

被圧海底地盤内の間隙水圧分布を考慮した底質の移動限界

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・柏村 真直***・田中 博章****

1. ま え が き

砂の移動限界に関する研究は漂砂研究の出発点とも言べきものであり、一方向流や正弦振動流といった比較的単純な流れ場では多くのデータが収集され、理論的な面でも岩垣 (1956) の限界掃流力の理論をはじめとして、これまでも様々な検討が行われている。流砂の移動限界は通常、限界 Shields 数と砂粒 Reynolds 数の関係として表現され (いわゆる Shields 曲線)、漂砂でも同様の扱いが行われるが、既往の理論の多くは静的な力の釣り合いに基づくものであった。土屋ら (1984) は、波による流速変動に起因する砂粒のロッキング運動を考え、支配方程式として Mathieu 方程式を導き、その安定解と不安定解の限界状態から移動限界を求めるという動的な解析を行った。土屋ら (1989) はその後、同様のモデルを飛砂にも適用し、気流の乱れの効果も近似的に取り込んだ解析を行った。また、水流中の乱れの効果を考慮した動的解析は、辻本ら (1992) によっても行われている。彼らは、流速変動の時系列を Monte Carlo 法により模擬し、転動の運動方程式により離脱過程を追跡して、砂粒子の単位時間・単位面積当たりの離脱率 (pick-up rate) の評価を行った。

このように理想化された流れ場での理論的取り扱いとは精緻化の方向で進行しているが、現実の海底床では流速波形の有限振幅性、波の伝播に伴う岸沖方向の圧力勾配、波の伝播に誘起された海底地盤内の過剰間隙水圧分布の形成などの複雑な要因が存在するため、現実の海浜における漂砂量の推定精度の向上には、これらの要因が漂砂に及ぼす効果を合理的に推定することも重要である。

有限振幅波や岸沖方向の圧力勾配力が漂砂に与える影響に関しては、造波水槽を用いた実験により実験的検討が行われ、データが整備されつつあるが、海底地盤内の過剰間隙水圧分布の漂砂への影響について扱った研究にはあまり例がない。そこで本研究では、漂砂量推定の基礎となる砂の移動限界を対象に海底地盤内間隙水圧分布

の効果を実験的に検討し、得られた結果を地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の影響を加味した砂粒子離脱過程の数値モデルを通じて検証する。

2. 水圧変動・振動流共存場での移動限界の実験

2.1 水圧変動・振動流共存場

移動限界時の砂粒子に作用する主たる外力は、水流による流れ方向のせん断力であり、本研究では副次的要因としての水圧変動の効果に着目する。そこで、最も基本的な場合として微小振幅波を想定し、底面流速変動と水圧変動が同位相で作用するときの砂粒子の移動限界を対象とした解析を行う。この場合、主たる駆動力は底面せん断力であるから、砂粒子の移動限界を考えるにはせん断力のピーク近傍 (底面流速のピーク近傍) の位相にのみ注目すればよい。また、ピーク付近の位相では加速度項は十分に小さいから、ピーク付近に限定される現象に限れば準定常的な取り扱いが可能である。

底面流速変動と水圧変動が同位相で作用する場合には、底面流速最大かつ水圧最大 (加圧時) になる位相と底面流速最大かつ水圧最小 (減圧時) になる位相とが存在し、水圧変動の効果を検討するには好都合である。

そこで本研究では、底面流速変動と水圧変動が同位相で作用する水圧変動・振動流共存場における砂粒子の移動限界に関して検討し、波動場における移動限界の基礎的知見を得る。

2.2 実験装置と実験条件

実験に用いたのは、図-1 に示す同時加減圧振動流装置である。この装置は、密閉型の砂層水槽の両端に振動流発生用のプロペラを有する閉管路を連結し、さらに水圧制御用のシリンダーを配したもので、水圧変動・振動流共存場における砂地盤の挙動を再現できる。砂層水槽の正面は砂粒子の運動が観察可能のようにガラス壁となっており、背面の壁には、地盤内間隙水圧測定用の水圧計が埋め込まれている。実験に用いた砂は、粒径 $d = 0.025$ cm、比重 $\sigma/\rho = 2.65$ の均一砂である。実験条件を表-1 に示す。実験では、変動振幅を固定した水圧変動を作用させ、表層砂粒子の挙動を慎重に観察しながら、振

* 正 会 員 工博 京都大学助手 工学部土木工学教室

** 正 会 員 工博 京都大学教授 工学部土木工学教室

*** 工 修 (株) 丸紅

**** 学生会員 京都大学工学部

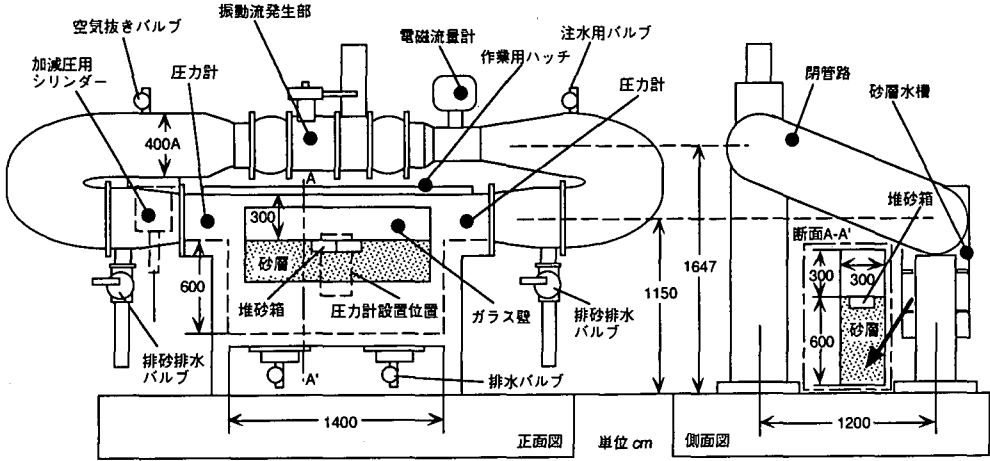


図-1 同時加減圧振動流装置

表-1 実験条件

	oscillatory flow	oscillatory flow and pressure
velocity amplitude u_0 (cm/s)	0.0-35.0	0.0-35.0
total pressure amplitude p_0 (m)	0.0	0.5, 1.0, 1.5
period T (s)	6.0	6.0

動流の流速振幅を徐々に増加させて、加圧位相・減圧位相ごとに、移動限界を判定した。更に、移動限界を上回る振動流速の下で、移動床部中央に堆砂箱（主流方向の長さ 20 cm、深さ 4.8 cm、奥行き 12 cm）を設置して半周期漂砂量を計測した。堆砂箱の中央に仕切板を設けて、振動流の正逆方向の漂砂量を別々に計測した。主流方向の堆砂箱の長さは 10 cm であるが、これは今回対象とする実験条件での砂粒子の step length を上回るものであり、掃流漂砂量の計測には支障がないことを確認している。ここでは、振動流と水圧変動を同位相で作用させているので、振動流の正逆方向別に漂砂量を計測することは、加圧時と減圧時の漂砂量を分けて計測することに相当する。ただし、加圧時の漂砂量に関しては装置の構造上の問題から計測精度が悪く、計測対象から削除した。計測時間は 5 分（50 周期）とし、5 分間の堆砂量から半周期平均漂砂量を評価した。計測にあたっては堆砂箱の周辺地盤の洗掘の発生に注意し、平坦床の条件が保たれなくなると実験を中断して水位を下げ、砂層水槽上面のハッチを開けて地盤表面を平坦に敷きならしてから実験を継続した。

3. 移動限界のモデル化

3.1 転動離脱モデル

著者の一人は、転動離脱モデルを用いて、定常流下の砂粒子の離脱過程を検討したが（辻本ら，1992），ここではその際の考え方を基礎に、水圧変動により誘起される過剰間隙水圧分布により生じる付加的揚力の効果を加味して、砂粒子の移動限界を数値的に検討する。方法の詳細は既発表であるので、ここでは主要な考え方のみ概観する。

図-2 に示す球状粒子の転動離脱モデルを考えると、運動方程式は、

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} = (\epsilon F_L + F_P - W) \sin \theta + \epsilon F_D \cos \theta - F_f \quad (1)$$

で与えられる。ここに、 M ：粒子の仮想質量、 F_L ：揚力、 F_D ：抗力、 F_P ：地盤内間隙水圧分布による付加的揚力、 W ：水中重量、 F_f ：移動しようとしている砂粒子（図中の粒子 A）と下流側の隣接粒子（図中の粒子 B）との間に作用する摩擦力であり、 ϵ ：上流側砂粒子による遮蔽効果をあらわす遮蔽係数である。

さらに A の周りの完全転動を仮定すると、回転角 θ を変数とする運動方程式

$$\left(Md + \frac{4I_c}{d} \right) \frac{d^2 \theta}{dt^2} = (\epsilon F_L + F_P - W) \sin \theta + \epsilon F_D \cos \theta \quad (2)$$

が得られる。ここに、 d ：砂粒径、 I_c ：慣性モーメントである。球状粒子を仮定すると、運動方程式中の諸項は以下ようになる。

$$M = \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} + C_m \right) A_s d^3 \quad (3)$$

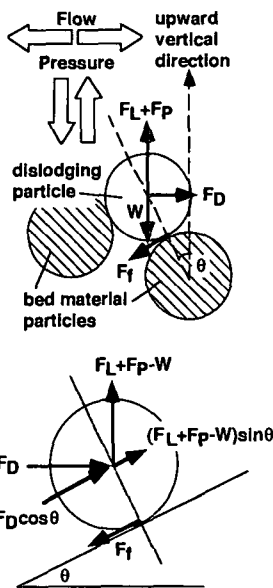


図-2 転動離脱モデル

$$W = \rho \left(\frac{\sigma}{\rho} - 1 \right) g A_3 d^3 \quad (4)$$

$$I_C \frac{2}{5} \left(\frac{d}{2} \right)^2 M \quad (5)$$

$$F_L = \frac{1}{2} C_L \rho \left(u - d \cos \theta \frac{d\theta}{dt} \right)^2 A_2 d^2 \quad (6)$$

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho \left(u - d \cos \theta \frac{d\theta}{dt} \right)^2 A_2 d^2 \quad (7)$$

ここに、 σ, ρ : 砂粒子および流体の密度、 g : 重力加速度、 C_M : 付加質量係数、 C_D, C_L : 抗力・揚力係数、 u : 砂粒子周辺の局所流速、 A_2, A_3 : 2次元・3次元の砂の形状係数である。

3.2 地盤内間隙水圧による付加的揚力の評価

付加的揚力 F_P については、酒井ら (1993) の被圧海底地盤内間隙水圧分布の解析解

$$\left. \begin{aligned} \frac{p}{P_0} &= \left(1 - \frac{1}{\alpha} \right) \exp \left(-\sqrt{\frac{\pi \alpha}{C}} \frac{z}{l} \right) \cos \left(-\sqrt{\frac{\pi \alpha}{C}} \frac{z}{l} + 2\pi \frac{t}{T} \right) \\ &\quad + \frac{1}{\alpha} \cos \left(2\pi \frac{t}{T} \right) \\ \alpha &= 1 + \frac{m m_w}{m_v}, \quad C = \frac{k}{\gamma_w m_v} \frac{T}{l^2} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

を用いて評価した。ここに、 γ_w : 水の単位体積重量、 p : 間隙水圧、 z : 砂層表面を原点とする鉛直下向き座標、 n : 間隙率、 m_w : 間隙水の圧縮率、 m_v : 土粒子骨格の体積圧縮係数、 P_0 : 砂層表面に働く水圧変動振幅、 l : 砂層厚、 T : 振動周期である。この式には2つの無次元パラメータ α と C が含まれるが、パラメータ α は水圧の伝達の

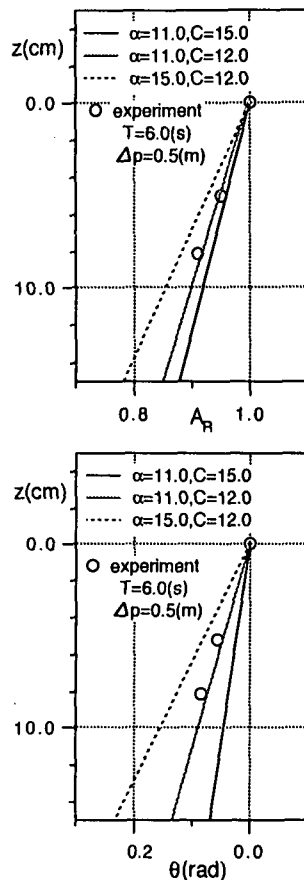


図-3 間隙水圧分布の解析解

し難さを表し、 α が大きくなるほど地盤深くの間隙水圧変動の減衰が大きくなる。一方、パラメータ C は排水の容易さを表し、 C が大きくなるほど間隙水圧変動の減衰は小さくなる。2つの無次元パラメータ α と C に関しては、間隙水圧分布の計測結果と解析解の一致を考慮して $\alpha=11.0, C=12.0$ と決定した。間隙水圧振幅 A_R および位相差 θ の鉛直分布についての解析解と計測結果の比較の一例を図-3に示す。解析対象とした実験条件の範囲では、解析解と計測結果の対応はほぼ良好であった。

砂粒子に作用する付加的揚力の算定にあたっては、球状粒子を想定する。第 i 層の砂粒子に作用する付加的揚力は、

$$F_{P(i)} = \frac{\pi d^2}{4} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} p \cdot \sin 2\phi d\phi; \quad \phi = \sin^{-1} \left\{ \frac{2(z_{ci} - z)}{d} \right\} \quad (9)$$

と記述される。ここに、 z_{ci} : 第 i 層の砂粒子の中心の位置である。さらに、粒子間接触による下層の砂粒子からの揚力の伝達を考慮すると、間隙水圧分布の形成に伴う付加的揚力は

$$F_p = \begin{cases} \sum_{j=1}^n k^{j-1} F_{p(j)} & , \text{ for } F_{p(1)} > 0 \\ F_{p(1)} & , \text{ for } F_{p(1)} \leq 0 \end{cases} \dots\dots\dots (10)$$

で与えられる。ここに、 k ：伝達率であり、 $k=0.50$ と設定した。また、 n ：初めて $F_{p(i)} < 0$ となる層の番号(常に、 $F_{p(i)} > 0$ のときは定義上は ∞)である。

3.3 計算の手順

運動方程式(2)を数値積分することにより、回転角 θ を介して砂粒子の離脱過程が追跡できる。式(3)～(7)における諸定数については、球状粒子に対する標準値 $C_M=0.5$, $C_D=C_L=0.4$, $A_2=\pi/4$, $A_3=\pi/6$ を用いた。なお、地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の算定にあたっては、式(8)で与えられる間隙水圧分布を用いて、加圧位相では $t/T=0.0$, 加圧位相では $t/T=1.0$ を代表位相とし、これらの位相における離脱事象を計算対象とした。

初期条件を、時刻 $t=0$ において $\theta=\beta$ (抜け出し角)として砂粒子が下流側隣接粒子の真上に乗り上げるまで運動を追跡した。砂粒子に作用する流体力の評価に必要な代表流速 u に関しては、砂粒子の中心における流速を粗面対数則を用いて算定して与えた。また、遮蔽係数 ε については、離脱の進行に伴う遮蔽効果の減少を考慮して、辻本ら(1992)と同様に遮蔽係数を砂粒子の中心高さの関数として

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_0 & , \text{ for } y \leq y_0 \\ \varepsilon_0 + (1 - \varepsilon_0) \exp\left\{-\frac{9}{2}\left(\frac{y - y_0}{d} - 1\right)^2\right\} & , \text{ for } y > y_0 \end{cases} \dots\dots\dots (11)$$

と記述することとした。ここに、 y_0 ：下流側隣接粒子の中心であり、簡単のため、 $y_0=d \cos \beta$ とした。遮蔽係数の基準値に関しては既往の研究を参考に、 $\varepsilon_0=0.4$ とした。

流速変動については、摩擦速度の変動が正規分布に従うと仮定して、Monte Carlo 法により正規乱数を発生させて摩擦速度の時系列を模擬し、対数則に代入して砂粒子の中心位置の局所流速の時系列を求めた。計算の時間刻み Δt については $1/200$ 秒とし、後藤(1992)による検討結果を基に、抜け出し角の代表値として $\beta=\pi/4$ を採用した。

4. 実験結果と計算結果の比較

図-4は、移動限界 Shields 数と水圧変動振幅の関係をプロットしたものである。図中の τ_{*c0} は、 $P_0=0$ m における移動限界 Shields 数 τ_{*c0} を示している。実験結果は、以下のような傾向を示している。(i)鉛直上向きに付加的揚力が作用する減圧時には、圧力振幅の絶対値の増加に対して移動限界はほぼ一定の割合で減少し、(ii)鉛直下向きに付加的揚力が作用する加圧時には、圧力振幅の増

加に対して移動限界はほぼ一定の割合で増加する。(iii)付加的揚力が上向きに作用する減圧時の移動限界の変化率(すなわち図中のデータを結ぶ曲線の勾配)は、付加的揚力が下向きに作用する加圧時のそれよりも大きい。

減圧時には上向きの付加的揚力を受ける粒子群の最上部に表層粒子が存在するので、粒子間干渉を通じて下層の砂粒子に作用している付加的揚力の一部が上層へと伝播し、表層粒子に作用する付加的揚力が增大するものと考えられる。これに対して加圧時には、表層粒子は下向きの付加的揚力を受ける粒子群の最上部に存在するので、表層に直接作用する付加的揚力のみが砂粒子の離脱に影響する。移動限界の変化率に見られる加圧時と減圧時の相違は、このことに起因するものと推察される。

モデルの計算では、この効果を式(10)で表現してお

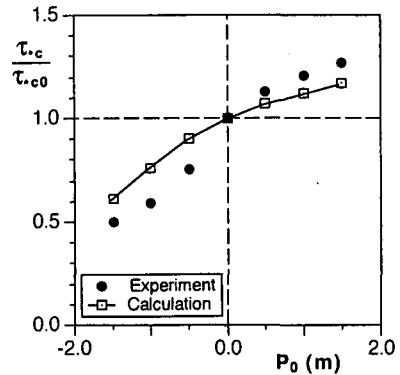


図-4 間隙水圧分布の移動限界への影響

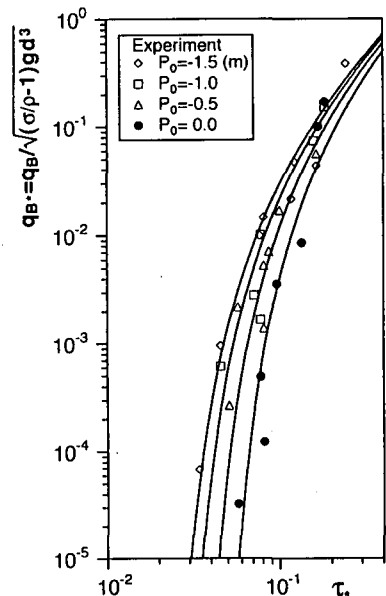


図-5 間隙水圧分布の漂砂量への影響

り, そのため, 計算結果は, 移動限界の変化率に関する実験結果の傾向を良好に模擬するものとなっている。

次に, 図-5 は, 実験から求められた半周期漂砂量と Shields 数の関係の水圧変動振幅 P_0 の大きさに対する変化を示したものである。図中の実線は, 後藤ら (1993) による半周期漂砂量式

$$\overline{q_{B*}} = \frac{\overline{q_B}}{\sqrt{(a/\rho - 1)gd^3}} = 4.0 \tau_*^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right)^{m_B} \dots (12)$$

において本モデルにより推定された移動限界 Shields 数 τ_{*c} の水圧変動振幅 P_0 への依存性を考慮した結果を示している。定数 m_B については, 後藤ら (1993) らが水圧変動の無い場合の漂砂量に関する既往の実験結果との一致を考慮して定めた $m_B = 6.0$ を用いている。減圧時 ($P_0 < 0$) には, 水圧振幅の絶対値が増加するほど半周期漂砂量は増大する傾向が実験結果から明らかであるが, 本モデルにより推定された移動限界の変化を考慮して補正させた漂砂量式は実験結果の特性を良好に表現するものとなっている。

5. あとがき

本研究では, 波圧変動に起因する海底地盤内間隙水圧分布形成の効果が, 砂の移動限界に与える影響を実験的に検討した。少なくとも本研究で対象とした $d = 0.025$ cm 程度の粒径の砂については $0.5 \sim 1.5$ m 程度の波による水圧変動の作用により移動限界の有意な差が生じることが確認された。また, 海底地盤内間隙水圧分布が比較的 Shields 数の小さい領域 (すなわち平坦床) での漂砂

量にも与える影響が少なくないことが明らかとなった。

さらに, このような砂の移動限界の特性の力学的背景を解釈する目的で, 転動離脱モデルによる数値解析を実施した。モデルによる予測結果は, 実験結果の特性を良好に説明するものであった。

なお, 本研究では間隙水圧分布については著者らの解析解を用いて評価したため, 本フレームワークの適用可能範囲は, 解析解の適用範囲に限定される。今後さらに種々の条件下で地盤内間隙水圧分布の計測が進み, 解析解の適用範囲が拡大すれば, 本フレームワークによる検討もより広範囲に展開可能となる。

参考文献

- 岩垣雄一 (1956): 限界掃流力の流体力学的研究, 土木学会論文集, 第 41 号, pp. 1-21.
- 後藤仁志 (1992): 砂粒子の運動機構とその移動床問題への応用に関する研究, 京都大学学位論文.
- 後藤仁志・辻本哲郎・中川博次 (1993): 振動流・一方向流共存場における掃流砂量, 土木学会論文集, No. 473/II-24, pp. 65-72.
- 酒井哲郎・間瀬 肇・山本哲也 (1992): 水圧変動による地盤表面付近の間隙水圧変動, 海岸工学論文集, 第 40 巻, pp. 586-590.
- 辻本哲郎・後藤仁志・中川博次 (1992): 時間軸上に展開された非平衡流砂過程のモデル化, 土木学会論文集, No. 443/II-18, pp. 37-46.
- 土屋義人・上田康裕・大下哲則 (1984): 漂砂の移動限界の理論, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp. 272-276.
- 土屋義人・三島豊秋・土田 充 (1989): 飛砂の移動限界の理論, 海岸工学論文集, 第 36 巻, pp. 222-225.