

海底混濁流が形成する界面波の線形安定解析

Linear stability analysis of boundary waves formed by submarine turbidity currents

北海道大学大学院工学院

○学生員 萩澤さくら (Sakura Hagizawa)

北海道大学大学院公共政策学連携研究部教授 正員 泉典洋 (Norihito Izumi)

1. はじめに

海底面上に高濃度の浮遊土砂を含んだ水塊が発生すると、周囲の海水との密度差によって海底面上を流下する密度流が形成される。この密度流は混濁流と呼ばれ、海底を流下する際に、底面からの土砂の巻き上げや底面への堆積、上層からの水の連行によって、その浮遊土砂濃度を変化させる。浮遊土砂濃度が増加すると重力の流下方向成分が増減するため、混濁流は海底面上を加速もしくは減速しながら流れるという特性を持つ。すなわち、流下に伴って底面からの土砂の巻き上げが生じ、密度を増加させることによって混濁流は継続的に加速するという自己加速性を有しているのである。このような特性によって、混濁流は大きな侵食力を有しており、海底峡谷や海底河川の成因となっている。

混濁流によって侵食性河床上には図-1 に示すようなデューンや、アンチデューン、またはサイクリックステップといった界面波が形成されることが知られている¹⁾。流れと底面との間に生じた擾乱によって、流速の大きな部分と小さな部分が生じ、底面の侵食速度に空間的な差が生じることで、それが発達して形成されるのである。しかし、混濁流は深海で起こる間欠的現象であることや、流速が非常に大きくなることから観測が困難であるため、その実態はほとんどわかっていないのが現状である。

そのような中であって Luchi et al.²⁾は混濁流が漸近形となる流速分布を持つ下部の駆動層と、上部の希薄層の二層に分かれることを、上部に屋根を持つ混濁流を $k-\epsilon$ モデルを用いて再現する過程で見出している。 $k-\epsilon$ モデルは密度成層を有する乱流構造を表現できるものの、その計算には多大な計算機負荷が発生する。そこで本研究

では混濁流の駆動層に着目し、乱流モデルをより簡単な混合距離モデルを用いて表して、海底面に擾乱を与え線形安定解析を行うことで、混濁流が形成する界面波の発生メカニズムを理論的に明らかにする。

2. 支配方程式

2.1 流れの方程式

流れの支配方程式は浮遊砂による密度の変化を考慮し、Reynolds 平均を取った二次元の Navier-Stokes の運動方程式および連続の式である。移動床現象では、河床変動の時間スケールと比較して流れの変動の時間スケールが十分に早い。そこで非定常効果は河床高の時間変化式でのみ考慮し、流れは定常とみなす準定常の仮定が可能となる。この仮定を用いると流れの方程式は次式のようになる。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + W \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial T_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial z} + C \quad (1)$$

$$U \frac{\partial W}{\partial x} + W \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial T_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial T_{zz}}{\partial z} - CS^{-1} \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

ここで x および z はそれぞれ流下方向および水深方向の座標、 U および W はそれぞれ x および z 方向の流速、 S および P 、 C はそれぞれ平均河床勾配および圧力、浮遊砂濃度、 T_{ij} ($i, j = x, z$) は Reynolds 応力テンソルである。

混合距離仮説を用いると Reynolds 応力テンソルは次のように表される。

$$T_{xx} = 2\nu_T \frac{\partial U}{\partial x} \quad (4)$$

$$T_{zz} = 2\nu_T \frac{\partial W}{\partial z} \quad (5)$$

$$T_{xz} = \nu_T \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (6)$$

$$\nu_T = l^2 \left| \frac{\partial U}{\partial z} \right| \quad (7)$$

$$l = \kappa(z - Z) \quad (8)$$

ここで ν_T は渦動粘性係数、 l および Z はそれぞれ混合距離および底面高さ(図-2 参照)であり、 κ はKármán定数(=0.4)である。

また上式ではすでに次のような無次元化が行われている。

$$(\tilde{U}, \tilde{W}) = \tilde{U}_0(U, W) \quad (9)$$

$$(\tilde{x}, \tilde{z}) = \tilde{h}_0(x, z, l, Z) \quad (10)$$

$$(\tilde{P}, \tilde{T}_{ij}) = \rho \tilde{h}_0^2 (P, T_{ij}) \quad (11)$$

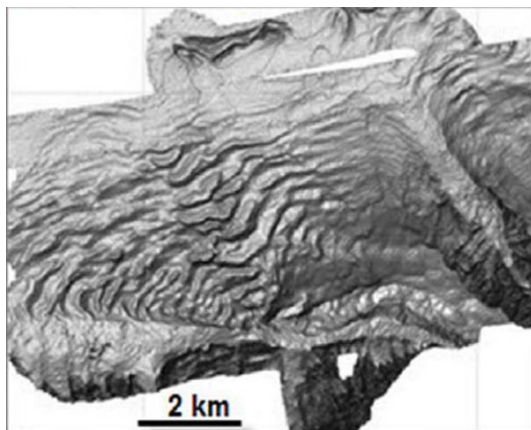
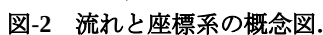


図-1 アルジェリアの沖合で形成された界面波¹⁾



$$\tilde{v}_T = \tilde{U}_{f0} \tilde{h}_0 v_T \quad (12)$$

ここで $\tilde{U}_{f0} \left(= \sqrt{g \tilde{h}_0 S} \right)$ および $\tilde{h}_0$ はそれぞれ平坦床基準状態における底面摩擦速度および水深、 ρ は水の密度、 g は重力加速度 ($=9.8 \text{ m/s}^2$) である。

次のような流関数 ψ を導入する.

$$(U, W) = \left(\frac{\partial \psi}{\partial z}, -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \quad (13)$$

流関数を用いると式(1)および(2)は次のように書き直される.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2\nu_T \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial z} \left[\nu_T \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \right] + C \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} &= -\frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left(2v_T \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \left[v_T \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \right] - CS^{-1} \end{aligned} \quad (15)$$

上式から P を消去すると次式が得られる.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial z} - 4 \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} \left(v_T \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) \\ & + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \left[v_T \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \right] + \frac{\partial c}{\partial z} - S^{-1} \frac{\partial c}{\partial x} = 0 \quad (16) \end{aligned}$$

ここで ∇^2 はラプラシアンであり次式で表される.

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (17)$$

2.2 浮游砂の移流拡散方程式

浮遊砂の移流拡散方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 0 \quad (18)$$

上式では流れの支配方程式と同様に、準定常の仮定を用いている。また F_x および F_z はそれぞれ $\bar{U}_{f0}$ で無次元化された x および z 方向の浮遊砂フラックスであり、次式で表される。

$$F_x = UC - v_T \frac{\partial C}{\partial x} \quad (19)$$

$$F_z = (W - v_s)C - v_T \frac{\partial C}{\partial z} \quad (20)$$

ここで v_s は浮遊砂粒子の沈降速度である. またここでは浮遊砂の拡散係数は渦動粘性係数 ν_T とほぼ等しいと

仮定した。

式(18)-(20)より浮遊砂の移流拡散方程式は次のように書き直される.

$$U \frac{\partial C}{\partial x} + (W - v_s) \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_T \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(v_T \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (21)$$

また浮遊砂粒子の沈降速度 v_s は Dietrich³⁾が提案した次式を用いた.

$$\frac{v_s}{\sqrt{R_s g d_s}} = \exp \left\{ \begin{array}{l} -b_1 + b_2 \ln(R_p) - b_3 [\ln(R_p)]^2 \\ -b_4 [\ln(R_p)]^3 + b_5 [\ln(R_p)]^4 \end{array} \right\} \quad (22)$$

ここで R_s は浮遊砂粒子の水中比重, d_s は河床材料の粒径, $b_1=2.891394$, $b_2=0.95296$, $b_3=0.056835$, $b_4=0.002892$, $b_5=0.000245$ である. また, R_p は粒子 Reynolds 数($=\sqrt{R_s g \bar{d}_s} \bar{d}_s / \nu$), ν は動粘性係数($=1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$)である.

3. 變數變換

密度急変点および底面において境界条件の適用を容易にするために次のような変数変換を行う.

$$\zeta = x \quad (23)$$

$$\eta = \frac{z-R(x)}{h(x)} \quad (24)$$

ここで h および R はそれぞれ水深および基準面高さ（対数分布則で流速がゼロになる高さ）である．すると x および z に関する微分は次のように変換される．

$$\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{\eta h_{,x} + R_{,x}}{h} \frac{\partial}{\partial \eta} \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial \eta} \quad (26)$$

ここで $(\cdot)_{,x}$ は x に関する偏微分を表す. この変数変換により境界条件が適用される密度急変点および底面はそれぞれ $n=1$ および $n=0$ に対応する.

また上式の変数変換を用いると，無次元混合距離 l は次のように表される，

$$l = \kappa h(\eta + \frac{R-Z}{h}) \quad (27)$$

4. 境界条件

密度急変点および底面における流れの境界条件は次のようになる.

$$\vec{U} \cdot \vec{e}_{ns} = 0 \text{ at } \eta = 1 \quad (28)$$

$$\vec{e}_{ns} \cdot \mathbf{T} \cdot \vec{e}_{ns} = 0 \text{ at } \eta = 1 \quad (29)$$

$$\vec{e}_{ts} \cdot \mathbf{T} \cdot \vec{e}_{ns} = 0 \text{ at } \eta = 1 \quad (30)$$

$$\vec{U} \cdot \vec{e}_{nb} = 0 \text{ at } \eta = 0 \quad (31)$$

$$\vec{U} \cdot \vec{e}_{tb} = 0 \text{ at } \eta = 0 \quad (32)$$

ここで $\vec{U}$ は流速ベクトル(= (U, W))であり、 $\vec{e}_{ns}$ および $\vec{e}_{ts}$ は密度急変点に対するそれぞれ法線および接線方向の単位ベクトル、 $\vec{e}_{nb}$ および $\vec{e}_{tb}$ は底面に対するそれぞれ法線および接線方向の単位ベクトル、 $\mathbf{T}$ は応力テンソルであり、それぞれ次式で表される。

$$\vec{e}_{ns} = \frac{(-(R+h)_{,x}, 1)}{[1+(R+h)_{,x}^2]^{1/2}} \quad (33)$$

$$\vec{e}_{ts} = \frac{(1, (R+h)_x)}{[1+(R+h)_x^2]^{1/2}} \quad (34)$$

$$\vec{e}_{nb} = \frac{(-R_x, 1)}{[1+R_x^2]^{1/2}} \quad (35)$$

$$\vec{e}_{tb} = \frac{(-(R+h)_x, 1)}{[1+(R+h)_x^2]^{1/2}} \quad (36)$$

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} -P + T_{xx} & T_{xz} \\ T_{xz} & -P + T_{zz} \end{bmatrix} \quad (37)$$

同様に密度急変点および底面における浮遊砂輸送の境界条件は次のようになる。

$$\vec{F} \cdot \vec{e}_{ns} = 0 \text{ at } \eta = 1 \quad (38)$$

$$\vec{F} \cdot \vec{e}_{nb} = \frac{\vec{E}_s}{\vec{v}_{f0}} \text{ at } \eta = 0 \quad (39)$$

ここで $\vec{F}$ は浮遊砂フラックスベクトル($= (F_x, F_z)$)であり、 $\vec{E}_s$ は浮遊砂の巻き上げ速度である。本研究では浮遊砂の無次元巻き上げ速度 $E_s (= \vec{E}_s / \vec{v}_s)$ として、泉ら⁴⁾が提案した以下の式を用いる。

$$E_s = 1.0 \times 10^{-5} \left(\frac{U_f}{v_s} \right)^4 \quad (40)$$

5. 河床高さの時間変化

河床形状の時間変化は、浮遊砂のみを考慮した Exner 方程式で次のように表される。

$$(1 - \lambda_p) \frac{\partial \tilde{B}}{\partial t} + \tilde{E}_s - \tilde{D}_p = 0 \quad (41)$$

ここで λ_p は空隙率、 $\tilde{E}_s$ および $\tilde{D}_p$ はそれぞれ浮遊砂の巻き上げ速度および沈降速度であり、次のように表される。

$$\tilde{E}_s = \tilde{v}_s E_s \quad (42)$$

$$\tilde{D}_p = \tilde{v}_s C[\zeta, R] \quad (43)$$

上式を代入し、(41)を無次元化すると、Exner 方程式は次のようになる。

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{v_s}{d_s} \sqrt{\frac{S}{R_s d_s}} (E_s - c[\zeta, R]) \quad (44)$$

ここで時間 t は次の無次元化を行っている。

$$\tilde{t} = \frac{(1 - \lambda_p) \tilde{h}_0^2}{\sqrt{R_s g d_s} d_s} t \quad (45)$$

6. 基本解

6.1 流れの基本解

安定解析の基本状態は平坦床等流状態である。基本状態では各パラメータは次のように表すことが出来る。

$$(U, W, h, Z, R, C) = (U_0(\eta), 0, 1, 0, R_0, C_0(\eta)) \quad (46)$$

基本状態のときの流れの支配方程式は次のように単純化される。

$$C + \frac{dT_{xz0}}{d\eta} = 0 \quad (47)$$

$$T_{xz0} = v_{T0} \frac{dU_0}{d\eta} \quad (48)$$

$$v_{T0} = l_0^2 \frac{dU_0}{d\eta} \quad (49)$$

$$l_0 = \kappa(\eta + R_0) \quad (50)$$

添字 0 で表されているのは基本状態における解である。

6.2 浮遊砂輸送の基本解

流れの基本解同様、浮遊砂濃度分布の基本解を求める。平坦床等流状態のときの式(21)は次のように単純化される。

$$-v_s \frac{dC_0}{d\eta} = \frac{d}{d\eta} \left(v_{T0} \frac{dC_0}{d\eta} \right) \quad (51)$$

ここで v_{T0} は次の式で表される。

$$v_{T0} = \kappa(\eta + R_0) \sqrt{1 - C_0 \eta} \quad (52)$$

7 線形安定解析

7.1 摂動展開

先に求めた平坦床等流状態における河床 Z に対し、 $Z = A\hat{Z}_1$ の摂動を与える。それに合わせて各パラメータを次のように摂動展開する。

$$(\psi, P, h, Z, R, C) = (\psi_0, P_0, 1, 0, R_0, C_0) + A(\hat{\psi}_1, \hat{P}_1, \hat{h}_1, \hat{R}_1, \hat{C}_1) \quad (53)$$

ここで A は摂動の振幅を表すパラメータであり、線形安定解析のスキームでは無限小であると考えられる。また $\hat{Z}_1$ は $\hat{R}_1$ と等しいことに注意する。

任意の摂動は、様々な波数を持った正弦関数あるいは余弦関数の足し合わせで表される。そこで単一波数に注目し、摂動を次のような指数関数で表す normal mode analysis を行う。

$$(\hat{\psi}_1, \hat{P}_1, \hat{h}_1, \hat{R}_1, \hat{C}_1) = (\psi_1, P_1, h_1, R_1, C_1) \exp[i(\alpha\zeta - \Omega t)] \quad (54)$$

ここで α および Ω は摂動の波数および複素角周波数である。式(53)は次のように書き直される。

$$(\psi, P, h, Z, R, C) = (\psi_0, P_0, 1, 0, R_0, C_0) + A(\psi_1, P_1, h_1, R_1, C_1) \exp[i(\alpha\zeta - \Omega t)] \quad (55)$$

7.2 流れの摂動解

式(55)を流れの支配方程式(16)および(14)に代入し、 A のオーダーで整理すると、 $O(A)$ について次式が得られる。

$$\mathcal{L}^\psi(\eta)\psi_1(\eta) + \mathcal{L}^C(\eta)C_1(\eta) + \mathcal{L}^h(\eta)h_1 + \mathcal{L}^R(\eta)R_1 = 0 \quad (56)$$

$$i\alpha P_1(\eta) + \mathcal{P}^\psi(\eta)\psi_1(\eta) + \mathcal{P}^C(\eta)C_1(\eta) + \mathcal{P}^h(\eta)h_1 + \mathcal{P}^R(\eta)R_1 = 0 \quad (57)$$

境界条件(28)-(32)および Exner 方程式(44)からは次式が得られる。

$$\psi_1(1) = 0 \quad (58)$$

$$P_1(1) = 0 \quad (59)$$

$$\mathcal{R}\psi_1(0) = 0 \quad (60)$$

$$\psi_1(0) = 0 \quad (61)$$

$$\mathcal{D}\psi_1(0) = 0 \quad (62)$$

$$\mathcal{E}^\psi\psi_1(R) + \mathcal{E}^CC_1(R) + \mathcal{E}^hh_1 + \mathcal{E}^RR_1 = 0 \quad (63)$$

ここで $\mathcal{L}^\varphi$ および $\mathcal{P}^\varphi$ 、 $\mathcal{E}^\varphi(\varphi = \psi, C, h, R)$ は線型演算子であるが、具体的な形については省略する。 $\mathcal{D} = d/d\eta$ および $\mathcal{R} = d^2/d\eta^2$ である。また式(57)および(59)から次式が得られる。

$$\mathcal{P}^\psi(1)\psi_1(1) + \mathcal{P}^C(1)C_1(1) + \mathcal{P}^h(1)h_1 + \mathcal{P}^R(1)R_1 = 0 \quad (64)$$

ψ_1 を Chebyshev 多項式展開を用いて次のように表す。

$$\psi_1 = \sum_{n=0}^N a_n T_n(\zeta) \quad (65)$$

ここで T_n は n 次の Chebyshev 多項式、 ζ は $[-1, 1]$ で定義される Chebyshev 多項式の独立変数である。また、計算精度をあげるために次の変数変換を用いている。

$$\zeta = \left\{ \frac{\ln[(\eta+R_0)/R_0]}{\ln[(1+R_0)/R_0]} \right\} - 1 \quad (66)$$

これらを支配方程式(56)に代入した後、次の Gauss-Lobatto 点において式を評価する。

$$\zeta_j = \cos(j\pi/N) \quad (67)$$

7.3 浮遊砂輸送の摂動解

流れの摂動解同様、式(55)を移流拡散方程式(21)に代入すると、 $O(A)$ について次式が得られる。

$$C^C C_1(\eta) + C^\psi(\eta)\psi_1(\eta) + C^h h_1 + C^R R_1 = 0 \quad (68)$$

境界条件より次式が得られる。

$$S^C C_1(1) + S^\psi(1)\psi_1(1) + S^h h_1 + S^R R_1 = 0 \quad (69)$$

$$B^C C_1(0) + B^\psi(0)\psi_1(0) + B^h h_1 + B^R R_1 = 0 \quad (70)$$

ここで C^φ , S^φ , B^φ ($\varphi = \psi, C, h, R$) は線型演算子である。

C_1 についても次のように Chebyshev 多項式で展開し、Gauss-Lobatto 点で評価する。

$$C_1 = \sum_{n=0}^N b_n T_n(\zeta) \quad (71)$$

7.4 線型安定解析

それらを境界条件と合わせると次の線型代数方程式系が得られる。

$$La = 0 \quad (72)$$

ここで

$$a = [a_0, a_1, \dots, a_N, b_0, b_1, \dots, b_N, h_1, R_1] \quad (73)$$

$$L = \begin{bmatrix} \tilde{E}^\psi T_0(R) & \dots & \tilde{E}^\psi T_N(R) & \tilde{E}^C T_0(R) & \dots & \tilde{E}^C T_N(R) & \tilde{E}^h & \tilde{E}^R \\ \tilde{R} T_0(-1) & \dots & \tilde{R} T_N(-1) & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ T_0(-1) & \dots & T_N(-1) & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \tilde{D} T_0(-1) & \dots & \tilde{D} T_N(-1) & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ T_0(1) & \dots & T_N(1) & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \tilde{\bar{P}}^\psi T_0(1) & \dots & \tilde{\bar{P}}^\psi T_N(1) & \tilde{\bar{P}}^C T_0(1) & \dots & \tilde{\bar{P}}^C T_N(1) & \tilde{\bar{P}}^h & \tilde{\bar{P}}^R \\ \tilde{L}^\psi T_0(\zeta_2) & \dots & \tilde{L}^\psi T_N(\zeta_2) & \tilde{L}^C T_0(\zeta_2) & \dots & \tilde{L}^C T_N(\zeta_2) & \tilde{L}^h & \tilde{L}^R \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{L}^\psi T_0(\zeta_{N-2}) & \dots & \tilde{L}^\psi T_N(\zeta_{N-2}) & \tilde{L}^C T_0(\zeta_{N-2}) & \dots & \tilde{L}^C T_N(\zeta_{N-2}) & \tilde{L}^h & \tilde{L}^R \\ \tilde{\bar{B}}^\psi T_0(-1) & \dots & \tilde{\bar{B}}^\psi T_N(-1) & \tilde{\bar{B}}^C T_0(-1) & \dots & \tilde{\bar{B}}^C T_N(-1) & \tilde{\bar{B}}^h & \tilde{\bar{B}}^R \\ \tilde{S}^\psi T_0(1) & \dots & \tilde{S}^\psi T_N(1) & \tilde{S}^C T_0(1) & \dots & \tilde{S}^C T_N(1) & \tilde{S}^h & \tilde{S}^R \\ \tilde{C}^\psi T_0(\zeta_1) & \dots & \tilde{C}^\psi T_N(\zeta_1) & \tilde{C}^C T_0(\zeta_1) & \dots & \tilde{C}^C T_N(\zeta_1) & \tilde{C}^h & \tilde{C}^R \\ \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \tilde{C}^\psi T_0(\zeta_{N-1}) & \dots & \tilde{C}^\psi T_N(\zeta_{N-1}) & \tilde{C}^C T_0(\zeta_{N-1}) & \dots & \tilde{C}^C T_N(\zeta_{N-1}) & \tilde{C}^h & \tilde{C}^R \end{bmatrix} \quad (74)$$

式(74)の $\sim$ は η を ζ に変数変換した線形演算子を表している。式(72)が自明でない解を持つためには可解条件 $|L| = 0$ が満足される必要がある。その条件から複素周波数 Ω は次のような関数形で求められる。

$$\Omega = f(\alpha, Fr, C_r, R_p) \quad (75)$$

ここで C_r は抵抗係数であり、ここで求められた Ω の虚部 Ω_i が摂動の増幅率に相当する。

8 結果および考察

図-3 に摂動の増幅率 $\text{Im}[\Omega]$ の α - Fr 平面上における等高線図を示した。フルード数 Fr が小さい領域と大きい領域に摂動の増幅率 $\text{Im}[\Omega]$ が正となる領域、すなわち海底に界面波が発生する領域が現れている。前者がデューンに後者がアンチデューンやサイクリックステップに対応している。

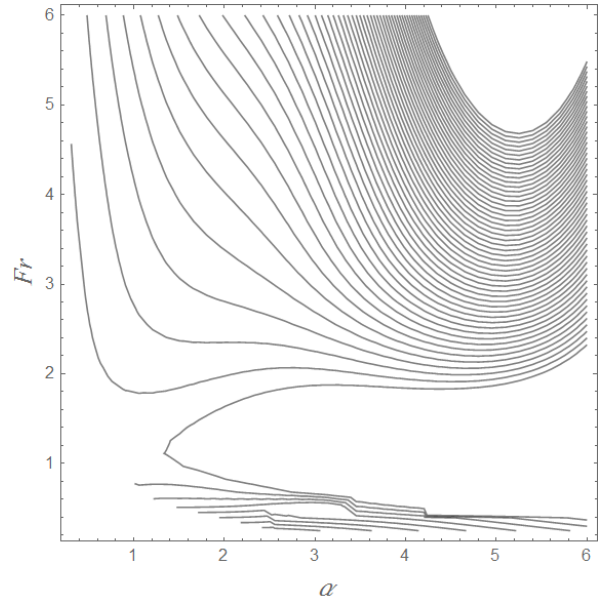


図-3 式(75)より得られる増幅率 $\text{Im}[\Omega]$ の等高線図。
実線が正の増幅率を示す。 $C_r^{-1}=20$, $\mu=0.1$ 。

成瀬ら⁵⁾による実験結果では、 Fr が 2.0~3.0, α が 0.1~0.4 の領域でサイクリックステップが、 Fr が 1.0~4.0, α が 0.5~1.5 の領域でアンチデューンが形成されており、定性的にはあるが、実験結果と整合性のある結果が得られた。

9 結論

本研究では、海底混濁流による界面波の形成条件を理論的に解明するため、計算が簡単な混合距離モデルを用いて線形安定解析を行った。解析の結果、得られた成果は次の通りである。

- 混合距離モデルを用いることで基本状態における海底混濁流の流速および浮遊濃度の鉛直分布がある程度再現することが可能であることが分かった。
- 混合距離モデルを用いた線形安定解析を行うことで、 Fr が小さい領域と大きい領域において界面波が形成されることが明らかになった。

参考文献

- 1) Svetlana Kostic: Modeling of submarine cyclic steps: Controls on their formation, migration, and architecture, Geosphere 2011;7;294-304, doi: 10.1130/GES00601.1, 2011.
- 2) Rossella LUCHI, Gary PARKER, S.BALACHANDAR, 内藤健介: 長距離移動する泥水密度流の持続メカニズム, 土木学会論文集 No.4, I_619-I_624, 2015.
- 3) Dietrich, W. E.: Settling velocity of natural particles, Water Resources Research, 18 (6), 1626-1982.
- 4) 泉典洋, 田中仁, 坪井宏介, 伊達政直: 河口テラスの初期堆積形状に関する実験, 土木学会論文集, No.740/II-64, pp.109-120, 2003.
- 5) Hajime Naruse, Norihiro Izumi, Miwa Yokokawa and Tetsuji Muto: Bedforms formed by experimental supercritical density flows, 2014.