

波による海底砂床内の浸透について

中 村 充*・大 西 亮 一**・南 出 英 男***

1. 序 論

砂浜海底上を進行する波の減衰に対して砂床内の浸透は重要な問題である。他方、干潟における砂床内の水交換量の把握は近年の栽培漁業の立場から底棲生物の生息環境として重要な課題となっている。このような必要性から筆者らは理論と実験の両面からこの研究を行なった。この結果を報告する。

この分野の研究としては、R.O. Reid and K. Kajiura¹⁾の理論的研究と John F. A. Sleath²⁾の理論的、実験的研究がある。R.O. Reid and K. Kajiura は波の減衰に対する砂床浸透の影響を論じ、水を非圧縮性流体として解析解を示した。この結果を用いて筆者らの実験結果を整理すると、砂床内の波圧の減衰と位相の遅れに対して透水係数が小さくなると説明できない。一方、John F.A. Sleath は砂床の透水性の異方性を考慮し、水の圧縮性を無視して解析解を示した。この結果を用いて実験結果を説明している。しかし、筆者らの行なったより細い砂を用いた実験結果では、砂床内の波圧の減衰と位相の遅れを説明できないことが明らかとなった。

そこで筆者らは連続の方程式に水および砂体の圧縮性とその間げきの変化を考慮して解析解を導き、実験結果を説明することができた。次に、この解析解と、R. O. Reid and K. Kajiura および John F.A. Sleath の解析解を比較することにより、水の圧縮性や間げきの変化を考慮する必要がある限界透水係数を明らかにした。一方、砂床内の水交換の一つの指標である1次交換域について求めた。

本研究を実施するに当たって実験装置、資料の収集などにご協力を頂いた農林省構造改善局 佐々木泰雄氏(もと農土試)に謝意を表する。

2. 非定常浸透理論

(1) 基礎式

非定常浸透流の基礎式としては、岩佐³⁾が水と砂床の1次元方向の圧縮性を考慮した式を示している。筆者らはこれを3次元に拡大して考える。

まず、微小六面体内に単位時間に留まる浸透流の質量

は、

$$-\left\{\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z}\right\} \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \quad (1)$$

となる。一方、この間にこの六面体内で増加する質量は

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\rho \cdot \lambda \cdot \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z) \\ &= \rho \cdot \lambda \cdot \delta x \cdot \delta y \cdot \delta z \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial t} \right. \\ & \quad \left. + \frac{1}{\delta x} \frac{\partial \delta x}{\partial t} + \frac{1}{\delta y} \frac{\partial \delta y}{\partial t} + \frac{1}{\delta z} \frac{\partial \delta z}{\partial t} \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

である。ここに、 ρ : 水の密度、 (u, v, w) : (x, y, z) 方向の流速、 λ : 空げき率、 $(\delta x, \delta y, \delta z)$: 微小六面体の (x, y, z) 方向の長さである。

次に、圧縮応力と圧縮率の関係は定義から

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(\delta x)}{\delta x} &= \alpha_x \cdot d\sigma_x \\ \text{あるいは} \\ \frac{\partial(\delta x)}{\partial t} &= \alpha_x \cdot \delta x \cdot \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} \quad \text{etc.} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

となる。ここに $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$: 圧縮応力、 $(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$: 圧縮率である。

ところが浸透層の構成材そのものの圧縮性は浸透水や層の空げき率のそれに比して無視されるから式(3)を用いて、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \lambda}{\partial t} &= (1-\lambda) \left\{ \alpha_x \cdot \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} + \alpha_y \cdot \frac{\partial \sigma_y}{\partial t} + \alpha_z \cdot \frac{\partial \sigma_z}{\partial t} \right\} \\ &\dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

が得られる。

一方、応力とひずみのつり合いから平衡状態では

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \rho \Omega + p \quad \text{あるいは} \quad \frac{\partial \sigma_x}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} \\ \text{etc.} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

である。ここに、 Ω は重力ポテンシャルで重力ベクトルを F とすれば

$$\left. \begin{aligned} F_x &= F_y = 0 \\ F_z &= -\frac{\partial \Omega}{\partial z} = g = \text{const.} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

g : 重力加速度である。

次に、水の密度変化率は浸透水の圧縮率 β を用いて

$$\frac{d\rho}{\rho} = \beta dp \quad \text{すなわち} \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = \beta \cdot \rho \cdot \frac{\partial p}{\partial t} \quad \dots\dots (7)$$

となる。次に、圧力 p を水頭 h で示すと

* 正会員 農博 農林省農業土木試験場水産土木部
** 正会員 農林省農業土木試験場水理部
*** 正会員 東海大学海洋学部

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial(\rho gh)}{\partial t} = \frac{\rho g}{(1-\beta\rho gh)} \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots\dots\dots(8)$$

となる。以上の結果をまとめて、質量保存則から式(1)、(2)が等しいとき、砂層を完全弾性体として体積弾性係数を α_v とすれば

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = \left(\beta + \frac{\alpha_v}{\lambda}\right) \frac{\rho^2 \lambda g}{(1-\beta\rho gh)} \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots\dots\dots(9)$$

となる。ここに、 $\alpha_v/3 = \alpha_x = \alpha_y = \alpha_z$ である。

次に、非定常浸透流の運動方程式は抵抗則を定常運動における Darcy 則にしたがうと考え、加速度項を省略すれば

$$\left. \begin{aligned} u &= -k_x \frac{\partial h}{\partial x} \\ v &= -k_y \frac{\partial h}{\partial y} \\ w &= -k_z \left(1 + \frac{\partial h}{\partial z}\right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(10)$$

となる。式(9)に式(10)を代入して整理し、 $k=k_x=k_y=k_z$ とすれば

$$\left\{ \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right\} + \beta \rho g \left\{ \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial z} \right)^2 \right\} = \frac{\rho \lambda g (\beta + \alpha_v/\lambda)}{k} \frac{\partial h}{\partial t} \quad \dots\dots\dots(11)$$

となる。式(11)において $(\beta\rho g)$ は 10^{-5} のオーダーであるから、左辺第2項は第1項に対し省略できる。次に右辺は透水係数 k が小さい場合には省略できないオーダーとなる。すなわち、水を非圧縮性流体と考えることができなくなる。

以上の結果から式(11)を変形して、非定常浸透流の基礎式は

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \kappa^2 \left\{ \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial z^2} \right\} \quad \dots\dots\dots(12)$$

となる。ここに

$$\kappa^2 = \frac{k}{\rho \cdot \lambda \cdot g (\beta + \alpha_v/\lambda)} \quad \dots\dots\dots(13)$$

である。

(2) 砂床内における波圧の伝播と減衰

砂床内における波圧の伝播と減衰を論ずる場合に、砂床のモデルとして図-1を考える。ここで波は x 方向に

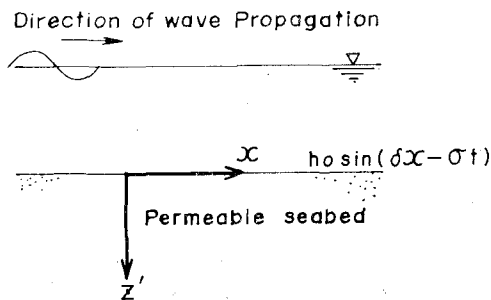


図-1 砂床モデルと座標軸

進行すると考えれば、 y 方向の波圧は一樣となる。次に砂床における波圧を静水圧からの変化で示せば、式(12)は

$$\frac{\partial h_p}{\partial t} = \kappa^2 \left\{ \frac{\partial^2 h_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h_p}{\partial z^2} \right\} \quad \dots\dots\dots(14)$$

となる。ここに、 h_p : 変動圧力である。式(14)を

$$\left. \begin{aligned} h_p|_{z=0} &= h_p \cdot \sin(\delta_L \cdot x - \sigma \cdot t) \\ h_p|_{z=-\infty} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(15)$$

の境界条件で解けば

$$h_p = h_0 e^{-mz'} \sin(\delta_L \cdot x - \sigma \cdot t + n \cdot z') \quad \dots\dots\dots(16)$$

となる。ここに、 $\delta_L = 2\pi/L$, $\sigma = 2\pi/T$, L =波長, T =周期, h_0 =砂床面の波圧, $z' = -z$,

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{1}{2\kappa} \sqrt{2\delta_L^2 \cdot \kappa^2 + 2\sqrt{\kappa^4 \delta_L^4 + \sigma^2}} \\ n &= \frac{\sigma}{\kappa \sqrt{2\delta_L^2 \cdot \kappa^2 + 2\sqrt{\kappa^4 \delta_L^4 + \sigma^2}}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(17)$$

である。

(3) 砂床内における水粒子の軌道

砂床内における水粒子の移動距離を波動運動における軌道の計算と同じように考える。いま、砂床内の流速を Darcy 則にしたがうとする。次に水粒子の軌道を静止座標 $(\bar{x}, \bar{z}')$ を中心に (X, Z') の変位にあるとすれば、

$$x = \bar{x} + X, \quad z' = \bar{z}' + Z' \quad \dots\dots\dots(18)$$

となる。ここで、 X, Z' が波長 L に比べて十分に小さいと考えれば、第1次近似として

$$\left. \begin{aligned} u' &= \frac{dx}{dt} = \frac{dX}{dt} \\ w' &= \frac{dz'}{dt} = \frac{dZ'}{dt} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(19)$$

となる。ここに、 $u' = u/\lambda$, $w' = w/\lambda$ である。

式(16)を用いて式(19)を解くと、

$$Z'^2 - \frac{2n}{\delta_L} \times Z' + \left(\frac{m^2 + n^2}{\delta_L^2} \right) \cdot X^2 = a^2 m^2 \quad \dots\dots\dots(20)$$

となる。ここに

$$a = \frac{k \cdot h_0}{\sigma \cdot \lambda} e^{-mz'} \quad \dots\dots\dots(21)$$

である。式(20)は (x, z') 座標に対して θ だけ回転させた軸 (η, ξ) を長軸と短軸にもつた円であるので座標軸をだ円の軸と一致するように回転させれば、

$$\frac{\eta^2}{l^2} + \frac{\xi^2}{S^2} = 1 \quad \dots\dots\dots(22)$$

となる。ここに

$$\left. \begin{aligned} \tan \theta &= -\frac{\delta_L^2 - m^2 - n^2}{2\delta_L \cdot n} + \sqrt{\left\{ \frac{\delta_L^2 - m^2 - n^2}{2\delta_L \cdot n} \right\}^2 + 1} \\ l^2 &= \frac{a^2 \cdot m^2 \cdot \delta_L^2 (1 + \tan^2 \theta)}{(\delta_L \cdot \tan \theta - n)^2 + m^2} \\ S^2 &= \frac{a^2 \cdot m^2 \cdot \delta_L^2 (1 + \tan^2 \theta)}{(\delta_L + n \cdot \tan \theta)^2 + m^2 \cdot \tan^2 \theta} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(23)$$

である。よって砂床内の水粒子は、 L, S を軸として、軸が (x, z) から θ 回転した円運動をする。

3. 実験

(1) 実験装置

砂床浸透の実験には、図-2 に示す造波水路を用いて砂床内の波圧を測定した。砂床の深さは 60 cm とし、前後に 10 cm 厚さの区間をもうけて前後の固定床の影響を少なくした。

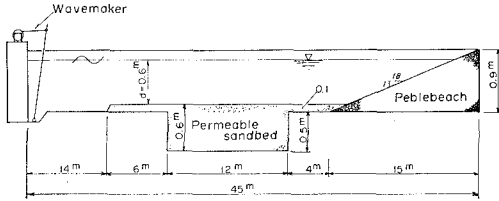


図-2 実験装置

波圧計は図-3 に示す内径 0.8 mm、長さ 100 mm の注射針を付けたアダプター内に半導体小型圧力変換器（豊田工機製）を取付けて用いたこのアダプターと注射針内部は粘性の低いシリコンオイルを充填した。波圧計の設置方法は図-4 に示すように正確に等間隔となるようにして、水路のはほぼ中央に設置した。この間隔は細砂の場合が 2.5 cm、碎石の場合が 5.0 cm である。記録は電磁オシロを用いた。

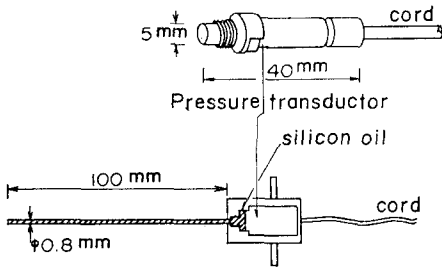


図-3 Probe と圧力変換器の概略図

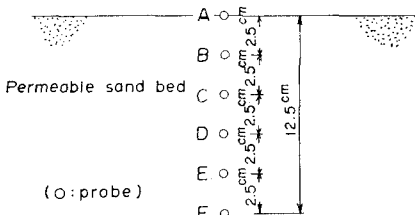
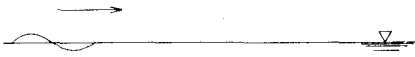


図-4 波圧計の設置方法（細砂の場合）
（碎石の場合は 5 cm 間隔である）

(2) 実験条件

砂床材料は図-5 に示す細砂 (Fine sand) と碎石 7 号

(Gravel) を用いた。このため、図-5 に示す John F.A. Sleath の用いた砂がこの 2 種類の間中となることからわかる。砂床の透水係数は別途定水頭試験法で実測した。その結果細砂が 4.35×10^{-3} cm/sec、碎石は流速によって変化するので流速が小さい場合の値として $k=1.1 \times 10^2$ cm/sec を用いる。Sleath の実験は $k=1.2 \times 10^{-1}$ cm/sec と 9.2×10^{-1} cm/sec である。細砂の空けき率は直径 50 mm のサンプラーを用いて測定した結果 0.43 である。

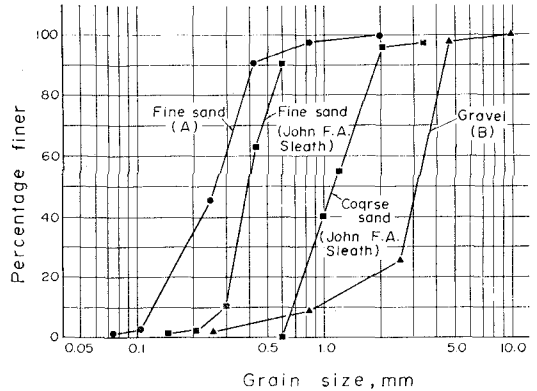


図-5 実験砂床の粒度加積曲線

表-1 砂床Aの実験条件
(細砂 (Fine sand) を用いた場合)

No.	水深 d (cm)	波高 H (cm)	周期 T (sec)	波長 L (cm)	$\delta L = \frac{2\pi}{L}$	m	n
A-1	60.0	17.8	0.99	150.6	0.0417	0.1210	0.1135
A-2	60.0	16.5	1.15	197.2	0.0319	0.1112	0.1064
A-3	60.0	15.2	1.31	244.1	0.0257	0.1036	0.1002
A-4	60.0	14.8	1.44	281.5	0.0223	0.0985	0.0959
A-5	60.0	14.1	2.04	446.4	0.0141	0.0823	0.0810
A-6	60.0	8.5	2.08	457.0	0.0137	0.0815	0.0803
A-7	60.0	11.6	2.59	566.7	0.0111	0.0742	0.0733
A-8	60.0	7.0	2.57	584.8	0.0107	0.0732	0.0723
A-9	60.0	5.0	3.10	719.9	0.00873	0.0665	0.0659
A-10	60.0	8.5	3.18	740.1	0.00849	0.0657	0.0651
A-11	60.0	8.0	3.40	795.4	0.00790	0.0635	0.0630
A-12	60.0	5.0	4.62	1098.9	0.00572	0.0544	0.0541
A-13	60.0	2.8	4.69	1116.2	0.00563	0.0540	0.0537

表-2 砂床Bの実験条件
(碎石 (Gravel) を用いた場合)

No.	水深 d (cm)	波高 H (cm)	周期 T (sec)	波長 L (cm)	$\delta L = \frac{2\pi}{L}$	m	n
B-1	60.0	18.0	0.98	147.7	0.0425	0.0315	$\times 10^{-4}$
B-2	60.0	15.6	1.16	200.1	0.0314	0.0235	0.176
B-3	60.0	15.8	1.30	241.2	0.0261	0.0196	0.200
B-4	60.0	14.0	1.47	290.0	0.0217	0.0164	0.214
B-5	60.0	8.5	1.97	427.7	0.0147	0.0112	0.226
B-6	60.0	13.8	1.97	427.7	0.0147	0.0112	0.246
B-7	60.0	7.0	2.35	527.9	0.0119	0.00917	0.252
B-8	60.0	12.2	2.45	553.8	0.0114	0.00876	0.253
B-9	60.0	5.5	2.95	681.9	0.00922	0.00718	0.257
B-10	60.0	9.5	3.06	709.8	0.00885	0.00690	0.257
B-11	60.0	4.5	3.68	865.6	0.00726	0.00571	0.258
B-12	60.0	7.5	3.69	868.1	0.00724	0.00570	0.258
B-13	60.0	7.1	3.87	912.9	0.00688	0.00543	0.258
B-14	60.0	4.1	3.89	917.9	0.00685	0.00540	0.258

碎石の空げき率は 1*l* 入のメスシリンダーを用いて測定した結果 0.46 である。

波の実験条件は 表-1, 2 に示す。

(3) 実験結果

a) 実測例

砂床内の波圧の伝播と減衰の一例として、図-6 に電磁オシロの記録を示す。この結果から検定曲線を用いて波圧に変換し、等圧線で示したのが 図-7 の実線である。

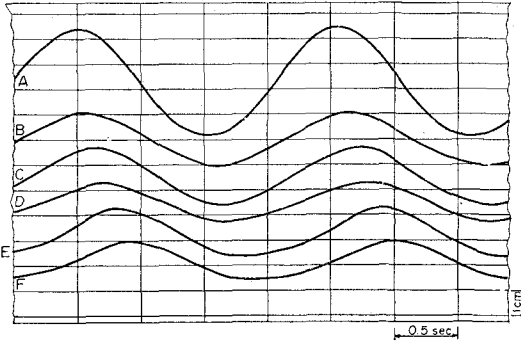


図-6 電磁オシロの記録例

次に、透水係数 k から式 (13) で κ を計算し、式 (16) によって砂床内の波圧の伝播と減衰を計算した結果が 図-7 の点線である。ここに、 $\rho=1.0 \text{ gr/cm}^3$, $g=9.8 \times 10^2 \text{ cm/sec}^2$, $\lambda=0.43$, $\beta=4.5 \times 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{gr}$, $\alpha_0=1.93 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{gr}$ である。

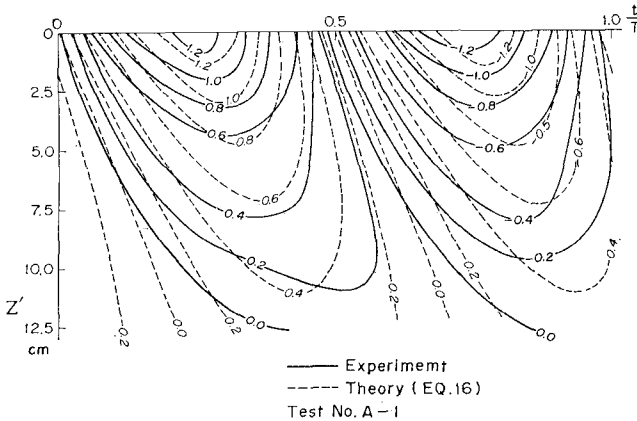


図-7 砂床内の圧力分布

b) 実測値と理論値の比較

式 (16) と実験値を比較するために、波圧の減衰と位相の遅れに分けて考える。まず、波圧の減衰は h_p の最大値を $h_{p\max}$ とすれば

$$h_{p\max} = h_0 e^{-mz'} \dots \dots \dots (24)$$

となる。よって、 $h_{p\max}/h_0 \sim e^{-mz'}$ の関係で実験結果を整理した結果、図-8、図-9 となる。この結果から、透水係数に関係なく式 (16) は波圧の減衰をよく説明することがわかる。次に波圧の伝播の遅れ ε は式 (16) から

$$\varepsilon = \varepsilon_0' - \varepsilon_0 = n z' \dots \dots \dots (25)$$

となる。ここに $\varepsilon_0, \varepsilon_2$ は $z'=0$ と z' の位相のずれである。ここで、実測値の 1 周期分を 12 点法の調和分解を行ない、その第 1 項から位相差を求めて、 $z'=0$ からのずれを計算した結果が 図-10、図-11 である。なお、調和分解の第 2 項以下はその係数が第 1 項の 10% 以下であったので省略した。この結果から、式 (16) は細砂の

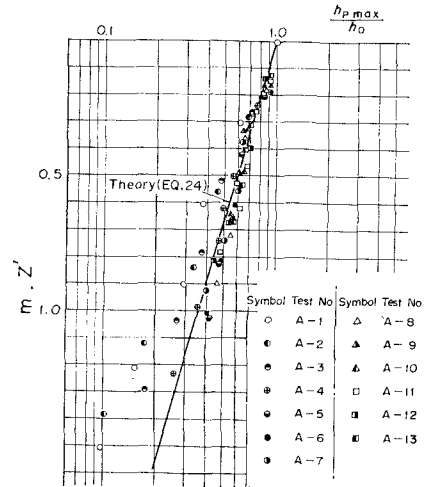


図-8 波圧の減衰 (細砂の場合)

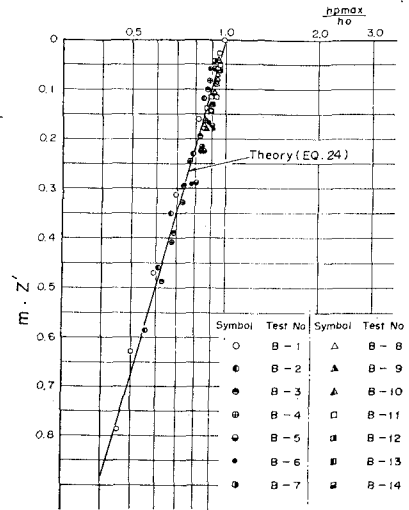


図-9 波圧の減衰 (碎石の場合)

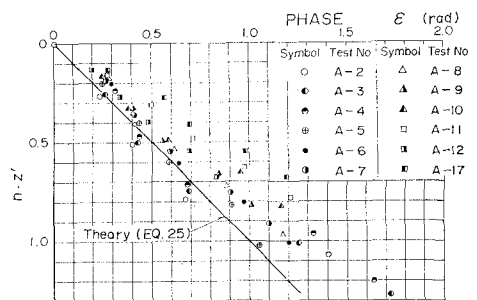
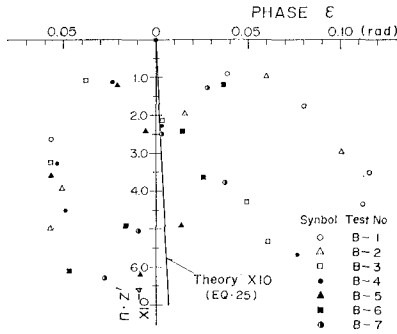


図-10 波圧の伝播の遅れ (細砂の場合)



図—11 波圧の伝播の遅れ（碎石の場合）

場合に位相の遅れをよく説明していることがわかる。

碎石の場合には位相の遅れが小さく、誤差の範囲内に入っているといえる。

c) 実測値と R. O. Reid and K. Kajiura 理論の比較

R. O. Reid and K. Kajiura¹⁾ は波による砂床内の浸透流を連続の式と Darcy の式から出発して、流れ関数 ψ_2 を

$$\psi_2 = -\frac{g \cdot H_0 \cdot k''}{\nu \cosh(\delta_L \cdot d)} e^{\delta_L \cdot z} \cdot e^{-D \cdot x} \times \sin\{\delta_L \cdot x - \sigma t + \beta_2(z)\} \dots \dots \dots (26)$$

としてあたえた。ここに、 d : 水深、 H_0 : $x=0$ における波高、 ν : 水動粘性係数、 $k''=k \cdot \nu/g$: 透水係数。

$$\tan\{\beta_2(z)\} = d_K + D \cdot z,$$

$$D = \frac{\sigma \cdot k''}{d \cdot \nu} \left\{ \frac{2\delta_L \cdot d}{2\delta_L \cdot d + \sinh(2\delta_L \cdot d)} \right\}$$

$$\alpha_K = \left(\frac{\sigma \cdot k''}{\nu} - D \cdot d \right) \tanh(\delta_L \cdot d)$$

である。よって砂床内の波圧 h_p は

$$h_p = -\frac{\rho}{\rho g} \frac{\partial \psi_2}{\partial t} = -\frac{H_0 \cdot k'' \cdot \sigma}{\nu \cdot \cosh(\delta_L \cdot d)} \times e^{\delta_L \cdot z} \cdot e^{-D \cdot x} \cdot \cos\{\delta_L \cdot x - \sigma t + \beta_2(z)\} \dots \dots \dots (27)$$

となる。いま、 $x=0$ の砂面上の波力を h_0 とすれば、

$$\frac{h_{pmax}}{h_0} = e^{\delta_L \cdot z} \dots \dots \dots (28)$$

となる。一方、式 (27) を整理すれば

$$\frac{h_{pmax}}{\{H \cdot \sigma \cdot k/g \cdot \cosh(\delta_L \cdot d)\}} = e^{\delta_L \cdot z} \dots \dots \dots (29)$$

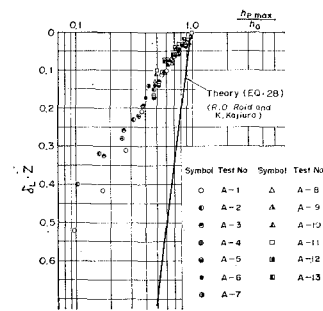
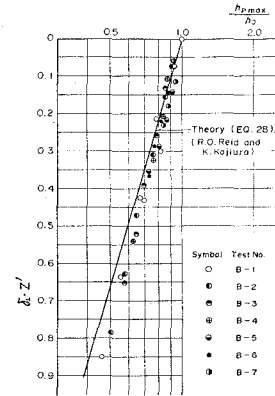
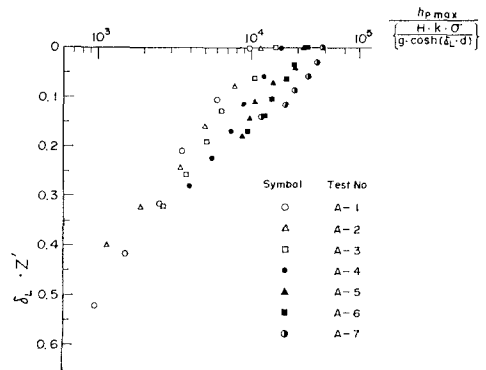
となる。よって h_0 , h_{pmax} , H の実測値を式 (28), (29) で整理をすれば 図—12~15 となる。

次に、波圧の伝播の遅れは式 (26) の $\beta_2(z)$ において、 $\tan\{\beta_2(z)\} \doteq \beta_2(z)$ の範囲では

$$\tan \varepsilon = D \cdot z \dots \dots \dots (30)$$

となる。よって、位相の遅れを式 (30) の関係で整理したものが 図—16, 図—17 である。

以上の結果から波圧の減衰に対しては透水係数の小さい場合には説明できない。特に 図—14 に示すように式 (29) で整理すればオーダー的にもあわないことがわか

図—12 波圧の減衰（細砂の場合）
(R. O. Reid and K. Kajiura 理論との比較)図—13 波圧の減衰（碎石の場合）
(R. O. Reid and K. Kajiura 理論との比較)図—14 砂床内の波圧（細砂の場合）
(R. O. Reid and K. Kajiura 理論との比較)

る。位相の遅れについては 図—16 に示すように細砂では説明できない。図—17 に示す碎石の場合には誤差の範囲に入ってしまう明確ではない。

d) 実測値と John F.A. Sleath 理論の比較

John F.A. Sleath²⁾ は波圧の伝播の遅れが無視できるとして、砂床の透水性の非等方性を考慮し解析解を次のように与えた。

$$p = \bar{p}_0 \frac{\cosh\{\delta_L \cdot (k_x''/k_z'')^{1/2} \cdot (z + d_s)\}}{\cosh\{\delta_L \cdot (k_x''/k_z'')^{1/2} \cdot d_s\}} \times \cos(\sigma \cdot t - \delta_L \cdot x) \dots \dots \dots (31)$$

式 (31) において、 $k_x''=k_z''$ と仮定して式 (31) を整

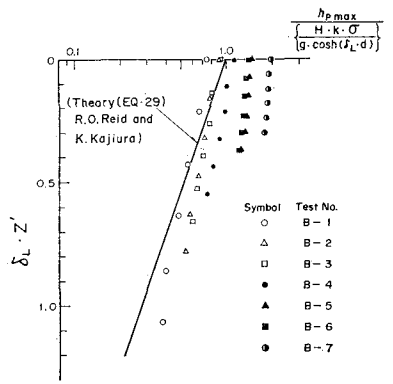


図-15 砂床内の波圧 (碎石の場合)
(R.O. Reid and K. Kajiura 理論との比較)

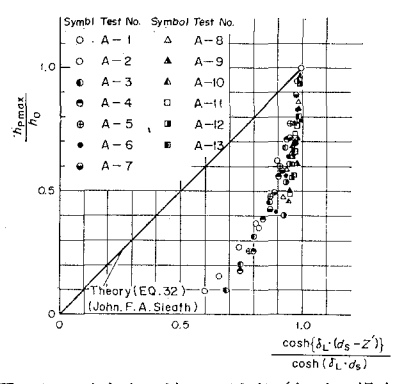


図-18 砂床内の波圧の減衰 (細砂の場合)
(John F.A. Sleath 理論との比較)

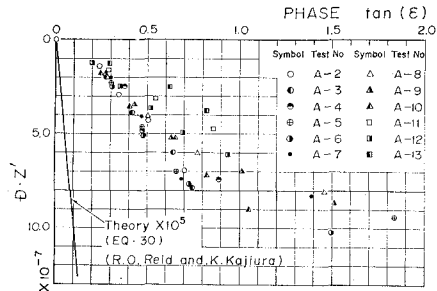


図-16 砂床内の波圧の伝播の遅れ (細砂の場合)
(R.O. Reid and K. Kajiura 理論との比較)

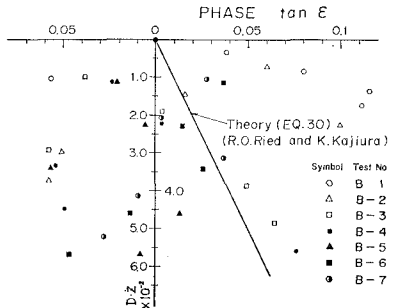


図-17 砂床内の波圧の伝播の遅れ (碎石の場合)
(R.O. Reid and K. Kajiura 理論との比較)

理すれば

$$\frac{h_{pmax}}{h_0} = \frac{\cosh \{ \delta_L \cdot (z + d_s) \}}{\cosh (\delta_L \cdot d_s)} \dots\dots\dots (32)$$

となる。ここに、 d_s : 砂床の厚さである。実測値を式(32)の関係でプロットすれば 図-18、図-19 となる。この結果から細砂の場合には説明できないが、碎石の場合にはよく説明できることがわかる。位相の遅れに対しては説明できない。

e) 各理論の比較

これまでの結果から式 (16) は他の理論に比べて、実験結果をよく説明していることがわかる。しかしながら Sleath の実験結果および、筆者らの碎石による結果は、Sleath 理論でもよく説明される。このため、その適用限

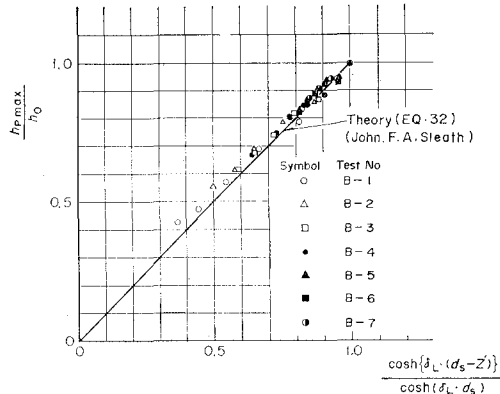


図-19 砂床内の波圧の減衰 (碎石の場合)
(John F.A. Sleath 理論との比較)

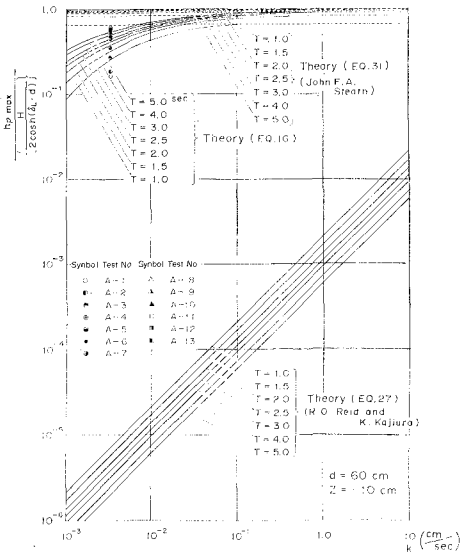


図-20 砂床内の波圧の減衰の各理論の比較

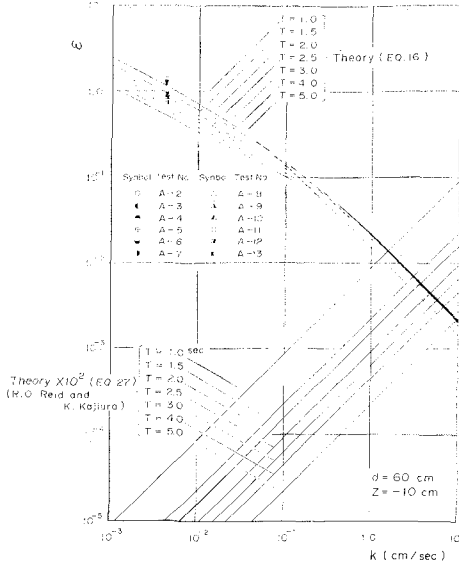
界について考える。まず、 $z = -10$ cm、 $d = 60$ cm、 $d_s = 60$ cm について、周期の違いによる影響を調べたのが、図-20、図-21 となる。この結果から、位相差が 0.1 ラジアン以下を誤差内に入るとすれば $k = 1.0 \times 10^{-4}$ cm/sec が 1 つの限界透水係数となる。Sleath の実験値は、 $k =$

1.2×10^{-1} と 9.2×10^{-1} でこの限界付近以上である。

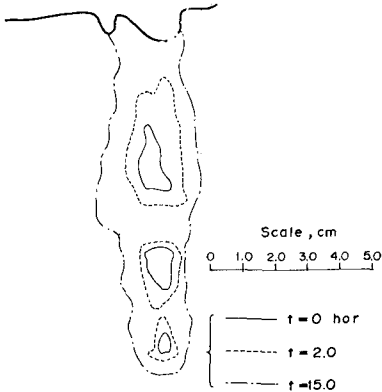
R.O. Reid and K. Kajiura 理論については、さらに検討を必要とする。

f) 砂床内の拡散

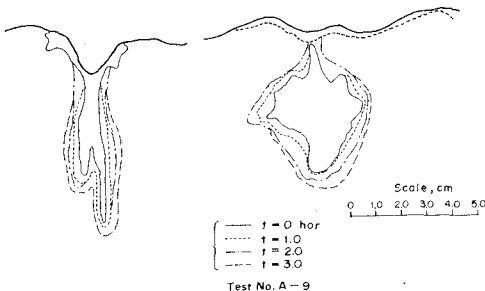
砂床内の物質の拡散に波動運動がどの程度寄与するかを見るために砂中に染料（フロレッセンナトリウム）



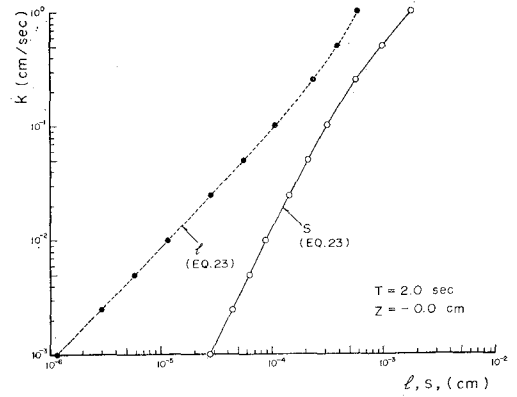
図—21 砂床内の波圧の伝播の遅れの各理論の比較



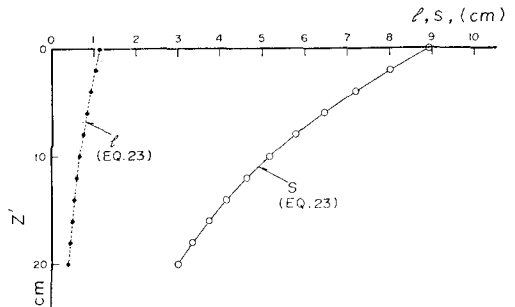
図—22 砂層内における染料の拡散（静水時）（細砂の場合）



図—23 砂層内における染料の拡散（波を起した場合）（細砂の場合）



図—24 砂層内の水粒子の移動距離



図—25 砂層内の水粒子の移動距離

を注入して拡散の状況を観察した。その結果から、静水時の拡散（図—22）と、波を起こした場合の拡散（図—23）にはほとんど変化がみられない。

一方、波動運動による砂床内の水粒子の軌道を式(23)で計算した結果は 図—24、図—25 となる。この結果から波動運動は砂床中の拡散にあまり寄与しないといえる。

4. 考 察

(1) 砂床内の波圧の伝播と減衰について

波による砂床内の非定常浸透について、上述の理論について若干の考察を要約する。

まず、R.O. Reid and K. Kajiura は進行波の減衰に対する砂床浸透の影響を論ずるために砂床内と砂床より上の層にわけて解析解を示した。式 (27) の内容は砂床内の波圧の伝播の遅れが進行波の減衰によって生ずる量に依存することになり、透水係数の増加関数となっているのに対し、実測値は逆に減少関数となっている。一方、波圧の減衰は砂床内の定常の流れによって減衰すると考えている。このために 図—14 と 図—20 からわかるように透水係数が小さくなると極端に波圧が小さくなり、実測値から離れる。

これに対して、John F.A. Sleath は、一般の進行波の波圧と同じように砂床内においても波圧が伝播すると考えて解析解を示した。この結果は、Sleath の実験も含めて透水係数が $k=1.0 \times 10^{-1}$ cm/sec 以上では、波圧の

減衰をよく説明する。しかしながら、透水係数が小さくなれば説明することができない。

筆者らは連続の式に水と砂体の圧縮性および間げき率の変化を考慮して式(16)を導いた。この結果は図-20からわかるように Sleath 理論では説明しえなかった透水係数の小さいところまで説明することができる。すなわち、砂床内の波圧の減衰に対しては、Sleath が Sleath 理論からのずれを砂床の透水係数の異方性による影響としたのに対し、筆者らの理論では、水の圧縮性、間げきの変化の影響としている。

また、波圧の砂床内への伝播の遅れについても、筆者らの理論は現象をよく説明している。

以上の結果から、砂床上の波の減衰については、今後検討していかなければならない。

(2) 砂床内の拡散

砂床内の拡散は底棲生物の生息環境の改善に重要な問題であり、水交換の指標として1次交換域の計算方法を示した。この結果、碎石など粗粒子の場合には有効であるが、細砂の場合には図-22、図-23の染料の拡散と図-24、図-25の水粒子の移動距離が示されるように、波浪運動は砂床中の水交換にあまり寄与しないといえる。

(3) 砂床表面における問題

以上 1. で述べたように筆者らの理論は砂床表面からの内部への圧力の伝播および減衰に対して十分現象を説明していることがわかる。しかし、筆者らの実験で細砂の場合には微小振幅波による水底圧と、砂床内表面にお

ける圧力との間に約 40% 近い減衰が見られる。このような砂床表面での圧力の不連続性の存在については今後の問題としたい。なお、R.O. Reid and K. Kajiura 理論では、圧力は境界で不連続となっている。

5. 結 論

波の進行に伴う海底砂床中の非定常浸透について理論、実験の両面より検討を行なった結果を報告した。これを要約すると次のようである。

① 非定常浸透の基礎式は式(12)で示される。

② 砂床表面の圧力変動が正弦変動(微小振幅波)である場合の式(12)の解は、式(16)で与えられ、これから砂床内部の圧力および位相が計算される。

③ 圧力変動による浸透水の圧縮性および間げき変化の無視できるのは、周期が1~5secの波の場合透水係数が $k=0.1$ cm/sec 以上の場合である。

④ John F.A. Sleath の理論の適用は、 $k>0.1$ cm/sec の場合に限られる。

⑤ 波による海底砂床中の海水交換はあまり顕著でない。

参 考 文 献

- 1) Reid, R.O. and Kajiura, K.: On the damping of gravity waves over a permeable sea bed, Trans. A.G.U., Vol. 38, No. 5 (1967).
- 2) John F.A. Sleath: Wave-induced pressures in beds of sand, A.S.C.E. HY 2 (1970).
- 3) 岩佐義朗: 水理学, 朝倉書店 (1967).