

I-607

地中ダクトの地震時動土圧理論のダクト剛性全領域への拡張

埼玉大学 工学部 正会員 渡辺 啓行
(株)奥村組 正会員 宮田 豊

1. はじめに 模型ダクトをせん断土槽に砂を満した地盤に埋設した複合模型の振動台による加振実験とそのFEM数値シミュレーションとにより地中ダクトの横断面に作用する地震時動土圧の発生機構を解明した^{1), 2), 3)}。要約すると、最も厳しい動土圧が発生する線形地盤の調和波入力に対する共振状態を前提に、①せん断土柱についての平面波の理論から与えられる地中構造物上下板位置に作用する地盤内の合せん断力をそれぞれ T_U 、 T_L とする時地盤から地中構造物に伝えられるせん断力は T_U 、 αT_L となり、 α は構造物がその剛性に於いて分担し得る荷重分担率である。②構造物の見掛けのせん断剛性率と地盤のせん断剛性率との比を β とすると、 $\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \log \beta$ の関係がある。 α の理論値は周辺地盤のエネルギーの停留条件から決定できた。③せん断力 T_U の内構造物が自身の剛性で分担するのは αT_U であり残差は両側壁の直動土圧の一部 $P_1 = (1/2)(1 - \alpha)T_U$ と釣り合う。

④この動土圧成分は、構造物に下端単純支持条件で上端に αT_U の外力を加えたときの任意位置の変位と同一入力に対する自由地盤の同じ位置の地盤変位との差を側壁にわたって積分した値がゼロとなるようセロ点補正した相対変位 $\Delta u(z)^*$ に比例し比例定数は半無限弾性体の正方形の剛板分布に対する山原の地盤反力係数⁴⁾ k_z で表せる。⑤上記①で述べた構造物に作用するせん断力と構造物の慣性力との差は直動土圧の残り部分 $P_2 = (1/2)[F^* + \alpha \cdot (T_U - T_L)]$ と釣り合い、結局動土圧の合力は、

$P = P_1 + P_2 = (1/2)[F^* + T_U - \alpha T_L]$ となる。④の土圧 $k_z \Delta u(z)^*$ は側壁にわたる合力がゼロであり、相対変位に基づく動土圧の分布の変動を表す。⑥直動土圧の予測値は、結局④と⑤の分布値の和で与えられる。以上に基いて、せん断動土圧の理論式も誘導し地中ダクトの地震時動土圧理論をほぼ完成できたが、構造物と地盤とのせん断剛性比 β が0.1以下と極端に小さい場合、側壁の理論直動土圧はFEM数値実験結果より極端に大きくなってしまったことがその後の検討で明らかになった。現在ある実構造物では、 β の値は0.8~1であるから上記理論は十分な適用性をもつと言えるが、限界状態設計法により終極強度を基準に設計される場合、断面が極端に薄くなり、加えてクラック発生による剛性低下により β の値が0.1以下になり得る。本論文は、このように地中ダクトの剛性が極端に小さい場合に、本理論の適用性が何故悪くなるかを解明し、地中ダクトの剛性の全領域にわたって良好な適用性が得られるよう提案の動土圧理論に修正を加えるものである。

2. 数値実験 上記文献2)で扱った実物の1/35の数値モデルを図-1に示す。振幅50(gal)の共振正弦波入力に対し $\beta = 0.1 \sim 10$ の間

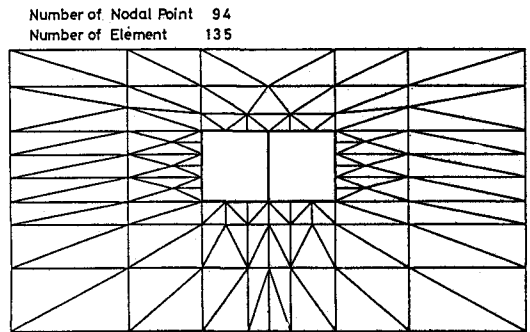


図-1 地中ダクト地盤系のFEM数値モデル

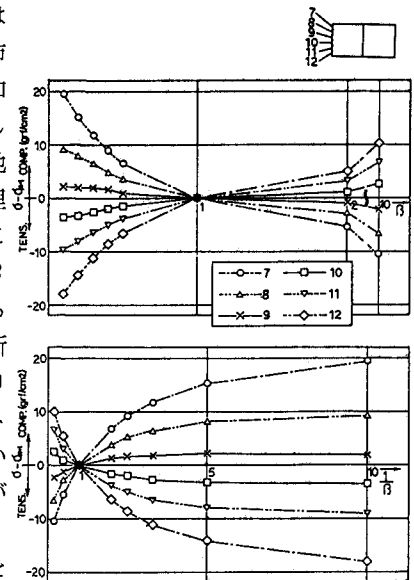


図-2 $\beta = 1$ を基準とした動土圧差

で剛性を8通り変えて計算し任意位置に発生する側

壁直動土圧 σ と $\beta=1$ の時の σ の値との差を縦軸に、 $C_{0.00}=(K_{0.01}+C_{0.00})/2$

横軸に β と $1/\beta$ を取りプロットすると図-2を得る。

図より各位置毎に $\sigma \rightarrow \infty$ および $\sigma \rightarrow 0$ の時の値を求めその平均値（両者はほぼ同じ値となる）で上記土圧の差を除したものを縦軸に、横軸に $\log \beta$ を取ってプロットすると図-3を得る。図より無次元化した動土圧は位置によらず一本の曲線の上に載ることがわかる。これを $-\tanh(B \log \beta)$ としてプロットから求めた平均的な B の値を用いてこの曲線を重ねて示したものが実線である。一方、側壁に作用する直動土圧の理論値は $\sigma=k_z \cdot \Delta u(z)^* + \Delta \sigma$ で与えられるが、

上式で $\Delta \sigma$ は、 $k_z \cdot \Delta u(z)^*$ に比べて極めて小さい値であり、 β に対する理論の補正を行なう際に無視しても一般性を失わない。したがって、 σ と $\beta=1$ の時の σ の値の差の理論値は $\Delta u(z)^*$ の差 $\delta \Delta u(z)^*$ に k_z をかけたものとなる。②で述べた α のうち α_0 は1に近い値であるから $\beta=1$ に対して $\alpha \approx 1$ と近似できる。したがって、理論³⁾ から $\delta \Delta u(z)^*$ は次式となる。

$$\delta \Delta u(z)^* = \frac{2U_0}{\pi h} \left(\frac{\pi b}{2H} \right) \cos \frac{\pi H U}{2H} \left(\frac{\alpha}{\beta} - 1 \right) \left\{ 3 \left(\frac{z}{b} \right)^2 - 2 \left(\frac{z}{b} \right)^3 - \frac{1}{2} \right\} \quad (1)$$

上式で z の関数部分が図-2における側壁位置による動土圧差の値の違いを与えるものである。上式から、

数値実験で得られた図-3に示す無次元化動土圧差は $(\alpha/\beta - 1)$ で与えられることがわかる。 β が極めて1に近い時、
 $\alpha/\beta - 1 = (\alpha_0 + \alpha_1 \log \beta) / \beta - 1 \approx (\alpha_0 + \alpha_1 \log \beta) (1 - \log \beta / \log e) - 1 \approx (\alpha_1 - \alpha_0 / \log e) \log \beta$ 、
 $-\tanh(B \log \beta) \approx -B \log \beta \dots (2)$
 が共に成立する。両者の比較から旧動土圧理論では、 $\beta \approx 1$ の時
 $-\tanh [-(\alpha_1 - \alpha_0 / \log e) \log \beta] \approx \alpha / \beta - 1 \dots (3)$

の近似を行なっていたことになる。 α_0 、 α_1 の理論値が β の任意の値に対し成り立つと仮定すると理論動土圧の修正は (3) 式より理論式の α/β の代わりに次式を用いれば良いことになる。結局
 $\alpha/\beta - 1 \rightarrow 1 - \tanh [(\alpha_0 / \log e - \alpha_1) \log \beta] \dots (4)$

上式の左辺と右辺とをプロットしたものが図-4である。 β が1より小さいと無次元化した動土圧差が旧理論では異常に大きいのがわかる。(4) 式で修正した理論直動土圧を数値実験結果、修正前の値と共にプロットすると図-5を得 β 極小でも成立性は良い。

引用文献 1) 渡辺、他、地中ダクト側壁動土圧に関する実験的検討、2) 渡辺、他、数値実験による地中ダクトの動的水平直土圧の評価、3) 渡辺、地中ダクトの地震時動土圧の理論、土木学会論文集投稿中、4) 山原、土と基礎、19-8(162), Aug. 1971, pp. 7-15.

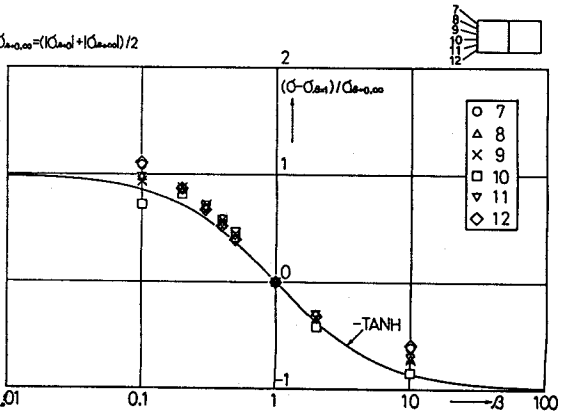


図-3 無次元化動土圧差の β による変化

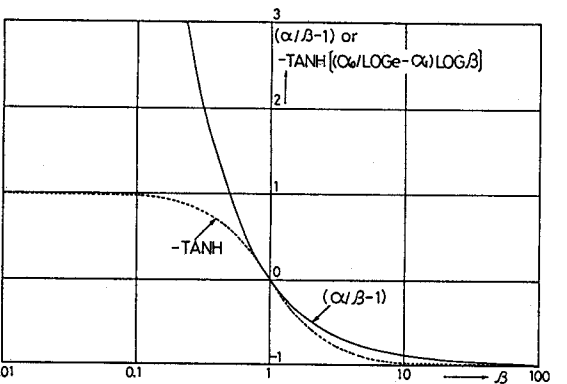


図-4 無次元化動土圧差の修正前後の違い

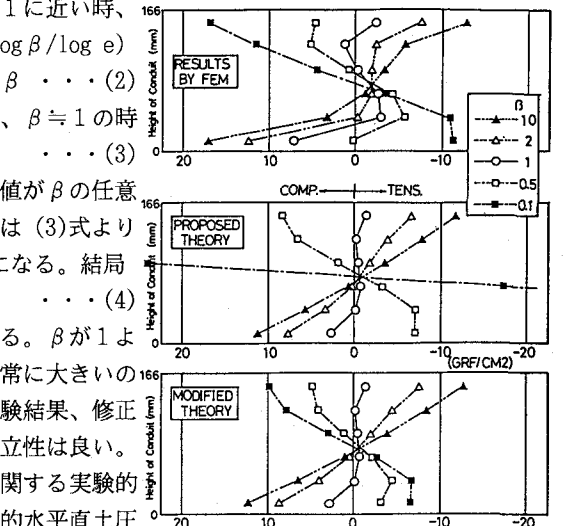


図-5 修正理論による予測動土圧と数値実験結果との比較