

# 間隙水飽和度の鉛直変化を考慮した海底地盤の波浪応答

北野利一\*・間瀬 肇\*\*・中野 晋\*\*\*

## 1. はじめに

波浪による海底地盤の液状化やせん断破壊等の不安定性については、現地観測データや室内実験データを従来の理論で説明できない点が多く残されている。そのため近年、海底地盤の異方性や不均質性の影響についての理論的研究が行われるようになってきた (Jeng・Seymour, 1997; 由比・石田, 1997; 北野ら, 1997, 1998)。これらの理論的研究によれば、間隙水の気泡含有量を表す飽和度が地盤の液状化やせん断破壊の支配的要因となることがわかってきた。気体の圧縮率は非常に大きいため、飽和度が 100% からわずかに減少するだけで、間隙水の圧縮性は無視できないものとなる。その結果、間隙水の体積変動が圧力変動をひきおこすことにより、地盤表面近くでの間隙水圧変動の急激な変化や位相遅れ等の顕著な性質が理論解に現れる。

Okusa (1985) は、気体の状態方程式を用いた考察から、地盤表面では飽和度は低く、地盤内部に向かって完全飽和に近づくことを指摘している。しかし、彼の波浪応答理論は地盤を均質として扱っており、飽和度が鉛直方向に変化することが波浪応答解にどのような影響を与えるのかという問題については具体的に検討していない。

本研究では、Mei・Foda (1981) の境界層近似理論を拡張することにより、理解しやすい形式で、飽和度が鉛直方向に変化する無限層厚の海底地盤に対する波浪応答解を導出し、飽和度の鉛直変化の効果を検討する。

## 2. 飽和度と間隙水の有効体積弾性率

本来 3 相体である土を 2 相体として取り扱う時、その間隙水は水相と気相の混合体とみなされ、圧縮性流体として表現される。つまり、水自体は非圧縮性流体であっても、非常に圧縮率の高い気泡をわずかながらも含むためである。従って、その気泡の混入率が重要となる。水相の体積  $V_w$  と水相と気相を合わせた体積の和  $V_g$  との比を不飽和の指標とし、飽和度  $S$  と呼ぶ。つまり、

$$S = V_w / V_g \dots\dots\dots (1)$$

である。なお、圧縮性流体の力学的取り扱いにおいては、以下のように定義される体積弾性率  $\theta$  を用いる。

$$\theta^{-1} \equiv -\frac{dV}{V} / dp \dots\dots\dots (2)$$

ここで、 $dp$  は体積  $V$  の圧縮性流体を  $dV$  だけ体積変化させるのに必要な圧力変化である。なお、Mei (1983) は、密度変化による定義を用いているが、それは式 (2) と同義である。以下では、間隙水の体積弾性率の鉛直変化について、Okusa (1985) および Esrig・Kirby (1977) に従って、考察する。

気体の圧力  $p$  と体積  $V$  に関しては、次の関係が成立する (Boyle の法則)。

$$pV = \text{const.} \dots\dots\dots (3)$$

液体に溶解する気体の体積は液体の体積に比例する (Henry 則) ので、式 (3) を拡張し、

$$p(V_g + HV_w) = \text{const.} \dots\dots\dots (4)$$

となる。ただし、 $H$  は比例定数、 $V_g$  は気相の体積であり、

$$V_g = V_g - V_w \dots\dots\dots (5)$$

が成立する。式 (1) を用い、圧力  $p$  を海面からの静水圧と仮定すると、式 (4) は次のように表現される。

$$S^{-1} - (1-H) \propto z^{-1} \dots\dots\dots (6)$$

空気の場合、 $H = 0.029 \ll 1$  であることが知られているので、式 (6) から、深くなればなるほど飽和度が高くなることがわかる。さらに、水相と気相の混合体の体積弾性率は、近似的に次式で表される (Fredlund, 1976)。

$$\theta^{-1} = \theta_w^{-1} S + \theta_g^{-1} (1-S) \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 $\theta$ 、 $\theta_w$  および  $\theta_g$  はそれぞれ間隙水、飽和水及び空気の体積弾性率である。Verruijt (1969) では、式 (7) の関係において、さらに  $S^{-1} - 1 \cong 1 - S$  の近似を用いていることに注意する。ここで、再び Boyle の法則を気相の体積弾性率  $\theta_g$  に適用すると、

\* 正会員 工修 徳島大学助手 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 建設工学科

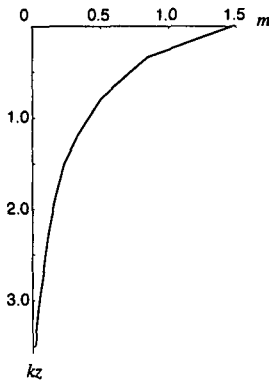


図-1 Stiffness Ratio  $m$  の鉛直変化の例

$$\theta_0^{-1} = p^{-1} \alpha z^{-1} \dots\dots\dots (8)$$

となる。従って、深さが深くなるにつれて、気相の体積弾性率は小さくなるのがわかる。式(8)で得られた  $\theta_0$  を式(7)に代入することにより、波浪応答解における重要なパラメータである Stiffness Ratio  $m$  が得られる。すなわち、海水の単位体積重量で無次元化した鉛直座標軸  $z$  を用いて、

$$m \equiv n(1-2\nu)^{-1} \theta^{-1} G = \frac{nG}{(1-2\nu)} \div \left[ \frac{1}{z(z-H)} + \theta_w^{-1} (1+H)^{-1} \left\{ 1 - \frac{(1-H)^{-1}}{z + (1-H)^{-1}} \right\} \right] \dots\dots\dots (9)$$

が得られる。上式より、深さによる  $m$  の変化は単調減少で、鉛直上向きに凸であることがわかる。また、飽和度や体積弾性率の鉛直変化は、全て海面からの静水圧  $p$  の鉛直変化が原因となっていることに注目する。Okusa (1985) は、海面での飽和度を 80% と仮定し、Skempton の係数  $B$  の鉛直変化を図示しているのを参考にして、図-1 に  $m$  の鉛直変化を示す。

3. 支配方程式とその解の導出

3.1 支配方程式

支配方程式の誘導にあたっては、地盤骨格の相と間隙水の相それぞれの連続式と運動方程式を考える。間隙水は、2.で考察したとおり圧縮性流体であるのに対し、土粒子そのものは体積変化しないことを考慮に入れて連続式を導き、間隙水の運動方程式である Darcy 則と組み合わせることにより、次式の貯留方程式を得る。

$$n \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial \tau} u_j + (1-n) \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial \tau} v_j + \frac{n}{\theta(x_3)} \frac{\partial}{\partial \tau} p = 0 \dots\dots\dots (10)$$

ここで、 $x_{j=1,2}$  は水平座標軸、 $x_3$  は鉛直座標軸、 $\tau$  は時間軸であり、 $u_j$ 、 $v_j$  はそれぞれ間隙水および地盤骨格の変位、 $n$  は間隙率である。間隙水が圧縮性であることから、

式(10)に間隙水圧の時間変動項が含まれることに注意する。また、外力である海の波の波速が地盤内を伝達する弾性波の波速に比して十分小さいことから、運動方程式における慣性項が無視できるので、2相体の微小要素に働く力の釣り合い式

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_j} p \dots\dots\dots (11)$$

を用いる。ここで、 $p$  は間隙水の圧力変動、 $\sigma_{ij}$  は地盤骨格の有効応力である。

地盤骨格の応力と変位の関係として、本研究では数学的な複雑さを避けるために、次の等方均質性の Hooke の法則を用いる。

$$\sigma_{ij} = G \left( \frac{\partial}{\partial x_j} v_i + \frac{\partial}{\partial x_i} v_j + \frac{2\nu}{1-2\nu} \delta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_k} v_k \right) \dots\dots\dots (12)$$

境界条件としては、海底地盤上部に作用する波圧が外力であり、以下のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} = \sigma_{j3(j,1,2)} = 0, \quad p = \exp i(kx - \omega t); \quad z = 0 \\ p = u_{j=1-3} = v_{j=1-3} = 0; \quad z = \infty \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $k$  および  $\omega$  は波の波数および角周波数である。 $x_3$  軸は鉛直下方向に正ととり、海底地盤層厚を無限大としている。

3.2 境界層理論

Mei・Foda (1981) による地盤内境界層を導入した間隙水圧変動解の近似理論は、外力波の空間・時間スケールに支配される一種の Terzaghi の圧密係数が一般的な海底地盤では十分小さいことに着目し、スケールの異なる2つの系に分離できるというものである。それらの系とは、地盤骨格が間隙水に対し相対的に変位する系(その代表スケールを境界層厚  $D$  と定義) および地盤骨格と間隙水が共に変動し、力学的に混合1相体とみなせる系(代表スケールは外力波の波長  $L$ ) であり、それぞれの系のスケールで無次元化した量(境界層スケールによる変数には  $\tilde{\cdot}$  を、波長スケールによる変数には  $\hat{\cdot}$  を用いる)の関係は次のとおりである。

$$\left. \begin{aligned} (p, \sigma_{ij}) &= p_0(\tilde{p} + \hat{p}, \tilde{\sigma}_{ij} + \hat{\sigma}_{ij}) \\ \left. \begin{aligned} (u_{j=1,2}, u_3) &= \frac{p_0}{kG} (\tilde{u}_j + \varepsilon^2 \hat{u}_j, \tilde{u}_3 + \varepsilon \hat{u}_3) \\ (v_{j=1,2}, v_3) &= \frac{p_0}{kG} (\tilde{v}_j + \varepsilon^2 \hat{v}_j, \tilde{v}_3 + \varepsilon \hat{v}_3) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14) \\ (x_{j=1,2}, x_3) &= k^{-1}(x, y, z + \varepsilon z), \quad \tau = \omega^{-1} t \end{aligned} \right\}$$

ここで、両スケールの比  $kD$  を  $\varepsilon$  とおいた。

本研究で着目する飽和度の鉛直変化は海面からの静水圧の鉛直変化によるものであり、以下の近似解導出にあたっては、そのスケールは境界層厚に比して十分大きいとみなす。従って、境界層スケールでは飽和度を定数と考える。

$$\theta(x_3) = \text{const.} \quad (0 \leq x_3 \leq D \ll L) \dots\dots\dots (15)$$

境界層スケールの系における解は、次式のようになる (Mei・Foda, 1981).

$$\left. \begin{aligned} \begin{pmatrix} \bar{p} \\ \bar{\tau}_{11} \end{pmatrix} = \bar{c} \left( \begin{matrix} 1 \\ -\frac{1-2\nu}{1-\nu} \end{matrix} \right) \exp\left(-\frac{1-i}{\sqrt{2}} \frac{z}{\varepsilon} + ix\right) \end{aligned} \right\} \dots\dots (16)$$

$$\bar{\tau}_{22} = \bar{\tau}_{11}, \quad \bar{\tau}_{j3}(j=1-3) = 0$$

透水係数が異方性や不均質性を有する場合の解については、Kitano・Mase (1999) および Kitano et al. (1998, 1999) を参照し、式 (16) と置き換えることが可能である。

式 (10) および式 (11) の波長スケールによる系の支配方程式は、以下のようになる。

$$\partial_x \partial_k \bar{v}_k + \{nG/\theta(z)\} \partial_x \bar{p} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

$$\partial_j \bar{\sigma} = \partial_x \bar{p} \dots\dots\dots (18)$$

また、式 (12) の Hooke の法則は、次のようになる。

$$\bar{\sigma}_{ij} = \partial_j \bar{v}_i + \partial_i \bar{v}_j + \frac{2\nu}{1-2\nu} \partial_{ij} \partial_k \bar{v}_k \dots\dots\dots (19)$$

3.3 Airy 応力関数の導入

波長スケールによる系は、混合 1 相体の波浪応答問題であり、解の誘導にあたっては断面 2 次元の問題を考え、Airy 応力関数を導入する。つまり、式 (18) の応力の釣り合い式を全応力 ( $\bar{\tau}_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} - \bar{p} \delta_{ij}$ ) 表示すると、

$$\left. \begin{aligned} \partial_x \bar{\tau}_{xx} + \partial_x \bar{\tau}_{zz} = 0 \\ \partial_x \bar{\tau}_{zx} + \partial_x \bar{\tau}_{xz} = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

となる。式 (20) の両式を積分することにより、Airy 応力関数  $\bar{f}$  を定義することができ、全応力  $\bar{\tau}_{ij}$  とは次の関係を満たす。

$$\left. \begin{aligned} \bar{\tau}_{xx} = \partial_{zz} \bar{f} \\ \bar{\tau}_{zz} = \partial_{xx} \bar{f} \\ \bar{\tau}_{xz} = -\partial_{zx} \bar{f} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (21)$$

Airy 応力関数を導入すれば、3つの応力変数  $\bar{\tau}_{xx}$ ,  $\bar{\tau}_{zz}$  および  $\bar{\tau}_{zx}$  を 1 つに表現できるので、支配方程式をより少ない変数の連立微分方程式に書き換えることができ、非常に都合がよい。式 (19) の Hooke 則を

$$\partial_i \bar{v}_j + \partial_j \bar{v}_i = \bar{\tau}_{ij} + \bar{p} \delta_{ij} \phi(z; -1) \dots\dots\dots (22)$$

と書き換え、式 (17) および式 (21) を代入することにより、Airy 応力関数  $\bar{f}$  と間隙水圧  $\bar{p}$  の 2 変数のみでひずみが表現できる。式 (22) に現れる関数  $\phi$  は、鉛直変化する間隙水の体積弾性率  $\theta(z)$  を含むもので、次式で定義される。

$$\phi(z; \eta) = 1 + \{\eta + (1-2\nu)^{-1}\} nG/\theta(z) \dots\dots\dots (23)$$

得られる  $\bar{f}$  と  $\bar{p}$  で表されたひずみについての適合条件を考えることにより、次式が得られる。

$$\nabla^2 \nabla^2 \bar{f} + \frac{1-2\nu}{1-\nu} \nabla^2 \bar{p} = 0 \dots\dots\dots (24)$$

式 (17) は間隙水の圧力変化と地盤骨格の膨張変化との関係を示しているの、応力の釣り合い式 (18) を地

盤骨格の変位の膨張成分  $\Delta (= \partial_k \bar{v}_k)$  および回転成分  $\bar{\omega} (= \partial_k \bar{v}_z - \partial_z \bar{v}_x)$  に分離する。

$$\left. \begin{aligned} (2+s) \partial_x \Delta - \partial_z \bar{\omega} = \partial_x \bar{p} \\ \partial_x \bar{\omega} + (2+s) \partial_z \Delta = \partial_z \bar{p} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

上式の divergence をとり、式 (17) を代入して、

$$\nabla^2 \{\phi(z; 1) \bar{p}\} = 0 \dots\dots\dots (26)$$

が得られる。

また、 $\bar{f}$  の境界条件は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} 1 + \partial_{xx} \bar{f} = \partial_{zz} \bar{f} = 0; z=0 \\ \bar{f} = 0; z=\infty \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (27)$$

ここで、飽和度が鉛直方向に変化しないと考えると、式 (24) は Airy 応力関数  $f_0$  の 2 重 Laplace 方程式

$$\nabla^2 \nabla^2 f_0 = 0 \dots\dots\dots (28)$$

となり、式 (26) は間隙水圧  $\bar{p}_0$  の Laplace 式

$$\nabla^2 \bar{p}_0 = 0 \dots\dots\dots (29)$$

となる。式 (27) の境界条件を考慮することにより、式 (28), (29) の解は、以下のように得られる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{p}_0 = \bar{c} \exp(-z + ix) \\ \bar{f} = (1-z) \exp(-z + ix) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (30)$$

未定定数  $\bar{c}$  の決定のためには、 $\bar{f}$  と  $\bar{p}$  を結び付ける次式を必要とする。

$$\nabla^2 \bar{f} = -2\phi(z; 0) \bar{p} \dots\dots\dots (31)$$

上式は、全応力  $\bar{\tau}_{xx}$  および  $\bar{\tau}_{zz}$  の和に式 (18) を代入して得られる。また、式 (31) より得られる定数  $\bar{c}$  ( $= 1/(1+m)$ ) と式 (16) の未知定数  $\bar{c}$  の和が 1 となる (地盤表面での境界条件、 $(\bar{p} + \hat{p})|_{z=0} = 1$ )。つまり、間隙水圧の鉛直減衰性のスケールの異なる 2 つの系の解、式 (16) および (30) の解の重み係数は、式 (31) から決定される。従って、間隙水圧変動解において、波長スケールでの飽和度の鉛直変化が重要であることが認識できる。なお、

$$\phi(z; 1) = 2(1-\nu)\phi(z; 0) - (1-2\nu) \dots\dots\dots (32)$$

と変形できることから、式 (31) の両辺の Laplacian をとったものは、式 (24) と矛盾しないことが確認できる。

3.4  $\phi(z; \eta)$  の解析的表現の近似

飽和度の鉛直変化を考慮した  $\bar{p}$  と  $\bar{f}$  の具体的な解を得るために、 $\phi(z; \eta)$  の解析表現を性質のよく似た扱いやすい解析関数に書き換える。

関数  $\phi(z; \eta)$  中には、図-1 で示した鉛直変化の性質をもつ Stiffness Ratio が含まれるので、関数  $1 - \gamma \exp(-\alpha z)$  の定数  $\alpha$  および  $\gamma$  を適切に定めるなら、図-2 のように、 $\phi^{-1}(z; 1)$  が扱いやすい解析関数で近似的に表現できる。なお、この表現式は、 $\phi^{-1}(z; 1)$  が深さ方向に単

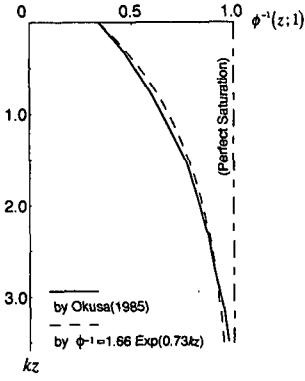


図-2 式 (33) による鉛直変化する飽和度の表現

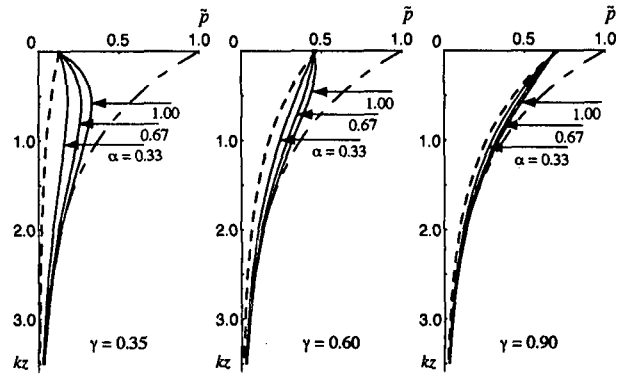


図-3 飽和度の鉛直変化を考慮した間隙水圧変動解  $\bar{p}$  (---- Perfect Saturation, - - - - Invariant Saturation)

調に 1 に漸近し上に凸であることから, Stiffness Ratio の一般的な性質をよく表している。従って, 以下では

$$\phi^{-1}(z; 1) = 1 - \gamma \exp(-\alpha z) \dots \dots \dots (33)$$

と表現する。

式 (34) を連立微分方程式 (24), (26) および (31) に代入し, 境界条件を考慮することにより, 解  $\bar{p}$  および  $\bar{f}$  は,

$$\left. \begin{aligned} \bar{p}(x, z) &= \phi^{-1}\left(0; \frac{\alpha}{\alpha+2}\right) \phi(0; 1) \phi^{-1}(z; 1) \\ &\times \exp(-z + ix) \\ \bar{f}(x, z) &= \left\{ \begin{aligned} &1 + z \\ &+ \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{u(0; 1) - 1}{\alpha+2} \left( \frac{e^{-\alpha z} - 1}{\alpha} - z \right) \end{aligned} \right\} \\ &\times \exp(-z + ix) \end{aligned} \right\} \dots (34)$$

と得られる。

パラメータ  $\alpha$  および  $\gamma$  を変化させることにより, 式 (34) で表される間隙水圧の外部解  $\bar{p}$  の挙動を図-3 に示す。図中の破線は,  $\alpha=0$  とした場合の飽和度の鉛直変化がない従来の解であり, 単調に減少する。一方, 飽和度が鉛直に変化する場合の解は, 地盤表面の少し下がった地点で極大値をもつ分布形状となる。パラメータの値の変化は海底地盤表面での飽和度の違いを表していることから, 地盤表面での飽和度が低い場合に, 飽和度の鉛直変化の影響が顕著であることがわかる。

式 (34) で表される解の表現では, 解の性質を十分に表現できているとは言い難い。そこで, 次の関係式

$$\frac{\phi(z; 0)}{\phi(0; 0)} = \frac{1 - \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \gamma \exp(-\alpha z)}{1 - \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \gamma} \frac{\phi(z; 1)}{\phi(0; 1)} \dots \dots \dots (35)$$

において,  $\phi(z; 0)$  および  $\phi(z; 1)$  はいずれも大きな  $z$  に対してゼロに収束する性質があり, 式 (36) の左辺の関数  $\{1 - (1-2\nu)/2(1-\nu)\gamma \exp(-\alpha z)\} / \{1 - (1-2\nu)/2(1-\nu)\gamma\}$  は, 小さな  $z$  に対しては, 1 と近似できる。従って, 2 乗平均による近似誤差評価の意味で,

$$\epsilon_1 \equiv \left\{ 1 - \frac{1 - \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \gamma \exp(-\alpha z)}{1 - \frac{1-2\nu}{2(1-\nu)} \gamma} \right\} \frac{\phi(z; 1)}{\phi(0; 1)} \cong 0 \dots \dots \dots (36)$$

と近似できる。また,

$$\phi^{-1}\left(0; \frac{\alpha}{2+\alpha}\right) \cong \phi^{-1}(0; 0) \dots \dots \dots (37)$$

および

$$m(z) = \phi(z; 0) - 1 \dots \dots \dots (38)$$

であることに注意し, 式 (34) の間隙水圧変動解  $\bar{p}$  は,

$$\bar{p}(x, z) = \frac{1}{1+m(z)} \exp(-z + ix) \dots \dots \dots (39)$$

となる。式 (39) の解は, 飽和度が鉛直変化しない場合

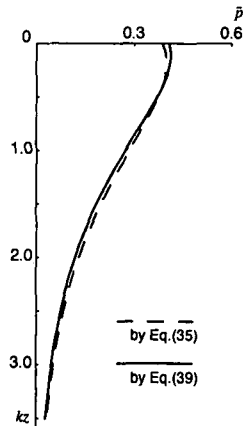


図-4 式 (39) による変動間隙水圧解の鉛直分布

の解において、Stiffness Ratio を形式的に変化させたものと一致する。Stiffness Ratio は地盤表面での有限な値から地盤内部に向かってゼロとなるので、図-3 で示された解  $\tilde{f}$  の性質がよく表現されている。確認のため、図-1 に示した飽和度変化に対する解である式 (34) とその簡略解である式 (39) の間隙水圧の比較を図-4 に示す。

3.5 解  $\tilde{f}$  の簡略表現

式 (34) の解  $\tilde{f}$  に含まれる関数

$$\varepsilon_2 \equiv \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{a^{-1}(e^{-az}-1)-z}{a+2} \exp(-z) \dots\dots\dots (40)$$

について考察する。ただし、パラメータ  $a$  は飽和度の鉛直変化の度合いを表すものであり、1.での飽和度の変化の程度が波長オーダーであることから、せいぜいオーダー 1 であるとする。 $a^{-1}\{\exp(-az)-1\}-z$  は  $z \rightarrow 0$  でゼロに収束する関数で、 $z \rightarrow \infty$  でゼロに収束する指数関数と掛け合わせるにより、 $\varepsilon_2 \approx 0$  となる。

以上の考察から、飽和度の鉛直変化を考慮した Airy 応力関数は、

$$\tilde{f}(x, z) = (1-z) \exp(-z+ix) \dots\dots\dots (41)$$

と表され、式 (30) で表される飽和度が一定とした場合の解と同じものとなる。従って、全応力  $\tilde{r}_{xx}$ ,  $\tilde{r}_{zz}$  および  $\tilde{r}_{xz}$  の波浪応答解における飽和度の鉛直変化による影響は小さいことがわかる。

4. 結 語

本研究では、飽和度以外の他の地盤定数は均質等方性として扱い、飽和度の鉛直変化のみを考慮した場合の解を考察した。式 (39) で表される間隙水圧変動解は、飽和度が鉛直変化しない場合の解において、Stiffness Ratio を形式的に変化させたものとなっていること、式 (41) で表される Airy 応力関数は、飽和度が一定とした場合の解と同じであり、無限層厚の海底地盤の場合には、全応力の波浪応答解における飽和度の鉛直変化の影響は小さいことを示した。

なお、地盤の層厚が有限である場合については、飽和度の鉛直変化がない場合でも、全応力の応答変動解に Stiffness Ratio が含まれる (Mei・Foda; 1981) ので、飽和度の鉛直変化の影響が全応力の解に現れることが予想される。この場合、式 (22) の代わりに、

$$\tilde{v}_j = 2^{-1} \partial_j \tilde{f} + 4^{-1} \phi(z; 1) \phi^{-1}(z; 0) \int \nabla^2 \tilde{f} d_j \dots\dots (42)$$

を用いることにより、比較的容易に導出できると考えられるので、他の地盤パラメータの影響とともに今後検討する予定である。

謝辞：飽和度の鉛直変化特性に関する文献資料に関して教示して頂いた金沢大学工学部由比政年講師、および、図面作成に協力して頂いた長井真由美氏 (卒業生) に感謝します。また、本研究の一部は文部省科学研究費基盤研究 (B) (2) (No.10555175) によったことを付記し、謝意を表します。

参 考 文 献

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, 海岸工学論文集, Vol. 44, pp. 906-910.  
 北野利一・溜本弘樹・中野 晋・間瀬 肇 (1998): 鉛直不均質透水性地盤の波浪応答, 海岸工学論文集, Vol. 45, pp. 871-875.  
 由比政年・石田 啓 (1997): 直交異方性海底地盤の波浪応答特性に対する理論解析, 土木学会論文集, No. 572, II-40, pp. 49-61.  
 Esrig, M.I. and R.C. Kirby (1977): Implications of gas content for predicting the stability of submarine slopes, Mar.Geotechnol, Vol. 2, No. 2, pp. 81-100.  
 Fredlund, D.G. (1976): Density and compressibility characteristics of air-water mixtures, Can. Geotech. J. Vol. 13, pp. 386-396.  
 Jeng, D.S. and B.R. Seymour (1997): Wave-induced pore pressure and effective stresses in a porous seabed with variable permeability, J. Offshore Mech. and Arc. Eng., ASME, Vol. 119, No. 4, pp. 226-233.  
 Kitano, T. and H. Mase (1999): Boundary-layer theory for anisotropic seabed response to sea waves, J.Waterwy, Port, Coast., and Ocean Eng., ASCE, Vol. 125, No. 4, pp. 187-194.  
 Kitano, T., H. Mase and S. Nakano (1998): Approximation theory for wave-induced responses of anisotropic seabed, ICHE98, in CD-ROM.  
 Kitano, T., H. Mase and S. Nakano (1999): Effects of inhomogeneity of permeability on wave-induced porewater pressures in seabed, Canadian Coastal Conf., pp. 611-623.  
 Mei, C.C. and M.A. Foda (1981): Wave induced responses in fluid-filled poro-elastic solid with a free surface - a boundary layer theory, Geophys. J. R. Astr. Soc. Vol. 66, pp. 597-637.  
 Okusa, S. (1985): Wave-induced stresses in unsaturated submarine sediments, Géotechnique, Vol. 35, No. 4, pp. 517-532.  
 Verruijt, A. (1969): Elastic storage in aquifers, Flow Throw Porous Media (ed. DeWiest, J.M.), chap. 8, Academic Press, New York.