

水圧変動による地盤表面付近の間隙水圧変動

酒井哲郎*・間瀬 肇**・山本哲也***

1. はじめに

これまで水圧変動による地盤内の間隙水圧変動を測定した例は、実験および現地観測とも少なくない（例えば名合（1982）および善ら（1989））。しかしその目的がどちらかと言うと地盤工学的であったため、地盤表面からの測定点の深さはかなり深い。漂砂や洗掘現象における海底地盤内の間隙水圧変動の効果を議論する場合には、海底面付近の間隙水圧変動が問題となる。

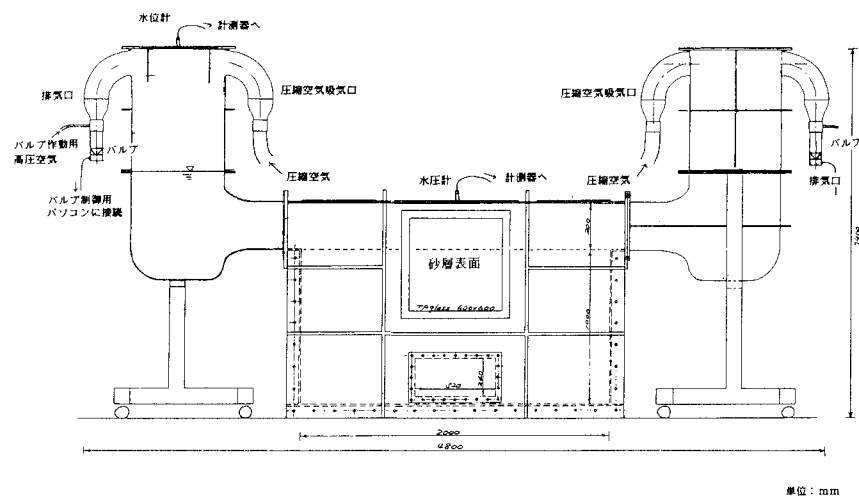
本研究では、実験室で全振幅の最大値が水頭で約1.5 m 程度の水圧変動を発生させ、砂層表面から10 cm の間の地盤内間隙水圧変動の鉛直分布を測定する。さらに従来提案されている間隙水圧変動の支配式の近似解を導き、実験結果と比較して無次元圧密係数を含む2つのパラメータの値を検討するとともに、砂層表面下の薄い層内での間隙水圧変動の鉛直分布の特性を議論する。

2. 実験装置、実験条件、実験方法

(1) 実験装置

用いた実験装置は、水圧変動と振動流を同時に発生しうるものである（図—1）。両端を閉じたU字管型の水路（断面30 cm×30 cm）と、水路水平部下に接続した砂槽（幅200 cm、高さ（ h ）100 cm、奥行き30 cm）からなる。地盤材料として中央粒径約0.25 mm の砂（株）林化成コニカル硅砂6号）を用いた。間隙水圧変動は、地盤表面を含めて鉛直方向10 cm の間に5個の間隙水圧計センサーを設置して測定した。

この実験装置ではU字管の両端に常に空気を送風し、一方パソコンで両端のバルブの開度を制御して、U字管内の左右の水面に正弦波状の圧力変動を加える事が出来る。左右の圧力変動の位相を一致させれば、振動流は発生せずに水圧変動のみが生じる。一方両者の位相を半周期ずらすと振動流のみが生じ、水路水平部中央では水圧



図—1 水圧変動と振動流を同時に発生する装置

変動は生じない。位相差が0と半周期の間の場合には振動流と水圧変動がともに生じる。ここでは両者の位相を一致させて、振動流を起こさずに水圧変動のみを発生し

* 正会員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科
 *** 工修 阪神電気鉄道(株)

た。ただし水圧変動の波形は、入力信号の調整が十分でなかったため正弦波形から歪み、高圧部が尖った波形になった。

(2) 実験条件と方法

実験での砂面に働く平均水圧は、約2mの水深に相当する。水圧変動の全振幅（間隙水圧変動の最大値と最小値の差）は、水頭換算で最大約1.6mである。実験は周期2.5sから7.0sまでの0.5sあるいは1.0s毎に行った。これを約3ヶ月にわたって繰り返した（表-1）。その間2回砂層表面付近の間隙比の測定を行った。実験に先だって行った締め固めの程度が極端に異なる2つの場合についての間隙比と透水係数の測定結果から、透水係数を補間によって求めた。

表-1 実験条件

ケース No.	周期 (s)	間隙比	透水係数 (cm/s)
1	2.5-6.0	0.87	0.031
2	2.5-6.0		
3	3.0-7.0		
4	3.0-7.0		
5	3.0-7.0	0.81	0.025
6	3.0-7.0		

3. 実験結果と考察

間隙水圧変動の全振幅の鉛直分布の例を、図-2に示す。横軸は間隙水圧全振幅を砂層表面でのそれで割った全振幅比を、縦軸は砂層深度を表す。ここではケース No. 2,3および5について示している。図が煩雑になるのを防ぐため、一部の周期の結果のみ示している。

図から明らかなように、ばらつきは大きいが一般的に周期が短くなるほど砂層下方に向かっての減衰の程度が大きくなっている。この傾向は、すでに名合（1982）や善ら（1987）が指摘している。

一方ここで示していないケースも含めて、ケース No. が大きくなるにつれて、砂層下方への減衰の程度が小さくなっている。善ら（1987）によれば、透水係数が大きくなるほど、また飽和度が高くなるほど減衰の程度が小さくなる。表-1から分かるように、2回の測定結果ではあるが、透水係数は減少しており、上述の傾向と一致しない。飽和度は測定していないが、透水係数は時間の経過とともに単調に減少したのではなく、一方飽和度は次第に増加し、その効果の方が支配的で減衰の程度が減少したのではないかと想像される。

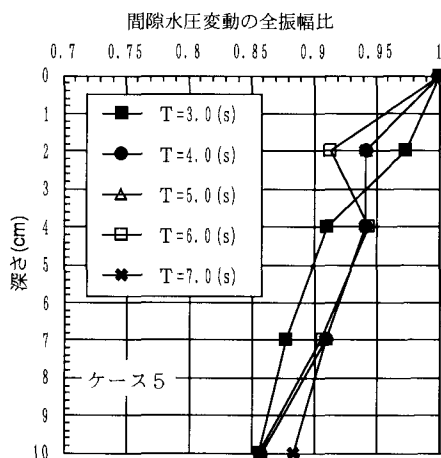
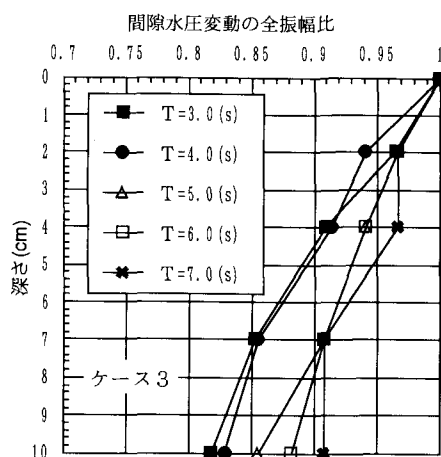
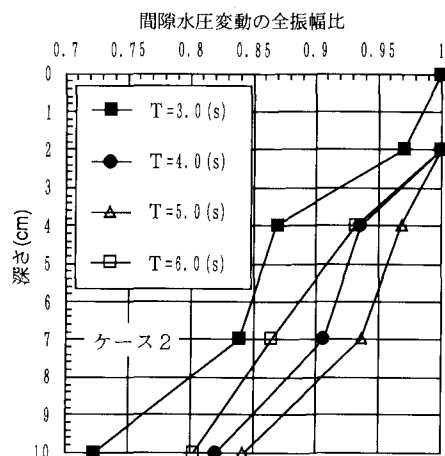


図-2 間隙水圧変動の全振幅の鉛直分布の例

4. 近 似 解

(1) 基礎式 (善ら, 1987)

善ら (1987) は、有限厚さの砂層の表面に水圧変動が作用する場合について、間隙水圧変動の基礎式を導きその数値解を求めて実験結果と比較している。ここでは、その近似解をもとめる。

善らが与えた基礎式は、以下のとおりである。

$$\frac{k}{\gamma_w} \frac{\partial^2 p_m}{\partial z^2} = \left(1 + \frac{nm_w}{m_v}\right) \frac{\partial p_m}{\partial t} - \frac{\partial p_b}{\partial t} \dots\dots\dots (1)$$

ここで γ_w は水の単位体積重量, p_m は間隙水圧変動, z は砂層表面を原点とする鉛直下向き座標, n は間隙率, m_w は間隙水の圧縮率, m_v は土粒子骨格の体積圧縮係数, p_b は砂層表面に働く水圧変動である。

水圧変動の実験波形は正弦波形状から歪んだ形となったが、ここでは解を得やすいように砂層表面に働く水圧変動 p_b を

$$p_b = p_0 \cos(\omega t) \dots\dots\dots (2)$$

とする。ここで p_0 は砂層表面に働く水圧変動の振幅, ω はその角周波数である。

(2) 近 似 解

式 (1) の右辺第2項を除いた式の形は、静止粘性流体中で振動する平板による流れ (Stokes boundary layer) の式と同じである。Mei・Foda (1981) は、進行波による間隙水圧変動の近似解を導く際にこの Stokes boundary layer の解を利用している。ここでも、砂層表面付近に注目しているので、砂層底面での境界条件を無視した近似解を Stokes boundary layer の解を利用して導いた。砂層表面での水圧変動の振幅 p_0 で無次元化した間隙水圧変動 $P(=p_m/p_0)$ は次式で与えられる。

$$P = \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi\alpha}{C}} Z\right) \cos\left(-\sqrt{\frac{\pi\alpha}{C}} Z + 2\pi\tau\right) + \frac{1}{\alpha} \cos(2\pi\tau) \dots\dots\dots (3)$$

ここで

$$\alpha = 1 + \frac{nm_w}{m_v}, \quad C = \frac{k}{\gamma_w m_v} \frac{T}{l^2} \dots\dots\dots (4)$$

であり, Z は砂槽厚 l で無次元化した砂層深度, τ は周期 T で無次元化した時間である。無次元の間隙水圧変動 P は、2つの無次元パラメータ α と C に支配されることが分かる。

(3) 無次元パラメータ C および α

善らは、その数値解から基礎式中のパラメータの効果を議論している。 α は水圧の伝達のしにくさを表し、 α が大きくなるほど間隙水圧変動の地盤下方への減衰が大きくなる。一方 C は排水の容易さを表し、 C が大きくなるほど減衰が小さくなるとしている。

このことは、式 (3) から容易に分かる。 α が大きくなると右辺第1項が支配的となり、第1項の Z 方向の減衰の項の係数が大きくなる。一方 C が大きくなると、2つの項の大小関係は変わらないが Z 方向の減衰の項の係数が小さくなる。

なお水圧変動による間隙水圧変動における α と C のこの効果は、少し形は異なるものの、Mei・Foda (1981) が導いた進行波による間隙水圧変動における m と δ の効果と同じである (Sakai et al., 1992)。

5. 実験結果と近似解の比較

(1) 無次元パラメータ C の値

ここでは間隙水圧変動の無次元全振幅、すなわち砂層表面での水圧変動の振幅で割った間隙水圧変動の全振幅の鉛直分布を比較する。式 (3) で与えられる近似解の無次元全振幅を計算するには、2つの無次元パラメータの値を決定する必要がある。そのためには式 (4) の右辺中のパラメータの値を与える必要があるが、間隙水の圧縮率 m_w と土粒子骨格の体積圧縮係数 m_v の値は計測していない。

善ら (1987) によれば、 k/m_v の値は相対密度が変化してもほぼ一定であるとしている。ここではその値を 20 kgfcm/s と 50 kgfcm/s として、 C の値を与えることにする。その他のパラメータの値は、水の単位体積重量 $\gamma_w = 0.001$ kgf/cm³, 砂槽厚 $l = 100$ cm であり、周期 T の代表的な値として 3.0 s と 7.0 s を用いた。結局 C の値としては、 $k/m_v = 20$ kgfcm/s の場合は $T = 3.0$ s では 6.0, $T = 7.0$ s では 14.0, また $k/m_v = 50$ kgfcm/s の場合は $T = 3.0$ s では 15.0, $T = 7.0$ s では 35.0 である。

(2) 無次元パラメータ α の値の決定

これらの値を式 (4) の C に代入し、もう1つの無次元パラメータ α の値を 1.0 きざみで変化させ、最も深い砂層表面から 10 cm での測定された無次元全振幅に最も一致する α の値を決定した。

表-2 は、ケース No. 1 を除いた残りのケースの周期 3.0 s と 7.0 s の場合について決定された α の値である。表から分かるように、 C の値が大きい、すなわち k/m_v の値が大きい方が α の値が大きい。これはすでに 4. で述べたように、 C の値が大きくなるほど減衰が小さくなり、 α の値が大きくなる程減衰が大きくなるので、 C の値が大きい場合は同じ実験結果を説明するのに大きい α の値が必要となるからである。

一方表に示していないケース No. 1 (周期 7.0 s は実験していない) と他のケースと比べると、No. 1 の $T = 3.0$ s の場合の α の値の方がかなり大きい。これは No. 1 の $T = 3.0$ s の場合は他の場合に比べて減衰がかなり大きいことに対応している。実験を始めた初期は、まだ間隙

表-2 実験結果から決定された α の値

$k/m_v=20.0 \text{ kgf cm/s}$			
ケース No.	$T(\text{s})$	C	α
2	3.0	6.0	22.0
	7.0	14.0	6.0
3	3.0	6.0	10.0
	7.0	14.0	6.0
4	3.0	6.0	16.0
	7.0	14.0	9.0
5	3.0	6.0	6.0
	7.0	14.0	9.0
6	3.0	6.0	11.0
	7.0	14.0	9.0

$k/m_v=50.0 \text{ kgf cm/s}$			
ケース No.	$T(\text{s})$	C	α
2	3.0	15.0	52.0
	7.0	35.0	12.0
3	3.0	15.0	21.0
	7.0	35.0	12.0
4	3.0	15.0	37.0
	7.0	35.0	20.0
5	3.0	15.0	13.0
	7.0	35.0	19.0
6	3.0	15.0	24.0
	7.0	35.0	20.0

水の飽和度が低かったことによるものと思われる。

各ケースの2種類の周期の結果を比較すると、一般に周期3.0sの方が α の値が大きい。これは C の値に拘わらず、周期7.0sの場合より大きな減衰を説明するのに大きい α の値が必要であることを意味する。ただし、ケースNo.5は例外である。

善らは、実験結果を説明する C の値として5.6、 α の値として1.7から2.3を用いている。本実験では $k/m_v=20 \text{ kgfcm/s}$ とした場合の $T=3.0\text{s}$ の場合の C の値は善らの値にほぼ等しいが、 α の値はかなり大きい。このことは、本実験のほうがはるかに減衰が大きいことを意味する。善らの実験では砂層表面から約160cmの間の鉛直分布を対象としているのに対して、本実験は砂層表面からわずか10cmの間の鉛直分布を対象としている。砂層表面の近傍では、間隙水圧変動の減衰がとくに大きいことを示している。

(3) 鉛直分布

3.0sと7.0sの2種類の周期の実験を行っているケースNo.3～6については、実験結果と近似解の鉛直分布を比較した。図-3は、そのうち $k/m_v=20 \text{ kgfcm/s}$ とした場合の比較を示したものである。当然のこととして実験値、近似解とも砂層表面では1.0、また深度10cmでは一致する。

図から明らかなように近似解の鉛直分布はほぼ直線である。一方実験値の鉛直分布は、ケースによって異なる。

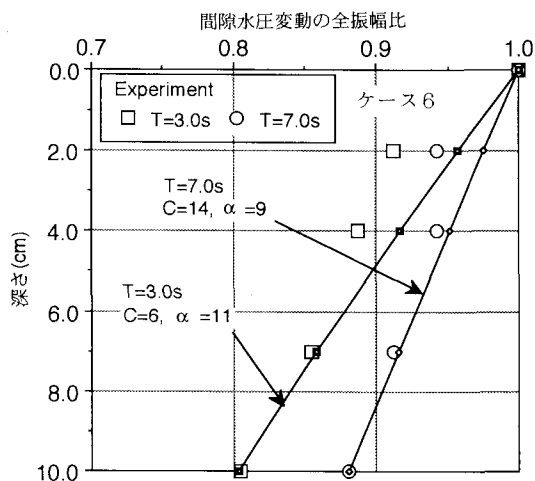
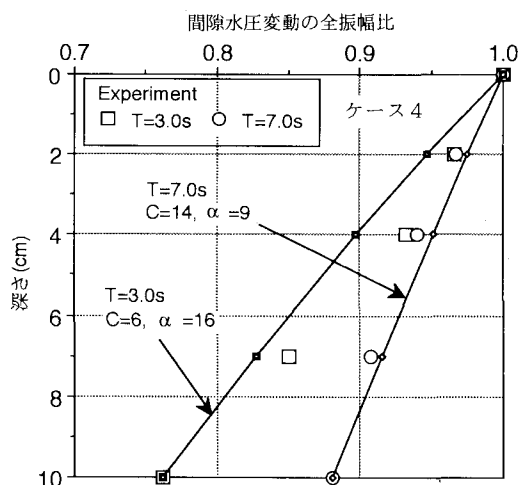
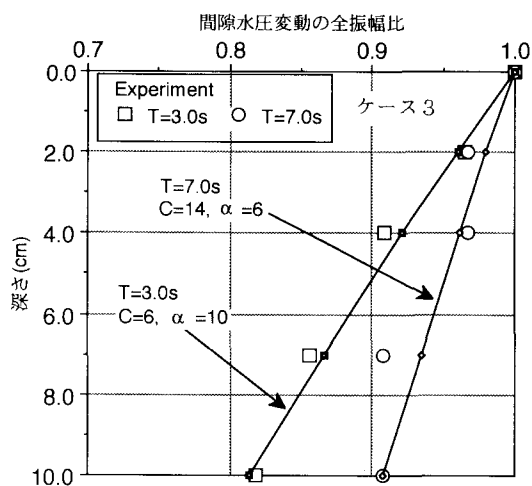


図-3 実験結果と近似解の比較の例

ケース No. 3 の場合は実験値の鉛直分布もほぼ直線で、近似解のそれと一致している。ケース No. 4 では、 $T=3.0$ s の実験値は近似解のそれより大きく、また $T=7.0$ s の実験値は近似解にほぼ一致している。ケース No. 6 では、いずれの周期でも実験値は近似解より小さい。No. 5 は、No. 6 とほぼ同じ傾向である。なお $k/m_v=50$ kgfcm/s とした場合も、実験値と近似解の関係は同様である。

6. 結 論

周期が 2.5 s から 7.0 s、水頭換算最大全振幅約 1.6 m の水圧変動による砂層表面付近 10 cm での間隙水圧変動を測定した。

(1) 従来の実験結果と同様、周期が短いほど砂層下方に向かう間隙水圧変動の減衰は大きい。

(2) 後で行った実験結果ほど、砂層下方に向かう間隙水圧変動の減衰が小さくなった。これは間隙水の飽和度が高くなったためと考えられる。

(3) 善ら (1987) が与えた水圧変動による間隙水圧変動の基礎式の近似解を求め、無次元パラメータ α と C の効果を解析的に明らかにした。

(4) C の値を仮定して実験結果を説明する α の値

を求めたところ、善らの値よりかなり大きくなり、砂層表面付近では減衰が大きいことが分かった。

(5) 砂層表面付近では近似解の鉛直分布はほぼ直線であるが、実験値は直線の周りにばらついている。

なおこの研究の一部は、文部省科学研究費一般研究 B (代表酒井哲郎) によったことを付記する。

参 考 文 献

- 善 功企・山崎浩之・渡辺 篤 (1987): 海底地盤の波浪による液状化および高密度化, 運輸省港湾技術研究所報告, 第 26 巻, 第 3 号, pp. 125-180.
- 善 功企・山崎浩之・佐藤 泰 (1989): 海底地盤の波浪による液状化—現地観測および解析—, 運輸省港湾技術研究所報告, 第 28 巻, 第 3 号, pp. 29-58.
- 名合宏之 (1982): 変動水圧による砂層の液状化に関する研究, 第 26 回水理講演会論文集, 土木学会, pp. 589-594.
- Mei, C. C. and Foda, M. A. (1981): Wave-induced responses in a fluid-filled poro-elastic solid with a free surface—a boundary layer theory, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, Vol. 66, pp. 597-631.
- Sakai, T., Mase, H., Cox, D. T. and Ueda, Y. (1992): Field observation of wave-induced porewater pressures, *Proc. of 23rd Conf. on Coastal Eng., ASCE*, pp. 2397-2410.