

地下空洞による散乱波動場の数値モデル

A NUMERICAL MODEL FOR WAVE SCATTERINGS BY UNDERGROUD CAVERNS

山本晃司*・北原道弘**・樽井稔***

Koji YAMAMOTO, Michihiro KITAHARA, Minoru TARUI

A numerical method for the dynamic poroelasticity is applied to wave scatterings by a large underground cavern in a fluid filled porous material. The boundary element method for waves scatterings in the Biot's material is utilized to compute the distribution of the displacements and pore pressure on the surface of the cavern and its surrounding region. Numerical examples are presented for a case of wave incidence to a large cavern in a sandstone formation. The results show that the transverse wave incidence induces the pore pressure in the surrounding formation.

Key Words : *Underground cavern, Poroelasticity, Wave scattering, Pore pressure, Boundary integral equation.*

1. はじめに

本論では、Biot の多孔質弾性モデル (Biot 1956, 1962) に基づいて、流体で飽和した地盤中の空洞に弾性波が入射した場合の散乱波動場を計算する数値モデルと、大規模地下空洞に横波が入射した場合の構造物周辺の間隙水圧変化について数値例を示す。

Biot の多孔質弾性モデルは、線形弾性体の多孔質体で、孔隙が孔隙間を移動できる圧縮性の流体で飽和されているというモデルであり、孔隙率が高い岩石の圧密・変形挙動をモデル化する方法として用いられている。しかし、弾性波の問題への適用性については十分研究されているとはいえない。

一方、地震による地下構造物周辺の間隙水圧変化については、岩手県の釜石鉱山 (佐々木 1999) 及び鹿児島県の地下石油備蓄串木野基地 (長谷川 1999, 片岡 2001) において、構造物周辺のボーリング孔中で地震時に間隙水圧の上昇が見られた事例が報告されている。

筆者らは超音波による非破壊検査等への適用を目指して、境界要素法による多孔質弾性体内での散乱波動場の数値解析手法を研究してきた (Yamamoto and Kitahara 2003)。ここでは、その手法を用いて地下構造物に弾性波が入射した場合の散乱波動場について検討する。はじめに多孔質弾性論における弾性波の性質を示し、次に散乱波動場の解析手法を示す。さらに、砂岩の地盤中に設置されたジオドームを模擬した球形空洞に横波が入射したときの構造物周辺の間隙水圧変化の計算例を、入射波の周波数との関係として示す。

2. 多孔質弾性体における波動散乱問題

(1) Biot の弾性体における波動伝播の特徴

Biot の多孔質弾性体の波動伝播の特徴として、次の三点を挙げることができる (Biot 1956)。

・横波 (本論文中では T -波と記す) と、速度の異なる二種類 (本論文中では速い縦波を LS -波、遅い縦波を LF -波と記す) の縦波が現れる。

* 正会員 東北大学工学研究科

** 正会員 教授, 工博, 東北大学工学研究科

*** 正会員 富士総合研究所 社会技術研究室

- ・横波及び二種類の縦波のすべての波が、流体の間隙間の移動によるエネルギーの散逸による分散性を示す。
- ・横波と速い縦波 (LS -波) は散逸が小さいが、遅い縦波 (LF -波) は散逸が大きい。

LS -波は主として固体の変位として伝播する縦波で、 LF -波は主として流体の圧力として伝播する縦波であるが、固体変位と流体圧力が連成した条件では双方の波とも変位・圧力両方の成分を持つ。一方、横波は間隙圧力の変化を生じない。以下、これらの波の波数と多孔質弾性パラメータの関係を示す。

固体骨格の変位を $\mathbf{u}$ 、流体の変位を $\mathbf{U}$ とおく。固体骨格の変位-ひずみ関係は次のように書ける。

$$e_{ij} = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (1)$$

また、流体と固体の相対変位を、単位面積あたりの流体の流量 $\mathbf{w}$ は $\mathbf{w} = \beta(\mathbf{U} - \mathbf{u})$ と書くことができる。ここで、 β は孔隙率である。

Biot の多孔質弾性モデルの構成則は次のように表される (Biot 1962)。

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} + (\lambda e - \alpha p) \delta_{ij}, \quad p = -\alpha M e + M \zeta \quad (2)$$

ここで、 σ_{ij} は全応力、 e_{ij} は固体骨格部分のひずみ、 $e = e_{kk}$ は固体骨格部の体積ひずみ、 p は間隙水圧、 δ_{ij} は Kronecker のデルタである。 ζ は単位体積の固体骨格に出入りする間隙流体の量を示し、 $\zeta = -\nabla \cdot \mathbf{w}$ と書くことができる。

式 (2) には四つの弾性定数が現れる。 μ と λ は固体骨格部の排水条件の下で測定された Lamé 定数であり、 α は Biot の有効応力定数である (Biot and Willis 1957)。以上の三つの定数は骨格を構成する固体粒子の剛性と、骨格の構造から定まる。 M は Biot の弾性定数と呼ばれ、骨格部の体積を一定とした場合に、単位体積の固体骨格部に流入する流体の体積と間隙水圧の上昇の比率を示し (Biot and Willis 1957)、固体と間隙流体両方の体積弾性係数が関係する量である (Stoll and Kan 1981)。

角振動数 ω で調和振動する系を考える。流体が固体の孔隙の間を移動する際の圧力損失は Darcy 則：

$$\dot{w}_i = -\frac{k}{\eta} p_{,i} \quad (3)$$

によって表されると考えると、周波数領域の運動方程式が次のように書ける (Biot 1962)。

$$\sigma_{ij,j} + \rho b_i = \rho \ddot{u}_i + \rho_f \ddot{w}_i, \quad p_{,i} + \rho_f c_i = -\rho_f \ddot{u}_i - \frac{\rho_f}{\beta} \ddot{w}_i - \frac{\eta}{k} \dot{w}_i \quad (4)$$

ここで、 k は面積の次元で表された浸透率、 η は流体の粘性係数であり、 b_i, c_i はそれぞれ全体及び流体部分に作用する物体力を示す。 ρ と ρ_f はそれぞれ全体及び間隙流体の質量密度を表す。

式 (1), (2) 及び (3) を式 (4) に代入して、固体変位 u_i と流体圧力 p が独立な物理量となるように変形すると、運動方程式は次式のように表すことができる。

$$L_{IJ} q_J = -B_I \quad (5)$$

ここで、 L_{IJ} は微分演算子

$$L_{IJ} = \begin{bmatrix} L_{ij} & L_{i4} \\ L_{4j} & L_{44} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \partial_k C_{kilj} \partial_l + \omega^2 \tilde{\rho} \delta_{ij} & -\tilde{\alpha} \partial_i \\ \tilde{\alpha} \partial_j & \frac{1}{\omega^2 \tilde{m}} \Delta + \frac{1}{M} \end{bmatrix} \quad (6)$$

であり、 q_J は一般化された変位 $q_J = \{u_j, p\}^T$ 、 B_I は物体力 $B_I = \left\{ \rho b_i + (\rho_f^2 / \tilde{m}) c_i, (\rho_f / \omega^2 \tilde{m}) c_{k,k} \right\}^T$ である。また、 $\partial_i = \partial / \partial x_i$ 、 $C_{kilj} = \lambda \delta_{ki} \delta_{lj} + \mu (\delta_{kl} \delta_{ij} + \delta_{kj} \delta_{li})$ を用いた。これらの式で、大文字の添え字 (I, J 等) は 1-4 の値をとり、1-3 が空間座標、4 は流体圧力に関する量である。また、ここでは以下に示す質量パラメータ、減衰パラメータ、連成パラメータが利用されている。

$$\tilde{m} = m + i \frac{b}{\omega}, \quad m = \frac{\rho_f}{\beta}, \quad \tilde{\rho} = \rho - \frac{\rho_f^2}{\tilde{m}}, \quad b = \frac{\eta}{k}, \quad \tilde{\alpha} = \alpha - \frac{\rho_f}{\tilde{m}} \quad (7)$$

式 (5) の右辺を零とおき、一方向に伝播する平面波の、変位が進行方向に直行する横波及び平行な縦波それぞれについて特性方程式を立ててそれを解くと、次の三つの波の成分が現れる。

$$k_T^2 = \frac{\tilde{\rho}}{\mu} \omega^2, \quad \left. k_{LS}^2, k_{LF}^2 \right\} = \frac{1}{2} \left[(k_{LF_0}^2 + k_{LS_0}^2 + k_Q^2) \mp \{ (k_{LF_0}^2 + k_{LS_0}^2 + k_Q^2)^2 - 4k_{LS_0}^2 k_{LF_0}^2 \}^{\frac{1}{2}} \right] \quad (8)$$

ここで、次に示す非連成の波数 k_{LS_0}, k_{LF_0} 及び連成の強さを示す波数 k_Q を用いる。

$$k_{LS_0}^2 = \frac{\tilde{\rho}}{\lambda + 2\mu} \omega^2, \quad k_{LF_0}^2 = \frac{\tilde{m}}{M} \omega^2, \quad k_Q^2 = \frac{\tilde{m} \tilde{\alpha}^2}{\lambda + 2\mu} \omega^2 \quad (9)$$

式 (8) において、 k_T は横波 (T -波) の波数を、 k_{LS}, k_{LF} は縦波二成分 (LS -波及び LF -波) の波数を表す。 LS -波及び LF -波の変位及び圧力振幅をそれぞれ A_w, B_w ($w = LS$ または LF) と表すと、変位と圧力の振幅の比率 A_w/B_w は次の関係を満たす。

$$A_{LS}/B_{LS} = -i \frac{k_{LS}}{k_{LS}^2 - k_{LS_0}^2} \frac{\tilde{\alpha}}{H'}, \quad A_{LF}/B_{LF} = -i \frac{k_{LF}^2 - k_{LF_0}^2}{k_{LF} k_Q^2} \frac{\tilde{\alpha}}{H'} \quad (10)$$

Biot の定数 α が孔隙率 β と一致し ($\alpha = \beta$)、かつ散逸に関する定数 $b = k/\eta$ が 0 となると、 LS 波の波数は間隙流体のない固体骨格部を伝播する純弾性波の波数と一致し、流体圧力の振幅は 0 となる。また、 LF -波は Biot の弾性定数 M に支配される純圧力波となり、固体変位の振幅は 0 となる。 T -波 (横波) は材料定数によらず固体の変形の成分のみで、圧力変化を生じない。 $\alpha = \beta$ の条件は孔隙率が小さい結晶質の岩石等で成立し、この場合固体骨格の圧縮性は固体粒子の圧縮性に孔隙率を乗じたものとなる。また、固体の変形が流体圧力を引きおこさなくなる。

(2) 境界積分方程式による散乱波動場の計算

無限多孔質弾性体 D の中に、閉境界 S で囲まれた散乱体 D_c が存在する場合の、散乱体表面における全波動場 q_I (= 入射波 q_I^{in} + 散乱波 q_I^{sc}) に対する周波数領域の境界積分方程式は次式で表される。

$$C_{KI} q_I(\mathbf{x}) = q_K^{in}(\mathbf{x}) + \int_S [G_{KI}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) s_I(\mathbf{y}) - W_{KI}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) q_I(\mathbf{y})] dS \quad (11)$$

ここで、 G_{KI} は多孔質弾性体の基本解、 W_{KI} は二重層核、 C_{KI} はフリータームである (Yamamoto and Kitahara 2003)。 $q_I(\mathbf{x})$ と $s_I(\mathbf{x})$ はそれぞれ一般化された変位とトラクションであり、次のように表される。

$$q_I(\mathbf{x}, t) = q_I(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} = \{u_1(\mathbf{x}), u_2(\mathbf{x}), u_3(\mathbf{x}), p(\mathbf{x})\} e^{-i\omega t}$$

$$s_I(\mathbf{x}, t) = s_I(\mathbf{x}) e^{-i\omega t} = \{t_1(\mathbf{x}), t_2(\mathbf{x}), t_3(\mathbf{x}), p_n(\mathbf{x})\} e^{-i\omega t}$$

ここで、トラクション s_i は全応力に関するトラクション ($s_i = \sigma_{ij} n_j$, n_j : 散乱体表面から散乱体内部を向いた法線ベクトル), p_n は単位面積の固体表面を出入りする流量 ($p_n = w_i n_i$) である。

式 (11) に入射波 $q_K^{in}(\mathbf{x})$ と境界条件を与えて境界要素法で離散化することで、散乱体表面の全変位 $q_I(\mathbf{y})$ 及びトラクション $s_I(\mathbf{y})$ を求めることができる。表面の全応力に対応するトラクションが零の空洞の問題を考えると、境界条件は次の二通りが考えられる。

- ・不透水境界: 未知量=変位 (u_i), 圧力 (p); トラクション零 ($t_i = 0$), 流量零 ($p_n = 0$)
- ・透水境界: 未知量=変位 (u_i), 流量 (p_n); トラクション零 ($t_i = 0$), 圧力零 ($p = 0$)

また次式によって、境界上の全変位 $q_I(\mathbf{y})$ 及びトラクション $s_I(\mathbf{y})$ から領域 D 内の任意の点 $\mathbf{x}$ における全変位場 $q_K(\mathbf{x})$ を求めることができる。

$$q_K(\mathbf{x}) = q_K^{in}(\mathbf{x}) + \int_S [G_{KI}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) s_I(\mathbf{y}) - W_{KI}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) q_I(\mathbf{y})] dS \quad (12)$$

式 (11) に入射波 q_I^{in} 及び境界条件を与えることにより、空洞表面での未知量を計算できる。さらに、そこで得られた境界上の物理量を式 (12) に代入することで、波が入射した場合の空洞周辺の変位及び圧力分布を計算することができる。

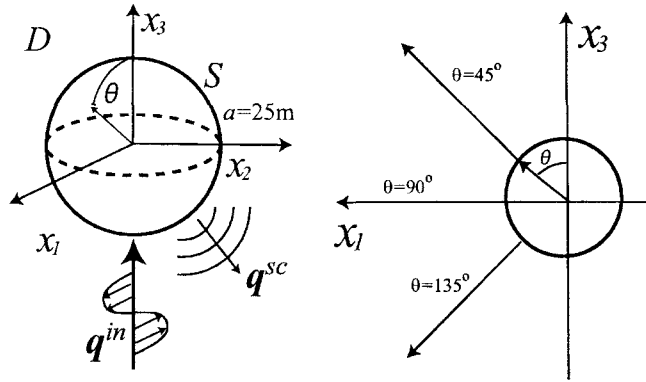


図-1 計算モデル（無限多孔質弾性体中の半径 25m のジオドーム）

3. 地下空洞による散乱波動場：横波の入射による間隙水圧の発生

(1) 解析モデル

釜石鉾山における計測（佐々木他 1999）及び串木野基地における計測（長谷川他 1999，片岡他 2001）において、地震時の間隙水圧の変化が見出され、間隙水圧の変化が横波の到来以降顕著になること、及び間隙水圧の波形が変位の波形に類似していることが見出されている．この間隙水圧発生メカニズムについて、佐々木他（1999）はボアホール内で発生する P 波の影響を考え、また片岡他（2001）は SV 波の地表面での反射による P 波の発生を考えて発生メカニズムの考察を行っている．

ここで我々は、地下空洞の表面及び周囲地盤の間隙水圧を計算して、横波が地下空洞に入射した際の散乱波動場に間隙流体圧力の成分が含まれることを示す．

a) 構造モデル

ここでは、図-1 に示すような、無限多孔質弾性体内に存在する球形のジオドームを考える．ジオドームの半径 a は 25m とし、内部は空洞で、トラクションが零の自由表面（ $t_i = 0$ ）と考える．空洞表面及び周辺地盤の支保部材または覆工コンクリートは考慮しない．流体に関する境界条件として、空洞表面が透水性である条件（表面で圧力が零； $p = 0$ ）及び不透水性である条件（表面で流量が零； $p_n = 0$ ）の二つを考える．

以下、数値計算例として、横波（T-波）入射の際の x_3 - x_1 面内の、空洞中心より 100m の範囲の間隙流体圧力の分布を計算する．

b) 入射波

入射波には真下（図-1 中の $-x_3$ 方向）から入射し鉛直上向き（ $+x_3$ 方向）に進行する振幅 $1 \times 10^{-3}\text{m}$ の単一周波数成分を持つ弾性横波（T-波）を考える．粒子の振動方向は x_1 方向とする．T-波は圧力成分を持たないため、入射波が均質地盤を伝播している場合には間隙水圧変化は生じず、 x_1 方向の変位のみが現れる．

位相と散逸の原点を入射側の空洞表面（ $x_3 = -a$ ）に置くと、入射波による一般化変位 $q_I^{\text{in}}(\mathbf{x})$ は次式のよう書ける．

$$q_I^{\text{in}}(\mathbf{x}) = \{u_1^{\text{in}}, u_2^{\text{in}}, u_3^{\text{in}}, p^{\text{in}}\} = \{e^{ik_T(x_3+a)}, 0, 0, 0\} \quad (13)$$

入射波の周波数として 1Hz（ $\omega = 2\pi \text{ rad/sec}$ ），3Hz（ $\omega = 6\pi \text{ rad/sec}$ ），10Hz（ $\omega = 20\pi \text{ rad/sec}$ ），30Hz（ $\omega = 60\pi \text{ rad/sec}$ ）の 4 ケースを考える．

各周波数の入射波に対応する横波の波数（ k_T ），横波波数の実部に空洞の半径 $a = 25\text{m}$ を乗じた無次元波数（ $a\text{Re}(k_T)$ ），無次元散逸定数（ $b/(m\omega)$ ）を表-1 に整理する．周波数と無次元波数が比例関係にないのは、散逸による波速の分散が生じているためである．

表-1 周波数と波数及び散逸定数との関係

周波数 (Hz)	横波波数 ($\text{Re}(k_T), \text{Im}(k_T)$) (m^{-1})	無次元波数 $a \text{Re}(k_T)$	無次元散逸定数 $b/(m\omega)$
1	$(5.31 \times 10^{-03}, 4.46 \times 10^{-06})$	0.133	51.7
3	$(1.59 \times 10^{-02}, 3.99 \times 10^{-05})$	0.398	17.3
10	$(5.30 \times 10^{-02}, 4.29 \times 10^{-04})$	1.32	5.17
30	$(1.58 \times 10^{-03}, 3.03 \times 10^{-03})$	3.94	1.73

表-2 モデルの物性値 (Boise 砂岩)

せん断弾性定数	Poisson 比	Biot の弾性定数	Biot 定数	孔隙率	密度	浸透率
$G(\text{Pa})$	ν	$M(\text{Pa})$	α	β	$\rho(\text{kg/m}^3)$	$k(\text{m}^2)$
4.2×10^9 *	0.15*	4.88×10^9 **	0.85*	0.26*	2000***	8×10^{-10} *

* Detournay and Chen (1993), ** Detournay and Chen (1993) より算出, *** 一般的な砂岩の値より仮定

c) 地盤物性値

観測波形が得られている串木野基地の地盤は緻密な安山岩、釜石鉾山は花崗閃緑岩とスカルンが主体の地質で孔隙率はいずれもあまり高くはないと考えられるが、ここでは間隙圧力の効果が明確に現れるように多孔質の砂岩を地盤のモデルとすることとした。そして、砂岩の中でも比較的軟弱で高浸透率である Boise 砂岩の多孔質弾性パラメータ (Detournay and Chen 1993) を利用する。使用した物性値は表-2 に示す。ここで間隙流体は水であると考え、流体密度には水の密度 ($\rho_f=1000\text{kg/m}^3$)、また粘性定数には水の粘性定数 ($\eta=1.0 \times 10^{-3}\text{Pa}\cdot\text{sec}$) を用いる。従って、地盤の透水係数 $\kappa=k\rho_f/\eta$ は $8 \times 10^{-3}\text{m/sec}$ である。

(2) 地下空洞周辺の圧力分布

式 (11) に式 (13) の入射波を与え、境界要素法を用いて解くことで、空洞表面上の変位及び間隙水圧、または変位及び流体フラックスが算出される。数値計算の手法は弾性体に関する場合 (Kitahara *et al.* 1989) と同様であるが、基本解 G_{KI} は式 (5) の右辺を点波源とおいた式からフーリエ変換を用いて求め、二重層核 W_{KI} は境界条件に適合した表面力作用素より陽に求めている (Yamamoto and Kitahara 2003)。境界要素は方位角 (ϕ) 方向に 12 分割、天頂角 (θ) 方向に 18 分割した四角形一次要素 (極は三角形一次要素) を用いる。

最初に空洞表面が不透水性の場合を考える。それぞれの周波数の振幅 $1 \times 10^{-3}\text{m}$ の入射波によって生じる間隙水圧を図-2 に示す。ここでは、 x_3-x_1 面内の間隙水圧分布を示している。図中の θ は $+x_3$ 方向を 0° とする球座標の天頂角を示している。この図から周波数が高い場合ほど表面上に高い間隙水圧が生じること、波の入射する向き ($\theta=180^\circ$)、及び波の伝播する向き ($\theta=0^\circ$) には間隙水圧が生じないことがわかる。

次に、式 (12) を用いて、空洞表面が不透水性の場合及び透水性の場合のそれぞれについて、空洞周囲の間隙水圧の分布を計算する。図-3 には天頂角 45° , 90° , 135° それぞれの、空洞中心からの距離 $25.1\text{m} \sim 100\text{m}$ の範囲の間隙水圧分布を示す。また、図-4 には、入射波周波数が 10Hz の場合の上下左右 100m の範囲内の間隙圧力分布 $|p|$ を示す。空洞表面が不透水性の場合には、最大圧力は空洞表面で生じる。空洞表面が透水性の場合は最大圧力は空洞表面から $5\text{--}20\text{m}$ 奥で生じており、周波数が高いほど圧力のピークは空洞壁面に近づいている。ここで、遅い縦波の波長は 96.3m (1Hz) $\sim 19.9\text{m}$ (30Hz) の範囲であり、境界条件より空洞表面の圧力は 0 となるが、遅い縦波の波長の $1/4$ 弱程度の位置に圧力のピークが現れる状況が示されている。

(3) 間隙圧力発生のメカニズム

前節で見たように、Biot の多孔質弾性モデルを用いると間隙圧力の成分を持たない横波 (T-波) の入射の場合も散乱波動場に圧力が生じる。このメカニズムについて考察する。

式 (12) に遠方近似を導入して散乱振幅を求めることで、散乱波に含まれる波の成分を調べることができる (Yamamoto and Kitahara 2003)。基本解 G_{KI} 及び二重層核 W_{KI} に遠方近似を導入すると、それぞれを散乱波の各成分 $w^{sc} = T, LS, LF$ に分離した形 ($\tilde{g}_{KI}^{w^{sc}}, \tilde{w}_{KI}^{w^{sc}}$) に書くことができる。これらの基本解及び二重層

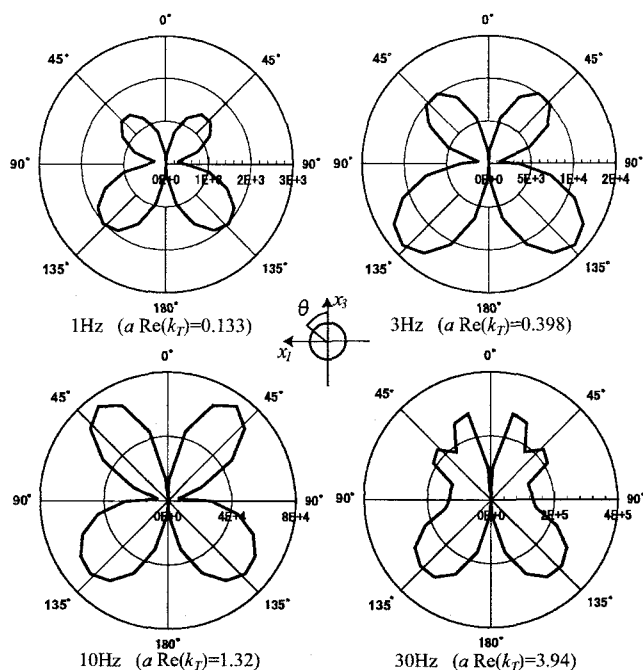


図-2 空洞（ジオドーム）表面の間隙水圧分布 (Pa): x_3 - x_1 面内, 壁面不透水性, 入射波振幅 1×10^{-3} m

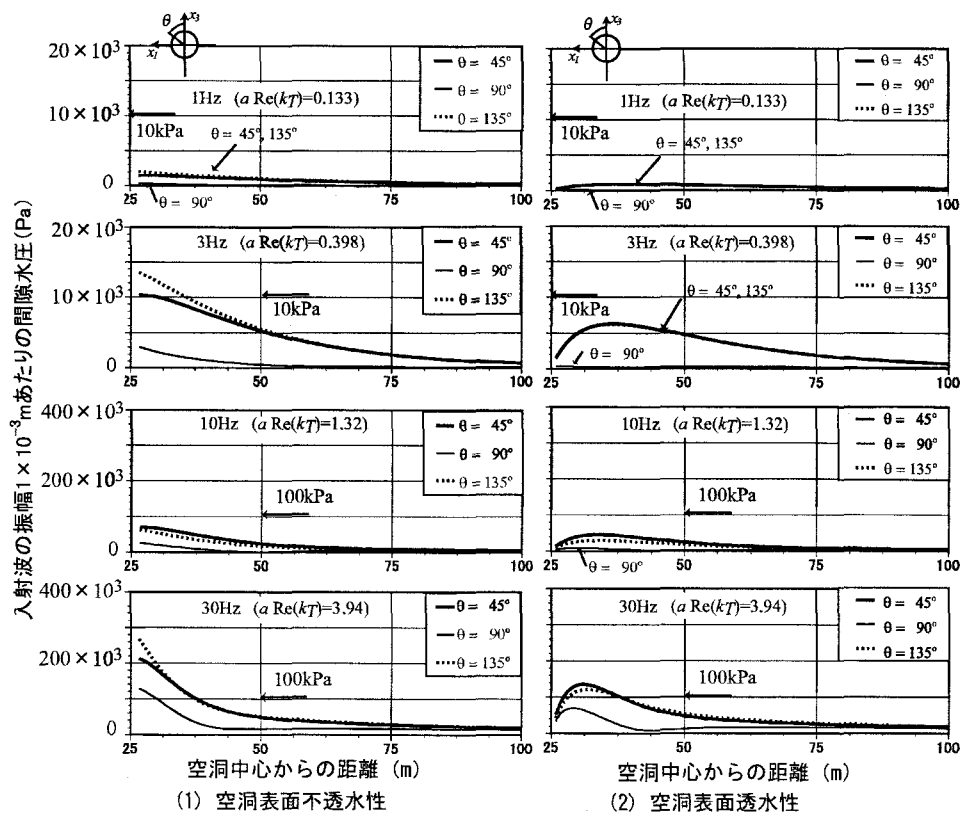


図-3 空洞（ジオドーム）周辺の間隙水圧分布 (Pa): x_3 - x_1 面内, 入射波振幅 1×10^{-3} m

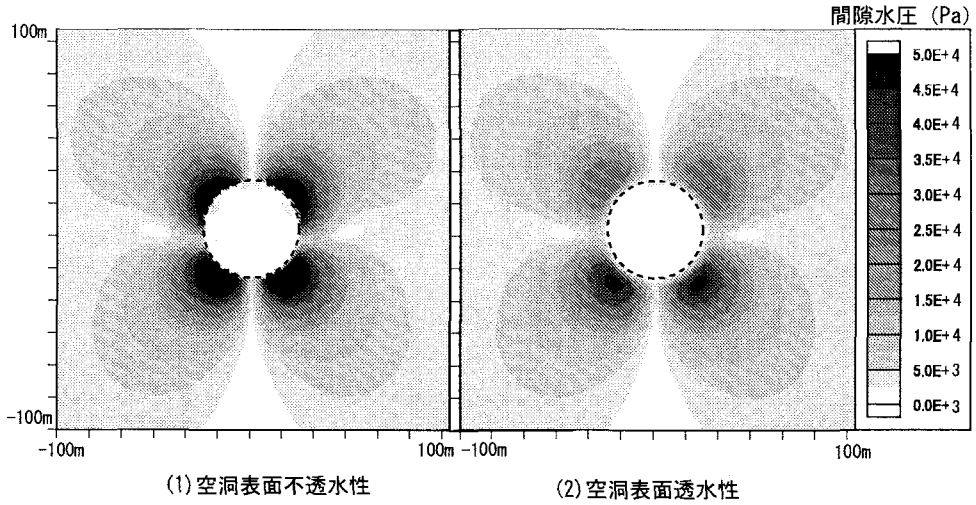


図-4 空洞（ジオドーム）周辺の間隙水圧分布: x_3 - x_1 面内, 入射波振幅 1×10^{-3} m, 周波数 10Hz

核の遠方近似を利用して, T -波の入射に対する各波の成分に対応する散乱振幅 $A_K^{w^{sc},T}$ が次のように書ける.

$$A_K^{w^{sc},T}(\hat{\mathbf{p}}^{in}, \hat{\mathbf{x}}) = \int_S [\tilde{g}_{KI}^{w^{sc}} s_I - \tilde{w}_{KI}^{w^{sc}} q_I] dS. \quad (14)$$

図-5 に, 周波数 10Hz の場合の散乱振幅 $A_{u_r}^{LS:T}, A_{u_r}^{LF:T}, A_{u_\theta}^{T:T}$ の天頂角 θ に対する分布を示す. 縦波である $A_{u_r}^{LS:T}, A_{u_r}^{LF:T}$ の大きい方向は, 間隙水圧が大きい方向と一致している. このことから, 圧力成分を持たない横波 (T -波) の入射に対して, 圧力成分を持つ縦波 (LS -及び LF -波) が散乱波動場の中に生じることから, 空洞周辺に間隙水圧が発生することがうかがえる.

横波から縦波への変換は弾性波の場合でも同様に生じるが, Biot の多孔質弾性モデルを用いることで流体圧力の発生を定量的に示すことができ, また境界条件の影響や影響範囲の広さも示すことができる. 特に散逸性の違う二つの縦波の寄与があることは流体圧力分布の評価に影響が大きいと考えられる. しかし, この理論が実際の岩盤のモデルとして適当かについてはモデル化の仮定が対象の岩石に当てはまるかどうかについて, 実験及び実フィールドでの観測等と比較を通じて検証する必要がある.

4. まとめ

Biot の多孔質弾性モデルを用いると, 圧力の成分を持たない横波 (T -波) が地下空洞に入射する場合も, 地下空洞表面及び周囲に間隙流体圧力が発生する領域が生じることを, 境界要素法を用いた数値計算で示した. 発生する間隙流体圧力は, 入射波の周波数と関係があり, ここで用いた周波数レンジの中では, 高周波の波の方が高い圧力を生じさせる. 空洞の表面が不透水性の場合には, 空洞表面の圧力が最大となるが, 空洞表面が透水性の場合には, 表面より離れた地盤の内部で間隙流体圧力の最大値が生じる.

間隙流体圧の発生する方向と散乱振幅を比較すると, この間隙水圧は横波の入射に対する散乱波動場に縦波の成分が含まれていることにより生じたことがわかる.

ここで示した数値例は仮想的なモデルに基づくものであり, 地震時に計測された間隙水圧上昇がこのモデルで説明できるかどうかは明らかでない. このモデルは, 1) 無限均質地盤中の地下空洞を扱っており地盤内の不均質・不連続や, 地表面の影響は考慮していない, 2) 実際の地下構造物表面は支保部材や覆工コンクリートがあり, ここで扱った単純な境界条件と異なる, 3) 実際の構造物周辺で観測された間隙水圧はボアホール内の圧力計によるものであるが, 本論文の計算ではボアホールの応答は考慮していない, 4) 地下備蓄タンクの場合は空洞内部にも流体が存在する, などの点で現実の地盤及び構造, あるいは計測の条件と異なっている.

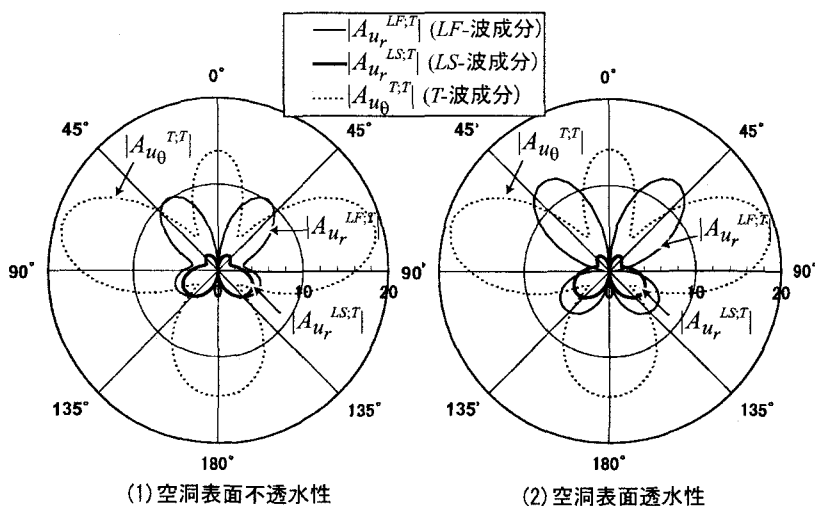


図-5 空洞（ジオドーム）による散乱振幅の分布: x_3 - x_1 面内, 周波数 10Hz

Biot のモデルでは速い縦波と遅い縦波が現れ, 条件によってそれらの散乱波における寄与が異なっている. この二つの波の寄与の大きさによって間隙水圧分布の変化が生じるため, 間隙水圧分布は多孔質弾性パラメータ, 周波数, 及び境界条件によって変化する. 現実の岩石に Biot のモデルが適合するかどうかについては議論があり, 遅い横波成分は散逸が大きい捉えがたいという指摘もある (Klimentos 1988). そのため, 本研究を散乱による間隙水圧の発生の定量的な評価の一ステップとして, 今後理論及び数値モデルを精緻化するとともに, 実験や観測結果との比較を通じて実現象との関係を検討していきたい.

参考文献

- (1) Biot, M. A.: Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range, *J. Acoust. Soc. Am.*, 28, pp.168-178, 1956.
- (2) Biot, M. A. and Willis, D. G.: The elastic coefficients of the theory of consolidation, *J. Appl. Mech.*, 24, pp.594-601, 1957.
- (3) Biot, M. A.: Mechanics of deformation and acoustic propagation in porous media, *J. Appl. Phys.*, 33, pp.1482-1498, 1962.
- (4) Detournay, E. and Cheng, A. H.-D.: Fundamental poroelasticity, *Comprehensive Rock Engineering: Principles, Practice, and Projects, Vol. 2 Analysis and Design Methods*, eds. C. Fairhurst, pp.113-171, Pergamon Press, Oxford, 1993.
- (5) Kitahara, M. Nakagawa, K., and Achenbach, J. D.: Boundary-integral equation method for elastodynamic scattering by a compact inhomogeneity, *Computational Mech.*, Vol.5, pp.129-144, 1989.
- (6) Klimentos, T. and McCann, C.: Why is the Biot slow compressional wave not observed in real rocks?, *Geophysics* Vol.53, pp.1605-1609, 1988.
- (7) Stoll, R. D. and Kan, T.-K.: Reflection of acoustic waves at a water-sediment interface. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.70, pp.149-156, 1981.
- (8) Yamamoto, K. and Kitahara, M.: Characterization of scatterers in poroelastic media using far field integral representation, *Proc. 16th Engineering Mechanics Conference*, ASCE, Seattle, Washington, 2003.
- (9) 片岡俊一, 長谷川誠, 植出和雄, 岡本明夫: 地震時の岩盤内間隙水圧上昇に関する一考察, 第 26 回地震工学発表会講演論文集, pp.177-180, 2001.
- (10) 佐々木俊二, 安池慎治, 駒田広哉, 小林芳正, 川村敦, 青木和弘: 釜石鉾山で観測された地震に伴う地下水圧の動的変化, 電力中央研究所報告, U99030, 1999.
- (11) 長谷川誠, 宮下国一郎, 清水勝美, 岡本明夫: 地震による岩盤水理挙動-地下石油備蓄串木野基地の事例-, 土木学会論文集, No.631/III-48, pp.481-494, 1999.