

地盤の相対変位・ひずみの推定結果に及ぼす 波動の分散性の影響*

EFFECT OF DISPERSION OF SEISMIC WAVES ON ESTIMATED VALUES OF GROUND RELATIVE DISPLACEMENT AND STRAIN

川上英二**・佐藤靖彦***・辻 勝****

By Hideji KAWAKAMI, Yasuhiko SATO and Masaru TSUJI

The effects produced in the relative displacement and average strain, whose exact estimation is indispensable for earthquake-resistant design of pipeline structures, are investigated, when the distortion of seismic waves is also taken into consideration as well as their propagation. As one reason for wave distortion a dispersive wave such as Love wave is considered. This wave is assumed as a stationary wave with respect to both time and place having the same power spectral density function at every location. The spectra of the relative displacement and average strain are formulated, and their characteristics (predominant frequency and r. m. s. value) are examined. Then, by means of simulation technique of propagating dispersive waves, the analytical results are proved.

1. 序 論

トンネル・パイプラインなどの地中埋設ライフライン構造物または橋梁・タンク等の長大構造物の耐震性はその延長に沿う2地点間の地盤の相対変位あるいは特に地中構造物では地盤ひずみに大きく影響されるため、これらの正しい評価が必要である。

従来、地盤ひずみは地表面に沿う応力波の伝播の結果によって生ずると考えられ、位置 x 、時刻 t における変位を

$$u(x, t) = f(x - ct) \quad (c: \text{位相速度}) \dots\dots\dots (1)$$

と表わし、これより地震時の地盤の直ひずみ振幅 ϵ は、地盤の粒子速度振幅 V と位相速度 c より理論的に

$$\epsilon = V/c \dots\dots\dots (2)$$

と求められており、この関係式は一般的に用いられている。しかし、この関係式は理論的には波の形が不変であり、同一波形を保ったまま伝播するという仮定のもとで

成り立つものである。地表面に沿った多地点での地震波を考える場合、波形は変形し(ゆがみ)ながら伝播していると解釈した方がより現実的である。

実際、参考文献1)ですでに論じたように、地震波の同時 Array 観測が各地で行われており²⁾⁻⁹⁾、その結果、隣接する数地点での記録の波形の特徴は非常によく似ているが、位相のずれが認められること、また、波形は全くの同一波形ではなく幾分ゆがみ、変形しながら伝播していることが指摘されている。これらの実測された記録間の相互相関関数より算定された地震波の地表面に沿った位相速度は²⁾⁻¹²⁾、式(2)により地盤のひずみを算定するに際し有用な値であると思われる。

一方、桜井¹³⁾、中村・片山・久保¹⁴⁾などは、地中構造物に生ずる実測ひずみ振幅と速度振幅とから式(2)に基づき位相速度 c を算定している。しかし、以上の2種類の方法で求められた位相速度は波形の変形がないと仮定される場合に限り等しいものであり、上述のように波形が変形しながら伝播する場合にはこの2つの位相速度のもつ意味は異なっている。第2の方法で求められる位相速度には波動の伝播によるひずみへの寄与と、波形が変形することに伴い発生するひずみの大きさへの影響とが合わせて考えられている。

波形が変形する場合に関しては、特定の地盤条件の不

* 土木学会年次学術講演会I部, 1983年で一部発表

** 正会員 工博 埼玉大学助手 工学部建設工学科
(〒338 浦和市下大久保 255)

*** 正会員 工修 西松建設(元・埼玉大学大学院)
(〒105 港区虎ノ門 1-20-10)

**** 学生会員 埼玉大学大学院修士課程在学中
(〒338 浦和市下大久保 255)

連続性が波形の変形に与える影響を扱ったいくつかの研究^{たとえは15)~18)}のほかには地震動を相関をもつ複数の確率過程と考えた研究がいくつか行われており^{19)~22)}, また, 特に表面波のように位相速度が周期の関数である場合については高田・Wright^{23), 24)}, 後藤・亀田・高田・杉戸²⁵⁾, 小川²⁶⁾, 山田・野田²⁷⁾などにより解析が行われ, 表面波に対し相対変位・平均ひずみ²³⁾が2地点間の相対距離の関数として求められている。

高田・Wright²³⁾は地震波の波速 c および地盤の粒子速度振幅 V を地震波の周期と結びつけて考え, 地震波の卓越周期 T を用いて式 (2) を

$$\varepsilon(T) = V(T)/c(T) \dots \dots \dots (3)$$

と書き改め, ストレインスペクトラムの概念を提案している。さらに, 相対距離の影響に対しても考察を加え, 相対距離 D の間の平均ひずみ $\bar{\varepsilon}$ の推定式

$$\bar{\varepsilon} = V/\bar{c} \dots \dots \dots (4)$$

(V : 地盤の速度振幅, \bar{c} : 等価位相速度)

に用いるべき \bar{c} の値は $D/2$ (または $D/3$, $2D/3$) 程度の深さでのせん断波速度を用いるのが妥当であるとの結論を得ている。しかし, せん断波速度が深さ方向に一定で式 (4) によれば相対距離 D によらず $\bar{\varepsilon}$ が一定値と求まる場合でも2地点間の距離の増大に伴い平均ひずみは減少するものである¹⁾ため, 平均的な地盤構造では式 (4) は妥当な結論であっても, さまざまな地盤構造に対して適用可能であるとは断言できず, ひずみのさらに合理的な推定方法を確立する必要がある。また, 平均ひずみの値は振動数によって異なるものと考えられ, 平均ひずみまたは相対変位はその大きさばかりでなくそのスペクトルとしての性質も明らかにしておく必要があると考える。

一方, 山田・野田²⁷⁾は表面波による地盤の相対変位・ひずみを実地震波形を用いず, 断層モデルを用いた純理論的立場から推定する方法を提案している。しかし, 各地点での地震動が断層モデルを用いて十分に推定可能となった時点ではこの方法は非常に有効ではあるが, パラメーターの推定など問題点も多く, 実地震波形から地盤ひずみ・相対変位を推定する従来からの方法も重要であるものとする。

著者らは, 地震波が伝播する場合に波形の変形が生ずるという実測結果に基づいて, この波形変形を考慮した場合, 2地点間の相対変位・平均ひずみにはこの影響を考慮しない場合と比較してどのような違いが生ずるのかについて解析的に検討を加えている。ここで波形が変形しながら伝播する現象には大別して,

(1) 地盤構造の不均一性等の理由により各観測点でのパワースペクトルが変化する場合²⁸⁾

(2) 各観測点でのパワースペクトルは一定であるが

波形の独立性が増加し相関が減少する場合¹⁾

(3) 各観測点でのパワースペクトルは一定であるが表面波のように位相速度が周期によって異なるという分散現象の場合

とが考えられる。波形変形の (1) の要因は地盤ひずみを推定するに際して非常に重要な要因であるが, (2), (3) の要因もその観測地点でのパワースペクトルから地盤ひずみを推定するに際して十分に検討しておく必要があると考える。著者らは, これまでの研究により参考文献28)では(1)の影響を, 参考文献1)では(2)の影響を検討してきた。

本論文は波形の変形の (3) の現象を検討したものであり, 位相速度が周期の関数であるような表面波について, 2地点間の相対変位・地盤ひずみに及ぼす分散性の影響を解析したものである。ただし, 変形しながら伝播する波動を, パワースペクトルは場所によらず一定であるが位相速度を周期の関数とする, 時間と場所との両方に関して定常な波動と仮定した。そして, 波形が変形する場合の2地点間の相対変位・平均ひずみのスペクトルの定式化を行い, その特性を検討した。さらに, 変形しながら伝播する波動をシミュレートすることにより, 上記で求められた解析結果を確認した。

2. 分散性を示す波動のクロススペクトル, 相互相関関数

(1) 表面波の分散性

表面波の場合には, 分散とよばれる各周期成分波の位相速度が異なっている現象のために波形の変形が生ずる。一般に分散曲線は各次のモードに対してそれぞれ与えられる。しかし, 高次モードは高振動数域のみに影響があるので, 低振動数域でスペクトル振幅が卓越するような変位, ひずみについての議論をする場合には基本モードのみを考慮しても第1近似としては妥当であるといわれている^{25), 29)}。また, この基本モードに対して, 長周期成分の位相速度は基盤内の波速に近く, 短周期成分の位相速度は地表面付近の波速に近いという性質をもっている²⁹⁾。ここでは, Fig. 1のような厚さ $H=0, 100, 200, \infty$ mの表面層をもつ地盤を考えた。ただし, $H=0, \infty$ mは実際にはそれぞれ均質な半無限地盤を表わすものとした。また, β, ρ はそれぞれ基盤におけるせん断波 (S波) 速度, 密度を表わし, 表面層におけるこれらの量には添字1をつけてそれぞれ β_1, ρ_1 と表わした。そして, これらの地盤にLove波 ($H=0, \infty$ mではSH波) が水平方向より伝播する場合を考えた。Love波の位相速度は次式によって与えられる³⁰⁾。

$$\sqrt{\left(\frac{c}{\beta_1}\right)^2 - 1} \tan \left\{ \frac{\omega H}{c} \sqrt{\left(\frac{c}{\beta_1}\right)^2 - 1} \right\}$$

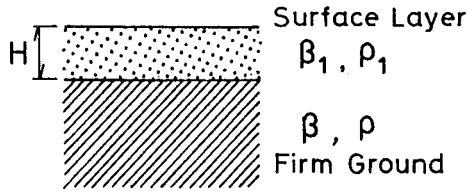


Fig. 1 Ground Model.

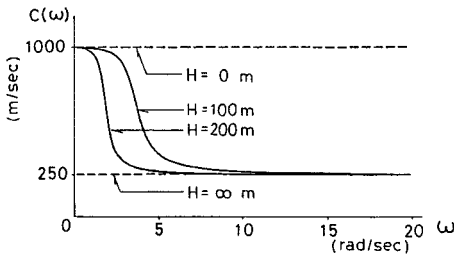


Fig. 2 Dispersion Curve for Fundamental Mode of Love Wave ($\beta=1000$ m/s, $\beta_1=250$ m/s, $\rho=\rho_1$).

$$-\frac{G}{G_1} \sqrt{1 - \left(\frac{c}{\beta}\right)^2} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 c : Love 波の位相速度
 ω : 角振動数

$G (= \rho\beta^2)$, $G_1 (= \rho_1\beta_1^2)$: 基盤, 表面層のせん断弾性係数

Fig. 2 には簡単な一例として基盤の S 波速度 $\beta=1000$ m/s, 表面層の S 波速度 $\beta_1=250$ m/s, 基盤と表面層の密度が等しい ($\rho=\rho_1$) とし, 表面層厚 $H=0, 100, 200, \infty$ m それぞれの場合の基本モードの分散曲線を示している。Love 波の基本モードの位相速度は, 明らかに低振動数においては基盤の S 波速度に近づき, 高振動数においては表面層の S 波速度に近づくため, 一般に低振動数域で位相速度が大きい。一方, Rayleigh 波についても表面層が存在する場合には同様な傾向を示すことが知られており^{30), 29)}, 地盤の相対変位・ひずみに関して同様な特性が得られるものと考えられる。

(2) 分散性がクロススペクトル, 相互相関数に及ぼす影響

次に分散性を示す波動のクロススペクトルおよび相互相関数を定式化する。ただし, 本論文中での波形の変形は各周期成分の波の位相速度が異なるために起こるものと考え, 各周期成分の波形は変形をせず, それぞれの成分波がそれぞれ各周期に固有な位相速度で伝播しているものと考えている。表面波のような分散性をもつ波動の各地点での波動のパワースペクトルをすでに求められた一定の関数 $S_T(\omega)$ であると仮定すると, 分散性をもつ波動の 2 地点間のクロススペクトル $S_{XT}(x_0, \omega)$ は次式のように表わせる³¹⁾。

$$S_{XT}(x_0, \omega) = S_T(\omega) \exp(-i\omega x_0/c(\omega)) \dots\dots\dots (6)$$

ただし, $S_T(\omega)$ は通常用いられている地震動の振動数両側パワースペクトルであり, x_0 は 2 地点間距離である。また, 位相速度 $c(\omega)$ は角振動数の関数であり, Love 波の場合には式 (5) から求められる分散曲線によって得られるものである。

表面波の伝播に伴い生ずる波形の変形は振動数による位相速度の違いだけでなく他の要因によっても生ずるものである。しかし, ここでは分散現象の相対変位・平均ひずみへの影響を明らかにするために, 各波長成分の減衰, 増幅または地盤構造の不均一性などの要因による波形の変形は考えないものとしている。

さて, 相互相関数は式 (6) を逆フーリエ変換して

$$R_{XT}(x_0, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_T(\omega) \exp\left\{i\omega\left(\tau - \frac{x_0}{c(\omega)}\right)\right\} d\omega \dots\dots\dots (7)$$

で求められる。したがって, 時間・場所に関する自己相関関数 $R_T(\tau)$, $R_X(x_0)$ は式 (7) の変数 x_0, τ にそれぞれ零を代入することにより得られる。その結果, 時間に関する自己相関関数 $R_T(\tau)$ は分散現象の影響を受けず, したがって振動数パワースペクトルは波形変形の有無によらないが, 場所に関する自己相関関数 $R_X(x_0)$ には分散現象の有無の影響が認められることは参考文献 1) の式 (12), (13) の場合と同様である。

3. 分散性を示す波動による 2 地点間の相対変位・平均ひずみの特性

(1) 相対変位と平均ひずみの相関関数ならびにスペクトル

距離 x_0 離れた時刻 t での変位が $u(x, t)$, $u(x+x_0, t)$ である場合, 2 地点間の相対変位 $u_R(x, x_0, t)$ は

$$u_R(x, x_0, t) = u(x+x_0, t) - u(x, t) \dots\dots\dots (8)$$

で, 平均ひずみは相対変位を 2 地点間の距離 x_0 で割って

$$s(x, x_0, t) = \{u(x+x_0, t) - u(x, t)\} / x_0 \dots\dots\dots (9)$$

で定義をする。

これより, 相対変位の自己相関関数 $R_{RXT}(x_0, \tau)$ ・振動数スペクトル $R_{RXT}(x_0, \omega)$ および平均ひずみの自己相関関数 $R_{XT}(x_0, \tau)$ ・振動数スペクトル $S_{XT}(x_0, \omega)$ が求められる [参考文献 1) の式 (16), (17), (19), (20) 参照]。さらに, 相対変位または平均ひずみの root mean square ($r.m.s.$) 値, $[E\{u_R^2(x, x_0, t)\}]^{1/2}$ または $[E\{s^2(x, x_0, t)\}]^{1/2}$, $[E\{\cdot\}]$ は x および t に関する平均値を示す, が算定できる [参考文献 1) の式 (21), (22) 参照]。

(2) パワースペクトルの仮定

前述の式を実際に計算して波形変形の影響を具体的に

明らかにするため地震波のパワースペクトル密度関数を仮定した。従来、この密度関数として数多くの式が提案されているが、本論文では加速度(変位)パワー両側スペクトル ${}_A S_T(\omega)$ ($S_T(\omega)$)として、参考文献1)で波形の独立性を扱った場合と同様に、Goto, Kameda³²⁾により提案された次式を用いることにする。

$${}_A S_T(\omega) = \omega^4 S_T(\omega) = \frac{64}{3 \omega_g} (\omega/\omega_g)^4 \exp(-4|\omega|/\omega_g) \dots \dots \dots (10)$$

ただし、式(10)内のパラメーターである $\omega_g = 2\pi$ (卓越周期1秒の地盤に相当³²⁾)と仮定し、加速度の *r.m.s.* 値を 1 m/s^2 (約0.1g)と仮定した[参考文献1)のFig.1(a), (b)はそれぞれ変位と速度との振動数スペクトル $S_T(\omega)$, ${}_V S_T(\omega)$ であり、Fig.2(a), (b)はそれぞれ変位と速度との自己相関関数 $R_T(\tau)$, ${}_V R_T(\tau)$ である]。

このスペクトルは当然観測点直下の地盤構造に大きく影響を受けるものである。しかし、ここではそのスペクトルが測定地点での地盤構造ばかりでなく表面波においては震源から測定地点までの経路における、いわば平均的な地盤構造により定まるものであると考え、ここではスペクトルが測定地点での局地的な地盤構造には直接影響を受けないものと仮定し場所に関して一定の関数であると仮定した。また、前述のようにパワースペクトルの変化による相対変位・平均ひずみへの影響は考慮せず、分散性のみの影響を検討するものとしている。

(3) 数値計算結果

以上定式化された各関数とLove波の分散曲線を用いて数値計算を行い、異なる表面層厚の数例について比較を行った。ただし、各地点における振動数スペクトルとしては式(10)に示したものを、位相速度としてはFig.2に示されたLove波の分散曲線を用いた。Fig.3(a), (b), (c), (d)には式(7)により算定される $R_{XT}(x_0, \tau)$ を示す。実線は自己相関関数 ($x_0=0 \text{ m}$)、一点鎖線・破線はそれぞれ2地点間距離 x_0 が2000 m, 4000 m の場合の相互相関関数を示している。(a), (b), (c), (d)はそれぞれ表面層厚 $H=0 \text{ m}$, 100 m, 200 m, $\infty \text{ m}$ の場合であり、 $H=0 \text{ m}$, $\infty \text{ m}$ の場合はそれぞれ基盤または表面層のS波速度をもつ半無限体であると考えている。したがって、(a), (d)は位相速度が振動数によらず一定の場合である。そして、(a)では位相速度が $c(\omega) = \beta = 1000 \text{ m/s}$ であるため、2地点間距離 $x_0 = 2000 \text{ m}$, 4000 m ではそれぞれずれ時間 $\tau = 2, 4 \text{ s}$ で、また(d)では $c(\omega) = \beta_1 = 250 \text{ m/s}$ であるため $x_0 = 2000 \text{ m}$, 4000 m ではそれぞれ $\tau = 8, 16 \text{ s}$ で相互相関関数が最大値を示しており、その最大値は自己相関関数の最大値に等しい。一方、(b), (c)は位相速度が振動

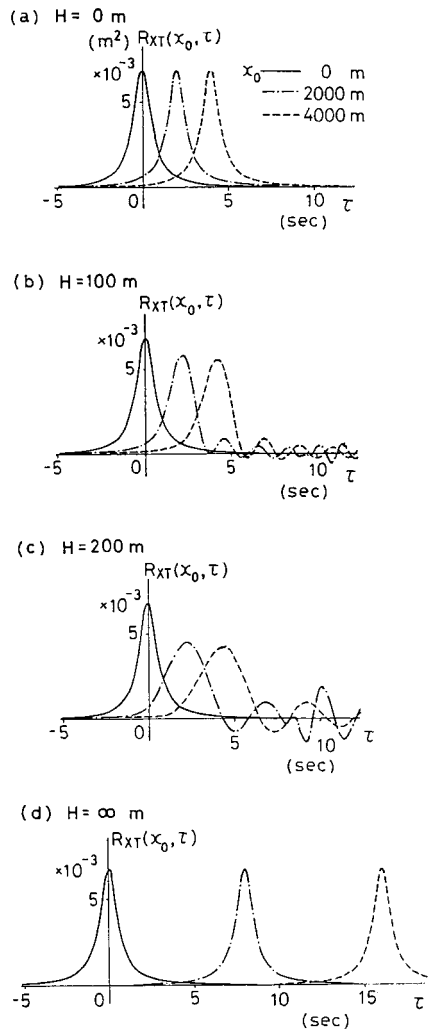


Fig.3 Cross-correlation Functions of Displacement.

数によって変化する場合であり、(b)では $x_0 = 2000 \text{ m}$, 4000 m に対してそれぞれずれ時間 $\tau = 2.1, 4.1 \text{ s}$ で(c)では $\tau = 2.2, 4.2 \text{ s}$ で最大値を示している。そして、その最大値が自己相関関数の最大値より小さくなっていることが注目される。この結果は、波形の変形がその独立性が増す(相関が減少する)ことに原因している場合¹⁾と共通している。

次に、相対変位および平均ひずみの特性について検討を加えた。Fig.4は2地点間の距離 x_0 が25, 50, 100, 200, 400, 1000 mの6通りについて求められた相対変位のスペクトル密度関数をそれぞれ表面層厚 $H = 0, 100, 200, \infty \text{ m}$ の場合について示してある。この図より注目されることは、距離が大きいかほど相対変位が大きくなり特に低振動数において卓越するようになる。これは3.(4)でも考察を加えるが、波形変形の有無によらな

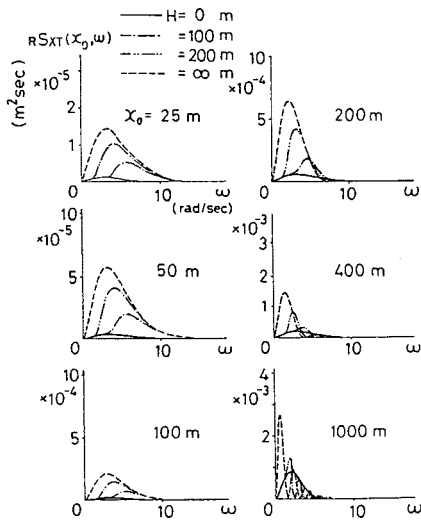


Fig. 4 Spectral Density Functions of Relative Displacement.

い相対変位の一般的な性質である¹⁾。

また、表面層厚 H の異なる相対変位のスペクトルを比較した。はじめに $H=0$ m と $H=\infty$ m の場合とを比較すると特に 2 地点間距離が短い場合には $H=\infty$ m の場合の方が相対変位が振動数全体にわたって大きいことがわかる。これは、位相速度が遅いほど 2 地点における変位のずれが大きくなるのが原因であると考えられる。そして、 $H=100, 200$ m の場合の相対変位は $H=0$ m, ∞ m の場合のほぼ中間の大きさを示している。さらに詳細に調べると、 $H=100, 200$ m の場合のスペクトルは低振動数において $H=0$ m のスペクトルに近づき、高振動数において $H=\infty$ m のスペクトルに近づくという特徴がある。このため相対変位のスペクトルの形は 2 地点間距離が短い場合でも速度スペクトルと形が異なることになる。たとえば $x_0=25$ m の場合の相対変位スペクトルの卓越振動数は $H=0, \infty$ m の場合にはともに約 3.1 rad/s であり速度の卓越振動数 [参考文献 1] の Fig. 1(b) 参照] とほぼ一致しているのに対し、 $H=100, 200$ m では 5.5, 4.1 rad/s となり卓越振動数が速度の卓越振動数より大きくなっていることが注目される。相対変位の大きさは位相速度に影響されるが、表面波の場合、低振動数の位相速度は基盤の S 波速度に近く、高振動数の位相速度は表面付近の S 波速度に近いため、このような結果から得られたものと思われる。

Fig. 4 の相対変位のスペクトルのそれぞれの図面に対応して、Fig. 5 には平均ひずみスペクトルを 2 地点間の距離を変えて示してある。表面層厚がいずれの場合でも 2 地点間距離の減少に伴いスペクトルは増加の傾向を示す。そして、相対変位スペクトルの場合と同様に、 $H=$

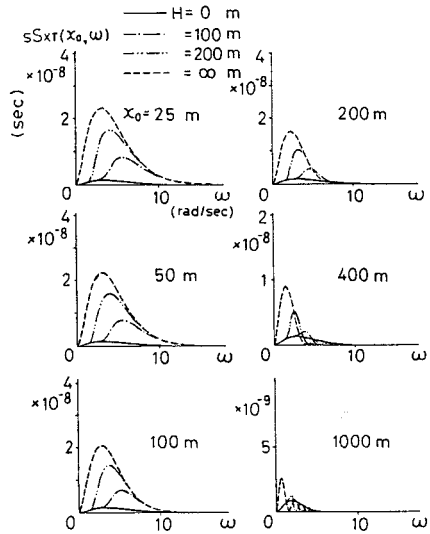


Fig. 5 Spectral Density Functions of Average Strain.

100 m, 200 m に対するスペクトルは低振動数において $H=0$ m のスペクトルに近づき、高振動数においては $H=\infty$ m のスペクトルに近づく。そのため表面層が存在すると卓越振動数は半無限弾性地盤の場合よりも大きい。

Fig. 6(a), (b) はそれぞれ相対変位・平均ひずみの *r.m.s.* 値と 2 地点間距離 x_0 との関係を示している。これらはそれぞれ Fig. 4, Fig. 5 のスペクトルの面積の 2 倍の平方根に等しい。相対変位の *r.m.s.* 値は表面層厚にかかわらず 2 地点間の距離の増加に伴い漸増し、一

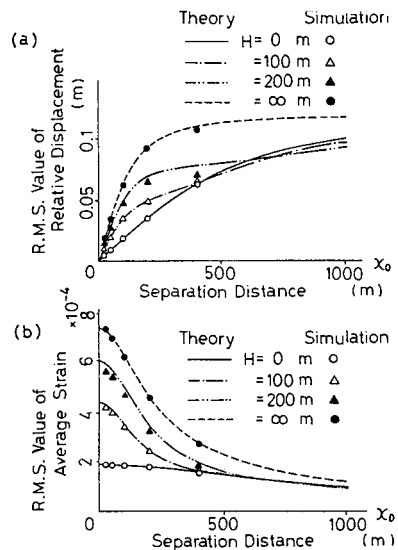


Fig. 6 Effects of Dispersion on R.M.S. Values of (a) Relative Displacement and (b) Average Strain.

定値約 0.12 m に漸近する。このことは距離が大きくなると位相速度にかかわらず波が全くずれてしまうため、2 地点での波形は 1 対の独立な波とみなせるからである¹⁾。一方、2 地点間の距離が 500 m 程度までは位相速度の違いが相対変位の *r.m.s.* 値の大きさに著しく影響する。図より実際に表面層が存在する場合である $H = 100$ m, 200 m の場合の *r.m.s.* 値は 2 地点間距離 x_0 が短い場合 (本例では約 100 m 以内) ではむしろ $H = \infty$ m の場合の結果に似ており、2 地点間距離 x_0 が約 400 m 以上では $H = 0$ m の場合の結果に近づいているが、大体これら両者の間の大きさを示していることがわかる。

一方、平均ひずみは表面層厚にかかわらず 2 地点間距離が増大すると減少する。そして、表面層が実際にある場合には $H = 0$ m, $H = \infty$ m の場合のほぼ間の大きさの平均ひずみを示しており、その 2 地点間距離による変化は相対変位の場合と同様である。さらに、2 地点間距離が 0 m の場合、 $H = 0, 100, 200, \infty$ m に対しそれぞれ 1.9, 4.4, 6.1, 7.3 ($\times 10^{-4}$) に収束しており、局部ひずみ²³⁾に収束しているものと考えられる。

なお、Fig. 6 中の $\circ \triangle \blacktriangle \bullet$ の記号はシミュレーションによる結果を示すものである。分散性を有する波動のサンプルを式 (11), (12) を用いて実際にシミュレートする^{33), 34)} ことにより、このサンプルの 2 地点間の相対変位波形の *r.m.s.* 値を Fig. 6(a) に、また、平均ひずみ波形の *r.m.s.* 値を Fig. 6(b) にプロットしてある。サンプル値は理論値とよく一致している。

以上の結果より表面層が存在する地盤における表面波のように分散性を示す波動による相対変位・平均ひずみは、基盤の位相速度をもつ半無限体と表面層の位相速度をもつ半無限体とに対する値のほぼ間の大きさを示すこと、また相対変位および平均ひずみのスペクトルの卓越振動数は波動の分散により増大することが示された。この卓越振動数は 2 地点間の距離の増加に伴い減少するが、2 地点間距離が零に近い付近では速度の卓越振動数よりも大きくなる。以上の解析は、相対変位、平均ひずみが速度のスペクトルに必ずしも一致することはなく、変位のスペクトルに近づく場合、または加速度のスペクトルに近づく場合がある理由の一つを示しているものと考えられる。

(4) 考 察

以上得られた位相速度が振動数によって異なる場合に対しての結果に次のような考察を加えた。

まず、ある地点 x における変位波形 $u(x, t)$ が次式で表わせるものとする^{33), 34)}。

$$u(x, t) = \sum_k 2\sqrt{S_T(\omega_k)\Delta\omega} \cos(\omega_k t + \phi_k) \dots\dots\dots(11)$$

ただし、 $S_T(\omega_k)$: 変位の振動数両側スペクトル

ϕ_k : 角振動数成分 ω_k に対する位相で、震源での初期位相および位相速度によって決まる値

この地点より波動の伝播方向に x_0 離れた地点での変位波形が、全く従属な波形であるものとし、さらに位相速度を振動数の関数 $c(\omega)$ とすると、

$$u(x+x_0, t) = \sum_k 2\sqrt{S_T(\omega_k)\Delta\omega} \cdot \cos\left\{\omega_k\left(t - \frac{x_0}{c(\omega_k)}\right) + \phi_k\right\} \dots\dots\dots(12)$$

で表わされる。

2 地点間の相対変位は、

$$u_R(x, x_0, t) = u(x+x_0, t) - u(x, t) = \sum_k 2\sqrt{S_T(\omega_k)\Delta\omega} \cdot 2 \sin\left\{\frac{\omega_k x_0}{2c(\omega_k)}\right\} \cdot \sin\left\{\omega_k t - \frac{\omega_k x_0}{2c(\omega_k)} + \phi_k\right\} \dots\dots\dots(13)$$

と求められる。したがって、相対変位および平均ひずみの振動数スペクトルはそれぞれ、

$${}_R S_{XR}(x_0, \omega) = 4 S_T(\omega) \sin^2\left\{\frac{\omega x_0}{2c(\omega)}\right\} \dots\dots\dots(14)$$

$${}_S S_{XR}(x_0, \omega) = 4 S_T(\omega) \sin^2\left\{\frac{\omega x_0}{2c(\omega)}\right\} / x_0^2 \dots\dots\dots(15)$$

で与えられる。これより $x_0 \rightarrow 0$ の場合、相対変位および平均ひずみの振動数スペクトルは (速度スペクトル)/(位相速度)² に比例することがわかる。この結果は波形変形の生じない波動の場合 [参考文献 1) の式 (38), (39) 参照] とは位相速度 c が振動数の関数 $c(\omega)$ である点で少し異なっている。また、 $\frac{\omega x_0}{2c(\omega)} \rightarrow \frac{\pi}{2}$ つまり $x_0 \rightarrow \frac{L(\omega)}{2}$ すなわち、2 地点間の距離が卓越波長 $L(\omega)$ の半分である値まで増加するのに伴い卓越角振動数の近傍の角振動数領域では相対変位および平均ひずみのスペクトルは変位スペクトルに比例する [参考文献 1) の式 (40), (41) 参照]。また、 $\left|\sin \frac{\omega x_0}{2c(\omega)}\right| \leq 1$ より

$${}_R S_{XR}(x_0, \omega) \leq 4 S_T(\omega) \dots\dots\dots(16)$$

$${}_S S_{XR}(x_0, \omega) \leq 4 S_T(\omega) / x_0^2 \dots\dots\dots(17)$$

となり、相対変位および平均ひずみのスペクトルはその包絡線を変位スペクトルの形とするものになる。

以上の結果より次のことがわかる。

① 相対変位・平均ひずみのスペクトルは 2 地点間の距離 $x_0 \approx 0$ で (速度スペクトル)/(位相速度)² に比例する。したがって、速度スペクトルが場所によらず一定であっても位相速度の振動数による変化が相対変位・平均ひずみスペクトルの形状に影響を与える。低振動数の位相速度が基盤の S 波速度に近く、高振動数の位相速度が表面付近の S 波速度に近いような表面波の場合には、ひずみスペクトルは速度スペクトルより高振動数で卓越することになる。

② $x_0 \rightarrow L(\omega)/2$ では相対変位・平均ひずみのスペクトルは変位スペクトルの形状に似てくる。さらに相対距離が増大するとスペクトルの包絡線は変位スペクトルに比例する。したがって、2地点間距離 x_0 が増加するにつれて卓越振動数が減少する。この傾向は波形変形の有無によらない相対距離の増大に伴うスペクトルの共通した変化である¹⁾。

また、上記①、②の結果は Fig. 4, 5, 6 の結果と一致している。

以上、各地点でのパワースペクトルは一定であるが波形変形が生じる場合として本論文は分散性による影響を考えた。得られた結果を波形の変形がその独立性が増すことにより生ずる場合の結果¹⁾と比較すると、相互相関関数においてはピークが自己相関関数より低くなるといった共通した性質を示すにもかかわらず、2地点間の距離が比較的短い範囲では、波形が独立になる場合には速度波形よりも長周期成分が卓越し、分散性が生じる場合には逆に短周期成分が卓越したものとなることは興味深い。従来、ひずみのスペクトルが速度のスペクトルと相関が高いといわれているが、これらの実測結果を解釈するうえで、本研究結果は1つの資料となるものと考えられる。また、表面波の基本モード以外のモードの影響、波動が極度に非正常な場合の影響等さらに検討すべき点が多いが、以上の結果は各地点で測定されたパワースペクトルから相対変位・平均ひずみのスペクトルを推定する際に有用な知見を与えているものと考えられる。

4. 結 論

長大地中埋設構造物の耐震性は2地点間の地盤の相対変位・平均ひずみに大きく影響されるため、ひずみの正しい評価が必要である。従来、地盤のひずみは地震波を変形せずに伝わるものと仮定して推定されている。本論文では、地震波が伝播する際に波形の変形が生ずるという実測結果に基づいて、パワースペクトルは場所によらず一定であるが位相速度が振動数によって異なるような分散性による波形変形を考慮した。そして、2地点間の相対変位・平均ひずみに及ぼす、分散性による波形変形の影響を解析的に検討し考察を加えた。主な結論を以下に列挙する。

(1) 相対変位・平均ひずみのスペクトルは2地点間距離が短い場合には(速度スペクトル)/(各振動数での位相速度)²に比例し、2地点間距離が卓越波長の半分程度ではむしろ変位スペクトルに比例するようになる。また2地点間距離がさらに大きい範囲ではその包絡線が変位スペクトルに比例するようになる。したがって、2地点間距離の増大に伴い、相対変位・平均ひずみの卓越周期は増大することになる。

(2) 分散性を示す波動による相互相関関数のピークは自己相関関数のピークの値より小さくなる。この性質は波形の独立性が増す波動の場合と共通している。

(3) 分散性を示す波動に伴う相対変位・平均ひずみの大きさは、基盤の位相速度をもつ半無限体と表面層の位相速度をもつ半無限体とに対する値のほぼ間の大きさであると考えてよい。

(4) 表面層が存在する地盤の場合の相対変位・平均ひずみのスペクトルは低振動数においては基盤の位相速度を示す半無限体に対するスペクトルに近づき、高振動数においては表面層の位相速度を示す半無限体のスペクトルに近づく。

(5) 相対変位・平均ひずみスペクトルの卓越振動数は波動の分散により大きくなる。この結果は波形の独立性が増す影響と反対の傾向を示す。また、この値は、2地点間距離が零に近い付近では速度の卓越振動数よりも大きくなる。

(6) 本論文で扱った分散性の要因は、参考文献1)、28)で検討した波形変形の要因とともに、直ひずみスペクトルが速度スペクトルと必ずしも常により対応を示さない一因であると考えられる。

謝 辞：本論文をまとめるにあたり埼玉大学工学部久保慶三郎先生、渡辺啓行先生に貴重なご助言を頂きました。記して深謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 川上英二・佐藤靖彦：地盤の相対変位・ひずみの推定結果に及ぼす地震波形の変形の影響，土木学会論文報告集，No. 337, 1983.
- 2) Tsuchida, H. and Kurata, E. : Observation of earthquake response of ground with horizontal and vertical seismometer arrays, 第4回日本地震工学シンポジウム, pp. 137~144, Nov., 1975.
- 3) 田村重四郎・加藤勝行・前田 弘：軟弱地盤表面の線上における地震動の特性について，土木学会第29回年次学術講演概要集，第1部，pp. 538~539, 1974年10月.
- 4) 野田節男・倉田栄一・土田 肇：港湾における高密度強震観測，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp. 37~40, 1981年7月.
- 5) 川島一彦・相沢 興：地震動の同時多点観測記録の解析，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp. 33~36, 1981年7月.
- 6) 中村 豊・斉藤明夫：軟弱地盤における地震動の高密度観測，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp. 41~44, 1981年7月.
- 7) 浅田秋江：地震動の3点同時観測，地盤の動特性および地下構造物の動的挙動に関する研究，文部省科学研究費自然災害特別研究研究成果（代表者：久保慶三郎），No. A-55-2, pp. 39~51, 1980年6月.
- 8) 北条貞宗・岩本利行・若井伸彦：地震波の伝播と地盤歪

- 及びダクティル管路の挙動に関する実測的考察，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp.85～88，1981年7月。
- 9) 表俊一郎ほか：アレー観測による岩盤の強震地動に関する研究，その1～その7，日本建築学会大会，1980，1981年。
 - 10) 赤尾嘉彦・横田治彦：アレー観測記録を用いた入射波分離の方法，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp.25～28，1981年7月。
 - 11) 土岐憲三：強震加速度記録による位相速度の検出，第4回日本地震工学シンポジウム講演集，pp.265～272，1975。
 - 12) Toki, K. : Strain amplitude by body and surface waves in a near surface ground, Proc. of U.S.-Japan Seminar on Earthquake Engineering Research with Emphasis on Lifeline Systems, pp.15～28, 1976.
 - 13) 桜井彰雄：パイプラインの免震設計，地下構造物の設計と施工，pp.175～197，1976年。
 - 14) 中村正博・片山恒雄・久保慶三郎：地中構造物の実測地震時ひずみに関する定量的研究，土木学会論文報告集，No.320，pp.35～45，1982年4月。
 - 15) 土岐憲三・新田篤志：表面波に対する表層地盤の不規則応答，土木学会第13回地震工学研究発表会，pp.21～24，1974。
 - 16) 土岐憲三・高田至郎：地盤特性の不連続部における管状構造物の地震応答，土木学会第13回地震工学研究発表会，pp.133～136，1974。
 - 17) Kamiyama, M. : Stress and strain in ground during strong earthquake, 第4回日本地震工学シンポジウム講演集，pp.273～280，1975。
 - 18) 神山 眞：強震地震動の非定常スペクトル特性とその波動論的考察，土木学会論文報告集，第284号，pp.35～48，1979年4月。
 - 19) 原田隆典・M. Shinozuka：地震動の工学的平面分布モデルにおける確率過程理論の応用，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp.129～132，1981年7月。
 - 20) 石井 清：確率手法による地震波の入力損失の検討，清水建設研究所報34号，pp.43～53，1981。
 - 21) 石井 清：確率論手法による地震波の入力損失の効果の検討，第16回地震工学研究発表会講演概要，pp.317～320，1981。
 - 22) Matsushima, Y. : Spectra of spatially variant ground motions and associated transfer functions of soil foundation system, 第4回地震工学シンポジウム講演集，pp.351～358，1975。
 - 23) 高田至郎・J.P. Wright：ライフライン系解析のための相対地盤震動，土木学会論文報告集，第299号，pp.13～21，1980。
 - 24) J.P. Wright・高田至郎：Earthquake relative motions for lifelines, 第5回地震工学シンポジウム，pp.441～448，1978。
 - 25) 後藤尚男・亀田弘行・高田至郎・杉戸真太：埋設管の震害予測のための地震動の統計解析，地盤の動特性および地下構造物の動的挙動に関する研究，文部省科学研究費自然災害特別研究研究成果（代表者：久保慶三郎），No. A-55-2，pp.61～68，1980年6月。
 - 26) 小川 好：長大構造物を対象とした地盤の動ひずみの推定法，土木学会第16回地震工学研究発表会講演概要，pp.29～36，1981年7月。
 - 27) 山田善一・野田 茂：表面波による相対地盤震動を推定するための理論的な試み，土木学会論文報告集，No.335，pp.41～50，1983年7月。
 - 28) Shinozuka, M. and Kawakami, H. : Underground pipe damages and ground characteristics, The Current State of Knowledge of Lifeline Earthquake Engineering, ASCE, pp.293～307，1977。
 - 29) 高田至郎・安福亮博：ひずみスペクトル推定に用いる表面波の伝播速度，第6回日本地震工学シンポジウム，pp.401～408，1982。
 - 30) 佐藤泰夫：弾性波動論，岩波書店，p.68，p.100，1978。
 - 31) 日野幹雄：スペクトル解析，朝倉書店，1977。
 - 32) Goto, H. and Kameda, H. : Statistical influence of the future earthquake ground motion, Proc., 4 WCEE, Chile, Vol.1, A-1, pp.39～54，1969。
 - 33) 星谷 勝：確率手法による振動解析，鹿島出版会，1974。
 - 34) Shinozuka, M. and Jan, C.M. : Simulation of multivariate and multidimensional processes II., Tech. Report, No.12, Columbia Univ., April, 1971。

(1984.6.14・受付)