

II-97

カスプ状海岸地形の発生について

東北大学工学部 学生員 ○谷川 麻子
 東北大学大学院 正 員 泉 典洋
 東北大学大学院 正 員 田中 仁

1. はじめに

海浜地形にはしばしばカスプ状海岸地形と呼ばれる規則的な地形が形成される。こうした規則的な海浜地形の発生・成長のメカニズムを明らかにすることは、海岸の保全などを考える上で重要である。

このような規則的な地形の形成および海浜流系統の発生機構については様々な説があるが、日野^{1) 2)}はこれを流体力学的不安定現象として扱い、線形安定解析によってその発生機構を説明している。本研究ではこの理論の再検討を行った。

2. 基礎方程式

海岸線は直線状に延びていて、海底の元地形は海岸線方向に一様であるような単純化された状態を仮定する。座標系は、汀線沿いに y 軸、これと垂直沖向きに x 軸をとる。（図1参照）

流速は水深平均した値を用い、 x 、 y 方向成分をそれぞれ u 、 v とする。静止水面からの平均水深を h 、平均水面上昇位を η で表す。運動量および質量の保存を表す基礎方程式は次の式(1)、(2)および(3)となる。

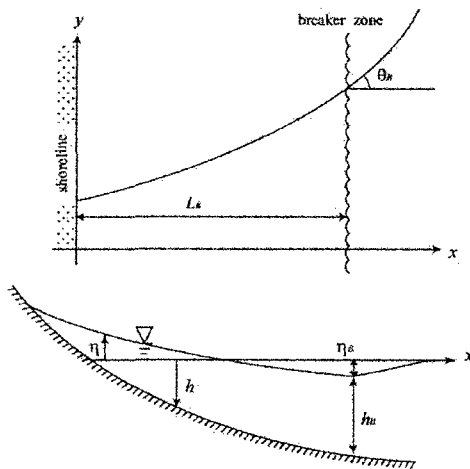


図1 座標系

$$\frac{\partial [\rho(h+\eta)u^2]}{\partial x} + \frac{\partial [\rho(h+\eta)uv]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \tau_x \quad (1)$$

$$\frac{\partial [\rho(h+\eta)uv]}{\partial x} + \frac{\partial [\rho(h+\eta)v^2]}{\partial y} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = -\rho g(h+\eta) \frac{\partial \eta}{\partial y} - \tau_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial [u(h+\eta)]}{\partial x} + \frac{\partial [v(h+\eta)]}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

ここで、 S_{xx} 、 S_{xy} 、 S_{yy} はラディエーション応力である。また、 τ_x 、 τ_y はそれぞれ x 、 y 方向の底面せん断力である。

底質の移動について、底質輸送フラックスが平均流速に比例すると考え、その比例係数を C_s とすれば、式(4)が得られる。

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial (C_s u)}{\partial x} + \frac{\partial (C_s v)}{\partial y} \quad (4)$$

波が x 軸に対して、角度 θ で入射すると、ラディエーション応力は次のように表される。

$$\begin{aligned} S_{xx} &= \frac{3}{2} E - E c^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \\ S_{xy} &= \frac{1}{2} E + E c^2 \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \\ S_{yy} &= E c \cos \theta \left(\frac{\sin \theta}{c} \right)^2 \end{aligned} \quad (5)$$

ここで E は波の単位幅単位長さあたりのエネルギー、 c は波速を表し、それぞれ次のように表される、

$$E = \frac{1}{8} \rho g \gamma^2 (h+\eta)^2 \quad (6)$$

$$c = \{g(h+\eta)\}^{1/2}$$

ここで、

$$\gamma = \begin{cases} \cong 1 & (0 \leq x/L_B \leq 1) \\ = 0 & (1 < x/L_B) \end{cases} \quad (7)$$

底面線断力 τ_x 、 τ_y は次のように表される。

$$\tau_x = \rho \frac{\gamma C}{\pi} [g(h+\eta)]^{1/2} u \quad (8)$$

$$\tau_y = \rho \frac{\gamma C}{\pi} [g(h+\eta)]^{1/2} v \quad (9)$$

また、以下のような無次元化を導入する。

$$\left. \begin{aligned} (u, v) &= (gH_B)^{1/2} (u^*, v^*) \\ (x, y) &= L_B (x^*, y^*) \\ (h, \eta) &= H_B (h^*, \eta^*) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ここで、 L_B は碎波帯幅、 H_B は碎波点における水深である。また E および c は次のように正規化する。

$$E = \frac{\rho g \gamma}{8} h_B^2 (h^* + \eta^*)^2$$

$$c = (g h_B)^{1/2} (h^* + \eta^*)^{1/2}$$

波の入射角 θ が 0 の場合について考える。このとき、無次元化された基礎方程式は次のようになる。

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{C_D u}{(h + \eta)^{1/2}} - \frac{3\gamma^2}{8} \frac{\partial(h + \eta)}{\partial x} \quad (11)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{C_D v}{(h + \eta)^{1/2}} - \frac{\gamma^2}{8} \frac{\partial(h + \eta)}{\partial y} \quad (12)$$

$$\frac{\partial u(h + \eta)}{\partial x} + \frac{\partial v(h + \eta)}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial(C_s u)}{\partial x} + \frac{\partial(C_s v)}{\partial y} \quad (14)$$

ここで、 $C_D = \frac{\gamma C_g L_B}{\pi H_B}$ である。

これらの式に次のような摂動展開を導入する。

$$\left. \begin{aligned} u &= A U_1(x) e^{pt} \cos ky \\ v &= V_0 + A V_1(x) e^{pt} \sin ky \\ \eta &= Z_0 + A Z_1(x) e^{pt} \cos ky \\ h &= H_0 + A H_1(x) e^{pt} \cos ky \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

ここで A は擾乱の振幅であり、微小であると仮定する。

$O(1)$ では次式が得られる。

$$\frac{dZ_0}{dx} = -\frac{3\gamma^2}{8} \frac{d(H_0 + Z_0)}{dx} \quad (16)$$

$O(A)$ では次式が得られる。

$$C_D (H_0 + Z_0)^{-1/2} U_1 + \frac{3\gamma^2}{8} H_1' + \left(1 + \frac{3\gamma^2}{8}\right) Z_1' = 0 \quad (17)$$

$$-C_D (H_0 + Z_0)^{-1/2} V_1 + \frac{\gamma^2}{8} H_1 + \left(1 + \frac{\gamma^2}{8}\right) Z_1 = 0 \quad (18)$$

$$(H_0' + Z_0') U_1 + (H_0 + Z_0) U_1' + k(H_0 + Z_0) V_1 = 0 \quad (19)$$

$$U_1' + k V_1 = p H_1 \quad (20)$$

式(16)～(19)が満たすべき境界条件は、汀線で x 方向の流速が 0 になることと無限遠点で摂動が 0 となることである。すなわち、

$$\left\{ \begin{aligned} U_1(x) &= 0 & (x=0) \\ U_1(x) &\rightarrow 0 & (x \rightarrow \infty) \\ H_1(x) &\rightarrow 0 & (x \rightarrow \infty) \\ Z_1(x) &\rightarrow 0 & (x \rightarrow \infty) \end{aligned} \right. \quad (21)$$

式(17)～(20)を境界条件(21)のもとに解くことにより、摂動の発達率 p を求め、海岸地形の安定性について考察する。

3. 結果と考察

今回は波が海岸に垂直に入射する場合 ($\theta = 0$) について、Chebyshev 多項式展開により解を求めた。 $C_D = 1$ 、 $C_S = 1$ としたときに得られた摂動の y 方向の波数 k と発達速度 p 関係を図 2 に示す。

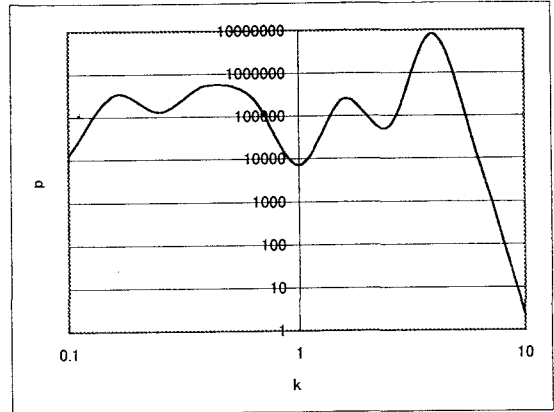


図 2 計算結果

p はいずれも正の値をとっており、海岸線が不安定であることがわかる。 p が最大となる卓越波数は 4 程度である。また、日野の理論における p と k との関係類似した結果が得られた。

参考文献

- 1) 日野幹雄：海浜流系の発生理論，土木工学会論文報告集，第 255 号，pp. 17-29, 1974.
- 2) 日野幹雄：海浜流系の発生理論(3)-単純化された理論-，第 20 回海岸工学講演会論文集(1973)，pp. 339-343.