

3次元有限差分法と相反定理を用いた 堆積盆地の地盤震動性状の評価手法

EVALUATION METHOD OF DYNAMIC CHARACTERISTICS OF SEDIMENTARY BASIN USING 3-D FINITE DIFFERENCE METHOD AND RECIPROCITY THEOREM

平井 敬*, 福和 伸夫**

Takashi HIRAI and Nobuo FUKUWA

Many metropolises, such as Tokyo, Osaka, and Nagoya, are on the sedimentary basin in Japan. On the sedimentary basin, the characteristics of seismic ground motion varies with the incidence directions of seismic waves due to the complicated soil structure. Especially, the predominant period of the seismic ground motion, which is very important in the design of high-rise buildings, often varies with the direction of the hypocenter. In this study, we develop a new method to evaluate the dynamic characteristics of the sedimentary basin using the three dimensional finite difference method and the reciprocity theorem of Green's function. The finite difference method is advantageous to the complicated soil structure. In addition, the calculation cost is dramatically reduced using the reciprocity theorem of Green's function. By using our new method, the fluctuation range of the predominant period of the seismic ground motion can be revealed for the observation point on the sedimentary basin.

Keywords : *Dynamic characteristics, Sedimentary basin, Predominant period, Finite difference method, Reciprocity theorem*

地盤震動特性, 堆積盆地, 卓越周期, 有限差分法, 相反定理

1. はじめに

三大都市圏をはじめ, 我が国の多くの大都市は, 沿岸部の沖積低地に発達している。こうした地域では, 基盤岩の上に砂や粘土などが堆積した盆地の構造が形成されており, 地震動が増幅・伸長されやすい。特に, 厚い堆積層によって生じる固有震動は, 超高層建物の振動や石油タンクのスロッシングなどに大きな影響を与える長周期地震動となる。そのため, 堆積盆地に位置するこれらの構造物を設計する際には, 堆積盆地の構造に起因する震動の卓越周期と, 構造物の固有周期を一致させないようにすることが非常に重要である。

建物と地盤とが共振を起こした顕著な事例としては, 2011年東北地方太平洋沖地震の際の大阪府咲洲庁舎(大阪市此花区)の揺れが挙げられる^{1), 2)}。この建物の固有周期と地盤の卓越周期はともに6.5sであり, 建物の52階では片側最大変位振幅137cmにもなる揺れが生じた。

通常, 地震動は震源・伝播経路・サイト特性の3つの要因に分けて説明されることが多い。このうち, 伝播経路とは一般に大域的な地殻の構造を指しており, サイト特性とは観測点直下の地下構造, さらに周囲の局所的な地形や堆積構造を指す。通常, サイト特性は

各サイト固有の一定のものであると考えることが多い。しかし, 寺島・他³⁾は, 大阪府咲洲庁舎からほど近い位置にあるKiK-net此花観測点についていくつかの地震の際の震動特性を調べたところ, 卓越周期はおおむね6sから7sの範囲であるものの, 地震によって一定していないという結果を得ている。

サイト特性を表現するためには地盤構造モデルが用いられるが, これはさらに深部地盤構造モデルと浅部地盤構造モデルに分けて取り扱われることが多い。浅部地盤構造モデルは工学的基盤よりも浅い地盤をモデル化したもので, 主に地震動の短周期成分に大きく影響する。浅部地盤構造モデルの作成には, 例えばボーリングデータを利用する方法が高橋・福和⁴⁾によって示されており, また国土数値情報を利用して面的にモデル化する方法として松岡・翠川⁵⁾や藤本・翠川⁶⁾の方法がある。一方, 深部地盤構造モデルは地震基盤よりも浅く, 工学的基盤よりも深い領域をモデル化したもので, 主に地震動の周期数秒以上の長周期成分に大きく影響する。本研究で扱う堆積盆地への地震波の入射方向による卓越周期の違いは, こちらの深部地盤構造によって生じるものと考えられる。深部地盤構造モデルの作成には, 地質情報や各種構造探査のデータを用いる^{7), 8)}。近年では, 地震調査研究推進本部地震調査委員会が全国を

* 名古屋大学大学院環境学研究科 助教・博士(工学)

** 名古屋大学減災連携研究センター 教授・工博

Assistant Prof., Graduate School of Environmental Studies, Nagoya University, Dr. Eng.
Prof., Disaster Mitigation Research Center, Nagoya University, Dr. Eng.

対象として深部地盤構造モデルを作成・公表しており⁹⁾、また地域によってはさらに詳細にチューニングを施したモデルも存在する¹⁰⁾。特に、大阪平野の地下構造モデルのチューニングに関してはKagawa et al. の報告¹¹⁾があり、詳細な地盤構造モデルが作成・利用されている。

通常、地盤の震動特性を理論的に検討する際には、重複反射理論がよく用いられる。これは地震波がモデル下面から垂直に入射すると仮定し、成層構造を伝わる中で地震波の各周期成分の増幅の度を調べるものである。この方法を斜め入射に拡張することはできるが、地震波の到来方向による違いは考慮されない。また、1995年兵庫県南部地震の際に「震災の帯」の原因となったエッジ効果^{12), 13)}などについても、別の扱いを必要とする。寺島・他³⁾の報告のように、地震波の到来方向による震動特性の違いが存することがあるが、現在のところこの現象をよく説明する地盤構造モデルは存在しない。

本研究では、三次元有限差分法と相反定理を組み合わせて、大規模堆積盆地の震動性状の変動について検討する。特に、堆積盆地に対する震源の方位によって、堆積盆地状の観測点における卓越周期が異なる可能性について、楕円形の堆積盆地モデルを作成してシミュレーションを行う。本研究で検討の対象とするのは各方位の震源による観測点での地震動を表すグリーン関数である。そのため、具体的に震源の方位を定めて地震動の卓越周期の値を予想することには直結しないが、堆積盆地上の観測点で卓越周期の変動の範囲を知ることには役立てることが可能である。これは現行の地盤構造モデルを改良するための準備として、現象の確認および傾向把握のために行うものであり、今後の地盤構造モデルの改良につなげていく必要がある。

2. 計算方法

2.1 3次元有限差分法の概略

震源断層を特定して地震動波形の予測を行う場合、対象とする周期帯域によって種々の計算法を用いることができる。主として周期数秒以下の短周期の地震動に対しては、経験的グリーン関数法^{14), 15), 16), 17), 18)}および統計的グリーン関数法¹⁹⁾が有力である。一方、周期数秒以上の長周期の地震動に対しては、三次元有限差分法や有限要素法が有効である。これらは解析領域全体を離散化して運動方程式を解く方法である。本節では、主にGravesの方法²⁰⁾に準拠して有限差分法の概要を述べる。

有限差分法では、運動方程式、応力と歪みの関係式（構成則）、歪みの定義式の3つを基礎方程式として用いる。

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \quad (1)$$

$$\tau_{ij} = \sum_{k=1}^3 \sum_{l=1}^3 C_{ijkl} \varepsilon_{kl} = \delta_{ij} \lambda \sum_{k=1}^3 \varepsilon_{kk} + 2\mu \varepsilon_{ij} \quad (2)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3)$$

ここで、 u_i , ε_{ij} , τ_{ij} はそれぞれ変位ベクトル、歪みテンソル、応力テンソルを表し、 C_{ijkl} は線形弾性体の弾性定数テンソルである。式(2)においては、媒質を等方線形弾性体であると仮定して、弾性定数テンソルをラメの定数 λ と μ に帰着させている。変位ベクトルの代わりに速度ベクトルを用い、かつ式(3)を式(2)に代入することで以

下の2式を得る。

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \left(\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \right) \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial t} = \delta_{ij} \lambda \sum_{k=1}^3 \frac{\partial v_k}{\partial x_k} + \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

ここで v_i は速度ベクトルを表す。Gravesの方法では、式(4)および式(5)をそれぞれ空間的・時間的に食い違い格子を用いて離散化する。

$$v_{i,h,l,m}^{n+1/2} = v_{i,h,l,m}^{n-1/2} + \frac{1}{\rho_{h,l,m}} \left(\sum_{j=1}^3 D_j \tau_{ij,h,l,m}^n + f_{i,h,l,m}^n \right) \Delta t \quad (6)$$

$$\tau_{ij,h,l,m}^{n+1} = \tau_{ij,h,l,m}^n + \left[\delta_{ij} \lambda \sum_{k=1}^3 D_k v_{k,h,l,m}^{n+1/2} + \mu (D_j v_{i,h,l,m}^{n+1/2} + D_i v_{j,h,l,m}^{n+1/2}) \right] \Delta t \quad (7)$$

ここで n, h, l, m はそれぞれ t, x, y, z 方向のインデクスであり、例えば

$\tau_{ij,h,l,m}^n$ は座標 $(h\Delta x, k\Delta y, l\Delta z)$ 、時刻 $n\Delta t$ での応力テンソルの ij 成分を意味する。 D_i は x_i についての差分演算子であり、本研究ではLevandarによる4次差分²¹⁾を用いた。例えば任意の量 A の x 方向の4次差分は次式のように計算される。

$$D_x A_{h,l,m} = \frac{1}{\Delta x} \left[\frac{9}{8} (A_{h+1/2,l,m} - A_{h-1/2,l,m}) - \frac{1}{24} (A_{h+3/2,l,m} - A_{h-3/2,l,m}) \right] \quad (8)$$

式(6)はある時刻の応力分布から半ステップ後の速度分布が定まることを意味しており、式(7)はある時刻の速度分布から半ステップ後の応力分布が定まることを意味している。従って、応力と速度を時間的に半ステップずらして離散化し、式(6)と式(7)を組み合わせることで、応力と速度とを交互に更新していくことができる。

ところで、断層運動は断層面に境に変位の食い違いが生じる現象であるが、これは2組の偶力の組合せ（複双力源）としてモデル化することができる。そのため、式(6)または式(7)に何らかの形で力源の表現を組み込む必要がある。Gravesは式(6)の $f_{i,h,l,m}^n$ を複数組み合わせることで複双力源を表現する方法をとっているが、本研究ではより簡便なPitarkaの方法²²⁾を採用する。この方法では、断層運動を表すモーメントテンソル密度を下記の形で式(7)に加える。

$$\begin{aligned} \tau_{xx,h,l,m}^{n+1} &= \tau_{xx,h,l,m}^n - \dot{M}_{xx}(t) \Delta t \\ \tau_{yy,h,l,m}^{n+1} &= \tau_{yy,h,l,m}^n - \dot{M}_{yy}(t) \Delta t \\ \tau_{zz,h,l,m}^{n+1} &= \tau_{zz,h,l,m}^n - \dot{M}_{zz}(t) \Delta t \\ \tau_{xy,h+1/2,l+1/2,m}^{n+1} &= \tau_{xy,h+1/2,l+1/2,m}^n - \dot{M}_{xy}(t) \Delta t \\ \tau_{yz,h,l+1/2,m+1/2}^{n+1} &= \tau_{yz,h,l+1/2,m+1/2}^n - \dot{M}_{yz}(t) \Delta t \\ \tau_{zx,h+1/2,l,m+1/2}^{n+1} &= \tau_{zx,h+1/2,l,m+1/2}^n - \dot{M}_{zx}(t) \Delta t \end{aligned} \quad (9)$$

ここで $\dot{M}_{ij}(t)$ はモーメントテンソル密度の ij 成分の時間変化率である。この式は、本来モーメントテンソル密度がモデル応力と真の応力との差として導入された概念であることをよく表している。

2.2 相反定理を利用した地震動の計算

本研究では、数多くの震源を想定して有限差分法の計算を行う。このような場合に有効な計算上の工夫として、相反定理を利用する方法について述べる。相反定理を利用して地震動を計算することは、特に波形インバージョンの分野において用いられてきた実績がある^{23), 24)}。

弾性体内の一点 ξ において時間的・空間的にインパルス力を加えたことによって、任意の点 x に生じる時刻 t の変位の i 成分をグリーン関数 $G_{ip}(x, t; \xi, \tau)$ で表す。ここで ξ と τ はそれぞれ加振点の座標と加振した時刻であり、 p は加振力が作用した座標軸の方向を表す。このとき、一般に $G_{ip}(x, t; \xi, \tau) = G_{ip}(x, t - \tau; \xi, 0)$ であり、また

$$G_{ip}(x, t - \tau; \xi, 0) = G_{pi}(\xi, t - \tau; x, 0) \quad (10)$$

が成立する。これを相反定理と呼ぶ。相反定理は、加振点と受振点との関係を逆転させたときに、もとのグリーンテンソルを転置するだけで新たなグリーンテンソルが得られることを示している。

さて、時間的・空間的に広がりを持った震源によって生じる変位は、グリーン関数と震源を表すモーメントテンソル密度を用いて次式のように表される。

$$u_i(x, t) = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \int_{-\infty}^t \int_{\Omega} \frac{\partial G_{ip}(x, t - \tau; \xi, \tau)}{\partial \xi_q} m_{pq}(\xi, \tau) dV d\tau \quad (11)$$

ここで Ω は震源域の空間的な広がりを表す。式 (11) に対してグリーン関数の相反定理 (10) を適用すると、次式を得る。

$$u_i(x, t) = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \int_{-\infty}^t \int_{\Omega} \frac{\partial G_{pi}(\xi, t - \tau; x, 0)}{\partial \xi_q} m_{pq}(\xi, \tau) dV d\tau \quad (12)$$

式 (12) 中の $\partial G_{pi}(\xi, t - \tau; x, 0) / \partial \xi_q$ は、観測点 x で i 方向にインパルス加振力を加えた際の震源 ξ での変位勾配行列（これはすぐに歪みテンソルに換算できる）の pq 成分を表している。

有限差分法はその原理上、特定の震源に対する多数の観測点での速度波形を一度に算出することができる。このことは、逆に少数の観測点について複数の震源による速度波形を比較検討したいときには複数回の計算を行わなければならないということである。本研究で検討の対象とする、堆積盆地上の観測点における震源方位による震動特性の比較を行うような場合がこれにあたる。

このような事例に対しては、本来観測点とする位置において x, y, z 各方向のインパルス加振を行った場合の波動場をそれぞれ計算し、本来震源とする多数の位置における歪みテンソルを記録しておく。これは式 (12) の $\partial G_{pi}(\xi, t - \tau; x, 0) / \partial \xi_q$ にあたるが、それはそのまま式 (11) の $\partial G_{ip}(x, t - \tau; \xi, 0) / \partial \xi_q$ に等しく、各震源でのインパルスのなモーメントテンソルの解放による観測点での変位を表すグリーン関数を一度に得ることができる。すなわち、観測点数を N 、想定する震源の数を M とすると、相反定理を用いなければ完全なグリーン関数の組を得るために必要な計算の回数は $6M$ となる（モーメントテンソルは 9 成分を有するが、必ず対称行列の形になるので、独立であるのは図 1 に示す 6 成分のみ）が、相反定理を利用すれば $3N$ の計算回数となる。本研究の事例では観測点数 N が小さく、想定すべき震源の数 M が大きいので、相反定理を利用することの価値は高い。

以上の理由により、本研究ではもっぱら震源と観測点との位置関係を入れ替えた計算を行い、相反定理を利用してグリーン関数を構成する。

3. 計算に用いたモデル

本研究では、大規模堆積盆地上の観測点について、震源の方位および深さによる震動特性の変化を検討する。そのために、まず単純な 2 層構造で、平行成層地盤および円形・楕円形の堆積盆地のモデルを作成した。図 2 にモデルの模式図を示す。また、各層の物性値

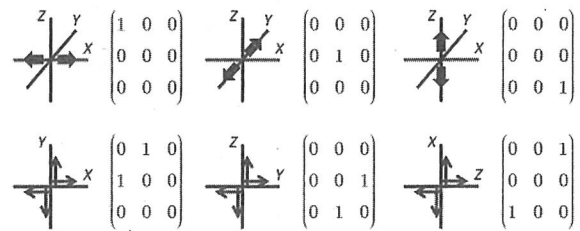


図 1 モーメントテンソルの各成分が表す力の組み合わせ

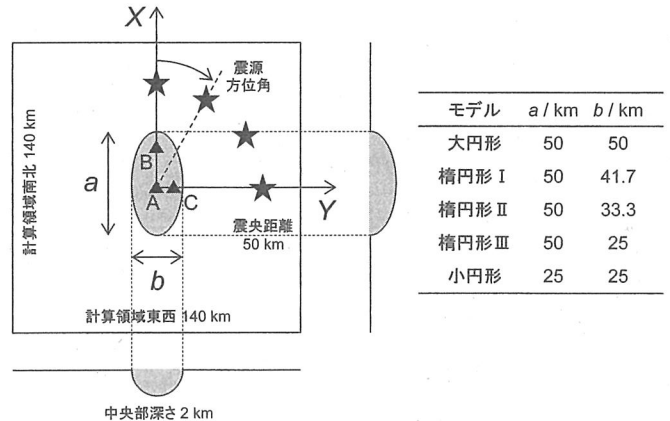


図 2 計算に用いた地盤構造モデル

表 1 設定した地盤構造モデルの物性値

物性値	基盤	堆積盆地
密度 / 10^3 kg m^{-3}	3.30	2.20
$V_p / \text{km s}^{-1}$	7.80	2.61
$V_s / \text{km s}^{-1}$	4.40	1.20
Q_p	500	110
Q_s	500	110

を表 1 に示す。図 2 にて、星印は想定する地震の震央を表す。震央距離は 50 km とし、震源の深さは 0 km, 10 km, 20 km の 3 種類を考えた。震動特性を評価する観測点は堆積盆地の地表中央とするが、楕円形 III 堆積盆地については中央 (A)、北端部 (B)、東端部 (C) の 3 点を考える。盆地中央における 1/4 波長則に基づく直下から入射する S 波の卓越周期は、いずれのモデルにおいても 6.7 s である。

現実の地震動は、震源断層の走向・傾斜・すべり角によって定まるモーメントテンソルの各成分とグリーンテンソルの各成分との積の総和を、さらに震源時間関数との合成積にしたものになる。そのため、観測される地震動波形には震源の特性が必ず影響するが、本研究では震源の位置による違いのみを抽出したい。そこで、観測点において各座標軸方向にそれぞれインパルス加振を行った場合の計算を行い、周囲の震源位置における歪み波形を計算することで、グリーンテンソルの各成分を計算した。

有限差分法の計算を実行するにあたっては、領域全体を水平方向に 200 m の大きさの格子で離散化した。垂直方向には深い領域ほど格子サイズを大きくとっており、地表側から 200 m $\times$ 18, 500 m $\times$

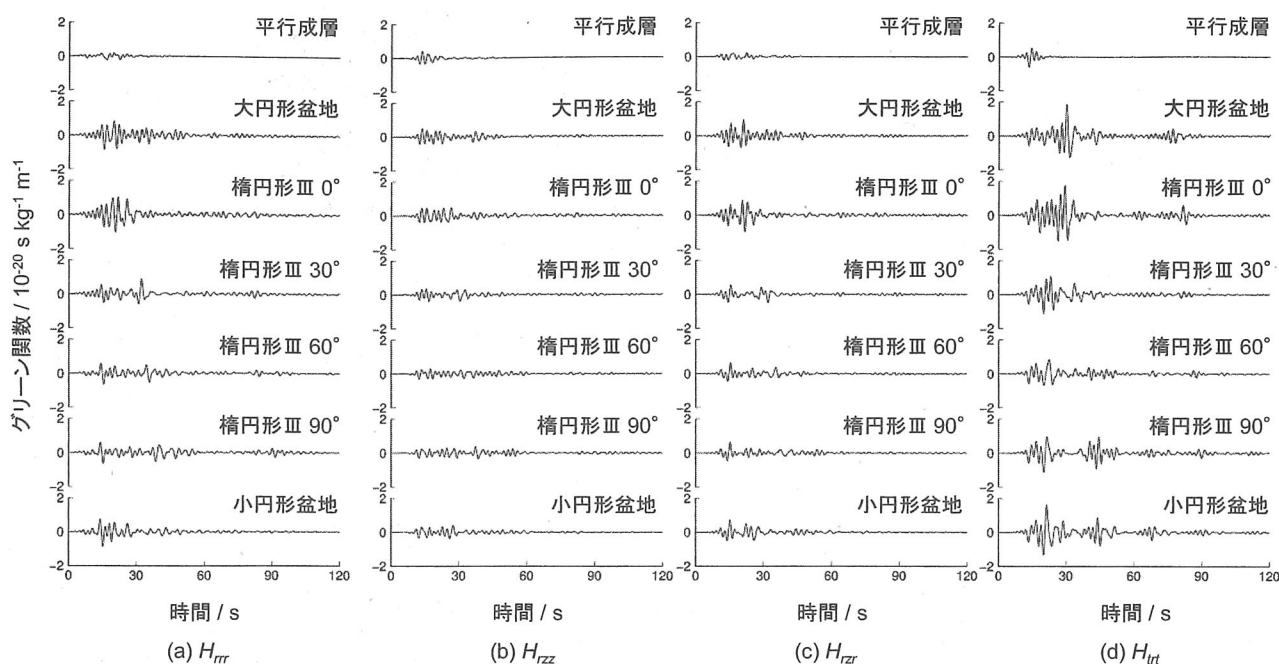


図3 平行成層地盤・大円形堆積盆地・小円形堆積盆地・楕円形Ⅲ堆積盆地それぞれの中央の観測点におけるグリーン関数の (a) H_{rr} , (b) H_{zz} , (c) H_{rz} , (d) H_{tr} 成分

10, 750 m $\times$ 45 とした。領域の垂直方向の深さは 42.35 km となっている。

4. 結果と考察

4.1 グリーン関数の時刻歴波形

平行成層地盤、大円形堆積盆地、楕円形Ⅲ堆積盆地、小円形堆積盆地それぞれの中央の観測点 (A) について、深さ 20 km の点震源による地震動のグリーン関数を図 3 に示す。ここでグリーン関数とは式 (12) における $\partial G_{pi}(\xi, t-\tau; x, 0)/\partial \xi_q$ のことであり、式 (11) の $\partial G_{pi}(x, t-\tau; \xi, 0)/\partial \xi_q$ に等しく、図中ではこれを H_{ipq} と表記した。これは震源を表すモーメントテンソルの pq 成分の単位インパルスによって観測点で生じる地震動速度の i 成分の意味である。座標系については、 x, y, z に代えてラディアル (r)、トランスバース (t)、上下 (z) を用いた。グリーン関数の独立な成分の数は 18 であるが、図 3 ではそのうち表面波の生成に特に深く関わるであろう 4 成分を抽出した。レイリー波の水平成分に直接寄与する H_{rr} ・ H_{zz} ・ H_{rz} と、ラブ波に寄与する H_{tr} である。楕円形Ⅲ堆積盆地のモデルにおいて、震源方位の角度は長径側からはかるように定義した。そのため、震源方位 0° と 90° では、震源と観測点を通る鉛直断面の構造がそれぞれ大円形堆積盆地と小円形堆積盆地の構造と同じになる。

図 3 より、堆積盆地上の観測点においては、平行成層地盤上の場合と比較してグリーン関数の振幅が各成分とも飛躍的に増大することが分かる。これは基盤よりも軟弱な堆積盆地に波動のエネルギーが集中するためである。一方で、大円形堆積盆地・楕円形Ⅲ堆積盆地・小円形堆積盆地の比較では、最大振幅には大きな差異は認められない。楕円形Ⅲ堆積盆地の震源方位 0° と大円形盆地、楕円形Ⅲ堆積盆地の震源方位 90° と小円形堆積盆地それぞれの波形は互いに似通っている。しかし、完全に同じではない。このことから、堆積盆地上の観測点の震動には、震源と観測点を結ぶ鉛直断面に沿う地震

波だけではなく、周囲の構造によって屈折してきた地震波の影響が含まれていることが確認できる。また、楕円形Ⅲ堆積盆地において、震源方位が 0° から 90° へ変化するにつれて、波形が大円形堆積盆地のそれに近い形状から小円形堆積盆地のものに近くなっていくことも分かる。

4.2 グリーン関数のスペクトル

図 4 に、4.1 節において示したグリーン関数のスペクトルを示す。図 4 では、深さ 0 km, 10 km, 20 km の点震源による地震動のグリーン関数のうち、 H_{rr} , H_{zz} , H_{rz} , H_{tr} 成分を示している。それぞれ上下 2 つのグラフが組になっており、上段には平行成層地盤 (破線)・大円形堆積盆地 (太い実線)・小円形堆積盆地 (細い実線) でのグリーン関数のスペクトルを、下段には楕円形Ⅲ堆積盆地でのグリーン関数のスペクトルを示している。楕円形Ⅲ堆積盆地のスペクトルは震源方位 0° (細い実線), 30° (細い破線), 60° (太い破線), 90° (太い実線) を表示している。

図 4 において、地表に震源が存在する場合を除けば、堆積盆地においては、平行成層地盤の場合と比較しておおむねスペクトル振幅が大きくなっている。平行成層構造であれば、層境界面での地震動の増幅率はインピーダンス比となるが、盆地構造では軟弱な堆積層に地震波が滞留するためである。ただし、平行成層地盤において地表に震源をおいた場合には事情が異なる。震源が地表にあるため、表面波が強く励起されることに加えて、S 波の場合、表層から基盤に向かっての入射角 16° 以上で地震波が全反射してしまい、震源から放出されたエネルギーの大半が表層にとどまる。そのため、スペクトル振幅が極端に大きくなっている。

卓越周期については、グリーン関数のほとんどの成分で複数のピークが見られるが、楕円形Ⅲ堆積盆地ではそれらの周期が震源方位によって少しずつ変化している様子が見て取れる。レイリー波の水

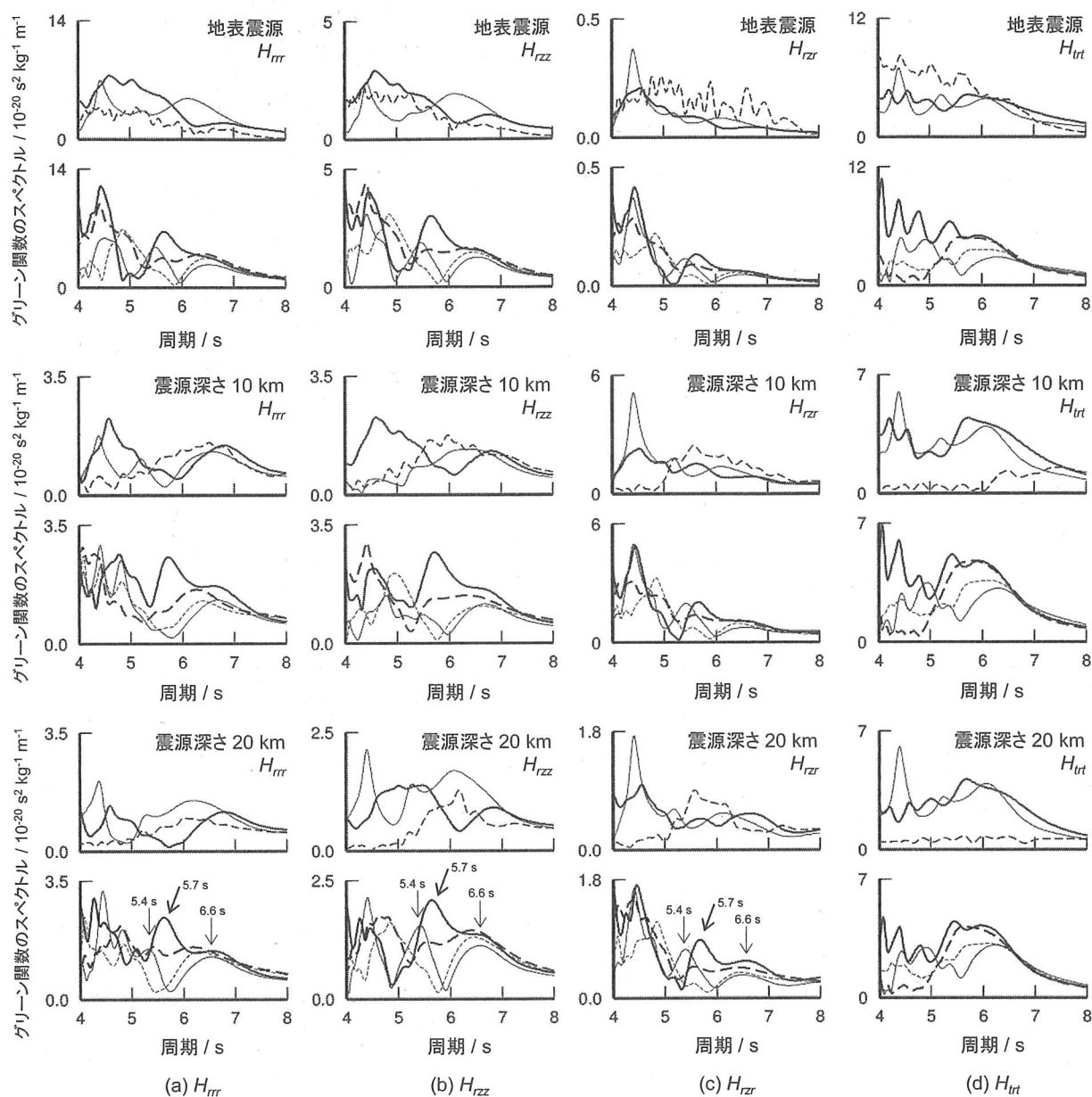


図4 平行成層地盤（細い実線）・大円形堆積盆地（細い破線）・小円形堆積盆地（太い破線）・楕円形Ⅲ堆積盆地（太い実線）それぞれの中央の観測点におけるグリーン関数のスペクトルの
(a) H_{rr} , (b) H_{zz} , (c) H_{rz} , (d) H_{tr} 成分
(地表震源の平行成層構造でのグリーン関数のみ 1/100 スケール)

平成分に寄与する H_{rr} ・ H_{zz} ・ H_{rz} は総じて、震源方位 0° で 5.7 s, 90° で 5.4 s と 6.7 s に大きなピークが現れている（図中の矢印）。楕円形Ⅲ堆積盆地の長径と短径はそれぞれ大円形堆積盆地と小円形堆積盆地の直径に等しいが、それぞれの方位（震源方位 0° と 90° ）において、楕円形Ⅲ堆積盆地のスペクトルが円形堆積盆地のそれに類似した形状にはなっていない。これらの方位では、震源と観測点とを結んだ鉛直断面における地盤構造が同一であるにも関わらず、スペクトル形状が異なっている。このことは、堆積盆地上の観測点の地震動に対しては、震源からの直達波以外の成分が大きく影響を与えていることを示している。

また、3 節で述べたように、このモデルにおいて、観測点直下の地下構造から 1/4 波長則を用いて計算される卓越周期は 6.7 s である。

しかしながら、1/4 波長則は鉛直入射実体波の重複反射を仮定したものであり、本研究のように震源が浅く表面波が卓越する場合には適用することができない。このことは、図 4 のスペクトルにおいて、1/4 波長則から導かれる周期の卓越が明瞭に現れないことから確認することができる。

4.3 堆積盆地の形状によるスペクトルの変化

4.1 節および 4.2 節では円形・楕円形の堆積盆地における震動性状の違いを確認したが、本節では堆積盆地の形状によって震動性状の違いが生じる様子について調べる。グリーン関数の H_{rr} , H_{zz} , H_{rz} , H_{tr} 成分について、堆積盆地形状が大円形から楕円形Ⅰ、楕円形Ⅱ、楕円形Ⅲと次第に変化するにつれて、震源方位別のスペクトル特性が

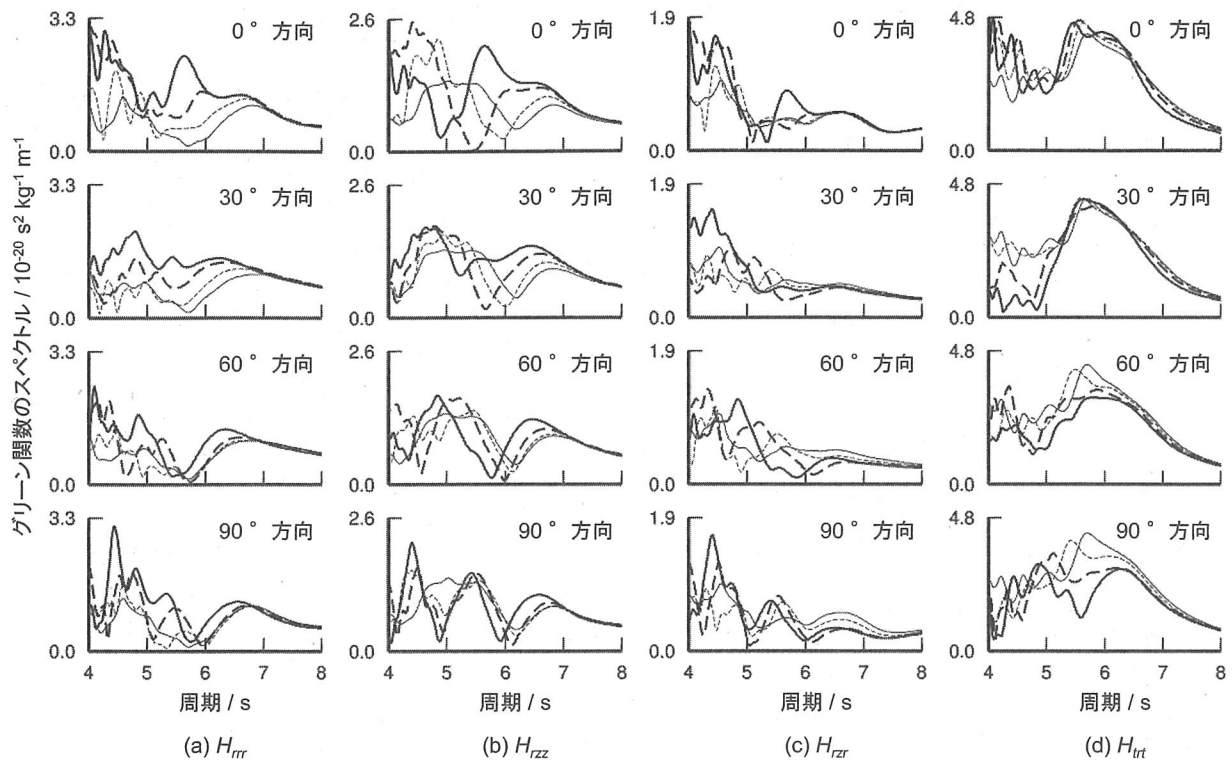


図5 堆積盆地形状が大円形（細い実線）、楕円形Ⅰ（細い破線）、楕円形Ⅱ（太い破線）、楕円形Ⅲ（太い実線）の場合の、深さ20 kmの震源によるグリーン関数のスペクトルの (a) H_{rr} , (b) H_{zz} , (c) H_{rz} , (d) H_{tr} 成分

変化する様子を図5に示す。線種とデータとの対応が図4とは異なることに注意されたい。

図5(a)および図5(b)より、 H_{rr} 成分と H_{zz} 成分については、堆積盆地形状が円形から楕円形に変化するにつれてスペクトルのピーク位置が短周期側へ移動し、かつスペクトル振幅が増加していることが分かる。その傾向は震源方位 0° 方向、すなわち楕円形の長径側で顕著であり、 90° 方向ではあまり顕著ではない。震源方位 30° と 60° では中間的な傾向となっている。 H_{rz} 成分についても、振幅変化の程度は小さいものの同様の傾向が認められる。一方、 H_{tr} 成分は、方位 90° 、すなわち短径側の震源に対しては堆積盆地形状が円形から楕円形に変化するにつれてスペクトルのピーク位置が長周期側へ移動し、かつスペクトル振幅が小さくなっている。ただし、こちらの傾向は震源方位 0° と 30° では明瞭ではない。 H_{rr} 、 H_{zz} 、 H_{rz} の一致した傾向は、レイリー波は震源から見て堆積盆地部の幅が狭いほど短周期が卓越し、かつ振幅が大きくなることを示していると考えられる。一方、 H_{tr} の傾向からは、ラブ波はレイリー波とは逆の傾向を持っていると考えられる。

4.4 堆積盆地端部の観測点におけるグリーン関数

本節では、図2に示した堆積盆地端部に位置する観測点B、Cにおけるグリーン関数についての計算結果を示す。図6に、堆積盆地北端部の観測点Bと東端部の観測点Cでの、深さ20 kmの点震源による地震動のグリーン関数のスペクトルをそれぞれ示す。また、観測点直下の堆積層暑さで平行成層構造とした場合のグリーン関数のスペクトルも併せて示す。震源の位置は、観測点からの水平距離50 km、深さ20 kmとし、方位角 0° （細い実線）、 30° （細い破線）、 60°

（太い破線）、 90° （太い実線）を設定した。

図6において、スペクトル振幅については、平行成層構造の場合と堆積盆地の場合でさほど違いがない。楕円形Ⅲ堆積盆地の場合について、中央の観測点におけるグリーン関数のスペクトル（図4）と比較すると、図6のスペクトルはおおむね5 s台後半のレベルが低い。堆積盆地中央の観測点よりも基盤が浅くなっているが、基盤が傾斜していることもあり、やはり1/4波長則をそのまま用いることはできない。

4.5 モーメントテンソルと震源時間関数の考慮

一般に地震動は、震源・伝播経路・サイト特性を含んでいる。このうち伝播経路・サイト特性を表すものとして、4.1節から4.4節までで地震動のグリーン関数を計算した。しかし、現実に地震動予測を行う際には、震源の特性を加味する必要がある。本節では、具体的に震源断層の走向・傾斜・すべり角・震源時間関数を設定し、観測点における地震動を計算する。

震源を表すモーメントテンソル密度の分布が決まれば、地震動は式(11)または式(12)で計算できるが、本節では簡単のために点震源を仮定する。この場合、式(12)は次式のように書き換えられる。

$$u_i(x, t) = \sum_{p=1}^3 \sum_{q=1}^3 \int_{-\infty}^t \frac{\partial G_{pi}(\xi, t - \tau; x, 0)}{\partial \xi_q} M_{pq}(\xi, \tau) d\tau \quad (14)$$

ここで $M_{pq}(\xi, \tau)$ は座標 ξ に位置する点震源を表すモーメントテンソルの時刻歴である。

震源は、走向 160° ・傾斜 56° ・すべり角 88° の逆断層とし、地震モーメントは 4.0×10^{19} N m、震源時間関数はライズタイム12 sの三角

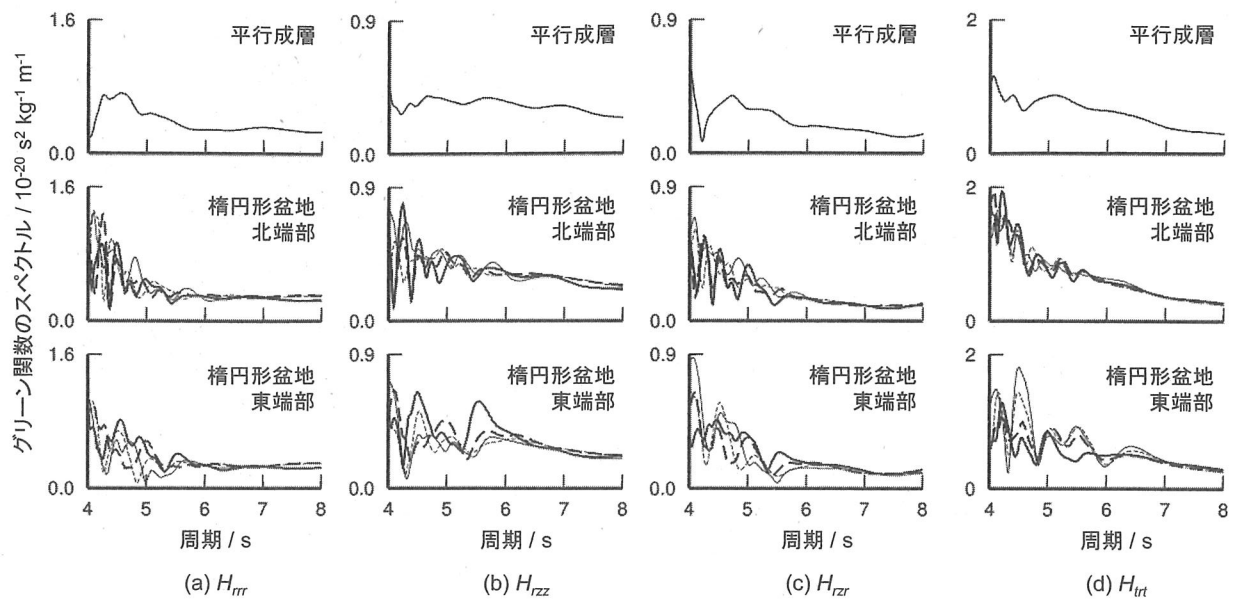


図6 平行成層地盤と橢円形堆積盆地の北端部・東端部の観測点における深さ20 kmの震源によるグリーン関数のスペクトルの (a) H_{rrr} , (b) H_{rzz} , (c) H_{rzz} , (d) H_{rrt} 成分

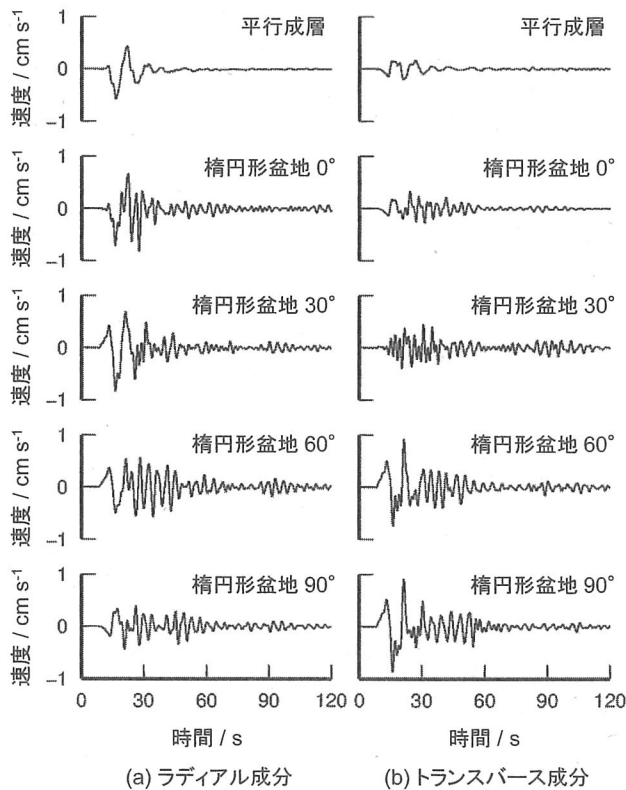


図7 モーメントテンソルと震源時間関数を考慮した速度波形

形関数とした。震源を置く位置は4.1節と同様に震源方位 0° , 30° , 60° , 90° とし、観測点Aでの波形を計算した。

図7に、計算された地震動波形の例を示す。図7では、図3と同様に堆積盆地の場合に平行成層構造の場合と比較して地震動の継続時間が長い。

次に、図8に減衰定数5%の疑似相対速度応答スペクトルをラディアル・トランスバース成分と x (南北)・ y (東西)成分に分けて示

す。図8では、 $x \cdot y$ 成分ともに周期6 s以上の範囲でスペクトルが大きく幅を持っている。これは、 $x \cdot y$ 成分の上限とラディアル成分の応答スペクトルのレベル、および $x \cdot y$ 成分の下限とトランスバース成分の下限がほぼ同じであり、ラディアル・トランスバース成分が、 $x \cdot y$ 成分では震源方位によって混合されることによる。震動の様子を精査するにはラディアル・トランスバース成分に分けてグラフ化することが有効であるが、現実の建物の辺の向きは、敷地条件や用途などで決定されることが多い。そのため、 $x \cdot y$ 軸のように空間に対して固定された座標系での考察を行うことも重要である。

5. 提案手法の適用性と限界

本論文において提案する手法は、任意の地盤構造に対して、有限差分法とグリーン関数の相反定理を利用することで、任意の震源による、主に長周期領域の振動性状を評価するものである。4章において、適用例として橢円形の堆積盆地上の観測点における震源方位による地震動特性の変化について、定量的に評価することを試みた。本論文での例のような場合には、系統的に種々の条件（震源の位置・深さ）を変化させてパラメータスタディを行うことで、ある程度一般的な傾向を抽出することは可能であると言える。ただし、全体としての傾向を把握することは可能であるものの、その原因を考察するにあたっては、やや情報が不足している。例えば、波動場全体を計算することは、観測点において特定の周期の地震動が卓越する原因についての考察に資することになるが、これは本提案手法によっては不可能である。すなわち、波動伝播の様子を子細に観察する用途には適用不可能であり、これは本手法の限界である。

一方、ある観測点に注目して任意の震源による地震動を計算できるという特徴により、複数の震源断層や破壊シナリオを想定して地震動予測を行う際には、本手法は非常に有用となる。その他にも、例えば経験的グリーン関数法を用いて地震動予測を行う際に、中小地震による地震動を要素断層による地震動に補正するのに本手法の考え方を応用することが可能である。現在までに提案されている方

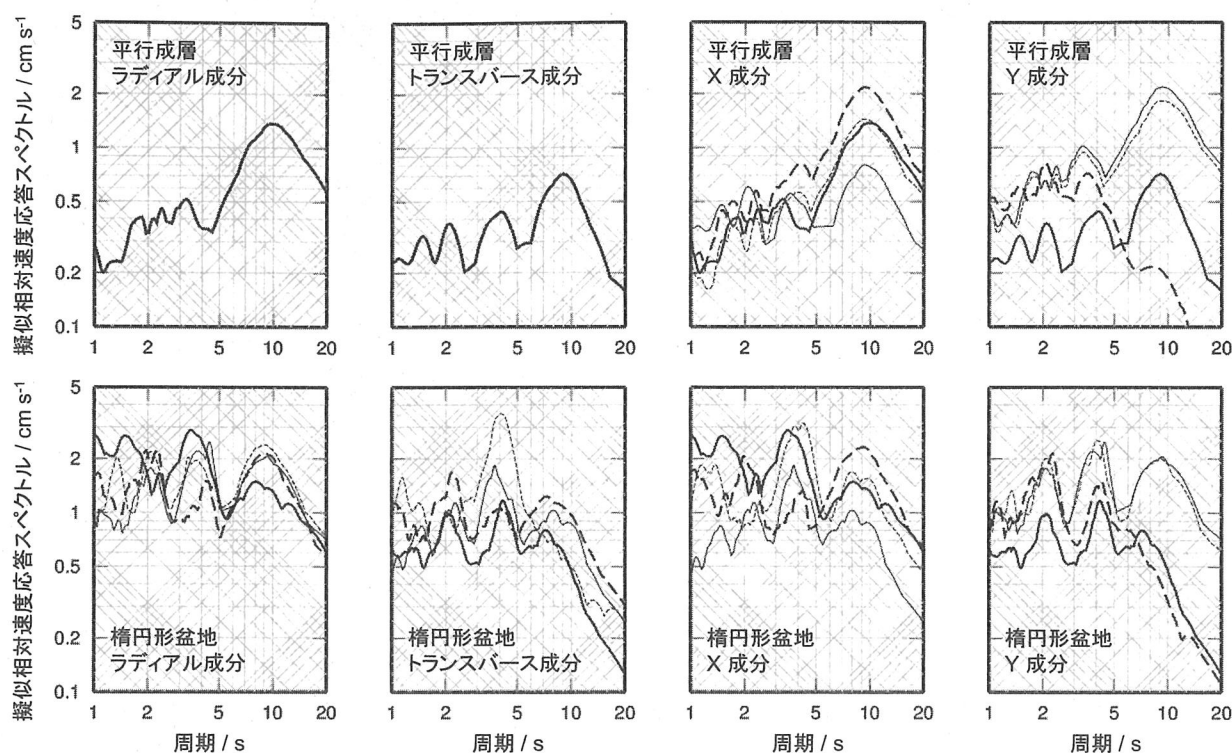


図8 モーメントテンソルと震源時間関数を考慮した地震動の応答スペクトル

法としては、中小地震の波形を多数重ねることで補正する方法^{15), 16)}や、 ω^2 モデルに基づいて補正する方法²⁵⁾があるが、本手法によるグリーン関数を用いて補正を行うことで、地盤構造の影響を含んだ形で要素断層による地震動を作成することができる。これについては別に検討を行うこととする。

6. まとめ

本研究では、大規模堆積盆地の震動性状の震源の方位および深さ依存性について検討を行った。特に、地震動の卓越周期の変化について、楕円形・円形の堆積盆地のモデルを作成して比較を行った。有限差分法を用い、弾性体の相反定理を利用することで計算量の削減を図りながら、グリーン関数の主として長周期成分について計算を行った。

各事例についてのグリーン関数の各成分の計算結果から、楕円形の堆積盆地上の観測点において、震源の方位による卓越周期の違いが見られた。また、楕円形の堆積盆地との比較のために、その短径・長径をそれぞれの直径とする円形の堆積盆地のモデルも作成して検討を行ったが、この結果のグリーン関数においては、震源方位による卓越周期の違いは見られなかった。さらに、楕円形堆積盆地の長径と短径はそれぞれ大円形堆積盆地と小円形堆積盆地の直径に等しいが、楕円形堆積盆地における対応する震源方位のスペクトルと円形の堆積盆地のそれとの類似性はあまりなかった。このことから、堆積盆地上の観測点における震動には、震源からの直達波以外の成分が大きく影響していることが分かる。

現実の地震動は、本研究で示したグリーン関数の各成分と、震源の走向・傾斜・すべり角で定まるモーメントテンソルの各成分との積をとり、かつ震源時間関数との合成積としたものとなる。そのた

め、合成された地震動の卓越周期については、本論文の4.5節のように、個別の地震に対して計算を行う必要がある。しかし、グリーン関数の卓越周期の変動の範囲を知ることができれば、実際の地震動において卓越する周期を予想する際の助けとなり、工学的に有用な情報となる。

本研究の検討は、少数の観測点について多くの震源による地震動を俯瞰的に分析するものである。そのため、震源方位による震動性状の変化は表現できるものの、その詳細な原因についての考察は困難である。これには、相反定理を用いなくて通常の有限差分法の計算を行い、面的な波動場を計算することがその考察に資することになる。また、本研究では簡単なモデルを用いて現象の傾向を把握したが、今後は円形・楕円形以外の形状の堆積盆地や、現実の堆積盆地の地下構造モデルに対して同様の検討を行うとともに、地震波の入射方向による震動性状の違いを説明しようような地盤モデルを構築することも課題である。

本研究で用いたグリーン関数の相反定理を利用した地震動計算法は、広がりのある震源による地震動を計算するにも利用できる。すなわち、目的の観測点に対して周囲のあらゆる位置からのグリーン関数をデータベース化しておくことで、非常に効率よく任意の震源に対して地震動の計算を行うことが可能となる。今後、これに関しても検討を行うこととする。

謝辞

本研究を進めるにあたり、応用地質(株)林宏一博士による3次元有限差分法計算プログラムを一部改変の上で使用しました。また、同プログラムの使用にあたり、応用地質(株)高橋広人博士・鈴木晴彦博士・田原道崇博士に助言をいただきました。また、本論文で

の一部の図の作成に Generic Mapping Tools²⁶⁾ を使用しました。ここに記して感謝申し上げます。

参考文献

- 1) 気象庁：長周期地震動に関する情報のあり方検討会（第1回）資料 2011.11
- 2) 建築研究所：強震観測 Web, <http://smo.kenken.go.jp/ja/smdb/drawwave/201103111446SKS>, 2011. (2013.3.8 閲覧)
- 3) 寺島芳洋, 高橋広人, 福和伸夫, 護雅史：堆積盆地における地盤と超高層建物との共振現象に関する研究 その1 大阪平野の地盤周期の分析と強震動予測, 日本建築学会大会学術講演梗概集, B-2, pp.151, 2012.9
- 4) 高橋広人, 福和伸夫：地震動予測のための表層地盤のモデル化手法の提案と検証, 日本建築学会構造系論文集, 第599号, pp.51-59, 2006.1
- 5) 松岡昌志, 翠川三郎：国土数値情報とサイスミックマイクロゾーニング, 第22回地盤震動シンポジウム資料集, pp.23-34, 1994.10
- 6) 藤本一雄, 翠川三郎：日本全国を対象とした国土数値情報に基づく地盤の平均S波速度分布の推定, 日本地震工学会論文集, 第3巻, 第3号, pp.13-27, 2003.9
- 7) 額額一起：地下構造と長周期地震動, 日本地震工学会誌, No.4, pp.12-15, 2006.7
- 8) Koketsu, K. and H. Miyake：Proposal for a standard procedure of modeling 3-D velocity structures in Japan, Proceedings of the 2nd International Workshop on Long-Period Ground Motion Simulation and Velocity Structures, pp.41-44, 2007.11
- 9) 地震調査研究推進本部地震調査委員会：長周期地震動予測地図2012年試作版, 2012.1
- 10) 堀川晴央, 吉見雅行, 関口春子, 吉田邦一, 杉山雄一, 佐竹健治, 福和伸夫, 鈴木晴彦, 松山尚典, 劉瑛, 滝沢文教：中京地域の3次元地盤構造モデル, 活断層・古地震研究報告, 第8号, pp.203-254, 2008.12
- 11) Kagawa, T., B. Zhao, K. Miyakoshi, and K. Irikura：Modeling of 3D basin structures for seismic wave simulations based on available information on the target area: Case study of the Osaka Basin, Japan, Bull. Seismol. Soc. Am., Vol. 94, pp.1353-1368, 2004.8
- 12) 川瀬博, 林康裕：兵庫県南部地震時の神戸市中央区での基盤波の逆算とそれに基づく強震動シミュレーション, 日本建築学会構造系論文集, 第480号, pp.67-76, 1996.2
- 13) Kawase, H.：The cause of the damage belt in Kobe: "The basin-edge effect", constructive interference of the direct S-wave with the basin-induced diffracted/Rayleigh waves, Seismol. Res. Lett., 67-5, pp.25-34, 1996.9
- 14) Hartzell, S. H.：Earthquake aftershocks as Green's functions, Geophys. Res. Lett., Vol. 5, pp.1-4, 1978.1
- 15) Irikura, K.：Semi-empirical estimations of strong ground motions during large earthquakes, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 33, pp.63-104, 1983.6
- 16) Irikura, K.：Prediction of strong ground acceleration motions using empirical Green's function, Proc. 7th Japan Earthq. Eng. Symp., pp.151-156, 1986.11
- 17) 武村雅之, 池浦友則：震源の不均質すべりを考慮した半経験的地震動評価, 地震 第2輯, 第40巻, pp.77-88, 1987.3
- 18) Dan, K., T. Watanabe, and T. Tanaka：A semi-empirical method to synthesize earthquake ground motions based on approximate far-field shear-wave displacement, Tran. AIJ, No. 396, pp.27-36, 1989.2
- 19) 釜江克宏, 入倉孝次郎, 福知保長：地震のスケーリング則に基づいた大地震時の強震動予測 統計的波形合成法による予測, 日本建築学会構造系論文報告集, 第430号, pp.1-9, 1991.12
- 20) Graves, R. W.：Simulating seismic wave propagation in 3D elastic media using staggered-grid finite differences, Bull. Seismol. Soc. Am., Vol. 86, pp.1091-1106, 1996.8
- 21) Levander, A. R.：Fourth-order finite difference P-SV seismograms, Geophysics, Vol. 53, pp.1425-1436, 1988.11
- 22) Pitarka, A.：3D elastic finite-difference modeling of seismic motion using staggered grid with nonuniform spacing, Bull. Seismol. Soc. Am., Vol. 89, pp.54-68, 1999.2
- 23) Graves, R. W. and D. J. Wald：Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green's functions 1. Strong motions, J. Geophys. Res., Vol. 106, pp.8745-8766, 2001.1
- 24) Wald, D. J. and R. W. Graves：Resolution analysis of finite fault source inversion using one- and three-dimensional Green's functions 2. Combining seismic and geodetic data, J. Geophys. Res., Vol. 106, pp.8767-8788, 2001.1
- 25) 壇一男, 佐藤俊明：断層の非一様すべり破壊を考慮した半経験的波形合成法による強震動予測, 日本建築学会構造系論文集, 第509号, pp.49-60, 1998.7
- 26) Wessel, P. and W. H. F. Smith：Free software helps map and display data, Eos Trans. AGU, Vol. 72, pp.441-448, 1991.8

(2013年3月9日原稿受理, 2013年8月19日採用決定)