

沿岸砂州のある海浜における波動場および海浜流場予測

泉 宮 尊 司*・堀 川 清 司**

1. 緒 論

現地海浜では、一般に沿岸砂州や rip channel 等が存在し、きわめて複雑な海底地形となっている。このような海浜では、砕波位置が複雑に変化し、砕波後の波も複雑に変化する。この場合、従来のように砕波後の波高が局所的な砕波限界波高に等しいとすると、砕波後に波高が増大するという不合理が生ずる。そこで本研究では、砕波後の波の再生を考慮した著者らのエネルギー方程式モデル¹⁾を、任意の三次元海浜地形に対しても適用できるように拡張を行ない、砕波帯内においてもエネルギー方程式を数値的に解く方法を提案する。さらに、この方法により得られた波動場により海浜流場の予測を行い、その妥当性と問題点を検討する。

2. 波のエネルギー方程式モデルとその計算法

ここでは、海岸構造物等による波の反射や回折の影響がない場合の波動場の計算法について述べる。Noda et al. (1974)²⁾によると、波数 k および波向角 θ は、次に示す分散方程式および波数の非回転条件式により求められる。

$$\sigma_0 = \{gk \tanh k(h + \xi)\}^{1/2} + k \{U \cos \theta + V \sin \theta\} \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \{k \sin \theta\} - \frac{\partial}{\partial y} \{k \cos \theta\} = 0 \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 $\sigma_0 = 2\pi/T$ 、 T は波の周期、 h は静水深、 ξ は平均水位、 g は重力加速度である。まず、式 (1) において、 $\xi=0$ 、 $U=V=0$ として波数 k を各格子点上で求める。さらに、式 (2) を x 方向および y 方向ともに中央差分で近似した式により、波向角 θ を求める。

砕波帯内外の波のエネルギー E は、次に示すような底面摩擦応力によるエネルギー逸散および砕波によるエネルギー逸散を含んだエネルギー方程式を数値的に解くことによって得られる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \{E(C_g \cos \theta + U)\} + \frac{\partial}{\partial y} \{E(C_g \sin \theta + V)\}$$

$$+ S_{xx} \frac{\partial U}{\partial x} + S_{xy} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) + S_{yy} \frac{\partial V}{\partial y} \\ = -\sqrt{2} C_f^* \frac{E^{3/2}}{\rho^{1/2} d^{3/2}} \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right)^{3/2} \\ - \gamma_* \left\{ \frac{C_g}{C} \frac{E}{\rho g d^2} - M_{*s}^2 \right\}^{1/2} \frac{E^{3/2}}{\rho^{1/2} d^{3/2}} \\ \times \left(\frac{2C_g}{C} - 1 \right)^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 C_g は波の群速度、 C は波速、 S_{xx} 等は radiation stress 成分、 U および V は海浜流速成分、 d は平均水深、 ρ は水の密度、 C_f^* は底面摩擦係数、 γ_* および M_{*s}^2 は定数で、それぞれ 1.6 および 0.009 である。

式 (3) の右辺第 1 項が、底面摩擦応力によるエネルギー逸散項であり、同じく右辺第 2 項が砕波によるエネルギー逸散項である。したがって、砕波帯外においては底面摩擦応力によるエネルギー逸散のみを考慮して式 (3) を解き、砕波帯内において右辺第 2 項を付加して計算する。ところで、式 (3) は波のエネルギー E に関して非線形方程式であるが、 x 方向の微分に関しては前進差分を、 y 方向の微分には中央差分をとり、エネルギー逸散の評価には前ステップの既知のエネルギーを用いることにより比較的簡単に解くことができる。

砕波位置の決定には、泉宮・堀川 (1983)¹⁾ と同様に、砕波限界エネルギー E_0 により算定する。

$$\frac{E_0}{\rho g H^2} = \frac{1.0}{1 + a(H/d)} U_r^{-1/2} \\ \times \left[1.0 - \frac{2.0}{1 + a(H/d)} U_r^{-1/2} \right] \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $a=0.33$ であり、波高水深比 H/d および U_r sell 数 U_r は、合田の砕波指標³⁾により得る。すなわち、

$$\frac{H}{d} = A \frac{L_0}{d} \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_0} (1 + 15 S^{4/3}) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$U_r \equiv g H T^2 / d^2 \\ = 2\pi A \left(\frac{L_0}{d} \right)^2 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi d}{L_0} (1 + 15 S^{4/3}) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (6)$$

なる関係式を用いる。ここに、 H は波高、 $L_0 = g T^2 / 2\pi$ 、 T は波の周期、 S は海底勾配、 $A=0.17$ である。こ

* 正会員 工修 横浜国立大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 工博 東京大学工学部長

で問題となるのは、任意の海底地形に対して海底勾配をいかに定義するかである。ここでは便宜上、汀線に対して直角方向に α 倍の波長の区間での平均勾配とする。すなわち、

$$S(x, y) = \frac{d(x - \alpha L, y) - d(x + \alpha L, y)}{2\alpha L} \quad \dots\dots(7)$$

とする。ここに、 L はその位置における波長、 $\alpha=0.25$ とする。式(7)によっても海底勾配が負になる場合には、 $S=0$ とし、平均水深が大きくなることのみを考慮する。

上述の方法により、波動場が算定されたならば、次に海浜流場を計算する。海浜流の基礎方程式は次式を用いた。

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[U(h + \xi)] + \frac{\partial}{\partial y}[V(h + \xi)] = 0 \quad \dots\dots(8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{1}{\rho d} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \\ = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\tau_x}{\rho d} + \epsilon_v \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots(9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{1}{\rho d} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \\ = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{\tau_y}{\rho d} + \epsilon_v \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots(10) \end{aligned}$$

ここに、 τ_x , τ_y は底面摩擦応力成分であり、 ϵ_v は渦動粘性係数である。底面摩擦応力成分の表現に関しては、定義式を精度よく近似する西村(1981)⁴⁾の式を用いた。

$$\tau_x = \rho C_f \left[\left(w + \frac{\tilde{u}^2}{w} \cos^2 \theta \right) U + \frac{\tilde{u}^2}{w} V \sin \theta \cos \theta \right] \quad \dots\dots(11)$$

$$\tau_y = \rho C_f \left[\frac{\tilde{u}^2}{w} U \sin \theta \cos \theta + \left(w + \frac{\tilde{u}^2}{w} \sin^2 \theta \right) V \right] \quad \dots\dots(12)$$

ここに、

$$\begin{cases} w = \{ (U^2 + V^2 + \tilde{u}^2 + 2W\tilde{u})^{1/2} \\ \quad + (U^2 + V^2 + \tilde{u}^2 - 2W\tilde{u})^{1/2} \} / 2 \\ \tilde{u} = \frac{2}{\pi} \tilde{u}, \quad \tilde{u} = \frac{\sigma_0 H}{2 \sinh kd} \\ W = U \cos \theta + V \sin \theta \end{cases}$$

である。渦動粘性係数 ϵ_v は、Thornton(1970)⁵⁾によるものを用いた。すなわち、

$$\epsilon_v = \mu \frac{E}{d} T \cos^2 \theta \quad \dots\dots(13)$$

で評価し、 $\mu=0.5$ とした。

海浜流速場の計算は、山口ら(1981)⁶⁾および西村(1983)⁷⁾と同様に、時間に関して前進差分、空間に関して中央差分を用いた。静水状態より一度に、計算された radiation stress を作用させると、特に汀線付近に激しい振動が生じ容易には減衰しない。そこで、radiation stress

の値を10段階に分けて所定の値にまで増加させるとともに、初期の段階においては底面摩擦係数の値を大きくとることにより、この問題を解決した。

3. 沿岸砂州がある場合の計算結果

図-1は、縦9m・横9mの平面水槽に作られた沿岸砂州の模型を示している。図の実曲線は、等深線を示し1cm間隔で描かれている。このような海底地形に、波高5.1cmの波が入射した場合の式(3)によるエネルギーの計算結果を示したものが、図-2である。この図の・・印は、計算された砕波位置の近傍3点の平均位置を示したものである。このように砕波位置のスムージングをしたのは、砂州の両端で砕波位置が急激に変動するのを防ぐためである。このような問題は、砕波位置を決定する砕波条件式にかかわらず、複雑な海底地形の場合に生ずることが多く、局所的な水深や海底勾配のみで砕波位置を決定すること自体に限界があるように思われる。

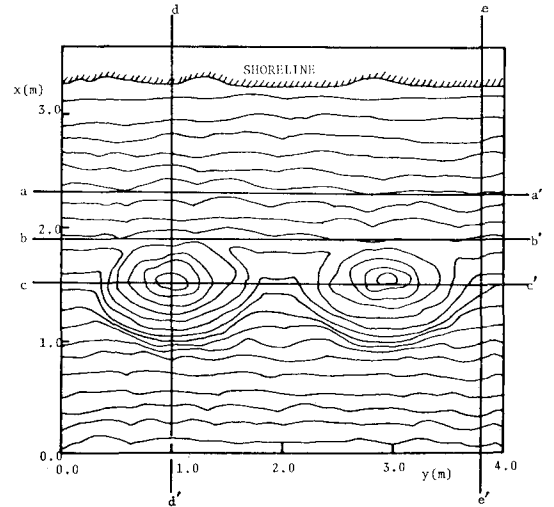


図-1 沿岸砂州がある海浜地形

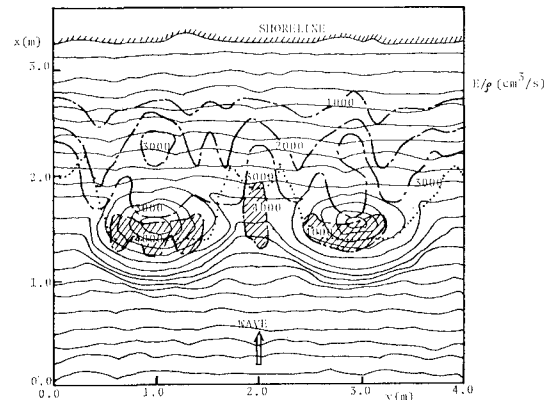


図-2 波のエネルギーの平面分布(計算値)

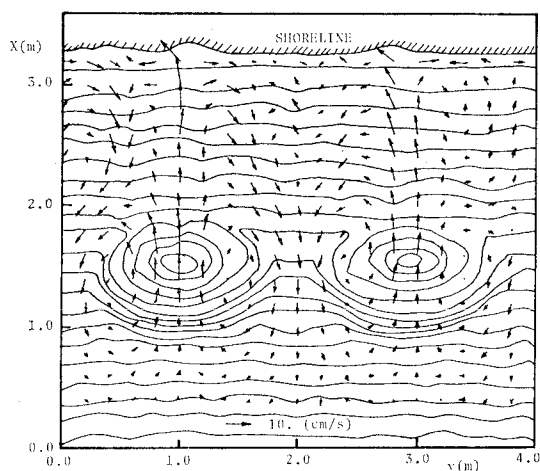


図-3 沿岸砂州のある海浜における海浜流

図-2 をみると、両砂州の両端およびその中間位置に波のエネルギーが集中していることがわかる。また、両砂州の頂部と汀線との中間位置にも波のエネルギーの大きい領域が見られる。

図-3 は、計算された海浜流場を示す。この結果は、600 ステップ後のもので、非線形項である移流項は含まれていない。また、底面摩擦係数には 0.01 を用いている。この図によれば、両砂州の頂部より砕波帯内側で比較強い向岸流が生じており、その強さは 10 cm/s から 20 cm/s 程度である。また、両砂州の中間地点より離岸流が発生しており、ほぼ対称的な循環流セルが形成されている。このような流れのパターンは、中立浮子および染料雲の追跡によって得られた実験結果とよく類似していた。

海浜流速の定量的な比較は、中立浮子がサーフィンすることや染料が拡散することなどにより困難であるために、本モデルの妥当性を平均水位の変化を比較することにより検討した。

図-4 は、平均水位の沿岸方向の変化を比較したものである。(1) は、図-1 の c-c' 断面の変化であり、(2) は b-b' 断面、(3) は a-a' 断面の変化を示したものである。実曲線は計算値を示し、■印は実測値を示す。なお、実測値は内径 5 mm のビニール管を連結したマンオメータにより読み取ったものである。c-c' 断面では、左側の砂州の左側部で若干計算値と実測値とは異なるものの、その他では比較的良好に一致していると言える。b-b' 断面では、c-c' 断面とは逆に平均水位の低かった所が高くなっており、計算値の方もよくその傾向を表わしているが、全体的に大きな値を示していることがわかる。また、a-a' 断面では計算値の方は沿岸方向にほぼ一様となっているのに対して、実測値は沿岸方向に大きく変動している。これは、計算値ではすべての地点が砕

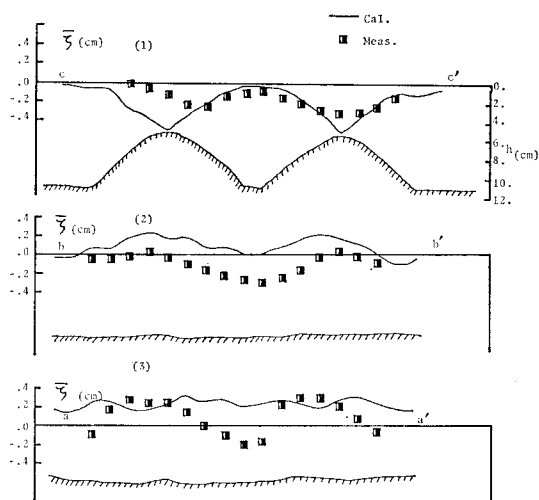


図-4 平均水位の沿岸方向変化

波帯内に入るのに対して、実験では断面の中央の地点が砕波点もしくは砕波帯外に属するためであると考えられる。また、本モデルでは考慮されていない回折波の影響も効いていると推測される。

4. 複雑な海底地形の場合の計算結果

ここでは、複雑な海底地形をした現地海浜に対して本モデルの適用を試みる。図-5 は、Sonu (1972)⁹⁾ によって得られた現地海浜の等深線図である。この図には、数値計算上、多数点の地形データが必要なために、Sonu による原図にさらに小さき等深線が描かれている。また、海浜流速の計算に際し、Noda (1974)⁹⁾ による側方周期的境界条件が適用できるように、等深線を両側に外挿し、両端の水深が一致するようにした。

図-5 に示した海浜地形に、水深 2.2 m の所での波高が 1 m、周期 5 s の波が汀線に直角に入射した場合の砕

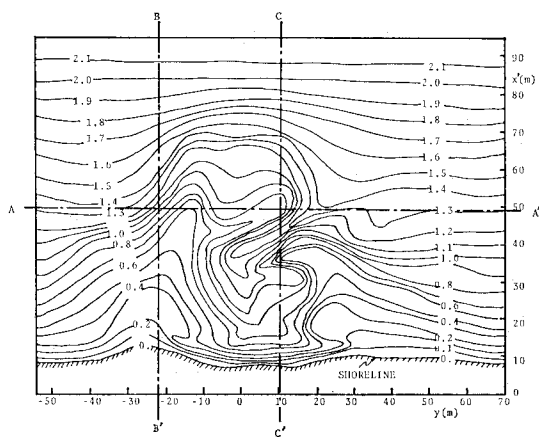


図-5 複雑な現地海浜地形 [Sonu (1972) による]

波帯内外の波のエネルギー変化を示したのが図-6~8である。図-6は、図-5に示されているA-A'断面の波のエネルギー変化を、図-7はB-B'断面、図-8はC-C'断面の波のエネルギー変化を示している。これらの図の H^* は、等価エネルギー波高で

$$E \equiv \frac{1}{8} \rho g H^{*2} \dots\dots\dots (14)$$

と定義されたものである。

A-A'断面では、水深の浅い所では比較的強い砕波が生じ、エネルギーが他の所よりも幾分か小さくなっていることがわかる。また、B-B'断面ではほぼ一様傾斜海浜

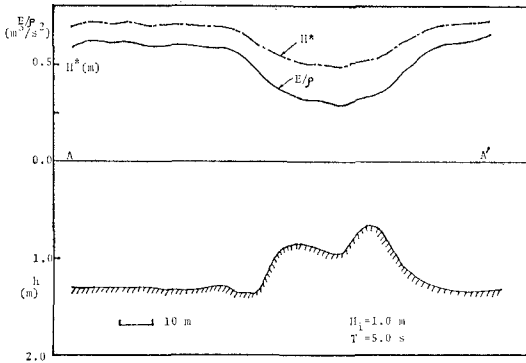


図-6 波のエネルギーの沿岸方向変化 (A-A'断面)

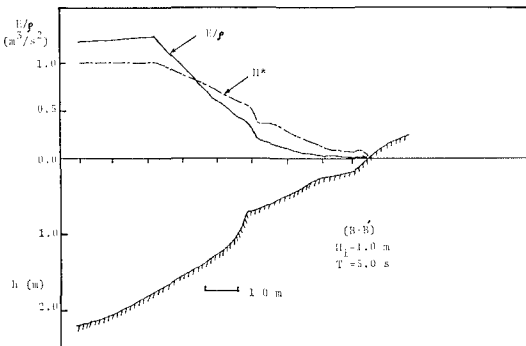


図-7 波のエネルギーの岸沖方向変化 (B-B'断面)

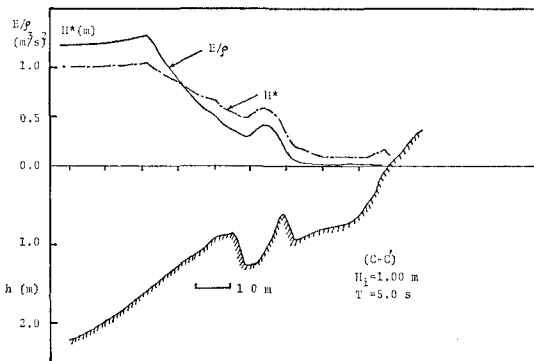


図-8 波のエネルギーの岸沖方向変化 (C-C'断面)

に近いが、水深が急に浅くなったところで波のエネルギーは大きく減衰していることがわかる。C-C'断面では、troughの所で波が一度再成し、再び浅瀬で shoaling し砕波している様子がみられる。

次に、入射波高を 0.3m と小さくして Sonu が観測したときの条件 (砕波波高 0.395m) にほぼ一致するような条件のもとで、波動場および海浜流速場の計算を行った。図-9は、その条件における海浜流速場を示したものである。図-2と同じく、 $\bullet$ 印は近傍3点の平均の砕波位置を示している。rip channelの近傍以外の領域では、計算された砕波位置は水深 0.7m の等深線にほぼ一致しているが、rip channelの所ではかなり変動している。Sonuの観測によれば、砕波位置はそれほど変動はなく、汀線にほぼ平行である。この差異に関しては、複雑な海底地形に対する砕波条件式の不十分さや回折波等の影響が考えられ、この問題は今後研究されなければならない課題である。

図-9の海浜流速場は、底面摩擦係数を 0.02 とした 500 ステップ後のものである。この図より、離岸流が rip channelに沿って沖へ流れている様子が顕著にみられる。また、流れの全体的なパターンも Sonu による観測結果と比較的よく一致している。

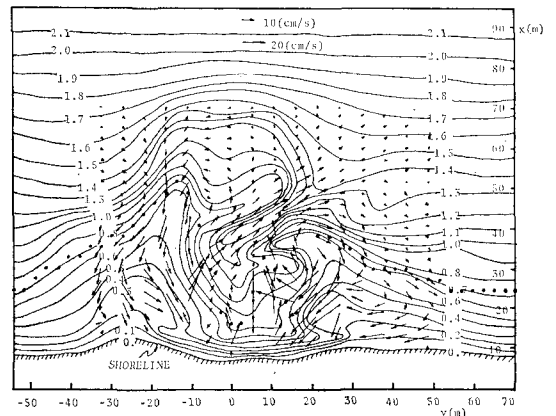


図-9 現地海浜における海浜流速場 (計算値)

5. 結 論

本研究では、著者らが考案したエネルギー方程式モデルを拡張し、任意の海浜地形に対しても波のエネルギー場が容易に求められることが示され、このモデルが実用的であることが確認された。今後の課題としては、波の回折の効果をも考慮した砕波変形モデルを考えることにある。

最後に、海浜流の数値計算に関して色々とおアドバイスしていただいた海岸環境工学研究センターのN.C.Kraus氏および横浜国立大学工学部土木工学科の磯部雅彦助教授に感謝致します。なお、この論文で用いた実験データ

は、植村正君（現パシフィックコンサルタント）が卒業研究で行った実験結果の一部であることを付記し感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 泉宮尊司・堀川清司： 砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング，第 30 回海岸工学講演会論文集，pp. 15～19, 1983.
- 2) Noda, E. K., C. J. Sonu, V. C. Rupert and J. I. Collins: Nearshore circulations under sea breeze conditions and wave-current interactions in the surf zone, Tech. Rept. No. TC-149-4, Tetra Tech. Inc., Pasadena, Cal., 216 p., 1974.
- 3) 合田良実： 浅海における波浪の砕波変形，港湾技術研究所報告，第 14 卷 3 号，pp. 57～106, 1975.
- 4) 西村仁嗣： 岩石海岸における海浜流の数値モデル，堀川清司編，海岸環境工学研究センター報告書，No. 13, pp. 140～147, 1981.
- 5) Thornton, E. B.: Variation of longshore current across the surf zone, Proc. 12th Conf. on Coastal Eng., pp. 291～308, 1970.
- 6) 山口正隆・大津正司・西岡洋一： 非定常波浪による 2 次元海浜変形の数値計算，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 290～294, 1981.
- 7) 西村仁嗣： 海浜循環流の数値シミュレーション，第 29 回海岸工学講演会論文集，pp. 333～337, 1982.
- 8) Sonu, C. J.: Field observation of nearshore circulation and meandering current, Jour. Geophys. Res., Vol. 77, pp. 3232～3247, 1972.
- 9) Noda, E. K.: Wave-induced nearshore circulation, Jour. Geophys. Res., Vol. 79, No. 27, pp. 4097～4106, 1974.