

潮流場における水平・鉛直拡散係数の算定法

村上 和 男*・森 川 雅 行**

1. ま え が き

沿岸域の水質汚染の問題を論じる際に、対象海域の流況を把握するとともに、汚染物質の拡がりの程度を表す拡散係数の値を正しく評価することは重要なことである。沿岸域の拡散係数の算定は、潮流観測あるいは染料パッチの拡がりより行われることが多い。Taylor¹⁾の拡散理論によると、ラグランジェ流の乱れおよび自己相関関数より乱流拡散係数は算定できるが、現場において、これらのラグランジェ流の値を求めることは非常に困難であるため、Hay & Pasquill²⁾の仮説を用いて定点でのオイラー流の流速測定による算定法が一般に用いられている。しかし、拡散係数の値は、潮流場においてはどの大きさの渦までを乱れとみなし、どの大きさの渦までを移流とみなすかによって異なる。このことは、拡散の数値計算での流動場において、移流項に何を与えるかによって、その拡散係数の値が異なることを意味している。

鉛直流および鉛直乱れは、鉛直混合および鉛直循環流が水質におよぼす影響が大きいため非常に重要視され始めている。しかし、鉛直流の測定は、その値が非常に小さいために、あまり実施されていない現状である。

このような観点から、大阪湾泉南沖に潮流観測塔を設置し、三成分の超音波流速計を取り付けて、潮流の水平・鉛直成分の連続観測を実施し、海域の流況を把握するとともに、水平・鉛直拡散係数の算定を行った。

2. 観 測 施 設

現在、大阪湾泉南沖に関西新空港建設のための気象・海象調査のための海上観測塔 (MT, 図-1) がある。この脇に、図-2 に示すような潮流観測塔を設置した。この調査が、微弱な鉛直流を測定することにあつたため、潮流観測塔はかなり強固な骨組構造となっている。この骨組構造の中を三成分測定可能な超音波流速計 (海上電機社製、EC 311 特殊型) 2 台が、上下に移動可能な構造になっている。なお、観測は中層においては 15 昼夜

観測を、表層から底層にかけては 1 昼夜観測を 1978 年の冬、春、夏、秋の 4 回実施している。なお、データは長時間用データレコーダーに連続的に収録している。

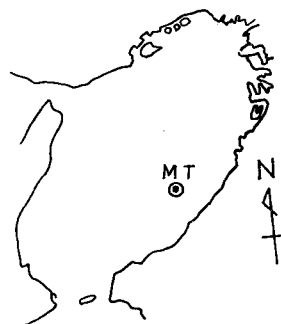


図-1 潮流観測塔の位置

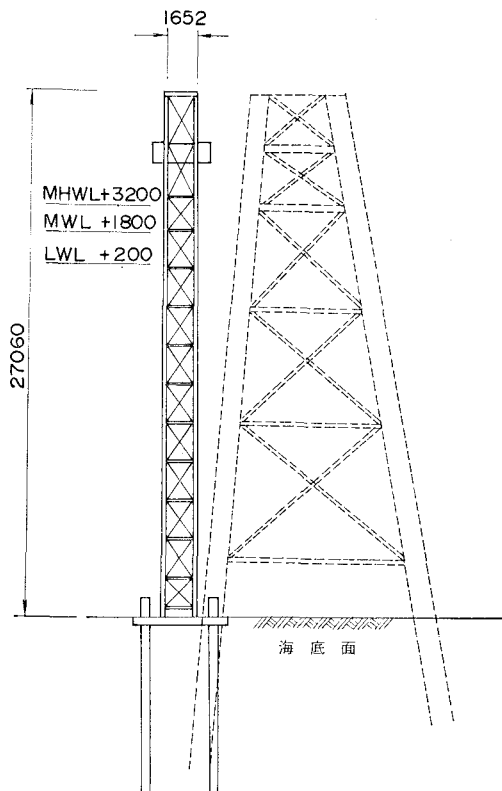


図-2 潮流観測塔の構造

* 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部 海水汚染水理研究室長

** 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所海洋水理部 海水汚染水理研究室

3. 観測海域の流況

対象海域の流れの特性を把握する上で、その調和定数を知ることは重要なことである。特に、大阪湾のように潮流成分が卓越しているような海域では、潮流の調和定数を求めれば、その海域の流況の概要は理解できる。表—1に、今回実施された観測での潮汐と潮流の主要四分

表—1 潮汐と潮流の調和定数

分 潮	潮汐 (cm, °)		潮流 (cm/s, °, cm/s, °, °)				
	振 幅	遅 角	東 方	遅 角	北 方	遅 角	主 軸
M ₂	29.4	201.2	5.3	212.6	10.1	225.7	207.4
K ₁	25.9	201.9	3.9	172.3	4.9	150.3	217.8
O ₁	19.7	170.9	2.2	113.1	2.7	126.9	216.2
S ₂	17.7	225.9	2.0	213.5	3.3	242.8	210.2
恒 流	—	—	—2.1	—	—3.3	—	212.5

潮の調和定数を示す。潮流楕円の主軸方向は海岸線の方に一致している。これより、大阪湾泉南沖の潮流はM₂潮成分が卓越しており、一日2回の往復流が海岸線に沿って流れていることがわかる。また、平均流としての恒流は4cm/s程度の南西流となっている。

4. 潮流場における拡散係数の算定

4.1 拡散係数の算定法

拡散係数という概念は、古くはFickの分子拡散係数の考え方から出発している。乱流拡散による輸送は流速変動と濃度変動のアンサンブル平均より生じるもので、この輸送項を分子拡散係数と類似な概念を用いて拡散係数と濃度勾配の積に比例にするとして

$$\overline{u'c'} = -K_x \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} \dots\dots\dots (1)$$

で定義される。ここに、K_xは乱流拡散係数、 $\bar{c}$ は濃度、u', c'はそれぞれ流速と濃度の変動値、 $\overline{}$ は時間平均を意味する。乱流拡散は、流速と濃度の時間平均操作より生じるものである。従って、拡散係数の値は、拡散方程式中の濃度および流速値にどのようなアンサンブル平均値を用いるかによって変わってくる。

乱流拡散に関するTaylor¹⁾の理論によると、乱流拡散係数K_x, K_yはそれぞれ

$$K_x = \overline{u_L'^2} \int_0^\infty R_{Lu}(\tau) d\tau, \quad K_y = \overline{v_L'^2} \int_0^\infty R_{Lv}(\tau) d\tau \dots\dots\dots (2)$$

で定義される。ここに、u_L', v_L'はラグランジュ流の速度の変動成分、R_{Lu}, R_{Lv}はラグランジュ流の乱れの自己相関係数である。Hay & Pasquill²⁾は、ラグランジュ流とオイラー流の自己相関関数は相似であるという仮説を用いて、K_x, K_yをオイラー流の流速成分より

$$K_x = \beta \cdot \overline{u_E'^2} \int_0^\infty R_{Eu}(\tau) d\tau, \quad K_y = \beta \cdot \overline{v_E'^2} \int_0^\infty R_{Ev}(\tau) d\tau \dots\dots\dots (3)$$

で求めている。ここで、βはオイラー流とラグランジュ流の自己相関関数を関連づけるパラメーターである。

4.2 潮流場における乱れの定義

潮流場における乱流拡散係数の算定は、一般に式(3)を用いて行われる。前述したように、どのスケールまでの渦を乱れ成分とみなすかによって拡散係数の値も変わってくる。例えば、年間を通しての平均的な流れ(恒流)を移流と考えた場合には一日2回の往復運動を繰り返す潮流成分は乱れと考えられるが、数時間程度の拡散を考えた場合には、潮流は移流と考える必要がある。また、数値計算において与えられる拡散係数の考え方は、計算領域内に再現される流れが何であるか、メッシュの大きさはどの程度かを考慮に入れて与えられる必要がある。

今、潮流場における乱れの定義として、潮流成分を乱れとみなした場合には測定値と平均値との偏差でよいが、潮流を移流とみなした場合には、測定値より潮流成分のような長周期流を除いたものが乱れ成分となる。長周期成分の除去の方法には、潮流の調和成分を取り除く方法³⁾、ローパスフィルターによる方法⁴⁾などが提案されているが、現在最も一般に用いられているのは、観測結果より調和分解を実施し、その合成流を差し引くとともに、25時間の移動平均による長周期のトレンドを除去する方法である。しかし、周防灘における観測結果によると、染料パッチの拡がりより求めた拡散係数⁵⁾の値が(4.5~9.3)×10³cm²/sであるのに対し、オイラー流の流速測定より求めた拡散係数⁶⁾が(1.3~15)×10⁴cm²/sと、後者によるものが1オーダー大きい結果となっている。これは、染料パッチによる方法には鉛直シャーの影響も含まれていることを考えると矛盾している。このことは、流速データより長周期成分を取り除く方法に問題があるものと考えられる。そこで、ここでは長周期成分の除去の方法として、得られたデータをフーリエ級数に展開し、その長周期成分のすべての合成値を元のデータから差し引く方法を提案し、他の方法との比較検討を行った。

4.3 水平拡散係数

冬期の15昼夜観測に関するデータを用いて、表—2に示す4つのケースについて、乱れのエネルギースペクトル、自己相関関数、および水平拡散係数の算定を行った。

表—2 潮流場の乱れの定義

Case-1	乱れ=測定値-平均値
Case-2	乱れ=測定値-調和定数の合成値-25時間移動平均
Case-3	乱れ=測定値-測定値に6時間のローパスフィルターをほどこした値
Case-4	乱れ=測定値-測定値のフーリエ級数展開による6時間以上の長周期成分の合成値

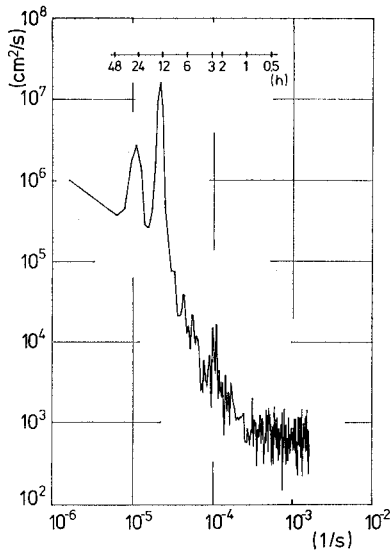


図-3 水平乱れのエネルギースペクトル (Case-1)

エネルギースペクトルの算定は、タイムステップ5分、データ数4096個を用いてFFT法によっている。また、自己相関関数の算定は、同じデータを用いて最大ラグ数400までの計算を行っている。図-3に示すのは、Case-1の乱れのエネルギースペクトルである。潮流の卓越周期である12時間、24時間のところに鋭いピークが見られる。これは、大阪湾内の流れは潮流成分が卓越していることから当然である。Case-2による結果を図-4に

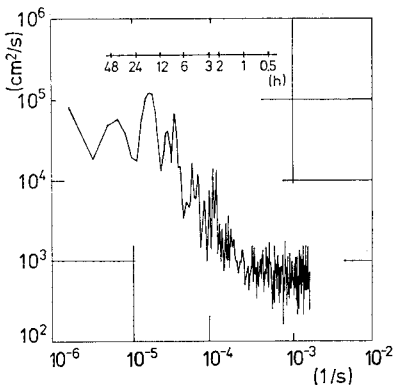


図-4 水平乱れのエネルギースペクトル (Case-2)

示す。長周期成分のエネルギーはかなり減衰しているが、まだ18時間、36時間の長周期ところにエネルギーのピークが見られる。このことは、調和定数値による合成流では長周期成分を完全には除去しきれないものと思われる。次に、Case-3の結果を図-5に示す。6時間のローパスフィルターにより24時間以上の長周期成分はほとんど完全に除去されたが、12時間のところに依然としてエネルギーのピークが存在する。これは、潮流が卓越

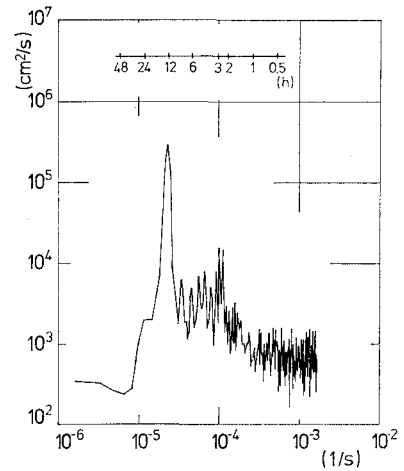


図-5 水平乱れのエネルギースペクトル (Case-3)

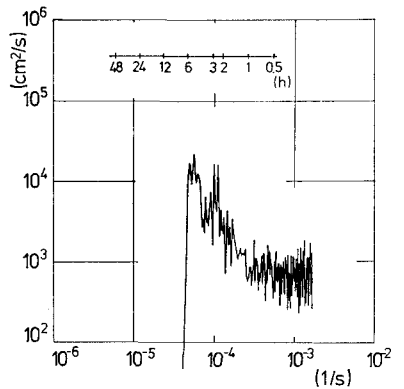


図-6 水平乱れのエネルギースペクトル (Case-4)

している海域では、12時間周期のエネルギーがほかの高周波成分に比べて数桁以上も差があるためであると思われる。これらの長周期成分を完全に除去したCase-4の結果を図-6に示す。ここでは、6時間周期までの流れを乱れとみなし、それ以上を除去している。図からは、6時間以上の成分は消えている。また、これら4つのケースについての自己相関係数の結果を図-7に示す。Case-1は明らかに潮流成分によって支配されているこ

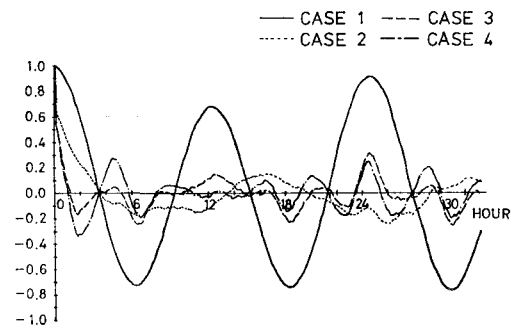


図-7 水平乱れの自己相関係数

とがわかる。また、Case-2, Case-3 の結果には、潮汐周期のところに依然何らかの相関があることが示されている。これに対して、Case-4 の結果からはほとんど潮汐周期の影響が取り除かれていることがわかる。

以上4つの方法による乱れの定義より求めた乱流強度および自己相関係数を式(3)に代入して求めた水平拡散係数の結果を表-3に示す。ここで、 β の値は便宜上

表-3 水平拡散係数(冬期)

乱れの定義	深 度	K_x (cm ² /s)	K_y (cm ² /s)
Case-1	7 m	3.02×10^5	6.50×10^5
	9 m	2.72×10^5	6.15×10^5
Case-2	7 m	1.91×10^4	1.82×10^4
	9 m	1.76×10^4	1.27×10^4
Case-3	7 m	2.80×10^3	7.99×10^3
	9 m	2.70×10^3	7.63×10^3
Case-4	7 m	3.17×10^3	1.34×10^3
	9 m	3.37×10^3	1.12×10^3

1.0 と置いた。また、式(3)における積分範囲は、自己相関係数 $R(\tau)$ がはじめてゼロ以下になる点までとした。表より、水平拡散係数の値は、潮流成分を乱れとみなした場合には $(3 \sim 6) \times 10^5$ cm²/s であるのに対し、潮流を移流とみなした場合には、これよりも1~2桁小さくなることがわかる。また、潮流成分を移流とみなした場合の潮流場における乱れの定義は、Case-4 の方法が潮流成分を完全に除去しているという観点から最も適していると思われる。

4.4 鉛直拡散係数

鉛直拡散係数についても水平拡散係数と同様に、鉛直成分の乱れ強度と自己相関係数より次式で算定できる。

$$K_z = \beta \cdot w^2 \int_0^\infty R_{Ew}(\tau) d\tau \quad \dots\dots\dots (4)$$

図-8には、冬期の15昼夜観測での鉛直乱れのエネルギースペクトル分布を示す。鉛直成分についても、水平

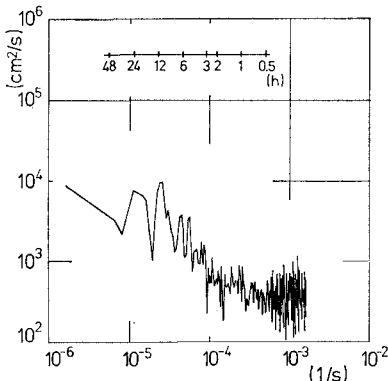


図-8 鉛直乱れのエネルギースペクトル

成分のそれほど極端ではないが、12時間、24時間のところにエネルギーのピークが存在する。内湾域においては、鉛直乱れの渦のスケールは水平乱れのそれに比べて小さい。例えば、鉛直方向の拡散時間 ($T = h^2 / \pi^2 K_z$)⁷⁾ を試算すると、 $h = 18$ m, $K_z = 50$ cm²/s とした場合に1.82時間となる。従って、鉛直乱れの定義としては、2時間以上の長周期成分を取り除いたものとする。表-4に、冬

表-4 鉛直拡散係数(冬期)

深 度	大潮期 (cm ² /s)	小潮期 (cm ² /s)
1 m	欠測	欠測
3 m	53.4	53.0
3 m	36.4	45.4
5 m	30.3	12.7
7 m	55.6	16.9
9 m	37.5	23.5
11 m	欠測	51.2
13 m	24.2	43.9
14.4 m	欠測	26.9
16.4 m	47.8	19.7

の一昼夜観測より得られた鉛直拡散係数の結果を示す。1昼夜観測データについては、タイムステップ80秒、データ数1024個である。大潮期に $(24 \sim 55)$ cm²/s、小潮期に $(13 \sim 53)$ cm²/s の値を得ている。一般に言われている鉛直拡散係数の値は $(0.01 \sim 100)$ cm²/s で非常に範囲が広いが、浅海域の混合領域では $(10 \sim 100)$ cm²/s 程度と言われ、今回の算定結果に一致する。

5. 結果の考察およびまとめ

泉南沖において年4回実施された潮流データを用いて水平・鉛直の拡散係数を算定した。水平・鉛直とも、季節的な特徴は見い出せなかった。これは、水平成分については潮流の速度が季節的に変化しないためと思われる。また鉛直成分については、密度成層の効果を考慮していないためと思われる。深さ方向については、2mごとの水深で行った1昼夜観測による結果を図-9に示す。1昼夜観測は計8回の測定を行っているので、黒丸によってその平均値を、直線によってその分散幅を示す。観測時期、調査深度によってその値はかなり異なるので明確なことは言えないが、水平・鉛直拡散係数とも中層から底層にかけて減少する傾向を示している。これは、流速が底層に行くに従って小さくなることおよび流体の鉛直運動が海底面によって拘束されているために、渦のスケールが小さくなるためであると考えられる。

夏場の成層期の鉛直拡散係数は、非常に小さいと言われている。これは、軽い物体が重い物体の上に乗った密度的に安定な状態では、浮力が鉛直混合を抑えるため

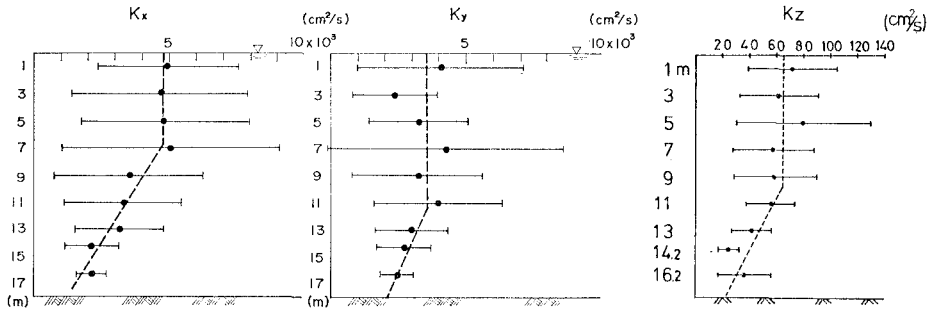


図-9 水平・鉛直拡散係数

ある。Kullenberg⁸⁾は、鉛直混合に関係する要因として、海上風、密度分布および流速のシャーを取り上げて

$$K_z = 8.9 \times 10^{-8} \bar{W}^2 N^{-1} \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \dots \dots \dots (5)$$

を経験的に与えている。ここで W は風速、 $N = \{ (g/\rho \times \partial \rho / \partial z)^{1/2} \}$ はヴァイサラの振動数である。これらの値に、海上観測塔で実施されている水温、塩分、風および本調査で得られた流速結果を用いて求めた鉛直拡散係数の結果を表-5に示す。また、同じ日のデータで式(4)

である。(2) 泉南沖の水平拡散係数は、潮流を乱れとみなした場合は $(3 \sim 6) \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、潮流を移流とみなした場合は $(1 \sim 3) \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$ の結果を得た。(3) 観測データより長周期成分を除去する方法は、フーリエ級数展開した結果を合成して差し引く方法が良い。(4) 鉛直拡散係数は $(13 \sim 150) \text{ cm}^2/\text{s}$ の範囲で、平均的には約 $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ であった。(5) 水平・鉛直拡散係数とも、中層から底層にかけて、その値が減少する傾向がある。

最後に、本調査は運輸省第三港湾建設局の協力を得て実施された。また、実際の観測においては、日本気象協会関西本部の協力を得た。さらに、これらのデータ解析を進めるにおいて、港湾技術研究所長佐藤昭二博士、元機材部長早乙女保二氏に多くの助言を得た。これらの方々に深く感謝致します。

表-5 鉛直拡散係数(式(5)と式(4)の比較)

年・月・日	(m/s) W	(g/cm ³) $\partial \rho / \partial z$	(s) N^{-1}	(1/s) $\partial U / \partial z$	(cm ² /s) $K_z(\text{Eq. 5})$	(cm ² /s) $K_z(\text{Eq. 4})$
53・2・8	5.8	9.2×10^{-8}	106	8.2×10^{-3}	2.7	55.6, 37.5
53・5・31	4.1	7.7×10^{-7}	37	14.5×10^{-3}	0.3	61.3, 69.3
53・8・20	3.0	4.7×10^{-7}	47	9.8×10^{-3}	0.2	データ不良
53・10・18	9.1	1.7×10^{-7}	79	4.0×10^{-3}	1.8	25.6, 41.8

で求めた結果もあわせ示す。夏の観測における鉛直流のデータは不良であったために非常に大きな値となっている。それを除いても、式(4)で求めた鉛直拡散係数は式(5)のそれよりも1~2桁大きい。これは、本調査による方法は、鉛直乱れの効果のみを考慮して、浮力による乱れエネルギーの減衰効果を考慮に入れていないためである。本調査における鉛直拡散係数の算定法は、浅海域の混合領域に対しては有効であるが、夏場の成層期にはリャードソン数によって代表される密度効果を考慮に入れる必要があると思われる。

今回の観測において明らかになった点を箇条書きにして記すと、以下の通りである。(1) 大阪湾泉南沖の潮流は M_2 潮が卓越している。恒流は4 cm/s程度の南下流

参 考 文 献

- 1) Taylor, G. I.: Diffusion by continuous movements, Proc. of London Math. Soc., Vol. 20, No. 196, pp. 1~7, 1921.
- 2) Hay, J. S. and F. Pasquill: Diffusion from a continuous source in relation to the spectrum and scale of turbulence, Advances in Geophysics, Vol. 6, pp. 345~365, 1959.
- 3) 和田 明・角湯正剛: 瀬戸内海における流況と分散特性, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 297~302, 1974.
- 4) 高杉由夫・肥後竹彦・田辺弘道: 流速資料からみた瀬戸内海の拡散係数の分布について, 中工試報告, No. 12, pp. 41~65, 1980.
- 5) 運輸省第四港湾建設局: 周防灘自然条件調査, 353 p., 1972.
- 6) 運輸省第四港湾建設局: 周防灘流況調査報告書, 1977.
- 7) Okubo, A. and H. H. Carter: An extremely simplified model of the 'shear effect' on horizontal mixing in a bounded sea, Journal of Geophysical Research, Vol. 71, No. 22, pp. 5267~5270, 1966.
- 8) Kullenberg, G.: Vertical diffusion in shallow waters, Tellus, Vol. 23, pp. 129~135, 1971.