

半無限層状地盤内のシールド・トンネルの 横断面耐震解析

竹宮宏和¹・王海波²

¹正会員 工博 岡山大学教授 環境理工学部環境デザイン工学科 (〒700 岡山市津島中3)

²正会員 工博 元岡山大学自然科学研究科博士課程院生

本論文では、動的サブストラクチャー法による地盤-埋設構造物系の動的相互作用解析を振動数領域において論じた。まず、表面分布加振による Lamb の解を利用して半無限層状の放射波動に対する遠地盤インピーダンスを効率的に安定して評価できる、また併せて有効入力動も計算できる手法を開発し、これを不規則領域の有限要素法へ導入するハイブリッド解析を提案している。例題解析は、一様層状地盤内の双設シールド・トンネルを対象とし、その横断面方向の挙動の把握を地盤の層状性、入射波の種類、入射角、構造物の建設位置をパラメータとして行なった。

Key Words : *substructure method, hybrid procedure, lamb solution, FEM, frequency domain, shield tunnel, seismic analysis, transverse section*

1. ま え が き

最近の大都市においては、地下空間の開発が脚光を浴びており、地中構造物は、シールドトンネルに代表されるように大深度、大断面化して来ている。そのため、横断面の上下端の相対変位は無視できない。これらの耐震設計手法は、通常のライフライン構造物とは異なるものとなる可能性が大きい。筆者らは、既に上記の縦断面方向の解析を別論文¹⁾で論じているので、本研究では、横断面方向の地震時応答を対象とする。

長軸なトンネル構造物は、必ずしもよい地盤条件下にあるのではなく、軟弱な地盤を、また地盤の急変地を通過することもある。シールドトンネルの建設は地形および既存の地下構造物からの条件と、機能面からの要求、さらに経済的視点から大断面の単設よりも中断面の双設にする可能性がある。その際のトンネル間の相互作用効果の程度を明確にして、耐震性の検討をしておかなければならない。これについては Balendra らの SH 波入射に対する面外方向運動を扱った波動論解²⁾があるが、横断面内での挙動はより重要である。

地中構造物の耐震解析で重要なことは (1) 地盤が半無限性の波動伝播体、(2) 一般に層状、(3) 構造物が建設されると、不規則領域を作る等である。そして、地震波には入射波の種類、波長、入射角などが規定されることであろう。波動論手法では、理想化された地盤のモデル化の下でも解の誘導において式の取り扱いが複雑になるので、有限要素法、境界要素法などの数値解析手法

の応用が期待される。こうした状況下での合理的な耐震解析手法は、解析対象領域のモデル化で、まず構造物を含む周辺地盤 (不規則領域) を有限要素法 (FEM) で、その外側の半無限地盤 (遠地盤) を他の解析手法、例えば境界要素法 (BEM) で対処し、前者に対応した形で評価してトータルな離散解析を遂行することであろう。

BEM-FEM ハイブリッド解析法で半無限遠地盤のインピーダンス関数を評価するために、仮想ソースを実際の不規則インターフェイスからあるオフセット量をとって計算することが行われる。その際、仮想ソースも点加振ソースばかりでなく有効な分布加振ソースも考えられる³⁾。そして、不規則なインターフェイス上の離散節点に関する半無限地盤インピーダンスを重み付き残差法に基づいて評価する。この場合の評価精度はオフセットの距離に関係してくるので、安定した解が得られる基準は対象波長の 1/6 程度が目安であった⁴⁾。これを解消し、常に安定した解を得るため、本論文では、仮想ソース面を自然地盤の地表面に採る。つまり分布加振ソースに対する Lamb 解を有効に利用する手法を提案している。応答は定常調和応答を扱い、したがって時間項の $\exp(i\omega t)$ は本文では省いている。

2. 離散化解析による定式化

(1) サブストラクチャー法

対象系の全体を、Fig.1 に示すように、構造物を含む周辺地盤の不規則領域 e と、その外に広がる半無限境界

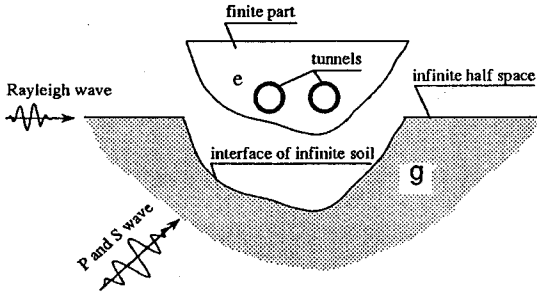


Fig.1 Substructuring of the system

を有する遠地盤領域の g に分割し、サブストラクチャ解析から定式化していく⁶⁾。前者を有限要素法で定式化し、内部要素の節点 s 、後者に対する境界節点 i に区別して表わす。有限要素法による定式化では一般にこれらの節点の自由度に対応して、剛性マトリックス K 、質量マトリックス M が作成されるが、ここでは内部領域節点に対して振動数 ω のときの動的剛性マトリックス $D = (K - \omega^2 M)$ を定義し、遠地盤領域に対しては境界節点にのみおいてその動的剛性を導入できるように、つまりインピーダンス関数を評価する。

$$\begin{bmatrix} D_{ss} & D_{si} \\ D_{is} & D_{ii} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_s \\ u_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_s \\ F_i \end{Bmatrix} \quad (1)$$

地震波の入射問題では、遠地盤との境界節点にのみ外力が働く。ここで、節点の全変位は、一様な遠地盤領域内で定義されるものと、不規則領域の存在によって生じる入射波の散乱現象による増分応答がある。ここではトータル変位応答を考えるに際して、いま不規則領域の存在しない自然地盤状態を想定して、この自然地盤応答 u^f と不規則インターフェイスの存在による散乱波動の増分 u^d とする。したがって境界節点 i においては

$$u^e(s) = u^f(s) + u^d(s) \quad (2)$$

そして節点 i には遠地盤への波動伝播を捉えた後述の遠地盤インピーダンス K_{ii}^g を介して節点力

$$F_i = K_{ii}^g (u_i - u_i^f) \quad (3)$$

が働いている。したがって、支配式 (1) は

$$\begin{bmatrix} D_{ss} & D_{si} \\ D_{is} & D_{ii} + K_{ii}^g \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u_s \\ u_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ K_{ii}^g u_i^f \end{Bmatrix} \quad (4)$$

(2) 遠地盤インピーダンスと有効入力

遠地盤領域における不規則なインターフェイスからの散乱波動場を不規則領域のない自然地盤から作りだすことを試みる。遠地盤領域 g を対象にしてインピーダンス関数の逆であるコンプライアンス関数は、不規則インターフェイス上での節点力 f と変位 u の関係として誘導される。そのためには仮想的に加振面 s' をとり、そこ

へ加振力 $p(s')$ を作用させる。そのときのインターフェイス s 上の応答は、変位と表面力に関してそれぞれ

$$u^d(s) = \int_{s'} L_u(s, s') p(s') ds' \quad (5)$$

$$t^d(s) = \int_{s'} L_t(s, s') p(s') ds' \quad (6)$$

ここで、 $L_u(s, s')$ 、 $L_t(s, s')$ は集中力の加振に対する変位、表面力に関する Lamb の解⁷⁾ で与えられる。本研究では、特に、この地表面へのいくつかの強度の異なる帯状加振 P の状態を想定する。これは一つの仮想系である。したがって、対応する変位、表面力に対応する Lamb の解 $L_u(s)$ 、 $L_t(s)$ を定義して

$$u^d(s) = L_u(s) P \quad (7)$$

$$t^d(s) = L_t(s) P \quad (8)$$

ただし、解の誘導に際しては直接に線加振に対する Lamb 解を分布幅にわたって積分するのではなく、直接に帯状加振に対して積分変換法から求める。

解析対象系に対する付帯条件を考える。不規則インターフェイス上の表面力を自由表面への有限個の表面加振分布から近似再現する。そのとき仮想変位の原理から

$$\int_{s'} \delta p(s')^T ds' \int_{s'} L_u(s, s')^T (t^f(s) + L_t(s, s') p(s')) ds = 0 \quad (9)$$

あるいは上記の離散加振の場合

$$\delta P^T \int_{s'} L_u(s)^T (t^f(s) + L_t(s) P) ds = 0 \quad (10)$$

よって陽な形で離散加振力が求められる。

$$P = -E^{-1} B \quad (11)$$

ただし

$$E = \int_{s'} L_u(s)^T L_t(s) ds \quad (12)$$

$$B = \int_{s'} L_u(s)^T t^f(s) ds \quad (13)$$

不規則インターフェイスによる散乱波動場は式 (2)、(7) と (11) から

$$u^e = u^f - L_u(s) E^{-1} B \quad (14)$$

遠地盤インピーダンスを不規則領域のモデル化に応じて評価する。そのため、連続なインターフェイスを持つ仮想系と離散的な有限個の節点系の仮想仕事の等値をとる。

$$\left. \begin{aligned} \delta W &= \int_{s'} \delta p(s')^T \int_{s'} L_u(s, s')^T L_t(s, s') p(s') ds ds' \\ &= \int_{s'} \delta p(s')^T \delta U^T F \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

地表面の離散加振ソースのときは

$$\left. \begin{aligned} \delta W &= \delta P^T \int_{s'} L_u(s)^T L_t(s) ds P = \delta P^T E P \\ &= \delta P^T U^T F \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

したがって

$$P = E^{-1}U^T F \quad (17)$$

そして離散インターフェイス節点の変位を地表面の離散加振ソース P で表すと

$$u^d = U(s_i)P = L_u(s_i)P \quad (18)$$

式 (17) を式 (18) に代入すると、遠地盤インピーダンスが評価される。

$$u^d = (UE^{-1}U^T)F = [K_n^*]^{-1}F \quad (19)$$

ここに $[K_n^*]^{-1}$ は遠地盤コンプライアンスつまりインピーダンスの逆マトリックスを定義している。式 (12) から見て E は対称行列であるから遠地盤インピーダンスも対称行列となる。これらの計算は仮定したインターフェイスに沿った線積分で求められるから、インターフェイスが解析的に定義されるのであれば一般にガウス積分法を使って容易に遂行することができる。文献 (5) に数値解析例を挙げているが、内挿関数を導入しない本解析方法においては境界積分は容易であり、効率性と精度の改善が図られる。本解析法では散乱波動と同時に遠地盤インピーダンスを評価することができる利点がある。

3. 波動伝播解析

(1) 多層地盤内の波動伝播

解析対象領域の座標系を Fig.2 のようにとる。面内波動としては、P 波、SV 波が関係するので、それぞれのポテンシャルを ϕ , ψ として導入する。解析にあたって、 x 一方向への波動伝播に関してフーリエ変換 (\wedge を付ける) を用いて表現する。その結果、任意層内の波動伝播に関して Helmholtz の解として

$$\hat{\phi} = \Phi_1(\xi)e^{k_1 y} + \Phi_2(\xi)e^{-k_1 y} \quad (20)$$

$$\hat{\psi} = \Psi_1(\xi)e^{k_2 y} + \Psi_2(\xi)e^{-k_2 y} \quad (21)$$

ここで ξ は水平方向伝播の波数を表しており、 $k_1 = \sqrt{\xi^2 - k_\alpha^2}$ ($Re k_1 > 0$), $k_2 = \sqrt{\xi^2 - k_\beta^2}$ ($Re k_2 > 0$), $k_\alpha = \omega/\alpha$, $k_\beta = \omega/\beta$ はそれぞれ P 波、S 波の波数で、 α , β は伝播速度である。多層地盤内の波動伝播は Huskell の方法によって求められる⁸⁾。つまり、水平面上の変位および応力から成る状態ベクトルのフーリエ変換量

$$\hat{v}^T = \{\hat{u} \ \hat{v} : \hat{\tau}_y \ \hat{\tau}_{xy}\} = \{\hat{u}^T \ \hat{\tau}^T\} \quad (22)$$

を定義して、式 (20), (21) から表し、第 m 層内において

$$\hat{v}_m(y) = \begin{bmatrix} i\xi & k_2 & i\xi & -k_2 \\ k_1 & -i\xi & -k_1 & -i\xi \\ \mu l & -2i\mu\xi k_2 & \mu l & 2i\mu\xi k_2 \\ 2i\mu\xi k_1 & \mu l & -2i\mu\xi k_1 & \mu l \end{bmatrix}_m \cdot \text{diag}(e^{k_1 y} \ e^{k_2 y} \ e^{-k_1 y} \ e^{-k_2 y})_m \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \Psi_1 \\ \Phi_2 \\ \Psi_2 \end{bmatrix}_m^T, \quad (23)$$

$$= C_m(y) \chi_m^T : y_{m-1} \leq y \leq y_m$$

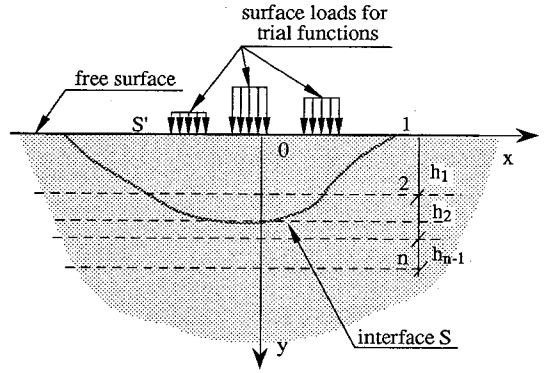


Fig.2 Lamb's problem of layered half space for trial functions

ただし $l = 2\xi^2 - k_\beta^2$

これを使って各層内の応答をその上面の応力状態ベクトルで表す波動伝播マトリックス $T_m(y)$ を評価する。

$$\begin{aligned} \hat{V}_m(y) &= C_m(y) C_{m-1}^{-1}(y_{m-1}) \hat{V}_m(y_{m-1}) \\ &= T_m(y) \hat{V}_m(y_{m-1}) \end{aligned} \quad (24)$$

ただし、 T_m の要素の詳細は付録 A に記しておいた。よって多層地盤内の波動の伝播に関しては、隣り合う 2 層間のインターフェイス上の応答の連続性に注目して、式 (24) を全層に渡って適用する。その結果、地表面と最下層の半無限基盤面 (第 n 層とする) の上面の間で状態ベクトルに関する関係式が得られる。

$$\begin{aligned} \hat{V}_n(y_{n-1}) &= T_{n-1}(h_{n-1}) \cdot T_{n-2}(h_{n-2}) \cdots T_1(h_1) \hat{V}_1(0) \\ &= Q_{n-1} \hat{V}_1(0) \end{aligned} \quad (25)$$

ただし h_m は各層厚を表し、 $h_m = y_m - y_{m-1}$ である。

半無限基盤層には上昇波は存在しないことから、それらに関する係数はゼロとなり、上式 (23) と (25) から

$$\chi_n^T = C_n^{-1}(y_{n-1}) Q_{n-1} \hat{V}_1(0) \quad (26)$$

において、 $R(y_{n-1}) = C_n^{-1}(y_{n-1}) Q_{n-1}$ を定義すると

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \chi \end{bmatrix}_n = \begin{bmatrix} R_{11} & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(0) \\ \tau(0) \end{bmatrix}_1 \quad (27)$$

と表される。ただし $\chi_n^T = \{\Phi_2 \ \Psi_2\}_n$ したがって、地表面上の変位-応力関係式が導かれ、

$$\hat{u}_1(0) = -R_{11}^{-1} R_{12} \hat{\tau}_1(0) \quad (28)$$

そして任意の第 m 層の状態ベクトルは

$$\hat{V}_m(y) = T_m(y) Q_{m-1} \begin{bmatrix} R_{11}^{-1} R_{12} \\ I \end{bmatrix} \hat{\tau}_1(0) \quad (29)$$

以下の解析では地表面における応力境界条件を導入する。加振状態が x_0 を中心に一様に水平な強度 p , 鉛直強度 q で幅 $2a$ に渡って分布しているとする。

$$t_y = -qe^{i\xi x}, \quad t_x = -pe^{i\xi x} \quad \text{ただし } |x - x_0| \leq a \quad (30)$$

これらの波数領域 ξ での表現は

$$t_y = 2q \frac{\sin \xi a}{\xi} e^{-i\xi x_0}, t_x = 2p \frac{\sin \xi a}{\xi} e^{-i\xi x_0} \quad (31)$$

(2) 数値計算上の問題点と解法における工夫

境界条件を満たす波数領域解 $\hat{V}_m(y)$ が求められると、それをフーリエ逆変換して元の座標系における解とする。

一様地盤に対する波数領域解は、各変位と応力成分において陽な形で求められる。それらの逆フーリエ変換から空間領域解が得られるが、つぎの波数積分の表現となる⁷⁾。

$$\chi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} G(\xi) e^{i\xi x} d\xi \quad (32a)$$

$$\chi_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \xi G(\xi) e^{i\xi x} d\xi \quad (32b)$$

ここに $G(\xi)$ の指数関数 $e^{-k_1 y}$, $e^{-k_2 y}$ を含む偶関数である。被積分関数 $G(\xi)$ は分岐点 k_α , k_β および $|R_{11}(\xi)| = 0$ (レーリ関数) のときの単極 k_r を有するので、Fig. 3a に示した一葉リーマン面上で複素周回積分を逐行する。その際、レーリ極の特異性、実体波に対する分岐点に留意する必要がある⁷⁾。式 (32) の積分を変数 ξ を複素数領域に拡張して ζ とする。周回積分は半径 $R \rightarrow \infty$ の積分値はゼロとなり、また虚数軸上の積分値は相殺されるので、同図の積分路 Γ (実数軸上の有限積分と虚数軸上の半無限積分) 上の貢献と留数値 (Res と略記) から評価される。

$$\chi_2 = \int_r G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi - 2\pi i \text{Res}[G(\zeta) e^{-i\zeta x}] \quad (33a)$$

$$\chi_2 = - \int_r \zeta G(\zeta) e^{-i\zeta x} d\zeta + 2\pi i \text{Res}[\zeta G(\zeta) e^{-i\zeta x}] \quad (33b)$$

Γ 上の積分は、 $\text{Im}(k_1) > 0$, $m(k_2) > 0$ では $G(\zeta)$, $\text{Im}(k_1) < 0$, $m(k_2) < 0$ では $G^*(\zeta)$ ($G(\zeta)$ の共役) を定義できるので、

$$\begin{aligned} \int_r G(\zeta) e^{-i\zeta x} d\zeta &= -2 \int_0^\infty \text{Im} G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi \\ &+ 2i \int_0^{k_\alpha} \text{Im} G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi + 2i \int_{k_\alpha}^{k_\beta} \text{Im} G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi \end{aligned} \quad (34a)$$

$$\begin{aligned} \int_r \zeta G(\zeta) e^{-i\zeta x} d\zeta &= -2 \int_0^\infty \xi \text{Im} G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi \\ &+ 2i \int_0^{k_\alpha} \xi \text{Im} G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi + 2i \int_{k_\alpha}^{k_\beta} \xi \text{Im} G(\xi) e^{-i\xi x} d\xi \end{aligned} \quad (34b)$$

レーリ関数に対する留数値は、レーリ関数を陽に表現して

$$\begin{aligned} R_{11}(\xi) &= F(\xi) \\ &= (2\xi^2 - k_\beta^2)^2 - 4\xi^2 \sqrt{\xi^2 - k_\alpha^2} \sqrt{\xi^2 - k_\beta^2} \end{aligned} \quad (35)$$

よって

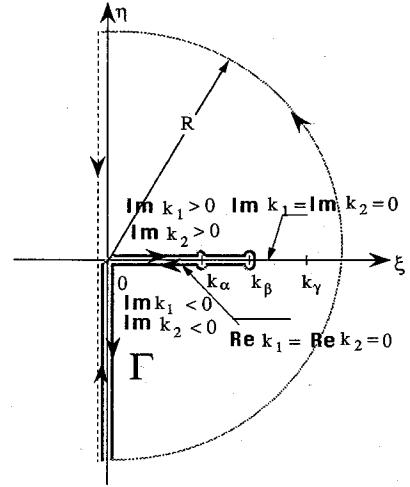


Fig.3a Integration path for a uniform half space

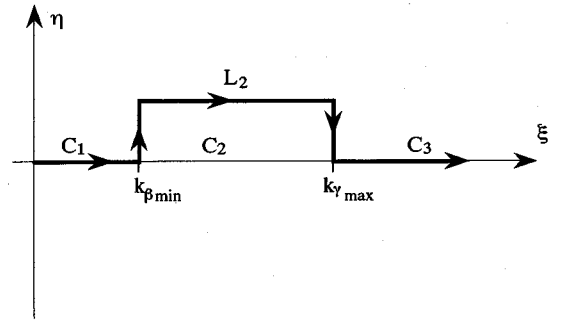


Fig.3b Integration path for layered half space

$$\left[\frac{d[F(\xi)f(\xi)]}{d\xi} \right]_{\xi=k_r} =$$

$$16\xi^4 [6\xi^4 (k_\alpha^2 - k_\beta^2) + 2\xi^2 k_\beta^2 (3k_\beta^2 - 2k_\alpha^2) - k_\beta^6]_{\xi=k_r} \quad (36)$$

ここに

$$f(\xi) = (2\xi^2 - k_\beta^2)^2 + 4\xi^2 \sqrt{\xi^2 - k_\alpha^2} \sqrt{\xi^2 - k_\beta^2}$$

を定義している。

半無限積分は、各セグメントごとの積分の和として

$$\int_0^\infty f(\xi) d\xi = \sum_{k=0}^{\infty} \int_{\xi_k}^{\xi_{k+1}} f(\xi) d\xi \quad (37)$$

ただし、 $\xi_{k+1} > \xi_k$, $\xi_0 = 0$ である。それぞれの有限積分は自動分割法によるガウス・ルジェンドラ法 (Adaptive Gauss-Legendre quadrature) を採用した。そして半無限積分は被積分関数が振動することから Longman 手法¹⁰⁾ によって処理した。そのときの ξ_k に関しては $\sin k_1 y = 0$, $\sin k_2 y = 0$ を満たす ξ_k ととることができる。

多層地盤の場合、波数領域積分の数値計算は、最下層の半無限地盤内の実体波に対する分岐点 k_α^N , k_β^N , 全層状地盤の一般化されたレーリ極 k_r^N が複数個存在し、一様地盤のときのように陽に決定できない。しかし、それ

らの存在範囲は各層の物性に寄与する最小せん断波数 k_{\min} と最大レーリ波数 k_{\max} によって挟まれるので、ここでは積分路を Fig.3.b に示したように C_1 , C_2 , C_3 と分割する。積分路 C_1 は上記の分岐点を含む。レーリ極は C_2 の上のみ存在するものとする。そのため C_2 は迂回路 L_2 で置き換える。 C_1 で半無限層の k_1 , k_2 のどちらかが純虚数であれば双方とも正符号の方をとる。 C_2 , C_3 では半無限層の k_1^V , k_2^V は実数部が正の方をとる。

地表面とその近傍の応答計算では、レーリ波の伝播に起因して半無限積分項は被積分関数が振動するため一様地盤のときと同様、Longman 手法をとる。 ξ_k は被積分関数のゼロクロッシングから求める。一方、それより深い位置での応答計算では、被積分関数に含まれる $e^{-\xi v}$ 項のため収束が速く直接に自動分割によるガウスルジェンドラ法をとる。

4. 例題解析

シールド・トンネルの横断面内の地震波入射に対する応答解析を行った。ただし、入射地震波は調和面内波の P, SV 波と仮定した。解析対象の地盤-埋設構造物を Fig.4 に描く。ここでは、解析の検討事項として、

(1) 周辺地盤との動的相互作用、(2) 地盤の層状性の影響、(3) 構造物の設置位置の影響、(4) 地震波の種類と入射角の変化の影響、(5) 双設の場合の連性効果、etc. が挙げられる。なお、地盤の物性値を解析ケースに対応して Table 1 に掲げる。

ハイブリッド解析において、シールド・トンネルを含む不規則領域を半径 $R(=40\text{ m})$ の半円内とし (Fig.5), これより遠方への放射波場としての遠地盤インピーダンスを算出するため、自然地盤の地表面への仮想加振は独立な水平および鉛直方向の 21 対の分布表面力を仮定した。半円内の FEM でのモデル化は 8 節点平面歪み要素で、各要素長は 10 Hz においても各入射波の 1 波長内に約 8 節点とれるように離散化した。総節点数は 617, その内インターフェイス上に 53 節点が存在している。入射波は単位振幅の変位で与えた。

Fig.5 は鉛直入射の SV 波に対する振動数 5 Hz のときの有限要素内の応答の様相を描いたものである。同振動数は上層地盤の卓越振動数ではないが、上層の振動がかなり顕著に見られる。自由地表面の変形図に見られる波長は 31.6 m と読み取れ、これは上層地盤の物性値から計算されるレーリ波の基本波長にほぼ一致するためレーリ波が発生していると判断できる。

Fig.6, 7 はそれぞれ SV 波, P 波入射に対する Case 2.1 のトンネルの応力を示したものである。応力はガウス積分点で外側に位置するものから評価した。 θ -方向の応力が卓越していることが分かるが、入射波動種別に

Table 1 Properties of layered half space

| Case | Layer | $V_s(\text{m/s})$ | $\rho(\text{kg/m}^3)$ | Poisson Ratio | depth(m) |
|------|-------|-------------------|-----------------------|---------------|----------|
| 1 | 1 | 140.0 | 1400.0 | 0.47 | ∞ |
| 2.1 | 1 | 140.0 | 1400.0 | 0.47 | 23.95 |
| | 2 | 310.0 | 1700.0 | 0.4 | ∞ |
| 2.2 | 1 | 140.0 | 1400.0 | 0.47 | 47.9 |
| | 2 | 310.0 | 1700.0 | 0.4 | ∞ |

Table 2 Properties of tunnels

| shear modulus (N/m^2) | density (kg/m^3) | Poisson ratio |
|----------------------------------|-----------------------------|---------------|
| 1.382×10^{10} | 2500 | 0.23 |

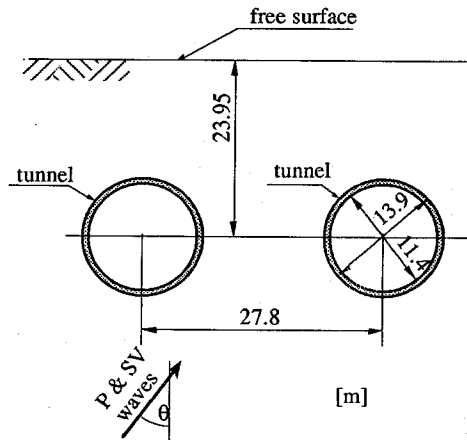


Fig.4 Twin tunnels buried in layered half space subject to incident seismic waves

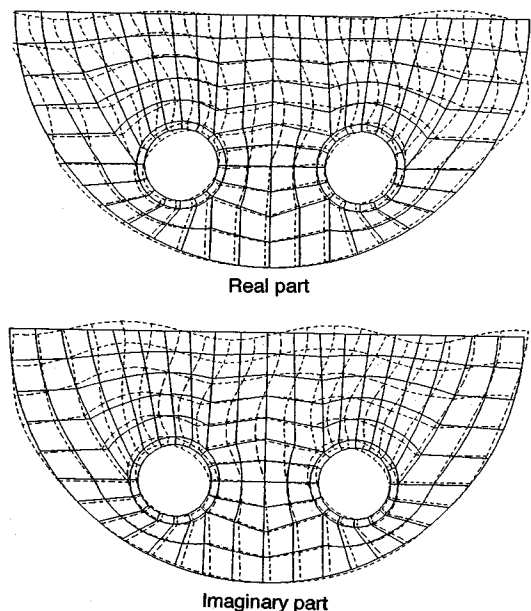


Fig.5 Responses of twin tunnels and neighboring soil

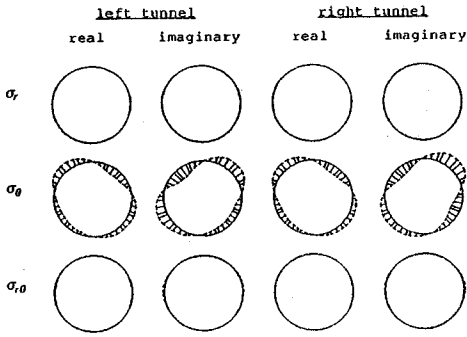


Fig.6 Stress at outer surface of twin tunnels due to SV wave incidence, case 2.1

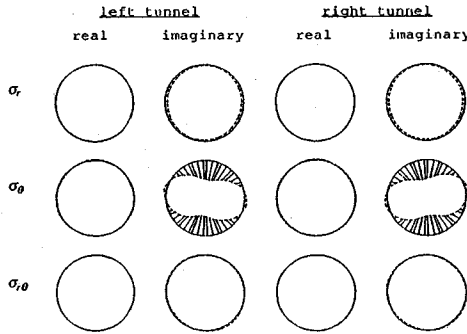


Fig.7 Stress at outer surface of twin tunnels due to P wave incidence, case 2.1

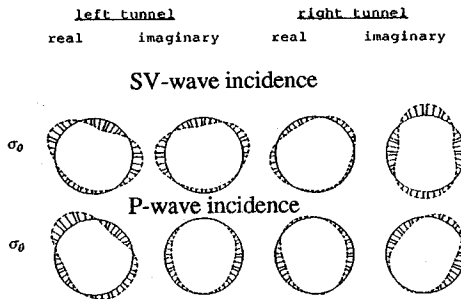


Fig.8 Stress σ_θ at outer surface of twin tunnels due to oblique incident waves, case 21, 30°

よってその様相は異なる。SV波の入射ではせん断応力 $\sigma_{r\theta}$ が、P波入射では σ_r が僅かであるが発生している。前者では、一様地盤内のトンネルの場合と比較して異なる様相の応答となっているが、その応答値はそれほど大きくはなっていない。後者では、その差は非常に小さい。

Fig.8は傾斜入射波に対する応答 σ_θ で、Fig.6, 7のそれぞれに対応した鉛直入射時の結果と比較して、入射角の影響が明瞭に認められる。P波入射の場合にもかなりの程度のSV波の発生があることがトンネルの応力分布から判る。

Fig.9からFig.11は双設トンネルの特定断面における σ_θ 成分の振動数に対する変化を描いたものである。これから周辺地盤の動きによってトンネルの応答が変化することがよく判る。まず、地盤の様相、層状、および構造物の設置位置による差は顕著である。つまり、トンネル断面の振動数応答は地盤条件によって大きく変化し、卓越振動数はシフトしている。双設効果については、SV波の鉛直入射時には左と右のトンネルにおいて対称な応答となるため、差はほとんどない。傾斜入射となると、振動数が高くなるにつれて入射波に向かって前方のトンネルと後方のトンネルでは応答に差異が現われてくる。本解析では、地震波が左下方向から右上方向へ入射すると仮定しているため、入射波に対して後方トンネルは前方トンネルの背後になり、また、自由地表面での反射波の影響も関与してくる。トンネル間の地盤を介しての動的相互作用はFigs.6, 7, 8からSV波入射、P波入射において共に顕著に見られるが、その様相は入射波の種別によって異なっていることがよく判る。

構造物の設計の観点から断面の周方向にわたっての最大応力 σ_θ について注目したのがFig.12で、これはSV波の鉛直入射時の結果である。したがって左右のトンネルの応答は対称である。応答最大値は振動数に依存するが、一様地盤の様相と比べて、層状地盤ではFig.13に示した自由地盤の共振曲線との対応を見ると、このピーク時の振動数においてトンネルの応力 σ_θ はピーク値を示している。傾斜入射のときの最大応答値をFig.14に示す。この場合は、入射波の位相差に従ってトンネル応答が発生して左右のトンネルで異なるため、最大値も両者で異なってくる。Fig.12aからは層状地盤の方が一様地盤より大きい応力値を示していることが判る、そしてトンネル間の相互作用も、Fig.9, Fig.10, Fig.11を参照して、層状地盤のケースが一様地盤内のケースより強いと言える。地盤の剛性が急変する深さにトンネルが位置する場合(Case 2.1)、地盤の卓越振動時に応答増幅がそれ以浅で急激に生じ、Fig.12に見られるように、トンネルの大きな応力の発生となる。一方、トンネルが完全に軟らかい表層内に位置する場合(Case 2.2)では大きな地盤増幅の中のトンネル応答で全体的に位相の異なる変形を受け、応力は一様地盤のケース(Case 1)と比較して大きな応答値となっている。本研究で対象とした構造諸元ではCase 2.1とCase 2.2のピーク応答は振動数によって入れ替えている場合もある。

5. むすび

本研究ではトンネル構造物の地盤との相互作用解析を地盤の半無限境界による波動逸散現象に留意して行なった。定式化は構造物を含む近傍地盤を有限要素法でモデ

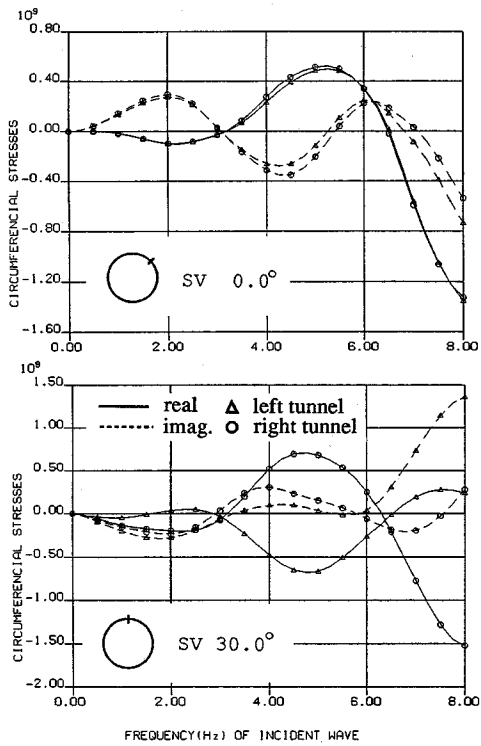


Fig.9 Stress σ_θ in tunnels at selected points vs. frequency, case 1, SV wave incidence

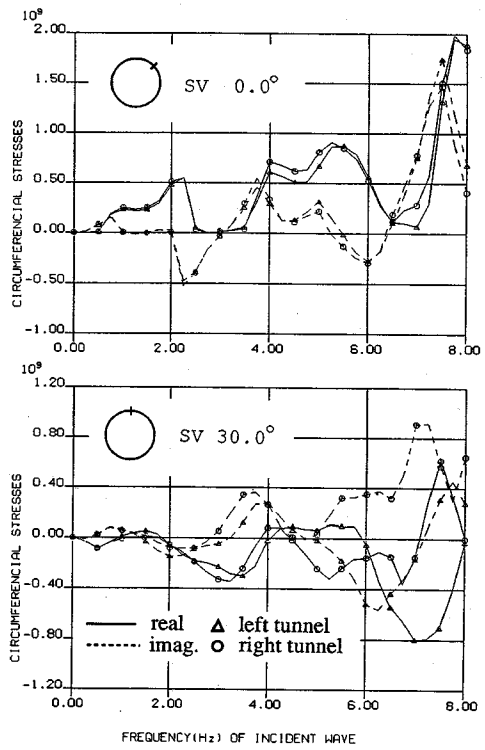


Fig.11 Stress σ_θ in tunnels at selected points vs. frequency, case 2.2, SV wave incidence

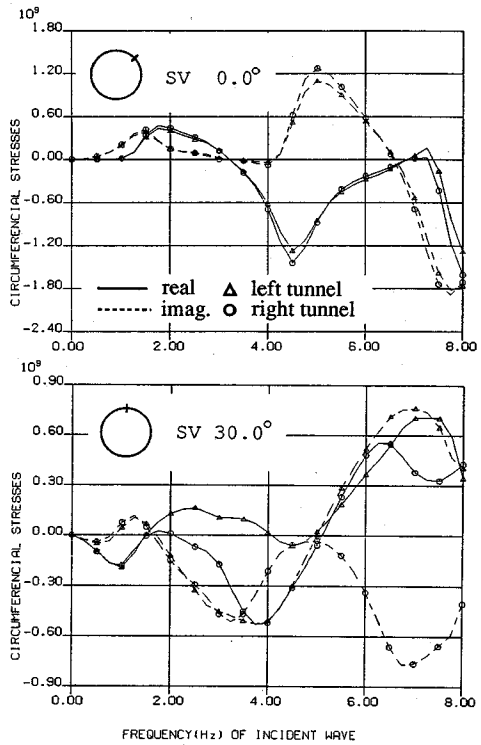


Fig.10 Stress σ_θ in tunnels at selected points vs. frequency, case 2.1, SV wave incidence

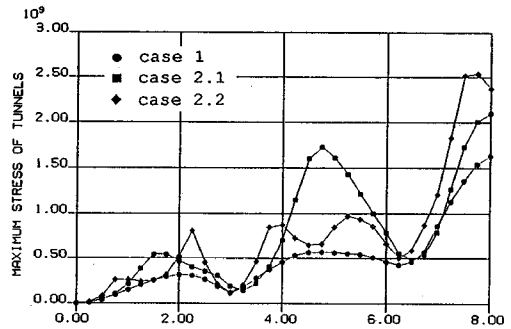


Fig.12 Maximum stress of tunnels vs. frequency

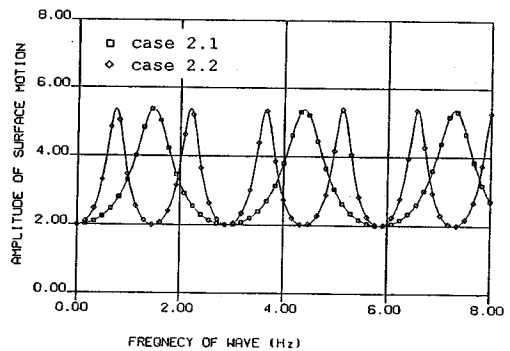


Fig.13 Free field response of layered half space

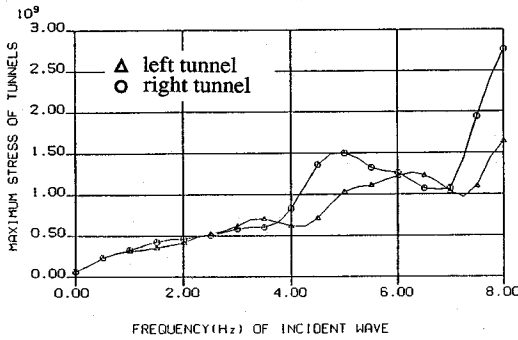


Fig.14 Maximum stress of tunnels vs. frequency, case 2.1, 30° SV wave incidence

ル化し、遠地盤の逸散波動場を地表面に配置した複数の分布加振力による Lamb 解から遠地盤インピーダンスと有効入力動として評価した。本論文の定式化では、内挿関数を導入せず、仮定したインターフェイス上で直接に安定して求められる利点がある。

例題解析として双設トンネルの横断面内を解析の対象とし、地盤の層状性、入射波の種類、入射角、構造物の建設位置をパラメータとした数値解析を実施した。これから結論として誘導される事柄は、

(1) 埋設トンネルの応力応答は周方向応力が卓越し、それは地盤の変形と入射波の種類によって大きく変わる。一般に、振動数が高くなる、つまり波長が短くなると共に応答は増大する様相を呈しているが、地震波の振動数成分には分布があり、高振動数帯域は限られてくる。

(2) 一般に地盤の増幅度がより急な変化を示す層状地盤内のトンネルの方が緩やかな変化を示す一様地盤内のそれよりも全般に大きな応答値を示す。入射波の波長に起因して応答最大値には周期性が現われ、地盤の応答増幅に関係するが、高振動数帯域ではトンネル間の相互作用効果が大きくなってこの傾向に必ずしも一致しなくなる。本研究で使用した構造諸元の場合、剛性の急変する地盤深さに位置する場合、完全に軟らかい表層地盤内のトンネルの応力応答と比較して、最大値は振動数で交互に入れ替わる。地盤の急変部で地盤応答において大きな曲率変化が生じ、その結果大きな応力応答となる。表面波の発生のため深さ方向の変位の位相差が関わっている。

(3) 双設トンネルの地盤を介しての相互作用効果は、入射波の波長に依存するが、傾斜入射となるにつれて大きくなる。これに対する地盤の層状性の影響は大きい。

(4) 埋設トンネルの周辺地盤との動的相互作用で地表面にはレーリ波が発生し易くなる。

付録 A. 多層地盤の場合の波動伝播マトリックス T_m

$$T_{11}(y) = T_{44}(y) = \frac{1}{k_\beta^2} (2\xi^2 CHA - ICHB)$$

$$T_{12}(y) = T_{34}(y) = \frac{-i\xi}{k_\beta^2} ((l/k_1)SHA - 2k_2SHB)$$

$$T_{13}(y) = T_{24}(y) = \frac{-i\xi}{\mu k_\beta^2} (CHA - CHB)$$

$$T_{14}(y) = \frac{1}{\mu k_\beta^2} ((\xi^2/k_1)SHA - k_2SHB)$$

$$T_{21}(y) = T_{43}(y) = \frac{i\xi}{k_\beta} (2k_1SHA - (l/k_2)SHB)$$

$$T_{22}(y) = T_{33}(y) = \frac{-1}{k_\beta^2} (ICHA - 2\xi^2 CHB)$$

$$T_{23}(y) = \frac{-1}{\mu k_\beta^2} (k_1SHA - (\xi^2/k_2)SHB)$$

$$T_{31}(y) = T_{42}(y) = \frac{-2i\xi l \mu}{k_\beta^2} (CHA - CHB)$$

$$T_{32}(y) = \frac{-\mu}{k_\beta} ((l^2/k_1)SHA - 4\xi^2 k_2SHB)$$

$$T_{41}(y) = \frac{\mu}{k_\beta} (4\xi^2 k_1SHA - (l^2/k_2)SHB)$$

ここで

$$SHA = \sinh[(k_1(y - y_{m-1}))], \quad CHA = \cosh[(k_1(y - y_{m-1}))]$$

$$SHB = \sinh[(k_2(y - y_{m-1}))], \quad CHB = \cosh[(k_2(y - y_{m-1}))]$$

参考文献

- 1) 竹宮, 須田, 小野: 半無限不整形地盤内のシールド・トンネルの縦断面地震応答性状, 土木学会論文集 No. 525/I-33, pp. 341-344, 1995. 10.
- 2) Balendra, T. et al.: "Dynamic response of twin circular tunnels due to incident SH-waves," *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, Vol.12, pp. 181-201, 1984.
- 3) Takemiya, H., Tomono, T., Ono, M. and Suda, K.: 2-D Irregular site response characteristics by BEM-FEM hybrid analysis, *Structural Eng./Earthq. Eng.*, Vol.9, No.2, pp.141s-150s, Proc. JSCE, No.450/I-20, 1992.
- 4) 竹宮, 有岡: 集中/分布加振に対する粘弾性多層半無限地盤の2次元グリーン関数の数値計算法, 土木学会論文集, No. 411/I-18, pp. 57-66, 1992.
- 5) Wang, H.: Dynamic soil structure interaction by combining FEM with trial function method and application to underground structures, 岡山大学自然科学研究科博士論文, 1994. 9.
- 6) Wolf, J.P.: *Dynamic Soil-Structure Interaction*, Englewood Cliffs, NJ.: Prentice-Hall, 1985.
- 7) Lamb, H.: On propagation of tremors over the surface of an elastic solid, *Phil. Trans. Royal. Soc. Lond.*, pp.1-42, 1904.
- 8) Kennett, B.L.N.: *Seismic wave propagation in stratified media*, Cambridge University Press, Cambridge, 1985.

- 9) Xu, P.C. and Mal, A.K. : An adaptive intergration scheme for irregularly oscillatory functions, *Wave Motion*, Vol.7, pp.235-243, 1985. integrals of oscillatory functions, *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 52, pp.764-768, 1956. (1994. 3. 14 受付)
- 10) Longman, I.M. : Note on a method for computing infinite

TRANSVERSAL SEISMIC ANALYSIS OF SHIELD TUNNELS IN LAYERED HALFSPACE SOILS

Hirokazu TAKEMIYA and Haibo WANG

In this paper, for the seismic analysis of buried structures, the substructure procedure to formulate by the FE(finite elements) and TF(trial functions) hybrid method was developed. The far field impedance function was evaluated by utilizing the Lamb's solution for a layered soils under strip loading, together with the effective input motions at the prescribed interface boundary with the FE discretization that covers the near field of irregular geometry and distribution of soil properties including structures.

Illustrative example shows the in-plane seismic behavior of the transversal section of twin-shield tunnels in a uniform/layered soils. Parameter studies have been carried out with attention to soil layering, incident wave type, and angle of incidence.