

2次元地盤地表面上剛基礎の動特性

境界要素法による動的擬似3次元効果に関する研究

正会員 中 井 正 一*

正会員 福 和 伸 夫**

1. はじめに

質量が大きくかつ剛性の高い構造物の地震時の挙動を把握するためには、構造物—地盤系のいわゆる動的相互作用効果を正しく評価することが要求される。この分野における研究の歴史はかなり古く、約半世紀前に遡ることができる。

最初に行われたのは、波動論に基づく解析的なアプローチであった。まず、半無限地盤上の基礎¹⁾²⁾³⁾⁴⁾から出発し、成層地盤⁵⁾、根入れを有する基礎⁶⁾へと発展した。これら解析的手法の利点は、厳密解故の解の安定性と問題に対する本質的理解の容易さにある。反面、数学的な取扱いが難しく、現実の系が内包する複雑さを反映することは殆ど不可能と言ってよい。

これに対して、ここ四半世紀の間に急速な発展を見た有限要素法によって、解析的アプローチでは考慮することの困難であった種々の問題の解析が可能となった。しかしながら、3次元解析における自由度や計算時間の膨大さ、有効な境界処理法の欠如等の理由により、構造物—地盤系は、2次元あるいは軸対称モデルとして扱われることが多い。実際には3次元である構造物—地盤系を2次元の系として扱うことの妥当性に関しては、地表面上の基礎に関して詳細な検討が行われており⁷⁾⁸⁾、全般的に2次元モデルの方が減衰が大きくなるとされている。一方、2次元平面ひずみモデルによる解析に対して、モデルの直角方向にせん断波を逸散させる「粘性境界」を設ける試みが行われ、擬似3次元解析と呼ばれている⁹⁾¹⁰⁾。有限要素法のみならず、質点系の解析にも類似の手法が取り入れられており¹¹⁾、実用的な解析手法として一般に用いられるようになった。しかしながら、粘性境界の付与による擬似3次元効果に関しては、理論的にこれを検討した報告は無く、あいまいなままとなっているのが現状である。

有限要素法と並んで最近注目を集めている解析手法の

1つに境界要素法がある¹²⁾。この方法は境界積分方程式あるいはグリーン関数法に源を持っており、地盤などの無限媒体を扱うには非常に便利な方法と言える。また、この方法と関連して、動的相互作用問題に対するサブストラクチャー法¹³⁾の適用が一般的となった。

以上のような背景を踏まえ、本論では、現時点において最も実用的と考えられる、2次元モデルに面外方向の波動逸散効果を取り入れたいわゆる擬似3次元の系に関して、理論的な検討を加える。解析対象は明快さの観点から地表面上の剛基礎とし、地盤インピーダンス、入射実体波に対する応答について検討する。また、地盤は、半無限地盤と剛基盤上の弾性地盤の2種類を考える。後者は有限要素解析にしばしば用いられる、モデル下端の仮想剛基盤を想定したものである。解析は面外粘性境界の有無について行い、また、解析パラメータは、基盤深さ、入射波の入射角等である。解析は境界要素法によって行ない、サブストラクチャー法の手法を用いて基礎の応答を求める。なお、擬似3次元地盤に対するグリーン関数はまだ提示されていないので、今回新たに支配方程式に面外粘性境界に相当する速度比例型粘性減衰の項を加え、グリーン関数を誘導した。

ところで、2次元剛基礎の動的挙動については、すでに幾人かの研究者がこれを取扱っている。これらは、応力境界値問題および混合境界値問題の2つに大別することができる。前者は、基礎と地盤の接触面における反力分布を、静的な場合の類推から予め決定する方法であり、数学的には取扱いは容易である。Quinlan¹⁴⁾の方法がこれに相当する。一方、後者は、基礎と地盤の接触面では変位を規定し、その他の地表面では表面力が零の条件を課してこれを解く方法である。一般的には積分方程式を解く問題に帰着され、その扱いによっていくつかに分類される。古典的な方法では、境界条件を双積分方程式で表現し、これを第2種のFredholm型積分方程式に置換して数値解を得るという手法をとる。Awojobi & Grootenhuis⁴⁾、Shah¹⁵⁾、Karasudhiら¹⁶⁾などの方法がこれに当たる。もう1つの代表的な方法は、グリーン関数を用いて境界条件をCauchy型の特異積分方程式で表

本論文の一部は参考文献(38)～(40)に発表したものである。

* 清水建設(株)大崎研究室・工博

** 清水建設(株)大崎研究室・工修

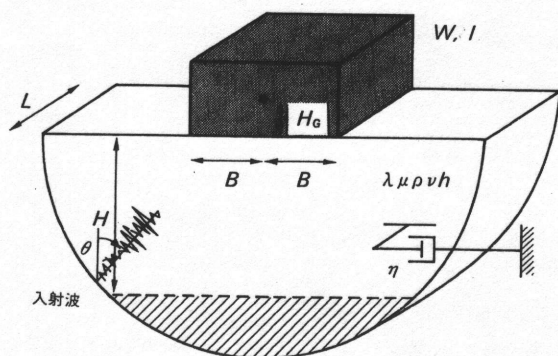
(昭和58年12月3日原稿受理日、昭和59年5月2日改訂原稿受理日、討論期限昭和60年1月末日)

現し、これを、Fredholm 型の積分方程式に置換して、前述の方法と同様の選点方式数値解法を適用するというものである。Luco ら¹⁷⁾、Oien¹⁸⁾、中村¹⁹⁾らがこの方法を用いている。これら2つの方法のほかに、水平方向の座標軸に関するフーリエ（逆）変換にFFTを利用する Gazetas ら²⁰⁾の方法や、Lysmer²¹⁾のリング法の2次元版とも言えるべき Hryniewicz²²⁾の方法などがある。

本論で採用している解析方法は、グリーン関数法の発展形とも言える境界要素法である。近年、この方法の動弾性問題への適用が盛んに行われるようになった²³⁾²⁴⁾²⁵⁾²⁶⁾²⁷⁾²⁸⁾。しかしながら、境界要素法においても、3次元の構造物—地盤系を解析するには莫大な量の自由度と計算時間を要することが予想される。本研究の対象とする擬似3次元解析は、1つの有効な代替手段たり得るものと考ええる。

2. 解析方法

解析対象は図—1に示すように、半無限地盤上の剛基礎に対して、入射角 θ で平面P波またはSV波が入射する場合、および、剛基礎を有する弾性地盤上の剛基礎に対して、剛基礎上で鉛直または水平動が与えられる場合の2種類である。また、地盤には、擬似3次元効果を表わすための速度比例型粘性減衰（ダッシュポット）を導入する。



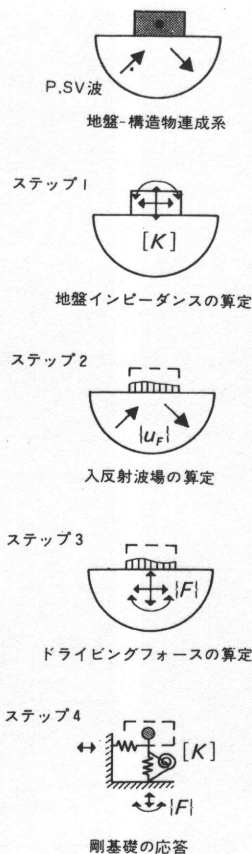
図—1 解析モデル

解析方法はサブストラクチャー法に基づいている。以下にその概要を示す。

2.1 サブストラクチャー法

サブストラクチャー法の考えは、弾性論のいわゆる重ね合わせの原理を構造物—地盤系に適用したものであり、Thau²⁹⁾の報告を嚆矢として最近では広く用いられるようになった¹³⁾。集約された系に対して適用されるインピーダンスアプローチを包含する概念と考えることができる。この方法では、構造物—地盤連成系を、図—2に示す如く、地盤部分と構造物部分に分離し、4つからなる解析ステップを経て構造物の応答を求める。

第1のステップは剛基礎のインピーダンスの計算であり、境界要素法を用いてこれを求める。このためには基



図—2 サブストラクチャー法

本解が必要である。第2のステップは、基礎が無い時の地盤の入反射波場の計算であり、ポテンシャルを用いて、解析的にこれを求める。第3ステップは、入反射波場において基礎を固定するための力であるドライビングフォースの計算であり、第1ステップと同様、境界要素法を適用する。第4ステップは、第1ステップで求めた剛基礎のインピーダンスを相互作用ばね、第3ステップで求めたドライビングフォースを外力とする応答計算である。

なお、擬似3次元効果を表わす粘性減衰は、逸散波のみに作用させればよいので、第1および第3のステップでこれを考慮すればよい。

2.2 グリーン関数の誘導

面外方向に粘性境界を有する2次元地盤（擬似3次元地盤）のグリーン関数は、まだ提示されていないので、本節で誘導を行う。地盤は、半無限地盤および深さ H に剛基礎を有する弾性地盤とし、地表面上に半幅 b の等分布帯加振が作用する問題を考える。

(1) 基本方程式

図—3のごとく座標軸を定め、地盤の質量密度を ρ 、擬似3次元効果を表す速度比例型粘性減衰係数を η 、Laméの定数を λ, μ （履歴減衰 h を考えて複素数とする）、ポアソン比を ν 、基礎奥行きを L とする。この時の基本方程式は、

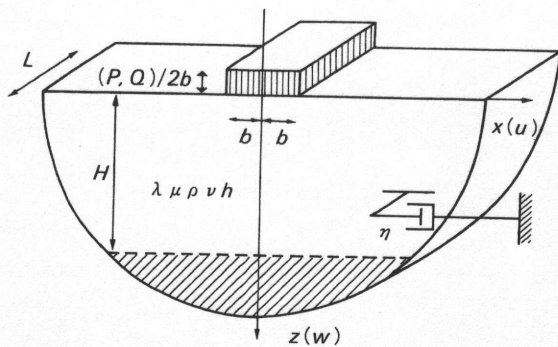


図-3 基本解算定モデル

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \eta \frac{\partial u}{\partial t} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ &\quad + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) u \\ \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \eta \frac{\partial w}{\partial t} &= (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\ &\quad + \mu \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

となる。グリーン関数は、(1)式と境界条件とから決定されるが、境界条件は、半無限地盤の場合には、地表面における応力条件と無限遠の放射条件とから決まる。単位奥行当りの上下、水平方向加振力を Q, P とすると、上下方向加振時には、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_z|_{z=0} &= \begin{cases} -Q/2b & (|x| \leq b) \\ 0 & (|x| > b) \end{cases} \\ \tau_{xz}|_{z=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

水平方向加振時には、

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x|_{z=0} &= 0 \\ \tau_{xz}|_{z=0} &= \begin{cases} -P/2b & (|x| \leq b) \\ 0 & (|x| > b) \end{cases} \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

となる。剛基盤が存在する場合には、(2), (3)式のほかに、以下の基盤面での変位拘束条件が加わる。

$$u|_{z=H} = w|_{z=H} = 0 \dots (4)$$

(1)式および(2)~(4)式を用いてグリーン関数を求める。詳細は略すが、概要は以下の通りである。この種の問題でよく行われるように、まず、スカラーおよびベクトルポテンシャルを用いて、変位、応力をポテンシャル表示し、(1)式を x に関してフーリエ変換する。次に、変換場でのポテンシャルを、未定係数を含む形で求め、さらに、これに対して境界条件を導入することにより、この未定係数を決定し、フーリエ逆変換することによって、最終的な解を求める。以下に、周波数領域におけるグリーン関数を示す。なお、時間項 $e^{i\omega t}$ は省略されている。

(2) 半無限地盤の場合

$$u = \frac{1}{\pi \mu b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \left[P \cdot \frac{\beta}{\xi} | - 2\xi^2 e^{-\alpha z} + \right.$$

$$\begin{aligned} &+ (2\xi^2 - k^2) e^{-\beta z} \cos(\xi x) \\ &+ Q \cdot \{ (2\xi^2 - k^2) e^{-\alpha z} - 2\alpha \beta e^{-\beta z} \} \sin(\xi x) \} \\ &\cdot \sin(\xi b) d\xi \\ w &= \frac{1}{\pi \mu b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \{ P [2\alpha \beta e^{-\alpha z} - (2\xi^2 - k^2) e^{-\beta z} \} \\ &\cdot \sin(\xi x) + Q \cdot \frac{\alpha}{\xi} \{ - (2\xi^2 - k^2) e^{-\alpha z} + 2\xi^2 e^{-\beta z} \} \\ &\cdot \cos(\xi x) \} \sin(\xi b) d\xi \\ \sigma_x &= \frac{1}{\pi b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \{ P \cdot 2\beta \{ (2\alpha^2 + k^2) e^{-\alpha z} \\ &- (2\xi^2 - k^2) e^{-\beta z} \} \sin(\xi x) \\ &+ Q \cdot \frac{1}{\xi} \{ (2\xi^2 - k^2) (2\alpha^2 + k^2) e^{-\alpha z} - 4\alpha \beta \xi^2 e^{-\beta z} \} \\ &\cdot \cos(\xi x) \} \sin(\xi b) d\xi \\ \sigma_z &= \frac{1}{\pi b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \{ P \cdot 2\beta (2\xi^2 - k^2) \{ -e^{-\alpha z} + e^{-\beta z} \} \\ &\cdot \sin(\xi x) + Q \cdot \frac{1}{\xi} \{ - (2\xi^2 - k^2)^2 e^{-\alpha z} + 4\alpha \beta \xi^2 e^{-\beta z} \} \\ &\cdot \cos(\xi x) \} \sin(\xi b) d\xi \\ \tau_{xz} &= \frac{1}{\pi b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \left[P \cdot \frac{1}{\xi} \{ 4\alpha \beta \xi^2 e^{-\alpha z} \right. \\ &- (2\xi^2 - k^2)^2 e^{-\beta z} \} \cos(\xi x) \\ &+ Q \cdot 2\alpha (2\xi^2 - k^2) \{ -e^{-\alpha z} + e^{-\beta z} \} \\ &\cdot \sin(\xi x) \} \sin(\xi b) d\xi \end{aligned} \dots (5)$$

ここに、 $F_R(\xi)$ は半無限地盤の時の Rayleigh 関数であり、次式で表わすことができる。

$$F_R(\xi) = (2\xi^2 - k^2)^2 - 4\alpha \beta \xi^2 \dots (6)$$

無減衰 ($h = \eta = 0$) の時には、 $F_R(\xi_R) = 0$ なる ξ_R は Rayleigh Pole と呼ばれ、たとえば、 $\nu = 0.4$ の時には $\xi_R = 1.0613509$ となる。また、(5), (6) 式中

$$\begin{aligned} C_p &= \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}, \quad C_s = \sqrt{\mu/\rho} \\ D_p &= (\lambda + 2\mu)/\eta, \quad D_s = \mu/\eta \\ h^2 &= \omega^2/C_p^2 - i\omega/D_p, \quad k^2 = \omega^2/C_s^2 - i\omega/D_s \\ \alpha &= \sqrt{\xi^2 - h^2}, \quad \beta = \sqrt{\xi^2 - k^2} \dots (7) \end{aligned}$$

である。なお、本解については、 ω を零に収めさせた時に、別途求めた静的解に一致することを確認してある。

(3) 剛基盤上の弾性地盤の場合

$$\begin{aligned} u &= \frac{1}{2\pi \mu b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \left[P \cdot \frac{b}{\xi} \{ - 2\xi^2 (A_H e^{-\alpha z} - C_H e^{\alpha z}) \right. \\ &+ (B_H e^{-\beta z} + D_H e^{\beta z}) \cos(\xi x) \\ &+ Q \{ (A_V e^{-\alpha z} - C_V e^{\alpha z}) - 2\alpha \beta (B_V e^{-\beta z} \\ &+ D_V e^{\beta z}) \} \sin(\xi x) \} \sin(\xi b) d\xi \\ w &= \frac{1}{2\pi \mu b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \{ P [2\alpha \beta (A_H e^{-\alpha z} + C_H e^{\alpha z}) \\ &- (B_H e^{-\beta z} - D_H e^{\beta z}) \} \sin(\xi x) \\ &+ Q \cdot \frac{\alpha}{\xi} \{ (A_V e^{-\alpha z} + C_V e^{\alpha z}) - 2\xi^2 (B_V e^{-\beta z} - D_V e^{\beta z}) \} \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \cdot \cos(\xi x) \sin(\xi b) d\xi \\
\sigma_x = & \frac{1}{2\pi b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} [P \cdot 2\beta (2\alpha^2 + k^2) (A_H e^{-\alpha z} - C_H e^{\alpha z}) \\
& - (B_H e^{-\beta z} + D_H e^{\beta z}) \sin(\xi x) \\
& + Q \cdot \frac{1}{\xi} (2\alpha^2 + k^2) (A_V e^{-\alpha z} - C_V e^{\alpha z}) \\
& - 4\alpha\beta\xi^2 (B_V e^{-\beta z} + D_V e^{\beta z}) \cos(\xi x) \sin(\xi b) d\xi \\
\sigma_z = & \frac{1}{2\pi b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} [P \cdot 2\beta \{-(2\xi^2 - k^2) (A_H e^{-\alpha z} - C_H e^{\alpha z}) \\
& + (B_H e^{-\beta z} + D_H e^{\beta z}) \sin(\xi x) \\
& + Q \cdot \frac{1}{\xi} \{-(2\xi^2 - k^2) (A_V e^{-\alpha z} - C_V e^{\alpha z}) \\
& + 4\alpha\beta\xi^2 (B_V e^{-\beta z} + D_V e^{\beta z}) \cos(\xi x) \sin(\xi b) d\xi \\
\tau_{xz} = & \frac{1}{2\pi b} \int_0^\infty \frac{1}{F_R(\xi)} \left[P \cdot \frac{1}{\xi} [4\alpha\beta\xi^2 (A_H e^{-\alpha z} + C_H e^{\alpha z}) \right. \\
& - (2\xi^2 - k^2) (B_H e^{-\beta z} - D_H e^{\beta z}) \cos(\xi x) \\
& + Q \cdot 2\alpha \{-(A_V e^{-\alpha z} + C_V e^{\alpha z}) + (2\xi^2 - k^2) \\
& \cdot (B_V e^{-\beta z} - D_V e^{\beta z}) \sin(\xi x) \sin(\xi b) d\xi \\
& \dots\dots\dots (8)
\end{aligned}$$

ここに、 $F_R(\xi)$ は、剛基盤上の弾性地盤に対する Rayleigh 関数であり、

$$\begin{aligned}
F_R(\xi) = & 8\alpha\beta\xi^2(2\xi^2 - k^2) + (\xi^2 - \alpha\beta)(2\xi^2 - k^2) \\
& - 4\alpha\beta\xi^2 \cosh[(\alpha + \beta)H] \\
& - (\xi^2 + \alpha\beta)(2\xi^2 - k^2) + 4\alpha\beta\xi^2 \cosh[(\alpha - \beta)H] \\
& \dots\dots\dots (9)
\end{aligned}$$

と表わされる。無減衰の時には、被積分関数は特異性を示し、 $F_R(\xi_R) = 0$ より Rayleigh Pole が求められる。しかし、半無限地盤の場合のように、ポアソン比によって一意的には定まらず、分散性を有する。 $\nu = 0.4$ の時の分散曲線を図-4に示す。横軸は無次元振動数 $\omega H/V_s$ であり、縦軸は Rayleigh 波速度に対するせん断波速度の比を意味している。図中の各曲線は Rayleigh 波の各モードに対応しており、左から順に1次、2次、...モードである。1次モードは半無限地盤の Rayleigh 波速度に、2次モード以降はせん断波速度に収束する。Rayleigh 波速度ならびに Rayleigh 波のモード総数は振動数および基盤深さによって変化する。このような現象

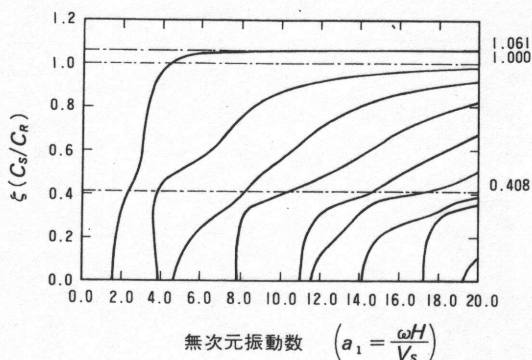


図-4 分散曲線 ($\nu=0.4$)

は分散性といわれている。減衰がない場合には、 $F_R(\xi_R) = 0$ が重根となる時(分散曲線の勾配が無大となる点)および $\xi_R = 0$ となる時に、解が共振発散する。次に、(8)式中、 $A_V \sim D_V$ 、 $A_H \sim D_H$ は、

$$\begin{aligned}
A_V = & (2\xi^2 - k^2)(\xi^2 - \alpha\beta)e^{(\alpha + \beta)H} \\
& - (2\xi^2 - k^2)(\xi^2 + \alpha\beta)e^{(\alpha - \beta)H} + 4\alpha\beta\xi^2 \\
B_V = & (\xi^2 - \alpha\beta)e^{(\alpha + \beta)H} + (\xi^2 + \alpha\beta)e^{(\alpha - \beta)H} - (2\xi^2 - k^2) \\
C_V = & -(2\xi^2 - k^2)(\xi^2 - \alpha\beta)e^{-(\alpha + \beta)H} \\
& + (2\xi^2 - k^2)(\xi^2 + \alpha\beta)e^{-(\alpha - \beta)H} - 4\alpha\beta\xi^2 \\
D_V = & (\xi^2 - \alpha\beta)e^{-(\alpha + \beta)H} + (\xi^2 + \alpha\beta)e^{-(\alpha - \beta)H} - (2\xi^2 - k^2) \\
A_H = & (\xi^2 - \alpha\beta)e^{(\alpha + \beta)H} + (\xi^2 + \alpha\beta)e^{(\alpha - \beta)H} - (2\xi^2 - k^2) \\
B_H = & (2\xi^2 - k^2)(\xi^2 - \alpha\beta)e^{(\alpha + \beta)H} \\
& - (2\xi^2 - k^2)(\xi^2 + \alpha\beta)e^{(\alpha - \beta)H} + 4\alpha\beta\xi^2 \\
C_H = & (\xi^2 - \alpha\beta)e^{-(\alpha + \beta)H} + (\xi^2 + \alpha\beta)e^{-(\alpha - \beta)H} - (2\xi^2 - k^2) \\
D_H = & -(2\xi^2 - k^2)(\xi^2 - \alpha\beta)e^{-(\alpha + \beta)H} \\
& + (2\xi^2 - k^2)(\xi^2 + \alpha\beta)e^{-(\alpha - \beta)H} - 4\alpha\beta\xi^2 \\
& \dots\dots\dots (10)
\end{aligned}$$

である。また、本解において、剛基盤深さ H を無限大とした時に半無限解に一致することが確かめられている。

なお、(5)、(8)式に示したのは、等分布帯加振解であるが、 $\sin(\xi b)/\xi b \rightarrow 1 (b \rightarrow 0)$ なる関係式を用いることによって、線加振解を容易に求めることができる。

(5)、(8)式は、数値積分によって計算されるが、無限積分の収束を早めるために、静的解を別途求めて収れん加速を行っている(半無限地盤の加振方向変位成分を除く)。また、無減衰の時には、Rayleigh Poleによる特異性が存在するので、留数項とCauchyの主値の和によって評価している。

ここで、粘性減衰係数 η に関して若干の説明を加えておく。擬似3次元効果を表す面外粘性境界は、有限要素法あるいは質点系の地盤振動モデルでしばしば用いられている。建屋基礎奥行き L の2次元地盤のスライスの両側にせん断波を吸収する粘性境界を設けることによって、3次元性を模擬しようとするものである。この事は、一般に地震波は鉛直下方からSV波で入射するために、地盤の振動は水平方向成分が支配的であり、せん断変形に伴うせん断波を3次元的に逸散させる事が有効であるとの考え方に基づいている。本論では、この面外粘性境界を速度比例型粘性減衰 η に置換している。従って、 $\eta = 2\rho V_s/L$ ($V_s = \sqrt{1/\rho}$)とすることによって、擬似3次元解となり、 $\eta = 0$ とすることによって2次元解となる。

2.3 入反射波場の計算

基礎が存在しない場合の、入射平面P波およびSV波に対する地盤の応答を求める。これは、ポテンシャル

を用いることにより解析的に求めることができる^{30), 31)}。

半無限地盤の場合、平面 P 波入射に対する変位場は、

$$\begin{aligned} u &= -i\xi A_i \exp(-i\xi x - i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad - i\xi A_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad + i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} B_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \cdot z) \\ w &= -i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} A_i \exp(-i\xi x - i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad - i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} A_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad - i\xi B_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \cdot z) \end{aligned} \quad (11)$$

また、平面 SV 波入射に対する変位場は、

$$\begin{aligned} u &= -i\xi A_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad + i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} B_i \exp(-i\xi x - i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad - i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} B_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \cdot z) \\ w &= i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} A_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad - i\xi B_i \exp(-i\xi x - i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \cdot z) \\ &\quad - i\xi B_r \exp(-i\xi x + i\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \cdot z) \end{aligned} \quad (12)$$

となる。ここに、 A_i, A_r は入射および反射 P 波の、また、 B_i, B_r は入射および反射 SV 波のそれぞれポテンシャル振幅であり、

$$\begin{aligned} &\begin{bmatrix} 2\xi^2 - \omega^2/C_s^2 & 2\xi\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \\ 2\xi\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} & -(2\xi^2 - \omega^2/C_p^2) \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} A_r \\ B_r \end{Bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} -(2\xi^2 - \omega^2/C_s^2) \\ 2\xi\sqrt{\omega^2/C_p^2 - \xi^2} \end{bmatrix} A_i \text{ または } \begin{bmatrix} 2\xi\sqrt{\omega^2/C_s^2 - \xi^2} \\ 2\xi^2 - \omega^2/C_s^2 \end{bmatrix} B_i \\ &A_i = -\frac{C_p}{i\omega}, B_i = \frac{C_s}{i\omega}, \xi = \frac{\omega}{C_p} \sin \theta \text{ または } \frac{\omega}{C_s} \sin \theta \end{aligned} \quad (13)$$

により求めることができる。

次に、剛基礎が存在する時の変位場は、上下動入力 (P 波入射) に対して、

$$\begin{aligned} u &= 0 \\ w &= \frac{\cos \xi z}{\cos \xi H} w_0 \\ \xi &= \omega/C_p \end{aligned} \quad (14)$$

また、水平動入力 (SV 波入射) に対しては、

$$\begin{aligned} u &= \frac{\cos \xi z}{\cos \xi H} u_0 \\ w &= 0 \\ \xi &= \omega/C_s \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ここに、 u_0, w_0 は剛基礎上での変位振幅である。

なお、(11)~(15) 式においては、便宜上、鉛直上方を z 軸の正の方向としている。

2.4 境界要素法によるインピーダンスおよびドライビングフォースの計算

2.2 節で求めた解を基本解として、境界要素法により

剛基礎のインピーダンスおよびドライビングフォースを求める。

Brebbia ら³²⁾によれば、2 次元定常動弾性問題は、境界上の i 点における積分方程式として、

$$[C_i]u_i + \int_{\Gamma} [p^*]u d\Gamma = \int_{\Gamma} [u^*]p d\Gamma \quad (16)$$

と定式化することができる。ここに、 $\{u\}, \{p\}$ は境界上の変位および表面力ベクトル、 $[u^*], [p^*]$ は変位および表面力の基本解、 $[C]$ は i 点近傍の境界の形状によって定まる係数マトリックスである。ここで、一定要素を用いて (16) 式を離散化すると、

$$[C_i]u_i + \sum_{j=1}^n \left(\int_{\Gamma_j} [p^*] d\Gamma \right) u_j = \sum_{j=1}^n \left(\int_{\Gamma_j} [u^*] d\Gamma \right) p_j \quad (17)$$

が得られる。また、

$$[H_{ij}] = \delta_{ij} [C_i] + \int_{\Gamma_j} [p^*] d\Gamma, [G_{ij}] = \int_{\Gamma_j} [u^*] d\Gamma \quad (18)$$

とおくことにより、

$$\sum_{j=1}^n [H_{ij}] u_j = \sum_{j=1}^n [G_{ij}] p_j \quad (19)$$

さらに、これを全境界要素 n 個について連立させることにより、

$$[H]\{u\} = [G]\{p\} \quad (20)$$

が得られる。一定要素の場合、基本解として (8), (10) 式に示した等分布加振解を用いることによって、要素積分は解析的になされるので、特異性等の問題は生じない。また、(8), (10) 式は、地表面 (および剛基礎) 上での境界条件を満足しているため、境界要素は、基礎と地盤の接触面にのみ設ければよい。なお、地表面上の境界要素に対しては、 $[H]$ は単位マトリックスとなる。

剛基礎のインピーダンスを求めるには、加振方向に応じて (20) 式中の $\{u\}$ に単位の変形を仮定し、得られる $\{p\}$ を各方向成分ごとに総和すればよい。また、ドライビングフォースを求めるには、まず 2.3 節で求めた入射波場から、基礎が無い時の境界上の変位を求める。さらに、これを異符号としたベクトル $\{u\}$ を (20) 式に代入し、得られる $\{p\}$ を各方向成分ごとに総和すればよい。

2.5 剛基礎の応答

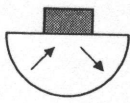
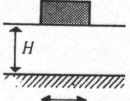
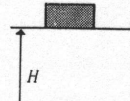
前節で求めた剛基礎のインピーダンスを相互作用ばね、ドライビングフォースを外力とした時の 1 質点系の応答計算によって、剛基礎の応答を求めることができる。質量マトリックスを $[M]$ 、インピーダンスマトリックスを $[K]$ 、変位ベクトルを $\{u\}$ 、ドライビングフォースベクトルを $\{f\}$ とすると、運動方程式は次のようになる。

$$(-\omega^2 [M] + [K])\{u\} = \{f\} \quad (21)$$

3. 解析結果および考察

はじめに、本解析法の妥当性を検証するために、既往の解との比較、および、有限要素法 (FEM) による解

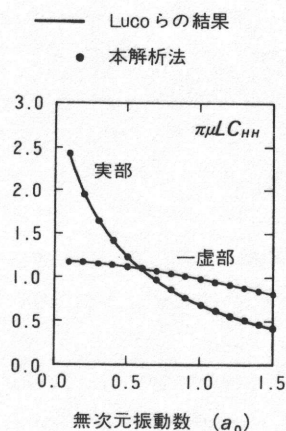
表—1 解析に用いたパラメータ

	
	
$l: 40m$ $H: 80, 160m$ $\nu = 0.4$ $W = 334200t$ $H_c = 20m$	$l: 80m$ $V_s = 500m/sec$ $h = 0.05$ $I = 2.683 \times 10^{-4}m^2$

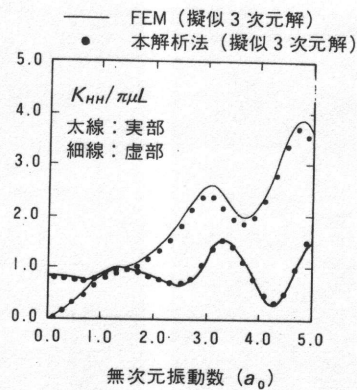
との比較を行う。その後に、地表面上剛基礎の解析をと
おして、速度比例型粘性減衰による擬似 3 次元効果、基
盤の影響について検討を加える。解析に用いた主要パラ
メータの値を表—1 に示す。以下に示す結果は、剛基礎
のインピーダンス、無質量剛基礎の底面における応答で
ある基礎入力地動、および、質量を有する剛基礎重心の
応答の 3 種である。これらの応答は、いずれも基礎が無
い時の地表面応答に対する伝達関数として示す。なお、
以下の図では、横軸は、無次元振動数 $a_0 = \omega B / V_s$ で
ある。また、基礎の境界要素分割数は 30 としている。

3.1 本解析法の検証

本解析法の検証として、無減衰 ($h = \eta = 0$) 2 次元半
無限地盤上の剛基礎の水平コンプライアンス C_{HH} を、
特異積分方程式法による Luco ら¹⁷⁾の結果と比較して、
図—5 に示す。ポアソン比は $\nu = 0.25$ としている。両解
は全く一致しており、本解析法の妥当性が検証される。
次に、剛基礎を有する場合 ($H/B = 2.0$) の水平インピー
ダンス K_{HH} を、擬似 3 次元地盤 ($\eta = 2\rho V_s/L$, $h = 0$, ν



図—5 既往の解との比較



図—6 FEM との比較

$= 0.4$) について、FEM の結果³³⁾と合わせて、図—6 に
示す。両解はよく一致しており、剛基礎を有する場合の
本解の妥当性が検証される。

3.2 擬似 3 次元効果

速度比例型粘性減衰による擬似 3 次元効果を検討す
る。半無限地盤上の剛基礎について、2 次元解析 ($\eta = 0$),
擬似 3 次元解析 ($\eta = 2\rho V_s/L$), および、3 次元解析³⁴⁾
による結果の比較を行う。図—7 は、剛基礎のインピー
ダンス、図—8 は P 波あるいは SV 波が入射角 θ で入
射する時の基礎入力地動、図—9 は SV 波が鉛直入射す
る時の基礎重心応答である。

各図より、速度比例型粘性減衰の導入による擬似 3 次
元効果の有効性が明らかになっている。まず、インピー
ダンス (図—7) については、速度比例型粘性減衰の導
入によって実部が増大しており、3 次元解にかなり近づ
いている。これに対して、虚部には大きな変化は見られ
ない。元来、2 次元解と 3 次元解の主たる相違点は実部に
存在しており、虚部には大きな差はない。即ち、2 次元
解では、減衰が過大に評価されがちである。この傾向が、
速度比例型粘性減衰の導入によって大きく改善されてい
る。なお、2 次元解は、よく知られているように、加振
方向の静的変位が無限発散し、 $\omega \rightarrow 0$ でインピーダンス
(水平項 K_{HH} , 鉛直項 K_{VV}) が零となるために、3 次元
解とは異なった性状を示す。擬似 3 次元解の場合も、 ω
 $\rightarrow 0$ では 2 次元解に漸近するので、この傾向は改善され
ない。インピーダンス各成分について見ると、最も 3 次
元解を模擬することができるのは水平項 K_{HH} であり、他
の成分については、3 次元解との差は大きい。この事は、
擬似 3 次元解析においても、面外方向変位が拘束されて
いること、および、面外方向への反力分布が一定になっ
ていることが原因と思われる。比較的、この条件に近い水
平成分が最も 3 次元解に近づく結果となっている。また、
面外方向への波動逸散は、せん断波しか考慮されていな
いために、Rayleigh 波を逸散しやすい回転、鉛直面成
分では、3 次元解と差がある。両成分では、虚部も大き
いので、減衰は、いまだ過大に評価されている。

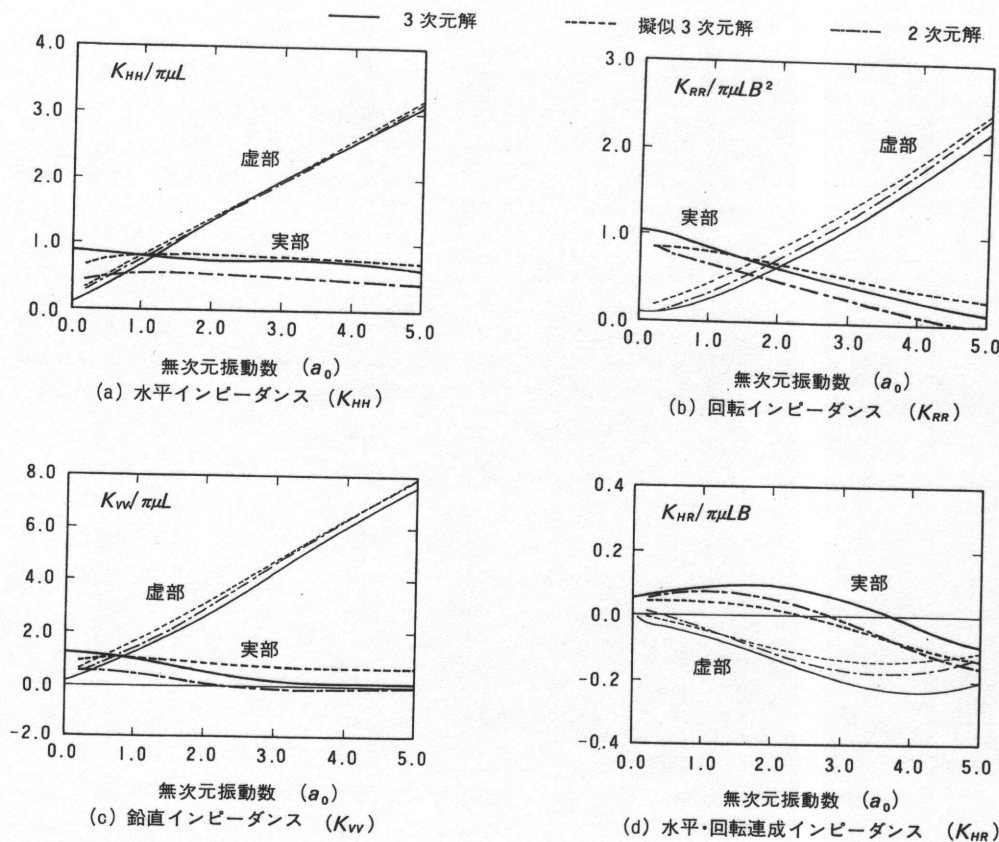


図-7 半無限地盤上剛基礎のインピーダンス

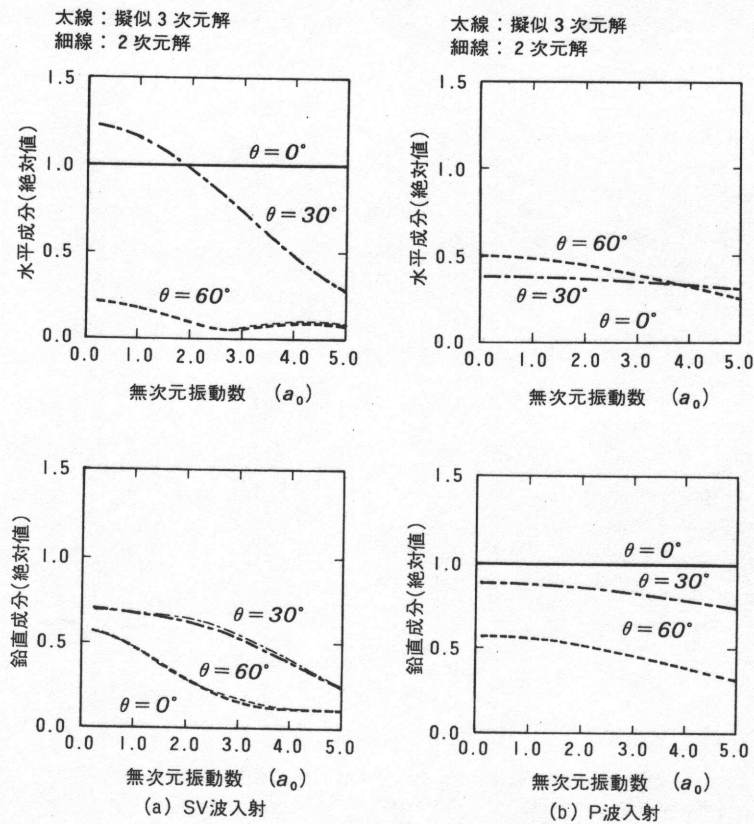


図-8 半無限地盤上剛基礎の基礎入力地動

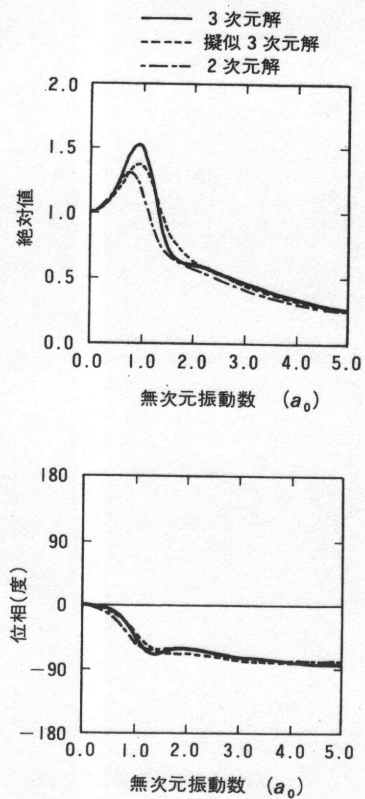


図-9 半無限地盤上剛基礎の応答 (伝達関数)

次に、基礎入力地動について検討する(図-8)。鉛直入射時には、周波数特性を持たないが、斜め入射時には、振動数によって入力地動が変化している。振動数が零の時の値が、自由地表面の地動に相当するので、斜め入射時には、振動数の増加と共に、入力地動が減少することになる。この様な剛基礎の特性は、入力損失³⁵⁾あるいは、Kinematic Interaction³⁶⁾と呼ばれている。P波入射とSV波入射とを比較すると、入力損失はSV波入射により大きいことが言える。また、2次元解析と擬似3次元解析の結果を比較すると、両者はほぼ一致しており(図-8では殆ど重なっている)、入力地動に与える速度比例型粘性減衰の効果は、あまり無いことが分る。これは、無質量剛基礎の仮定により、相互作用効果が少ないためであると考えられる。

剛基礎の応答についても、擬似3次元解は、2次元解に比べてかなり3次元解に近づいている(図-9)。インピーダンス実部が増大しているの、ピーク振動数が、高振動数側に移行し、相対的に減衰も小さくなっており、ピーク値が増加している。しかし、3次元解とは多少差があり、設計上危険側になっている。また、3次元解では、ロッキングによる小さな2次ピークが見られるが、他では見られない。これは、前述した回転インピーダンスの過大な減衰が一因となっていると思われる。

以上、速度比例型粘性減衰の擬似3次元効果について検討を加えたが、単に面外方向へのせん断波の逸散を考慮することによって、2次元解から、かなり3次元解に近づいており、擬似3次元効果の有効性が確認できる。

しかし、いかに3次元効果が期待できるといっても、3次元解を2次元解で評価しようとしているのであるから、自ら適用限界がある。擬似3次元解を適切に利用するためには、その適用限界を明確にしておく必要がある。しかし、対応する3次元解は複雑であり、パラメータも多い。そこで、現段階では適用限界を判断する手がかりとして、以下の数値計算結果を示す。

図-10は、半無限地盤上の剛基礎について、重心位

置 H_c を0 m, 10 m, 20 mとしたときのSV波鉛直入射時の基礎重心応答を示したものである。図中には、3次元、擬似3次元、2次元の各結果を合せ示す。図から明らかなように、重心位置が高い程、擬似3次元解と3次元解の差が大きい。前述したが、擬似3次元解と3次元解は回転インピーダンスに差が大である。一般に重心位置が高い程、回転インピーダンスの影響を強くうけることから、図-10の結果はその反映とみることができる。図-10より、擬似3次元解析は、鉛直入射時の重心位置が低い構造物のように、比較的並進運動が卓越する問題では3次元解を良く模擬するが、回転動が卓越する問題では3次元解を必ずしも十分に模擬できない事が分る。

3.3 剛基礎の効果

剛基礎を有する場合の速度比例型粘性減衰の与える影響について考察する。図-11、図-12は、それぞれ、2次元地盤上、擬似3次元地盤上の剛基礎のインピーダンスについて、剛基礎深さをパラメータとして示したものである。また、図-13、図-14は、それぞれの場合について剛基礎重心位置の応答を示したものである。

各図より、2次元地盤に見られる共振現象に伴う振動性状が、擬似3次元地盤では抑えられており、半無限解に近づいていることが分る。インピーダンスについて見てみると、2次元地盤では、剛基礎の存在による共振現象によって、インピーダンスが半無限解のまわりを激しく振動している。この現象は、鉛直成分や水平成分に大きく現われ、回転成分では小さくなっている。これは、Gazetas³⁷⁾も指摘しているとおおり、鉛直、水平加振の場合には、加振力の及ぼす影響が地中深くにまで達することによる。振動のしかたは鉛直、回転成分では大きく、水平成分では細かい。これは、共振現象が、鉛直、回転成分はP波、水平成分はS波速度に関連するためであり、図-4に示した分散曲線より共振点を予測することができる。本解析では内部減衰を考慮しているので、図-4から得られる結果とは若干ずれるが、分散曲線のこ

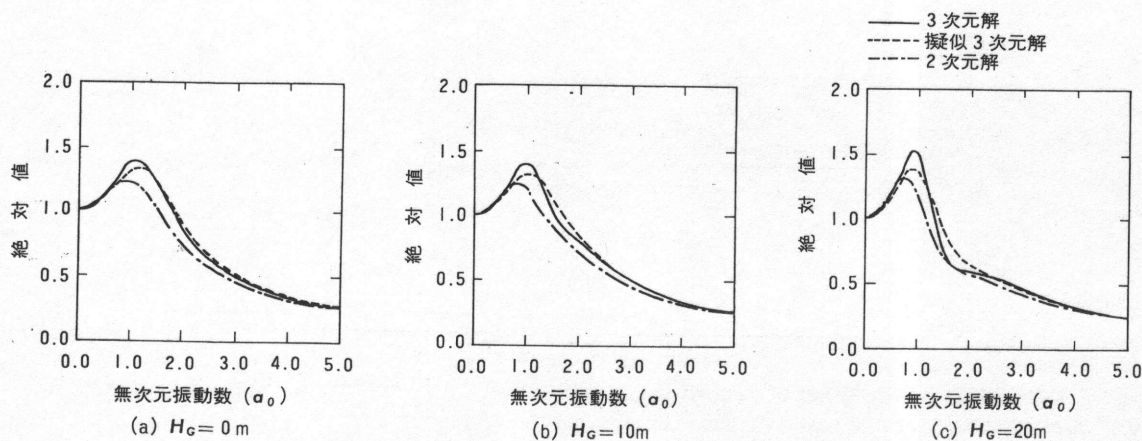
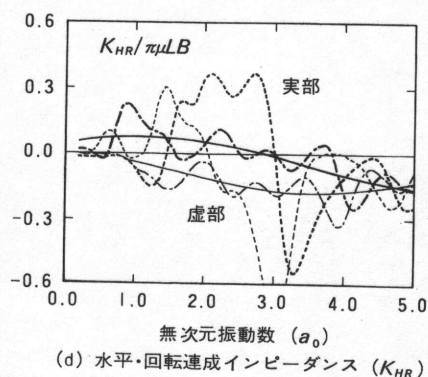
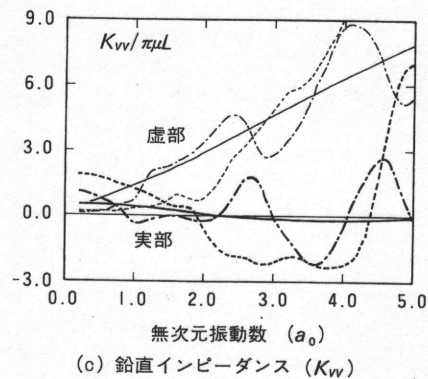
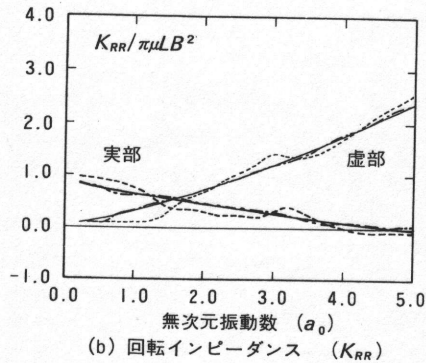
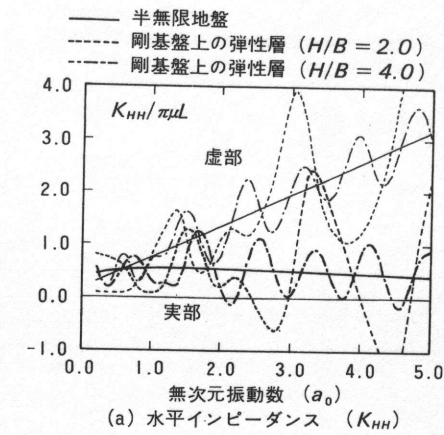
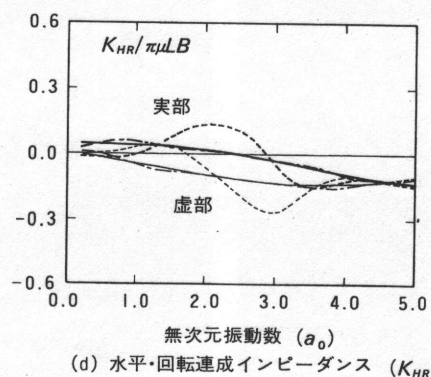
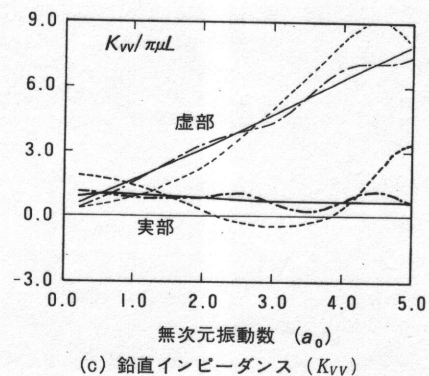
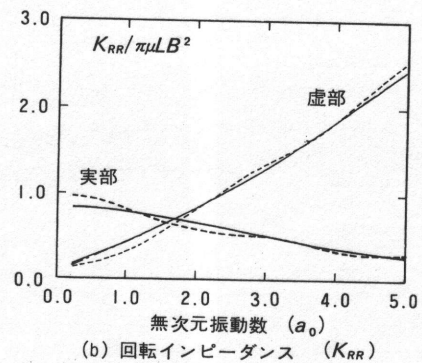
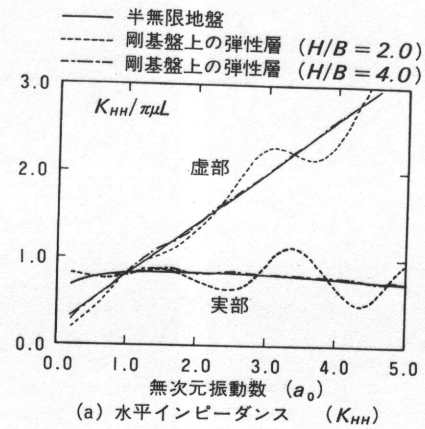


図-10 剛基礎応答に対する基礎重心位置の影響



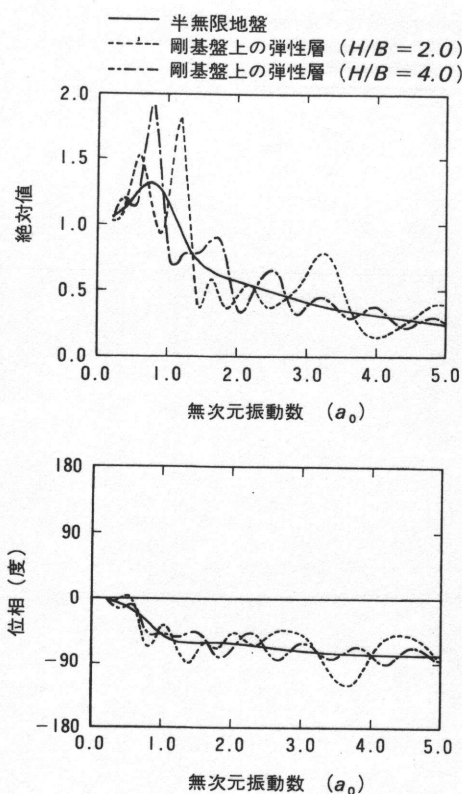
図—11 剛基盤を有する場合の剛基礎のインピーダンス (2次元地盤)

う配が無大になる点が共振点となる。これについては Ewing らの著書³⁰⁾に詳しく述べられている。基盤深さの影響については、 $H/B=2$ に比べて基盤深さが大きい $H/B=4$ の方が振動の仕方が細くなり、半無限解に近づいていることが分る。一方、擬似3次元地盤では、

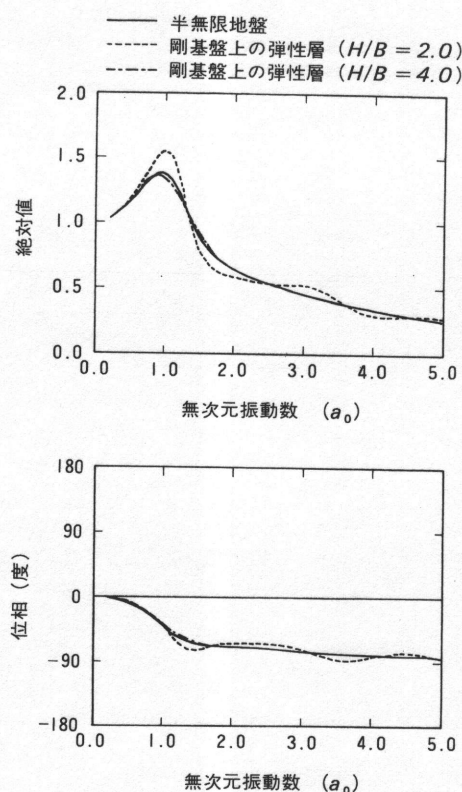


図—12 剛基盤を有する場合の剛基礎のインピーダンス (擬似3次元地盤)

共振現象が大きく抑えられており、 $H/B=4$ では殆ど半無限解に一致している。このことは、速度比例型粘性減衰の存在により加振エネルギーが面外方向に逸散するために、基盤まで達する波動が減少し、結果的に基盤の影響が減じられることによる。このようなインピーダンス



図—13 剛基盤を有する場合の剛基礎の応答
(2次元地盤)



図—14 剛基礎盤を有する場合の剛基礎の応答
(擬似3次元地盤)

の特性は、そのまま基礎重心位置の応答に反映している(図—13, 図—14)。2次元地盤では、剛基盤を有する場合には振動が激しく、基盤の影響が顕著に現われているのに比べ、擬似3次元地盤では、 $H/B=4$ の場合には半無限地盤の解と殆ど一致している。従って、速度比例型粘性減衰は、地盤の深い部分の影響、即ち、基盤の影響を軽減するという効果を持っていることが分る。このことは、FEMなどの数値解法において、不可避な底面境界条件の悪影響を除去するという大きなメリットとなり得る。

4. 結 論

以上、地表面上の剛基礎について、2次元地盤、擬似3次元地盤および3次元地盤による動特性の差の把握、剛基盤の与える影響についての考察を、インピーダンス、基礎入力地動、応答を通じて行ってきたが、以下の結論を得ることができた。

- (1) 地盤の基本方程式に、速度比例型粘性減衰の項を加えることによって、擬似3次元地盤に対する基本解を誘導することができた。また、これを用いて、擬似3次元効果を解析的に検討することができた。
- (2) 速度比例型粘性減衰の擬似3次元効果は、その簡便さに比して、かなり期待することができる。しかし、Rayleigh波の面外逸散を評価できないので、回転、上下インピーダンスは3次元解と差

がある。そのために、回転動が卓越する問題では擬似3次元効果は小さい。

- (3) 速度比例型粘性減衰は、基盤の影響を大幅に減じる効果があり、固定境界が基礎幅の2倍の位置にある場合には、半無限地盤と見なすことができる。このことは、FEM解析などのモデル化に際して1つの示唆を与えるものである。

本論では、地表面上の剛基礎について検討を行ったが、次報では、埋込みを有する場合の擬似3次元効果について考察を行う。

謝 辞

本研究を行うに当たり、有益な御教示を頂いた清水建設(株)大崎研究室の大崎順彦博士をはじめとして、山原浩、平島新一、小柳義雄他の各氏に謝意を表します。

参考文献

- 1) Reissner, V.E., : "Stationäre, axialsymmetrische durch eine schüttelnde Masse erregte Schwingungen eines homogenen elastischen Halbraumes," Ing. Arch., Vol. 7, 1936, pp. 381-396
- 2) 田治見 宏 : 「耐震理論に関する基礎的研究」, 東京大学生産技術研究所報告, 第8巻, 第9号, 1959, pp. 170-215.
- 3) Kobori, T., : "Dynamical Response of Rectangular Foundations on an Elastic-Space," 地震工学国内シンポジウム講演集, 1962, pp. 81-86.
- 4) Awojobi, A.D., and Grootenhuis, P., : "Vibration of

- Rigid Bodies on Semi-Infinite Elastic Media," Proc. Royol Soc., Lond., Ser. A, Vol. 287, 1965, pp. 27-63.
- 5) Luco, J. E., : "Impedance Function for a Rigid Foundation on a Layered Medium," Nucl. Engrg. Des., Vol. 31, 1974, pp. 204-217
 - 6) Tajimi, H., : "Dynamic Analysis of a Structure Embedded in an Elastic Stratum," Proc. 4th WCEE, Chile, 1969
 - 7) Luco, J. E., and Hadjian, A. H., : "Two-Dimensional Approximations to the Three-Dimensional Soil-Structure Interaction Problem," Nucl. Engrg. Des., Vol. 31, 1974, pp. 195-203
 - 8) Jakub, M., and Roesset, J. M., : "Dynamic Stiffness of Foundations : 2-D vs 3-D Solutions," Research Report R 77-36, 1977 b, MIT
 - 9) Hwang, R. N., Lysmer, J., and Berger, E., : "A Simplified Three Dimensional Soil-Struture Interaction Study," Proc. 2nd ASCE Specialty Conference on Stuctural Design of Nuclear Plant Facilities, Vol. I -A, New Orleans, 1975
 - 10) Lysmer, J., Udaka, T., Tsai, C-F., and Seed, H. B., : "FLUSH-A Computer Program for Approximate 3-D Analysis of Soil-Structure Interaction Problems," Report No. EERC 75-30, University of California, Berkeley, 1975
 - 11) 武藤 清ほか : 「建屋—地盤連成系「格子型モデル」の境界条件について (その 1), (その 2)」, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1981, pp. 663-666
 - 12) Brebbia, C. A., : "The Boundary Element Method for Engineers," Pentech Press, 1978.
 - 13) Luco, J. E., : "Linear Soil-Structure Interaction, Seismic Safety Margins Research Program (Phase I)," UCRL-15272, Lawrence Livermore Laboratory, 1980.
 - 14) Quinlan, P. M., : "The Elastic Theory of Soil Dynamics," Symp. on Dyn. Test. of Soils, ASTM, No. 156, 1953, pp. 3-34
 - 15) Shah, P. M., : "On the Dynamic Response of Foundation Systems," Ph.D. Thesis, Rice University, 1968.
 - 16) Karasudhi, P., Keer, L. M., and Lee, S. L., : "Vibratory Motion of a Body on an Elastic Half plane," J. Appl. Mech., Vol. 35, 1968, pp. 697-705.
 - 17) Luco, J. E., and Westmann, R. A., : "Dynamic Response of a Rigid Footing Bonded to an Elastic Half Space," J. Appl. Mech., Vol. 39, 1972, pp. 527-534
 - 18) Oien, M. A., : "Steady Motion of a Rigid Strip Bonded to an Elastic Half Space," J. Appl. Mech., Vol. 38, 1971, pp. 328-334.
 - 19) 中村満喜夫 : 「半無限弾性地盤上の二つの基礎の地震応答 その 1, 問題の定式化」 愛工大研究報告, 15-B 号, 1980, pp. 247-254.
 - 20) Gazetas, G., and Roesset, J. M., : "Vertical Vibration of Machine Foundations," J. Geotech. Engrg. Div., ASCE, Vol. 105, No. GT 12, 1979, pp. 1435-1454
 - 21) Lysmer, J., : "Vertical Motions of Rigid Footings," Ph.D. Thesis, University of Michigan, Ann Arbor, 1965.
 - 22) Hryniewicz, Z., : "Vibration of Rigid Body on an Elastic Half-Plane," Computer Methds. in Applied Mech. and Engrg., Vol. 24, 1980, pp. 113-123.
 - 23) 松岡 理, 八幡夏恵子 : 「三次元均質等方弾性体動問題の基本解とその応用 (その 1)~(その 3)」 日本建築学会論文報告集, 第 288 号, 昭和 55 年 2 月, 第 293 号, 昭和 55 年 7 月, 第 298 号, 昭和 55 年 12 月
 - 24) Dominguez, J., and Roesset, J. M., : "Dynamic Stiffness of Rectangular Foundations," Research Report R 78-20, MIT, 1978.
 - 25) 武藤 清, 村田豊弥, 高橋元一, 源栄正人, 釜田正毅, 天野晶彦 : 「埋込み構造物と地盤の相互作用に関する解析的研究」, 第 29 回 構造工学シンポジウム, 1983, pp. 187-194.
 - 26) Maeda, T., : "A study on the Dynamic Interaction of a Rigid Embedded Foundation and Soil by the Boundary Element Method in 3-Dimensions," Proc. 6th JEES, 1982, pp. 1761-1768.
 - 27) Kobori, T., Shinozaki, Y., and Mita, A., : "Soil-Structure Interaction Analysis of Embedded Structure by Boundary Integral Equation Method," Proc. 6th JEES, 1982, pp. 1737-1744.
 - 28) Ottenstreuer, M., and Schmid, G., : "Boundary Element Applied to Soil-Foundation Interaction," Boundary Element Methods, Proc. 3rd Int. Sem., Irvine, Calif., 1981, pp. 293-309
 - 29) Thau, S. A. : "Radiation and Scattering from a Rigid Inclusion in an Elastic Medium," J. Appl. Mech., 1967, pp. 509-511.
 - 30) Ewing, W. M., Jardetzky, W. S., and Press, F., : "Elastic Waves in Layered Media," McGraw-Hill, 1957.
 - 31) 佐藤泰夫 : 「弾性波動論」 岩波書店, 昭和 53 年
 - 32) Brebbia, C. A., and Walker, S., : "Boundary Element Techiques in Engineering," Newnes-Butterworths, 1980.
 - 33) 福和伸夫, 中井正一ほか : 「動的 2 次元 FEM における解析領域の設定について」 日本建築学会学術講演梗概集, 1983, pp. 783-784.
 - 34) Yoshida, K., Kawase, H., and Sato, T., : "Dynamic Response of Rigid Foundations Subjected to Seismic Waves of Various Type," Proc. 8th WCEE, 1984
 - 35) 山原 浩 : 「地震時の地動と地震波の入力損失」, 日本建築学会論文報告集, 第 165 号, 1969, pp. 61-66, 第 167 号, 1970, pp. 25-30.
 - 36) Kausel, E., Whitman, R. V., Elasabee, F., and Morray, J. P., : "Dynamic Analysis of Embedded Structures," Proc. of the 4th SMIRT, K2/6, 1977.
 - 37) Gazetas, G., : "Analysis of Machine Foundation Vibrations : State of the Art," Soil Dyn. Earth. Engrg., Vol. 2, No. 1, 1983, pp. 2-42.
 - 38) 福和伸夫, 中井正一 : 「擬似三次元の効果を検討した二次元剛基礎の動的性状 (その 1), (その 2)」 日本建築学会関東支部研究報告集, 1982, pp. 5-12.
 - 39) 福和伸夫, 中井正一, 古村利幸, 渡辺孝英 : 「2 次元問題における速度比例粘性減衰の効果に関する考察」, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1982, pp. 713-718.

SYNOPSIS

UDC : 624.131.55 : 624.15 : 624.042.7

DYNAMIC BEHAVIOR OF AN EMBEDDED STRUCTURE

—Boundary element analysis of approximate three-dimensional soil-structure interaction—

by Dr. **SHOICHI NAKAI**, Research engineer of Ohsaki Research
Institute, Shimizu Construction Co., Ltd, and **NOBUO**
FUKUWA, Research engineer of Ohsaki Research
Institute, Shimizu Construction Co., Ltd, Members of
A. I. J.

In this paper studies are made to investigate the effect of viscous dashpots, which are introduced in a two-dimensional analysis to simulate energy dissipation in the third direction due to radiation, on the response of structures subjected to seismic waves. Though these viscous dashpots have been widely used in the dynamic finite element analyses¹⁰⁾, the effect of them on the response of structures seems not to have been discussed in detail. The authors have studied this problem by the use of the boundary element method combined with the sub-structure technique. Since there is no fundamental solution available for this problem, the analysis begins with obtaining the displacements on the surface of an elastic half-space or of a finite layer overlying a rigid rock due to a unit strip load applied at the ground surface.

By considering the response of a foundation placed on the surface of the ground, it was found that the dynamic characteristics of a rigid foundation are fairly improved by adding dashpots to the ground in two dimension and that the fluctuation of the response due to the existence of an underlying rigid rock is drastically suppressed by the addition of dashpots. This may be understood that waves propagate in the third direction by the addition of them.