

不整形多層地盤の地震動解析

京都大学工学部 正 員 丹羽義次
 京都大学工学部 正 員 廣瀬壮一
 京都大学工学部 学生員 宇藤賢一

1. はじめに

地震災害において、同一の地震に対して、地域によりその被害状況に差異があることはよく知られている。これらの主要因として、地形や地盤構造の不整形性が考えられる。そこで本研究では、大阪平野などに代表される不整形多層地盤をモデル化し、波数領域における積分方程式を解くことによって、解析を行うものである。本解析法は、一般的な不整形多層地盤に適用することが可能であるが、ここでは、Fig.1に示すような半無限境界 ∂D_1 、 ∂D_2 及び不整形な境界 ∂S_2 を有する2次元2層地盤を想定し、(ただし、各層は等方、均質な弾性体とする。)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するものである。

2. 積分方程式法による定式化

まず、定式化に先だて以下に使う記号について定義を行う。

$u_k(x)$: 全変位 $u_k^s(x)$: 散乱波変位 $u_k^i(x)$: 入射波, 屈折波, 反射波による変位の和
 $t_k(x)$: $u_k(x)$ による応力ベクトル k_p : P波の波数 k_s : SV波の波数

記号の右肩の添字1, 2は、各々領域 D_1 , D_2 の量を表わすものとする。

$$\begin{aligned} T_i^k(x, z) &= \prod_{j=1}^n \Pi_{ij}^k(x, z) = \lambda \eta_k(z) \Pi_{ij}^k(x, z) + \mu \eta_k(z) \{ \Pi_{ij}^{k,p}(x, z) + \Pi_{ij}^{k,s}(x, z) \} \\ \gamma_{(z), k}^i(\xi, z) &= \gamma_{(z), k}^i(\xi) \exp[i \gamma_{(z), k}^i(\xi) \cdot z] \quad \bar{\gamma}_{(z), k}^i(\xi, z) = \gamma_{(z), k}^i(\xi) \exp[-i \gamma_{(z), k}^i(\xi) \cdot z] \\ \gamma_{(z), 1}^i(\xi) &= (\frac{z}{k_2}, \frac{\Pi_{(z), 1}^i(\xi)}{k_2}) \quad \gamma_{(z), 2}^i(\xi) = (\frac{\Pi_{(z), 1}^i(\xi)}{k_2}, \frac{z}{k_2}) \quad \gamma_{(z), 2}^i(\xi) = (\xi, \Pi_{(z), 2}^i(\xi)) \quad \Pi_{(z), 2}^i(\xi) = \sqrt{k_2^2 - \xi^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{(z), k}^i(\xi) &= \lambda \delta_{ik} \gamma_{(z), k}^i(\xi) + \mu \{ \gamma_{(z), k}^i(\xi) \gamma_{(z), k}^i(\xi) + \gamma_{(z), k}^i(\xi) \gamma_{(z), k}^i(\xi) \} \\ \bar{B}_{(z), k}^i(\xi) &= -2\pi i \gamma_{(z), k}^i(\xi) C_{(z), k}^i(\xi) \exp[i \gamma_{(z), k}^i(\xi) \cdot z] - \Pi_{(z), k}^i(\xi) H_2 \\ \bar{D}_{(z), k}^i(\xi) &= -2\pi i \gamma_{(z), k}^i(\xi) C_{(z), k}^i(\xi) \exp[i \gamma_{(z), k}^i(\xi) \cdot z] - \Pi_{(z), k}^i(\xi) H_2 \end{aligned}$$

さて、Fig.1に示される $\partial D_1, \partial D_2, \partial S_2, \partial S_1$ における境界条件は

$$t_k^i(x) = 0 \quad x \in \partial D_1 \quad t_k^i(x) = t_k^s(x) \quad x \in \partial D_2 \cup \partial S_2$$

$$u_k^i(x) = u_k^s(x) \quad x \in \partial D_2 \cup \partial S_2 \quad \text{により与えられる}$$

この境界条件を考慮して積分方程式を構成すると

$$\begin{aligned} - \int_{\partial D_1} T_i^k(x, z) u_k^i(x) ds - \int_{\partial D_2 \cup \partial S_2} T_i^k(x, z) t_k^i(x) - T_i^k(x, z) u_k^s(x) ds \\ + \int_{\partial S_2} T_i^k(x, z) t_k^i(x) - T_i^k(x, z) u_k^i(x) ds - \int_{\partial S_1} T_i^k(x, z) t_k^i(x) - T_i^k(x, z) u_k^i(x) ds = \begin{cases} u_k^i(x) & x \in D_1 \cap (\Omega_2)^c \quad (1.a) \\ u_k^i(x) + u_k^s(x) & x \in D_1 \cap \Omega_2 \quad (1.b) \\ u_k^i(x) & x \in (D_1)^c \cap \Omega_2 \quad (1.c) \\ 0 & x \in (D_1)^c \cap (\Omega_2)^c \quad (1.d) \end{cases} \end{aligned}$$

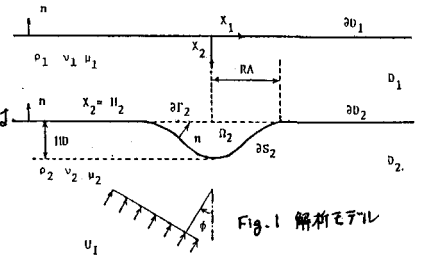


Fig.1 解析モデル

$$\int_{\partial D_1 + \partial S_1} \{ \bar{U}_i^{2F}(x, z) t_k^{1F}(z) - T_i^{2F}(x, z) u_k^{2F}(z) \} dS + \int_{\partial S_2} \{ \bar{U}_i^{2F}(x, z) t_k^{1F}(z) - T_i^{2F}(x, z) u_k^{1F}(z) \} dS = \begin{cases} u_k^{2F}(z) & x \in D_2 \cap (\Omega_2^+ \cup \Omega_2^-) \\ u_k^{1F}(z) - u_k^{2F}(z) & x \in D_1 \cap \Omega_2 \\ -u_k^{1F}(z) & x \in (D_1) \cap \Omega_2^- \\ 0 & x \in (D_2) \cap (\Omega_2^+ \cup \Omega_2^-) \end{cases}$$

となる。ここで $\bar{U}_i^{2F}(x, z)$ は、基本解であり平面波の重ね合わせで次のように表わされる。

$$\bar{U}_i^{2F}(x, z) = \frac{i}{4\pi\mu_2} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{P}_{(12)k}^2(\xi, z) \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) \frac{d\xi}{\prod_{(12)k}(\xi)} \quad \text{--- (3)}$$

また、散乱波による変位 u_k^{1F}, u_k^{2F} も、平面波の重ね合わせで次の様に表わされると仮定する。

$$u_k^{1F}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \{ \alpha_{(-1)m}^{1F}(\chi) \mathcal{P}_{(-1)m}^{1F}(\chi, z) + \alpha_{(-1)m}^{2F}(\chi) \mathcal{P}_{(-1)m}^{2F}(\chi, z) \} d\chi \quad u_k^{2F}(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{(1)m}^{2F}(\chi) \mathcal{P}_{(1)m}^{2F}(\chi, z) d\chi \quad \text{--- (4)}$$

(2.d)式に、(3)(4)式を代入し、 z に関してフーリエ変換を作用させると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \bar{B}_{(12)k}^2(\xi) \alpha_{(12)m}^{1F}(\xi) + \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) \int_{\partial S_1 - \partial \Gamma_1}^{\infty} \mathcal{P}_{(12)m}^{1F}(\chi, z) \alpha_{(12)m}^{1F}(\chi) d\chi dS \\ & + \bar{B}_{(12)k}^2(\xi) \alpha_{(-1)m}^{1F}(\xi) + \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) \int_{\partial S_1 - \partial \Gamma_1}^{\infty} \mathcal{P}_{(-1)m}^{1F}(\chi, z) \alpha_{(-1)m}^{1F}(\chi) d\chi dS \\ & + \bar{D}_{(12)k}^2(\xi) \alpha_{(12)m}^{2F}(\xi) + \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) \int_{\partial S_1 - \partial \Gamma_1}^{\infty} \mathcal{P}_{(12)m}^{2F}(\chi, z) \alpha_{(12)m}^{2F}(\chi) d\chi dS \\ & = \int_{\partial \Gamma_1} \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) t_k^{1F}(z) - \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) u_k^{1F}(z) dS - \int_{\partial S_2} \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) t_k^{1F}(z) - \bar{\mathcal{P}}_{(12)k}^2(\xi, z) u_k^{2F}(z) dS \quad \text{--- (5)} \end{aligned}$$

同様に(1.d)式に(3)(4)式を代入し、 z に関してフーリエ変換を作用させて得られた式と(5)式を離散化することにより、 $\alpha_{(12)m}^{1F}(\chi), \alpha_{(-1)m}^{1F}(\chi)$ についての連立一次方程式を得ることができ、それを解いて得られる解を、(4)式に代入することにより、任意の点の散乱波の変位 $u_k^{1F}(z), u_k^{2F}(z)$ を求めることができる。

3. 数値解析例

Fig. 2-3は、波数 $ak^2 = \pi$ のSv波を入射波とし、領域 D_1 の層厚 $H_1 = 0.1$, $H_2 = 1.0$ とした時の水平方向の変位を示したものである。なお、材料定数は図中に示し H_2 は不整形面の半径 RA で無次元化している。又いずれの図も垂直入射の場合である。Fig. 2-3より層厚が薄いと、波数のエネルギーが地盤の不整形部分に集中し、局所的な振幅の増幅をきたすことがわかる。その他の解析例については当日発表する予定である。

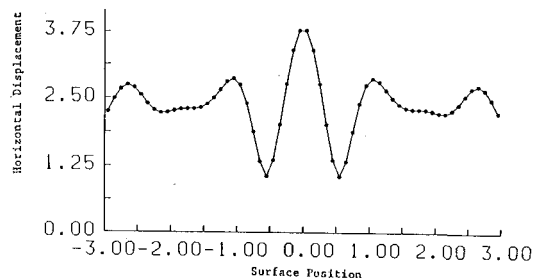


Fig. 2 Surface Displacement Amplitude

$$ak^2 = \pi, \phi = 0^\circ, H_2 = 0.1, \mu_2/\mu_1 = 4.0 \\ \nu_1/\nu_2 = 1.0, \rho_1/\rho_2 = 1.0$$

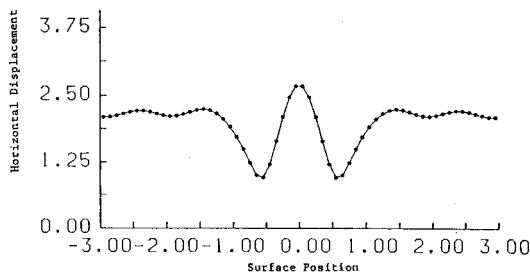


Fig. 3 Surface Displacement Amplitude

$$ak^2 = \pi, \phi = 0^\circ, H_2 = 1.0, \mu_2/\mu_1 = 4.0 \\ \nu_1/\nu_2 = 1.0, \rho_1/\rho_2 = 1.0$$