

飽和地盤の表面点加振解に対する間隙水の消散効果の影響

阪急電鉄 正 ○ 庄 健介 神戸大学 正 北村泰寿 大和銀行 岡田浩和

まえがき 本研究は、前報¹⁾で報告した液体の粘性を無視した場合の半無限飽和弾性体表面の調和型点加振力に対する表面変位解を拡張して、液体の粘性による消散効果が表面変位解に与える影響について調べたものである。

定式化 図-1に示すように、 $z \geq 0$ を占める半無限飽和弾性体の表面に調和型点加振力が作用する場合を考える。半無限飽和弾性体は、空隙を有する弾性骨格と空隙を満たす液体から構成されているものとする（以下、複合体と呼ぶ）。

弾性骨格と液体の相互作用を考慮した複合体の応力-ひずみ関係と運動方程式は次式で表される²⁾。

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} + (\lambda e + Q\varepsilon)\delta_{ij} \quad (1)$$

$$\sigma_p = Qe + R\varepsilon \quad (2)$$

$$\rho_{11}\ddot{u} + \rho_{12}\ddot{U} + b(\dot{u} - \dot{U}) = \mu \nabla^2 u + \text{grad}\{(\lambda + \mu)e + Q\varepsilon\} \quad (3)$$

$$\rho_{12}\ddot{u} + \rho_{22}\ddot{U} - b(\dot{u} - \dot{U}) = \text{grad}(Qe + R\varepsilon) \quad (4)$$

ここで、 σ_{ij} , e_{ij} ($i, j = x, y, z$)は弾性骨格の応力成分、ひずみ成分、 σ_p は液体の応力、 u , e は弾性骨格の変位ベクトル、体積ひずみ、 U , ε は液体の変位ベクトル、体積ひずみ、 λ , μ は複合体のラーメの定数、 b は液体の粘性による減衰係数、 Q は弾性骨格と液体の体積変化の間に起こる相互作用に係数、 R は液体の圧縮剛性に関する係数、 δ_{ij} はクロネッカーの記号、 $\cdot$, $\ddot{}$ は時間に関する1階および2階微分記号である。また、 ρ_{11} , ρ_{22} は弾性骨格および液体の有効密度、 ρ_{12} は質量連成係数で、複合体の密度を ρ とすると、 $\rho = \rho_{11} + 2\rho_{12} + \rho_{22}$ である。減衰係数 b は $b = f^2 \rho_f g / k$ (k :透水係数、 f :間隙率、 g :重力加速度)で表される³⁾。

弾性骨格および液体の変位ベクトルをスカラーポテンシャル、ベクトルポテンシャルを用いて表し、前報¹⁾と同様の操作で式変形を行えば、表面変位解は以下のように得られる。

<鉛直加振>

$$u_r = -\frac{Fz}{2\pi\mu} \int_0^\infty \frac{\kappa^2}{F(\kappa)} \left\{ (2\kappa^2 - \delta_3^2) - 2\gamma_3 \frac{\gamma_1 - L\gamma_2}{1-L} \right\} J_1(\kappa r) d\kappa \quad (5)$$

$$u_z = -\frac{Fz}{2\pi\mu} \int_0^\infty \frac{\kappa}{F(\kappa)} \cdot \frac{(\gamma_1 - L\gamma_2)\delta_3^2}{1-L} J_0(\kappa r) d\kappa \quad (6)$$

<水平加振>

$$u_x = -\frac{F_x}{4\pi\mu} \int_0^\infty \kappa \left\{ \frac{F(\kappa) - \gamma_3^2 \delta_3^2}{\gamma_3 F(\kappa)} J_0(\kappa r) + \cos 2\theta \frac{F(\kappa) + \gamma_3^2 \delta_3^2}{\gamma_3 F(\kappa)} J_2(\kappa r) \right\} d\kappa \quad (7)$$

$$u_y = -\frac{F_x}{2\pi\mu} \sin\theta \cos\theta \int_0^\infty \frac{\kappa \{F(\kappa) + \gamma_3^2 \delta_3^2\}}{\gamma_3 F(\kappa)} J_2(\kappa r) d\kappa \quad (8)$$

ただし、 $F(\kappa) = (2\kappa^2 - \delta_3^2)^2 - 4\kappa^2 \gamma_3 (\gamma_1 - L\gamma_2) / (1-L)$,

$$L = \frac{\delta_1^2(Q + \mu_1 R)}{\delta_2^2(Q + \mu_2 R)}, \quad \mu_j = \frac{(\rho_{11} - i\chi)R - (\rho_{12} + i\chi)Q - (PR - Q^2)\delta_j^2/\omega^2}{(\rho_{22} - i\chi)Q - (\rho_{12} + i\chi)R} \quad (j=1,2)$$

ここで、 $\kappa^2 = \alpha^2 + \beta^2$, $\gamma_j^2 = \kappa^2 - \delta_j^2$ ($j=1,2,3$), $\chi = b/\omega$, また α, β は像空間の座標(波数), ω は円振動数, δ_1, δ_2 はP波の波数, δ_3 はS波の波数, $J_0(\cdot)$, $J_1(\cdot)$, $J_2(\cdot)$ はベッセル関数である。なお、水平加振による鉛直変位は、相反作用の定理により鉛直加振による水平変位 式(5)に等しい。

Kensuke SHO, Yasutoshi KITAMURA and Hirokazu OKADA

計算結果 数値計算にあたり、つぎのようなパラメータを導入して、変位解の無次元化を行った。

$$V_s = \mu / \rho_s, \quad \kappa_s = \omega / V_s, \quad \alpha_0 = \kappa r \quad (= \omega r / V_s), \quad \zeta = \kappa / \kappa_s, \quad K_0 = k V_s / g r$$

また、諸弾性定数、密度等は、文献3)で用いられているものを流用した。図-2は、無次元透水係数 K_0 が $K_0=10, 5, 0.5, 0.01, 10^{-4}$ の場合について、式(6)のベッセル関数 $J_0(\kappa r)$ を除いた被積分関数の関数形を調べたものである。図-3では、図-2の関数形において顕著な特徴がみられる $K_0=10, 0.5, 10^{-4}$ について、 $\rho_{12}=0$ とし、液体の粘性による消散効果が表面変位に及ぼす影響を調べた。図-3より、無次元振動数 α_0 に対する変位の変化には、図-2のように K_0 の値による特徴的な現象は見られない。なお、 $K_0=10$ は消散項の影響を無視した場合にほぼ相当するが、 $K_0=10^{-4}$ では弾性骨格と液体の相対運動が小さくなり、式(3),(4)における消散項 $b(\dot{u}-\dot{U})$ が0とみなし得る、見掛けの非減衰状態に近づくも

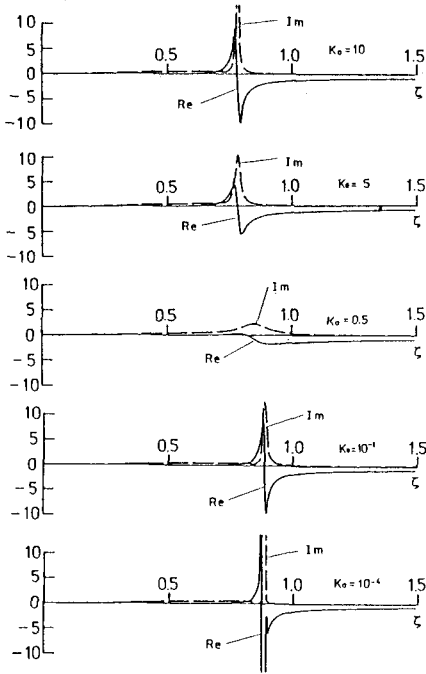


図-2 被積分関数の関数形

のと図-2から推察される。また、参考のため、 $K_0=10, 0.5, 10^{-4}$ の場合について、 ρ_{12} を複合体の密度 ρ の0, 5, 15%とすると、 ρ_{12} が表面変位に与える影響を図-4に示す。同図より、総じて点加振力による表面変位に及ぼす ρ_{12} の影響は小さいことがわかる。

参考文献 1)庄・寺村・北村：第42回年講，1987。 2)Biot, M.A.: J. Accous. Soc. Am., Vol. 28, 1956. 3)Halpern, M.R. & Christiano, P.: Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech., Vol. 10, 1986.

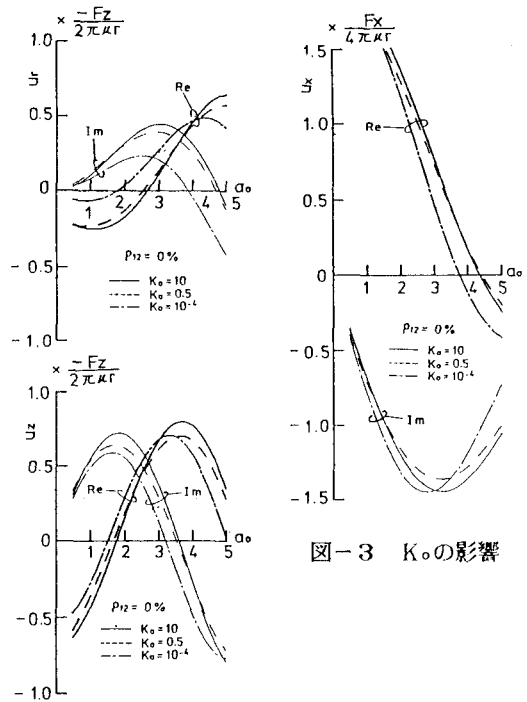


図-3 K_0 の影響

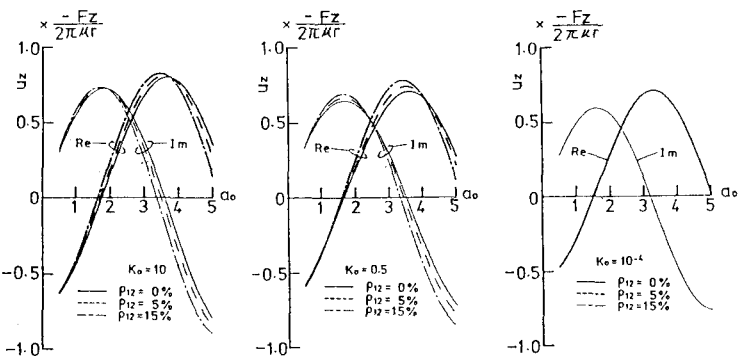


図-4 ρ_{12} の影響