

国土交通省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE

MINISTRY OF LAND, INFRASTRUCTURE AND TRANSPORT

---

VOL.40

NO.1

Mar.2001

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P. H. R. I.)

第 40 卷 第 1 号 (Vol. 40, No. 1), 2001年3月 (Mar. 2001)

## 目 次 (CONTENTS)

1. ブシネスクモデルにおける透水層を用いた任意反射境界処理法の開発  
.....平山克也・平石哲也 ..... 3  
(Development of partial reflection boundary with porous layer for Boussinesq type wave model  
..... Katsuya HIRAYAMA and Tetsuya HIRAIISHI)
2. 砂漣内の浸透流について  
..... 鈴木高二朗 ..... 31  
(Seepage Flow in Ripples  
..... Kojiro Suzuki)
3. 後浜から砂丘前面にかけての植生が地形変化に及ぼす影響に関する現地観測と  
植生を考慮した飛砂量の数値計算  
..... 栗山善昭・中島 剛・上堂藺孝一・望月徳雄 ..... 47  
(Field Measurements of the Effect of Vegetation on Beach Profile Change in the Region  
from a Backshore to the Foot of the Foredune and Modeling of Aeolian Sand Transport  
with Consideration of Vegetation  
..... Yoshiaki KURIYAMA, Tsuyoshi NAKASHIMA, Koichi KAMIDOZONO  
and Norio MOCHIZUKI)
4. 分割法円弧すべり解析における新しい計算法  
.....土田 孝・引屋敷英人・水野健太・福原哲夫 ..... 81  
(New Slip Circle Method for Analysis of Slope Stability and Bearing Capacity  
..... Takashi Tsuchida, Hideto Hikiyashiki, Kenta Mizuno and Tetsuo Fukuhara)
5. 震源近傍の地震動の方向性に関する研究とその応用  
..... 野津 厚・井合 進・Wilfred D. IWAN .....107  
(A Study on Predominant Direction of Near-source Ground Motion and It's Application  
..... Atsushi NOZU, Susumu IAI and Wilfred D. IWAN)

## 砂漣内の浸透流について

鈴木高二朗\*

### 要 旨

波が大きくなると海底の砂漣が消滅して、地盤は平坦になり、砂はシートフローとよばれる薄い層を成して移動するようになる。しかし、砂漣が消滅する機構についてはこれまで明らかにされていない。本報告では砂漣に波による振動流が作用することにより、砂漣のクレスト部で圧力が低下して砂中に上向き浸透流が発生し、この上向き浸透流が砂漣クレスト部の砂粒子をボイリングさせて砂漣形状を保てなくしているのではないかとこの仮定のもとで浸透流の可視化実験および数値計算を行った。

その結果、可視化実験によりクレスト部に向かう上向き浸透流が再現された。また、数値計算では、クレスト部に圧力の低下が生じ、クレスト部に向かう浸透流が発生することが示された。さらに、波による振動流が大きくなると、砂漣内部の動水勾配が土被り圧を越え、砂漣頂部で液状化が発生する可能性があることが分かった。

キーワード：砂漣，シートフロー，間隙水圧，浸透流，液状化

---

\* 水工部主任研究官  
〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 運輸省港湾技術研究所  
電話：0468-44-5011 Fax：0468-42-7846 e-mail：suzuki\_k@cc.phri.go.jp

## Seepage Flow in Ripples

Kojiro SUZUKI\*

### Synopsis

On the sea floor, ripples (sand waves) are formed by the oscillatory flow due to small height amplitude waves. However, under the action of the larger waves the sand ripples disappear and the sand moves over flat bed (Sheet flow). However the reason why the sand ripple disappears has still been unknown while a lot of experimental study has been performed. In the present paper it is assumed that the upward seepage flow is generated by an oscillatory flow and this upward flow fluidizes the sand bed under the crest of ripple. To clarify these phenomena, laboratory experiments and numerical calculations are conducted.

- 1) The upward seepage flow toward the crest of ripples is experimentally confirmed.
- 2) Numerical simulation simulates the upward seepage flow and predicts the fluidization of sand particle under the crest of ripple.

**Key Words:** Ripple, Sheet flow, Pore pressure, Seepage flow, Fluidization

---

\* Senior Research Engineer, Hydraulic Engineering Division

目 次

要 旨 .....	31
1. まえがき .....	35
2. 可視化実験 .....	35
3. 数値計算 .....	37
3.1 数値計算手法 .....	37
3.2 計算条件 .....	39
3.3 計算の検証（解析解，実験値との比較） .....	39
3.4 砂漣内の浸透流 .....	42
4. 結論 .....	44
謝辞 .....	44
参考文献 .....	44

1. まえがき

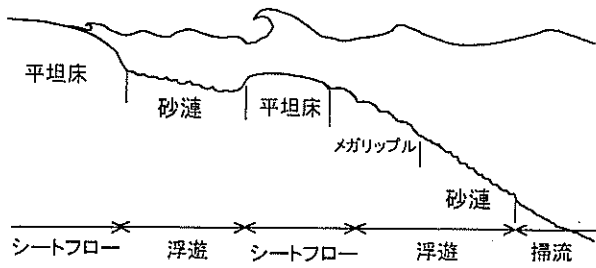


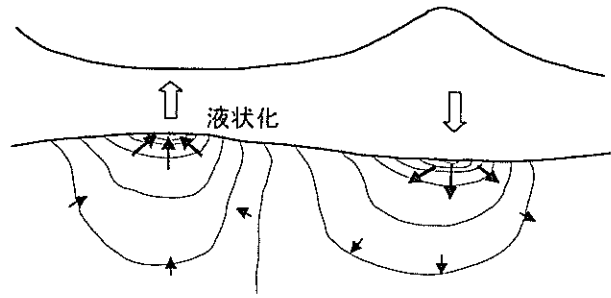
図-1 海底の砂澁とシートフロー

図-1 は砂浜海岸の模式図であり、波の大きさと深さによって海底面に形成される微地形が空間的に変化するように示している。微地形の特徴と砂移動の概略は以下の通りである。a) 沖の底面流速が小さい場所では、砂面は平坦で砂は掃流移動をしている。b) 底面流速が大きくなると砂澁とよばれる凹凸ができ、渦の作用によって底質が浮遊状態で移動する。c) さらに、底面流速が大きくなると砂澁は消滅して砂面は平坦になる。この状態では、砂は濃度の濃い層を成して移動する、シートフローという移動形態になっている。

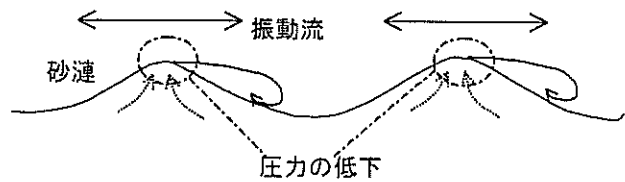
これまで、砂澁やシートフローに関する研究は数多くなされ、砂澁の形態、砂澁やシートフローでの漂砂量については、多くのことが分かってきている。例えば、砂澁上の渦を伴った流れについては、佐藤ら(1983)を初め、最近では Fredsoe ら(1999)が、数値計算でより正確な流れの再現を行っている。また、二瓶・灘岡(1999)等により、シートフロー状態の砂の移動も数値的に再現されるようになってきている。さらに、漂砂量についても、Dibajnia・渡辺(1992)が振動流装置の実験等によって砂澁やシートフローでの漂砂量公式を提案している。

しかし、このような多くの研究例があるにもかかわらず、底面流速が大きくなるとなぜ砂澁がその形状を保てなくなり、シートフローになるかについては明確な説明がなされていない。

一方、漂砂の移動形態と善(1993)が明らかにした波による地盤の液状化との関係についても、何らかの関連があるのではないかと指摘されている(前野ら,1989)。酒井ら(1995,1998)は、振動流装置に圧力を加えた実験を行い、水圧変動の付加的作用が海底床形態および浮遊砂の移動状況に有意な変化を生じさせることを指摘しており、波の圧力変化による地盤内の浸透流が砂面形状に影響を与えていることが推察される。



(a) 波の圧力変動による地盤の液状化



(b) 振動流による地盤の液状化

図-2 波の圧力変動と振動流による液状化

だが、砂澁周りの水圧変動は波の圧力変動(図-2(a))だけではなく、砂澁の形状自体によって発生する圧力変動の影響(図-2(b))も考えられる。すなわち、砂澁断面形状は凹凸であり、流れは砂澁頂部で速く、砂澁谷部で遅くなる。このため、砂澁頂部では圧力が下がる。こうした砂澁頂部での圧力の低下は砂層内に砂澁頂部へ向かう上向き浸透流を起し、砂澁頂部の砂を動きやすくしていると考えられ、さらに浸透流速が大きい場合には砂澁形状を消滅させる可能性がある。

そこで、本研究では、波による海底付近の振動流によって砂澁頂部に圧力低下が発生し、この圧力の低い部分に向かって浸透流が発生する状態を振動流装置を使った可視化実験で確かめるとともに、数値計算によって液状化の可能性を定量的に調べることにした。

2. 可視化実験

砂澁内の上向き浸透流の可視化を図-2.1 の振動流装置を用いて行った。海底面付近の流れは、水粒子が水平方向に往復運動をする振動流となっている。振動流装置は、図中のピストンにより観測部に水平な水粒子の振動流を発生させることで、海底の波による振動流を模擬することができる。振動流装置の観測部は長さ 2.0m、奥行き 0.12m、高さ 0.31m であり、そのうち高さ 0.055m を砂層としている。なお、用いた砂の中央粒径は 0.18mm と 0.87mm である。

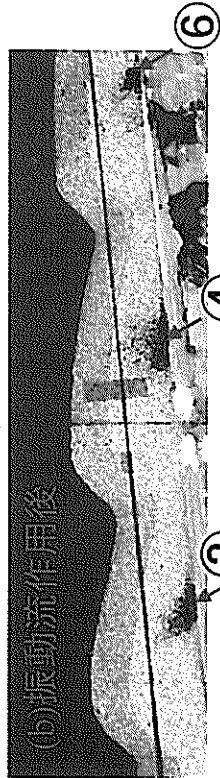
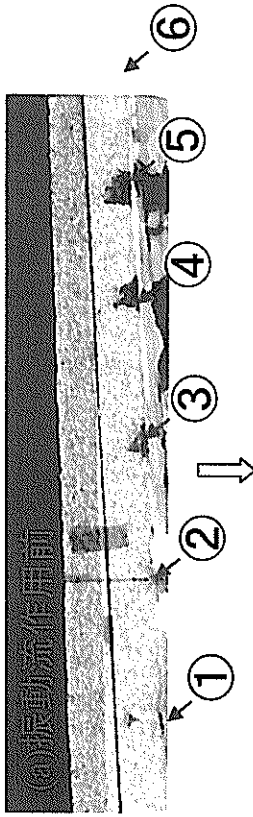


写真-1 可視化実験1(非対称振動流作用, 粗砂)

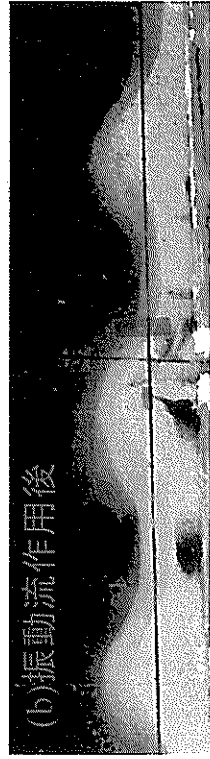
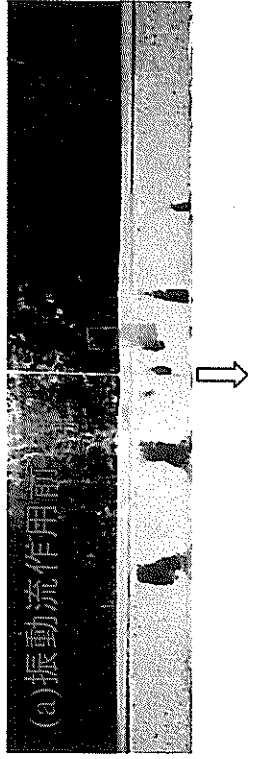


写真-4 可視化実験4(正弦振動流作用後, 混合砂)

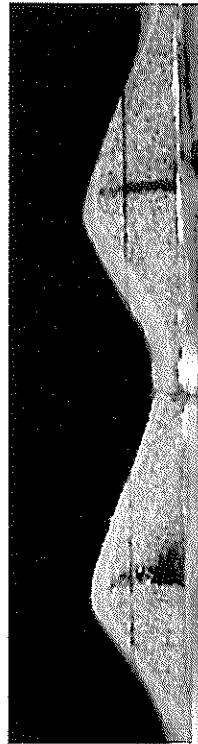


写真-2 可視化実験2(正弦振動流作用後, 粗砂)

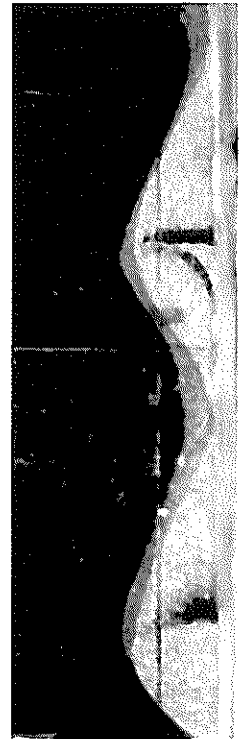


写真-3 可視化実験3(正弦振動流作用後, 粗砂)

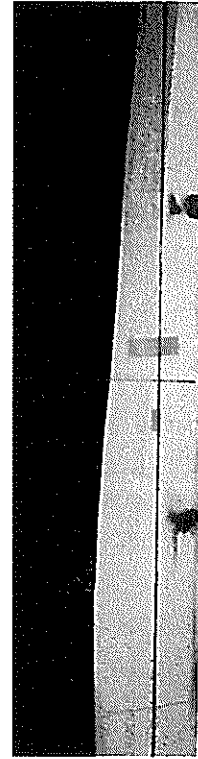


写真-5 可視化実験5  
(シートフロー, 非対称振動流作用後, 混合砂)



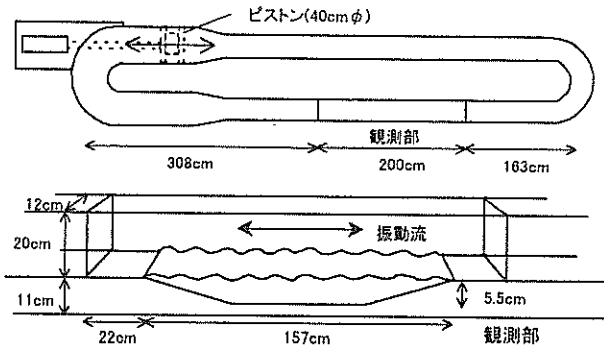


図-3 可視化実験に用いた振動流装置

写真-1(a),(b)は、周期  $T=3\text{ s}$ 、水粒子軌道直径  $D_0=0.275\text{ m}$  の非対称振動流を作用させた状況であり、砂の粒径が  $0.87\text{ mm}$  の場合である。振動流作用前に写真-2 (a)のように染料を砂中に約  $0.10\text{ m}$  間隔で投入した。振動流を作用させると、波長  $\lambda=0.25\text{ m}$ 、波高  $\eta=0.14\text{ m}$  の砂澁が発生し、砂澁内部では染料が砂澁の頂部に向かうように移動している。②、④、⑥の染料は約  $0.15\text{ m}$  ほど岸側に移動しており、①、③、⑤の染料は消滅している。なお、非対称振動流とは、波の浅水変形などにより、海底面での水の流速が押し波時と引き波時で異なった振動流のことをさしており、写真-1 では左を岸側として、押し波時の流速  $U_c$  が全流速  $U_T$  の  $0.7$  倍の非対称振動流を作用させている。

写真-2 は砂澁頂部に向かう浸透流をよりはっきりと見るために、周期  $T=3\text{ s}$ 、水粒子軌道直径  $D_0=0.53\text{ m}$  の正弦振動流（押し波時と引き波時の流速が同じ対象な振動流）を作用させた状況である。砂澁の谷部では染料を注入した部分の砂が削られてしまったが、頂部では染料が上昇している。写真-3 は同じ条件で振動流を作用させた場合であるが、砂澁のできた位置が若干左にずれたため、砂澁の谷近くにあった染料が弧を描いて、砂澁頂部に流れている。

次に、中央粒径  $0.87\text{ mm}$  と  $0.18\text{ mm}$  の砂を  $1:1$  で混合した砂に写真-4(a)のように染料を投入して、周期  $T=3\text{ s}$ 、水粒子軌道直径  $D_0=0.35\text{ m}$  の振動流を約  $10$  分作用させた。砂の透水係数が小さいため、水の動きが小さかったが、この場合も、砂澁の谷部での平行な水の流れと頂部での上向きに弧を描くような流れが発生している。

写真-5は、中央粒径  $0.87\text{ mm}$  と  $0.18\text{ mm}$  の砂を  $1:1$  で混合した砂に周期  $T=3\text{ s}$ 、水粒子軌道直径  $D_0=0.4\text{ m}$  の振動流を作用させたものである。地形は実験開始から終了まで平坦な地形で、シートフロー状態の砂移動であり、目視で確認できる範囲では上向き浸透流は発生していなかつ

た。したがって、地盤内での浸透流は地盤表面に砂澁のような凹凸があることで発生していることが分かる。

### 3. 数値計算

可視化実験で、砂澁内に上向き浸透流が発生することが確認できた。このような流れをより定量的に理解するために、砂澁上部と内部の流れの数値計算を行った。

#### 3.1 数値計算手法

##### (1) 砂澁上の振動流

砂澁上の振動流について、Fredsoeら(1999)と同様に、 $k$ - $\omega$ 乱流モデル(Wilcox,1999)を用いた乱流計算を行った。基礎方程式には式(1)~(5)を一般座標系に変換した式を用い、移流項をハイブリッド法で離散化し、SIMPLE解法を用いて解いた。また、計算格子は千鳥格子状の振動解を防ぐために、通常スタッガード格子を用いる場合が多いが、ここでは一般座標での計算が複雑になることから集中格子を用い、荒川(1994)にならって千鳥格子状の振動解を防ぐように圧力補正式を導いた。

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \mu_T) \frac{\partial u}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \mu_T) \frac{\partial u}{\partial y} \right\} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v v)}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \mu_T) \frac{\partial v}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \mu_T) \frac{\partial v}{\partial y} \right\} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u k)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v k)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} + G - \rho \beta^* k \omega \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \omega)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \omega)}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ (\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial y} \right\} + \gamma \frac{\omega}{k} G - \rho \beta k \omega^2 \quad (5)$$

$$G = \mu_T \left\{ 2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (6)$$

ここで、 $u$ : 水の水平流速、 $v$ : 鉛直流速、 $p$ : 圧力、 $k$ : 乱れエネルギー、 $\omega$ : 逸散率、 $\rho$ : 密度、 $\mu$ : 粘性係数、 $\mu_T$ : 乱流粘性係数であり、乱流粘性係数は乱れエネル



ギー  $k$ , 逸散率  $\omega$  により以下のように表される.

$$\mu_T = \rho \gamma^* \frac{k}{\omega} \quad (7)$$

また, 係数としては, Wilcox(1999)による以下の値を用いている.

$$\gamma^* = 1, \gamma = \frac{5}{9}, \beta^* = \frac{9}{100}, \beta = \frac{3}{40}, \sigma^* = \frac{1}{2}, \sigma = \frac{1}{2} \quad (8)$$

計算の手順としては, 微小振幅波の解析解から与えられる圧力を運動方程式(2)~(3)に与えて, 暫定的な流速を計算し, その流速を圧力補正式に代入し, 連続式を満たす流速を求めた. なお, 圧力は振動流(重複波の節)については式(9)を, 進行波については式(10)を擬似的に与えた.

振動流(疑似重複波: 節部)

$$p = \frac{1}{2} \rho g \frac{H}{\cosh(kh)} \cos(kx + \frac{\pi}{2}) \cos(\sigma t) \\ \approx -\frac{1}{2} \rho g \frac{kH}{\cosh(kh)} \sin(\frac{\pi}{2}) \cos(\sigma t), \quad x \approx 0 \quad (9)$$

振動流+圧力変動(疑似進行波)

$$p = \frac{1}{2} \rho g \frac{H}{\cosh(kh)} \cos(kx + \frac{\pi}{2} - \sigma t) \\ \approx -\frac{1}{2} \rho g \frac{kH}{\cosh(kh)} (\sin(\frac{\pi}{2}) \cos(\sigma t) + \cos(\frac{\pi}{2}) \cos(\sigma t)), \\ x \approx 0 \quad (10)$$

境界条件には, 側方境界で周期境界を, 上部には対称境界, 底面では固定境界として式(11)~(23)に示す境界条件を用いている. 固定境界での式(16)~(20)は, 実験値にあわせてモデル化されたものであり, その使用にあたって注意を要するが, Patel & Yoon(1996), Andersen(1999)により, 河川内の砂堆や海底の砂漣上の剥離渦も  $k$ - $\omega$  モデルにより実験値をうまく再現できることが示されている. なお, 本計算では側方境界に大きな剥離渦が重なると計算が不安定になったため, 図-4のように3または5個の砂漣の側方に平坦部を設けて, 大きな渦が境界に重ならないようにした.

周期境界(側方境界)

$$u_{1,j} = u_{NI-1,j}, \quad u_{NI,j} = u_{2,j} \quad (11)$$

$$v_{1,j} = v_{NI-1,j}, \quad v_{NI,j} = v_{2,j} \quad (12)$$

$$P_{1,j} = P_{NI-1,j}, \quad P_{NI,j} = P_{2,j} \quad (13)$$

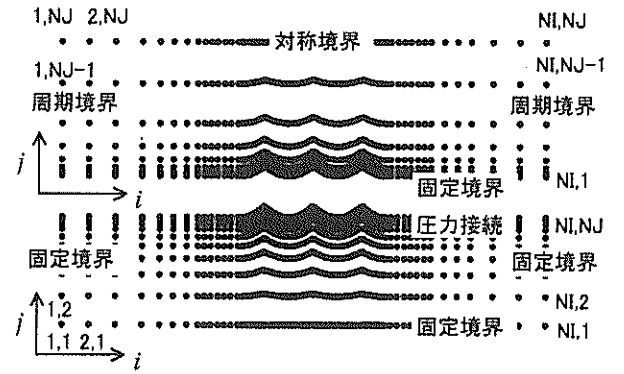


図-4 境界条件

$$k_{1,j} = k_{NI-1,j}, \quad k_{NI,j} = k_{2,j} \quad (14)$$

$$\omega_{1,j} = \omega_{NI-1,j}, \quad \omega_{NI,j} = \omega_{2,j} \quad (15)$$

固定境界(下方境界)

$$u = 0, \quad v = 0 \quad (16)$$

$$k = 0, \quad \omega = U_f^2 S_R / \nu \quad (17)$$

$$S_R = (50/k_N^+)^2 \quad k_N^+ < 25 \quad (18)$$

$$S_R = 100/k_N^+ \quad k_N^+ \geq 25 \quad (19)$$

$$k_N^+ = k_N U_f / \nu \quad (20)$$

ここで,  $U_f$  は底面での摩擦速度,  $k_N$  は底質粒径である.

対称境界(上方境界)

$$u_{i,NJ} = u_{i,NJ-1}, \quad v_{i,NJ} = u_{i,NJ-1} \quad (21)$$

$$P_{i,NJ} = P_{i,NJ-1} \quad (22)$$

$$k_{i,NJ} = k_{i,NJ-1}, \quad \omega_{i,NJ} = \omega_{i,NJ-1} \quad (23)$$

(2) 砂漣内の浸透流

砂漣内部の浸透流の計算に用いた基礎式は式(24)であり, 砂漣上の流れで計算した圧力を砂漣内の浸透流の境界条件として与えることで計算している(式(25)). その他の境界条件は, 固定境界として式(26)を与えた. ここで,  $p$  は間隙水の圧力,  $k$  は透水係数,  $n_p$  は空隙率,  $m_s$  は砂の体積圧縮係数,  $\beta$  は水の圧縮係数である.

$$k \left( \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} \right) = (m_v + n_p \beta) \frac{\partial p}{\partial t} \quad (24)$$

$$p_{i,NI}(\text{flow in ripple}) = p_{i,i}(\text{flow over ripple}) \quad (25)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0, i=1, NI \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, j=1 \quad (26)$$

### 3.2 計算条件

波高, 周期, 砂の透水係数, 砂漕形状, 進行波と重複波の違い等を比較するため, 表-1に示す条件で計算を行った.

表-1 計算条件

Case		T (s)	H (m)	k (cm/s)	λ (cm)	η (cm)
1	振動流	2.5	0.06	0.01	22.0	3.5
2		//	0.13	0.01	//	//
3		//	0.20	0.01	//	//
4		//	0.13	0.1	//	//
5		//	//	0.001	//	//
6		2.5	0.13	0.01	//	1.75
7	進行波	//	0.13	0.01	//	3.5

### 3.3 計算の検証 (解析解, 実験値との比較)

数値計算の妥当性を検証するため, 計算結果と層流での振動流境界層の解析解, 実験値との比較を行った.

図-5は, 波高  $H=0.13\text{m}$ , 周期  $T=2.5\text{s}$ , 水深  $h=0.43\text{m}$ での振動流境界層の解析解と数値計算結果との比較であり, 層流計算が再現できているのが分かる.

また, 図-6は, 固定砂漕上の流れの実験値(Fredsoeら(1999))と今回の計算値を比較したものであり, Case-

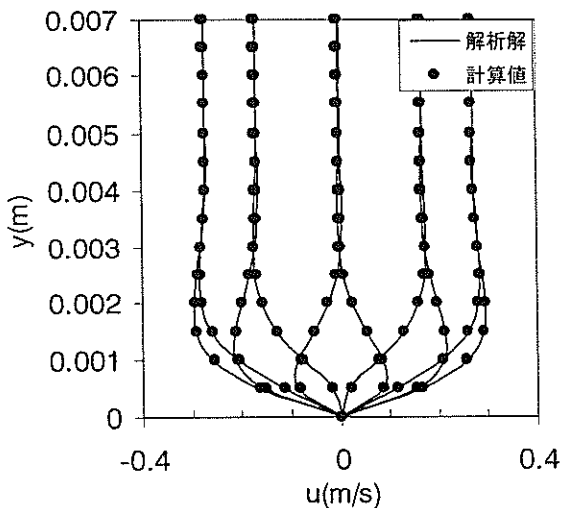


図-5 層流境界層での解析解と数値計算の比較 (周期  $T=2.5\text{s}$ , 波高  $H=0.13\text{m}$ , 水深  $h=0.43\text{m}$ )

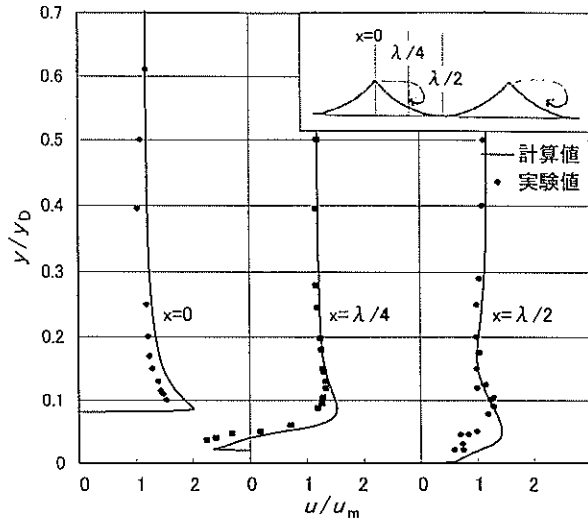


図-6 水平流速分布: 実験値(Fredsoe)との比較

2(波高  $H=0.13\text{m}$ , 周期  $T=2.5\text{s}$ , 水深  $h=0.43\text{m}$ , 砂漕波長  $\lambda=0.22\text{m}$ , 砂漕波高  $\eta=0.035\text{m}$ )の場合である. トラフ部 ( $x=\lambda/2$ ) で流れがうまく再現できていないが, 計算値はおおむね実験値をうまく表しており, これ以後の砂漕上部および内部の流れ計算に適応できるものと考えられる.

図-7は, 砂漕頂部上  $1\text{cm}$  での一周期間の水平流速である. 数値計算結果は, 実験値より大きいがおおむね良い一致を示している. ただし, 引き波時 (流速値が負) の計算結果の一致が良くなく, これは数値計算では自由表面の計算をしていないのに対し, 水路実験では波の有限振幅性などの影響が出ているためだと推察される.

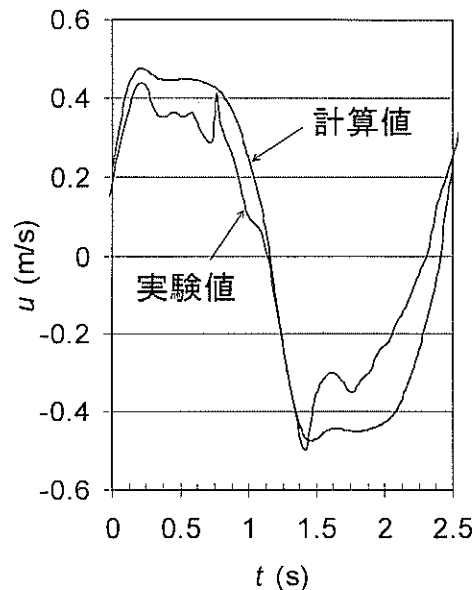


図-7 水平流速の時系列変化: 実験値(Fredsoe)との比較(砂漕頂  $1\text{cm}$  上の水平流速)

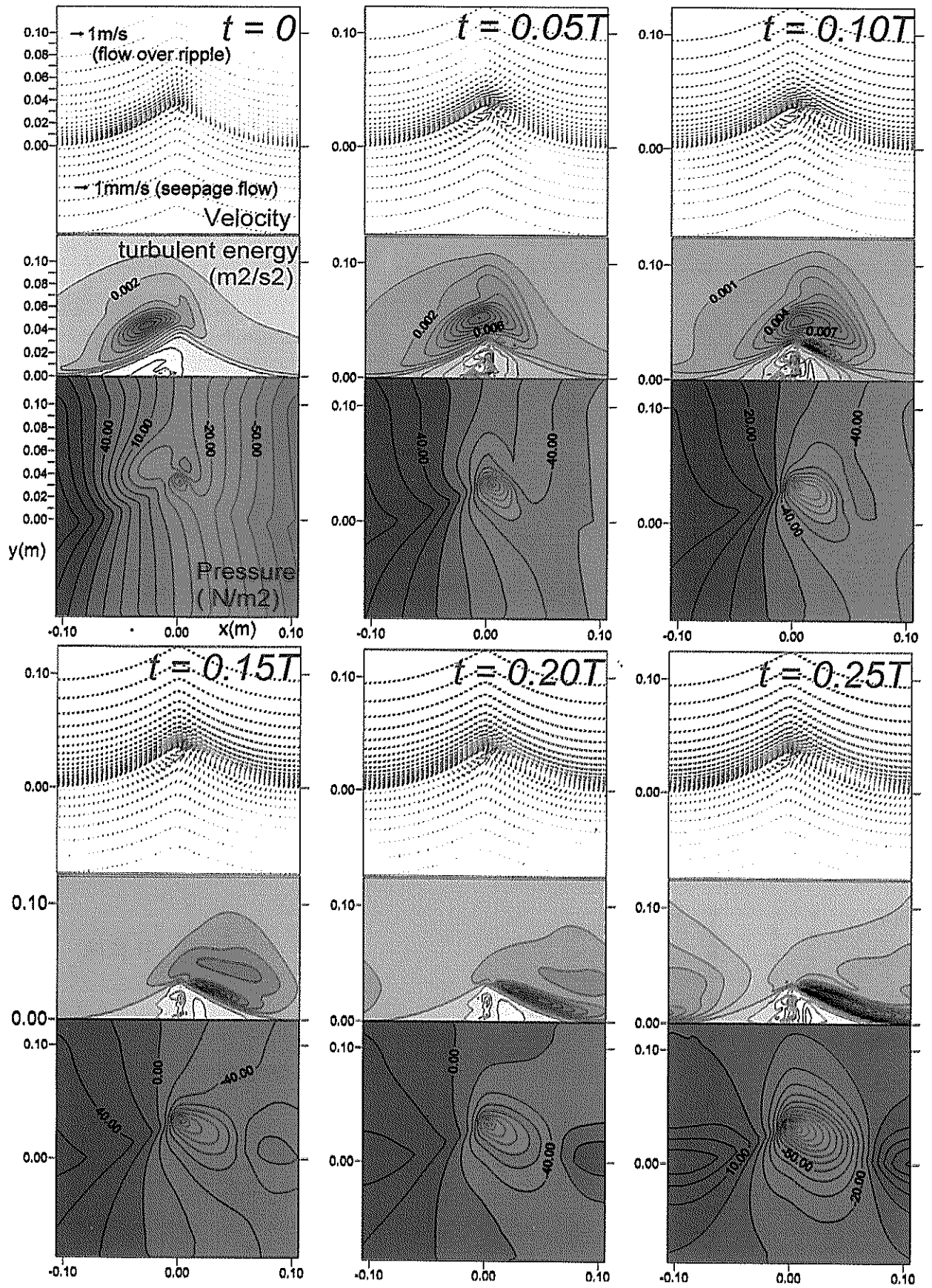


図-8 砂漣上、内部の流速，乱れエネルギー，圧力分布 (Case-2:  $t=0\sim 0.25T$ )

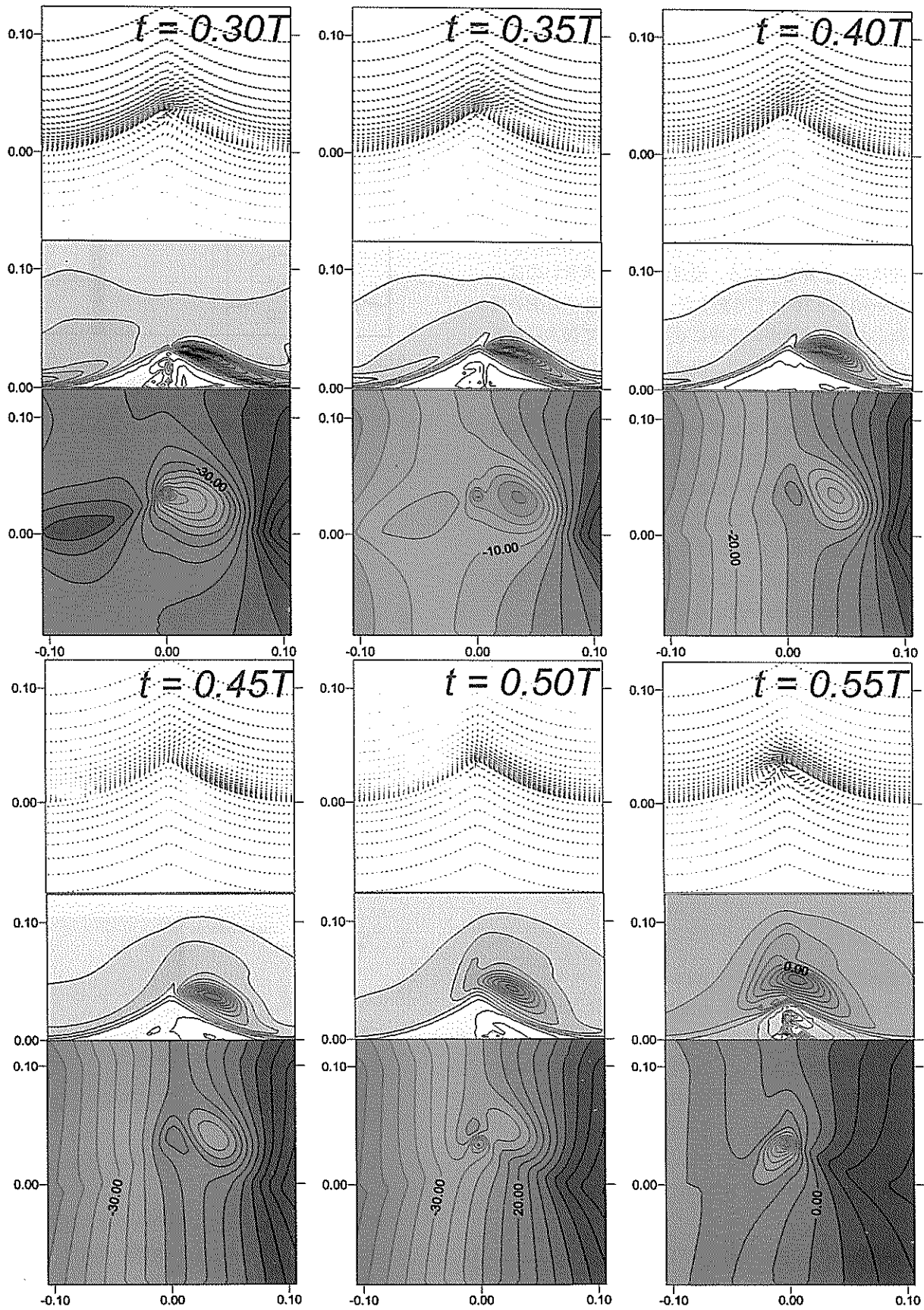


図-9 砂漕上，内部の流速，乱れエネルギー，圧力分布 (Case-2:  $t=0.30\sim 0.55T$ )

3.4 砂漣内の浸透流

(1) 振動流場 (疑似重複波)

図-8 は、Case-1 での砂漣上、砂漣内の流速  $u, v$ , 圧力  $p$  および乱れエネルギー  $k$  の分布である。剥離渦が  $t=0$  に砂漣頂部で発生し、 $t=0.5T$  で砂漣頂部から吐き出されているのが分かる。また、砂漣頂部の圧力は常に周囲より低くなっており、砂漣内の浸透流はそれに引かれる形で砂漣頂部へ上昇している。浸透流が特に大きいのは、 $t = 0.05 \sim 0.1T$  にかけてであるが、これは図-7 において砂漣頂上の水平流速が、急激に立ち上がって最大になる時刻に対応している。逆に、浸透流が小さいのは  $t = 0.4 \sim 0.45T$  の流速が急速に下がる部分に対応している。

図-10, 11 は、クレスト部下部の間隙水圧  $p$  と変動過剰間隙水圧  $p - p_b$  の鉛直分布を求めたものである。ここで、 $p_b$  は砂漣表面の圧力であり、また、これ以後のグラフでは  $p$  と  $p - p_b$  は  $\rho g$  で除し、水頭として示している。間隙水圧は  $t=0 \sim 0.05T$  にかけて急激に低下し、鉛直方向には急なカーブを描いており、地盤表層と下部では大きな圧力差があることが分かる。

図-11 の破線は、土被り圧を示したものであり、変動過剰間隙水圧がこの土被り圧より大きくなるとボイリングし、液状化が発生する (善,1993)。この例では砂漣頂下部 0.015m の位置までがボイリング条件になることが分かる。なお、砂漣のトラフ部は  $y=0.035m$  に対応する。

図-12 は流速と圧力を 1 周期平均したものである。砂漣頂部の横側には対象な渦ができており、圧力は頂部で最小値をとっている。砂漣内部の浸透流は砂漣頂部に集まっており、写真-3 の流れと同じような流れになっていることが分かる。

(2) 波高の影響 (Case-1 ~ 3)

図-13 は波高を 0.06m から 0.20m まで変化させた場合の変動過剰間隙水圧の鉛直分布である。波高  $H=0.06m$  では、変動過剰間隙水圧が土被り圧より小さいためボイリング状態に達しないが、波高  $H=0.13m$  では砂漣頂下部約 1.5cm (砂漣の半分の高さ) が土被り圧以上となり波高  $H=0.20m$  では砂漣頂部より約 4 cm (砂漣全体の高さ) までが液状化していることになる。

(3) 透水係数の影響 (Case-2,4,5)

図-14 は透水係数  $k$  を 0.001 ~ 0.00001m/s まで変化させた際の砂漣頂下部での間隙水圧の鉛直分布である。 $k=0.001m/s$  と  $0.0001m/s$  では、大きな差が見られないが、 $k=0.00001m/s$  では、圧力が地盤下部に伝播しにくくな

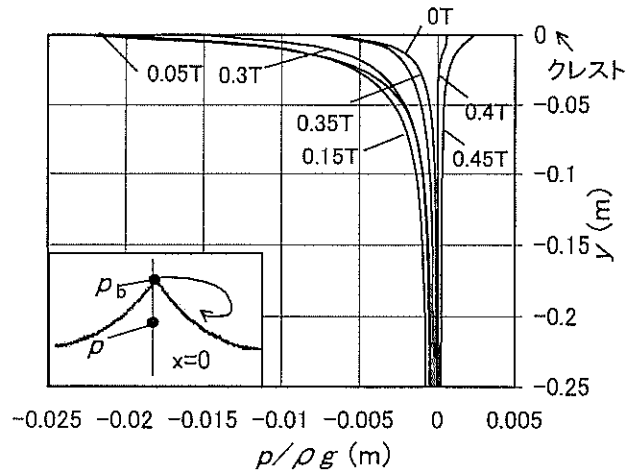


図-10 間隙水圧分布 (Case-2)

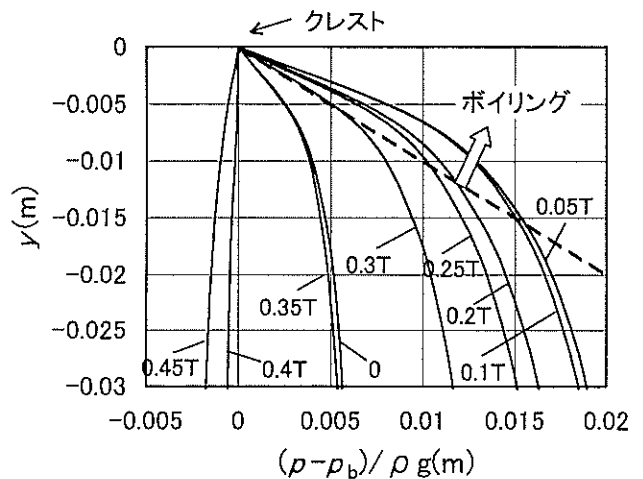


図-11 変動過剰間隙水圧分布 (Case-2)

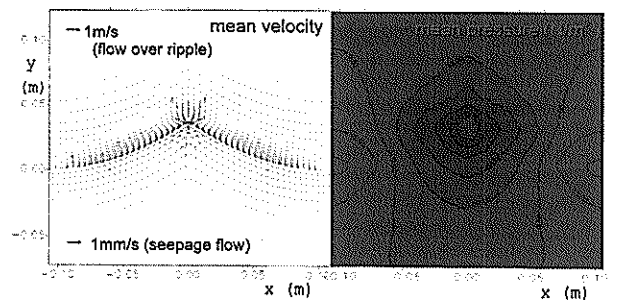


図-12 流速と圧力の 1 周期平均 (Case-2)

っており、 $y=-0.085m$  より深い場所では、圧力が常に負となっている。しかし、砂漣の破壊に関連するトラフ面  $y=-0.035(m)$  より上では、透水係数による違いがあまり見られない。図-15 は、このときの変動過剰間隙水圧  $p - p_b$  である。透水係数  $k=0.001m/s$  で若干液状化しやすいように見られるものの、液状化深さに関してはほとんど

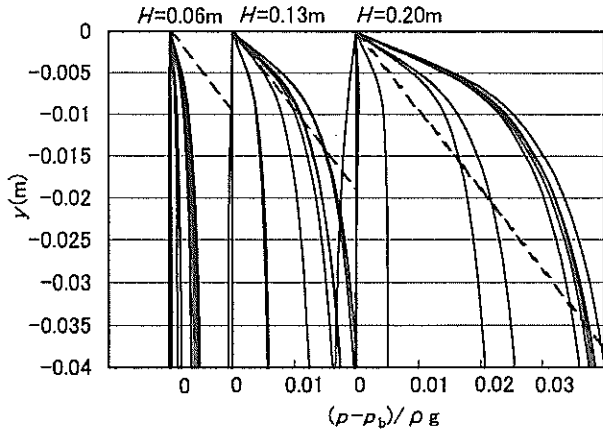


図-13 波高による変動過剰間隙水圧の変化

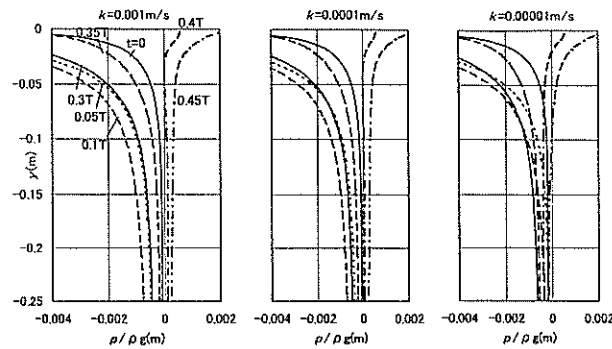


図-14 透水係数による圧力分布の変化

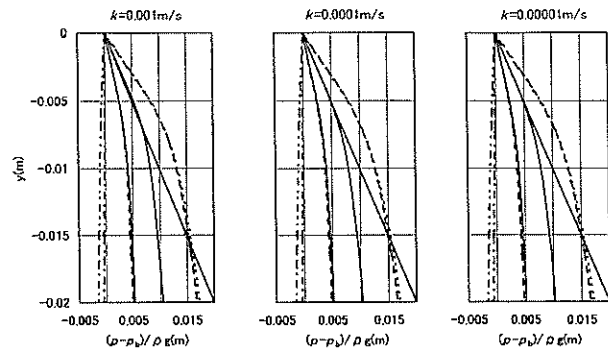


図-15 透水係数による変動過剰間隙水圧の変化

ど透水係数による違いが見られない。

(4) 振動流+圧力変動(疑似進行波) (Case-7)

振動流装置を用いた漂砂量の実験はちょうど重複波の節における振動流に対応しており, Sakai and Gotoh(1996)が指摘するように振動流装置の実験では波の圧力変動の影響が含まれていない。そこで, 進行波の状態を計算で調べることにした。

図-16は, 間隙水圧  $p$  の鉛直分布である。波による圧力変動が地盤内にも伝播しているが, 砂漣のある  $y=0.035\text{m}$  以上では砂漣の存在によって圧力が全体的に小

さくなっており, 分布が負に傾いている。図-17は押し波時と引き波時の過剰間隙水圧分布  $p-p_b$  である。押し波時の方が全体に過剰間隙水圧が大きく, 液状化しやすい傾向にある。これは, 図-16において, 押し波時の方が, 砂面での圧力勾配が大きいことに起因している。押し波時の方が液状化しやすいという傾向は, 善(1993)の波の圧力変動による液状化の場合(引き波時に液状化が発生するという現象)と逆の傾向であり, 凹凸のある海底の極表層における特殊な現象であることがわかる。

(5) 砂漣の高さについて (Case-6)

次に, 砂漣の大きさの違いによる変化を見るため, 砂漣波高を半分の大きさ( $\eta=0.0175\text{m}$ )にして計算した。図-18はこのときの間隙水圧分布  $p$  の鉛直分布であり, 図-16( $\eta=0.035\text{m}$ )と比較して下方への圧力の減衰の程度が小さい。つまり, 砂漣の影響が小さくなっている。図-19は, このときの変動過剰間隙水圧分布であるが, 押し波時, 引き波時ともに液状化が発生しない状態になっており, 砂漣形状が液状化に対して大きくきいていることが分かる。特に引き波時にはより液状化しにくくなる。

(6) 波の圧力変動による液状化との違いについて

砂漣周辺の圧力の分布による液状化と一般に知られている波の圧力変動による液状化(善,1993)の違いは, 前者は砂漣のような地盤表層に限られているのに対し, 波の圧力変動による液状化はもう少し深い範囲で発生することである。また, こうした波の圧力変動による液状化は, 一般に空気塊が土中に微小ながら存在する場合に, 発生するものであり, 今回の計算で用いた水の体積圧縮

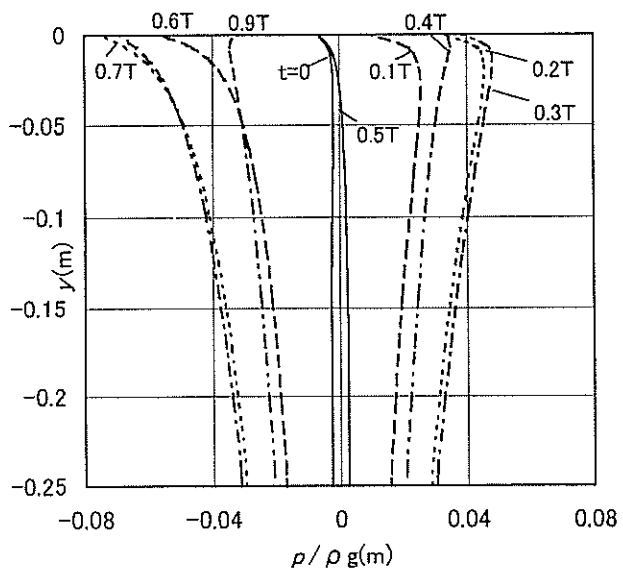


図-16 進行波浪場での間隙水圧分布

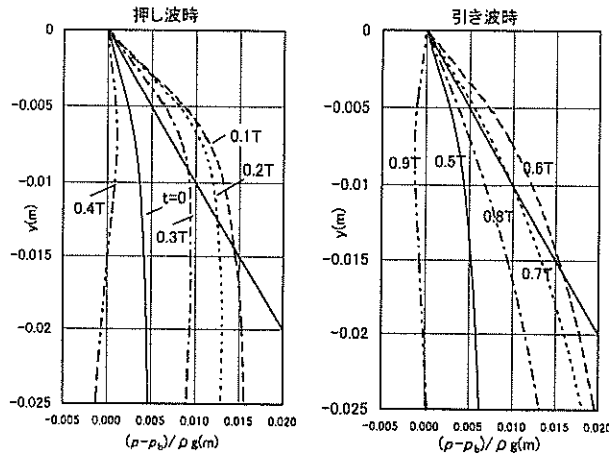


図-17 進行波浪場での変動過剰間隙水圧分布

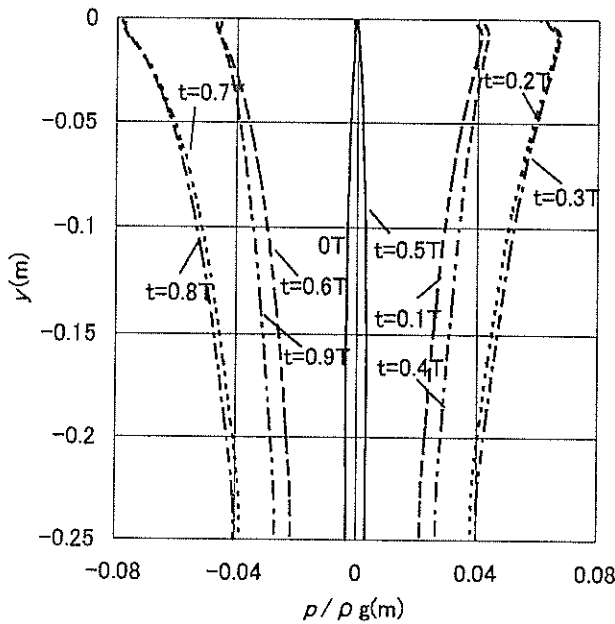


図-18 砂漣波高を小さくした際の圧力分布

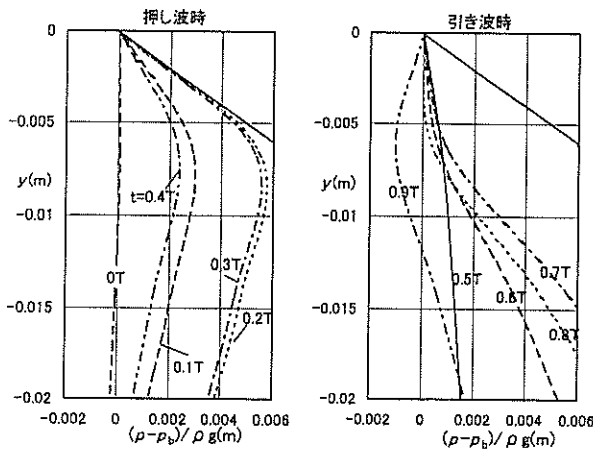


図-19 砂漣波高を小さくした際の変動過剰間隙水圧

係数 $\beta$ がさらに小さい場合に相当しており、本計算でも検討を要する点である。また、本報告では、浸透流の影響が大きく見積もられたが、砂漣からシートフローの変化の過程では、流れのせん断力による砂の輸送がさらに大きな部分を占めており、浸透流の影響とせん断力の影響がどの程度の割合で、漂砂現象に寄与しているのか、さらに検討を要する。

#### 4. 結論

- (1) 振動流装置を用いた実験により、砂漣内に発生する上向き浸透流を可視化した。
- (2) 数値計算により、地盤内の圧力分布および浸透流の大きさを評価した。その結果、砂漣頂部においてポイリングが発生する可能性があることが分かった。
- (3) 振動流による砂漣内部のポイリングは、波高が大きく、かつ、砂漣の高さが大きい場合に発生しやすい。
- (4) 振動流による上向き浸透流は、砂漣の発生する地盤の極表層の現象であるため、 $k=0.001\sim 0.00001\text{m/s}$ の範囲では透水係数による違いがあまり明瞭ではない。
- (5) 波の圧力変動の間隙水圧へ及ぼす影響は大きく、砂漣のある地盤の表層部では、振動流による圧力変動によって間隙水圧変動がさらに複雑になる。また、ポイリングは押し波時に発生しやすい傾向にある。

(2000年11月15日受付)

#### 謝辞

本研究を行うにあたり、California 大学 Berkeley 校の Mostafa Foda 教授に、数値計算の結果について多くのご示唆を頂いた。また、本研究の可視化実験は、著者が東京大学大学院修士課程の際に行ったものであり、この際、渡辺見教授、磯部雅彦教授よりご指導を頂いている。また、可視化実験に用いた実験装置は当時の東京大学海岸港湾研究室の振動流装置を使用したものである。さらに、本報告をまとめるにあたり、加藤一正水工部長、高橋重雄特別研究官、内山研究官他、水工部・海洋環境部の方々からも多くのご示唆、ご指摘を頂いた。ここに記して、心からの謝意を表す次第である。

#### 参考文献

- 荒川忠一(1994): 数値流体力学, 東京大学出版会, 229 p.  
 川村哲也(1996): 流体解析 I, 朝倉書店, 172 p.  
 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.



- 酒井哲郎・後藤仁志・柏村真直・川崎順二(1995)：波圧変動の海底床形態に及ぼす影響，海岸工学論文集，第42巻，pp.486-490.
- 酒井哲郎・後藤仁志・松原隆之・高橋智洋(1998)：非対称砂漣上の浮遊過程における一方向流と水圧変動の役割，第45巻，pp.491-495.
- 佐藤慎司・三村信男・渡辺晃(1983)：砂漣上の振動流境界層に関する研究，第30回海岸工学講演会論文集，pp.189-193.
- 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，海岸工学講演会論文集，Vol.31，pp.286-290.
- 鈴木高二朗・渡辺 晃・磯部雅彦・Mohammad Dibajnia(1994)：振動流作用下における混合粒径底質の移動現象について，海岸工学論文集，第41巻，pp.356-360.
- 善 功企(1993)：海底地盤の波浪による液状化に関する研究，港湾技研資料，No.755，112p.
- 中野 晋・大村史朗・高橋 努・三井 宏(1996)：波浪による底質の液状化に及ぼす浸透流の影響，第43巻，pp.536-540.
- 二瓶泰雄・灘岡和夫(1999)：GAL-LESモデルに基づくシートフロー現象の大規模渦構造に関する数値解析，海岸工学論文集，第46巻，pp.541-545.
- Andersen, K.H.(1999): Ripples beneath surface waves and topics in shell models of turbulence, PhD Thesis, Technical University of Denmark, Depart of Hydraulics and Water Resources (ISVA).
- Dibajnia, M. and A. Watanabe(1992) : Sheet flow under nonlinear waves and currents, Proc. of 23rd Int. Conf. on Coastal Engineering ., pp.2015-2028.
- Fredsoe, J., K. H. Andersen and B.Mutlu Sumer(1999) : Wave plus current over a ripple-covered bed, Coastal Engineering 38, pp.177-221.
- Tetsuo Sakai and Hitoshi Gotoh(1996) : Effect of Wave-Induced-Pressure on Seabed Configuration, Proc. of 25th International Conference on Coastal Engineering, pp.3155-3168.
- J.Y. Yoon and V.C. Patel (1996): Numerical Model of Turbulence Flow over Sand Dune, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, pp.10-17.