

図・本館

閉鎖性海域における潮流場  
の特性に関する基礎的研究

名古屋大学図書  
和 1030367

昭和64年1月

和田 清

報告番号	甲 第	<b>2204</b>	号
------	-----	-------------	---

# 目 次

第1章 序 論 .....	1
第1節 概 説 .....	1
第2節 恒流の成因とその重要性 .....	2
2-1 恒流の成因 .....	2
(1)密度流 .....	2
(2)風による流れ・吹送流 .....	3
(3)潮汐残差流 .....	3
第3節 潮汐残差流の生成機構と物質分散機構 .....	4
3-1 潮汐残差流に関する既往の研究 .....	4
(1)水平地形の急変効果に伴う潮流の剥離タイプ .....	5
(2)陸岸および底面の境界層(Stokes層)タイプ .....	6
(3)底面境界層と海底傾斜の相互作用に伴う水平・鉛直循環流 .....	6
(4)水深変化と地球自転の相互効果による海嶺周辺の水平循環流 .....	7
3-2 流れのシア-効果による物質分散 .....	7
(1)平均流の不均一性とシア-拡散(分散) .....	8
(2)実際の海域におけるシア-拡散 .....	8
3-3 海洋生態系に係わる物理過程 .....	9
第4節 本研究の意図と本論文の構成 .....	9
4-1 本研究の意図 .....	9
4-2 本論文の構成 .....	11
第2章 閉鎖性湾内の水塊分布とその形成過程 .....	17
第1節 概 説 .....	17
第2節 伊勢湾の水塊分布とその変動特性 .....	18
2-1 伊勢湾の地形的条件と概要 .....	18
2-2 リモートセンシング情報から見た水塊の空間分布 .....	18
2-3 海洋観測データとの比較 .....	20
(1)海洋要素の水平分布 .....	20
(2)海洋要素の鉛直構造 .....	23
2-4 各水域の分類 .....	26
第3節 知多湾における海水流動機構 .....	27
3-1 知多湾の地形的特性と流況特性 .....	27
(1)知多湾の概要 .....	27

(2) 知多湾の流況特性	27
(3) 濃度分布に及ぼす潮汐残差流の影響	29
3-2 知多湾水理模型実験	30
(1) 実験の目的	30
(2) 実験装置および実験の概要	30
(3) 実験結果およびその考察	32
(a) 地形条件と潮流場の構造(基礎実験)	32
(b) 成層状態と潮汐残差流の鉛直構造(成層実験)	36
(c) 潮流場の支配方程式(水平2次元モデル)	38
(d) 潮汐残差環流の渦度バランス	40
(e) 潮汐残差流における流れの慣性力と地形の効果	43
(f) 湾内における物質移動の支配機構	44
(g) 潮汐残差環流による海水交換	47
第4節 結 言	48
第3章 潮汐波の水粒子速度計測のための差温式微流速計	53
第1節 概 説	53
第2節 差温式微流速計の作動原理	55
2-1 流速測定の基本式	55
2-2 流速計の感度	56
2-3 熱源が有限長であることの影響	57
2-4 熱源と温度検出部の距離の非対称性	57
第3節 差温式微流速計の基本特性	58
3-1 流速計の構成	58
3-2 流速計の応答特性	59
3-3 基本的検定	61
(1) 温度検出部の検定	61
(2) 熱源部の放熱特性	64
(3) 台車による検定	65
3-4 二次元流速場の推定法	67
第4節 長周期波動場の水粒子速度の計測	68
4-1 水理実験の概要	68
4-2 流速の最大値の比較	69
4-3 流速の時間波形	70
第5節 結 言	73

第4章 底面境界層に起因する流動場の構造と底面摩擦応力の特性 .....	77
第1節 概説 .....	77
第2節 理論解析 .....	78
2-1 基礎方程式 .....	78
2-2 近似解法 .....	80
(1)流速の基本振動成分 .....	80
(2)流速の残差成分および2倍潮成分 .....	81
(3)底面摩擦応力の基本振動成分および定常成分 .....	82
2-3 厳密解法 .....	82
(1)流速の基本振動成分 .....	83
(2)流速の残差成分 .....	86
(3)底面摩擦応力の基本振動成分および定常成分 .....	89
2-4 解析結果およびその考察 .....	90
第3節 水理実験 .....	94
3-1 底面摩擦応力測定装置 (Shear Meter) .....	94
(1) Shear Meter の試作とその特性 .....	94
(2) Shear Meter に作用する力 .....	96
3-2 次元解析 .....	96
3-3 実験の概要 .....	97
(1)実験の目的 .....	97
(2)実験装置と実験方法 .....	97
(3)解析方法と Shear Meter の動的検定 .....	98
3-4 実験結果およびその考察 .....	98
(1)流速および底面摩擦応力の時間波形 .....	98
(2)最大底面摩擦応力 .....	100
(3)底面摩擦係数 .....	101
第4節 結言 .....	102
第5章 内湾の物質分散過程における潮流場の特性 .....	105
第1節 概説 .....	105
第2節 底面境界層と海底傾斜に起因する潮汐残差流の鉛直循環流の構造 .....	106
2-1 潮汐残差流の支配方程式 .....	106
(1)基礎方程式 .....	106
(2)1次の基本振動成分の解法 .....	108
(3)2次の残差成分の解法 .....	113

2-2	理論解析の結果およびその考察	116
第3節	水理実験	118
3-1	実験の概要	118
(1)	実験の目的	118
(2)	次元解析	119
(3)	実験装置	119
(4)	実験条件および実験方法	120
(5)	解析方法	121
3-2	実験結果およびその考察	121
(1)	傾斜床における差温式微流速計の Euler 的計測	121
(2)	潮汐振動流および残差流の空間平均運動エネルギー	123
(3)	流動場の渦度分布と残差環流の循環特性	125
(4)	残差環流の生成・維持機構	129
(a)	急勾配における残差環流の生成	129
(b)	緩勾配における残差環流の生成	130
(5)	潮汐振動流と残差環流の運動エネルギー比と循環流安定数	130
(6)	現地海域における停滞性水域の生成	134
第4節	潮汐振動流および潮汐残差環流による湾内水の交換過程	136
4-1	潮汐振動流・残差環流のモデル化	136
(1)	潮汐振動流のモデル化	136
(2)	残差環流のモデル化	137
(3)	計算条件	138
4-2	Lagrange 的手法による物質粒子の追跡	139
(1)	湾内での年齢組成と位置組成	140
(2)	湾内の海水交換と滞留時間	142
第5節	結 言	144
第6章	結 論	149
Appendix 1		A-1
Appendix 2		A-2

# 第1章 序 論

## 第1節 概説

わが国は、複雑な自然特性をもった長い海岸線を有する島国である。こうした海岸線をはさむ陸域と海域で構成される沿岸域は、古くから幅広く利用されると同時に、厳しい自然条件と対峙して、国土の保全に係わってきた重要な空間である。また、沿岸域は優れた自然景観をもち、人と海とのふれ合いの場を形成するとともに、多様な生物相からなる動植物の生育の場でもある。そして今や、世界の主要各国のほとんどは200海里経済水域をすでに設定し終え、新たな資源ナショナリズムの秩序の形成、また沿岸域における空間利用の稠密化の一層の進展などを背景として、沿岸域のあり方について国民の関心と期待が急速に高まりつつある<sup>1)</sup>。

これら沿岸域利用の歴史を振り返ると、わが国の沿岸海域においては、海岸法制定時（昭和31年）前後から国土防災の技術に精力が注がれ、その後を追うように沿岸域利用の技術が検討された<sup>2)</sup>。高度経済成長期の昭和40年代から昭和50年代前半では、内湾域には数多くの工業生産基地や臨海都市が形成され、利用価値の高い海域として位置づけられた。しかし、一方では陸域の利用形態が急激に変化する中で、海域自身の個性を破壊する海洋汚染が激増しエントロピーを高める負荷を残した。このため、昭和45年水質汚濁防止法や海洋汚染防止法の制定を契機に、海洋環境改善を目的とする流入負荷削減の対策がとられるとともに、海域汚染に対する環境保全の科学技術が要請され、内湾の汚濁機構解明に向けての物理的、化学的な研究が進められるようになった<sup>3)</sup>。このように、これまでの海岸災害や開発における対象海域が沿岸部であったのに対して、海洋環境問題を扱うようになってからは、その対象海域が広域化し、湾規模にまで拡張された<sup>4)</sup>。

近年、四全総や昭和62年に制定された総合保養地域整備（リゾート）法と相まって、海洋空間を資源と位置づけ、その空間の利用便益に注目した海洋開発構想が多く提案されている<sup>5)</sup>。これら海洋開発プロジェクトは、湾全域の海域有効利用を基本構想としているために、開発に対しては海洋環境との両立を前提としており、新しい海域利用の方向として、自然と社会環境が有機的に結びついた開発・利用・保全のバランスが望まれている。

このような海域環境を創造するためには、湾内の停滞性水域に多くみられる貧酸素水域、富栄養化水域を改善し、今後湾内の有効利用の設計においても、湾全体の海水交換を促進して停滞性水域の流動環境を物理的に制御する技術が必要となる。この課題に対処するには、まず海域内の流動構造と、物質輸送特性に関する時空間スケールを明らかにし、水塊（水温・塩分などの特性値が同じ水域）の分布に代表される支配的な物理的要因を評価することが必要である。

内湾域において流動場の基本は潮流であるが、潮流の周期的振動（潮汐振動流）に加えて、

恒流と呼ばれる時間スケールの大きな流れが、水塊の長期的な物質輸送と分布に重要な役割を果たすことが知られている<sup>6)</sup>。この潮汐振動流と恒流が共存している流動場を理解することが、湾内の物質分散機構を把握する上できわめて重要である。

## 第2節 恒流の成因とその重要性

内湾における水質環境保全の問題に対しては、水温、塩分などの海洋要素から成る水塊分布の構造とその形成過程を支配する海水流動場を理解し、予測することが重要となる。すなわち海水中に存在する物質は水を媒体として輸送拡散されるために、物質濃度は一定ではなく、海域で卓越する流れによって、拡散輸送されながら一様化し、広域的な水塊分布が形成される。

そこで、海域に存在する特徴的な水塊が、どのような流動構造によって形成され分布するのか、またその流動構造に寄与する主要な物理的要素は何か、さらに流れの発生源となる外力要因は何かを理解することが問題となる。換言すれば、水塊分布の形成は、時空間的に存在する多くの海洋現象によって、物質の拡散・輸送・交換が進展する経過であり、結果であると言える<sup>4)</sup>。したがって、物質輸送機構を明らかにする上で、水塊形成に関与する流動構造とその基本となる物理過程を把握する必要がある。

### 2-1 恒流の成因

内湾域の流動場では、周期的な潮流（潮汐振動流）とともに恒常的な流れ（恒流）も存在している。実際の海域調査では、通常15日あるいは1カ月程度の期間で流速を観測し、その時系列データを調和解析により各分潮に分解する。その主要な分潮は振幅の大きさから、半日周潮（ $M_2$ ,  $S_2$ ）と日周潮（ $K_1$ ,  $O_1$ ）である<sup>7)</sup>。また同時に、時間に無関係な定常項（調和解析に用いた時間スケール内での平均流速）が求まり、これを恒流（constant flow）または（Euler 的）残差流と呼んでいる<sup>6)</sup>。この恒流の定義からもわかるように、その成因は多種多様であり、たとえば、①潮汐周期より長い流れ、②長時間連吹する風に起因する吹送流、③水平密度差に起因する密度流、④内部波にともなう長周期の流れ、⑤潮流の力学的な非線形性に起因して地形との関連で生じる潮汐残差流、などが含まれていると考えられる。これらの要因は相互に影響を及ぼしつつ、一つの流れ系を構成している。しかし、現在のところ恒流に占めるこれらの個々の寄与度を評価することは困難である。ここでは本論に入る前に、気象や海象の外的要因によって内湾海域ではどのような恒流が発生し、存在するかについてまず触れておく。

(1) 密度流

河川水が湾内に流入すると、湾奥部では低塩分の軽い水が、湾外では高塩分の重たい水が分布することになる。さらに、海面への日射による加熱や蒸発そして冷却過程を通じて、暖候期

では水温上昇により密度差を強め、寒候期には逆に弱める働きをしている。そして鉛直方向の密度バランスの結果、密度成層が形成される<sup>6)</sup>。海域ではこのような河川水の流入と水温変化による密度差によって、重力循環流が発生し、これが密度流として定義されるものである。感潮河川内から河口付近では、河川水自体が水面勾配をもって湾内に流入する河川流の寄与があり、この河川水の浮力の付加にともなって、密度場を調整しようとする流れが重要視される。これを特に河口密度流と呼んでいる<sup>4)</sup>。

このように河川水が湾内に流入し拡散輸送される段階で発生する密度流は、それ自身重力循環流を形成し、潮流はもとより、地形と地球自転によるコリオリ力の影響をも受けて、その海域特有の恒流系を形成することに寄与している。また夏期には密度成層の強い水塊が、水平的に潮目（フロント）を伴って分布し、その水塊分布が湾全体に形成されていることも多い。

## (2) 風による流れ・吹送流

水深が浅い内湾では、風によって吹送流が発生し、鉛直循環流を形成する。これは風が吹く方向に海面近くの海水は輸送され、下層では風と反対向きの流れが生じる鉛直分布をしている。密度成層が存在する場合には、風が強いと湧昇や鉛直混合によって、密度分布は一様化する傾向にある<sup>4)</sup>。また風が止むと一様状態は崩れ、比較的短期間で成層状態に復帰することが観測されている。これは成層が時間をかけて徐々に形成されるというのではなく、風によって強制的に作られた密度場が、外力が去ったために力のバランスが保たれず、質量分布の再編成（水塊の交替）、すなわち風の作用によって増大していた過剰の位置エネルギーが、再編成のエネルギーに転換されたためと考えられる<sup>6)</sup>。このように湾全体としては、季節風や低気圧の通過に伴う強風による吹送流が成層状態を変化させ、恒流系の形成と物質輸送に間欠的な影響を与えるものと考えられる。

## (3) 潮汐残差流

潮流は、複雑な地形の影響を受けて、流れの非線形性を増幅する傾向にある。特に潮流が強く、岬や湾口部の地形が急変する所では、流れが剥離して地形性渦流を形成し、上げ潮と下げ潮時の流れ場の非対称性を著しく助長する。このように潮流が地形の影響を受けて非線形性の流れを発生することに起因して、潮汐残差流（tide-induced residual current）と呼ばれる恒流が形成される<sup>6)</sup>。潮汐残差流は潮流の非線形性が本質であるために、内湾域では常に存在し、その強さは潮流の振幅に比例して、大潮で大きく小潮で小さい傾向にある<sup>8)</sup>。このように恒流の中でも潮流の非線形効果に起因する潮汐残差流は、永続性をもっているだけに長期的な物質分布にきわめて大きい影響を与えることが知られている<sup>9)</sup>。この物質輸送における潮汐残差流の重要性は Fischer<sup>13)</sup> が分散係数を解析することによって示し、また樋口ら<sup>11)</sup> は Fischer の解析を三河湾の水理模型に応用し、その1次元分散係数がほぼ潮汐残差流による分散係数であることを明らかにした。Sugimoto<sup>12)13)14)</sup> も瀬戸内海水理模型実験から海水交換には残差

流が著しく大きな影響を与えることを述べている。しかし潮汐残差流の生成・維持機構は複雑で、水理模型や数値模型でも定量的に再現させることはまだ困難なのが現状である。

物質分布は海水運動に伴う輸送効果と拡散効果によって支配され決定される。海水運動の中には、上述した潮流系や吹送流系のように、外部に起因する力学的強制力によって駆動される流れの他に、海洋中の物質濃度の非一様性に伴う密度の非均一性によって生じる密度流系があり、物質分布の系と海水運動の系の間には常にフィードバックが存在している。さらに物質濃度の化学・生物学的相互作用の系もまた物質濃度の分布状態に影響されている。このように、様々な恒流の成因は複雑な相互作用をしている<sup>15)</sup>。

これら因子の中で、何が物質の移流拡散に対してどの程度重要であるかについては、未解決の問題が多く残されており、現在これらの因子が果している役割の相互比較がされている段階である。このような観点から、その基本となる流動構造の把握はきわめて重要と考えられる。

本研究では、物質の移流拡散（分散）を支配する流動場の基本的要素として、内湾で恒常的に存在し、かつ卓越する潮流に着目し、恒流としてその潮流（潮汐振動流）のシア構造、すなわち流速の不均一性によって直接生成維持される潮汐残差流に主眼を置く。

### 第3節 潮汐残差流の生成機構 と物質分散機構

従来内湾における海水拡散は、主として潮汐振動流の混合効果によるとされていた<sup>16)</sup>。このことは、内湾の汚濁拡散予測のための水理実験や数値実験が、潮汐振動流の流況の再現性を第一に重視していたことからわかるであろう。しかし、この考えは後になって見直され、長期的な海水拡散は恒流、特にその恒常性から潮汐残差流によって担われていることが指摘されている。すなわち、1970年代に「海洋環境保全」という社会的要求との関連で、沿岸域での物質移動の機構を明らかにすることがより強く求められ、それまで主に研究された潮流拡散が変わって、恒流の実態把握とその機構解明、特に潮汐残差流の生成機構に研究の重点が置かれるようになってきた<sup>17)</sup>。

#### 3-1 潮汐残差流に関する既往の研究

潮汐残差流の生成・維持機構の研究は、1970年代半ばから日本、カナダ、欧米諸国（オランダ、ベルギーなど）でほぼ同時に独立して進められてきた。ただし、カナダや欧米諸国の研究手法が観測・理論・数値実験であったのに対して、日本では水理模型実験を行っている人々からの問題提起を受けて、観測・数値実験を巻き込んで行われた<sup>18)</sup>。これらの研究から、陸岸や海底の地形条件に起因した様々なタイプの潮汐残差流の生成機構が報告されており<sup>19)20)</sup>、それら

はたとえば、以下のような成因に分類できる。

#### (1) 水平地形の急変効果に伴う潮流の剥離タイプ

海峡、半島や島などのような水平地形の急変効果に伴う潮流の剥離によって、潮汐残差流が生成される。山田・矢野<sup>21)</sup>は水平地形の凹凸によって上げ潮あるいは下げ潮時のどちらかで流れの剥離が起こり、その逆の潮時には剥離せずポテンシャル流的に流れるために、調和解析の結果片潮現象としての残差流が現れることを観測している。これによると残差成分は基本振動成分の64%以上強くは現れないようである。彼らの考察に引続き、柳ら<sup>8)22)23)</sup>は、非対称な水平地形を実験水槽内に設置して潮汐残差流を発生させ、渦度方程式のバランスからその生成・維持機構の解明を試みている。その結果、実験データと渦度方程式の対応によって潮流の振動成分の非線形効果が残差成分の生成力であるとしている。さらに Reynolds 数が大きいほど強い潮汐残差流が生成される傾向にあることを述べた。

このように剥離タイプの潮汐残差流は潮汐振動流の上げ潮時と下げ潮時での流れの非対称性によるものであり、本質的に非線形現象であると同時に非対称性を生みやすい地形条件によって助長されるものであるが、潮汐振動流から定常的残差流への渦度輸送の立場からその発生機構が論じられた。この研究はさらに残差流の3次元構造を調べる方向へと発展し、残差流に伴う鉛直循環流が指摘された<sup>15)17)</sup>。

Pingree・Maddock<sup>24)</sup>は、英国海峡の Portland Bill 沖の岬によって剥離する潮汐残差環流を観測し、数値モデル(水平2次元モデル)に非線形移流項(tidal stress)を考慮することによって残差環流が再現できることを示した。また大西<sup>25)</sup>は柳らの基礎的な水理実験結果を数値実験で再現させて残差成分の生成機構を検討し、振動成分の非線形項が既知となれば残差流は再現できることを示した。さらに、安田<sup>26)</sup>は Reynolds 数が大きい場合には、残差流自身による非線形項も生成項として考慮しなければならないことを指摘している。一般に水理模型では流れが剥離しやすく、歪率(幾何縮尺の水平と鉛直の比)の大きい模型ほど剥離タイプの残差流が発生しやすいが<sup>27)</sup>、現地でもこのタイプの残差流が湾全域に存在することが、柳ら<sup>28)</sup>によって笠戸湾の観測でも確かめられ、残差流の振幅は大潮で大きく小潮で小さくなることも見いだされた。

以上述べたように、剥離タイプの潮汐残差流を生み出す非線形効果は、湾口などの地形急変部付近に集積した流れの慣性力が、偏った渦度の分布を湾内に形成することにより、非線形な移流項による振動成分から定常成分への渦度の変換が顕著に行われ、その勾配によって潮汐残差流が生成されることである。この慣性力の方向は、回転系内の遠心力と同様、シア一流中で流れに直角な断面内で流れの強い方へと向かう<sup>29)</sup>。これは流れのシア勾配が顕著なところほど潮汐残差流が発生しやすいことを示している。

## (2) 陸岸および底面の境界層 (Stokes層) タイプ

上述した潮流の非線形性がそれほど強くない場合でも、潮汐振動流が流れのシアーをもつことによって定常的な力を発揮し、潮汐残差流の起動力となることを安田<sup>30)</sup>は示した。彼は振動流のシアー構造が境界層によって形成されると考え、その陸岸および底面境界層に注目して、一定水深の長方形湾でも陸岸境界層が水平循環流を、底面境界層が鉛直循環流を生み出すことを理論的に指摘した<sup>29) 30) 31)</sup>。

境界層に起因する潮汐残差流は、基本的に潮汐振動流の振幅が、流れ方向とそれに垂直な方向に空間的に変化することが必要条件で、潮汐振動流の非線形効果 (流速と渦度の積の変化) の挙動から、その生成機構が論じられた<sup>29)</sup>。すなわち、潮汐振動流の位相分布を無視して考えると、上げ潮時には、湾内に湾奥向き (正) の流れが起こり、陸岸境界層内では、両側で反時計回り (正) と反時計回り (負) (底面境界層内では正) の渦度が生じて、流速と渦度の積は正と負 (底面では正) となる。一方、下げ潮時には、流速は負、渦度はその両側で負と正 (底面では負) となり、その積は、上げ潮時の場合と同符号である。このように1周期を通じて、流速と渦度の積 (tidal stress) は常に同じ向きに作用することになり、この生成項によって定常成分と倍潮成分が同時に生成される。その結果、潮汐振動流の境界層内の強いシアーと流速振幅の勾配によって、陸岸および底面境界層内を湾奥から湾口向きに流れる潮汐残差流の水平・鉛直循環流の構造が明らかにされた。

これに先立ち、Tee<sup>32)</sup>は Fundy 湾奥の Minas Basin における残差流を潮汐残差流として扱い、数値計算により境界層内で生じる渦度から非線形効果として定常的な残差成分が生成されることを示した。振動流中の境界層が定常成分を生み出すことは Schlichting<sup>33)</sup> や Stuart<sup>34)</sup> によっても指摘されており、Abbott<sup>35)</sup> や Ianniello<sup>36)</sup> も Estuary のモデルへ応用している。

これらは本質的には、振動する円柱周りの2次流れや砂れん上の鉛直循環流と類似するものであるが<sup>17)</sup>、潮汐振動流から定常的残差流への発生機構を理解する上で重要である。ただし、定量的には現実とまだまだ隔たりがあり、底面摩擦の評価など未解決の問題点を残している。

## (3) 底面境界層と海底傾斜の相互作用に伴う水平・鉛直循環流

従来取り扱われてきた多くの潮流モデルは、潮流の鉛直構造を無視して鉛直方向に平均化した流速を考慮し、水平2次元的な解析がされているが、これらのモデルでは、海底傾斜に伴う水平・鉛直循環流は説明できない。Fischer<sup>10)</sup> や長島<sup>37)</sup> は、水平な海底地形の場合には鉛直循環流を生成する吹送流や密度流が、海底地形が傾斜すると水平循環流も生じることを示した。安田<sup>38)</sup> は、それ以外にも底面境界層をもつ潮汐振動流が海底傾斜との相互作用によって、潮汐波の進行と垂直な方向に海底が傾斜した台形断面の長方形湾において浅水域から流入し、深水域で流出する水平循環流の形成機構を示した。

さらに、高木・和田<sup>39)</sup>は、海底傾斜の効果が基本的にどのような循環流を生成するかを把握する目的で、水面勾配を2次的に考慮し、潮汐振動流の流動場を3次的に解析した。その結果、安田が示した水平循環流の他に、海底傾斜の底面付近で浅水域(岸)側へ、水面付近では深水域(沖)側を流れる鉛直循環流の流速分布を明らかにした。

#### (4)水深変化と地球自転の相互作用による海嶺周辺の水平循環流

海底の堆(bank)と地球自転の相互作用による潮汐残差流の研究は、オランダやその他の欧米諸国で盛んに行われた<sup>40)</sup>。その理由は、① Wadden Sea と呼ばれるオランダの浅い内湾や、英仏海峡近くの Norfolk Bank 上にある多くの浅瀬で、時計回りの水平循環流が存在していることが観測によって認められたこと、②北海南部のスコットランドとデンマークの間にある Dogger Bank や、アメリカ東海岸沖の Brawn および George Bank などが昔からの好漁場で海洋学的にも早くから注目されていたことなどがあげられる<sup>41)</sup>。

海底の堆(洲、瀬)と地球回転の効果によって生成される潮汐残差流は、これまでほとんど鉛直構造を無視して2次的に解析されてきた<sup>42)43)</sup>。しかし流れはそのシアが存在することによって強い物質分散効果を生み出すこと、また sediment transport の初期移動に大きな影響を及ぼすのは平均流ではなく海底付近の流れであること等から、潮汐残差流の鉛直構造を知ることがきわめて重要であり、3次的な解析が行われている<sup>40)</sup>。その結果、等深線に沿う流れと、コリオリパラメーターの大きさによって様相を変える等深線を横切る流れによって、海嶺を時計回りに循環する残差流の構造が説明された<sup>40)</sup>。この残差流は、底面境界層(Stokes層)に加えて、内部領域の渦度に比例した鉛直流、いわゆる Ekman 収束を伴う Ekman 層に支配されているのが特徴である。

### 3-2 流れのシア効果による物質分散

前節で述べたように、一般に、潮流は鉛直および水平的に流れのシア分布をもち、流動場の渦度の存在による潮汐残差流の生成力を常に内包している。この潮流のシア構造は、潮汐残差流の生成機構とともに、物質分散機構とも密接に関与している<sup>44)</sup>。1970年代初めより、沿岸域の拡散現象に関しては、流れのシア分布およびそのシアに垂直な方向の拡散に結びついたシア拡散あるいは分散(dispersion)が、海域で物質を拡げる主役であるということが常識化してきた<sup>45)</sup>。そのシア効果は Taylor<sup>46)</sup>以後、理論解析の他に水理実験、河川などでの現地実験、さらには数値実験などの手法を用いて解析されてきた。その多くは定常流中におけるものであるが、その中で振動流中のシア効果による物質分散は、最初に Bowden<sup>47)</sup>によって取り扱われ、その後、Holly・Harleman・Fishcher<sup>48)</sup>によって解析されてきた<sup>49)</sup>。さらに安田<sup>49)50)</sup>は、振動流の境界層のシア効果による物質分散機構を明らかにし、その効果は、従来取り扱われていた線形流速分布の場合よりもかなり大きくなることを示している。

### (1) 平均流の不均一性とシア-拡散 (分散)

染料の拡散実験を行うと、放出時の染料パッチが水平方向にはほぼ円形で、鉛直方向には海面から数mの深さに拡がった円柱形をしていたとしても、パッチはそれぞれの深さにおける平均流のシア-によって変形され、それに鉛直拡散が働いて(たとえ水平拡散がないとしても)パッチは水平方向に分散させられる<sup>51)</sup>。平均流の鉛直シア-によるパッチの変形と鉛直方向の拡散との相互作用(シア-効果)が海洋における水平拡散に重要な役割を果していることを初めて指摘したのは Bowles ら<sup>52)</sup>であり、それは Joseph and Sendner と Ozmidov が乱流による水平拡散の理論を出したのと同じ年である<sup>45)</sup>。

シア-拡散は鉛直シア-と鉛直拡散の組合せに限らず、水平シア-と水平拡散の組合せによっても全く同じ原理で水平混合が起こることがわかる。海域の流れは必ずシア-を伴うから、それによる分散は普遍的なものと言わざるを得ない。またシア-拡散は全くのランダムな運動による拡散の理論と異なり、海洋中に存在する大きなスケールの平均流(移流)の不均一性と、それよりも小さい渦による拡散との相互作用の結果として生じた分散を論じるものであって、分散の速さだけでなく、パッチの形状変化なども扱うことができる<sup>45)</sup>。

厳密に言うと、シア-は流速の不均一性の一部分に過ぎない。一般に速度勾配テンソルは発散、収束、渦度、伸び変形率、シア-変形率を含むが、シア-拡散と同じ原理で速度勾配テンソル場での変形と拡散の組合せによって分散が起こる。特に発散・収束の場での分散は、浮遊物の水平拡散に大切な役割を果たしている<sup>45)</sup>。

### (2) 実際の海域におけるシア-拡散

浅海、内湾、Estuary などではパッチは海面から海底まで拡がり、鉛直シア-を受けるパッチの有効な深さは限定される。このように海面と海底の両方に境界がある場合のシア-効果は、流動場に固有の、しかも一定の水平分散率を与える。この結果は、Taylor<sup>46)</sup>による管路内の物質拡散の研究によって明らかにされ、その成果が河川、湖沼、海洋の拡散に広く応用されて、流速データを基にして水平分散率の見積りができるようになったのは、1960年代のことである。一方、潮流のようにシア-の方向と大きさが周期的に変わる平均流によるシア-効果は、河川と異なり湾や Estuary の水平分散に特有な役割を演じている。ここでは、潮流の周期と鉛直混合の特性時間との関係によってシア-効果が決まる。すなわち、潮流によるシア-効果が発揮されるためには、鉛直混合の特性時間が潮流の周期に比べてかなり短くなくてはならない。また一般に、一様なシア-による分散の方がそれと同じ振幅をもつ周期的なシア-による分散に比べて卓越することも予想される<sup>45)</sup>。

岸が複雑な形状をしている河川や Estuary では、岸のポケット部に拡散物質の一部が溜り、それがゆっくりと主流に再分散するという機構(trapping)によって有効な水平分散が生じることが指摘されている<sup>47)</sup>。それは境界層を含む一種のシア-拡散として考えられることもでき

るが、簡単なモデルによる取扱いも行われている<sup>45)</sup>。

実海域の染料や浮標を用いた拡散実験では、その結果から、いかに①シアアの効果を除いて真の乱流拡散係数を求めるか、②潮流・吹送流などのシアアを定量化して現場の時・空間スケールに有効な分散係数を求めるかの努力が払われている<sup>18)</sup>。前者についてはほぼ手法として確立してきたが、後者についてはいくつかの理論モデルは提案されているものの、観測と結びついた手法としてはまだ確立していない。

### 3-3 海洋生態系に係わる物理過程

生態系における非生物的環境要素の働き、特に最も基本的な要素となる海水流動などの物理過程と生態系の係わりを明確にするには、生態系の dynamics に見合った時間・空間スケールの物理過程に注目し、両者の関係を動的に捉えていくことが必要となる。生態系では、分散と集中の微妙なバランスが生物個体群の動きを支配し、それに種内・種間競争の関係が絡み合い、複雑な中にも何らかの秩序が動的に保たれている。このような種内・種間相互作用をする生態系では、拡散がしばしば個体群の分布を不安定にし、patchness の発生という拡散の均一化の原理に一見逆らうような現象が起こり得る<sup>53)</sup>。すなわち、このことは、エントロピーの減少（patchness の形成）が起こる可能性を示している。このように生態系に影響を及ぼす海水流動機構は、基本的に重要であるが、生物個体群の動的モデルを十分に確立するには至っていない。

生態系と流動場の構造については次のような実証的な報告がされている。ベルギー沿岸域でここ数年にわたって実施された沿岸生態系に関する総合調査結果は、シュルツ河口から供給される栄養物質を起源にした食物連鎖系が、この海域の残差流系と密接に関連した構造をしていることを示している<sup>53)</sup>。Nihoul<sup>54)</sup>はこのようにいくつかの事例を示しながら、残差流やフロント・渦といった準定常的な流動場が生物生産に重要な働きをしていることを指摘し、問題とする生態系の dynamics に対応した時・空間スケールの流動構造を力学的に解明していく新たな研究分野「生態水力学 (Ecohydrodynamics)」の確立を主張している。また、Legendre はほぼ同様の趣旨から、水力学的過程とそれに対する生物の応答との時・空間スケールの整合性について体系的な review を取りまとめ、水力学的な過程を海洋生態系の動力源として明確に位置づけた「生物海洋力学 (Dynamic Biological Oceanography)」の導入を提唱している<sup>53)</sup>。

## 第4節 本研究の意図と本論文の構成

### 4-1 本研究の意図

沿岸域の一つの代表である内湾の特徴は、多かれ少なかれ海域としての閉鎖性あるいは独立性をもつことにあるといわれている<sup>7)</sup>。ただし、内湾の閉鎖性とは外洋からの閉鎖性、つまり

外洋からの影響の少なさの表現であって、内湾が本質的に閉じた存在であることを意味するものではない。すなわち内湾の流れ場の力学的バランスは、常に境界の影響を強く受けて変化しており、その内部における様々な物理量の変動は、内湾水域を形成している境界（海面・海底・陸岸・湾口）を通して流入する物理量のあるバランスによって定まってくる<sup>7)</sup>。

内湾では、その内部の流動特性が地形形状によって潜在的に決定されている場合も少なくない。表-1.4.1は、その一例としてわが国の代表的な内湾域について、地形パラメーターの関数である閉鎖度指数（Enclosed Index: E. I.）を示したものである。

表-1.4.1 わが国の代表的な内湾域の閉鎖度指数<sup>55)</sup>

総合判断	地形的閉鎖性による類型	卓越流動による類型	海 域	閉鎖度指数 E. I.
閉鎖性	閉鎖性 E. I. $\geq 2$	潮流強混合型	有明海	9.4
			鹿児島湾	6.0
			陸奥湾	5.0
		潮流・湾内性 恒流共存型	東京湾	4.2
			大阪湾	3.4
			三河湾	2.5
開放性	半閉鎖性 $1 < E. I. < 2$	外洋性恒流 支配型	伊勢湾	1.9
			噴火湾	1.9
	開放性 E. I. $\leq 1$		別府湾	1.1
			志布志湾	0.87
			駿河湾	0.86
			秋田湾	0.47

閉鎖度指数とは、湾口部断面積に対する湾内断面積の比として次式で定義されるものである<sup>55)</sup>。

$$E. I. = \frac{\sqrt{S_a} \cdot D_1}{W \cdot D_2} \quad (1.4.1)$$

ここに、 $S_a$ ：湾の面積、 $W$ ：湾口幅、 $D_1$ ：湾内最大水深、 $D_2$ ：湾口部最大水深である。村上<sup>55)</sup>によれば、E. I. が1～2の場合を半閉鎖性内湾域、2以上を閉鎖性内湾域と分類しているが、これら閉鎖性の内湾では、湾口部を通しての湾内水と外海水の海水交換率があまり大きくないことが知られている。

このような閉鎖的な内湾域には、第2節で述べた多種多様な成因をもつ恒流が存在し、水平・鉛直循環流を形成している。この循環流から取り残された形で停滞性水域が存在している<sup>3)</sup>。すなわち湾内には循環流域と停滞性水域とが共存し、潮流の弱い停滞性水域内に富栄養な河川水が滞留することから、強い貧酸素水塊の形成と赤潮の発生を伴い、また海底にはヘドロが堆積する結果となる。

停滞性が強い海域では、恒流を含めた潮流場が根本的に変化しなければ、その海域での流動環境を改善することはできない。こうした流動環境場の改善は、可能な限り自然を破壊しないで、海底地形を含めた湾の形状や湾口部の潮流の強さなどを変化させて、停滞性水域に循環流を発生させることが必要となる。潮流場を変化させたり、海水交換量を促進させる具体的な工学的手法としては、作渚、導流堤、海底構築物（潜堤、人工魚礁）や、湾口改良などが知られている。これらに海底地形そのものを変化させる新たな手法を加えて、地形変化の位置、規模などを変えることによって、水平・鉛直循環流の規模を広域的に制御することが必要となってきた<sup>3)</sup>。そのためには、潮流場のシア-構造をどのように制御すれば、それに関与する潮汐残差流が如何に生成され、またその潮汐残差流がどのような循環流を形成するのか、など基本的な海水の流動機構を把握する必要がある。

そこで、まずこのような海域に存在する特徴的な水塊の形成は、どのような流動構造によって支配されるのか、またその流動構造に寄与する主要な物理的要素は何かを明確にする必要がある。基本的には、各海域に当然潮流が存在し、移流・拡散効果として作用しているが、その潮流の上に、第2節で述べた様々な成因をもつ恒流（潮流系、吹送流系、密度流系）が重なり合って、その海域特有の物質輸送形態を構成しているものと考えられる。しかし、これらの恒流系がどの程度物質分散過程に寄与するかを一般的に評価することは困難なのが現状であり、具体的な内湾を対象にして、季節変動の中でそれらの重要性を捉えていく必要がある。

本研究では物質分散機構を支配する基本的な流動要素として、潮流系、すなわち内湾で常に存在して卓越する潮汐振動流と、恒流としてその振動流のシア-構造に直接関与する潮汐残差流に着目する。沿岸水理学の基礎的研究において、この潮汐残差流の生成・維持機構および物質分散（シア-拡散）機構に直接関与する潮汐振動流の水平・鉛直シア-構造が、海水流動場をどのように支配しているかを明確にすることが基本的に重要である。

#### 4-2 本論文の構成

本論文は、第1章において、閉鎖性海域を代表する内湾域では、閉鎖的であるが故に複雑な流動場と水質環境が形成され、海洋生態系に係わる物理過程を含めた閉鎖性海域における物質輸送機構の基本的理解や停滞性の著しい水域の水質環境改善を目的にした流況制御の観点からは、第一に流動場のシア-構造と密接に関係した恒流の成因、特に潮汐残差流の生成・維持機

構とシアア効果による物質分散機構の解明が基本的に重要であることを主張し、各章の概要を示す。

第2章では、まず伊勢湾を閉鎖性海域の代表例として取り上げ、内湾全域の水塊分布の物理的性格を大局的に明らかにするために、河川水の流入量の多い豊水期（5月～9月）と河川流量の少ない渇水期（11月～1月）の対照的な時期に分け、自然界の外的条件による作用の結果として象徴される水塊分布とその形成過程の実態について考察する。解析資料としては、伊勢湾全域を対象とした定期的現地観測資料およびリモートセンシング情報による海面熱画像資料である。ついで、水塊分布が潮流や恒流などの流れ場の構造とどのように係わり、どのような水塊が形成されていくかを明らかにする基礎として、伊勢湾の特性を代表する閉鎖的な知多湾を例に取り考察する。このため、海底地形、陸岸地形（防波堤開口部）、外力（潮汐条件）などの境界条件および密度成層状態などを変化させた水理模型実験から、水塊分布の形成に影響を及ぼす潮流場の変化とその流れのシアア構造によって生成される潮汐残差流の生成機構を考察しつつ、物質輸送や海水交換機構に係わる物理的な構造の把握を行う。

第3章では、潮流のように流速の振幅と位相が絶えず時間的に変化している流れ場の内部流速を把握するために、特に緩流速域の流動場の内部構造を計測する目的で、安定性の高い流速計としてトレーサー法を原理とする差温式微流速計を開発した。さらに、その基本特性を検討するとともに、水理実験から長周期波動による流れ場においてその適用性を検証した。この流れ場の内部流速、すなわち流れ場の水平・鉛直シアアの構造の把握は、それに直接関与する潮汐残差流の生成・維持機構、物質分散（シアア拡散）機構および湾内水と外海水との海水交換機構を理解する上で必要不可欠である。

第4章では、流れ場のシアア構造に直接関与する潮汐残差流の生成・維持機構の基本を明らかにするために、鉛直2次元場を考え、流れの鉛直シアア勾配の大きな底面境界層に起因する潮汐残差流に着目する。この底面境界層は、底面付近に存在する粘性力の卓越した領域であり、底面摩擦応力がこの境界層を介して、流れ場に鉛直シアアを与えている。潮流のような長周期波動場では、境界層厚が相対的に大きくなるために、その内部の流動場については、水深が境界層厚よりも十分大きい条件下で求められた従来の理論解（近似解）を適用できない。

そこで、まず、境界層厚が水深よりも大きい場合の流動場を理解するために、摂動法により、自由表面における流速の境界条件を満足する理論解（厳密解）を誘導する。この理論解（厳密解）と従来の近似解の比較から、定常成分を含めた流動場と底面摩擦応力の特性を考察しつつ、新たに求めた理論解（厳密解）によって、近似解の適用範囲外でのそれらの特性を吟味する。ついで、水理実験において、Shear Meterによる底面摩擦応力の直接測定、また第3章で述べた差温式微流速計などによる内部流速の計測を合わせて行い、理論解を基に底面摩擦応力の特性を流況特性と関連づけて検討を加える。さらに、これら流速と底面摩擦応力の定常成分を含めた

底面摩擦係数を定義し、Reynolds 数との関係で定式化を行い、従来の底面摩擦係数に対する提案式と比較する。

第5章では、第4章で述べた一様水深の鉛直2次元の流動場を基礎に、底面が傾斜した3次元の流動場を想定することにより、流動場の3次元性、すなわち水平・鉛直シアアの分布が潮汐残差流の生成・維持機構とどのように関与しているかを明らかにする。まず、海底傾斜の効果が基本的にどのような循環流を生成するかを把握する目的で、潮汐波の進行と垂直な方向に海底が一様に傾斜した海域を取り上げ、水面勾配を2次元的に考慮し、潮汐振動流の流動場を3次元的に解析する。その結果、従来水平・鉛直循環流の生成要因として考えられていた吹送流および密度流だけでなく、海底傾斜と底面境界層による相互作用が、水平循環流のみならず鉛直循環流の生成要因となることを理論的に指摘する。ついで、底面勾配を変化させた水理実験により、湾口部における流れのシアア構造と、湾内部に形成される水平残差環流(循環流)の形態(環流の個数とそのスケール)が密接に関与していることを指摘し、その流動場を渦度分布から考察しつつ、水平残差環流の循環特性を吟味する。また、湾口部における流れの水平シアア分布に依存する水平残差環流を運動エネルギーの観点から考察し、水平残差環流の個数およびそれが安定化する程度を表す指標、循環流安定数を提案する。加えて、実験で得られた残差環流形態に類似した現地観測例を挙げる。さらに、実験結果から得られた潮汐振動流および水平残差環流を単純にモデル化し、Lagrange 的手法に基づく数値シミュレーションによって、潮汐振動流と残差環流が、湾内部領域の物質輸送機構や湾口境界での外海水との海水交換にどのように係わっているかを考察する。

最後に、第6章では本研究で得られた主要な結論を取りまとめる。

以上のように、本研究は閉鎖性海域において、長期的な物質分散機構に影響を及ぼす潮汐残差流の生成・維持機構を把握する目的で、海水流動場の水平・鉛直シアア構造に着目した基礎的な研究である。

#### 参考文献

- 1) 沿岸海洋学会設立決議文
- 2) 岩田好一郎：ウォーターフロント開発における海岸工学，昭和63年度土木学会中部支部第3回講演会，ウォーターフロント開発の現状と問題点，pp.15～16，1988.6.
- 3) 海洋科学技術センター・海域制御技術研究会編：(セミナー)海域制御と科学技術，p.261，1988.6.
- 4) 上嶋英機：瀬戸内海の物質輸送と海水交換性に関する研究，中国工業技術試験所研究報告，第1号，p.179，1986.12.

- 5) 柳 哲雄・和田 明：シンポジウム「海洋工学の最近の歩み」のまとめ，沿岸海洋研究ノ  
ート，第25巻，第1号，pp.50～51，1987.
- 6) 宇野木早苗：内湾の物理環境，内湾の環境科学上巻(西条八束編)，pp.63～162，1984.
- 7) 国司秀明・宇野木早苗：内湾の海況，海洋環境の科学(堀部純男編)，pp.49～91，1977.
- 8) 柳 哲雄・柏井 誠・安田秀一・樋口明生・北川良男：Tidal Residual Circulationに関  
する基礎的研究，京都大学防災研究所年報，17B, pp.657～667, 1974.
- 9) 平野敏行編：沿岸域保全のための海の環境科学，恒星社厚生閣，pp.3～79, 1983.
- 10) Fisher, H. B.: Mass transport mechanisms in partially stratified estuaries, *J. of  
Fluid Mech.*, vol. 53, pp. 671～687, 1972.
- 11) 樋口明生，柳 哲雄，柏井 誠：潮流による拡散の水理模型実験について(V)，京都大学  
防災研究所年報第16号 B，pp.619～629，1973.
- 12) Sugimoto, T: Effect of boundary geometries on tidal currents and tidal mixing, *J.  
Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 31, pp. 1～4, 1975.
- 13) Sugimoto, T: Physical studies on the near-shore oceanography, *J. Oceanogr. Soc.  
Japan*, vol. 32, pp. 297～304, 1976.
- 14) 杉本隆成・上嶋英機・安田秀一・柳 哲雄・樋口明生：潮汐残差環流の生成機構について，  
中国工業技術試験所報告，第1号，pp.35～50, 1976.
- 15) 日本海洋学会編：海洋環境調査法，p. 666，1979.
- 16) 大西行雄ら：内湾の物質分散過程における潮流と恒流の相乗効果，京都大学防災研究所年  
報，第23号 B-2，pp319～332，1980.
- 17) 長島秀樹・大西行雄：日本における海洋学最近10年の歩み，海洋物理学(理論・数値実験)，  
日本海洋学会誌，第37巻，第6号，pp.310～311, 1981.
- 18) 柳 哲雄・西 勝也：日本における海洋学最近10年の歩み，海洋物理学(観測・水理実験)，  
日本海洋学会誌，第37巻，第6号，pp.311～312, 1981.
- 19) Robinson, I. S.: Tidally induced residual flows, *Physical Oceanography of Coastal  
and Shelf Seas* (editor: B. Johns), Elsevier Oceanography Series, 35, pp. 321～356, 1983.
- 20) Zimmerman J. T. F.: Dynamics, diffusion and geomorphological significance of tidal  
residual eddies, *Nature*, Vol. 290, No. 16, pp. 549～555, 1981.
- 21) 山田紀男・矢野雄幸：水路部研究報告，第6号，p. 63, 1971.
- 22) Yanagi, T.: Fundamental study on the tidal residual circulation (I), *J. Oceanogr.  
Soc. Japan*, vol. 32, pp. 199～208, 1976.
- 23) Yanagi, T.: Fundamental study on the tidal residual circulation (II), *J. Oceanogr.  
Soc. Japan*, vol. 34, pp. 67～72, 1978.

- 24) Pingree, R.D. and L., Maddock: Tidal residual in the English channel, *J. Mar. Bid. Assoc. U.K.*, 57, pp. 339~354, 1977.
- 25) Oonishi, Y.: A Numerical study on the tidal residual flow, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 33, pp. 207~218, 1977.
- 26) 安田秀一: 剥離による潮汐残差流に関する実験的研究, 中国工業技術試験所報告, No. 10, pp. 53~69, 1980.
- 27) 安田秀一・樋口明生・早川典生: 瀬戸内海水理模型における縮率効果に関する研究, 中国工業技術試験所報告, 第1号, pp. 61~78, 1976.
- 28) 柳 哲雄・安田秀一: 笠戸湾の潮汐残差流に関する水理模型実験, 中国工業技術試験所報告, 第2号, pp. 31~40, 1977.
- 29) 安田秀一: 陸岸境界層による潮汐残差流に関する理論的研究, 中国工業技術試験所報告, 第12号, pp. 1~15, 1980.
- 30) 安田秀一: 密度の均質な湾内の潮流による鉛直循環流, 中国工業技術試験所報告, 第16号, pp. 21~39, 1982.
- 31) 安田秀一: 境界層による潮汐残差流系——その方程式と湾長が任意の場合の解——, 中国工業技術試験所報告, 第19号, pp. 67~86, 1983.
- 32) Tee, K.T.: Tide-induced residual current, a 2-D nonlinear numerical tidal model, *J. Mar. Res.*, vol. 34, pp. 603~628, 1976.
- 33) Schlichting, H.: *Boundary-layer theory*, p. 391, 1966.
- 34) Stuart, J.T.: *Laminar boundary layers*, Chap. VII, p. 349, 1963.
- 35) Abbott, M.R.: Boundary layer effects in estuaries, *J. Mar. Res.* vol. 18, pp. 83~100, 1960.
- 36) Ianniello, J.P.: Tidally induced residual currents in estuaries of constant breadth and depth, *J. Mar. Res.* vol. 35, pp. 755~786, 1977.
- 37) 長島秀樹: 傾いた底をもつ水道の吹送流, 理化学研究所研究報告, 第58号, 第2号, pp. 23~27, 1982.
- 38) Yasuda, H.: Horizontal circulations caused by the bottom oscillatory boundary layer in a bay with a sloping bed, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 40, pp. 124~134, 1984.
- 39) 高木不折・和田 清: 底面境界層に起因する潮汐残差流の生成構造, 土木学会論文集, II - 9, 第393号, pp. 87~94, 1988.
- 40) 安田秀一・Zimmerman, J.T.F.: 海底の起伏によって発生する潮汐残差流 (弱非線形領域における3次元解析), 中国工業技術試験所報告, 第28号, pp. 13~31, 1987.

- 41) 安田秀一・Zimmerman, J. T. F. : 海底の堆に起因する潮汐残差流——オランダおよびその周辺諸国の海洋研究——, 第12回中工試研究発表会講演概要集, pp. 9~13, 1985.
- 42) Zimmerman, J. T. F. : Vorticity transfer by tidal currents over an irregular topography, *J. Mar. Res.*, vol. 38, pp. 601~630, 1980.
- 43) Robinson, I. S. : Tidal vorticity and residual circulation, *Deep Sea Res.*, vol. 28A, No. 3, pp. 195~212, 1981.
- 44) 安田秀一 : 境界層に起因する潮汐残差流と物質分散, 中国工業技術試験所研究報告, 第3号, p. 81, 1987. 3.
- 45) Okubo, A. : The study of oceanic turbulent diffusion, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, vol. 39, pp. 327~331, 1983.
- 46) Taylor, G. I. : Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube, *Proc. Roy. Soc. London*, A219, pp. 186~203, 1953.
- 47) Bowden, K. F. : Horizontal mixing in the sea due to a shearing current, *J. Fluid Mech.*, vol. 21, pp. 83~95, 1965.
- 48) Holly E. R., D. F. R. Harleman and H. B. Fischer : Dispersion in homogeneous estuary flow, *J. Hy. Div. Proc. ASCE*, vol. 96, pp. 1691~1709, 1970.
- 49) 安田秀一 : 振動流中の境界層による物質分散——瞬間線源の場合の解析——, 中国工業技術試験所報告, 第20号, pp. 25~39, 1983.
- 50) 安田秀一 : 定常流および振動流のシア効果による物質分散, 中国工業技術試験所報告, 第25号, pp. 29~53, 1985.
- 51) 大久保明 : 海洋乱流・拡散, 海洋物理 I, 東海大学出版会, pp. 267-381, 1970.
- 52) Bowles, P., R. H. Burns, F. Hudswell and R. T. P. Whipple : Sea disposal of low activity effluent, *Proc. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy*, 2nd, Geneva, vol. 18, pp. 376~389, 1958.
- 53) 中田英昭 : 海洋生態系における非生物的環境——沿岸・陸棚フロント域の生態系にかかわる物理過程を中心として——, *海洋科学*, vol. 18, No. 1, pp. 40~46, 1986.
- 54) Nihoul, J. C. J. : In "Ecohydrodynamics", Elsevier, Amsterdam, pp. 1~12, 1981.
- 55) 村上和男 : 内湾域の海水交換について, 昭和62年度運輸省港湾技術研究所講演会講演集, p. 73, 1987. 12.

## 第2章 閉鎖性湾内の水塊分布 とその形成過程

### 第1節 概説

外洋から半ば閉鎖された地形をもつ伊勢湾では、陸上で社会的活動にともなう生じる水質汚濁に対する環境の保全と維持、人類にとって必要な資源の確保、さらに適正な海洋利用の立場から、伊勢湾の海水流動機構や海水の生化学的挙動を明らかにすることが重要となっている。特に過去十数年間は、高度経済成長による沿岸海域の公害、富栄養化といった広域的な問題が生じ、このような海洋環境問題を扱うようになってからは、その対象海域が広域化し湾規模にまで拡大されていった<sup>1)</sup>。しかし、対象海域の時空間スケールが大きくなるほど、海水運動に係わる物理的な要因(素過程)が多く複雑になってくる。

海水中に存在する物質は、水を媒体として輸送拡散されるために、物質濃度は一定でなく主要な周期成分(潮汐振動流)と恒流をもつ潮流場により、輸送・拡散されながら一様化し、広域的なしかも多くの物理的海洋要素(水温・塩分など)によって構成される水塊分布が内湾に形成されている<sup>2)</sup>。この水塊分布の物理的特性を把握し、その形成過程を明らかにすることは、その海域の物質輸送機構や海水交換能力を知る上で重要である。

本章では、まず第2節においてマクロ的な視点から、内湾環境の季節的変動を含めた長時間スケールの中で、どのように水塊が分布しているのかを明らかにするために、閉鎖的な内湾として伊勢湾を例にとり考察する。伊勢湾は、表-1.4.1に示した閉鎖度指数が比較的大きく、潮流と恒流が共存する流動場をもつ代表的な閉鎖性内湾域である。具体的には、伊勢湾の水塊形成に大きく貢献している陸水(河川水)流入による拡散状況と水塊分布を、河川水の流入量の多い豊水期(5月~9月)と河川流量の少ない渇水期(11月~1月)の対照的な時期に分け、リモートセンシング情報の現地広域調査結果、伊勢湾域での定期的水質調査などから考察する。リモートセンシング情報としては、ランドサットMSSデータを使用し、SS(懸濁物質)分布から河川水の影響範囲を概観する。また、伊勢湾内外で毎月1回定期的に実施されている水質調査の資料から、水温、塩分などの海洋要素の水平・鉛直分布構造を示し、季節的な水塊分布の特性を把握する。

次いで、第3節では、閉鎖的な伊勢湾の特性を代表する知多湾を例に取り上げ、水理模型実験から、水塊分布の形成過程に影響を及ぼす潮流や恒流などの流れ場の構造が、海底地形や陸岸地形(防波堤開口部)、外力(潮汐条件)などの境界条件および密度成層状態とどのように関わっているかを考察する。特に、上げ潮と下げ潮最盛時の流況に着目し、その渦度分布の対称性

から、大局的に潮汐残差環流の渦度バランスを考察するとともに、残差環流による物質輸送や海水交換機構に係わる物理的な構造の把握を行う。

最後に、第4節では、本章で得られた主要な結論を述べる。

## 第2節 伊勢湾の水塊分布とその変動特性

### 2-1 伊勢湾の地形的条件と概要

伊勢湾は、東京湾や大阪湾などと同様、地殻構造運動によって生じた陸域内の沈降盆地の一部であり、湾底は陸域からの供給物質によって埋め立てられた比較的浅い水深をもつのが特徴である。伊勢湾域は知多半島によって、西の狭義の伊勢湾と東の三河湾とに分かれており、三河湾はさらに知多半島沿いの知多湾と渥美半島沿いの渥美湾（狭義の三河湾）とに分かれている。伊勢湾の平均水深は約20mと浅く、中央はややくぼんで最大水深は30数mである。一方、三河湾は伊勢湾の横腹に接して伊勢湾より浅く、平均水深は9m余りに過ぎない。また伊勢湾は三河湾に比べ、表面積は約3倍、体積は約6倍となっている<sup>3)</sup>。湾口部の伊良湖水道には局所的に水深100mに達するところもあるが、外洋に出ると再び浅くなって浅海が続き、やがて大陸棚斜面となる。

伊勢湾海域には、多くの河川水が流入しており、それらの総流量は他の内湾に比べて相当大きい。主要な河川の年平均流量は、木曾川 345 m<sup>3</sup>/s、長良川 136 m<sup>3</sup>/s、揖斐川 124 m<sup>3</sup>/s、矢作川 50 m<sup>3</sup>/s、豊川 32 m<sup>3</sup>/s程度であり、木曾三川は伊勢湾に流入する主要河川流量の約80%を占めている<sup>4)</sup>。また年平均総河川流量と伊勢湾容量の比、すなわち湾内水が全て河川流によって押し出されて置換される時間を求めると1.3年程度で、東京湾や大阪湾よりも河川水による交換時間が早いことが知られている<sup>4)</sup>。このことから伊勢湾は、陸水の影響を強く受ける Estuary であることが理解できる。

### 2-2 リモートセンシング情報からみた水塊の空間分布

人工衛星および航空機によるリモートセンシング技術が発達し、広域の海洋情報が簡単に入手できる今日、これまで把握できなかった大スケールの現象を発見し、解明することが可能となった。この調査手法は直接的な観測手法に比べ、定量的な評価に難点が残されているものの、広域情報を相対的に早く、同時に得られる点が最大の長所である。しかし、天候などの気象条件、衛星軌道と周期により、一定海域を時系列的に連続した画像を得るには無理な面もある<sup>1)</sup>。そこで、本節では、伊勢湾において豊水期と渇水期の対照的な二時期に限定し、比較的分解能の高い海面情報が得られるランドサットによる情報から河川水の水塊分布を概観する。またシー・トルースとしてほぼ同時期に実施された海洋観測データから、豊水期および渇水期にお

ける水塊の水平・鉛直分布構造の差異を考察する。

ランドサットのMSS情報の画像解析から、豊水期（1985年9月26日）および渇水期（1986年12月2日）のSS（懸濁物質）データを表示したのが、それぞれ写真-2.2.1～2.2.2である<sup>5)</sup>。これらの写真が撮られた時点での河川水の流入状況は以下のである。豊水期では9月23日前後に停滞前線の発達が中部地方に大雨をもたらし、その木曾三川の日平均流量データは、9月24日に3240 m<sup>3</sup>/s、25日に2200 m<sup>3</sup>/s程度である。一方、渇水期では、その1カ月前まで河川流量に影響を与える降雨はなく、流量は安定していて木曾三川合わせて330 m<sup>3</sup>/s程度である<sup>5)</sup>。

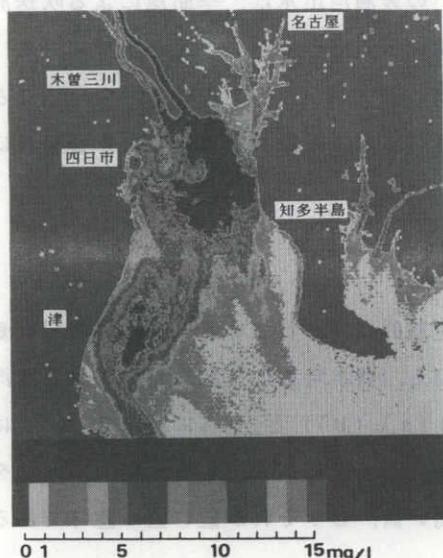


写真-2.2.1 豊水期のSS分布  
(1985.9.26)

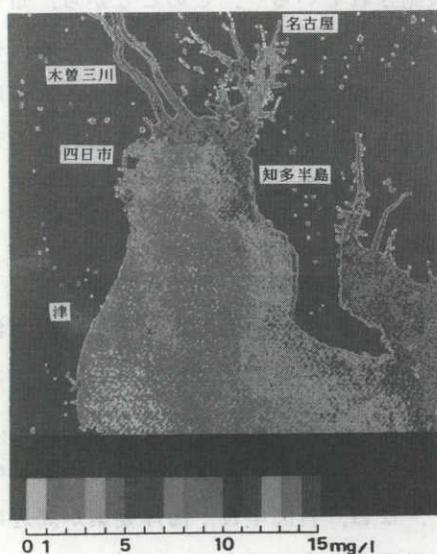


写真-2.2.2 渇水期のSS分布  
(1986.12.2)

夏期の成層期から冬期の鉛直混合期への移行期である豊水期の水塊分布（写真-2.2.1）は、木曾三川を起源にもつ濃度の高い濁水を含んだ河川水が木曾川河口、津市北東部の2カ所に位置しており、全体として明確な濁度フロントを保持しながら、伊勢湾西岸に沿って湾口部へ流出する傾向が見られる。この流出は、平水時に河川で堆積した物質が大量に沖合いへ輸送されるので、河川水が内湾に与える負荷を考える場合、この洪水流の間欠的な特性は重要であることを示唆している。

このような伊勢湾西岸に沿って河川水が流出する流れの要因としては、次のように考えることができよう。木曾三川からの河川水は、その流れの慣性力に比例して湾内に噴流的に拡がり、この湾奥部は、水平・鉛直混合が盛んに行われる海域である。その後、この水塊は周辺水との密度差が十分に解消されないまま湾中央部に進み、その海域で卓越すると言われている潮汐残

差流や、地球自転（コリオリ力）の影響を受けて、流れは右側（三重県側）へ偏向される。さらに流速の水平シアー勾配の大きい陸岸境界層を通じて、効果的に河川水が湾口へ輸送されて、湾外へ流出するものと考えられる。

一方、鉛直混合の発達期である渇水期のSS分布（写真-2.2.2）は、伊勢湾西岸に濁度濃度の低い遷移水（河川水と海水の混合過程にある水塊）が認められるものの、木曾三川から伊勢湾東岸（知多半島）に沿って南東方向に濁水を含む河川水が分布し、知多半島の南部にまで延びている。一般に伊勢湾では冬期に北西方向の季節風が卓越するが、渇水期においてもその観測日1週間前から、日平均最大風速5～8m/s程度の北あるいは北西からの卓越風が伊良湖で観測されている<sup>6)</sup>。このことから、知多半島沿いの表層河川水は、季節風による吹送流によって知多半島側に流され、陸岸境界層内を通じて湾口へ流出していくことが予想される。

このように豊水期と渇水期において、河川水の流出パターンが対照的に異なっていることが注目され、その水塊形成には潮流のみならず、季節的な気象・海象などの変動が影響を及ぼしていることを示唆している。

### 2-3 海洋観測データとの比較

海洋観測データとしては、伊勢湾内で毎月1回定期的に行われている水質観測資料（愛知県水産試験場、三重県水産技術センターなど）を使用し、豊水時および渇水時における海洋要素（水温および塩分）の水平分布（図-2.2.1～4(a),(b)）と、さらに図-2.2.5に示した観測線（図中実線）に沿った海洋要素の鉛直断面分布（図-2.2.6～9(a),(b)）を求めた<sup>5)</sup>。なお、各図中H：海洋要素が周辺に比べて高い値、L：それが低い値の意味である。

#### (1) 海洋要素の水平分布

図-2.2.1(b)(0m層)、図-2.2.2(b)(10m層)からわかるように、豊水期における伊勢湾内外では、水温は21～22℃の範囲で水平および鉛直方向にほぼ均一であるが、湾内の塩分は、特に1m以浅の表層において30‰以下の低塩であり、湾奥部四日市から津にかけて低塩分(25‰以下)の水塊が存在している（図-2.2.3(b)参照）。この豊水期における塩分の水平分布は、衛星画像で捉えた伊勢湾の西側に沿って濁水が外洋へ流出する傾向を反映して、この付近での表層塩分濃度が低下しているのが特徴である。

一方、渇水期からは次のようなことがわかる。伊勢湾内において、水温は14～15℃の範囲で水平・鉛直方向に均一であるが（図-2.2.1～2(a)参照）、湾口部には、冬期特有の温度前線(20℃以上)が形成されている。また淡水流入の少ない渇水期の塩分濃度は、湾奥部へ進むにつれて湾口部の高塩(34‰)な水塊から低塩(31‰)な水塊へと緩やかに分布している（図-2.2.3(a)(0m層)、図-2.2.4(a)(10m層)参照）。

さらに、湾口部における水温・塩分の水平分布から、豊水期と渇水期を通じて、湾口西（三

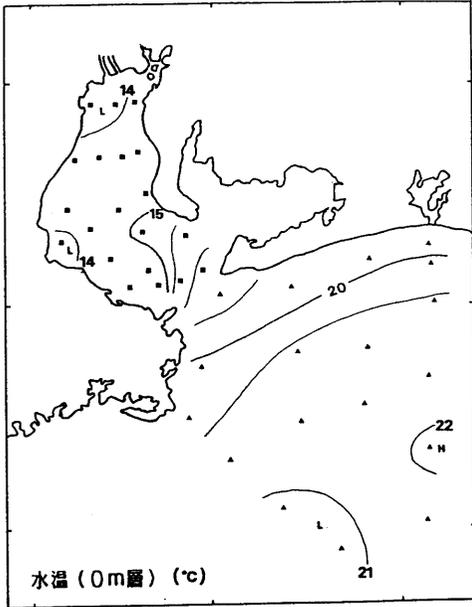


図-2.2.1(a) 水温(0m層)の水平分布  
(渇水期)

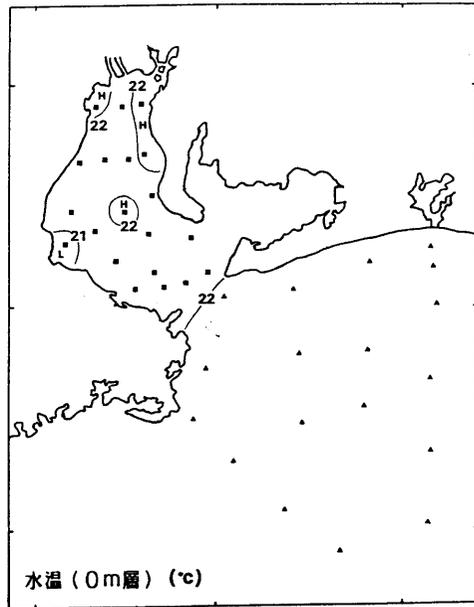


図-2.2.1(b) 水温(0m層)の水平分布  
(豊水期)

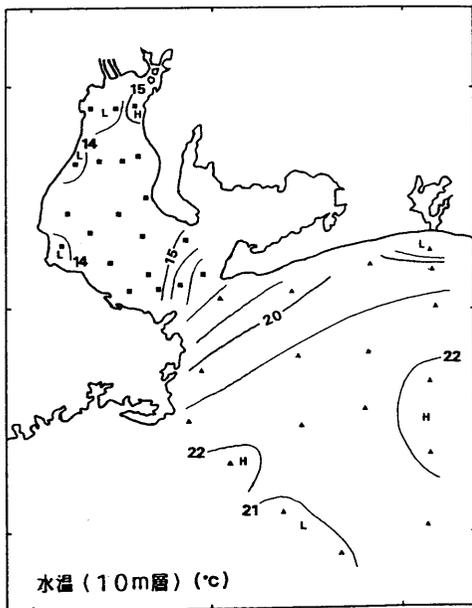


図-2.2.2(a) 水温(10m層)の水平分布  
(渇水期)

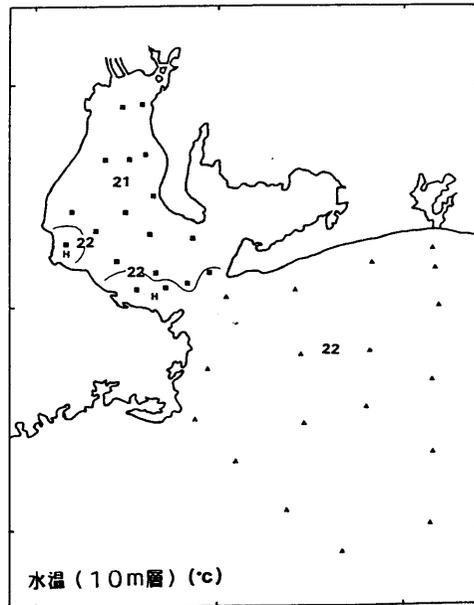


図-2.2.2(b) 水温(10m層)の水平分布  
(豊水期)

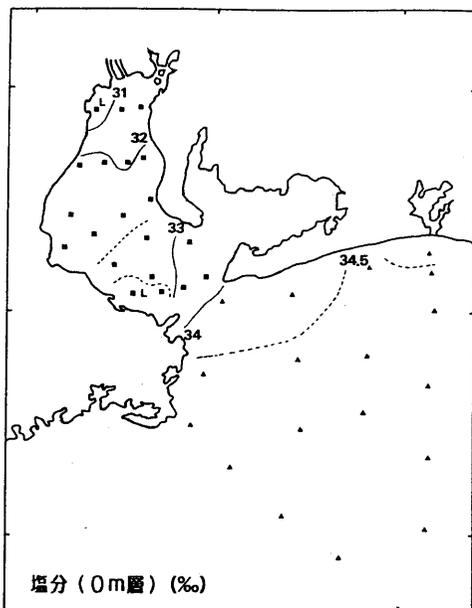


図-2.2.3(a) 塩分(0m層)の水平分布  
(渇水期)

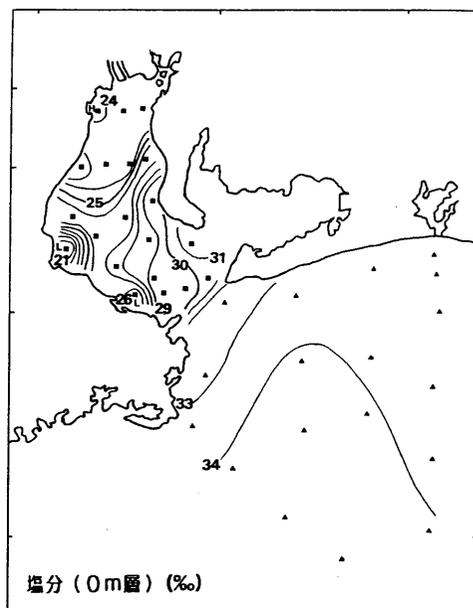


図-2.2.3(b) 塩分(0m層)の水平分布  
(豊水期)

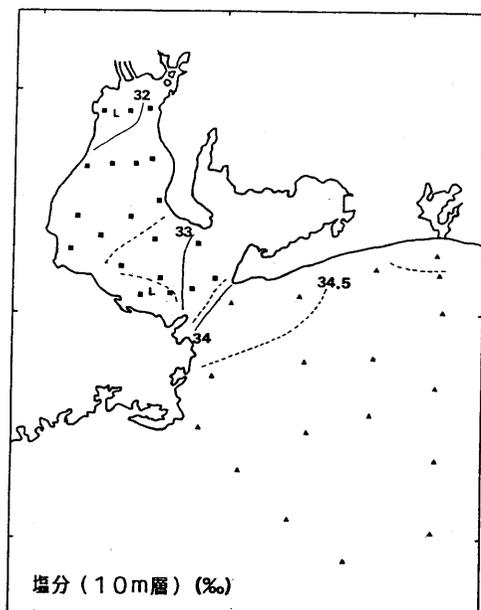


図-2.2.4(a) 塩分(10m層)の水平分布  
(渇水期)

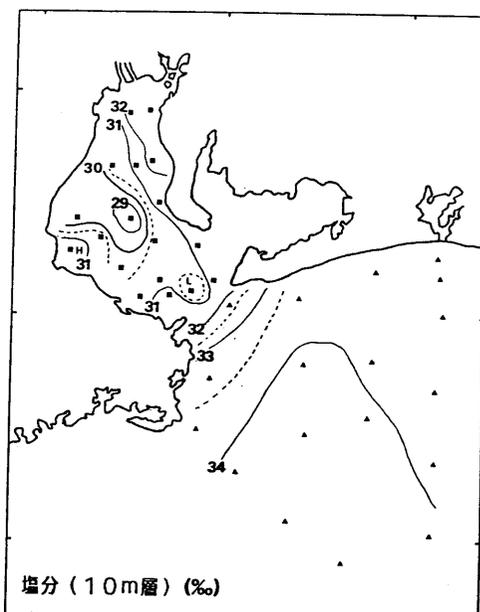


図-2.2.4(b) 塩分(10m層)の水平分布  
(豊水期)

重県)側よりも東(渥美半島)側の海洋要素が外海のものに近いことから、外海水の流入状況は主として、湾口東側から流入している可能性が強いことを示唆している。

## (2) 海洋要素の鉛直構造

一般に冬期には海面が冷やされ、卓越風も強く、淡水供給量も少ないので、水深の浅い伊勢湾では、上下混合がよく行われて海洋要素の水平・鉛直方向の勾配は小さく一様性が高い。水温と塩分の関係は、寒候期には正の相関、暖候期には逆相関となる傾向にある<sup>3)</sup>。またこれら海洋要素の年変化の較差は、鉛直的には表面に近づくほど、水平的には湾奥に近づくほど大きくなり、海洋要素変化の著しい境界の影響をそれだけ強く受けている。

鉛直混合の発達している渇水期(1986.12.2)では、水温は外海の影響を受けやすい下層の方が上層より多少高く、温度の逆転が生じている(図-2.2.6~7(a))。ただし、塩分による補償があるため密度の逆転は生じていない。この比較的一様な低温・低塩分の湾内水と高温・高塩分の外海水は、図-2.2.7(a)、図-2.2.9(a)に見られるように、伊良湖水道を越えた湾外の水深急変部付近(図中A5の地点)で接触し、水温および塩分の等値線は鉛直に立っている。このような不連続性は、海洋フロントの存在を示唆している。また図中には示されていないが、冬期における伊勢湾と三河湾を比較すると、三河湾の方が河川流量が少ないにもかかわらず、ほぼ全層にわたって水温および塩分とも低い傾向にある。これはこの季節には吹送流などによる対流が深くまで及ぶために、水深の大きい伊勢湾は、より外海性の強い高温・高塩分の下層の水と混合するが、三河湾は浅いためにこの効果は少なく、また冷えやすいことなどが原因となっているものと考えられる。

夏期には密度成層が最も発達し、図-2.2.8~9(b)に示したように、湾内では、塩分の等値線がすべて水平になり、層状構造をしている。高温・低塩分の水塊は、湾内の10m以浅の表層を覆い、さらには伊良湖水道を越えて、その先の浅海域にまで達して、淡水の影響が強いことがわかる(図-2.2.9(b)参照)。このように夏期の成層期から冬期の鉛直混合期への移行期である豊水期(1985.9.26)では、水温および塩分の成層化傾向がまだ残っている。そして衛星画像で捉えた伊勢湾の西岸沿いの濁水は、水温よりはむしろ塩分分布(図-2.2.

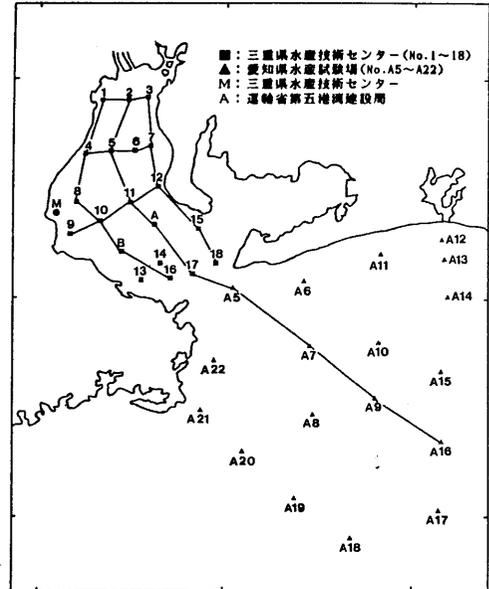


図-2.2.5 鉛直断面観測線

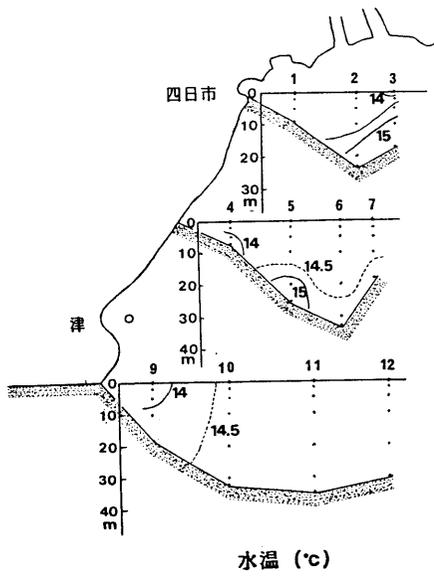


図-2.2.6(a) 水温の鉛直分布 (渇水期)

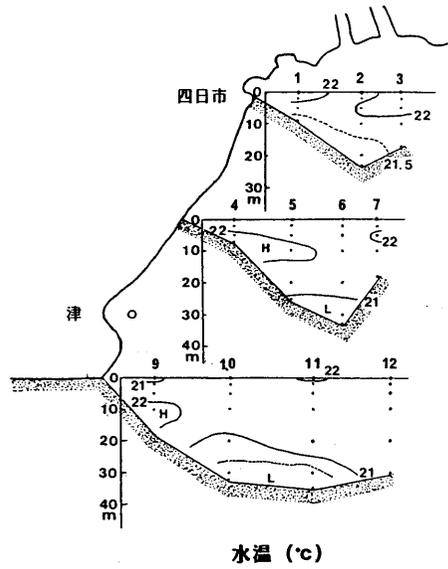


図-2.2.6(b) 水温の鉛直分布 (豊水期)

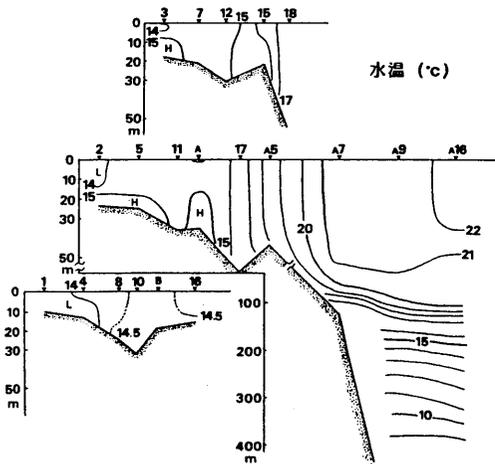


図-2.2.7(a) 水温の鉛直分布 (渇水期)

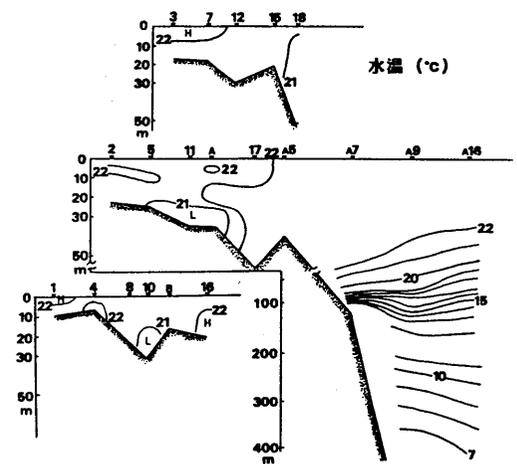


図-2.2.7(b) 水温の鉛直分布 (豊水期)

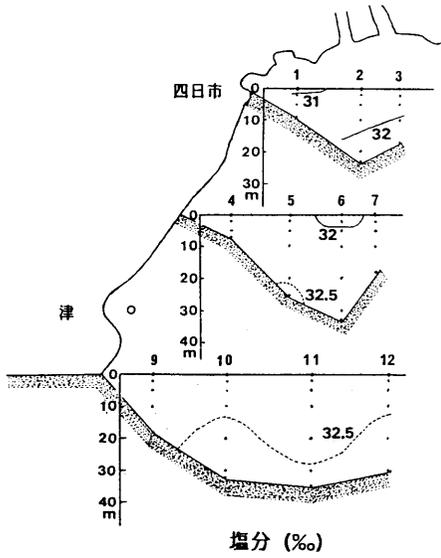


図-2.2.8(a) 塩分の鉛直分布（渇水期）

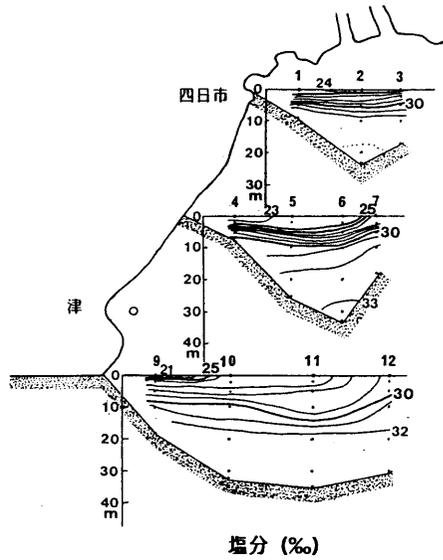


図-2.2.8(b) 塩分の鉛直分布（豊水期）

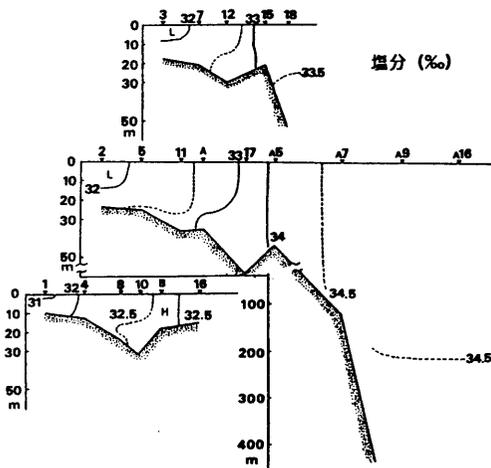


図-2.2.9(a) 塩分の鉛直分布（渇水期）

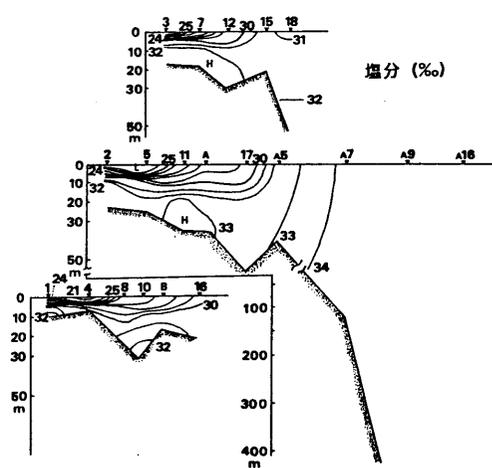


図-2.2.9(b) 塩分の鉛直分布（豊水期）

8～9(b))とよく一致している。また水深が急に深くなる部分には、下層から低温・高塩分の水が流入し、湧昇流が生じている可能性もある。このような現象と前述の冬期のフロント状の構造から、湾内水と外海水の交換という観点から、湾口境界を伊良湖水道とするよりは、むしろその外海側の浅海域付近を境界条件として考えるべきではないかと思われる。

#### 2-4 各水域の分類

伊勢湾内の海水と外海水の海水交換が唯一行われる伊良湖水道は湾口部が狭く、小さな島などが点在していることから、湾口部では局所的に潮流の形態が異なり、大スケールの渦流を発生させている。また一方では湾が閉鎖されて流れが弱くなる停滞性水域も多く存在する。このような地理的条件をもつ伊勢湾では、各海域の海況特性が地形形状によって潜在的に決定されている部分が少なくない。湾口部と湾内部では、明らかに潮流の強さが異なる。大河川を湾奥部にもつ伊勢湾は地形的に閉鎖された湾であり、また特に三河湾は水深も浅く湾出口までの距離が比較的遠い条件となっている。この他物理的な条件を加味すれば各水域の海洋構造が特徴づけられる。すなわち、閉鎖的な湾内を対象として湾奥部から湾口部までの流出軸に沿って、

- ① 河川水が流入し密度成層の著しい湾奥部海域
- ② 恒流（特に潮汐残差流）が発達する広域な湾中央部海域
- ③ 湾内水と外海水の交換が直接行われる湾口部海域

の3水域である<sup>1)</sup>。一般に、内湾域では地域的な渦流や環流の卓越する流動形態が形成され、また2-2で述べたように、主流域と陸岸境界の間には潮目(フロント)を生じることが多い。このような閉鎖的な内湾での物質分散過程を考える上で重要なことは、沿岸域に生じるシア分散効果や底泥の巻き上げ・湧き上がりによる発散などにより物質を大きく拡散させる要素と、全く逆に潮目への収れんや地域的な流れの変化による海水の停滞などによって物質を集積・滞留させる要素、換言すれば、物質を水平・鉛直的に均一に混合させる潮汐スケールの海水拡散機能と物質の移流拡散の大きさを減少させる機能が常に共存する場をもつことである<sup>7)</sup>。基本的には、各水域には当然潮流が存在し、移流・拡散効果として卓越するが、このような潮流(潮汐振動流)の上に様々な成因をもつ恒流(潮汐残差流、密度流、吹送流など)が重なり合って、その海域特有の輸送形態を構成しているものと考えられる。

ここで注意すべき点は、最も卓越する流れ系が必ずしも大きな物質分散効果をもつとは限らないことである。たとえば、潮流の水粒子が一潮汐周期後に元の位置に戻るといような整然とした往復流(潮汐振動流)であれば、この物質分散効果はゼロである。長期的な物質分散に効果的に寄与するのはこの往復流からのずれ(残差)成分であり、このような非往復運動である恒流系(特に潮汐残差流)の把握が不可欠である。

### 第3節 知多湾における海水流動機構

#### 3-1 知多湾の地形的特性と流況特性

##### (1) 知多湾の概要

知多湾は、三河湾の西側の一部を形成する面積約 100 km<sup>2</sup>、平均水深約 8 m のくさび状の海域である。くさび状の先端部にあたる湾奥には高潮防波堤に囲まれた衣浦港があり、さらにその奥は境川へとつながっている。知多湾へ流入する河川の主なものは境川と矢作川であるが、両者の年平均流量はそれぞれ 15 m<sup>3</sup>/s および 50 m<sup>3</sup>/s の程度である。衣浦港の西側には内接して中部電力(株)武豊火力発電所があり、衣浦港の外側(すなわち知多湾)から取水された冷却水が同発電所を経て最大流量 56 m<sup>3</sup>/s の温水となって港外に排出されている<sup>8)</sup>。

渥美湾は三河湾の東部に位置し、両者を合わせた三河湾全体は、その約 3 倍の面積をもつ伊勢湾に隣接するとともに広い意味での伊勢湾の一部を形成している。三河湾の内部は概ね 15 m より浅く起伏の少ない海底地形となっているが、一色町の海岸から湾口に向かって舌状に延びる浅い台地が知多湾と渥美湾の海底を分離するとともに、それぞれの湾の閉鎖性を強くしている。一方、伊勢湾との海水交換は、知多湾と渥美湾についてはそれぞれ主として師崎水道、中山水道を介して行われるが、両水道ともその海底地形は深さ 20~30 m 程度の滞筋を形成している<sup>9)</sup>。

##### (2) 知多湾の流況特性

停滞性水域の存在する知多湾奥の流況を特徴づけているのは、衣浦港の入口に位置する高潮防波堤開口部(3ヶ所)を出入りする流れである。特に西側の開口部は知多半島沿いに、また海底の滞筋に向かって開口しているために、知多湾西側の流れを著しく支配している。この流れに伴って防波堤背後に渦流が形成されるなど、この付近の潮流場は非常に複雑な流れとなる。さらに、夏期には水温や塩分などが衣浦港を含めた知多湾を密度成層化し、富栄養化を生じさせる要因となっている。

図-2.3.1 は、夏期(1984.7.1~15)における知多湾の潮流流向頻度分布を示したものである<sup>10)</sup>。同図から湾内では南北方向の流れが卓越していることがわかる。注目すべき点は、防波堤開口部沖合いの知多半島より(同図中 A 地点)に常に南下する流れが存在し、上下層(同図(a),(b))を問わず全層を通じて流出する傾向にあることである。この領域は、下げ潮時に衣浦港内の海水が防波堤開口部から港外へ流出する流れの影響を強く受ける範囲であり、潮流場が片潮現象である可能性を示している。すなわち潮流は下げ潮時にその開口部から湾内へ流入するが、その流れの慣性力が大きいほど流れが剥離して地形渦流を生じ、沖合いに流される。上げ潮時にはその影響が残り、憩流を見ないのではないかと考えられる。その A 地点での南下流を補償するために B 地点では北西向きの流れが卓越している。

この海域において、その観測期間中の時間平均流（恒流）の分布を示したのが図-2.3.2である<sup>10)</sup>。同図から、上述した潮流の片潮現象を反映して、反時計回りの残差環流が上下層（同図(a), (b)）とも卓越することがわかる。このことから湾内水と外海水の水平的な交換は、矢作川および境川の河川流が知多半島沿いに流出し、また外海水が知多湾南あるいは南東より流入する傾向にあるものと考えられる。さらに、この期間内の恒流（25時間移動平均）の時系列データと潮位振幅の相関関係から、その流速振幅は大潮で大きく小潮で小さい傾向にあり<sup>10)</sup>、潮流と地形の非線形効果に起因する潮汐残差流的性格が現れている。

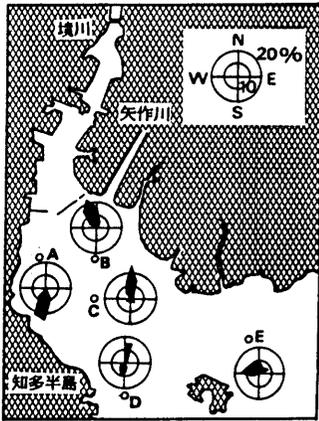


図-2.3.1(a) 流向頻度分布  
(海面下2 m)

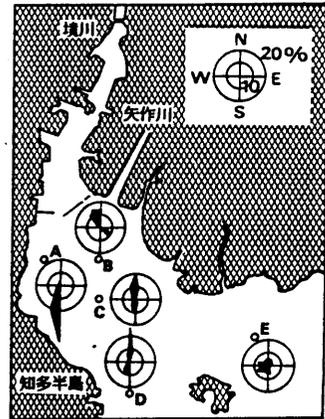


図-2.3.1(b) 流向頻度分布  
(海底上1 m)

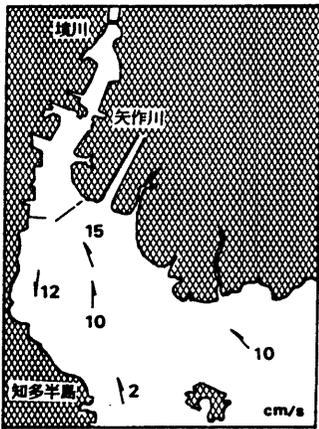


図-2.3.2(a) 夏期の恒流分布  
(海面下2 m)

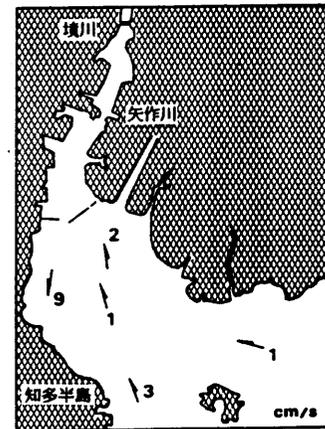


図-2.3.2(b) 夏期の恒流分布  
(海底上1 m)

(3)濃度分布に及ぼす潮汐残差流の影響

一般に海域の物質輸送は、移流と拡散による輸送に分解して考えることができる。いま、代表的な保存物質として塩分を考え、その flux を次式によって表す<sup>2)</sup>。

$$\underline{f} = \underline{u} \cdot S - (K_{ij}) \nabla S \quad (2.3.1)$$

ここで、 $\underline{f}$  : 塩分 flux ベクトル、 $\underline{u}$  : 移流速度ベクトル、 $S$  : 塩分濃度、 $K_{ij}$  : 分散テンソル、 $\nabla = \underline{k}_1 \partial / \partial x + \underline{k}_2 \partial / \partial y$ 、 $x, y$  : 水平面内の直交座標系、 $\underline{k}_1, \underline{k}_2$  :  $x, y$  方向の単位ベクトル、 $\underline{\quad}$  : ベクトルの意味である。

物質の拡がりに対する移流と拡散効果の取扱いは、問題にしている時間・空間スケールの関係によって定まる。たとえば、沿岸海域において数時間程度の物質濃度変化を問題にするときは、潮流は移流とみなされるが、長時間・広域の物質濃度変化を問題にするときは移流というよりは渦動として拡散に寄与すると考えられ、その効果は分散テンソルによって評価される。知多湾のようなスケールの内湾における長時間の平均濃度分布を問題にするとき、移流としては上述した潮汐残差流が卓越すると思われる。潮汐残差流は海底・陸岸地形による潮流の非線形効果に起因する定常的な性格の強い流れであるが、知多湾の過去の観測資料<sup>11)</sup>からみると、恒流の主成分は潮汐残差流であると考えられる。潮汐残差流は大潮・小潮でその強さが変わるので、この恒流の大きさは一定ではないが、大局的な反時計回りの残差環流の向きは変わらないものと考えられる(図-2.3.1, 図-2.3.2 参照)。

式(2.3.1)から類推できることは、もし塩分の拡散的な flux が移流的な flux に比べて無視できる場合には、

$$\underline{f} \sim \underline{u} \cdot S, \quad (K_{ij}) \nabla S \sim 0 \quad (2.3.2)$$

の関係が得られ、塩分 flux ベクトル  $\underline{f}$  は移流速度ベクトル  $\underline{u}$  と同じ向きをもち、しかも等塩分線に沿っていることがわかる。逆に拡散的な flux が卓越している場合には、

$$\underline{f} \sim -(K_{ij}) \nabla S \quad (2.3.3)$$

の関係が示すように、塩分 flux は、分散テンソルの形によって一概にはいえないが、どちらかといえば等塩分線に直角に近い方向を向いているといえる。

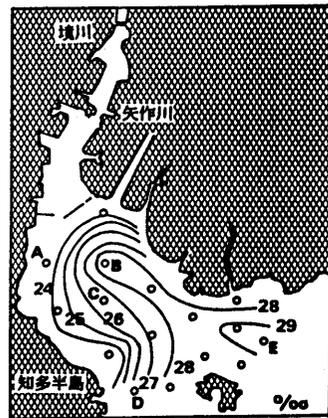


図-2.3.3 夏期の塩分分布  
(全層平均値)

図-2.3.3は潮流観測と同時期(1984.7.15)における塩分(全層平均)の水平分布を示したものである<sup>10)</sup>。図-2.3.2と図-2.3.3を比較すると、知多半島より(A点)では等塩分線と残差流の方向はほぼ一致しており、移流的な flux が卓越している。一方矢作川河口沖(B点)では等塩分線は残差流に対して直角方向になっており、移流的な flux よりはむしろ潮流による拡散要素が卓越することが予想される。

恒流は様々な要因で生じ、現実の流れはそれらが重なったものであるが、一般に現地観測の中で湾内に存在する恒流を成因別に定量化することは困難なのが現状である。したがって、季節的に変動する恒流の実態を明らかにすることが基本的に重要であるとともに、それらの素過程を踏まえるためには、水理・数値実験などにより恒流という現象の論理構造を明確にすることも不可欠である。

### 3-2 知多湾水理模型実験<sup>8)12)13)</sup>

#### (1)実験の目的

第2節では、伊勢湾を例にして、豊水期と渇水期の対照的な季節における水塊(水温、塩分、SS)分布の特性について述べた。この水塊分布は潮流や恒流などの流れ場の構造とどのように係わり、水塊が形成されていくのであろうか。本節では、閉鎖的な伊勢湾の特性を代表する知多湾を例にとり、海底地形や陸岸地形(防波堤開口部)、外力(潮汐条件)などの境界条件および密度成層状態を変化させた水理模型実験を用いて、それらの境界条件の変化が水塊分布の形成に影響を及ぼす流動場に対して本質的にどのような影響を及ぼすのかを明らかにする。特に上げ潮と下げ潮最盛時の流況に着目し、その渦度分布の対称性から、残差環流の渦度バランスを考察するとともに、残差環流による物質輸送や海水交換機構に係わる物理的な構造の基本的な把握を行う。

#### (2)実験装置および実験の概要

実験は、豊橋技術科学大学建設工学系の平面水槽内に知多湾の模型を設置して行った。実験装置全体の平面図を示せば、図-2.3.4のようである。同図からわかるように、装置全体は模型部分と潮汐発生システムに大別される。模型部分は、幾何縮尺が水平方向：1/5000、鉛直方向：1/100(その縮尺比：50)の衣浦港を含む知多湾縮尺模型である。これら水平・鉛直縮尺によって決まる物理量の現地との縮尺比を表-2.3.1に示した。図-2.3.4の破線は、現地において流速ベクトルがその線とほぼ直交することが観測されている線であって、今回の実験における観測領域はこの境界線の衣浦港側とした。

潮汐発生システムは、一定周期で可動する堰を使用したいわゆるフラップ式である。また、可動堰前面には実験水域底部を冷却するためのパイプと断熱材が敷設されている。実験中は、低水槽(図中D)から給水ポンプ(A<sub>1</sub>)を経て供給された水が、実験水域および冷却部を満たし、

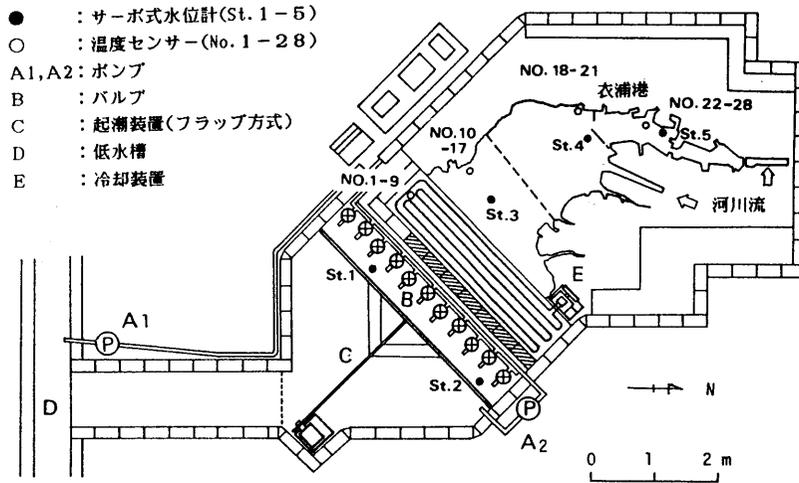


図-2.3.4 知多湾水理模型平面図

表-2.3.1 物理量の縮尺比

物理量	縮尺比
水平距離	$1/5 \times 10^3$
水深	$1/1 \times 10^2$
周期	$1/5 \times 10^2$
水平流速	$1/1 \times 10^1$
水平拡散係数	$1/5 \times 10^4$
粗度	3.28

表-2.3.2 実験条件

CASE	防波堤開口部	海底地形	潮位差 (cm)	密度状態
1-1 1-2	有 open	水平状態 flat	1.2 1.8	均一
2-1 2-2		縮尺模型 model	1.2 2.0	
3-1 3-2	無 close	水平状態 flat	1.2 2.1	
4-1 4-2		縮尺模型 model	1.2 2.1	
5		水平状態	1.2	
6	有	縮尺模型	1.2	

かつ余分な水が潮汐発生装置（C）の可動堰を越流して低水槽へ循環している。

実験では知多湾縮尺模型部分の海底地形が随時着脱でき、また知多湾奥の衣浦港高潮防波堤開口部も容易に締め切ることが可能で、さらに冷却装置によって水温密度成層流の実験もできるように工夫されている。対象とした実験条件は、表-2.3.2に示した。これらは、

- ①衣浦港内の高潮防波堤開口部を締め切ることにより、複雑な局所地形が流況（潮汐残差流を含む）に及ぼす効果、
  - ②海底地形を水平にした場合と対比することにより、歪模型の縮率効果の影響を見だし、また底面摩擦応力の分布が流況に与える効果、
  - ③水温密度成層化することにより、その効果が流況に与える影響、
  - ④潮位差を変化させることにより、上記①～③の効果を顕在化させる、
- ことなどを検討するためである。

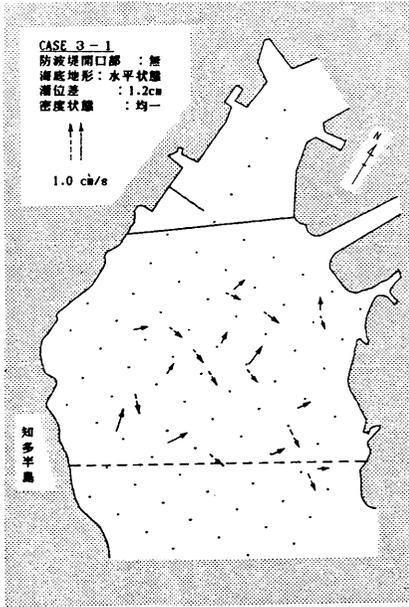
実験は潮汐開始時から10周期以上予備的に潮汐を発生させ、実験水域内の流動場が十分再現性の高いことを確認してから行った。流速の測定は、浮標（直径2cm）下部に取り付けた流圧板の位置が水面から深さ方向に1、4および9cmとした3種類の浮標（以下では、それぞれ1、4、9cm浮標と呼ぶ）を用い、その浮標の動きを水面から高さ約3m上の高感度カメラで撮影し、その移動状況を解析することにより平均流速を求めた。浮標全体の形状は、流圧板の位置が水面下1cmの場合を除いて、水面上の浮標と水面下の流圧板は真鍮線（直径：0.2mm）で接続されており、その間には、水面上の浮標が水面に付着しないように発砲スチロールが組み込まれている。なお、水位の計測はサーボ式水位計を使用した（図-2.3.4中●印）。

### （3）実験結果およびその考察

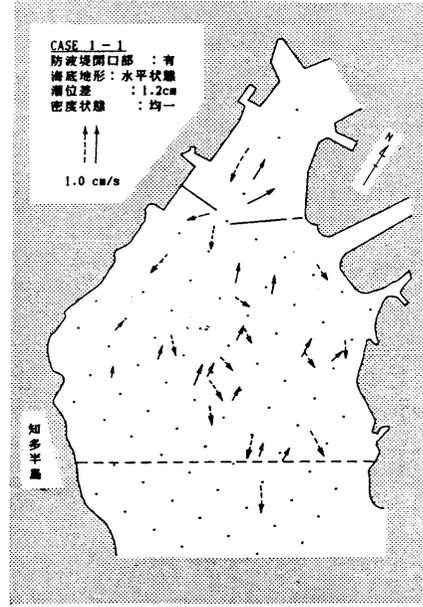
#### （a）地形条件と潮流場の構造（基礎実験）

実験結果は、1/12周期に相当する時間ごとの浮標の動きとして整理したが、そのままでは流況は一見きわめて複雑で流況特性の把握が困難であるため、種々の再整理を試みた。試みの一例として上げ潮あるいは下げ潮最盛時における流速ベクトル群を同一半径（R）の円周上にあると見なし得るグループごとに分類し、それぞれのグループの中央に半径Rの曲率をもつ大きさ $\bar{v}$ （グループの平均流速）のベクトルとして表現したものの一例を示せば図-2.3.5（a）～（d）のようである。同図中（a）は、縮尺模型の海底地形を敷設しない水平の状態、防波堤開口部を締め切った場合、（b）は海底地形の状態はそのまま、開口部を開けた場合、（c）は海底地形を敷設して、開口部を閉じた場合、（d）は海底地形と開口部を原型に対応させた最終的な縮尺模型の状態を示している。なお、実線ベクトルは上げ潮最盛時、破線ベクトルは下げ潮最盛時のものを表しており、使用した流況データは、1cm浮標を用いた表層のものである。さて、同図を見ると、

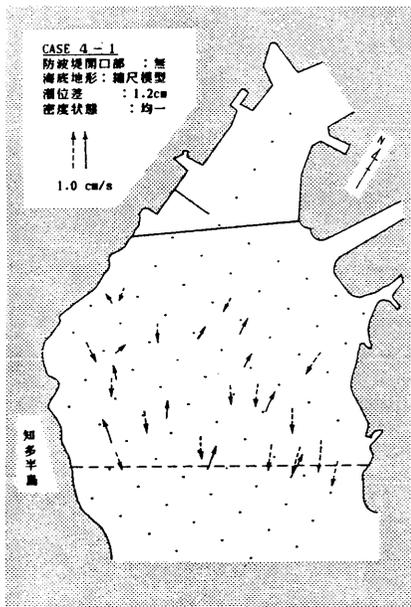
- ①（a）と（b）の比較から、海底地形が水平状態における防波堤開口部の有無による流況の変化



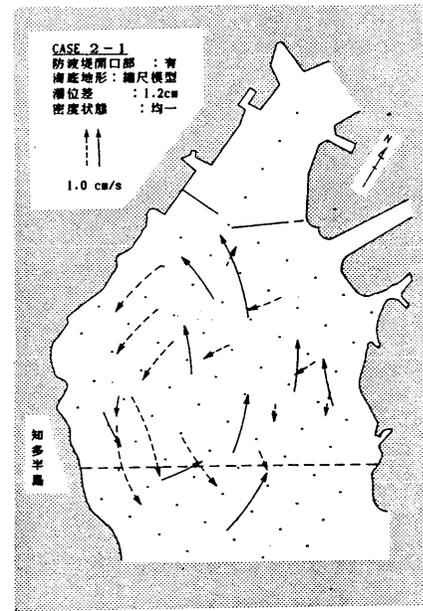
(a) CASE 3-1 防波堤開口部: 無  
海底地形: 水平状態



(b) CASE 1-1 防波堤開口部: 有  
海底地形: 水平状態



(c) CASE 4-1 防波堤開口部: 無  
海底地形: 縮尺模型



(d) CASE 2-1 防波堤開口部: 有  
海底地形: 縮尺模型

図-2.3.5 グルーピングした最盛時の流況

がわかる。開口部がない(a)の場合では、上げ潮時に北(矢作川河口)向きの流速ベクトルが卓越し、下げ潮時にはその流れに垂直な方向(東側)へ流れる傾向にある。一方、開口部のある場合(b)では、開口部周辺に新たな流れを引き起こすものの、(a)の流れの傾向も比較的顕著に見られる。

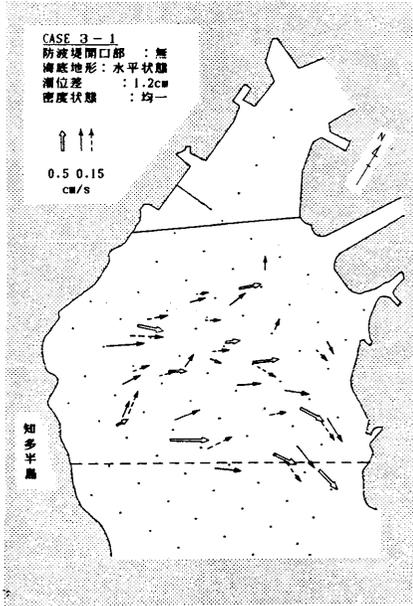
- ②開口部が閉じた状態における海底地形の効果は、(a)と(c)の比較から、海底地形の設置された(c)では、上げ潮および下げ潮時にほぼ南北方向の流れが卓越し、流れの往復流的性格を強めることにある、
- ③これらと海底地形を敷設し防波堤開口部を開けた状態の(d)の比較から、開口部も海底地形も付加した場合には、単にそれらの効果の重ね合わせにはならないことがわかる。すなわち、(d)の場合の海底地形は、防波堤開口部の付加(図(b))によって発生した開口部周辺の流れを更に拡大強調する効果を発揮して、下げ潮時に知多湾西岸(知多半島)沿いに卓越した流れが存在している。

ただし、いまの場合、海底地形の最深部は、知多湾西岸の下げ潮流速ベクトル(破線)と湾中央の上げ潮流速ベクトル(実線)の間に沿っていることに注意しなければならない。この点に着目すれば、上記②で述べた海底地形の効果は、むしろ導流効果と見直した方が良いように思われる。すなわち、海底地形の存在は流況を必ずしも複雑にするとは限らず、その導流効果によって、上げ潮時と下げ潮時の流況を単純にする場合(同図(c))も、構造物(防波堤開口部)による流況の変化を拡大強調する場合(同図(d))もあると言える。

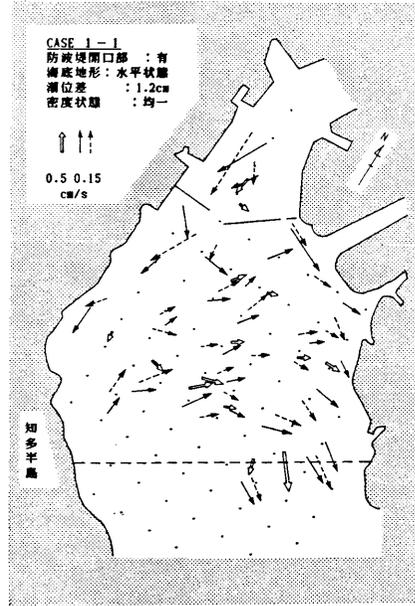
浮標の追跡結果からもわかるように、1周期後に浮標は元の位置へは戻らない。この浮標の動きをある時点から1周期間 Lagrange 的に追跡して、その始点と終点のベクトルとして定義される Lagrange 的な潮汐残差流が図-2.3.6(a)~(d)に示されている。なお、同図は図-2.3.5に対応するものであり、図-2.3.6において、破線ベクトルは満潮から次の満潮、実線は干潮から次の干潮にかけての残差流である。また、白ぬきのベクトルは、図-2.3.5の上げ潮および下げ潮最盛時の流速ベクトルから合成して表したものである。

さて、同図を見ると、

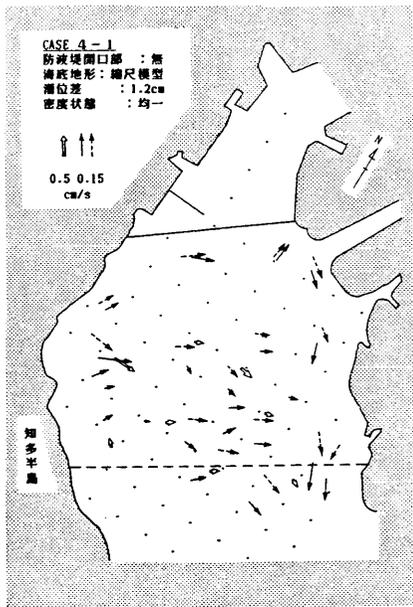
- ①(a)では、上述の最盛時の流況を反映して、知多湾西岸から湾内に流入し、東岸で流出する時計回り残差環流が生じている。一方(b)の防波堤開口部を付加した場合の流況は、湾全体の時計回りの残差環流に加えて、開口部付近に新しい反時計回りの残差環流を発生させる、
- ②開口部を閉じた(a)と(c)の比較から、このような単純な水平地形では、海底地形の設置が上述した上げ潮と下げ潮時の流況の往復流的性格を強める効果、すなわち流況に及ぼす導流効果を反映して、時計回りの残差環流傾向は変わらないものの、残差流速の絶対値を著しく小さくしている。
- ③次に開口部を開けた(b)と(d)の比較をする。海底地形を設置しない状態(b)では、湾のほ



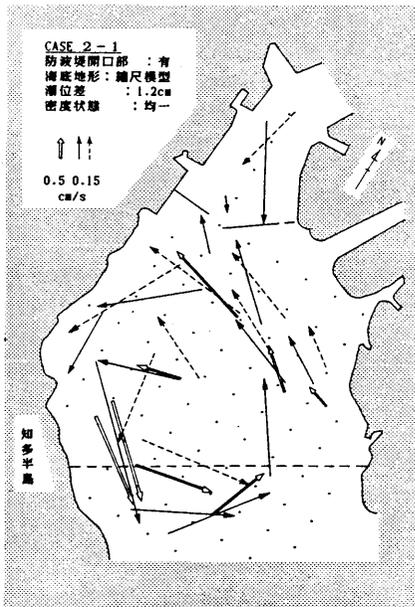
(a) CASE 3-1 防波堤開口部 : 無  
海底地形 : 水平状態



(b) CASE 1-1 防波堤開口部 : 有  
海底地形 : 水平状態



(c) CASE 4-1 防波堤開口部 : 無  
海底地形 : 縮尺模型



(d) CASE 2-1 防波堤開口部 : 有  
海底地形 : 縮尺模型

図-2.3.6 Lagrange 的な潮汐残差流

ば全域に卓越する時計回りの残差環流と、開口部から知多半島近傍で南下し、湾中央よりで北上する残差環流（反時計回り）が共存している。一方海底地形を付加した(d)では、その反時計回りの残差環流が卓越し、(b)の湾域で卓越していた時計回りの残差環流の方向を一変させているのが特徴である。

- ④また、(a)～(d)全体を通じて、上げ潮および下げ潮最盛時の流速から合成される白ぬきのベクトルと潮汐残差流の比較から、合成ベクトルの環流傾向は、残差流ベクトルのパターンとよく対応している。上げ潮および下げ潮の tidal excursion length ( $l_f, l_e$ ) は、それぞれの最盛時の Euler 的流速 ( $u_f, u_e$ ) を用いて  $l_f = u_f T / \pi, l_e = u_e T / \pi$  ( $T$ : 周期) と表される。これらの差 ( $l_f - l_e$ ) が、残差距離  $l_r (= u_r \cdot T)$  に等しいと仮定すると、上述の上げ潮および下げ潮最盛時の流速から求めた合成ベクトルは、残差流速  $u_r$  の  $\pi$  倍であることがわかる。同図中から、全体を通じて、残差流速  $u_r$  の絶対値はほぼ 2～4 倍程度で合成流速ベクトルと対応していることがわかる。

一般に潮汐残差流は、本質的に潮流の非線形現象であると同時に非対称性を生み出しやすい地形条件によって助長され、上げ潮と下げ潮時での流れ場の非対称性の結果として生じるものである。このように考えると、流況全体と潮汐残差流のパターンがきわめて類似していることから、上げ潮および下げ潮最盛時の流況が他の時点をも含めた流況の概略を決定づける重要な要因であり、最盛時の流速ベクトル和として得られる合成ベクトルが、潮汐残差流の水平形態と類似していることが注目される。

#### (b)成層状態と潮汐残差流の鉛直構造（成層実験）

基礎実験で述べたように、防波堤開口部などの水平地形や海底地形の境界条件は、湾内での流動場、特に潮汐残差環流の形態を支配する重要な要素であることが確認された。その他にも残差環流の形態に影響を及ぼす要因として、第1節で述べたような密度流の効果が考えられる。

成層化実験は、海底地形を設置し防波堤開口部を締め切らない状態で行い、冷却装置を作動させて水温成層状態にするとともに、河川流量（境川、矢作川）を年平均流量（15, 50  $m^3/s$ ）に対して、模型では縮尺を考慮してそれぞれ約 3, 10  $cc/s$  を定常的に流した。なお実験中の水温分布は、図-2.3.4に示した各位置（図中○印）において、それぞれ図-2.3.7のようである。この水温分布は、必ずしも厳密ではないが、現地である知多湾の夏期の状況を想定したものである。

図-2.3.8は、流圧板の位置  $z$  が異なる3種類の浮標（ $z = 1\text{ cm}$ : 表層,  $4\text{ cm}$ : 中層,  $9\text{ cm}$ : 底層）の動きから Lagrange 的な残差流をそれぞれ求めたものである。ただし、浮標追跡の開始時期は満潮時である。非成層状態の基礎実験結果（図-2.3.6(d)）と比較すれば、反時計回りの環流を構成しているという点において類似性がうかがえるものの、かなりの相違点も見られる。すなわち、

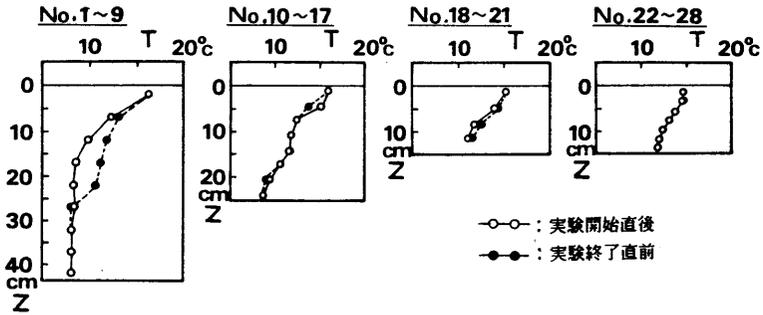


図-2.3.7 水温の鉛直分布

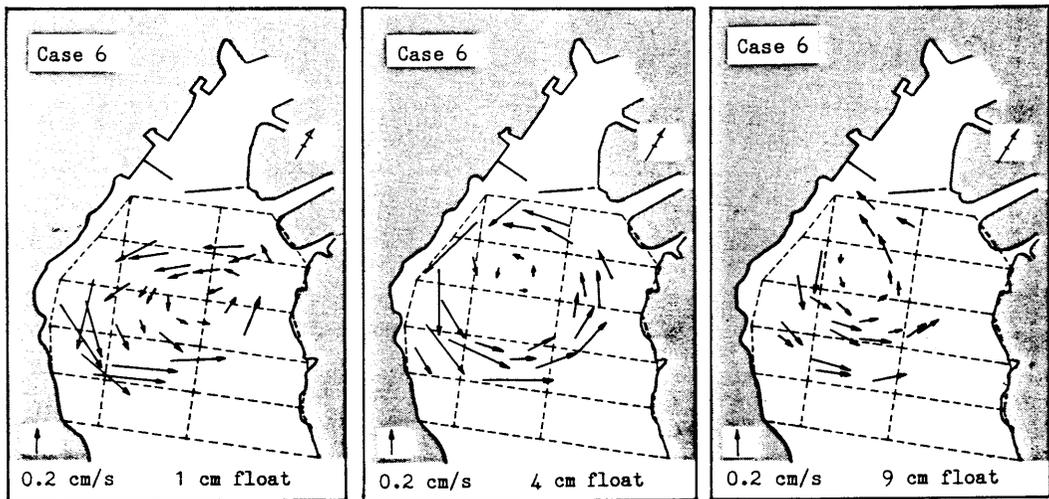


図-2.3.8 Lagrange 的な潮汐残差流 (成層状態)

- ① 表層の浮標では、環流パターンが楕円形に近く、その長軸方向から考えて防波堤開口部からの流れと矢作川からの河川水の流れが全体のパターン形成に大きく関与している。つまり、矢作川の延長線上に湾内を横断する流れ（南西方向）と、基礎実験にも見られた知多半島沿いに南下する流れが卓越している。これは矢作川からの河川流が表層を滑っている結果と考えられる。
- ② 中層浮標のパターンは、残差環流がほぼ円形に近く、基礎実験の場合と最もよく類似しているが、環流の中心は表層浮標の結果より知多半島側に近づいている。
- ③ 底層浮標のパターンは、表層浮標の結果と同様、残差環流が楕円形に近いが、その長軸方向は表層浮標の場合とほぼ直交している。また、海底の最深部に沿って湾奥部へと向かう傾向

が強く、湾奥部ではわずかながら衣浦港内へ流入していく状況が見られた。

なお、中層浮標と底層浮標は、前述したように水面に位置する発砲スチロールによって、表層の流れの影響が避けられないので、表層浮標以外はその点を考慮する必要がある。上記③に記した港内への流入状況などは染料を底部に注入して、その動きを観察によって確認した。

いずれにしろ、流動場が成層化した場合には、残差環流のパターンは鉛直方向でかなり異なっていることが注目される。加えて、水面付近の流れの影響が含まれている中層および底層浮標から得られた流速は、浮標の流圧板の位置と水面における平均値と見ることができる。このような点を考慮すれば、②、③で述べた各層の違いはより大きなものと考えられる。

### (c) 潮流場の支配方程式 (水平2次元モデル)

上述のように、水理模型実験によって水平的な局所地形 (防波堤開口部) と海底地形が、流況を変化させ、水平残差環流の形態までも変化することを示し、現地で観測されたような反時計回りの水平残差環流が知多湾の中央部に形成されることが明らかになった。この残差環流は流れ場の構造とどのように係わっているのだろうか。

残差環流の流れ場は、渦度をもつ水平循環流が卓越して、水温、塩分などの海洋要素の分布、特に水平分布状態を支配しているものと考えられる。その渦度の生成要因を明確にするために、潮汐振動流に伴う潮汐残差流の生成・維持機構に関する従来の研究<sup>14)15)16)</sup>を参考にして、流動場の構造の解析を水平2次元1層モデルとして取り扱う。

鉛直方向に平均化した潮流の運動方程式および連続式は次式のようなものである。

$$\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla \underline{u} + f_0 (\underline{k}_3 \times \underline{u}) + \underline{a}_a$$

$$= -g \nabla \left( \eta + \frac{p_0}{\rho g} \right) + \frac{W}{\rho (h + \eta)} - \frac{K_b \underline{u} |\underline{u}|}{h + \eta} + B_H \nabla^2 \underline{u} \quad (2.3.4)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \nabla \cdot \{ (h + \eta) \cdot \underline{u} \} = 0 \quad (2.3.5)$$

ここで、 $x, y$  : 水平面内の直交座標系、 $t$  : 時間、 $\underline{u} (= \underline{k}_1 u + \underline{k}_2 v)$  : 水平流速ベクトル、 $u, v$  :  $x, y$  方向の流速成分、 $\underline{k}_1, \underline{k}_2, \underline{k}_3$  :  $x, y, z$  方向の単位ベクトル、 $f_0$  : コリオリのパラメーター、 $\underline{a}_a$  : 3次元的な流速分布を水平2次元化したことによる補正項、 $g$  : 重力加速度、 $\eta$  : 水位、 $p_0$  : 大気圧、 $\rho$  : 海水の密度、 $W$  : 風応力ベクトル、 $K_b$  : 速度の2乗に比例するとした場合の底面摩擦係数、 $B_H$  : 水平渦動粘性係数、 $h$  : 水深、 $\nabla = \underline{k}_1 \cdot \partial / \partial x + \underline{k}_2 \cdot \partial / \partial y$ 、 $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ 、 $\underline{\quad}$  : ベクトルの意味である。

また、潮流の渦度方程式は、式(2.3.4)の各成分について交差微分をとることにより、

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \times \{ (f_0 + \xi) \mathbf{k}_3 \times \mathbf{u} \} + \nabla \times \mathbf{a}_a$$

$$= \nabla \times \frac{W}{\rho(h + \eta)} - K_b \cdot \nabla \times \frac{\mathbf{u} |\mathbf{u}|}{h + \eta} + B_H \nabla^2 \xi + \nabla B_H \times \nabla^2 \mathbf{u} \quad (2.3.6)$$

となる。ここで、 $\xi (= \partial v / \partial x - \partial u / \partial y)$  : z 方向の渦度成分である。さらに、連続式 (2.3.5) を用いて上式を書き換えると以下のものである。

$$\frac{d}{dt} \left\{ \frac{f_0 + \xi}{h + \eta} \right\} = - \frac{\nabla \times \mathbf{a}_a}{h + \eta} + \frac{1}{h + \eta} \nabla \cdot \frac{W}{\rho(h + \eta)}$$

$$- \frac{K_b}{(h + \eta)} \nabla \times \frac{\mathbf{u} |\mathbf{u}|}{h + \eta} + \frac{B_H}{h + \eta} \nabla^2 \xi + \frac{\nabla B_H \times \nabla^2 \mathbf{u}}{h + \eta} \quad (2.3.7)$$

上式左辺は水深変化と潮汐の昇降に伴い渦度が伸び縮みすることによって変動する項であり、絶対ポテンシャル渦度 ( $f_0 + \xi$ ) の保存による項を表している。この性質は非回転系における渦管に関する Helmholtz の法則に相当している<sup>17)</sup>。すなわち、潮汐などの長波では渦管は常にはほとんど鉛直方向を向いており、渦管の強さ  $\Gamma$  はその断面積  $A$  と渦度  $\xi$  の積 ( $\Gamma = A \cdot \xi$ ) で表される。したがって、質量保存則により断面積は渦管の強さに反比例するから、渦度と水深の比が保存されることになり、地球の自転の効果までを含めて考えれば上式左辺に対応する。

また、式 (2.3.7) の右辺第 1 項は、流速の鉛直分布が水平方向にシアをもつことにより生じる項であり、鉛直平均化操作を施したことによる補正項である。第 2 項は風応力による項であるが、これは潮汐による渦度の生成が規則的であるのに比べて、風による渦度の生成は間欠的であることに留意しなければならない。さらに、第 3 項は以下のように分解できる。

$$- \frac{K_b |\mathbf{u}|}{(h + \eta)^2} \xi + \frac{K_b}{h + \eta} \frac{\mathbf{u} \times \nabla |\mathbf{u}|}{h + \eta} \quad (2.3.8)$$

(a)
(b)

式 (2.3.8) の (a) 項は、渦度が純粋に底面摩擦によって逸散される項であり、その割合は、潮流の大きさによって支配されている。さらに、(b) 項は、

$$\frac{K_b}{(h + \eta)^2} \mathbf{u} \times \nabla |\mathbf{u}| - \frac{K_b |\mathbf{u}|}{(h + \eta)^3} \mathbf{u} \times \nabla (h + \eta) \quad (2.3.9)$$

(b-1)
(b-2)

である。式(2.3.9)の(b-1)項は水深一定の場合でも流れに水平方向のシアアがあれば、底面摩擦によって生じる渦度の生成を表している。ただし、運動方程式中に線形の摩擦抵抗則が適用されれば、この項はなくなる。一方、(b-2)項は、同じ鉛直平均流に対して底面摩擦応力は同じであるが、その水深方向に分布した効果は深水域よりも浅水域で大きくなることによって生じる項であり、流れを横切る方向に海底が傾斜する地形があれば渦度が生成されることを示している。このメカニズムは線形摩擦抵抗則の場合でも残る。

式(2.3.7)の第4項は渦度を再配分する水平方向の渦動粘性係数による拡散項、第5項は水平方向の渦動粘性係数  $B_H$  が空間的に変化することにより生成される項である。実際には特定の海域に適した  $B_H$  はわからないので、この項の評価は困難である。一般には数値モデルにおいて、乱流エネルギーあるいは他の物理量に基づいた  $B_H$  を空間的に変化させて評価している。

以上、式(2.3.7)の各項についてその物理的な意味を述べたが、式(2.3.7)は以下のようにも表すことができる。すなわち、式(2.3.7)に全水深  $(h + \eta)$  をかけて整理すれば、

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{dt} = & \left\{ \frac{f_0 + \xi}{h + \eta} \right\} \frac{d}{dt} (h + \eta) - \nabla \times \underline{a}_a + \nabla \times \frac{W}{\rho (h + \eta)} \\ & - K_b \cdot \frac{|\underline{u}| \xi}{h + \eta} + K_b \cdot \underline{u} \times \nabla \frac{|\underline{u}|}{h + \eta} + B_H \nabla^2 \xi + \nabla B_H \times \nabla^2 \underline{u} \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

が得られる。式(2.3.10)からわかるように、渦度の時間的变化は、右辺第1, 2, 3, 5, 7項によって生成された渦度と、右辺第4, 6項によって渦度が消滅あるいは再配分される逸散過程とバランスしていることを示している。

#### (d) 潮汐残差環流の渦度バランス

式(2.3.10)より、潮流場において渦度を生成あるいは逸散する物理的意味が明らかになったが、これらの1周期平均値から求められる残差渦度の分布が、潮汐残差環流の渦度バランスにどのように寄与するかを大局的に検討するために、以下では、潮流場を振動成分と定常成分に分離しないで、上げ潮と下げ潮の流況最盛時の渦度分布の対称性から残差環流の渦度バランスを見ていくことにする。

停滞性の著しい衣浦港内と知多湾を防波堤開口部で接続するような陸岸地形が急変する境界条件下では、下げ潮時にのみ開口部の内湾側に剝離(後流渦)が生じ、上げ潮時には開口部の港内側にそれが発生するために、内湾側には渦は生成されない。このように流れ場が、着目している海域において上げ潮と下げ潮時で異なる場合には、1周期平均すると、恒流として小環流が現れることは容易に理解できる。ただし、Imasato<sup>18)</sup>が指摘しているように、残差流をEuler的な流速から単純に時間平均流として求めることは物理的な実在性の観点からは安易に過ぎ、1潮汐周期間という短い時間スケールの交換にとって重要なのは、時間とともに変化し

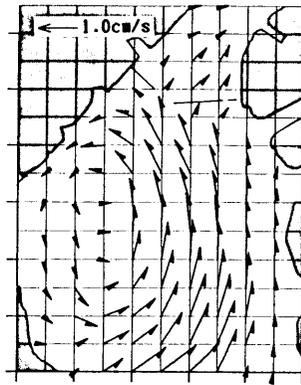
ていくこの渦流の生成過程である。

このように考えると、図-2.3.6(d)のような湾全域に広がるほどの残差環流が発達するためには、潮流の流速がさらに強く、tidal excursion length もある程度大きいことが必要である。この場合、後流渦はそれ自身渦度をもった渦糸の集合体とみなせるので、次々と中央部に流下しつつ渦度を輸送し、流下した渦は流れの慣性力のために次の上げ潮時には港内へ流入しない(式(2.3.10)左辺の移流項)。これが湾の中央部領域の比較的大きな規模の残差環流を生成することになる。この環流は開口部からの後流渦の流出によって、ある範囲までは自動的に発達し、ある程度に達したところで、底面摩擦による逸散(式(2.3.10)右辺第4項)とバランスするものと考えられる<sup>19)</sup>。

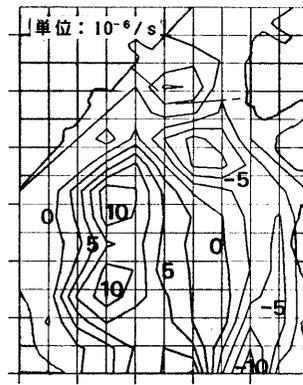
図-2.3.9は一例として防波堤開口部を開け海底地形を設置した結果(図-2.3.6(d))について、それぞれ上げ潮(同図(a))、下げ潮最盛時(同図(b))の流況と残差流(同図(c))の流速ベクトルおよび渦度分布を示したものである。同図(a)と(b)を比較すると、下げ潮時には開口部付近の陸岸境界層で生成されたと考えられる比較的大きな正の渦度が、西岸付近を除いた湾全域に流入している。この下げ潮時に流入した渦流は、湾中央部に残留するために、その付近では渦度の最大値が現れている。また逆に矢作川河口と防波堤東側開口部の沖合いに、一部負の渦度が流入している。さらに、西岸付近には陸岸境界層による渦度生成場を直接反映した負の渦度域が存在しているが、これは陸岸地形のみならず、海底地形が陸岸に向かって傾斜しているので、水深変化によって単位面積当りに作用する摩擦力が異なる結果、水平シアが生じ、陸岸境界層の効果に加味されたものと考えられる。一方、上げ潮時には、東側の陸岸境界層にも比較的大きな負の渦度生成域が存在し、西岸よりもその絶対値は大きいことがわかる。このことから、下げ潮時に防波堤開口部から西岸沿いに流入した渦流が、湾中央域で残留し、その渦流による位相の空間変化の助長によって、次の上げ潮時には、西岸よりも東岸側が早く転潮することが生じたものと考えられる。また、湾中央部の正の渦度生成域では、渦度の最大値が下げ潮時に比べ、防波堤開口部よりも位置していることが注目される。その結果、1潮時平均をとると、両者の差引で湾内に正の渦度が蓄積し、図-2.3.9(c)のような渦度をもつ残差環流が発達するものとしてその生成機構を理解することができる。

このような非線形性の強い現象では、残差環流の流動場を支配しているのは、防波堤開口部などの陸岸地形急変部で生じる渦流であり、これが残差流の物理的実体であることがわかる<sup>19)</sup>。柏井<sup>20)21)</sup>は、地形性渦流の生成・流出の実態を、水理実験によって詳細に観察して、潮汐残差環流の形成機構との関係を実体的に明確にしつつある。

潮流が大きな曲率をもち、防波堤開口部を通じて港内から内湾側へ流入する場合には、その流れがもつ遠心力と釣り合う圧力傾度力が生じ、その開口部の内湾側の周辺部には閉じた低圧部が発生する。これは陸岸の粘性境界層では流速が遅いために、圧力傾度力と陸岸の粘性応力



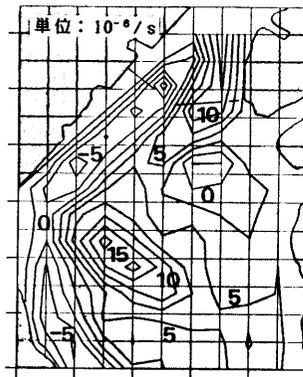
(a) 上げ潮最盛時の流況



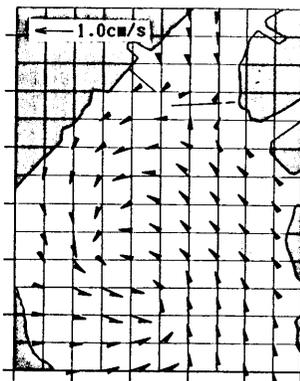
(a) 上げ潮最盛時の渦度分布



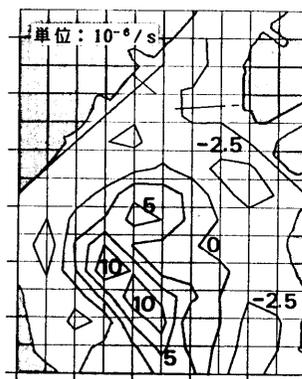
(b) 下げ潮最盛時の流況



(b) 下げ潮最盛時の渦度分布



(c) 潮汐残差流



(c) 潮汐残差流の渦度分布

図-2.3.9 最盛時の流況と渦度分布

とが釣り合うように海峡向きの反流を生成する。この閉じた流れの中に海峡部の陸岸境界層から流下してきた渦度の一部が集積し、これが渦流となって成長していく。この局所渦流は潮流が遅く渦流の成長度が小さければ、下げ潮とともに消滅するが、一方、潮流が速く渦流の成長が大きければ、それが流出して地形性渦流となって発達し、下げ潮が始まっても容易に消滅せず、かえって下げ潮によって消滅が妨げられている可能性もある<sup>19)</sup>。

(e) 潮汐残差流における流れの慣性力と地形の効果<sup>12)</sup>

水理実験結果から、①残差流の生成には、流況における環流傾向が大きく関与する、②海底地形の凹凸は、必ずしも残差流を大きくしないが、流況における環流を強める場合には、残差流をも著しく大きくする、ことなどが注目される。すなわち、残差流の大きさに直接的に関与するのは、流況最盛時の流速ベクトル表現（グルーピング）に用いた半径 $R$ と平均流速 $\bar{v}$ によって表現される、曲率をもった流れの強さであると考えられる。

(b)で述べたように、成層場における残差環流の形態は鉛直方向に異なり、円形や楕円形をしているが、その回転方向は安定していて、常に反時計回りの残差環流が形成されている。この残差環流の流れ場は渦度をもった循環流を形成するので、マクロ的には残差環流を円形とみなし、その面内では渦度分布が一様である円形渦と仮定することができる。

安田ら<sup>22)</sup>は、瀬戸内海の水理模型実験から模型の縮率効果を検討する際に、潮汐残差流の生成における渦度の重要性に着目し、流速ベクトルから計算される循環をその面積で除したものととして平均渦度を定義した。その結果、大縮尺模型と小縮尺模型とでは、その平均渦度が大きく異なり、さらに残差流もかなり相違することを示唆している。

ここでは平均渦度の定義手法を準用して、最盛時の流速ベクトルの曲率と大きさの表現として仮想平均渦度を次のように定義した。すなわち、上げ潮および下げ潮時の最盛時の流速ベクトルからそれぞれのベクトル（大きさ $\bar{v}$ ）が有する半径 $R$ の円周に沿う循環 $\Gamma$ を仮想し、それぞれのベクトルに付随する平均渦度 $E'$ として、

$$E' = \Gamma / A = \oint \bar{v}_s \, ds / \pi R^2 = 2 \bar{v} / R \quad (2.3.11)$$

を定義した。ここに、 $A$ ：円の面積、 $ds$ ：円周上の線分である。これらを上げ潮( $E_r'$ )および下げ潮最盛時( $E_e'$ )について求め、湾全体における空間平均値( $(\sum E_r' + \sum E_e') / 2$ )として、最盛時の仮想平均渦度 $E$ を決めた。

図-2.3.10は、湾内全体について現地換算した最盛時の仮想平均渦度 $E$ と潮汐残差流速の空間平均値 $\bar{v}_r$ との関係を示したものである。○、●印のみが本実験に対応するものであって、他の△印などは東京湾などの実測、他の模型実験あるいは数値解析結果から同様の方法で算出した結果を併記したものである<sup>23)24)25)26)27)</sup>。また大型水理模型として知多湾の縮尺模型(幾何水平縮尺1/1000)の結果<sup>28)</sup>も併記されている。同図を見るとかなりのばらつきがあるとは



に困難な問題を抱えているために、時間的にも空間的にも非常に複雑な流動場をもつ場合には、Longuet-Higgins<sup>29)</sup>が行ったような単純な仮定、すなわち Lagrange 的な残差流が Euler 的残差流と Stokes 速度の和として表すことはできず<sup>30)</sup>、粒子運動に関する解析的な取扱いは困難で、数値実験に頼らざるを得ない。以下ではその仮定が成立する条件、①流動場の空間変化（流れのシアの勾配）が小さく、② tidal excursion length が潮汐波の波長に比べて十分小さい流動場を取り扱う。

まず、鉛直流速のない一定水深の水平 2 次元の広い海域を考え、直交座標系  $(x, y)$  における流速成分  $(u, v)$  が、次式で表されるような流動場を想定する<sup>31)</sup>。

$$u(x, y; t) = U(x, y) \cdot \cos\{\omega t + \phi(x, y)\} \quad (2.3.12)$$

$$v(x, y; t) = V(x, y) \cdot \cos(\omega t) \quad (2.3.13)$$

ここで、 $U, V$ ：各流速振幅、 $\phi$ ：流速の位相差、 $\omega = 2\pi/T$ 、 $T$ ：潮流の周期である。

次に水粒子の運動の軌跡を考えることにする。いま特定の水粒子に着目し、時刻  $t$  における位置を  $x(t), y(t)$  とし、水粒子の軌跡の空間的な平均位置を  $(x', y')$  とする。ここで、 $x(t) - x' = \xi_e$ 、 $y(t) - y' = \zeta_e$  とおけば、 $\xi_e, \zeta_e$  の時間的変化率は水粒子の水平方向流速  $u, v$  を与えることになる。すなわち、

$$\frac{d\xi_e}{dt} = u(x, y; t) = u(x' + \xi_e, y' + \zeta_e; t) \quad (2.3.14)$$

$$\frac{d\zeta_e}{dt} = v(x, y; t) = v(x' + \xi_e, y' + \zeta_e; t) \quad (2.3.15)$$

である。上式の右辺を平均位置  $(x', y')$  のまわりについて Taylor 展開をすると、

$$\begin{aligned} \frac{d\xi_e}{dt} &= u(x', y'; t) + \left(\xi_e \frac{\partial}{\partial x} + \zeta_e \frac{\partial}{\partial y}\right) \cdot u(x', y'; t) \\ &+ \frac{1}{2!} \cdot \left(\xi_e \frac{\partial}{\partial x} + \zeta_e \frac{\partial}{\partial y}\right)^2 \cdot u(x', y'; t) + \dots \end{aligned} \quad (2.3.16)$$

となる。ここで、式(2.3.16)の右辺第 2 項までを残して近似値とする。同様にして、

$$\frac{d\zeta_e}{dt} = v(x', y'; t) + \left(\xi_e \frac{\partial}{\partial x} + \zeta_e \frac{\partial}{\partial y}\right) \cdot v(x', y'; t) \quad (2.3.17)$$

が得られる。さらに、式(2.3.16)の近似式および式(2.3.17)を積分し、逐次近似解法を適用すると  $\xi_e, \zeta_e$  は以下のように表すことができる。

$$\xi_e = \xi_{e0} + \int \xi_{e0} \frac{\partial u(x', y'; t)}{\partial x} dt + \int \zeta_{e0} \frac{\partial u(x', y'; t)}{\partial y} dt \quad (2.3.18)$$

$$\zeta_e = \zeta_{e0} + \int \xi_{e0} \frac{\partial v(x', y'; t)}{\partial x} dt + \int \zeta_{e0} \frac{\partial v(x', y'; t)}{\partial y} dt \quad (2.3.19)$$

ここで、 $\xi_{e0} = \int u(x', y'; t) dt$ 、 $\zeta_{e0} = \int v(x', y'; t) dt$  である。したがって、1 周期間における水粒子の移動量 ( $\Delta \xi_e$ ,  $\Delta \zeta_e$ ) は、

$$\begin{aligned} \Delta \xi_e &= (\xi_e)_{t=T} - (\xi_e)_{t=0} \\ &= -\frac{T^2}{4\pi} \cdot \left\{ U^2 \frac{\partial \phi}{\partial x} + V \left( \frac{\partial U}{\partial y} \sin \phi + U \frac{\partial \phi}{\partial y} \cos \phi \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.3.20)$$

$$\begin{aligned} \Delta \zeta_e &= (\zeta_e)_{t=T} - (\zeta_e)_{t=0} \\ &= \frac{T^2}{4\pi} \cdot \left\{ U \frac{\partial V}{\partial x} \sin \phi \right\} \end{aligned} \quad (2.3.21)$$

と表される。これらのことから、結局、1 周期間内の平均輸送速度  $U_s$  の絶対値は以下のようである。

$$U_s = \{ (\Delta \xi_e)^2 + (\Delta \zeta_e)^2 \}^{1/2} / T \quad (2.3.22)$$

浅海波の分野でよく知られているように、流速の振幅と位相が空間的に変化する波動場では、流速のシアーに起因する Stokes Drift によって、海水粒子は 1 周期後には元の位置には戻らない<sup>32)</sup>。このような流れ場の変化量は、すなわち①流れの水平シアー構造、②潮流の位相の空間分布である。水平シアーは、たとえば、陸岸付近から海峡中央に向かって流速が大きくなるというように、隣合う 2 点間の流速が異なっている状況を表す。また位相の空間分布は、海峡中央ではまだ上げ潮が続いているのに、岸近くではすでに下げ潮が始まっているというように、流況が場所により遅れたり進んだりしている状況を表して、流れのシアー構造と密接に関連している<sup>7)</sup>。

式(2.3.20)、(2.3.21)からわかるように、流速振幅  $U$ ,  $V$  および位相差  $\phi$  が空間的に一様であれば  $\Delta \xi_e$ ,  $\Delta \zeta_e$  は 0 であり、実質的な質量輸送速度  $U_s$  は生じない。ここで注目すべき点は、流速  $u$  と  $v$  の間に位相差  $\phi$  自体が存在し、その振幅  $U$ ,  $V$  あるいは  $\phi$  のいずれかが空間的に変化すること（流れのシアー構造）が、水粒子を 1 周期後に実質的に移動させる必要条件となることである。すなわち、実質的な海水交換が生じるためには、

①流速の振幅  $U$ ,  $V$  が空間的に変化

②流速の位相差  $\phi$  が空間的に変化

### ③流速の振幅 $U, V$ と位相差 $\phi$ の両者が同時に空間的に変化

する場合のいずれかが要因とならなければならないことがわかる。ただし、実海域では、たとえば陸岸や底面近傍には粘性を無視できない境界層が存在し、振動流境界層理論<sup>32)</sup>からもわかるように、その粘性の効果は、a)流速振幅の減少と、b)位相差の増大の2つに現れている。したがって、一般には振幅と位相の空間的变化が単独で存在することはなく、時・空間的に複雑なシア構造をもった流動場が形成されている。さらに、前述した渦流の生成・消滅過程は、潮流の位相遅れの分布そのものであると考えられている<sup>7)</sup>。

以上の解析から、一方向に向かう流れ(密度流、吹送流、潮汐残差流など)があれば、水粒子が1周期後に元の位置に戻らないことは自明のこととして言うに及ばず、振動流である潮流にシアや位相の空間分布があればドリフトが生じて、やはり元の位置に戻らないことがわかる。これらは海峡部のように潮流の流速が大きいところで顕著に現れ、効果的に海水交換が生じる可能性があることを理解できる。

#### (g)潮汐残差環流による海水交換

河川水などの淡水供給がある比較的閉鎖的な内湾の水温・塩分濃度などの平均レベルは、防波堤開口部や海峡部などの急変部を除けば、主として準定常的な恒流系(密度流、潮汐残差流、吹送流など)によって支配されていると考えられている<sup>7)</sup>。そのうち、密度流は河口域や水塊間のフロントなど水平密度勾配の大きな領域で発達する。特に比較的浅くて大きな内湾では、潮流に伴う鉛直混合によって密度成層が崩されて、比較的大きな密度勾配が作られ、湾全域規模の密度流が形成されることも知られている<sup>11)</sup>。さらに湾のスケールが大きくなると、密度流はコリオリ力の影響を受けて、むしろ水平循環化されることが数値実験などによって定量的に明らかにされつつある<sup>2)</sup>。知多湾のような防波堤開口部などの地形急変部を含む内湾では、前述したように地形の効果によって比較的強い潮汐残差環流(水平循環流)が形成され、塩分輸送機構において、また恒流系自体としても密度流より卓越することが明かにされている<sup>2)</sup>。そこで以下では潮汐残差環流が卓越する海域に限定して、それが海水交換に果たす役割について考察する。

狭い湾口から外海水が潮流によって湾内に流入し、環流域に比較的一様な水塊を形成するが、その機構は、前述した渦度の流入・残留によって残差環流が形成される過程と類似している。簡単のために、水深が海峡部を通じてほぼ一定の閉鎖的な内湾を考えると、物質の鉛直平均濃度を  $C$  とし、物質の保存式は次のように表される<sup>7)</sup>。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = - \left( U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} \right) + K_c \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right) + S_0 - \alpha_a C \quad (2.3.23)$$

ただし、 $x, y$  : 水平面内の直交座標系、 $t$  : 時間、 $U, V$  :  $x, y$  方向流速、 $S_0$  : 物質  $C$  の単

位時間・単位質量当りの供給量， $K_c$ ：みかけの拡散係数， $\alpha_a$ ：堆積や生物・化学的反應による物質の減衰率である。 $K_c$ の中には，潮流に伴う水平渦動拡散と鉛直シアー分散，密度流および風によるシアー分散効果などが含まれている。ここで，式(2.3.23)の1潮汐間の時間平均を考えると，この時間平均濃度 $C_s$ に関する保存式は次式のようなになる<sup>7)</sup>。

$$\frac{\partial C_s}{\partial t} = - \left( U_T \frac{\partial C_T}{\partial x} + V_T \frac{\partial C_T}{\partial y} \right) - \left( U_s \frac{\partial C_s}{\partial x} + V_s \frac{\partial C_s}{\partial y} \right) + K_c \left( \frac{\partial^2 C_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C_s}{\partial y^2} \right) + (S_o)_s - \alpha_a C_s \quad (2.3.24)$$

ただし， $U_T, V_T$ ：流速成分 $U, V$ の振動成分， $U_s, V_s$ ：流速成分 $U, V$ の定常（残差）成分， $C_T$ ：濃度の振動成分， $\bar{\quad}$ ：1周期平均の意味を表す。式(2.3.24)の右辺第1項は，潮流および物質濃度の振動成分による物質輸送項の1周期平均であり，渦度バランスにおける式(2.3.10)の左辺の移流項（非線形効果）に対応するものである。海峡部付近において，外海水が海峡から環流中央部に流出して残留したり，環流周辺部を回ってきた沿岸系の水塊が，満潮時ないし下げ潮初期に湾外へ流出し，その大部分が戻らない現象（後流渦とその流出による輸送効果）は，この非線形項として現れる。右辺第2項は残差流自身による移流効果であり，環流部では海峡部から第1項によって流入する外海性の水塊を湾奥部に運び，環流周辺部の沿岸水を海峡部付近に運ぶので，塩分輸送においてその役割は卓越している。右辺第3項の鉛直シアー分散効果を含むみかけの水平拡散項の物質輸送能力は，環流の内部領域においては残差流による移流項に比べてかなり小さいので，知多湾の現地観測結果（図-2.3.3参照）のように，残差流の流線と潮時平均濃度の等値線はほとんど平行になっている。加えて，水平拡散項は密度流などの横断流とともに残差流の流線・物質の周期平均濃度の等値線を横切る輸送をもたらすので，環流内部の一様化や環流と環流の間の物質交換過程において重要となる<sup>7)</sup>。

以上述べたように，潮汐残差流が卓越する海域では，残差流自身によって，外海性の水塊を湾奥部へ，また環流周辺部の沿岸性の水塊を海峡部へ輸送し，湾内水と外海水の交換は，海峡部周辺の潮汐振動流の輸送効果によって直接行われている。

## 第4節 結 言

本章では，まず伊勢湾の水塊形成に大きく貢献している陸水（河川水）流入による拡散状況と水塊分布の形成過程を，季節的変動を含めた時間スケールの中で明らかにするために，河川水の流入量の多い豊水期（5月～9月）と河川流量の少ない渇水期（11月～1月）の対照的な

時期に分け、リモートセンシング情報の現地広域調査結果、伊勢湾域での定期的水質調査などから河川水の影響範囲を考察した。それらの結果を列挙すれば以下のようである。

- ① 豊水期の水塊分布は、濃度の高い濁水を含む河川水が、全体として明確な濁度フロントを保持しながら、伊勢湾西岸に沿って湾口部へ流出するが、渇水期の水塊分布は、伊勢湾東岸に沿って南東方向に濁水を含む河川水が分布し、知多半島の南部にまで延びている。このように豊水期と渇水期において、河川水の流出パターンが対照的に異なっており、その水塊の形成には潮流のみならず、季節的な気象・海象などの変動が影響を及ぼしている。
- ② 水温、塩分の水平・鉛直分布から鉛直混合の発達している渇水期では、湾内の密度分布はほぼ一様であり、外海との境界では明確な海洋フロントが存在している。また、豊水期では、塩分の成層化が顕著であり、河川水の影響範囲は、水温よりは塩分分布とよく対応している。
- ③ 伊勢湾では、各海域の海況特性が地形形状によって潜在的に決定されている部分が少なくなき、海峡部と湾内では、駆動力である潮流の強さが明らかに異なり、各水域の水塊分布が特徴づけられる。

次いで、伊勢湾の特性を代表する閉鎖的な知多湾を対象に、水塊分布の形成に影響を及ぼす流動場が、海底・陸岸地形、外力(潮汐条件)などの境界条件および密度成層状態とどのような関係があるかを水理模型実験から考察した。主要な結論は以下のようである。

- ④ 残差流の生成には、最盛時の流況における流れの曲率が大きく関与しており、海底地形・港の有無、潮位振幅の大小、密度成層状態の有無、さらには幾何縮尺比の違いなどに係わらず、新たに定義した仮想平均渦度が残差流速の大きさを支配している。このことは、流況として発生する渦度が潮汐残差流の大きさを決定する最も重要な要素であることを示唆している。
- ⑤ 上げ潮および下げ潮最盛時の渦度分布の対称性から、残差渦度をもつ潮汐残差環流のマクロ的な生成機構が考察された。
- ⑥ 潮汐振動流に流速のシアーや位相の空間分布があればドリフトが生じて、水粒子は1周期後に元の位置に戻らず、この効果は海峡部のように潮流の流速が大きいく所ですら顕著に現れ、効果的に海水交換が生じることを理論的に説明した。
- ⑦ 潮汐残差環流が卓越する海域では、残差流自身によって、外海性の水塊を湾奥部へ、また環流周辺部の沿岸性の水塊を海峡部へ輸送し、湾内水と外海水の交換は、海峡部周辺の潮汐振動流の輸送効果によって直接行われていることを現地観測結果から概観した。

## 参考文献

- 1) 上嶋英機：瀬戸内海の物質輸送と海水交換性に関する研究，中国工業技術試験所研究報告，第1号，p. 179, 1986.
- 2) 日本海洋学会編：海洋環境調査法，恒星社厚生閣，pp. 480～482, 1979.
- 3) 日本海洋学会・沿岸海洋研究部会編：日本全国沿岸海洋誌，東海大学出版会，pp. 493～558, 1985.
- 4) 笠井克紀：伊勢湾の将来計画および環境評価に関する研究，名古屋大学卒業研究，p. 30, 1983. 2.
- 5) 運輸省第五港湾建設局設計室(伊勢湾水理模型実験場)：昭和61年度リモートセンシングによる伊勢湾奥部水質調査報告，p. 213, 1987. 3.
- 6) 気象庁：気象庁月報全国気象表，p. 84, 1986. 11.
- 7) 平野敏行編：沿岸海域保全のための海の環境科学，恒星社恒星閣，pp. 3～79, 1983.
- 8) 北尾高嶺・中村俊六・木曾祥秋：成層化した閉鎖性海域における栄養塩の挙動に関する研究，財団法人鉄鋼業環境保全技術開発基金研究成果報告書，p. 171, 1984. 3.
- 9) 和田 明・宮池克人：吹送流による湾内水の流動・拡散の特性，電力中央研究所報告(依頼報告)，No. 375517, p. 61, 1976.
- 10) 社団法人底質浄化協会：昭和59年度河川流入堆積機構調査(第1回説明会資料)，伊勢湾底質浄化調査委員会，p. 68, 1984. 10.
- 11) 宇野木早苗：内湾の物理環境，内湾の環境科学上巻(西条八束編)，pp. 63～162, 1984.
- 12) 和田 清・中村俊六：知多湾における海水流動機構に関する実験的研究，土木学会第30回海岸講演会論文集，pp. 521～525, 1983.
- 13) Nakamura, S., T. Kitao, Y. Kiso and K. Wada : A multi-phased study on the behavior of nutrient salts in a stratified bay, International Symposium on Scale Modeling, JSME, pp. 403～410, 1988.
- 14) Robinson, I. S. : Tidally induced residual flows, Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas, (Editor: B. Johns) Elsevier Oceanography Series, No. 35, pp. 321～356, 1983.
- 15) Yanagi, T. : Fundamental study on the tidal residual circulation, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 32, pp. 199～208, 1976.
- 16) Oonishi, Y. : A numerical study on the tidal residual flow, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 33, pp. 207～218, 1977.
- 17) 寺本俊彦編：海洋学講座海洋物理学 I，東京大学出版会，pp. 93～98, 1974.

- 18) Imasato, N.: Application limit of tide-induced residual current theory(criticism of previous studies on a circular tide-induced residual current), J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 43, pp. 319~331, 1987.
- 19) 樋口明生, 柳 哲雄, 柏井 誠: 潮流による拡散の水理模型実験について(V), 京都大学防災研究所年報第16号 B, pp. 619~629, 1973.
- 20) Kashiwai, M. : Tidal residual circulation produced by a tidal vortex, Part 1: Life history of a tidal vortex, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 40, pp. 279~294, 1984.
- 21) Kashiwai, M. : Tidal residual circulation produced by a tidal vortex, Part 2: Vorticity balance and kinetic energy, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 40, pp. 437~444, 1984.
- 22) 安田秀一, 樋口明生, 早川典生: 瀬戸内海水理模型における縮率効果に関する実験的研究, 中国工業技術試験所報告第1号, pp. 61~78, 1976.
- 23) 中部電力(株): 三河湾潮流解析報告書, p. 23, 1977.
- 24) 運輸省第三港湾建設局関西国際空港調査室: 大阪湾南部海岸性状調査報告書(通年報告書), p. 814, 1980.
- 25) 井上尚文: 有明海の物理環境, 沿岸海洋研究ノート, 第17巻第2号, pp. 151~160, 1980.
- 26) 運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務室: 東京湾潮流調査報告書(第2報), p. 111, 1967.
- 27) 村上和男: 有限要素法による潮汐流の数値計算, 運輸省港湾技術研究所資料, No. 404, pp. 22~49, 1981.
- 28) 和田 清: 知多湾における海水流動機構に関する実験的研究, 豊橋技術科学大学修士論文, p. 62, 1983.2.
- 29) Longuet-Higgins, M.S.: On the transport of mass by time varying ocean currents, Deep Sea Research, vol. 16, pp. 431~447, 1969.
- 30) Zimmerman, J.T.F.: Topographic generation of residual circulation by oscillatory (tidal) currents, Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics, Vol. 11, pp. 35~47, 1978.
- 31) 国司秀明・今里哲久・西 勝也: 潮流による海水交換 (Euler-Lagrange の手法を用いた数値実験), 昭和56年度科学研究費補助金一般研究B研究成果報告書, p. 59, 1982.3.
- 32) たとえば, 岩垣雄一・榎木 亨: 海岸工学, 共立出版, p. 463, 1979.



# 第3章 潮汐波の水粒子速度計測のための差温式微流速計

## 第1節 概説

閉鎖的な内湾は、潮汐残差流などの恒流によって形成される循環流域と、その循環流から取り残された形で停滞性水域の両者が存在する共存場である。停滞性水域は潮流が弱く、栄養塩の高い河川水を滞留させるために、強い貧酸素水塊を形成し、赤潮を多発して、海底にはヘドロが堆積する状態となっている。この流動環境が悪化した停滞性水域は、早急に水質改善しなければならない海域である<sup>1)</sup>。

このような停滞性水域を含む内湾の流動場は、流速の振幅と位相が絶えず時間的に変化している。この内部流速の構造、すなわち流れ場の水平・鉛直シア構造を把握することは、長期的な物質分布に影響を与える潮汐残差流の生成・維持機構、またそのシア構造と密接に関連した物質分散機構、さらには湾内水と外海水との海水交換や、湾内水内部での海水置換などを理解する上で、不可欠なことである。

水理模型実験によって湾内流動場をシミュレートする場合、水理模型内の流れは流速ゼロを中心とする往復振動流となるが、原型自体の流速が小さいために、流れが乱流域にある時間的割合(乱流度)は低く、模型内では層流の範囲内にとどまることも多い<sup>2)</sup>。流速計として、種類のものがあり、すでに多くの検討が加えられている<sup>3)4)</sup>にもかかわらず、このような緩流域における Euler 的な流速の計測機器は、非接触計測であるレーザー流速計などを除いてほとんどないのが現状である。緩流域の流動場の内部構造を明らかにするためには、微流速における出力信号とノイズとの比(S/N比)ができるだけ大きく、ノイズやドリフトの混入の影響が少ない流速計の開発が急務である。

そこで、このような目的に合致し、しかも比較的安価で、安定性の高い流速計として、トレーサー法を原理とする差温式のものに注目した。それは、従来の流速計の多くが流速が小さくなると極端にその測定精度が低下するのに対して、差温式微流速計<sup>5)6)7)8)</sup>は、温度に対する抵抗変化率が他の抵抗体に比べて一桁以上大きいサーミスターを用いており、他のセンサーでは検出することができない困難な遅い流れ場の流速測定に適用できる可能性、さらに流速が小さくなると他の流速計に比べ測定精度を向上するという性質をもっているからである。

微流速の測定法として、南<sup>9)</sup>は瞬間的に発生した温水塊がヒーターから受感部まで流下する時間を測定し、温水塊の分子拡散(温度拡散)速度の影響を除去して測定誤差±20%の範囲で、 $10^{-2} \sim 10^{-3}$  cm/s程度の極微流速の測定を行っている。すなわち流れの中に熱源を置いたとき、

その熱量は流速によって運ばれるが、その空間的な温度分布から流速を求めるというトレーサー法を原理とするものである。基本的には差温式微流速計も同じ原理に基づくものである。

また Bensemann<sup>10)</sup> や Byrne ら<sup>7)8)</sup> は、水の流れに垂直に埋設した線状熱源の上下流側の温度差を測定し、土壌中の水分フラックスを直接測定するものとして差温式微流速計を開発し、土壌中の飽和流の測定に用いた。また Kawanishi<sup>6)</sup> は、これを不飽和帯に適用し土壌水の水分フラックスを直接測定した。さらに、谷口ら<sup>5)</sup> は現象の変化に対する流速計のタイムラグを検討して、非定常な現象について議論している。彼らによれば、水分フラックスがパルス的に変化する非定常現象では、その絶対値を求める場合に、急激な変化に対する流速計のタイムラグを考慮する必要があると結論づけている。

このように差温式微流速計は、定常のみならず非定常な地下水の比較的大きな時間スケールの現象に対して用いられてきた。しかし、潮流などのように比較的緩慢に変化する流れ場への差温式微流速計の適用性については、まだ十分に検討されていないのが現状である。土粒子と水分が混在する地下水流に比べて、比熱がほぼ一定と考えられる水流への適用は、現象の時間スケールが同程度である場合には、容易に拡張が可能であると思われる。しかし、本来熱の移流拡散を原理とする点で検出可能な流れ場の特性、たとえば流速の絶対値、小スケールの流速の時間変動、などに対して、その適用性は自ずと制約を受ける。

本章では、潮流のように流速の振幅と位相が絶えず時間的に変化している潮流場の内部構造、すなわち流れ場のシア構造を明らかにすることに主眼を置き、①流速の水平方向成分が卓越し、②流速の絶対値が1 cm/s以下の緩流速域における内部流速を測定することに目的を限定して試作した Euler 的計測機器、差温式微流速計について記述する。

具体的には、まず第2節で差温式微流速計の作動原理および流速計の感度を理論的に述べて、その理論的取り扱いにおいて仮定した点、たとえば熱源を無限な線状熱源、熱源と温度検出部の距離が同じ場合について、その影響を考察する。

ついで、第3節では、試作した差温式微流速計の構成要素(形状、材質など)およびその応答特性などの基本的特性を述べる。また差温式微流速計のセンサー部を構成する温度検出部と熱源部の検定を、レイノルズ数などの無次元量との関係で個々に考察しながら、センサー部一体とした検定結果を併せて行う。

第4節では、潮流などの長周期波動場における内部流速計測機器として試作した差温式微流速計が、実用上どの程度有用性があるかを、水理実験から緩流速域での流速場に対する応答特性を検討する。

最後に第5節では主要な結論を取りまとめる。

## 第2節 差温式微流速計の作動原理

### 2-1 流速測定の基本式

$x, y$  方向平面二次元の定常流れの中に連続熱源がある場合を考えると、そこに生じる温度場での熱移流拡散方程式は、

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = K_d \left( \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial T_p}{\partial x} - v \frac{\partial T_p}{\partial y} \quad (3.2.1)$$

と記される。ここで、 $x, y$  : 水平面内の直交座標系、 $t$  : 時間、 $T_p$  : 温度、 $u, v$  :  $x, y$  方向の流速成分、 $K_d$  : 熱拡散係数(一定)である。

いま、図-3.2.1に示すように熱源が $x-y$ 平面に垂直な $z$ 軸上 $(x, y) = (0, 0)$ の無限線状熱源であるとし、その単位長さ単位時間当りの発生熱量を $q$ とする。ただし、ここで言う発生熱量は熱容量で割ったものである。また、流れ場が $x, y, z$ いずれの方向にも無限の広がりを持ち定常であって、さらに流速ベクトル $\underline{W}_v$ が $x$ 方向に対して迎角 $\theta$ を持つ二次元の場合には、 $t \rightarrow \infty$ の定常温度場に対して、式(3.2.1)の解は、

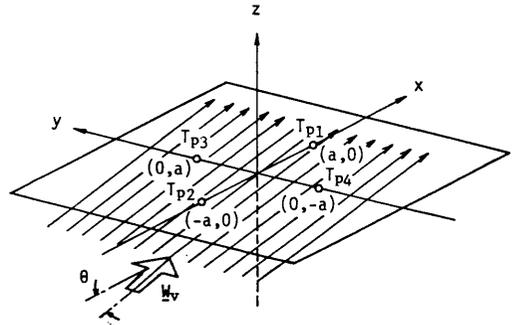


図-3.2.1 座標系および記号の定義

$$T_p = \frac{q}{2\pi K_d} \cdot \exp(\alpha_u x + \beta_v y) \cdot K_0(\sqrt{\alpha_u^2 + \beta_v^2} \cdot r) \quad (3.2.2)$$

と表される (Appendix 1 参照)。ただし、 $\alpha_u = u / 2K_d$ 、 $\beta_v = v / 2K_d$ 、 $r^2 = x^2 + y^2$ 、 $W_v^2 = u^2 + v^2$ 、 $K_0$  : 0次の第2種変形 Bessel 関数である<sup>6)</sup>。

したがって、 $x$ 軸上の2点 $(a, 0)$ 、 $(-a, 0)$ および $y$ 軸上の2点 $(0, a)$ 、 $(0, -a)$ の温度をそれぞれ $T_{p1}$ 、 $T_{p2}$ 、 $T_{p3}$ 、 $T_{p4}$ とすると、 $x, y$ 方向におけるこれら、それぞれ2点の無次元温度差 $\Delta T_{p12}$ 、 $\Delta T_{p34}$ は、それぞれ

$$\Delta T_{p12} = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{q / 2\pi K_d} = (e^{\alpha_u a} - e^{-\alpha_u a}) \cdot K_0(\sqrt{\alpha_u^2 + \beta_v^2} \cdot a) \quad (3.2.3)$$

$$\Delta T_{p34} = \frac{T_{p3} - T_{p4}}{q / 2\pi K_d} = (e^{\beta_v a} - e^{-\beta_v a}) \cdot K_0(\sqrt{\alpha_u^2 + \beta_v^2} \cdot a) \quad (3.2.4)$$

となる。この式は、 $a$ 、 $q$  および  $K_d$  が与えられれば、温度差  $T_{p1} - T_{p2}$  および  $T_{p3} - T_{p4}$  から  $\alpha_u$ 、 $\beta_v$ 、すなわち  $u$ 、 $v$  が求められることを示している。

図-3.2.2は、式(3.2.3)、(3.2.4)から、流速成分  $u$ 、 $v$  を求める手順を示している。つまり、 $\Delta T_{p12}$  と  $\Delta T_{p34} / \Delta T_{p12}$  の関係からまず  $\alpha_u a$  が求まり、その  $\alpha_u a$  と  $\Delta T_{p34} / \Delta T_{p12}$  の関係から  $\beta_v a$  が決定される。

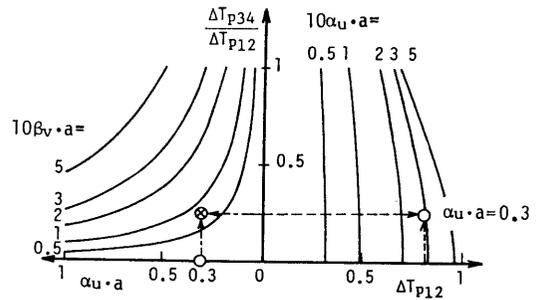


図-3.2.2 無次元流速2成分と温度差の関係

## 2-2 流速計の感度

以下では、簡単のために、流れの方向が  $x$  軸と一致した1次元の場合(図-3.2.1において、 $\theta = 0^\circ$ )を考えることにする。

式(3.2.3)を流速  $u$  について微分すると、このような場合には、

$$\frac{\partial (T_{p1} - T_{p2})}{\partial u} = \frac{q a}{4 \pi K_d^2} [(e^{\alpha_u a} + e^{-\alpha_u a}) \cdot K_0(\alpha_u a) - (e^{\alpha_u a} - e^{-\alpha_u a}) \cdot K_1(\alpha_u a)] \quad (3.2.5)$$

となる。ここで、 $K_1$ : 1次の第2種変形 Bessel 関数である。図-3.2.3は式(3.2.3)、(3.2.5)を無次元化して示したものである。同図からわかるように、 $\alpha_u a = 0$  すなわち  $u = 0$  のときに流速に対する無次元温度差  $\Delta T_{p12}$  の変化率は最大となる。一方、 $\alpha_u a = 0.78$  では、 $\Delta T_{p12}$  は最大で、 $\alpha_u a$  すなわち流速に対するその変化率はゼロとなり、以後流速の増加に応じて  $\Delta T_{p12}$  は減少する。このように流速に対する温度差の応答特性は非線形ではあるが、 $\alpha_u a < 0.78$  の範囲では1価関数となるので、流速がこの範囲内にある場合にはこの流速計を用いることができる。しかも、ここで注目すべき点は流速が小さくなるほど、流速に対する温度差の変化率が大きいことであって、これは流速が小さいほど流速計としての感度が高くなることを示している。

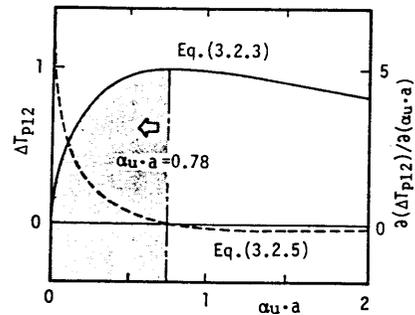


図-3.2.3 流速に対する温度差とその変化率

### 2-3 熱源が有限長であることの影響

前述したように、式(3.2.3)を導く前提として無限線状熱源を仮定したが、実際には熱源部は有限であり、その影響を把握する必要がある。これは無限線状の式(3.2.3)から有限な長さ(2L<sub>h</sub>)の熱源以外の距離(±L<sub>h</sub>~±∞)の影響を差し引くことによって求めることができる。すなわち流れ場のz方向の広がり、換言すると水深が十分に大きいという仮定に立っても、熱源が無限ではなく有限長に限られている場合には、その影響が温度場に現れる。そのような場合には、式(3.2.3)に対応する式として、

$$T_{p1} - T_{p2} \cong \frac{Q}{2L_h} \cdot \frac{1}{2\pi K_d} (e^{\alpha_u a} - e^{-\alpha_u a}) \cdot \left[ K_0(\alpha_u a) - \frac{\exp\{-\alpha_u(L_h^2 + a^2)^{1/2}\}}{\alpha_u L_h} \right] \quad (3.2.6)$$

が得られる<sup>7)</sup>。ここでQは線状熱源の長さ2L<sub>h</sub>での単位時間当りの発生熱量を熱容量で除したものである。

熱源が有限長である影響は、式(3.2.6)における[ ]内の第2項の大きさ、換言すると、線状熱源の長さ(2L<sub>h</sub>)が、線状熱源と温度検出部の距離aに比べて小さいか否かによって判断される。すなわちそのアスペクト比a/L<sub>h</sub>が0.2以下の範囲では、上式(3.2.6)と線状熱源が無限の場合の式(3.2.3)の差は小さく、有限長の式として式(3.2.3)を用いてもその誤差は小さい。

### 2-4 熱源と温度検出部の距離の非対称性

製作誤差などにより線状熱源から温度検出部までの距離aが流れの上・下流側で異なる場合、それぞれの距離をa<sub>1</sub>、a<sub>2</sub>(a<sub>1</sub>≠a<sub>2</sub>)とすれば、無次元温度差は次式によって表わすことができる。

$$\Delta T_{p12} = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{q / 2\pi K_d} = \{ e^{\alpha_u a_1} \cdot K_0(\alpha_u a_1) - e^{-\alpha_u a_2} \cdot K_0(\alpha_u a_2) \} \quad (3.2.7)$$

上式において、0次の第2種変形 Bessel 関数 K<sub>0</sub>は、流速ゼロ(α<sub>u</sub>=0)で特異点(+∞)をもつので、K<sub>0</sub>の積分表示からα<sub>u</sub>→0の極限を考えて整理すると、この非対称性(a<sub>1</sub>≠a<sub>2</sub>)による流速ゼロでの無次元温度差(ΔT<sub>p12</sub>)<sub>0</sub>は、以下のように求められる。

$$(\Delta T_{p12})_0 = \ln \left( \frac{a_2}{a_1} \right) \quad (3.2.8)$$

すなわち，線状熱源から温度検出部までの距離が対称な場合 ( $a_1 = a_2$ ) にのみ，流速ゼロにおける温度差 ( $\Delta T_{p12}$ ) は生じないが，それが非対称な場合 ( $a_1 \neq a_2$ ) では，温度差がゼロにはならず流速ゼロにおける初期温度差 zero-error が生じる．ただし，その比  $a_1 / a_2$  が 1 に近い場合は，その zero-error の値をあらかじめ加味することによって，基本的には線状熱源から温度検出部までの距離が対称な場合の式(3.2.3)を適用することができる．

### 第 3 節 差温式微流速計の基本特性

#### 3-1 流速計の構成

本研究で試作した差温式微流速計の主要構造部分を示したものが図-3.3.1であり，温度差を測定するセンサー部(図 a)と回路部(図 c)とから構成され，図 b はセンサー部の断面図である．

センサー部は，内部にサーミスターを埋め込んだ外径 2 mm, 内径 1.5 mm の 3 本のステンレスパイプ(温度検出部一対と熱源部)からなり，パイプの中心間隔は  $a = 5$  mm に固定している．中央のパイプには熱源として，直径 0.32 mm, 長さ 60 cm のニクロム線を絶縁してから巻き付け，浮遊物質などによる汚濁の影響を低減させて熱源放熱効果を均一化し，流速が増加してもある程度温度差が生じるように外径 4 mm のステンレスパイプで被覆し，これに 0.6 A の定電流を流して，加熱するようにした．

回路部は，2つのサーミスターがブリッジ回路の 2 辺をなすように組み込まれており，回路へは，0.1 mA の定電流を流し，抵抗のバランスのくずれによる電位差から温度差，さらに熱源中に挿入したサーミスターから温度が測定できるようになっている．

試作した差温式微流速計は，土壤中の水分フラックスを直接測定する装置として開発されたものを参考にしたが<sup>5)7)8)</sup>，流体中に適用するためにはいくつかの改良を必要とした．従来土壤中の水分フラックス測定に用いられてきたものは，1 方向流速成分を抽出する形となっており，主流方向が確定している場合にのみ適用可能であった．しかし，第 2 節で述べたような任意の流速成分の測定のためには，温度検出部を 2 組垂直に配置しなければならない．ところが，

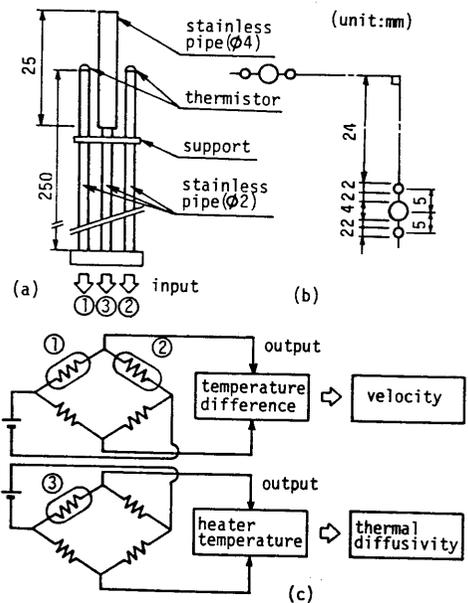


図-3.3.1 差温式微流速計の主要構造部分

図-3.2.1のように1本の熱源の周囲に4本の温度検出部を配置すると、その支柱の影響などにより流れの状態が乱れる可能性がある。このため、著者らはそれぞれ図-3.3.1(a)のような1本の熱源と2つの温度検出部をもつ2組を作り、それらを図-3.3.1(b)のように離して配置することにした。このように検出エレメント部が引き起こす乱れを最小限にするために、3本のパイプ間隔および形状を変化させた。

図-3.2.3からもわかるように、無次元流速 $\alpha_u a$ と無次元温度差 $\Delta T_{p12}$ の関係は、 $\alpha_u a \leq 0.78$ の範囲では1価関数として扱うことができる。無次元流速 $\alpha_u a (= a u / 2 K_d)$ は、熱拡散係数 $K_d$ が一定の場合、流速 $u$ および線状熱源と温度検出部の間隔 $a$ の関数であるので、基本的には間隔 $a$ を小さくすることによって、測定可能な流速 $u$ の範囲は大きくなる。ただし、指向性などの点から間隔 $a$ は小さすぎても問題があるため、 $a = 4, 5, 6$  mmの3通りについて検討した結果、感度、指向性などの点から、上述したように間隔 $a$ は5 mmとした。なお、流速ベクトル $\underline{W}_v$ が $x$ 軸と一致する $\theta = 0^\circ$ の場合(図-3.2.1参照)、一価関数の成立する最大流速値は、 $a = 4$  mmにおいて1.0 cm/s程度である。

ここで、温度検出部として、サーミスターを用いたのは、温度に対する抵抗変化率が他の抵抗体(白金など)に比べて一桁以上大きいため感度がよく、応答性が速いので急速な温度変化に追従でき、また耐湿、耐熱衝撃、耐振動などの環境に対して信頼性が高いからである。このことから、差温式微流速計は他の流速計では検出することが困難な遅い流れ場の流速測定に適用できる可能性を秘めていると考えたわけである。なお使用したサーミスターは、宝工業製のSSBビード型で、ガラスで被覆された直径1 mmの球形をしている。その基本特性を以下に示す。

- ①サーミスターの抵抗値は、温度 $0^\circ\text{C}$ : 15 k $\Omega$ , 100 $^\circ\text{C}$ : 0.5 k $\Omega$ であり、温度が高くなると抵抗値が減少する特性をもつ。
- ②サーミスターの温度・抵抗特性の勾配を表すB値は 3400 Kで、その値が大きいほど温度による抵抗変化率は大きくなる。
- ③サーミスターの測温体の温度を $1^\circ\text{C}$ 上げるのに必要な電力を表す熱放散定数は、水中で 2.0 mW/ $^\circ\text{C}$ であり、自己加熱による誤差を無視できるようにサーミスターに流す電流を限定する。
- ④サーミスターの周囲温度が $T_{pa}$ から $T_{pu}$ に急変した場合、そのサーミスターの抵抗変化の追従速度として、 $T_{pa}$ と $T_{pu}$ の温度差の 62.3 %だけ変化するのに要する時間を熱時定数として定義し、その値は 0.15 s 程度である。

### 3-2 流速計の応答特性

ここで考えている流速計に要求される応答特性は、全周波数域に一様である必要はなく、本研究で対象としている潮流現象などの緩流速をとらえ得る特性であれば十分である。従来流速計の応答速度の目安として時定数がよく用いられるが、一般に、この時定数は、前述した熱時

定数と同様、流速変化の 62.3 % に達するまでの時間として定義される<sup>11)</sup>。以下では、その全変化の 90 % の時間（時定数の約 2.3 倍）を応答時間として定義する。

本研究では、まず流速計のステップ応答を調べたが、そのためには滑動可能な台車に流速計のセンサー部（温度検出部と熱源部）を取り付け、静水中を走行する台車が急に滑動および停止した場合の出力値の変動状況を測定した。なお、台車の速度は 0 ～ 3 cm/s、台車の速度検出精度は ± 0.25 mm/s である。

図-3.3.2 は、その出力値の時間変化について、実際の出力例（同図 a）およびその模式図（同図 b）を示したものである。図 a からわかるように、台車の滑動開始直前までの出力値（ $V_s$ ）の時間変化は安定しているが、滑動直後に出力値はスパイク的に応答し、最大値に達した後、ほぼ安定した値（ $V_r$ ）まで減衰する。ここで、図 b に示したように滑動開始から最大出力値（ $V_r + V_s'$ ）までの時間  $t_s''$ 、およびその最大値と滑動後安定した一定出力値（ $V_r$ ）の差  $V_s'$  に対する応答時間  $t_s'$  の和（ $t_s' + t_s''$ ）として滑動応答時間（ $t_s$ ）を定義する。また、台車の停止後急激に出力値は最小値（ $V_e - V_e'$ ）まで低下するが、滑動開始直後の場合よりも、最小値以後の変化状況は緩やかであり、滑動停止後の安定した値（ $V_e$ ）まで回復する。滑動開始の場合と同様にして、停止応答時間（ $t_e$ ）を定義する。

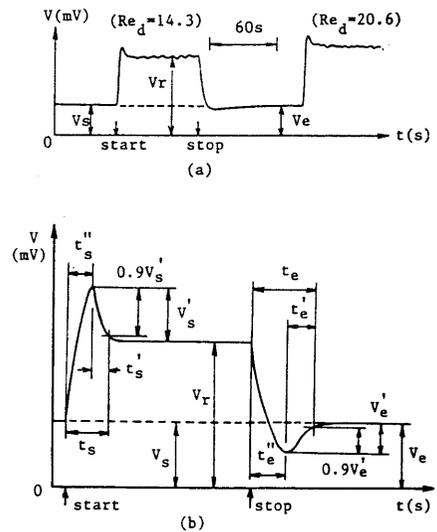


図-3.3.2 応答実験における出力値の時間変化の実測例 (a) およびその模式図 (b)

このように、滑動開始前と滑動停止後の出力差（ $V_s - V_e$ ）は 0 に近く、滑動中の出力値もほぼ一定していることから、流速計のトレンドは無視できるほど小さく、安定していることがわかる。また本流速計は、速度変化に対してほとんど時間遅れなしで敏感に応答するが、流速の絶対値を求める場合、急激な変化に対しては流速計のタイムラグを考慮する必要がある。

図-3.3.3 は、上述の手順によって得られた応答時間  $t_s$ 、 $t_e$  と、流速を熱源部のステンレスパイプ径（ $d$ ）で無次元化した、次式で表される円柱 Reynolds 数（ $Re_d$ ）との関係を示したものである。

$$Re_d = U_0 \cdot d / \nu \quad (3.3.1)$$

ここで、 $U_0$ ：台車速度、 $\nu$ ：動粘性係数である。

同図から、 $Re_d$ の増加とともに応答時間  $t_s$ 、 $t_e$  は若干小さくなる傾向があるが、Kármán 渦の発生限界といわれている  $Re_d = 40$  以上は後流の影響が含まれている可能性がある<sup>12)</sup>、この範囲の測定値を除外して考えれば、 $t_s$ 、 $t_e$ はそれぞれほぼ一定値とみなすことができる。そこで  $Re_d < 40$  に対してそれぞれ算術平均すれば、応答時間の平均値として  $t_s = 7.0 \text{ s}$ 、 $t_e = 9.0 \text{ s}$ を得る。なお、 $t_s < t_e$ となるのは、出力が最大値 ( $V_r + V_s'$ ) または最小値 ( $V_e - V_e'$ ) に達した後、一定値 ( $V_r$  および  $V_e$ ) に安定するまでの時間が異なるからである。すなわち、図-3.3.2 に示した記号を用いれば、主として  $t_s' < t_e'$  であることに起因している。

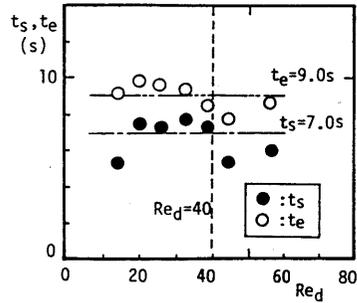


図-3.3.3 応答実験における Reynolds 数と応答時間の関係

以上から、本流速計は、台車滑動中の流速計出力値がほぼ一定しており、滑動開始前と滑動停止後の出力差 ( $V_s - V_e$ ) も 0 に近いことから、流速計のトレンドは無視できるほど小さく十分安定している。また本流速計の応答時間は  $t_e = 9.0 \text{ s}$  程度である。

### 3-3 基本的検定

#### (1) 温度検出部の検定

温度検出部 (サーミスター) の検定にあたっては、温度安定器とサーモスタットを用いた恒温水槽に、水晶温度計と自作の温度センサーを入れて行った。水晶温度計は分解能  $0.001 \text{ }^\circ\text{C}$ 、測定誤差  $0.01 \text{ }^\circ\text{C}$  であり、恒温水槽は  $0.01 \text{ }^\circ\text{C}$  程度の誤差で温度を一定に保つことができる。

一般に温度検出部に用いたサーミスターの抵抗値と絶対温度との間には次の関係がある<sup>13)</sup>。

$$R_i = R_{o_i} \cdot \exp B_i (1/T_{p_i} - 1/T_{p_o}) \quad (3.3.2)$$

ここで、 $R_i$ 、 $R_{o_i}$  ( $k\Omega$ ): それぞれ  $i$  番目のサーミスターの周囲温度が  $T_i$ 、 $T_o$  (K) である場合の抵抗値、 $B_i$ : サーミスター定数である。式(3.3.2)から、温度上昇 ( $T_{p_i} > T_{p_o}$ ) に対してサーミスターの抵抗値  $R_i$  は減少する特性をもつ。

また、図-3.3.4 のようなホイートストン・ブリッジ回路を考えると、同図中 C、D が等電位のとき、G には電流は流れず次式が成立する。

$$R_1/R_2 = R_3/R_4 \quad (3.3.3)$$

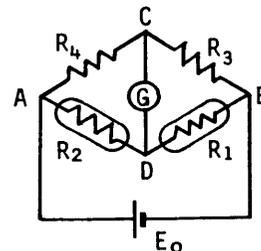


図-3.3.4 ブリッジ回路

この状態では、C、Dにおける電位 $V_C$ 、 $V_D$  ( $V_C = V_D$ )は、次のような関係にある。

$$V_C = V_D = R_1 \cdot E_o / (R_1 + R_2) \quad (3.3.4)$$

ただし、 $R_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) : 抵抗値、 $E_o$  : 直流電圧である。

いま $R_1$ をサーミスターの抵抗値とすると、C、D間の電位差 $V$  ( $V_C \neq V_D$ )は、式(3.3.2)の関係を用いて、

$$\frac{V}{E_o} = \frac{V_C - V_D}{E_o} = \varepsilon_o - \frac{R_{o1} \cdot \exp \{B_1 \cdot (1/T_{p1} - 1/T_{p0})\}}{R_2 + R_{o1} \cdot \exp \{B_1 \cdot (1/T_{p1} - 1/T_{p0})\}} \quad (3.3.5)$$

と表される。ここで、 $\varepsilon_o = R_3 / (R_3 + R_4)$ である。

上式の温度 $T_{p1}$ と電位差 $V$ の関係に対応する検定結果を図-3.3.5に示す。同図のように、 $T_{p1}$ と $V$ の関係は線形(同図中破線)ではなく、15~30℃の範囲内ではわずかに上に凸の曲線で表される。この $V$ と $T_{p1}$ の関係を利用すると、センサー部の一部(熱源部)である熱源パイプ内に挿入したサーミスター(図-3.3.1参照)から熱源内部の温度を測定することができる。

同様に、図-3.3.4の回路において $R_1$ 、 $R_2$ をサーミスターの抵抗値とすれば、以下の様な関係が得られる。

$$\frac{V}{E_o} = \varepsilon_o - \frac{R_{o1} \cdot \exp \{B_1 \cdot (1/T_{p1} - 1/T_{p0})\}}{R_{o2} \cdot \exp \{B_2 \cdot (1/T_{p2} - 1/T_{p0})\} + R_{o1} \cdot \exp \{B_1 \cdot (1/T_{p1} - 1/T_{p0})\}} \quad (3.3.6)$$

上式からわかることは、 $R_{oi}$ 、 $B_i$  ( $i = 1, 2$ )がそれぞれ等しいと仮定すると、温度検出部であるサーミスターの2点間の温度差 $T_{p1} - T_{p2} > 0$ のときには、電位差 $V > 0$ となり、 $T_{p1} - T_{p2} < 0$ のとき $V < 0$ となる関係が成り立つことである。図-3.3.6は、 $T_{p1}$ を基準温度とした場合の温度差 $T_{p1} - T_{p2}$ と出力値 $V$ との関係を検定結果から求めたものである。同図から温度差 $T_{p1} - T_{p2}$ が $\pm 2$ ℃の範囲内では温度差と出力値の間には直線関係が成立するが、この関係は基準温度 $T_{p1}$ に依存し、基準温度が低いほど出力値は大きい傾向になることがわかる。このことは、温度差 $T_{p1} - T_{p2}$ が同一であっても、その基準となる水温 $T_{p1}$ が異なれば、出力値 $V$

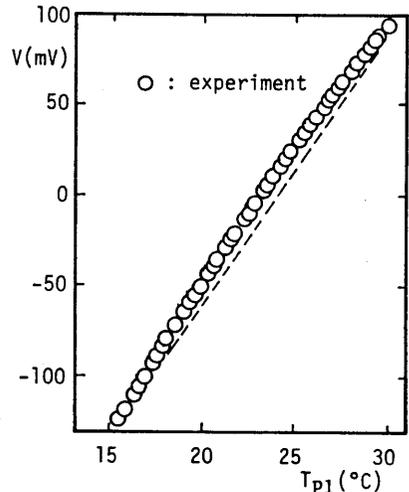


図-3.3.5 温度と出力値の関係

は変化することになり、出力値を過大あるいは過小評価することに相当している。したがって、実験中および流速計検定時の水温の関係を同一にするか、あらかじめ両者の関係を補正できるようにしておく必要がある。

式(3.3.6)において、2つのサーミスター温度が等しい場合( $T_{p1} = T_{p2}$ )には、出力値  $V$  は  $\varepsilon_0 - 1/2$  となり、ブリッジ回路における抵抗比  $\varepsilon_0$  は定数であるので、出力値は変化しない。この関係は  $B$  値が等しいと仮定した場合であるが厳密には  $B$  値は定数ではない。それは、サーミスターの温度・抵抗特性曲線の2点間の平均勾配として定義されるものであり、温度によって僅かに変化する。このように2つのサーミスターの  $B$  値などが異なる結果、出力値  $V$  は0にならず温度によって変化する(ゼロバランスの温度依存性)。その検定結果を図-3.3.7に示す。同図から20~30℃の範囲内では、温度の上昇に伴って出力値がほぼ直線的に減少する傾向にある。

以上、温度検出部としてサーミスターを用いた場合、出力値と温度および温度差がどのような関係にあるかについて述べた。検定結果より、熱源部に挿入したサーミスターの温度と出力の関係は、線形ではなく、上に凸の曲線で表される。またどちらか一方の温度(基準温度)を固定して考えた場合、温度検出部(一組)の温度差が同じであっても、基準温度が低いほど出力値は大きくなる。したがって、出力値を過大あるいは過小評価することになるので、実験中および流速計検定時の水温の関係を同一にするか、あらかじめ両者の関係を補正できるようにしておく必要がある。

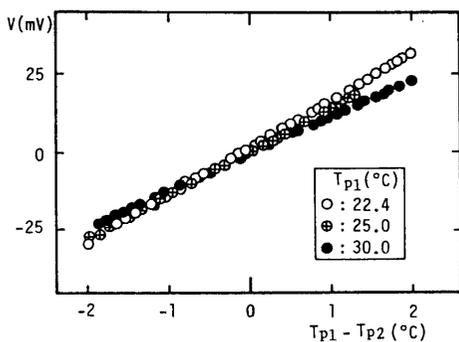


図-3.3.6 基準温度  $T_{p1}$  に依存する温度差と出力値の関係

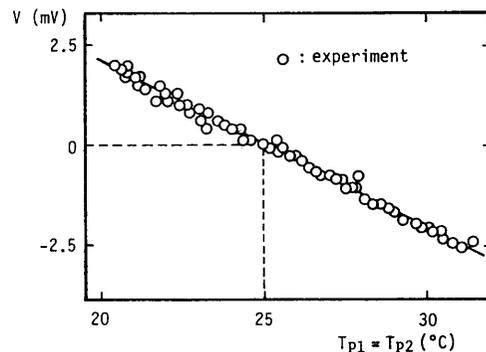


図-3.3.7 ゼロバランスの温度依存性

(2) 熱源部の放熱特性

熱源からの放熱特性は、熱伝導、放射および自由・強制対流によって記述されるが、一般に放熱および自由対流の効果は無視できるほど小さい。微流速中では、熱源からの加熱による自由対流が必ずしも無視できるとは限らないが、議論の対象として、水平方向に流れが卓越した長周期波の流れ場を考慮していることから、ここでは熱源部からの放熱が流れによる強制対流のみによるものとする。このように考えると、流速がある程度以上では、熱伝達の法則より無次元化された放熱量 Nusselt 数 (Nu) は、Reynolds 数 (Re) および Prandtl 数 (Pr) の関数として表すことができる。ただし、Pr 数は物性値であるから定数 (C<sub>1</sub>, C<sub>2</sub>) の中に含めて考えると、熱源温度があまり高くない場合には、いわゆる King の式

$$Nu = C_1 + C_2 \sqrt{Re_d} \tag{3.3.7}$$

が近似的に成立することが知られている<sup>14)</sup>。ここで、

$$Nu = \frac{(Q/A) \cdot 2L_h}{k_f \cdot (T_h - T_f)}, \quad Re_d = \frac{U_f d}{\nu} \tag{3.3.8}$$

Q/A : 熱フラックス, 2L<sub>h</sub> : 熱源長, k<sub>f</sub> : 流体の熱伝導係数, T<sub>h</sub> - T<sub>f</sub> : 熱源と流体の温度差, U<sub>f</sub> : 流体速度, d : 熱源パイプ径, ν : 流体の動粘性係数である。

この検定は、水路路上縁のレール上を滑動可能な台車に、熱源部を含むステンレスパイプを取り付けて行った。具体的には、台車を無段変速モーターにより走行させた時、熱源部に埋め込んだサーミスターの出力値から、図-3.3.5の関係を用いて熱源部の温度 T<sub>h</sub> を求め、台車の速度 U (= U<sub>f</sub>) との関係を把握するという形で行った。なお、使用した台車は3-2で述べたものと同様である。

図-3.3.8は、上述の検定結果から、式(3.3.7)で表される Nu と  $\sqrt{Re_d}$  の関係を最小2乗法により求めて示したものである。Re 数のごく低い範囲 (Re<sub>d</sub> ≤ 4) を除外した Re<sub>d</sub> ≤ 40 の範囲では、Nu と  $\sqrt{Re_d}$  間のよい直線関係を示している。ただし、Re<sub>d</sub> > 40 では渦の放出のために熱源部の放熱特性が変化することが予想される<sup>12)</sup>。

なお、水流中には不純物が浮遊しておりそれらが熱源部に付着すると放熱効果が鈍化し、熱源前後の温度検出部の温度差が小さくなり、出力電圧

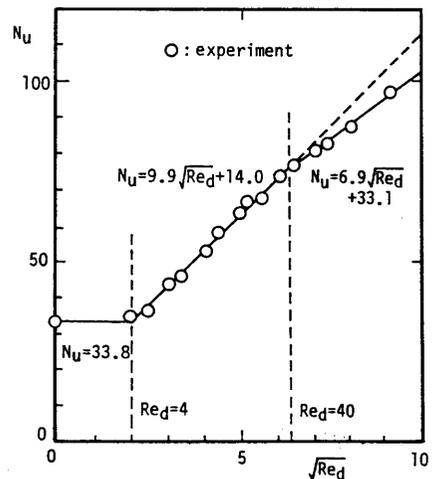


図-3.3.8 熱源部の放熱特性

は低下するので流速を過小評価する可能性がある。したがって実験中は、可能な限り不純物を除去し、熱源部をエタノールなどの水溶液で洗浄し、熱源部における放熱効果を一定に保つことが必要である<sup>15)</sup>。

### (3) 台車による検定

上記の2つの検定は、温度検出部（サーミスター）の温度あるいは温度差と出力値の関係、および熱源部の放熱特性として熱源温度と速度の関係が基本的にどのようなになっているかを調べた結果である。実際に流速計として使用する場合には、熱源部前後に温度検出部があり、流れの状態が複雑になるので、これらを1組のセンサーとして種々の影響を含めた形で、流速と出力電圧の関係を把握しておかなければならない。

この検定は、(2)の場合と同様、台車に流速計のセンサー部を取り付け、水中での出力値と台車の速度の関係を求めて行った。図-3.3.9は熱源部と温度検出部（サーミスター）のパイプの中心間隔を  $a = 5 \text{ mm}$  とし、それらの中心軸に対する流れの迎角  $\theta$  を  $0, 30, 45, 60, 90^\circ$  と変化させた場合に、上記の方法で得られた流速計の出力電圧と流速（台車速度）の関係を示している。ただし、プローブ支柱の影響や製作誤差などを考慮して、それぞれの測定はすべて中心軸を  $180^\circ$  回転した場合についても行い、両者の平均値で示している。

出力電圧  $V$  と流速  $u$  の関係式は、温度差と流速の関係を与える式(3.2.3)，および温度差と出力電圧の関係式(3.3.6)から、以下のように求められる。

$$\frac{V}{E_0} = \varepsilon_0 \cdot \frac{1}{\exp [A_m \cdot \{ \exp(\gamma_m u) - \exp(-\gamma_m u) \}] \cdot K_0(\gamma_m u) + 1} \quad (3.3.9)$$

ここで、 $A_m = q B / 2 \pi K_d T_{p1} T_{p2}$ ， $\gamma_m = a / 2 K_d$  である。

本流速計を用いて流速測定を行い、測定中に流速値を表示させようとするとき、式(3.3.9)に流速計の出力値を代入して流速値に換算する必要がある。その場合、式(3.3.9)からわかるように、 $u$  と  $V$  の関係は非線形であるから、電圧から流速を求めるためには、逐次近似計算を行う必要があり、流速値をリアルタイムで記録計に表示することができないなどの欠点がある。このような自動計測を行うためには、熱線流速計などと同様にリニアライザーが必要とな

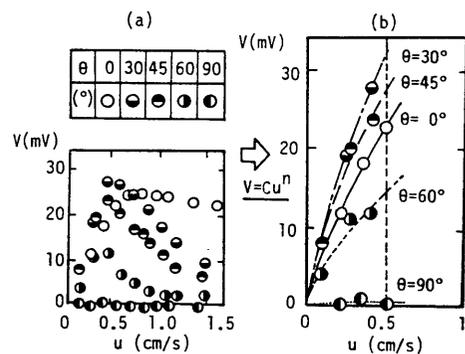


図-3.3.9 迎角の変化による流速および出力電圧の関係（較正曲線）

る。流速が0.5 cm/s以下の範囲に対して、図-3.3.9(a)の電圧と流速の関係に適合するリニアライザーとして製作可能な簡単な関数形を、次の放物線式によって近似することを試みた。

$$V = C \cdot u^n \quad C, n (> 0) : \text{定数} \quad (3.3.10)$$

なお、上式中の実験定数C, nの各値は、測定範囲内で最も適合するように最小自乗法を用いて決定した(図-3.3.11参照)。また実験値と近似式の適合度は、 $\theta = 0^\circ$ の場合には $\pm 5\%$ 以内の誤差におさまった。

したがって、流速値と出力値の関係を式(3.3.10)の較正曲線式で近似することによって、実験定数C, nを求め、アナログ演算子を用いたリニアライザーを用意することによって、実験中に流速に比例した出力を得ることができる可能性を示している。

なお、第2節でも述べたように、図-3.3.9(a)において流速と電圧の関係が、ある流速値( $\theta = 0^\circ : u = 0.8 \text{ cm/s}$ )を越えると2価関数となり、また、 $\theta = 0^\circ$ 以外のとき(同図では $\theta = 30^\circ$ )に出力値が最大となっている。これは基本的には、熱源部と温度検出部のパイプ径が異なることによって、熱源前後の流れ場に非対称性が生じた結果によるものと思われる。つまり、熱源部(半径=4 mm)と温度検出部(半径=2 mm)の円柱径が異なり、かつそれらの間隔が狭いために、その付近の流動場は流れに曲率をもち、熱源部の円柱の上下流間では温度検出部に与える流れの影響が異なることが予想される。すなわち、上流側温度検出部の流れ場は、主流軸に対して左右対称となる。しかし、その下流側の温度検出部では熱源円柱の径が大きいため、その円柱周辺の流れの影響を受けて左右対称とはならず、上下流間の流れ場は熱源円柱を原点とする点対称とはならない。この差異が熱移流拡散方程式の移流項に影響を及ぼし、加えてその他にもプローブ自体が流れ場を乱したり、粘性効果による渦と円柱の干渉や流れと拡散の相互作用によって $\theta = 0^\circ$ よりも $\theta \neq 0^\circ$ の場合に、温度差が大きくなる可能性があるのではないかと考えられる。

流れ場の非対称性によって、こうした現象が生じる状況は、定性的にはあるが、たとえば、 $\theta$ については鏡像原理を用いたポテンシャル理論により以下のように説明することができる。すなわち、いま一様流中に置かれた径の異なる複数の円柱まわりの流線関数を求めることによって<sup>16)</sup>(Appendix 2 参照)、流れに対して迎角をもつ場合の流れの状態を計算した一例を示すと、図-3.3.10のようである。ただし、この計算では、下流側の円柱に正の循環 $\Gamma$ を与えることによって、上

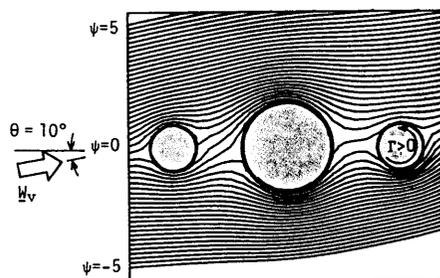


図-3.3.10 ポテンシャル理論に基づく複数円柱まわりの流線関数  
( $s/d=1.25, \Gamma/W_v=0.5$ )

述の流れ場の非対称性を表現している。

流れ場の様子は、迎角  $\theta$ 、Reynolds 数および円柱間隔比  $s/d$  ( $s$  : 円柱中心間隔,  $d$  : 熱源円柱の直径)等によって変化する<sup>17)</sup>。たとえば、 $s/d$  が大きい場合には円柱相互は影響を及ぼさず、熱源円柱まわりに流線は点対称となる。しかし、 $s/d$  が小さくなると円柱の径の差異が影響し、 $\theta \neq 0^\circ$  のとき、熱源より下流側の円柱間では、熱源の径による流れの曲率の影響を受けて、上流側の円柱間よりも流量が小さくなることが予想される。したがって、 $\theta \neq 0^\circ$  では上流円柱間の流れのため、上流側の温度検出部は水温に近い温度となり、一方  $\theta = 0^\circ$  では、円柱間の中心軸上によどみ点が位置するために、上流側のそれは水温よりも高い温度となり、下流側の検出部の温度に差がなければ、 $\theta = 0^\circ$  のときよりも出力値は大きくなることが予想される。

以上、流速計の基本的検定としては、温度検出部および熱源部の放熱特性の検定を必要とするが、実用上は通常の流速検定と同様に一定速度で走行する検定台車で較正曲線を作ればよいことを示した。ただし、その場合、較正曲線が2価関数となる問題点があるので、流速の概略値について事前に知る必要がある。

### 3-4 二次元流速場の推定法

本流速計の測定方法は、2点間の温度検出部の温度差がブリッジ回路を介して電圧として変換され、その出力電圧と一定走行する台車の速度との関係をあらかじめ検定することによって、出力電圧と流速が関係づけられる。ただし、上述したように、流速と出力値との関係は非線形であり、迎角  $\theta$  によってその特性が変化するために、いわゆる余弦則が成立せず、図-3.2.2の関係から流速を直接求めることはできない。流速はベクトル量であるから、流速の絶対値とその方向を求めるか、あるいは基準座標系に対応した流速成分を測定することによって決定される。

一般に、流速成分  $u$ 、 $v$  (流速の絶対値： $Wv$ ) は電圧の出力値  $V_u$ 、 $V_v$  と次のような関係にある。

$$u(t) = Wv(t) \cdot \cos\theta = V_u(t) \cdot X_c \quad (3.3.11)$$

$$v(t) = Wv(t) \cdot \sin\theta = V_v(t) \cdot Y_c \quad (3.3.12)$$

ここで、 $Wv^2 \equiv |\underline{Wv}|^2 = u^2 + v^2$ 、 $X_c$ 、 $Y_c$  は補正係数である。問題は、出力値から流速に換算する場合の補正係数の決定方法である。式(3.3.11)、(3.3.12)において、 $X_c$ 、 $Y_c$  は  $Wv$ 、 $\theta$  の関数

$$X_c = X_c(Wv, \theta) \quad (3.3.13)$$

$$Y_c = Y_c(Wv, \theta) \quad (3.3.14)$$

となるが、式(3.3.13), (3.3.14)を逆変換で  
きたとすれば、 $V_u, V_v$ の測定値から $X_c, Y_c$ を求  
め、 $W_v, \theta$ を次のように決定することができる。

$$W_v = W_v(X_c, Y_c) \quad (3.3.15)$$

$$\theta = \theta(X_c, Y_c) \quad (3.3.16)$$

しかし、この逆変換は簡単ではなく、実際的でも  
ないので、検定による離散的データから多項式  
や Fourier 級数などの適当な関数を当てはめる、  
いわゆる回帰分析的手法によって式(3.3.15)、  
(3.3.16)を決定するのが得策であろう。

そこで、前述のように較正曲線が式(3.3.10)で近似できる場合には、実験定数 $C, n$ を $\theta$   
の関数として、それぞれ3次関数および放物線で近似したのが、図-3.3.11である。

このように考えれば、出力値 $V_u, V_v$ は、 $u, v$ 成分の各係数 $C, n$ を、それぞれ $C_u, C_v$ およ  
び $n_u, n_v$ と表せば、

$$V_u = C_u(\theta) \cdot (W_v \cdot \sin \theta)^{n_u(\theta)}, \quad V_v = C_v(\theta) \cdot (W_v \cdot \cos \theta)^{n_v(\theta)} \quad (3.3.17)$$

となり、 $W_v$ を消去して、 $\theta$ のみの関数

$$f(\theta) = \left[ \frac{V_v}{C_v(\theta)} \right]^{1/n_v(\theta)} \cdot \left[ \frac{C_u(\theta)}{V_u} \right]^{1/n_u(\theta)} - \tan \theta = 0 \quad (3.3.18)$$

が得られる。結局、式(3.3.18)から出力電圧 $V_u, V_v$ が与えられれば、逐次近似法などにより、  
まず角度 $\theta$ を求め、その $\theta$ を式(3.3.17)に代入することによって流速の絶対値 $W_v$ が定まり、  
流速成分 $u, v$ が算出できることになる。

## 第4節 長周期波動場の水粒子速度の計測

第3節で述べた基本的な検定結果を使用して、本節では本研究の対象である潮流現象などの  
長周期波動場における内部流速の測定装置として、試作した差温式微流速計がどの程度有用性  
があるかを検討するために、簡単な水理実験を行った。

### 4-1 水理実験の概要

潮汐発生システムは長方形水槽(全長6.5 m, 横幅0.9 m, 側壁長0.6 m)の片側にポンプ

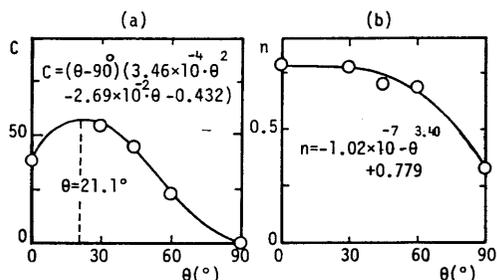


図-3.3.11 近似式のパラメーター  
 $C, n$ の迎角による変化

を設置し、水の供給量はその回転数などをマイコン制御によりきわめて小刻みに変化させて行う水供給式である(図-3.4.1参照)。水槽内で卓越する流れ場は層流状態であり、また完全重複波に近い現象である。実験はすべて水平床で行った。実験条件は水深  $h$ 、周期  $T$  および潮位差  $H$  を3種類ずつ変化させた27種類である(表-3.4.1参照)。なお、流速の測定点は湾口部( $x=0$ )より、 $x=0.5, 2.0, 3.5$  mの3点で、鉛直的には水深  $h$  の中央部( $z=h/2$ )である。

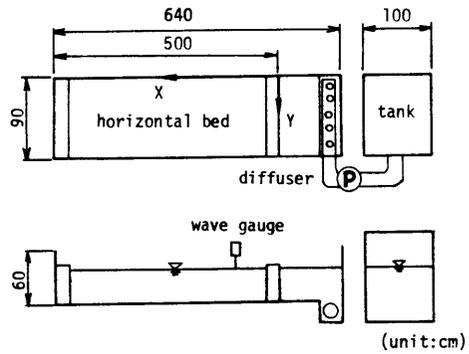


図-3.4.1 実験装置

波形記録は潮汐振動開始の第1~10周期までとし、時間波形が周期的に安定状態となった第4~9周期目の5周期間を解析した。また、解析に使用したデータは、3-2で述べた流速計の応答時間(9.0 s)を考慮して0.1 Hzのローパスフィルターにより前処理を施している。

表-3.4.1 実験条件

水深 $h$ (cm)	周期 $T$ (s)	潮位差 $H$ (cm)
10.0	59.8 ~ 63.8	0.23 ~ 0.49
12.5	87.3 ~ 92.9	0.39 ~ 0.78
15.0	114.8 ~ 122.3	0.55 ~ 1.02

#### 4-2 流速の最大値の比較

実験は、まず差温式微流速計で計測された流速の時間波形から、その最大流速値が他の測定値とどの程度対応しているかを評価するために、水素気泡法による流れの可視化を試みた。ただし、この方法は微流速になると気泡同士が接触・合体する危険性があり、この影響を無視できない<sup>15)</sup>。このために実験に際しては、パルス周期とその幅を調節してこの影響を最小にし、白金線(直径 0.05 mm)には適当な間隔でペイントによるコーティングを施して、水素気泡の浮

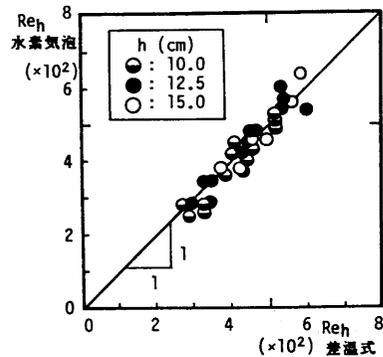


図-3.4.2 差温式微流速計および水素気泡法の最大流速値の比較

力が及ぼす歪を修正できるようにした。

図-3.4.2は、差温式微流速計および水素気泡法により測定された流速の最大値( $u_{max}$ )を、水深 $h$ で無次元化した鉛直 Reynolds 数( $Re_h$ )で表したものである。

$$Re_h = u_{max} \cdot h / \nu \quad (3.4.1)$$

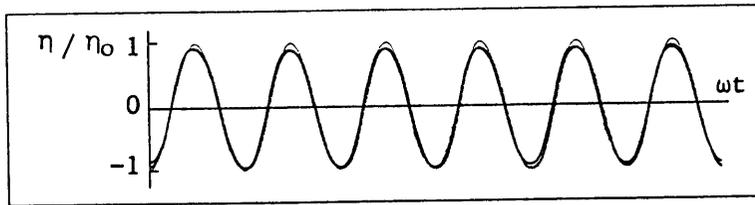
同図から、 $250 < Re_h < 600$  の範囲では、差温式微流速計および水素気泡法による鉛直 Reynolds 数はほぼ直線関係が成立し、両者の最大流速値は概ね等しいことが確かめられた。

#### 4-3 流速の時間波形

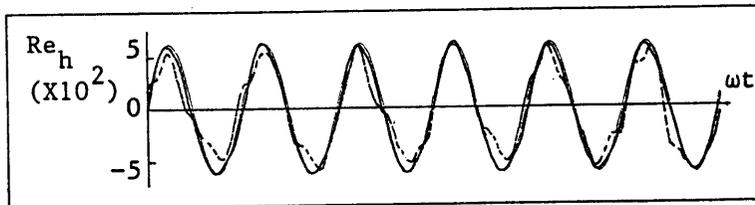
次に、差温式微流速計によって得られた流速の時間波形について考察する。比較の基準として、層流境界層理論<sup>18)</sup>に基づく基本振動流の流速を用いて、流速の時間波形を図-3.4.3(b)および(d)に示した。

同図(a),(c)の縦軸は、水位を湾口の最大振幅 $\eta$ 。(= $H/2$ )との比で、また同図(b),(d)については鉛直 Reynolds 数で表し、横軸は潮汐波の角周波数 $\omega$  ( $= 2\pi/T$ )で時間を無次元化している。なお同図には、参考のために電磁流速計(アレック電子 ACM-200P)による測定値も併記した。

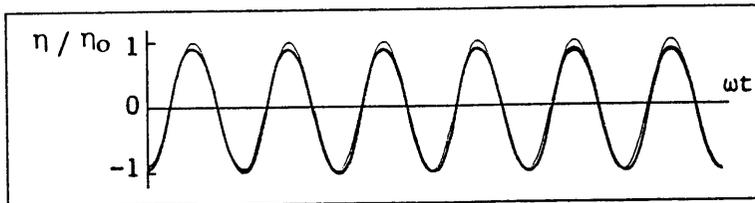
図-3.4.3(a),(c)は、実験中の水位の時間波形である。同図から、水位波形はほとんど正弦波形を示していることがわかる。さて、流速の時間波形を見ると、流速値が比較的大きい同図(b) ( $(Re_h)_{max} \approx 600$ )では、三者(理論値、差温式および電磁流速計)がほぼ一致しているのに対して、流速値が小さい同図(d) ( $(Re_h)_{max} \approx 300$ )では、電磁流速計による測定値が他の二者とかなり異なっている。すなわち、電磁流速計による測定値は正弦波形から相当ずれ、しかも周期性も崩れている。流れ場を支配する1つの要因である水位波形については、図(c)に見られるように正弦波形を保っているのであるから、この周期性が崩れた原因としては、そもそもこの場合の流速が電磁流速計の適用限界以下であったことに起因するものと考えられる。一方、本流速計による測定値は理論値と同様安定した正弦波形を示している。この場合の実験条件が潮汐波の波長に比べて湾長が十分短く、したがって完全重複波と考えられ、また、常に層流場で行われていることから水位の時間波形が正弦波であれば、流れ場は安定した余弦波が形成されているものと考えられる。また周期性については、図-3.4.3(b),(d)に示したように、low pass filter (0.1 Hz)で流速データの処理を施した時間波形はもちろん、処理前の生データの時間波形の変動状況からも、1周期ごとの再現性は高く、安定した周期性の強い流れ場が形成されているものと判断した。以上のことから、本流速計は、流速値が比較的大きくなる場合(同図(b))はもちろん、常に微流速で振動する長周期波動場においても(同図(d))、流速計のトレンドはきわめて小さく安定性が高い。



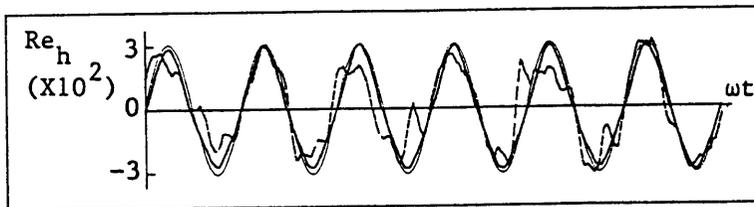
(a) surface profile (  $x=2.0\text{m}$  )



(b) velocity (  $x=2.0\text{m}$ ,  $h=12.5\text{cm}$  )



(c) surface profile (  $x=3.5\text{m}$  )



(d) velocity (  $x=3.5\text{m}$ ,  $h=12.5\text{cm}$  )

図-3.4.3 差温式(太い実線)および電磁流速計(太い破線)による計測流速と理論値(細い実線)の時間波形( $\theta = 0^\circ$ )

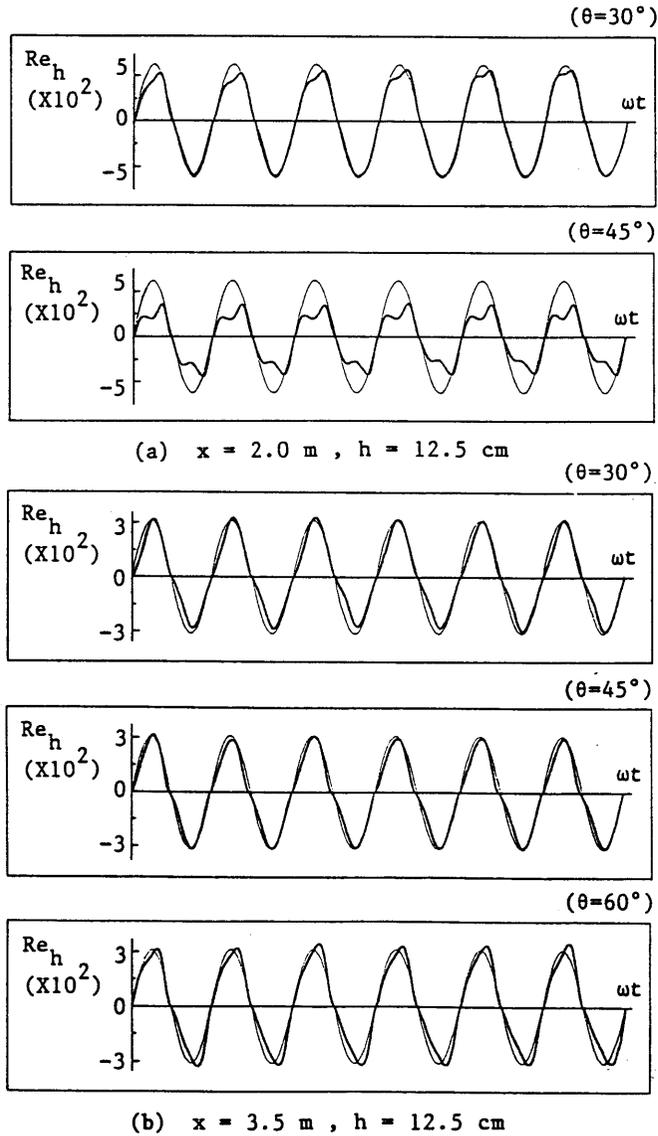


図-3.4.4 迎角の変化による差温式微流速計の計測流速 (太い実線)と理論値(細い実線)の時間波形

また、図-3.4.4は流速計が主流に対して迎角 $\theta$ をもつ場合の、各校正曲線を用いて換算した流速の時間波形を示している。同図から $(Re_h)_{max} \approx 600$ では、 $\theta = 30^\circ$ 程度から角度の増加につれて流速の最大値付近で出力値が低下し、流速の指向性は低下するが、 $(Re_h)_{max} \approx 300$ では、 $\theta = 45^\circ$ 程度までは理論値とよく対応していることがわかる。同図(a)の $\theta = 45^\circ$ の場合のように、流速波形のピーク周辺で測定値が歪むのは、前述のように、 $\theta$ の増加とともに一価関数の成立する流速範囲は狭くなり、実際の流れがその範囲を越えているために、現象の値を正しく測定することができなかつたものと思われる。また、同図(b)の $\theta = 45^\circ$ を見れば、図(a)に比べ実際の流速が一価関数の成立する範囲内であるために十分測定可能であることを示している。したがって、3-4で述べた二次元流速場を推定するにあたっては、実際の流速値を概略把握し、指向性に留意しながら行う必要がある<sup>19)</sup>。

## 第5節 結 言

以上、緩流域の流速を測定するために考案した差温式微流速計について、その基本特性を検討するとともに長周期波動による流れ場においてその適用性を検証した。本章で得られた主要な結論を列挙すれば以下のようである。

- ①差温式微流速計の作動原理を理論的に検討した結果、本流速計は原理的に流速が小さくなるほど、流速に対する温度差の変化率が大きく、流速が小さいほど流速計としての感度が高くなることが示された。
- ②流速計の応答時間を定義し、その特性を調べた結果、差温式微流速計は速度変化に対して敏感に応答し、ほとんど時間遅れなしでとらえることができるが、その絶対値を求める場合には流速計のタイムラグを考慮し、low pass filter で処理すればよいことがわかった。したがって、対象とする潮汐波の周期はそれよりも長いものであることが必要である。
- ③基本的検定として温度検出部および熱源部の放熱特性の検定を必要とするが、実用上は通常の流速検定と同様に一定速度で走行する検定台車で校正曲線を作ればよいことを示した。その場合、校正曲線が2価関数となる問題はあるが、一般には流速の概略値については事前に知り得ることを考えれば、致命的欠点とは考えられない。
- ④一般的な2次元流速場での測定法を示した。
- ⑤現実の長周期波動場における有用性を検証するために、簡単な水理実験を行った結果、任意点の流速の最大値に対しては、差温式微流速計による測定値と水素気泡法によるものとほぼ一致することが示された。なお、振動流の時間波形の連続記録という観点からは、前者の方が有利であることは言うまでもない。
- ⑥従来、きわめて特殊な流速計を除いて、計測が困難であった微流速のオイラー的計測を行っ

た結果, その時間波形から  $Re_h < 600$  程度では振動流の基本成分を十分捉えていることが示された. なお, 本流速計の斜流特性には若干問題があるので, 二次元流速場に適用する際には, 実際の流速場をあらかじめ概略把握し, 指向性を検討したうえで行う必要がある.

本流速計は潮汐の流れ, あるいはそれに基づく残差流の測定というきわめて限定された流れの計測のために製作されたものであって, 応答特性が非線形になるなどの点はあるが, 緩慢に変化するきわめて小さい流速の計測には十分に信頼性があるものと判断している. なお, 明らかなように差温式微流速計は, 流体の乱流計測などのように高周波数成分が必要となる場合には適さない. しかし上記のように低 Reynolds 数 ( $Re_h < 600$ ) の範囲では, 流速計のトレンドも無視できるほど小さく, 十分安定している点が優れている.

#### 参考文献

- 1) 上嶋英機: 瀬戸内海の物質輸送と海水交換性に関する研究, 中国工業技術試験所研究報告, 第1号, p. 179, 1986.
- 2) 樋口明生: 潮流模型における乱流度に関する一考察, 京都大学防災研究所年報, 第15号B, pp. 425~430, 1972.
- 3) たとえば, 中村俊六・足立昭平: 緩流段落ち部後流域における流速測定法について, 土木学会論文報告集, 第220号, pp. 65~70, 1982.
- 4) たとえば, 日本機械学会: 技術資料「流体計測法」, 1985.
- 5) 谷口真人・佐倉保人・古藤田一雄: 差温式微流速計による水分フラックスの測定, 筑波大学水理実験センター報告, No. 6, pp. 87~92, 1982.
- 6) Kawanishi, H.: A Microflowmeter for Soil Water in Unsaturated Zone, Research Bull. Fac. Edu., Oita Univ., Vol. 4, pp. 17~27, 1975.
- 7) Byrne, G. F., Drummond, J. E. and Rose, C. W.: A Sensor Water Flux in Soil, Part 1: "Point Source" Instrument, Water Resources Research, Vol. 3, pp. 1073~1078, 1967.
- 8) Byrne, G. F., Drummond, J. E. and Rose, C. W.: A Sensor Water Flux in Soil, Part 2: "Line Source" Instrument, Water Resources Research, Vol. 4, pp. 607~611, 1968.
- 9) 南 勳: 極微流速(あるいは地下水流速)の新しい測定法, 農業土木研究別冊, 第3号, pp. 7~11, 1961.
- 10) Bensemann, R. F.: A microflowmeter for use with water, J. of Sci. Instr., vol. 41, pp. 100~101, 1964.
- 11) 堀部純男編: 環境科学としての海洋学2, 東京大学出版会, pp. 215~231, 1978.

- 12) Collins, D. C. and Williams, M. J.: Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, Vol. 6, pp. 357~384, 1967.
- 13) 自動化技術編集部編: やさしいセンサ技術, 工業調査会, pp. 134~144, 1982.
- 14) 今本博健: 開水路流れの乱れに関する水理学的研究, 京都大学学位論文, 第II編, pp. 134~144, 1982.
- 15) 祢津家久: 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 第3章, pp. 25~32, 1977. 7.
- 16) Carpenter, L. H.: On the Motion of Two Cylinders in an Ideal Fluid, *J. of Research of the National Bureau of Standards*, Vol. 61, pp. 83~87, 1958.
- 17) たとえば, 日本機械学会編: 写真集「流れ」, pp. 1~5, 1984.
- 18) 安田秀一: 境界層による潮汐残差流(その方程式と湾長が任意の場合の解), 中国工業技術試験所報告, No. 19, pp. 67~86, 1983.
- 19) 高木不折・和田 清・中村俊六: 潮汐波の水粒子速度計測のための差温式微流速計, 土木学会論文集, II - 8, 第387号, pp. 135~143, 1987.



# 第4章 底面境界層に起因する流動場の構造と底面摩擦応力の特性

## 第1節 概説

海域における物質分散機構は、移流と拡散の相互作用の結果であり、移流に関与する流れ場のシア構造を抜きにして、物質分散現象を把握することはできない。このシア構造、すなわち流速の渦度変化は、潮汐振動流の振幅および位相の空間的变化と密接に関係し、潮流の1周期時間平均値として移流項 (tidal stress) から生じる潮汐残差流の生成要因でもある<sup>1)</sup>。潮汐振動流は、壁面および底面近傍の水粒子速度がゼロではなく、その振動数と水の粘性率によって定まるシアの強い境界層 (Stokes layer) を形成している<sup>2)</sup>。潮汐残差流の生成機構については、この潮汐振動流から残差流への渦度輸送の立場から論じられ<sup>3)</sup>、長方形湾でも陸岸境界層が水平循環流、底面境界層が鉛直循環流を生成するという循環流の構造が理論的に指摘されている<sup>4) 5)</sup>。

境界層は、potential 理論では考慮できない固定境界面の条件 (流速がゼロ) を満たすために、Prandtl が提案した概念である。この粘性を無視できない境界層内部の流速は、従来境界層外縁で potential 流速と接続させるために、水深が境界層厚よりも十分大きくないと適用できない。境界層の厚さは、波の周期の1/2乗に比例するため、短周期波動場ではその厚さが非常に薄く、底面近傍以外の流動場を考える場合には境界層の影響を無視することができる。しかし、長周期波動場では境界層厚が大きくなり、特に水深が浅い場合における流動場を理解するためには、境界層内のシアをもつ流れを無視することはできない。この強いシアを形成する境界層は、底面の条件に起因するものであり、換言すれば底面における摩擦力によって境界層が形成される。したがって、この底面摩擦力が長周期の潮汐振動流に伴って発達する境界層内部の流動場の水平・鉛直シア構造とどのように係わり、またそのシア構造によって生成される潮汐残差流との関係を明らかにすることは基本的に重要である。

本章では、潮汐残差流の生成・維持機構に直接関与する流れ場のシア構造を基本的に明らかにするために、鉛直2次元流動場を考え、流れの鉛直シア勾配の大きな底面境界層に起因する潮汐残差流と、そのシア構造を支配する底面摩擦応力の特性に着目する。

潮流のような長周期波動場では、境界層厚が大きくなるために、その内部の流動場については、水深が境界層厚よりも十分大きい条件下で求められた従来の理論解 (近似解) を適用できない。そこでまず、第2節では、境界層厚が水深よりも大きい場合の流動場を理解するために、摂動法により自由表面における流速の境界条件を満足する理論解 (厳密解) を誘導する。この理

論解(厳密解)と従来の近似解の比較から、潮汐残差流を含めた流動場と底面摩擦応力の特性を考慮しつつ、新たに求めた理論解(厳密解)によって、近似解の適用範囲外でのそれらの特性を吟味する。

第3節では、水理実験から、従来あまり検討されていない閉鎖性海域の潮流場の底面摩擦応力を直接測定するために、底面摩擦応力測定装置(Shear Meter)を試作し、その底面摩擦応力と、第3章で述べた差温式微流速計および水素気泡法による内部流速の計測から、理論解を基に底面摩擦応力の特性を流況の特性と関連づけて検討を加える。さらに、流速と底面摩擦応力と流速の定常成分を含めた底面摩擦係数を定義し、Reynolds 数との関係で定式化を行い、従来の底面摩擦係数に対する提案式と比較する。

第4節では、本章で得られた主要な結論を述べる。

## 第2節 理論解析

潮流場の非線形性が弱い場合でも、潮汐振動流の水平・鉛直構造がシアをもつことによって、定常的な力を発生して、潮汐残差流の起動力となることが指摘されている<sup>6)</sup>。振動流のシアが卓越した境界層は、壁面および底面における摩擦力によって形成されるが、本節では底面の摩擦効果によって形成される底面境界層に着目し、新たに誘導した提案式(厳密解)と従来の理論式(近似解)を比較し、その底面境界層に起因する潮汐残差流の鉛直2次元的な生成機構を理論的に考察する。

### 2-1 基礎方程式

安田<sup>5)7)</sup>は、底面境界層による流動場の構造を調べる目的で、水平粘性を省略し、鉛直粘性による鉛直2次元断面内での流れの分布に着目して解析している。流体運動の支配方程式として、

$$\frac{\partial \underline{u}}{\partial t} + \underline{u} \times \xi \cdot \underline{k}_2 = -\nabla \chi + \nu \nabla^2 \underline{u} \quad (4.2.1)$$

$$\nabla \cdot \underline{u} = 0 \quad (4.2.2)$$

を用いる。ここで、 $\nabla = \underline{k}_1 \cdot \partial / \partial x + \underline{k}_3 \cdot \partial / \partial z$ 、 $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial z^2$ 、 $x, z$  : 湾口( $x=0$ )、底面( $z=0$ )を原点とする直交座標系、 $\underline{u} (= u \underline{k}_1 + w \underline{k}_3)$  : 流速ベクトル、 $u, w$  : それぞれ  $x, z$  方向の流速成分、 $\underline{k}_1, \underline{k}_2, \underline{k}_3$  : それぞれ  $x, y, z$  軸上の単位ベクトル、 $\chi (= g \eta + \underline{u}^2 / 2)$  : 全圧、 $\xi (= \partial w / \partial x - \partial u / \partial z)$  : 渦度成分、 $\nu$  : 鉛直粘性係数、 $t$  : 時間である。

さらに、式(4.2.1)の流速成分( $u, w$ )の各項の見積り(order estimation)から主要な項

のみを残すと、運動方程式は以下のように簡略化される<sup>6)</sup>。

$$\frac{\partial u}{\partial t} - w\xi = -\frac{\partial \chi}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (4.2.3)$$

$$u\xi = -\frac{\partial \chi}{\partial z} \quad (4.2.4)$$

一般に潮流系では、流速、潮位などのような周期的変数  $a$  は、次のような各調和成分の和として表すことができる。

$$a = a_s + a_T + a_{TT} + \dots + a_n + \dots \quad (4.2.5)$$

ただし、添字  $s$  : 定常成分 (Euler 的な残差流成分), 添字  $T$  : 外力である潮汐波と同周期の基本振動成分, 添字  $n$  : 基本振動成分の  $n$  倍の振動数をもつ倍潮成分である。式(4.2.5)を式(4.2.3), (4.2.4)に代入し、非線形性を表す摂動パラメータを  $\varepsilon (= \eta_o/h, \eta_o$ : 湾口での潮汐振幅,  $h$ : 水深)として摂動展開すれば、1次のオーダー(基本振動成分)の方程式は、以下のものである。

①基本振動成分

$$\frac{\partial u_T}{\partial t} = -\frac{\partial \chi_T}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u_T}{\partial z^2} \quad (4.2.6)$$

$$\frac{\partial \eta_T}{\partial t} + \int_0^h \frac{\partial u_T}{\partial x} dz = 0 \quad (4.2.7)$$

ここで、 $\chi_T = g\eta_T$ である。なお、流速の鉛直成分  $w_T$ は式(4.2.2)から求まる。

一方、2次のオーダー(定常成分および2倍潮成分)の方程式は、それぞれ以下のように表される。

②定常成分

$$-(w_T \xi_T)_s = -\frac{\partial \chi_s}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u_s}{\partial z^2} \quad (4.2.8)$$

$$(u_T \xi_T)_s = -\frac{\partial \chi_s}{\partial z} \quad (4.2.9)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial w_s}{\partial z} = 0 \quad (4.2.10)$$

### ③ 2倍潮成分

$$\frac{\partial u_{TT}}{\partial t} - (w_T \xi_T)_{TT} = - \frac{\partial \chi_{TT}}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u_{TT}}{\partial z^2} \quad (4.2.11)$$

$$(u_T \xi_T)_{TT} = - \frac{\partial \chi_{TT}}{\partial z} \quad (4.2.12)$$

$$\frac{\partial u_{TT}}{\partial x} + \frac{\partial w_{TT}}{\partial z} = 0 \quad (4.2.13)$$

以上より，基本振動成分  $u_T, \eta_T$  が式(4.2.6)と(4.2.7)， $w_T$  が式(4.2.2)から求められ，それらの既知量を式(4.2.8)，(4.2.9)および式(4.2.11)，(4.2.12)に代入することによって，定常成分および2倍潮成分が求められる。

### 2-2 近似解法<sup>6)</sup>

#### (1) 流速の基本振動成分

以下では，後述する厳密解と比較するために，安田<sup>6)</sup>による近似解の考え方，求め方についてまとめておく。

湾内の基本振動流の起動力は湾口から進入する潮汐波（角周波数： $\omega$ ）で，その周期が湾の固有振動周期よりも十分長い場合には，湾内の潮汐はほとんど定常波（完全重複波）となるので，式(4.2.6)の右辺第1項を  $F(x) \cdot \cos \omega t$  と近似することができる。このように考えると，流速  $u_T$  の解の形を，複素振幅  $U$  を用いて，

$$u_T = \text{Real} \{ U(x, z) \cdot \exp(-i \omega t) \} \quad (4.2.14)$$

と仮定すると，基本振動成分(1st order)の基礎式は，

$$i \omega U + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -F(x) \quad (4.2.15)$$

となる。式(4.2.15)を次のような底面および水面での境界条件

$$z = 0 \text{ (底面)} : U = 0 \quad (4.2.16a)$$

$$z = h \text{ (水面)} : \partial U / \partial z = 0 \quad (4.2.16b)$$

を満足するように解けば，次式を得る。

$$U(x, z) = -i \frac{F(x)}{\omega} \left[ \frac{\cosh(1-i)(h^* - z^*)}{\cosh(1-i)h^*} - 1 \right] \quad (4.2.17)$$

ここに， $h^* = \beta h$ ， $z^* = \beta z$ ， $\beta (= \sqrt{\omega / 2\nu})$ ：境界層厚に比例するパラメーターの逆数，

$\omega (= 2\pi/T)$  : 基本潮汐波の振動数,  $T$  : 周期である.

なお, 式(4.2.17)の右辺の [ ] 内は,  $\exp(-h^*) \approx 0$  とみなせるほど  $h^*$  が大きい範囲では, 次のように近似することができる.

$$\frac{\cosh(1-i)(h^* - z^*)}{\cosh(1-i)h^*} - 1 \approx e^{-(1-i)z^*} - 1 \quad (4.2.18)$$

式(4.2.18)のような近似を式(4.2.17)に適用すると, 以下のような流速  $u_T$  の解が得られる.

$$u_T = \frac{F(x)}{\omega} \{ \sin t^* - e^{-z^*} \cdot \sin(t^* - z^*) \} \quad (4.2.19)$$

ここで  $t^* = \omega t$  である. 式(4.2.19)の近似は  $\exp(-h^*) \approx 0$  が成立する  $h^* \geq 5$  の範囲内に限られる<sup>6)</sup>. なお上式の右辺第2項からわかるように, 粘性の効果は流速振幅の減少と位相の進みを表している. また式(4.2.19)は境界層外で流体の粘性を無視した potential flow (流速  $U_1$ ) と接続することから,

$$F(x)/\omega = U_1 \cdot \sin k(x - \ell) / \cos k\ell \approx U_1 \cdot (x^* - 1) \quad (4.2.20)$$

と表すことができる. ここで,  $k (= 2\pi/L)$  : 波数,  $L$  : 波長,  $\ell$  : 湾長,  $x^* = x/\ell$  である. さらに, 連続式(4.2.2)から  $w_T$  を求めれば, 残差成分および2倍潮成分の生成要因となる基本振動流の鉛直シアーが求められたことに相当する.

## (2) 流速の残差成分および2倍潮成分

次いで, 1次のオーダー  $u_T, w_T$  の値を使って, 2次のオーダーの残差成分 ( $u_s$ ) および2倍潮成分 ( $u_{TT}$ ) を, 式(4.2.8), (4.2.9) および (4.2.11), (4.2.12) から求める. これらの式を, 渦度演算によって圧力項を消去し, 流線関数  $\phi$  を導入して, 境界条件

$$z = 0 : \phi_s = \partial \phi_s / \partial z = 0, \quad \phi_{TT} = \partial \phi_{TT} / \partial z = 0 \quad (4.2.21a)$$

$$z = h : \phi_s = \partial^2 \phi_s / \partial z^2 = 0, \quad \phi_{TT} = \partial^2 \phi_{TT} / \partial z^2 = 0 \quad (4.2.21b)$$

を満たすように解くと, 定常成分  $u_s$  と2倍周波数成分  $u_{TT}$  は各々以下のように与えられる<sup>6)</sup>.

### ① 定常成分

$$u_s(x, z) = \frac{U_1^2 (x^* - 1)}{\omega \ell} \cdot \left[ \frac{1}{4} e^{-2z^*} - \frac{1}{2} z^* e^{-z^*} (\cos z^* - \sin z^*) \right. \\ \left. + e^{-z^*} \left( \frac{1}{2} \cos z^* + 2 \sin z^* \right) + \frac{18h^* - 39}{16h^*} \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 + \frac{z^*}{h^*} \right\} - \frac{3}{4} \right] \quad (4.2.22)$$

② 2倍周波数成分

$$\begin{aligned}
 u_{1T}(x, z; t) = & \frac{U_1^2(x^* - 1)}{\omega \ell} \cdot \left[ -\frac{1}{2} e^{-\sqrt{2}z^*} \sin \sqrt{2}z^* + \frac{1}{2} e^{-z^*} \sin z^* \right. \\
 & + \frac{1}{2} z^* e^{-z^*} (\cos z^* - \sin z^*) + \frac{3}{4\sqrt{2}h^*} \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 + \frac{z^*}{h^*} \right\} \left. \right] \cos 2t^* \\
 & + \left[ -\frac{1}{2} e^{-\sqrt{2}z^*} \cos \sqrt{2}z^* + \frac{1}{2} e^{-z^*} \cos z^* - \frac{1}{2} z^* e^{-z^*} (\cos z^* + \sin z^*) \right. \\
 & \left. + \frac{3}{4\sqrt{2}h^*} \left\{ -\frac{1}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 + \frac{z^*}{h^*} \right\} \right] \sin 2t^* \quad (4.2.23)
 \end{aligned}$$

2次のオーダーの残差成分の係数  $U_1^2/\omega \ell$  は残差流の大きさを表すものであるが、 $h^*$  が十分大きい場合を考えると、 $U_1 = \omega \ell \eta_0/h$  と置換できるので、その係数は  $\omega \ell \eta_0^2/h^2$  となる。このことは外力としての潮汐の振幅が大きく、湾長が長いほど、また周期が短く水深が浅いほど、残差流の鉛直循環流が強くなることを示している。

(3) 底面摩擦応力の基本振動成分および定常成分

前述したように、物質輸送として流れ場に寄与するのは、1周期間の平均流である残差流である。一方、倍潮成分は残差流と同様に基本振動流から生成され、オーダー的には残差流と等しい流れであるが、1周期平均でみるとゼロとなるので、移流効果には寄与しない。ここでは、2倍潮に関する議論は省略する。

さて、流動場の流速分布から底面摩擦応力を求める方法としては、流れが層流の場合、簡単に求めることができる。すなわち、流速の鉛直シア構造から求まる底面摩擦応力の1次、2次のオーダーをそれぞれ  $\tau_{bT}$ 、 $\tau_{bS}$  と記せば、これらは以下のように求められる。

$$\tau_{bT} = \mu \left. \frac{\partial u_T}{\partial z} \right|_{z=0} = \sqrt{2} \mu \beta F(x) \sin \left( \omega t + \frac{\pi}{4} \right) \quad (4.2.24)$$

$$\tau_{bS} = \mu \left. \frac{\partial u_S}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{\mu \beta U_1 F(x)}{\omega \ell} \cdot \left\{ \frac{1}{2} + \frac{18h^* - 39}{8(h^*)^2} \right\} \quad (4.2.25)$$

ただし、 $\beta$  は式(4.2.17)で定義したパラメータである。上式より、 $\tau_{bT}$  および  $\tau_{bS}$  のオーダーは、それぞれの流速  $u_T$ 、 $u_S$  にパラメータ  $\mu \beta$  をかけたものに等しいことがわかる。

2-3 厳密解法

2-2節で述べた近似解は、境界層外で potential flow (流速  $U_1$ ) と接続する流速分布から求めたものであった。以下では、水深が境界層厚より小さい場合にも適用できるように、境界

層外流速  $U_1$  を使用せず、また自由表面での流速の境界条件を満たすように流速および底面摩擦応力の基本振動成分、定常成分の厳密解を誘導する。このように、ここで言う厳密解は、基礎方程式(4.2.3)および(4.2.4)の非線形項を厳密に求めた完全解ではなく、流速の自由表面での境界条件を完全に満足する解の意味である。

(1) 流速の基本振動成分

鉛直2次元断面内の式(4.2.6)および式(4.2.7)から、流速  $u_T$ 、水位  $\eta_T$  の解の形を、それぞれの複素振幅  $U$ 、 $E$  を用いて、

$$u_T = \text{Real} \{ U(x, z) \cdot \exp(-i \omega t) \} \quad (4.2.26a)$$

$$\eta_T = \text{Real} \{ E(x) \cdot \exp(-i \omega t) \} \quad (4.2.26b)$$

と仮定すると、基本振動成分(1st order)の基礎式は以下のようなものである。

$$i \omega U + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = g \frac{dE}{dx} \quad (4.2.27)$$

$$i \omega E = \int_0^h \frac{\partial U}{\partial x} dz \quad (4.2.28)$$

上式を次のような境界条件で解く。

$$x = 0 \quad : \quad E = \eta_0 \quad (4.2.29a)$$

$$x = \ell \quad : \quad \partial E / \partial x = 0 \quad (4.2.29b)$$

$$z = 0 \quad : \quad U = 0 \quad (4.2.30a)$$

$$z = h \quad : \quad \partial U / \partial z = 0 \quad (4.2.30b)$$

まず、式(4.2.27)の一般解を求め、境界条件(4.2.29a)、(4.2.29b)から定数を決定すると、

$$U(x, z) = i \frac{g}{\omega} \frac{dE}{dx} \left[ \frac{\cosh(1-i)(h^* - z^*)}{\cosh(1-i)h^*} - 1 \right] \quad (4.2.31)$$

が得られる。ここで、 $h^* = \beta h$ 、 $z^* = \beta z$  である。

近似解法で述べたように、上式右辺 [ ] 内の第1項について  $\exp(-h^*) \approx 0$  を考えると、

$$\frac{\cosh(1-i)(h^* - z^*)}{\cosh(1-i)h^*} - 1 \approx e^{-(1-i)z^*} - 1 \quad (4.2.32)$$

と近似することができるが、以下ではこのような近似をせず、式(4.2.31)の形式で考えることにする。そこで、式(4.2.31)を式(4.2.28)に代入して、 $E$  について方程式を求めると以下のように表される。

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - (1-i) \frac{\beta \omega^2}{g} \frac{\cosh(1-i)h^*}{\sinh(1-i)h^* - (1-i)h^* \cdot \cosh(1-i)h^*} E = 0 \quad (4.2.33)$$

左辺第2項のEに関する係数は、 $h^*$ の関数なので、

$$D \equiv \frac{\beta \omega^2}{g} \cdot \frac{\cosh(1-i)h^*}{\sinh(1-i)h^* - (1-i)h^* \cdot \cosh(1-i)h^*} \quad (4.2.34)$$

とおき、式(4.2.33)に  $E = \exp(\lambda x)$  を代入して特性方程式を解くと、

$$E = C_1 e^{\lambda x} + C_2 e^{-\lambda x}, \quad \lambda = \sqrt{(1-i)D} = (\lambda_R + i\lambda_I) \quad (4.2.35)$$

が得られる。ここで、添字のRは実数部、Iは虚数部の意味である。式(4.2.35)に境界条件(4.2.29a), (4.2.29b)を代入して定数 $C_1, C_2$ を決定すると、Eは、

$$E = \eta_0 \frac{\cosh \lambda \ell (x^* - 1)}{\cosh \lambda \ell} \quad (4.2.36)$$

となる。ここで、 $x^* = x / \ell$ である。さらに、上式を式(4.2.31)に代入してUを求めると、

$$U(x^*, z^*) = i \frac{g \lambda \eta_0}{\omega} \frac{\sinh \lambda \ell (x^* - 1)}{\cosh \lambda \ell} \left[ \frac{\cosh(1-i)(h^* - z^*)}{\cosh(1-i)h^*} - 1 \right] \quad (4.2.37)$$

が得られる。

さらに、連続式より $w_T$ を求めておく。上述と同様に、

$$w_T = \text{Real} \{W(x, z) \cdot \exp(-i\omega t)\} \quad (4.2.38)$$

と置けば、

$$\begin{aligned} W &= - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^z U dz \\ &= \frac{1-i}{2} \frac{g}{\beta \omega} \lambda^2 \eta_0 \frac{\cosh \lambda \ell (x^* - 1)}{\cosh \lambda \ell} \\ &\quad \cdot \frac{-\sinh(1-i)(h^* - z^*) + \sinh(1-i)h^* - (1-i)z^* \cosh(1-i)h^*}{\cosh(1-i)h^*} \end{aligned} \quad (4.2.39)$$

となる。

以上で、厳密解としての基本流速成分 $u, v$ の複素振幅 $U, W$ が求められた。さらに、残差流速 $u_s$ を解く際に扱い易いように、便宜上次のように $U, W$ を表現する。

$$U = U_R + i U_I, \quad W = W_R + i W_I$$

$$\begin{vmatrix} U_R \\ U_I \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} K_R & -K_I \\ K_I & K_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X_R & -X_I \\ X_I & X_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} Z_R \\ Z_I \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} W_R \\ W_I \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} P_R & -P_I \\ P_I & P_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X_R' & -X_I' \\ X_I' & X_R' \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} Z_R^* \\ Z_I^* \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} K_R \\ K_I \end{vmatrix} = \frac{2g\eta_0}{\omega(\cosh 2\lambda_R \ell + \cos 2\lambda_I \ell)} \begin{vmatrix} -\lambda_I & \lambda_R \\ \lambda_R & \lambda_I \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cosh \lambda_R \ell \cdot \cos \lambda_I \ell \\ \sinh \lambda_R \ell \cdot \sin \lambda_I \ell \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} P_R \\ P_I \end{vmatrix} = \frac{-g\eta_0}{\beta\omega(\cosh 2\lambda_R \ell + \cos 2\lambda_I \ell)} \cdot \begin{vmatrix} -\lambda_R^2 + \lambda_I^2 - 2\lambda_R \lambda_I & \lambda_R^2 - \lambda_I^2 - 2\lambda_R \lambda_I \\ \lambda_R^2 - \lambda_I^2 - 2\lambda_R \lambda_I & \lambda_R^2 - \lambda_I^2 + 2\lambda_R \lambda_I \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cosh \lambda_R \ell \cdot \cos \lambda_I \ell \\ \sinh \lambda_R \ell \cdot \sin \lambda_I \ell \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} X_R \\ X_I \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sinh \lambda_R \ell (x^* - 1) \cdot \cos \lambda_I \ell (x^* - 1) \\ \cosh \lambda_R \ell (x^* - 1) \cdot \sin \lambda_I \ell (x^* - 1) \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} X_R' \\ X_I' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cosh \lambda_R \ell (x^* - 1) \cdot \cos \lambda_I \ell (x^* - 1) \\ \sinh \lambda_R \ell (x^* - 1) \cdot \sin \lambda_I \ell (x^* - 1) \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} Z_R \\ Z_I \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e^{z^*} (C_{1R} \cos z^* + C_{1I} \sin z^*) + e^{-z^*} (C_{2R} \cos z^* - C_{2I} \sin z^*) \\ e^{z^*} (C_{1I} \cos z^* - C_{1R} \sin z^*) + e^{-z^*} (C_{2I} \cos z^* + C_{2R} \sin z^*) \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} Z_R^* \\ Z_I^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e^{z^*} (C_{1R} \cos z^* + C_{1I} \sin z^*) \\ -e^{-z^*} (C_{2R} \cos z^* - C_{2I} \sin z^*) - z^* - C_{1R} + C_{2R} \\ e^{z^*} (C_{1I} \cos z^* - C_{1R} \sin z^*) \\ -e^{-z^*} (C_{2I} \cos z^* - C_{2R} \sin z^*) + z^* - C_{1I} + C_{2I} \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} C_{1R}(h^*) \\ C_{1I}(h^*) \end{vmatrix} = \frac{1}{G} \begin{vmatrix} -h^* \\ \sin 2h^* \cdot (\cosh h^* + \sinh h^*) / 2 \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} C_{2R}(h^*) \\ C_{2I}(h^*) \end{vmatrix} = \frac{1}{G} \begin{vmatrix} h^* \\ -\sin 2h^* \cdot (-\cosh h^* + \sinh h^*) / 2 \end{vmatrix}$$

$$G(h^*) = (\cosh^2 h^* \cdot \cos^2 h^* + \sinh^2 h^* \cdot \sin^2 h^*) / 2$$

なお、添字 R, I : 複素数の実部および虚数部, 記号', " : x あるいは z に関する 1 階および 2 階偏微分, + : z に関する積分の意味である。

このようにして, 厳密な基本振動流の複素振幅 U, W が求められたので, 式(4.2.26)および(4.2.38)の関係を用いて, 残差流の生成項である基本流速成分  $u_T, w_T$  が求められる。

## (2) 流速の残差成分

残差流の基礎方程式は, 式(4.2.7)および(4.2.8)の交差微分をとることによって, 次のような渦度方程式に書き換えられる。

$$\nu \frac{\partial^3 u_s}{\partial z^3} = - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (u_T \xi_T) + \frac{\partial}{\partial z} (w_T \xi_T) \right\}_s, \quad \xi_T = - \frac{\partial u_T}{\partial z} \quad (4.2.40)$$

さらに, 上式は, (1) で求められた  $U (= U_R + iU_I), W (= W_R + iW_I)$  を用いて次のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} 2\nu \frac{\partial^3 U_s}{\partial z^3} &= (U_R, U_I) \left( \frac{\partial^2 U_R}{\partial x \partial z}, \frac{\partial^2 U_I}{\partial x \partial z} \right) + (W_R, W_I) \left( \frac{\partial^2 U_R}{\partial z^2}, \frac{\partial^2 U_I}{\partial z^2} \right) \\ &= (A_R B_R + A_I B_I) (Z_R Z_R' + Z_I Z_I') + (A_I B_R - A_R B_I) (Z_R Z_I' - Z_I Z_R') \\ &\quad + (E_R D_R + E_I D_I) (Z_R^+ Z_R'' + Z_I^+ Z_I'') + (E_I D_R - E_R D_I) (Z_R^+ Z_I'' - Z_I^+ Z_R'') \end{aligned} \quad (4.2.41)$$

ここに,

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} A_R \\ A_I \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} K_R & -K_I \\ K_I & K_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X_R \\ X_I \end{vmatrix}, & \begin{vmatrix} B_R \\ B_I \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} M_R & -M_I \\ M_I & M_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X_R' \\ X_I' \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} D_R \\ D_I \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} N_R & -N_I \\ N_I & N_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X_R \\ X_I \end{vmatrix}, & \begin{vmatrix} E_R \\ E_I \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} P_R & -P_I \\ P_I & P_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} X_R' \\ X_I' \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} M_R \\ M_I \end{vmatrix} &= \frac{2g\eta_0\beta}{\omega(\cosh 2\lambda_R \ell + \cos 2\lambda_I \ell)} \\ &\cdot \begin{vmatrix} \lambda_R^2 - \lambda_I^2 - 2\lambda_R \lambda_I & \lambda_R^2 - \lambda_I^2 + 2\lambda_R \lambda_I \\ \lambda_R^2 - \lambda_I^2 + 2\lambda_R \lambda_I & -\lambda_R^2 + \lambda_I^2 + 2\lambda_R \lambda_I \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cosh \lambda_R \ell \cdot \cos \lambda_I \ell \\ \sinh \lambda_R \ell \cdot \sin \lambda_I \ell \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} N_R \\ N_I \end{vmatrix} &= \frac{4g\eta_0\beta^2}{\omega(\cosh 2\lambda_R \ell + \cos 2\lambda_I \ell)} \begin{vmatrix} \lambda_R & \lambda_I \\ -\lambda_I & -\lambda_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cosh \lambda_R \ell \cdot \cos \lambda_I \ell \\ \sinh \lambda_R \ell \cdot \sin \lambda_I \ell \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} Z_R'' \\ Z_I'' \end{vmatrix} &= \begin{vmatrix} Z_R - 1 \\ Z_I \end{vmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{vmatrix} Z_R^* \\ Z_I^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} e^{z^*} (C_{1R} \cos z^* + C_{1I} \sin z^*) - e^{-z^*} (C_{2R} \cos z^* - C_{2I} \sin z^*) \\ e^{z^*} (C_{1I} \cos z^* - C_{1R} \sin z^*) - e^{-z^*} (C_{2I} \cos z^* + C_{2R} \sin z^*) \end{vmatrix}$$

である。

式(4.2.41)に基本振動流の複素振幅U, Wの式(4.2.37)および(4.2.39)を代入して、境界条件式、

$$z = 0 \quad : \quad U_s = 0 \quad (4.2.42a)$$

$$z = h \quad : \quad \partial U_s / \partial z = 0 \quad (4.2.42b)$$

$$\int_0^h U_s \cdot dz = 0 \quad (4.2.42c)$$

のもとで解くと、厳密解の残差流速 $U_s$ は以下のように表される。

$$\begin{aligned} U_s(x^*, z^*) = & \frac{1}{8\omega\beta} [ S_1 e^{2z^*} + S_2 e^{-2z^*} + S_3 \sin 2z^* + S_4 \cos 2z^* \\ & + e^{z^*} (S_5 \cos z^* + S_6 \sin z^*) + e^{-z^*} (S_7 \cos z^* + S_8 \sin z^*) \\ & + z^* \cdot \{ e^{z^*} (S_9 \cos z^* + S_{10} \sin z^*) + e^{-z^*} (S_{11} \cos z^* + S_{12} \sin z^*) \} \\ & + b_1 \cdot (z^*/h^*)^2 + b_2 \cdot (z^*/h^*) + b_3 ] \quad (4.2.43) \end{aligned}$$

上式において、各変数は以下のものである。

$$S_1 = (A_R B_R + A_I B_I + E_R D_R + E_I D_I) (C_{1R}^2 + C_{1I}^2)$$

$$S_2 = (A_R B_R + A_I B_I + E_R D_R + E_I D_I) (C_{2R}^2 + C_{2I}^2)$$

$$S_3 = -2 (A_I B_R - A_R B_I - E_I D_R + E_R D_I) (C_{1I} C_{2R} - C_{1R} C_{2I})$$

$$S_4 = -2 (A_I B_R - A_R B_I - E_I D_R + E_R D_I) (C_{1R} C_{2R} + C_{1I} C_{2I})$$

$$\begin{aligned} S_5 = & 2 \{ (A_R B_R + A_I B_I) (C_{1R} + C_{1I}) - (A_I B_R - A_R B_I) (C_{1R} - C_{1I}) \\ & + (E_R D_R + E_I D_I) \cdot Q_A + (E_I D_R - E_R D_I) \cdot Q_B \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_6 = & -2 \{ (A_R B_R + A_I B_I) (C_{1R} - C_{1I}) + (A_I B_R - A_R B_I) (C_{1R} + C_{1I}) \\ & - (E_R D_R + E_I D_I) \cdot Q_B + (E_I D_R - E_R D_I) \cdot (-Q_A) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} S_7 = & 2 \{ (A_R B_R + A_I B_I) (C_{2R} + C_{2I}) - (A_I B_R - A_R B_I) (C_{2R} - C_{2I}) \\ & + (E_R D_R + E_I D_I) \cdot Q_C + (E_I D_R - E_R D_I) \cdot Q_D \} \end{aligned}$$

$$S_8 = 2 \{ (A_R B_R + A_I B_I) (C_{2R} - C_{2I}) + (A_I B_R - A_R B_I) (C_{2R} + C_{2I}) \\ + (E_R D_R + E_I D_I) \cdot Q_D + (E_I D_R - E_R D_I) \cdot (-Q_C) \}$$

$$S_9 = 4 \{ C_{1R}(E_R D_R + E_I D_I) + C_{1I}(E_I D_R - E_R D_I) \}$$

$$S_{10} = 4 \{ C_{1I}(E_R D_R + E_I D_I) - C_{1R}(E_I D_R - E_R D_I) \}$$

$$S_{11} = -4 \{ C_{2R}(E_R D_R + E_I D_I) + C_{2I}(E_I D_R - E_R D_I) \}$$

$$S_{12} = 4 \{ C_{2I}(E_R D_R + E_I D_I) - C_{2R}(E_I D_R - E_R D_I) \}$$

$$Q_A = C_{1R} (-3 + C_{1R} - C_{2R} + C_{2I}) + C_{1I} (3 + C_{1I} - C_{2R} - C_{2I})$$

$$Q_B = C_{1R} (-3 - C_{1R} + C_{2R} + C_{2I}) + C_{1I} (-3 - C_{1I} - C_{2R} + C_{2I})$$

$$Q_C = C_{2R} (-3 + C_{2R} - C_{1R} + C_{1I}) + C_{2I} (3 + C_{2I} - C_{1R} - C_{1I})$$

$$Q_D = C_{2R} (-3 - C_{2R} + C_{1R} + C_{1I}) + C_{2I} (-3 - C_{2I} - C_{1R} + C_{1I})$$

$$b_1 = -3 (-b_3 - Q_M + Q_N / 2) / 2$$

$$b_2 = -3 (2b_3 + 2Q_M - Q_N / 3) / 2$$

$$b_3 = -(S_1 + S_2 + S_4 + S_5 + S_7)$$

$$Q_M = \frac{1}{2h^*} [ S_1 (e^{2h^*} - 1) - S_2 (e^{-2h^*} - 1) - S_3 (\cos 2h^* - 1) + S_4 \sin 2h^* \\ + S_5 \{ e^{h^*} (\sinh^* + \cosh^*) - 1 \} + S_6 \{ e^{h^*} (\sinh^* - \cosh^*) + 1 \} \\ + S_7 \{ e^{-h^*} (\sinh^* - \cosh^*) + 1 \} + S_8 \{ -e^{-h^*} (\sinh^* + \cosh^*) + 1 \} \\ + S_9 \{ h^* e^{h^*} (\sinh^* + \cosh^*) - e^{h^*} \sinh^* \} \\ + S_{10} \{ h^* e^{h^*} (\sinh^* - \cosh^*) + e^{h^*} \cosh^* - 1 \} \\ + S_{11} \{ h^* e^{-h^*} (\sinh^* - \cosh^*) + e^{-h^*} \sinh^* \} \\ + S_{12} \{ -h^* e^{-h^*} (\sinh^* + \cosh^*) - e^{-h^*} \cosh^* + 1 \} ]$$

$$Q_N = h^* [ 2 S_1 e^{2h^*} - 2 S_2 e^{-2h^*} + 2 S_3 \cos 2h^* - 2 S_4 \sin 2h^* \\ + \{ (S_5 + S_6 + S_9) \cosh^* + (-S_5 + S_6 + S_{10}) \sinh^* \} e^{h^*}$$

$$\begin{aligned}
& + \{ (-S_7 + S_8 + S_{11}) \cosh h^* + (-S_7 + S_8 + S_{12}) \sinh h^* \} e^{-h^*} \\
& \quad + \{ (S_9 + S_{10}) \cosh h^* + (-S_9 + S_{10}) \sinh h^* \} h^* e^{h^*} \\
& \quad + \{ (-S_{11} + S_{12}) \cosh h^* + (-S_{11} - S_{12}) \sinh h^* \} h^* e^{-h^*} ]
\end{aligned}$$

(3) 底面摩擦応力の基本振動成分および定常成分

摩擦応力の基本振動成分および定常成分( $\tau_T, \tau_S$ )の鉛直分布は、近似解法と同様に、 $u_T$ および $u_S$ の式(4.2.38), (4.2.43)から以下のように表すことができる。

$$\begin{aligned}
\tau_T &= -(1+i) \frac{\mu \beta g \lambda \eta_0}{\omega} \frac{\sinh \lambda \ell (x^* - 1)}{\cosh \lambda \ell} \frac{\sinh (1-i)(h^* - z^*)}{\cosh (1-i)h^*} \\
&= \tau_R + i \tau_I \tag{4.2.44}
\end{aligned}$$

$$\begin{vmatrix} \tau_R \\ \tau_I \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} F_R & -F_I \\ F_I & F_R \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} z_R^* \\ z_I^* \end{vmatrix}$$

$$\begin{vmatrix} F_R \\ F_I \end{vmatrix} = \frac{2g\eta_0\mu\beta}{\omega(\cosh 2\lambda_R\ell + \cos 2\lambda_I\ell)} \begin{vmatrix} \lambda_R - \lambda_I & \lambda_R + \lambda_I \\ \lambda_R + \lambda_I & -\lambda_R + \lambda_I \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} \cosh \lambda_R \ell \cdot \cos \lambda_I \ell \\ \sinh \lambda_R \ell \cdot \sin \lambda_I \ell \end{vmatrix}$$

$$\begin{aligned}
\tau_S &= \frac{\mu}{8\omega} [ 2(S_1 e^{2z^*} - S_2 e^{-2z^*} + S_3 \cos 2z^* - S_4 \sin 2z^*) \\
& \quad + e^{z^*} \{ (S_5 + S_6 + S_9) \cos z^* + (-S_5 + S_6 + S_{10}) \sin z^* \} \\
& \quad + e^{-z^*} \{ (-S_7 + S_8 + S_{11}) \cos z^* + (-S_7 - S_8 + S_{12}) \sin z^* \} \\
& \quad + z^* \cdot e^{z^*} \{ (S_9 + S_{10}) \cos z^* + (-S_9 + S_{10}) \sin z^* \} \\
& \quad + z^* \cdot e^{-z^*} \{ (-S_{11} + S_{12}) \cos z^* + (-S_{11} - S_{12}) \sin z^* \} \\
& \quad + 2b_1 \cdot z^* / h^* + b_2 \cdot / h^* ] \tag{4.2.45}
\end{aligned}$$

さらに、底面摩擦応力 $\tau_{bT}, \tau_{bS}$ は以下のものである。

$$\tau_{bT} = -(1+i) \frac{\mu \beta g \lambda \eta_0}{\omega} \frac{\sinh \lambda \ell (x^* - 1)}{\cosh \lambda \ell} \frac{\sinh (1-i)h^*}{\cosh (1-i)h^*} \tag{4.2.46}$$

$$\tau_{bS} = \frac{\mu}{8\omega} [ 2(S_1 - S_2 + S_3) + S_5 + S_6 - S_7 + S_8 + S_9 + S_{11} + b_2 / h^* ] \tag{4.2.47}$$

## 2-4 解析結果およびその考察

2-2節でも述べたように、近似解は、自由表面 ( $z^* = h^*$ ) での流速の境界条件が近似的に満足する範囲をあらかじめ限定して、境界層外縁流速として、potential 領域の流速  $U_1$  を用いた境界層理論を適用している。式(4.2.19)からもわかるように、近似解は  $h^* \rightarrow \infty$  の極限で成立する式であるので、厳密には自由表面での流速の境界条件を満足していない。ただし、近似解の適用範囲 ( $h^* \geq 5$ ) の限界値  $h^* = 5$  では、その誤差は1%以内である。また近似解では、流れの鉛直分布形状に着目しているため、境界層厚の外縁流速  $U_1$  の詳細な議論はされていないが、流速の絶対値を求めるためには、その評価が問題になる。以下では、境界層厚の外縁流速  $U_1$  として、完全重複波理論<sup>8)</sup>から求まる流速を用いた。

厳密解法における基本振動成分の複素振幅  $U$  {式(4.2.37)} および残差流成分  $U_s$  {式(4.2.43)} は、一見複雑な形をしているが、基本的に近似解と同様、無次元座標  $x^*$ 、 $z^*$  と相対水深比  $h^* (= \beta h)$  の関数となっている。

図-4.2.1は、 $x^* = 0.2$ 、水深波高比  $2\eta_0/h$  ( $\eta_0$ : 湾口部の水位振幅)  $= 0.1$  の条件下で、相対水深比  $h^* = 5, 10$  における流速の鉛直分布の一例 (周期  $T = 120$  s) を示したものである。図示した流速は、式(4.2.19)、(4.2.37)から求まる基本振動成分  $u_T$  と、式(4.2.22)、(4.2.43)から求まる定常成分  $u_s$  における近似解および厳密解である。なお、図中実線は新たに誘導した厳密解、破線が境界層外縁流速として完全重複波理論から求まる値で近似した場合である。

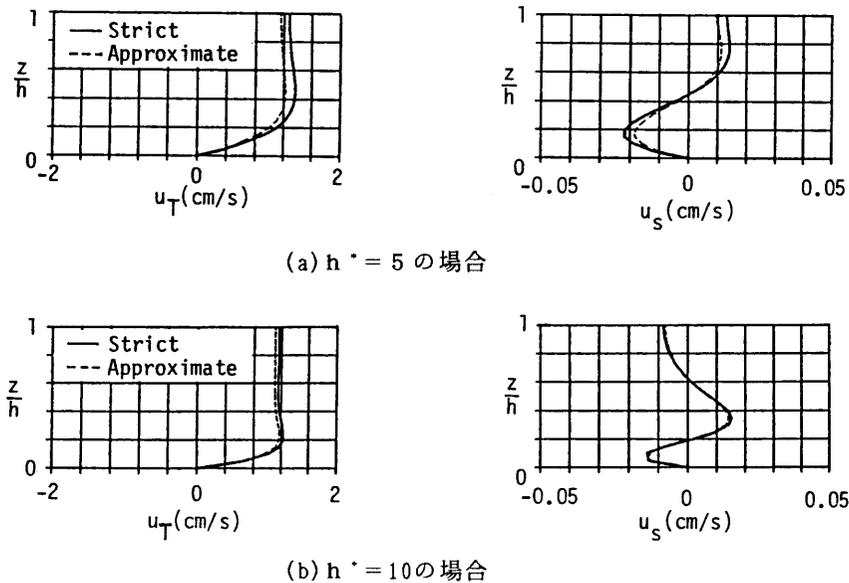


図-4.2.1 流速  $u_T$ 、 $u_s$  の鉛直分布の一例 (周期  $T = 120$  s)

同図から、まず厳密解と近似解の流速 ( $u_T, u_S$ ) の鉛直分布形状は、 $h^* = 5, 10$  の場合ほぼ等しいが、その絶対値は、 $h^*$  の値が小さい、すなわち境界層厚が水深にほぼ等しくなる  $h^* = 5$  の場合には、近似解よりも厳密解の方が大きく、有為な差となっていることがわかる。特に残差流については、その生成要因である基本流速成分  $u_T$  の鉛直シア ( $\partial u_T / \partial z$ ) に着目すれば、厳密解の方がその絶対値は大きく、したがって、残差流の基礎式(4.2.40)の右辺生成項 (tidal stress項) が増大し、残差流の絶対値も大きくなると考えられる。さらに、流速の鉛直分布より、底面摩擦応力の基本振動成分および定常成分も厳密解の方が大きくなる。

鉛直粘性を一定とした式(4.2.19)からもわかるように、基本流速成分  $u_T$  の鉛直分布は、水面 ( $z^*/h^* = 1$ ) 付近ではほぼ一定値の流速が底面に近づくにつれて、粘性効果による流速振幅の減少と位相の進みを助長し、底面 ( $z^*/h^* = 0$ ) では流速ゼロとなる。またその途中では、位相の効果による流速振幅の膨らみ (hump) が生じている。この膨らみの位置は、 $h^* = 5$  の場合:  $z^*/h^* \approx 0.4$ ,  $h^* = 10$  の場合:  $z^*/h^* \approx 0.2$  である。流速の鉛直分布が水深内で膨らみをもつ場合には、その変曲点を境にして、上述した基本流速成分  $u_T$  の鉛直シア、すなわち渦度成分の回転方向が変化するので、残差流の基礎式(4.2.40)の右辺 (1周期平均した振動成分による非線形項) を通じて、残差流の方向性 (湾口あるいは湾奥向き) が決定される。

残差流  $u_S$  の鉛直分布を見ると、 $h^*$  が小さい、つまり振動流が形成する境界層厚と水深がほぼ等しい場合 ( $h^* = 5$ ) には、残差流は厳密解および近似解とも下層では湾口に向かって流出、逆に上層で湾奥へ流入する2層構造の鉛直分布形状をしているが、その上下層間で流速がゼロになる中立点は  $z^*/h^* \approx 0.4$  である。また厳密解と近似解の適合度は、上述した残差流の生成要因となる基本流速成分  $u_T$  の鉛直シアの違いを反映して、厳密解の方が残差流速は大きくなる。一方、水深がより大きくなる  $h^* = 10$  の場合、両者とも下層と同様に上層で湾口に向かって流れ、中層で流入する3層構造の鉛直分布をしており、両者の流速値はほぼ一致している。また中立点は  $z^*/h^* \approx 0.2, 0.6$  の2ヶ所である。なお、図には示していないが、さらに水深が増加すると残差流速の鉛直分布は3層構造となるものの、下層 (底面近傍) での残差流は、上・中層の流速に比べて非常に小さくなり、流れは上・中層の領域でのみ顕著になる傾向にある。

残差流の生成項となる式(4.2.40)の右辺第1項は、シアをもった潮汐振動流が進行方向にも勾配をもつことに起因し、右辺第2項は、水面の昇降 (鉛直流速  $w_T$  の存在) と潮汐振動流のシアの相互作用の結果である。安田<sup>6)</sup> は、鉛直的な残差流の生成機構は、主として境界層およびその近傍では右辺第1項によって生成され、その上層部領域では右辺第2項によって誘発されていることを指摘している。

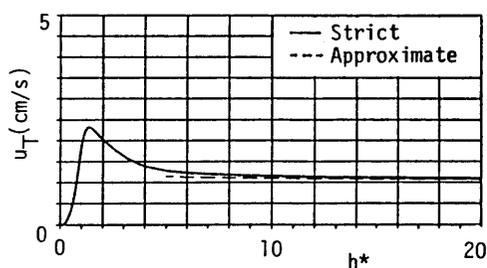
このように考えれば、基本振動流速成分の膨らみ (変曲点) の位置が、残差流の中立点とは

ば対応しているのは、主として右辺第1項による効果が支配的で、 $h^*$ が大きい場合( $h^*=10$ )の上層で湾口に向かう残差流は、右辺第2項による中層の湾奥に向かう残差流とバランスするように、連続条件(残差流の鉛直平均値がゼロ)によって中層と逆向きに流れるのではないかと考えられる。なお、本研究で対象としている完全重複波のような現象、すなわち基本振動流 $u_T, w_T$ の位相関係が同位相の場合には、右辺第2項は効果的に残差流生成に寄与するが、進行波のような場合(その位相差が $\pi/2$ )には、その効果は消滅する。

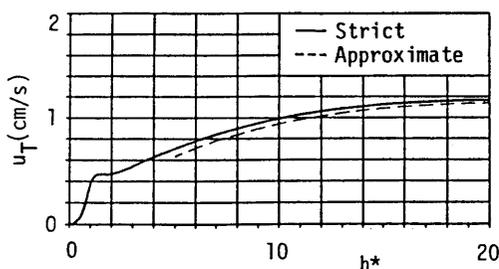
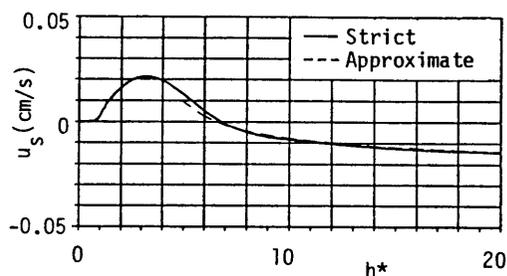
以上、 $h^*=5, 10$ の場合を例にして、流速の基本振動成分 $u_T$ および定常成分 $u_S$ の鉛直分布の構造を考察したが、次にこれら流速( $u_T, u_S$ )が相対水深比 $h^*$ とどのような関係にあるかを見ていこう。

図-4.2.2は、図-4.2.1の場合と同様な条件下で、一例として周期 $T=120$ sの場合について、自由表面( $z^*/h^*=1$ )および底面近傍( $z^*/h^*=0.1$ )の流速値( $u_T, u_S$ )と相対水深比 $h^*$ の関係を示したものである。なお図中実線は新たに誘導した厳密解、破線が境界層外流速として完全重複波理論から求まる値で近似した場合{式(4.2.20)}であり、この近似解については $h^*\geq 5$ の範囲を図示した。

同図より、全体を通じて、相対水深比 $h^*$ が十分大きい場合( $h^*=20$ 程度)には、厳密解と近似解の適合度はよく、両者はほぼ等しいことがわかる。つまり、 $h^*$ が大きくなると、境界層



(a)自由表面 ( $z^*/h^*=1$ )



(b)底面近傍 ( $z^*/h^*=0.1$ )

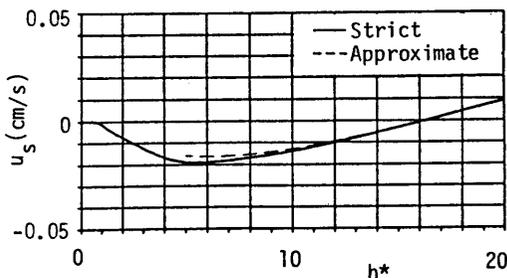


図-4.2.2 流速値( $u_T, u_S$ )と相対水深比 $h^*$ の関係( $T=120$ sの場合)

外流速を用いた近似解は、流速における自由表面の境界条件をほぼ満足していると思わせる。 $h^*$ が減少すると、厳密解と近似解の差は広がり、従来近似解の適用限界と言われている $h^* = 5$ <sup>6)</sup>では、近似解の誤差は10%程度である。これは、流速の鉛直分布で述べたように、境界層上に十分な potential 領域が存在していないために生じた差であると考えられる。

さらに、前節では $h^* < 5$ でも成立する厳密解を誘導しているのだから、従来不明確であった $h^* < 5$ の範囲における流速の特性を議論することができる。自由表面では、 $h^* = 5$ を境にして $h^* \geq 5$ と $h^* < 5$ では $h^*$ に対する流速 $u_T$ の変化率が異なり、 $h^* < 5$ の範囲では、 $u_T$ は指数的に増加し、 $h^* = 1.4$ 付近で最大値をとり、その後流速ゼロまで減少する。一方、 $u_s$ も $u_T$ と同様に $h^* < 5$ の範囲で最大値をもつが、その位置は $h^* = 3.2$ 付近で $u_T$ の場合よりも大きい。また、その最大値周辺の数値変化の程度は $u_T$ に比べて緩やかである。さらに、 $h^* = 0$ の近傍では、 $u_s$ は生成されずほとんど0となっているが、これは残差流の生成要因となる流速 $u_T$ の減少によって $u_s$ も小さくなったものと考えられる。

一方、底面近傍 ( $z^*/h^* = 0.1$ ) の基本振動流成分の挙動は、上述の自由表面において現れた流速の最大値は明かではなく、 $h^*$ の減少とともに流速も低下する傾向にある。これは、図-4.2.1に示した $u_T$ の鉛直分布からわかるように、着目している位置が、 $z^*/h^* = 0.1$ であるので、上述した膨らみ(流速の変曲点)の生じる位置よりも下部の流速振幅が減少する領域を捉えていることに起因している。また厳密解と近似解の差異は、自由表面の場合と同程度である。

さらに、自由表面の残差流 $u_s$ に着目すると、流速の中立点は $h^* \approx 7$ 程度である。この値を境にして、自由表面では $h^* < 7$ の場合には湾奥向き、 $h^* > 7$ では湾口へ流れることがわかる。また底面近傍ではその中立点は $h^* \approx 16$ で、自由表面の場合と逆に $h^* < 16$ の場合には湾口向き、 $h^* > 16$ では湾奥へ流れる。図-4.2.1に示した残差流の鉛直分布からもわかるように、 $h^* = 5$ では、下層で流出、上層で流入する2層構造の残差流を示し、 $h^* = 10$ では、下層で流出するとともに、新たに上層でも流出する3層構造の残差流がうかがえる。なお、残差流における厳密解と近似解の適合度は、基本振動成分の場合と同様である。

図-4.2.3は、図-4.2.2と同一条件下における底面せん断応力(流体が底面に及ぼす応力) $\tau_{bT}$ 、 $\tau_{bs}$  ( $z^* = 0$ )と相対水深比 $h^*$ の関係を示したものである。図中実線は厳密解、破線は近似解である。底面せん断応力 $\tau_{bT}$ 、 $\tau_{bs}$ は、2-2(3)節で述べたように、底面における流速の鉛直勾配に比例するとして求めたものである。同図から、 $\tau_{bT}$ は $h^*$ が小さい領域で最大値が生じるものの、それ以後は $h^*$ の増加とともに指数的に減少する。一方、 $\tau_{bs}$ は、 $h^*$ の全ての範囲で湾口向きに作用しており、換言すれば底面摩擦応力は流体に対して常に湾奥向きに作用している。 $\tau_{bs}$ は $u_s$ と同様、 $\tau_{bT}$ の最大値が生じた地点よりも $h^*$ は大きく、その後 $h^*$ の増加とともに緩やかに減少している。また、厳密解と近似解の差は、流速で述べた傾向と

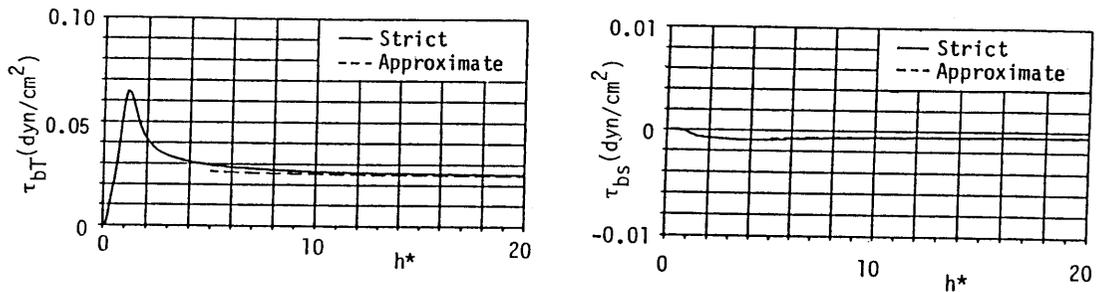


図-4.2.3 底面摩擦応力( $\tau_{bT}$ ,  $\tau_{bs}$ )と相対水深比  $h^*$  の関係 ( $T = 120$  s の場合)

同様、 $h^* = 5$  では近似解は厳密解よりも10%程度小さく、 $h^*$ の増加とともにその差は減少し、 $h^* = 20$ では両者はほぼ一致する。

上述したように、厳密解を誘導することによって、流速 ( $u_T$ ,  $u_S$ ) の厳密解と近似解の適合度は、その適用限界と言われている  $h^* = 5$  で、10%程度である点、さらに、 $h^* < 5$  領域では、自由表面で  $u_T$ ,  $u_S$  ともに最大値をもち、その後は流速ゼロまで減少するという流速の  $h^*$  に対する特性が明らかになった。

### 第3節 水理実験

本節では、鉛直2次元の流動場において、流れの鉛直シアーの大きな底面境界層に着目し、底面摩擦応力が潮汐振動流に伴って発達する境界層内部の流動場とどのように係わり、またその流れのシアー構造によって生成される潮汐残差流との関係を実験的に明らかにする。特に、第3章で述べた差温式微流速計および水素気泡法によって測定された境界層内外の内部流速と、そのシアー構造を支配する底面摩擦応力の関係を、理論解析で明確にされたそれらの支配パラメータである相対水深比  $h^*$  との関連で考察する。さらに、底面摩擦応力と流速の定常成分を含めた底面摩擦係数を定義し、Reynolds 数との関係で定式化する。

#### 3-1 底面摩擦応力測定装置 (shear meter)

##### (1) shear meter の試作とその特性

底面摩擦応力  $\tau_b$  を実験的に求める方法としては種々提案されているが、流速分布が周期的に変化する波動運動の場合には、定常流の測定法がそのまま準用できないという実験技術上の困難さがつきまとう。波動場における底面摩擦応力  $\tau_b$  の直接測定法あるいは、他の物理量の測定値からの推定法には次のような方法がある<sup>9)</sup>。

- ① shear plateによる直接測定
- ② フラッシュ型熱膜計による直接測定法
- ③ x型熱線流速計により Reynolds 応力を測定し、底面に外挿する方法
- ④ 壁面近傍の流速分布に対数則を当てはめ、その勾配から底面摩擦応力を推定する方法
- ⑤ 運動方程式に他の物理量(流速など)の測定値を代入し、積分して求める方法

また直接測定法の内、②は主として流水の乱流構造のバースト現象により影響を受ける底面摩擦応力の変動特性を把握する場合に用いられており、本研究のように、流れ場の構造が層流から乱流への遷移領域までの、特に比較的低 Reynolds 数の範囲内について精度よく測定する方法としては不適當である。①の測定法は原理的に、

a) shear plate に働く力を plate の変位として取り出す方法

b) 電磁サーボ機構を応用して、plate の変位をゼロに保つのに必要な電流量から求める方法があり、前者は Eagleson<sup>10)</sup>、岩垣ら<sup>11)</sup>、松梨ら<sup>12)</sup>、榎木ら<sup>13)</sup>などによって研究されている。後者は、定常流について勝井ら<sup>14)</sup>、振動流では田中ら<sup>15)</sup>などの研究がある。本研究では、従来から詳細に検討されており、また機構的にも単純で、改良を加えることによって感度、応答特性などが向上する可能性をもつ前者を採用する。

本研究で用いた shear meter は、既往の研究成果<sup>13)</sup>を参考に、安定性、感度および耐久性を考慮して試作したものである。その原理は、図-4.3.1に示すように shear plate (アルミ製、8×8×0.02cm)に作用する力を plate 下面の鉛直支柱でモーメントに変換し、支柱下端部に貼り付けられた防水型歪ゲージ(共和電業製、KFW-5-C1)で測定する方法である。

この shear meter の受感部はアクリル製の箱(縦100mm、横100mm、高さ200mm)の中に収納されており、shear plate に作用する力以外に余分な力が作用しないようになっている。支柱本体にはステンレスパイプ(外形1.5mm、内径1.0mm、長さ162mm)を用い、shear plate との接合部には注射針(イーグル製、外径0.8mm、長さ35mm)、下端部にはアクリル板(長さ34mm、幅20mm、厚さ0.5mm)を用いた。

shear meter の短周期波動場における動的特性については、岩垣ら<sup>11)</sup>によって報告されている。それによると、①shear plate は底面よりも上に出さない、②shear plate 下のクリアラ

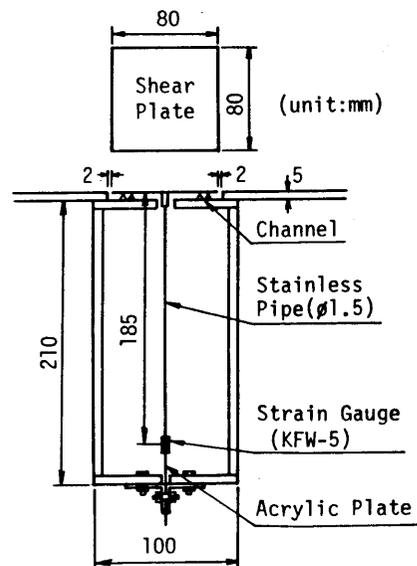


図-4.3.1 底面摩擦応力測定装置 (Shear Meter)

ンスは大きくする, ③ shear plate と底面との間隙は小さくする, ④ shear plate の厚さはできるだけ小さくする, ことによって実験装置の精度が高められる. 以上の点を考慮して, 予備的実験を行い, 最終的に図-4.3.1 に示す諸寸法に決めた.

(2) shear meter に作用する力

plate に作用する力は底面摩擦力以外に①圧力勾配によりplate両端に作用する力, ②plateの周りの流体が加速度をもって運動することによる仮想質量力, ③plate下の空隙内の流体が運動することにより plateに及ぼす力があると指摘されている<sup>13)</sup>. これらについて考えると, まず①については, 潮汐波のように周期が長く, 波長がplateの幅に比べて十分大きい現象を対象としているので, plate 両端での圧力勾配による力は無視できる. また②について, plateに仮想質量力が働くか否かは疑問であるが, 対象とする流れ場は緩慢に変化するので, ここでは無視し得るものとする<sup>13)</sup>. さらに③については, 粗度を適当に配置し, plate下の流れを停止させ, これによる力も無視できる<sup>16)</sup>. その流れの停止状況はメチレンブルーの水溶液を plate下に注入し, トレーサーとして可視化することにより確認した. したがって, plate に作用する力は, 底面摩擦力のみであるとして取扱うが, shear meter の動的特性を考慮するためその動的検定を行っている. なお, shear meter の固有振動数は1.3Hzであり, 対象とする潮汐波の振動数はこの値よりも十分小さいため, shear meterの固有振動数による補正は行っていない. 図-4.3.2には, shear meter の静的な検定結果を示した. 同図から, 60 dyn以下の範囲では, shear meter の出力値と既知力との間には直線関係が成立することがわかる.

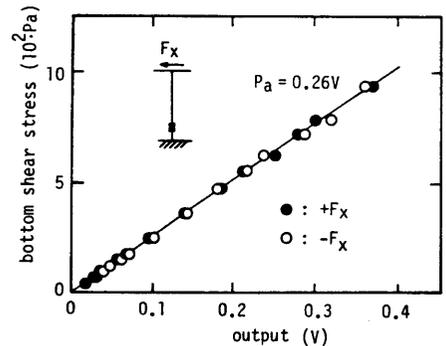


図-4.3.2 shear meter の較正曲線

3-2 次元解析

shear meter によって得られたデータを検討するに先立って, 次元解析により底面摩擦応力を支配するパラメーターを明確にしておく.

shear plate に作用する底面摩擦応力 $\tau_b$ は, 次に示す14個の物理量によって支配されていると考えられる. すなわち,

$$f(\tau_b, T, W, \ell, h, \mu, \rho, g, d, A, \Delta b, \Delta h, U_0, x; t) = 0 \quad (4.3.1)$$

である. ここで,  $T$ : 外力として与えられる潮汐の周期,  $W, \ell, h$ : 湾の形状を表す湾幅, 湾長, 水深,  $\rho, \mu$ : 水の密度と粘性係数,  $g$ : 重力加速度,  $d, A, \Delta b, \Delta h$ : shear meter の幾何形状に關与する諸量, それぞれ plate の厚さ, 面積, 底面との間隙, plate 下のクリアラ

ンス,  $U_0$ : 流速振幅,  $x$ : shear meter の設置位置,  $t$ : 時間である。

Buckinghamの  $\pi$  定理に基づき, 繰り返し変数として  $T$ ,  $\rho$  および  $h$  を用いると, 上式は以下のように無次元表示される。

$$\phi \left( \frac{\tau_b}{\rho g h}, \frac{\ell}{h}, \frac{W}{h}, \frac{1}{(\beta h)^2}, \frac{g T^2}{h}, \frac{d}{h}, \frac{A}{h^2}, \frac{\Delta b}{h}, \frac{\Delta h}{h}, Re_T, \frac{x}{h}, \frac{t}{T} \right) = 0 \quad (4.3.2)$$

ここで,  $Re_T (= U_0^2 T / \nu)$ : 水平 Reynolds 数,  $\beta (= \sqrt{\omega / 2\nu})$ : 境界層厚を表すパラメタ-の逆数,  $\omega (= 2\pi / T)$ : 角周波数である。左辺第1項は摩擦速度 ( $u^* = \sqrt{\tau_b / \rho}$ ) を波速 ( $C = \sqrt{g h}$ ) で無次元化したものに等しい。また左辺第2, 3項および第6, 7, 8, 9項は, 湾の形状, shear meter の特性量によって決まるもので, 本実験ではそれらは固定して考えている。さらに, 左辺第5項は波速を用いて変形すると, 波長を  $L$  として  $(L/h)^2$  となる。底面摩擦応力の時間最大値(添字max)に着目すると, 無次元最大底面摩擦応力 ( $\tau_{bmax} / \rho g h$ ) は, 時間  $t / T$  とは独立とみなせるので, shear meter の設置位置を固定して考えれば, 結局,

$$\frac{\tau_{bmax}}{\rho g h} = \phi (Re_T, \beta h) \quad (4.3.3)$$

となる。

### 3-3 実験の概要

#### (1) 実験の目的

本節では, 鉛直2次元の流動場において, 底面摩擦応力が潮汐振動流に伴って発達する境界層内部の流動場とどのように係わり, またその流れのシア-構造によって生成される潮汐残差流との関係を明らかにするために, 底面摩擦応力の特性を境界層内外の内部流速の特性と関連づけて検討を加える。また, 実験値との比較の基準として第2節で述べた理論解をもとに考察する。

#### (2) 実験装置と実験方法

実験は, 一端に潮汐発生システム(マイコン制御の水供給式)を備えた両面アクリルの鋼製水槽 ( $0.6 \times 0.9 \times 6.5\text{m}$ ) 内に水平床を設置して行なった。また他端は不透過な鉛直壁であり, 水槽内では安定した完全重複波が得られるようになっている。底面摩擦応力は, shear meter を開口部から1mの地点の水平床下部に取り付けて計測した。流速の鉛直分布は水素気泡法で計測し, 水位および底面摩擦応力の時間波形と対応するように, カメラによる撮影時刻をタイマーと連動して同時記録した。また撮影間隔は, 潮汐周期に応じて1周期を24~36位相に分割した。なお, 流速の水平・鉛直分布測定は, 第3章で述べた差温式微流速計および電磁流速計を併用し, 水位はサーボ式水位計により計測した。実験条件は, 水深を7種類 ( $h = 2, 3, 4, 5, 7.5, 10, 15$

cm), 周期を3種類 ( $T = 60, 90, 120\text{s}$ ) および潮位差 ( $H = 0.2 \sim 1.0\text{cm}$ ) を種々変化させた合計59種類である。記録は潮汐波始動開始から10周期までとし、解析は第5周期目から第10周期目までの5周期に対して行った。

### (3) 解析方法と shear meter の動的検定

水素気泡法では流れが微流速のとき、気泡同士が接触・合体する危険があり、この影響を無視できない<sup>17)</sup>。実験に際してはパルス周期とその幅を調節して、この影響を最小にして浮力補正を行った。浮力による上昇速度  $v_b$  は、気泡の大きさが白金線の直径  $D$  と同程度であれば、Stokes の解を近似的に適用して評価される<sup>18)</sup>。すなわち、 $D = 0.05\text{mm}$  で  $v_b = 0.1\text{cm/s}$  程度となる。水素気泡データは、撮影されたフィルムを1コマごとに19倍に拡大し、 $0.5\text{mm}$  の読み取り精度をもつデジタル座標読み取り装置で読み取り、マイコンで処理した。

流速の鉛直分布構造の詳細を把握するために、これらの離散的流況データから、各水深における流速の時間波形を求め、調和解析を行い各流速成分についての振幅と位相を求めた。さらに、shear meter の潮汐波に対する実験条件下での動的検定を行う目的で、流速の鉛直分布から底面摩擦応力も算定した。底面ごく近傍の流速については、その鉛直分布形を層流境界層理論から求まる形状と仮定し、その理論値の絶対値が底面近傍の位置 ( $z = 1/\beta$ ) で、実験値と一致するように補正した。この流速分布から算定された底面摩擦応力の時間波形の全振幅と shear meter で測定されたものとを比較し、shear meter の動的補正係数を定めることによって動的な状態での底面摩擦応力を求めた。ここで、理論値は鉛直粘性を考慮した運動方程式を摂動展開したときに式(4.2.19)~(4.2.23)で与えられる2次のオーダーまでの各流速成分である<sup>6)</sup>。境界層厚は、ここでは流体内のせん断応力の最大値  $\tau_{\max}$  が底面での摩擦応力の最大値  $\tau_{b\max}$  に比べて無視し得るほど小さくなる高さで定義する。すなわち、 $\tau_{\max}$  が  $\tau_{b\max}$  の 0.01 倍となる高さ  $\delta (= 4.6/\beta)$  を境界層外縁位置とした。

## 3-4 実験結果およびその考察

### (1) 流速および底面摩擦応力の時間波形

図-4.3.3は、水平 Reynolds 数  $Re_{\max} (= u_{\beta\max}^2 \cdot T / \nu, u_{\beta\max}$ : 底面近傍 ( $\beta z = z^* = 1$ ) の流速) と相対水深比  $h^* (= \beta h)$  の関係を示したものである。本実験は、底面が滑面状態および  $10^4 < Re_{\max} < 10^5$  の範囲で行われたものである。この領域は Jonsson<sup>19)</sup> が示した振動流境界層内部の遷移状態区分にしたがうと、層流および層流から滑面乱流への遷移領域となる。このことは、染料による可視化により確認した。なお同図には、参考のために層流境界層から乱流境界層への移行限界として、限界  $Re$  数 ( $6.3 \times 10^4$ ) を、また、式(4.2.19)~(4.2.23)から求まるそれぞれの実験条件に対応する理論値(2-2節で述べた近似解)を併記している。本実験においては、 $h^*$  の小さい範囲 ( $h^* < 5$ ) を除いて層流境界層理論が適用

可能であるものと考えられる。同図から相対水深比  $h^*$  が減少するほど  $Re_{max}$  の値は増加する傾向にあり、近似解（図中●印）と実験値（○印）は  $h^*$  の小さい範囲（ $h^* < 5$ ）を除いて、実験値の方が若干大きい傾向にある。

底面摩擦力の流れに対する効果を評価するには、底面流速の時間的変化を求めておかなければならない。図-4.3.4は、 $h^* = 6.7$ 、 $\eta_o/h = 0.08$  の場合における、水位  $\eta$ 、底面近傍（ $z^* = 1$ ）と境界層外縁近傍（ $z^* = 4.6$ ）の流速  $u_b$ 、 $u_B$  および底面摩擦応力  $\tau_b$  の時間波形の一例を示している。ただし、底面摩擦応力  $\tau_b$  については、底面が流体に及ぼす力を基準に図示しているため、流体が底面に及ぼす力を考える場合には、その位相は  $\pi$  だけ変化する。これら水位、流速および底面摩擦応力の位相関係は、理論的には水位を基準にして、 $u_B$ 、 $u_b$  および  $\tau_b$  の位相差は、それぞれ  $90.4^\circ$ 、 $111.1^\circ$ 、 $135.0^\circ$  である。同図から、 $u_B$  と  $u_b$  の位相差は理論的に求まる値（ $20.7^\circ$ ）よりも顕著ではなく、境界層内での流速はほぼ同位相である。また、 $u_b$  と  $\tau_b$  の位相差  $\theta_p$  は、層流境界層理論値（近似解）では  $5\pi/4$  となるが、他の実験データでも  $h^*$  の値によって若干変化するものの、この位相差  $\theta_p$  は  $\pi \sim 10\pi/9$  程度である。なお、表面流速  $u|_{z=h}$  と底面摩擦応力  $\tau_b$  の位相差  $\theta_p'$  については、Kajiura<sup>20)</sup> は  $\theta_p'$  が  $h^*$  の増加とともに、 $\pi \sim 5\pi/4$  に漸近することを理論的に示している。

流速の鉛直分布を1周期間にわたって調べてみると、相対水深比  $h^*$  の大きい場合には、流速の分布形状は、理論値とほぼ対応し、図-4.2.1に示したような shear wave の様子を表している。一方、相対水深比が小さくなる場合、底面付近の流速は理論値よりも大きくなり、したがって底面

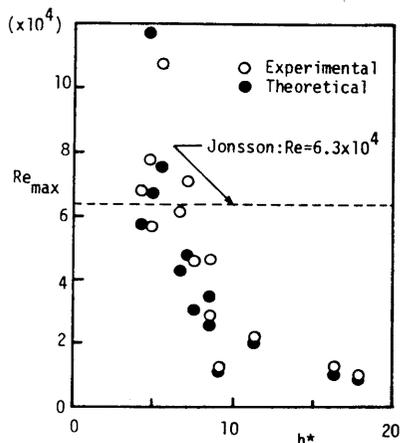


図-4.3.3 水平 Reynolds 数 ( $Re_{max}$ ) と相対水深比  $h^*$  の関係

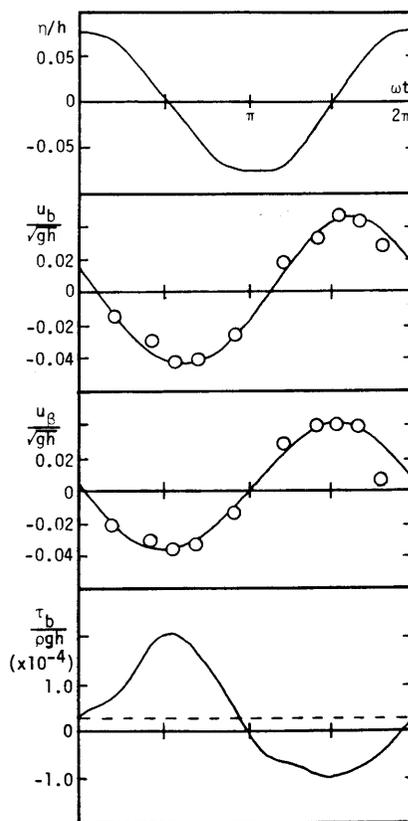


図-4.3.4 計測波形の一例

摩擦応力も増加する傾向にある。さらに、表層付近では中層よりも位相が進む現象が観察された。この現象は、安田の水理実験<sup>6)</sup>、外洋に注ぐ水路内の長周期波の観測時に測定された<sup>21)</sup>程度で、ほとんど知られていない。ただし、安田は、この境界層外における振動成分の上下層間での位相差は、2節で述べたように基本振動流の非線形効果によって生成された2次のオーダーの残差流成分が、その鉛直シアーと基本振動成分の相互作用によってさらに3次あるいは高次の基本振動成分を形成した結果であると述べているが、本実験においてその影響は明らかではない。また、式(4.2.22)の誘導過程において、水面における境界条件を  $(\partial u / \partial z)_{z=h} = \alpha_0 \cdot u |_{z=h}$  ( $\alpha_0$ : 定数) として、式(4.2.22)を修正するとともに、流速の鉛直分布に与える  $\alpha_0$  の影響を検討した結果、修正式はほぼ実測値に近い流速分布を与えることがわかった<sup>22)</sup>。

## (2) 最大底面摩擦応力

2節でも述べたように、残差流の鉛直分布から、底面付近では常に湾口向きの流れが生じるので、流体が底面に及ぼす力は同じ湾口向きである。以下では、底面が流体に及ぼす力を基準に考えることにする。無次元最大底面摩擦応力  $(\tau_{bmax} / \rho g h)$  と相対水深比  $h^*$  の関係を示したものが図-4.3.5である。なお同図には比較のため式(4.2.19)~(4.2.23)で与えられる層流境界層理論値(近似解)が併記されている。底面が流体に及ぼす  $\tau_{bmax} / \rho g h$  は全体を通じて湾奥向きに作用し、 $h^*$  の減少とともに増加する傾向は理論値と同様である。しかし、その程度は特に  $h^* < 1$  の範囲では理論値に比べて実験値の方が大きくなる傾向にある。これは前節でも述べたように、 $h^*$  が小さくなると流速の鉛直分布が歪むことに起因している。すなわち、 $h^*$  が小さい場合には自由表面近傍に現れる流速の位相差が境界層に影響を及ぼし、これが  $\tau_{bmax} / \rho g h$  の増大を引き起こしている。

図-4.3.6は底面摩擦応力  $\tau_b$  について定常成分と振動成分の最大値の比  $\tau_{bs} / \tau_{bTmax}$  と  $h^*$  の関係を示したものである。図-4.3.5と同様な傾向を示しているが、 $h^* = 5$  ではその比は0.2程度で、理論値(●印)の3倍にも達する。また同

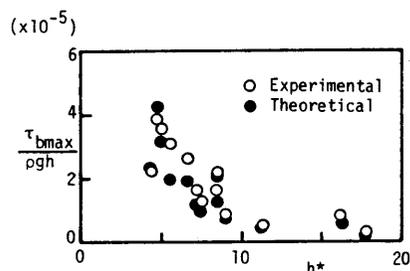


図-4.3.5 無次元最大底面摩擦応力と相対水深比  $h^*$  の関係

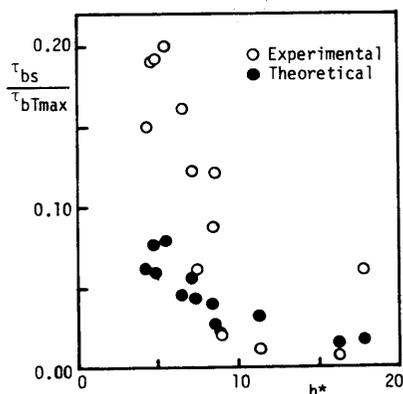


図-4.3.6 底面摩擦応力の定常成分と振動成分の比と  $h^*$  の関係

様に図-4.3.7には、流速についての比  $u_{Bs}/u_{BTmax}$  と相対水深比  $h^*$  の関係を示した。底面摩擦応力と同様に  $h^*$  が減少すると実験値の方が理論値よりも大きく、 $h^*=5$  ではその比は0.1程度である。

以上の事実から、自由表面と内部の流速の位相差が大きく、かつ  $h^*$  が比較的小さい場合には、流速の鉛直分布が歪むことによって、底面摩擦応力の定常成分が層流境界層理論値よりも大きく生成されるものと考えられる。したがって、定常成分を含んだ最大摩擦応力も理論値に比べ増大する。

### (3) 底面摩擦係数

従来、潮流などの長周期波現象を対象とする場合、底面摩擦係数  $f$  には、流れ場が層流あるいは乱流状態であるかによって、一方向流における Blasius や Manning の抵抗則が準用されている<sup>23)</sup>。Manningの抵抗則で代用される式は、 $n$  : Manningの粗度係数として、

$$f_M = n^2 g / h^{1/3} \quad (4.3.4)$$

と表され、 $h$  の減少とともに底面摩擦係数  $f_M$  は増加するが、この考えによる  $f_M$  は、明らかに内湾に進入する長周期波の外的条件にかかわらず、 $h$  と  $n$  のみによって決定されるものである。しかし、潮流現象は浅海では、憩流すなわち流速ゼロを中心に周期的に変化する。このため、Manning の抵抗則では実際の流れ場の構造を十分に表現することはできない。そこで、底面摩擦係数の定義については種々あるが<sup>24)</sup>、以下では、流速および底面摩擦応力の位相関係が理論的な値よりも大きくないことに着目して、底面摩擦係数  $f$  を底面摩擦応力  $\tau_b$  と底面近傍流速  $u_B$  の、①位相を無視した振動成分の最大値 ( $\tau_{bTmax}$ ,  $u_{BTmax}$ )、②定常成分を含めた最大値 ( $\tau_{bmax}$ ,  $u_{Bmax}$ ) を用いて次のように定義した<sup>12)</sup>。

$$f_{Tmax} = \frac{\tau_{bTmax}}{\rho u_{BTmax}^2}, \quad f_{max} = \frac{\tau_{bmax}}{\rho u_{Bmax}^2} \quad (4.3.5)$$

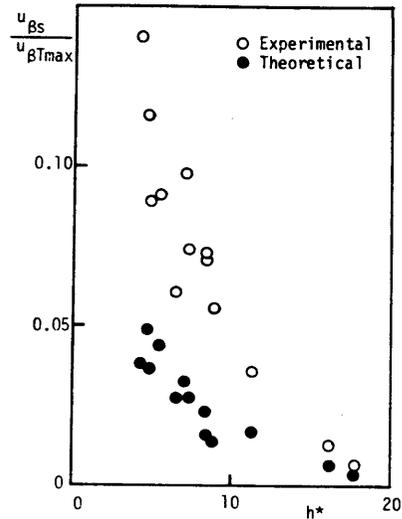


図-4.3.7 流速の振動成分と定常成分の比と  $h^*$  の関係

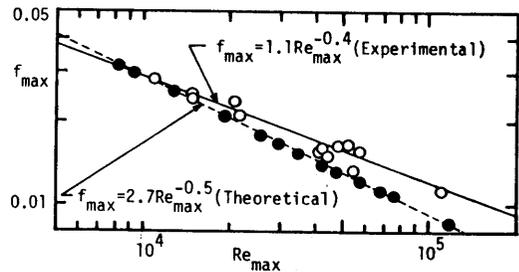


図-4.3.8 底面摩擦係数 ( $f_{max}$ ) と Reynolds 数の関係

ここに、 $\rho$ ：水の密度である。

①について見ると、実験値は理論値よりも若干大きい、全体として底面摩擦係数  $f_{Tmax}$  は理論的に求まる  $Re$  数の  $-1/2$  乗則に従う傾向にある。一方、②については図-4.3.8に  $f_{max}$  の理論値 (○印) と実験値 (●印)、さらにその近似曲線を示す。同図によると、 $Re$  数が大きい、すなわち  $h^*$  が小さい場合には  $10^4 < Re_{max} < 10^5$  の範囲で、 $f_{max}$  は理論値よりも2割程度大きくなり、 $Re$  数が小さくなると理論値と同程度の値となる。これは前述したように、 $h^*$  の減少とともに底面摩擦応力の定常成分が増加することに起因している。なお、限られたデータではあるが、実験的に得られた  $f_{max}$  は次式のようなものである。

$$f_{max} = 1.1 Re_{max}^{-0.4} \quad (4.3.6)$$

以上述べてきたようなデータの蓄積と検討を進めることによって、定常成分を含めた  $Re$  数および底面摩擦応力  $\tau_b$  を  $h^*$  の関数で表現することができ、さらに  $f_{max}$  についても  $h^*$  の関数として定式化が可能となろう。

## 第4節 結 言

以上、潮汐振動流が底面の摩擦効果によって形成する底面境界層に着目し、流速と底面摩擦応力について新たに誘導した厳密解と従来の近似解を比較し、特にその底面境界層に起因する潮汐残差流の鉛直2次元的な生成機構を考察した。さらに、閉鎖性海域の潮流場において従来あまり検討されていない底面摩擦応力および鉛直流速分布を直接測定して、底面摩擦応力の特性を流況との関連で検討を加えた。本章で得られた主要な結論は、以下の通りである。

- ①流速の自由表面での境界条件を満たすように新たに求められた厳密解は、従来の近似解では限定されていた適用範囲を、相対水深比  $h^*$  のすべての範囲に拡張した。
- ②流速および底面せん断応力の基本振動成分と定常成分において、厳密解と近似解は、相対水深比  $h^* = 20$  程度で両者はほとんど一致するが、従来近似解の適用限界と言われている  $h^* = 5$  では、10%程度の誤差を生じる。
- ③従来の近似解の適用限界 ( $h^* = 5$ ) を境にして、特に自由表面における流速および底面摩擦応力の基本成分では、 $h^*$  に対するそれらの変化率が異なり、 $h^* < 5$  の範囲で、最大値をとることが明らかにされた。
- ④基本流速成分  $u_T$  の鉛直分布から、 $z^* (= \beta z) = 2$  付近に流速の膨らみをもち、この膨らみ周辺では、渦度が大きく変化するために、潮汐残差流の方向性を決定し、その膨らみの変曲点を境にして、上側では湾奥向き、その下側では湾口向きの残差流が生じている。

- ⑤ 潮汐残差流の鉛直分布は相対水深比  $h^*$  によって大きく変化し、 $h^*$  が小さい場合には 2 層構造、 $h^*$  が大きい場合には、3 層構造を形成する。また底面付近の残差流の向きは  $h^*$  に関係なく常に湾口向きであり、したがって、底面が流体に及ぼす底面摩擦応力の定常成分は湾口向きに常時作用している。
- ⑥ 水位、流速(境界層外縁近傍、底面近傍)および底面摩擦応力の時間波形から、水位と境界層外縁近傍の流速の位相差は  $\pi/2$  程度で、完全重複波の様子を示しているが、境界層外縁近傍の流速と底面摩擦応力の位相差は理論値 ( $5\pi/4$ ) よりも小さくなる。
- ⑦  $10^4 < Re \text{ 数} < 10^5$  の範囲では、 $h^*$  の減少につれて底面近傍流速で定義した  $Re$  数は増加するが、実験値は理論値(近似解)よりも上回る傾向にある。特に  $h^* < 10$  では、自由表面付近とその下部領域の流速の位相差が、その傾向に大きく寄与している。また、底面近傍流速の定常成分と振動成分の最大値の比は  $h^*$  の減少とともに指数的に増加する傾向にあるが、そのオーダーは  $h^* = 5$  で 0.1 程度である。
- ⑧ 底面摩擦応力の無次元振動成分 ( $\tau_{bTmax} / \rho g h$ ) は、 $h^*$  によって大きく支配される。その実験値と理論値(近似解)を比較すると、 $h^*$  が減少するとともに  $\tau_{bTmax} / \rho g h$  が指数的に増加する傾向は流速の場合と同様であるが、その程度は  $h^* < 10$  の範囲では実験値の方が大きくなる。また、この増加傾向は定常成分については顕著になり、その定常成分と振動成分の最大値の比は、 $h^* = 5$  で 0.2 程度である。
- ⑨ 実験によって得られた底面摩擦応力と底面近傍の流速から、底面摩擦係数 ( $f_{max}$ ) を  $Re$  数の関数として求めた。その結果、 $f_{max}$  を (a) 位相を無視した振動成分の最大値 ( $\tau_{bTmax}, u_{BTmax}$ )、(b) それに各定常成分を考慮した場合について求めたが、両者は理論値よりも大きくなり、定常成分を含めた (b) は (a) よりも若干大きくなることが明らかにされた。
- ⑩ 定常成分を含めた  $Re$  数および底面摩擦応力は  $h^*$  の関数で表現可能となるため、底面摩擦係数についても  $h^*$  の関数として定式化がされ得ることを示し、さらに、相対水深比  $h^*$  が流況および底面摩擦応力を支配し、残差流を考える上で重要なパラメーターであることが示された。

#### 参考文献

- 1) 今里哲久：沿岸の潮汐・潮流の数値実験，海洋科学，vol.18，No.7，pp.464～469，1986.
- 2) たとえば，岩垣雄一・榎木 亨：海岸工学，共立出版，p.463，1979.
- 3) 柳 哲雄，西 勝也：日本における海洋学最近10年の歩み—海洋物理学，日本海洋学会誌，第37巻，第6号，pp.311～312，1981.
- 4) 安田秀一：陸岸境界層による潮汐残差流に関する理論的研究，中国工業技術試験所報告，No.12，pp1～15，1980.

- 5) 安田秀一：密度の均質な湾内の潮汐による鉛直循環流，中国工業技術試験所報告，No. 16，pp. 21～39，1982.
- 6) 安田秀一：剝離による潮汐残差流に関する実験的研究，中国工業技術試験所報告，No. 10，pp. 53～69，1980.
- 7) 安田秀一：境界層による潮汐残差流—その方程式と湾長が任意の場合の解—，中国工業技術試験所報告，No. 19，pp. 67～86，1983.
- 8) 富田孝史：潮流場の底面摩擦応力に関する実験的研究，名古屋大学卒業研究，p. 17，1986.
- 9) 巽 友正編：乱流現象の科学—その解明と制御—，東京大学出版会，pp. 546～548，1986.
- 10) Eagleson, P. S. : Laminar Damping of Oscillatory Waves, J. Hy. Div. Proc. ASCE, Vol. 88, No. HY3, pp. 155～181, 1962.
- 11) 岩垣雄一・土屋義人・坂井順行：海底摩擦による波高減衰の基礎的研究(2)—底面摩擦力の測定について—，第11回海岸工学講演会講演集，pp. 62～68，1964.
- 12) 松梨順三郎・川谷 健：波による海底変形に関する基礎的研究，第12回海岸工学講演会講演集，pp. 62～68，1965.
- 13) 榎木 亨・岩田好一朗・松本 昇：砕波後の波の底面摩擦力に関する実験的研究—砕波の内部機構に関する基礎的研究 第4報—，第21回海岸工学講演会論文集，pp. 33～38，1974.
- 14) 勝井秀博・花村哲也・田村滋美：開水路における底面摩擦の直接測定について，土木学会第32回年次学術講演会概要集，II-198，pp. 382～383，1977.
- 15) 田中 仁・首藤伸夫：波・流れの共存時の底面摩擦に関する研究，第27回海岸工学講演会論文集，pp. 163～167，1980.
- 16) 榎木 亨・岩田好一朗・久保雅義：底部および側壁の波による摩擦応力について（滑面層流の場合），土木学会関西支部年次講演会，pp. II-55-1～2，1974.
- 17) 瀬津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究，京都大学学位論文，pp. 25～32，1977.
- 18) 浅沼 強編：流れの可視化ハンドブック，朝倉書店，377p.，1977.
- 19) 榎木 亨：漂砂と海岸侵食，森北出版，195p.，1982.
- 20) Kajiura, K. : On the Bottom Friction in an Oscillatory Current, Bulletin of the Earth Quake Research Institute, vol. 42, pp. 147～174, 1964.
- 21) 松田義弘：流れのある場における波の特性，東海大学海洋学部紀要，No. 6，pp. 29～42，1972.
- 22) 高木不折・和田 清・富田孝史：閉鎖性海域の潮流場における底面摩擦応力の特性に関する実験的研究，第35回海岸工学講演会論文集，pp. 76～80，1988.
- 23) 樋口明生：潮流水理模型実験における世界の動向，中国工業技術試験所報告，No. 2，pp. 406～423，1974.
- 24) 出口一郎：漂砂移動と海浜変形に関する基礎的研究，大阪大学学位論文，178p.，1984.

# 第5章 内湾の物質分散過程 における潮流場の特性

## 第1節 概 説

閉鎖的な内湾の湾口部は、瀬戸部や海峡部であることが多い。一般に、海峡部は、地形の急変効果に伴って大きな渦流を発生したり、潮流の非線形性を増幅することによって湾内に循環流（残差環流）を形成している。このような海峡部での渦流は地形性渦流と呼ばれるもので、湾内水と外海水を一時的に強く交換させる要因となっている。閉鎖的な内湾を一つの容器と考えれば、その出入口である湾口部は、容器内の物質を外に運び出し、新たに物質を中に入れる間口である<sup>1)</sup>。この間口と容器の形状特性は、湾口と湾内の断面積比である閉鎖度指数などのパラメーターで表現される。

この湾口部で形成される湾内循環流の規模や形態が、湾全体の海水交換や物質輸送に大きな役割を持つので、湾の内部領域の水塊が外海の水塊とどのように入れ換わるかを把握するためには、湾口部を通しての水塊の挙動と混合状態を明確にするとともに、湾口境界での交換機構と常に相互作用している内部領域の物質輸送機構を明らかにする必要がある。

このような観点に立脚して、本章では、湾口部で形成される流れ場のシア-構造と残差環流の形成過程を関係づけるために、最も単純な地形条件として、海底地形が潮汐波の進行方向と垂直な方向（本章ではこの方向を岸沖方向と呼ぶことにする）に一樣傾斜している状態を取り扱う。なお、この地形条件は、前章で述べた一樣水深における2次元的な流動場から、底面を傾斜させて3次元的な場を想定したことに対応している。

まず第2節では、海底が傾斜した3次元的な流動場において、潮汐振動流の流速分布の水平・鉛直シア-の構造が、どのような残差環流を生成するのかを理論的に明らかにする。具体的には、水面勾配を潮汐波の進行方向のみならず、それに垂直な岸沖方向について考慮することによって、流速の岸沖方向成分の発生および進行方向と鉛直成分の岸沖方向変化が説明できる。この水平・鉛直シア-構造との係わりで、潮汐振動流による底面境界層と海底傾斜の相互作用によって生じる鉛直循環流の構造を明らかにする。

次に、第3節では、底面勾配を変化させた水理実験により、湾口部における流れのシア-構造と、湾内部に形成される水平残差環流の形態（環流の個数とスケール）が密接に関連していることを指摘し、その流動場を渦度分布から考察しつつ、水平残差環流の循環特性を吟味する。また、湾口部における流れの水平シア-分布に依存する水平残差環流を運動エネルギーの観点から考察し、水平残差環流の個数およびそれが安定化する程度を表す指標、循環流安定数を提

案する。加えて、実験で得られた残差環流形態に類似した現地観測例を挙げる。

さらに第4節では、水理実験で得られた流動場から、潮汐振動流および水平残差環流を単純にモデル化し、Lagrange的手法による数値シミュレーションによって、湾内部領域の物質輸送機構や湾口境界での外海水との海水交換機構に、残差環流の形態や潮汐振動流の流動構造が、どのように係わっているのかを考察する。

最後に第5節では、本研究で得られた主要な結論を取りまとめる。

## 第2節 底面境界層と海底傾斜に起因する 潮汐残差流の鉛直循環流の構造

潮流の時間平均値である潮汐残差流は、閉鎖性海域などでの物質輸送に大きな影響を及ぼすことはすでに周知の通りである。この残差流の研究については、様々な生成・維持機構が議論されているが<sup>2)3)4)</sup>、現地では、陸岸沿いあるいは底面上の流れのシアー勾配が著しい領域、すなわち境界層に起因する残差流が発達しやすいことが指摘されている<sup>5)6)7)8)9)10)</sup>。

本節では、潮汐振動流によって形成される底面境界層(Stokes層)に着目し、岸沖方向に海底傾斜が存在する海域を対象として、まず①岸沖方向の水面勾配および流速成分、さらには他の流速成分の岸沖方向変化を考慮し、それらがどのように岸沖方向断面内における鉛直循環流の生成機構に寄与するのか、②また、潮汐振動流速の鉛直分布の違いによってどのような鉛直循環流が生成されるのか、を理論的に明らかにしようとするものである。

### 2-1 潮汐残差流の支配方程式<sup>1)</sup>

#### (1)基礎方程式

対象とするモデル海域は、図-5.2.1に示すように、浅水深 $h_1$ から沖(y方向)に向かって、水深 $h$ が一定勾配( $\tan\theta = h_1/y_0$ )で増加するような半無限領域の直線状海岸である。このような状況は現実の湾では考えにくい、基本的に海底傾斜がどのように流動場を規定し、残差流の生成に寄与するのかを明らかにするために、一定勾配を持つ海底地形という理想的な状況を設定した。また、長さスケールが $l$ のこの海域に、潮汐波を含めた長周期波の単一の基本成分波が、 $x=0$ の境界より内部へ進入するものとする。本来、領域内の陸岸と底面には境界層が形成され、二次的な流れ場が生じる。しかし、ここでは、水平粘性は陸岸付近を除いて支配的ではないので省略し、鉛直粘性は底面境界層と傾斜面との複合効果を評価するために考慮する。

したがって対象海域内の流れ場は、次のような方程式に支配されていることになる。

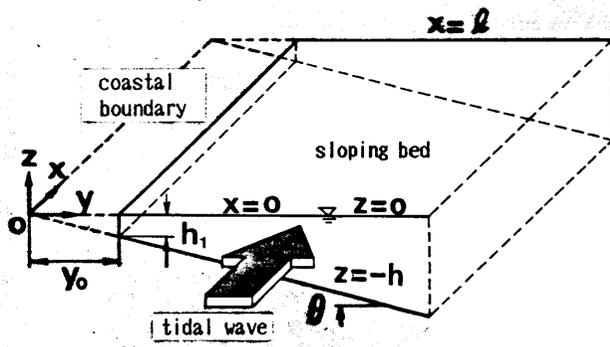


図-5.2.1 モデル領域

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\nabla \times \mathbf{V}) \times \mathbf{V} = -\nabla \chi + \nu \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial z^2} \quad (5.2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (5.2.2)$$

ここで、 $\mathbf{V} (= \underline{k}_1 u + \underline{k}_2 v + \underline{k}_3 w)$  : 流速ベクトル、 $\nabla = \underline{k}_1 \partial / \partial x + \underline{k}_2 \partial / \partial y + \underline{k}_3 \partial / \partial z$  で、 $\underline{k}_1, \underline{k}_2, \underline{k}_3$  はそれぞれ  $x, y, z$  軸上の単位ベクトル、 $u, v, w$  :  $x, y, z$  方向の流速成分、 $\nabla \times \mathbf{V} = \underline{k}_1 \xi_x + \underline{k}_2 \xi_y + \underline{k}_3 \xi_z$ 、 $\xi_x = \partial w / \partial y - \partial v / \partial z$ 、 $\xi_y = \partial u / \partial z - \partial w / \partial x$ 、 $\xi_z = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ 、 $t$  : 時間、 $\chi (= p / \rho + g z + \mathbf{V}^2 / 2)$  : 圧力、位置および運動エネルギーからなる全圧、 $p$  : 圧力、 $\rho$  : 密度、 $g$  : 重力加速度、 $\nu$  : 鉛直動粘性係数である。

一般に、式(5.2.1)および(5.2.2)を直接解くことは困難であるので、ここでは、解法としては正規モード法<sup>8)</sup>にしたがうことにする。すなわち、潮汐流のような長周期波動場では、流速成分、水位などの周期的な変数  $a$  は各調和成分の和として以下のように表すことができる。

$$a = a_s + a_T + a_{TT} + \dots + a_n + \dots \quad (5.2.3)$$

ただし、添字  $s$  は残差成分(1周期平均)を示し、添字  $T$  は開口部から進入する潮汐波と同周期を持つ基本成分、添字  $TT$  は基本成分の2倍の周波数を持つ2倍周波数成分、添字  $n$  は  $n$  倍周波数成分を表している。

Schlichting<sup>12)</sup>が解析したように、強い振動流の中に弱い定常流が存在する場合には、基本振動モードが他のモードよりも十分に大きければ、小さいモードは摂動量  $\varepsilon (= \eta_o / h, \eta_o$  : 水位振幅、 $h$  : 水深)として扱われる。このようにすれば、式(5.2.1)および(5.2.2)は、各オーダーについての方程式群に書き換えられる。本来、各成分は、多くの調和成分の非線形効果によって生成されるけれども<sup>8)</sup>、ここでは1次の基本成分によって生成される2次の残差

成分までに限定して取り扱うことにする。

こうして、基本成分の方程式(1次のオーダー)としては、

$$\frac{\partial u_T}{\partial t} = -g \cdot \frac{\partial \eta_T}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u_T}{\partial z^2} \quad (5.2.4)$$

$$\frac{\partial v_T}{\partial t} = -g \cdot \frac{\partial \eta_T}{\partial y} + \nu \frac{\partial^2 v_T}{\partial z^2} \quad (5.2.5)$$

$$\frac{\partial \eta_T}{\partial t} + \partial \left( \int_{-h(y)}^0 u_T dz \right) / \partial x + \partial \left( \int_{-h(y)}^0 v_T dz \right) / \partial y = 0 \quad (5.2.6)$$

が得られる。ここで、海域の海水運動は、密度が圧力のみで決まるバロトロピックな状態を想定して、 $x_T = g \eta_T$ としている。また流速の鉛直成分 $w_T$ は、連続式(5.2.2)によって求まるものとする。

また、残差成分の方程式(2次のオーダー)は以下のようになる。

$$\nu \frac{\partial^3 u_s}{\partial z^3} = \frac{\partial (w_T \xi_{yT} - v_T \xi_{zT})_s}{\partial z} + \frac{\partial (v_T \xi_{xT} - u_T \xi_{yT})_s}{\partial x} \quad (5.2.7)$$

$$\nu \frac{\partial^3 v_s}{\partial z^3} = \frac{\partial (u_T \xi_{zT} - w_T \xi_{xT})_s}{\partial z} + \frac{\partial (v_T \xi_{xT} - u_T \xi_{yT})_s}{\partial y} \quad (5.2.8)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial v_s}{\partial y} + \frac{\partial w_s}{\partial z} = 0 \quad (5.2.9)$$

本来2次以上の圧力項 $x_{TT}$ は、未知関数であるが、上式からわかるように、渦度演算によってその項が消去されている。そして、式(5.2.7)、(5.2.8)および(5.2.9)によって、流速の基本成分(添字:T)が求まれば順次残差成分(添字:s)を導くことができる。

ここで、2倍周波数成分は残差成分と同じ項から生成されるものであるが、本研究の目的は、残差成分の構造を明らかにすることであるので、後者についてのみ取り扱うことにする。

## (2) 1次の基本振動成分の解法

まず、式(5.2.4)、(5.2.5)および(5.2.6)を解く。従来の解析<sup>10)</sup>では、1次の流速の基本成分について、 $x-z$ の鉛直断面内での2次元の運動方程式と流速の $x$ 方向成分 $u_T$ を岸沖( $y$ )方向に積分した1次元の連続式によって解くために、水位 $\eta_T$ および流速 $u_T$ については $y$ 方向の変化が考慮されていない。しかし、本研究で対象とする現象では、水位 $\eta_T$ は2次元的、かつ流速 $u_T$ 、 $v_T$ および $w_T$ は3次的に解析する必要がある。

そこで、現在考えている水位 $\eta_T$ および流速 $u_T$ 、 $v_T$ および $w_T$ がすべて時間的に同じ周期運

動をすると仮定する。すなわち、

$$\eta_T = \text{Real} [ E(x, y) \cdot \exp(-i \omega t) ] \quad (5.2.10a)$$

$$u_T = \text{Real} [ U(x, y, z) \cdot \exp(-i \omega t) ] \quad (5.2.10b)$$

$$v_T = \text{Real} [ V(x, y, z) \cdot \exp(-i \omega t) ] \quad (5.2.10c)$$

$$w_T = \text{Real} [ W(x, y, z) \cdot \exp(-i \omega t) ] \quad (5.2.10d)$$

とおき、方程式(5.2.4)、(5.2.5)および(5.2.6)と境界条件を満たすように、このE、U、VおよびWを求めることを考える。ここで、E、U、V、W：複素振幅、 $\omega (= 2\pi/T)$ ：基本成分の角周波数、T：周期、 $i (= \sqrt{-1})$ ：虚数単位である。

一方、境界条件は $\eta_T$ 、 $u_T$ 、 $v_T$ および $w_T$ について以下のように設定する。

$$\eta_T = \eta_0 \cdot \cos \omega t \quad ; \quad x = 0, \quad y = y_0 \quad (5.2.11a)$$

$$\partial \eta_T / \partial x = 0 \quad ; \quad x = \ell \quad (5.2.11b)$$

$$\partial \eta_T / \partial y = 0 \quad ; \quad y = y_0 \quad (5.2.11c)$$

$$\partial u_T / \partial z = 0 \quad ; \quad z = 0 \quad (5.2.12a)$$

$$u_T = 0 \quad ; \quad z = -h \quad (5.2.12b)$$

$$\partial v_T / \partial z = 0 \quad ; \quad z = 0 \quad (5.2.13a)$$

$$v_T = 0 \quad ; \quad z = -h \quad (5.2.13b)$$

$$w_T = 0 \quad ; \quad z = -h \quad (5.2.14)$$

これらの境界条件の中で、やや特殊なものとなっている式(5.2.11a)について触れておこう。一般に、湾のアスペクト比(湾幅/湾長)が十分小さい長方形湾では、幅方向の水位変化は無視して扱われる。しかし、どの程度のアスペクト比に対して、その仮定が成立するかは明らかにされていないのが現状である。さらに、岸沖方向に海底が傾斜する場合には、一様水深の場合とは異なり、たとえば、開口部( $x = 0$ )の境界で水位が岸沖方向に一定であっても、潮汐波を含めた長周期波の波速が水深に依存するために、 $x$ 方向の波速は岸沖方向すなわち $y$ 方向に変化し、沖方向に水位振幅が減衰して、海岸付近にエネルギーがtrapされることが生じる<sup>13)14)</sup>。ここでは、開口部での境界条件において、水位振幅あるいは位相の差として、岸沖方向に水面勾配が生じる場合はもちろん、対象海域内の流れの条件によって定まる、このような $y$ 方向の水面勾配を考えるものとして、境界条件式(5.2.11a)が用いられている。その水面勾配の一般形は、式(5.2.4)、(5.2.5)および(5.2.6)の解によって定まるが、その水面勾配の減衰の程度は、パラメーターによって導入できるように考慮している。

さて、式(5.2.10)を式(5.2.4)、(5.2.5)および(5.2.6)に代入すれば、以下のようになる。

$$\nu \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + i \omega U = g \frac{\partial E}{\partial x} \quad (5.2.15)$$

$$\nu \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + i \omega V = g \frac{\partial E}{\partial y} \quad (5.2.16)$$

$$-i \omega E + \partial \left( \int_{-h(y)}^0 U dz \right) / \partial x + \partial \left( \int_{-h(y)}^0 V dz \right) / \partial y = 0 \quad (5.2.17)$$

式(5.2.15), (5.2.16)を, 境界条件式(5.2.12), (5.2.13)を考慮して解くと,  $U, V$ は  $E$ の関数として表され, さらに, この関係を用いると  $\nu$ が小さい場合には, 式(5.2.17)は, 次のように  $E$ についての方程式となる.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \alpha_1^2 \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} + \frac{\alpha_1^2}{\phi} \cdot \frac{\partial E}{\partial \phi} + \frac{\omega^2}{g \phi} E = 0 \quad (5.2.18)$$

ここで,  $\phi = \alpha_1 y - \beta_1$ ,  $\alpha_1 = h_1 / y_0$ ,  $\beta_1 = (1+i)/(2\beta)$ ,  $\beta = \sqrt{\omega/2\nu}$  としている.

$E = X(x) \cdot Y(y)$ と変数分離すれば, 式(5.2.18)は,  $X$ と  $Y$ についての次の方程式に書き換えられる.

$$\frac{d^2 X}{d x^2} + k^2 X = 0 \quad (5.2.19)$$

$$\frac{d^2 Y}{d \phi^2} + \frac{1}{\phi} \cdot \frac{d Y}{d \phi} - \left( K^2 - \frac{Q^2}{\phi} \right) Y = 0 \quad (5.2.20)$$

ここで,  $Q^2 = \omega^2 / \alpha_1^2 g$ ,  $K^2 = k^2 / \alpha_1^2$ ,  $k (= 2\pi/L)$ : 長周期波の波数,  $L$ : 波長である. 式(5.2.19)については, 容易に解くことができるが,  $Y$ についての式(5.2.20)は, 独立変数を  $r = 2K\phi$ に変換し, また, 従属変数を  $Y = e^{-r/2} \cdot R(r)$ によって  $R$ に変換すると, 次の Kummer の微分方程式に帰着する<sup>15)</sup>.

$$r \frac{d^2 R}{d r^2} + (1-r) \frac{d R}{d r} - \lambda R = 0 \quad (5.2.21)$$

ここで,  $r = 2k(y - \beta_1 / \alpha_1)$ ,  $\lambda = (1-B)/2$ ,  $B = Q^2/K$ である.

ところで, 式(5.2.21)は第3項が整数の場合, すなわち,  $m$ を0(基本モード)または正の整数(高次モード)として,

$$\omega^2 = g k (2m+1) \tan \theta \quad (5.2.22)$$

を満たす場合にのみ、 $\eta_1$ が無限遠で減衰する解を持つことが知られている<sup>13)14)</sup>。こうして、式(5.2.19)および(5.2.21)の解を求めれば、結局Eに関する一般解は、以下ようになる。

$$E = (C_1 e^{ikx} + C_2 e^{-ikx}) \cdot e^{-r/2} [C_3 F_1 + C_4 (F_1 \cdot \ln r + F_2)] \quad (5.2.23)$$

ここで、 $C_i (i=1\sim 4)$ ：積分定数、 $F_1 [=F_1(\lambda, 1; r)]$ 、 $F_2 [=F_2(\lambda, 1; r)]$ ：Kummerの合流型超幾何関数である（なお、式(5.2.23)中 $C_4$ の項を考慮しない場合には、エッジ波の場合<sup>13)</sup>と一致する）。さらに、式(5.2.23)の未定積分定数を境界条件式(5.2.11)を用いて決定すれば、式(5.2.18)の無次元表示の解、 $E^*$ が求められる。

$$E^* = E / \eta_0 = X_2^* \cdot \exp \{-(r - r_0)/2\} \cdot C(r) \quad (5.2.24)$$

$$\text{ここで、 } X_2^* = \frac{\cos k_\ell^* (1 - x^*)}{\cos k_\ell^*}, \quad C(r) = \frac{f_1 F_{10} - f_{20} F_1}{f_{21} F_{10} - f_{20} F_{11}}, \quad f_1 = F_1 \cdot \ln r + F_2,$$

$$f_{21} = f_1 \Big|_{r=r_0}, \quad f_{20} = \frac{d f_1}{d r} - \frac{f_1}{2} \Big|_{r=r_0}, \quad F_{10} = \frac{d F_1}{d r} - \frac{F_1}{2} \Big|_{r=r_0},$$

$$F_{11} = F_1 \Big|_{r=r_0}, \quad r = 2 k_{y_0}^* (y^* - \beta_1 / \alpha_1 y_0), \quad r_0 = r \Big|_{y^*=1},$$

$$x^* = x / \ell, \quad k_\ell^* = k \cdot \ell, \quad y^* = y / y_0, \quad k_{y_0}^* = k \cdot y_0, \quad \text{である。}$$

先述したように、 $U, V$ はEの関数であった。そこで、式(5.2.24)で求められた $E^*$ を用いれば、無次元化した $U^*, V^*$ はそれぞれ以下ようになる。

$$U^* = U / (g k \eta_0 / \omega) = -i \cdot X_1^* \cdot C(r) \cdot \exp \{-(r - r_0)/2\} \cdot G(z^*, h^*) \quad (5.2.25)$$

$$V^* = V / (g k \eta_0 / \omega) = -i \cdot X_2^* \cdot \exp \{-(r - r_0)/2\} \cdot G(z^*, h^*) \cdot \{2 dC(r)/dr - C\} \quad (5.2.26)$$

ここで、 $X_1^* = \sin k_\ell^* (1 - x^*) / \cos k_\ell^*$ 、 $G(z^*, h^*) = 1 - \exp \{-(1-i)(z^* + h^*)\}$ 、 $z^* = \beta z$ 、 $h^* = \beta h$ 、である。ただし、式(5.2.25)、(5.2.26)は、 $G(z^*, h^*)$ において、 $\exp(-h^*) \approx 0$ が成立すると見なせる $h^* \geq 5$ の範囲に適用可能な近似解である。

こうして、式(5.2.15)、(5.2.16)および(5.2.17)の解 $E, U, V$ が求められた。次に、無次元化した潮汐波の鉛直流速成分の複素振幅 $W^*$ は、式(5.2.25)、(5.2.26)を連続式(5.2.2)に代入し、境界条件式(5.2.14)を考慮して定められる。

$$W^* = \frac{W}{g k \eta_0 / \omega} = -i \cdot X_2^* \cdot \exp \{-(r - r_0)/2\} \alpha_1 \left[ \frac{P_2}{4} \cdot H^* + \left\{ \frac{P_1}{2} - (1+i) \cdot \frac{P_2}{8} \right\} \cdot G(z^*, h^*) \right] \quad (5.2.27)$$

$$P_1 = 2 \cdot \left\{ 2 \frac{dC(r)}{dr} - C \right\}, \quad P_2 = 16 \left( \frac{k_{y_0}^*}{h_1^*} \right) \cdot \left( \frac{d^2C}{dr^2} - \frac{dC}{dr} \right),$$

$H^* = z^* + h^*$ ,  $h_1^* = \beta h_1$  である。

なお、ここで注意すべきことは、式(5.2.23)の  $C_4$  の項を考慮しているために合流型超幾何関数は、 $\lambda = 0$  の場合には  $F_1 = 1$  となるが、 $F_2$  は  $r$  に関して増加関数となる可能性がある。言い換えれば、前述した  $\eta_T$  が沖 ( $y$ ) 方向に減衰する範囲を調べておく必要がある。

図-5.2.2は、式(5.2.24)の  $r$  に含まれる  $k_{y_0}^*$  をパラメーターにして、 $x^* = 0$  における  $E^*$  の岸沖方向変化を示したものである。同図から、

たとえば  $k_{y_0}^* = 0.5$  の場合、 $E^*$  の  $y^*$  方向変化は、 $y^* = 3$  程度における最小値まで減衰し、その後  $y^*$  の増加とともに、 $E^*$  も大きくなる。この最小値が生じる位置は、 $y^* = 1$  を基準と考えれば、 $k_{y_0}^* (y^* - 1) = 1$  であり、同様にして他の条件についても整理すれば、 $k_{y_0}^* \leq 0.5$  であれば  $k \cdot y \leq 1$  の範囲で  $E^*$  が沖方向に減衰することがわかる。

以上、流速の基本成分の無次元振幅  $U^*$ ,  $V^*$  および  $W^*$  (式(5.2.25)~(5.2.27)) が求められた。一例として  $U^*$  の鉛直分布図を示すと、図-5.2.3の実線のようなものである。同図から、境界層近傍に潮流の位相分布による振幅の膨らみ (hump) が生じていることがわかる。この振幅の膨らみは、鉛直動粘性係数を定数としたことによって導かれたものである。このように、粘性のために底面上に発達する層流境界層内の流速分布は、いわゆる shear wave となる。この流速分布は粘性が、①流速振幅の減少と②位相差を増す役割を果たしている。しかし、現実の海域、特に振動する潮汐流中では、時空間的に粘性率は変化しているものと考えられる<sup>8)</sup>。

一般に、水深が10~20mの浅海域では、大部分が乱流状態であり、水面まで境界層が発達していると考えてもよいことが多い。すなわち、浅海域での乱流境界層は、河川などの一様流における境界層と同じく、①せん断力分布が水面に向かって減少する log linear layer と ② log layer (これについては底面上数mまで constant stress layer の仮定がほぼ成立することが実証されている) および ③粘性応力が支配的な厚さ数mm程度の粘性底層の三者によって表されるものとして取り

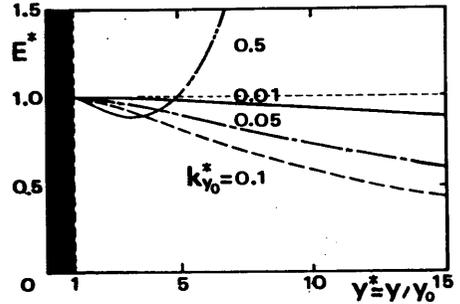


図-5.2.2  $k_{y_0}^*$  による無次元水位振幅  $E^*$  の  $y^*$  方向変化

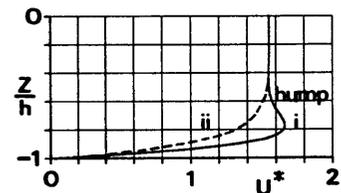


図-5.2.3 基本流速成分の無次元振幅  $U^*$  の鉛直分布 ( $x^* = 0, y^* = 2$ )  
i : 膨らみ (hump) のある場合  
ii : 膨らみ (hump) のない場合

り扱われている<sup>16)</sup>。そこで、ここではさらに、潮流の流速分布の鉛直構造の違い、すなわち渦度変化がどのように鉛直循環流の生成機構に関係しているかを考察するために、図-5.2.3の破線で示したような、潮流の振幅の鉛直分布が膨らみを持たない（全水深にわたって鉛直シアが同符号である）場合についても、流速の基本成分の無次元振幅を求めておこう。この位相の分布を無視した流速の鉛直分布形状は、第1段階として絶対値はともかく現実の海域で一般的な鉛直流速分布状態を考えていることに相当しているものと思われる。

この場合、式(5.2.25)~(5.2.27)において、潮流の鉛直分布を表す $G(z^*, h^*)$ を、 $G^*(z^*, h^*) = 1 - \exp\{-z^*/h^*\}$ とし、流速の基本流速成分の無次元振幅 $U^{**}$ 、 $V^{**}$ および $W^{**}$ を求めると、以下のようなものである。

$$U^{**} = \frac{U^*}{g k \eta_o / \omega} = -i \cdot X_1^* \cdot \exp\{-(r - r_o)/2\} \cdot G^*(z^*, h^*) \cdot C(r) \quad (5.2.28)$$

$$V^{**} = \frac{V^*}{g k \eta_o / \omega} = -i \cdot X_2^* \cdot \exp\{-(r - r_o)/2\} \cdot G^*(z^*, h^*) \cdot \left\{ 2 \frac{dC(r)}{dr} - C \right\} \quad (5.2.29)$$

$$W^{**} = \frac{W^*}{g k \eta_o / \omega} = -i \cdot X_2^* \cdot \exp\{-(r - r_o)/2\} \cdot \alpha_1 \left[ \frac{P_2}{4} \cdot H^* + \left\{ \frac{P_1}{2} - \frac{P_2}{4} \right\} \cdot G^*(z^*, h^*) \right] \quad (5.2.30)$$

### (3) 2次の残差成分の解法

海域における物質の長期的な分散効果としては、厳密には残差流の3次元的な構造( $u_s, v_s$  および  $w_s$ )が、関与しているはずであるが、本研究では岸沖方向の流速成分などが、その方向の断面内における鉛直循環流の形成にどのように係わっているかを明らかにするという物理的な観点に立っている。以下では、その前段階として、特に、岸沖方向についての潮汐残差流成分 $v_s$ の生成要因に着目し、さらに湾内のマクロ的な流れの構造を把握するために $x$ 方向に積分した残差流（単位長さ当りの流量） $V_s$ について考えることにする。このように考えて、2次の残差流成分 $v_s$  ( $V_s$ )についての式(5.2.8)に対する境界条件は次式のように与える。

$$z^* = -h^*(y^*); \quad V_s^* = \int_0^1 v_s^* dx^* = 0 \quad (5.2.31a)$$

$$z^* = 0 \quad ; \quad dV_s^*/dz^* = 0 \quad (5.2.31b)$$

$$\int_0^1 \left( \int_{-h^*}^0 v_s^* dz^* \right) dx^* = 0 \quad (5.2.31c)$$

ここで、 $v_s^* = v_s / \{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega\}$  である。すなわち、①底面で流速が0、②水面で応力が0、③断面流量が0である。

上述のように残差流  $v_s(x, y, z)$  を湾長方向に積分した残差流（単位長さ当りの流量） $V_s(y, z)$  について考えるわけであるが、その基礎となる残差流  $v_s$  の生成項は、式(5.2.8)からもわかるように、基本流速成分のシア（流れの横方向勾配）を表す右辺2項から成り立っている。式(5.2.8)に境界層近似を適用し、さらに式(5.2.27)の  $W^*$  は、 $\alpha_1 (= \tan \theta)$  あるいは  $k \cdot h$  のオーダーであることから、 $\partial(w_T \cdot \partial w_T / \partial y) / \partial z$ 、 $\partial(v_T \cdot \partial w_T / \partial y) / \partial y$  および  $\partial(u_T \cdot \partial w_T / \partial x) / \partial y$  の項は、他項に比べて省略することができる。このように考えると、 $V_s$  を求める基礎となる残差流 ( $v_s$ ) の生成に寄与する項は以下のように簡略化できる。

$$\nu \frac{\partial^3 v_s}{\partial z^3} = \frac{\partial(u_T \cdot \partial v_T / \partial x)_s}{\partial z} + \frac{\partial(w_T \cdot \partial v_T / \partial z)_s}{\partial z} + \frac{\partial(v_T \cdot \partial v_T / \partial z)_s}{\partial y} \quad (5.2.32)$$

このように、オーダー的に残差成分に寄与するのは、右辺第1項（基本流速成分  $v_T$  の水平シア—と  $u_T$  の相互作用）、第2項（水面の昇降 [ $w_T$  の存在] と  $v_T$  の鉛直シア—の相互作用) および第3項 ( $v_T$  の鉛直シア—とそれ自身の相互作用) である。

さて、式(5.2.32)を境界条件式(5.2.31)のもとで解くわけであるが、潮流の基本成分の鉛直分布の差異による岸沖方向の鉛直循環流の生成機構の変化について明らかにするために、まず、潮流の基本流速成分の振幅が鉛直方向に膨らみを持つ場合(図-5.2.3の実線)について残差流を求めよう。

すなわち、残差流  $V_s^*$  の構造を、式(5.2.32)の右辺第1、2および3項各々によるもの ( $V_s^*1, V_s^*2, V_s^*3$ ) の和として、

$$V_s^*t = V_s^*1 + V_s^*2 + V_s^*3 \quad (5.2.33)$$

と表せば、この各項は以下のように算定される。

$$V_s^*1 = \frac{V_{s1}}{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega} = \frac{1}{4} \cdot A \cdot \frac{P_1}{2} \cdot e^{-(r-r_o)} \cdot \int_0^1 X_1^* dx^* \\ \left[ 4 e^{-H^*} \cdot \sin(H^*) + e^{-2H^*} + \frac{3}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 \cdot \left( -1 + \frac{5}{2h^*} \right) + \left( \frac{1}{2} - \frac{15}{4h^*} \right) \right] \quad (5.2.34)$$

$$\begin{aligned}
V_{s^*2} &= \frac{V_{s2}}{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega} = \frac{1}{8} \cdot \frac{P_1}{2} \cdot e^{-(r-r_o)} \cdot \int_0^1 X_2^* dx^* \\
&\quad [ -2(P_1 + P_2) \cdot e^{-H^*} \cdot \sin(H^*) + (2P_1 - P_2) \cdot e^{-H^*} \cdot \cos(H^*) \\
&\quad - P_2 \cdot H^* \cdot e^{-H^*} \cdot \{ \sin(H^*) - \cos(H^*) \} - P_1 \cdot e^{-2H^*} \\
&\quad - \frac{3}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 \left\{ P_1 - P_2 + \frac{P_1 + 4P_2}{2h^*} \right\} + \frac{P_1 - P_2}{2} + 3 \frac{P_1 + 4P_2}{4h^*} ] \quad (5.2.35)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{s^*3} &= \frac{V_{s3}}{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega} = \frac{1}{4} \cdot \frac{P_1}{2} \cdot e^{-(r-r_o)} \cdot \int_0^1 X_2^* dx^* \\
&\quad [ (-P_1 + P_2 + 4A) \cdot e^{-H^*} \cdot \sin(H^*) + P_1 e^{-H^*} \cdot \cos(H^*) \\
&\quad + \frac{P_2 + 4A - 2P_1}{4} \cdot e^{-2H^*} + \frac{3}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 \cdot \left\{ -\frac{2P_1 + P_2 + 4A}{4} + \frac{-2P_1 + 5P_2 + 20A}{8h^*} \right\} \\
&\quad + \left\{ \frac{2P_1 + P_2 + 4A}{8} - \frac{3(-2P_1 + 5P_2 + 20A)}{16h^*} \right\} ] \quad (5.2.36)
\end{aligned}$$

ここで、 $A = C \cdot k_{y_o} / h_1^*$ である。

次に、潮流の鉛直分布が膨らみを持たない場合（図-5.2.3の破線）については、同様に以下のように表すことができる。

$$V_{s^*t} = V_{s^*1} + V_{s^*2} + V_{s^*3} \quad (5.2.37)$$

$$\begin{aligned}
V_{s^*1} &= \frac{V_{s^*1}}{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega} = \frac{1}{4} \cdot \frac{P_1}{2} \cdot e^{-(r-r_o)} \cdot \int_0^1 X_1^* dx^* \\
&\quad [ -8 e^{-H^*} + e^{-2H^*} + \frac{3}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 \cdot \left( 7 - \frac{15}{2h^*} \right) + \left( -\frac{7}{2} + \frac{45}{4h^*} \right) ] \quad (5.2.38)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
V_{s^*2} &= \frac{V_{s^*2}}{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega} = \frac{1}{8} \cdot \frac{P_1}{2} \cdot e^{-(r-r_o)} \cdot \int_0^1 X_2^* dx^* \\
&\quad [ 2 \{ 2P_1 + P_2 \cdot (H^* + 1) \} \cdot e^{-H^*} - \left( P_1 - \frac{P_2}{2} \right) \cdot e^{-2H^*} + \frac{3}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 \\
&\quad \left\{ -\frac{6P_1 + 5P_2}{2} + \frac{14P_1 + 17P_2}{4h^*} \right\} + \frac{6P_1 + 5P_2}{4} - 3 \frac{14P_1 + 17P_2}{8h^*} ] \quad (5.2.39)
\end{aligned}$$

$$V_{s^*3} = \frac{V_{s^*3}}{(g k \eta_o / \omega)^2 \cdot \alpha_1 \beta \ell / \omega} = \frac{1}{4} \cdot \frac{P_1}{2} \cdot e^{-(r-r_o)} \cdot \int_0^1 X_2^* dx^*$$

$$\begin{aligned}
& \left[ -2(-P_1 + P_2 + 4A) \cdot e^{-H^*} - \frac{2P_1 - P_2 - 4A}{4} \cdot e^{-2H^*} \right. \\
& + \frac{3}{2} \left( \frac{z^*}{h^*} \right)^2 \cdot \left\{ \frac{-6P_1 + 7P_2 + 28A}{4} - \frac{-14P_1 + 15P_2 + 60A}{8h^*} \right\} \\
& \left. - \left\{ \frac{-6P_1 + 7P_2 + 28A}{8} + \frac{3(-14P_1 + 15P_2 + 60A)}{16h^*} \right\} \right] \quad (5.2.40)
\end{aligned}$$

なお、 $k_{y0}^* \ll 1$ であれば、 $P_1 \gg P_2$ 、 $A$ となるので、詳しく検討すると、潮流の鉛直分布が膨らみを持つ、持たないにかかわらず式(5.2.33)~(5.2.40)の残差流の生成は、主として式(5.2.32)の右辺第②、③項に依存していることがわかる。

## 2-2 理論解析の結果およびその考察

1次および2次の解析解において、その支配パラメータは、 $k_x^*$ 、 $k_{y0}^*$ 、 $\alpha_1 (= \tan \theta)$ 、 $h_1^*$ の4つである。

計算はこれらのパラメータを種々変化させた64ケースについて行ったが、その一例を図-5.2.4に示す。この図は、 $k_x^* = 1$ 、 $k_{y0}^* = 0.01$ 、 $h_1^* = 5$ 、 $\alpha_1 = \tan \theta = 1/100$ の場合について、無次元水位振幅 $E^*$ の水平分布(a図)、水面における無次元基本流速成分 $U^*$ 、 $V^*$ の楕円長軸(b図)を示している。現実の問題では、水位変化はかなり緩やかとなるが、図-5.2.4はあえて水位変化の状況を誇張して計算したものである。同図aのように、沿岸から $y^*$ 方向に離れるほど潮汐波の振幅は減少し、そのエネルギーが海域内に封じ込められる trapped modeとなり、海域奥浅水部( $x^* = 1$ 、 $y^* = 1$ )で水位の最大振幅が生じる。一方、図bからわかるように、潮流楕円の長軸は海域奥浅水部に向かって偏向する。なお、2-2節で述べたように、水位が沖方向に減衰する trapped modeとなるか否かは、 $k_{y0}^*$ が重要なパラメータであることを付記する。

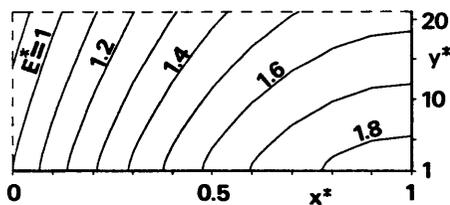


図-5.2.4(a) 無次元水位振幅 $E^*$ の水平分布

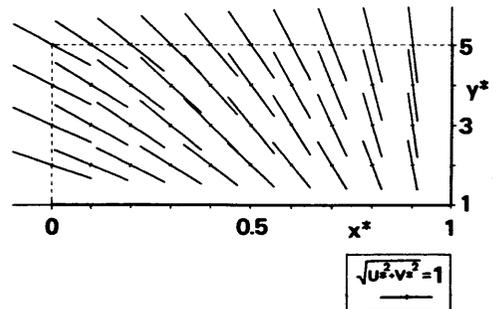
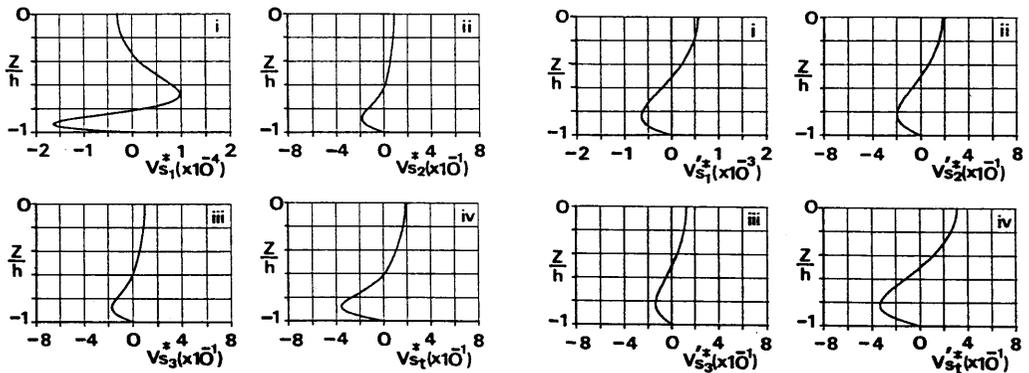


図-5.2.4(b) 水面( $z^* = 0$ )における基本振動流速の楕円長軸

さらに、図-5.2.5 (a), (b)は、図-5.2.4と同じ条件において、それぞれ潮流の基本流速成分  $U$ 、 $V$  および  $W$  の振幅が鉛直方向に膨らみを持つ場合(図-5.2.3 実線)と持たない場合(図-5.2.3 破線)に、それらによって生成される残差流の鉛直分布を式(5.2.32)の生成項別に示したものである。なお、図中の残差流  $V_s^*$  は、 $x^*$  方向に  $x^* = 0 \sim 1$  まで積分した値である。



(a) 基本流速成分の振幅が鉛直方向に膨らみを持つ場合

(b) 基本流速成分の振幅が鉛直方向に膨らみを持たない場合

図-5.2.5 生成項別による無次元岸沖方向の残差成分  $V_s^*$  ( $x^*$  方向積分量)の鉛直分布 ( $y^* = 2$ )

まず、同図(a)から、 $w_T$ と $v_T$ の鉛直シアの相互作用(式(5.2.32),第2項)および $v_T$ の鉛直シアとそれ自身の相互作用(第3項)によって生じる残差流  $V_s^*2$ 、 $V_s^*3$ は、表層から中層付近では、正符号すなわち深水域に向かう沖方向流が、底層付近ではその流れを補償する負符号の岸方向流が生じて、残差流の2層構造をしていることがわかる。

一方、同図(a)の(i)で、 $v_T$ の水平シアと $u_T$ の相互作用(式(5.2.32),第1項)による鉛直分布  $V_s^*1$ は、3層構造をしていることを示している。このオーダーは  $O(k_y \delta)$  であるので、小さいものの、底層と表層で岸方向流が生じており、それらの中間部で連続条件(残差成分は鉛直断面平均0)によってバランスする中層の流れ(沖方向流)が生じるのが特徴である。

以上、3成分の合成としての  $V_s^*t$ は、同図(iv)のように、底層で岸方向、表層で沖方向流となる残差流の2層構造をしている。

次に、潮流の基本成分の振幅が鉛直方向に膨らみを持たない場合(図-5.2.5 (b))には、以下の点を除いて膨らみを持つ場合と同様の潮汐残差流となる。

すなわち、 $v_T$ の水平シアと $u_T$ の相互作用による  $V_s^*1$ の鉛直分布(同図(i))は、上述の3層構造ではなく、他の場合(同図(ii),(iii))と同様の2層構造をしており、オーダー的には、

膨らみを持たない場合の方が大きい。この場合の合成した残差流について見ると、残差流が岸沖方向に移動しない中立点は、膨らみを持たない場合 ( $V_s^* \cdot t$ ) には、水深のほぼ中央に位置するのに対し、膨らみを持つ場合 ( $V_s^* \cdot t$ ) には、その中央よりもやや底面より (水面下 6 割程度) に位置している。このように、中立点の位置が低いと、特に、底面せん断応力の定常成分の増大を生じ、境界層内における長期的な物質分散により大きく寄与するものと考えられる。

全体としては、潮流の基本成分の振幅が鉛直方向に膨らみを持つ、持たないにかかわらず、 $x^*$  方向に積分した残差流 ( $V_s^* \cdot t$ ,  $V_s^* \cdot t$ ) は、底層で岸方向流、表層で沖方向流の 2 層構造をしていることがわかった。

さらに、 $y-z$  断面内で  $x$  方向に  $0 \sim \ell$  まで積分した残差流成分の連続式から、 $V_s^* \cdot t$  ( $V_s^* \cdot t$ ) とバランスする  $W_s^* \cdot t$  ( $W_s^* \cdot t$ ) が求められる。この  $V_s^* \cdot t$ ,  $W_s^* \cdot t$  の合成として、その断面内では、底層で岸方向流、表層で沖方向流となる 2 層の残差流構造が現れ、浅水域で上昇する鉛直循環流の存在が示された。

従来、海域における鉛直的な循環流は、密度流や吹送流であるとされていたが<sup>10)</sup>、岸沖方向に海底傾斜が存在する場合には、安田<sup>10)</sup>の指摘した潮汐波の進行方向 ( $x$  方向) に対する水平循環流の他に、流速成分  $v_T$  の水平・鉛直シアーによる岸沖方向の鉛直循環流も、海域の長期的な物質分散に寄与する重要な要素であると考えられる。

### 第 3 節 水理実験

#### 3-1 実験の概要<sup>17)</sup>

##### (1) 実験の目的

前節では、海底傾斜が存在する 3 次元的な流動場において、本質的にどのような流れ場のシアーが残差環流を生成するかについて理論的に明らかにした。その結果、その傾斜方向の水面勾配を考慮すると、従来取り扱われていた湾口浅水域から深水域への水平循環流に加えて、底面付近を深水域から浅水域へ、表面付近では浅水域から深水域に向かう鉛直循環流の構造が示された。この解析は、水位が深水域側で指数的に減衰すると仮定して、半無限領域の流動場を取り扱ったものである。

本節では、有限な長方形湾の底面が幅方向に一樣傾斜した場合 (台形断面) において、湾口部で生じる潮汐振動流のシアー構造が、底面勾配 ( $\tan \theta$ ) とどのように関係し、残差環流の形成過程に及ぼす影響を実験的に明らかにする。特に、上げ潮および下げ潮時の流動場の対称性から残差環流の渦度分布を考察しつつ、残差環流の循環特性を吟味する。また、湾口部における流れの水平シアー分布に依存する残差環流を運動エネルギーの観点から考察し、水平循環流の個数およびそれが安定化する程度を表す指標、循環流安定数を提案する。加えて、第 3 章で

述べた差温式微流速計が、どの程度傾斜海域の流動場に適用できるかを検討するとともに、その Euler 的計測から海底傾斜のもつ流動特性を把握する。

## (2)次元解析

まず水理実験を行うに先立ち、次元解析によって、流動場の支配パラメータを明確にする必要がある。流動場の現象を記述すべき関数関係は、次の諸量によって表される。

$$f(U_s, W, \ell, h, \tan\theta, T, U_T, \mu, \rho, g, x, y; t) = 0 \quad (5.3.1)$$

ここに、 $U_s$ ：流速の残差成分、 $W$ ：湾幅、 $\ell$ ：湾長、 $h$ ：水深、 $\tan\theta$ ：底面の傾斜勾配、 $T$ ：潮汐振動流の周期、 $U_T$ ：流速の基本振動成分の振幅、 $\mu$ ：水の粘性係数、 $\rho$ ：水の密度、 $g$ ：重力加速度、 $x, y$ ：水面平上の直角座標系、 $t$ ：時刻である。

Buckingham の  $\pi$  定理を用いて、繰り返し変数として、 $\ell, U_T, \rho$  を採用すると、式(5.3.1)は次式のように無次元表示される。

$$\phi\left(\frac{U_s^2}{g h}, \frac{\ell}{W}, \tan\theta, \frac{\ell}{U_T T}, \frac{U_T^2 T}{\nu}, \frac{U_T^2}{g h}, \frac{h^2}{\nu T}, \frac{x}{\ell}, \frac{y}{W}, \frac{t}{T}\right) = 0 \quad (5.3.2)$$

すなわち、左辺第1項は残差流の無次元運動エネルギー（Froude 数の平方： $Fr_s^2$ ）、第2項は湾形状を表す水平アスペクト比（ $\ell/W$ ）、第3項は底面の勾配（ $\tan\theta$ ）、第4項は湾長と tidal excursion length（半周期間の流程距離）の比（Strouhal数： $St$ ）、第5項は水平 Reynolds 数（ $Re_l$ ）、第6項は潮汐振動流の無次元運動エネルギー（Froude 数の平方： $Fr_T^2$ ）、第7項は境界層厚に比例するパラメータの逆数  $\beta$ （ $=\sqrt{\pi/\nu T}$ ）で水深を無次元化した相対水深比の平方（ $h^*$ ）、第8、9項は無次元座標（ $x^*, y^*$ ）、第10項は無次元時刻（ $t^*$ ）である。なお、 $\nu$ ：水の動粘性係数である。

本実験では、湾の形状が定まるとパラメータ  $\ell/W$  は一定値となるので、変数としては特に考慮しない。以上より、残差流の無次元運動エネルギー（ $Fr_s^2$ ）は、他のパラメータと次のような関係にある。

$$Fr_s^2 = \phi_0(\tan\theta, St, Re_l, Fr_T^2, h^*, x^*, y^*; t^*) \quad (5.3.3)$$

## (3)実験装置

実験水槽は、第3、4章で使用したものと同様、名古屋大学工学部土木工学教室の内枠アクリル製・外枠鋼製の長方形水槽（全長6.4 m、全幅0.9 m、側壁長0.6 m）である。水槽内には、長周期波の進行方向に対して台形断面となるように、斜面床を設置した。また、湾口部および湾奥部には、流れを整流する目的でスコットフィルターを用いた。潮汐発生システムは、給排水ポンプの回転数などをマイコン制御する水供給式で、水槽の一端に設置されており、任意

表-5.3.1 実験条件

CASE	$\tan \theta$	$\bar{h}$ (cm)	$h_1$ (cm)	RUN	T (s)	$\eta_0$ (cm)	$\bar{h}^*$
I	1/6	8.5	1.0	A 1	108	0.44	14.5
				A 2	92	0.37	15.7
				A 3	78	0.31	17.1
				A 4	78	0.27	17.1
				A 5	64	0.21	18.8
				A 6	108	0.36	14.5
				A 7	119	0.36	13.8
				A 8	104	0.32	14.8
				A 9	90	0.27	15.9
				A 10	79	0.21	17.0
				A 11	90	0.20	15.9
				A 12	114	0.26	14.1
II	1/9	8.5	3.5	B 1	108	0.42	14.5
				B 2	91	0.35	15.8
				B 4	79	0.27	17.0
				B 6	108	0.35	14.5
				B 9	91	0.26	15.8
				B 10	76	0.22	17.3
III	1/9	6.0	1.0	C 1	108	0.42	10.2
				C 2	93	0.38	11.0
				C 4	78	0.28	12.0
				C 6	107	0.36	10.3
				C 9	91	0.26	11.2
				C 10	76	0.21	12.2
IV	1/6	12.5	5.0	D 1	108	0.42	21.3
				D 2	93	0.37	23.0
				D 3	78	0.28	25.1

の長周期波形を得ることができる。

(4) 実験条件および実験方法

前述した次元解析に基づき、実験条件を次のように設定した。底面条件は、予備実験の結果、

台形断面となる幅方向の斜面勾配を2種類 ( $\tan\theta = 1/6, 1/9$ ) および3種類の水深条件 ( $\bar{h}$ : 平均水深,  $h_1$ : 浅水深) を変化させた合計4ケースについて行った(表-5.3.1 参照)。また, 対象とした長周期波の周期  $T$  は 64~119 s, 水位振幅  $\eta_0$  は 0.22~0.44 cm の範囲内で変化させた12種類である。なお同表において,  $\bar{h}^* = \beta \bar{h}$  である。

水位は, サーボ式水位計(計測技研SW-301型)を用い, その検定には, 1/10 mmの精度を持つポイントゲージで行った。流速は, 水面上約3mの位置に固定した計測用ビデオ(SONY製VO-5600)により, 水面上の浮標(フロート)を撮影し, Lagrange 的流速から Euler 的流速の基本成分および残差成分を求めた。流況の撮影は, 1周期間の流況の再現性がほぼ満たされた5周期目以降の5周期間を対象とした。また, 水面上約5cmの位置に糸を格子状(10cm間隔)に張った固定枠を用いて, 浮標の分布が空間的に一様となるように配置した。なお, 補足的に染料(ローダミンB)による可視化を行い, 流れの微細な構造を観察した。

### (5) 解析方法

本実験では, 流速の定常成分(残差成分)と基本振動成分を水面上のフロートの移動から求める方法を用いている。すなわち, ここで得られる流速値はある時間間隔  $\Delta T$  での Lagrange 的な平均流速であるが, 湾長に対する tidal excursion length の比が小さく, その流跡上で Euler 流速が急激に変化しなければ, Euler 値として表した級数展開の第2項<sup>3)</sup>以下は無視でき, この値を近似的に Euler 的な流速値と見なすことができる。

具体的には, まず1周期間(たとえば満潮時から次の満潮時まで)の Lagrange 的な移動量(残差距離)  $l_s$  および周期  $T$  から, Lagrange 的な流速の残差成分  $u_s (= l_s/T)$  を求め, それを近似的に Euler 的な残差流とする。次に, 上げ潮あるいは下げ潮時の半周期間における最大の tidal excursion length ( $l_T$ ) と残差距離  $l_s$  ( $l_s/l_T < 1$ ) が既知となれば, 流速比 ( $u_T/u_s$ ) と tidal excursion length の比 ( $l_T/l_s$ ) の関係は, 次式によって表される。

$$\frac{l_T}{l_s} = \left( \frac{1}{2} + \frac{2t_1}{T} \right) + \frac{1}{2\pi} \left( \frac{u_T}{u_s} \right) \cdot \left\{ \cos\omega t_1 - \cos\omega \left( \frac{T}{2} + t_1 \right) \right\} \quad (5.3.4)$$

ここで,  $t_1/T = (1/2\pi) \cdot \sin^{-1}(u_s/u_T)$  である。式(5.3.4)に  $l_T$ ,  $l_s$  および  $u_s$  (既知量)を代入することによって, 基本振動成分  $u_T$  が近似的に求まる。

## 3-2 実験結果およびその考察

### (1) 傾斜床における差温式微流速計の Euler 的計測<sup>18)</sup>

第3章では, 差温式微流速計の有用性を検討するために, 水平床において基本的検討を行ったが, 本節ではさらに, 底面が幅方向に傾斜した場合(台形断面)について, 差温式微流速計を用いた3次元流動場の水平方向流速の Euler 的な計測を行った。また流速センサーは, 一方

のセンサー部が湾長軸と一致するように配置した(図-3.3.1参照)。

図-5.3.1は、底面勾配  $\tan\theta = 1/6$  の RUND 1 の場合(表-5.3.1参照)について、差温式微流速計により求めた流速成分  $u, v$  の時間波形の例を示している。ただし、 $u$  は  $x$  方向 ( $x = 0$  : 湾口)成分、 $v$  は  $y$  方向 ( $y = 0$  : 浅水域)成分で、 $z$  : 水面を基準にした鉛直上向きの座標である。 $u$  成分は、全領域で基本振動成分(正弦波)が卓越し、時間波形の上下対称性については、若干非対称な場合(同図(a))もあるが、全体的にはほぼ対称である。 $v$  成分については、 $u$  成分のように全ての領域で基本振動成分が卓越しておらず、それが卓越している場合(同図(b))とランダムな波形が混在している場合(同図(c))とに大別できる。また湾奥部の中央から浅水域にかけては、 $u, v$  の振幅がほぼ等しい状態となっており、潮流楕円の長軸が湾奥部浅水域に向かう傾向を示している。

次に、水位  $\eta$  および流速成分  $u, v$  の自己相関図を図-5.3.2に示す。正弦波を周期関数とする場合、その自己相関関数は余弦波となるが、その正弦波の時間波形に雑音を重ねた場合には、その雑音の自己相関関数にもよるが、一般には雑音レベルが高くなると、周期波が雑音に埋もれて周期性が顕在化しなくなる。さて同図(a)より  $\eta$  については全領域にわたって、自己相関係数が 0.98~1.0 であり、水域内での流動場が完全重複

波現象が卓越していることを反映して、かなり正確な正弦波を再現していることがわかる。また流速成分  $u$  は全領域で基本振動成分が卓越して、自己相関係数も 0.90~1.0 の範囲で、かなり自己相関性が高い。一方、 $v$  については、全体を通じて卓越周期は判断できるものの、①  $u$  と同様に自己相関係数の高いもの(0.8以上, 同図(b))、② 基本振動成分が卓越しているが、自己相関係数が 0.5~0.8 程度のもの(同図(c))、③ 上下非対称かつ自己相関係数の低いもの(0.5以下, 同図(d))に大別できる。これらは特に、①が湾奥部、②が湾中央部の深水域の底面近く、③が湾口付近で多く出現する。湾内での流れ場は、総じて層流状態が卓越しているにもかかわらず、このような自己相関係数の傾向が  $v$  成分についてのみ出現するのは、流速センサーを流れ場に挿入したことによって、本質的にその周辺の流れに変化を及ぼした結果と考えられる。第3章で述べたようにセンサー部の円柱間隔比 ( $s/d$ ) が小さいと、流れに直角に置かれたセンサー部(複数円柱)の後流が相互に干渉し合い、非対称な流れがランダムに発生することが予想される。特に、自己相関図が図-5.3.2(d)のようになるのは、湾口部

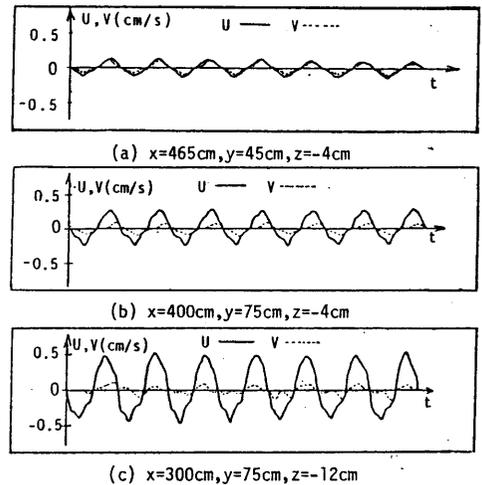


図-5.3.1 差温式微流速計による流速  $u, v$  の計測時間波形の例

での流速が大きくなるために後流が発生しやすく、その影響によって2倍周波数成分が卓越し、上下非対称になるものと考えられる。

以上のことから、流速計の指向特性の判断基準として、自己相関係数が0.8以上の値を有意な値として整理し、潮流楕円の水平・鉛直分布を示したものが図-5.3.3である。全体を通じて潮流楕円がかなり偏平なもの(偏平率:0.002~0.16)となっている。同図から、潮流楕円の水平分布は、湾口部( $x=0$ )から湾奥部( $x=l$ )に向かって流速振幅が減衰する傾向にあり、また潮流楕円の長軸は湾奥部で深水域( $y=W$ )から浅水域( $y=0$ )へ向かう傾向が顕著に生じていることがわかる。さらに、潮流楕円の鉛直分布は、湾奥部の深水域では底面に近づくほど振幅が減少する傾向にあるが、総じてその振幅は同程度である。ただし、深水域の底部では湾奥部でも $v$ 成分がほとんど生成されず、 $u$ 成分のみの往復運動が卓越しているのに対して、浅水域では湾奥部に進むにつれて、 $v$ 成分が顕著に生成されることが注目される。

このように潮流楕円の長軸が、湾奥部へ進むにつれて深水域( $y=W$ )から浅水域( $y=0$ )へ偏向する傾向は、前節の理論解析でも生じており、底面の傾斜をもつ流れ場の重要な特性であると考えられる。

## (2) 潮汐振動流および残差流の

### 空間平均運動エネルギー<sup>(17)</sup>

傾斜の効果と水平的な流動場の関係を大局的に把握するために、次元解析で述べた Froude 数の平方 ( $F_r^2$ )、すなわち無次元運動エネルギーの観点から、底面勾配 ( $\tan\theta$ ) と流動場(潮汐振動流および残差流)の関係を考察する。

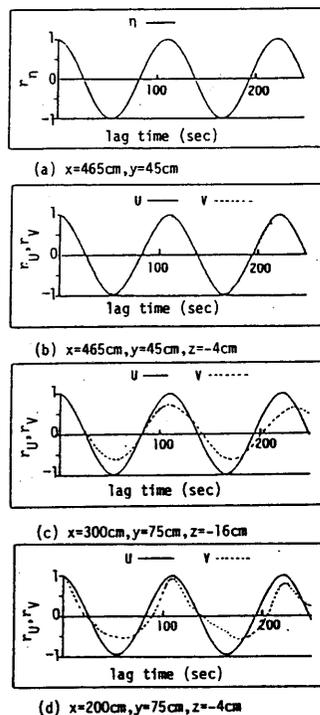


図-5.3.2 水位  $\eta$ , 流速  $u, v$  の自己相関 (CASE IV, RUND1)

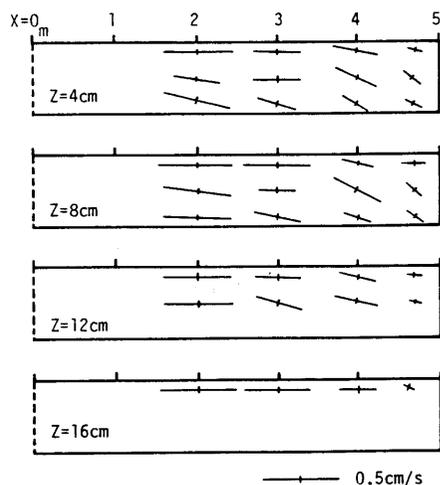


図-5.3.3 潮流楕円の水平・鉛直分布 (CASE IV, RUND1)

潮汐振動流(流速  $u_T, v_T$ )および残差流(流速  $u_s, v_s$ )について、空間的に平均した無次元運動エネルギー  $E^*$  (それぞれ  $E_T^*, E_s^*$ ) を次式で定義する。

$$E_T^* = \frac{E_T}{g \bar{h}} = \frac{1}{N \cdot g \bar{h}} \sum_{m=1}^{N_m} \sum_{n=1}^{N_n} (u_{T_{m,n}}^2 + v_{T_{m,n}}^2) \quad (5.3.5)$$

$$E_s^* = \frac{E_s}{g \bar{h}} = \frac{1}{N \cdot g \bar{h}} \sum_{m=1}^{N_m} \sum_{n=1}^{N_n} (u_{s_{m,n}}^2 + v_{s_{m,n}}^2) \quad (5.3.6)$$

ここで、 $\bar{h}$  : 平均水深、 $N (= N_m \cdot N_n = 176)$  : 浮標データを空間的に補間した節点数、また、 $E_T, E_s$  : 補間した浮標データによる流速の残差成分および基本振動成分の2乗をそれぞれ算術平均したものである。

図-5.3.4は、式(5.3.5)、(5.3.6)で定義された無次元運動エネルギー  $E_T^*$  と  $E_s^*$  の関係を示したものである。同図より、 $E_T^*$  と  $E_s^*$  の関係がCASE I ( $\tan \theta = 1/6$ ) とCASE II, III ( $\tan \theta = 1/9$ ) では、大きく異なることがわかる。すなわち、 $E_T^*$  の増加とともに  $E_s^*$  が大きくなる傾向は共通しているが、その増加率はCASE II, III に比べてCASE I の方が大きい。CASE I とCASE II は、平均水深  $\bar{h}$  が同一なので、周期  $T$ 、水位振幅  $\eta_0$  が等しい潮汐条件では、湾口部に供給される断面平均的な運動エネルギーは等しくなる。同図からもCASE I とCASE II ではほぼ等しい  $E_T^*$  となっているが、 $E_s^*$  はCASE I の方がかなり大きくなる。しかも、CASE II よりも、台形断面積を小さくして断面平均的な運動エネルギーを大きくしたCASE III では、 $E_T^*$  は大きくなるものの、 $E_s^*$  は、CASE I の場合に比べて総じて小さい傾向にある。

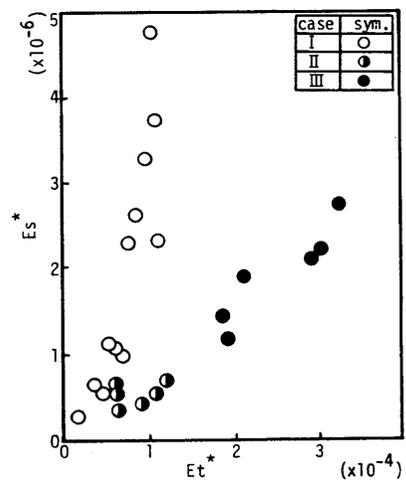


図-5.3.4 基本流速成分および残差流の空間平均した運動エネルギー ( $E_T^*, E_s^*$ ) の関係

このように底面勾配 ( $\tan \theta$ ) によって  $E_T^*$  と  $E_s^*$  の関係が大きく異なることから、湾内に形成される潮汐残差流の無次元運動エネルギー  $E_s^*$  は、 $E_T^*$  に比例する断面平均的な運動エネルギーではなく、むしろその不均一な分布状態(流れの水平シア構造)に大きく依存していることが考えられる。

(3) 流動場の渦度分布と残差環流の循環特性

水平的な流動場の特性を把握するために、上げ潮および下げ潮最盛時の流況と残差流の分布の代表例 (CASE I :  $\tan \theta = 1/6$ ) を図-5.3.5~7 (a), その渦度分布を図-5.3.5~7 (b)に示す。

図-5.3.5 (a)から、上げ潮時の流況は、湾口部深水域よりも浅水域の流速が大きく、幅方向に流速が異なる流れの水平シアが生じているが、そのシアのx方向変化は $x > 1.5\text{m}$ の領域では顕著ではない。また下げ潮時には、湾口浅水域よりも深水域の流速が大きいが、そのx方向変化は上げ潮時の場合と同様の範囲に限られる。この結果、残差流の生成は湾口部付近に限られ、湾口部浅水域で湾内に流入し、深水域で流出する反時計回りの水平循環流を形成している。このことは、渦度の水平分布からもわかるように、上げ潮時には浅水域側の壁面境界付近で負の渦度、深水域側のその付近と湾口部中央では正の渦度が生じ、下げ潮時には、深水域側の壁面境界付近で負の渦度、浅水域側のその付近と湾口部中央では正の渦度が生じている。上げ潮時と下げ潮時における側壁付近の渦度の絶対値はほぼ等しいので、1周期平均した残差渦度は生成されず、湾口部中央にのみ正の残差渦度が生じている (図-5.3.5 (b)参照)。

一方、湾口部での流速シアが大きい図-5.3.6 (a)では、図-5.3.5 (a)の場合に比べて、上げ潮および下げ潮時のシアのx方向変化は $x = 2.5\text{m}$ 程度まで増加し、上述の湾口部に形成された反時計回りの水平循環流に加えて、新たな時計回りの循環流を形成している。

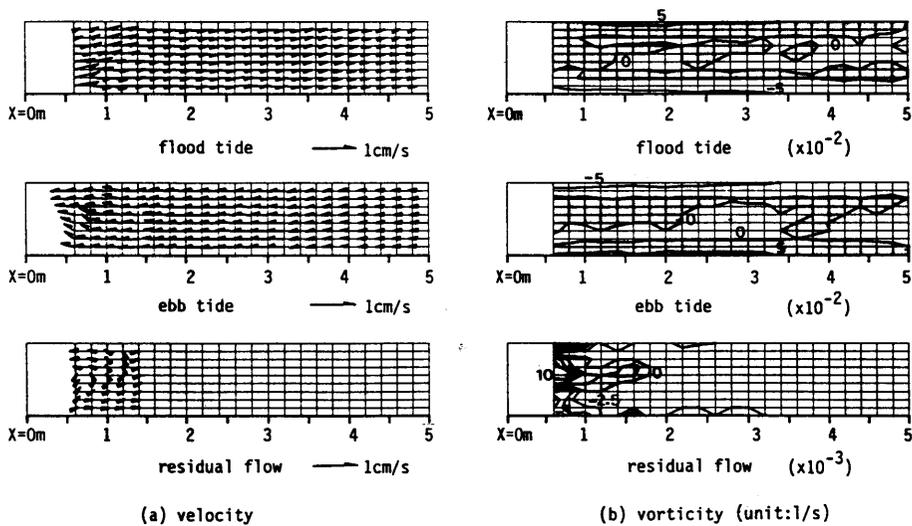


図-5.3.5 流況と渦度の水平分布 (CASE I, RUN A14)

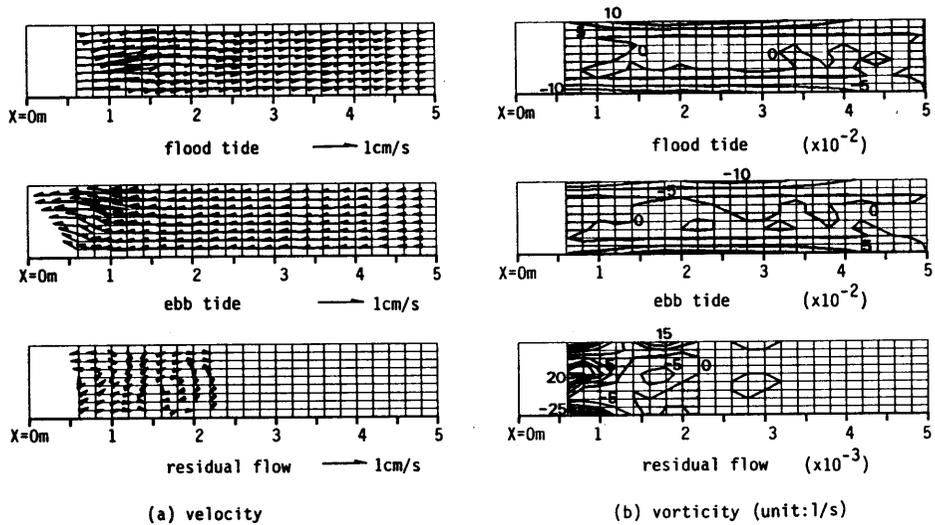


図-5.3.6 流況と渦度の水平分布 (CASE I, RUN A9)

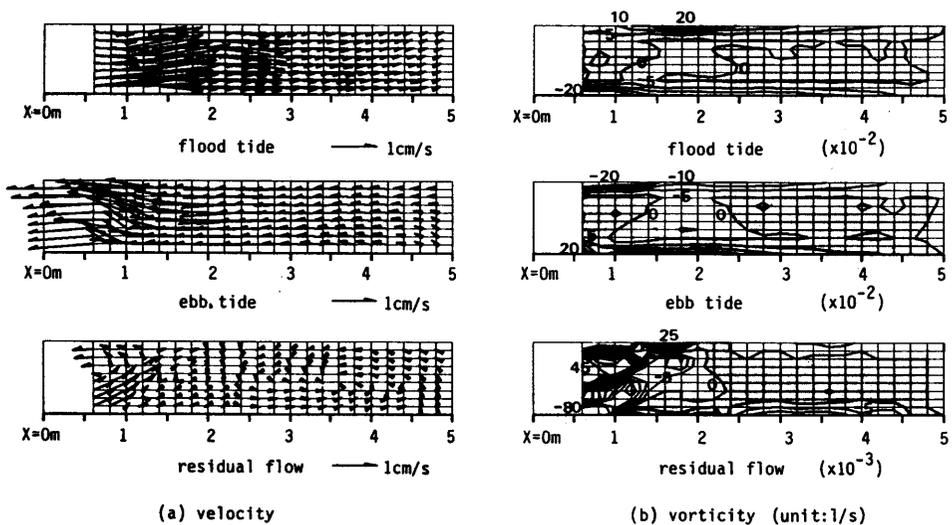


図-5.3.7 流況と渦度の水平分布 (CASE I, RUN A2)

また、渦度の絶対値は図-5.3.5(b)の場合に比べて、2倍以上大きくなっており、新たに負の残差渦度が湾口と湾中央の中間付近に生じている(図-5.3.6(b)参照)。

さらに、水平シアーが大きくなると、図-5.3.7(a)に示したように、上げ潮および下げ潮時ではかなり湾奥までシアーのx方向変化が顕著となり、渦度の水平的な変化も、図-5.3.6(b)の場合に比べてかなり大きくなっている。また残差流は、上述した反時計および時計回りの水平循環流とともに、湾奥部全域に広がる反時計回りの循環流が形成され、残差渦度も大きくなっているのが特徴である(図-5.3.7(b)参照)。

上述したように、CASE I ( $\tan\theta = 1/6$ )では、湾口部に形成される流れの水平シアー、換言すれば渦度の大きさに比例して、湾内では交互に逆回転の水平残差環流が複数個形成される。ここで、湾口部の浅水深で流入し深水深で流出する反時計回りの残差環流(half circulation)を第1環流(循環： $\Gamma_1$ )とし、次いで時計回りの環流を第2環流( $\Gamma_2$ )、さらに湾奥の反時計回りの環流を第3環流( $\Gamma_3$ )と呼ぶことにする。これら水平循環流の大きさを評価するために、次式によって定義される閉曲線における循環 $\Gamma$ を考える。

$$\Gamma = \oint v_s \cdot ds = v_m \cdot L_c \quad (5.3.7)$$

ここで、 $v_s$ ：閉曲線の接線 $ds$ 上の接線流速ベクトル、 $v_m$ ： $v_s$ の平均流速、 $L_c$ ：環流の周長であり、 $\Gamma_1$ については、周長を2倍して閉曲線とする。

表-5.3.2は、式(5.3.7)から求まる残差環流の循環( $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ )と、上げ潮最盛時における湾口部浅水域の最大流速値 $(u)_{max}$ を用いた水平 Reynolds 数 $((Re)_{max})$ を示したものである。

図-5.3.5~7に示したように、急勾配( $\tan\theta = 1/6$ )であるCASE Iについては、湾口での $(Re)_{max}$ の値によって、残差環流の個数自体が(a)3個 $\{(Re)_{max} = 3.05 \times 10^4\}$ 、(b)2個 $(1.01 \times 10^4)$ 、(c)1個 $(0.33 \times 10^4)$ に分類でき、(a)の場合では湾全体に交互に逆回転の水平残差環流が形成されるのに対し、(b)、(c)の場合では、湾奥部で残差流がほとんど生じない停滞水域が形成されている。CASE I ( $\tan\theta = 1/6$ )において共通して形成される第1環流に着目し、その循環値 $\Gamma_1$ と水平 Reynolds 数 $(Re)_{max}$ の関係を示したのが図-5.3.8である。同図から、 $(Re)_{max}$ の増加とともに $\Gamma_1$ は大きくなり、また湾内に形成される水平循環流の個数も増える傾向にある。

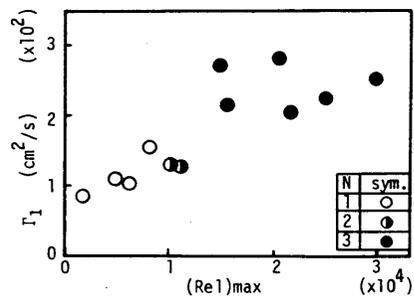


図-5.3.8 循環 $\Gamma_1$ とReynolds数 $(Re)_{max}$ の関係

表-5.3.2 残差環流の循環値  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$  と上げ潮最盛時の水平 Reynolds 数  $(Re)_\max$

CASE	RUN	$\Gamma_1$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$\Gamma_2$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$\Gamma_3$ ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )	$(Re)_\max$ ( $\times 10^4$ )
I	A 1	2 2 5 . 0	5 7 . 3	4 0 . 0	2 . 5 3
	A 2	2 5 4 . 0	4 6 . 2	4 0 . 5	3 . 0 5
	A 3	2 8 8 . 1	4 3 . 4	4 8 . 8	2 . 0 7
	A 4	2 1 9 . 1	1 6 . 7	2 8 . 4	1 . 6 0
	A 5	2 7 1 . 4	8 2 . 2	8 . 4	1 . 5 6
	A 6	2 0 1 . 4	4 6 . 7	2 2 . 0	2 . 1 8
	A 7	1 1 0 . 9	-	-	0 . 7 1
	A 8	1 3 2 . 0	1 6 . 3	-	1 . 0 2
	A 9	1 3 1 . 2	2 9 . 6	-	1 . 0 1
	A 10	1 5 7 . 8	-	-	0 . 8 4
	A 11	1 1 5 . 5	-	-	0 . 5 5
	A 12	8 8 . 6	-	-	0 . 3 3
II	B 1	6 1 . 9	2 . 4	6 2 . 7	1 . 6 1
	B 2	8 2 . 6	1 6 . 5	5 6 . 1	1 . 6 3
	B 4	5 3 . 7	2 1 . 5	5 8 . 6	1 . 1 2
	B 6	5 6 . 0	1 1 . 3	5 4 . 8	1 . 1 2
	B 9	6 4 . 9	2 1 . 5	6 6 . 8	1 . 0 6
	B 10	7 5 . 0	3 0 . 7	6 3 . 5	0 . 7 2
III	C 1	7 8 . 9	4 2 . 2	1 1 1 . 0	3 . 6 2
	C 2	1 1 2 . 8	4 2 . 7	5 9 . 8	4 . 4 2
	C 4	7 1 . 1	1 9 . 8	6 0 . 2	2 . 6 4
	C 6	9 1 . 4	2 7 . 4	5 9 . 4	2 . 6 0
	C 9	9 6 . 3	2 2 . 8	6 0 . 8	2 . 3 6
	C 10	1 1 5 . 2	3 2 . 6	3 7 . 9	2 . 0 9

環流の水平スケールは、 $(Re)_\max$ の値によらず全体を通じてほぼ一定していることから、この循環値  $\Gamma_1$  は第1環流の平均的な残差流速に対応している。このように考えると、 $(Re)_\max$ の増加は、その第1環流の残差流速を大きくして、その循環流自体を強めるとともに、新たな第

2, 3 環流を生成する要因となっているものと考えられる。

一方、緩勾配 ( $\tan\theta = 1/9$ ) の CASE II, III の場合には、残差環流の個数に着目すると、CASE I の Reynolds 数が大きい場合と同様の 3 個であるが、CASE I に見られた残差環流が連続して形成される傾向はなく、CASE I で定義した第 1, 2 環流に相当する残差環流は、湾口部浅水域側と深水域側に形成され、そのスケールは CASE I の場合と異なっている。また、湾口部で与えられる流速条件によって、環流の個数が変わるといった水平形態の変化はなく、CASE II, III の特徴は CASE I ( $\Gamma_1 > \Gamma_2 \sim \Gamma_3$ ) にはみられない循環流のスケールが大きく発達した第 3 環流の形成である。その残差環流の循環値に着目すると CASE II, III では、 $\Gamma_3 \sim \Gamma_1 > \Gamma_2$  となっている。

#### (4) 残差環流の生成・維持機構

従来、潮汐残差流の生成・維持機構については、

① 地形の凹凸に伴う流れの剝離に起因する潮汐残差流 (剝離タイプ)

② 陸岸沿いや底面上の境界層に起因する潮汐残差流 (境界層タイプ)

に大別されて議論されている<sup>5)</sup>。ただし、流れの剝離は境界層の変形したものと考えられるが、境界層は粘性が卓越し、また剝離は慣性力が重要な要素であるとしている。本節では、実験で得られた残差環流形態がどのような生成・維持機構によるものであるかを考察する(図-5.3.9(a), (b)参照)。

#### (a) 急勾配 ( $\tan\theta = 1/6$ ) における残差環流の生成

急勾配 (CASE I) の全ケースについて共通な点は、湾口部浅水域の狭い範囲で上げ潮最盛時付近にのみ、微細な渦列が生じていることである。その渦列が湾口部を出た付近でより大きな剝離流に集積し、カスケードアップして強い地形性渦流を生じるか否かは、湾口部浅水域での流速すなわち慣性力の強さに依存している。このように海底勾配の効果で偏った流入が強制され、かつ潮流が強くなると、上述の地形性渦流が浅水域から深水域

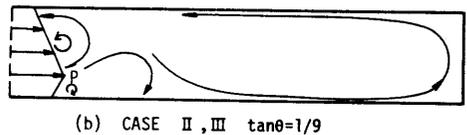
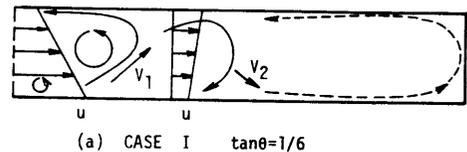


図-5.3.9 残差環流の模式図

への幅方向成分  $V_1$  を生成しつつ、中央部に流出し、慣性の効果の分だけ戻らない。この地形性渦流の影響範囲は、ほぼ tidal excursion length に対応しており、その範囲内でこの渦流の渦度が拡散し、さらにカスケードアップされて恒流としての潮汐残差環流 (第 1 環流) が生成される。こうして発生した残差環流は潮流に伴う地形性渦流を中央部へ運ぶ効果が著しいので、残差環流が自発的に発達するものと考えられる。この残差環流の発達は比較的早く、目視によれば 2, 3 周期で定常状態に達する<sup>5)</sup>。

この地形性渦流は、 $V_1$ を生成し流出入の volume transport を満足する結果、流動場の位相差を助長しながら、残差環流の主軸を深水域へ偏向させる役割を果たしている。この第1環流の主軸の偏向により深水域からの流入方向を強制される結果、tidal excursion length との関係で、第2環流が形成される。その第2環流が強い場合には、その環流による分岐流 $V_2$ が影響し、浅水域からの流入が強制され、さらに第3環流が形成される(図-5.3.7参照)。この第3環流の生成過程は、水平シア-に起因する環流の方向(時計回り)<sup>19)</sup>と、鉛直シア-と海底傾斜の効果による環流方向(反時計回り)<sup>10)</sup>が逆回転で、同程度の強さである場合には、それらの効果が相殺されて第3環流が消滅する場合もある(図-5.3.5参照)と考えられる。

#### (b) 緩勾配 ( $\tan \theta = 1/9$ )における残差環流の生成

緩勾配(CASE II, III)では、渦列が生じないにもかかわらず、各々のケースを通じて、水平環流形態のセル個数は3個であるが、(3)で述べたように、CASE Iで定義した第3環流に対応する残差環流のスケールが大きく、CASE Iの場合と著しく異なっている。第1環流の生成には、海底傾斜による湾口断面内での流量バランスの結果、浅水域での流速が大きくなり、図-5.3.9(b)のような水平シア-の分布形状を形成する。その渦度成分の符号は変曲点Pを境にして、幅方向に異なるため、その付近で逆向きの環流に分割される。その後、浅水域側の環流(第2環流)は、傾斜の効果によって深水域側に移動するものと考えられる。第3環流は、緩勾配であるために、水平シア-による効果よりは、むしろ鉛直シア-と海底傾斜の複合効果<sup>11)</sup>により、浅水域から深水域への環流が顕著に生じるものと思われる。

以上、傾斜の効果は、急勾配では、湾口部において顕著な水平シア-を生じさせ、その片寄った運動エネルギーの集積が湾内の流動場を不均一にして、水平的な残差環流を形成する。また、緩勾配の場合には、残差環流は主として流れの鉛直シア-と傾斜の効果によって形成されるものと考えられる。このように、底面勾配をある程度大きくすると水平方向に卓越した残差環流が生成される。

#### (5) 潮汐振動流と残差環流の運動エネルギー比と循環流安定数

上述したように、底面傾斜の効果は、湾口部において流れの水平シア-を生じさせ、特に、CASE I ( $\tan \theta = 1/6$ )では湾内に卓越した複数個の水平循環流を形成する。この水平循環流の運動エネルギーと湾口部から供給される潮汐振動流の運動エネルギーとの関係を基本的に明らかにするために、第1環流(half circulation)が長方形湾の湾口部に形成される場合を考える。

鉛直方向に平均化した水平2次元の渦度方程式は、以下のように表される<sup>20)21)</sup>。

$$\frac{\partial \xi_z}{\partial t} = - \left\{ \frac{\partial (u_T \xi_z)}{\partial x} + \frac{\partial (v_T \xi_z)}{\partial y} \right\} + \nu \left( \frac{\partial^2 \xi_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi_z}{\partial y^2} \right) - C_f \xi_z \quad (5.3.8)$$

ここで、 $x, y$  : 水平面内の直交座標系、 $t$  : 時間、 $u_T, v_T$  : 潮汐振動流の  $x, y$  方向流速成分、 $\xi_z (= \partial v_T / \partial x - \partial u_T / \partial y)$  : 潮汐振動流の渦度の鉛直成分、 $C_f (= \text{一定})$  : 1 次の底面摩擦係数、 $\nu$  : 水平動粘性係数である。

湾口部に形成される第 1 環流を一つの閉曲線 (面積 :  $A$ , 曲線長 :  $s$ ) とみなし、その閉曲線について、式 (5.3.8) を面積積分し、Gauss の定理を適用すれば次式が得られる<sup>20) 21)</sup>。

$$\frac{\partial \Gamma_T}{\partial t} = - \oint_s (u_n \xi_z) ds + \nu \oint_s \frac{\partial \xi_z}{\partial n} ds - C_f \Gamma_T \quad (5.3.9)$$

ここに、 $\Gamma_T (= \iint_A \xi_z dA)$  : 潮汐振動流の循環 (反時計回りを正)、 $u_n$  : 閉曲線の外向き法線ベクトル、 $ds$  : 積分経路の反時計回りの線分、 $dn$  : 積分経路の外向き線分である。

さらに、式 (5.3.9) の右辺第 2 項 (水平粘性の効果) が無視できるような状態を考え、上式を 1 周期平均 ( $T$  : 周期) することによって、残差環流の循環  $\Gamma'$  は以下のように表される。

$$\Gamma' = \frac{1}{T} \int_0^T \Gamma_T dt = - \frac{\int_0^T \oint_s (u_n \cdot \xi_z) ds \cdot dt}{C_f T} \quad (5.3.10)$$

上式は、閉曲線  $s$  で囲まれた領域内において、1 周期平均した渦度 flux (上式右辺分子) が存在すれば残差環流が生成され、底面摩擦による逸散 (上式右辺分母) とバランスすることを示している。ここで、右辺分子の時間に関する被積分項  $\oint_s (u_n \cdot \xi_z) ds$  は  $[L^2 T^{-2}]$  の次元をもつ単位質量当りの運動量 flux であり、tidal stress と呼ばれている<sup>11)</sup>。その時間積分した残差渦度 flux は  $s$  内の水柱境界に沿って働く、時間に依存しない接線方向応力に類似するものである。さらに流速  $u_n$  および渦度  $\xi_z$  をそれぞれ  $u_n = a_n \cdot \sin(\omega t + \varepsilon_n)$ 、 $\xi_z = a_z \cdot \sin(\omega t + \varepsilon_z)$  と表すことができれば、 $(u_n \cdot \xi_z)$  の符号と大きさを決定するのは、振幅 ( $a_n, a_z$ ) のみならず、位相差 ( $\varepsilon_n - \varepsilon_z$ ) である。たとえば  $u_n$  と  $\xi_z$  が同位相で変化する場合 ( $\varepsilon_n - \varepsilon_z = 0$ ) あるいは逆に異符号で変化する場合 ( $\varepsilon_n - \varepsilon_z = \pm \pi$ ) には、効果的に残差渦度が生成されることがわかる<sup>4)</sup>。

さて、上げ潮時の半周期間 ( $t = 0 \sim T/2$ ) における潮流の運動エネルギー  $(K.E.)_{TC}$  は、

$$(K.E.)_{TC} = \frac{\rho}{2} HW \cdot \int_0^{T/2} u^3 dt \quad (5.3.11)$$

と表される。ここで、 $\rho$  : 水の密度、 $H$  : 平均水深、 $W$  : 湾幅である。

一方、水平残差環流の流れ場は、渦度をもった循環流を形成するので、マクロ的には残差環流を円形あるいは楕円形の循環流とみなし、その領域内では渦度分布が一様な円形渦あるいは

Kirchhoff の楕円渦と仮定することができる。

まず、水平残差環流を半径  $R_0$  の内部では一定の渦度 ( $\xi_{R_0}$ ) をもつ円形渦と仮定した場合には、その運動エネルギー  $(K.E.)_c$  は以下のように表される<sup>20)21)</sup>。

$$(K.E.)_c = \rho \pi H \left[ \int_0^{R_0} \frac{1}{r'} \left\{ \int_0^{r'} r' \xi_r dr' \right\}^2 dr' \right] = \frac{1}{16} (\xi_{R_0} R_0^2)^2 \quad (5.3.12)$$

いま対象とする水平残差環流は、長方形湾の湾口部に形成される場合を考えているので、この残差環流を Kirchhoff の 2 次元楕円渦 (長軸:  $2a$ , 短軸:  $2b$ , 渦度:  $\xi_0$ ) と仮定して取り扱えば、円形渦の式 (5.3.12) を変数変換して楕円渦の式に書換えれば、その運動エネルギー  $(K.E.)_{RC}$  は以下のように求められる。

$$(K.E.)_{RC} = \frac{\rho H a b}{2} \pi (a^2 + b^2) \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{\xi_0}{2} \right)^2 \right] = \frac{\rho H (a^2 + b^2)}{32 \pi a b} \Gamma_E^2 \quad (5.3.13)$$

ここで、 $\Gamma_E (= a b \pi \xi_0)$ : 楕円渦の循環である。

さらに、潮汐振動流の 1 周期平均した循環  $\Gamma'$  {式 (5.3.10)} と、残差環流を Kirchhoff の 2 次元楕円渦と仮定した場合の循環  $\Gamma_E$  {式 (5.3.13)} の関係として、 $\Gamma_E = \gamma' \cdot \Gamma'$  ( $\gamma'$ : 補正係数) が成立するものとすれば、残差環流の運動エネルギー  $(K.E.)_{RC}$  は、

$$\begin{aligned} (K.E.)_{RC} &= \frac{\rho H (a^2 + b^2)}{32 \pi a b} \gamma'^2 (\Gamma')^2 \\ &= \frac{\rho H (a^2 + b^2)}{32 \pi a b} \cdot \frac{\gamma'^2}{(C_f T)^2} \left[ \int_0^T \oint_S (\mathbf{u}_n \cdot \xi_z) ds \cdot dt \right]^2 \end{aligned} \quad (5.3.14)$$

と表される。

第 4 章でも述べたように、潮流の基本振動成分は起動力として水面勾配 (圧力勾配)、残差成分は渦度成分を含んだ移流慣性力によって生成され、水平循環流が卓越する潮流場では、圧力勾配と遠心力がほぼバランスした状態となっている。今里<sup>7)</sup>は、圧力勾配と慣性力の比である無次元量 (Euler 数) から、潮流場の非線形性を評価している。さらに、現地海域での潮流場の非線形尺度として、1 日および半日周潮流の運動エネルギーの和と、複合潮および倍潮流の運動エネルギーの和の比を用い、この分布状態から、瀬戸内海のほとんどの海域では、潮流場の非線形性が強いことを指摘している<sup>7)</sup>。

式 (5.3.14) からわかるように、湾口部における平均的な潮汐振動流の運動エネルギーが同じ条件であっても、残差環流の生成に直接寄与するのは、流れの水平シア、換言すればその潮汐振動流が片寄った運動エネルギーの集積を伴いながら、流れ場を空間的に不均一化する

ことである。このような観点から、今里の用いたパラメーターの概念を拡張して、潮流場の非線形的な特性、すなわち潮汐振動流の水平シアーが残差環流生成に寄与する程度を表すパラメーターとして、湾口部から供給される潮汐振動流の運動エネルギー  $(K.E.)_{TC}$  とその潮汐振動流の水平シアーに起因する水平残差環流の運動エネルギー  $(K.E.)_{RC}$  の比  $S_c$  を考え、以下のように定義する。

$$S_c = \frac{(K.E.)_{RC}}{(K.E.)_{TC}} = \frac{\frac{\rho H (a^2 + b^2)}{32\pi a b} \cdot \frac{\gamma'^2}{(C_f T)^2} \cdot \left[ \int_0^T \oint_s (u_n \cdot \xi_z) ds \cdot dt \right]^2}{\frac{\rho}{2} HW \cdot \int_0^{T/2} u^3 dt} \quad (5.3.15)$$

上式は、湾口部に形成される残差環流（第1環流）を一つの閉曲線と考えた場合、その閉曲線上を横切る渦度 flux の分布が求めれば、 $S_c$  が計算できることを示している。実験で得られたように、湾内部に残差環流が連続的に形成される場合、厳密には湾口境界と第1環流に接する残差環流間の境界における両方の渦度 flux 分布を考慮する必要があるが、湾口境界における渦度 flux に比べて、第1環流に接する残差環流間の境界におけるその絶対値は小さいので、近似的に後者の渦度の flux を無視すると、上式右辺の線積分は湾口境界線における幅方向 ( $y = 0 \sim W$ ,  $W$ : 湾幅) の積分に書き換えられる。

ここで、水平残差環流の生成機構の模式図-5.3.9に示した流速分布を考えると、式(5.3.15)の閉曲線  $s$  に沿った線積分(反時計回りを正)  $\oint_s (u_n \cdot \xi_z) ds$  は、湾口境界において負、第1環流に接する残差環流間の境界において負 ( $u_n > 0, \xi_z < 0$ ) となり、両者は同じ符号をもつことがわかる。このことから、第1環流に接する残差環流間の境界における渦度 flux を無視した影響は、式(5.3.15)の線積分値を減少させるので、運動エネルギー比  $S_c$  が小さく評価されていることに対応している。

さらに、この湾口境界における流速分布を線形分布と仮定し、浅水深  $h_1$  ( $y = 0$ ) および深水深  $h_2$  ( $y = W$ ) の流速をそれぞれ  $U_1, U_2$  とすれば、式(5.3.15)は以下のように表すことができる。

$$S_{c0} = \frac{3(a^2 + b^2)}{64 a b} \cdot \frac{T}{(C_f T)^2} \cdot \frac{\gamma'^2}{W(h_1 + 2h_2)} \cdot \frac{\{3U_1(h_1 + h_2) - 6Q/W\}^2}{U_1(h_2 - h_1) + 6Q/W} \quad (5.3.16)$$

ここで、流量  $Q$  は次のようである。

$$Q = (W/6) \cdot [U_1(2h_1 + h_2) + U_2(h_1 + 2h_2)] \quad (5.3.17)$$

実験結果でも述べたように、海底傾斜の存在が湾口部での水平シアーを生成し、その大きさ

によって急勾配では複数個の水平残差環流が形成された。この残差環流の個数について着目し、式(5.3.16)で定義した潮汐振動流の水平シアーが残差環流の生成に寄与する程度を表すパラメーター  $S_{co}$  との関係を示したのが図-5.3.10である。ただし、循環値の補正係数  $\gamma' = 1$ 、一次の底面摩擦係数  $C_f = 0.01$  とした。上述したように、第1環流に接する残差環流間の境界における渦度 flux を無視しているため、特に残差環流が複数個形成される場合には、 $S_{co}$  が小さく評価されている。

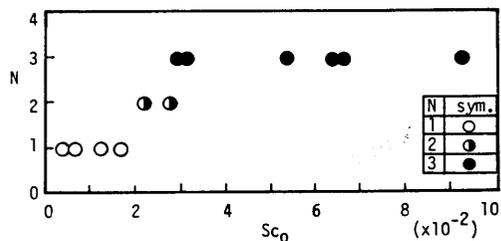


図-5.3.10 残差環流の個数  $N$  と循環流安定数  $S_{co}$  の関係

また、一次の底面摩擦係数  $C_f$  によって  $S_{co}$  は変化する。そのため、 $S_{co}$  の絶対値は議論できないが、同図より明らかに、水平循環流の個数がパラメーター  $S_{co}$  によって分類でき、湾口部における潮汐振動流の水平シアーの大きさに関与するパラメーター  $S_{co}$  が水平残差環流の個数を支配している。このことから、湾口境界における潮汐振動流の水平シアー(片寄った運動エネルギーの分布)は、まず湾口部付近に形成される第1環流を維持するための運動エネルギーとして消費され、それよりも過剰な運動エネルギーの供給がある場合には、第1環流自身の循環流を強めるとともにそれに隣接する第2の残差環流を生成するために消費される。さらにそれ以上の運動エネルギーの供給があると、新たに湾奥部の第3の残差環流を生成し、湾全域に発達する安定した3個の水平残差環流を形成するものと考えられる。以上より、パラメーター  $S_{co}$  は、水平循環流の個数およびそれが安定化する程度を表す指標であり、循環流安定数 (Circulation Stability Number) と呼称する。

#### (6) 現地海域における停滞性水域の生成

現地海域では、潮流などにより生じる恒流(水平・鉛直循環流)が分布し、この循環流から取り残された形で停滞性水域が形成されている。すなわち、湾内には循環流域と停滞性水域が共存し、潮流の弱いこの停滞性水域内に富栄養な河川水が滞留することから、強い貧酸素水塊の形成と赤潮の発生を伴う結果となる。このように内湾には停滞性水域を有する数々の湾・灘が存在しているが、その中で停滞性の強い海域を類型化した一例が次の3タイプである<sup>23)</sup>。

type 1 : 島などによって循環流域から隔離され、湾奥部に停滞性水域が形成され、河川水の供給を受ける海域(広島湾など)。

type 2 : 湾口からの2つの循環流により押し込められたように停滞性水域が存在し、河川水流入により密度成層の著しい海域(大阪湾など)。

type 3 : type 1, 2 とは異なり、湾口部と湾幅は同程度でありながら、海峡部からの密度の異

なる強い流れによって物理的に閉鎖されている海域(別府湾など)。

type 3 に属する別府湾の海底地形条件は、東西方向に延びる凹地形が湾南部に位置し、北側(浅水域)から南側(深水域)への海底傾斜が形成されて、東側(湾口部)から西側(湾奥部)に向かって徐々に深くなっているのが特徴である。豊後水道から上げ潮時に流入した高塩な外海水は佐田岬沖にある豊予海峡を通じて、別府湾口部の湾口境界条件を支配している。この海峡から瀬戸内海に流入した水塊は、別府湾沖で強いフロントを形成し、別府湾内外を分離した水塊構造となっていることが、MSS 撮影映像資料などにより明らかにされている<sup>24)</sup>。このようなフロントの形成は、上げ潮時に海峡部に形成される岬の水平地形と海底から湧昇する渦の複合体である「大スケールの渦」に起因していると考えられる<sup>24)</sup>。図-5.3.11は、密度成層期(1986.8.19~9.2)における定点潮流観測結果から得られる上げ潮および下げ潮最盛時の流況と恒流(Euler 的な25時間平均流速)を示している<sup>24)</sup>。豊予海峡沖の流況は観測領域外であるので測定

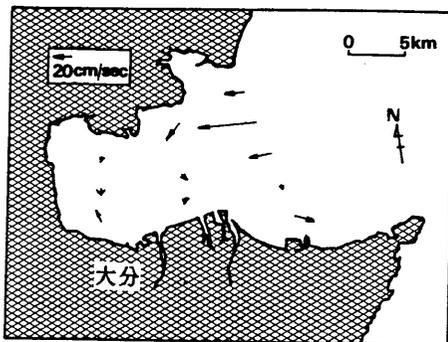


図-5.3.11(a) 別府湾における上げ潮最盛時の流況

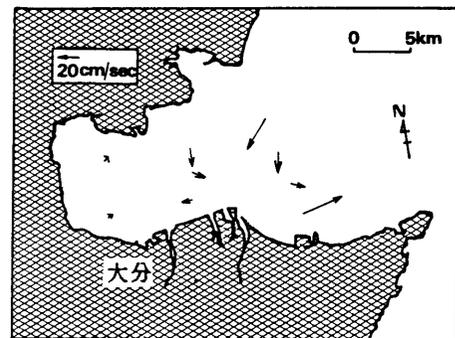


図-5.3.11(b) 別府湾における下げ潮最盛時の流況

されていないが、上述のように他の観測例からも時計回りの循環流が生成されることが知られている<sup>24)</sup>。このような湾口流況の境界条件下では、上げ潮時に別府湾口部の北側浅水域から湾内に外海水が流入し、その最盛時には南部深水域では微弱ではあるが沖へ流出する傾向がある。このような流動場が上げ潮時に生成されると、25時間平均した残差流は、表層、10m層共に北部から湾内に流入し、南部から流出する反時計回りの循環流が生じ、湾奥にはその反流のような形で時計回りの微弱な循環流の存在が観測されている。これらは、

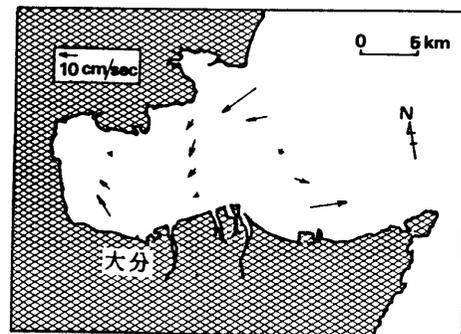


図-5.3.11(c) 別府湾における恒流

Euler 的な昼夜観測や15日間潮流調査および1 潮汐間の Lagrange 的な浮標追跡 (1 m および 10 m 層) 結果とも同様な傾向となっている<sup>24)</sup>。

ここで興味深いことは、この現地海域での流況が水理実験結果とアスペクト比(湾幅/湾長)は異なるものの、湾口部における水平シア-構造が湾内の残差環流形態を支配しているという点で共通していることである。実験結果の考察でも述べたように、残差環流の形成個数とそのスケールは、湾口部における水平シア-の構造と密接に関係しており、特に湾口浅水域での流速が大きくなると、湾口部での第1環流を強め、その反流として逆回転の残差環流を形成する傾向にある。また、別府湾口部の浅水域における最大流速から tidal excursion length を求めると 8 km 程度となり、これは湾口部に形成される第1環流のスケールとほぼ対応している。

#### 第4節 潮汐振動流および潮汐残差環流 による湾内水の交換過程

内湾は、複雑な海底地形と気象・海象などの物理的要因により物質が輸送・拡散されて、多様な水塊分布を形成している。これらの水塊は、物質を輸送・拡散する物理的機能に加え、生物生産や水質変化に関連する緩衝容量を支配している。海域中に分布する水塊は、その性格から停滞性の強い海域や循環の著しい海域に分かれて分布し、それぞれ物理的な浄化能力が異なっている。これらの水域において物質が輸送され拡散し、入れ換わることが海水交換である。

第3節では、湾口部における流速の水平シア-構造が、湾内に形成される残差環流の形態を支配し、そのシア-の強さによって複数の残差環流が形成される(環流のセル構造)ことが示された。本節では、それら環流のセル構造と潮汐振動流が、湾内部領域の物質輸送機構と湾口境界での海水交換機構に、どのように係わっているかを明らかにするために、予め仮定された流動場(潮汐振動流と残差環流)の数値モデルから考察する。

##### 4-1 潮汐振動流・残差環流のモデル化

本節では、海水交換を起こす原理とその基本特性のみを明らかにすることに目的を限定して、極端に単純化された状況を考えることにする。そのため、流動場を潮汐振動流と残差環流の線形和の場として取り扱う。また、実験結果で得られた流動場をもとに計算する。

##### (1) 潮汐振動流のモデル化

潮流基本成分のモデル化においては、Lagrange 的な平均流を持たないものとし、式(5.4.1)で表される完全重複波の往復運動であるとする。

$$u_t(x; t) = U_0 \frac{\sin k(\ell - x)}{\sin k\ell} \cos \omega t \quad (5.4.1)$$

ただし、 $U_0$ ：湾口部での流速振幅、 $\omega$ ：角振動数である。

(2) 残差環流のモデル化<sup>25)</sup>

残差環流については、底面勾配 ( $\tan\theta$ ) によってその形態は異なり、残差環流が引き続いて生じる複数のセル構造をもつことが実験的に示された。ここでセルとは、湾内に形成される環流間と側壁で囲まれた境界によって分割された領域である。このセル内では、環流の中心からその境界までの断面内で流量収支が合い、かつセル境界で流速が連続である条件を満たす流動場の一例として、図-5.4.1 に示すような環流のセルについて領域区分(①~⑤)を行い、

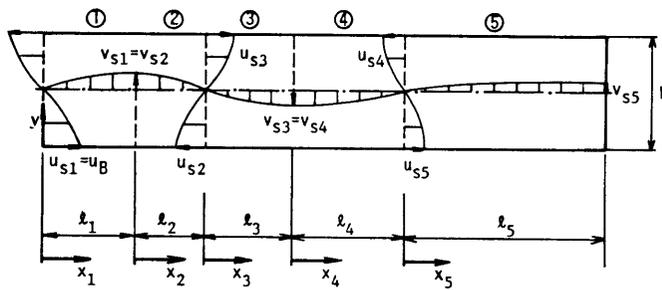


図-5.4.1 残差環流モデル

次のように表されるものを採用する。

領域区分	$u_t(x^*, t^*) + u_s(x^*, y^*)$	$v_s(x^*, y^*)$
①	$u_t + u_{s1} \cdot \cos x_1^* \cdot \cos y^*$	$v_{s1} \cdot \sin x_1^* \cdot \sin y^*$
②	$u_t + u_{s2} \cdot \sin x_2^* \cdot \cos y^*$	$v_{s2} \cdot \cos x_2^* \cdot \sin y^*$
③	$u_t + u_{s3} \cdot \cos x_3^* \cdot \cos y^*$	$v_{s3} \cdot \sin x_3^* \cdot \sin y^*$
④	$u_t + u_{s4} \cdot \sin x_4^* \cdot \cos y^*$	$v_{s4} \cdot \cos x_4^* \cdot \sin y^*$
⑤	$u_t + u_{s5} \cdot \cos x_5^* \cdot \cos y^*$	$v_{s5} \cdot \sin x_5^* \cdot \sin y^*$

(5.4.2)

ここで、 $x_1^* = \pi x_1 / 2l_1$ ,  $x_2^* = \pi x_2 / 2l_2$ ,  $x_3^* = \pi x_3 / 2l_3$ ,  $x_4^* = \pi x_4 / 2l_4$ ,  
 $x_5^* = \pi x_5 / 2l_5$ ,  $y^* = \pi y / W$ ,  $u_{s1} = u_B$ ,  $u_{s2} = -u_B \cdot l_2 / l_1 = u_{s3}$ ,  
 $u_{s4} = u_B \cdot l_2 l_4 / l_1 l_3 = u_{s5}$ ,  $v_{s1} = u_B \cdot W / 2l_1 = v_{s2}$ ,  
 $v_{s3} = -u_B \cdot W l_2 / 2l_1 l_3 = v_{s4}$ ,  $v_{s5} = u_B \cdot W l_2 l_4 / 2l_1 l_3 l_5$ ,

である。式(5.4.2)からわかるように、環流のスケール( $l_1 \sim l_5$ )および境界条件としての湾口浅水域の最大流速 $u_B$ が既知となれば、領域①~⑤の流動場が決定される。ここで重要なことは、 $U_0$ で与えられる潮汐振動流がなければ、環流境界を通じての海水交換が生じないことは明かであり、逆に振動流が存在しても $u_{si}$ ,  $v_{si}$  ( $i=1 \sim 5$ )で与えられる環流がなければ、水

表-5.4.1 計算条件

RUN	セル個数	$u_B$ (cm/s)	$U_o$ (cm/s)	$l_1$ (cm)	$l_2$ (cm)	$l_3$ (cm)	$l_4$ (cm)	$l_5$ (cm)
1	3	0.7	1.4	130	30	80	60	200
2	2	0.4	0.9	120	30	100	0	0
3	1	0.2	0.6	160	0	0	0	0
4	1	0.7	1.4	500	0	0	0	0
5	3	5.0	5.0	130	30	80	60	200

粒子は湾長(x)方向に往復運動するが、振動流の1周期経過後には正確に元の位置に戻るだけで実質的な海水交換は生じない点である。

(3) 計算条件

実験で得られた流動場をもとに計算条件を設定する。このとき、セル境界(側壁面と各環流境界で囲まれる境界線)上も流線とする流動場を仮定する。実験で得られた残差環流の循環 $\Gamma$ の強さ(表-5.3.3参照)およびそのスケール $l_1, l_2+l_3, l_4+l_5$ と本モデルでの流動場の対応性は以下のようなものである。

本モデルで計算される側壁と各環流の境界線で構成される①~⑤の領域で、式(5.4.2)から求まる理論の循環値 $(\Gamma)_{th.}$ は、それぞれ次のように表される。

$$(\Gamma_1)_{th.} = \frac{8 u_B l_1}{\pi} \left\{ 1 + \left( \frac{W}{2 l_1} \right)^2 \right\} \quad (5.4.3)$$

$$(\Gamma_{23})_{th.} = \frac{2 u_B}{\pi} \left\{ \frac{W^2}{2 l_1} \left( 1 + \frac{l_2}{l_3} \right) + \frac{2 l_2}{l_1} (l_2 + l_3) \right\} \quad (5.4.4)$$

$$(\Gamma_{45})_{th.} = \frac{2 u_B}{\pi} \cdot \frac{l_2}{l_1} \left\{ \frac{W^2}{2 l_3} \left( 1 + \frac{l_4}{l_5} \right) + \frac{2 l_4}{l_3} (l_4 + l_5) \right\} \quad (5.4.5)$$

まず式(5.4.3)から、実験で得られた循環値 $(\Gamma)_{ex.}$ とその理論値 $(\Gamma)_{th.}$ が等しくなるように $u_B$ を求める。次に式(5.4.4)より領域②,③の環流、さらに式(5.4.5)から領域④,⑤の環流の中心位置を決定する。このような手順に従い、局所的な流況の変化よりはむしろ平均的な流況、すなわち環流の循環値を合わせることに主眼をおいて、 $u_B, l_1-l_5$ を求める。と表-5.4.1のようである。Run 1, 2, 3はそれぞれ、実験でのCASE Iにおける環流の個数が3個, 2個, 1個に対応するものである。また、Run 4, 5は実験では得られていないが、今回、比較検討するために計算した。Run 4は湾全域に第1環流(half circulation)が1つ形成

され、 $U_0$ ,  $u_B$ は Run1 に準じている。Run5 は環流のスケール長は Run1 に準じ、 $U_0$ ,  $u_B$ を大きくした場合である。

上述の方法で求まる  $u_B$  と実験により得られた湾口部浅水域での残差流速の最大値  $(u_s)_{max}$  の関係を示したものが図-5.4.2である。同図から、残差環流の循環値を合わせることで得られた  $u_B$  は、その残差環流の強さを支配する湾口部浅水域の残差流速と絶対値がほぼ対応しており、数値モデルで設定した条件が実験の境界条件を大局的には満足しているものと考えられる。

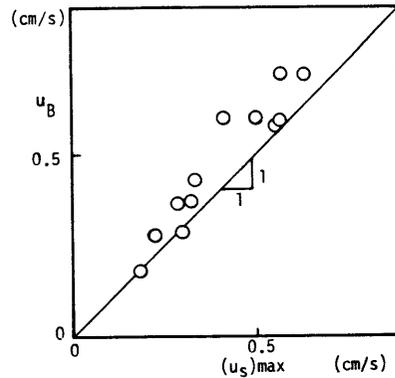


図-5.4.2 残差流速の計算値  $u_B$  と実験値  $(u_s)_{max}$  の関係

#### 4-2 Lagrange 的手法による物質粒子の追跡<sup>17)</sup>

物質輸送は、従来移流拡散方程式を解くことによって検討されるのが普通であったが、これはあくまで簡便法であって、本来物質輸送の問題は注目する物質群を構成する1つ1つの物質粒子が移動していく道筋をたどる Lagrange 的手法によってのみ解決できる問題である。

Lagrange 的手法は、観測ではブイの追跡に代表される方法であるが、流れの場を求める手法として用いられることが多かった。現地海域で多数のブイを同時に追跡するのは多くの困難を伴うけれども、数値シミュレーションでは容易である。すなわち、式(5.4.1)で与えた流動場の Euler 的な時間的変化が求まると、 $i$  番目の粒子の時間  $t_m$  における位置  $X_i(t_m)$  は、 $X_i(t_{m-1})$  のまわりに、Taylor 展開した次式で、物質粒子の位置を時々刻々追跡することができる<sup>26)</sup>。ただし、乱れが海水交換に及ぼす影響も評価できるように乱れ成分を考慮している。

$$X_i(t_m) = X_i(t_{m-1}) + u'_i(t_m) \cdot \Delta t + \int_{t_{m-1}}^{t_m} u \{X_i(t_{m-1}); t\} dt + \int_{t_{m-1}}^{t_m} \left[ \int_{t_{m-1}}^t u \{X_i(t_{m-1}); t'\} dt' \cdot \nabla_H u \{X_i(t_{m-1}); t\} \right] dt \quad (5.4.6)$$

ここに、 $u'_i(t_m)$  : 乱れ成分、 $u(X_i(t_{m-1}); t)$  : 時刻  $t$ 、位置  $X_i(t_{m-1})$  における流速ベクトル、 $\nabla_H = k_1 \partial / \partial x + k_2 \partial / \partial y$ 、 $k_1, k_2$  :  $x, y$  方向の単位ベクトル、 $\Delta t$  : 時間間隔である。 $\Delta t$  を小さくすることによって、式(5.4.6)右辺第4項のシア-に関する項まで残して、より高次の項を省略する。

なお乱れ成分  $u', v'$  は、平均流速のシア-勾配に比例するとし、次式で表されるものとする。

$$u' = \ell_x' \left| \partial u_s / \partial y \right|, \quad v' = \ell_y' \left| \partial u_s / \partial y \right| \quad (5.4.7)$$

ここに、 $\ell_x' = \alpha_1 \cdot \ell' / A$ ,  $\ell_y' = \alpha_2 \cdot \ell' / A$ ,  $A = (\alpha_1^2 + \alpha_2^2)^{-1/2}$ ,  $\alpha_1, \alpha_2$ : 単位円上の1点の座標における互いに独立な乱数,  $\ell'$ : 混合距離である。ただし、この乱れによる海水交換状況を検討した結果、設定した条件下では、交換量や交換率がほとんど影響せず、交換に関与する水粒子の存在範囲が、乱れがあることによって若干変化を受けるだけである。以下の議論では、特に乱れの効果は考慮していない。

このようにして、潮流の1周期にわたって水粒子を追跡すると、一般に沿岸域では元の位置に戻らない。この元の位置に戻らないということ（いわゆる Lagrange drift）が、長期の時間スケールで見た場合に、潮流が物質を輸送することができることの基本的条件である。なお、本計算では上げ潮最盛時を追跡開始時刻とした。

#### (1) 湾内での年齢組成と位置組成

湾内の長期的な物質輸送や交換機構には、流れの振動成分よりも分散の効果を含めた恒流成分の寄与が大きいことは前節で述べた通りである。そこで、湾内物質が各水域に存在する分散機構（特に恒流）によって、どのような経路をたどり（履歴効果）、どの程度の期間で湾外に流出していくかが、湾全体の交換性を直接的に解明する上で必要となる。それには、湾内物質の湾外に出る移動経路（位置組成）と、その経過時間（年齢組成）を物質の Lagrange 的追跡から求めることが有効である<sup>1)</sup>。

図-5.4.3は、3個の残差環流が形成される Run1（表-5.4.1参照）の条件下で、初期条件として長方形湾に  $8 \times 49$  個の水粒子を等間隔（10cm）に配置し（同図(a)参照）、時間経過とともに追跡した水粒子が、どのような空間分布になるかを定性的に示したものである。

第1環流内の水粒子は、環流が閉じていない half circulation であるので、浅水域から深水域への一方向的な流出が生じ、その一部は環流境界付近で第2環流域内にトラップされる。第2環流域では、その領域内の水粒子が第1環流の流出方向（同図上側）と第3環流内への流入方向（同図下側）に分割され、実質的な海水交換が隣り合う残差環流の境界付近において生じている。このように、周期を増す毎にきわめて細い帯状に水粒子が伸びていくことは重要なことで、現地の海域ではこの水塊は乱流拡散の影響で周辺の海水と混合し、実質的な拡散が起きるものと考えられる。また第3環流域では、環流内を移動するのみで、潮汐振動流と残差流の流速  $U_0$ ,  $u_B$  を大きくした Run5 においても顕著な差異は認められず、湾奥部の水粒子は容易に第2環流内へ移動しないことを示している。

また図-5.4.4は、同一条件下（Run1）で第1～3環流内の水粒子が時間の経過と共に、どのように他の領域内に移動して行くかを定量的に表したものである。同図(a)に示したように、第1環流内にある水粒子は、10周期もすれば第2環流へトラップされる一部を除いて、大

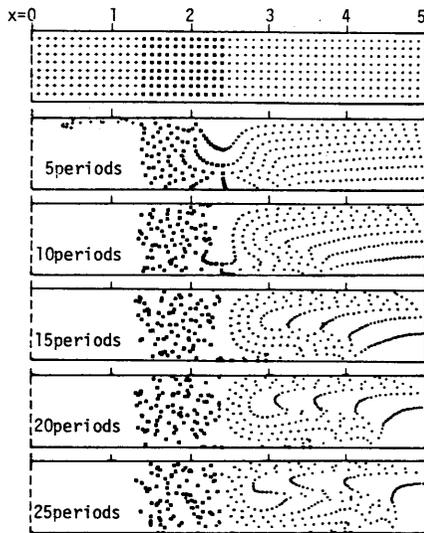


図-5.4.3 水粒子の空間分布の時間変化 (RUN 1)

部分は湾外に流出する。しかし、第2環流内にある水粒子は、一部は第3環流に取り込まれるものの、大部分がその環流内に存在しており(同図(b))、第3環流に至っては全く外部へ移動しないものとなっている(同図(c))。この傾向は、長時間(100周期)の結果からも確かめられている。

また、湾口部に第1環流のみが形成される Run 3 の条件では、上述と同様に第1環流内の水粒子

は湾外に流出し、外海水と湾内水の海水交換が生じるが、第2、3環流域に相当する領域(停滞域)は、振動流によって移動するだけで実質的な海水の移動は生じない。同様な傾向は、残差環流が2個形成される場合(Run 2)にも見られる。

一方、第1環流(half circulation)が湾全域に広がった場合(Run 4)を、Run 1 と同一の湾口境界条件で求めた例が図-5.4.5である。同図から、湾全体に循環流が生じる場合(Run 4)には、時間の経過とともに水粒子の残留量は減少し、最終的には湾内水がすべて湾外へ流出することがわかる。

一般に、閉鎖性海域では、湾口部に形成される循環流(第1環流)から隔離された形で、湾内部に停滞性水域が存在している。当然のことながら、この第1環流の空間スケールが湾全体

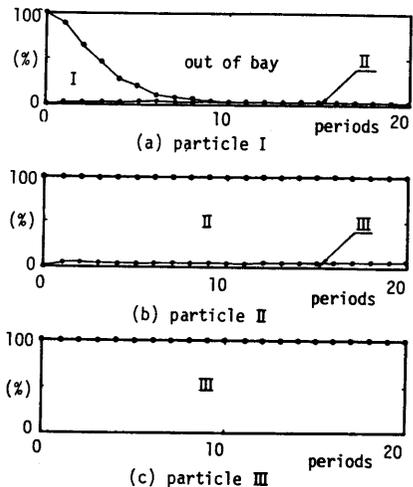


図-5.4.4 水粒子のトラップ領域の時間変化 (RUN 1)

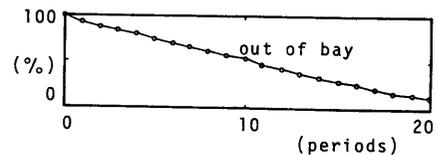


図-5.4.5 水粒子の湾全体の残留量 (RUN 4)

に対して占める割合が大きいほど、外海水との海水交換は顕著に行われる。この循環流域と停滞性水域の海水交換は、停滞性水域自体が単なる淀みとして形成される場合（Run3）には、全く行われない。またRun1, 2のようにその領域内に循環流（閉鎖型循環流<sup>23)</sup>が存在する場合にも、循環流域と停滞性水域の海水交換という観点からは顕著な変化は見られないが、物理的に閉鎖された水塊を形成するという点で興味深い。たとえば、閉鎖型循環流は停滞性水域内で、富栄養な河川水を一定期間取り込み滞留することから、物質収支や生態系に与える影響は大きく、そのため、循環流水域で強く発生する貧酸素水塊の形成を裏付ける大きな要因となっている。さらに、停滞性水域全体の水塊形成にとってこの循環流の役割は重要で、水塊内の物理的バランスを保つ作用をもち、水塊内の核になっていると考えられる<sup>23)</sup>。

## (2) 湾内水の海水交換と滞留時間

いま、問題にしているような「物質が入れ換わる」ということは、ある時刻に任意の空間内に存在している物質が、時間の経過と共に空間外に出て減少していくことであると言える。このように考えれば、各々の物質要素が対象とする空間領域外へ出ていくまでに要する時間の平均値を入れ換わりに要する時間の目安と考えることができる。

図-5.4.6に示すように、時刻 $t=0$ に海域内に総量 $R_0$ の物質が供給されており、時刻 $t$ には、海域内に $R(t)$ だけ残留していたとする。時刻 $t$ に海域外に出る物質量は、単位時間当たり $-dR(t)/dt$ であるから、

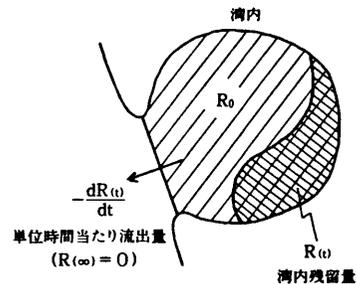


図-5.4.6 滞留時間の概念図<sup>1)</sup>

$$T_r = \frac{1}{R_0} \int_0^{\infty} t \left( -\frac{dR}{dt} \right) dt = \frac{1}{R_0} \int_0^{\infty} R(t) dt \quad (5.4.8)$$

を考えれば、 $T_r$ は各物質要素が領域内に存在する時間の期待値(滞留時間)である<sup>1)</sup>。さらに、 $r(t) = R(t)/R_0$ とおけば、

$$T_r = \int_0^{\infty} r(t) dt \quad (5.4.9)$$

と示すことができる。この $r(t)$ が水粒子の残余関数である。したがって、海水交換の定量的な扱いについては、対象水域に含まれる物質の残留量(または減少量)の時間変動を明らかにし、水域の全体物質に対する残余関数を求めて、これから対象海域に存在する物質の湾外に出ていく期待値としての滞留時間を評価すればよいことになる。

滞留時間の特徴は、連続や瞬間などの供給源形態には無関係に、ある時刻において対象とした物質のその後の挙動を表現する概念であることである。そしてまた重要なことは、この概念は、物質輸送機構が定常であることを本質的に必要としない。たとえば、海洋構造の季節的な変化によって物質輸送機構が変化する場合でも、どの時期を初期条件とするかを決めれば、滞留時間の概念は成立する。したがって、ある海域について一義的な滞留時間というものには存在せず、滞留時間には、常に「どのような初期条件の」、「どのような空間内における」滞留時間であるかを設定することが必要である<sup>27)</sup>。

表-5.4.2は、各 Run における残余関数と水域内の残留量(%)に対する滞留時間をそれぞれ示したものである。湾全体としての滞留時間は、湾内の残留量の時間変化から残余関数を2次指数関数で近似した場合には、以下のように表すことができる。

$$T_r = \int_0^{\infty} \exp(-a^2 t^2 - bt + c) dt = \exp(cb^2 / 4a^2) \cdot \text{Erfc}(b / 2a) / a \quad (5.4.10)$$

ここで、a, b, c: 定数, Erfc: ガウスの余誤差関数である。

ただし、同表において、残差環流のセル個数が複数および単一でもそのスケールが湾口部に限られる場合には、(1)で述べたことからわかるように、時間の経過とともに残留量が減少せずある一定値となることから、湾全体としての残留率は残余関数を2次指数関数では表現できなくなるので、便宜上表中には推定可能な範囲についてのみ数値を記入している。

同表から、残差環流のスケールが湾長よりも小さい Run 1, 2, 3 では、湾内に形成される残差環流の個数に関係なく、その残留量が70%以下にならない。一方、湾長と環流のスケールが等しい、すなわち第1環流が湾全域に広がる Run 4 では、湾内水と外海水の海水交換が効果的に行われて、残留量が50%になる半減期は、10周期程度である。このことから、残差環流と振動流による海水交換に寄与するのは、湾口部付近に限られ、残差環流のセル個数および

表-5.4.2 残余関数と交換時間

RUN	残余関数 $r(t)$	交換時間(周期)				
		90%	80%	70%	60%	50%
1	$25.5 \cdot \exp(-0.244 t) + 74.5$	2.0	6.3	—	—	—
2	$24.0 \cdot \exp(-0.156 t) + 76.0$	3.5	11.5	—	—	—
3	$26.0 \cdot \exp(-0.008 t) + 74.0$	7.8	13.5	—	—	—
4	$100.0 \cdot \exp(-0.0034 t^2 - 0.032 t)$	2.6	4.7	6.6	8.4	10.3
5	$39.0 \cdot \exp(0.0066 t^2 - 0.318 t) + 61.0$	1.0	2.4	—	—	—

そのスケールが湾内部でどのように分布しているかによって、その海域固有の浄化能力が決定されている。

上述したように、滞留時間は、水塊が存在する時間の期待値として定義された。しかし、それは水塊間の物質代謝効果としての評価であって環流セル内に含まれる水塊が自己混合しながら、その水塊自体の固有な特性を維持していくという効果を考慮できない点に注意しなければならない。この水塊の固有特性を維持する機能は、たとえば塩分を例にとれば、湾内水塊に関しては淡水の流入と水塊内の混合・攪拌であり、塩分の恒常性である。したがって、湾全体としての浄化能力を評価する場合、各環流のセル内の水塊分布特性がどのように均一化するかという内部領域の物質輸送機能を把握するとともに、湾口境界での交換機能を把握しなければならない。

## 第 5 節 結 言

以上、潮汐波の進行方向に対して垂直(岸沖方向)に海底が傾斜した海域において、従来の解析解では無視して扱われていた岸沖方向の水面勾配と流速成分  $v_T$  を考慮し、その水平・鉛直シアーと各流速成分の相互作用によって生じる残差流  $V_{s^*}$  を、生成項別に取り上げて、潮流の基本成分の振幅分布如何による  $V_{s^*}$  の鉛直分布の違いについて述べた。得られた結論を列挙すれば以下のようなものである。

- ① 潮汐波は、trapped mode となる  $\tan \theta = 1/100$  では、海域奥浅水部で水位の最大振幅が生じ、基本流速成分の楕円長軸はその方向へ偏向する。
- ② 残差流の生成項別の鉛直分布を求めた結果、まず、潮流の基本成分の振幅が、鉛直方向に膨らみを持つ場合、 $u_T$  と  $v_T$  の水平シアーの相互作用による項は、オーダー的には小さいものの、表層および底層付近で岸方向流、その中層で沖方向流という 3 層構造となりうることを示した。しかし、 $w_T$  と  $v_T$  の鉛直シアーの相互作用による項および  $v_T$  の鉛直シアーとそれ自身の相互作用による項の残差流は、同程度の大きさで、その鉛直分布は底層で岸方向流、表層で沖方向流の 2 層構造をしている。
- ③ 一方、潮流の基本成分の振幅が、鉛直方向に膨らみを持たない場合には、 $u_T$  と  $v_T$  の水平シアーの相互作用による項は、他の場合と同様 2 層構造をしており、膨らみを持つ場合に比べて、そのオーダーは大きい。
- ④ また、残差流が岸沖方向に移動しない中立点は、振幅の膨らみがある場合には、ない場合に比べ、低い位置となり、底面せん断応力の定常成分が大きくなる。
- ⑤ 全シアーを含んだ残差流  $V_{s^*}$  の鉛直分布は、潮流の基本成分が、鉛直方向に膨らみを持つ、持たないにかかわらず、底層で岸方向流、表層で沖方向流となる 2 層構造をしており、浅水域

で上昇する鉛直循環流が存在しうる。

実際の海域では、鉛直循環流が形成されるには密度分布、水平・鉛直的な乱れ、湾の水深や幅の変化、海面を吹く風、地形による擾乱、さらには水平的な残差流との相互作用など様々な影響を受けるので<sup>8)</sup>、潮汐による鉛直循環流を現地観測の中で定量化することは現在まだ困難と思われる。しかし、一般に潮流は鉛直および水平的にシアを持っており、潮汐波の進行方向と垂直に海底傾斜が存在する場合には、潮汐波は常にその進行方向と岸沖方向に水平・鉛直的な残差環流を生成する潜在力を持っていると言える。

ついで長方形湾の底面に一様に傾斜した場合（台形断面）において、湾口部で生じる潮汐振動流のシア構造が、底面勾配とどのように関係し、潮汐残差環流の形成過程に及ぼす影響を実験的に明らかにし、また、その流動場が湾口部境界での海水交換機構や内部の物質輸送機構とどのように係わっているかを単純な数値モデルから考察した。その主要な結論は以下のようである。

- ⑥ まず、底面が傾斜した3次元流動場において、第3章で述べた差温式微流速計による内部流速の測定を行った。x（湾長）方向の流速  $u$  は、周期性、再現性ともに安定しているが、y（幅）方向の流速  $v$  については、それらが不安定になる場合もあるので、流速計の指向特性の判断基準として、流速  $v$  の時間波形から、その自己相関係数が 0.8 以上の値を有為な値とした。その結果、理論解析にも生じた湾奥部へ進むにつれて深水域から浅水域へ潮流楕円の長軸が偏向する傾向が実測された。
- ⑦ 底面勾配が急 ( $\tan \theta = 1/6$ ) になると、水深条件との関係で、湾口境界での流れの水平シアが顕著に生成され、残差環流の形態（その個数とスケールの変化）に影響を及ぼす。
- ⑧ また、その流動場の上げ潮および下げ潮時の水平渦度分布から、残差環流の渦度の生成機構をマクロ的に説明し、残差環流の循環特性が特徴づけられた。
- ⑨ 湾口部における流れの水平シア分布に依存する水平残差環流と潮汐振動流の関係を基本的に明らかにするために、湾口部に形成される残差環流を Kirchhoff の2次元楕円渦と仮定し、両者の運動エネルギーの比を定義した。そのパラメータと水平残差環流の個数の関係から、その個数およびそれが安定化する程度を表す指標として循環流安定数を新たに提案した。
- ⑩ 数値シミュレーションから、湾口部に形成される残差環流（第1環流）の強さとスケールが、湾口境界での海水交換機構を大きく支配するが、湾奥部の残差環流（第2、3環流）は、湾内部の物質輸送機構を支配し、その領域内部の水塊の固有特性を強めるので、停滞性水域全体の水塊形成にとって重要な核となっている。

## 参考文献

- 1) 上嶋英機：瀬戸内海の物質輸送と海水交換性に関する研究，中国工業技術試験所研究報告，第1号，p.179,1986.
- 2) Johns, B. : Physical Oceanography of Coastal and Shelf Seas, Elsevier, pp.321~356, 1985.
- 3) J. van de Kreeke : Physics of Shallow Estuaries and Bays, No.16, Springer-Verlag, pp.42~129,1986.
- 4) Zimmerman, J.T.F. : Dynamics, Diffusion and Geomorphological Significance of Tidal Residual Eddies, Nature, vol.290, No.16, pp.549~555,1981.
- 5) 安田秀一・山崎宗広：剝離による潮汐残渣流に関する実験的研究，中国工業技術試験所報告，No.10，pp.53~69，1980.
- 6) 安田秀一：陸岸境界層による潮汐残渣流に関する理論的研究，中国工業技術試験所報告，No.12，pp.1~15，1980.
- 7) 安田秀一：境界層に起因する潮汐残差流と物質分散，中国工業技術試験所研究報告，No.3，p.81，1987.
- 8) 安田秀一：密度の均質な湾内の潮汐による鉛直循環流，中国工業技術試験所報告，No.16，pp.21~40,1982.
- 9) 安田秀一：境界層による潮汐残差流系——その方程式と湾長が任意の場合の解——，中国工業技術試験所報告，No.19，pp.67~86,1983.
- 10) H.Yasuda: Horizontal Circulation Caused by the Bottom Oscillatory Boundary Layer in a Bay with a Sloping Bed, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, vol.40, pp.124~134,1984.
- 11) 高木不折・和田 清：底面境界層に起因する潮汐残差流の生成構造，土木学会論文集，II-9，第393号，pp.87~94，1988.
- 12) H.Schlichting : Boundary Layer Theory, 6th ed., McGraw Hill,1966.
- 13) 堀川清司編：海岸環境工学——海岸過程の理論・観測・予測方法——，東京大学出版会，pp.92~96，1985.
- 14) 寺本俊彦編：海洋物理学I（海洋学講座1），東京大学出版会，pp.93~130，1980.
- 15) 富永政英：海洋波動——基礎理論と観測成果——，共立出版，pp.471~527，1976.
- 16) 鷺見栄一：浅海域の海底境界層と物質の動き，沿岸海洋研究ノート，第18巻，第2号，pp.88~99,1981.
- 17) 田野弘明：内湾の物質分散過程における潮流場の特性に関する研究，名古屋大学工学部土木工学科卒業研究，p.18,1988.3.

- 18) 堀田齊応：差温式微流速計による潮流場の計測，名古屋大学工学部土木工学科卒業研究，  
p. 16, 1986. 3.
- 19) 高木不折，和田 清：海底傾斜を持つ内湾における潮汐残差流の実験，土木学会第41回年  
次講演会概要集，pp. 677～678, 1986.
- 20) Kashiwai, M. : Tidal Residual circulation Produced by a Tidal Vortex, Part 1: Life  
History of a Tidal Vortex, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 40, pp. 279～294, 1984.
- 21) Kashiwai, M. : Tidal Residual circulation Produced by a Tidal Vortex, Part 2: Vor-  
ticity Balance and Kinetic Energy, J. Oceanogr. Soc. Japan, vol. 40, pp. 437～444,  
1984.
- 22) Imasato, N.: Application Limit of Tide-Induced Residual Current Theory (Criticism  
of Previous Studies on a Circular Tide-Induced Residual Current), J. Oceanogr.  
Soc. Japan, vol. 43, pp. 319～331, 1987.
- 23) 海洋科学技術センター・海域制御技術研究会編：(セミナー) 海域制御と科学技術， p. 261,  
1988. 6.
- 24) 樋端保夫：潮流制御による瀬戸内海環境保全技術に関する研究，中国工業技術試験所報告，  
p. 20, 1986.
- 25) 大西行雄・国司秀明・吉松康公・秋友和典：内湾の物質分散過程における潮流と恒流の相  
乗効果，京都大学防災研究所年報，第23号 B-2, pp. 319～332, 1980.
- 26) 国司秀明：潮流による海水交換(Euler-Lagrangeの手法を用いた数値実験)，科学研究費補  
助金一般研究(B)研究成果報告書， p. 59, 1982.
- 27) 武岡英隆：海水交換の物質輸送の概念について，愛媛大学紀要，第Ⅲ部(工学)，第9巻，  
第4号， pp. 287～298, 1981.



## 第6章 結 論

本論文において、閉鎖性海域の海水流動機構、とりわけ長期的な物質輸送に影響を及ぼす潮汐残差流の生成・維持機構とその海域の海水交換性に関する研究を行い、その成果について述べたが、本章では得られた主要な研究成果を要約して、本論文の結論としたい。

第1章において、閉鎖性海域を代表する内湾域では、閉鎖的であるが故に複雑な流動場と水質環境が形成され、海洋生態系に係わる物理過程を含めた閉鎖性海域の物質輸送機構の基本的理解や停滞性の著しい水域の水質改善を目的とした流況制御の観点からは、第一に流動場のシア構造と密接に関係した恒流の成因、特に潮汐残差流の生成・維持機構とシア効果による物質分散機構の把握が重要であることを主張し、各章の概要を示した。

第2章では、まず伊勢湾を閉鎖性海域の代表例として取り上げ、内湾全域の水塊分布の物理的性格を大局的に明らかにするために、河川水の流入量の多い豊水期（5月～9月）と河川流量の少ない渇水期（11月～1月）の対照的な時期に分け、自然界の外的条件による作用の結集として象徴される水塊分布とその形成過程の実態について考察した。解析内容としては、伊勢湾を対象とした定期的現地観測資料およびリモートセンシング情報による海面熱画像資料である。

これらの結果を総合して述べると、豊水期には、濃度の高い濁水を含む木曾三川の河川水が全体として明確な濁度フロントを保持しながら、伊勢湾西岸に沿って湾口部へ流出するが、渇水期では、伊勢湾東岸に沿って分布し、その河川水の流出パターンが、両時期で全く異なることが示された。さらに、伊勢湾全域での水温・塩分の季節的変動からは、夏期（豊水期）と冬期（渇水期）で水塊の形態が大きく異なり、河川水が湾内部に流入する夏期では、湾内に低塩高温の水塊が、湾口部には高塩低温な水塊が形成され、夏期の水塊分布は成層が著しく、湾内部全体に水塊の3次元的な構造を示すものである。一方、冬期では夏期の形態と大きく異なり、塩分・水温とも鉛直的に均一で、縦断方向としては、外海部で高く湾奥部で低い勾配をもつ水平1次元的水塊分布の存在が確認された。また、冬期の湾口部では、高温な外海水と低温な内湾水との間に、鋭い海洋フロントの形成が生じていた。さらに、伊勢湾では、各海域の海況特性が地形形状によって潜在的に決定されている部分が少なくなく、海峡部と湾内では、駆動力である潮流の強さが明らかに異なり、各水域の海洋構造が特徴づけられることを示した。

次いで、伊勢湾の特性を代表する閉鎖的な知多湾を例に取り上げ、水理模型実験から、水塊分布の形成に影響を及ぼす潮流や恒流などの流動場の構造が、海底地形や陸岸地形（防波堤開口部）、外力（潮汐条件）などの境界条件および密度成層状態とどのように関わっているかを考察しつつ、物質輸送や海水交換機構に係わる物理的な構造の把握を行った。

まず、潮汐残差流の生成機構については、上げ潮と下げ潮最盛時の流況が大きく関与していることから、それらの時点における湾内の水平渦度分布から、潮流自身の非線形性が強くなると、

両方の潮時で渦度が同符号となり、1周期平均をとると、両者の差引で湾内には正の渦度が蓄積し、残差環流が発達するものとしてそのマクロ的な生成機構の理解を示した。さらに、新たに導入した仮想平均渦度を用いて、湾内全体について現地換算した最盛時の仮想平均渦度と潮汐残差流速の空間平均値との関係から、海底地形・陸岸地形(防波堤開口部)の有無、潮位差の大小、密度成層状態の有無、さらには歪度の違いなどには強く影響されず、流況として発生する渦度が潮汐残差流の大きさを決定する最も重要な要素であることを指摘した。加えて、潮汐振動流である潮流にシアや位相の空間分布があればドリフトが生じて、水粒子は1周期後には元の位置に戻らず、この効果は海峡部のように潮流の流速が大きいところで顕著に現れ、効果的に海水交換が生じる可能性があることを理論的に説明し、また潮汐残差環流が卓越する海域では、残差流自身によって外海性の水塊を湾奥部へ、環流周辺部の沿岸性の水塊を海峡部へ輸送し、湾内水と外海水との交換は、主に海峡部周辺の潮汐振動流の輸送効果によって直接行われていることを現地観測結果から概観した。

潮流のように流速の振幅と位相が絶えず時間的に変化している流れ場の内部構造(水平・鉛直シア)の把握は、それに直接関与する潮汐残差流の生成・維持機構、物質分散機構および湾内水と外海水の海水交換機構を理解する上で必要不可欠であり、第3章では、特に緩流速域での流動場を計測する目的で、安定性の高い流速計としてトレーサー法を原理とする差温式微流速計を開発し、その基本的特性を検討するとともに、水理実験から長周期波動場においてその適用性を検証した。これらから、差温式微流速計の作動原理を理論的に検討した結果、本流速計は原理的に流速が小さくなるほど、流速に対する温度差の変化率が大きく、流速が小さいほど流速計としての感度が高くなることなどが理論的に示された。また、流速計は速度変化に対して敏感に応答し、ほとんど時間遅れなしでとらえることができるが、その絶対値を求める場合には、流速計の応答時間(9.0s)を考慮する必要がある。さらに、基本的検定として温度検出部および熱源部の放熱特性の検定を必要とするが、実用上は通常の流速検定と同様に一定速度で走行する検定台車で校正曲線を作ればよいことを示し、2次元流動場への適用はあらかじめ流速計の指向特性を十分に検討する必要があることを述べた。

第4章では、流れ場のシア構造に直接関与する潮汐残差流の生成・維持機構の基本を明らかにするために、鉛直2次元場を考え、流れの鉛直シア勾配の大きな底面境界層に起因する潮汐残差流に着目した。この底面境界層は、底面付近に存在する粘性力の卓越した領域であり、底面摩擦応力がこの境界層を介して、流れ場に鉛直シアを与えている。また、潮流のような長周期波動場では、境界層厚が大きくなるために、その内部の流動場については、水深が境界層厚よりも十分大きい条件下で求められた従来の理論解(近似解)を適用できない。そこで、まず、境界層厚が水深よりも大きい場合を含めた流動場を理解するために、摂動法により、自由表面における流速の境界条件を満足する理論解(厳密解)を新たに誘導し、従来の近似解では限定されていた適

用範囲を、相対水深比  $h^*$  の全ての範囲に拡張した。この理論解(厳密解)と従来の近似解の比較から、定常成分を含めた流動場と底面摩擦応力の特性を考察しつつ、新たに求めた理論解(厳密解)によって、近似解の適用範囲外でのそれらの特性を吟味した。その結果、流速と底面せん断応力の基本振動成分と定常成分において、厳密解と近似解は、相対水深比  $h^* = 20$  程度で両者はほとんど一致するが、従来の近似解の適用限界と言われている  $h^* = 5$  では、10 %程度の誤差を生じること、また、その適用限界を境にして  $h^*$  に対するそれらの変化率が異なり、 $h^* < 5$  の範囲で最大値をとることなどが新たに明らかにされた。さらに、潮汐残差流の鉛直分布は相対水深比  $h^*$  によって大きく変化し、 $h^*$  が小さい場合には2層構造、 $h^*$  が大きい場合には3層構造の鉛直分布となり、底面付近の残差流の向きは、 $h^*$  に関係なく常に湾口向きであり、底面摩擦応力の定常成分は湾奥向きに常時作用することが指摘された。

ついで、水理実験により、Shear Meter による底面摩擦応力の直接測定、また第3章で述べた差温式微流速計などによる内部流速の計測を合わせて行い、理論解析で指摘された流動場の支配パラメータの一つである相対水深比  $h^*$  を基にしながら、底面摩擦応力の特性を流況特性と関連づけて検討を加えた。さらに、これら流速と底面摩擦応力の定常成分を含めた底面摩擦係数を定義し、Reynolds 数との関係で定式化を行い、従来の底面摩擦係数に対する提案式と比較した。これらの結果より、水位、流速(境界層外縁近傍、底面近傍)および底面摩擦応力の時間波形から、水位と境界層外縁近傍の流速の位相差は  $\pi/2$  程度で、完全重複波の様子を示しているが、境界層外縁近傍の流速と底面摩擦応力の位相差は理論値 ( $5\pi/4$ ) よりも小さくなること、また、底面近傍の流速で定義した Reynolds 数が  $10^4 \sim 10^5$  の範囲では、相対水深比  $h^*$  の減少につれて、底面近傍流速および底面摩擦応力の実験値は理論値(近似解)よりも上回る傾向にあり、特に  $h^* < 10$  では、自由表面付近とその下部領域の流速の位相差が、その傾向に大きく寄与し、それらの定常成分と振動成分の最大値の比は、 $h^* = 5$  において、それぞれ 0.1, 0.2 程度であることを述べた。さらに、実験によって得られた底面摩擦応力と底面近傍の流速から、底面摩擦係数 ( $f_{max}$ ) を Reynolds 数の関数として求めた結果、両者の定常成分を含めた場合には、理論値(近似解)よりも大きくなることが明らかにされた。加えて、定常成分を含めた Reynolds 数および底面摩擦応力は、 $h^*$  の関数で表現可能となるため、底面摩擦係数についても  $h^*$  の関数として定式化がされ得ることを示し、相対水深比  $h^*$  が流速および底面摩擦応力を大きく支配し、残差流を考える上で、重要なパラメータとなることが示された。

第5章では、第4章で述べた一様水深の鉛直2次元の流動場を基礎に、底面が傾斜した3次元的な流動場を想定することにより、流動場の3次元性、すなわち水平・鉛直シアアの分布が潮汐残差流の生成・維持機構とどのように関与しているかを基本的に明らかにした。まず、海底傾斜の効果が基本的にどのような循環流を生成するかを把握する目的で、潮汐波の進行と垂直な方向に海底が一様に傾斜した海域を取り上げ、水面勾配を2次的に考慮し、潮汐振動流の流動場を

3次元的に解析した結果、従来水平・鉛直循環流の生成要因として考えられていた吹送流および密度流だけでなく、海底傾斜と底面境界層による相互作用が、水平循環流のみならず鉛直循環流の生成要因となることを理論的に指摘した。

次に、底面勾配を変化させた水理実験により、湾口部における流れのシア構造と、湾内部に形成される水平残差環流(循環流)の形態(環流の個数とそのスケール)が密接に関与していることを指摘し、上げ潮および下げ潮時の流況の水平渦度分布の対称性から、マクロ的な水平残差環流の生成機構とその循環特性が明らかにされた。また、湾口部における流れの水平シア分布に依存する水平残差環流と潮汐振動流の関係を基本的に明らかにするために、湾口部に形成される残差環流(第1環流)をKirchhoffの2次元楕円渦と仮定し、両者の運動エネルギーの比と、残差環流の個数との関係から、水平残差環流の個数およびそれが安定化する程度を表す指標、循環流安定数を新たに提案した。加えて、実験で得られた残差環流形態に類似した現地観測例を挙げた。さらに、実験結果から得られた潮汐振動流および水平残差環流を単純にモデル化し、Lagrange的手法に基づく数値シミュレーションによって、潮汐振動流と残差環流が、湾内部領域の物質輸送機構や湾口境界での外海水との海水交換にどのように関わっているかを考察した。その結果、湾口部に形成される残差環流(第1環流)の強さとスケールが湾口部での海水交換機構を大きく支配するが、湾奥部の残差環流(第2,3環流)は、湾内部の物質輸送機構を支配し、その領域の水塊の固有特性を強めるので、停滞性水域全体の水塊形成にとって重要な核となっていることを述べた。

## 謝 辞

本研究を遂行するに当り、全過程にわたって終始暖かい御指導と御鞭達を賜わった名古屋大学 高木不折教授，終始一貫して熱心な御教示と適切な御助言を頂いた名古屋大学 岩田好一朗 教授ならびに懇切な御教示を賜った 松林宇一郎 助教授に深く感謝の意を表するとともに，著者の残差流研究の端緒より御鞭撻を頂いた豊橋技術科学大学 中村俊六 助教授に心から感謝致します。

また本研究のまとめに際し，適切な御助言と御激励を頂いた豊橋技術科学大学 四倉信弘 教授，広島大学 開発一郎 講師ならびに名古屋大学 原田守博，水谷法美 両助手，野村真一技官に深く感謝致します。

さらに，本研究の主体をなす水理実験において，共同で研究を進め熱心な御協力を頂いた当時豊橋技術科学大学 大学院生 木下 猛（現パシフィック・コンサルタント），名古屋大学学部生 津山弘之（現半田工業高校教諭），堀田斉広（現谷口宝飾），田野弘明（現水資源開発公団）各氏をはじめ，名古屋大学大学院生 富田孝史，学部生 北村浩幸 両氏に御礼申し上げます。

最後に，本研究のまとめに際して，熱心な御討議を頂いた通産省工業技術院中国工業技術試験所海洋工学研究室の上嶋英機室長をはじめ，安田秀一氏他研究員の方々に対して深く感謝するとともに，貴重な資料を提供して頂いた運輸省第五港湾建設局他，関係各機関に対して謝意を表します。

(Appendix 1) 差温式微流速計の測定原理

2次元の熱移流拡散方程式は以下のように記される.

$$\frac{\partial T_p}{\partial t} = K_d \left( \frac{\partial^2 T_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_p}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial T_p}{\partial x} - v \frac{\partial T_p}{\partial y} \quad (\text{A-1-1})$$

この方程式の解は、連続熱源の場合にはz軸に一致する線状熱源の単位時間単位長さ当りの発熱量を熱容量で除した強さをqとして以下のように表すことができる.

$$T_p = \frac{q}{4\pi K_d} \cdot \int_0^t \exp \left[ - \frac{\{x-u(t-t')\}^2 + \{y-v(t-t')\}^2}{4 K_d(t-t')} \right] \frac{dt'}{t-t'} \quad (\text{A-1-2})$$

さらに、被積分項は以下のように展開して、

$$\begin{aligned} - \frac{\{x-u(t-t')\}^2 + \{y-v(t-t')\}^2}{4 K_d(t-t')} &= \frac{r^2}{4 K_d(t-t')} - \frac{u x + v y}{2 K_d} + \frac{(u^2 + v^2)(t-t')}{4 K_d} \\ &= \frac{r^2}{4 K_d(t-t')} - (\alpha_u x + \beta_v y) + K_d(\alpha_u^2 + \beta_v^2)(t-t') \end{aligned} \quad (\text{A-1-3})$$

となる。ここで、 $\alpha_u = u / 2 K_d$ 、 $\beta_v = v / 2 K_d$ である。これらから、

$$T_p = \frac{q}{4\pi K_d} \cdot \int_0^t \exp \left[ - \frac{r^2}{4 K_d(t-t')} - (\alpha_u x + \beta_v y) + K_d(\alpha_u^2 + \beta_v^2)(t-t') \right] \frac{dt'}{t-t'} \quad (\text{A-1-4})$$

ここで、座標変換 $\xi = r^2 / \{4 K_d(t-t')\}$ を行えば、

$$\begin{aligned} T_p &= \frac{q}{4\pi K_d} \cdot \int_{r^2/4K_d t}^{\infty} \exp \left[ - \xi + (\alpha_u x + \beta_v y) - \frac{(\alpha_u^2 + \beta_v^2) r^2}{4 \xi} \right] \frac{d\xi}{\xi} \\ &= \frac{q}{4\pi K_d} \cdot e^{\alpha_u x + \beta_v y} \int_{r^2/4K_d t}^{\infty} \exp \left[ - \xi - \frac{(\alpha_u^2 + \beta_v^2) r^2}{4 \xi} \right] \frac{d\xi}{\xi} \end{aligned} \quad (\text{A-1-5})$$

となる。さらに、定常状態( $t \rightarrow \infty$ )を想定すれば、

$$\begin{aligned} T_p &= \frac{q}{4\pi K_d} \cdot e^{\alpha_u x + \beta_v y} \int_0^{\infty} \exp \left[ - \xi - \frac{(\alpha_u^2 + \beta_v^2) r^2}{4 \xi} \right] \frac{d\xi}{\xi} \\ &= \frac{q}{2\pi K_d} \cdot e^{\alpha_u x + \beta_v y} \cdot K_0(\sqrt{\alpha_u^2 + \beta_v^2} \cdot r) \end{aligned} \quad (\text{A-1-6})$$

となり、式(3.2.2)が得られる。

(Appendix 2) 鏡像原理を用いたポテンシャル理論 (径の異なる円柱間の流体運動)

速度  $U$  の一様な流れの中に、3 個の径の異なる円柱  $C$ ,  $C'$ ,  $C''$  (それぞれの半径  $b$ ,  $b'$ ,  $b''$ , それらの軸間隔  $f$ ) が、同一軸上に固定されているものとする。中央円柱の中心を原点とし、 $x$  軸を図のようにとる。

一様流が  $x$  軸に対して角度  $\alpha$  だけ傾いている場合には、その複素速度ポテンシャル  $w_0$  は、

$$w_0 = U \cdot z \cdot \exp(-i\alpha) \quad (\text{A-2-1})$$

ここで、 $z = x + iy$  である。また、円柱  $C'$ ,  $C''$  の存在しない円柱  $C$  のみの場合の複素速度ポテンシャル  $w_{10}$  は、Milne-Thomson の円定理より、

$$w_{10} = U \cdot \frac{b^2 \cdot \exp(-i\alpha)}{z} \quad (\text{A-2-2})$$

となる。 $w_{10}$  による  $C'$  の円周上における境界条件(法線方向ベクトルが 0) を満足するように、次のような  $w_{12}$  を考える。

$$w_{12} = -U b'^2 \cdot \left(\frac{b'}{f}\right)^2 \cdot \frac{\exp(-i\alpha)}{z - (f - f_1)}, \quad f_1 = \frac{(b')^2}{f} \quad (\text{A-2-3})$$

$w_{10} + w_{12}$  は円柱  $C'$  が存在する場合の 2 重湧き出し(doublet) のポテンシャルを表すものである。同様に、 $w_{12}$  による  $C$  の境界条件を満足するように、次の 2 重湧き出しを考える。

$$w_{12} = U b^2 \cdot \left(\frac{b}{f}\right)^2 \cdot \left(\frac{b}{f - f_1}\right)^2 \cdot \frac{\exp(i\alpha)}{z - f_2}, \quad f_2 = \frac{b^2}{f - f_1} \quad (\text{A-2-4})$$

式(A-2-4)からわかるように、複素速度ポテンシャル  $w'_{12}$  は各円柱の半径と純間隔の比 ( $b/f$ ,  $b'/f$ ) が 2 乗の積で表されているので、本研究で対象としている状況では、 $w_{12}$  までを取れば十分である。

同様に、 $C$  がいない場合の  $C'$  の複素速度ポテンシャルを求めると、

$$w_{20} = U \cdot \frac{b'^2 \cdot \exp(i\alpha)}{z - f} \quad (\text{A-2-5})$$

$$w_{21} = -U b^2 \cdot \left(\frac{b}{f}\right)^2 \cdot \frac{\exp(i\alpha)}{z - f_1'}, \quad f_1' = \frac{b^2}{f} \quad (\text{A-2-6})$$

となる。このような手順にしたがって、円柱  $C$ ,  $C'$ ,  $C''$  について複素速度ポテンシャルを求めると、以下のようなものである。

$$w = U \cdot \left[ z - \left(\frac{b b'}{f}\right)^2 \left\{ \frac{1}{z - (f - f_1)} + \frac{1}{z - f_1'} \right\} - \left(\frac{b b''}{f}\right)^2 \left\{ \frac{1}{z + (f - f_1'')} + \frac{1}{z + f_1''} \right\} \right] \cdot e^{-i\alpha} + w_c \quad (\text{A-2-7})$$

$$w_c = -i \{ K_1 \cdot \ln z + K_2 \cdot \ln(z - f) + K_3 \cdot \ln(z + f) \} - \alpha (K_1 + K_2 + K_3) \quad (\text{A-2-8})$$

ここで,  $K_1 = \Gamma_1 / 2\pi$ ,  $K_2 = \Gamma_2 / 2\pi$ ,  $K_3 = \Gamma_3 / 2\pi$ ,  $\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3$ : 循環であり, 式(A-2-8) 右辺第2項は付加定数である.

式(A-2-7)を  $z$  について微分すれば,

$$W = \frac{dw}{dz} = u - i v \quad (\text{A-2-9})$$

より, 流速成分  $u$ ,  $v$  が求められる.

$$u = U \cdot \left[ \begin{aligned} & \cos \alpha + b^2 \cdot \frac{(y^2 - x^2) \cos \alpha - 2xy \sin \alpha}{(x^2 + y^2)^2} \\ & + b'^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x - f)^2\} \cos \alpha - 2(x - f)y \sin \alpha}{\{(x - f)^2 + y^2\}^2} \\ & + b''^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x + f)^2\} \cos \alpha - 2(x + f)y \sin \alpha}{\{(x + f)^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b'}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x - f + f_1)^2\} \cos \alpha + 2(x - f + f_1)y \sin \alpha}{\{(x - f + f_1)^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b'}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x - f_1')^2\} \cos \alpha + 2(x - f_1')y \sin \alpha}{\{(x - f_1')^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b''}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x + f - f_1'')^2\} \cos \alpha + 2(x + f - f_1'')y \sin \alpha}{\{(x + f - f_1'')^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b''}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x + f_1')^2\} \cos \alpha + 2(x + f_1')y \sin \alpha}{\{(x + f_1')^2 + y^2\}^2} \\ & - y \left\{ \frac{K_1}{x^2 + y^2} + \frac{K_2}{(x - f)^2 + y^2} + \frac{K_3}{(x + f)^2 + y^2} \right\} \end{aligned} \right] \quad (\text{A-2-10})$$

$$v = U \cdot \left[ \begin{aligned} & \sin \alpha + b^2 \cdot \frac{(-y^2 + x^2) \sin \alpha - 2xy \cos \alpha}{(x^2 + y^2)^2} \\ & + b'^2 \cdot \frac{\{-y^2 + (x - f)^2\} \sin \alpha - 2(x - f)y \cos \alpha}{\{(x - f)^2 + y^2\}^2} \\ & + b''^2 \cdot \frac{\{-y^2 + (x + f)^2\} \sin \alpha - 2(x + f)y \cos \alpha}{\{(x + f)^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b'}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x - f + f_1)^2\} \sin \alpha - 2(x - f + f_1)y \cos \alpha}{\{(x - f + f_1)^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b'}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x - f_1')^2\} \sin \alpha - 2(x - f_1')y \cos \alpha}{\{(x - f_1')^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b''}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x + f - f_1'')^2\} \sin \alpha - 2(x + f - f_1'')y \cos \alpha}{\{(x + f - f_1'')^2 + y^2\}^2} \\ & - \left(\frac{b b''}{f}\right)^2 \cdot \frac{\{y^2 - (x + f_1')^2\} \sin \alpha - 2(x + f_1')y \cos \alpha}{\{(x + f_1')^2 + y^2\}^2} \\ & - \frac{x K_1}{x^2 + y^2} + \frac{(x - f) K_2}{(x - f)^2 + y^2} + \frac{(x + f) K_3}{(x + f)^2 + y^2} \end{aligned} \right] \quad (\text{A-2-11})$$