

芙蓉情報センター 正員 村西 佳美
芙蓉情報センター 正員 安藤 知明
東海大学 正員 浜田 政則
東海大学 正員 北原 道弘

1. はじめに

近年、掘削工法の発達に伴って岩盤空洞の大型化が進むとともに、地下貯油槽、地下原子力発電所、高レベル放射性廃棄物用地下空洞など重要性の高いものの建設が計画されつつある。そこで、これら岩盤空洞に対する高い耐震性が要求されるようになってきた。本稿では、積分方程式法を用いた岩盤空洞の地震応答解析法を示すとともに、既に山岳トンネルにおいて実施された地震観測データをもとに本手法を適用した結果を報告する。

2. 理論概要

等方かつ均質な弾性体の運動の基礎式は、周波数領域において次式で示される。

$$\mathbb{L}\bar{u} = \mu \Delta \bar{u} + (\lambda + \mu) \nabla \nabla \bar{u} + \rho \omega^2 \bar{u} = 0 \quad (1)$$

ここで、 $\mathbb{L}$ は Navier - Cauchy 作用素、 Δ は Laplacian、 λ, μ は Lamé 定数、 $\bar{u}(x, y)$ は周波数領域での変位を表わす。(1)式では物体力を0としている。以下、煩雑さを避ける為 $\bar{u}$ を u と記す。

(1)式の基本解 $\bar{u}$ は、次式の解である。

$$\mathbb{L}\bar{u}(x, y) = -\mathbb{I} \delta(x - y) \quad (2)$$

ここで、 $\delta(x - y)$ は、Dirac デルタ関数である。2次元問題では $\bar{u}(x, y)$ は次式で与えられる。

$$\bar{u}(x, y) = \frac{1}{4\pi} \left[H_0^{(0)}(k_1 r) \mathbb{I} + \frac{1}{k_1^2} \nabla \nabla \{ H_0^{(0)}(k_1 r) - H_0^{(0)}(k_2 r) \} \right] \quad (3)$$

ただし、 $r = |x - y|$ 、 $k_1 = \omega / c_1$ 、 $k_2 = \omega / c_2$ 、 $c_1 = \sqrt{\mu / \rho}$ と $c_2 = \sqrt{(\lambda + \mu) / \rho}$ は横波と縦波の位相速度、 $H_0^{(0)}(\cdot)$ はオイ種0次 Hankel 関数である。

解析すべき領域を D 、境界を ∂D 、入射波成分を u_i とする。いま、散乱波成分 $u_s (= u - u_i)$ が放射条件を満足することを考えて(1)式を積分形式に変換すると次のようである。

$$c u_i(x) = \int_{\partial D} [\bar{u}(x, y) \cdot \bar{c}(y) - \bar{c}(x, y) \cdot u(y)] dS + u_i(x) \quad (4)$$

ここで、 c は、 $x \in D$ のとき $c = 1$ 、 $x \in \partial D$ のとき $c = 1/2$ 、 $x \notin D$ のとき $c = 0$ である。 $\bar{c}$ は、表面力であり次式で与えられる。

$$\bar{c} = n \cdot [\lambda \nabla u + \mu \{ \nabla u + (\nabla u)^T \}] \quad (5)$$

$$\bar{c} = n \cdot [\lambda \nabla \bar{u} + \mu \{ \nabla \bar{u} + (\nabla \bar{u})^T \}] \quad (6)$$

一方、半無限領域 D_0 と inclusion 領域 D_e との境界を ∂D_e とすると、 ∂D_e 上では次の平衡条件が成立

する。

$$u_i(x) = v_e(x), \quad \bar{c}_e(x) = -\bar{c}_e(x) \quad x \in \partial D_e \quad (7)$$

ここで、 $v_e(x)$ 、 $\bar{c}_e(x)$ は inclusion 領域の変位と表面力を示す。上記(4)式を(7)式の境界を考え書き換えると次式を得る。

$$c u_i(x) = \int_{\partial D \cup \partial D_1 \cdots \cup \partial D_K} [\bar{u}(x, y) \cdot \bar{c}(y) - \bar{c}(x, y) \cdot u(y)] dS + u_i(x) \quad (8)$$

$$0 = \int_{\partial D_e} [\bar{u}(x, y) \cdot \bar{c}(y) + \bar{c}(x, y) \cdot u(y)] dS \quad (9)$$

ここで、 ∂D_0 は半無限境界を示す。

上式を離散化し数値積分することにより周波数領域の解 u を得る。さらに、 u に Fourier 逆変換を施すことにより実時間領域での応答を得ることができる。

3. 計算モデル

本報告では、比較的硬い和歌山に掘削された鉄道単線用トンネルを計算対象とした。トンネルの横断面を図-1に示す。トンネル周辺の岩盤物性は、 $C_g = 1600 \text{ m/s}$ 、ポアソン比 $\nu_g = 0.25$ 、単位体積重量 $\rho_g = 2.3 \text{ t/m}^3$ 、一方向コンクリートライニングは、 $C_{lc} = 1770 \text{ m/s}$ 、 $\nu_{lc} = 0.25$ 、 $\rho_{lc} = 2.5 \text{ t/m}^3$ とした。トンネル深さは、地表面より約120mである。今回の計算では径に比してトンネルが比較的深い所に位置しているため地表面の影響は小さいと見なし無限地盤中の空洞として解析している。入射波はSV波とし水平に対して45°の角度で入射するものとした。地震波は、図-1に示すA1, A2, A3の各点で観測されている。このうち、A1で観測された加速度波形をもとに地表面での反射を考慮して入射SV波を求め入力地震

波とした。

4. 定常応答解析

入射波波長の相異によるトンネルの変形モードを知る為、単位振幅の正弦波を入力した場合の定常解を求めた。図-2は、入射波波長 λ とトンネル径 $2R_1$ との比 $\lambda/2R_1$ が3.0と10.0の場合について計算したものである。図から明らかなように波長が短くなると極て複雑な変形モードを示すこととなる。一、 $\lambda/2R_1=10.0$ の場合では、入射波の腹がトンネル中心を通過するとき(Real部)にはトンネルは剛体的変位を示す。しかし、節を通過するとき(Imaginary部)では、SV波の影響が顕著に現われ上下方向の圧縮、あるいは引張り状態が発生することとなる。

5. 過渡応答解析

観測点A1で得られた入力加速度波形(図-3)に対する変位応答を調べる為、トンネルの変形過程を積分方程式法で得られた周波数応答関数を用いて計算した。図-4は、時刻2.05秒から2.55秒までの変形パターンを計算したものである。図から解るようにトンネルはほとんど剛体的変位を示している。これは、周辺岩盤が硬く、入射波波長が長いことによるものと考えられる。尚、観測値との詳細な比較検討は当日報告する。

参考文献

- (1) M. Kitahara; 'Applications of Boundary Integral Equation Method to Eigenvalue Problems of Elastodynamics and Thin Plate', Dr. Th. Kyoto Univ. 1984
- (2) 浜田, et al; 「岩盤空洞の地震時挙動観測と考察」JSCE, No. 341, 1984-1

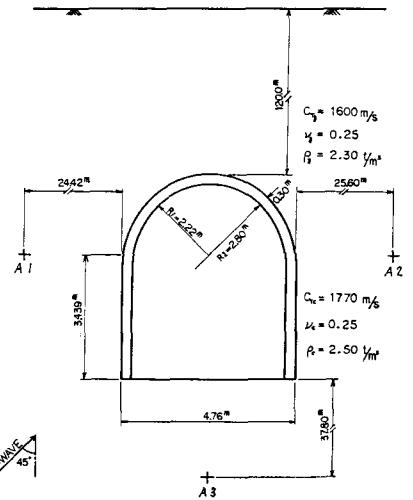


図-1 計算モデル

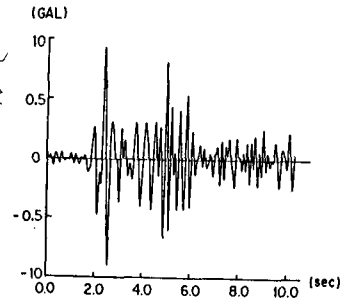


図-3 入射波加速度波形

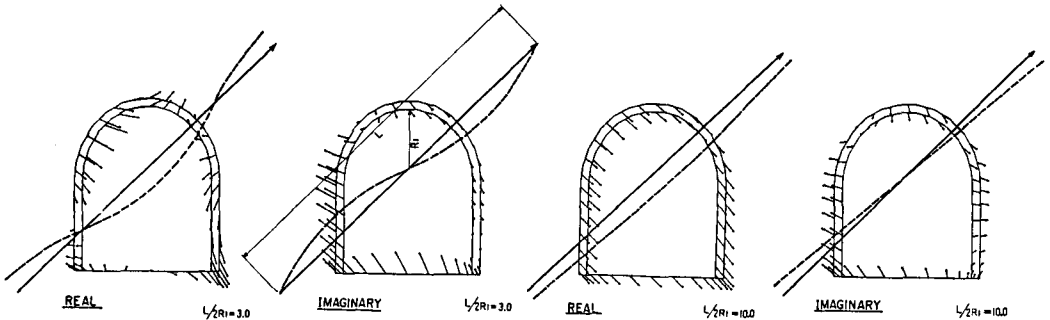


図-2 定常解の変形モード

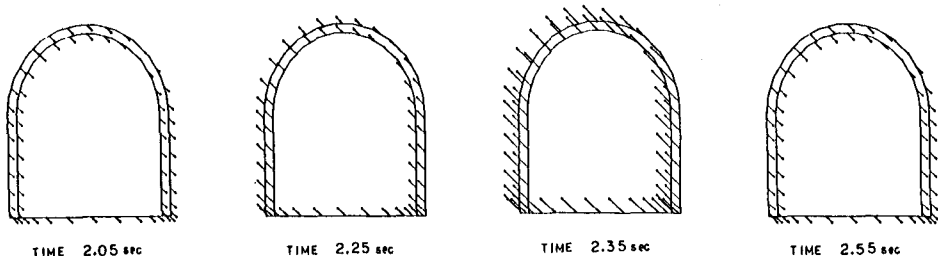


図-4 各時刻のトンネルの変形