

大阪湾における残差流系と物質輸送

Estuarine Circulation and Mass Transport in Osaka Bay, Japan

中 辻 啓 二

Keiji NAKATSUJI

1. はじめに

本論の執筆に先立って今までの水工学に関する夏期研修会の講義集を調べた。そのなかで興味深かったことは、故柏村正和先生が1981年の夏期研修会のテキストで喚起されている次の一文である。「海流と沿岸環境についての知識は、最近たまたま議論になることが多いから、ではなく、これから必須のものになるから必要なのだということを訴えたい。」そして、港湾土木技術者を対象に海流と沿岸環境との関連性について論じられている。1981年は、関西国際空港を対象に本格的な環境アセスメントが大阪湾で行われた時期に対応している。柏村先生は北海道にお住まいであったことから、海流がとりあげられたと憶測できる。仮に大阪湾や東京湾の臨海部に居住されておられたならば、本論で述べるような流動系に着目された研究が土木の水工学の分野でもっと加速度的に進行したと想像できる。夏期研修会講義集は温故知新の世界でもある。

さて、関西国際空港の環境アセスメントにおいて水理面から評価すべき点は、潮汐流動や物質輸送の表現に2レベルモデルが導入されたことであった。大阪湾に発達する成層化の影響を数値実験のなかに取り込むという試みであった。この考えは後の環境アセスメントに大きな影響を与えることになる。しかしながら、その当時は現地観測データが乏しく、実測データを蓄えながら数値モデルの精度を上げる状況であったと記憶している。あれから15年余りが経過した。その間も、地方自治体や民間主導型の大型拠点開発が大阪湾で提案され、また実施されてきた。それらの環境アセスメントに関連した現地観測より、大量の実測データが大阪湾で蓄積された。大阪湾は、世界一実測データの豊富な、情報の整備された湾であると言っても過言ではない。さらに、最近の計算機の発達には記憶容量の増大と演算速度の高速化を実現した。それは多層位の三次元数値実験を可能にし、現地観測の結果を再現できるまでにもなっている。例えば、3・4年前だとスーパー・コンピューターでしか出来なかった計算がワーク・ステーションで軽々と計算できることから推測できよう。数値計算を物理現象の解明のための実験のツールとして活用する時代にある。

大阪湾や東京湾といった閉鎖性海域を対象とした研究はここ数年来盛んに行われている。観測技術は目を見張るほど進歩し、人工衛星からのリモートセンシング技術も活用して、今まで知られていなかった現象も目に見えた形で理解することが出来るようになってきた。大阪湾の流動形態も大局的にとらえることができ、残差流系の流動が湾内の物質輸送や底泥の分布に果たす役割の大きさも明らかになってきている。これらの成果は土木工学ではなく、沿岸海洋学の研究者の貢献であったことは土木屋として残念である。しかしながら、現象が明らかになるにつれて、また開発の規模の増大やその影響範囲の増加にともない、工学的な色彩が強くなってきた。また、自然の保全と環境創造の調和を目指して、広域的・長期的な視点から総合的に評価した湾全域の水環境管理を科学的知見に基づいて行う使命は土木にある。著者が Estuarine Engineering (河口・沿岸域環境工学)を提唱する根拠もそこにある。つまり、逼迫した状況にある沿岸域の環境問題に対して多角的な視点から解決策を模索する工学的な取り組みが必要となってきている。

後述するように、大阪湾は閉鎖性の強い、潮流の勝ったエスチュアリー (Estuary) である。その流動や物質の拡散過程は地形特性も相乗して複雑な潮流系、密度流系、ならびに残差流系を形成している。その中のい

くつかの現象は現地観測あるいは物理実験で明らかにされている。夏期研修会講演集の過去の多くはレビューを中心に書かれることが多かった。しかし、この分野の研究の進展は日進月歩である。本論では著者らが1987年以来実施してきた大阪湾の3次元バロクリニック流れの数値実験の最新の研究成果を紹介したい。数値モデルの構築ならびに淀川洪水流の挙動への適用に関しては文部省科研費の報告書(中辻; 1993)にまとめた。また、淀川の水はどのように大阪湾を流れ、拡散するかを粒子追跡により表現した研究成果を本年10月に開催される国際会議 Ecology & Engineering に発表する予定である。(Nakatsuji et al.; 1994)

本論では、まず、2. で大阪湾の地形ならびに現地観測より自明となっている流動特性を示す。3. では活用する3-Dバロクリニック流れの数値モデルの概要を示す。つぎに、4. では、大阪湾における残差流系を総合的に把握し、続く 5.、6.、7. では現地観測から指摘されている沖ノ瀬環流、潮汐フロント、西宮沖環流の生成機構に関して検討する。いずれも信頼できる現地観測結果との照合無しでは机上の空論に終わってしまう。実測と、物理実験と数値実験とが相補的に連携して初めて研究の進展が生まれる。本研究は実測と数値実験の有機的な結合が母体になっている。

2. 大阪湾の地形ならびに流動特性

(1) 地形特性

大阪湾は図-1に示すように瀬戸内海の東端に位置し、北東から南西方向に約60kmの長軸と短軸約20kmを有する楕円形の陥没湾である。南部は紀淡海峡を経て紀伊水道に、北西部は明石海峡を通じて播磨灘と連なっている。湾内の20m等深線は大阪湾をほぼ二等分しており、湾の北東側と南西側では、地形、流況が非常に異なる。

湾の南西側は海底起伏が複雑で、水深も深く、海峡周辺では100mにも達する。この海域は明石、紀淡の両海峡を通過しての海水交換が活発である。底質は礫や砂が多い。湾北東部と比較すると海峡部の海水の運動エネルギーが約800倍(藤原・中田; 1989)にもなっている。これに対して、20m以浅の北東海域では、水深が10~20mと浅く、平坦で、微細泥が堆積した泥質海域となっている。この沿岸域には大都市と臨海工業地帯が密集し、淀川をはじめ

として湾全域流入量の約90%以上を占める河川水が湾奥部に流入している。潮流の流速は小さく、上層水は常時低塩分化している。そのため、水温上昇期に躍層が形成され、上層で赤潮が頻発し、底層は貧酸素化する。また、この海域は陸上から排出される汚染負荷量の大きさとともに、その地形的特徴が相まって富栄養化現象が生じやすい海域となっており、代表的な閉鎖性海域と言える。(上嶋ら; 1989)

(2) 大阪湾の流動特性

大阪湾の流動の特徴を聞かれた時に、いつもつぎのように説明することになっている。

① 大阪湾には大きな渦がある! ② 大阪湾には長い帯がある! ③ 大阪湾には川が流れている!

それぞれ沖ノ瀬環流、潮汐フロント、洪水時に見られる along-shore current のことである。沿岸海域の流れは潮流が卓越していると思われる勝ちであるが、上述した三つの素過程を含む大規模な流動や循環が大阪湾の流れや物質輸送に強く関与している。写真-1はMOS-1がとらえた水表面の濁りの分布を示す。撮影した時の潮流は明石海峡で西流の最強になった時である。キノコ雲状に見える渦は東流時に大阪湾へ流入

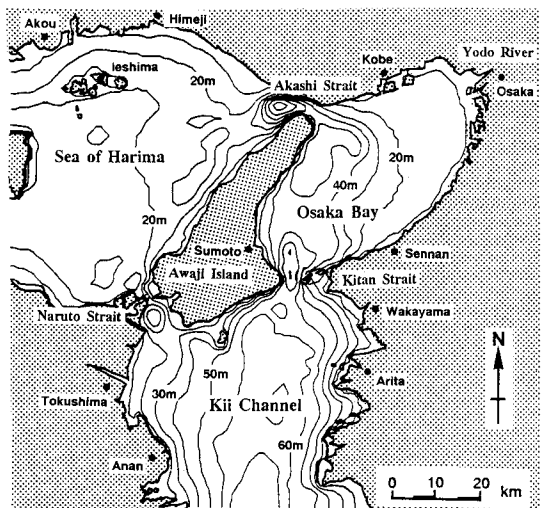
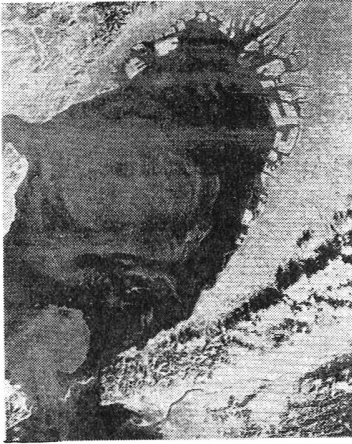
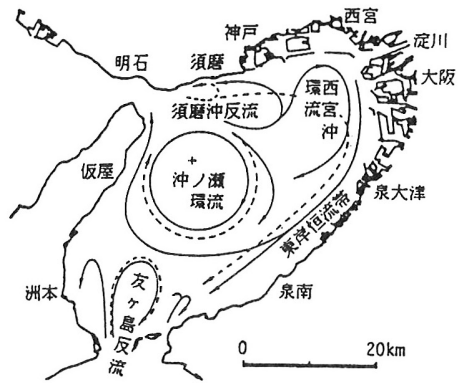


図-1 大阪湾と周辺海域の地形



写真－１ MOS－１がとらえた大規模渦と潮
タフロント (Fujiwara et al.; 1994)



図－２ 大阪湾の残差流系の概念図
(藤原ら; 1989)

した水塊であろうと推察できる。紀淡海峡にも同様の水塊が観測されている。もう一つ興味ある点は渦と湾奥部の間に現れている南北に連なる境界線である。Yanagi・Takahashi (1988) は実測に基づき境界線の幅約 5 km に対して水温で 1.5 °C、塩分で 4.0 ‰、密度で $\sigma_t = 3.0$ の変化があることを報告している。この不連続線は潮汐フロントと呼ばれている。潮流は時間的に変化する流れである。時間変動を一潮汐にわたって時間平均すると、定常流成分としての残差流が得られる。沿岸海域における物質輸送は基本的にこの残差流に支配されていることが知られている。この定常流（または、潮汐の周期 12 時間 25 分 や 24 時間 50 分での平均流）は恒流 (constant flow) と呼ばれていたが、その成分は長期にわたる計測では一定値ではない。このことは恒流の定義と矛盾する。そこで、観測データから潮流成分を除いたという意味から、ここでは残差流 (residual current) を用いることにする。(柳; 1992)

図－２に大阪湾の残差流系を示す。大阪湾の残差流系の流動はその生成要因から大きく三つの範疇に分類することが出来る。すなわち、潮汐残差流系、密度流系、その両者の折衷型の残差流である。このうち、潮汐残差流と考えられているのが沖ノ瀬環流である。明石海峡東流時に淡路島背後に形成された反流渦が沖ノ瀬と呼ばれる浅瀬域まで移動し、停滞することにより、時計方向廻りの沖ノ瀬環流が常に形成されるものと考えられている。一方、湾奥部には西宮沖環流と呼ばれる密度流主導型の残差流があり、これは上層のみで観測され、成層の強度によって加速されたり減速されたりしているものと考えられている。(藤原ら、1989) また、潮汐残差流と密度流の折衷型として、東岸恒流帯、須磨沖反流、友ヶ島反流の残差流の存在も指摘されている。

このように、大阪湾における残差流系の流動を明確にすることは、湾内の物質移動特性を把握する上で重要である。さらには将来における水環境の保全と沿岸開発の理想的なあり方を総合的に模索していくために、水理学的な観点から見た残差流系の流動と生成の物理機構を解明し、物質の移動形態を把握することが急務であると言える。

3. 三次元バロクリニックな流れの数値モデル

(1) 基礎方程式

大阪湾はエスチュアリー (estuary) である。つまり、陸水と海水との密度差が支配的な海域である。したがって、成層が支配的になると、流動は傾圧モードのバロクリニック (baroclinic=斜重構造; 等密度面が

等圧面と交差している）な性質を持ちやすく、上層と下層で異なった流動を持つようになる。これとは逆な性質を有した流れを順圧モードのバロトロピック（barotropic = 正重構造）な流れと言う。

3次元密度流を支配する基礎方程式の定式化に際して、次の仮定を用いる。

- ① 流れの鉛直方向加速度は重力加速度に比べて十分に小さい。鉛直方向の圧力は静水圧により近似される。
- ② 水は非圧縮性であり、状態方程式の密度の変化は水温および塩分による線型和で表わされる。
- ③ Boussinesq の近似を採用する。すなわち、密度変化の影響は圧力項の中でのみ考慮される。

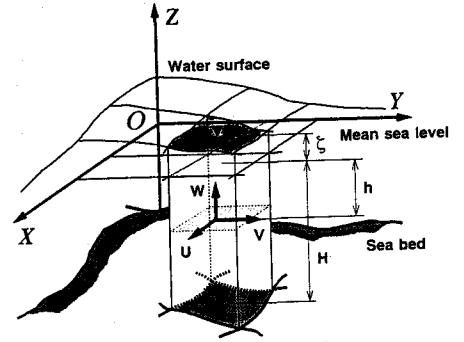


図-3 座標系

密度流の流動を支配する基礎方程式は、以下に示す質量、運動量、ならびに水温偏差と塩分偏差の保存則である。いずれも時間平均を施してあり、レイノルズ方程式(2)～(4)、拡散方程式(5)～(6)中の乱流輸送項は渦動粘性係数と渦拡散係数の概念を導入して完結している。座標系は図-3に示す通りである。

【連続方程式】

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

【運動方程式】

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + W \frac{\partial U}{\partial z} &= fV - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial x} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_V \frac{\partial U}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + W \frac{\partial V}{\partial z} &= -fU - \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial P}{\partial y} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_V \frac{\partial V}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (3)$$

$$0 = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \quad (4)$$

【温度偏差の拡散方程式】

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta T}{\partial t} + U \frac{\partial \Delta T}{\partial x} + V \frac{\partial \Delta T}{\partial y} + W \frac{\partial \Delta T}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial \Delta T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial \Delta T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial \Delta T}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho_a C_p} \frac{dq}{dz} \end{aligned} \quad (5)$$

【塩分偏差の拡散方程式】

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta S}{\partial t} + U \frac{\partial \Delta S}{\partial x} + V \frac{\partial \Delta S}{\partial y} + W \frac{\partial \Delta S}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial \Delta S}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial \Delta S}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial \Delta S}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

【密度の状態方程式】

$$(\rho - 1) \times 10^3 = 28.14 - 0.0735T - 0.00469T^2 + (0.802 - 0.002T)(S - 35) \quad (7)$$

ここで、基礎方程式で用いる水理諸量は次のように定義する。

U, V, W : 平均流速の x, y, z 軸方向成分(m/s); P : 圧力(t/m²); ζ : 水位上昇量(m); ρ : 密度(t/m³); ρ_a : 環境基準密度(海水密度); $\Delta\rho$: 密度偏差($=\rho_a - \rho$); ΔT : 水温偏差(°C); T : 水温(°C)($=T_a - \Delta T$); ΔS : 塩分偏差(‰); S : 塩分(‰)($=S_a - \Delta S$); g : 重力加速度($=9.80 \text{ m/s}^2$); f : コリオリーパラメータ; A_H, A_V : 水平、 z 方向の渦動拡散係数(m²/s); K_H, K_V : 水平・鉛直方向の渦動拡散係数(m²/s); C_p : 水温20°Cの時の重量比熱($=4.18 \times 10^{-6} \text{ J/ton/}^\circ\text{C}$); q : 短波放射量の熱源関数(W/m²)。

式(4)より圧力は静水圧分布で記述する。水表面の位置を $z = \zeta$ とすれば、 $z = -h$ における圧力は次式で表される。

$$\begin{aligned} P_{z=-h} &= \int_{-h}^{\zeta} \rho g \, dz = \int_{-h}^{\zeta} \rho_a g \, dz - \int_{-h}^{\zeta} \Delta\rho g \, dz \\ &= \rho_a g (\zeta - h) - \int_{-h}^{\zeta} \Delta\rho g \, dz \end{aligned} \quad (8)$$

式(8)における右辺第1項は環境基準密度による圧力であり、任意の水深で一定値をとる。右辺第2項は密度偏差による圧力の減少分を表す。前者がバロトロピックな流れ、後者がバロクリニックな流れを生起させる。

(2) 境界条件

モデル海域の水深を $-H(x, y)$ とし、各変数に対して底面での数量には添字 "b"、自由水面での量には添字 "s"、河川河口境界部での量には添字 "0"、壁面の法線方向の座標は添字 "n"、壁面の接線方向の座標は添字 "h" を付けて表す。境界条件の詳細は頁数の限られた論文では十分に記述されないことから、本論では詳細に示す。

【水面 ($z = \zeta$) における境界条件】

- 水表面の運動学的条件、風によるせん断はないと仮定する。

$$W_s = \frac{\partial \zeta}{\partial t} - U_s \frac{\partial \zeta}{\partial x} - V_s \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad ; \quad \rho_s A_v \left(\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right) = 0 \quad (9)$$

- 熱、水交換による水表面の水温、塩分フラックスを考慮する。ただし、 Q_{flux} は水表面を通じての熱伝導量(熱収支式より算定)、 E は蒸発量、 P は降雨量である。

$$K_v \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q_{flux}}{\rho_s C_p} \quad ; \quad K_v \frac{\partial S}{\partial z} = S_s (P - E) \quad (10)$$

【海底面 ($z = -H(x, y)$) における境界条件】

- 鉛直方向流速は0、海底摩擦を考慮する。

$$W_b = 0 \quad ; \quad A_v \left(\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right) = \gamma_b^2 (U_b \sqrt{U_b^2 + V_b^2}, V_b \sqrt{U_b^2 + V_b^2}) \quad (11)$$

- 海底面からの水温および塩分フラックスの流入はない。

$$K_v \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \quad ; \quad K_v \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \quad (12)$$

【海壁面における境界条件】

- 水面勾配はない、壁面に直交する流速成分は0、壁面摩擦は考慮する。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x_n} = 0 \quad ; \quad U_n = 0 \quad ; \quad A_H \frac{\partial U_h}{\partial x_h} = \gamma_h^2 U_h |U_h| \quad (13)$$

- 壁面を通じての水温および塩分フラックスの流入はない。

$$K_H \frac{\partial T}{\partial x_n} = 0 \quad ; \quad K_H \frac{\partial S}{\partial x_n} = 0 \quad (14)$$

【海境界における境界条件】

- 水位変動量は、モデル潮汐の境界潮位振動を余弦関数で表わされる変数で与える。
- 海境界を通じての運動量フラックスの伝達はない。

$$A_H \frac{\partial U}{\partial y} \text{ or } A_H \frac{\partial V}{\partial x} = 0 \quad ; \quad A_H \frac{\partial U}{\partial x} \text{ or } A_H \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (15)$$

- 海境界を通じての水温および塩分フラックスの伝達はない。

$$K_H \frac{\partial T}{\partial x} \text{ or } K_H \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \quad ; \quad K_H \frac{\partial S}{\partial x} \text{ or } K_H \frac{\partial S}{\partial y} = 0 \quad (16)$$

【河口における河川水放流の境界条件】

- 河川流量 Q 、ならびに水温と塩分は時間的に一定とする。

$$U = Q / (H_0 + \zeta_0) \quad ; \quad T = T_0 \quad ; \quad S = S_0 \quad (17)$$

(3) 乱流輸送項のモデル化

基礎方程式を解くに残っている問題は、時間平均することによって新たに加わったレイノルズ方程式(2)～(3)中の運動量の乱流輸送項、ならびに拡散方程式(5)～(6)に含まれる水温偏差や塩分偏差の乱流輸送項の取扱である。基礎方程式では Boussinesq の渦動粘性の概念を導入して、乱流輸送を渦動粘性係数 A_H と局所的な平均速度勾配との積、あるいは渦拡散係数 K_H と平均水温偏差（あるいは、塩分偏差）の勾配との積で表現している。この概念は層流の粘性係数のアナロジーに基づいている。両係数は次元解析から「速度」と「長さ」との積であることから、近年では運動エネルギー k と長さスケール l （あるいは、エネルギー逸散率 ε ）の輸送方程式を解く二方程式乱流モデルの適用の可能性が検討され、また適用範囲を逸脱してまで適用されようとしている。（中辻；1992）現況では k は平均流速との関係からそれほどの誤差を含むことなく推定することが可能である。しかしながら、 l に変わって一般に用いられる ε の輸送方程式のモデル化に普遍性はまだない。とくに、両者はスカラー量であり、等方性乱流場では精度良く活用されているが、密度差および成層化が流動や物質輸送に直接影響を及ぼす場合にはまだなお検討すべき点が多い。Rodi (1984) の A S M モデルや Mellow・Yamada(1982) の 2.5 レベルは成層化した流動場にも適用を可能としているが、筆者はその必要性を認めるものの、エスチュアリーへの適用となるとまだ懐疑的である。乱流変動を評価できる精度の良い実測データの蓄積を待たざるを得ない状況である。

従来は、 A_H や K_H を一定値とする方法、あるいは Richardson の $4/3$ 乗則にしたがい離散化間隔の長さスケール Δx を用いて $A_H \sim (\Delta x)^{4/3}$ とする方法が用いられてきた。しかしながら、両者の方法では乱流変動は言うに及ばず、平均流速場の特性さえ全く考慮できないという欠点を含んでいる。これに対して、離散化することにより脱落した Sub-Grid Scale の渦の貢献を考慮できるように局所的な平均流速勾配を導入したのが、次式に示す S G S 粘性係数であり、Smagorinsky(1963) の仮定に基づいている。S G S 粘性係数の特徴は、その値が時間的にも、空間的にも変化することであり、また上述した平均流速場のせん断効果（流速勾配）も考慮できることである。

$$A_H = (C\Delta)^2 \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right]^{1/2} \quad (18)$$

Deardroff(1970) はレイノルズ数の大きな開水路乱流を対象に定数 C に対する感度分析を行って、その結果、 $C = 0.1 \sim 0.2$ の値を得ている。沿岸海域での流れに対してこれらの値を用いることは何の妥当性も持たない。そこで、ここでは沿岸海域での乱れの観測結果をもとにこの定数 C の値を検討した結果、 $C = 0.12$ の値を得た。（中辻ら；1992）

海洋や大気運動の計算では水平方向の渦動粘性係数や渦拡散係数に S G S 粘性係数を用いる例が多い。本論で用いた計算においては、水平方向の係数に対して一定値か、あるいは S G S 粘性係数を用いている。

(4) 密度成層場での鉛直方向乱流輸送の評価

密度成層の発達した場では、鉛直方向乱れは抑制され、その結果、鉛直方向の乱流輸送も低減される。一般には、低減率は成層度を示す勾配型リチャードソン数 R_i の関数で評価される。

$$R_i = -g (\partial \rho / \partial z) / \rho_a (\partial U / \partial z)^2 \quad (19)$$

成層条件下での渦動粘性係数と渦拡散係数に関する最も一般的な関数型は、Rossby・Montgomery (1935) および Munk・Anderson (1948) により提案されている。彼らの提案式には経験定数が含まれているが、この係数に対して中辻ら (1991) は表層密度流を対象とした水理実験と数値実験にもとづいた感度解析から、渦動粘性係数については Webb (1970) の関数を、乱流シュミット数については Munk・Anderson (1948) の関数を用いれば、最も合理的な結果が得られることを見出ししている。これらの関数形は次のようである。

$$\frac{A_v}{A_{v0}} = (1 + 5.2 R_i)^{-1} \quad (20)$$

$$\frac{K_v}{A_v} = \frac{(1 + 10 R_i / 3)^{-3/2}}{(1 + 10 R_i)^{-1/2}} \quad (21)$$

ここに、 A_{v0} は中立状態における鉛直渦動粘性係数である。

(5) 差分法による基礎方程式の離散化

差分格子網にはスタッガード格子を用いる。この格子網を採用すると各変数の定義位置および対象とするコントロール・ボリュームがそれぞれ異なる。そこで、 ζ 、 P 、 ρ 、 T 、 S の定義位置は同一鉛直線上に、また、 U 、 V は同一平面上に定義し、両者は x 、 y 方向にそれぞれ半格子分だけずらして定義する。

差分方程式の誘導には、コントロール・ボリューム法を採用する。運動方程式の時間差分に関しては原則的に中央差分 (leap frog 法) を、また、移流項には風上差分を用い、拡散項に対しては移流項、コリオリ項より 1 ステップ遅れた値 (すなわち、時間間隔の前進差分をとったもの) をとる。これは、leap frog 法では拡散項を他の項と同じ時間ステップの値を用いて計算すると、無条件に不安定となるからである。

(杉ノ原・大西; 1978) 水温偏差や塩分偏差の拡散方程式についても運動方程式と同様の仮定にしたがって差分化を行う。

本研究で対象としている沿岸海域の流れは、潮汐、熱フラックス、河川水の流入、風などの外力と、水面の傾きによる動水勾配や密度勾配が密接に関わって、潮汐流や密度流、吹送流といった特異な流動体系を形成している。そのため、水表面をいかに厳密に表現できるかが、流動の再現性を向上させるための鍵となる。一般に水表面の表現方法には、自由水面モデルと rigid lid モデルの二種類がある。前者は水表面の計算格子の大きさを伸縮させることにより水面形を直接表現する方法であり、静水圧近似を伴うことから準三次元解法とも言われる。水表面の運動学的条件を満たすように解くことが出来るので、重力波による波動の伝播の表現が可能である。この方法は潮汐流や密度流といった沿岸海域で観測される物理過程を対象とした数値的研究でよく活用されている。一方、後者は rigid lid の名が示すように固定した摩擦のない“ふた”を水平な自由水表面に置く方法である。この解法は自由水表面の変動を容認しないことにより、水表面の慣性重力波の伝播を除いたことを意味している。このモデルは海洋大循環や台風に対する海洋の応答性といった海洋の運動を議論する場合に数多く用いられている。本研究においては、潮汐の変化に伴う自由水表面を正確に算出することから、前者の自由水面モデルを採用する。

適用するバロクリニック流れの数値モデルにおいては水位上昇量を陰的に解くアルゴリズムを採用している。その概要を示すと、以下のものである。時間軸に対して $t = n \Delta t$ と $t = (n+1) \Delta t$ での水理諸量を既知とし、 $t = (n+2) \Delta t$ での水理諸量を求める問題を考える。圧力のうちの浮力成分を除いた水位変動量 ζ と流速 U 、 V に対して、加重平均パラメータ θ を定義して、次式のように評価する。

$$\zeta = (1-\theta)\zeta^n + \theta\zeta^{n+2} ; U = (1-\theta)U^n + \theta U^{n+2} ; V = (1-\theta)V^n + \theta V^{n+2} \quad (22)$$

ここで、 ζ^{n+2} は未知量であるから $\theta \neq 0$ となるときには差分式は陰解法となる。

式(1)の連続方程式を境界条件の式(9)と式(11)を考慮して海底面から水面まで積分し、時間軸に対してのみ中央差分を用いて差分化すると次式が得られる。この時、流速には式(22)の加重平均パラメーターで定義した変数を用いる。すなわち、

$$\frac{\zeta^{n+2} - \zeta^n}{2 \Delta t} = - \int_{-H}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial x} [(1-\theta) U^n + \theta U^{n+2}] dz - \int_{-H}^{\zeta} \frac{\partial}{\partial y} [(1-\theta) V^n + \theta V^{n+2}] dz \quad (23)$$

式(22)で定義した水位上昇量を用いて式(2)、式(3)の運動方程式を差分化し、それぞれ U^{n+2} 、 V^{n+2} について整理すると、両者は ζ^{n+2} を従属変数にもった形で表すことが出来る。 U^{n+2} と V^{n+2} とを連続方程式から得られた式(23)へ代入し、同時に空間についても差分化すると次式のような ζ^{n+2} に関する連立一次方程式が導かれる。

$$\zeta_{i,j}^{n+2} = A_0 + A_1 \zeta_{i+1,j}^{n+2} + A_2 \zeta_{i-1,j}^{n+2} + A_3 \zeta_{i,j+1}^{n+2} + A_4 \zeta_{i,j-1}^{n+2} \quad (24)$$

ただし、空間軸に対して $x = i \Delta x$ 、 $y = j \Delta y$ とし、 $A_0 \sim A_4$ は時間ステップ n および $n+1$ で表される既知量である。この式はSOR法を用いることによって、容易に解くことができる。

加重平均パラメータは流れの安定性を考慮して決める必要があり、計算結果の感度解析から得られた $\theta = 0.75$ を用いた。また、時間の差分化に中央差分を用いたために生じる計算結果の雑音や誤差を除去するために、30 ステップに1回の割合で松野の方法により時間の差分化に前進差分を組み込む。計算の1ステップは次の手順にしたがって進める。

- ① 水表面で得られた ζ^{n+2} に関する連立一次元方程式(24)をSOR法により解く。
- ② ζ^{n+2} をもとに、式(8)を用いて圧力 P^{n+2} を求める。
- ③ P^{n+2} をもとに、式(2)を用いて U^{n+2} 、式(3)を用いて V^{n+2} を求める。
- ④ U^{n+2} 、 V^{n+2} をもとに、式(1)を用いて W^{n+2} を求める。この時、計算は水底面から水表面へと順次計算する。
- ⑤ U^{n+2} 、 V^{n+2} 、 W^{n+2} をもとに、式(5)、(6)を用いて ΔT^{n+2} 、 ΔS^{n+2} を求める。
- ⑥ T^{n+2} 、 S^{n+2} をもとに、式(7)を用いて ρ^{n+2} を求める。

差分方程式については本質的に岩佐ら(1983)や室田・中辻(1986)と同じであるので、詳細は割愛する。

(6) 数値実験の概要

大阪湾における流動には明石海峡、友ヶ島水道の両海峡からの強い潮流が大きな影響を及ぼすことから、計算の対象領域は図-1に示す紀伊水道の北緯 $33^\circ 50'$ 以北、播磨灘の東経 $134^\circ 19'$ 以東の大阪湾とその周辺海域を対象とした。差分格子間隔は水平方向に $500 \text{ m} \sim 2 \text{ km}$ 、鉛直方向に $7 \sim 10$ 層で分割した。差分時間間隔は CFL 条件から 30 秒である。

数値実験はバロトロピックモード(潮汐振動流系)とバロクリニックモード(潮汐振動流+密度流)の2通り行った。潮流は3.(2)境界条件で示したように海境界において12時間周期の余弦波の水位変動を与えることによって生起させた。潮汐変動は半日周潮あるいは平均大潮の振幅(47cm~67cm)と位相差を大阪湾南部海岸性状調査報告書(1980)に基づいて与えた。密度流に関しては淀川からの陸水の流入量を与えた。河川水の7、8月の平均水温 26.8°C 、および塩分 20.0 ‰ から、河川水の密度を $\sigma_t = 11.2$ とした。海表面からの浮力の流入は降雨量、蒸発量、熱流入量から算定した。熱流入量は Murakami et al. (1985)の式により7、8月平均の日射量、有効逆放射量、潜熱、顕熱の輸送量を算出して求めた。浮力流入量の分布は分からないので、大阪湾、播磨灘、および紀伊水道について滑らかに補間して与えた。

水平方向・鉛直方向の渦動粘性係数はそれぞれ $50 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $0.001 \text{ m}^2/\text{s}$ の値を採用した。ただし、海峡部で

の乱れエネルギーは湾や灘に比べて大きいことから、海峡部の水平方向渦動粘性係数は $100 \text{ m}^2/\text{s}$ とした。また、SGS 渦粘性係数の導入も別途試みている。非定常な流動の発展的な計算を実施することになるから、どの程度計算を実行すればよいのか、判断することは難しい。任意の潮汐の1周期間(12時間)の変動とその前の潮汐の一周期間の変動との差が最小になるまで計算を繰り返して、変動特性の再現性を確認した。一般に、バロトロピック流れでは約6潮汐、バロクリニックな流れでは約50潮汐の計算で収束することが確認できた。モデルの再現性を検証は代表地点での潮位変動(振幅と遅れ角)ならびに潮流楕円の実測値との比較を行い、適用モデルの精度を検証している。以上の数値実験の概要は基本系を示したに過ぎない。後述する数値実験は数年にわたって行ってきたものであり、その目的に応じて計算対象範囲や境界条件、ならびに諸係数が異なっている。各章の冒頭に計算の概要を示し、検討結果を示すことにする。また、数値実験の精度向上にともなって同じ図が掲載されることも生じている。それぞれ目的が異なったことに原因している。

4. 大阪湾におけるバロクリニックな流れと残差流系の特性

(1) 残差流系の物理的意味の理解のための数値実験の概要

長期間にわたる物質輸送には往復運動する潮流系よりも残差流系の果たす役割が大きいことは周知の事実である。大阪湾での残差流系を考える場合に、潮流の非線形性と地形性要因によって生起する潮汐残差流系と水温や塩分分布による水平方向の密度差に起因する密度流系が基本的に重要である。吹送流系は短期変動に対して影響を及ぼすことから、本論では記述しない。大阪湾の残差流系は実測に基づいて図-2に描かれている。本章では残差流系の定量的な評価を行うとともに、残差流系に及ぼす密度流効果について検討する。

数値実験の計算領域ならびに計算条件は図-1と3.(6)に示した内容と全く同じである。差分格子間隔は水平方向に1km、鉛直方向に7層(層厚2, 4, 6, 8, 10, 15, 15m)で分割した。差分時間間隔は30秒である。また、ラグランジェ流の粒子追跡も行い、残差流系の可視化も行った。

(2) 大阪湾におけるバロクリニックな流れの特性

図-4は明石海峡東流最強時と西流最強時の表層(水面下-1m)の流速場と密度場を示す。流速ベクトルは2kmメッシュ毎に対数表示した。また、密度場は河川水と海水との密度差 $\sigma_t = 23$ の10%毎に表示している。明石海峡東流最強時には大阪湾へ流入する潮流は東南方向に向けてジェット状に拡がり、海深20m線に沿うように時計廻りの円弧を描きながら、泉南沖を紀淡海峡に向かって南下していく。このとき、淀川からの陸水は河口から南西方向に拡がり、20%等密度差線に直交するように南下する傾向が観られる。明石海峡からのジェット状の潮流は海深20m線付近でこの流れを連行しながら南下していくために、泉南

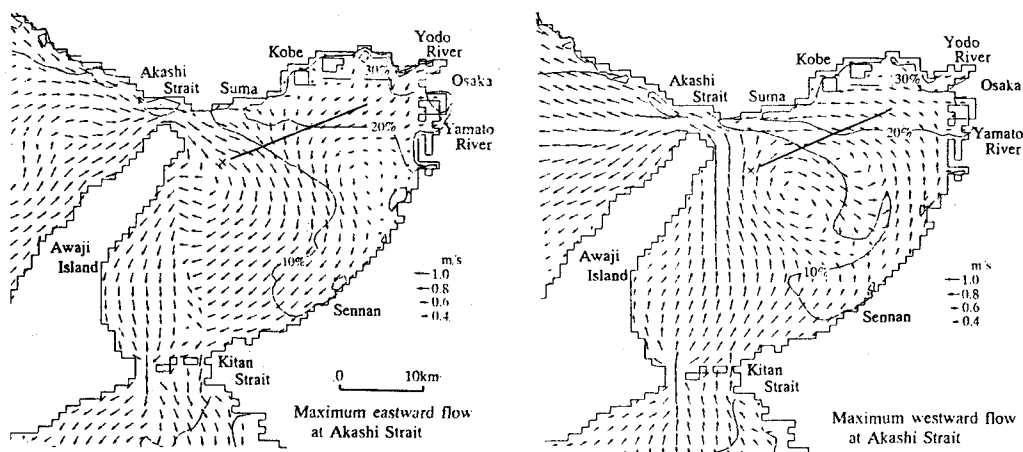
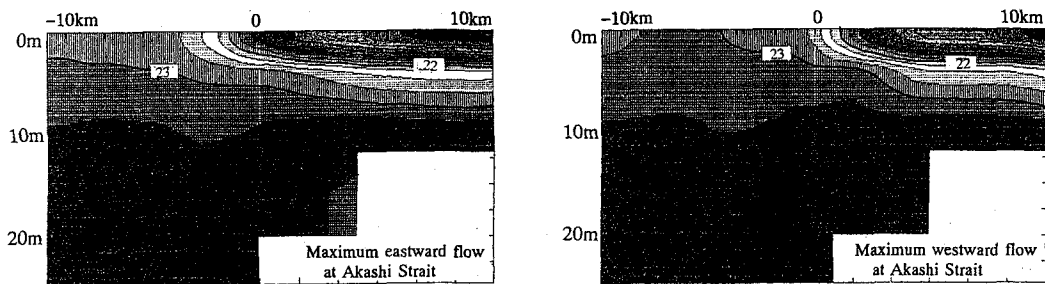


図-4 明石海峡東流最強時と西流最強時の水面下-1m)と密度分布



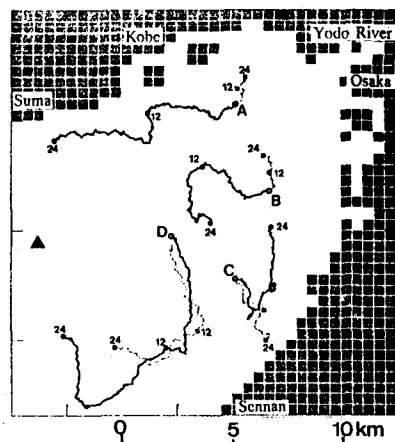
図－5 明石海峡東流最強時と西流最強時の潮汐フロントを横切る鉛直断面内の密度分布

沖の流れは潮汐振動流系の計算結果に比べて強められている。また、この潮流によって 10 % 等密度差線が泉南海岸に沿って南西方向に舌状に広がっているのが認められる。

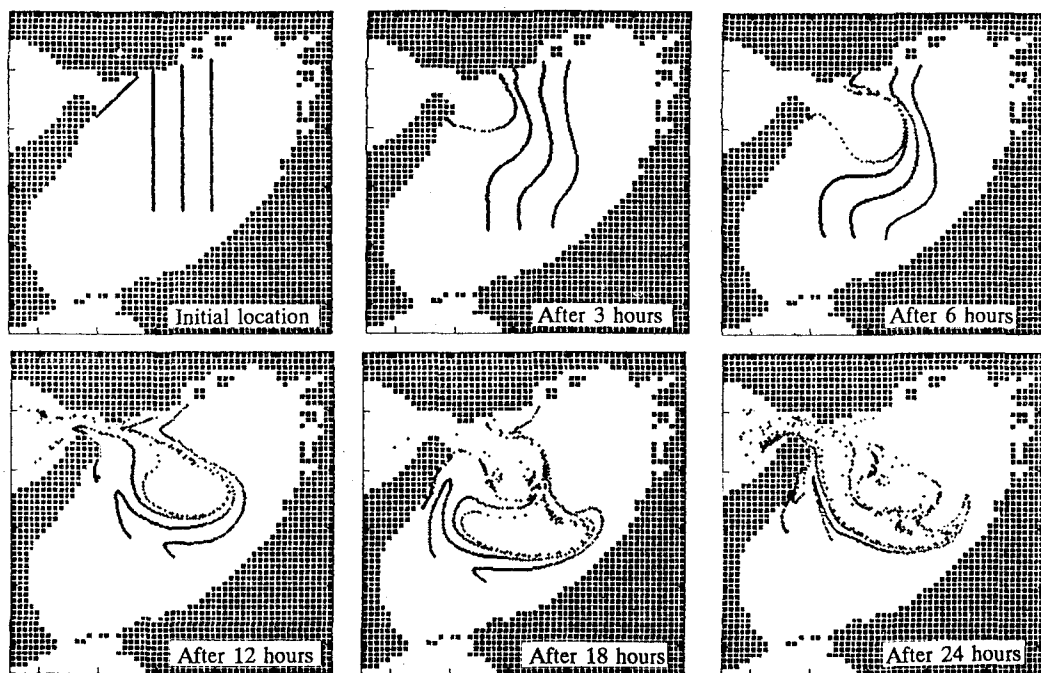
西流最強時では、紀淡海峡から流入する流束は淡路島東岸に沿って北上する流れと泉南沖に沿って北上する流れに分かれる。淀川からの陸水は潮流によって神戸沖に運ばれ、一部は明石海峡に流入し、また一部は後述の循環流に連行されている。注目すべき流れは沖ノ瀬（図中に×印で示す）近くの循環流である。東流時に流入した沖の瀬付近の水塊は、潮時が変わっても、東南方向に向かって流れ続けているのが認められる。この循環流は今本ら(1993)の水理実験でも明瞭に認められる。この水塊と湾奥部の水塊との間に不連続な流れ場が観察される。等密度差線を詳細に描けば、その不連続線は水平方向に密度変化の大きな帯状になっており、潮汐フロントと称される。（潮汐フロントに関しては 6. で再度検討する。）

そこで、潮汐フロントを横切る方向に観測線（図－4 に実線で示す）をとり、鉛直断面の密度分布を $\sigma_t = 0.25$ の間隔で示したのが図－5 である。水平方向の原点は 20 m 海深線であり、正符号は湾奥方向、負符号は沖合い方向を示している。湾奥部では $\sigma_t = 22$ 以下の水塊が層をなして広がっているのが観察される。その層厚は 5 m 程度である。また、湾奥部での密度分布はほぼ定常状態に達しており、潮時による変動は小さい。一方、潮流の強い海深 20 m 以上の水域 ($x < 0$) では鉛直混合が強く、 $\sigma_t = 22.5$ 以上の海水に覆われている。これらの両水塊の境界に存在する $20 < \sigma_t < 22$ の水塊では等密度線が水表面と直交するフロント構造を形成している。このフロントの鋭さ（密度勾配で定義が可能である）は明石海峡転流時（東流→西流）で最も大きく、幅 4 km で湾奥から湾中央部に向かって密度は $\sigma_t = 2$ も増大している。この断面でのフロントの位置はほぼ海深 20 m 線付近にあるが、明石海峡東流最強時にはフロント部が湾中央方向に 2 km 程度移動し、鋭さも小さくなっている。

つぎに、物質の移動と拡散を調べるために、粒子追跡による可視化実験を行った。その例を図－6 に示す。大阪湾湾奥の表層(-1 m)および第3層(-9 m)の位置に粒子を配置し、2 潮汐にわたって粒子追跡を行った結果である。図中の○は粒子の初期位置を、●は表層、■は第3層に位置する粒子の流跡線を表している。数字は追跡開始からの経過時間を示す。湾奥の北東に位置する粒子 A、B は密度流の影響を受けて上・下層で異なる流れを呈している。とくに、淀川河口付近の上層の粒子は神戸沖に沿って流れているのが分かる。一方、明石、泉南を結ぶ海深 20 m 線上に配置された粒子 D は上・下層とも明石海峡から



図－6 大阪湾湾奥の表層(-1m)と第3層(-9m)の粒子追跡



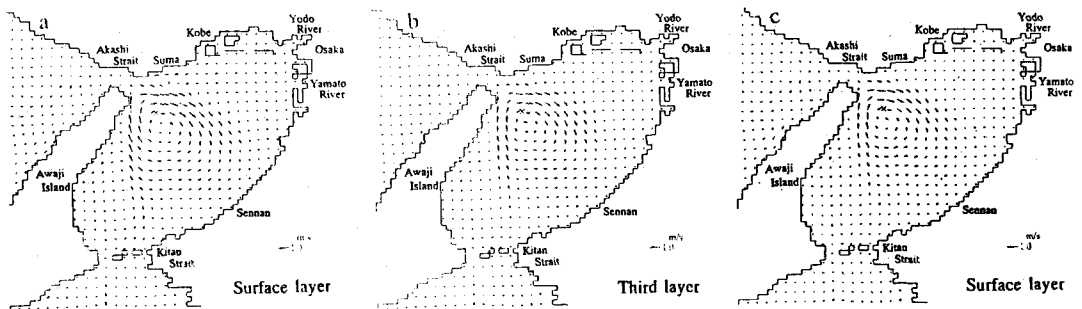
図－7 大阪湾の水表面に設置したマーカー粒子の追跡（表層 -1 m）

発達した強い循環流に取り込まれ、潮汐フロント線に沿って2潮汐間に10 km以上も輸送されている。この傾向は藤原・中田(1988)や上嶋ら(1987)の現地での浮標追跡結果とよく一致している。このことから、大阪湾湾奥部の上層と下層とでは淀川等からの河川水の流入の影響を受けて流れが異なっており、流動は密度流系に支配されていることが分かる。

図－7は大阪湾に南北方向に4本のマーカーを設置して明石海峡の東流最強3時間前からの移流状況を追跡したものである。潮流で運ばれる物質は1周期後には元の位置に戻って来るはずである。しかし、図に示されるように12時間後の物質の分布は初期状態とは非常に異なった分布を示している。つまり、マーカー粒子は大阪湾中央部で南東方向に長軸を有する楕円状に拡がっている。明石海峡からジェット状に流入する東流時の強い潮流のために、粒子群は沖ノ瀬を取り囲むように時計廻りに移動して大阪湾に滞留することになる。この傾向は2周期後の分布にも認められる。つまり、大阪湾での物質の移動には往復流の潮流系よりもむしろ残差流成分が寄与していることがわかる。もう一つの特徴は、マーカーの粒子群が20 m海深を越えて湾奥へ移動・拡散しないことである。これには図－5に示した潮汐フロントが強く関与している。

(3) 残差流系流動の定量的評価

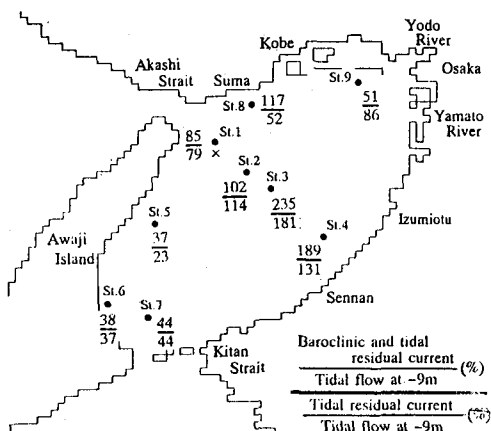
潮汐の周期12時間で積分した表層(-1m)ならびに第3層(-9m)の残差流分布を図－8に示す。また、比較のためにバロトロピックモデルで計算された潮汐残差流の表層での分布を同図(c)に載せた。表層で特徴的なのは明石海峡の南南西に現れる沖の瀬環流とそれに誘起された泉南沖の東岸恒流帯である。潮汐残差流と比較して、両者ともに流速が大きくなっているのがよく分かる。また、淀川からの陸水の流入に伴う密度流系は河口から須磨沖方向へ拡がる傾向にあるが、その絶対値は非常に小さい。河川流入量を $500 \text{ m}^3/\text{s}$ としたNakatsuji et al.(1992)の計算では河川からの流出流が河口から放射状に拡がっている。本計算結果はそれとは異なる傾向にある。河口周辺の流動には河川流入量が鋭敏に影響するものと予想できる。この密度



図－8 12時間平均した残差流分布；(a)表層(-1m)、(b)第3層(-9m)、(c)表層(-1m)の潮汐残差流

流系の水塊は沖ノ瀬環流の外縁に取り込まれて流れ、結果として表層での沖ノ瀬環流や東岸恒流帯を強化している。藤原ら(1989)が実測に基づいて描いた残差流流動(図－2)と比較すれば、友ヶ島反流はその回転方向が逆になっている。また、西宮沖環流は現れていない。1 km格子間隔の分解能では紀淡海峡周辺や西宮沖の複雑な流動を表現しきれていないことに起因しているものと考えられる。一方、密度流の影響の小さい第3層では湾奥部でわずかながら淀川河口に向かう流れが現れている。海峡部周辺で形成される沖ノ瀬環流や友ヶ島反流は表層と第3層を含む全層にわたっていることから、それらは潮流系に由来する潮汐残差流であると推定できる。(注：西宮沖環流の生成機構については7.で検討する。)

そこで、代表点での24時間の流速変動を調和分解して、残差成分(Res.)、半日周期成分(M_2)、1/4日周期成分(M_4)の寄与を求めた。その分析結果を表－1に示す。表中の観測地点は図－9に示す。表中の上段、下段はそれぞれ表層(-1 m)と第3層(-9 m)の計算結果である。開境界で半日周期の平均大潮時の潮汐変動を与えたにもかかわらず、残差成分や1/4日周期成分の値が予想以上に大きくなっている。これらは潮流の非線形性に原因するものである。後者はとくに流速勾配の大きな海峡に近い観測点1、8で特徴的に現れている。その値は半日周期の潮流流速の25%にも達している。一方、残差成分も大きな値を示している。表から分かるように、明石海峡に最も近い観測点1での残差流成分は上下層ともに半日周潮の70%程度、観測点3(沖ノ瀬環流)あるいは観測点4(東岸恒流帯)では100%から200%にも達している。残差成分が100%を越えるということは、その地点での流れは振動流ではあるが、潮時にかかわらず同じ方向に



図－9 残差流系に及ぼす密度流の影響

表－1 数値実験で得られた潮流変動の調和分析

Station	Baroclinic tidal flow			Barotropic tidal flow		
	Res.	M_2	M_4	Res.	M_2	M_4
1	52.7	77.2	19.6	48.6	68.0	16.1
	48.4	62.2	15.1	45.4	61.7	14.2
3	38.1	27.0	3.8	29.3	19.6	2.2
	32.7	16.2	1.4	26.1	16.2	1.3
4	19.1	20.6	2.2	13.2	12.9	1.1
	14.6	10.1	0.5	10.5	10.1	0.6
5	14.8	57.1	3.1	9.5	41.3	1.2
	9.1	39.8	1.4	7.8	35.6	0.8
8	28.2	33.5	6.7	11.2	29.0	5.5
	6.1	24.2	5.6	8.7	21.6	4.7
9	1.5	3.6	0.4	2.5	3.8	0.3
	1.4	2.9	0.4	1.8	2.9	0.2

unit:cm/s

向かって流れていることを意味する。図-4の明石海峡西流最強時の流況に現れた循環流の存在はこの調和分解の結果からも理解できる。

藤原ら(1989)の実測によると、測点3での大潮時の残差流は40 cm/sに達し、潮流よりも速くなると指摘している。数値実験の結果は38.1 cm/sであり、計算値が現実とかけ離れたものではないことが分かる。須磨沖(測点8)や湾奥(測点9)では密度流の影響を受けて残差流と半日周潮の比は若干大きくなっているが、他の海域では20%程度と小さい。

残差流系(baroclinic flow)と潮汐残差流系(barotropic tidal flow)との分析結果を比較した結果、第3層(-9m)の半日周潮の値が両者でほぼ同じであることが分った。そこで、残差流系に及ぼす密度流の影響を評価するために、各観測点での第3層の半日周潮の潮流振幅に対する残差流成分の比、および潮汐残差流成分との比を上・下段に表示したのが図-9である。潮汐残差流は潮流系によってのみ形成されるのに対して、残差流成分は潮流系と密度流系の和である。したがって、両者の値の差が残差流系に及ぼす密度流の効果を示す指標となる。沖ノ瀬環流中の測点1では潮汐残差流成分と残差流成分による差はなく、沖ノ瀬環流が明石海峡からの潮流により形成されていることを示している。沖ノ瀬環流外縁にあたる測点3および東岸恒流帯の測点4では密度流の効果により残差流成分は潮汐残差流成分に比べて、30~40%程度大きくなっている。このことはこの付近の残差流が潮流により形成され、密度流により強化されていることを示すものである。湾奥部西宮沖の測点9では残差流の流向が潮汐残差流のものとは異なっていることから、他の測点とは異なった傾向を示している。

(4) まとめ

三次元パロクリニックな流れの数値実験から大阪湾の潮流系、密度流系ならびに残差流系を平均大潮を対象に検討した。数値実験で得られた潮流の変動時系列を調和分析した結果、次のことが分かった。

- ① 残差流系は潮流系と比較して微弱な流れではない。
- ② 大阪湾の残差流分布は、明石海峡からの潮流に支配される沖ノ瀬環流(潮汐残差流)、河川からの陸水の供給により供給される湾奥部の密度流系の残差流、さらに沖ノ瀬の外縁から泉南沖にかけての潮流により形成され、密度流により強化される東岸恒流帯に分類できる。
- ③ 海峡周辺では潮流の非線形性によって2倍振動数の1/4日周潮の流動成分が生起されている。

5. 沖ノ瀬環流の生成機構

(1) 海峡部での流動特性に関する数値実験の概要

淡路島の北東端から南東方向の沖合い約8 kmに水深20~30 mの浅瀬がある。(図-1参照)この浅瀬は通称沖ノ瀬と呼ばれている。写真-1のMOS-1の衛星画像で見られたように、時計方向廻りの大きな循環流が形成されている。播磨灘から運ばれた土砂がこの渦の中心で堆積して、沖ノ瀬を形作ったと想像されている。潮流は本質的に渦度を持たない振動流であるが、明石海峡の複雑な地形とNavier-Stokes方程式の持つ非線形性により渦度を有するようになる。結果として、1潮汐にわたって時間平均すると、残差流成分として循環を形成することから沖ノ瀬環流と称される。

残差流自体が持つ物理的な意味を立証するために、残差流理論に基づいた研究も様々な角度からが行われている(例えば、今里(1993); 柳(1989))。他方、西村ら(1992)はFroude/Rossby相似則の水理模型実験を実施して、沖ノ瀬環流の生成には地球回転の影響が大きいことを指摘した。また、Fujiwara et al.(1993)は音響ドップラー流速計(ADCP)4機を用いた24時間計測を明石海峡東部で行い、沖ノ瀬環流の実態を明確にした。残差流系の実測は世界で初めての快挙であり、賞賛に値する。

本章ではこの藤原らの実測結果を受けて、三次元パロクリニック流れの数値実験を実施して、沖ノ瀬環流の生成機構を解明することを目的に実施する。計算対象領域は図-10に示すように明石海峡を中心に東西に約40 km、南北に約35 kmの海域を設定した。空間分解能を高めるために、水平方向は500 m、また、潮

流支配の残差流系であることから、鉛直方向は水表面から 4, 6, 10, 20, 20 m の 5 層に分割した。海境界における境界条件は、4. の平均大潮の広領域の計算から得られた潮位変動ならびに流速変動を調和分解して、残差流系、半日周潮と 1/4 日周潮の線形和として与えた。また、鉛直ならびに水平方向の渦動粘性係数や渦拡散係数に対しても SGS 粘性係数を適用した。明石海峡の播磨灘側では潮位振動、大阪湾側では水平二方向の流速振動を与える。潮流計算の開始より 10 潮汐目の計算結果を定常状態として考察する。

(2) 沖ノ瀬環流と垂水沖反流の残差流特性

図-11と12に、藤原らが実測した潮汐残差流と、流速変動の計算結果を一潮汐平均することによって得られた水表面下 2 m の潮汐残差流の比較を示す。両図ともに淡路島東岸の沖ノ瀬付近に時計方向廻りの回転を有した循環が、また須磨沖には反時計方向廻りの回転を有した循環が形成されているのが観察される。この沖ノ瀬還流ならびに垂水沖反流は計算では他の層においても明確に観測されることから、両循環は明石海峡の地形性によりもたらされた潮汐残差流であることが分かる。計算の対象を平均大潮としたこともあるが、沖ノ瀬環流を構成する残差流系の流速の最大値は 0.7~0.8 m/s と非常に大きい。物質の輸送には

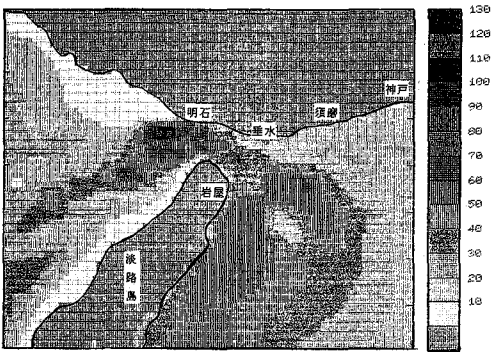


図-10 明石海峡モデルの計算領域

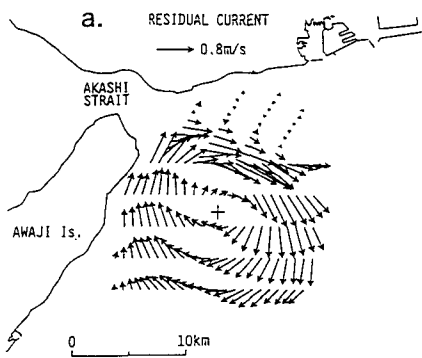


図-11 実測で得られた潮汐残差流

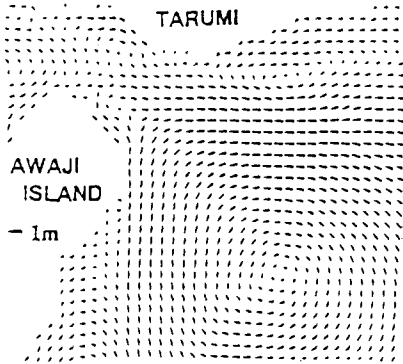


図-12 数値実験で得られた潮汐残差流

沖ノ瀬環流が有効に働くものと期待できる。4.(3)の考察においても記述したが、二次的な残差流系であっても、時には基本周潮の絶対値にも勝る場合も生じることが、肝に命じておく必要があろう。

次に、計算で得た流速変動を一周期平均して残差渦度の分布を示したのが、図-13である。残差渦度の最大値は $-5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ であり、現地観測から得た沖ノ瀬環流の強さとよく一致している。また、この海域における地球回転の効果を表すコリオリ・パラメータは $f = 0.821 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ であり、沖ノ瀬環流および須磨沖反流の有する渦度は約 5 倍の大きさを持つ。この

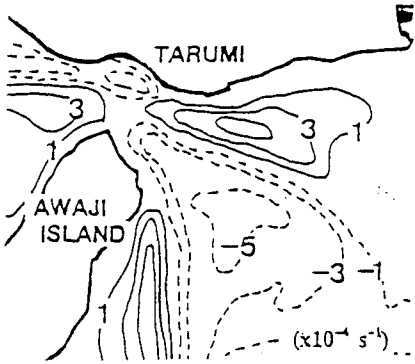


図-13 数値実験で得られた残差渦度

ことから、沖ノ瀬環流および須磨沖反流の形成過程に対して、地球回転の効果は主要因ではないものと考えられる。

(3) 渦の生成・発達機構と沖ノ瀬環流の生成機構

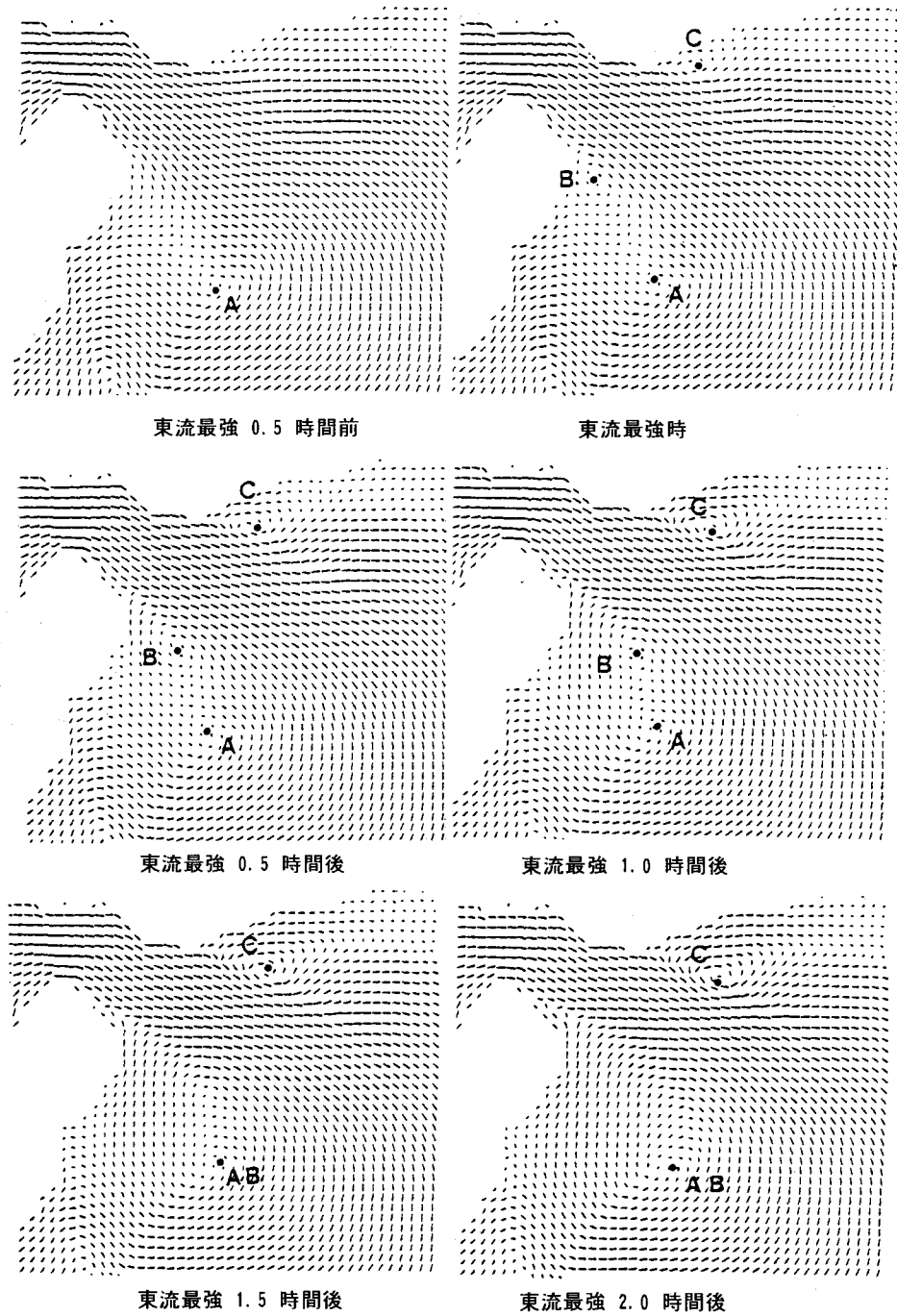


図-14 潮流場のせん断による渦の生成と渦間の相互干渉

図-14に明石海峡東流最強後の水深2m層での流速ベクトルの時間変化を示す。東流最強0.5時間前において、東流時のせん断効果によって生成された沖ノ瀬の渦Aが残存しているのが明瞭に識別できる。その位置は発生時と比較して西寄りに移動する。他方、流速場のせん断によるK-H不安定によって岩屋沖や垂水沖で渦Bと渦Cが発生している。渦Bの発生は浮遊シートの航空写真の可視化からも東流最強時に見られることが確認されている。東流最強後の0.5時間から1時間後にかけて、潮流によって運ばれた渦Bと渦Aとが相互に干渉し合い、合体して、東流最強1.5時間後には大規模な渦に成長しているのが観察される。これに対して須磨沖に形成された渦Cはその初期の形成位置から3km程度東へ移動するだけで、沖ノ瀬の渦のような渦間の相互干渉を引き起こすような現象は観られない。その後、淡路島東岸沖の渦(A+C)は1潮汐後にも残留し続けるのに対して、垂水沖の渦Bは明石海峡の流れが西流となると同時に逸散する。

この沖ノ瀬周辺に形成される渦間の相互干渉(pairing, coalescence or amalgamation)が沖ノ瀬環流の生成機構である。同じ符号で同程度の強度を持つ渦が接近することにより、相互干渉を引き起こし、互いの周りを回転しながら合体するのは混合層でよく観測される渦の発達現象である(例えば、中辻(1983))。この合体現象を考えることにより、どのようにして沖ノ瀬環流(直径が約20km)のような大規模な渦に発達できるのか、また、その渦が明石海峡西流最強時においても何故存在し続けるかを合理的に説明することが出来る。図-14の計算結果に認められるBやCの渦の規模は大きい。仮に、水平方向の差分間隔を小さくすればするほど、混合層に発達する渦はより精度高く再現できるものと期待できる。

(4) SGS渦粘性係数の分布

前項で指摘したように渦同志の合体現象は、渦動粘性係数を時・空間的に変動する関数として表現できるSGS粘性係数の導入によって初めて可能になったとも考えることが出来る。そこで、明石海峡西流最強のSGS粘性係数の分布を調べたのが図-15である。明石海峡での流れが最強と達する時には、海峡部周辺において最大 $30 \text{ m}^2/\text{s}$ を越える大きな値が認められる。また、渦動粘性係数の大きくなる領域が渦の形成の著しい海峡部周辺と一致することは非常に興味深い結果であり、渦の生成過程から想像すれば合理的であると考えられる。したがって、乱流輸送項のモデル化としてSGS渦動粘性係数の概念の導入は海峡周辺部の流れを再現する上で非常に有効な手段である。

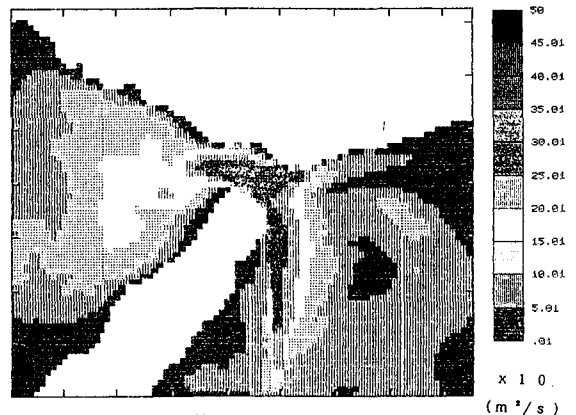


図-15 明石海峡近傍でのSGS渦動粘性係数の分布(単位： m^2/s)

(5) まとめ

沖ノ瀬環流の生成機構の解明を目的として三次元数値実験を実施し、以下の結果を得た。

- ① 明石海峡の狭領域を対象とした数値実験を実施することにより沖ノ瀬環流還流と須磨沖反流の循環流を再現することができた。この循環流は水表面に限らず、鉛直方向の各層において形成されており、潮汐残差流系であることが分かった。
- ② 沖ノ瀬環流の残差渦度は、循環の中心部で $-5 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ であり、現地実測から得られた値とよく一致している。この残差渦度の大きさは地球回転の効果を表すコリオリパラメータ($f = 0.821 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$)の約5倍である。よって、沖ノ瀬環流の生成に対して地球回転の効果は主要因ではないことが分かった。
- ③ 乱流輸送項のモデル化としてSGS渦動粘性係数を用いることにより、明石海峡の東流時のK-H不安定によって生じた渦と、その1潮汐前に形成され大阪湾に残留していた渦とが相互に干渉し合い、合体することにより、沖ノ瀬において大きな循環流を形成することが明らかになった。

6. 潮汐フロントの生成機構

(1) 潮汐フロントの物理的意味とその数値実験の概要

図-4、5や写真-1に見られたように、明石海峡と紀淡海峡と直結する大阪湾西部海域では潮流が卓越し、湾内には潮汐残差流（例えば、沖ノ瀬環流）が発達する。一方、海峡部から離れた大阪湾の北東部海域では潮流は微弱であり、むしろ密度流や吹送流が卓越する。その結果、停滞性の強い灘部では成層化が発達して、上層と下層では流れが異なっている。成層した灘部上層の海水は表層を拡がり、海峡部に向かって進み、海峡部で鉛直混合されて下層へと運ばれる。水表面において局所的な収束流を伴うことから、灘と海峡部の境界では明瞭な不連続な「潮目」が形成される。その結果、灘・海峡系*の異水塊間の輸送や拡散が抑制され、浮遊物質や懸濁物質の集積を伴うことになる。

Yanagi and Takahashi(1988)は、大阪湾での夏期の観測から水温、塩分、密度の変化はそれぞれ 1.5°C 、 4.0‰ 、 3.0 であり、フロント近傍の流れは互いの水塊を左手に見るように、成層した海域では北東流、鉛直混合した海域では南西流であることを報告している。上嶋ら(1991)は、潮汐フロントは水温 24.5°C 、塩分 31‰ の等値線に沿って発達しており、フロント両側でのシアーが大きくなる西流最強時に最も発達し、それ以外の時は全体として南流するためフロントはぼやけることを示した。このようにフロントの強度は流況によって顕著に変化することを明らかにした。さらに、Yasuda and Ueshima(1992)は大阪湾では冬季にもフロントが形成されることを確認した。

海外では大西洋西部のジョージバンク (Garrett and Loder; 1981) やセルテック海 (James; 1977) などの海域が有名である。それらは大陸棚周辺において水深が急激に変化することによって潮流が強くなり、海面加熱で成層した海域がその潮流の影響により破壊される事例が多い。Garrett and Loder(1981) は、潮汐フロント断面の流動を説明するために、フロント界面において粘性項、圧力項、コリオリ項を考慮した方程式を用いた準解析的な手法で、潮汐フロント断面に形成される循環流の流動機構について議論した。その結果、潮汐フロントにおける鉛直動粘性項の重要性を示唆している。また、Simpson and Hunter(1974)は潮汐フロントが潮流に伴う強い鉛直混合のために成層が破壊される海域と、陸水からの淡水および海表面からの熱供給に伴って成層が維持される海域に形成されることに着目して、エネルギー論的にフロントの形成位置が $\log(H/U^3)$ の分布に従うことを示した。アイルランド海西部で夏季に観測された潮汐フロントに適用した結果、フロントが $\log(H/U^3) = 1.81 \sim 2.00$ の等値線上にあることを立証した。

そこで、本章では大阪湾で観測される潮汐フロントを対象にその流動、生成機構の解明を試みる。数値実験で対象とする領域は、図-16に示す通り、大阪湾を中心に明石海峡、紀淡海峡を含んだ 64km 四方の海域とする。大阪湾は主に密度流現象に支配された海域であるので、従来よりも鉛直方向の格子間隔の細分化を図る。すなわち、水平格子間隔は 1km 、鉛直格子間隔は水表面から不等間隔に $2, 2, 2, 2, 4, 6, 10, 15, 15\text{m}$ の 10 層で分割する。

明石、紀淡の両海峡部の開境界において M_2 の潮位変動を 12 時間周期の余弦波の関数で与える。密度流を誘起させる外力として、河川からの淡水流入（流量 $570\text{ m}^3/\text{sec}$ 、水温 28°C 、塩分 20‰ 、密度 $\sigma_t = 11.21$ 、海境界では水温 20°C 、塩分 32‰ 、密度 $\sigma_t = 22.51$ ）

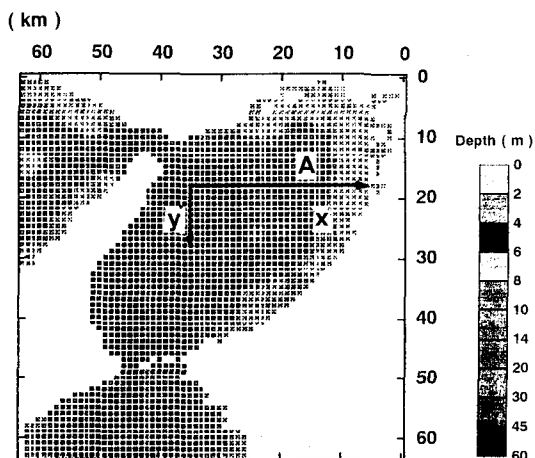


図-16 計算領域

(脚注) Fujiwara and Nakata(1993) はこのような移流効果の強い海域の構造を灘・海峡系と称し、瀬戸内海に代表される日本型エスチュアリーとしてその物理特性を論じている。

と海表面における熱収支量（大阪市、神戸市、洲本市、和歌山市における1981～1990年の過去10年間の観測値の7・8月平均）を用いた。差分時間間隔はCFL条件を満たすように30秒とする。コリオリパラメータ f は $8.21 \times 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ を与えた。海底摩擦係数は0.0026、壁面摩擦係数は0.0001とする。水平方向の渦動粘性係数はSGS渦粘性係数を用いる。鉛直方向の渦動粘性係数に関しては、潮流計算ではSGS渦粘性係数を、また密度流計算では成層化関数を導入したWebb式(渦動粘性係数)およびMunk and Anderson式(渦動拡散係数)を用いる。この時、中立状態の渦動粘性係数は $50 \text{ cm}^2/\text{sec}$ とした。

計算手順はまず潮流計算として平均潮を対象に潮位変動と流速変動が十分安定するように5潮汐間計算する。次に密度流計算として、夏期の気象条件と河川流入を考慮した上で潮流計算に継続してさらに50潮汐間計算する。したがって、計算結果としては55潮汐目の結果を用いて考察する。4. の計算との違いは空間的な分解能を上げたことと、温度場と塩分場とを個別に解いた点にある。

(2) 潮汐フロント近傍での流動場・密度場の水平方向特性

図-17、18はそれぞれ明石海峡東流最強時および西流最強時の水表面（水深1m）での水平流動場と密度場(a)、水温分布(b)、ならびに塩分分布(c)である。図(a)中の太い実線はフロント先端部を、点線は20m水深線を表す。ここで、フロントの識別の指標として、柳(1992)に倣って水平密度勾配が最大となる地点、すなわち水平密度分布の収束域を連ねたものをフロント先端部とした。

明石海峡東流最強時の場合、明石海峡から流入してくるジェット状の水塊と湾北東海域の軽い水塊が相互にぶつかり合う場所に流れの収束域が形成されている。この流れの収束域は水深20m線にほぼ沿って形成されており、フロント先端部の位置と概ね一致している。この収束域は河口境界と海境界の密度差の約15

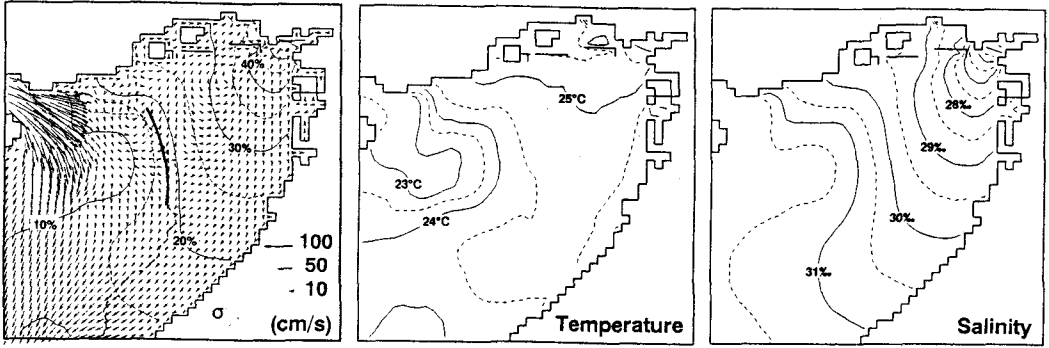


図-17 明石海峡東流最強時におけるフロント近傍の (a) 表層流動、(b) 水温分布、(c) 塩分分布。

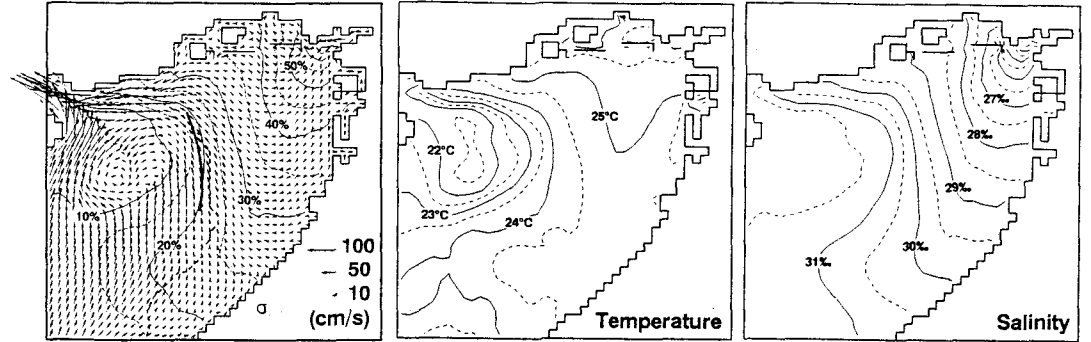


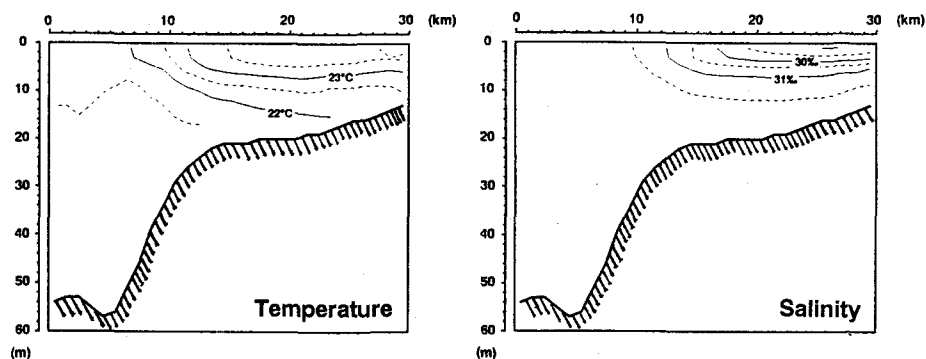
図-18 明石海峡西流最強時におけるフロント近傍の (a) 表層流動、(b) 水温分布、(c) 塩分分布。

～20 % の間に当たり、フロントに対して成層側では北上する流れが存在するのが特徴的である。このフロントを挟んだ流動の特徴から、東西間の水塊の交換が遮断されている様子が伺える。また、湾北東部海域での流動に目を移すと、平水時の淀川河川水は流出後、大阪、堺沖の沿岸線に沿って南方に流れの向きをとり、放射状のプルーム的な拡がり形態を呈していることが分かる。その後の河川水の流れはフロント収束域を構成する流れと泉南沖に沿った方向の流れに分かれる。前者は西宮沖環流、後者は東岸残差流帯の流動を構成している。

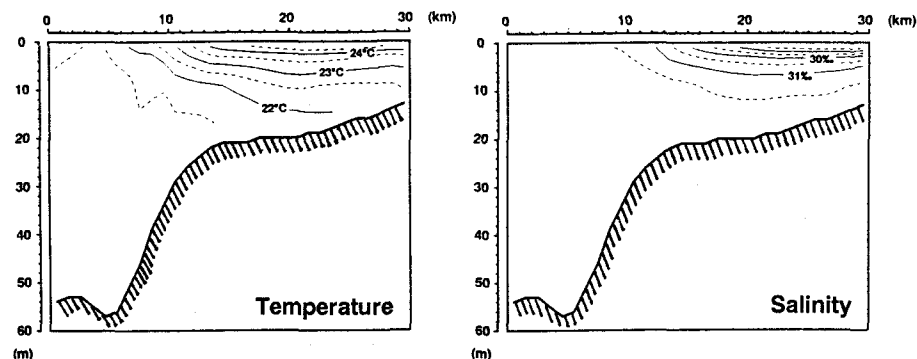
一方、明石海峡西流最強時の場合には、水深 20 m 以深の海域では明石海峡の東流時に播磨灘から流入した水塊が西流時においても存在し、沖ノ瀬を中心とした循環を形成している。この結果は写真－1 で示した人工衛星 MOS－1 が撮影した播磨灘から流入した濁水塊の濁りの分布をよく説明している。北東部海域では 10～30 % の等密度線および水深 20 m 線に沿って北向きに流れており、神戸沖合で須磨の沿岸線に沿った方向へと流向を変えている。しかし、東流最強時に観測されたような水平収束流は沖ノ瀬環流と湾北東部の水塊の境界でわずかに観測されるのみであり、その流動は非常に微弱で、しかもその位置は東流時のそれと比べて約 10 km も西側へ移動する。

(3) フロントに直交する鉛直断面の水温と塩分の分布特性

図－19、20 はそれぞれ図－17、18 に対応する観測線 A (図－16 参照) に沿った鉛直断面での水温と塩分の分布を示したものである。フロントの先端部は水温 23℃、塩分 31‰ で観測され、その分布状況は夏期の平均的な水温・塩分場をよく再現している。また、図－5 の密度場と比べれば、計算の精度が向上しているのがよく分かる。水温と塩分の水平分布の特性も含めて考えると、潮汐フロントを境にして湾北東部



図－19 明石海峡東流最強時における観測線 A に沿った断面での (a) 水温分布と (b) 塩分分布。



図－20 明石海峡西流最強時における観測線 A に沿った断面での (a) 水温分布と (b) 塩分分布。

($x \geq 10$ km) では高温・低塩分の成層水塊と、湾西部海域 ($x \leq 10$ km) では低温・高塩分の鉛直混合水塊とが接しており、樋端ら(1991)の観測と比較しても分かるように、夏期の大阪湾の平均的な水温と塩分の分布をよく再現している。ここで特徴的なことは、水温と塩分の分布形態が水平方向、鉛直方向ともに著しく異なっていることである。(密度の鉛直分布については7. 図-2.2(中段)に示す) しかも、フロント近傍での密度分布と塩分分布の形態が水温分布の形態と比較してよく類似していることである。このことは、河川からの淡水流入の効果がフロントの形成には重要な役割を果たしていることを示唆している。

フロント先端部の強さを表す指標として水平方向密度勾配を求めると、観測線A上では東流最強時において $x = 12$ km で $(d\rho/dx)_{\max}/\text{km} = 0.26$ 、西流最強時において $x = 13$ km で $(d\rho/dx)_{\max}/\text{km} = 0.38$ となる。明石海峡西流時の方がフロント先端の密度構造が強化されていることが分かる。これは樋端ら(1991)と一致している。

潮汐フロントの水温や塩分分布は、前述したように、成層した水塊と鉛直混合した水塊との力学的均衡に依存して存在するものである。特に、フロントの存在は大阪湾湾奥北東部の密度流と深い係わり合いがあり、水温や塩分分布だけでは力学的考察は不可能である。フロントの力学は7.で行うことにする。

(4) $\log(H/U^3)$ の水平方向分布

Simpson and Hunter(1974)や柳(1988)に倣って、大阪湾で観測される潮汐フロントの発生位置と $\log(H/U^3)$ の関係を求めたのが図-2.1である。ここで、図中の太い実線は計算結果より得られたフロントの位置を表している。同図より大阪湾で観測される潮汐フロントは $\log(H/U^3) = 3.6 \sim 3.8$ の等値線に沿って存在していることが分かる。このフロントが示した値に対してその妥当性を検討する方法はないが、例えば、柳は大阪湾のフロントに対して2.5~3.0の値を得ている。この値は本研究での結果と必ずしも一致するものではない。また、Simpson and Hunterの値1.81~2.0とも異なる。しかしながら、 $\log(H/U^3)$ の値とフロントの発生位置の合い間に強い相関が確認できたことは大きな意義がある。換言すれば、大阪湾で観測される潮汐フロントは潮流エネルギーの大きい水深20m以深の東部海域と成層に伴ったポテンシャルエネルギーの大きい西部海域の境界に形成され、 $\log(H/U^3)$ の指標を用いることにより簡単にその位置を予想することが出来る。

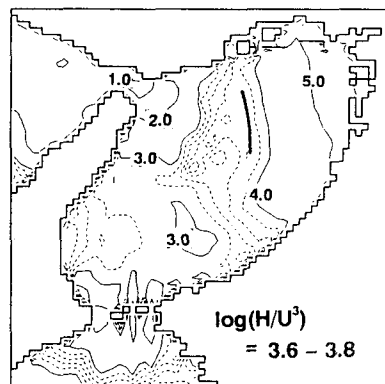


図-2.1 $\log(H/U^3)$ の値の分布

そこで、潮汐フロントの成層に及ぼす淡水流入の効果と海面加熱の効果の寄与率Pを簡単に算定する。ここで寄与率Pは次式で表される。

$$P = \frac{(\text{海面加熱の効果})}{(\text{淡水流入の効果})} = \frac{\beta SRC}{\alpha Q} \quad (25)$$

夏期を対象とした大阪湾モデルの計算条件より、 $Q = 160 \text{ W/m}^2$ (海面温度24℃として算定)、 $R = (571 \text{ m}^3/\text{s}) / (400 \text{ km}^2)$ 、 $S = 32\%$ とすると、寄与率 $P = 5.2$ となる。これはフロントの形成に対して淡水流入の効果は海面加熱の効果の約5倍の役割を果たすことを意味しており、大阪湾の潮汐フロントは湾北東部に位置する河川からの淡水流入に伴って形成されていることが分かる。

(5) まとめ

河川水流入と海表面での熱流入の影響を考慮した水温、塩分拡散方程式を含む三次元バロクリニックな流れの数値実験を夏期の大阪湾で観測される潮汐フロントを対象に実施した。

- ① 大阪湾の20m等水深線に沿って水平密度構造が急激に変化する潮汐フロントが観測された。フロントでの密度構造は明石海峡での流れが西流時において特に強化され、潮時によって東西方向にフロント強度

を変えながら移動している。この事実は現地観測から得られた知見とよく一致している。

- ② フロントを挟んだ両側の海域で、その流動の特徴は著しく変化する。特に、フロントの西部海域では明石海峡からの潮流の影響を受けて水温や塩分が鉛直方向に様な分布を呈しているのに対して、フロントの東部海域では成層状態にある。
- ③ 潮汐フロントの生成を特徴づける指標 $\log(H/U^3)$ の分布を調べたところ、フロントは 3.6~3.8 の等値線に沿って発達していた。また、潮汐フロントの形成に対して淀川からの淡水流入の影響は、海面加熱による熱流入の影響の約 5 倍の寄与度を持っていることがわかった。

7. 西宮沖環流の生成機構

(1) 湾奥部に観られる高気圧性渦の数値実験の概要

大阪湾奥の北東部海域には、流域面積 8240 km² および 1070 km² の淀川と大和川の河川が流れ込んでおり、その洪水時には大量の陸水が大阪湾へと流出している。最大流量 6270 m³/s を記録した約 6 時間 20 分後の淀川洪水流の拡がりを気象衛星 NOAA がとらえた画像を写真-2 に示す。淀川洪水流は右岸に沿って神戸沖から淡路島東岸沖へと coastal jet を形成しながら流動していることが分かる。Nakatsuji et al. (1994) は洪水流の水平方向規模がロスビーの変形半径 R_f を越えると、洪水流は地球回転の影響を受けて写真のような振る舞いを示すことを 3 次元パロクリニックな流れの数値実験から明確にした。また、流量の少ない場合のハイドロ・グラフを河口からの放流条件として与えた数値実験を行った結果、例え、河川流量が少なくとも、成層状態で滞留した河川水の水平規模が R_f を越えると、地球回転の影響を受けて必ず神戸沖へと流れることも分かった。

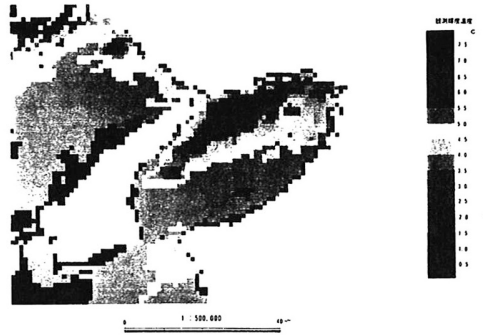


写真-2 淀川洪水流の拡がり

それならば、淀川や大和川の河川水は、常時右岸に沿って神戸沖へと流れているのだろうか。現地での観測データによれば、平水時の湾北東部の河川水は河口から南下して堺、泉南沖へと拡がるのが報告されている。また、1387 m³/s の出水を記録した時も、河川水は南の方へと流れている。つまり、平水時の淀川河川水は、洪水時のように地球回転の効果を受けて神戸沖へと拡がらない。あるいは発電所からの温排水の流出に見られる表層ブルームのように同心円上の拡がりを呈するわけでもない。しかしながら、地球回転の効果を考えるならば、平水時の淀川の河川水が南下して泉南沖へと拡がっていくことは物理的に矛盾している。

ここで注意しなければならないことは、灘・海峡系を考えた時、大阪湾湾奥は潮流の微弱な灘部であり、6. で述べたように夏期にも冬期にも成層が発達する海域である。藤原ら(1989)は流速データをもとに、大阪湾における残差流系の分布を整理し、大阪湾の北東部海域に形成される時計方向廻りの循環流が水深 2 m ~ 4 m に顕著に現れることを指摘した。この循環を「西宮沖環流」と名付けた。さらに、その生成の要因として、藤原ら(1994)は上層水塊が水平発散することにより時計方向廻りの渦度を獲得し、それが集積することにより高気圧性循環流が形成される生成機構を提案している。この様な高気圧性循環の機構そのものは、例えば、大気圏の台風などに見られる渦巻の生成・消滅の機構とよく似た現象として一般に知られている。

そこで、本章では大阪湾で観測される西宮沖環流を対象にして 3 次元パロクリニック流れの数値実験を行い、① 成層した閉鎖性の強い湾奥に形成される西宮沖環流の流動構造の把握、② 西宮沖環流の生成・維持機構の解明、さらに ③ 西宮沖環流が淀川ブルームの拡がりに及ぼす影響について考察する。

数値実験の内容ならびに諸条件は 6. と全く同じである。

(2) 潮汐フロントと湾奥部の3次元流動特性

図-22～24は明石海峡東流最強時および西流最強時の水面下3 m層の水平流動場ならびに密度分布、観測線A（図-16）の鉛直断面における断面直交方向の流速分布、そして断面内流速と密度分布を示す。水面下1 mにおける水平方向流動と密度場は図-17、18に示してある。

水深1 m層と3 m層を比較すると、各潮時においてその流動形態は著しく異なっている。水深1 m層では淀川からの河川流入の効果が支配的であり、明石海峡東流最強時に南向いていた淀川河川水の流軸が西流最強時に南西に方向を変える程度の変動である。一潮汐間を通じて流れの変動はほんのわずかである。また、この時の河口近傍での表面流速は10～20 cm/sと大きく、湾北東部海域の表層では浮力流束の卓越したブルーム状の拡がり呈していることが分かる。その結果、等密度線は相似性を保ちながら拡がる傾向にある。

一方、水深3 m層では、西宮沖7.5 kmを中心に時計廻りの渦度を持った循環が形成されている。その持続する時間は東流最強1時間前から西流最強時までの5時間の長きにわたっている。その結果、神戸沖合いから流入した流れが淀川河口を横断するのが認められた。藤原(1994)が3～4 m水深で淀川を直角に横切る流れを観測しているが、それと合致する。3 m層にみられる時計廻りの循環は図-23のフロント方向の流速分布にも明瞭に現れている。西流最強時の流速分布を見ると、フロントの成層側海域の上層の流動ではフロント近傍では北流、湾奥では南流と循環を形成している。東流最強時にはそれほど明瞭ではないが、 $12 \text{ km} \leq x \leq 16 \text{ km}$ の範囲の上層で北流が少し認められる。

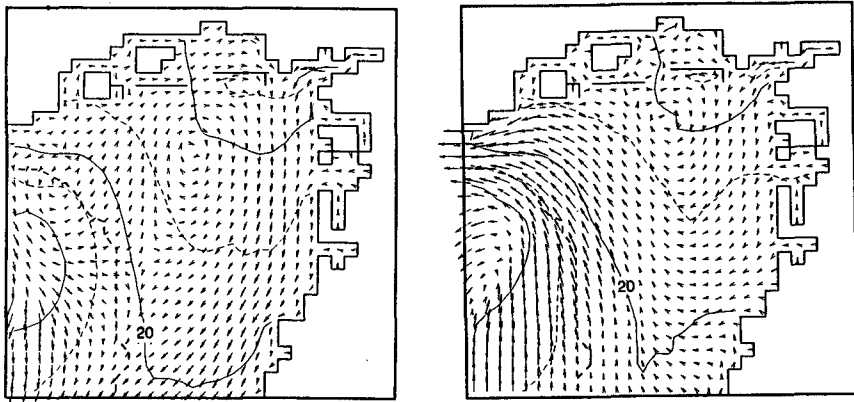


図-22 水面下3 mの水平方向流速と密度分布：明石海峡東流最強時（左）と西流最強時（右）

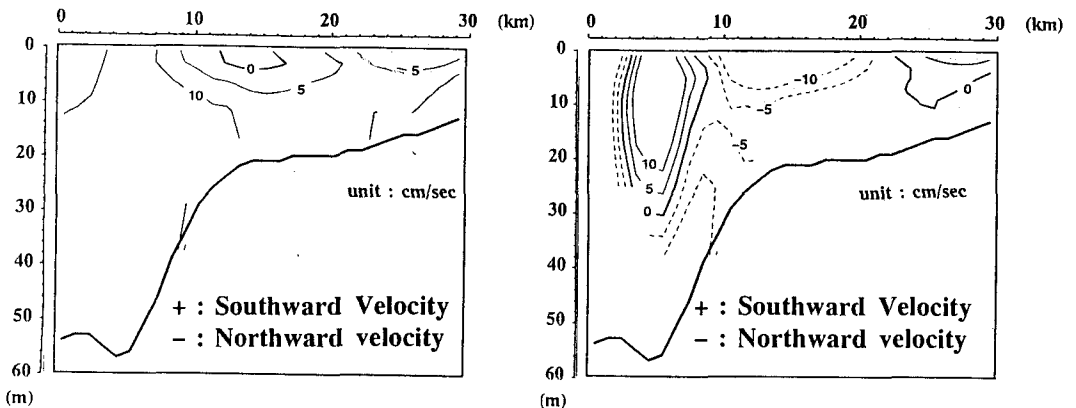


図-23 観測線A断面の直交方向の流速の断面内分布：明石海峡東流最強時（左）と西流最強時（右）

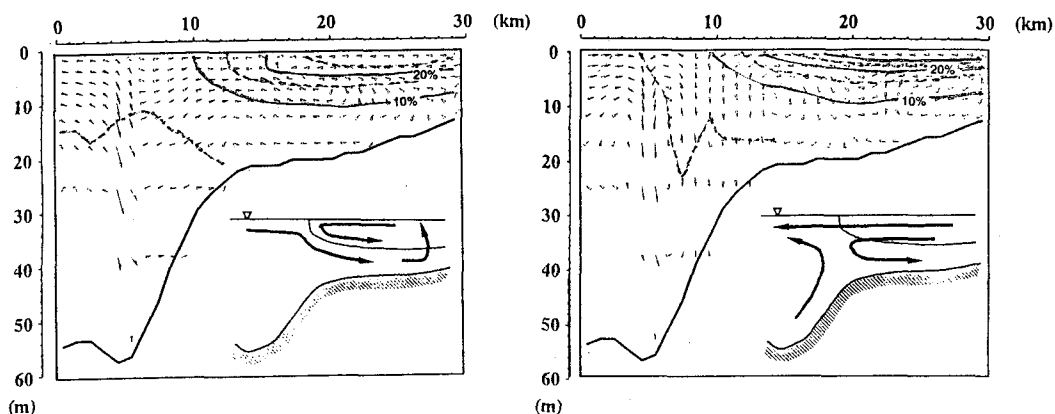


図-2 4 観測線 A 断面内の流速分布と密度分布：明石海峡東流最強時（左）と西流最強時（右）

従来、潮汐フロントの先端部は表層の水平密度勾配が最大となる位置で定義されてきた。その考えを踏襲すると、図-2 4 において東流最強時および西流最強時のフロントの先端はそれぞれ $x = 12\text{km}$ 、 13km となる。しかしながら、その位置は観測線 A 断面での鉛直断面流動や断面直交流動から推察されるフロントの位置とは若干異なる。潮汐フロントの特性が明瞭である明石海峡西流最強時を例に示すと、海面収束流が顕著に見られるのは $x = 10 \sim 13\text{km}$ の範囲である。成層した東部海域では沈降流、混合の強い西部海域側では湧昇流という鉛直循環が明瞭に形成されている。さらに、図-2 3 の断面に直交する流動場においては、前者はフロントを挟んで北向きの流れ、後者は南向きの流れを形成している。それらの絶対値は 10 cm/s と非常に大きい。また、その流れは水表面から海底部にまで及んでいるのが特徴である。表層への連行は湾奥で生じている。潮汐フロントの表層での位置や成層界面から判断すると、陸水と海水との密度差の 10% 線、塩分で表示すると概ね 31.5‰ が境界となる。密度の水平勾配でフロントを定義するよりはむしろ塩分 31.5‰ あるいは密度差 10‰ で評価した方が現象にあっていると云える。

一方、東流最強時には上述したような明瞭な流動特性は現れてこない。海面収束流の位置は $x = 16\text{ km}$ 地点で現れている。それを基準に考えるならば、西部海域からフロントに向かってきた表層の流れは、流速は小さいが、フロントに沿って北上し、東部海域からの流れは南へ向かう傾向にある。下層から進入した海水は $x > 12\text{km}$ の領域で表層へ連行されている。

中工試の報告（1991）は、潮汐フロントは明石海峡西流時に最も発達し、流況によってフロントの強度は著しく変化することを現地実測結果から指摘している。また、柳（1992）によると、フロントの成層した領域では地衡流平衡のため北半球では鉛直混合した領域を左手に見て流れ、一方鉛直混合した領域では相対的に成層した領域を右手に見て流れる。この特性はコリオリ力の効果を受けた潮汐フロント特有の流動であると述べている。したがって、図-2 3 で示した潮汐フロント周辺の断面直交方向の流動は柳（1992）の明示した地衡流状態の流動場（平均流）に潮流の往復流の効果が重ね合わさった流動と解釈することが出来る。

(3) 西宮沖環流の特性

計算した流速変動を一潮汐平均することにより得られた各層の残差流の水平分布と平均圧力偏差との関係を図-2 5 に示す。平均圧力偏差の定義や関連性は後述することにして、先ず残差流特性について考える。

水深 1 m、3 m 層を見ると、沖ノ瀬を中心とした時計廻りの循環（沖ノ瀬環流）とフロント近傍での反時計廻りの循環の二つの渦が形成されている。一方、フロントの成層側では混合海域とは違って各層において全く異なった流動を呈する。水深 1 m 層の湾奥部では淀川河口から拡がった放射状の流れが卓越しており、河川プルーム的な流動が卓越している。これに対して、水深 3 m、5 m 層では、西宮沖 7.5 km 辺りに時計方向廻りに回転する渦の形態を持った循環が形成されているのが分かる。この循環の渦度は、最大値で

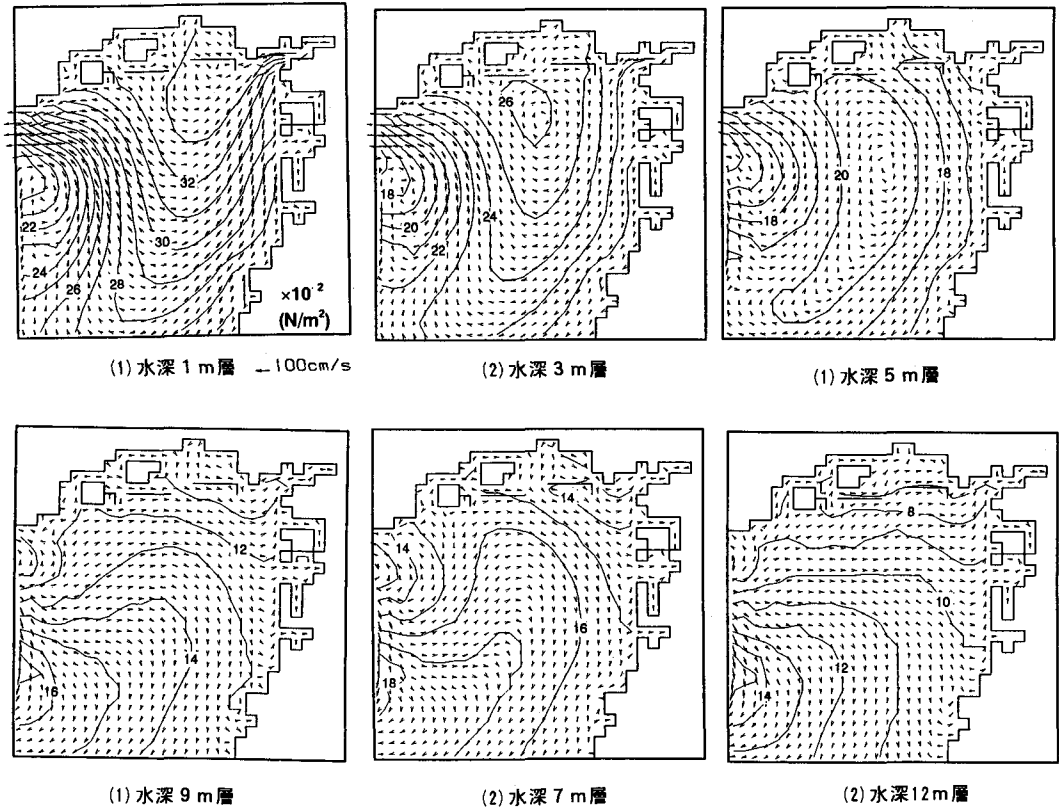


図-2 5 各層の残差流のベクトルと平均圧力偏差の分布

$-3 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ である。藤原ら(1994)が現地実測の数少ない観測点のデータを基にして算定した西宮沖環流の渦度 $-3.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ の値と良く一致している。そこで、この層での流れの特性を列举すると、淀川河口沖合では河口を南へ横断する流れが存在し、また西宮沖を中心とした循環は水深 3～5 m 層でのみ見られる流れである。さらに、表層では河口ブルームの影響により循環流としての形態が打ち消されている。このような特性から推察して、この時計方向の回転を持った循環は、いわゆる西宮沖環流であると考えられる。一方、水深 7 m 以下での流動に着目すると、上層域で観測されたような特性を有する渦は見られず、残差流分布は須磨、神戸の沖合いから流入し、時計方向廻りの円弧を描きながら大阪、堺沖合いを南下して、泉南沖へと流出するながれが形成される。この層での残差流の特徴は潮汐残差流系の流動とよく一致している。したがって、この底層での流れは潮汐変動と大阪湾の地形性に起因した流れであることが分かる。

つぎに、渦の起動力ともなっている圧力場の分布を調べるにより、この西宮沖環流を構成する渦の形態を考える。図-2 5 に示した平均圧力偏差は次式に示す場の圧力から基準圧力を差し引いた圧力偏差 ΔP を一潮汐平均することにより得られたものである。

$$\Delta P = \int_h^z \rho g dz - \rho_0 g h \quad (26)$$

図では各層の圧力偏差を $1 \times 10^2 \text{ N/m}^2$ 毎に等値線を示している。一般に圧力場は密度分布と水位上昇量から決まる量であり、平均場といえども必ずしも密度分布だけで決定されるものではない。残差流は高圧部から低圧部に向かう成分を含むものの、ほぼ等圧線に沿う方向に流れている。このことが全ての層にわたって成

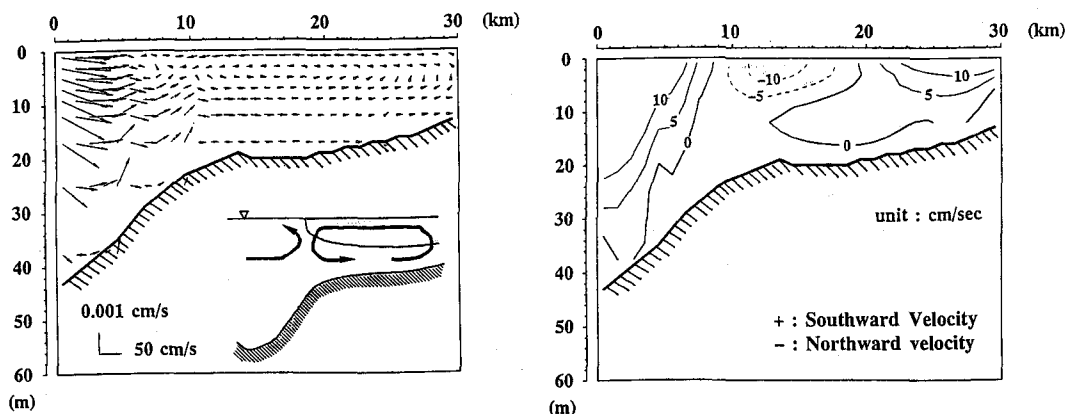


図-26 フロントを直交する観測線Aでの残差流ベクトル：断面内残差流（左）と断面直交残差流（右）

り立っている。上層では時計廻りの西宮沖環流があり、下層には淀川河口の低圧部に収束する流れがある。残差流ベクトルが平均圧力偏差の等値線とほぼ平行になって流れていると言うことは、地衡流の形態を形成していることを意味する。すなわち、同図は西宮沖環流がいわゆる高気圧性の渦の圧力形態に基づく流れであることを実証したことになる。

フロントに直交する観測線Aに沿った鉛直断面での残差流流速を示したのが図-26である。水表面から約8mの水深で成層した上層において、残差流は $x = 20 \sim 30$ kmの海域で南流、また $x = 10 \sim 20$ kmで北流になっており、これは正しく図-25の時計廻りの西宮沖環流の存在を示すものである。

(5) 西宮沖環流が淀川ブルームの拡がりに及ぼす影響

夏期の平水時における淀川河川水の動態を捉えるため、淀川河口から連続放出したトレーサ濃度の拡がりを三次元移流拡散方程式を用いて調べた。紙面の都合上、各層の濃度分布の時間変化を示すことは出来ないが、鉛直方向への拡がりは非常に小さいので、表層でのトレーサ濃度（50%）の拡がりの時間変化を示したのが図-27である。平水流量の淀川からの河川水は右に曲がることなく、左に曲がり南下することを示している。つまり、西宮沖環流が発達している場合には、水表面を薄く拡がる淀川河川水は時計廻りの西宮沖環流の流れに運ばれて輸送され南下することが理解できる。ただし、洪水時の河川流量が大きい場合には、淀川河川水は西宮沖環流に勝って神戸沖に進むことになる。

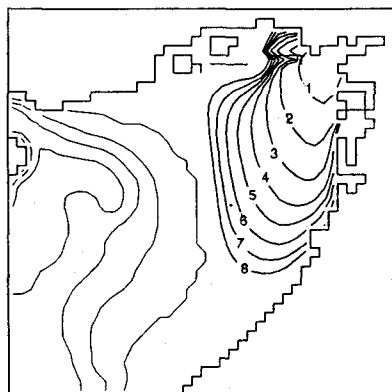


図-27 淀川河川水の拡がり

(6) まとめ

大阪湾の北東部海域の上層で形成されている西宮沖環流生成機構を検討するためにバロクリニック流れの数値実験を実施した。

- ① 西宮沖環流が生成される要因として、藤原ら(1994)の「高気圧性渦説」の実証を行った。
- ② 夏期の平均潮を対象とした数値実験の結果、西宮沖合では残差流場の流動として時計廻りの渦性の流動構造を有した循環流が形成されることが確認できた。この循環流は水深3~5m層で明瞭に観測された。
- ③ 上層水塊の残差流のベクトルは平均圧力偏差の分布に平行になっており、残差流系は準地衡流である。
- ④ 淀川河川水の拡がりは西宮沖環流に運ばれて左岸に沿って南下し、その後循環流の流れに乗って湾北東部全域へと広く分散されていく。

8. あとがきに代えて

「・・・前略・・・」国土の狭いわが国では臨海都市域の高質な環境整備や再開発に関連した沿岸域の開発は避けて通ることの出来ない現実である。これまでの環境破壊の教訓を生かしたベイエリア開発に対する明確な環境理念の確立が急務である。また、内湾本来の環境特性を配慮しながら、水域利用の目的に応じた環境の回復、創造等、環境質の改善を推進する具体的な施策や技術が必要である。それは湾全体の広域的、且つ長期的ビジョンに立脚し、且つ沿岸都市域の機能と一体化したものでなければならない。生態系や沿岸都市域の社会科学的事象との連携を含む学際的な取り組みが必要となる。このような背景を踏まえて、River Engineering や Coastal Engineering の対として ESTUARINE ENGINEERING の研究の必要性を強調したい。その特徴は・・・後略・・・」本年3月初めに海岸工学委員会研究小委員会にWGの設立申請した文面である。そして、本年度から活動を始める。興味のある方の積極的な参加をお願いしたい。

片面で社会の動向に遅れじと数値実験手法の確立に努力してきた。ようやく、大阪湾で起こるであろう物理現象に対して何らかの解答を準備できる段階になってきた。水理実験で言えば、装置が整い、相似則も満足し、御神酒でも捧げてスタートということになるが、残念ながら数値実験はそうにはいかない。本文で紹介したモデルは密度流、とくに成層密度流を念頭においたものであって、生態系への適用は？ 海底面直上の流れは？ 乱流は完結したの？ もう少し分かり易く表現できないの？ 等等、まだまだ問題は残り多い。一つ一つを、フィールドの得意な人や、実験の上手な人と、議論しながら解決していく必要がある。

しかし、今や大阪湾の流動や拡散の数値実験を行える段階になった。共同研究者の藤原建紀氏（京大・農）は大阪湾西部海域（海峡部）から成層化した湾奥部（灘部）への溶存酸素の供給は有り得るか？ の数値実験を始めたし、小生もまた淀川から放流した3万個の粒子がどのように大阪湾に散らばるか？ の数値実験を始めた。何か新しい発見はないかと密かに期待している。

本研究を実行するにあたり、村岡浩爾阪大教授より温かい激励とご教示を賜った。また、末吉寿明君（現：日本道路公団勤務）には夜を徹しての研究協力を得た。記して、謝意を表します。本研究は平成5年度文部省科学研究費補助金（一般研究C）「エスチュアリー・エンジニアリングの提唱と大阪湾環境保全への適用」の援助を得た。

参 考 文 献

- 今里哲久(1993)：海水交換の概念と交換率，沿岸海洋研究ノート，30周年記念特別号，pp.111-123.
- 今本博健・石垣泰輔・馬場康之・荒木俊雄(1994)：大阪湾における大規模渦の挙動について一第2報一，土木学会平成6年度関西支部年次学術講演会講演概要，II-81.
- 岩佐義朗・井上和也・劉 樹坪・阿部 徹(1983)：琵琶湖湖流の三次元的な解析，京都大学防災研究所年報，第26号 B-2，531-542.
- 上嶋英機・湯浅一郎・宝田盛康・橋本英資・山崎宗広・田辺弘道(1987)：大阪湾停滞性水域の流動と水塊構造，第34回海岸工学講演会論文集，pp.661-665.
- 宇野木早苗(1984)：シンポジウム「潮目、その力学と役割」のまとめ，沿岸海洋研究ノート，第21巻，第2号，166-168.
- 運輸省第三港湾建設局関西国際空港調査室(1980)：大阪 湾南部海岸性状調査報告書(通年報告書)，pp.276-331.
- 大野泰彦・武岡英隆(1989)：1989年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集，pp.206.
- 柏村正和(1981)：海流と沿岸環境，土木学会水工学シリーズ，第17回，81-B-5，pp.1-15.
- 杉ノ原伸夫・大西行雄(1978)：環境科学としての海洋学2，数値解析(第15章)，堀部純男編，東京大学出版会，234-271.

- 榎端保夫、他10名(1991): 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研究報告, 第8号, pp.142.
- 中辻啓二・許 再寧・室田 明(1991): 三次元表層密度流の数値実験, 土木学会論文集, 第432/II-15, pp.29-38.
- 中辻啓二・山本信弘・山見晴三・室田 明(1991): 淀川洪水流の振舞いに及ぼす密度流と潮流の相乗効果, 海岸工学論文集、第38巻、pp.186-190.
- 中辻啓二(1992): 二次元成層せん断流への乱流モデルの適用、土木学会水理委員会研究小委員会水工学における数値解析手法の精度向上と実用化に関する研究報告書, pp.23-39.
- 中辻啓二・山見晴三・末吉寿明・藤原建紀(1992): 大阪湾の恒流系に関する数値実験的研究, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.906-910.
- 中辻啓二・狩野晋一・栗田秀明(1992): S G S 渦動粘性係数を用いた大阪湾潮流の有限要素解析, 水工学論文集, 第36巻, pp.693-696.
- 中辻啓二(1993): 河川ブルームの動態に関する研究, 平成3・4年度文部省科学研究費補助金(一般研究C), 109pp.
- 西村司、他5名(1992): 回転系乱流場特有の組織的渦構造と大阪湾の恒流, 海岸工学論文集、第39(1), pp.911-915.
- 藤原建紀・肥後竹彦・高杉由夫(1989): 大阪湾の恒流と潮流・渦, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.209-213.
- 藤原建紀・中田英昭(1989): 大阪湾の流動特性と水質・底質との関連, 海の気象, 第35巻, pp.58-71.
- 柳 哲雄(1989): 沿岸海洋学, 恒星社厚生閣, 154pp.
- 柳 哲雄(1992): 沿岸フロント近傍の流動構造, 沿岸海洋研究ノート, 第29巻, 第2号, pp.215-228.
- 柳 哲雄(1992): 潮目の科学, 恒星社厚生閣, 169pp.
- 室田 明・中辻啓二(1986): 二次元表層密度噴流の数値解析, 第20回水理講演会論文集, pp.715-720.
- Deadroff, J.W.(1970): A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, J. Fluid Mech., Vol.41, Part 2, pp.453-480.
- Moni, P. and J. Kim.(1982): Numerical investigation of turbulence channel flow, J. Fluid Mech., Vol.118, 341-377.
- Fujiwara, T. and H. Nakata(1991): Flow characteristic governing the distribution of Water and bottom quality in a semi-enclosed sea, Marine Pollution Bulletin, Vol.23, pp.675-678.
- Fujiwara, T. and H. Nakata(1991): Flow characteristics governing the distributon of water and bottom quality in a semi-enclosed sea, Marine Pollution Bulletin, Vol.23, pp.675-678.
- Fujiwara, T., H. Nakata and K. Nakatsuji(1994): Tidal vortices driving of residual circulation in a tidal estuaries, Continebtal Shelf Research, Vol.14, No.9, pp.1025-1038.
- Garrett, C.J.R. and J.W. Loder(1981): Dynamical aspect of shallow sea fronts, Piilosophical Transactions of the Royal Society of London, A 302, pp.563-581.
- James, I.D.(1977): A Model of the annual cycle of temperature in a frontal region of the Celtic Sea, Estuarine and Coastal Marine Science, Vol.5, No.339-353.
- Mellor, G.L. and T. Yamada(1982): A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers, J. Atoms., Sci., Vol.31, pp.1791-1806.
- Murota, A., K. Nakatsuji and J.Y. Huh(1988): A numerical study of three-dimensional Buoyant Surface Jet, Proc. 6th Congress, APD-IAHR, Vol. III, 33-40.
- Munk, W.H. and Anderson.E.R (1948): Notes on a theory of the thermoline, J. Marine Research, Vol. 7, pp.276-295.

- Murakami, M., Y. Oonishi and H. Kunishi(1985): A numerical simulation of the distribution of water temperature and salinity in the Seto Inland Sea, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.41, pp.213-224.
- Nakatsuji, K., K. Muraoka and S. Aburatani(1992): Effects of tidal modulation on river plume spreading, *Hydraulic and Environmental Modelling: Estuarine and River Waters*, Ed. by R.A. Falconer et al., Ashgate, pp.299-309.
- Nakatsuji, K., T. Sueyoshi and T. Fujiwara(1993): Numerical experiments of residual circulation and its formation mechanism in tidal estuaries, *Proc. 5th Int'l Sympo. Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements*, pp.693-702.
- Nakatsuji, K., K. Muraoka and A. Murota(1994) : The Yodo River plume spreading in Osaka Bay, Japan, *J. Hydrosience and Hydraulic Engineering*, Vol.12, No.1, pp.27-45.
- Nakatsuji, K., T. Fujiwara, N. Yamane and H. Kurita(1994) : 3-D transport and dispersal of imitation fish eggs and larvae in semi-enclosed coastal seas, *Proc. Int'l Sympo. Ecology and Engineering*.(to be appeared)
- Rossby, C.G. and R.B. Montgomery(1935): The layer of frictional influence in wind and Ocean Currents, *Pap. Phys. Oceanogr. Meteorol.* Vol. 3, No. 3, 1-101.
- Rodi, W.(1984): Turbulence models and their application in hydraulics, *IAHR*, 104pp.
- Simpson, J.H. and J.R. Hunter(1974): Fronts in the Irish Sea., *Nature*, No.250, pp.404-406.
- Smagorinsky, J.(1963): General circulation experiments with primitive equations I. The basic experiment, *Monthly Weather Review*, Vol.91, No.3, pp.99-164.
- Takeoka, H., O. Matsuda and T. Yamamoto(1993): Processes causing the chlorophyll a maximum in the tidal front in Iyo-Nada, Japan., *Journal of Oceanography*, Vol.49, pp.57-70.
- Webb, K.K.(1970): Profile-relationships: the log-linear range and extension to strong stability, *Q.J.R. Met. Sci.* Vol.96, pp.67-90.
- Yanagi, T. and S. Takahashi(1988): A tidal influenced by river discharge, *Dynamics of Atmosphere and Ocean*, Vol.12, pp.191-206.
- Yanagi, T. and S. Takehashi (1988) : A Tidal Front Influenced by River Discharge., *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, 12, 191-206.
- Yasuda, I. and H. Ueshima(1992): A tidal front in winter influenced by river discharge., *J. Oceanography*, Vol.48, pp.239-255.