

粘弾塑性体多層モデルを用いた二次元泥浜の変形予測

柴 山 知 也*・Soltanpour Mohsen**

1. 結 論

波による泥浜海岸の変形については、波の底泥による減衰と碎波減衰が同時に起こるなど複雑な現象が共存するため検討が始められたばかりである（例えば Lee・Mehta, 1997）。本研究では、波浪の浅水変形、碎波変形に底泥運動による減衰の効果を取り入れ、また、底泥質量輸送については、断面変化の算定に局所勾配の影響を取り入れるなどの改良を加え、二次元泥浜変形の予測を目指した。

底泥移動については、移動量を算定するためのモデル化が現在までにいくつか行われている。中野ら（1987）による粘性流体多層モデル、柴山ら（1989）の粘弾塑性体モデル、Trien ら（1990）のレオロジーモデルはその例である。しかし例えば底面勾配の影響を考慮していないなど、二次元泥浜の変形を論ずるには、底泥の物理的性質の把握が不十分であったために底泥の性質を正確に反映したモデルとはなっていなかった。本研究では粘弾塑性体モデルの改良版である Shibayama et al. (1993) のモデルを取り上げる。それはこのモデルが、底泥の運動特性を粘弾性領域と粘塑性領域に分けることにより、底泥の物性をより忠実に反映できるようにしたと考えるからである。また多層に分けて計算を行うため、深さ方向に含水比の分布がある自然状態の海底粘土の運動を予測する場合にも適している。この数値モデルを勾配の影響を取り入れるなど、物性をより良く反映するように改良するとともに二次元の泥浜海岸の水理現象に適用できるように拡張した。さらに過去の室内実験および現地での泥浜断面の計測結果の報告（Lee・Mehta, 1997）と比較し、モデルの検討を行うことを目指した。

2. 数値モデルの構成

(1) 底泥移動モデル

底泥移動モデルについて、本研究では、多層粘弾塑性体モデル（Shibayama et al., 1993）に対して、粘弾性層と粘塑性層の境界で、計算が収束しにくかった点を、層

の分割を細かくとり、境界での判定を収束計算の初期段階に行なうことにより、計算時間を短縮している。このように単純化しても、界面位置の推定を誤るのは高々 1 層であり、推定結果への影響は小さい。

ここで、多層粘弾塑性体モデルとは粘弾性体モデルに降伏値の概念を導入し、降伏値以上の応力が発生した場合に弾塑性体として扱うというもので各パラメータを物性に沿って正確に与えることによりかなり正確に底泥の挙動を予測することができる。多層モデルにすることにより含水比の鉛直分布をモデルに取り入れることも可能である。このことは底泥物性が含水比に大きく依存している点から重要である。また、このモデルでは、粘性係数がずり速度の関数ではないため、粘性係数、弾性係数がそれぞれ収束するまでの繰り返し計算の回数は飛躍的に節約されている。

モデルのもう一つの利点は、底泥の運動形態および含水比の、鉛直分布を考慮することにより、大きく運動する上層（粘塑性層）と比較的運動が小さい下層（粘弾性層）を計算上求め、Fluid Mud の領域（ここでは大きく

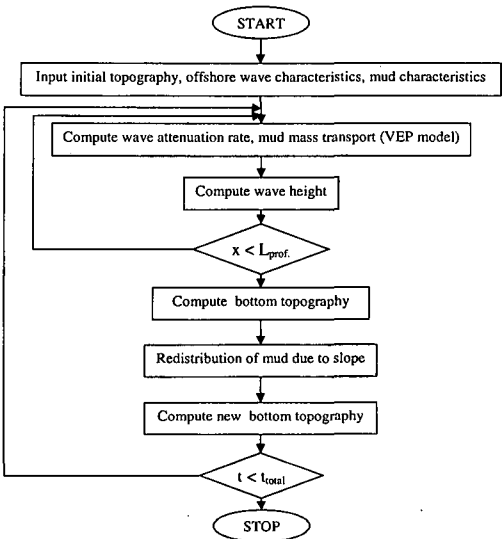


図-1 計算の流れ図

* フェロー 工 博 横浜国立大学教授 工学研究科/留学生センター
** 学生会員 M.Eng. 横浜国立大学大学院工学研究科

運動する上層に対応している)を求めることができる点にある。なお、このモデルではまず粘弾性体モデルによって底泥層内の応力を計算し、この値が底泥降伏値を超えない場合を粘弾性体とし、超える場合を粘塑性体として計算している。

具体的には、応力ひずみテンソルは、運動の形態別に以下のように与えられる。

$$\dot{\sigma}_{ij} = \begin{cases} 2\mu_1 \dot{e}_{ij} + 2G\dot{e}_{ij} & \left(\frac{1}{2}\dot{\sigma}_{ij}\dot{\sigma}_{ij} \leq \tau_y^2 \right) \\ 2\left(\mu_2 + \frac{\tau_y}{\sqrt{4|\Pi_e|}} \right) \dot{e}_{ij} & \left(\frac{1}{2}\dot{\sigma}_{ij}\dot{\sigma}_{ij} > \tau_y^2 \right) \end{cases} \quad \dots (1)$$

σ_{ij} , e_{ij} はそれぞれ応力テンソル, ひずみテンソルで, μ_1 , μ_2 はそれぞれ粘弾性領域, 粘塑性領域における粘性係数, G は弾性係数, τ_y は降伏値である。また, $\dot{}$ は時間に関する偏微分をさす。 Π_e は, ひずみテンソルの第2不変量である。

ここで, 複素粘性係数 μ_e を以下のように用いる。

$$\mu_e = \mu + \frac{iG}{\omega} \quad \dots (2)$$

式(1)は最終的に以下のように表される。

$$\dot{\sigma}_{ij} = 2\mu_e \dot{e}_{ij} \quad \dots (3)$$

ここで

$$\mu_e = \begin{cases} \mu_1 + \frac{iG}{\omega} & \left(\frac{1}{2}\dot{\sigma}_{ij}\dot{\sigma}_{ij} \leq \tau_y^2 \right) \\ \mu_2 + \frac{\tau_y}{\sqrt{4|\Pi_e|}} & \left(\frac{1}{2}\dot{\sigma}_{ij}\dot{\sigma}_{ij} > \tau_y^2 \right) \end{cases} \quad \dots (4)$$

$\omega = 2\pi/T$, T : 波の周期

である。

(2) 岸沖二次元モデル

本研究ではさらにこのモデルを二次元の泥浜条件に拡張した。拡張の際の基本的な方針は、与えられた泥浜の地形条件に対して、まず沖波の条件を与え、波の進行に伴って、浅水変形に、底泥の運動および砕波による波高減衰の効果を加えて波高変化を算定する。底泥による波高減衰は先に述べた粘弾塑性体モデルにより算定している。さらに各断面における波高と水深を用いて局所的な底泥移動量を同じく粘弾塑性体モデルを用いて算定し、底泥の連続式から地形変化を計算するというものである。また、局所的な勾配の影響を考慮するために、各ステップ毎の計算に、後に述べる方法を用いて斜面による重力効果を付加して断面地形の変化を算定し直している。

図-1に計算の流れ図を示す。断面地形変化に関しては、個々の波による圧力変動によって底泥が波動運動をして波の進行方向に運ばれ、1波ごとに出来上がった地形に対して、局所勾配による再配置が行われていると考えている。

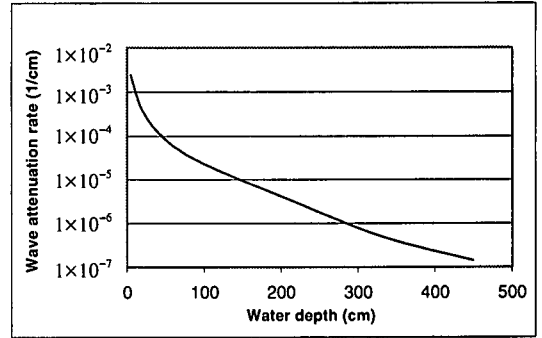


図-2 水深の変化による波高減衰率の変化

底泥の波によるエネルギー減衰は、底泥の効果によるものと、砕波によるものが存在するため、ここでは以下のようにして算定している。まず底泥効果については、粘弾塑性体モデルから求められる波高減衰係数 k_i を換算し以下のようにエネルギー減衰係数 ϵ_{Dm} を求める。

$$\epsilon_{Dm} = 2c_g k_i E \quad \dots (5)$$

ここで $E = \rho g H^2/8$, c_g : 群速度である。

次に砕波によるエネルギー減衰 ϵ_{Db} については、柴山ら(1995)にならって岸沖方向にその分布を与えている。

$$\epsilon_{Db} = \frac{0.15 c_g \rho g}{8h} [H^2 - (\Gamma h)^2] \quad \dots (6)$$

ただし

$$\frac{\partial E c_g}{\partial x} = -\epsilon_{Db} \quad \dots (7)$$

ここで係数 Γ は以下で与えられる。

$$\Gamma = \exp \left[-0.36 - 1.25 \frac{h}{\sqrt{LH}} \right] \quad \dots (8)$$

h , L , H はそれぞれ局所的な水深, 波長, 波高である。結果として砕波帯内のエネルギー減衰係数 ϵ_D は以下のようにならされる。

$$\epsilon_D = \epsilon_{Dm} + \epsilon_{Db} \quad \dots (9)$$

(3) 底面地形変化に及ぼす勾配の効果

波のように振動する外力ではなく、勾配の効果のような一方の外力が作用した場合、時間が十分に長ければ、粘弾性体は弾性体として振る舞うようになる。従ってこのような場合には粘弾塑性体は粘弾性領域を弾性体に置き換えて Bingham 流体として扱うことができる。本研究の場合、波の周期(例えば6s)のほぼ1%に相当する時間で、変形は概ね90%終了するため、降伏値に達するまでの領域ではほぼ弾性体とみなすことができる。したがって本研究では、勾配の効果により底泥が再配置される過程を Bingham 流体として記述することにする。この場合、流速値は以下のようにして与えられる(Kessel・

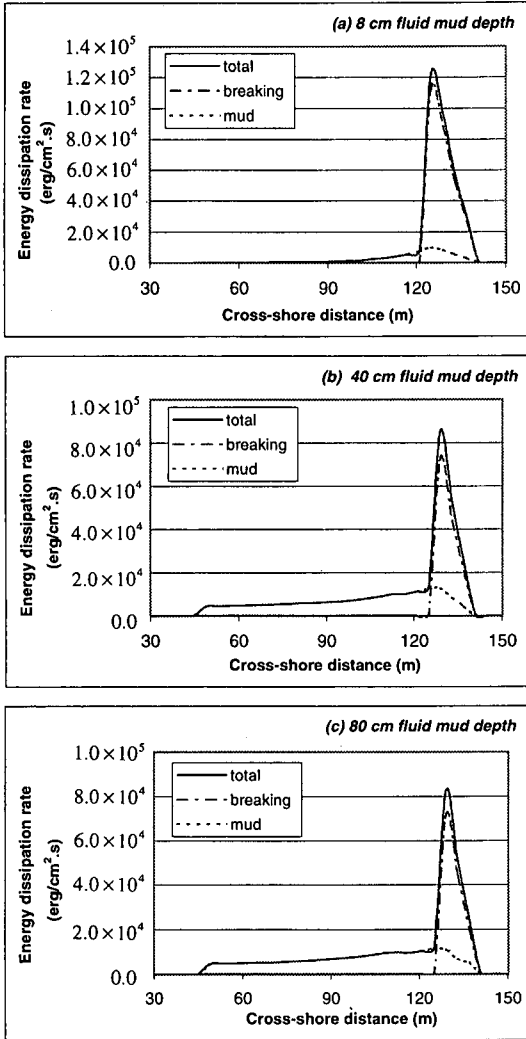


図-3 エネルギー減衰率の変化

Kranenburg, 1996).

まず、運動量の保存式は以下で与えられる。

$$\frac{\partial \rho u^2}{\partial x} - \frac{\partial \tau}{\partial z} - (\rho - \rho_w)g \sin \theta + g \cos \theta \frac{\partial (\rho - \rho_w)H_m}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 θ は底面の角度、 H_m は底面の移動状態の泥層厚、 τ は摩擦応力である。慣性項と水底界面での摩擦項を省略し、鉛直方向に積分すると、以下を得る。

$$\tau = \left(1 - \frac{z}{H}\right)(\rho - \rho_w)gH \cos \theta \left(\tan \theta - \frac{\partial H_m}{\partial x}\right) \quad \dots (11)$$

これに Bingham 流体の応力ひずみ関係を代入し、上式より流速を求めると、

$$u = \frac{\tau_b H_m}{2\mu} \left[2\xi \frac{z}{H_m} - \left(\frac{z}{H_m}\right)^2 \right]; \quad 0 < \frac{z}{H_m} < \xi \quad \dots (12)$$

および

$$u = u_p = \frac{\tau_b H_m}{2\mu} \xi^2; \quad \xi < \frac{z}{H_m} < 1 \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $\xi = z_y/H_m$ 、 z_y は、降伏が起こる点の底泥の運動の下限からの高さである。さらに勾配の効果による全体の流量は以下のように与えられる。

$$q = \int_0^H u dz = \frac{\tau_b H_m^2}{2\mu} \xi^2 \left(1 - \frac{1}{3}\xi\right) \quad \dots\dots\dots (14)$$

3. 算定結果の検討

(1) 算定の結果

計算に際しては、入射波周期6秒、一様水深部(水深5 m)の波高44 cm、底泥含水比128%、降伏値170 dyne/cm²、粘塑性状態における粘性45 poise という計算条件を設定した。これらの底泥特性は、Shibayama・An(1993)の実験に準拠して与えている。泥層の厚さとしては、8 cm、40 cm、80 cm を代表値として計算した。

まず波高減衰の算定結果について述べる。図-2は、与えられた沖波条件に対して泥層の厚さを8 cmとし、水深を変化させて波高減衰率 K_i を求めたものである。図より波高減衰率が水深変化に対して敏感であり、岸沖方向の波の減衰を算定する場合、局所的な波高減衰率を算定する必要がある事が分かる。

次に図-3は、泥層厚を変化させ、エネルギー減衰係数 ε が場所的にどのように変化するか比較したものである。まず、泥層の効果と砕波の効果と比較すると、いずれの場合にも砕波帯においては砕波による効果が泥層による効果を上回っている。次に泥層の効果を見ると、泥層厚が40 cmのものと80 cmのものでは変化がなく、40 cmより深い部分の運動の寄与は小さいものと推測できる。また、計算の条件によっては、沖浜における底泥層による波高減衰が卓越し、結果として砕波条件に達しないために砕波現象が観察されない場合も出てくる。

図-4は、岸沖方向の波高変化を泥層なし(0 cm)、8 cm、40 cm、80 cmの場合について比較したものである。8 cmのケースまでは波高変化に対する底泥の効果はわずかである。また、40 cmと80 cmの差は上記のエネルギー減衰係数について述べたようにわずかであり、40 cmより深い部分での底泥運動の効果は小さい。

次に質量輸送速度の算定結果について述べる。図-5は、図-4と同様に与えられた沖波条件に対して泥層の厚さを変化させ、泥層内の移動量を各断面で算定したものである。底泥の移動は、砕波点付近に最大値を持ち、波高の急激な減衰により、移動量も急速に低下する。この波高の急激な低下は、本ケースの場合には、水深が低下することにより底泥の運動が大きくなることよりも、砕波によるエネルギー逸散効果に多くを依存しているよ

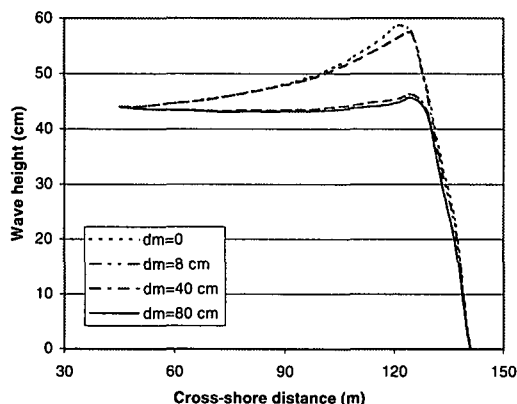


図-4 波高の変化 (層厚別に示したもの)

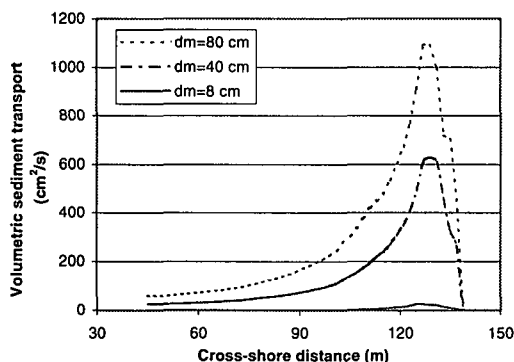


図-5 岸沖底泥輸送量の場所的变化

うである。また、柴山・An (1993) にも述べられているように底泥の移動は波進行方向の圧力の変化によって主として引き起こされ、界面での摩擦による効果は小さいようである。

図-6 は、このような移動量の下での泥浜の断面変化を算定したものである。ここでは勾配の効果をより直接的にモデルに取り込むことにより、計算が安定化し、碎波帯内に形成される極端な泥州の形成が抑制されたことが推量できる。特に全体の移動量が大きくなる場合にこのような効果が顕著となる。

また、海浜断面の形状は Lee・Mehta (1997) によって報告されている現地泥浜の断面変化と定性的には一致している。彼らによれば、二次元地形は、①沖向きの斜面に沿った重力による泥の流れ、②波による Fluid Mud の岸向きの質量輸送、③碎波帯での底泥の巻き上げと移動、の3つの要素によって形成されている。このような移動の結果として沖での泥州の形成がみられ、また場合によって汀線近傍に泥州が形成される場合と、汀線近傍が洗掘される場合とがあるとされている。本モデルでは碎

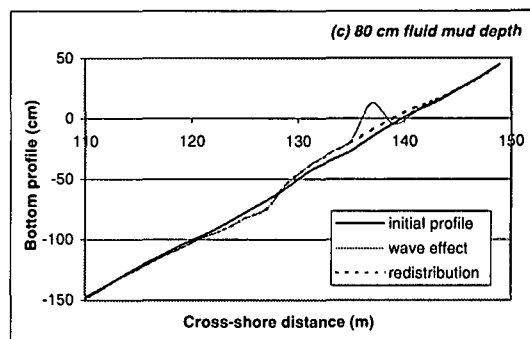
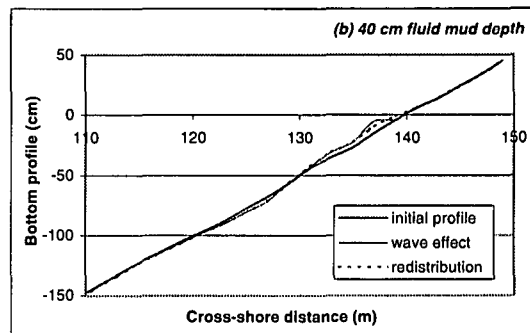
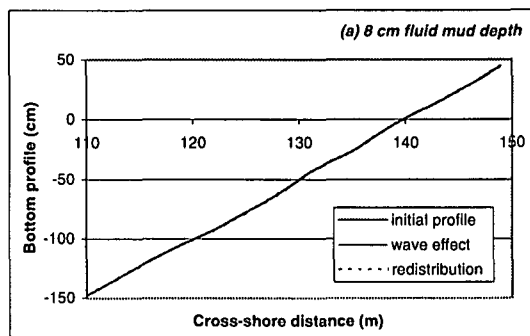


図-6 岸沖断面形状の変化

波帯での巻き上げが考慮されていないため、汀線付近が侵食されることはないが、泥州の形成についてはモデルに依る結果でも再現されており、本モデルの有効性がある程度確かめることができた。

4. 結 論

粘弾塑性体多層モデルを二次元海浜の底泥運動に適用した。その結果波高減衰、底泥層内質量輸送速度ともに本モデルである程度予測できることを確認した。また、泥浜断面の予測に関しては勾配の効果をより直接的に導入することにより、推定の精度を上げることができた。底泥の運動は水底界面での摩擦応力よりもむしろ波進行方向の圧力の変化によって支配されていることを数値モデルの結果を用いて確認した。

本研究は五洋建設株式会社よりの研究費を用いて行った事を付記する。

参 考 文 献

- 柴山知也・Nguyen N. An (1993): 波流れ共存下での底泥質量輸送, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 361-365.
- 柴山知也・Winyu, R.・岡安章夫 (1995): 浮遊漂砂量予測を取り入れた二次元海浜変形モデル, 海岸工学論文集, 第 25 巻, pp. 446-450.
- 鶴谷広一・中野 晋・鷹浜 潤 (1986): 回転粘度計による底泥の流動特性の検討, 港研資料, No. 566, 29 p.
- 中野 晋・伊東信幸・藤平依彦 (1989): 流れの中での波と底泥の相互干渉, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 339-343.
- 中野 晋・鶴谷広一・鷹浜 潤 (1987): 相当粘度を用いた波と底泥の相互干渉に付いての計算, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 266-270.
- Nguyen N. An・柴山知也・佐藤慎司・岡安章夫 (1991): 底泥の粘弾性特性の計測と数値モデルへの応用, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 471-475.
- Huynh Ngoc Tien・磯部雅彦・小林智尚・渡辺 晃 (1990): 底泥のレオロジー特性に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 225-229.
- Kassel, T. and C. Kranenburg (1996): Gravity current of fluid mud on sloping bed, Jour. of Hydraulic Res., ASCE, Vol. 122, No. 12, pp. 710-717.
- Lee, S. C. and A. J. Mehta (1997): Problems of characterizing dynamics of mud shore profile, Jour. of Hydraulic Engineering, Vol. 123, No. 4, ASCE, pp. 351-361.
- Sakakiyama, T. and E. W. Bijker (1989): Mass transport velocity in mud layer due to progressive wave, Jour. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol. 115, No. 5, pp. 614-633.
- Shibayama, T. and Nguyen N. An (1993): A visco-elastic-plastic model for wave-mud interaction. Coastal Engineering in Japan, Vol. 36, No. 1, pp. 67-89.
-