

振動流下のシートフロー状固液混相流内に発生する分散圧力の特 性

浅野 敏之*・前野 賀彦**

1. はじめに

球形粒子群ならびにそれと同じ比重を持つ流体の混相体を同心円筒内に封じ込め、外円筒を回転させてせん断力を与えてやると、主として粒子間の衝突によって運動量の交換が引き起こされ、その結果、分散圧力 (dispersive pressure) が発生することが、Bagnold (1954) の実験によって明らかにされている。

こうした固液混相流における応力とひずみ速度の関係は、漂砂・流砂の分野以外にも、穀物・薬品類・鉱産物の流体輸送や、土石流等の流れ場を記述する上での力学的基礎となることは、周知の通りである。Bagnold の実験以来、一方向クエット流に対する同様な実験が、Savage-Mckeown (1983), Savage-Sayed (1984), Hanes-Inman (1985) によって行われ、振動流に対する同様な実験は、最近 Bakker-van Kesteren (1988) が報告している。

以上の実験においては濃度に関して均質な固液混相体の挙動を調べているが、本研究が対象とする高波浪時のシートフロー流れは、上層の浮遊砂層から下層の格子状に充填された不動層まで底質濃度が急変するような非均質な場であって、そのような場で分散圧力を測定した研究は、著者らの知る限りまったく無い。

シートフロー状態の底質移動が生じる場合、底質層の表面に作用する圧力に対して、分散圧力が上方の底質一流体層を持ち上げようとするので、その直下の間隙水圧はそれだけ減少すると考えられる。一方、下方への分散圧力は格子状の粒子群によって支えられ、粒子骨格が受け持つ圧力の増加となって現れるであろう。本研究は、この仮説を理論的、実験的に検討したものである。

前野 (1988, 1989) は、砂層中の間隙水圧と土圧を測定し、底質移動がある場合、砂層表面では間隙水圧が急激に減少すること、その減少特性はシールズ数などによって記述され、底質移動の強さと密接に関係することを示した。したがって本課題の解明は、シートフロー・漂砂

の移動機構とその流れ場の解明に基礎的知見を与えるばかりでなく、海底砂質地盤の有効応力の特 性・液状化を議論する上でも有用であると考えられる。

本研究では、まず固液混相流に対する鉛直方向運動方程式から、間隙水圧と分散圧力の関係を理論的に導出した。次いで、振動流水槽内に球形プラスチック粒子を敷設してシートフロー状態を形成し、底面の間隙水圧、粒子圧および主流部での水圧の同時測定を行って、底質移動による間隙水圧変化の実験的検討を行った。以下にこれを報告する。

2. 振動流下の固液混相流内の間隙水圧に関する記述式

1) 固液混相流に対する鉛直方向の運動方程式

振動流下の固液混相流れの定式化については、昨年度浅野 (1989) が発表した が、そこでは紙幅の関係上、水平方向の運動方程式のみが詳述されている。圧力の記述式は、以下に示すように鉛直方向の運動方程式から得られる。

前論文と同様に、1) 平坦床上の振動流れ、2) 底質は一樣粒径で非粘着性、3) 流れは乱流状態、分子粘性・分子拡散性は無視、を仮定する。流体相・固相それぞれに対する鉛直方向運動方程式において、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して、時間平均を施した段階から議論を開始する。

流体相に対する鉛直方向運動方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{ (1-c)w \} + \frac{\partial}{\partial z} \{ (1-c)w^2 \} \\ &= -\frac{1}{\rho}(1-c)\frac{\partial p}{\partial z} - (1-c)g + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \sigma}{\partial z} - \frac{1}{\rho}f_z \\ & \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ここに、 t : 時間、 z : 鉛直方向の座標、 c : 固相の濃度、 w : 流体相の鉛直方向速度、 ρ : 流体相の密度、 p : 圧力、 g : 重力加速度である。 σ は次式で示される乱れに起因する応力項である。

$$\sigma/\rho = -\{ -2w\overline{w'w'} + (1-c)\overline{w'^2} - \overline{c'w'^2} \} \dots\dots (2)$$

* 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

** 正会員 農博 舞鶴工業高等専門学校助教授 土木工学科

また, f_z は次式で示される単位時間当りの固相・流体相間の干渉力項である.

$$f_z = \frac{3}{4} \rho C_D c \frac{1}{d} \sqrt{u_r^2 + w_r^2} w_r + \rho c C_A \frac{dw_r}{dt} + \rho c g \dots (3)$$

ここに C_D : 抗力係数, u_r : 流体相と固相の水平方向相対速度 ($u_r = u - u_s$, u , u_s : それぞれ流体相, 固相の水平流速), w_r : 鉛直方向相対速度 ($w_r = w - w_s$, w , w_s : それぞれ流体相, 固相の鉛直流速), d : 固相粒子の粒径, C_A : 付加質量係数である. (3) の右辺第1項は相対速度に基づく抗力項, 第2項は付加質量項, 第3項は浮力項を意味する.

固相に対する鉛直方向運動方程式は次式となる.

$$\frac{\partial}{\partial t} \{c w_s\} + \frac{\partial}{\partial z} \{c w_s^2\} = \frac{1}{\rho_s} \left\{ -c \frac{\partial p}{\partial z} - \rho_s c g + \frac{\partial \sigma_s}{\partial z} - \frac{\partial \gamma_{zz}}{\partial z} + f_z \right\} \dots (4)$$

ここに ρ_s : 固相の密度, γ_{zz} : 粒子間に生じる応力テンソルの zz 成分, すなわち粒子の衝突によって発生する分散圧力に相当する. ここで, γ_{zz} は Savage-McKeown (1983) の表示にならい, 次式で表す.

$$\frac{\gamma_{zz}}{\rho_s} = \frac{1.2}{s} \lambda^2 \nu \left| \frac{\partial u_s}{\partial z} \right| / \tan \phi \dots (5)$$

ここに $s = \rho_s / \rho$ は比重, ν は流体相の動粘性係数, ϕ は粒子間の動摩擦角, λ は線形濃度で最密充填時の濃度 c_{max} を用いて次式で表される.

$$\lambda = \frac{1}{(c_{max}/c)^{1/3} - 1} \dots (6)$$

また σ_s は流体相および固相の乱れ成分に起因する応力項で, 次式で表される.

$$\sigma_s / \rho_s = - \{ 2 w_s \overline{c' w_s'} + c \overline{w_s'^2} + \overline{c' w_s'^2} \} \dots (7)$$

(2), (5) を拡散係数 K_c を用いて,

$$\frac{\sigma}{\rho} \approx 2 w \overline{c' w'} = -2 w K_c \frac{\partial c}{\partial z} \\ \frac{\sigma_s}{\rho} \approx -2 w_s \overline{c' w_s'} = 2 w_s K_c \frac{\partial c}{\partial z} \dots (8)$$

と表し, さらに前報と同様に以下の無次元化を行う.

$$u_r = \bar{u}_r u_0, w_r = w_{f0} \bar{w}_r / \sqrt{R}, \\ w = w_{f0} \bar{w} / \sqrt{R}, w_s = w_{f0} \bar{w}_s / \sqrt{R}, \\ z = \sqrt{\nu / \omega} \zeta, t = \tau / \omega, p = \rho(g/\omega) u_0 \bar{p}, \\ K_c = \sqrt{\nu / \omega} u_0 \bar{K}_c \dots (9)$$

ただし, u_0 : 境界層外縁における水平方向水粒子速度振幅, w_{f0} : 静水中の単一粒子の終末沈降速度, ω : 振動流の角周波数である. また R はストークス厚 $\delta_s = \sqrt{\nu / \omega}$ を用いた Reynolds 数に相当するもので, その 1/2 乗は次式で表される.

$$\sqrt{R} = u_0 / \sqrt{\nu \omega} \dots (10)$$

以上より, (1) は次式のように書き改められる.

$$\left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \{c^* \bar{w}\} + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \{c^* \bar{w}^2\} \\ = -c^* \left(\frac{g}{u_0 \omega} \right) R \frac{\partial \bar{p}}{\partial \zeta} - \frac{g}{u_0 \omega} \sqrt{R} - \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \sqrt{R} \\ \cdot \left\{ 2 \bar{w} \bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right\} - \frac{3}{4} \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) c C_D \sqrt{R} \frac{\sqrt{\nu / \omega}}{d} \\ \cdot \sqrt{\bar{u}_r^2 + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right)^2 \frac{\bar{w}_r^2}{R}} \bar{w}_r - \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) c C_A \frac{\partial \bar{w}_r}{\partial \tau} \dots (11)$$

ここに $c^* = 1 - c$ である.

同様に (4) は次式となる.

$$\left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \{c \bar{w}_s\} + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \{c \bar{w}_s^2\} \\ = -\frac{1}{s} c R \frac{g}{u_0 \omega} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \zeta} + \left(\frac{1}{s} - 1 \right) c \frac{g}{u_0 \omega} \sqrt{R} \\ + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ 2 \bar{w}_s \bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right\} - \frac{1}{s} \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \\ \cdot \left\{ 1.2 \lambda^2 \left| \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} \right| / \tan \phi \right\} + \frac{3}{4} \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \frac{1}{s} c C_D \sqrt{R} \\ \cdot \frac{\sqrt{\nu / \omega}}{d} \sqrt{\bar{u}_r^2 + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right)^2 \frac{\bar{w}_r^2}{R}} \bar{w}_r \\ + \frac{1}{s} \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) c C_A \frac{\partial \bar{w}_r}{\partial \tau} \dots (12)$$

(11) と (12) × s の和から次式が得られる.

$$\left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \{c^* \bar{w} + s c \bar{w}_s\} + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right)^2 \frac{\partial}{\partial \zeta} \{c^* \bar{w}^2 \\ + s c \bar{w}_s^2\} = -\frac{g}{u_0 \omega} R \frac{\partial \bar{p}}{\partial \zeta} + (-1 + c - s c) \frac{g}{u_0 \omega} \sqrt{R} \\ + \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ 2 (s \bar{w}_s - \bar{w}) \bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right\} \\ + \sqrt{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ 1.2 \lambda^2 \left| \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} \right| / \tan \phi \right\} \dots (13)$$

これより,

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial \zeta} = -\frac{u_0 \omega}{g} \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \tau} \{c^* \bar{w} + s c \bar{w}_s\} \\ - \frac{u_0 \omega}{g} \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right)^2 \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \{c^* \bar{w}^2 + s c \bar{w}_s^2\} \\ + (-1 + c - s c) \frac{1}{\sqrt{R}} + \frac{u_0 \omega}{g} \left(\frac{w_{f0}}{u_0} \right) \frac{1}{\sqrt{R}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \\ \cdot \left\{ 2 (s \bar{w}_s - \bar{w}) \bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right\} - \frac{u_0 \omega}{g} \frac{1}{\sqrt{R}} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ 1.2 \lambda^2 \right. \\ \cdot \left. \left| \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} \right| / \tan \phi \right\} \dots (14)$$

いま w_{f0} に Rubey の公式を用いれば,

$$\frac{w_{f0}}{u_0} = \sqrt{(s-1) \frac{gd}{u_0^2} F(d)} \\ F(d) = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36}{s-1} \frac{\nu^2}{gd^3}} - \sqrt{\frac{36}{s-1} \frac{\nu^2}{gd^3}} \dots (15)$$

と表されるが,

$$\frac{gd}{u_0^2} = \left(\frac{u_0 \omega}{g} \right)^{-1} \frac{d}{\sqrt{\nu / \omega}} \sqrt{R}^{-1} \dots (16)$$

$$\frac{v^2}{gd^3} = \sqrt{R}^{-1} \frac{u_0 \omega}{g} \left(\frac{d}{\sqrt{\nu/\omega}} \right)^{-3} \quad (17)$$

であるから、基礎式に関するパラメーターは

$$s = \frac{\rho_s}{\rho}, \quad \sqrt{R} = \frac{u_0}{\sqrt{\nu\omega}}, \quad \frac{d}{\sqrt{\nu/\omega}}, \quad \frac{g}{u_0 \omega} \quad (18)$$

の4つであることがわかる。 $\sqrt{R}$ はシートフローが生起する条件下ではきわめて大きな値となり、他の3つは $O(1)$ と見なすことができる。

w_{f0}/u_0 は(15)~(17)より、

$$\frac{w_{f0}}{u_0} = O(R^{-1/4}) \quad (19)$$

となる。

(15)の p を次のように展開する。

$$\bar{p} = p_0 + \varepsilon p_1 + \varepsilon^2 p_2 + \varepsilon^3 p_3 + \dots \quad (20)$$

ここに $\varepsilon = R^{-1/4}$ とする。

これより、

$$\frac{\partial p_0}{\partial \zeta} = 0, \quad \frac{\partial p_1}{\partial \zeta} = 0 \quad (21)$$

となり、固液混相流内の圧力は鉛直方向に変化せず、主流の圧力の値が内部まで保持されることになる。

$O(\varepsilon^2) = O(R^{-1/2})$ では

$$\frac{\partial p_2}{\partial \zeta} = (-1 + c - sc) - \frac{u_0 \omega}{g} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ 1.2\lambda^2 \left| \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} \right| \tan \phi \right\} \quad (22)$$

となる。これを ζ で積分すると

$$p_2 = \int_{\zeta}^{\delta} d\zeta + \int_{\zeta}^{\delta} (s-1)c d\zeta - \frac{u_0 \omega}{g} \left\{ 1.2\lambda^2 \left| \frac{\partial \bar{u}_s}{\partial \zeta} \right| \tan \phi \right\} \quad (23)$$

ここに δ はシートフロー層の上端高さである。上式右辺第1項は境界層内の静圧増加分、第2項は上載の底質の水中重量によってもたらされる圧力増加分、第3項は粒子間の衝突に起因する分散圧力を意味する。

$O(\varepsilon^3) = O(R^{-3/4})$ からは、(15)右辺最終項のみが残る(式(24))が、この項は水粒子および底質粒子の乱れによる運動量輸送が圧力変動に関与することを示している。

$$\frac{\partial p_3}{\partial \zeta} = \frac{u_0 \omega}{g} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ 2(s\bar{w}_s - \bar{w})\bar{K}_c \frac{\partial c}{\partial \zeta} \right\} \quad (24)$$

なお、(11)、(13)と質量保存式から、固相と流体相の鉛直方向の記述式が得られる。

2) 主流部の流れの記述式

振動流水槽内の主流部の流れがポテンシャル流れであることを仮定すると、圧力方程式は次式となる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}q^2 + gz + \frac{\bar{p}}{\rho} = \text{Const.} \quad (25)$$

ここに q は水槽軸方向の流速で、水槽断面は一様であり1次元の流れを想定しているから、水槽軸に沿った

座標軸を s とすると速度ポテンシャル ϕ は次式で与えられる。

$$\phi = q(s)t \quad (26)$$

よって水槽内の任意の2点 s_I, s_{II} で圧力 p_I, p_{II} 、および鉛直位置 z_I, z_{II} が測定されれば $\partial q/\partial t$ は確定し、これを(25)式に代入すると、水槽内の主流部の圧力 $\bar{p}$ は次式で記述される。

$$\bar{p} = p_I - \rho g(z - z_I) + \frac{s - s_I}{s_{II} - s_I} \{ (p_{II} - p_I) + \rho g(z_{II} - z_I) \} \quad (27)$$

3. 計算結果ならびに考察

(23)、(24)式に基づき、 $O(R^{-1/2})$ と $O(R^{-3/4})$ の間隙水圧である $p_2 + \varepsilon p_3$ の計算を行った。紙数の関係上ここでは一組のパラメーターの下での計算結果のみを示す。図-1は $p_2 + \varepsilon p_3$ の鉛直分布を示したものである。 $z/\delta > 0.17$ の上層領域、 $z/\delta < 0.08$ の下層領域では z の減少と共に $p_2 + \varepsilon p_3$ が単調に増加するが、中間の $0.08 < z/\delta < 0.17$ の範囲では $p_2 + \varepsilon p_3$ がいったん減少することがわかる。この領域での底質濃度 c は $0.56 \sim 0.62$ とかなり密な状態で充填され、しかもある程度の移動速度を持っているため、(23)式最終項の分散圧力が大きくなって、 $p_2 + \varepsilon p_3$ が減少する。これより下層の $z/\delta < 0.08$ の領域では粒子群はもはや最密状態に近く、移動速度はほぼ0となるため、分散圧力は発生しない。なお、(23)式右辺第2項の底質粒子の水中重量は、粒子間応力と流体相の乱れ(p_3)によって支えられるので、本来これら3項の和の時間平均は0となるが、Savage-McKeownの分散圧力の表示式がこれを過小に評価するために、3項の和は位相によらず正となった。

図-2は $p_2 + \varepsilon p_3$ の位相変化を示したものである。主流流速が最大となる位相付近で底質移動が顕著になり、 $p_2 + \varepsilon p_3$ が分散応力のために減少することがわかる。清水の振動流境界層の流速変動の特性と同様に、圧力勾配

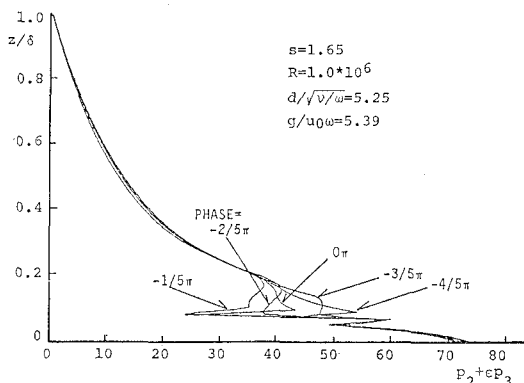
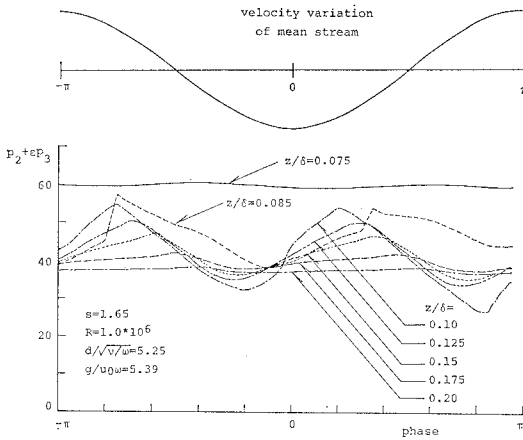


図-1 $p_2 + \varepsilon p_3$ の鉛直分布

図-2 $p_2 + \varepsilon p_3$ の位相変化

の位相先行のために、 $p_2 + \varepsilon p_3$ の極小となる位相は主流流速が最大となる位相より少し先行することが認められる。

4. 分散圧力の測定

1) 実験装置・実験方法

実験は水平部長さ 7.15 m, 鉛直部長さ 2.2 m の U 字管振動流水槽を用いた (浅野・筒井 (1990), 図-1 参照)。水槽中央の観測部には、粒径 4.17 mm, 比重 1.24 の人工真珠粒子を長さ 170 cm, 厚さ 25 mm にわたって敷設した。著者の一人 (Maeno (1989)) が開発した、

フィルターを受圧面にかぶせた間隙水圧測定のための圧力計と、フィルターのない粒子圧測定用の圧力計を、観測部中央の底面に取り付けた。一方、水槽水平部左端から 50 cm の地点の水槽上面に、主流部の水圧測定用の圧力計を設置した。式 (27) に示したように、水槽内の任意の 2 点で圧力を測定すれば水槽内全体の主流の圧力が得られるが、振動流水槽の一方の鉛直部は大気圧に解放されているので、そこでの水位変動と水槽内の 1 点で測定された圧力からも水槽内全体の圧力が算定でき、本実験はその方法による。

実験は、振動流の周期を水槽の固有周期 (4.26 sec) に合わせ、振幅を変化させて全部で 7 ケース行った。同時に高速ビデオ撮影によって、底質移動の状態を記録し、圧力変動との対応が取れるようにした。別のビデオカメラで鉛直部における水位変動を収録した。

2) 実験結果ならびに考察

流速振幅が中位のケース (CASE-3) と大きいケース (CASE-4) の 2 つについて、実験結果を図-3 (a), (b) に示す。CASE-3 は敷設された底質層の上層約半分がシートフロー状態で流動し、CASE-4 は水槽底面近くまで流動する。それぞれ、上段が主流の流速変動、中段が主流の水圧 $\hat{p}$ とシートフロー層底部での間隙水圧 p_{pore} の差、下段が $\hat{p}$ (細線) と p_{pore} (太線) の変動波形を示したものである。全ての圧力の結果は動圧分のみを示している。振動流を駆動するのにエアコンプレッサーからの加圧・減圧によること、また上段

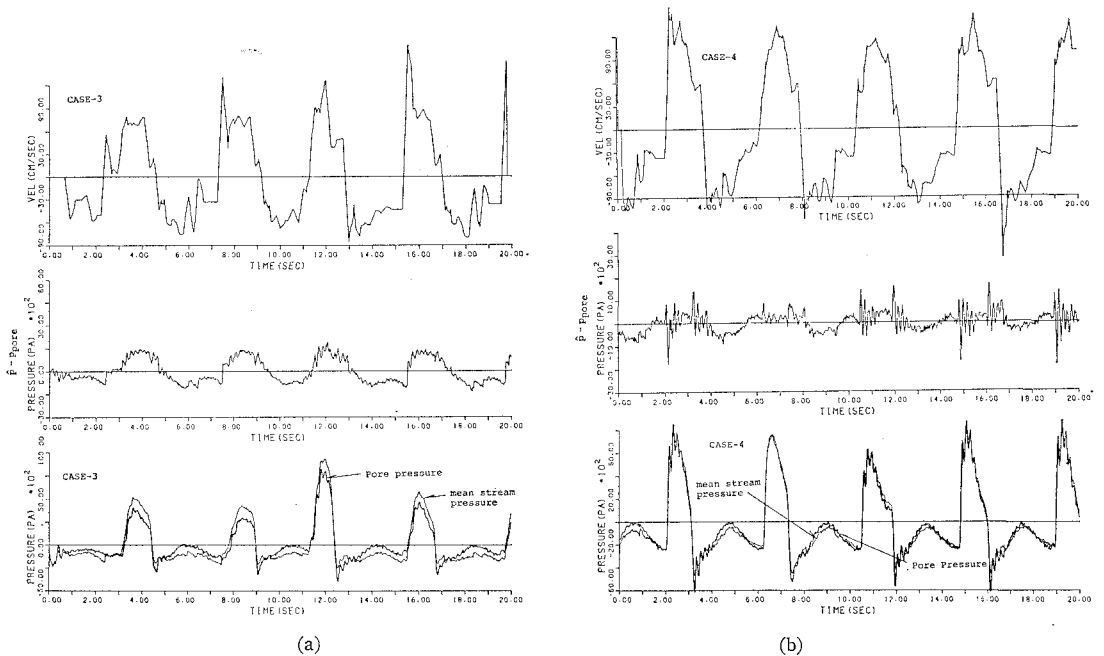


図-3 主流流速、間隙水圧、主流部での水圧の測定結果

の流速変動を求める際にはビデオ画面から読み取った水位より逆算したため、圧力・流速変動の波形にはいくらか歪が含まれるが、図-3 より次のような特性が読み取られる。

図-3 (a) 下段の図より、間隙水圧 p_{pore} は流速の最大となる位相付近で主流の水圧 $\hat{p}$ より顕著に減少する。これは粒子の乗り越え・衝突による分散圧力の発生により、シートフロー層内の間隙水圧が上方の水圧より減少することを示唆している。しかし、流速の谷位相では間隙水圧の方が主流流速より大きく、その結果間隙水圧の変動波形の振幅は主流水圧の振幅より小さい。このケースでは下層の底質粒子群は充填された状態でほとんど動かず、流体が空隙内を通過するときの圧力振幅の減少が関与している可能性がある。

図-3 (b) は主流流速が大きい場合の結果であるが、間隙水圧の主流の水圧からの変化は少なくなっている。このように p と p_{pore} の差は必ずしも流速振幅に比例して大きくならないことがわかった。粒子運動を撮影したビデオ画像を詳細に観察すると、流速振幅が中程度の実験ケースの方が、下層粒子を乗り越える際に粒子群が鉛直上方に持ち上げられ、主流の圧力を減少させるが、それ以上流速振幅が大きくなると、浮揚によって粒子層の間に流体が入り込み、それ以後分散圧力が働かず、むしろ (23) 第 2 項に示した底質の水中重量の増加によって間隙圧は大きくなるように思われる。

粒子圧 p_{solid} の変動波形はここには示していないが、これを図-3 に重ねて書けば、間隙水圧 p_{pore} の波形と区別できないほど両者の値は接近している。これは今回の実験条件では軽量の底質粒子を 10 層程度敷いたにすぎず、さらに粒子の大部分が流動状態になったためである。粒子層が十分厚く、振動流の周期が大きければ $p_{\text{solid}} - p_{\text{pore}}$ の時間波形から、シートフロー層厚の時間的变化と対応がつくと考えるが、今後の課題としたい。

5. あとがき

本研究は、高波浪下でのシートフロー流れのように、底質濃度が鉛直方向に急変するような非均質の場で、底質粒子群の衝突によって生じる分散圧力が、間隙水圧に及ぼす効果を調べたものである。

まず、固液混相流に対する鉛直方向運動方程式から間隙水圧に関する記述式を導いたところ、間隙水圧は $O(R^{-1/2})$ の範囲で、境界層内の静圧増加分、底質が水中に浮遊することによる上載重量、および分散圧力の和で

与えられることがわかった。

この記述式に基づき計算を行ったところ、底質群がかなり密な状態で充填され、しかもある程度の移動速度を持つ領域で分散圧力が大きくなり、間隙水圧が減少すること、主流流速が最大となる位相より、少し先行した位相で間隙圧が減少することがわかった。

間隙水圧・粒子圧を振動流水槽内で実測し、上記の特性を実験的に確認しようと試み、いくつか興味深い結果も得られたが、振動流の流速変動の測定や、主流の水圧を間隙水圧と別の地点で測定したこと等、装置・測定方法に改良すべき点があり、今後分散圧力の効果を直接明示する精度の良いデータの取得に努める考えである。

謝 辞

本研究を遂行するにあたって、文部省科学研究費国際学術研究 (代表前野)、奨励研究 (浅野)、防災研究協会石原奨学基金 (浅野) の補助を受けたことを付記し、謝意を表す。

参 考 文 献

- 浅野敏之・筒井勝治 (1990): シートフロー・状漂砂が生起するときの底質粒子群の運動特性, 海岸工学論文集, 第 37 巻, pp. 244~248.
- 浅野敏之 (1989): 平坦移動床上の振動流れの解析, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 249~253.
- 前野賀彦 (1988): 砂層と水の境界付近のエネルギー損失の間隙圧発達特性への効果, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 732~736.
- 前野賀彦・松岡裕二・林田洋明・間瀬 肇 (1989): 砂連形状と間隙圧発達特性との関係, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 789~793.
- Bagnold, R. A. (1954): Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. of Royal Soc. London, A225, pp. 49~63.
- Bakker, W. T., W. G. M. van Kesteren and Z. H. Yu (1988): Grain-grain interaction in oscillatory sheet flow, Proc. of 21th ICCE, Vol. 1, pp. 718~731.
- Hanes, D. M. and D. L. Inman (1985): Observations of rapidly flowing granular-fluid materials, J. Fluid Mech., Vol. 150, pp. 357~380.
- Maeno, Y. and K. Tokutomi (1989): Measurements of wave-induced pore pressure by flexible filter, Proc. of IAHR Instrumentation of Hydraulic Laboratory Workshop, pp. 121~134+1.
- Savage, S. B. and S. Mckeown (1983): Shear stresses developed during rapid shear of concentrated suspensions of large spherical particles between concentric cylinders, J. Fluid Mech., Vol. 127, pp. 453~472.
- Savage, S. B. and M. Sayed (1984): Stresses developed by dry cohesionless granular materials sheared in an annular shear cell, J. Fluid Mech., Vol. 142, pp. 391~430.