土木学会論文集 No. 712／II-60, 45-56, 2002. 8

# 乱泥流による海底峡谷の形成理論

泉 典洋[1]

[1]正会員　Ph.D.　東北大学大学院工学研究科 (〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

大陸棚周縁部には海底峡谷 (submarine canyon) と呼ばれる峡谷状の地形が見られるが，その成因の一つとして，大陸棚上を流下する乱泥流 (turbidity current) と呼ばれる密度流が挙げられる．本論文では乱泥流の運動方程式および連続式，浮遊粒子の移流方程式，乱泥流による海底地形変化を記述する方程式を組み合わせ，線形安定解析の手法を用いることによって，海底峡谷の初期形成機構について理論的説明を試みた．理論によれば，峡谷群の初期形成間隔は乱泥流の層厚のおおよそ 1500 倍 ～ 8000 倍となることが明らかとなった．乱泥流の層厚が 10 cm ～ 1 m のオーダーであるとすると峡谷群の間隔は 150 m ～ 8 km となり，実際の間隔とも良好に一致する結果が得られた．

***Key Words*** : *submarine canyon, gully, perturbation analysis, linear stability analysis*

## 1. はじめに

近年における海底探査技術の進歩によって海底の詳細な様子が次第に明らかになっている．海底探査の結果，予想外に複雑な地形が次々と発見され，海底地形は我々の想像をはるかに超えて変化に富んだものであることがわかってきた．そのような発見の一つとして本論文で対象とする海底峡谷が挙げられる．

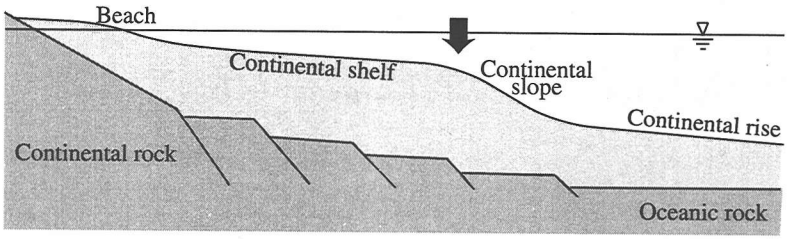
**図–1** は北アメリカ大陸東海岸に代表される大陸周縁部の概念図である[1]．図中，海岸部の沖側に広がる勾配 1/1000 以下の平らな部分が大陸棚 (continental shelf) である．大陸棚の周縁部（図中，矢印の位置）をすぎると勾配 25/1000 以上と比較的勾配の急な大陸斜面 (continental slope) が存在する．そしてさらにその沖側は continental rise と呼ばれる勾配 10/1000 程度の比較的緩やかな斜面となっており，数千メートルにおよぶ深海部へとつながっている[2]．

**図–2** に示したのは大陸棚周縁部のソナーモザイク画像である[1]．大陸棚上の平坦な部分の端に，峡谷が深く樹枝状に刻まれている様子がうかがわれる．また発達した峡谷の周囲にはほぼ一定間隔で並んだ無数のガリ群が形成されており，陸上に形成される峡谷に非常に良く似た幾何学的形状を有しているのがわかる．

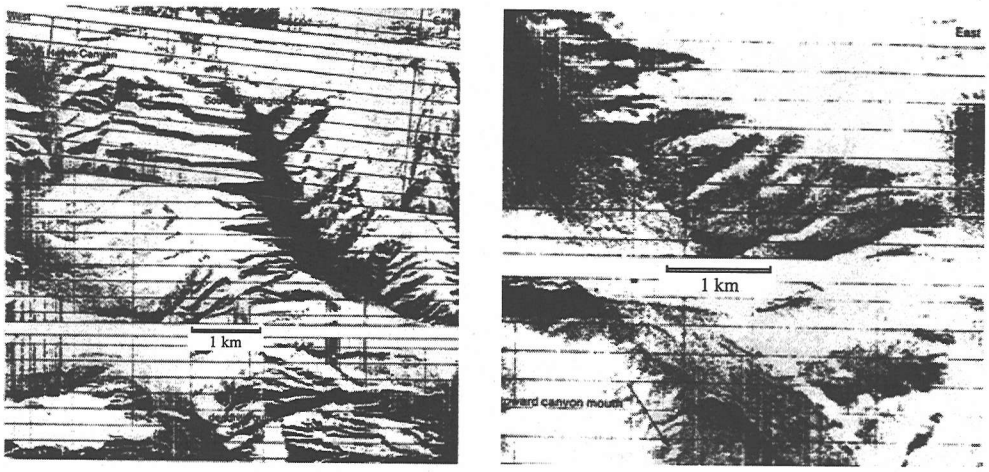
陸上に形成される峡谷の場合，斜面上を流下する表面流や地下水によって斜面下流端に形成されたガリ群が斜面上流方向に発達し，複雑な水路網が形成される．幾何学的類似性から海底峡谷の場合もそれと類似のプロセスを経て複雑な樹枝状の峡谷が形作られるものと類推される．ただし大陸棚上でガリを刻む流れは表面流ではなく乱泥流 (turbidity current) である．海底上の水塊が十分な濃度の浮遊粒子を含む場合，周囲の海水との密度差が駆動力となって流れが生じる．この流れが乱泥流である．乱泥流の発生原因としては，河川の洪水時に大量の濁水が海域へ流入するような場合のほか，地震や高波浪による海底地すべりなどが引き金となって発生した例が報告されている．

流れによって海底面上の土砂が巻き上げられ浮遊粒子濃度が連続的に上昇するような場合，密度差の増加によって流れは継続的に加速される．このような自己加速性によって，乱泥流は時としてその発生源から非常に長い距離を移動することが知られている．その際，大陸斜面上では流下方向に大規模な侵食が生じ，それが海底峡谷の形成を引き起こす可能性がある．平野，羽田野，松尾[3]および Parker, Fukushima and Pantin[4]は，海底の斜面上を流下する乱泥流の運動を定式化し，その特性を理論的に明らかにした．それによると，乱泥流の初期流速が大きく十分な底泥の浮遊が生じているとき，乱泥流は自己加速性を有し大規模な侵食を発生させ得ることがわかっている．これによって乱泥流による海底峡谷形成の可能性は確かめられたものの，**図–2** に見られるような，ほぼ一定間隔で並んだ初期峡谷（ガリ）群が形成されるメカニズムについて理論的に取り扱った研究は，著者の知る限り皆無である．

Izumi and Parker[5]，Izumi and Fujii[6]は，陸上に形成されるガリ群の初期形成メカニズムについて線形安定解析の手法を用いて説明を試み，ガリの初期形成間隔がフルード限界水深の 1000 倍程度になることを明らかにしている．本論文では陸上におけるガリ群形成の理論を基礎に，大陸棚および大陸斜面上における侵食と堆積を発生させる主要な営力として乱泥流をとりあげ，それによる海底峡谷の初期形成機構について理論




**図–1** 大陸縁辺部の概念図．大陸棚の長さは北アメリカ大陸東海岸の場合 200 km に及ぶ．矢印は**図–2** のような海底峡谷の見られる大陸周縁部の位置を示す．McGregor[1)]の図を再構成．




**図–2** 北アメリカ大陸の東海岸に見られる海底峡谷のソナーモザイク画像．McGregor[1)]から許可を得て転載．

的説明を試みる．

## 2. 概念的モデル

細粒土砂によって構成された大陸棚を考える．大陸棚は平坦で流下方向 ($\tilde{x}$ 方向) に一様勾配 $S$ を有しており，下流端は勾配の比較的大きい大陸斜面へとつながっている．

乱泥流のように密度差によって生じる流れの場合，次式で表されるリチャードソン数 $Ri$ が重要となる．

$$Ri = \frac{Rg\tilde{C}\tilde{h}}{\tilde{U}^2} \tag{1}$$

ここで $R$ は乱泥流に含まれる浮遊粒子の水中比重であり通常の土粒子では 1.65，$g$ は重力加速度 ($= 9.8\ \mathrm{m/s^2}$)，$\tilde{C}$ は浮遊粒子の層平均濃度，$\tilde{h}$ は層厚さ，$\tilde{U}$ は層平均流速である．密度流におけるリチャードソン数は自由表面流におけるフルード数に相当するものであり，浮力と慣性力の比を表す無次元パラメータである．ただしリチャードソン数の場合フルード数と異なり，1 より大きいとき常流的な流れとなり，1 より小さいとき射流的な流れとなることに注意する必要がある．乱泥流によって引き起こされる底面剪断力を $\tilde{\tau}_b$ とし，底面の抵抗係数 $c_D$ を用いて次のように表すこととする．

$$\tilde{\tau}_b = \rho c_D \tilde{U}^2 \tag{2}$$

ここで $\rho$ は清水の密度である．乱泥流がほぼ等流状態で流下している場合，次式が成り立つ．

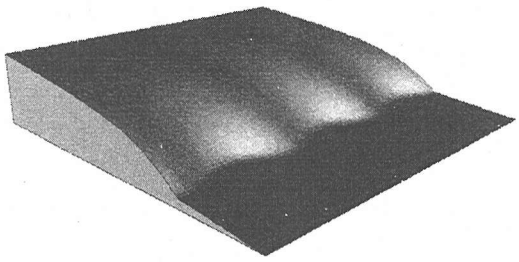
$$\tilde{\tau}_b = \rho R g \tilde{C}\tilde{h}S \tag{3}$$

式 (2) および (3) を (1) に代入して次式が得られる．

$$Ri = \frac{c_D}{S} \tag{4}$$

すなわち斜面勾配 $S$ が $c_D$ より大きいときリチャードソン数は 1 より小さく射流となり，$c_D$ より小さいとき常流となることがわかる．前述のように大陸棚の勾配は概ね 1/1000 以下であり，一方大陸棚上の抵抗係数 $c_D$ は実験の結果から 0.01 前後であると言われている[7)]．したがって大陸棚上を流れる乱泥流はリチャードソン的に常流であることが推測される．

一方大陸斜面は 25/1000 程度の勾配を有しているから，$c_D$ が 0.01 であるときリチャードソン数 $Ri$ は 0.4 となり，大陸棚上の乱泥流は射流となって流れている．そして大陸棚と大陸斜面の間にはリチャードソン数が 1 となる点（リチャードソン限界点）が存在しており，大



**図–3** 大陸棚の下流端に与えられる横断方向の擾動．**図–2** との幾何学的相似性に注目．

陸棚上の流れはリチャードソン限界点に向かって加速されることになる．このように流れが流下方向に加速されるような場合，浮遊粒子の輸送量が流下方向に増加する（侵食量が堆積量に卓越する）ため正味の侵食が発生する．しかも速度の増加率が十分大きく正味の侵食量が下流に向かって増大するような場合，リチャードソン限界点付近には，**図–2** に見られるように上に凸の形状を有し，上流側に後退する侵食面が形成されることがある．その際，一定の形状を維持しながら上流側へ後退する準定常な侵食面が存在する．またその形状は任意ではなく，**4.** で述べる一次元基本解のような特定の形状を有している．線形安定解析を可能にするために，この準定常解を擾動展開の基本解として用いる．

大陸棚下流端に擾乱が存在せず横断方向に完全に一直線であるような場合，下流端は一定の侵食面形状を維持しながら横断方向に一様な一定速度で上流側に後退する．ところが擾乱が与えられると局所的に標高の低い部分に流れが集まり，そこでの侵食が加速されさらに標高が低くなる．これが大陸棚下流端に多数形成される初期峡谷あるいはガリの発生となる．**図–3** に示したような，波数 $\tilde{k}$ のサイン型の擾乱を与える．乱泥流がリチャードソン的に常流であるような場合，図中のトラフ部は局所的に流れを集め，流線が集中することになる．これによってトラフ部の底面剪断力が増幅され，そこでの侵食はさらに進み，ガリ群が発生する．この時，擾乱の増幅率が最大となる卓越波長 $\tilde{\lambda}_m(=2\pi/\tilde{k}_m)$ が，実際の大陸棚下流端に発生するガリ群の形成間隔となる．

## 3. 定式化

### (1) 支配方程式

**図–4** に示すような，勾配の緩やかな大陸棚上を成層して流下する乱泥流を想定する．浮遊粒子濃度が比較的小さい希薄水の場合，乱泥流の運動は，運動方程式を層厚方向（底面と垂直方向）に積分した次の式で表される[4]．

$$\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{U}\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{V}\frac{\partial \tilde{U}}{\partial \tilde{y}} = -\frac{Rg}{2}\tilde{h}\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \tilde{x}} - Rg\tilde{C}\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{x}} - Rg\tilde{C}\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial \tilde{x}} + Rg\tilde{C}S - \frac{\tilde{\tau}_{bx}}{\rho\tilde{h}} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{U}\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} + \tilde{V}\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} = -\frac{Rg}{2}\tilde{h}\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \tilde{y}} - Rg\tilde{C}\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{y}} - Rg\tilde{C}\frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial \tilde{y}} - \frac{\tilde{\tau}_{by}}{\rho\tilde{h}} \quad (6)$$

ここで $\tilde{x}$ および $\tilde{y}$ はそれぞれ流下方向および横断方向座標であり，$\tilde{x}$ 座標の原点はリチャードソン限界点にとる．$\tilde{U}$ および $\tilde{V}$ はそれぞれ層方向に平均した $\tilde{x}$ および $\tilde{y}$ 方向の流速成分，$\tilde{h}$ は乱泥流の層厚，$\tilde{\eta}$ は勾配 $S$ の一様勾配斜面を基準にしたときの底面の高さ，$\tilde{C}$ は層方向に平均した浮遊粒子濃度，$R$ は砂粒子の水中比重 $(=\rho_s/\rho-1)$，$\rho$ は清水の密度，$\rho_s$ は砂粒子の密度，$g$ は重力加速度である．前述したように大陸棚の勾配 $S$ は乱泥流がリチャードソン的に常流であるように十分小さいものとする．また $\tilde{\tau}_{bx}$ および $\tilde{\tau}_{by}$ はそれぞれ底面剪断力 $\tilde{\tau}_b$ の $\tilde{x}$ および $\tilde{y}$ 成分である．

流れの連続式は次式で表される．

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{U}\tilde{h}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{V}\tilde{h}}{\partial \tilde{y}} = e_W\left(\tilde{U}^2+\tilde{V}^2\right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

ここで $e_W$ は乱泥流が層上部から海水を連行する際の連行係数である．芦田・江頭[8]はレイノルズ数が 1000 より小さく，$0.5 \le Ri \le 40$ の範囲において，次式を提案している．

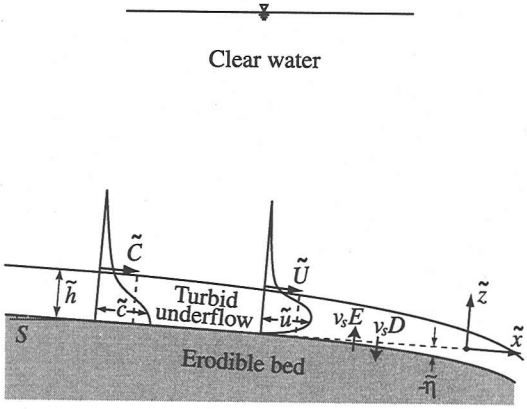
$$e_W = 1.5\times10^{-3}Ri^{-1} \quad (8)$$

また Parker, Fukushima and Pantin[4]は密度一様の場合 $(Ri=0)$ の連行係数が 0.075 になるように式 (8) を修正し，次のような式を提案している．

$$e_W = \frac{0.00153}{0.0204+Ri} \quad (9)$$

$Ri$ が大きい範囲で式 (9) は式 (8) にほぼ漸近することがわかる．いずれの式を用いるにしても，ここで考えているようなリチャードソン的に常流であるような乱泥流では $Ri$ は 1 より大きく，緩勾配の大陸棚上では 10–100 の値をとる．そのとき $e_W$ は 0.0015 より小さく大陸棚上では 0.00015–0.000015 となる．したがってここでは乱泥流による海水の連行を無視することにする．浮遊粒子の移流方程式は次のように表される．

$$\frac{\partial \tilde{C}\tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{U}\tilde{C}\tilde{h}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{V}\tilde{C}\tilde{h}}{\partial \tilde{y}} = v_s(E-D) \quad (10)$$




**図–4** 乱泥流の概念図.

ここで $E$ および $D$ はそれぞれ底質の無次元巻き上げ速度および堆積速度であり，次式で表されるものとする．

$$E = K\left(\frac{u^*}{v_s}\right)^n, \quad D = r_0\tilde{C} \tag{11a, b}$$

$$r_0 = \frac{\tilde{c}_b}{\tilde{C}} \tag{11c}$$

ここで $u^*$ は底面における摩擦速度，$v_s$ は浮遊粒子の沈降速度，$K$ および $n$ は経験的に決定される定数，$\tilde{c}_b$ は底面付近における浮遊粒子濃度である．また $r_0$ は底面近傍と層平均した浮遊粒子濃度の比であり，Parker *et al.*[4]によれば，1.6 の定数で近似することができる．ここでもこの定数 1.6 を用いる．

乱泥流による浮遊粒子の巻き上げ速度については，Parker, Garcia, Fukushima and Yu[7]，Garcia and Parker[9]が実験室において乱泥流を発生させ，底泥の巻き上げ量を測定している．それによると従来の河床上の実験結果とほぼ同様の傾向を示す．河床上における浮遊粒子の巻き上げ速度についてはこれまで数多くの研究が行われ，様々な式が提案されている．例えば Ikeda, Izumi and Ito[10]は，式 (11a) において $K = 6.7\times10^{-5}$ および $n = 2$ とした式を用いている．一方 Engelund[11] は $K = 7.3\times10^{-3}$ および $n = 3$ としている．また他の多くの提案式についても，十分な浮遊が生じているが未だ飽和に達しない摩擦速度の範囲において一様粒径の砂を仮定すると，式 (11a) の形で近似することが可能となる．例えば Smith and McLean[12]の提案式は $n = 2$ で近似できる．また Akiyama and Fukushima[13] および Garcia and Parker[14]の提案式では $n = 10$ である．本理論では後述するように $n$ が 3 以上となるとき，形状を維持しながら上流側へ移動する侵食面形状は存在せず，線形安定解析を行うことができなくなる．したがってここでは $n = 2$ と仮定する．

底面上における底質粒子の連続式は次式で表される．

$$(1-\lambda_p)\frac{\partial\tilde{\eta}}{\partial\tilde{t}} = v_s(D-E) \tag{12}$$

ここで $\lambda_p$ は空隙率である．底面剪断力 $\tilde{\tau}_{bx}$ および $\tilde{\tau}_{by}$ は次のように表されるとする．

$$(\tilde{\tau}_{bx}, \tilde{\tau}_{by}) = \tilde{\tau}_b\left(\tilde{U}^2+\tilde{V}^2\right)^{-1/2}\left(\tilde{U},\tilde{V}\right) \tag{13a}$$

$$\tilde{\tau}_b = \rho c_D\left(\tilde{U}^2+\tilde{V}^2\right) \tag{13b}$$

上式中，底面における抵抗係数 $c_D$ は発達した乱流域ではレイノルズ数の弱い関数であるが[7]，ここでは簡単化のために定数と仮定する．

### (2) 無次元化

次のような無次元化および正規化を導入する．

$$\left(\tilde{U},\tilde{V}\right) = \tilde{U}_c(U,V), \quad (\tilde{x},\tilde{y}) = \frac{\tilde{H}_c}{c_D}(x,y) \tag{14a, b}$$

$$\tilde{C} = \tilde{C}_cC, \quad \left(\tilde{h},\tilde{\eta}\right) = \tilde{H}_c(h,\eta) \tag{14c, d}$$

$$E = E_cU^n, \quad D = D_cC, \quad \tilde{t} = \left[\frac{(1-\lambda_p)\tilde{H}_c}{D_c}\right]t \tag{14e–g}$$

ここで添え字 $c$ はリチャードソン限界点での値を表し，限界流速 $\tilde{U}_c$ および限界層厚 $\tilde{H}_c$，限界浮遊粒子濃度 $\tilde{C}_c$ の間には次の関係が存在する．

$$\frac{Rg\tilde{C}_c\tilde{H}_c}{\tilde{U}_c^2} = 1 \tag{15}$$

式 (14) の無次元化および正規化を用いて式 (5)–(13) は次のように書き直される．

$$\alpha\frac{\partial U}{\partial t}+U\frac{\partial U}{\partial x}+V\frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{h}{2}\frac{\partial C}{\partial x}-C\frac{\partial h}{\partial x} - C\frac{\partial\eta}{\partial x}+\sigma C-\frac{\left(U^2+V^2\right)^{\frac{1}{2}}U}{h} \tag{16}$$

$$\alpha\frac{\partial V}{\partial t}+U\frac{\partial V}{\partial x}+V\frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{h}{2}\frac{\partial C}{\partial y}-C\frac{\partial h}{\partial y} - C\frac{\partial\eta}{\partial y}-\frac{\left(U^2+V^2\right)^{\frac{1}{2}}V}{h} \tag{17}$$

$$\alpha\frac{\partial h}{\partial t}+\frac{\partial Uh}{\partial x}+\frac{\partial Vh}{\partial y} = 0 \tag{18}$$

$$\alpha\frac{\partial Ch}{\partial t}+\beta h\left(U\frac{\partial C}{\partial x}+V\frac{\partial C}{\partial y}\right) = \gamma\left(U^2+V^2\right)^{\frac{n}{2}}-C \tag{19}$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} = C-\gamma\left(U^2+V^2\right)^{\frac{n}{2}} \tag{20}$$

ここで

$$\sigma = \frac{S}{c_D} = Ri^{-1}, \quad \beta = \frac{c_D\tilde{U}_c\tilde{C}_c}{v_sD_c} = \frac{c_D^{\frac{1}{2}}}{r_0}\frac{u_c^*}{v_s}, \quad \gamma = \frac{E_c}{D_c} \tag{21a–c}$$

であり，$u_c^*$ はリチャードソン限界点での摩擦速度である．また $\alpha$ は次式で表される．

$$\alpha = \frac{v_s D_c}{(1-\lambda_p)c_D \tilde{U}_c} = \frac{E_c}{\gamma(1-\lambda_p)c_D^{\frac{1}{2}}} \frac{v_s}{u_c^*} \tag{21d}$$

従来の浮遊に関する実験結果によれば $u^*/v_s$ が 1 より大きくなると浮遊が生じはじめ，50 ～ 100 程度になると浮遊濃度はおよそ 0.3 の一定値に漸近する．したがって $u_c^*/v_s$ および $E_c$ は最大でもそれぞれ 50 ～ 100 および 0.3 程度の値をとる．$\gamma$ はリチャードソン限界点における巻上げ速度と堆積速度の比であり，後述するように限界点で正味の侵食が生じているような場合，1 以上にならなければならない．底面の抵抗係数 $c_D$ は 0.002 から 0.03 程度の値をとる[7]．これらの値を用い，$\lambda_p$ を 0.5 とすると $\alpha$ は最大でも 0.035 ～ 0.27 程度となる．$\alpha$ の付いた項を小さいとして無視すると運動方程式および連続式，浮遊粒子の移流方程式および連続式における非定常項が落ちて，底面上における底質の連続式のみに非定常項が現れる．これは底面高さの時間変化に比較して流れの変化が非常に早く，流れ自体は定常とみなして差し支えないことを示している（準定常の仮定．ただしここでいう準定常は，前述の一定形状を維持しながら後退する斜面形状の準定常性とは別な意味で用いられていることに注意）．ここでもこの仮定を用い，以降底質の連続式のみで非定常項を考慮することにする．

## 4. 一次元基本解

ここで前述の「一定の形状を維持しながら後退する準定常な侵食面形状」を求める．またこの準定常解は **5.** で行われる線形安定解析において，撹動展開を行う際の基本解（撹動を与える前の解）となっている．

### (1) 支配方程式

流れが横断方向に一様であると仮定すると支配方程式は次のようになる．

$$U\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{h}{2}\frac{\partial C}{\partial x} - C\frac{\partial h}{\partial x} - C\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma C - \frac{U^2}{h} \tag{22}$$

$$Uh = 1 \tag{23}$$

$$\beta\frac{\partial C}{\partial x} = \gamma U^n - C \tag{24}$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = C - \gamma U^n \tag{25}$$

形状を維持しながら上流方向に一定速度 $f$ で移動する解を求めるためには，つぎのような座標変換を用いると便利である．

$$x^* = x + ft, \quad t^* = t \tag{26a, b}$$

ここで $f$ は侵食面の移動速度であり，座標系の移動速度に対応している．座標変換 (26) を導入し，時間 $t^*$ に依存する項を落とし，さらに簡略化のために $*$ を落とすと，式 (22)–(24) の偏微分は常微分で置き換えられ，式 (25) は次のようになる．

$$f\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}x} = C - \gamma U^n \tag{27}$$

さらに計算すると式 (22)–(24) および (27) は次の二つの常微分方程式に帰着される．

$$\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x} = \frac{\left(\frac{1}{2}\beta^{-1}U - f^{-1}U^2C\right)(C-\gamma U^n) + \sigma U^2 C - U^5}{U^3 - C} \tag{28}$$

$$\frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}x} = \beta^{-1}\left(\gamma U^n - C\right) \tag{29}$$

### (2) 境界条件と移動速度

無限遠点 ($x \to -\infty$) においては等流状態が実現されており，そこでは流速および浮遊粒子濃度が流下 ($x$) 方向に変化しない．式 (22) において $x$ に関する微分項を落とすと次の式が得られる．

$$C\sigma = U^3 \quad \text{as} \quad x \to -\infty \tag{30}$$

式 (24) から次の関係が導かれる．

$$C = \gamma U^n \quad \text{as} \quad x \to -\infty \tag{31}$$

式 (30) と (31) を組み合わせると次式が得られる．

$$U = (\gamma\sigma)^{\frac{1}{3-n}}, \quad C = \gamma^{\frac{3}{3-n}}\sigma^{\frac{n}{3-n}} \quad \text{as} \quad x \to -\infty \tag{32}$$

前述したようにリチャードソン限界点を原点にとり，$U$ および $C$ はそこでの値で無次元化されているので次式が成り立つ．

$$U = 1, \quad C = 1 \quad \text{at} \quad x = 0 \tag{33}$$

したがってリチャードソン限界点では，式 (28) は分母がゼロとなり特異性を持つことになる．このような特異性を持った流れは実際には生じ得ない．ここで想定しているような準定常に上流方向に後退していくような解が実在するためには，限界点において分子も同時にゼロとならなければならない．したがって次式が要求される．

$$f = \frac{2\beta(\gamma-1)}{2\beta(1-\sigma)+\gamma-1} \tag{34}$$

すなわち形状を維持しながら等速度で上流側に後退する侵食面の移動速度 $f$ は，$\beta$ および $\gamma$，$\sigma$ の値に応じて上式のように変化することになる．

式 (28) および (29) に L'hopitel の法則を適用すると，$U=1$ および $C=1$ が成立するリチャードソン限界点

において次式が満足されなければならない．

$$3U'^2(0)-\left[\frac{3(\gamma-1)}{2\beta}+\frac{n\gamma(1-\sigma)}{\gamma-1}-3\right]U'(0)-\frac{\gamma-1}{\beta}\left(\frac{\gamma-1}{2\beta}-\frac{1-\sigma}{\gamma-1}+1\right)=0 \quad (35)$$

ここで

$$U'(0)=\left.\frac{\mathrm{d}U}{\mathrm{d}x}\right|_{x=0} \quad (36)$$

である．リチャードソン限界点では基本流は加速されているはずであるから $U'(0)$ は正でなければならない．したがって式 (28) および (29) が現実的な解を持つためには，$U'(0)$ に関する 2 次方程式 (35) が正の実解を少なくとも 1 個持つ必要がある．

式 (27) および (29) を組み合わせて次式を得る．

$$f\frac{\mathrm{d}\eta}{\mathrm{d}x}+\beta\frac{\mathrm{d}C}{\mathrm{d}x}=0 \quad (37)$$

底面高さ $\eta$ の原点を $x\to-\infty$ における底面高さにとると，式 (37) は (32) を用いて積分できて次のようになる．

$$\eta=\left(\beta\frac{1-\sigma}{\gamma-1}+\frac{1}{2}\right)\left(\gamma^{\frac{3}{3-n}}\sigma^{\frac{n}{3-n}}-C\right) \quad (38)$$

上の結果は浮遊粒子濃度 $C$ と底面高さ $\eta$ は線形関係にあることを意味している．

### (3) 無限遠点における漸近解

リチャードソン限界点より上流無限遠点における式 (28) および (29) の漸近解を求めてみよう．無限遠点での漸近解を次のように表す．

$$U=U_n+\hat{U},\quad C=C_n+\hat{C} \quad (39a,b)$$

ここで下付添字 $n$ は無限遠点での等流状態での諸量を表し，式 (32) に対応している．また $\hat{}$ をつけた量は等流状態からのずれであり，したがって微小であるとする．上式を式 (28) および (29) に代入し $\hat{}$ の高次の項を無視すると次式が得られる．

$$\frac{\mathrm{d}\hat{U}}{\mathrm{d}x}=\frac{2\sigma U_nC_n-5U_n^4-n\gamma U_n^n\left(\frac{1}{2}\beta^{-1}-f^{-1}U_nC_n\right)}{U_n^3-C_n}\hat{U}+\frac{\sigma U_n^2+\frac{1}{2}\beta^{-1}U_n-f^{-1}U_n^2C_n}{U_n^3-C_n}\hat{C} \quad (40)$$

$$\frac{\mathrm{d}\hat{C}}{\mathrm{d}x}=n\beta^{-1}\gamma U_n^{n-1}\hat{U}-\beta^{-1}\hat{C} \quad (41)$$

上式に (32) を代入し，マトリックスに書き直すと次式が得られる．

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{u}}{\mathrm{d}x}=\mathbf{L}\boldsymbol{u} \quad (42a)$$

$$\boldsymbol{u}=\begin{pmatrix}\hat{U}\\ \hat{C}\end{pmatrix},\quad \mathbf{L}=\begin{pmatrix}L_{11}&L_{12}\\ L_{21}&L_{22}\end{pmatrix} \quad (42b,c)$$

ここで

$$L_{11}=\frac{nf^{-1}\gamma^{\frac{4}{3-n}}\sigma^{\frac{n+1}{3-n}}-3\gamma^{\frac{1}{3-n}}\sigma^{\frac{4-n}{3-n}}-\frac{1}{2}n\beta^{-1}}{\sigma-1}$$

$$L_{12}=\frac{\gamma^{\frac{-1}{3-n}}\sigma^{\frac{5-2n}{3-n}}+\frac{1}{2}\beta^{-1}\gamma^{\frac{-2}{3-n}}\sigma^{\frac{1-n}{3-n}}-f^{-1}\gamma^{\frac{2}{3-n}}\sigma^{\frac{2}{3-n}}}{\sigma-1}$$

$$L_{21}=n\beta^{-1}\gamma^{\frac{2}{3-n}}\sigma^{\frac{n-1}{3-n}},\quad L_{22}=-\beta^{-1} \quad (42d\text{–}g)$$

上式の解は次のように表される．

$$\boldsymbol{u}=A\boldsymbol{u}_a\mathrm{e}^{\lambda_a x}+B\boldsymbol{u}_b\mathrm{e}^{\lambda_b x} \quad (43)$$

ここで $\lambda_a$ および $\lambda_b$ は $\mathbf{L}$ の二つの固有値であり，$\boldsymbol{u}_a$ および $\boldsymbol{u}_b$ はそれぞれ固有値 $\lambda_a$ および $\lambda_b$ に対応する固有ベクトルである．ここで固有ベクトルはそれぞれ一つづつ未定定数を因数として含むのでそれらを $A$ および $B$ と表している．

解 (43) が満たすべき境界条件は無限遠点において等流からのずれがゼロとなることである．したがって次式で表される．

$$\hat{U}\to 0,\quad \hat{C}\to 0\quad \text{as}\quad x\to-\infty \quad (44)$$

解 (43) は指数関数を含んでおり，$\lambda_a$ および $\lambda_b$ が負であるとき $x\to-\infty$ で発散してしまう．したがって境界条件 (44) を満足するためには (43) 中の係数は次のうちのいずれかでなければならない．

a) $\lambda_a$ および $\lambda_b$ のうちのどちらか一方が正，もう一方が負であり，負の解に対応する固有ベクトルの未定定数がゼロとなる．

b) $\lambda_a$ および $\lambda_b$ がいずれも正である．

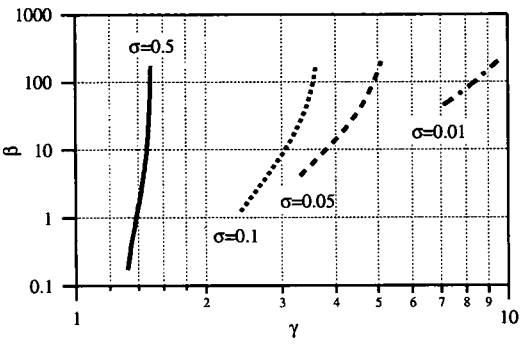
このうち a) では，無限遠点における漸近解 (43) に現れる二つの未定定数のうちの一つが無限遠点における境界条件 (44) によって決定されるのに対して，b) では，二つの未定定数がいずれも特定できない．これは無限遠点における境界条件が一つ失われることに対応している．そのとき後述の固有値問題は境界条件の不足によって解けないことになってしまう．式 (28) および (29) が解を持つためには，a) のように二つの固有値はそれぞれ正と負でなければならない．そのためには次に述べるような条件を満たす必要がある．

二つの固有値 $\lambda_a$ および $\lambda_b$ は次式の二つの解となっている．

$$\lambda^2-(L_{11}+L_{22})\lambda+(L_{11}L_{22}-L_{12}L_{21})=0 \quad (45)$$

上式が正と負の解をそれぞれ一つづつ持つためには次式が成立しなければならない．

$$L_{11}L_{22}-L_{12}L_{21}<0 \quad (46)$$




**図–5** 解の存在範囲．$n = 2$.

式 (42d–g) を用いると上式は次のようになる．

$$L_{11}L_{22} - L_{12}L_{21} = \frac{(n-3)\beta^{-1}\gamma^{\frac{1}{3-n}}\sigma^{\frac{4-n}{3-n}}}{1-\sigma} < 0 \quad (47)$$

上式中 $\beta$ および $\gamma$，$\sigma$ はいずれも正の値をとる．またここで想定しているようなリチャードソン的に常流の流れでは，リチャードソン数は 1 より大きく $\sigma$ は 1 より小さい．したがって上式が成立するためには $n$ は 3 より小さくなくてはならない．このことは，形状を維持しながら一定の速度で上流側に後退していく侵食面は，$n$ が 3 より小さいときのみ存在することを意味している．したがって本理論では $n$ の値として 2 の値を用いることにする．

### (4) 解法

微分方程式 (28) および (29) は二つの未知数に関する二つの一階の微分方程式であり，二つの境界条件があれば解ける．一方，境界条件は (32) および (33) である．このうち (32) は二つの境界条件を含むように見えるが，境界条件が与えられる位置が $x \to -\infty$ と不確定性を有することから，実際は一つの境界条件のみを含んでいる．それでも計 3 個の境界条件が存在しており，境界条件が過剰となっている．実はこの過剰な境界条件によって $\gamma$ あるいは $\beta$ の値が決定されるという固有値問題となっている．言い換えると式 (28) および (29) は $\gamma$ (あるいは $\beta$) がある特定の値をとるときのみすべての境界条件を満たす解を持つ．ここでは 2 点境界値問題の数値解法の一つである緩和法を用いて解く．

### (5) 結果と考察

無次元パラメータの内，$\sigma$ は正規化された大陸棚の勾配であり，リチャードソン的に常流であるような場合，1 より小さくなければならない．また $\gamma$ はリチャードソン限界点における侵食量と堆積量の比であり，一定速度で後退するような侵食面が現れるためには侵食量が堆積量を上回っていなければならないので $\gamma$ は 1 より大きくなる．さらに **4.(2)** で述べたように，式 (35) が正の実根を少なくとも一個持つという条件を満たす必要がある．したがって解が存在する範囲はそれらの条件からある範囲に限定されることになる．解の存在する範囲を $\sigma = 0.5$ および 0.1，0.05，0.01 について $\gamma$–$\beta$ 平面上に示したのが**図–5** である．$\gamma$ と $\beta$ の間には正の相関が存在することがわかる．$\beta$ はリチャードソン限界点における乱泥流の粒子浮遊能を表すパラメータであるから，$\beta$ が大きく粒子の浮遊・侵食が活発であるとき限界点における侵食量と堆積量の比 $\gamma$ も大きくなるのは当然であろう．また $\sigma$ が小さくなるにつれて $\gamma$ のとり得る値および $\beta$ のとり得る下限値は大きくなる．これは，大陸棚の勾配が小さくなると流れはより常流的になり等流流速と限界流速の比が大きくなり，限界点における侵食量と堆積量の比 $\gamma$ の値も大きくなることを意味している．またそのとき $\beta$ が大きく浮遊能が大きい範囲でしか準定常解（一定形状を維持しながら上流側へ移動する解）が存在しない．

計算の結果得られた $U$ および $C$，$\eta$，$\eta + h$ を**図–6** に示す．(a) および (b)，(c)，(d) がそれぞれ $(\sigma, \gamma) = (0.1, 2.5)$ および $(0.1, 3.5)$，$(0.01, 7.1)$，$(0.01, 9.0)$ の場合に対応している．図によると，$\sigma$ が一定の場合，$\gamma$ の値が大きくなるにつれて $U$ および $C$ の値の等流状態と限界状態での差が小さくなり，限界点付近における底面の低下量が大きくなる様子がわかる．

## 5. 二次元摂動問題

ここでは前節で求められた一次元基本解を基に摂動法を用いて線形安定解析を行う．

### (1) 線形化

二次元の支配方程式は次式で表される．

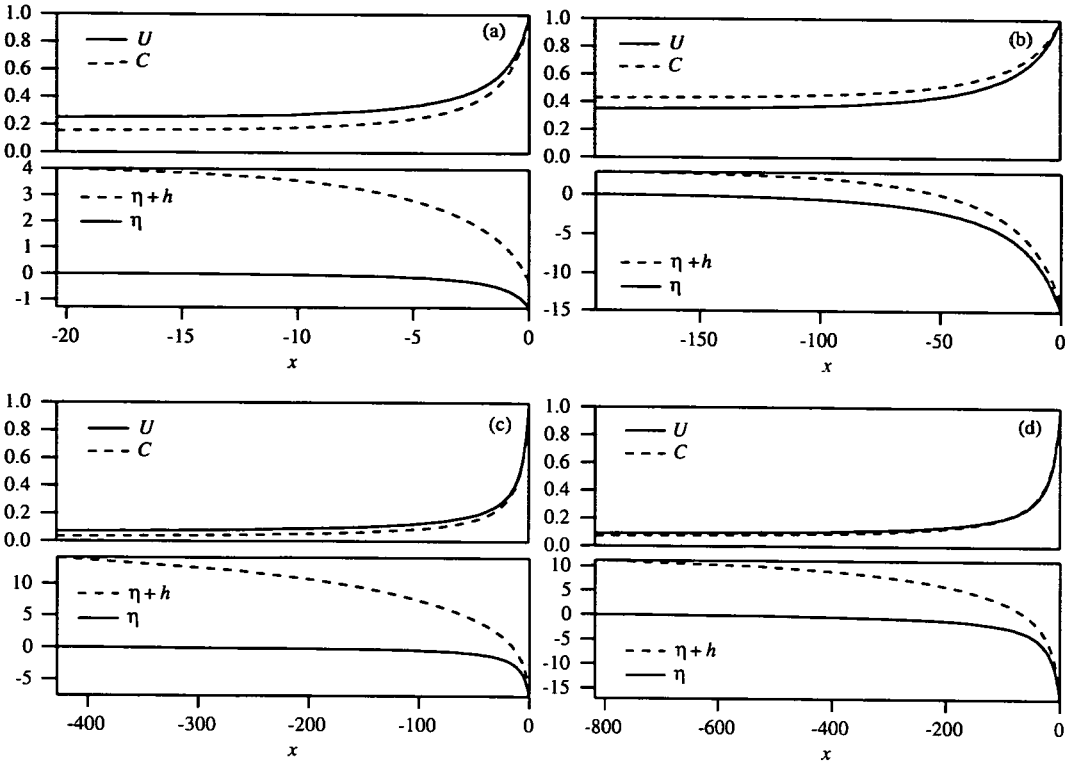
$$U\frac{\partial U}{\partial x} + V\frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{h}{2}\frac{\partial C}{\partial x} - C\frac{\partial h}{\partial x} - C\frac{\partial \eta}{\partial x} + \sigma C - \frac{\left(U^2+V^2\right)^{1/2}U}{h} \quad (48)$$

$$U\frac{\partial V}{\partial x} + V\frac{\partial V}{\partial y} = -\frac{h}{2}\frac{\partial C}{\partial y} - C\frac{\partial h}{\partial y} - C\frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{\left(U^2+V^2\right)^{1/2}V}{h} \quad (49)$$

$$\frac{\partial Uh}{\partial x} + \frac{\partial Vh}{\partial y} = 0 \quad (50)$$

$$\beta h\left(U\frac{\partial C}{\partial x} + V\frac{\partial C}{\partial y}\right) = \gamma\left(U^2+V^2\right)^{n/2} - C \quad (51)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + f\frac{\partial \eta}{\partial x} = C - \gamma\left(U^2+V^2\right)^{n/2} \quad (52)$$




**図–6** 一次元基本解（準定常解）$U$ および $C$，$\eta$，$\eta+h$ の流下方向分布．$n=2$, (a) $\sigma=0.1$, $\gamma=2.5$, (b) $\sigma=0.1$, $\gamma=3.5$, (c) $\sigma=0.01$, $\gamma=7.1$, (d) $\sigma=0.01$, $\gamma=9.0$.

次のように微小振幅 $a$ を有する摂動を原点に導入する．

$$\eta(0)=\eta_0(0)+a\mathrm{e}^{\Omega t}\cos ky \tag{53}$$

上式の摂動を受けた侵食面の形状全体は次のように表される．

$$\eta=\eta_0(x)+a\eta_1(x)\mathrm{e}^{\Omega t}\cos ky \tag{54a}$$

これに対応して，他の変数も次のように展開する．

$$U=U_0(x)+aU_1(x)\mathrm{e}^{\Omega t}\cos ky \tag{54b}$$

$$V=aV_1(x)\mathrm{e}^{\Omega t}\sin ky \tag{54c}$$

$$h=h_0(x)+ah_1(x)\mathrm{e}^{\Omega t}\cos ky \tag{54d}$$

$$C=C_0(x)+aC_1(x)\mathrm{e}^{\Omega t}\cos ky \tag{54e}$$

ここで添え字0は前節で求めた一次元基本解を表す．上式を式(48)–(52)に代入すると $O(a)$ で次式が得られる．

$$\begin{aligned}U_0\frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}x}+U_0'U_1+\frac{h_0}{2}\frac{\mathrm{d}C_1}{\mathrm{d}x}+\frac{C_0'}{2}h_1+C_0\frac{\mathrm{d}h_1}{\mathrm{d}x}\\ -U_0^{-2}U_0'C_1+C_0\frac{\mathrm{d}\eta_1}{\mathrm{d}x}+\eta_0'C_1-\sigma C_1\\ +2U_0^2U_1-U_0^4h_1=0\end{aligned} \tag{55}$$

$$U_0\frac{\mathrm{d}V_1}{\mathrm{d}x}-\frac{k}{2}U_0^{-1}C_1-kC_0h_1-kC_0\eta_1+U_0^2V_1=0 \tag{56}$$

$$U_0^{-1}\frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}x}-U_0^{-2}U_0'U_1+U_0\frac{\mathrm{d}h_1}{\mathrm{d}x}+U_0'h_1+kU_0^{-1}V_1=0 \tag{57}$$

$$\beta\frac{\mathrm{d}C_1}{\mathrm{d}x}+\beta h_0C_0'U_1+\beta U_0C_0'h_1=\gamma nU_0^{n-1}U_1-C_1 \tag{58}$$

$$\Omega\eta_1+f\frac{\mathrm{d}\eta_1}{\mathrm{d}x}=C_1-\gamma nU_0^{n-1}U_1 \tag{59}$$

さらに整理すると次式が得られる．

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}U_1}{\mathrm{d}x}=&-\left(U_0^2U_0'+2U_0^4+\frac{1}{2}\gamma\beta^{-1}nU_0^n-\frac{1}{2}C_0'\right.\\ &\left.-\gamma f^{-1}nU_0^{n+1}C_0+U_0^{-1}U_0'C_0\right)\\ &\times\left(U_0^3-C_0\right)^{-1}U_1\\ &+\frac{kC_0}{U_0^3-C_0}V_1+\frac{U_0^6+U_0U_0'C_0}{U_0^3-C_0}h_1\\ &-\left(U_0^2\eta_0'-U_0'-\sigma U_0^2-\frac{1}{2}\beta^{-1}U_0\right.\\ &\left.+f^{-1}U_0^2C_0\right)\left(U_0^3-C_0\right)^{-1}C_1\\ &+\frac{\Omega f^{-1}U_0^2C_0}{U_0^3-C_0}\eta_1\end{aligned} \tag{60}$$

$$\frac{dV_1}{dx} = -U_0V_1 + kU_0^{-1}C_0h_1 + \frac{1}{2}kU_0^{-2}C_1 + kU_0^{-1}C_0\eta_1 \quad (61)$$

$$\frac{dh_1}{dx} = \left(2U_0' + 2U_0^2 + \frac{1}{2}\gamma\beta^{-1}nU_0^{n-2} - \frac{1}{2}U_0^{-2}C_0' - \gamma f^{-1}nU_0^{n-1}C_0\right)\left(U_0^3 - C_0\right)^{-1}U_1 - \frac{kU_0}{U_0^3 - C_0}V_1 - \frac{U_0^4 + U_0^2U_0'}{U_0^3 - C_0}h_1 + \frac{\eta_0' - U_0^{-2}U_0' - \sigma - \frac{1}{2}\beta^{-1}U_0^{-1} + f^{-1}C_0}{U_0^3 - C_0}C_1 - \frac{\Omega f^{-1}C_0}{U_0^3 - C_0}\eta_1 \quad (62)$$

$$\frac{dC_1}{dx} = \left(n\beta^{-1}\gamma U_0^{n-1} - U_0^{-1}C_0'\right)U_1 - U_0C_0'h_1 - \beta^{-1}C_1 \quad (63)$$

$$\frac{d\eta_1}{dx} = -nf^{-1}\gamma U_0^{n-1}U_1 + f^{-1}C_1 - f^{-1}\Omega\eta_1 \quad (64)$$

ここで $'$ は $x$ による全微分 $d/dx$ を表している．

### (2) 境界条件と正則条件

リチャードソン限界点から無限上流においては，流れは等流状態に漸近し，擾動の影響は消滅する．すなわち次式が成り立つ．

$$U_1 = V_1 = h_1 = C_1 = \eta_1 = 0 \quad \text{as} \quad x \to -\infty \quad (65)$$

式 (53) より，原点における擾動の振幅は次のように正規化される．

$$\eta_1 = 1 \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (66)$$

リチャードソン限界点では式 (60) および (62) の右辺において分母がゼロとなり，再び特異性が現れる．これを避けるための正則条件は分子も同様にゼロとなる条件である．式 (60) の両辺に $U_0^3 - C_0$ をかけて，リチャードソン限界点において両辺の値を評価すると，$dU_1/dx$ が有限であるとき次式が成立する必要がある．

$$\left[2U_0'(0) + 2 + \frac{1}{2}n\beta^{-1}\gamma - \frac{1}{2}C_0'(0) - nf^{-1}\gamma\right]U_1 - kV_1 - \left[1 + U_0'(0)\right]h_1 + \left[\eta_0'(0) - U_0'(0) - \sigma - \frac{1}{2}\beta^{-1} + f^{-1}\right]C_1 - f^{-1}\Omega\eta_1 = 0 \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (67)$$

式 (62) に対して同じ操作をすると上式と全く同一の式が得られることがわかる．式 (60)–(64) は五つの一階の常微分方程式であり，六つの未知数 $U_1$ および $V_1$，$h_1$，$C_1$，$\eta_1$，$\Omega$ を含んでいる．無限遠点における境界条件 (65) は五つの境界条件を含んでいるように見えるが，無限遠点という位置の不確定性から実際は四つの境界条件しか含んでいない．したがって式 (65) から四つ，式 (66)，そして式 (67) の計六つが境界条件となる．再び緩和法を用いることによって式 (60)–(64) を境界条件 (65)–(67) の下で解く．

## 6. 結果と考察

### (1) 卓越波数と擾動量の流下方向分布

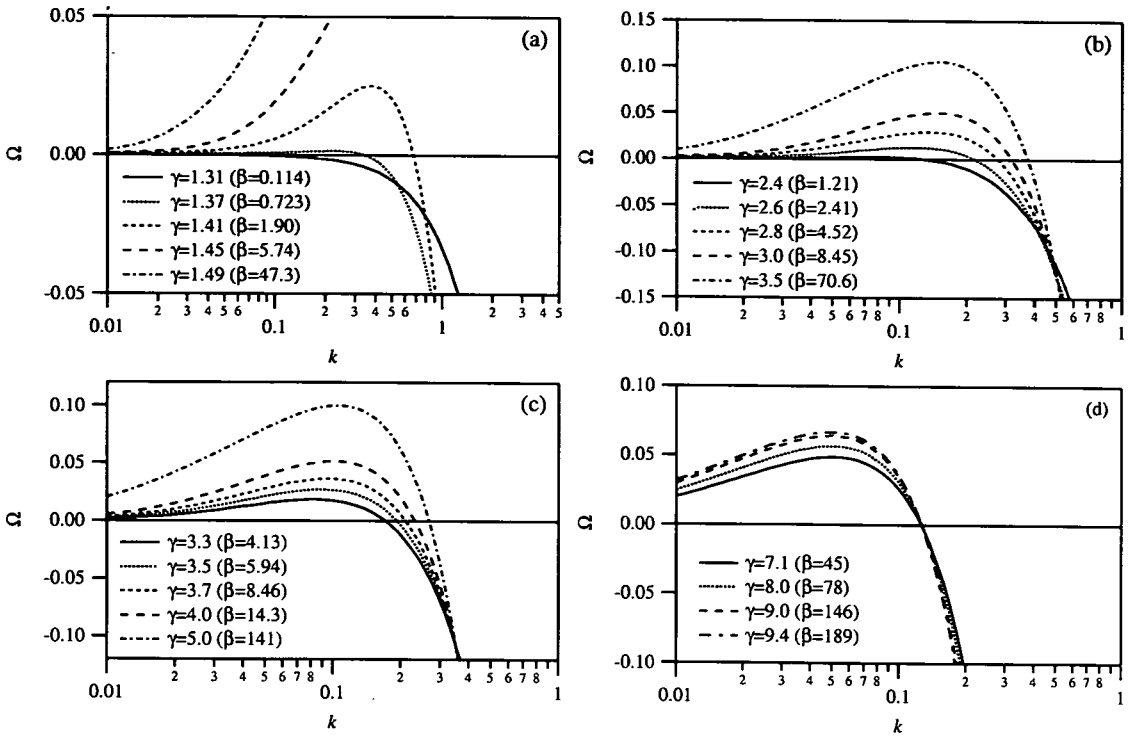
**図–7**(a) および (b)，(c)，(d) にそれぞれ $\sigma = 0.5$ および 0.1，0.05，0.01 の場合の $k$ および $\gamma$ (あるいは $\beta$) による擾乱の増幅率 $\Omega$ の変化を示す．ここで $\gamma$ (あるいは $\beta$) については**図–5** の解の存在範囲をほぼ網羅するように選んである．図によると $\Omega$ は一般に次のような特徴を有することがわかる．波数 $k$ が小さくなると $\Omega$ はゼロに漸近する．逆に $k$ が大きくなると $\Omega$ は正の領域を増加し，$k$ が 0.2–0.4 程度を超えると急激に減少して負の値をとる．そして擾乱の増幅率 $\Omega$ が最大となる卓越波数は 0.05 から 0.2 程度となる．ただし (a) $\sigma = 0.5$ の場合，$\gamma$ ($\beta$) が 1.37 (0.723) より小さく，1.41 (1.90) より大きい範囲では，$\Omega$ のピークは消滅し卓越波数は存在しない．

**図–8**(a) および (b) にそれぞれ擾乱が発達する場合および減衰する場合における擾動量の流下方向分布を示した．いずれも $\sigma$ および $\gamma$ ($\beta$) はそれぞれ 0.1 および 3.0 (8.45) であり，擾乱が発達する (a) では $k = 0.15$，$\Omega = 0.05$，擾乱が減衰する (b) では $k = 0.50$，$\Omega = -0.13$ となっている．擾動量の絶対値自体に大きな違いはないが，擾乱が発達する (a) では，原点 (リチャードソン限界点) における擾乱の影響がより上流まで及んでおり，広範囲に侵食が生じていることがわかる．

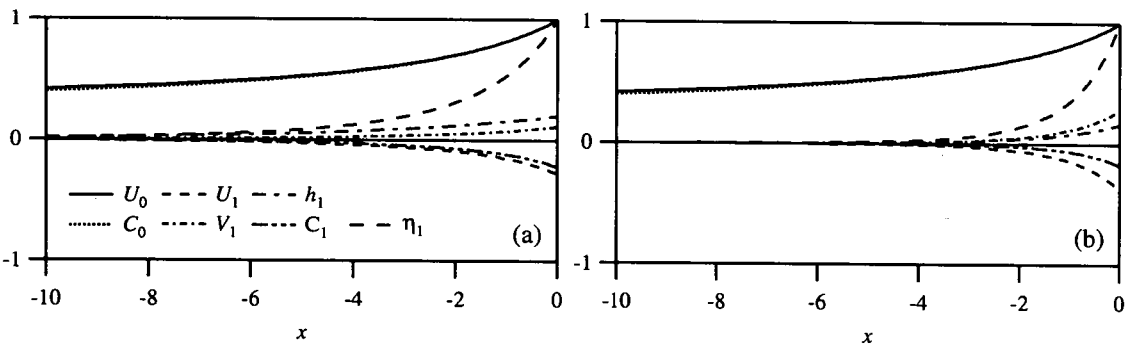
### (2) $\beta$ のとり得る範囲と卓越波長

**4.(5)** で述べたように一次元基本解が存在するためには浮遊能を表すパラメータ $\beta$ が**図–5** で示したような範囲になければならない．ここでもう一つ式 (11a) の適用限界から $\beta$ の上限について考えてみる．$\beta$ が大きくなると浮遊粒子濃度も飽和に達するため，巻き上げ速度は式 (11a) で表されなくなる．前述したように $u_c^*/v_s$ は最大で 50 ～ 100 程度である．また $c_D$ は 0.002 から 0.03 程度の値をとる．そのとき $r_0$ の値を 1.6 とすると $\beta$ は最大で 10 程度の値までしか取り得ないことになる．そうすると**図–7** において $\beta$ が 10 より大きいケース ((a) の $\gamma = 1.49$ や (b) の $\gamma = 3.5$ など) では本理論の適用範囲を超えていることになる．ただし適用範囲を超えているからといって，必ずしもガリが形成されないことを意味しているわけではないことに注意する必要がある．

上に述べた適用範囲を考慮して本理論によって得られる初期峡谷群発生の波数特性を整理すると次のようになる．一般に波数が 0.2–0.4 以下の領域でのみガリの発




**図–7** 擾乱の増幅率 $\Omega$ の $\gamma$ （あるいは $\beta$）および $k$, $\sigma$ による変化. $n = 2$, (a) $\sigma = 0.5$, (b) $\sigma = 0.1$, (c) $\sigma = 0.05$, (d) $\sigma = 0.01$.




**図–8** 撰動量の流下方向分布. $n = 2$, $\sigma = 0.1$, $\gamma = 3.0$ ($\beta = 8.45$), (a) $k = 0.15$, (b) $k = 0.5$.

生が起こり得る．卓越波数は (a) $\sigma = 0.5$ の場合 0.2 から 0.4, (b) $\sigma = 0.1$ の場合 0.1 から 0.15, (c) $\sigma = 0.05$ の場合 0.08 から 0.1 程度となり，$\sigma$ が小さくなると若干小さくなる．また $\sigma$ が一定であれば，卓越波数は $\gamma$（あるいは $\beta$）が大きくなるにつれてわずかに小さくなる．波長の次元量 $\tilde{\lambda}$ と無次元波数 $k$ の関係は次式で表される．

$$\tilde{\lambda} = \frac{2\pi \tilde{H}_c}{c_D k} \tag{68}$$

また前述したように底面の抵抗係数 $c_D$ は平均して 0.01 のオーダーの値をとる．したがって波数に関する前述の結果は，波長がリチャードソン限界水深の 1500 倍から 3000 倍より大きい擾乱のみが成長し，卓越波長は限界水深の 1500 倍から 8000 倍程度であることを意味している．そしてこの卓越波長が峡谷群の初期形成間隔（ガリ間隔）に対応している．

### (3) 峡谷群の初期形成間隔

**図–2** によれば海底峡谷の形成初期における典型的な間隔は 200 m から 700 m 程度であることがうかがわれる[1]．また他の観測の結果からも形成間もない海底峡谷の最上流部における間隔は数百 m から数 km であるこ

とがわかっている[15),16)]．それに対して本理論の結果によれば，海底に発生するガリの間隔はリチャードソン限界層厚の1500倍から8000倍程度になる．乱泥流の層厚についてはほとんどデータが存在しないが，大陸斜面上に設置された測定機器の乱泥流による破損状況から層厚は5 m以上に達することが推測されている[17)]．このデータからだけではリチャードソン限界状態でどの程度の層厚になるかを予測することは難しいが，少なくとも10 cmから1 mのオーダーとなることが推測される．この値と，先の1500倍から8000倍という値をかけ合わせると150 mから8 kmという値が得られる．この理論値と，200 mから数kmという実測値は良好に一致しているといってよいだろう．

ここで地表上に形成されるガリ間隔と比較してみよう．実測によれば，地表上のガリの典型的な間隔はおおよそ100 mであると言われている[18),19)]．この値に比べると実測によって得られた海底におけるガリの形成間隔は数倍から数十倍大きいことがわかる．一方Izumi and Parker[5)]は，地表上に形成されるガリの間隔が斜面上に生じる表面流のフルード限界水深の1000倍程度になることを理論的に示している．表面流の限界水深は，稀に発生する水路化を発達させるような大量の降雨を考えてもせいぜい5 cmから10 cm程度であろう．そのときガリ間隔は50 mから100 mとなる．これに対して，本理論により導かれた海底におけるガリ間隔は200 mから数kmとなり，実測値と同様に数倍から数十倍大きくなることが理論的にも導かれる．このように本理論を用いれば，地表と海底におけるガリの形成間隔の差を合理的に説明することができる．

## 7. 結論

大陸棚の周縁部に形成される海底峡谷について線形安定解析の手法を用いてその初期形成機構を説明する理論を提案した．理論によれば，浮遊能が十分に大きくかつ浮遊粒子濃度が飽和に達していない範囲において，大陸棚縁辺部にはリチャードソン限界水深の1500倍から8000倍程度の間隔でガリが形成されることが明らかとなった．リチャードソン限界水深が10 cmから1 mのオーダーであるとすると，ガリの初期形成間隔は150 mから8 kmのオーダーとなり，観測されている値を合理的に説明できることがわかった．

**謝辞**: Bonnie A. McGregor氏には論文中の写真の使用を快く認めていただいた．また本研究は著者がアジア工科大学に在任中に行った研究であり，国際協力事業団(JICA)の全面的な援助を得て行われた．記して謝意を表する．

**参考文献**

1) McGregor, B. A.: The submerged continental margin. *American Scientist*, Vol. 72, pp. 275–281, 1984.
2) 星野通平, 岩淵義郎, 青木 斌: 深海地質学, 東海大学出版会, 297p, 1970.
3) 平野宗夫, 羽田野袈裟義, 松尾俊洋: 粒子のまき上げと沈降・堆積をともなう密度流先端部の流動について, 堆積学研究, pp. 8–15, 1985.
4) Parker, G., Fukushima, Y. and Pantin, H. M.: Self-accelerating turbidity currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp. 145–181, 1986.
5) Izumi, N. and Parker, G.: Linear stability analysis of channel inception: downstream-driven theory, *J. Fluid Mech.*, Vol. 419, pp. 239–262, 2000.
6) Izumi, N. and Fujii, K.: Gully formation and channel inception on plateaus composed of non-cohesive fine sediment, *Proc. 12th Congress of APD-IAHR*, November 13–16, 2000, Bangkok, Thailand, pp. 171–180, 2000.
7) Parker, G., Garcia, M., Fukushima, Y., and Yu, W.: Experiments on turbidity currents over an erodible bed, *J. Hydraulic Research*, Vol. 25, pp. 123–147, 1987.
8) 芦田和男, 江頭進治: 密度躍層のある場における濁水の挙動に関する研究 (1) –躍層における拡散係数を中心として–, 京大防災研究所年報第18号B, pp. 495–512, 1975.
9) Garcia, M. and Parker, G.: Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 98, No. C3, pp. 4793–4807, 1993.
10) Ikeda, S., Izumi, N. and Ito, R.: Effects of pile dikes on flow retardation and sediment transport, *J. Hydraulic Eng.*, Vol. 117, No. 11, pp. 1459–1478, 1992.
11) Engelund, F.: Instability of erodible beds, *J. Fluid Mech.*, Vol. 42, pp. 225–244, 1970.
12) Smith, J. D. and McLean, S. R.: Spatially averaged flow over a wavy surface, *J. Geophys. Res.*, Vol. 82, No. 12, pp. 1735–1746, 1977.
13) Akiyama, J. and Fukushima, Y.: Entrainment of non cohesive sediment into suspension, *3rd Int. Symp. on River Sedimentation*, S. Y. Wang, H. W. Shen, and L. Z. Ding, eds., Univ. of Mississippi, pp. 804–813, 1986.
14) Garcia, M. and Parker, G.: Entrainment of bed sediment into suspension, *J. Hydraulic Eng.*, Vol. 117, HY4, pp. 414–435, 1991.
15) McAdoo, B. G., Pratson, L. and Orange, D. L.: Submarine landslide geomorphology, US continental slope, *Marine Geology*, Vol. 169, pp. 103–136, 2000.
16) Driscoll, N. W., Weissel, J. K. and Goff, J. A.: Potential for large-scale submarine slope failure and tsunami generation along the U.S. mid-Atlantic coast, *Geology*, Vol. 28, No. 5, pp. 407–410, 2000.
17) Inman, D. L., Nordstrom, C. E. and Flick, R. E.: Currents in submarine canyons: an air-sea-land interaction, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 8, pp. 275–310, 1976.
18) Izumi, N. and Parker, G.: Inception of channelization and drainage basin formation: upstream-driven theory, *J. Fluid Mech.*, Vol. 283, pp. 341–363, 1995.
19) Montgomery, D. R. and Dietrich, W. E.: Source area, drainage density and chanel initiation, *Wat. Resources Res.*, Vol. 25, No. 8, pp. 1907–1918, 1989.

**(2001. 10. 26 受付)**

# THEORY OF THE FORMATION OF SUBMARINE CANYONS DUE TO TURBIDITY CURRENTS

Norihiro IZUMI

A mathematical model of the formation of submarine canyons due to turbidity currents is presented in this study. A linear stability analysis is performed with the use of the momentum equations of turbidity currents, the dispersion equation of suspended sediment, and the Exner equation extended for sea beds subject to erosion due to turbidity currents. The analysis shows that the dominant channel spacing is of the order of 1500–8000 times the Richardson-critical layer thickness of turbidity currents. Evaluating the Richardson-critical thickness is of the order of 0.1–1.0 m, the spacing of young canyons is of the order of 150–8000 m. The theoretical results are found to agree resonably well with the observation.