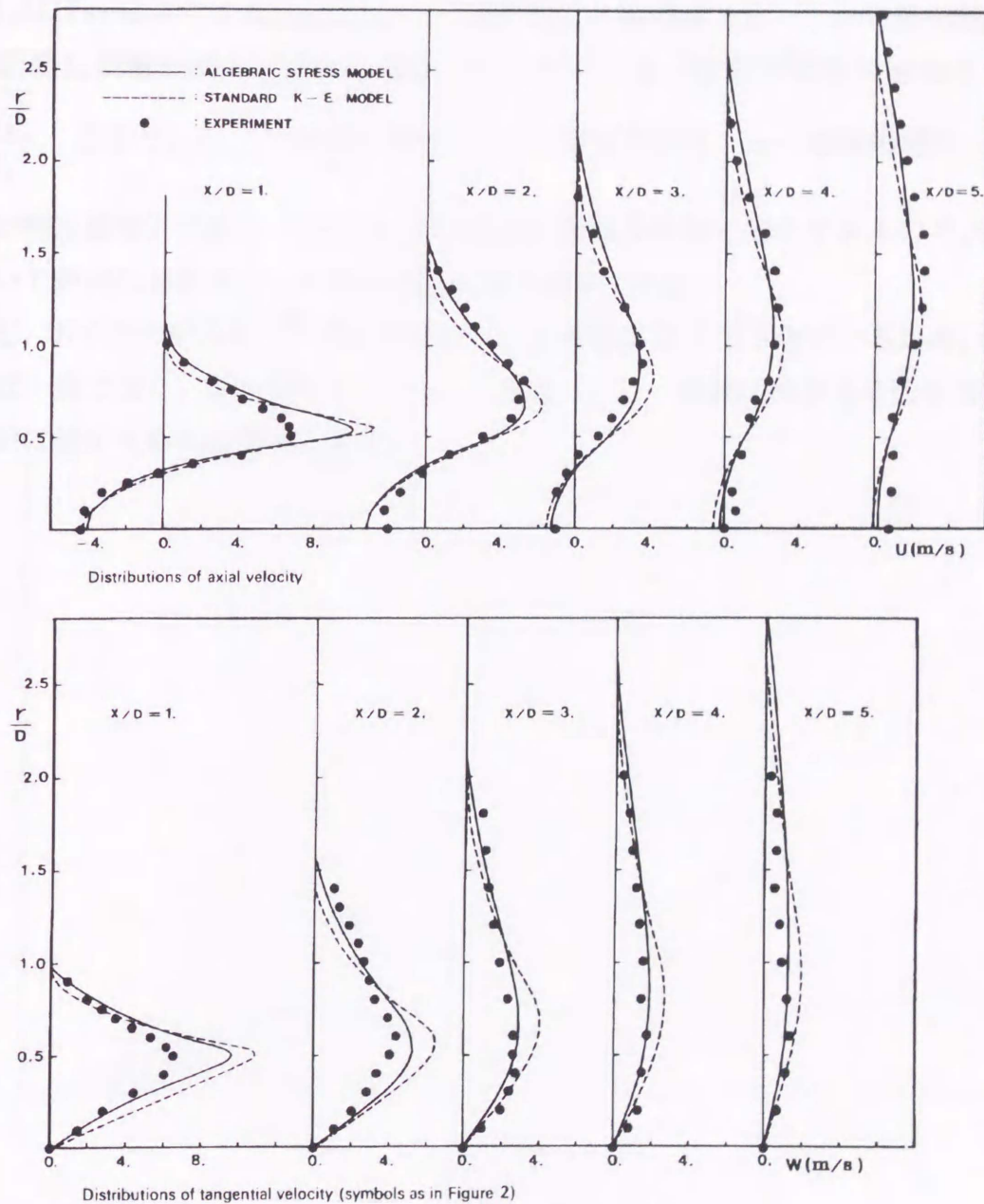
旋回流では流れの局所等方性が成り立たないため，一般k-εモデルは適さないとされているが，この結果から， $Sw < 0.23$ 程度であれば実用可能なことがわかる．



$Sw=0, 0.23 \quad Re=1.8 \times 10^4$

図1.4 旋回噴流の数値シミュレーション I

強旋回噴流のシミュレーションはKim⁽²⁶⁾が行っている。その結果を図1.5に示す。上図は軸方向速度 V_x の分布、下図は旋回速度成分 W を示している。乱流モデルには代数応力モデルと一般 $k-\epsilon$ を使用している。一般 $k-\epsilon$ モデルは旋回強度が大きくなると誤差が大きいいとされているが、本結果を見る限り $S_w < 0.79$ の範囲では問題ないように思われる。



$$S_w = 0.79 \quad Re = 1.1 \times 10^4$$

図1.5 旋回噴流のシミュレーションII

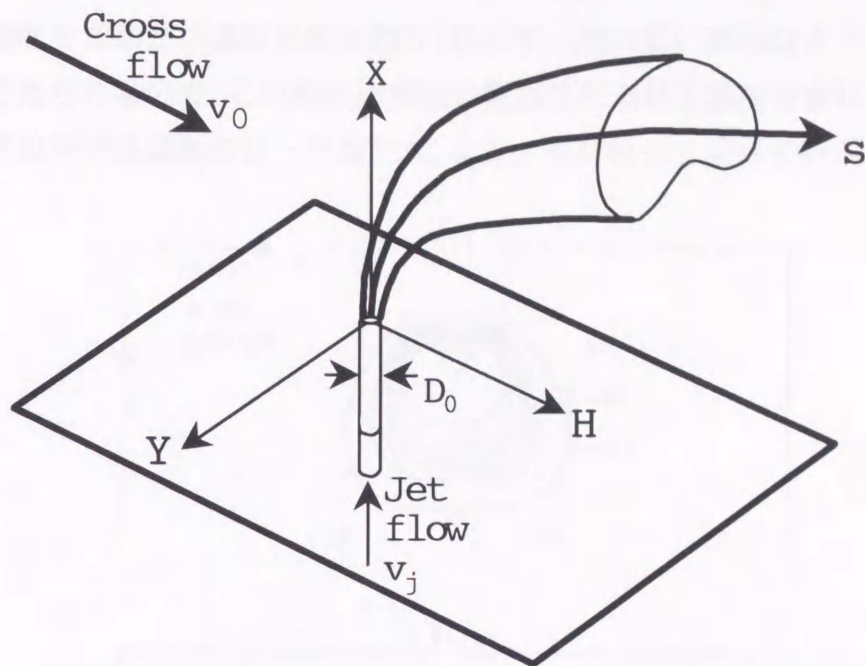
1.1.3 一様流中に噴出した噴流

火炉出口に近いバーナの噴流はそれより上流側バーナのガス流で形成された上昇流によって湾曲し、火炉内における滞留時間が減少する。そこで、火炉の設計では完全燃焼に必要な燃料の滞留時間を推定するために、一様流中に噴出した噴流の中心軌跡が用いられる。一様流中に噴出した噴流の研究は主として、煙突から出た汚染物質の大気中への拡散とか、下水の河川への拡散などを推定する目的で行われている^{(31)~(49)}。

図1.6にPatrick⁽³¹⁾の測定結果を示す。図において横軸はスロートから噴出軸方向への距離 X 、縦軸は高さ方向の距離 H 、パラメータは一様流と噴流の速度比 $\left(= \sqrt{\frac{\rho_0 V_0^2}{\rho_j V_j^2}} \right)$ （ここで、 ρ_0 ：一様流の密度、 V_0 ：一様流の速度、 ρ_j ：噴流の密度、 V_j ：噴流の噴出速度）である。火炉内のガス流速は燃焼条件から算出できるので、本図を用いて炉内におけるバーナ噴流の湾曲量が推定できる。

ただ、ボイラ火炉内の上昇流は多数のバーナ噴流によってできているため、速度分布は一様でなく、また乱れも大きい。したがって、一様流の結果をそのままボイラ火炉に適用するのは危険である。





Turbulent jet in a cross-flow

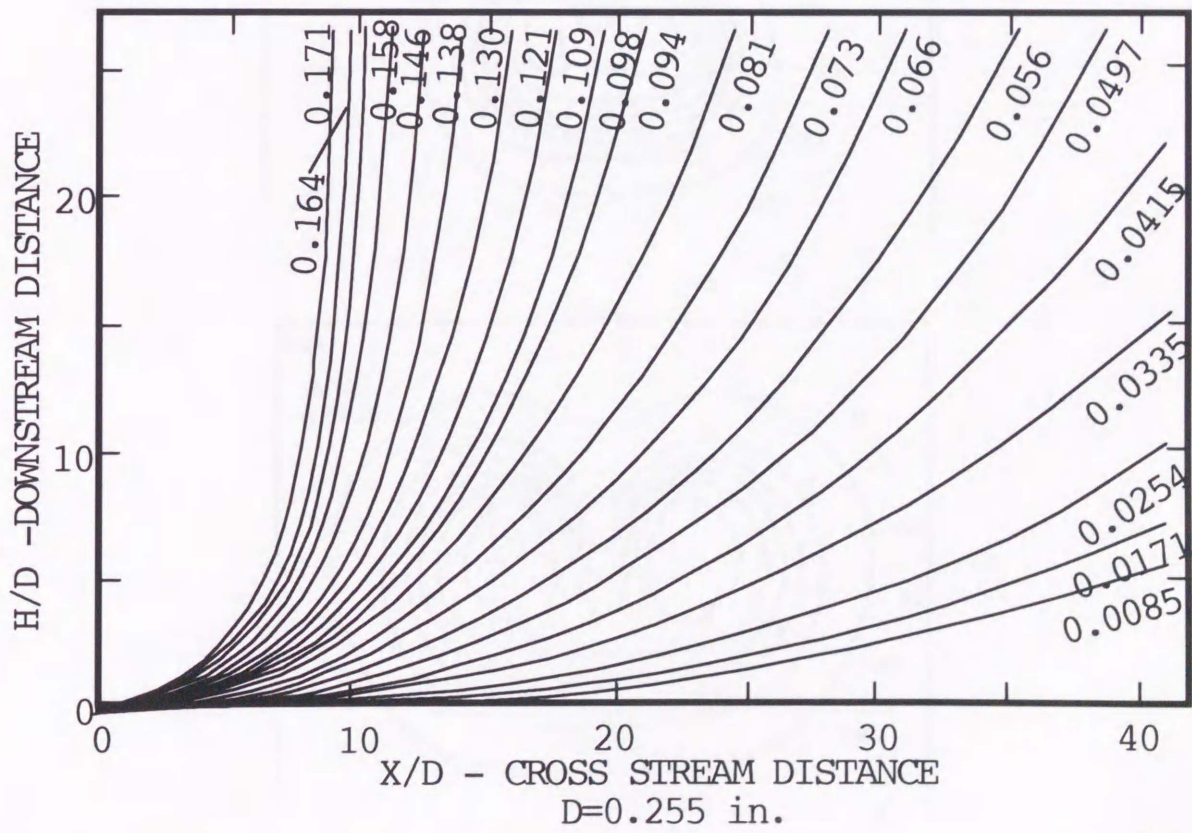
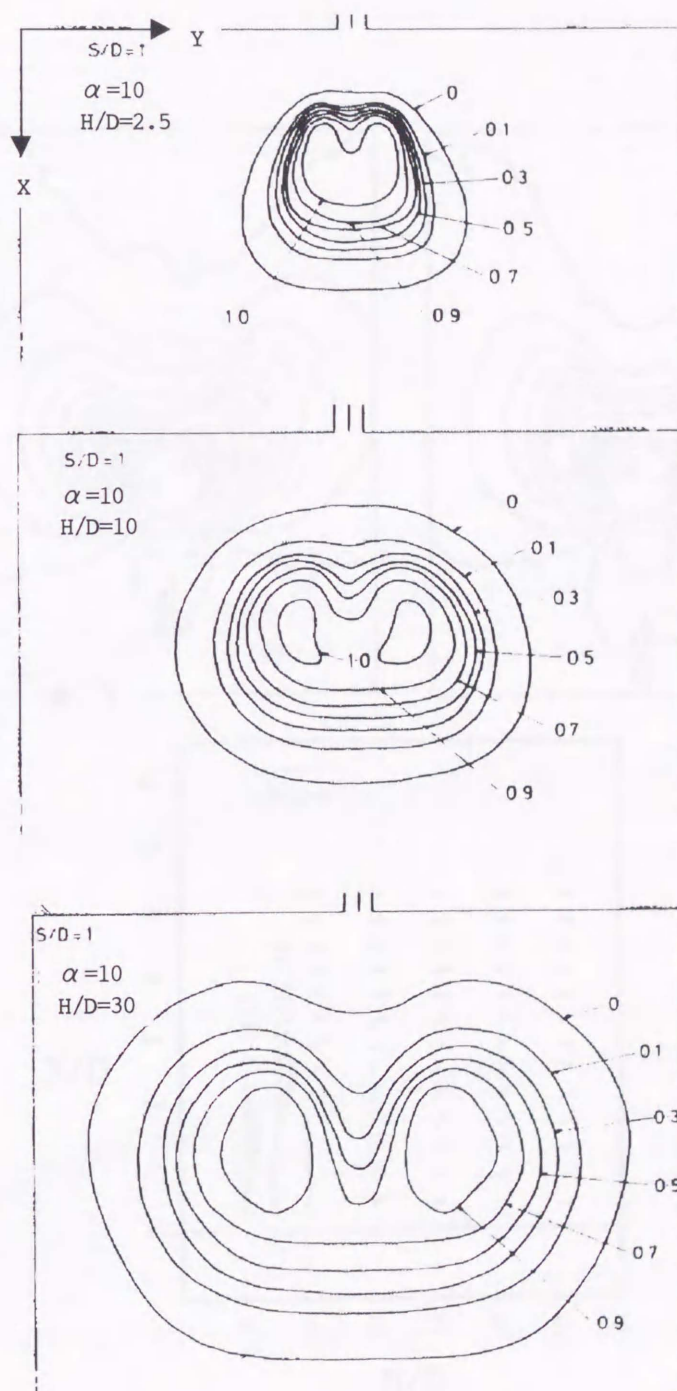


図 1.6 一様流中に噴出した噴流の中心軌跡

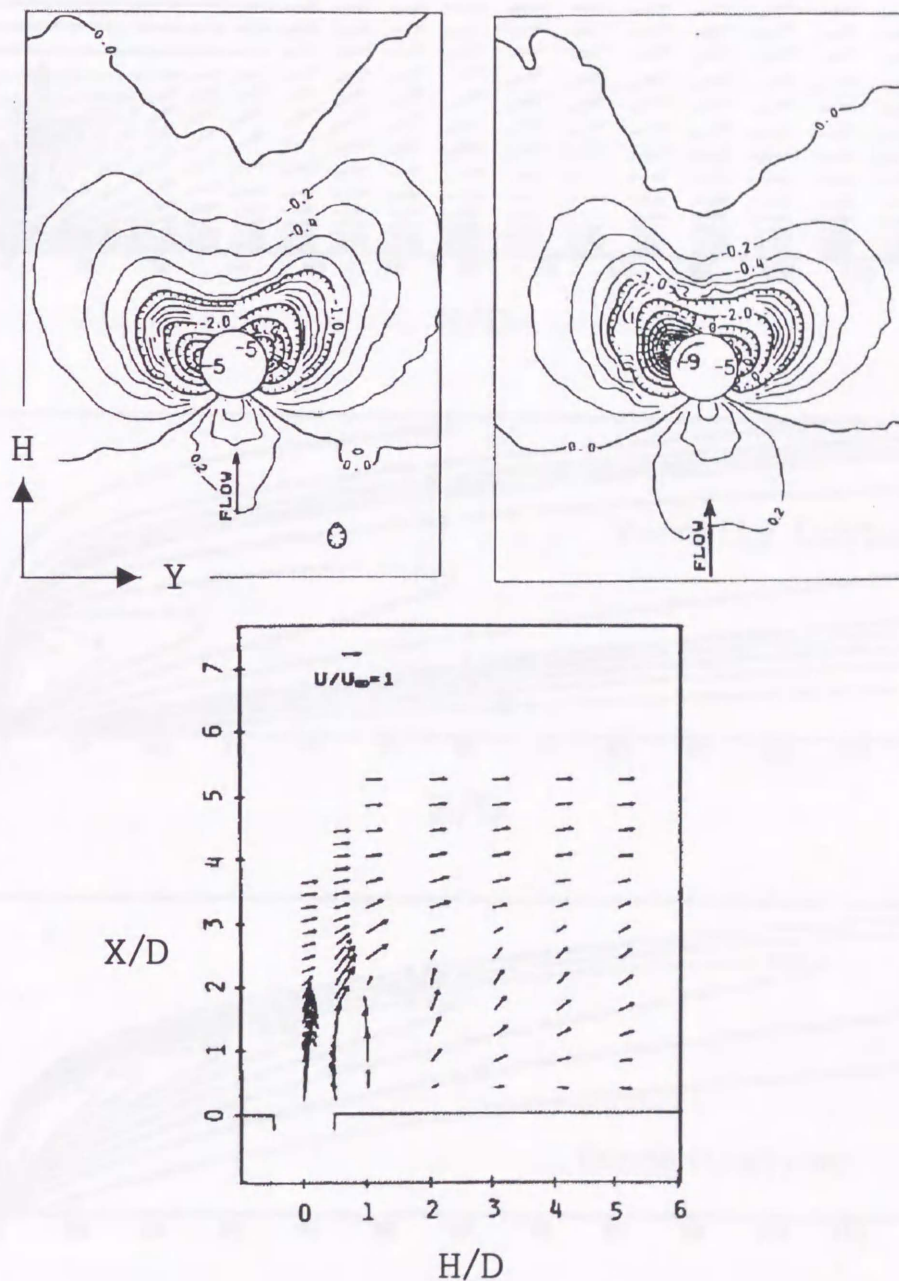
Savory⁽³²⁾は煙を混入した噴流にレーザ光を照射し、その可視化画像を処理してチラツキ強度を求めた。処理結果を図1.7に示す。煙の濃い領域はチラツキ強度も大きいと考えられるので、この結果は噴流の断面内における濃度分布に相当する。本図より下流側では濃度のピークが2つになり、対になって流れているのが判る。



速度比 $\alpha=10$, $Re=9.3 \times 10^3$

図1.7 噴流の垂直断面内のチラツキ強度分布

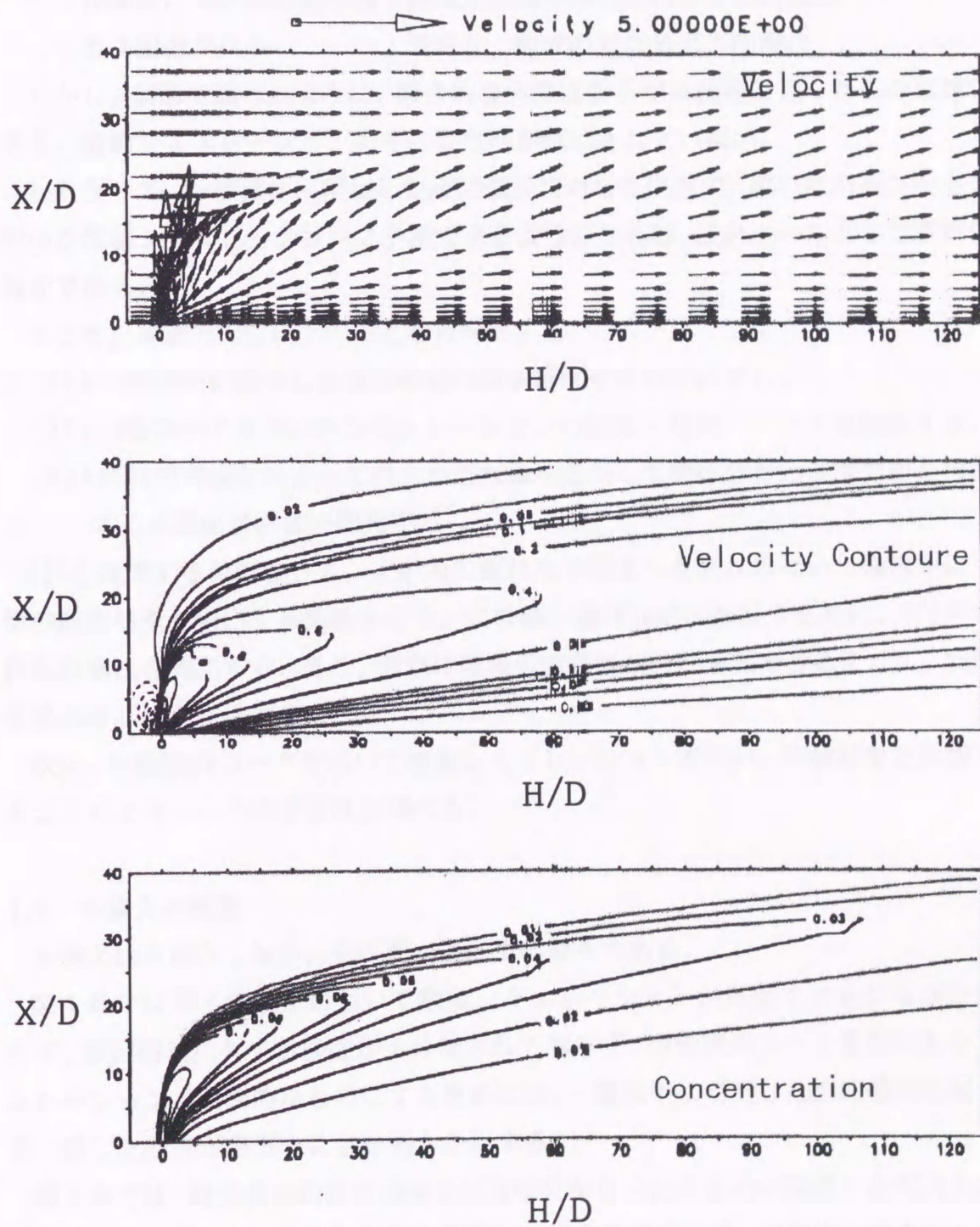
Kavsaoglu⁽⁴³⁾は一様流中に旋回噴流を噴出する実験を行い、図1.8に示すように噴出面上の圧力分布と噴流中心断面内の速度分布を測定した。噴出面の圧力分布がスワール数 $Sw=0.58$ の旋回によって僅かに変化することを見出している。ただし、彼等の実験目的がVSTOL機のフィルムクーリングであるため、これ以上細かな所には言及していない



速度比 $\lambda=4$, $Re=2 \times 10^5$

図1.8 一様流中に噴出した旋回噴流の実験結果

Robert⁽⁵⁰⁾は一様流中に噴出した噴流の数値シミュレーションを行った。その結果を図1.9に示す。乱流モデルには一般k-εモデルを使用し、噴流と一様流の速度比 $\lambda=8$ 、レイノルズ数 $Re=8 \times 10^3$ の条件で解析している。その結果、既往の実験と類似の結果が得られている。



乱流モデル：k-εモデル，速度比 $\lambda=8$ ， $Re=8 \times 10^3$

図1.9 一様流中に噴出した噴流の数値シミュレーション

1.2 本研究の目的

一様流中に旋回噴流を噴出する方法は、下記したように多くの分野で幅広く用いられている。

- ・ボイラ火炉，ゴミ焼却炉；2次空気の流動
- ・冷却塔，エアコン屋外機；軸流送風機で排出される空気の流動
- ・ガス混合ダクト；温度差，組成の異なるガスの混合

しかし，前節で述べたように，断片的な実験はあるが系統的に行ったものは無い。また，数値シミュレーションもその妥当性が確認されていない。

したがって，一様流中に噴出した旋回噴流に対して実験式，或いは市販コードを用いた数値シミュレーションで予測できるようになれば，設計ツールとして非常に有効である。

そこで，本研究では以下のことを目的とする。

- (1) 一様流中に噴出した旋回噴流の基本特性を明らかにする。
- (2) 市販コードを用いたシミュレーションの精度・時間・コードを確認する。
- (3) 流れの可視化によって得られた画像を処理して濃度分布と速度分布を出力する可視化計測法を開発する。

(1)を達成する手段として，火炉内の流れを単純化した乱れのない一様流中に1個の旋回噴流を噴出する実験を行う。この時，迅速な計測を行うために，(3)の可視化計測法を開発する。また，簡単に噴流の湾曲度合いが予測できるように，旋回噴流の中心式を作成する。

次に，市販解析コードを用いて数値シミュレーションを行い，実験結果と比較することによりコードの妥当性を調べる。

1.3 本論文の概要

本論文は8章からなり，その要点は以下の通りである。

第1章ではボイラ設計において数値シミュレーションが有効であるにもかかわらず，旋回噴流に対する検証が十分なされておらず，市販汎用コードを用いたシミュレーションを実用的なものにするためには，一様流中に噴出した旋回噴流に関する一貫した研究が必要なことを明らかにする。

第2章では，旋回噴流の濃度分布及び速度分布を求めるために開発した可視化計測法について述べる。可視化の第1の方法は酸塩基中和法で，中和指示薬を含んでアルカリ発色した塩基性水溶液が酸性水溶液と混合して失色する時，その境界が等

濃度線となっていることを利用する。第2の方法はトレーサ法で、密度が水に近いプラスチック粒子をトレーサに用い、スリット光で照明することにより2次元化した画像を得る。その画像から得られる粒子の移動距離及び移動方向から速度ベクトル求め、同時に粒子の空間密度から濃度分布を求める。

第3章では、一様流中に噴出した単純旋回噴流の濃度分布を酸塩基中和法で可視化計測し、その結果より得た湾曲の度合いを表す中心軌跡の実験式について述べる。また、トレーサ法で噴流断面内の速度分布と濃度分布を可視化計測した結果について述べる。

第4章では一様流中に噴出した単純旋回噴流の流動を市販解析コードを用いて数値シミュレーションを実施し、第3章の計測結果と比較することにより計算の妥当性を検証する。

第5章では実際のバーナを想定して、直進流の外側に旋回流を配置した2重旋回噴流を用いた実験を行い、トレーサ法で噴流断面内の速度分布と濃度分布を可視化計測し、その流動を明らかにする。

第6章では一様流中に噴出した2重旋回噴流の流動を市販解析コードを用いて数値シミュレーションを実施し、第5章の計測結果と比較することにより、計算の妥当性を検証する。

第7章では市販コードを用いて実炉の計算を行い、数値シミュレーションがボイラ火炉内の流動を予測する手段として適切かどうか検討する。

第8章では各章で得られた結論を総括する。

1.4 使用記号

A	: 流路断面積	m^2
C	: 無次元濃度	-
D	: 流路直径(スロート径)	m
H	: 噴流噴出軸から高さ方向への距離	m
H_0	: 噴流のH方向への偏向量	m
L	: テスト装置の長さ	m
M	: 質量流量	kg/s
N	: 原液の規定濃度	-
q	: 原液の流量	kg/s
R	: 流路半径	m
Re	: レイノルズ数($V_j \cdot D/\nu$)	-
r	: 噴流中心軸からの半径	m
S_w	: 旋回噴流の合成スワール数	-
V	: 速度成分	m/s
V_j	: 噴流の噴出速度 (断面平均)	m/s
V_0	: 一様流の速度	m/s
W	: 旋回速度成分	m/s
X	: スロート面から噴出方向への距離	m
Y	: 噴流噴出軸から幅方向への距離	m
Y_0	: 噴流のY方向への広がり	m
α	: 噴流と一様流の速度比 = V_j/V_0	-
θ	: 旋回器の羽根の角度	deg
λ	: 噴流と一様流の速度比	-
ν	: 動粘性係数	m^2/s
ρ	: 流体の密度	kg/m^3

添え字	X	: 噴流の噴出軸方向
	Y	: 幅方向
	H	: 高さ方向
	1	: 1次流
	2	: 2次流

j : 噴流
o : 一樣流
n : NaOH
s : H₂SO₄

参考文献

- (1) 光永・広瀬, 日本機械学会論文集, 36-292 (1976), 3899.
- (2) 多賀・赤川, 日本機械学会論文集, 44-378, 第2部(1978), 650-656.
- (3) 志田・倉ヶ崎・足立・國本・久留米・小林, 三菱重工技報, 20-5(1983), 22-27.
- (4) 坂井・徳田・井手・中島・朝山・相木, 三菱重工技報, 20-5(1983), 28-37.
- (5) W.A.Fiveland, R.A.Wessel and D.Eskinazi, ASME Pub. HTD-Vol.74(1987), 24th National Heat Transfer Conference and Exhibition, 1-18.
- (6) G.F.Robinson, J.Inst. Energy, (1985), 116-150.
- (7) 河合・安藤・宮前・中村・今野, 石川島播磨技報, 31-4, 242-246.
- (8) A.K.Jones, P.J.Chapman, Combustion ABB Review(1991), ABB Rev.6/91
- (9) P.A.Gilis, P.J.Smith, Twenty-Third Symposium on Combustion(1990), 981-991.
- (10) 遠藤・宮前・安藤, 石川島播磨技報, 34-2(1994), 93-100
- (11) 木本, 日本機械学会論文集, 41-381, 第2部(1978), 1669-1678.
- (12) 田中・嶋本, 日本機械学会論文集, 第2部(1978), 44-381, 1688-1696.
- (13) 酒井・木元・中島・池田, 日本機械学会論文集, 60-569, B(1994), 308-313
- (14) S.Fujii, K.Eguchi, M.Gomi, AIAA Journal, 19-11(1981), 1438-1442.
- (15) F.M.El-Mahallawy, M.A.Habib, Conf. Mech. Power Eng., 1(1978), 35-47.
- (16) J.P.Sislian, R.A.Cusworth, Combust. Inst. Canada(1984), 29 1-10.
- (17) J.Dugue, R.Weber, H.Horsman, IFRF Doc.F59/y/7D (1990-3)
- (18) 吉田・山下・村上・長瀬, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1985-5), 533-535.
- (19) N.Syred, J.M.Beer, Combust. Flame, 23(1974), 143-201.

- (20) T.Takagi,H.Dongshin,A.Ishio, *Combust. Flame* , 37(1980), 68-75.
- (21) 北谷・高城・岡本, 第18回燃焼シンポジウム前刷集(1980-12), 62-64.
- (22) 高城・古藤, 日本機械学会関西支部第55回定期総会講演論文集(1980-3), 65-67.
- (23) 高城・申, 日本機械学会論文集, 45-400, B(1979), 76-87.
- (24) N.A.Chigier,N.A and Chervinsky,A., *Tras.ASME, Ser.E(J.Appl.Mecha.)*,34(1967), 443-451
- (25) M.A.Habib and J.H.Whitelaw, *J.Fluids Eng.*, 102 (1980) ,47-53
- (26) K.Y.Kim and M.K.Chung, *J.Heat and Fluid Flow*, 9(1988-3), 62-68.
- (27) 高城・岡本・北谷, 日本機械学会論文集, 49-441, B(1983), 1078-1086.
- (28) 伊藤・宋, 北海道大学工学部研究報告, 134(1987), 1-7.
- (29) 鈴木・鳥飼, 日本機械学会論文集, 54-508, B(1988), 3565-3571.
- (30) 苫・伊藤・宋・藤田・田住, 日本機械学会北海道支部総会講演会講演概要集(1988), 83-84.
- (31) M.A.Patrick, *Trans.Inst.of Chem.Eng.*, 45(1967),16-31.
- (32) E.Savory and N.Toy, *Trans.ASME,J.Fluids Eng.*, 113-1(1991), 68-72.
- (33) K.Subramanya and P.D.Porey, *J.Hydraulic Res.*, 22-5(1984), 343-354.
- (34) K.M.Issac and A.K.Jakubowski, *AIAA* 83-1545(1983-6), 1-8.
- (35) C.B.McMurry,L.H.Ong and D.G.Lilley, *AIAA* 87-0307(1987-1), 1-14.
- (36) Sterland,P.R. and Hollingsworth,M.A., *J.Mech.Eng.Sci.* 17-3(1975), 117-124.
- (37) 白樫・富田, 日本機械学会論文集, 43-375, 第2部(1977), 4186-4194.
- (38) Haniu,H. and Ramaprian,B.R., *Trans.ASME,J.Fluids Eng.*, 111(1989), 78-86
- (39) Sherif,S.A. and Pletcher R.H., *Tras.ASME,J.Fluids Eng.*, 111(1989), 165-171.
- (40) Ramaprian,B.R. and Haniu,H., *Trans.ASME,J.Fluids Eng.*, 111(1989), 130-138.
- (41) Fairweather,M.,Jones,W.P.,Lindstedt,R.P. and Marquis,A.J., *Combust. Flame* 84(1991), 361-375.
- (42) Saad,A.Ahmed and Ronald,M.C.So, *AIAA J.*, 25-3(1987), 429-435.
- (43) Kavsaoglu,M.S. and Schetz,J.A., *J.Aircraft*, 26-6(1989), 539-546.

- (44) Sherif, S.A. and Pletcher, R.H., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 111(1989), 165-171.
- (45) Crabb, D., Durao, D.F.G. and Whitelaw, J.H., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 103 (1981), 142-153.
- (46) Keffer, J.F. and Bains, W.D., *Fluid Mech.*, 15-4(1962), 481-496.
- (47) 卷幡・宮井, 日本機械学会論文集, 48-435, B(1982), 2198-2206.
- (48) 卷幡・宮井, 日本機械学会論文集, 49-439, B(1983), 636-645.
- (49) Falco, R.E., *Workshop Turbul. Intern. Flows Turbomach. Other Appl.* (1977), 113-130.
- (50) Robert, R.Hwang and T.P.Chiang, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 117(1995-12), 696-705

第2章 画像処理を用いた流動解析

2.2 酸塩基中和法を用いた濃度分布の可視化法

2.2.1 可視化の原理と画像処理

バーナでは燃料と空気とが混合して燃焼，すなわち酸化反応する．これは酸と塩基が中和反応するのと類似している．いま，両者の反応速度が無量大で，また，反応熱による物性変化も無いと仮定すると，流体の混合，つまり，乱流拡散だけが支配する同一の現象とみなすことができる．Macfadyneはこれを利用してバーナにおける燃料と空気の混合を可視化した．

酸塩基中和法の原理を図2.1に示す．燃料の側を塩基性水溶液，空気の側を酸性水溶液にしておき，塩基側にアルカリ発色するフェノールフタレイン（図中ではP.P.と略）を混入しておく，燃料側は当初アルカリ発色する．その後，酸性水溶液との混合が進展すると中和に達し，更に混合が進むと酸性になり失色する．中和している部分では塩基の量と酸の量とが等しくなっている．燃焼では空気過剰率（＝実際の空気流量／燃料を完全に燃焼させるのに必要な理論空気流量）が用いられる．酸塩基法中和法でも同等な過剰率（＝酸の流量／塩基を中和するのに必要な酸の流量）を定義することができる．つまり，酸の流量を一定にしておき，塩基の流量を変えると空気過剰率に対応した等濃度線が得られる．

Macfadyneの実験は濃度分布を定量的に可視化するという点で画期的であったが，噴流の輪郭は乱流変動によって時間的，空間的に変化しているので，時間平均した情報を得るのは容易ではない．Macfadyneは写真撮影時の露出時間を長くすることで時間平均化を計ったが，酸塩基中和法は逆光で撮影するので，せいぜい1/10秒程度にしかならず，長時間平均とはなりがたい．

これに対し，可視化状況をビデオカメラで撮影し，時々刻々得られる画像を画像処理で加算処理（＝積分処理）すれば，メモリの許す限り平均時間を延ばすことが

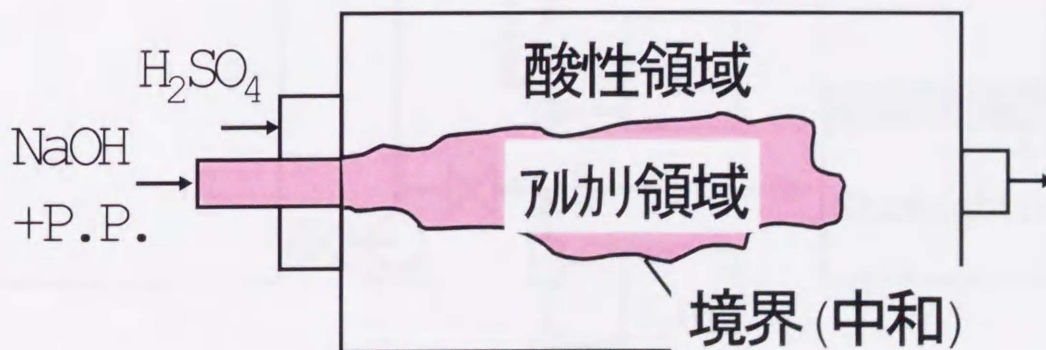


図2.1 酸塩基中和法の原理

できる。そこで、酸塩基中和法で得られた可視化画像に画像処理を施す方法を開発した。

以下に具体的実験例によってこの解析法を説明する。

2.2.2 実験例

a. 実験装置と実験方法

実験装置の概略を図2.2に示す。内容量 15 m^3 のバッファタンク内に蓄えた水はポンプを経てノズルと整流器に至り、それぞれ、幅 $L_y=300\text{ mm}$ 、奥行き $L_x=600\text{ mm}$ 、高さ $L_H=1200\text{ mm}$ の角ダクトに流入する。噴流を発生するノズルは直径 $D=3\text{ mm}$ で、整流装置の出口より 150 mm 下流(上方)の位置に設けた。一様流は厚さ 30 mm のスポンジとその下流側に張った公称 30 メッシュの金網からなる整流装置で発生させた。一様流は流量 5.40 l/min 、流速 $V_0=50\text{ mm/s}$ と一定にして噴流の流量を $0.19\sim 0.98\text{ l/min}$ まで変えて実験した。それぞれの流量は配管途中に設けたオリフィスの差圧を測定して算出した。一様流の速度は、直径 $50\text{ }\mu\text{m}$ の白金線を整流器の出

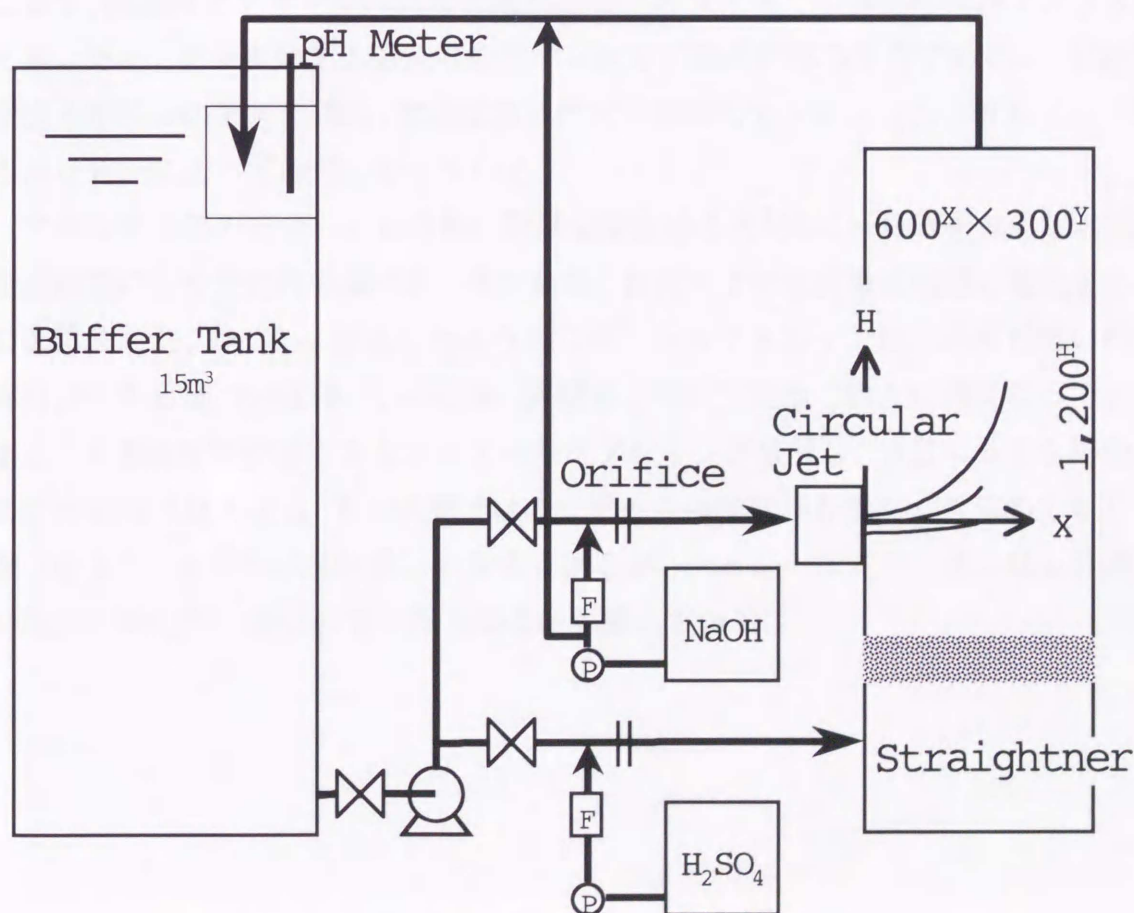


図2.2 酸塩基中和法による噴流の可視化装置

口に張り、電気分解で得られた微小な水素気泡の移動速度から算出した。その結果、整流器出口より30mm上方の断面における速度分布の空間的な変動係数(標準偏差/平均値)は5%以内であった。

バッファタンク内の水には予め中和指示薬としてフェノールフタレインを溶解させておく。フェノールフタレインは溶解性が悪いので1昼夜ほどおいて使用した。旋回噴流には規定濃度0.1(N)の苛性ソーダ(NaOH)水溶液、一様流には規定濃度0.1(N)の硫酸(H₂SO₄)水溶液をそれぞれ流量計測用のオリフィスの上流で注入した。各水溶液の注入量は噴流及び一様流の流量に影響が出ないようにそれぞれの約1/10とした。NaOHの旋回噴流への注入量は条件に応じて変わるので、薬注ポンプ出口で分岐して、一部を旋回発生器に、残りをテスト部出口に注入した。これにより、旋回噴流を任意の塩基濃度にしてもバッファタンクには常に中和した水溶液が戻る。

可視化の様子を図2.3に示す。この像は撮影コマ数が200コマ/s、露出時間が1/200sの高速度ビデオカメラで撮影し、記録した画像を再生したものである。ここで、高速度ビデオを用いたのは通常のビデオカメラでは露出時間が1/30秒と長いため、乱流変動する噴流の輪郭がブレて不鮮明に写るからである。一様流は酸性水溶液なので無色透明、噴流は塩基性水溶液なのでフェノールフタレインのアルカリ発色によって赤色になっている。

アルカリ発色の度合いとpH値の関係を確かめるために、pH値を変えた水溶液を試験管にとり発色性を調べた。その結果、pH>9で水溶液は明瞭に発色することを確認した。ただし、前述したようにフェノールフタレインは溶解度が低いので、混合させた直後の色は薄く、その後、溶解量が増すに従って徐々に濃くなっていく。また、1週間程度使用するとフェノールフタレインが分解し、pH<9でも褐色を帯びて透明でなくなる。その状態では後に述べる画像処理が難しくなるので新しく作り替えた。pH指示薬は他にも数多くあるが、フェノールフタレインはpH濃度に敏感で発色性も良いので可視化には最も適している。

図2.3は図2.2の装置でNaOH水溶液の噴流への混入量 q_n を0.2, 0.4, 0.6, 0.8 l/minと変えたもので、フェノールフタレインの発色領域が次第に拡大している。図において、噴流と一様流の境界はpH=9の等濃度線となっている。ここで、中和している境界領域の濃度について考察する。噴流と一様流のそれぞれ出口における規定濃度を N_j , N_0 , 境界領域に流入する流量割合を C , $1-C$ とすると、中和の条件から次式が成立する。

$$CN_j = (1-C) N_0 \quad (1)$$

上式を変形すると次式が得られる。

$$C = N_0 / (N_0 + N_j) \quad (2)$$

本実験の場合、噴流と一様流の規定濃度 N_j , N_0 はそれぞれの流量 M_j , M_0 と各原液の規定濃度 N_n , N_s , 及び注入量 q_n , q_s から次式で定まる。

$$N_j = N_n q_n / (q_n + M_j) \quad (3)$$

$$N_0 = N_s q_s / (q_s + M_0) \quad (4)$$

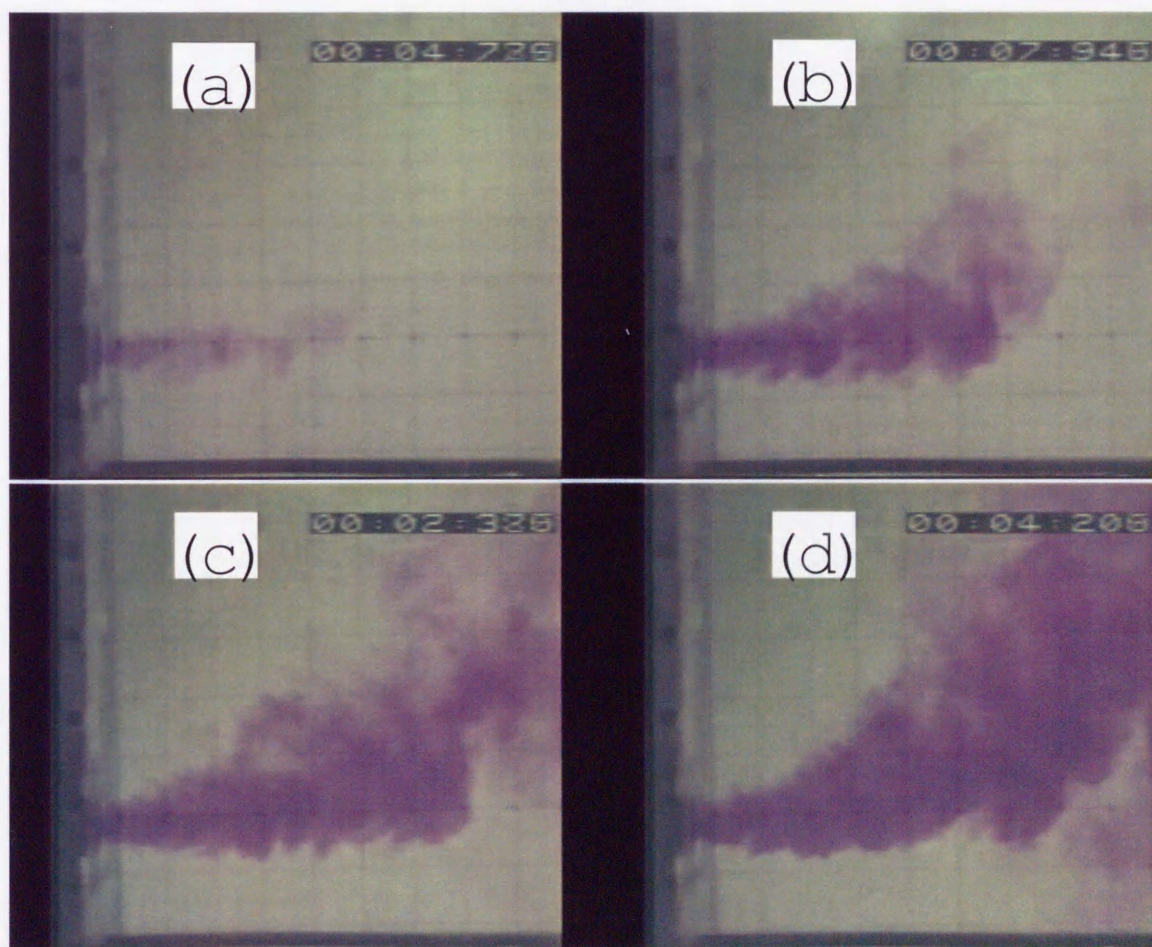


図2.3 酸塩基中和法によって得られた可視化画像

(3), (4) 式より (2) 式は次のようになる。

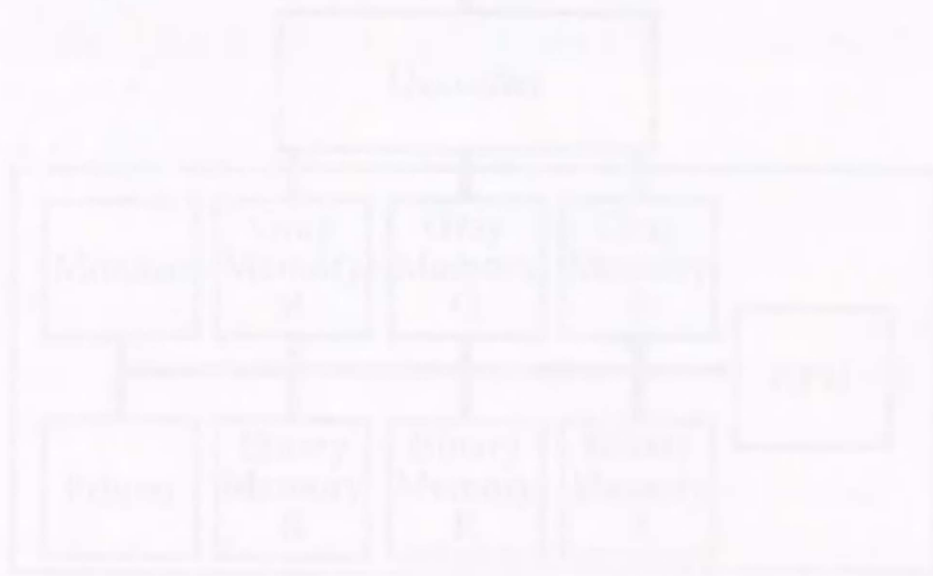
$$C = \frac{N_s q_s}{N_s q_s + N_n q_n (q_s + M_0) / (q_n + M_j)} \quad (5)$$

本実験では $N_s = N_n = 0.1$ であるから

$$C = \frac{1}{1 + q_n (q_s + M_0) / (q_s (q_n + M_j))} \quad (6)$$

(6) 式より、噴流と一様流の流量 M_j , M_0 を一定にしておき、酸・塩基原液の注入量 q_s , q_n を変化させれば C は 0 ~ 1 の値となり、噴流の規格化した無次元濃度に相当する。

噴流の輪郭は乱流変動により時間的に変化する。そこで、ビデオ機器を用いて噴流の時系列画像をいったん記録し、それを画像処理した。画像処理の系統図を図 2.4 に示す。VTR (Video Tape Recorder) のビデオ信号は TBC (Time Base Corrector) で回転ムラを除去した後、デコーダで RGB (Red Green Blue) の 3 色の信号に分離して画像処理装置の濃淡画面に取り込む。



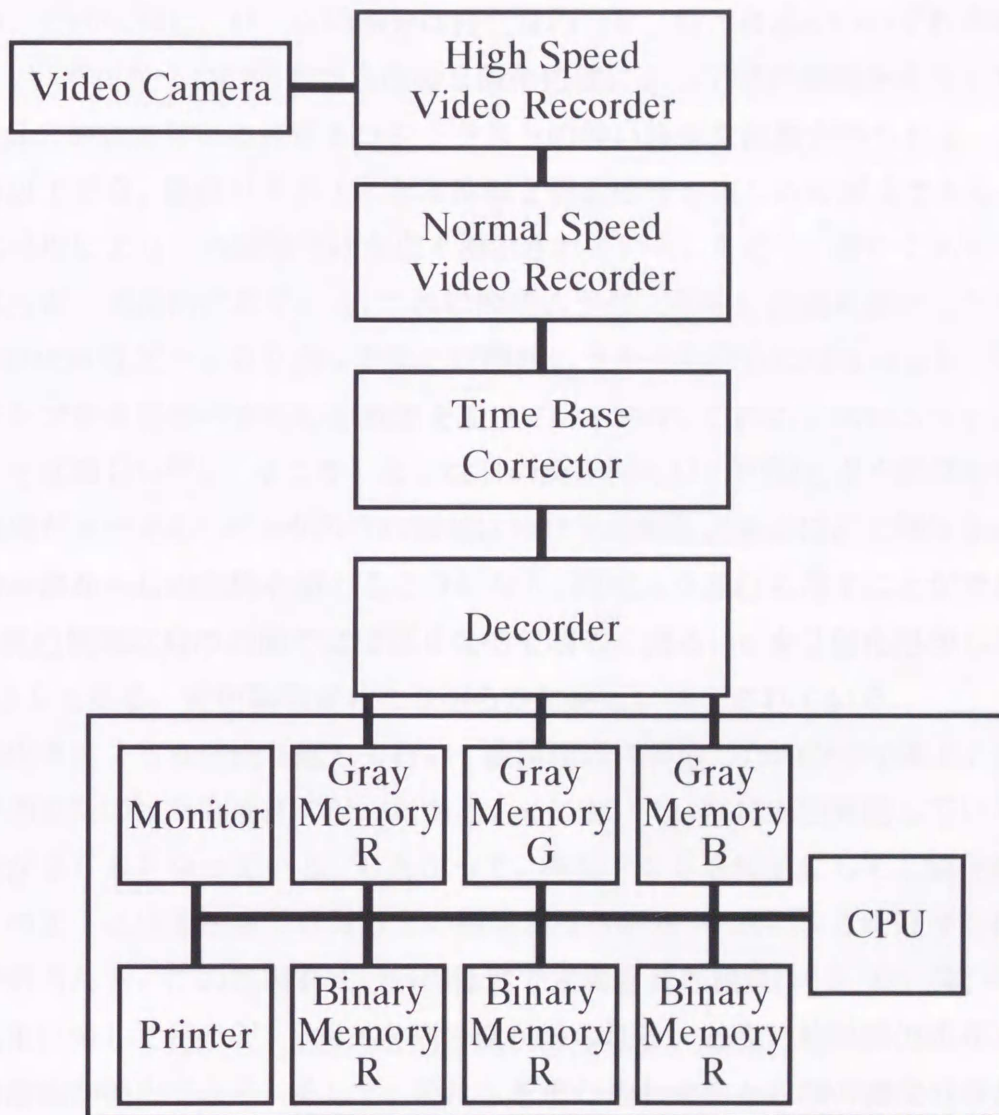


図2.4 画像処理装置の系統

画像処理のフローを図2.5と図2.6に示す。取り込んだ濃淡画面 (Gray Memory) を示したのが a, b, c である。各画面は 512×512 個の画素で構成されている。画素は 8 ビット素子でできているので、各画素は 256 階調 ($=2^8$) の濃淡を表現できる。次に、フェノールフタレインがアルカリ発色している赤い領域を抽出する操作を行う。フェノールフタレインの発色領域は紫色に近いので R と B の成分が強い。これに対し、バックの部分は白色なので R, G, B 成分のいずれも強い。従って、いずれか一つの画面から直接 2 値化処理によって発色領域を取り出す場合には、G の画面を用いると最もコントラストの強い良好な画像が得られる。G 画面に閾値以上が 0, 閾値以下が 1 となる反転 2 値化処理を施したのが d である。反転 2 値化処理により発色領域だけが白く抽出されている。ただし、細かく見るとバックの部分も一部抽出されている。これは照明ムラによる暗い領域も抽出したためである。発色領域だけを取り出すためには照明ムラを取り除かねばならない。実験は照明ランプを 6 個並べさらに分散板を設けているので、これ以上照明ムラを小さくすることは難しい⁽³⁰⁾。そこで、R 又は B の画面から G の画面を引く演算を行った。この結果が e である。バックの白い領域は R G B の画像ともほぼ同じ輝度なので R は B の画像から G の画像を減じると 0 になり、照明ムラを打ち消すことができる。一方、発色領域は G の画像ではほぼ 0 なので明るく残る。e を 2 値化処理したのが図2.5の f である。発色領域が d より明らかに適正に抽出されている。

この処理を 256 回繰り返して行い、濃淡画面に蓄積したのが g である。輪郭部分が不明瞭なのは時間変動のせいである。g において、常に赤色発色している部分は輝度が 256 となっている。したがって、輝度 128 を閾値にして 2 値化処理すると h のように出現頻度 50% 以上の画像が得られる。これにより時間平均化した領域が得られる。この処理を式(6)の濃度で定義された濃度 $C=12, 19, 33, 42\%$ の実験結果に対して行うと、図2.6左列の像が得られる。各像に輪郭抽出処理を行うと等濃度線が抽出できる。そして、それらを重ね合わせると右図の濃度分布が得られる。

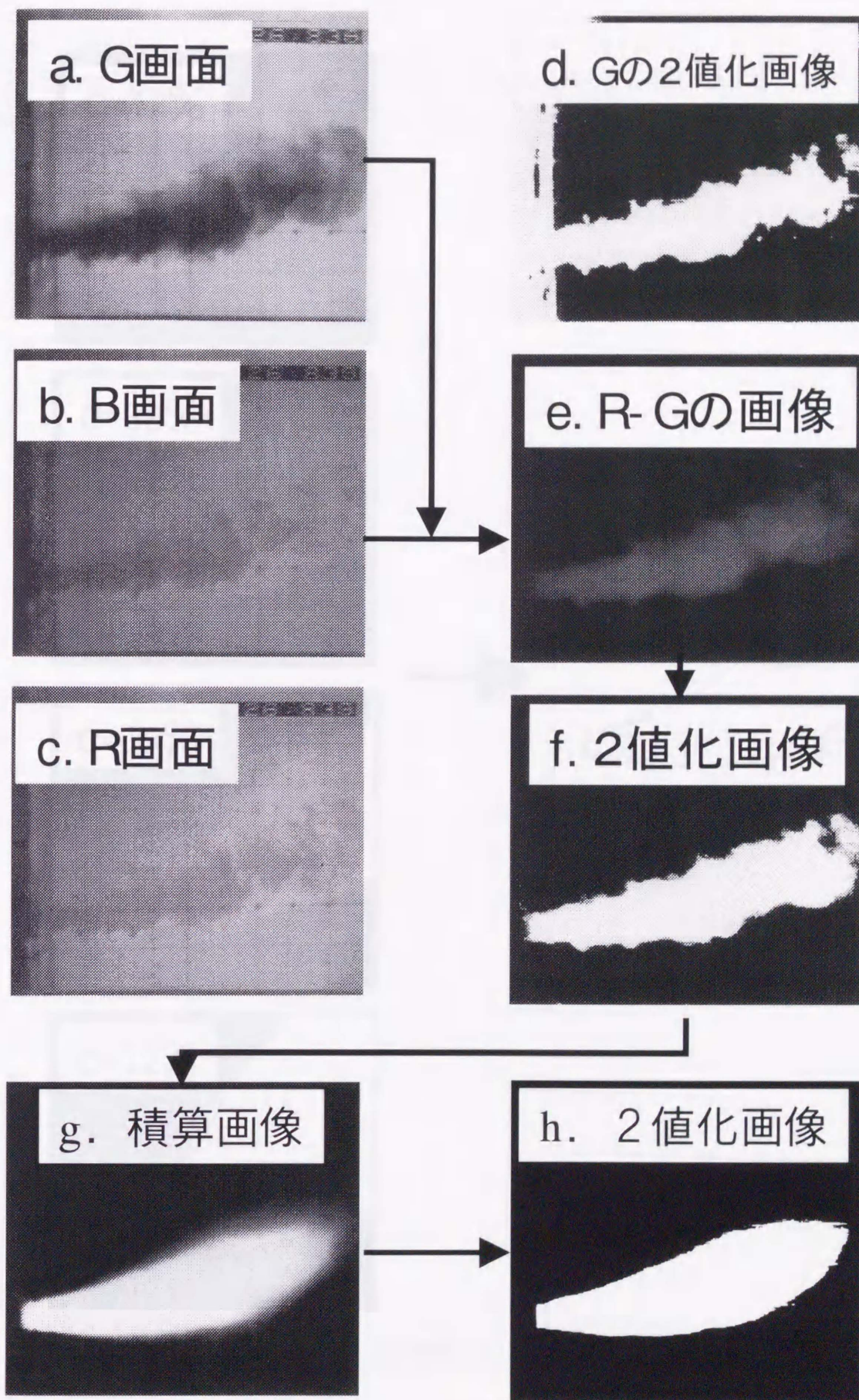


図2.5 画像処理のフロー (1)

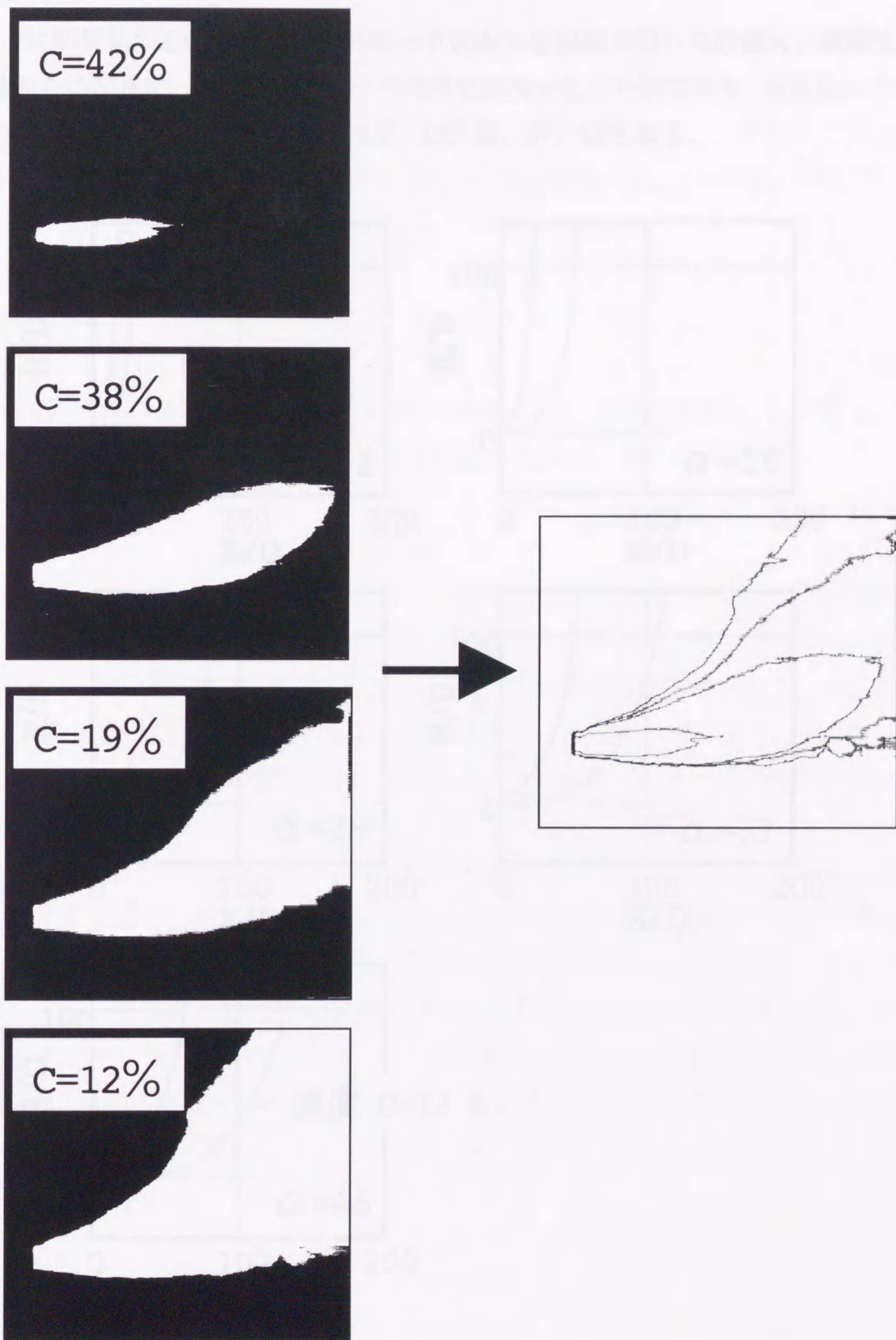
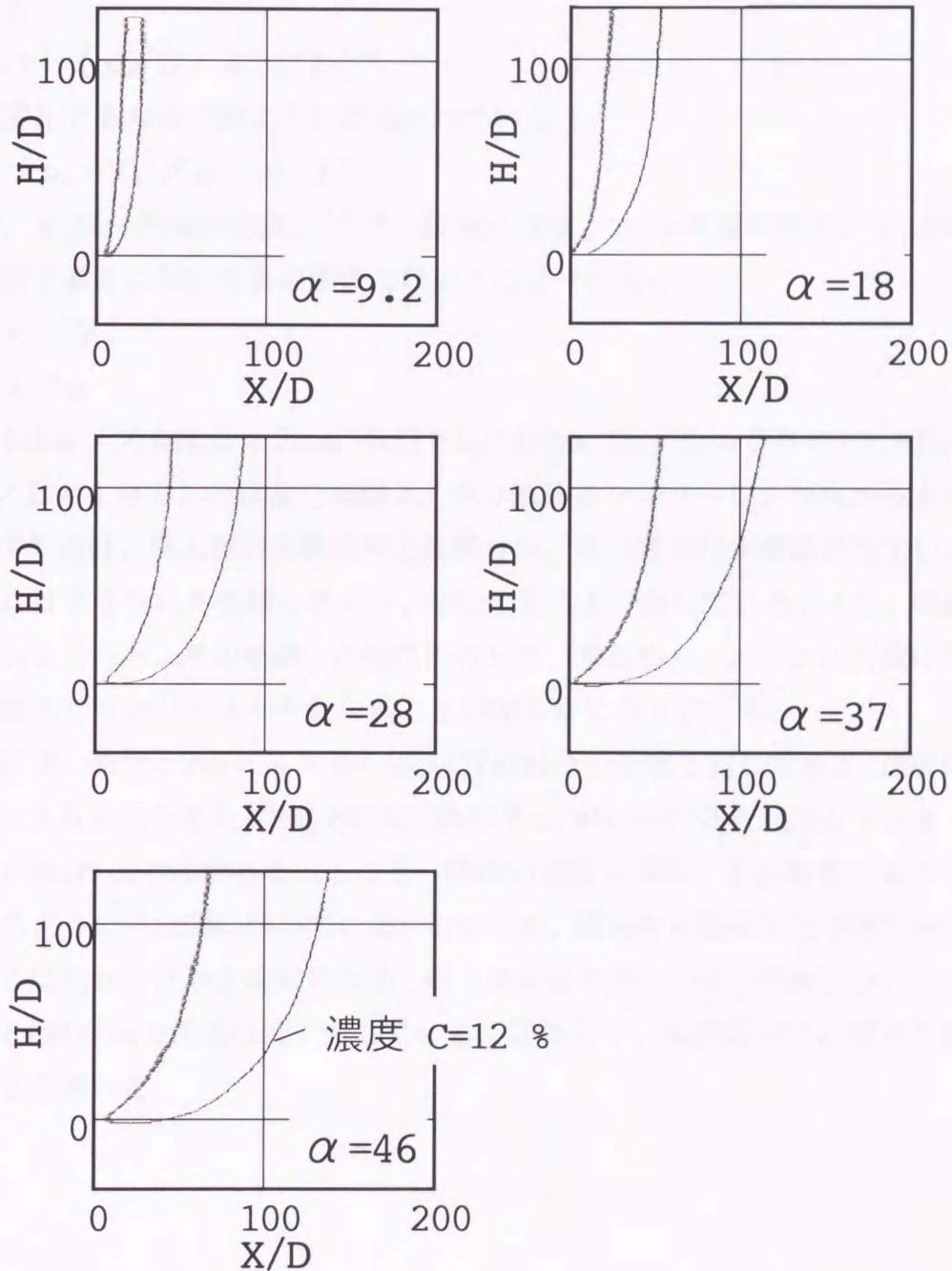


図2.6 画像処理のフロー (2)

b. 解析結果

図2.7に解析結果を示す．横軸はスロート面から噴出軸方向への距離 x ，縦軸は噴出軸からの高さ H で，いずれもスロート径 D で無次元化した値である．速度比 α (= 噴流の噴出速度/一様流の速度) は9.2, 18, 28, 37, 46である．



$D=3\text{mm}, L_x=600\text{mm}, L_y=300\text{mm}, L_H=1200\text{mm}, V_0=50\text{mm/s}$

図2.7 酸塩基中和法による噴流の濃度分布測定結果

2.2.3 計測法の妥当性

実験方法並びに計測方法の妥当性を検証するために、本実験結果を既往の研究結果と比較した。

Rajaratnam⁽³¹⁾ は旋回成分のない軸対称噴流を一様流中に噴出した場合の噴流の中心式についてまとめた。その中で、濃度の中心軌跡に対して次のPatrick⁽³²⁾の式がある。

$$H/D = (x/D \cdot \lambda^{0.85})^{1/0.34} \quad (7)$$

λ は速度比であり次式のように定義されている。

$$\lambda = (\rho_u \cdot V_0^2 / \rho_j \cdot V_j^2)^{0.5} \quad (8)$$

ここで、 ρ_u は一様流の密度、 V_0 は一様流の速度、 ρ_j は噴流の密度、 V_j は噴流の噴出速度であり、等密度系の場合には以下ようになる。

$$\lambda = V_0 / V_j \quad (9)$$

$$= 1 / \alpha \quad (10)$$

Patrickはノズル径 $D = 3 \text{ mm}$ 、奥行き $L_x = 600 \text{ mm}$ ($L_x/D = 200$)、幅 $L_y = 300 \text{ mm}$ ($L_y/D = 100$)の風洞で実験し、中心軌跡をシュリーレン写真から求めている。(7)式は、幾人かの実験結果と比較され、その妥当性が確認されている。実験の中には水を用いた実験もあるが、空気の場合と一致している。また、理論的な考察も加えられた。その結果、流速に依存せず、すなわち、レイノルズ数に影響されず速度比だけがパラメータとなることが明らかになっている。

検証に用いた図2.2のテスト部の寸法はPatrickの装置と同じである。速度比 α は9.2～46まで変えた。図2.8に本実験結果とPatrickの式を比較して示す。図中の破線がPatrickの式である。ここで、噴流の濃度分布は、垂直断面で見ると右下模式図のように下流側に伸びている。このため、側面から観察した画像の場合、噴流の中心は見かけより上流側にある。以上を考慮すると、中心軌跡についての本実験結果とPatrickの式はほぼ一致している。これより、本実験並びに測定法に問題は無いと判断した。

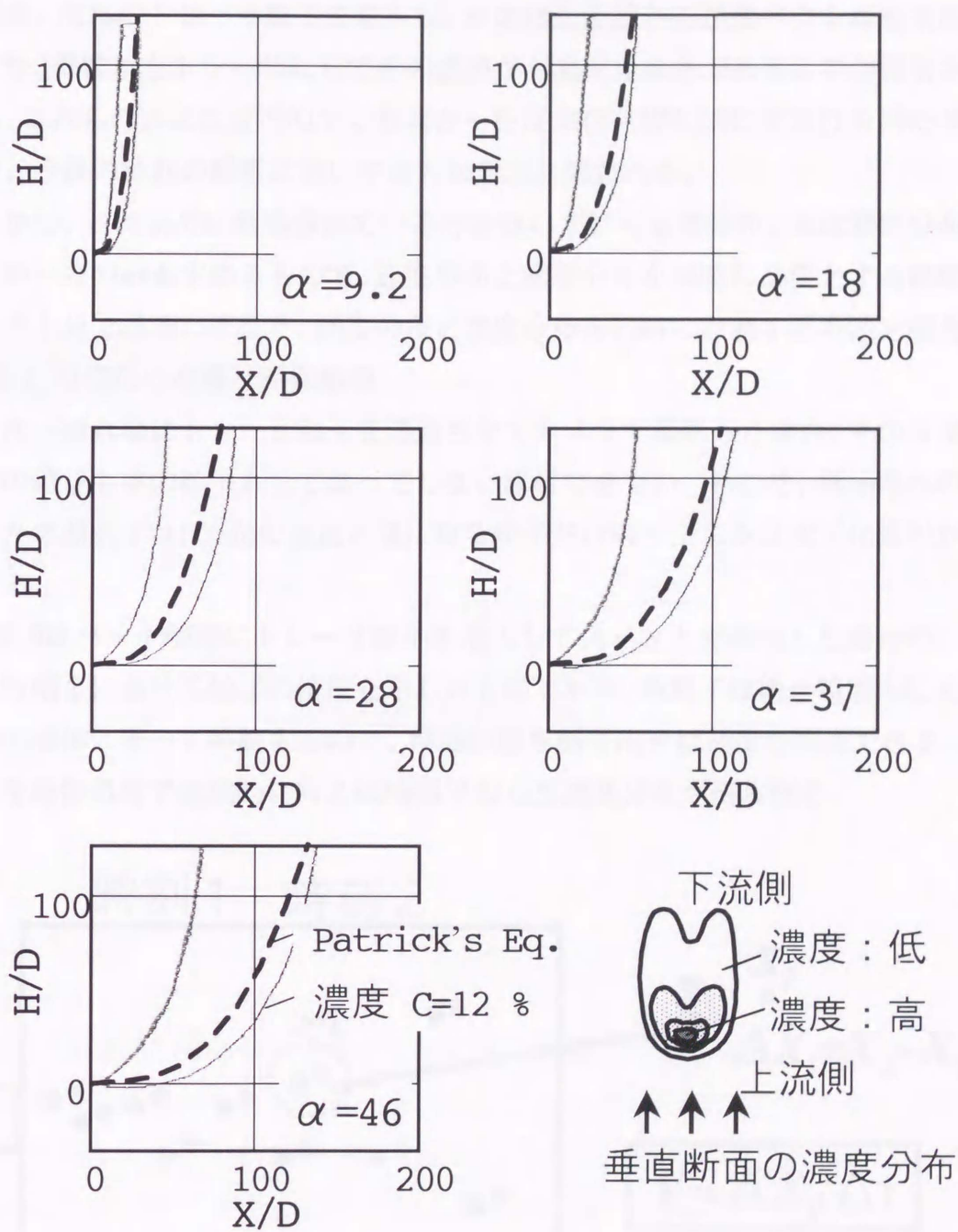


図2.8 酸塩基中和法による噴流の濃度分布測定

2.3 トレーサ粒子を用いた速度分布と濃度分布の可視化法

最近、流れにトレーサ粒子を混入し、その移動距離から速度ベクトルを求める方法とか、微粒子をトレーサにしてその濃淡から濃度分布を求めるものが報告されている。これらの方法は定性的でしかなかった従来の可視化法に定量性を持たせたもので、今後の流れの解析において有力な手段と思われる。

しかし、これまでに報告されている方法はいずれも速度分布、又は濃度分布のどちらか一方のみを求めるもので、速度分布と濃度分布を同時に必要とする燃焼研究には不十分である。そこで、速度分布と濃度分布を同時に計測する方法を開発した。

2.3.1 可視化の原理と画像処理

3次元流れ場にトレーサ粒子を浮遊させてカメラで撮影した場合、そのままでは手前の粒子も奥の粒子も全て映ってしまい解析できない。そこで、微小厚さのスリット光で照明すれば、光の通過領域に有る粒子だけ取り出した2次元化撮影が可能となる。

図2.9はバーナ噴流にトレーサ粒子を混入してスリット光照明した場合の、時刻1と時刻2における粒子の位置を示したものである。各粒子は微小時間内にその位置での流体に乗って移動するので、移動距離を割り出せば速度を算出できる。この操作を画像処理で連続的に行えば時間平均した速度分布が得られる。

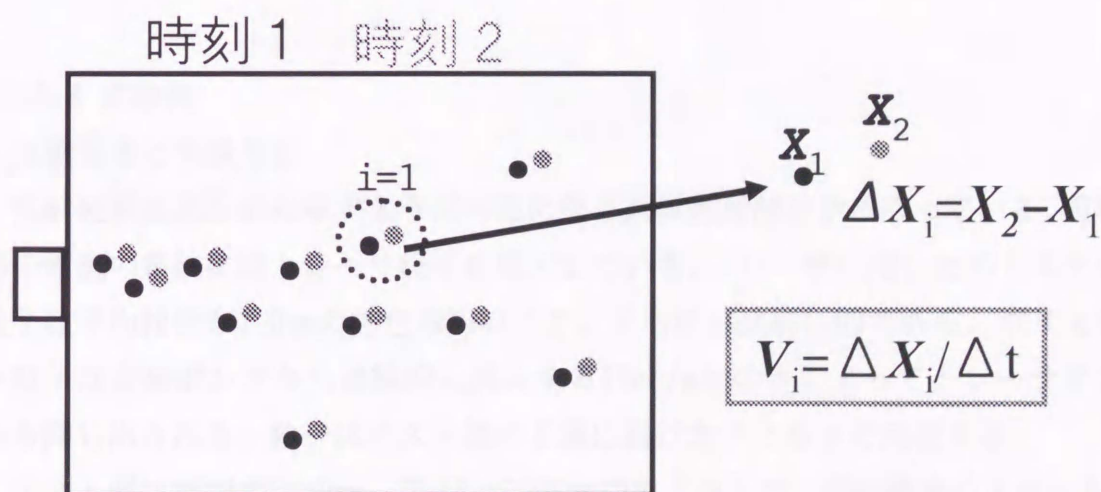


図2.9 トレーサ粒子による速度分布の算出原理

次に、トレーサ粒子から濃度分布を求める原理を説明する。図2.10は時々刻々得られる上記画像を積算した場合の仮想図である。図において、トレーサ粒子は噴流にだけ混入されているので、噴出部では密に存在するが、遠方では一様流によって希釈され疎に存在する。つまり、トレーサ粒子の空間密度 P_i が噴出部では大きく拡散した部分では小さい。したがって、積算した画像の各領域において粒子の空間密度 P_i を求め、それを噴出部の空間密度 P_0 で割れば、噴流の規格化した濃度 C_i が得られる。

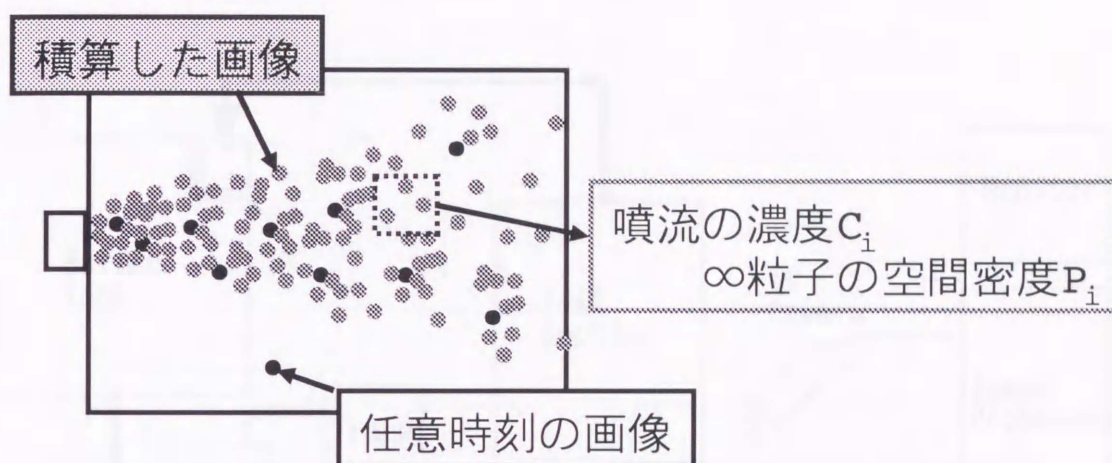


図2.10 トレーサ粒子による濃度分布の算出原理

2.3.2 実験例

a. 実験装置と実験方法

実験装置は図2.11に示すように可視化部と画像処理部とからなっている。可視化部の噴流の系統にはトレーサ粒子を混入している。トレーサに用いたポリスチレン粒子は平均粒径が1.0mmの白色球形粒子で、平均比重は約1.03である。ポリスチレン粒子は定量ポンプから連続的に流入する10cc/minの水によってトレーサタンクから押し出される。粒子はテスト部の下流に設けたフィルタで回収する。

テスト部は断面が $\square 400\text{mm}$ 、高さ $L_H=1200\text{mm}$ の角ダクトで、旋回噴流のスロート径 $D=60\text{mm}$ である。実験は一様流の速度 $V_0=50\text{mm/s}$ 、噴流の噴出速度 $V_j=200\text{mm/s}$ で行った。テスト部は厚さ10mm、幅500mmのスリット光で断層照明した。得られた断層像は30コマ/sのビデオカメラで撮影し、ビデオテープレコーダ、ビデオディスクレコーダを介して画像処理用のコンピュータに入力した。

画像処理のフローチャート： 画像処理部におけるフローチャートを図2.12に示

す。全体としては最初に速度ベクトル算出プログラムを実行し、その後で濃度分布算出プログラムを実行する。そして、最後にこれらの結果を合成して速度分布と濃度分布を表示する。画像入力機器は速度ベクトル算出の場合には正確なコマ送りのできるビデオディスクレコーダ、濃度分布算出の場合には記録時間の長いビデオテープレコーダを使用した。画像処理用のコンピュータは図2.4のものと同じで、2値画面と256階調の濃淡画面をそれぞれ4面ずつ内蔵している。出力画像はカラーモニタに表示し、ビデオプリンタで印刷する。

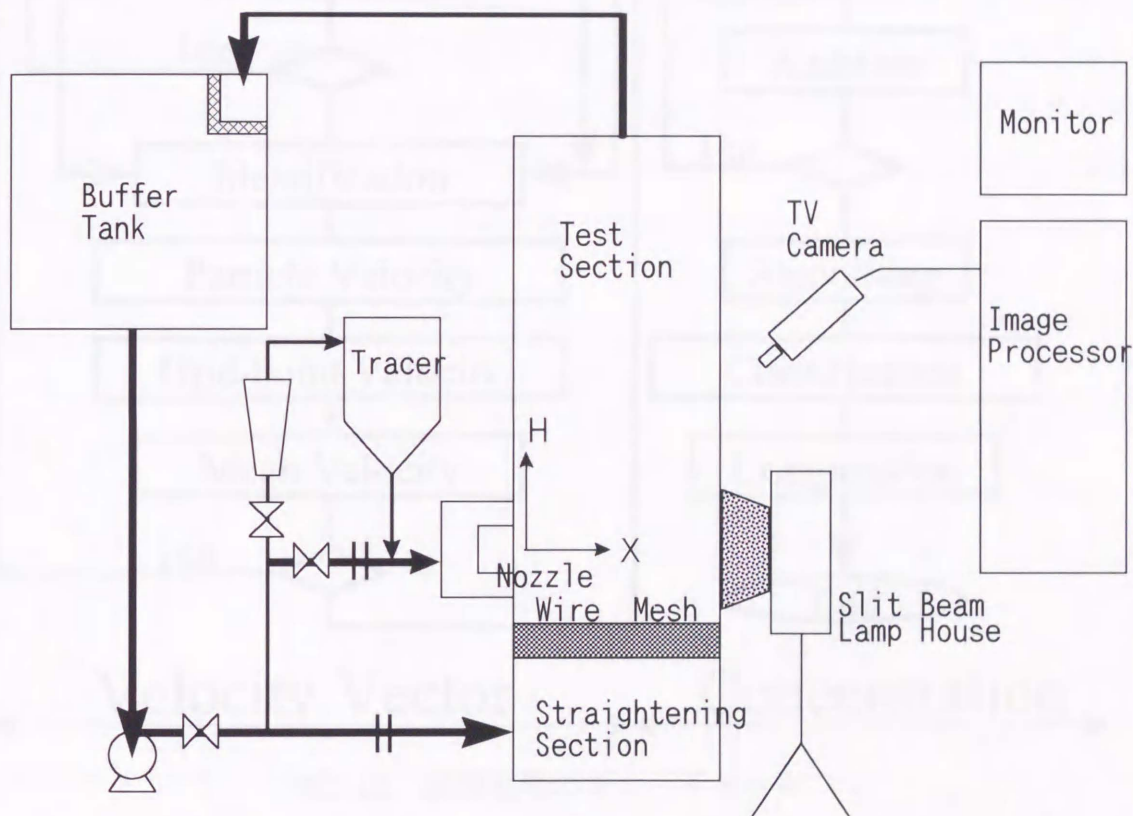


図2.11トレーサ粒子法を用いた計測装置の系統

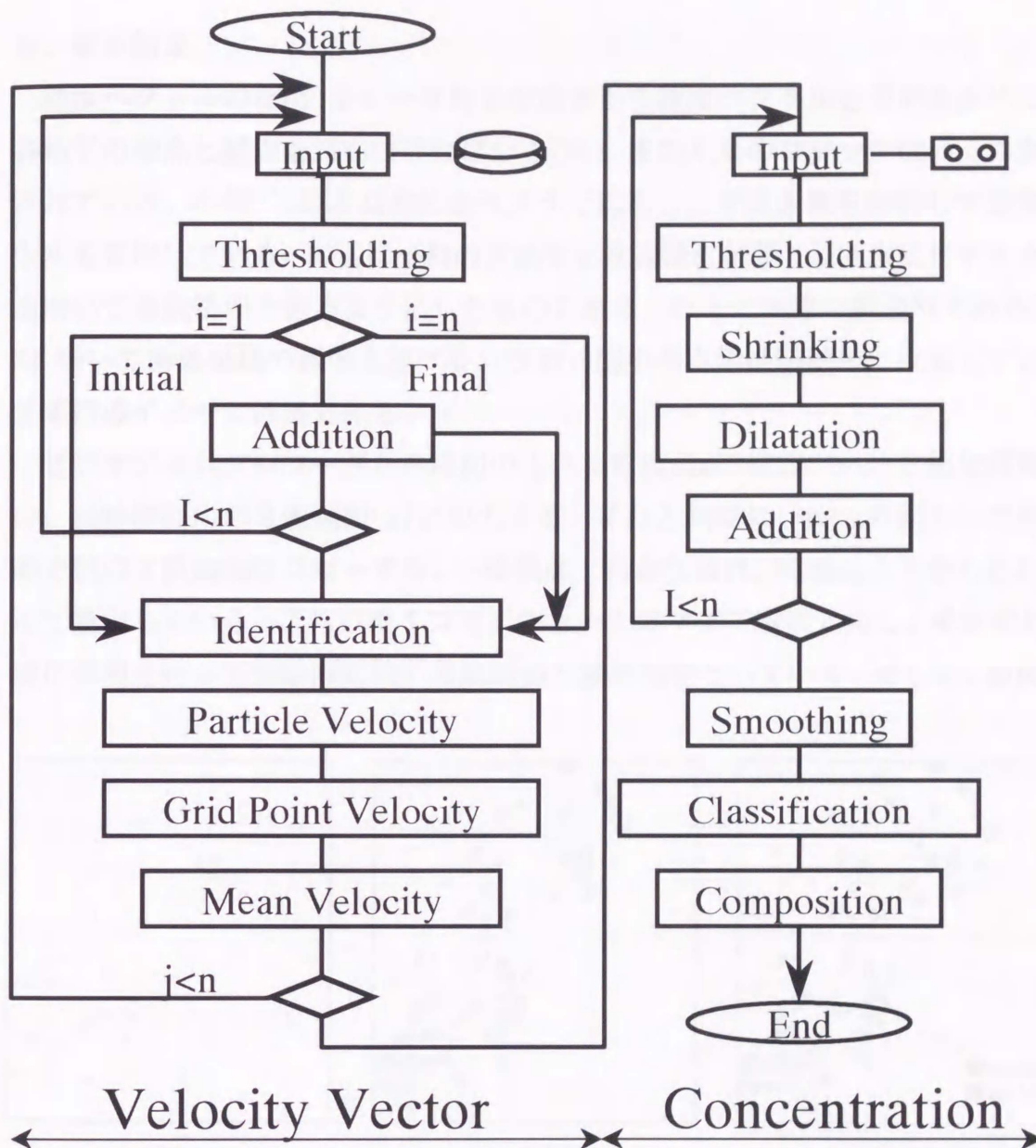


図2.12 画像処理のフローチャート

b. 解析結果

速度ベクトルの算出: トレーサ粒子の動きから速度ベクトルを求めるためには、各粒子の始点と終点を対応づけねばならない. そのためのロジックはいくつか報告されている. 小林⁽⁷⁾は表面流れをカメラで撮影し、その画像を解析して速度ベクトルを算出している. 本法は小林の方法を3次元流に拡張し、さらにビデオカメラを用いて連続処理できるようにしたものである. 以下に実際の計測例である図2.13を用いて画像処理の概要を述べる. なお、図中の白黒は印刷用に反転しているので実際のイメージは逆である.

ビデオディスクレコーダから最初の1コマを濃淡画面に入力し、2値化処理を行い、流跡画面用の2値画面(a)に出力する. それと同時に、始点画面として用いるので別の2値画面にコピーする. 一様流は上向きに流れ、噴流は左下から右に向かって噴出している. これ以後1コマずつ $n-1$ コマまで順次入力し、それぞれ、2値化処理を行って流跡画面用の2値画面と論理和をとっていく. そして、最後に n

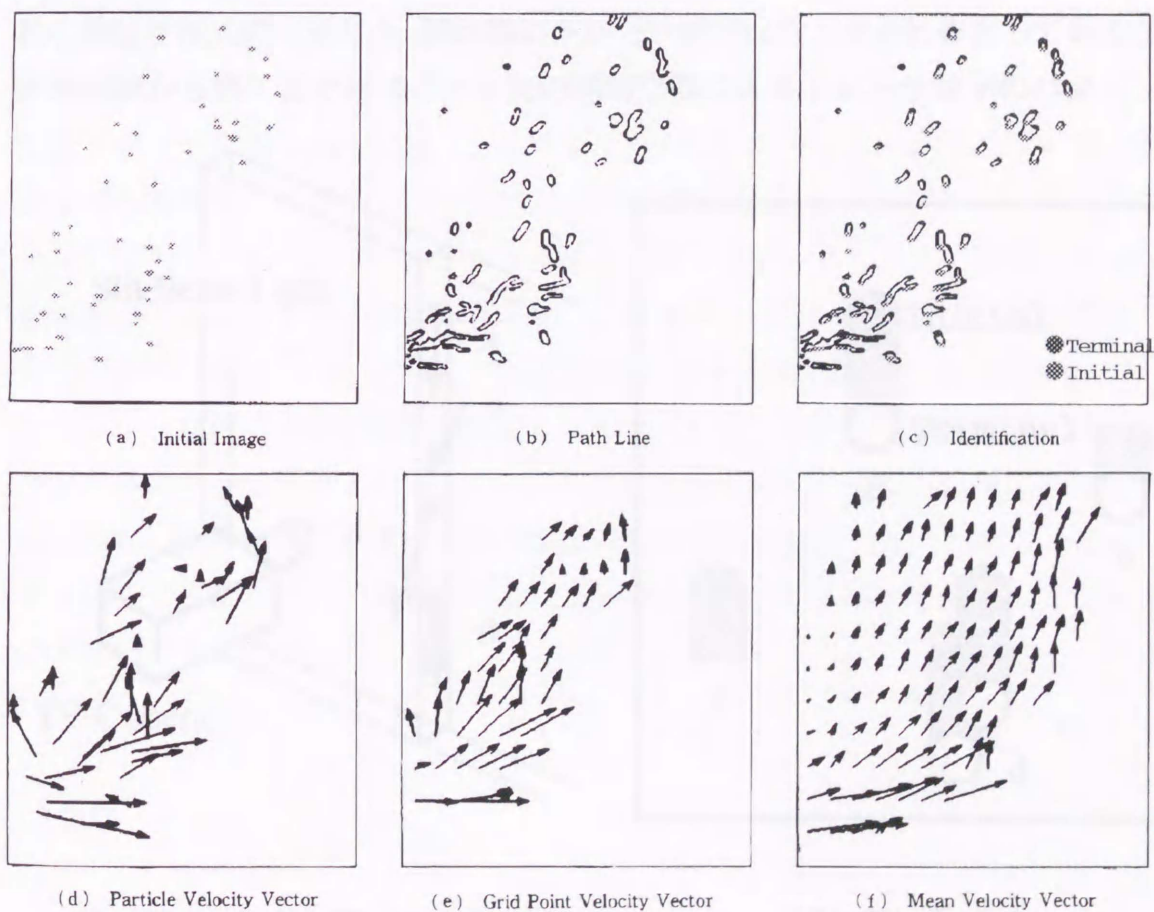


図2.13 速度ベクトル算出の例

番目のコマを入力する. n 番目のコマは流跡画面用の 2 値画面と論理和をとると同時に, 1 番目のコマと同様に終点画面として別の画面にコピーする. 流跡画面を (b) に示す. (b) では始点像と区別するために流跡像の輪郭のみ示した. 以上の操作により, 始点, 終点, 及び流跡の 3 画面をつくる. 流跡画面ではラベリング処理によって流跡像に番号を付ける. そして, 流跡像を 1 個ずつ取り出し, 始点と終点の論理積をとる. 始点, 流跡像, 終点を重ねて表示したものを (c) に示す. そして, 論理積の値が 1 となったものだけ同一粒子の始点, 終点と判定する. この後, 始点と終点の重心位置から移動距離を求め, 全体の露出時間 $(n-1) \times 1/30$ s で割って (d) の速度ベクトルを算出する. 次に, これらの速度ベクトルはトレーサ粒子のあった位置にしかないので, (e) のように予め定めておいた格子点上に内挿補間する. これで第 1 回目の速度ベクトル算出を終了する. 以後, この操作を N 回繰り返す. 時間平均した速度ベクトル (f) を求める. この例では $N=10$ である.

ここで, 本方法では 3 次元流をスリット光で照明しているので, 小林の方法にはない独自の判定法を同定の際に加えている. 図 2.14 にスリット光で照明した場合の粒子軌跡を模式的に示した. 流れ場にトレーサ粒子はランダムに存在しているが, 計測開始から終了までにスリット光の照明空間に入るトレーサ粒子のパターンは

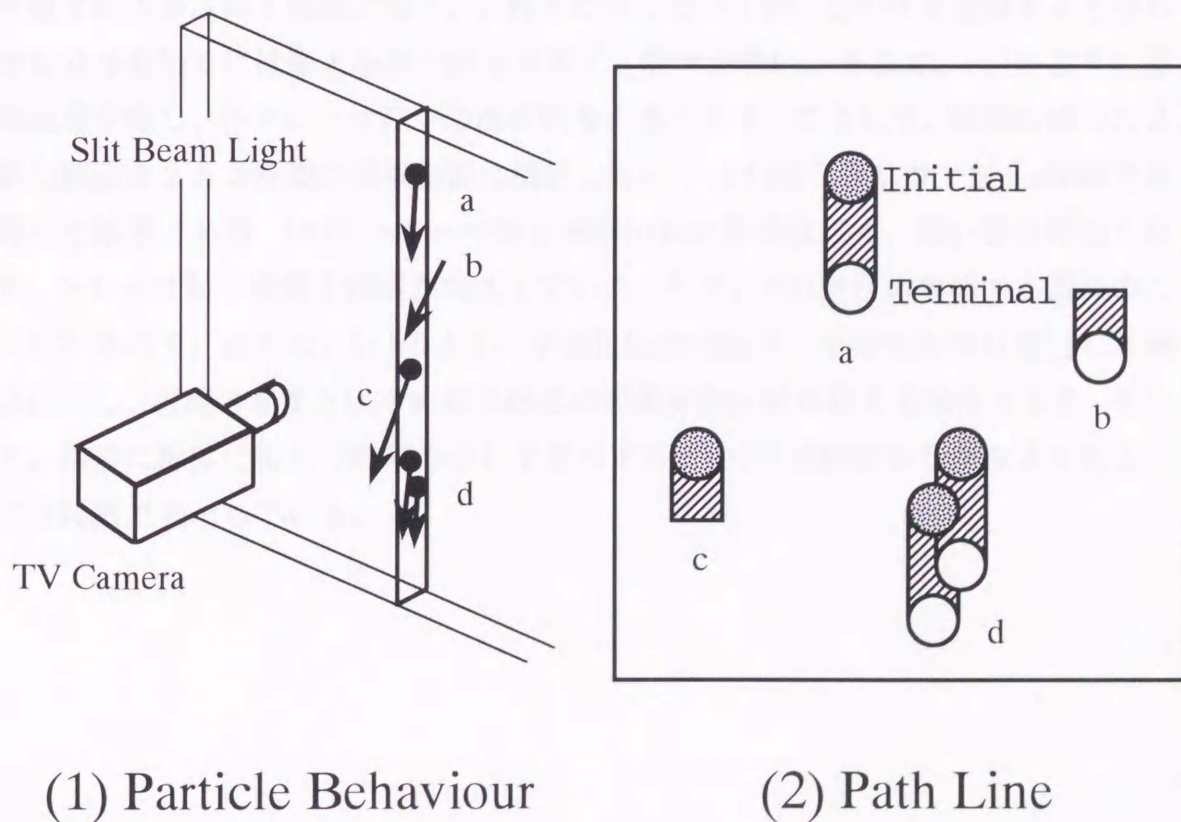


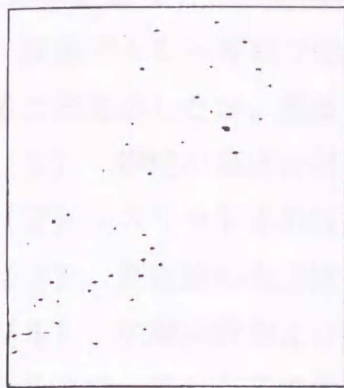
図 2.14 スリット光照明時の流跡像

次の4種類に分けられる。

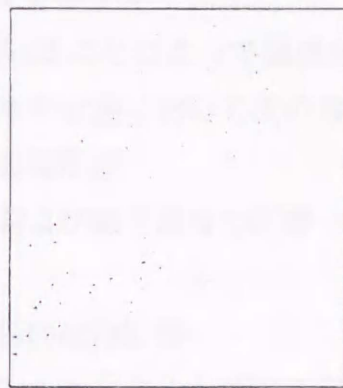
- (a)始点から終点まで完全に入っている
- (b)始点が入っていない
- (c)終点が入っていない
- (d)他の粒子の軌跡と重なっている

(a), (b), (c)の像から速度を算出することは理論的に無理なので本プログラムでは(a)の粒子についてのみ解析を行い、それ以外の粒子は全て排除する様な判定を加えた。これにより、正規の粒子についてのみ速度ベクトルを算出する。

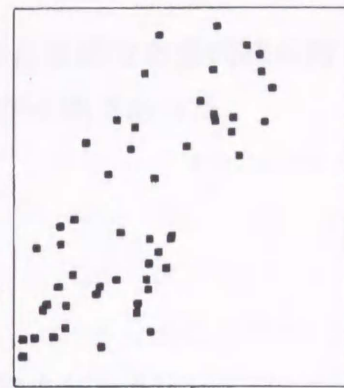
濃度分布の算出:濃度分布を算出する方法を図2.15の計測例を用いて説明する。フローチャートは図2.12に示した通りである。1コマずつ取り込んだ画像は(a)の様に2値化して2値化画面に格納する。ここで、本来同じになるはずのトレーサ粒子の大きさが画面内で不揃いになっている。これは噴出部と一様流側では流速が違い、ビデオカメラの1コマの露出時間における粒子の移動距離が異なるためである。本方法では(a)の瞬間画像を複数加算し、時間平均した空間密度分布を求めるので、各トレーサ粒子の大きさは揃っている必要がある。そこで、(b)のように縮退処理を行い、一旦、各トレーサ粒子像を1画素まで縮める。この操作によって各トレーサ粒子の大きさは1画素に揃う。これを加算していくが、このまま加算すると滑らかな分布を得るには膨大なコマ数を必要とし能率が悪い。そこで、(c)のように膨張処理を施し、各トレーサ粒子の画素数を大きくする。こうして、面積の揃った2値化画面を256階調の濃淡画面に積算していく。(d)は500コマを6s間隔で積算した結果である。(d)でトレーサ粒子密度の高い部分は黒く、低い部分は白くなり、トレーサ粒子密度と輝度が対応している。ただ、これだけの積算でも濃淡のムラがあるので、さらに、(e)のように平滑化処理を施す。平滑化処理は着目した画素に対し、周囲の8または4画素の輝度の算術平均で置き換える操作である。そして、最後に輝度に応じて段階分けして表示する。(e)では輝度を0から20%ごとの5段階で表示している。



(a) Thresholding



(b) Shrinking



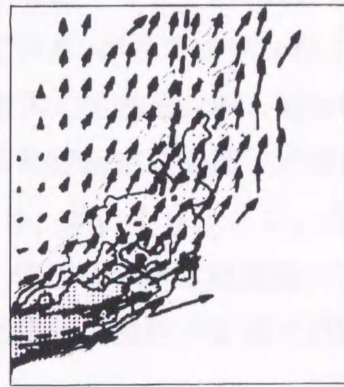
(c) Dilatation



(d) Addition



(e) Smoothing



(f) Composition

図2.15 濃度分布算出の例

2.3.3 濃度分布の計測に対する考察

前節でトレーサ粒子を用いることによって速度分布と濃度分布が同時に得られることを示したが、濃度分布の計測において次の事項が不明であった。

- (1) 輝度の濃度に対する線形性
- (2) スリット光の精度および粒子濃度の影響
- (3) 測定値の安定性
- (4) 加算回数および膨張回数の影響

そこで、これらの事項を明らかにするための基礎実験を行った。

実験装置： 実験装置を図2.16に示す。3個の $100\text{mm} \times 150\text{mm}$ の角形容器にはそれぞれ比重1.03の食塩水が 1000cc 入っており、ポリスチレン粒子(平均粒径 1mm 、比重1.04、白色)がトレーサとして混入してある。混入量 w は 0.073g 、 0.33g 、 1.66g である。容器内は毎秒8回転する攪拌子で攪拌しておく。この容器の側面からスリット光の厚さを $1, 3, 5, 10, 20, 30\text{mm}$ の6段階に変えて照明し、濃度分布の計測を行った。容器の大きさは画像内では 300×300 画素となっておりとらえられる。ただ、容器底部の攪拌子近傍では粒子

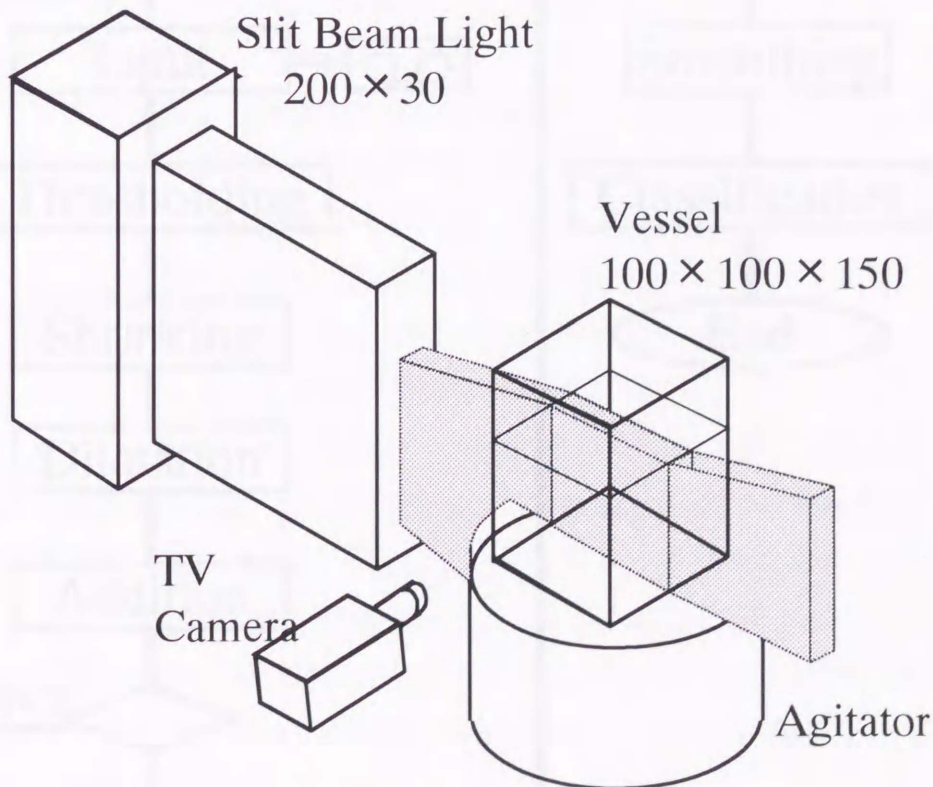


図2.16 濃度計測用の実験装置

の速度が速く、ビデオカメラに映る粒子像が長細くなり、隣接粒子像との重なりが発生した。そこで、比較的速度の遅い水面近傍の 100×100 画素のみ取り出して計測した。

フローチャート： 濃度分布算出プログラムのフローチャートを図2.17に示す。ビデオカメラで撮影した画像は一旦ビデオテープに記録した後、再生して一コマずつコンピュータの濃淡画面に入力する。濃淡画面は8ビットの画素で構成され0～127の階調を持つ。次に、濃淡画面にしきい値を与え、2値画面に移す2値化処理を行う。これにより、しきい値以上の明るさの像のみが粒子として認識される。ただ、このままでは粒子の大きさが不揃いなので、縮退処理を行って一様な大きさに揃える。次にこの瞬間2値画像を逐次別の濃淡画面に加算していき、0～255の輝度分布を作る。そして、平滑化を行った後に輝度に応じてレベル化する。

以上の操作によって、粒子の時間平均した濃度分布が輝度分布となって得られる。

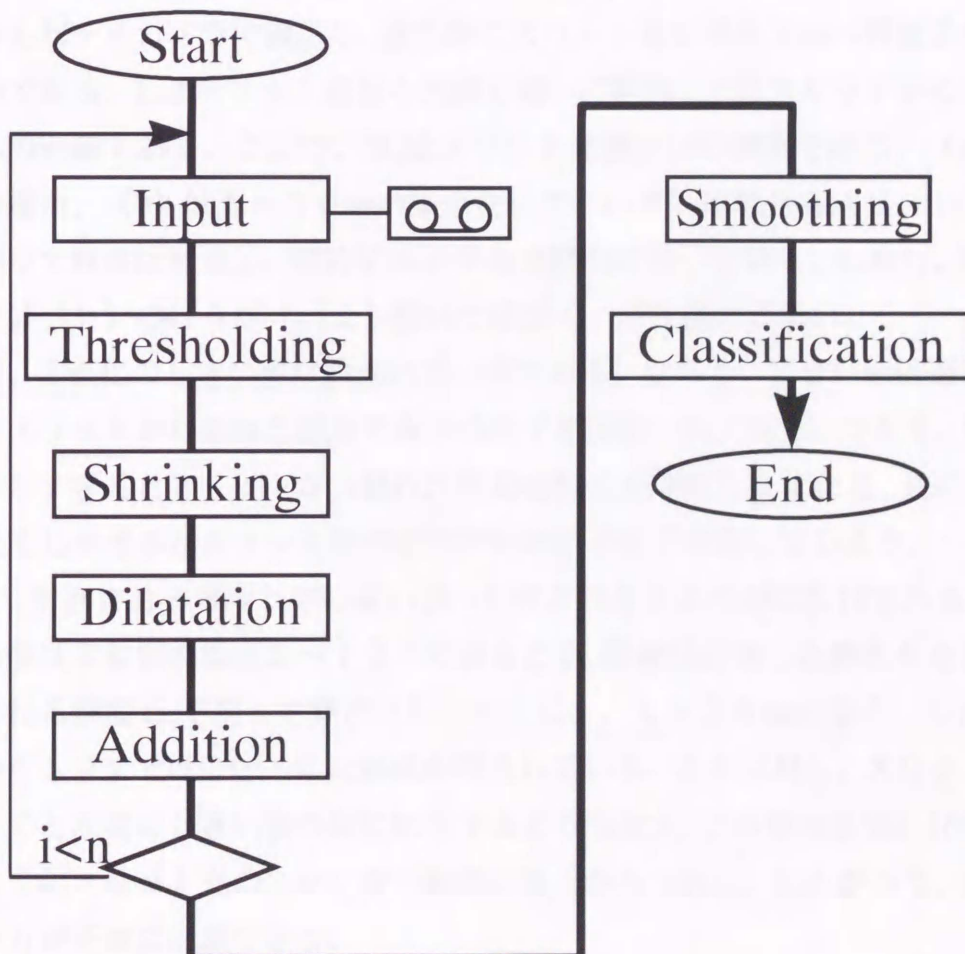


図2.17 濃度分布算出のフローチャート

計測原理：本実験において、最終的に計測されるトレーサ粒子の総数 N は理想的には次式のようになる。

$$N = n \cdot c \cdot t / D \quad (11)$$

ここで、 n は加算回数、 c は容器内のトレーサ粒子個数、 t はスリット光の厚さ、 D は容器の厚さである。

一方、取り込んだ2値化画面中で容器を構成している画素数を N_p 、トレーサ粒子1個を構成する画素数を S とすると、加算後の濃淡画面における1画素の輝度 b は次式で表される。

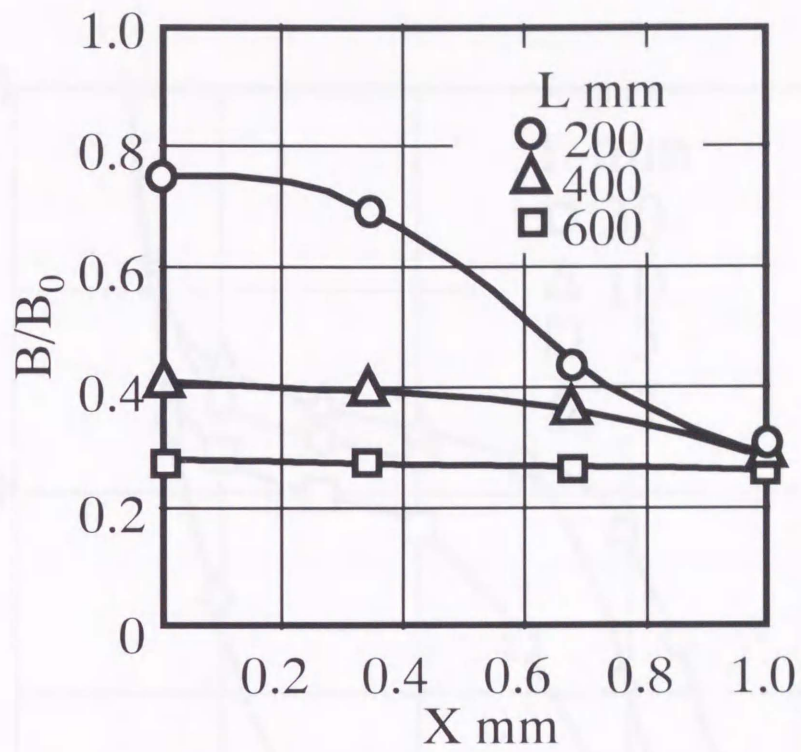
$$b \propto N \cdot S / N_p \quad (12)$$

$$= n \cdot c \cdot t \cdot S / (D \cdot N_p) \quad (13)$$

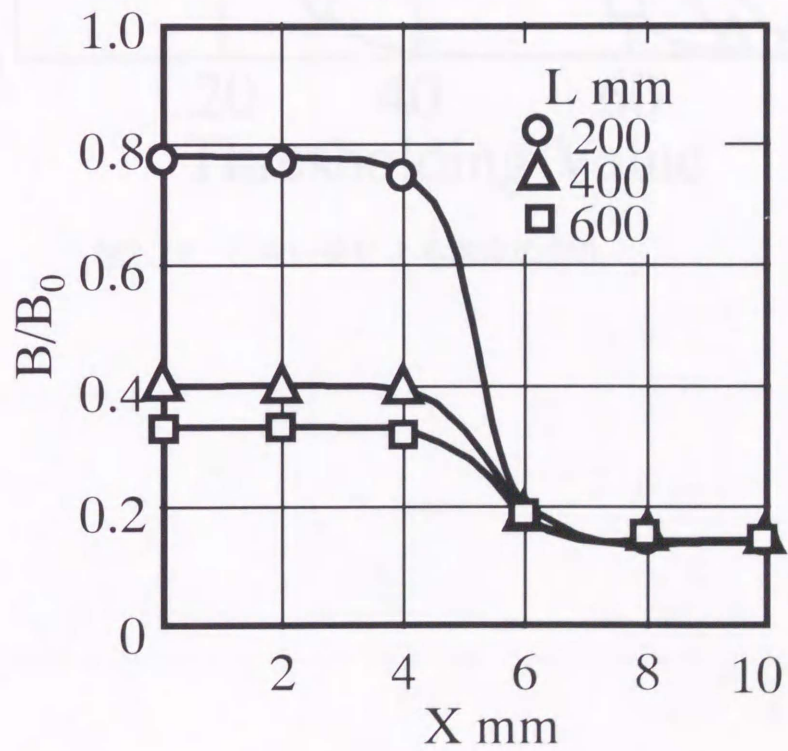
スリット光の精度の影響：一般に、スリット光はスリットから離れるに従い光学的収差によってエッジがぼやけ、また、照度も減衰する。図2.18はスリットからそれぞれ200mm、400mm、600mm離れた位置に紙をスリット光と直角に置き、裏側からビデオカメラで撮影し、簡易的にスリット光の厚み方向へ輝度 B を測定したものである。Lはスリット面から光軸方向への距離、 x はスリット中心から厚さ方向への距離である。ここで、 B_0 はスリット光源出口の輝度である。(a)は $t = 1\text{mm}$ の場合、(b)は $t = 10\text{mm}$ の場合を示す。いずれの場合もスリットから離れるに従って輝度は減衰し、同時にエッジも不鮮明になっている。しかし、幅方向の分布では(b)のほうが(a)より鮮明で輝度の一定な部分が多い。

通常、2値化のしきい値は画面内で一定である。従って、しきい値は適正に選ばないとスリットから離れた部分で本来の粒子を抽出しなくなる。つまり、しきい値を高くしすぎるとスリットから離れた部分の粒子を計測しなくなる。逆に、しきい値を低くしすぎるとスリット光照明空間外の粒子まで計測してしまう。

次に、計測される輝度 b のしきい値への依存性をみたのが図2.19である。横軸のしきい値は本装置の場合0～127の値をとる。縦軸は計測した輝度 b を(13)式で予想される輝度 b_t で割って無次元化して示した。 $t = 30\text{mm}$ の場合、しきい値が30から50まではほぼ一定な輝度を得られている。これに対し、スリットを薄くしていくと次第にしきい値の値に依存するようになる。この原因は図2.18から明らかのようにスリット光のエッジが不鮮明になるからである。したがって、スリットの厚い方が正確に計測できる。



(a) $t=1$ mm



(b) $t=10$ mm

図2.18 スリット光照明時の輝度分布

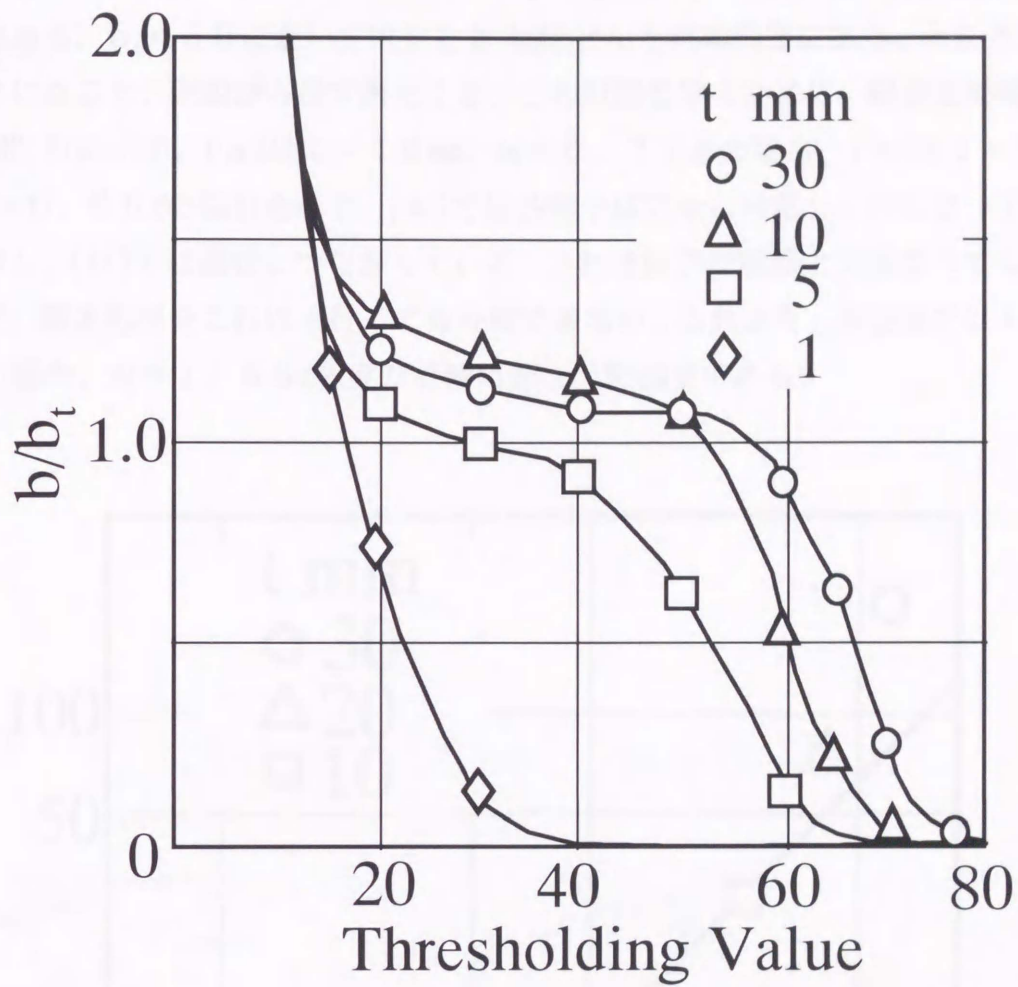


図2.19 しきい値による輝度の変化

粒子濃度の限界： 図2.20は粒子濃度による計測輝度の変化を示す。 $n = 100$ ， $t = 10, 20, 30 \text{ mm}$ ， $w = 0.073, 0.33, 1.66 \text{ g}$ の条件で行った結果である。 $b_t < 30$ においては b と b_t はほとんど直線関係にある。ところが $b_t > 30$ になると、直線からはずれてくる。この原因を探るために、縮退処理後の画像を図2.21に示す。(a)は $t = 10 \text{ mm}$ ， $w = 0.33 \text{ g}$ の場合、(b)は $t = 30 \text{ mm}$ ， $w = 0.66 \text{ g}$ の場合を示す。(a)では各粒子は完全に分離し、点になっているのに対し、(b)では線状につながっている。これは粒子が画面上で重なってしまうため、縮退処理をこれ以上行っても分離できない。これより、本実験では $t = 10 \text{ mm}$ の場合、 $w = 1.66 \text{ g}$ 程度が計測可能な上限濃度である。

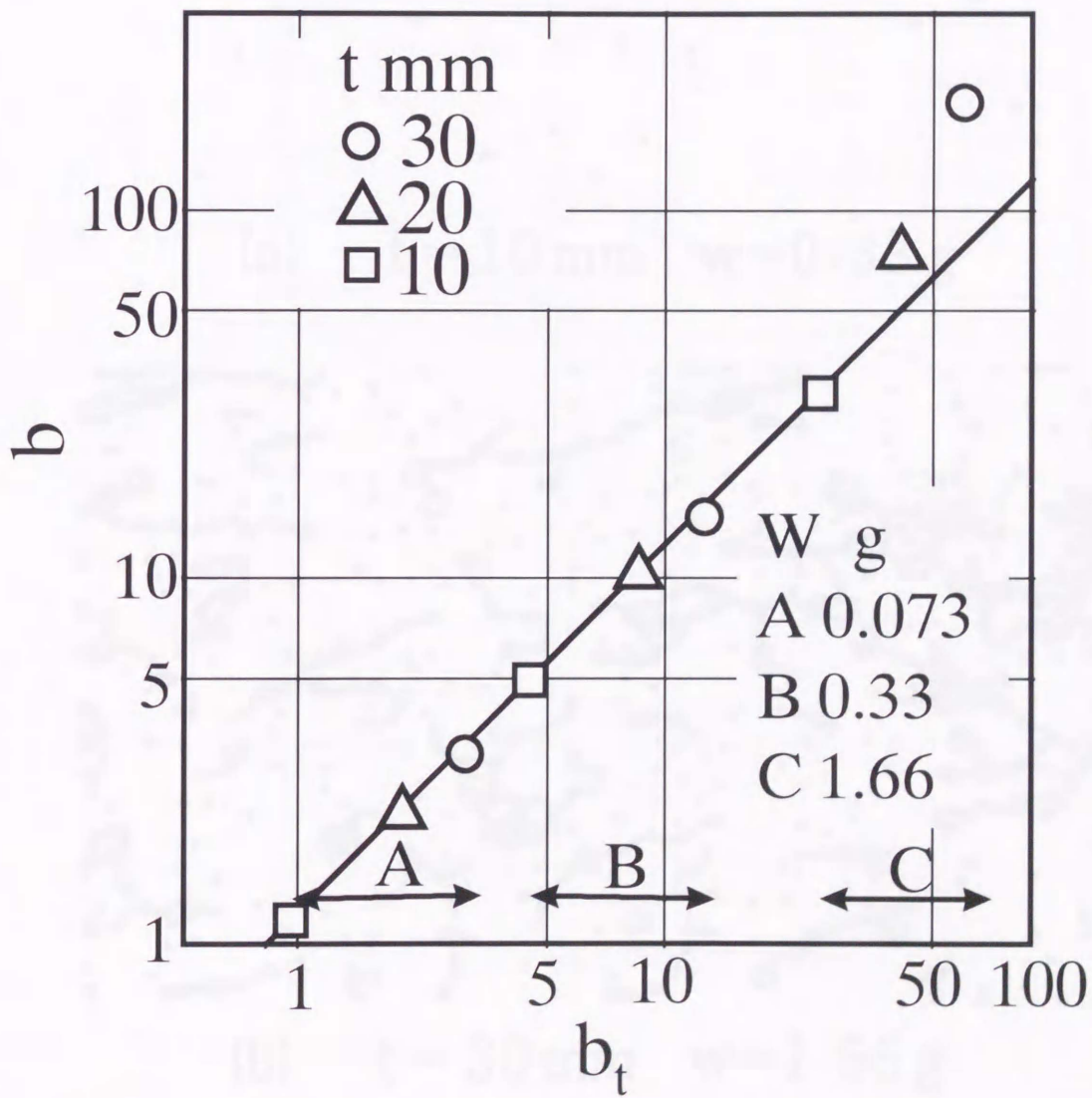
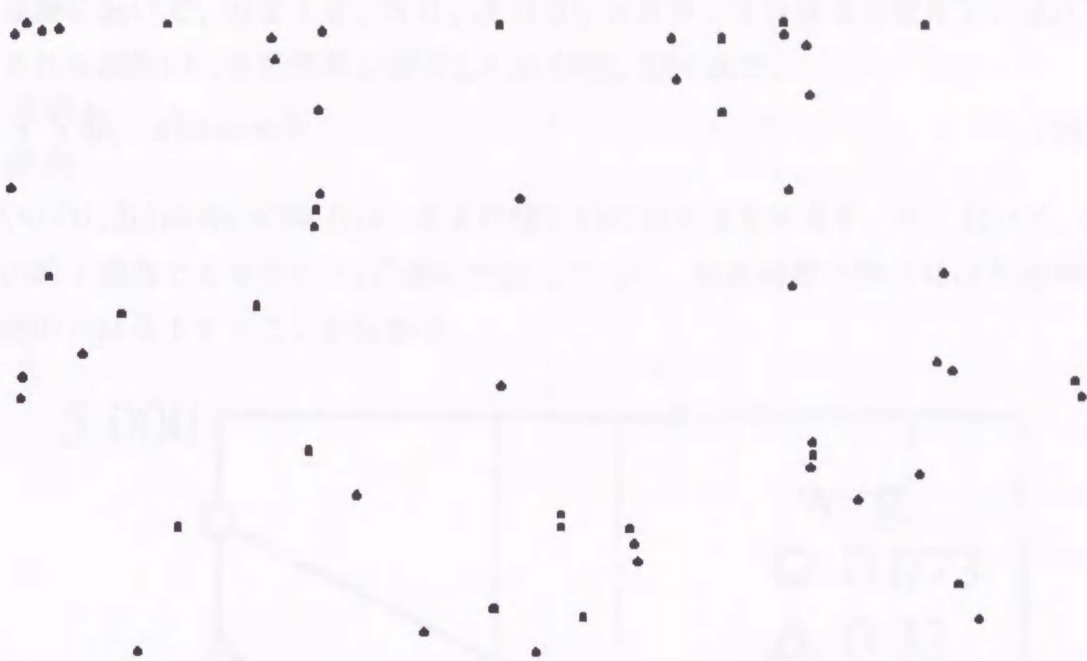
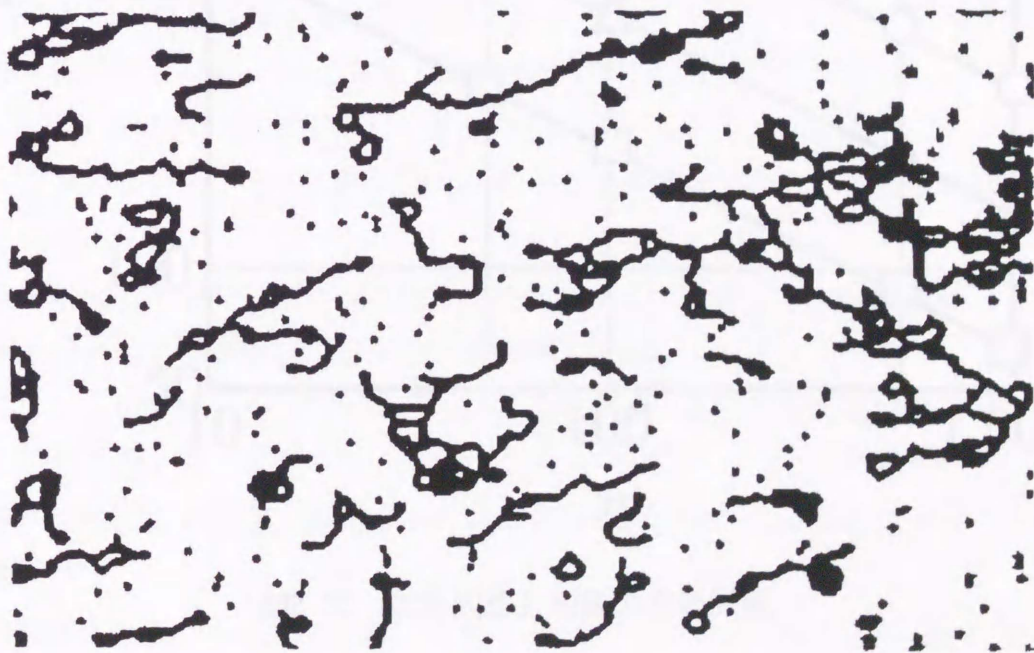


図2.20 粒子密度による輝度の変化



(a) $t = 10 \text{ mm}$ $w = 0.33 \text{ g}$



(b) $t = 30 \text{ mm}$ $w = 1.66 \text{ g}$

図2.21 縮退後の画像

加算回数の影響： 加算後の画面内において、各画素の輝度 b は一様でなく差がある。この差は加算回数を増すことによって低減できると考えられる。そこで、 $t = 10 \text{ mm}$ において、 n を 10, 50, 100, 500, 1000 と変えて、次式で定義される画像内の変動係数を測定したのが図2.22である。

$$\eta = \sum_{i=0}^{100} \sum_{j=0}^{100} \{(b_{ij} - b)/b \times 100\} \quad (14)$$

式中の i, j は画面内の縦方向、および横方向の画素番号を表す。図において、いずれの粒子濃度でも η は n の $1/2$ 乗に比例しており、加算回数を増やせば各画素間の輝度の差は低下することが分かる。

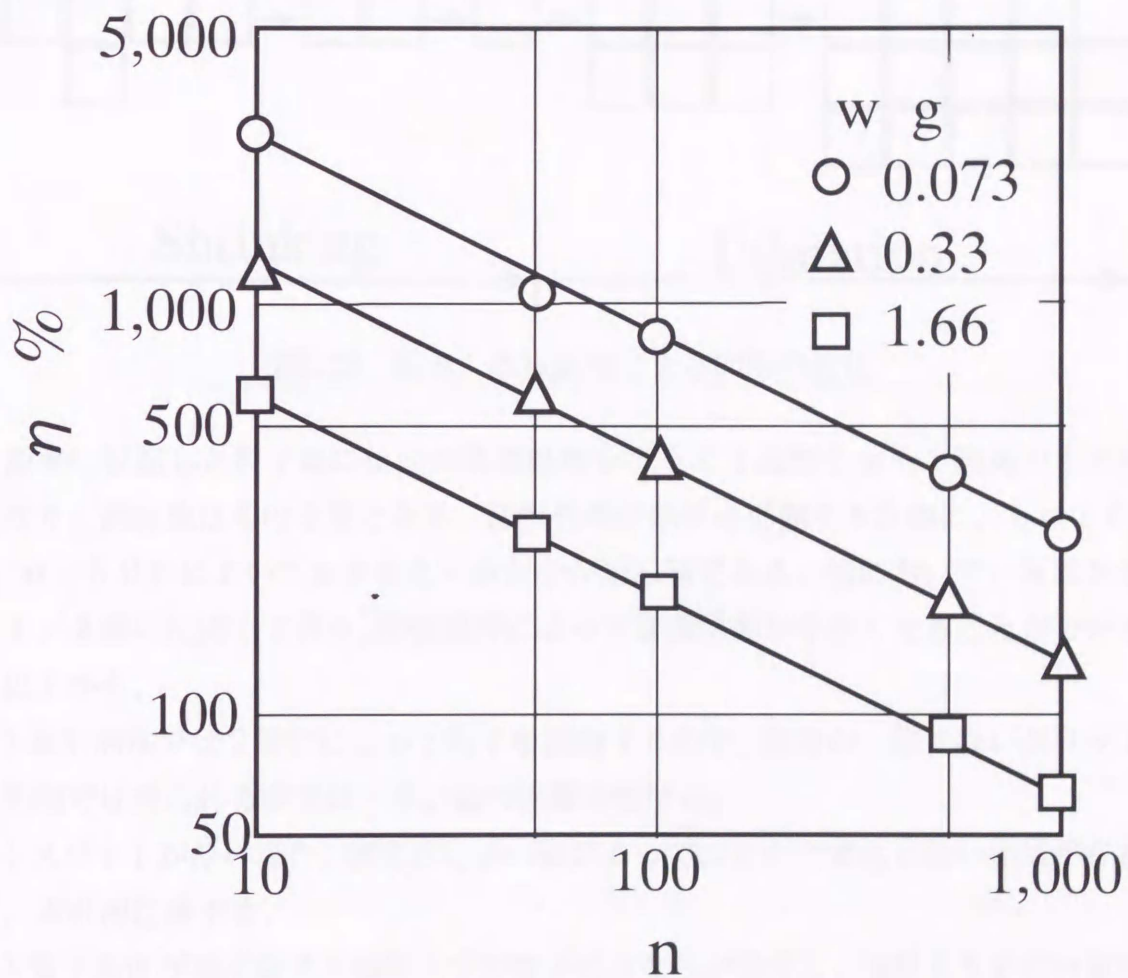


図2.22 加算回数と画像の変動係数

粒子濃度が低い場合、そのまま加算すると滑らかな分布を得るのに膨大なコマ数を必要とする。これに対し、(13)式においてSを大きくすればnを低減できる。すなわち、膨張処理を行ってトレーサ粒子像の画素数を多くすれば加算回数を減らすことができる。図2.23に縮退、膨張処理による粒子像の推移を模式的に示す。縮退、膨張処理には4方向演算と8方向演算とがあるが、ここでは8方向演算を用いた。

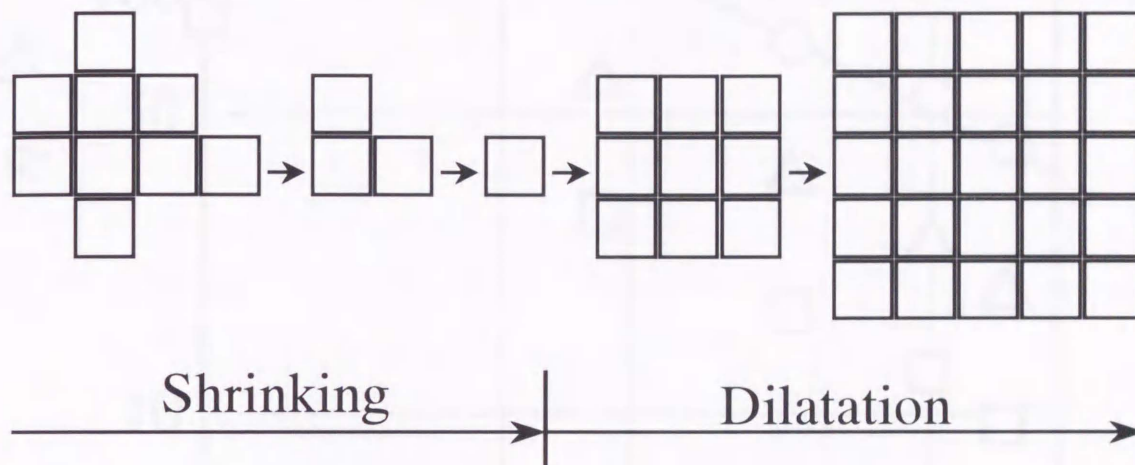


図2.23 縮退、膨張処理による図形の変化

1画素に収縮した粒子像にm回の膨張処理を行うと1辺が $2m + 1$ 画素の正方形となり、画素数はその2乗となる。膨張処理の効果を把握するために、 $t = 10m$ 、 $n = 500$ においてmを変えてみたのが図2.24である。図において、 η はSの $-1/2$ 乗に比例しており、膨張処理によって変動係数が小さくなることが分かる。以上から、

- 1) 本計測法では2値化によって粒子を認識するので、照度が一様でないスリット光照明では得られる輝度はしきい値の影響を受ける。
- 2) スリットが厚い場合、輝度がしきい値によってほとんど変化しない領域が存在し、本計測に適する。
- 3) 粒子密度が高くなると画面上での粒子の重なりが発生し、実際よりも高い濃度を示す。
- 4) 本実験の場合、計測できる粒子密度の上限はスリットの厚みが 10 mm の場合には $1.66\text{ g}/1000\text{ cc}$ である。
- 5) 加算回数 n の $-1/2$ 乗に比例して画面内の変動係数は減少し滑らかになる。
- 6) 膨張画素数 S の $-1/2$ 乗に比例して画面内の変動係数は減少する。

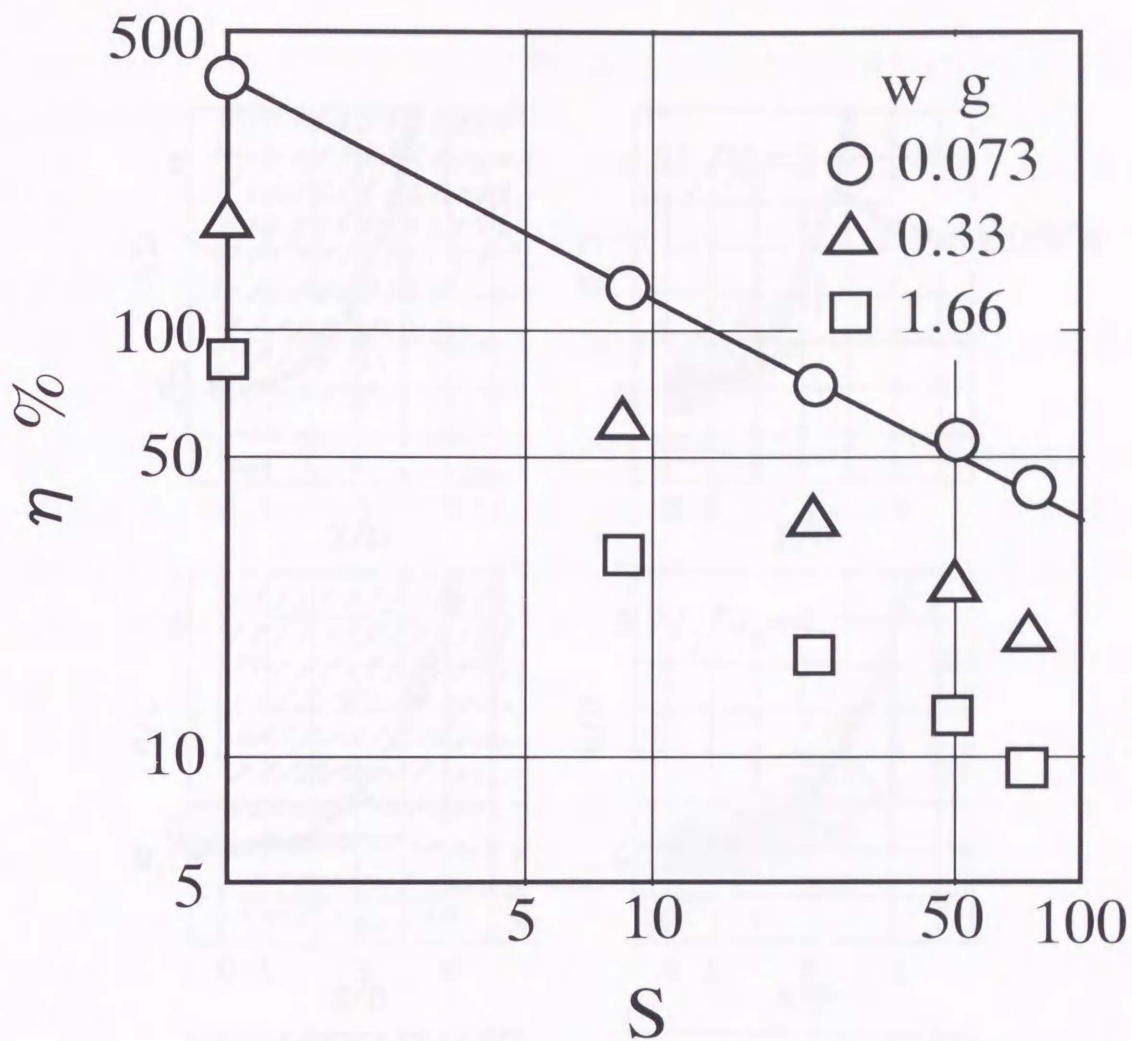
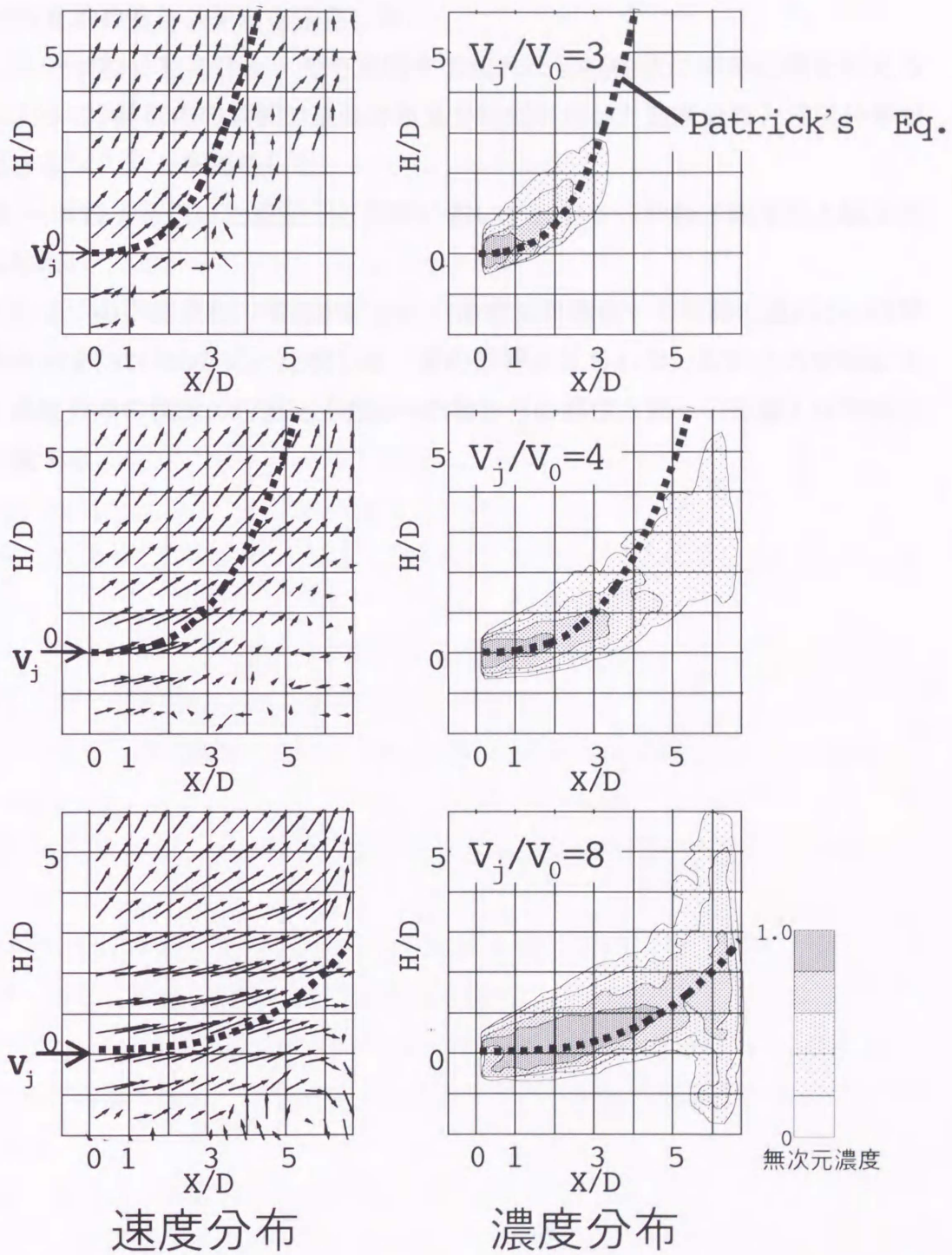


図2.24 膨張画素数による変動係数の変化

2.3.4 計測の妥当性

図2.25に本計測結果とPatrickの実験式とを比較して示す。速度比 α ($=V_j/V_0$)は3, 4, 8である。左側が速度分布, 右側が濃度分布である。概略, 実験式は速度分布では最大速度の上を通過しており, 濃度分布では分布の稜線を通過している。壁の影響が見られない $X/D < 4$ の領域で, 濃度分布の稜線の位置 H_0 (噴流中心軸からの高さ方向への距離) をPatrickの式と比較すると, 速度比 $V_j/V_0=4$ で差が最大となり, その誤差は約30%である。これより, 本計測法が妥当であると判断した。



$D=60\text{mm}, L_x=420\text{mm}, L_y=420\text{mm}, L_H=1200\text{mm}, V_j=150\sim 400\text{mm/s}, V_0=50\text{mm/s},$

$Re=9 \times 10^3 \sim 2.4 \times 10^4$

図2.25 計測結果とPatrickの式との比較

2.4 結 言

- (1) フェノールフタレインの発色を利用した酸塩基中和法に画像処理を加えて濃度分布を求めるシステムを開発した.
- (2) トレーサ粒子をスリット光で照明する流れの可視化法に画像処理を加えることによって, 断面内の瞬間の速度分布及び時間平均した速度分布と濃度分布が計測できるシステムを開発した.
- (3) トレーサ粒子を用いた濃度分布計測において, トレーサ粒子濃度の上限を明らかにした.
- (4) 上記2つの計測法を一様流中に円形自由噴流を噴出する実験に適用し, 噴流の湾曲を示すPatrickの式と比較した. 壁の影響が見られない $X/D < 4$ の領域において, 濃度分布の稜線の位置 H_0 (噴流中心軸からの高さ方向への距離) は30%以内で一致する.

参考文献

- (1) N.A.Chigier,N.A and Chervinsky,A., *Tras.ASME, Ser.E(J.Appl.Mecha.)*,34 (1967), 443-451
- (2) N.K.Macfadyen,M.W.Page, *Gas Warne Int.*, 29-12(1980), 670-677.
- (3) Mark P.Wernet, *APPLIED OPTICS*, 30-14(1991), 1839-1846.
- (4) 小林・関本, *NIKKEI COMPUTER GRAPHICS*(1988-5), 118-123.
- (5) Y.Hassan,T.Blanchat, *OPTICAL ENG.*, 30-8(1991), 1220-1227.
- (6) 山川・岩重, *流れの可視化*, 6-20(1986), 50-58.
- (7) 小林・吉武, *日本機械学会論文集*, 51-466, B(1985), 1966-1970.
- (8) 小林・佐賀, *流れの可視化*, 6-20(1986), 42-49.
- (9) 山川・岩重・小林, *流れの可視化*, 6-22(1986), 109-115.
- (10) 種子田他10名, *九州大学応用力学研究所所報*, 65(1987), 511-520.
- (11) 鳥谷・船越・星野, *九州大学応用力学研究所所報*, 65(1987), 199-209.
- (12) 加賀・渡邊・山口・井上・吉川, *空気調和・衛生工学論文集* 44(1990), 47-54.
- (13) 佐田・佐藤・笠木・高村, *日本機械学会論文集*, 60-571, B(1994), 865-871.
- (14) 西野・笠木, *機械の研究*, 44-7(1992), 800-804.
- (15) 二宮・笠木, *日本機械学会第67期通常総会講演会講演論文集*, B(1990), 52-54.
- (16) 江藤・宮本・小林, *日本機械学会第69期全国大会講演論文集*, B(1991), 310-312.
- (17) 植村・山本・中島, *可視化情報*, 10-Supple.2(1990-11)), 77-80.
- (18) 木村・河野・高森, *計測自動制御学会論文集*, 27-5(1991), 497-502.
- (19) T.Utami,T.Ueno, *J. Hydrosience Hydraulic Eng.*, 9-1(1991), 1-10.
- (20) 家合・小河原・飯田, *日本機械学会流体工学部門講演会論文集*(1991-8), 296-298.
- (21) 二宮・茂里, *日本造船学会論文集*, 169(1991), 39-45.
- (22) 古賀・三池, *電子情報通信学会論文集*, J70-D-8(1987), 1508-1515.
- (23) Grant,I.,Smith,G.H.,Liu,A.,Infield,D. and Eich,T., *Rec. Int. Congr. Instrnm. Aerosp. Sim.*(1991), 314-320.
- (24) 川勝・平工・鈴木, *関西造船協会*, 215(1991), 75-79.
- (25) 山本・植村・小川・近江, *日本機械学会論文集*, 57-543, B(1991),

3826-3831.

(26) 山本・田・植村・近江, 日本機械学会論文集, 57-543, B(1991), 3832-3836.

(27) 奥野・中岡, 関西造船協会, 215(1991), 69-74.

(28) Ho, W., Chen, C., Tsai, M., Yang, S. and Chao, Y., J. CSME, 12-6(1991), 632-636.

(29) 巽・野中・石黒・菊永, 三菱重工技報, 28-5(1991), 488-493.

(30) 北村, 計測技術 Suppl.(1988), 143-146.

(31) Rajaratnum, N.(野村安正訳), 噴流, (1983), 178-202., 森北出版

(32) M.A.Patrick, Trans. Inst. of Chem. Eng., 45(1967), 16-31.

第3章 単純旋回噴流の計測

第3章 単純旋回噴流の計測

3.1 緒言

一様流中へ噴出した噴流に関する多数の研究をRajaratnum⁽¹⁾がまとめている。その中には噴流の中心式に関する実験式や解析が紹介されている。これらの式は、もともと環境とか土木等の分野を対象にしたものであるが、燃焼工学でもボイラ火炉内における火炎の挙動を推定するのに用いられている。しかし、これまで報告された中心式はいずれも旋回のない自由噴流に対するもので、バーナ火炎のように噴流に旋回が与えられた場合には使用できない。

一方、旋回噴流に関する研究は数多くなされているが、静止流中へ噴出したものが大半であり^{(2)~(34)}、一様流中へ旋回噴流を噴出する実験は報告例が少ない。そこで、最初は実験の簡単な酸塩基中和法で流れの概略を把握し、その後、トレーサ法で詳細に解析した。

3.2 酸塩基中和法による実験

実験装置の全体を図3.1に示す。テスト部の寸法は奥行き $L_x=600\text{mm}$ 、幅 $L_y=300\text{mm}$ 、高さ $L_H=1,200\text{mm}$ である。一様流の流速は $V_0=50\text{mm/s}$ と一定にして行った。旋回噴流は図3.2に示した旋回発生器を用いて発生させた。長さ15mm、幅14mm、厚さ1mmの旋回羽根を通過した水は旋回しながら内径 $D=30\text{mm}$ のスロートから噴出する。各旋回羽根は互いに連動しており、外部からロッドを前後することにより接線方向の角度 θ を変える。噴流を一様流中に噴出した場合、噴流の中心軌跡はレイノルズ数に依存せず、速度比 α だけで整理できることが既往の研究で明らかにされている⁽¹⁾。そこで、噴流の噴出速度 $V_j=300\text{mm/s}\sim 2300\text{mm/s}$ の範囲で変えた。この時、速度比 α (=噴流の噴出速度 V_j / 一様流の速度 V_0) は6~46である。

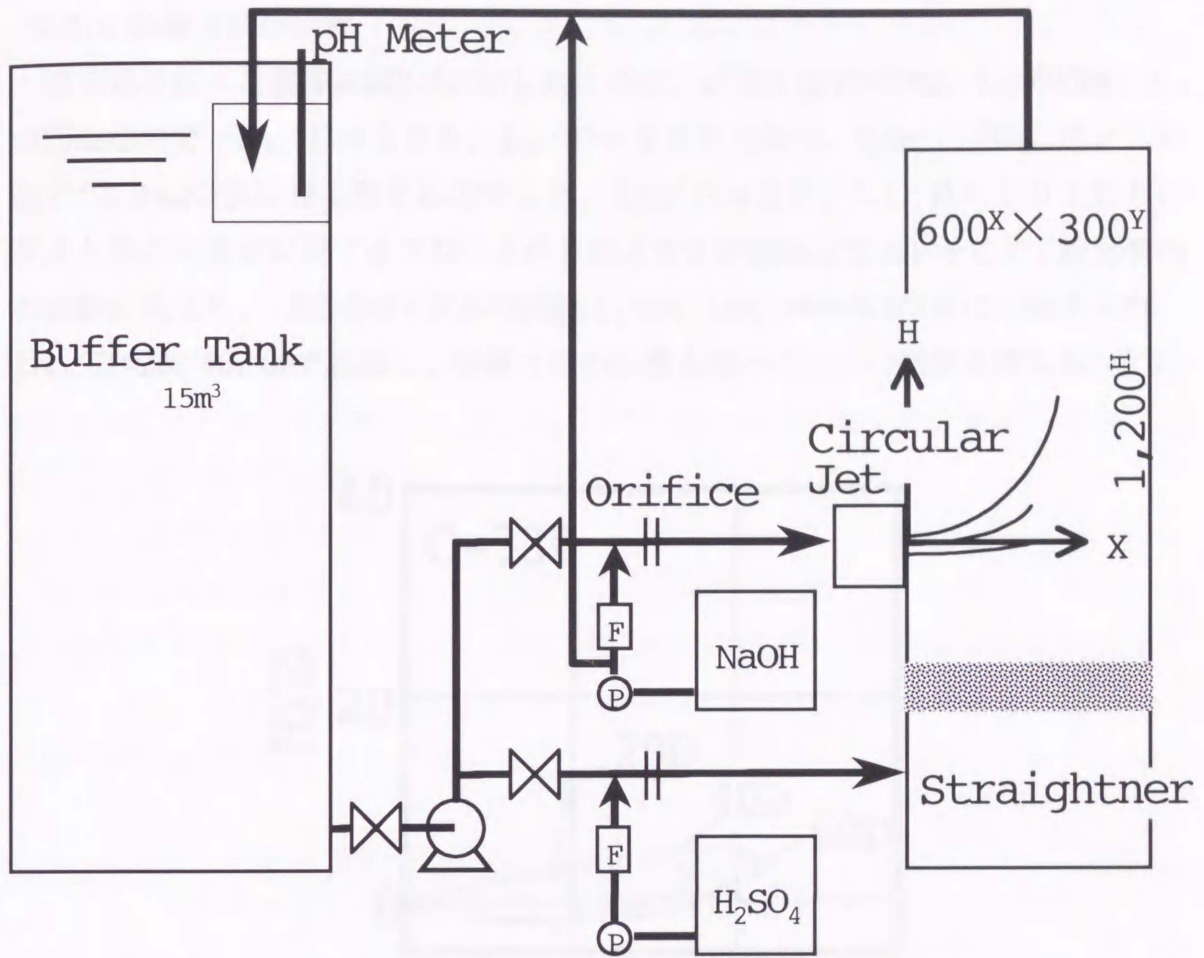


図3.1 酸塩基中和法による噴流の可視化

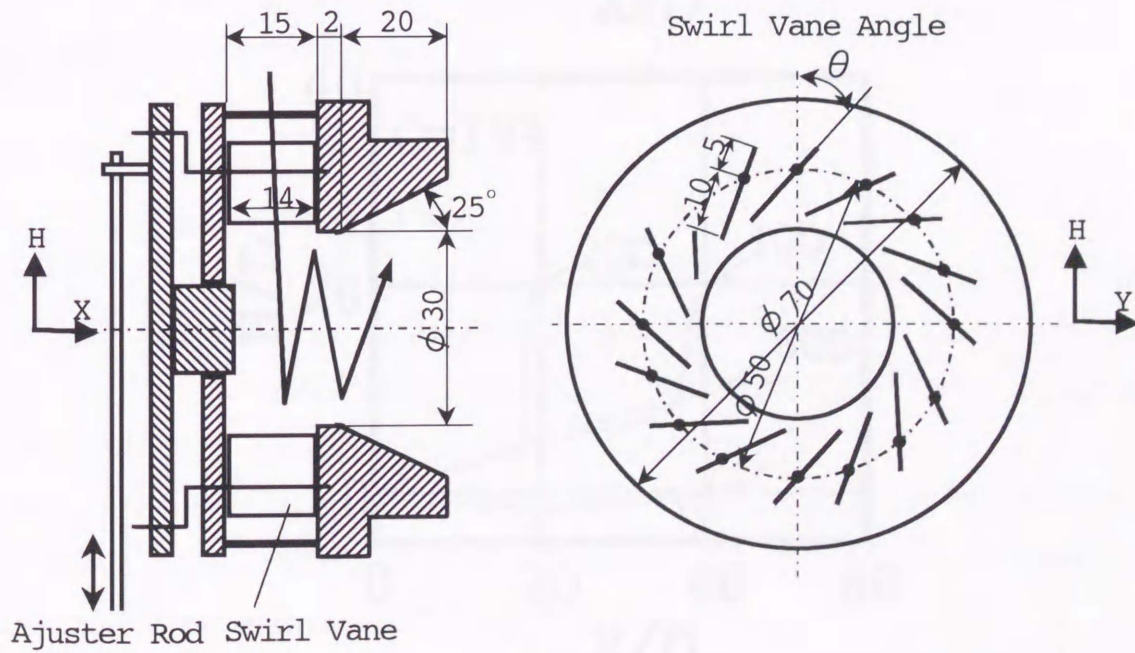
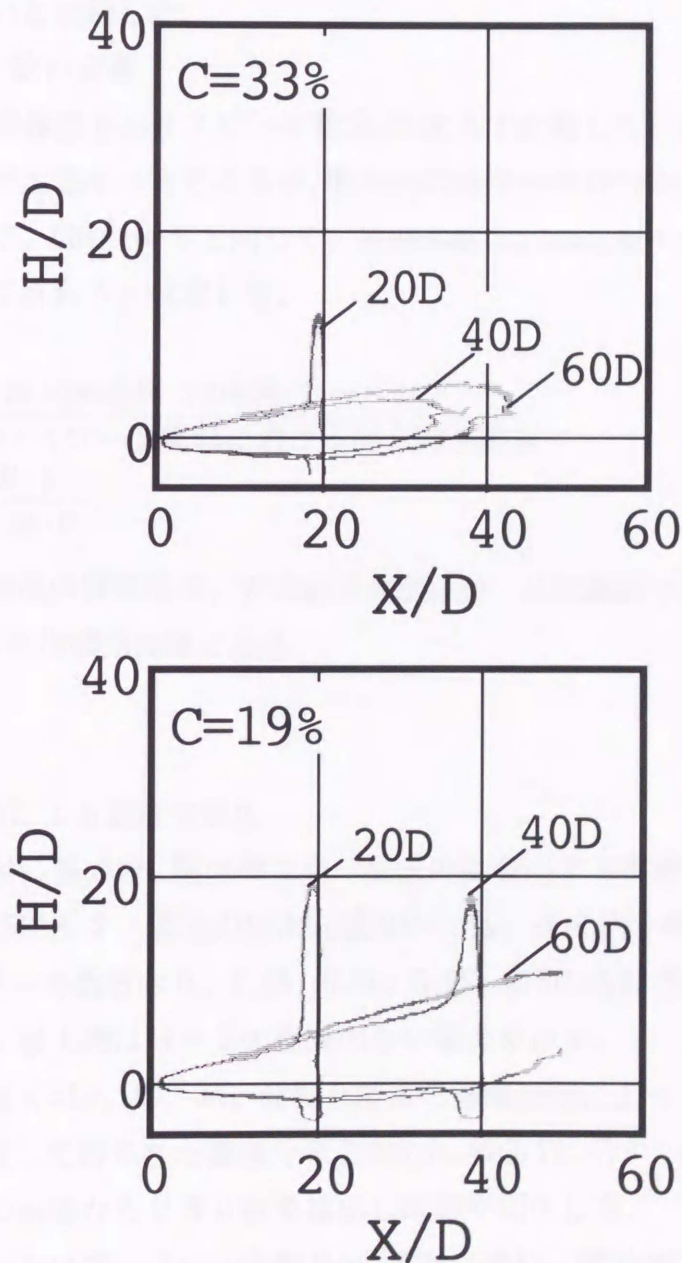


図3.2 旋回発生器の構造

3.2.1 装置寸法の影響

第2章で行った実験は図2.2に示したように、ノズル径 $D=3\text{mm}$ 、 $L_x=600\text{mm}$ 、 $L_y=300\text{mm}$ なので、 $L_x/D=200$ 、 $L_y/D=100$ である。しかし、図3.1のノズル径 $D=30\text{mm}$ の旋回発生器を使用すると、 $L_x/D=20$ 、 $L_y/D=10$ となり、テスト部の大きさに対するスロート径 D の大きさが問題になる。そこで、旋回噴流の実験に先立ち、図2.2のノズル対向側 $L_x=60, 120, 180\text{mm}$ の位置に平板を入れ、 $L_x/D=20, 40, 60$ で実験し、装置寸法の影響を調べた。この結果を図3.3に示す。



$$V_0=50\text{mm/s}, V_j=2300\text{mm/s}, \alpha=46, Re=6.9 \times 10^3$$

図3.3 対向壁による等濃度線の相違

図中の濃度は第2章(6)式で定義した無次元の噴流濃度でC=19%, 33%である。

速度比 α は対向壁の影響が出やすい $\alpha=46$ で行った。この時、一様流の速度 $V_0=50\text{mm/s}$, 噴流の噴出速度 $V_j=2300\text{mm/s}$ で, $Re=6.9 \times 10^3$ である。噴流の濃度が高いC=33%の場合, 60Dに比較して40Dでは等濃度線が短くなっており $X/D=40$ にある対向壁によって混合が促進されている。20Dでは $X/D=20$ の対向壁に衝突し上下に広がっている。しかし, 3者を比較すると $X/D < 18$ では等濃度線はほとんど一致しており, 対向壁の影響が小さいことがわかる。これは, 噴流が拡散して濃度が低くなったC=19%の場合でも同様である。これより, 対向壁に衝突するまでの噴流の拡散に関しては大差がないと判断した。

3.2.2 スワール数の定義

旋回噴流の旋回強度を示すスワール数 S_w は次式で定義した。回転モーメントは本来スロート部で定義すべきであるが, 断面内の速度分布が分かっていると使用できない。そこで, Chigier等と同じく, 旋回羽根出口の回転モーメントがスロートまで完全に保存されると仮定した。

$$S_w = \frac{\text{旋回羽根出口の回転モーメント}}{\text{代表径} \times \text{スロート断面における軸方向運動量}} \quad (1)$$

$$= \frac{M \cdot W \cdot R}{(D/2) \cdot M \cdot V_j} \quad (2)$$

ここで, Mは噴流の質量流量, Wは旋回速度成分, Rは旋回半径, Dはスロート径, V_j は噴流の平均噴出速度である。

3.3 実験結果

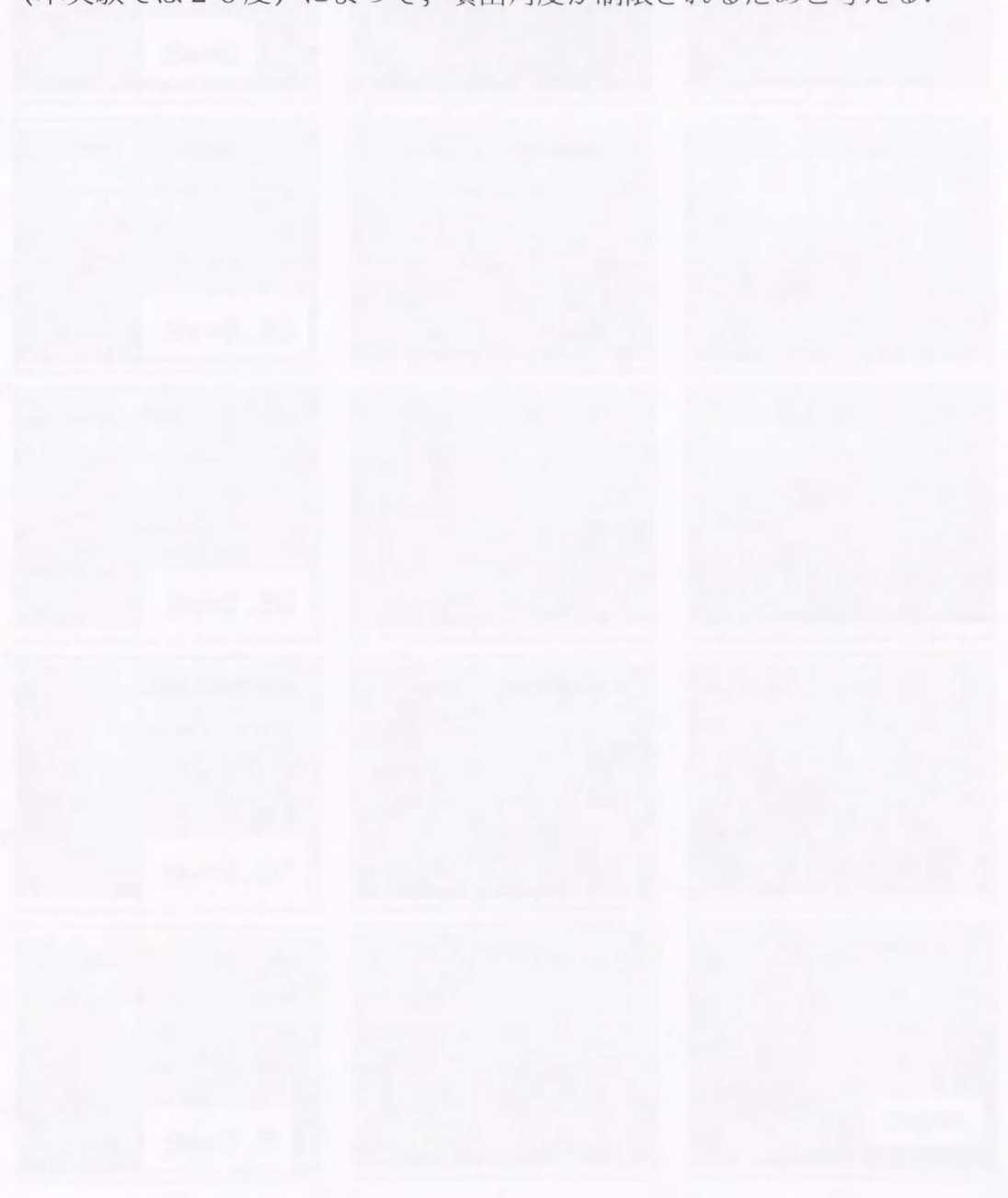
3.3.1 旋回強度による濃度の変化

以上の予備検討に基づき, 旋回噴流を一様流中に噴出する実験を行った。その様子を図3.4, 図3.5に示す。噴流の無次元濃度C=19%, 速度比 $\alpha=6.0, 9.5, 15, 20, 25$, スワール数 $S_w=0, 0.25, 0.50, 0.97, 2.5$ の条件で行った。 S_w は(2)式から算出した。最上段は $S=0$ の旋回のない場合を示す。

次に, 噴流濃度C=12, 19, 38, 42%と変えて画像処理によって等濃度線をもとめ, それらを合成して得られた濃度分布を図3.6, 図3.7に示す。各条件の画像処理では, 15秒間の画像から256枚を抽出し時間平均化した。

図3.6, 図3.7において, スワール数 S_w の増加に伴い, 噴流の下流側への偏向量が増加している。これは, Chigier⁽³⁵⁾が報告しているように, スワール数の増加

に伴って旋回噴流の広がり角が大きくなり, 周囲流体のエントレイン量が増加するためである. ただ, $Sw=2.5$ の場合, $Sw=0.97$ と比較すると偏向量, 広がり幅ともに大差がないのは, 噴流がスロート内壁に接触しており, スロートの開き角度 θ (本実験では 25 度) によって, 噴出角度が制限されるためと考える.



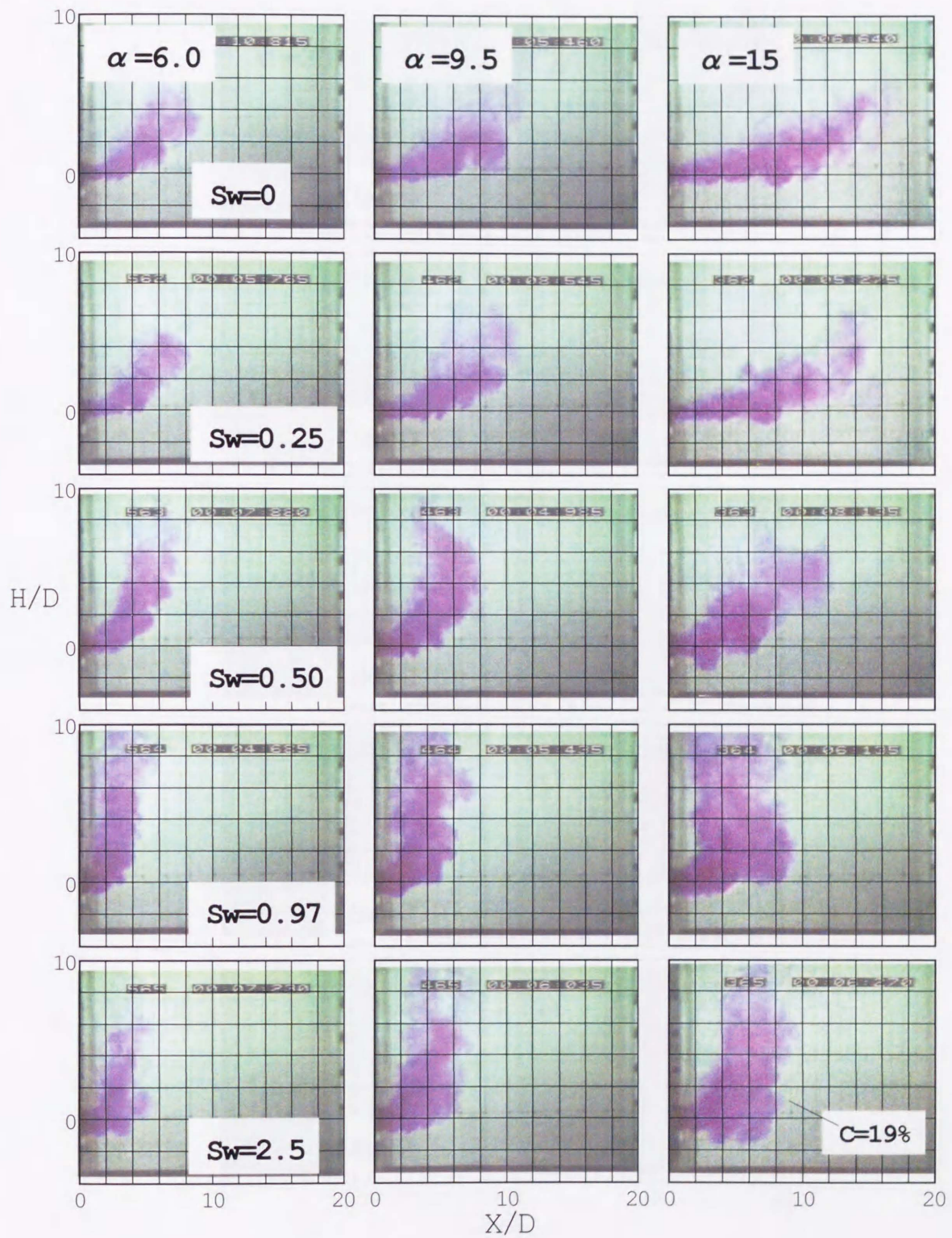


図3.4 旋回噴流の可視化状況 I

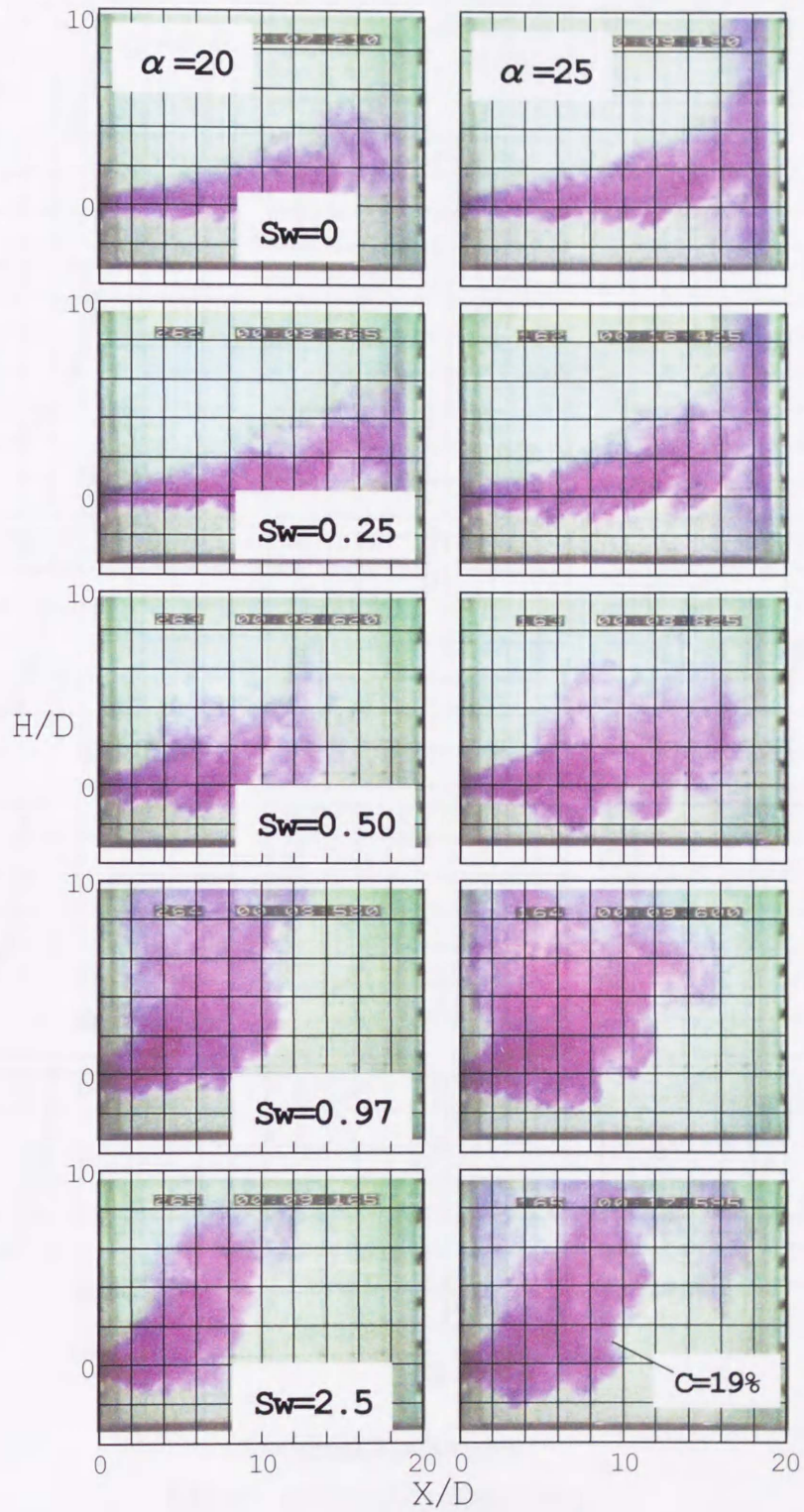
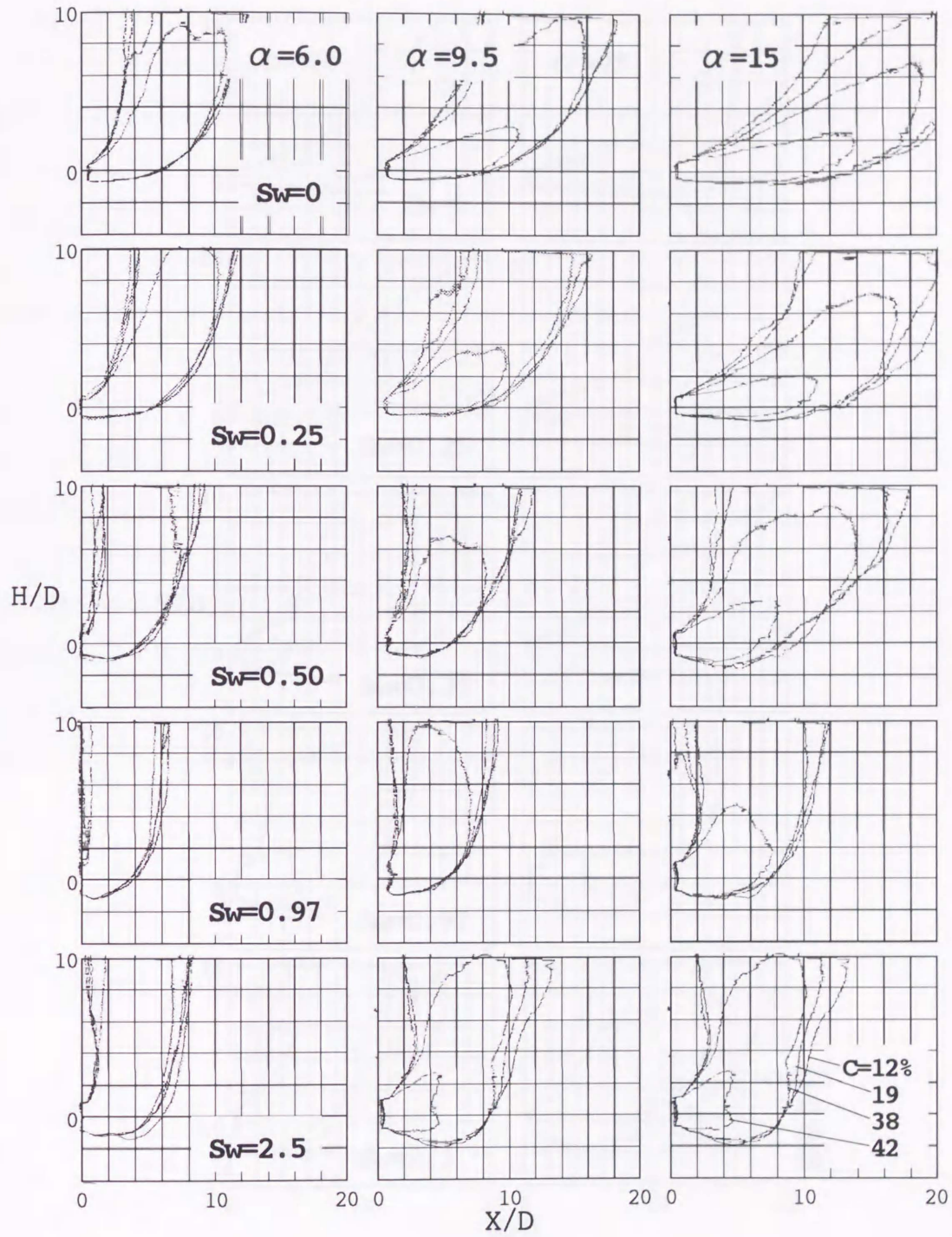
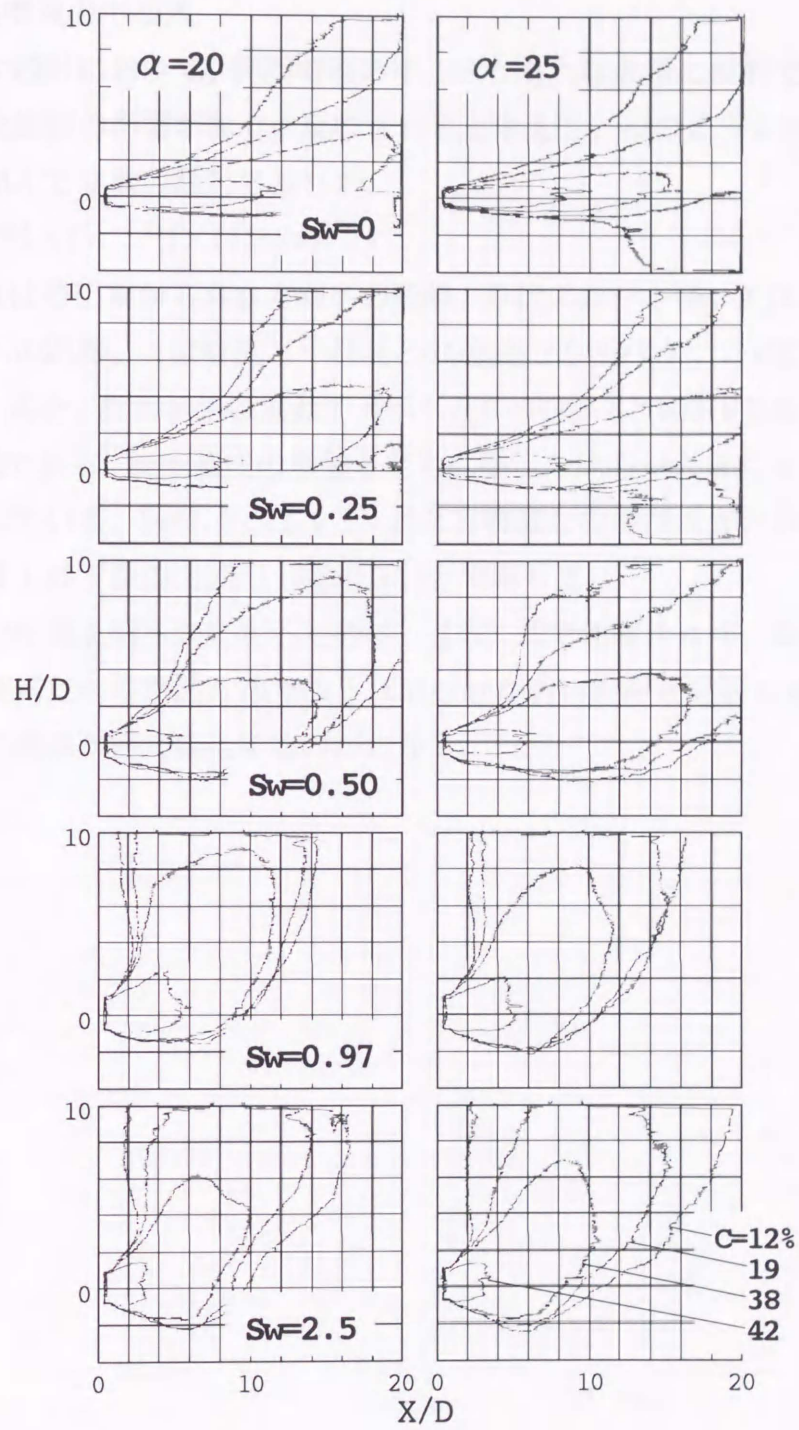


図3.5 旋回噴流の可視化状況Ⅱ



$D = 30\text{mm}, V_0 = 50\text{mm/s}$

図3.6 旋回噴流の濃度分布 I



$D = 30\text{mm}, V_0 = 50\text{mm/s}$

図3.7 旋回噴流の濃度分布 II

3.3.2 旋回噴流の中心式

ボイラ火炉設計において、旋回噴流の中心式があれば非常に便利である。そこで、噴流の軌跡は旋回の影響が独立に反映されると考えて、次のようにPatrickの式に旋回の項を加えて変数分離形で表した。

$$H/D = (X/D^{2.94}) \times (\alpha^{-2.24}) \times ((1+Sw)^{2.94}) \quad (3)$$

ここで、Hは噴出軸から高さ方向への距離、Dはスロート径、Xはスロート面から噴出方向への距離、 α は噴流と一様流との速度比 ($=V_j/V_0$)、Swはスワール数である。(3)式を、計測結果に重ねて表示したのが図3.8と図3.9である。図中の実線が(3)式である。旋回強度の増加とともに噴流の湾曲が大きくなる状況を実験式は良く表している。Sw=2.5では(3)式と実噴流との差が大きいが、火炉設計での使用範囲は1以下なので実用上問題ないと判断した。

旋回噴流の性質を明らかにするために、(3)式で速度比 $\alpha=6, 25$ で、スワール数Swの影響を見たものが図3.10である。Chigierが弱い旋回と定義したSw<0.6でも旋回によって湾曲が相当変化するのがわかる。

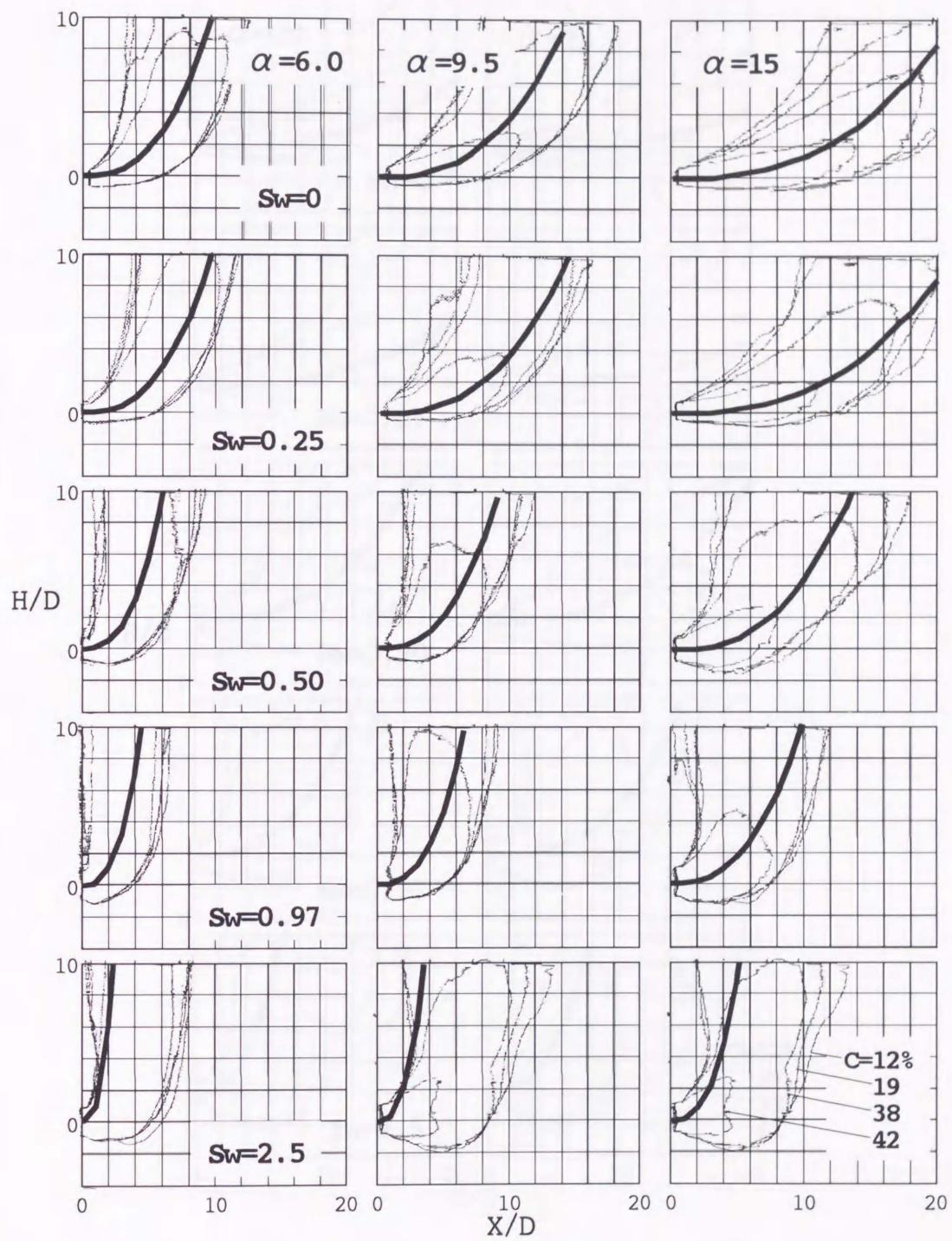


図3.8 一様流中に噴出した旋回噴流の中心式 I

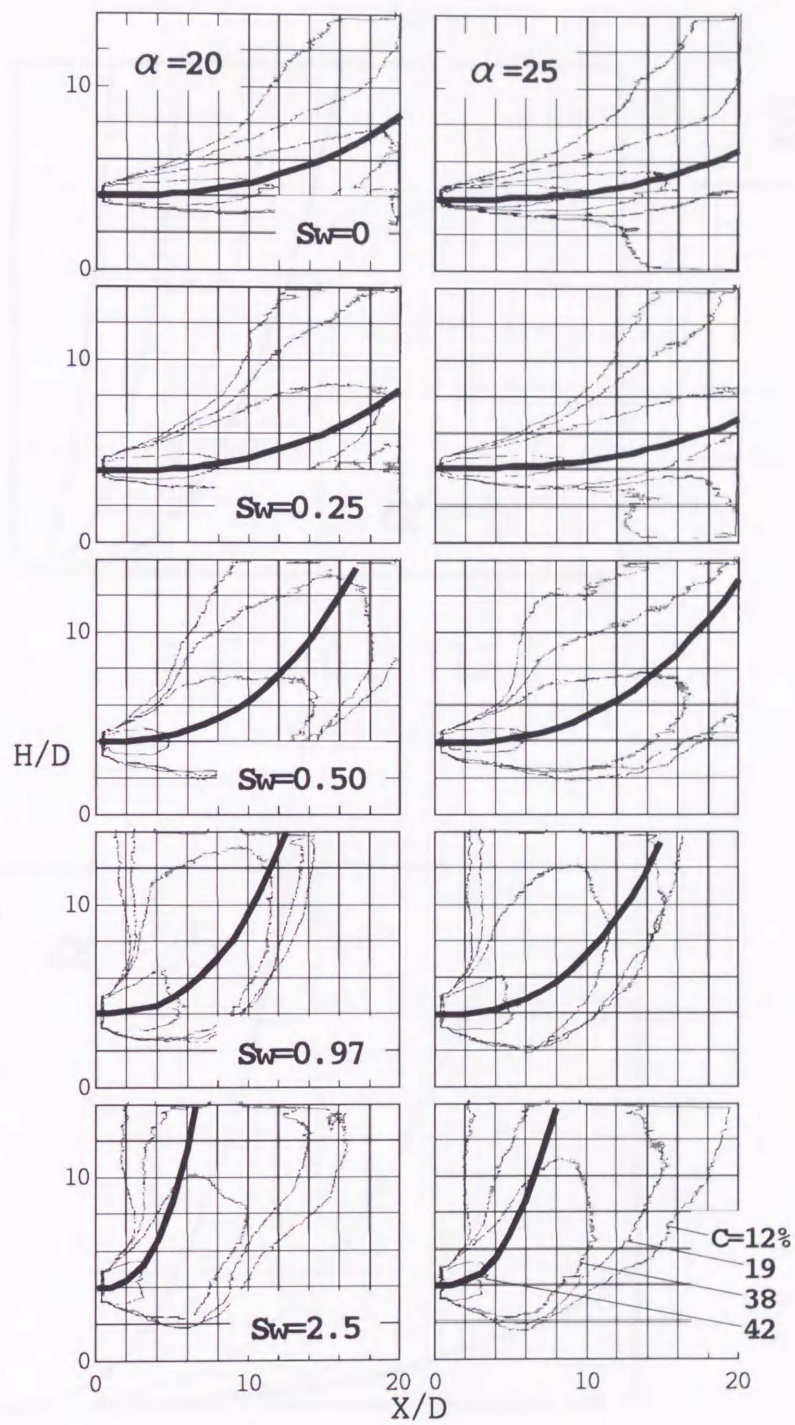


図3.9 一様流中に噴出した旋回噴流の中心式II

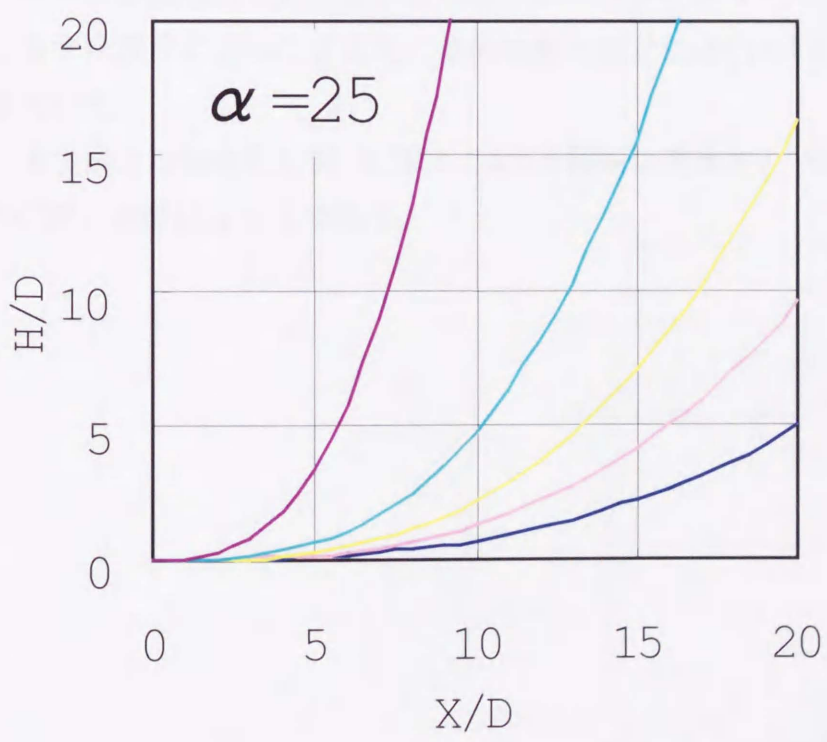
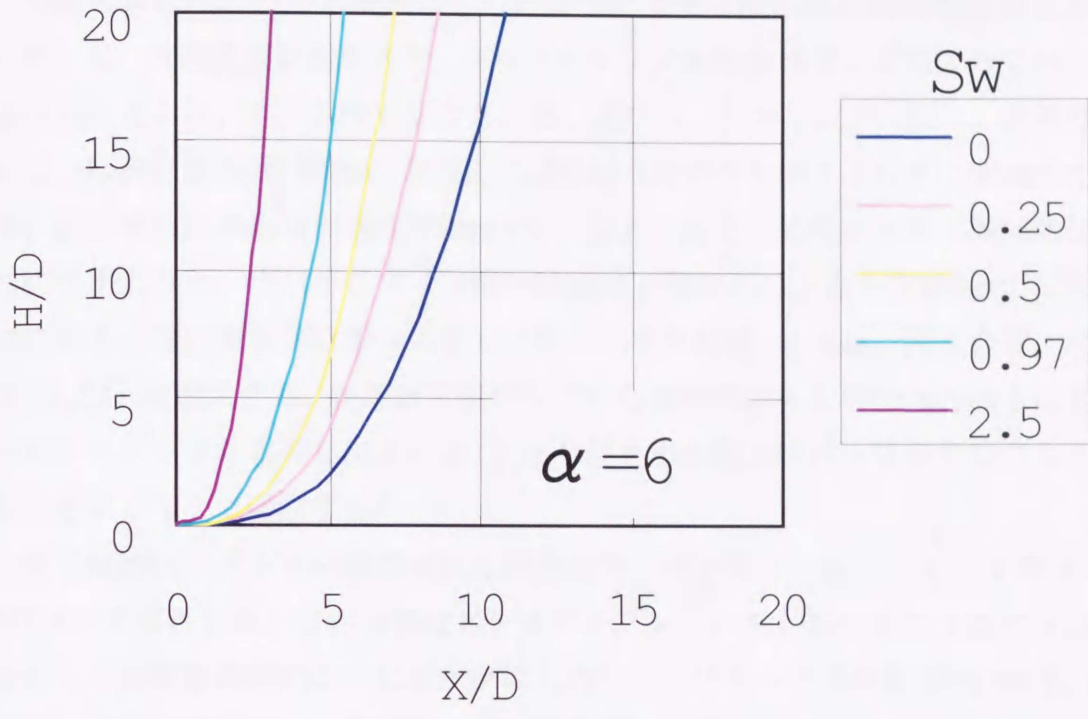


図3.10 旋回噴流の中心式

3.4 トレーサ法による実験

実験装置は図3.11の系統図に示したように水流可視化部と画像処理部とからなっている。水流装置は循環式で、バッファタンク内の水はポンプによって整流器と旋回器に送られ、テスト部で混合した後、再びバッファタンクに戻る。整流器から出た一様流は断面が $\square 400\text{mm}$ 、高さ $L_{\text{H}}=1,200\text{mm}$ の角ダクト中を上向きに 50mm/s で流れる。旋回噴流は平均噴出速度 200mm/s で一様流に直交して噴出する。旋回器は図3.12に示すように、出口オリフィス径 $D=60\text{mm}$ で、整流器の上面から 220mm の位置の中央にある。旋回噴流にはポリスチレン粒子（平均粒径： 1.0mm 、色：白色、平均比重： 1.03 ）を混入する。粒子は定量ポンプから連続的に 10cc/min の水によってトレーサタンクから押し出される。テスト部を出た粒子はバッファタンク入り口に設けたフィルタで回収する。

粒子軌跡はテスト部の側面又は正面からスリット光を照射し、ビデオカメラ（ 30コマ/s ）で撮影した。この画像はビデオテープレコーダ、ビデオディスクレコーダを介して画像処理用のコンピュータに入力した。スリット光は幅が 500mm で、厚さは 10mm （側面撮影時）、及び 20mm （正面撮影時）である。

旋回は旋回器の入口に設けた16枚の旋回羽根によって与え、その強度は法線方向となす角度 θ によって変えた。旋回強度の指示には(1)式で定義したスワール数 Sw を用いた。

本実験では Sw を $0, 0.34, 0.76, 1.54$ の4種類に変えた。噴流のレイノルズ数は 1.2×10^4 、速度比 $\alpha = 4$ である。

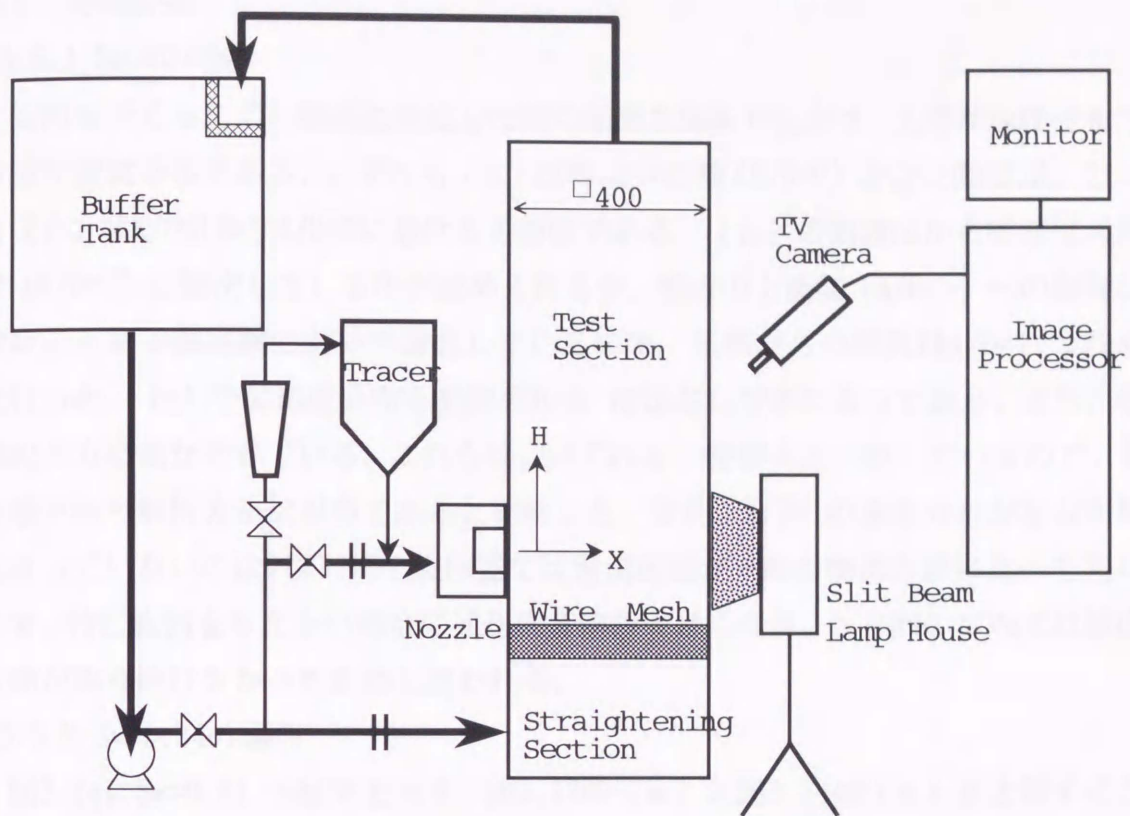


図3.11 実験装置

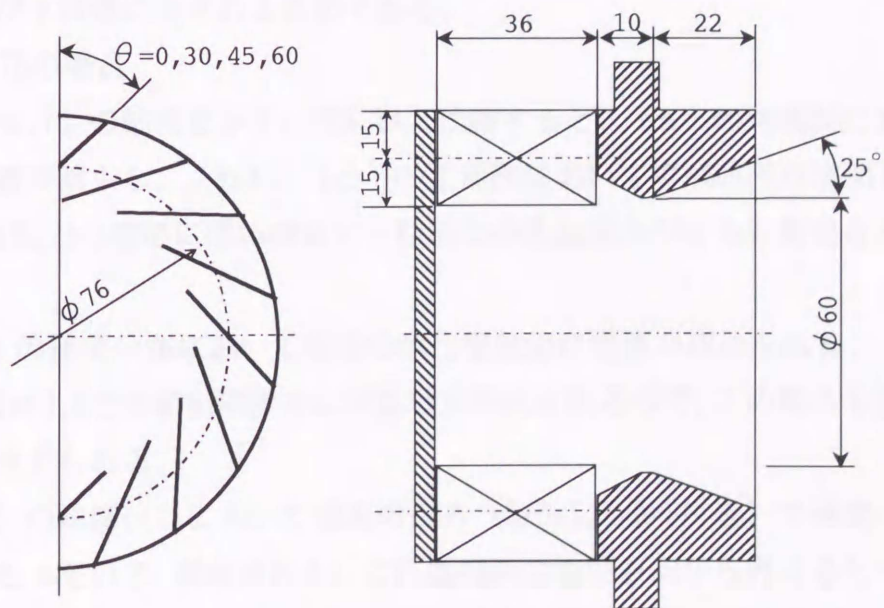


図3.12 旋回発生器

3.5 実験結果

3.5.1 $Sw=0$ の場合

旋回を全く与えずに噴流を噴出した時の結果を図3.13に示す。上段が速度分布で下段が濃度分布である。いずれも (a) は噴流中心軸 ($Y/D=0$) を含む側面図, (b) と (c) は $X/D=1$ 及び $X/D=3$ における正面図である。(a) の側面図から噴流は対向壁 ($X/D=7$) に衝突しているのが認められるが, 噴流の上流側 ($X/D<5$) への影響は無いことを予備実験において確認しているため, 正面からの解析は $x/D=1$ と $x/D=3$ で行った。(c) では速度分布も濃度分布も ほぼ左右対称になっており, また, 噴流の上方に渦ができています。これらは, いずれも一般事実と一致しているため, 本実験方法と解析方法は妥当であると判断した。なお, $X/D=1$ の速度分布が左右対称になっていないのは, 図3.12の旋回器では整流区間が一般の噴流実験に比べて短いので, 特に旋回を与えない場合には速度変動が大きくなり, 50回の平均では速度変動が取り除けなかったためと思われる。

3.5.2 $Sw=0.34$ の場合

図3.14に $Sw=0.34$ の結果を示す。図3.13の (a) と図3.14の (a) を比較すると, 噴流の一樣流中への到達距離が減少しているのが判る。これは噴流に旋回を与えることによって周囲流体との乱流混合が促進されるためと考えられる。また, $X/D=1$ の正面図で濃度分布が旋回方向 (時計回り) に傾いている。これは (c) の速度分布において, 一樣流の方向と旋回成分の方向が一致する噴流の左側 (以後左側と称す) では噴流が下流側に流されるためである。

3.5.3 $Sw=0.76$ の場合

図3.15に $Sw=0.76$ の結果を示す。図3.14と比較すると, (a) の側面図において噴流の到達距離が減少し, (b), (c) の正面図において噴流直径が増加していることから, 旋回力の増加に伴い噴流と一樣流との乱流混合がさらに促進されているのが判る。

次に, (a) の速度分布において噴流の噴出部近傍に逆流が認められる。一般に, 旋回噴流では $Sw>0.6$ では噴出部後方に逆流域が形成されるので, この場合も旋回による逆流域と考えられる。

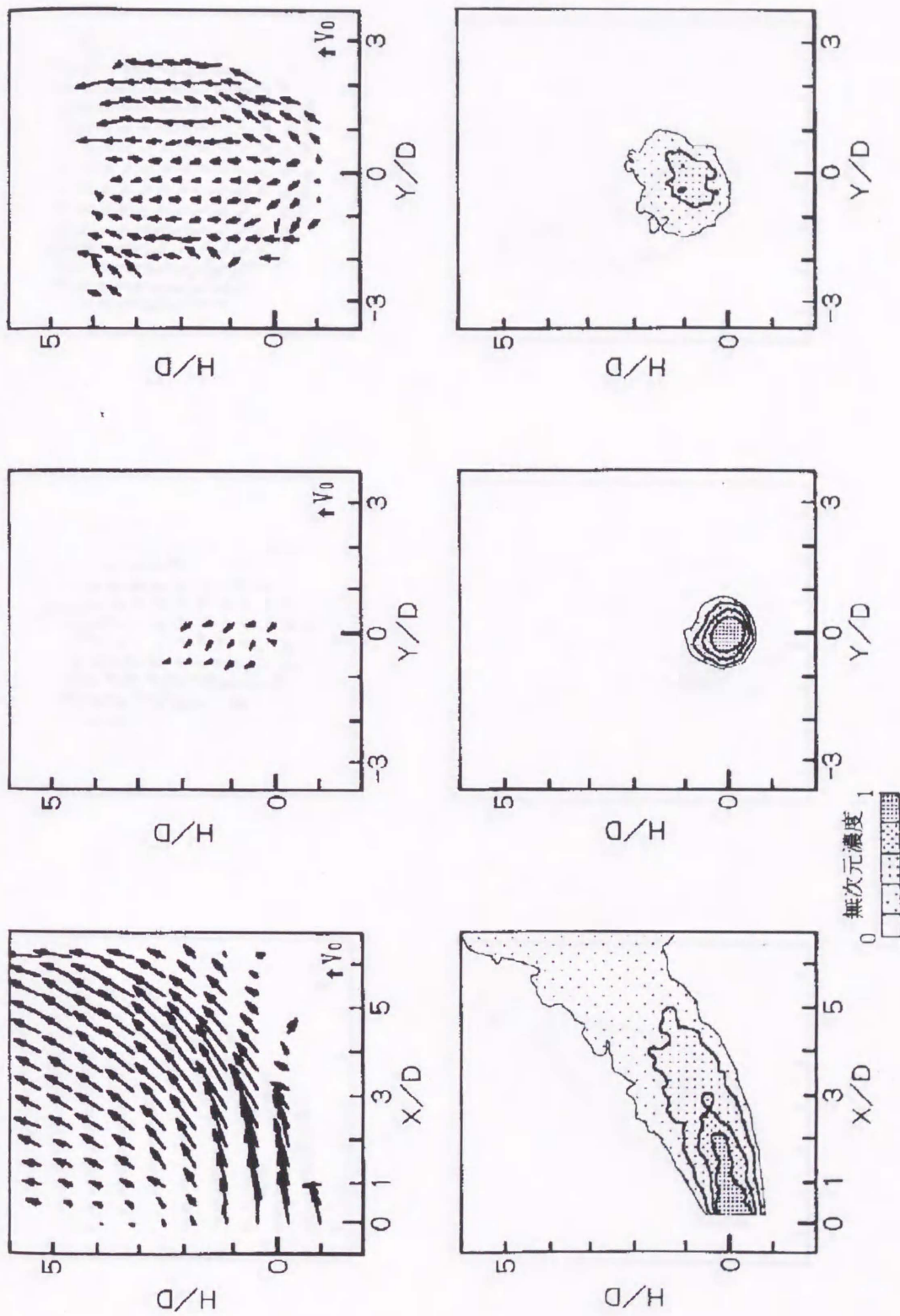
また, (b) の速度分布において噴流の上方 ($X/D=1, H/D=3$ 付近) で速度ベクトルが左向きになっている領域がある。これは噴流の旋回方向から考えると一見矛盾しているように思われる。しかし, 図3.17の流れの観察結果に示すように, 噴流の右側上方には旋回方向とは反対方向の渦が形成され, この渦によって噴流の右側

の一樣流が左側へ輸送されているのが確認でき、旋回流と一樣流の剪断領域に形成される2次流れによるものであることがわかった。ただ、この現象は(c)の $X/D=3$ の断面では見られないが、これは噴流が大きく曲ってしまったところであり、計測断面が噴流の中心軸と直角になっていないためと考えられる。本実験では計測出来なかったがおそらく存続しているものと思われる。

3.5.4 $Sw=1.54$ の場合

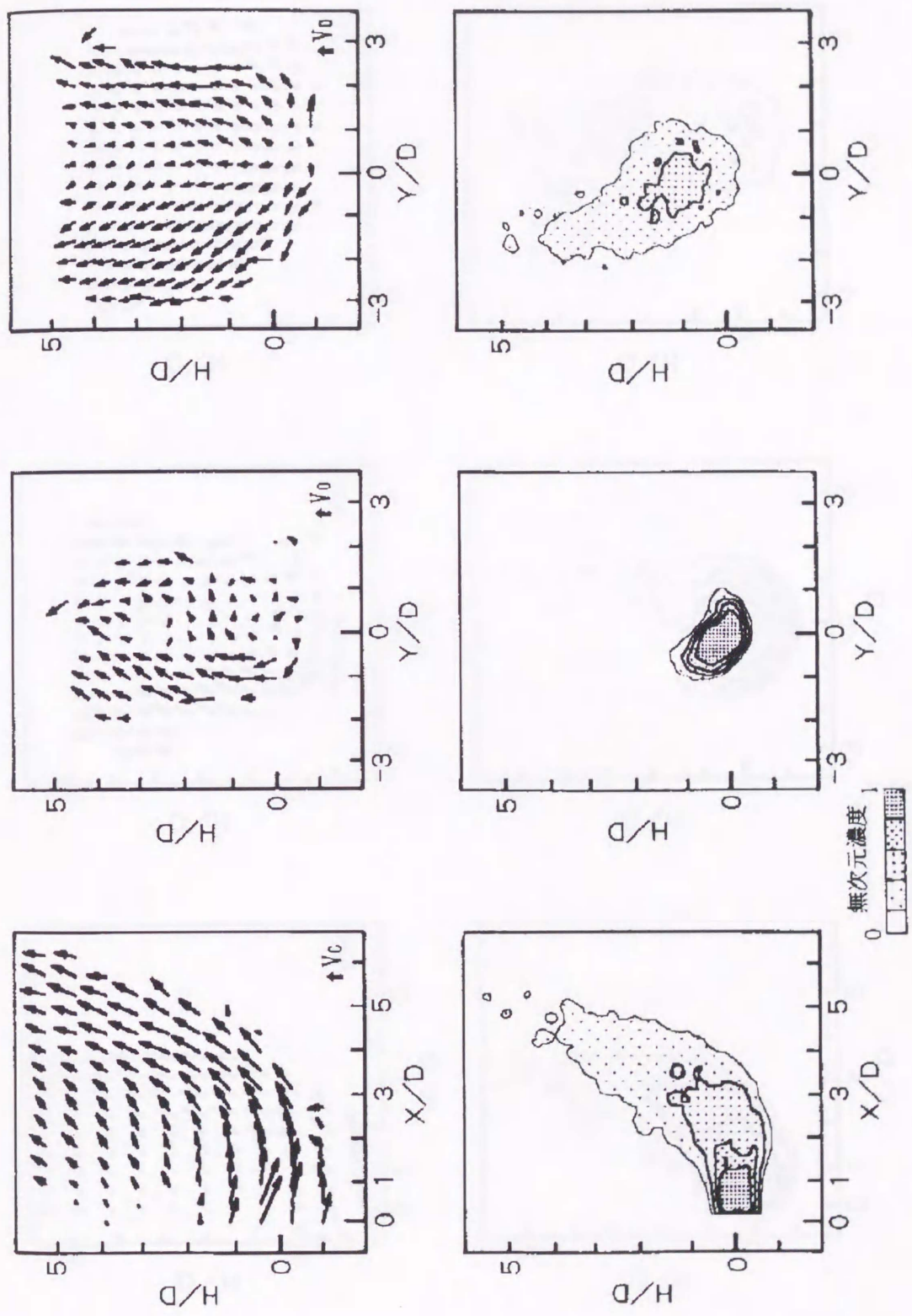
図3.16に $Sw=1.54$ の結果を示す。ほとんど $Sw=0.76$ の場合と変わらないが、側面図において噴出部後流の逆流領域が明瞭になっており、旋回力の増加によって逆流領域が広がったのがわかる。





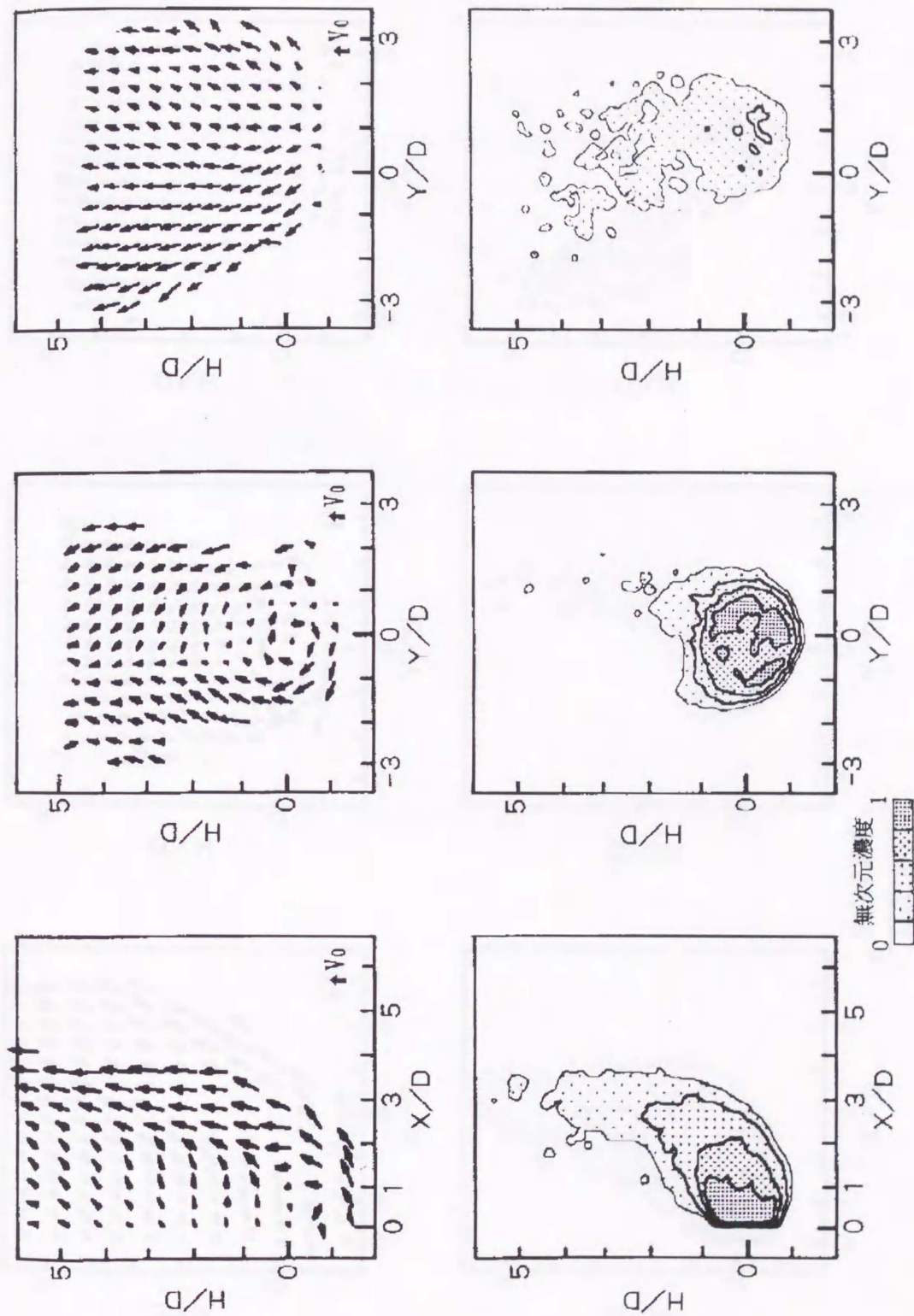
(a) 側面図 ($Y/D=0$) (b) 正面図 ($X/D=1$) (c) 正面図 ($X/D=3$)

図3.13 速度分布と濃度分布 ($S_w=0, \alpha=4$)



(a) 側面図 (Y/D=0) (b) 正面図 (X/D=1) (c) 正面図 (X/D=3)

図3.14 速度分布と濃度分布 (Sw=0.34)

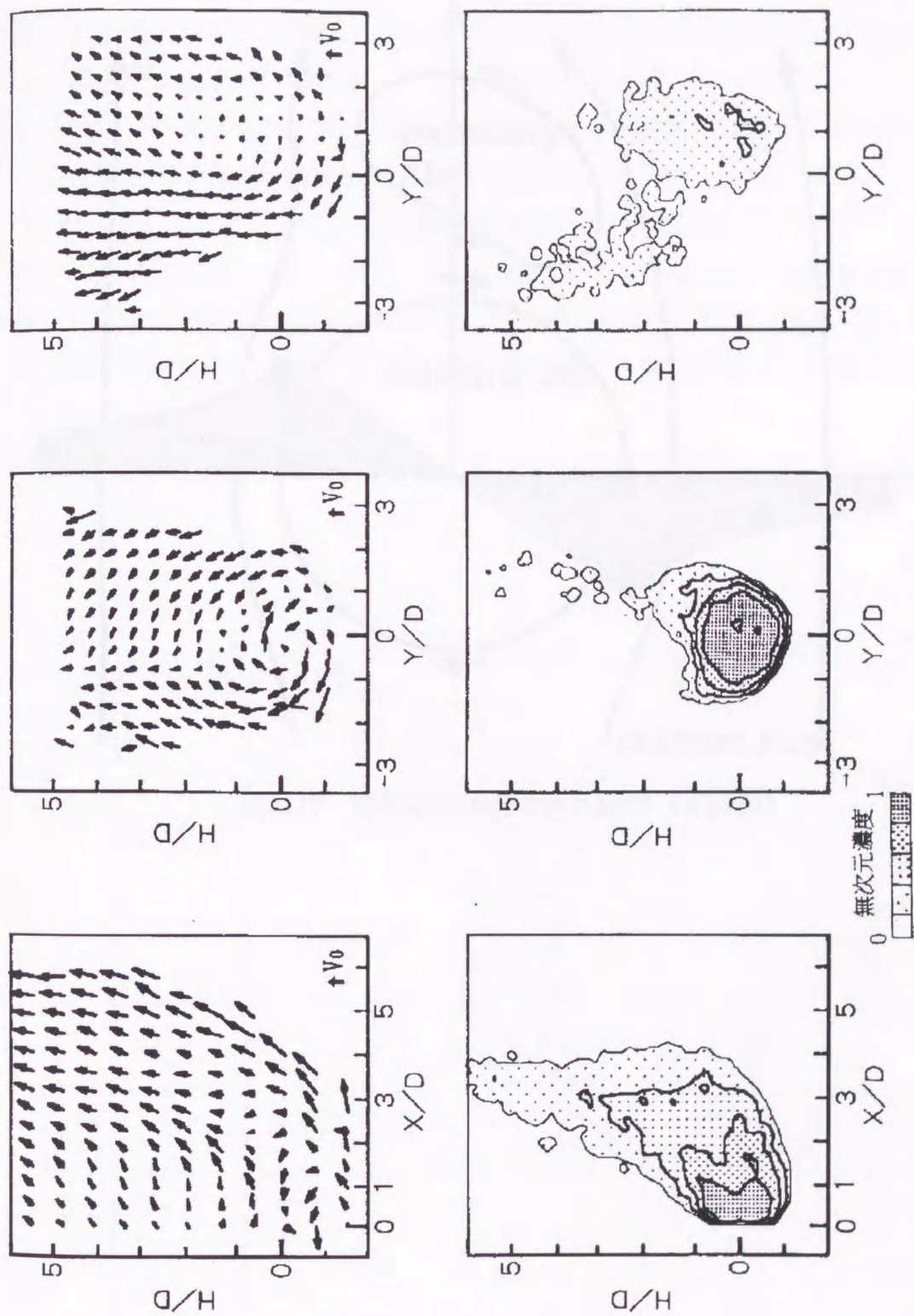


(a) 側面図($Y/D=0$)

(b) 正面図($X/D=1$)

(c) 正面図($X/D=3$)

図3.15 速度分布と濃度分布 ($Sw=0.76$)



(a) 側面図 ($Y/D=0$)

(b) 正面図 ($X/D=1$)

(c) 正面図 ($X/D=3$)

図3.16 速度分布と濃度分布 ($Sw=1.54$)

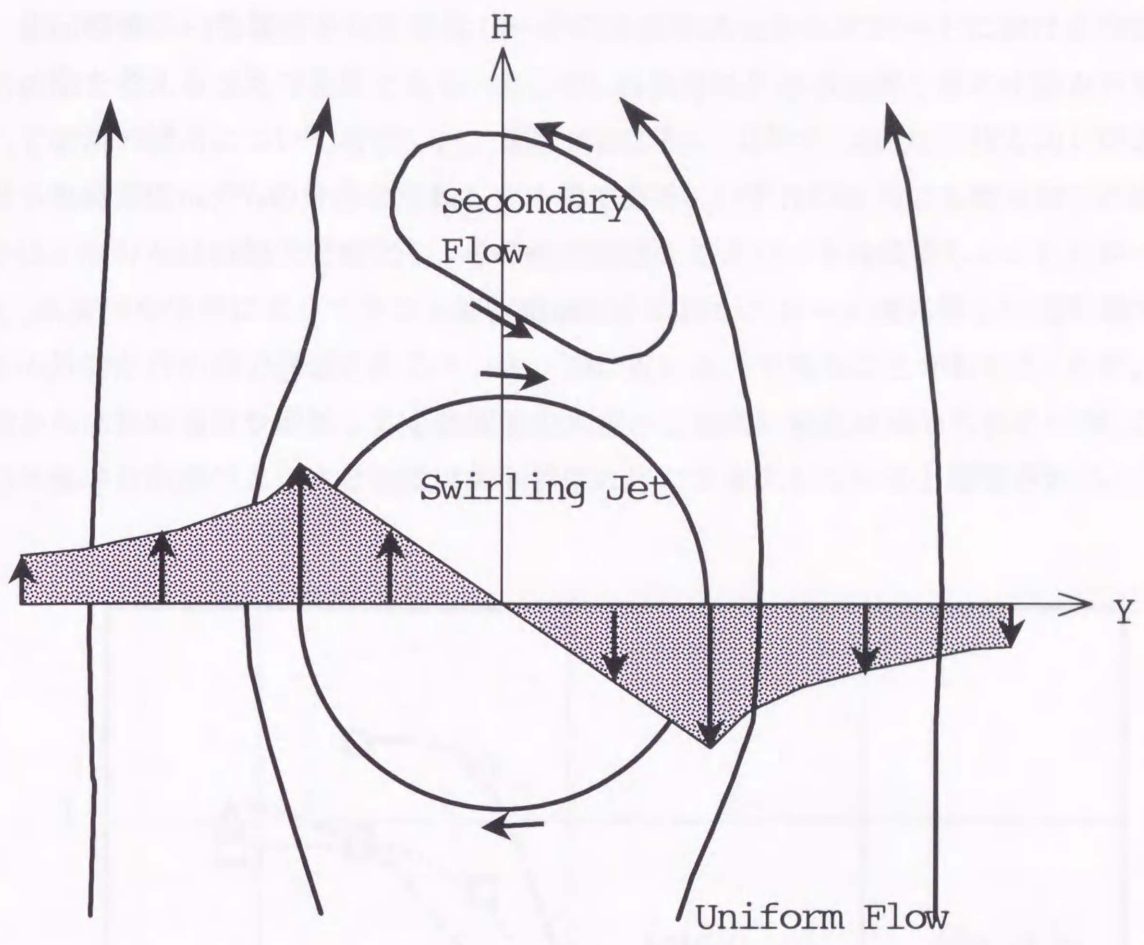


図3.17 旋回噴流近傍の流れ観察（正面図）

3.5.5 噴出部における旋回噴流の構造

旋回噴流の内部構造を知る事はバーナの火炎形状とかエアポートにおける空気の拡散を考えるうえで重要である。そこで、各条件における速度分布の比較を行なって噴流の構造について考察した。図3.18は $X/D=1$, $H/D=0$ の幅方向 (Y方向) における垂直速度成分 V_H の分布を比較したものである。いずれの場合にも噴流の中心部では速度分布は直線的に変化し、その幅はほぼ1でスロート径に等しい。したがって、本旋回発生器によって生じる旋回噴流は中心部がスロート径に等しい強制渦でその外側が自由渦で構成されるランキン渦に近いものであることがわかる。ただ、図からは旋回強度が増加しても強制渦の大きさと強度に変化は認められないが、この外側の自由渦の大きさと強度は旋回強度に応じて変化していると想像される。

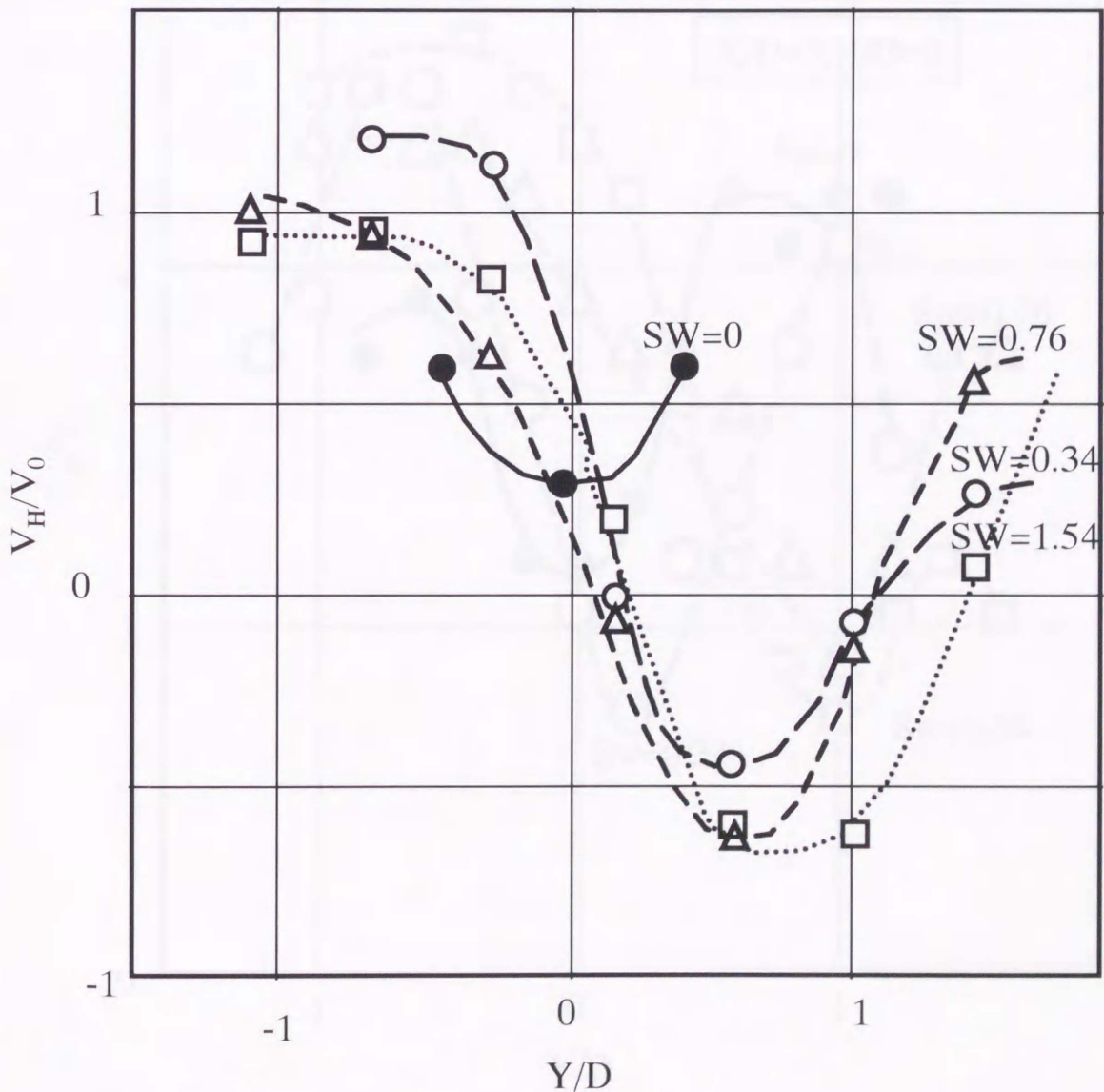


図3.18 噴出部の速度分布 ($X/D=1$, $H/D=0$)

3.5.6 上昇流の偏り

旋回を与えることによって左右の流速分布が非対称になることがわかったが、複数のエアポートが装着されている事業用ボイラでは炉内に流速のアンバランスを生じることになる。したがって、この量を定量的に押さえておく必要がある。そこで、ボイラ火炉の中央部に相当する $x/D=3$ における速度分布を比較した。図3.19は $X/D=3, H/D=3$ の位置における高さ方向速度成分 V_H の幅方向 Y における分布を比較したものである。図において、 $Sw=0$ の時には $Y/D=0$ を中心としたMの形の速度分布となっているが、旋回強度が増すにつれて左側では最大速度が大きくなり、反対に右側では小さくなっている。またこれと共に、中央にあった速度が最小となる位置も右側に移動している。以上のことから、旋回噴流の下流では左側の流量が右側より多くなっていると推察される。

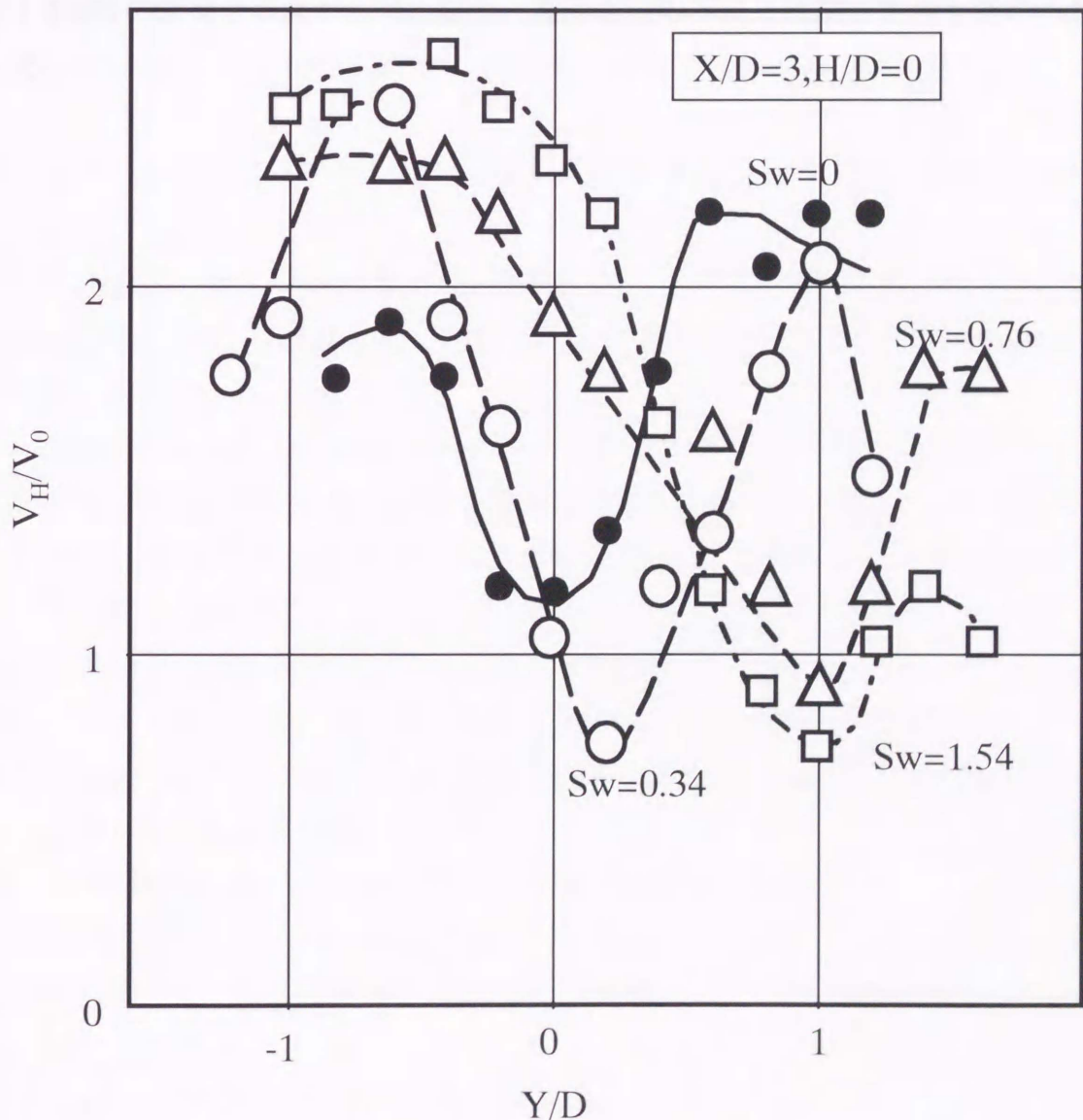


図3.19 噴出部の速度分布 ($X/D=3, H/D=3$)

3.6 結 言

酸塩基中和法による実験から次の知見を得た。

- 1) 酸塩基中和法による可視化により等濃度線を得ることができる。
- 2) $Sw < 0.97$ では旋回噴流はスワール数の増加に伴い、偏向量も広がり幅も増大する。
- 3) $Sw > 0.97$ では偏向量、広がり幅ともに増加しない。
- 4) 旋回噴流の中心軌跡に対する実験式を作り、 $Sw < 0.97$ で実験結果を表現できることを確認した。

次に、トレーサ法による実験から次の知見を得た。

- 1) 本旋回発生器では内部がスロート径程度の強制渦でその外側が自由渦であるランキン渦が発生する。
- 2) $X/D=1$ の断面を正面から見た場合、旋回噴流の下流には旋回方向と逆の渦が生じる。

参考文献

- (1) Rajaratnum, N. (野村安正訳), 噴流, (1983), 178-202., 森北出版
- (2) Young, A.D. and Rao, K.N., *Aeronautical Q.*, 29-4(1978), 270-284.
- (3) Muhe H., *C.R.Acad.Sc.Paris*, 294-22(1982), 1299-1304.
- (4) Samet, M. and Einav, S., *AIAA J.*, 26-5(1988), 619-621.
- (5) Ogawa, A. and Hatakeyama, H., *日本大学工学部紀要*, 20(1979), 133-144.
- (6) Elsner, J.W. and Drobiak, S., *J.Tech.Phys.*, 29-1(1988), 29-41.
- (7) Farokhi, S., Taghavi, R. and Rice, E.J., *Collect Tech.Pap. AIAA/ASME/SIAM /APS 1st Natl. Fluid Dyn. Congr.(1988) Part2*, 947-954.
- (8) N.S.Shshudhara and E.L.Bourodimos, *American Water Resources Association* 11-1(1975), 77-96.
- (9) 須藤・檜原・角田, *日本機械学会論文集*, 63-609, B(1997), 132-139.
- (10) Fallnius, K., *Acta Polytech. Scand. Appl. Phys. Ser.*, Ph-120(1977), 1-17.
- (11) Kolar, V., Filip, P. and Gurev, A.G., *Appl. Sci. Res.*, 39-4(1982), 329-335.
- (12) Klocke, B. und Kremer, H., *Gas Wärme Int.*, 38-1(1989), 10-15.
- (13) Kim, K.Y. and Chung, M.K., *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 9-1(1988), 62-68.
- (14) Pani, B.S. and Parameswaran, P.V., *CANCAM*, 85-12(1985), 193-194.
- (15) 内藤・大西・熊野, *空気調和・衛生工学会学術論文集(1982)*, 353-356.
- (16) Martynenko, O.G. and Sokovishin, Yu.A., *Wärme und Stoffübertragung*, 21-4(1987), 199-207.
- (17) 大西, 第22回海岸工学講演会論文集(1975), 173-177.
- (18) 日野・大西・羽生, 第22回海岸工学講演会論文集(1975), 179-184.
- (19) Mahmud, T., Truelove, J.S. and Wall, T.F., *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, 109(1987-9), 275-282.
- (20) Al-Halbouni, A., *Gas Wärme Int.*, 38-2(1989), 63-65.
- (21) Al-Halbouni, A., *Gas Wärme Int.*, 38-1(1989), 20-24.
- (22) M.A.Habib and J.H.Whitelaw, *Trans. ASME J. Fluids Engineering*, 102(1980), 47-53.
- (23) 卷幡・宮井, *流体工学*, 13-7, 394-413.

- (24) 田中, 日本機械学会論文集, 35-274(1969), 1257-1264.
- (25) 田中, 日本機械学会論文集, 39-327(1973), 3386-3393.
- (26) 田中, 日本機械学会論文集, 41-342(1975), 537-545.
- (27) Steward, F.R. and Tennankore, K.N., *Symo. Int. Combust.* 16th.(1977), 1593-1609.
- (28) Narain, J.P., *Computers and Fluids*, 5-3(1977), 115-125.
- (29) Ramos, J.J., *Numer. Methods Laminar Turbul. Flow*(1981), 401-412.
- (30) Majidi, R. and Ronald M.C. So, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, 9-4, 366-372.
- (31) 光永・広瀬, 日本機械学会論文集, 42-364(1976), 3889-3898.
- (32) 江良・齊間, 日本機械学会論文集, 41-531(1975), 3259-3268.
- (33) 木下・山口・泉, 日本機械学会論文集, 41-344(1975), 1173-1183.
- (34) 田中・田中, 日本機械学会論文集, 41-351(1975), 3180-3188.
- (35) N.A. Chigier, N.A and Chervinsky, A., *Tras. ASME, Ser. E (J. Appl. Mecha.)*, 34 (1967), 443-451.
- (36) M.A. Patrick, *Trans. Inst. of Chem. Eng.*, 45(1967), 16-31.

第4章 単純旋回噴流の数値シミュレーション

第4章 単純旋回噴流の数値シミュレーション

4.1 緒言

数値シミュレーションはCAE (Computer aided Engineering) として普及しつつあり、いくつかの製品が市販されている。しかし、第1章でも述べたように複雑な流れに対しては必ずしも解の精度が確認されているわけではない^{(1)~(8)}。市販コードが本論文で対象としている一様流中に噴出した旋回流に適用できれば、ボイラ火炉の設計において非常に有効である。そこで、市販コードを用いて数値計算し、その解を前章の実験結果と比較した。

4.2 計算方法

4.2.1 計算コード

数値シミュレーションには市販されている汎用熱流体解析コードの一つであるFLUENT (Fluent Inc. Ver.4.3) を用いた。本コードの概要を以下に示す。

- 1) ソルバ: SIMPLE法, SIMPLE-C法
- 2) 乱流モデル: $k-\epsilon$ モデル, RNG (Renormalization Groupe Theory) $k-\epsilon$ モデル, レイノルズ応力モデル
- 3) 格子分割: BFC (Body Fitted Coordinates)
形状を任意の6面体要素で分割し近似
- 4) 収束判定: 速度成分, 乱流成分等の変数に対し, 残差 $\epsilon < 10^{-3}$
ここで, 残差 ϵ は次のように定義されている。
- 5)

$$\epsilon = \frac{\sum_{i=1}^n |\text{要素の値} - \text{周囲要素から輸送方程式によって内挿される値}|}{\sum_{i=1}^n |\text{要素の値}|} \quad (1)$$

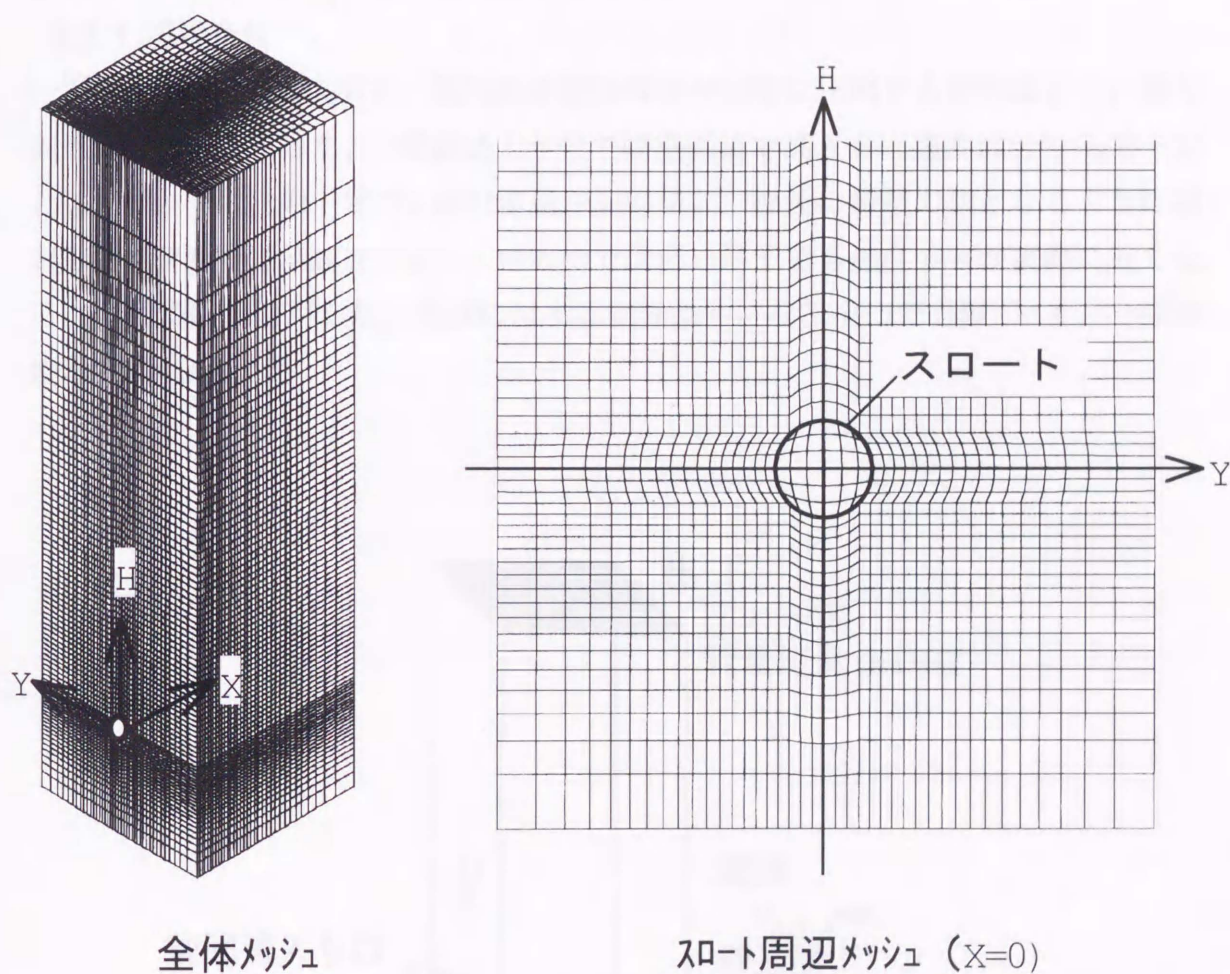
n は要素の総数である。

- 5) 演算マシン: パソコン (CPU: DEC α チップ500MHz, 主メモリ512MB,
OS: Windows-NT)

4.2.2 格子分割

解析に用いた格子の全体図と噴出部の拡大図を図4.1に示す。各部寸法は図3.1

のテスト部に合わせた。格子分割は奥行き方向を除き間隔を指数的に広げ、噴出口近傍がもっとも緻密に、対向壁側が粗となるようにした。噴出口は16面体で近似し、全体では幅方向に36、高さ方向に91、奥行き方向に41で、合計134,316個に分割した。



乱流モデル : $k-\varepsilon$ モデル
メッシュ数 : 134,316
噴出孔 : 6×6メッシュ

図4.1 格子分割

4.2.3 支配方程式

数値シミュレーションにおける支配方程式は以下の通りである。

- ・流れ：Navier-Stokes式（以後N-S式と略す）
- ・拡散：拡散方程式

第3章の実験では、酸塩基やトレーサ粒子の濃度は流体の粘性係数に影響を与えるほど高濃度ではない。そこで、先にN-S式を独立に解き、その後で拡散方程式を解いた。この時、渦拡散係数 $D_t(X,Y,H)$ が必要となるが、N-S式の解析から導出される渦粘性係数 $\nu_t(X,Y,H)$ に等しいと仮定した。

4.2.4 境界条件

境界条件を図4.2に示す。旋回流は旋回成分が半径に比例する強制渦とし、軸方向速度 V_x は一定とした。一様流は入り口では垂直流で高さ方向速度成分 $V_H=V_0$ で一定とした。出口は圧力一定で、流出流量が旋回流と一様流の流量の和となるように設定した。壁面では流速を0とし、壁近傍では粗い格子でも速度分布が実際に近くなるよう壁関数を使用した。濃度に対する境界条件は噴流出口で濃度 $C=1$ 、一様流の濃度 $C=0$ とした。

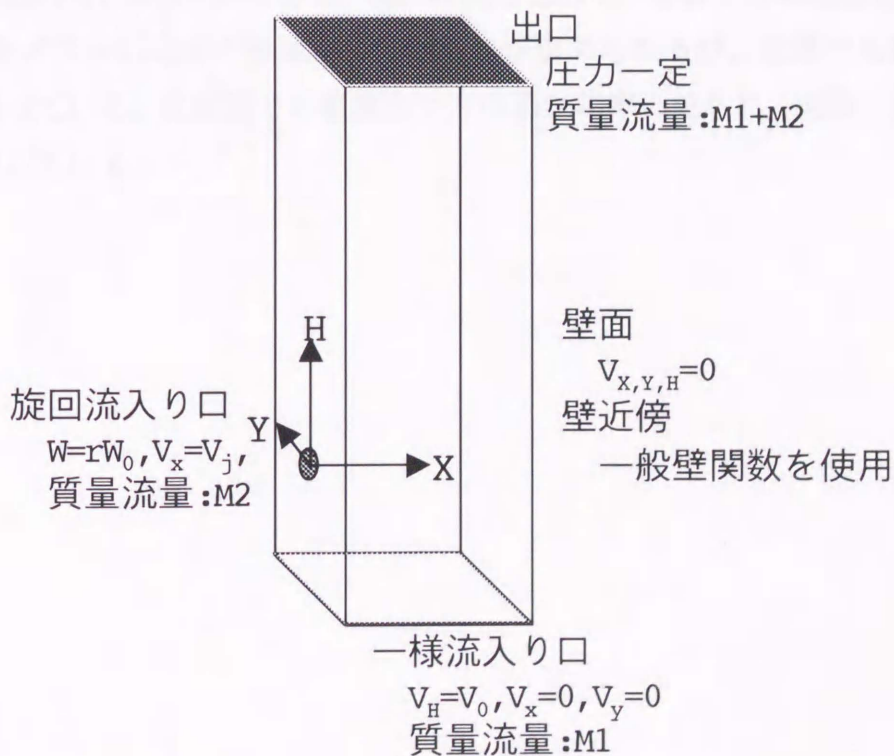


図4.2 境界条件

4.3 計算結果

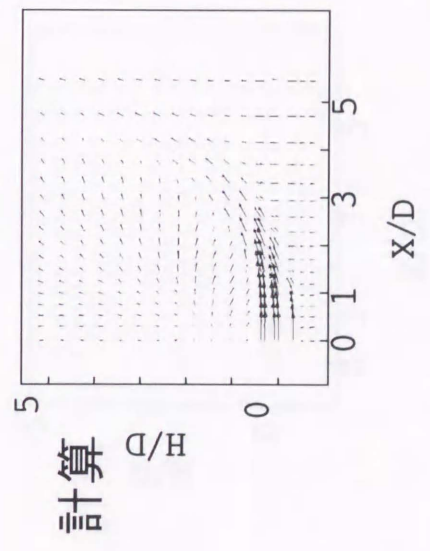
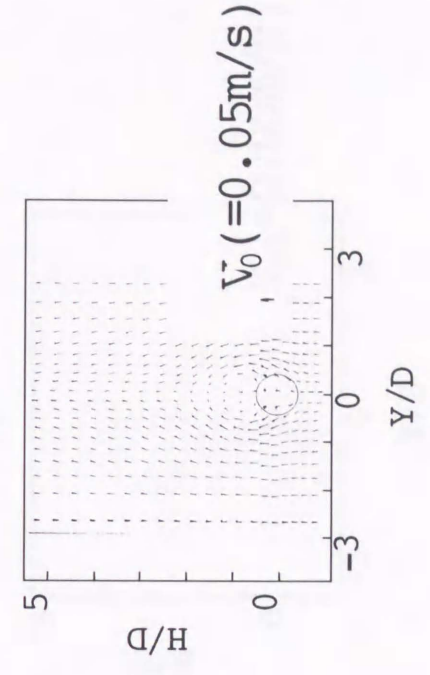
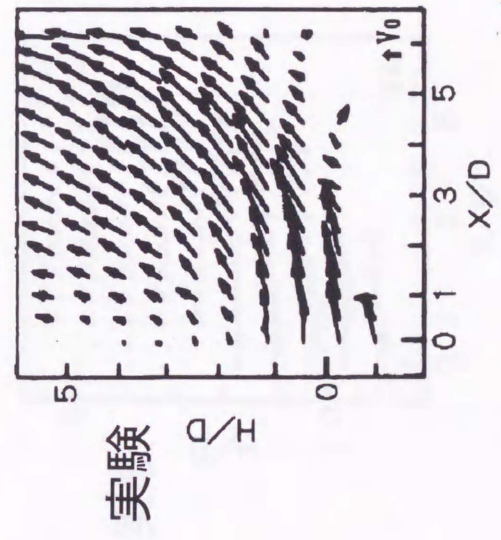
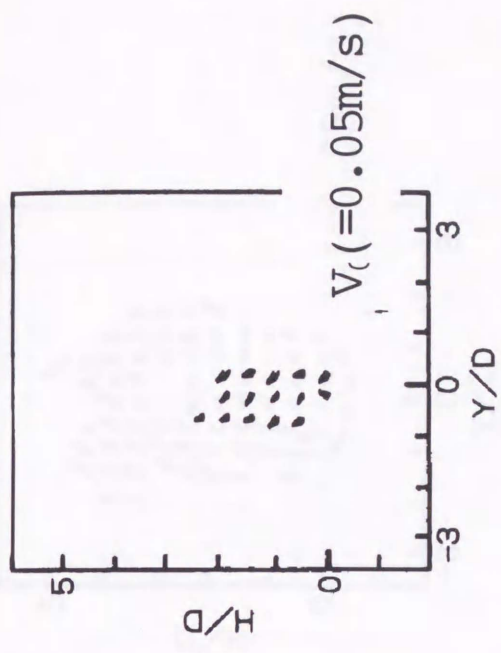
4.3.1 実験との比較

図4.3～図4.5に $k-\varepsilon$ モデルを用いて計算した速度分布を示す。上段は実験結果、下段は計算結果である。左側は噴流中心軸を含む側断面図、右側は $X/D=1$ における正面図である。なお、いずれの条件においても、収束までに要する計算時間は約3時間であった。

図4.3は $Sw=0$ で、旋回のない状態を示す。側断面図 ($Y/D=0$) において噴流は左側から右に向かって流れ、一様流によって上方に曲げられるが、その様子は計算と実験とでは概ね合っている。但し、実験では右側の壁付近 ($X/D=5, H/D=0$) に噴流が衝突することによって発生する渦が見られるのに対し、計算では見られない。これは、計算では渦の大きさに対して壁近傍の格子分割が荒いので、平均化されたものと思われる。なお、噴流中心が噴出口より高さ H 方向にずれているのは噴流が湾曲しているためである。

図4.4は $Sw=0.34$ での比較である。側面図において、噴流が対向壁に衝突しないので、図4.3で見られた壁近傍の渦はない。これは旋回により噴流の拡散が促進され、貫通力が低下したためである。正面図では噴流の上部にできる渦が計算でも再現できている。この条件では実験と計算は定性的に一致している。

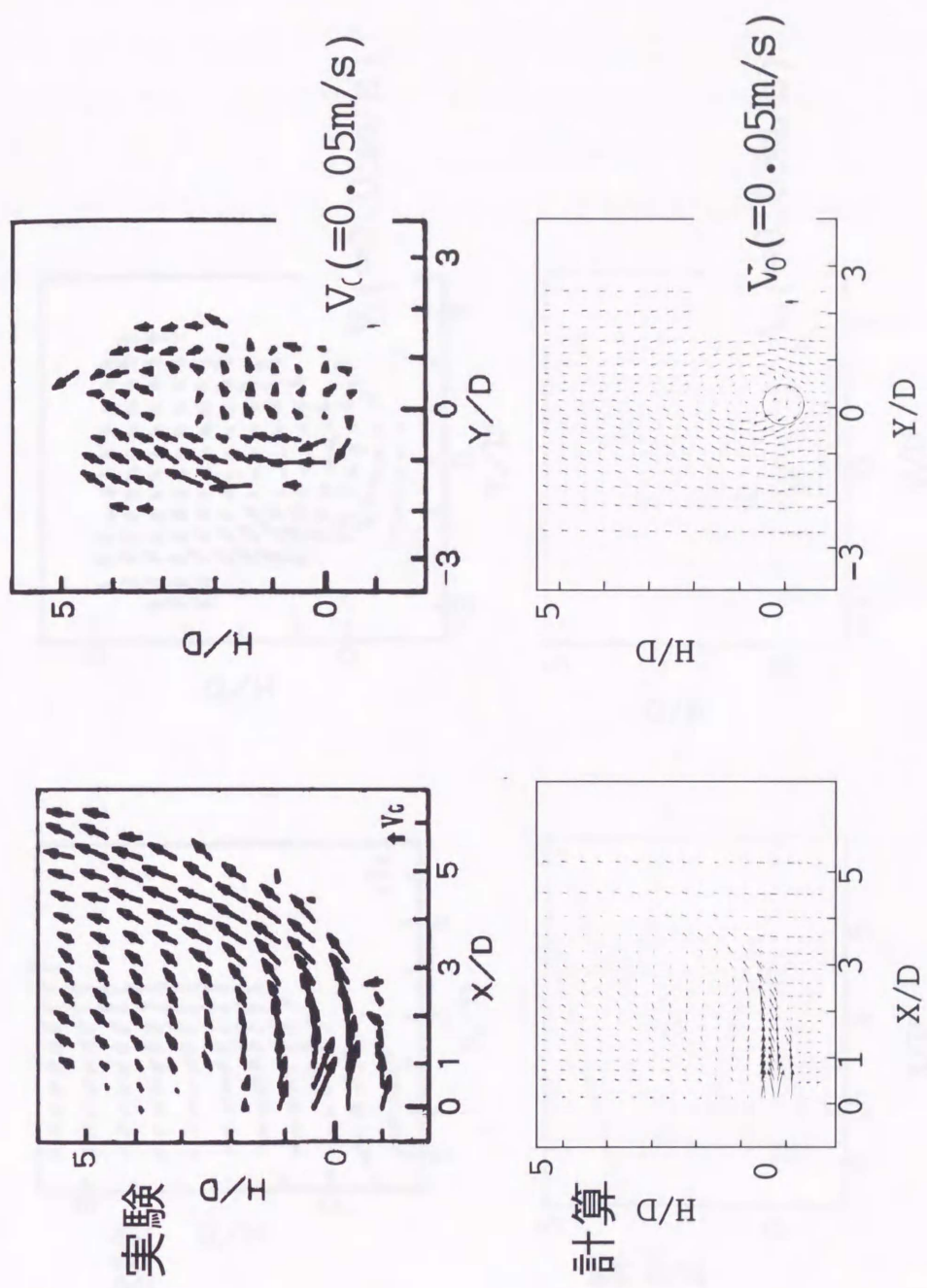
図4.5は $Sw=0.76$ の比較である。強い旋回によって、実験では噴出部近傍 ($X/D=0\sim 1, H/D=0$) に渦が形成されているのが認められるが、計算でも同様の速度分布となっている。正面図でも噴流右上方の渦が明瞭に見られ、実験と計算は定性的に一致している。



$Y/D=0$

$X/D=1$

図4.3 速度分布の比較 ($S_w=0$)



$Y/D=0$ $X/D=1$
 図4.4 速度分布の比較 ($Sw=0.34$)

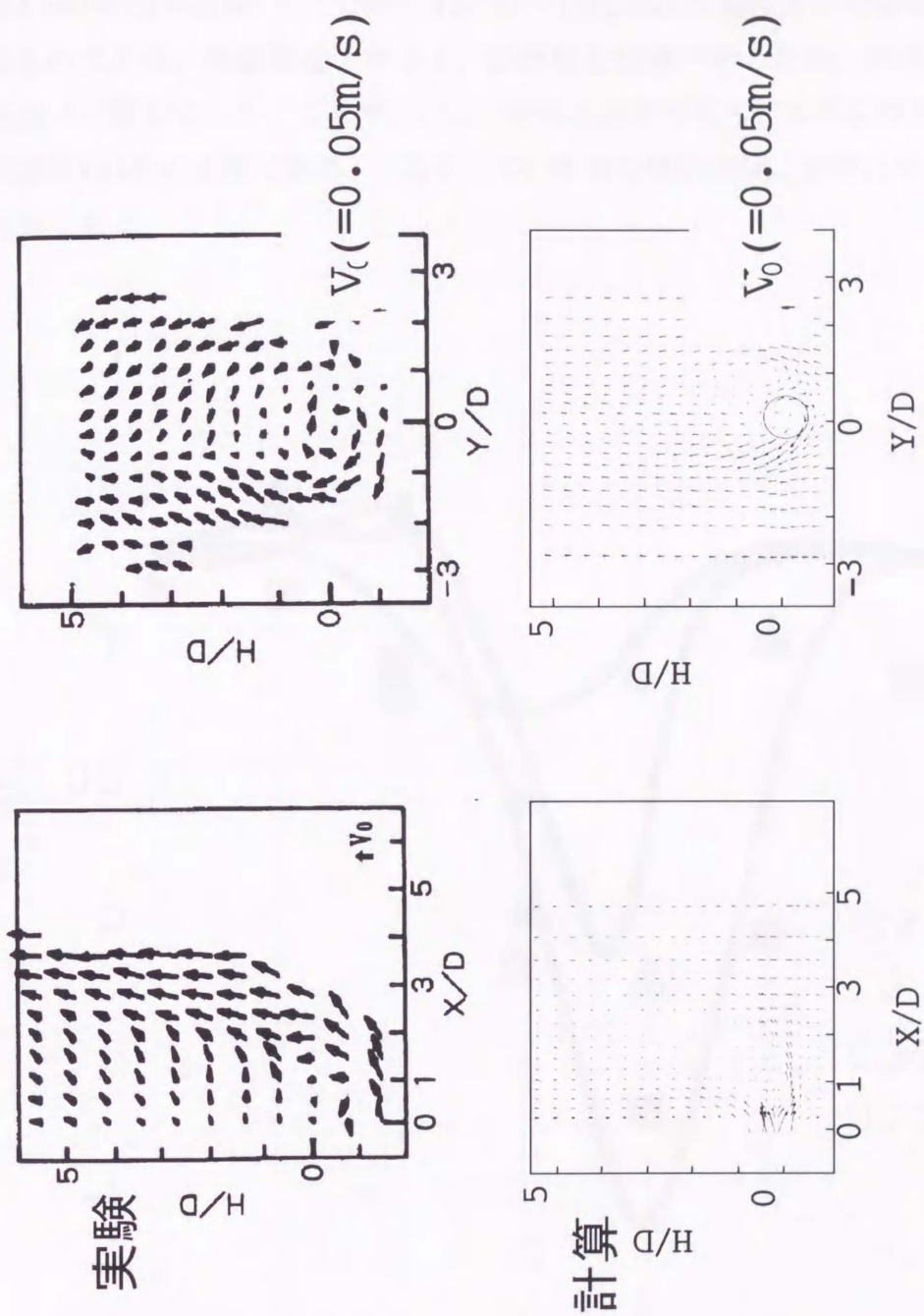


図4.5 $Y/D=0$ $X/D=1$ 速度分布の比較 ($Sw=0.76$)

4.3.2 噴出部近傍の速度分布

図4.6は噴出部近傍($X/D=1, H/D=1$)における垂直方向の速度成分を比較したものである。実験値をプロット、計算値を曲線で示したが、両者は $0.5V_0$ 以内の誤差で一致している。ここで、 V_0 は一様流の速度であり、本実験条件では噴流の噴出速度 V_j は V_0 の4倍である。したがって、噴流の噴出速度を基準にすれば誤差は12.5%である。

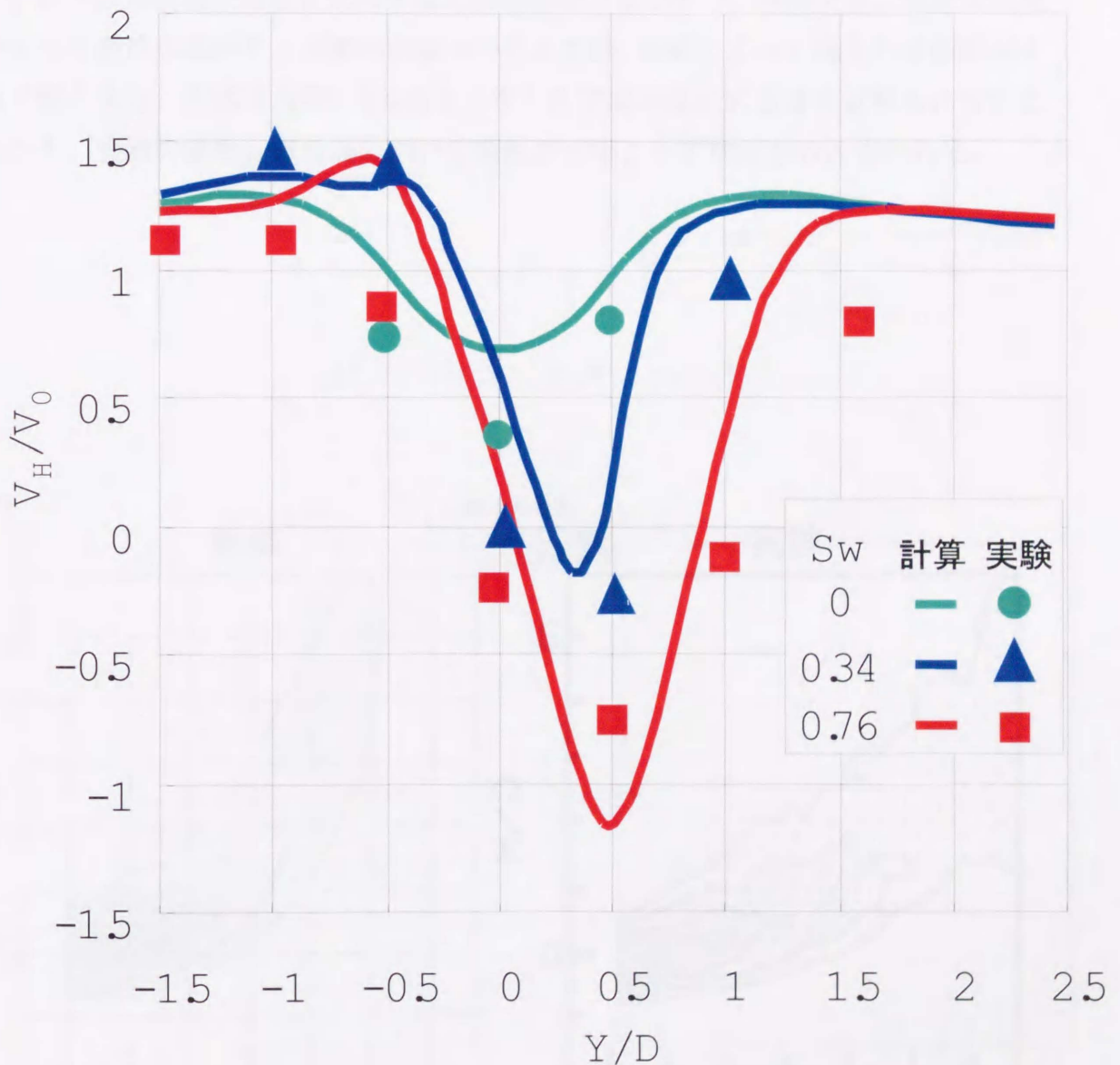


図4.6 速度分布の比較

4.3.3 濃度分布の比較

図4.7, 図4.8, 図4.9は噴流中心軸を含む側断面の濃度分布について実験結果と比較したものである。両者は概ね一致しているが, 定量的な比較をするために, それぞれの等濃度領域の面積を示したのが図4.10である。縦軸の面積は各濃度領域の面積を高濃度側から積算して行き, それをグラフ全体の面積で割ったものである。両者はかなり一致しており, 特に, 濃度が40%以上のところでは1%以内で一致している。ただ, 低濃度領域の面積を比較すると差が大きい。例えば, 図4.9において, 0~20%領域の面積を比較すると実験のほうが小さい。実験では, 低濃度領域のように濃度の場所による変化が緩やかな所では, 閾値によって得られる面積が大きく変化する。対応する図4.5の速度ベクトルでは両者に大きな差は見られないことから, 実験の濃度分布計測において閾値が実際よりずれたものと思われる。

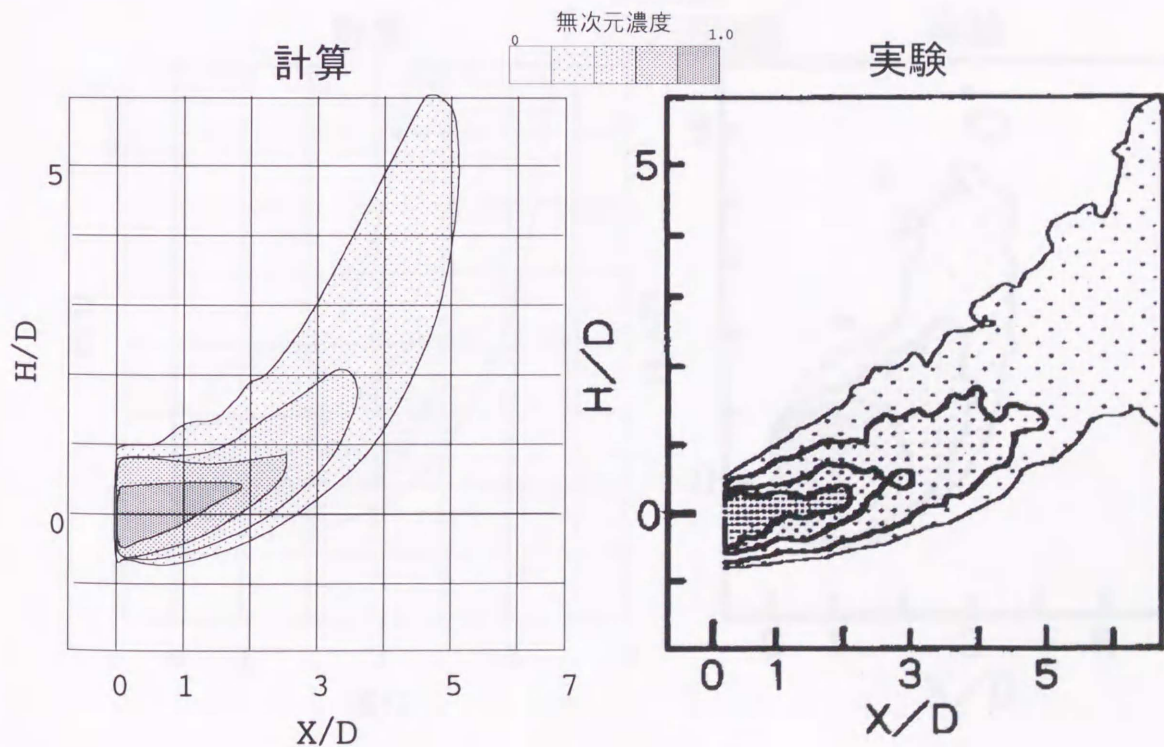


図4.7 濃度分布の比較 $Sw=0$

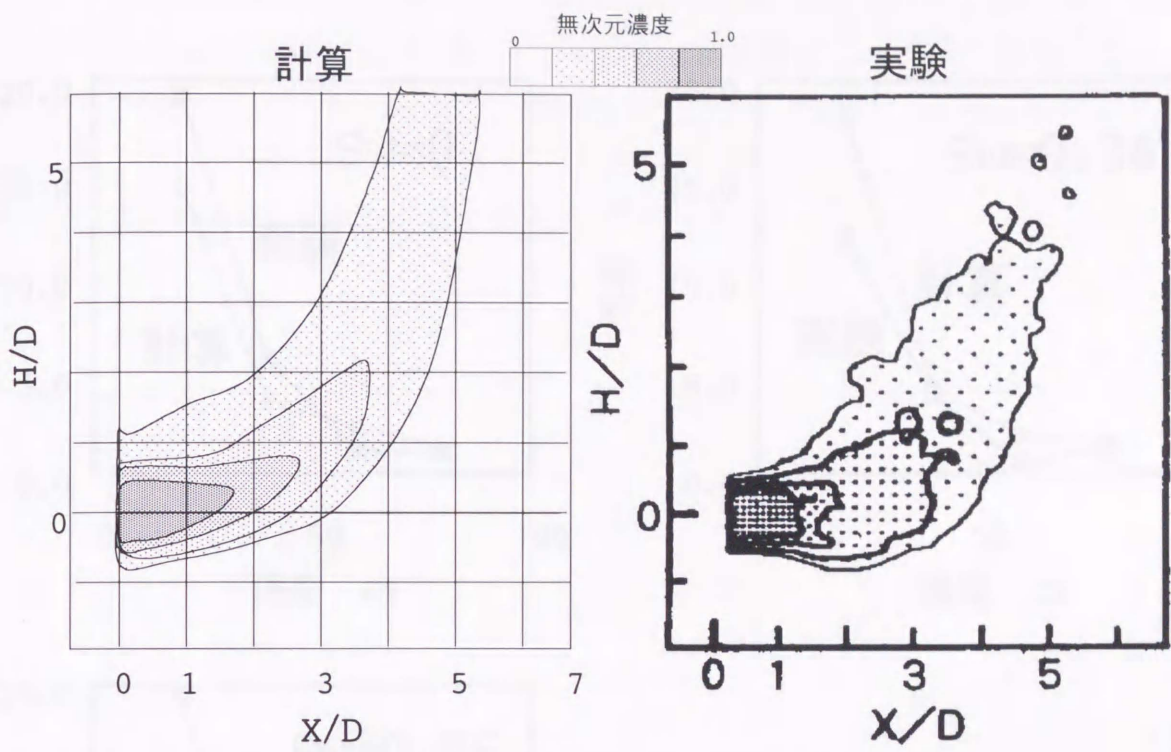


図4.8 濃度分布の比較 $Sw=0.34$

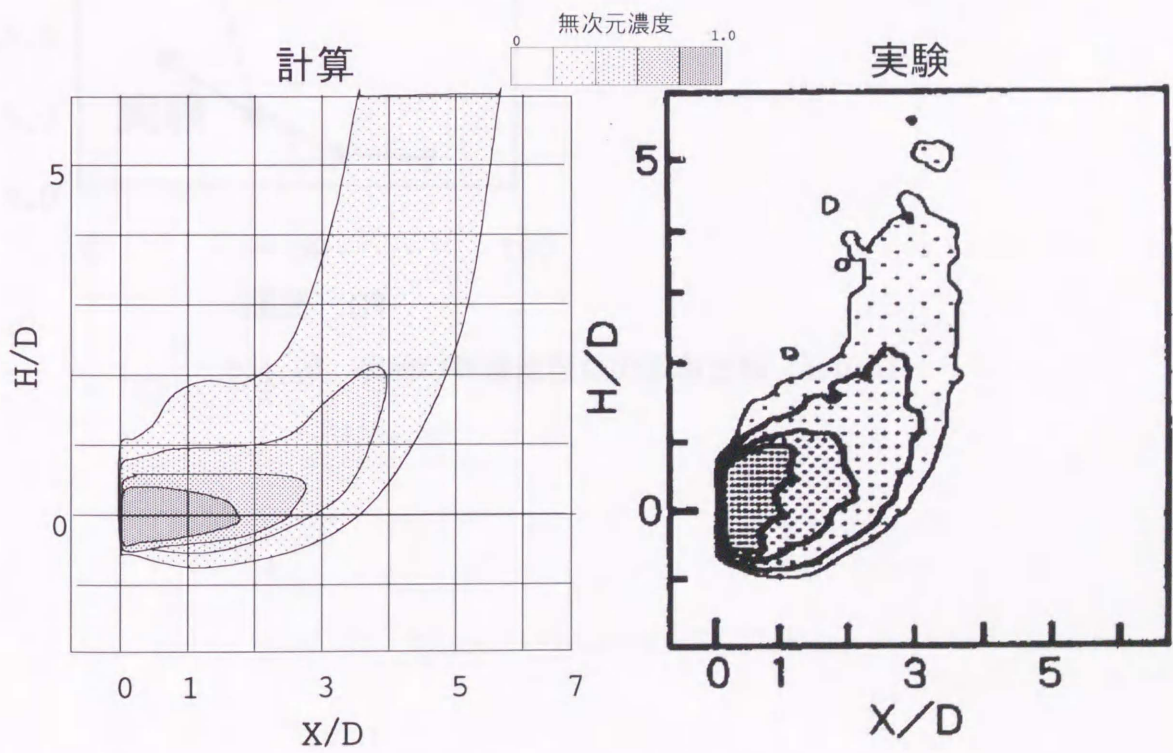


図4.9 濃度分布の比較 $Sw=0.76$

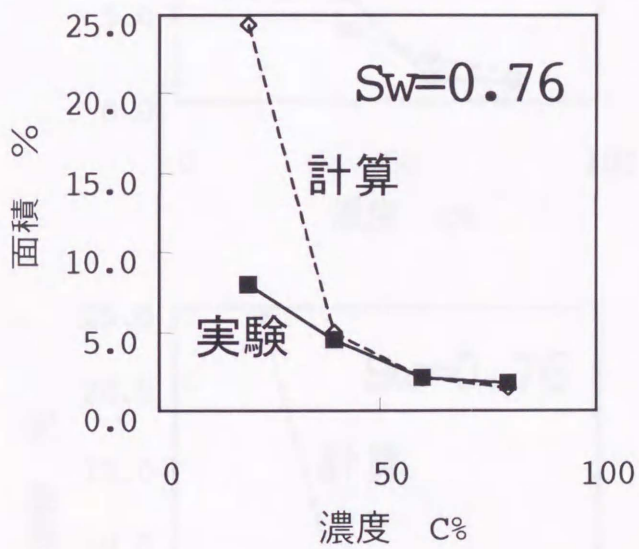
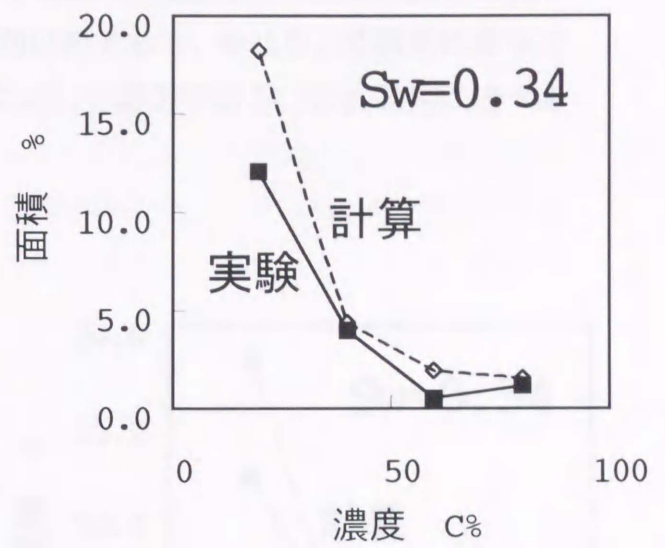
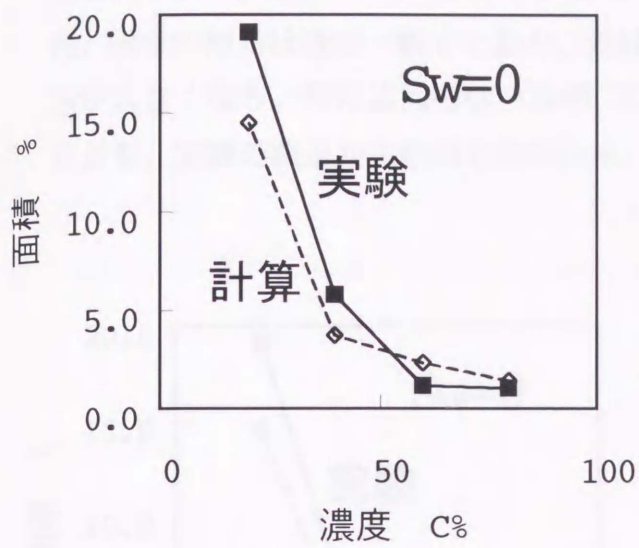


図4.10 噴流の等濃度領域の面積比較 (Y/D=0)

図4.11は噴流の到達距離を見たものである。到達距離 X_0 は模式図に示したように、図4.7、図4.8、図4.9の等濃度領域において、噴流噴出軸X方向への最大値と定義した。両者の傾向はほぼ一致しており、差は2D以内である。やはり、低濃度になると差が大きくなり、特に旋回の強い $Sw=0.76$ において顕著である。これは先に述べたとおり、実験の誤差が主原因と思われる。

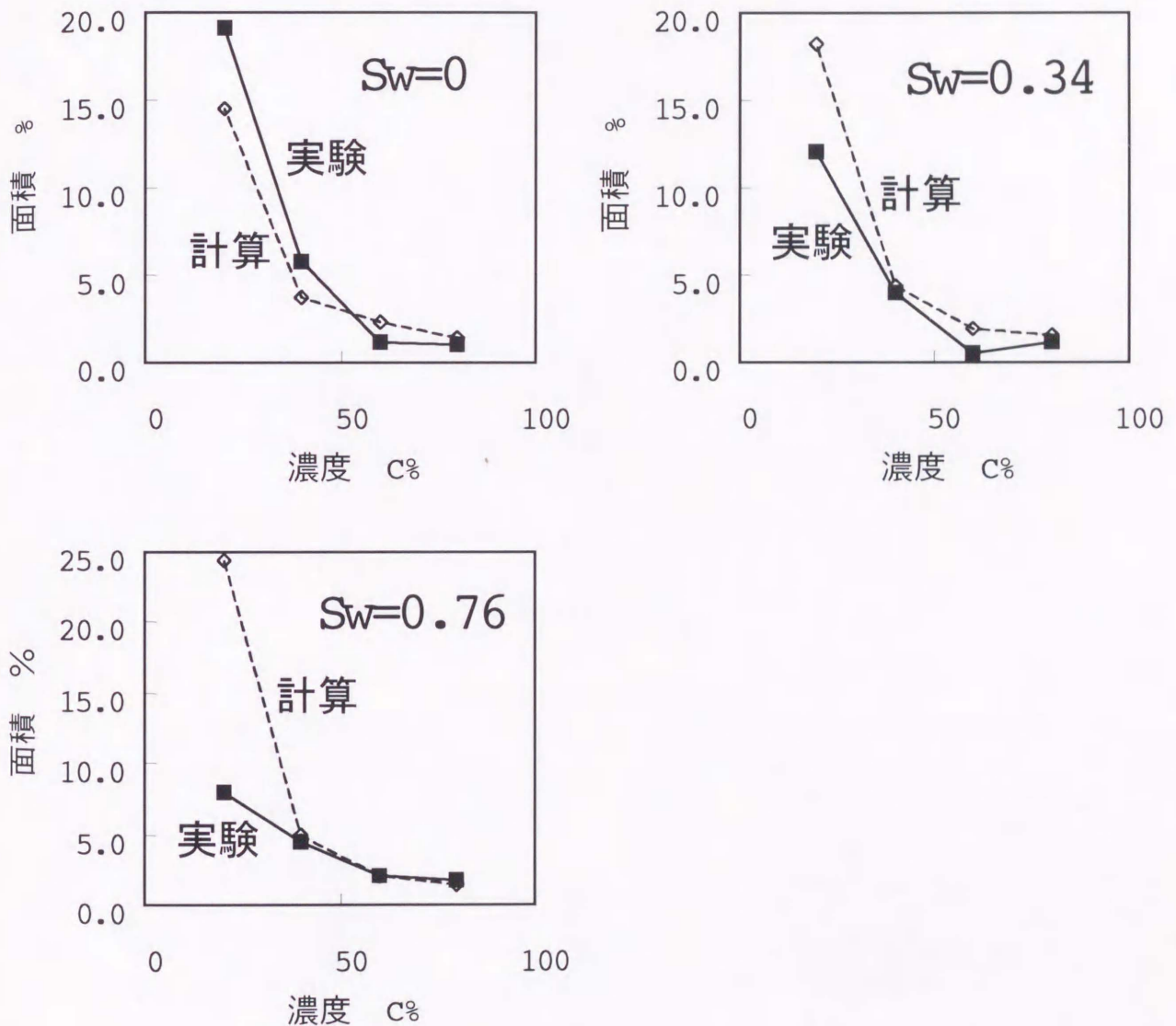


図4.11 噴流の到達距離の比較 (Y/D=0)

図4.12, 図4.13に軸方向距離 $X_0/D=1$ と $X_0/D=3$ の断面における濃度分布を示す. 左側が計算で右側が実験結果である. スワール数 $Sw=0$ と $Sw=0.34$ の場合には分布形は類似しているが, $Sw=0.76$ の場合には $X_0/D=1$ 及び $X_0/D=3$ のいずれにおいても形が異なっている. 図4.5の $X/D=1$ における速度分布の正面図を見ると, 噴流が旋回している様子は両者とも同じであるが, 実験の方が旋回の及んでいる領域すなわち噴流の広がり大きい. これより, $Sw=0.76$ における濃度分布の違いは実験の測定誤差だけではなく, 計算にもある種の欠陥があるものと思われる.

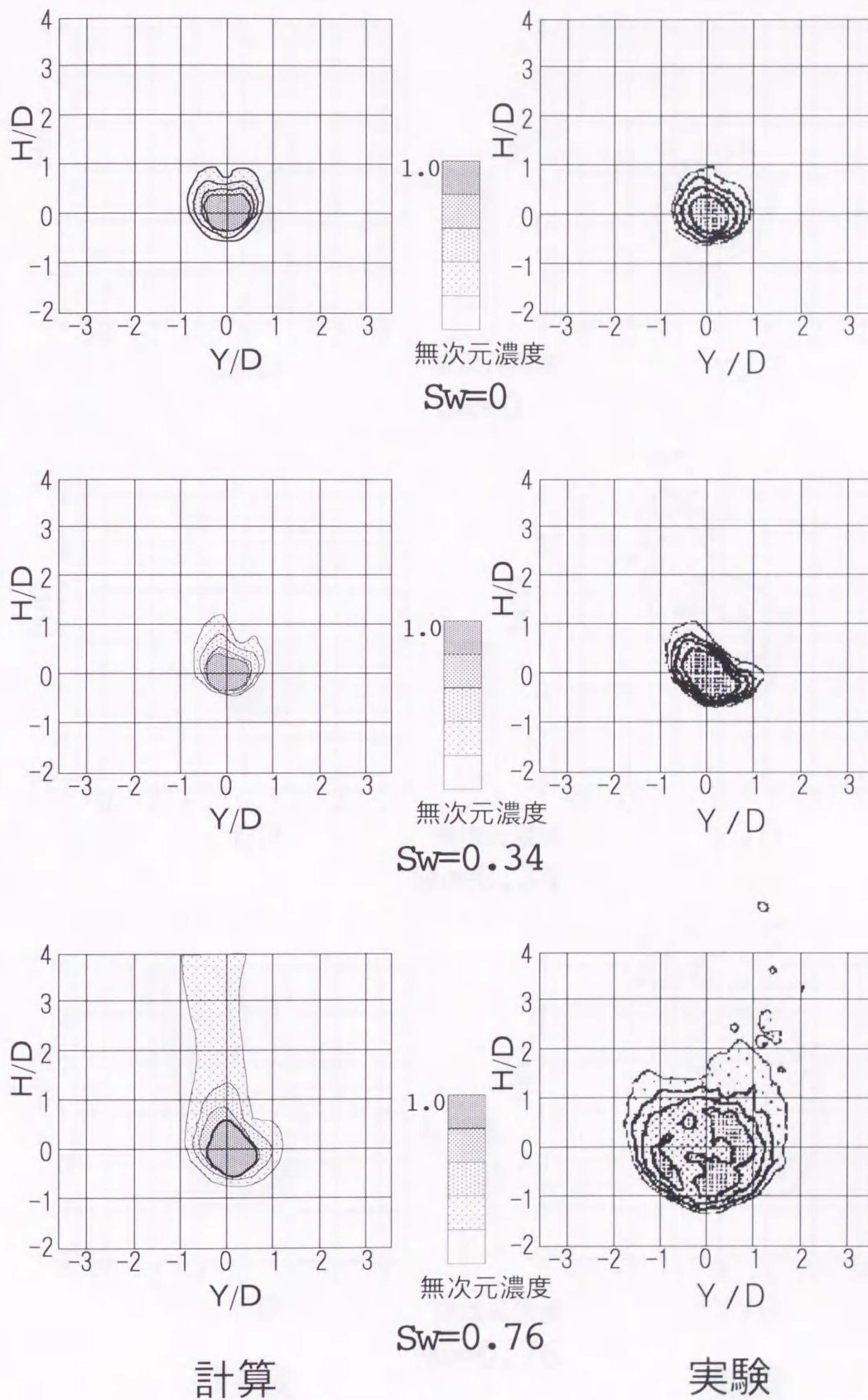


図4.12 濃度分布の比較 ($X/D=1$)

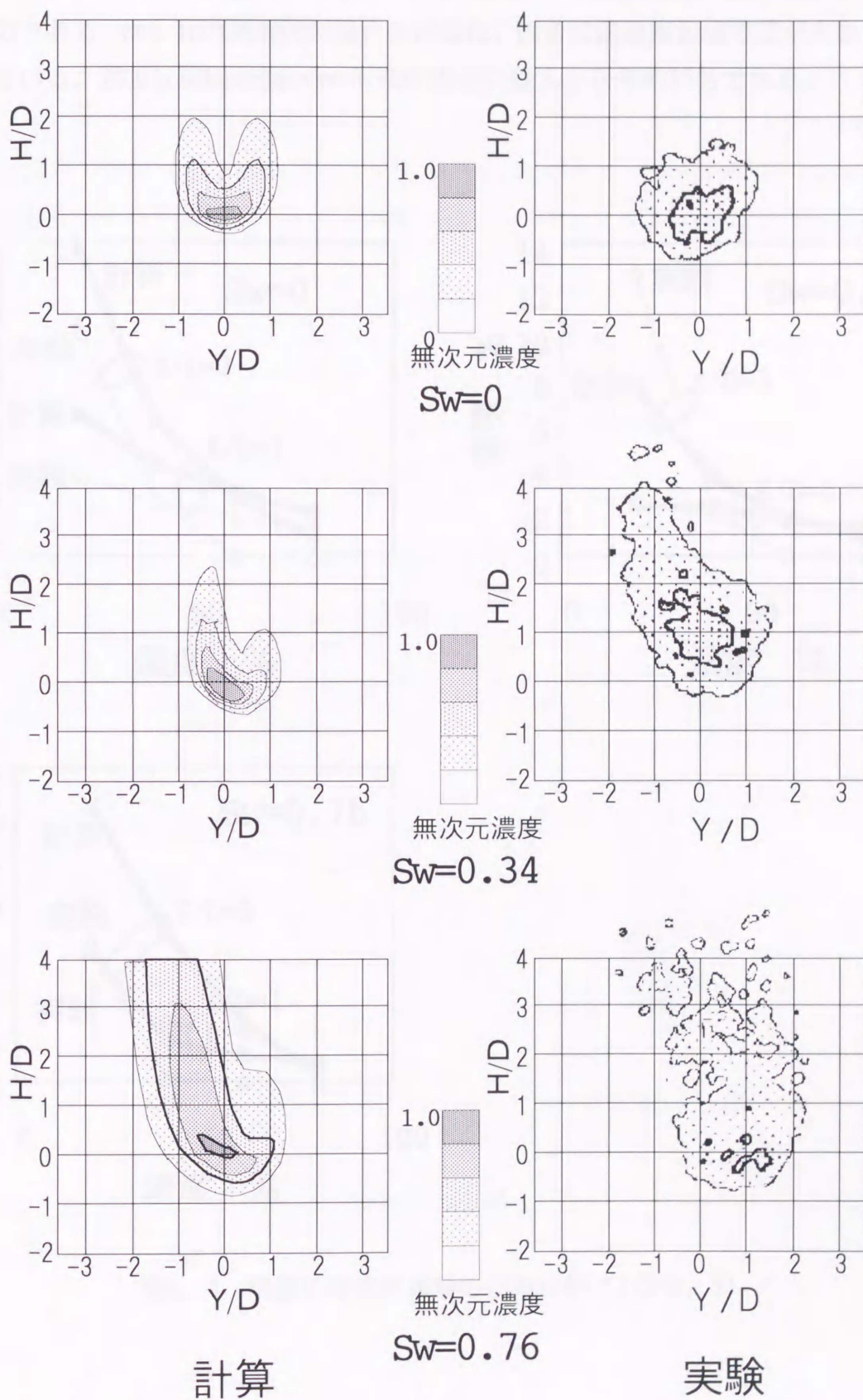


図4.13 濃度分布の比較 ($X/D=3$)

図4.14は図4.12と図4.13において，計算と実験の等濃度領域の面積を比較したものである．図4.10の側面図の場合と同様に，両者は低濃度領域で差が大きくなっている．誤差は旋回が強い $Sw=0.76$ の場合に最大となり約15%である．

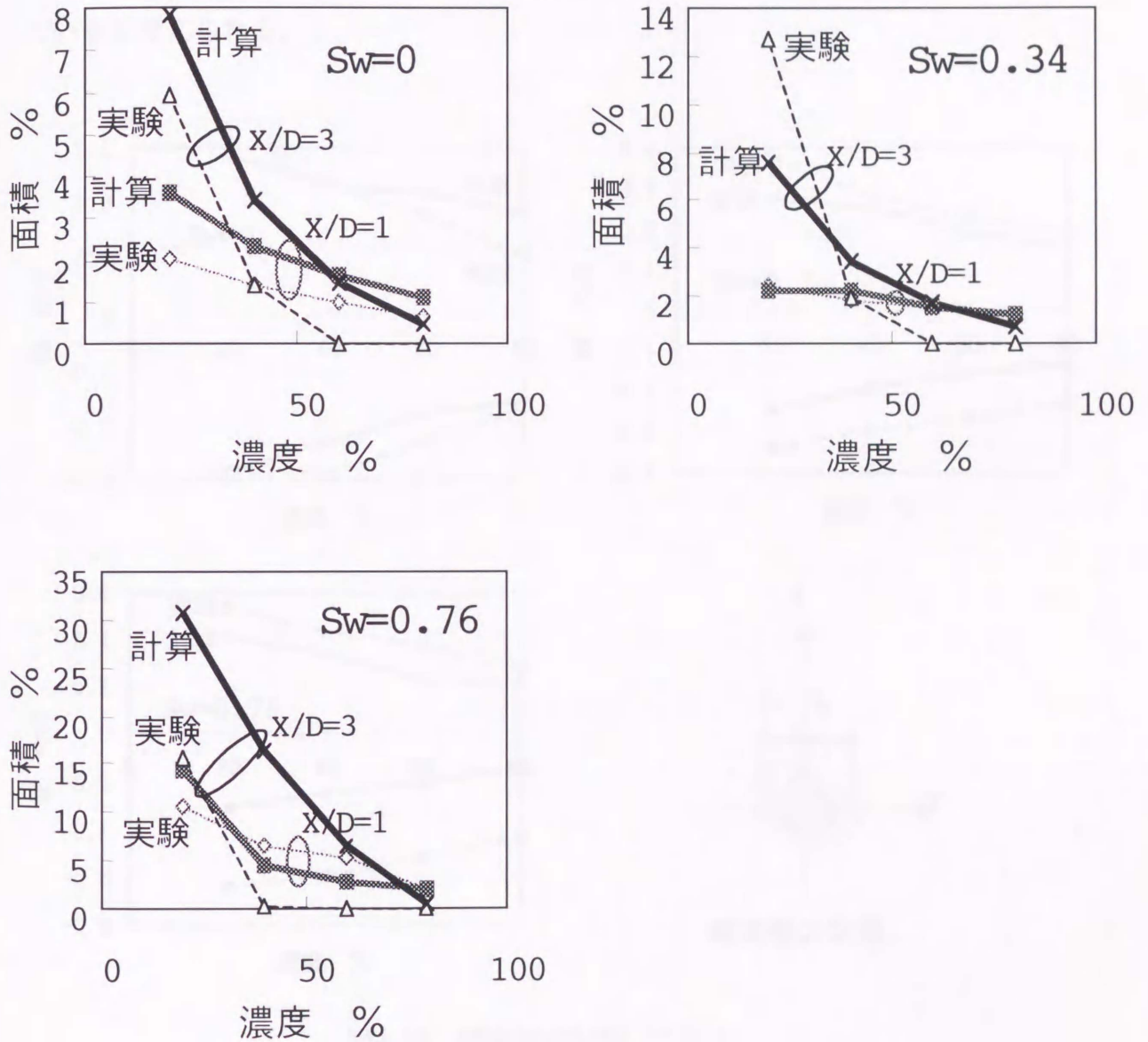


図4.14 噴流の等濃度領域の面積比較 ($X/D=1, 3$)

次に、等濃度領域の幅 Y_0 を比較したのが図4.15、図4.16である。幅 Y_0 は模式図に示したように、等濃度領域の幅 Y 方向への広がりに対し、 $+$ 方向と $-$ 方向への最大値をとった。両図において、計算と実験とは $Sw=0$ の場合には $0.2D$ 以内で一致しているが、 $Sw=0.76$ では差が $0.7D$ に拡大している。この傾向は実験誤差の小さい高濃度の領域でも差は縮まっておらず、また、図4.12、図4.13の濃度分布においても分布形が異なることから、実験誤差ではなく、計算固有の誤差が発生していると考えられる。

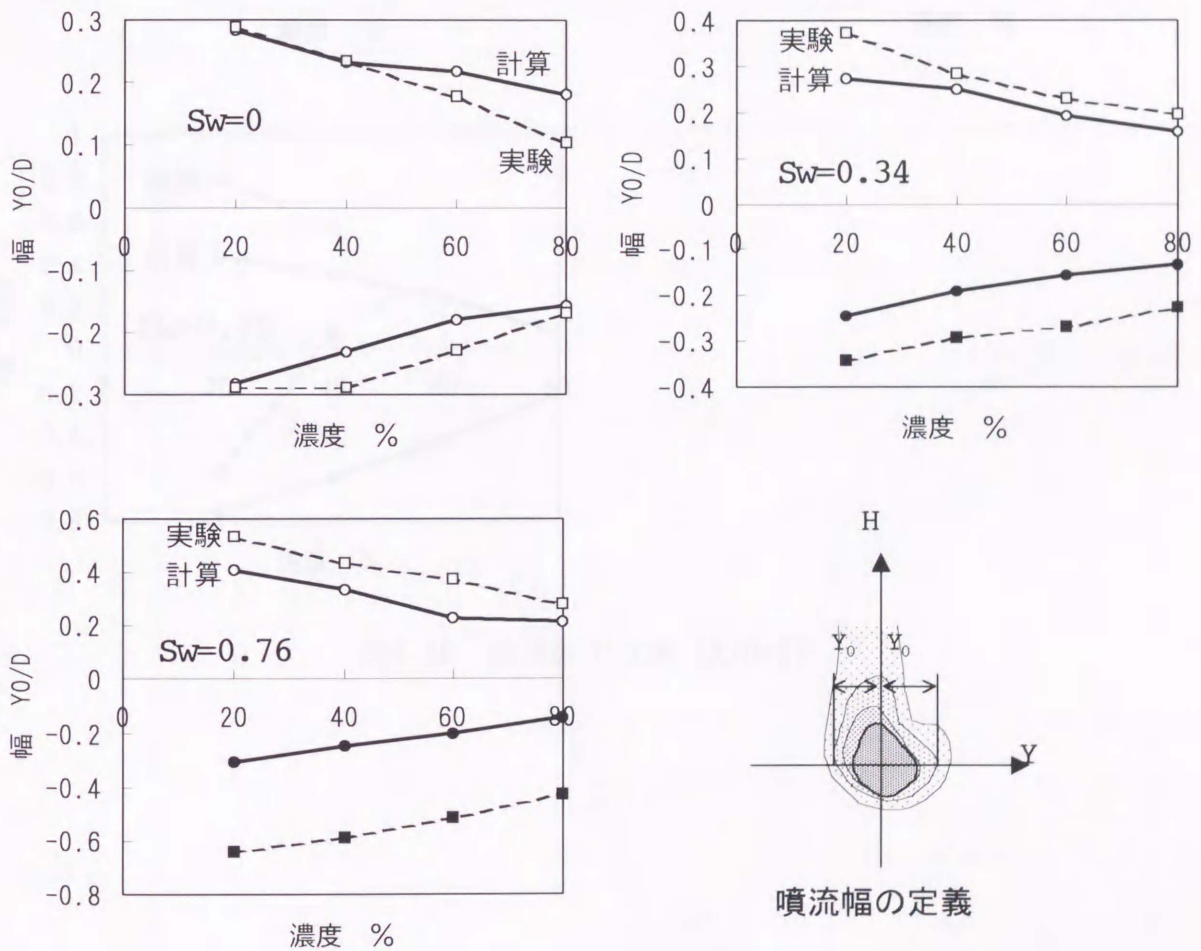


図4.15 噴流幅の比較 ($X/D=1$)

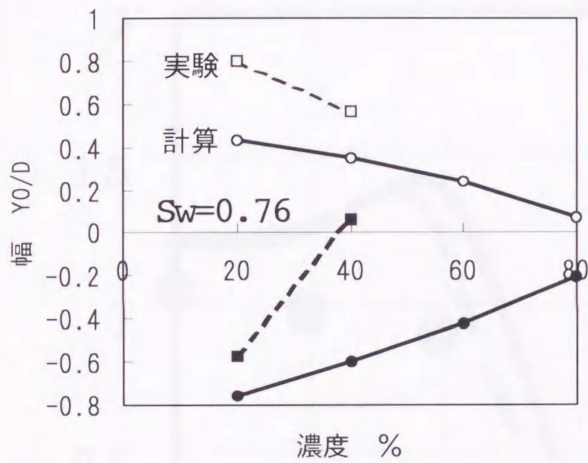
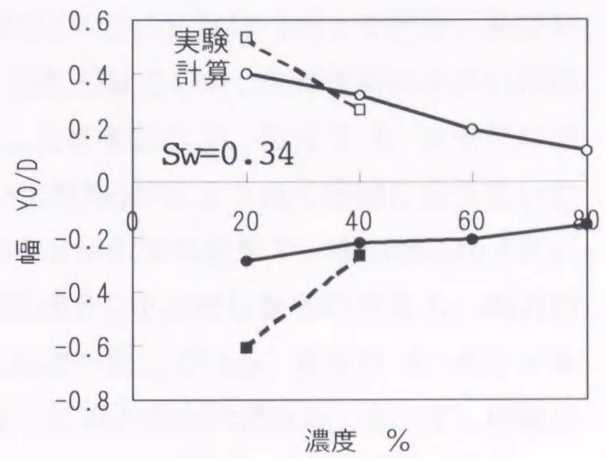
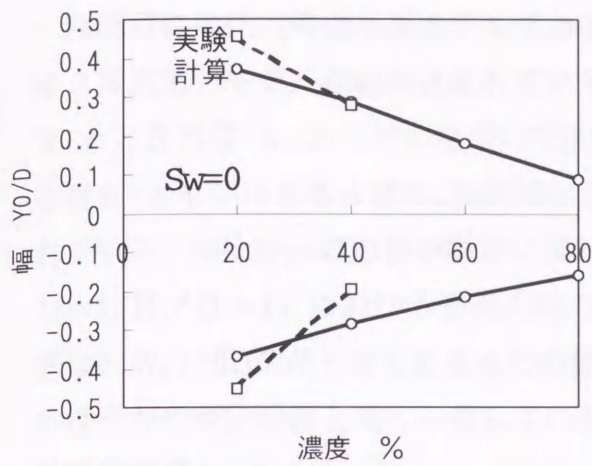


図4.16 噴流幅の比較 ($X/D=3$)

4.3.4 乱流モデルの比較

FLUENTには代表的な乱流モデルである標準 $k-\varepsilon$ 、RNG $k-\varepsilon$ モデル、及びレイノルズ応力モデルが組み込まれている。図4.17はこの内、計算負荷の小さい標準 $k-\varepsilon$ とRNG $k-\varepsilon$ モデルを用いて計算した結果を示す。RNG $k-\varepsilon$ モデルは改良 $k-\varepsilon$ モデルともよばれ、旋回流において標準 $k-\varepsilon$ より良く実験に合うといわれている。図は旋回の影響が顕著に現われる $Sw=0.76$ の結果で、噴出部近傍($X/D=1, H/D=1$)における垂直方向の速度成分 V_H を比較したものである。両者の差は $0.3V_0 (=0.075V_j)$ 見られるもののほとんど一致している。RNG $k-\varepsilon$ モデルのほうがやや実験値と良く一致しているようにみえるが大差ない。よって、以後の計算は標準 $k-\varepsilon$ で行った。

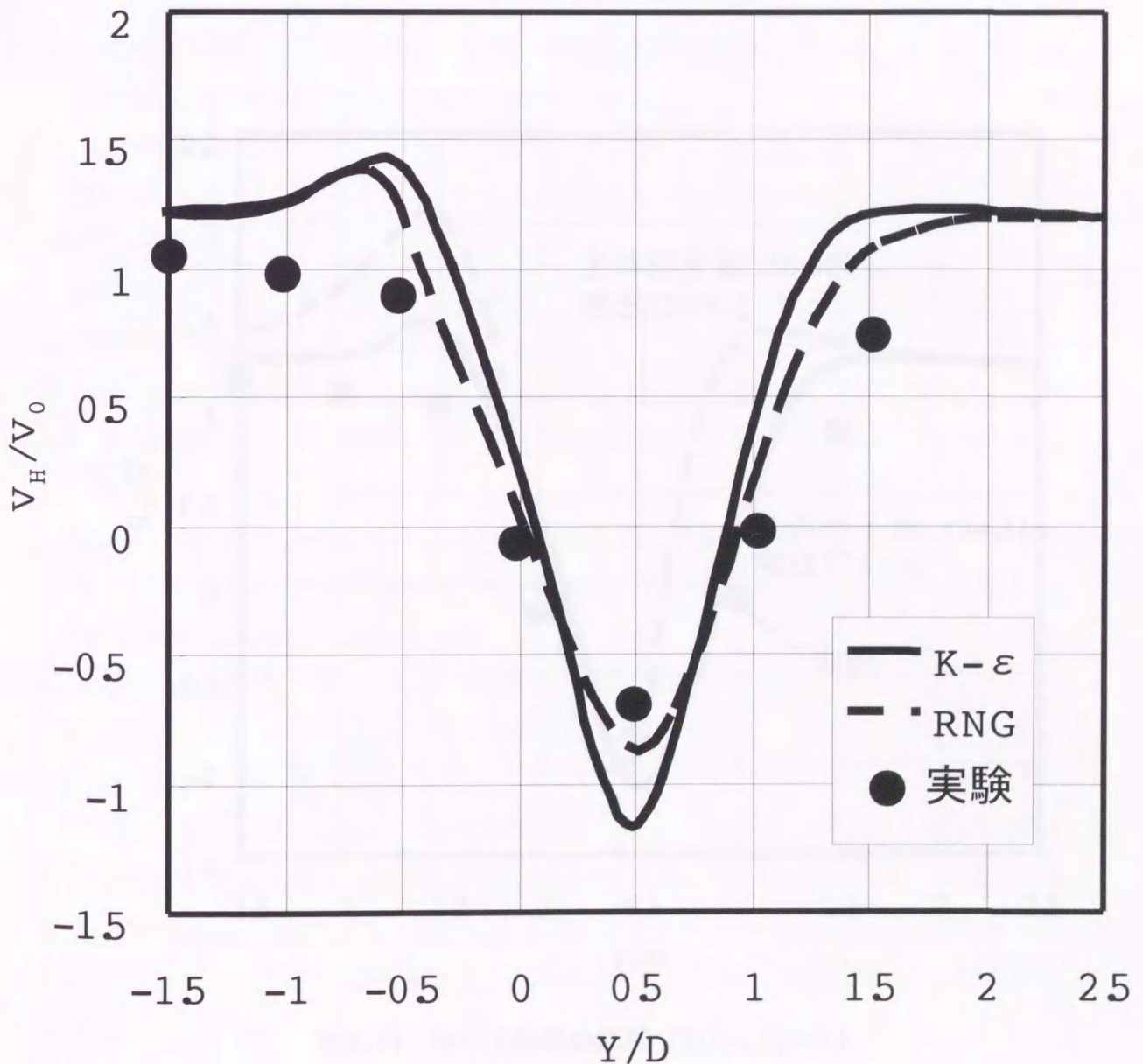


図4.17 乱流モデルの比較 ($X/D=1, H/D=1$)

4.3.5 格子分割数の影響

数値計算を行う上で計算格子の数は結果に大きく影響する。格子分割は十分に細かくすれば問題ないが、計算機への負荷が高くなり過ぎるので、現実には粗い分割となる。一様流中に旋回の無い噴流を噴出した計算は数多くなされており、噴出部を1個の格子で計算したものでも噴流の拡散が表現されている。図4.18はスワール数 $Sw=0.76$ の条件であるがスロートの格子分割を 6×6 から 4×4 に減らし、更に、全体の格子も134,316から56,000へと約 $1/2$ に粗くして計算した結果である。実験値と比較すると前者では $0.3V_0(0.075V_j)$ 、後者では $Y/D=0.5$ でのオーバーシュートが大きく $1.6V_0(0.4V_j)$ で前者の方が実験に近い。計算機の容量上、これ以上細かくすることができなかつたので、以後の計算では134,316の格子分割で行った。

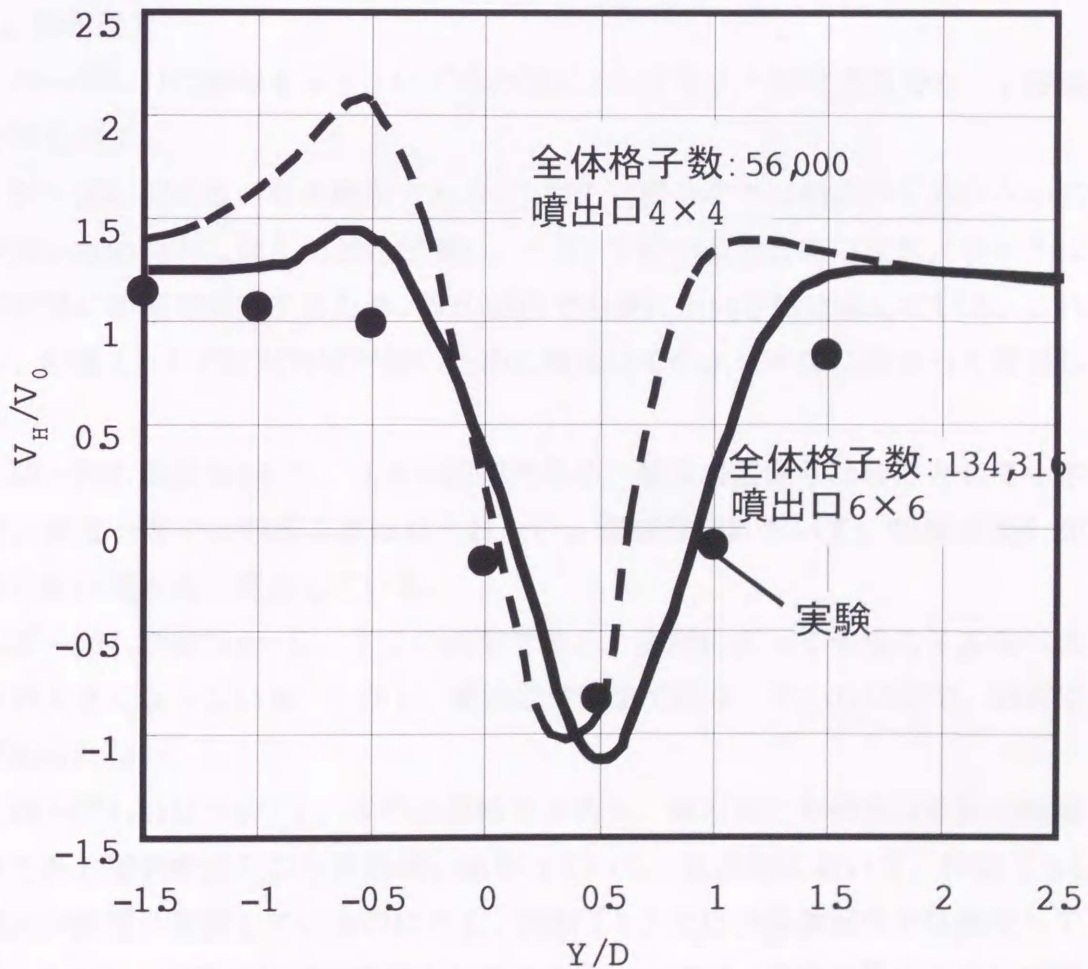


図4.18 格子分割数の影響 ($X/D=1, H/D=1$)

4.4 容器寸法の影響

これまでに得られた実験及び解析の結果は全て容器寸法が限定されている。結果が一般的かどうか判断するためには容器寸法の影響を確認しておく必要がある。そこで、(a)、(b)の2種類の容器形状についてシミュレーションした。

容器(a) : $D=60\text{mm}$, $L_x=L_y=420\text{mm}$, $L_H=1200\text{mm}$
($L_x/D=7$, $L_y/D=7$, $L_H/D=20$)

容器(b) : $D=60\text{mm}$, $L_x=2400\text{mm}$, $L_y=1200\text{mm}$, $L_H=2400\text{mm}$
($L_x/D=40$, $L_y/D=20$, $L_H/D=40$)

4.4.1 格子分割

図4.19に(a)、(b)の容器形状と格子分割を比較して示す。容器寸法の差だけが計算結果に表れるように、スロートの分割はいずれも 6×6 にした。また、スロート近傍の格子分割も極力同じになるようにした。

4.4.2 解析結果

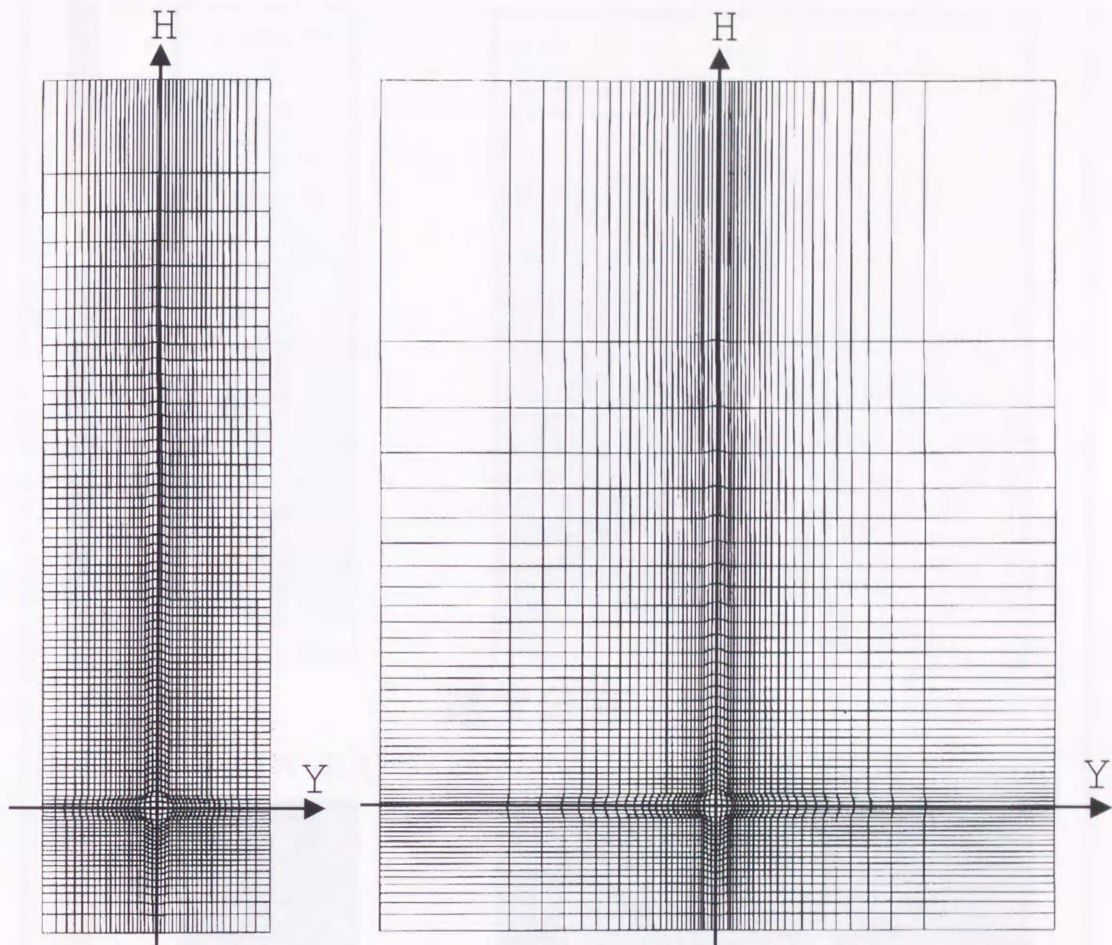
図4.20～図4.31に結果を示す。いずれの図においても、上段は速度分布、下段は濃度分布を示す。

図4.20～図4.22は $Sw=0$ の結果である。上段の速度分布では噴流のY方向への広がりが無いため両者にほとんど差が無い。一方、下段の濃度分布では $X/D=7$ にある対向壁に噴流が衝突するため、壁の直前で急激に上向きに湾曲している。これに対し、容器(b)では対向壁が無いため噴流はそのまま中央に向かって貫通している。

図4.23～図4.25は $Sw=0.34$ の結果である。噴流の広がりは依然として小さいので、速度分布では顕著な差は見られない。濃度分布において、噴流は図4.20と同様に対向壁近傍で湾曲している。

図4.26～図4.28は $Sw=0.76$ の結果である。旋回によって噴流のY方向への広がりが大きくなっている。しかし、噴流は側壁まで広がっていないので、両者に差は認められない。

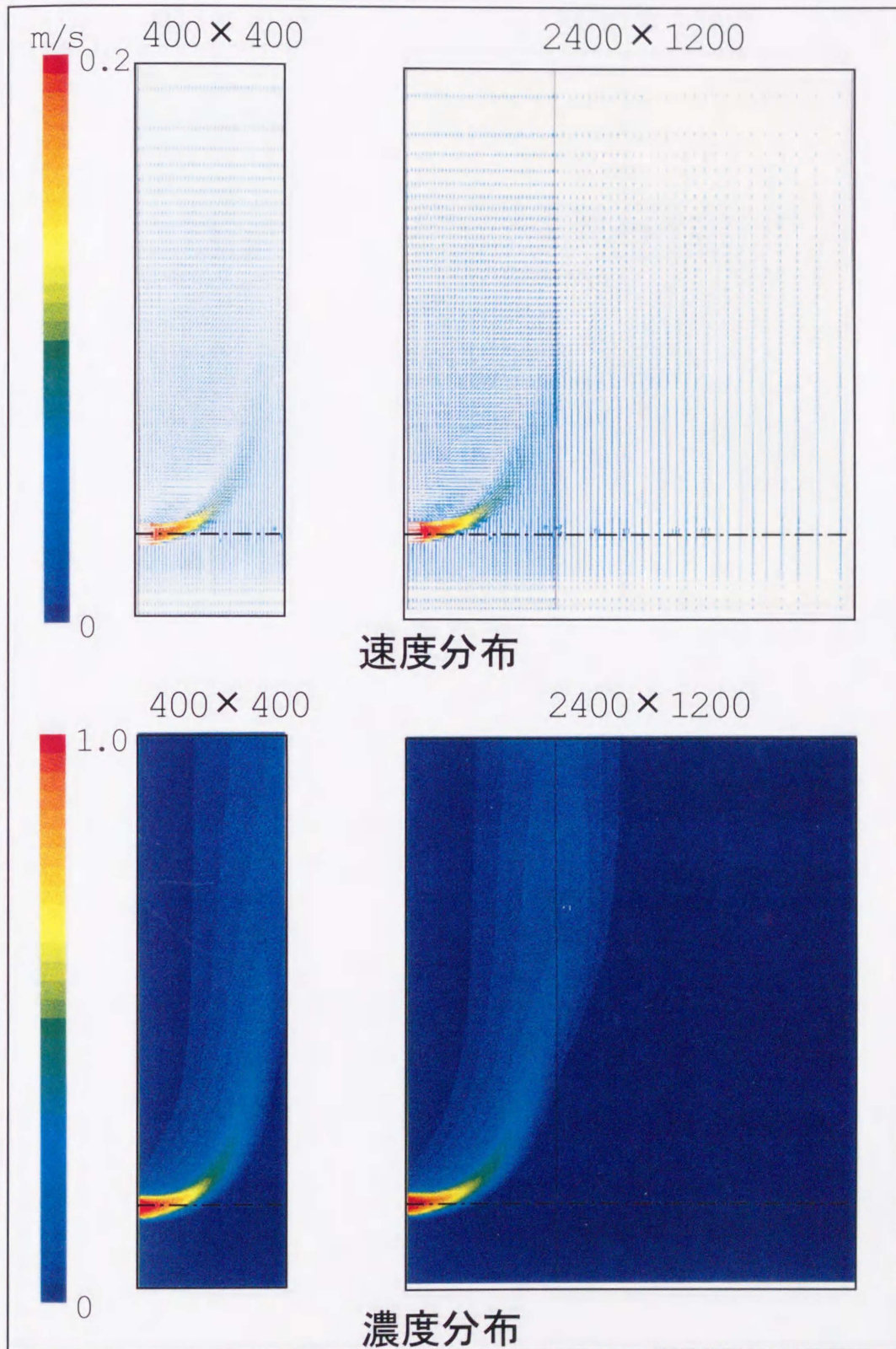
図4.29～図4.31は $Sw=1.5$ の計算結果である。両容器とも噴流は強旋回噴流の特徴である壁面噴流となり放射状に広がっている。正面図において、容器(a)では噴流が側壁に衝突しているのに対し、容器(b)では計算領域内では衝突していない。ただし、実験では壁面噴流とはならなかったので、数値計算の方法に問題があると思われる。



(a) $L_X/D=7$, $L_Y/D=7$, $L_H/D=20$
134,316mesh

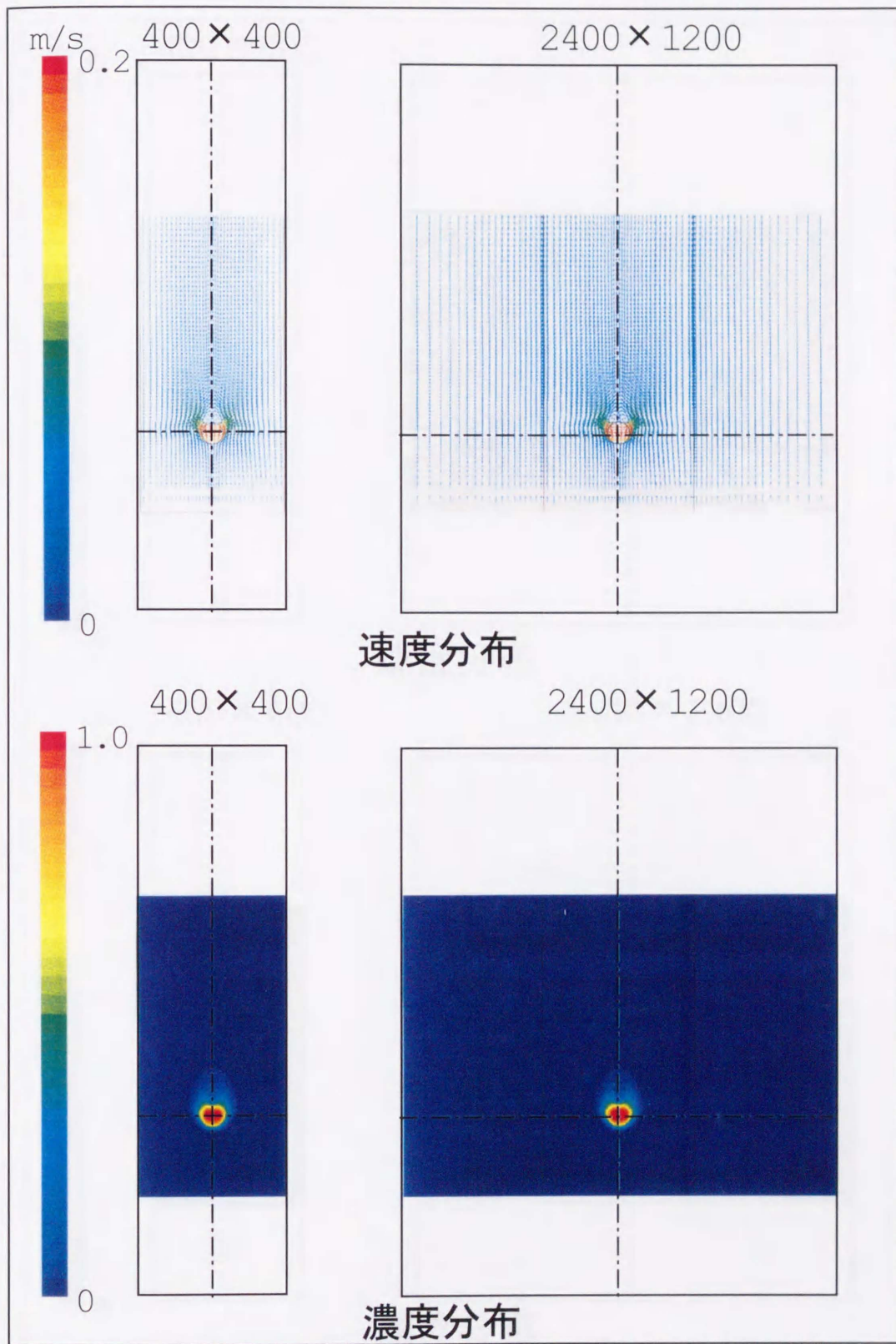
(b) $L_X/D=40$, $L_Y/D=20$, $L_H/D=40$
471,380mesh

図4.19 容器形状に対する格子分割



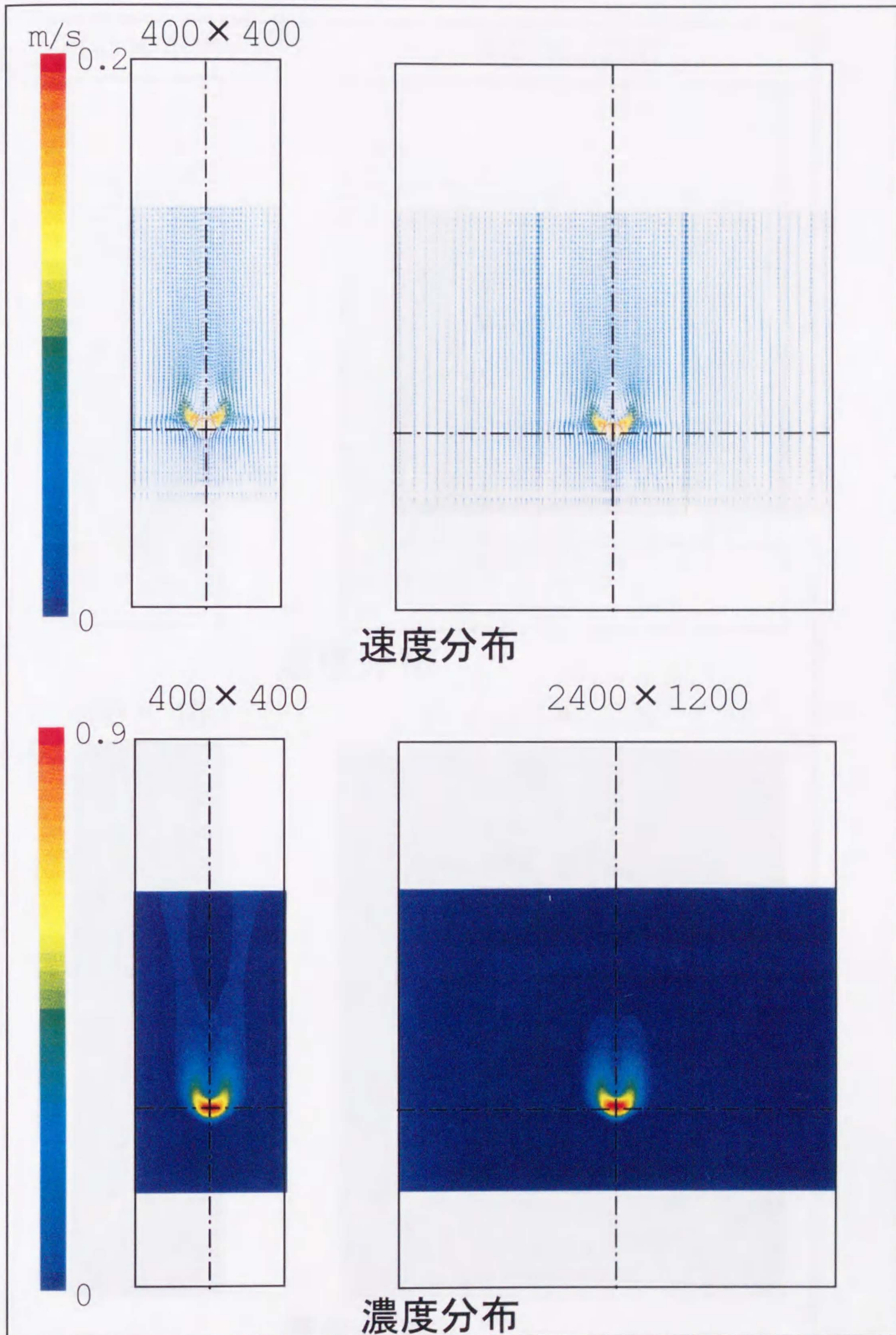
SW=0 側面図 (Y/D=0)

図4.20 容器寸法を変えた場合のフローパターン (1-1)



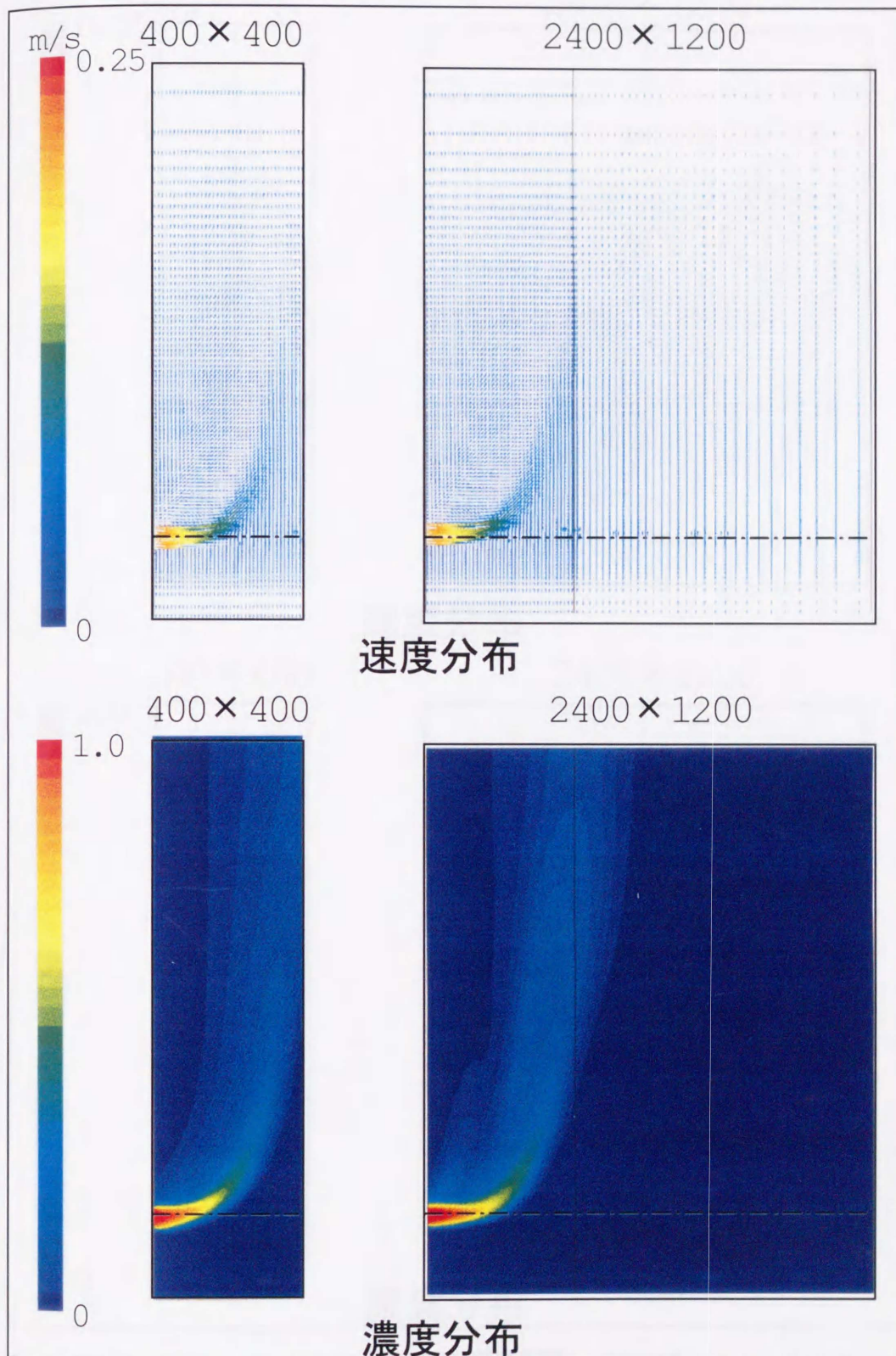
Sw=0 正面図 (X/D=1)

図4.21 容器寸法を変えた場合のフローパターン (1-2)



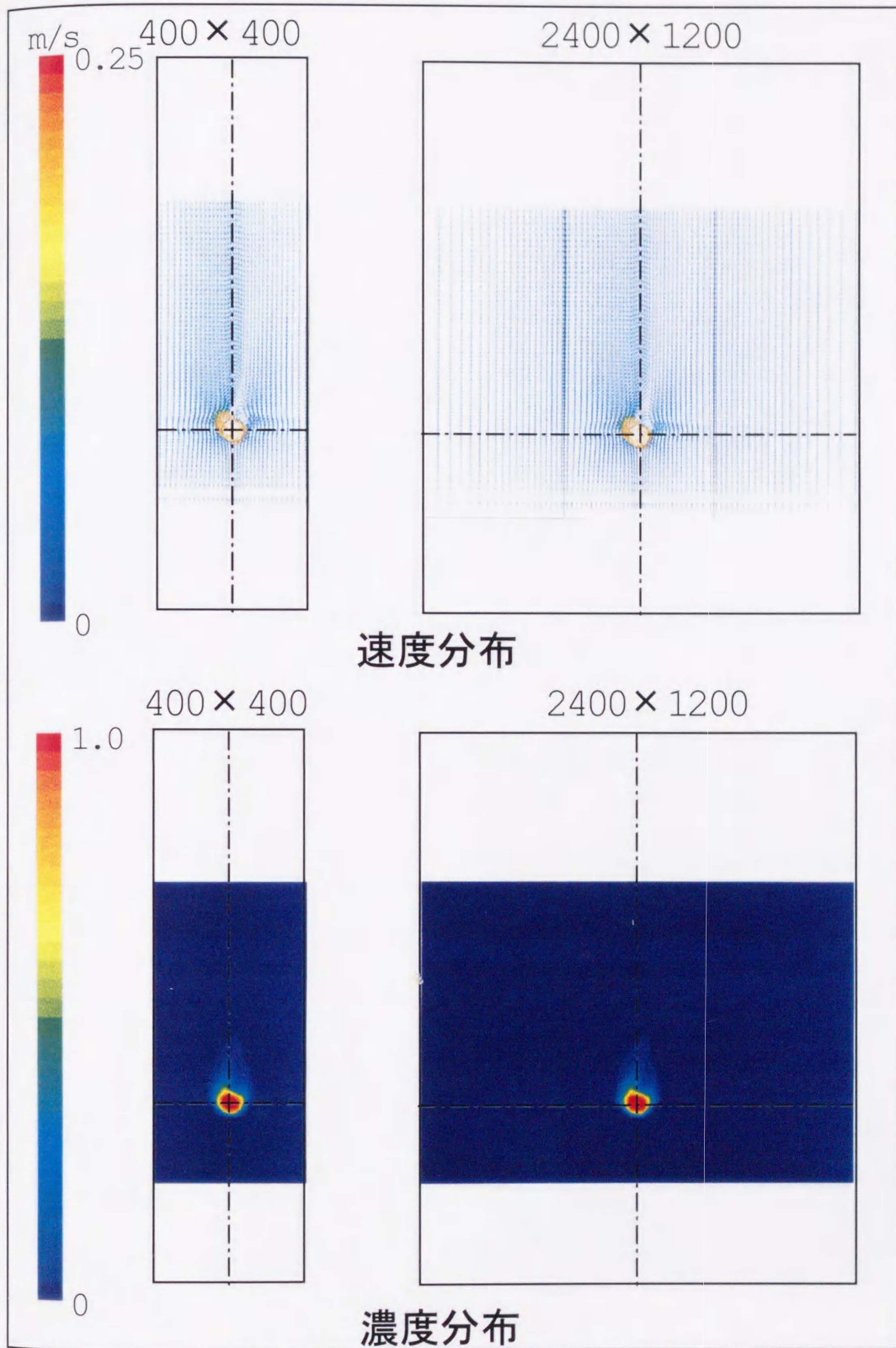
$Sw=0$ 正面図 ($X/D=3$)

図4.22 容器寸法を変えた場合のフローパターン (1-3)



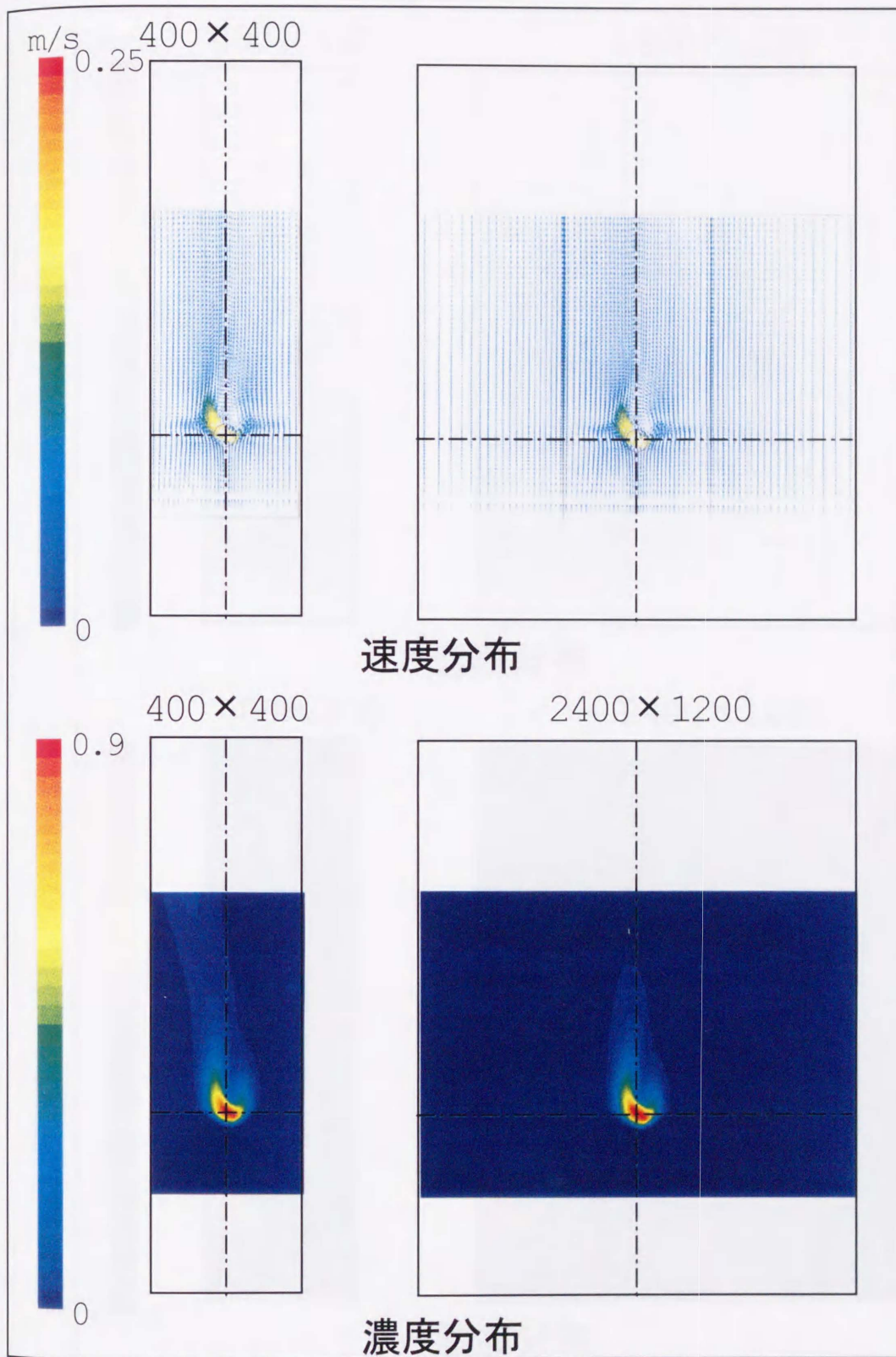
SW=0.34 側面図 (Y/D=0)

図4.23 容器寸法を変えた場合のフローパターン (2-1)



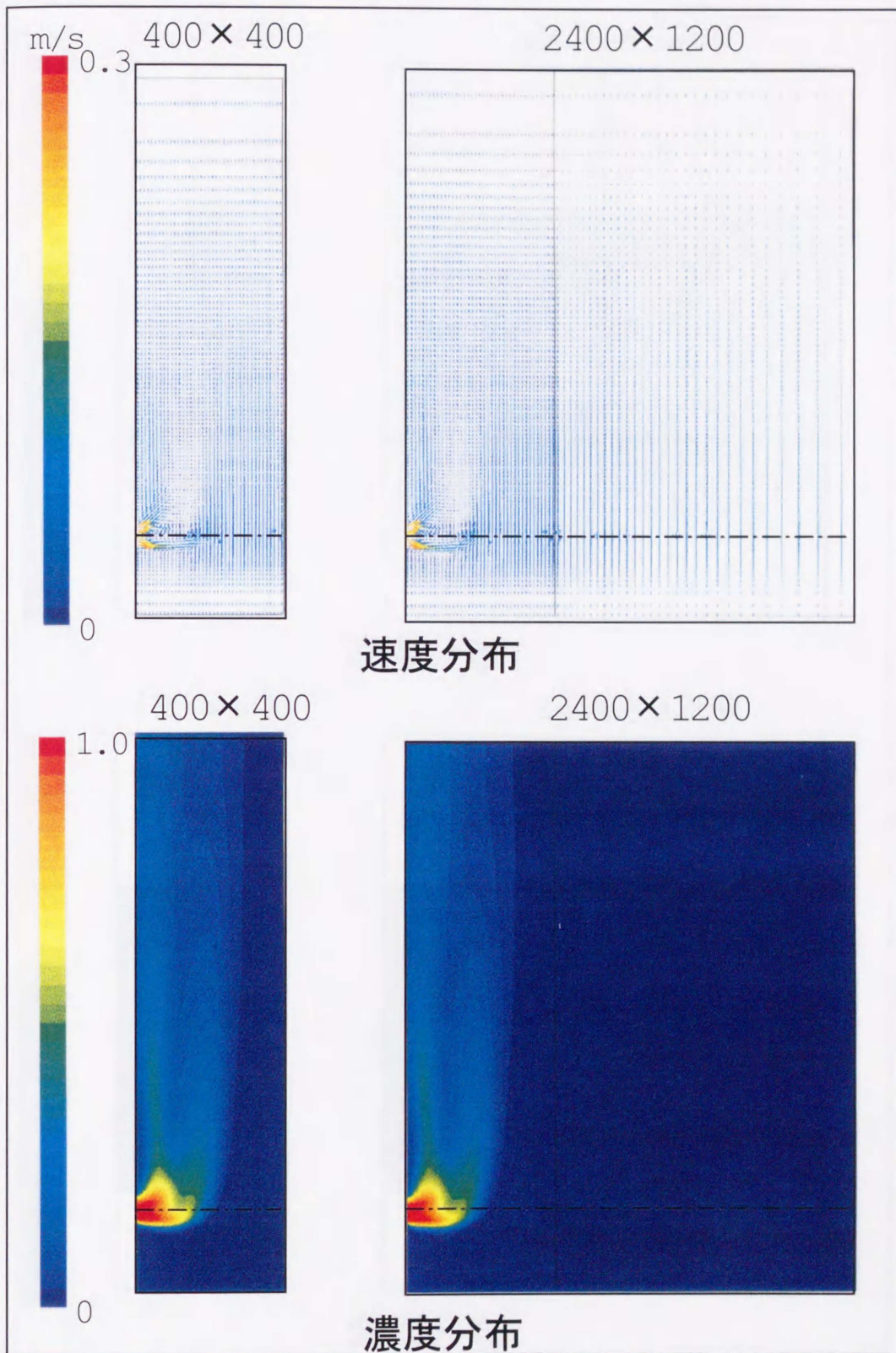
Sw=0.34 正面図 (X/D=1)

図4.24 容器寸法を変えた場合のフローパターン (2-2)



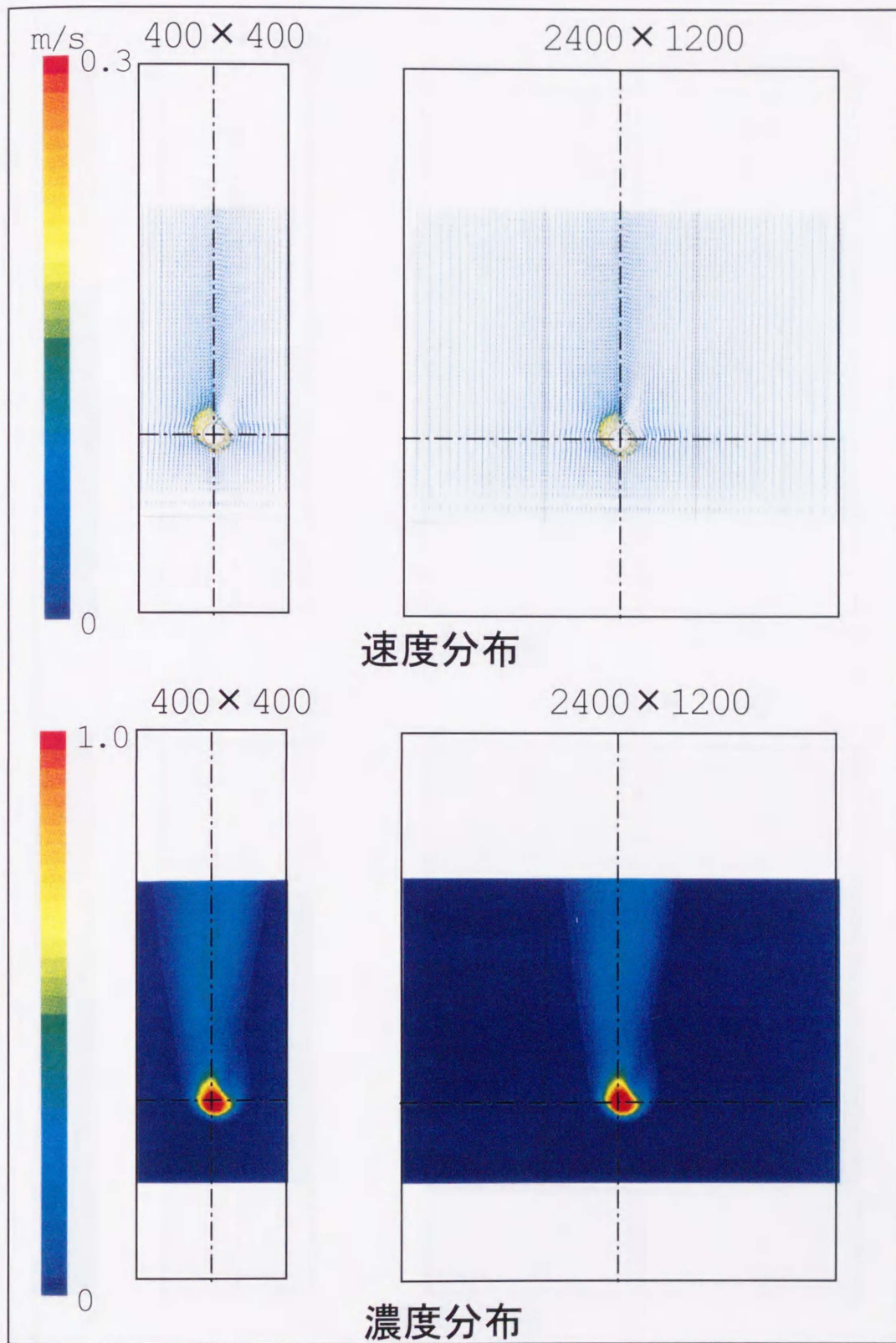
$Sw=0.34$ 正面図 ($X/D=3$)

図4.25 容器寸法を変えた場合のフローパターン (2-3)



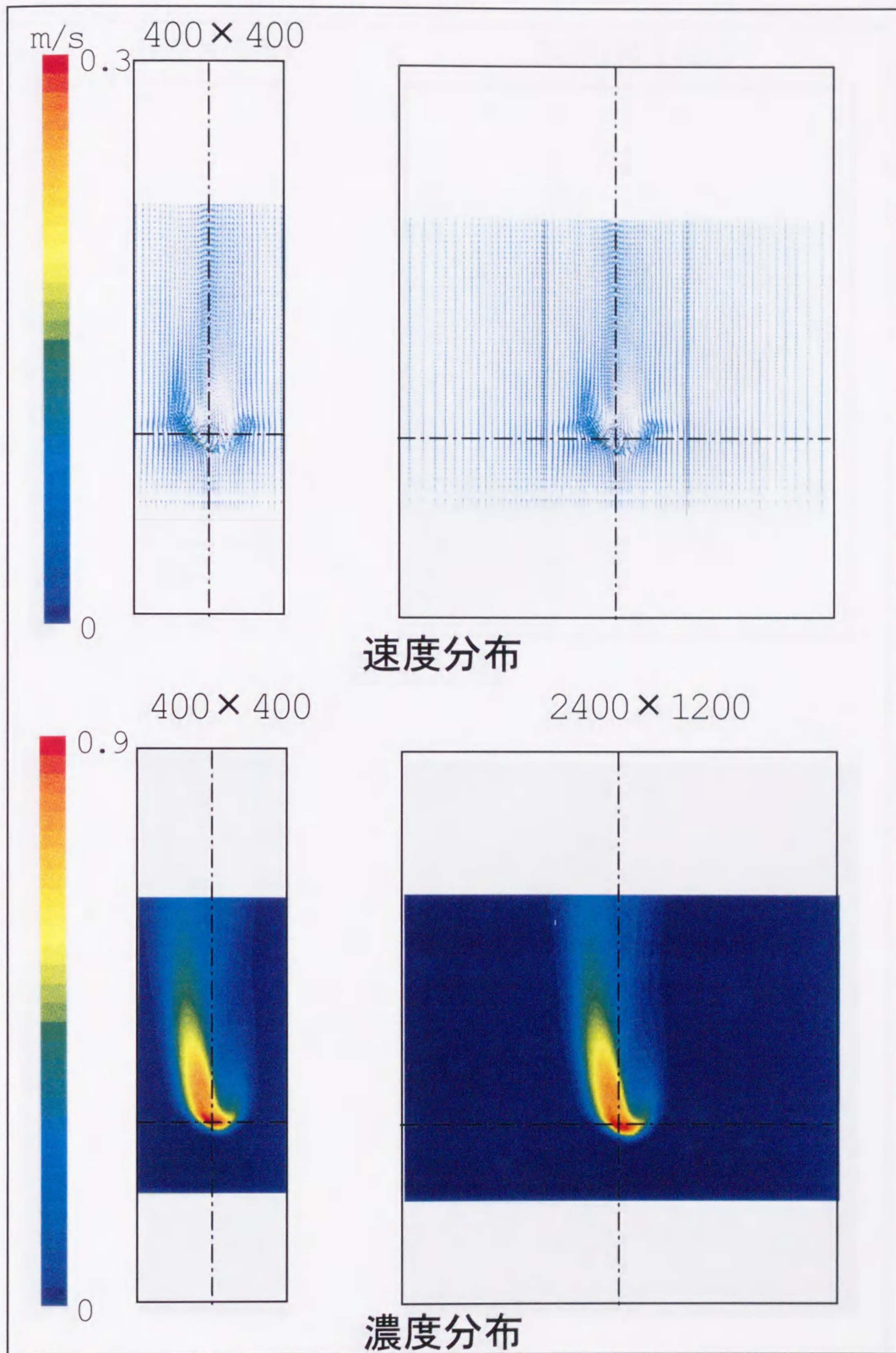
SW=0.76 側面図 (Y/D=0)

図4.26 容器寸法を変えた場合のフローパターン (3-1)



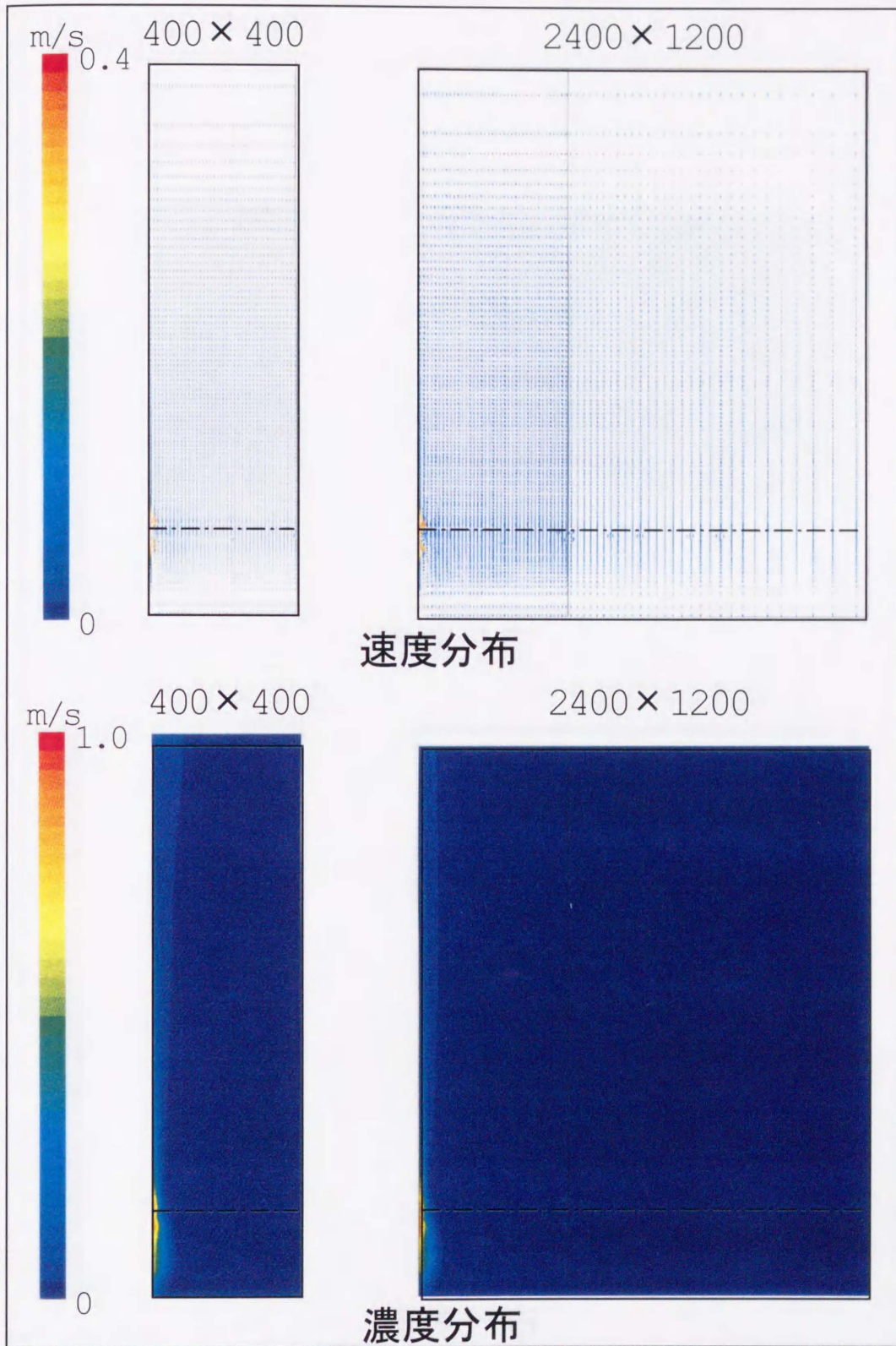
$Sw=0.76$ 正面図 ($X/D=1$)

図4.27 容器寸法を変えた場合のフローパターン (3-2)



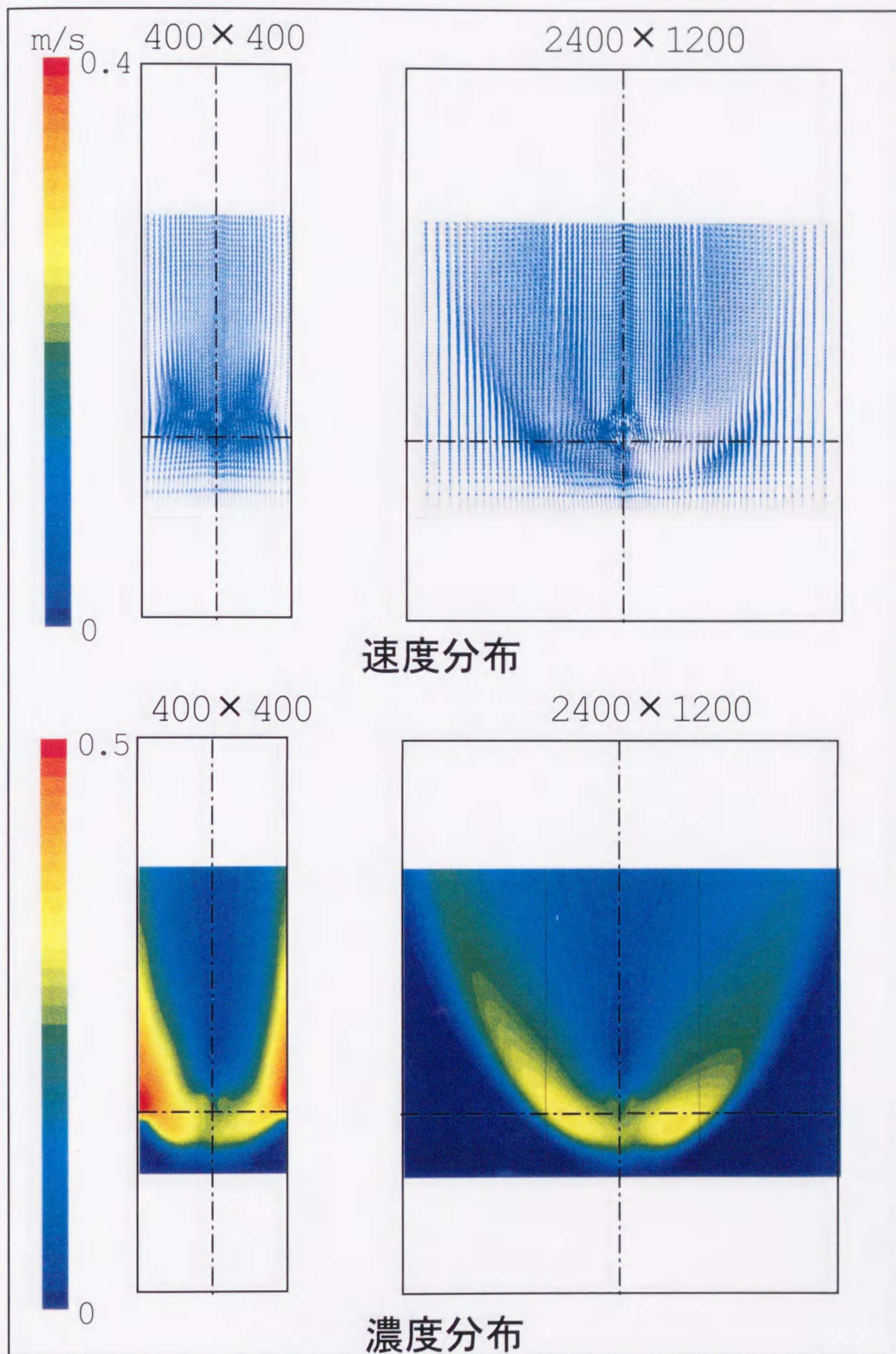
Sw=0.76 正面図 (X/D=3)

図4.28 容器寸法を変えた場合のフローパターン (3-3)



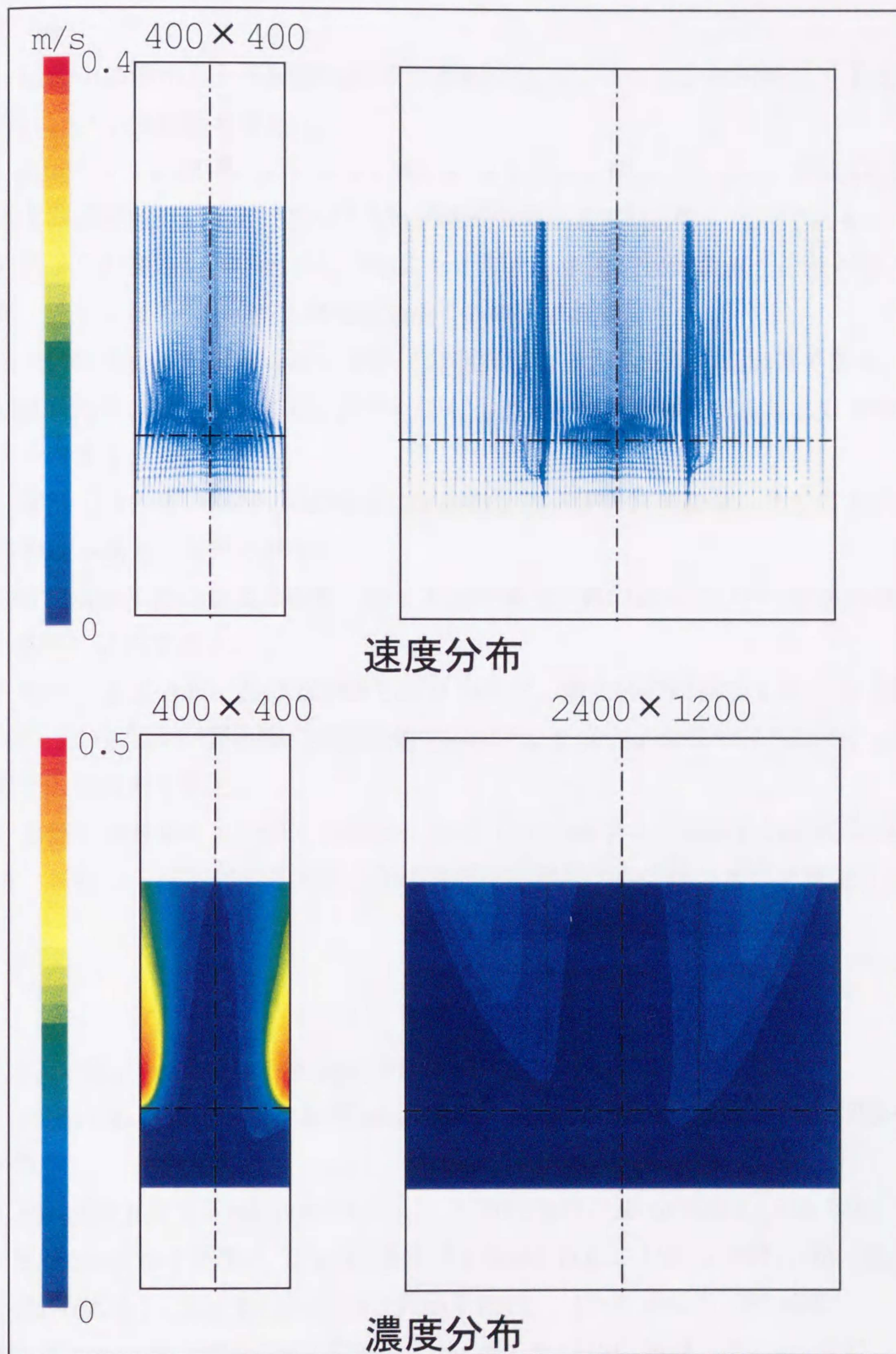
SW=1.5 側面図 (Y/D=0)

図4.29 容器寸法を変えた場合のフローパターン (4-1)



$Sw=1.5$ 正面図 ($X/D=1$)

図4.30 容器寸法を変えた場合のフローパターン (3-2)



Sw=1.5 正面図 (X/D=3)

図4.31 容器寸法を変えた場合のフローパターン (4-3)

4.5 結 言

一様流中に噴出した単純旋回噴流の数値シミュレーションを市販コードを用いて行い、以下の結果を得た。

1) 乱流モデルに標準 $k-\varepsilon$ モデルとRNG $k-\varepsilon$ モデルを使用した場合、噴流噴出部の垂直方向速度成分における差は7.5% (噴流の噴出速度 V_j 基準) 以内である。

2) 格子分割数を5, 600と134, 316にした場合、前者では実験値との差が最大で40%、後者では7.5% (噴流の噴出速度 V_j 基準) である。

以下は標準 $k-\varepsilon$ モデルを用いて格子分割数134, 316で計算した結果である。

3) 旋回力の小さい場合には、計算結果は分布形、到達距離、噴流幅とも実験値と良く一致する。

4) 旋回力の大きい $Sw=0.76$ の場合には実験との差が大きくなる。この主原因は計算における誤差と考えられる。

5) 噴流噴出部での速度分布を比較すると実験と計算の差は12.5% (噴流の噴出速度 V_j 基準) 以内である。

6) 噴流の濃度分布における実験と計算の差は、側面図の面積で1%以内 (濃度20%以上の領域)、側面図の到達距離で $2D$ 以内、正面図の面積で15%以内、正面図の幅で $0.7D$ 以内である。

7) 容器寸法を変えて計算した結果、 $Sw < 0.76$ では顕著な差は見られられないことから、スロート径に対する容器寸法の影響は実験範囲内では小さいと推定される。

参考文献

- (1) H.Yagci, Agard Conference. Proceedings., 1993-4, 38_1-38_7
- (2) Robert, R.Hwang and T.P.Chiang, Trans.ASME, J.Fluids Eng., 177(1995-12), 696-705
- (3) Kavsaoglu, M.S. and Schetz, J.A., J.Aircraft, 26-6(1989), 539-546.
- (4) E.Savory and N.Toy, Trans.ASME, J.Fluids Eng., 113-1(1991), 68-72.
- (5) Keffer, J.F. and Bains, W.D., Fluid Mech., 15-4(1962), 481-496.
- (6) A.K.Jones, P.J.Chapman, Combustion ABB Review(1991), ABB Rev.6/91
- (7) P.A.Gilis, P.J.Smith, 23th Symposium on Combustion(1990), 981-991.
- (8) M.A.Patrick, Trans.Inst.of Chem.Eng., 45(1967), 16-31.

第5章 2重旋回噴流の計測

第5章 2重旋回噴流の計測

5.1 緒言

事業用ボイラ火炉ではバーナが多段に配置されるので、上段バーナや2段燃焼用エアポートの噴流は下方からのガス流によって火炉出口側に曲げられる。噴流が湾曲すると燃料の炉内滞留時間が減少し燃焼効率の低下につながるので、ボイラ火炉の設計において噴流の湾曲量は重要な因子である。第3章では一様流中に旋回噴流を噴出する実験を行い、その拡散状況について言及したが、最近のボイラは低NO_xバーナを用いるため、噴流は単純な旋回噴流ではなくなっている。例えば、微粉炭焼き低NO_xバーナでは単純噴流の外側を旋回流が多重に取り巻いた同軸噴流となっている^{(1)~(4)}。そこで、単純噴流の外側を旋回環状噴流が取り巻いた同軸2重旋回噴流を一様流中へ噴出する実験を行い、速度ベクトルと濃度分布を測定した。

5.2 実験方法

5.2.1 全体の系統

実験装置を図5.1に示す。基本的には図3.11と同じであるが、旋回発生器部分が異なっている。水流は循環式で、ポンプから出たバッファタンク内の水は整流器と旋回発生器に流入する。整流器に入った水は一様流となり、断面400mm×400mm、高さ1,200mmの透明アクリル製テスト部を流速50mm/sで上昇する。流れを可視化するためのトレーサには、平均粒径1.0mm、平均比重1.03、白色のポリスチレン粒子を使用した。トレーサは流量10l/minの搬送用の水で旋回発生器上流へ混入し、テスト部出口に設けたフィルタで回収した。

5.2.2 旋回発生器

用いた旋回発生器を図5.2に示すが、流路は1次流(Primary Flow)と2次流(Secondary Flow)とに分かれている。本実験では1次と2次との総流量は一定にしておき、配分だけを変えた。内径が60mmのスロートにおける軸方向平均流速 V_1 は200mm/sである。旋回発生用の旋回羽根は2次流路に取り付けた。1次流路の直径は33mm, 38mm, 42mmの3種類、2次流路の旋回羽根の角度は0°, 30°, 45°, 60°の4種類で、それぞれ交換して用いた。

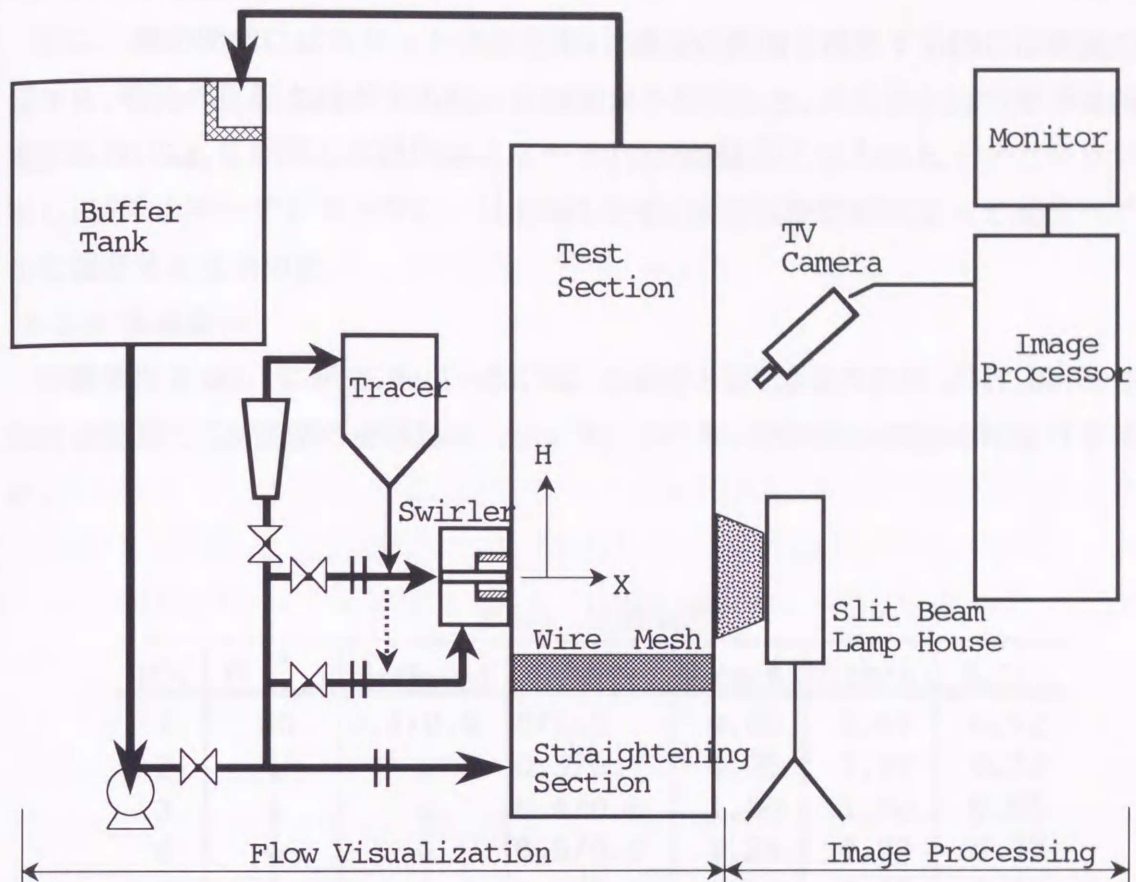


図5.1 実験装置

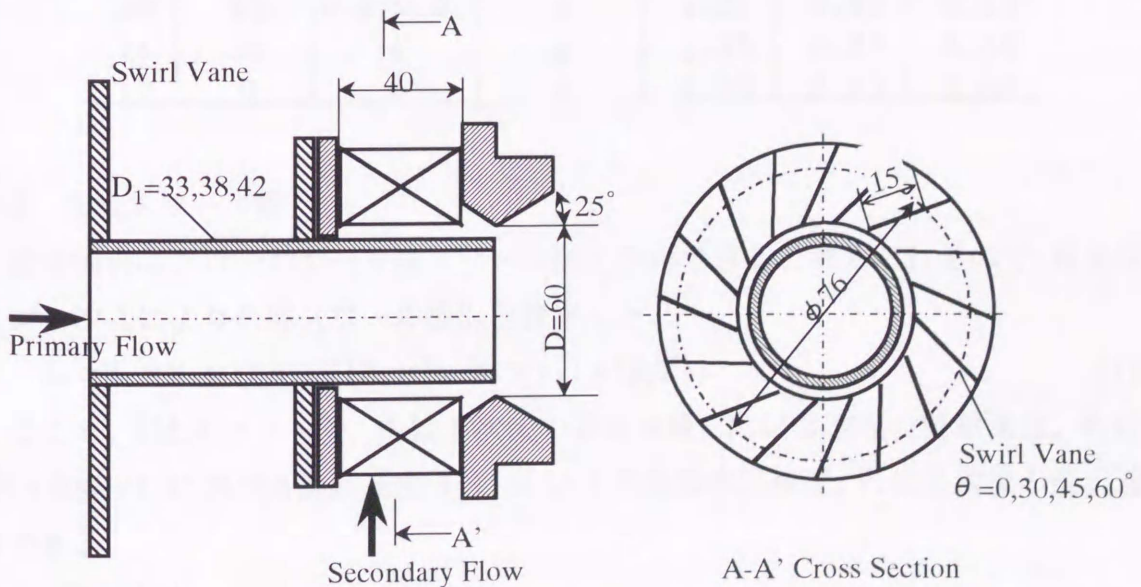


図5.2 2重旋回発生器

5.2.3 可視化方法

テスト部の照明にはスリット光源を用い、噴流の側面を撮影する時には噴流の対面から、噴流の正面を撮影する時には側面から照明した。スリット光の厚みは側面撮影時は10mm、正面撮影時は20mmとした。可視化像は30コマ/sのビデオカメラで撮影し、ビデオテープレコーダに一旦記録した後、画像処理装置によって速度ベクトルと濃度分布を求めた。

5.2.4 実験条件

実験条件を表5.1に示す。No.1~No.7は1次流量と2次流量の比 M_1/M_2 、No.8~No.9は1次流路と2次流路の面積比 A_1/A_2 、No.10~No.12は旋回羽根の角度 θ を変えた。

表5.1 実験条件

NO.	θ (°)	A_1/A_2 (-)	M_1/M_2 (-)	V_1 (m/s)	V_2 (m/s)	S_w (-)
1	60	0.4/0.6	0/1.0	0.00	1.67	0.92
2	↓	↓	0.3/0.7	0.75	1.17	0.72
3	↓	↓	0.4/0.6	1.00	1.00	0.55
4	↓	↓	0.5/0.5	1.25	0.83	0.37
5	↓	↓	0.6/0.4	1.50	0.67	0.21
6	↓	↓	0.7/0.3	1.75	0.50	0.10
7	↓	↓	1.0/0	2.50	0.00	0.00
8	↓	0.5/0.5	0.5/0.5	1.00	1.00	0.38
9	↓	0.3/0.7	↓	1.67	0.71	0.32
10	45	0.4/0.6	↓	1.25	0.83	0.10
11	30	↓	↓	1.25	0.83	0.05
12	0	↓	↓	1.25	0.83	0.00

5.3 合成スワール数

複合噴流のフローパターンはスワール数で整理できると考えられるので、各条件に対し次式により合成スワール数 S_w を算出した。

$$S_w = M_2 \times W_2 \times (D/2) / ((M_1 \times V_1 + M_2 \times V_2) \times (D/2)) \quad (1)$$

ここで、 D はスロート径、 M_1 は1次流の質量流量、 M_2 は2次流の質量流量、 W_2 は旋回羽根出口における旋回速度成分、 V_1 は1次流の噴出速度、 V_2 は2次流の噴出速度である。

5.4 解析方法

画像処理によって速度ベクトルと濃度分布を求める方法については既に第2章

で述べたので、ここでは要点だけを述べる。

5.4.1 速度分布

ビデオテープに記録した180s分(5400こま)の画像から、連続した2コマが対になっている100組を画像処理装置に入力する。画像処理装置では各組に対して、複数粒子の各変位を求め、こま間隔から各粒子の速度ベクトルを算出する。そして、予め定めた格子点上に内挿補間して平均速度分布を求める。

5.4.2 濃度分布

ビデオテープから256こまの画像を等間隔に画像処理装置に入力する。各こまは粒子像が1でそれ以外が0の2値画像として取り込み、128階調の画像メモリ上に積算していく。そして、最後に積算値が最も大きくなる噴流噴出部の積算値で画像全体を割って、無次元化する。濃度は噴流噴出部を基準に等間隔に5段階に表示した。

なお、濃度分布は予め1次流と2次流との濃度分布を求め後で合成した。

5.5 実験結果

5.5.1 流量比の影響

旋回羽根角度 $\theta = 60^\circ$ 、流路断面積比 $A_1/A_2 = 0.4/0.6$ の条件で、流量比 M_1/M_2 を変えた結果を図5.3～図5.9に示す。図5.3～図5.7において、aは噴流中心($Y=0$)における側面図、bとcは $X/D=1, 3$ における正面図で、いずれも速度分布と濃度分布を合成表示している。

(1) $M_1/M_2 = 0/1.0$ ($S_w = 0.92$)

図5.3は今回の実験中で S_w が最も大きい条件である。aの側面図で $X/D < 2$ では噴流中心軸($H/D = 0$)上の噴流濃度が噴流下側($H/D = -1$)より低く、また、速度ベクトルが噴出部に向かっている。この原因を明らかにするために、速度分布を拡大したのが図5.8の(1)で、噴流は旋回による遠心力で外側($H/D = \pm 1$)では順方向に流れ、内部では逆流している。これより、噴流中心軸上の濃度が周囲より低くなっているのは、外部の希釈された流体が噴出口に逆流しているためと推定される。なお、この現象は前章の単純旋回噴流でも認められた結果である。

次に、図5.3のbでは噴流が右回りに旋回している様子がわかる。単純旋回噴流でも見られたように、噴流の旋回方向と一様流の方向が一致する左側の方が、右側よりも速度ベクトルが大きくなっている。また、 $Y/D = 0, 1 < H/D < 3$ で速度ベクトルが周囲より小さいが、噴流の上部に形成された後流域と考えられる。後流域はaでは $X/D = 1, 1 < H/D < 3$ の領域に相当する。

cでも同様に噴流の左側の速度ベクトルが右側より大きい、回転している様子は明確でない。濃度分布はbとは逆に左側で低く右側で高い。これより、噴流の左側では右側より一様流の流入量が多く希釈されて濃度が低くなったものと考えられる。

(2) $M_1/M_2=0.3/0.7$ ($S_w=0.72$)

図5.4のaでは $X/D < 1$ における噴流のH方向の広がりが図5.3の場合より小さい。この原因を明らかにするために、拡大した速度分布を図5.8の(2)に示した。図において、中心軸上($H/D=0$)で噴流は順方向に流れており、(1)の $S_w=0.92$ の場合に見られた逆流は形成されていない。単純旋回噴流の場合には $S_w > 0.6$ になると(1)のように噴流内部に逆流が発生するので、(2)は1次流と2次流が混合するまでに生じる二重旋回噴流特有の現象である。

(3) $M_1/M_2=0.5/0.5$ ($S_w=0.37$)

図5.5の濃度分布を比較すると、噴流のX方向の貫通力は増加しているのに対し、HおよびY方向の広がりは減少している。また、bの噴流の左側($Y/D=-0.5$)で等濃度線がH方向に伸び濃度分布が歪んでいる。これらの現象は単純旋回噴流でも見られた類似の結果である。

(4) $M_1/M_2=0.6/0.4$ ($S_w=0.21$)

図5.6のaで $X/D=1$, $1 < H/D < 2$ で等濃度線が盛り上がっている。この領域はbでは $Y/D=0$ 近傍のH方向に伸びた等濃度線に相当するので、速度ベクトルから考えて、前述の濃度分布の歪みと同一現象と思われる。なお、現象を明らかにするために、画像を合成する前の生の濃度分布、すなわちトレーサをそれぞれの流路に別々に混入したときの各濃度分布を図5.9に示す。

図5.9において、1次流の濃度分布はほぼ左右対称なのに対し、2次流は $X/D=1$ で旋回流特有の歪みを生じている。これより、 $X/D < 1$ では1次流と2次流はほとんど混合してないと思われる。

(5) $M_1/M_2=1.0/0$ ($S_w=0$)

図5.7のaでは噴流はほとんど曲がることなく対向壁に衝突し、単純旋回噴流の場合と比較して噴流の偏向量が小さい。これは後で述べるが、本実験では噴出時の運動量が単純旋回噴流より大きいためである。

5.5.2 面積比の影響

$\theta = 60^\circ$, $M_1/M_2 = 0.5/0.5$ の条件で, A_1/A_2 を変えた結果を図5.10に示す. 面積を変えると V_1/V_2 も変わり厳密には S_w も変化するが, 変化は僅かで一定と考えて良い. (1)では2次流の旋回によって $X/D = 1$ 付近で噴流が太くなっているのに対し, (2), (3)ではそれが見られない. 噴流全体の偏向の程度はほとんど変わっていないことから, $X/D < 1$ では1次流と2次流が分離しているが, それ以後は一体化していると考えられる.

5.5.3 旋回強度の影響

図5.11は $A_1/A_2 = 0.4/0.6$, $M_1/M_2 = 0.5/0.5$ の条件で θ を $60^\circ, 45^\circ, 30^\circ, 0^\circ$ に変え, 旋回強度の影響をみたものである. S_w の低下にともないX方向の貫通力が増加し偏向量が減少している.

図5.7のaと図5.11の(3)を比較すると, いずれも $S_w = 0$ であるにもかかわらず, 後者の方が偏向量が明らかに大きい. 図5.7のaの場合, 1次流のみ噴出しているので V_1 が図5.11の(3)より大きく噴流の運動量大きい. 単純噴流では噴出時の運動量が増すとその偏向量は減少するので, 本結果も同様に軸方向の運動量の差と考えられる.

図5.12に S_w と噴流のY方向の広がり Y_0 , およびH方向の偏向量 H_0 との関係を示す. Y_0 は $X/D = 1, 3$, H_0 は $X/D = 3$ における値である. 実線は2重旋回噴流の場合, 破線は前章で行った単純旋回噴流の結果である. 両者を比較すると Y_0 の変化量はほぼ同じであるが, H_0 は2重旋回噴流の方が小さい. これは上述したように本実験では A_1/A_2 と M_1/M_2 の値が異なると, どちらか一方の噴出速度が平均値 V_j より大きくなり, 軸方向の運動量が単純噴流の場合に比べ大きくなるからである.

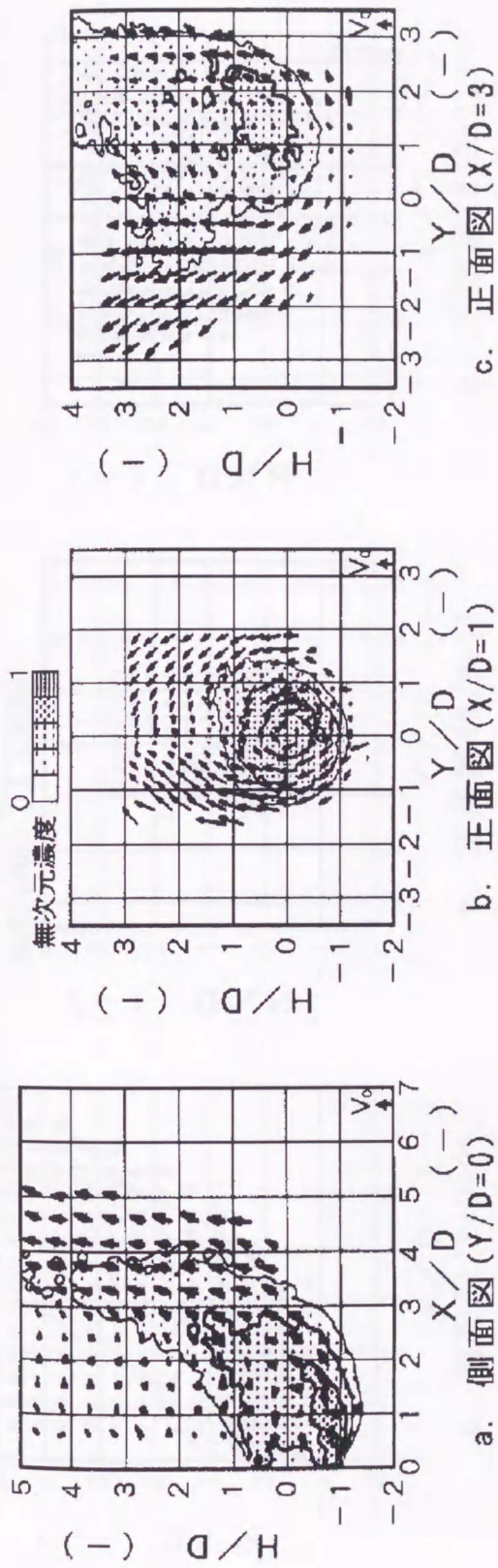


図5.3 速度分布と濃度分布 ($\theta=60^\circ$, $M1/M2=0/1.0$, $Sw=0.92$)

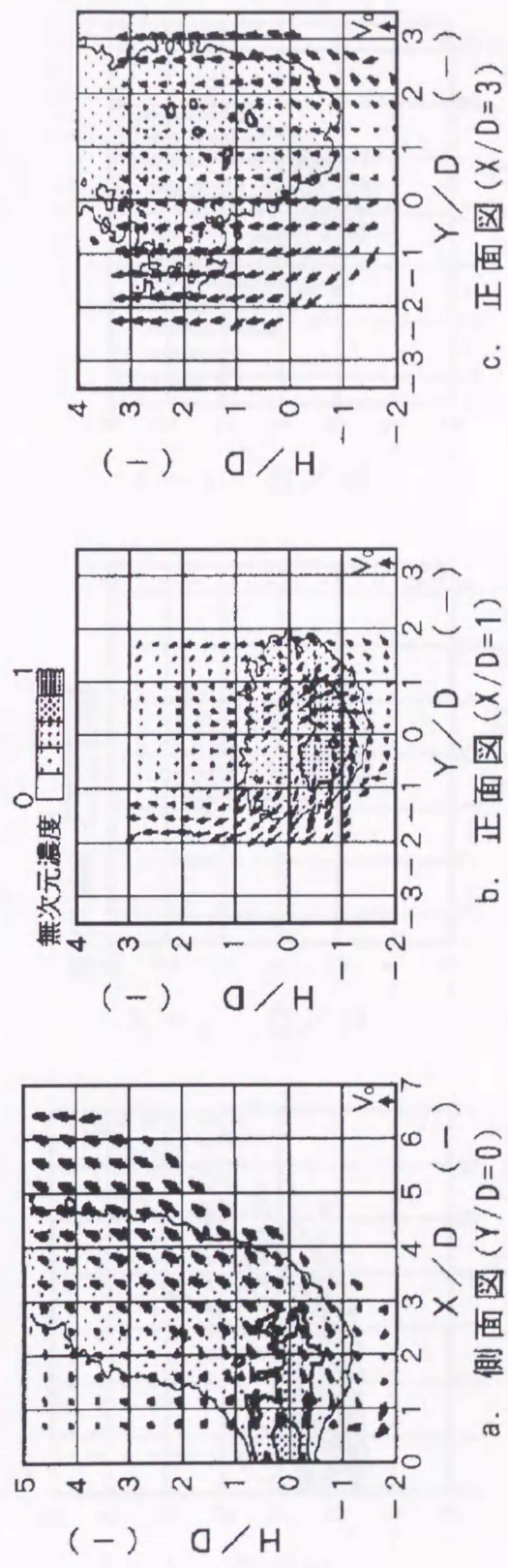


図5.4 速度分布と濃度分布 ($\theta=60^\circ$, $M1/M2=0.3/0.7$, $Sw=0.72$)

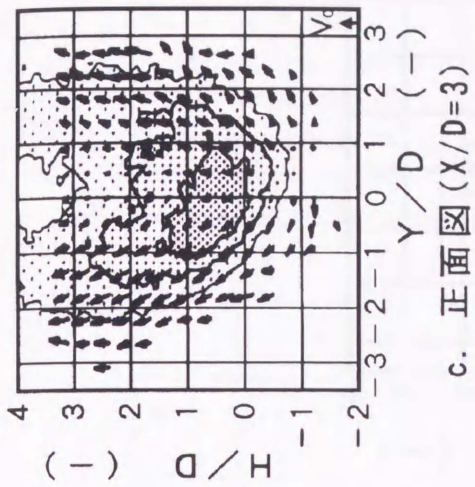
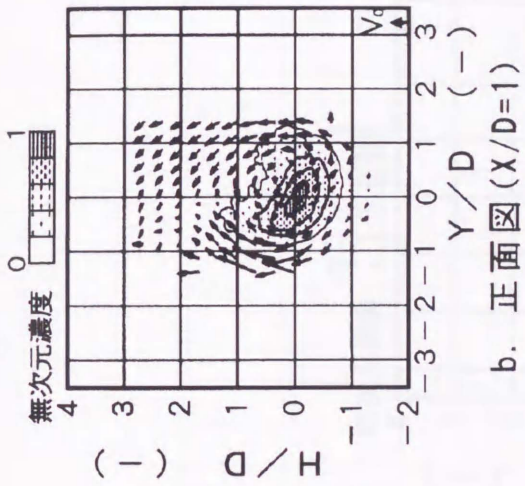
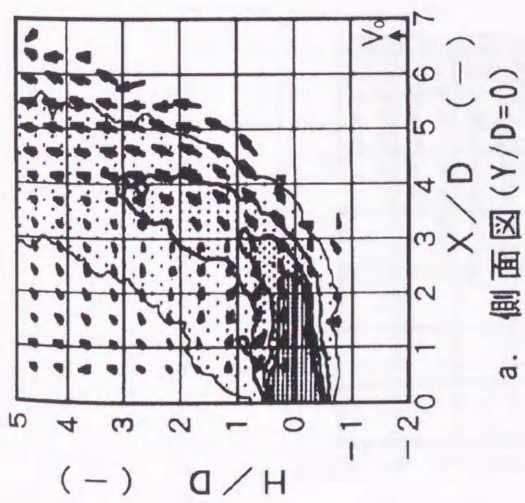


図5.5 速度分布と濃度分布 ($\theta=60^\circ$, $M1/M2=0.5/0.5$, $Sw=0.37$)

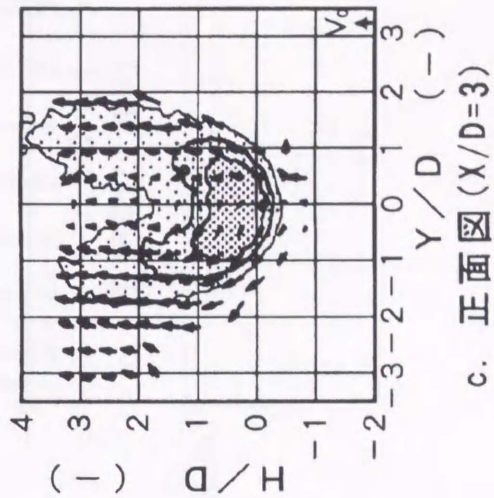
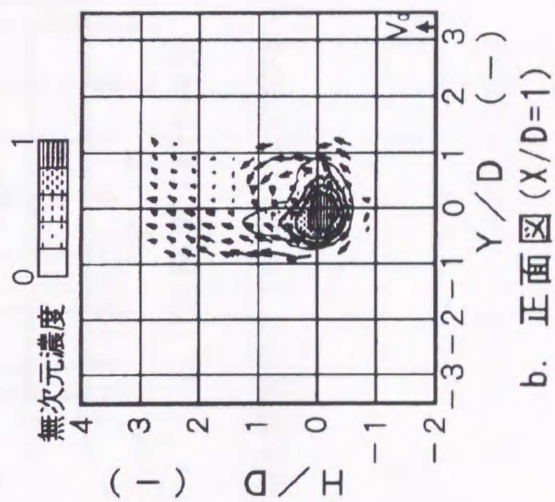
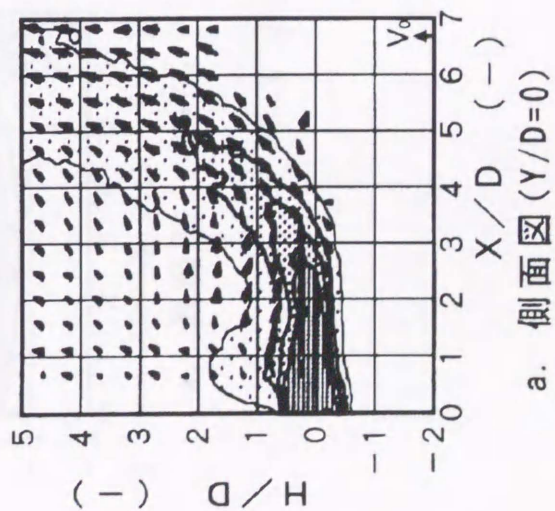


図5.6 速度分布と濃度分布 ($\theta=60^\circ$, $M1/M2=0.6/0.4$, $Sw=0.21$)

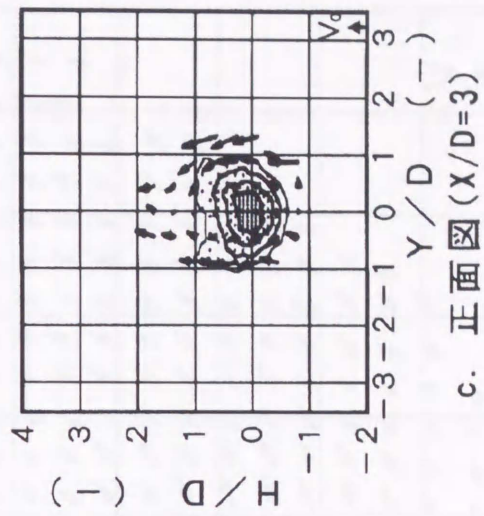
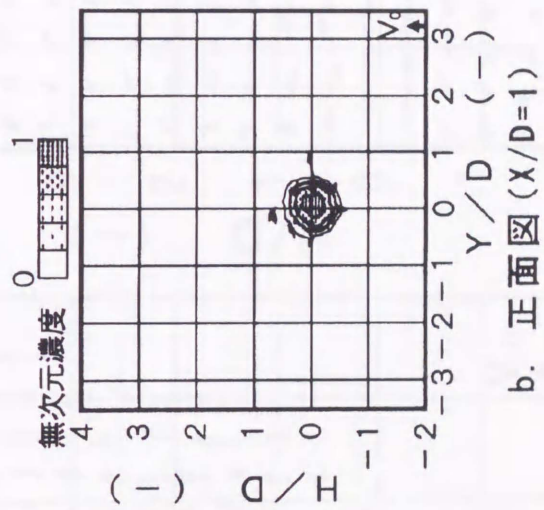
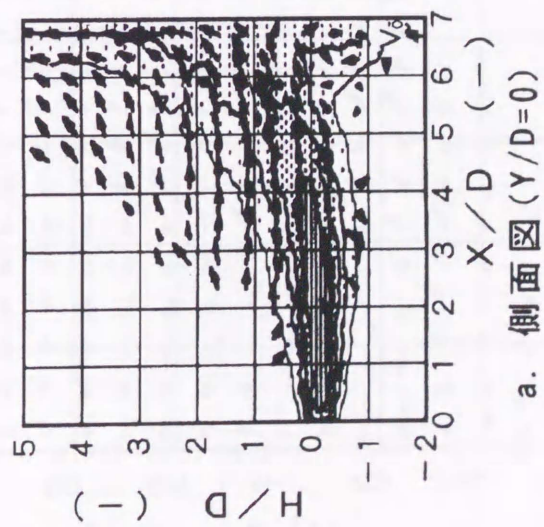
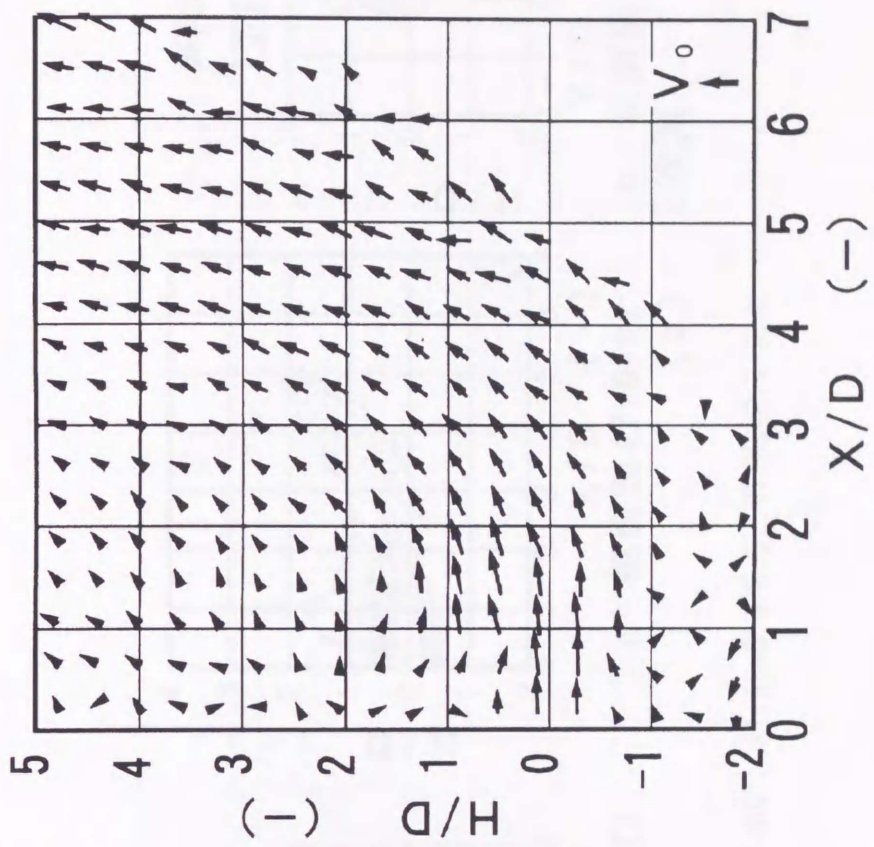
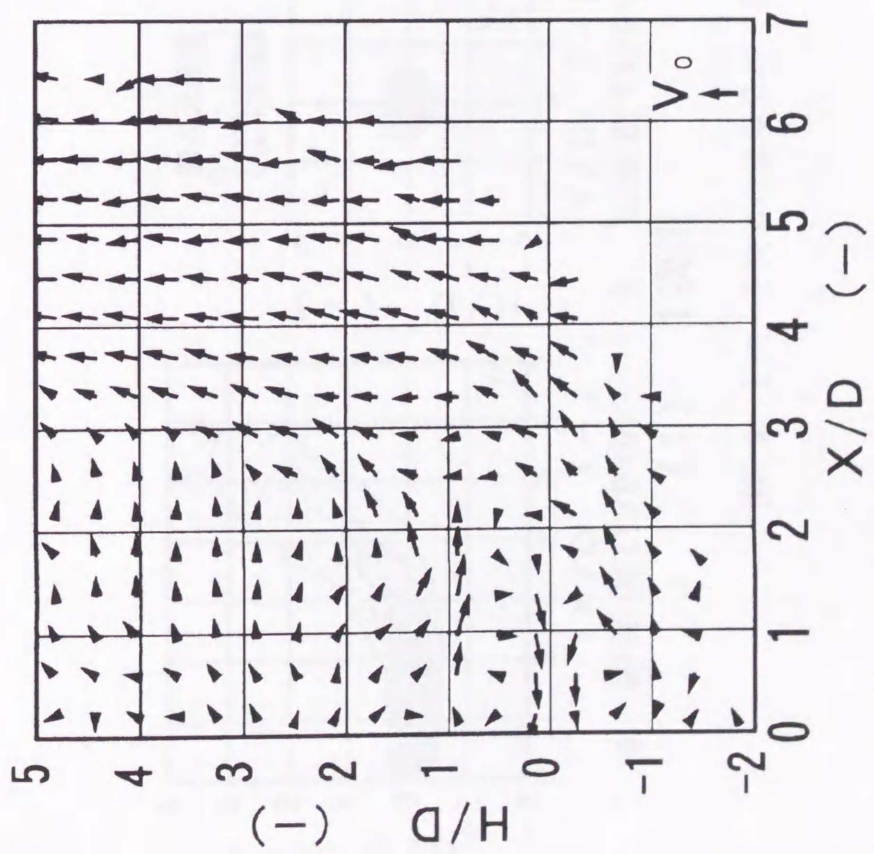


図5.7 速度分布と濃度分布 ($\theta=60^\circ$, $M1/M2=1.0/0$, $S_w=0$)

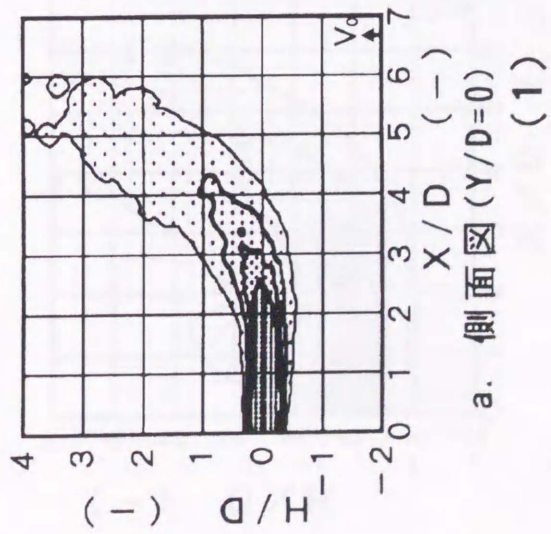


(1) $M_1/M_2=0/1.0, S_w=0.92$

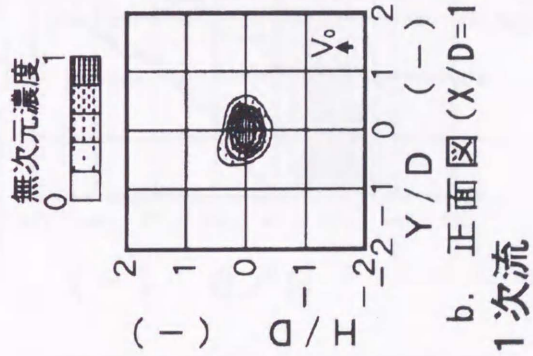


(2) $M_1/M_2=0.3/0.7, S_w=0.72$

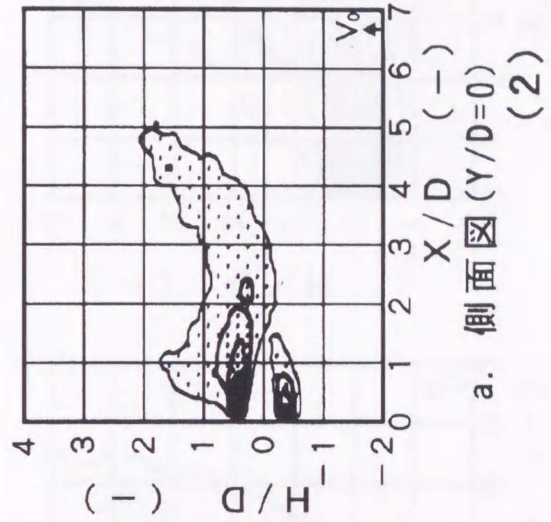
図5.8 速度ベクトル (側面図: $\theta=60^\circ, A1/A2=0.4/0.6$)



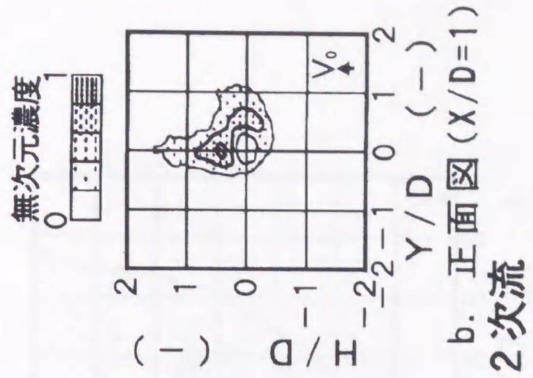
a. 側面図 ($Y/D=0$) (1)



b. 正面図 ($X/D=1$) 1次流



a. 側面図 ($Y/D=0$) (2)



b. 正面図 ($X/D=1$) 2次流

図5.9 1次・2次流の濃度分布 ($\theta=60^\circ$, $A1/A2=0.4/0.6$, $M1/M2=0.7/0.3$)

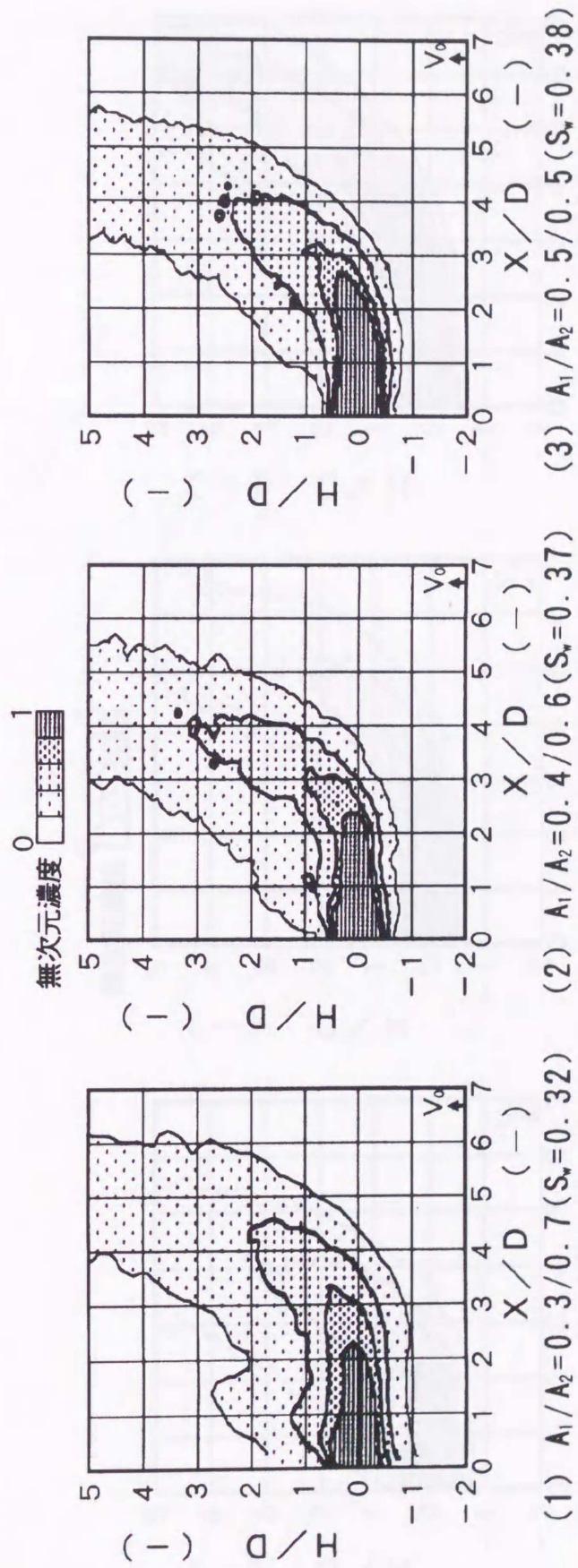


図5.10 面積比の影響 (側面図: $Y/D=0$, $\theta=60^\circ$, $M1/M2=0.5/0.5$)

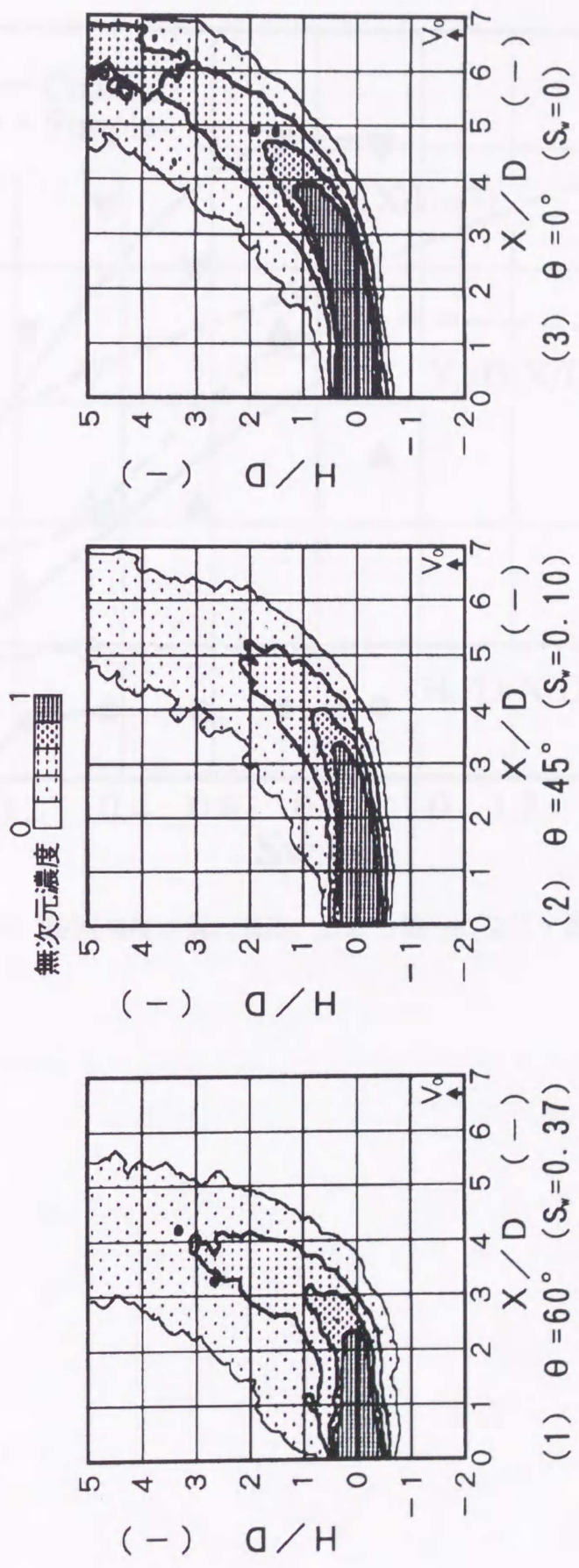


図5.11 旋回強度の影響 (側面図: $Y/D=0$, $A1/A2=0.4/0.6$, $M1/M2=0.6/0.4$)

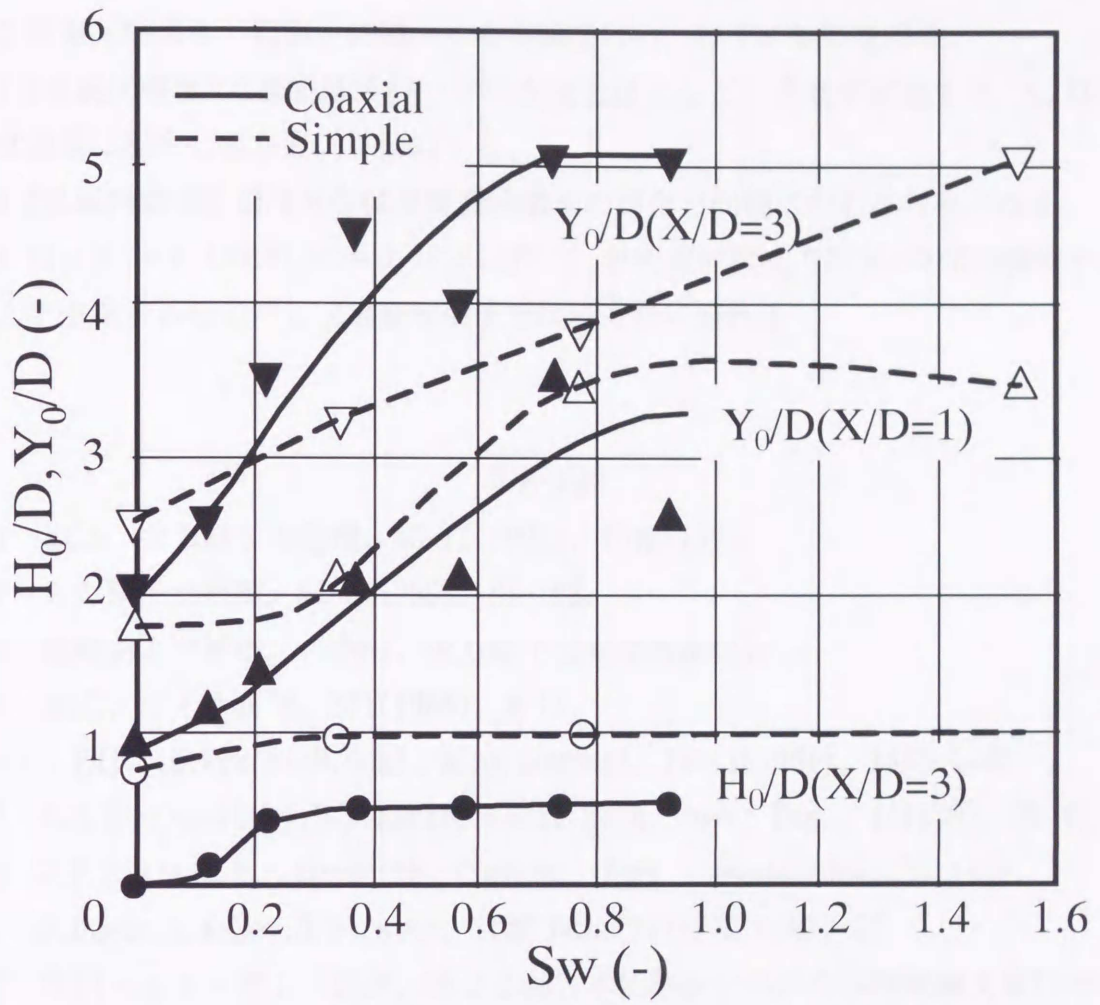


図5.12 旋回強度が偏向量 H_0 、広がり幅 Y_0 に及ぼす影響

5.6 結 言

2重旋回噴流を一様流中に噴出する実験を行い、以下の結果を得た。

- (1) 2重旋回噴流の1次流は $X/D < 2$ で2次流とほとんど混合せず直進する。 $X/D > 2$ では急激に混合し高さ方向に偏向する。
- (2) 2重旋回噴流の濃度分布は単純旋回噴流の場合と同様に左右非対称となる。
- (3) $M_1/M_2 = 0.3/0.7$ ($S_w = 0.72$)において、単純旋回噴流では $X/D < 2$ の噴流中心軸上で逆流するのに対し、2重旋回噴流では順方向に流れる。

参考文献

- (1) 福島, 火力原子力発電, 43-11(1992), 1392-1403
- (2) 火力原子力発電, 41-8(1990), 86-108.
- (3) 燃料および燃焼, (1988), 火力原子力発電技術協会
- (4) 森田, ボイラ研究, 231(1988), 4-11
- (5) S.Fujii, K.Eguchi, M.Gomi, AIAA Journal, 19-11(1981), 1438-1442.
- (6) F.M.El-Mahallawy, M.A.Habib, Conf. Mech. Power Eng., 1(1978), 35-47.
- (7) J.P.Sisljan, R.A.Cusworth, Combust. Inst. Canada(1984), 29 1-10.
- (8) J.Dugue, R.Weber, H.Horsman, IFRF Doc.F59/y/7D (1990-3)
- (9) 吉田・山下・村上・長瀬, 第22回日本伝熱シンポジウム講演論文集(1985-5), 533-535.
- (10) N.Syred, J.M.Beer, Combust. Flame, 23(1974), 143-201.
- (11) T.Takagi, H.Dongshin, A.Ishio, Combust. Flame, 37(1980), 68-75.
- (12) 北谷・高城・岡本, 第18回燃焼シンポジウム前刷集(1980-12), 62-64.
- (13) 高城・古藤, 日本機械学会関西支部第55回定期総会講演論文集(1980-3), 65-67.
- (14) 高城・申, 日本機械学会論文集, 45-400, B(1970), 76-87.
- (15) N.A.Chigier, N.A and Chervinsky, A., Tras.ASME, Ser.E(J.Appl.Mecha.), 34(1967), 443-451
- (16) M.A.Patrick, Trans.Inst.of Chem.Eng., 45(1967), 16-31.

第6章 2重旋回噴流の数値シミュレーション

第6章 2重旋回噴流の数値シミュレーション

6.1 緒言

第4章において、使用範囲は限定されるものの、単純旋回噴流の速度分布と濃度分布が市販コードを用いた数値シミュレーションで予測可能なことを示した。ここでは、更に第5章で行った2重旋回噴流を解析した。

6.2 計算方法

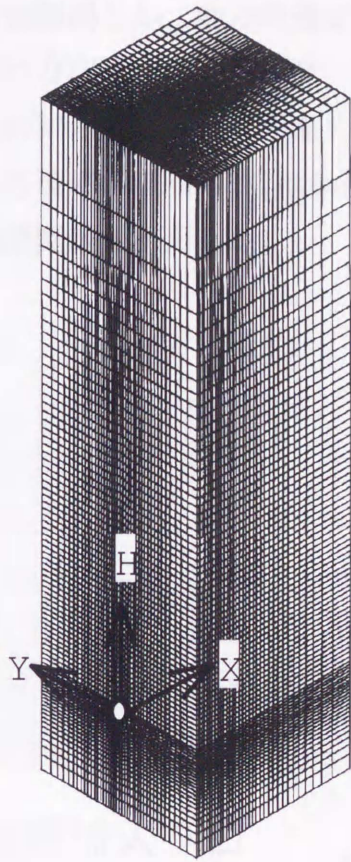
6.2.1 計算コード

解析コードは第4章で説明したFLUENTを使用した。以下にその内容を列記する。

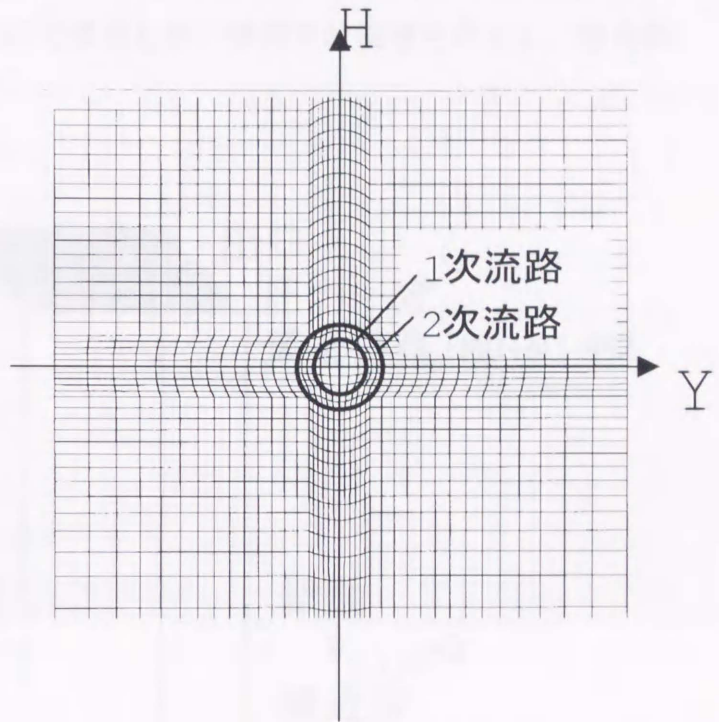
- 1) ソルバ：SIMPLE-C
- 2) 乱流モデル：k- ϵ モデル
- 3) 格子分割：BFC
- 4) 収束判定判定：要素全体での残査 $<10^{-3}$
- 5) 演算マシン：パソコン (CPU:DEC α チップ500MHz, 主メモリ512MB
OS:Windows-NT)

6.2.2 格子分割

解析に用いた格子の全体図と噴出部の拡大図を図6.1に示す。1次流路の内径 $D_1=38\text{mm}$ 、スロート径 $D=60\text{mm}$ 、流路面積比 $A_1/A_2=0.4/0.6$ である。1次流路は幅Y方向、高さH方向とも6分割、2次流路は幅Y方向に3分割、高さH方向に2分割した。全体の格子数は $94 \times 41 \times 54 = 20,816$ 個である。



全体メッシュ



スロート周辺メッシュ (X=0)

乱流モデル : $k-\varepsilon$ モデル

メッシュ数 : 20,816

噴出孔 : 10×12 メッシュ

図6.1 解析格子

6.2.3 境界条件

境界条件を図6.2に示す。第4章の計算と同じく、旋回流は旋回成分が半径に比例する強制渦とし、軸方向速度 V_x は断面内で一様とした。一様流は入り口では垂直流で高さ方向速度成分 $V_H=V_0$ で一定とした。出口は圧力一定で、流出流量が旋回流と一様流の和となるように設定した。1次流路と2次流路の断面積比 $A_1/A_2=0.4/0.6$ とし、各流路の流量 M_1, M_2 は条件に応じて変更した。壁面では流速を0とし、壁近傍では壁関数を使用した。

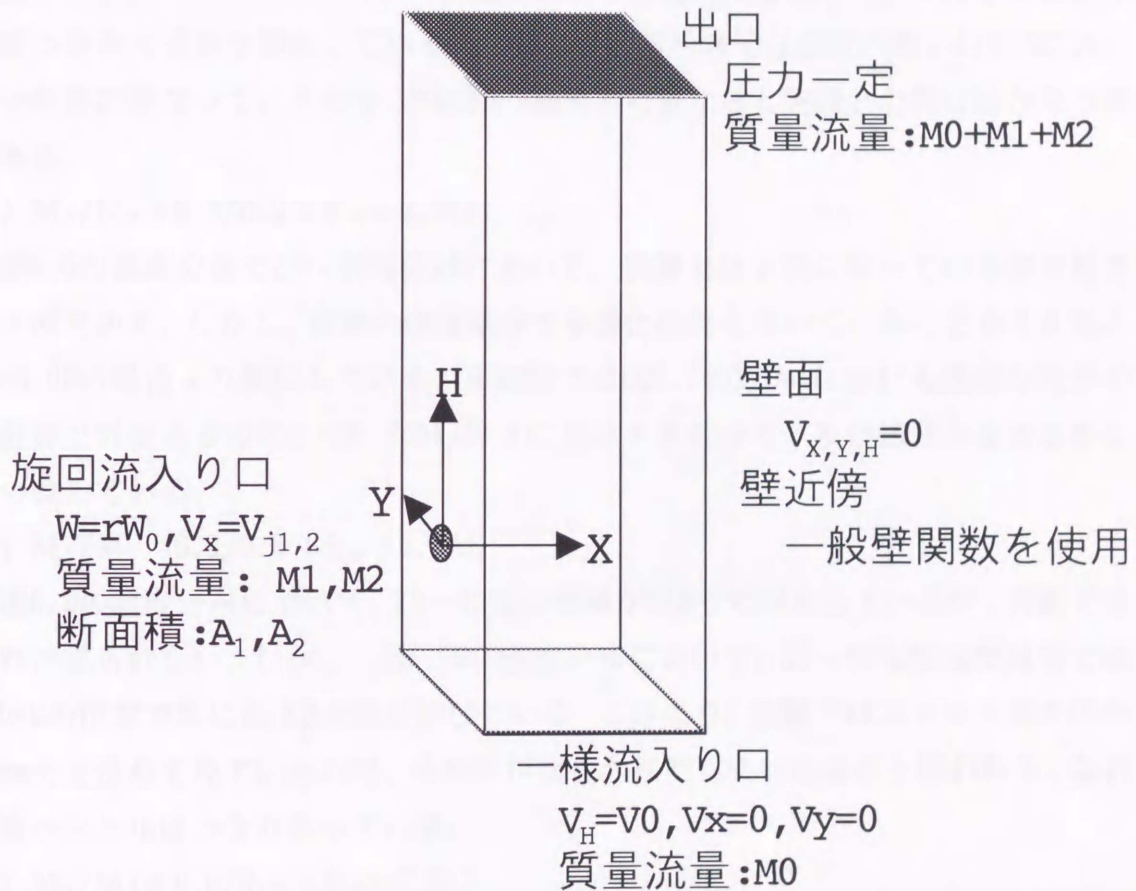


図6.2 境界条件

6.3 計算結果

図6.3～図6.17に計算結果を示す。上段が速度分布，下段が速度分布で，左側が実験結果，右側が計算結果である。

(1) $M_1/M_2=0/1.0$ ($S_w=0.92$)

図6.3～図6.5は2次流のみ流した（質量流量比 $M_1/M_2=0/1$ ）結果である。図6.3の速度分布で $H/D>2$ の領域において，最大速度が実験では $X/D=4.5$ 付近に発生しているが，計算では $X/D=2$ あたりに発生している。また，濃度分布で20～60%の低濃度領域で，計算では2筋に分かれているのに対し，実験では1筋のみである。

図6.4，図6.5の正面図において，速度分布では噴流の旋回している様子が両者ともはっきりでており類似している。しかし，濃度分布では濃度の高い $X/D=1$ において分布形が異なっているので，側面図の結果も考慮すると実験と計算にはかなり差がある。

(2) $M_1/M_2=0.3/0.7$ ($S_w=0.72$)

図6.6の濃度分布で20～40%領域において，実験では2筋になっているが計算では1筋である。しかし，実験の画像処理で平滑化処理を用いていることを考えると， $S_w=0.92$ の場合より類似している。正面図では図6.7の $X/D=1$ における濃度分布がやや計算と異なるものの，図6.8の $X/D=3$ における濃度分布，及び速度分布ではかなり一致している。

(3) $M_1/M_2=0.5/0.5$ ($S_w=0.37$)

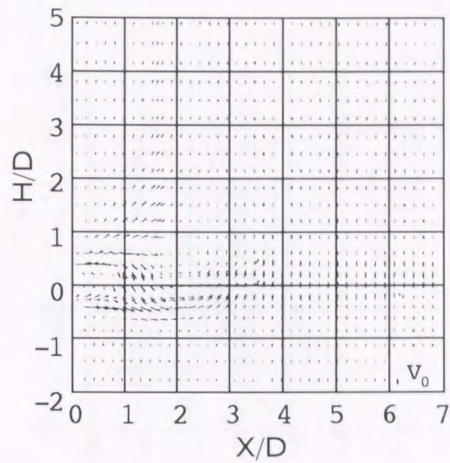
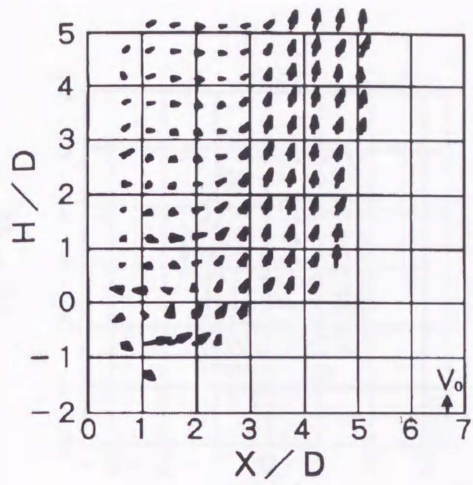
図6.9の濃度分布において，20～40%の領域が $X/D=1$ で膨らんでいるが，実験ではそれが見られない。しかし，図6.10の濃度分布において，20～40%領域が計算では $Y/D=0$ の位置で急に高さ H 方向に伸びている。これより，実験ではスリット光の厚み20mm分を重ねて見ているので，分布形がならされてしまったものと思われる。なお，速度ベクトルはかなり合っている。

(4) $M_1/M_2=0.6/0.4$ ($S_w=0.21$)

図6.12の濃度分布において，両者とも20～40%の領域が $X/D=1$ で高さ H 方向へ盛り上がっている。また，図6.13の濃度分布でも左右非対称に歪んだ形がよく合っている。

(5) $M_1/M_2=1.0/0$ ($S_w=0$)

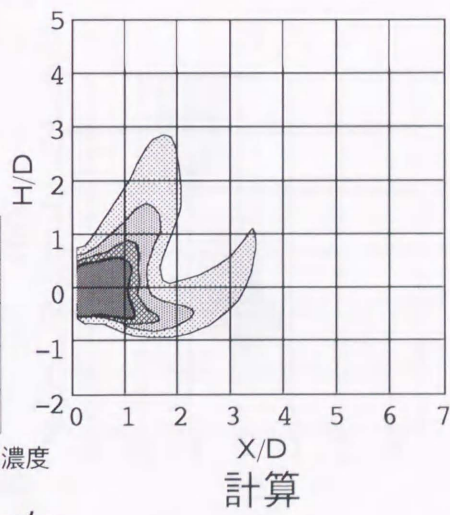
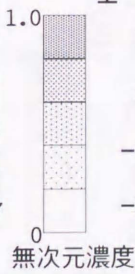
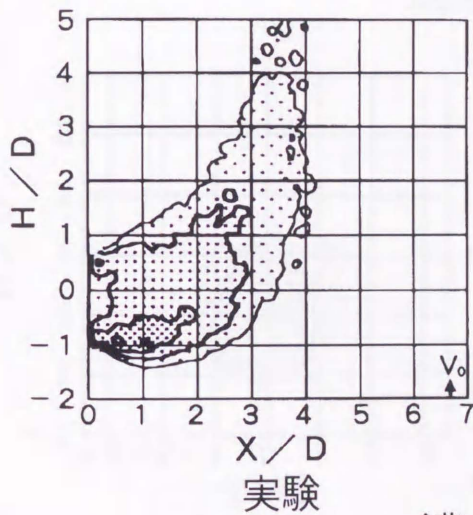
図6.15～図6.17は1次流のみを流した条件であるが，速度分布，濃度分布において実験と計算はよく一致している。



実験

速度分布

計算



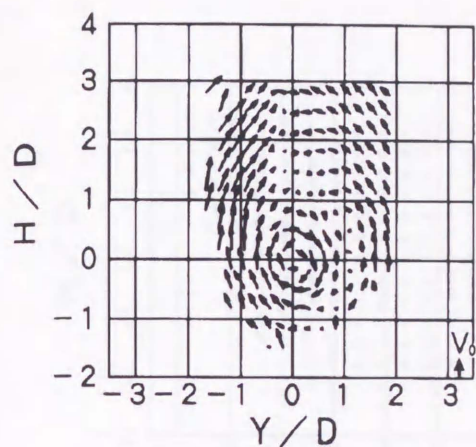
実験

濃度分布

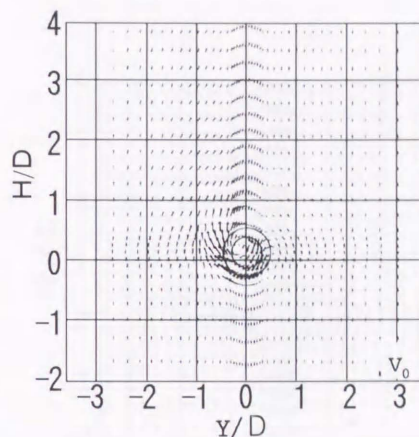
計算

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0/1.0$, $Sw = 0.92$

図6.3 速度分布と濃度分布 Y/D=0

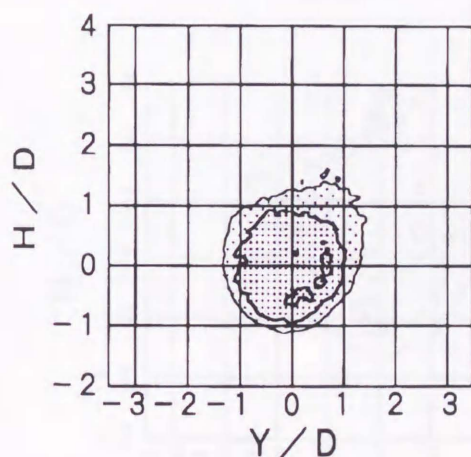


実験

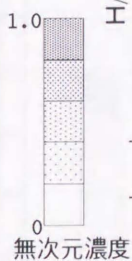


計算

速度分布



実験

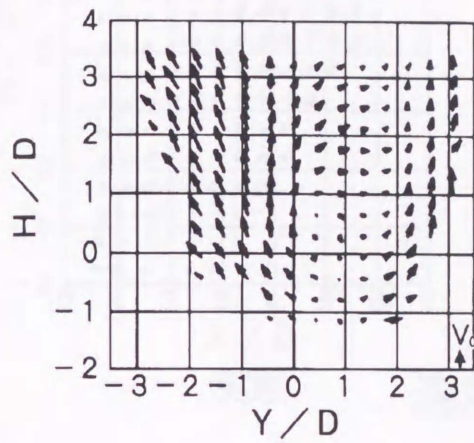


計算

濃度分布

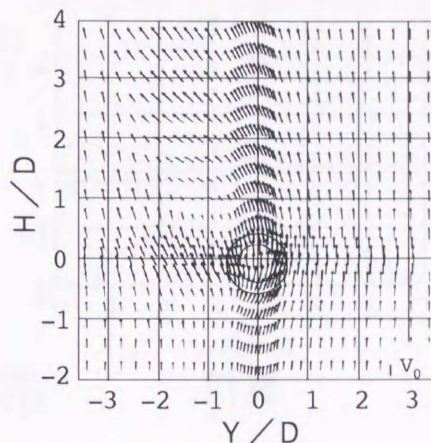
$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0/1.0$, $Sw = 0.92$

図6.4 速度分布と濃度分布 $X/D=1$

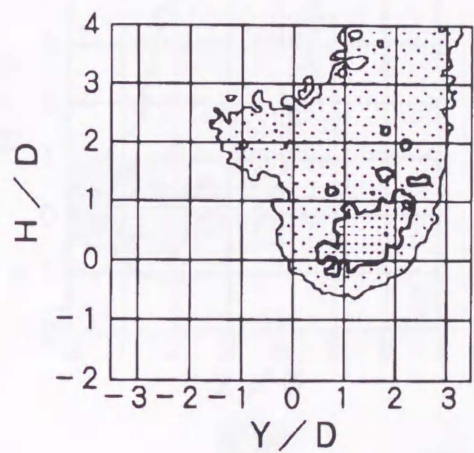


実験

速度分布

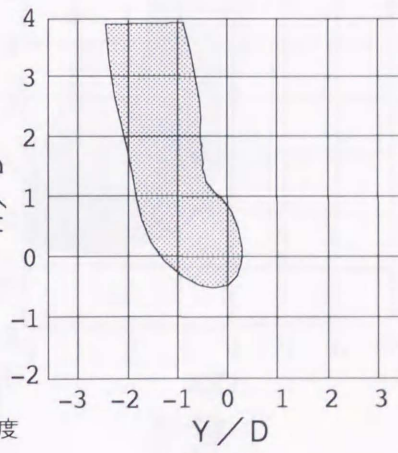
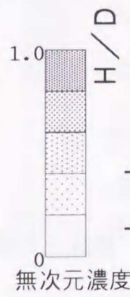


計算



実験

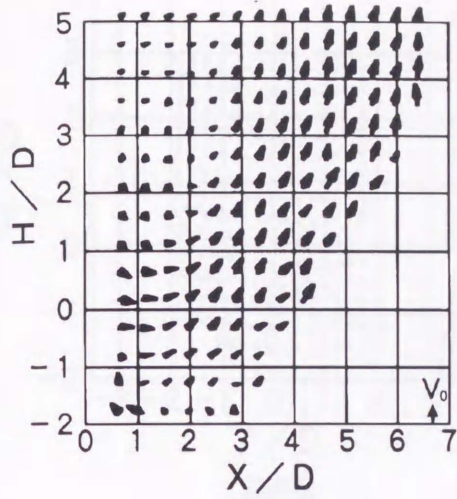
濃度分布



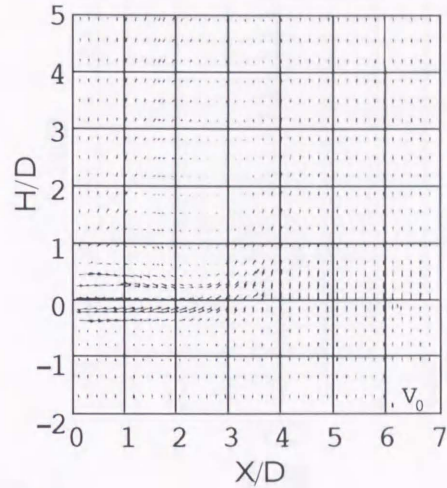
計算

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0/1.0$, $Sw = 0.92$

図6.5 速度分布と濃度分布 $X/D=3$

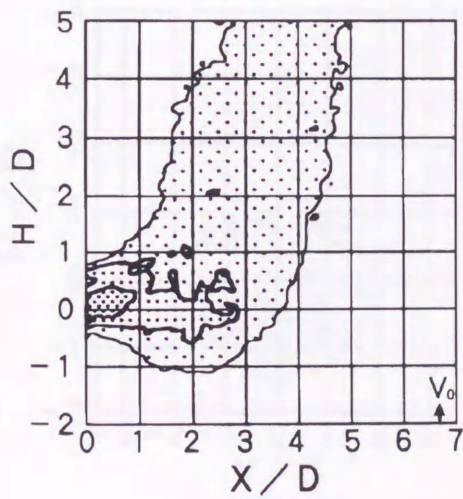


実験

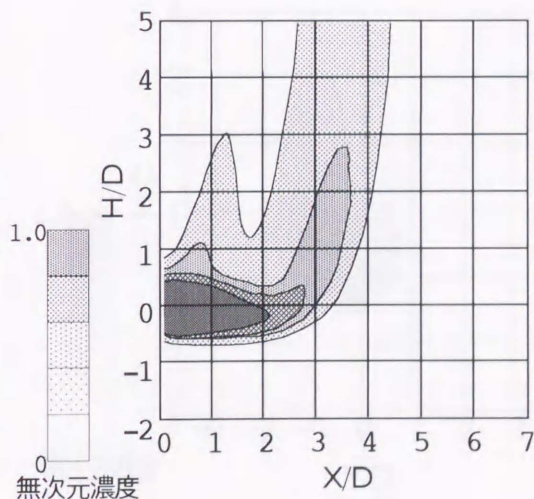


計算

速度分布



実験

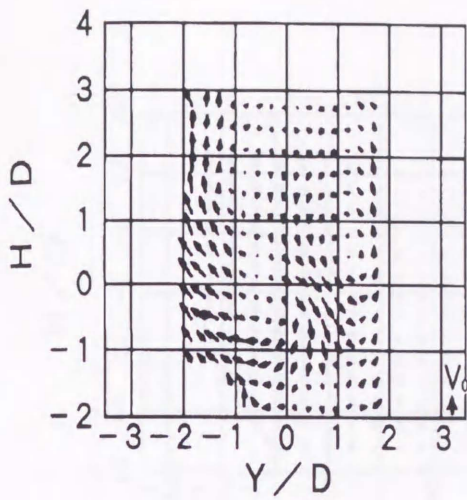


計算

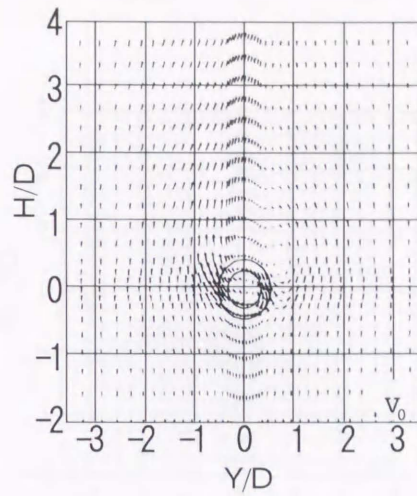
濃度分布

$$\theta = 60^\circ, A1/A2 = 0.4/0.6, M1/M2 = 0.3/0.7, Sw = 0.72$$

図6.6 速度分布と濃度分布 Y/D=0

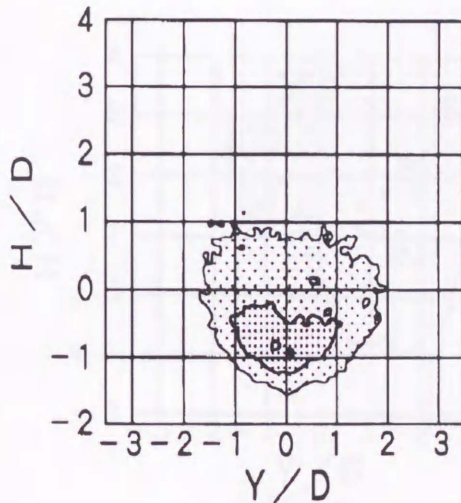


実験

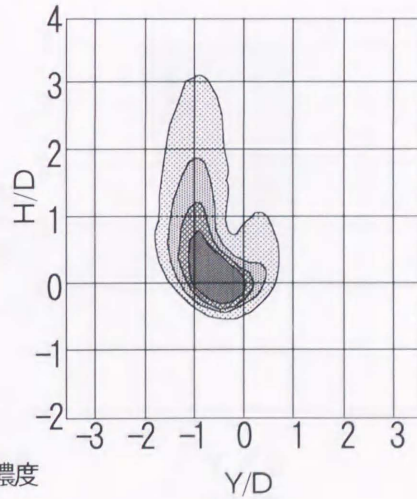
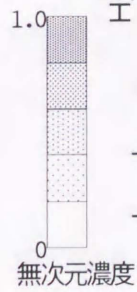


計算

速度分布



実験

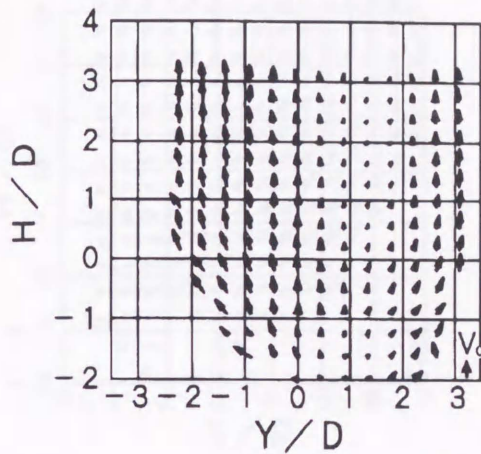


計算

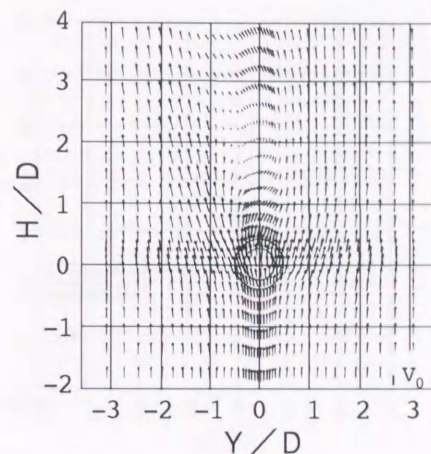
濃度分布

$\theta=60^\circ$, $A1/A2=0.4/0.6$, $M1/M2=0.3/0.7$, $Sw=0.72$

図6.7 速度分布と濃度分布 $X/D=3$

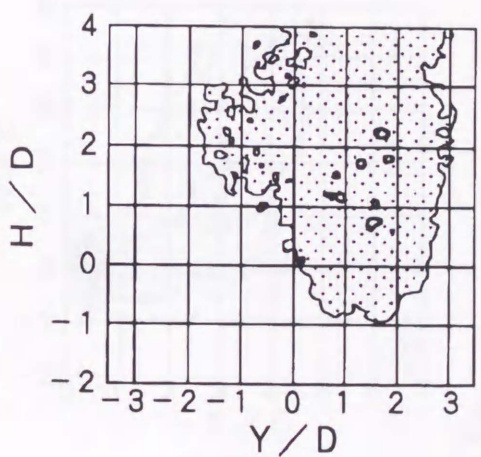


実験

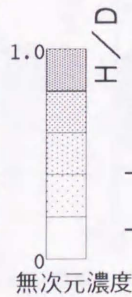


計算

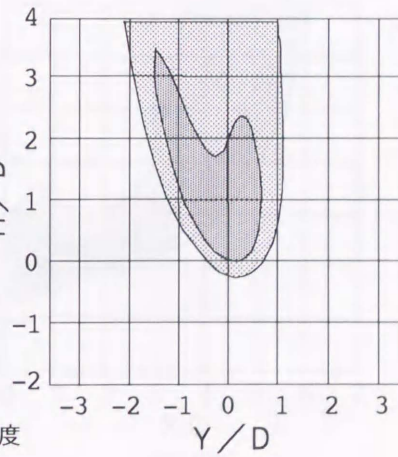
速度分布



実験



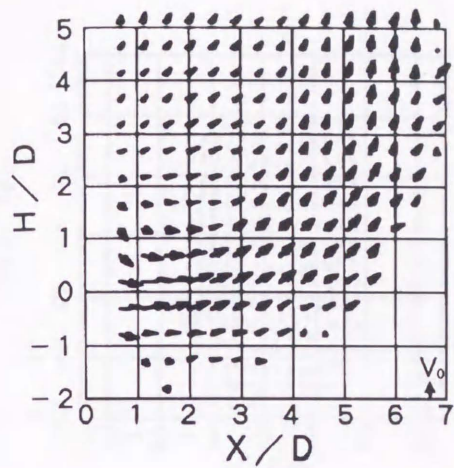
濃度分布



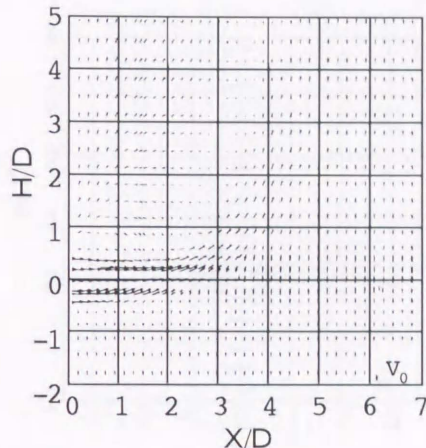
計算

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0.3/0.7$, $Sw = 0.72$

図6.8 速度分布と濃度分布 $X/D=3$

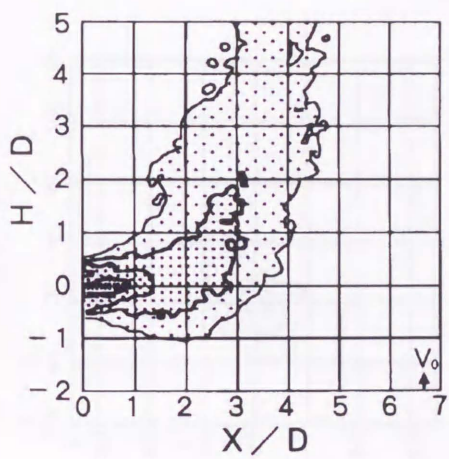


実験

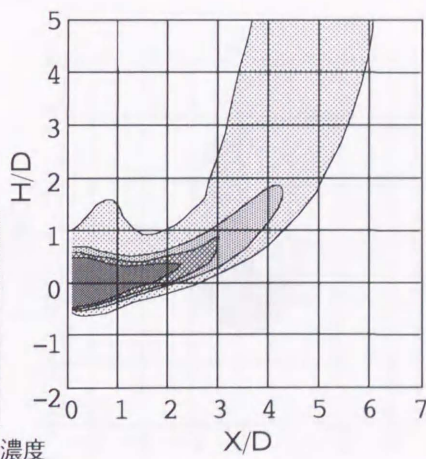
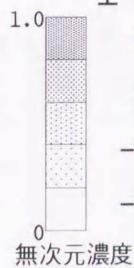


計算

速度分布



実験

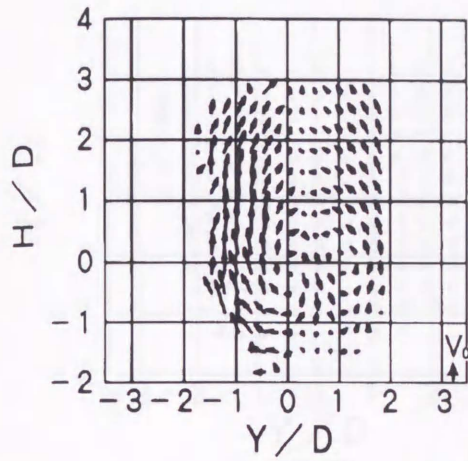


計算

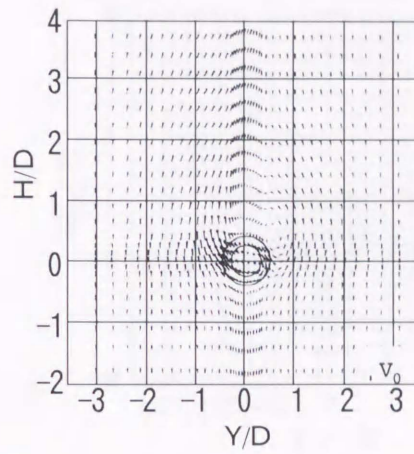
濃度分布

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0.4/0.6$, $Sw = 0.55$

図6.9 速度分布と濃度分布 $Y/D=0$

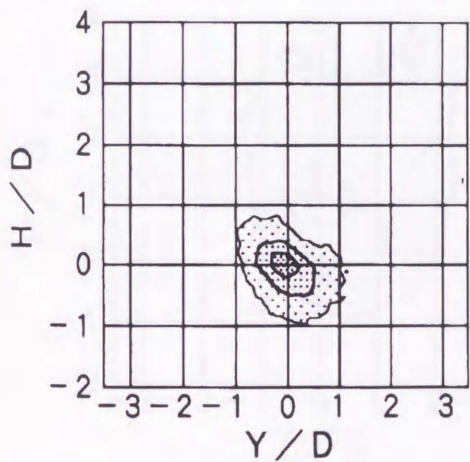


実験

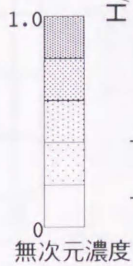


計算

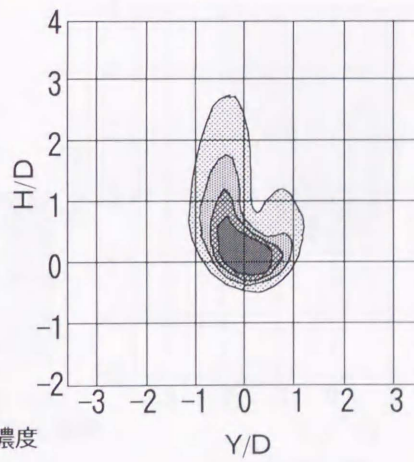
速度分布



実験



無次元濃度

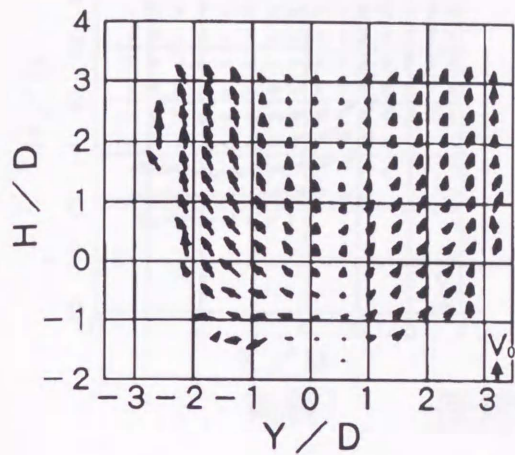


計算

濃度分布

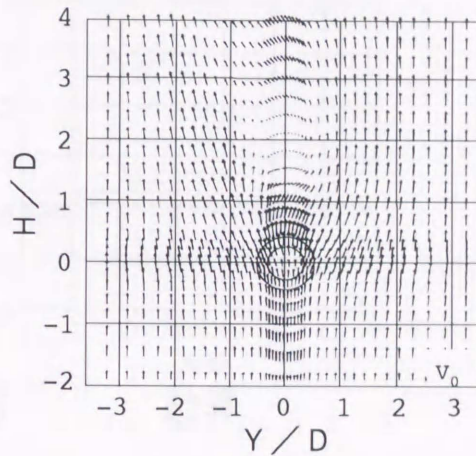
$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0.4/0.6$, $Sw = 0.55$

図6.10 速度分布と濃度分布 $X/D=1$

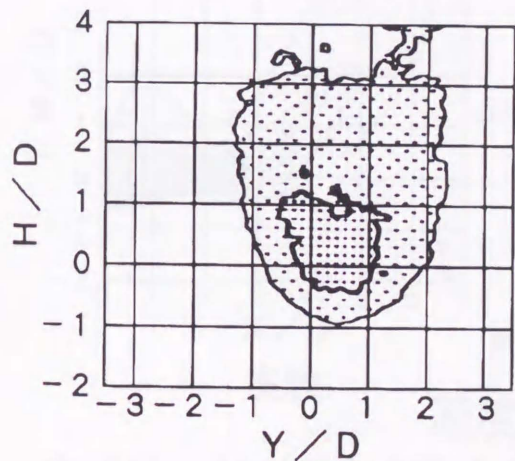


実験

速度分布

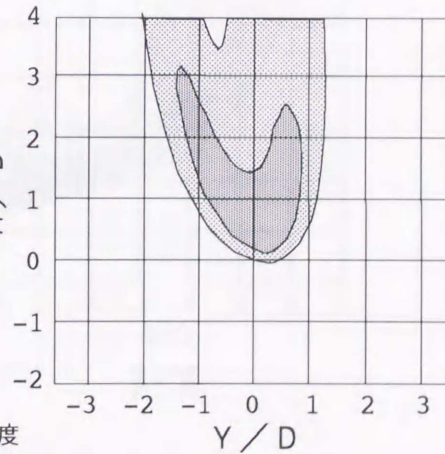
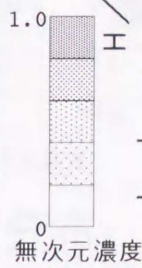


計算



実験

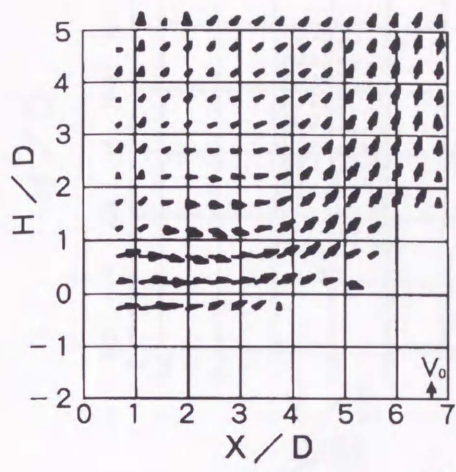
濃度分布



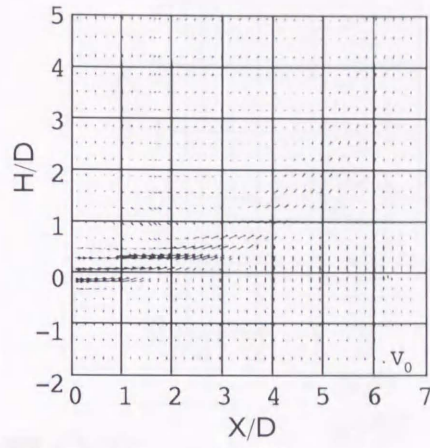
計算

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$. $M1/M2 = 0.4/0.6$. $Sw = 0.55$

図6.11 速度分布と濃度分布 $X/D=3$

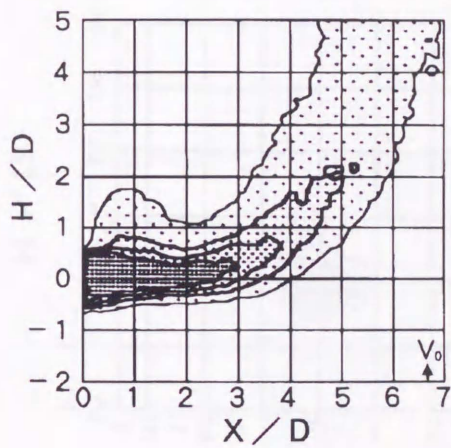


実験

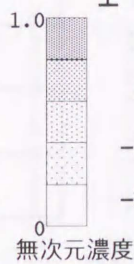


計算

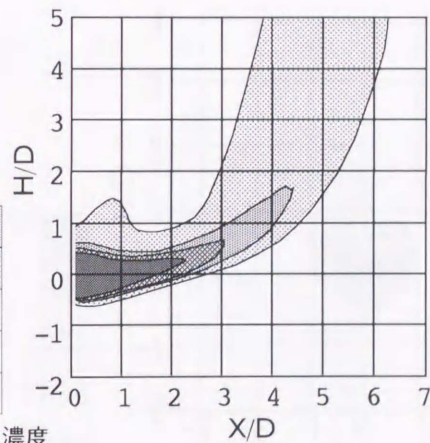
速度分布



実験



無次元濃度

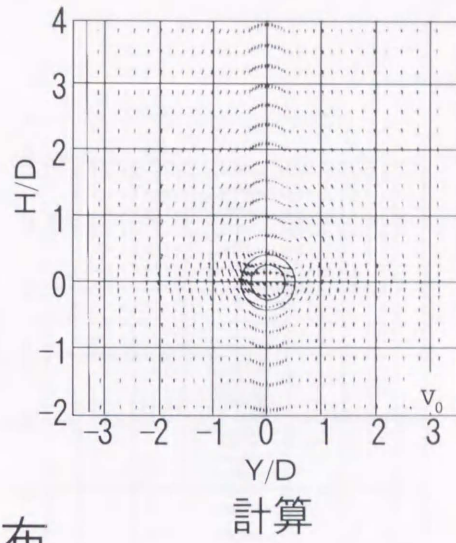
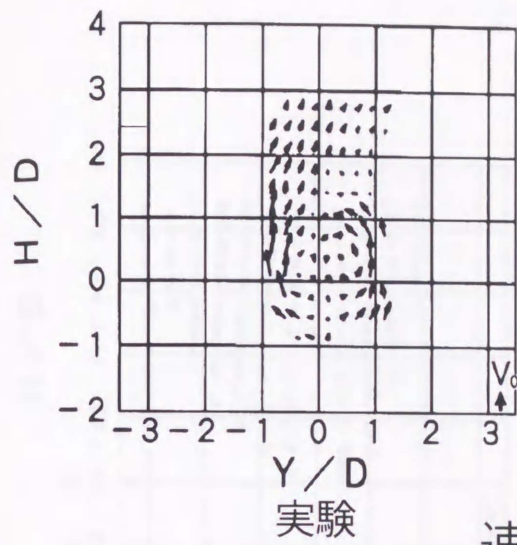


計算

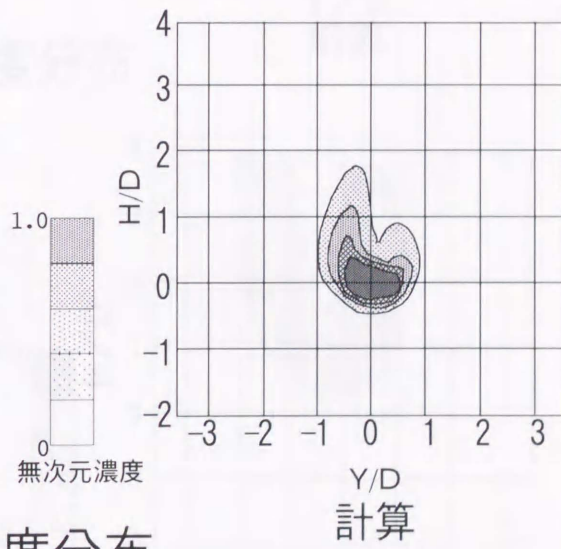
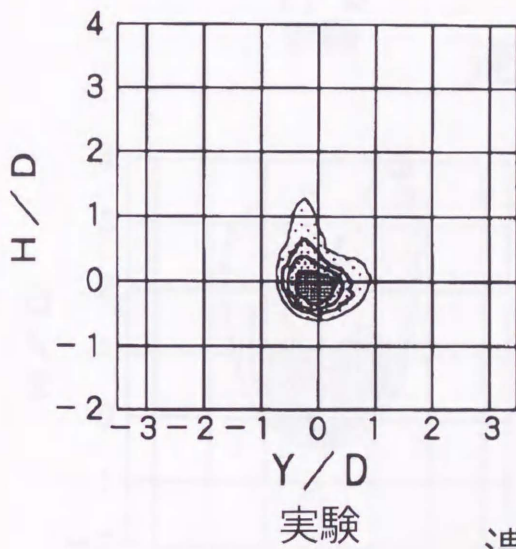
濃度分布

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0.6/0.4$, $Sw = 0.21$

図6.12 速度分布と濃度分布 $Y/D=0$



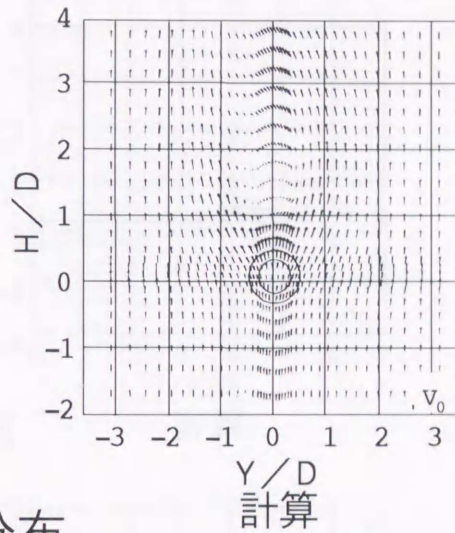
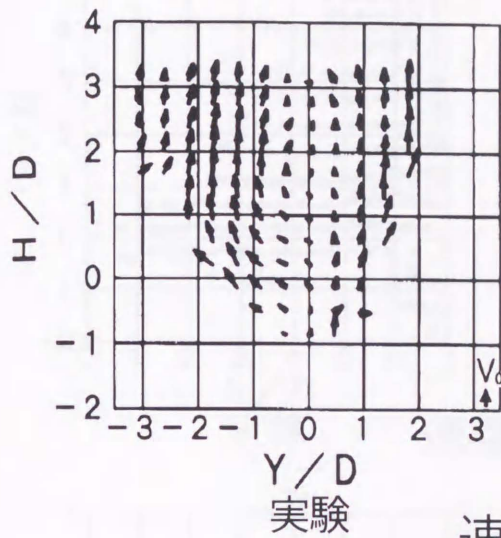
速度分布



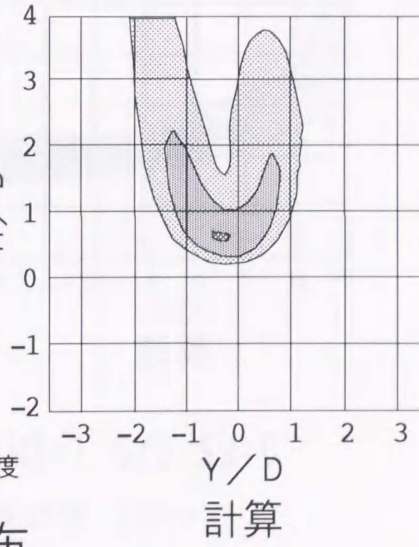
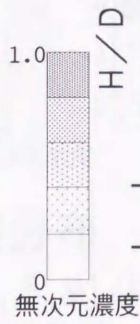
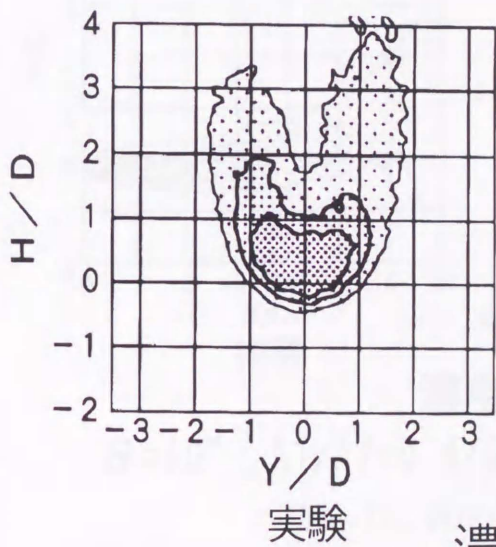
濃度分布

$\theta = 60^\circ$, $A_1/A_2 = 0.4/0.6$, $M_1/M_2 = 0.6/0.4$, $Sw = 0.21$

図6.13 速度分布と濃度分布 $X/D=1$



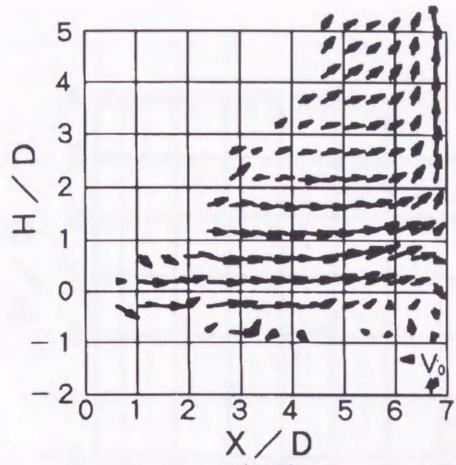
速度分布



濃度分布

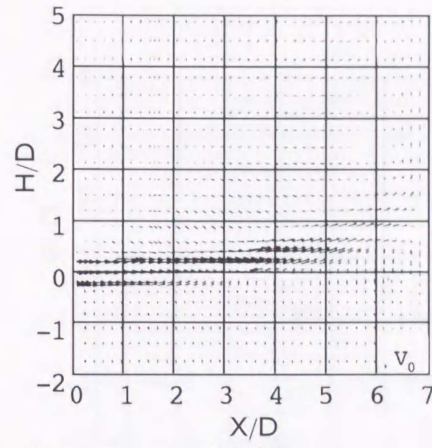
$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 0.6/0.4$, $Sw = 0.21$

図6.14 速度分布と濃度分布 $X/D=3$



X/D

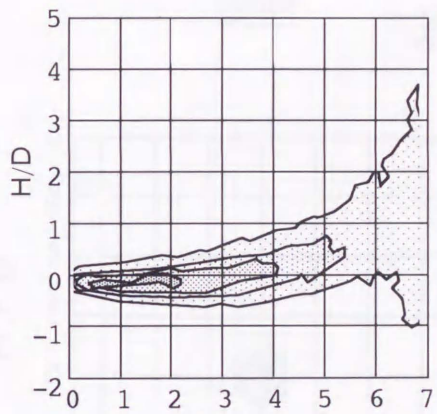
実験



X/D

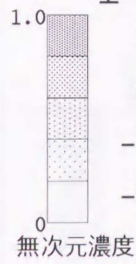
計算

速度分布

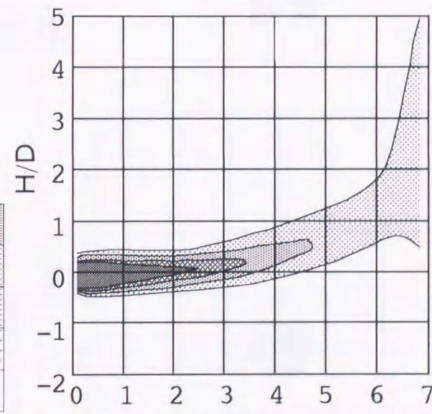


X/D

実験



無次元濃度



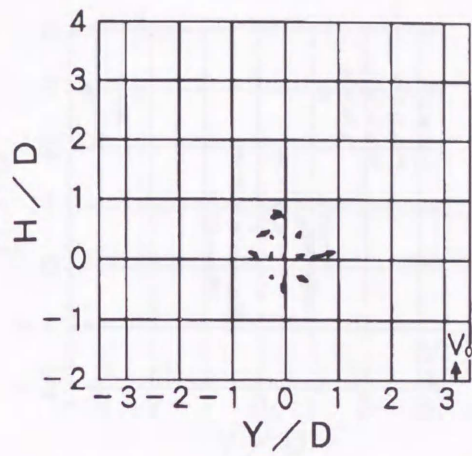
X/D

計算

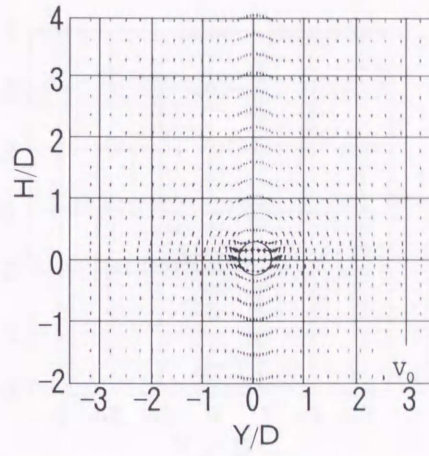
濃度分布

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 1.0/0$, $Sw = 0$

図6.15 速度分布と濃度分布 Y/D=0

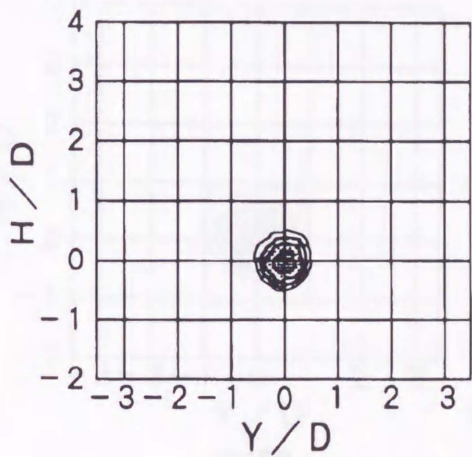


実験

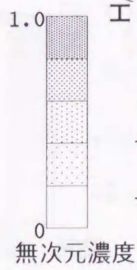


計算

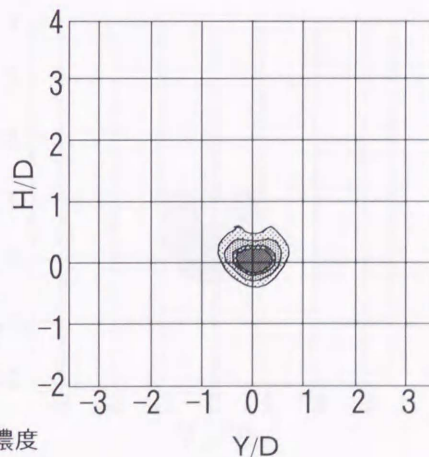
速度分布



実験



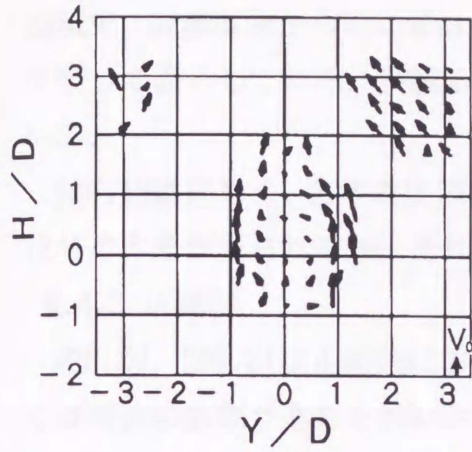
濃度分布



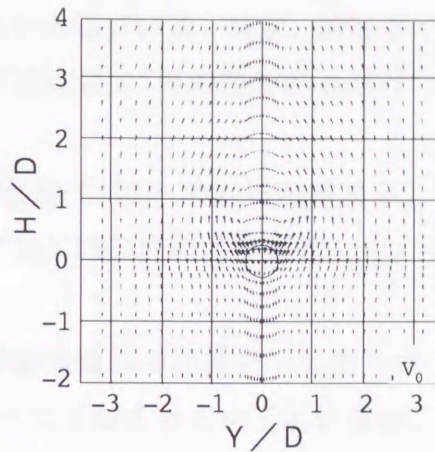
計算

$\theta = 60^\circ$, $A1/A2 = 0.4/0.6$, $M1/M2 = 1.0/0$, $Sw = 0$

図6.16 速度分布と濃度分布 $X/D=1$

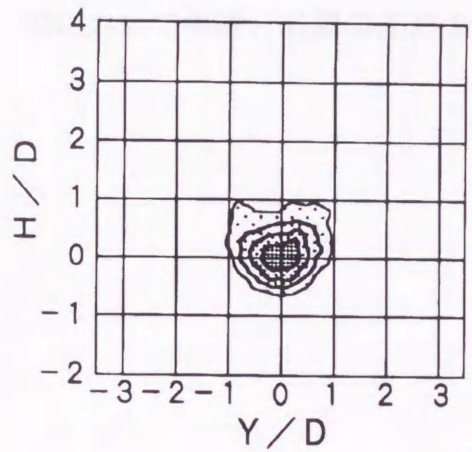


実験

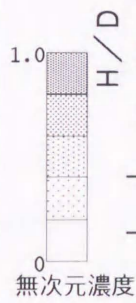


計算

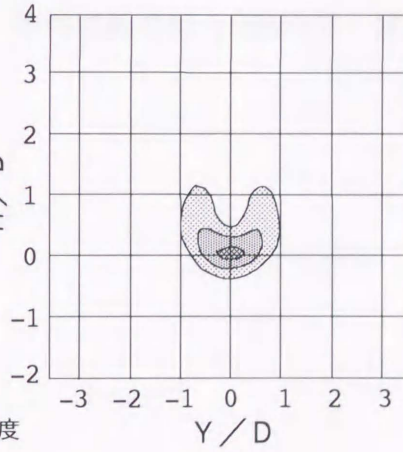
速度分布



実験



濃度分布



計算

$\theta=60^\circ$, $A1/A2=0.4/0.6$, $M1/M2=1.0/0$, $Sw=0$

図6.17 速度分布と濃度分布 $X/D=3$

6.4 濃度分布の比較

速度分布と濃度分布は概ね一致していることがわかったので、更に、濃度分布において等濃度領域の面積、到達距離、広がり幅を比較した。

6.4.1 側面図

図6.18は側面図における等濃度領域の面積を示したもので、縦軸は等濃度領域の面積で、高濃度側から順に累計した値を示している。なお、値はグラフ全体の面積で割って表示している。実験値と計算値は最大7%の差があるだけで良く一致している。

図6.19は同じく、各等濃度領域の噴流軸方向 X への到達距離を示している。 $Sw=0.72$ でやや差が見られるが、それ以外では $1.5D$ 以内の差で一致している。

6.4.2 正面図

図6.20、図6.21は正面図における等濃度領域の面積を示したものである。 $X/D=3$ では噴流の拡散が進むため $X/D=1$ に比べて差が大きくなっているが、それでも15%以内で一致している。

図6.22、図6.23は各等濃度領域の幅方向 Y への広がり Y_0 を見たものである。 $Sw=0.92$ において実験と計算の差が大きいですが、それ以外では $1D$ 以内で一致している。

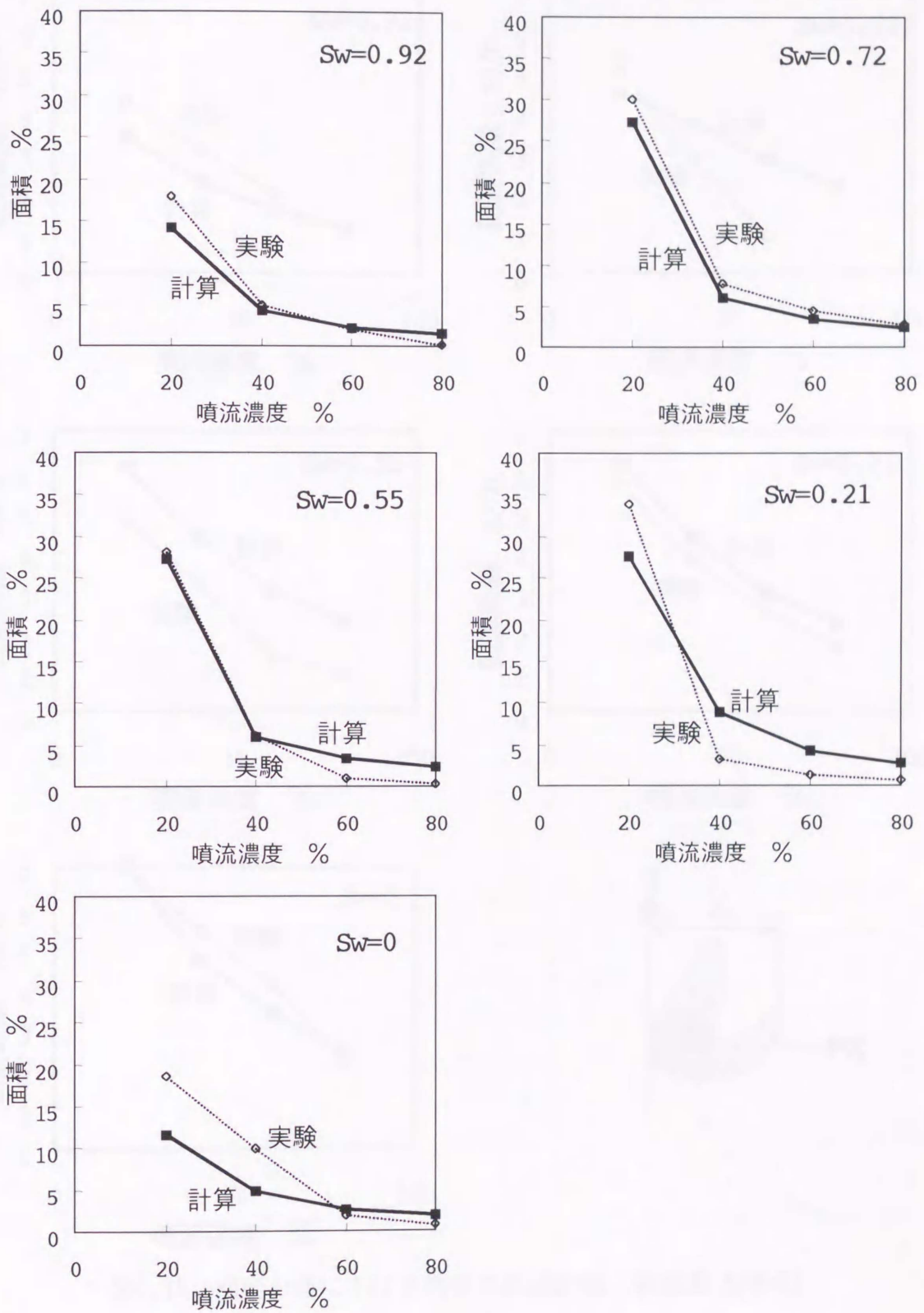


図6.18 濃度分布における等濃度領域の面積 (側面図 $Y/D=0$)

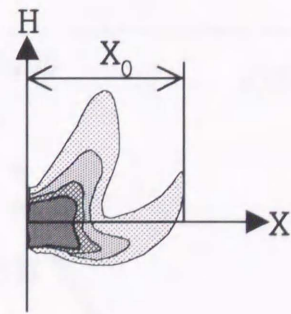
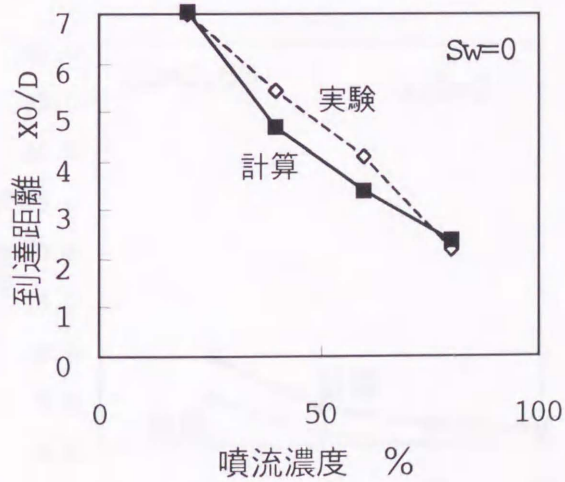
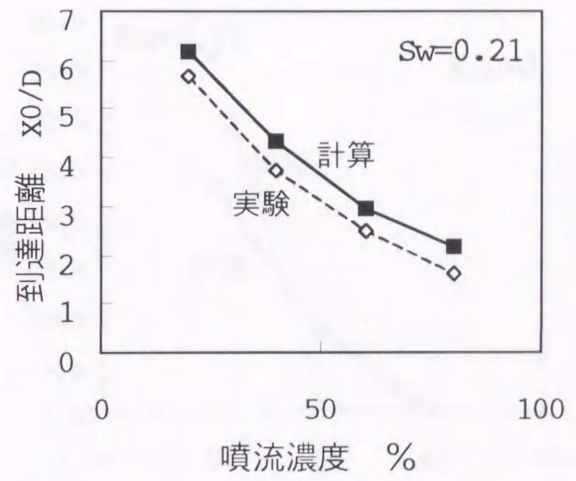
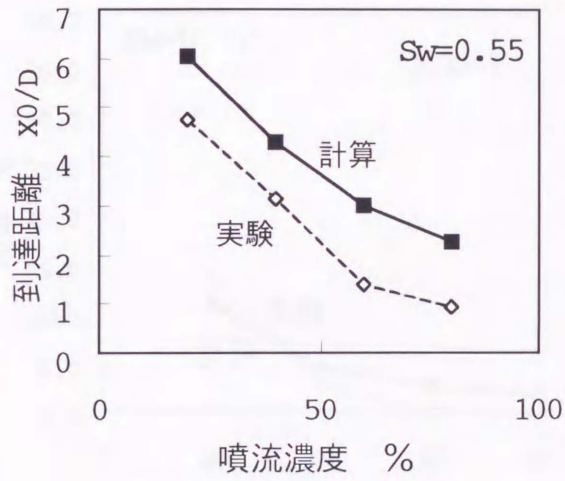
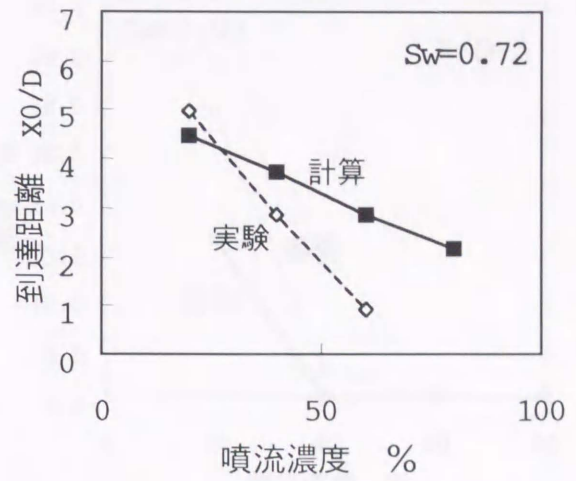
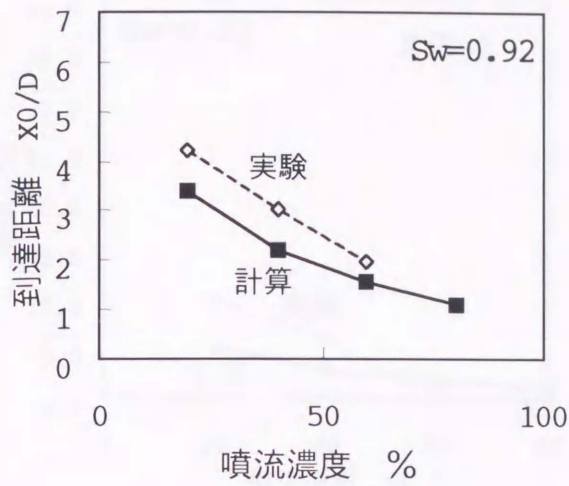


図6.19 濃度分布における噴流の到達距離 (側面図 Y/D=0)

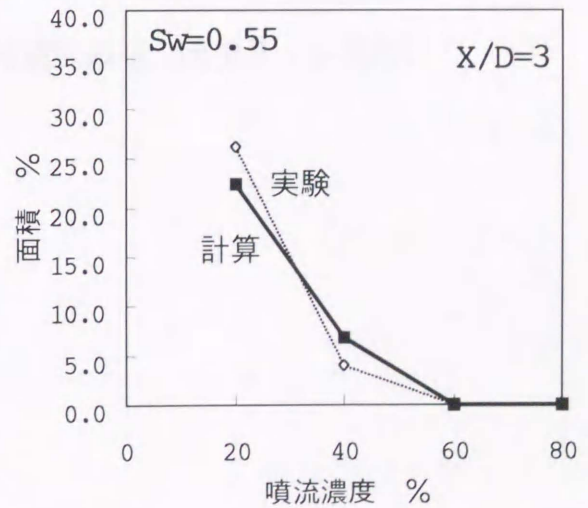
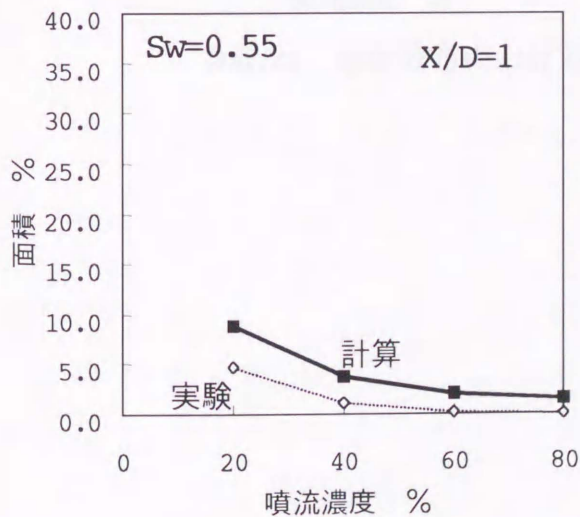
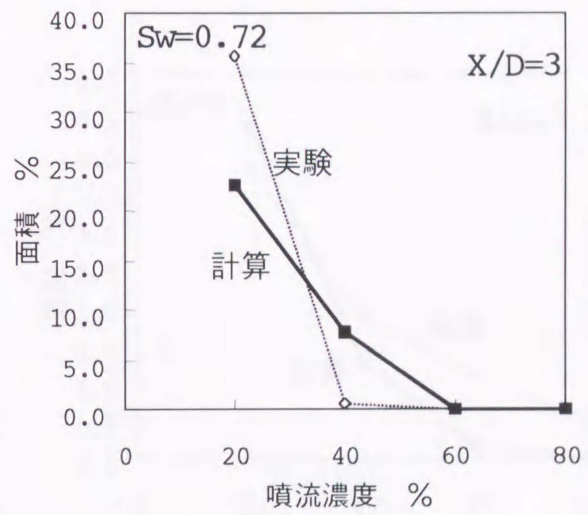
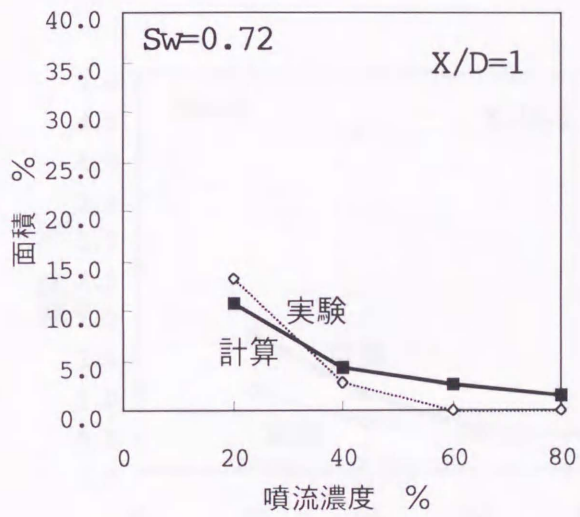
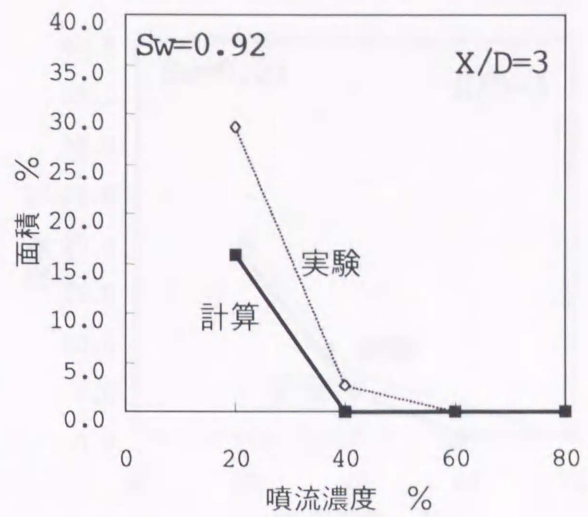
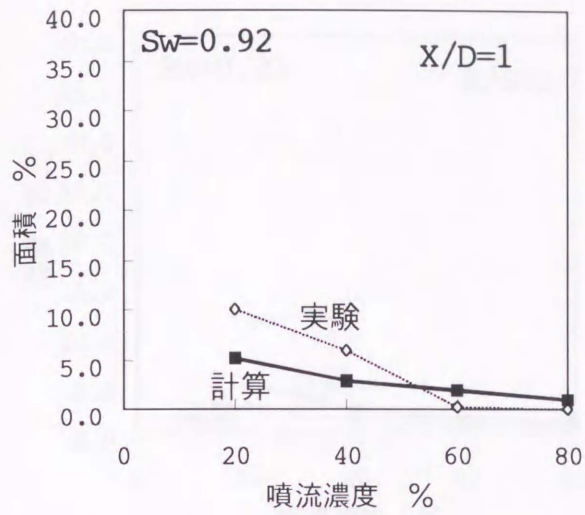


図6.20 濃度分布における等濃度領域の面積 I (正面図)

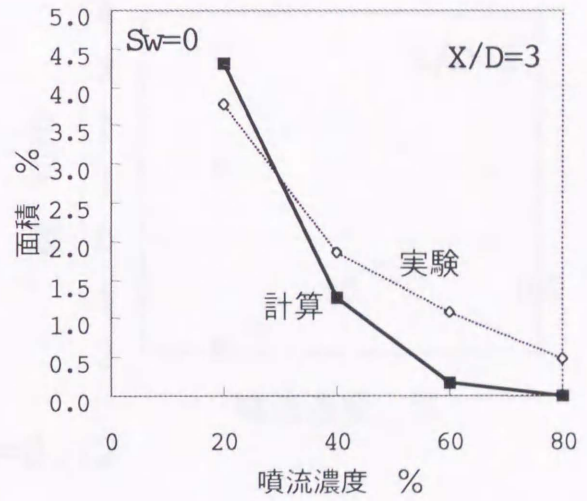
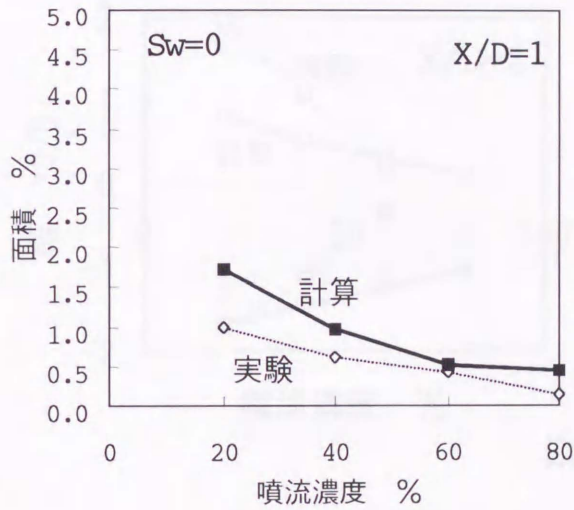
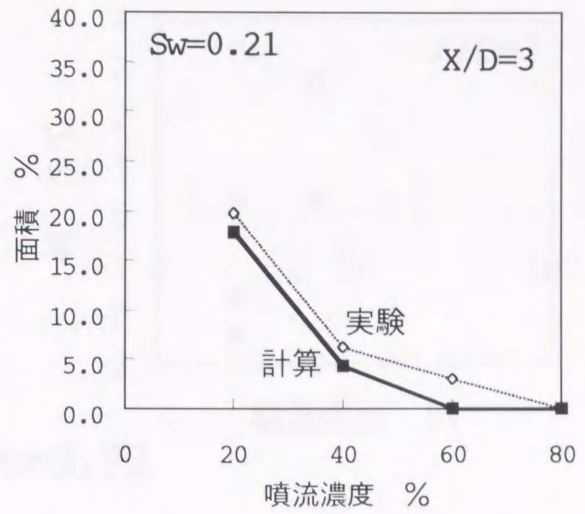
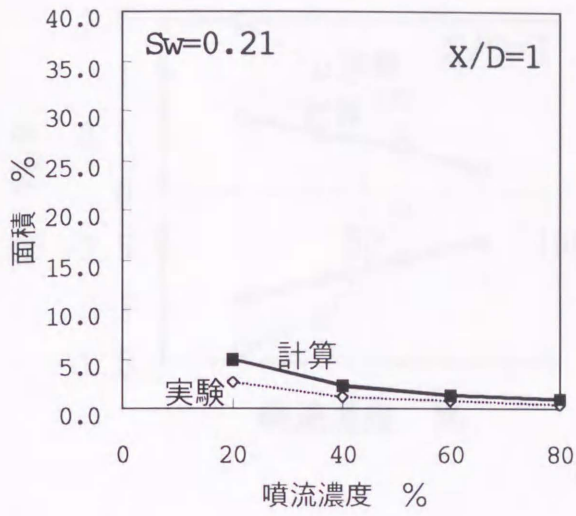
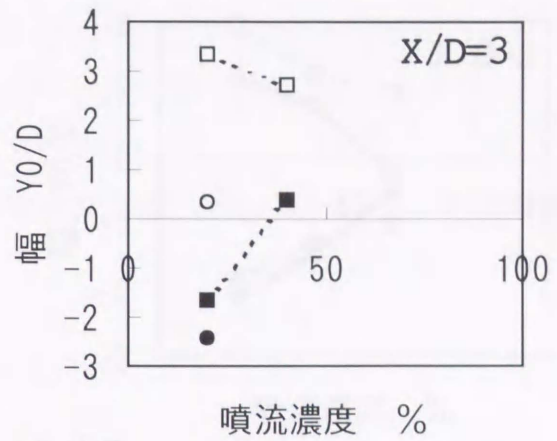
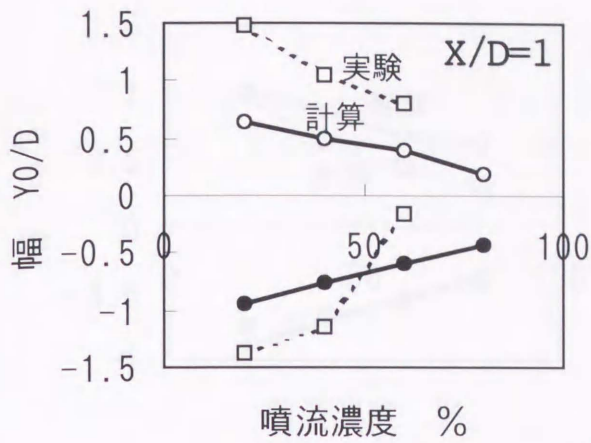
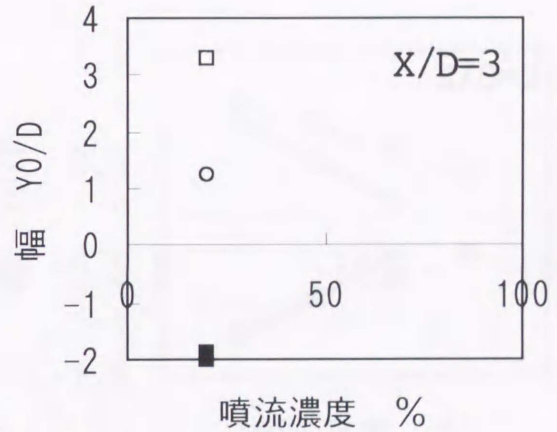
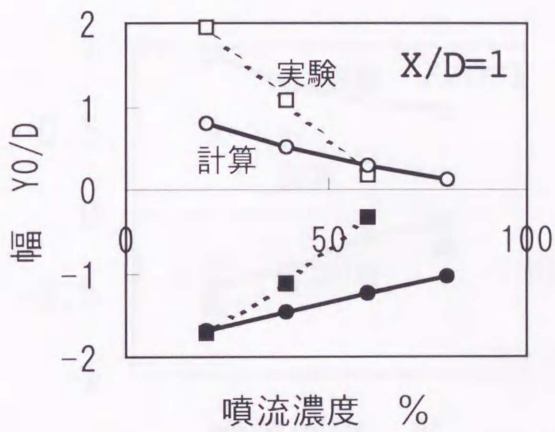


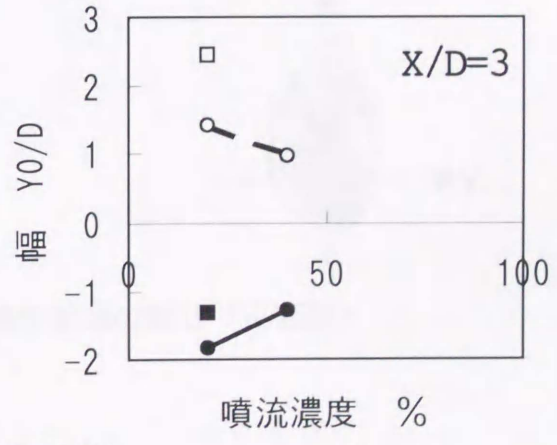
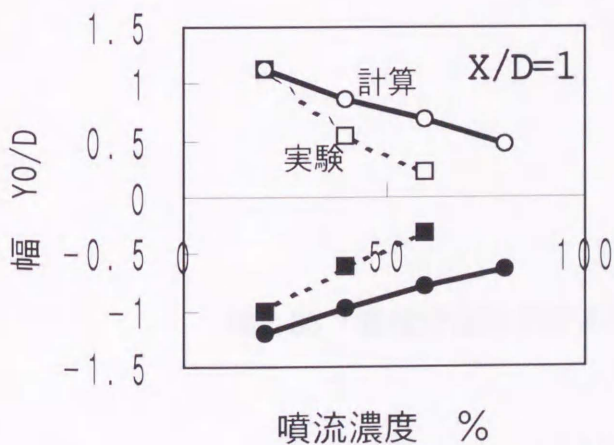
図6.21 濃度分布における等濃度領域の面積II (正面図)



Sw=0.92

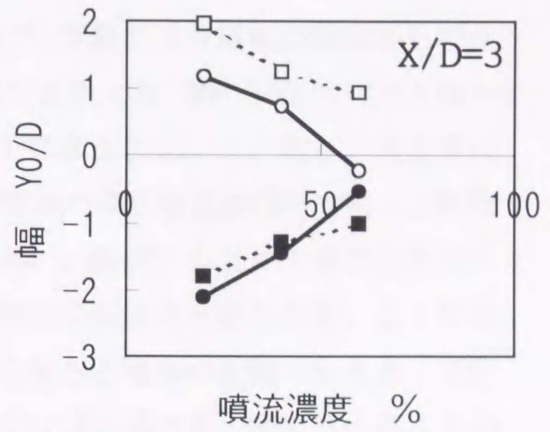
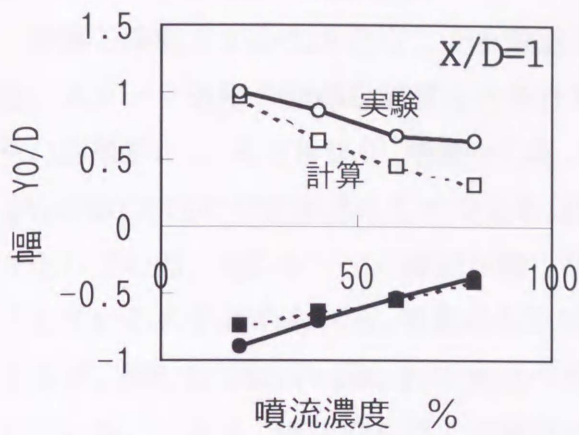


Sw=0.72

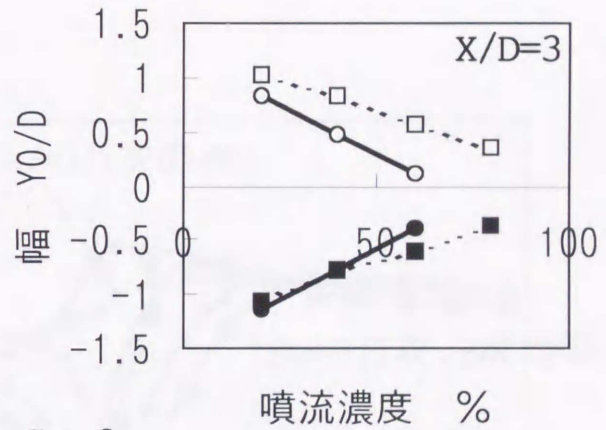
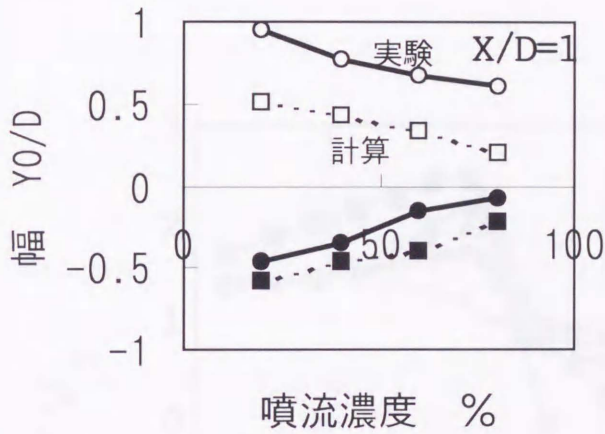


Sw=0.55

図6.22 濃度分布における等濃度領域の幅 I (正面図)



$Sw=0.21$



$Sw=0$

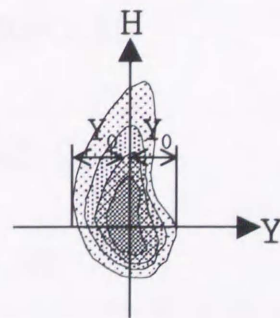


図6.23 濃度分布における等濃度領域の幅II (正面図)

6.5 スロート近傍の速度分布

計算と実験とがかなり合うことを確認したので、実験では分解能の制限からできないスロート近傍の詳細な速度分布を計算結果で比較した。図6.24はスロート面からの距離 $X/D=1$ 、高さ $H/D=0$ （噴流中心軸の高さ）の断面において、高さ方向速度成分 V_H の幅 Y 方向の分布を見たものである。縦軸を噴流の平均噴出速度 V_j で割って無次元化している。図において、旋回が強くなるに従い、噴流中心より右側で速度が低下しているのが認められる。噴流の左側 $X/D=-1$ 付近ではさほど変化が無いように見えるが、図6.4、図6.7、図6.10の速度ベクトルを見ると噴流の左側でも大きく変化している。つまり、噴流の左側では噴流が外向きに流れるため、図6.24の高さ方向の速度成分比較では差が小さくなっている。

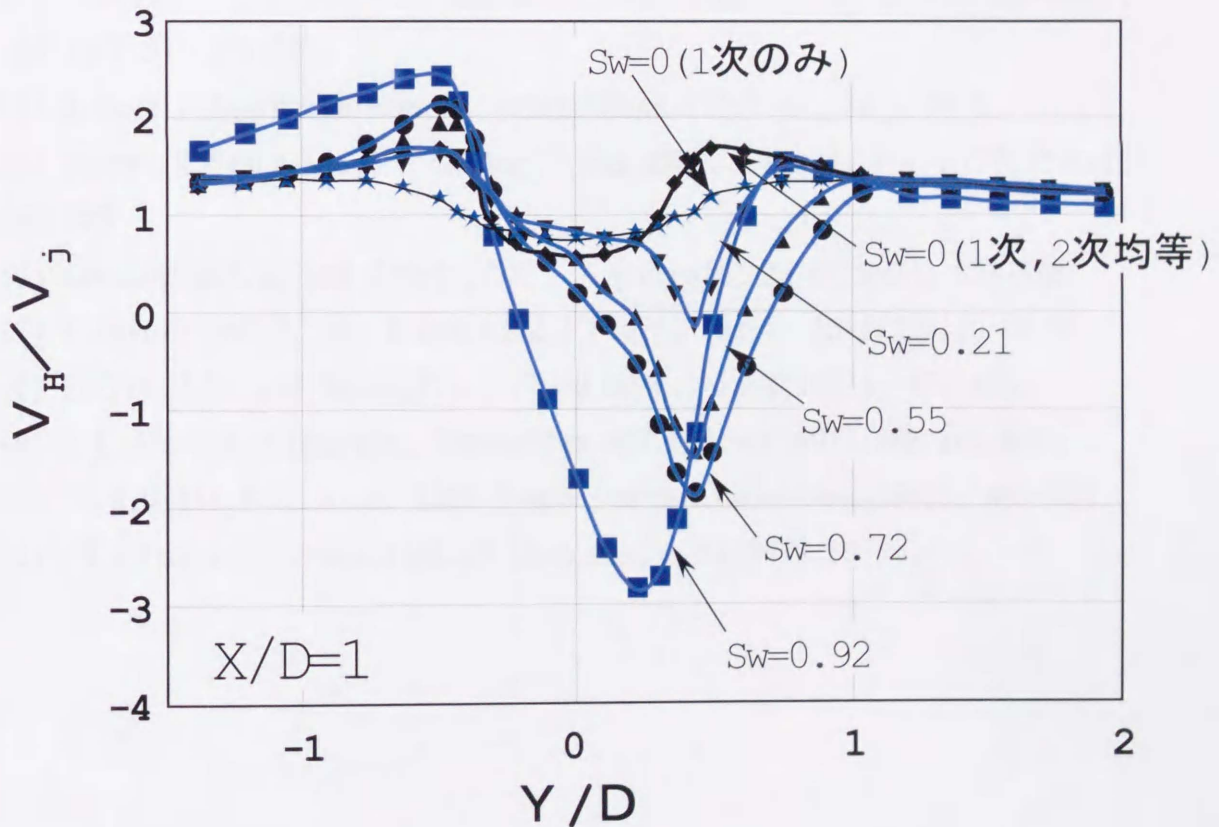


図6.24 スロート近傍の速度分布($X/D=1, H/D=0$)

6.6 結 言

流路面積比 $A1/A2=0.4/0.6$, $Sw<0.92$ の範囲において, 実験結果と計算値は濃度の絶対値に差があるものの分布形は概ね一致した. 濃度分布において等濃度領域の面積, 到達距離, 広がり幅を比較し以下の知見を得た.

- 1) $Y/D=0$ の側面図において等濃度領域の面積は最大7%で一致する. 各等濃度領域の噴流軸方向 X への到達距離は $Sw=0.72$ の場合を除き, $1.5D$ 以内で一致する.
- 2) $X/D=1, 3$ における正面図において等濃度領域の面積は15%以内で一致する. 各等濃度領域の幅方向 Y への広がり Y_0 は $1D$ 以内で一致する.

参考文献

- (1) Al-Halbouni, A., Gas Wärme Int., 38-1(1989), 20-24.
- (2) Al-Halbouni, A., Gas Wärme Int., 38-2(1989), 63-65
- (3) Mahmud, T., Truelove, J.S. and Wall, T.F., Trans. ASME J. Fluids Eng., 109(1987-9), 275-282.
- (4) H.Yagci, Agard Conference. Proceedings.(1993-4), 38_1-38_7.
- (5) Robert, R.Hwang and T.P.Chiang, Trans.ASME, J.Fluids Eng., 177(1995-12), 696-705.
- (6) Kavsaoglu, M.S. and Schetz, J.A., J.Aircraft, 26-6(1989), 539-546.
- (7) E.Savory and N.Toy, Trans.ASME, J.Fluids Eng., 113-1(1991), 68-72.
- (8) Keffer, J.F. and Bains, W.D., Fluid Mech., 15-4(1962), 481-496.
- (9) A.K.Jones, P.J.Chapman, Combustion ABB Review(1991), ABB Rev.6/91
- (10) P.A.Gilis, P.J.Smith, 23th Symposium on Combustion(1990), 981-991.
- (11) M.A.Patrick, Trans.Inst.of Chem.Eng., 45(1967), 16-31.

第7章 実炉の計算

第7章 実炉の計算

7.1 緒言

第6章までに、制限範囲内において実験と数値シミュレーションが良く一致することを確認した。この結果、以下に示すような多くの分野への適用が考えられる。

- ・ボイラ火炉，ゴミ焼却炉；2次空気の混合促進による燃焼効率の向上^{(1)~(10)}
- ・冷却塔，エアコン屋外機；軸流送風機で排出される空気の流動
- ・ガス混合ダクト；温度差，組成の異なるガスの混合

そこで、一例としてボイラ火炉の数値シミュレーションを実施した。

7.2 実炉の仕様

図7.1に計算対象としたボイラ火炉の形状を示す。本ボイラは天然ガス（LNG，主成分はメタンで約90%wt）を燃料としており、燃焼用空気には低NO_x対策として燃焼排ガスを混入している。バーナは4列3段で対向に配置されている。バーナの上段にあるのは2段燃焼用のエアポートである。以下にボイラ及び火炉の主な仕様を示す。

定格出力	: 350 MW
蒸発量	: 1,100 t/h
主蒸気圧力	: 17 MPa
主蒸気温度	: 566 °C
火炉寸法	: Lx=8.3 m, LY=11.5 m, LH=34.2 m
燃料流量	: 53,700 kg/h LNG
ガス流量	: 1,500 t/h (燃焼用空気+排ガス)
ガス温度	: 400 °C
酸素濃度	: 15 %
バーナ本数	: 24 本 (対向)
スポート径	: 1.0 m
スワール数	: 0.2 -

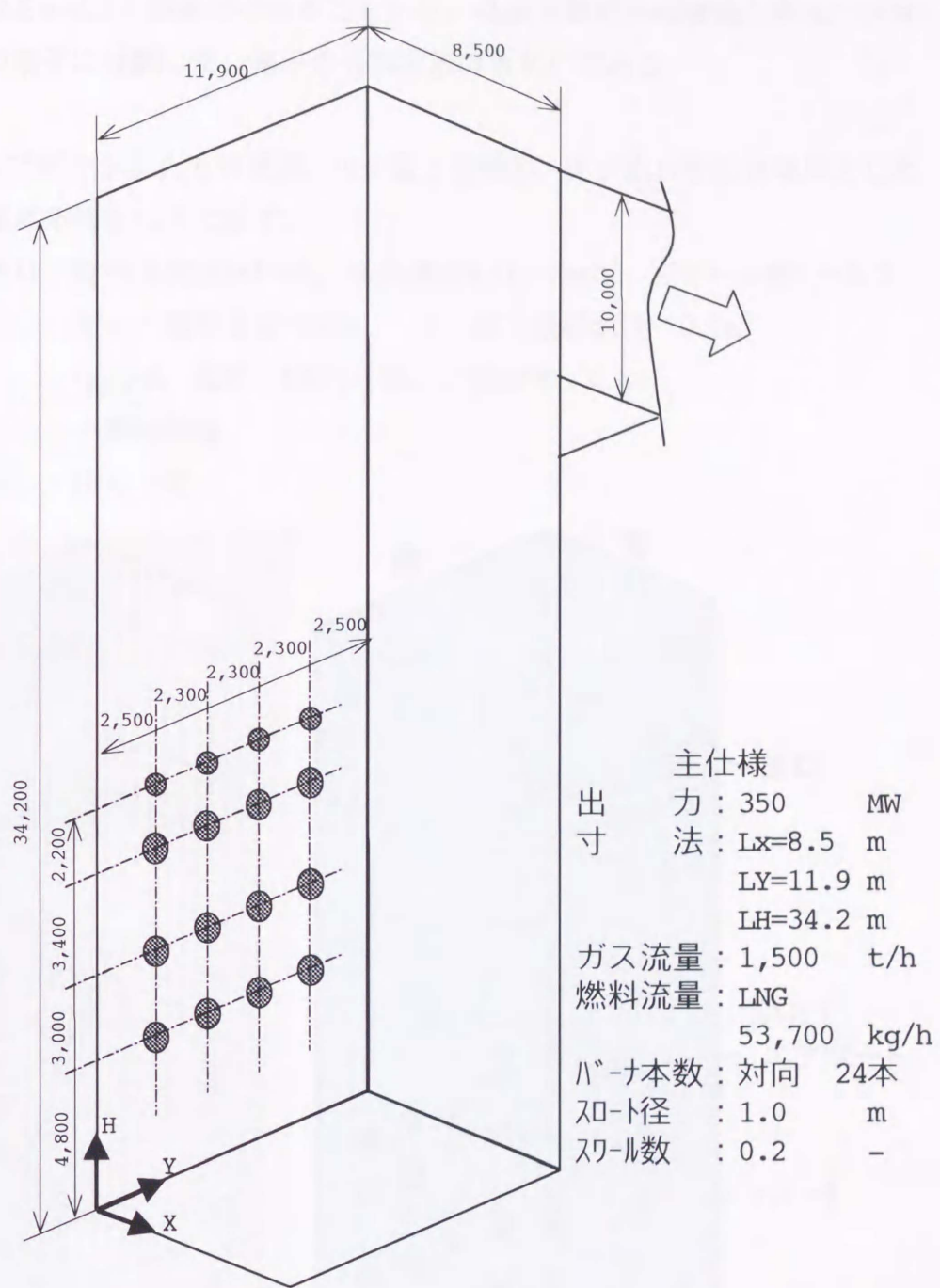


図7.1 ボイラ火炉の形状

7.3 計算方法

図7.2に計算格子と境界条件を示す。計算格子はX方向に11、Y方向に34、Z方向に47分割しており、全体の格子数は17,578である。バーナは噴出ノズルを多数備えた複雑な構造をしているが、燃料と空気はバーナ近傍で急速に混合すると考え、燃料と空気が予め混合している予混合火炎と仮定した。また、火炎全体の旋回強度

はスワール数 $S_w=0.2$ と弱旋回であることから、噴流を単純旋回噴流と考え、スロートを9個の格子に分割した。格子の分割方法はBFCである。

【境界条件】

バーナ、エアポートを入り口境界、火炉壁を壁境界、火炉出口を出口境界とした。それぞれの境界条件を以下に示す。

- 1)バーナ出口：旋回速度成分 $W=rW_0$ ，噴出速度 $V_j=V_x=40\text{m/s}$ ，スワール数 $S_w=0.2$
 ガス・空気温度 $=400^\circ\text{C}$ ，ガス吸収係数 0.1m^{-1}
- 2)壁面 ： $V_{x,y,h}=0$ ，温度 400°C 一定，放射率 0.8m^{-1}
- 3)壁近傍 ： 一般壁関数
- 4)火炉出口 ： 圧力一定

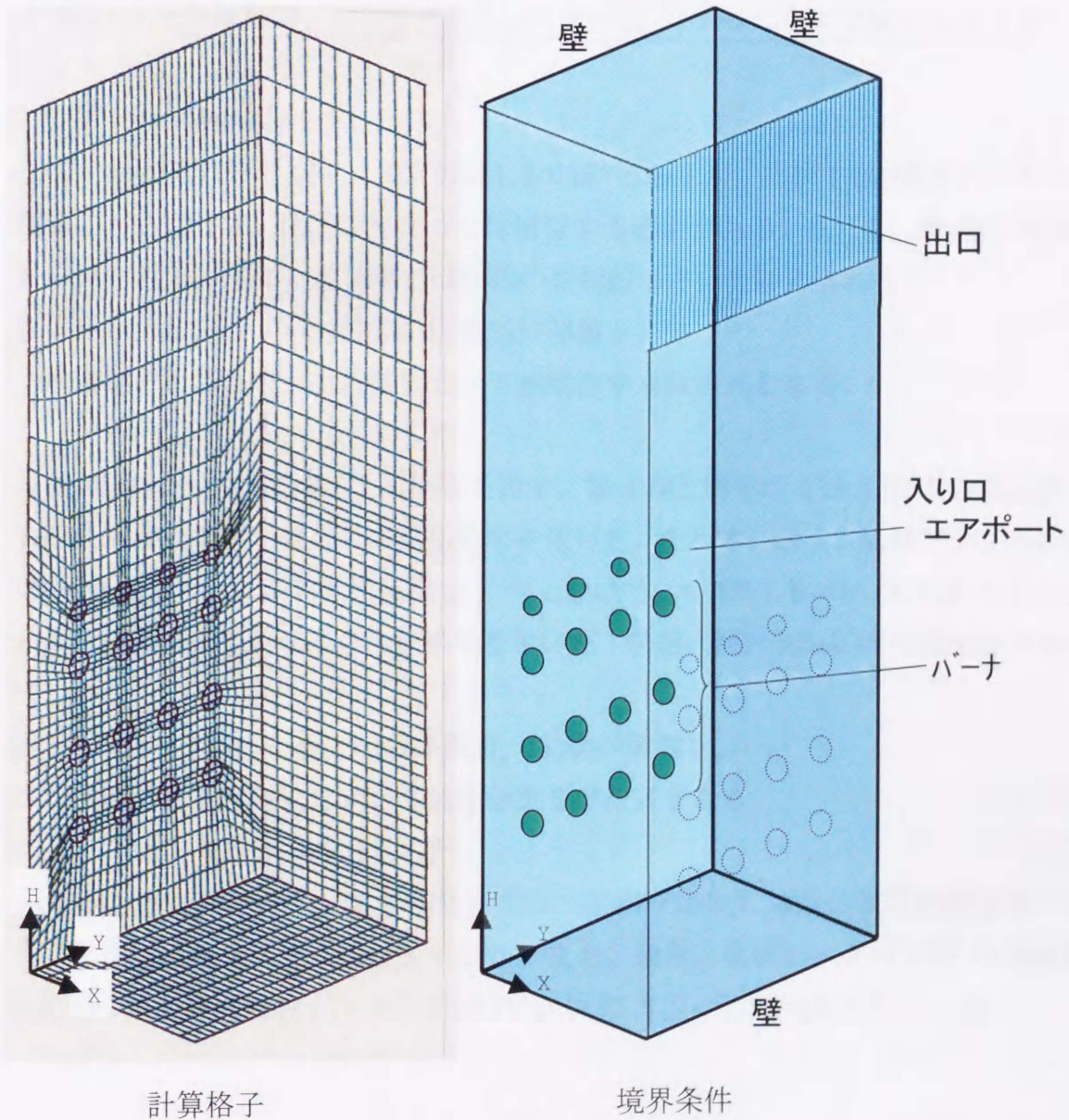


図7.2 計算格子と境界条件

火炉出口には伝熱管群が吊り下げられているが、流動抵抗は僅かであるため、火炉出口は圧力一定とした。

【支配方程式と相似則】

本解析における支配方程式と用いたモデルを表7.1に示す。

表7.1

現象	支配方程式	無次元数	解析に使用したモデル
流れ	Navier-Stokes方程式	レイノルズ数	乱流モデルとしてk-εモデル
伝熱	エネルギー方程式	プラントル数	乱流プラントル数
拡散	拡散方程式	シュミット数	乱流シュミット数
反応	化学反応式	ダンケラー数	アレニウス型気相反応モデル

1)レイノルズ数Re

第4章と第6章のレイノルズ数は 1.2×10^4 であるが、実炉では 10^6 のオーダーである。したがって、使用に当たっては留意する必要がある。ただし、噴流の速度分布に見られるように、乱流場ではRe数の影響は小さいと考えられる。

2)プラントル数Pr (=熱拡散率 a /動粘性係数 ν)

乱流場のエネルギー方程式において熱拡散率 a は次式となる。

$$a(X, Y, H) = a_m + a_t(X, Y, H) \quad (1)$$

a_t は渦熱拡散率で乱流による拡散を表す。第4章と第6章では a_m に水の熱拡散率を用いたが、本章ではガスの熱拡散率を用いた。そして、通常、乱流プラントル数 (=渦熱拡散率 a_t /渦動粘性係数 ν_t) $\doteq 1$ なので、 $a_t(X, Y, H) = \nu_t(X, Y, H)$ とした。 ν_t はk-εモデルから得られた結果を用いた。なお、輻射伝熱には光線追跡法を使用した。

3)シュミット数Sh (=分子拡散係数 D_m /動粘性係数 ν_m)

乱流場の拡散方程式において拡散係数 D は次式となる。

$$D(X, Y, H) = D_m + D_t(X, Y, H) \quad (2)$$

D_t は渦拡散係数で乱流による拡散を表す。前章では D_m には水の拡散係数を用いたが、本章ではガスの拡散係数を用いた。また、通常、乱流シュミット数 (=渦拡散係数 D_t /渦動粘性係数 ν_t) $\doteq 0.7$ なので、 $D_t(X, Y, H) = 0.7\nu_t(X, Y, H)$ とした。

7.4 計算結果

計算結果を図7.3と図7.4に示す。いずれも火炉中央寄りバーナ列の中心を通る垂直断面内での分布を示している。図7.3の速度分布において、各バーナの噴出速度は同じであるが、上段バーナの噴流ほど上向きの湾曲量が大きくなっている。これは上段になるにつれてガス量が増加し火炉の平均空塔速度が増加するためである。バーナ及びエアポートからの噴流は互いに火炉中央で衝突し、火炉中心に対して鏡像になっており、実験において噴流が対向壁に衝突する様子と類似している。

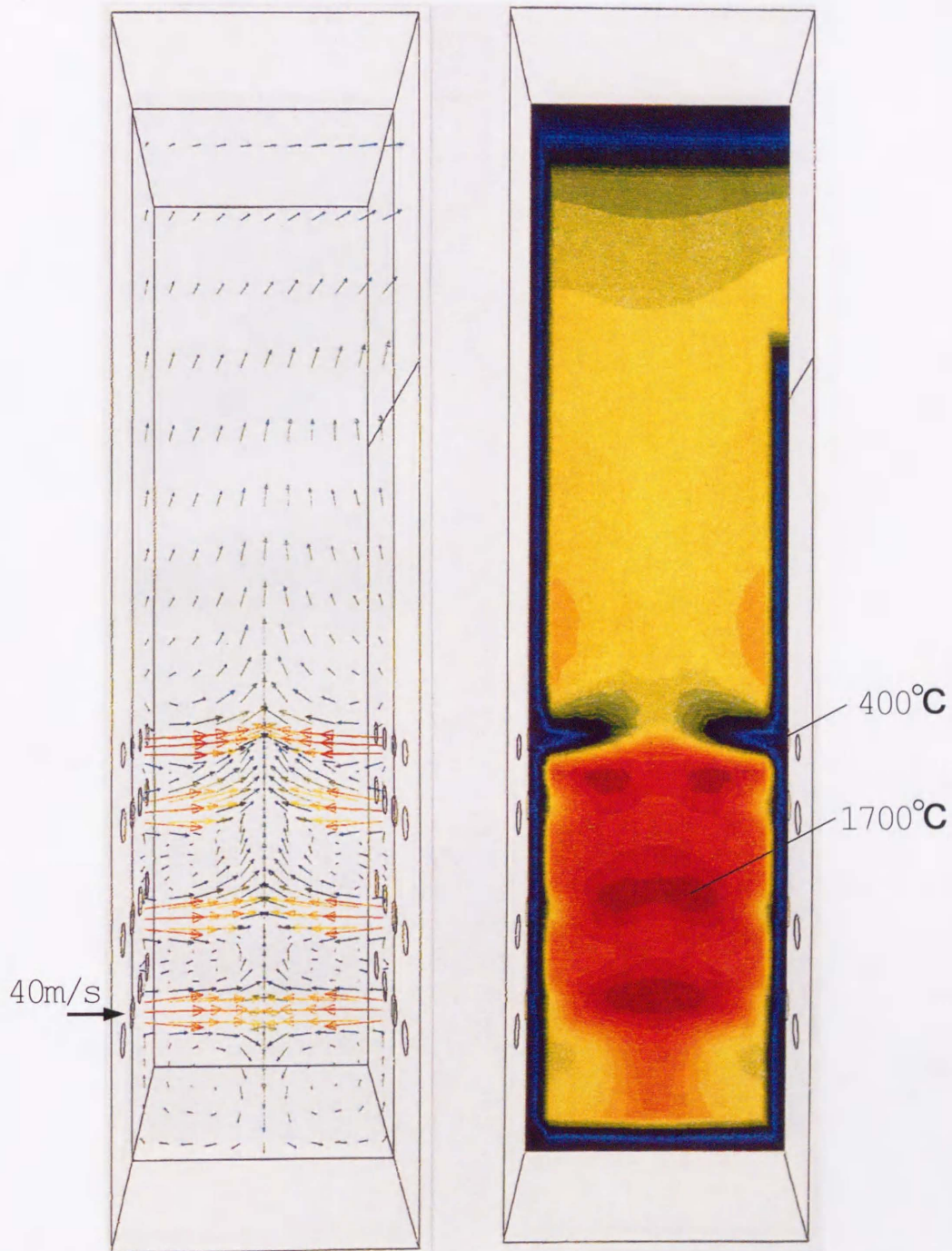
ガス温度はバーナゾーンの火炉中央で最も高く1700°Cになっている。そこにエアポートの400°Cの燃焼用ガスが吹き込まれる。火炉水壁温度は400°Cであり、火炉内の高温ガスは徐々に冷却され、火炉出口では1100~1500°C程度となる。

図7.4は燃料の主成分であるメタンと燃焼用ガス中の酸素濃度の分布を示す。バーナ近傍ではメタンと酸素の反応が進んでいないので濃度が高いが、次第に酸化反応しそれぞれの濃度は徐々に低下している。バーナゾーンの空気比 (=実際の空気流量/理論空気流量) は0.8であるためバーナゾーンでは燃焼を完結せず、エアポートからの酸素によって完全燃焼する。

計算の妥当性を確認するために噴流の中心軌跡を比較した。図7.5において、実線は第3章の(3)式、点線は参考に示したPatrick⁽¹¹⁾の式((3)式で $S_w=0$ としたもの)、プロットは数値シミュレーション結果である。(3)式の使用に当たっては炉内のガスは等温であると仮定した。数値シミュレーションにおける湾曲量 H_0 は噴流が火炉中心で対向噴流と衝突するので、衝突の影響のない $X/D=3$ の値を用いた。(3)式と計算結果を比較すると、高さ方向への湾曲量 H_0 は3段目において0.1D以内で一致している。

実炉では高温であることとスケールが大きいために、図7.3と図7.4に示したような状態量の分布を計測することはほとんど不可能である。ただし、火炉の下流に内装されている伝熱管の伝熱量と出口ガス温度を計測されているので、火炉出口温度(断面内のバルク温度)を逆算して求めることができる。そこで、この方法で求めた火炉出口温度と計算で求めた火炉出口温度を比較して示したのが図7.6である。図には別途行った75%、50%負荷での結果を加えて示している。図において、実績値と計算値は±20°C以内で一致している。この結果から、直ちに火炉内の状態が完全に模擬できていると判断することはできない。

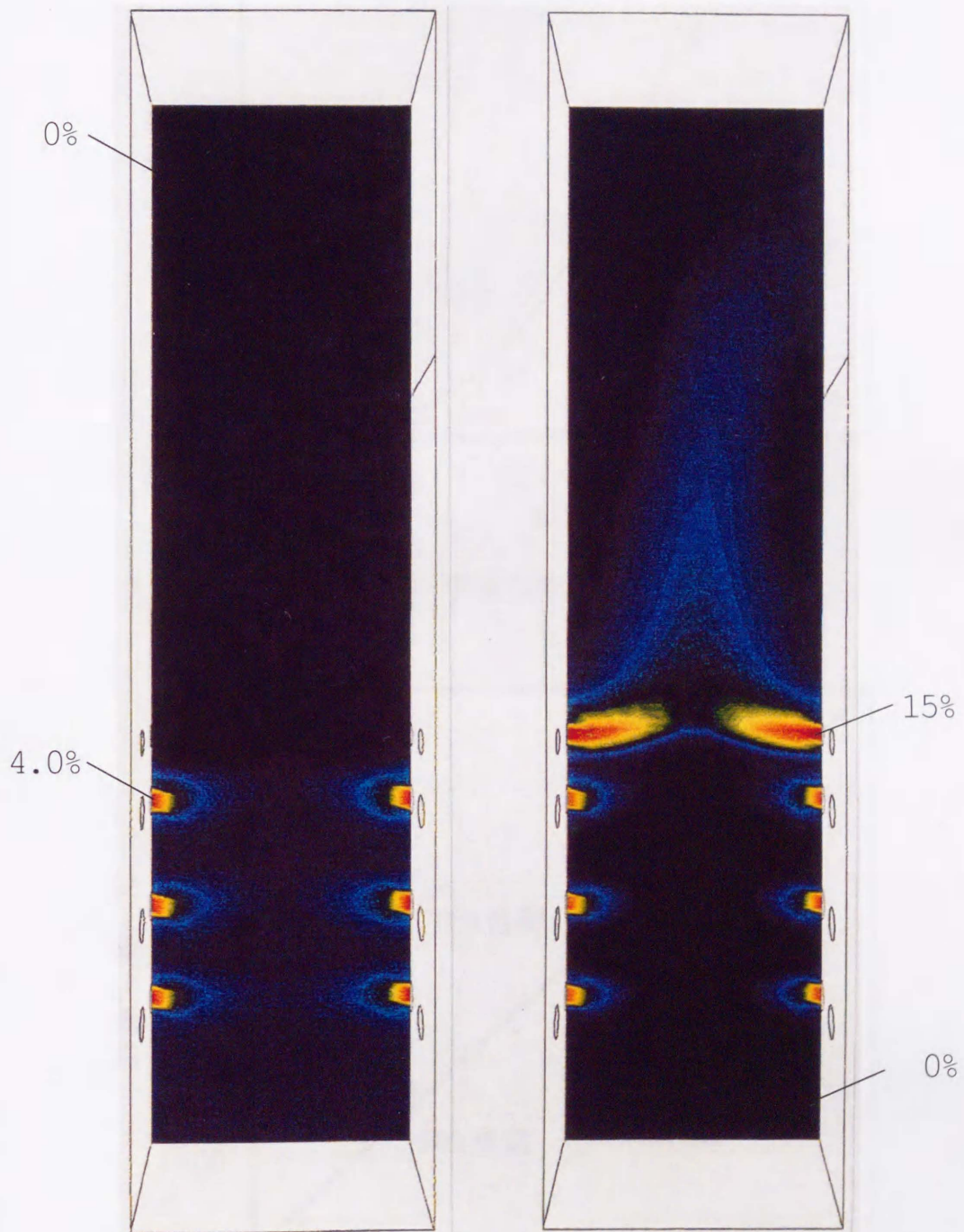
しかし、火炉内部の状態が実際とかなりの精度で合わない限り一致はしないので、計算は概ね妥当な結果と考えられる



速度分布

ガス温度分布

図7.3 計算結果 (速度分布, ガス温度分布)



メタン濃度分布 酸素濃度分布
 図7.4 解析結果 (メタン濃度分布, 酸素濃度分布)

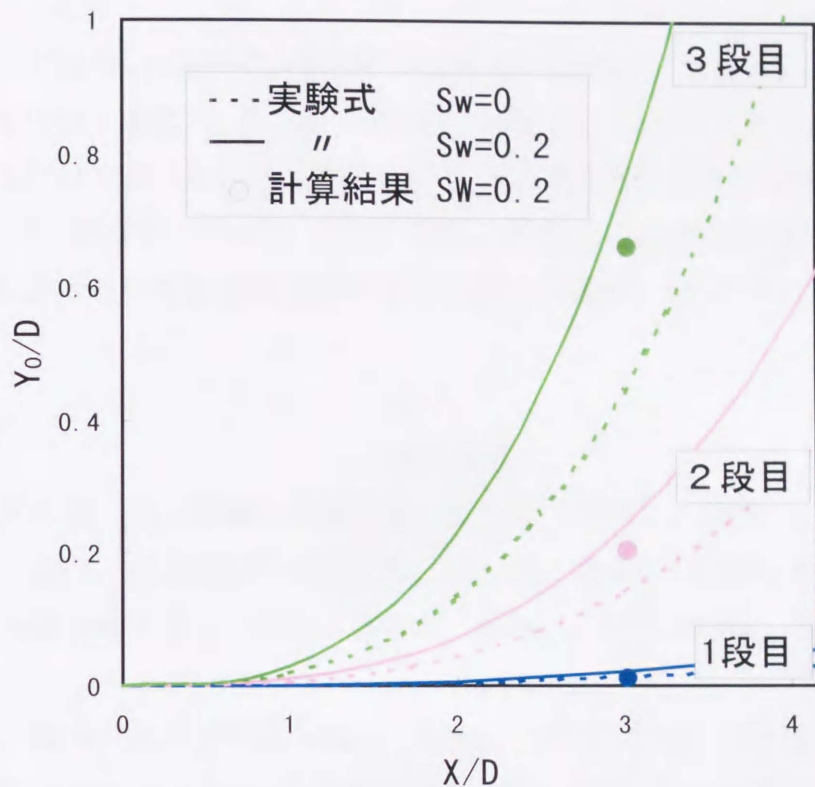


図7.5 噴流の湾曲量の比較

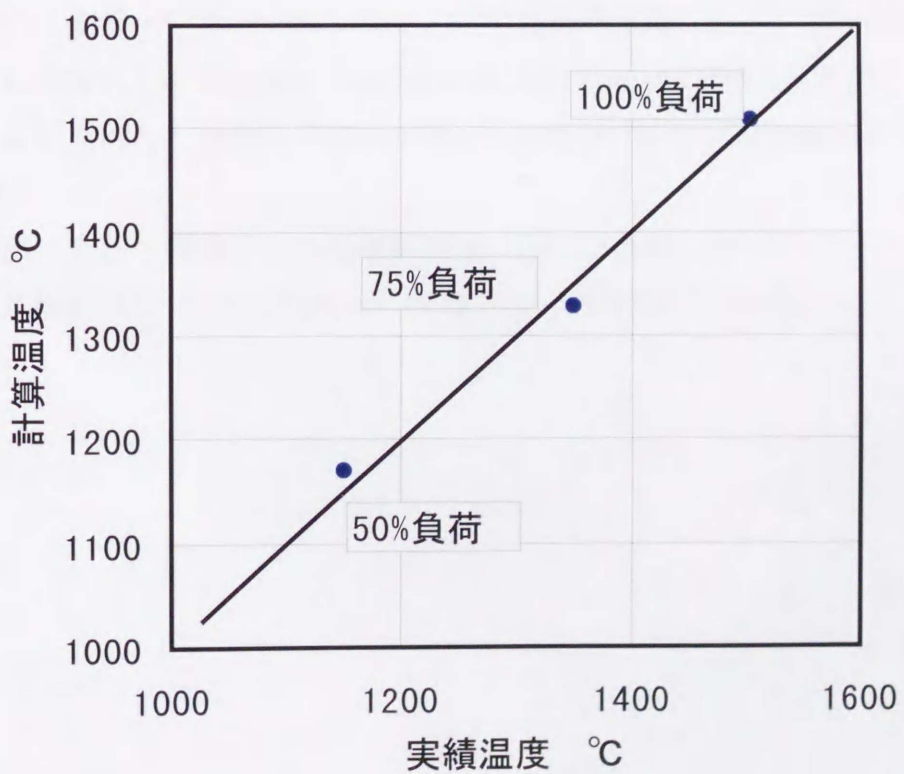


図7.6 火炉出口温度の比較

7.5 結 言

市販コードを用いてLNG焚大型ボイラ火炉内の燃焼シミュレーションを行った。乱流モデルには一般 $k-\varepsilon$ モデル，燃焼モデルにはアレニウス型気相反応モデル，伝熱モデルには光線追跡法を使用した。噴流の湾曲量 H_0 をPatrickの式と比較するとその差は0.1D以内であった。また，50%，70%，100%負荷の条件において火炉出口断面における平均温度を比較すると実炉の計測値と20°C以内で一致した。

参考文献

- (1) 光永・広瀬，日本機械学会論文集，36-292 (1976)，3899.
- (2) 多賀・赤川，日本機械学会論文集，44-378，第2部(1978)，650-656.
- (3) 志田・倉ヶ崎・足立・國本・久留米・小林，三菱重工技報，20-5(1983)，22-27.
- (4) 坂井・徳田・井手・中島・朝山・相木，三菱重工技報，20-5(1983)，28-37.
- (5) W.A.Fiveland, R.A.Wessel and D.Eskinazi, ASME Pub. HTD-Vol.74(1987), 24th National Heat Transfer Conference and Exhibition, 1-18.
- (6) G.F.Robinson, J.Inst. Energy, (1985), 116-150.
- (7) 河合・安藤・宮前・中村・今野，石川島播磨技報，31-4，242-246.
- (8) A.K.Jones, P.J.Chapman, Combustion ABB Review(1991), ABB Rev.6/91
- (9) P.A.Gilis, P.J.Smith, Twenty-Third Symposium on Combustion(1990), 981-991.
- (10) 遠藤・宮前・安藤，石川島播磨技報，34-2(1994)，93-100
- (11) M.A.Patrick, Trans.Inst.of Chem.Eng., 45(1967), 16-31.

第8章 結 論

第8章 結 論

本論文はボイラ火炉の設計において必要なバーナとかエアポート噴流の炉内流動を予測する手段を開発したものである。

第1に、一様流中に噴出した旋回噴流の流動特性を明らかにした。

第2に、実験結果から旋回噴流の湾曲に対する実験式を提案した。

第3に、市販の数値計算コードを用いてシミュレーションし、ボイラ火炉の実用範囲において適用可能なことを明らかにした。

第4に可視化画像から濃度分布と速度分布を算出する可視化計測法を開発した。

以下に各章における要点を記述する。

第2章「画像処理を用いた流動解析」では、

1) フェノールフタレインの発色を利用した酸塩基中和法に画像処理を加えて濃度分布を求めるシステムを開発した。

2) トレーサ粒子をスリット光で照明する流れの可視化法に画像処理を加えることによって、断面内の瞬間の速度分布及び時間平均した速度分布と濃度分布が計測できるシステムを開発した。

3) 上記2つの計測法を一様流中に円形自由噴流を噴出する実験に適用し、噴流の湾曲を示すPatrickの式と比較した。壁の影響が見られない $X/D < 4$ の領域において、濃度分布の稜線の位置 H_0 （噴流中心軸からの高さ方向への距離）の誤差は30%以内である。

第3章「単純旋回噴流の計測」では、酸塩基中和法による実験から等濃度線を求め次の知見を得た。

1) $Sw < 0.97$ では旋回噴流はスワール数の増加に伴い、偏向量も広がり幅も増大する。

2) $Sw > 0.97$ では偏向量、広がり幅ともに増加しない。

3) 旋回噴流の中心軌跡に対する実験式を作り、 $Sw < 0.97$ で実験結果を表現できることを確認した。

また、トレーサ法による実験から次の知見を得た。

4) 本旋回発生器では内部がスロート径程度の強制渦でその外側が自由渦であるランキン渦が発生する。

5) $X/D=1$ の断面を正面から見た場合、旋回噴流の下流には旋回方向と逆の渦が生じる。

第4章「単純旋回噴流の数値シミュレーション」では、単純旋回噴流を一様流中に噴出する数値シミュレーションを行い、以下の結果を得た。

1) 旋回力の小さい場合には、計算結果は分布形、到達距離、噴流幅とも実験値と良く一致する。

2) 旋回力の大きい $Sw=0.76$ の場合には実験との間に差が生じる。この主原因は計算における誤差と考えられる。

3) 容器寸法を変えて計算した結果、 $Sw<0.76$ では顕著な差は見られられないことから、スロート径に対する容器寸法の影響は実験範囲内では小さいと推定される。

第5章「2重旋回噴流の計測」では、2重旋回噴流を一様流中に噴出する実験を行い、以下の結果を得た。

1) 2重旋回噴流の1次流は $X/D<2$ で2次流とほとんど混合せず直進する。 $X/D>2$ では急激に混合し高さ方向に偏向する。

2) 2重旋回噴流の濃度分布は単純旋回噴流の場合と同様に左右非対称となる。

3) 1次流と2次流の流量比 $M_1/M_2=0.3/0.7$ ($Sw=0.72$)において、単純旋回噴流では $X/D<2$ の噴流中心軸上で逆流するのに対し、2重旋回噴流では順方向に流れる

第6章「2重旋回噴流の数値シミュレーション」では、流路面積比 $A1/A2=0.4/0.6$ 、 $Sw<0.92$ の範囲において、実験結果と計算値は濃度の絶対値に差があるものの分布形は概ね一致した。濃度分布において等濃度領域の面積、到達距離、広がり幅を比較し以下の知見を得た。

1) $Y/D=0$ の側面図において等濃度領域の面積は最大7%で一致する。各等濃度領域の噴流軸方向 X への到達距離は $Sw=0.72$ の場合を除き、 $1.5D$ 以内で一致する。

2) $X/D=1, 3$ における正面図において等濃度領域の面積は15%以内で一致する。各等濃度領域の幅方向 Y への広がり Y_0 は $1D$ 以内で一致する。

第7章「実炉の計算」では、一様流中へ噴出した旋回噴流の工業上の実施例として、LNG焚大型ボイラ火炉内の燃焼シミュレーションを行った。乱流モデルには一般 $k-\epsilon$ モデル、燃焼モデルにはアレニウス型気相反応モデル、伝熱モデルには光線追跡法を使用した。火炉中央部を除いて噴流の湾曲量を実験式と比較すると両者は $0.1D$ 以内の差で一致した。また、50%、70%、100%負荷の条件における火炉出口断面の平均温度は実測と 20°C 以内で一致した。これより、数値シミュレーションに対して、市販コードが適用できる見通しを得た。

第8章「結論」では、本論分の各章で得られた結果を総括して述べた。

謝 辭

謝 辞

本研究に対し、懇切なるご指導を賜りました広島大学須藤浩三教授に厚く御礼申し上げます。

また、本論文をまとめるに当たり、広島大学菊地義弘教授、滝史郎教授、ならびに石塚悟助教授に有益な御助言をいただき、厚く感謝申し上げます。

さらに、本実験及び解析に協力いただいたバブコック日立(株)呉研究所吉田邦勝副参事、同研究所丸本隆弘研究員に心からお礼申し上げます。