

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

前 野 賀 彦*

1. ま え が き

波浪により引き起こされる砂層内の間隙圧に関する著者らの一連の研究¹⁾により、間隙圧の発達特性と、①波浪条件および②地盤条件との関連が明らかにされた。間隙圧の発達特性は、①の波浪条件については、波形勾配により整理されること、また、②の地盤条件については、地盤の排水特性（密度）により整理されることを示した。さらに、間隙圧変動が、地盤表面の波圧変動の地盤内応答として、各種地盤条件を反映していると考えられることから、波圧変動に対する地盤内の間隙圧変動の理論モデルを提案し、実際に海浜において観測された波圧変動と間隙圧変動を周波数分析することにより、その減衰特性をスペクトル比により代表させ、理論モデルとの比較から、地盤表面付近の土質特性を推定した²⁾。

特に、砂層表面付近の間隙圧発達特性について、著者ら³⁾は、砂層表面付近とそれ以下の層とで圧力の減衰特性が異なり、表面付近では、急激に間隙圧が減衰することを示し、先に提案した方法により推定される砂層表面付近の土質特性を用いて推定される境界層厚を仮定して得られる解析結果と実験における減衰特性との比較から、Mei & Foda⁴⁾の境界層近似の適用限界を示した。しかしながら、このような砂層表面付近における間隙圧の減衰特性を明らかにするためには、砂層と水の境界付近におけるエネルギー損失の影響を考慮する必要がある。

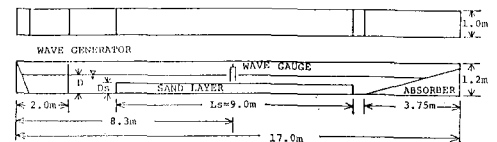
そこで、著者ら⁵⁾は、エネルギー損失の因子として、①砂層表面の粗度（砂澁）、②砂層中の境界層厚（急激な間隙圧の減衰を示す表面付近の層厚として理解されるもの）、③浮遊砂の濃度、および④砂層の変形特性を挙げている。最もこれらの各因子は相互に関連しており、他にも多くの因子が作用しているものと考えられるが、ここでは、実験における観察の結果に基づき妥当なものと考えた。実際の砂層表面は、理想化された平坦なものではなく、波浪の作用により、砂層表面に砂澁が発達し、渦等の複雑な流況が生じ、波浪条件によっては、浮遊砂が認められる。従来の著者の間隙圧の発達特性に関する研究は、各種漂砂形態が観察される状況下における間隙

圧を評価してきたことになる。従来の各種理論による推定値と実験において測定された間隙圧の値との相違もこの様な点に起因するものと考えられる。

本研究では、このエネルギー損失の因子のうち、浮遊砂濃度および砂澁の形状との関連において間隙圧の発達特性を考察した。

2. 実験の概要

実験は、著者らが以前に報告した一連の波浪による砂層内の間隙圧の発達特性に関する研究^{1),3),5)}に示したものと同様に、福井県大飯郡高浜町難波江浜の砂より成る砂層について、図—1に示す造波水槽を用いて行った。この造波機は、0.6 s から 2.27 s の範囲の波を起こすことができるものである。砂層の大きさは、長さ 9.0 m、幅 1.0 m、層厚 0.36 m とし、砂層長の間隙圧発達特性への影響は極力排除した。砂層上の水深は、0.41 m で、実験条件は、すでに公表しているものも含め、表—1に示した。また、難波江砂の特性は、表—2に示した。な



図—1 造波水槽の概要

表—1 各種実験条件

CASE	Length of bed (cm)	Dry Density (tm^{-3})	Water Depth (cm)
(I)	250.0	1.61	77.0
(II)	166.0	1.54	77.0
(III)	99.5	1.67	77.0
(IV)	900.0	1.55	77.0
(V)	900.0	1.57	77.0
(VI)	900.0	1.62	77.0

表—2 難波江砂の特性

Specific gravity	2.70
Uniformity coefficient	1.53
Effective grain size	0.114 mm
Average grain size	0.160 mm
Permeability	0.023 cm/s

* 正会員 農博 舞鶴工業高等専門学校講師 土木工学科

お、詳しい実験の内容については、文献(1)を参照されたい。

また、実験結果の整理に当たっては、(1)式に示す第2次近似のストークス波理論による砂層表面の推定圧力 P_s で除した砂層表面および砂層中の測定圧 P_z/P_s (以後圧力の透過比と呼ぶ)を用いた。ここで、 P_z は、波高計直下の初期の砂層表面位置からの砂層中への任意の深さ z における圧力変動振幅である。

$$P_s = \frac{\rho g H}{2 \cosh(kh)} - \frac{3 \rho g k H^2 \tanh(kh)}{16 \sinh^2(kh)} \left\{ \frac{1}{\sinh^2(kh)} - \frac{1}{3} \right\} - \frac{\rho g k H^2 \tanh(kh)}{16 \sinh^2(kh)} \quad (1)$$

3. エネルギー損失の検討に用いるパラメータ

土屋・坂野⁶⁾によれば、漂砂形態の分類を表示するパラメータとして、シーلز数、 Ψ 、砂粒レイノルズ数 (または、sediment-fluid 数)、 Re_D および水粒子軌道直径粒径比、 d_0/D を挙げている。浮遊砂濃度については、シーلز数との関連でまとめられた実験式が多く、更に砂連形状については、レイノルズ数、水粒子軌道直径粒径比およびシーلز数で整理された実験式が多い。そこで、本研究では、(a) 水粒子軌道直径粒径比、(b) シールズ数、(c) レイノルズ数、および、(d) 砂粒レイノルズ数の4つのパラメータについて、砂層内の間隙圧の発達特性との関連を検討した。以下に、検討に用いたパラメータの定義を示す。

まず、水粒子軌道直径粒径比は、次式により定義される。

$$\frac{d_0}{D} = \frac{H}{\sinh(kh)D} \quad (2)$$

ここで、 d_0 は、水粒子軌道直径であり、 H は、波高、 k は、波数 ($=2\pi/L$)、 h は、水深である。 D は、底質の粒径であり、中央粒径、 d_{50} を用いた。

次に、シーلز数については、次式により定義される。

$$\Psi = \frac{u^{*2}}{(\rho_s/\rho_w - 1)gd_{50}} \quad (3)$$

$$u^* = \sqrt{(f_w/2)u_m} \quad (4)$$

$$u_m = \pi d_0/T \quad (5)$$

ここで、 u^* は、摩擦速度で、 u_m は、底面における水粒子速度の最大値である。 ρ_s および ρ_w は、それぞれ砂および水の密度である。 g は、重力加速度、 d_{50} は、底質の中央粒径、 T は、振動流周期である。 f_w は、摩擦係数で、Swart⁷⁾によれば、次式により表される。

$$\left. \begin{aligned} f_w &= 0.0025 \exp[5.21(a/k_s)^{-0.19}] & (a/k_s > 1.57) \\ f_w &= 0.3 & (a/k_s < 1.57) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで、 a は、水粒子軌道半径、 $d_0/2$ であり、 k_s は、相対粗度で、Sleath⁸⁾によれば、Engelund & Hansen⁹⁾の式

$$k_s = 2d_{65} \quad (7)$$

が多くの場合妥当であるとしているが、今回実験に用いた難波江砂が相当均等なものであることから、 d_{65} の代わりに d_{50} を用いた。

更に、レイノルズ数は、次式により定義されるものを用いた。

$$Re = u_m d_0 / \nu = \pi d_0^2 / (\nu T) \quad (8)$$

ここで、 ν は水の動粘性係数である。

最後に、砂粒レイノルズ数は、次式により定義される。

$$Re_D = u^* D / \nu \quad (9)$$

粒径 D には、 d_{50} を用いた。

4. 実験結果及び考察

水と砂層の境界付近におけるエネルギー損失の間隙圧の発達特性への影響を検討するために、圧力の透過比、 P_z/P_s と、先に示した4つのパラメータとの関係を調べた。

(1) 圧力の透過比と軌道直径粒径比の関係

図-2(a)によれば、圧力の透過比は、水粒子軌道直径粒径比の増加に対して、ある値まではほぼ一定で、その後減少傾向に転じている。その値は、 $d_0/D=300$ 程度で

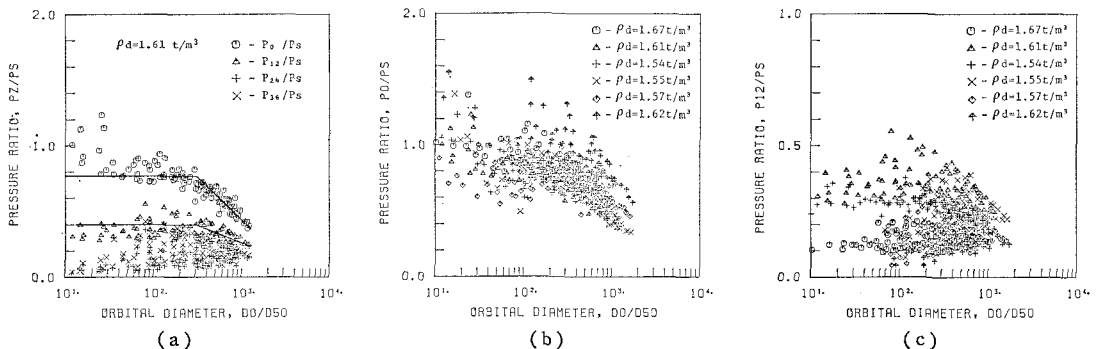


図-2 圧力の透過比と水粒子軌道直径粒径比との関係

ある。この傾向は、砂層表面の波圧について最も顕著で、砂層中深くなるに従って、この傾向は無視される。そこで、図-2(b), (c)に、 P_0/P_s および P_{12}/P_s と軌道直径粒径比の関係を、異なる砂層条件について示した。それによれば、この傾向は、密な砂層ほど顕著である。また、圧力の透過比の減少傾向に転ずる軌道直径粒径比の値は、砂層の密度には関係なく一定(300.程度)と考えられる。

土屋・上田・大下¹⁰⁾によれば、 $d/D < 1000$.において、軌道直径粒径比は、砂漣の特性表示に用いられるべきものとしており、今回の実験値もこの範囲にある。圧力の透過比は、 $d_0/D = 1000$.付近で急激に減少している。水粒子軌道直径粒径比は、砂漣の波長との関係で、多くの研究者(例えば、Kaneko & Honji¹¹⁾, 金子¹²⁾)による実験式が提案されており、この面からも、圧力の透過比との関連を検討することは有意義である。

(2) 圧力の透過比とシールド数の関係

図-3(a)によれば、圧力の透過比は、シールド数の増加に対して、水粒子軌道直径粒径比と同様に、 $\Psi = 0.06$ 程度の値までは一定で、その後、減少傾向を示している。この傾向は、砂層表面において最も顕著で、砂層中の深度が増すに従って、シールド数の変化に対して一定の傾向を示す。図-3(b), (c)に、 P_0/P_s および P_{12}/P_s とシールド数の関係を、異なる砂層条件について示した。それによれば、傾向の変化するシールド数の値、 $\Psi = 0.06$ は、砂層の密度には無関係に一定である。

シールド数は、砂漣の波長や波形勾配等の砂漣形状に関する各種実験式中のパラメータとして用いられている(例えば、楠山¹³⁾, 佐藤・美谷・渡辺¹⁴⁾, 佐藤・杉浦・渡辺¹⁵⁾)。また、シールド数を用いた底面付近の浮遊砂濃度に関する実験式も提案されている(例えば、川又¹⁶⁾)。したがって、シールド数との関連を検討することにより、圧力の透過比と砂漣形状、浮遊砂濃度との関係を間接的に検討することができる。従来の研究成果によれば、シールド数が増加すれば、砂漣の波形勾配は小さく

なり、砂層付近の浮遊砂濃度は増加することが知られている。したがって、波浪による圧力は、砂漣近傍で減衰され、砂層表面および砂層中への伝播が制限されることが予測される。これは、実験結果における圧力の伝播特性の傾向と一致する。

(3) 圧力の透過比とレイノルズ数の関係

図-4(a), (b)によれば、圧力の透過比は、レイノルズ数の増加に対して、 $Re = 3.0 \cdot 10^3$ 付近までは一定の傾向を示し、それ以上のレイノルズ数の値に対しては、減少傾向を示している。また、これらの傾向は、波圧に対して最も顕著であり、砂層表面に近い砂層内深度における間隙圧についても同様の傾向を示しているが、深度が増すにつれて、レイノルズ数とは無関係に一定の傾向を示している。更に、図-4(c), (d)に、レイノルズ数と P_0/P_s および P_{12}/P_s との関係を、異なる砂層条件について示した。それによれば、砂層の密度条件に拘らず、圧力の透過比の特性変化するレイノルズ数の値は一定である。

(4) 圧力の透過比と砂粒レイノルズ数の関係

図-5(a)によれば、圧力の透過比は、砂粒レイノルズ数の増加に対して、 $Re_D (= u_* D / \nu) = 1.5$ 程度の値までは一定で、その後、減少傾向に転じている。この傾向は、砂層表面に近いほど顕著であり、砂層内深度が増加するに従って、砂粒レイノルズ数とは無関係になっている。この砂粒レイノルズ数についても、他のパラメータと同様、図-5(b), (c)に、 P_0/P_s および P_{12}/P_s との関係を、異なる砂層条件について示した。それによれば、砂層の密度には無関係に、 $Re_D = 1.5$ 程度の値で、圧力の透過比は減少している。今回の実験に用いた砂は一種類で、中央粒径を粒径の代表値としていることから、この砂粒レイノルズ数の圧力の透過比との関係は、水粒子軌道直径を基準に求めたレイノルズ数についてのものと同様である。今後、異なる粒径の砂を用いた実験を行うことにより、このパラメータについての考察を深めようと考えている。

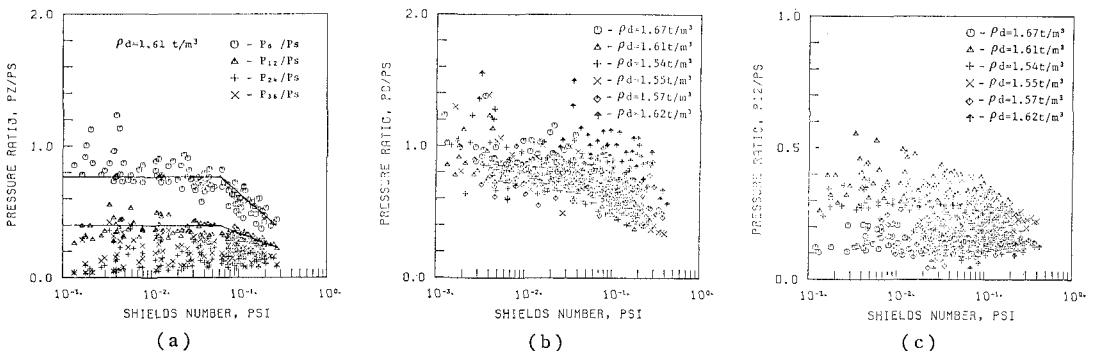
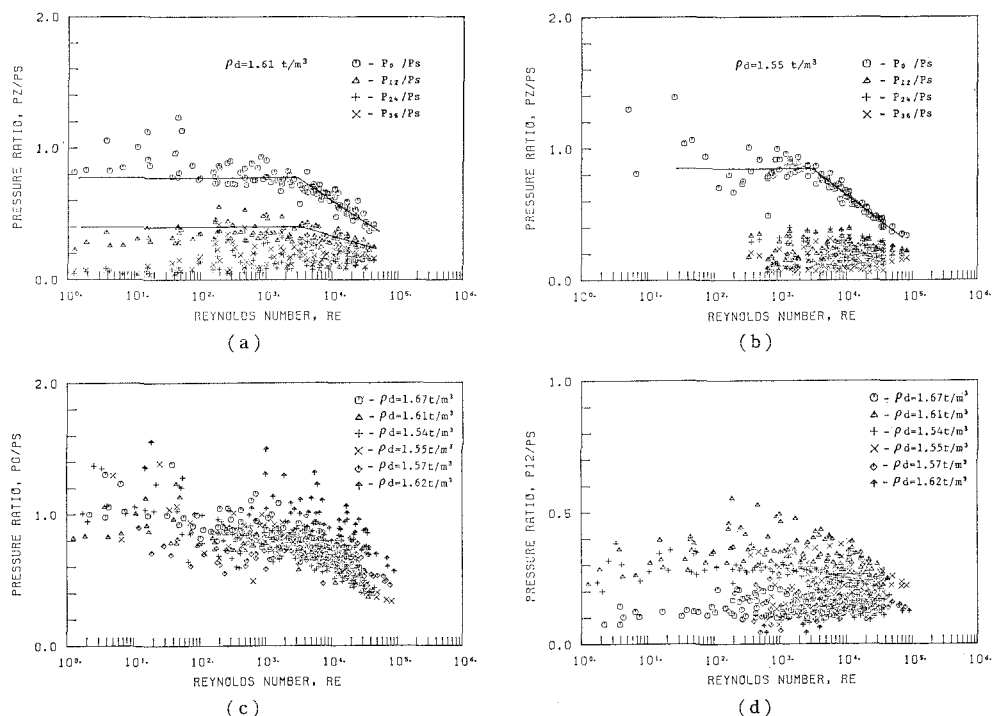
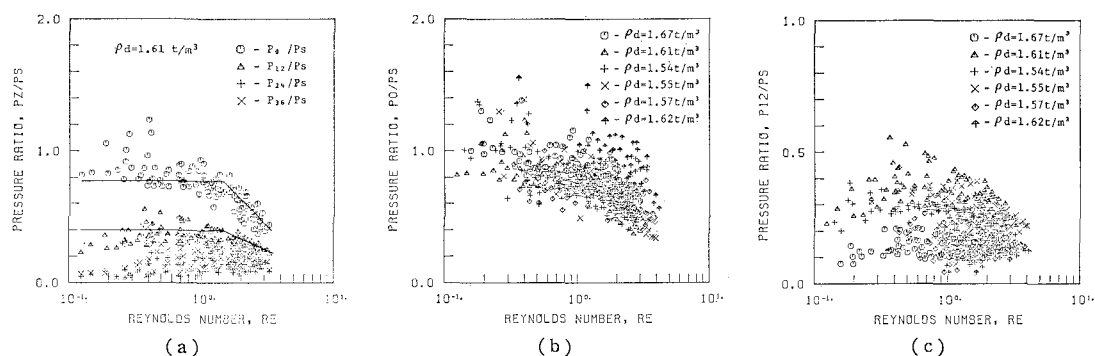


図-3 圧力の透過比とシールド数との関係



図—4 圧力の透過比とレイノルズ数との関係



図—5 圧力の透過比と砂粒レイノルズ数との関係

(5) 圧力の透過比と砂澱特性

圧力の透過比は、4つのパラメータ共に、パラメータの増加にともない、ある値までは一定で、その後減少傾向に転じている。この傾向は密な砂層ほど、砂層表面に近づけば近づくほど顕著である。このことは、圧力の伝播特性が、パラメータのある値で変化していることを示している。例えば、砂粒レイノルズ数については、1.5付近、レイノルズ数については、 $3.0 \cdot 10^3$ 付近、シールズ数については、0.06付近、水粒子軌道直径粒径比については、300付近において、圧力の伝播特性が変化している。

ここで、利穂・渡辺・堀川¹⁷⁾により、砂澱の発生限界として提案されている値(細砂・粗砂共に、 $d_0'/d_m > 280$

かつ $\Psi > 0.1$ 、 d_0' : 波の有限振幅性を考慮した水粒子軌道直径、 d_m : 平均粒径)と、シールズ数および水粒子軌道直径粒径比における圧力の伝播特性の変化点とがよい一致を示している。このことは、砂層表面に砂澱が発生すれば、乱れが生じ、さらには、浮遊砂量も増加し、結果として、波のエネルギーが消散され、圧力の砂層中に伝播する割合が減少することを示しているものと解釈される。この様に、砂層表面付近の間隙圧の伝播特性は、砂層と水の境界付近のエネルギー損失の影響を受けていることから、間隙圧の発達特性の変化を調べることは、砂層と水の境界付近の複雑な現象を解明する手段の一つになるものと考えられる。

また、今回の実験は、造波水槽を用いたものであるこ

とから、自ずと起波できる波の条件には限界があり、最近注目されている砂漣の消滅限界(上界)及びシートフロー状態についての実験は行っていないが、振動流装置を用いた実験を行い、振動流下の砂層中の間隙圧の発達特性を明らかにすることにより、砂漣からシートフロー状態への移行限界を、砂漣の発生限界(下界)同様考察できる可能性がある。それは、シートフロー状態になれば、当然波圧の砂層中への伝播は影響を受け、発生前とは異なったものになると考えられることによる。

5. あとがき

以上の検討の結果、砂層表面の波圧および砂層中の間隙圧の発達特性は、砂層と水の境界付近のエネルギー損失の影響を受けており、ここで検討した砂粒レイノルズ数、レイノルズ数、シールズ数および水粒子軌道直径粒径比については、各値の増加に伴いほぼ一定で、その後、ある値に達すると減少傾向を示した。造波水槽を用いた今回の実験の範囲内において、シールズ数および水粒子軌道直径粒径比における圧力の発達特性の変化点は、利穂ら¹⁷⁾により示された砂漣の発生限界とほぼ一致するものであった。これは、砂漣の発生限界が、波圧および間隙圧の発達特性の検討により見い出されることを示している。

参考文献

- 1) Maeno, Y. and Hasegawa, T.: Evaluation of wave-induced pore pressure in sand layer by wave steepness, Coastal Eng. in Japan, Vol. 28, pp. 31~44, 1985.
- 2) Maeno, Y. and Hasegawa, T.: In-situ measurements of wave-induced pore pressure for predicting properties of seabed deposits, Coastal Eng. in Japan, Vol. 30, No. 1, pp. 99~115, 1987.
- 3) 前野賀彦・長谷川高士: 間隙圧の発達特性への砂層と水の境界付近のエネルギー損失の影響, 海洋開発論文集, 土木学会, Vol. 3, pp. 101~106, 1987.
- 4) Mei, C. C. and Foda, M. A.: Wave-induced stresses around a pipe laid on a poro-elastic sea bed, Geotechnique, Vol. 31, No. 4, pp. 509~517, 1981.
- 5) Maeno, Y. and Hasegawa, T.: Evaluation of wave-induced pore pressure in saturated sand bed, Coastal Hydrodynamics, ASCE, pp. 686~700, 1987.
- 6) 土屋義人・坂野雅人: 漂砂形態とその発生領域, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 222~226, 1987.
- 7) Swart, D. H.: Coastal sediment transport, Computation of Longshore Transport, Delft Hydraulics Laboratory Reports, R968, Part 1, 1976.
- 8) Sleath, J. F. A.: Seabed Mechanics, John Wiley & Sons, New York, xx+335 pp., 1984.
- 9) Engelund, F. A. and Hansen, E.: A monograph on sediment transport in alluvial streams, Teknisk Forlag, Copenhagen, 1967.
- 10) 土屋義人・上田康裕・大下哲則: 掃流漂砂量則について, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 306~310, 1984.
- 11) Kaneko, A. and Honji, H.: Double structures of steady streaming in the oscillatory viscous flow over a wavy wall, J. of Fluid Mech., Vol. 93, pp. 727~736, 1979.
- 12) 金子 新: 振動流中で形成されるサンド・リップルの波長, 第27回海岸工学講演会論文集, pp. 207~210, 1980.
- 13) 榑山 勉・清水隆夫・鹿島遼一・斉藤昭三・丸山康樹: 大型造波水路における砂漣の形状特性と消滅限界, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 381~385, 1984.
- 14) 佐藤慎司・美谷邦章・渡辺 晃: 不規則振動流下における砂漣形状と漂砂量, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 228~232, 1986.
- 15) 佐藤慎司・杉浦志樹・渡辺 晃: 不規則振動流中における砂移動機構と砂漣の消滅限界, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 246~250, 1987.
- 16) 川又良一: 砂れん近傍での浮遊砂濃度と浮遊漂砂量, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 218~222, 1982.
- 17) 利穂吉彦・渡辺 晃・堀川清司: 二次元海浜変形と岸沖漂砂, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 217~221, 1981.