

液状化状態での地盤内応力の波浪応答に関する実験的検討 Laboratory Experiments of the Stress-response in the Wave-induced Liquefaction

北野利一*, 中野晋*, 大村史朗†, 高橋努**, 溜本弘樹**
T. Kitano, S. Nakano, S. Omura, T. Takahashi & H. Tamemoto

Abstract: To implement the wave-induced liquefaction in the laboratory, the experiments that the sea-bed body is given the upward flow are tested. Although the experimental data differ in the various quantities of the upward flow and in the various wave-height, the interesting results are explained by the sea-bed-boundary-layer's theory of Mei and Foda. And discussed also the dynamical similarity of the wave-induced response between the laboratory and real-scale conditions.

Key Words: Wave-induced Liquefaction, Boundary-layer's theory, Dynamical Similarity

1. 研究目的

海底地盤の波浪応答の問題に対して、従来、理論的にも実験的にも研究が盛んに行われてきている。理論的研究については、主に地盤を多孔質弾性体として扱い、Biotが導いた圧密方程式を基礎式とするものが多く、Yamamoto et al (1978) や Madsen (1978) などが有名である。また境界層近似を用いて物理的解釈の可能な近似解を導いたMei and Foda (1981)の研究も興味深い。これらの理論結果を検証するために、現地観測や水理模型実験も多くなされている。しかし、液状化現象を現地で観測するのは困難であり、室内実験においてもその再現はなかなか難しい。そこで高橋ら (1994) や中野ら (1996) では、底質内に上向き浸透流をかけ、土粒子の見かけ上の密度を低下させることで室内実験での波浪による液状化の実現を試みている。これらの研究では、従来の理論では説明がつかない実験結果を得ている。そこで、本研究では、液状化していない初期状態の底質が液状化へ移行しようとする遷移領域での状態を“準液状化”と名付け、Mei and Fodaの境界層理論のモデル式を用いて、この準液状化状態での地盤内部応力変動を把握し、液状化発生メカニズム解明の糸口をつかむことが本研究の目的である。本研究での実験は中野らに従って、追試験を行った。

2. はじめに～多孔質弾性体理論

(1) Mei and Fodaの間隙水圧変動の境界層理論

地盤内部応力変動について、Mei and Fodaの近似理論を手短かに紹介する。彼等によって導出された間隙水圧の解は、鉛直方向に対し、緩やかに減衰し位相遅れのない外部項(添字: 1)と位相遅れを伴いながら急激に減衰する境界層項(添字: 2)とからなり、次式で表わせる。

$$p(x, t, z) = e^{i(kx - \omega t)} \left\{ f_1 e^{k_1 z} + f_2 e^{\frac{1}{2} k_2 z} \right\} \quad (1)$$

ここで、 (f_1, f_2) は外部項と境界層項の分担比を表わし、Mei and Fodaの理論によると次のように与えられる。

$$(f_1, f_2) = \left(\frac{1}{1+m}, \frac{m}{1+m} \right), \quad m = \frac{n}{1-2\nu} \frac{G}{K} \quad (2)$$

ただし、 m は土粒子骨格の弾性率(ヤング率) $\frac{1}{1-2\nu} G$ と水の弾性率 K の比に比例し、 n, ν はそれぞれ間隙率、ポアソン比を表わす。また、 (k_1, k_2) は外部項と境界層項の減衰率を表わし、

$$(k_1, k_2) = (2\pi L^{-1}, \pi \delta^{-1}) \quad (3)$$

として与えられる。ここで、 δ は境界層厚を示し、

$$\delta = \frac{1}{2} L \sqrt{\omega \left(\frac{L}{\gamma} \right)^{-1} \left(n K^{-1} + \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} G^{-1} \right)} \quad (4)$$

と表わせ、地盤の透水性を考慮すべき深さの程度を表わす。ここで、Mei and Fodaの多孔質弾性体理論では、境界層分担率 m も、境界層厚 δ も、土粒子の密度や底面波圧に無関係であることに注意しておく。ところで、式(1)は振幅関数 $A(z)$ と位相遅れ関数 $\alpha(z)$ を用いて、次のように変形される。

$$p(x, t, z) = A(z) \exp i(kx - \omega t - \alpha(z)) \quad (5)$$

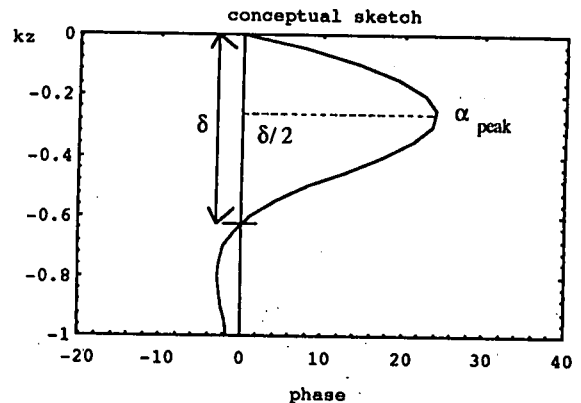


図-1 間隙水圧変動の鉛直分布(概念図)

* 正会員 徳島大学工学部建設工学科(徳島市南常三島町2-1)

† 正会員 西松建設(株)

** 学生会員 徳島大学大学院

このとき、位相遅れ関数 $\alpha(z)$ は

$$\alpha(z)=\tan^{-1}\left[\frac{f_2e^{\frac{1}{2}k_2z}\sin(\frac{1}{2}k_2z)}{\left(f_1e^{\frac{1}{2}k_1z}+f_2e^{\frac{1}{2}k_2z}\cos(\frac{1}{2}k_2z)\right)}\right] \tag{6}$$

と表わせるものであり、この位相遅れの鉛直分布は、Mei and Fodaの理論における外部項と境界層項の分担率 m 、境界層厚 δ の程度を考察するために非常にわかりやすいものになっている。つまり、間隙水圧の位相遅れの鉛直分布 $\alpha(z)$ は図-1に示すとおり、地盤表面($z=0$)で0から始まり境界層領域で正に膨んで、およそ $z=\frac{1}{2}\delta$ でピーク値 α_{peak} をとった後、深さ $z=\delta$ つまり境界層外縁で0となり、その外で負に転じた後、次第に0に収束する。従って、位相遅れの鉛直分布が位相遅れゼロの線で横切る深さが境界層厚 δ の目安であり、また、ピーク値 α_{peak} はおよそ $(f_2/f_1)e^{\frac{\pi}{2}(1-\frac{\delta}{L})}$ で与えられることから、外部項に対する境界層項の分担比は、ピーク値の大小が目安になる。つまり、位相遅れのピーク値が増加するということは、境界層項が大きくなることを意味することがわかる。一方、振幅関数 $A(z)$ は

$$A(z)=\sqrt{f_1^2e^{2k_1z}+f_2^2e^{2k_2z}+2f_1f_2e^{k_1z+\frac{1}{2}k_2z}\cos(\frac{1}{2}k_2z)} \tag{7}$$

となり、square-root 関数の中身が線形和であるため、外部項に対する境界層項の分担比の程度と境界層厚の程度の2つの指標が混合されてしまい、明確ではない。従って、今回行った間隙水圧の実験結果については、特に位相遅れの鉛直分布について考察する。

(2) 全応力の鉛直分布

海底地盤の波浪応答実験を行う際、一般に底面波圧変動を浅い深さでの全応力変動として扱っている。この根拠として、次の理論的事実に基づいていると考えられる。つまり、式(1)で間隙水圧変動が近似される時、全応力変動は、位相遅れを伴わず、

$$(\sigma_z - p) = -(kz + 1)e^{kz} \tag{8}$$

と表わせる。また、 $z=0$ での値は符号の異なる底面波圧変動値に一致し、その勾配(微分係数)は

$$\frac{\partial}{\partial(kz)}(\sigma_z - p) = kze^{kz} \rightarrow \frac{\partial}{\partial(kz)}(\sigma_z - p)\Big|_{z=0} = 0 \tag{9}$$

であるため、浅い領域では全応力変動は底面波圧変動にほぼ近似できることがわかる。

$$(\sigma_z - p) \cong -p + \alpha(kz) \tag{10}$$

3. 実験装置及び実験方法

実験には、図-2(a)に示す長さ27m、幅0.8m、高さ1.0mの内面ガラス張りの二次元不規則波造波水路を用いた。水路には造波装置の造波面より8.0mの位置から勾配1/10の斜面部を設け、岸側の高さ0.4mの水路底面と接続し、斜面部の終点から岸側に続く一様水深部の中央に、長さ3.0m、深さ0.29mの底質敷設のための底質床を設けた。そして岸側終点には勾配約1/5の砂利斜面を作成した。この斜面上と造波装置の後部には厚さ2.5cmの消波材(ステラシート)を敷き反射波を軽減している。底質床下部には次に述べる浸透流発生装置を設置した。

図-2(b)に浸透流発生装置を示す。この装置では、上部タンクに水路から水を供給しながらオーバーフローさせることで一定に保った上部タンク内の水位と、水路内の水位との水頭差を利用して、底質床内に浸透流を発生させている。浸透流の流量調整は上部タンクに取り付けたバルブで行い、上部タンクと浸透流発生装置の間の管路に取り付けたフロー式流量計(FLO-PL-5型,東京計測技研(株))で流量を測定した。浸透流については、底質床下部の水槽内と底質床上部に取り付けたマノメーターから差圧を読み取り、底質床に発生する浸透圧の確認を行っている。なお、オーバーフローさせた水は水路内の水位変化を防ぐため水路に還流していることを付け加えておく。底質材料には、表乾比

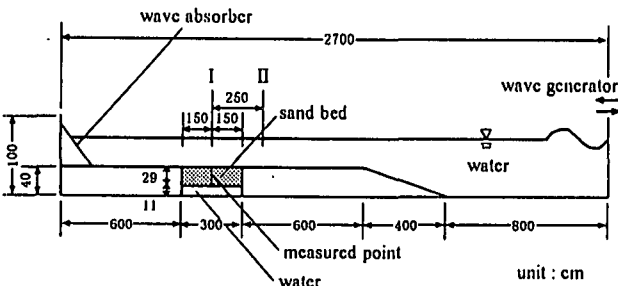


図-2(a) 2次元造波水路

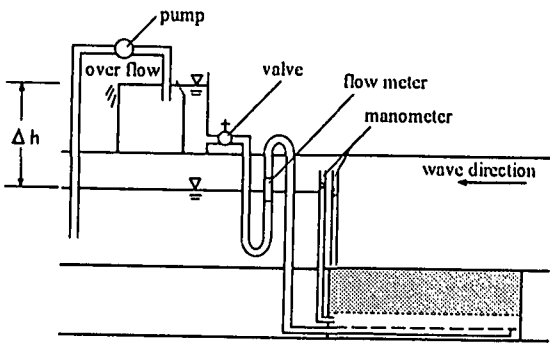


図-2(b) 浸透流発生装置

表-1 実験条件

周期: T (second)	1.2				
水深: h (m)	0.4				
浸透流量: Q (litre/h)	0	90	120	150	180
水面波高: H (cm)	4.23~13.13	4.14~12.95	4.12~12.70	4.17~12.49	4.24~12.92

重2.08, 中央粒径 $d_{50}=0.156\text{mm}$ の軽量骨材石川ライト6号を使用した。また、底面波圧振幅測定用として底質表面に土圧計(三計エンジニアリングP310-01)と、底質表面より5cm, 12.5cmと20cmの深さにそれぞれ土圧計と間隙水圧計(ST研究所PM10-01)を設置した。また図-2(a)の断面Iと断面IIには容量式波高計(計測技研CHT-200型)を設置している。

今回の実験では、7分間の計測を1単位とし、底質床内に作用させる上向き浸透流を5段階に変化させ、それぞれの浸透流量条件において7段階の規則波を作用させて計35単位の実験を行った。実験条件を表-1に示す。

4. 実験結果とその考察

(1) 間隙水圧の位相遅れに関する考察

図-3~5に底面波圧変動に対する間隙水圧変動の位相遅れの鉛直分布を浸透流量毎に示す。ここで、まず浸透流量や波高(底面波厚に比例)が変化するにつれ、間隙水圧の位相差の鉛直分布も変化していることに注意する。これは、2章でも述べたとおり、多孔質弾性体理論では考えられないことである。浸透流量毎の実験結果は鉛直分布に対して波高毎のデータが含まれ複雑になるため、補助線として、深さ4点毎の波高による変動の平均値を用いた補間曲線を挿入した。その補間曲線として、2次と3次の多項式を用いて流量毎に妥当であると思えるものを取捨選択した。これらの流量毎の平均化された位相遅れの鉛直分布(図-4)を比較すると、流量が増大するにつれて境界層厚が薄くなっていくことに注意する。また、流量 $q=0\sim150$ (litre/h) までについては波高に対するばらつきは少なく、補間曲線から大きくずれることはない。しかし、流量 $q=180$ (litre/h) の浸透流を与えた時には波高に対するばらつきが認められる。そこで、流量 $q=180$ (litre/h) の場合について、波高毎の深さ4点をつないだ結果を図-5に示す。これによると、波高が大きくなるにつれ、境界層の分担率が増大していることが明確にわかる。しかしこの場合も、境界層については波高に対する変化がないことがわかる。また、浸透流量 $q=180$ (litre/h) での最大波高の場合に、目視による液状化が確認できた。

以上の傾向から、まず、つぎのような仮定ができる。

1) 多孔質弾性体理論では土粒子の密度変化による影響が全くないことから、浸透流量ゼロであっても、液状化に至る過渡期的状態である『準液状化状態』になっていると考える。

この仮定のもとでは、見かけ上の密度が低下することにより土粒子が運動しやすくなることで透水性が低下し、境界層厚が薄くなるのではないかと推測される。そして、さらに透水性が低下した状態、つまり、土粒子がかなり運動している『液状化寸前の状態』では波高の増大に応じて地盤は流動化していき、土粒子骨格と間隙水の弾性率が同程度に近づいていくことにより、境界層の分担率が増大し、液状化に至るのではないかと推測される。しかし、この解釈では、土粒子が運動しやすくなるとなぜ透水性が低下するのかということが明確ではない。しかも、流量 $q=0\sim150$ (litre/h) までは波高に対するばらつきが無いことから、かなり小さな底面波圧であっても、『準液状化状態』が実現され多孔質弾性体理論からはずれた結果を得ているとは考え難い。

そこで、

2) 浸透流量 $q=0\sim150$ (litre/h) までのような波高による変化が認められない場合には、いまだに『準液状化状態』になっておらず、波高による変化が認められる浸透流量 $q=180$ (litre/h) の場合には、波高の増大に応じて『準液状化状態』となり、地盤は流動化すると考える。

この解釈のもとでは、浸透流量 $q=0\sim150$ (litre/h) までの場合での浸透流量変化による境界層厚変化は液状化過程によるもの

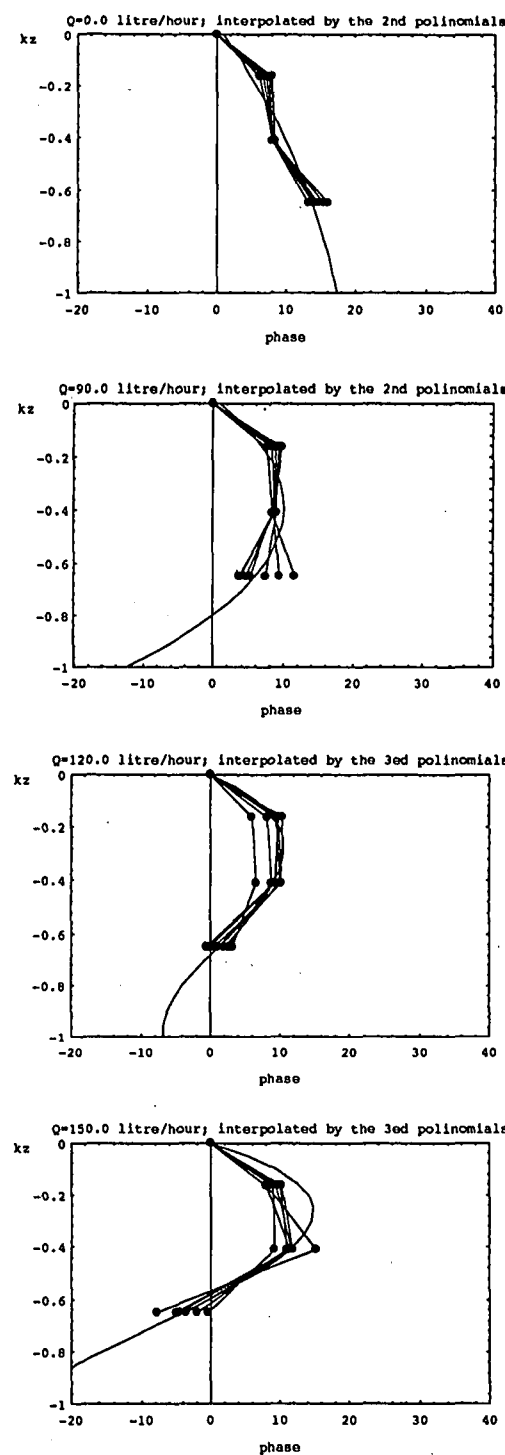


図-3 間隙水圧変動の位相遅れの鉛直分布

のではなく、浸透流という流れが影響を与えているのではないかと考えられる。つまり、次のように考える。浸透流を与えない時には、現象は多孔質弾性体理論に従い、Mei and Fodaの近似理論のとおり、海底地盤上層では、透水性を考慮し水と地盤骨格はそれぞれ異なる変位速度を有する境界層が存在し、その層以深では水と地盤骨格はほぼ同じ変位速度となり水と地盤骨格を一体化した外部層となっている。そして、境界層内の水の地盤骨格に対する相対変位速度は水平方向が卓越していることに注意すると、下部から上向きの浸透流を与える時、下部から相対速度ゼロの水平流速が境界層厚内に流入し、運動量保存則により境界層厚内の水平相対流速成分が低下させられる。その結果として境界層厚が薄くなる。そして、浸透流量 $q=180$ (litre/h) の場合では、波高の増大に応じて『準液状化状態』となり、土粒子間のかみ合わせが弱まることにより、土粒子骨格と間隙水の弾性率が同程度に近づき、境界層の分担率が増大し液状化に至ると推測される。ただし、この場合も『準液状化状態』のmechanismは十分に明快ではない。

(2) 土圧変動の振幅の鉛直分布に関する考察

図-6に土圧変動(全応力変動)の振幅の鉛直分布を浸透流量毎に示す。式(8)で示したとおり、土圧変動は位相遅れを伴わず、その鉛直勾配は小さいため、土圧変動振幅は非常に緩やかであると期待される。しかし、得られた実験結果は、減衰は理論に比して急激であり、また増大するケースも見られ、浸透流量や波高による顕著な傾向がみられないため、今回は明快な結論が得られなかった。

(3) 下部水層の及ぼす影響の検討

海底地盤の層厚は有限であるためそのことを考慮に入れると、間隙水圧の解は式(1)に符号の異なる減衰率の項が加わり、以下のように表わせる。

$$p_{fint}(x,t,z) = e^{i(kx-\omega t)} \left\{ f_1 e^{k_1 z} + f_2 e^{\frac{1}{2} k_2 z} + f_3 e^{-k_1 z} + f_4 e^{-\frac{1}{2} k_2 z} \right\} \tag{11}$$

ここで、 (f_3, f_4) に海底地盤の底面での境界条件を考慮した補正値が現われてくることに注意する。今回行った実験では、有限層厚であり、しかも透過性を持って下部水層に接していることを考慮に入れて計算してみたが、 (f_3, f_4) のオーダーは (f_1, f_2) に比較して数%のオーダーしかなく、下部水層の影響はほとんどないと考える。

5. 実験条件と理論式誘導の条件との力学的相似性

実験結果の考察を行う際には、土粒子骨格のせん断弾性定数 G 、飽和度を考慮した間隙水の見かけ上の弾性定数 K 、透水係数 (k/γ) 等の諸物理量を測定あるいは妥当な値を仮定するのが通常であるが、前章では故意に用いず、通過する波の周期、波長という確定する物理量のみを用いて考察を行った。しかし、今回行った実験結果の全応力の鉛直分布が、多孔質弾性体理論のMei and Fodaの間隙水圧変動の境界層理論とあわない。以下では、模型実験の条件と現地の条件との力学的相似性の不一致について議論する。

(1) 多孔質弾性体理論における無次元パラメータ

ここではYamamotoの方法に従って、Mei and Fodaの境界層近似理論を手短に解説する(詳細については、北野ら(1997)を参照)。基礎式であるBiotの圧密方程式と連続式は、以下のとおり表わせる。

$$\left\{ \begin{aligned} \left(\frac{\rho}{\gamma} \right) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) p &= \frac{\rho}{k} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\rho}{\gamma} \left(\frac{\partial}{\partial x} u + \frac{\partial}{\partial z} w \right) \\ G \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \left(\frac{u}{w} \right) + \frac{1}{1-\nu} G \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial}{\partial x} u + \frac{\partial}{\partial z} w \right) &= \left(\frac{\partial}{\partial x} \right) p \end{aligned} \right. \tag{12}$$

以下では簡略化のため、空間については波の波長で、間隙水圧については $\frac{1}{1-\nu} G k$ で、無次元化を行う。また、水平方向と時間については通過する波の関数で仮定することにより、式(12)の偏微分方程式は次式で示される常微分方程式に書き換えられる。

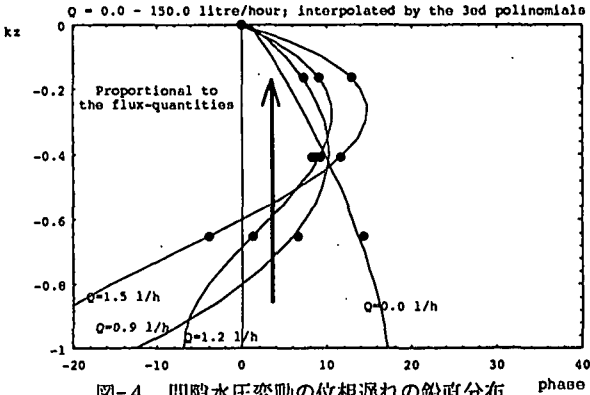


図-4 間隙水圧変動の位相遅れの鉛直分布 (浸透流量毎の傾向)

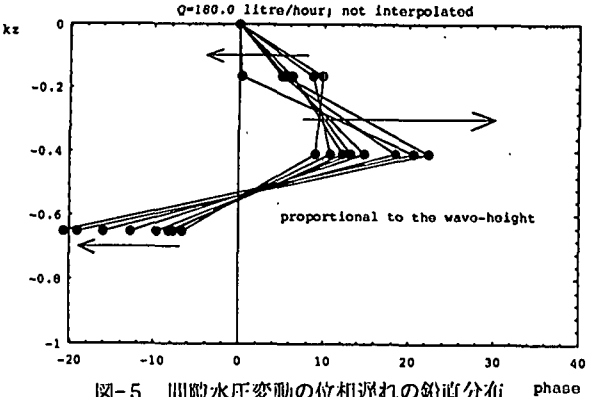


図-5 間隙水圧変動の位相遅れの鉛直分布 (浸透流量 $Q=180$ litre/h)

表-2 波浪と地盤の現地条件

周期: T (second)	10
波長: L (m)	10^2
地盤のせん断弾性定数: G (N/m ²)	$10^7 \sim 10^8$
透水係数: (k/γ) (m ² /(Ns))	$10^{-8} \sim 10^{-9}$

$$\begin{Bmatrix} \zeta(1 - \frac{d^2}{dz^2}) + im & -1 & i\frac{d}{dz} \\ -i & (1-2\nu)(\frac{d^2}{dz^2} - \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}) & i\frac{d}{dz} \\ -\frac{d}{dz} & i\frac{d}{dz} & (1-2\nu)(\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}\frac{d^2}{dz^2} - 1) \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} p \\ u \\ w \end{Bmatrix} = \vec{0} \quad (13)$$

ただし、無次元パラメータ m は式 (2) と同じものであり、 ζ は

$$\zeta = \omega^{-1} (\frac{1}{1-2\nu} G) (\frac{L}{r})^2 k^2 \quad (14)$$

である。式 (13) の特性方程式は、

$$-\zeta D^6 + (3\zeta + i\xi) D^4 - (3\zeta + 2i\xi) D^2 + (\zeta + i\xi) = 0 \quad (15)$$

となる。ただし、 $\xi = m + \frac{1}{2(1-\nu)}$ とおいた。ここで、特性方程式 (15) の 6 次の係数が十分に小さい、つまり、

$$\zeta \approx 0 \quad (16)$$

ということから、次のような特性解が得られる。

$$\bar{k}_1 = \pm 1 \text{ (二重根)}, \quad \bar{k}_2 = \pm \frac{1}{\sqrt{\xi}} \sqrt{\xi \zeta} \quad (17)$$

特性解は外部項や境界層項の減衰率を表わすものであるため、例えば間隙水圧変動に関しては式 (1) の様に表わせ、また有効応力、せん断応力も同様に表わした後、境界条件にあうように各項の重みを計算して解を得る。近似条件 (16) とは、具体的には地盤の透水性の認められる深さである境界層厚の波長に対する比である。

さて、現地の波浪と海底地盤の物理量のオーダーは表-2 のとおりである。これらの値から、 ζ のオーダーとして次のように見積もられる。

$$O(\zeta) \approx 10^{-3} \sim 10^{-1} \quad (18)$$

これに対し、室内実験の波浪と海底地盤の条件についてのオーダーを見積もってみる。ここでは、同じ実験が中野らによって行われているため、彼等の値を用いて計算してみると、

$$O(\zeta) \approx 10^{-0.5} \sim 10^{0.5} \quad (19)$$

となる。他の室内実験に関しても ζ のオーダーは似かよったものになり、室内実験の条件では近似条件 (16) を満たさなくなる。実際浸透流が小さい時、境界層厚は波長に対して同程度であることが章の実験結果のグラフにより確認できる。従って以下では、厳密解において近似条件 (16) が成立する時としない時での相違点について考察を行う。

(2) ζ のオーダー変化に伴う変位と各応力の変化
変位と各応力の厳密解について、以下に列記する。

$$\begin{cases} u = i \left[\left\{ \frac{1}{1-\nu} (q^2 - 1)^{-1} (1 - \hat{p}) - \frac{1}{2} m \hat{p} \right\} e^{kz} \right. \\ \quad \left. + \frac{1}{2(1-2\nu)} (1 + m) \hat{p}(kz) e^{kz} + \frac{1}{1-\nu} (q^2 - 1)^{-1} (1 - \hat{p}) e^{qz} \right] e^{i(kx - \omega t)} \\ w = \left[\left\{ \frac{1}{1-\nu} (q^2 - 1)^{-1} (1 - \hat{p}) + \frac{3-2\nu}{2(1-2\nu)} m \hat{p} \right\} e^{kz} \right. \\ \quad \left. + \frac{1}{2(1-2\nu)} (1 + m) \hat{p}(kz) e^{kz} + \frac{1}{1-\nu} q (q^2 - 1)^{-1} (1 - \hat{p}) e^{qz} \right] e^{i(kx - \omega t)} \end{cases} \quad (20)$$

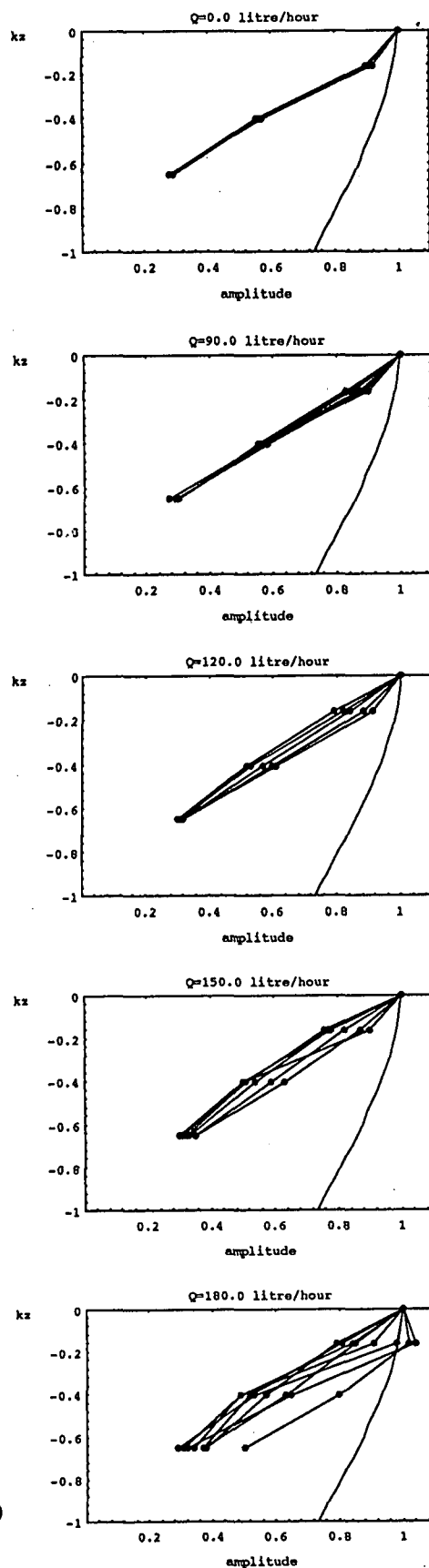


図-6 全土圧の鉛直分布

$$\begin{cases} u = \left[\left\{ \frac{1}{1-\nu} (q^2 - 1)^{-1} (1 - \bar{p}) - \frac{1}{2} m \bar{p} \right\} e^{kz} + \frac{1}{2(1-2\nu)} (1 + m) \bar{p}(kz) e^{kz} + \frac{1}{1-\nu} (q^2 - 1)^{-1} (1 - \bar{p}) e^{qz} \right] e^{i(kx - \omega t)} \\ w = \left[\left\{ \frac{1}{1-\nu} (q^2 - 1)^{-1} (1 - \bar{p}) + \frac{3-2\nu}{2(1-2\nu)} m \bar{p} \right\} e^{kz} + \frac{1}{2(1-2\nu)} (1 + m) \bar{p}(kz) e^{kz} + \frac{1}{1-\nu} q (q^2 - 1)^{-1} (1 - \bar{p}) e^{qz} \right] e^{i(kx - \omega t)} \end{cases} \quad (21)$$

ただし,

$$\bar{p} = \frac{\frac{1-2\nu}{1-\nu} m(q+1)}{\frac{1-2\nu}{1-\nu} (1+m)(q+1) - 1} \quad (22)$$

とおいた。また、 $q = L/\delta$ と表わし、式(16)の近似条件が成立する時、 $1/q \equiv 0$ となる。 ζ のオーダーによる変化がわかりやすいように、 $O(\zeta) \equiv 10^{-0.5} \sim 10^{0.5}$ と $O(\zeta) \equiv 10^{-3} \sim 10^{-1}$ の時に分けて、変位と各応力の鉛直分布について、図-7に示す。

ここでわかることは、全応力やせん断応力については大きな変化は認められず、水平/鉛直変位については大きな変化が認められる。この原因は、海底面での境界条件が応力について与えられ、海底面地盤の下部境界条件が変位で与えられるために生じていると考えられる。従って、海底面での境界条件が変更される時にはさらに ζ のオーダー変化に伴う応力の変化が現われることが予想される。従って、実験室でも ζ のオーダーを小さくする工夫をすることが、現地での現象と力学的相似性を一致させる意味で重要であると思われる。

6. 結論

本研究で得られた結果を以下に整理する。

1) 浸透流を地盤の下部から上向きに与えて、海底地盤の波浪応答を調べた。その結果によると、

a) 浸透流の増加に伴い地盤内境界層厚は薄くなる。これは水平方向の相対速度ゼロの水塊が相対速度をもつ地盤内境界層内の水塊に加えられ、運動量保存則により、境界層内の相対速度が弱められることに原因がある。

b) 浸透流が大きく海底地盤が『準液状化状態』にある場合、波高の増大に伴い土粒子骨格の運動も激しくなり、土粒子のかみ合わせが弱まることで、土粒子骨格の弾性率の間隙水のそれに対する比が増加していくことで境界層項の分担率が増大し、液状化が発生する。しかし、詳細はまだ不明快である。

2) 多孔質弾性体理論において、波のスケールに対する地盤の透水性を表すパラメータ ζ に注目して力学的相似性の検討を行い、室内実験で得た結果を現地に外挿できない可能性があることを示した。

なお、京都大学工学部の後藤仁志氏から3-(1)の考察についての有益なアドバイスを頂いたことを付記し謝意を表わす。

7. 参考文献

- Yamamoto, T., H.S.H.L. Koning and E. van Hijum (1978): On the response of a poro-elastic bed to water waves, J.F.M., Vol. 87, pp.193-206
Madsen, O.S. (1978): Wave-induced pore water pressures and effective stresses in a porous bed, Geotechnique 28, pp.377-393
Mei, C.C. and M.A. Foda (1981): Wave induced responses in a fluid filled poro-elastic solid with a free surface - a boundary layer theory, Geophy. J. R. Astr., Vol. 68, pp. 597-637
高橋重雄・下迫健一郎・山本悟・三浦祐信 (1994): 液状化した砂地盤の特性とそれらによる消波に関する基礎実験, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 611-615
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, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 536-540
北野利一・間瀬肇・中野晋 (1997): 異方性を有する海底地盤の波浪応答の近似理論 (予定)

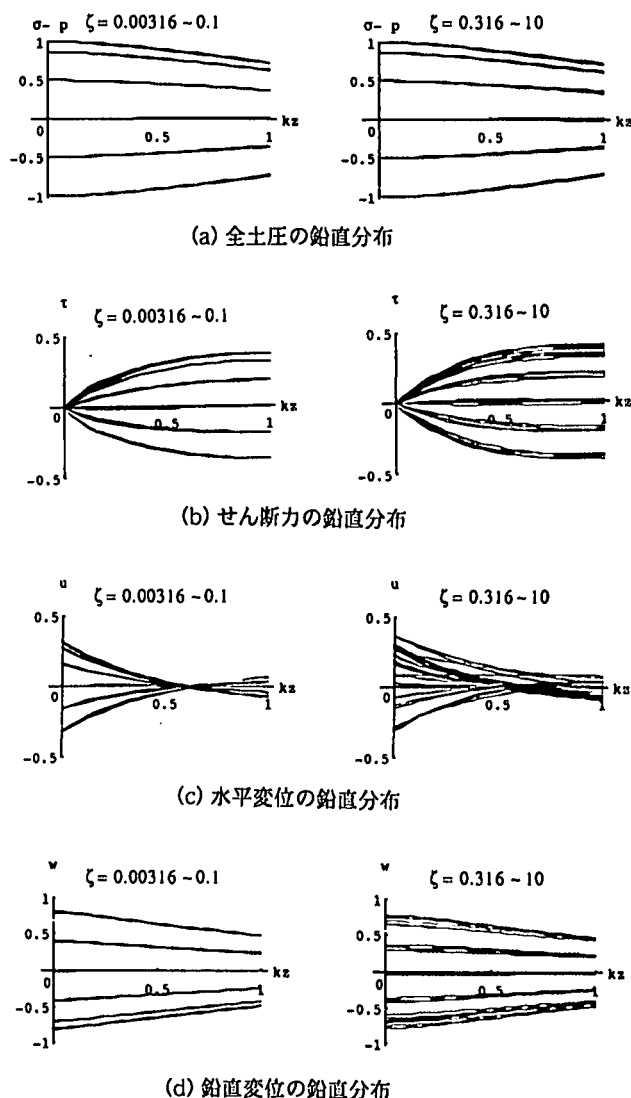


図-7 現地条件と室内実験条件での ζ の変化による比較
(poisson ratio $\nu = 0.3$, $m = 10$ の場合)