

沿岸流速分布に及ぼす入射角の影響について

ニコラス クラウス*・佐々木 民雄**

1. 概 説

海浜流の流れのパターンについては Harris (1969), Inman et al. (1968) および Sonu (1972) が 2~3 のパターンを示している。Harris (1969) は ① 対称セル循環, ② 非対称セル循環, ③ 沿岸流システムに分類した。これらのパターンは主として波向によって分けられるものであるが, それらと波向の間の定量的な関係は明らかではない。当報告においては, まず第一ステップとして ③ の沿岸流システムをとりあげた。

沿岸流速の沖合方向分布については Longuet-Higgins (1970), Thornton (1970), Jonsson et al. (1974), および Madsen et al. (1978) がそれぞれモデルを提案しているが, Jonsson et al. の数値モデル以外はいずれも波の入射角は小さいものとして, その影響を考慮していない。本来この離岸流のない③沿岸流システムは波の入射角の大きい場合に対応するものであり, この入射角の小さいという仮定と矛盾している。ここでは入射角の大きい場合, 即ち有限入射角の場合の沿岸流速分布の表示を導くと共に, Galvin and Eagleson (1965) の実験データと比較し, 波向の影響を無視し得ないことを明らかにした。

2. 沿岸流のモデル化について

近年, 波と流れを計算する複雑な海浜流の数値モデルの出現 [Noda (1974), 佐々木 (1974)] により, 沿岸流や離岸流の様な流れを含む海浜流の場が計算できるようになった結果, 漂砂移動, 更には海浜変形予測 [堀川 (1977), Horikawa (1978)] の可能性が生じてきている。しかしながら, その基礎をなす物理過程を明らかにするためには単純化したモデルの解析解によるのが最も早道であると考えられる。その現象がどんなパラメーターにどの様に依存しているかがこの解析解によって明らかにできると同時に, より複雑な数値モデルを単純な場合に検証する方法として用いることもできる。

沿岸流速分布の解析解については, 1970 年に Longuet-

Higgins が, 入射角が小さいという仮定において, 洗練された解を導いている。このモデルの基本的な考え方は, 上述の数値モデルと同じく, radiation stress と摩擦力とのバランスである。このモデルは, 有限入射角に伴う屈折効果, wave set-up, および砕波帯沖側の波高をより正確に表示することにより, 更に現実的なモデルへ発展させることができる。

Longuet-Higgins (1970) のモデルは, 波の水粒子の軌道速度に比べて沿岸流速は小さいという, あまり妥当とは云えない仮定が含まれているが, 得られた解の沿岸流速は軌道速度に比例し, その比は場合によっては 1 より大きいということを示している。その仮定と矛盾した結果が得られている。Madsen et al. (1978) は, 最近この点を指摘し, 双方を考慮したモデルを提案しているが, ここではそれには深く触れないこととし, 沿岸流速分布に与える有限入射角の影響のみに問題をしぼることにする。

3. 入射角の有限性を考慮した沿岸流のモデル

Longuet-Higgins (1970) と同じく, 一様勾配 $\tan \beta$ の斜面に規則波が入射し, 砕波帯内においては水深に比例して波高は減衰するものとする。Longuet-Higgins (1970) は砕波帯の外でも砕波帯と同様の波高変化を仮定している。ここでは砕波帯外の波高変化は長波理論で表わされるとして扱う。以上より, 沿岸方向の沿岸流の外力, τ_y , 水平拡散項, B_L , および沿岸方向の平均摩擦力, $\langle B_y \rangle$ より, 基礎方程式は

$$\tau_y + B_L - \langle B_y \rangle = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

(1) 外力 (τ_y)

沿岸方向の外力, τ_y は波のみによって生ずるものとすれば,

$$\tau_y = -\frac{\partial F_x}{\partial x} \left(\frac{\sin \alpha}{c} \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで Snell の法則により $\sin \alpha / c$ は定数, α は波の入射角, c は波速, F_x は海岸線単位長さ当りの, 汀線に直交方向のエネルギー流束であって, c_g を群速度として

$$F_x = E c_g \cos \alpha \quad \dots\dots\dots (3)$$

Longuet-Higgins (1970) は $\cos \alpha = 1$ としているが,

* 正会員 Ph.D. 海岸環境工学研究センター研究員

** 正会員 工博 海岸環境工学研究センター研究員

この仮定は勾配の緩い海岸を考える場合には妥当である。砕波帯内における波高 H は水深 h の関数として $H = \gamma h$ (γ は定数) で与えられる。したがって砕波帯内では Ec_g と $\cos \alpha$ 即ち F_x は岸からの距離 x の関数である。砕波帯外ではエネルギー逸散は無視できるものとし、波のパワーの総計 Ec_g は砕波点のそれ $(Ec_g)_b$ に等しいものとする。砕波帯内では wave set-up は、

$$-\frac{\partial h}{\partial x} = \tan \beta^* = \frac{\tan \beta}{1 + 3/8 \gamma^2} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここで $b = \sin \alpha_b$ (添字 “ b ” は砕波を示す) とおけば、

$$\tau_y = \begin{cases} \frac{5}{16} \rho \gamma^2 g \tan \beta^* b \left(\frac{h^3}{h_b} \right)^{1/2} \left[\left(1 - b^2 \frac{h}{h_b} \right)^{1/2} - \frac{b^2}{5} \frac{h}{h_b} \left(1 - b^2 \frac{h}{h_b} \right)^{-1/2} \right] & \text{砕波帯内} \\ 0 & \text{砕波帯外} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (5)$$

(2) 水平拡散項 (B_L)

Longuet-Higgins (1970) と同じく、

$$B_L = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho \varepsilon_L h \frac{\partial v}{\partial x} \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで v は沿岸流速、 ρ は海水の密度であり、水平拡散係数 ε_L は

$$\varepsilon_L \equiv N x (gh)^{1/2}, \quad N \equiv \text{constant} \approx 0 < N < 0.016 \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここで N は定数である。Battjes (1975) は式 (7) と同じ様な水平拡散係数の表示を導いているが、 N が定数ではなく海底勾配の関数である点が異なっている。式 (7) のような ε_L の形を与えることによって、Longuet-Higgins (1970) は閉じた形の解を得ている。しかしながらここでは、砕波帯沖で長波理論で波高を与えた場合の解を求めるために、Madsen et al. (1978) と同じく、 ε_L は海底における水粒子速度の最大値 $u_{\max}$ に比例するものとおく。

$$\varepsilon_L = \Gamma x u_{\max} = \frac{\Gamma}{2} \times \sqrt{gh} \begin{cases} \gamma & \text{砕波帯内} \\ \frac{H}{h} & \text{砕波帯外} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここで Γ は定数である。長波理論により、砕波帯外の波高は

$$H \approx \gamma h_b \left(\frac{h}{h_b} \right)^{-1/4} \quad \dots\dots\dots (9)$$

(3) 海底摩擦 ($\langle B_y \rangle$)

海底の摩擦応力 $\vec{B}$ について Longuet-Higgins (1970) は次の様な表示を与えている。

$$\vec{B} = c_f \rho |\vec{u}| \vec{u}, \quad \vec{u} = \vec{u}_0 + (0, v) \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで c_f は摩擦係数である。 y 方向への $\vec{B}$ の寄与を展開し、時間平均をとればゼロになる項を省略して

$$B_y = c_f \rho u_0 v (1 + \sin^2 \alpha) = c_f \rho u_0 v \left(1 + b^2 \frac{h}{h_b} \right) \quad \dots\dots\dots (11)$$

$\sin^2 \alpha$ の項は Longuet-Higgins は小さいものとして省略したが、ここでは残しておく。長波を仮定し、 $\langle \rangle$ を時間平均とすれば

$$\langle B_y \rangle = \frac{2}{\pi} c_f \rho u_{\max} v \left(1 + b^2 \frac{h}{h_b} \right) = \frac{1}{\pi} c_f \rho v \sqrt{gh} \begin{cases} \gamma \left(1 + b^2 \frac{h}{h_b} \right) & \text{砕波帯内} \\ \frac{H}{h} \left(1 + b^2 \frac{h}{h_b} \right) & \text{砕波帯外} \end{cases} \quad \dots\dots\dots (12)$$

(4) 水平拡散を無視した場合の特解

一般解へ進む前に、単純な場合として、水平拡散を考慮しない場合の解によって、有限入射角の影響を見ることにする。即ち、式 (1) で $\tau_y = \langle B_y \rangle$ の場合を考える。以下の2つの無次元変数を定義する。

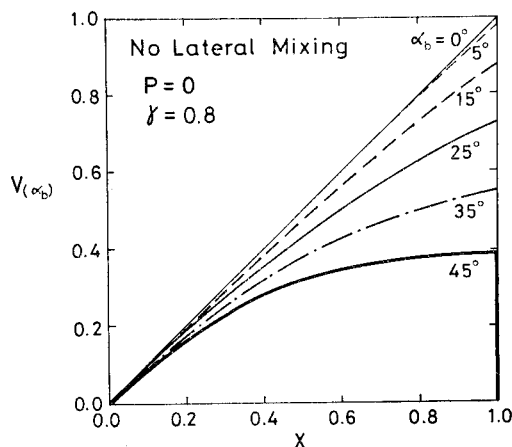
$$V = \frac{v}{v_0}, \quad X = \frac{x}{x_b} \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで

$$v_0 = \frac{5\pi}{16} \gamma \sqrt{gh_b} \frac{\tan \beta^*}{c_f} b \quad \dots\dots\dots (14)$$

式 (5) と式 (12) が等しいとおけば、簡単な解が得られる。

$$V = \begin{cases} \frac{X}{(1+b^2X)} \left[(1-b^2X)^{1/2} - \frac{b^2}{5} X (1-b^2X)^{-1/2} \right], & 0 \leq X < 1 \\ 0, & 1 < X \end{cases} \quad \dots\dots\dots (15)$$



図—1 水平拡散を無視した場合 ($P=0$) の入射角による砕波帯内の沖合方向沿岸流速分布の変化

図一に示したのは砕波帯内 ($0 \leq X < 1$) の解である。
 $b=0$ の場合は $V=X$ の三角形分布となって Longuet-Higgins の解に一致する。 $b \neq 0$ のとき、 α の増加につれてかなり曲線は下に下ってくることがわかる、特に $10 \sim 15^\circ$ 以上では顕著である。砕波帯の外側では V の値はゼロではない小さな値をもつが、若干 X の増加につれて大きくなる傾向があり、これは長波理論の適用限界の外で生じている。

この水平拡散のない場合の結論として、砕波帯内では、 $\alpha=0$ のとき $V=X$ であり、 α と X が大きくなるにつれて波向の影響が大きくなることを指摘できる。

(5) 一般解

式 (1) は v を級数展開し、砕波線 ($X=1$) で v と $\partial v / \partial x$ が連続、 $x=0$ と ∞ で v は有限であるという境界条件から未知係数を定めることにより解くことができる。式 (13) の無次元数を用いれば一般解は

$$V = \left\{ \begin{array}{ll} \sum_{n=0}^{\infty} (A_n X + B_n X^p) X^n, & 0 < X < 1 \\ \sum_{n=0}^{\infty} C_n X^{q+n} & 1 < X < \infty \end{array} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

ここに

$$A_n = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{1-5/2P}, & n=0 \\ \frac{1}{5} \frac{(2n+5)(2n-3)!! b^{2n}}{2^n n!} - \frac{b^2 A_{n-1}}{1-(n+1)(n+5/2)P}, & n=1, 2, \dots \end{array} \right\} \dots\dots\dots (17a)$$

$$B_n = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{q-1}{p-q} A_0, & n=0 \\ \frac{b^2}{(p+n)(p+n+3/2)P-1} B_{n-1}, & n=1, 2, \dots \end{array} \right\} \dots\dots\dots (17b)$$

$$C_n = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{p-1}{p-q} A_0, & n=0 \\ \frac{b^2}{(q+n)(q+n+1/4)Q-1} C_{n-1}, & n=1, 2, \dots \end{array} \right\} \dots\dots\dots (17c)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} P = \frac{\pi}{2} \Gamma \frac{\tan \beta^*}{c_f} & p = \frac{3}{4} + \sqrt{9/16 + 1/P} \\ \text{and} & \\ Q = \frac{\pi}{2} \Gamma \frac{\tan \beta}{c_f} & q = \frac{1}{8} - \sqrt{1/64 + 1/Q} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (17d)$$

入射角がゼロ ($b=0$) の場合の解は、Longuet-Higgins の解 (A_0, B_0, C_0) に一致するが、wave set-up を砕波帯内で考慮している点、および砕波帯外で波高を長波理論で与える点が異なる。 $b \neq 0$ の解は第 4 項までとれば誤差は 1% 以下である。

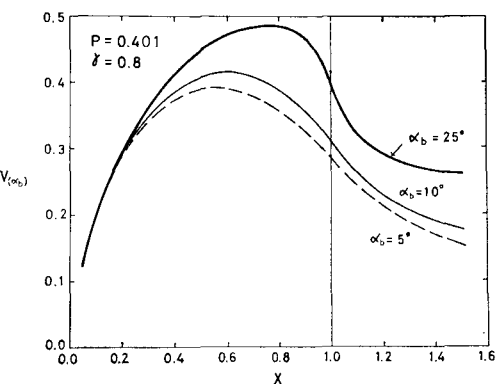
4. 計算結果

(1) 沿岸流速分布の理論プロファイル

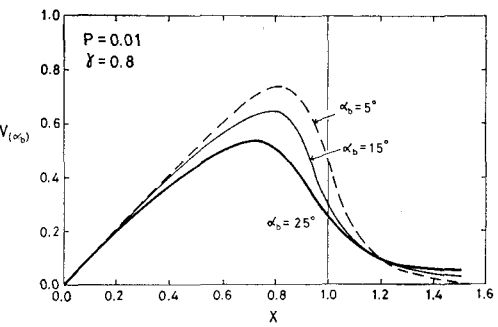
入力パラメータは γ, P および α_b である。 γ は経験的に $0.8 \sim 1.2$ に変わり、これは wave set-up を通して分布の形に影響する。

図二および図三はそれぞれ P の値が 0.401 および 0.01 の場合である。 P による変化の一般的傾向は Longuet-Higgins と同様である。 α_b が一定の場合、 P が大きくなるとプロファイルは平坦になり値は小さくなる。 P の増大は水平摩擦の寄与の増大であるから、水平運動量の交換が活発になり、流速は低下すると共にプロファイルは平らになる。

佐々木 (1974) は現地と実験室の沿岸流データから P を求めて、Reynolds 数 ($H_b \bar{v} / \nu, H_b$: 砕波波高, $\bar{v}$: 平均沿岸流速, ν : 渦動粘性係数) に対してプロットして



図二 沿岸流速分布の入射角による変化, $P=0.401$ ($P>1/7$).



図三 沿岸流速分布の入射角による変化, $P=0.01$ ($P<1/7$).

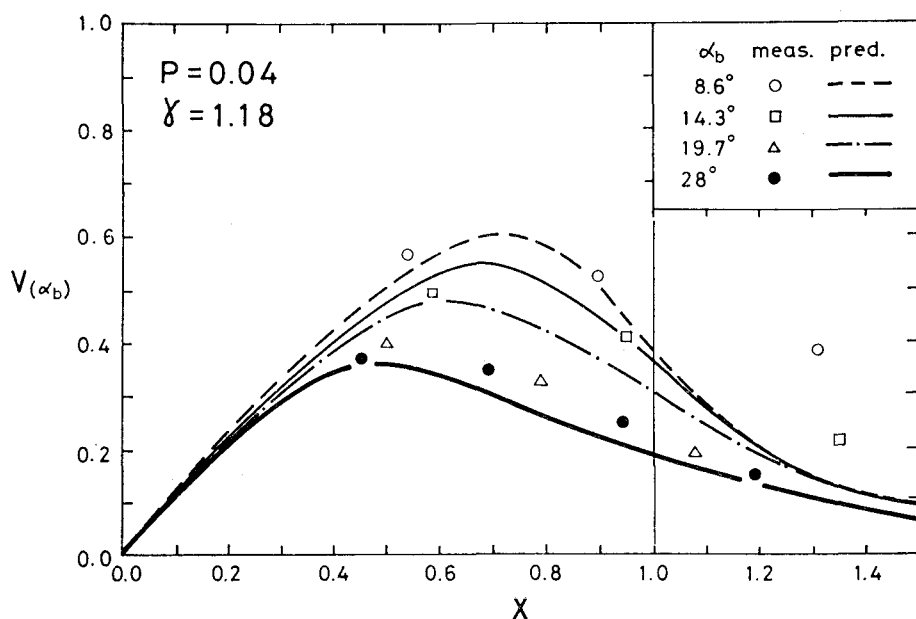


図-4 波の入射角を考慮した沿岸流速の理論値と実験データ [Galvin and Eagleson (1965), Longuet-Higgins (1970)] との比較.

いる [Horikawa (1977)] が、現地ではばらつきは大きいが Reynolds 数に関係なく、ほぼ一定の値をとり、平均して $P=1.5$ と大きいものに対して、実験室では流れは遷移領域にあり、 P は Re^3 にほぼ比例し、小さな値をとることを示している。

P を一定にすると α によって最大流速の生ずる位置、プロファイルの形は有意に変化する。砕波帯内においては、 $P>1/7$ のとき α の増大について、プロファイルは上へ上り (図-2)、逆に、 $P<0.1$ のときは逆の傾向を示している (図-3)。同様に最大流速の生ずる位置は、 $P>1/7$ のとき、 α の増加につれて砕波線へ近づく ($X \rightarrow 1$) が、 $P<1/7$ のときは α の増加につれて岸へ近づく ($X \rightarrow 0$)。

(2) 実験値との比較

Longuet-Higgins (1970) は Galvin and Eagleson (1965) の室内実験データを用いて P の値のとり 範囲を評価している。即ち、入射角が小さいという仮定をした場合、ほとんどの実験データは P の値が 0.1 と 0.4 の間にあった。しかし、実験データの α_b を見ると最大 32° の場合もある。Series IV は α_b の変化が大きく、 6° から 28° まで変化している。この Series IV のデータと当理論により計算したプロファイルとの比較を 図-4 に示した。ここで P と γ の値は Longuet-Higgins と同じく、それぞれ 0.04, 1.18 とした。 α_b の増大につれてプロファイルの形が変化し、最大流速の位置が変わっていく傾向がよく一致している。この実験では γ と α_b は与えられているから free parameter は P のみである。Longuet-Higgins

が用いている別の Series のデータも同様に $P=0.04$ として説明できる。ここに示した入射角 (屈折) の影響によって Longuet-Higgins の評価した値よりも P の値は、ほぼ一桁小さくなるのがわかる。この理論を現地データによってテストすることは興味ある問題であるが、波の入射角の大きい場合の適当な現地データが現状では見当らない。

5. 結 論

波の有限入射角 (屈折) の影響を考慮することにより、Longuet-Higgins (1970) のモデルのプロファイルの形と大きさがかかなり変わることを示した。屈折の効果と水平拡散の効果との相互作用によって、 $P=1/7$ を境に 2 つの領域が見出された。 $P>1/7$ の領域は粗面乱流の現地の条件に対応し、 $P<1/7$ は実験室の状態に対応するものと考えられる。実験室のデータと比較した場合、入射角の効果の考えると Longuet-Higgins の与えた $P=0.1 \sim 0.4$ よりも一桁小さい $P=0.04$ で理論とデータの一致が得られた。今後は入射角の大きい場合 ($\alpha_b>10^\circ$) のデータが、現地における P の値を評価するのに必要である。

式 (11) で示した一次の波と流れの干渉の表示式は、入射角による沿岸流速プロファイルの形と大きさを表現するのに適切であると思われる。

最後に、当研究を実施するに当って、貴重な御指導を賜った東京大学工学部土木工学科堀川清司教授、および原稿の和訳と図面の作成の労をわづらわした久保田進君の御助力に深甚の謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Battjes, J. A. (1975): Modeling of turbulence in the surf zone, Proc. Modeling 75, ASCE, Vol. 2, 1050~1062.
 - 2) Galvin, C. J. and P. S. Eagleson (1965): Experimental study of longshore currents on a plane beach, CERC Tech. Memo. No. 10.
 - 3) Harris, T. F. W. (1969): Nearshore circulations; Field observations and experimental investigations of an underlying cause in wave tanks, Symposium on Coastal Eng., Stellenbosch, South Africa.
 - 4) Horikawa, K. (1977): Nearshore current treatments and their applications to engineering problems, Proc. 4th POAC, 84~99.
 - 5) Horikawa, K. (1978): Coastal Engineering, University of Tokyo Press, Tokyo.
 - 6) 堀川清司 (1977): 海浜変形予測手法の開発について, 海岸, 17号, (社) 全国海岸協会.
 - 7) Inman, D. L., R. J. Tait, P. D. Komar and C. E. Nordstrom (1968): Dispersion of water and sediment in the surf zone, SIO Ref. 69-10, University of California.
 - 8) Jonsson, I. G., O. Skovgaard and T. S. Jacobsen (1974): Computation of longshore currents, Proc. 14th Coastal Eng. Conf., Vol. 2, 699~714.
 - 9) Longuet-Higgins, M. S. (1970): Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 1, 2, Jour. Geophys. Res., 75 (33), 6778~6801.
 - 10) Madsen, O. S., D. W. Ostendorf and A. S. Reyman (1978): A longshore current model, Proc. Coastal Zone 78, ASCE, Vol. 3, 2332~2341.
 - 11) Noda, E. K. (1974): Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., 79 (27), 4097~4106.
-