

熊本工業大学 正員 上杉 真平
熊本大学工学部 正員 大津 政康

1. はじめに

地震等による地盤の応答を求める問題は、これまで半無限弾性領域の問題として有限要素法等により解析が行われてきた。このような問題の厳密解法の一つとして鏡像法があるが、鏡像法はその適用範囲が狭く、境界面が不規則である場合、また、P波、SV波などに対しては不適である。そこで本研究では、問題を面外波動の場合に絞り、無限体の基本解を用いた境界要素法(積分方程式法)により半無限境界を有限長さの境界に置き替えて近似し、積分範囲をどの程度の長さにとることで所要の結果が得られるかについて検討したうえで本法を半無限弾性体表面に開削された、任意形状の十分に長い浅谷にSH波が入射した場合の定常状態の応答解析に適用し、他の解析解等と比較してこの解析法の妥当性を検討した。

2. 定式化

Fig. 1に示されるような空間内において、等方、等質かつ線形の弾性体を考え、物体力は無いものとする。いま、2次元問題を考えるものとする。面外方向変位は次のように表わされる。

$$u(x) = u^0(x) + u^s(x) \quad (1)$$

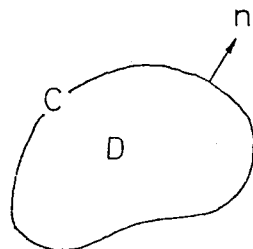


Fig.1

ここに、 $u^0(x)$ は自由場の変位、 $u^s(x)$ は散乱場の変位である。

定常状態を考えると、散乱場はHelmholtzの方程式を満足するので、その解は次のような2次元の積分表示式(一重層ポテンシャルあるいは間接法)で表わすことができる。

$$u^s(x) = \int_C G(x, \xi) \varphi(\xi) dS_\xi \quad (2)$$

$$G(x, \xi) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(kr)$$

$$r = |x - \xi|$$

ここに、 $G(x, \xi)$ はGreen関数、 $\varphi(\xi)$ は積分密度、 $H_0^{(1)}$ は第1種Hankel関数、 S は境界上の1点から境界に沿って測った長さを示す変数である。自由表面上で、 $\frac{\partial u}{\partial n}(x) = 0$ という境界条件を式(1)、(2)に課すことにより、次の方程式を得る。

$$-\frac{\partial u^0}{\partial n}(x) = \frac{1}{2} \varphi(x) + \int_C \frac{\partial G}{\partial n}(x, \xi) \varphi(\xi) dS_\xi \quad (3)$$

ここに、 n は外向単位法線ベクトルである。式(1)、(3)を離散化し、

$$u_i = u_i^0 + \sum_j G_{ij} \varphi_j \Delta S_j \quad (4)$$

$$-\left(\frac{\partial u^0}{\partial n}\right)_i = \frac{1}{2} \varphi_i + \sum_j \left(\frac{\partial G}{\partial n}\right)_{ij} \varphi_j \Delta S_j \quad (5)$$

とすることにより、式(5)より求めた φ を用いて、式(4)から面外変位を求めることができる。

3. 数値解析および解析結果

数値解析にあたっては、前述した式(4)、(5)に

おいて境界の微小分割区間 Δs_i は一定値とし、半無限境界を有限近似長 L で近似して計算を行なった。Fig. 2に、地表面付近に在る円孔に種々の角度から入射波が入射する場合の積分密度 η の分布を示す。ここでは L を円孔の半径 a の10倍に取って計算を行なっているが、円孔から離れるに従い η の値は小さくなり、式(4)の計算に影響を及ぼさなくなることが判る。従って、以後の計算においては、 L を $6a$ 程度に取って計算を行なっている。

次に、地表面の不規則性による入射波の散乱の問題を調べるために解析モデルとして、半円形及び三角形の断面と、近く円形空洞のある場合の3つを考え、その解析結果を、半円形断面については解析解⁽³⁾と、また三角形の断面については他の近似解および解析解⁽²⁾⁽⁴⁾と比較した。全ての計算例において波数を k とし、代表的長さ a によって、 $ka = \eta\pi = \frac{2a\pi}{\lambda}$ と表わすものとする。ここに、 λ は入射波の波長である。まず、半径 a の半円形の断面の場合の計算結果をTable 1に示す。波の入射角 α は一定とし、 η を変化させてその影響を調べた。 k が小さい場合には、本法と解析解とが良く一致していることが判る。Fig. 3は、壁面傾斜角 $\beta = 45^\circ$ 、 $\eta = 0.25$ ($k = 0.79$)の場合の変位振幅を示したものであるが、入射角 α の変化に応じてその影響を見ている。全体的にRef. 4の結果と良く一致している。ただ、波の入射側の変位の計算精度がRef. 2の結果に対して多少劣るようである。この傾向は、他の α の値の時にみられた。

最後に、円形空洞が近くに存在する場合の三角形の断面についてFig. 4に示してある。溪谷の側面の傾斜角 β が 45° 、 $\eta = 0.25$ ($k = 0.79$)として α を変化させてある。円形空洞の存在が散乱形式にかなりの影響を与えていることが判る。空洞近傍の溪谷側面上では、Ref. 2との一致が悪いようであるが、全体的にみて、境界要素法を用いても、ほぼ満足できる計算結果が得られていると思われる。

Table 1

η	$\%a$	Ref. 3			Ref. 2			Result		
		Real	Imaginary	Absolute	Real	Imaginary	Absolute	Real	Imaginary	Absolute
0.1	-1.0	1.932	0.781	2.084	1.930	0.738	2.067	1.934	0.737	2.070
	-0.5	1.836	0.462	1.893	1.844	0.435	1.895	1.834	0.445	1.887
	0.5	1.784	-0.204	1.796	1.801	-0.197	1.811	1.784	-0.184	1.794
	1.0	1.832	-0.523	1.905	1.848	-0.500	1.914	1.840	-0.477	1.901
	-1.0	1.804	2.520	3.099	1.854	2.439	3.064	1.959	2.419	3.113
0.5	-0.5	0.325	1.198	1.241	0.442	1.129	1.212	0.301	1.241	1.277
	0.5	0.157	1.113	1.124	0.225	0.928	0.955	0.149	1.169	1.178
	1.0	1.328	-1.150	1.756	1.349	-1.094	1.737	1.501	-1.053	1.834

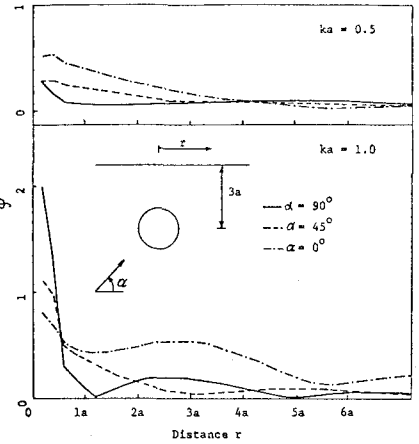


Fig. 2

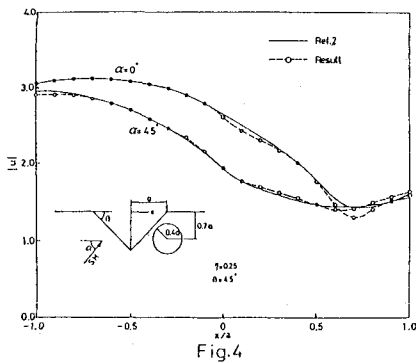


Fig. 4

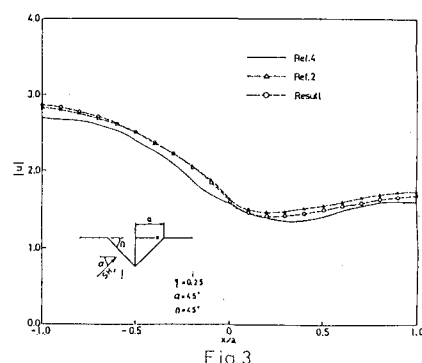


Fig. 3

参考文献

- 1) T.W. May and B.A. Bolt; The Effectiveness of Trenches in Reduction Seismic Motion, Earthquake eng. Struct. dyn. Vol 10, 1982
- 2) S.K. Datta and K.C. Wong; Diffraction of Plane SH waves in a Half-Space, Earthquake eng. Struct. dyn. Vol 10, 1982
- 3) M.D. TriFunac; Scattering of Plane SH waves by a Semi-Cylindrical Canyon, Earthquake eng. Struct. dyn. Vol 1, 1973
- 4) F.J. Sánchez-Sesma and E. Rosenbluth; Ground motion at Canyons of arbitrary Shape under incident SH waves, Earth. eng. Struct. dyn. Vol 7, 1979