北海道大学地球物理学研究報告
Geophysical Bulletin of Hokkaido University, Sapporo, Japan
Vol. 42. October, 1983, p. 119−143.

やや長周期微動による地下構造の推定

岡　田　　広
北海道大学理学部地球物理学教室

坂　尻　直　巳
八戸工業大学

（昭和58年3月11日受理）

Estimates of an S Wave Velocity Distribution Using Long-Period Microtremors

By Hiroshi OKADA
Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University
Naomi SAKAJIRI
Hachinohe Institute of Technology

(Received March 11, 1983)

For estimates of an S wave velocity distribution to a depth of about 600m using long-period microtremors, an experiment was carried out at a site near seacoast of Hachinohe, Aomori Prefecture. The estimate was based on Rayleigh waves with periods of 0.6 sec to 2.0 sec contained in long-period microtremors.

The phase velocities of Rayleigh waves to be required for the estimate were determined from observations of long-period microtremors to which the space autocorrelation method developed by AKI in 1957 could successfully be applied.

The long-period microtremors sampled for about 10 minutes at times during the night could be identified with such stochastic waves as having stable power spectra with a predominant period of about 1.3 sec and also being stationary both in time and in space. In addition, the propagation direction of the long-period microtremors could be regarded as being isotropic. In fact, for the observed long-period microtremors a change of space autocorrelation coefficients with frequencies between two observation points which were placed with distances of 100m to 424m showed a type of Bessel function of the first kind of the order zero as AKI theoretically derived for stochastic waves.

Making use of these characteristics of the long-period microtremors, the phase velocities in a period range of 0.6 sec to 2.0 sec were determined with a sufficient accuracy from frequencies at which the space autocorrelation coefficients are equal to zero or become minimum or maximum. Extensive use of the space autocorrelation coefficients at other frequencies also provided adequate phase velocities.

For the phase velocities with periods shorter than 1.3 sec thus obtained, a good agreement was obtained with those of Rayleigh waves generated by explosions.

I. はじめに

強震観測の際，周期数秒程度の波が卓越して観測されることがある．たとえば，1968年十勝沖地震のとき八戸港湾で得られたSMAC記録では，波の卓越周期が1 secおよび2.5 secであった（土田他，1969）．このような長い周期の波が卓越するのは，もちろん震源のスペクトル特性にもよるが，一方深さ数100 mまでの地下構造にも原因がある．特にそのS波の速度分布が大きな原因と思われる．したがって，このような長周期の波の卓越性を理解するためには，少なくとも深さ数100 mまでのS波の速度分布を知る必要がある．ところが，S波の速度分布をこのような深さまで推定しようとしても，測定技術や経費の点でいろいろな困難を伴う．広く普及している「板たたき法」や「速度検層」といった方法が，この場合適当でないことはいうまでもない．

かつて，火薬爆発によって発生した表面波（レイリー波）を観測し，これから深さ約200 mまでの速度分布を推定したことがある（岡田，1972；岡田・森谷，1972）．このように，火薬爆発を利用すれば，確かに精度のいいS波の速度分布を推定できるが，しかしこれにもまたいろいろな困難が伴う．先の実験では，良好な記録を得るために，数10 kgの薬量を使用しているが，もしノイズの大きいところであればこれ以上の薬量を必要としたであろう．このように多量の火薬を使用する実験では，そのための爆破孔を掘る経費は高くなるし，その上保安上の制約も受け，爆破点を自由に選べないことが起ったりする．

ところで，最近，工学的見地から数秒周期のいわゆる「やや長周期微動」と地盤との関係がしばしば考察されるようになった（坂尻他，1974；成瀬他，1976；鏡味他，1976；工藤他，1976；坂尻他，1978；塩野他，1979）．そして，この微動について次のような性質が明らかにされてきた．すなわち，(i)スペクトル特性は時間変化が少なく，かつ安定しており，その上場所に固有の強い定常性がある（成瀬他，1976；坂尻他，1978），(ii)微動の振動様式は表面波の振動様式によく似ている（工藤他，1976），(iii)分散性表面波のアンサンブルである（工藤他，1976），などである．

やや長周期微動がこのような性質をもつているならば，この微動を利用して地下構造を推定することは原理的に可能である．しかも，この微動の卓越周期が数秒程度になるということは，これにより推定できる深さはおそらく数100 mに達するはずである．

工藤他（1976）は，やや長周期微動のこのような性質に着目し，多点のアレイ観測から深さ数100 mまでの地下構造を推定した．その推定は相互相関法に基づいているが，この方法は，堀家（1980）も指摘しているように，微動の到来方向が時々刻々変わったり，微動の中に種類の異なる波や，次数の異なる波が混在している場合には適当でない．事実，工藤他（1976）が求めた位相速度にはかなり大きなバラつきがある．

ところで，やや長周期微動が安定したスペクトルを持ち，かつ場所に固有の強い定常性をもつとすれば，これを時間・空間に関する確率過程と考え，Aki（1957）の方法で位相速度を求めることができるはずである．測定も垂直成分に限れば，観測が簡便になり，波を分離する手間も省ける．

1976年夏，われわれは八戸市において，1つのアレイでやや長周期微動の観測を行った．ここ

では，そのデータにAKIの方法を適用し，深さ数100 mまでのS波の速度分布を推定した結果を報告する．

この実験では，観測方法の簡便化もねらいとしている．そこで，観測は垂直成分のみとし，それによって得られるレイリー波からS波の速度分布を推定することにした．なお，アレイ観測を行うとすれば，(i)観測点の間隔，(ii)観測時間帯の選定，(iii)観測時間の長さなどを如何にするかも問題である．これらの点についても考察した．

II．観測地と観測方法

実験を行った場所は，八戸市の北部郊外の工業地域内の一角である．この地域は，すでに地震探査によるP波の地下構造(岡田，1971)ならびに爆発震源による表面波からS波の速度分布(岡田，1972)が推定されているところである．なおこの地域では，やや長周期微動の共同観測も広範囲に行われた(たとえば，坂尻他，1974)．その一環として，工藤他(1976)によって微動のアレイ観測が行われ，その結果，深さ数100 mまでのS波の速度分布が推定されている．塩野他(1979)は工藤らと同じ場所で1976年にも同様のアレイ観測を実施したが，われわれはその時彼らの好意により，そのアレイ観測装置の大部分を借用して微動観測を行った．

アレイの展開場所は，Fig. 1に示すように，地震探査を行った測線(岡田，1971)のSHOT Vのところである．これから北へ約500 m離れた点の北側約1 kmでは，爆発震源による表面波の観測結果もある(岡田，1972)．P波の地下構造は，速度約5 km/secの基盤が北に向うほど深くなっており，SHOT V付近では，表面波観測を行ったところより100～150 m浅くなっている．

地震計の配置はFig. 1に示すとおりである．数字を○で囲んだところは地震計の位置を示す．なお地震計の間隔は100 mである．それぞれの点には上下動1成分，水平動2成分を配置したが，この実験では上下動のみを使用した．したがって以後の解析ではレイリー波が対象となる．

地震計の固有周期は1 secである．これに積分回路を結合し，いわゆる周期のばし

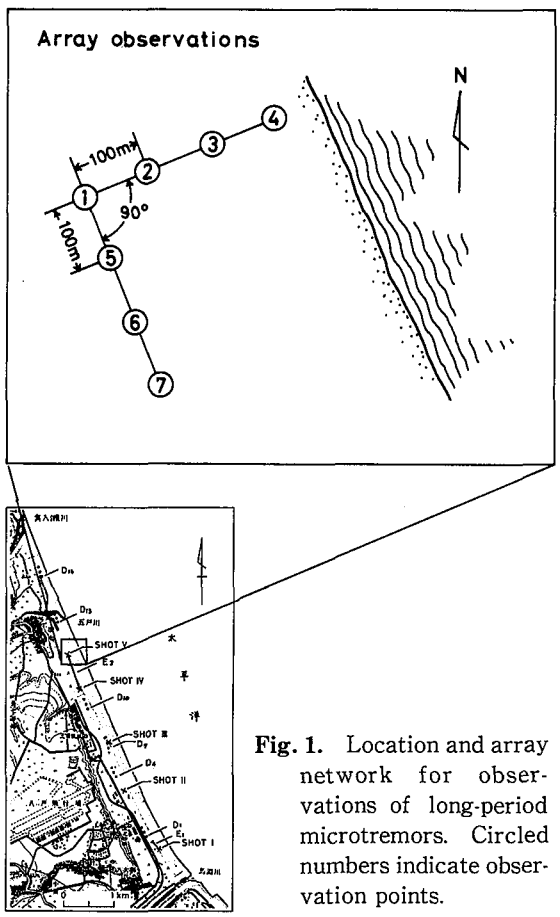

Fig. 1. Location and array network for observations of long-period microtremors. Circled numbers indicate observation points.

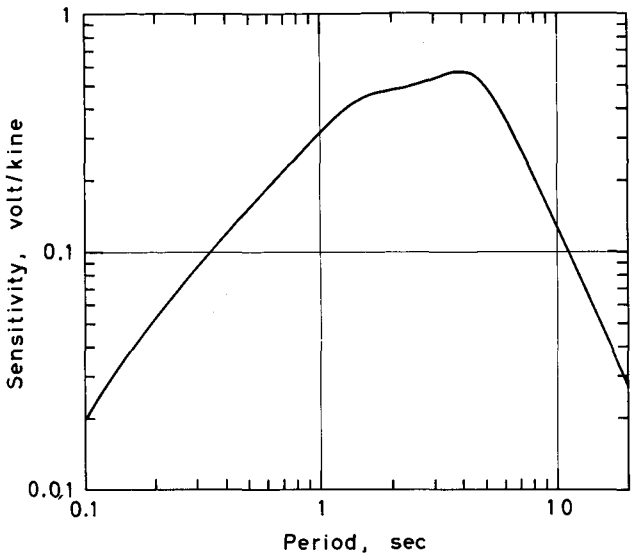

Fig. 2. Frequency characteristics of the seismometer with an integral circuit.

Table 1. Symbols of data sets used in the analysis

combination of observation points			00^h00^m	01^h00^m	05^h00^m	05^h30^m	08^h00^m	09^h00^m
①	②	⑤	B		F		J	
①	③	⑥		C		G		K
①	④	⑦		D		H		L

を行った. Fig. 2 は積分回路を結合した地震計の周波数特性である. 観測の際は, これに直流増幅器を接続し, それからの出力をデータレコーダー (SONY DFR-3715, 7 チャンネル) に記録した.

観測は 1976 年 8 月 7 日の夜半から 8 日の朝方にかけて行った. その間の観測時間帯は Table 1 に示す 6 回である. 各時間帯ではそれぞれ 20 分ずつ観測時間をもうけた. なお各観測時には, ①から⑦までの 7 点の微動を同時に記録した.

解析したデータの観測点組合せおよび時間帯は Table 1 にアルファベット文字で示した.

III. 解　　析

AKI (1957) は, 微動のような複雑な波動現象を確率過程とみなし, r だけ離れた 2 点で観測される微動が含む角周波数 ω_0 ($=2\pi f_0$) の成分の波の空間自己相関係数 $\rho(r, \omega_0)$ (以後の説明では, この係数を ρ と略して使う) と, その波の位相速度 $c(\omega_0)$ について次のような関係式を導いた. すなわち,

$$\bar{\rho}(r, \omega_0) \equiv \frac{\bar{\phi}(r, \omega_0)}{\bar{\phi}(0, \omega_0)} = J_0\left(\frac{\omega_0}{c(\omega_0)} r\right) \tag{1}$$

ここで，J_0 は 0 次のベツセル関数，また ϕ は，r だけ離れた 2 点の微動から，角周波数 ω_0 成分の波だけを取り出したときの空間自己相関関数である．また $\bar{\phi}$ は微動の伝搬方向に関してとった ϕ の平均値である．なお以後の解析では，式(1)が導かれる過程に関係したところがいくつか出てくる．そのときの理解を容易にするために，式(1)が導かれた過程を AKI の論文 (1957) から要約し，付録に記しておく．

解析の当面の目標は，Table 1 に示すそれぞれのデータセットについて，式(1)の ρ を求めることである．すなわち，互いに r だけ離れた 2 つの観測点に関して，いろいろな ω_0 についての $\phi(0, \omega_0)$ と $\phi(r, \omega_0)$ を求めるわけである．この観測では，各データセットが 3 組の観測点から成っているので，それぞれのデータセットについて，互いに直交する方向で r が同一の値の $\rho(r, \omega_0)$ 2 組と，対角線方向の $\rho(\sqrt{2}r, \omega_0)$ 1 組が求められる．

AKI (1957) は，この方法を微動解析へ応用する際，微動から角周波数 ω_0 成分を抽出する Resonator と，ρ を計算する Correlation Computer とを製作し，これらを地震計に接続することにより，オンラインで ρ を求めている．

われわれはその種の装置を有しないので，解析にあたっては，得られたデータを全て A−D 変換し，ディジタル処理によって ρ を求めた．A−D 変換の要領は次のとおりである．

(i) サンプリングレート：　0.3 sec
(ii) データ数：　2048/ ch
(iii) データ長：　614.4 sec

1．やや長周期微動のパワースペクトル

観測されたやや長周期微動のパワースペクトル 3 例を Fig. 3 に示す．これらのパワースペクトルは，観測点①において，(i) 01 時 00 分，(ii) 05 時 30 分，(iii) 09 時 00 分頃の 3 つの時間帯で得られたものである．観測時間は 614.4 sec で，サンプリングレートは 0.3 sec である．これらのパワースペクトルから，次のような微動の性質が読み取れる．

(i) 周期 1.3 sec 付近に必らずピークがある，
(ii) 周期 0.6−3.0 sec の間で安定したスペクトルパターンを持つ，
(iii) 周期 3 sec 以上では時間帯によって変動がある．

すなわち，パワースペクトルは，周期 3 sec 以下では時間による変動が極めて少なく，やや長周期微動の特徴の一つである定常性が認められる．したがって，この微動は，AKI の方法を適用し得る一つの条件をそなえているわけである．

2．空間自己相関係数の性質

空間自己相関係数は，式(1)に示すように 2 点間の距離 r と角周波数 $\omega_0 (=2\pi f_0)$ の関数である．

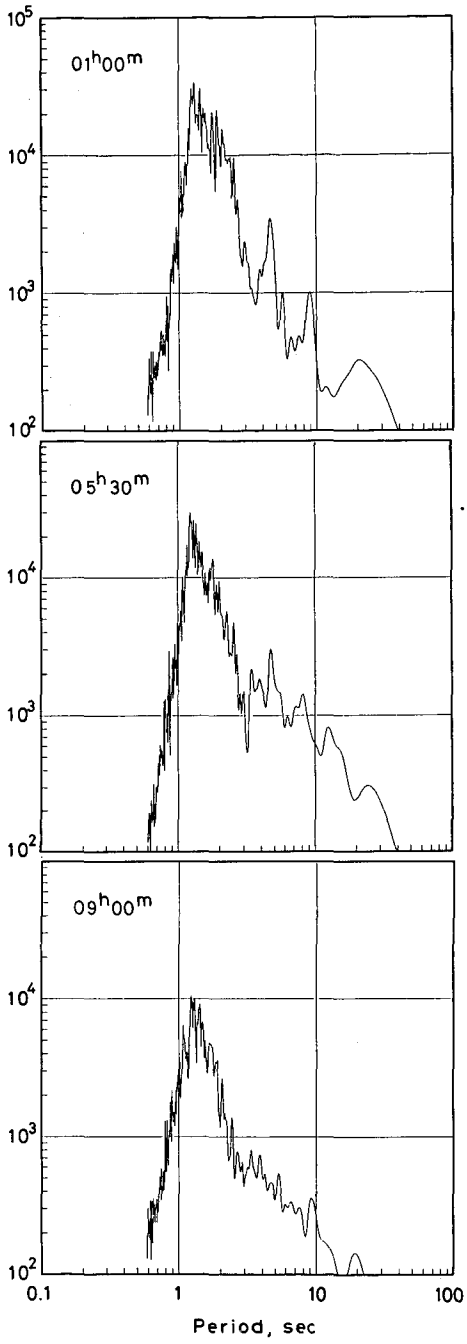

Fig. 3. Power spectra of long-period microtremors observed at observation point 1 at different times, 01h 00m, 05h 30m, and 09h 00m. Observation period is 614.4 sec.

したがって，ρ を求めるためには，まず微動から角周波数 ω_0 の成分の波を抽出しなければならない．そのような成分の波の抽出にはディジタル　バンド・パス　フィルターを使用した．このフィルターは時間領域で次式のような重み係数によって表わされるものである（BLOCH and HALES, 1968）．

$$C_n=\frac{\sin(2\pi hn\Delta t)}{\pi n\Delta t}\cos(2\pi f_c n\Delta t)\cos\left(\frac{\pi n}{N}\right) \tag{2}$$

ここで，

$2h$：バンド幅

f_c：中心周波数

n：整数（ただし $-N\leqq n\leqq N$ で filter の係数は全部で $2N+1$ ケになる）

解析では $f_c=f_0=\omega_0/2\pi$ とした．

空間自己相関係数は $32\Delta f$ の周波数間隔で求めた．ただし Δf はサンプリングデータの時間長の逆数で

$$\Delta f=1/614.4\ \text{sec}=0.00163\ \text{Hz}$$

である．N は，バンド・パス　フィルターの時間領域におけるキャリアが6回程度になるようにし，

$$N\Delta t=k/f_c \quad (k：キャリアの回数)$$

をほぼ満たす整数とした．ここでは $\Delta t=0.3$ sec である．また $h=0.02$ Hz とした．

以上の方法により求められた ρ の値を，距離に関して図示すると Fig. 4 のようになる．ただしここでは，周波数がそれぞれ 0.78，0.99，1.25，1.46 Hz の場合について示した．使用したデータは5時00分および5時30分のものである．いずれの場合も観測は二等辺三角形をなす3点で行つているので，図には3方向についての ρ の値を示した．観測点の距離間隔がやや荒いので，ρ の方向依存性を詳しく見ることはできないが，大局的には，ρ の距離による変化の仕方はよく似ており，方向による大きな違いは見られない．これは，観測したやや長周期微動には伝搬方向について等方的な性質があるためと考えられる．すなわち，微動は，式(1)が成り立つための伝搬方向の等方性という条件をほぼ満たしていることになる．

今回の観測法では，2つの観測点間の距離 r を固定した場合，ρ の値がそれぞれ2つの方向について求められる．すなわち Fig. 1 でわかるように，海岸線に直交する方向の ρ と，海岸線に平行な方向の ρ とである．たとえば，$r=300$ m で時間帯 05 時 30 分のとき，観測点①と④および観測点①と⑦の2方向について得られた ρ の周波数による変化は，Fig. 5 のようになる．ρ の変化のパターンは両方向で大きな違いはなく，式(1)で示されるようなベッセル関数型をしている．しかし個々の ρ の値を見ると，両者の間に差が認められる．これは，微動伝搬の方向に，ある程度統計的バラつきがあること，また3つの観測点における地震計の出力ならびに増幅器のゲインが完

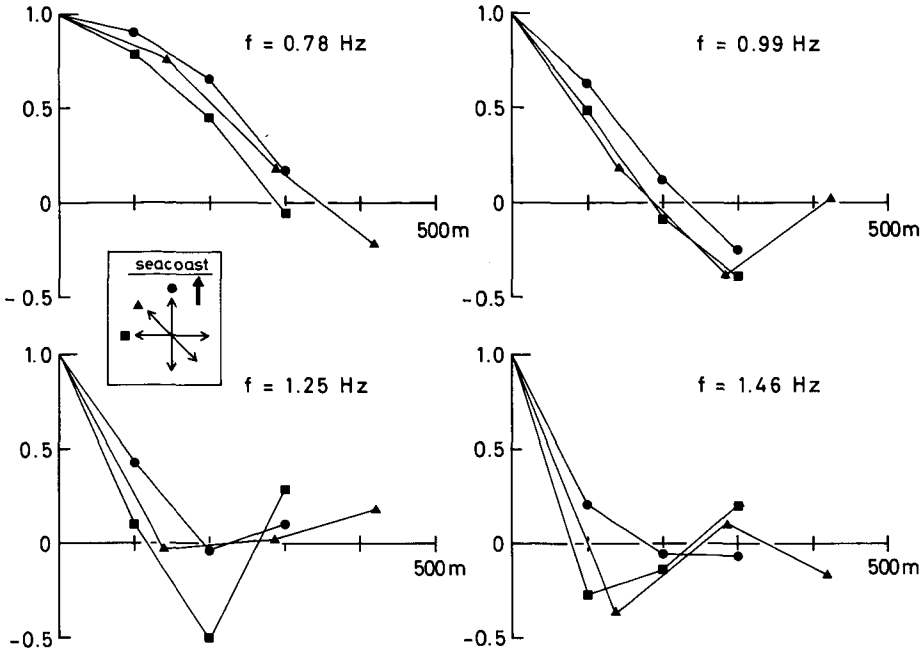

Fig. 4. Distance dependence of autocorrelation coefficients at various frequencies for three different directions.

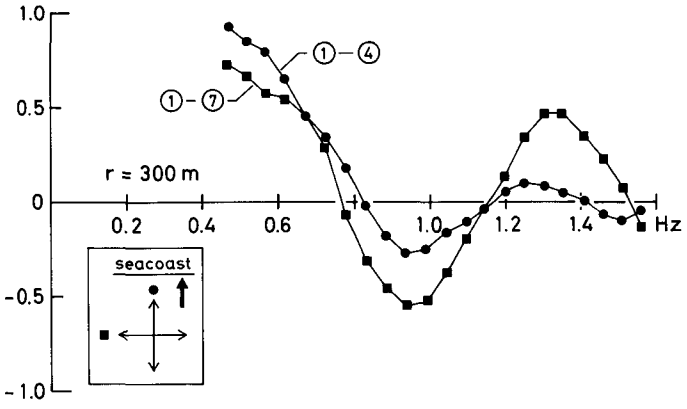

Fig. 5. Autocorrelation coefficients for two different directions which are perpendicular to each other. A pair of circled numbers is combination of observation points from which autocorrelation coefficients are calculated.

全に一致していないことなどによる差と考えられる．試みに，この2方向それぞれについて，ρ の曲線の0点および極大極小となる点を読みとり，式(1)から位相速度を求めてみると Fig. 6 のようになる．すなわち，両方向による差は高々5％程度で，Fig. 5 で見られる ρ の差を特に区別して扱う必要はない．そこで以後の議論では，ρ の値としては2つの方向それぞれについて求められた値を平均して用いることにする．

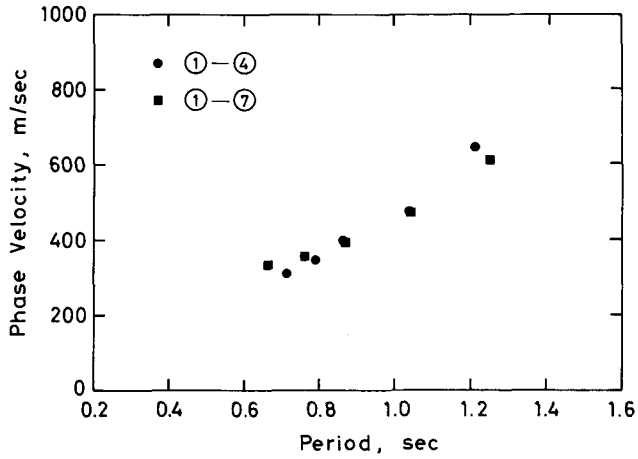

Fig. 6. Phase velocities obtained from the autocorrelation coefficients for two different directions shown in Fig. 5.

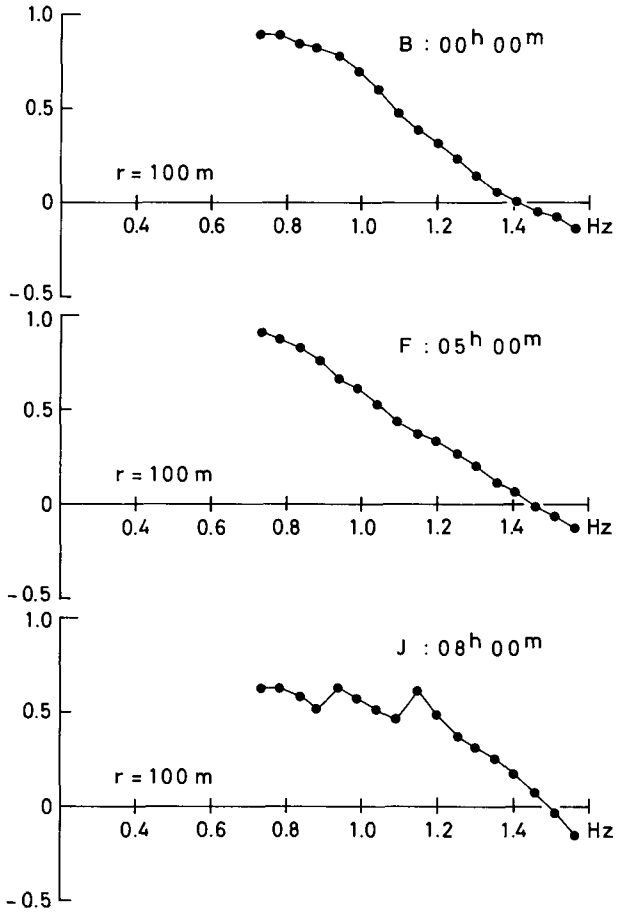

Fig. 7. Autocorrelation coefficients for r =100m at different observation times.

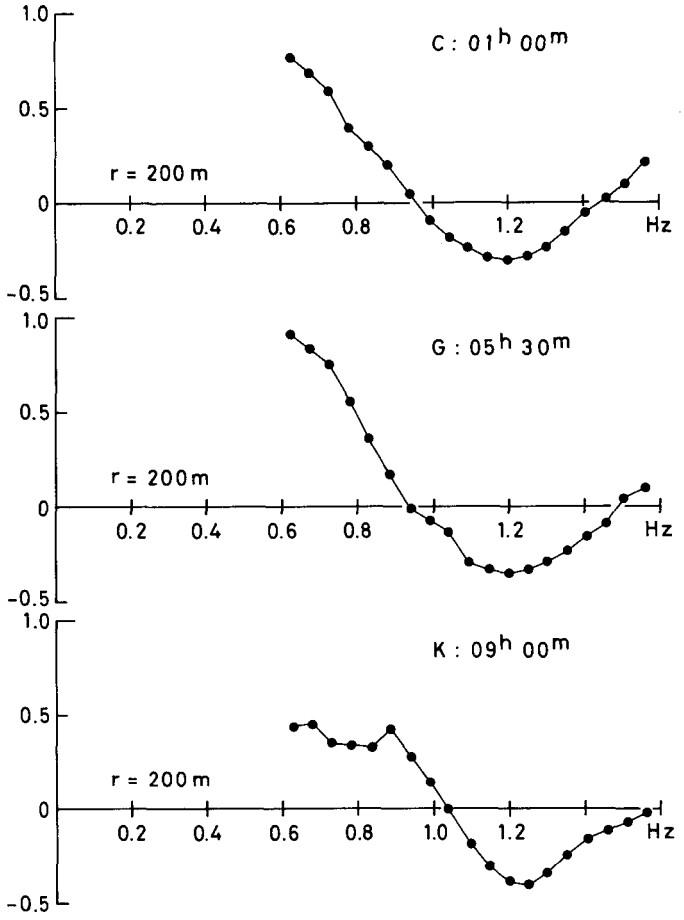

Fig. 8. Autocorrelation coefficients for $r=200$m at different observation times.

3．空間自己相関係数の観測時間帯による影響

やや長周期微動は，スペクトルが示すように，周期3 sec未満では定常的で，かつ安定している．したがって，これと同じようにこれらのデータをもとにして求めたρは，観測時間帯にはあまり関係しない安定した値になると考えられる．

Fig. 7, 8, 9は，$r=100$ m, 200 m, 300 mの場合について，それぞれ異なる時間帯で得られたρの周波数変化を示したものである．いずれのrでも，0時頃から5時過ぎまでのρの周波数変化は滑らかで，式(1)のベツセル関数型の変り方をしている．ただし8時を過ぎた朝方になると周波数の低いところでρの変化は乱れる．すなわち，$r=100$ mの場合1.2 Hz以下，$r=200$ mの場合0.9 Hz以下，そして$r=300$ mの場合0.7 Hz以下で，それぞれρの値が他の2つの時間帯のときより小さくなり，かつまた周波数による変化は滑らかさを失う．これは，おそらくこの時間帯になって比較的長周期の指向性の強い波が混入し始めたためと考えられる．その雑音源は市街地や工場での人工的騒音と思われる．したがって，この種の目的でやや長周期微動を観測する場合，

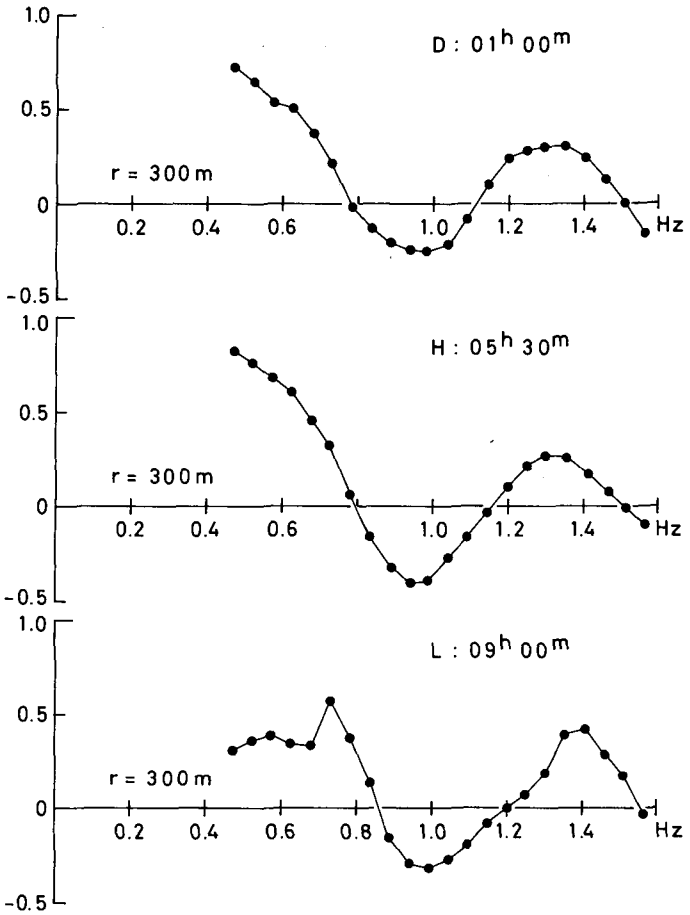

Fig. 9. Autocorrelation coefficients for r =300m at different observation times.

その時間帯はやはり夜半から暁方にかけてとることが望ましいようである.

位相速度の算出には，周波数に対する ρ の曲線が 0 軸を切る点，ならびに曲線が極大や極小になる点を利用することになる．今回の実験では，朝方の例を除けば，これらの点は時間帯が違ってもかなりよい対応が見られた.

4．空間自己相関係数の空間距離による影響

この実験では，観測の簡便化も検討課題である．観測点の展開数については，上の結果で明らかなように，3点あればほぼ満足できる．そこで次は観測点間の距離について検討してみる必要がある.

再び Fig. 7，8，9 を見ることにする．朝方の時間帯を除けば，ρ の変化は滑らかで，これらの個々の値をも位相速度推定に使えそうに見える．後で，このような ρ の値からも妥当な位相速度が得られた例を示す．しかし，常に ρ の値が Fig. 7 の B，F，Fig. 8 の C，G，Fig. 9 の D，H

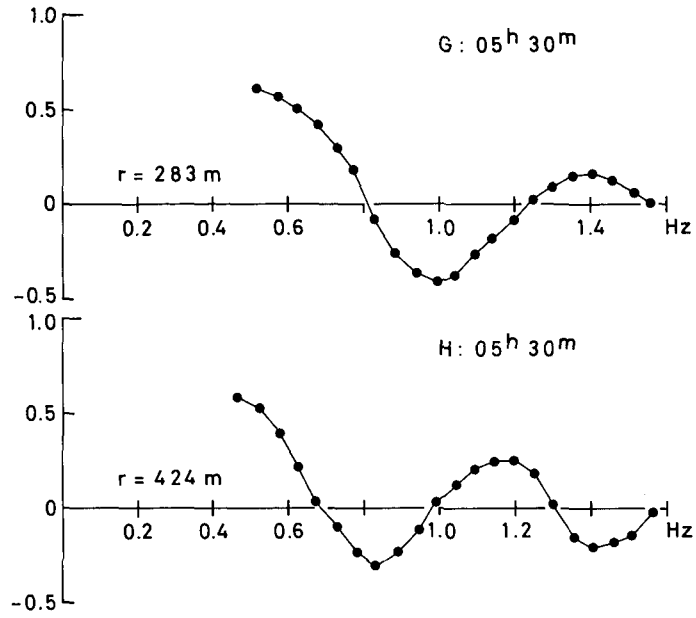

Fig. 10. Autocorrelation coefficients for $r=283$m and $r=424$m at 05h 30m.

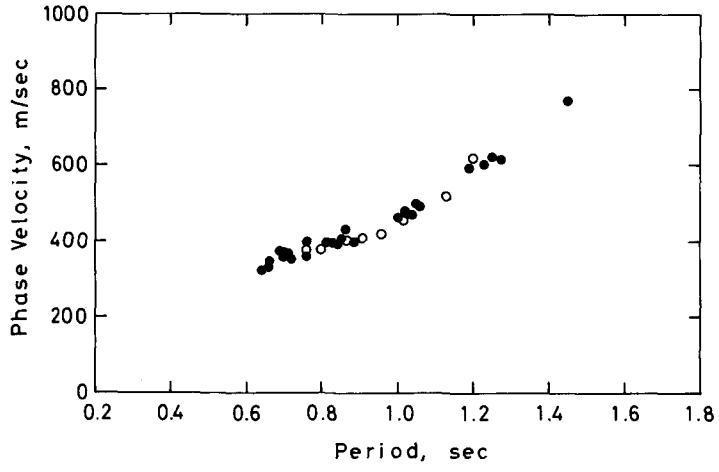

Fig. 11. Phase velocities obtained from the autocorrelation coefficients. Solid circles are the phase velocities determined from frequencies at which the autocorrelation coefficients in Fig. 7 to Fig. 10 are equal to zero or become minimum or maximum. Open circles are the phase velocities determined from the autocorrelation coefficients in a frequency range of 0.8Hz to 1.5Hz for data set H when $r=300$m.

Table 2. Phase velocities obtained from frequencies at which the autocorrelation coefficients equal to zero or become minimum or maximum for different data sets

$J_0(x)$	x	$r=424.3$m, H			$r=300$m, H			$r=300$m, D			$r=282.8$m, G		
		f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)	f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)	f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)	f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)
1st 0	2.40	0.69	1.45	766.5	0.80	1.25	624.3	0.78	1.28	612.6	0.81	1.23	599.7
1st min.	3.83	0.84	1.19	584.7	0.96	1.04	472.5	0.98	1.02	479.9	1.00	1.00	463.9
2nd 0	5.52	0.97	1.03	470.9	1.18	0.85	402.9	1.13	0.89	385.9	1.23	0.81	396.9
1st max.	7.01	1.17	0.86	445.0	1.32	0.76	353.6	1.32	0.76	354.9	1.39	0.72	352.3
3rd 0	8.65	1.31	0.76	402.2	1.51	0.66	328.6	1.51	0.66	329.1	1.56	0.64	321.5
2nd min.	10.18	1.43	0.70	374.5									

$J_0(x)$	x	$r=200$m, C			$r=200$m, G			$r=100$m, B			$r=100$m, F		
		f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)	f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)	f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)	f (Hz)	T (sec)	C (m/sec)
1st 0	2.40	0.95	1.05	497.4	0.94	1.06	492.2	1.41	0.71	369.1	1.45	0.69	379.6
1st min.	3.83	1.19	0.84	390.4	1.20	0.83	393.7						
2nd 0	5.52				1.52	0.66	346.0						

のように滑らかな曲線として求まったわけではない．その場合は，位相速度の推定には，ρ の曲線の 0 軸を切る点ならびに曲線の極大極小の点を利用した．このようにして位相速度を求めるためには，相関をとる観測点間の距離は，その場所の地下構造に依存することになるが，この実験場では少なくとも 300 m 位は必要であった．この間隔を広げれば，当然より長い周期の波の位相速度を精度よく求めることができる．しかし，観測をできるだけ簡便に行うには，この距離は短かい方がよい．この 300 m という長さは，野外での観測作業上一つの区切りのように思われる．一般的なことはいえないが，このような観測に基づいて地下構造を求めなければならない場所が仮りにあるとしたら，そこでとり得る観測点間隔はおおむねこの程度のものと思われる．

いままでは，二等辺三角形のアレイで直角をはさむ 2 辺での空間自己相関係数を求めてきたが，ここではさらに，アレイの長辺方向についてもそれを求めてみた．これを Fig. 10 に示す．なおこの結果も位相速度の算出に使用した．また朝方の 8 時過ぎのデータは，先に述べたように，雑音が混入しているので使用しなかった．

5．空間自己相関係数より得られる位相速度

Fig. 7～Fig. 10 に得られた空間自己相関係数の曲線が，0 軸を切る周波数，および曲線が極大極小になる周波数を使って位相速度を求めると，Fig. 11 の黒丸のようになる．なおこの結果は Table 2 にもあげておいた．得られた周期範囲は 0.66 sec から 1.45 sec で，位相速度の範囲は約 320 m/sec から 770 m/sec である．すなわち波長でいえば，約 200 m から 1,100 m の範囲になる．

得られた位相速度は，図で見るように非常にまとまりがよく，バラつきは 10%以下である．この結果を見る限り，やや長周期微動から位相速度を求める方法としては，相互相関法（工藤他，1976；塩野他，1979）より Aki (Aki, 1957) の方法の方がすぐれているといえる．加えて，Aki の方法には，観測点の展開が小規模でよいという利点もある．

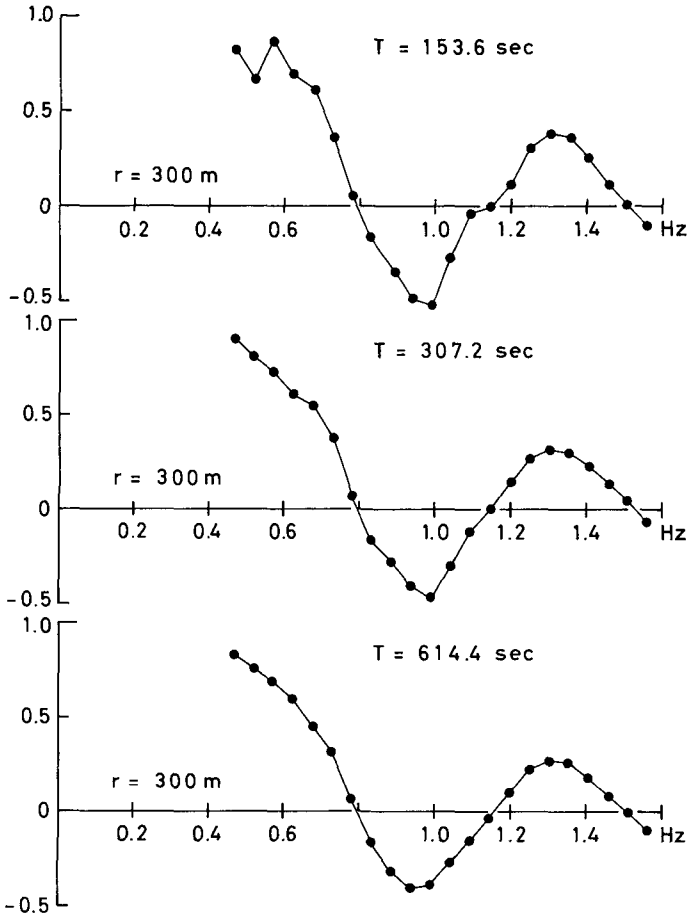

Fig. 12. Autocorrelation coefficients for three different observation period (T) of data set H when $r=300$m.

6．観測時間の長さ

観測が簡便であるためには観測時間は短かい方がよい．いままでに解析したデータは，すべて観測時間が 614.4 sec であった．仮りにこれより短い観測時間のデータで空間自己相関係数を求めるとどうなるかを次に調べてみる．

Table 1 のデータセット H について，その中から観測時間の長さがいままでの 1/4 (= 153.6 sec) の場合と，1/2 (= 307.2 sec) の場合に得られた ρ の値を Fig. 12 に示す．これには，観測時間 614.4 sec で得た結果も比較のためにあげてある．図で明らかなように，観測時間が長くなると ρ の周波数変化は次第に滑らかになる．すなわち観測時間は約10分あれば十分である．ただし，観測時間が短かい方の 2 例でも，ρ の曲線が 0 軸を切る点および曲線の極大極小の点は，観測時間 614.4 sec の場合に得られた点にほとんど一致している．これは他の時間帯の例でも同じである．したがって，位相速度を ρ の曲線の 0 軸を切る点や曲線の極大極小の点を使って求めるような場合には，観測時間は数分程度でもよいことになる．

観測時間が長くなると，ρ の曲線は確かに滑らかになる．その上，Fig. 12 の観測時間 614.4 sec の場合は，第一の極小値や第一の極大値は式(1)のベツセル関数のそれぞれ対応する極小値や極大値とほとんど同じである．そこで，得られた ρ の個々の値が式(1)の関係を完全に満たしているとして，これらの値からそれぞれ位相速度を求めてみた．

Fig. 12 の観測時間 614.4 sec の場合の周波数 0.8 Hz から 1.2 Hz までの 8 個の ρ について，式(1)から位相速度を求めると，Fig. 11 の白丸のようになる．これらは図に示すように，すでに得られた位相速度の間隙をスムーズに補間している．すなわち，観測時間を十分長くとれば，ρ の曲線が 0 軸を切る点や，曲線が極大極小になる点ばかりでなく，得られたρの個々の値も精度のよい位相速度を与えるわけである．そこでやや強引かもしれないが，この曲線を使い周波数の低い方 0.5 Hz まで拡張して位相速度を求めてみた．これらをすでに求めたものに加えて示したのが，Fig. 13 である．周期 1.5 sec 以上の位相速度は，他のものより精度は低いかもしれないが，それ程不自然でなく求められている．

なおこの図には，爆発震源の表面波から求められた位相速度(岡田, 1972)も加えてある．両者を比較すると，やや長周期微動から求めた位相速度は，これらの位相速度より大きい．その差は約 20%あり，これを周期でみると，やや長周期微動から求めた周期が約 20%短かい．しかしこの差は，やや長周期微動の観測を行ったところと爆破観測を行ったところの基盤の深さの違い，すな

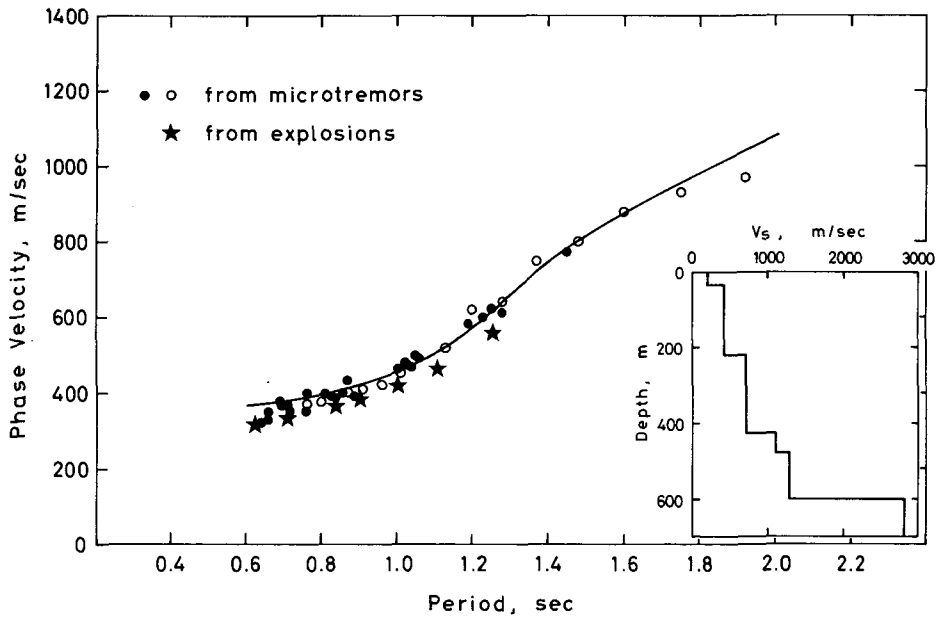

Fig. 13. Phase velocities in Fig. 11 to which those determined from the auto-correlation coefficients in a frequency range of 0.5Hz to 0.8Hz of data set H for $r=300$m are added. A curve is the fundamental mode of Rayleigh waves calculated for the final model. S wave velocity distribution of the final model is also presented.

わち，前者の方が100 m～150 m (17%～25%) 浅いことによるもので，この点を考慮すると，独立に異なる2つの方法で求めた位相速度対周期の関係は非常によく一致している．このように，構造を反映した位相速度は，やや長周期微動からでもうまく求められることがこの実験によって示された．また，やや長周期微動による場合，位相速度の推定範囲がより長い周期へ伸びることもわかった．

7．地下構造の推定

Fig. 13のようなレイリー波の位相速度が与えられている場合，これからP波やS波の速度分布を直接求める一般的な方法はない．構造に関連する情報が何もないときは，結局，これを試行錯誤で求めざるを得ない．一方，地殻構造や上部マントル構造のように，ある標準的な構造がある場合には，任意の場所の構造はその標準構造からの微小なずれがあるに過ぎないとして，比較的容易に求めることができる．いわゆるinversion method (BRUNE and DORMAN, 1963) によるわけである．

今回の実験場はP波の地下構造が既知である (岡田, 1971)．そこでこれに対応するS波速度を土木物探研究会 (1970) の資料や，表面波の爆破実験 (岡田, 1972) などを参照して与え，これを構造の初期モデル，すなわち標準モデルとした．したがって速度分布はinversion mothodによって解くことができた．

最終的に得た構造モデルをTable 3に，またこのモデルによる分散曲線(レイリー波の基本モード) をFig. 13に合わせて示す．この図にはTable 3のS波の速度分布も描き入れておいた．

Table 3. Final model obtained at the experimental site. The model is inverted from the phase velocities given by long-period microtremors

層	厚さ (m)	P波速度 (m/sec)	S波速度 (m/sec)	密度 (gr/cm³)
1	33	1500	200	1.60
2	187	1660	420	1.70
3	206	2060	720	2.00
4	50	2600	1100	2.10
5	124	2600	1280	2.20
6		4990	2800	2.50

モデルによる位相速度は，周期0.8 sec以下と周期1.8 sec以上で観測値よりやや大きいが，全体としては観測値と大変よく一致している．観測された波の波長を考えるならば，Table 3に得られたモデルは深さ約600 mまでの構造をかなり精度よく近似したものといえる．

次に，このモデルについて各種パラメーターのperturbationを計算した．S波速度に関するものはFig. 14a, P波速度に関するものはFig. 14b, 密度に関するものはFig. 14cに示してある．なお各曲線の数字は層の番号である．これらの結果で明らかなように，S波速度のperturbationが最も大きく，おおよそP波の10倍，そして密度の数倍である．したがって，この3種のパラメーターの中では，S波速度が分散曲線に最も大きく関与しており，それ故に構造においてS波速度の比重が最も大きいといえる．

ある周期 T における位相速度の観測値と計算値との差 ΔC_T は近似的に

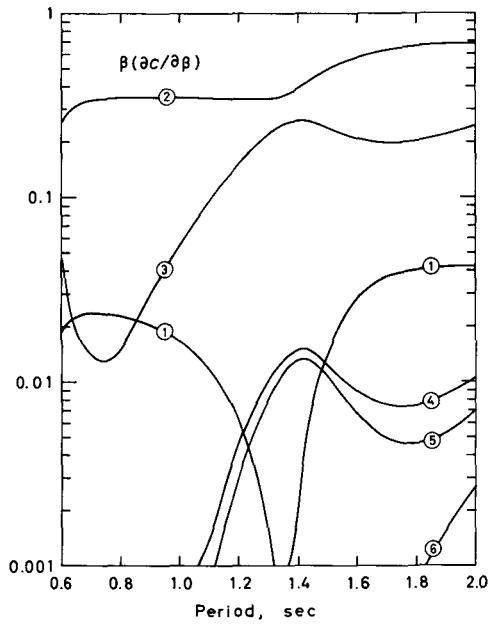

Fig. 14a. Phase velocity perturbations (km/sec) due to a change in S wave velocities in layers for the final model determined at the experimental site. Circled figure is layer number.

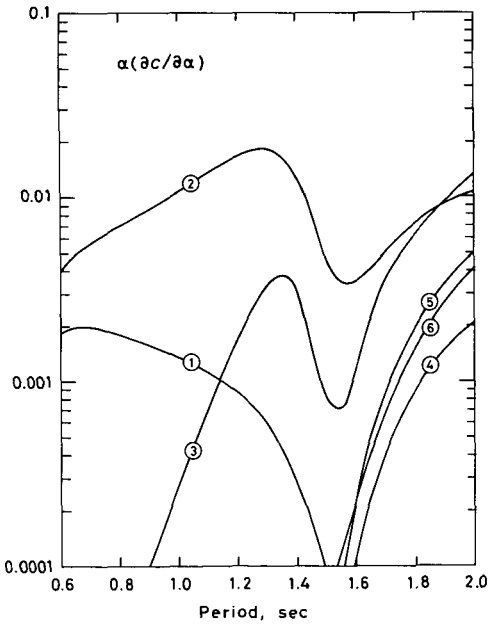

Fig. 14b. Phase velocity perturbations (km/sec) due to a change in P wave velocities in layers for the final model determined at the experimental site.

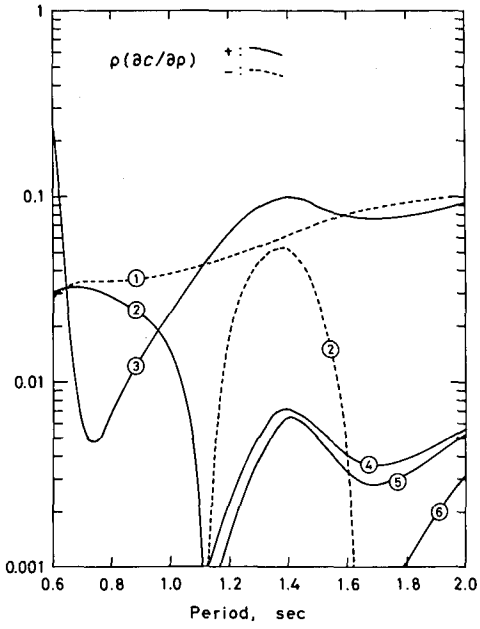

Fig. 14c. Phase velocity perturbations (km/sec) due to a change in densities in layers for the final model determined at the experimental site.

$$\Delta C_I \fallingdotseq \sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\partial C}{\partial \alpha_i}\Delta\alpha_i+\frac{\partial C}{\partial \beta_i}\Delta\beta_i+\frac{\partial C}{\partial \rho_i}\Delta\rho_i\right) \tag{3}$$

（ただし，N は層の数，α_i，β_i，ρ_iはそれぞれ第 i 層の P 波速度，S 波速度，密度である）と書けるが，われわれが最終的に得たモデルの場合，式(3)は

$$\Delta C_T \fallingdotseq \sum_{i=1}^{N}\frac{\partial C}{\partial \beta_i}\Delta\beta_i$$

と書ける．故に，各層の P 波速度を相当大きく変えても Fig. 13 に得られた分散曲線はほとんど変わらない．一般にレイリー波の分散は S 波速度に最も敏感だといわれている（たとえば，DORMAN and EWING, 1962）が，このモデルでも同じことがいえる．

以上の考察でわかるように，S 波の速度分布はレイリー波の分散からでも精度よく推定することができる．これは，やや長周期微動から S 波の速度分布を推定する際の大変有利な条件である．レイリー波の位相速度ならば，垂直成分の観測だけから求められるので，明らかに観測が簡便化されることになる．

IV. 考　　察

微動を利用して地下構造を推定する場合，比較的よく相互相関法が使われる．しかし，この方法は先に述べたように，微動の到来方向がひんぱんに変わったり，微動の中に種々の波が混入していると，うまく求められないという欠点がある．

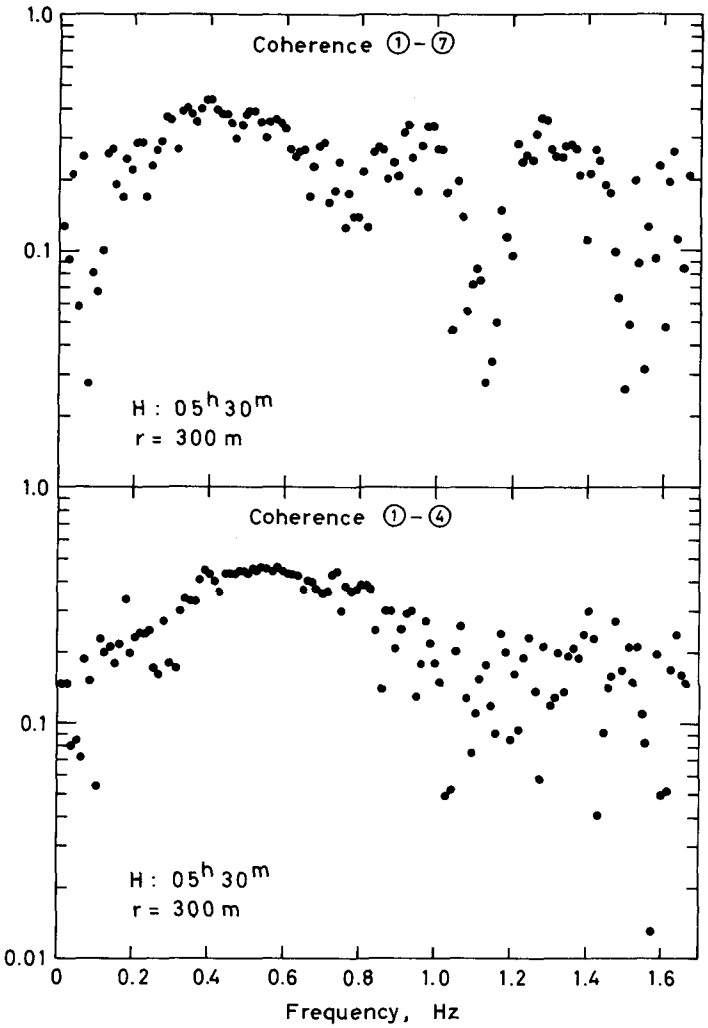

Fig. 15. Coherence between observation points 1 and 7 (upper figure) and that between observation points 1 and 4 (lower figure).

最近，堀家（1980, 1981）は，新しく3次元スペクトルを求め，それから微動の位相速度を推定する方法を開発した．この方法によれば，微動が単純に構成されている場合には，3点観測という比較的簡便な観測によって位相速度が求められる．しかし，そうでない場合には，多数の観測点を必要とし，観測規模は大きくなる．

われわれが得た3点観測のデータに対し，ここで堀家（1980）による簡便な方法，すなわち，3点観測による位相差スペクトルから位相速度を求める方法が適用できるかどうかを検討してみた．

まず，いままでに扱った各データセットについてコヒーレンスを求めた．Fig. 15は，観測点間

隔が300 mで観測時間帯が05時30分のとき得られたもので，観測点①と⑦および観測点①と④に関するコヒーレンスである．図に示すように，どちらの例もコヒーレンスは1よりかなり小さく，比較的高い0.2 Hzから1.0 Hzの範囲で平均0.3，1 Hz以上ではほとんど0.2以下になる．これは他のデータセットの場合についても同様で，コヒーレンスが0.4を越えることはほとんどなかった．当然のことながらこのようなデータから位相速度を求めても，それらは大きくバラつき，良好な結果は得られなかった．

このことからわかるように，われわれが観測したやや長周期微動は，決して単純な波で構成されていない．むしろかなり複雑な波動でできており，まさに確率過程と呼ぶべきもののようである．そしてこの微動には，先の解析で明らかなように，伝搬方向についてはかなり良い等方的な性質が見られる．このような性質をもつ微動から位相速度を求めるには，AKIの方法を利用するのが最も適切である．

ところで，やや長周期微動の発生源は波浪にあるという考えがある．今回の観測では，空間自己相関係数の変化を見ればわかるように，微動の中にそのような発生源を暗示する指向性の強い波が特に卓越して観測されなかった．やや長周期微動は，われわれが観測した波長範囲では，発生源が空間的にかなり広い範囲にわたって存在しているのかもしれない．

V．結　　論

八戸市郊外でやや長周期微動を観測し，これから深さ約600 mまでのS波の速度分布を推定した．解析に使用したデータは3点での垂直成分の観測によるものである．したがって扱った波はレイリー波である．

やや長周期微動は，周期0.6 secから3.0 secの範囲でスペクトルが安定し，定常的であるとともに，伝搬方向については等方的な性質をもっていた．そこでやや長周期微動のこの性質に着目し，得られたデータに，AKI (1957)の開発した空間自己相関法を適用することによって位相速度を求めた．そしてこの位相速度からS波の速度分布を推定した．

以上の解析によって得られた点を要約すると，

1）観測時間帯は夜半から暁け方にかけてとることが望ましい．

2）観測アレイは直角二等辺三角形をなす3点で構成し，直角をはさむ2辺の観測点間隔100 m，200 m，300 mの3例について試みたが，300 mの場合には広い周期範囲にわたって位相速度が求められ，その対辺をも使うと周期1.45 secの位相速度まで求められた．

3）観測時間の長さは10分位あれば十分である．この場合の空間自己相関係数は大変精度がよく，その個々の値から得られた位相速度も妥当な値であった．

4）得られた位相速度は，爆発震源による表面波（レイリー波）から求めたものとよく調和し，両実験場の基盤の深さを考慮すると，両者にはほとんど差がないという好結果が得られた．

5）既知のP波の構造を参照し，得られた位相速度からinversion methodによってS波の速度分布を求めた．構造モデルのP波速度や密度のperturbationはS波速度のものに比べると数

分の1か1オーダー小さく，観測から得られた位相速度の分散は，ほとんどS波速度に依存していることがわかった．

謝辞　この実験は多くの人達の協力があって行うことができた．特に北海道大学工学部太田裕教授，鏡味洋史助教授，後藤典俊博士，ならびに東京大学地震研究所工藤一嘉博士らには，アレイ観測の際，種々の便宜を計ってもらった．また記録作業では，北海道大学理学部森谷武男講師，笹谷努講師ならびに当時大学院学生だった中島徹君（現在明豊エンジニアリングK. K.），吉原公明君（現在千葉県立天羽高校）の協力を得た．以上の方々に謝意を表したい．

この研究は，北海道大学理学部田治米鏡二教授が長年手がけてこられた「地下構造の決定」という研究の延長線上にあるものである．同教授は長年われわれを指導するなかで，微動に秘められる研究上の魅力をしばしば語ってこられた．この研究のきっかけは，実はそういうところにあった．同教授に厚く感謝する次第である．

なお，計算には北海道大学大型計算機センターのHITAC M-200 Hを使用した．

文　献

AKI, K., 1957. Space and time spectra of stationary stochastic waves, with special reference to microtremors. *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **35**, 415－456

BLOCH, S. and A. L. HALES, 1968. New techniques for the determination of surface wave phase velocities. *Bull. Seis. Soc. Amer.*, **58**, 1012－1034.

BRUNE, J. and J. DORMAN, 1963. Seismic waves and earth structure in the Canadian shield. *Bull. Seis. Soc. Amer.*, **53**, 167－210.

土木物探研究会，1970．S波速度について．物理探鉱，**23**，179－182.

DORMAN, J. and M. EWING, 1962. Numerical inversion of seismic surface wave dispersion data and crust-mantle structure in the New York-Pennsylvania area. *J. Geophys. Res.*, **67**, 5227－5241.

堀家正則，1980．微動の位相速度及び伝達関数の推定．地震II，**33**，425－442.

堀家正則，1981．微動の位相速度の推定．地震II，**34**，535－550.

鏡味洋史・太田裕・後藤典俊・塩野計司・工藤一嘉・坂尻直巳・成瀬聖慈・出原孝示・竹内文朗，1976．やや長周期の微動観測と地震工学への適用（3）——1968年十勝沖地震のSMAC型強震計記録との比較——．地震II，**29**，147－158.

工藤一嘉・太田裕・後藤典俊・鏡味洋史・塩野計司・坂尻直巳・成瀬聖慈・出原孝示・竹内文朗，1976．やや長周期の微動観測と地震工学への適用（4）——Array観測による微動伝播性の検討——．地震II，**29**，323－337.

成瀬聖慈・出原孝示・竹内文朗・太田裕・鏡味洋史・後藤典俊・塩野計司・工藤一嘉・坂尻直巳，1976．やや長周期の微動観測と地震工学への適用（2）——微動の卓越周期と地下構造の関係——．地震II，**29**，25－32.

岡田広，1971．弾性波による八戸市の基盤探査．北大地球物理学研究報告，**26**，147－167.

岡田広，1972．分散性レイリー波によるS波の速度分布．1968年十勝沖地震における八戸港湾の強震記録と地盤特性，「構造物災害に対する地震動特性の研究」（代表大沢胖），21－30.

岡田広・森谷武男，1972．S波の速度分布をレイリー波から求めるための実験——八戸市で行なう実験のために——．物理探鉱，**25**，93－103.

坂尻直巳・成瀬聖慈・竹内文朗・吉川賢一・後藤典俊・太田裕，1974．やや長周期の微動観測と地震工学への適用（1）——八戸市における予備観測——，地震II，**27**，338－351．

坂尻直巳・太田裕・後藤典俊・鏡味洋史・塩野計司・岡田成幸・工藤一嘉・成瀬聖慈・久保寺章・竹内文朗・三波俊夫，1978．やや長周期の微動観測と地震工学への適用（5）——卓越周期の安定性の検討と観測の定式化への提案——．地震II，**31**，179－193．

塩野計司・太田裕・工藤一嘉，1979．やや長周期の微動観測と地震工学への適用（6）——微動に含まれるRayleigh波成分——．*地震II*，**32**，*115－124*．

土田肇・倉田栄一・須藤克子，1969．1968年十勝沖地震とその余震の港湾地域における強震記録．港湾技研資料，**80**．

付　　録

微動を定常確率過程と仮定した場合，その微動を構成する2次元的な広がりをもつ波，$u(x, y, t)$ について，次のような空間自己相関関数，$\phi(\xi, \eta, t)$ を定義することができる．すなわち，

$$\phi(\xi, \eta, t) \equiv \overline{u(x, y, t)\, u(x+\xi, y+\eta, t)} \tag{A 1}$$

ただし，$u(x, y, t)$ は，単一の速度 c で伝わるならば次のように書ける，

$$\begin{aligned} u(x, y, t) = &\sum\sum A_{nm} \exp(ik_n x \cos\theta_m + ik_n y \sin\theta_m) \cos(ck_n t) \\ &+ \sum\sum \frac{B_{nm}}{ck_n} \exp(ik_n x \cos\theta_m + ik_n y \sin\theta_m) \sin(ck_n t) \end{aligned} \tag{A 2}$$

ここで $ck_n = \omega_n = 2\pi f_n$（$f_n$は周波数），$\theta_m$ は m 成分の波の到来方向である．係数 A_{nm}，B_{nm} は微動が空間的に定常確率過程ならば，いわゆる白色雑音のフーリェ一係数 E_{nm} を用いて

$$A_{nm} = E_{nm}^{(A)}(k_n, \theta_m)\, G^{(A)}(k_n, \theta_m) \tag{A 3}$$

と書ける．$|G^{(A)}(k_n, \theta_m)|^2$ は波動 u の空間領域でのパワースペクトルである．

白色雑音の性質と微動が定常確率過程という仮定を使うと，空間自己相関関数 ϕ は，

$$\begin{aligned} \phi(\xi, \eta, t) &\equiv \phi(\xi, \eta) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint |G(k, \theta)|^2 \exp(ik\xi \cos\theta + ik\eta \sin\theta) k\, dk\, d\theta \end{aligned} \tag{A 4}$$

と表現され，時間に関しては独立な量となる．これをフーリェ一変換すると，微動の空間領域でのスペクトル密度 $|G(k, \theta)|^2$ は

$$|G(k, \theta)|^2 = \iint \phi(\xi, \eta) \exp(-ik\xi \cos\theta - ik\eta \sin\theta)\, d\xi\, d\eta \tag{A 5}$$

である．すなわち，微動の空間領域における自己相関関数とスペクトル密度とは互いにフーリェ一変換の関係にある．

一方微動を構成する波 u の時間領域におけるスペクトル密度 $\Phi(\omega_n)$ は，空間領域のスペクトル密度 $|G(k, \theta)|^2$ との間に次の関係が得られている．すなわち，$k = \omega / c$　とおき

$$\Phi(\omega_n) = \frac{1}{4\pi c} \int_0^{2\pi} |G(\frac{\omega_n}{c}, \theta)|^2 \frac{\omega_n}{c}\, d\theta \tag{A 6}$$

これに式（A 5）を代入すれば，

$$\Phi(\omega_n) = \frac{1}{4\pi c} \int_0^{2\pi} \frac{\omega_n}{c}\, d\theta \iint \phi(\xi, \eta) \exp(-i \frac{\omega_n}{c} \xi \cos\theta - i \frac{\omega_n}{c} \eta \sin\theta)\, d\xi\, d\eta \tag{A 7}$$

となる．ここで変数 ξ, η を

$$\xi = r \cos\psi$$
$$\eta = r \sin\psi$$

によって変数 r, ψ に変換すれば，式（A 7）は

$$\Phi(\omega)=\frac{1}{2c}\iint \phi(r,\psi)J_0\left(\frac{\omega}{c}r\right)\frac{\omega}{c}\,r\,dr\,d\psi \tag{A 8}$$

となる．ここで空間自己相関関数 ϕ を方位について平均した量 $\bar{\phi}$ を導入する．すなわち，

$$\bar{\phi}(r)=\frac{1}{2\pi}\int \phi(r,\psi)d\psi \tag{A 9}$$

これを使うと，式（A 8）は

$$\Phi(\omega)=\frac{\pi}{c^2}\omega\int_0^\infty \bar{\phi}(r)J_0\left(\frac{\omega}{c}r\right)r\,dr \tag{A 10}$$

と書ける．式（A 10）の積分にハンケル変換を適用し，

$$\bar{\phi}(r)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \Phi(\omega)J_0\left(\frac{\omega}{c}r\right)d\omega \tag{A 11}$$

を得る．すなわち式（A 10）および式（A 11）は，空間自己相関関数と時間領域のスペクトル密度との関係を示したものである．

ここまでに導かれた関係は分散性の波に対しても成り立つ．すなわち，速度 c が ω の関数ならば，式（A 10）に対応するスペクトル密度は，

$$\Phi(\omega)=\frac{\pi\omega}{c(\omega)}\frac{dk}{d\omega}\int_0^\infty \bar{\phi}(r)J_0\left(\frac{\omega}{c(\omega)}r\right)r\,dr \tag{A 12}$$

また式（A 11）に対応する空間自己相関関数は，

$$\bar{\phi}(r)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \Phi(\omega)J_0\left(\frac{\omega}{c(\omega)}r\right)d\omega \tag{A 13}$$

である．

いま微動に対して，そのスペクトルを

$$\Phi(\omega)=P(\omega_0)\delta(\omega-\omega_0),\quad \omega>0 \tag{A 14}$$

（ただし，$\delta(\omega)$はディラックの δ 関数）で表わし得るような中心周波数 ω_0 をもつ鋭いフィルターを適用した場合，微動の周波数 ω_0 の成分の空間自己相関関数は，

$$\bar{\phi}(r,\omega_0)=P(\omega_0)J_0\left(\frac{\omega_0}{c(\omega_0)}r\right) \tag{A 15}$$

と書ける．ここで方位平均をとって，周波数 ω_0 について空間自己相関係数 $\bar{\rho}(r,\omega_0)$ を

$$\bar{\rho}(r,\omega_0)=\bar{\phi}(r,\omega_0)/\bar{\phi}(0,\omega_0) \tag{A 16}$$

とすれば，

$$\bar{\rho}(r,\omega_0)=J_0\left(\frac{\omega_0}{c(\omega_0)}r\right) \tag{A 17}$$

が得られる.

もし微動の伝搬が方向に関して等方ならば，式（A 4）のスペクトル密度について

$$|G(k,\theta)|^2 \equiv |G(k)|^2 \tag{A 18}$$

と置けるから，式（A 4）は，

$$\phi(r,\psi) = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty |G(k)|^2 J_0(kr)\,k\,dk \tag{A 19}$$

となり $\phi(r)$ は任意の方向の $\phi(r,\psi)$ で置きかえることができる.