

# 現地規模の圧力変動による海底地盤の応答とその地盤特性の同定法

泉宮 尊司\*・田辺 剛\*\*・石橋 邦彦\*\*\*・山田 貴之\*\*\*\*

## 1. 緒 論

これまで、波浪による海底地盤の応答解析モデルが数多く提案され (Biot, 1941, Yamamoto, 1977, Madsen, 1978, Mei・Foda, 1981, Okusa, 1985), 地盤内の間隙水圧変動や有効応力の計算が行われ, 実測値との比較により比較的精度よく予測され得ることが示されている (酒井ら 1991, 泉宮ら, 1993). しかしながら, 地盤特性に大きな影響を及ぼす, 飽和度や間隙水および地盤の圧縮係数を現地で直接的に測定することは極めて困難であるために, 試行錯誤でこれらの値を設定している場合が多く, 地盤特性を簡便に推定する新たな方法が求められている.

また, これまでの多くの応答解析モデルでは, 海底面上の圧力変動を正弦波形式として与えている場合が多いが, 砕波点のように海底圧力が急激に変化する場所での地盤の応答特性は, 測定例も少なく不明な点が多い.

そこで本研究では, 現地規模の任意の圧力変動を起こすことのできる試験装置を用いて, 地盤内の間隙水圧変動を測定し, このような条件下における圧縮係数および伝達係数の推定を行う. さらに, これらの係数と平均間隙水圧との関係や急激な圧力変化に対する地盤の応答特性を明らかにする.

## 2. 海底地盤特性の同定法

本研究では, 海底地盤の特性が Terzaghi 型の圧密方程式に属する善ら (1987) の圧密方程式に支配されるものとして解析を行った. 善ら (1987) の変動間隙水圧に関する基礎方程式は,

$$C_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \alpha \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial u_B}{\partial t} \dots\dots\dots (1)$$

である. ここに,  $u$  および  $u_B$  は地盤中および海底面上での変動間隙水圧であり, 圧縮係数  $C_v$  および伝達係数  $\alpha$  は, 次式で与えられる.

$$C_v = \frac{k}{\gamma_w m_v}, \quad \alpha = 1 + \frac{nm_w}{m_v} \dots\dots\dots (2)$$

ここに,  $k$  は透水係数,  $\gamma_w$  は間隙水の単位体積重量,  $n$  は間隙率,  $m_v$  は土粒子骨格の体積圧縮係数,  $m_w$  は間隙水の圧縮率である. これらの係数を個々に測定してやれば, 圧縮係数や伝達係数を算定することが原理的には可能であるが, 間隙水の圧縮率などは間隙水の飽和度に極めて敏感に変化すること (善ら, 1987) や, 土粒子骨格の体積圧縮係数は乱された試験体では大きく変化することから, 現実的には極めて困難である. そこで本研究では, 圧縮係数  $C_v$  および伝達係数  $\alpha$  を推定することにした.

これら 2 つの係数を推定する方法として, 式 (1) の厳密解を求め, 実測値と比較しやすい形で最適な圧縮係数  $C_v$  および伝達係数  $\alpha$  を推定する方法が考えられる. そこで, フーリエ変換を用いてスペクトル比で算定する方法と, ラプラス変換を用いてラプラス変換の像上で比較して求める 2 つの方法を用いた. 前者は, 現地の波浪のような不規則な圧力変動を取り扱うことができる利点があり, 後者は初期値問題として解析するため, 初期の間隙水圧の分布が分かっている必要はないが, ステップ圧力波形のような急激な圧力変動で, しかもフーリエ変換が存在しない場合にも適用できる利点がある.

### 2.1 スペクトルを用いた方法

善ら (1987) の圧密方程式の不規則波に対する解を得るために, 海底面上の圧力変動を次のような Fourier-Stieltjes 積分を用いて表す.

$$u_B(t) = \int_f e^{-i2\pi ft} dA(f) \dots\dots\dots (3)$$

ここに,  $f$  は周波数,  $dA(f)$  は, スペクトル  $S_p(f) = S_{u_B u_B}(f)$  と次のような関係にある.

$$E[dA(f)dA^*(f)] = S_p(f)\delta(f-f)df \dots\dots (4)$$

ここに,  $E$  は期待値を,  $*$  は複素共役をとることを意味する. さらに, 地盤内の間隙水圧変動  $u(z, t)$  に対しても

$$u(z, t) = \int_f \psi(z, f) e^{-i2\pi ft} dA(f) \dots\dots\dots (5)$$

と表し, 式 (3) とともに式 (1) に代入すると,  $\psi(z, f)$  に関する次の微分方程式を得る.

\* 正 会 員 工博 新潟大学助教授 工学部建設学科  
\*\* 学生会員 新潟大学大学院 工学研究科  
\*\*\* 正 会 員 新潟大学技官 工学部建設学科  
\*\*\*\* 西松建設

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + 2\pi i \frac{\alpha f}{C_v} \phi = \frac{2\pi f}{C_v} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 $z$  軸の原点を海底面にとり、鉛直上向きにとることにする。海底地盤が無限に続いているとすると、 $z=0$  および  $z \rightarrow -\infty$  における境界条件は、

$$\phi(z, f) = 1, \quad z=0 \quad \phi(z, f) = M, \quad z \rightarrow -\infty \dots\dots\dots (7)$$

となる。ここに、 $M$  は有限値を示す。これらの境界条件を満たす式(6)の解  $\phi(z, f)$  は、

$$\phi(z, f) = (1 - \alpha^{-1})e^{\lambda z} + \alpha^{-1} \dots\dots\dots (8)$$

である。ここに  $\lambda$  は、

$$\lambda = \lambda_1(1 - i), \quad \lambda_1 = \sqrt{\pi \alpha f / C_v} \dots\dots\dots (9)$$

である。この  $\phi(z, f)$  を用いて、スペクトル  $S_{uu}$  およびクロススペクトル  $S_{pu}$  は、次のように表すことができる。

$$S_{uu}(f) = |\phi(z, f)|^2 S_p(f) \dots\dots\dots (10)$$

$$S_{pu}(f) = \phi^*(z, f) S_p(f) \dots\dots\dots (11)$$

これらの関係より、スペクトル比  $S_{uu}/S_p$  および位相差  $\epsilon$  に関して次の関係が成立する。

$$S_{uu}/S_p = (1 - \alpha^{-1})^2 e^{2\lambda_1 z} + 2\alpha^{-1}(1 - \alpha^{-1})e^{\lambda_1 z} \cos \lambda_1 z + \alpha^{-2} \dots\dots\dots (12)$$

$$\tan \epsilon = \frac{-(\alpha - 1)e^{\lambda_1 z} \sin \lambda_1 z}{(\alpha - 1)e^{\lambda_1 z} \cos \lambda_1 z + 1} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、位相差  $\epsilon$  は位相遅れを正に取っている。式(12)および(13)は、圧密係数  $C_v$  および伝達係数  $\alpha$  の関数となっているので、逆にスペクトル比および位相差を測定することにより、これらの係数を推定することができる。

地盤の深さが有限な場合には、地盤の深さを  $l$  とすると境界条件は、

$$\phi(z, f) = 1, \quad z=0 \quad \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad z = -l \dots\dots\dots (14)$$

であり、この境界条件を満たす  $\phi(z, f)$  は、

$$\phi(z, f) = \left[ \frac{(1 - \alpha^{-1})e^{2\lambda l}}{1 + e^{2\lambda l}} \right] e^{\lambda z} + \left[ \frac{1 - \alpha^{-1}}{1 + e^{2\lambda l}} \right] e^{-\lambda z} + \alpha^{-1} \dots\dots\dots (15)$$

となる。ここに、 $\lambda$  は式(9)に示されている量である。上式を式(10)および(11)に代入すると、やや複雑な式となるがスペクトル比および位相差に関する式が得られる。ここで、式(15)の右辺第1項を基準として第2項との大きさの比を考えると、 $\exp[-2\lambda_1(z+l)]$  となり、 $\lambda_1$  の値が特に小さくない限り、海底地盤の表層近くでは第2項は無視できるほど小さいことが分かる。

2.2 ラプラス変換を用いた方法

ラプラス変換を用いる方法は、一般に偏微分方程式の初期値問題の解法に用いられている。したがって、初期の状態が既知の場合にのみ有効である。いま、間隙水圧のラプラス変換を  $\bar{u}(z; s)$  とすると、ラプラス変換の定義により、

$$\bar{u}(z; s) = \int_0^\infty u(z, t) e^{-st} dt \dots\dots\dots (16)$$

である。ここで、式(1)のラプラス変換をとると、

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\alpha s}{C_v} \bar{u} = -\frac{1}{C_v} [s\bar{u}_B + \alpha u(z, 0) - u_B(0)] \dots\dots\dots (17)$$

となる。初期の状態において、 $u(z, 0) = u_B(0) = 0$  であれば、上式の右辺は既知量で表されるので、容易に厳密解が得られる。瞬間的にステップ圧力波形を与えた場合は、初期条件が上の関係を満足しているので解くことができる。式(17)の一般解は、

$$\bar{u}(z; s) = C_1 e^{\mu z} + C_2 e^{-\mu z} + (F/2\mu^2) [e^{\mu(z+l)} - 1] + (F/2\mu^2) [e^{-\mu(z+l)} - 1] \dots\dots\dots (18)$$

ここに、 $F$  および  $\mu$  は、

$$F = -s\bar{u}_B/C_v, \quad \mu = \sqrt{\alpha s/C_v} \dots\dots\dots (19)$$

である。ここで、一様地盤の厚さが  $l$  とすると、 $\bar{u}(z; s)$  に関する境界条件は、

$$\bar{u} = \bar{u}_B, \quad z=0 \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0, \quad z = -l \dots\dots\dots (20)$$

である。これらの境界条件を満たすように、 $C_1$  および  $C_2$  を決定すると、

$$C_1 = \frac{\bar{u}_B \left[ 1 + \frac{1}{2\mu^2} \frac{s}{C_v} (e^{\mu l} - 1) + \frac{1}{2\mu^2} \frac{s}{C_v} (e^{-\mu l} - 1) \right]}{1 + e^{-2\mu l}} \dots\dots\dots (21)$$

$$C_2 = C_1 e^{-2\mu l} \dots\dots\dots$$

となる。式(18)、(19)および式(21)を見て分かるように、ラプラス変換の像上では間隙水圧変動は、圧密係数  $C_v$  および伝達係数  $\alpha$  の比較的簡単な関数として表されるために、実測値との比較も容易に行うことができる。

3. 実験の概要

現地規模の圧力変動による海底地盤の応答の実験は、泉宮ら(1993)と同一の実験装置を用いて行った。この実験装置は、深さ約2.2mあり、コンピュータからの信号電圧に応じて任意の圧力波形を発生させることができる。砂層の厚さを1.79mにして、周期5sおよび10sの規則的な圧力波形を発生させ、海底面上と深さ0.12mおよび0.32mの所で間隙水圧を測定した。データは、サンプリング周波数20HzでAD変換した。一方、ステップ圧力波形を与える場合には、急激な圧力変化が生じるので、50HzでAD変換を行った。

4. 推定された地盤定数の特性

スペクトル比および位相差より地盤定数を推定するには、実測された間隙水圧変動記録から精度よくスペクトル比等を算定しなければならない。今回の実験では、規則波を用いているためスペクトルが線スペクトルに近い

形となるので、FFT 法等の解析法を用いると、スペクトル比の推定精度が落ちる恐れがある。そこで、泉宮ら(1990)と同様に自己相関関数  $C(0)$  を用いてスペクトル比を算定した。また、位相差についても、クロススペクトルから求めると大きく変動することや、現地規模の実験では位相差の絶対値がかなり小さいことから、相互相関関数のタイムラグより位相差を算定した。

図-1 および図-2 は、圧密係数および間隙水圧係数の算定法を示したものである。理論値の計算は、圧密係数  $C_v$  および伝達係数  $\alpha$  を与えて、式(12)および(13)よりスペクトル比および位相差を計算し、曲線群として描くとそれらの値が読みとり易くなる。図-1 は、周期 10 s で深さ  $z=0.12$  m の間隙水圧変動記録を用いた時の結果で、実測値を黒丸で示している。この図より、圧密係数が  $0.0029 \text{ m}^2/\text{s}$ 、伝達係数が 1.204 であることが容易に読み取れる。図-2 は、同じ実験条件下ではあるが、深さ

が  $z=0.32$  m の間隙水圧記録を用いた時の結果である。位相差は約  $5^\circ$  とやや大きくなっているが、スペクトル比の方は 0.5 と逆に小さくなっている。この図からは、圧密係数が  $0.0158 \text{ m}^2/\text{s}$ 、伝達係数が 1.51 と読み取れる。これらの結果は、先ほどのものと比べて、圧密係数はかなり大きな値を示し、伝達係数はやや大きな値となっている。伝達係数の結果から判断すると、地盤の内部 ( $z=0.32$  m) の方が気泡の混入率が高い結果となっている。このような結果は、2 次元波水槽での測定結果からも得られている(泉宮ら, 1990)。

周期 5 s の圧力変動に対する結果は、深さが 0.12 m の記録を用いると、圧密係数が  $0.0088 \text{ m}^2/\text{s}$ 、伝達係数が 1.27 であり、深さが 0.32 m の記録からは、圧密係数が  $0.0355 \text{ m}^2/\text{s}$ 、伝達係数は 1.74 と推定された。これらの結果は、周期が 10 s の結果より、圧密係数および伝達係数ともにやや大きくなっている。他の実験ケースについても同様なることが成立していることから、同じ地盤でも外力の変動周期によって地盤特性が変わり得ることが確認された。

図-3 および図-4 は、推定された圧密係数および伝達

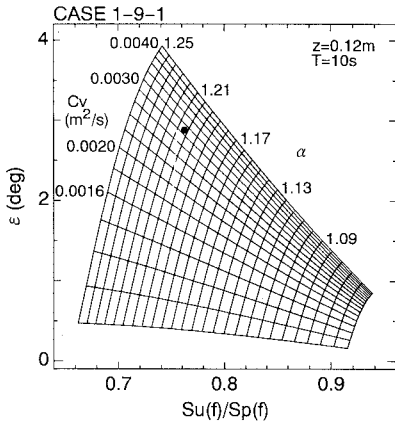


図-1 圧密係数および伝達係数の算定 ( $T=10$  s,  $z=0.12$  m)

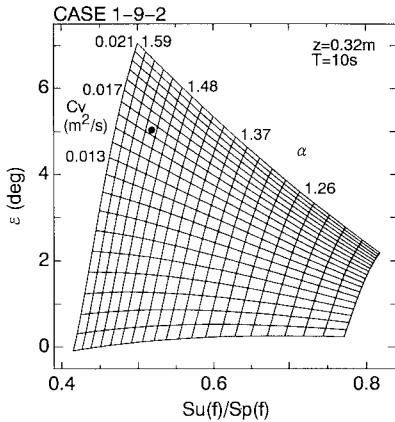


図-2 圧密係数および伝達係数の算定 ( $T=10$  s,  $z=0.32$  m)

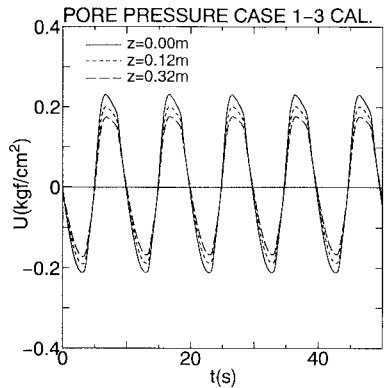
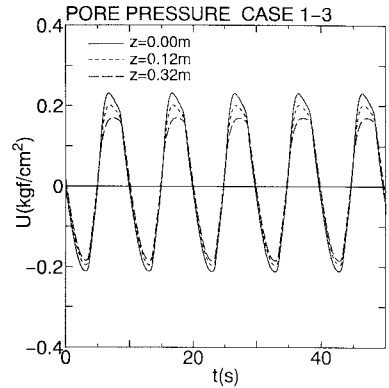


図-3 変動間隙水圧の比較(周期 10 s, 上図: 実測値, 下図: 計算値)

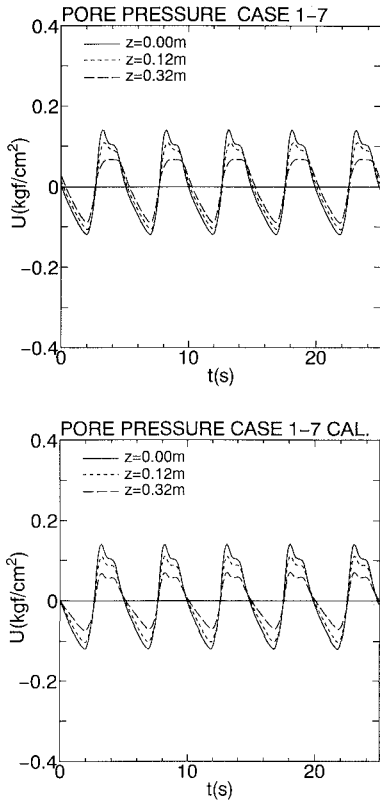


図-4 変動間隙水圧の比較(周期 5 s, 上図: 実測値, 下図: 計算値)

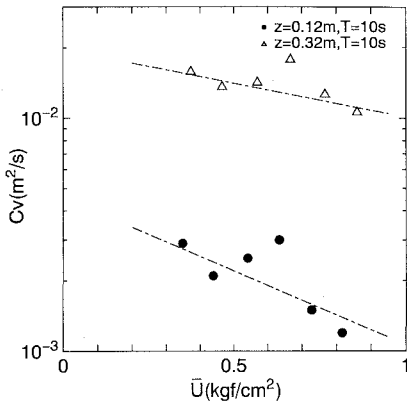


図-5 平均間隙水圧と圧密係数との関係

係数を用いて計算した変動間隙水圧と実測値とを比較したものである。前者が周期 10 s の結果であり、後者は周期 5 s の結果である。これらの図より、全体的には計算値と実測値とはよく一致しているが、よく見ると極大値および極小値付近では、それらの間には差異が見られる。この差異は、善ら (1987) が指摘しているように、圧力変動による液状化と高密度化が生じているためであると

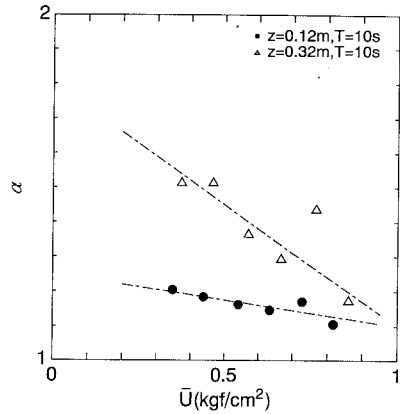


図-6 平均間隙水圧と伝達係数との関係

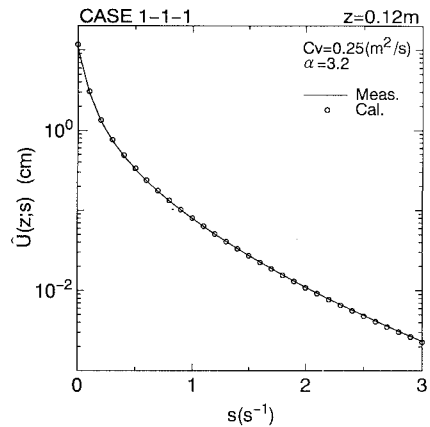


図-7 ラプラス変換値の比較

考えられ、圧密係数や伝達係数などの地盤特性が有効応力や間隙水圧に対して一定であるとした線形モデルでは、限界があると思われる。

スペクトル法で推定された圧密係数および伝達係数が、水深変化に対してどのように変化するかを調べるために、それらの係数と平均間隙水圧の値とをプロットしてみた。図-5 は、平均間隙水圧と圧密係数との関係を示したものである。この図の一点鎖線は、平均的な関係を示している。前にも述べたように、圧密係数は深さ方向に大きく異なることがより一層顕著に現れていること、および平均間隙水圧が大きくなるほど、すなわち水深が大きくなるほど、いずれの場合においても圧密係数の値が小さくなっていることが分かる。伝達係数も図-6 に示すように、平均間隙水圧が大きくなるほど小さくなっている。これは、水圧が大きくなると、間隙水中に含まれる気泡が圧縮され、飽和度がわずかながら増加することによって、間隙水の圧縮率が小さくなることや土粒子骨格の体積圧縮係数が変化するためであると推測され

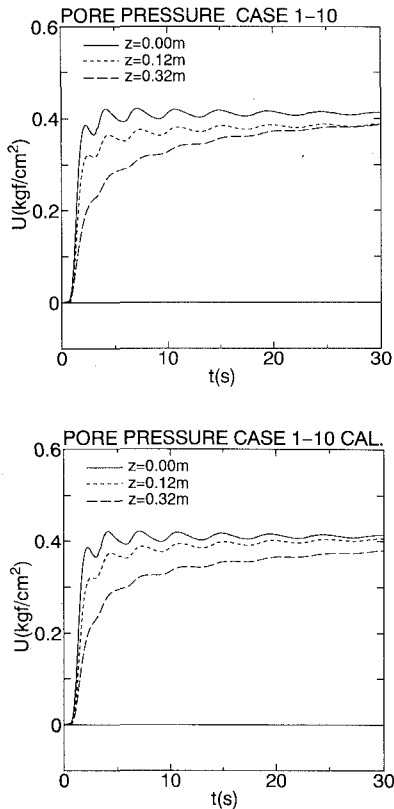


図-8 間隙水圧変動の比較 (上図:実測値, 下図:計算値)

る。

図-7は、ステップ圧力波形に対する間隙水圧のラプラス変換値を比較したものである。この図の実曲線が、実測値より得られたものを示し、丸印は式(18)および式(21)を用いて計算した結果である。この図より、両者の一致度は良好であると言える。この時の圧密係数および伝達係数はそれぞれ $0.25 \text{ m}^2/\text{s}$ 、 $3.2$ であった。この値は、スペクトル法で求められた値よりもかなり大きな値を示している。この違いは、ステップ圧力波形を与えた実験では初期の水圧値が小さかったこともあるが、急激な圧力変動に対しては地盤特性が変化し得ることを示唆するものである。

図-8は、推定された圧密係数および伝達係数を用いて計算した間隙水圧と実測値とを比較したものである。上図が実測値を、下図が計算値を示している。この図より、立ち上がり部分において、特に両者はよく一致していることが分かる。しかしながら、時間が $20 \text{ s}$ 以上経過した時間帯では一致度は必ずしもよくない。これは、ラプラス変換を行う際に時間の原点を圧力の立ち上がりの直前にとっているため、後半部分のデータの寄与が

少ないからである。このことを言い換えると、ラプラス変換で推定された圧密係数および伝達係数は、急激な圧力変動が生じている時の係数を代表していると言える。

## 5. 結 論

本研究では、スペクトル法とラプラス変換を用いた方法の2種類の海底地盤特性の同定法を考案し、現地規模の室内実験に適用して、以下の事柄が明らかとなった。

(1) スペクトル法では、スペクトル比と位相差を実測結果より求めるだけで、容易に地盤特性を推定できる。また、この方法は不規則波にも適用できるので、現地観測にも応用され得る。

(2) 推定された圧密係数および伝達係数は、平均間隙水圧の値と相関があり、平均間隙水圧が大きくなるほど、すなわち水深が深くなるほどこれらの係数は小さくなることが明らかとなった。また、周期に関する関係も見いだされ、周期が短いほどこれらの係数はやや大きくなることも示された。

(3) ラプラス変換を用いた方法により、急激な圧力変動に対する地盤特性を調べたところ、周期が $5 \text{ s}$ から $10 \text{ s}$ の周期波による地盤定数の値より、かなり大きな値となることが示された。このことは、砕波点のように急激な海底圧力変動が生じる所では、これらの係数が同一の場所においても一定値ではなく、時間とともに変動していることを示唆している。

## 参 考 文 献

- 泉宮尊司・古俣弘和・阿部一弘 (1990): 海底地盤の圧密係数および間隙圧係数の測定法に関する研究, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 743-747.
- 泉宮尊司・石橋邦彦・田辺 剛・奥山和之 (1993): 変動水圧任意波形状液状化試験装置の開発と海底地盤の液状化特性, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 581-585.
- 酒井哲郎・間瀬 肇・D. T. Cox・上田康裕 (1991): 波浪による海底地盤間隙水圧変動の現地観測, 海岸工学論文集, 第38巻, pp. 816-820.
- 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, 港湾技術研究報告, 第26巻, 第4号, pp. 125-180.
- Biot, M. A (1941): General theory of three-dimensional consolidation, J. of Appl. Phys., Vol. 12, pp. 155-164.
- Madsen, O. S. (1978): Wave-induced pressures and effective stresses in a porous bed, Geotechnique, Vol. 28, pp. 377-393.
- Mei, C. C. and M. A. Foda (1981): Wave-induced response in a fluid-filled poroelastic solid with a free surface: A boundary-layer theory, Geophys. J. Roy. Astron. Soc. Vol. 66, pp. 593-631.
- Okusa, S. (1985): Wave-induced stresses in unsaturated submarine sediments, Geotechnique, Vol. 35, pp. 517-532.
- Yamamoto, T. (1977): Wave-induced instability in seabeds, Proc. of ASCE Special Conf. on Coastal Sediments '77, pp. 898-913.