

成層流体中に流入する密度噴流の研究

池畑, 義人
Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University

<https://doi.org/10.11501/3180475>

出版情報 : 九州大学, 2000, 博士 (理学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :

第 3 章 一定の密度勾配で連続的に成層している流体中に 流入する重い密度噴流

3.1 概要

限られた領域内に重い密度噴流が流入し続けると、やがて密度噴流自体が底に留まり密度成層を形成する。また密度噴流がよく観察される大気や海洋などの環境流体はその温度や密度により安定な成層を形成している場合が多い。この様な理由から密度噴流の運動を考えるとときには密度噴流が流入する流体の密度成層勾配の影響を無視することはできない。

安定成層した流体は、その成層勾配が物質と乱流エネルギーの鉛直方向への拡散を阻害するために流体運動が水平 2 次元化して、均一な密度の流体の運動とは異なる現象が多く発生する。また密度成層流体では、成層勾配による復元力で内部重力波も発生して流体運動をより複雑にしている。

そこでこの章では、第2章で調べた周囲の流体から負の浮力を受けながら流入する重い密度噴流が密度成層している流体中に流入した場合に、密度噴流が密度成層の影響下でどのように発達するかということをも水槽実験と数値計算を用いて調べた。第2章に引き続き、水槽実験の計測手法には動画を用いた流速計測を、数値計算の乱流モデルにはLESモデルをそれぞれ用いた。

3.2 水槽実験

3.2.1 動画による流速計測

実験は 2 章 (2.3) と同じ装置で行った。ただし、水槽は、塩水を用いて two-tank法で生成した一定の密度勾配で連続成層した流体で満たされている。この流体の密度分布は、ケネック社製の電気伝導度計で流体の電気伝導度を計測

してそれを塩分濃度に換算して求めた。流体の密度分布を図11に示す。電気伝導度の計測は実験開始前と4回の実験を行った後の2回行った。実験では密度噴流が流入するために密度成層は乱されてその勾配が変化してしまう。そのためノズルよりも下の部分では、成層分布が実験前と実験後で若干異なっているが、成層勾配は実験前後で $(d\bar{\rho}/dz) \approx 0.00025 \text{ (g/cm}^4\text{)}$ でほぼ一定とみなせる。

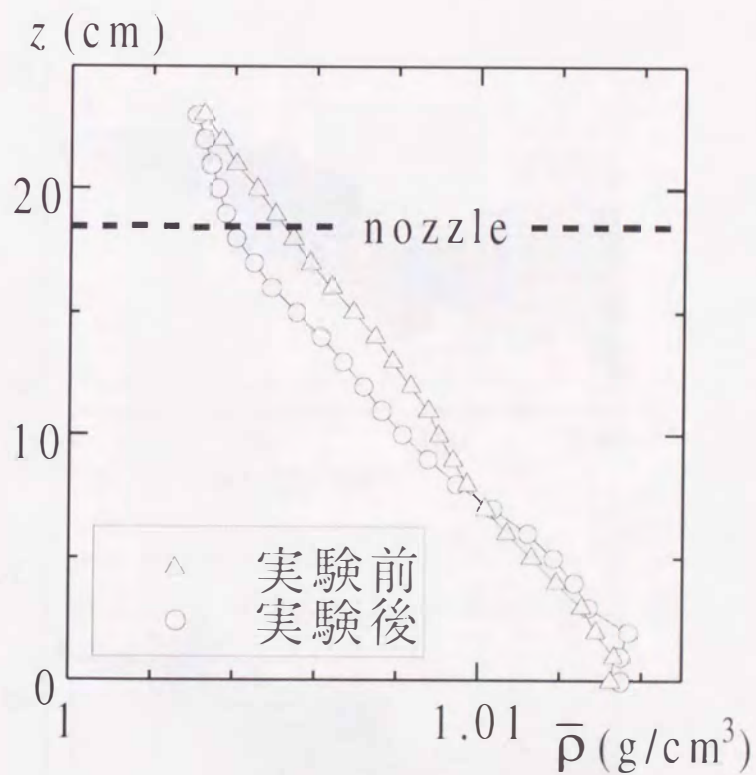


図11 実験に用いた成層流体の密度分布

(点線はノズルの位置を示す)

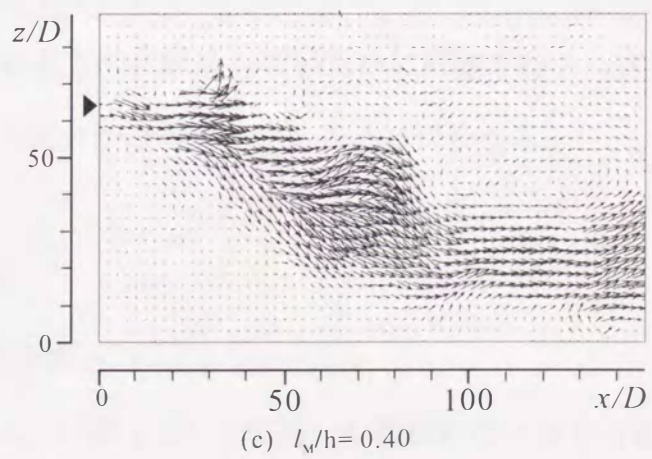
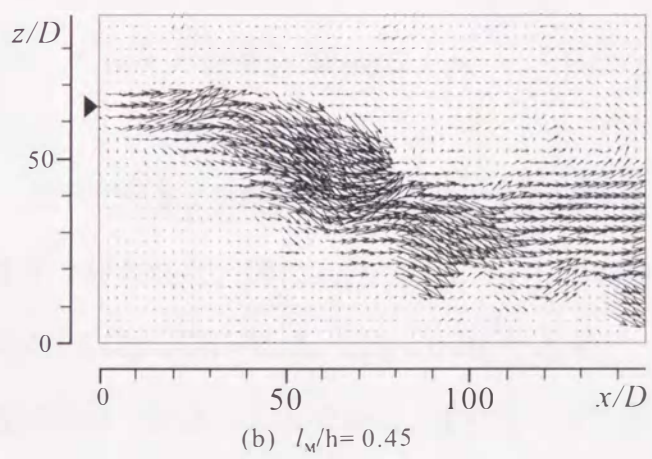
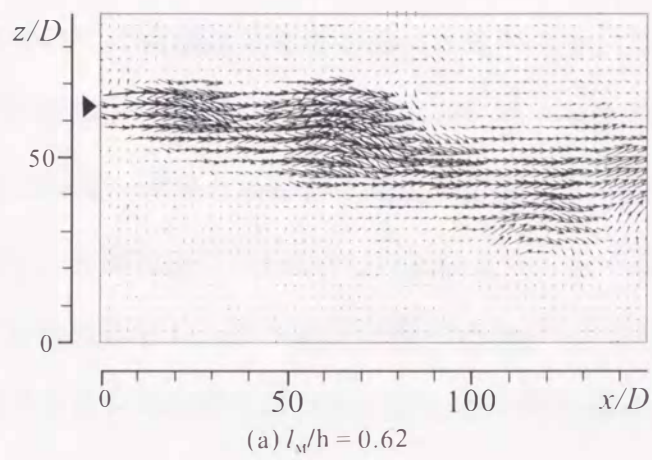


図12 Super-resolution KC法により求められた成層流体中に流入する密度噴流の流速分布 (Re = 3000)

3.2.2 実験結果

この様な密度成層勾配の条件で行った流速計測の結果を図12に示す。図12を非成層流体についての実験結果である図6 と比べると、この実験の様に流体が密度成層している場合、成層を乱さずにトレーサーを流体中に均一に懸濁させることは困難である。そのために密度噴流が通過していない部分ではトレーサーの濃度が低く、計測精度は図6に示した実験よりも低くなった。しかし、密度噴流を形成する領域のトレーサー濃度は図6の実験の結果と変わらず、この部分の結果は信頼できるものと考えられる。ここで、密度成層を表す無次元量として

$$\alpha = (\bar{\rho}(0) - \bar{\rho}(-h)) / \rho_0 \quad (27)$$

を定義する。ここで、 h は水槽に入れた流体の水深である。図12の実験は全て $\alpha = 0.005$ の条件で行われた。図12 (a), (b), (c) で初期の密度噴流の条件は、それぞれ、 $l_M/h = 0.62$, $l_M/h = 0.45$, $l_M/h = 0.40$ である。

図12で密度噴流は一度沈み込んでから、波打ちながら水平に進んで行くことが分かる。また、図6で示した一様な密度の流体に流入する密度噴流と比較すると、密度噴流が鉛直方向に拡散しないために計測を行った区間全体でノズルから遠ざかる向きの流れが維持されていることが分かる。

3.3 数値計算

3.3.1 数値計算法

数値計算は、2章 (2.3) で用いた数値計算と同じ方法で行った。ただし、2章では0としていた (9) 式の左辺第3項は背景の成層分布の値を $\bar{\rho}$ に与えた。

3.3.2 計算結果

3.3.2.1 密度噴流の時間発展

図13は密度噴流の発達を各時刻の空間的な密度の分布図で示している。この図では計算領域における $y/D=0$ の断面を示し、その寸法は D で無次元化された長さで x 方向に 120, y 方向に 60 である。この図で示されている密度は、基準密度 ρ_0 で無次元化されている。また、時間の表記には噴流の初期速度 u_0 とノズルの径 D で無次元化された時間 $\tau (=u_0 t/D)$ を用いている。図に示される等密度線は背景の密度成層を 10 分割するように ρ/ρ_0 が 1.00 から 1.01 の

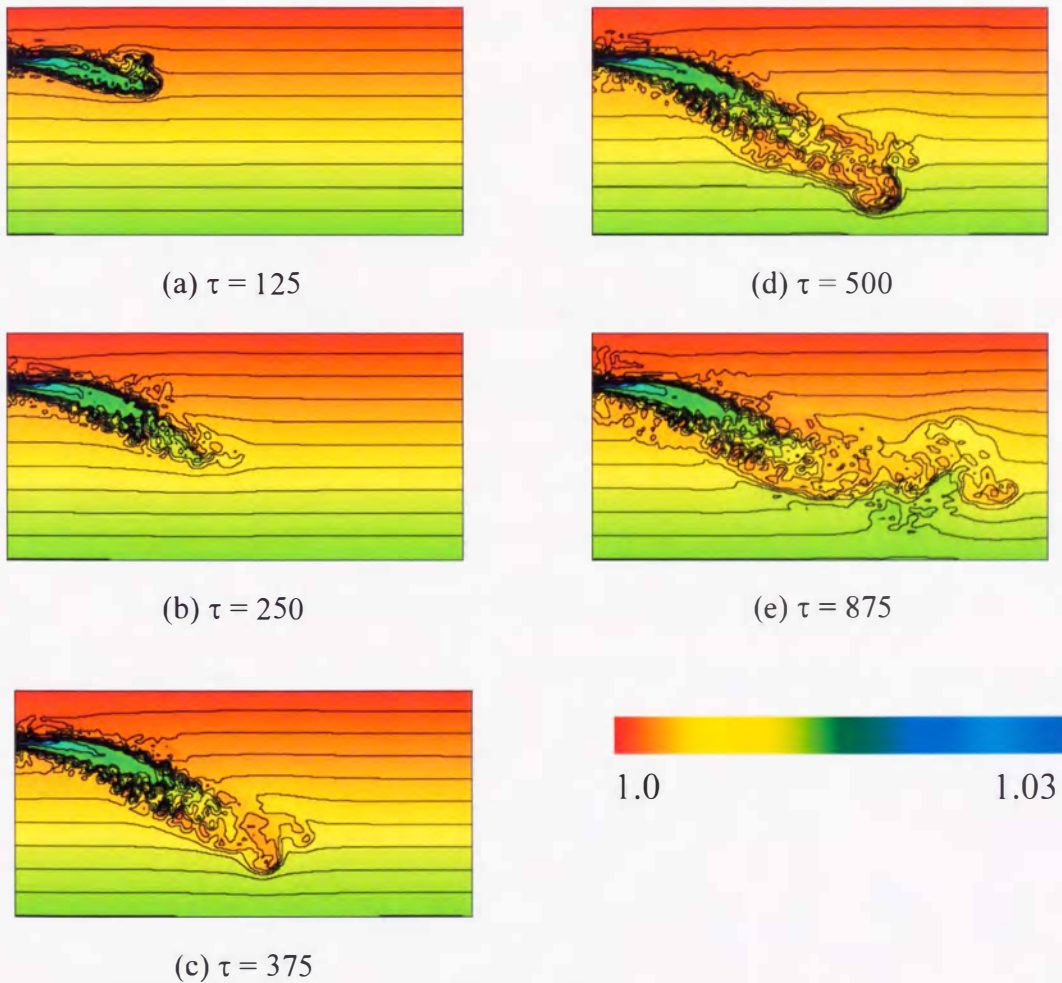


図13 密度噴流の時間発展による密度分布の変化

$\alpha = 0.01, l_M/h = 0.32, Re = 2500$

間では 0.001 刻みに、 ρ/ρ_0 が 1.01 以上の場所は 0.005 刻みに設定した。

図13からノズル付近で水平方向の運動量をもっている密度噴流（図13(a)）が、ノズルから離れるにつれて（図13(b)）負の浮力の効果が大きくなり、背景の密度成層の勾配を突き破りながら周囲の流体を連行し（図13(c)）、やがて密度噴流の先端は周囲の流体と混合しつつ、大きく沈み込み（図13(d)）、その先端は周囲の密度成層勾配による復元力のために波打ちながら水平に進む（図13(e)）ことが分かる。また、図13(b)で示すものよりも後の時間のものでは、密度噴流の上縁は周囲の流体とのせん断により波打っており、下縁には一様流体に流入する密度噴流でも見られたような房状の周期的な構造が見られる。

3.3.2.2 密度噴流の背景密度成層勾配への依存性

ここでは、背景密度成層勾配が密度噴流の発達に及ぼす影響を調べた。そのために、初期の密度噴流の性質を決めるパラメータ l_M/h を $l_M/h = 0.32$ に固定して、背景の密度成層勾配の性質を決めるパラメータ α を変化させて計算を行った。その結果から求めた密度分布を図14に示す。図14は図13と同様の断面を示し、そこで示される密度は図13の場合と同様に無次元化されている。図14(a)は、他の図との比較のために一様な密度の流体に流入する重い密度噴流を示し、その等密度線は ρ/ρ_0 が 1.00 から 1.02 の間を 10 分割している。図14で示されるそれ以外の図は、背景の密度成層を 10 分割するように ρ/ρ_0 が 1.00 から 1.01 の間では 0.001 刻みに、 ρ/ρ_0 が 1.01 以上の場所は 0.005 刻みに設定した。

これらの図から、背景の密度成層の勾配が緩いものほど密度噴流とその周囲の流体の乱れは大きく、下流側では周囲の流体と混合している。また、図14(a)

と(b)では、沈んだ密度噴流がそのまま水平に進むのに対して、図14(c)と(d)では背景の密度成層勾配の復元力で一度沈んだ密度噴流は、連行と混合によって中立状態に近づき、上下に波打ちながら水平に進む複雑な経路を呈することが分かる。

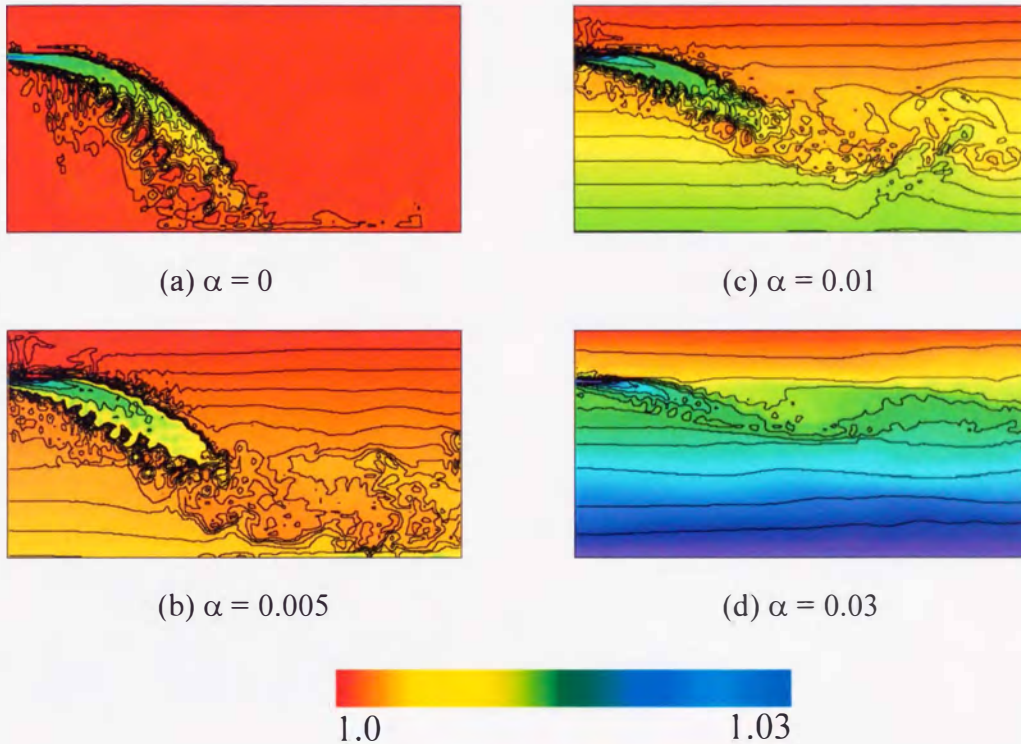


図14 l_M を固定した時の、発達した密度噴流の密度分布による α 依存性の比較
 $l_M = 0.32, Re = 2500$

3.3.2.3 密度噴流の初期条件への依存性

ここでは、初期の密度噴流の条件が、その後の密度噴流の発達に及ぼす影響を調べた。そのために、背景の密度成層の勾配を決めるパラメータ α を $\alpha = 0.01$ に固定して、初期の密度噴流の性質を決めるパラメータ l_M/h を変化させて計算を行った。その結果から求めた密度分布を図15に示す。図15は図13と同様の断面を示し、そこで示される密度は図13の場合と同様に無次元化されている。等密度線は背景の密度成層を10分割するように ρ/ρ_0 が1.00から1.01の間で

は0.001刻みに、 ρ/ρ_0 が1.01以上の場所は0.005刻みに設定した。図15(a)から(c)を比較すると、それぞれの条件で密度噴流の水平移動距離が異なっている。この様な違いは、図14の各図では見られなかった。この、密度噴流の水平移動距離が l_M/h に比例することは、図8、図9の非成層流体に流入する密度噴流の水平移動距離とも関連している。また、図15(c)の密度噴流は、図14(d)の密度噴流と近い経路をとっているが、その周囲の密度成層をほとんど乱していない。

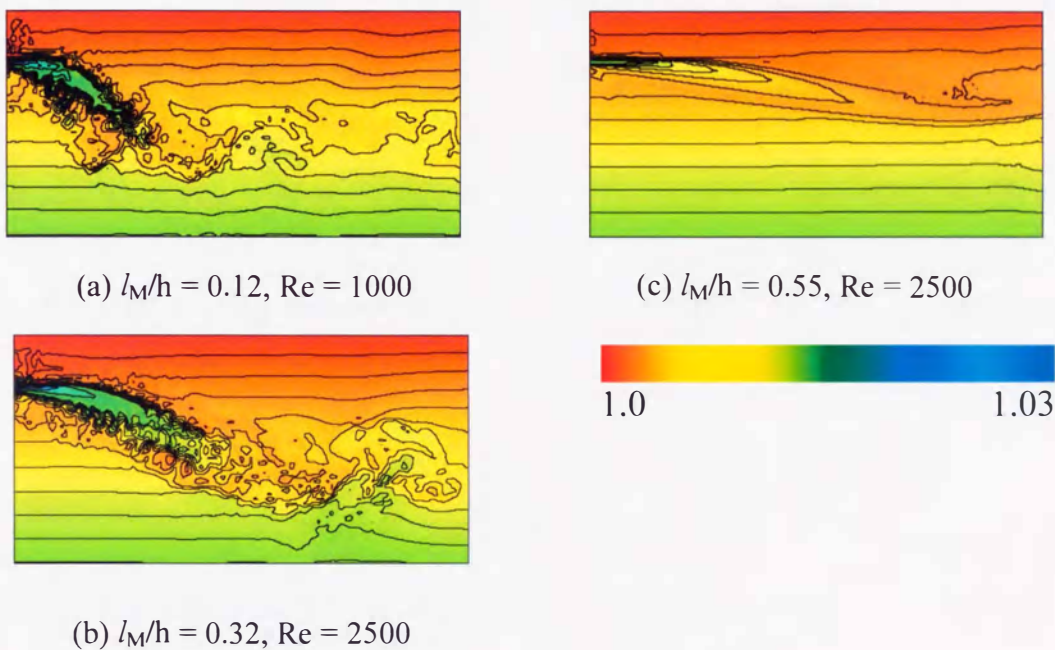


図15 α を固定したときの発達した密度噴流の密度分布による l_M/h の依存性の比較： $\alpha = 0.01$

なお、図13~15には、入り口付近で細かい乱れが発生している。この振動には物理的な乱れに加えて、境界条件を不連続に設定しているために発生している数値振動の存在が皆無とは言えない。しかしながら、これらの振動の半波長は格子幅よりも大きく、密度噴流が発達している領域では減衰していることから物理的な乱れの要素が大きく、数値振動は密度噴流の性質には影響していないと考える。

3.3.2.4 密度噴流の流速分布

次に密度噴流の流速分布を求めて、その形状を調べる。図16は密度噴流の流軸と流速分布を示す。流軸は、各点の流速分布曲線の最大値を結んだ曲線である。図16(a)は、水槽の「上から見た流速分布」の変化である。「上から見た流速分布」の意味については後で詳しく述べる。流軸は図16(b)の破線で示され、流軸上の各点で求められた流速分布もそれぞれ図16(b)に実線で示されている。

図16(b)に示す流軸を求めるために、密度噴流の流軸は左右(y軸の方向)には変化せずにノズルを含んでいる $y/D=0$ の面上にあるとして、その面上の計算格子上で求められた流速場から密度噴流の流速分布を求めた。その流速分布の最大値をとる点を結ぶことにより流軸は求められた。直交格子上で求められた流速場から最適な流軸を求めるために、この様にして求められた流軸上のいくつかの点において線形補間を用いて改めて流軸に沿って流速分布を求め、そこから再び流軸を求めた。この計算を流軸が固定されるまで繰り返した。この様にして図16(b)が求められた後、流軸上の速度ベクトルを含み、y軸に平行な平面上の流速分布を計算結果から補間して求めたものが図16(a)である。これらの流速分布は、 $\tau=1250$ から $\tau=2500$ の間の時間平均値から得られた。ここで、便宜的に図16(a)で示した流速分布を水槽の「上から見た流速分布」、図16(b)で示した流速分布を水槽の「横から見た流速分布」と呼ぶことにする。図18に「上から見た流速分布」と「横から見た流速分布」の関係を表す模式的な図を示す。

図16(a)の上から見た流速分布の裾野は $x/D=20$ 付近まではそれほど広がっていない。一方、図16(b)の横から見た流速分布の裾野は、上にはそれほど広がらないが、拡散した密度噴流の重さで下向きには広がっていく。また、上側には主流と逆向きに流れている部分が見られる。 $x/D=20$ を越えると、上か

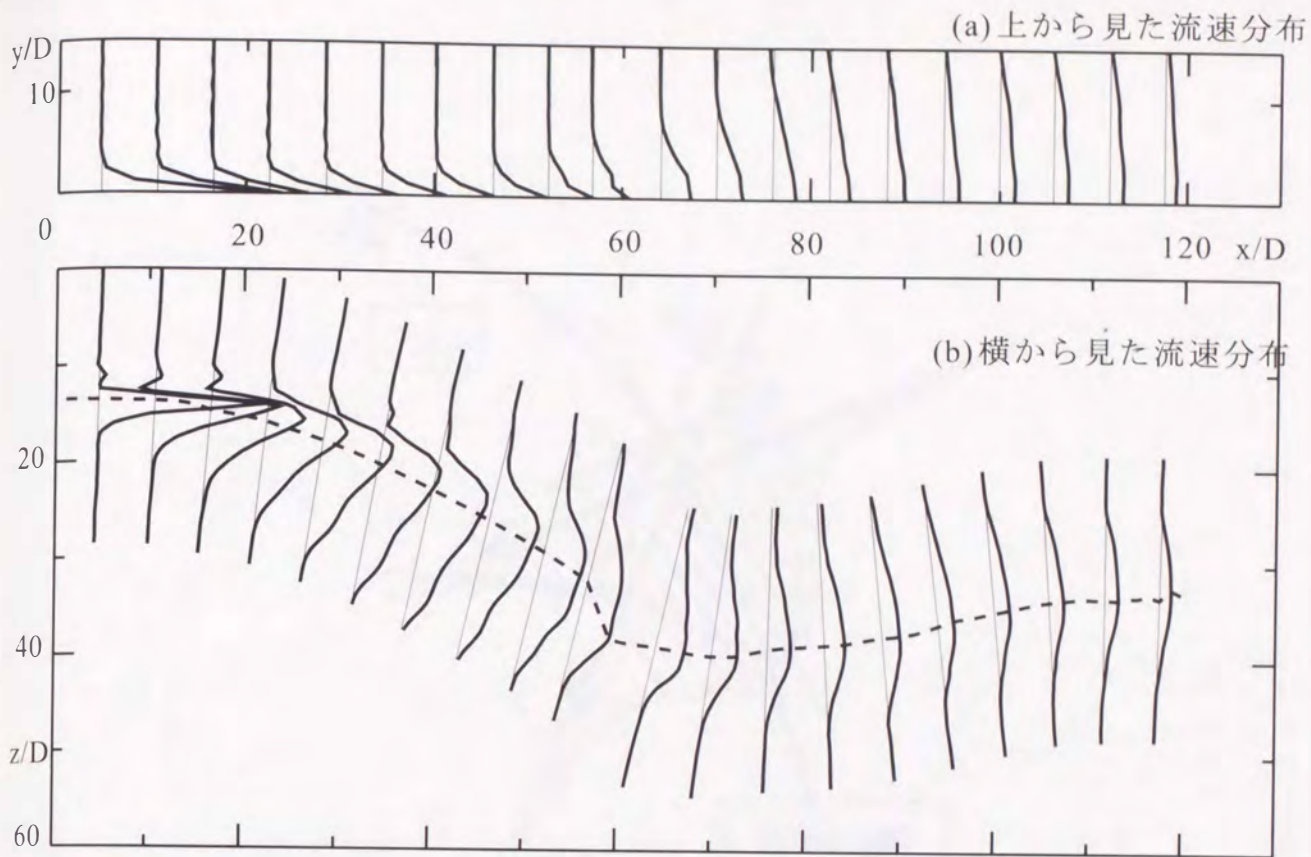


図16 計算結果から求めた噴流の軌跡と軌跡上各点の流速分布
 $\alpha = 0.01, l_M/h = 0.32$

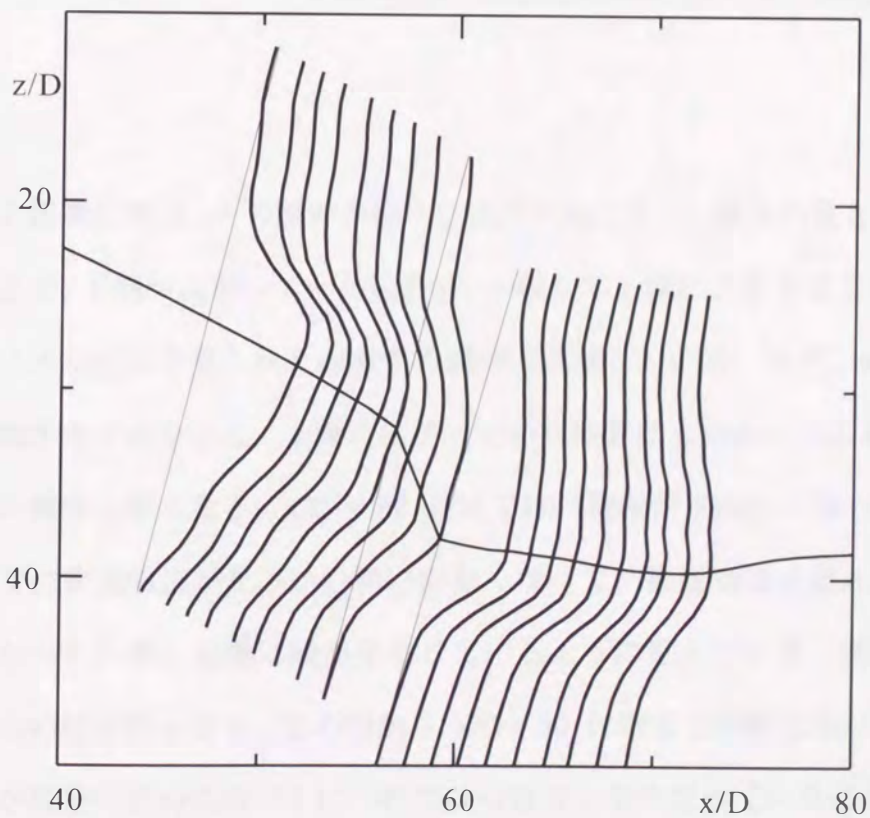


図17 図16の $x = 40$ から $x = 80$ までの流速分布の拡大図

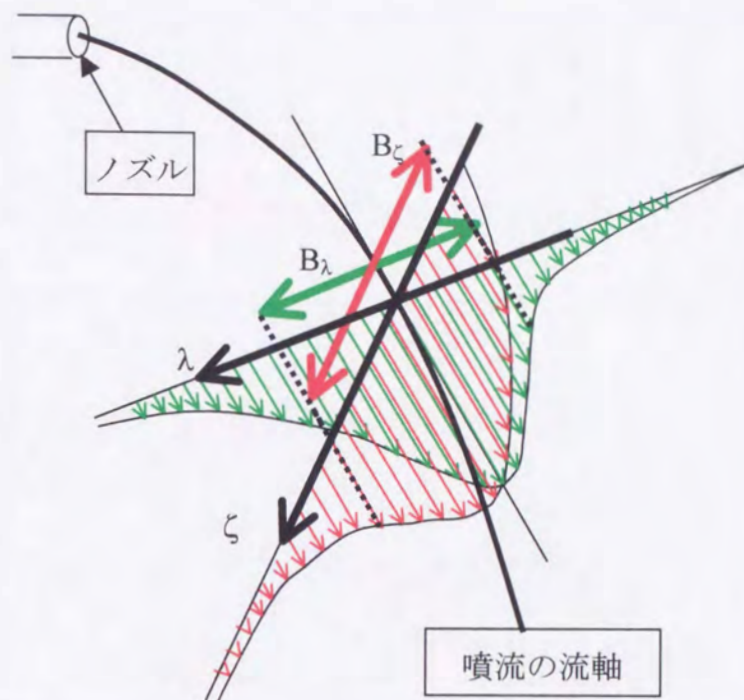


図18 流軸と流速分布の関係を示す模式図
 緑色で描いた流速分布は上から見た流速分布
 赤線で描いた流速分布は横から見た流速分布

ら見た流速分布は、その裾野が徐々に広がり始める。横から見た流速分布は、いままで、下側が広がっていた裾野が、一転して上側に広がり始める。 $x/D = 20$ までノズル付近で見られた逆流する部分は消滅している。また、 $x/D = 60$ 付近で流軸が水平になると、上側に広がっていた裾野は上向きには広がらなくなり、下側の裾野も短くなる。 $x/D = 60$ 付近では、流軸が下向きに落ち込んでいる。ここでは密度噴流が沈み込む勢いがなくなって、密度噴流の頂点がはっきりしなくなったために流軸に段差を生じているように見えている。図17にこの段差の部分の拡大図を示す。この図から $x/D = 50$ 付近まで明瞭にあった流速分布の頂点が段差の部分に近づくにつれてはっきりしなくなっていることが分かる。

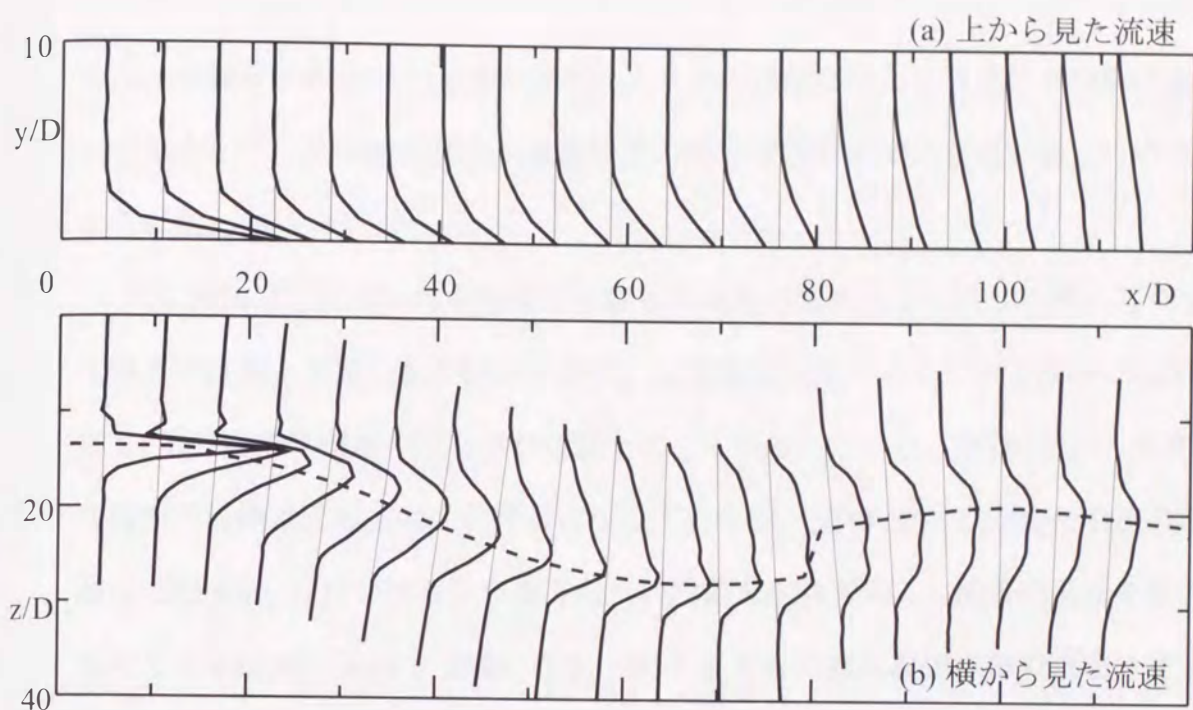


図19 計算結果から求めた噴流の軌跡と軌跡上各点の流速分布
 $\alpha = 0.03, l_M/h = 0.32$

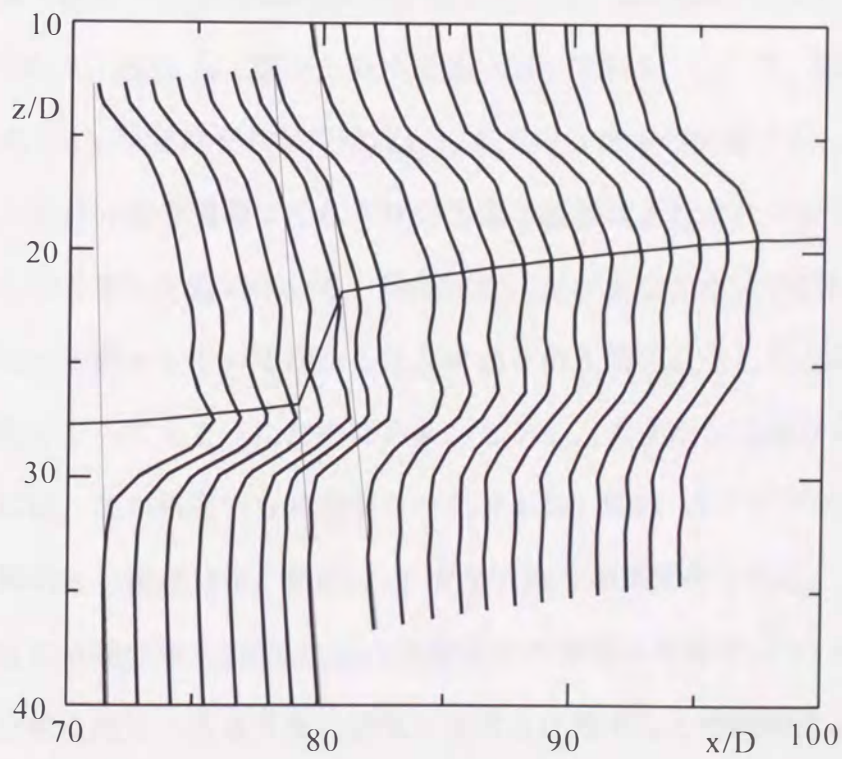


図20 図19の $x = 70$ から $x = 100$ までの流速分布の拡大図

また、流軸段差の直前で流速分布頂点より下の部分に新たな流速分布の極大部分が発生して、この極大部分が流軸段差の後ろで以前の頂点を追い越しているように見える。

次に図16, 17 で示したものよりも背景の成層勾配が大きい流体に流入した密度噴流の流軸と流速分布を図19に示す。密度噴流が沈み込んでいる部分では図16 に示した密度噴流と概ね同じ性質を示している。しかし、図16 で示した密度噴流の流軸は沈む方向への段差を生じているが、図19 で示した密度噴流の流軸は $x/D = 80$ 付近で浮き上がる方向への段差を生じている。段差の部分を拡大したものを図20 に示す。図20 では、図17 よりも明瞭に段差以前の流速分布頂点を段差の後ろで新たな流速分布の頂点が追い抜いていることが分かる。

次に密度噴流の形成領域における流速分布の変遷についてそれぞれ背景の成層勾配が異なる場合について検討する。図21 と図22 には初期の密度噴流の条件が $l_w/h = 0.32$ の密度噴流の流速分布を示している。図21 は「上から見た流速分布」であり、図22 は「横から見た流速分布」である。ここで、図21 と図22 の (a) から (e) はそれぞれ密度噴流が沈んでいる途中の流軸に沿った各点で求められた流速分布を横軸はそれぞれの半幅で縦軸はそれぞれの最大流速で規格化したものを重ねて描いている。頂点付近に点が少なくカスプ状に見えるのは、スタッガード格子を用いて横から見た流速を優先的に決定したために、補間の精度が悪くなってしまったためである。しかし、大まかな流速分布の形状を見るためには、この精度でも問題がないと考える。図21 のグラフに描かれた直線は軸対称噴流の流速分布、破線は 2 次元噴流の流速分布である。この図では軸対称噴流の流速分布と 2 次元乱流の流速分布の相違は明瞭ではないが、この研究で求めた密度噴流の流速分布の結果と両者を比較すると密度噴流は軸対称噴流の流速分布形状に近いことが分かる。また、図21 の (a) から (e) を互いに比

べると流速分布の形状はどの条件でもほとんど同じであり「上から見た流速分布」の形状は背景の密度成層勾配にあまり依存しないことが分かる。図22には各成層勾配の条件における「横から見た流速分布」を示す。図22の各グラフで横軸は図18に示すように水槽の底面が正の方向である。図22(a)から(e)はどれも、流軸上でほぼ同じ流速分布の形状を保っていることがわかる。また、図21とは異なり密度噴流の形状が非対称で密度噴流の上部では流速勾配が急でありこの部分で強いせん断力が形成されていることが伺える。ここで、図16(b)と図19(b)では密度噴流の流速分布形状が流軸に沿って変化していることを示しておりこの結果と矛盾するように思えるが、図22は噴流形成領域(図16(b)では $x/D=0$ から $x/D=50$ 付近まで、図19(b)では $x/D=0$ から $x/D=70$ 付近まで)の流速分布を重ね合わせているので図16(b)と図19(b)の結果とは矛盾しない。

図22の(g)には、図22(a)から(e)までの流速分布を9次から13次の多項式に最小自乗近似したものを示している。多項式の次数は、最小自乗近似を行う際の連立方程式が収束する最も高い次数を用いた。図22(g)を見ると各流速分布曲線は、密度噴流の下縁部分で若干の相違があるものの、ほぼ同一の形状で重なることが分かる。これは、密度噴流の形成領域では密度噴流は背景の密度成層勾配の影響を受けていないことを示す。

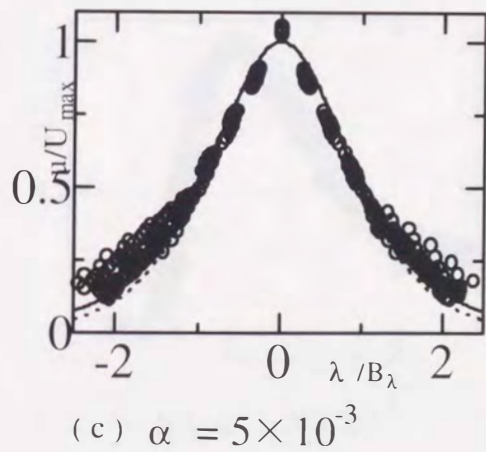
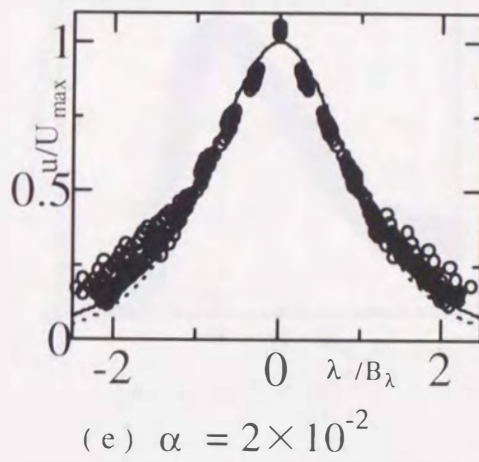
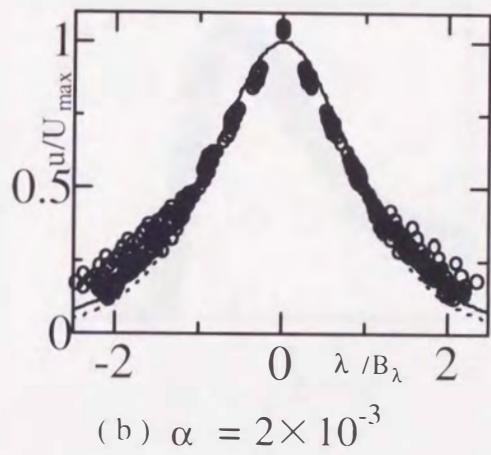
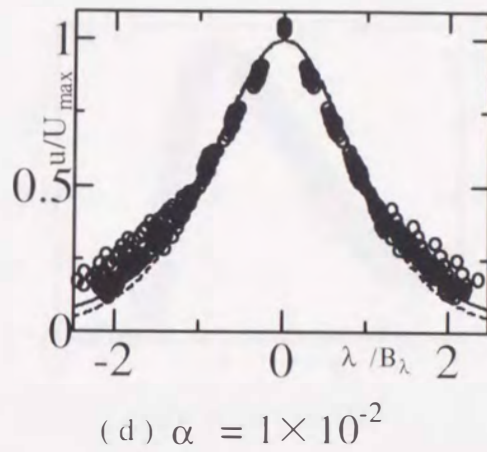
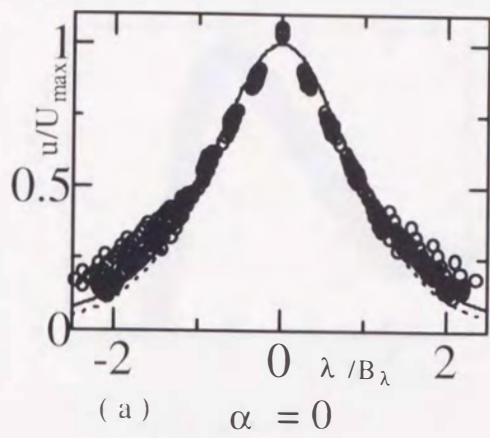
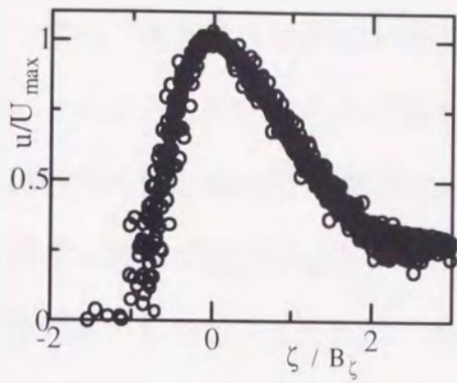
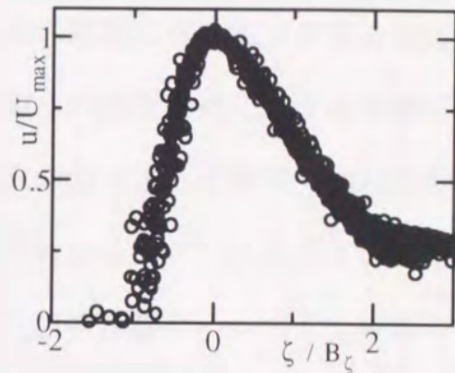


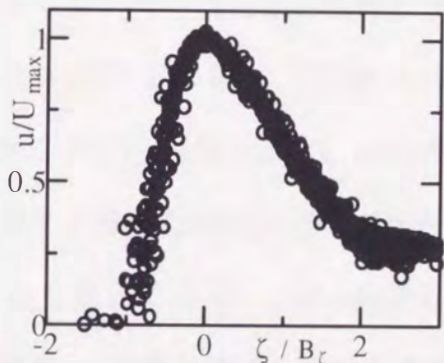
図21 「上から見た流速分布」形状の背景の密度成層勾配への依存性:
 $l_M/h = 0.32$



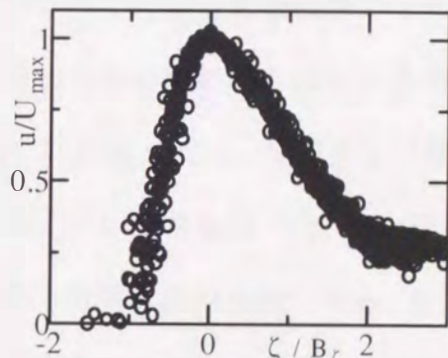
(a) $\alpha = 0$



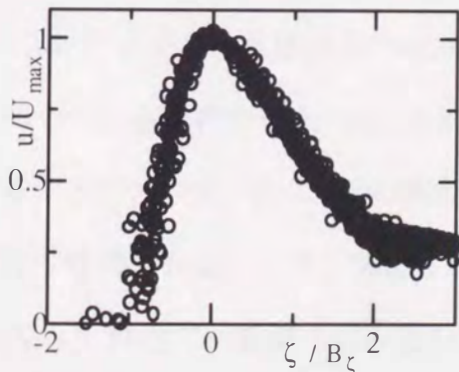
(d) $\alpha = 1 \times 10^{-2}$



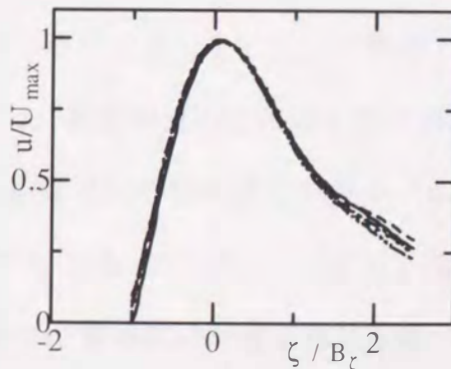
(b) $\alpha = 2 \times 10^{-3}$



(e) $\alpha = 2 \times 10^{-2}$



(c) $\alpha = 5 \times 10^{-3}$



(g) fitting curves from (a) to (e)

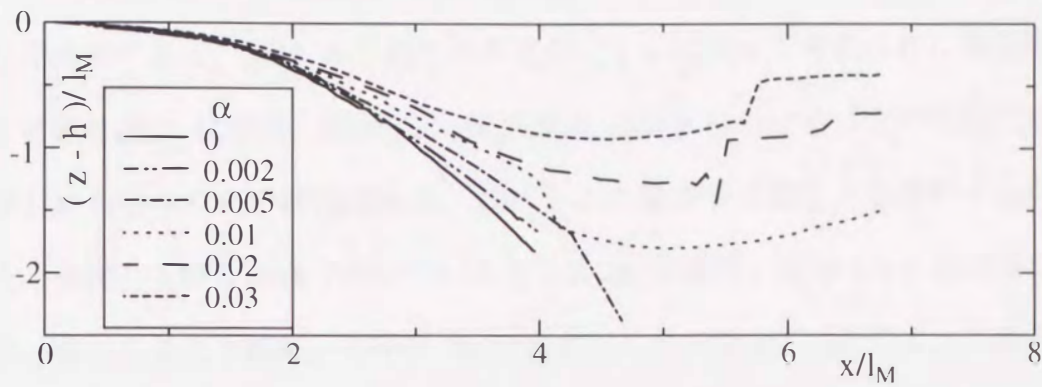
— (a) $\alpha = 0$ -·-·- (d) $\alpha = 0.01$
 - - - (b) $\alpha = 0.002$ - - - (e) $\alpha = 0.02$
 ····· (c) $\alpha = 0.005$

図22 「横から見た流速分布」形状の背景の密度成層勾配への依存性:

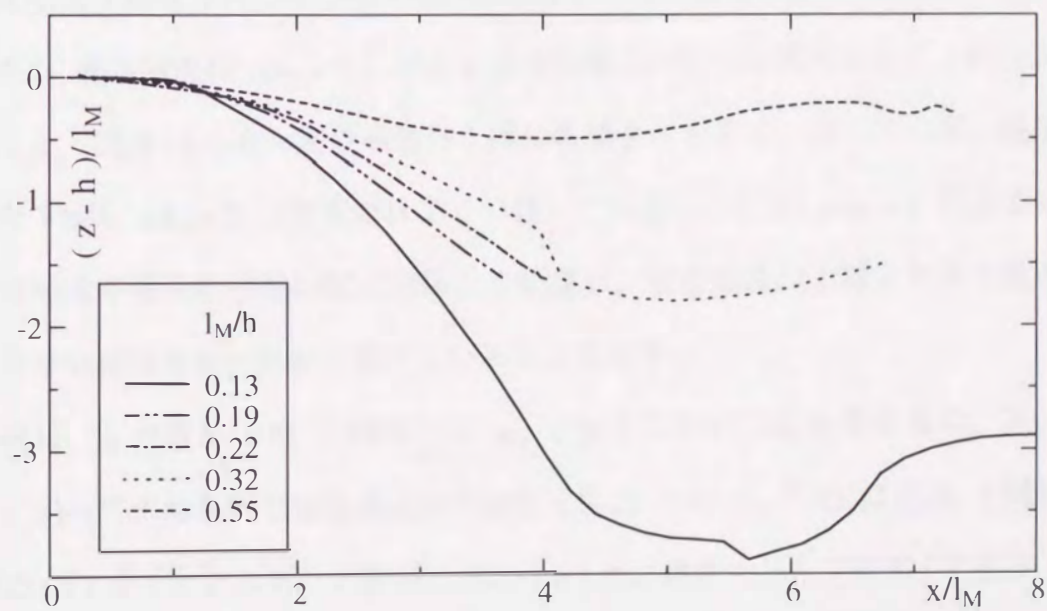
$$l_M/h = 0.32$$

3.3.2.5 密度噴流の流軸と半値幅

ここでは、密度噴流の軌跡が周囲の流体の密度成層勾配と初期の密度噴流の条件にどのように依存するかを調べた。側壁の密度噴流に対する影響については、周囲の流体と混合した密度噴流が中立状態に達して水平方向に移動をはじめるとき点において密度噴流塊と側壁との距離がまだ十分に離れているので、その影響は無いものと考えられる。また、底面の影響についても、成層勾配によって密度噴流が底面に到達するような条件では、流入口から密度噴流が底面に到達する点までの流軸と半値幅を求めているので底面の影響は無いものと考えられる。図23には図16、図19と同様の手法で求めた各場合における密度噴流の流軸を示す。図23(a)は α の値を0.01に固定して l_M を変えて計算し、その結果から求めた密度噴流の流軸であり、図23(b)は l_M/h の値を0.32に固定して α を変えて計算し、その結果から求めた密度噴流の流軸である。 z_0 はノズル位置の z 座標の値で、縦軸と横軸はどちらも l_M で無次元化されている。条件によっては軌跡が途中でとぎれている(例えば図23(a)の $l_M/h = 0.19$ と0.22の場合)のは、流速分布の頂点がはっきりしなくなった点で軌跡の追跡を打ち切っているためである。図23(a)では、密度噴流が沈み込む深さが α に依存することが分かる。また、密度噴流が一番深く沈む場所はどこでも $x_i/l_M = 5$ 付近の場所である。一方、図23(b)でも l_M/h が小さいときには、密度噴流は $x_i/l_M = 5$ 付近で一番深く沈み込む。これは、密度噴流の水平移動距離が l_M に依存することを示している。この結果は、図4で h/l_M の値が1よりも大きいときに、 x_i/l_M の値が5に近づいている結果とも矛盾しない。



(a) α が異なるときの軌跡： $l_M/h = 0.32$



(b) l_M/h が異なるときの軌跡： $\alpha = 0.01$

図23 計算結果から求められた密度噴流の軌跡の比較

次に、密度噴流の半値幅を調べた。 l_M/h の値を 0.32 に固定して α を変えて計算した結果を基に、図23 から得られた流軸 (s) に沿って求められた密度噴流の半値幅を図24 に示す。図24 (a) は、図16, 図19 における「上から見た流速分布」から得られた半値幅である。これをこの論文では便宜上水槽の「上から見た半値幅」と呼び図18で示しているように B_{ζ} で表す。図24 (b) は同様に水槽の「横から見た半値幅」と呼び B_{λ} で表す。これらは全て l_M によって無次元化されている。図24 (a) から密度噴流はどの条件でも、ノズルから放出されてから $s/l_M = 4.5$ 付近までは一定の半値幅を維持している。一方、図24 (b) から密度噴流は鉛直方向には $s/l_M = 4.5$ 付近まで一定の割合で広がっている。このことから、密度噴流は $s/l_M = 4.5$ 付近までは鉛直方向にのみ拡散することがわかる。また、図24 (b) から密度噴流の上縁は各場合ともよく一致している。密度噴流の下縁も $s/l_M = 2$ 付近まではよく一致している。これは、 $s/l_M = 2$ 付近までは密度噴流が背景の成層勾配に関係なく発達し、密度噴流の上縁よりも下縁が先に背景の成層勾配の影響を受けていることを示す。

今度は、 α の値を 0.01 に固定して l_M を変えて計算した結果を基に、流軸 (s) に沿って求められた密度噴流の半値幅を図25 に示す。図25 は図24 と同様に図25 (a) が「上から見た半値幅」、図25 (b) が「横から見た半値幅」である。これを図24 と比較すると、密度噴流が大きく広がり始める点が $s/l_M = 4$ 付近なのは図24 の場合とほぼ同じである。しかし、図25 (b) では密度噴流の上縁、下縁ともあまり揃っていない。これは、初期の密度噴流の条件が密度噴流の鉛直方向への拡がりに影響することを示している。

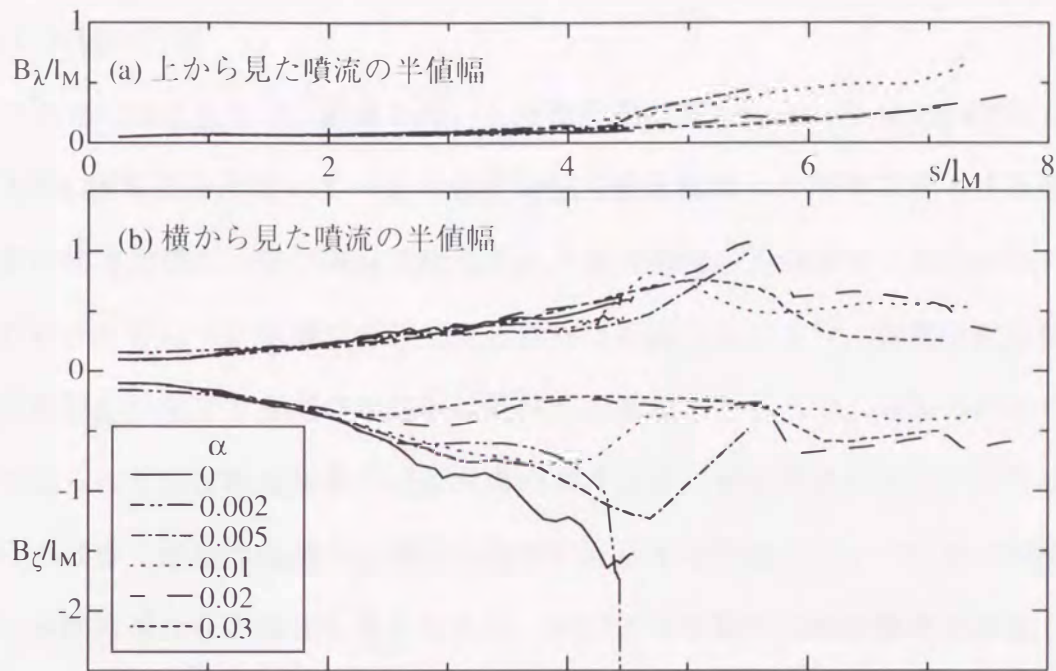


図24 α を固定した時の密度噴流の軌跡に沿った半値幅の変化 ($l_M/h = 0.32$)

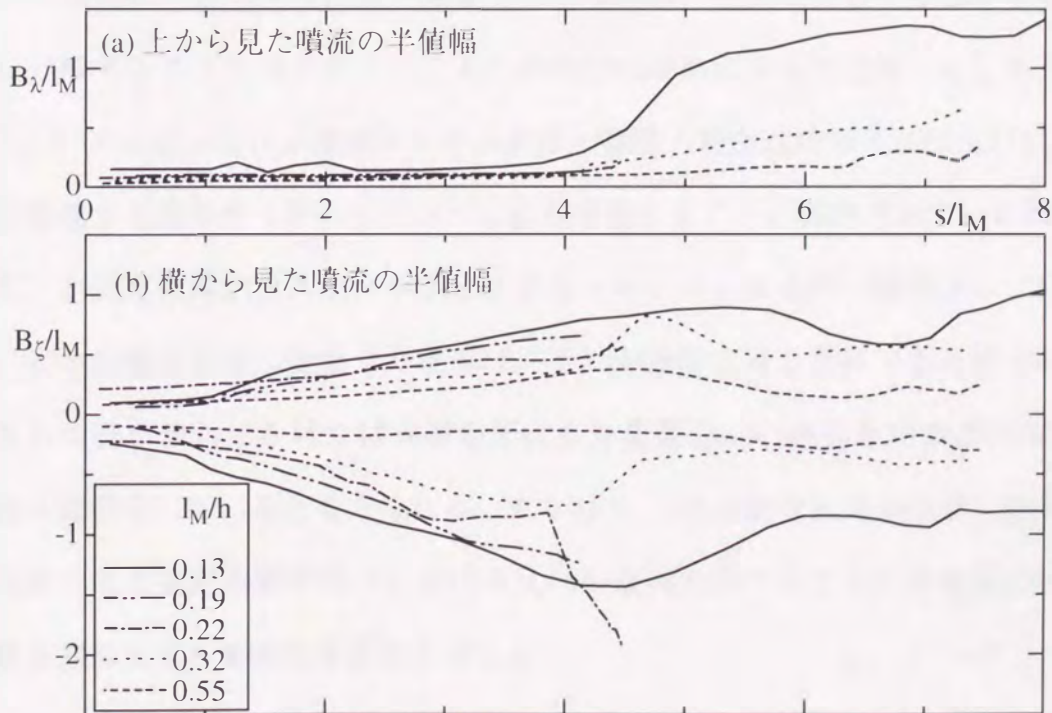


図25 l_M/h を固定した場合の密度噴流の軌跡に沿った半値幅の変化 ($\alpha = 0.01$)

3.4 密度噴流の長時間わたる発展 (可視化実験)

3.4.1 実験の目的

この章ではこれまで、動画を用いた流速計測であるSuper-resolution KC法と非等方型LESモデルを用いて一定の密度勾配で安定成層した流体に流入する密度噴流の発達過程と一定の流量で放出される密度噴流の形成領域で密度噴流の軌跡や形状などについて調べてきた。これらは乱流現象であり、密度噴流自体とその周囲から発生する乱れの発生に着目してきた。ところで、実際の海洋や湖沼で見られる密度噴流現象では河川水のように常に密度噴流が供給される場合だけではなく閉鎖性海域から外洋へ海水が流出する現象など、一定量の密度噴流しか供給されない場合も考えられる。そのような場合に密度噴流を構成していた水塊が安定成層流体中を拡散する過程は環境流体の拡散形態を知るために重要である。

また一般的に一様等方性乱流が減衰するときには、乱流を構成する渦が小さい渦に分解するカスケードダウンにより最終的には熱になって消散してしまう。しかし、2次元的な乱流が減衰するときには一様等方性乱流の場合とは反対に、乱流を構成する渦がカスケードアップにより成長することが確認されている³²⁾。しかし、2次元乱流がカスケードアップするメカニズムは未だに解明されていない。安定成層流体中に発生する乱流は、それが密度成層を攪拌できるほどの強い乱れを持つ流れでなければ成層勾配により鉛直方向の運動を拘束される2次元的な運動をしていると考えられる。すなわち、2次元的な乱流の減衰に類似した現象である安定成層流体中における乱れの減衰を調べることは流体運動の素過程を知る上でも非常に重要だと言える。

ここでは、密度噴流を一定密度成層勾配の流体中に一定時間放出後に密度噴流の供給を停止した時に密度噴流から発生する乱れが減衰する過程を調べるた

めに水槽を用いた実験を行った。

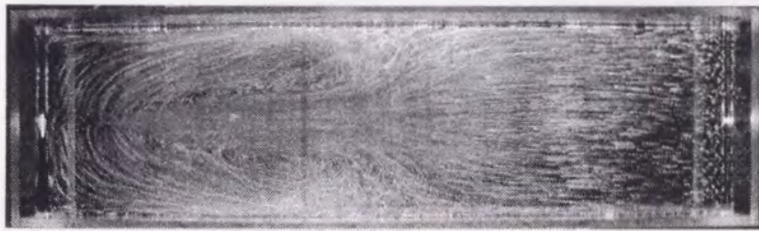
3.4.2 実験方法

実験装置には3.2で Super-resolution KC 法による流速計測実験で用いたものとほぼ同じ装置を用いて実験を行った。水槽には塩水を用いてtwo-tank 法によって作った連続的な安定密度成層流体を入れた。しかし3.2とは異なるのはノズルから放出される密度噴流が水槽内のノズル近傍の流体と同じ密度だということである。すなわち、ノズルから放出される流体は密度噴流ではなく周囲流体からの浮力を受けない単なる噴流として放出されている。浮力を受けない噴流を用いたのは、周囲流体から浮力を受ける密度噴流の場合には密度噴流が鉛直方向に沈み込む深さが予測できないために、可視化するためにスリット光を入射する平面を実験開始前に決定できないからである。それに加えて、この実験では流体のせん断力によって発生する乱れの減衰を調べるのが目的であるから浮力の作用しない噴流から生じる乱れを用いてもその目的は達成できると考えた。この装置で噴流を数分間放出した後に噴流の供給を停止して噴流が拡がる断面を可視化した。可視化の光源にはスライドプロジェクターを用いてスリット光を水平方向に拡げてシート状に入射させている。トレーサー粒子には密度 1.055g/cm^3 ポリスチレンビーズを用いた。成層流体は、可視化する断面にこのトレーサー粒子が浮遊するように密度を調節して作った。また、この装置で噴流を層流的に短時間放出した場合にはノズル近傍に渦対が形成される。この渦対は互いの渦の循環を推進力にしてノズルから遠ざかる方向へ進む³³⁾。

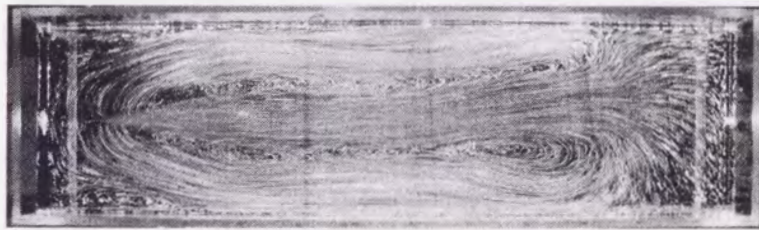
3.4.3 実験結果と考察

実験は、噴流として密度 1.055g/cm^3 の塩水 470 ml を122 秒間一定の流量で

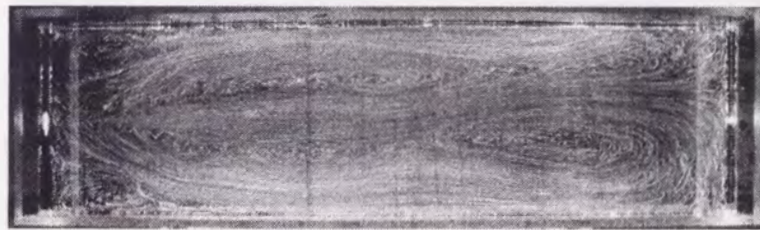
供給した。図26に可視化した結果を図27には図26の可視化写真から読み取った流れを模式的に描いたものをそれぞれ示す。図26の写真で噴流供給中の流れは図26(a)から図26(d)で示される。噴流の供給は図26(d)の撮影中に停止して、その後は流体を乱さず静置した。図26(a)から(c)までは、噴流を供給している状態なので噴流の軌跡が水槽の中心線上に明瞭に現れている。噴流の軌跡は図26(a)では直線的であるが、図26(b)ではノズルから遠く離れた場所にわずかな蛇行が見られ、図26(c)の状態では噴流自体が蛇行していることが明瞭に分かる。図26(c)の状態は図27では図27(c)に該当する。噴流が蛇行する原因は噴流が境界にぶつかることが一つの原因と考えられる。更にもう一つの要因として、図27(c)の水槽を横から見た図のように、放出された噴流が水槽末端付近に滞留することが挙げられる。水槽末端に滞留してから戻ってくる流体が噴流の蛇行を生じさせると考えられる。噴流停止直後は、図26(d),(e)に示すように流れが非常に乱れている。これは、供給する噴流という秩序を形成するものがなくなり水槽末端から戻ってくる流体が流れを乱しているからである。一度乱れた流体は図26(f)の状態を経て再び図26(g)のような秩序をもつセル構造を形成する。このセル構造を形成する原因は(3.4.1)で述べた2次元的な乱流の逆カスケード現象の結果であると考えられる。しかし、ここでは境界支配型のセル構造³⁴⁾が生成している可能性が考えられる。境界支配型のセル構造の形成とは境界に閉じこめられた2次元的な流れが生じたときに壁付近の渦が壁面との摩擦で消滅して最終的に壁面から最も遠かった渦が生き残るという現象である。この場合は、流れが層流的な場合によく見られる。このセル構造が発生している状況から考えて著者は境界が支配して発生する秩序構造であると推測する。もちろん副次的な要素として、特に噴流停止直後の状況では乱流の逆カスケードが秩序的構造の生成に寄与していることも否定はできない。



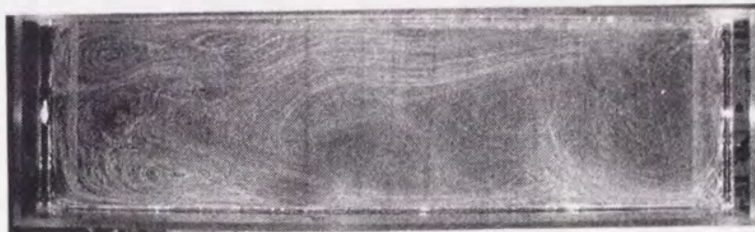
(a) $\tau = 0 \sim 1359$



(b) $\tau = 2809 \sim 4168$



(c) $\tau = 4349 \sim 4983$

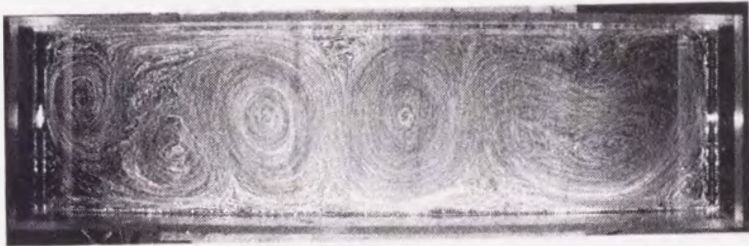


(d) $\tau = 5119 \sim 6523$

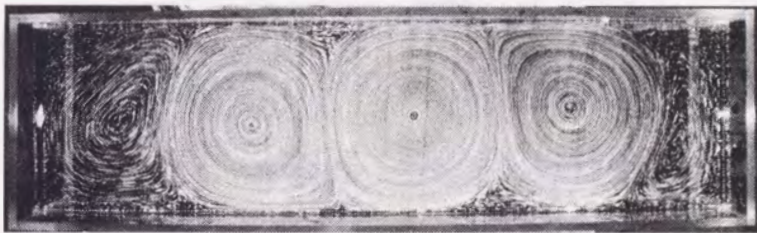
図23-1 安定成層流体中で減衰する噴流から引き起こされた流れ



(e) $\tau = 6659 \sim 9513$

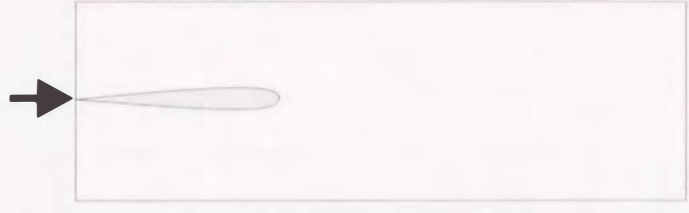
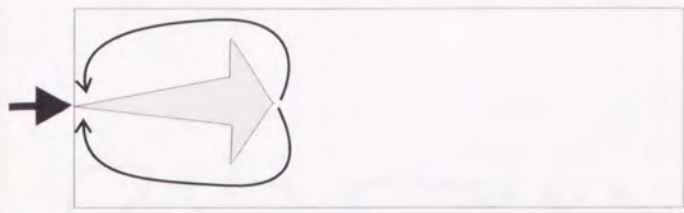


(f) $\tau = 9604 \sim 13590$

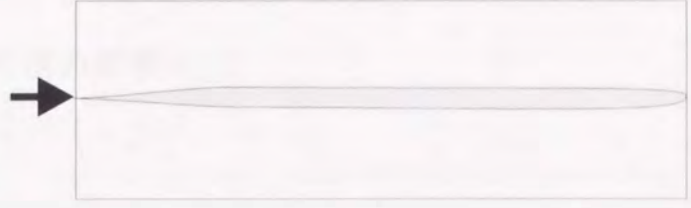
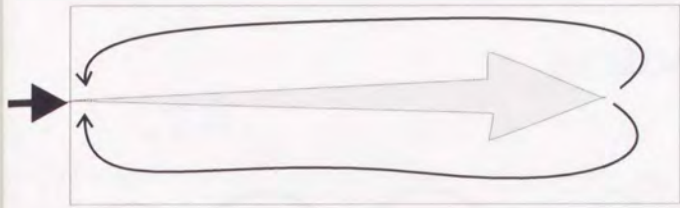


(g) $\tau = 54720 \sim 81540$

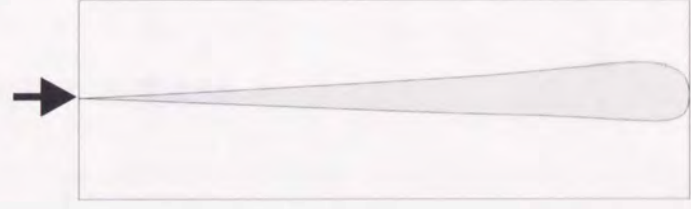
図23-2 安定成層流体中で減衰する噴流から引き起こされた流れ



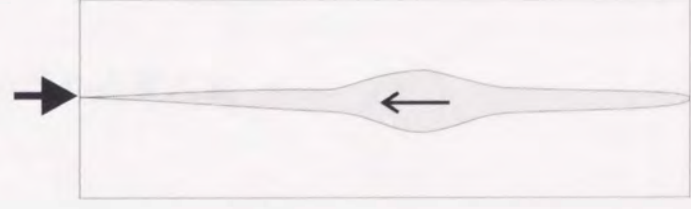
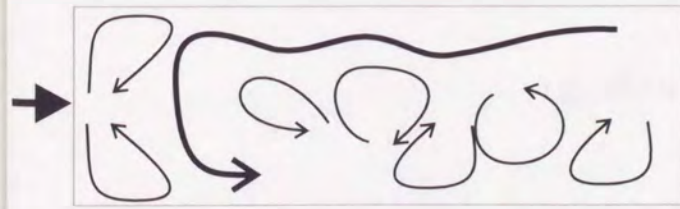
(a) 図23(a)の流れの模式図



(b) 図23(b)の流れの模式図

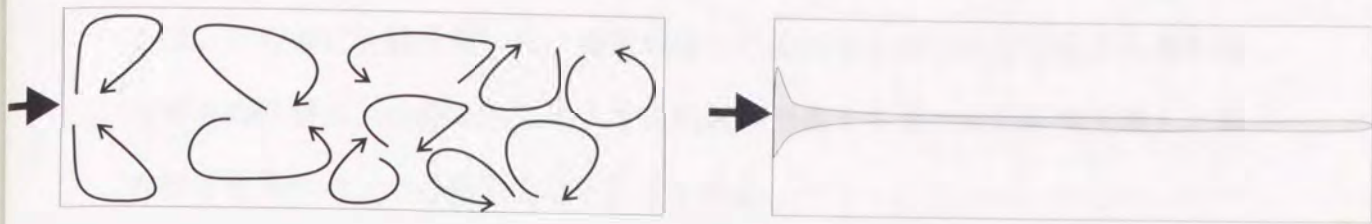


(c) 図23(c)の流れの模式図

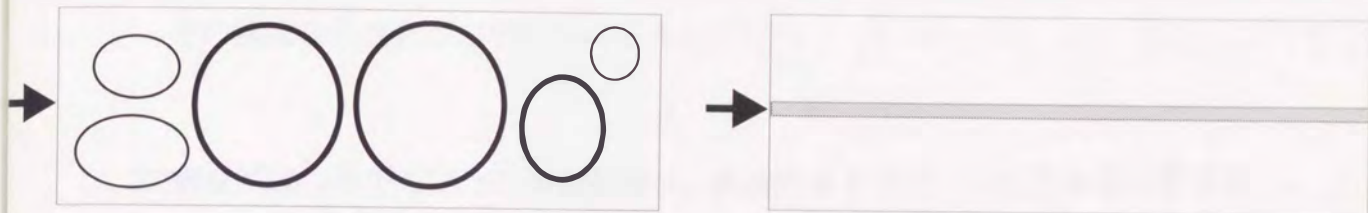


(d) 図23(d)の流れの模式図

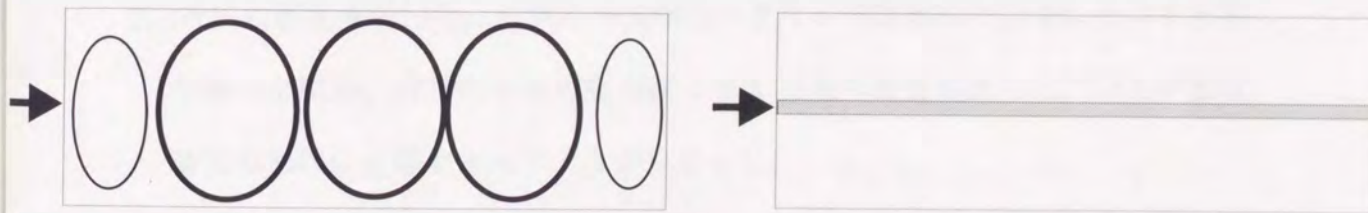
図24-1 可視化写真図23で示された流れの模式図
(左：上から見た図，右：横から見た図)



(e) 図23(e)の流れの模式図



(f) 図23(f)の流れの模式図



(g) 図23(g)の流れの模式図

図24-2 可視化写真図23で示された流れの模式図
(左：上から見た図， 右：横から見た図)

3.5 まとめ

LESモデルを用いた数値計算とSuper-Resolution KC法およびトレーサー粒子を用いた可視化実験を用いて、密度成層した流体中を浮力を受けながら進む密度噴流の性質と、成層流体に流入する噴流が形成する流れが長時間発展した後の様子を調べた。その結果を以下にまとめる。

1. 負の浮力を持つ密度噴流が連続的に密度成層した流体層に流入したときの、その複雑な流速分布が明らかにされた。
2. 密度噴流の水平方向への到達距離は、密度噴流を受け入れる流体層の密度成層勾配にかかわらず、 l_m の約5倍になる。
3. 背景の密度成層勾配と初期の密度噴流の条件が密度噴流の発達に及ぼす影響を調べた結果、背景の密度成層勾配よりも初期の密度噴流の条件の方が密度噴流の形状に影響を及ぼすことが分かった。
4. 噴流が密度成層した流体に流入して長時間経過した後、乱れた流れからセル状の渦が形成されることが確認できた。

第4章 回転・成層流体中に流入する重い密度噴流

4.1 概要

第2章と第3章では系の回転が作用しない場合の密度噴流の運動を調べてきた。しかし、環境流体の中でもその動態が地球環境に大きな影響を及ぼすようなスケールの大きい現象を論ずる場合には、地球の自転の影響を無視することはできない。この章では、回転系における密度噴流の運動を水槽を用いた実験によって調べた。

4.2 水槽実験

4.2.1 実験装置

実験に用いた水槽は、これまでの実験で用いた矩形水槽と同じものを用いた。その水槽を回転系における実験ができるようサイクロニックに回転する回転テーブルの上に載せた。また、光源には第2章と同様に出力 1KW のスライドプロジェクターを2台用いた。この実験では、2章の実験とは異なりスリットを水平にして密度噴流の水平断面を可視化した。トレーサーにはウラニンとアルミニウム粉末、ポリスチレンビーズを状況に応じて使い分けた。

4.2.2 実験結果

トレーサーに蛍光染料（ウラニン）を用いて可視化した結果を図25に示す。無次元時間 τ は、これまでと同様に実時間 t を密度噴流に与えた初速度とノズルの直径 D で無次元化したものである。図28(a) は、密度噴流の放出を開始した直後の写真である。この時、密度噴流はコリオリ力により進行方向を右向きに曲げられている。この段階でノズル付近には密度噴流の放出により回転テ

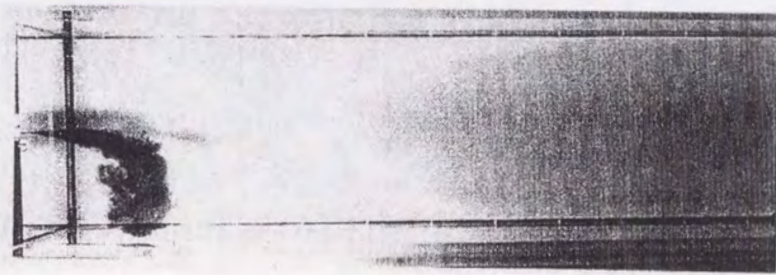
ーブルと反対方向（アンチサイクロニック）に回転する渦が発生していることが粒子トレーサーを用いた可視化実験で明らかになっている。密度噴流の進路は図28(a)の状態からその進路が曲げられたまま水槽の側壁にぶつかる。側壁に接触した密度噴流は、壁伝いに密度噴流を放出した方向に進んで図28(b)に示す状態になる。次に壁に沿って進行していた密度噴流は水槽中央付近に達すると再び側壁から剥離する。これは、ノズル付近に発生しているアンチサイクロニック回転している渦の補流として発生した渦に密度噴流が巻き込まれたためであると考えられる。

次に、図28(c)の状態から密度噴流の供給を停止した後、長時間($\tau = 6000$ まで)水槽を放置した時に観察された流れを図29に示す。粒子の軌跡がかすれているのは、回転テーブルがノッキングをおこなっているからである。この実験では、3.4.3と同様の実験装置を回転テーブルに載せて実験を行った。この結果、図29では、図26と同様にセル状の渦が4個見られる。

次に、図29のようなセルが形成されているときの水槽内の鉛直断面の密度分布図を図31に示す。密度分布は電気伝導度計を用いて計測した電気伝導度を塩分濃度に換算して計測した。図30には、渦の回転方向の模式図を示す。図29と図30からアンチサイクロニック方向に回転している渦の部分では密度の等値線が凸レンズ状になりサイクロニック回転している渦の部分では密度の等値線が凹レンズ状になっていることが分かる。このレンズ構造は、地衡流から生じるものである。

これらのセル渦の形成機構は図26で示したセル渦と同様であると考えられるが、もし逆カスケードの効果が大きければ図26とは異なる傾向を示す。なぜなら成層の効果に加えて系の回転による2次元化も逆カスケードには大きく作用するからである。しかし、今回の実験ではこの点については両者に差異を見

出せなかった。また、この論文では示していないが図26のセル渦が形成されているときにも図31で示すような鉛直方向の密度分布の計測を行ったが、この時はレンズ状の構造はなく平坦な密度分布を示していた。



(a) $\tau=250$



(b) $\tau=400$



(c) $\tau=600$

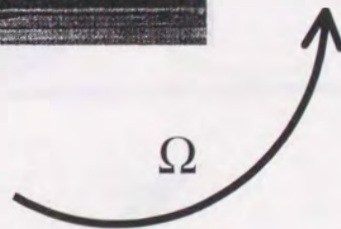


図 28 染料により可視化された回転・成層流体に流入する密度噴流の時間発展（上から見た図）

図 30 渦が回転する方向を示す模式図

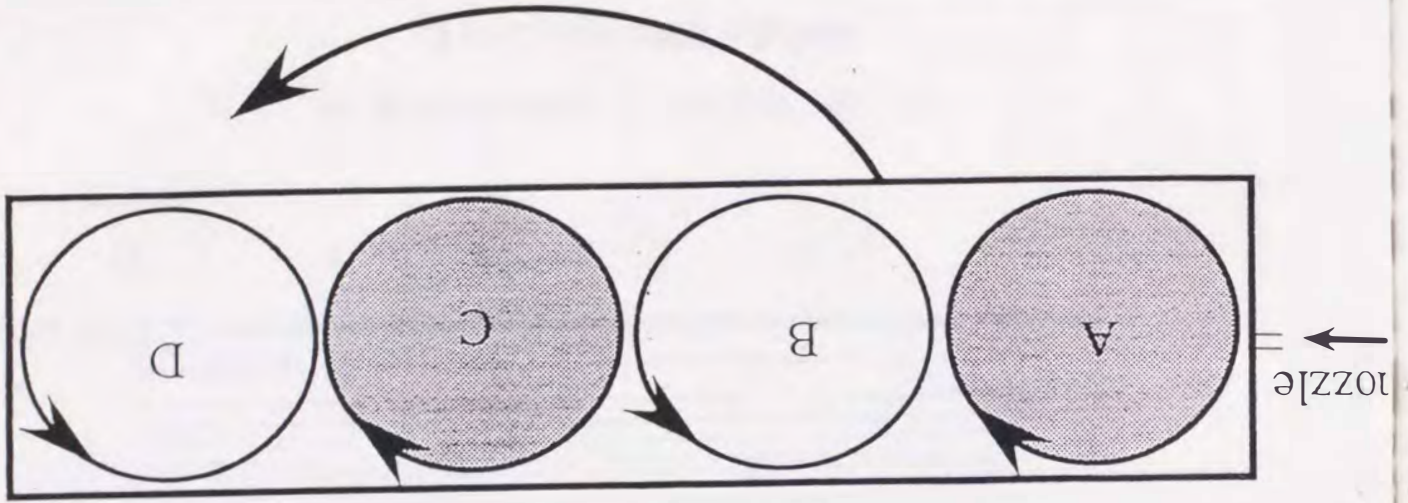
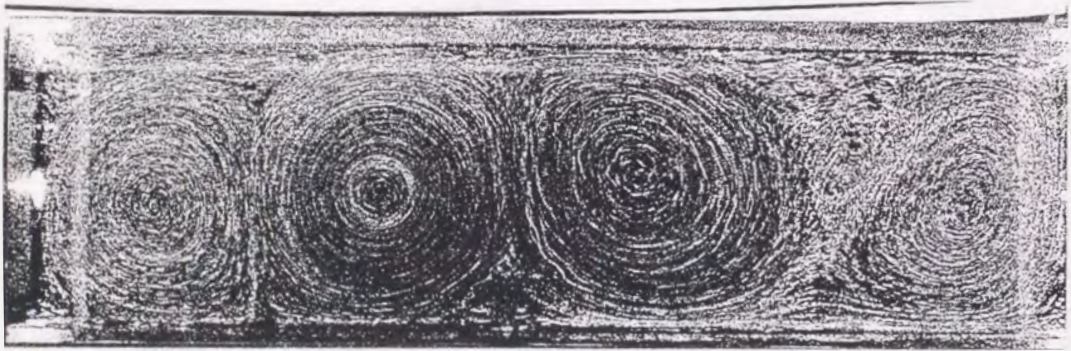


図 29 トレーサー粒子の軌跡により可視化された回転・成層流体に流入した密度噴流



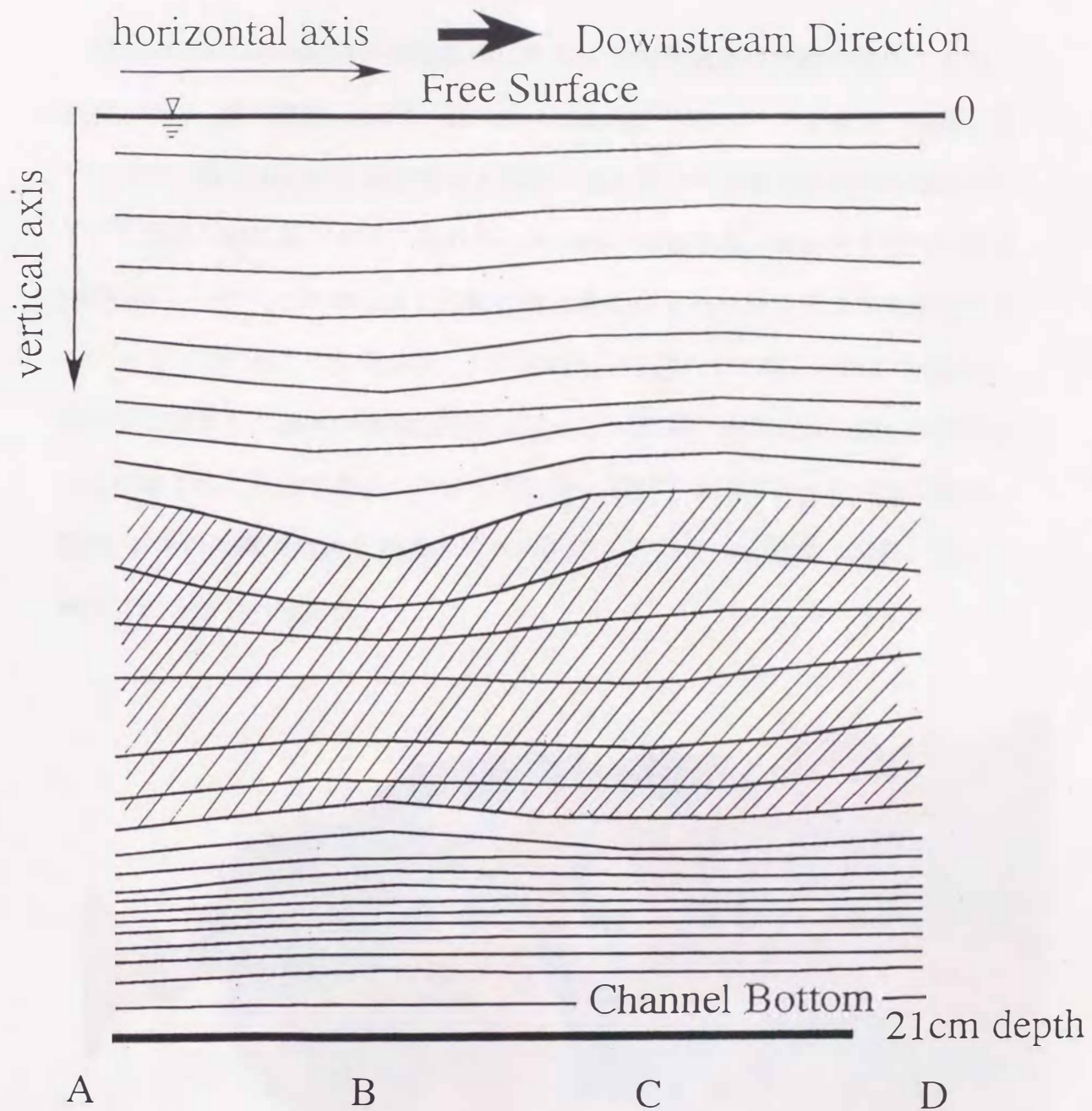


図 31 渦が形成されている時の密度成層分布
(斜線部分が噴流が流入した層)

図28 に示した回転系の成層流体に流入する密度噴流は実際の海洋でも見られる。その一例を図32 に示す。図32は Viúdez他³⁵⁾が示した人工衛星で撮影したアルボラン海と言われる地中海の大西洋に近い部分の海面温度の図を著者が加工して着色したものである。図32から大西洋から地中海に流入する冷たい海水(青色)がアンチサイクロニック回転の渦に巻き込まれながらアフリカ大陸の方向に流入していることが分かる。この大西洋から流入する冷たい海水の流れは、地中海で蒸発した海水が高濃度塩水となって大西洋に放出された流れの補流として形成されたものである。アフリカ大陸に接岸した大西洋からの流入水は、図28 で示した密度噴流と同様に冷たい海水がアフリカ大陸側の沿岸に沿って流れていることが分かる。

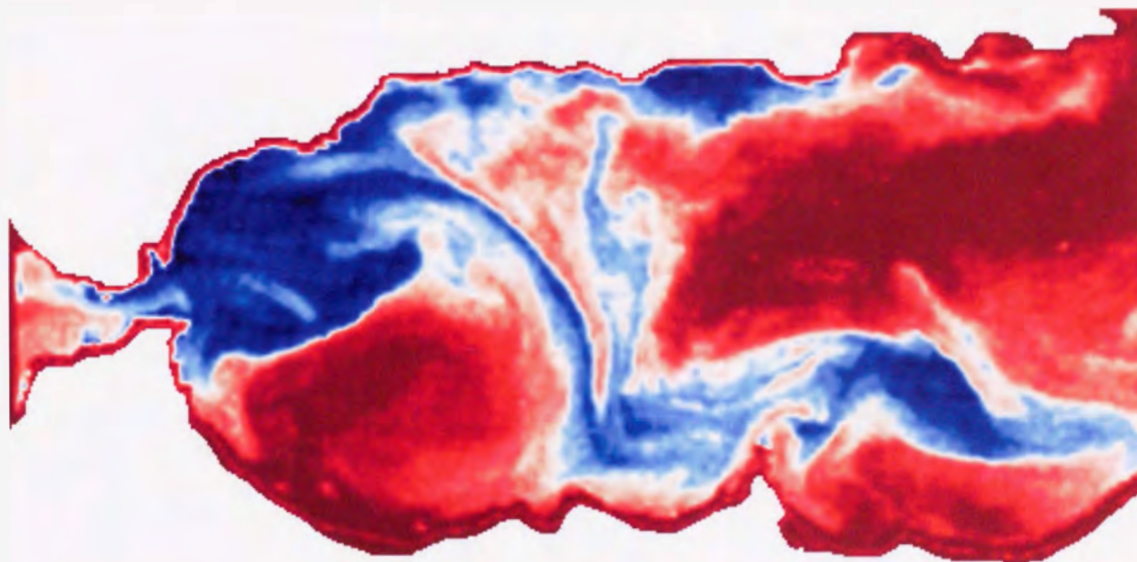


図32 人工衛星から撮影された大西洋から地中海に流入する海水³⁵⁾

(青色は低温、赤色は高温を示す)

4.3 まとめ

回転・成層流体中に流入する密度噴流の可視化実験を行った。その結果、以下のことが分かった。

- 1 ノズルから放出された密度噴流は地中海に流入する冷たい海水と同様に側壁に付着してそのまま壁沿いに進行する。
2. 密度噴流を停止して長時間経過後にはセル状の渦構造が形成されることが分かった。これらの渦構造が発生している部分ではレンズ状の密度分布が確認された。

今後は、2章と3章で用いた手法を回転系にも応用してさらに多くの回転系における密度噴流の特徴を見いだしたい。

第 5 章 おわりに

この研究では、均一密度流体と連続密度成層流体と回転・成層流体に水平に流入する重い密度噴流の形状と特性について流れの可視化手法と動画をによる流速計測を用いた室内水槽実験と非等方形の LES モデルを用いた数値計算によって調べてきた。

第 2 章では、一様な密度の流体に水平に流入する密度噴流について矩形のアクリル製水槽を用いた実験と数値計算によって調べた。密度噴流の性質は無次元パラメータ l_M/h で表された。その結果、 $l_M/h > 1$ (ジェット) の時には密度噴流の到達距離 x_i との間に $h/l_M \sim (x_i/l_M)^{1.4}$ の関係があり、 $l_M/h < 1$ (プリューム) の時には、ほぼ一定の値 $x_i/h \sim 5$ になることが分かった。この実験と同様の条件を与えた数値計算を行ったところ、その結果は水槽実験と一致しており、この研究で用いた LES モデルが密度噴流の研究に有用なことが確かめられた。

第 3 章では、一定の密度分布の勾配で成層した流体中に負の浮力を持って水平に流入する密度噴流の性質を調べた。実験に用いた密度成層流体の性質は無次元パラメータ α で表された。 α は実験領域の上層と下層の密度差を基準密度で割った値である。この章では、密度噴流の流軸とその流軸に沿って求めた流速分布を数値計算により調べた。その結果、密度噴流の流速分布形状を半値幅で規格化したものは、 α および l_M/h によらず概ね相似の関係を保ち、密度噴流は鉛直に大きく拡散するが、その間に水平方向にはほとんど拡がらず、拡散した密度噴流が周囲の流体の密度と釣り合ったときにはじめて急激に水平に拡がることが分かった。また、密度噴流の流軸は α よりも l_M/h に依存することも分かった。次に、トレーサー粒子を用いた可視化実験によって密度噴流が流

入した後長時間経過した成層流中の流れを観察した。その結果、成層流中には水槽の幅で規定されるセル状の渦が形成されることを見出した。

第 4 章では、主に染料とトレーサー粒子を用いた流れの可視化の手法を用いて、系の自転の影響と負の浮力を受けながら水平に流入する密度噴流の時間発展を調べた。ノズルから放出された密度噴流はコリオリの力によってその進路を右向きに曲げられて壁に付着した後、壁沿いに発達して水槽中心付近で再び剥離することが確認された。また、第 3 章と同様に密度噴流が流入した後の長時間発展の様子を観察した結果、回転系でもセル状の渦構造が形成されることを見出した。

謝辞

この研究を遂行するにあたり、九州大学大学院総合理工学研究院の本地弘之教授には有益な議論と指導をいただいた。本論文の内容について九州大学応用力学研究所の大屋裕二教授と九州大学総合理工学研究院の太田正之輔教授には貴重な議論と助言をいただいた。また、九州大学総合理工学研究院の松永信博助教授ならびに杉原裕司助手には研究生活を通して多くの助言とご指導をいただいた。近畿大学理工学部の竹原幸生博士にはレーザー光源、ビデオカメラ等の計測機器等を貸していただいた。博士後期課程の福田和代氏、鶴崎賢一氏、児玉真史氏および熊本県立大学環境共生学部の万田敦昌氏には互いの研究を通じ貴重な議論と助言をいただいた。I. Ahmed 博士には、著者にこの研究に取り組む動機を与えていただき同氏の研究室滞在中にいろいろと議論していただいた。修士課程の伊藤洋樹氏と筒井宣圭氏他学友諸氏および有墨康子氏にもいろいろな側面で支援していただいた。応用力学研究所計算機室には計算機の使用に便宜をはかっていただいた。最後に、博士後期課程の修業年限を越えて在籍することで心配をかけた祖母と両親と妹には経済的なことも含めて様々なことを援助して頂いた。ここに記してこれらの方に心からお礼申し上げたい。

参考文献

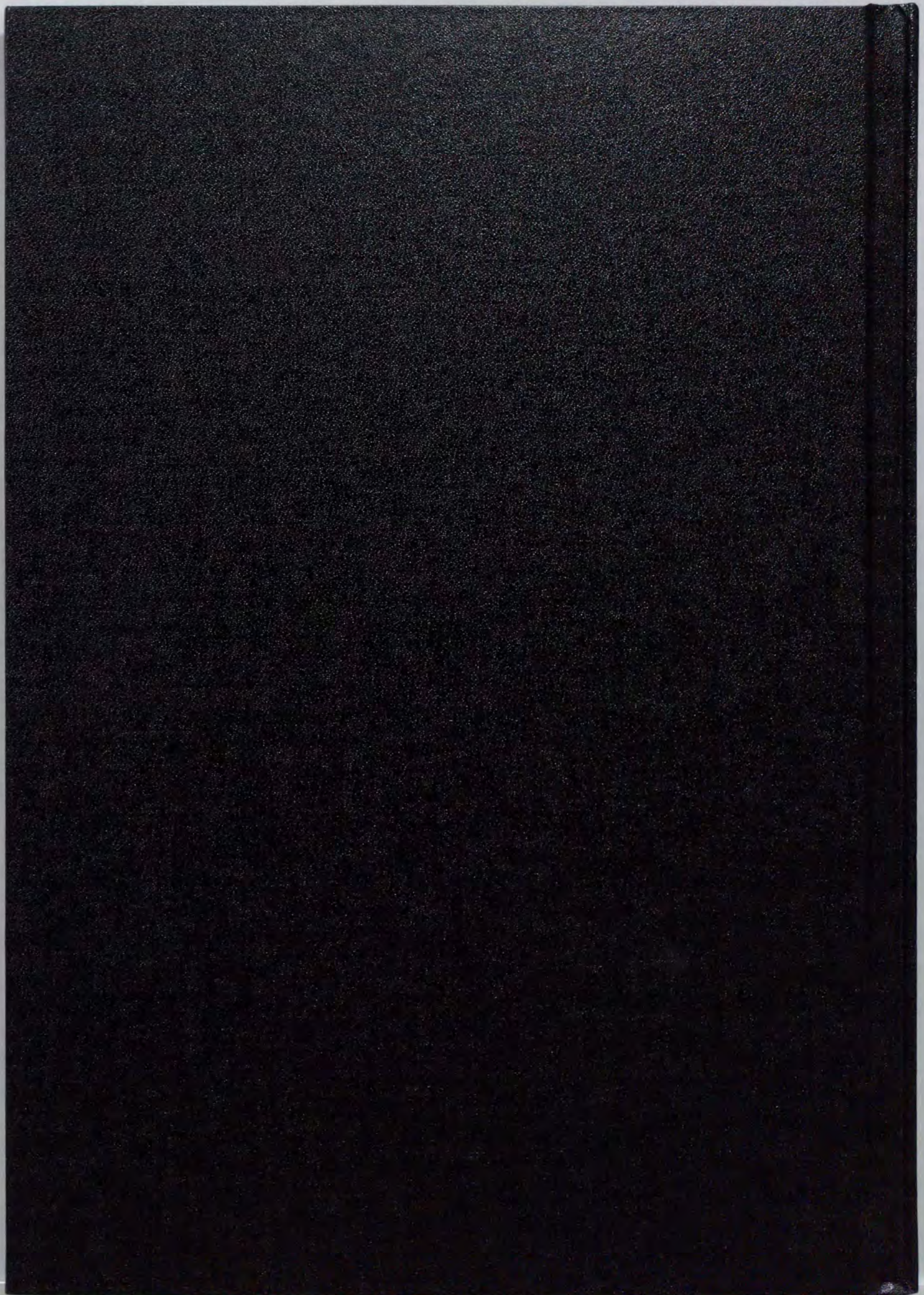
- 1) 富永禎秀, 村上周三, 持田灯, 大岡龍三, 飯塚悟, 小杉茂樹: Dynamic LES による非等温室内気流解析 - 標準 Smagorinsky モデル, Dynamic Smagorinsky モデル, Dynamic Mixed モデルの比較 -, 日本流体力学会年会'98 講演論文集 (1998) 191,192.
- 2) B.Ruddick and D.Hebert:*Mediterranean Salt Lenses*, Encyclopedia of Earth System Science, 3 (ed. :W.A. Nierenberg, Academic Press,1991) 149-159.
- 3) 西日本新聞, 11月9日号(1999)
- 4) H.B. Fischer, E.J. List, R.C.Y.Coh, J. Imberger and N.H. Brookes:*Mixing in Inland and Coastal Waters* (Academic Press,1979).
- 5) J.S. Turner : *Buoyancy Effects in Fluids* (Cambridge University Press, 1973)
- 6) 玉井信行 :*密度流の水理*, 新体系土木工学 (技報堂出版, 1980)
- 7) E.J. List :Turbulent jets and plumes, Ann. Rev. Fluid Mech., **14** (1982) 189-212
- 8) E.Hirst:Buoyant jets discharged to quiescent stratified ambients, J.Geophys.Res., **76** (1971) 7375-7384.
- 9) B.R. Morton: Forced plumes, J. Fluid Mech., **5** (1959) 151-163
- 10) L.-N. Fan: Turbulent buoyant jets into stratified or flowing ambient fluids, W. M. Keck Lab. Rept. ,Calif. Inst. Tech., **KH-R-15** (1967) 196 (6)の引用文献)
- 11) P.A.Davies and I. Ahmed:Laboratory studies of a round, negatively buoyant jet discharged horizontally into a rotating homogeneous fluid, Fluid Dyn.Res., **17**(1996)237-274.

- 12) 池畑義人, 本地弘之, I.Ahmed: 回転成層流中の重力流, 日本流体力学会年会'97 講演論文集 (1997) 547,548.
- 13) J.W. Lavelle: Buoyancy-driven plumes in rotating, stratified cross flows: Plume dependence on rotation, turbulent mixing, and cross-flow strength, J.Geophys.Res., **15**(1997) 3405-3420.
- 14) J.W. Lavelle and D.C.Smith IV: Effects of rotation on convective plumes from line segment sources, J.Phys.Oceanogr., **26** (1996)863-872.
- 15) 池畑義人, 本地弘之 : 周囲より重い噴流の挙動に関する LES, 日本流体力学会年会'98 講演論文集(1998) 275,276.
- 16) T.M. Edison: Numerical simulation of the Rayleigh-Benard problem using subgrid modeling, J.Fluid Mech., **158**(1985)245-268.
- 17) 池畑義人, 本地弘之 : 安定成層流体中に水平に流入する負の浮力をもつ噴流のLESモデルによる解析, ながれ, **19** (2000) 332-341
- 18) 岡本孝司, 佐賀徹雄, 西尾茂, 小林敏雄: 三次元粒子画像測定法(3DPIV), 可視化情報, Vol.17, **66** (1997)3-8
- 19) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin, and W.H. Cabot: A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model, Phys. Fluid, A3(7)(1991) 1760-1765
- 20) N.E. Kotsovinos: A Study of the Entrainment and Turbulence in a Plane Buoyant Jet, Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena California(1975)
(4) の引用文献)
- 21) 平田賢, 岡本史紀編 : 熱流体計測における先端技術, 熱流体フォーラムシリーズ (3) (日刊工業新聞社, 1996)
- 22) 江藤剛治, 竹原幸生, 道奥康治, 久野悟志: PIVのための粒子画像抽出法に関する検討ー粒子マスク相関法についてー, 水工学論文集, **40** (1996) 1051-1058

- 23) 江藤剛治, 竹原幸生: 多数のトレーサー粒子の自動追跡のための新しいアルゴリズムの開発, 水工学論文集, **34** (1990) 689-694
- 24) R.D. Keane, R.J. Adrian and Y. Zhang: Super-resolution particle imaging velocimetry, Meas. Sci. Technol., **6** (1995) 754-768
- 25) 竹原幸生, R.J. Adrian, 江藤剛治: KC法を用いた新しい Super-resolution PIVの提案, 水工学論文集, **44** (2000) 431-436
- 26) 堀端康善: 積雲対流の一生のラージ・エディ・シミュレーション, ながれ, **8** (1989) 253-273
- 27) J.W. Deardorff: The development of boundary-layer turbulent models for use in studying the severe storm environment, Proc. SESAME Meeting, Boulder, NOAA-ERL, pp251-264, 1975.
- 28) J.B. Klemp and R.B. Wilhelmson: The simulation of three dimensional convective storm dynamics, J. Atmos. Sci., **35** (1978) 1070-1096.
- 29) 小林敏雄, 谷口伸行, 戴毅: 乱流解析・第4章・乱流モデル(III)・Large eddy dimulation, 数値流体力学シリーズ3 (東京大学出版, 1995) 67-118.
- 30) Y Morinishi, T.S. Lund, O.V. Vasilyev and P. Moin: Fully conservative higher order finite difference schemes for incompressible flow, J. Comp. Phys., **143** (1998) 90-124.
- 31) M.N. Rai and P. Moin : Direct simulations of turbulent flow using finite-difference schemes, J. Comp. Phys., **96** (1991) 15-53.
- 32) M. Lesieur : *Turbulence in Fluids - Stochastic and Numerical Modelling*-, Fluid Mechanics and Its Application Vol. 1 (Ed. R. Moreau), (Kluwer Academic Publishers, 1991)
- 33) S.I. Voropayev, X. Zang, D.L. Boyer, H.J.S. Fernando, and P.C. Wu : Horizontal jets in a rotating stratified fluid, Phys. Fluids **9**(1) (1997) 115-126

- 34) H. Honji: Cellular structure evolved from turbulent wakes, Proc. of 3rd. Asian Symp. Fluid Mech. (1986) 455-458

- 35) ÁVidez and R.L. Haney: The deflection and division of an oceanic baroclinic jet by a coastal boundary: A case study in the Alboran sea, J. Phys. Oceanogr., **28** (1998) 289-308

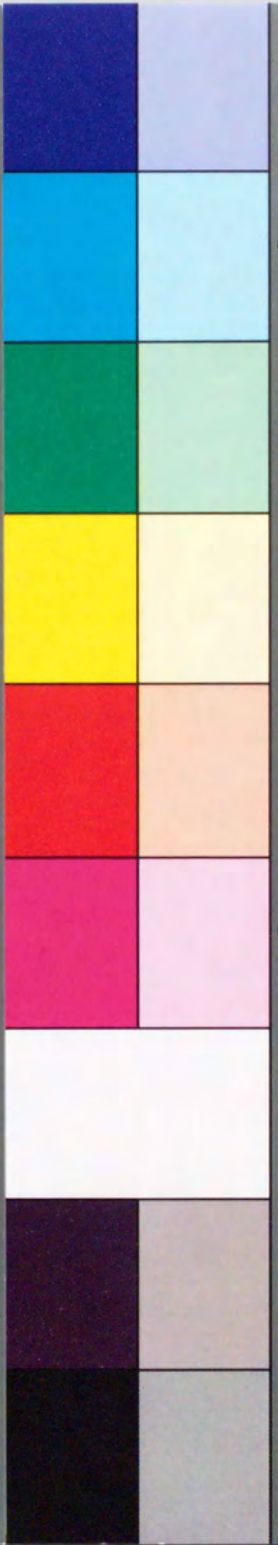


Inches 1 2 3 4 5 6 7 8
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

