

# ウェレット解析による地震波特性 に関する一考察

宮脇幸治郎<sup>1</sup>・土岐憲三<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 工修 大阪府立工業高等専門学校教授 建設工学科 (〒572 寝屋川市幸町26-12)

<sup>2</sup>正会員 工博 京都大学教授 工学部交通土木工学科 (〒575 京都市左京区吉田本町)

本論文は、非定常な不規則振動として地震波記録のデータを採り、これをウェレット解析の観点から考察を行った。本解析では、地震波のディレクティビティ効果を時間軸や振動数軸上から調べた。さらに、断層近傍の地震波に対してウェレットフーリエ位相スペクトル特性を調べ、伝播経路の効果と断層破壊伝播の効果とを分解係数から考察した。また、ウェレットスペクトルを定義し、地震応答スペクトルなどのスペクトルとの関係について考察を行った。

**Key Words:** wavelet transform, directivity effect, wavelet Fourier phase property, wavelet spectrum, seismic waves

## 1. はしがき

不規則な時系列の現象を把握する手法としてフーリエ解析が、種々の形で多方面に用いられている。しかし、この手法において、フーリエスペクトルは積分核が周期性と相似性の両方の性質を持っていることにより、現象の生起した時刻に関する情報の欠落という欠点を持っている。これを改善する手法として最近ウェレット解析が注目されるようになってきている<sup>1),2),3)</sup>。

ウェレット解析の基本特性に関して、Holschneiderら<sup>4)</sup>は、連続ウェレット変換に対してその変換に伴う基本的な演算法をまとめて示している。一方、離散ウェレット変換の演算法はMallet<sup>5)</sup>が2進ウェレットで2次元の具体的な説明を加え、これを画像データに適用したものを示している。ここで、離散ウェレット変換は、完全正規直交系となり、解析しようとする関数がウェレット変換によって展開した場合、解像度を分解係数ごとに上げながら多重解像度解析が可能となることを示している。すなわち、離散ウェレット変換は、連続ウェレット変換のような変換関数の特性を含んでいない。

ここで、弾性波動に関してLarsson<sup>6)</sup>は、物探査における波動のウェレット変換表示を試み、その特性を調べている。ウェレット解析による地震波への適用としては、佐々木ら<sup>7)</sup>は、1985年のメキシコ地震を例に採り、記録された地震波のビート状の後続波の成分をウェレット変換により分離している。また、彼らは、ウェレットスペクトルとパワースペクトルの高次成分の勾配との関係を調べている。次にYomogida<sup>8)</sup>は、同じメキシコ地震のLa Unionのデータを用いて、ウェレット解析している。ここでは、ウェレット変換の時間と振動数の両方の局在化の特性を用いて主要エネルギーの到達状況を考察し、さらに、地震動の軌跡の結果との総合的な評価より、地震断層内での破壊状況を考察している。著者ら<sup>9)</sup>は、十勝沖地震の地震波記録のデータを採り、これを従来のフーリエ解析と対比しながら離散ウェレット解析を行い、その基本的特性を調べている。

いま、あるサイトにおいて記録された地震記録を解析する場合、その記録は、そのサイトの地層特性、地震波の伝播経路、震源近傍での断層破壊形式等数多くの要因を含むことになる。これらの要因を1つの地震波記録より明瞭に分解評価することは、

現在のところ難しい。本研究は、記録された地震のうち比較的多くの解析が行われ、記録された地震の種々の特性がある程度明らかにされている場合、ウェーブレット解析の特徴を用いてこれらの地震の特性を補完的な意味において考察しようとしたものである。ここでいうウェーブレット解析の特徴は、

(1) 時系列事象の不連続性抽出の特性、(2) 分解係数ごとのエネルギー的な分解特性である。

具体的には、本研究では、地震動のウェーブレット解析が、地震動のディレクティブティの現象と思われる現象の抽出に有効であることを示す。また、ロマプリータ地震での断層近傍の地震波形に対してウェーブレットフーリエ位相スペクトルを調べ、有限長線震源の破壊伝播の効果と伝播経路の効果を用いてウェーブレット解析の分解係数により考察する。最後に、ウェーブレットスペクトルを定義して、パワースペクトルの低振動数域での対応関係を示す。

以上のような解析例により、地震波特性の抽出には、ウェーブレット変換が有効な方法であることを示す。

## 2. 数値計算におけるウェーブレット変換の基本特性

### (1) ベクトル空間に関する正規直交基底

本研究においては、Mallat<sup>10)</sup>の定義したウェーブレット変換における正規直交基底を用いることにする。

まず、可測的で、可積分な関数群 $L^2(\mathbb{R})$ に属するベクトル空間における正規直交基底として、スケール関数 $\phi(x)$ を用いた、

$$\phi_{j,m}(x) = 2^{-j/2} \phi_j(x - 2^{-j}m) \quad (2.1)$$

ここに、任意の整数 $j$ に対して、

$$\phi_j(x) = 2^j \phi(2^j x) \quad (2.2)$$

が、ひとつ定義される。同様に、ウェーブレット関数 $\psi(x)$ を用いた、

$$\psi_{j,m}(x) = 2^{-j/2} \psi_j(x - 2^{-j}m) \quad (2.3)$$

ここに、

$$\psi_j(x) = 2^j \psi(2^j x) \quad (2.4)$$

が定義される。基底 $\phi_{j,m}(x)$ と $\psi_{j,m}(x)$ は、同じパラメータ $j$ と $m$ をもっている。ここで、式(2.1)は、任意のベクトル空間 $V_j$ の正規直交基底が係数 $2^{-j}$ をもった関数 $\phi(x)$ の拡大と間隔が $2^{-j}$ に比例する格子上的関数の並進によって表わされることを示している。

式(2.3)は、任意のベクトル空間 $V_j$ と直交なベクトル空間 $W_j$ を考え、この空間 $W_j$ への直交写像を計算するための正規直交基底を表わしている。

### (2) 離散有限リゾリュション変換および離散有限ウェーブレット変換

いま、離散有限リゾリュション変換を考えてみる。データ数 $2N$ を $2^m$ なる偶数として、離散データ $f(x)$ を次のように表示できる。

$$f(x) = \sum_{j=-m}^{-1} \sum_{m=-2^{j+1}N}^{2^{j+1}N} A_{j,m} \phi_{j,m}(x) \quad (2.5)$$

ここに、

$$A_{j,m} = \langle f(u), \phi_{j,m}(u) \rangle \quad (2.6)$$

式(2.5)の係数 $A_{j,m}$ は、式(2.6)に示されるように、与えられたデータ $f(u)$ と関数 $\phi_{j,m}(u)$ との内積によって定義される。 $m$ は整数値であり、変数 $u$ は、 $2^j m$ ごとの整数値をとる離散値となっている。したがって、式(2.6)によって定義される係数 $A_{j,m}$ が離散有限リゾリュション変換した値に相当している。式(2.6)は、 $V_j$ なるベクトル空間の基底で表示したものであるがこれを $V_{j+1}$ なるベクトル空間の基底を用いて表示すると次式のようになる。

$$\langle f(u), \phi_{j,m}(u) \rangle = \sum_{k=-m}^m h(2m-k) \langle f(u), \phi_{j+1,k}(u) \rangle \quad (2.7)$$

ここに、

$$h(m) = \langle \phi_{-1}(u), \phi(m-u) \rangle \quad (2.8)$$

式(2.7)は、リゾリュション変換の性質、

$$V_j = V_{j+1} \quad (j \in \mathbb{Z})$$

を用いている。ただし、 $Z$ は、整数であり、 $\sim$ は、鏡像関数( $\tilde{h}(m) = h(-m)$ )を意味する。式(2.7)における離散量に対してフーリエ変換を両辺に施すと、次式のような関係式を得る。

$$F(Y) \Phi_j(Y) = F(Y) \Phi_{j+1}(Y) H(2^{-j-1}Y) \quad (2.9)$$

ここに、 $F(Y)$ 、 $\Phi_j(Y)$ 、 $\Phi_{j+1}(Y)$ 、 $H(Y)$ は、それぞれ $f(u)$ 、 $\phi_j(u)$ 、 $\phi_{j+1}(u)$ 、 $h(u)$ のフーリエ変換を意味する。

次に、離散有限ウェーブレット変換について考えてみる。この場合も離散有限リゾリュション変換と同様に、離散量 $f(x)$ を次のように表示できる。

$$f(x) = \sum_{j=-m}^{-1} \sum_{m=-2^{j+1}N}^{2^{j+1}N} D_{j,m} \psi_{j,m}(x) \quad (2.10)$$

ここに、

$$D_{j,m} = \langle f(u), \psi_{j,m}(u) \rangle \quad (2.11)$$

式(2.11)の係数 $D_{j,m}$ がウェーブレット変換した量に相当し、これをウェーブレット係数と呼ぶことにする。式(2.11)は、 $\psi_{j,m}(x)$ がベクトル空間 $V_{j+1}$ の包含関係にある $W_j$ のベクトル空間を意味するので、次のよう

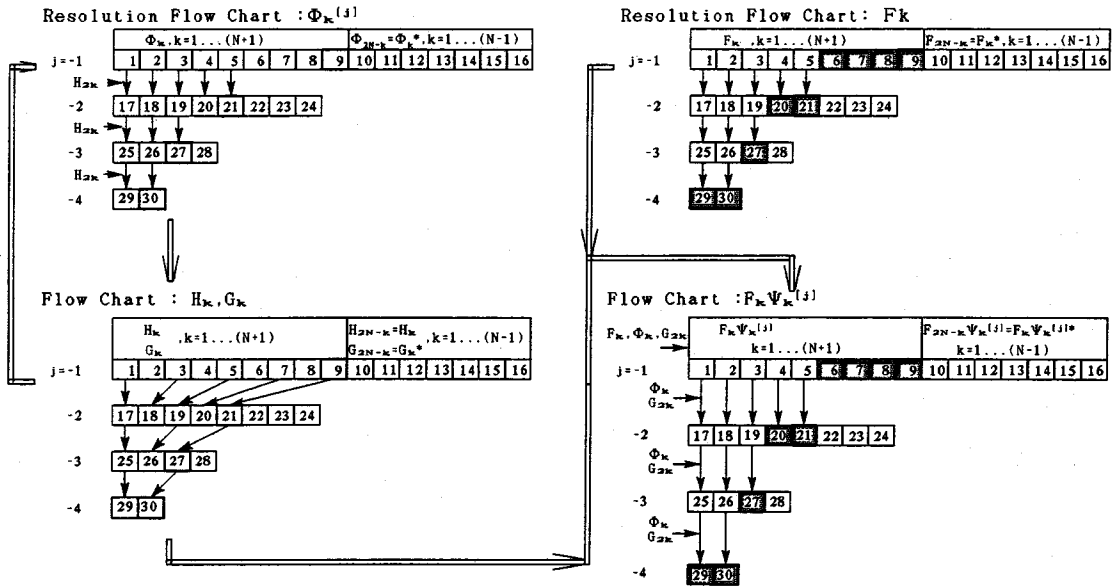


図-1 離散有限ウェレット変換のための演算フローチャート

に表示できる。

$$\langle f(u), \psi_{j,m}(u) \rangle = \sum_{k=-\infty}^{\infty} g(2m-k) \langle f(u), \phi_{j+1,k}(u) \rangle \quad (2.12)$$

ここに、

$$g(m) = \langle \psi_{-1}(u), \phi(m-u) \rangle \quad (2.13)$$

式(2.12)の離散量に対してフーリエ変換を両辺に施すと、次式のような関係を得る。

$$F(Y) \Psi_j(Y) = F(Y) \Phi_{j+1}(Y) G(2^{-j-1}Y) \quad (2.14)$$

ここに、 $G(Y)$ は  $g(u)$  のフーリエ変換を意味する。

### (3) ウェレット変換の計算アルゴリズム

まず、式(2.14)の左辺が、式(2.11)をフーリエ変換されたものに相当している。式(2.14)の漸化式を計算するためには、式(2.9)の漸化式を最初に計算する必要がある。分解係数  $j=-1$  の場合、式(2.9)の右辺の  $\Phi_{j+1}(Y)$  は  $\Phi_0(Y)$  で、 $H(2^{-j-1}Y)$  は  $H(Y)$  となる。スケール関数  $\phi(x)$  は実数関数であるので、離散データ数が  $2N (=2n)$  個なら、その引数が  $Y_1 \sim Y_{2n}$  の  $2N$  個となり、 $\Phi_0(Y)$  が  $(N+1)$  個の独立した値が求められる。同様に、 $H(Y)$  についても  $(N+1)$  番目の引数

で対称となる関数で、 $(N+1)$  個の独立した値が求まり、これを  $\Phi_0(Y)$  に乗じることにより式(2.9)の左辺の離散量  $\Phi_1(Y)$  が求められる。次に、 $j=-2$  の場合の式(2.9)の右辺は  $\Phi_1(Y)$  の引数が  $Y$  で、 $H(2^{-j-1}Y)$  の引数が  $2Y$  となるので、 $Y_1 \sim Y_{N/2}$  が独立の引数に対応し、左辺の離散量  $\Phi_2(Y)$  が求められる。したがって関数  $H(2^{-j-1}Y)$  と合積する関数  $\Phi_{j+1}(Y)$  の場合、 $\Phi_{j+1}$  の引数が  $H$  の引数の  $1/2$  のものに乗じることの意味している。以上の過程を  $j=-n$  まで繰り返すことにより式(2.9)の漸化式が順次決まってくる。

一方、式(2.14)の  $j=-1$  における右辺は、 $\Phi_0(Y)$  に離散データのフーリエ変換された関数  $F(Y)$  と矩形鏡像関数  $G(Y)$  を乗じて左辺の離散量  $F(Y) \Psi_j(Y)$  が求められる。さらに、 $j=-2$  に対しては、上述したように  $F(Y)$  と  $\Phi_{j+1}(Y)$  の引数が  $G(2^{-j-1}Y)$  の引数の  $1/2$  のものに乗じることにより  $F(Y) \Psi_j(Y)$  が求められる。そして、式(2.11)は、各次数に対して逆フーリエ変換することにより求められる。

次に、離散的にフーリエウェレット変換された特性は、具体的なデータ処理の流れを示すことにより説明する。いま、 $f(x)$  の離散データ数を  $16$  ( $N=8, n=4$ ) の場合についてデータの流れを図示すると図-1 のようになる。ここに、上添字 [ ] は分解係数の

表-1 ウェブレット関数  $\Phi$ ,  $\Psi$

$\Phi(\omega)$	$\left\{ \frac{\sin(\omega/2)}{(\omega/2)} \right\}^2 \sqrt{\frac{638512875}{A_1}}$
$\Psi(\omega)$	$\cos(\omega/2) \cdot H_d \cdot \Phi_d - i \sin(\omega/2) \cdot H_d \cdot \Phi_d$ <p>where</p> $\Phi_d = \left\{ \frac{4 \sin(\omega/4)}{\omega} \right\}^2 \sqrt{\frac{638512875}{A_2}}$ $H_d = \sin^2 \left( \frac{\omega}{4} \right) \sqrt{\frac{B_1}{A_1}}$
$A_1 = 8 \cos^{18}(\omega/2) + 65476 \cos^{12}(\omega/2) + 6715896 \cos^6(\omega/2) + 88951490 \cos^0(\omega/2)$ $+ 273021880 \cos^4(\omega/2) + 225028452 \cos^2(\omega/2) + 43800104 \cos^2(\omega/2) + 929569$ $A_2 = 8 \cos^{18}(\omega/4) + 65476 \cos^{12}(\omega/4) + 6715896 \cos^6(\omega/4) + 88951490 \cos^0(\omega/4)$ $+ 273021880 \cos^4(\omega/4) + 225028452 \cos^2(\omega/4) + 43800104 \cos^2(\omega/4) + 929569$ $B_1 = 8 \sin^{18}(\omega/4) + 65476 \sin^{12}(\omega/4) + 6715896 \sin^6(\omega/4) + 88951490 \sin^0(\omega/4)$ $+ 273021880 \sin^4(\omega/4) + 225028452 \sin^2(\omega/4) + 43800104 \sin^2(\omega/4) + 929569$	

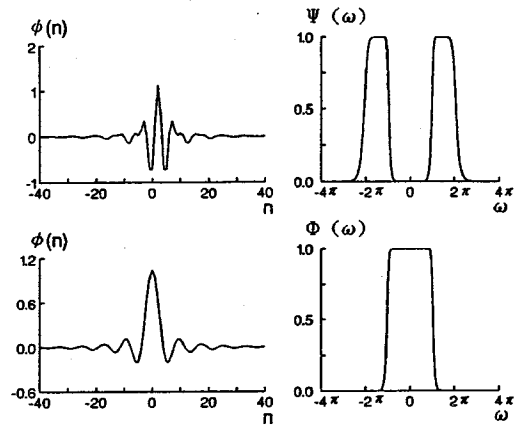


図-2 ウェブレット関数  $\Phi$ ,  $\Omega$

次数を意味し、下添字は分解された離散データで引数を意味し、換言すれば、振動数成分を意味する。

図-1 に示すように分解係数が  $j=-1$  から順次分解されていくことにより、データ数は  $1/2$  ずつ減っていく。そして、負の次数が増すごとに低振動数の変動特性を示している。また、図中の陰影を施したデータを見ればわかるように、各次数における分解されたデータは、1つ前の負の次数によって低振動数の特性が順次定義された形となっている。したがって、ウェブレット変換によって分解された係数により逆に元の波形を構築する場合、各次数の陰影を施したデータ特性がわかれば可能となる。

### 3. 数値シミュレーションによる検討

#### (1) 地震動に関する解析の設定諸元

本研究では、式(2.2)、(2.4)の関数は自由度をもって決定されるが、Lemarieの方法<sup>11)</sup>により、表-1のような関数を作成して用いた。作成したスケール関数  $\phi$  およびウェブレット関数  $\psi$  は、図-2 に示す関数  $\Phi$ ,  $\Omega$  の逆フーリエ変換で示される。それぞれのフーリエ変換された関数は、矩形近似のフィルターが1ないし2ある関数となっているのがわかる。

いま、対象とする地震波記録<sup>12),13)</sup>は、地震規模の比較的大きい1968年十勝沖地震を中心とした7個の加速度記録と1989年ロムプリータ地震の断層近傍を

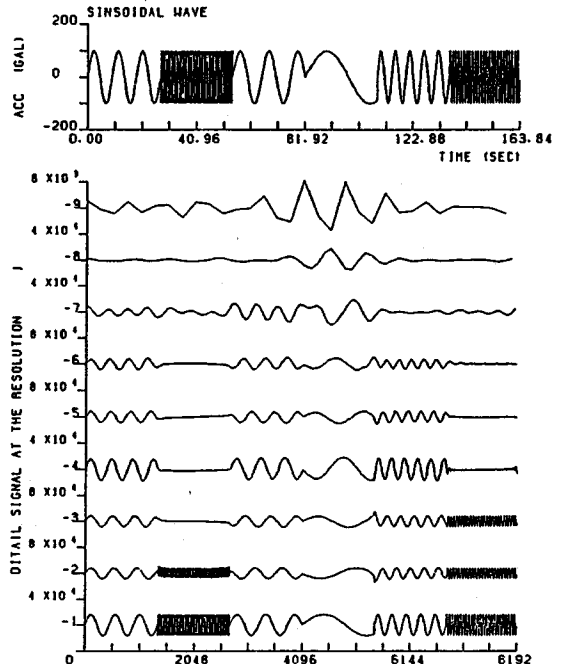


図-3 区間定常正弦波に対するリゾリューション変換

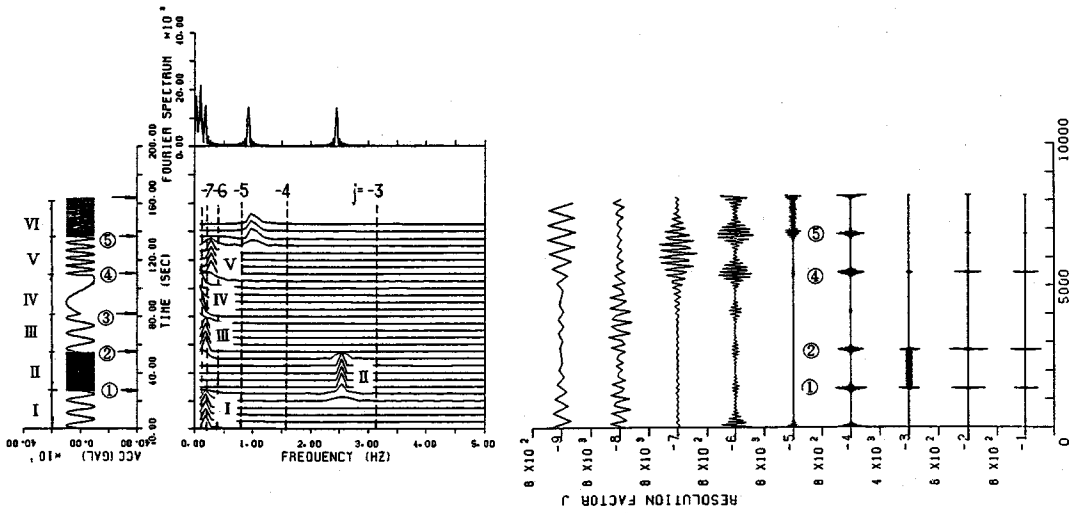


図-4 区間定常正弦波に対するウェレット変換

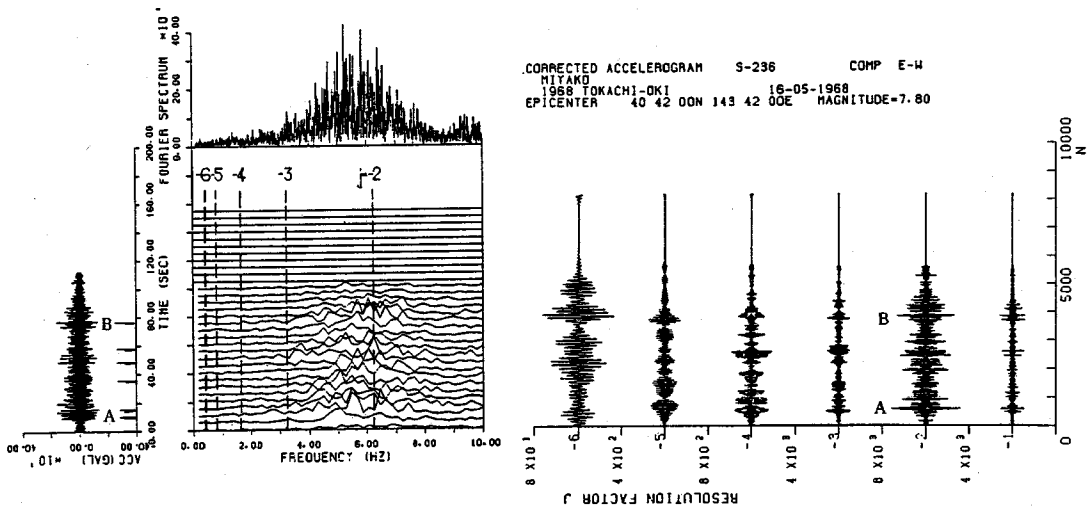


図-5 十勝沖地震の宮古における地震波記録に対するウェレット変換およびランニングフーリエスペクトル

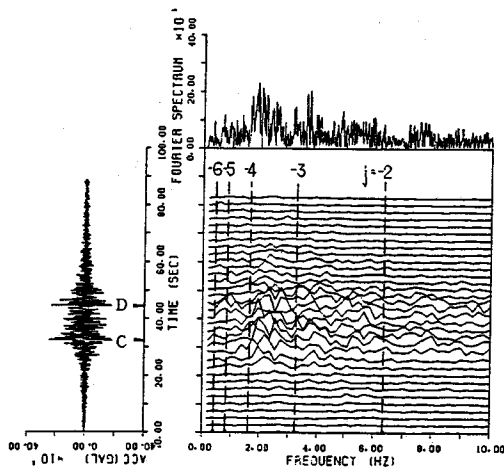
含めた3個の加速度記録を取り上げる。

## (2) 区間正弦波に対するウェレット解析

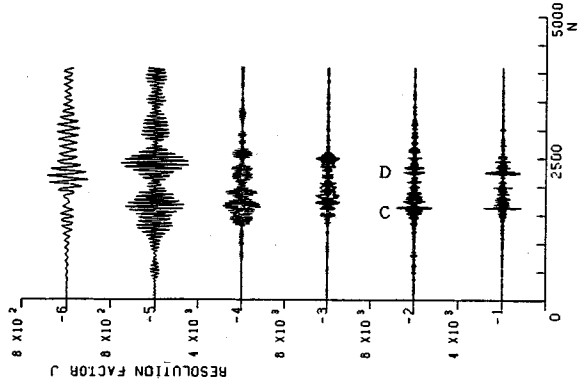
まず、異なった振動数を区間ごとに有する正弦波の波形データに対するリゾリューション変換の結果を図-3に示す。波形データは時間刻み0.02秒の $2^{13}=8192$ 個であり、この継続時間を6等分して振幅を一定にして振動数を変化させている。図の横軸はデータ数に相当する整数の離散量であり、縦軸は分解係数  $j$  が1~9に対するリゾリューション係数の値

を示している。各  $j$  に対する縦軸のスケールが異なるが、 $j$  の負の次数が小さいほど元の波形の高次の振動数を含めた波形の変換となっているが、負の次数が大きくなると低次の振動数成分のみが卓越して変換となっている。このことは、リゾリューション変換が  $j$  の負の次数の小から大に変化することによってローパスフィルターの振動数の高次から低次に変化していくことに対応している。

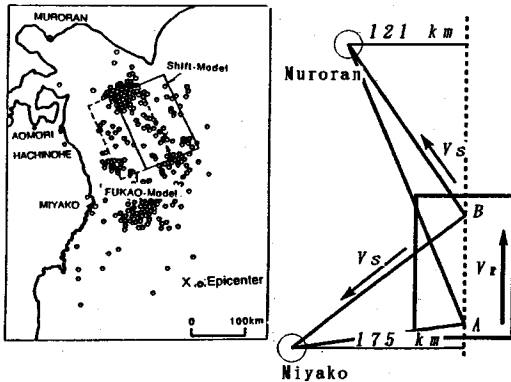
次に同じ波形に対するフーリエ変換とウェレット変換の結果を図-4に示す。図中の左図が時刻歴



CORRECTED ACCELEROGRAM S-234 COMP E-4  
 MURORAN 16-05-1968  
 1968 TOKACHI-OKI  
 EPICENTER 40 42 00N 143 42 00E MAGNITUDE=7.80



図一六 十勝沖地震の室蘭における地震波記録に対するウェブレット変換およびランニングフーリエスペクトル



(a) (b)

図一七 十勝沖地震での観測および断層位置

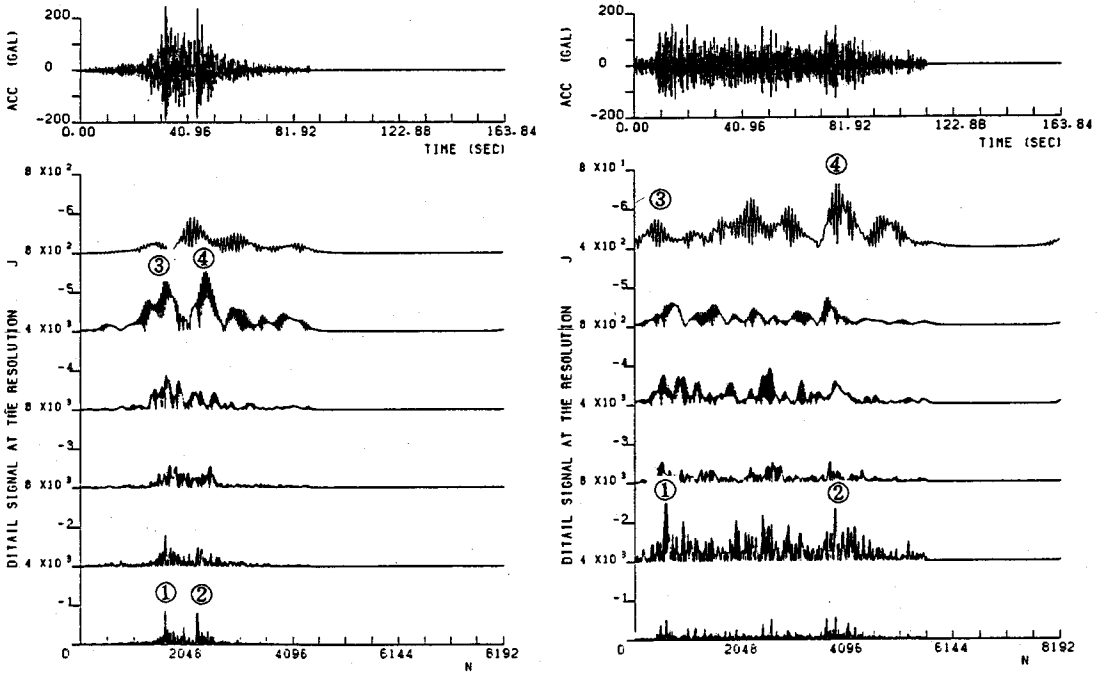
波形を示し、振動数の変化する時刻を①～⑤で示している。時間ごとの波形の情報を示すためにフーリエ変換は、時間領域で約5秒間のデータをもったランニングフーリエスペクトルで表示している(中央の図)。図からわかるようにランニングフーリエスペクトルは、時間軸上にかかるウィンドウを少しずつずらせば時間軸上で波形の性質の変化する時刻が確認できるが、ウィンドウ幅によってそのスペクトルの分解能が大きく左右される。一方、ウェブレット変換は、分解係数 $j$ ごとに時間軸に相当する整数値に対する値を表示している(右の図)。この

場合、分解係数 $j$ ごとの時間に対する変動は、 $j$ の次数が低いほど不連続となる時刻を明確に表わしている。すなわち、高振動数域でのバンドパスフィルターを掛けたことにより、変動の不連続を生じる該当時刻①、②、④、⑤でのウェブレット係数が大きく現われている。振動数の変化が生じる③の時刻では、波形の不連続性が小さいため、ウェブレット係数は小さくなっている。これは、分解係数 $j$ の負の次数が小さい場合と大きい場合、そのバンドパスフィルターが、時間軸上のウィンドウ幅が狭い状態から広い状態に対応していることを示している。

### (3) 地震動のディレクティビティ効果

#### a) 十勝沖地震の場合

図一五は、観測地宮古での1968年十勝沖地震(M=7.9)の記録に対して同様の変換を施した結果である。対象とした地震は、約10秒(時刻A)以後に主要動が生じ、約4~8Hz付近にスペクトルピークをもつ波動を示している。ウェブレット変換の結果は、 $j$ が-2のときウェブレット係数の変動が大きくなる時刻を時刻歴の図中に示している。なお、抽出される中心振動数は地震記録データの時間刻みが0.02秒であるので、Nyquist振動数 $1/(2\Delta t)=25\text{Hz}$ より $25 \cdot 2^j \text{Hz}$ と離散的な値となる。 $j=-2$ は、中心振動数が6.25Hzでのバンドパスフィルター処理した結果に相当している。一方、図一六は、観測地が室蘭で



(a) (b)  
 図-8 宮古および室蘭での記録に対する絶対ウェーブレット係数

の記録に対する変換結果である。継続時間の中間部分の2ヶ所C, Dに大きな振幅を持つ記録で、1~10Hz帯域に振動数成分が分布している波動である。

ところで、観測地宮古と室蘭は、図-7に示すような震央との位置関係にあり、十勝沖地震の断層が、初期破壊が北方に伝播した場合、宮古と室蘭においては地震記録上にディレクティビティ効果(ドップラー効果)が認められることになる。一般にディレクティビティ効果は、動く波源による観測位置の違いによる波の周波数の差の生じる現象を意味している。しかし、図-5および6のフーリエスペクトル結果で示すように、地震記象によるフーリエスペクトルでの周波数の分布は、地層の違いなどの影響により明瞭にできない。一方、ウェーブレット解析では、分解係数ごとの周波数帯域の特性を抽出されることになるのでサイトの影響や伝播経路などの影響と思われる特徴がある程度推測でき易くなる。

翠川・小林ら<sup>14)</sup>は、これを断層の小領域からイ

ンパルスの重ね合わせによる地動スペクトルによりこの現象を説明している。本研究においては、2ヶ所の地震波記象の中から比較的明瞭な不連続性を示す2つの時刻を用いてこれを定性的に説明しようとしている。すなわち、有限長に比較的単純な震源時間関数を有するいわゆる台形の変位の場合、加速度波形は、2カ所のピークを断層破壊過程に有し、この時間間隔の伸縮が、時間軸上でみたときのディレクティビティ効果を意味することと同等になり、この性質で考察しようとしている。

いま、室蘭の時刻歴記録上には2カ所の明瞭なピーク値が読みとれるが、宮古の場合は、明瞭にこれに対応するピーク値を読みとれない。ところで、3. (2)に示したように分解係数の負の次数の低いほど時刻歴事象の不連続の生じる時刻が抽出できるので、ここで、 $j=-1, -2$ のウェーブレット係数を検討してみる。図-6の室蘭のC, D時刻に対応付ける図-5のA, Bの時刻の特定は、図-5のA, B

の間にもいくつかの値の大きいウェブレット係数の結果が現れているが、対象とする2地震の $j=-1$ 、 $-2$ での継続時間に対する対応する特徴より定められる。さらに、図-5のA B間の他のピーク値を採用しない理由は、同じ地震に対する2カ所のサイトでの記録の共通的なウェブレット係数の特徴は、震源での発震機構による特性を現れている可能性が強く、共通しない部分のウェブレット係数の特徴はそのサイトあるいは伝播経路に起因すると考えられるからである。この結果は、地震によって伝播する2カ所での波面到着時間差が断層破壊方向の前方と後方で短縮したり、伸張したりしていることを示している。

これをもう少し考察してみる。まず、図-7 (b)に示すような簡単な断層モデルで、地震波記録の中に表れたディレクティブティ効果を説明してみる。図(b)は、文献15)に示されている断層の深尾モデルを参考に、150kmx100kmの断層が図(a)に示したように北に破壊伝播した場合、宮古と室蘭の位置関係を示している。なお、十勝沖地震に対する断層の諸元は、断層を矩形(150kmx100km)としたものが、傾斜方向N114°W、傾斜角20°、断層における相対変位4.1mと評価<sup>16)</sup>されている。ここでは、断層の細片は、ずれがすべての細片に生じるが、断層破壊は、南側にある断層の細片から順次北側の細片へと伝播していく。この場合、個々の細片は、一様にずれるが、そのずれ方は傾斜関数をもった震源時間関数で有限長をずれると仮定する。すなわち、図中点AおよびBは、変位の震源時間関数が破壊伝播したとき、その関数の変化する時刻に相当する位置となっている。また、地震波の伝播する媒体は、一様に $V_s$ なる伝播速度で伝わるとし、断層の破壊速度は $V_R$ とする。対象とする地震波形は、図-5と6との図中A、BとC、Dを含む波形なのでS波速度と仮定する。宮古、室蘭の波形中の2つのピーク波形間の時間間隔は、それぞれ $t_{AB}=65.5$ 秒、 $t_{CD}=12.2$ 秒である。このような時間差を生じるような破壊速度および断層モデルの位置関係は、150kmx100kmの断層が図-7のような方向に破壊伝播し、 $V_s$ の伝播速度を3.0km/sと仮定することにより、地震記録の2つの時間差 $t_{AB}$ 、 $t_{CD}$ を用いて、 $V_R=2.5$ km/sで深尾断層モデルの位置から東へ約50kmの位置に設定すれば説明がつく。この位置関係は、深尾断層モデルが震央位置から約西へ60km移動した位置にあり、図-5、6の $t_{AB}$ 、 $t_{CD}$ から推定した断層位置も余震分布の範囲内にある。このことは、図-7(b)のような断層の詳細なパラメータの吟味なしの簡単なモデルを用いて、2つ

の時間差記録からディレクティブティ効果の生じていることを説明している。

さらに、図-8の(a)、(b)は、室蘭、宮古の地震波のウェブレット係数の絶対値を分解係数ごとに図示したものである。この2つの図を比較してみると、次のようなことがわかる。図(a)において2つのピークが比較的明瞭に判別できる分解次数は、 $j=-1$ と $-5$ であり、図(b)においては $j=-2$ である。すなわち、図(a)の $j=-1$ の明瞭なピーク①、②は、図(b)の $j=-2$ の2つのピーク①、②に、また図(a)の $j=-5$ のピーク③、④は、図(b)の $j=-5$ より $j=-6$ のピーク③、④に対応しているように見える。すなわち、宮古の分解係数 $j$ による振動数特性は、室蘭の振動数特性より負の次数が1小さくなっている。このことは、同じ地震で宮古では、振動数特性が室蘭より低い領域に移動していることを示している。換言すれば、見かけ上の振動数特性が波源の進行する方向と逆方向で高くなったり低くなったりするディレクティブティ効果を呈している。この場合、ウェブレット解析は、分解係数ごとに離散的な分解がその振動数帯域ごとに行われることになるので、連続的な特性の抽出が難しくなるが、各分解数によって定まる帯域ごとの振動数特性の抽出によりそのサイトや伝播経路の影響と推察できるものを定性的に対応付けられる。

なお、図-5、6の結果より、各分解係数ごとに中心振動数のまわりの成分がバンドパスされた特性を抽出している様子がよくわかる。中心振動数は、連続的に変化させた波形解析をすることができないが、分解係数ごとの波形の特性(ウェブレット係数をウェブレットフーリエスペクトルの形式にしておく)を把握しておく、この中心振動数帯域ごとの波形の加工が容易になる。なぜなら、ウェブレット変換は、分解係数 $j$ ごとに高振動数帯域から低振動数帯域へ分解されていくからである。このことは、模擬波形作成のための有効な特性となる。

#### b) ロマプリータ地震の場合

1989年ロマプリータ地震(M=7.1)は、断層諸元が比較的詳細に調べられた地震であり、断層近傍の地震記録も豊富である。ここで取り上げた地震記録は、図-9に示しているCorralitos, Woodside, Sago Southでの記録を用いる。なお、図-9は、断層面に沿って模式的に表示し、各観測地間の距離も示している。断層方向は、北西から南東に向かって走っており、記録は、断層上とその断層線上のほぼ等距離の2点である。断層モデルは、すでに多くの論文報告<sup>17)</sup>があり、その諸元は長さ $L=35$ km、幅 $W=15$ km、傾斜 $67^\circ$ 、断層面のずれ $2.2$ m、破壊継続時間8secで



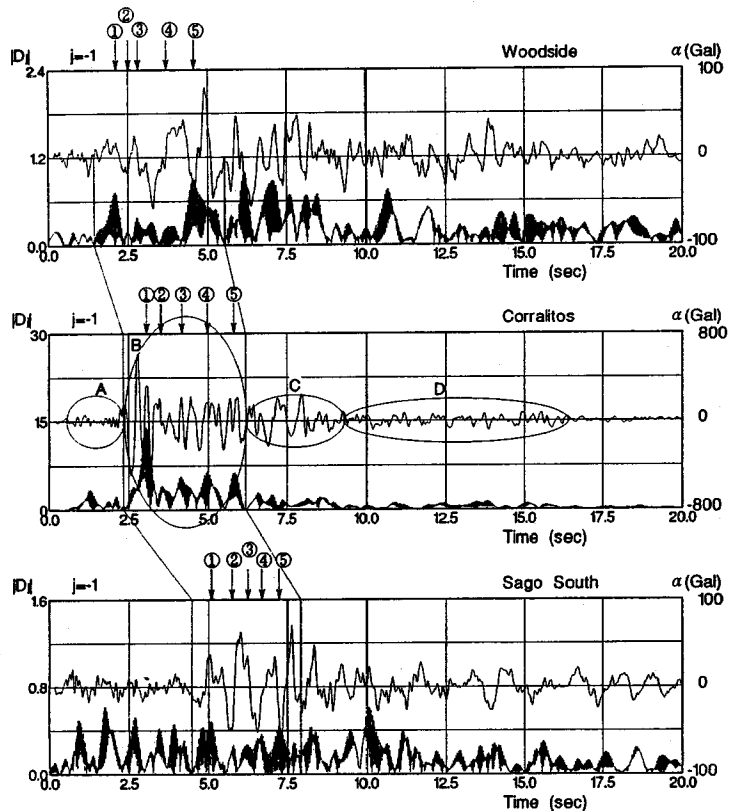


図-10 ロマプリータ地震による絶対ウェレット係数および加速度波形記録

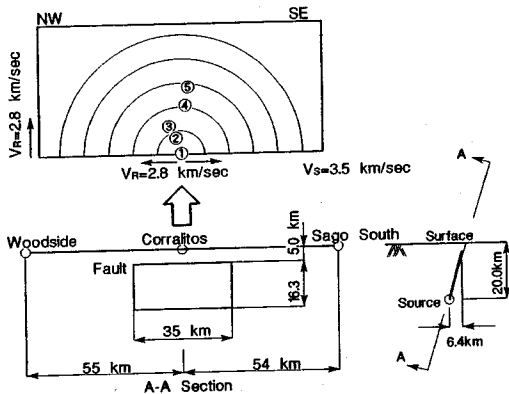


図-9 ロマプリータ地震での観測・断層位置

ある。また、破壊の伝播は4つの小破壊があり、第1破壊は小さく、第2破壊が一番大きく、第3、4はやや小さい破壊の現象となっており、断層の破壊過程としては比較的単純な地震であったといわれている。さらに、破壊の伝播過程は、断層中央下部の震源位置から水平両方向と上方に伝播して、地表面下約5kmの位置で止まったとされている。

以上のような現象を3観測点の地震記録のウェ

レット変換によって考察してみる。図-10は、3観測地での $j=-1$ の絶対ウェレット係数と加速度波形を示している。図中のCorralitosにおける区間Aの部分、初期微動部のP波と思われる部分による絶対ウェレット係数の結果であり、区間Bの部分は、主要動のS波による結果であり、区間C、Dの部分は、後続する尾動部のS波による結果であると考えられる。ただし、区間C、Dを区別する物理的な根拠は不明であるが、時刻歴波形およびウェレット係数の記象にかなり明瞭な違いが認められる。したがって、加速度記録の主要動部は、Woodside, Corralitos, Sago Southそれぞれ4.08秒、3.90秒、3.48秒と読みとれる。一方、文献(18)に記載されている断層近傍の地層でのS波、P波の値の加重平均をとれば $V_s=3.5$  km/s、 $V_p=6.1$  km/sとなっているので、断層の破壊伝播速度がS波の70~80%で2.5~2.8 km/sと推定できる。震源位置から断層破壊が上方と水平両方向に伝播した場合、上方までの継続時間は5.4~6.0秒であり、断層の両角部までの継続時間は8.1~9.1秒となるので、主要動部の継続時間は断層面での破壊過程が3/4程度進行した状態での継続時間に相当している。

表一 2 区間Bの卓越ピーク時間間隔

Time(sec)	t <sub>12</sub>	t <sub>23</sub>	t <sub>34</sub>	t <sub>45</sub>
Woodside	0.38	0.28	1.06	0.72
Corralitos	0.48	0.60	0.84	0.88
Sago South	0.70	0.48	0.42	0.56

このような主要動の継続時間の大小関係は、断層の全体的な破壊進行が地表面下20kmの震源から上方に進行し、平行して北西・南東の水平両方向に進行した結果を示しているものと考えられる。震源から水平両方向に破壊が進むと、断層方向線上の両側では、ディレクティビティ効果による時間間隔が長くなったり短くなったりする効果を受ける。全体的な効果としては、Sago South, Corralitos, Woodsideの順で長くなっている。ここで、絶対ウェブレット係数を用いて、もう少し詳細に考察してみる。まず、3観測点での加速度記録より、A、Bを区分する時刻は、CorralitosおよびSago Southの記録に対しては明瞭に分けられるが、Woodsideの記録に対しては分かり難い。ところで、分解係数 $j=1$ において、絶対ウェブレット係数をみると、CorralitosのBの区間から急激に大きなピークが始まり、続いて4カ所の大きなピークをもち、Woodsideの変動においても急に大きな変動が始まっている時刻が認められる。この時刻がB区間の始まりと考えられる。一方、Sago Southの絶対ウェブレット係数の結果は、大きな変動が初期微動部から現れているが、加速度記録よりB区間の始まる時刻は定められる。

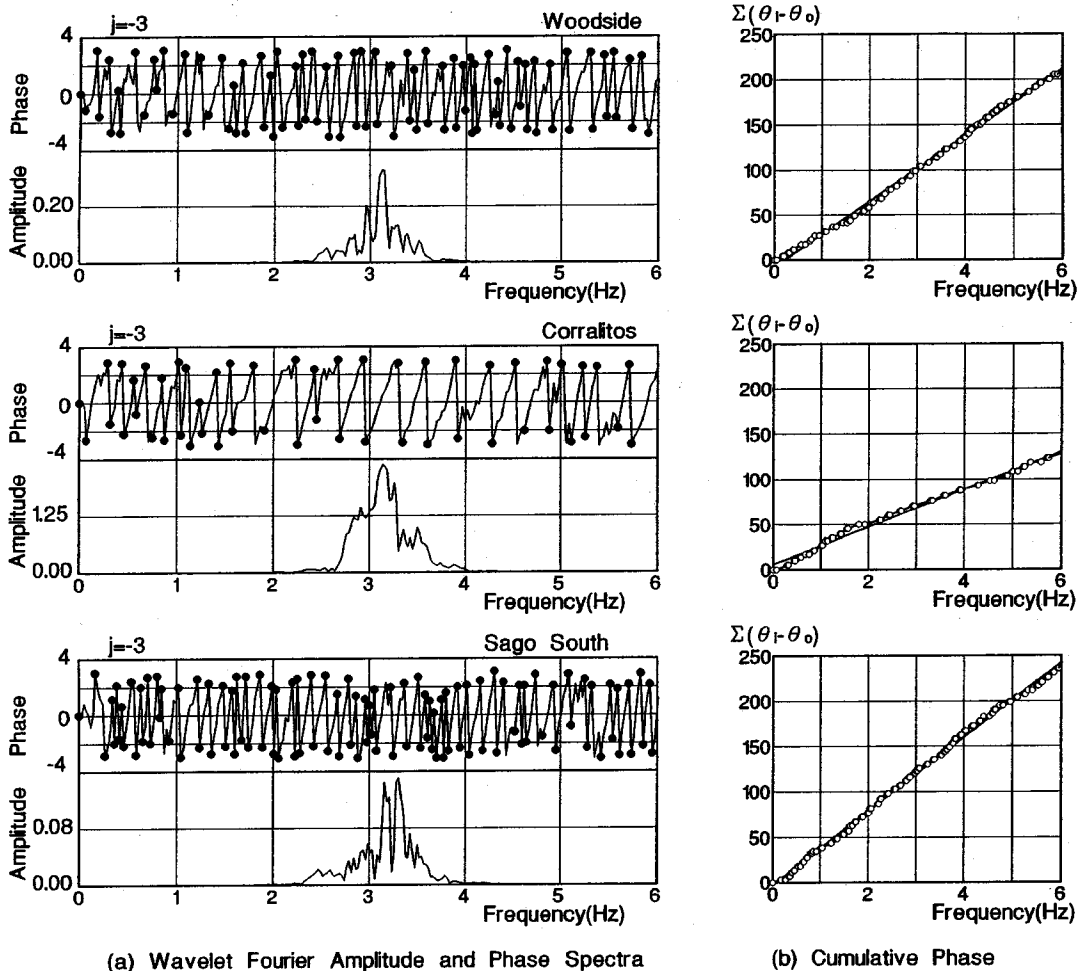
次にB区間の終わる時刻は、Corralitosの場合、加速度記録および絶対ウェブレット係数の結果とも明瞭に示している。しかし、WoodsideおよびSago Southの場合、加速度記録からはB区間とC区間を分離し難い。特に、Corralitosの少し周期の長い波のC区間がSago Southではわかり難い。一方、絶対ウェブレット係数からは比較的容易に対応がとれ、B区間の終わりの時刻が図のように定まる。さらにCorralitosのB区間での①～⑤に対応するピークは、他の2観測点での結果においても対応するピークが認められる。次に、それぞれの卓越振幅間の時間間隔を読みとると表一2のようになっている。このように読みとられた値は、ディレクティビティ効果から次のように解釈できる。時間間隔の結果より、①～③では、断層破壊が震源から上方と北西方向へ進行し、③～⑤では、破壊進行が上方と南東方向へ向

かったものと推察される。このように全体的には震源位置から断層の破壊が進行する場合、一様でなく、少しガタがあることを示している。なお、これら②～⑤の考察においてサイトおよび伝播経路の影響が非常に大きい可能性を持つが、ここでは、 $j=1$ での絶対ウェブレット係数のピーク値は、断層面での細片が破壊伝播する現象による加速度記録上の不連続性の強いものを抽出しているものと見なしたときの現象説明となった定性的考察といえる。

#### (4) 断層近傍の地震波に対するウェブレットフーリエ位相スペクトル特性

地震波記録に対するウェブレット変換を施した場合、各分解係数ごとのウェブレット係数に対するウェブレットフーリエ振幅スペクトルおよび位相スペクトル特性が得られる。いま、地震波の模擬波形作成といった工学的な観点から、断層近傍の地震波のこれらの特性が重要である。ここでは、ロマブリータ地震でのCorralitos, Woodside, Sago Southの記録に対する $j=-3$ での結果を図一11に示す。ここに、 $j=-3$ の解析例を図示したのは、振動数に対する位相スペクトルおよび振幅スペクトルとの特性が比較的明瞭に表現できるために採用しており、他の分解係数に対しても断層と観測位置での特性は、同様に処理し、表示できる。各図の上段部は位相スペクトル特性を下段部は振幅スペクトルを示している。 $j=-3$ の場合、振幅スペクトル特性は、2.5～3.5Hzに集中して現れている。その形状は、断層上のCorralitosの場合、1つの山が大きく3つに崩れた形状を呈し、断層線方向にほぼ等距離離れた位置での記録Woodside, Sago Southの場合、山の崩れ方が細かく分かれた形状となっている。なお、この関係は、負の分解係数が小さい場合にもはっきり現れていた。これは、断層から生じた地震波が観測地に到達するまでの伝播経路の影響を受けた結果と考えられる。

一方、位相スペクトル特性は、Corralitosの場合、ほぼ明瞭な鋸切波状の位相特性が振動数軸方向に現れている。もう少し位相特性を明瞭にするため、図中のようにピークに●印を付し、この位置での振動数での位相の累積を求めると、図(b)のようになる。図(b)の結果より、Corralitosの場合、0Hz付近で傾きが少し変化しているが、ほぼ線形であり、その傾きは、15.06 rad/Hzになっている。一方、Woodside, Sago Southの位相の場合、Corralitosの結果に比較して少し複雑になっており、その傾きはそれぞれ25.44, 27.69 rad/Hzとなっている。このような位相スペクトルの振動数に対する結果は、断層の有有限長



(a) Wavelet Fourier Amplitude and Phase Spectra

(b) Cumulative Phase

図-1 1 ウェーブレットフーリエ振幅・位相スペクトルおよび累積位相特性

震源のモデルがHaskellの傾斜関数の運動をした場合のユニラテラルな破壊伝播の現象と大局的に関係づけられる。すなわち、有限長の断層が一定の破壊伝播速度で有限時間区間一定の傾斜で立ち上がる場合、遠方場ではS波の波形位相特性は、振動数に比例し、その係数は、観測点での見かけの破壊継続時間、破壊の立ち上がり時間および観測点までのS波の継続時間の和として理論付けられている<sup>19)</sup>。ロマプリータ地震の場合、地震はユニラテラルな破壊伝播ではないが、ディレクティビティ効果による断層破壊特性が断層中央下端部から地上に向かって生じ、同時に地表面に平行に拡がりながら破壊伝播が生じている。したがって、これを中央部の有限長線震源のユニラテラル的な破壊伝播状態が水平方向に

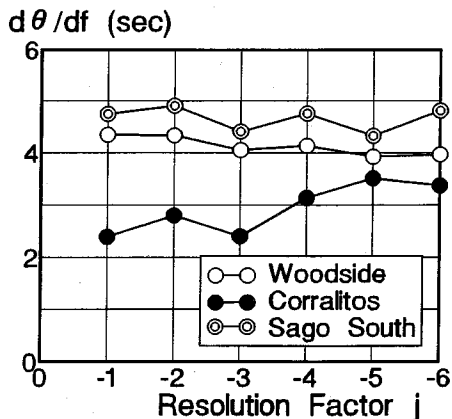


図-1 2 位相の傾きと分解係数の関係

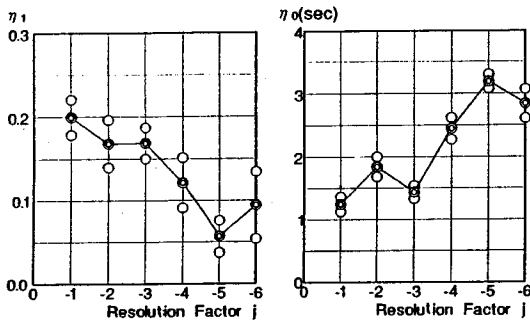


図-13  $\eta_0$ ,  $\eta_1$ と分解係数との関係

同時に生じているものと見なすと、有限長線震源の重ね合わさった特性が観測されると推測される。すなわち、図(b)に示すような位相特性の結果は、振動数に対してほぼ線形関係を有しており、Woodside, Sago Southの位相勾配特性の結果がCorralitosの結果より大きくなっている。これは、ユニラテラルな破壊伝播の重ね合わせと遠方場の波動特性から類推すると位相特性は、断層からの観測距離に比例して勾配が大きく現れていることに対応している。なぜなら、位相勾配は、対応する振動数間軸上の重心位置を表し、群遅延時間と呼ばれる評価量であり、これは、主要動の発生している時刻に対応しているからである。

次に、これらの位相勾配と分解係数との関係を図示すると図-12のようになる。Corralitosの結果は、 $j=-1$ ~-3までほぼ一定になっており、-4より小さくなるとWoodsideなどの結果に近づいた値になっている。この結果は、分解係数により位相勾配の特性が異なることを示している。すなわち、対象とする地震波にバンドパスフィルターの中心振動数が高い領域から低い領域に変化すると、断層上の位相特性が少し離れた位置での位相特性と似た特性を示している。これについてもう少し考察を加えてみる。いま、このような位相特性が震源までの距離に比例した量と断層の破壊伝播に関する量との和と仮定すると次式のような表現ができる。

$$\frac{d\theta}{df} = \eta_1 \frac{r_0}{V_s} + \eta_0 \quad (3.1)$$

ここに、 $r_0$  : 震源距離  
 $V_s$  : S波速度

図-13は、係数 $\eta_0$ ,  $\eta_1$ をCorralitosからほぼ等距離の2観測点のデータを用いて算定した値である。図

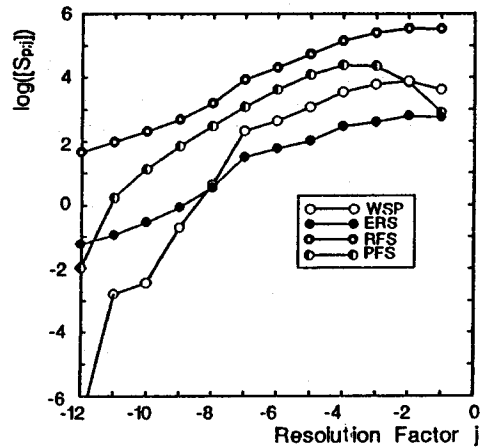


図-14 室蘭の記録に対するウェブレットスペクトルと他のスペクトルとの関係

の結果は、図-12に対応した結果を表示している。分解係数が-3までと-3より小さいところで大きく異なっている。ここで、係数 $\eta_1$ は震源距離に寄与する効果を現し、係数 $\eta_0$ は断層の破壊伝播やその他の効果を現している。したがって、分解係数-3、すなわちバンドパスフィルターの中心振動数が $f_3=3.125\text{Hz}$ ぐらいまでは距離による特性が大きく現れるが、これより低い振動数においては断層破壊伝播の影響の割合が大きく現れていることを意味しているものと思われる。この位相勾配の特性は、群遅延時間を意味し、主要動の発生時刻に対応しているので、分解係数 $j$ が-4とか-5で断層近傍において断層破壊の伝播特性の割合が増加するのは、包絡線的な振動数の低い方が減衰せずに伝播するということの意味している。

このように、地震の破壊過程が比較的簡単で、伝播経路の影響をあまり受けていない断層上の地震波のウェブレットフーリエ位相スペクトル特性と断層近傍のその位相特性を比較することによって、伝播経路の効果と破壊伝播の効果との現れる振動数領域の異なっていることが、認められる。

#### (5) ウェブレットスペクトル特性

次に、図-6の地震記録に対する分解係数 $j$ ごとのウェブレット変換された変動のフーリエ振幅スペクトルを求め、この総和をウェブレットスペクトル(WSP)と定義し、その特性を調べてみる。いま比較するため、地震波のパワースペクトル(PFS: [Gal<sup>2</sup>/Hz])、応答フーリエスペクトル(RFS: [Gal/Hz])、地震応答スペクトル

(ERS : [Gal]) を比較する。ただし、PFSは、自己相関の計算後スペクトルの計算をして平滑処理し、7次の最小自乗法の曲線のあてはめの処理したものである。また、RFSは、固有振動数を分解係数  $j$  に相当する値にとり、減衰定数5%においたときの構造物の地震応答を求め、フーリエスペクトルの総和を意味し、ERSは、減衰定数5%に対する結果である。図-14は、横軸を分解係数  $j$  にとり、縦軸を  $WSP : S_p [Gal/Hz]$  の対数に採ったものであり、これにRFS, ERS, およびPFSを重ねて図示したものである。

なお、ERSは、WSPとRFSと物理的な意味が違う情報量である。すなわち、WSPは、地震の原波形にほぼ矩形に近いバンドパスフィルターを通過したエネルギー量に相当し、RFSは、5%の減衰を持った1自由度構造物の応答の振動数応答関数のバンドパスフィルターを通過したエネルギー量に相当しているが、ERSは、5%の減衰を持った1自由度構造物の最大応答値であり、いわゆる極値分布に関係する量である。

図-14の室蘭の結果より、WSPの特徴は、 $-6 < j < -1$  においてRFS, ERSの特性と非常によい対応を示しているが、 $j = -7$  でWSPの傾きが大きくなっている。 $j = -7$  においてRFS, ERSも曲線の勾配が少し大きくなるが、WSPの場合その勾配が極端に変化している。これは、ウェーブレット変換による波形データの分解が、分解係数  $j = -7$  で大きく変化する特性をもっているということを示す。すなわち、地震波が、 $j$  は-1~-7までの高振動数帯域のエネルギー特性と-7より負の次数の高い低振動数域でのエネルギー特性が変化していることを示しており、これが明瞭にわかる。

さらに原波形のPFSが、 $j = -7$  を含みこれより小さい領域で分解係数に対して  $p$  次の勾配をもっているなら、

$$\sum_m |D_{j,m}| \propto 2^{-(1+2p)j/2} \quad (3.2)$$

のように評価できる。これを図-14の室蘭の結果に対して調べてみると、 $p = 0.934$  であるので式(3.2)の指数は、1.434となり、図中の  $\sum |D_{j,m}|$  の傾きは、1.688と少し大きめになっているが似かよった値を示している。なお、ERSの傾きは、0.532であり、RFSの傾きは、0.439であった。

#### 4. まとめ

本論文では、地震波解析におけるウェーブレット解

析が、基礎的な特性把握において有用な一手法であることを示した。取り扱った地震波データ数が少ないが、数値解析例より次のような事項がいえる。

- (1) 地震のデータから2つの時間差あるいはウェーブレット係数を求めると地震波のディレクティブティ効果を明瞭に把握できた。
- (2) 断層近傍の地震波に対するウェーブレットフーリエ位相スペクトルは、断層破壊が比較的単純なら、伝播経路の効果と破壊伝播の効果とが異なった振動数領域に現れていた。
- (3) ウェーブレットスペクトルは、耐震工学上の地震応答スペクトルと分解係数のかなりの範囲までよい対応を示していた。またパワースペクトルの振動数に対するべき法則が成立している場合、ウェーブレットスペクトルとの一定の対応関係が成立していた。

謝辞：最後に、本研究に際して貴重な文献の提供をいただいた大阪府立工業高等専門学校システム制御工学科片山登揚助教授と地震記録データをいただいた京都大学防災研究所亀田弘行教授、岐阜大学工学部杉戸真太助教授および数値計算を行っていた大阪府立工業高等専門学校卒業生大塚伸一郎君(東洋建設)に深く感謝の意を表わします。

#### 参考文献

- 1) 山口昌哉, 山田道夫: ウェーブレット解析, 科学, 岩波書店, Vol.60, No.6, pp.398-405, 1990.6.
- 2) Daubechies, I.: The Wavelet Transform, Time-Frequency Localization and Signal Analysis, *IEEE Trans. on information theory*, Vol.36, No.5, Sep., pp.961-1005, 1990.
- 3) Grossmann, A., R. Kronland-Martinet and J. Morlet: Reading and Understanding Continuous Wavelet Transforms, *Wavelets*, Springer-Verlag, pp.2-20, 1989.
- 4) Holschneider, M., R. Kronland-Martinet, J. Morlet and Ph. Tchamitchian: A Real-Time Algorithm for Signal Analysis with the Help of the Wavelet Transform, *Wavelets*, Springer-Verlag, pp.286-297, 1989.
- 5) Mallat, S.G.: Multiresolution Approach to Wavelets In Computer Vision, *Wavelets*, Springer-Verlag, pp.313-327, 1989.
- 6) Laussonneur, J.L. and J. Morlet: Wavelets and seismic Interpretation, *Wavelets*, Springer-Verlag, pp.126-131, 1989.
- 7) 佐々木文夫, 前田達哉, 山田道夫: ウェーブレット

- 変換を用いた時系列データの解析, 構造工学論文集, Vol.38B, pp.9-20, 1992.
- 8) Yomogida, K.: Detection of anomalous seismic phases by the wavelet transform, *Geophysical Journal International*, Vol.116, pp.119-130, 1994.
- 9) 宮脇幸治郎: 地震波に関するウェーブレット解析, 大阪府立工業高等専門学校研究紀要, 26巻, pp.53-61, 1992.
- 10) Mallat, S.G.: A Theory for Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation, *IEEE Trans. on Pattern Analysis and Machine Intelligence*, Vol.11, No.7, pp.674-693, 1989.
- 11) 前述 10), pp.689-690.
- 12) 亀田弘行: 強震地震動の非定常パワースペクトルの算出法に関する一考察, 土木学会論文集, Vol.235, pp.55-62, 1975.
- 13) 土木学会耐震工学委員会: ロマプリーク地震震害調査報告, 土木学会論文集, 第424号/Ⅲ-14, pp.28-36, 1990.12.
- 14) 翠川三郎, 小林啓美: 地震断層を考慮した地震動スペクトルの推定, 日本建築学会論文集, 第282号, pp.71-79, 1979.
- 15) 前述 14).
- 16) 宇佐美龍夫: 資料日本震害地震総覧, 東京大学出版会, pp.32-33, 1977.
- 17) 前述 13).
- 18) 前述 13), pp.57-68.
- 19) 理論地震動研究会 編著: 地震動その合成と波形処理, 鹿島出版会, p.76, 1994.

(1995. 1. 11 受付)

## CONSIDERATIONS BY WAVELET ANALYSIS FOR EARTHQUAKE WAVES

Kojiro MIYAWAKI and Kenzo TOKI

This paper deals with a finite discrete wavelet transform for earthquake waves. First it studies the directivity effects of earthquake waves about time and frequency domains. Then it investigates the wavelet Fourier phase spectrum for the earthquake waves on the fault and the phase has the effects of the wave path and the rupture process. Finally, it defines the wavelet spectrum (WSP) and the WSP has a good correlation with the power Fourier spectrum for the earthquake waves.

# シールドトンネルの免震構造とその免震効果の評価手法の提案

鈴木 猛康<sup>1</sup>・田村 重四郎<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 (株)熊谷組技術研究所 土木系研究開発部 (〒300-22 つくば市鬼ヶ窪1043)

<sup>2</sup>正会員 工博 日本大学 生産工学部 土木工学科 (〒275 習志野市泉町1-2-1)

1985年ミチョアカン地震の際、メキシコ市でシールドトンネル軸方向の引張およびねじり変形に起因する被害が発生した。このような軸方向変形に対しては、シールドトンネルの覆工体とその外周の地盤の間に免震層を形成し免震構造とした場合、地震時に覆工体に生じるひずみを大きく軽減させることができる。本論文では、シールドトンネルの免震構造の免震効果を評価する方法として、軸対称有限要素を用いた簡易モデルによる数値解析法を提案するとともに、パラメトリック・スタディーによりひずみの低下率によって免震効果を定量的に示している。また静的安定解析により、0.5に近いポアソン比を有する免震層とすることが、地表面沈下を抑制する意味から重要であることを示している。

**Key Words :** shield-driven tunnel, seismic isolation, axisymmetric finite element model, evaluation of strain reduction, earthquake damage, material properties

## 1. はじめに

都市トンネルを代表するシールドトンネルは、我国の沖積～洪積地盤に建設される比較的大きな断面のトンネルの多くを占めるに至っている。近年では東北新幹線の東京地下トンネル部で外径12.7mの鉄道トンネルがシールド工法で建設され、また東京湾横断道路では外径13.9mの大断面の道路トンネルでシールドトンネルが採用されている。施工の自動化、省力化が著しく進展し、シールドトンネルは今後ますます重要になると思われる。

一般に地下では地表面に比べて地震動は小さいことが知られている。しかし、イギリスで生まれ、日本で発展したシールドトンネルは、日本初の完成が昭和10年代の後半であり、都市のライフラインを形成する都市トンネルとして本格的に建設され始めたのは、戦後のことである。したがって、シールドトンネルは我国ではこれまでに大地震の洗礼を受けたことがない。地下鉄、高電圧送電線、上・下水道幹線、通信幹線等、都市トンネルのライフラインとしての役割は大きく、その耐震性を正確に評価するのみでなく、トンネルの重要度と地盤条件によっては積極的に免震構造を採用することも、今後は必要になると思われる。

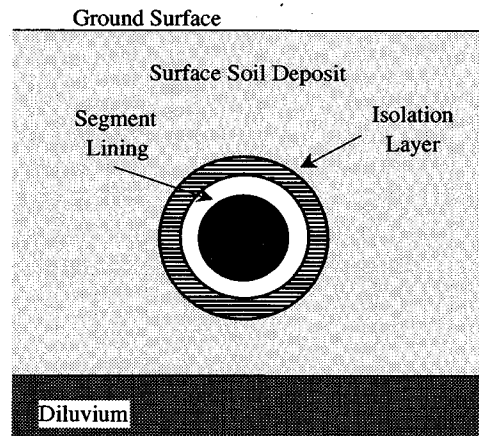
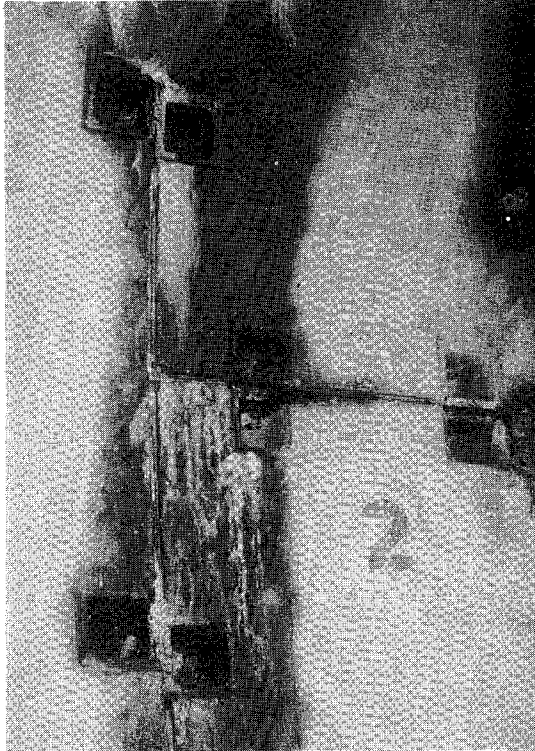


Fig.1 Seismic isolation structure of a shield-driven tunnel

このような観点から、筆者らはFig.1に示すようなトンネル覆工体と周辺地山の間に免震層を形成することによるシールドトンネルの免震構造を提案し、模型振動実験と数値シミュレーションによってその有効性を検討してきた<sup>1,2)</sup>。

本論文ではまず、ミチョアカン地震(1985)におけるシールドトンネルの被害例によってシールドトンネルの地震時被害のパターンを説明し、次にリング



**Photo.1** Circumferential gap between adjacent segment rings occurred in Mexico City due to the Michoacan earthquake of September 19, 1985

間継手を用いたシールドトンネルの柔構造と免震構造の関係について考察し、免震構造の優位性を示す。さらに免震構造によって期待できる免震効果の評価が、簡易な有限要素モデルによる数値解析によって可能になることを示し、最後に有限要素解析により静的安定についても検討し、免震層として必要とされる物性を明らかにする。

## 2. シールドトンネルの地震被害

我国ではシールドトンネルが大地震の洗礼を受けたことがないが、1985年9月19日にメキシコで発生したミチョアカン地震の際、メキシコ市の施工途上のシールドトンネルで典型的な地震によるトンネルの被害が報告されている<sup>3)</sup>。メキシコ市内の地震観測地点S.C.T.は市の中心部近くの埋立地帯に位置しており、ここでは約1分間にわたって周期1~2秒の地震動が継続して観測された<sup>4)</sup>。地震被害が発生したのはS.C.T.から約2km北で、さらに市の中心部に近い地点であり、軟弱な表層厚がさらに深く堆積していると思われる。したがって、この地点の地表面

最大加速度はS.C.T.で観測された170galと同等かそれよりもさらに大きく、このような地震動が1分程度続いたことが推測される。このシールドトンネルは下水道用で外径6.1m、けた高50cmのRCセグメント製であり、地震発生当時シールドマシンは立坑より200mの地点にあった。フローティングケーソンの沈設によって施工された外径11mの立坑は剛な構造であるため、周辺の軟弱地盤が強く震動しても、変形は比較的少ない。これに対してシールドトンネルは周辺地盤の震動に追隨して変形するため、立坑とトンネルの接合部周辺では大きな軸方向の相対変位が発生する。このような場所ではトンネル軸方向の伸縮変形は勿論のこと、トンネル横断面の水平振動(スウェイ)および回転振動(ロッキング)に関する軸方向の相対的な相違も大きく、スウェイによる相対水平変位はトンネル軸方向のせん断変形の、一方ロッキングによる相対回転変位はトンネル軸方向のねじり変形の主要因となる。

**Photo.1**に典型的な被害例を示すが、立坑との接合部2~3リングで剛性の小さなリング間継手のボルトが切断されてセグメントリング間は完全に分断され、円周方向に約10cmのずれが生じている。場所によっては、リング間の目開きにトンネル外周より裏込め材あるいは地山からの土砂が多少詰まっている部分も確認された。またリング間継手ボルトの切断状況から推察すると、トンネル軸方向の引張とねじりの相乗効果<sup>5)</sup>によって、最終的に継手ボルトのせん断破壊に至ったと思われる。継手部が引張によって開ききり、トンネル周辺の土砂が坑内に流入するような崩壊状況とならなかったのは、継手部の局所的な引張変形を近接するセグメントリングあるいは継手部の圧縮によって吸収するだけの圧縮変形機構が、シールドトンネルには構造的に備わっていないため、柔構造のリング間継手はその引張性能を十分発揮しきれなかったためであろう。このような一種の歯止めがかかっていなかったならば、トンネルは継手部で切断され、坑内に土砂が流入する最悪の事態に至ったであろう。

一方トンネル全般にわたり、トンネル断面の上半部ではセグメント継手部付近でセグメントのコンクリート剥離が生じ、またトンネル先端部付近では、斜め上45度から天端にかけてトンネル軸に沿ったクラックが報告されている(**Photo.2**)。これらは地震時のトンネル横断面のせん断変形にもよると思われるが、クラックが継手ボックスのコーナー部から延びていることから、軸方向の引張とねじり変形挙動に起因する方が大きいと判断される。