

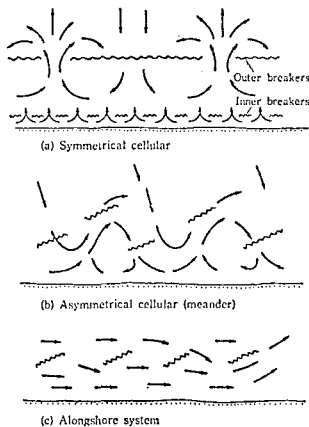
海浜流系における沿岸方向分散モデル

堀 川 清 司*・林 銘 崇**

1. 緒 言

砕波帯付近での混合過程は二つの作用から成り立っているといえる。その一つは砕波による乱れの作用であり、他の一つは海浜流の作用である。従って、砕波による汀線に垂直方向の拡散と海浜流による汀線方向の分散の二つにわけて取り扱うことができると考えられる。

砕波帯付近の流れは、波による質量輸送、砕波による沿岸流および離岸流より構成され、しかもこれらの間に循環が生じていることは、Shepard-Inman (1950)¹⁾によって、初めて把握された。彼らはこれらの流れを総称して海浜流系統と名づけた。相隣る離岸流によって囲まれた水域は単位のセルを形成している。波が汀線に垂直に入射する場合には、海浜流系統は通常複数の単位セルによって構成されていると考えられるが、波の入射角が大きくなると、単位セルは必ずしも閉じた系ではなくなり、蛇行する岸沿いの流れが形成されるようになる。更に入射角が大きくなると、離岸流が見られなくなる。図一1は Harris (1969)²⁾ が多くの現地観測から海浜流のタイプを3つ、即ち、① 対称セル循環、② 非対称セル循環および ③ 沿岸流システムに分類したものである。そのうち、②は Sonu (1972)³⁾ の蛇行流に相当する。



図一1 海浜流のタイプ (Harris, 1969)

一方、現実の流れは、いうまでもなく、剪断流れとなっている。その流れの流速分布が拡散の状況に大きな影響を及ぼし、それによって現実の物質分布の姿が結果してくる。このような剪断効果の機構を含んだいわゆる分散もしくは剪断拡散の新たな視点からの研究は、Taylor (1953)⁴⁾ によってはじめられた。以来、次第にその本質的な重要性の認識が浸透して来た。

本論文においては、上述のことに基づいて、海浜流による分散機構を解明することを目的とし、とくに生起頻度が最も高いと考えられる蛇行流型における分散係数の算定式を求める。

2. 沿岸方向の混合に関する既往の研究

現在までに提案されている沿岸方向混合モデルには Inman et al. (1971)⁵⁾ および堀川・林 (1978)^{6),7)} のものがある。表一にはいままで提案された砕波による岸・沖方向の拡散係数および沿岸方向の分散係数を示している⁸⁾。

表一 提案された砕波帯付近の拡散係数 (Horikawa, 1978)

(a) Onshore-offshore direction		
Author	Formula	Remarks
Harris et al. (1962)	H_b^2/T	Field & laboratory
Thornton (1970)	$H^2 g T \cos^2 \theta / (8\pi^2 h)$	Theory
Longuet-Higgins (1970)	$Nx/\sqrt{gh}$	Theory
Inman et al. (1971)	$H_b X_b / T$	Field
James (1974)	$Nh/\sqrt{gh} s$	Theory
Battjes (1975)	$M(S_T^{1/2}/16)^{1/2} s^{-1/2} h \sqrt{gh}$	Theory
(b) Longshore direction		
Author	Formula	Remarks
Inman et al. (1971)	Y/δ	Field
Horikawa & Lin (1978)	$\alpha(S_T^{1/2}/16)^{-1/2} g^{-1/2} M^{-1} s^{-11/4} v_b^2 X_b^{1/2}$	Theory

H : wave height, h : water depth, M, N : constants, s : bottom slope, T : wave period, $\bar{v}$: mean longshore current velocity, v_b : longshore current velocity at the breaker line, X_b : width of surf zone, Y : rip current spacing, $\tau = H/h$, θ : angle between shoreline and wave crest, x : distance from shoreline.

Inman et al. は等深線が汀線に平行な直線状の海岸に波が入射する場合を対象として、砕波帯近傍の混合セルモデルを、波向によって対称セルモデルと非対称セルモデルとに分けている。このモデルは海浜循環セルに伴う流量の収支を基礎とした、いわゆるボックスモデルである。すなわち、 $(X_b + X_r) \cdot Y$ のセルを一つのボックスとして、ボックスとボックスとの間の物質の交換を考え、

* 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 工修 東京大学大学院 工学系研究科

ボックスごとの平均的混合特性を調べたものである。ここで、 X_b , X_r , Y はそれぞれ砕波帯幅、砕波点より離岸流頭までの距離および離岸流間隔である。彼らは、とくに非対称セルのモデルに対して、いくつかの仮定のもとで、対象とするセルの濃度を求める解析解を導いた。近似的な結果として、沖合の海岸流が強く、二次的混合水域 ($X_r \cdot Y$) の水質が沖合水の水質と同じとみなしうる場合には、投入点よりの沿岸距離 y における濃度 N は $N = N_0(R_L)^{y/Y}$ となる。ここで、 N_0 , R_L はそれぞれ初期セルの濃度、沿岸方向の稀釈比を示す。すなわち、濃度は投入点よりの距離と共に指数的に減少する。さらに、沿岸方向の分散係数はオーダ的に $Y\bar{v}$ である。ここで、 Y , $\bar{v}$ はおのおの離岸流間隔および平均沿岸流速を表わす。

一方、堀川・林は、海浜流による分散機構を解明するために、セル内部の機構に立ち入って調べる必要があると考え、まず最も単純な沿岸流システムの場合の沿岸方向分散を扱った。砕波帯付近水域を三角形断面の開水路とみなし、基本方程式

$$\frac{\partial c}{\partial t} + v(x) \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x h \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

を濃度モーメント法を適用して、沿岸流の剪断効果による分散係数を求めた。ここで、 x , y はそれぞれ汀線から沖向き、汀線沿いの軸、 $v(x)$ は沿岸流速、 $h(x)$ は水深、 K_x , K_y はそれぞれ x , y 方向の拡散係数である。分散係数 K_e は次式で表わされる。

$$K_e = \frac{1}{A} \int_0^{x_0} h(x) v(x) dx \int_0^x \frac{dx}{K_x h(x)} \times \int_0^x h(x) (\bar{v} - v(x)) dx \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 A は水路の断面積、 $\bar{v}$ は断面平均の沿岸流速、 x_0 は水路幅である。式 (2) に $v(x)$ および K_x を与えて計算し、 K_e を評価した結果は、現地観測ならびに実験の結果と対比すると、オーダ的に妥当であると判断された。

以下では、離岸流の効果をも考えに入れた分散現象について取り扱う。まず、分散という現象の原点に立つて、基本方程式を与える。次に、沿岸方向の波高変化率ないし砕波帯幅と離岸流間隔との比ならびに砕波帯水深と砕波帯幅との比という二つの微小なパラメータを導入し、摂動法を適用して分散係数の理論式を導く。さらに理論値と実験値を比較照合することとする。

3. 基本方程式

前報⁹⁾と同じく、流れに関して、水平流れのみを考え、砕波帯付近の水域を図-2に示すように、三角形断面の開水路とみなす。図中、 x , y , z はそれぞれ離岸方向、

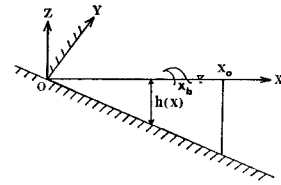


図-2 座標説明図

沿岸方向および鉛直方向を示す。 x_b は砕波点、 x_0 は砕波帯外の分散の限界線、すなわち、水路幅である。

基礎方程式は次のように表わされる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial c}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$z = -h(x) \quad \text{で} \quad \frac{\partial c}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial c}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$z = \zeta(x) \quad \text{で} \quad \frac{\partial c}{\partial z} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 c は物質濃度、 u , v はそれぞれ x , y 方向の流速、 K_x , K_y , K_z はおのおの x , y , z 方向の拡散係数、 ζ は水位である。

沿岸方向の分散を議論する場合には、十分に長い時間経過したのち物質が横方向に十分に混合したことを前提とし、沿岸方向の濃度変化の特性長 L は水路の特性幅 B よりはるかに大きい、また十分に流下した所を対象とすると考えられる⁴⁾。そこで、ここでは、Smith (1976)⁹⁾に従って、微小な無次元パラメータ ε を導入して、 $t = T/\varepsilon$, $y = Y/\varepsilon$ とおき、更に沿岸方向の拡散を無視すると、式 (3), (4) は次のようになる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial c}{\partial Y} = 0 \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\varepsilon^3 \frac{\partial c}{\partial T} + u \frac{\partial c}{\partial x} + \varepsilon v \frac{\partial c}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c}{\partial z} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

但し、境界条件としての式 (5), (6) は変わらない。ここでパラメータ ε を、例えば、砕波帯幅と離岸流間隔の比、あるいは Bowen (1969)¹⁰⁾ の考えている沿岸方向の波高変化率であると考えればよい。

4. 摂動展開

Bowen (1969)¹⁰⁾によれば、砕波帯付近において、沿岸方向に波高変化があることから、対称セル循環流が生じることになる。また、Sonu (1972)⁸⁾ は、非対称セル循環流 (蛇行流) の流速場が近似的に対称セル循環流と沿岸流との合成で表わされると示している。従って、ここ

では、流速 u , v および濃度 c を次のように摂動展開する。

$$\left. \begin{aligned} u &= \varepsilon u^{(1)} + \varepsilon^2 u^{(2)} + \dots \\ v &= v^{(0)} + \varepsilon v^{(1)} + \varepsilon^2 v^{(2)} + \dots \\ c &= c^{(0)} + \varepsilon c^{(1)} + \varepsilon^2 c^{(2)} + \dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 $(u^{(1)}, v^{(1)})$ および $v^{(0)}$ をそれぞれ対称セル循環流の流速および沿岸流の流速と考えれば良い。

式 (9) を基本方程式群 (5)~(8) に代入する。その 0 次近似の方程式群は次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c^{(0)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c^{(0)}}{\partial z} \right) = 0 \dots\dots\dots (10)$$

$$z = -h \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(0)}}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial c^{(0)}}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (11)$$

$$z = \zeta \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(0)}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (12)$$

物質が断面内にて完全に混合されているとすれば、式 (10) は完全に満たされるので、

$$c^{(0)} = \bar{c}(Y, T) \dots\dots\dots (13)$$

と置く。ここで、文字の上の横線は断面平均を示す。

次に、1 次オーダの方程式群は次の通りである。

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(0)}}{\partial Y} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c^{(1)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c^{(1)}}{\partial z} \right) = v^{(0)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} \dots\dots\dots (15)$$

$$z = -h \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(1)}}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial c^{(1)}}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (16)$$

$$z = \zeta \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(1)}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

$c^{(1)}$ の鉛直方向の変化を無視できるとすれば、式 (15) を満たす解は

$$c^{(1)} = f(x) \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} = \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} \int_0^x \frac{1}{K_x} \left(\int_0^x v^{(0)} dx \right) dx \dots\dots\dots (18)$$

である。

2 次近似に対しては、

$$\frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(1)}}{\partial Y} = 0 \dots\dots\dots (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c^{(2)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c^{(2)}}{\partial z} \right)$$

$$= u^{(1)} \frac{\partial c^{(1)}}{\partial x} + v^{(1)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} + v^{(0)} \frac{\partial c^{(1)}}{\partial Y} \dots\dots\dots (20)$$

$$z = -h \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(2)}}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial c^{(2)}}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (21)$$

$$z = \zeta \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(2)}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (22)$$

が基本式群である。ここで、式 (20) は $c^{(2)}$ に関する微分方程式であり、後述の如く浅水展開を基に求める。さらに、第 3 近似に対して次式が得られる。

$$\frac{\partial u^{(3)}}{\partial x} + \frac{\partial v^{(2)}}{\partial Y} = 0 \dots\dots\dots (23)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{c}}{\partial T} + \frac{\partial}{\partial x} (u^{(1)} c^{(2)} + u^{(2)} c^{(1)}) \\ & + \frac{\partial}{\partial Y} (v^{(0)} c^{(2)} + v^{(1)} c^{(1)}) + v^{(2)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} \\ & = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c^{(3)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial c^{(3)}}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (24) \end{aligned}$$

$$z = -h \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(3)}}{\partial z} + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial c^{(3)}}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (25)$$

$$z = \zeta \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(3)}}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots (26)$$

式 (24) を断面平均すれば、いわば $\bar{c}$ に関する沿岸方向の分散方程式、

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial T} + \bar{v}^{(2)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial Y} [\bar{v}^{(0)} c^{(2)} + \bar{v}^{(1)} c^{(1)}] = 0 \dots\dots\dots (27)$$

を得る。但し、ここで、断面平均する際に、水路の両辺での物質流束がないという条件を用いた。ここで、文字の上の横線は断面平均を示す。式 (27) の左辺の第 3 項は、流れの剪断効果を表わすものであり、これを評価するために、2 次近似の方程式群、すなわち、式 (20)~(22) を解く必要がある。

そこで、いま、通常、海浜、とくに緩勾配の海浜においては、特性深 H は特性幅 B よりはるかに小さいという事実に基づいて、 $\delta = H/B$ という微小なパラメータを導入する⁹⁾。まず、鉛直座標 z 、流速 $v^{(0)}$ 、拡散係数 K_x, K_z ならびに濃度 $c^{(2)}$ を

$$z^* = \delta^{-1/2} z, \quad K_x^* = \delta^{-1/2} K_x, \quad K_z^* = \delta^{-1/2} K_z,$$

$$c^{(2)*} = \delta^{1/2} c^{(2)}, \quad v^{(0)*} = \delta^{-1/2} v^{(0)}$$

のように置くと、式 (20)~(22) は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z^*} \left(K_x^* \frac{\partial c^{(2)}}{\partial z^*} \right) + \delta^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial c^{(2)}}{\partial x} \right) \\ & = \delta^2 \left(u^{(1)} \frac{\partial c^{(1)}}{\partial x} + v^{(1)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} \right) + \delta v^{(0)} \frac{\partial \bar{c}}{\partial Y} \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

$$z = -h \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(2)}}{\partial z^*} + \delta^2 \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial c^{(2)}}{\partial x} = 0 \dots\dots\dots (29)$$

$$z = \zeta \quad \text{で} \quad \frac{\partial c^{(2)}}{\partial z^*} = 0 \dots\dots\dots (30)$$

但し、上記の各式においては、便宜上、* を省略した。次に、 $c^{(2)}$ を

$$c^{(2)} = c_0^{(2)} + \delta c_1^{(2)} + \delta^2 c_2^{(2)} + \dots\dots\dots (31)$$

として式 (28)~(30) に代入する。そして、 δ^0 に関する方程式群より、 $c_0^{(2)}$ は z とは無関係で、水深方向に完全に混合した時の値である。さらに、 δ の 1 次近似に対する方程式より、

$$c_1^{(2)} = v^{(0)} \frac{\partial c^{(1)}}{\partial Y} \int_{-h}^z \frac{(z+h)}{K_x} dz \dots\dots\dots (32)$$

が得られる。又、 δ の 2 次近似に関する拡散方程式を底面から水面まで積分すれば、 $\partial c_0^{(2)} / \partial x$ に関する一階微分方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial c_0^{(2)}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \{ \log [K_x(\zeta+h)] \} \frac{\partial c_0^{(2)}}{\partial x} \\ = \frac{u^{(1)}}{K_x} \frac{\partial c^{(1)}}{\partial x} + \frac{v^{(1)}}{K_x} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

をうる。これを満たす解は

$$\frac{\partial c_0^{(2)}}{\partial x} = \frac{1}{K_x(\zeta+h)} \left\{ \int^x (\zeta+h) B(x) dx \right\} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \dots\dots\dots (34)$$

である。ここで、

$$B(x) = \frac{u^{(1)}}{K_x} \int_0^{x_0} v^{(0)} dx + v^{(1)} \dots\dots\dots (35)$$

5. 分散係数

まず、 $c^{(2)}$ について $c_0^{(2)}$ まで取り、 $\bar{c}$ に関する沿岸方向の分散方程式 (27) を次のように書き改める。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \overline{v^{(2)}} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{1}{A} \int_0^{x_0} dx c_0^{(2)} \right\} \int_{-h}^{\zeta} v^{(0)} dz \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{1}{A} \int_0^{x_0} dx c^{(1)} \right\} \int_{-h}^{\zeta} v^{(1)} dz \right\} = 0 \dots\dots (36) \end{aligned}$$

第3項および第4項に対して部分積分をほどこすと、

$$\begin{aligned} - \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{1}{A} \left[\int_0^{x_0} dx \left(\frac{\partial c_0^{(2)}}{\partial x} \right) \int_0^x v^{(0)}(\zeta+h) dx \right] \right. \\ \left. - \int_0^{x_0} dx \left(\frac{\partial c^{(1)}}{\partial x} \right) \int_0^x v^{(1)}(\zeta+h) dx \right\} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right\} \end{aligned}$$

となる。すなわち、式 (36) は

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + \overline{v^{(2)}} \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} = \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ K_e A \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right\} \dots\dots\dots (37)$$

となる。ここで、 K_e はいわば流れの剪断効果による分散係数であり、次式によって求められる。

$$\begin{aligned} K_e = \frac{1}{A} \left\{ \int_0^{x_0} dx \left[\frac{\partial c_0^{(2)}}{\partial x} \int_0^x v^{(0)}(\zeta+h) dx \right] \right. \\ \left. + \int_0^{x_0} dx \left[- \frac{1}{K_x} \int_0^x dx \left(v^{(0)} \int_0^x v^{(1)}(\zeta+h) dx \right) \right] \right\} \dots\dots\dots (38) \end{aligned}$$

ここで、 $\partial c_0^{(2)}/\partial x$ は式 (34) および式 (35) によって決められる。

式(38)においては、流速分布 $u^{(1)}, v^{(1)}, v^{(0)}$ (例えば、Bowen¹⁰⁾ の対称循環流速分布式ならびに Longuet-Higgins¹¹⁾ の沿岸流速分布式) および岸・沖方向の拡散係数 K_x (参照 表一) を与えて計算すれば、海浜流の

剪断効果による分散係数を求めることができる。

6. 実験結果との比較

理論式を検証するために、図-3 に示すような屋外平面水槽で実験を行った。2 ケースの実験を実施したが、ここでは、そのうちの1ケースについてのみ述べる。実験の波および染料(ロードミンB)の諸条件を表-2 に示す。蛇行流を発生させるために、砕波帯の外に4個の中空鉄板ブロックを汀線方向にならべて置いた。

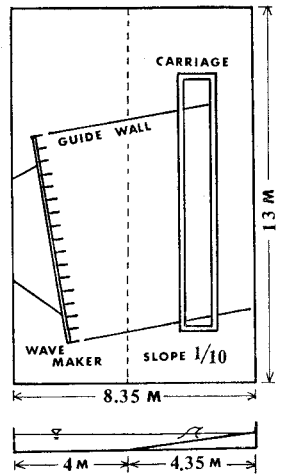


図-3 実験水槽

表-2 実験の諸条件

波の周期 sec	沖波波高 cm	沖波 角度	砕波波高 cm	砕波 角度	砕波水深 cm	砕波帯幅 cm	染料 投入	投入量
0.78	4.4	5°	4.9	2°	4.5	56	点源	89 mg/200 c.c.

表-3 理論値と実験値との比較

平均流速 cm/sec	距離 cm	経過時間 sec	統計的分散	分散係数 cm ² /sec	
				実験値	理論値
13.8	225	20.1	232	1.07×10 ³	4.86×10 ³
	325	27.3	314		

流速の測定はフロート追跡によって行われた。染料濃度の測定に関しては、染料を砕波帯内に投入して、投入点より 1.25 m、2.25 m 及び 3.25 m の 3 測線(岸・沖向き)において、砕波帯内3点、砕波帯外1点、それぞれ5秒ごとに同時採水し、この採水を蛍光光度分光計によって読み取った。

測定された流況は図-4 に示すごとく、明らかに蛇行流が生じている。この図-4 はそれぞれ染料投入点、染料投入点より 1.25 m、2.25 m の所で3回にわけてフロートを入れて 0.25 秒ごとで追跡したものである。な

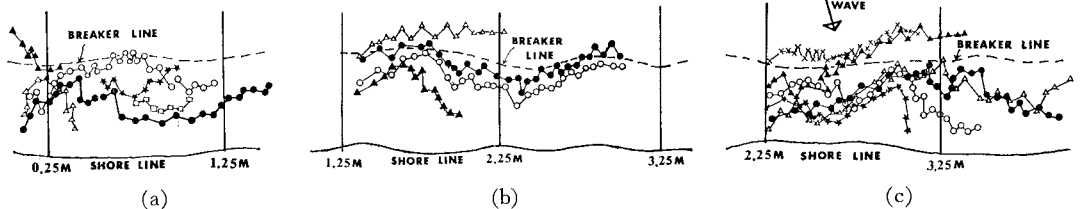


図-4 流況

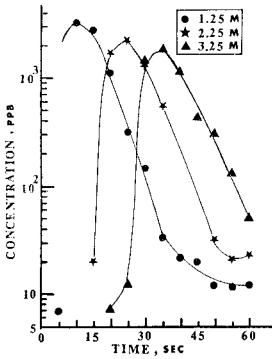


図-5 沿岸方向の濃度変化

$$K_x = \bar{v}^2(\sigma_2^2 - \sigma_1^2) / (2(t_2 - t_1)) \dots\dots\dots (39)$$

ここで、 σ_1^2 、 σ_2^2 はそれぞれ上流地点及び下流地点における統計的分散、 t_1 、 t_2 は平均経過時間である。また、理論値を計算する際、 $u^{(1)}$ 、 $v^{(1)}$ について Bowen¹⁰⁾ の式、 $v^{(0)}$ について Longuet-Higgins¹¹⁾ の式、 K_x について Longuet-Higgins¹¹⁾ の式（参照 表-1）を用い、 $P=0.02$ 、 $N=0.01$ 、 $f_w=0.02$ 、 $\zeta \ll h$ とした。理論値は実験値よりも大きい、その理由の一つとしては、恐らく、この実験では、砕波帯幅に比べて、汀線方向の距離、すなわち、流下距離が十分に長くなかったために、分散現象がまだ十分に発達していなかったからであろう。

7. 結 語

以上、海浜流による分散係数に対して、一つの理論式を提案した。実験結果と比較してやや大きい値を与え、今後の実験値の集積をまって、検討を加える必要があるが、砕波帯近傍における沿岸方向分散係数の概略値を求めるのに有効であると思われる。また、本論文においては、非対称セル循環の場合にしばって取扱ったが、ここでの取り扱い方を適用して、3つのタイプの海浜流系における沿岸方向分散を統一的に取扱うことも可能であると考えられる。

最後に、実験に際しては、東京大学港湾研究室の方々

および元東京大学工学部受託研究員本多和彦氏の協力を受けた。ここに記して謝意を表するものである。なお、本研究は文部省科学研究費特定研究「海洋保全に関する基礎的研究」による成果の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 1) Shepard, F. P. and D. L. Inman: Nearshore circulation related to bottom topography and wave refraction, Trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 33, pp. 196-212, 1950.
- 2) Harris, T. F. W.: Nearshore circulations: field observation and experimental investigation of underlying cause in wave tanks, Symp. on Coastal Eng., South Africa, 1969.
- 3) Sonu, C. J.: Field observation of nearshore circulation and meandering currents, J. Geophys. Res., Vol. 77, pp. 3232-3247, 1972.
- 4) Taylor, G. I.: Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube, Proc. Roy. Soc., A219, pp. 186-203, 1953.
- 5) Inman, D. L. et al.: Mixing in the surf zone, J. Geophys. Res., Vol. 76, pp. 3493-3514, 1971.
- 6) 堀川清司・林 銘崇: 砕波帯近傍における沿岸方向分散モデル, 第22回水理講演会論文集, pp. 67-73, 1978.
- 7) 堀川清司・林 銘崇: 砕波帯近傍における分散—沿岸流システムの場合, 土木学会第33回年次学術講演会講演概要集, 1978.
- 8) Horikawa, K.: Coastal Engineering, Univ. of Tokyo Press, 1978.
- 9) Smith, R.: Longitudinal dispersion of a buoyant contaminant in a shallow channel, J. Fluid Mech., Vol. 78, pp. 677-688, 1976.
- 10) Bowen, A. J.: Rip currents, 1. Theoretical investigation, J. Geophys. Res., Vol. 74, pp. 5467-5478, 1969.
- 11) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, J. Geophys. Res., Vol. 75, pp. 6778-6801, 1970.
- 12) Fischer, H. B.: The mechanics of dispersion in natural streams, J. Hydraulics Div., ASCE, Vol. 93, No. HY6, pp. 187-216, 1967.