散乱理論に基づく隣接地点間における地震動の空間変動特性の評価

EVALUATION OF CHARACTERISTICS OF SPATIAL VARIATION OF GROUND MOTION AT ADJACENT POINTS BASED ON SCATTERING THEORY

徳 光 亮 一^{*1}, 山 本 優^{*2}, 内 山 泰 生^{*2}, 大 野 晋^{*3}

*Ryoichi TOKUMITSU, Yu YAMAMOTO, Yasuo UCHIYAMA
and Susumu OHNO*

The relational equation of the inhomogeneity of the subsurface soil and the propagation distance of the ground motion with the spatial variation of the ground motion between adjacent points is constructed based on the scattering theory. By applying the relational equation to the response wave of the seismic simulation using the three-dimensional heterogeneous soil model and the observation records on the Chiba array, heterogeneous parameters of subsurface soil and the depth L_c which affects the spatial variation of the seismic motion were estimated.

Keywords : Ground motion, Spatial variation, Scattering theory, 3-D heterogeneous soil model, Power spectrum, Chiba array

地震動, 空間変動, 散乱理論, 3次元不均質地盤モデル, パワースペクトル, 千葉アレイ観測施設

1. はじめに

水平方向の離間距離が数 m～数十 m のごく隣接した地点間における地震動の空間変動は、当該の敷地内に立地する建物への入力地震動の低減効果またはねじれ、回転を励起させる効果があることが指摘されている^{例えば 1)}。隣接地点間で地震動の空間変動が発生する大きな要因として、表層地盤における速度構造の不均質性が挙げられる。耐震設計において地震動の空間変動の影響を適切に考慮し、建物の地震応答評価の精度向上を図るためには、表層地盤の不均質パラメータおよびモデル化すべき地盤深さを把握する必要がある。

表層地盤における速度構造の不均質パラメータのうち、鉛直方向については、地盤調査により相関距離および変動係数を評価した事例が存在する^{例えば 2)}。水平方向の相関距離は鉛直方向に比べて長くなることが指摘されている^{例えば 3)}。ただし水平方向の不均質性は、限られた地盤調査結果に基づき導き出されたものと考えられる³⁾ことから、評価の信頼性を向上させるためのさらなる調査または分析が必要であると思われる。

地震動の空間変動を支配する地盤深さについては、筆者らが不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションおよびごく隣接する地表観測点における地震観測記録の分析により推定した事例が存在する^{4), 5)}。筆者らの検討では、観測点間の離間距離が大きくなるとともに地震動の空間変動に影響を与える地盤深さも深くなるが、離間距離がある程度大きくなると、地震動の空間変動に影響を与える地盤深さに頭打ちの傾向も見られた。ただし、こうした分析結果に対する物理的な根拠については、これまで十分に解明することがで

きていない。

地震動の空間変動特性を理論的に評価した研究として、地殻を伝播する波動場の特性を解明するために、光学分野における散乱理論を導入した検討事例が存在する^{例えば 6)}。Shapiro et al. (1993)⁷⁾は水平方向、鉛直方向で等方的な不均質地盤を対象に、地震動の散乱係数と地盤の不均質パラメータとの関係を1次散乱理論に基づき定式化している。Ritter et al. (1998)⁸⁾はShapiro et al. (1993)⁷⁾の結果を応用し、地震動の空間変動を地盤の速度構造の相関距離、変動係数および伝播距離の関数で表現している。

本検討ではShapiro et al. (1993)⁷⁾等を参考に、水平方向と鉛直方向で非等方的な不均質地盤を想定し、S波速度の相関距離、変動係数等を不均質パラメータとして、隣接地点間における地震動の空間変動の評価式を構築する。また3次元不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションにより地表の地震応答波形を計算し、隣接地点間より抽出した波形に本評価式を適用することにより、地震動の空間変動に影響を与える地盤深さについて考察する。さらに、地表のごく隣接する地点間で得られた地震観測記録に本評価式を適用することにより、表層地盤におけるS波速度の相関距離および変動係数の推定を試みる。

2. 隣接地点間における地震動の空間変動の評価式の構築

地盤の不均質パラメータと隣接地点間における地震動の空間変動との関係をShapiro et al. (1993)⁷⁾およびRitter et al. (1998)⁸⁾を参考に整理し、地震動の空間変動を支配する地盤深さを不均質地盤の

^{*1} 大成建設技術センター 工修

^{*2} 大成建設技術センター 博士 (工学)

^{*3} 東北大学災害科学国際研究所 准教授・博士 (工学)

Taisei Advanced Center of Technology, Taisei Corporation, M.Eng.

Taisei Advanced Center of Technology, Taisei Corporation, Dr.Eng.

Assoc. Prof., International Research Institute of Disaster Science, Tohoku Univ., Dr.Eng.

相関距離および変動係数との関係式で表現する。

2.1. 地震観測記録のばらつき度合いと散乱係数との関係

Ritter et al. (1998)⁸⁾に基づき、地震観測記録のコヒーレントな成分およびばらつき成分と、散乱係数との関係を定義する。

任意の点 r における時刻歴波形 $u_t(r, t)$ をコヒーレントな成分 (r 以外の観測点との時刻歴波形の平均) $\langle u(r, t) \rangle$ およびばらつき成分 $u_f(r, t)$ に分離し、(1) 式のように表現する。

$$u_t(r, t) = \langle u(r, t) \rangle + u_f(r, t) \quad (1)$$

また、地震動のばらつき度合いの指標 ε として、(2) 式を定義する。

$$\varepsilon = \frac{|u_f(r, t)|}{|\langle u(r, t) \rangle|} \quad (2)$$

地盤の非線形性に伴うエネルギー損失を無視できると仮定すると、波形のコヒーレントな成分は散乱のみによってエネルギーが低減する。したがって、波形全体のエネルギー I_t は、コヒーレントな波形のエネルギー I_c および散乱に伴う波形のエネルギー I_f を用いて、(3) 式のとおり表現できる。

$$I_t = I_c + I_f \quad (3)$$

$I_c = |\langle u \rangle|^2$ 、 $I_f = |u_f|^2$ であるから、 $\langle \varepsilon^2 \rangle$ は (2) 式を用いて (4) 式のとおり表現できる。

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \frac{|u_f|^2}{|\langle u \rangle|^2} = \frac{I_f}{I_c} - 1 \quad (4)$$

対象とする地盤内における波動場のエネルギーが一定の場合 (内部減衰がない場合)、(4) 式の I_t/I_c は (5) 式のように距離の指数関数で表現できる。

$$I_t/I_c \approx e^{2\alpha L} \quad (5)$$

ここで、 α : 散乱係数、 L : 不均質地盤を波動が伝播する距離 (鉛直方向に伝播する場合、地盤深さ)

2.2. 散乱係数の計算

(1) 散乱断面積 σ

Shapiro et al. (1993)⁹⁾は単位体積中の不均質媒質における散乱断面積 σ を用いて散乱係数 α を定式化しているが、 σ の導出過程は文献の中で解説されていない。本検討では α の定式化にあたり、Born et al. (2006)⁹⁾およびIshimaru (1978)¹⁰⁾を参考に σ の求め方を整理する。

Fig. 1 に示すように、単位ベクトル $\mathbf{s}$ の方向で不均質媒質 V に入射した波動場が、不均質媒質内の基準点 O からベクトル $\mathbf{r}$ に位置する観測点 P に到達する成分を $U(\mathbf{r})$ とし、さらに $U(\mathbf{r})$ に含まれる散乱場の成分を $U^s(\mathbf{r})$ とすると、 $U^s(\mathbf{r})$ は (6) 式のとおり表現される⁹⁾。

$$U^s(\mathbf{r}) = \int_V F(\mathbf{r}') U(\mathbf{r}') \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' \quad (6)$$

ここで、 $\mathbf{r}'$: 不均質媒質内の基準点から不均質媒質内の点 Q までの位置ベクトル、 i : 虚数単位、 k : 波数

(6) 式中の $F(\mathbf{r}')$ は不均質媒質における散乱ポテンシャルで、(7) 式のように表現される⁹⁾。

$$F(\mathbf{r}') = \frac{k^2}{4\pi} \{ [1 + n_1(\mathbf{r}')]^2 - 1 \} \quad (7)$$

ここで、 $n_1(\mathbf{r}')$: 伝播速度の変動分

$n_1(\mathbf{r}') \ll 1$ の場合、(7) 式における $n_1(\mathbf{r}')$ の2乗の項を無視し、(8) 式のとおり近似できる。

$$F(\mathbf{r}') \approx \frac{k^2}{4\pi} \{ 2n_1(\mathbf{r}') \} = \frac{k^2}{2\pi} \{ n_1(\mathbf{r}') \} \quad (8)$$

Fig. 1 Schematic illustration of the Plane Wave Propagating in a Scattering Volume and the Scattering Wave

$\mathbf{r}$ の大きさが $\mathbf{r}'$ の大きさに比べて十分に大きい場合、(6) 式中の $|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|$ は、(9) 式のとおり近似できる⁹⁾。

$$|\mathbf{r}-\mathbf{r}'| \approx r - \mathbf{o} \cdot \mathbf{r}' \quad (9)$$

ここで、 $\mathbf{o}$: 不均質媒質内の基準点 O から観測点 P までの単位ベクトル

(9) 式を (6) 式中の $e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ に代入すると、(10) 式が得られる。

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \approx \frac{e^{ikr}}{r} e^{-ik\mathbf{o} \cdot \mathbf{r}'} \quad (10)$$

(10) 式を (6) 式に代入すると、観測点 P において観測される散乱場 $U^s(\mathbf{r})$ は (11) 式のように表現できる。

$$U^s(\mathbf{r}) = \int_V F(\mathbf{r}') U(\mathbf{r}') \frac{e^{ikr}}{r} e^{-ik\mathbf{o} \cdot \mathbf{r}'} dV' = f(\mathbf{o}, \mathbf{s}) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (11)$$

ここで (11) 式の右辺の $f(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は、不均質媒質に $\mathbf{s}$ の向きに入射した平面波に対する $\mathbf{o}$ の向きの散乱波の振幅を意味する。

(11) 式の $F(\mathbf{r}')$ に (8) 式を代入すると、(11) 式の $f(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (12) 式のように表現できる。

$$f(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \int_V F(\mathbf{r}') U(\mathbf{r}') e^{-ik\mathbf{o} \cdot \mathbf{r}'} dV' \quad (12)$$

$$= \int_V \frac{k^2}{2\pi} n_1(\mathbf{r}') U(\mathbf{r}') e^{-ik\mathbf{o} \cdot \mathbf{r}'} dV'$$

(12) 式の $U(\mathbf{r}')$ は、不均質媒質 V の伝播速度の変動が小さく、散乱が弱い場合、Born 近似を適用し、(13) 式のとおり表現できる⁹⁾。

$$U(\mathbf{r}') \approx e^{ik\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}'} \quad (13)$$

(13) 式を (12) 式に代入すると (14) 式が得られる。

$$\begin{aligned} f(\mathbf{o}, \mathbf{s}) &= \int_V \frac{k^2}{2\pi} n_1(\mathbf{r}') e^{ik\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}'} e^{-ik\mathbf{o} \cdot \mathbf{r}'} dV' \\ &= \frac{k^2}{2\pi} \int_V n_1(\mathbf{r}') e^{ik(\mathbf{s}-\mathbf{o}) \cdot \mathbf{r}'} dV' \\ &= \frac{k^2}{2\pi} \int_V n_1(\mathbf{r}') e^{ik\mathbf{s} \cdot \mathbf{r}'} dV' \end{aligned} \quad (14)$$

(14) 式において、 $\mathbf{k}_s = k(\mathbf{s} - \mathbf{o})$ とした。またベクトル $\mathbf{k}_s$ の大きさ k_s は、Fig. 1 に示すように、単位ベクトル $\mathbf{s}$ と $\mathbf{o}$ のなす角を θ とすると、(15) 式となる¹⁰⁾。

$$k_s = 2k \sin \frac{\theta}{2} \quad (15)$$

ここで、不均質媒質 V の単位体積より微小立体角に散乱される波動場の強さを $d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ とすると、 $d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ と散乱振幅 $f(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ との間に (16) 式の関係がある¹⁰⁾。

$$d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \frac{1}{V} \langle f(\mathbf{o}, \mathbf{s}) f^*(\mathbf{o}, \mathbf{s}) \rangle \quad (16)$$

ここで、 $f^*(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は $f(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ の共役複素数を示す。また、右辺の $\langle \rangle$ は平均を示す。

(16) 式の $f(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ に (14) 式を代入すると、(17) 式となる。

$$d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \frac{k^4}{4\pi^2 V} \int_V \int_V \langle n_1(\mathbf{r}_1') \cdot n_2(\mathbf{r}_2') \rangle e^{ik_s(\mathbf{r}_1' - \mathbf{r}_2')} dV_1' dV_2' \quad (17)$$

また、不均質媒質内における基準点 $\mathbf{O}$ から位置ベクトル $\mathbf{r}_1'$ の地点および $\mathbf{r}_2'$ の地点における伝播速度の変動分の相関関数を $B_n(\mathbf{r}_d)$ とすると、 $B_n(\mathbf{r}_d)$ は (18) 式となる¹⁰⁾。

$$B_n(\mathbf{r}_d) = \langle n_1(\mathbf{r}_1') \cdot n_2(\mathbf{r}_2') \rangle \quad (18)$$

ここで、 $\mathbf{r}_d = \mathbf{r}_1' - \mathbf{r}_2'$

$(\mathbf{r}_1' + \mathbf{r}_2')/2 = \mathbf{r}_c$ とし、(18) 式を (17) 式に代入すると、 $d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (19) 式のように表現できる¹⁰⁾。

$$d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \frac{k^4}{4\pi^2 V} \int_V dV_c \int_{-\infty}^{\infty} B_n(\mathbf{r}_d) e^{ik_s \mathbf{r}_d} dV_d \quad (19)$$

(19) 式において、 V_c および V_d はベクトル $\mathbf{r}_c$ および $\mathbf{r}_d$ がとりうる空間を示す。またベクトル $\mathbf{r}_d$ の大きさが伝播速度の変動の相関距離よりも大きい範囲では、 $B_n(\mathbf{r}_d)$ の値はほぼ無視できることから、 V_d の積分の範囲を $-\infty \sim \infty$ としている¹⁰⁾。

不均質媒質における伝播速度の変動のスペクトル密度を $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ とすると、 $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ は $B_n(\mathbf{r}_d)$ のフーリエ変換で表現できることから、(20) 式となる¹⁰⁾。

$$\Phi_n(\mathbf{k}_s) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} B_n(\mathbf{r}_d) e^{ik_s \mathbf{r}_d} dV_d \quad (20)$$

(20) 式を (19) 式に代入すると、 $d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (21) 式のとおり表現できる。

$$d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = 2\pi k^4 \Phi_n(\mathbf{k}_s) \quad (21)$$

単位体積中の不均質媒質における散乱断面積 $\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (22) 式のとおり、 $d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ を全立体角で積分することにより得られる¹⁰⁾。

$$\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \int d\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) d\Omega \quad (22)$$

(22) 式に (21) 式を代入し、 $d\Omega$ を極座標に変換すると、(23) 式のように表現できる。

$$\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = 2\pi k^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta \Phi_n(\mathbf{k}_s) d\theta \quad (23)$$

ここで、 ϕ ：平面波の入射方向 ($\mathbf{s}$) に対する偏角

(2) 散乱角 ψ および $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ の設定

本検討では後述するとおり、河原¹²⁾による既往の研究を整理した結果を踏まえ、不均質媒質を伝播する地震波は特定の散乱角 ψ の範囲内で散乱すると考える。このとき、全立体角に対する ψ の範囲内の割合 γ は、(24) 式のとおりとなる。

$$\gamma = \frac{1 - \cos \psi}{2} \quad (24)$$

$\sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ および (24) 式の γ を用いて、散乱係数 $\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (25) 式のとおり表現できる。

$$\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \gamma \sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = 2\pi \gamma k^4 \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \sin \theta \Phi_n(\mathbf{k}_s) d\theta \quad (25)$$

$\sin \theta d\theta = k_s dk_s / k^2$ であることを考慮すると¹⁰⁾、(25) 式は (26)

式のとおり表現できる。

$$\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \gamma \sigma(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = 4\gamma \pi^2 k^2 \int_0^{2k} \Phi_n(\mathbf{k}_s) k_s dk_s \quad (26)$$

Shapiro et al.(1993)⁷⁾は γ に相当する値を 0.5 としており、(26) 式の γ に 0.5 を代入すると、Shapiro et al.(1993)⁷⁾および Ritter et al.(1998)⁸⁾で示されている散乱係数の評価式が得られる。

(26) 式の $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ として、Ritter et al. (1998)⁸⁾では不均質性を水平方向、鉛直方向で等方的と仮定し、ガウス型および指数型の $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ を (27) 式および (28) 式で表現している。

$$\Phi_n(\mathbf{k}_s) = \frac{\mu^2 a^3}{8\pi\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{k_s^2 a^2}{4}\right) \quad (27)$$

$$\Phi_n(\mathbf{k}_s) = \frac{\mu^2 a^3}{\pi^2 (1 + k_s^2 a^2)^2} \quad (28)$$

ここで、 a ：不均質媒質における相関距離

μ ：変動係数 ($= \sqrt{\langle n_1^2 \rangle}$)

これに対し、本検討では $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ を非等方的なガウス型および指数型で表現する。ガウス型の $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ を (29) 式で表現する¹⁰⁾。

$$\Phi_n(\mathbf{k}_s) = \frac{\mu^2 a_1 a_2 a_3}{8\pi\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{k_{s1}^2 a_1^2 + k_{s2}^2 a_2^2 + k_{s3}^2 a_3^2}{4}\right) \quad (29)$$

ここで、 a_1 ：不均質媒質における x 軸方向の相関距離

a_2 ：不均質媒質における y 軸方向の相関距離

a_3 ：不均質媒質における z 軸方向の相関距離

$k_{s1} = k_s \sin \theta \cos \phi$ ：不均質性を定義する x 軸方向の波数

$k_{s2} = k_s \sin \theta \sin \phi$ ：不均質性を定義する y 軸方向の波数

$k_{s3} = k_s (1 - \cos \theta)$ ：不均質性を定義する z 軸方向の波数

本検討では、水平 2 方向の不均質性は等方的 ($a_1 = a_2$) とする。

(29) 式を (25) 式に代入すると、 $\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (30) 式となる。

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s}) &= \frac{\gamma \mu^2 a_1^2 a_3}{4\sqrt{\pi}} k^4 \int_0^{2\pi} d\phi \\ &\times \int_0^\pi \sin \theta \exp\left[-\frac{k_s^2 \{a_1^2 \sin^2 \theta + a_3^2 (\cos \theta - 1)^2\}}{4}\right] d\theta \end{aligned} \quad (30)$$

ここで (15) 式より、 k_s を θ で微分すると、(31) 式が得られる。

$$dk_s = k \cos \frac{\theta}{2} d\theta \quad (31)$$

$\sin \theta = 2 \sin (\theta/2) \cos (\theta/2)$ 、 $\cos \theta = 1 - 2 \sin^2 (\theta/2)$ を踏まえ、(15) 式および (31) 式を (30) 式の $\sin \theta$ および $\cos \theta$ に代入する。また $\sin \theta d\theta = k_s dk_s / k^2$ より¹⁰⁾、 $\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (32) 式のとおり表現できる。

$$\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s}) = \frac{\sqrt{\pi} \gamma k^2 \mu^2 a_1^2 a_3}{2} \quad (32)$$

$$\times \int_0^{2k} \exp\left[-k_s^4 \left\{ (a_3^2 - a_1^2) \frac{k_s^2}{16k^4} + a_1^2 \frac{1}{4k^2} \right\}\right] k_s dk_s$$

一方、指数型の $\Phi_n(\mathbf{k}_s)$ を (33) 式で表現する。

$$\Phi_n(\mathbf{k}_s) = \frac{\mu^2 a_1 a_2 a_3}{\pi^2 \{1 + (k_{s1}^2 a_1^2 + k_{s2}^2 a_2^2 + k_{s3}^2 a_3^2)\}^2} \quad (33)$$

ガウス型の場合と同様に、 $a_1 = a_2$ とする。(33) 式を (25) 式に代入すると、 $\alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s})$ は (34) 式のとおり表現できる。

$$\begin{aligned} \alpha(\mathbf{o}, \mathbf{s}) &= 2\pi \gamma k^4 \int_0^{2\pi} d\phi \\ &\times \int_0^\pi \sin \theta \frac{\mu^2 a_1^2 a_3}{\pi^2 [1 + k_s^2 \{a_1^2 \sin^2 \theta + a_3^2 (\cos \theta - 1)^2\}]^2} d\theta \end{aligned} \quad (34)$$

ガウス型の場合と同様の変数変換を行うと、 $\alpha(o, s)$ は (35) 式のとおり表現できる。

$$\alpha(o, s) = 64\gamma k^{10} \mu^2 a_1^2 a_3 \times \int_0^{2k} \frac{k_s}{\{4k^4 + k_s^6(a_3^2 - a_1^2) + 4k^2 k_s^4 a_1^2\}^2} dk_s \quad (35)$$

2.3. 地震観測記録のばらつき度合いと地盤の不均質性との関係

(5) 式の I_t/I_c の関係を (4) 式に代入すると、 $\langle \varepsilon^2 \rangle$ と α の関係は (36) 式となる。

$$\langle \varepsilon^2 \rangle + 1 \approx e^{2\alpha L} \quad (36)$$

(36) 式の α に (32) 式を代入し、両辺に対数をとると、(37) 式のとおり、ガウス型による地盤の不均質性および地盤深さと地震動のばらつきとの関係が得られる。

$$\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1) = \gamma L \sqrt{\pi} k^2 \mu^2 a_1^2 a_3 \times \int_0^{2k} \exp \left[-k_s^4 \left\{ (a_3^2 - a_1^2) \frac{k_s^2}{16k^4} + a_1^2 \frac{1}{4k^2} \right\} \right] k_s dk_s \quad (37)$$

また、(36) 式の α に (35) 式を代入し、両辺に対数をとると、(38) 式のとおり、指数型による地盤の不均質性および地盤深さと地震動のばらつきとの関係が得られる。

$$\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1) = 128\gamma L k^{10} \mu^2 a_1^2 a_3 \times \int_0^{2k} \frac{k_s}{\{4k^4 + k_s^6(a_3^2 - a_1^2) + 4k^2 k_s^4 a_1^2\}^2} dk_s \quad (38)$$

(37) 式および (38) 式において、 $\langle \varepsilon^2 \rangle$ は観測記録より求められる。地盤の不均質性 (μ , a_1 , a_3) が既知でかつ ψ を把握できる場合、(37) 式または (38) 式により求めた L については、後述するとおり、地震動の空間変動に影響を与える地盤深さ L_c と見なす。

なお、本検討では Rittter et al.(1998)⁹⁾ に倣い、(37) 式や (38) 式の適用条件として、(39) 式および (40) 式を満足することとする。

$$ak\mu^2 \ll 1 \quad (39)$$

$$ka \geq 1 \quad (40)$$

(39) 式は ε^2 が小さく散乱の度合いが大きい範囲を評価対象とするために設定した周波数の上限に相当する¹⁰⁾。また (40) 式は、地震動の空間変動の評価において、後方散乱の影響を無視することを踏まえた条件であり、評価対象周波数の下限に相当する¹⁰⁾。

3. 不均質地盤モデルを用いた検証

3 次元 FEM 不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションを実施し、隣接地点間における地震動を抽出する。また、前章で求めた地盤の不均質パラメータと隣接地点間における地震動の空間変動との関係をシミュレーションより抽出した隣接地点間の地震動に適用することにより、地震動の空間変動に影響を与える地盤深さについて考察する。

3.1 地盤モデルと入力地震動

本検討で使用した 3 次元不均質地盤モデルの形状を Fig. 2 に示す。モデルのサイズは水平 2 方向を 300m、深さ方向を 200m とした。境界条件は側面を粘性境界、底面を固定境界とした。またモデルのメッシュサイズは 1m×1m とした。

地盤の平均 S 波速度は 300m/s とし、ばらつきのパターンがガウス型および指数型の自己相関関数に従うように S 波速度を変動させた。また P 波速度は佐藤他¹³⁾を参考に、密度については堀川他¹⁴⁾を参考に、いずれも S 波速度に基づき設定した。本検討で解析対象と

した不均質パラメータのケースを Table 1 に示す。本検討では水平、鉛直方向の相関距離 (a_1 , a_3)、および変動係数 μ を変化した。ここで a_3 については a_1 の 0.1 倍、0.2 倍、0.5 倍、1 倍、2 倍の 5 種類を設定した。 μ は基本的に 0.15 としたが、 a_1 が 30m、 a_3 が 3m の場合のみ、 μ を 0.05、0.10 とした場合についても検討した。また本検討では初期乱数を変化させることにより、すべての検討ケースにおいて 5 種類の地盤モデルを作成した。なお、モデル境界より外側の S 波速度は一律に 300m/s とした。また地盤モデル内の波動場のエネルギーを一定とするため、地盤の内部減衰は考慮していない。解析に使用した地盤モデルの例として、Table 1 のケース 3-1 として作成した不均質地盤モデルにおける側面および地表面の S 波速度の分布を Fig. 3 に示す。

入力地震動はインパルス的な震動を与えることを目的に、y 方向のみに振幅を持つ加振時間 0.02 秒の三角関数の変位波形を地盤モデルの底面より鉛直方向に平面波入射した。また、モデル境界からの反射波の影響を少なくする観点から、応答波の抽出は Fig. 2 の太線で示すとおり、地盤モデル地表の中央部で x 方向、y 方向ともに長さ 100m の線上の範囲とし、1.0m 間隔で抽出地点を設定した。また本検討では変位応答の時刻歴波形を抽出した。応答波の抽出時間はモデル底面より入力を開始してから約 2.5 秒間とした。

ガウス型の不均質パターンでケース 3-1 の不均質地盤モデルを対

Fig. 2 The configuration of 3-D heterogeneous soil model and receivers of the response wave

Table 1 Heterogeneous parameter cases of 3-D soil models

Case	a_1	a_3	μ	Case	a_1	a_3	μ
1-1		1 m		3-1		3 m	
1-2		2 m		3-2		6 m	
1-3	10 m	5 m		3-3		15 m	0.15
1-4		10 m		3-4	30 m	30 m	
1-5		20 m		3-5		60 m	
2-1		2 m	0.15	3-6		3 m	0.05
2-2		4 m		3-7		3 m	0.10
2-3	20 m	10 m		4-1		4 m	
2-4		20 m		4-2		8 m	
2-5		40 m		4-3	40 m	20 m	0.15
				4-4		40 m	
				4-5		80 m

Fig. 3 Examples of heterogeneous soil models (Case 3-1)

象に、Fig. 2 に示す座標で $(x, y, z) = (100\text{m}, 150\text{m}, 0\text{m})$ の波形と $(105\text{m}, 150\text{m}, 0\text{m})$ および $(150\text{m}, 150\text{m}, 0\text{m})$ の波形の平均と残差より、離間距離が 5m および 50m の応答波形のコヒーレントな成分 $\langle u \rangle$ およびばらつき成分 u_f を計算した例を Fig. 4 に示す。離間距離が 5m の波形に比べ離間距離が 50m の波形では、ばらつき成分の初動振幅が大きくなっている。Fig. 4 に示す $\langle u \rangle$ および u_f のパワースペクトルを Fig. 5 に示す。離間距離が 5m の場合はほぼ全周期帯にわたり、 $\langle u \rangle$ のパワースペクトルが u_f のパワースペクトルを上回っているのに対し、離間距離が 50m の場合は 5Hz 付近より高周波数側でほぼ同レベルとなっており、離間距離が大きくなるほど u_f のパワースペクトルが相対的に大きくなるのが確認できる。

3.2 地震動の空間変動に影響を与える地盤深さの推定

Table 1 に示した各検討ケースについて、初期乱数が異なる 5 種類の不均質地盤モデルの地表において抽出したすべての応答波のうち、離間距離が 10m、20m、30m、40m、50m となる観測点ペアより振幅の平均のパワースペクトルおよびばらつき成分のパワースペクトルの比の平均 $\langle \varepsilon^2 \rangle$ を計算し、波動伝播方向（鉛直方向）の相関距離と波数の積 ka_3 と $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ との関係を整理した。不均質パターンをガウス型とした場合の ka_3 と $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ との関係を Fig. 6 に示す。 ka_3 の値が大きくなるほど $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ も大きくなるが、ほとんどのケースにおいて、 ka_3 がある程度大きくなると $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ が大きくなる度合いが低下する傾向が見られる。また観測点間の離間距離が小さく、 μ が小さいほど、 $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ も小さくなるのが確認できる。なお、地盤の不均質パターンを指数型とした場合について、各検討ケースでガウス型の $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ と比較した結果、両者に大きな差異は見られなかった。この傾向は秋田他(2013)¹⁵⁾による不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションにおいても指摘されている。

(37) 式および (38) 式の L は地震動の伝播距離で、本検討では地盤モデルの深さに相当する。一方、隣接地点間の地震動の空間変動は、 L の中でも表層付近の地盤物性の影響が大きく、深部の地盤物性が地震動の空間変動に与える影響は小さいと考えられる。また筆者

(a) Separation distance : 5m (b) Separation distance : 50m
Fig. 4 Examples of mean waveforms and residual waveforms

(a) Separation distance : 5m (b) Separation distance : 50m

Fig. 5 Examples of power spectra of mean waveforms and residual waveforms

らは既往の地震動シミュレーション解析において、地盤モデルをある深度より深くしても、隣接地点間の地震動の空間変動特性に大きな変化が見られなくなることを確認し、隣接地点間の地震動の空間変動に影響を与える地盤深さ L_c が存在するのではないかと指摘している^{4), 5)}。こうしたことから、本検討では (37) 式または (38) 式による $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ の評価において、 L は地盤モデルの深さ (200m) ではなく、地震動シミュレーションより求めた $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ との 2 乗誤差を最小にするように付与し、そのときの L が地震動の空間変動に影響を与える地盤深さ L_c に相当するとして取り扱うこととした。

2 乗誤差の計算にあたっては、(39) 式および (40) 式を満足すること、また地震動の散乱の度合いが弱い ($\varepsilon < 1$) 範囲となるように、評価対象の ka_3 の領域を設定した。これらの条件を踏まえ、全検討ケースにおいて、評価対象周波数帯域として 5Hz 以上を確保した。ただし a_3 が小さいケース 1-1、1-2、2-1、3-1、3-6、3-7 については、 $ka_3 \geq 1$ の範囲では散乱の度合いが強くなることから、 $ka_3 \leq 1$ において、評価対象周波数帯域として 5Hz を確保した。

ここで (37) 式および (38) 式を適用するにあたり、散乱角 ψ の閾値を設定する必要がある。河原(1997)¹²⁾は数値解析に基づき散乱減衰を評価した既往の研究^{例えば 16), 17)}を整理しており、散乱減衰に寄与しない前方散乱の角度の閾値、すなわち地震波の振幅を支配する散乱角がおおむね $10^\circ < \psi < 40^\circ$ の範囲に収まるとしている。

また、 ψ は不均質地盤の相関距離によっても変化することが考えられる。鉛直方向の相関距離に比べ、水平方向の相関距離が大きい不均質地盤では、速度構造が平行成層地盤に近い形状となり、地震波がより鉛直方向に伝播し、 ψ が相対的に小さくなることが推測される。Roth et al.(1993)¹⁷⁾は 2 次元不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションにより、水平方向の相関距離の大小と ψ との関係について評価している。このシミュレーション結果によると、水

Fig. 6 Relations between $\ln(\epsilon^2 + 1)$ and ka_3 (Gaussian type)

平方方向と鉛直方向の相関距離の比 a_3/a_1 が 1 の場合は ψ が $20^\circ \sim 30^\circ$ の範囲に評価されているのに対し、 a_3/a_1 が $1/3$ の場合は ψ が 20° 前後に、 a_3/a_1 が $1/10$ の場合は ψ が 20° 前後から 20° 以下の範囲となっており、 a_3/a_1 が小さくなるとともに ψ も小さく評価されている。

以上を踏まえ、本検討では Fig. 7 に示すように、 a_3/a_1 の値に応じて変化させた A～C の 3 種類の ψ のタイプを仮定し、地震動の空間変動に影響を与える地盤深さ L_c を推定した。

ガウス型および指数型の不均質地盤モデルのうち、 a_3/a_1 が 0.5 に相当するケース 1-3、2-3、3-3、4-3 を対象に、Fig. 7 のタイプ A～C で観測点間の離間距離ごとに L_c を推定した結果を Fig. 8 に示す。本検討では地盤モデルの深さを 200m としたため、Fig. 8 において L_c の最大は 200m まで描いている。また参考のため、 ψ をタイプ B とし、 $\ln(\epsilon^2 + 1)$ を (37) 式で回帰した結果を Fig. 6 に点線で示す。Fig. 8 によると、観測点間の離間距離が大きくなるほど L_c が大きくなる傾向が確認できる。

L_c の推定結果について考察するため、Fig. 8 に示すケース 3-3 を対象に、不均質地盤モデルの地盤深さを 10～200m において 10m 単位で変化させ、地震動シミュレーションにより $\ln(\epsilon^2 + 1)$ を計算し、地盤モデルの深さと $\ln(\epsilon^2 + 1)$ との関係性を分析した。ここで地盤モデルは地表を基準として深さを変化させた。離間距離 30m を対象に、地盤深さを 20 m 間隔で変化させたときの $\ln(\epsilon^2 + 1)$ の結

果を Fig. 9 に示す。ガウス型、指数型のいずれの不均質パターンにおいても、地盤深さを深く設定するほど $\ln(\epsilon^2 + 1)$ は大きくなるが、地盤深さが 120m より深くなると、 $\ln(\epsilon^2 + 1)$ の変化が小さくなっている。Fig. 8 の離間距離が 30m における L_c の推定結果と比較すると、ガウス型の不均質地盤モデルでは L_c と Fig. 9 で $\ln(\epsilon^2 + 1)$ が安定する地盤深さがほぼ対応している。しかし指数型の不均質地盤モデルでは、 L_c が約 50m とかなり小さく推定されている。

地震動シミュレーションにおいてはガウス型および指数型の不均質地盤モデルの間で $\ln(\epsilon^2 + 1)$ に大きな差異は見られない。一方、相関距離が同じ場合、指数型の評価式である (38) 式はガウス型の評価式である (37) 式に比べ、 $\ln(\epsilon^2 + 1)$ を大きく評価する。

河原(1997)¹²⁾は複数の不均質パターンを対象に、媒質の変動の大

Fig. 7 Relations of the ratio of a_3 to a_1 and ψ

Fig. 8 Estimation of L_c for each separation distance

(a) Gaussian type (b) Exponential type
Fig. 9 $\ln((\varepsilon^2) + 1)$ of different depths of soil models
(Case3-3 Separation distance : 30 m)

きを比較している。この中で、指数型の不均質パターンはガウス型の不均質パターンに比べ、高周波数帯域の変動成分が大きいことを示している。本検討では地震動の散乱の度合いが弱い ($\varepsilon < 1$) 周波数帯域を評価対象とするために、 $\ln((\varepsilon^2) + 1)$ から L_c を推定する過程において、Fig. 6 の点線で示すとおり ka_3 に上限を設定し、高周波数側を評価対象から除外した。このことが、(38) 式による指数型の不均質地盤モデルにおける L_c の推定結果と、Fig. 9 で $\ln((\varepsilon^2) + 1)$ が安定する地盤深さとの間で差異が見られる原因となった可能性がある。 L_c の推定において $\ln((\varepsilon^2) + 1)$ の評価対象とする ka_3 の範囲については、今後も更なる検討が必要であると考えられる。

深さ 10m の地盤モデルにおける $\ln((\varepsilon^2) + 1)$ に対する深さ l m の地盤モデルの $\ln((\varepsilon^2) + 1)$ の上昇率 $\xi(l)$ を (41) 式で定義する。

$$\xi(l) = \int_{f_1}^{f_2} \{\ln((\varepsilon_l^2) + 1) - \ln((\varepsilon_{10}^2) + 1)\} df \quad (41)$$

ここで、 f_1 : Fig. 6 で回帰対象とした周波数の下限

f_2 : Fig. 6 で回帰対象とした周波数の上限

ε_l : 深さ l (m) の不均質地盤モデルに対する ε

(a) Gaussian type (b) Exponential type
Fig. 10 Relations between the depth of soil models l and $\xi(l)$
(Separation distance : 30 m)

ε_{10} : 深さ 10m の不均質地盤モデルに対する ε
離間距離が 30m の場合を対象に、地盤モデルの深さを 10~200m において 10m 単位で変化させたときの $\xi(l)$ の結果を Fig. 10 に○印で示す。地盤モデルが深くなるとともに $\xi(l)$ がほぼ単調に上昇するが、上昇の度合いは地盤モデルが深くなるとともに低下する。
離間距離が 5m~50m における 5m 間隔を対象に、 $\xi(l)$ を (42) 式に示す曲線で回帰する。

$$\xi(l) = b_1(\delta)(0.1 - 1/l)^{b_2(\delta)} \quad (42)$$

ここで $b_1(\delta)$ 、 $b_2(\delta)$ は回帰係数で、離間距離 δ ごとに設定した。 δ が 30m の場合を対象に、 $\xi(l)$ を (42) 式により回帰した結果を Fig. 10 に実線で示す。また本検討では、(42) 式における回帰式の傾きが 10^{-7} 、 10^{-8} 、 10^{-9} となる地盤モデルの深さ l_{c_1e7} 、 l_{c_1e8} 、 l_{c_1e9} を $\xi(l)$ が安定する目安として設定する。 δ が 5~50m における 5m 間隔を対象に l_{c_1e7} 、 l_{c_1e8} 、 l_{c_1e9} を求めた結果を Fig. 8 のケース 3-3 の結果に重ねて示す。 δ が大きくなるにしたがい l_{c_1e7} 、 l_{c_1e8} 、 l_{c_1e9} はいずれも大きくなっている。この傾向は、(37) 式および (38) 式により推定した L_c の結果においても同様に確認できる。

4. 観測記録への適用

(37) 式および (38) 式を隣接地点間の実観測記録に見られる地震動の空間変動に適用し、表層地盤の不均質パラメータを推定する。本検討では東京大学生産技術研究所旧西千葉キャンパスに整備されていた千葉アレイ観測施設の記録を使用する。

4.1 千葉アレイ観測施設と解析対象観測記録

千葉アレイ観測施設のうち、本検討において観測記録を使用した観測点の配置図を Fig. 11 に示す¹⁸⁾。本検討では Fig. 11 の中から 2 観測点の離間距離が 5m、10m、15m、21m、30m となる組み合わせを地震動の空間変動の評価対象とした。各離間距離に該当する観測点の組み合わせを Table 2 に示す。

千葉アレイ観測施設における S 波速度構造¹⁸⁾を Table 3 に示す。第 2 層と第 3 層は S 波速度が同じ値であるが、P 波速度が異なる¹⁸⁾ことから層を分離した。また S 波速度が 420m/s の層については、深さ方向に対する不均質性の変化を検証するため、本検討では第 4 層と第 5 層に分離した。

解析対象とした観測記録の地震諸元を Table 4 に、震央分布図を Fig. 12 に示す。本検討では解析対象地震の選定条件として、①地震規模 (M_J) 4.5 以上、②震源深さ 80km 以上、③見かけの入射角 40° 以内、④最大加速度 100cm/s^2 以内の 4 種類を設定した。①は観測記録にノイズの影響が多く含まれないことを目的にしたものである。②は P 波初動の振幅による影響が少なく、S 波初動の波形を解析対象として適切に抽出できることを目的とした。③は震源からの直達波ができるだけ鉛直入射された観測記録を解析対象とするために設定したもので、震源から観測点までの地盤構造を J-SHIS の地盤モデル (V2)¹⁹⁾に基づき平行成層で仮定した場合、S 波速度 420m/s の層における入射角は 4° 以内と想定される。④は観測記録に地盤の非線形性の影響が含まれないことを考慮したことによる。

本検討では、目視で S 波初動より 5.12 秒間を抽出した波形を解析対象とする。また、NS、EW の観測記録を RD、TR 方向に方位

変換した。Table 4 に示す解析対象地震の観測記録より S 波初動を抽出し、隣接する 2 観測点間の水平方向 (RD、TR 成分) のコヒーレント成分 (u) のパワースペクトルとばらつき成分 u_f のパワースペクトルの比の平均 $\langle \epsilon^2 \rangle$ より $\ln(\langle \epsilon^2 \rangle + 1)$ を求めた。離間距離ごとに $\ln(\langle \epsilon^2 \rangle + 1)$ を描いた結果を Fig. 13 に示す。周波数が高くなるほど $\ln(\langle \epsilon^2 \rangle + 1)$ が大きくなるが、周波数がある程度高くなると $\ln(\langle \epsilon^2 \rangle + 1)$ が大きくなる度合いは低下する。また低周波数側では 2 観測点間の離間距離が小さいほど、 $\ln(\langle \epsilon^2 \rangle + 1)$ が小さくなる傾向が見られる。

4.2 地盤の不均質パラメータの推定

Fig. 13 の結果と、(37) 式または (38) 式により評価した結果との誤差の 2 乗和が最小となるように、グリッドサーチにより不均質地盤の相関距離 a_1 、 a_3 および地震動の空間変動に影響を与える地盤深さ L_c を推定する。

(37) 式または (38) 式の適用にあたり、評価対象とする周波数の範囲として (39) 式および (40) 式を考慮する。ただし (40) 式に基づき $ka_3 \geq 1$ を満足させた場合、散乱の度合いが強い周波数帯を解析対象とすることになる。本検討では評価対象とする周波数帯をできるだけ広くする観点から、 $ka_3 \leq 1$ に相当する周波数も解析対象の範囲にすることを許容し、周波数の下限を 5Hz に設定した。また地震動の散乱の度合いが弱い範囲を対象とする必要があることから、Fig. 13 で $\ln(\langle \epsilon^2 \rangle + 1)$ が頭打ちとなる手前の周波数を目視で判断し、解析対象周波数の上限を 11Hz に設定した。

地盤の不均質パラメータの探索範囲を Table 5 に示す。 a_1 、 a_3 は各層で個別の値となることを許容した。 a_1 の取りうる値は 10m、20m、30m、40m とし、 a_3 の取りうる値は a_1 の 0.1 倍、0.2 倍、0.5 倍、0.7 倍、1.0 倍、2.0 倍とした。 μ については現地の PS 検層データが入手できていないことから、本検討では 0.15、0.2、0.25 の 3 種類を仮定した。また予備解析の結果、 μ は各層でほとんど差異が見られなかったことから、本検討では全ての層で同じ値となるように設定した。なお、散乱角の閾値 ψ は Fig. 7 に示すタイプ B とした。

Fig. 11 Location of observation points on the Chiba Array

Table 2 Separation distances and pairs of observation points used in this study

Separation distance (m)	Pairs of observation points
5	C0-C1, C0-C2, C0-C3, C0-C4
10	C1-C3, C2-C4
15	C0-P1, C0-P2, C0-P3, C0-P4
21	P1-P2, P1-P4, P2-P3, P3-P4
30	P1-P3, P2-P4

Table 3 Subsurface S-wave velocity structure on the Chiba Array

No.	Thickness (m)	S-wave velocity (m/s)
1	5	140
2	10	320
3	9	320
4	40	420
5	—	420

Table 4 Seismic parameters used in this study

No.	Date	Epicenter	M_J	Epicentral distance (km)	Depth (km)
1	1983/02/27	SOUTHERN KANTO	6.0	35.1	72
2	1985/10/04	SOUTHERN IBARAKI PREF	6.1	27.8	78
3	1985/11/06	SOUTHERN BOSO PENINSULA	5.1	31.8	63
4	1988/03/18	TOKYO PREF	6.0	42.2	96
5	1992/02/02	TOKYO BAY REGION	5.9	52.4	92

Fig. 12 Epicenter distribution used in this study

本検討では L_c を推定するにあたり、Fig. 14 に灰色の線で示すとおり探索範囲を設定した。この探索範囲は Fig. 8 の結果を含め、Table 1 に示す不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションより推定した L_c の特徴を踏まえ、離間距離が大きくなるほど L_c の探索範囲の上限を大きく設定した。Fig. 7 における散乱角のタイプ B により ψ を設定したときの L_c の推定結果を不均質パターンごとに Fig. 14 にあわせて示す。観測点間の離間距離が大きくなるとともに L_c も大きくなっている。また L_c の値は一部を除き、探索範囲の上限に到達しない範囲で推定されていることから、前章の地震動シミュレーションで評価した離間距離と L_c との関係とおおむね同様の傾向を示していると解釈することができる。なお、 μ の違いに伴う L_c の推定結果に大きな差異は認められない。

不均質パターンごとに各層の相関距離を推定した結果を Table 6 に示す。また Table 6 のうち、ガウス型の不均質パターンで μ を 0.15 としたときの $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ を (37) 式により回帰した結果を Fig. 13 に点線を示す。Table 6 によると、相関距離はガウス型の不均質パターンに比べて指数型の不均質パターンの方が、全体的に小さく評価

Fig. 13 Relations between frequency and $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$

Table 5 Search areas of heterogeneous parameters for each layer

a_1 (m)	a_3 (m)	μ
10	1.0, 2.0, 5.0, 7.0, 10.0, 20.0	0.15,
20	2.0, 4.0, 10.0, 14.0, 20.0, 40.0	0.20,
30	3.0, 6.0, 15.0, 21.0, 30.0, 60.0	0.25
40	4.0, 8.0, 20.0, 28.0, 40.0, 80.0	(same value for each layer)

Table 6 Correlation distance estimation of subsurface soil on the Chiba Array

(a) Gaussian type

No.	$\mu=0.15$		$\mu=0.20$		$\mu=0.25$	
	a_1 (m)	a_3 (m)	a_1 (m)	a_3 (m)	a_1 (m)	a_3 (m)
1	20	10	20	4	10	2
2	20	14	20	10	20	10
3	20	10	20	10	20	10
4	20	10	20	10	20	4
5	30	15	20	10	30	6

(b) Exponential type

No.	$\mu=0.15$		$\mu=0.20$		$\mu=0.25$	
	a_1 (m)	a_3 (m)	a_1 (m)	a_3 (m)	a_1 (m)	a_3 (m)
1	10	5	10	5	10	5
2	20	10	10	5	10	2
3	20	10	20	4	20	4
4	20	10	30	6	20	4
5	20	10	30	6	20	4

されている。これは、(37) 式に比べて (38) 式の方が $\ln(\langle \varepsilon^2 \rangle + 1)$ を大きく評価する傾向にあることが影響していると考えられる。なお、本検討では S 波速度が 420m/s の層を第 4 層、第 5 層に分割し、個別に a_1 および a_3 を推定したが、いずれの結果においても 2 つの層間で大きな差異は見られない。

μ と a_1 および a_3 を比較すると、一部を除き、 μ が大きくなるほど a_1 および a_3 が小さくなる傾向が見られる。 μ 、 a_1 および a_3 は、いずれも値が大きくなると、地震動の空間変動を大きく評価することになる。 μ が大きくなるとともに a_1 、 a_3 が小さくなるのは、これらのパラメータが互いにトレードオフの関係にあるためと考えられる。ただし実地盤においては PS 検層等の地盤調査により μ を把握することが可能であることから、 a_1 、 a_3 の推定結果も安定すると考えられる。

a_1 と a_3 を比較すると、 μ の値に関係なく、いずれの推定結果においても a_1 の方が大きく評価されている。この傾向は、鉛直方向の相関距離が水平方向の相関距離よりも大きいという既往の研究における指摘(例えば 3))とも対応している。

なお、観測記録には鉛直入射に近い地震波の他に、斜め入射に伴う変換波等も含まれると考えられる。本検討ではこうした鉛直入射以外の成分の影響を考慮していないことから、地盤の不均質パラメータの値を過大評価した可能性がある。不均質パラメータの評価精度を向上させるためには、観測記録に含まれる鉛直入射波以外の影響をできるだけ除去するための工夫が必要である。

5. まとめ

隣接地点間における地震動の空間変動特性および地震動の空間変動を支配する表層地盤の深さについて、散乱理論に基づき考察した。以下に本検討の結論を示す。

- (1) 地盤の不均質性がガウス型および指数型の自己相関関数に従うと仮定し、隣接地点間の地震動の空間変動を表層地盤における S 波速度の変動分の相関距離、変動係数、地震波の散乱角および伝播距離をパラメータとする積分方程式で表現した。

Fig. 14 Estimation of L_c at each separation distance

- (2) 3次元不均質地盤モデルを用いた地震動シミュレーションの結果に(1)の積分方程式を適用し、隣接地点間の地震動の空間変動に影響を与える地盤深さ L_c を推定した。その結果、観測点間の離間距離が大きくなるほど L_c は大きく推定された。
- (3) 千葉アレイ観測施設の隣接地点間における地震観測記録より、 L_c および表層地盤の不均質パラメータ(相関距離、変動係数)を推定した。その結果、観測点間の離間距離と L_c との関係は、(2)の地震動シミュレーションによる評価結果とほぼ同様の傾向を示すことを確認した。また相関距離は水平方向の方が鉛直方向の相関距離よりも大きく推定される傾向が見られることを確認した。

今後は地震動の空間変動を評価するための周波数帯域をさらに明確にし、 L_c をより適切に推定できるようにすること、また観測記録に含まれる斜め入射等が地震動の空間変動特性および地盤の不均質パラメータの推定におよぼす影響について解明する必要がある。

謝辞

査読者の方から貴重なご助言をいただき、論文の改善に大変役立ちました。震災予防協会(当時)より公開された千葉アレイ観測施設の観測記録を使用いたしました。一部の作図にGMTを使用いたしました。ここに記して感謝申し上げます。

参考文献

- 1) Luco, J.E. and Wong, H.L.: Response of a Rigid Foundation to a Spatially Random Ground Motion, *Earthquake Engineering and Structural Dynamics*, Vol.14, pp.891-908, 1986
- 2) Sato, H. and Yamanaka, H.: A study on modeling of deep subsurface structure considering random velocity fluctuation for estimation of broadband site amplification factor – Fundamental investigation in Niigata plain, Japan –, *Journal of Structural and Construction Engineering (Transactions of AIJ)*, No.648, pp.289-298, 2010.2 (in Japanese)
佐藤浩章, 山中浩明: 広帯域サイト増幅特性評価のための深部地盤の不均質性のモデル化に関する研究—新潟平野を対象とした基礎的検討—, 日本建築学会構造系論文集, 第648号, pp.289-298, 2010.2
- 3) Kanda, K. and Motosaka, M.: The evaluation of effects of spatial variability of soil properties, surface topography and spatial coherency of incident wave on ground motion amplification – The case of Kushiro J.M.A site –, *Journal of Structural and Construction Engineering (Transactions of AIJ)*, No.476, pp.85-94, 1995.10 (in Japanese)
神田克久, 源栄正人: 不均質・不整形性および入力コヒーレンスが地震動特性に及ぼす影響評価—釧路地方気象台の場合—, 日本建築学会構造系論文集, 第476号, pp.85-94, 1995.10
- 4) Tokumitsu, R., Yamamoto Y. and Uchiyama Y.: Evaluation of magnitude, hypocenter distance and subsurface soil effect to spatial variability of ground motions between adjacent sites, *Japan Association for Earthquake Engineering Papers*, Vol. 19, No.1, pp.34-52, 2019 (in Japanese)
徳光亮一, 山本優, 内山泰生: 地震規模・震源距離および表層の地盤構造が隣接地点間における地震動の空間変動に与える影響, 地震工学会論文集, 第19巻, 第1号, pp.34-52, 2019
- 5) Tokumitsu, R., Yamamoto Y. and Uchiyama Y.: A study on effects of subsurface soil properties on the spatial variability of ground motions, *Japan Association for Earthquake Engineering Papers*, Vol. 19, No.5, pp.156-169, 2019 (in Japanese)
徳光亮一, 山本優, 内山泰生: 表層の地盤物性が隣接地点間における地震動の空間変動に与える影響に関する検討, 地震工学会論文集, 第19巻, 第5号, pp.156-169, 2019
- 6) Aki, K. and Chouet, B.: Origin of coda waves: source, attenuation and scattering effects: *J. Geophys. Res.*, 80, pp.3322-3342, 1975
- 7) Shapiro, S.A. and Kneib, G.: Seismic attenuation by scattering: theory and numerical results, *Geophys. J. Int.*, 114, pp.373-391, 1993
- 8) Ritter, J.R.R., Shapiro, S.A. and Schechinger, B.: Scattering parameters of the lithosphere below the Massif Central, France, from teleseismic wavefield records, *Geophys. J. Int.*, 134, pp.187-198, 1998
- 9) Born, M. and Wolf, E.: *Principals of optics 7th (expanded) edition* III, translated by Kusakawa, T., Tokai Univ. Press, 2006 (in Japanese)
Born, M. and Wolf, E.: 光学の原理 第7版 III, 草川徹訳, 東海大学出版会, 2006
- 10) Ishimaru, A.: *Wave propagation and scattering in random media*, Vols 1 and 2, Academic Press, New York, 1978
- 11) Shapiro, S.A., Schwarz, R. and Gold, N.: The effect of random isotropic inhomogeneities on the phase velocity of seismic waves, *Geophys. J. Int.*, 127, pp.783-794, 1996
- 12) Kawahara, J.: Numerical simulations of seismic wave propagation in random media, *Journal of the Seismological Society of Japan, Series 2*, Vol.50, pp.135-156, 1997 (in Japanese)
河原純: ランダム媒質中の波動伝播の数値シミュレーション, 地震 第2輯, Vol.50, pp.135-156, 1997
- 13) Sato, H., Yamanaka, H., Higashi, S., Sato, K., Shiba, Y., Motoki, K., Mizuta, T.: Exploration of deep S-wave velocity structure in Niigata and Shonai plains to estimate long-period earthquake ground motion, *Journal of the Seismological Society of Japan, Series 2*, Vol.61, pp.191-205, 2009 (in Japanese)
佐藤浩章, 山中浩明, 東貞成, 佐藤清隆, 芝良昭, 元木健太郎, 水田敏彦: 長周期地震動評価のための新潟平野および庄内平野における深部S波速度構造の推定, 地震 第2輯, Vol.61, pp.191-205, 2009
- 14) Hoikawa, H., Yoshimi, M., Sekiguchi, H., Yoshida, K., Sugiyama, Y., Satake, K., Fukuwa, N., Suzuki H., Matsuyama, H., Liu Y., Takizawa, F.: A three-dimensional subsurface structure model of the Chukyo area, central Japan, *Annual report on active fault and paleoearthquake researches*, No.8, pp.203-254, 2008 (in Japanese)
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, No.8, pp.203-254, 2008
- 15) Akita, S., En, K., Kudo, W., Morobishi, R. and Miyamoto, Y.: Study on modeling reduction in high-frequency component of input motion at heterogeneous hard-rock sites, *Journal of Structural and Construction Engineering (Transactions of AIJ)*, No.694, pp.2113-2121, 2013.12 (in Japanese)
秋田昇道, 園幸史朗, 工藤渉, 諸菱亮太, 宮本裕司: 硬質不均質地盤における高周波入力動低減効果のモデル化に関する研究, 日本建築学会構造系論文集, 第694号, pp.2113-2121, 2013.12
- 16) Frankel, A. and Clayton, R.W.: Finite difference simulations of seismic scattering: Implications for the propagation of short - period seismic waves in the crust and models of crustal heterogeneity, *J. Geophys. Res.*, 91, pp.6455-6489, 1986
- 17) Roth, M. and Korn, M.: Single scattering theory versus numerical modelling in 2-D random media, *Geophys. J. Int.*, Vol.112, pp.124-140, 1993
- 18) Katayama, T., Yamazaki, F., Nagata, S. and Sato, N.: Earthquake observation by a three-dimensional seismometer array and its strong motion database, *Journal of JSCE*, Vol.422, I-14, pp.361-369, 1990 (in Japanese)
片山恒雄, 山崎文雄, 永田茂, 佐藤暢彦: 高密度3次元アレイによる地震動観測と記録のデータベース化, 土木学会論文集, 第422号, I-14, pp.361-369, 1990
- 19) National Research Institute for Earth Science and Disaster Resilience: Japan Seismic Information Hazard Station J-SHIS, <http://www.j-shis.bosai.go.jp/> (accessed 2021. 4.8)
防災科学技術研究所: 地震ハザードステーション J-SHIS, <http://www.j-shis.bosai.go.jp/> (参照 2021.4.8)

EVALUATION OF CHARACTERISTICS OF SPATIAL VARIATION OF GROUND MOTION AT ADJACENT POINTS BASED ON SCATTERING THEORY

Ryoichi TOKUMITSU^{*1}, *Yu YAMAMOTO*^{*2}, *Yasuo UCHIYAMA*^{*2}
and Susumu OHNO^{*3}

^{*1} Taisei Advanced Center of Technology, Taisei Corporation, M.Eng.

^{*2} Taisei Advanced Center of Technology, Taisei Corporation, Dr.Eng.

^{*3} Assoc. Prof., International Research Institute of Disaster Science, Tohoku Univ., Dr.Eng.

It has been pointed out that the spatial variation of ground motion between adjacent points has the effect of reducing the input ground motion to the building. In order to incorporate the effects of spatial variation of ground motion in the seismic design of buildings, it is necessary to consider the inhomogeneity of the subsurface soil in modeling the subsurface soil, as well as clarifying the depth of subsurface soil to be modeled. In this paper, the relational equation between the inhomogeneity of the subsurface soil and the spatial variation of the ground motion between adjacent points is constructed, and applies the equation to the response data extracted from the ground motion simulation using the three-dimensional heterogeneous soil model and the observation records between the adjacent points on the Chiba array observation system, to estimate parameters in heterogeneous subsurface soil and the depth of soil L_c that governs the spatial variation of ground motion between adjacent points.

The relational equation between the inhomogeneity of the subsurface soil and the spatial variation of the ground motion between adjacent points ε is based on the scattering theory and consists of the correlation distance of the S wave velocity a and the fluctuation coefficient μ , scattering angle ψ , as an index of the inhomogeneity of the subsurface soil, the propagation distance of the seismic motion, that is, L_c . With these parameters, the spatial variation of the observation records between adjacent points is expressed by an integral equation in frequency region.

In the seismic ground motion simulation using the three-dimensional heterogeneous soil model, multiple heterogeneous soil models with different correlation distances a are constructed, the spatial variation of the seismic response between adjacent points ε on the ground surface is calculated, and estimated the soil depth which affects the spatial variation of ground motion L_c by applying the relational equation of a , μ , ψ and ε . As a result, it was estimated that the value of L_c increases as the separation distance between adjacent points increases.

In the analysis of seismic observation records on the Chiba array, the spatial variation ε of the S wave initial ground motion between adjacent points was calculated, and the relational equation with a , μ , ψ and ε is applied to estimate L_c for each separation distance, as well as the inhomogeneous parameters (a , μ) of the subsurface soil. As a result, L_c increases as the separation distance between the observation points increases, which is the same trend as the seismic motion simulation using the three-dimensional heterogeneous soil model. Also, it is confirmed that the correlation distance a of the surface ground S wave velocity tends to be larger in the horizontal direction than in the vertical direction.

(2021 年 4 月 8 日原稿受理, 2021 年 9 月 7 日採用決定)