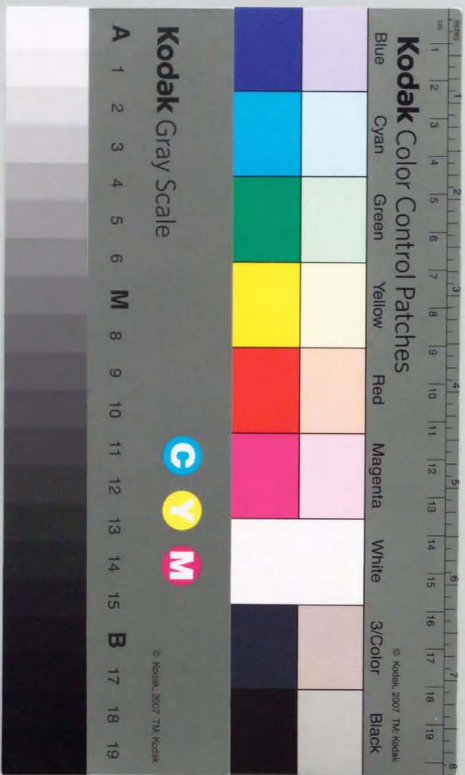


密度界面における相互進行現象の解明と
その応用に関する研究

利 和 堂



要約

密度の異なる2流体が接して運動をする場合には、お互いの密度差に起因する浮力によって単一流体とは異なった運動をする。例えば、河道での塩水遡上現象、成層型貯水池に流入する洪水流、寒気団が温暖な気団の底に侵入する寒冷前線、火力、原子力発電所からの温排水の海面上での拡がりなど、多くの密度流現象を我々の身近に見ることが出来る。密度界面での混合により、密度流は均質な流体の運動へと次第に近づこうとする。

界面での混合現象を連行現象として取り扱う場合には、界面混合を生じさせる起因力とそれによって生じる混合現象とを忠実に反映させたモデル化が必要である。例えば下層の塩水、上層の淡水が共に流動する塩水遡上現象を取り扱う場合にも、従来の実験的研究では実験の簡単さの為に上層あるいは下層のどちらかにのみ流れ（乱れ）を与え、結果として上層あるいは下層への一方向にしか輸送現象が生じない現象として結論している。しかし、塩水くさびの下層塩水密度が縦断方向に変化することが観察されており、下層への上層淡水の混合が生じていることを示唆している。すなわち、塩水くさび界面での混合現象を実験的に再現する場合には、両層が流動する装置での実験の必要性を示している。また、このような相互に流動する密度流の密度界面を通しての輸送現象を連行速度で記述する場合には、密度界面からの流体の剥離と、その剥離した流体を連行層に取り込んで、連行層全体に拡散させる二つのプロセスをできるだけ忠実に記述することが大事である。

本研究では、河道に遡上する塩水くさびに代表されるような、界面を挟んで両層が流動し、せん断力が界面混合の起因力になっている場合を対象とし、上層へも下層へも流体が連行される現象を相互連行として取り扱った。河道に遡上する塩分は、水利用のみならず河口部での生物の生息環境にも影響しており、塩分遡上距離を予測すると共に下層塩水密度の縦断変化の予測が重要である。上層、下層水が混合する相互連行現象を明らかにすると共に、相互連行速度を用いて記述した漸変密度流基礎式により塩水くさびの数値シミュレーションを行い、地形、河口水深、淡水流量などの境界条件の変化に伴う遡上距離の変化について検討した。

この論文は8章から構成されている。

第1章では、研究の目的と位置づけを明確にするために、身近な密度流現象を例にしてそれぞれの現象での連行現象を整理した。

第2章では、連行現象、漸変密度流基礎式に関する従来の研究についてその成果を整理し、本研究で対象とする相互連行の取扱いの位置づけを明確にした。

また、連行現象のプロセスに着目し、連行現象を「せん断流型」、「微細乱流型」、「拡散型」に分離し、循環水槽での実験結果を用いてそれぞれのオーダー比較を行った。さらに、玉井によって提案された相互連行の概念を用いて記述した積分型漸変流基礎式の積分過程を整理し、質量、運動輸送の相互連行速度での記述の妥当性を検討した。

第3章では、せん断密度流界面での連行現象を実験的に把握するために用いる2種類の循環水槽の装置の説明と、測定方法について説明した。併せて循環水槽で指摘されている二次流の影響についての従来の研究との比較から、本研究で用いる循環水槽の信頼性を検討した。

第4章では、相互に流動するせん断流密度界面での混合現象の可視化により、相互連行のメカニズムとせん断層の役割について明らかにした。

せん断層での渦度の集中と渦層の変形を引金とした重力不安定の発達と混合への移行を連続的に説明できるScorer(1978)のモデルを用いて、相互連行を説明した。また、界面近傍での乱流特性と密度フラックスの測定より、せん断層不安定に伴って生じる集中渦内での混合の様子を明らかにした。これにより、せん断層を媒介とした相互連行のプロセスをモデル化することができた。

第5章では、せん断層の力学的平衡条件を考察することにより、せん断層での積分型運動方程式より出発して、Reynolds数の効果を含んだ連行係数の関数形を導いた。

さらに、二重円筒水槽での連行実験結果から相互連行速度を算定し、せん断層での積分型運動方程式より出発して導いたせん断流型係数の関数形の適応性を検討した。

第6章では、二重円筒水槽での上下の流向の同じ向きの連行実験データより微細乱流型の相互連行係数の関数形を定めた。第5章、第6章で得られたせん断流型、微細乱流型に拡散型連行係数を加えて総和の相互連行係数の関数形を求めた。さらに三層流での相互連行係数を二層流に変換して、実用的にした。

第7章では、相互連行、密度・流速分布の存在による見かけの分散項を考慮した漸変密度流基礎式を用いて塩水くさびの数値シミュレーションを行った。計算では三層流、二層流での塩分過上現象を計算した。二層流での計算結果を用いて、河川流量、河口水深、河床の凹凸等の境界条件の影響を予測し、分析した。

第8章では、研究を通しての結論をとりまとめた。

目 次

要 約

i - ii

第1章 密度流における連行現象・・・・・・・・・・・・・1

1-1 はじめに・・・・・・・・・・・・・1

1-2 身近な密度流現象・・・・・・・・・・・・・1

- 1) 河道に遡上する塩水楔
- 2) 貯水池に流入する濁水
- 3) 発電所からの温水放流
- 4) 浅い湖沼での風の吹き寄せによる密度流

1-3 連行現象・・・・・・・・・・・・・5

1-4 本研究の目的・・・・・・・・・・・・・6

第2章 連行現象・漸変密度流基礎式についてのまとめと相互連行に関する課題の分析・・・・・・・・・・・・・8

2-1 はじめに・・・・・・・・・・・・・8

2-2 連行実験について・・・・・・・・・・・・・9

2-2-1 振動格子乱流による連行実験・・・・・・・・・・・・・10

2-2-2 せん断流での連行実験・・・・・・・・・・・・・11

2-2-3 回転水槽を用いた連行実験・・・・・・・・・・・・・12

2-3 エネルギー収支式を基礎とした連行係数の研究・・・・・・・・・・・・・13

2-4 連行現象の可視化の研究・・・・・・・・・・・・・15

1) Thorpeの研究

2) Koop and Browandの研究

3) 日野の研究

4) 吉田の研究

2-5 連行現象の成分分離・・・・・・・・・・・・・17

2-6 相互連行の概念・・・・・・・・・・・・・19

2-7 移流連行による輸送量と拡散による輸送量のオーダー比較・・・・・・・・・・・・・21

2-7-1 上層静止、下層流動の簡単な流れでの検討・・・・・・・・・・・・・22

2-7-2 連行、拡散による輸送量のオーダー比較・・・・・・・・・・・・・24

2-8 分子拡散による輸送量の評価・・・・・・・・・・・・・27

2-8-1 従来のデータの整理と混合形態・・・・・・・・・・・・・27

2-8-2 「拡散型」の輸送について・・・・・・・・・・・・・29

2-9	連行に伴う運動量輸送	30
2-10	密度、運動量の分散を考慮した一次元漸変密度流方程式	35
2-10-1	体積保存則の積分	36
2-10-2	質量保存則の積分	37
2-10-3	運動量保存則の積分	39
2-11	相互連行に関する課題の分析	40

第3章 セン断密度流での連行実験

3-1	はじめに	43
3-2	二次流の抑制	43
3-2-1	回転水槽の形状と連行係数	43
3-2-2	本研究で用いた二重円筒水槽での二次流	45
3-2-3	本研究で用いた楕円型循環水槽での二次流	46
3-3	実験装置及び測定方法	48
3-3-1	二重円筒水槽での連行実験	48
3-3-2	楕円循環水槽での実験	52
3-4	まとめ	53

第4章 連行のメカニズムと相互連行

4-1	はじめに	55
4-2	連行現象に及ぼすせん断層の役割	56
4-2-1	せん断層の定義	56
4-2-2	せん断層を媒介とした連行現象	57
4-3	重力内波の特性	60
4-4	せん断層の重力不安定限界	62
4-5	流速、密度分布を考慮した界面変位の不安定性	66
4-6	界面近傍の乱流特性と渦構造	68
4-7	密度フラックスの測定と集中渦内の混合の様子	73
4-8	密度変動の等高線の画像処理	77
4-9	集中渦を伴うせん断層を媒介とした相互連行	78
4-10	従来の可視化での内部波との比較	80
4-11	まとめ	82

第5章 「せん断流型」相互連行係数の関数形

5-1	はじめに	83
5-2	集中渦を伴うせん断層の安定条件	83
5-3	集中渦を伴うせん断層の力学的平衡条件から導いた相互連行係数の関数形	85
5-3-1	せん断層についての積分型運動方程式	85
5-3-2	「せん断流型」相互連行係数の関数形	86
5-3-3	「せん断流型」相互連行係数の理論式の検証	96
5-4	まとめ	98

第6章 総和相互連行係数の関数形

6-1	はじめに	100
6-2	「微細乱流型」相互連行係数の関数形	100
6-2-1	せん断層を被連行層とする場合	101
6-2-2	せん断層を連行層とする場合	101
6-3	総和の相互連行係数の関数形	103
6-4	3層系相互連行係数の2層系への変換	104
6-5	まとめ	106

第7章 相互連行を考えた塩分遡上現象の分析

7-1	はじめに	107
7-2	塩分遡上現象の二層流としての数値計算	108
7-2-1	具体的な流速、密度の分布関数	109
7-2-2	密度、運動量の分散を考慮した二層流基礎方程式	110
7-2-3	河口部支配断面での水理条件	111
7-2-4	定常塩水くさびの数値計算	114
7-3	塩分遡上現象の三層流としての数値計算	118
7-3-1	三層流の基礎方程式	118
7-3-2	三層流での数値計算	120
7-4	塩分遡上現象の分析	123
7-4-1	一様勾配水路での境界条件の塩分遡上現象に及ぼす影響の予測	123
	(1) 河床抵抗係数の影響	123
	(2) 河口水位の影響	124
	(3) 単位幅河川流量と遡上距離	125
	(4) 河床の凹凸の遡上距離への影響	126

7-4-2 不規則な河床形状を有する水路での境界条件の塩分遡上距離に及ぼす影響の予測	133
7-5 まとめ	137
第8章 結論	138
参考文献	141

第1章 密度流における進行現象

1-1 はじめに

密度界面における混合量の算定式として、物質の輸送速度そのもので記述しようとする進行速度の概念が導入され、工学的な実用性の面から実験式が提案されている。しかし、実際現象での密度界面における混合現象とそれを生じさせる起動力とを適切に結び付けずに実験的検討が行われている場合もあり、このような実験データを基にして提案された密度界面での混合量の算定式は、他の広範囲な密度流現象に適応できないのが現状である。

密度流現象の整理とそれらの水理学的な取り扱いについてまとめた著書は幾つか在るが（例えば 玉井：密度流の水理（1980））、この章ではせん断密度流を中心に身近な密度流現象を例にして、密度流現象に及ぼす界面混合現象の役割について整理を行う。

1-2 身近な密度流現象

身近な密度流現象の例として次の(1)から(4)を取り上げた。

(1) 河道に遡上する塩水くさび

海水の河道内への侵入は、河川水及び周辺の地下水の塩素イオン濃度を増加させ、淡水利用への制限、農業用水への塩分の混合による塩害を引き起こすなど、利水上の問題を生じさせている。上流域での水資源の開発に伴う下流域での河川維持流量の減少と河床の低下は、塩分遡上距離の増加をもたらす。河川水利用に制限を加えたり、取水設備の上流への移設を余儀なくさせるなどの問題を生じさせている。多くの河川で河川維持流量の減少に伴うこの種の問題に遭遇しており、種々の対策が検討されている。

他方、塩水と淡水の混合に伴う汽水域はしじみの生息域、種類を決定するなど、豊かな底生生物の生息環境の保持に寄与している。また大潮時にアユの遡上が活発になることが観察されており、塩水遡上を利用した魚類の活動が予測される。海洋に生息していた稚アユが河川淡水域で生息するためには浸透圧の調整が必要であり、河道内に進入した塩水の縦断方向の塩分分布を利用して内分秘条件を整えながら機能を剛化させ、塩水の遡上に乗じてできるだけ楽に上流に近付き、淡水域へと遡上すると考えられる（例えば、玉井・水野・中村編、河川生態環境工学（1993））。すなわち、アユの遡上には下層塩分の縦断方向の変化が利用されていることが予想される。

このように塩水の遡上距離、混合による塩分の縦断・鉛直分布は、河川水の利用、生態系の生息のための環境と密接な関連を有していると思われる。

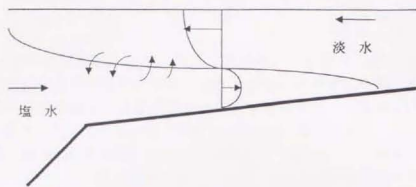


図1-2-1 塩水遡上の様子

(2) 貯水池に流入する濁水

貯水池は日射によって鉛直方向の温度分布が形成される。しかし、日射は水面近くの限られた水深までにしか達せず、底層での水温は年間を通してほぼ一定である。さらに水面近くでは風による擾乱のために混合され深さ方向にほぼ一様な水温分布になる。この結果水面近くの温度の高い層と底層の水温の一定の層との境界に水温の急変する層が形成される。この温度分布の急変する層を温度躍層と呼ぶ。このように日射が貯水池底まで達しない程度に深い貯水池では温度成層が形成される。この成層は春期から夏期にかけて形成、強化され、水面が冷却される夏期から秋期にかけて成層度は弱くなり、冬季には貯水池全水深にわたる大循環によって温度分布は一様化されて成層は消滅する。このように、貯水池の成層は季節変化を繰り返すと共に、洪水の流入、風による吹き寄せ等の外的な擾乱によっても温度躍層の位置が変化する。

貯水池容量と一洪水での流入量との比 α 、貯水池容量と年間総洪水流入量との比すなわち年間交換率 β がそれぞれ1、10以下の貯水池は成層型貯水池で、風などの外的な擾乱に対して比較的安定な温度成層を保つ特色を有している(安芸, 1974)。成層型貯水池では温度躍層のために鉛直方向の流体の輸送が抑制され、躍層から下層の流体は停滞し、貧酸素状態となる。この停滞した底層には栄養塩が蓄積され、富栄養の状態にある。この底層流体が混合によって日射の届く高さに上昇すると、プランクトンの異常増殖を招き富栄養化による赤潮の発生など水質悪化の原因となっている。

貯水池へ流入する濁水の様子を示したのが図1-2-2である。貯水池に流入した濁水は底面に沿って流入し、周囲水と混合した後、濁水と等密度の高さで水平方向に向きを変えて進入する。進入しながら下層に濁質を沈降すると共に周囲水と混合して密度が変化する。成層型貯水池内での流動に関連して色々な問題が生じている。例えば、洪水後の貯水池放流水の長期高濁度化、下層低温水の放流による農業・水産への冷水害、下層の貧酸素水へのリンの再溶出、下層の

栄養塩の上層への巻き上げによるプランクトンの増殖と赤潮の発生等が挙げられる。対策として選択取水、気泡噴流による曝気等が行われている。選択取水は、所定の層の水を選択的に取水し、放流水の水質をコントロールする方法である。洪水後の放流水の長期高濁度化への対策を例に選択取水の効果を説明する。

洪水が流入し始める初期の期間は濁水が進入すると思われる等密度層の高さの放流口から放流して、流入濁水を積極的にこの層に導いて直接放流するようにする。この期間この流動層より上層の表層では比較的静穏が保たれ、表面近くに流入した濁質の沈降は活発で、流動層に取り込まれ放流される。この過程で上層は澄んで清水化するので、その後上層の放流口へと放流を切り換える。放流水は清水となり、この表層流動層以深の層では比較的静穏となって濁質が活発に沈降するようになり、貯水池全体が清水化する。このように洪水流入時に選択的に放流する高さを変化させることによって、放流水の高濁度を短期間で低減させることができる。放流水の長期高濁度化は、アユ等の水産資源に悪影響を及ぼすと共に、景観の悪化は観光資源への悪影響となる。

また、下層低温水を放出して農業用水として取水すると冷水害の原因になる場合があるので、このような場合も上層と、下層水を混合して放流し、水温の上昇を図る選択取水の方法が取られている。

貯水池での成層状態、流動を予測するためには、水面での気温変化による熱的な擾乱、水面に作用する風による擾乱、吹き寄せによって生じる吹送流によるせん断力、選択取水に伴う流動など温度躍層に作用する複合的な要因を評価することが重要である。

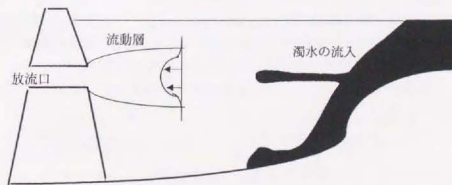


図1-2-2 貯水池に流入する濁水の様子

(3) 発電所からの温水放流

発電所では海水を冷却水として取水し、水温の上昇した温水を海洋に放流する。これは軽い流体を重い流体の表面に放流することに相当しており、河川水の海洋への流出も同様な現象である。温排水の海域での水質、魚類、プランクトン等への影響を的確に予測するためには、周囲水との混合希釈の現象を把握

する必要がある。表面に放出された温水は周囲水より軽いために図1-2-3で示すように流心が盛り上がっている。放出水と周囲水との水平混合は、同じ密度の二つの流れが接する場合の混合現象と類似な様相を呈する。他方、下層水との鉛直混合は浮力効果のために抑制され、水平方向の混合と流心の盛り上がりによる水平方向の圧力勾配により益々水平方向に広がることとなる。

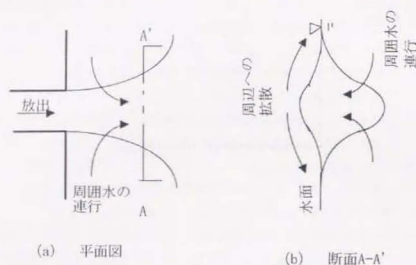


図1-2-3 表面放流の様子

(4) 浅い湖沼での風の吹き寄せによる密度流

水深が比較的浅く、温度成層した湖では風の吹き寄せによって流れが生じる。風の吹き始めには、温度躍層から上の層が吹き寄せられて流れが生じ、温度躍層を密度界面としたせん断流が生じる(図1-2-4(a))。これが順流型の吹送流と呼ばれる。さらに風が吹き続けると、吹き寄せられた流れが岸の境界を閉鎖するようになり、上層の流れは停止し、岸の境界に沿って潜り込むようにして循環流が生じる(図1-2-4(b))。これが循環流型の吹送流と呼ばれる。この循環流

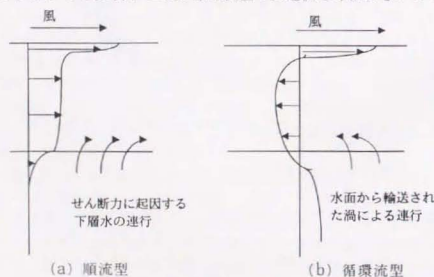


図1-2-4 風の吹き寄せによる密度流

型の密度流になると界面に働くせん断力は弱くなり、水面上を吹く風によって水面に与えられる擾乱が混合に支配的となる。すなわち、水面に与えられた擾乱が界面にまで輸送されて界面に衝突し、界面から流体粒子を剥ぎ取る混合形式である。

このように風による貯水池内の流れは、吹送距離、吹送継続時間によって順流型と循環流型とに区別される。

1-3 連行現象

1-2節でいくつかの密度流現象を取り上げたが、いずれのケースも密度の大きな流体と密度の小さな流体とが明瞭な境界面で接して流動する成層流として取り扱うことができる。例えば塩水湖上現象は、相対的に密度の小さい河川水を上層とし、密度の大きい塩水を下層とする密度の異なる2つの層が接して流動する成層流とモデル化でき、また吹送流は温度躍層を境界とする上層と下層の流体が接して流動する成層流としてモデル化できる。これらの境界面を密度界面と呼び、密度分布から定義する。鉛直方向に温度、密度分布を有する流動を密度の異なるいくつかの層が重なる成層流としてモデル化すると、各層間での混合をそれぞれの密度界面での流体の輸送現象として取り扱うことができる。

成層流での界面混合は色々な要因によって発生する乱れに起因している。密度界面での流体輸送は、運動する密度界面を通して乱流変動によって輸送される流体輸送のアンサンブル平均の輸送速度で記述できる。この輸送速度を連行速度 W_e と定義する。界面から流体塊を剥ぎ取り、取り込んだ層全体に拡散してしまうのが「連行」現象であり、連行速度は取り込む層の乱れ強さに規定されると考えられる。さらに、この乱れ強度が2領域の代表速度に比例するとすれば、連行速度は2領域の代表速度 U に結びつけて表現でき、この比例係数が連行係数 E である。

$$E = W_e / U \quad (1-3-1)$$

密度差を有する2流体が相接して流れている場合には流体は浮力を受けており、乱流変動の作用によって流体が鉛直方向に移動しても、浮力の効果により元の位置に押し返そうとする力が働く。すなわち、浮力効果は乱流変動に逆らって混合を抑制する作用をすることになる。この浮力効果と乱れの生成との比が式(1-3-2)で定義されるRichardson数(勾配型Richardson数)である。

$$R_i = \frac{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}{-U \frac{\partial U}{\partial z}} = \frac{K_p}{K_m} = \frac{-\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2} \quad (1-3-2)$$

ここに K_p , K_m は密度, 運動量の乱流拡散係数で, K_p/K_m は乱流Prandtl数の逆数である。式(1-3-2)の右辺分子が浮力効果を表す項で, 分母が乱れの生成項である。式(1-3-1)で定義した連行係数 E を, 式(1-3-2)の第2式のRichardson数を層平均水理量で離散化した層平均Richardson数のべき乗で表す関数形が実験的に求められている。なお, この関数形を求める際には, 乱流Prandtl数を1として取り扱われている場合が多い。

連行係数を用いると, 密度界面近くでの微視的な乱流構造を詳細に考えることなく, 界面を通過する流体の輸送を平均的な水理量によって記述することができ, 実用上有効である。

1-4 本研究の目的

この論文では密度流現象を支配する界面での混合, 界面抵抗の2大要因の一つである混合現象に着目し, その物理的機構とそれを忠実に反映したモデルである相互連行についてまとめたものである。

密度流現象の一つである河道への塩水遡上現象は, 遡上距離のみでなく縦断方向の塩分分布の予測も必要である。この下層塩分の希釈の原因は淡水との混合である。この混合を引き起こす要因として地形の不規則性による渦の発生と渦による界面破壊が考えられるが, 著者が行った河床に棧粗度を付した水路での塩水遡上実験ではこのような界面破壊は観察されなかった。

他の要因として下層への淡水の連行が考えられる。しかし, 従来の研究では連行は流速の大きい上層への一方向の現象として可視化などで確かめられており, 下層への連行は生じないとしている。循環水槽を用いて上下層を流動させたMoore and Long (1971)の実験でも, 上層への輸送量を界面位置を一定に保つために下層から補給量した塩水量で見積もっているために, 下層への連行現象を測定していない。また従来の可視化での実験的研究ではせいぜい片方の層を流動させた場合がほとんどで, 結果として一方向に輸送が生じる場合のみを観察していたことになる。しかし, 上下層が共に流動している塩水くさびの場合には, 上層, 下層共に乱れが存在しており, 界面から剥離した流体を連行する能力をいずれの層も有している。従って上下層が共に流動している場合には, 連行は上層方向へも下層方向へも相互に生じていると思われる。

玉井(1982)は質量, 体積, 運動量保存則を各層で積分する過程で, 流体の輸送プロセスを上層, 下層方向に分離して記述する相互連行の概念を導入した。しかし, 実際に界面で生じている混合現象と相互連行のプロセスを結び付けるまでには至っておらず, 相互連行現象の存在を仮定した下での議論に留まっている。

本研究では, この相互連行の概念を塩水くさびの様な上下層が共に流動するせん断密度流界面での混合現象に適用し, 流体がせん断不安定によって上下層方向に輸送されている相互の連行現象のプロセスを明らかにすると共に, この相互連行を取り入れた漸変流基礎式を用いて塩水くさびの解析を行う。

密度界面にせん断流が作用すると, 界面にはせん断層が形成される。このせん断層内で生じる現象に着目し, 従来不明確であった界面の不安定性と連行との関連を連続的なプロセスとして説明すると共に, 相互連行係数の新たな関数形を提案することを目指す。

さらに, 相互連行に伴う塩分, 運動量の輸送を考慮した漸変流基礎式を用いて塩水くさびの解析を行い, 下層塩分の縦断変化, 河川流量, 地形の凹凸などの境界条件に対する塩水くさび遡上距離の変化について検討し, 単純化した河道での塩分遡上現象に及ぼす境界条件の影響について分析する。

第2章 連行現象・漸変密度流基礎式についてのまとめと相互連行に関する課題の分析

2-1 はじめに

密度界面における流体の輸送は連行あるいは拡散現象として取り扱われているので、連行現象の定義を明確にするために乱流拡散との取扱いの違いを整理しておくこととする。

温度、粘性、濃度等の異なる流体が互いに接して流れ、又流体が互いに混合可能な密度流では、乱流変動により2領域間に流体の輸送が生じる。この輸送現象を記述するのに従来より2つの概念が用いられている。その一つはFickの法則に代表される乱流拡散としての記述である。これは平均量の勾配に比例して流体が輸送されるとし、その比例係数として乱流拡散係数を導入したものである。

$$\overline{c'u'} = -K_s \frac{\partial c}{\partial x} \quad (2-1-1)$$

ここに c' 、 u' は濃度、速度の変動量を示し、又 K_s 、 c はそれぞれ乱流拡散係数、平均濃度を表したものである。

他の一つは、輸送現象を流体の密度界面からの分離と定義し、この流体と運動する界面との相対速度で表現しようとする「連行」の概念である。これは、ある密度界面を仮定して考えたときに、この運動する界面を通過する乱流変動（大規模乱流、微細乱流の両者を対象とする）のアンサンブル平均が存在するとする考えである。そしてこのアンサンブル平均の輸送速度を連行速度と呼び、密度流場の代表速度と結び付けて連行係数で記述される。この連行係数を用いることにより、界面近くでの微視的な乱流構造を詳細に考えることなく平均的な水理量を用いて記述することができる。

自然界で多く見られる明瞭な密度界面を有する成層流では密度勾配が不連続に近く、この密度勾配によって乱流構造が影響を受けるために、流体の輸送を乱流拡散として式(2-1-1)で記述する場合には拡散係数の評価が困難である。従って、塩水くさびなどの成層流では、界面での流体の輸送を乱流拡散として式(2-1-1)で記述することは実際面で有効では無く、連行係数による記述の方が有効である。流体の輸送を界面に集中して取り扱うことにより1次元解析も可能で、この例として河口部での塩水遡上現象が上げられる。

従来の連行係数に関する研究では、実験結果より連行係数を算定する場合にも、各研究者によって異なった定義のもとにデータ整理がなされており、連行現象を統一的に記述し得ていない。連行速度自体は前述したように、便宜的に定義した密度界面を通過する乱流変動のアンサンブル平均として定義しており、この速度自身を測定することは困難であるので、混合の結果生じた密度分布の

時間的な変化あるいは密度界面位置の時間的な変化を測定することにより間接的に進行速度を見積ることが行われている。この際に積分型の体積保存則の式を用いる場合と、質量保存則の式を用いる場合とがあり、さらにこれらの式を片方の層のみに適用しているために研究者によって統一された定義での進行速度を算定しているとは言えない。この様に従来の研究においては進行速度の考え方が統一されないまま、種々の実験式が提案されている。

また、進行速度は図2-1-1に示す様に時間的に位置の変化する密度界面上に在った流体粒子が界面を離れて新たな位置に存在する場合の界面位置との相対的距離の時間変化として定義している。(玉井(科研報告書, 1986))

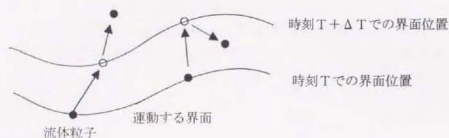


図2-1-1 運動する界面からの粒子の離脱 (玉井(科研報告書, 1986))

2-2 進行実験について

Cristrodoulou (1986) は、少なくとも片方の層に平均流がある成層流の場合の進行実験について整理を行っている。これは、下層密度流、上層密度流、順流型吹送流など水平方向の流動が界面での進行現象に支配的な要因となる場合に相当している。

また、平均流の無い振動格子を用いた多くの実験がなされており、これらの実験的研究によって進行現象についての多くの情報が得られている。しかし、振動格子での進行現象は、風波の砕波の過程で発生する小さなスケールの乱れによって生じる現象をモデル化している。他方せん断流の卓越する界面現象では大規模渦による混合が主要な働きをしている。従って、小さなスケールの乱れによる進行現象を再現した振動格子での実験結果は、平均流によるせん断不安定が卓越する自然現象での進行現象には適用することが困難である。このように進行の起動力とメカニズムの異なる現象を同一に論じることには無理がある。

従来の研究では、実用的な面から式(2-2-1)のように進行係数をRichardson数のべき乗の関数形として定めることに主な努力が払われてきた。

$$E = C R_i^{-n} \quad (2-2-1)$$

しかし、特性長さ、特性流速が起動力の違いにより異なるために関数形が異なり、実験で対象とした乱れの発生に起因する進行現象にしか適用できない。起動力による関数形の違いは、進行のメカニズムの違いを示しており、メカニズムを反映したモデル化の重要さを示している。

自然現象の多くは、格子乱流に代表される小さな乱れに起因する進行と、せん断流による大規模乱流に起因する進行が同時に生じているが、それぞれが卓越する現象が異なっている。ここで現象毎の取扱いを明らかにするために、従来の進行実験と進行係数に関する研究を整理しておく。

2-2-1 振動格子乱流による進行実験

振動格子による進行は、格子の振動によって生じた小さなスケールの乱れが密度界面に衝突し、界面から粒子を剥ぎ取り、進行層に取り込むプロセスである。このプロセスがメインであるが、乱子の界面への衝突による界面変形が引き金となった内部波の発生とその砕波に伴う層状的な進行も生じる。この2つのプロセスが振動格子乱流での進行現象である。

振動格子乱流の実験は、乱れの強さ、乱れスケールのコントロールが容易に精度良く行えるので、密度界面での混合の実験にはよく用いられている。

この振動格子の実験は、界面にせん断力が働かない場合、あるいは進行層の厚さが乱れスケールに比べて十分に大きな場合を模擬するのには有効である。

この種の実験的研究はRouse and Dodu (1955)に始まり、その後多くの実験的研究がある。しかし、多くの研究にも拘らずTurner (1968)の研究が発表されるまでは定量的な評価はなされていなかった。また、振動格子乱流を密度界面に直接当てる研究以外にも、底板を水平方向に振動させ地震時の密度界面の挙動を調べたAsaeda and Tamai (1980)の研究もある。

Turner (1973) は、成層を淡塩と温度でそれぞれ作り、それぞれの成層実験の結果を比較することにより、分子拡散の効果を検討した。

Turner は乱れの積分スケール、乱れ強度を用いて整理を行い以下の結果を得ている。

温度成層の場合

$$E = C R_i^{-1} \quad (2-2-2)$$

淡塩成層の場合

$$E = C R_i^{-3/2} \quad (2-2-3)$$

$$E = w_e / \sqrt{u'^2} \quad R_i = g \frac{\Delta \rho L}{\rho_0 u'^2} \quad (2-2-4)$$

w_e : 混合層の厚さの時間変化を進行速度と定義

$\sqrt{u'^2}$: 速度スケールで、乱れ速度のRMS

L : 乱れの積分スケール

この淡塩と温度成層での連行係数の関数形の違いは分子拡散の効果であるとし、この効果がPeclet数 $Pe = \sqrt{u^3} L / D_m$ の関数で評価できることを指摘した。ここに D_m は成層を形成している物質の分子拡散係数である。

Hopfinger and Toly (1976)は振動格子乱流での実験で同様に分子拡散の効果の評価し次の関数形を得ている。

$$E = C_1 R_i^{-3/2} + C_2 R_i^{-1} Pe^{-1/2} \quad (2-2-5)$$

多くの研究では式(2-2-5)の第1項(格子乱流の効果)のみが評価されているが、淡塩成層場での実験では塩分の分子拡散係数が小さいためにPeclet数が大きく、分子拡散の効果を表す第2項を無視しても全体の結果には余り影響しないためである。他方温度成層のように熱の伝導率が大きい場合には分子拡散の効果は乱流による効果と同程度の大きさとなるために、考慮しないと全体の現象を説明できない。

また式(2-2-1)のべき乗の値についてはLongらの-1.75, Nokesの-1.21など色々な値が提案されているが、多くの研究では-3/2が提案されている。

2-2-2 セン断流での連行実験

せん断流の存在する成層密度流としては、下層密度流、上層密度流、吹送密度流、交換密度流等がある。下層密度流としては、貯水池の底面に沿って流入する濁度密度流、河道に進入する塩水くさび等に代表される。上層密度流としては、上層水の選択取水、温排水、河川水の水面での拡がり等に代表される。吹送密度流は風による吹き寄せによって生じる密度流で、交換密度流はゲートの開放による相互水の交換に伴って生じる密度流である。これらの成層密度流では、せん断流に伴う乱れの発生が界面連行に主要な働きをする。

Christodoulou (1986)は多くの実験データを連行係数とRichardson数で整理し、次のべき乗(-n)の値について現象と関連づけて考察を行った。

$$E = CR_i^{-n} \quad (2-2-6)$$

せん断密度流での長さスケールとしては混合層(中間層)の厚さ h を、速度スケールとして速度差 Δu を採用し、Richardson数を次のように定義した。

$$R_i = g \frac{\Delta \rho h}{\rho_0 \Delta u^2} \quad (2-2-7)$$

データの整理からべき乗則が4つの領域に分けられることを示した。

$$(1) R_i^{-1} < 10^{-2}$$

この領域は浮力の効果が小さく、一様流体での連行現象と見なせるので、連行係数はRichardson数には依存しなくて一定の値となる。

$$(2) 10^{-2} < R_i^{-1} < 10^0$$

この領域は"Vortex entrainment"が主要な働きをし、 $n=1/2$ の値となる。この領域は浮力効果が比較的小さいために、界面は不安定で、乱れが界面に衝突するだけで界面には界面波が生じ、それが不安定となって連行が生じる。

$$(3) R_i^{-1} > 10^0$$

この領域では"Cusp entrainment"が主要となり、 $n=3/2$ の値となる。"Cusp entrainment"は比較的稳定な密度界面に発生した内部波が十分に不安定に発達し、内部波のCusp breakingによって生じる連行のメカニズムである。

(4) $R_i^{-1} = 10^0$ の近辺には(2)から(3)の領域に連行のメカニズムが移行する遷移領域が存在し、この領域では $n=1$ の値となる。

このように、Richardson数の領域によって連行のメカニズムが異なり、その反映として関数形のべき乗数が異なることを示している。同様なことはNarimousa et al (1986)によっても示されている。

ここで注目すべきことは、Richardson数の定義が振動格子乱流とせん断流とは異なるにも拘らず、Richardson数の大きな領域で両者の連行係数関数形のべき乗の値が(-3/2)と同じになることである。この結果は、Richardson数の大きな領域では連行のメカニズムが似通っていることの可能性を示している。

2-2-3 回転水槽を用いた連行実験

せん断流の連行実験では、下層、上層の流動のコントロールが容易で水平方向に一樣なせん断流を生じさせることのできる循環水槽が最も適していると思われる。しかし、回転水槽では二次流の発生が乱れの構造を変化させ、ひいては連行現象に影響を及ぼすとの指摘がなされている。循環水槽を用いる場合には二次流を抑制する方策が必要である。

回転水槽での実験は大分けすると2つの種類に分類できる。まずひとつは、回転板にスクリーンを設置し、このスクリーンを回転させて乱れを界面に作用させるものである。他は、回転水槽内にせん断流を作り出すものである。前者は水面に働く風の擾乱を再現した装置であり、後者は平均流のあるせん断成層流を再現した装置である。さらに、水面での風の擾乱とせん断流との二つの作用を複合的にモデル化する目的で循環水槽を用いた研究も多々ある。

せん断流での代表的な研究としてMoore and Long (1971)のものがある。Moore and Long (1971)は直線部分の長さが2.90m、半径0.225mの半円部分を有する楕円水槽の上板、下板に吹き出しと吸い込みを設置し、上層、下層の流向

が逆の場合のせん断成層流を作って実験を行った。初期に作成した2層界面の位置と同じ高さに塩水供給タンクの水位を合わせ、上層、下層での吹き出し、吸い込み量をそれぞれ同量として、界面を通過する塩水量を測定した。界面を通して輸送される塩水により界面位置が変化するが、これを補完して界面位置が変化しないようにする為に塩水供給タンクに塩水を加える。この加えた塩水が界面を通過する塩水量 q_s とし、進行速度 $W_s = q_s / A$ を算定した。ここに A は進行が生じる界面面積である。上層、下層の速度差 $2\Delta u$ 、上板と下板の間隔 H 、上下層の密度差 $\Delta\rho$ を用いて定義した進行係数とRichardson数との関数形式(2-2-8)を求めた。

$$E = W_s / (2\Delta u) = 8 \times 10^{-4} / R_{is} \quad (2-2-8)$$

$$R_{is} = H g \Delta \rho / \rho_0 (2\Delta u)^2 \quad (2-2-9)$$

また、Moore and Long(1971)はこの実験装置を用い、温度成層での実験により分子拡散の効果を検討し、 $1 < R_{is} < 10$ の範囲では分子拡散の効果は重要でないとの結果を得た。

せん断成層流に水面での風による擾乱を複合的に作用させた研究としてLong(1975)、Deardorff and Willis(1982)、Kantha et al(1977)、Atkinson and Harleman(1987)らの研究がある。この場合にはスクリーンから拡散される乱れと、成層流の流れとの別々の速度スケールを用いた2つの関数で進行係数を評価する必要がある。

2-3 エネルギーの収支式を基礎とした進行係数の研究

Richardson数がそれほど小さくなく、せん断流による進行が分子拡散より卓越する領域で乱れエネルギーTKE (Turbulent kinetic energy) の輸送方程式を考える。

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{g}{\rho_0} \overline{w'p'} - \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'q'} + \overline{w'p'}/\rho_0) - \overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} - \epsilon \quad (2-3-1)$$

ここに q は乱れエネルギー、 u' 、 w' は水平、鉛直流速変動成分、 p' は圧力変動、 ϵ はエネルギー-逸散量で、上付き-は時間平均を表し、 z 軸は鉛直上向きを正とする。

式(2-3-1)の右辺第1項は重力の働き、第2項は乱れエネルギーの拡散、第3項はせん断流による乱れの生成、第4項はエネルギー-逸散をそれぞれ表す。式(2-3-1)をせん断層内で考える。

長さスケールにせん断層厚さ h を、流速のスケールに速度差 Δu を用い、渦動粘性係数 k_z が $\Delta u h$ に比例すると仮定すると、右辺第3項の乱れの生成項は次式のように書くことができる。

$$-\overline{u'w'} \frac{\partial u}{\partial z} = k_z \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 = C_s \frac{\Delta u^3}{h} \quad (2-3-2)$$

$\overline{w'p'}$ は密度の鉛直方向への乱流拡散による輸送を表しており、せん断層内で積分するとせん断層外縁での乱流拡散の総和と考えられる。乱流拡散の時間平均は、輸送現象のアンサンブル平均として進行速度 W_s を用いて $W_s \Delta \rho$ と記述することができる。

乱れエネルギー q を $\overline{u'^2}$ 、時間スケールを ΔT 、進行速度を W_s とし、式(2-3-2)を用いて式(2-3-1)を離散的に書き直すと次式ようになる。

$$\frac{\overline{u'^2}}{\Delta T} = -\frac{g}{\rho_0} w_e \Delta \rho - \frac{1}{h} (C_1 w_e \overline{u'^2} + C_2 w_e p' / \rho_0) + C_s \frac{\Delta u^3}{h} - \epsilon \quad (2-3-3)$$

上式で右辺第2項の括弧内第2項は圧力変動による乱れの拡散を表している。式(2-3-1)の右辺第2項括弧内第2項の圧力変動による拡散項を進行速度と圧力変動の一次項で表現したが、圧力変動は界面変位に吸収されるので、進行を考慮する場合にはこの圧力変動の拡散項は他の項に較べて無視できると考えられる。また、せん断層内での乱れエネルギーは、乱れの生成、拡散、進行、エネルギー-逸散等での収支が釣り合い、これらの総和は時間的に変化しないと考える。従って式(2-3-3)は次式のように書ける。

$$0 = -w_e \left(\frac{g}{\rho_0} \Delta \rho + \frac{1}{h} C_1 \overline{u'^2} \right) + C_s \frac{\Delta u^3}{h} - \epsilon \quad (2-3-4)$$

上層あるいは下層での乱れエネルギーの生成は各層の速度の絶対値に規定されるが、せん断層では上下層の流動が影響するので、せん断層での乱れエネルギーの生成は上下層の速度差に規定されると考え $C_1 \overline{u'^2} = C \Delta u^2$ と記述する。式(2-2-7)で定義されるRichardson数を用いて式(2-3-4)を書き直すと

$$0 = -w_e \left(R_{is}' \frac{\Delta u^2}{h} + C \frac{\Delta u^2}{h} \right) + C_s \frac{\Delta u^3}{h} - \epsilon \quad (2-3-5)$$

となる。進行係数を $E = W_s / \Delta u$ と定義すると、上式は以下になる。ここでの進行速度 W_s はせん断層外縁での進行速度の総和である。

$$E = w_e / \Delta u = \frac{h}{\Delta u^3} \frac{C_s \frac{\Delta u^3}{h} - \epsilon}{R_{is}' + C}$$

$$= \frac{C_s - e \frac{h}{\Delta u^2}}{R_i + C} \quad (2-3-6)$$

エネルギー逸散 ϵ を $C_s \nu \Delta u / h^2$ と表し、混合層の厚さをを用いた Reynolds 数 $R_e = h \Delta u / \nu$ をを用いた式(2-3-6)は次式となる。

$$E = w_e / \Delta u = \frac{C_s - C_b / R_e}{R_i + C} \quad (2-3-7)$$

この式の導程での係数は一定値ではなく、乱れエネルギー、密度差等の関数と思われるが、Atkinson and Wolcott (1990) の格子乱流とせん断流とを組み合わせた実験データによるとほぼ定数と見なせる。このように乱れエネルギー輸送方程式を基にして導かれた式(2-3-7)によると、連行係数は Richardson 数 R_i と Reynolds 数の関数となることを示唆している。さらに、Reynolds 数が小さい範囲では粘性の作用により連行が抑制され連行係数が小さくなることを示しており、また Reynolds 数が十分に大きな範囲では Reynolds 数の影響が無視できるようになることを示している。

石川、田中(1990)は、水面に働く風の応力がせん断流を生じさせる順流型吹送流の場合を対象にし、界面での混合に伴うポテンシャルエネルギーの増加に、せん断流によって発生した乱れエネルギーが最も効率よく転換されるように連行が生じると考え、この転換率を $1/2$ として連行則を導いた。

2-4 連行現象の可視化の研究

密度界面での混合現象を、輸送されるフラックスの輸送速度を用いて記述する連行速度の概念は、多少の混乱はあるが実用的には極めて有効である。密度界面は浮力効果によって安定に保たれているが、この密度界面に外部の擾乱、流れによって生じる乱れ、せん断力などが働くこと不安定へと移行する。この不安定性がある限界を超えると界面は重力的に安定でなくなり、混合が生じるようになる。このように密度界面における流体の混合現象は、界面の安定性と表裏一体であり、安定から不安定への移行、さらに混合現象に至る連続的な現象として捉える必要がある。従来の混合現象に関する研究は、可視化を中心としてなされており、それぞれの研究者によって対象としている流れ、現象が異なるために統一した結論に至っていない。不安定現象の延長として生じる混合現象には当然不安定現象を生じさせる起動力が反映されており、この起動力が研究者によって異なっているために異なった現象を観察していると予想される。界面現象はせん断成層流、振動格子乱流、あるいはこの両者の中間的なタイプではそれぞれ異なっており、当然不安定から混合にいたる現象にも差異が生じる。ま

た可視化の方法によっても捉えられた現象に差異が生じることが予測される。可視化に基づいた研究では規格化された可視化の方法を決めることも重要な課題である。

本研究ではせん断流型の代表的な現象として塩水くさびの密度界面での現象を対象としているので、このタイプについての従来の研究を整理しておく。

(1) Thorpe の研究

界面に与えた擾乱が不安定となり、これが発達して混合が生じる過程を実験的に検討したものに Thorpe (1971) の研究がある。Thorpe は長さ 4.875 m、高さ 0.1 m、幅 0.1 ~ 0.25 m の密閉した水槽に淡塩 2 成層を作り、水槽を傾けることにより界面に内部波を生じさせた。界面に生じた擾乱が巻き波へと発達する様子をカメラで撮影し、界面の不安定性を検討した。Thorpe は不安定から混合への過程を次のように示した。密度界面に生じた擾乱が Kelvin-Helmholtz 不安定 (以後 K-H 不安定と呼ぶ) によって巻き波に発達し、この巻き波によって上下層の流体の移動が生じ、その結果として密度分布が変化して不安定性がさらに強くなり、巻き波が崩壊して混合が生じることを示した。しかし、Thorpe の実験では界面が不安定となる限界の Keulegan 数が 0.065 であったが、岩崎・日下 (1971) の研究によると 0.127 ~ 0.178 である。従って、Thorpe の実験結果は粘性の影響が強い場合に相当しており、実際のせん断流不安定の場合に指摘されている重力内波の不安定性への影響 (吉田 (1978)、日野 (1978) ら) の小さい場合に相当している。従って、Thorpe の示した、界面の不安定性から巻き波への発達とこの巻き波による混合のプロセスはせん断密度流界面での混合の一部分を示したに過ぎない。

(2) Koop and Browand の研究

Koop and Browand (1979) は、平板で仕切った密度の異なる 2 つの流れが平板の終点で接して流れるようになってからの混合の様子を研究した。平板の終点の密度流の出発点での Richardson 数 R_{10} が 0.12 以下の場合には、初期に Rayleigh 型に近い不安定波が生じ、流下して行くに従って大規模渦に発達する。この大規模渦が合体して強い混合が生じ、これに伴って密度分布が変化し、大規模渦は崩壊して小さなスケールの乱れ層 (中間層) が形成される。

初期の R_{10} が 0.12 より大きく界面が比較的安定な場合には、Rayleigh 型不安定波に加えて界面が振動する内部波が発生する。この内部波は発達して、流速の大きな層側の山が崩れて低流速側の流体を高流速側に放出して連行が生じる。この連行に伴って密度分布が変化し、中間層を形成して内部波は崩壊する。

このように中間層は大規模渦の崩壊と内部波の崩壊によってそれぞれ形成され、十分に発達した中間層では中間層厚 h_m を用いた Richardson 数 R_{im} がそれぞれ一定値 0.32 ($R_{10} < 0.1 \sim 0.14$)、 0.15 ($R_{10} > 0.1 \sim 0.14$) を取る。また中間層の厚さは大規模渦の崩壊に伴って形成された方が厚く、強い混合の存在を示している。

(3) 日野の研究

日野(1978)は塩水くさび界面での内部波と混合現象とを結び付けたモデルを提案している。塩水くさび界面に発生する内部波には位相速度の早い波と遅い波の2つ内部波が存在することを示した。位相速度の大きな内部波は重力内波に相当しており、この内部波は山が鋭く、谷が平らな波形をしている。他方位相速度の遅い波は逆に山が平で谷が鋭い波形をしている。

日野は2つの内部波の相互干渉による混合を次のように推測している。位相速度の遅い内部波の下層にはK-H不安定から渦列が発生し、これによって上層の流体が渦列に巻き込まれる。次いで位相速度の早い内部波が遅い内部波を乗り越えるときに、位相速度の早い内部波の山の部分では不安定となり易く、界面上層でのバーストに似た運動により下層の流体が上層に持ち上げられる。

(4) 吉田の研究

吉田(1978)は混合現象には2つの波の重畳が重要な役割を果たすことを指摘している。界面近傍の内部波と渦構造を次のように説明した。果実に重力内波が生じると、それを引き金としてその直下に集中渦が発生する。この集中渦の作り出す界面変形として、重力内波より位相速度の遅いサイクロイド波が発生する。位相速度の遅いサイクロイド波に位相速度の遅い重力内波が重畳するときに、重力内波が強い変形を受け、そのクレストがちぎれて上層に輸送される。そして、このサイクロイド波の発生は連行層(中間層のこと)の不安定性に基づいていると考え、その不安定性をTaylor-Goldsteinの取扱で検討した。実験で得られた密度分布形を用いて検討した結果によると、サイクロイド波はせん断不安定の領域に位置しており、Rayleigh型の不安定条件を満たしているとしている。他方、集中渦による上層流体の下層への連行は生じていないかあるいは非常に小さいと結論している。しかし、下層がほとんど流動していない実験室での観測では下層への連行が生じないのは当然のことであり、上下層が共に流動する実際の塩水くさびでの流動が再現できていないと思われる。

以上、可視化による界面の不安定性についての代表的な研究を整理したが、吉田、日野らは界面での不安定性、界面破壊には2つの内部波の相互作用が重要な働きをすることを観察より示している。しかし、内部波の砕波現象に注目した可視化を行っているために、片方の層のみが流動する装置を用いて混合現象を観察している。そのために、界面破壊によって下層の流体が上層へあるいは上層の流体が下層へ輸送される混合のプロセスについては十分なモデル化がなされていない。

2-5 連行現象の成分分離

連行現象は大規模渦による界面からの流体の離脱のみではなく、他の乱流構造によっても生じていると考えられる。浦(1985)は界面での混合現象として循

環型吹送流での微細乱流の役割を上げている。すなわち乱流により粒子が界面を打つと、これによって他方の層の界面上に存在する粒子が界面より剥離し、この剥離した粒子が界面を打った層側の大規模乱流によってこの層に取り込まれるとしている。この界面変形の結果内部波が生じることにはなるが、しかし、この初期の粒子の界面から離脱する連行現象は内部波の砕波を伴わないものである。この様に連行には複合的な要因が相乗的に働くものと考えられるべきである。

連行現象は3つの現象に分離できる。(玉井(科研報告書, 1986))

「せん断層型」

せん断層の不安定性によって生じる内部波の砕波に伴う連行現象で、せん断流に起因する大規模渦が連行に主要な働きをする。これをI型と呼ぶ。

「微細乱流型」

小規模乱流が直接界面を通過することにより、流体が輸送されるプロセスで、内部波の砕波過程を経ない混合の形態をこのように分類する。界面に衝突した乱子(小スケールの渦)により界面の粒子は界面から剥離し、連行層に取り込まれる。また衝突した乱子の一部は直接界面を通過して他の層の乱流の中に取り込まれる。例えば上層、下層の流向、流速が等しい2層流では界面にせん断力は働かないが、この場合にも乱流拡散に起因する乱子の輸送による界面を通しての流体の輸送が存在する。これをII型と呼ぶ。

「拡散型」

分子拡散に代表される伝導型での流体の輸送形態で、伝導率の大きな熱などではこの輸送量は内部波の砕波によって輸送される量と同等の大きさを有している。これをIII型と呼ぶ。

実際の混合現象では、これら3つの輸送形態が同時に生じており、その結果として密度分布が時間的に変化する。各々の現象の混合への役割は界面の様子、成層を形成している物質の性質等によって異なる。

II、III型の混合形態では、界面より離脱した流体は界面近傍にとどまり、界面近くの密度勾配を緩かにする役割をする。この緩かになった密度勾配の部分がI型の混合形態の作用によって層全体に拡散混合され、新しい密度分布を形成するものとする。従ってI型の混合形態の存在しない場合には界面近傍の密度勾配が緩かになり、密度分布形が変化するのみであるが、この新しい密度分布形より決定した密度界面の位置はもとの密度界面の位置とは異なり、結果として体積変化として連行速度で評価できる。

I、II、III型の混合現象はいずれも界面を挟んだ流体の混合形態であり、上下方向に同時に生じる相互連行(mutual entrainment)と考えられる。

2-6 相互進行の概念

進行現象を前節で示した3つの成分に分離して取り扱うことにより、密度流界面での混合現象を上下方向に相互に生じるそれぞれの進行成分での現象として考えることができる。せん断流密度界面での混合現象は、「せん断流型」進行が主要な役割をし、「微細乱流型」、「拡散型」進行は副次的な役割をすると考えられる。玉井(1982)は質量、体積、運動量保存則の層内での積分過程で、「せん断流型」進行での流体輸送のプロセスを上層、下層方向に分離して記述する相互進行の概念を提案した。この節では、質量、体積保存則における進行の取り扱いを例に、相互進行の概念を用いた記述と一方方向への進行での記述(須賀(1979))との比較により相互進行での取り扱いの妥当性について検討する。

進行実験でのデータから体積保存則あるいは質量保存則を用いて進行速度を算定する場合に、一方方向への進行で記述した体積、質量保存式を用いたのではその内容が不正確である。式(2-6-1)、(2-6-2)が一方方向への進行で記述した上層についての体積、質量保存則である。Eは進行係数、h、U、 ρ はそれぞれ層厚、層平均流速、層平均密度で、添え字1、2は上層、下層での値を示す。

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} = E(U_1 - U_2) \quad (2-6-1)$$

$$h_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = (\rho_2 - \rho_1) E(U_1 - U_2) \quad (2-6-2)$$

例えば、上層、下層が同じ速度で流動している場合には、式(2-6-1)によると上下層は体積的には変化しないこととなり、式(2-6-1)の体積保存則からは進行速度を算定することができない。また、式(2-6-2)からも同様に密度の変化は無い結果となり、進行速度の算定ができない。しかし、上層、下層が同じ速度でも両層が流動している場合には、乱流輸送が相互の層に向かって生じていると考えるのが自然であり、II型の進行によって輸送された流体粒子に伴って質量が輸送される。従って、質量保存則を用いて進行速度を算定するとゼロとはならないはずであり、一方方向への進行で記述した従来の式(2-6-2)では不備があると思われる。このように一方方向への進行で記述した従来の式では流体の輸送と質量の輸送を統一的に表現できていない。

具体的な密度分布の時間変化を示したのが、図2-6-1、図2-6-2である(菅(1983))。図2-6-1、図2-6-2は上下層の平均流速がほぼ同程度で、流向の同じ場合と逆向きの場合の密度分布の時間変化を示したものである。いずれの場合も上下層の密度が時間と共に変化しており、上層には下層の塩水が進行拡散されたことを示しており、同時に下層にも上層の淡水が進行拡散されたことを示している。すなわち上下層方向相互に進行が生じていることが知られる。それぞれの輸送では異なった密度の流体が移動するので、上下層の密度が変化

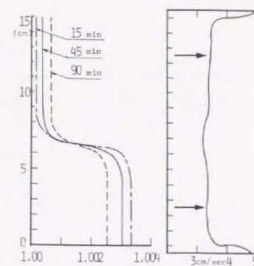


図2-6-1 密度分布の時間変化(流向、流速が同じ場合)

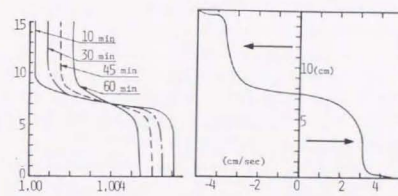


図2-6-2 密度分布の時間変化(流速は同じで向が逆の場合)

すると考えられる。又上下層の流速が同程度の大きさでは、この相互の進行では同程度の体積の流体が輸送されるために、界面の位置が時間的に変化しないことをも示している。これは上層、下層への相互進行での流体輸送の体積の総和がゼロとなり、見かけ上体積の変化を伴う進行が生じていない場合でも、密度分布の変化する質量の輸送現象が生じていることを示している。すなわち、図2-6-1、2-6-2の結果は玉井の提案した相互進行の存在を示している。

そこで、相対速度差によって相対密度差が流速の大きな層に向かって輸送されたとした従来の記述を改め、図2-6-3のように上層に向かってと下層に向かってとの輸送のプロセスを分離して取り扱い、それぞれの輸送プロセスのアンサンブル平均をそれぞれの輸送速度と定義する。これを相互進行速度 W_{d12} 、 W_{d21} と記述する。

W_{d12} は第1層(上層)から第2層(下層)への輸送の進行速度、 W_{d21} は第2層(下層)から第1層(上層)への輸送の進行速度である。

相互進行速度を用いると体積、質量保存則は式(2-6-5)、(2-6-6)で表される。

$$W_{d12} = W_{d21} = W_{d12} \quad (2-6-3)$$

$$\rho_2 W_{e21} = \rho_1 W_{e12} \quad (2-6-4)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} = W_{e21} - W_{e12} = E_{21}|U_1| - E_{12}|U_2| \quad (2-6-5)$$

$$h_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} = (\rho_2 - \rho_1) E_{21}|U_1| \quad (2-6-6)$$

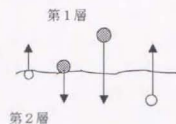


図 2-6-3 相互の輸送

式(2-6-3)の W_e は総和の進行速度である。相互進行速度は界面から離脱した流体を進行層に取り込んで層全体に拡散する能力(乱れ強さ)すなわち進行層の平均流速の絶対値に比例すると考えた。また式(2-6-4)の $\rho_e W_e$ は界面を通過する密度の総和の輸送を表す。相互の進行では界面から離脱する粒子は出発する層の層平均密度を有して進行されと考え式(2-6-4)のように記述する。このように流体の輸送プロセスを記述した相互進行速度を用いると、質量、体積保存式を同一の進行速度で記述できる。

図2-6-1は流向、流速が上下層で同じでせん断力が無視できる場合であるが、2-5節で分類した連行形式の「微細乱流型(Ⅱ型)」の連行の存在を示している。また図2-6-1とせん断力の卓越した場合での図2-6-2との密度分布の時間変化速度を比較すると、「せん断流型(Ⅰ型)」の連行速度が「微細乱流型(Ⅱ型)」の連行速度に比べて大きいことが分かる。

このように玉井(1982)によって提案された相互進行速度の概念を導入することにより界面位置の移動を伴わない場合での質量の輸送をも記述することができる。しかし、図2-6-1、2-6-2の密度分布の時間変化は界面を通しての相互の輸送の存在を示しているが、相互進行がどのようなプロセスで生じているかはブラックボックスの中である。また、式(2-6-3)～(2-6-6)の相互進行速度を用いた記述は、混合プロセスのアンサンブル平均である相互進行現象が存在するとした仮定に基づいている。従って、相互進行現象がどのようなプロセスで生じているかを明らかにすると共に、式(2-6-5)、(2-6-6)の相互進行係数の関数形を定めることが残された課題である。

2-7 移流連行による輸送量と拡散による輸送量のオーダー比較

体積保存、質量保存則の式に現れる拡散項は、運動量輸送では加速度の変化を伴う付加的な抵抗として作用する(玉井(1987))。この体積保存、質量保存式を層全体に積分した積分型の質量、体積保存則を用い、循環水槽での測定値を代入して進行速度を算定する。しかし、このときに拡散項を含んでいると、その意味付けが不明確である。そこで、循環水槽での実験から簡単な流れを例にして、連行に及ぼす拡散の効果について検討し、拡散と移流連行による輸送量のオーダー比較をおこなった。

2-7-1 上層静止、下層流動の簡単な流れでの検討

上層が静止、下層のみが流動している場合には密度分布が図2-7-1で示すように時間的に変化する。下層での積分型体積保存式は図2-7-1の座標系で記述する式(2-7-1)となる。なお、体積保存式、質量保存式の層内での積分(玉井, 1982)についての詳細は2-10節に示す。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -W_e - \beta K_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (2-7-1)$$

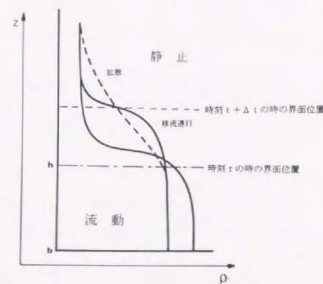


図 2-7-1 連行に及ぼす拡散の効果(玉井(科研報告書, 1986))

鉛直速度成分は上向きを正としているので、式(2-7-1)の右辺第1項は上層水の下層への連行に伴う界面位置の上昇を表し、右辺第2項は下層溶質の上層への拡散に伴う体積変化を表している。 β は混合に伴う密度の増加率と濃度との比例定数である。

下層の密度に着目すると、下層についての積分型質量保存式は次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_b^h \rho dz = -\rho_e W_e + K_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (2-7-2)$$

右辺第1項が移流に伴う密度変化を、第2項は拡散による密度変化を示している。移流と拡散のプロセスを分離し、進行速度 W_e を次式のような相互進行速度で記述する。

$$W_e = W_{e21} - W_{e12} \quad (2-7-3)$$

W_{e21} は下層から上層に、 W_{e12} は上層から下層への進行速度である。この相互進行速度は進行層の速度の大きさに規定されと考えているので、流動の無い上

層への連行速度 W_{e21} はゼロとみなせる。下層についての体積保存則式 (2-7-1) を式 (2-7-3) を用いて書き直すと次式となる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = W_{e12} - \beta K_z \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_{z=h} \quad (2-7-4)$$

式 (2-7-2) の右辺第 1 項は移流連行での界面を通過する流体の質量を示しており、相互連行での質量輸送の式 (2-6-4) を用いて式 (2-7-2) を書き直すと次式となる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^0 \rho \, dz = \rho_1 W_{e12} + K_z \left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=h} \quad (2-7-5)$$

式 (2-7-5) の左辺を下層での層平均密度 ρ_2 を用いて書き直す。

$$\begin{aligned} \rho_2 &= \frac{1}{h_2} \int_h^0 \rho \, dz \\ \frac{\partial}{\partial t} \int_h^0 \rho \, dz &= \rho_2 \frac{\partial h_2}{\partial t} + h_2 \frac{\partial \rho_2}{\partial t} \end{aligned} \quad (2-7-6)$$

ここに h_2 は下層の層厚を示す。式 (2-7-1)、(2-7-6) を用いて式 (2-7-5) を書き直すと次式となる。

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} = \frac{1}{h_2} [- (\rho_2 - \rho_1) W_{e12} + K_z \left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_h + \rho_2 \beta K_z \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_h] \quad (2-7-7)$$

式 (2-7-4)、(2-7-7) の各項の物理的解釈を整理する。式 (2-7-4) の右辺第 1 項は、連行による体積変化を伴う界面位置の変化を表しており、第 2 項は密度分布の変化による界面位置の変化を表している。この右辺第 2 項については図 2-7-2 のように考える。図 2-7-2 (a) の実線が初期の密度分布形①とすると、両層に流れが無い場合には分子拡散によって点線の様な密度分布形②になる。この段階では密度界面の位置は変化しない。次に、連行速度 W_{e12} の起動力である下層の流動による乱流拡散的作用によって、下層に形成された密度勾配の緩やかな部分は一樣化され図 2-7-2 (b) の実線の密度分布形③となる。この後に新たに拡散作用によって図 2-7-2 (b) の点線の密度分布形④が形成され、密度界面の位置が変化する。このように拡散に伴う密度分布の変化は界面位置を変化させることとなる。すなわち、両層が静止している場合には分子拡散の効果は上下対象な密度分布形の形成に寄与するのみで密度界面の位置は変化しないが、流動している場合には分子拡散に連行現象が重なって密度分布形が変化し、その結果として界面位置の変化が生じる。従って、分子拡散による体積変化は、連行層が流動していること、すなわち連行速度 W_e の存在を前提とした付加的な効果である。

式 (2-7-7) について考える。右辺第 1 項は、淡水を連行速度 W_{e12} で下層に輸送して下層水を希釈することを示し、第 2、第 3 項は拡散作用による下層高密度水の上層への拡散による下層密度の低減を示している。

このように式 (2-7-4)、(2-7-7) は共に現象を正確に表現しており、相互連行速度を用いることにより、流体の輸送される方向も併せて表すことができる。

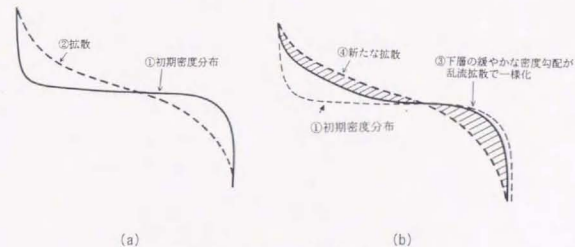


図 2-7-2 連行現象に及ぼす拡散型連行の影響のプロセス
(玉井(科研報告書, 1986))

2-7-2 連行、拡散による輸送量のオーダー比較

2 重円筒水槽を用い、上層静止で下層のみ流動する場合の淡塩成層での実験データより、次のような方法で連行型、拡散型の輸送量を分離して算定した。

上層についての質量保存則を考える。上層は流動が無いので、下層から上層への輸送は拡散型のみであるので、次式のように書ける。

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\frac{1}{h_1} \left(K_z \left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_h + \rho_1 K_z \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_h \right) \quad (2-7-8)$$

式 (2-7-8) の左辺を式 (2-7-6) と同様次のように記述する。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^0 \rho \, dz = \rho_1 \frac{\partial h_1}{\partial t} + h_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} \quad (2-7-9)$$

また、式 (2-7-9) の右辺第 1 項は

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} = -W_{12} + K_z \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_h \quad (2-7-10)$$

と書けるので、式 (2-7-9)、(2-7-10) を用いて式 (2-7-8) を書き直すと次式となる。ここに s は水面での z 座標である。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_b^e \rho dz = -\rho_1 W_{e12} - K_z \left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (2-7-11)$$

密度分布の時間変化を図2-7-3の様に示す。図中斜線部分が式(2-7-11)の右辺第2項が表す拡散による輸送量である。

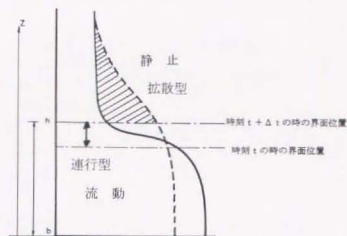


図2-7-3 拡散による流体輸送に伴う界面位置の変化
(玉井(科研報告書, 1986))

式(2-7-11)の連行速度 W_{12} の算定には式(2-7-10)を用いるが、体積保存則では拡散項は連行項に比べて微小であると考えられるので、式(2-7-10)の右辺第2項を無視して界面位置の時間変化から W_{12} を算定する。

$$W_{e12} = \frac{h(t + \Delta t) - h(t)}{\Delta t} \quad (2-7-12)$$

次に式(2-7-11)の左辺を離散化した式(2-7-13)を用いて密度分布の時間変化より式(2-7-11)の左辺を算定した。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_b^e \rho dz = \frac{1}{\Delta t} \left[\int_{b(t+\Delta t)}^e \rho(t + \Delta t) dz - \int_{b(t)}^e \rho(t) dz \right] \quad (2-7-13)$$

式(2-7-11)、(2-7-12)、(2-7-13)より $\rho_1 W_{e12}$ 、 $K_z \partial \rho / \partial z$ を算定し、この比をRichardson数に対して整理したのが図2-7-4である。

ここにRichardson数 R_i は次式で定義した。

$$R_i = \frac{(\Delta \rho / \rho) g h_z}{u z^2}$$

図2-7-4から分かるように $\rho_1 W_{e12} / (K_z \partial \rho / \partial z)$ の値はRichardson数によらず2.5~60の値であった。従って、界面が比較的不安定で「せん断流型」連行が活発に生じている淡塩成層の場合には、拡散型の輸送量は連行型による輸送量に比べて無視しても差し支え無い程度の大きさである。

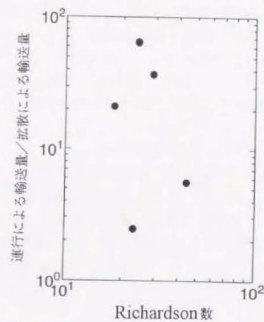


図2-7-4 移流による輸送量と拡散による輸送量との比較

2-8 分子拡散による輸送量の評価

塩分成層では拡散の項は連行の項に比べて $1/2.5 \sim 1/60$ の大きさであり、界面が不安定で「せん断流型」連行が主要な働きをする場合には「拡散型」連行は無視しても差し支えないことを2-7節で示した。しかし、界面が比較的安定な場合には分子拡散の効果は連行に比べて必ずしも無視できる量ではない。さらに、2-5節で分類した連行過程の3成分[せん断流型]、[微細乱流型]、「拡散型」を含んだ実用的な連行係数の関数形を得るためには、温度成層に代表されるような分子拡散の効果適切に評価することが必要である。玉井・浅枝・菅ら(1985)は界面が比較的安定で、分子拡散に代表される伝導型の輸送が顕著に現れる状態での淡塩、温度成層の連行実験のデータの検討から「拡散型」の連行係数の関数形を求めた。(玉井(科研報告書, 1986))

2-8-1 従来のデータの整理と混合形態

玉井・浅枝・渡辺・菅ら(1985)の循環水槽でのデータと他の研究者のデータとを合わせて整理する場合に、他の研究者の発表論文には密度、流速分布についての情報が少ない。従って、循環水槽での実験データとは同レベルのデータでは無いことを前提にデータの整理を行った。図2-8-1に示す密度分布より決定したせん断層厚 h_s 、密度差 $\Delta\rho$ 、及び流速分布より決定した u_s 、 v_s を用いて連行係数、Richardson数を式(2-8-1)のように定義した。

$$E = W_e / V_s, \quad R_{is} = \Delta\rho g h_s / \rho u_s^2 \quad (2-8-1)$$

ここに W_e は連行速度、 V_s は上層流速、 h_s はせん断層(l_s)を含んだ上層の層厚、 l_s は相対速度差である。片方の層が静止している場合には $u_s = V_s$ である。 E を R_{is} に対して整理したのが図2-8-2である。図2-8-2には2重円筒水槽を用いた淡塩、温度成層の実験データに、芦田ら(1977)、Deardorff(1982)、Long(1975)のデータを合わせて整理した。

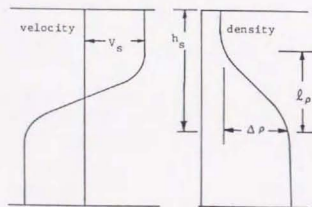


図2-8-1 密度流速分布の模式図

2重円筒水槽での実験では層平均Reynolds数が2000以下の層流に近い状態で実験し、「拡散型」連行が「せん断流型」連行に埋没してしまわないようにした(玉井・浅枝・渡辺・菅ら(1985))。淡塩成層と温度成層でそれぞれ実験を行ったが、温度成層の実験では発泡スチロールで水槽全体を断熱し、上板に取り付けたヒーターによって温度2成層を形成した。

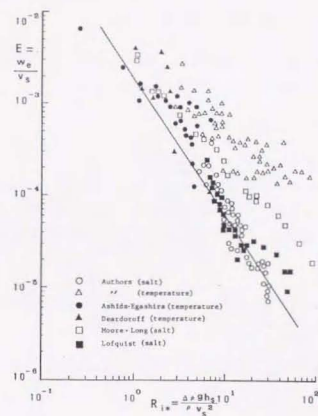


図2-8-2 連行係数とRichardson数(淡塩、温度成層)
(玉井(科研報告書, 1986))

図2-8-2の△印、●印、▲印は温度2成層での実験データで、他のデータ群から大きく離れており、この傾向は R_{is} が増加するに従って大きくなる。この原因は連行現象3成分の現れ方の違いによると思われる。

淡塩成層での R_{is} の小さな領域では界面は不安定で、「せん断流型」が卓越し「拡散型」の寄与は実質的には無視し得る。又塩分の場合は温度と比べて伝導率が2オーダー小さいので、「拡散型」の寄与はかなり小さい。 R_{is} が大きくなると界面は比較的安定になり、「微細乱流型」、「拡散型」が卓越するようになる。さらに R_{is} が大きくなると「微細乱流型」の連行も生じることができず、「拡散型」のみが存在することとなる。

次に温度成層であるが、この場合には、熱の伝導率が塩分の伝導率に比べて2オーダー大きいので、「拡散型」の連行の寄与が R_{is} の小さな領域において

も出現しており、界面が安定するにつれてその効果が相対的に顕著になってくる。連行現象の各成分の卓越して発生する領域を考慮してデータ整理を行うことにより、「拡散型」の連行現象を評価した（玉井(科研報告書, 1986)）。

2-8-2 「拡散型」の輸送について

拡散による流体の輸送は、密度に変換して考えると次のように書くことができる。

$$\text{拡散による密度の輸送量} = -K \partial \rho / \partial z \quad (2-8-2)$$

ここにKは拡散係数、zは鉛直方向の座標を表す。この拡散による輸送を見かけの移流速度 W_e を用いて表すと次式ようになる。

$$\Delta \rho W_e = -K \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2-8-3)$$

ここに $\Delta \rho$ は界面での密度差を示している。この見かけの移流速度 W_e は連行速度と同じ概念であるので、連行係数を用いて記述することができる。図2-8-1に示す密度分布の遷移層の厚さ L_p を用い、式(2-8-3)の微係数を離散化して次のように記述する。

$$-\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{\Delta \rho}{L_p} \quad (2-8-4)$$

この式(2-8-4)を式(2-8-3)に代入すると次式となる。

$$\Delta \rho W_e = K \frac{\Delta \rho}{L_p} \quad (2-8-5)$$

層平均流速をUとし、「拡散型」の連行を連行係数 E_m を用いて記述すると式(2-8-5)より次式が得られる。

$$E_m = \frac{K}{L_p \cdot U} \quad (2-8-6)$$

式(2-8-6)の右辺の無次元量はPeclet数の逆数を示しており、「拡散型」の連行係数 E_m はPeclet数の(-1)乗に比例する。

$$E_m = \frac{1}{P_e} \quad (2-8-7)$$

Kは温度成層の場合には熱伝導率を用い、淡塩成層の場合には温度を考慮した塩分の拡散係数を用いた。

実際の連行現象では「せん断流型」、「微細乱流型」、「拡散型」の連行が同時に生じており、図2-8-2の実線が「せん断流型」、「微細乱流型」連行係数の和 $E_s + E_m$ を表すとする。図2-8-2のデータの内発表論文等からPeclet数が計算できたデータを用い、Peclet数の区分毎にシンボルを違えて分類した。各区分のPeclet数の代表値を用いて E_m を式(2-8-7)から計算し、図2-8-2の直線に付加して示したのが図2-8-3の曲線である（玉井(科研報告書, 1986)）。各シンボルは各々の曲線の周りに分布している。

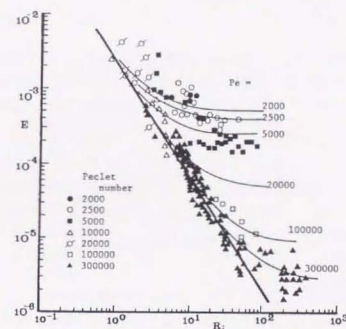


図2-8-3 Peclet数による「拡散型」連行係数の評価
(玉井(科研報告書, 1986))

2-9 連行に伴う運動量輸送

連行による流体の輸送では密度、体積の輸送と共に、運動量の輸送も生じる。両層間に速度差がある場合には、速度の遅い流体を速度の早い層に連行すると、この流体を加速するために連行層の運動量が消費され加速度が変化する。このように運動量の輸送は付加的な抵抗として働く。この付加抵抗を抵抗係数を用いて記述する場合、従来の取扱いは連行係数の2倍を界面抵抗係数に付加して使用している（例えば須賀(1979)）。しかし、この内容を検証すると、流れの状態（流向、流速の組み合わせ）によっては正しくない。

玉井(1982)は運動方程式の加速度項の積分過程で出現する運動量連行項を詳細に検討することにより、その物理的意味と記述の方法を明確にした。

運動量保存の慣性項の積分過程において次のような連行に伴う見掛けの運動量の輸送を表わす項が出現する(玉井(1982))。

$$\rho_1 h_1 \frac{\partial U_1}{\partial t} + \rho_1 h_1 U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + U_1 \rho_1 W_{e21} - \rho_1 h_1 W_e \quad (2-9-1)$$

式(2-9-1)の第3項、第4項が連行に伴う見掛けの運動量の輸送を表わす項である。輸送される流体は出発する層の平均の密度を有して移動するとした相互連行の記述を用いると、式(2-9-1)の第3項は次式となる。

$$U_1 \rho_1 W_e = U_1 \rho_2 W_{e21} - U_1 \rho_1 W_{e12} \quad (2-9-2)$$

式(2-9-1)の第4項の物理的に無理のない記述を、流速の組み合わせと抵抗による加速度の変化から検討した。連行に伴う見掛けの運動量輸送は、連行により他の層から受ける付加的なせん断応力と解釈される。粘性、造波による界面でのせん断応力 τ_i と運動量輸送に伴う付加的なせん断力とを加えて、これらの総量による加速度の変化について検討した。式(2-9-1)の第3、第4項を書き改めると次のようになる。

ここに、 m_1 は連行に伴う運動量輸送による付加的な加速度を表し、 M_1 はせん断力総体による上層流体の加速度の変化を表す。なお、 m_2 、 M_2 は下層流体への加速度の変化である。

第1層について

$$M_1 = -(U_1 \rho_2 W_{e21} - U_1 \rho_1 W_{e12} - \rho_1 h_1 W_e) / (\rho_1 h_1) - \tau_{i1} \\ = m_1 - \tau_{i1} \quad (2-9-3)$$

第2層について

$$M_2 = -(U_2 \rho_1 W_{e12} - U_2 \rho_2 W_{e21} + \rho_2 h_2 W_e) / (\rho_2 h_2) + \tau_{i2} \\ = m_2 + \tau_{i2} \quad (2-9-4)$$

式(2-9-3)、(2-9-4)の τ_{i1} 、 τ_{i2} は粘性、造波によるせん断力である。

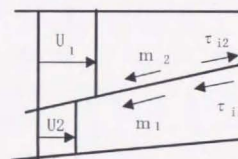
まず式(2-9-3)、(2-9-4)中の界面での水平方向速度 u_h の取り方について検討する。界面での流速 u_h として上下層の平均流速 $u_h = (U_1 + U_2)/2$ を考えると、式(2-9-3)、(2-9-4)は各々次のようになる。

$$M_1 = -(U_1 - U_2)(\rho_2 W_{e21} - \rho_1 W_{e12}) / 2 \rho_1 h_1 - \tau_{i1} \\ = m_1 - \tau_{i1} \quad (2-9-5)$$

$$M_2 = (U_1 - U_2)(\rho_1 W_{e12} - \rho_2 W_{e21}) / 2 \rho_2 h_2 + \tau_{i2} \\ = m_2 + \tau_{i2} \quad (2-9-6)$$

今仮りに $U_1 > 0$ 、 $U_2 > 0$ 、 $U_1 > U_2$ の場合を考える。流速の大きな層に向かう連行速度の方が大きいので、 $W_{e21} > W_{e12}$ であり、Boussinesq近似を用いると $\rho_1 \approx \rho_2$ であるので、 $\rho_2 W_{e21} - \rho_1 W_{e12}$ は正となる。この場合には式(2-9-5)、(2-9-6)の m_1 、 m_2 は共に負となり、これを界面での摩擦によるせん断応力 τ_{i1} 、 τ_{i2} と共に示したのが図2-9-1である。この場合には連行によって上層、下層共に減速されることを示している。上層については、速度の小さい流体を連行し、それを上層での速度と同じになるように加速しようとするので運動量が消費される結果は、実際現象を表現している。しかし、下層側の流体が上層に移行することによって、下層側が減速される結果は実際の現象に反する(玉井(1982))。

図2-9-1 運動量輸送に伴う付加抵抗(玉井(1982))



そこで式(2-9-2)と同様に速度についても混入前の層の平均速度を保持して混入して行くとする相互連行の概念を採用する。

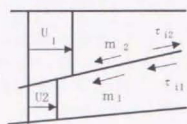
$$\rho_2 h_2 W_e = \rho_2 U_2 W_{e21} - \rho_1 U_1 W_{e12} \quad (2-9-7)$$

このように考えると、 M_1 、 M_2 は各々次のように書くことができる。

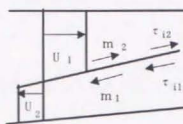
$$M_1 = -\rho_2 (U_1 - U_2) W_{e21} / (\rho_1 h_1) - \tau_{i1} \\ = m_1 - \tau_{i1} \quad (2-9-8)$$

$$M_2 = \rho_1 (U_1 - U_2) W_{e12} / (\rho_2 h_2) + \tau_{i2} \\ = m_2 + \tau_{i2} \quad (2-9-9)$$

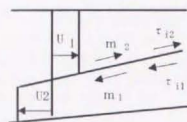
式(2-9-8)、(2-9-9)の付加的な抵抗 m_1 、 m_2 の記述によると、加速度の変化は連行した流体によって連行層のみで変化し、被連行層では変化しないことを示している。上述の流速の組合せでは、流速の遅い下層流体が上層に輸送されることにより上層が減速され、逆に上層の早い流体が下層に輸送されると下層を



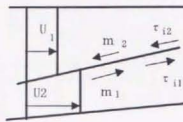
(a)



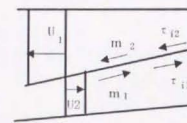
(b)



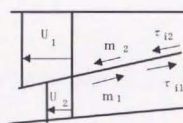
(c)



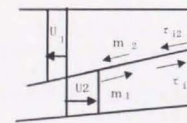
(d)



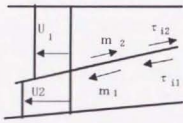
(e)



(f)



(g)



(h)

図 2-9-2 種々の流速の組み合わせと付加抵抗
(菅・玉井(1984))

加速することとなり、実際現象を合理的に説明している。種々の流速の組合せについて検討を行った結果を図2-9-2に示す(菅・玉井(1984))。運動量輸送に伴う加速度の変化を表す式(2-9-8)、(2-9-9)の m_1 、 m_2 の記述は現象を無理なく説明することができ(玉井(1982))、相互連行の考え方で運動量輸送を記述することの妥当性を示している。

式(2-9-8)、(2-9-9)の m_1 、 m_2 を抵抗係数を用いて表すと、抵抗係数は次式となる(玉井(1982))。

$$f_{ie1} = \frac{(\rho_2/\rho_1)2E|U_1|}{|U_1 - U_2|} \quad (2-9-10)$$

$$f_{ie2} = \frac{2E|U_2|}{|U_1 - U_2|} \quad (2-9-11)$$

$\rho_2/\rho_1 \approx 1$ であるので、式(2-9-10)、(2-9-11)より $U_2=0$ の場合のみ $f_{ie1}=2E$ となるが $f_{ie2}=0$ となるので、単に上下層の抵抗係数として $f_i' = f_i + 2E$ を用いる従来の方法は正しくないことを示している。

2-10 密度、運動量の分散を考慮した一次元漸変密度流方程式

感潮河川河口部での塩分濃度上現象を解析する際の基礎式にはエネルギー方程式を用いた須賀(1979)の研究、密度、流速分布形を未知数と扱った日野、瀧岡(1979)の区界積分法の研究などがある。しかし、実際の河川での流速分布、密度分布が十分に考慮されておらず、連行についての取り扱いも不十分である。玉井(1982)は流速分布、密度分布を考慮し、運動方程式を各層で積分することにより、連行及びこれに伴う付加応力を考慮した積分型の運動方程式を導いた。この積分過程で密度、流速の層平均からの偏差の相関による見掛けの密度、運動量の分散項を導き、さらに慣性項の詳細な積分により連行に伴う付加応力の内容を合理的に評価した(玉井(1982))。

また、実験データより連行速度を算定する場合の算定のもととなる基礎式は物理的に意味の明確なものが必要である。玉井(1987)は混合液の溶解成分に遡って言及することにより、2成分混合液の場合の拡散項を含んだ体積保存則、質量保存則を導いた。

本研究ではこの混合流体に対する質量保存則、体積保存則、運動量保存則を層内で積分した一次元漸変流基礎式を用いて連行実験のデータを整理し、相互連行係数の関数形について検討を行う。さらに、この積分型一次元漸変流方程式を用い、塩水くさびの挙動の数値シミュレーションを行い、境界条件の変化が及ぼす影響を検討する。この積分型基礎式の積分過程について整理を行った。

混合流体に対する質量保存則、体積保存則、運動量保存則は次式で表せる(玉井(1987))。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) \quad (2-10-1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = -\beta \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) - \beta \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) \quad (2-10-2)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho w \frac{\partial u}{\partial z} = \Omega \frac{\partial p}{\partial x} + \rho \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon_z \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \rho \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon_x \frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2-10-3)$$

ここに x , z は流れ方向、鉛直方向の座標で、 u , v はそれぞれの方向の速度成分である。 Ω は質量力、 c は濃度、 K_x , K_z , ϵ_x , ϵ_z は渦動拡散係数、渦動粘性係数である。又 β は混合に伴う密度の増加率と濃度との比例定数で $\Delta \rho / \rho = \beta c$ と定義され、混合に伴う溶液の体積変化の少ない場合には(希釈溶液) 1 に近い値である。

塩水くさびのような成層流では現象を2次元で考えた場合、鉛直拡散が流下方向の移流拡散に比べて現象に支配的であるので、式(2-10-1)、(2-10-2)、(2-10-3)では拡散項は鉛直成分のみ考慮することとする。実際現象を取り扱う場合には中間層を考慮した3層系が有利であるが、密度、流速の分布を考慮することにより中間層の存在を考慮することができる。この節では2層流について

基礎式の積分過程を整理するが、この結果は3層系に簡単に拡張することが可能である。

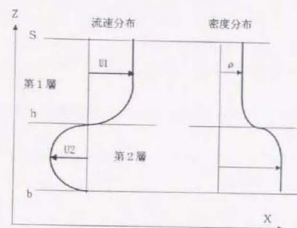


図2-10-1 2層系での座標系

式(2-10-1)、(2-10-2)、(2-10-3)を図2-10-1の2層系の各層内で積分する。なお底面を通しての流体の移動、水面からの放出はないものとし、底面、密度界面、水面での諸量に添え字 b , h , s を付して記述する。又塩水では混合に伴う体積変化は無視できるので、 β の値は1.0を採用する。

2-10-1 体積保存則の積分(玉井(1987))

体積保存式(2-10-2)を上層、下層でそれぞれ積分し、層平均量で記述する。まず上層で積分を行うと次式となる。

$$\int_h^s \frac{\partial u}{\partial x} dz + W \Big|_{z=h}^s = -k_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (2-10-4)$$

積分領域の s , h が x の関数であることを考慮すると式(2-10-4)は次のように書くことができる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_h^s u dz - u(x, s, t) \frac{\partial s}{\partial x} + u(x, h, t) \frac{\partial h}{\partial x} + W(x, s, t) - W(x, h, t) = k_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (2-10-5)$$

水面に存在する水粒子は水面に留まるので、水面での鉛直速度成分 $W(x, s, t)$ は

$$\frac{d}{dt} s = W(x, s, t) = \frac{\partial s}{\partial t} + u(x, s, t) \frac{\partial s}{\partial x} \quad (2-10-6)$$

となる。又、運動する界面より粒子が分離して連行が生じているので、界面での粒子の鉛直速度成分は次のように書くことができる。

$$W(x, h, t) = \frac{\partial h}{\partial t} + u(x, h, t) \frac{\partial h}{\partial x} + W_e \quad (2-10-7)$$

W_e は連行速度を表す。以下では $W(x, s, t)$ 等を簡単に W_e と添字を用いて記述することとする。

式(2-10-5)に式(2-10-6)、(2-10-7)を代入し、平均流速 U_1 、上層水深 h_1 を用いて書き直すと次式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_1}{\partial t} + \frac{\partial(U_1 h_1)}{\partial x} &= W_e + k_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=h} \\ U_1 &= \int_b^s u \, dz, \quad h_1 = s - h \end{aligned} \quad (2-10-8)$$

連行速度 W_e は相互連行速度の総和として考え、相互連行係数を用いて次のように記述する。

$$W_e = W_{e21} - W_{e12} = E_1 | U_1 | - E_2 | U_2 | \quad (2-10-9)$$

ここに W_{e21} は第2層から第1層に輸送される連行速度を表し、 W_{e12} は第1層から第2層への連行速度である。

上層同様に下層で式(2-10-2)を積分すると次式が得られる。

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} + \frac{\partial(U_2 h_2)}{\partial x} = -W_e - k_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (2-10-10)$$

h_2, U_2 は下層での水深、平均流速である。

2-10-2 質量保存則の積分 (玉井(1982))

質量保存式(2-10-1)を上層、下層でそれぞれ積分する。上層についての積分型の質量保存則として次式を得る。

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_b^s \rho \, dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_b^s \rho u \, dz = \rho_h W_e - k_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_{z=h} \quad (2-10-11)$$

平均水理量で記述する場合には密度、流速の相関項 $\int \rho u \, dz$ が入ってくるので、密度、速度分布を与える必要がある。

成層場での流速分布、密度分布についての研究としては、混合距離理論を成層場において適用した江頭の研究(1980)、Monin・Obukhovの相似則を適用して上層での流速分布を導いた日野の研究(1979)、又上層での密度分布を拡散方程式より求めた須賀の研究(1979)、現地観測データの整理よりLog-linear則の成立する相似な分布形を導いた菅、玉井の研究(1984)がある。しかし塩水くさびを考へても全域に渡ってこれらの結果を適用することは困難であり、又スケール等の不明な点も多いので、河川への適用性を考慮して相似な分布形を用いる。

速度、密度をそれぞれ層平均量とそれからの偏差によって記述する。

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_1 + m_1(z)(\rho_h - \rho_s) \\ u &= u_1 + f_1(z)(u_s - u_h) \end{aligned} \quad (2-10-12)$$

ここに $U_1 = \int_s^u u \, dz / (s - h)$ 、 $\rho_1 = \int_b^s \rho \, dz / (s - h)$ であり、 $m_1(z)$ 、 $f_1(z)$ は相似関数(玉井(1982))である。第2層についても第1層と同様に相似な分布関数 $m_2(z)$ 、 $f_2(z)$ を用いて分布形を記述することができる。

式(2-10-8)、式(2-10-12)を用いて式(2-10-11)を書き直すと次のようになる。

$$\begin{aligned} h_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + u_1 h_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} &= \rho_h W_e - \rho_1 W_e - \rho_1 k_z \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=h} - k_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_{z=h} \\ &\quad - I_1 \frac{\partial(\Delta \rho_1 \Delta u_1 h_1)}{\partial x} \end{aligned} \quad (2-10-13)$$

ここに $\Delta \rho_1$ 、 Δu_1 、 I_1 は

$$\begin{aligned} \Delta \rho_1 &= (\rho_h - \rho_s), \quad \Delta u_1 = (u_s - u_h) \\ I_1 &= \int_0^1 m_1 f_1 \, d\eta_1, \quad \eta_1 = (z - h) / (s - h) \end{aligned} \quad (2-10-14)$$

である。

式(2-10-13)の右辺第5項は断面平均量からの偏差に伴う一次元分散項であり、質量の見かけの分散を示している。この分散項は、流速、密度分布が不規則に変化する河口部の密度流では無視できないオーダーを有する項である。相互連行速度を用いて W_e 、 $\rho_h W_e$ を記述すると次式のように書くことができる。相互連行では、輸送される流体は出発する層の平均の水理量を有して連行すると考えている。

$$\begin{aligned} W_e &= W_{e21} - W_{e12} \\ \rho_h W_e &= \rho_2 W_{e21} - \rho_1 W_{e12} = \rho_2 E \Big|_{u_1} - \rho_1 E \Big|_{u_2} \end{aligned} \quad (2-10-15)$$

この式(2-10-15)を用いて式(2-10-13)を書き直すと次式が得られる(玉井(1982))。

$$\frac{\partial p_1}{\partial t} + u_1 \frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)}{h_1} E |u_1| - \frac{I_1}{h_1} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta p_1 \Delta u_1 h_1) - (\rho_1 k_z \frac{\partial c}{\partial z} |_{z=b} + k_z \frac{\partial p}{\partial z} |_{z=b}) / h_1 \quad (2-10-16)$$

上層同様に質量保存式(2-10-1)を下層で積分すると次式が得られる。

$$\frac{\partial p_2}{\partial t} + u_2 \frac{\partial p_2}{\partial x} = -\frac{(\rho_2 - \rho_1)}{h_2} E |u_2| - \frac{II_1}{h_2} \frac{\partial}{\partial x} (\Delta p_2 \Delta u_2 h_2) + (\rho_2 k_z \frac{\partial c}{\partial z} |_{z=b} + k_z \frac{\partial p}{\partial z} |_{z=b}) / h_2 \quad (2-10-17)$$

ここに Δp_2 , Δu_2 , II_1 は

$$\Delta p_2 = (\rho_b - \rho_h), \quad \Delta u_2 = u_h \\ II_1 = \int_0^1 m_2 f_2 d\eta_2, \quad \eta_2 = (z - b) / (h - b)$$

である。

2-10-3 運動量保存則の積分(玉井(1982))

漸変流と考え圧力は静水圧分布を仮定し、水面での応力は界面抵抗に比べて無視できるとする。また、輸送される流体は、式(2-10-18)に示すように出発する層の平均流速を有して移動するとする(玉井(1982))。

$$\rho_b u_h W_e = \rho_2 U_2 W_{e21} - \rho_1 U_1 W_{e12} \\ = \rho_2 U_2 E_1 |U_1| - \rho_1 U_1 E_2 |U_2| \quad (2-10-18)$$

上層についての積分型運動方程式は次式のようになる(玉井(1982))。

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} + U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} = \frac{I}{\rho_1 h_1} [-\frac{1}{2} g \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 h_1^2) - g \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_1 \Delta p_1) - \rho_1 g h_1 \frac{\partial h}{\partial x}] - \frac{\rho_2}{\rho_1 h_1} (U_1 - U_2) E |U_1| - \frac{1}{2 h_1} f_1 |U_1 - U_2| (U_1 - U_2) - \frac{1}{\rho_1 h_1} [I_1 \frac{\partial}{\partial t} (-h_1 \Delta p_1 \Delta u_1) + I_1 U_1 \frac{\partial}{\partial x} (-h_1 \Delta p_1 \Delta u_1) + 2 I_1 h_1 \Delta p_1 \Delta u_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + I_2 \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 h_1 \Delta u_1^2) + I_3 \frac{\partial}{\partial x} (h_1 \Delta p_1 \Delta u_1^2) + u K_z \frac{\partial p}{\partial z} |_{z=b}] \quad (2-10-19)$$

第2層についても同様に積分型運動方程式が得られる(玉井(1982))。

$$\frac{\partial U_2}{\partial t} + U_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} = \frac{I}{\rho_2 h_2} [-\frac{1}{2} g \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 h_2^2) - g \frac{\partial}{\partial x} (\lambda_2 \Delta p_2) - h_2 \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 g h_1) - \rho_2 g h_2 \frac{\partial b}{\partial x}] + \frac{\rho_1}{\rho_2 h_2} E |U_2| (U_1 - U_2) + \frac{\rho_1}{2 \rho_2 h_2} f_1 |U_1 - U_2| (U_1 - U_2) - \frac{f_b}{2 h_2} |U_2| U_2 - \frac{1}{\rho_2 h_2} [II_1 \frac{\partial}{\partial t} (\Delta p_2 \Delta u_2 h_2) + II_1 U_2 \frac{\partial}{\partial x} (\Delta p_2 \Delta u_2 h_2) + 2 II_1 \Delta p_2 \Delta u_2 h_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} + II_2 \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 h_2 \Delta u_2^2) + II_3 \frac{\partial}{\partial x} (h_2 \Delta p_2 \Delta u_2^2) - u K_z \frac{\partial p}{\partial z} |_{z=b}] \quad (2-10-20)$$

ここに f_1 , f_b は界面、底面での抵抗係数であり、 I_1 , I_2 , I_3 , II_1 , II_2 , II_3 , λ_1 , λ_2 等は分布関数に関する係数項である。

$$I_1 = \int_0^1 m_1 f_1 d\eta_1, \quad I_2 = \int_0^1 f_1^2 d\eta_1, \quad I_3 = \int_0^1 m_1 f_1^2 d\eta_1 \\ II_1 = \int_0^1 m_2 f_2 d\eta_2, \quad II_2 = \int_0^1 f_2^2 d\eta_2, \quad II_3 = \int_0^1 m_2 f_2^2 d\eta_2 \\ \Delta p_1 = \rho_b - \rho_s, \quad \Delta p_2 = \rho_b - \rho_h, \quad \Delta u_1 = u_s - u_h, \quad \Delta u_2 = u_h \\ \lambda_1 = \int_0^1 \int_0^1 m_1(z) dz d\eta_1, \quad \lambda_2 = \int_0^1 \int_0^1 m_2(z) dz d\eta_2 \quad (2-10-21)$$

2-11 連行現象に関する課題の分析

以上連行現象と漸変密度流基礎式に関わる従来の成果を中心に整理を行った。連行実験、連行現象の可視化の研究を整理し、連行現象を把握するためには連行の起因力を忠実に再現した装置での検討が不可欠であることを示した。すなわち、上層、下層が共に流動するせん断密度流での界面混合現象を明らかにするためには、上層、下層の流動によって形成されるせん断層での現象の解明が重要であることを示している。また、連行現象をその輸送プロセスにまで立ち返った連行現象の成分分離の方法は、流体輸送のプロセスを上層、下層方向に分離して記述する相互連行の概念を利用することの有効性を示唆している。輸送プロセスを界面からの流体の剥離と、連行層の乱れによる層全体への拡散として扱う、十分な乱れ強さを有している層へは流体の輸送が生じており、それらの輸送のアンサンブル平均として相互連行現象を考えることができる。従って、せん断密度流での混合現象の解明は、せん断層での相互連行がどのようなプロセスで生じているのかを追跡することよりスタートすることができる。

相互連行の概念を導入した漸変密度流基礎式の導出過程で出現する、運動量輸送、付加的な抵抗の記述の方法を整理した。この基礎式を用いる際の、連行現象の解明と相互連行係数の関数形を定めることにより、積分型の漸変密度流基礎式を用いて塩水遡上現象の分析を精度良く行うことが可能と思われる。

なお、せん断密度流での連行現象の解明のために残された課題と、従来の成果の整理によって示唆された事項を箇条書きにする。

1. せん断流、振動格子での連行実験について代表的な研究を整理したが、界面混合を生じさせる起動力（せん断流、吹送流、振動格子）によって乱れのスケールが異なり、連行のメカニズムが異なることを示している。しかしこれらは「せん断流型」、「微細乱流型」、「拡散型」連行のいずれかが卓越する場合に相当している。塩水くさびのように上層の淡水と下層の塩水が共に流動しているような場合でのせん断密度流を扱う場合には、両層が共に流動して界面にせん断力が働く装置での研究が不可欠である。

2. 乱れエネルギーの輸送方程式を基にして導いた連行係数の式には Reynolds 数が含まれており、連行係数が Richardson 数と共に Reynolds 数の関数であることを示唆している。

3. 界面の不安定性の発達から界面破壊、界面混合にいたるプロセスには重力内波が重要な役割をしていることが明らかになった。界面の K-H 不安定性が巻き波へと発達するプロセスを説明した Thorpe の研究は重力内波を伴わない界面破壊の発生を示しているが、重力内波の代わりに界面の傾きが重力不安定を助長していると思われる。従って、いずれの場合も重力内波に伴う界面変形が界面不安定に重要な役割をしていることを示している。このことはせん断密度流でのせん断層の変形が重要な役割を果たしていることを示唆している。上下層が相互に流動している実験装置を用いてせん断層の挙動に着目し、重力不安定を引き起こす重力内波の役割を明らかにすることが必要である。

4. 淡水成層の場合には拡散型は連行型の輸送量に比べて 1 オーダ小さいことが得られている。従って、せん断流が卓越する連行実験では、連行型の輸送が主要な役割をすることを示している。しかし、せん断力が小さくなると「微細乱流型」、「拡散型」連行も無視できなくなる。実用的な観点からは、連行の 3 つの成分それぞれの相互連行係数の関数形を定める必要がある。

5. Koop and Browand の研究によると、十分に発達したせん断層では Richardson 数が一定値になることを示している。界面混合によってせん断層では運動学的平衡状態が形成されることを示しており、このことは相互連行係数の関数形を定める際の有効な指標である。

6. 玉井は相互連行の概念を用いて質量、運動量などの輸送を同一の連行速度で記述し、それぞれの方程式の各項の物理的解釈を明確にした。しかし、実際に界面で生じている混合現象と相互連行のプロセスを結び付けるまでには至っておらず、相互連行現象の存在を仮定した下での議論に留まっている。

相互連行が生じているプロセス、相互連行現象に果たすせん断層、重力内波の役割を明確にすると共に、この相互連行現象を支配しているせん断層での安定条件などより相互連行係数の関数形を定めることが残された課題である。

7. 相互の連行はそれぞれ流動している層に向かって相互に生じていると仮定しているので、この相互の輸送の存在を確かめるためには相互に流動したせん断密度流での界面近くに着目した流体輸送のプロセスを追跡することが必要である。相互の流体輸送へのせん断層と重力内波の役割を明確にするためにはせん断層内とせん断層外縁近くでの流体輸送に着目した観察が重要である。

8. 玉井によって導かれた積分型基礎方程式を河道での塩水遡上現象の計算に適用する場合には、河口部支配断面での混合を考慮した水理条件を定めことができる。この一次元漸変密度流基礎式を具体的な分布関数の基で書き直し、塩分遡上現象の数値計算への適応性を確かめ必要がある。その後、これを応用して塩分遡上現象に及ぼす河床地形、河川流量、河口水深などの境界条件の影響を分析することができる。

以上箇条書にした残された課題を実験的に検討するためには上層、下層が色々な流向・流速で相互に流動する水槽が最も適している。本研究では循環水槽を用いてせん断密度流での連行実験を行い、界面混合のプロセス、相互連行現象でのせん断層の働きを明らかにすると共に相互連行係数の関数形について検討する。

第3章 せん断密度流での連行実験

3-1 はじめに

せん断流に起因する界面現象を再現するために本研究では2種類の水槽を用いる。いずれも循環水槽で、目的に応じてそれぞれを使用する。相互連行現象の解明と相互連行量の測定では、界面での混合量を直接測定する事は困難であり、積分型の質量保存、体積保存式を用いて実験結果より連行速度を求める方法を採用する。直線水路で一方向流れの実験を行う場合を考えると、流れ方向に状態が変化するので、2断面での流速、密度の分布を同時に測定し、移流項の差から連行量を算定しなければならない。この場合には、移流項の測定精度と連行量のオーダーとが同程度となり、さらに現象が時間的にも変化するため精度のよい測定が困難である。他方循環水槽を用いると水平方向には一様な現象を再現することができ、移流項を無視することができる。循環水槽内1断面での密度、流速分布の時間変化を精度良く測定する事は容易であり、また現象の再現性、可視化にも優れているために、本研究では循環水槽を採用する。

しかし、循環水槽の問題点として二次流が連行現象に影響する事が指摘されている。循環水槽での流動の起動力を水面で回転させるスクリーンで得ることとすると、まず1番目の問題として内岸と外岸での回転速度の差が挙げられる。外岸で速く、内岸で遅いために、乱れ強さも同様に内岸で弱く、外岸で強くなり一様な流れとはならない。2番目の問題として、下層から連行された流体が二次流によって内岸の低流速の部分に輸送され、界面上に三角形エッジ状に停滞し、中間層の厚さが部分的に厚くなることである。このために、内岸近くの界面では連行がほとんど生じないので、連行の生じる面積が減少する。この結果、全体として二次流は連行を減少させる作用をする。従って、循環水槽で幅方向に一様な流れを出現させ、初期の目的を達成するためには、二次流についての対策が重要である。

3-2 二次流の抑制

循環水槽を用いて界面での混合現象、連行量を測定する際にせん断流以外の影響が界面に作用すると、実験の精度を低下させることとなる。そこで、本研究で使用する2重円筒水槽での二次流の影響の程度を、循環水槽の形状と二次流との関係に関する従来の研究より検討する。

3-2-1 回転水槽の形状と連行係数

回転水槽の二次流の発生がどのようなプロセスで連行に影響を及ぼすかを実験的に検討したものにScranton and Lindberg(1983)の研究がある。彼らは円筒水槽外側の直径を1.22mとし、内側の直径を0.61, 0.762, 0.914mの3通りに変化させ、水深(H)と水路幅(w)との比H/Wが0.25~0.37の範囲で実験を行い、

水槽の形状と二次流の進行係数への影響について検討した。また、Scranton and Lindbergは水槽の直径が彼らの実験とは異なるDeardorff and Will(1982)、Kantha, Phillips and Azad(1977)らの実験結果との比較を行っている。

Scranton and Lindbergは二次流の影響を次のように、内岸領域での中間密度層の三角エッジの形成と結び付けて説明している。循環水槽では流速、乱れ強度の鉛直分布が円周方向に変化し、内岸側での乱れ強度が減少する。界面を通して上層に輸送された流体の一部は界面近くに停滞し、二次流によって乱れ強度の弱い内岸に輸送され、界面上に三角形エッジ状の中間層を形成するとした。この三角形エッジ部分では乱れが弱く連行が生じにくくなる。このように二次流の影響は、内岸での三角形エッジの形成に伴う連行可能面積の減少が主要な原因であると結論づけている。Richardson数が小さく界面の不安定な領域では、界面の不安定に伴う連行が活発で、二次流の効果は相対的に小さい。他方、Richardson数が大きく界面が相対的に安定な領域では、界面近くに停滞する乱れの弱い流体が内岸に輸送され三角形エッジを形成する。従って、二次流の影響はRichardson数の大きな領域ほど強く現れることが予測される。

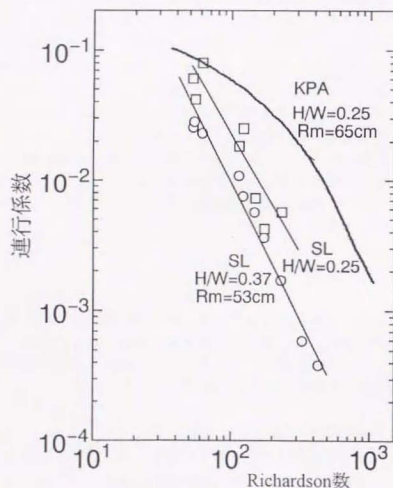


図3-2-1 循環水槽の形状と連行係数(二次流の影響)
Scranton and Lindberg(1983)

また、二次流の影響は水槽の半径 R_m と水路幅 W との比によっても左右される。Townsendは $W/R_m < 1/80$ だと二次流の影響は存在しないとしている。各研究者の用いた水槽の平均半径、水深水路幅比 H/W の範囲は以下の通りである。

Kantha, Phillips and Azad (KPA),	$R_m = 65\text{cm}$, $H/W = 0.25$
Deardorff and Willis (DW),	$R_m = 50\text{cm}$, $H/W = 0.38 \sim 1.5$
Scranton and Lindberg (SL),	$R_m = 53\text{cm}$, $H/W = 0.25 \sim 0.38$

水槽半径 R_m がほぼ同じ(DW)と(SL)の実験で(DW)での $H/W = 0.38$ の結果と(SL)での $H/W = 0.25$ の結果とを比較すると、 H/W の大きい(DW)の実験データの方がRichardson数の大きな領域で連行係数 E が多少おおくなる結果を示している。

次に H/W の範囲のほぼ等しい(KPA)と(SL)の結果を比較したのが図3-2-1である。連行係数 E は円形水槽の半径 R_m の大きな(KPA)の方がRichardson数の全領域を通して大きく、二次流の効果には R_m の値が H/W の比に比べて支配的であることを示している。

また、Scranton and Lindbergによると界面の傾き角度が5~8度になることが報告されている。しかし、彼らの実験では内岸の直径76.2cm、外岸の直径が122cmの場合でも平均流速16cm/sで流動させており、水路幅22.9cmの外岸と内岸での上板の回転速度比が1.6倍にもなり、実験としては妥当とは云いがたい。

しかし、水深/水路幅の比が大きいほど、また直径が大きいほど二次流の影響が弱くなることを示している。

3-2-2 本研究で用いた2重円筒水槽での二次流

本研究で用いる2つの水槽の内2重円筒水槽(図3-3-1参照)が3-2-1節での検討に相当するので、Scranton and Lindbergの実験装置と比較し、二次流の程度について検討する。

Scranton and Lindbergによると二次流の影響によって界面が5~8度までも傾くことが報告されている。そこで、2重円筒水槽での界面の傾きについて検討する。

界面の傾きを、次のようにして試算する。まず界面が無い場合の湾曲水路での一様流れにおける内岸と外岸との水位差を、遠心力と圧力の釣合から求める。つぎに界面が存在する場合には、この水面の水位差が界面で吸収されて、水面は水平で界面が傾くと考える。

遠心力と水面上昇による圧力勾配との釣合から外岸の水面上昇量は次式で近似できる。

$$\Delta h = (U_1^2 / g) \log_e (R_1 / R_2) \quad (3-2-1)$$

ここに、 R_1 , R_2 は内岸、外岸の直径で、 U_1 は平均流速である。

上層、下層の密度を ρ_1 、 ρ_2 とすると、式(3-2-1)での水面上昇に相当する界面での上昇量 Δh_s は次式で表示される。

$$\Delta h_s = \Delta h \rho_1 / (\rho_2 - \rho_1) \quad (3-2-2)$$

式(3-2-2)を用いてScranton and Lindberg(1983)が用いた水槽での界面上昇量を計算する。 $R_1=76.2\text{cm}$ 、 $R_2=122\text{cm}$ 、 $U_1=16\text{cm/s}$ の値を代入すると、 Δh は0.123cmとなり、 $\rho_1 / (\rho_2 - \rho_1)$ を50とすると界面上昇量 Δh_s は6.15cmとなる。この場合の界面の傾きは15度となる。Scranton and Lindberg(1983)によると、彼らの実験では界面の傾き角度は8度程度と報告されており、式(3-2-2)から求めた値の約半分であった。従って、式(3-2-2)から求められる値は過大評価であると考えられる。

本研究で使用する2重円筒水槽は $R_1=115\text{cm}$ 、 $R_2=137\text{cm}$ で、平均流速は最大で $U_1=5\text{cm/s}$ にしかならない。これらの値を式(3-2-1)に代入すると Δh は $4.47 \times 10^{-3}\text{cm}$ となる。実験では流速が小さいために、所定のRichardson数を得るため密度差は0.005から0.01を使用するので、この場合には界面の上昇 Δh_s は0.45cm～0.89cmと試算され、界面の傾きは2.3～4.6度である。式(3-2-2)から算定される値は過大評価となることを考慮すると、本研究で用いる2重円筒水槽での実験の物理量の範囲では、二次流の影響はかなり小さいと結論できる。また水深 H / 水路幅 W の比が大きい程二次流の効果が小さくなることを考慮し、水路幅を11cm、各層の厚さを10cmとして H/W の値が0.91と従来の実験に比べて大きくなるようにした。このように水深/水路幅比を大きくする為にはできるだけ水路幅を小さくすると、内岸、外岸での流速差は小さくほぼ一様なせん断流を生じさせることができる。また、予備実験として界面での可視化を行ったが、内岸での三角形エッジは観察されず、染料を高さを変えて投入した可視化でも流線の二次流による内岸へのゆらぎは観察されなかった。従って、この2重円筒水槽を用いた連行実験は、二次流の影響を受けないで、せん断流によって生じる連行現象を精度良く測定することができる。

3-2-3 本研究で用いた楕円型循環水槽での二次流

Moore and Long(1971)は楕円型循環水槽の円周部分によって生じる二次流による付加的な連行の影響を抑制するために、直線と曲線水路のつなぎの部分に水平と鉛直の仕切を設置した。曲線部分で生じる渦のスケールを小さくして付加的な連行を抑制する為、仕切板の組み合わせを種々検討したが、2つの仕切によって断面を4等分するようにセットするのが最良であるとの結果を得ている。

本研究で使用する循環水槽は、Moore and Long が使用した吐き出し、吸い込みを起動力として回転流を生じさせる形式とは異なり、片方の直線部分にベルトコンベヤーを設置して流れの起動力とした。起動部分の影響を除去するために図3-2-1に示すように、この部分に初期界面と同じ高さに水平スリットを設置し、曲線部分には水路幅を2等分するように鉛直スリットを設置して曲線部

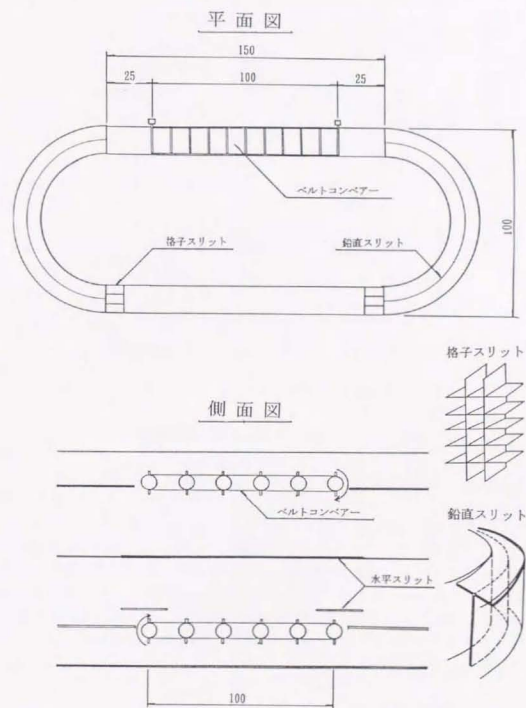


図3-2-1 直線部分を有する楕円型循環水槽

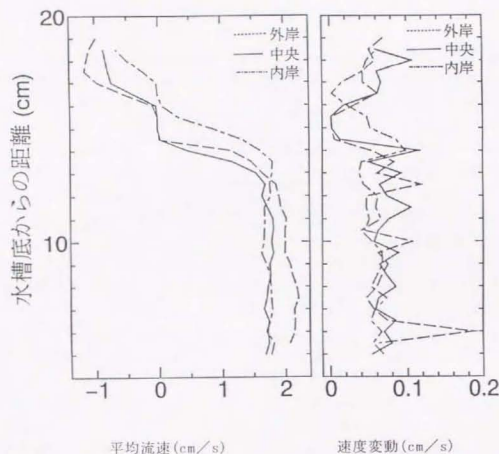


図 3-2-2 断面内での流速、流速変動の分布

分の水深／水路幅の値を大きくし、二次流を抑制した。さらに曲線部分と直線部分とのつなぎ部分に幅5cmの水平と鉛直のスリットを5cm X 5cmの格子間隔になるように設置した。水路幅が15cm、水深が30cmであるので、断面を18等分するように格子スリットを入れた。曲線部分の鉛直スリット、つなぎ部分の格子スリットによって、曲線部分で生じる渦のスケールを小さくすることができ、起動部分の反対側の直線部分では一様なせん断流が得られた。断面中央、内岸、外岸での流速、乱れ強度の鉛直分布を示したのが図3-2-2である。内岸側で多少乱れが小さくなるが、ほぼ一様なせん断流が得られ、この循環水槽では二次流の影響を抑制したせん断流が生じている。

3-3 実験装置及び測定方法

3-3-1 2重円筒水槽での運行実験

運行速度を実験的に測定するためには、外的な擾乱の少ない装置が望ましく、この目的に沿って作成した図3-3-1に示す2重円筒水槽を用いる。色々の流向、

流速の組み合わせが作れるように、上板と下板の回転板をそれぞれ別々の起動装置のアームに設置した。下板のアームを内岸壁に沿って底面に降ろし、回転板を設置した。この下板のアームの回転による乱れの影響を除去するために内円筒を上部から吊るし、回転しないように固定した。

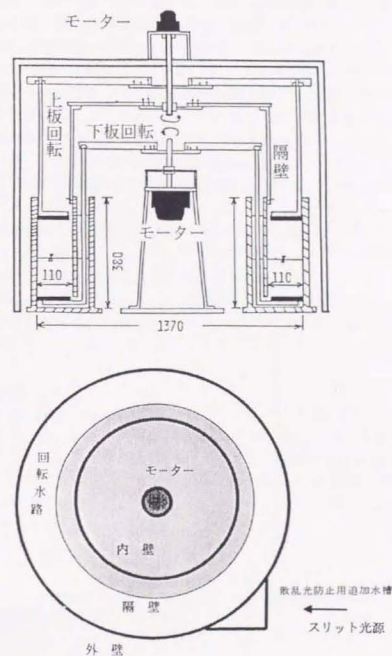


図 3-3-1 2重円筒水槽

このようにして図3-3-1で示すような宙づり内円筒を持った2重円筒水槽を作成した。上板、下板には1cm X 1cmの棧粗度を8cm間隔で設置し、この回転板によって流れを生じさせる。これによって生じるせん断流には上板、下板の乱れの効果が付加されることになる。この上、下板によって発生した乱れが直接界面に作用する影響については従来の実験的研究を参考にして検討を行った。

水面上に風を吹かせて連行実験を行った鶴谷・中野ら(1984)、Kranenburg(1984)の研究、水面でベルトを走行させるなどして風の効果を模擬した、Kato and Phillips(1969)、Kanthaら(1977)の研究がある。これらは順流型吹送流の実験であるが、起動力の違う両者の実験では、連行現象での差異はあまり見られなかった。また、循環流型吹送流の研究としては浦(1983)、Kranenburg(1984)などの研究がある。順流型、循環流型吹送流の違いは、順流型は界面にせん断流が作用するが、循環流型では水面で与えられた擾乱が界面に輸送されて界面に作用する点である。両タイプの連行についての実験結果を整理したのが図3-3-2であるが、循環流型は順流型に比べて連行量がかなり小さいことが分かる。このことは、水面に与えた外力でせん断流が発生すると、せん断流の界面への作用が卓越し、風波の砕波あるいはベルトコンベヤーの回転による乱れが界面にまで輸送されてもその効果は無視できる程小さいことを示している。

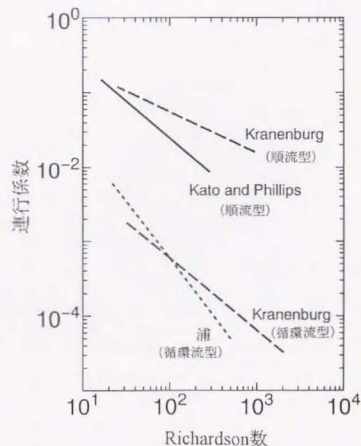


図3-3-2 順流型と循環流型吹送流の連行係数

即ち、せん断流の効果と外的に与えた微細な乱れによる効果が複合的に作用する場合には、せん断流効果に比べて微細な乱れの効果は無視し得ることを示しており、粗度を付した上下板を回転させた2重円筒水槽ではせん断流が卓越した連行現象を測定していると結論できる。

2重円筒水槽は上板、下板が独立に速度及び向きを変えて回転できるように製作されているので、塩水と淡水とで成層した水槽内の流体を界面を境として種々の流速の組合せで回転させて実験を行った。初期に塩水と淡水とで2成層を作り、上下板を所定の速度で回転させ、鉛直密度分布の時間変化を所定の時間間隔ごとに導電率計を用いて測定し、併せてその時点での流速分布を水素気泡法を用いて測定した。界面での混合の様子は、界面を挟んで2種類の色素を流入して可視化によって観察を行った。実験では界面に働く十分なせん断力を生じさせるためには上下板を逆方向に回転させ、流れの有する微細乱流による連行を測定するためには上下板を同方向に同じ流速で回転させた。なお、データはA/Dボードを通してパソコンに取り込み処理を行った。

2重円筒水槽では連行速度を演繹的に算定するために以下の項目の測定を行う。

(1) 界面現象の可視化

界面で生じている現象を確認するために、コンデンスミルクの密度を塩水、アルコールで調節し、界面を挟んで投入して可視化を行った。また、アルミ粉末を投入し、周囲水の連行の様子をカメラで撮影した。この場合に上方と側面からスリット光源を投入した。側面からのスリット光源の投入では曲線水槽の外壁での散乱を防ぐために図3-3-1のように外側に水の入ったガラス箱を追加接続した。

(2) 密度分布の測定

密度の鉛直分布を測定するために図3-3-3に示すような手製の超小型密度プローブを作成した。直径が0.1mmの4本の電極を1mm間隔で楕形に組み合わせ4電極プローブを作成した。電極の長さは5mm程度で、感度、直線性を検討しながら微調整を行った。このプローブの応答性は従来の密度プローブに比べて格段に優れており、瞬間の密度変動も測定可能である。プローブのサポート部分も細くし、界面を乱すことなく密度分布を測定した。

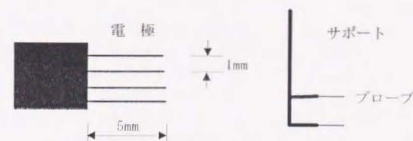


図3-3-3 超小型楕形密度プローブ

また測定を自動化するために、昇降装置に回転抵抗を設置して、位置と密度とを記録しながら昇降・下降往復2回の測定を行った。この操作を所定の時間間隔で行い、密度分布の時間変化を求めた。

(3) 平均流速分布の測定

平均流速分布を測定するために水素気泡法を用いた。全水深にわたって一本の白金線を用いると、塩分濃度の違いによって下層部分で気泡発生が多くなり過ぎ、タイムラインを得ることができない。そこで、上層、下層に別々の白金線を張り、2台の水素気泡発生装置を用いることによってタイムラインを得た。

3-3-2 槽内循環水槽での実験

せん断密度流界面で生じている連行現象を精度良く可視化し、界面近傍の乱れ、密度変動、密度フラックスの測定のために、直線部分を有する槽内循環水槽を用いた。図3-2-1に示すような半径1.0mの半円部分と、1.5mの直線部分からなる槽円形のアクリル製の循環水槽である。せん断流の起動は、この水槽の直線部分の片方に底面と水面にそれぞれベルトコンベヤーを設置し、幅3mm、高さ1cmのゴム製杖粗度を付したベルトを回転させて上下層の流れを生じさせた。可視化、密度変動、流速変動の測定は反対側の直線部分で行った。測定部分で様なせん断流を得るために、3-2-3節で示した水平、鉛直、格子スリットを設置した。直線測定部分では障害物が無いために、水面から底面まで精度の良い測定が可能であった。

また起動力部分の影響を排除するために、底部のベルトコンベヤーの部分は二重底とし、さらに水平のスリットを設置して底面・水面のベルト相互の影響を除去した。なお、実験では相対速度を得るために上下層の流向が逆向きの場合を中心に実施した。

この循環水槽を用いて以下の項目の測定、検討を行った。

(1) 密度界面の可視化

せん断流の働く密度界面での混合現象を可視化するためにアルミ粉末を用い、ビデオ撮影によって解析を行った。界面を挟んで上層、下層で生じている現象を可視化するために、上方と下方からスリット光を投入した。上方からのみのスリット光では界面より上層に散乱したアルミ粉末によって光が散乱し、下層にまで光が達しないために下層で生じている現象を見落とすこととなる。

(2) 密度変動の測定

密度界面での混合の様子を密度変動の観点から観測するために、超小型密度プローブを鉛直方向に5mm間隔で界面を挟んで6個設置し、密度変動を連続的に測定した。凍結乱流を仮定すると、このデータの時系列を並べることによって密度場の様子を解析することができる。時系列から密度変動場の等密度コンタ画像を描くと、せん断層内での混合の様子を知ることができる。別の超小型密度プローブを昇降させ、密度の鉛直分布を測定した。

(3) 速度変動と密度フラックスの測定

密度界面から所定の距離離れた水平面を通過する密度フラックスを測定するために、Xタイプの二成分ホットフィルムプローブと超小型密度プローブを近接して設置し、これを5mm間隔で鉛直方向に移動しながら測定を行った。流速測定は水平（主流）と鉛直速度成分である。密度プローブの電極直径が0.1mmで、4本の電極は水平に設置しているので、密度プローブが測定している範囲は非常に薄い層である。従って、密度変動と鉛直速度成分との相関は、所定の位置の水平面を通過する密度フラックスの瞬間値と考えられる。出力はA/Dボードを通してパソコンに取り込みデータ解析を行った。通常は1地点当たり1秒間に20個のデータを20秒間記録した。界面での流速変動、密度変動スペクトルを計算するために、40秒間のデータ取得も行った。Xタイプの2成分ホットフィルムプローブは流向に対する指向性を有しているので、染料で下層を着色して界面現象、主流方向を可視化しながら測定を行った。

(4) 相互連行プロセスの測定

可視化と速度変動、密度フラックスの測定、データ解析を通してせん断層を媒介とした相互連行現象のプロセスを明らかにする。

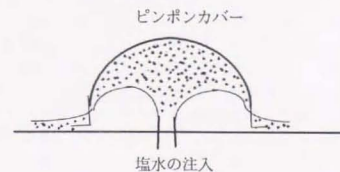


図3-3-4 塩水注入のためのピンポンカバー

3-4 まとめ

2つの循環水槽をそれぞれの目的に沿って使用するが、いずれの実験でも現象の再現性を保つために、初期の密度成層の作成には細心の注意を払う必要がある。底面のノズルから塩水を注入する際の注入ノズル出口での混合を排除するために、図3-3-4に示すような半円形のピンポンカバーをかがせ、塩水が底面に沿って静かに流入するように工夫した。

循環水槽での二次流の抑制について検討を行い、本研究で用いる2つの循環水槽での実験結果には二次流の影響が小さく、実験データの信頼性が高いことを示した。

2重円筒水槽を用いると密度、流速の鉛直分布の時間変化を精度良く測定することができる。実験データより相互連行速度の関数形を定めることができる。

直線部分を有する循環水槽は、直線部分に様なせん断流を生じさせること

ができ、界面現象の可視化と相互連行現象のモデル化の実験のために適している。

なお、塩水くさびの解析結果と実験室での実測値とを比較するためには、海部に相当する水槽を接続した長さ6 mの直線水路を使用した。

第4章 「せん断流型」連行のメカニズムと相互連行

4-1 はじめに

密度界面における連行現象を、界面における混合現象のみではなく、界面での混合によって界面から剥離した流体の連行層への拡散現象とを合わせて定義することとする。従来の定義では、界面からの流体の剥離に着目するのみだったために、内部波の砕波現象を連行現象と考えていた（例えば浦（1983）、Keulegan（1949））。しかし、内部波の砕波のみでは界面から剥離した流体は界面近くにとどまり、中間密度層の厚さが増すだけである。連行現象を界面からの流体の剥離と連行層への拡散の一連のプロセスとして定義すると、それぞれの現象を生じさせる起因力ごとに混合現象を分割することができ、現象をより明確に取り扱うことができる。

連行現象は、連行現象を生じさせる起因力の違いによって性質を異にしている。風の水面への作用により発生した擾乱は、貯水池の温度躍層での混合に支配的な作用をし、塩水と淡水との流れによる界面でのせん断力は、塩水くさびの密度界面での混合に支配的な作用をする。このように、自然界の密度流現象での界面混合を引き起こす起因力はそれぞれ異なっており、界面での混合をモデル化し、実験的に検討する場合には、実際現象での乱れの発生を支配する要因を反映した実験装置を用いるべきである。塩水くさび界面での混合現象のようにせん断流に起因する混合を取り扱う場合には、実際現象と同様に複雑な上層、下層での流向・流速の組み合わせが再現できる3-3-2節で示した循環水槽が適している。さらに、連行現象では界面から剥離した流体の各連行層内での拡散能力が重要な要因の一つであるので、単に相対速度差によるせん断力を与えるのではなく、各層が拡散能力を有する様に流動していることが不可欠である。例えば、下層が静止、上層が10cm/sで流動していて相対速度差が10cm/sの場合と、下層が10cm/s、上層が20cm/sで流動し相対速度差が10cm/sの場合では界面混合現象が異なるはずである。この様な観点からも本研究で用いる両層が流動する循環水槽は、せん断流密度界面での混合現象を検討するのに最適である。

せん断流によって引き起こされるせん断層不安定に起因した混合では、流体の界面からの剥離はせん断層を挟んで上下層方向に相互に生じ、上層、下層が共に流動して十分な強さの乱れを有している場合には、この界面から剥離した流体は上層、下層をそれぞれ連行層として両層内に拡散されると考えられる。この現象を明らかにするためには、界面を挟んだ上下層での測定が必要である。

上・下層の流向・流速の組み合わせを変化させて、界面を通しての流体の輸送を直接測定し、可視化した界面混合現象とを結び付けて考察することにより、相互連行のメカニズムを明確にすることができる。

4-2 連行現象に及ぼすせん断層の役割

上層と下層が逆方向に流動し十分なせん断力が作用する密度界面での現象を、アルミ粉末を用いた可視化により把握した。界面での安定性については多くの研究がなされているが、不安定が発生した後の現象までも含めた研究は少ない。界面の不安定性の判定についての古典的な取扱いであるK-H不安定性では、界面に与えた擾乱が不安定となる波数領域の決定は可能であるが、この不安定波が界面混合への砕波に至るかどうかなについては議論できない。Thorpe(1971)はK-H不安定から巻き波への発達と、巻き波の崩壊による周囲水の混合のプロセスを説明しているが、界面の傾きが重力内波の代わりに重力不安定を助長させる特殊な状況での実験である。従って、実際のせん断密度流界面での混合のプロセスを十分に説明したものではない。

本研究ではScorer(1978)の提案したモデルを参考にし、せん断層そのものの不安定性と混合現象に着目して相互連行現象について検討を行う。

4-2-1 せん断層の定義

せん断流によって形成されるせん断層に着目して連行現象を考えるので、せん断層外縁はそれぞれ密度界面と考えられる。その界面の定義は明確である必要がある。せん断流が密度界面に作用すると、界面抵抗、界面混合のために流速分布、密度分布が形成される。このように密度分布にはせん断力による乱流輸送が反映されている。本論文ではこの密度分布からせん断層を定義する。

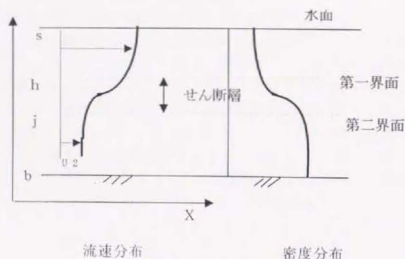
底面の密度と水面の密度との差の1割だけ水面での密度より大きい密度面を第一界面、9割だけ大きい密度面を第二界面と定義する。

第二界面

$$\rho_j = \rho_s + (\rho_b - \rho_s) \times 0.9$$

第一界面

$$\rho_b = \rho_s + (\rho_b - \rho_s) \times 0.1$$



流速分布 密度分布
図4-2-1 せん断層の定義

b, j, h, s は図4-2-1に示すように底面、第二界面、第一界面、水面のZ座標を表し、添え字はそれぞれの位置での諸量を示す。この二つの密度界面に挟まれた層をせん断層と定義する。

4-2-2 せん断層を媒介とした連行現象

せん断層での混合の様子をアルミ粉末を用いて可視化を行った。せん断層にはアルミ粉末が集中し、スリット光を当てると写真4-2-1の様にせん断層は白く光って見える。

写真4-2-1は流速差が小さく、せん断層に働くせん断応力の小さい場合でのせん断層の様子を示したものである。白く帯状に見えるのがせん断層で、せん断層は比較的に安定で構造的なゆらぎは見られない。この場合のせん断層の層平均Richardson数 $R_i = \epsilon \rho \delta / U^3$ は約100程度である。ここに ϵ は密度差、 δ はせん断層厚、 U はせん断層平均流速である。流速差が次第に大きくなり、せん断層に働くせん断応力が大きくなると、写真4-2-2の様にせん断層が構造的にゆらぎ始める。この時のせん断層での層平均Richardson数は約25である。しかし、この段階においてもせん断層と上層、下層との界面には砕波はみられない。さらに流速差が大きくなり、せん断層に働くせん断応力が大きくなると写真4-2-3の様にせん断層内での渦度の集中が生じ、この渦が発達して上下層の流体をこの集中渦の中に取り込むようになる。写真4-2-3の楕円状に白く光っているのが集中渦である。集中渦は互いにちぎれることなく繋がっており、その包絡線がせん断層境界を表している。この集中渦に取り込まれて混合した流体が、せん断層から間欠的に放出される。この放出される様子を示したのが写真4-2-4である。せん断層の尖った部分(写真4-2-4でせん断層境界から下に向かって白く筋を引いている部分)から放出されており、吉田らが指摘した重力内波ともう一つの内部波の2つの内部波の重畳現象に類似した現象が生じていると思われる。

このように上下層が共に流動する場合には、せん断層に形成される集中渦への周囲水の取り込みと放出が生じていることが可視化によって確かめられた。せん断層内での渦度の集中とこれに伴うせん断層の変形、重力不安定への発達と周囲水の連行のプロセスを模式的に示したのが図4-2-2である。図4-2-2の一番下の図の点線で囲った楕円形が集中渦を示している。この集中渦を伴ったせん断層への周囲水の取り込みとせん断層からの下層方向への混合水の放出によって、下層の流体が上層へ、上層の流体が下層へ輸送される。集中渦を伴ったせん断層の厚さは時間的に変化しないことより、集中渦への上層、下層からの流体の取り込み量と集中渦からの放出量は等量であることが予想される。上下層の流速に差のある場合には、集中渦から放出される流体の上下層それぞれの連行層への取り込み量に差が生じ、これによって密度界面の位置が変化すると考えられる。また、集中渦を伴うせん断層に取り込まれて混合した流体が上下層に連行されることによって上層、下層の密度が変化する。

せん断層の重力不安定を引き起こすのは速度差であるが、放出された流体をそれぞれの層に取り込む能力は流動している層の乱れ強さすなわち流速の大き



写真 4-2-1 安定なせん断層の形成 ($R_i \approx 100$)



写真 4-2-2 せん断層の不安定性の形成 ($R_i \approx 25$)



写真 4-2-3 せん断層内での渦度の集中 ($R_i \approx 5$)

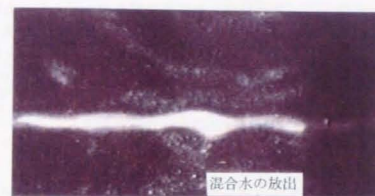


写真 4-2-4 集中渦を伴うせん断層からの流体の放出

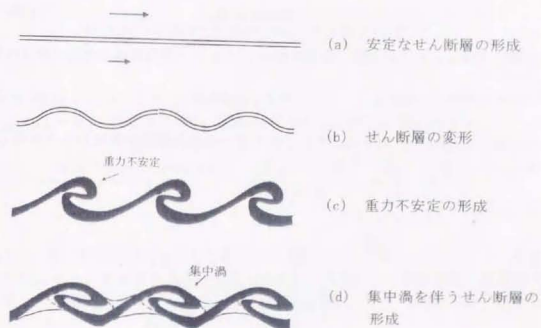


図 4-2-2 せん断層での渦度の集中と重力不安定

さであると考えることができる。流体の鉛直輸送現象を、集中渦を伴うせん断層を媒介とした上下層流体の輸送現象として取り扱うと、上層から下層、下層から上層への輸送現象それぞれのアンサンブル平均として相互連行速度が定義できる。

4-3 重力内波の特性

前節で、せん断層での渦度の集中と渦層の変形を引金としたせん断層そのものの不安定性の発達により、集中渦を伴うせん断層を媒介とした上下層流体の相互の輸送現象が説明できることを示した。可視化によると、せん断層不安定は発達して集中渦が周囲水を取り込むようになって、集中渦を伴うせん断層は不安定への発達初期の重力内波などの特性をある程度残していると思われる。せん断力が相対的に小さい場合には構造的なゆらぎが生じるが、このせん断層の初期の変形を重力内波と考え、非粘性、非圧縮の仮定で計算した内部波速と実験結果との比較を行った。

ここでは浜田(1962)の方法を用いて波速を計算する。浜田は界面での不連続な密度分布と、界面で連続な速度分布を考えた。図4-3-1のように流速分布が界面を挟んで直線分布をすると仮定し、それぞれの傾きを α_1 、 α_2 とする。上層についての界面の波速を U_{10} とすると上層での流速は次式で現される。

$$U = U_{10} + \alpha_1 y \quad 0 \leq y \leq h_1 \quad (4-3-1)$$

同様に下層についての界面の波速を U_{20} とすると下層の流速は次式で現される。

$$U = U_{20} + \alpha_2 y \quad -h_2 \leq y \leq 0 \quad (4-3-2)$$

非圧縮、非粘性を仮定するとそれぞれの層での流れ関数は次式のように得られる。

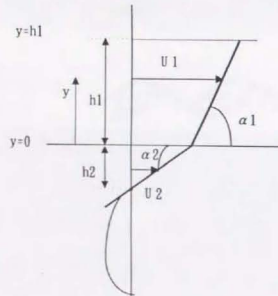


図4-3-1 波速を計算する場合の流速分布と座標系

$$\Psi_1 = \frac{A_1 (c - u_{10})}{\sinh k h_1} \sinh k (y - h_1) e^{ik(x-ct)} \quad (4-3-3)$$

$$\Psi_2 = \frac{A_2 (c - u_{20})}{\sinh k h_2} \sinh k (y + h_2) e^{ik(x-ct)} \quad (4-3-4)$$

界面での条件より波速 c は次式となる。

$$c = \frac{2\rho_1 k u_{10} \coth k h_1 + 2\rho_2 k u_{20} \coth k h_2 + \rho_1 \alpha_1 - \rho_2 \alpha_2}{2\rho_1 k \coth k h_1 + 2\rho_2 k \coth k h_2} \pm \sqrt{(\rho_1 \alpha_1 - \rho_2 \alpha_2)^2 + 4\rho_1 \rho_2 \alpha_2 k \coth k h_1 (u_{10} - u_{20})} \\ - 4\rho_1 \rho_2 k^2 \coth k h_1 \coth k h_2 (u_{10} - u_{20})^2} \\ + 4\rho_1 k \coth k h_1 + 4\rho_2 k \coth k h_2 (\rho_1 - \rho_2) g \quad (4-3-5)$$

$kh = 2\pi h/\lambda > 2$ だと $\coth kh$ は1と見なせる。また界面での速度は連続で $u_{10} = u_{20} = u_i$ と見なせるので、式(4-3-5)は次式のように書き直せる。

$$c = \frac{2k(\rho_1 + \rho_2)u_i + \rho_1 \alpha_1 - \rho_2 \alpha_2 \pm \sqrt{(\rho_1 \alpha_1 - \rho_2 \alpha_2)^2 + 4k(\rho_1 + \rho_2)(\rho_2 - \rho_1)g}}{2(\rho_1 + \rho_2)k} \quad (4-3-6)$$

式(4-3-6)は吉田(1978)の研究で表面張力を無視した結果に一致している。計算結果によると、表面張力は波数の極めて小さい領域にしか作用せず、本研究で対象とする重力内波の波数域では計算結果に影響しないので無視することとした。

図4-3-2はせん断層がゆらぐ程度に変形している場合での流速分布である。この流速分布から速度勾配を図4-3-2の直線のように定め、実験結果を式(4-3-6)に代入して波速を計算し、画像解析から求めた波速とを比較したのが図4-3-3である。図中曲線は計算結果、●印は画像解析から求めた実測結果である。実測値はほぼ計算値と一致しており、せん断層の初期の変形は重力内波に相当していると思われる。

この重力内波の変形が引き金となってせん断層内での渦度の分布が非一様となり、せん断層の変形が促進される。このせん断層の変形がさらに進んで重力不安定を引き起こし、周辺流体のせん断層への取り込みと、せん断層からの放

出が生じる。次に、集中渦による周囲水の連行へと至るせん断層の不安定限界について検討した。

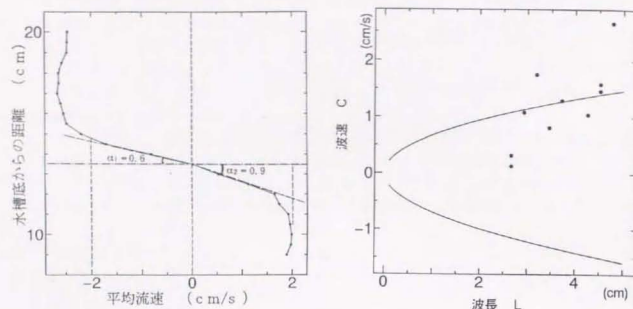


図4-3-2 実験で得られた流速分布 図4-3-3 波速の計算結果と実測値

4-4 せん断層の重力不安定限界

せん断層内での渦度の集中とそれに伴うせん断層の変形、重力不安定へのプロセスをScorer(1978)の取扱いに倣い以下のように考える。

流速差によって生じたせん断層が図4-4-1のように重力波 $\xi = A \cos kx$ で振動する。この振動に伴い、せん断層内に分布していた渦度もこの振動するせん断層に沿って分布し、互いの渦度が鉛直方向に相対位置を持つようになる。その結果せん断層内に新しい流れが生じる。せん断層の変形は小さく、せん断層内での流れを水平と考えると、この新しい流れは次のようにして求めることができる。

クレストから x だけ離れた地点の要素 $\delta x \delta z$ の有する渦度 $\eta \delta x \delta z$ によってクレストに生じる速度 u_0 は次のように考えられる。ここに、 η はせん断層内の速度勾配で $\Delta U = \eta \delta z$ と定義される。 ΔU はせん断層を挟んだ速度差である。要素 $\delta x \delta z$ の中心 B とクレスト部分の中心 C とを結ぶ線分 BC に対して垂直な方向の速度成分を u とし、この線分 BC と水平とのなす角度を θ とすると循環の保存則より次式が得られる。

$$u 2\pi L = \eta \delta x \delta z \quad (4-4-1)$$

ここに L は線分 BC の長さである。クレストから距離 L の位置に渦度がある時に、この渦を中心とした半径 L の円周上に生じる速度が u であることを式(4-4-1)は示している。

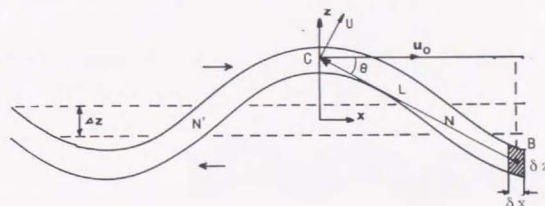


図4-4-1 せん断層の変形と渦度分布の変化

この速度の水平成分 u'_0 は $u'_0 = u \sin \theta$ である。せん断層の変位が小さい場合には $L = x$, $\sin \theta = A(1 - \cos kx)/x$ と書けるので、クレストでの水平方向の速度 u'_0 は式(4-4-1)から

$$u'_0 = \frac{\eta \delta x \delta z A (1 - \cos kx)}{2\pi x} \quad (4-4-2)$$

と記述できる。重力内波に相当したせん断層の変形によってクレストには式(4-4-2)で与えられるような水平方向の流速 u'_0 が生じる。クレストから x だけ離れたところの渦度の寄与を式(4-4-2)は表しているの、せん断層内に分布したすべての渦度の影響を $-\infty$ から $+\infty$ まで積分すれば、クレストでの新しい流速が求められる。

$$u_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\eta \delta x \delta z A (1 - \cos kx)}{2\pi x} = \frac{1}{2} \eta A k \delta z \quad (4-4-3)$$

この流速が重力内波の振動と同じように水平方向に $u_0 \cos kx$ で変化すると考えると、この速度によって渦度も輸送され渦度分布が変化する。渦度は図4-4-1のノード N に輸送され集中し、この増加の割合は $-\eta \delta z du/dx$ である。さらに、せん断層の変形に伴う重力の作用による新しい渦度の発生は $\beta g \delta z d\xi/dx$ であり、この渦度はせん断層の変形を抑制する方向に作用する。この作用と渦度の集中の作用との和が $\sin kx$ の正のところで正だと渦度は図4-4-2の(a)に示す N の地点に集中し、 N' では減少する。 N の地点に渦度が輸送され集中するようになると、図4-4-2の(b)のようにせん断層が変形して重力不安定

不安定が発達すると図4-4-2の(c), (d)に示す様に集中渦を伴ったせん断層が形成される。したがって不安定の条件は以下のように求められる。

$$k > k_c = 2 g \beta / \eta^2 \delta z \quad (4-4-4)$$

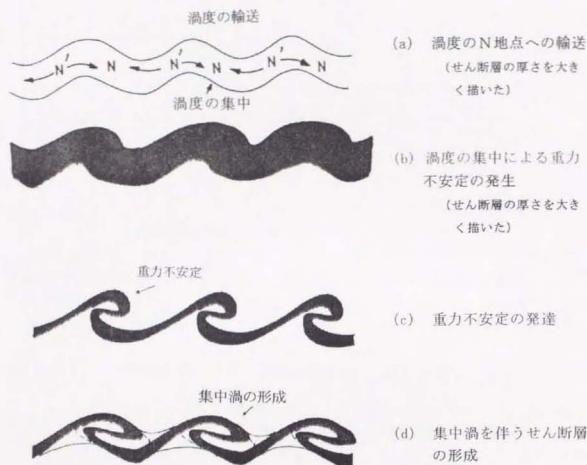


図4-4-2 せん断層の変形と重力不安定への発達の模式図

ここに、 β , η は $\Delta U = \eta \delta z$, $\Delta \rho = \beta \rho \delta z$ と定義される。
Richardson 数を $R_i = g \beta / \eta^2$ と定義すると、不安定となるせん断層と波長の比 (波形勾配に近い) $\delta z / L$ と Richardson 数との関係は次式で与えられる。

$$\pi \delta z / L > R_i \quad (4-4-5)$$

可視化で得られた結果と式(4-4-5)を示したのが図4-4-3である。図中●印は写真4-2-3の様な渦度の集中とその分離が生じている場合で、◎印は写真4-2-2の様に波長が大きく安定な場合である。今回の実験では $R_i = 0.75$ の付近を境とし

て、安定、不安定が分かれており、式(4-4-5)はほぼ領域を区分していると思われる。

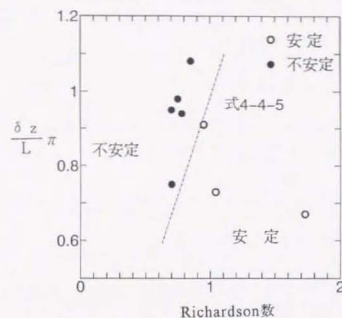


図4-4-3 せん断層の重力安定性の判別

4-5 流速、密度分布を考慮した界面変位の不安定性

前節ではせん断層そのものの安定性を重力不安定の観点から検討した。この節ではせん断層の不安定性と、流速、密度分布のある場合での界面に与えた微小擾乱の不安定性 (Rayleigh型不安定性) との比較を行う。

流れを非圧縮、非粘性とし、Boussinesq近似を用いる。流れ関数 Ψ は次式で与えられるような進行波動とする。

$$\Psi = \Phi(z) \exp[ik(x - ct)] \quad (4-5-1)$$

界面位置が微小変位をするとき、流体はもとの位置の密度を有して変位するとすると、擾乱方程式は次式のように書ける。

$$\frac{d^2 \Phi}{dz^2} - \left[k^2 + \frac{1}{U-c} \frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{g}{(U-c)^2} \frac{d\rho}{dz} \right] \Phi = 0 \quad (4-5-2)$$

この式はTaylor-Goldstein方程式 (T-G方程式) と呼ばれる。ここに k は波数、 c は複素波速である。

連続な流速、密度分布を仮定してT-G方程式から固有値を求め、中立安定曲線を求めたHazel (1972) の研究を参考にして、実験結果を整理した。

Hazel (1972) は図4-5-1に示す座標系で流速分布、密度分布の関数形として次式を仮定した。

$$\begin{aligned} 2U(z) &= (U_2 + U_1) + (U_1 - U_2) \tanh(z/h) \\ 2\rho(z) &= (\rho_2 + \rho_1) + (\rho_2 - \rho_1) \tanh(Rz/h) \end{aligned} \quad (4-5-3)$$

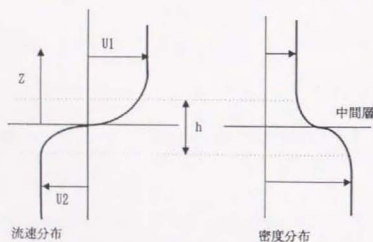


図4-5-1 流速、密度分布と座標系

ここに h はせん断層の厚さ、 U_1, U_2, ρ_1, ρ_2 はそれぞれ上層、下層での流速、密度である。 R は密度分布形を表す指標で、 R が大きい程不連続分布に近くなる。

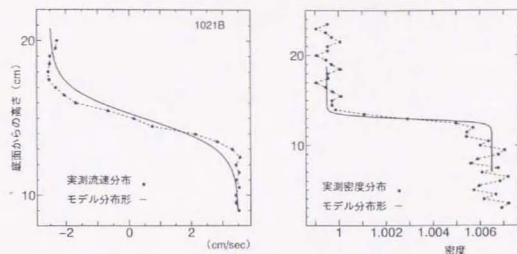


図4-5-2 $R=5$ とした場合の流速、密度分布と実測値

図4-5-2は循環水槽での流速、密度分布の実測と式(4-5-3)で $R=5$ とした場合とを比較したものである。式(4-5-3)の分布形はほぼ実験結果に一致している。式(4-5-3)の分布形との比較を行ったのが図4-5-3である。縦軸は $Z=0$ での勾配型Richardson数を表している。せん断層不安定の判定式(4-4-5)におけるRichardson数はせん断層平均のRichardson数であり、図4-5-3の縦軸とは一致しないが、式(4-4-5)と実験結果を図4-5-3に図示した。この実験データのプロットされた領域は、点線で示す中立曲線に囲まれた不安定領域の外側に位置している。しかし、この中立曲線の外側の領域においても安定、不安定領域が存在する。Hazelはこの中立曲線の外側の領域での安定・不安定の中立曲線を以下のように求めた。

複素波速を $c = c_r + i c_i$ とすると、 $c_i > 0$ のときの固有値解は不安定な波のモードを表し、 $c_i < 0$ の時には減衰するモードを表す。この二つのモードの境界 $c_i = 0$ が安定、不安定の境界を示すとし、Taylor-Goldsteinの式から固有値を求めた。図4-5-3の実線は、 $c_i = 0$ として求めたHazelの計算結果の固有値を波数とRichardson数の平面で描いたものである。図中一点鎖線は最大増幅率の波数を連ねた線で、点線は $c_i < 0$ の不安定領域を示したものである。この図は式(4-5-3)で $R=5$ とした密度分布を用いた場合での計算結果である。せん断層の判別式(4-4-5)、実験結果を図4-5-3の中に示したが、共に不安定領域に位置している。このようにRayleigh型の不安定領域にせん断層が安定、不安定の両方のデータは分布しており、せん断層不安定とRayleigh型不安定とは明確な一致をしなかった。可視化による界面の不安定を判断する場合に、せん断層不安定と微小擾乱不安定とは判定基準を異にしていることもあるが、せん断層

不安定はRayleigh型不安定とは異なることを示している。すなわち、せん断層の不安定性判定には式(4-4-5)が適している。

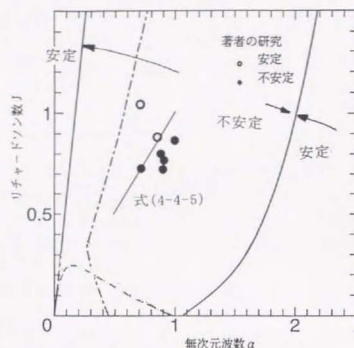


図4-5-3 Hazelの界面安定性の計算結果とせん断層不安定との比較

4-6 界面近傍の乱流特性と渦構造

せん断層での乱れ特性について検討する。図4-6-1は写真4-2-2の様にせん断層が安定な場合の乱れ強度の鉛直分布を示したものである。一点鎖線で挟んだ領域がせん断層である。せん断層内に乱れ強度の多少強い値が出現しており、せん断層での乱れがせん断不安定によって生じていることを示している。また図4-6-2は写真4-2-3のように集中渦が形成され、せん断層が不安定な場合での乱れ強度の分布である。せん断層外縁に乱れの強い部分が顕著に現れている。このせん断層では浮力効果によって乱れが抑制されるにも拘らず強い乱れ強度が出現しており、渦度の集中に伴うせん断層の不安定は浮力効果に抗して、乱流輸送を活性に生じさせていることを示している。

次にこのせん断不安定による乱れの統計的構造を検討するために、Reynolds応力の鉛直分布を示したのが図4-6-3、図4-6-4である。図4-6-3はせん断層が安定な場合で、図4-6-4はせん断層に集中渦が生じて不安定な場合である。不安定になるとReynolds応力の強度は強くなり、乱れ強度が大きくなるせん断層外縁にReynolds応力の極大値が出現している。このことはせん断層内での組織的な大規模渦が存在することを示しており、可視化でのせん断層の様子と一致している。このようにせん断層外縁で乱れ強度、Reynolds応力が極大

値を取り、せん断層外縁での流体の強い混合現象（相互輸送）の存在を表している。

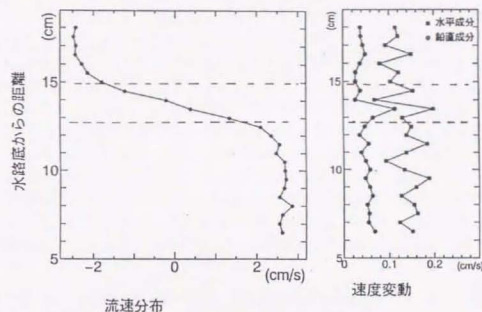


図4-6-1 流速、乱れ強度の鉛直分布（せん断層は安定 $R_i=1.35$ ）

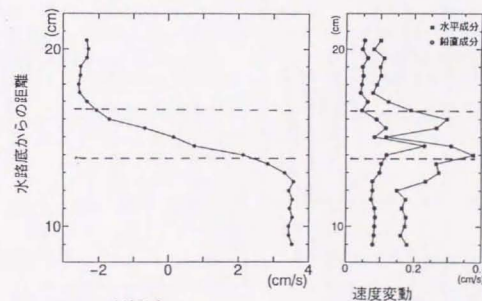


図4-6-2 流速、乱れ強度の鉛直分布（せん断層は不安定 $R_i=0.75$ ）

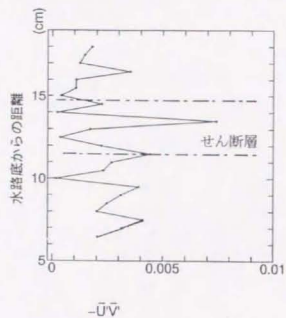


図 4-6-3 Reynolds応力の分布
(せん断層は安定)

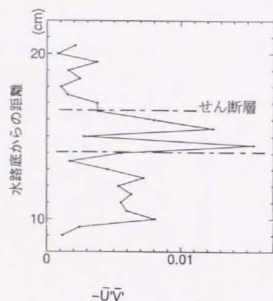
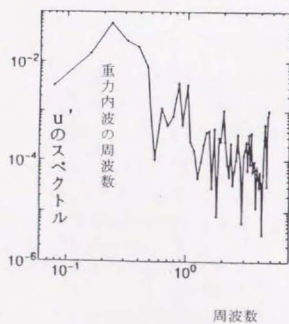
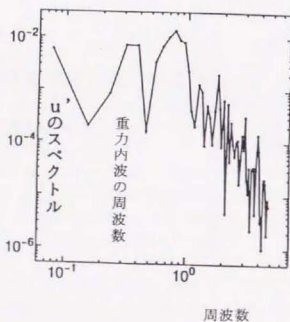


図 4-6-4 Reynolds応力の分布
(せん断層は不安定)



(a) せん断層が安定



(b) せん断層が不安定

図 4-6-5 流速変動成分のスペクトル

せん断層外縁での水平速度成分の乱れのスペクトルを示したのが図4-6-5である。図4-6-5の(a)はせん断層が安定な場合で、0.2~0.4Hzの低周波数にピークを有しており、これは重力内波に相当する周波数である。図4-6-5の(b)はせん断層が不安定な場合で、安定な場合での重力内波の周波数に加えて高周波数成分にスペクトルピークが出現している。これは渦度の集中に伴う不安定の発達により、billowタイプの振動が強くなり、これが0.8~1.0Hzの周波数に強いピークとして現れているためである。また、密度変動のスペクトルも同様な特性を示した。

4-3節で示したように、安定度が相対的に高い場合での擾乱は重力内波が卓越しており、安定度が低くせん断層の変形が不安定へと発達するようになると、少し高周波側のbillowタイプの波数が卓越してくる。さらに混合が激しくなるとbillowは小さく砕かれて、より高周波成分の砕波波数が出現する。

界面近傍での乱れのスペクトル解析で得られた重力内波、billowタイプの周波数 f と流速分布から求めた運動量厚さ θ を用いてストローハル数 S_τ を計算し、代表速 U に対して図示したのが図4-6-6、図4-6-7である。

$$S_\tau = f\theta / u \quad (4-6-1)$$

せん断層中心から上層の流速分布についての運動量厚さ θ とせん断層上部外縁での流速変動スペクトルピークの周波数 f （重力内波の周波数に相当）、上層流速 U_1 から計算した S_τ 数を上層流速 U_1 に対して図示したのが図4-6-6の○印であり、同様にせん断層下部外縁での S_τ 数を求め下層流速に対して図示したのが図4-6-6の●印である。重力内波の周波数を用いたストローハル数は、せん断層両外縁でほぼ同じ値の約0.04になることが分かる。

図4-6-7はせん断層が不安定な場合でのせん断層全域でのストローハル数を上下層の相対速度に対して整理したものである。図中●印は重力内波に相当する周波数を用い、○印はbillowタイプのスペクトルピークの周波数を用いてそれぞれ

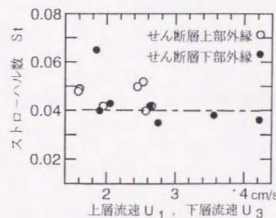


図 4-6-6 ストローハル数
(せん断層が安定な場合)

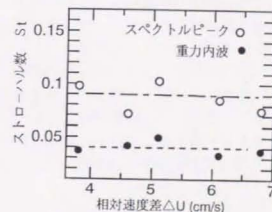


図 4-6-7 ストローハル数
(せん断層が不安定な場合)

計算したものである。図4-6-7より、重力内波の周波数を用いたストローハル数はほぼ0.04、billowタイプのスペクトルピークの周波数を用いたストローハル数はほぼ0.09の一定値をとることが分かる。

このように、せん断層が安定な場合、不安定な場合共に重力内波に相当する周波数 f を用いた S_i がほぼ0.04の一定値を取ることより、安定な場合には最も発生し易い重力内波が発生し、不安定になると重力内波とそれよりも波数の大きな卓越した波が重畳して存在していることを示している。上層、下層での諸量に添え字 u, l を付し、せん断層全域での諸量に添え字無しで表示すると、以下の様に記述できる。

(安定せん断層)

$$S_i = f_u \theta_u / |u_u| = f_l \theta_l / |u_l| \\ = f_l \theta_l / |u_l| = 0.04 \quad (4-6-2)$$

(不安定せん断層)

$$S_i = f \theta / (u_u - u_l) = 0.09 \quad (4-6-3)$$

せん断層での乱れの特性、振動特性についての検討により、せん断層全域では卓越した渦構造が存在することを示した。せん断層の不安定が発達すると重力内波と、billowタイプの波とが共存するようになり、それぞれの波のストローハル数が一定値をとることが得られた。また、せん断層の外縁に乱れの強い部分、Reynolds応力の極大値が出現し、せん断層内での組織的な大規模渦の存在と、せん断層外縁での活発な混合が生じていることを示している。

速度差によって形成された初期のせん断層が重力不安定によって集中渦を伴うせん断層へと発達する様子は写真4-2-1～写真4-2-4で示したが、この不安定の発達したせん断層は、集中渦を伴ったせん断層を安定的に形成し、集中渦への周囲水の取り込みと放出により相互の輸送を生じさせることが明らかになった。次節ではこの集中渦への周囲水の取り込みと、放出の様子を密度フラックスの測定から検討した。

4-7 密度フラックスの測定と集中渦内での混合の様子

せん断層に形成された集中渦への周囲水の取り込みと放出の様子を密度フラックスの直接測定より検討する。

循環水槽を用い、2成分の熱線流速計プローブと超小型密度センサーを可能な限り近づけて設置し、各地点を通過する密度フラックスを測定した。流速変動の測定地点と、密度変動の測定地点とが約3mm離れているが、可視化によって観測した集中渦のスケール2cm～3cmに比べて十分に小さい値なので、同地点での計測と判断してデータ整理を行った。

この節では輸送現象を密度フラックスによって表し、瞬間の鉛直速度成分 v' と密度変動 ρ' との出現を4象限表示し、鉛直方向の密度フラックスの輸送の特性を検討した。瞬間瞬間の鉛直速度成分 v' の土と密度変動 ρ' の土で4象限を定め、瞬間瞬間の密度フラックスがどの象限になるかで輸送の特性を表現した。それぞれの象限の輸送の特性を以下に示す。

- 第I象限・鉛直速度成分 v' の(+)と密度変動 ρ' の(+)での象限
正の密度変動の流体(重い流体)が正の速度変動(上方を正)で輸送される。
- 第II象限・鉛直速度成分 v' の(+)と密度変動 ρ' の(-)での象限
負の密度変動の流体(軽い流体)が上方に輸送される。
- 第III象限・鉛直速度成分 v' の(-)と密度変動 ρ' の(-)での象限
負の密度変動の流体が下方に輸送される。
- 第IV象限・鉛直速度成分 v' の(-)と密度変動 ρ' の(+)での象限
正の密度変動の流体が下方に輸送される。

瞬間瞬間の密度フラックスの輸送現象を上記のように表し、以後簡単のために象限名のみで呼ぶこととする。

図4-7-1(a)はせん断層下部外縁、(b)はせん断層中央、(c)はせん断層上部外縁での密度フラックスの輸送の様子を4象限表示したものである。縦軸は鉛直速度成分を、横軸は密度変動を現している。せん断層外縁部分では第I、III象限以外にも密度フラックスの輸送が見られ、下層の流体が上方へ(第I象限)、上層の流体が下方へ(第III象限)単純に輸送されるのではなく複雑な混合をしていることを示唆している。また図4-7-1(b)は、せん断層中心での密度フラックスを示しているが、測定値は密度軸に沿って分布している。密度効果により鉛直速度変動は抑制されるが、密度変動は大きく、流体の混合が活発に生じていることを示している。

せん断層内での混合の様子を密度フラックスの輸送を追跡することにより明らかにするために、集中渦内での密度フラックスの4象限表示を1秒毎に分けて時系列表示したのが図4-7-2である。データは0.05秒間隔でサンプリングしたので、0.1秒毎に平均した密度・流速変動で4象限表示した。この際に1秒毎に

シンボルを違えて時系列的に表示したのが図4-7-2である。各シンボルで表した1秒毎の時系列表示の出現順序のシンボルと出現する象限の番号を図中に示した。図4-7-2は固定したブロープに集中渦が左から右に向かって通過したときの密度フラックスの時系列であり、出現順序はⅠ→Ⅲ→Ⅳ→Ⅱ→Ⅲ→Ⅱ→Ⅰ象限の順である。可視化で得られた集中渦の画像に図4-7-2でのブラックスの輸送の様子を模式的に描いたのが図4-7-3である。集中渦内では図4-7-3の矢印のように流体が輸送されていると仮定すると、出現する象限は右から左にⅢ、Ⅳ、Ⅱ、Ⅰの順序である。この出現順序は図4-7-2で示した集中渦内での密度フラックスの出現する時系列順序Ⅲ、Ⅳ、Ⅱ、Ⅲ、Ⅱ、Ⅰにはほぼ対応している。

さらに、この時の0.5秒毎のReynolds応力の時系列を4象限表示したのが図4-7-4である。各象限での出現回数毎にReynolds応力を求めているので、0.5秒間に出現回数がゼロの場合にはReynolds応力はゼロである。横軸は時間の経過を示し、縦軸は $-\bar{u}v'/\sqrt{\bar{u}^2}\sqrt{\bar{v}^2}$ で定義した無次元Reynolds応力である。出現の象限別時系列順序はⅢ→Ⅳ→Ⅰ→Ⅳ→Ⅲ→Ⅱであり、各象限でのReynolds応力と渦の回転方向を模式的に示したのが図4-7-5である。

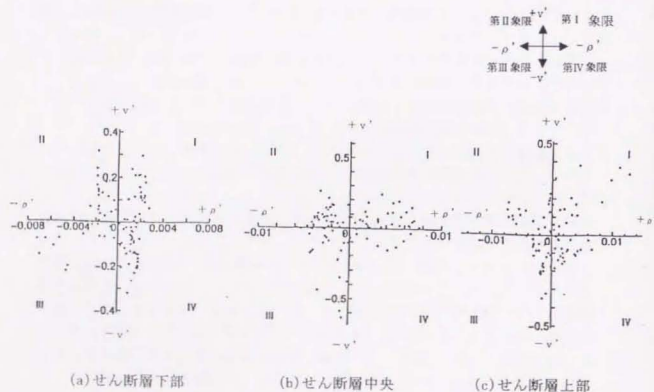


図4-7-1 密度フラックスの4象限表示

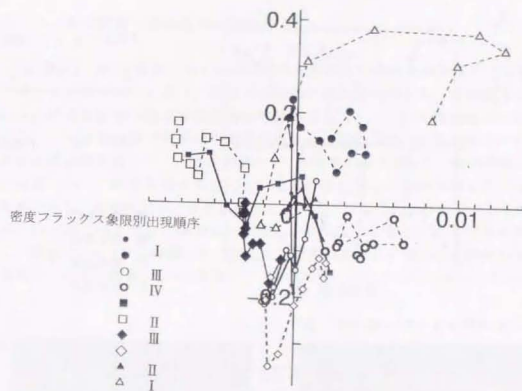
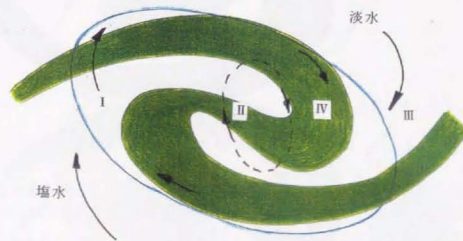
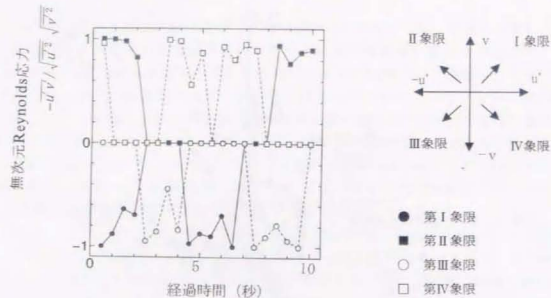


図4-7-2 密度フラックスの4象限表示の時系列



Ⅰ ← Ⅱ ← Ⅲ ← Ⅱ ← Ⅳ ← Ⅲ
(密度フラックス象限別出現順序)

図4-7-3 集中渦内での密度フラックスの輸送の様子



III → IV → I → II → III, II
(Reynolds応力の4象限表示の出現順序)

図4-7-4 Reynolds応力の4象限表示の時系列

矢印はReynolds応力の4象限表示を示したものである。



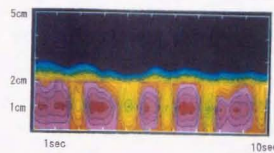
図4-7-5 集中渦内での回転の模式図

密度フラックスの追跡から求めた図4-7-3とReynolds応力の追跡から求めた図4-7-5はほぼ一致しており、集中渦内での混合の様子を図4-7-3に示した矢印の様にモデル化することができる。

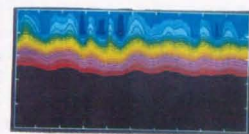
せん断層の集中渦内への周囲水の取り込みと渦内での混合の様子を明らかにしたが、この混合流体の集中渦からの間欠的な放出によって上層（下層）流体がせん断層を媒介として下層（上層）に輸送される。この放出された希釈流体がそれぞれの連行層の乱れによって層全体に拡散され相互連行は完結する。この間欠的な放出は、日野が指摘したバーストに似た現象に相当していると思われる。

4-8 密度変動の等高線の画像処理

密度プローブを鉛直方向に5mm間隔で6個設置し、密度変動を連続的に測定したデータを時系列的に並べ、密度の空間的な等高線を描いた。空間的、時間的に変化する密度場が測定断面を連続的に通過しているとして凍結乱流を仮定すると、この画像処理で瞬間的な空間的な密度場が観察できていると考えられる。密度の等高線画像を示したのが画像4-8-1、画像4-8-2である。画像横軸は時間の経過を示し、凍結乱流を仮定しているので流れ方向の場所を現しているとも解釈できる。縦軸はプローブ位置を示している。密度は色分けして表しており、赤いほど密度が大きい。画像4-8-1はせん断層内に着目した密度の等高線を示し、画像4-8-2はせん断層より上部のせん断層外縁近くに着目した密度の等高線である。なお、画像4-8-1と画像4-8-2では密度に対応する色が異なっている。



画像4-8-1 密度の等高線図
(せん断層内部)



画像4-8-2 密度の等高線図
(せん断層より上部)

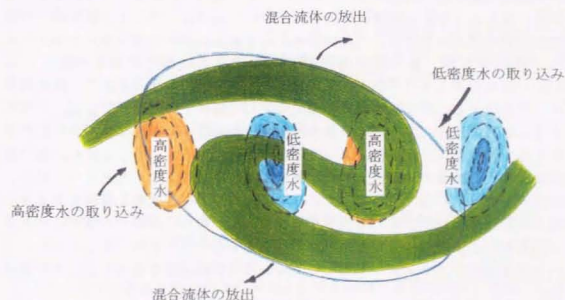


図4-8-1 集中渦での混合モデル

画像4-8-1のせん断層内での密度の等高線画像で、赤い部分は高密度の部分、緑の部分は低密度の部分現している。このようにせん断層内では高密度と希釈密度との渦模様が交互に観測されている。この結果は、せん断層に形成された集中渦への周囲水の取り込みと混合のプロセスを示唆していると思われる。この画像を集中渦での混合モデル図4-7-3に重ねて模式的に示したのが図4-8-1である。図中空色の部分が密度の低い渦模様を示し、朱色の部分が密度の高い渦模様を示す。せん断層に形成された集中渦への上下層の流体の取り込みが図4-8-1の両サイドの朱色と空色の渦模様で示した部分で生じ、取り込まれた高密度と低密度の流体（内側の空色と朱色の2つの渦模様）が重力不安定によって混合する様子を表しており、画像4-8-1の渦模様の配列と一致している。従って、図4-8-1で示した集中渦での混合モデルの妥当性を示している。

画像4-8-2のせん断層外縁付近での密度等高線画像では、上層の低密度流体のせん断層に向かった輸送あるいはせん断層からの放出水の輸送の様子は明確には確認できない。せん断層から上層へ放出された流体は即座に上層水と混合するために周辺流体との密度差が殆ど無くなり、等高線画像に密度変化の軌跡として捕らえることはできなかった。しかし、これらの画像から分かるように、せん断層を横切る密度の変動軌跡は見られず、輸送がせん断層を媒介して行われていることを示している。

4-9 集中渦を伴うせん断層を媒介とした相互連行

せん断層での渦度の集中に伴う重力不安定の発達と周囲水の取り込みの様子をまとめて模式的に示したのが図4-9-1である。せん断層の変形による渦度の集中が図4-9-1(a)のB、Dの部分に生じ、その結果重力不安定が図4-9-1(b)の様に発生して集中渦への周囲水の混合が生じる。重力不安定性が十分に発達すると集中渦を伴ったせん断層が形成され、図4-9-1(c)に示すように集中渦への周囲水の取り込みが生じる。この周囲水の取り込みによって集中渦内の流体の体積が増加するが、集中渦が保持できる体積以上に流体が増加すると、図4-9-1(d)に示すように、クレストの部分から集中渦内の混合流体の一部を周囲水中に放出する。せん断層が集中渦を安定して保持するようになると、平均的なせん断層の厚さ、集中渦の大きさは時間的には変化しなくなり、体積的な平衡状態を保つことが可視化によって確かめられている。このことより、集中渦が保持しうる流体の体積は、せん断層の力学的な条件によって決まっており、周囲水を取り込んで体積が増加すると、この力学的平衡状態を保持するように間欠的な流体の放出が生じると考えられる。集中渦への周囲水の取り込みと間欠的な放出が空間的に分布したそれぞれの集中渦でランダムに生じており、これらの現象のアンサンブル平均として鉛直方向の輸送量を定義することが出来る。

このようにせん断流が卓越する密度流では、せん断層の重力不安定の発達による集中渦の形成と、この集中渦による周囲水のせん断層への取り込みが生じ、

混合流体のせん断層からの放出によって下層から上層へまたその逆のプロセスの輸送が生じるようになる。集中渦を伴ったせん断層は周囲水の取り込み・放出を繰り返して、安定した層を形成する。

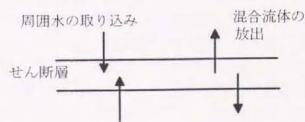
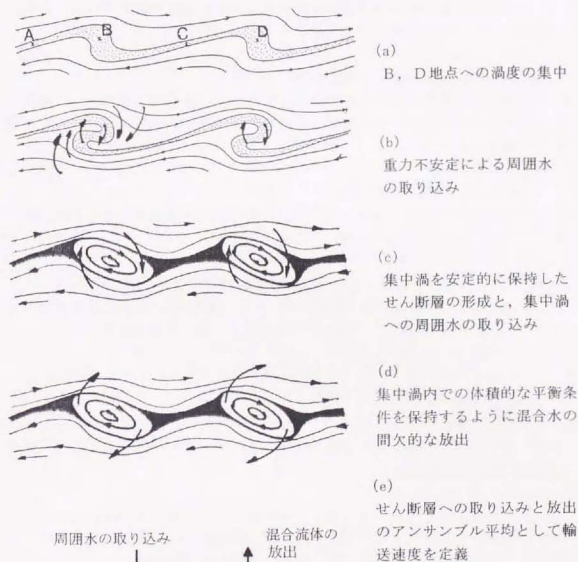


図4-9-1 集中渦を伴うせん断層を媒介とした周囲水の取り込みと放出の模式図

このように密度界面での混合現象にはせん断層が重要な役割を有していることがわかる。集中渦を伴うせん断層を媒介とした流体輸送のプロセスをまとめると次のようになる。

1) せん断層の重力内波に相当する変形によるせん断層内での渦度の集中とこれをきっかけとしたせん断層の重力不安定性の発達。

2) せん断層内での集中渦の形成。

重力不安定が発達すると、周囲水を取り込みながらせん断層内に集中渦が形成される。

3) 集中渦を安定的に保持したせん断層の形成。

集中渦への周囲水の取り込みと、体積的な平衡状態を保持するような間欠的な混合流体の集中渦からの放出を繰り返し、集中渦を安定的に保持したせん断層が形成される。

4) 集中渦への周囲水の取り込み。

この周囲水の取り込み現象のアンサンブル平均の輸送速度をせん断層を進行層とする進行速度として定義する。

5) せん断層内で混合した流体の間欠的な放出。

集中渦を伴うせん断層に取り込んで混合した流体を集中渦から間欠的に放出する。この間欠的な放出は、日野(1978)が指摘したバーストに似た現象に相当していると思われる。

6) 放出水の上下層への拡散。

中渦から放出された混合流体を、それぞれの進行層の乱れによって層全体に拡散する。この上下層への拡散輸送のアンサンブル平均の輸送速度をせん断層を被進行層とする進行速度として定義する。

以上述べたように、集中渦を伴うせん断層への周囲水の取り込みと混合希釈流体の間欠的な放出によって、上層(下層)流体がせん断層を媒介にして下層(上層)に輸送されるとモデル化できる。このそれぞれの過程のアンサンブル平均が相互進行過程である。せん断密度流界面での混合現象を、このようにせん断層を媒介とした相互進行過程としてモデル化することにより、せん断層不安定から進行現象に至る過程を一連の現象として説明することができる。また、混合過程を無視して、上層あるいは下層の密度の変化、界面位置の変化から進行現象を取り扱ってきた従来の表現に比べ、進行現象の取り扱いを明確にすることができた。

4-10 従来の可視化での内部波との比較

連行現象の可視化の研究で、吉田(1978)、日野(1978)らは位相速度の速い波と遅い波との存在を示している。いずれの研究でも下層の流れがほとんど無い場合での実験的観測であるが、指摘された内部波と著者が指摘したせん断層外縁の挙動との比較を行い、従来の連行現象が何を観測していたのかを明らかにする。

日野、吉田によると、位相速度の遅い波の上に位相速度の速い重力内波が重畳し、このときに重力内波が強い変形を受けて砕波が生じ、上層に流体が輸送されるとしている。この位相速度の速い波は、峰で鋭い波形をし、谷で平で、逆に位相速度の遅い波は谷で鋭く、峰で平である。4-6節でせん断層が不安定になると重力内波とそれよりも周波数のわずかに大きいbillowタイプの振動とが共存することを示した。これらはせん断層外縁での位相速度の異なる二つの重力内波の相互作用によって生じていると考えられる。吉田(1978)、日野(1978)らが観測した二つの波は著者が指摘した二つの内部波に対応しているのではないと思われる。そこで、せん断層外縁での内部波の波速の実測値と式(4-3-6)で計算した重力内波の波速との比較を行った。また、内部波直上での流速の位相変化を検討し、重力内波が作り出す流速場との比較を行った。

流れが無い界面を内部波が進行するとき、この内部波によって作り出される周辺流速の向きは、峰で進行方向と逆で、谷で同じある。従って流れがこれに付加されると位相速度の大きな内部波の場合には、峰では流速は小さく、谷で大きくなる。他方位相速度の小さい内部波は流れと逆向きに進行するので、峰では大きく、谷で小さくなる。このように内部波の進行方向と流れの向きによって峰、谷での流速の大小は決定される。

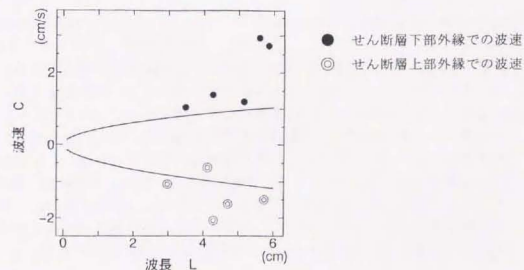


図 4-10-1 波速の計算値と実測値(上下層の流向は逆)

上層、下層が逆向きに流動している場合であるが、せん断層外縁の内部波の波速の実測値と式(4-3-6)での計算値を示したのが図4-10-1である。下層の流向を正としているので、この場合には上層は負の流速である。図中●印がせん断層下部外縁での波速で、○印が上部外縁での波速である。この2つの内部波は、いづれかの層の流速を基準にすれば速い波と遅い波とに区分できる。実測値は多少ばらつきがあるが、重力内波の波速の計算結果の回りに分布しており、せん断層内外縁の二つの内部波は逆方向に移動する二つの重力内波に相当していることを示している。このせん断層内外縁での内内部波の1波長での流速の変化を示した図4-10-2、図4-10-3である。縦軸は流速を、横軸は波の位相場所

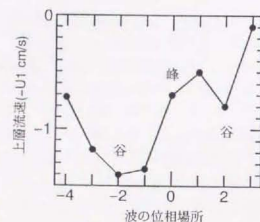
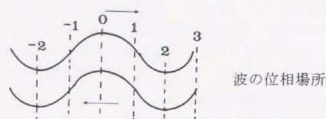


図4-10-2 せん断層上部での流速

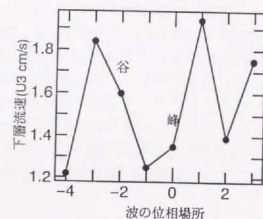


図4-10-3 せん断層下部での流速

を示している。0は峰を、2,-2は谷を表す。上層流速は下層の流向を基準にしているため負値として表示した。多少のずれはあるが、峰で流速が遅く、谷で早なり、流向と波の進行方向によって決定されるそれぞれの特色に一致している。例えば上層流速が早く下層流速が遅い場合には、せん断層上部外縁での内部波は速い波として観測され、下部外縁では内部波は遅い波として観測されることとなる。従って、吉田、日野が上層に着目して観察した速い波、遅い波は、せん断層外縁の2つの内部波に相当していると考えられる。遅い波、速い波がせん断層内外縁での波動に相当しているので、両者の重畳での砕波を考えるより、せん断層の不安定性を考える方が進行現象を明確に説明できる。

4-11 まとめ

循環水槽に一樣なせん断流を生じさせ、可視化と密度フラックスの測定により密度界面における混合現象を明らかにすることができた。せん断密度流界面に形成されるせん断層に着目し、このせん断層の重力不安定への発達と集中渦の形成が混合現象を支配することを可視化によって確かめた。せん断層に形成される集中渦に注目し、流体輸送を密度フラックス、Reynolds応力の4象限表示の時系列により追跡し、集中渦への周囲水の取り込みと混合、希釈水放出のモデル図を作成した。これらの結果より、せん断層への周囲水の取り込みと混合希釈流体の間欠的な放出のプロセスによって流体の輸送が行われていることを明らかにした。そして、上層の流体がせん断層を媒介して下層に、下層の流体がせん断層を媒介して上層に輸送されるそれぞれの混合過程のアンサンブル平均を相互進行過程とした。

せん断密度流界面での混合現象を、このようにせん断層を媒介とした相互進行過程としてモデル化することにより、せん断層不安定から進行現象に至る過程を連続的な現象として説明することができる。また、相互進行現象にせん断層の集中渦が主要な働きをすることが明らかになった。

従来の界面混合では、密度の不連続な界面での内部波の砕波に起因する現象として取り扱われてきたが、界面からの流体の剥離にのみ着目されており、どのようなプロセスで流体が輸送されるかには注意が払われていなかった。そのために、進行層の観測のみが行われ、波進行層についての観測が行われてこなかった。相互進行現象の総和の結果として速度の遅い層に多くの進行が生じるが、これを速度の大きな層にのみ取り込まれる一方向の進行現象として把握していたために、速度の遅い層での密度変化の実態にふれることができてこなかった。

本章で明らかにしたように、せん断層不安定から進行現象に至る一連の混合過程をせん断層を媒介とした相互進行過程としてモデル化することにより、進行現象の取り扱いを明確にすることができた。

第5章 「せん断流型」相互連行係数の関数形

5-1 はじめに

第4章で集中渦を伴うせん断層を媒介とする上下層への流体の相互の輸送現象を明らかにした。この相互の連行現象での流体輸送のアンサンブル平均を図5-1-1のように相互連行速度で記述することにする。上層を第1層、集中渦を伴うせん断層を第2層、下層を第3層として3層系で記述することとし、添え字1, 2, 3を用いてそれぞれの層の水理量を表す。集中渦を伴うせん断層への周囲水の取り込み速度を、第1層から第2層への連行速度 W_{e12} 、第3層から第2層への連行速度 W_{e32} と表す。また、集中渦を伴うせん断層から放出された混合流体の上層、下層への取り込み拡散速度を、第2層から第1層への連行速度 W_{e21} 、第2層から第3層への連行速度 W_{e23} と表す。

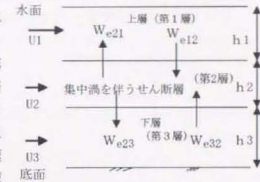


図5-1-1 相互連行速度

相互連行のモデル化では、混合を生じさせる起動力それぞれによる輸送プロセスを分離独立して評価し、その各プロセスの線形足し合わせとして上下層への流体の輸送を取り扱っている。従って、流体輸送の各プロセスを支配する速度、長さスケールなどの水理量を反映した相互連行係数の関数形について検討を行う。

相互連行現象では、集中渦を伴うせん断層の役割が重要であることを第4章で明らかにした。このせん断層は周囲水の取り込みと放出を繰り返しながら継続的に安定した平衡状態を保持していると考えられる。従って、相互連行係数の関数形には集中渦を伴うせん断層の安定条件が反映されるはずである。この章では、集中渦を伴ったせん断層の性質に着目して「せん断流型」の相互連行係数の関数形を導き、連行実験の結果との比較を行う。

5-2 集中渦を伴うせん断層の安定条件

せん断密度流界面に形成されたせん断層は、重力不安定による集中渦の形成と周囲水のこの集中渦への取り込みと放出を繰り返しながら相互連行に寄与している。この集中渦を伴ったせん断層は、周囲水の取り込み量と放出量をバランスさせながら体積的な平衡状態を作り出していると考えられる。

Tamai・Kan(1994)は集中渦を伴ったせん断層では力学的に平衡状態を保持し、Richardson数が一定値になると考え、せん断層での運動方程式から出発して相互連行係数が連行層の諸量で定義したRichardson数の(-1)乗則となることを導いた。この段階ではベキ乗則に焦点を当てており、未知な定数を含んでいる。しかし、せん断層での力学的平衡状態の仮定のもとで導いた連行係数のベキ乗則(-1)乗は従来の研究(例えばMoore long(1971), 江頭(1980))で提案された(-1)~(-3/2)乗則にほぼ対応して

おり、Tamai・Kanの考え方の妥当性を示唆している。この章ではこの考え方を基に、第3章で示したせん断密度流実験での結果を用いて詳細な検討を行い、相互連行係数の関数形を定める。

初期の重力不安定によって形成された集中渦を安定して保持し、継続的に相互連行現象の起動力となるためには、上下層の流速差、密度差によるせん断力が必要である。また、この集中渦を伴うせん断層は上層、下層の運動によって形成され、これら両層からの流体の取り込みと放出を生じながらせん断層を保持している。上下層の運動に規定されながらも新たな力学的な平衡状態を保持していることが予想される。すなわち、この集中渦を伴うせん断層では一定のRichardson数を有していると考えられる。そこで、集中渦を伴うせん断層での層平均Richardson数が一定値になることを確かめるために、集中渦を伴うせん断層の層平均流速 U_2 とせん断層厚さ h_2 、上下層の密度差 ϵ を用いて計算したRichardson数 $R_{i2} = \epsilon g h_2 / U_2^2$ を上下層の速度差を用いて算定したせん断層の層平均Richardson数 $R_{i2\Delta U} = \epsilon g h_2 / \Delta U^2$ に対してプロットしたのが図5-2-1である。図中○印は著者の循環水槽での実験データであり、●印は最上川での観測データ(須賀(1979))から算定したものである。上下層の速度差を用いて定義したRichardson数 $R_{i2\Delta U}$ はせん断層の安定性判別に用いた指標であり(式(4-4-5))、Richardson数 $R_{i2\Delta U}$ が小さくなりせん断層が不安定になるに従ってせん断層のRichardson数 R_{i2} は減少し、一定値をとるようになる。図4-4-3にせん断層の安定性の判別を示したが、この図によるとせん断層のRichardson数が約0.8より小さくなるとせん断層が不安定になることが得られる。従って、図5-2-1の横軸のせん断層のRichardson数 R_{i2} が0.8より小さい領域では集中渦を伴うせん断層が形成され、それが安定的に保たれるようになるとせん断層のRichardson数 $R_{i2} = \epsilon g h_2 / U_2^2$ はほぼ一定値5となる。このように集中渦を伴うせん断層では、力学的平衡状態が安定的に保たれ、Tamai・Kan(1994)の考え方の妥当性を示している。

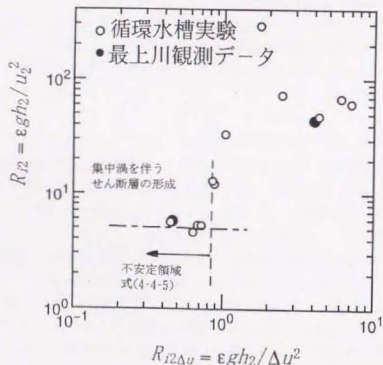


図5-2-1 集中渦を伴うせん断層での層平均Richardson数 R_{i2}

5-3 集中渦を伴うせん断層の力学的平衡条件から導いた相互連行係数の関数形

前節で集中渦を伴ったせん断層では、層平均Richardson数が一定値を有するように平衡状態を保つことが得られた。これらの結果を用い、集中渦を伴うせん断層内での運動量の釣り合い式を考えることによって「せん断流型」相互連行係数の関数形を求める。さらに、2重円筒水槽での連行実験データを整理し、この式の適応性について検討を行う。

5-3-1 せん断層についての積分型運動方程式

流速分布、密度分布の存在による分散項は考慮しないこととし、水平方向に水理量が一様な流れを対象とすると、せん断層についての積分型運動方程式は次のようになる。なお、運動方程式の積分の詳細については2-10節に記した。

相互連行速度を用いると、集中渦を伴うせん断層についての積分型運動方程式は次のように記述される。

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_2 u_2 h_2) + \rho_2 u_2 w_{e21} - \rho_1 u_1 w_{e12} - \rho_3 u_3 w_{e32} + \rho_2 u_2 w_{e32} = \tau_1 - \tau_2 \quad (5-3-1)$$

集中渦を伴うせん断層についての積分型質量保存則は次式で表される。

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} \frac{\rho_1 - \rho_2}{h_2} w_{e12} + \frac{\rho_3 - \rho_2}{h_2} w_{e32} \quad (5-3-2)$$

集中渦を伴うせん断層についての積分型体積保存則は次式で表される。

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} = w_{e12} - w_{e21} + w_{e32} - w_{e33} \quad (5-3-3)$$

これらの式は、集中渦を伴うせん断層への取り込み、放出を連行速度で記述した式である。

式(5-3-1)に式(5-3-2)、(5-3-3)を代入して整理すると次式が得られる。

$$\rho h_2 \frac{\partial u_2}{\partial t} + w_{e12} \rho_1 (u_2 - u_1) + w_{e32} \rho_3 (u_2 - u_3) = \tau_1 - \tau_2 \quad (5-3-4)$$

集中渦を伴うせん断層の平均水理量で定義した層平均Richardson数が一定値を取ることより、せん断層の平均流速の時間微分は次のように書くことができる。

$$R_{i2} = \epsilon g h_2 / U_2^2 = c \quad (5-3-5)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} = \frac{g(\rho_3 - \rho_1)}{2c\rho_1 u_2} (w_{e12} + w_{e32} - w_{e21} - w_{e33})$$

$$+ \frac{\beta}{\kappa L h_1} \left[\frac{1}{2} (h' - \delta_*)^2 + (h_s - h') (h' - \delta_*) \right] \quad (5-3-15)$$

せん断層中心を $Z' = 0$ として、 δ_* をせん断層外縁に取ると u_1 はせん断層の平均流速 U で近似できる。従って、式(5-3-15)は次式のように書き直せる。

$$\frac{U_1 - U_2}{u_*} = R_{*s} + \frac{1}{\kappa} \left(1 + \frac{\delta_*}{h_1} \right) \ln \frac{h'}{\delta_*} - \frac{1}{\kappa} \frac{h' - \delta_*}{h_1} + \frac{\beta}{\kappa L} (h' - \delta_*) \left(1 - \frac{1}{2} \frac{h' - \delta_*}{h_1} \right) \quad (5-3-16)$$

内部抵抗係数 f_i を次のように定義する。

$$\frac{f_i}{2} = \frac{u_*^2}{(u_1 - u_2)^2}$$

$\frac{h'}{L} = J$ とおき、式(5-3-16)の δ_* 、 h' を Monin-Obukhov 長さ L を用いて書き直す。

$$\begin{aligned} \frac{\delta_*}{L} &= \frac{\kappa \Delta \rho g w_* \delta_*}{\rho u_*^3} = \frac{\kappa \Delta \rho g E u_1 R_{*s} \psi}{\rho u_*^3 \frac{\Delta u}{u_*}} \\ &= R_{*s} \kappa \psi^{-1} 4 f_i^{-1/2} E \frac{u_1}{\Delta u} \end{aligned} \quad (5-3-17)$$

ここに $R_{*s} = \frac{u_* \delta_*}{\psi} = \frac{\Delta u h_1}{\psi} \frac{\Delta u}{u_*} = R_{*s0} R_{*s\Delta}^{-1}$ と定義する。

$$\frac{h'}{\delta_*} = \frac{h'}{L} \frac{L}{\delta_*} = \frac{J R_{*s\Delta}^{-1}}{4 \kappa} E^{-1} \psi f_i^{-1/2} \frac{u_1}{u_*} \quad (5-3-18)$$

$$\frac{h'}{h_1} = \frac{h'}{L} \frac{L}{h_1} = \frac{J}{\kappa} (E R_{*s})^{-1} \left(\frac{f_i}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta u}{u_1} \right)^3 \quad (5-3-19)$$

$$R_{*s} = \frac{g \delta_* h_1}{u_*^3}$$

式(5-3-17)、(5-3-18)、(5-3-19)を式(5-3-16)代入すると次式となる。

$$\begin{aligned} \sqrt{2} f_i^{-1/2} &= R_{*s} + \frac{1}{\kappa} \left(1 + R_{*s} (\Delta u / u_1)^3 \psi^{-1} \sqrt{2} f_i^{-1/2} \right) \ln \left(\frac{J R_{*s\Delta}^{-1} E^{-1} \psi f_i^{-1/2} \frac{\Delta u}{u_1}}{4 \kappa} \right) \\ &\quad - \frac{1}{\kappa} \left[\frac{J R_{*s\Delta}^{-1} E^{-1} \left(\frac{f_i}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta u}{u_1} \right)^3}{\psi} \right] + \frac{1}{\kappa} R_{*s} (\Delta u / u_1)^2 \psi^{-1} \sqrt{2} f_i^{-1/2} \\ &\quad + \frac{\beta}{\kappa} \left(J - R_{*s} E \psi^{-1} f_i^{-1/2} \frac{\Delta u}{u_1} 4 \kappa \right) \left[1 - \frac{1}{2} \frac{J E^{-1} R_{*s}^{-1} \left(\frac{f_i}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta u}{u_1} \right)^3}{\psi} \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} R_{*s} (\Delta u / u_1)^2 \psi^{-1} \sqrt{2} f_i^{-1/2} \end{aligned} \quad (5-3-20)$$

式(5-3-20)がせん断層上端での抵抗係数を表す式である。抵抗係数には進行係数 E 、 R_{*s} 、 $\Delta u / u_1$ 、 R_{*s} などの多くのパラメータを含んでいることを示している。

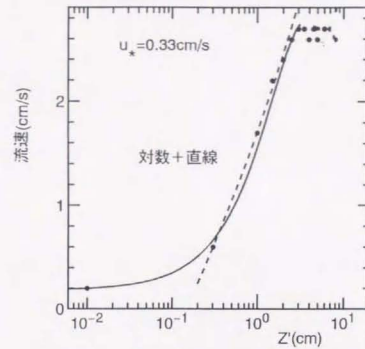


図 5-3-2 上層の流速分布

これらのパラメータの値を理論的に決定するのは困難であるので、流速分布の実測値から決定することとする。流速分布の一例を示したのが図5-3-2である。式(5-3-13)がフィットするように u_* 、 β/L を決定する。Monin-Obukhov 係数 β の値については日野ら(1980)の研究によると0.4~1.7が報告されており、平均は約1.0である。この $\beta = 1.0$ を用いて L を算定し、 J を計算すると3~5の範囲の値であった。また、 R_{*s0} の値は13~18で平均15であった。次に、式(5-3-20)に含まれる $\Delta u / u_1$ 、 h_2 / h_1 の関数形について検討する。

Rayleigh型不安定がせん断層外縁で生じ、せん断層からの放出が生じていると仮定すると、この外縁での勾配型Richardson数 R_g はRayleigh型不安定の領域では1/4より小さい値になることがT-G方程式の固有値解より得られている。せん断層外縁での R_g が、Rayleigh型不安定の限界値1/4に近い値になると考える。

$$R_g = \frac{\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}}{\left(\frac{du}{dz} \right)^2} \quad (5-3-21)$$

この R_g を層平均量で近似して記述することとする。図5-3-3で示すように、密度勾配 $-d\rho/dz$ をせん断層での平均密度勾配ではなく、上層での平均密度勾配 $\Delta \rho / h_1$ で近似する。他方、速度勾配 du/dz については、図5-3-4で示すようにせん断層での平均速度勾配で近似することとする。

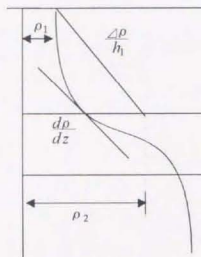


図 5-3-3 密度勾配

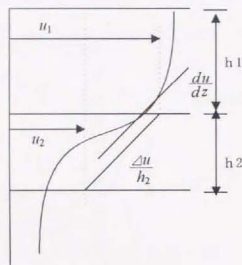


図 5-3-4 流速勾配

$$-\frac{d\rho}{dz} = \frac{\Delta\rho}{h_1}, \quad \frac{du}{dz} = \frac{\Delta u}{h_2} \quad (5-3-22)$$

従って、 R_ρ を平均水理量で近似すると次式のように表される。

$$R'_\rho = \frac{\Delta \rho g \frac{1}{\rho} \frac{h_1}{h_1}}{\left(\frac{\Delta u}{h_2}\right)^2} = \frac{\epsilon g h_1 / h_2}{\Delta u^2} \quad (5-3-23)$$

式(5-3-23)を用いて計算した R'_ρ は一定値とはならず、第3章で示した著者の実験(せん断層の総平均Richardson数が約5~100)では0.33~1.0の間の値であった。この値をせん断層についてのRichardson数 $\epsilon g h_2 / \Delta u^2$ に対してプロットしたのが図5-3-5である。図中の実線はデータの平均直線を表しており、

$$\left(\frac{\epsilon g h_1}{\Delta u^2}\right) \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^2 = 0.3 \left(\frac{\epsilon g h_2}{\Delta u^2}\right) \quad (5-3-24)$$

の式が得られる。

式(5-3-24)より、次式の関係式が得られる。

$$\frac{h_2}{h_1} = 0.45 R_{1\Delta u}^{-\frac{1}{2}} \quad (5-3-25)$$

ここに、 $R_{1\Delta u} = \epsilon g h_1 / \Delta u^2$ である。

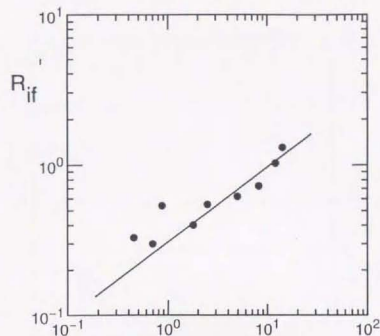


図 5-3-5 勾配型Richardson数 R_ρ と $\epsilon g h_2 / \Delta u^2$ の関係

式(5-3-25)の関数形を確かめる為に実験結果の h_2/h_1 と $R_{1\Delta u}$ との関係を整理したのが図5-3-6である。多少のばらつきはあるが、式(5-3-25)の関係を示していることが分かる。従って、 h_2/h_1 は式(5-3-25)の関数形で表すことが出来る。

次に、 $\Delta u/u_1$ を層平均量で記述することを検討する。この $\Delta u/u_1$ の関数形を導入することにより、 $R_{11} = \epsilon g h_1 / u_1^2$ と $R_{1\Delta u} = \epsilon g h_1 / \Delta u^2$ の関係式を得ることができ、式(5-3-25)を上層の水理量のみで記述することができる。

実験データの整理より $\Delta u/u_1$ の関数形について検討を行うこととした。 $\epsilon g h_1 / u_1^2$ と $\epsilon g h_2 / \Delta u^2$ を整理したのが図5-3-7である。データのばらつきはあるが、

$$\frac{\epsilon g h_1}{u_1^2} = 5 \left(\frac{\epsilon g h_2}{\Delta u^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5-3-26)$$

の関係式が得られる。式(5-3-25)を用いて、式(5-3-26)を書き直すと次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u^2}{u_1^2} &= 5 \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^{\frac{1}{2}} R_{1\Delta u}^{-\frac{1}{2}} \\ &= 3.35 R_{1\Delta u}^{-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (5-3-27)$$

式(5-3-27)の関係式を用いると R_ρ と $R_{1\Delta u}$ との関係式として次式が得られる。

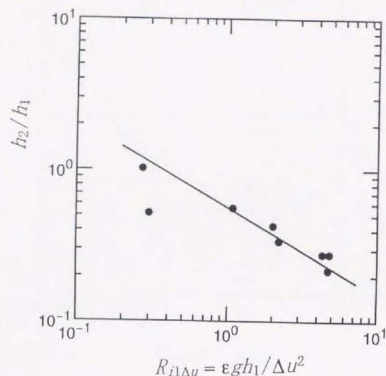


図 5-3-6 h_2/h_1 と $\epsilon g h_1 / \Delta u^2$ の関数形

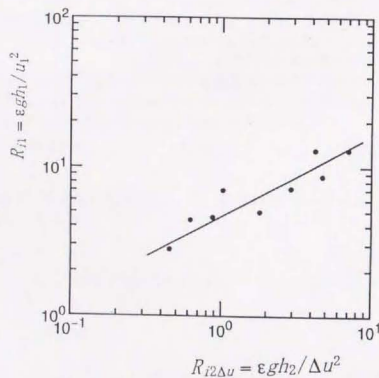


図 5-3-7 $\epsilon g h_1 / u_1^2$ と $\epsilon g h_2 / \Delta u^2$ の関数形

$$R_{i1} \Delta u = R_{i1} \left(\frac{u_1}{\Delta u} \right)^2$$

$$= \frac{R_{i1}^3}{37.6} \quad (5-3-28)$$

さらに、 h_2/h_1 の関数形も式(5-3-28)を用いると次式のように書き直すことができる。

$$\frac{h_2}{h_1} = 1.5 R_{i1}^{-1} \quad (5-3-29)$$

h_2/h_1 を R_{i1} に対して整理すると、図5-3-8となり式(5-3-29)をほぼ満足している。

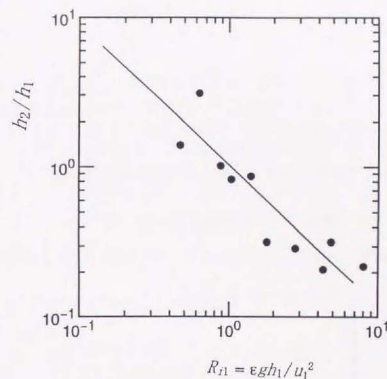


図 5-3-8 h_2/h_1 と $\epsilon g h_1 / u_1^2$ の関数形

次に、式(5-3-27)、(5-3-28)の関係式を用いて式(5-3-20)の内部抵抗係数 f_i について検討する。式(5-3-20)に式(5-3-27)、(5-3-28)の関係式を代入し、Reynolds数 R_{edu} をパラメータとして f_i を式(5-3-20)から算定し、岩崎数 Ψ に対して示したのが図5-3-9である。式(5-3-20)には進行係数 E が含まれているが、従来の進行係数についての関数形 $E = 2 \times 10^{-3} R_{i1}^{-1}$ を用いて計算を行った。図中実線は $R_{edu} = 10,000$ 、 $R_{edu} = 50,000$ の場合での計算結果である。内部抵抗係数 f_i が岩崎数 Ψ とReynolds数 R_{edu} の関数であることを示している。しかし、Reynolds数への依存度は小さく、式(5-3-11)を用いてせん断流型の相互進行係数の関数形を求める際には、内部抵抗係数として図5-3-9の点線で示す平均値を表す関数を便宜的に用いることとする。この図5-3-9の点線の関数形は次式で表せる。

$$f_i = 0.02 \psi^{-1} \\ = 9.68 \times 10^{-3} R_{e\Delta U}^{-1} R_i^{\frac{2}{3}}$$

(5-3-30)

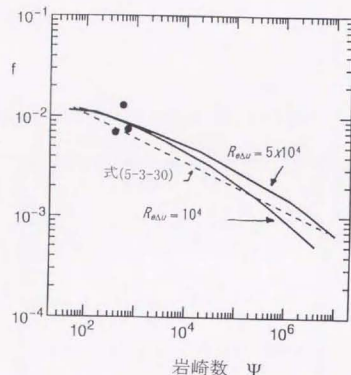


図5-3-9 Reynolds数をパラメタとした内部抵抗係数と岩崎数 Ψ

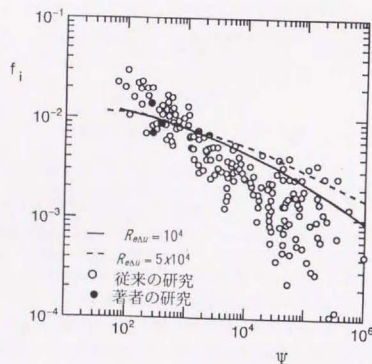


図5-3-10 内部抵抗係数についての従来のデータと理論式(5-3-20)との比較

なお、図5-3-9の●は流速分布の実測から求めた内部抵抗係数を示したものである。また、従来の内部抵抗係数についての実測値を岩崎数 Ψ で整理した図に式(5-3-20)の計算結果を示したのが図5-3-10である。実測値のばらつきを考えると、理論式(5-3-20)の近似式として式(5-3-30)が十分な精度で使用できると判断される。

界面抵抗係数の理論的な検討の過程で得られた式(5-3-27), (5-3-29), (5-3-30)の結果を用いて式(5-3-11)を書き直すと、次式の相互連行係数の関数形を求めることができる。

$$\frac{W_{e1}}{u_1} = \frac{\alpha R_{e\Delta U}^{-1} \times 0.363}{2(2 + 1.5 R_{i1}^{-1})} R_{i1}^{-\frac{1}{3}} \quad (5-3-31)$$

なお、式(5-3-30)は連行のプロセスに対応した f_i'' の関数形では無いので、便宜的に $f_i'' = \alpha f_i$ とした。

式(5-3-31)によると、「せん断流型」の相互連行係数は連行層の層平均Richardson数とReynolds数の関数であることを示している。

式(5-3-31)で α を0.5とし、Reynolds数をパラメターとして相互連行係数の計算結果を示したのが図5-3-11である。図中実線はReynolds数 $R_{e\Delta U} = 10,000$ と50,000での計算結果である。

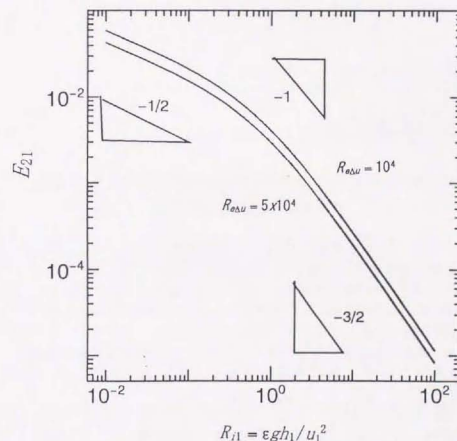


図5-3-11 「せん断流型」相互連行係数の関数形

Christodoulou(1986)は多くの実験データを整理し、 R_{1A} の領域によってべき乗が0, -1/2, -1, -3/2になることを示した。図5-3-11に示した式(5-3-31)の計算結果はこのような傾向を表しており、従来の単純なべき乗則に比べて現象を忠実に反映していると思われる。

次に、2重円筒水槽での連行実験データの整理から相互連行係数を計算し、式(5-3-31)の適用性を検証する。

5-3-3 「せん断流型」相互連行係数の理論式の検証

せん断層を含んだ3層系での連行速度を2重円筒水槽での連行実験データより算定し、相互連行係数の関数式(5-3-31)を検証する。実験データからの算定には積分型方程式を用いるが、塩分成層では塩散項は移流連行の項に比べて小さいとして無視することとする。さらに2重円筒水槽では現象は水平方向に一樣であるので、3層系での積分型質量保存則、体積保存則は次式のように記述できる。

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \frac{(\rho_2 - \rho_1)W_{e21}}{h_1} \quad (5-3-32)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} = W_{e21} - W_{e12} \quad (5-3-33)$$

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} = \frac{(\rho_1 - \rho_2)W_{e12}}{h_2} + \frac{(\rho_3 - \rho_2)W_{e32}}{h_2} \quad (5-3-34)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial t} = -W_{e21} + W_{e12} + W_{e32} - W_{e23} \quad (5-3-35)$$

$$\frac{\partial \rho_3}{\partial t} = \frac{(\rho_2 - \rho_3)W_{e23}}{h_3} \quad (5-3-36)$$

$$\frac{\partial h_3}{\partial t} = -W_{e32} + W_{e23} \quad (5-3-37)$$

2重円筒水槽での実験データから式(5-3-32)～式(5-3-37)を用いて相互連行係数を算定した。集中渦を伴うせん断層を被連行層とする場合の連行係数 E_{21} 、 E_{23} をそれぞれ連行層での層平均Richardson数 R_{11} 、 R_{13} に対して整理したのが図5-3-12である。図中●印は E_{21} を、○印は E_{23} をそれぞれ表す、なお、実験でのReynolds数は3,000～8,000の範囲の値である。図中実線は式(5-3-31)を表し、●印のデータがこの式に対応している。Reynolds数をパラメータとした式(5-3-31)の計算結果と実験データは、多少の差異はあるが、良好な適用性を示している。なお、 $R_{11} = \epsilon g h_1 / u_1^2$ 、 $R_{13} = \epsilon g h_3 / u_1^2$ である。

また、図5-3-12から分かるように、下層を連行層とする○印のデータと上層を連行層とする●印のデータとはそれぞれの層平均Richardson数に対してほぼ同じ傾向を示しており、●印のデータと同様に○印のデータも式5-3-31の周りに分布している。

従って、 E_{23} についても式(5-3-31)中の R_{11} を R_{13} で書き換えることによって相互連行係数の関数形を与えることができる。

$$E_{2,j} = \frac{0.18 R_{e3W}^{-1/2}}{2(2 + 1.5 R_{1,j}^{-1})} R_{1,j}^{-1/2} \quad j = 1, 3 \quad (5-3-38)$$

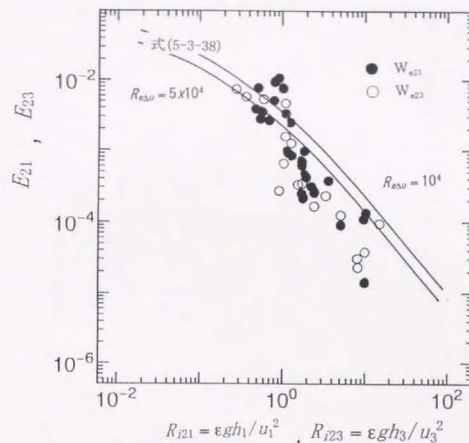


図5-3-12 「せん断流型」連行係数の関数形と連行実験データ
(集中渦を伴うせん断層を被連行層とする場合)

次に集中渦を伴うせん断層を連行層とする場合の連行実験データを整理したのが図5-3-13である。この場合には集中渦を伴うせん断層の不安定性を考慮して層平均Richardson数を次式のように定義した。

$$R_{12} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_2}{\rho_1(U_1 - U_2)^2} \quad R_{13} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_2}{\rho_1(U_2 - U_3)^2} \quad (5-3-39)$$

図中●印、○印は E_{12} 、 E_{13} をそれぞれ表す。図5-3-12と同様 E_{12} 、 E_{13} はほぼ同じ分布をしており、式(5-3-31)によく対応している。従って、式(5-3-31)で層平均Richardson数として式(5-3-39)を用い、せん断層を連行層とする場合の相互連行係数の関数形を次式のように与えることとする。

$$E_{i2} = \frac{0.18 R_{\delta\delta U}^{-1/2}}{2(2 + 1.5 R_{i2}^{-1})} R_{i2}^{-1/2} \quad i = 1, 3 \quad (5-3-40)$$

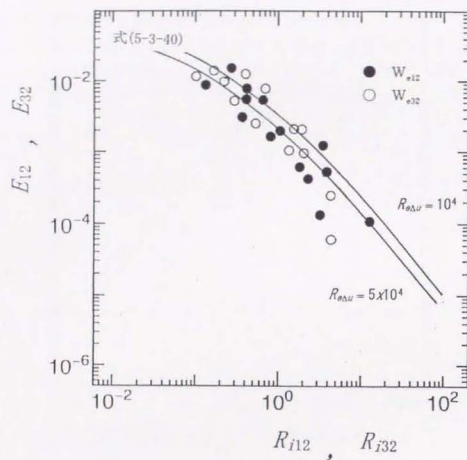


図5-3-13 「せん断流型」連行係数の関数形と連行実験データ
(集中渦を伴うせん断層を連行層とする場合)

5-4 まとめ

せん断層への周囲水の取り込み、放出を繰り返しながら安定的に保持されている集中渦を伴うせん断層の力学的平衡条件、せん断層についての運動量の釣り合いを考慮することにより相互連行係数の関数形を導いた。この際に出現する界面抵抗係数については、流速分布にMonin-Obukovの相似理論を適用し、この分布形を積分することにより抵抗係数を算出する式を導いた。

また、せん断層での運動量の釣り合いから出発して導いた相互連行係数の式は、連行実験の結果と良好な一致を示した。なお、新しく導いた相互連行係数の関数形は、

層平均Richardson数に対するべき乗が $-1/2$ 、 -1 、 $-3/2$ になる三つ領域を示しており、従来の単純なべき乗則に比べて現象を忠実に反映していると思われる。さらに、新しい相互連行係数の式には、従来の式で陽に評価されていなかったReynolds数の効果を含んでいる。

第6章 総和相互連行係数の関数形

6-1 はじめに

第2章5節で連行現象を「せん断流型」、「微細乱流型」、「拡散型」の3つの成分に分離して取り扱う(玉井(科研報告書, 1986))ことが、連行のプロセスを忠実に記述する上で有効であることを示した。「せん断流型」連行は、集中渦を伴うせん断層への周囲水の取り込みと放出として現象をモデル化し、集中渦を伴うせん断層での力学的平衡条件と運動量の釣り合いより新しい相互連行係数の関数形を導き、適応性を実験データより確かめた。

「微細乱流型」連行現象は、連行層の乱れに起因して生じる連行形態であり、上下層が流動して上下層、せん断層が共に十分な乱れ強度を有している場合には、せん断層に向かってせん断層から上下層に向かって流体の輸送が生じている。これらの輸送現象のアンサンブル平均が「微細乱流型」連行速度と定義される。従って、「せん断流型」と同様に「微細乱流型」連行現象は、相互連行の概念で記述しないと、現象を記述することができない。

また、分子拡散による輸送量を連行係数を用いて評価する場合には、Peclet数の (-1) 乗に比例するとした式(2-8-7)を用いることができる。しかし、連行現象に及ぼす「拡散型」連行の影響を示した図2-7-2のように、拡散による輸送もせん断層外縁を通して相互に生じるとして取り扱うべきである。従って、「拡散型」の輸送を連行係数を用いて評価する場合には、式(2-8-7)を相互連行の概念を用いて書き直せばよい。

「せん断流型」相互連行係数については第5章で式(5-3-38)、(5-3-40)を導いた。残りの「微細乱流型」の相互連行係数の関数形を連行実験のデータ整理から導き、「拡散型」連行係数の式(2-7-8)を相互連行の概念で書き直し、これら3成分の線形な足し合わせによって総和相互連行係数の関数形を求めることとする。

6-2 「微細乱流型」相互連行係数の関数形

「微細乱流型」の連行現象は、小規模乱流が直接界面を通過することにより、流体が輸送されるプロセスで、内部波の砕波過程を経ない混合の形態をこのように分類する。浦(1985)は界面での混合現象として循環流型吹送流での微細乱流の役割を挙げている。すなわち乱流により粒子が界面を打つと、これによって他方の層の界面上に存在する粒子が界面より剥離し、この剥離した粒子が界面を打った層の側の大規模乱流によってこの層に取り込まれるとしている。

この「微細乱流型」の相互連行現象の卓越する成層流としては、上下層の流れが存在するがその流向が同じ向きで、せん断層が安定な場合に相当する。そこで、「微細乱流型」の相互連行係数をこのような流向の組み合わせの連行実験のデータから式(5-3-32)～式(5-3-37)を用いて算定し、Richardson数での関数形を求める。

界面に働くせん断力が小さく、せん断層のせん断不安定が生じない場合での微細乱流による流体粒子の界面からの剥離によって生じる連行現象を取り扱うので、せん断層を連行層とする場合と被連行層にする場合とでは乱れの寄与の程度が異なっている。せん断層を連行層、被連行層とに分けて関数形を定める。

6-2-1 セン断層を被連行層とする場合

微細乱流型の場合のRichardson数の代表流速は、連行層の乱れ強さを表す連行層の代表流速を用いた。また、連行の能力は連行層の拡散能力によって決定されるとして、連行層の流速の大きさに比例するとした。

$$W'_{e21} = E'_{21} |U_1| \quad W'_{e23} = E'_{23} |U_3| \quad (6-2-1)$$

図6-2-1はせん断層を被連行層とする場合の相互連行係数とRichardson数の関係を整理した図である。実験データは直線の周りに分布しており、この関数形は次式で表せる。

$$E'_y = 2 \times 10^{-4} R_{iy}^{-3/2} \quad (6-2-2)$$

なお、Richardson数は次式で定義した。

$$R_{11} = R_{21} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1}{\rho_2 U_1^3} \quad R_{13} = R_{23} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_3}{\rho_2 U_3^3}$$

6-2-2 セン断層を連行層とする場合

図6-2-2はせん断層を連行層とする場合の相互連行係数とRichardson数の関係を整理した図である。実験データは直線の周りに分布しており、この関数形は次式で表せる。

$$E'_y = 4 \times 10^{-5} R_{iy}^{-1} \quad (6-2-3)$$

$$W'_{e12} = E'_{12} |U_2| \quad W'_{e32} = E'_{32} |U_2|$$

なお、Richardson数は次式で定義した。

$$R_{112} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_2}{\rho_2 (U_1 - U_2)^2} \quad R_{132} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_2}{\rho_2 (U_3 - U_2)^2}$$

「微細乱流型」の相互連行係数は式(6-2-2)、(6-2-3)で表される。

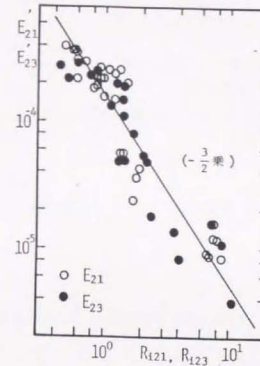


図6-2-1 「微細乱流型」連行係数(せん断層を被連行層とする場合)

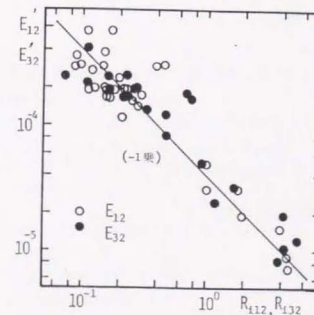


図6-2-2 「微細乱流型」連行係数(せん断層を連行層とする場合)

6-3 総和の相互連行係数の関数形

相互連行現象の3成分を線形に足し合わせることににより、総和の相互連行係数の関数形を表すことができる。

「拡散型」連行係数 E_{II}

式(2-8-7)のPeclet数を、上層への相互連行現象を考え次のように記述する。

$$P_s = L_s \cdot U / K = h_2 \cdot U_j / K \quad (6-3-1)$$

さらに、式(6-3-1)のせん断層厚さ h_2 を式(5-3-29)を用いて上層での諸量で記述すると次式が得られる。

$$P_s = 1.5h_1 R_{j1}^{-1} U_1 / K \quad (6-3-2)$$

従って、せん断層を被連行層とする「拡散型」相互連行係数は次式で表される。

$$E_{\text{II}21} = (1.5h_1 R_{j1}^{-1} U_1 / K)^{-1} \\ E_{\text{II}23} = (1.5h_3 R_{j3}^{-1} U_3 / K)^{-1} \quad (6-3-3)$$

なお、Richardson数は次式で定義する。

$$R_{j1} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1}{\rho_2 U_1^2} \quad R_{j3} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_3}{\rho_2 U_3^2} \quad (6-3-4)$$

同様に、せん断層を連行層とする「拡散型」相互連行係数を次式のように記述する。

$$E_{\text{II}12} = (1.5h_2 R_{i2}^{-1} U_2 / K)^{-1} \\ E_{\text{II}32} = (1.5h_2 R_{i2}^{-1} U_2 / K)^{-1} \quad (6-3-5)$$

なお、Richardson数は次式で定義する。

$$R_{i12} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_2}{\rho_2 (U_1 - U_2)^2} \quad R_{i32} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_2}{\rho_2 (U_3 - U_2)^2} \quad (6-3-6)$$

総和の相互連行係数の関数形

総和の相互連行係数は式(5-3-38), (5-3-40), (6-2-2), (6-2-3), (6-3-3), (6-3-5)を足し合わせて次式のように表すことができる。

$$\text{総和連行係} E = \text{「せん断流型」連行係数 } E_1 + \text{「微細乱流型」連行係数 } E_2 \\ + \text{「拡散型」連行係数 } E_{\text{II}}$$

[せん断層を被連行層とする場合]

$$E_{2j} = \frac{0.18 R_{\text{eff}}^{-1}}{2(2 + 1.5 R_{j2}^{-1})} R_{j2}^{-1} + 2 \times 10^{-4} R_{j2}^{-3/2} + (1.5h_j R_{j2}^{-1} U_j / K)^{-1} \\ j = 1, 3 \quad (6-3-7)$$

なお、Richardson数は次式で定義する。

$$R_{j1} = R_{j21} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1}{\rho_2 U_1^2} \quad R_{j3} = R_{j23} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_3}{\rho_2 U_3^2} \quad (6-3-8)$$

[せん断層を連行層とする場合]

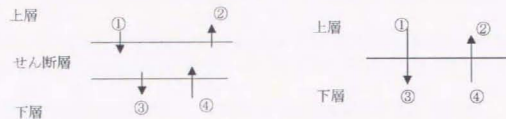
$$E_{i2} = \frac{0.18 R_{\text{eff}}^{-1}}{2(2 + 1.5 R_{i2}^{-1})} R_{i2}^{-1} + 4 \times 10^{-5} R_{i2}^{-1} + (1.5h_2 R_{i2}^{-1} U_2 / K)^{-1} \\ i = 1, 3 \quad (6-3-9)$$

なお、Richardson数は次式で定義する。

$$R_{i12} = \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_2}{\rho_2 (U_1 - U_2)^2} \quad R_{i32} = \frac{g(\rho_3 - \rho_2)h_2}{\rho_2 (U_3 - U_2)^2} \quad (6-3-10)$$

6-4 3層系相互連行係数の2層系への変換

従来の研究では2層流としての取扱われることが多く、密度分布の傾きが急な場合には2層流としての取扱いは工学的に有効である。さらに、流速、密度分布を考慮した2層流の取扱いは、3層流としての性質を十分に反映しており、緩混合状態へも適用が可能である。式(6-3-8), (6-3-9)を2層流で使用する場合での関数形として書き直しておく。



(a) 3層系 (b) 2層系

図6-4-1 3層系の2層系への変換

せん断層を含んだ3層系を2層系で考える場合には、仮想的にせん断層の厚さが無限小になったと考えられ、このせん断層がそれぞれ上層、下層に含まれるとする。上層から下層へのせん断層を媒介としたせん断流型進行のプロセスは図6-4-1の記号で表すと①→③で、逆に下層から上層へは④→②である。2層系で考える場合には、④→②のプロセスを1つの進行速度で、①→③のプロセスを1つの進行速度で記述すればよい。すなわち、それぞれのプロセスでのせん断流型相互連行現象では、せん断層が進行層側に含まれると考え、進行速度は進行層の層平均速度に比例し、その比例係数はせん断層の性質が反映されたRichardson数の関数となると考えられる。

従って、せん断層の諸量を進行層の諸量で書き直せば良いことになる。他方微細乱流型では界面からはぎ取った水粒子の連行であるので、図6-4-1(a)のせん断層を被進行層とする成分②、③を2成層での諸量で書き直せばよい。

2層系での相互連行係数の関数形は次式で表せる。

$$E_{ij} = \frac{0.18 R_{eAW}^{-1/2}}{2(2 + 1.5 R_{ij}^{-1/2})} R_{ij}^{-1/2} + 2 \times 10^{-4} R_{ij}^{-3/2} + (1.5 h_i R_{ij}^{-1/2} U_i / K)^{-1} \quad (6-4-1)$$

ここにRichardson数 R_i 、連行係数 E は次式で定義する。

$$\begin{aligned} R_{i12} &= \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1}{\rho_2(U_1 - U_2)^2} & R_{i12} &= \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_2}{\rho_1(U_1 - U_2)^2} \\ W_{e1} &= E_{21} | U_1 | & W_{e12} &= E_{12} | U_2 | \\ R_{i21} &= \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_1}{\rho_2 U_1^2} & R_{i12} &= \frac{g(\rho_2 - \rho_1)h_2}{\rho_1 U_2^2} \\ W_{e21} &= E_{21} | U_1 | & W_{e12} &= E_{12} | U_2 | \end{aligned} \quad (6-4-2)$$

式(6-4-1)より、上下層の速度差が大きくせん断不安定が発達しているRichardson数の領域では「せん断流型」連行係数 E_i が卓越し、「微細乱流型」連行係数 E_w 、「拡散型」連行係数 E_d は小さなオーダーであるが、流速差が小さくなり界面が比較的安定になると E_i を算定するRichardson数が大きくなるので、 E_i の値が小さくなり、変わって E_w の寄与が相対的に大きくなる。この様に、この式はRichardson数の領域によってそれぞれ異なった連行現象が卓越することを忠実に表現することができる。

6-5 まとめ

相互連行現象を3つの成分に分離して取り扱う場合、「微細乱流型」相互連行係数の関数系を連行実験のデータ整理より求めた。また、「拡散型」の連行係数を相互連行係数の形に書き直し、総和の相互連行係数の関数形を求めた。せん断密度流での総和の相互連行係数は、せん断力が弱く、相対的に「微細乱流型」、「拡散型」の連行が卓越してきた場合にも適用することができ、3成分が複合的に作用している実際現象への適応が可能であると思われる。さらに、せん断層を含んだ3層系での相互連行係数の関数形を2層系で適用する際の変換を行った。

次章では、この総和の相互連行係数の関数形を塩分過上現象の数値計算に適用して、河口水深、河床勾配などの境界条件の変化が塩分過上に及ぼす影響を分析する。

第7章 相互連行を考えた塩分遡上現象の分析

7-1 はじめに

わが国の多くの河川は河口域に都市、農業地帯、工業地帯を有しており、河道に遡上する塩分によって生じる諸問題が、近年の水辺の開発、水辺利用で再び注目を浴びている。上流域に築造されたダム群による水資源開発に伴う、下流域での河川自流量の減少、河床低下は塩分の遡上を促進する結果となっている。さらに、下流域での地下水の過剰な開発利用による地下水位低下、地盤沈下は河床の低下を招くと共に、河道に遡上した塩分の周辺地下水への侵入を招き、地下水の塩水化が農業塩害を引き起こしている。塩分遡上防止の為の河口堰の建設も生物の生息環境などの課題も残している。この様に塩水遡上現象は多面的な問題を有している。

第3章から第6章までの章で、塩水くさびに代表されるせん断流密度界面での混合現象を新しい視点から検討した。塩水くさび内の縦断方向の密度変化の存在は、水資源利用、底生生物を中心とした生物の生息環境に影響を及ぼしている。この下層塩水の希釈は、密度界面における相互連行現象として説明することができる。第4章で、せん断流の働く密度界面での連行が集中渦を伴うせん断層を媒介として相互に生じることを明確にしたが、この相互連行の概念とその評価式を用いることによって、塩水くさび下層塩分濃度の変化を予測することができる。

この第7章で用いる漸変密度流基礎式は密度、流速分布の存在、せん断層を媒介とした相互連行現象を考慮しており、この基礎式を用いた塩分遡上現象の数値シミュレーションでは、従来のエネルギー方程式を用いた数値計算に比べて以下の項目についての新しい知見が得られると共に、密度界面位置の計算においても精度の改良が予想される。

- ① せん断層を含んだ三層系で取り扱うことにより、密度の中間層を考慮した計算ができる。
- ② 相互連行現象による下層塩分の希釈を計算することができ、下層塩分の縦断変化を見積もることが可能になる。
- ③ 混合による密度の分布を考慮することにより、河口支配断面での現実に近い水理条件を決定できる。
- ④ 相互連行による運動量の輸送に伴う付加抵抗を考慮しており、界面抵抗を適切に評価した計算が可能である。
- ⑤ 生じている現象に関与する要因をより多く考慮しているために、界面位置の精度良い計算結果が得られる。

相互連行、密度・運動量の分散を考慮した基礎式を用いた塩水くさびの数値シミュレーションを行い、計算結果の適用性を検討すると共に、応用として上

流域での水資源開発による下流域での淡水流量の減少、河床低下に伴う河口水深の変化、治水効果向上のための河床凹凸部分の撤去などの境界の変化が塩分過上距離に及ぼす影響について検討を行う。

7-2 塩分過上現象の二層流としての数値計算

定常での塩分過上現象を扱うが、せん断層を含んだ三層系として数値計算を行う場合には、河口支配断面での水理条件の決定が不明確である。そこで、三層系として数値計算する際に以下の手順で計算を行った。

- 1) 流速、密度分布を考慮して三層系としての性質を反映させた二層系での漸変密度流基礎式を用いて数値計算を行う。この場合にせん断層は上層に含めて計算を行う。
- 2) 二層流での計算結果を用いて河口でのせん断層の水理条件を決定する。
二層流としての取り扱いで計算した上層、下層の流速、密度の分布形から、せん断層での平均の流速、密度を計算する。河口部ではせん断層不安定が十分に発達しているとして、せん断層でのRichardson数が5になるように新しくせん断層の厚さを決定する。下層水深は同じで、上層水深をせん断層厚さと第1層の厚さに配分し、河口での3層系の水理条件を定める。
- 3) 三層系では第1層の流速、密度は一様分布とし、せん断層では直線分布とする。第3層は二層流での取り扱いと同じ分布形とする。
- 4) 二層流での計算結果を参照して、先端部での流速がある値より小さくなるように河口での流量を変化させ、三層系での定常塩水くさびの形状を計算する。

このように二層流として計算を行い、これを基にして三層流での計算を行う。まず、二層流での計算を行い、一次元漸変密度流基礎式の適用性、計算の精度、塩水くさびの基本的な特性について検討を行う。

数値シミュレーションでは、密度、流速分布を考慮した一次元漸変密度流基礎式を用い、単純化した河道での緩混合定常塩水くさびの数値計算を行う。流速、密度の分布を考えた二層流モデルで、緩混合状態を反映した数値計算を行うことができる。

なお、従来の一方向への連行と異なり相互連行現象として取り扱うために、繰り返しの収束計算を取り入れた。

この定常計算での解析手順を以下に示す。

- 1) 流速、密度分布を実験、現地観測から決定し、分散項を計算する。
- 2) 実際の流速、密度分布を考慮し、相互連行の概念を導入した基礎式を書き改める。
- 3) 混合を考慮した場合の河口での境界条件を定める。

- 4) 2分探索法による繰り返し計算により解を求める。
- 5) 計算結果を用い、境界条件の変化の影響を検討する。
- 6) 密度分布の縦断変化を求める。

7-2-1 具体的な流速、密度の分布関数

成層場での流速分布、密度分布についての研究としては、混合距離理論を成層場において適用した江頭(1980)の研究、Monin・Obukhovの相似則を適用して上層での流速分布を導いた日野(1979)、著者ら(1984)の研究、又上層での密度分布を拡散方程式より求めた須賀(1979)の研究がある。しかし、塩水くさび全域にわたってこれらの結果を適用することは困難であり、又不明な点も多いので、本研究においては河川への適用性を考慮して相似な分布形を用いることとする。

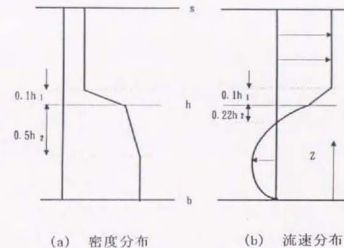


図7-2-1 相似な密度、流速分布

密度分布形は、定常実験、現地観測資料より図7-2-1(a)のように、せん断層が第1層の下部1割を占めるとして、これより上層では密度は一様、第2層ではその厚さの下半分では密度は一様とした。流速分布は図7-2-1(b)のように上層では乱流として、上層水深の1割0.1hより上層では一様、それより界面までの間は直線的に減少し界面での流速 u_0 に一致、下層では $\eta_2=1$ で u_0 、 $\eta_2=0$ で $u=0$ 、 $\eta_2=0.78$ で $u=0$ の条件で2次曲線を当てはめた。関数形は次式となる。

$$\begin{aligned} m_1(\eta_1) &= \begin{cases} 0.95 - 10\eta_1 & 0 \leq \eta_1 \leq 0.1 \\ -0.05 & 0.1 \leq \eta_1 \leq 1.0 \end{cases} \\ f_1(\eta_1) &= \begin{cases} -0.95 + 10\eta_1 & 0 \leq \eta_1 \leq 0.1 \\ 0.05 & 0.1 \leq \eta_1 \leq 1.0 \end{cases} \\ m_2(\eta_2) &= \begin{cases} 1.25 - 2\eta_2 & 0.5 \leq \eta_2 \leq 1.0 \\ 0.25 & 0 \leq \eta_2 \leq 0.5 \end{cases} \end{aligned} \quad (7-2-1)$$

$$f_z(\eta_2) = 4.545\eta_2^2 - 3.545\eta_2 + 0.258$$

$$\eta_1 = \frac{z-h}{s-h}, \quad \eta_2 = \frac{z-b}{h-b}$$

式(7-2-1)で表す分布形を式(2-10-21)に代入し分布関数 $I_1, I_2, I_3, \Pi_1, \Pi_2, \Pi_3$ を計算すると次の様になる。

$$\begin{aligned} I_1 &= -0.03833 & I_2 &= 0.03833 & I_3 &= 0.045 \\ \Pi_1 &= -0.130677083 & \Pi_2 &= 0.198094883 & \Pi_3 &= -0.068219922 \end{aligned} \quad (7-2-2)$$

密度係数 λ_1, λ_2 を式(2-10-21)より計算すると次式が得られる。

$$\lambda_1 = -0.02333 h_1^2 \quad \lambda_2 = -0.08333 h_2^2 \quad (7-2-3)$$

なお、式(7-2-1)を用いてその他の項 $\Delta \rho_1, \Delta \rho_2, \Delta u_1, \Delta u_2$ を計算すると、層平均量を用いて次式のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \Delta \rho_1 &= 0.967742(p_2 - p_1) & \Delta \rho_2 &= 0.107527(p_2 - p_1) \\ \Delta u_1 &= 1.05263 U_1 + 4.07997 U_2 & \Delta u_2 &= -3.87597 U_2 \end{aligned} \quad (7-2-4)$$

7-2-2 密度、運動量の分散を考慮した二層流基礎方程式

図7-2-1のように流速分布、密度分布を考へ、二層流での界面の位置としては、密度差の90% だけ淡水より密度が増大した点を界面とする。従って、せん断層は上層に含まれる。

式(2-10-8), (2-10-10), (2-10-16), (2-10-17), (2-10-19), (2-10-20)の積分型基礎方程式に式(7-2-2)~(7-2-4)の分布関数の計算結果を代入し、相互連行係数を用いて記述すると次式が得られる。なお拡散項は淡水成層では連行項に比べて1オーダー小さいこと、「微細乱流型」の相互連行係数を考慮して無視することとする。

$$\begin{aligned} U_1 \frac{\partial h_1}{\partial x} + h_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} &= E(|U_1| - |U_2|) - \frac{h_1 U_1}{B} \frac{\partial B}{\partial x} \\ U_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} &= \frac{p_2 - p_1}{h_1} E|U_1| + (0.0390 U_1 + 0.15514 U_2) \frac{\partial p_2}{\partial x} \\ &\quad - (0.0390 U_1 + 0.15514 U_2) \frac{\partial p_1}{\partial x} + 0.390(p_2 - p_1) \frac{\partial U_1}{\partial x} \\ &\quad + 0.1514(p_2 - p_1) \frac{\partial U_2}{\partial x} + (0.0390 U_1 + 0.1514 U_2)(p_2 - p_1) \frac{\partial h_1}{\partial x} \end{aligned} \quad (7-2-6)$$

$$\begin{aligned} U_1 \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{\partial h_1}{\partial x} (1.0762 g - 0.0762 \frac{p_2}{\rho_1} g) &+ g \frac{\partial h_2}{\partial x} + g \frac{\partial b}{\partial x} \\ &+ 0.5381 \frac{g h_1}{\rho_1} \frac{\partial \rho_1}{\partial x} - 0.0381 \frac{g h_1}{\rho_1} \frac{\partial \rho_2}{\partial x} \\ &+ \frac{f_1}{2 h_1} (U_1 - U_2) |U_1 - U_2| + \frac{p_2}{\rho_1 h_1} (U_1 - U_2) E|U_1| = 0 \end{aligned} \quad (7-2-7)$$

$$U_2 \frac{\partial h_2}{\partial x} + h_2 \frac{\partial U_2}{\partial x} = -E(|U_1| - |U_2|) - \frac{h_2 U_2}{B} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (7-2-8)$$

$$\begin{aligned} U_2 \frac{\partial p_2}{\partial x} &= -\frac{(p_2 - p_1)}{h_2} E|U_2| - 0.0533 U_2 \frac{\partial p_2}{\partial x} + 0.0533 U_2 \frac{\partial p_1}{\partial x} \\ &\quad - 0.0533(p_2 - p_1) \frac{\partial U_2}{\partial x} - 0.0533(p_2 - p_1) \frac{U_2}{h_2} \frac{\partial h_2}{\partial x} \end{aligned} \quad (7-2-9)$$

$$\begin{aligned} (6.95 U_2 + 5.192 e) \frac{\partial U_2}{\partial x} &+ \frac{\partial h_1}{\partial x} (1 - e) g \\ &+ (g + 2.975 \frac{U_2^2}{h_2} + 2.596 \frac{e U_2^2}{h_2} + 0.00336 e g) \frac{\partial h_2}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial \rho_1}{\partial x} (\frac{g h_1}{\rho_1} + \frac{0.00336 g h_2}{p_2} - 2.596 \frac{U_2^2}{p_2^2}) \\ &\quad - \frac{\partial p_2}{\partial x} (0.50336 \frac{g h_2}{p_2} + 5.571 \frac{U_2^2}{p_2^2}) + g \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{f_b}{2 h_2} |U_2| U_2 \\ &\quad - \frac{\rho_1 f_1}{2 p_2 h_2} (U_1 - U_2) |U_1 - U_2| - \frac{\rho_1}{p_2 h_2} (U_1 - U_2) E|U_1| = 0 \end{aligned} \quad (7-2-10)$$

ここに $e = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1 = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_2$, B は流れの幅である。相互連行係数としては総和相互連行係数の式(6-4-1)を用い、界面抵抗係数 f_1 は式(5-3-30)を用いる。

また、底面抵抗係数 f_b は経験的な値を用いるが、0.01から0.035まで変化させ、この値による計算結果への影響についても検討する。

7-2-3 河口部支配断面での水理条件

須賀(1981)は内部ジャンプ満との関連において密度フルード数 $F_1=1$ の点の出現する位置を支配断面としている。この点は河口最狭部より海側に存在し、安定していることを実験、現地観測より示している。すなわち、実際現象では上層での密度フルード数 F_1 は地理的な河口では1.0より小さくなることを示している。従来の取扱いで、二層一次元エネルギー方程式での $\partial h_1 / \partial x$ の分母 $= 0$ より $F_1=1$ の条件を得ている。しかし、従来のエネルギー方程式では上層、下層の密度分布は一様であるとして取り扱っており、混合に伴う密度

分布の存在が考慮されていないために $F_1=1$ の条件は限られた状態にしか適用できない。

本研究では、実際の現象に近い流速、密度の分布を考慮した漸変密度流基礎式を用い、混合を考慮した支配断面での条件を求める。

式(7-2-5)～(7-2-10)から微係数について整理すると次式ようになる。

$$\frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{K_1 \times K_2 - K_3}{K_1(\epsilon F_1^2 - 1 + 0.0762) + 1 - \epsilon} \quad (7-2-11)$$

ここに K_1 , K_2 , K_3 は次式で表される。

$$\begin{aligned} K_1 &= 1 - 2.596^2 F_2^2 - 3.985 F_2^2 + 0.00336 \\ K_2 &= \frac{U_1}{g h_1} E(|U_1| - |U_2|) - \frac{U_1^2}{g B} \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial x} \\ &\quad + \frac{f_1}{2g h_1} |U_1 - U_2| (U_1 - U_2) + \frac{\rho_2}{\rho_1 g h_1} (U_1 - U_2) E|U_1| \\ &\quad + 0.5381 \epsilon E \frac{|U_1|}{U_1} - 0.036 \left[0.0533 \epsilon E \frac{|U_1|}{U_1} \right. \\ &\quad \left. + 0.0533 \frac{\epsilon h_1}{U_2 h_2} E(|U_1| - |U_2|) - \frac{\epsilon h_1}{h_2 U_2} E|U_2| \right. \\ &\quad \left. + 0.0533 \frac{\epsilon h_1}{B} \frac{\partial B}{\partial x} \right] \\ K_3 &= \frac{\epsilon E}{U_1} \frac{|U_1|}{U_1} + 0.00336 \frac{h_2}{h_1 U_1} \epsilon E - 2.596 \frac{\epsilon^2 h_2}{U_1 h_1} |U_1| E F_2^2 \\ &\quad + \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{f_1}{2g h_2} U_2 |U_2| - \frac{\rho_1 f_1}{2\rho_2 g h_2} |U_1 - U_2| (U_1 - U_2) \\ &\quad - \frac{\rho_1}{\rho_2} E|U_2| (U_1 - U_2) - \frac{U_2}{g h_2} \left[E(U_1 - U_2) + \frac{U_2 h_2}{B} \frac{\partial B}{\partial x} \right] (0.695 + 5.192 \epsilon) \\ &\quad + \frac{1}{1.0533} (0.497 \frac{h_2}{\rho_2} + 5.571 \frac{U_2^2}{\rho_2 g}) \left[0.0533 \frac{\rho_2 - \rho_1}{U_2 h_2} E|U_2| \right. \\ &\quad \left. + 0.0533 \frac{\rho_2 - \rho_1}{U_2 h_2} - \frac{U_2 h_2}{B} \frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\rho_2 - \rho_1}{U_2 h_2} E|U_2| \right] \end{aligned} \quad (7-2-12)$$

式(7-2-11)において分母、分子 = 0 が支配断面の条件であり、このときの水理量の間に成り立つ関係を求める。なお、 F_1 , F_2 は上層、下層での密度フルード数である。

式(7-2-11)の分母 = 0 より ϵ^2 のオーダーを無視すると次式が得られる。

$$F_1^2 = \frac{-3.985 F_2^2 - 2.9 \epsilon F_2^2 + 0.93}{1 - 3.985 F_2^2 + 0.00336 \epsilon} \quad (7-2-13)$$

この式(7-2-13)で、下層の流量は連行に伴う補償流のみであるので F_2^2 は微小として無視し、さらに ϵ の掛かる項は他の項に比べて微小として取り扱うと、 $F_1 = 0.96$ が得られる。式(7-2-13)は図7-2-1のような密度分布形の場合での関係式であるが、支配断面の近傍では混合が激しく、この場合には上層の密度分布形は、界面から水面に直線的に変化する分布形に近くなると考えられる。このような場合について、式(7-2-13)と同様な関係式を求め、 $F_2 = 0$ とすると $F_1 = 0.91$ が得られる。

河口部において $F_1 = 1$ の条件を用いて解析を行なうことが多いが、須賀(1981)による実験及び利根川での実測によると、 $F_1 = 1$ の位置は河口より少し海に出た所にあり、又この付近で内部ジャンプが生じていることが知られている。見掛けの分散を考慮して導いた関係式(7-2-13)から得られた $F_1 = 0.9 \sim 0.96$ の値は、混合を考慮した場合の支配断面での条件である。

この支配断面の位置は式(7-2-11)の分子 = 0 から求めることができる。式(7-2-11)の分子はこのままでは複雑であるが、海洋部及び河口近くでは $U_2 \approx 0$ 、下層密度の縦断勾配 $\partial \rho_2 / \partial x$ は小さいと予測されるので、これらの項を無視すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} &E(2 F_1^2 + \epsilon F_1^2 - 0.00336 \frac{h_2}{h_1} - 0.46) - \frac{h_1}{B} \frac{\partial B}{\partial x} F_1^2 \\ &+ \frac{f_1 F_1^2}{2} \left[1 + (1 - \epsilon) \frac{h_1}{h_2} \right] = 0 \end{aligned} \quad (7-2-14)$$

支配断面の出現位置は、河口流出の拡がり $\partial B / \partial x$ をポテンシャル流としての解析、あるいは実測の資料より便宜的に決めることにより求めることができる。又この場合には水面は水平である条件を用いる必要があるが、河口では水面勾配は必ずしも小さくない。しかし、式(7-2-14)から h_1 / h_2 の関係を求める場合には、水面を水平と仮定しても差し支えないと思われる。従って、式(7-2-14)と $F_1 = 0.9$ より支配断面の位置を計算することができる。

須賀の実験によると内部ジャンプの位置と、 $\partial B / \partial x$ との間には強い相関があり、また式(7-2-14)を用いて支配断面の位置を試算した場合にも $\partial B / \partial x$ の取り方によって結果が変化する。現時点では河口流出の $\partial B / \partial x$ を正確に予測することが困難であるので、式(7-2-14)を用いて支配断面位置を求めることは任意性を帯びることとなり、さらに不明な点も多いので妥当ではないと思われる。そこで現段階では、地理的な河口あるいは河口幅程度沖合の範囲に支配断面の位置があり、その付近では混合が激しく密度フィールド数は 0.9 であるとして取り扱うこととする。

次に淡水流量、下層塩水流量、淡水、塩水密度の境界条件の与え方について述べる。相互連行を考慮するので、計算区間の両端で境界値を与える必要がある。この論文では次のように取り扱った。

- 1) 計算領域上端で、河川流量 Q_1 、淡水密度 ρ_1 を与える。
- 2) 河口での下層塩水流量 Q_{20} を仮定する。

3) 計算領域全体に渡っての体積保存, 質量保存則を考える。

上流端の河川流量 Q_1 + 河口での下層塩水流量 Q_{20} = 河口での上層流量 Q_{10}
 河川流量 Q_1 x 淡水密度 ρ_1 + 河口での下層塩水流量 Q_{20} x 塩水密度 ρ_{20}
 = 河口での上層流量 Q_{10} x 河口での上層密度 ρ_{10}

4) 式から河口での上層流量, 上層密度を求める。

5) 河口での上層水深を $F_1=0.9$ より求める。

6) これらの境界値と, 式(7-2-5)~(7-2-10)を用いて計算を行い, この解がくさび先端での条件を満たすように河口条件を修正しながら解を求める。このときに2分探索法による繰り返し計算を行った。なお, くさび先端での条件としては, くさび先端で下層流量が $10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$ より小さく, 下層水深が 0.1 m より小さいとした。

7-2-4 定常塩水くさびの数値計算

新しい基礎式の適用性を検討するために, 土木研究所の大型水路での定常実験の結果(須賀(1979))を用い, 二層流エネルギー方程式を用いた計算結果との比較を行った。用いた二層流のエネルギー方程式を式(7-2-15)~式(7-2-19)に示した。新しい基礎式(式(7-2-5)~(7-2-10))を用いた計算では, 新しい相互連行係数の関数(式(6-4-1))を用い, 従来の二層流エネルギー方程式を用いて計算する場合には, 従来の経験式 $E = 2 \times 10^{-3} R_i^{-3/2}$ を用いた。また, 従来の連行についての取り扱いでは, 下層への連行(逆連行と呼ばれている)は生じないとして下層密度一定で扱われているので, 上層での質量保存式のみを用いた。

従来の計算方法で用いた二層流のエネルギー方程式

$$\frac{\partial(u_1 h_1)}{\partial x} = E[u_1 - u_2] \quad (7-2-15)$$

$$\frac{\partial(u_2 h_2)}{\partial x} = -E[u_1 - u_2] \quad (7-2-16)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial x} = \frac{\epsilon \rho_2}{h_1} \frac{E[u_1 - u_2]}{u_1} \quad (7-2-17)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial x} = \frac{1}{\Phi} \left[(1 - \epsilon F_2^2) i_{j1} + i_{j2} - \epsilon F_2^2 i_0 + (1 - F_1^2 - \frac{u_1}{u_2} F_2^2 + \epsilon F_1^2 F_2^2) \frac{E[u_1 - u_2]}{u_1} \right] \quad (7-2-18)$$

$$\frac{\partial h_2}{\partial x} = \frac{1}{\Phi} \left[(1 - \epsilon) i_{j1} - (1 - \epsilon F_1^2) i_{j2} + \epsilon (1 - F_1^2) i_0 \right]$$

$$-(1 - F_1^2 - \frac{u_1}{u_2} F_2^2 + \frac{u_1}{u_2} \epsilon F_1^2 F_2^2) \epsilon \frac{E[u_1 - u_2]}{u_1}]$$

(7-2-19)

ここに Φ , i_{j1} , i_{j2} は次式で表される。

$$\Phi = \epsilon \left(1 - F_1^2 - F_2^2 + \epsilon F_1^2 F_2^2 \right)$$

$$i_{j1} = \frac{f_i}{2gh} (u_1 - u_2) |u_1 - u_2|$$

$$i_{j2} = \frac{f_b}{g h_2} u_2 |u_2| - \frac{f_i}{2g h_2} (1 - \epsilon) (u_1 - u_2) |u_1 - u_2|$$

河口での条件としては, 計算の出発点の下層水深を同じにするために二層流エネルギー方程式を用いた計算においても $F_1=0.9$ とした。計算の手法としては, 河口での境界条件と式(7-2-5)~(7-2-10), 式(7-2-15)~(7-2-19)から, ガウスの消去法を用いて6元1次方程式を解いて微係数の値を求め, 上流に向かって前進差分で各地点の物理量を計算した。

界面位置についての計算結果を示したのが図7-2-2, 7-2-3である。図中実線は本論文で用いる新しい基礎方程式を用いた計算結果であり, 破線はエネルギー方程式を用いた計算結果である。また一点鎖線はエネルギー方程式で連行を考慮しない場合での計算結果である。図中○印が密度分布より求めた実測の界面位置を表す。新しい基礎式を用いた方法は実測値によく合っており, 界面位置を計算する精度は従来のエネルギー方程式を用いる場合に比べて優れていることが分かる。

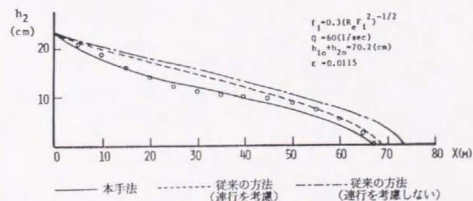


図7-2-2 定常塩水くさびの数値計算と実測との比較

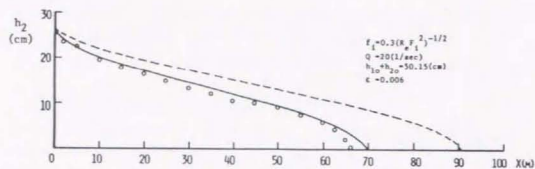


図 7-2-3 定常塩水くさびの数値計算と実測との比較

相互連行現象を考慮した新しい基礎式と相互連行係数の関数を用いた塩分遡上距離の計算結果はエネルギー方程式を用いた計算結果に比べて短く、密度分布を考慮した河口部支配断面での水理条件 $F_1=0.9$ を用いることの妥当性を示しており、また、界面の勾配が河口部に近い領域で大きくなることより、相互連行による運動量輸送に伴う付加抵抗の考慮が計算結果に反映されていると思われる。

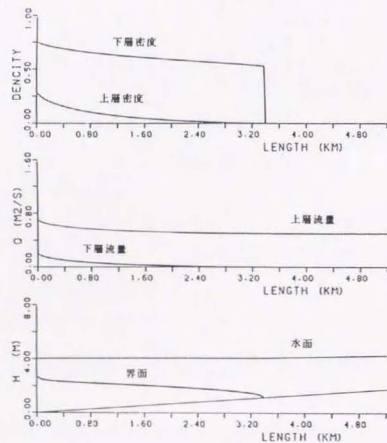


図 7-2-4 遡上距離と密度の縦断変化

さらに、遡上距離が短くなる計算結果より、相互連行による下層塩水の希釈も計算に影響していることを示している。このように相互連行現象、密度・運動量の分散を考慮した新しい基礎式を用いた計算では、従来のエネルギー方程式に比べて実際現象を忠実に考慮しているために、遡上距離の実測値と計算結果とが良好な一致を示した。

図 7-2-4 は水路勾配が $1/3000$ 、単位幅流量 $0.75 \text{ m}^3/\text{m} \cdot \text{s}$ 、水路下流端の水深が 4.0 m の場合での塩分遡上の定常計算結果を示したものである。図 7-2-4 の上段の図が上下層それぞれの平均密度の縦断変化を示し、中段の図は流量の縦断変化を、下段の図は水面、界面の位置を示したものである。下層流量は陸向きを正として図示した。定常計算であるために下層の流速は小さく、相互連行での下層への連行は小さいが、相互連行による下層の密度が縦断方向に変化する結果を再現している。しかし、下層密度の縦断変化を測定した精度良い実験結果が無いために、下層密度の計算結果の検証はできていない。

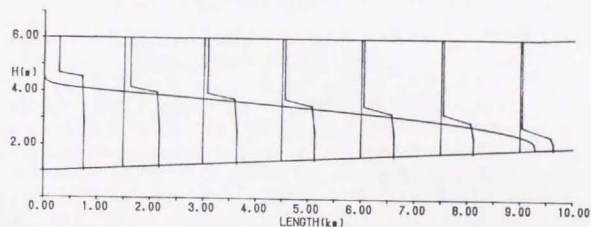


図 7-2-5 一様勾配水路での遡上距離と密度分布形の縦断変化

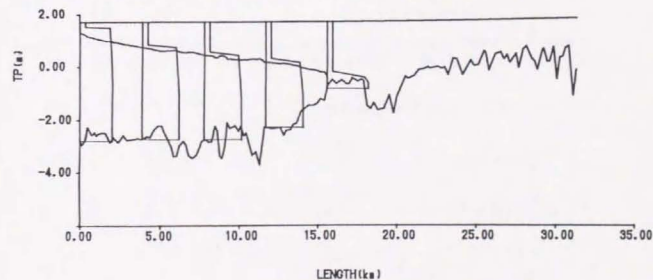


図 7-2-6 水路底に凹凸を有する水路での遡上距離と密度分布形の縦断変化（長良川の河床形状を模擬した）

図7-2-5は一樣勾配水路での塩分漕上の計算結果と、各地点での密度分布の計算結果を示したものである。また、図7-2-6は長良川での河床の縦断形状を”長良川河口堰に関する技術報告”(建設省河川局、建設省土木研究所、水資源開発公団(1992))を参考にして用い、複雑な水路底の凹凸を有する水路での計算を示したものである。低水時の単位幅流量 $0.14\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ を参考にして、単位幅流量 $0.1\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ 、河口水深4.6mで計算した塩分漕上距離の計算結果と、密度分布を示したものである。16km付近の凸部が塩分漕上を防止している様子が分かる。

このように、新しい基礎式を用い、複雑な河床の凹凸を有する水路に対して安定した計算をすることができた。

次に、これら二層流での塩分漕上現象の計算結果を利用して、三層流での塩分漕上現象の計算を行う。

7-3 塩分漕上現象の三層流としての数値計算

二層流として取り扱った塩分漕上現象の計算結果の上層厚さにせん断層厚さが含まれているので、このせん断層の河口部での厚さ求め、三層流での河口の境界条件を決定する。

二層流としての取り扱いで計算した上層、下層の流速、密度の分布形からせん断層での平均の流速、密度を計算する。次に、第5章で明らかにしたせん断層の運動学的平衡条件を利用して、せん断層でのRichardson数が5になるようにせん断層厚さを決定する。

下層水深は二層流での計算の場合と同じで、上層水深をせん断層厚さと第1層の厚さに配分し、河口での3層系の水利条件を定める。この境界条件で二層流と同様な方法で計算を行った。

7-3-1 三層流の基礎方程式

第1層では流速、密度は一樣分布とし、第2層(せん断層)では直線分布とした。また第3層での密度、流速の分布は二層流での下層の分布と同様とした。

第1層目の体積、質量、運動量保存則

$$\frac{\partial u_1 h_1}{\partial x} = E|u_1| - E|u_2| \quad (7-3-1)$$

$$u_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{h_1} E|u_1| \quad (7-3-2)$$

$$u_1 \frac{\partial u_1}{\partial x} = \frac{1}{\rho_1 h_1} \left[-\frac{1}{2} g \frac{\partial \rho_1 h_1^2}{\partial x} - \rho_1 g h_1 \frac{\partial h}{\partial x} \right] - \frac{\rho_2}{\rho_1 h_1} (u_1 - u_2) E|u_1| - \frac{1}{2 h_1} f_1 |u_1 - u_2| (u_1 - u_2) \quad (7-3-3)$$

$h = h_2 + h_3 + b$ であるので式(7-3-3)の $\partial h / \partial x$ は $\partial h / \partial x = \partial(h_2 + h_3 + b) / \partial x$ である。

第2層での体積、質量、運動量保存則

$$\frac{\partial u_2 h_2}{\partial x} = 2E|u_2| - E|u_1| - E|u_3| \quad (7-3-4)$$

$$u_2 h_2 \frac{\partial \rho_2}{\partial x} = (\rho_3 - \rho_2) E|u_2| - (\rho_2 - \rho_1) E|u_2| \quad (7-3-5)$$

$$u_2 \frac{\partial u_2}{\partial x} = \frac{1}{\rho_2 h_2} \left[-g \frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 h_1 h_2) - \frac{1}{2} g \frac{\partial}{\partial x} (\rho_2 h_2^2) - g \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{1}{12} h_2^2 (\rho_3 - \rho_1) \right) + \rho_1 g h_1 \frac{\partial h_2}{\partial x} - \rho_2 g h_2 \frac{\partial}{\partial x} (h_3 + b) \right] + \frac{E|u_2|}{\rho_2} [\rho_1 (u_1 - u_2) - \rho_3 (u_2 - u_3)] + \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{f_1}{2 h_2} |u_1 - u_2| (u_1 - u_2) + \frac{f_2}{2 h_2} |u_2 - u_3| (u_2 - u_3) \quad (7-3-6)$$

第3層についての体積、質量、運動量保存則

$$\frac{\partial}{\partial x} (u_3 h_3) = E_3 |u_3| - E_2 |u_2| \quad (7-3-7)$$

$$u_3 \frac{\partial \rho_3}{\partial x} = \frac{\rho_2 - \rho_3}{h_3} E_3 |u_3| - 0.0533 U_3 \frac{\partial \rho_3}{\partial x} + 0.0533 U_3 \frac{\partial \rho_2}{\partial x} - 0.0533 (\rho_3 - \rho_2) \frac{\partial U_3}{\partial x} - 0.0533 (\rho_3 - \rho_2) \frac{U_3}{h_3} \frac{\partial h_3}{\partial x} \quad (7-3-8)$$

$$(6.95 U_3 + 5.192 E) \frac{\partial U_3}{\partial x} + \frac{1}{\rho_3 h_3} \left[\left(\frac{\partial}{\partial x} (\rho_1 g h_1 + \rho_2 g h_2) h_3 \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\rho_3 g h_3^2 + (\rho_1 g h_1 + \rho_2 g h_2) \frac{\partial h_2}{\partial x}) \right] + \frac{\partial \rho_2}{\partial x} \left(\frac{g}{\rho_2} \frac{h_2}{2} + \frac{0.00336 g}{\rho_3} \frac{h_3}{2} - 2.596 \frac{U_3^2}{\rho_3} \right) - \frac{\partial \rho_3}{\partial x} (0.50336 \frac{g}{\rho_3} \frac{h_3}{2} + 5.571 \frac{U_3^2}{\rho_3}) + g \frac{\partial b}{\partial x} + \frac{f}{2 h_3} |U_3| U_3 - \frac{\rho_2}{2 \rho_3 h_3} (U_2 - U_3) |U_2 - U_3| - \frac{\rho_2}{\rho_3 h_3} (U_2 - U_3) E |U_2| = 0 \quad (7-3-9)$$

7-3-2 三層流での数値計算

一様勾配1/10000, 下流水深5mの水路での塩分遡上現象を三層流として計算した場合の界面形状を示したのが図7-3-1である。この場合の単位幅流量は $0.5\text{ m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ である。この場合には単位幅流量が大きいために、相互進行現象が活発で、第2層(せん断層)の厚さは比較的厚かった。二層流の結果を用いた三層流としての計算のために、河口部支配断面での水理条件の決定が容易であったために、計算も安定していた。しかし、くさび先端部近くでは不安定が生じ、計算結果の界面位置が振動した。くさび先端部での第3層の流量の条件を満たした地点でくさび先端として計算を打ち切ったために、この振動は先端部のごく短い区間に限定された。また、三層での計算においても第3層での流量あるいは、層厚が所定の値より小さくなった地点をくさび先端としたために、塩分遡上距離については、二層流としての計算結果と三層流としての計算結果にはほとんど差異は無かった。

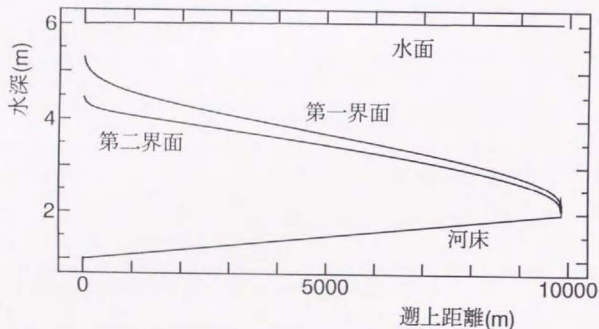


図7-3-1 一様勾配水路での遡上距離と三層流での界面位置

図7-3-2は水路床に凹凸がある水路での塩分遡上現象を三層流として計算した結果である。この場合の単位幅流量は $0.1\text{ m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ である。長良川の河床形状を模擬したこの凹凸を有する水路の平均水路床勾配は水平に近く、また、水路下流端の水深が4mと深いために上層の流速が小さく、相互進行現象の発生が弱い。このために第2層(せん断層)の発達は弱く、厚さが薄い結果となった。界面位置の計算結果に水路床の凹凸の影響が表れているが、それほど大きく無いことが分かる。

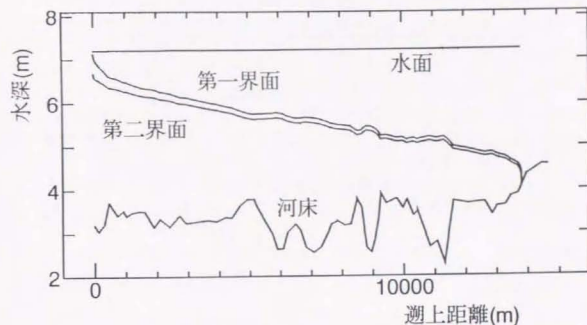


図7-3-2 水路底に凹凸を有する水路での遡上距離と三層流での界面位置
(長良川の河床形状を模擬した)

定常での塩分遡上現象の計算であるが、相互進行現象を考慮することにより第2層(せん断層)を含んだ三層流としての取り扱いが可能になることを示した。しかし、実際の遡上現象では非定常現象であり、遡上時には第3層(下層)の陸向きの流速が大きくなり、相互進行現象が活発に生じることが予想される。従って、第2層(せん断層)の厚さは非定常塩分遡上現象の場合には定常計算に比べて厚くなると思われ、非定常現象での三層流としての扱いは今後の課題である。

岩佐・井上・田中(1982)は流れと塩分の拡散を並行して解くことによって潮汐の変化による混合形態の変遷を検討した。潮汐の振幅の小さい場合は定常計算に近い結果となるので、著者の三層流での結果と比較を行った。岩佐らは鉛直二次元の運動方程式、連続の式、二次元の拡散方程式を離散化して、計算を行った。流れ方向の渦動拡散係数を一定値、鉛直方向の渦動拡散係数は水深方向には一定だが、鉛直断面内でのoverall Richardson数の関数として取り扱った。計算により、潮汐の振幅が大きいた時には強混合状態が、振幅が小さくなると緩混合から弱混合へと移行する様子を再現している。図7-3-3は岩佐らの計算結果から等濃度線(20%, 5%)を読み取り図示したものである。離散化して計算する際に鉛直、流れ方向の格子間隔を $\Delta x=1,000.0\text{ m}$, $\Delta z=1.0\text{ m}$ として計算している。また、各メッシュの中で値が得られるので等濃度線を描くとモザイク模様になる。また、単位幅河川流量を $1\text{ m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ とし、30kmの区間で平均勾配が1/6000になるように河床勾配をステップ状に与えた。図7-3-3に示されたように、14km地点で河床を2mステップ状に上げるので、下層はこの地点で止まっている。

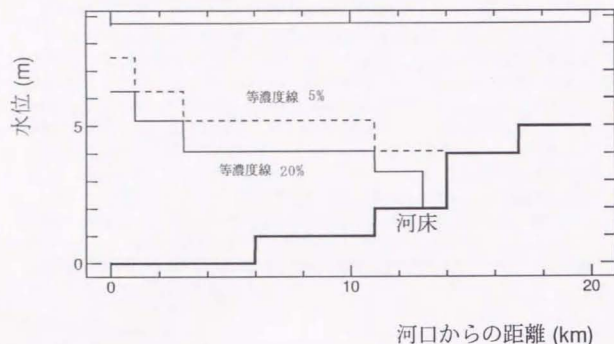


図 7-3-3 二次元拡散方程式を用いた塩分遡上の計算
(岩佐・井上ら (1982))

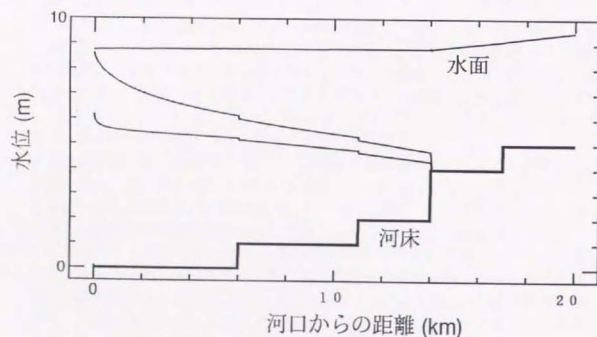


図 7-3-4 3層系としての塩分遡上の計算

潮汐の振幅が小さい、弱、緩混合の場合には中間層を有した3層系の様相を呈している。同じ条件で3層系として著者の方法で計算したのが図7-3-4である。

下層が14km地点で止まり、中間層(第2層)の厚さもほぼ同等である。定常状態の場合には3層系での計算で弱、緩混合の特性を再現できることを示している。また、3層流としての計算は、一次元計算なので計算も簡単で工学的には有効であると考えられる。

このように定常流での遡上距離、界面位置などについては新しい基礎式を用いて精度良く計算することができ、塩分遡上現象の三層流としての基本的な性質についても把握することができた。また、二層流、三層流での遡上距離の計算結果にそれほどの差異が無い結果より、河川流量の変化、河口水深の変化、河床の凹凸などの境界条件が遡上距離に及ぼす影響を検討する場合には、定常現象として扱う限りにおいては二層流としての計算結果を用いても差し支えない。

次節で河川流量、河口水深、河床の抵抗係数等の境界条件の遡上距離に及ぼす影響についての検討を行う。

7-4 塩分遡上現象の分析

河川上流域での水資源開発に伴う河川流量の減少、河床低下による河口水深の変化、河床の不規則な凹凸などの境界条件が塩分遡上距離に及ぼす影響について単純化した水路での計算結果を用い、基本的な傾向について検討を行う。

7-4-1 一様勾配水路での境界条件の塩分遡上距離に及ぼす影響の予測

単純な矩形断面の一様勾配水路での河床抵抗係数、流量、水路下流端水深などの境界条件が塩分遡上距離に及ぼす影響について二層流での計算結果を用いて予測した。

(1) 河床抵抗係数の影響

河床には色々な不規則があり、河床抵抗係数も種々変化する。この河床抵抗係数の値がくさびの遡上距離にどの程度影響するかを検討する。河床抵抗係数 f_b を0.01から0.03まで変化させて計算を行った結果をまとめたのが表7-5-1である。塩水層内の流速が小さいので、河床抵抗係数の変化は遡上距離にはほとんど影響しないことが分かる。従って、河床の不規則性を河床抵抗係数を用いて評価する場合には、抵抗係数の変化の影響が低いことを考慮して便宜的な値を用いたので十分である。そこで、本研究では底面での抵抗係数として0.01を採用して数値シミュレーションを行う。

表 7-4-1 河床抵抗係数の塩水くさびの遡上距離におよぼす影響

河床勾配 1/1000	流量 $0.75 \text{ m}^3/\text{s}$	河口水深 4.00 m	$f_b = 0.01$		
河口での各数値					
上層水深	下層水深	上層密度	下層密度	上層流速	下層流速
1.577	2.423	1.006	1.03	0.594	-0.077
塩水くさびの遡上距離 1.280 km					

河床勾配 1/1000	流量 $0.75 \text{ m}^3/\text{s}$	河口水深 4.00 m	$f_b = 0.02$		
河口での各数値					
上層水深	下層水深	上層密度	下層密度	上層流速	下層流速
1.57	2.43	1.0058	1.03	0.594	-0.075
塩水くさびの遡上距離		1.260 km			

河床勾配 1/1000	流量 $0.75 \text{ m}^3/\text{s}$	河口水深 4.00 m	$f_b = 0.03$		
河口での各数値					
上層水深	下層水深	上層密度	下層密度	上層流速	下層流速
1.56	2.44	1.0057	1.03	0.594	-0.073
塩水くさびの遡上距離 1.260 km					

(2) 河口水位の影響

大潮では潮位差が大きく河口部での水深変化は1~2mにも達する。このような場合を想定し、河口での水深を4mから5mまでステップ状に変化させた場合の遡上距離に及ぼす河口水深変化の影響を検討した。実際には非定常効果が影響するので、定常計算の結果は必ずしも実際現象を再現していないが、定性的な特性を知ることができる。

河床勾配1/10000、単位幅流量 $0.5 \text{ m}^3/\text{m} \cdot \text{s}$ にし、河口水深を3.8mから5.0mまで変化させた場合の遡上距離と河口水深の関係を示したのが図7-4-1である。水位の増加と共に遡上距離が直線的に増加しているのが分かる。河口水深の一番小さな場合での計算結果を遡上距離の基準にして、河口水位の増加率と塩分遡上距離の増加率で図7-4-1を整理し直したのが図7-4-2である。河口水深が10%増加すると遡上距離は30%増加し、20%増加すると遡上距離は70%も増加することが分かる。

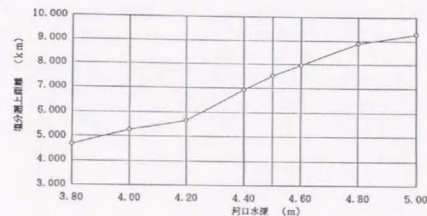


図 7-4-1 河口水深変化の遡上距離への影響

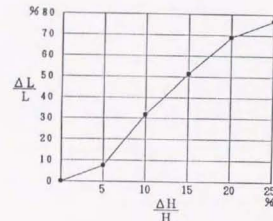


図 7-4-2 河口水深の変化率と遡上距離の変化率

(3) 単位幅河川流量と遡上距離

上流域での水資源開発により下流域での河川流量が減少し、これに伴い遡上距離が増加する。また、遡上塩水のフラッシュを目的として一時的に河川流量を増加させることがなされている。この様に、河川流量と塩分遡上距離との応答関係は河川計画に重要な事項である。河床勾配を1/10000、河口水深を4.0mに固定し、河川流量を $0.5 \sim 0.2 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$ の範囲で変化させて計算を行った。

計算結果を整理したのが図7-4-3であり、河川流量 $0.5 \text{ m}^3/\text{s} \cdot \text{m}$ の計算結果を基準にして縦軸、横軸を変化率で整理し直したのが図7-4-4である。流量の減少の割合が30%までの間はほぼ1:1の関係であるが、減少割合がこの値を超えると遡上距離の増加率は1:1より多少大きくなる。河川流量が30%減少すると遡上距離は25%増加し、流量が50%減少すると遡上距離の増加率は70%にまで達する。これらの結果は遡上を後退させるための流量増加の場合にも適用でき、遡上を50%減

少させるためには河川流量を40%増加すればよいことを示している。この様に、塩分遡上をコントロールするための効率よい河川流量の決定に適用する事ができる。

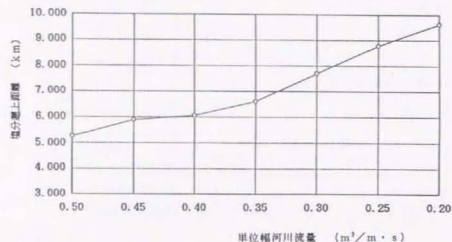


図 7-4-3 単位幅河川流量の変化による遡上距離の変化

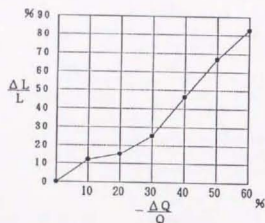


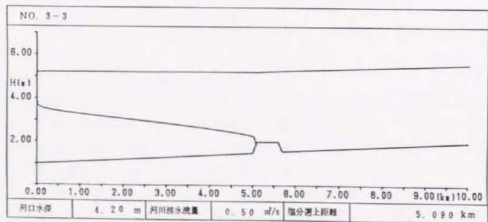
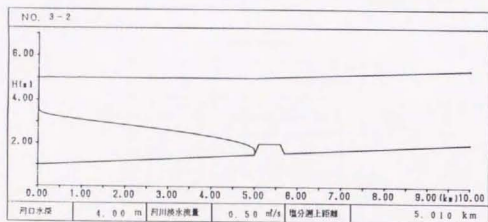
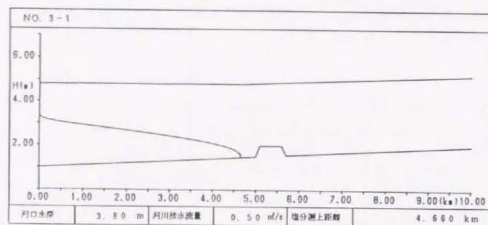
図 7-4-4 河川流量の変化率と遡上距離の変化率

(4) 河床の凹凸の遡上距離への影響

河道を横断してトレンチを掘削して土木工事を行う場合、あるいは塩分遡上防止の潜り堰の建設など河道を横断して凸部、凹部が存在する場合がある。これらの地形変化は塩分遡上を阻止する効果を有していると思われる。計算でこれらの効果を見るために、流下方向の幅500m、高さあるいは深さ0.5mの凸部、凹部を下流から5kmの地点に設置し、河口水深を3.8m~5.0mまで変化させて遡上距離を計算した。河床勾配、河川単位幅流量はそれぞれ1/10000、 $0.5 \text{ m}^3/\text{m} \cdot \text{s}$ である。河床に凸部を設置した場合の遡上の様子を示したのが図7-4-5である。河口水深と遡上距離の関係を整理したのが図7-4-6である。高さ0.5mの凸部の存在のために、くさび先端がこの地点に達すると河口水深の上昇にもかかわらずなかなかこの凸部を越えることができず、くさび先端部はこの地点に留まる。さ

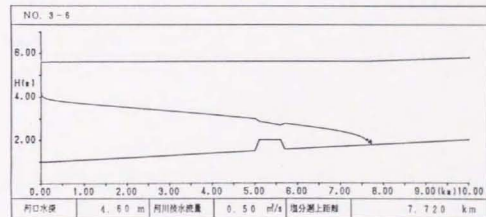
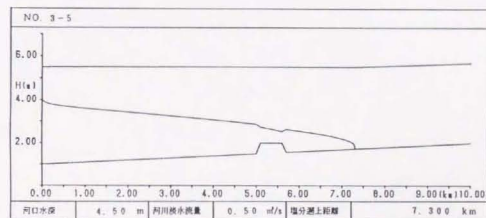
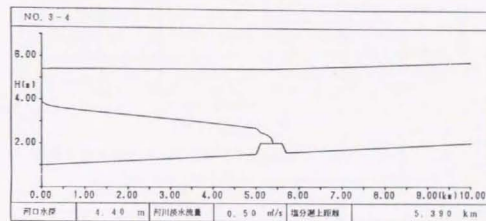
らに河口水深が上昇するとやっと凸部を越えて遡上し、ひとたび凸部を越えるとその後は凸部は遡上距離にはほとんど影響を及ぼさない。すなわち、凸部は塩水遡上の防止効果を有しているが、ひとたびこれを越えるようになると、まったく効果を有さなくなることを示している。

他方、凹部を設置した場合の遡上の様子を示したのが図7-4-7であり、河口水深と遡上距離の関係を示したのが図7-4-8である。凹部の塩分遡上距離に及ぼす影響は殆ど無いことを示している。



単位幅河川流量 ($0.5 \text{ m}^3/\text{m} \cdot \text{s}$)

図 7-4-5 (1) 河床に凸部を有する水路での塩水遡上



単位幅河川流量 ($0.5 \text{ m}^3/\text{m} \cdot \text{s}$)

図 7-4-5 (2) 河床に凸部を有する水路での塩水遡上

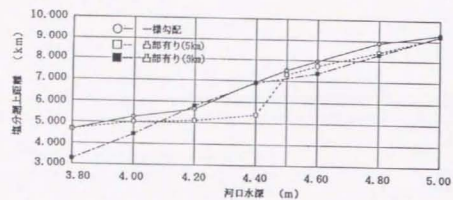
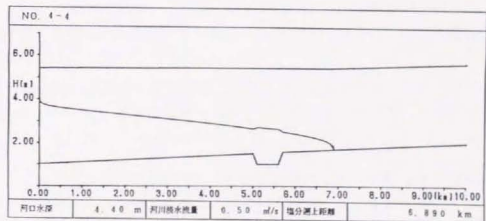
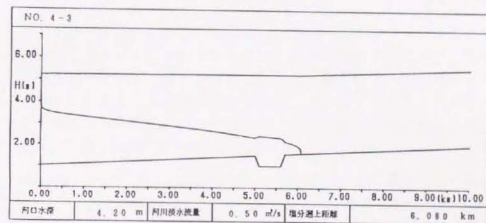
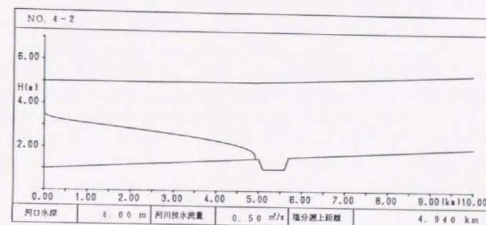


図 7-4-6 河床に凸部を有する場合の河口水位と遡上距離



単位幅河川流量 (0.5m³/m・s)

図 7-4-7 河床に凹部を有する水路での塩水遡上

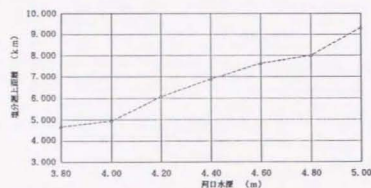


図7-4-8 河床に凹部を有する場合の河口水位と遡上距離

7-4-2 不規則な河床形状を有する水路での境界条件の塩分遡上距離に及ぼす影響の予測

図7-4-5で河床の凸部が塩水遡上の防止効果を有することを示したが、さらに複雑な河床の凹凸の境界条件が遡上距離に及ぼす影響について検討する。

複雑な河床形状の例として、長良川での河床形状(長良川河口堰に関する技術報告 建設省河川局, 建設省土木研究所, 水資源開発公団(1992))を模擬し、計算は次の3ケースについて行った。

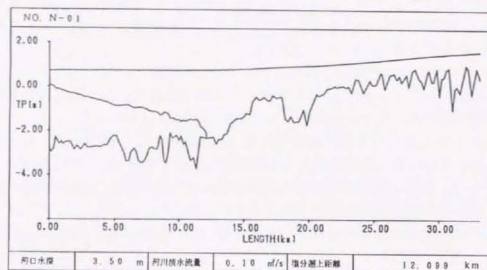
- 1) 長良川の低水時単位幅流量 $0.14\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ (須賀 1981)を参考にし、単位幅流量を $0.1\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ とし、河口水深は平均海面を参考にして、小潮満潮時から大潮満潮時の水位まで 0.1m 間隔で変化させながら計算を行った。
- 2) 満水時を想定し大潮満潮時での河口水深に対して、河川流量を減少させながら計算を行った。河川流量としては単位幅流量 $0.05\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ から満水時を想定して $0.02\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ まで減少させて計算を行った。さらに、異常満水時を想定して $0.005\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ の流量についても計算を行った。
- 3) $15\text{km}\sim 19\text{km}$ にかけて存在する凸部を撤去した場合の遡上の様子を計算した。

1)のケースの計算結果を示したのが図7-4-9である。河口水位の上昇と共に遡上距離の増加の様子がよく分かる。しかし、凸部に先端が達すると、この凸部によって遡上が抑制され、河口水深を 5.0m とした場合にも凸部を越えることが出来ず、凸部を越えるには河口水位の上昇がかなり必要であることを示している。この計算の範囲の流量と河口水深では、 16km 付近の凸部を越えることができず、塩水遡上防止への地形の粘り強い効果を示している。

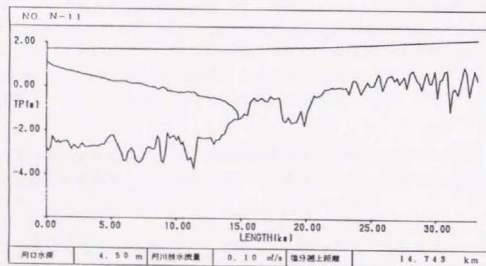
2) 大潮満潮時での河口水深に対して、流量を減少させた場合での計算結果を示したのが図7-4-10である。河川流量の減少と共にくさび先端は凸部を登るが、肩の所で厚みを増加するだけで、凸部を越えることは無かった。異常満水を想定した河川流量 $0.005\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$ の場合にも凸部を越えての遡上は見られなかった。この自然地形の凸部は遡上防止の観点からは、人工構造物に比べて優れた効果を有している。

3) $15\text{km}\sim 19\text{km}$ にかけて存在する凸部を撤去した場合の遡上の様子を示したのが図7-4-11である。流量の減少と共に次の凸部まで一気に遡上する様子を示している。

以上、相互連行を考慮した一次元漸変流基礎式を用いた数値計算結果より、地形の影響を中心に検討を行った。境界の変化は、土木工事によっても、長期的な河床低下によっても生じ、その場合の塩水くさびの挙動の変化を予測することが出来ることを示した。相互連行の考え方を塩水くさび遡上の計算に応用することにより、精度よい計算と、下層塩分の縦断変化を予測することが可能となった。定常で単純化した河道での計算であるが、基本的な水理量の変化が塩水くさびの遡上現象に及ぼす影響について明らかにすることが出来た。

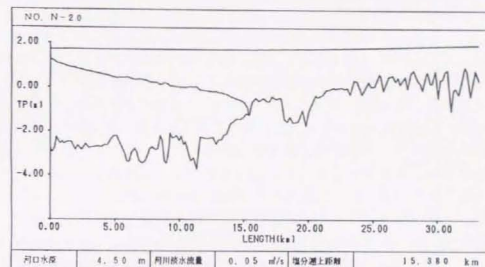


(a) 河口水位 3.5m
単位横断河川流量 ($0.1\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$)

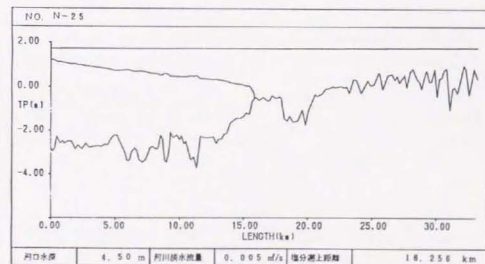


(b) 河口水位 4.5m
単位横断河川流量 ($0.1\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$)

図 7-4-9 複雑な凹凸を有する水路での塩水くさび遡上の計算結果
(河口水位の変化)

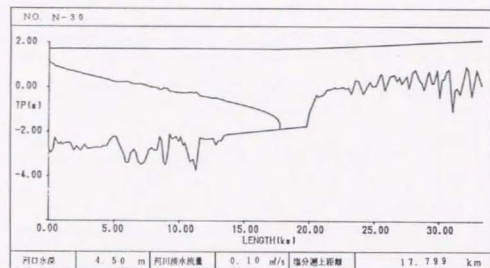


(a) 河川流量 $0.05\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$

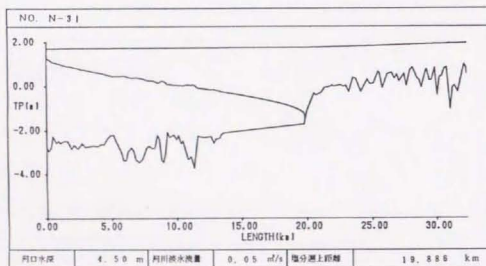


(b) 河川流量 $0.005\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$

図 7-4-10 複雑な凹凸を有する水路での塩水くさび遡上の計算結果
(流量の変化)



(a) 河口水深 4.5m 河川流量 $0.1\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$



(b) 河口水深 4.5m 河川流量 $0.05\text{m}^3/\text{m}\cdot\text{s}$

図7-4-11 凹凸の一部を掘削した場合の塩水遡上

7-5 まとめ

相互連行の項を含んだ一次元漸変密度流の基礎式を用いて塩水遡上現象の数値計算を行い、河口水深、河川流量、河床の凹凸などの境界条件の変化が塩分遡上距離に及ぼす影響について検討を行った。計算の出発となる河口支配断面での水理条件は、混合による密度分布形を考慮して定めた。

計算では二層流、三層流で塩分遡上現象を計算した。また、相互連行を考えるために、下層流量の算定にはくさび先端での条件を満たすように河口条件を修正しながら繰り返し計算を行って解を求めた。この相互連行を考慮した新しい方法は、下層密度の縦断変化をも計算することができ、定常計算ではあるが、くさび形状はエネルギー方程式を用いて計算した結果に比べ精度良く計算することができた。三層流としての計算によって、潮汐の振幅が小さく定常状態と近似できる場合には弱、緩混合状態での塩分遡上の様子を再現することができた。また、塩分遡上距離は二層流、三層流での計算に差が無いので、二層流での計算結果を用いて、河口水位変化率と遡上距離の変化率、河川流量の変化率と遡上距離の変化率の関係を整理した。

さらに、長良川での河床形状を模擬して、河床の不規則な凹凸の塩分遡上現象に及ぼす影響を検討した。

これらの結果は、塩分遡上距離を低減させるための流量の増加割合、河床低下による遡上距離の増加割合等についての目安を与えることができ、河川計画への応用が期待される。

第8章 結論

塩水くさびの下層塩分、上層淡水の塩分濃度が縦断方向に変化する要因として、密度界面を通しての混合が上下方向相互に生じているのではないかとこの視点で界面での進行現象を見直すことから出発したこの研究によって、相互の進行現象のメカニズムを明らかにすると共に、新しい相互進行係数の関数形を理論的に導くことができた。

第1章では身近な密度流現象を例に上げ、界面に作用する乱れスケールの違いにより生じる混合現象が異なることを示した。せん断流が卓越する場合には大規模渦が界面混合に支配的な働きをし、循環流型吹送流に代表される風波の擾乱が界面に作用する場合には微細乱流が界面混合に支配的である。これら混合の起因力によって混合形態が異なるので、この研究で対象とする塩水くさびに代表されるせん断密度流界面での混合現象を実験的に検討する場合には、上下層が共に流動する装置での研究が不可欠であることを示した。

第2章ではせん断密度流界面での進行現象に関する従来の研究を整理し、混合現象を「せん断流型」、「微細乱流型」、「拡散型」に分類する(玉井(科研報告書, 1986)) ことにより、混合のプロセスに着目した取り扱いができることを示した。このように進行のプロセスを分離して扱うことにより、上下層が相互に流動しているせん断密度流での界面混合に玉井の提案した相互進行の概念を用いることが有効であることを示した。この相互進行の概念を適用する場合に、どのようなプロセスでこの相互進行現象が生じているのかを明らかにすることをこの研究の出発点とした。また、相互進行の概念を適用する観点から従来の可視化での研究を整理し、せん断密度流界面での混合現象には重力内波が主要な役割をすることを示すと共に、上下層が流動する場合の界面に形成されるせん断層に着目した混合現象の解明が必要であることを示した。

このせん断層に着目した現象を実験的に明らかにするために、上下層が相互に流動する循環水槽、2重円筒水槽を用いて実験を行った。第3章では、この実験装置および測定方法について説明し、二次流の影響を受けないようにスリットを設置することにより精度良い実験が行えることを示した。

第4章では、循環水槽を用いて界面混合現象を可視化すると共に、界面に形成されるせん断層内での密度フラックス、Reynolds応力の測定値の4象限表示の時系列を追跡することにより、せん断層に形成される集中渦への周囲水の取り込みと放出の様子を明らかにした。初期に形成された安定なせん断層の重力内波による変形と渦度の集中、重力不安定の発達と集中渦を伴うせん断層の形成のプロセスをScorerの取り扱いより説明し、せん断層でのRichardson数が0.8より小さくなるとせん断層が重力的に不安定となり、集中渦を伴ったせん断層が安定的に形成されることを示した。この集中渦を伴ったせん断層への周囲水の取り込みと放出により、せん断層を媒介として上層の流体が下層に、下層の流体が上層に輸送される相互輸送現象が生じていることを明らかにした。こ

のそれぞれの輸送過程のアンサンブル平均として相互連行過程をモデル化し、せん断密度流界面での連行現象の取り扱いを明確にした。

第5章では第4章で明らかになった相互連行過程を、相互連行係数を用いて記述する場合の関数形を理論的に求め、実験データにより適応性を確かめた。集中渦を伴ったせん断層では層平均Richardson数が一定値5となる力学的平衡条件を満たしており、このせん断層での運動量の釣り合い式より出発した。この過程で出現する内部抵抗係数は流速分布にMonin-Obukhovの相似理論を適用して流速分布の積分から内部抵抗係数表式を導き、せん断層厚さと上層厚さの比などは実験結果の整理より実験式を求めて、層平均水理量で記述する「せん断流型」相互連行係数の関数形を導いた。

この新しく導いた相互連行係数の関数形は、層平均Richardson数に対するべき乗が $-1/2$ 、 -1 、 $-3/2$ になる三つ領域を示しており、従来の単純なべき乗則に比べて現象を忠実に反映している。さらに、新しい相互連行係数の式には、従来の式で陽に評価されていなかったReynolds数の効果を含んでいる。

第6章では、連行の3つの形態の内残された「微細乱流型」「拡散型」の連行係数の関数形を定め、第5章で導いた「せん断流型」相互連行係数にこれらを足し合わせて総相互連行係数の関数形を定めた。

「微細乱流型」相互連行係数を、上下層が流動して十分な乱れ強さを有しているが、流動の方向が同じで界面に作用するせん断力が弱い場合での実験データの整理から導いた。

また、「拡散型」連行係数はPeclet数の (-1) 乗に比例することが得られているので、相互連行の概念を用いそれぞれの層平均水理量でこの関数を書き直し、関数形を記述した。

総和の相互連行係数の関数形を用いることにより、連行形態の3成分が複合的に作用している実際現象への適応が可能となった。さらに、せん断密度流を2層流として扱うことが考え、せん断層を含んだ3層系での相互連行係数の関数形を2層系に適用する際の関数形に変換を行った。

第7章では第6章で求めた総和の相互連行係数を、具体的な流速、密度の分布形を用いて記述した一次元漸変密度流基礎式に適用し、塩分測上現象の精度良い数値計算を行った。相互連行を考慮することにより下層の塩分密度の縦断変化を計算することができ、せん断層を含んだ3層系での計算により潮汐の振幅が小さく定常状態と近似できる場合には弱、緩混合状態での塩分測上の様子を再現することができた。

2層流での定常計算により、長良川での河床形状を模擬した河床の不規則な凹凸が塩分測上防止に粘り強い効果を有することを示すと共に、河口水深、河川流量などの境界条件の変化が塩分測上距離に及ぼす影響について分析し、河川流量の増加率と塩分測上距離の低減率、河床低下による河口水深の増加率と測上距離の増加率等についての目安となる関係を求めた。

以上、この研究を通じて得られた結論を述べた。塩水くさびの上層、下層塩分の縦断変化の原因として、上下方向相互に連行が生じているのではないかとの疑問から出発したこの研究によって、せん断密度流界面で生じている相互連行現象の存在とそのメカニズムを明らかにすると共に、得られた知見を繋ぎあわせて相互連行係数の新しい関数形を導くことができた。この新しい相互連行係数を用いて塩分測上計算を行い、上層、下層の塩分の縦断変化が生じることを再現することができた。せん断密度流界面では上下方向相互に流体の連行が生じており、この論文で得られた結論は密度界面での混合現象を忠実に理解する上で新しい知見を与えることができる。さらに、新しい総相互連行係数の関数形には連行形態の3つの成分が含まれており、それぞれの成分が複雑に作用する実際現象での混合現象に幅広く適用することができ、この結果を用いた塩分測上の解析は、河川計画、水資源計画等への応用において工学的に高い有用性を有していると思われる。

参考文献

Asaeda, T. and Tamai, N. (1980)

"Turbulent entrainment in stratified flows, Proc. 3rd. Int. Symp. on Stochastic Hydraulics", pp.445-456.

Atkinson, J.F. and Wolcott, S.B. (1990)

"Interfacial mixing driven by mean shear and oscillating grid", Proc. ASCE, J. Hydraulic Engin., Vol. 116, No. 3, pp. 397-413.

Bjorn Kjerfve and Jeffrey. Proehl (1978)

"Velocity variability in a cross-section of a well-mixed estuary", J. Marine Res., pp. 409-418.

Chu, V.H. and Vanvari, M.R. (1972)

"Experimental study of turbulent stratified shearing flows", Proc. ASCE, HY6, pp. 691-706.

Cristodoulou, G.C. (1986)

"Interfacial mixing in stratified flow", J. Hydraulic Research, 24(2), pp. 77-92.

Deardorff, J.W., Willis, G.E. and Stockton, B.H. (1980)

"Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mixed layer", J. Fluid Mech., Vol. 100, pp. 41-64.

Deardorff, J.W. and Wills, G.E. (1982)

"Dependence of mixed-layer entrainment on shear stress and velocity jump", J. Fluid Mech., pp. 123-149.

Denton, R.A. and Wood, I.R. (1981)

"Penetrative convection at low Peclet number", J. Fluid Mech., Vol. 113, 1-21.

Ellison, T.H. and Turner, J.S. (1959)

"Turbulent entrainment in stratified flows", J. Fluid Mech., Vol. 6, pp. 423-448.

Goldstein, S. (1931)

"On the stability of superposed streams of fluids of different densities", Proc. Roy. Soc. A132, pp.524-548.

Hazel, P. (1972)

"Numerical studies of the stability of inviscid stratified shear flows", J. Fluid Mech., Vol.51, pp.39-61.

Henry Stommel and Harlow G. Farmer (1952)

"Abrupt change in two-layer open channel flow", J. Marine Res., pp.205-214.

Hopfinger, E.J. and Toly, J.A. (1978)

"Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces", J. Fluid Mech., Vol.78, pp.155-175.

Kan, K. and Tamai, N. (1984)

"Analysis of salt-water wedge considering pseudo diffusion terms in mass and momentum", 4th Congress, A.P.D., Int. Assoc. Hydraulic Res., pp.1617-1631.

Kan, K. and Tamai, N. (1986)

"Observation on temporal variation of salinity, velocity, and suspended substances in the Tama River estuary", 5th Congress, A.P.D., Int. Assoc. Hydraulic Res., pp.287-299.

Kan, K. and Tamai, N. (1987)

"The mutual-entrainment velocity at the density interface", 芝浦工業大学研究報告理工学系編, 第31巻第2号, pp.137-144.

Kan, K. and Tamai, N. (1988)

"Heat and salt transport in Double-diffusive system with shearing flow", 6th Congress, A.P.D., Int. Assoc. Hydraulic Res., pp.49-56.

Kan, K. and Tamai, N. (1994)

"Direct measurements of the mutual-entrainment velocity at a density interface", Vol.4, Fourth International Symposium on Stratified Flows.

Kantha, L.H., Phillips, O.M. and Azad, R.S. (1977)

"On turbulent entrainment at a stable density interface", J. Fluid Mech. Vol.79, pp.753-768.

Kato, H. and Phillips, O.M. (1969)

"On the penetration of turbulent layer into stratified fluid", J. Fluid Mech. Vol.37, pp.643-665.

Keulegan, G.H. (1949)

"Interfacial instability and mixing in stratified flow", J. Research of National Bureau, Standards, Vol.43, pp.487-500.

Kirwan, A.D., Jr. (1985)

"A review of mixture theory with applications in physical oceanography and meteorology", J. Geophys. Research, Vol.90, No.C2, pp.3265-3283.

Koop, C.G. and Browand, F.K. (1979)

"Instability and turbulence in a stratified fluid with shear", J. Fluid Mech., Vol.93, pp.135-159.

Kranenburg, C. (1984)

"Wind-induced entrainment in a stably stratified fluid", J. Fluid Mech., Vol.145, pp.253-273.

Lofquist, K. (1960)

"Flow and stress near an interface between stratified liquids", The Physics of fluids, Vol.3, No.2, pp.158-175.

Long, R.R. (1975)

"The influence of shear on mixing across density interface", J. Fluid Mech., Vol.70, part2, pp.305-320.

Moore, M.J. and Long, R.R. (1971)

"An experimental investigation of turbulent stratified shear flow", J. Fluid Mech., vol.49, part 4, pp.635-655.

Rouse, H., and Dodu, J. (1955)

"Turbulent diffusion across a density discontinuity", La Houille Blaanche, 4, pp.530-532.

Scorer, R.S. (1978)

"Environmental Aerodynamics", Ellis Horwood Limited, Chap.6.

Scranton, D.R. and W.R. Lindberg (1983)

"An experimental study of entrainment, stress-driven, stratified flow in an annulus", Phys. Fluids, 26(5), May, pp.1198-1205.

Tamai, N. and Asaeda, T. (1987)

"Role of molecular diffusivity on mass and heat transport at density interface, Preprints, 3rd. Int. Sympo. on Stratified Flows, Vol.1.

Tamai, N. and Kan, K. (1994)

Proc. of China-Japan Bilateral Symposium on Fluid Mechanics and Management Tools of Environment, Edited by Nobuyuki Tamai, Chen Yuejuan, Li Yaliang and Fan Weicheng, Press of Univ. of Science and Technology of China, pp.15-22.

Taylor, G.I. (1931)

"Effect of variation in density on the stability of superposed streams of fluid", Proc. Roy. Soc. A132, pp.499-523.

Thatcher, M.L. and D.F. Harleman (1972)

"A mathematical model for the prediction of unsteady salinity intrusion in estuaries", M.I.T. Report, No.144.

Thompson, S.M., and Turner, J.S. (1975)

"Mixing across an interface due to turbulence generated by an oscillatory grid", J. Fluid Mech., Vol.67, pp.349-368.

Thorpe, S.A. (1968)

"A method of producing a shear flow in a stratified fluid", J. Fluid Mech., Vol.32, pp.693-704.

Thorpe, S.A. (1971)

"Experiments on the instability of stratified shear flows, miscible fluid", J. Fluid Mech., Vol.46, pp.299-319.

Turner, J.S. (1968)

"The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface", J. Fluid Mech., 33, pp.639-656.

Turner, J.S. (1973)

"Buoyancy effects in fluids" Cambridge University Press, Cambridge, England.

Wu, J. (1973)

"Wind-induced turbulent entrainment across a stable density interface", J. Fluid Mech., Vol.61, pp.275-287.

Yih, C.S. (1965)

"Dynamics of nonhomogeneous fluids", the Macmillan comp., New York.

芦田和男・江頭進治(1976)

"非一様密度場における濁度物質の拡散と貯留機構", 第22回水理講演会論文集, pp.173-178.

芦田和男・江頭進治(1977)

"密度成層のある場における濁水の挙動に関する研究(3)", 京大防災研究所年報, 第20号B, pp.437-450.

岩崎敏夫・日下 理(1971)

“ 塩水二層流界面における内部波の発達に関する研究 ”, 第26回土木学会年次学術講演会概要集, II, pp.425-426.

浦 勝(1983)

“ 風の剪断力による密度界面の変動と連行速度 ”, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.561-565.

浦 勝・広畑浩司(1984)

“ 二成層場の吹送流の乱流構造と連行現象 ”, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.650-654.

浦 勝・小松利光・松永信博(1984)

“ 振動格子の乱れによる密度界面の変動特性と連行現象 ”, 土木学会論文集, 第345/II-1, pp.91-99.

浦 勝(1984)

“ 二層流の界面現象に関する水理学的研究 ”, 九州大学学位論文.

浦 勝・椿東一郎・松永信博・並川 正(1985)

“ 密度界面における連行に及ぼす乱れの寄与 ”, 第29回水理講演会論文集, pp.401-406.

江頭進治 (1980)

“ 密度成層場での流れと混合機構に関する基礎的研究 ”, 京都大学学位論文.

加藤 始・池田高則(1981)

“ 下層二層流の実験(1)―流速分布と連行係数― ”, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.520-529.

加藤 始・中野 晋・池田高則(1982)

“ 下層二層流の実験(2)―連行係数, 内部波および乱れの特性― ”, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.540-544.

加藤 始・中野 晋・池田高則(1982)

“ 下層二層流についての実験的研究 ”, 港湾技術研究所報告, 第21巻, 第1号, pp.31-56.

菅 和利・玉井信行(1983)

“ 三層系密度界面における連行速度について ”, 第27回水理講演会論文集, pp.543-548.

菅 和利・玉井信行(1984)

“ バイパス型の分・合流部を含む水路内での塩水くさびの挙動について ”, 第28回水理講演会論文集, pp.81-86.

菅 和利・玉井信行(1984)

“ 密度界面における運動量輸送に伴う付加応力について ”, 芝浦工業大学研究報告理工学系編, 第28巻第2号, pp.95-105.

菅 和利・玉井信行・藤井良治 (1984)

“ 定常塩水くさびの流速分布について ”, 第39回土木学会年次学術講演会概要集 II, pp.503-504.

菅 和利・玉井信行(1985)

“ 多摩川感潮域における塩分, 流速及び浮遊物質の現地観測 ”, 第29回水理講演会論文集, pp.851-856.

菅 和利・玉井信行(1987)

“ 多摩川感潮域における水質および鉛直拡散係数について ”, 第31回水理講演会論文集, pp.533-538.

菅 和利・玉井信行, 小島一敏(1989)

“ 相互連行を考慮した塩水くさびの挙動について ”, 第44回土木学会年次学術講演会概要集 II, pp.528-529.

菅 和利・玉井信行・浅枝 隆(1990)

“ 連行におよぼす分子拡散の評価に関する研究 ”, 芝浦工業大学研究報告理工学系編, 第34巻第1号, pp.197-206.

菅 和利・玉井信行(1992)

“ 海面上昇が河道内塩水遡上に与える影響 ”, 第47回土木学会年次学術講演会概要集 II, pp.316-317.

菅 和利・玉井信行・須賀龍太郎(1994)

“密度界面における相互連行現象の直接測定について”, 土木学会水工学論文集, 第38巻, pp.313-318.

菅 和利・玉井信行(1994)

“せん断流密度界面における相互連行への大規模渦の役割について”, 第26回乱流シンポジウム講演論文集, pp.442-445.

建設省河川局, 建設省土木研究所, 水資源開発公団(1992)

“長良川河口堰に関する技術報告”.

須賀克三(1979)

“感潮河川における塩水くさびの水理に関する基礎的研究”, 土木研究所資料, 1537号.

須賀克三・高橋 晃(1981)

“準定常河口流出と内部ジャンプ渦”, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.540-544.

田城徹雄・吉田静男(1982)

“淡水水二層流における界面波と微細流れ構造”, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.545-549.

田中昌広・石川忠晴(1989)

“日成層形成時の吹送流の特性について”, 土木学会論文集, 第405号/II-11, pp.63-72.

田中 仁・首藤伸夫(1981)

“駿川河口部の水理現象に関する現地観測”, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.535-539.

玉井信行・浅枝隆(1978)

“塩水2層境界面における抵抗係数について”, 土木学会論文報告集, 第271号.

玉井信行(1980)

“密度流の水理”, 新体系土木工学, 技報堂出版.

玉井信行(1982)

“連行を考慮した漸変流の基礎方程式について”, 土木学会論文報告集, 第324号, pp.95-102.

玉井信行・菅 和利(1982)

“密度, 運動量の分布を考慮した塩水くさびの解析法について”, 第26回水理講演会論文集, pp.519-525.

玉井信行・浅枝隆・渡辺幸喜・菅 和利(1985)

“低レイノルズ数の成層密度流における混合”, 第40回土木学会年次学術講演会概要集, II, pp.337-338.

玉井信行(1986)

“密度流現象における連行現象の統一化とその応用”, 文部省科学研究費補助金, 総合研究A, 成果報告書, 課題番号(59350034).

玉井 信行(1987)

“連行概念の統一化と連行係数の評価法”, 土木学会論文集, 第381号/II-7, pp.1-11.

玉井 信行・水野信彦・中村俊六編(1993)

“河川生態環境工学 一魚類生態と河川計画一”, 東京大学出版会.

椿東一郎・小松利光(1978)

“二次元表層密度噴流における流れの特性と連行現象”, 土木学会論文報告集, 第273号, pp.69-81.

鶴谷広一・中野晋・一戸秀久(1984)

“吹送流による密度界面の混合と乱れ特性”, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.655-659.

土木学会水理委員会密度流小委員会(1975)

“成層流の界面現象(1)”, 土木学会論文報告集, 第242号, pp.73-90.

中野 渉・八根 功・大谷守正(1982)

“二層界面現象の野外観測”, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.555-559.

中村由行・早川典生・椎名弘・福島祐介(1986)

“密度フロントの形成・維持機構”, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.611-615.

西田修三・吉田静男(1982)

“二層流の安定性解析”, 第29回海岸工学講演会論文集, pp.550-554.

乃万俊文・中村 充・熊谷健蔵・島川良英(1979)

“湾口密度流”, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.540-543.

浜田徳一・加藤 始(1962)

“二層流と波”, 第9回海岸工学講演会論文集, pp.61-63.

早川典生・福島祐介・岩本達郎(1983)

“河川水の海上への拡がりに関する実験的研究”, 第30回海岸工学講演会論文集, pp.590-593.

日野幹雄・瀧岡和夫・萩原 克(1978)

“淡水塩境界面における渦列の形成と混合機構”, 第10回乱流シンポジウム論文集, pp.149-153.

日野幹雄・萩原 克(1979)

“塩水楔の流速分布におけるMonin-Obukhov理論の適用性について”, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.549-553.

日野幹雄・瀧岡和夫(1979)

“密度流の流速分布及び抵抗について”, 第23回水理講演会論文集, pp.347-353.

日野幹雄・Nguyen Son Hung・中村健一, 東江隆夫(1980)

“塩水楔の流速分布におけるMonin-Obukhov理論の適用性について—抵抗及び進行係数—”, 第27回海岸工学講演会論文集, pp.414-418.

日野幹雄・Nguyen Son Hung・中村健一(1981)

“塩水楔型二層密度流における抵抗係数および流速構造”, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.515-519.

日野幹雄・Nguyen Son Hung(1982)

“粘性および拡散の効果を考慮した成層二層密度流の安定性と界面波について”, 第26回水理講演会論文集, pp.513-518.

福岡捷二・福島祐介・守屋洋一(1982)

“河口密度流の流動機構と塩水くさびの河口条件”, 土木学会論文報告集, No.327, pp.123-133.

福岡捷二・市村 清・加藤信夫ら(1986)

“阿賀野川における塩水遡上の実態”, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.596-600.

室田 明・平田健正(1978)

“成層密度流における内部波特性と混合機構について”, 第22回水理講演会論文集, pp.107-112.

室田 明・中辻啓二・森内生死(1983)

“二次元表層密度噴流における大規模渦運動に関する実験的研究”, 土木学会論文報告集, 第339号, pp.109-118.

室田 明・中辻啓二(1984)

“二次元表層密度噴流における進行特性に関する研究”, 土木学会論文集, 第351号/II-2, pp.97-106.

室田明・道奥康治・口田光也(1988)

“複合因擾乱により誘起される鉛直混合現象の数値解析”, 土木学会論文集, 第393号/II-9, pp.67-76.

八銀 功・高橋 将・大谷盛正(1979)

“河口閉塞が塩水遡上に及ぼす影響”, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.559-562.

吉田静男(1978)

“密度界面における混合機構の研究”, 土木学会論文報告集, 第273号, pp.59-68.

吉田静男(1979)

“密度界面における波動の発生と破壊条件”, 第23回水理講演会論文集, pp.363-368.

吉田静男・西田修三・田城徹雄(1981)

“定常二層流の三次元混合過程”, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.525-529.

吉田静男(1983)

”河口密度流に及ぼす地形の影響”，第30回海岸工学講演会論文集，pp.585-589.

吉田静男(1983)

”弱混合河口二層流の界面破壊”，第27回水理講演会論文集，pp.555-560.

謝 辞

この研究をすすめるにあたり終始一貫して懇切なご指導をいただくとともに、常に叱咤激励していただきました東京大学工学部教授・玉井信行先生に深甚の感謝を表します。また、研究についての心構え、研究の方法など幅広い研究環境について教えを乞うことができ、お陰で研究を継続して行くことができました。

水理研究会でお世話になった吉川秀夫先生（現在、河川環境管理財団）、林泰造先生（現在、林応用水理研究室）を始めとした多くの方々、学会活動を通じて知り合いになった九州大学教授・小松利光先生、大阪大学助教授・中辻啓二先生など同じ密度流を研究されている先生方からの助言、討論は、研究遂行上の多くの指針を得ることができ感謝しております。

東京大学の応用水理研究室（現在は河川／流域環境研究室）に内地留学をした当時大学院生だった浅枝 隆先生（現在、埼玉大学助教授）とは、密度流に関する色々の議論を行い、以後研究を継続する上で多くの事を学ぶきっかけとなったことを感謝しています。また、1993年から詰めの実験を行うに際し、色々と教示して下さい、実験結果の解析においても有意義な討論をして頂いた河原 能久先生（東京大学助教授）には、ずいぶんと厄介なお願いをしたこともありますが、いやな顔をせず親切にいただき本当に有り難く思っております。

私の研究室で当時学生として実験やデータ解析にご助力をいただいた斎藤邦彦君（現在、大和市役所）、柳沢幸二君（現在、建設技術研究所）、藤井良治君（現在、大目コンサルタント）、近藤伸好君（現在、愛媛県庁）、須賀龍太郎君（現在、建設技術研究所）、また現在大学院生の北岸 睦君ら若い力に支えられたことを感謝いたします。

あとがき

かれこれ20年ぐらい前だったと思いますが、土木学会の年次学術講演会で海面上での油の拡散をテーマにした発表を拝聴し、東京大学の玉井先生に研究の指導を受けたく、内地留学をしたのが密度流との出合です。可視化した密度流現象の美しさに驚いたのもこの研究を続けてきた要因の一つでもあります。内地留学の期間に、2成層場からの選択取水の実験を当時助手をされてた広沢先生と一緒に、理論の適用限界とそれを越えた現象の取扱いを教わりました。研究の仕方を教わったのもこの頃です。それ以来玉井先生の指導を受けながら密度界面での連行現象を色々な視点から研究を継続してきました。

私は瀬戸内海で育ち、夏には海水浴に行くのが何よりの楽しみでした。泳ぎは得意な方ですが、子供の頃には、沖合いから引き返そうと立ち泳ぎをした瞬間に感じる足先の冷たさに、その下に広がる海中に恐怖を感じたものです。温度成層現象を肌で経験していました。

研究として成層密度流に出会ったのが、子供の頃から15年が過ぎた30才を越えようとしていた頃、またそれからさらに15年を越えようとしている今、研究成果をまとめることができたのも不思議な縁を感じます。

風呂を沸かすときに上はかなり熱く、底は水のままのことをしばしば経験しますが、少しかき混ぜればすぐ一様になります。このように成層は少しの外力で破壊されるものだと思っていましたが、自然界の成層現象が非常に安定性が強いのに驚きました。子供の頃経験していた、海の温度成層も上層の暖かい層と下層の冷たい層の2成層が安定に形成されています。安定成層のために鉛直方向の輸送が抑制されるために、下層への酸素の輸送のない深海の魚はどのようにして生きているのか不思議でした。しかし、実際には鉛直方向に多層に成層しており、季節的な成層破壊あるいは部分的な不安定により、界面を通して順番に深層に向かって酸素が効率よく輸送されています。むしろ多成層が深海での魚の生息を可能にしていると言えます。自然界の自己コントロールの仕組みに感心すると共に、界面混合の重要性をも認識したのが、成層密度界面での連行現象に興味を持った出発点です。

また、密度界面での「混合現象」を「連行現象」として定義したとたんに、従来での取扱いでは一方向への輸送に変わる不思議さに疑問を持ったのが、相互に輸送を考えた相互連行の概念を導入したきっかけになりました。

現象を観察し、それを物理的に無理なく記述する。これが玉井先生から学んだ研究姿勢です。

