

シートフロー状態の漂砂を含む振動流流れの数値解析

A NUMERICAL ANALYSIS ON SEDIMENT LADEN OSCILLATORY FLOWS
UNDER SHEET FLOW CONDITION

浅野敏之*

By Toshiyuki ASANO

Under stormy waves on a sandy beach, a flat movable bed may appear when ripples have been washed out. Study on the sheet flow has recently received much attention because huge amount of sand is transported under such condition. However, very little understanding has been obtained thus far because of difficulties of the measurement.

To simulate the flow field, the present study has developed a numerical model based on a two-phase flow approach. The calculated results on the fluid velocity, sediment transport velocity and sediment concentration show fairly good agreements with existing experimental results under sheet flow condition. The increase of apparent bottom roughness due to sediment movement is also depicted by the present model.

Keywords : sheet flow, numerical analysis, two phase flow

1. はじめに

波による底面流速が大きくなると、砂漣が消滅し、海底砂が数層にわたって一度に流送されるようになる。このシートフロー状態の漂砂は、多量の砂移動を生じるために海浜変形を取り扱ううえで重要であるが、従来の研究は造波実験水槽で再現できる比較的掃流力が小さい場合の漂砂現象を議論したものがほとんどであり、シートフロー状態での流れの特性、底質の運動特性については、十分な理解が得られていない。

シートフロー状態の発生限界に関しては、比較的古くからたとえば Dingler-Inman¹⁾ などによって、波による流体運動と砂漣形状の関係を調べる過程で明らかにされてきた。シートフロー状態のみに着目して本格的な実験を行ったのは、おそらく香取ら²⁾の研究が最初であろう。その後、山下ら^{3),4)}や Ahilan-Sleath⁵⁾も、振動流水槽に軽量底質を敷設して、この状態を実験室内で再現し、シートフロー状態での流れの場や底質の移動特性を検討した。しかし、こうした高濃度の底質を含む複雑な流れの計測は容易ではなく、たえず精度の問題が付きまとうとともに、実験結果の集積自体も現段階では十分とはい

えない。

一方、シートフロー状態を想定した平坦移動床上の振動流流れの数値モデルが、最近、Bakker-van Kesteren⁶⁾や Ahilan-Sleath によって提案されている。しかし、そこでは流体の水粒子速度と底質の移動速度を区別した取扱いはなされていない。たとえば、Ahilan らのモデルでは、底質と流体の混相流を、時間・空間的に変化する平均密度をもった単相流として取り扱っている。しかし、底質粒子が充填された状態に近い高濃度層においては、底質粒子と流体との相対速度が無視できず、モデルの精度が悪化すると考えられる。

最近、河川工学における流砂の分野では、精密な固液二相流のモデルが提案されている^{7),8)}。こうした一方流に対するモデルを振動流に修正・拡張することにより、精度の高い数値モデルを確立することが本課題の解明に不可欠であると考えられる。

本研究は、シートフロー状態底質移動が形成されるとき振動流流れ場を固液二相流でモデル化し、数値解析を行ったものである。まず底質と流体に対する質量および運動量の保存則から、境界層近似を通じて簡略化された基礎式を導いた。その解析結果と既往の実験結果との比較検討から、水粒子速度および底質の移動速度の特性、抵抗則および漂砂量の特性等について検討し、以下のよ

* 正会員 工博 鹿児島大学助教授 工学部海洋土木開発工学科 (〒890 鹿児島市郡元 1-21-40)

うな興味深い結果が得られたのでここに報告する。

2. 振動流下の Sheet-flow 流れの固液混相流によるモデル化

著者はすでに流体相と底質相に対する質量および運動量の保存式から、ordering といくつかの仮定の導入によって平坦移動床上の振動流流れを記述する基礎式を導出し、これを昨年度の海岸工学論文集に発表した⁹⁾。

ここでは、理論展開の開始点である質量ならびに運動量の保存式と、最終的な数値計算の対象となる基礎式を示し、その間の誘導過程の概略ならびに基本的な仮定を簡単に述べておく。

ここで取り扱う流れの場は、(a) 二次元振動流で、(b) シートフロー条件下における平坦床を対象とし、(c) 流れは乱流状態で、分子粘性、分子拡散性を無視する。さらに底質は、(d) 一様粒径で、(e) 非粘着性を仮定する。

(1) 質量および運動量保存式

一方向流に対する固液混相流の数学的定式化は、Bogardi¹⁰⁾ によって示されており、これに流れの非定常性に起因する項を付加することにより、以下の式が得られる。まず、流体と底質に対する質量保存則から、それぞれ (1), (2) が得られる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(1-c) + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho(1-c)u_{j1} = 0 \dots\dots\dots (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_s c + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho_s c u_{s,j} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ρ, ρ_s : 流体、底質の密度、 u_i : x_i 方向の水粒子速度 ($i=1, 2$)、 $u_{s,i}$: x_i 方向の底質粒子移動速度、 c : 濃度である。

流体相および底質相に対する運動量保存則は以下のとおりである。

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(1-c)u_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho(1-c)u_i u_{j1} = -(1-c) \frac{\partial p}{\partial x_i} - \rho(1-c)g\delta_{i2} - f_i \dots\dots\dots (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho_s c u_{s,i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho_s c u_{s,i} u_{s,j} = -c \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \gamma_{ji}}{\partial x_j} - \rho_s c g \delta_{i2} + f_i \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 p : 圧力、 g : 重力加速度、 f_i : 底質粒子と流体間に生じる単位体積当たりの干渉力、 γ_{ji} : 底質粒子間に作用する干渉応力テンソル、 δ_{ij} : クロネッカーのデルタである。

以下では、流れ方向を x 軸、底質が振動流の全位相を通じて運動しなくなる最上面 (不動層表面) を原点として、その鉛直上方に z 軸をとり、それぞれの流速成分を u, w とする。乱れの時間スケールが振動流の時間スケールより十分小さいと仮定し、変数を (定常成分+

振動流成分) と乱れ成分に分離すると、多くの乱れ成分の相関項が派生する。ここで、 $u \gg w, u_s \gg w_s, \overline{u'w'} \gg \overline{c'u'w'}$ 等のオーダー比較より簡略化を行う。たとえば流体相の x 方向運動方程式に現われるせん断応力項は次式となる。

$$\tau/\rho = -[(1-c)\overline{u'w'} - \overline{c'u'w'}] \dots\dots\dots (5)$$

さらに渦拡散係数 K_c 、渦動粘性係数 K_v を用いて、乱れの相関項を平均速度と濃度の勾配で表現する。

$$\left. \begin{aligned} \overline{c'w'} &\simeq \overline{c'w'_s} = -K_c \frac{\partial c}{\partial z} \\ \overline{u'_s w'_s} &\simeq \overline{u'w'} = -K_v \frac{\partial u}{\partial z} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

式 (3), (4) 中の底質・流体相間の干渉力 f_i に関しては、底質粒子が完全な球形であること、近接粒子の相互干渉力が無視できることを仮定し、さらに通常の条件下では底質粒子に作用する慣性力は抗力に比して十分に小さいことを勘案すると、 x 方向成分 f_x は次式で与えられる。

$$f_x = \frac{\rho}{2} C_D \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right) \frac{c}{\pi d^3/6} u_r |u_r| \dots\dots\dots (7)$$

$u_r = u - u_s$ は流体と底質粒子の相対速度である。抗力係数 C_D は次の Rubey の公式で与えた。

$$C_D = 24/Re + 2 \dots\dots\dots (8)$$

ただし、ここでの Reynolds 数 Re は次式で与えられる。

$$Re = u_r d / \nu \dots\dots\dots (9)$$

底質粒子間の干渉力 γ_{xz} については Savage-McKeown¹¹⁾ の実験式である次式を用いた。

$$\gamma_{xz}/\rho = 1.2 \lambda^2 \nu \partial u_s / \partial z \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 λ は線形濃度で、粒子濃度の最大値 c_{max} (ここでは 0.65 とした) を用いて次式で与えられる。

$$\lambda = 1 / [(c_{max}/c)^{1/3} - 1] \dots\dots\dots (11)$$

粒状体がせん断変形を起こすためには、充填のパターンに依存して、0.53~0.65 程度の上限濃度が存在することが報告されている¹¹⁾。その上限濃度付近およびそれ以上の濃度での構成則については、定常単純せん断流・均一濃度といった理想状態でさえ複雑なものとなり^{12), 13)}、現在も十分に明らかにされていない。このような高濃度に充填された状態の構成則は、振動流場における構成則の解明と併せて今後の課題とし、ここでは濃度 c が 0 から c_{max} までの全領域を表現できるという便宜を考え、式 (10) の構成則を採用したわけである。式 (10) では c が c_{max} に近づくと γ_{xz} が無限大になるが、本モデルではこのような高濃度層内の流速場は、後述するように粒子間応力の鉛直成分が上方の底質水中重量を越えないという制約条件によって決定されることになる。

(2) 境界層近似

以下のような無次元量を導入し、境界層近似による簡

略化を行う。

$$\left. \begin{aligned} u &= \bar{u}u_0, & u_s &= \bar{u}_s u_0, & u_r &= \bar{u}_r u_0, \\ w &= w_{r0} \bar{w} / \sqrt{R}, & w_s &= w_{r0} \bar{w}_s / \sqrt{R}, \\ x &= g\xi / \omega^2, & z &= \sqrt{\nu / \omega} \zeta, & t &= \tau / \omega, \\ p &= \rho g u_0 / \omega \bar{p}, & K_c &= \sqrt{\nu / \omega} u_0 \bar{K}_c, \\ K_v &= \sqrt{\nu / \omega} u_0 \bar{K}_v, & \sqrt{R} &= u_0 / \sqrt{\nu \omega} \end{aligned} \right\} \dots\dots (12)$$

ここに、 u_0 ：境界層外縁における水粒子速度振幅、 w_{r0} ：清水中の単一底質粒子の終末沈降速度、 ν ：水の動粘性係数、 ω ：振動流の角周波数である。

底質相に対する質量保存則として(2)より次式が得られる。

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = - \left(\frac{w_{r0}}{u_0} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} (c \bar{w}_s) + \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right] \dots\dots (13)$$

流体相に対する x 方向運動方程式として次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} |c^* \bar{u}| + \left(\frac{w_{r0}}{u_0} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} |c^* \bar{u} \bar{w}| \\ &= \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\bar{K}_v c^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial \zeta} - \bar{K}_c \bar{u} \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right] \\ & \quad - c^* \frac{\partial \bar{p}}{\partial \zeta} - \frac{3}{4} R \left(\frac{u_0 d}{\nu} \right)^{-1} C_{0c} |\bar{u}_r| \bar{u}_r \dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここに、 $c^* = 1 - c$ である。

底質相に対する x 方向運動方程式として次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} |c \bar{u}_s| + \left(\frac{w_{r0}}{u_0} \right) \frac{\partial}{\partial \zeta} |c \bar{u}_s \bar{w}_s| \\ &= \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[\bar{K}_v c \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} + \bar{K}_c \bar{u}_s \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right] \\ & \quad - \frac{1}{s} c \frac{\partial \bar{p}}{\partial \zeta} + \frac{1.2}{s} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\lambda^2 \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} \right) \\ & \quad + \frac{1}{s} \frac{3}{4} R \left(\frac{u_0 d}{\nu} \right)^{-1} C_{0c} |\bar{u}_r| \bar{u}_r \dots\dots (15) \end{aligned}$$

ここで、 $s = \rho_s / \rho$ は底質の比重である。

一方、(1)と(2)の和から次式が得られる。

$$(1-c)\bar{w} + c\bar{w}_s = 0 \dots\dots (16)$$

流体相に対する z 方向運動方程式からは、圧力に関する記述式が得られる。また底質相に対する z 方向運動方程式の leading order には粒子間応力項 $\partial \gamma_{zz} / \partial z$ と固相・液相の干渉力項 f_z が残ることになる。しかしながら、この方程式は u 、 u_s 、 c と強い非線形性で結ばれるので、実際に収束する数値解を得ることは容易ではない。そこで w_s は、Richardson¹⁴⁾が行った混相流中の沈降速度に関する実験的知見に基づき、次式で与えることにする。

$$w_s = w_{r0} [1 - (c / c_{max})]^n \dots\dots (17)$$

本研究で取り扱う計算条件のもとでは n は一定値 2.3 となる。Rubey の式によれば、 w_{r0} / u_0 は次式で表わされる¹⁵⁾。

$$\left. \begin{aligned} \frac{w_{r0}}{u_0} &= \sqrt{(s-1) \frac{gd}{u_0^2} F(d)} \\ F(d) &= \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36}{(s-1)} \frac{\nu^2}{u_0^2 d^2} \frac{u_0^2}{gd}} \\ & \quad - \sqrt{\frac{36}{(s-1)} \frac{\nu^2}{u_0^2 d^2} \frac{u_0^2}{gd}} \end{aligned} \right\} \dots\dots (18)$$

w については w_s を用いて(16)で計算される。圧力勾配 $\partial p / \partial x$ については、境界層外縁における $\partial p / \partial x$ が内部まで一定の値を保持するものとする。

以上の方程式系に含まれるパラメーターは以下の4つである。

$$s = \frac{\rho_s}{\rho}, \quad R = \frac{u_0^2}{\omega \nu}, \quad \frac{u_0^2}{gd}, \quad \frac{u_0 d}{\nu} \dots\dots (19)$$

計算領域の高さ $\bar{\delta}$ (δ は計算領域の高さ δ を $\sqrt{\nu / \omega}$ で除した無次元量)は以下のように設定した。シートフロー条件下においては、底質粒子が数層にわたって集合的に移動する高濃度領域と、その上方の個々の粒子が浮遊運動する領域に分けられる。前者の高濃度層の厚さ z_c は、Wilson¹⁶⁾の実験結果に基づき、掃流力とともに線形的に増加するものとして与える¹⁷⁾。すなわち、

$$z_c = 10(\Psi - \Psi_{cr})d \dots\dots (20)$$

ここに、 $\Psi (= \hat{u}_*^2 / (s-1)gd)$ ： \hat{u}_* は時間的に変動する摩擦速度 $u_*(t)$ の振幅値)はシールズ数、 Ψ_{cr} は限界シールズ数である。後者は底質が移動しない場合の乱流境界層厚 $z_o (= \kappa u_*^* / \omega)$ ： κ はカルマン定数)をとる。 δ は z_c と z_o の和とする。

(3) K_c, K_v に対する仮定

固液混相状態での乱流構造についてはほとんど不明であって、それ自体が解決すべき大きな課題である。底質の濃度がきわめて大きい場合には、乱れの混合距離は粒子間隔のスケールであることが予想され、底質濃度が小さくなると、底質を含まない流れの混合距離に近づくが、これに底質浮遊の効果が関与すると考える。以上より渦動粘性係数 K_v の分布形として、次式を仮定する。

$$\left. \begin{aligned} K_v &= \kappa u_*(t) \beta(d / \lambda) : z < z_c / 2 \\ K_v &= \kappa u_*(t) (z - z_c / 2) / (1 + 4.7(z / L)) \\ & \quad + \kappa u_*(t) \beta(d / \lambda) |_{z=z_c/2} : z \geq z_c / 2 \end{aligned} \right\} \dots\dots (21)$$

ただし、

$$L = \hat{u}_*^2 / (\kappa g (s-1) w_{r0} c) \dots\dots (22)$$

ここに、 β は係数でここでは 10 とする。また、 $u_*(t)$ は時間的に変化する移動床上の摩擦速度で、その振幅 \hat{u}_* の評価にあたっては、Grant-Madsen¹⁸⁾による移動床上の粗度高さ k_b の提案式を用いた。すなわち、

$$k_b = 160(s+0.5) \sqrt{\Psi - 0.7 \sqrt{\Psi_{cr}}} d \dots\dots (23)$$

ただし、上式の k_b を通じて得られる摩擦係数は Grantらが示したように 0.23 を越えないものとする。

拡散係数 K_c と K_v の関係については多くの議論があ

るが、ここではひとまず $K_c=K_v$ とした。 K_v, K_c は $z=z_c+\Delta$ より上方からは一定値をもつこととした^{19),20)}。ここに Δ は次式で表わされる。

$$\Delta=0.036 [2 d(u_0/\omega)]^{1/4} \dots\dots\dots(24)$$

(4) 境界条件および初期条件の設定

\bar{u}, \bar{u}_s に対する境界条件は以下のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}=\bar{u}_s=0, \quad \partial\bar{u}_s/\partial\xi=0 \quad \text{at } \xi=0 \\ \partial\bar{u}/\partial\xi=0 \quad \quad \quad \text{at } \xi=\bar{\delta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(25)$$

底面における u_s に対する境界条件 $\partial\bar{u}_s/\partial\xi=0$ は、濃度が c_{max} に近づくと(11)より λ が無限大になるため、(10)の γ_{xz} が有限確定値をもつという条件から課せられるものである。本解析では、粒子間応力の鉛直方向成分が上方の底質水中重量とつり合うという Bagnold²¹⁾ の仮説は直接には用いていない。しかし、 c が c_{max} に近い高濃度層では、 λ がきわめて大きくなり、数値的に不安定になることがある。そこで不動層に近い領域での流速勾配 $\partial u_s/\partial z$ は、それによって計算される γ_{xz} が Bagnold の仮説による値を越えないという条件を課した。すなわち、

$$\left| \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial z} \right| \leq (s-1)g \tan \phi \int_z^\infty c dz / (1.2 \lambda^2 \nu) \dots\dots(26)$$

ここで ϕ は粒子間の動摩擦角である。

一方、濃度 c に対する境界条件は

$$\left. \begin{aligned} c=C_{max} \quad \quad \quad \text{at } \xi=0 \\ -\left(\frac{w_{r0}}{u_0}\right) \frac{1}{\sqrt{R}} c \bar{w}_s + \bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \xi} = 0 \quad \text{at } \xi=\bar{\delta} \end{aligned} \right\} \dots\dots(27)$$

である。濃度変動の非定常性は拡散係数の周期変動性を通じて現われると考える。すなわち、(21)の K_c は $u_*(t)$ に比例するが、

$$\begin{aligned} u_*(t) &= |\sqrt{\tau_0/\rho}| = |\sqrt{\cos(\omega t + \varphi_1)}| \\ &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(5/4)} \left[1 + \frac{2}{5} \cos 2\theta - \frac{2}{15} \cos 4\theta + \dots \right] \end{aligned} \dots\dots\dots(28)^{21)}$$

であるから (Γ はガンマ関数、 $\theta (= \omega t + \varphi_1)$ は位相、 φ_1 は τ_0 と u との位相差)、 \bar{K}_c は、

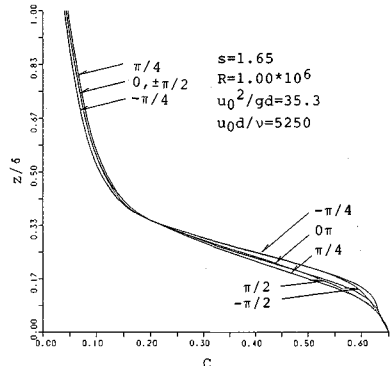
$$\bar{K}_c = K_{c0}(1 + 0.4 \cos 2\theta) = K_{c0} + K_{c2} \cos 2\theta \dots\dots(29)$$

の時間変化を有する。そこで $c = c_0 + c_2 \cos 2\theta$ と表わし、(29)を(13)に代入すると定常成分 c_0 に対する次式が得られる。

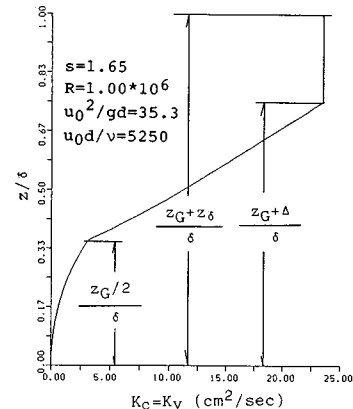
$$-\left(\frac{w_{r0}}{u_0}\right) \bar{w}_s c_0 + \sqrt{R} K_{c0} \frac{\partial c_0}{\partial \xi} = 0 \dots\dots\dots(30)$$

また非定常成分に対しては次式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_2}{\partial \tau} &= -\left(\frac{w_{r0}}{u_0}\right) \frac{\partial}{\partial \xi} (\bar{w}_s c_2) \\ &+ \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ K_{c0} \frac{\partial c_2}{\partial \xi} + K_{c2} \frac{\partial c_0}{\partial \xi} \right\} \dots\dots\dots(31) \end{aligned}$$



図一 濃度の鉛直分布



図二 渦動粘性係数の鉛直分布

以上、基礎式 (14), (15), (30), (31) が得られたわけであるが、この計算にあたっては Crank-Nicolson 法を採用した。鉛直方向に計算領域を 140 等分し、時間ステップは 1 周期の 1/5 000 とした。初期条件は方程式系の解とあまりかけ離れていないものを推定して与える必要がある。周期的に定常な解が得られるまで計算を繰り返したが、初期値の影響は半周期でほぼ消滅することがわかった。

3. 計算結果ならびに考察

(1) 鉛直分布の特性

まず $s=1.65, u_0^2/gd=35.3, R=1.0 \times 10^6, u_0d/\nu=5250$ の計算条件のもとに得られた流体の水平流速 u 、底質粒子の水平移動速度 u_s 、濃度 c の計算結果を示す。図一は濃度 c の鉛直分布を示したものである。図から z/d の小さい領域では z/d とともに濃度は c_{max} から漸減し、 $z/d > 0.2$ でほぼ指数関数的に減少することがわかる。

図二は式 (21), (22) で与えられる渦動粘性係数 K_v (= 拡散係数 K_c) の時間平均値の鉛直分布を示したものである。図中には $z_c/2, z_c+z_0$ および $z_c+\Delta$ の位置を併せて記入した。

注1) 前論文9)の式(44)の第2項、第3項では根号が脱落している。本論文式(28)のように修正されたい。

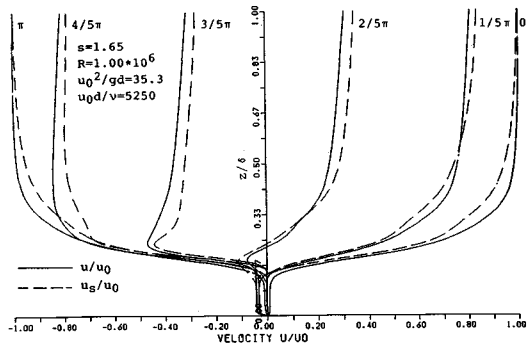


図-3 流体および底質の水平方向速度の鉛直分布

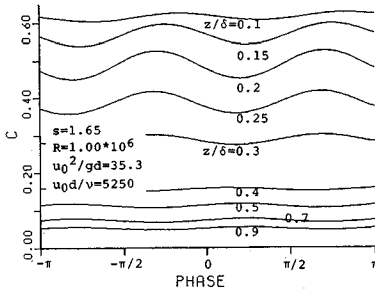


図-4 濃度の位相変化

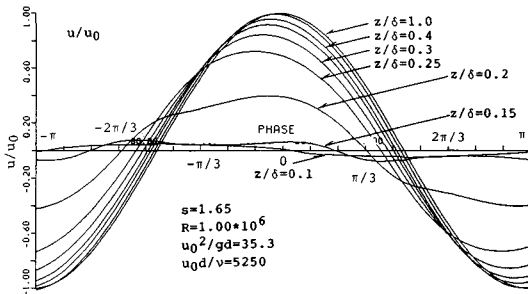


図-5 流体の水平方向速度の位相変化

図-3は、流体の水平流速 u 、底質粒子の水平移動速度 u_s の鉛直分布を示したものである。不動層に近い $z/\delta < 1/6$ の領域では、底質濃度が大きいため粒子間応力項が卓越し、 u_s はほぼ 0 となるのがわかる。流体相の速度 u も u_s が 0 に近いために粒子・流体間の抗力抵抗により小さな値となる。なお、 $z/\delta < 1/6$ の領域では、(15) の右辺は大きい方から、第 3 項の粒子間応力項、第 2 項の圧力勾配項、第 4 項の抗力項の順となり、第 1 項の拡散項はそれらに比べ、2~3 オーダー以上小さい。それより上方の $1/6 < z/\delta < 1/3$ の領域では、外縁流速が小さくなる位相で、通常の底質を含まない振動流境界層と同様な流速の先走りがみられる。またこの領域では、ほぼ全位相を通じて $|u| > |u_s|$ となる。これは u_s に対しては (15) 右辺第 3 項の粒子間応力項が作

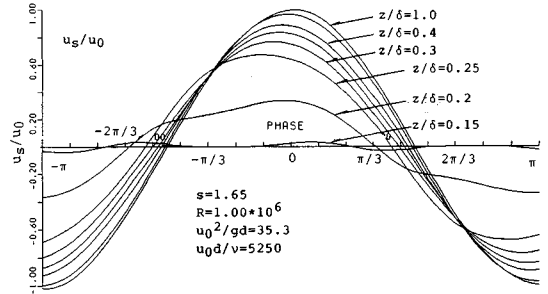


図-6 底質の水平移動速度の位相変化

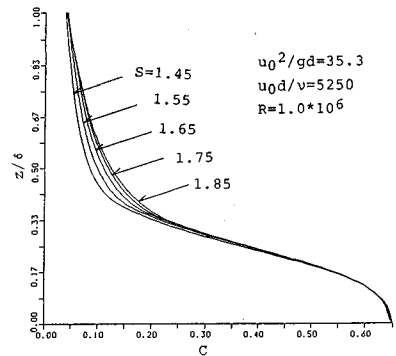


図-7 位相平均濃度の鉛直分布

用するため u より値が小さくなるためと考えられる。それより上方の $z/\delta > 1/3$ の領域では加速期に $|u| > |u_s|$ となり、減速期に $|u_s| > |u|$ となる。これは底質粒子の慣性が水粒子のそれより大きいためで、比重 s が大きくなるほどこの効果が大きくなる。

(2) 位相変化の特性

図-4は濃度 c の位相変化を示したものである。不動層近くの $z/\delta = 0.1$ および 0.15 では、外縁流速が最大となる位相 0π 、 $\pm\pi$ より少し遅れて濃度が小さくなり、逆に境界層外縁近くではその位相で濃度が大きくなる。

u 、 u_s の位相変化をそれぞれ図-5、図-6に示す。不動層に最も近い $z/\delta = 0.1$ および 0.15 の u の位相変化は他の結果と比べて特異であり、境界層外縁流速の時間変化 $(\partial u / \partial t)_{z=0}$ の位相変化に近く、このことはすなわち圧力勾配 $-\partial p / \partial x$ の位相変化にほぼ等しいことを意味する。この高さにおいては濃度は c_{max} に近く、粒子間の流れは浸透層の流れに近いことを意味する。 $z/\delta = 0.2$ 付近では u 、 u_s が比較的ゆっくり増加して極大値に達し、その後急に減少する。これらの特性は底質濃度の位相変化と密接に関連している。すなわち、外縁流速が 0 となる位相 $\pm\pi/2$ の直後では、不動層近傍の濃度 c が c_{max} に近いために、 u_s がほぼ 0 となり、 u の流速変化も u_s によって制限される。一方、位相 0π の直後で

は濃度 c が減少しているため、 u の流速変化が比較的容易に行われる。それより上方の領域では、 z/δ が大きくなるにつれて u 、 u_0 の位相変化は外縁流速の位相変化に近づくが、極大値が生じる位相は底面に近づくほど前進する。

(3) パラメーターによる結果の変化

まず、基礎式に含まれる4つのパラメーターのうち、比重 s のみを変化させたときの結果を示す。図-7は位相平均濃度の鉛直分布を示したもので、縦軸はそれぞれのケースに対する計算領域の高さ δ ($=z_0+z_0'$) で無

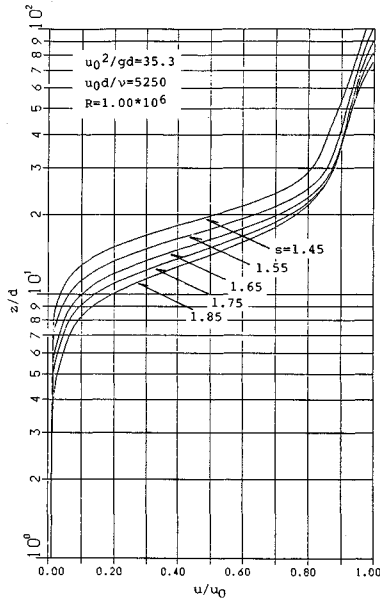
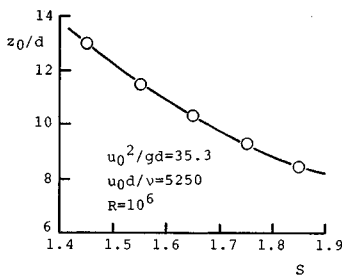
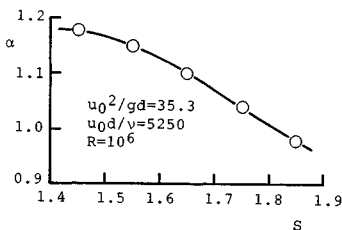


図-8 流体の速度分布



(a)



(b)

図-9 底質比重と流速分布特性量との関係

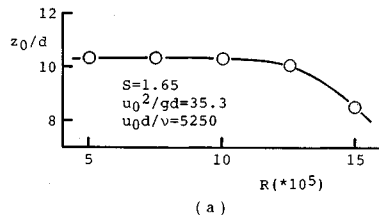
次元化した高さである。 z_0 は s が小さくなると (20) より増加するから、次元量で表わすと s の減少とともに高濃度層の厚さは増加することになる。

図-8は、位相 0π のときの流体の水平流速を片対数紙上にプロットしたものである。図から、流速分布は広い範囲で対数分布で近似できること、この分布を延長したときの z 切片 z_0 は粗度高さに相当するものであるが、それは底質の比重 s の増加とともに減少すること、曲線の勾配は底質の s の増加とともに緩やかになることが読み取れる。そこで、この対数分布をなす部分を

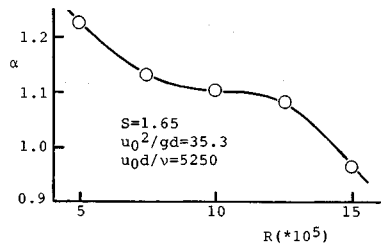
$$u/u_0 = \alpha \ln(z/z_0) \dots \dots \dots (32)$$

と表わし、図-8から読み取った z 切片 z_0 および直線の傾き α を、比重 s をパラメーターとして図示したものが、それぞれ図-9(a), (b) である。これらの図は、 s の減少に伴って底質運動が顕著となり、その結果 z 切片 z_0 、流速勾配 α がともに増加するという流速特性の変化を示している。ここで計算した範囲より s をさらに増加させても、固定床での値 $z_0/d=1/15$ 、 $\alpha = \sqrt{f/2}/\kappa$ (f は固定床上の振動流に対する摩擦係数) に必ずしも漸近しないようであるが、本解析では底質の集積的な流送を連続体としてモデル化しており、 s がある程度より大きい場合に対しては計算を適用することができないためである。

次に、パラメーター R を変化させたときの位相 0 における u の鉛直分布を、図-8と同様に対数紙上にプロットし、直線部分を延長したときの z 切片 z_0 および流速勾配 α を読み取って整理したものが、図-10(a), (b) である。同様に図-11および図-12は、それぞれパラメーター u_0^2/gd 、 u_0d/v を変化させたときの z_0 と α の結果である。 R は振動流の周期が入った唯一のパラメーターであり、また u_0d/v は粒子の沈降速度などに

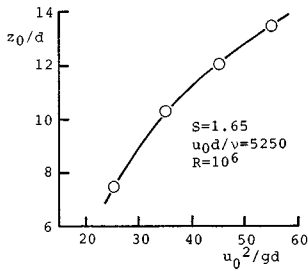


(a)

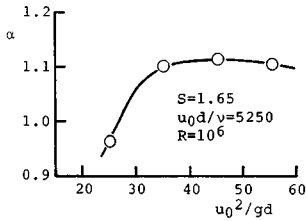


(b)

図-10 Rと流速分布特性量との関係

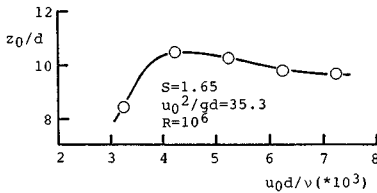


(a)

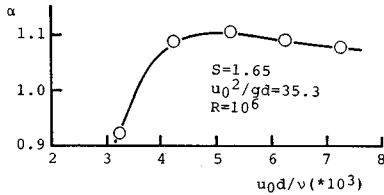


(b)

図-11 u_0^2/gd と流速分布特性量との関係



(a)



(b)

図-12 u_0d/v と流速分布特性量との関係

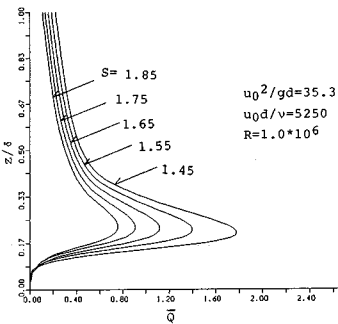


図-13 半周期漂砂量の鉛直分布

関与するパラメーターであるが、ここで計算した範囲内では z_0 , α に与える変化はそれほど大きくない。 u_0^2/gd が大きくなると z_0 が増加することが図-11(a) より読

表-1 Sheet flow に関する既往実験の諸元

	s	T (sec)	u_0 (cm/sec)	d (cm)	R (*10 ⁵)	$\frac{u_0^2}{gd}$	$\frac{u_0d}{v}$	$\frac{u_0^2}{(s-1)gd}$
Ahilan- Test-2	1.137	3.67	45.0	0.40	1.18	5.17	1800	37.7
Sleath Test-5 (1987)	1.137	3.59	31.5	0.40	0.57	2.53	1260	18.5
Test-9	1.44	4.86	122.0	0.43	11.5	38.0	5246	86.3
Katori et Case 1-1 al. (1980)	2.66	3.60	127.0	0.02	9.24	823	254	496.0
Yamashita Case-2 et al. (1985)	1.58	3.10	80.6	0.50	3.21	13.3	4030	22.9

み取れるが、このパラメーターと s を組み合わせて $u_0^2/(s-1)gd$ と変形すれば、シールズ数に類似のパラメーターとなることから、首肯できる結果である。

図-13 は次式で計算される半周期漂砂量 \bar{Q} の鉛直分布を示したものである。

$$\bar{Q} = \frac{\bar{u}_s \cdot c}{w_{r0}} \frac{dz}{d} = \frac{u_0 \sqrt{\nu/\omega}}{w_{r0}} \frac{1}{d} \frac{1}{\pi} \bar{u}_s \cdot c d \zeta \dots \dots \dots (33)$$

s の減少とともに底質移動が顕著になり、 \bar{Q} が急激に増大することがわかる。 \bar{Q} が最大となる高さは、位相平均濃度 c が 0.4 程度となる高さ存在する。

4. 既往の実験結果との比較検討

ここでは、Ahilan-Sleath⁵⁾、香取・渡辺・堀川²⁾、山下・沢本³⁾の実験条件を与えて計算を行い、これら実験結果との比較から、本計算の妥当性を検討する。表-1 は三者の実験条件を整理して示したものである。いずれも振動流下での実験で、香取らは粒径の細かい砂を、Ahilan らおよび山下らは人工の軽量粒子を用いている。

Ahilan らは、シネカメラによる粒子の追跡と、2 台の光電管式濃度計の相関分析の 2 つの方法によって、底質の移動速度を測定した。位相 0π における底質移動速度の実測結果と、同じ条件下での u_s の計算結果を比較したものが図-14 である。(a), (b) は比重 $s=1.137$ のナイロン粒子を用いた場合の結果で、振動流の流速が大きい (a) では実験結果の分布形状が計算結果よりなだらかになっている。これは彼らが行った他の実験ケースである Test-1, Test-3 の結果にも共通してみられる性質である。このケースのようにきわめて軽い底質粒子を用いると、高濃度層全体が 2 層流のように脈動する可能性があり、その場合には水槽長さ方向 (x 方向) にも現象が変化し、測定精度が低下することが考えられるが、はっきりしたことはよくわからない。(b) の結果については、計算値は実験値と良好な一致を示している。(c) は他の 2 つのケースより底質比重が大きく、計算結果には 3 cm 程度の粒子がほとんど動かない層が生じている。実験結果にはこうした流速の小さい領域は示されていないが、ここで取り扱うような時間変動性の大きい流れのもとでの移動床実験では、座標原点をどこにとるか、すなわちどこまでを不動層とするか正確に定めることが難しいように思われる。そのため、この図については実

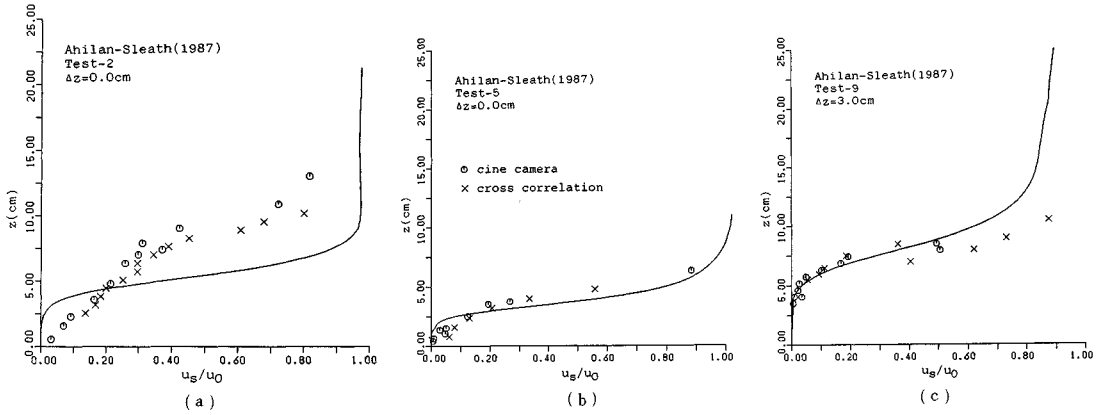


図-14 Ahilan-Sleath (1987) の実験結果と計算結果の比較

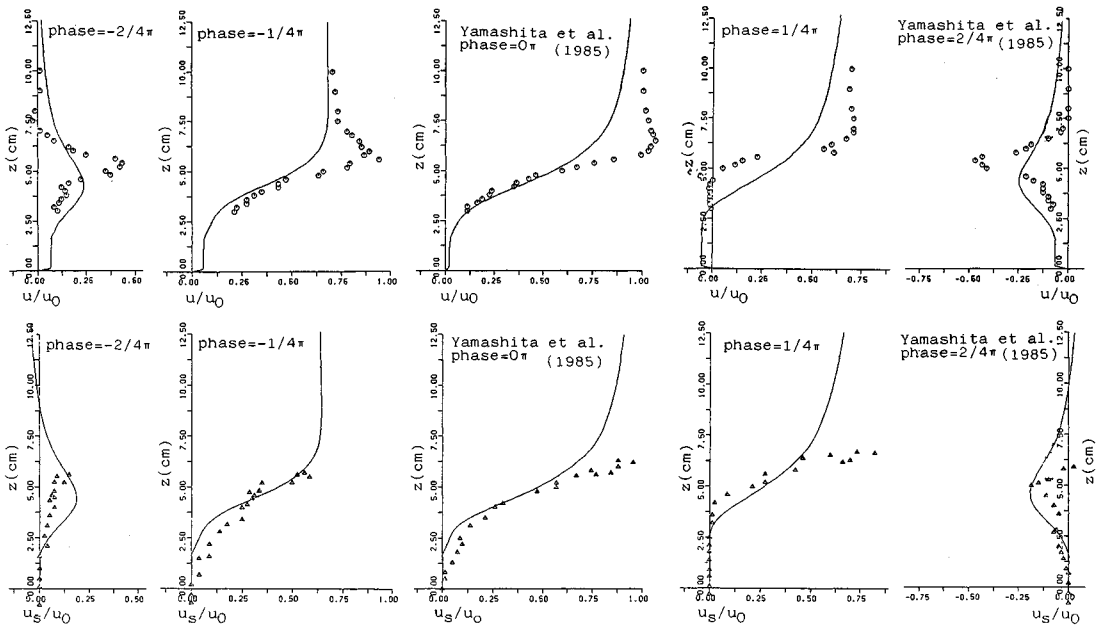


図-15 山下ら (1985) の実験結果と計算結果の比較 (上段：水粒子速度，下段：底質移動速度)

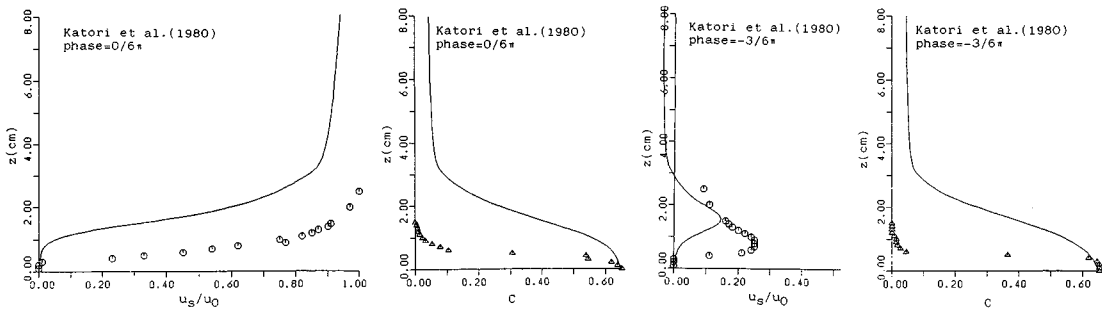


図-16 香取ら (1980) の実験結果と計算結果の比較

験結果の z 座標を 3.0 cm 上方に移動して示したが、流速分布はよく一致することがわかる。

図-15 は、山下らが光ファイバー・レーザー Doppler

流速計や 16 mm カメラによる画像解析などによって測定した水粒子速度 (上段) および底質の移動速度 (下段) の結果と、同じ条件下での計算結果を比較したもの

である。山下らの原論文では、流れを静止したときの底質粒子層の上端面を z 軸の原点と定めているが、本モデルでは位相を通じての不動層表面位置を原点と定義するため、ここでは実験結果が示す不動層表面位置 $z = -5$ cm に原点を移動して結果をプロットした。図から細部では計算値と実験値との不一致がみられるものの、流速値が 0 から増加し始める高さ、内部流速の外縁流速変動からの位相の先行、流れの加速時に底質の移動速度が水粒子速度より小さくなること等、計算値は実験値の特性を良く表現している。

図—16 は、香取らによる底質粒子の移動速度および底質濃度の実測値との比較を示したものである。香取らの実験条件では、表—1 の最後列に示したシールズ数に近いパラメーターである $u_*^2/(s-1)gd$ が、ここで取り上げた実測結果の中では最大となり、計算では高濃度の領域が大きくなるが、彼らの実測結果では u_s, c ともに値の変化が $z < 2$ cm の狭い範囲に限られ、両者の一致の程度は良くない。彼らの実験では粒径 0.02 cm の細砂を用いており、そのことが何らかの不一致の原因となっていることも考えられる。

5. あとがき

本研究は、シートフロー状漂砂が生じるときの振動流れを固液混相流モデルによって記述し、その数値計算結果ならびに既往の実験結果との比較から、こうした条件下の流れの場の特性を議論したものである。本研究で得られた主たる結論は以下のとおりである。

(1) 底質の濃度がきわめて大きい不動層近くの領域では、底質相の移動速度はほぼ 0 となり、それに伴って流体相の速度も流体・粒子間の抗力抵抗のために小さくなる。また、その位相変化は圧力勾配と同位相となる。一方、底質濃度の小さい上方の領域では、加速期の流体相の速度が底質相の移動速度より大きくなり、減速期では逆に小さくなる。

(2) シートフロー状態の底質を含むことによる流れの場の変化は、対数紙上の流速分布の勾配および z 切片を特性量として記述することができる。これらの特性量の変化は、本数値モデルに含まれる 4 つのパラメーターによって表現可能である。

(3) 本数値モデルは、既往のシートフローが生起するときの流体相の流速ならびに底質相の移動速度に関する実測結果を、かなり良好に再現することができる。

本研究では、沈降速度や固相と固相の干渉力の表示に、単純な流れの場の知見をそのまま振動流に拡張して適用した。また、固液混相状態の乱流構造は未知の点が多いため、ここで行った渦動粘性係数の設定も検討の余地が残されている。しかし、シートフロー状漂砂が形成され

るときの流れの場は、高濃度の底質が流送されるために測定が難しく、さらに現象の非定常性や振動流水槽の有限性等、実験的手法には多くの制約と問題が含まれる。本研究で示した数値解析手法は、こうした実験のもつ物理的制約を克服でき、さらに本解析を運動量保存則からエネルギー保存則に拡張すれば、底質浮遊や粒子間の干渉応力による振動流のエネルギー減衰の寄与率が計算できるなど、実験的手法では行えない現象の分析が可能であることから、有力かつ発展性の大きい手法と考えられる。今後は、本現象に関与する個々の要因の力学的機構を実験によって解明するとともに、それらの知見を数値モデルに統合するといった、両手法の長所の相互補完を通じて、本現象の解明が達成できるものと考えられる。

謝 辞：本研究の一部は著者がデンマーク工科大学水理水力学研究所 (ISVA) に滞在中に行ったものであり、研究所スタッフから有益なご助言を頂いたことに謝意を表す。また、貴重な実験データを公表して頂いた Cambridge 大学の Sleath 博士に謝意を表す。図面の作成には京都大学工学部大学院学生の筒井勝治君の協力を得たことを付記し、謝意を表す。

参 考 文 献

- 1) Dingle, J.R. and Inman, D.L. : Wave-formed ripples in nearshore sands, Proc. of 15th ICCE, pp. 2109~2126, 1976.
- 2) 香取完和・渡辺 晃・堀川清司：シートフロー状態の底質移動に関する研究，第 27 回海講論文集，pp. 202~206, 1980.
- 3) 山下俊彦・沢本正樹・武田秀幸・横森源治：移動床の上の振動流境界層とシートフロー状砂移動に関する研究，第 32 回海講論文集，pp. 297~301, 1985.
- 4) 山下俊彦・日比康生・寺島貴志：シートフロー状漂砂の移動機構と net の漂砂量，第 35 回海講論文集，pp. 297~301, 1988.
- 5) Ahilan, R. V. and Sleath, J. F. A. : Sediment transport in oscillatory flow over flat beds, J. of Hydraulic Engrg., Vol. 113, No. 3, pp. 308~322, 1987.
- 6) Bakker, W. T. and van Kesteren, W. G. M. : The dynamics of oscillatory sheetflow, Proc. of 20th ICCE, pp. 940~954, 1986.
- 7) Kobayashi, N. and Seo, S. N. : Fluid and sediment interaction over a plane bed, J. of Hydraulic Engrg., ASCE, pp. 903~921, 1985.
- 8) Shibata, M. and Mei, C. C. : Slow parallel flows of a water-granule mixture under gravity, ACTA Mechanica, Vol. 63, pp. 179~216, 1986.
- 9) 浅野敏之：平坦移動床の上の振動流れの解析，第 36 回海岸工学論文集，pp. 249~253, 1989.
- 10) Bogardi, J. : Sediment Transport in Alluvial Streams, Akademiai Kiado, Budapest, Hungary, p. 826, 1974.

- 11) Savage, S.B. and McKeown, S. : Shear stresses developed during rapid shear of concentrated suspensions of large spherical particles between concentric cylinders, *J. Fluid Mech.*, Vol.127, pp.453~472, 1983.
 - 12) Bagnold, R.A. : The flow of cohesionless grains in fluids, *Phil. Trans. Royal Soc. London*, A249, pp.235~297, 1965.
 - 13) Hanes, D.M. and Inman, D. : Observations of rapidly flowing granular-fluid materials, *J. Fluid Mech.*, Vol.150, pp.357~380, 1985.
 - 14) Richardson, J.F. and daS Jeronimo, M.A. : Velocity-voidage relations for sedimentation and fluidisation, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.34, pp.1419~1422, 1979.
 - 15) 河村三郎：土砂水理学1，森北出版，p.339, 1982.
 - 16) Wilson, K.C. : Analysis of contact-load distribution and application to deposit limit in horizontal pipes, *J. of Pipelines*, Vol.4, pp.171~176, 1984.
 - 17) 浅野敏之・河田暢亮：移動床上の振動流流れのエネルギー逸散に関する研究，第35回海岸工学講演会論文集，pp.302~306, 1988.
 - 18) Grant, W.D. and Madsen, O.S. : Movable bed roughness in unsteady oscillatory flow, *J. of Geophy. Res.*, Vol.87, No.C1, pp.469~481, 1982.
 - 19) Jonsson, I.G. : A new approach to oscillatory rough turbulent boundary layers, *Ocean Engineering*, Vol.7, pp.109~152, 1980.
 - 20) Brevik, I. : Oscillatory rough turbulent boundary layers : *Proc. of ASCE, WW3*, Vol.107, Aug., pp.175~190, 1981.
 - 21) Bagnold, R.A. : Experiments on a gravity free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, *Proc. of Roy. Soc.*, A225, pp.49~63, 1954.
(1989.6.24・受付)
-