

沿岸流速公式への不規則波モデルの導入について

合 田 良 実*・渡 辺 則 行**

1. ま え が き

波浪による沿岸流は海浜変形を支配する外力の一つであり、海岸工学の誕生以来多くの研究が行われてきた。Longuet-Higgins (1970) は radiation stress の概念を用いて沿岸流の発生機構を鮮やかに説明したが、この理論は規則波の碎波変形に基づいているために、碎波点を挟んで沿岸流速の計算値が急変する。この難点を避けるために Longuet-Higgins は水平拡散係数を導入し、これによって実際に近い流速分布が得られるようになった。しかし、その係数値を的確に定めることが難しく、現地の沿岸流速の算定をためらう原因の一つになっている。

実際の海岸の波は不規則波であり、沿岸流速を規則波の理論で推定することは現実的でない。不規則波の碎波変形問題については、既に多くの研究によってその実態が明らかにされている。そこで、本研究では沿岸流の計算に不規則波の碎波変形モデルを導入し、数値計算結果に基づいて実用的な沿岸流速の算定式を誘導する。

2. 数値計算の方法

(1) Longuet-Higgins の基礎理論式

いま直交座標系の y 軸を汀線にとり、 x 軸を沖向きに正にとる。 x 軸となす角度が α の規則波を考えると、その波の radiation stress S_{xy} は次式で与えられる。

$$S_{xy} = \frac{1}{2} E n \sin 2\alpha \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 E は波のエネルギー密度 $[(1/8)\rho g H^2 : \rho$ は水の密度、 g は重力加速度]、 n は群速度と波速との比である。

この S_{xy} が x 方向に変化していると、これによって y 方向の沿岸流が発生する。この沿岸流に関する運動量方程式は、次のように表わされる。

$$\frac{dS_{xy}}{dx} - \frac{d}{dx} \left(\mu h \frac{dv}{dx} \right) + B_y = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 μ は水平拡散係数、 h は水深、 v は y 方向の

沿岸流速、 B_y は海底摩擦応力である。Longuet-Higgins は、海底摩擦応力を x 方向の波動流速の振幅 $u_{\max}$ および底面摩擦係数 C_f を用いて次のように表わした。

$$B_y = (2/\pi) \rho C_f u_{\max} v \dots\dots\dots (3)$$

さらに、水平拡散係数については無次元定数 N を導入して式 (4) の表式を用いた。

$$\mu = N \rho x (gh)^{1/2} \dots\dots\dots (4)$$

以上の式 (1)～(4) が本論文の基本式である。

(2) 不規則波の碎波変形モデルの導入

浅海域における不規則波の碎波変形の計算モデルはいろいろ発表されているが、本論文では合田 (1975) による碎波後の波高の再配分モデルを使用した。式 (1) の中のエネルギー密度 E は、波高の自乗平均値 $\overline{H^2}$ を用いて求めた。ただし、浅水変形は微小振幅波理論で計算した。これは、式 (1) が線型理論に基づいているためである。

屈折による波高変化の影響は、波高分布の基準波高の係数 $a_0 = H_s/H_{rms}$ を $a = a_0/(K_s K_r)$ と置き換えて処理した。ただし、 K_s 、 K_r は浅水係数および屈折係数である。また碎波による平均水位上昇は斜め波に対する次式の radiation stress を用いて計算した。

$$S_{xx} = [En(1 + \cos^2 \alpha) - 1/2] \dots\dots\dots (5)$$

沿岸流速の計算では、最初に浅水変形と屈折による波向・波高変化を求め、得られた結果に碎波変形の影響を考慮して radiation stress などを算定した。

式 (3) 中の波動流速 $u_{\max}$ は微小振幅波理論に基づく底面水粒子速度として計算し、波高としては不規則波の平均波高を用いた。なお、その際の水深 h には静水深を用いた。これは、碎波による水位上昇を加算すると汀線近くで沿岸流速の計算値が大きくなりすぎると判断したためである。

(3) 計算対象の海浜地形および波浪条件

本研究では、屈折計算が容易で、しかも沿岸流の計算の適用が明快地形として、一様勾配の直線状平行等深線海岸を対象とした。海底勾配として $i=1/10, 1/20, 1/30, 1/50, および 1/100$ の 5 種類について計算した。

波浪は一方向不規則波および方向スペクトル波を対象

* 正会員 工博 横浜国立大学教授 工学部建設学科
** 神奈川県庁

とした。前者については、沖波の波形勾配 H_0/L_0 を 0.002~0.08 の範囲で 8 種類に変えて計算した。波向は沖波の入射角 α_0 を 10° から 70° まで 10° ごとに变化させ、垂直入射は $\alpha_0=0.1^\circ$ で代表させた。

方向スペクトル波浪に関しては、修正 Wallops 型周波数スペクトル (合田, 1987) と光易型方向関数の組合せを用い、 $m=3, 5, 20$ および $S_{\max}=10, 25, 75$ を用いてスペクトル形状の影響を検討した。

(4) 数値計算の手順

数値計算においては、まず対象海域を深水波長 L_0 の 2 倍の水深の地点から汀線までとし、一方向不規則波の場合には $h=(0\sim6)H_0$ の間を $0.01H_0$ の幅、 $h=(6\sim10)H_0$ の間を $0.1H_0$ の幅、 $h=10H_0\sim2L_0$ の間は等分割して、全体でこの水域を 1000 区間とした。方向スペクトル波浪に対しては計算容量の関係で $h=(0\sim6)H_0$ の間を幅 $0.05H_0$ 、 $h=(6\sim10)H_0$ の間を幅 $0.1H_0$ 、残りを等分割で全体で 200 区間に分けた。

次に、この対象海域について沖から汀線までの浅水変形と屈折効果による波浪変形を求めた。このとき、沿岸流と波との干渉による変形は無視した。一方向不規則波では有義波周期に対応する K_s と K_r を用い、方向スペクトル波浪では成分波ごとの変形を線型に重ね合わせて評価した等価浅水係数および等価屈折係数を用いた。この線型な波浪変形による各地点の波浪条件を入力として合田の碎波変形モデルを適用し、エネルギー密度、radiation stress および海底摩擦応力を算定した (波向は、この計算では有義波周期に対するものを代表値として入力した)。これらの結果は式 (2) の運動量方程式に入力し、差分近似法で解いて沿岸流速を求めた。

(5) 水平拡散の効果

図-1 は、海底勾配 $i=1/50$ 、波形勾配 $H_0/L_0=0.02$ 、沖波波向 $\alpha_0=40^\circ$ の場合について、水平拡散に係わる定数 N を $0\sim0.01$ の範囲で変化させて沿岸流

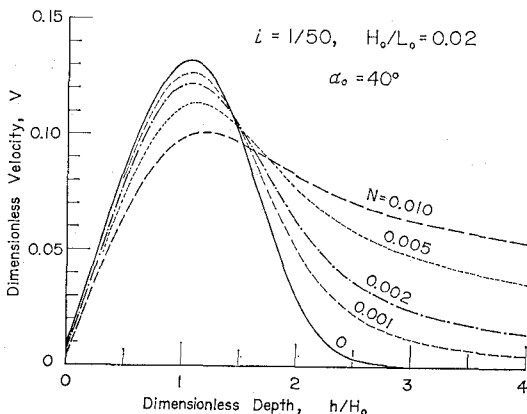


図-1 不規則波の沿岸流速に対する水平拡散係数の効果

速を計算した結果である。縦軸は沿岸流速 v を次式で無次元化した量であり、横軸は水深波高比 h/H_0 である。

$$V = v / \{[(gH_0)^{1/2} i \sin \alpha_0] / C_f\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

Longuet-Higgins の規則波の計算と異なり、不規則波の碎波モデルでは $N=0$ としても沿岸流速として緩やかに变化する分布結果が得られる。また、 N を大幅に変えても最大流速およびその発生地点はあまり変化せず、沿岸流の主要部分は水平拡散の度合いにほとんど影響されていない。しかし、定数 N として 0.001 を超えるような値を用いると、沿岸流ははるか沖合まで広がってしまう。この計算条件において個別の波の碎波が始まるのは h/H_0 が 3 程度よりも小さくなってからである。既往の沿岸流の観測は碎波帯内が中心であるので、碎波帯の外側にまで沿岸流が広がっている可能性がないとはいえないが、常識的には考えにくい。

この 図-1 の結果をみるかぎり、不規則波の碎波変形を考慮すれば現地の沿岸流の計算に水平拡散係数を導入する必要はないといえる。したがって、以下においてはすべて $N=0$ として計算した結果について述べる。

3. 一方向不規則波による沿岸流速の公式化

(1) 沿岸流速の最大値とその発生水深

図-2 は、今回の計算結果のなかから海底勾配によって沿岸流速の分布が異なる様子を示したものであり、波

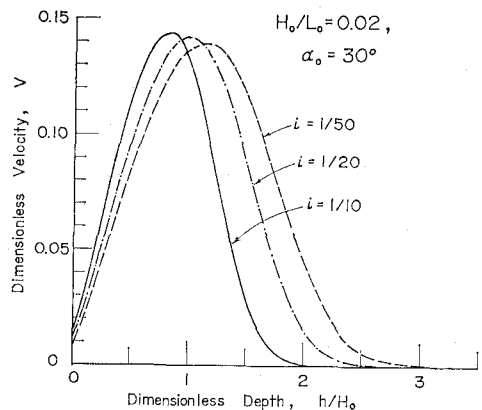


図-2 不規則波の沿岸流速に対する海底勾配の影響

沿岸流速に関してまず知りたいのはその最大値と発生水深であるので、図-2 のような流速分布から最大流速の点を求め、海底勾配ごとに算定図表の形でとりまとめた例が 図-3~5 である。縦軸は式 (6) で無次元化した沿岸流速の最大値、横軸はその発生水深 h_{mode} と深水有義波高 H_0 の比である。これは数値計算結果を視察

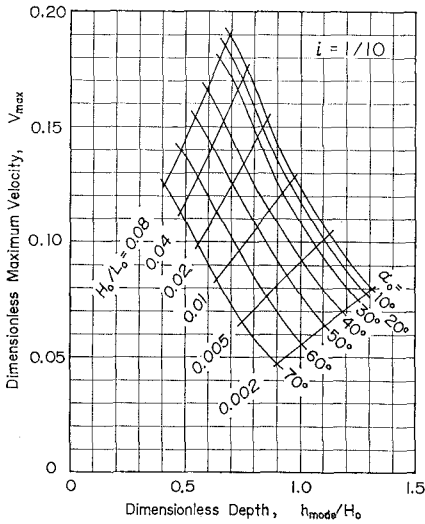


図-3 沿岸流速の最大値とその発生水深 (海底勾配 1/10)

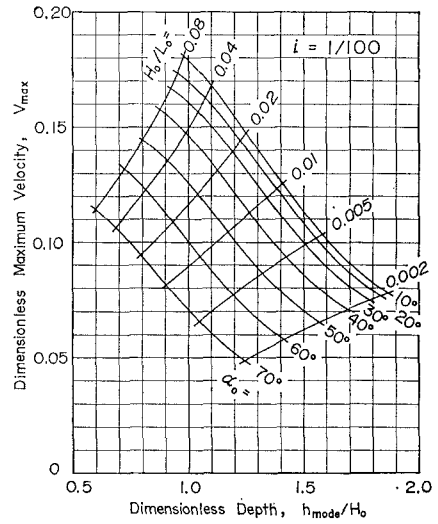


図-5 沿岸流速の最大値とその発生水深 (海底勾配 1/100)

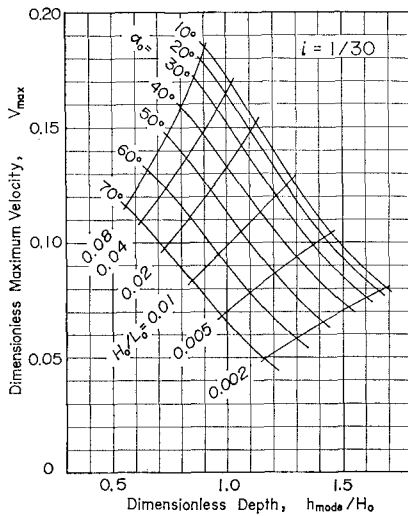


図-4 沿岸流速の最大値とその発生水深 (海底勾配 1/30)

によって滑らかな曲線群で示したものであり、概略値を推定するのに利用できる。

(2) ワイブル関数による流速分布の表示

こうした流速分布を経験的に表わすものとして、つぎの関数(ワイブル関数と略称する)をあてはめた。

$$v(z) = v_0 X^{k-1} \exp[-X^k] \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、

$$X = (z - B)/A, \quad z = h/H_0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

上式中の各係数は次のような手順で計算条件ごとに求めた。まず、 h/H_0 の小さい領域では流速がほぼ直線的に変化するので、流速が0となる点を外挿して B を定めた。この結果、 B 値は $-0.02 \sim -0.06$ の範囲にあり

て海底勾配や入射角によっても若干変化するが、最も影響するのは波形勾配であるので、 H_0/L_0 のみの関数として実験式で示した。これが式(9)である。

$$B = 0.0117 \ln(H_0/L_0) + 0.010 \quad \dots\dots\dots (9)$$

次に、形状係数 k はワイブル関数において z の平均値および標準偏差が次のようにガンマ関数で与えられることを利用して求めたところ、ほぼ $1.5 \sim 2.6$ の範囲にあった。この際は、あらかじめ計算しておいたガンマ関数の値と比較して k 値を 0.01 単位で推定した。

$$\left. \begin{aligned} z_{\text{mean}} &= B + A\Gamma(1+1/k) \\ \sigma(z) &= A[\Gamma(1+2/k) - \Gamma^2(1+1/k)]^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで得られた k 値は、海底勾配、波形勾配、および入射角によって微妙に変化するので、試行錯誤によってこれら3変数の関数として式(11)の形にとりまとめた。

$$\begin{aligned} k &= 2.65 \exp[-0.7 i^{0.75}] - 10.4(H_0/L_0) \\ &\quad + [0.08 + 140(H_0/L_0)i] \sin^2(\alpha_0/2) \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

係数 A は式(10)を使っても求められるけれども、そのようにすると最大流速の発生地点にずれが出やすいので、ワイブル関数における最大値の出現位置の算定式

$$(h/H_0)_{\text{mode}} = B + A(1-1/k)^{1/k} \quad \dots\dots\dots (12)$$

に上で求めた B, k の実験式の値を代入して推定したところ、約 $0.6 \sim 2.1$ の値が得られた。さらに、流速の比例係数 v_0 は次のワイブル関数の計算式に沿岸流速の最大値と形状係数 k の実験式による値を使って推定した。

$$v_{\text{max}} = v_0(1-1/k)^{1-1/k} \exp[-(1-1/k)] \quad \dots\dots\dots (13)$$

この A, v_0 の推定結果は、それぞれ試行錯誤によって式(14)、(15)の実験式の形にとりまとめた。

$$\begin{aligned} A &= (1.51 - 3.9i) \cos(2\alpha_0/3) \\ &\quad \times \{1 + \exp[-46(H_0/L_0)^{0.7}]\} \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

$$v_0 = [\sqrt{gH_0} i / C_f] \sin \alpha_0 \cos(0.7 \alpha_0) \times \{0.195 + 0.26 \exp[-0.0080(L_0/H_0)]\} \dots (15)$$

このようにして設定した沿岸流速の算定式を数値計算結果と比較した例を 図-6, 7 に示す。算定式による沿岸流速の値が汀線近傍で若干小さく、逆に最大値の発生地点よりも沖側では減衰がやや遅いなど、算定式が合わないところもある。しかし、沿岸流速の最大値とその発生地点などは的確に表示しており、全体としても数値実験の結果をよく表現していて実用的にはほぼ十分ではないかと思われる。

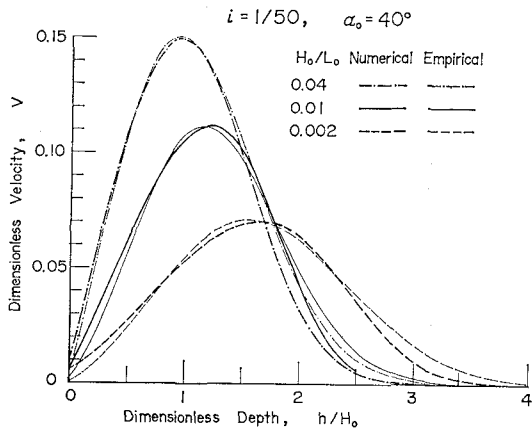


図-6 沿岸流速の数値計算値と実験式との比較 (1)

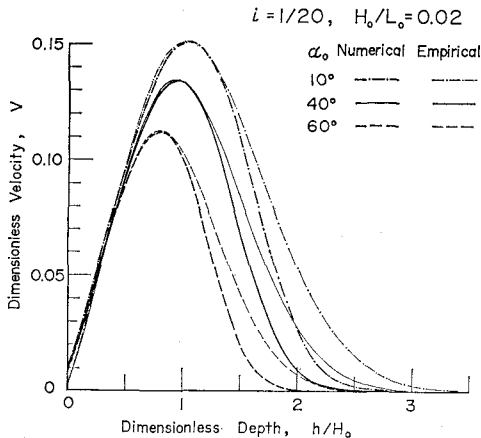


図-7 沿岸流速の数値計算値と実験式との比較 (2)

(3) 既往の沿岸流速公式との比較

波浪諸元と海底勾配とから沿岸流速を算定する公式としては、Inman・Quinn, Eagleson, CERC などによるものが発表されており、佐藤・合田 (1981) の書物に紹介されている。そこでは、 $H_0=2.0\text{ m}$ 、 $T=10\text{ s}$ の沖波が海底勾配 $i=0.04$ の海岸に $\alpha_0=40^\circ$ で入射するとき

の沿岸流速の計算値として、それぞれ 1.4 m/s 、 1.4 m/s 、および 1.8 m/s を提示している。この条件で今回の実験公式を適用すると、係数値として次の値が得られる。

$$A=1.347, B=-0.041, k=2.376, V_0=0.2952$$

ただし、 V_0 は式 (6) で無次元化した v_0 である。

この結果から、底面摩擦係数を $C_f=0.01$ とみなすと、沿岸流速の最大値が $v_{\max}=1.37\text{ m/s}$ と算定される。既往の諸公式は碎波帯内の平均流速に対するものと考えられるのに対し、今回の実験式による推定値は流速分布の最大値に関するものなので、比較すると若干小さめである。ただし、オーダーとしては一致しているので許容範囲と考えられる。また、radiation stress による計算は十分に長い時間 (数十分程度) 内の平均的な沿岸流速を与えるものであり、サーフビートで代表される 1～数分周期の変動流速は除外している。既往の諸公式の基礎資料である現地観測値の平均時間が不明なので的確な比較ができないが、観測値は変動流速を含んでいた可能性が高いので、既往の諸公式との差は実質的にもう少し小さいかもしれない。

(4) Wave Setup に対する波向の影響について

碎波による平均水位の変化は式 (5) の S_{xx} によって支配される。不規則波が海岸に垂直に入射するときは $\alpha_0=0^\circ$ であり、この場合の汀線における水位上昇はたとえば田 (1975) の図表によって推定できる。今回の沿岸流速の計算では平均水位の変化も同時に求められているが、浅水係数を微小振幅波理論によって評価しているために $\alpha_0=0^\circ$ に対する値は上述の図表の値よりはやや小さめである。特に、海底勾配が急でかつ波形勾配の小さな波の場合には非線型効果が著しいために、この差が大きくなる。

斜め入射のときは汀線における水位上昇が低減する。今回の $\alpha_0=0.1^\circ\sim 70^\circ$ の範囲の計算結果では、斜め入射時の水位上昇は垂直入射時のほぼ $(\cos \alpha_0)^{0.38}$ 倍として表わすことができた。

4. 方向スペクトル波浪による 沿岸流速の計算

(1) Radiation Stress の計算方法

方向スペクトル波浪に対する radiation stress の計算式は Battjes (1972) によるものが最初であるが、ここでは Yamaguchi (1988) による次式を利用した。

$$S_{xy} = \int_0^\infty \int_{\alpha_{\min}}^{\alpha_{\max}} S(f, \alpha) n \sin 2\alpha \, d\alpha \, df \dots\dots (16)$$

成分波の周波数は、Wallops スペクトルの指数 m の値に応じて周波数の上・下限値を与え、その間を 50 区間に等分割して各区間の中央の周波数を値を用いた。

成分波の波向は $\alpha_{\min}\sim\alpha_{\max}$ の区間を 30 等分してそれぞれの中央値を用いた。波向の範囲は主波向の $\pm\pi/2$ としたが、平行等深線の沖側からのみ入射するように、

$\alpha_{\max}$ は $\pi/2$ とし, $\alpha_{\min}$ を $-\pi/2+\alpha_0$ に設定した.

数値計算では, 深水域におけるスペクトル密度に各成分波の浅水係数と屈折係数の2乗を乗じて, 各地点の方向スペクトルをまず求めた. この際に, 成分波の浅水係数を周波数スペクトルを重みとして平均した不規則波の浅水係数 $(K_s)_{\text{eff}}$, および方向スペクトルを重みとして平均した不規則波の屈折係数 $(K_r)_{\text{eff}}$ を同時に算定した.

次に, 合田 (1975) の砕波変形モデルを適用して各地点の波高の自乗平均平方根値 H_{rms} を推定した. 浅水係数と屈折係数は上記の不規則波の値を使ったが, 平均水位上昇の算定に必要な波向については, 簡単のために有義波周期に対応する一方向不規則波の屈折計算で得られる値を使用した. この結果から, 砕波の効果による H_{rms} の減衰係数 K_b を次式で定義した.

$$K_b = H_{\text{rms}} / [(H_{\text{rms}})_0 (K_s)_{\text{eff}} (K_r)_{\text{eff}}] \quad \dots\dots\dots (17)$$

そして, 各地点の方向スペクトル密度に一樣に K_b^2 を乗じることによって砕波後の方向スペクトルを評価し, 式 (16) によって radiation stress を計算した. この後の沿岸流速の計算は一方向不規則波と同じである.

(2) 沿岸流速に及ぼす周波数スペクトルの影響

図-8 は海底勾配が $1/50$, 沖波波形勾配が 0.01 , 沖波波向 40° , 方向集中度パラメータ $S_{\max}=25$ の条件で, 周波数スペクトルの指数 m を $3, 5, 20$ と変化させたときの沿岸流速の計算結果を示す. スペクトルの広がり大きい $m=3$ の場合に沿岸流速が 20% 弱小さくなっているが, $m=5$ と $m=20$ とでは 6% 程度の差であり, 周波数スペクトル形状の影響は比較的小さいといえる.

(3) 沿岸流速に及ぼす方向分布関数の影響

周波数スペクトルに比べて方向分布関数の形状は沿岸流速に大きく影響する. 図-9 は 図-8 の条件で $m=5$ と固定して $S_{\max}$ を $10, 25, 75$ と変化させた例である. 参考のために, 同じ条件で一方向不規則波として計算した結果も示してある. $S_{\max}=10$ の場合には一方向不規則波の 60% 以下の流速になる. なお, 方向スペクトル波浪と一方向不規則波で沿岸流速の最大値の発生位置が少しずれているのは, 浅水係数や屈折係数の計算方法の差によるものではないかと思われる.

5. む す び

一樣な平行等深線海岸における沿岸流について不規則波の砕波変形モデルを導入することによって, 沿岸流速の最大値ならびに岸・沖方向の分布に関する推定式を得ることができた. 規則波の砕波モデルによる理論のような水平拡散係形を導入する必要がなく, 実際問題に直ちに適用可能である. 現地観測値との比較を行っていない

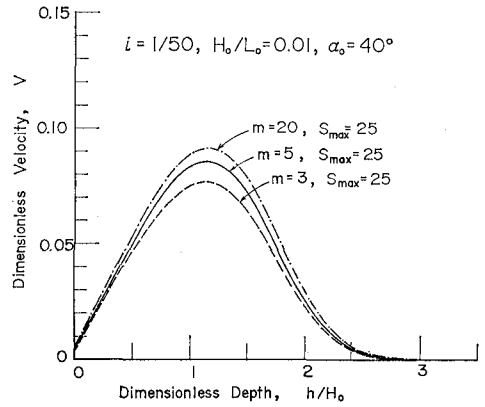


図-8 沿岸流速に対する周波数スペクトルの形状の影響

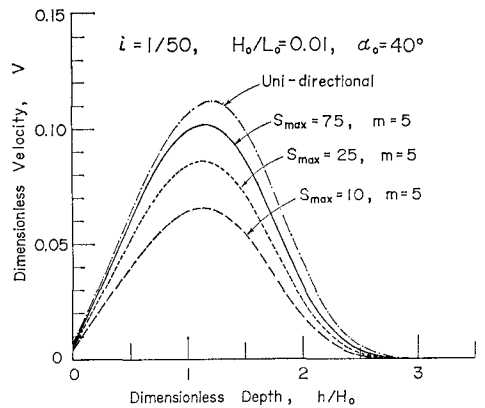


図-9 沿岸流速に対する方向集中度パラメータの影響

ので, 流速の絶対値については若干修正する必要があるかもしれないが, 今後, 漂砂その他の問題に活用して頂ければ誠に幸いである. 最後に本研究は平成元年度文部省科学研究費一般研究 (B) No. 01460182 による補助を受けたことを付記する.

参 考 文 献

- 合田良実(1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 14巻, 3号, pp. 59~106.
- 合田良実(1987): 数値シミュレーションによる波浪の標準スペクトルと統計的性質, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 131~135.
- 佐藤・合田(1981): 「海岸・港湾」, 彰国社, p. 184 & p. 213.
- Battjes, J. A. (1972): Radiation stresses in short-crested waves, *J. Marine Res.*, Vol. 30, No. 1, pp. 56~64.
- Longuet-Higgins, M.S.(1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1 & 2, *J. Geophys. Res.*, Vol. 75, No. 33, pp. 6778~6801.
- Yamaguchi, M.(1988): A numerical model of nearshore currents due to irregular waves, *Proc. 21st ICCE*, pp. 1113~1125.