

佐賀大学 正員 〇荒 牧 暉 治
九州大学 正員 小 坪 清 真
九州大学 学生員 山 平 喜一郎

1. まえがき

地中構造物の耐震設計に非常に大きな影響を与えるものに地盤反力の振動数特性がある。この問題を解析するのに弾性波動論が用いられているが、地中構造物に適用する際には、境界条件の複雑さのため厳密な解は得られていない。そのため種々の近似的な解法が用いられている。その一つは境界条件を簡略にする方法であり、もう一つは有限要素法を用いる方法である。オ1の方法は実験との対応がなされていないこと、オ2の方法は境界における波動の処理に問題がありいづれも方法論として確立されているとはいえない。また弾性波動論を用いる方法はいづれも定常振動する物体に対する解である。しかし実際の地震はRandom振動であるので定常振動の場合とは異なり、結果が生ずるかも知れない。田治見は基盤層上の表層中に円筒ケーソンが埋設されている時の地盤反力係数の振動数変化、表層地盤から受ける土圧、ケーソンの応答などを求めている。しかしこの解は、もし内部損失減衰を無視すると、地盤の1次固有円振動数 ω_0 より小さい ω では波動解とならず、構造物の振動変位と地盤変位は同一位相の振動をするため、減衰は0となり ω_0 より大きい ω では地盤反力係数は0となる。これは定常解を求めたためであるが実際の地震応答は過渡応答であるので波動解が存在するであろう。そこで著者等は2次元平面問題の簡単の場合について定常解、正弦振動する壁体の過渡解、不規則振動する壁体に作用する地盤反力の等価係数を求めその性質を明らかにした。過渡応答解を求めるにはLaplace変換の手法を用いた。

2. Laplace変換による過渡応答解

図-1に示すような2次元平面を考えると、 $x=0$ において $y_0(t)$ ($t>0$)なる回転角で回転するケーソン壁に作用する地盤反力の特性を求めた。解析にあたっては次の仮定を設けた。

- (1) 地盤は単一の弾性表層より成る。
 - (2) 減衰の項はすべて無視する。
 - (3) 上下変位は水平変位に比べて小さいとして無視する。
- 運動方程式は次式で与えられる。

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = (\lambda + 2\mu) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (1)$$

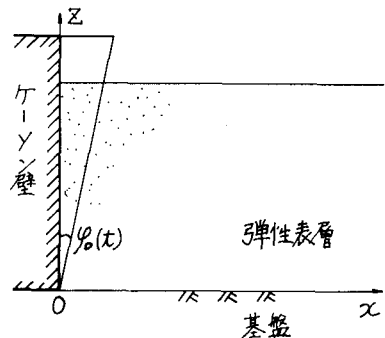


図-1

(1)式を初期条件 $u_{x=0}=0$, $\dot{u}_{x=0}=0$ の条件でLaplace変換を行い、表面における条件式 $\sigma_{xz}|_{z=0}=0$ および $x \rightarrow \infty$ において進行波が変位が0である式を求め、 $x=0$ における変位の境界条件式を奇数次の正弦関数で展開して係数を求めLaplaceの逆変換を行えば変位 u は次式のように得られる。

$$u = \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{8H}{m^2 \pi^2} (-1)^{\frac{m-1}{2}} \sin \lambda_m z \left[y_0 \left(t - \frac{z}{V_p} \right) - \int_{\frac{z}{V_p}}^t \frac{\lambda_m V_s z}{\sqrt{(V_p z)^2 - x^2}} J_1(\lambda_m \sqrt{(V_p z)^2 - x^2}) y_0(t-x) dx \right] \quad (2)$$

($t > 0$)

ただし V_s は縦波、横波の速度、 $V_p = V_s / \sqrt{2}$, $\lambda_m = m\pi/2H$ である。上式において $y_0(t) = y_0 \sin \omega t$ とすれば壁体が突然 $\sin \omega t$ で動く場合の過渡解を得ることができる。さらに $t \rightarrow \infty$ とすると壁体が $\sin \omega t$ で振動している場合の定常解を得ることができる。

地盤反力に作用するのは $x=0$ における応力 $\sigma_{xz}|_{x=0}$ のみである。原点まわりの抵抗モーメントは次式で与え

$$\text{られる。} M_0 = \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} (\lambda + 2\mu) \frac{8H}{m^2 \pi^2} \frac{1}{\lambda_0^2} \left[\frac{1}{V_p} \frac{d}{dt} \varphi_0(t) + \lambda_0 \int_0^t \frac{1}{\varepsilon} J_1(\lambda_m V_p \tau) \varphi_0(t-\tau) d\tau \right] \quad (3)$$

壁体が定常振動を行う場合には $M_0 = (f_1 + i f_2) e^{i \omega t}$ の形で示され f_1 は地盤反力係数に属する項、 f_2 は減衰力に属する項であることは明瞭である。しかし壁体が Random 振動を行う場合には定常振動の場合のように Real Part と Imaginary Part の形に分離することはできない。そこで著者等は次のような等価な地盤反力係数および減衰係数を求めてみた。

$$\bar{f}_R = \frac{\int_0^T M_0 \varphi_0(t) dt}{\int_0^T \varphi_0^2(t) dt} \quad \bar{c}_R = \frac{\int_0^T M_0 \dot{\varphi}_0(t) dt}{\int_0^T \dot{\varphi}_0^2(t) dt} \quad (4)$$

壁体が y 方向に $\varphi_0(t)$ の変位を有する変形を行なっている場合も以上に述べたのと同様の解析を行うことができる。

3. 数値計算および考察

数値計算にあたり、では次の数値を用いた。 $H=20\text{m}$, $V_p=220\text{m/s}$ 、ポアソン比 $\nu=0.25$ 。図-2は壁体が $\sin \omega t$ で突然動く場合の地盤反力の時間的経過を示したものである。定常解では双方とも >0 であるが、過渡解においては相当長い時間かかって 0 に近づく。図-4に示すように1山目では過渡的な性質が表われているが2山目では定常解とは一致している。

壁体が Random 振動する場合の計算は次のような手法で計算を行なった。まず Random 発振器から発生した Random 波を1質点の振動方程式の加速度として与え、変位および速度の応答を求め最大変位が1となるよう規準化して壁体の回転角 $\varphi_0(t)$, $\dot{\varphi}_0(t)$ とし固有円振動数 ω_0 を壁体の代表的な円振動数とした。応答変位のスペクトルを変化させるため1質点の振動方程式の減衰定数 h を 0.15 、 0.30 の2種類について計算を行なった。図-3は $h=0.30$ $\omega_0/\omega_g=0.50$ の場合の変位のパワースペクトルを示している。図-4に $\bar{f}_R$ を静的回転ばね定数で無次元化した値を示しているが $>$ 定常解に一致している。このことは Random 振動の場合の地盤反力係数はその振動のスペクトルのピーク時の値で代表されることを示している。表-1は減衰係数 $\bar{c}_R$ と静的回転ばね定数の比を示したものであるが定常解に比べてきわめて小さな値となった。このことに関してでは現在検討中である。

ω_0/ω_g	定常解	Random	
		$h=0.15$	$h=0.30$
0.25	—	0.007	0.010
0.50	—	0.003	0.010
0.75	—	0.013	0.020
1.00	—	0.028	0.031
1.25	0.70	0.037	0.038
1.50	1.04	0.042	0.043

表-1

