

## 基礎構造物の動的解析への有限要素法の適用

日本鋼管 K.K. 技術研究所 長岡弘明

図-1 において剛な基盤上に水平方向に無限に広がる弾性地盤が存在し、弾性地盤中の弾性構造物が円振動数  $\omega$  の荷重  $\{P\}e^{i\omega t}$  を受ける場合の定常振動応答を考える。

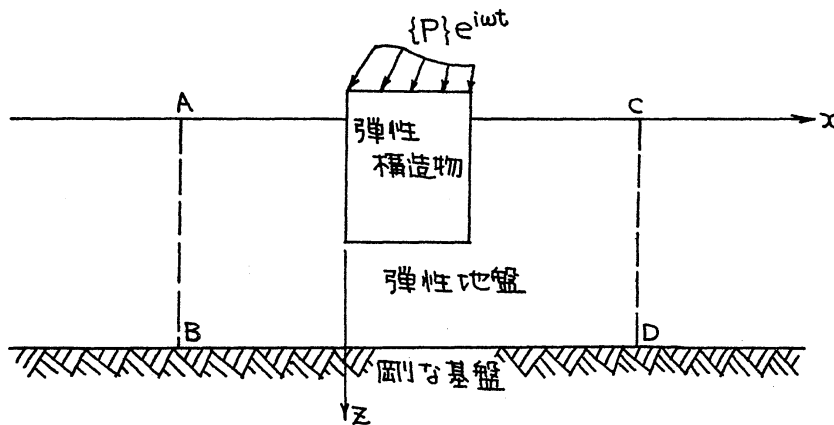


図-1

通常、有限要素法を用いる場合、図-2(a)に示すように加力点より十分遠方に境界 AB、CD をとり、例えば AB、CD 上で変位が零として答を求めている。この方法は振動解析において次のような無視できない不合理な点を持っている。

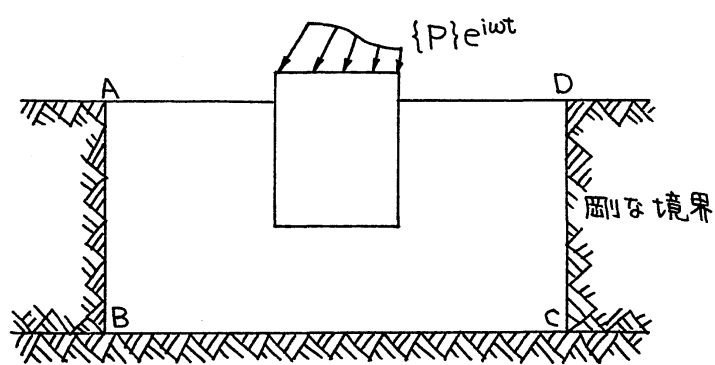


图-2(a)

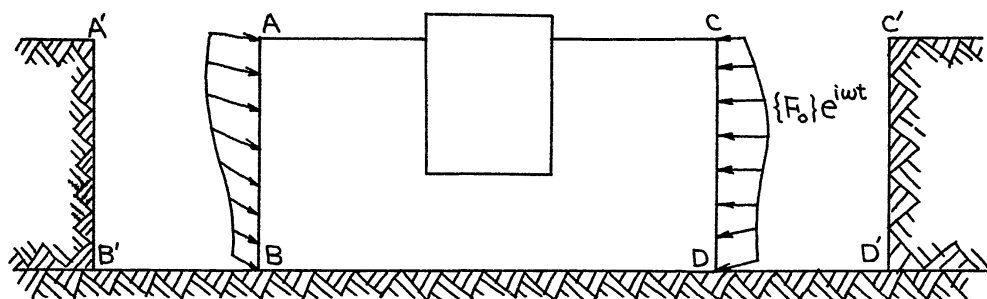


图-2(b)

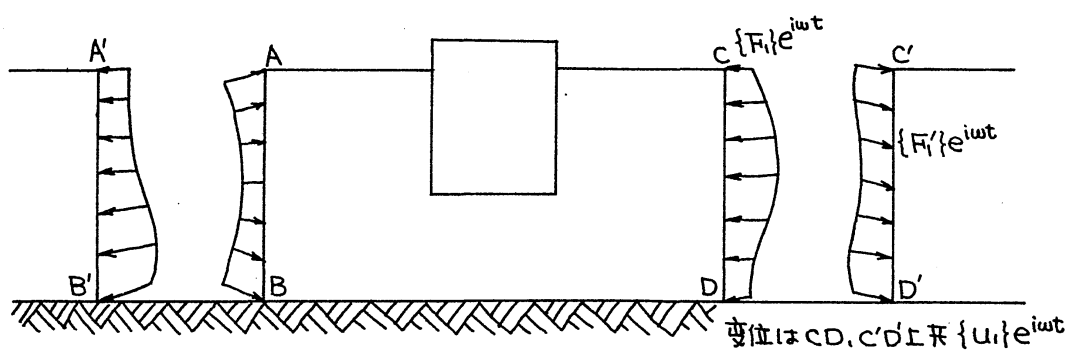


图-3

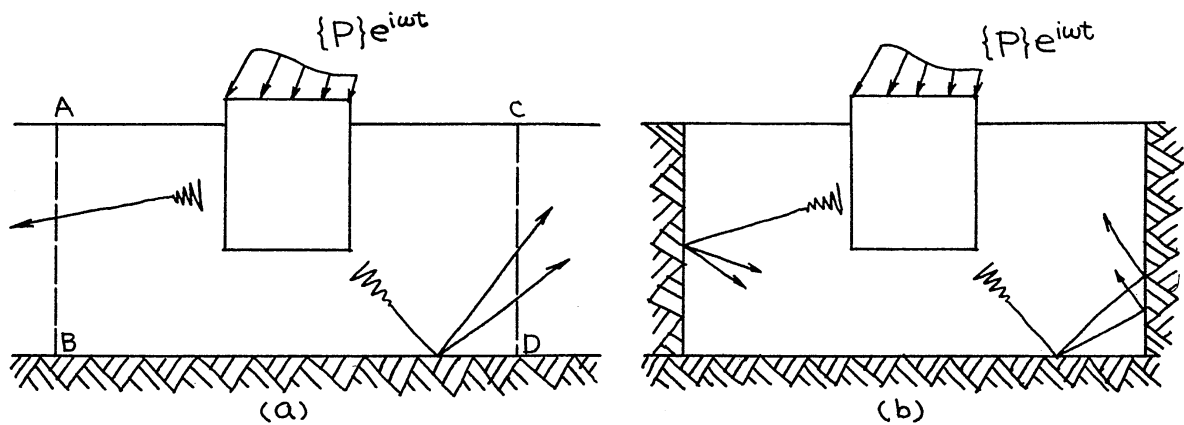


図-4

図-4(a)において弾性構造物を  $\{P\}e^{i\omega t}$  で加振すると波は仮想の境界 AB、CD を通過して無限遠に向って進行していく。このため  $\{P\}e^{i\omega t}$  に対応する弾性構造物の変位  $\{U\}e^{i\omega t}$  と  $\{P\}e^{i\omega t}$  との間には位相差を生じる。一方、図-4(b)においては境界 AB、CD で波は反射し、 $\{U\}e^{i\omega t}$  と  $\{P\}e^{i\omega t}$  との間には位相差を生じない。このように境界での波の反射の有無は弾性構造物の応答に無視できない差を生じる。

図-4(a)の応答の精度より近似を得るために、次に示す技巧を用いている。<sup>1)2)</sup>

1) J. Lysmer & G. Waas, 1972: Shear waves in plane infinite structures.

Proc. A.S.C.E., EM1: 85-105.

2) L.A. Drake, 1972: Love and Rayleigh waves in nonhorizontally

layered media. Bull. Seismological Soc. America, 62:5: 1241-1258.

図-2(a)を解いた時の AB, CD上の節点力を  $\{F_0\}e^{i\omega t}$  とする(図-2(b)参照)。図-3に示すように図-1の弾性地盤を有限領域 ABDC と左方及び右方に無限に広がる  $AB'$  の左方及び  $C'D'$  の右方とにわけて考え、AB, CD上に強制変位  $\{u_i\}e^{i\omega t}$  を与えた時の ABDC の領域の境界 AB, CD の節点力を  $\{F_i\}e^{i\omega t}$  とし、 $AB', C'D'$  上に強制変位  $\{u_i\}e^{i\omega t}$  を与えた時の水平方向に半無限に広がる領域の境界  $AB', C'D'$  上の節点力を  $\{F_i'\}e^{i\omega t}$  とする。この時次の関係式を考える。

$$\{F_0\} = [A]\{P\} \quad (1)$$

$$\{F_i\} = [B]\{u_i\} \quad (2)$$

$$\{F_i'\} = [C]\{u_i\} \quad (3)$$

$[A], [B]$  は通常の有限要素法で求める事ができる。もし  $[C]$  が評価できれば次の釣合式より  $\{u_i\}$  を  $\{P\}$  の関数として決定でき、 $\{u_i\}$  を AB, CD に強制変位として与えた時の ABCD の応答と図-2(a)の応答をたしあわせる事により図-1の応答を求める事ができる。

$$\{F_0\} + \{F_i\} + \{F_i'\} = 0 \quad (4)$$

$$([B] + [C])\{u_i\} = -[A]\{P\} \quad (5)$$

(3)式の行列  $[C]$  を次の方法で近似的に求める。図-1において AB, CD は加振卓より十分遠方であり、AB, CD の左方又は右方では次の形の Rayleigh 波が卓越しているとする(図-5参照)。

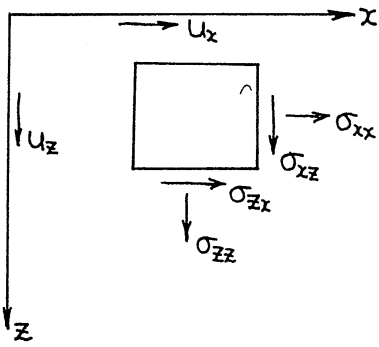


図-5

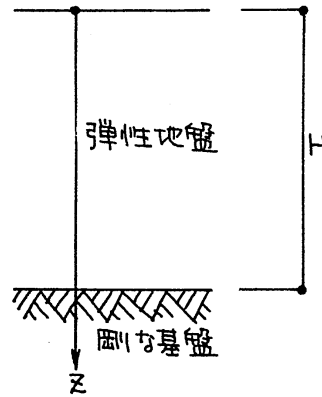


図-6

$$U_x = i\bar{U}_x(z) \exp\{i(kx - \omega t)\} \quad (6)$$

$$U_z = \bar{U}_z(z) \exp\{i(kx - \omega t)\} \quad (7)$$

この時

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \{-\rho(\lambda + 2\mu)\bar{U}_x + \lambda U_z'\} \exp\{i(kx - \omega t)\} \\ &= S_{xx}(z) \exp\{i(kx - \omega t)\} \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{zz} &= \{-\rho\lambda\bar{U}_x + (\lambda + 2\mu)U_z'\} \exp\{i(kx - \omega t)\} \\ &= S_{zz}(z) \exp\{i(kx - \omega t)\} \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{xz} &= i\mu(\bar{U}_x' + \rho U_z) \exp\{i(kx - \omega t)\} \\ &= i\bar{S}_{xz}(z) \exp\{i(kx - \omega t)\} \end{aligned} \quad (10)$$

$$S_{xx}(z) = -\rho(\lambda + 2\mu)\bar{U}_x + \lambda U_z' \quad (11)$$

$$S_{zz}(z) = -\rho\lambda\bar{U}_x + (\lambda + 2\mu)U_z' \quad (12)$$

$$\bar{S}_{xz}(z) = \mu(\bar{U}_x' + \rho U_z) \quad (13)$$

$\lambda, \mu$  は Lamé の定数であり、' は  $z$  についての微分である。

運動方程式  $\rho\ddot{u}_i = \sigma_{ij,j}$  ( $\rho$  は密度) に代入すると

$$-\rho \omega^2 \bar{U}_x = \bar{R} S_{xx} + \bar{S}'_{xz} \quad (14)$$

$$-\rho \omega^2 U_z = -\bar{R} \bar{S}_{xz} + S'_{zz} \quad (15)$$

境界条件と  $i z$  (図-6参照)

$$\sigma_{zz} = \sigma_{zx} = 0 \quad \text{at } z=0 \quad (16)$$

$$u_x = u_z = 0 \quad \text{at } z=H \quad (17)$$

又は

$$S_{zz} = \bar{S}_{zz} = 0 \quad \text{at } z=0 \quad (18)$$

$$\bar{U}_x = U_z = 0 \quad \text{at } z=H \quad (19)$$

(18), (19) 式の境界条件の下に (14), (15) 式を解くのに通常有限要素法の手法をとる。

(14), (15), (18), (19) 式は次の形の変分原理で表わす事ができる。

$$\{U\} = \begin{Bmatrix} \bar{U}_x \\ U_z \end{Bmatrix}, \quad \{U'\} = \begin{Bmatrix} \bar{U}'_x \\ U'_z \end{Bmatrix} \quad (20)$$

$$[\alpha] = \begin{bmatrix} \lambda+2\mu & 0 \\ 0 & \mu \end{bmatrix}, \quad [\beta] = \begin{bmatrix} \mu & 0 \\ 0 & \lambda+2\mu \end{bmatrix}, \quad [\gamma] = \begin{bmatrix} 0 & -\mu \\ \lambda & 0 \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Pi = & -\bar{R}^2 \int_0^H \{U'\}^T [\alpha] \{U\} dz + 2\bar{R} \int_0^H \{U'\}^T [\gamma] \{U\} dz - \omega^2 \int_0^H \rho \{U\}^T \{U\} dz \\ & - \int_0^H \{U'\}^T [\beta] \{U'\} dz \quad (22) \end{aligned}$$

この時、(19) 式を境界条件として

$$\delta \Pi = 0 \quad (23)$$

(22) 式において  $\{U\}, \{U'\}$  を次の形の節点変位  $\{\Phi\}$  で表わし、第一変分をとると (26) 式を得る。

$$\{U\} = [a(z)] \{\Phi\} \quad (24)$$

$$\{U'\} = [b(z)] \{\Phi\}, \quad [b(z)] = [a'(z)] \quad (25)$$

$$(-k^2[f] + k[g] + \omega^2[h] - [j])\{\Phi\} = 0 \quad (26)$$

$$[f] = \int_0^H [a]^T [\alpha] [a] dz \quad (27)$$

$$[g] = \int_0^H ([a]^T [\tau]^T [b] + [b]^T [\tau] [a]) dz \quad (28)$$

$$[h] = \int_0^H \rho [a]^T [a] dz \quad (29)$$

$$[j] = \int_0^H [b]^T [\beta] [b] dz \quad (30)$$

$\{\Phi\}$  を  $n$  次元とする時、(26)式は  $n$  組の共役な複素固有値、複素固有ベクトルを持つ。

$$k = \alpha \pm i\beta \quad (\beta \geq 0) \quad (31)$$

とする時、

$$\exp\{i(kx - \omega t)\} = \exp\{\mp\beta x\} \exp\{i(\alpha x \pm \omega t)\} \quad (32)$$

ここで加振点から離れるに従い振幅は増加しないとして図-1のCDより右側では $-\beta$ を、ABより左側では $+\beta$ を用い、CDより右側に対し  $n$  個の、ABより左側に対し  $n$  個の固有ベクトルを選ぶ。

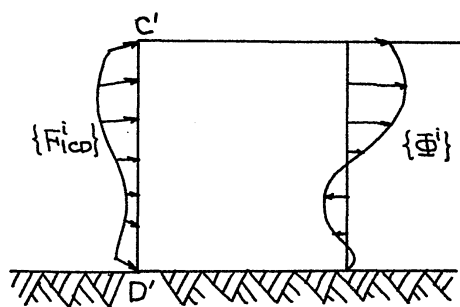


図-7

(3)式を次のように書きかえる。

$$\begin{Bmatrix} F'_{AB} \\ F'_{CD} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{AB} & 0 \\ 0 & C_{CD} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} U_{AB} \\ U_{CD} \end{Bmatrix} \quad (33)$$

図-7において  $i$  番目の固有ベクトル  $\{\Phi^i\}$  が決まると、この変位により応力が決まり、 $C'D'$ 上の表面力が決まる。(24)式で用いた shape function により  $C'D'$ 上の節点力  $\{F'_{CD}\}$  を決める事ができる。 $\{\Phi^i\}$ の大きさを  $\xi_i$  とし、 $\sum_{i=1}^n \xi_i \{\Phi^i\}$  による節点力  $\{F'_{CD}\}$ 、節点変位  $\{U_{CD}\}$  は、

$$\{F'_{CD}\} = \sum_{i=1}^n \xi_i \{F'_{CD}{}^i\} = [F'_{CD}] \{\xi\} \quad (34)$$

$$\{U_{CD}\} = \sum_{i=1}^n \xi_i \{\Phi^i\} = [\tilde{\Phi}_{CD}] \{\xi\} \quad (35)$$

$$\{\xi\} = \begin{Bmatrix} \xi_1 \\ \vdots \\ \xi_n \end{Bmatrix}, \quad [F'_{CD}] = [F'_{CD}{}^1 \cdots F'_{CD}{}^n], \quad [\tilde{\Phi}_{CD}] = [\Phi^1 \cdots \Phi^n] \quad (36)$$

従って

$$\{F'_{CD}\} = [F'_{CD}] [\tilde{\Phi}_{CD}]^{-1} \{U_{CD}\} = [C_{CD}] \{U_{CD}\} \quad (37)$$

$$[C_{CD}] = [F'_{CD}] [\tilde{\Phi}_{CD}]^{-1} \quad (38)$$

同様に  $i$  で  $[C_{AB}]$  も評価する事ができ、(3)式の  $[C]$  は次の形で表わされる。

$$[C] = \begin{bmatrix} [F'_{AB}] [\tilde{\Phi}_{AB}]^{-1} & 0 \\ 0 & [F'_{CD}] [\tilde{\Phi}_{CD}]^{-1} \end{bmatrix} \quad (39)$$