Ｂ－３３　　平成28年度　土木学会北海道支部　論文報告集　第73号

混濁流によって発生する底面不安定現象

Bottom instability generated by 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　(Norihiro Izumi)

1. はじめに

大陸棚や大陸斜面上の砂が何らかの原因によって巻き上がると，巻き上がった砂によって底面付近の海水の密度は周囲の水より大きくなり，その海水は斜面下流側に流下し始める．このように，砂を含むことによって密度を増加させ流れる密度流のことを特に混濁流と呼ぶ．混濁流が，十分に早い流速を持ち海底面上の砂を巻き上げるだけの乱流強度を擁する場合，さらに砂が巻き上げられ海水の密度は増加する．これによって混濁流は加速される．加速された混濁流はさらに海底面の砂を巻き上げ密度を一層増加させる．このように混濁流は，自ら加速することでさらに密度と速度を増加させるという自己加速性を有する特徴を持っている．このような自己加速性によって混濁流は想像をはるかに超えた侵食力や土砂輸送能力を持っており，海底峡谷やサイクリックステップなどの底地形を形成する主要な営力となっている．また，土砂だけでなく陸域由来の大量の有機物を深海に輸送しており，石油やメタンハイドレートの生成には無くてはならない重要なプロセスとなっている．

ベンガル湾からインド洋に広がる海底では，混濁流の堆積によって形成されたと推測される全長 3000 キロメートルを超えるデルタの形成が確認されているが，これまでこれだけの距離を混濁流が流下し得るメカニズムについて長年謎であった．塩水密度流や温度密度流などの密度流では，拡散と釣り合うものが無いため，流下に伴って厚さを増加させ濃度を減少させていくが，混濁流では砂の沈降が拡散と釣り合うことによって，特に濃度の高い層の拡散を妨げ，長距離を流下する可能性が示されている．

もし混濁流に等流状態が存在するとすれば，海底面に傾斜が存在する限り海底面を流下することが可能である．それによって 3000 キロメートルを超えるようなデルタの形成も合理的に説明することができる．さらに，これまで上部からの連行が存在するために解析が困難であり，近似的な理論にとどまっていた各種海底地形の形成に関わる理論解析は飛躍的に容易になる．

以上のことを踏まえて，本研究では等流状態の混濁流を仮定し，乱流モデルとして簡易な混合距離理論を用いることで，海底面に発生する不安定現象によるベッドウェーブの形成に関する線形安定解析を提案する．

2. 混濁流の等流状態

斜面上を流れる密度流（傾斜プルーム）を考えよう．一般に塩水や温度によって発生する傾斜プルームでは，流動する高密度流と，周囲の密度の低い流れとの連行が発生するため，流下するにしたがって密度は減少し，プルームの厚さは大きくなる．したがってプルームは，外部からエネルギーを供給されなければある地点で流動を停止することになる．ところが Rossella らによると，混濁流の場合，砂粒子が水より重いため重力フラックスが乱流拡散フラックスと釣り合うとき開水路等流のような等流状態が維持され得るという．

図-1 に，その概念図を示す．混濁流では，流速分布は底面および無限上方でゼロとなる図の中央に示したような形状を取る．その時，底面からある高さの点で流速勾配がゼロとなるところが必然的に発生する．そこでは乱流強度が小さくなり，渦動粘性係数や乱流拡散係数も小さくなる．浮遊砂の沈降フラックスと釣り合うだけの乱流拡散フラックスを生じさせるためには，乱流拡散係数がほぼゼロとなるとき，浮遊砂濃度の勾配は無限大にならなければならない．開水路の Rouse 分布の場合，水面付近ではこれが起きているため，濃度勾配は無限大になっている．すなわち浮遊砂濃度分布は流速勾配がゼロとなるところで急激に減少する密度界面を有している（**図-1** 中右端）．底面から密度界面までの浮遊砂濃度が高い層を高濃度層，高濃度層の上の領域を外部層と呼ぶことにする．高濃度層の上で浮遊砂濃度は必ずしもゼロとはならず，次に述べるような相似分布形を維持しながら流下している．

Luchi[1]は k-ε モデルを用いて傾斜プルームに相似解が存在することを示している．この相似解では流下方向に，底面付近の流速は一定であり，濃度は流下距離に反比例して減少，プルーム厚さは流下距離に比例して増加する．これは混濁流にも当てはまる．すなわち，密度界面で濃度がほぼ不連続に変化するため，外部層の下面では流下方向に流速は一定でありながら濃度は減少，厚さは増加するような相似形の混濁流が存在し得る．もちろん高濃度層と比較すれば濃度は圧倒的に小さい．

高濃度層と外部層を分ける密度界面上では流速勾配がゼロであるためせん断力は働かない．すなわち高濃度層は流下方向に重力と底面からのせん断力のみを受けて流下し，高濃度層の内部だけで完結するような流れを形成し得る．高濃度層内で重力と底面せん断力が釣り合えば等流状態が実現する．この状態はあたかも開水路の等流状態と力学的に等価である．この等流状態では底面の勾配が存在し，浮遊砂濃度が維持される限り，表面流のように流下し続けることが可能となる．

3. 定式化

3.1 流れと砂輸送の方程式

図-2 に示したような座標系を取る．そのとき，混濁流の流動は次の Boussinesq 近似を用いた運動方程式お

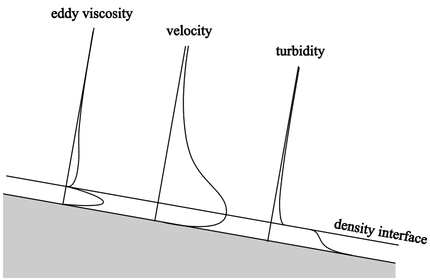


図-1　等流状態で流れる混濁流の概念図.

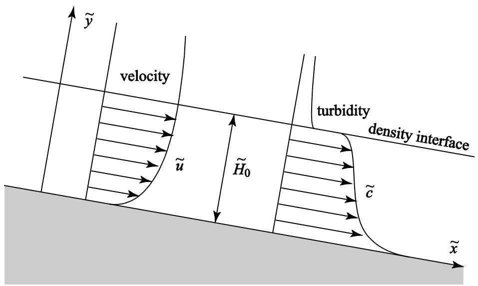


図-2　高濃度層内の流れの概念図と座標系.

よび連続式によって表される.

$$\tilde{u}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\tilde{x}}+\tilde{v}\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\tilde{y}}=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\tilde{T}_{xx}}{\partial\tilde{x}}+\frac{\partial\tilde{T}_{xy}}{\partial\tilde{y}}\right)+\left(1+R_s\tilde{c}\right)gS \tag{1}$$

$$\tilde{u}\frac{\partial\tilde{v}}{\partial\tilde{x}}+\tilde{v}\frac{\partial\tilde{v}}{\partial\tilde{y}}=\frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial\tilde{T}_{xy}}{\partial\tilde{x}}+\frac{\partial\tilde{T}_{yy}}{\partial\tilde{y}}\right)-\left(1+R_s\tilde{c}\right)g \tag{2}$$

$$\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\tilde{x}}+\frac{\partial\tilde{v}}{\partial\tilde{y}}=0 \tag{3}$$

ここで$\tilde{x}$および$\tilde{y}$はそれぞれ流下方向および水深方向の座標，$\tilde{u}$および$\tilde{v}$はそれぞれ$\tilde{x}$および$\tilde{y}$方向の流速成分，$\tilde{T}_{ij}(i,j=x,y)$は応力テンソル．ρは海水の密度，gは重力加速度，R_sは砂の水中比重，$\tilde{c}$は浮遊砂の濃度，Sは底面勾配である．また$\tilde{}$は次元量を表しており，後に無次元化を導入し，$\tilde{}$を落とすことで無次元量を表す．応力テンソルは混合距離モデルを用いて次式で表されるとする.

$$\tilde{T}_{ij}=-\tilde{p}\delta_{ij}+\rho\tilde{v}_t\left(\frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial\tilde{x}_i}+\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial\tilde{x}_j}\right) \tag{4}$$

$$\tilde{v}_t=\tilde{l}^2\left|\frac{\partial\tilde{u}}{\partial\tilde{y}}\right|,\quad \tilde{l}=\kappa\left(\tilde{y}-\tilde{Z}\right)\left(\frac{\tilde{H}+\tilde{Z}-\tilde{y}}{\tilde{H}}\right)^{1/2} \tag{5,6}$$

ここで$\tilde{p}$は圧力，$\tilde{v}_t$は渦動粘性係数，κは Karuman 定数(=0.4)，$\tilde{H}$は高濃度層の層厚，$\tilde{Z}$は底面高さである.

浮遊砂の移流拡散を表すのは次の方程式である.

$$\frac{\partial\tilde{u}\tilde{c}}{\partial\tilde{x}}+\frac{\partial\left(\tilde{v}-\tilde{v}_s\right)\tilde{c}}{\partial\tilde{y}}=\frac{\partial}{\partial\tilde{x}}\left(\tilde{v}_t\frac{\partial\tilde{c}}{\partial\tilde{x}}\right)+\frac{\partial}{\partial\tilde{y}}\left(\tilde{v}_t\frac{\partial\tilde{c}}{\partial\tilde{y}}\right) \tag{7}$$

ここで$\tilde{v}_s$は砂の沈降速度である.

3.2 無次元化

次のような無次元化を導入する.

$$\left(\tilde{x},\tilde{y},\tilde{H},\tilde{Z},\tilde{l}\right)=\tilde{H}_0\left(x,y,H,Z,l\right) \tag{8a}$$

$$\left(\tilde{u},\tilde{v},\tilde{v}_s\right)=\tilde{U}_{f0}\left(u,v,v_s\right) \tag{8b}$$

$$\left(\tilde{p}^*,\tilde{T}_{ij}\right)=\rho\tilde{U}_{f0}{}^2\left(p,T_{ij}\right) \tag{8c}$$

$$\tilde{c}=\tilde{C}c \tag{8d}$$

ここで$\tilde{U}_f$は摩擦速度であり，添え字 0 は等流状態における量を表している．また$\tilde{p}^*$はピエゾ圧力，$\tilde{C}$は高濃度層の層厚平均濃度であり，それぞれ次式で表される.

$$\tilde{p}^*=\tilde{p}+\rho g\left(S\tilde{x}-\tilde{y}\right) \tag{9}$$

$$\tilde{C}=\frac{1}{\tilde{H}_0}\int_0^{\tilde{H}_0}\tilde{c}\,d\tilde{y} \tag{10}$$

これらの無次元化を用いると支配方程式(1)-(7)は次のようになる.

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}=\left(\frac{\partial T_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial T_{xy}}{\partial y}\right)+c \tag{11}$$

$$u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}=\left(\frac{\partial T_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial T_{yy}}{\partial y}\right)-R_ic \tag{12}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}=0 \tag{13}$$

$$T_{ij}=-p\delta_{ij}+\rho v_t\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i}+\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \tag{14}$$

$$v_t=l^2\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right|,\quad l=\kappa\left(y-Z\right)\left(\frac{H+Z-y}{H}\right)^{1/2} \tag{15,16}$$

$$\frac{\partial uc}{\partial x}+\frac{\partial\left(v-v_s\right)c}{\partial y}=\frac{\partial}{\partial x}\left(v_t\frac{\partial c}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(v_t\frac{\partial c}{\partial y}\right) \tag{17}$$

ここでR_iは摩擦速度で定義した Richardson 数であり，次式で表される.

$$R_{i\tau}=\frac{g\tilde{C}\tilde{H}_0}{\tilde{U}_{f0}{}^2} \tag{18}$$

次のような流関数ψを導入する.

$$\left(u,v\right)=\left(\frac{\partial\psi}{\partial y},-\frac{\partial\psi}{\partial x}\right) \tag{19}$$

流関数を用いると式(11)-(16)は次のように書き直される.

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}-\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(2v_t\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left[v_t\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\right)\right]+c \tag{20}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}-\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial y}\left(2v_t\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial x}\left[v_t\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\right)\right]-cR_i \tag{21}$$

上式から p を消去すると次式が得られる.

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\nabla^2\psi}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\nabla^2\psi}{\partial y}-4\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\left(v_t\frac{\partial^2\psi}{\partial x\partial y}\right)+\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}-\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\left[v_t\left(\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}-\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}\right)\right]$$

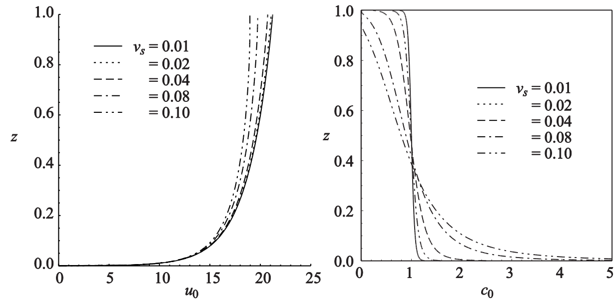
$$+\frac{\partial c}{\partial y}-R_i\frac{\partial c}{\partial x}=0 \tag{22}$$

ここで ∇^2 はラプラシアンであり次式で表される.

$$\nabla^2=\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2} \tag{23}$$

4. 座標変換と境界条件

境界条件の適用を容易にするために，次のような座標変換を導入する.



(a)　　(b)

図-3　等流状態における(a)流速および(b)浮遊砂濃度分布.

$$\left(\xi,\eta\right)=\left(x,\frac{y-R(x)}{H(x)}\right) \tag{24}$$

ここでRは対数分布で表される流速がゼロとなる参照高さであり，座標変換によって混合距離lは次のように変換される.

$$l=\kappa H\left(\eta+\frac{R-Z}{H}\right)\left(1-\frac{R}{H}-\eta\right)^{1/2} \tag{25}$$

密度界面および底面における境界条件は次式で表される.

$$\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{e}_{ns}=0 \quad \text{at} \quad \eta=1 \tag{26}$$

$$\boldsymbol{e}_{ns}\cdot\boldsymbol{T}\cdot\boldsymbol{e}_{ns}=0 \quad \text{at} \quad \eta=1 \tag{27}$$

$$\boldsymbol{e}_{ts}\cdot\boldsymbol{T}\cdot\boldsymbol{e}_{ns}=0 \quad \text{at} \quad \eta=1 \tag{28}$$

$$\boldsymbol{F}_s\cdot\boldsymbol{e}_{ns}-\boldsymbol{v}_s c\cdot\boldsymbol{e}_{ns}=0 \quad \text{at} \quad \eta=1 \tag{29}$$

$$\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{e}_{nb}=0 \quad \text{at} \quad \eta=0 \tag{30}$$

$$\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{e}_{tb}=0 \quad \text{at} \quad \eta=0 \tag{31}$$

$$\boldsymbol{F}_s\cdot\boldsymbol{e}_{nb}-E_s\cdot\boldsymbol{e}_{nb}=0 \quad \text{at} \quad \eta=0.05 \tag{32}$$

ここで$\boldsymbol{u}$は流速ベクトル$\left(=(u,v)\right)$，$\boldsymbol{v}_s$は沈降速度ベクトル$\left(=(0,-v_s)\right)$，$\boldsymbol{e}_{ns}$および$\boldsymbol{e}_{ts}$は密度界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，$\boldsymbol{e}_{nb}$および$\boldsymbol{e}_{tb}$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である．上式ではR/Hは十分小さいとして無視している．
また$\boldsymbol{T}$は応力テンソルであり，次式で表される.

$$\boldsymbol{T}=\begin{bmatrix}-p+T_{xx} & T_{xy}\\ T_{xy} & -p+T_{yy}\end{bmatrix} \tag{33}$$

5. 等流状態

等流状態では式(11)-(17)は次のように簡略化される.

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}\eta}\left[\kappa^2\eta^2(1-\eta)\left(\frac{\mathrm{d}u_0}{\mathrm{d}\eta}\right)^2\right]+c_0=0 \tag{34}$$

$$\kappa^2\eta^2(1-\eta)\frac{\mathrm{d}u_0}{\mathrm{d}\eta}\frac{\mathrm{d}c_0}{\mathrm{d}\eta}+v_s c_0=0 \tag{35}$$

ここで添え字0は等流状態における解であることを表している．式(35)は浮遊砂の拡散フラックスと沈降フラックスが釣り合っているという条件を用いて等流状態における式(17)を一回積分することによって得られることに注意する．上式は非線形常微分方程式であり数値計算によって解を求める．ここでは有限体積法を用いた陰解法を用いて数値解を求めた．その結果を**図-3**(a)および(b)に示す.

等流状態における方程式に現れるのは無次元沈降速度$v_s\left(=\tilde{v}_s/\tilde{U}_{f0}\right)$のみである．したがって$v_s$による$u_0$の変化を**図-3**(a)に，$c_0$の変化を**図-3**(b)に示した．$v_s$が小さいほど小さい粒径を，大きいほど大きな粒径を表している．**図-3**(b)よりわかるように，浮遊砂濃度はv_sが小さいほど水深方向にほぼ一様となり，v_sが大きくなると密度界面付近で浮遊砂濃度が小さくなる．v_sが 0.08 より大きくなると密度界面付近の浮遊砂濃度がゼロとなり非現実的な状態となる．すなわち浮遊砂の粒径があまり大きく，v_sが 0.08 より大きくなると，等流状態の混濁流は存在できなくなることが予想される.

6. 摂動解

前節で求めた等流状態における解に対し，次のような摂動を与える.

$$(\psi,p,H,Z,R,c)=(\psi_0,p_0,1,0,R_0,c_0)$$
$$+A(\psi_1,p_1,H_1,R_1,c_1)\exp[\mathrm{i}(k\xi-\omega t)] \tag{36}$$

ここでAは摂動の振幅であり，線形安定解析では無限小であると仮定する．また，kおよびωはそれぞれ摂動の波数および複素角周波数である.

上記の摂動展開を式(20)および(22)，(17)，(26)-(32)に代入しAのオーダーで整理すると，$O(A)$において次式が得られる.

$$\mathcal{L}^{\psi}(\eta)\psi_1(\eta)+\mathcal{L}^{c}(\eta)c_1(\eta)+\mathcal{L}^{H}(\eta)H_1+\mathcal{L}^{R}(\eta)R_1=0 \tag{37}$$

$$\mathrm{i}kp_1(\eta)\mathcal{R}^{\psi}(\eta)\psi_1(\eta)+\mathcal{R}^{c}(\eta)c_1(\eta)+\mathcal{R}^{H}(\eta)H_1+\mathcal{R}^{R}(\eta)R_1=0 \tag{38}$$

$$\mathcal{M}^{c}c_1(\eta)+\mathcal{M}^{\psi}(\eta)\psi_1(\eta)+\mathcal{M}^{H}H_1+\mathcal{M}^{R}R_1=0 \tag{39}$$

$$\psi_1(1)=\psi_1(0)=\mathcal{D}\psi_1(0)=0 \tag{40}$$

ここで$\mathcal{L}^{\varphi}$および$\mathcal{R}^{\varphi}$，$\mathcal{M}^{\varphi}(\varphi=\psi,H,R,c)$は線形の微分演算子を表すが，具体的な表式は非常に複雑なためここではスペースの都合上割愛する．また，$\mathcal{D}=d/d\eta$である.

Chebyshev 多項式展開を用いてψ_1およびc_1を次のように表す.

$$\psi_1=\sum_{n=0}^{N}a_nT_n(\zeta)\,,\quad c_1=\sum_{n=N+1}^{2N+1}a_nT_n(\zeta) \tag{41,42}$$

ここでT_nは Chebyshev 多項式のn次の項であり，ζは[-1,1]で定義される多項式の独立変数である．解析の精度を上げるために次の変数変換を行う.

$$\zeta=2\left\{\frac{\ln(\eta+R_0)/R_0}{\ln(1+R_0)/R_0}\right\}-1 \tag{43}$$

これらの式を支配方程式に代入し，次の Gauss-Labatte 点で支配方程式を評価する.

$$\zeta_j=\cos(\mathrm{j}\pi/N),\quad (j=1,\cdots,N-2) \tag{44}$$

支配方程式および境界条件から次の代数方程式系が得られる.

$$\mathsf{L}\boldsymbol{a}=\boldsymbol{b}R_1 \tag{45}$$

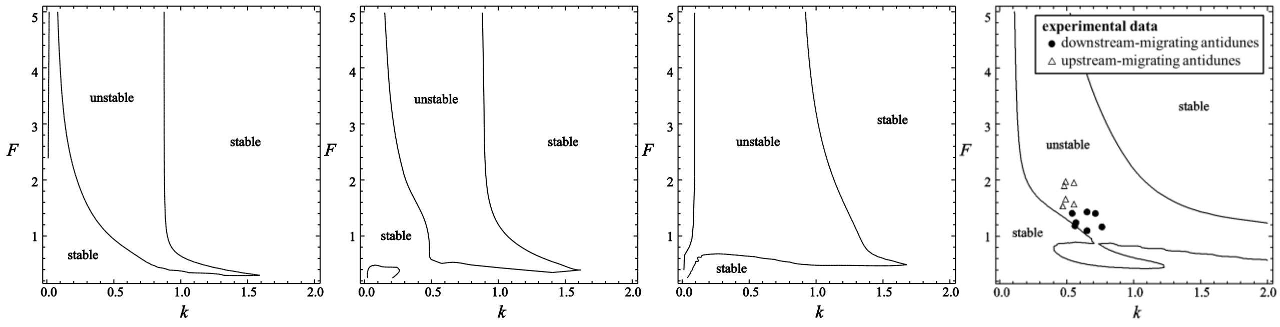
ここで

$$\boldsymbol{a}=[a_0,a_1,\cdots a_N,H_1] \tag{46}$$

式(45)の解は次のようなる.

$$\boldsymbol{a}=\mathsf{L}^{-1}\boldsymbol{b}R_1 \tag{47}$$

すなわちψ_1およびc_1，H_1は全てR_1を用いて表すことができることがわかる.



(a)　(b)　(c)　(d)

図-4　混濁流に発生する河床不安定現象のダイアグラム．
(a) $v_s = 0.01$，(b) $v_s = 0.02$，(c) $v_s = 0.04$，(d) $v_s = 0.08$.

7．線形安定解析

底面高さの時間変化は次の無次元化した Exner 方程式で表されるとする．

$$\frac{\partial R}{\partial t} + \mathcal{E} - \mathcal{D} = 0 \tag{48}$$

ここで $\mathcal{D}$ および $\mathcal{E}$ は沈降および巻き上げ量であり次式で表されるとする．

$$\mathcal{D} = c(0.05), \quad \mathcal{E} = E_s \tag{49}$$

ここで堆積量は Rouse に従って η=0.05 で評価した浮遊砂濃度で表されるとする．またE_sは巻き上げ関数であり，通常は摩擦速度U_fの関数と仮定される．ここでも次のように仮定する．

$$E_s = u_f{}^5(0.05) \tag{50}$$

ここでu_fは無次元の摩擦速度であり，摩擦速度も η=0.05 で評価する．

上式に摂動展開を代入して A のオーダーで整理すると，$O(A)$において次式が得られる．

$$-\omega R_1 = c_1 - E_{s,\psi}(1)\psi_1 \tag{51}$$

上式を整理して複素角周波数 ω が次のように得られる．

$$\omega = -c_1 + E_{s,\psi}(1)\psi_1 = f(k, R_i, v_s) \tag{52}$$

この ω の虚部が摂動の成長率に対応しており，Im[ω]>0 の時，平坦床は擾乱に対して不安定であり，Im[ω]<0の時，平坦床は擾乱に対して安定であることになる．

8．結果および考察

8.1 沈降速度v_sによる比較

図-4 に解析から得られたIm[ω]のコンタ（中立曲線）を示す．**図-4** (a)および(b)，(c)，(d)はそれぞれ$v_s = 0.01$および 0.02，0.04，0.08 に対応している．横軸は波数であり，縦軸は平均流速を使った密度 Froude 数$\left(= R_i^{-1/2}\right)$である．前述の摩擦速度を使った Richardson 数$R_{i\tau}$とは次の関係がある．

$$F^2 = \frac{C_f}{R_i} \tag{53}$$

ここでC_fは無次元の底面摩擦係数であり，解析では$C_f = 0.04$を使った．

図からわかるように，密度 Froude 数が 0.4 程度より大きい領域で波数が 0.1 から 1.5 の範囲で平坦床が不安定となる領域が現れることがわかる．v_sによる系統的な変化は見られないが，$v_s = 0.1$を超えると不安定領域が現れなくなる．等流状態での解でも述べたように，v_sが大きい領域では等流状態の混濁流が存在しなくなり，解析自体が破たんしてしまうものと考えられる．

8.2 実験データとの比較

図-4(d)は$v_s = 0.08$のケースについて著者らが行った実験結果を，解析から得られた河床不安定現象のダイアグラム上にプロットしたものである．実験には，水で満たした水槽内に設置した幅 2cm，長さ 180cm の水路を用いた．その水路上に粒径 0.12mm，粒子密度 1480kg/m^3 の塩化ビニル粉末と水の懸濁液を流した．実験開始直後の水深としばらくして形成されたベッドウェーブの波長から無次元波数を計算し，対応するフルード数の場所にプロットしたのがこの図である．●および△が実験データであり，前者が下流進行アンチデューン，後者が上流進行アンチデューンに対応している．いずれも実験データは中立曲線の内部である不安定領域に位置しており，ベッドウェーブが形成された実験結果を矛盾なく説明できる．

9．結論

本研究では，混濁流によるベッドウェーブの形成条件を理論的に解明するため，等流状態の混濁流を仮定し，計算が簡単な混合距離理論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．

- 混合距離理論を用いた線形安定解析を行うことで，F が 0.4 程度より大きく，k が 0.1 から 1.5 の範囲において平坦床が不安定となりベッドウェーブが形成されることが明らかとなった．
- v_s=0.08では実験結果を良好に説明できる．

参考文献

1) 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.