

福井高専 校長 正員 丹羽 義次
京都大学工学部 正員 広瀬 壮一
京都大学大学院 〇学生員 安藤 賢一

1. はじめに 本研究は、波数領域における積分方程式を用いて、二次元多層不整形地盤の地震動応答を解析したものである。今回は前年度発表した二次元二層地盤を拡張して、Fig.1, Fig.2 に示すような解析モデルを想定し、そこに定常的な平面波が入射した際の自由表面上の地震動応答を解析したものである。

2. 積分方程式による定式化 定式化にあたっては、前年度と同じ手順を踏むため、Fig.3に示すような簡単なモデルを用いて説明する。このモデルは、半無限境界 ∂D 及び ∂S を有し物性値は、解析例に示す。

定式化に先立って、以下に使う記号を定義する。

$$u_k(y) : \text{全変位}, \quad u_k^s(y) : \text{散乱波変位}$$
 $t_k(y)$: 入射波、反射波、屈折波による変位の和 $u_k^f(y)$: $u_k(y)$ による応力ベクトル k_1 : P波波数, k_2 : Sv波波数

記号の右肩の添字 1,2は、各々P波Sv波を示す。

$$g_{(\pm)\lambda}(\xi, \underline{y}) = \delta_{(\pm)\lambda}(\xi) \exp(i\eta_{(\pm)\lambda}(\xi) \cdot \underline{y}), \quad \eta_{(\pm)\lambda}(\xi) = (\xi, \pi_{(\pm)\lambda}(\xi))$$

$$\tilde{y}_{(t)R}(\xi, y) = \delta_{(t)R}(\xi) \exp[-i\eta_{(t)R}(\xi) \cdot y], \quad \Pi_{(t)R}(\xi) = \sqrt{k_A^2 - \xi^2}$$

$$\underline{y}_{(t+1)}(\xi, \underline{y}) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\xi, \pi_{(t+1)}(\xi)), \quad \underline{y}_{(t+1)2}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\pi_{(t+1)}(\xi), \mp \xi)$$

$$K_{(\pm)lm}^n(\xi) = -2\pi i \gamma_{(\pm)lm}^n(\xi) C_{(-)lm}^{\prime}(\xi)$$

$$L_{(\pm)lm}^n(\xi) = -2\pi i \delta_{(n)ml}^2(\xi) C_{(\pm)l}^n(\xi)$$

$$M_{(1) \oplus m}^n(\xi, \chi) = \int \bar{y}_{(1) \oplus m}^n(\xi, \chi) \prod_{i=1}^n y_{(-i) \oplus m}^n(\chi, \xi) dS$$

$$N_{(\pm)m}^n(\xi, \chi) = \int_{\mathbb{R}^n} \prod_{j=1}^n \varphi_j^n(\xi, \underline{y}) \varphi_{(n)m}^2(\chi, \underline{y}) d\underline{y}$$

$$C_{(i)j} R_j(\xi) = \lambda \delta_{ij} R_{(i)j} + \mu \{ \delta_{(i)j} R_j(\xi)^{\eta_{(i)j}} R_{(i)j}(\xi) + \delta_{(i)j} R_j(\xi)^{\eta_{(i)j}} R_j(\xi) \}$$

$$T_i^R(x, y) = \prod_{A_j}^{ny} \Pi_i^{A_j}(x, y) = \lambda h_{A_i}(y) \Pi_i^{A_i}(x, y) + \mu h_j(y) \{ \Pi_i^{A_j}(x, y) + \Pi_i^{A_i}(x, y) \}$$

境界条件を考慮して、積分方程式を構成すると、次式の様になる。

$$\begin{aligned} & \int_{\partial D + \partial S} \{ \Pi_i^{1R}(x, y) + \Gamma_i^{1S}(y) - T_i^{1R}(x, y) U_i^{2S}(y) \} dS \\ & - \int_{\partial F} \{ \Pi_i^{1R}(x, y) + \Gamma_i^{1F}(y) - T_i^{1R}(x, y) U_i^{1F}(y) \} dS \\ & + \int_{\partial S} \{ \Pi_i^{1R}(x, y) + \Gamma_i^{1F}(y) - T_i^{1R}(x, y) U_i^{2F}(y) \} dS \\ & = 0 \quad x \in (D \cup \Omega)^c \end{aligned}$$

— (1)

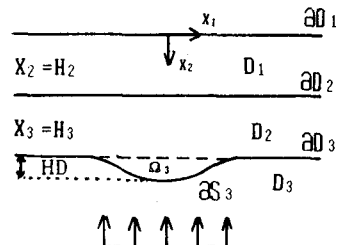


Fig.1 解析モデル 1

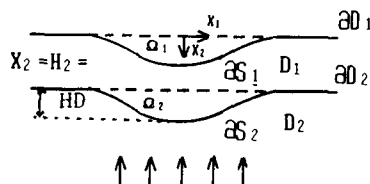


Fig.2 解析モデル 2

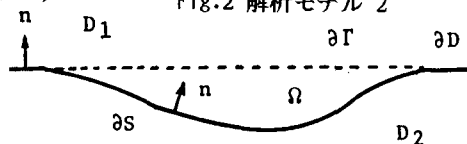


Fig.3定式化モデル

B.C. $t_k^1(y) = t_k^2(y)$
 $u_k^1(y) = u_k^2(y)$
 $(y \in \partial D \cup \partial S)$

$$\begin{aligned} & \left| \int_{\partial D \cup \partial S} \Pi_i^{2F}(x, y) t_k^S(y) - T_i^{2F}(x, y) u_k^{2F}(y) \right| ds \\ & - \left| \int_{\partial F} \Pi_i^{2F}(x, y) t_k^{2F}(y) - T_i^{2F}(x, y) u_k^{2F}(y) \right| ds \\ & + \left| \int_{\partial S} \Pi_i^{2F}(x, y) t_k^{1F}(y) - T_i^{2F}(x, y) u_k^{2F}(y) \right| ds \\ & = 0 \quad x \in (D_2 \cup \Omega)^c \end{aligned}$$

— (2)

ここで、 $U^k(x, y)$ 及び散乱波変位 $u_k^s(\xi)$, $u_k^s(\xi)$ を平面波の重ね合せで次の様に表す。

$$U^k(x, y) = \frac{i}{4\mu\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\pm) \alpha(\xi, x) \bar{\gamma}(\pm) \alpha(\xi, y) \frac{d\xi}{\pi(\pm)} \quad (3)$$

$$u_k^s(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{(-)m}^s(x) \gamma_{(-)m}^s(x, y) dx, \quad u_k^s(y) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{(+m)}^s(x) \gamma_{(+m)}^s(x, y) dx \quad (4)$$

(1), (2)式に、(3), (4)式を代入し、 x に関して、フーリエ変換を作用させることにより次式を得る。

$$\begin{aligned} & \left[K_{(\pm)m}^1(\xi), L_{(\pm)m}^1(\xi) \right] \left[\alpha_{(-)m}^1(\xi) \right] + \int_{-\infty}^{\infty} \left[M_{(\pm)m}^1(\xi, x), N_{(\pm)m}^1(\xi, x) \right] \left[\alpha_{(-)m}^1(x) \right] dx \\ & + \int_{\Gamma} \left[\bar{\gamma}_{(\pm)m}^1(\xi, y) t_{(\pm)m}^1(y) - \frac{h}{\pi} \bar{\gamma}_{(\pm)m}^1(\xi, y) u_{(\pm)m}^1(y) \right] dS - \int_{\Delta} \left[\bar{\gamma}_{(\pm)m}^1(\xi, y) t_{(\pm)m}^1(y) - \frac{h}{\pi} \bar{\gamma}_{(\pm)m}^1(\xi, y) u_{(\pm)m}^1(y) \right] dS = 0 \\ & \left[K_{(\pm)m}^2(\xi), L_{(\pm)m}^2(\xi) \right] \left[\alpha_{(-)m}^2(\xi) \right] + \int_{-\infty}^{\infty} \left[M_{(\pm)m}^2(\xi, x), N_{(\pm)m}^2(\xi, x) \right] \left[\alpha_{(-)m}^2(x) \right] dx \\ & + \int_{\Gamma} \left[\bar{\gamma}_{(\pm)m}^2(\xi, y) t_{(\pm)m}^2(y) - \frac{h}{\pi} \bar{\gamma}_{(\pm)m}^2(\xi, y) u_{(\pm)m}^2(y) \right] dS - \int_{\Delta} \left[\bar{\gamma}_{(\pm)m}^2(\xi, y) t_{(\pm)m}^2(y) - \frac{h}{\pi} \bar{\gamma}_{(\pm)m}^2(\xi, y) u_{(\pm)m}^2(y) \right] dS = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

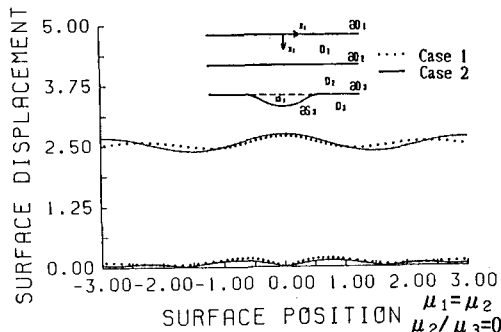
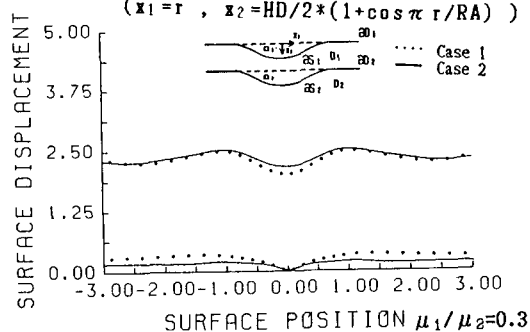
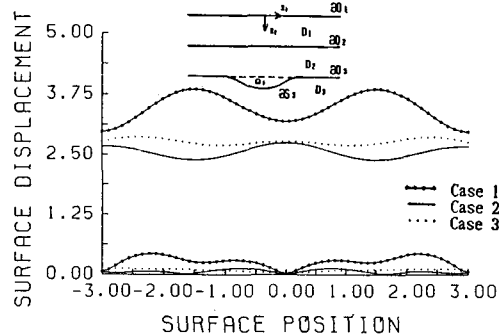
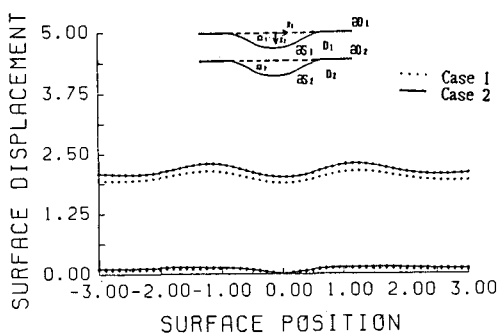
(5), (6)式を離散化することにより、 $\alpha_{(-)m}^1(\xi)$, $\alpha_{(-)m}^2(\xi)$ についての連立一次方程式を得ることができ、それを解いて得た解を、(4)式に代入することにより、任意の点の散乱波変位 $u_k^s(y)$, $u_k^s(y)$ が、求まる。

3. 数値解析例 Fig.4-7は、波数 $ak^T = \pi/2$ のP波を垂直入射した例で、材料定数は図中に示し、層厚及び不整形厚は不整形面の半径で無次元化している。Fig.4,5は、各々解析モデル1,2についてのBIEMと本解法との比較である。これより本解法の妥当性が確認された。又、Fig.6,7は Table 1 に示すパラメータで、解析を行った。詳細は、当日発表する予定である。

Table 1

	Case 1	Case 2	Case 3
Fig.4	本解法	BIEM	
Fig.5	本解法	BIEM	
Fig.6	$\mu_1 = \mu_2$ $\mu_2/\mu_3 = 0.3$	$\mu_1 = \mu_2$ $\mu_2/\mu_3 = 0.5$	$\mu_1/\mu_3 = 0.3$ $\mu_2/\mu_3 = 0.5$
Fig.7	$\mu_1 = \mu_2$	$\mu_1/\mu_2 = 0.5$	

($\rho_1 = \rho_2 = \rho_3$, $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda_3$, $\nu_1 = \nu_2 = \nu_3$, $ak^T = \pi/2$, $\phi = 0$)
($x_1 = r$, $x_2 = HD/2 * (1 + \cos \pi r/RA)$)


 Fig. 4 Surface Amplitude ($H_1 = H_2 = 0.4$, $HD = 0.2$)

 Fig. 5 Surface Amplitude ($H_1 = 0.4$, $HD = 0.2$)

 Fig. 6 Surface Amplitude ($H_1 = H_2 = 0.4$, $HD = 0.2$)

 Fig. 7 Surface Amplitude ($H_1 = 0.4$, $HD = 0.2$)