

波動数値計算から平均場を算出する手法 を適用した海浜流の抽出過程について

水圏防災研究室 郭徳杰

1. はじめに

2021年7月31日午後6時すぎ、茨城県鉾田市滝浜のヘッドランド(人工岬)北側、滝浜エメラルドビーチにて、ベトナム国籍の男性2人(27歳と24歳)が遊泳中に流され、1人は自力で海岸に持ったものの、もう一人の男性(27)が行方不明になっている。日本は令和2年に、海辺にて、水難事故件数は678件、海辺の溺水事故の原因の約半数は離岸流であるといわれている。

離岸流は海浜流の一種であり、沖から岸に向かう波動運動の非線形性によって岸向きの質量輸送が卓越し、それを補償するための強力な沖向き流れである。今まで離岸流に関する多くの研究がなされている、発生原因は強制外因説と自励内一番説得性を持つ日野らの理論¹⁾は、内因説であり、離岸流が最も成長するパラメータを固有値解析から求めており、村川の研究結果²⁾でもその結果を支持している。一般的には海浜流の研究は海岸浸食の原因を究明することを目的とすることが多く、その中で離岸流というものには実に不思議なものであり、沿岸方向に波打つような情報を何も入力として与えていないのに美しいカスプ地形を伴って沖向き高速流が生じる。離岸流は基本的には沖に向かう流れであり、それは沖から岸に向かう波による質量輸送を補償するものである。その流れが沿岸方向に強弱を生じて部分的に強い流れとなる。この現象を理解するのが困難だ、理由はそれを観測することが難しく、動態を把握することが容易ではないからと考える。そのため、離岸流の基礎式を用いて理想的な海岸地形を人工的に作成して離岸流を生じさせその動態を観察することを本研究の目的とした。

2. 理論研究

日野らの基礎方程式に基づく理論を検証する¹⁾。

沖から岸までは x 軸と見なし、沿岸は直線とし、汀線は y 軸とする。計算領域の左下を座標系の原点とする。 x 方向、波が長さ dx での平均速度を u 、 y 方向、波が長さ dy での平均速度を v とする。海浜流の u 、 v に関する運動量方程式と連続方程式は、式(2.1)、式(2.2)、式(2.3)に示す。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta} + \bar{h})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{CU}{(\bar{\eta} + \bar{h})} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta} + \bar{h})} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} - \frac{CV}{(\bar{\eta} + \bar{h})} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\bar{\eta} + \bar{h})U] + \frac{\partial}{\partial y} [(\bar{\eta} + \bar{h})V] = 0 \quad (2.3)$$

ここに、 $\bar{\eta}$: 平均水位上昇高、 \bar{h} : 水深、式中の $\bar{\eta} + \bar{h}$ は水深と等しい。 C : 海底摩擦係数、 S_{xx} と S_{yy} はラジエーションストレスで、計算領域の水深は十分に浅いと見なし($\kappa \bar{h} \rightarrow 0$)、 S_{xx} と S_{yy} は次のように示す。

$$S_{xx} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \left(\frac{2\kappa \bar{h}}{\sinh 2\kappa \bar{h}} - \frac{1}{2} \right) \approx \frac{3}{16} \rho g H^2 \quad (2.4)$$

$$S_{yy} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \left(\frac{2\kappa \bar{h}}{\sinh 2\kappa \bar{h}} - \frac{1}{2} \right) \approx \frac{1}{16} \rho g H^2 \quad (2.5)$$

$$S_{xy} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \left(\frac{2\kappa \bar{h}}{\sinh 2\kappa \bar{h}} - \frac{1}{2} \right) \sin(2\theta) \approx \frac{1}{16} \rho g H^2 \sin(2\theta) \quad (2.6)$$

式(2.4)、式(2.5)により、ラジエーションストレスは、 x および y 上の微分は以下のように

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = \frac{3}{16} \rho g H \frac{\partial H}{\partial x} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial S_{yy}}{\partial y} = \frac{1}{16} \rho g H \frac{\partial H}{\partial y} \quad (2.8)$$

また、波高 H は水深に比例すると考えて、

$$H = \gamma(\bar{\eta} + \bar{h})$$

とする。本研究の入射方法が斜め入射は考えておらず、汀線に直交方向の入射しか考慮しないため、接線方向のラジエーションストレスはない。

$$S_{xy} = S_{yx} = 0$$

流速の方程式については左辺の移流による非線形項を無視し、以下の方程式に基づいて解析を進める。

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta} + \bar{h})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{CU}{(\bar{\eta} + \bar{h})} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta} + \bar{h})} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} - \frac{CV}{(\bar{\eta} + \bar{h})} \quad (2.10)$$

海底質の輸送方程式は以下のようである。

$$\frac{\partial h}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (C_s U) - \frac{\partial}{\partial y} (C_s V) = 0 \quad (2.11)$$

C_s は底質輸送係数である。底質の移動によって水深の増減を表現した式となっている。ここで、式(2.3)、式(2.9)、式(2.10)、式(2.11)を支配方程式として、未知数 U 、

V , $\bar{\eta}$, \bar{h} を未知数とした支配方程式が形成された。これらの解の形式が以下のように表す。

$$U=u(x)e^{pt} \cos ky \quad (2.12)$$

$$V=v(x)e^{pt} \sin ky \quad (2.13)$$

$$\bar{\eta}=\bar{\eta}_0+\eta(x)e^{pt} \cos ky \quad (2.14)$$

$$\bar{h}=d(x)+h(x)e^{pt} \cos ky \quad (2.15)$$

式(2.12)～式(2.15)を支配方程式式(2.3), 式(2.9), 式(2.10), 式(2.11), に代入して整理する, 式(2.9)第2項は

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{3}{8} \rho g H \frac{\partial H}{\partial x} \\ &= -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{3}{8} \rho g \gamma (\bar{\eta}+\bar{h}) \frac{\partial \gamma (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial x} \\ &= -\frac{3}{8} \rho g \gamma^2 \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial x} = -3\varepsilon g \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial x} \end{aligned}$$

式(2.9)右辺第1項と2項をまとめると

$$\begin{aligned} -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \\ = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - 3\varepsilon g \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial x} = -g(1+3\varepsilon) \frac{\partial \eta}{\partial x} - 3g\varepsilon \frac{\partial \bar{h}}{\partial x} \\ = -g(1+3\varepsilon) \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\eta}_0 + \eta(x)e^{pt} \cos ky) - 3g\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} (d(x)+h(x)e^{pt} \cos ky) \end{aligned}$$

ここで, ウェーブセットアップ・セットダウンの関係式により以下の関係が成り立つ,

$$-g(1+3\varepsilon) \frac{\partial \bar{\eta}_0}{\partial x} - 3g\varepsilon \frac{\partial d(x)}{\partial x} = 0$$

上の式は以下のように簡略化される。

$$\begin{aligned} = -g(1+3\varepsilon) \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\eta}_0 + \eta(x)e^{pt} \cos ky) - 3g\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} (d(x)+h(x)e^{pt} \cos ky) \\ = -g(1+3\varepsilon) \eta' e^{pt} \cos ky - 3g\varepsilon h' e^{pt} \cos ky \end{aligned}$$

となる。式(2.9)右辺第3項は左辺に移項して式(2.12)を代入すると,

$$(p + \frac{C}{\bar{\eta}+\bar{h}}) u(x) e^{pt} \cos ky$$

となり, $\bar{\eta}+\bar{h} \sim d$ と表記して, 式(2.9)左辺は

$$(p + \frac{C}{d}) u(x) e^{pt} \cos ky$$

となる。以上の結果をまとめる,

$$(p + \frac{C}{d}) u(x) e^{pt} \cos ky = -g(1+3\varepsilon) \eta' e^{pt} \cos ky - 3g\varepsilon h' e^{pt} \cos ky$$

となる, さらに $e^{pt} \cos ky$ でわると

$$(p + \frac{C}{d}) u(x) = -g(1+3\varepsilon) \eta' - 3g\varepsilon h'$$

となった。日野らの論文⁷⁾では, 右辺の第1項は, 1に対して十分に小さいと考慮して,

$$(p + \frac{C}{d}) u(x) + g\eta' + 3g\varepsilon h' = 0 \quad (2.16)$$

と近似する。以上の処理を式(2.3), 式(2.10), 式(2.11)に同じく行う。

$$\begin{aligned} g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{1}{8} \rho g \gamma (\bar{\eta}+\bar{h}) \frac{\partial \gamma (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial y} \\ &= -\frac{1}{8} \rho g \gamma^2 \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial y} = -\varepsilon g \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial y} \end{aligned}$$

式(2.10)右辺第1項と第2項をまとめると,

$$\begin{aligned} -g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} - \frac{1}{\rho(\bar{\eta}+\bar{h})} \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \varepsilon g \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})}{\partial y} = -g(1+\varepsilon) \frac{\partial \eta}{\partial y} - g\varepsilon \frac{\partial \bar{h}}{\partial y} \\ &= -g(1+\varepsilon) \frac{\partial}{\partial y} (\eta(x)e^{pt} \cos ky) - g\varepsilon \frac{\partial}{\partial y} (h(x)e^{pt} \cos ky) \\ &= -g(1+\varepsilon) \eta(x) e^{pt} (-k \sin ky) - g\varepsilon h(x) e^{pt} (-k \sin ky) \end{aligned}$$

となる。式(2.10)右辺第3項は左辺に移項して,

$$(p + \frac{C}{\bar{\eta}+\bar{h}}) v(x) e^{pt} \sin ky$$

となり, $\bar{\eta}+\bar{h} \sim d$ と表記して,

$$(p + \frac{C}{d}) v(x) e^{pt} \sin ky$$

となる。以上をまとめると,

$$(p + \frac{C}{d}) v(x) e^{pt} \sin ky = -g(1+\varepsilon) \eta(x) e^{pt} (-k \sin ky) - g\varepsilon h(x) e^{pt} (-k \sin ky)$$

$$(p + \frac{C}{d}) v(x) = kg(1+\varepsilon) \eta + kg\varepsilon h$$

$$(p + \frac{C}{d}) v(x) - kg(1+\varepsilon) \eta - kg\varepsilon h = 0$$

となり, 式(2.9)と同じく, 左辺の第2項の ε は1に対し, 十分小さいであるとみて,

$$(p + \frac{C}{d}) v(x) - kg\eta - kg\varepsilon h = 0 \quad (2.17)$$

となる。式(2.3)も同じく展開を行う, $\bar{\eta}+\bar{h} \sim d$ と表記して, 式(2.3)は

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})U}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{\eta}+\bar{h})V}{\partial y} = \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + \frac{\partial Ud}{\partial x} + \frac{\partial Vd}{\partial y} = 0$$

となり, 左辺第1項は

$$p\eta(x) e^{pt} \cos ky$$

となり, 左辺第2項は

$$\frac{\partial Ud}{\partial x} = \frac{\partial u(x) e^{pt} \cos ky d(x)}{\partial x} = \frac{\partial u(x) d(x)}{\partial x} e^{pt} \cos ky$$

となり, 左辺第3項は

$$\frac{\partial Vd}{\partial y} = \frac{\partial v(x) e^{pt} \sin ky d(x)}{\partial y} = v(x) e^{pt} d(x) k \cos ky$$

となる。まとめると,

$$p\eta(x) e^{pt} \cos ky + \frac{\partial u(x) d(x)}{\partial x} e^{pt} \cos ky + v(x) e^{pt} d(x) k \cos ky = 0$$

$$(p\eta(x) + \frac{\partial u(x) d(x)}{\partial x} + kv(x) d(x)) e^{pt} \cos ky = 0$$

$$p\eta(x) + (\partial u(x) d(x))' + kv(x) d(x) = 0 \quad (2.18)$$

となる。

式(2.11)はの左辺第1項は

$$p h(x) e^{pt} \cos ky$$

となり、第2項は

$$-\frac{\partial}{\partial x}(C_s u(x)e^{pt} \cos ky) = -C_s \frac{\partial u(x)}{\partial x} e^{pt} \cos ky$$

となり、第3項は

$$-\frac{\partial}{\partial x}(C_s v(x)e^{pt} \sin ky) = -C_s v(x) k e^{pt} \cos ky$$

となる。まとめると、

$$ph(x)e^{pt} \cos ky - C_s \frac{\partial u(x)}{\partial x} e^{pt} \cos ky - C_s v(x) k e^{pt} \cos ky = 0$$

上の式は $e^{pt} \cos ky$ でわると以下のように表す、

$$ph(x) - C_s u' - C_s v(x) k = 0 \quad (2.19)$$

式(2.16)、式(2.17)、式(2.18)、式(2.19)をまとめると以下になる。

$$(p + \frac{c}{d})u(x) + g\eta' + 3g\epsilon h' = 0 \quad (2.16)$$

$$(p + \frac{c}{d})v(x) - kg\eta - kg\epsilon h = 0 \quad (2.17)$$

$$p\eta(x) + (\partial u(x)d(x))' + kv(x)d(x) = 0 \quad (2.18)$$

$$ph(x) - C_s u' - C_s v(x) k = 0 \quad (2.19)$$

さらに、これらの式において時間項に依存した係数は p について考察する。4式のうちの最初の式(2.16)、式(2.17)、式(2.18)は海浜流の運動を記述し、最後の式は地形変化を記述している。流体運動である海浜流の速度変化は地形変化よりも十分早いとみなし、式(2.16)、式(2.17)、式(2.18)の p を削除し、式(2.19)の p のみを残すこととする。その結果、

$$\frac{c}{d}u(x) + g\eta' + 3g\epsilon h' = 0 \quad (2.16')$$

$$\frac{c}{d}v(x) - kg\eta - kg\epsilon h = 0 \quad (2.17')$$

$$(\partial u(x)d(x))' + kv(x)d(x) = 0 \quad (2.18')$$

$$ph(x) - C_s u' - C_s v(x) k = 0 \quad (2.19)$$

となる。これらの式は四元一次の連立常微分方程式を構成しており、適当な境界条件に応じた解を求めることと試みる。これらの解を解析的に求めることは困難であるため、境界条件を満足することが分かっている正弦波、余弦波の級数和として解を構成し、4つの支配方程式を満たすような係数を求めることとする、下に示す。

$$\left. \begin{aligned} u &= \sum_m A_m \sin mlx & u' &= \sum_m +ml A_m \cos mlx \\ v &= \sum_m b_m \cos mlx & v' &= \sum_m -ml b_m \sin mlx \\ \eta &= \sum_m c_m \cos mlx & \eta' &= \sum_m -ml c_m \sin mlx \\ h &= \sum_m d_m \cos mlx & h' &= \sum_m -ml d_m \sin mlx \end{aligned} \right\} (2.20)$$

$d(x)$ は岸沖方向の初期水深分布であるが、解析の間は一定値としている。 l は波数の分解能に相当する変数であり、岸沖方向の長さを L とすると、 $l = \frac{\pi}{2L}$ とする。岸沖

方向の $d(x)$ には $d(x) = \mu x^\gamma$ という形とし、

$$\frac{d'}{d} = \frac{\mu \gamma x^{\gamma-1}}{\mu x^\gamma} = \frac{\gamma}{x}$$

となる。ここで $\frac{d'}{d} u(x)$ も x に関する連続関数なのでフーリエ級数で表示する。 $u(x)$ にもフーリエ級数を適用し、両辺を等値すると、

$$\frac{d'}{d} u(x) = \frac{\gamma}{x} \sum_m A_m \sin mlx = \sum_n a_n \cos nlx \quad (3.21)$$

となる。これにより、

$$\sum_m A_m \sin mlx = \frac{\gamma}{x} \sum_n a_n \cos nlx$$

上の式の両辺に $\sin mlx$ をかけて $0 \sim L$ まで積分して L で除すると左辺の係数 A_m となる (フーリエ積分)。

$$A_m = \frac{1}{L} \int_0^L \left(\frac{\gamma}{x} \sum_n a_n \cos nlx \right) \sin mlx dx = \frac{1}{Ly} \sum_n a_n \int_0^L x \cos nlx \cdot \sin mlx dx$$

となる。ここで、

$$\frac{1}{Ly} \int_0^L x \cos nlx \cdot \sin mlx dx \equiv \alpha_{nm}$$

と定義すると、 $A_m = \alpha_{km} a_k$ となり、 α_{km} は固定なので A_m の代わりに a_k が未知数となる。式(2.20)を式(2.16')、式(2.17')、式(2.18')、式(2.19)に代入して整理する、式(2.16')は

$$C \sum_m A_m \sin mlx + g \sum_m -ml c_m \sin mlx + 3g\epsilon \sum_m -ml d_m \sin mlx = 0$$

$$\sum_m (C A_m - gml c_m - 3g\epsilon ml d_m) \sin mlx = 0$$

となり、これにより

$$C A_m - gml c_m - 3g\epsilon ml d_m = 0$$

が得る、 $A_m = \alpha_{nm} a_n$ を代入すると

$$C \alpha_{nm} a_n - gml c_m - 3g\epsilon ml d_m = 0 \quad (2.22)$$

となる。式(3.17')は

$$C \sum_m b_m \cos mlx - kg \sum_m c_m \cos mlx - kg\epsilon \sum_m d_m \cos mlx = 0$$

$$\sum_m (C b_m - kg c_m - kg\epsilon d_m) \cos mlx = 0$$

となり、これにより

$$C b_m - kg c_m - kg\epsilon d_m = 0 \quad (2.23)$$

が得る、式(3.18')は

$$\partial u(x) d(x) + \partial u(x) d'(x) + kv(x) d(x) = 0$$

$$\partial u(x)' + \frac{\partial u(x) d'(x)}{d(x)} + kv(x) = 0$$

と変形する。この式の第2項は式(2.21)と同じとなる、これにより、

$$\sum_m ml A_m \cos mlx + \sum_m a_m \cos mlx + k \sum_m b_m \cos mlx = 0$$

$$\sum_m (ml A_m + a_m + k b_m) \cos mlx = 0$$

$$mLA_m + a_m + kb_m = 0 \quad (2.24)$$

が得る. 式(2.19)は

$$p \sum_m d_m \cos mlx - C_s \sum_m mLA_m \cos mlx - C_s k \sum_m b_m \cos mlx = 0$$

$$\sum_m (pd_m - C_s mLA_m - C_s kb_m) \cos mlx = 0$$

$$pd_m - C_s mLA_m - C_s kb_m = 0 \quad (2.25)$$

となる. 式(2.22)~式(2.25)をまとめると,

$$Ca_{km}a_k - gmlc_m - 3g\epsilon mld_m = 0 \quad (2.22)$$

$$Cb_m - kgc_m - g\epsilon kd_m = 0 \quad (2.23)$$

$$mLA_m + a_m + kb_m = 0 \quad (2.24)$$

$$pd_m - C_s mLA_m - C_s kb_m = 0 \quad (2.25)$$

式(2.24)より, $mLA_m + kb_m = -a_m$, 式(2.25)により, $pd_m - C_s(mLA_m + kb_m) = 0$, さらに, 式(2.24)に $A_m = a_{nm}a_n$ を代入

する, 式(2.24), 式(2.25)が以下になる.

$$mLa_{nm}a_n + a_m + kb_m = 0 \quad (2.24')$$

$$pd_m + C_s a_m = 0 \quad (2.25')$$

式(2.22), 式(2.23), 式(2.24'), 式(2.25')を解く, フーリエ級数の項数 m を2までとする. サフィックスルールによる和も2までとなり, 以下のようになる.

$$Ca_{1,1}a_1 + Ca_{2,1}a_2 - glc_1 - 3g\epsilon ld_1 = 0$$

$$Ca_{1,2}a_1 + Ca_{2,2}a_2 - 2glc_2 - 6g\epsilon ld_2 = 0$$

$$Cb_1 - kgc_1 - g\epsilon kd_1 = 0$$

$$Cb_2 - kgc_2 - g\epsilon kd_2 = 0$$

$$la_{1,1}a_1 + la_{2,1}a_2 + a_1 + kb_1 = 0$$

$$2la_{1,2}a_1 + la_{2,2}a_2 + a_2 + kb_2 = 0$$

$$pd_1 + C_s a_1 = 0$$

$$pd_2 + C_s a_2 = 0$$

これら8本の式のうちの最初の6本だけを取り出し, $a_1, a_2, b_1, b_2, c_1, c_2$ を未知数とする行列を以下のように構成する.

$$\begin{pmatrix} Ca_{1,1} & Ca_{2,1} & 0 & 0 & -gl & 0 \\ Ca_{1,2} & Ca_{2,2} & 0 & 0 & 0 & -2gl \\ 0 & 0 & C & 0 & -kg & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C & 0 & -kg \\ la_{1,1}+1 & la_{2,1} & k & 0 & 0 & 0 \\ 2la_{1,2} & 2la_{2,2}+1 & 0 & k & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ b_1 \\ b_2 \\ c_1 \\ c_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 3g\epsilon ld_1 \\ 6g\epsilon ld_2 \\ g\epsilon kd_1 \\ g\epsilon kd_2 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

この式は日野論文と一致している. ただし, 係数 α の

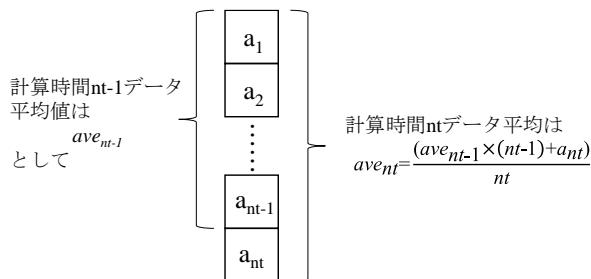


図 3.1 全平均計算方法

具体的な値は異なるはずである. また, 式(2.11)に由来する式(2.25')が日野らりの式と異なっているが, この行列式には含まれていない. 未知変数 a_{12} は岸沖方向流速振幅, b_{12} は沿岸方向流速振幅, c_{12} は水位変動振幅である. 右辺の d_{12} は水深変動の振幅であり, 他の変動に比して極めて遅いため, 一定値とみなす. C, g, l, k, ϵ はそれぞれ摩擦係数, 重力加速度, 岸沖方向距離の逆数に $\pi/2$ をかけたもの, 沿岸方向波数, 水深波高比であり, 解析上定数である. α_{11} 等は岸沖方向地形形状に依存した定数である. この行列を解析することによって各パラメータに対してこれらの量がどのように応答するか調べることができる. さらに最も大規模な構造の発展する可能性のあるパラメータの特徴を抽出することが可能となる.

3. 離岸流及び海浜流の可視化方法

数値計算は非線形長波方程式を基づいて行う, 計算総時間から出力する時間間隔を決めて該当時間の計算領域全データを出力する. 出力データは水面変動, 岸沖方向流速, 沿岸方向流速, ラジエーションストレスと平均水面変動, 平均岸沖方向流速, 平均沿岸方向流速である.

平均水面変動, 平均岸沖方向流速, 平均沿岸方向流速は全計算時間(出力該当時間以前)の平均として計算する, 具体的な計算方法は図3.1のように示す. 時間経過によるデータ a_n から a の全平均を算出する. 図3.2の例に示す, 激しく波動する黒い線の瞬時値に対して, 水面変動の全平均(赤い曲線)出力データは時間経過とともに安定化している.

計算領域の全体が同じサイズの格子で被覆されており, 格子サイズと数は自由に設定できるようになる. 格子中心地形データの読み込み位置(拡散計算の染料投入位置)として定義されている. 格子はスタガード格子として, i が x 方向, j が y 方向である.

計算領域の境界位置で1マスのスポンジ層を設ける, ここでスポンジ層とは, 周囲境界での波の反射を防止するために設けたもので, これによって, 長時間の計算を行うことが可能となる.

計算を領域の条件設定は表3.1に示す, 図3.3に計算領域を示す. x 方向は岸沖方向, y 方向は沿岸方向にする.

図3.5では右, 上方向は x, y 方向の正方向である.

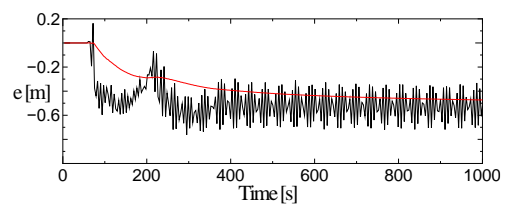


図 3.2 水面変動の全時間平均と時刻みデータの時系列分布

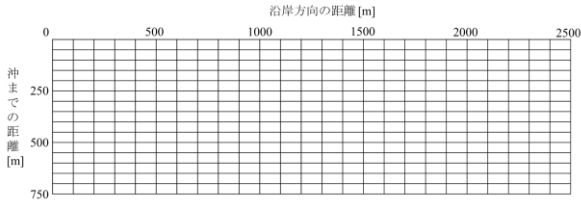


図 3.3 計算領域

表 3.1 基礎条件

計算領域[m]	750×2500	格子数	150×250
間隔[m] dx×dy	5.0×10.0	時間分解能 [s] dt	0.05

4. 拡散計算・粒子追跡

拡散計算は発生源から染剤を投入して、海浜流の流れを視認できるような手法である。発生源位置は静止状態の汀線から距離10mに設定、式(4.1)を用いて計算を行う、

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} = D_c \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} \right) \quad (4.1)$$

u は岸沖方向流速、 v は沿岸方向流速、 D_c は拡散係数、本研究は $D_c=0.5$ として計算を行った。上の式の右辺を左辺へ移動して、整理する、

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(uc - D_c \frac{\partial c}{\partial x} \right) + v \frac{\partial}{\partial y} \left(vc - D_c \frac{\partial c}{\partial y} \right) = 0$$

となる。これをさらに変形すると

$$F_x = uc - D_c \frac{\partial c}{\partial x}$$

$$F_y = vc - D_c \frac{\partial c}{\partial y}$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} F_x + v \frac{\partial}{\partial y} F_y = 0$$

となる。図4.1に示す、差分をすると

$$F_{x_{ij}} = u_{ij} \frac{(c_{i+1,j} + c_{i,j})}{2}$$

$$F_{x_{i-1,j}} = u_{i-1,j} \frac{(c_{i,j} + c_{i-1,j})}{2}$$

$$F_{y_{ij}} = v_{ij} \frac{(c_{i+1,j} + c_{i,j})}{2}$$

$$F_{y_{i-1,j}} = v_{i-1,j} \frac{(c_{i,j} + c_{i-1,j})}{2}$$

が得る。図4.2はカスプ地形の拡散計算の例である。これにより、離岸流の分布と浅瀬の流速の発達の時間特性がわかる。

海浜流や離岸流は波動によって引き起こされた流れの平均量で表して、過去の履歴をひきずることになる。そのことを表現する1つの方法は粒子追跡だ。一つずつの

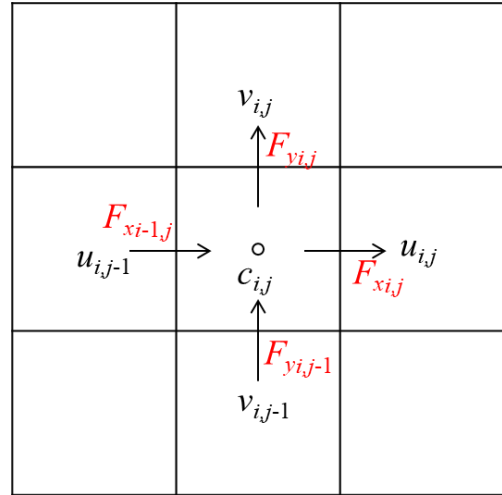


図 4.1 i,j 位置の拡散計算

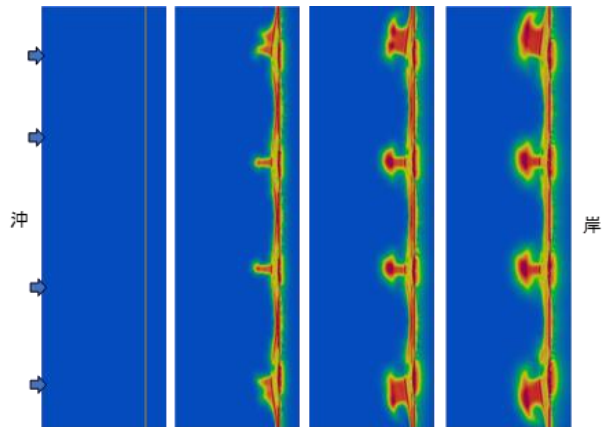


図 4.2 拡散計算の時間発展

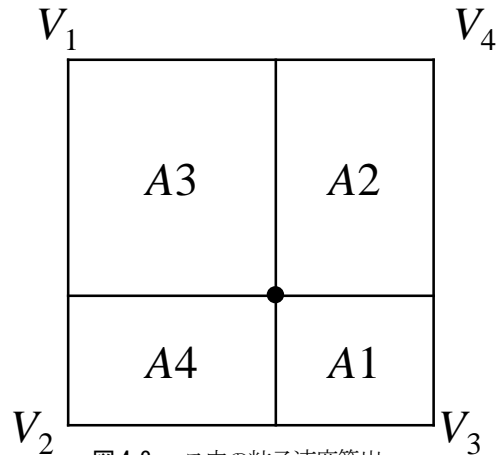


図 4.3 マス中の粒子速度算出

粒子は過去の位置からの変位であり、過去の流速の集積となって海浜流を引き起す。粒子の位置変動は下の式を用いて、更新を行った。

$$x_p^{n+1} = u \Delta t + x_p^n$$

$$y_p^{n+1} = v \Delta t + y_p^n$$

x_p , y_p は粒子位置である。式中の粒子速度 u , v は図4.3に示す、面積で示したの式により算出する。

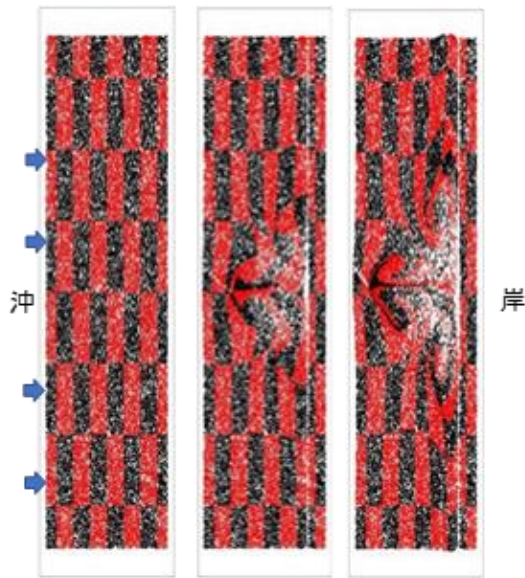


図4.4 粒子追跡によって求めた海浜流と離岸流の時間発展

$$V_p = V_1 A_1 + V_2 A_2 + V_3 A_3 + V_4 A_4$$

図4.4は中央マウンド付きの地形での粒子追跡の計算結果を例として示したものだ、この粒子追跡では計算領域中央のマウンド付近で強い沖向きの流れを取ることを示していてそれが渦のような形状を示すことがわかる。

5. 計算条件

数値実験に一樣勾配地形とカस्प地形を用いた。両地形の海底勾配とカस्प地形の発達率は表5.1に示す。海底勾配は玉井³⁾を参考し、1/20, 1/15, 1/10を採用した。カस्प地形は各一樣勾配地形の海底斜面中央にて、窪みを作成により作成された。カस्पスパンは625m, 計算領域沿岸均一分布とする。一樣勾配地形計算領域中心の断面図は図5.1に示す, 地形勾配1/20のカस्प地形の領域中央の断面図は図5.2に示す。

数値実験の波浪条件は, 表5.2に示す。数値実験は過去研究で離岸流発生やすい岸方向への垂直入射の波のみで行った。

6. 解析結果

波高による離岸流の強さを比較するため, 入射周期8s, 地形勾配1/15, カस्प発達率0.5, 入射波高1.0m, 1.5m, 2.0mの3ケースを計算し, 比較した。3つのケースはカस्प凸部で強い沖方向の流れが発生している。境界処理の不具合も確認できた, データの精度を考慮し, データの抽出は計算領域の中央で行った。入射波高1.0mのケース

表5.1 地形条件

海底勾配	カस्प地形発達率
1/20	0.0
1/15	0.5
1/10	1.0

表5.2 入射条件

入射波向	垂直入射
入射波高 [m]	1.0、1.5、2.0
入射波周期 [s]	4、8、12

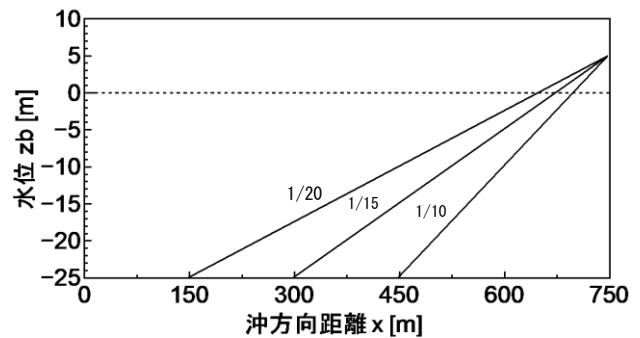


図5.1 一樣勾配地形断面図

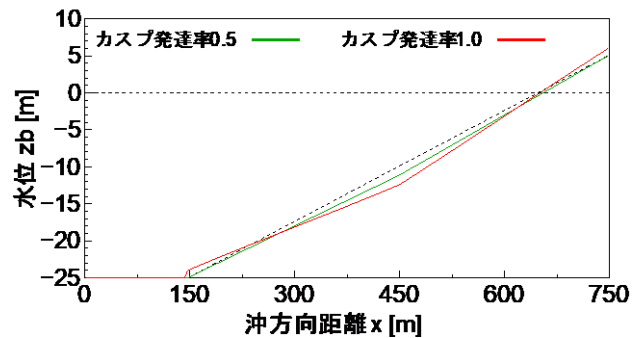


図5.2 海底勾配1/20カस्प地形断面図

より, 入射波高1.5m, 2.0m時が強い離岸流が発生していることが確認された。これが堀川⁴⁾言及した離岸流特性と一致する。図6.1は入射波高入射周期 $T=8s$, 海岸勾配 $S=1/15$, カस्प発達率0.5, $x=600m$, $y=1560m$ の位置から抽出した入射波高による沖方向流速の時系列分布である。横軸は経過時間time[s], 縦軸は岸沖方向の流速 $u[m/s]$ 。入射波高2.0m時は, 1.0m, 1.5m時より離岸流の流速が大きいであることが確認できる。

波高による水面変動の変化を調べるため, 地形勾配1/15, カस्प発達率0.5, 入射波高1.0m, 1.5m, 2.0mの3ケースを計算し, 比較した。入射波高2.0m時は, 1.0m, 1.5m時より岸からの反射波が強いであることが確認でき

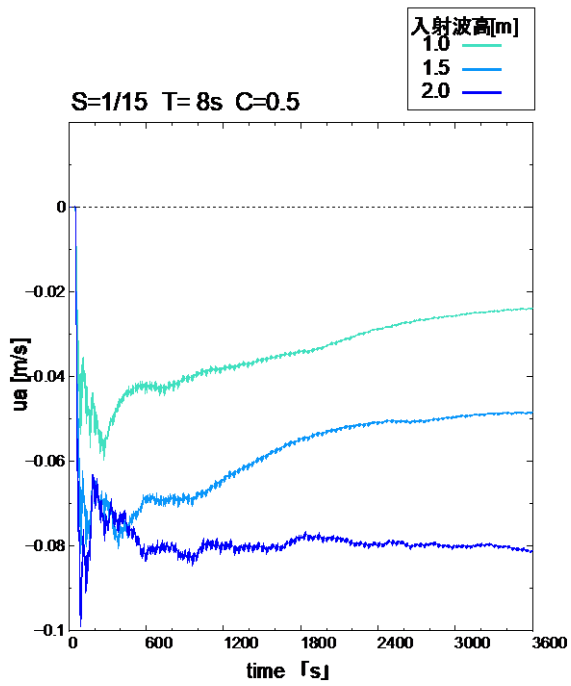


図 6.1 岸沖方向流速時系列分布
($T=8s$, $S=1/15$, $C=0.5$)

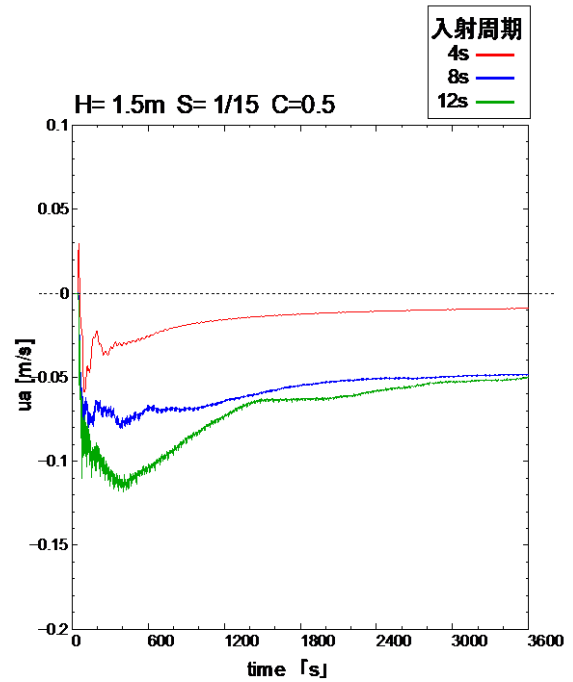


図 6.4 岸沖方向流速時系列分布
($H=1.5$, $S=1/15$, $C=0.5$)

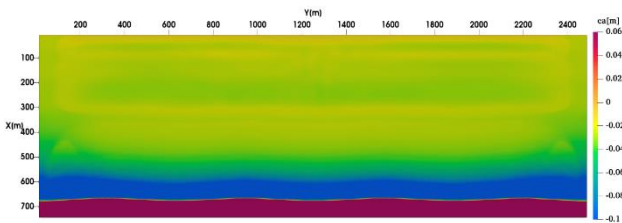


図 6.2 ケース h1.5_t08_s007_c0.5 の水面変動分布図

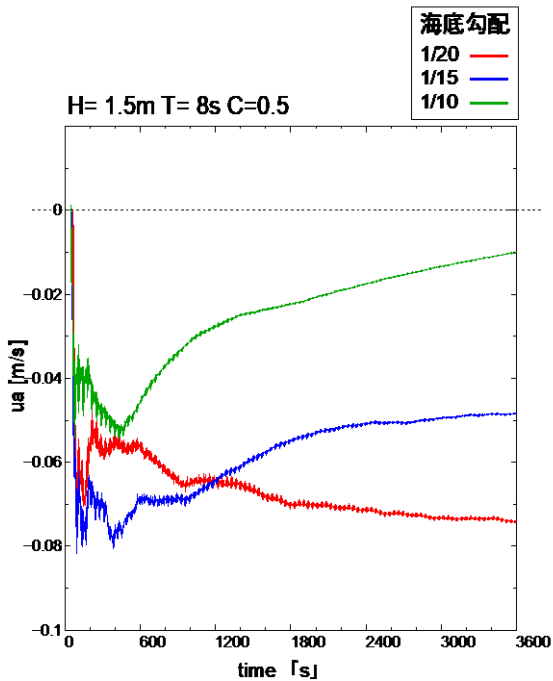


図 6.3 岸沖方向流速時系列分布
($H=1.5m$, $T=8s$, $C=0.5$)

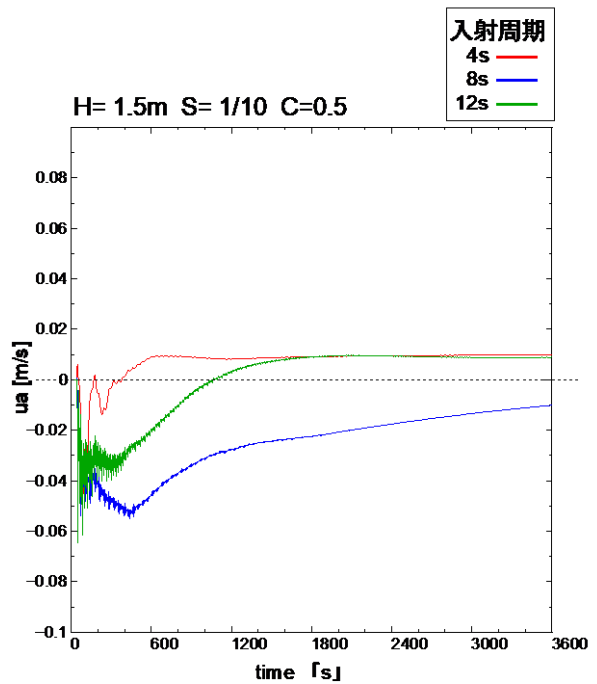


図 6.5 岸沖方向流速時系列分布
($H=1.5$, $S=1/10$, $C=0.5$)

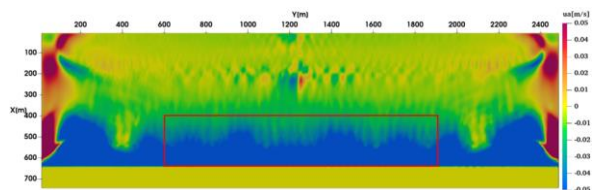


図 6.6 ケース h1.5_t12_s0.05_c0.0 の岸沖方向流速分布図

る。図6.2は入射波高1.5m, 入射周期8s, 海底勾配1/15, カस्प発達率0.5の造波1602s後の水面変動分布である。カस्प地形で離岸流が発生する位置の水面変動は凸部と窪みに比べ、少し大きいながら、大きいな差が見られない、離岸流が視認による判別は困難であることが考慮できる。

入射波高 $H=2.0\text{m}$, 入射周期 $T=8\text{s}$, カस्प発達率0.5, $x=600\text{s}$, $y=1560\text{m}$ 位置から抽出した海岸勾配変化による沖方向流速の時系列分布が図6.3に示す。海岸勾配1/15時は、1/10, 1/20時より離岸流の流速が大きいことが確認できる。これは堀川⁴⁾言及した離岸流特性に反し、村川らの実験結果²⁾と一致する。これより、入射波高ある程度高くなると、離岸流を最大流速にする地形勾配が存在すると推測する。

入射波高1.5m, 地形勾配1/10, 地形カस्प発達率0.5, 入射周期4s, 8s, 10sの3ケースと入射波高1.5m, カस्प発達率0.5, 入射周期8s, 12sの6ケースを計算し、比較した。平均沿岸方向流速の時系列分布を図6.4, 図6.5に示す。比較的緩い勾配地形勾配の時、高周期波の入射条件にて、強い離岸流が発生することが分かった、比較的急な地形勾配にて、離岸流が最大流速にする周期が存在すると考えられる。

一様勾配地形の27ケースに、緩やかな地形勾配と長周期入射波の条件で、汀線境界の近い位置にて局所的に沖方向の強い流速分布が見られた、図6.6は入射波高1.5m, 入射周期12s, 地形勾配1/20, 一様勾配地形のケースが1602秒経過後の岸沖方向流速分布だ、岸側近く局所的、沖方向に強い流速分布がしている確認できた。また、入射周期が長くなると、その発生間隔も大きくなる。しかし、高波浪時は長周期のケースにて、このような流速分布は確認できなかった。

7. まとめ

カस्प地形全体の結果にて、離岸流は入射波高が比較的低い時長周期、緩やかな地形勾配にて、発生しやすく、流速が大きい。比較的高い波が入射すると、比較的急な勾配をする地形にて、強い離岸流が発生する。

1. 地形条件一定時入射波高が大きいほど、カस्प地形の凸部にて発生する離岸流の流速の大きさは大きくなり、離岸流のつけ根から離岸流頭までの距離は長くなる。

2. カस्प地形で発生する離岸流の水面変動は凸部と窪みに比べ、少し大きい。入射波高とカस्प発達率が増大すると、この差は大きくなる。

3. 入射波高ある程度高くなると、離岸流を最大流速にする地形勾配が存在する。それ以前の入射、比較的緩やかな地形勾配を有するカस्प地形にて、強い離岸流が発生する。

4. 入射波高ある程度高くなると緩やかな勾配の地形にて、強い沿岸流が発生する。それ以前、緩やかな勾配で速い沿岸流が生じる。

5. 比較的急な地形勾配にて、離岸流が最大流速にする周期が存在する。比較的緩い勾配地形勾配の時、高周期波の入射条件にて、強い離岸流が発生する。

6. 高い入射波高、緩やかな地形勾配であるほど、岸からの水面変動が大きい。

7. カस्प地形が発達すると、離岸流が基礎条件による変化維持しつつ、その変化値の範囲が大きくなるという結果が得た。

一様勾配地形にて、比較的長い周期の波、且緩やかな地形勾配の条件で、強い反射波が生じ、離岸流も発生しやすくなる。離岸流発生間隔は入射周期が長くなると大きくなる。

境界の影響と砕波帯内の砕波処理がないため、正確に高波浪による入射条件時の波浪特性を捉えることが出来なかった。

8. 今後の展開

- 1). 本数値計算実験に用いていた非線形長波方程式は砕波帯以降を対象としている。その為、砕波処理はなし、急な波形勾配による波浪計算は不具合が生じる。汀線付近の砕波に関する特別な処理が必要だ。
- 2). 長周期波と離岸流の発生の具体的な関連性について更なる検証と考察が必要である。
- 3). 数値計算の沿岸方向の境界処理が上手く行っていません、その改善を提案する。
- 4). 高波浪時波浪特性の変動の実態を調査する。

参考文献

- 1) 日野幹雄, 林直樹: リップ・カレントの発生理論, 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 93-96, 1972
- 2) 細山田得三, 村川はるみ, 犬飼直之: 離岸流と海岸変形の相互作用に関する研究, 土木学会論文集B2(海岸工学), Vol. 67, No. 2, pp. I_556-I_560, 2011.
- 3) 玉井佐一: 海浜カस्पの形成機構に関する研究, 第22回海岸工学講演会論文集, No.22, pp. 135-139, 1975
- 4) 堀川清司: 海岸工学, 東京大学出版社, pp. 213-218, 1991