

沿岸流速と水平混合係数の岸沖方向分布について

榎 木 亨^{*}・出口 一郎^{**}・玉 越 隆 史^{***}

1. ま え が き

砕波帯内における物質の輸送現象（水質交換，浮遊漂砂の移動など）においては，海浜流による移流と分散及び，砕波の乱れに起因する岸沖方向の拡散という2つの作用が重要な役割を果たす．このうち，海浜流については，基本的には Longuet-Higgins (1970) らによって導かれた基礎式に基づいた解析が行われており，radiation 応力の空間的な勾配で表される海浜流の外力と，底部せん断力及び水平混合に起因する力 (Reynolds' stress) の釣りあいとして，定常状態の海浜流場が決定される．

このような海浜流の中でも，平行等深線を持つ長い直線海岸に波が斜め入射することによって生ずる沿岸流については，すでに，数多くの理論的・実証的な研究が行われており，砕波帯内の波高水深比が一定であることなどの仮定を設けることにより，岸沖方向分布形状に対する解析解も得られている．それらの研究成果を参照すると，沿岸流速の大きさと分布形状は，radiation 応力の大きさ（波高分布と入射角），底部せん断力と水平混合項の表現方法によって微妙に変化する．比較的水深の深い領域における底部せん断力については，すでにいくつかの研究が行われており，定量的な評価も可能となっている．しかし，水平混合項及び打ち上げ波帯のような極浅海域における radiation 応力と底部せん断力については，海浜流を解析するにあたって，種々の前提条件の下でモデル化された表現が用いられており，その妥当性については，それらの諸量を直接測定する事が困難であることから，結果として計算される沿岸流速によって議論されてきた．

本研究では，砕波帯内における物質の拡散と運動量の拡散（水平混合）は，いずれも砕波による乱れに起因し，同様の性質をもつものと考え，まず平面水槽において汀線方向にはほぼ一様な沿岸流が発生している砕波帯内外に投入された浮子の広がりから拡散係数の実測を行った．

ついで，このようにして求められた拡散係数に対して，

まずその絶対値及び岸沖方向分布形状がいかなる量に依存するかということについて考察した．また，海浜流の水平混合項は，従来，勾配拡散型のモデルを用いて評価され，混合係数に対してはすでにいくつかの提案が行われているが，その多くは何らかの実験定数を含んだ形で定式化されている．既存の提案式と，本実験で得られた拡散係数を比較することにより，それらの実験定数がどの程度普遍性を持っているのかということについても検討を行った．

2. 水平混合係数に対する従来の表現

(1) 沿岸流速と水平混合

最近，計測技術の発達にともない，砕波帯内における流体運動の詳細が明らかにされ，海浜流の3次元的な構造についても精力的な研究が行われている．しかし，砕波帯内の物質輸送現象を，一連の完結したプロセスとして捉えられるほど広範な領域を対象として，鉛直分布も考慮した海浜流解析を行うためには，多分膨大な計算量が要求される．このような広範な領域の海浜流と，それによる物質輸送現象の解析を行う場合には，従来の断面平均された海浜流の解析手法に頼らざるを得ない．

このような観点から，本研究においては，汀線方向に一様な沿岸流が生じている場の水平混合係数を，断面平均された沿岸流との関係で議論することとする．このとき，断面平均された定常状態の沿岸流速 $V(x)$ および平均水位変動量 $\bar{\eta}(x)$ は，汀線方向に y 軸，汀線法線方向沖向きに x 軸，静水面から鉛直上方に z 軸をとった座標系で， $N-S$ 方程式を鉛直方向に積分し，時間平均をとることによって導かれる運動量保存則

$$\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \bar{\tau}_y + \frac{\partial R_{yx}}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} + \frac{1}{\rho(h + \bar{\eta})} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \bar{\tau}_x \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

を解くことによって求められる．ここに， $\bar{\tau}_x$, $\bar{\tau}_y$ は時間平均された底部せん断力， S_{xx} , S_{yx} は radiation 応力， R_{yx} は断面平均された Reynolds' 応力， ρ は流体密度である． S_{xx} , S_{yx} 及び R_{yx} は， x 及び y 軸方向の水粒子速度 u , v を定常成分 ($\bar{u}$, $\bar{v}$)，波動成分 (u_w , v_w) 及び乱

^{*} 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

^{**} 正会員 工博 大阪大学助教授 工学部土木工学科

^{***} 正会員 工修 本州四国連絡橋公団 第3建設局

れ成分 (u' , v') に分離した表現を用いると、それぞれ次式で定義される。

$$\frac{S_{xx}}{\rho} = \int_{-h}^{\eta} (u_w^2 + w_w^2) dz + \frac{g}{2} \bar{\eta}^2 - \frac{1}{h + \bar{\eta}} \left\{ \int_{-h}^{\eta} u_w^2 dz \right\}^2$$

$$\frac{S_{yy}}{\rho} = \int_{-h}^{\eta} u_w v_w dz - \frac{1}{h + \bar{\eta}} \left\{ \int_{-h}^{\eta} u_w dz \right\} \left\{ \int_{-h}^{\eta} v_w dz \right\}$$

..... (3)

$$\frac{R_{yx}}{\rho} = \int_{-h}^{\eta} u' v' dz \quad \text{..... (4)}$$

式(4)の Reynolds' 応力は、平均流の持つ運動量を拡散し、その分布の平滑化に寄与するもので、水平混合項と呼ばれる。この項に対しては通常渦動粘性(水平混合)係数 κ を用いた勾配拡散型の表現

$$\frac{R_{yx}}{\rho(h + \bar{\eta})} = \kappa \frac{\partial V}{\partial x} \quad \text{..... (5)}$$

が用いられている。

水平混合係数に対しては、主として沿岸流の岸沖方向分布形状を解析するに当たり、すでにいくつかのモデルが提案されている。その代表的なモデルは、Longuet-Higgins(1970) によって提案された、汀線からの距離 X を混合長とみなした混合距離理論に基づく次式である。

$$\kappa = NX \sqrt{gd} \quad \text{..... (6)}$$

ここに、 N は $0 \sim 0.016$ の範囲の値をとる定数で $d = h + \bar{\eta}$ である。式(6)の表現については、すでにいくつかの問題点が指摘されている。すなわち、構造物が存在しない自然海浜上での沿岸流速の算定という観点からは、緩勾配あるいはバー地形における再生波領域での適用性、砕波帯外でも水深の $3/2$ 乗で混合係数が増加し続けること、及び具体的な N の値の推定法などである。なお、James(1974) は、砕波帯内では式(6)と同型で、砕波帯外では $d^{-1/2}$ に比例して減衰する混合係数を提案している。

この他、Thornton(1970)、Jonsson(1974) らなどにより、種々の混合係数の提案が行われている。しかし、そのほとんどが、混合係数を構成する代表流速と代表長さ、波による水粒子速度振幅、あるいは水粒子軌道長を単純に当てはめたものであり、いずれも経験定数を含む。

(2) エネルギー逸散と拡散係数

式(4)からも明らかなように、水平混合項は砕波帯内で砕波によって発生する乱れと密接な関係がある。そこで、砕波帯内の物質の拡散と運動量の拡散のアナロジーより、Richardson の $4/3$ 乗則を適用して拡散係数と乱れエネルギーの関係について簡単に考察する。

拡散現象のスケール l_a が拡散場における最大渦径より十分小さく、慣性力が支配的な (Reynolds' 数が大きい) 領域では、拡散係数 K と単位質量当たりの乱れエネルギーの逸散率 ε の間には、次の Richardson の $4/3$ 乗則が成り立つ。

$$K \sim \varepsilon^{1/3} l_a^{4/3} \quad \text{..... (7)}$$

また、一般に、砕波帯内では、砕波による乱れエネルギー発生率(波エネルギーの逸散率) D と乱れエネルギーの逸散率は、平均的には平衡状態にあるといわれている。この事実と、拡散のスケール l_a を水深 d のオーダーであることを仮定することにより、

$$D \sim \rho d \varepsilon, \quad l_a \sim d$$

となり、式(7)は、次のように表される。

$$K \sim d(D/\rho)^{1/3} \quad \text{..... (8)}$$

Battjes(1976)は、式(8)の D を砕波帯内における波エネルギーの逸散率 ($= \partial ECg / \partial x$, ここに、 ECg : 波のエネルギー流束) で置き換え、さらに一様勾配海浜上での線形長波理論を用いて最終的に次の拡散係数を導いている。

$$K = M \left(\frac{5}{16} \gamma^2 \right)^{1/3} (\tan \beta)^{4/3} X \sqrt{gd} \quad \text{..... (9)}$$

ここに、 M は無次元定数、 $\tan \beta$ は海底勾配、 γ は波高水深比 ($= H/d$) である。

横木ら(1985)は、 $\tan \beta = 1/8 \sim 1/50$ 、沖波波形勾配 $Ho/Lo = 0.008 \sim 0.07$ 、入射波高 = 数 cm $\sim$ 2m に及ぶ広範な 2 次元砕波変形に関する実験結果に基づいて定式化されたエネルギー逸散率 D (Sawaragi ら, 1984) と式(8)より、

$$K = AF^{1/3} \gamma d \sqrt{gd} \quad \text{..... (10)}$$

を提案している。ここに、 A は無次元定数、 F は砕波帯相似パラメータ $\xi o (= \tan \beta / \sqrt{H_o/Lo})$ 、 Ho/Lo : 沖波波形勾配) を用いて次式で表される波エネルギーの逸散係数である。

$$F = 5.3 - 3.5 \xi - 0.07 / \tan \beta \quad \text{..... (11)}$$

また、泉宮(1985)は、Bowen らによってまとめられた砕波帯内での染料拡散実験から求められた拡散係数に式(8)を適用し、Battjes と同様の方法で砕波帯内のエネルギー逸散率を評価することによって、次に示す砕波帯内の平均的な拡散係数 $\bar{K}$ の表現を提案している。

$$\bar{K} = 0.012 g^{1/2} (\tan \beta)^{1/3} d_b^{1/6} X_b^{4/3} \quad \text{..... (12)}$$

一方、灘岡ら(1985)は、2 次元傾斜海浜上の砕波変形過程における流体運動の詳細な測定結果に基づき、砕波帯内の拡散過程においては、砕波帯内で形成される大規模渦に起因するせん断効果が本質的に重要な役割を果たすことを見いだした。そして、1 波長平均されたオイラー流速の鉛直分布を導き、一方向流中の移流分散係数を求める手法で、次の波進行方向の拡散係数 K を導き、線形長波理論に基づく波エネルギー逸散率から経験定数を含まない次式を提案している。

$$K = 2\gamma^{-17/3} (h/L)^{5/3} d \sqrt{gd} (\tan \beta)^{1/3} \quad \text{..... (13)}$$

以上で考察した、式(6)、(9)、(10)、及び(13)で示される 5 つの水平混合係数あるいは拡散係数の比較を

行う。まずそれらを $(d_b/\tan \beta) \sqrt{gd_b}$ で無次元化し、無次元化された係数 $K' = (K \text{ or } \kappa) / \{ (d_b/\tan \beta) \sqrt{gd_b} \}$ を、

$$K' = \alpha (d/\tan \beta)^{3/2} \dots\dots\dots (14)$$

と表現した場合、 α がそれぞれのモデルでどのように表現されるかということを示したのが、表—1 である。ここに、 g は重力加速度、 d_b は砕波点における全水深である。

表—1 混合（拡散）係数モデルの比較

		α
式 (6)	Longuet-Higgins	N
式 (9)	Battjes	$M (5\gamma^2/16) \tan^{4/3} \beta$
式 (10)	樫木ら	$AF^{1/3} \gamma \tan \beta$
式 (13)	灘岡ら	$2/\gamma^{17/3} (h/L)^{5/3} \tan^{4/3} \beta$

表—1 より明らかなように、Longuet-Higgins の表現では定数である $\alpha (=N)$ は、Battjes のモデルでは波高水深比 γ 、及び海底勾配 $\tan \beta$ の関数となり、樫木らのモデルでは γ , ξ および $\tan \beta$ の関数となっている。また、灘岡らのモデルでは、 γ , $\tan \beta$ 以外に h/L もパラメータに加わり、 γ への依存度が大きい。

3. 沿岸流速及び拡散係数の測定に関する実験

さきに列挙した水平混合係数あるいは拡散係数モデルの適用性を検討するために、平面水槽を用いた水理実験を行った。実験は、幅 5 m、高さ 0.6 m、長さ 20 m の平面水槽内に設置された海底勾配 $\tan \beta = 1/10$ の模型海浜に波を斜め入射させ、汀線方向にほぼ一様な沿岸流が発生している状態でを行った。このような状態の砕波帯内外に、一辺 4 mm、厚さ 1.2 mm の木製浮子を投入し、軌跡をビデオ解析することによって、沿岸流による汀線方向移流速度を計算し、移流に伴って生ずる、浮子の岸沖方向の平均位置からの分散の時間変化率から拡散係数 K を求めた。すなわち、初期汀線からの距離 X_i に投入された j 番目 ($j < je$) の浮子の t 時間後の初期汀線からの離岸距離を $X_i(j, t)$ とすると、浮子の岸沖方向変位の分散 σ^2 は

$$\sigma^2 = \frac{1}{je-1} \sum_{j=1}^{je} \{ X_i(j, t) - \bar{X} \}^2 \dots\dots\dots (15)$$

で与えられる。ここに、 $\bar{X}$ は浮子の平均離岸距離である。拡散係数 K は、式(15)の σ^2 を用いて

$$K = (1/2) (d\sigma^2/dt) \dots\dots\dots (16)$$

から計算した。浮子投入地点は砕波帯内外で 6 点、($i = 1 \sim 6$)、投入数は一点につき 20 個 ($je \leq 20$) で、浮子の追跡時間は 4s~6s である。

実験波は、水槽沖側一様水深部(水深 38 cm)での入射角 $\theta = 30^\circ$ 、波高 $H = 7 \text{ cm} \sim 10 \text{ cm}$ で、周期 T は 1s~1.4s

の間の 6 ケースとした。これらの実験条件(波高、周期、波形勾配 H/L 、砕波帯相似パラメータ $\xi = \tan \beta / \sqrt{H/L}$)と実験で得られたそれぞれの実験波の砕波条件(最大波高が測定された地点を砕波点とし、波高を H_b 、水深を h_b とする)、静水時汀線からの最大遡上距離 X_r をまとめて表—2 に示す。

表—2 実験条件

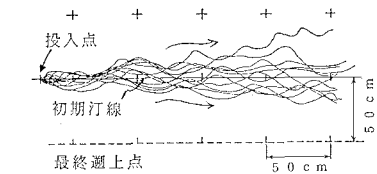
Case No.	1	2	3	4	5	6
H (cm)	7.2	7.6	7.1	10.9	10.3	10.2
T (s)	1.0	1.2	1.4	1.0	1.2	1.4
H/L ($\times 10^{-2}$)	46	34	23	70	46	33
ξ	0.47	0.55	0.65	0.39	0.48	0.55
H_b (cm)	7.7	8.1	7.6	9.8	10.0	10.1
h_b (cm)	7.5	8.0	7.5	10.0	9.0	10.0
X_r (cm)	50	50	55	60	70	75

なお、実験においては、砕波帯内外において容量式波高計による波高の平面分布、及び Case 4, 6 については、小型 2 成分電磁流速計による水粒子速度の鉛直分布(水深方向 2~4 点)の測定も行っている。

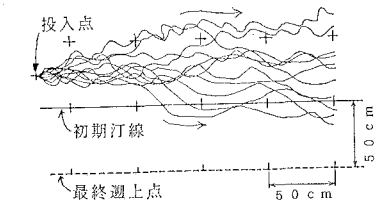
4. 拡散係数及び沿岸流速の岸沖方向分布

(1) 浮子の流速と拡散係数について

図—1 に、Case-1 の砕波帯内に投入された浮子の流跡を重ね合わせた例を示す。図—1(a)の投入点は、初期汀線 ($X_i = 0 \text{ cm}$)、図—1(b)の投入点は初期汀線から 25 cm 沖 ($X_i = 25 \text{ cm}$) である。



(a) 初期汀線に投入



(b) 初期汀線より 25 cm 沖に投入

図—1 投入された浮子の流跡 (Case-1)

今回の実験での砕波形式は、ほぼすべて巻き波型であり、いわゆる plunging point 以浅に投入された浮子はこ

これらの図に示されるように岸沖方向にわずかに広がりはながらほとんど汀線平行方向に移流する。

一方、砕波帯外に投入された浮子は、水槽内で形成される水平循環流のため、ほとんど沿岸流方向には流下せず、波動運動に伴う波進行方向の往復運動を行った。また、砕波点から plunging point の間に投入された浮子は、最初は波による往復運動を行い、やがて波峯と共に向岸方向に移動し、沿岸方向に流下する。比重がほぼ1の浮遊粒子（細かく砕いた腐葉土）を砕波点周辺に投入したところ、波による往復運動から沿岸流に取り込まれ方は、間欠的であることがわかった。

図-2 は、図-1 に示す浮子を $\Delta t=0.5$ s 間隔に読みとった流下に伴う岸沖方向変位を、式(15)の分散の形で示したものである。図より、 σ^2 は時間とともに線形に増加し、いわゆる初期拡散の状態に対応している。式(16)より、このような状態における拡散係数を計算すると、それぞれ $K=15.6 \text{ cm}^2/\text{s}$ 及び $20.4 \text{ cm}^2/\text{s}$ となる。しかし水槽幅が有限であるため、定常拡散が生ずるまで浮子を追跡することはできなかった。

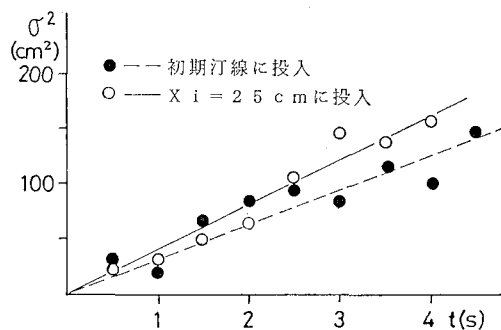


図-2 浮子の岸沖方向広がり幅の分散 (Case-1)

図-3 は、今回行った実験で以上に述べた方法で計算された拡散係数を $\sqrt{gd_b} (d_b/\tan \beta)$ で無次元化した無次元化した無次元拡散係数 K' の岸沖方向分布を示したもので、図中の数字は、表-1 に示す実験ケースに対応する。横軸はビデオ解析された最終遡上点から沖側に測った離岸距離 X (あるいは平均水位変動量を考慮した全水深 d) を砕波帯幅 X_a (あるいは砕波点における全水深 d_b) で無次元化して示してある。また、図中には、式(14)中の $\alpha=0.003\sim 0.008$ に対応する K' の値も実線で示してある。

図-3 より、いずれのケースの拡散係数も、汀線から沖側に向けて単調に増加し、 $X/X_a=0.8$ 付近で最大となり、それより沖側で急激に減少する。また、入射波の周期が短く ξ_0 が大きいほど K' は大きい値を示す。この

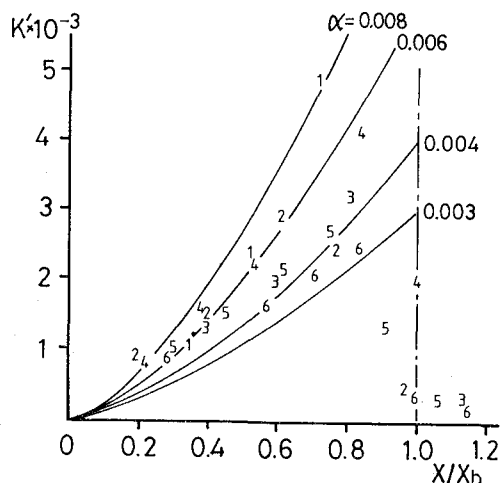


図-3 無次元拡散係数の岸沖方向分布

結果は式(9)で示されるように α は $\tan \beta$ のみに依存するのではないことを示しており、式(10)で表される傾向と一致する。なお、式(13)においても h/L という形で周期の影響が考慮され、周期が短いほど K' が大きくなるという結果になるが、 K' は砕波帯内の波高水深比 r に大きく依存し、海底勾配が急で $r>1$ となるような今回の実験に適用すると、拡散係数を過大に見積もることになる。

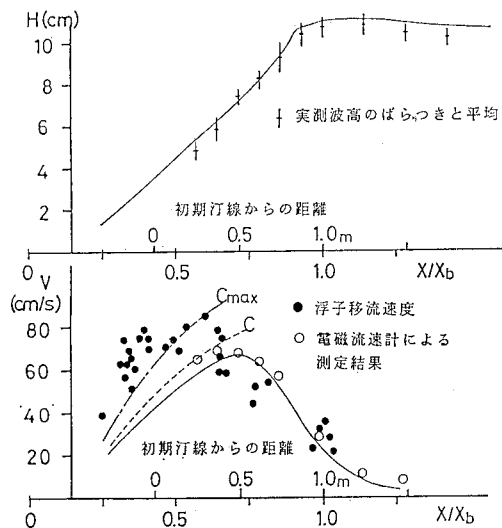
いずれにせよ、実測された拡散係数は、 $\alpha=0.003\sim 0.008$ の範囲(これは、Longuet-Higgins の $N=0.003\sim 0.008$ に対応する)にはいる。また、この結果に基づき式(10)中の定数 A の値を逆算すると $0.017\sim 0.044$ の範囲となり、 N の値と同程度にばらつき、結果的には式(6)と式(10)の推定誤差は同程度になることがわかった。

水口ら(1978)は、平面水槽内で発生している沿岸流速をプロベラ流速計で測定し、その変動流速の水深平均値 $\sqrt{v'^2}$ の岸沖方向分布の計算を行力ている。両者の砕波点の定義の差異を考慮すると、図-3 に示す K' と $\sqrt{v'^2}$ の岸沖方向分布形は、類似した形状を示す。また、 K' は、 (d/d_b) の $1\sim 3/2$ 乗で増加するのに対し、 $\sqrt{v'^2}$ は $1/2\sim 1$ 乗で増加するという差異はあるが、少なくとも規則波によって発生する沿岸流に対しては、砕波点以深での拡散係数はほぼ0とみなして良いことになろう。この結果は樫木ら(1985)の結果と一致する。

(2) 沿岸流速の岸沖方向分布

図-4 は、電磁流速計での沿岸流速測定を行った Case-6 において、流速計で測定された沿岸流速の水深方向平均値(○)及び浮子の汀線方向移流速度から求めた沿岸流速(●)と、波高の岸沖方向分布を示したものである。

ここには示していないが、すでに指摘されているように(例えば榎木ら(1985))沿岸流速は水深方向にほぼ一様な分布をし、岸沖方向の定常流は、2次元砕波帯内と同様に上層は向岸方向、下層は離岸方向となった。



図—4 沿岸流速と波高の岸沖方向分布 (Case-6)

浮子の移流速度から求めた沿岸流速は、ばらつきが大きい、その平均値は電磁流速計によって測定された流速とほぼ一致する。図中に示す点線及び一点鎖線は、各地点の平均水深 d 及び最大水深 $d + \eta_{\max}$ に対する長波の伝播速度 C 及び $C_{\max}$ を示したものである。初期汀線付近から打ち上げ波帯における極浅海域における浮子の移流速度は、明らかに C あるいは $C_{\max}$ よりも大きく、この領域では、射流状態となっていることがわかる。

また、図中に示す実線は、定常状態のエネルギー保存則と、海浜流基礎式を格子点法と ADI 法で交互に解くことによって波と流れの干渉を考慮して求めた波高及び沿岸流の岸沖方向分布である。砕波帯内のエネルギー逸散率については、Sawaragi ら(1985)の表現を用い、水平混合係数については式 (10) の定数 A を実測された拡散係数から決定して用い、砕波帯外では水深の $-1/2$ 乗に比例して減少させた。計算結果は、 $d/d_b > 0.5$ の領域では実測結果とよい一致を示すが、極浅海域での再現性はよくない。このような極浅海域では、式(3)で表される

radiation 応力を線形波理論から求めることに大きな問題があるように思われる。

5. 結 語

本研究で得られた主要な結論は、以下の通りである。

①本実験で測定された無次元拡散係数 K' は、砕波帯内では水深の $1 \sim 3/2$ 乗に比例して増加し、砕波帯外では急激に減少する。また、入射波周期に依存し、周期が短いほど大きな値を示す。②砕波帯内で実測された拡散係数に基づき、すでに提案されているいくつかの水平混合係数に含まれる実験定数の計算を行ったが、いずれも同程度にばらつき、どのモデルが最も普遍性が高いかということについては明らかに出来なかった。③実測された拡散係数を、水平混合係数とみなし、波と流れの干渉を考慮した沿岸流速の数値計算を行うことによって、 $d/d_b > 0.5$ の領域で実測された沿岸流速は、十分な精度で再現できることが確認された。しかし、極浅海域における再現性は悪く、従来の海浜流基礎式を再検討する必要があることがわかった。

参 考 文 献

- 泉宮尊司 (1985): 海岸環境工学, 本間 仁監修/堀川清司編, 東京大学出版会, pp. 109-111.
- 榎木 亨, 出口一郎, 金 京範, 松浦秀和 (1985): 波及び沿岸流共存場における水平混合係数及び波向の推定法について, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 243-247.
- 灘岡和夫, 広瀬文人 (1986): 砕波の物理過程に基づいた砕波帯内の拡散係数のモデル化, 第 33 回海岸工学講演会論文集, pp. 26-30.
- 水口 優, 大嶋義隆, 堀川清司 (1978): 沿岸流速の断面分布について, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 426-429.
- Battjes, J. A. (1975): Modeling of turbulence in the surf zone, Proc. of Sympo. on Modeling Techniques. ASCE, pp. 1050-1061.
- James, I. D. (1974): A non-linear theory of longshore currents, Estuarine and Coastal Mar. Sci., Vol. 2, pp. 207-234.
- Jonsson, I. G., O. Skovgaard and T. S. Jacobsen (1974): Computation of longshore currents, Proc. 14th ICCE, ASCE, pp. 699-714.
- Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, J. Geophys. Res., Vol. 75, pp. 6778-6801.
- Thornton, E. B. (1970): Variation of longshore currents across the surf zone, Proc. 12nd ICCE, ASCE, pp. 291-308.
- Sawaragi, T., I. Degudhi and K. H. Kim (1984): Energy loss and wave set-up in the surf zone, Tech. Rept., the Osaka University, pp. 329-338.