

湾内における物質の拡散（その2）

堀口 孝男*・石塚 修次*・横田 基紀*

1. ま え が き

水深が浅く、波浪の影響が比較的少ない湾内の拡散実験について、筆者らは東京湾を対象として昭和43年より実施しており、すでに染料の拡散については4ケース、フロートについては5ケースの記録が得られている。東京湾を対象とする場合、蛍光染料にローダミンBを使用することは漁業との関係で不可能であり、ウラニンを使用せざるを得ないが、ウラニンは濃度によって色調が変わる欠点がある。また海水の汚染が進んでいるため、濃度がうすくなると、いかにフィルターを使用しても染料の境界が不明確となり判定が困難である。そのほか、湾内の水深が大きいところは大型船の航行が頻繁であり、必然的に航路をはずした水深の浅い水域に実験は限られてくる。一方、航空機の管制からすれば、木更津一羽田間の進入路は必ず避けなければならない。

以上のような制限条件が課せられているため、実験水域は20mより浅く、実験のscaleはC.G.S.単位で $10^4 \sim 10^5$ 程度までであるが、実験結果からみると、拡散の状況に、共通のpatternが表われており、従来の解釈と異なる現象がみられている。したがって、前回に行なった実験結果に対するspeculationは必ずしも妥当なものではなく、今回の考察でこの点は修正されなければならない。

2. 現地実験

現地実験は、昭和43年3月18日に行なわれたのが第1回であり、ついで8月8日に第2回、11月26日に第3回の実験を行なった。第1回の実験では染料の拡散を2ケース、フロートも同様に2ケース行っており、この結果については前回の第15回海岸工学講演会に報告されている。

第2回の実験は富津岬北方水深10m付近を選び、つぎのようにして行なっている。染料の実験ではウラニン1%溶液60lを投入し、またフロートは2種類を用い、その一つは、30cm×30cmのベニヤ板を黄色に着色して30枚一組を投入し、他のもう一つはポリスチレン紙30cm×30cmの大きさのものをやはり30枚一組を投入した。このほかに和文タイプ原紙46cm×23.5cmの

ものを60枚投入してみたが、海水中に沈降してしまい、写真上に表わすことができなかった。実験は14時から16時までの漲潮時に行なった。当日の月令は13.6、天気は快晴、風速は3~5m/sec前後で波浪は50cm以下であるが、多少の波立ちがみられた。水面下の平均流速は10~30cm/secでやや大きめである。水温は表層で25~26°C、水深2m以下で24°C~25°Cで一様であった。使用した航空機は、ビーバー機、撮影高度は450m程度で撮影縮尺は約1/3000である。フィルムはゲバルト36°のものを使用し、撮影間隔は3分~5分としている。染料あるいはフロートの拡散にともない標識を適宜投入し、この位置は陸上よりのトランシット測量で確認している。

第3回の実験は船橋沖水深10m前後のところを選定し、位置確認には、標識のほかに千葉県管理する京葉観測塔を利用した。染料の実験は2%ウラニン溶液50lを投入し、フロートは第1回のもと同様径90cmの正八角形のベニヤ板25枚一組のものを投入している。当日の月令は5.8、実験は11時30分から14時30分頃まで行なった。天気は晴でほとんど無風状態であり、水面下の流速はプロペラ流速計に感じない程度に小さい。水温は表層から海底までほとんど一様で14°C前後であった。航空機による観測は第2回の実験と全く同様に行なっている。

第2回、第3回の実験においてはTurner社のModel 111 fluorometerを用いて蛍光染料の濃度分布を測定した。このfluorometerの利点とするところは、現地において採水ポンプと連結して連続的に濃度が測定できることで、染料域の濃度の平面的分布と濃度のpeakの位置が確認できる。またfluorometerを通過して水は採水びんに100cc程度とり、実験室に持ち帰った、再度、濃度の検討を行なうことができる。蛍光濃度のCalibrationは、現地の海水を用いてウラニンの溶液をつくり、検定グラフを作成する。蛍光濃度のほかに、採水した資料を用いて、色調からの濃度測定をも同時に行なった。これには比色計を用いているが、濃度が0.01ppm付近では精度は悪くなる。一方、ネガフィルムから写真濃度計を用いて濃度の測定を行なっているが、この場合には鉛直方向に拡散した染料の厚さが影響をおよぼす。筆者らの行なった実験は、比較的scaleの小さい拡散を対象

* 正会員 運輸省第二港湾建設局横浜調査設計事務所

としており、染料も大量でないため、一定水深の濃度は刻々変化しており、市栄、Plutchak らが説明しているものとは相当に異なっている。このため、濃度は一定水深の濃度をもって表現することとしたが、図-1 に示すように、写真濃度計と水深 20 cm における蛍光濃度計との記録は、傾向が相似した性質を示しているので濃度分布の判定に参考として用いている。

染料域の等濃度線を描くことは、 10^4 (C.G.S. 単位) 程度の scale では変化がはげしいので、精度の高いものを作成することはなかなか困難がある。このため fluorometer を備えた観測船を十文字に染料域内に走らせて濃度を測定し、写真濃度計の結果を参照しながら時間の経過による補正を行なって作成することにした。この場合、染料域内に観測船があるとき航空写真撮影を行なうようにすると、比較的容易に等濃度線を描くことができる。図-2 はその一例である。

フロートの拡散実験に用いた黄色のベニヤ板 (30 cm × 30 cm) は、写真上の判定が容易であり、実験結果からみると良好な拡散状況を示している。90 cm 径のベニヤ板は、小型のベニヤ板と異なり、その時間に対する広がりには小さめにできるようである。この大型ベニヤ板は番号をつけているので、粒子の追跡のために用いた。ポリスチレン紙の使用は航空写真撮影にもっとも適しているが、軽いために波頭でねじれが生ずる場合がある。いずれにせよフロートの実験は風の無い時を選んで行なう必要がある。

なお、今後の説明のため、染料の実験に番号を付し、第 1 回の 2 ケースを No. 1, No. 2 とし、第 2 回の実験を No. 3, 第 3 回の実験を No. 4 とする。同様にフロ

図-1 濃度計記録

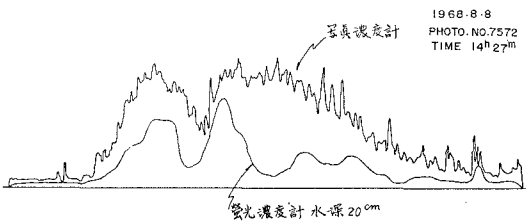
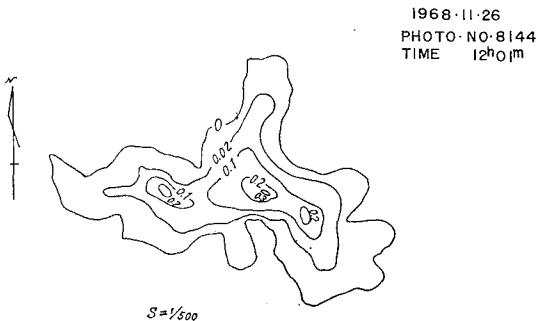


図-2 濃度分布



ートについても第 2 回の小型ベニヤ板の実験を No. 1, ポリスチレン紙のものを No. 2, 第 3 回の大型ベニヤ板のものを No. 3 とする。

3. 実験結果の検討

(1) 染料の拡散

従来行なわれてきた染料の拡散実験は、染料が最大の面積になるまでの時間において、写真撮影の時間間隔が大きすぎ、拡散の変化が明瞭でないうらみがあり、また最大面積になるまでに要する時間およびその面積も必ずしも明確に示されていない欠点があった。さらに拡散の濃度分布式に含まれる parameter は、curve fitting で追跡しており、そこに任意性が入りこみ、客観的な検討を行なうのに制限が加えられていた。われわれはこの欠点を除去するため、写真撮影間隔を 3 分～5 分 ときわめて短くし、最大面積ならびにそれに至るまでの時間を把握するとともに、濃度分布の方程式には実験結果から得られる量のみを使用し、普遍性をもたせるために無次元表示で表わすことにした。

拡散の濃度分布を示す式はいままで数多く提出されているが、Fickian-type, Joseph & Sendner, Ozmidov, Schönfeld の解などいずれも実験値との差ははなはだしく採用することは困難である。市栄は Gunnerson の Santa Monica 湾における実験を検討し古典的な Taylor の拡散式が比較的適合することを論じているが、これを無次元量で示せばつぎのようになる。

Taylor の拡散式は濃度を S 、物質総量を M 、 $\bar{y}^2$ を乱れによる水粒子の移動距離の分散、 r を一定濃度の半径とするととき、

$$S = \frac{M}{2\pi y^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2y^2}\right) \dots\dots\dots (1)$$

となる。したがって

$$r^2 = 2y^2 \left\{ \ln \frac{M}{2\pi S} - \ln y^2 \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで $\bar{y}^2$ に short time に対する表現を用いて $\bar{y}^2 \sim v^2 t^2$

となし、 $t=T$ のとき染料域が消滅して、 $r=0$ 、 $t=T^*$ のとき $r=r_{\max}$ とするならば、式 (2) で示される染料域の大きさはつぎのようになる。

$$\frac{r}{r_{\max}} = \left[2 \left(\frac{t}{T^*} \right)^2 \left\{ \frac{1}{2} + \ln \frac{T^*}{t} \right\} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

一方、マルコフ過程の上向方程式を解くのと同様な操作をほどこした大久保の一般解は、

$$S(r, t) = \frac{(2-m)M}{2\pi(2-m)\frac{4}{2-m}\Gamma\left(\frac{2}{2-m}\right)k\frac{2}{2-m}\{\psi(t)\}^{\frac{2}{2-m}}} \times \exp\left\{-\frac{r^{2-m}}{(2-m)^2 k \Psi(t)}\right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで,

$$0 \leq m < 2$$

$$\Psi(t) = \int_0^t f(t) dt$$

$$\Gamma\left(\frac{2}{2-m}\right): \text{ガンマ関数}$$

k : parameter

で表わされる。拡散係数がいわゆる $l^{4/3}$ 法則にしたがって変化する大久保の濃度分布式は式(4)において、 $f(t) = t$, $m = \frac{2}{3}$ としたときに得られ、つぎのように表現される。

$$S(r, t) = \frac{M}{\frac{3}{4} \pi^{3/2} \alpha^3 t^3} \exp\left\{-\frac{r^{4/3}}{\alpha^2 t^2}\right\} \quad (5)$$

α : parameter ($\text{cm}^{2/3}/\text{sec}$)

染料域の大きさを示す無次元表示を求めれば、式(3)と同様の記号を用いて、

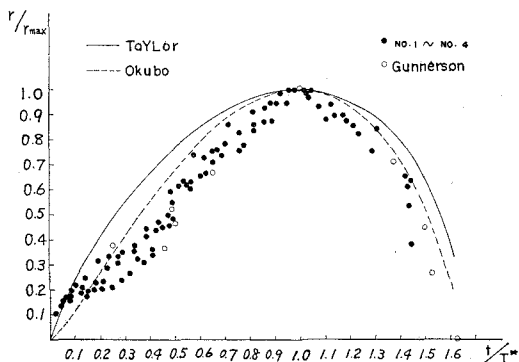
$$\frac{r}{r_{\max}} = \left[2 \left(\frac{t}{T^*} \right)^2 \left\{ \frac{1}{2} + \ln \frac{T^*}{t} \right\} \right]^{3/4} \quad (6)$$

ちなみに式(1)の Taylor による濃度分布は式(4)の一般解において、 $f(t) = t$, $m = 0$ とした場合に相当する。

図-3 は筆者らの行なった実験 No. 1 から No. 4 までの値に対して、式(3)、(6)の曲線に対比したものである。Taylor の式は予想されるように実験値との適合が悪く、また大久保の式は $t/T^* > 0.9$ で実験値に接近する程度である。 $t/T^* < 0.2$ の範囲は、染料の投入による影響が表われているのでこの部分を除き、 $0.2 < t/T^* < 1.0$ の範囲の現象を考えると $r/r_{\max}$ の t/T^* に対する上昇率は $l^{4/3}$ 法則より大きいことを示している。 $t/T^* > 1.5$ の範囲では東京湾の汚染度がひどく、染料の濃度がうすくなると、染料域の範囲がほとんど判定不可能となって実験値が得られなかった。参考のために、Gunnerson の実験値を記入してあるが、その値はわれわれのものときわめて近い結果を示している。

上述のような結果から、前回に説明した Kolmogorov-Chapman の方程式

図-3 染料の拡散



$$S(r, t + \Delta t) = \int_0^\infty S(\rho, t) R(\rho, t/r, t + \Delta t) 2\pi\rho d\rho \quad (7)$$

において、その分散速度

$$B(r, t) = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \int_0^\infty \frac{(\rho - r)^2}{2} \times R(r, t/\rho, t + \Delta t) 2\pi\rho d\rho \quad (8)$$

は、拡散係数に対応するものであるから、式(4)の一般解を得るとき、

$$B(r, t) = k r^m f(t) \quad (9)$$

とおいているので、 $f(t)$ と r^m に拡散係数すなわち分散速度を上昇せしめる操作をほどこすことが必要となる。 r^m と $f(t)$ は相互に作用するものであるから、式(4)においてつぎのように検討してみよう。

- i) $f(t) = t$ ならば、 m は $2/3$ より大きくとり $m = 1$
- ii) $f(t) = t^{3/2}$ ならば、 $m = 2/3$
- iii) $f(t) = t^2$ ならば、 $m = 1/3$

このおのおのに相当する濃度分布と染料域の拡散を示す無次元表示の式は下記のとおりである。

- i) の場合、前回で示した式(13)、(15)で

$$S(r, t) = \frac{M}{2\pi b^2 t^4} \exp\left\{-\frac{r}{b t^2}\right\} \quad (10)$$

b : parameter (cm/sec^2)

$$\frac{r}{r_{\max}} = 2 \left(\frac{t}{T^*} \right)^2 \left\{ \frac{1}{2} + \ln \frac{T^*}{t} \right\} \quad (11)$$

- ii) の場合

$$S(r, t) = \frac{M}{\frac{3}{2} \pi \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) a^3 t^{15/4}} \exp\left\{-\frac{r^{4/3}}{a^2 t^{5/2}}\right\} \quad (12)$$

a : parameter ($\text{cm}^{2/3}/\text{sec}^{5/4}$)

$$\frac{r}{r_{\max}} = \left[\frac{5}{2} \left(\frac{t}{T^*} \right)^{5/2} \left\{ \frac{2}{5} + \ln \frac{T^*}{t} \right\} \right]^{3/4} \quad (13)$$

- iii) の場合

$$S(r, t) = \frac{M}{\frac{6}{5} \pi \Gamma\left(\frac{6}{5}\right) a^{6/5} t^{18/5}} \exp\left\{-\frac{r^{5/3}}{a t^3}\right\} \quad (14)$$

a : parameter ($\text{cm}^{5/3}/\text{sec}^3$)

$$\frac{r}{r_{\max}} = \left[3 \left(\frac{t}{T^*} \right)^3 \left\{ \frac{1}{3} + \ln \frac{T^*}{t} \right\} \right]^{3/5} \quad (15)$$

図-4 は、式(11)、(13)、(15)と実験値を対比したものである。図からわかるように、適合度はかなり良くなっている。

これら各式の適合度を peak 濃度の変化から検討してみれば、図-5 (a), (b), (c) のようになる。実験 No. 4 では蛍光濃度計に一部故障を生じたので、比色計のみの結果を示してある。式(10)、(12)、(14)の各式からわかるように peak 濃度は t^{-3} より大きく、それぞれ t^{-4} , $t^{-15/4}$, $t^{-18/5}$ となるが、図-5 (a), (b), (c) よりみられるごとく、実験値は $t^{-3} \sim t^{-4}$ の範囲にあることが

図-4 染料の拡散

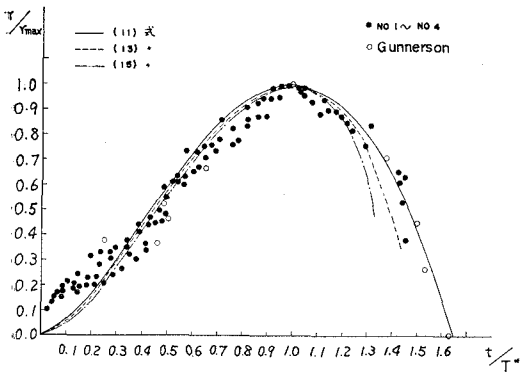


図-5 (a) Peak 濃度の変化

実験 NO.3 比色計

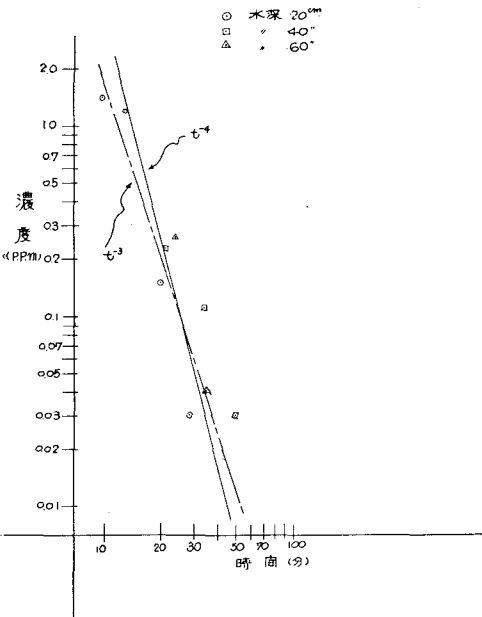


図-5 (b) Peak 濃度の変化

実験 NO.3 比色計

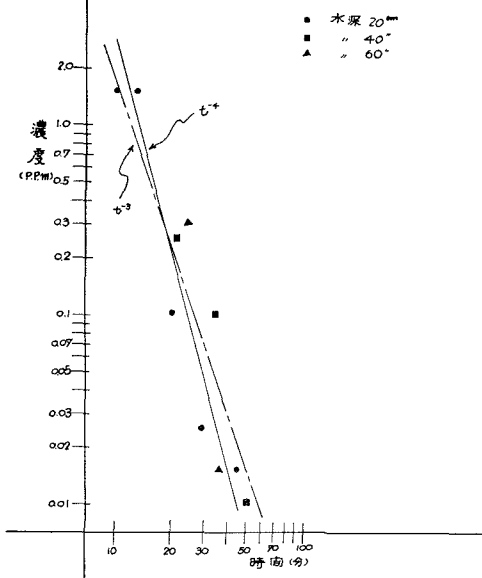
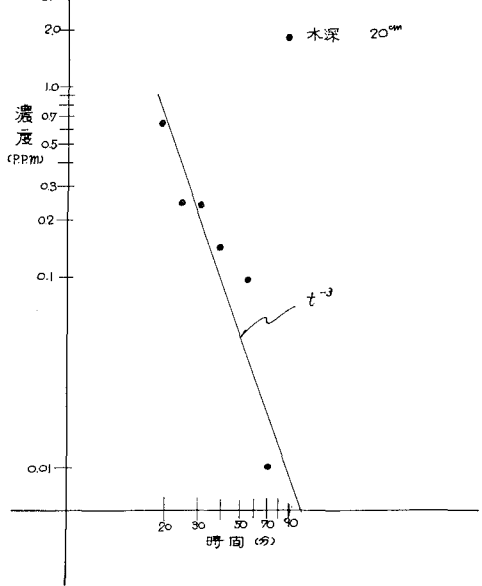


図-5 (c) Peak 濃度の変化

実験 NO.4 比色計



わかる。さらにもう一つの角度、すなわち等濃度線の空間分布より検討してみればつぎのようになる。

peak 濃度を S_0 とするとき式 (10) は

$$\ln S/S_0 = -r/bt^2 \dots\dots\dots (16)$$

式 (11) を求めるとき、 b を消去すると同様な方法を用いれば、

$$b = \frac{r_{\max}}{2T^{*2}}$$

となり、

$$\ln S/S_0 = -\frac{r/r_{\max}}{\frac{1}{2}\left(\frac{t}{T^*}\right)^2} \dots\dots\dots (17)$$

のごとく、無次元表示が可能となる。同様に式 (12) からも

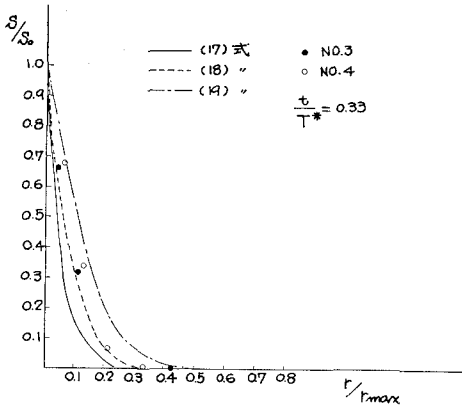
$$\ln S/S_0 = -\frac{(r/r_{\max})^{4/3}}{\frac{2}{3}\left(\frac{t}{T^*}\right)^{5/2}} \dots\dots\dots (18)$$

が得られる。つぎに大久保の式 (5) を同様にとりあつかってみると、

$$\ln S/S_0 = -\frac{(r/r_{\max})^{4/3}}{\frac{2}{3}\left(\frac{t}{T^*}\right)^2} \dots\dots\dots (19)$$

が得られる。いま実験 No. 3, No. 4 において、 $\frac{t}{T^*} = 0.33$ の近傍における分布を求めれば、図-6 のようになる。図-6 の結果からみれば、濃度の空間分布は、式 (18) に近い形をしているようにみられる。

図-6 濃度の分布



以上の考察から、われわれの実験においては拡散の力は $l^{1/3}$ 法則と異なることが見出される。すなわち、式 (10), (12), (14) の mean square dispersion を求めれば、

$$\langle r^2 \rangle = \int_0^\infty r^2 \frac{S}{M} 2\pi r dr \dots (20)$$

より得られ、式 (10), (12), (14) に式 (20) を適用すれば、

$$\langle r^2 \rangle = b^2 t^4 \Gamma(4) \dots (21)$$

$$\langle r^2 \rangle = a^3 t^{15/4} \frac{\Gamma(3)}{\Gamma(3/2)} \dots (22)$$

$$\langle r^2 \rangle = a^{6/5} t^{18/5} \frac{\Gamma(8/5)}{\Gamma(6/5)} \dots (23)$$

となる。したがって $\frac{d\langle r^2 \rangle}{dt}$ の値は、たとえば式 (21)

では $\frac{d\langle r^2 \rangle}{dt} \sim t^3$ となり、式 (21) より

$$t \sim \langle r^2 \rangle^{1/4}$$

であるから、

$$\frac{d\langle r^2 \rangle}{dt} \sim \langle r^2 \rangle^{3/4} \dots (24)$$

の関係となり、 $l^{3/2}$ にしたがって変化することになる。

同様に式 (22) は

$$\frac{d\langle r^2 \rangle}{dt} \sim \langle r^2 \rangle^{11/15} \dots (25)$$

式 (23) は、

$$\frac{d\langle r^2 \rangle}{dt} \sim \langle r^2 \rangle^{13/18} \dots (26)$$

と表わされ、いずれも、 $l^{4/3}$ 法則よりやや大きい拡散の力を示している。なお、式 (21) を用いて拡散係数 K の値を求めれば、

$$K = \frac{1}{2} \cdot \frac{d\langle r^2 \rangle}{dt} = \frac{1}{2} \Gamma(4) \cdot \frac{r_{\max}^{1/2}}{T^*} \left\{ \frac{4}{\Gamma(4)} \right\}^{3/4} \langle r^2 \rangle^{3/4} \dots (27)$$

となり、実験 No. 3 から、

$$K = 0.052 \langle r^2 \rangle^{3/4}$$

実験 No. 4 より

$$K = 0.031 \langle r^2 \rangle^{3/4}$$

の結果が得られる。

上述のような現象は物理的にどのように解釈されるであろうか。Kraichnan の direct interaction による近似を2粒子の相対拡散の問題に適用した Roberts によれば、intermediate の領域において、拡散係数はつぎのように表現される。

$$K(r) = 2\sqrt{3}\pi \int_0^\infty \frac{dk}{v_0 k} \left[\frac{1}{3} - \frac{\sin k \cdot r}{(kr)^3} + \frac{\cos k \cdot r}{(kr)^2} \right] E(k) \dots (28)$$

ここで v_0 : 乱れの速度の root mean square

k : wave number

$E(k)$: 乱れの energy spectrum

いま $E(k)$ に

$$kE(k) \rightarrow 0 \quad k \rightarrow \infty$$

$$k^2 E(k) \rightarrow 0 \quad k \rightarrow 0$$

の条件を付して inertial subrange の $E(k)$ を

$$E(k) = \beta \varepsilon^{n-1} v_0^{5-3n} k^{-n} \quad (1 < n < 2) \dots (29)$$

β : 無次元の定数

ε : energy dissipation rate

と表現するとき式 (28) は

$$K(r) = \frac{\beta \pi \sqrt{3} \Gamma\left(1 - \frac{1}{2}n\right)}{2^{n+1} n \Gamma\left(\frac{5}{2} + \frac{1}{2}n\right)} \varepsilon^{n-1} v_0^{4-3n} r^n = \lambda r^n \dots (30)$$

となる。このとき mean square dispersion は、

$$\langle r^2 \rangle = (2-n) 2^{\frac{4}{2-n}} \frac{\Gamma\left(\frac{5}{2-n}\right)}{\Gamma\left(\frac{3}{2-n}\right)} (\lambda t)^{\frac{2}{2-n}}$$

と表現される。したがって、

$n=3/2$ とするときは、

$$K(r) \sim r^{3/2}, \quad \langle r^2 \rangle \sim t^4$$

$n=22/15$ とするときは

$$K(r) \sim r^{22/15}, \quad \langle r^2 \rangle \sim t^{15/4} \dots (32)$$

$n=26/18$ とするときは

$$K(r) \sim r^{26/18}, \quad \langle r^2 \rangle \sim t^{18/5}$$

となり式 (32) の関係は式 (21)~(26) の関係と全く同一のものとなる。direct interaction の思想よりすれば、small scale の運動も energy containing 領域との interaction があり、small scale の運動は large scale の energy containing 領域の advection によって移動するのみで相互に無関係であるとの解釈は困難となってくる。また逆に式 (4) で表現されるマルコフ過程の上向方程式の一般解は、その比較的単純な現象論的とりあつかいにもかかわらず、拡散に主要な役割を果たす乱流の構造論よりする表現と相似性を有することは一驚に値することである。なお従来からの interaction のない思

想からすれば, Roberts の指摘するごとく, 式 (28) の v_0 に $[kE(k)]^{1/2}$ を代入すれば,

$$K(r) \sim \varepsilon^{1/2} \cdot (H-1) v_0^{1/2} \cdot (5-3H) r^{1/2} \cdot (H+1) \dots \dots \dots (33)$$

となり, Kolmogorov の inertial subrange $n = \frac{5}{3}$ から

$$K(r) \sim r^{4/3}$$

Kraichnan の $n = \frac{3}{2}$ からは

$$K(r) \sim r^{5/4}$$

の関係が得られる。これが前回で検討したものであったが, 今回で示される実験記録より考察すれば, direct interaction の効果が表われているものと認めざるを得ない。またその効果は $E(k)$ の形に敏感であることが指摘される。

(2) フロートの拡散

フロートの拡散は, 拡散したフロート群の重心を算出し, その重心に対する距離 ξ の二乗平均 $\langle \xi^2 \rangle$ を求める。 $\langle \xi^2 \rangle$ の時間に対する変化は 図-7, 図-8 に示すとおりである。図-7 の実験 No. 1, No. 2 はともに $\langle \xi^2 \rangle \sim t^2$ の程度で変化しており, 図-8 の実験 No. 3 は $\langle \xi^2 \rangle \sim t^1 \sim t^2$ の範囲で拡散している。

$\langle \xi^2 \rangle \sim t^2$ であるならば,

$$\frac{d\langle \xi^2 \rangle}{dt} \sim \langle \xi^2 \rangle^{1/2}$$

となり l の一乗で拡散係数が増大する。これは染料の拡散実験と異なる結果であるが, 元来フロートの拡散は海面の表層にあるため, 波の作用, 風の作用の影響が大きく現われ, またフロートはある大きさを有する粒子であるため, 拡散現象を正確に表現することは, scale の小さい拡散実験ではなかなかむずかしいものと想定される。これは拡散実験において, 染料の移動方向と, フロートの移動方向とは全く異なり, 流れのいかんにかかわ

らず, 風の方向にかたよりをみせていることから裏づけられる。

一方染料の拡散と同様に無次元表示を行なうため, $\langle \xi^2 \rangle$ の最大となるものを $\langle \xi^2 \rangle_{\max}$ とし, そのときの時間を $t = T^*$ として, $\langle \xi^2 \rangle / \langle \xi^2 \rangle_{\max}$ の t/T^* に対する変化を示せば 図-9 のようになる。参考のために染料の $r^2/r^2_{\max}$ と t/T^* とを同時に記入してあるが, この図からもわかるように, 染料とフロートの変化はほとんど同様な傾向を保っており, フロートの実験からは厳密な現象の解釈を加えることは無理があるようにみうけられる。水深が浅いため $\langle \xi^2 \rangle \sim t^3$ より小さい拡散の力を示しているものかどうかは, むしろ, 染料の拡散実験から

図-8 フロートの拡散

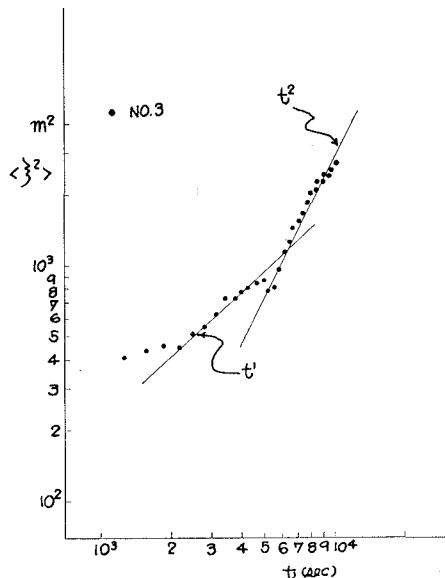


図-9 染料とフロートの比較

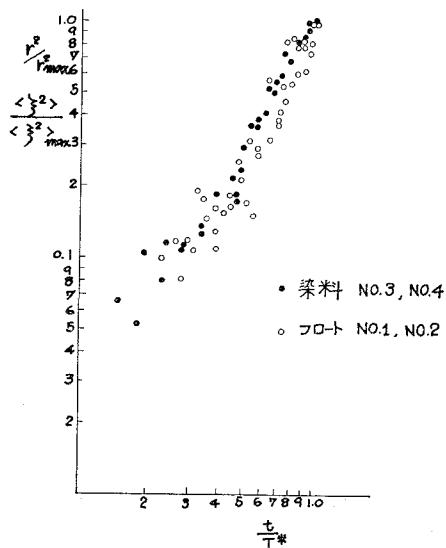
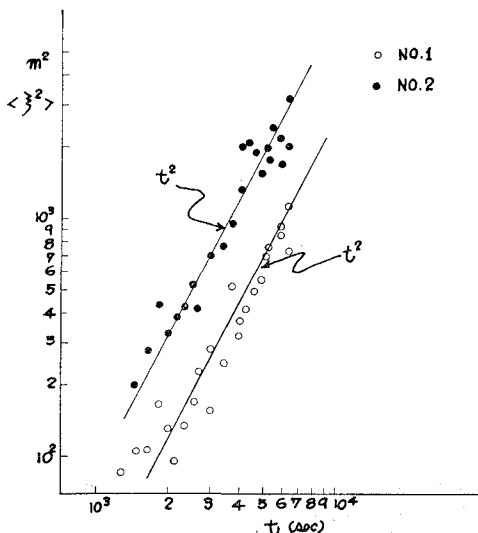


図-7 フロートの拡散



検討されるべきで、前述の $E(k)$ の形が水深の大小、海域の規模の大小によって異なってくるならば、拡散現象も当然違った状況を呈するものと考えられる。

4. む す び

染料の拡散実験結果から、筆者らは direct interaction の作用により、拡散が行なわれていることを推定したのであるが、このような推定が可能とするならば、規模の大きい乱流拡散においても同様な結果が生じてくるものと考えられる。したがって水深の大きい海洋における拡散実験もこの観点から再検討する必要があると思われる。

また、乱れの構造から拡散現象を追跡することは、拡散の力がエネルギー スペクトルと密接な関係にあることから重要なことではあるが、海域における wave number spectrum を求めることは至難のわざである。

いずれにせよ、拡散現象に energy containing eddies

の interaction が作用していることを示す事実をいろいろの面から追跡し、その証明を展開することが今後必要となろう。

参 考 文 献

- 1) 堀口孝男・石塚修次・横田基紀：湾内における物質の拡散—東京湾の場合—，第 15 回海岸工学講演会講演集，1968.
- 2) Ichiye, T: A note on horizontal diffusion of dye in the ocean, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 15, No. 4, 1959.
- 3) Ichiye, T and N. B. Plutchak: Photodensitometric measurement of dye concentration in the ocean, Limnology and Oceanography, No. 11, 1966.
- 4) Kraichnan, R. H.: The structure in isotropic turbulence at high Reynolds numbers, Jour. Fluid mech., 5, 1959.
- 5) Roberts, P. H.: Analytical theory of turbulent diffusion, Jour. Fluid mech., 11, 1961
- 6) Okubo, A.: Horizontal diffusion from an instantaneous point-source due to oceanic turbulence, Technical Report 32, Chesapeake Bay Institute, 1962.