

異方性を有する海底地盤の波浪応答の近似理論

北野利一*・間瀬 肇**・中野 晋***

1. はじめに

波圧変動に対する海底地盤内応答の従来の研究においては、気泡の存在を考慮した圧縮性の間隙水と土粒子骨格の2相体として多孔質地盤を取り扱うのが一般的である (Yamamoto et al., 1978; Mei and Foda, 1981; Okusa, 1985). Biot の理論を用いたほとんどの理論研究は、圧縮性を考慮した間隙水と弾性体とした土粒子骨格のそれぞれについての力の釣合い条件と間隙水と土粒子骨格の連続条件から導かれる連立偏微分方程式を、鉛直方向のみの常微分方程式に書き換えて理論解を誘導している。それとは別に、Mei and Foda (1981) の近似理論は、鉛直方向に異なるスケールで無次元化することにより、地盤内部における境界層の概念を明確にし、基礎となる偏微分方程式を透水性が重要となる層での拡散方程式と、土・水の混合一相弾性体として取り扱える層での二重 Laplace 方程式に近似して、その解を得ており、他の理論に比べて物理的解釈が明解である。

Mei and Foda の近似理論も含め、従来の研究で取り扱われている基礎式のほとんどは、海底地盤を等方的に扱っており、異方性を考慮した研究は少ない。海底地盤の生成過程や自重の影響を考えると、異方性を考慮して取り扱うのがより一般的である。透水性の異方性については Madsen (1978) が、応力の異方性については矢富ら (1995) が、解析的に調べている。しかし、等方性地盤ですら関与する物理量が多い上に、異方性の効果をみるためには、さらに水平・鉛直方向の特性量を考慮しなければならず、関与する物理量は非常に多くなり、それらの物理的解釈の明解さが欠けてくる。

そこで、本研究では、Mei and Foda の近似理論の明解さに習い、まず地盤内部における境界層理論をさらに一般化することにより、異方性地盤に対する物理的解釈の容易な近似解を導出し、次いで海底地盤応答における異方性の影響を検討するものである。

2. 近似理論

2.1 基礎方程式

断面2次元の場合を考え、水平方向に x -軸、鉛直下向きに z -軸をとる。海底地盤は多孔質弾性体とし、土粒子骨格と間隙水の2相混合体と考える。弾性体として扱う土の相については、土粒子そのものは伸縮せず土粒子骨格が伸縮し、その変位と応力の関係は Hooke の法則に従うものとする。水の相については、間隙水は気泡の混入を考慮し圧縮性として扱い、Darcy 則に従うものとする。

基礎方程式として、質量保存式と運動方程式を考える。質量保存則により、土粒子の非圧縮性と間隙水の圧縮性から貯留方程式を導き、運動方程式から、静的平衡状態からの変動量についての関係を求めることとし、線形化を行った上で、重力項および慣性項を無視することにより取り扱いの容易な線形化された釣合い方程式を得る。これらの式を適切に組み合わせ、土粒子骨格の変動変位 (u, w) と間隙水圧変動量 p について、以下のような支配方程式を得る。

$$\left(\frac{k_x^*}{\gamma} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{k_z^*}{\gamma} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) p = \frac{n}{K} \frac{\partial}{\partial t} p + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial x} u + \frac{\partial}{\partial z} w \right) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha \frac{\partial^2}{\partial x^2} u + \chi \frac{\partial^2}{\partial x^2} u + \delta \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} w &= \frac{\partial}{\partial x} p \\ \delta \frac{\partial^2}{\partial x \partial z} u + \chi \frac{\partial^2}{\partial x^2} w + \beta \frac{\partial^2}{\partial z^2} w &= \frac{\partial}{\partial z} p \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで、透水係数については Madsen (1978) に従い、水平方向と鉛直方向で異なる値 (k_x^*, k_z^*) をとり、地盤の弾性定数については矢富ら (1995) に従って、横等方性 (水平面内では等方性となる直交異方性) の弾性体地盤を考え、具体的には次に示す Hooke の法則に従う弾性地盤を扱う。

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \delta - \chi \\ \delta - \chi & \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} u \\ \frac{\partial}{\partial z} w \end{pmatrix} \quad \dots\dots\dots (3)$$

* 正会員 工修 徳島大学助手 工学部建設工学科

** 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所

*** 正会員 工博 徳島大学助教授 工学部建設工学科

$$\sigma_{zx} = \chi \left(\frac{\partial}{\partial x} u + \frac{\partial}{\partial z} w \right) \dots\dots\dots (4)$$

弾性定数 $\alpha, \beta, \chi, \delta$ は, x, z 方向のヤング率 E_x および E_z , $z-x$ 面内のせん断弾性係数 G_{zx} , $x-x, z-x$ 成分のポアソン比 ν_{xx} および ν_{zx} と次の関係がある (Lekhnitskii, 1963).

$$\begin{cases} \alpha = E_x [1 - (E_x/E_z) \nu_{zx}^2] (1 + \nu_{xx})^{-1} \\ \quad \cdot [1 - \nu_{xx} - 2(E_x/E_z) \nu_{zx}^2]^{-1}, \\ \beta = E_z [1 - \nu_{xx}] [1 - \nu_{xx} - 2(E_x/E_z) \nu_{zx}^2]^{-1}, \dots (5) \\ \delta = G_{zx} + E_x \nu_{zx} [1 - \nu_{xx} - 2(E_x/E_z) \nu_{zx}^2]^{-1} \\ \chi = G_{zx} \end{cases}$$

得られた支配方程式に対して無次元化を行う。水平・鉛直座標はともに波数で, 時間は波の角周波数で無次元化する。間隙水圧変動は底面波圧振幅で, 地盤骨格の変位については波数と代表弾性率 δ で無次元化を行う。すなわち,

$$\begin{aligned} kx &\mapsto x', & \omega t &\mapsto t' \\ p/p_0 &\mapsto p', & k\delta \left(\frac{u}{w} \right) &\mapsto \left(\frac{u'}{w'} \right) \dots\dots\dots (6) \end{aligned}$$

という変数変換を行う。境界条件は水平方向および時間について正弦的とし, その解は以下のように仮定する。

$$\begin{pmatrix} p' \\ u' \\ w' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P(z) \\ U(z) \\ V(z) \end{pmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \dots\dots\dots (7)$$

これを基礎方程式に代入して, 基礎方程式を変形すると, 以下の無次元マトリックスを用いて表わせる。

$$\begin{cases} \left\{ \begin{array}{ccc} \zeta \left(1 - N \frac{d^2}{dz^2} \right) - im & 1 & -i \frac{d}{dz} \\ -i & \bar{x} \frac{d^2}{dz^2} - \bar{\alpha} & i \frac{d}{dz} \\ -\frac{d}{dz} & i \frac{d}{dz} & \bar{\beta} \frac{d^2}{dz^2} - \bar{x} \end{array} \right\} \\ \cdot \begin{pmatrix} P \\ U \\ V \end{pmatrix} = 0 \dots\dots\dots (8) \end{cases}$$

ここで, N は鉛直方向と水平方向の透水係数の比, $\bar{\alpha}, \bar{\beta}, \bar{x}$ は各弾性定数 α, β, χ と基準弾性定数 δ の比である。上式において, 異方性のパラメータ以外に等方性地盤の場合にも現われる 2 つパラメータ m および ζ も含まれていることに注意する。これら 2 つの無次元パラメータが海底地盤の波浪応答問題の近似理論について本質的な役割を果たすものであり, m は地盤骨格の代表弾性率と間隙水に気泡が含まれることによるみかけの弾性率の比からなり,

$$m = nK^{-1} \delta \dots\dots\dots (9)$$

と表わせ, 間隙水の飽和度つまり圧縮性により大きく変化する無次元量である。また, ζ は

$$\zeta = \omega^{-1} \delta \left(\frac{k_x^*}{\gamma} \right) k^2 \dots\dots\dots (10)$$

と表われ, 周期と波長という作用波と地盤の諸特性が相互関連する無次元量となっている。その意味としては, 波のスケールに支配される一種の Terzaghi の圧密係数であり, 作用波のスケールに対する地盤の透水性の効果が認められるスケールの比を表わしている。本研究での地盤内境界層近似理論は式 (8) を基礎式として出発する。この取り扱い方は Mei and Foda の方法とは異なり, 地盤の等方性という特殊性にとらわれない一般的な手法である。

2.2 境界条件

問題を単純化するため, 海底地盤厚が半無限大の場合を考える。海底地盤の表面および無限下方での境界条件は以下のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} \sigma'_{xx} = \sigma'_{zx} = 0, & \quad p' = e^{i(kx - \omega t)} & \text{at } z=0 \\ u' = w' = \frac{d}{dz} p' = 0 & & \text{at } z=\infty \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

2.3 微分方程式の特性方程式の根

連立常微分方程式 (8) のマトリックスにおいて, d/dz を q と置いた時の行列式がゼロであるという式が微分方程式の特性方程式であり, その根は微分方程式の解の関数である指数関数の減衰率を表わす。地盤の力学的等方性が成立する時, すなわち,

$$\left. \begin{aligned} \bar{\alpha} = \bar{\beta} = 2(1 - \nu) \\ \bar{x} = 1 - 2\nu \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

である時, その特殊性により特性方程式は比較的単純に

$$2(1 - \nu) \left\{ \zeta (1 - q)^2 + i \left(m + \frac{1}{2(1 - \nu)} \right) \right\} (1 - q^2)^2 = 0 \dots\dots\dots (13)$$

となる。異方性の場合, 上式のように単純にはならず非常に複雑なものになるため, ここで近似を考える。 ζ は 2.1 で述べたとおり, 波と地盤の相対的な関係を表す無次元量であり, 現地での波浪と地盤のオーダー量 (Mei and Foda, (1981) の表-1 を参照) を代入すると, ζ は一般的に十分小さい量であることがわかる。そこで, ζ のオーダーで特性方程式を近似すると

$$-\zeta \bar{\beta} \bar{x} N q^6 + i \{ \varphi_1 q^4 - \varphi_2 q^2 + \varphi_3 \} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1 &\cong \bar{x} (m \bar{\beta} + 1) \\ \varphi_2 &\cong m (\bar{\alpha} \bar{\beta} + \bar{x}^2 - 1) + (\bar{\alpha} + \bar{\beta} - 2) \\ \varphi_3 &\cong \bar{x} (m \bar{\alpha} + 1) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (15)$$

となる。無限下方での境界条件を考慮すると, 特性方程式の必要な解は

$$q_1 \cong \frac{1-i}{\sqrt{2}} \sqrt{(m + \bar{\beta}^{-1}) / (N \zeta)} \dots\dots\dots (16)$$

と

$$\varphi_1 q^4 - \varphi_2 q^2 + \varphi_3 = 0 \dots\dots\dots (17)$$

を満たす実部が正である2解 q_2, q_3 となる。なお、等方性の場合には、力学的等方性の条件式 (12) と透水係数の等方性の条件 ($N=1$) から、特性方程式の必要な解は

$$q_1 \cong \frac{1-i}{\sqrt{2}} \sqrt{\left(m + \frac{1}{2(1+\nu)}\right) / \zeta}, \quad q_2 = q_3 \cong 1 \quad (18)$$

となり、外部解の減衰率 q_2, q_3 は作用波の波数に一致し、 q_1 は Mei and Foda が導いた無次元化された地盤内境界層厚の逆数に一致する。

2.4 境界層項と外部解項の重み

特性方程式の解が決まったので、鉛直分布関数は次のように表される。

$$\begin{pmatrix} P \\ U \\ W \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \bar{p} & \bar{p}_2 & \bar{p}_3 \\ \Gamma_u & b_2 & b_3 \\ \Gamma_w & c_2 & c_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{-q_1 z} \\ e^{-q_2 z} \\ e^{-q_3 z} \end{pmatrix} \quad (19)$$

境界条件を代入する前に、支配方程式は連立したものであったことから、各係数が独立に表現された解の形式 (19) を式 (8) に代入し、3 個の未知係数に縮退させる。そして、海底地盤表面での3 個の境界条件式 (11) により、解を得ることになる。まず、具体的に解を求める前に、境界層解と外部解の重みの意義を考えておく。そもそも、海底地盤の波浪応答問題での Mei and Foda (1981) の近似解の明解さは、鉛直方向への伝播に異なる2 種の減衰率があり、それらの減衰率をもった2 項の重みがいくらかであるのかということが解くべき問題であることを明確にしていることにある。またその2 項の重みというものは、境界層内で意味をもつものであり、境界層外縁以深では外部解項のみに支配されるため、結局 $z \geq 0$ での2 項の重みが重要であることに注意する。従って、間隙水圧変動の近似式は、

$$p' = e^{i(kx - \omega t)} \left\{ \bar{p} e^{-q_1 z} + \sum (-1)^n (\bar{p}_2 q_2^n + \bar{p}_3 q_3^n) \frac{z^n}{n!} \right\} \quad (20)$$

と表現され、境界層項と外部解項の重みは、近似的に $\bar{p} : (\bar{p}_2 + \bar{p}_3)$ として与えられることになる。

3. 近似解とその考察

以上により、近似解の方針が示せたので、ここでは簡単のために、力学的異方性と透水係数の異方性を分けて考察する。

3.1 力学的異方性を考慮した場合

$N=1$ とし、式 (8) を支配方程式 (19) に代入して、式 (8) の9 つの係数の関係を求める。境界層解の $(\bar{p}, \Gamma_u, \Gamma_w)$ に関しては、

$$\begin{pmatrix} \Gamma_u \\ \Gamma_w \end{pmatrix} = \frac{\bar{p}}{\bar{\beta} q_1^4 - (\bar{\alpha} \bar{\beta} - \bar{x}^2 + 1)} \begin{pmatrix} i((\bar{\beta} - 1) q_1^2 - \bar{x}) \\ (\bar{\alpha} - 1) q_1 - \bar{x} q_1^3 \end{pmatrix} \quad (21)$$

となり、後の計算の準備として次の近似結果を得ておく。

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} \Gamma_u \\ \Gamma_w \end{pmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \cong \bar{p} \begin{pmatrix} 0 \\ \bar{x} / \bar{\beta} \end{pmatrix} e^{-q_1 z} \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \Gamma_u \\ \Gamma_w \end{pmatrix} e^{i(kx - \omega t)} \cong 0 \quad (23)$$

また、外部解については、簡略化のために、

$$L_j = \frac{1 + m(\bar{\alpha} - q_j^2 \bar{x})}{1 + m} \quad (24)$$

とおけば、

$$\begin{pmatrix} \bar{p}_j \\ b_j \end{pmatrix} \cong i a_j \begin{pmatrix} (L_j - 1)/m \\ L_j/q_j \end{pmatrix} \quad (25)$$

と近似される。以上により、鉛直分布関数 (P, U, W) は3 つの係数 $(\bar{p}, \bar{p}_2, \bar{p}_3)$ で表わせた。次に、異方性を考慮した Hooke の法則、式 (3) および (4) を用いて鉛直有効応力とせん断応力を求め、それらについて境界条件式 (11) を満たさねばならないことから、境界層項と外部解項の重みを導くと、

$$\bar{p} = \frac{m\Omega}{1 + m\Omega}, \quad \bar{p}_2 + \bar{p}_3 = \frac{1}{1 + m\Omega} \quad (26)$$

となる。ただし、 Ω は以下のものである。

$$\Omega = \frac{(1 - \bar{x})\lambda_1 + \bar{\beta}\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \begin{cases} \lambda_1 = q_2 - q_3 + \frac{L_2 q_3 - L_3 q_2}{q_2 q_3} \\ \lambda_2 = L_2 L_3 \frac{q_3 - q_2}{q_2 q_3} + L_3 q_2 - L_2 q_3 \end{cases} \quad (27)$$

ここで、等方性の場合について考えると、

$$1 - \bar{x} = 2\nu, \quad \bar{\beta} = 2(1 - \nu) \quad (28)$$

であり、かつ、極限を考えると、

$$\lambda_1 / \lambda_2 \rightarrow 1 \quad (29)$$

であるので $\Omega \rightarrow 1$ となり、2 項の重みは

$$\bar{p} : (\bar{p}_2 + \bar{p}_3) \rightarrow \frac{m}{1 + m} : \frac{1}{1 + m} \quad (30)$$

となり、Mei and Foda の解に一致する。

近似解が得られたので、この場合の異方性による間隙水圧変動の影響について考察する。まず、境界層厚 d の大きさについてであるが、それは式 (16) で表わされる q_1 に反比例するものである。 m が大きい時、つまり、飽和度が低い場合、異方性による影響は無視される量であり、 m が小さく1 以下の時、つまり、飽和度が高い場合、異方性による影響は現われ、境界層厚 d は、有次元量に直して、次の式が得られる。

$$d \propto L \frac{\omega^{-1} \left(\frac{k^*}{\gamma} \right) k^2}{nK^{-1} + (\delta/\beta)\beta^{-1}} \quad (31)$$

この異方性による境界層厚 d の大きさの変化の様子を表わしたものが図-1 である。ここでは異方性による影響のため無次元パラメータ m および γ も変化するの、次

に示す異方性による影響の現われない無次元パラメータ m^* , ζ^* に変更して記述する。

$$\left(\frac{m^*}{\zeta^*}\right) = \varphi\left(\frac{m}{\zeta}\right)$$

$$\varphi = \delta / \left\{ \frac{E_x}{2(1+\nu_{xx})(1-2\nu_{xx})} \right\} \dots\dots\dots (32)$$

本研究では、矢富らの用いた物理諸量を扱うこととし、 $\zeta^*=0.00816$ と $m^*=0.0437$, 1.052 を用いる。次に、境界層項と外部解項の重みについてであるが、式 (25) にみるとおり等方性と同様、基本的に飽和度に依存 (m に依存) し、力学的異方性のためにさらに Ω に比例してその影響が現われる。つまり、境界層項と外部解項の比が、等方性の場合には m であるのに対し、異方性による影響のため $m\Omega$ となる。図-2 にその様子を描いた。ただし、今回は矢富らにより最も異方性の影響が大きいとされているヤング率の鉛直・水平比について検討した。

以上により、飽和度のかなり低い場合には境界層解の影響が大きく、その時、力学的異方性の影響はほとんど無視できるが、飽和度の高い場合、境界層厚や境界層解と外部解の重みについて、力学的異方性の影響が複雑に関わってくるのがわかる。しかし、境界層解と外部解の重みについては、一般に飽和度に依存することがわ

かったので、さらに単純化された結果を得るために、完全飽和の場合について考察する。この場合、境界層解の重みはほぼ無視できる量になるので、興味の対象は力学的異方性による外部解への影響ということになる。つまり、間隙水圧変動は

$$\dot{p}' = e^{i(kx - \omega t)} \sum (-1)^n \psi_n \frac{z^n}{n!}, \quad \psi_0 = 1 \dots\dots\dots (33)$$

のように表わせ、異方性による外部項の影響の指標として、外部項の $z=0$ での傾き ψ_1 を考える。その結果は以下になる。

$$\psi_1 = \frac{b + \chi - \delta}{\sqrt{\chi(\alpha + \beta + 2\chi - 2\delta)}} \dots\dots\dots (34)$$

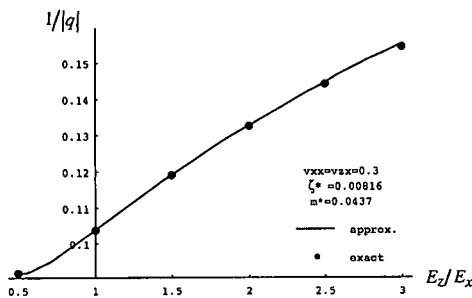
上式は、地盤の各弾性率のみで表わされていることに注意する。この結果の一例を図-3 に表わす。この場合、ヤング率の鉛直・水平比が増加するのにつれて傾き ψ_1 が増加することがわかる。

3.2 透水係数異方性

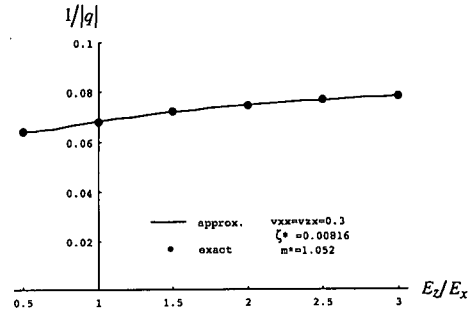
ここでは、力学的には等方性を考え、式 (12) が成立するとし、 $N \neq 1$ とすると、特性方程式 (14) の解は

$$q_1 \cong q = \frac{1-i}{\sqrt{2}} \sqrt{(m + \bar{\beta}^{-1})/(N\zeta)}, \quad q_2 = q_3 \cong 1 \dots\dots (35)$$

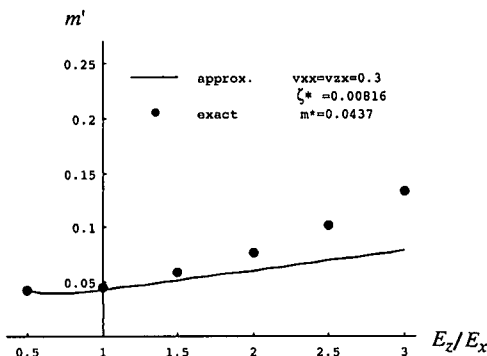
となる。式 (19) の係数の関係を求めると、



1) 飽和度の高い場合

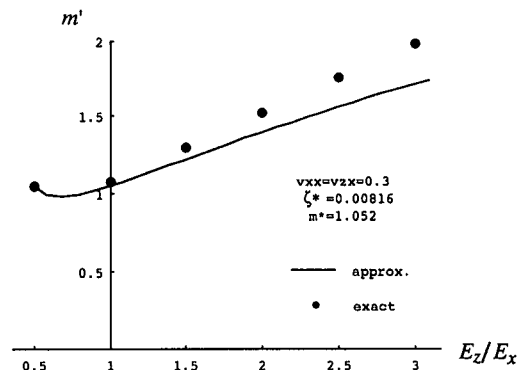


1) 飽和度の高い場合



2) 飽和度の低い場合

図-1 境界層厚の大きさ $|q|^{-1}$ の変化



2) 飽和度の低い場合

図-2 境界層解の外部解に対する比 m' の変化

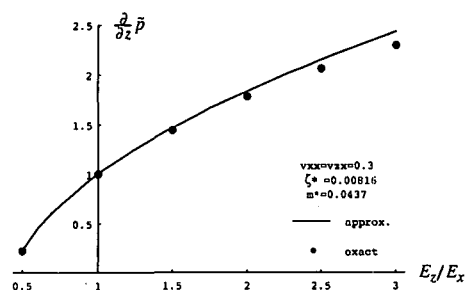


図-3 外部解の傾き $\frac{\partial}{\partial z} \bar{p}$ の変化 (飽和度の高い場合)

$$\left(\frac{\bar{p}}{\Gamma_w}\right) = i \left(\frac{2(1-\nu)(1-q^2)}{q} \right) \Gamma_u \dots\dots\dots (36)$$

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ c_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ i \end{pmatrix} b_2 \dots\dots\dots (37)$$

$$\begin{pmatrix} a_1 \\ c_1 \end{pmatrix} \cong i \begin{pmatrix} 2(1-\nu)(1+m)b_2 \\ b_1 + (1+m)^{-1}\{1+(3-4\nu)m\}b_2 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (38)$$

となる。これは等方性の場合の関係と全く同じものである (Yamamoto, 1978)。従って、透水係数の異方性の間隙水圧変動は、次のように表わせる。

$$p' = e^{i(kx - \omega t)} \left\{ \frac{m}{1+m} e^{-qz} + \frac{1}{1+m} e^{-z} \right\} \dots\dots\dots (39)$$

ただし、 q については等方性の場合と異なり、透水係数の異方性の影響が現われていることに注意する。しかし、定義に戻って q を表せば、

$$q = \frac{1-i}{\sqrt{2}} \sqrt{(m + \bar{\beta}^{-1}) / \left\{ \omega^{-1} \left(\frac{k_z^*}{\gamma} \right) \left(\frac{1}{1-2\nu} G \right) k^2 \right\}} \dots\dots\dots (40)$$

となるので、透水係数については鉛直成分 k_z^* のみを用いれば、その異方性に関係なく間隙水圧変動は式 (39) で表わせるといえる。

4. 結 論

海底地盤の波浪応答問題に関して、力学的異方性およ

び透水係数の異方性を考慮した場合の解を求めるために、Mei and Foda (1981) による等方性の境界層近似理論を拡張し、より一般的な近似理論を導出した。本研究で得られた主な結果は以下のとおりである。

- 1) 力学的異方性を有する海底地盤に対して、
 - a) 任意の飽和度の場合、式 (26) を得て、その近似解は等方性の場合の解を拡張した形式で得られる。また、理論解は数値計算結果と比較して良好に一致する。
 - b) 飽和度の低い場合、その解は境界層解に支配され、異方性の影響はほとんどなく、等方性と同じ結果を得る。
 - c) 完全飽和の場合、異方性海底地盤であっても、外部解のみで表わされる。その外部解は異方性の影響が認められ、その減衰率は式 (34) で近似される。
 - 2) 透水係数の異方性を有する海底地盤については、異方性の影響は境界層厚のみに現われ、透水係数については鉛直成分のみのものを用いれば、その異方性に関係なく間隙水圧変動は式 (39) で表わせる。
- 最後にグラフ作成に協力頂いた溜本弘樹君(大学院生)に感謝します。

参 考 文 献

- 矢富盟祥・由比政年・石田 啓・廣部英一 (1995): 海底地盤の波浪応答に対する地盤の異方性の影響, 海岸工学論文集, 第42巻, pp. 1011-1015.
- Lekhnitskii, S. G. (1963): Theory of elasticity of anisotropic elastic body, Holden-Day, Inc., 404 p.
- Madsen, O. S. (1978): Wave-induced pore water pressures and effective stresses in a porous bed, Geotechnique, Vol. 28, pp. 377-393.
- Mei, C. C. and M. A. Foda (1981): Wave induced responses in fluid filled poro-elastic solid with a free surface- a boundary theory, Geophy. J. R. Astr., Vol. 68, pp. 597-637.
- Okusa, S. (1985): Wave-induced stresses in unsaturated submarine sediments, Geotechnique, Vol. 35, pp. 517-532.
- Yamamoto, T., H. L. Koning, H. Sellmeijer and E. V. Hijum (1978): On the response of a poro-elastic bed to water waves, J. Fluid Mech., Vol. 87, pp. 193-206.