

波圧変動の海底床形態に及ぼす影響

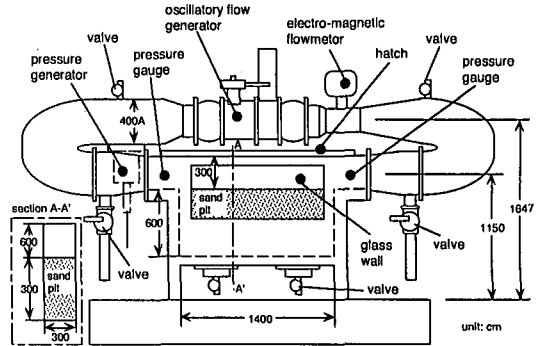
酒井 哲郎*・後藤 仁志**・柏村 真直***・川崎 順二****

1. ま え が き

漂砂系はミクロな観点からは波・流れと底質運動の相互作用系と位置付けられるが、底質運動の結果として形成される海底床形態は波・流れの条件により種々に変化し、漂砂系を複雑かつ多様なシステムとしている。砂粒子の運動特性は海底床形態により大きく異なり、砂粒子運動の力学モデルに立脚した漂砂量の推定には海底床形態と外力（Shields 数すなわち波・流れによる底面せん断力）の大略的關係の把握が必要不可欠である。また、流れ場から見ると、海底床形態は底面境界条件を規定する要素である。底面境界での摩擦抵抗は砂粒子の運動形態により異なると考えられるし、砂漣床をメソスケールで眺めると、砂漣の形状特性の変化により底面粗度が変化するものと解釈できる。このように、海底床形態の把握は、単に漂砂量の推定だけでなく、波の伝播を論じる上でも重要である。

自然海岸における岸沖方向の海底床形態を底質粒子の運動形態との関連から考える上で最も重要なパラメータは、Shields 数であり、よって海底床形態が Shields 数に依存する形で領域区分されるのが一般的である（例えば、金子，1981；Shibayama・Horikawa，1982）。

ところが、現実の海岸には波の伝播に伴う海底面における作用水圧の変動が存在し、この水圧変動が地盤内間隙水圧分布を誘起するので、地盤内間隙水圧分布の存在を考慮に入れた海底床形態の領域区分が必要となるものと考えられる。しかし、このような観点から海底床形態の領域区分に関して取り扱った研究にはあまり例がない。そこで本研究では、水圧変動に伴う地盤内間隙水圧分布の形成が海底床形態に与える影響を実験的に検討する。すなわち、水圧変動・振動流共存場において振動流の流速振幅および水圧の変動振幅を変化させながら実験を繰り返し、底質粒子の運動形態の変化とその結果として生じる海底床形態に関して系統的な検討を行った。



図一 同時加減圧振動流装置

2. 実験の概要

実験は、図一に示す同時加減圧振動流装置を用いて行われた。この装置は、密閉型の砂層水槽の両端に連結された閉管路に振動流発生用のプロペラと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。

ここでは、微小振幅波における進行波を想定して、流速変動および水圧変動の波形は同位相の正弦波とした。はじめに水圧振幅を設定し、流速振幅を徐々に増加させて実験を繰り返し、『砂移動無し→（移動限界）→掃流移動→（砂漣の発生限界）→砂漣上の浮遊過程→（砂漣の消滅限界）→シートフロー漂砂』という一連の海底床形態の遷移を再現して、水圧変動の強度と海底床形態の領域区分の関係を検討した。

さらに、水圧変動の強度が砂漣の形状特性に与える影響を実験的に明らかにするとともに、砂漣上の砂移動に関して詳細な検討を行って、砂漣の形状特性の決定機構について考察を加えた。

実験条件を表一にまとめる。実験に用いた砂粒子は、粒径 $d=0.025\text{ cm}$ および $d=0.035\text{ cm}$ の均一砂で、比重は $\sigma/\rho=2.65$ である。なお、ここでは、微小振幅波の進行波を対象として、水圧変動と振動流とを同位相で作用させることとする。

* 正 会 員 工 博 京都大学教授 工学部土木工学教室
 ** 正 会 員 工 博 京都大学助手 工学部土木工学教室
 *** 工 修 (株)丸紅
 **** 学生会員 京都大学大学院工学研究科

表-1 実験条件

	oscillatory flow	oscillatory flow and pressure
velocity amplitude u_b (cm/s)	3.0-78.0	3.0-78.0
total pressure amplitude p (m)	0.0	0.5, 1.0, 1.5
period T (s)	6.0	6.0

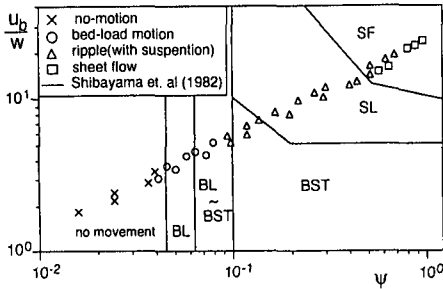


図-2 振動流場の海底床形態

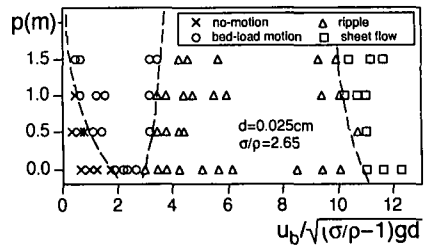


図-3 水圧変動下の海底床形態 (その1)

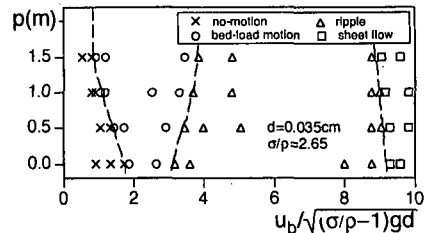


図-4 水圧変動下の海底床形態 (その2)

3. 海底床形態の領域区分

図-2 は、砂粒径 $d=0.025$ cm および $d=0.035$ cm 場合に振動流のみを作用させた際の実験結果を Shibayama・Horikawa (1982) の領域区分線とともに示したものである。ここに、 u_b ：底面流速振幅、 w ：砂粒子の沈降速度、 $\psi=f_w u_b^2/2(\sigma/p-1)gd$ ：Shields 数であり、 f_w ：Jonsson の摩擦抵抗係数、 g ：重力加速度である。なお、底面流速に関しては、底面近傍に配置した電磁流速計により測定された流速を対数流速分布を仮定して外挿して算定し、摩擦抵抗係数 f_w に関しては、田中ら(1993)の陽形式近似式を用いて求めた。『砂移動無し→掃流移動→砂漣上の浮遊過程→シートフロー漂砂』という移動形態の遷移点に対応する Shields 数の実験結果は、Shibayama・Horikawa の領域区分線とほぼ良好な対応を示している。

図-3 は、砂粒径 $d=0.025$ cm の場合について、水圧変動振幅 p と底面流速振幅 u_b の組み合わせを変化させて実験を繰り返して得られた海底床形態を『砂移動無し (no-motion)』、『掃流移動 (bed-load motion)』、『砂漣上の浮遊過程 (ripple)』、『シートフロー漂砂 (sheetflow)』に区別して示したものである。水圧変動の増加とともに移動限界掃流力が減少し、小さな底面流速でも砂粒子の移動が見られるようになり、『移動無し』の領域が縮小する。また、砂漣の発生は水圧変動振幅が増大するにつれて抑制され、その結果として『掃流移動』の領域が拡大する。さらに、掃流移動の出現や砂漣の発生ほどには顕

著ではないが、シートフローの発生は水圧変動振幅の増加とともに促進される傾向にある。細砂で構成された地盤表面に水圧変動が作用すると地盤内には変動間隙水圧分布が形成され、地盤を構成する砂粒子に付加的な力が作用する。力の作用方向は形成される間隙水圧分布に依存し、正弦的な水圧変動では大略的には減圧時に付加的揚力を生じようような間隙水圧分布が形成される。圧力振幅の増加に伴う砂の移動限界の低下はこの揚力の作用によるものと考えられる (後藤ら, 1995)。

図-4 は、砂粒径 $d=0.035$ cm の場合について、水圧変動振幅 p と底面流速振幅 u_b の組み合わせを変化させて実験を繰り返して得られた海底床形態を示したものである。図-3 と図-4 を比較すると、水圧変動振幅の増加に対して海底床形態の遷移点を示す傾向は砂粒径の違いによらず同様であるが、水圧変動振幅の変化に対して生じる海底床形態の遷移点の変化は、砂粒径が小さい $d=0.025$ cm の場合の方が顕著である。この点を明示するため、『掃流移動 (bed-load motion)』、『砂漣上の浮遊過程 (ripple)』、『シートフロー漂砂 (sheetflow)』の発生限界に相当する底面流速 u_{cp} を水圧変動がない場合の個々の海底床形態の発生限界に相当する底面流速 u_c で規格化して表示したのが図-5 であるが、海底床形態の遷移点の水圧変動振幅に大きく依存することが分かる。水圧変動振幅の変化に対する発生限界の変化が最も顕著なのが移動限界であり、変化が最も不明瞭なのがシートフローの発生限界である。砂粒径別の効果を見ると、砂粒径が小さい $d=0.025$ cm の場合の方が、 $d=0.035$ cm の場合

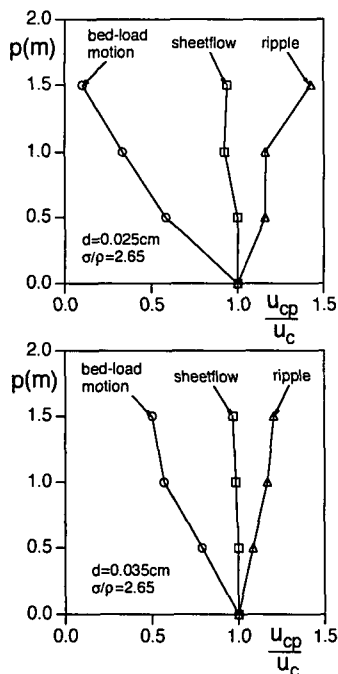


図-5 海底床形態の遷移点

と比べて水圧変動振幅の増加とともに発生限界が大きく変化していることが分かる。

移動限界は、流体力(駆動力)と摩擦抵抗力とがまさに釣り合っている状態であるから、僅かな付加的な力の作用にも大きく影響され、間隙水圧分布による付加的な揚力の影響が顕在化するが、シートフロー状態付近での水平方向せん断力は間隙水圧分布による付加的力より充分に大きく、その結果、シートフローの発生限界の水圧変動振幅に対する依存性は小さくなるものと考えられる。

4. 波圧変動存在下での砂漣の形状特性

前章では、水圧変動振幅の変化が単に砂漣の存在領域に与える変化を見てきたが、ここでは更に、水圧変動振幅の変化が砂漣の形状特性に与える影響について検討する。なお、砂漣形状と地盤内間隙水圧分布の関係に関しては、前野ら(1989)の実験的研究があるが、前野らが間隙水圧分布の測定を通じて砂漣によるエネルギー減衰の程度を論じる中で砂漣の形状特性に関しても言及しているのに対して、ここでは、外力を先に規定して、そこで生じる砂漣の形状特性とその決定機構の一部としての間隙水圧分布の役割に関して考察を展開する。

図-6は、砂漣の波長 λ と水粒子軌道振幅 d_0 の関係を示したものであり、図中には水圧変動全振幅 $p=0.0, 0.5, 1.0$ mの3つの条件の実験結果と佐藤ら(1984)および渡辺ら(1985)の実験結果とを併示した。 $d_0/d=15.0$

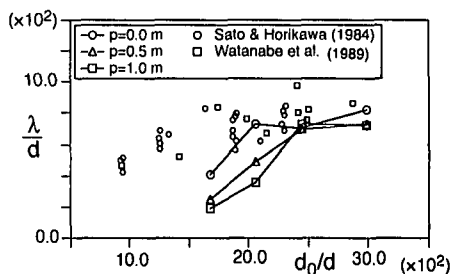


図-6 水圧変動下の砂漣波長

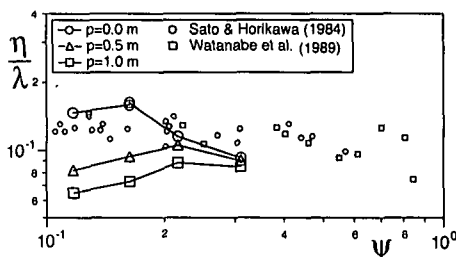


図-7 水圧変動下の砂漣の波形勾配

付近から $d_0/d=25.0$ にかけての領域では、水圧変動振幅が増加するにつれて砂漣波長が減少する傾向が認められる。一方、 $d_0/d=25.0$ を越えるあたりから、水圧変動振幅への砂漣波長の依存性が急激に低下し、水圧変動振幅の値に無関係にほぼ同一の波長となる。

次に、図-7は、砂漣の波形勾配 η/λ (η :砂漣波高)とShields数 ψ の関係を示したものであり、図-6と同様に図中には水圧変動全振幅 $p=0.0, 0.5, 1.0$ mの3つの条件の実験結果と佐藤ら(1984)および渡辺ら(1989)の実験結果とを併示した。Shields数の小さい領域すなわち砂漣の発生領域において水圧変動振幅の増加に伴う波形勾配の減少すなわち砂漣の扁平化が顕著に認められる。この傾向はShields数の増加とともに弱まり、 $\psi=0.3$ 付近では水圧変動振幅の値に無関係にほぼ同一の波形勾配を示すようになる。

図-8は、水圧変動振幅の増加に対する2次元砂漣から3次元砂漣への遷移状態の変化を示したものである。図中の破線は、渡辺ら(1989)による領域区分線を示している。水圧変動が無い場合には、渡辺らの領域区分線とほぼ良好な一致が認められ、2次元から3次元砂漣への遷移点は水粒子軌道振幅に対する緩やかな依存傾向を示している。水圧変動振幅の増加とともに本実験の遷移点は上方にシフトし、2次元砂漣の存在域が高Shields数にまで及ぶようになり、遷移点の水粒子軌道振幅に対する依存傾向が不明確化する。

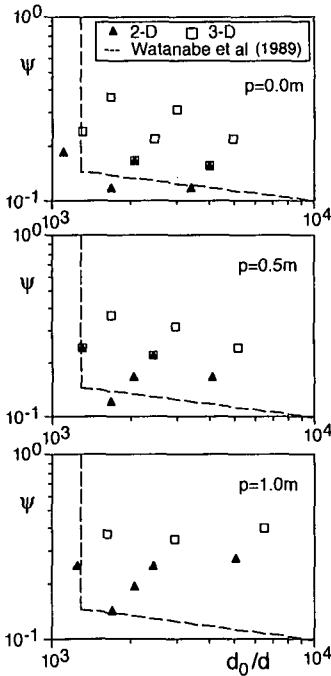


図-8 2次元砂漣・3次元砂漣

観察によると、砂漣波長や波形勾配に水圧変動振幅の変化による顕著な影響が見られた領域では、主として2次元砂漣が形成されていた。

ここでは、砂漣の形状特性の変化すなわち砂漣の扁平化について詳細に調べるため、主流方向の変化に対応した顕著な変化を示す砂漣頂部付近の形状変化に関してビデオ撮影を行った。実験条件を表-2に示す。ビデオ画像から読み取った砂漣の峰付近の形状の位相別変化について示したのが、図-9および図-10である。図-9は水圧変動の無い場合に生じる対称砂漣に関して、図-10は水圧変動全振幅 $p=1.0\text{ m}$ の場合の非対称砂漣に関して示したもので、図中には各位相における砂粒子の運動状況についてのスケッチを併示している。以下の記述の簡単のため、流速場に関して、図中で左から右へと流れるときを『順流』、右から左へと流れるときを『逆流』と定義する。本実験では、流速変動と水圧変動を同位相で作用させているため、水圧の瞬間値の平均水圧からの偏差は、順流時に正（加圧）、逆流時に負（減圧）となる。

水圧変動振幅の無い場合には、振動流の流速時系列は正弦波型であるから、流速場は順流と逆流とで対称となり、砂漣形状も π だけずれた位相間の底面形状は相互に水平対称となっている。一方、水圧変動の作用下では、砂漣形状に顕著な非対称性が認められ、逆流時に砂漣背面上を流送される漂砂量は順流時よりも著しく増加する。水圧の瞬間値の平均水圧からの偏差が負となる逆流時には、砂層表層の砂粒子に付加的な揚力を作用させる

表-2 実験条件（砂漣頂部の挙動）

	oscillatory flow	oscillatory flow and pressure
velocity amplitude u_0 (cm/s)	29.0	29.0
total pressure amplitude p (m)	0.0	1.0
period T (s)	6.0	6.0
diameter of sand d (cm)	0.025	
specific density of sand σ/ρ	2.65	
ripple wave length λ (cm)	20.0	23.0
ripple wave height η (cm)	2.5	2.0

こととなる変動間隙水圧分布が砂層中に形成される。これにより、砂層表層の砂粒子は容易に移動を開始し、漂砂量が急増する。順流時は、これとは逆に砂層中に形成される変動間隙水圧分布による付加的な力は下向きに作用し、砂粒子は移動し難くなって漂砂量は減少する。

図-11は、砂漣のクレストの1周期間の動きをまとめて示したものである。水圧変動の無い場合に形成される対称砂漣では、右向きの移動経路と左向きの移動経路はほぼ重なっており、クレストの座標の鉛直方向変化は小さく、クレストはほぼ水平に移動している。これに対して、水圧変動が存在する場合には、順流時と逆流時で異なった動きが見られる。すなわち、漂砂量の少ない順流時にはクレストは緩やかに移動し、漂砂量の多い逆流時にはクレストの移動は速やかとなる。また、クレストの座標の鉛直方向変化については、順流時に増加し、逆流時に減少する傾向が見られる。波長に関しては順流・逆流で変化がないから、波形勾配が順流時に増加し、逆流時に減少すると見ることもできる。順流時は加圧位相、逆流時は減圧位相であるから、間隙水圧分布に起因する付加的力は順流時に下向き、逆流時に上向きに作用し、この差が、逆流時における見かけ上の砂の安息角の減少をもたらす、砂漣を扁平化させるものと解釈される。

5. あとがき

本研究では、水圧変動に伴う地盤内間隙水圧分布の形成が海底床形態に与える影響に関して実験的な検討を実施した。水圧変動・振動流共存場において振動流の流速振幅および水圧の変動振幅を変化させながら実験を繰り返し、種々の条件下に出現する海底床形態を分類した。減圧時に形成される地盤内間隙水圧分布に起因する付加的揚力の作用により、海底床形態の区分線や砂漣の形状特性に有為な変化が生じることが確認された。

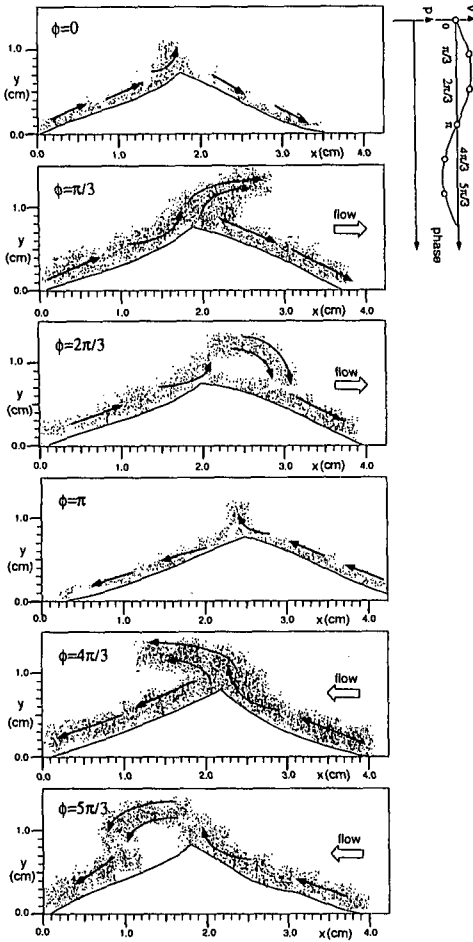


図-9 砂漣形状と砂漣上の土砂移動 (その1)

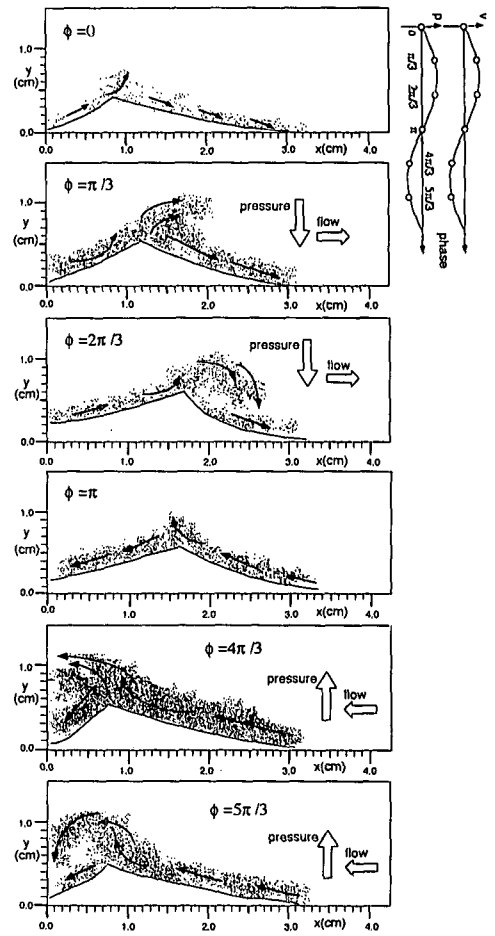


図-10 砂漣形状と砂漣上の土砂移動 (その2)

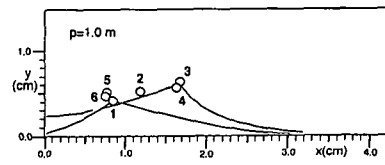
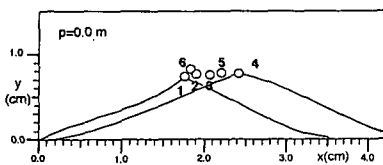


図-11 砂漣頂部の移動経路

最後に、本研究の遂行にあたり、京都大学工学部・田中博章君の協力を得たことを付記して、謝意を表する。

参考文献

- 金子 新 (1981): A study of sand ripples generated under oscillatory flow, 九州大学学位論文。
 後藤仁志・酒井哲郎・柏村真直・田中博章 (1995): 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, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 496-500。
 佐藤慎司・堀川清司 (1984): 非対称振動流下における砂漣上の砂移動に関する実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 286-290。

- 田中 仁・Thu, A. (1993): 全ての flow regime に適用可能な波・流れ共存場抵抗則, 土木学会論文集, No. 467/II-23, pp. 93-102。
 前野賢彦・松岡裕二・林田洋明・間瀬 肇 (1989): 砂漣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。
 渡辺 晃・先瀬正成・磯部雅彦 (1989): 波・流れ共存場における砂漣形状と漂砂量, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 299-303。
 Shibayama, T. and Horikawa, K. (1982): Sediment transport and beach transformation, Proc. 18th ICCE, pp. 1439-1458。