

SH波入射に対する不整形地盤の 遷移/定常応答性状

竹宮宏和*・王 燦雲**・藤原章弘***

本研究は時間領域境界要素法を応用して谷、沖積層の不整形地盤内の地震波の散乱および伝播を調べたものである。まず本解析法の妥当性を検証するため、2層半無限地盤を対象に本数値計算結果と誘導した解析解と比較した。そして最も重要と思われる代表波長のリッカー波入射に対する遷移応答を地盤形状、入射角をパラメータに振幅・位相特性を、また無次元振動数で与えた調和波入射の下に増幅特性を評価し、谷・沖積地盤の震動性状を明らかにした。

Keywords : site topography, transient response, steady state response, time domain BEM, amplification, phase

1. ま え が き

過去の地震被害が谷地盤や沖積地盤などの不整形な地盤に多く集中しているとの報告がたびたびなされてきている。不整形地盤の震動特性は、Fig.1に示すように、その不規則な境界面から発する散乱波のため水平層の地盤とは大きく異なる状況がこれまでの研究で指摘されている。最近の建造物の長大化、長軸化にともなって、そのような地形を考慮しての地盤内の波動伝播特性、増幅特性を把握することがより重要となってきた。

不整形地盤の震動解析法には、波動固有関数法、差分法、有限要素法、離散波数法(A-L法)、境界要素法、ハイブリッド法などが採られてきている。これらの過去の研究の詳細なレビューは文献^{1)~3)}に譲るが、大部分は、定常調和震動状態を振動数領域の解析から捉え、対象不整形地盤の応答増幅率を評価している。著者らも層状地盤、不規則沖積層地盤の解析において地形効果による各種の地震波の増幅率を調べてきた³⁾。しかし、地震波の伝播特性の観点から、時刻歴において遷移応答特性として位相特性をも把握することは、沖積層内部で生成される表面波を検出する上で必要である。遷移応答解析の分野での過去の研究は、振動数領域解析に比べて少なく、2次元解析では、差分法を適用した大槻⁴⁾、定常調和解のフーリエ変換をFFTから行ったものとして、離散波数グリーン関数を利用したの間接境界要素法によるBravo et al⁵⁾、篠崎⁶⁾、直接境界要素法による川瀬⁷⁾、A-L法による大堀・南⁸⁾、固有関数法によるEshraghi and Dravinski⁹⁾、さらに直接に逐次時間積分する時間領域境界要素法、これとFEMのハイブリッドを用いた東平・

吉田、阿部・吉田の論文^{10),11)}などがある。3次元解析においては波線法に基づくLee and Langston¹²⁾、定常調和解のFFT変換としてA-L法による堀家¹³⁾、間接境界要素法によるMosessian and Dravinski¹⁴⁾の研究がある。振動数領域解のFFTによる逆変換解法では、周期性の仮定に基づいているため位相の変化に注意を払った定式化を採る必要が指摘される。時間領域境界要素法の適用では、特異要素の取扱いに注意を要する。

本研究では、以上の観点から、不整形地盤としての谷地盤、沖積地盤へSH波が入射したときの2次元面外応答を時間領域境界要素法を用いて解析した。入射波形としてはリッカー波と周期波を採用している。著者ら¹⁵⁾は、スカラー波動場の散乱問題を対象とした時間領域境界要素法で特異積分の解析的处理に成功しているので、本論文ではこれを適用して遷移応答における振幅・位相特性の把握に焦点を当てている。なお、解析には元の座標値 x_0 、時間 τ_0 、変位 u_0 、表面力 t_0 に対して次のように無次元化した量を用いた。

$$x = \frac{x_0}{B}, \quad \tau = \tau_0 \frac{V_s}{B}, \quad u = \frac{u_0}{B}, \quad t = \frac{t_0}{\mu} \dots \dots \dots (1)$$

ただし、 B は基準長さ(沖積層表面幅)、 V_s は遠地盤のせん断波速度、 μ は同せん断弾性係数である。

2. 入 射 波

入射波の定義を一般的に次式で与える。

$$u^i(x, z, \tau) = a^i f(\alpha^i) H(\alpha^i) \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $H(\)$ はHeavisideのステップ関数、 $f(\alpha^i)$ は波形を表す関数であり、 a^i は強度を示す。 α^i は時刻 τ 、場所 (x_s, z_s) で波面を規定する入射波の位相を与えている。つまり、時間 τ 、場所 (x, z) では

$$\alpha^i = V_s(\tau - \tau_s) - \sin\theta(x - x_s) + \cos\theta(z - z_s) \dots \dots \dots (3)$$

このときの水平面での反射波 u^R は位相

$$\alpha^R = V_s(\tau - \tau_s) - \sin\theta(x - x_s) - \cos\theta(z + z_s) \dots \dots \dots (4)$$

* 正会員 工博 岡山大学教授 工学部土木工学科 (〒700 岡山市津島中3-1-1)
** Ph. D 元学生員、ノース・ウェスタン大学研究員
*** 学生員 岡山大学大学院工学研究科 修士課程

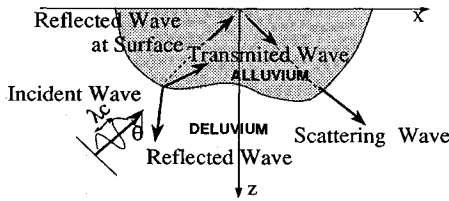


Fig.1 Wave field for an alluvium deposit

をもつ。一様な自然地盤の応答は、それらの和として評価され

$$u^r = u^i + u^t \dots\dots\dots (5)$$

以下の解析では、波形として代表波長 λ_c をもつリッカー波

$$u^i(\alpha^l) = [2\{(\pi/\lambda_c)\alpha^l\}^2 - 1] \exp\{-((\pi/\lambda_c)\alpha^l)^2\} \dots\dots\dots (6)$$

と、不整形地盤の地表面幅 $2B$ を波長 λ で除した無次元振動数 $\eta = 2B/\lambda$ の周期波

$$u^i(\alpha^l) = 1 - \cos\left(\frac{\pi}{B}\eta\alpha^l\right) \dots\dots\dots (7)$$

を採用する。

3. 散乱波に対する境界積分方程式

不整形地盤の下方境界面 $S(y)$ から発する散乱波の場を境界積分方程式を用いて表すと

$$c(x)u(x, \tau) = \int_S u^*(y, \tau; x) * t(y, \tau) ds(y) - P.V. \int_S t^*(y, \tau; x) * u(y, \tau) ds(y) \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 u, t は境界面での変位、表面力で、 u^*, t^* は一様な全無限平面に、単位力が作用したときのそれぞれ変位、表面力の基本解、あるいはグリーン関数である。上式中の*は時間に関しての合積分を意味している。境界 $S(y)$ 面の法線方向 $n(y)$ は対象領域より外向きに正とする。式(8)の右辺第2項の積分 $P.V. \int$ は Cauchy の主値積分を意味し、特異項は自由項 $c(x)u(x, \tau)$ に含まれる。なお、単位衝撃を受ける2次元スカラー波動場に対する基本解は次式で与えられる¹⁹⁾。

$$u^* = V(r, \tau) \dots\dots\dots (9)$$

$$t^* = \frac{\partial}{\partial n(y)} V(r, \tau) \dots\dots\dots (10)$$

$$V(r, \tau) = \frac{1}{2\pi} \frac{H(\tau - r)}{\sqrt{\tau^2 - r^2}} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $\delta(\cdot)$ は Dirac のデルタ関数、 $r = |x - y|$ である。

(1) 空間及び時間の離散化

境界 S を E 個の要素に分割し、それぞれの要素内の節点数を $(M+1)$ とする。そのとき、全節点数 L は $M = 0$ のとき、 $L = E$ 、 $M > 1$ のとき閉領域問題では $L = M$

$\times E$ 、そして開領域問題では $L = M \times E + 1$ となる。いま、要素 e 内の変位および表面力を節点での離散値から表すのに、座標の内挿関数と同一の内挿関数を導入して表す(アインパラメトリック要素)と

$$\{u^e(\xi, \tau) \ t^e(\xi, \tau)\} = \sum_{m=1}^{M+1} \phi_m^e(\xi) \{u^{e,m}(\tau) \ t^{e,m}(\tau)\} \dots\dots\dots (12)$$

ここで ξ は要素内の自然座標を定義する。式(12)を式(7)に代入すると

$$c(x)u(x, \tau) = \sum_{e=1}^E \sum_{m=1}^{M+1} \left\{ \int_{-a_e}^{a_e} u^*(y(\xi), \tau; x) \phi_m^e(\xi) J_e(\xi) d\xi \right\} * t^{e,m}(\tau) - \sum_{e=1}^E \sum_{m=1}^{M+1} P.V. \int_{-a_e}^{a_e} \left\{ t^*(y(\xi), \tau; x) \phi_m^e(\xi) J_e(\xi) d\xi \right\} * u^{e,m}(\tau) \dots\dots\dots (13)$$

ここに J_e は要素座標と全体座標の間の変換ヤコビヤンである。式(13)をマトリックス表示すると

$$CU(\tau) = G(\tau) * T(\tau) - H(\tau) * U(\tau) \dots\dots\dots (14)$$

ただしベクトル U, T はそれぞれ変位、表面力の節点値を表し、

$$U(\tau) = \{u(x_1) \ u(x_2) \ \dots \ u(x_L)\}^T \dots\dots\dots (15)$$

$$T(\tau) = \{t(x_1) \ t(x_2) \ \dots \ t(x_L)\}^T \dots\dots\dots (16)$$

C は対角マトリックス

$$C = \text{diag}(c) \dots\dots\dots (17)$$

である

つぎに時間 τ に対して刻み $\Delta\tau$ の離散化を行う。したがって k 番目の時刻を $\tau_k = k \Delta\tau$ ($k=1, \dots, K$; K は現在時刻)とする。これらの離散時刻に対して、内挿関数を変位に関して $N_u(\tau)$ 、表面力に関して $N_t(\tau)$ と導入すると、

$$\{U(\tau), T(\tau)\} = \sum_k \left\{ \phi_k^{N_u} U^k, \phi_k^{N_t} T^k \right\} \dots\dots\dots (18)$$

これを式(14)に代入して

$$CU^k = \sum_{k=1}^K \left\{ \left[\int_0^{\tau_k} G(\tau_k - \tau) \phi_k(\tau) d\tau \right] T^k - \left[\int_0^{\tau_k} H(\tau_k - \tau) \phi_k(\tau) d\tau \right] U^k \right\} \dots\dots\dots (19)$$

ここで、各時間刻みを同一とし、内挿関数において

$$\phi_k = \begin{cases} \varphi(\tau - \tau_k) & \text{for } \tau_k - \Delta\tau \leq \tau \leq \tau_k + \Delta\tau \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \dots\dots\dots (20)$$

とする。これは、応答の影響が高々 $2\Delta\tau$ までしか及ばないことを仮定している。このような内挿関数としては、一定あるいは線形内挿関数がある。それらの数式表現は

$$\varphi^0(\tau) = H(\tau) - H(\tau - \Delta\tau) \dots\dots\dots (21.a)$$

$$\varphi^1(\tau) = \frac{1}{\Delta\tau} \{(\tau + \Delta\tau)H(\tau + \Delta\tau) - 2\tau H(\tau) + (\tau - \Delta\tau)H(\tau - \Delta\tau)\} \dots\dots\dots (21.b)$$

これらの内挿関数の下では、式(19)は

$$H^0 U^K - G^0 T^K = - \sum_{k=1}^K \{ H^k U^{K-k} - G^k T^{K-k} \} = - F^K \quad (22)$$

ここに、

$$H^k = \delta_k C + \int_{-\Delta\tau}^{\Delta\tau} H(\tau_k - \tau) \varphi_k(\tau) d\tau \quad (23)$$

$$G^k = \int_{-\Delta\tau}^{\Delta\tau} G(\tau_k - \tau) \varphi_k(\tau) d\tau \quad (24)$$

式 (22) は、既知量に基づいて新しい未知量が順次計算されることを示している。

以上の解析を遂行していく上で、重要な計算は各要素ごとに次の2重積分を精度良く求めることにある。

$$V_{m,k}^{M,N}(l, e) = \int_{-ae}^{ae} \int_{-\Delta\tau}^{\Delta\tau} \{ u^*(y(\xi), \tau_k - \tau; x_l) t^*(y(\xi), \tau_k - \tau; x_l) \} \cdot \phi_m^M(\xi) \varphi_k^N(\tau) J_e(\xi) d\tau d\xi \quad (25)$$

本研究では、波面位置での特異性を解析的に処理した。これに関しての詳細は文献15)を参照されたい。マトリックス G と H は上式の V の関係は、要素の次数に応じて以下のように与えられる。

0次(一定)要素では

$$\{ G_{ij}^0 \ H_{ij}^0 \} = V_{i,k}^{0,N}(i, j) \quad (26. a)$$

1次要素では

$$\{ G_{ij}^1 \ H_{ij}^1 \} = V_{i,k}^{1,N}(i, j) + V_{i,k}^{1,N}(i, j) \quad (26. b)$$

そして開領域問題では

$$V_{m,k}^{M,N}(i, -1) \equiv V_{m,k}^{M,N}(i, L+1) \equiv 0 \quad (27)$$

また、閉領域問題では

$$V_{m,k}^{M,N}(i, -1) \equiv V_{m,k}^{M,N}(i, L) \quad (28. a)$$

$$V_{m,k}^{M,N}(i, L+1) \equiv V_{m,k}^{M,N}(i, 1) \quad (28. b)$$

の条件が要求される。以下の数値解析では内挿関数に空間・時間ともに一定要素を用いている。

(2) 入射波の場合の境界要素法

不整形な地表面を有する谷地盤の解析において、入射波 u^I の下で散乱波 u^{S+F} が谷面および外側の遠地盤の自由地表面から発生する。したがって全変位は

$$u = u^I + u^{S+F} \quad (29)$$

境界積分方程式は散乱波の場に対して成立するので、この場合式(8)の通りに

$$c(x) u(x, \tau) = \int_s u^*(y, \tau; x) * t(y, \tau) ds(y) - P.V. \int_s t^*(y, \tau; x) * u(y, \tau) ds(y) + u^I \quad (30)$$

となる。この離散化は

$$H^0 U^K - G^0 T^K = - F^K + U^{IK} \quad (31)$$

ここで、 U^{IK} は入射波に対する離散変位である。

不整形沖積地盤の場合、本研究ではサブストラクチャ法を適用する。解析対象地盤を Fig.2 のように内部領域

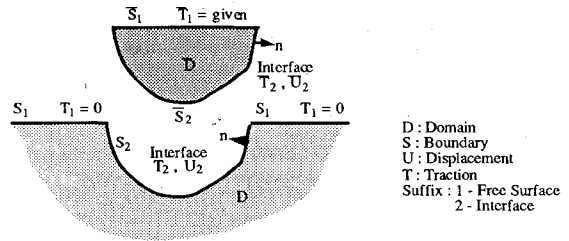


Fig.2 Substructure formulation

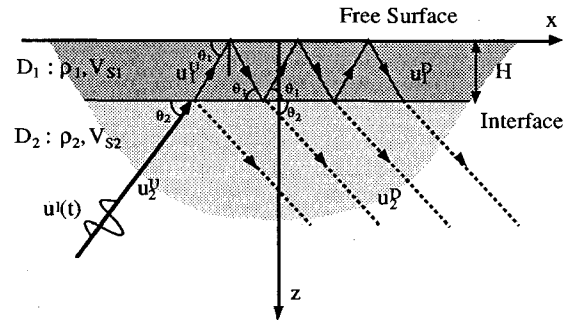


Fig.3 Wave field in two-layered halfspace

の沖積地盤部 \bar{D} と、外部領域の遠地盤 D に分割する。前者に対する境界要素方程式は式(22)から

$$\begin{bmatrix} \bar{H}_{11}^0 & \bar{H}_{12}^0 \\ \bar{H}_{21}^0 & \bar{H}_{22}^0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{U}_1^K \\ \bar{U}_2^K \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} \bar{G}_{11}^0 & \bar{G}_{12}^0 \\ \bar{G}_{21}^0 & \bar{G}_{22}^0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \bar{T}_1^K \\ \bar{T}_2^K \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} \bar{F}_1^K \\ \bar{F}_2^K \end{Bmatrix} \quad (32)$$

一方、後者に対する境界要素方程式は、入射波を含むことから式(31)が適用され、

$$\begin{bmatrix} H_{11}^0 & H_{12}^0 \\ H_{21}^0 & H_{22}^0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} U_1^K \\ U_2^K \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} G_{11}^0 & G_{12}^0 \\ G_{21}^0 & G_{22}^0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} T_1^K \\ T_2^K \end{Bmatrix} = - \begin{Bmatrix} F_{1,F,K} \\ F_{2,F,K} \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} u_1^I \\ u_2^I \end{Bmatrix} \quad (33)$$

なお、添字については Fig.2 を参照のこと。式(32)、(33)で地表面応答に関する未知量を部分消去すると、それぞれの領域のインターフェイスにおいての支配式を得る。

$$\bar{A} \bar{U}_2^K + \bar{B} \bar{U}_2^K = \bar{P}^K \quad (34)$$

$$A U_2^K + B U_2^K = P^K \quad (35)$$

全体対象領域の連成応答は、これらの式に境界条件

$$U_2^K = \bar{U}_2^K \quad (36)$$

$$T_2^K + \bar{T}_2^K = 0 \quad (37)$$

を考慮して解く。地表面応答は、この求められた量より式(32)、(33)から順次評価される。

3. BEM 解の精度の検証

本論文での離散化手法による解析精度の検証のため、まず解析解の得られる2層地盤を対象に以下の比較を行った。まず Fig.3 に示すように基盤において入射波を

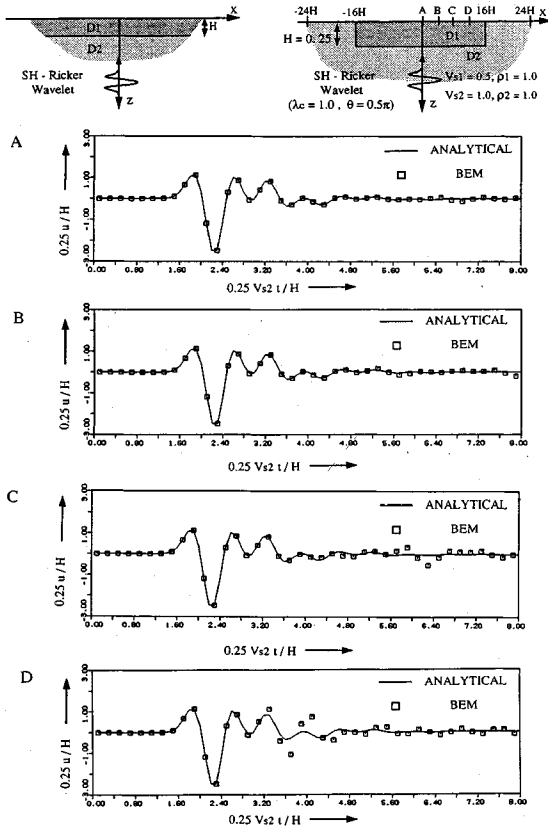


Fig.4.a Transient response for two-layered halfspace
Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

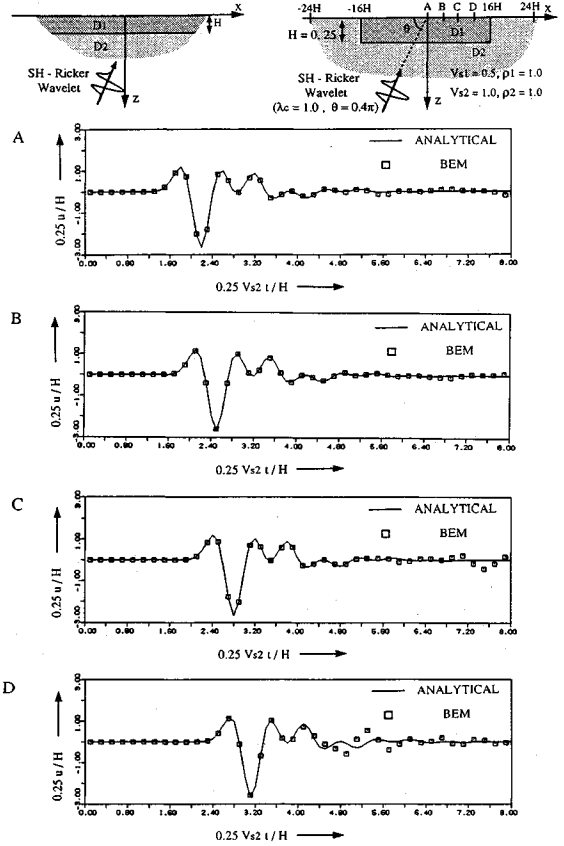


Fig.4.b Transient response for two-layered halfspace
Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

規定し、表層地盤内（表層厚 H ）での重複反射理論解を Haskell の手法に位相を導入して求める。各地盤内の応答は、上昇波と下降波からなり、

$$u_j = u_j^u + u_j^d \dots\dots\dots (38)$$

ここで添字 $j=2$ は基盤を、 $j=1$ は表層地盤を指す。上昇波、下降波成分はそれぞれ各層において

$$u_1^u = T_{12} \sum_{n=1}^{\infty} R_{12}^{n-1} u'(P_{1,n}^u) \dots\dots\dots (39. a)$$

$$u_1^d = T_{12} \sum_{n=1}^{\infty} R_{12}^{n-1} u'(P_{1,n}^d) \dots\dots\dots (39. b)$$

$$u_2^u = u'(P_{2,1}^u) \dots\dots\dots (39. c)$$

$$u_2^d = R_{21} u'(P_{2,1}^d) + T_{12} T_{21} \sum_{n=1}^{\infty} R_{12}^{n-1} u'(P_{2,n}^d) \dots\dots\dots (39. d)$$

ここで T_{ij} は j 層から i 層への透過係数を、 R_{ij} は j 層の存在による i 層への反射係数を定義しており、それらは

$$T_{ij} = \frac{2\rho_j V_{sj} \sin\theta_i}{\rho_i V_{si} \sin\theta_i + \rho_j V_{sj} \sin\theta_j} \dots\dots\dots (40)$$

$$R_{ij} = \frac{\rho_j V_{sj} \sin\theta_j - \rho_i V_{si} \sin\theta_i}{\rho_i V_{si} \sin\theta_i + \rho_j V_{sj} \sin\theta_j} \dots\dots\dots (41)$$

と評価される。

各波動伝播の位相に関しては、波面の入射位置 (x_s , z_s) を時刻 τ_s で与え、地表面と基盤面での反射を順次考慮して表層内での第 n 番目の波に対して

$$P_{1,n}^u = \tau - \tau_s - \alpha_{x1}x + \alpha_{z1}[z - 2(n-1)H] \dots\dots\dots (42. a)$$

$$P_{1,n}^d = \tau - \tau_s - \alpha_{x1}x + \alpha_{z1}[-z - 2(n-1)H] \dots\dots\dots (42. b)$$

また、基盤内では

$$P_{2,1}^d = \tau - \tau_s - \alpha_{x2}x + \alpha_{z2}z - 2\alpha_{z2}z_s \dots\dots\dots (43. a)$$

$$P_{2,1}^u = \tau - \tau_s - \alpha_{x2}x + \alpha_{z2}z \dots\dots\dots (43. b)$$

$$P_{2,1}^d = \tau - \tau_s - \alpha_{x2}x - \alpha_{z2}(z - H) - \alpha_{z1}2nH \dots\dots\dots (43. c)$$

ただし、

$$\alpha_{x1} = \cos\theta_1/V_{s1}, \quad \alpha_{z1} = \sin\theta_1/V_{s1}, \quad \alpha_{x2} = \cos\theta_2/V_{s2}, \quad \alpha_{z2} = \sin\theta_2/V_{s2}$$

Figs.4. a, b は、鉛直、斜め入射状態で地表面応答変位を上の定式化と前節の離散化による解との比較で示したものである。後者のモデル化は、表層に対応して矩形とし、その中央部では側方の影響を受けない偏平な形状比に採った。そして入射波にはリッカー波を採用している。境界要素解析における要素分割は、要素幅が対象

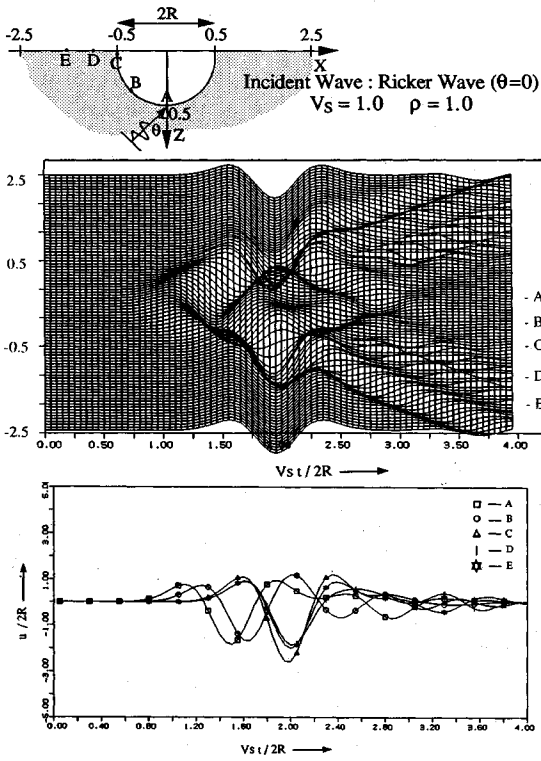


Fig.5.a Transient response for a half-circle canyon, Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

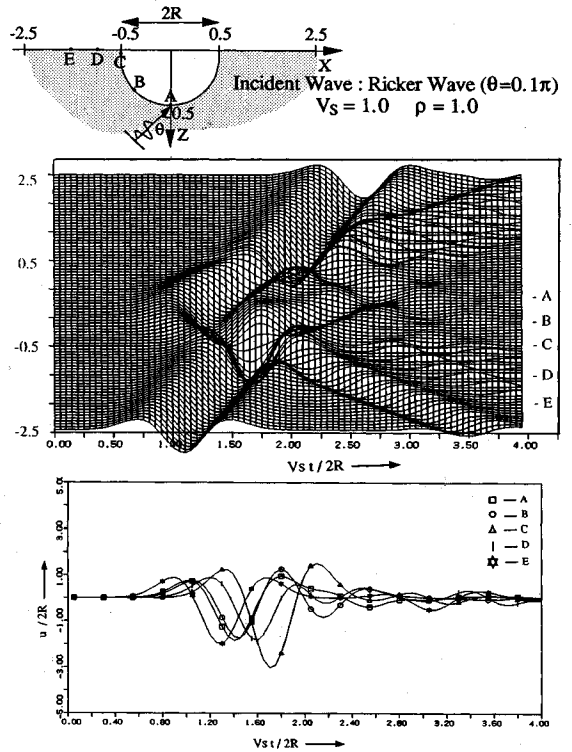


Fig.5.b Transient response for a half-circle canyon, Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

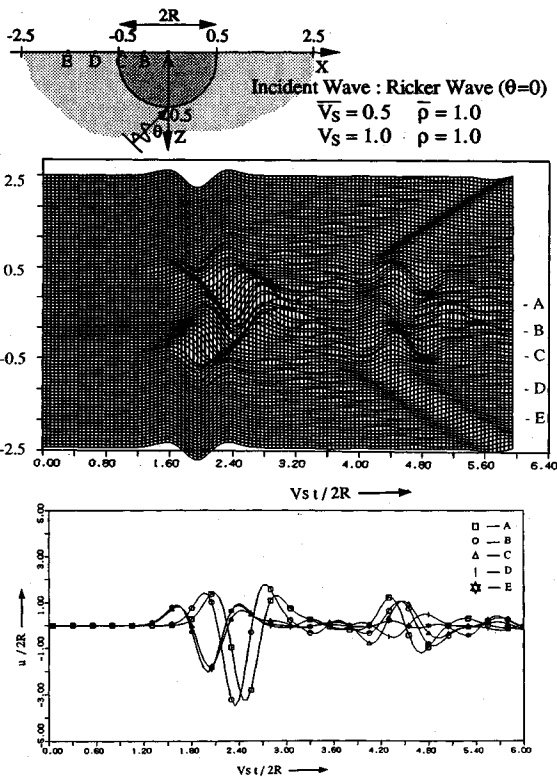


Fig.6.a Transient response for a half-circle alluvium, Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

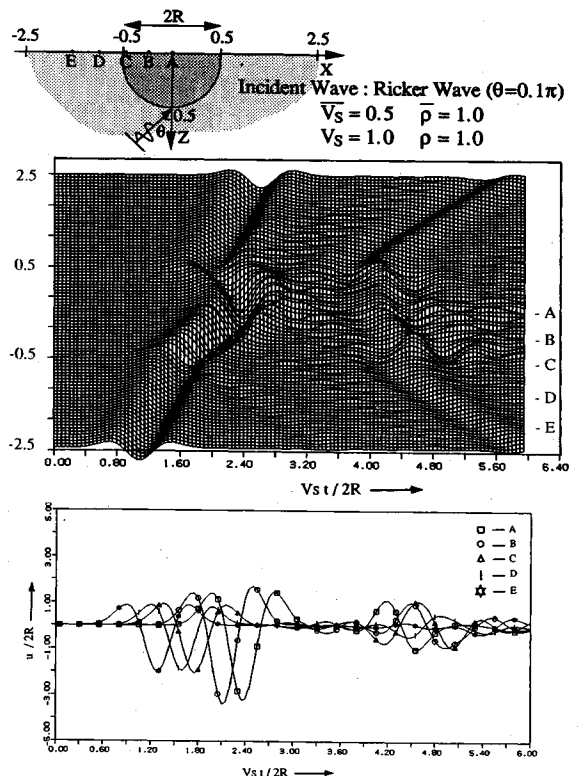


Fig.6.b Transient response for a half-circle alluvium, Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

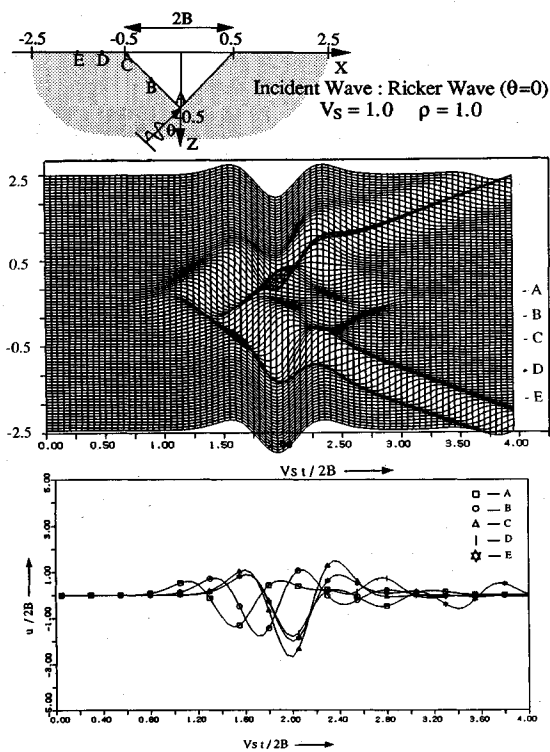


Fig.7.a Transient response for a triangle canyon, Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

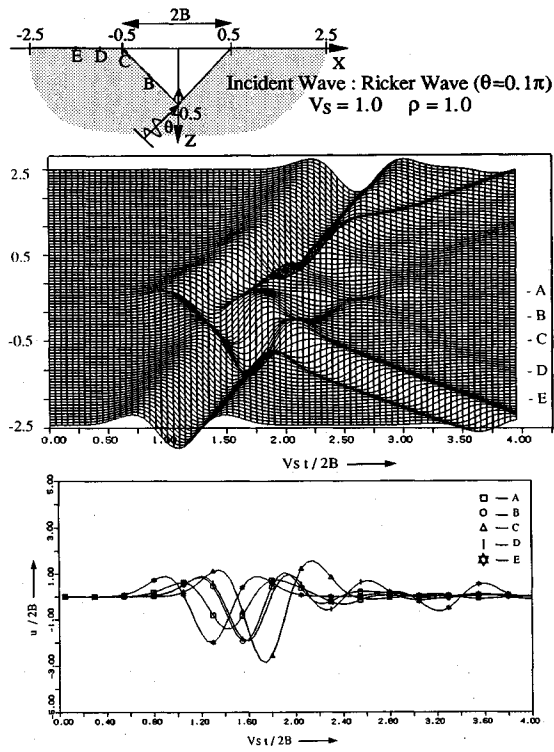


Fig.7.b Transient response for a triangle canyon Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

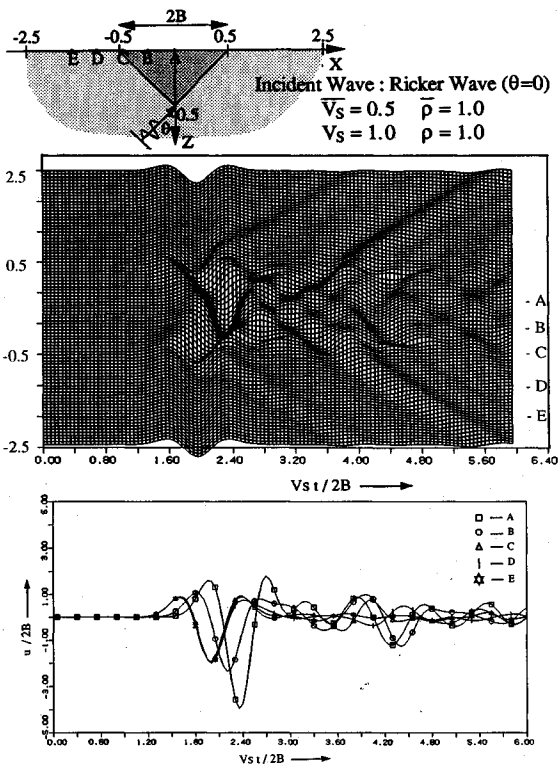


Fig.8.a Transient response for a triangle alluvium, Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

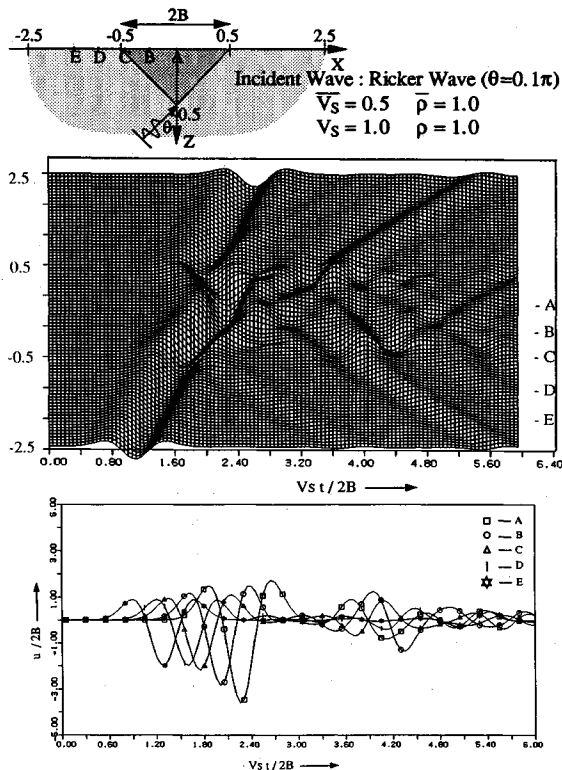


Fig.8.b Transient response for a triangle alluvium, Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

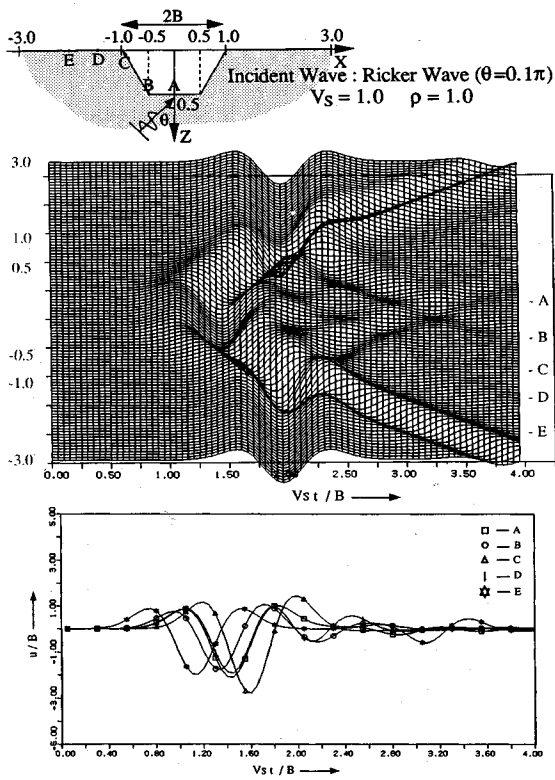


Fig.9.a Transient response for a trapezoidal canyon, Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

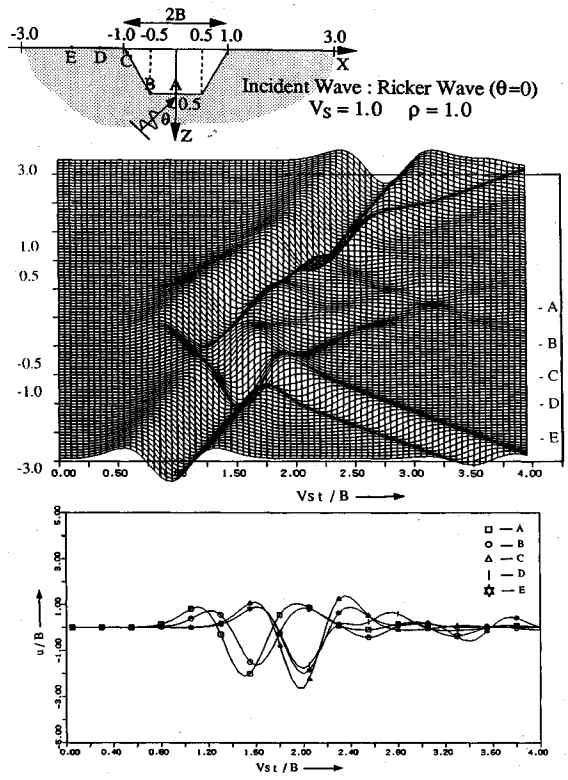


Fig.9.b Transient response for a trapezoidal canyon, Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

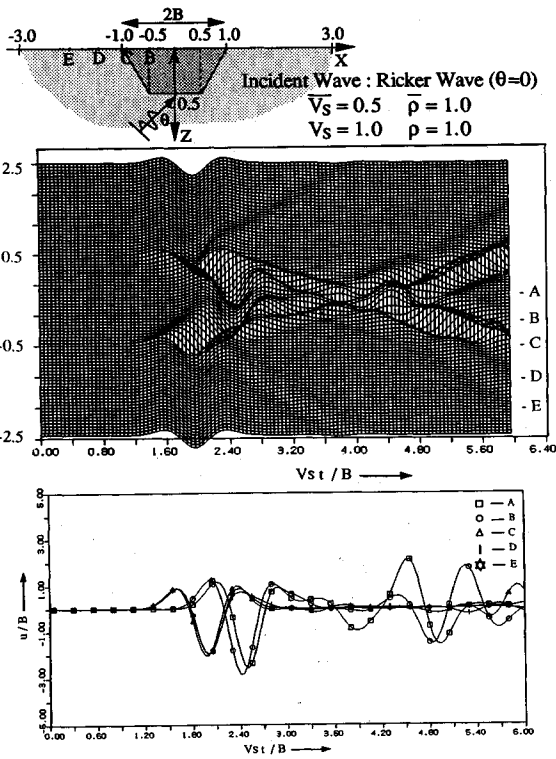


Fig.10.a Transient response for a trapezoidal alluvium, Vertical incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

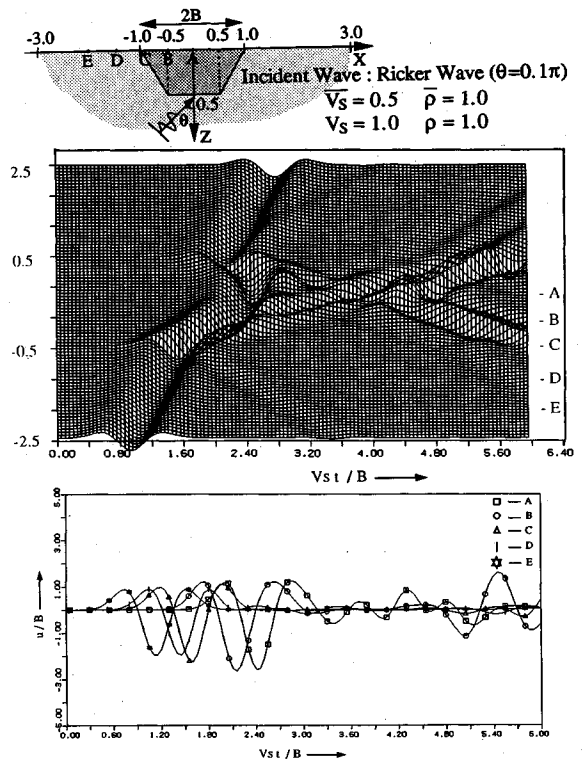


Fig.10.b Transient response for a trapezoidal alluvium, Oblique incidence of SH Ricker wavelet, $\lambda_c=1$

波長の 1/6 程度となるようにした。両者の解は中央部では良い一致を得ていることが判る。側方近傍では、散乱波のため差が見られるのは当然であろう。

4. 例題解析と考察

解析対象地盤に、不整形地盤の代表として谷地盤と沖積層地盤を選んだ。それらの断面形状は、半円と三角形と台形とした。入射波には、不整形地盤の遷移震動特性を調べるときはリッカー波を(式(6)), 一方、その増幅特性を評価するときは周期波(式(7))を採用した。既往の振動数領域解析の研究からは、無次元振動数 η の範囲は、地震工学的には $0.5 < \eta < 2$ が重要となっているので、ここでは $\eta = 1.0$ を対象とした。またこれに合わせてリッカー波の代表周期 $\lambda_c = 1.0$ とした。離散化は、前節の結果を踏まえて対象波長の 1/6 程度の規範とした。地表面の節点配置は、不整形地盤の両サイドにその幅の 2 倍ずつの範囲をとった。

(1) 遷移応答特性

Figs.5. a, b は半円形谷地盤, **Figs.7. a, b** は三角形谷地盤, **Figs.9. a, b** は台形谷地盤のリッカー小波の入射に対する応答で、計算モデルはそれぞれ同図に示してある。まず、直達波である最初の波が地表面に達する時刻は、仮定した入射波面から地表面までの距離に従う。後続波からは谷のエッジ部から発した波が、谷面に沿って中央部へ、と同時に外部へ伝播していく様子が明らかである。前者は両エッジからの波が中央部で遭遇した後は相殺する傾向にあるが、一方、後者の波はかなりの距離にわたって伝播していく。

Fig.5. a, Fig.7. a, Fig.9. a を比較して、谷地盤の形状の影響は顕著に見られる。谷の両エッジから生成される後続波が、三角形形状において最もよく現れている。台形形状では、形状比が扁平になると、このような散乱波は両エッジ部の近傍に限られる。地表面の各場所での応答を定量的に比較できるように、応答図には代表位置の時刻歴も併せて示してある。これによると、最大ピークはエッジ部、続いて谷の外近傍で生じ、谷底では最も小さくなる。

入射角の影響も調べた。これらを **Fig.5. b, Fig.7. b, Fig.9. b** に示す。傾斜入射の状況では入射に対して谷の前面部では後続波のピークの増大に、そして谷の背面部では減少になっている。

Fig.6. a, Fig.8. a, Fig.10. b は鉛直入射の, **Fig.6. b, Fig.8. b, Fig.10. b** は傾斜入射の沖積地盤の応答性状を示したものである。これらは前述の谷地盤の様相とは大きく異なる。沖積層の地表面と底面で繰り返し起こる波の重複反射のため、沖積層内には見かけ上長い周期の波表面波が生成されて継続時間が長くなっている。そしてかなり増幅されたピークがその表面中央部で見られる。

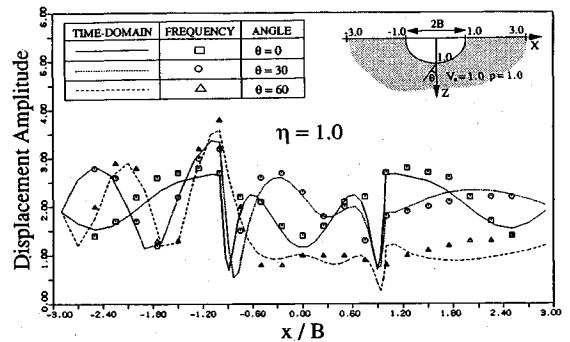


Fig.11.a Maximum response amplitude of a half-circle canyon after several cycles for sinusoidal SH wave incidence

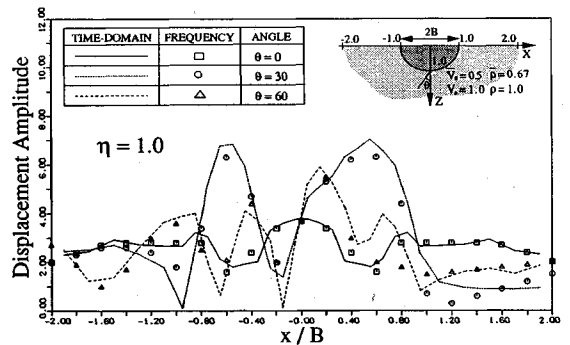


Fig.11.b Maximum response amplitude of a half-circle alluvium after several cycles for sinusoidal SH wave incidence

外部への波の伝播は、谷地盤に比べてこの場合かなり弱まっている。

沖積層の形状効果は、地表面において顕著に見られる。台形状地盤では、重複反射波とエッジ部で生成される局所的な表面波とが混在し、ある時間経過後も後続波において、直達波と同程度の大きさのピークが現れている。もちろんこれは沖積地盤の形状比による。このような応答性状は、三角、半円形沖積地盤においてはそれほど見られない。後者の地盤では外部へ伝播する波がある程度見られる。直達波のピークでは、三角地盤が最も大きく、続いて半円地盤、台形地盤となっている。台形地盤の場合、**Figs.4. a, b** の水平 2 層地盤との比較から不整形性の影響が明確になる。

(2) 増幅特性

地震波の不整形地盤による増幅特性を調べるために、定常調和震動解析がこれまで多くなされてきた。これらの解析では、不整形地盤の幅 $2B$ と入射波の波長 λ の比 $\eta = 2B/\lambda$ を無次元振動数としてパラメータに与え、谷地盤、沖積地盤の増幅度を遠地盤応答値で正規化している。本研究では、解の精度の検討する意味で周期波の入射の下で数周期の繰り返しの後の定常状態に達していると思われる応答値をピックアップした。半円形の谷地盤と沖積地盤を選んで、過去の振動数応答解析の結果^{17), 18)}

と比較できる代表的な無次元振動数 $\eta=1.0$ を採り、入射角を変えたときの結果を **Figs.11. a, b** に示した。応答は入射波の振幅で正規化している。同図に計算モデルを掲載しているが、対象とした入射波の波長により自由表面を再現する節点配置の範囲を適切に決定する必要がある。入射角度が 60° (鉛直から測って) までの傾斜入射まで本研究の手法は振動数応答解析の結果とかなりよい一致を示している。 η が 1.0 よりも小さい場合は両解析手法のより良好な一致が見られた (図は省略)。これにより、本解析手法の精度は保証されていると判断してよい。

谷地盤の増幅特性は、鉛直入射の下では、 η が小さいと (例えば $\eta=0.5$) 谷の表面は地形と相似な半円形となる。しかし、 $\eta=1.0$ となると **Fig.11. a** に見られるように谷のエッジ部で応答は最大、そしてそのすぐ内側で最小値をとり、内側表面の2箇所ピークを示す。一方、谷の外の地表面では、エッジ部の近傍で最大値をとる。傾斜入射となると、波の入射方向に対して前方の谷の内側のピーク値と外側のピーク値はより大きくなる。後者の地表面はより複雑な応答様相となる。

沖積地盤では、鉛直入射では $\eta=0.5$ 程度であると地表面中央が単一のピーク応答を示すが、 $\eta=1.0$ のときは **Fig.11. b** に見られるように中央部はピークを示すがエッジ部においては減少を伴う。傾斜入射となると、波の入射に対して沖積層表面後方の応答が大きく増幅されている。

5. 結 論

本研究は、SH波としての入射波の下での不整形地盤の震動特性の把握を目的としたもので、解析手法に時間領域の境界要素法を適用した。同手法は、一切、要素上の数値積分を含まず解析解を利用している。入射波には波の伝播特性が明瞭に分かるリッカー波と、増幅特性が評価しやすい周期波を無次元 (代表) 振動数 $\eta(=\lambda_c)=1.0$ として選んだ。谷地盤の解析では、谷部以外の自由地表面からの散乱波も境界積分方程式で考慮した。沖積地盤の解析ではサブストラクチャ法を用いた。本解析を通して得られた結果をまとめると、

(1) 谷地盤では、直達波とともに、エッジ部から谷の表面に沿って内側および外側方向に伝播する波が見られる。谷の形状がシャープな三角断面の場合、この表面波は顕著である。半円形、台形形状になるとこの傾向は多少弱まり、扁平な台形ではエッジ部の近傍に限られる。この場合、沖積層の幅と層厚の比で3倍程度越すと同沖積層中央部では水平2層地盤の応答性状となる。

(2) 沖積地盤では、表面と底面での波の重複反射のため、直達波と共に後続波および局所的な表面波が現れ、

それらが同層内に滞留することになり、応答性状は複雑になる。台形形状では、他の形状に比較して直達波のピークと同程度の後続波のピークが現れる。

(3) 本解析の周期波の入射に対して、その周期の数倍の時間経過後の最大応答値を採って、定常応答と見なすことができる。円断面の谷、沖積地盤に対するこれらの応答値は入射角を変化させても既往の振動数応答解析の結果とよい一致を示している。

参 考 文 献

- 1) Sanchez-Sesma, F.J., et.al. : Surface motion of topographical irregularities for incident P, SV, and Rayleigh waves, *Bull. Seis. Soc. Am.*, pp.75, 263-269, 1985.
- 2) Mossessian, T.K. and Dravinski, M. : Application of a hybrid method for scattering of P, SV and Rayleigh waves by near-surface irregularities, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 77, pp.1784-1803, 1987.
- 3) Takemiya, H., Ono, M. and Suda, K. : BEM-FEM hybrid analysis for topographical site response characteristics, *Proc. 2nd Int. Conf. on Recent Advances in Geot. Earthq. Eng. and Soil Dyn.*, St. Louis., USA, 1991.
- 4) Ohtsuki, A. and Harumi, K. : Effect of topography and subsurface inhomogeneities on seismic SV waves, *Earthq. Eng. & Struc. Dyn.* Vol.11, pp.441-462, 1983.
- 5) Bravo, M.A., F.J. Sanchez-Sesma, and F.J. Chavez-Garcia : Ground motion on stratified alluvial deposits for incident SH waves, *Bull. Seism. Soc. Am.*, Vol.78, pp.436-450, 1988.
- 6) Shinozaki, Y. : High frequency of a sediment-filled valley for incident plane SH waves, *Proc. IASPEI/IAEE Joint working Group on Effects of Surface Geology on Seismic Motion*, 2nd Workshop, pp.V/1-20, 1988.
- 7) Kawase, H. : Time domain response of a semi-circular canyon for incident SV, P, and Rayleigh waves calculated by discrete wavenumber boundary element method, *Bull. Seis. Soc. Am.*, 78.4, pp.1415-1432, 1988.
- 8) Ohori, M. and Minami, T. : The seismic responses of a sedimentary basin, — on surface wave generated by irregular interface —, *Proc. 8th Japan Symp. Earthq. Eng.*, pp.367-372, 1990.
- 9) Eshraghi, H. and Dravinski, M. : Transient scattering of elastic waves by dipping layers of arbitrary shape, Part 2 : Plane strain model, *Earthq. Eng. Struct. Dyn.*, 18, pp.417-434, 1989.
- 10) 東平・吉田 : 時間領域の有限要素法と境界要素法との1結合解法による地盤振動解析, *土木学会論文集*, 第410号/I-12, pp.395-404, 1989.10.
- 11) 阿部・吉田 : 時間領域境界要素, 有限要素結合法の不整形地盤振動解析への適用, *土木学会論文集*, 第428号/I-15, pp.107-115, 1991.4.
- 12) Lee, J.J. and Langston, C.A. : Wave propagation in a three dimensional circular basin, *Bull. seism. soc. am.* 73, pp.1637-1653, 1983.
- 13) Horike, M. : Extension of the AKI and LARNER method to absorbing media with plural curved interface and several

- characteristics of a seismic response on a sedimentary basin, Sishin. : J. Seismol. Soc. Japan 40, pp.247~259, 1987.
- 14) Mossessian, T.K. and Dravinski, M. : Amplification of elastic waves by a three dimensional valley. Part 2 : Transient response, Earthq. Eng. Struc. Dyn., 19, pp.681-691, 1990.
- 15) Wang, C.Y. and Takemiya, H. : Analytical elements of time domain BEM for two-dimensional scalar wave problems, Int. J. Numr. Methd. Eng. Vol.33, pp.1737-1754, 1992.
- 16) Achenbach, T.D. : Wave Propagation in elastic solid, North-Holland, 1980.
- 17) Trifunac, M.D. : Scattering of plane SH waves by a semi-cylindrical canyon, Earthq. Eng. Struc. Dyn., Vol.1, pp.267-281, 1973.
- 18) Trifunac, M.D. : Surface motion of a semi-cylindrical alluvial valley for incident plane SH waves, Bull. Seis. Soc. Am., 61.6, pp.1755-1700, 1971.

(1991.7.25 受付)

TRANSIENT AND STEADY STATE RESPONSE OF TOPOGRAPHICALLY IRREGULAR SITES DUE TO SH WAVE

Hirokazu TAKEMIYA, Can Yung WANG and Akihiro FUJIWARA

Observation of past seismic structural damages at soft grounds indicates that the soil amplification with modified predominant period might be a primary cause. This paper is therefore have deal with the wave propagation and scattering through topographicaly irregular sites; canyons and alluvium deposits of various configurations for an incidence of SH Ricker wavelet and sinusoidal wave. The time domain boundary element method is applied with due care to the causality of wave propagation. The substructure formulation is used for the alluvium deposits analysis. The validity of the present solution is ensured in comparison with the two-layered halfplane for which the analytical solution is developed and also with the available steady state solution obtained from the frequency domain analysis. The computed surface responses are interpreted with regard to the site configuration and the angles of incidence, focusing upon the amplitude and the phase.