

沿岸付近の物質拡散

和田 明

1. 緒 論

最近、人間活動と沿岸海域の環境とのかかり合いについて社会の関心が高まり、沿岸海域での海水の拡散過程が現地観測、水理実験、数値シミュレーションなどの手段によって検討されるようになった。

沿岸海洋過程の研究分野においては、海水流動の力学的特性を把握し、エコシステムへ影響をおよぼす多くの素過程の役割を明かにすることが一つの大きな研究目標となっている。

沿岸海域における物質の拡散現象を支配する要因としては次の項目が考えられる。

1) 海水の流動・拡散条件：潮流、恒流、吹送流、海水の渦動粘性、渦動拡散、対流による混合、下層からの海水加入など。

2) 地形条件：海岸地形、水深、海底摩擦など。

3) 排出条件：排水量、排水と母海水との密度差、排出方法など。

これらの要因が複雑に組み合わさって、海域における混合・拡散過程を形成している。したがって、実際に当面する個々の海域における拡散特性は、これら要因をひとつひとつ検討して海況変化、すなわち海域諸要素の分布や変動を支配する流動要因として、どういうものが支配的に作用するかを見きわめてゆくことによって得られるであろう。このような研究展開のうえにたつて、初めて信頼できる海洋域における流動・拡散モデルシステムが作られ、それに基づいて海洋における変動の予測も可能となると考えられる。

本文では、最初に沿岸の海洋環境を特長づける要因にふれて、物理学的過程についてこれを現実の海水の運動との関連でとらえ、現象の時・空間スケールと物理過程とがどのような関係にあるのか、また決定論的な過程と不規則な過程とがどのように結びつくのか、あるいは多様な素過程の相互作用や重畳が沿岸過程の形成にどのような効果をもつのかを論ずる。

2. 乱流拡散とシア拡散の概念^{1)~6)}

海域の水平拡散についてはいろいろな取り扱いが与えられてきた。その一つは半経験的な要素が入ってくるもので、異なる特性を有する海域の拡散と仮想交換係数との関係を対象とし、交換係数と現象のスケールの対応を追求するものである。この理論による拡散は純粹に水平乱れによる解を表わすもので、拡散の段階に応じて拡散として作用する渦の範囲だけをモデルに組み込み、一様な平均流は別として、それ以上大きい渦を無視して、解の単純性をもったものである。多くの研究結果から、この法則が海における水平拡散の問題に適用できることが指摘されている。しかし、理論の成り立つ条件が沿岸海域において全ての場合に有効であるとは断言できない。たとえば、 $4/3$ 乗則が観測結果とよい一致をみたのは、おそらく限定された空間および時間スケールの問題を対象としたものであり、海域諸要素はこのスケールのなかに包含された平均的な影響だけが結果としてでているためであろう。

一方、海での水平混合は流れの不均一性によっても効果的に生じる。水平拡散現象にみられるパッチは決して円形ではなく、むしろある方向に細長く伸びているのが普通である。パッチはそれぞれの深さにおける平均流のシア効果によって変形される。こうして変形されたパッチに鉛直拡散が作用すれば、パッチは水平方向に効果的に拡散されることが予想される。流れが一様でないために起こるこ

の現象はシア拡散とよばれ、その重要性が認識され始めた過程である。

水深方向に速度勾配をもつ定常流を考えると、このせん断流による拡散問題は濃度 C のモーメントを考慮することによってとり扱うことが可能である。これは定常的に流れるせん断流の場合において拡散方程式

$$\frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

を境界条件として水面、水底で $\partial C / \partial z = 0$, $x, y \rightarrow \pm \infty$ で $C = 0$ を満足する解を見出すことに帰着できる。

C のモーメントを

$$C_{m,n}(z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^n y^m C \, dx \, dy \quad (n \geq 0, m \geq 0) \quad \dots\dots\dots (2)$$

と定義することによって物質の瞬間放出の場合を考える。 C を規準化すると次式が成立する。

$$\int_0^h C_{00} \, dz = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^h C \, dx \, dy = 1 \quad \dots\dots\dots (3)$$

水平面について式(1)を積分するとき、0 次モーメントの式が求まる。

$$\frac{\partial C_{00}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C_{00}}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

このとき、 $z = 0, h$ で $\partial C_{00} / \partial z = 0$ の境界条件が満足されなければならない。本来シア拡散のモデルは離散型のそれであるので、現象の時間スケールはこのモデルの特性的な時間 $t \sim h^2 / 2K_z$ より十分大きい必要がある。

このとき、式(4)の近似解は $C_{00} \approx 1/h$ のようになる。

この問題は鉛直方向に有界であることに関連している。式(1)に x を乗じ、水平面について部分積分すると

$$\frac{\partial C_{10}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C_{10}}{\partial z} \right) = U C_{00} \quad \dots\dots\dots (5)$$

式(5)はラプラス変換を適用して解くことができる。漸近解として、次式を得る。

$$C_{10} \approx \bar{U} \frac{t}{h} - \frac{1}{h} \int_0^z \frac{dz}{z} \int_0^z (U - \bar{U}) \, dz \quad \dots\dots\dots (6)$$

上式で、 $\bar{U}$ は深さについて平均化した速度である。 C_{01} についても同様な式が成立する。上式からパッチの重心の x 座標 $\bar{C}_{10}$ が求まる。

$$\bar{C}_{10} = \int_0^h C_{10} \, dz \quad \dots\dots\dots (7)$$

とおき、式(5)を使うと次式を得る。

$$\frac{\partial \bar{C}_{10}}{\partial t} = \int_0^h U C_{00} \, dz$$

したがって、 $\bar{C}_{10} \approx (t/h) \int_0^h U \, dz = \bar{U} t$ 。同様にして、 $\bar{C}_{01} \approx \bar{V} t$ を得る。このことから、物質の重心は一定速度で進むことがわかる。

物質の分散を考えるとき、 C の 2 次モーメント (C_{20}, C_{11}, C_{02}) が必要となる。式(1)に x^2 を乗じ、部分積分すると次式が得られる。

$$\frac{\partial C_{20}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C_{20}}{\partial z} \right) = 2K_z C_{00} + 2UC_{10} \quad \dots\dots\dots (8)$$

C_{11}, C_{02} についての式は式(1)に xy, y^2 を乗じた後、積分して求められる。
十分に長い時間が経過するとき、式(8)を鉛直方向に積分して次式を得る。

$$\frac{d\bar{C}_{20}}{dt} \approx 2\bar{K}_x + 2\bar{U}^2 t + 2 \int_0^h (U - \bar{U}) C'_{10} dz \quad \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 $C'_{10} = -\frac{1}{h} \int_0^z \frac{dz}{K_z} \int_0^z (U - \bar{U}) dz$

ある水平面での濃度に関する分散は次のようになる。

$$\sigma_x^2 = \frac{C_{20}}{C_{00}} - \left(\frac{C_{10}}{C_{00}} \right)^2 \quad (x \text{ 方向}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

鉛直積分物質質量に関する分散ならびに相互相関は $\bar{C}_{00} = 1$ となるので次の関係を有する。

$$\sigma_x^2 = \bar{C}_{20} - \bar{C}_{10}^2, \sigma_y^2 = \bar{C}_{02} - \bar{C}_{01}^2, \sigma_{xy} = \bar{C}_{11} - \bar{C}_{10} \bar{C}_{01}$$

従って、 $\sigma_x^2 \approx 2D_x t + \text{一定} \quad \dots\dots\dots (11)$

ただし、

$$D_x = \bar{K}_x - \int_0^h (U - \bar{U}) \frac{1}{h} \int_0^z \frac{dz}{K_z} \int_0^z (U - \bar{U}) dz \quad \dots\dots\dots (12)$$

同様に、 D_y, D_{xy} が求められる。

このようにして、長い時間スケールに対して、水平方向の拡がりには拡散率に関する二つの成分の和により表示できる。一つは流れの水平方向の乱れ変動の影響を表わし、他のものは流れのシア効果と乱れによる物質の鉛直拡散との相互作用の影響を表わしている。流れのシア効果による拡散過程が卓越するか否かは渦動拡散率 $\bar{K}_x, \bar{K}_y$ の値によるであろう。一例として、 $U = 2\bar{U}z/H, K_z = \text{一定}$ とすると次のようになる。

$$D_x = \bar{K}_x + \frac{\bar{U}^2 H^2}{30K_z} \quad \dots\dots\dots (13)$$

上記の簡単な模型でもわかることは、たとえ水平方向に乱流がなくとも、平均流に鉛直シアさえあれば、これと鉛直方向の乱れによる拡散とによって水平方向への分散が起りうることを示している。

この有界な領域でのシア拡散においては、水平シア拡散係数 D_x が鉛直渦動拡散係数 K_z に反比例するという一見奇異な事実を示している。

次に、有界でない海洋域におけるシア拡散の場合について考察してみよう。

流れの場に、大スケールの渦と小スケールの渦の2つの主要な部分から構成される流動のスペクトルを考える。二つの渦群はスケールにおいて十分離れている。従って拡散のスケールは二つの渦群のスケールの間に存在することになる。大スケールの渦群は平均速度場の不均一性に対応するものである。この不均一性は鉛直・水平断面における一様な速度勾配として表現される。

平均速度は次のように表わされる。

$$U = U_0(t) + Q_y y + Q_z z, \quad V = W = 0 \quad \dots\dots\dots (14)$$

ここに、 $Q_y = -du/dy, Q_z = -du/dz, U_0(t): z = 0$ の面での時間依存流速。

小スケールの渦群による運動は一定値をもつ渦動拡散係数 K_x, K_y, K_z によってモデルのなかに組みこまれる。 $U_0(t)$ についての移動座標系を考え、点源より瞬間放出されたパッチの分散を拡散方程式につ

いてフーリエ変換を適用して検討してみる。

縦方向の分散は3つの項の和として表わされる。

$$\sigma_x^2 = 2K_x t + \frac{2}{3}K_y \left(\frac{dU}{dy}\right)^2 t^3 + \frac{1}{6}K_z \left(\frac{dU}{dz}\right)^2 t^3 \quad \dots\dots\dots (15)$$

一方、横方向の分散は次のようになる。

$$\sigma_y^2 = 2K_y t \quad \dots\dots\dots (16)$$

パッチの分散は小スケールの運動に基づく拡散と大スケールの運動に基づく移流の結合効果として表現される。瞬間放出直後、シア効果は重要ではないが、時間が経過してシア拡散が卓越してくるとともに、パッチは流れの方向に急速に引き伸ばされた細長い楕円となる。

この場合の拡散係数は鉛直渦動拡散係数に比例する形をとり、有界な領域での拡散とは異なる形を示している。しかしながら、本質的には同じ機構が作用していて、シア効果による流れの方向の大きな拡散が生じ得るのである。

次に、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効果について考えてみよう。流れの場合は定常流 $U_s(z)$ と振動流 $U_t(z)$ との合成流を考え、鉛直拡散が存在する $x-z$ 面の2次元モデルを対象とする。

$$U = U_s(z) + U_t(z) = U_s(z) + U_s(z) \cos \omega t \quad \dots\dots\dots (17)$$

流速の振幅は z と共に変わるが、周期は z には無関係とする。また位相の深さ方向における変化は無視する。 $z=0$ は流動層の中心に位置し、鉛直上向きに正とする。そして $z=0$ での流速と共に移動する系を考える。このとき、 z での流れは次のように表示される。

$$u = -(\mathcal{Q}_{sz} + \mathcal{Q}_{tz} \cdot \cos \omega t)z \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 $\mathcal{Q}_{sz} = -dU_s/dz$ 、 $\mathcal{Q}_{tz} = -dU_t(z)/dz$ は速度勾配で一定とする。

このとき、拡散方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial C}{\partial t} - z(\mathcal{Q}_{sz} + \mathcal{Q}_{tz} \cdot \cos \omega t) \frac{\partial C}{\partial x} = K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad \dots\dots\dots (19)$$

点源 ($x=z=0$) より放出された M_0 量のパッチに対する分散は次のように見出される。

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 = & \frac{2}{3}K_z \mathcal{Q}_{sz}^2 t^3 + \frac{\mathcal{Q}_{tz}^2}{\omega^2} K_z t - \frac{\mathcal{Q}_{tz}^2}{2\omega^3} K_z \sin 2\omega t \\ & - \frac{4\mathcal{Q}_{sz}\mathcal{Q}_{tz}}{\omega^2} K_z \left(t \cos 2\omega t - \frac{\sin \omega t}{\omega} \right) \quad \dots\dots\dots (20) \\ \sigma_z^2 = & 2K_z t \end{aligned}$$

σ_x^2 の右辺第一項は平均流のシア効果に関連している。第二、第三項は平均流と同じ方向における振動成分による効果を表わしている。 $\mathcal{Q}_{sz} \cdot \mathcal{Q}_{tz}$ を含む項は定常流と変動シア間の相互干渉を意味する。

潮汐周期に比べて長い拡散時間を考えるとき、潮流のシア効果というよりはむしろ、定常流のシアが卓越するようになる。

本節で述べたように、海域には2つの型のシア拡散が認められるが、これは境界の有無に関係した現象で、拡散が境界を認識して定常性に達した段階とそこに至らない段階における問題と考えられる。このことは現実の流動の把握が非常に重要であることを示すものである。

3. 恒流の成因

(1) 潮汐残差流

外洋では水温や塩分の分布を決定する機構に関して、潮流は支配的とはならない。しかし、内湾水域においては潮流はこの現象の恒常性と規則性とあいまって最も卓越した流系である。この流系は通常、日記流向流速計によって15日あるいはより長期間にわたる流動の資料を得ることによって求められる。観測した流動資料から潮汐の調和分析法によって、主要な分潮を分離し、それらの調和定数（潮流ベクトルの振幅と位相遅れ）が求められる。この分潮の潮流ベクトルは時間の経過につれてその先端の軌跡は一つの楕円となる。これまではこの潮流によって物質の分布が決定されていると一般に考えられてきた。

一方、振動性の潮流と異なって、流速は小さいが一方向に流れるいわゆる恒流成分が物質の分散により大きい影響をおよぼすことが考えられる。実際の内湾水域における海水運動のなかには、潮汐の周期よりも長い時間変動をもつ恒流と称せられる流れが存在している。ただこの恒流の大きさは潮流成分にくらべて小さいこと、恒流自身を正確に測定できないことならびにその成因が不明確なことがあって、これまであまり考慮されていなかった。しかし、最近では水質汚染の問題と関連して、この恒流が物質分布の形成に大きな役割を果たすことが指摘されるようになった。樋口・柳⁷⁾は水理模型実験の結果から恒流のような比較的緩慢な流動が汚染物質の広がりかたを支配することを指摘した。水理模型に現われた恒流系は全く潮汐に基因するものであり、潮汐残差流とよばれる。

(2) 潮汐残差流の発生機構

潮汐残差流の発生機構を検討するためには、現地観測、水理実験、数値実験のような手段による必要がある。実際の内湾域においては、恒流の流系が存在しているかも知れないという程度である。従って、現地観測は重要ではあるが、むしろ水理実験や数値実験の方法によって潮汐残差流の発生機構を明らかにすることが必要であろう。

次に潮汐残差流の成因を水理実験や数値実験の方法から検討してみよう。

水平面に x, y 座標をとり、 x, y 軸方向の流速成分を u, v 、海面上昇を ζ 、時間平均水深を h とすると、海面から海底まで平均した鉛直平均流に関する運動方程式および連続の式は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + A_h \nabla^2 u - Ku \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + A_h \nabla^2 v - Kv \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \zeta) u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (h + \zeta) v \} = 0 \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 A_h ：水平渦動粘性係数、 g ：重力加速度、 K ：底部摩擦係数、 $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ 、 f ：コリオリのパラメータを表わし、次の仮定が用いられている。1) 流体は非圧縮性、2) 圧力は静水圧。

潮汐流系は潮汐周期で振動する潮流と定常流れとしての残差流とから成り立っている。この2つを分離して扱う方が、残差流の発生機構を調べる上で便利である。以下の考察では、変数を添字 s をつけた定常部分と添字 T をつけた振動成分の和の形で考える。

$$\left. \begin{aligned} u &= u_s(x, y) + u_T(x, y, t) \\ v &= v_s(x, y) + v_T(x, y, t) \\ \zeta &= \zeta_s(x, y) + \zeta_T(x, y, t) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (24)$$

式(24)と式(21), (22)および(23)から, 時間平均すると潮汐残差流に関する力学的均合式が得られる。

$$\overline{\left(u_{\tau} \frac{\partial u_{\tau}}{\partial x} + v_{\tau} \frac{\partial u_{\tau}}{\partial y}\right)} + \left(u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial u_s}{\partial y}\right) - f v_s = -g \frac{\partial \zeta_s}{\partial x} + A_h \nabla^2 u_s - K u_s \quad \cdots \cdots \cdots (25)$$

$$\overline{\left(u_{\tau} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial x} + v_{\tau} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial y}\right)} + \left(u_s \frac{\partial v_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial v_s}{\partial y}\right) + f u_s = -g \frac{\partial \zeta_s}{\partial y} + A_h \nabla^2 v_s - K v_s \quad \cdots \cdots \cdots (26)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left\{ (1 + \zeta_s) u_s \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (1 + \zeta_s) v_s \right\} + \frac{\partial}{\partial x} (\zeta_{\tau} u_{\tau}) + \frac{\partial}{\partial y} (\zeta_s v_{\tau}) = 0 \quad \cdots \cdots \cdots (27)$$

ここに, ——— 印は時間平均を表わす。

式(25), (26)によれば, 潮汐残差流はレイノルズ応力の水平発散項

$$\overline{\left(u_{\tau} \frac{\partial u_{\tau}}{\partial x} + v_{\tau} \frac{\partial u_{\tau}}{\partial y}\right)}, \overline{\left(u_{\tau} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial x} + v_{\tau} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial y}\right)}$$

および質量束の水平発散項, $\overline{\zeta_{\tau} u_{\tau}}$ および $\overline{\zeta_s v_{\tau}}$ により加速される。従って, レイノルズ応力の水平発散項は残差循環流へ影響をおよぼす外的因子としてみなされ, いわゆる “tidal stress” と定義される。すなわち,

$$\tau_{ix} = \overline{\left(u_{\tau} \frac{\partial u_{\tau}}{\partial x} + v_{\tau} \frac{\partial u_{\tau}}{\partial y}\right)}, \quad \tau_{iy} = \overline{\left(u_{\tau} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial x} + v_{\tau} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial y}\right)} \quad \cdots \cdots \cdots (28)$$

潮汐残差流は近似的に水平発散はないものとして取り扱える。このことから, 残差流は渦度方程式により規定される。式(25), (26)から圧力項を消去すると, 以下のような残差流に関する渦度方程式が得られる。

$$F_{\tau\tau} + F_{ss} + A_h \cdot \nabla^2 \omega_s - K \omega_s = 0 \quad \cdots \cdots \cdots (29)$$

ここに, $\omega = \omega_{\tau} + \omega_s, \quad \omega_s = \partial v_s / \partial x - \partial u_s / \partial y$

$$F_{\tau\tau} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u_{\tau} \omega_{\tau}} - \frac{\partial}{\partial y} \overline{v_{\tau} \omega_{\tau}}, \quad F_{ss} = -\frac{\partial}{\partial x} (u_s \omega_s) - \frac{\partial}{\partial y} (v_s \omega_s)$$

$F_{\tau\tau}$ の項は潮流から残差流への渦度の交換を表わす。 F_{ss} は残差流が発生したとき, 残差流の渦度が残差流自身によって輸送される効果を表わす。

柳⁸⁾ は図-1 に示すような単純な模型地形による水理実験を行なった。水理模型において求められた残差流の一例を図-2 に示す。これによると, 湾口では上げ潮時には湾外から湾内に, 下げ潮時には湾内から湾外へ向かう流れがみられるが, 湾内では常に反時計回りの流れとなり, 通常考えられるような往復流とはならない。

大西⁹⁾ は同じモデルについて数値実験の手

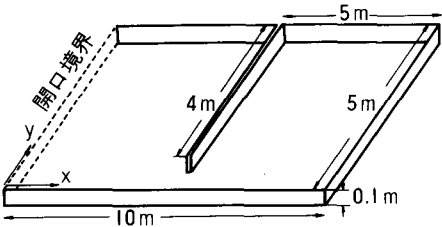


図-1 模型地形⁸⁾

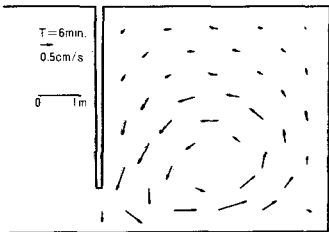


図-2 水理模型による潮汐残差流の例⁸⁾

法によって残差流の発生機構を検討している。すなわち、基本式(21)～(23)に基づいて数値解を求め、パラメータ $\varepsilon = a/H$ (a : 潮汐振幅, H : 平均水深), $E = A_h T / L^2$ (T : 潮汐周期, L : 湾の一边の長さ) の組み合わせによっては、図-3に示すように水理模型の場合と近い結果が得られている。この結果を用いて、残差流の渦度のバランスを調べた結果が図-4(a), (b), (c)である。図-4(a)より明らかなように、 F_{TT} は岬先端近くでのみ大きな値をとっている。また図-4(b)にみられるように移流項 F_{SS} が F_{TT} と大体同じ大きさで逆の符号をもつことから、転換された渦度は残差流自身により湾の内部領域へ運ばれる。そして図-4(c)に示すように渦度は湾の外周へ移送され、そこで粘性により減衰させられる。これが数値実験によって明らかにされた残差流の発生機構の論理である。柳は同様な結論を水理模型実験の結果から得ている。⁸⁾

さて、潮汐残差流の基本式において、鉛直積分流量 M , N を対象とし、残差流に関するレイノルズ応力の水平発散項および水平粘性項を無視するとき、次式が得られる。

$$-fN_s = -H_s g \cdot \partial \zeta_s / \partial x - KH_s^{-1} M_s + \tau_{tx} \quad \dots\dots\dots (31)$$

$$fM_s = -H_s g \cdot \partial \zeta_s / \partial y - KH_s^{-1} N_s + \tau_{ty} \quad \dots\dots\dots (32)$$

ここに、

$$\tau_{tx} = -\left[g \zeta_t \frac{\partial \zeta_t}{\partial x} + M_T \frac{\partial M_T}{\partial x} + N_T \frac{\partial M_T}{\partial y} \right],$$

$$\tau_{ty} = -\left[g \zeta_t \frac{\partial \zeta_t}{\partial y} + M_T \frac{\partial N_T}{\partial x} + N_T \frac{\partial N_T}{\partial y} \right]$$

流れの関数 ψ を導入するとき、式(31), (32)は次のように変形される。

$$\begin{aligned} K \nabla^2 \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \left(f \frac{\partial H_s}{\partial y} + \frac{2K}{H} \cdot \frac{\partial H_s}{\partial x} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial y} \left(f \frac{\partial H_s}{\partial x} - \frac{2K}{H_s} \frac{\partial H_s}{\partial y} \right) \\ = H_s \omega_z + \frac{\partial H_s}{\partial y} \tau_{tx} - \frac{\partial H_s}{\partial x} \tau_{ty} \quad \dots\dots\dots (32) \end{aligned}$$

ここに、

$$M_s = -\partial \psi / \partial y, \quad N_s = \partial \psi / \partial x, \quad \omega_z = \partial \tau_{ty} / \partial x - \partial \tau_{tx} / \partial y$$

Nihoul¹⁰⁾は式(32)を北海の海峡部における残差環流の計算に適用した。残差流のパターンは図-5に示す海峡の二つの開口部での入出流量ならびに海底の形状により定められる。流線 ψ に関する開口部での境界条件としては、流量についての実測結果に基づき線形補間により設定してある。図-5(a), (b)はそれぞれ tidal stress を考慮しない場合、考慮した場合の残差流のパターンを示す。図-5(b)から

$$\varepsilon = 0.075 \quad E = 10^{-3} \quad Re = 2250$$

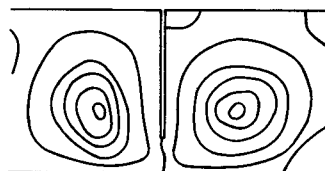


図-3 残差流のパターン⁹⁾

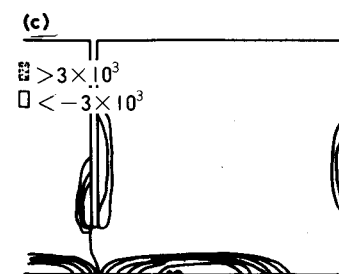
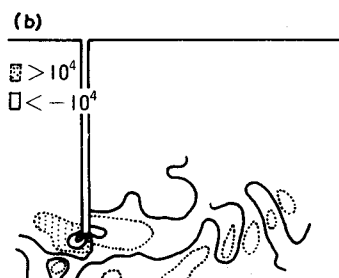
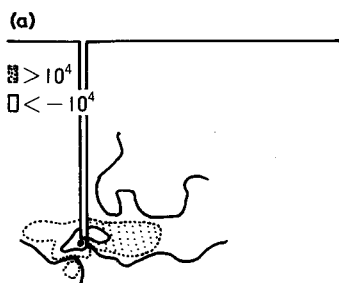


図-4 残差流の渦度バランス⁹⁾。a), b), c)はそれぞれ F_{TT} , F_{SS} , $\Delta \omega_S$ を表わす。

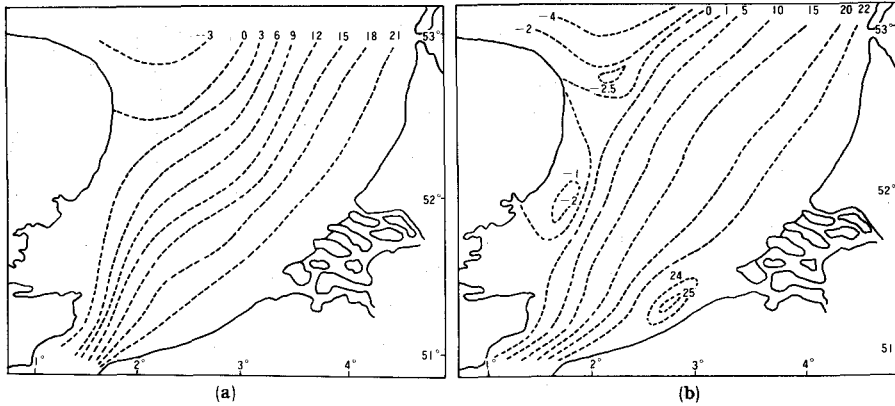


図-5 (a), (b) Southern Bight 海峡部での残差流計算¹⁰⁾

は、いくつかの閉流線が沿岸域で認められる。また、このような残差環流の存在はそこに物質の推積作用を示唆するものと思われる。

(3) 風に起因する恒流系

いま、密度一様、静水圧、順圧の状態では非発散系について考えるとき、吹送流に関する定常状態の渦度方程式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} K\nabla^2\psi + \frac{f}{H} I(H, \psi) - \frac{k}{H} (\nabla H, \nabla \psi) + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} &= (\text{rot } \tau)_z + \frac{1}{H} \left(\frac{\partial H}{\partial x} \tau_y - \frac{\partial H}{\partial y} \tau_x \right) \\ \text{ただし,} \quad \nabla^2 &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y}, \\ I(H, \psi) &= \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial y} - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (\nabla H, \nabla \psi) = \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial y}, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (33)$$

$\beta = \partial f / \partial y$, $(\text{rot } \tau)_z$: $\text{rot } \tau$ の鉛直成分, $hu = \partial \psi / \partial y$, $hv = -\partial \psi / \partial x$, k : 海底摩擦応力が流速に一次比例すると仮定したときの摩擦係数, f : コリオリのパラメーター。

式(33)から判断されるように海水の運動の方向は、風応力と海底勾配との間の相互作用によって決まる。この相互作用の方程式は式(33)の右辺の最後の項によって表わされる。風応力が一定なときの流れ関数の分布は海底勾配によって決まる。従って、海底形状は海域における循環に大きい影響をもつことが認められる。

4. 内湾での循環流特性

湾内での循環流（一種の恒流）の成因は多種多様であると考えられる。25時間平均流としての恒流には潮汐残差流、風による吹送流、重力対流などの過程が含まれている。これらの過程が循環流のなかにどの程度含まれているか分離することは困難であるといえる。

ここでは、東京湾、三河湾の二つの例をとって、恒流という現象を明確にすることに重点をおいて説明をしよう。

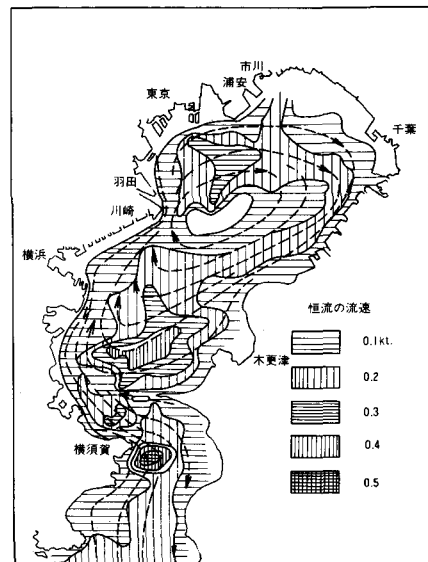


図-6 東京湾の寒候期での恒流系¹¹⁾

A. 東京湾の場合

図一6は既往の観測値を整理して寒候期の東京湾の恒流として発表されたものである¹¹⁾これによると湾内部に時計回りの環流が存在していることが認められる。恒流の要因として、東京湾では潮汐が常に存在するから、潮流の非線形性と地形とが結びついた潮汐残差流が先ず考えられる。

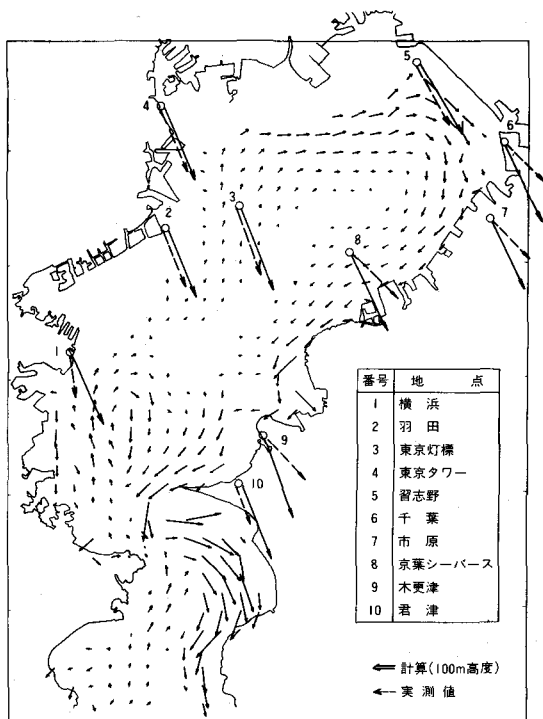
簡単なため、密度一様の一層モデルを仮定して東京湾口に半日周潮を与えたときの潮汐残差流を求めた結果、湾奥から中央部にかけて図一6で示される時計回りの環流が認められたが、流速値が数 cm/s と小さく、東京湾の環流は潮汐残差流では説明できないように思われる。

図一7は寒候期に卓越している北北東の季節風による吹送流系が卓越すると想定して実施した数値実験の結果である。湾中央部から湾奥部まで含めた環流のパターンは潮汐残差流の場合よりも風による方が実測値に近く、風成作用が大きいことを示している。またこの場合の環流のパターンは等水深線に類似していて、海底地形の変化が海域における循環に影響をもつことがいえる。宇野木¹²⁾は東京湾中央部横断面に沿う渦度方程式の各項の分布を検討し、湾中央域では式(33)の全ての項が効いていて非線形性が無視できないこと、沿岸近くの浅海部では $\text{curl}(\tau_s/h)$ と海底摩擦力が特に大きくて符号が逆となっていて、海底摩擦がきわめて重要であることを指摘している。

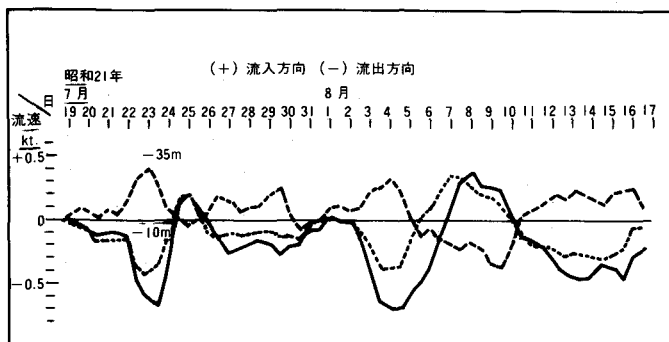
この場合、恒流の主因は本当に風であろうか？ しかし、現時点では実際の海域での潮汐残差流の発生機構が未解明であること、時空間スケールの大きい流れの場に対する風成作用の持続性がないことなどの点から考えて、恒流はどのようなものか今後検討する必要がある。

図一8は湾口での潮流観測から恒流成分の変化(25時間の移動平均値)を示す。¹¹⁾ここにいう恒流は数日の間隔で変動していて一定な流れではない。そこで、東京湾内の流れの水平乱れの統計的特性の観点から、流況特性を検討してみる。

図一9(a), (b)は寒候期、湾東部域で測定した流速変動のエネルギー Spektral を示す。統計解析の結果より、ある時期では半日周潮流が卓越しているが、他の時期では半日周潮流の周期に相当する周波数へのエネルギー集中度は小さく、より長周期成分にエネルギーが集中している。このことは湾内においても周期成分が微弱で不規則な



図一7 風の吹送に伴う環流のパターン (計算)



図一8 東京湾口における恒流成分の変動¹¹⁾

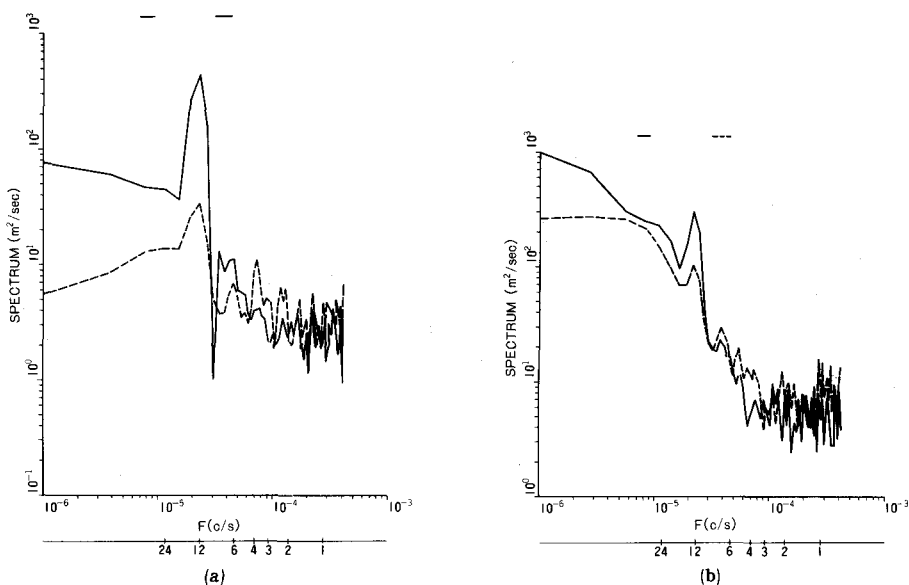


図-9 東京湾東部海岸付近の流速変動のエネルギースペクトル

過程が卓越する場合があることを示している。この場合、潮汐周期よりも大きな時間規模を持つ、いわゆる恒流が卓越するものと考えられる。このことから、外洋からの影響も含めた内湾での流動機構を見直す段階にあるように思われる。

B. 三河湾の場合

三河湾内の潮流は半日周潮流が卓越し、とくに M_2 分潮成分の存在が顕著であることが流動測定結果から確認されている。夏季においては顕著な密度躍層が形成されるが、冬季においては海面から海底までほぼ様な分布となる。湾付近での年間を通しての風の特徴は秋季から春季にかけての北西寄りの風と、夏季の南寄りの風に大別される。このうち、冬季における北西寄りの風の風向別発生頻度は約90%ときわめて顕著で、かつこの期間の平均風速は 6.6m/s と最も大きい。このことから、三河湾の湾内水はこの冬季風により循環させられることが予想される。

三河湾には、愛知県水産試験場所属の海況観測ブイが図-12に示す3箇地点に設置され、水面下1m層の流向流速が1時間ごとに観測されている。図-10に、冬季(12~2月)、春季(4~6月)、夏季(8月)の季別の平均流ならびに M_2 分潮潮流情円を示す¹³⁾。冬季においては、1, 3号ブイで、風の吹送方向に流れる顕著な恒流成分が存在し、その大きさは図-10に示すように M_2 潮のほぼ60%におよぶが、これらの恒流は春季、夏季には弱まり、方向も変化することが認められる。

海況観測ブイの流動観測データに対し、24時間の移動平均をほどこし、1日以上 の長周期の流動の変動特性を検討した結果の一例が図-11に示してある。図中には伊良湖測候所での風の観測結果を、風の吹送を表すベクトルの形で示している。冬季には卓越風によるものと考えられる流れが継続し、風向風速の変動に呼応して流動の長周期変動が存在していることを示唆している。これらの変動周期は季節により異なる。冬季には卓越した季節風の存在により、変動周期が10日以上におよぶことがある。春季においては、3, 4日の周期で変化する天候に従って風向風速もめまぐるしく変化するため、流動は3, 4日の変動周期をもって変化する。夏季の変動周期は2, 3日程度であって、長時間にわたり同一方向に継続する流れは生じにくい。

このことから、湾内水の流動特性として、潮汐流、潮汐残差流のほかに、風の吹送に伴う流動の長周期変動が存在していることが認められ、とくに冬季には、卓越した冬期季節風の存在により、変動

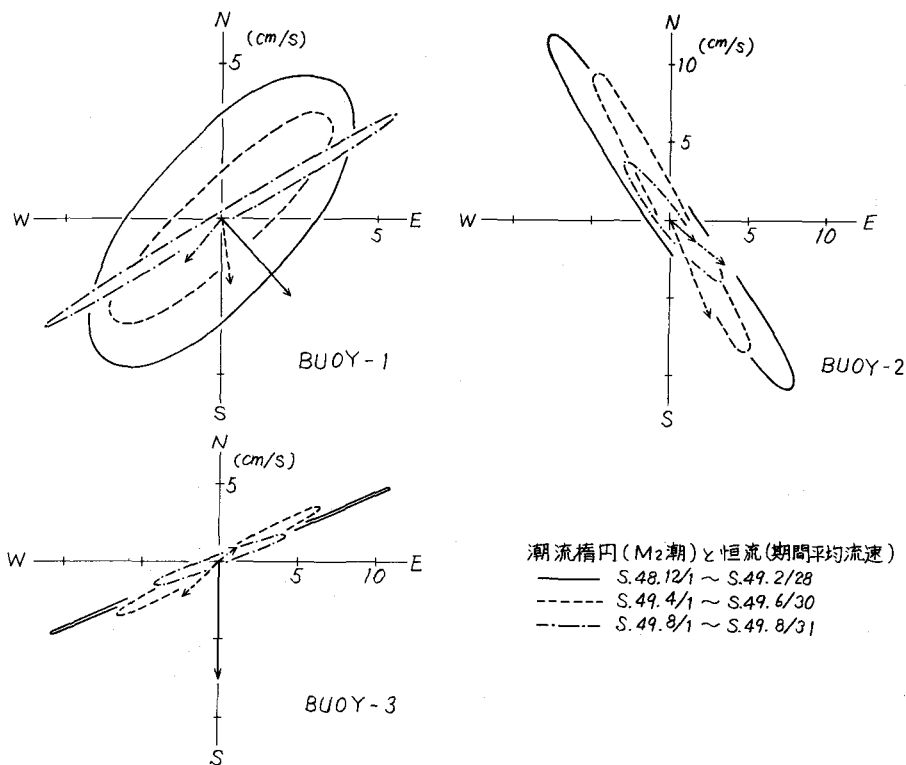


図-10 各ブイでの季節別流況 (潮流楕円と恒流成分)

周期が10日以上におよぶ安定した流動の存在が認められる。

このように観測結果から求めた恒流が、数値モデルによってどの程度説明され得るのかについて多少検討したので、その結果を述べる。¹⁴⁾

湾内水の3次元的な循環機構を検討するため、湾内を水平方向 $\delta x = \delta y = 1 \text{ km}$, $\delta z = 3.2 \text{ m}$ に分割してある。湾内吹送流の計算に際して、代表的な冬季節風の海上での風ベクトルを海面への摩擦力として与える。また、潮汐流の計算にあたり、

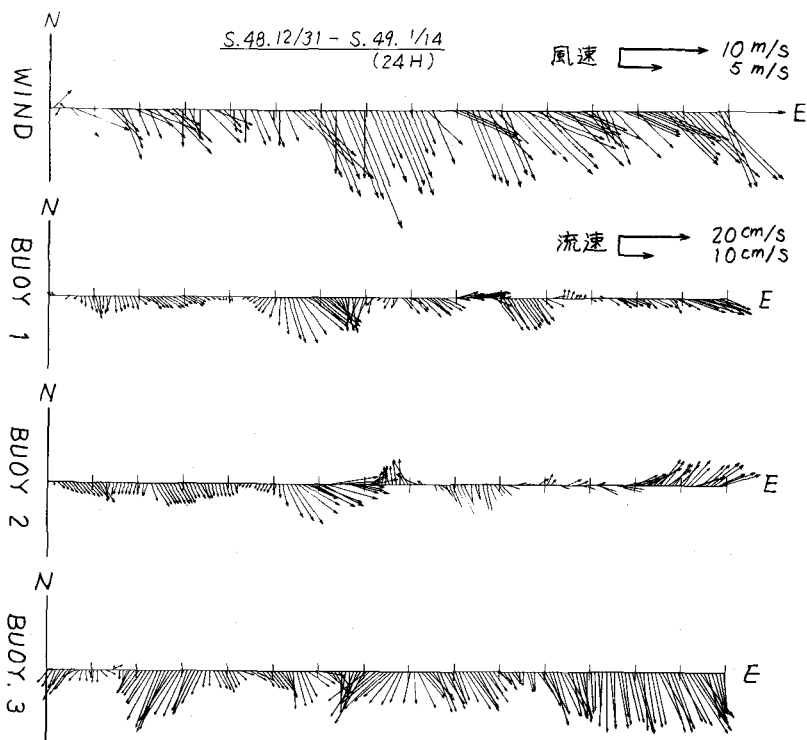


図-11 風の吹送方向と各ブイでの流況

沖などに、潮汐残差流にもとづく顕著な平面循環流が認められる。湾内部においては観測資料が少ないこともあって系統的な流向を示さず、解析結果を実測値に対応させるのは困難であると考えられる。しかし、図中に示した寒候期の実測恒流は、計算で顕著な平面循環流の認められる海域において、その流動パターンに比較的良好一致を示している。循環の形状は閉鎖的な環流が認められ、外部との海水交換はあまり活発でないことは宇野木の結果と同じである。

上記のように、三河湾においては潮汐往復流に伴う大きな水平渦、潮汐残差流としての水平循環流のほかに、季節風が卓越する冬季には、風の吹送による鉛直循環流が形成され、これらの因子が湾内の分散過程に影響をおよぼすことが予想される。

5. 外海域での流動と分散特性

(1) 流動特性

海域における物質の拡散現象は海域の流動特性に強く影響されるため、拡散現象を把握するに当たっては、対象とする現象の時間・空間スケールを考慮した現地観測が不可欠であるものと考えられる。たとえば、数kmの空間スケールを対象とする場合には、それを支配する乱れの時間スケールは約1～2日程度と考えられ、その程度のスケールの乱れは約半月間の観測期間でもって十分把握できるものと考えられる。しかし、外海に直接面した海域では海流の分枝流などの影響を受け、数日以上の変動成分が流れのなかに含まれることがある。従って、大きなスケールの拡散現象を考える場合には、長周期変動成分をどのように考え、拡散モデルのなかに取りこむかが重要な検討事項となる。

本節では上記の問題に関連して、福島沖合海域で実施された流動ならびに水温の長期間連続観測の検討結果から、当該海域の流動および拡散特性の時間・空間的な変動特性について述べる⁽¹⁵⁾。図13に流動と風の観測点の配置を示す。

福島海域における平均的な流動特性を図14に示す。図14は各点での10m層における24時間平均流の東方分速(U)、北方分速(V)の頻度分布である。北方分速頻度分布は比較的一様な形状を有しており、15 cm/s 以内の北流および南流の発生頻度は同じであることを示している。このことと併せてST.3, 4, 5およびST.7での15日平均流ベクトルから、当該海域においては、南流が基本的流動であり、その上に数日の変動周期を有する流動現象が重畳されているものと推定される。

図15に示したエネルギースペクトルから、長周期の流速変動現象が把握できる。流れの基本的

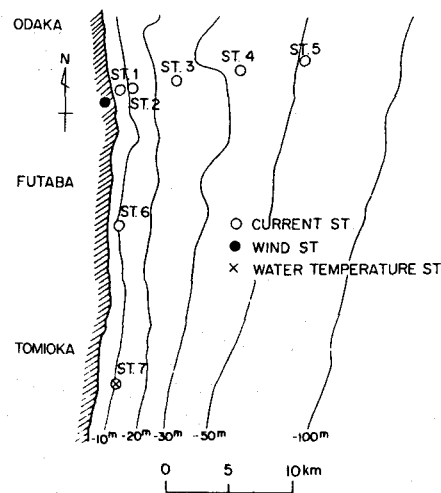


図-13 観測点の配置

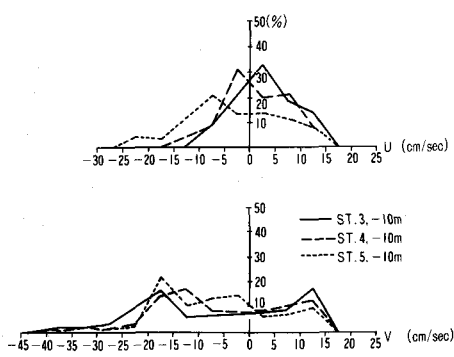


図-14 24時間平均流の頻度分布

エネルギーは数日以上の変動周期を有する低周波域に集中しており、半日、1日周期でのピークの外に3日、5日、7日および15日程度の周期にスペクトルのピークが認められ、前述の数日周期をもつ流速変動の存在が確認できる。

図-16は流速変動の季節的な特徴を把握するために10ヶ月間のデータを各月別に15日間データに分割して求めたエネルギースペクトルである。スペクトル形状は各月で若干の相違はあるが、ほとんど同じ形状でエネルギーレベルも同一レベルにある。このことから、短周期変動の統計的特性の季節的な変動は比較的小さいものと考えることができる。また、図-17は3点での北方分布のエネルギースペクトル

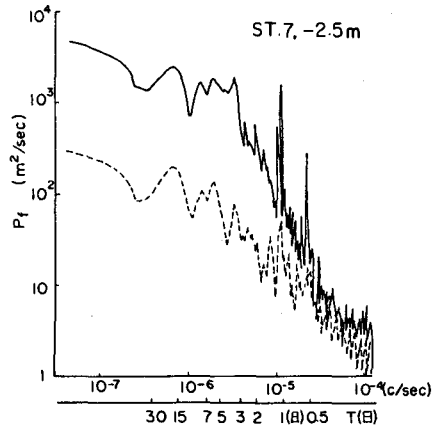


図-15 10ヶ月データの流速変動のエネルギースペクトル

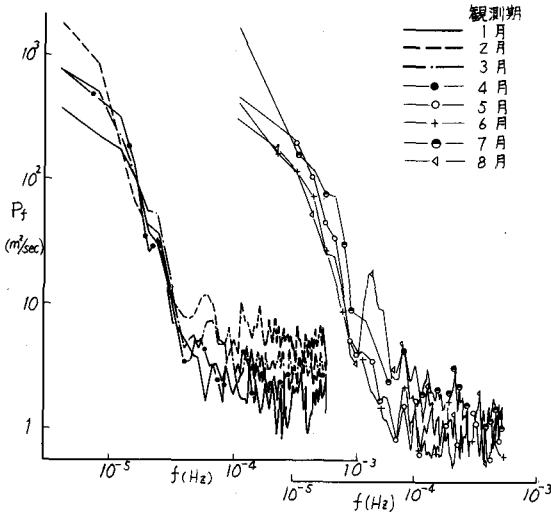


図-16 各月別における流速変動のエネルギースペクトラム (沿岸に平行な方向)

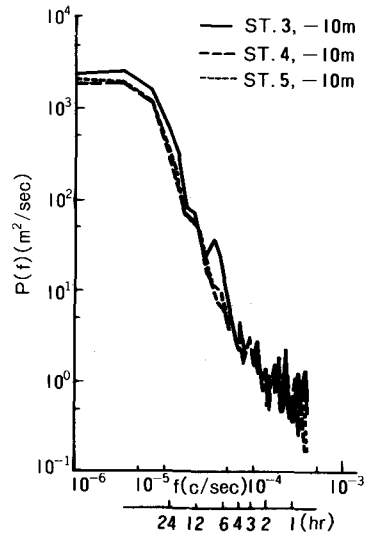


図-17 観測点別スペクトル

を示したものである。各測点におけるスペクトルの形状やエネルギーレベルは同一とみなされるから、流動の短周期変動の統計的特性は、空間的にはほぼ一様であると考えられる。

1日程度の拡散現象を考えると、1日以下の短周期変動は乱れとして拡散過程に作用し、長周期変動は移流効果として寄与するであろう。1日程度の拡散現象に着目し、Taylorの理論を自己相関の相似性の仮定のもとにオイラー系に拡張し、流速変動の2乗平均と積分時間スケールの積から求められる拡散係数について、ST.3, 4および5、ならびに10ヵ月データを各月ごとに15日データに分割したST.7での値を求めた結果、拡散係数の変動は半オーダーないしは1オーダー程度で、空間的にも季節的にも変動は少ない。これらの解析結果より判断すると、外海に直接面した海域においても、汀線付近を除いて比較的小さい時空間スケール内では空間や季節に関係なく一定の流動ならびに拡散特性を有すると考えられる。しかし、空間スケールが数10kmという拡散現象に対しては、流れの長周期成分の影響を考慮に入れる必要があり、これらの問題については今後検討する必要がある。

(2) 水温変動の特性

自然海域に放出される排水，特に温排水についての影響評価を行なうには，対象とする海域の自然水温変動の特性を把握する必要がある。自然界の水温形成過程を知ることは拡散のモニタリングの面からだけではなく，海生生物への影響を推しはかる観点からも重要である。

一般に，海域での水温変動は季節的な周期変化をくり返す。従って，水温変化は以下に示す3つの周期成分から成り立つものとする。

$$T = T_L + T_M + T_H \quad \dots\dots\dots (35)$$

ここに， T_L は1ヶ月に相当するデータを移動平均することにより得られる低周波成分で季節変化を表わす， T_M は $T - T_L$ のデータを25時間移動平均して求めたもので，1日から1ヶ月間の期間にわたる変動（中規模周期変動）である， T_H は高周波成分で原データより T_L と T_M を差し引いた後に残る成分（短周期変動）である。

図-18は図-13に示す福島沖 ST. 7 の海面下 2.5 m 層で長期間観測された水温記録をもとに変動特性を解析した結果であり，上からそれぞれ原データ（1時間平均値）， T_M および T_H の時系列特性を示したものである¹⁶⁾。これによると海水温の中規模周期変動は非常に大きく，特に夏期においては最大6℃程度の変動が認められる。一方，冬季における T_M は±1℃の範囲内にある。図-19は T_M に関する水温変動スペクトルである。このスペクトルに認められるいくつかのピークは図-17に示した同一測点における流速変動スペクトルのピークと対応しており，両者の現象間には強い相関関係が存在するものと考えられる。

1日以下の短周期変動における季節変化は小さく，変動幅は±1℃程度である。

従って，上記の温度変動場のなかに，海生生物が生息しているわけである。また，温度記録による水温の時間的変動からして，自然海域において1℃以内の自然水温の変化を定義することは，夏季においてはきわめて困難であり，冬場においても不可能なことを考えられる。

(3) 砕波帯内の分散特性

砕波帯内では外洋域とは異なり，砕波帯内の複雑な海浜流

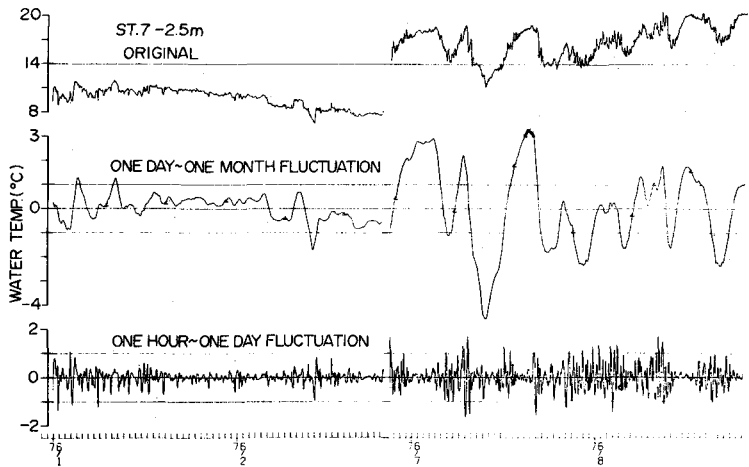


図-18 水温変動の時系列特性

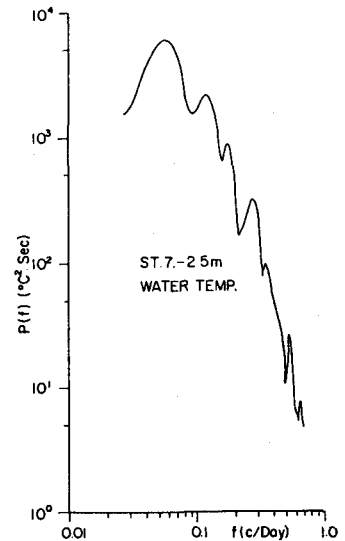


図-19 中規模水温変動のスペクトル

の作用によって非常に複雑な流動・分散特性を示すことがある。砕波帯内の混合過程としては、砕波による乱れと砕波によって生じた移流作用が卓越するであろう。この2つの過程が海岸流と離岸流とから成る、いわゆる海浜循環流セルを形成している。

このような地点では、海浜流が分散過程に及ぼす影響の把握が必要であり、そのためには現地実測と模型実験を並行に進めて現象の機構を理解してゆく必要がある。

最近、現地の代表的な波浪スペクトルを模型水槽内に再現し、不規則波の作用による砕波帯近傍での拡散・流動について現地実測との対比比較によってそれらの再現性を検討した論文が発表されている¹⁷⁾。これによると、現地での波浪、流況条件を十分考慮して実験にとり入れれば、波のある海岸での分散に関しては、その範囲を予測することができるとしている。この海況の特異性は、今後共その解明に必要な努力を払うに値する内容を含んでいるものと考えられる。

6. む す び

沿岸海域における海洋環境変動の予測を展開する場合、流動・拡散モデルによる実験だけでできることに限界があることは今さらいうまでもない。実証的な現地調査、個々の基礎的現象の解析的理論、基礎的実験との間に相互に有効なフィードバックを繰り返すことが要求される。この点は自明なことだけれども、その重要性が必ずしも正当に認識されていない現状にある。このように環境モデルの研究においては、環境素過程をモデルの方へフィードバックしていくと同時に、モデルシステム研究によって素過程研究の方向と問題点を明らかにする必要がある。

特に現実的要請にこたえる予測実験に際しては、対象とする海域ならびに問題に対して、どのような現象が基本的であるかを評価するのは極めて重要であり、そのためには現地観測データが不可欠である。

このように物理環境予測に際しては、実験モデルと物理・数学モデルとの対応性を追求することが必要であり、また予測結果に対する物理的評価も大切であって、単に物理的なインプットデータと計算式や機械的な実験だけで処理できるものでないことを認識すべきであろう。

参 考 文 献

- 1) 和田 明：沿岸海洋における拡散予測，1972年度水工学シリーズ，72-B-5，土木学会水理委員会。
- 2) Saffman, P.G.: The effect of wind shear on horizontal spread from an instantaneous ground source, *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 88, 1962.
- 3) 早川 典生：潮汐水理模型による排水拡散実験の考え方と手法，中国工業技術 No.10, 1978.
- 4) 国司 秀明：海洋における物質の分散，海洋物理学Ⅱ，東京大学出版会，1977.
- 5) Okubo, A.: The effect of shear in an oscillatory current on horizontal diffusion from an instantaneous source, *Int. J. Oceanol. Limnol.* 1(3), 1967.
- 6) Kullenberg, G.: Apparent horizontal diffusion in stratified vertical shear flow, *Tellus* 16, 1972.
- 7) 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(VI)，京都大学防災研究所年報，第17号B，1974.
- 8) Yanagi, T.: Fundamental study on the tidal residual circulation, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 32, 1976.
- 9) Oonishi, Y.: A numerical study on the tidal residual flow, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol. 33, 1977.
- 10) Nihoul, J.C.J. & Rood, F.C.: The influence of the tidal stress on the residual circulation,

Tellus 17, 1975.

- 11) 山田 紀男：東京湾の潮流，水路要報，91号，1971.
- 12) 宇野木 早苗：沿岸の海洋環境に関する数値実験，沿岸海洋研究ノート，第13巻，2号，1976.
- 13) 和田 明・宮池 克人：湾内水の循環過程，昭和53年度日本海洋学会春季大会講演要旨集.
- 14) 和田 明・宮池 克人：湾内水の循環機構に関する研究，電中研報告 No. 377025，1978.
- 15) 加藤 正進・和田 明・角湯 正剛：福島沖合海域における流動と拡散特性，第22回水理講演会論文集，1978.
- 16) 角湯 正剛・和田 明：太平洋沿岸海域における流動特性，第32回土木学会年次学術講演会概要集，1977.
- 17) 小森 修蔵・田中 寛好・和田 明：砕波帯近傍における温排水の移流拡散に関する実験的検討，電中研報告 No. 377018，1978.