

地震波の因果性を用いた 1979 Imperial Valley 地震の多重震源解析

MULTIPLE EVENT ANALYSIS OF 1979 IMPERIAL VALLEY EARTHQUAKE USING CAUSALITY CONCEPT OF EARTHQUAKE MOTION

辰巳安良*・佐藤忠信**

By Yasunaga TATSUMI and Tadanobu SATO

Using the causality concept, we propose a procedure to deconvolute a seismic wave into a minimum phase shift function and a function representing source mechanisms. An analysis of identifying the source mechanism of the 1979 Imperial Valley, California earthquake is made utilizing two functions deconvoluted from the near field horizontal acceleograms. The multiple rupture process is confirmed by the fact that five major small events are identified on the fault surface. The ramp function and rupture velocity are also estimated and used to synthesize the earthquake motion. The set of the results indicates an effectiveness of the proposed procedure.

Keywords: multiple event, minimum phase shift, causality, 1979 Imperial Valley Earthquake

1. はじめに

原子力施設等の大型重要構造物の耐震安全性を検討するための入力地震動としてよく用いられるのは、過去の地震動のフーリエスペクトル振幅特性を統計的に予測して、振幅と位相を独立に与え、設計用地震動を模擬する手法である¹⁾。著者らは、地震動は波動の到達時刻以前では振幅がゼロとなる因果関数であるから、フーリエスペクトルの振幅と位相の間に相関性があり、両者の独立性を仮定することによって模擬された地震動は本質的に矛盾を含んでいることを指摘した。また、因果関数のこの特性を利用し、地震動波形を最小位相推移フィルターへの入力波形とフィルターの特性関数とに分離する手法を提案した²⁾。

本研究では、まず因果関数の数学的な性質と、最小位相推移関数を用いた波形の分離方法について述べた後、簡単なインパルス応答波形を用いて提案した手法の有用性と観測波への適用可能性を検証する。次に、震源過程に関する各種の解析に利用された^{3)~8)}、1979 Imperial

Valley 地震でのアレー観測記録⁹⁾のうち、主な観測点における断層に平行な変位成分に本手法を適用し、最小位相推移関数と残余波に分離する。さらに、これらの残余波の極値に注目し、断層上の発震地点、発震時刻、破壊速度および rise time を推定し、他文献の結果と比較考察した後、ramp function の抽出を試みた。最後に、抽出した ramp function と最小位相推移関数を用いて各観測点の波を合成し、実際の観測波形と比較することより、よい一致を示すことを確認し、本手法の有用性と一連の結果の妥当性を裏づけた。また、設計用地震動を合理的に作成するために今後なされなければならない研究の方向性についても考察を加えた。

2. 最小位相推移関数による波形の分離

ある時刻以前で、振幅がゼロとなる時刻歴波形は因果関数とよばれ、この関数のフーリエスペクトルの振幅と位相の間には相関性があることがわかっている⁹⁾。以下に、この性質を利用して、因果関数を線形システムからの出力と考え、これをシステムの応答特性に関係する波と入力に関係する波とに分離する手法を展開する。

因果関数 $f(t)$ のフーリエスペクトルを次式のように表わす。

$$F(\omega) = R(\omega) + jX(\omega) = A(\omega) \exp\{j\phi(\omega)\} \cdots \cdots (1)$$

* 正会員 工修 竹中工務店技術研究所担当研究員
(〒136 江東区2-5-14)

** 正会員 工博 京都大学防災研究所助教授
(〒611 宇治市五ヶ庄)

ここに、 j は虚数単位、 $R(\omega)$ は実数部、 $X(\omega)$ は虚数部、 $A(\omega)$ は振幅、 $\phi(\omega)$ は位相である。因果関数の $R(\omega)$ と $X(\omega)$ は互いに独立ではなく、Hilbert 変換によってそれらの一方は他方から一意的に決定される。

一方、 $F(\omega)$ は次式のように表現できる。

$$F(\omega) = \exp[-\alpha(\omega) - j\theta(\omega)] \quad \left. \begin{aligned} \alpha(\omega) &= -\ln A(\omega), \theta(\omega) = -\phi(\omega) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

この場合には、 $\alpha(\omega)$ から $\theta(\omega)$ が一意的に決定できなくなる。しかし、 $\ln F(j\omega)$ が $j\omega$ 空間の右半面で解析関数であると仮定すると、 $\theta(\omega)$ は $\alpha(\omega)$ から一意的に決定できる。このような関数は最小位相推移関数とよばれる⁹⁾。この場合、Winer-Lee 変換を利用することにより $\alpha(\omega)$ は $\theta(\omega)$ と以下のように関係づけることができる。

次式で定義される変数変換

$$\omega = -\tan \delta / 2 \dots\dots\dots (3)$$

を行うことによって関数 $\alpha(\omega)$ 、 $\theta(\omega)$ は以下のように変換される。

$$\alpha(\omega) + j\theta(\omega) = \alpha(\delta) - j\theta(\delta) \dots\dots\dots (4)$$

この $\alpha(\delta)$ と $\theta(\delta)$ をそれぞれ余弦および正弦級数に展開すれば次式となる。

$$\alpha(\delta) = d_0 + d_1 \cos \delta + \dots + d_n \cos(n\delta) + \dots \dots \dots (5)$$

$$\theta(\delta) = e_1 \sin \delta + \dots + e_n \sin(n\delta) + \dots \dots \dots (6)$$

ここに最小位相推移関数の場合

$$d_n = -e_n \dots\dots\dots (7)$$

なる関係があり、 $\alpha(\delta)$ が決まれば $\theta(\delta)$ が一意的に決定できる⁹⁾。

そこで、図-1 に示すように、まず原波形をフーリエ変換し、求めたフーリエ振幅 $F(\omega)$ をデータとして式 (5) の余弦級数の係数 d_i を最小 2 乗法で決定する。次に式 (6)、(7) を用いて位相 $\phi_m(\omega)$ を決定し最小位相推移関数 $F_m(\omega)$ を求める。さらに、 $F(\omega)$ を $F_m(\omega)$ で除して、残余のスペクトル $F_r(\omega)$ を求める。 $F_m(\omega)$ と $F_r(\omega)$ をフーリエ逆変換することにより、原波形を最小位相推移波 $f_m(t)$ と残余波 $f_r(t)$ に分離することが可能となる。

具体的な計算においては、 δ を等間隔に取り、原波形のフーリエスペクトルの振幅値を計算し、式 (5) に現われる有限個の回帰係数 d_0, \dots, d_n を決定するが、回帰の精度を高くするため、元の記録の時間軸を伸ばし、回帰係数を決定した後、時間軸の長さを元に戻す補助的な作業を付加した。また回帰項数 n については、回帰係数の値が変化しなくなる最小の項数を半経験的に設定した。

なお、関数 $f_m(t)$ は多次元システムにおける基本モードの応答関数と考えることができるので地震波の伝達経路や観測地点近傍の局所的な振動特性などの波動伝達シ

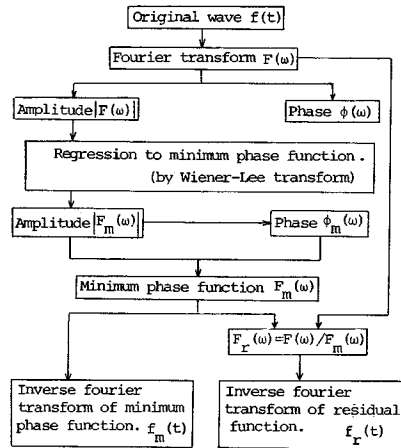


図-1 計算の手順

ステムにかかわるものであり、関数 $f_r(t)$ は断層面上の破壊過程および発震点と観測点の位置関係による到達時間の差などに関する関数と考えることができる。なお両者のコンボリューションが観測波形 $f(t)$ になることは明らかである。

3. 簡単な計算例による検証

前述の手法の有効性を検証するために、インパルスが 2 波および 6 波入力したときの 1 自由度系の変位応答を観測波形として計算を行った。

インパルス応答関数は次式で表わせる。

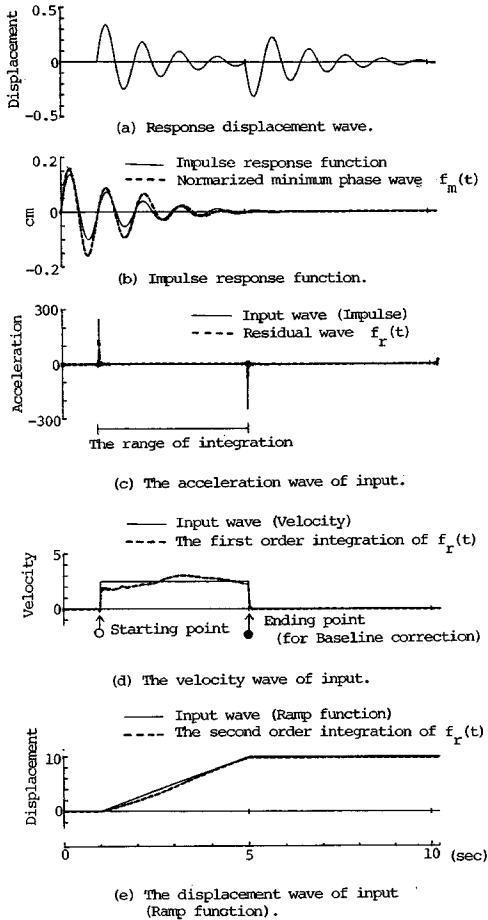
$$h(t) = \begin{cases} \frac{1}{\omega_0} e^{-\beta\omega_0 t} \sin \omega_0 t & t \geq 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 ω_0 は 1 自由度系の非減衰固有円振動数、 β は減衰定数、 $\omega_0 = \omega_0 \sqrt{1 - \beta^2}$ である。

以下に具体的な計算例によって提案する手法の有効性を示す。

(1) インパルス 2 波の場合

$\omega_0 = 2\pi (1.0 \text{ Hz})$ 、 $\beta = 0.1$ とし、図-2(c) の実線で示すような発震機構を想定したインパルス列を考え、式 (8) で表わされるインパルス応答関数との合成積の波形 $f(t)$ を示したものが図-2(a) である。この波形を観測値とし、図-1 の手順により求めた $f_m(t)$ と $f_r(t)$ を図-2(b)、(c) に破線で示した。この場合、 $f_r(t)$ は加速度の次元をもつインパルス列を同定したものとになっている。 $f_r(t)$ については厳密なインパルス列とほとんど一致するため破線と実線が重なっている。比較のために図-2(b) には式 (8) のインパルス応答関数を実線で示した。 $h(t)$ と $f_m(t)$ は $\int_0^\infty \delta(t) = 1 \text{ gal}$ となる強度のインパルス $\delta(t)$ とのコンボリューション結果が示されているので単位は cm になっている。なお、こ



図—2 インパルス2波のデコンボリューション

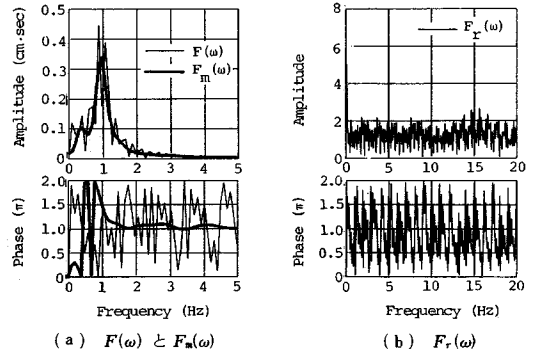
($h(t)$ と $f_m(t)$ に関しては $\int_0^\infty \delta(t)dt = 1$ gal の強度を有するインパルスとのコンボリューション結果が示されている)

ここでは式 (5), (6) の展開項数は 20 とし, 時間軸は 20 倍に拡大して回帰係数を決定した。

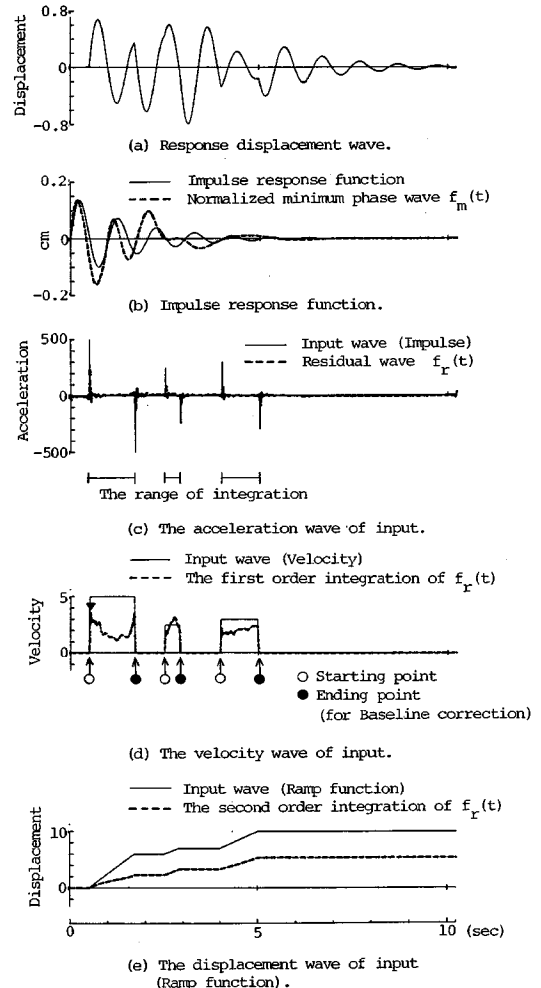
次に, 発震機構を表現するインパルス列と同定されたインパルス列を積分し, 速度波と変位波を求めたものが図—2 (d), (e) の実線と破線である。同定されたインパルス列を積分するにあたっては, ノイズを除去するため, 2つのインパルスの内側の領域 [図—2 (c) に示した時間] だけを取り出して積分し速度波を求めた。変位波形を求める積分では, 速度波形をその始点と終点 [図—2 (d) に示した時刻] で値が0となるような直線で基線補正した。

図—2 (c), (d), (e) における実線と破線はよい一致を示し, 観測波形に含まれている ramp function のような関数をこの手順で抽出するのが可能であることがわかる。

次に, 原波形のフーリエスペクトル $F(\omega)$ と最小位



図—3 最小位相推移関数と残余波のフーリエ振幅と位相特性



図—4 インパルス6波のデコンボリューション

相推移関数 $F_m(\omega)$ を比較して示したものが図—3 (a) であり, 残余波のフーリエスペクトル $F_r(\omega)$ を示したものが図—3 (b) である。図—3 (a) より, $F_m(\omega)$ は $F(\omega)$ をよく回帰していることがわかる。

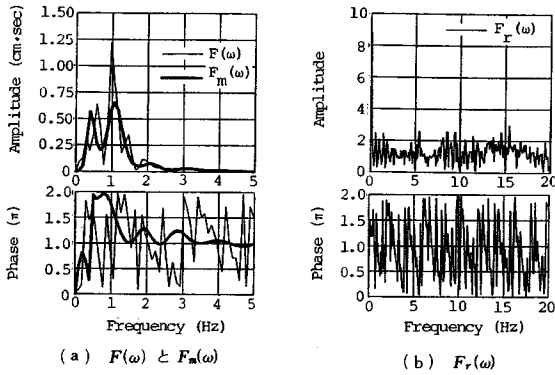


図-5 最小位相推移関数と残余波のフーリエ振幅と位相特性

(2) インパルス6波

図-4(c)に示すような3組のインパルス対と式(8)で与えられるインパルス応答関数との合成積を観測波形として、(1)と同様の解析を行った。結果を図-4(a)~(e)に示した。 $f_r(t)$ の積分においては、正のインパルスから負のインパルスに致る領域だけを取り出し積分し速度波を求めた。おのおのの区間の積分では速度が始点と終点[図-4(d)に示した時刻]で0となるように直線で基線補正した。 $F(\omega)$ と $F_m(\omega)$ の比較、および残余波のフーリエスペクトル $F_r(\omega)$ を図-5(a),(b)に示した。

図-4(b)より $f_m(t)$ は式(8)の理論解と若干の差はあるものの、比較的良好一致を示しており、図-4(c),(d),(e)より、入力インパルス列もよく分離されているので、ramp functionの抽出も可能であることがわかる。

4. 1979 Imperial Valley 地震記録への適用

1979 Imperial Valley 地震は、図-6に示すようにアメリカ合衆国 California 州南部からメキシコの国境に

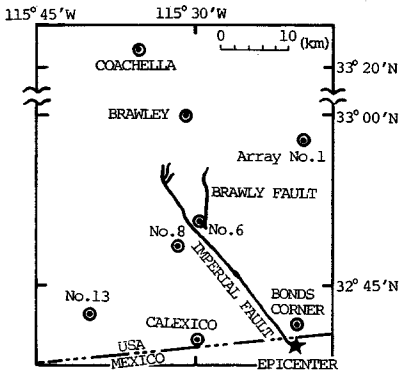


図-6 Imperial Valley における断層と観測ステーションの配置

のびる右横ずれの Imperial 断層が動いたもので、断層面上の破壊は南々東の端から開始して、北々西に約 35 km にわたって一方向に伝播した。Imperial 断層の周辺には 30 数個の強震計が U.S.G.S. 他により設置されており、このうち大半の地点では強震計の trigger time の絶対時刻がわかっており、また上下動では 1 600 gal,

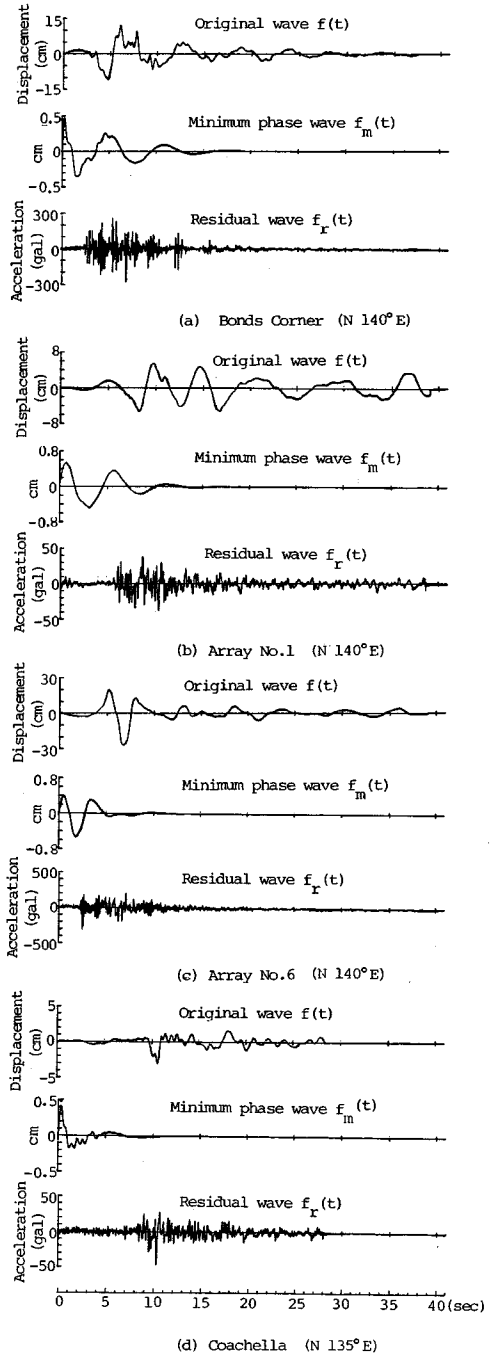


図-7 記録された波形のデコンポリューション

水平動では 700 gal を越えた地点もある貴重なデータが得られた。

また, Hartzell ら⁴⁾および藤野ら⁷⁾によれば, 断層面上での食い違い量は一樣ではなく, 大きな破壊箇所が 3 か所あったとされている。

(1) 最小位相推移関数による変位波形の分離

インパルス列の分離をなるべく明確にするため, 解析の対象とする地震記録を主要動の SH 波にしぼった。したがって代表的な観測点の変位波形のうち, Imperial 断層に平行な成分 (N 140°E あるいは N 135°E) を解析した。解析した地点は図-6 に示す 8 地点であり, Coachella 以外の 7 地点はすべて trigger time の絶対時刻がわかっている。解析条件としては, 式 (5), (6) の展開項数 n は 50, 時間軸は 20 倍に拡大して回帰した。展開項数および時間軸の拡大率は, 数種の組合せで試行を行い, 解析結果があまり大きく変動しなくなる展開項数と $F(\omega)$ と $F_m(\omega)$ の相関係数が大きくなる拡大率を選んだ。

得られた結果のうち, 4 観測点における原変位波形および $f_m(t)$ と $f_s(t)$ を図-7(a)~(d) に示した。Bonds Corner については, 原変位波形のフーリエスペクトル $F(\omega)$ と最小位相推移関数 $F_m(\omega)$ ならびに残余波のフーリエスペクトル $F_r(\omega)$ を図-8(a), (b) に示した。最小位相推移関数は各観測点ごとに異なっている。これは伝達経路の特性や観測地点近傍の局所的な震動特

性を表現する関数になっているためである。

(2) 断層の破壊過程の推定方法

残余波は 3. でも述べたようにシステムへの入力のは加速度インパルスと考えられるので, 断層面上の破壊過程および発震点と観測点との位置関係による到達時間の差などの情報を含んだ波としてとらえることができる。実際の観測波形を用いた場合には $f_s(t)$ が完全なインパルス列として表現できないので, 残余波の極値に着目し, 断層面上の破壊過程について考察を加える。解析の対象としたのは, trigger の絶対時刻がわかっている 7 観測地点の Imperial 断層に平行な成分についての残余波である。

図-9 で示すように, 地表面上の任意の 4 個の観測点の空間座標を $(X_1, Y_1, 0) \sim (X_4, Y_4, 0)$, 断層面上の発震点の空間座標を (X, Y, Z) とする。いま, 地盤内のせん断波速度を V_s , 各観測点での観測波形から読み取れる波動の到着時刻を $T_{a1} \sim T_{a4}$, 発震点から各観測点へ波動が到達するのに要する実際の時間を $T_1 \sim T_4$ とすると以下の関係式を得る。

$$\begin{aligned} \sqrt{(X_1 - X)^2 + (Y_1 - Y)^2 + Z^2} &= V_s \cdot T_1 \\ \sqrt{(X_2 - X)^2 + (Y_2 - Y)^2 + Z^2} &= V_s \cdot T_2 \\ \sqrt{(X_3 - X)^2 + (Y_3 - Y)^2 + Z^2} &= V_s \cdot T_3 \\ \sqrt{(X_4 - X)^2 + (Y_4 - Y)^2 + Z^2} &= V_s \cdot T_4 \\ T_{a1} - T_1 &= T_{a2} - T_2 = T_{a3} - T_3 = T_{a4} - T_4 = T \dots (9) \end{aligned}$$

上の連立方程式において, $(X_1, Y_1) \sim (X_4, Y_4)$, $T_{a1} \sim T_{a4}$ および V_s は既知であるので, $X, Y, Z, T_1 \sim T_4$ を解析的に解くことができる。したがって, 発震点の空間座標と発震の絶対時刻 T が求まるので, 断層面上の最初の破壊開始点 (震央) の発震時刻と, ここで求まる発震点の発震時刻の差から, 発震点までの平均的な破壊速度 V_R が求まることになる。

具体的には以下の i)~vii) の手順で作業をすすめた。まず, i)~iii) で破壊開始点の位置ならびに開始時刻を推定し, 次にこの点を基準として, i)~iii) と同様の手順を iv)~vi) で繰り返し, 他の発震点と発震時刻を推定した。そして最後に vii) で各発震点の破壊終了時刻を決定した。

i) 最初に, 破壊開始点を求めるため, 7 観測点の残余波の立ち入り部の極値を大きいものから 10 点程度, おのおのの波から抽出し, これらの時刻を $T_{a1} \sim T_{a7}$ とした。なお以後, 右横ずれ断層であることと, 観測波の成分が N 140°E あるいは N 135°E であることを考慮し断層の北東側で正の極値, 南西側で負の極値を用いる場合を正側 (P で表わす) とよび, 逆を負側 (N で表わす) とよぶこととする。ここでは正側を用い, また V_s は Fuis らの探査の結果¹⁰⁾を平均化して 3.0 km/s とした。

ii) 7 観測点から 4 観測点を取る組合せは 35 通りあ

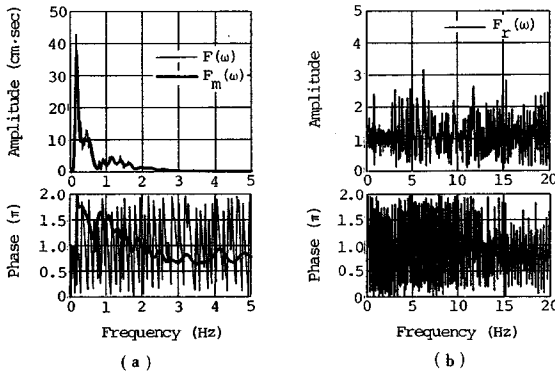


図-8 Bonds Corner における最小位相推移関数と位相特性

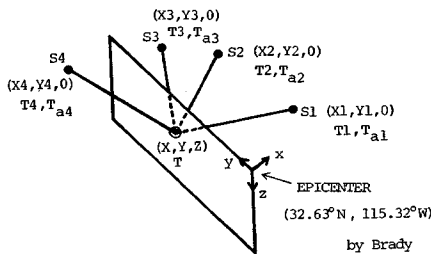


図-9 発震点と観測点の座標

るので、このおのおのの組合せとさらに $T_{a1} \sim T_{a7}$ のおのおのの組合せ (ほぼ 10^7 通りとなる) に対して式 (8) を解くことによって、(X, Y, Z) および T を求めた。このときの制約条件としては $-20 \text{ km} < X < 20 \text{ km}$, $-20 \text{ km} < Y < 40 \text{ km}$, $0.0 \text{ km} < Z < 50.0 \text{ km}$ を用いた。なお、観測点 4 点がほぼ直線上に並ぶ 1 個の組合せは解の精度が悪いので除外した。

iii) 求めた、おのおのの解 (X, Y, Z, T) の平均値、標準偏差および変動係数を 34 組の解から計算し、最も変動係数が小さい組合せを解とした。以後、この平均値を破壊開始点および破壊開始時刻とし、破壊開始時刻を絶対時刻の原点とした。

iv) 7 観測点の残余波のおのおのについて、正側の極値を大きいものから 20 個前後抽出し、 $T_{a1} \sim T_{a7}$ を設定した。

v) ii) と同様にして X, Y, Z, T および V_R を求めた。この場合の制約条件は、 $-20 \text{ km} < X < 20 \text{ km}$, $-50 \text{ km} < Y < 40 \text{ km}$, $0.0 \text{ km} < Z < 50 \text{ km}$, $0.0 \text{ km/s} < V_R < 3.0 \text{ km/s}$ とした。

vi) iii) と同様にして、X, Y, Z, T, V_R の平均値、標準偏差および変動係数を計算し、比較的到着時刻が分

離しやすい Bonds Corner, Calexico, Array-1 および Array-13 においては、 T_a が同一となる組合せに対しては、変動係数が大きい場合の組合せを除外した。

vii) 次に各発震点の破壊終了時刻を指定するため、抽出する極値の正負を逆転し (すなわち負側, iv), v), vi) の手順を繰り返す, このうち X, Y の平均値が vi) で求めたおのおのの X, Y の平均値から, 1 km 以内にあるものを抽出した。普通の ramp function を仮定すれば, 1 つの発震点からは正負対となったインパルスがライズタイムの時間間隔だけずれて発生する。したがって, 正のインパルスと負のインパルスに基づく発震点は本来一致すべきであるので, この制約条件を設けた。

(3) 推定結果

上記の手順を踏むことにより, 正側の極値を用いた場合に対して 5 点 (破壊開始点を含む) の, 負側の極値に対して 3 点の発震点が求めた。なおここでは制約条件により大部分の組合せは不適合として除去された。おのおのの選ばれた組合せについて, X, Y, Z, T, V_R の平均値を上段に変動係数を下段に示したものが表-1 である。また, 正側のおのおのの発震点の 34 組の空間座標をプロットし, 平均値を十字で示したものが図-10 (a) であり, 比較のために Hartzell らにより計算された断層のくい違い量の結果⁴⁾の上に, ここで求めた発震点の平均座標をプロットしたものが図-10 (b) である。次におのおのの発震点からの各観測点への到着時刻を残余波に矢印で示したものが図-11 である。

以上の結果を整理すると以下となる。

1) 表-1 の各変動係数および図-10 (a) より, 破壊開始点 (1-P) 以外はばらつきが小さく, 平均値まわりによく集中していることがわかる。破壊開始点の各種の値のばらつきが大きいのは, 距離の大きい観測点でこの情報をとらえるのが難しいことによっていると考えられる。

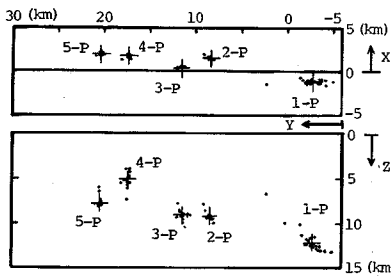
2) Brady らによって与えられた破壊開始点 32.63°N , 115.33°W , 深さ 12 km, 開始時刻 23 時 16 分 54.5 秒³⁾ と上記の結果はほぼ一致し, 本研究では, 32.61°N , 115.32°W , 深さ 12 km, 23 時 15 分 55.1 秒となった。

3) 本研究では, 断層面上の発震点は, 破壊開始点を含めて 5 点あり, これまでに Hartzell ら⁴⁾ や藤野ら⁷⁾ によって指摘されている 3 重震源説とは異なっている。しかし, Hartzell らの結果と比較した図-10 (b) をみると, これらの発震点は, 断層面上のくい違い量の大きい場所の周辺にあり, よい一致を示しているといえる。これより, 大きなエネルギーの放出されたと推定される地点はほぼ一致しているが, 顕著な発震点は 3 点よりも多いと考えられる。

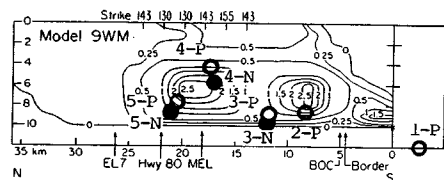
4) 正側の極値を用いた場合は, 破壊速度 V_R が 2.67

表-1 発震点の平均的な座標とその標準偏差

Upper row - Average value						Lower row - Coefficient of variation					
Positive Direction			Negative Direction			Positive Direction			Negative Direction		
No.	X (km)	Y (km)	Z (km)	T (sec)	V_R (km/s)	No.	X (km)	Y (km)	Z (km)	T (sec)	V_R (km/s)
1-P	-1.15	-2.66	12.02	0.0	—	1-N	no solution				
	0.254	0.470	0.098	—	—						
2-P	1.46	8.35	9.21	4.26	2.73	2-N	no solution				
	0.059	0.025	0.040	0.023	0.004						
3-P	0.24	11.47	9.13	5.25	2.76	3-N	0.17	11.41	9.90	5.86	2.45
	0.314	0.015	0.049	0.018	0.006		1.424	0.046	0.124	0.052	0.025
4-P	1.64	17.38	5.03	7.54	2.84	4-N	0.94	17.10	6.07	7.37	2.60
	0.067	0.008	0.135	0.013	0.007		0.037	0.004	0.048	0.006	0.003
5-P	1.90	20.43	7.69	8.37	2.67	5-N	1.90	20.20	8.78	9.51	2.45
	0.042	0.007	0.068	0.009	0.006		0.060	0.009	0.076	0.013	0.005



(a) 発震点の平均的な座標 (+) と同定された発震点の分布



(b) Hartzell による結果との比較

図-10 同定された発震点の断層面上における分布

~2.84 km/s であり、各発震点の破壊開始時をとらえていると考えられる。一方、負側の場合には発震点の位置は正側のそれに近いが、 V_R は小さくなる。これは時間遅れを表わしており、各発震点の破壊終了時をとらえていると推察される。すなわち正側の発震点および負側の発震点を示す極値は、それぞれ図-2(c)および図-4(c)の正側インパルスと負側のインパルスに対応していると考えられる。これより発震点の rise time では各発震点の P と N の発震時刻 T の差より、No.3 では 0.611 秒、No.4 では 0.43 秒、No.5 では 0.64 秒と推定される。

5) 破壊開始点を除くと、 X と Z の平均値の比から、

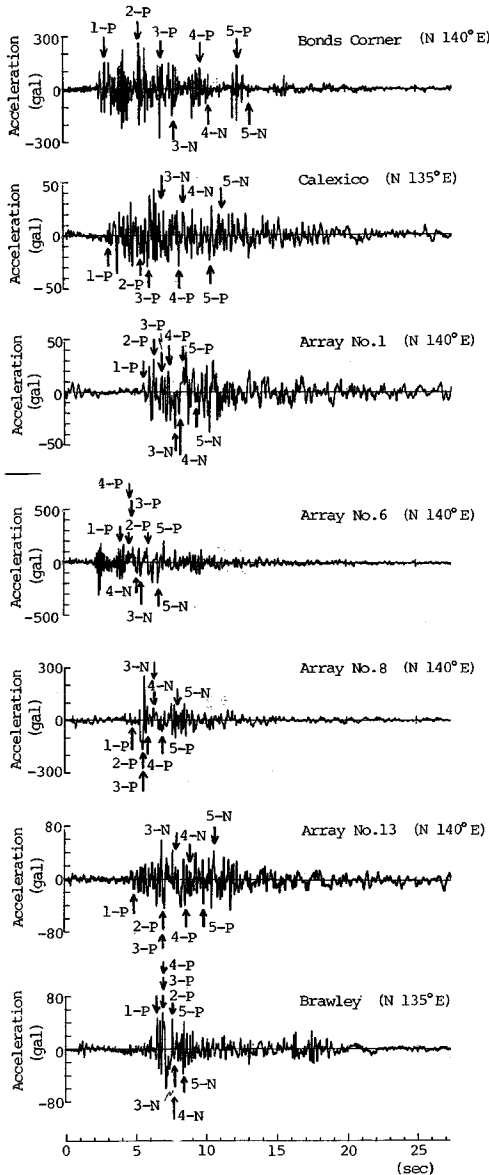


図-11 残余波の到達時刻

dip angle は、71.7°NE から 89.0°NE の間にあり、その平均値は 81.5°NE となる。これは Archuleta の結果¹¹⁾ 80°NE とほぼ一致する。

6) 図-11 より、発震点が遠ざかってゆく Bonds Corner および Calexico と逆に近づいてくるその他の 5 点とでは、インパルスの到着時刻の時間間隔が異なっている。近づいてくる観測点ではその時間間隔が非常に小さくなる。したがって、断面面での発震の情報を取り出すには、最も到着時間間隔の大きい Bonds Corner の波形を用いるのがよいと判断される。

(4) ramp function を抽出する試み

3. で述べたように、本方法で抽出した残余波をうまく積分することにより、ramp function のおおよその形状を把握することが可能であると考えられる。発震点が遠ざかる側の観測点である Bonds Corner においては、点発震を仮定すると、rise time が 1 秒以下になるとの結論が得られるので、各発震点の情報は重複せずに分離して現われていると考えられる。したがって、Bonds Corner では 5 個の極値の到達時刻 (1-P)~(5-P) より以後をおのおの積分することにより、ramp function の抽出が可能となる。Bonds Corner での残余波抽

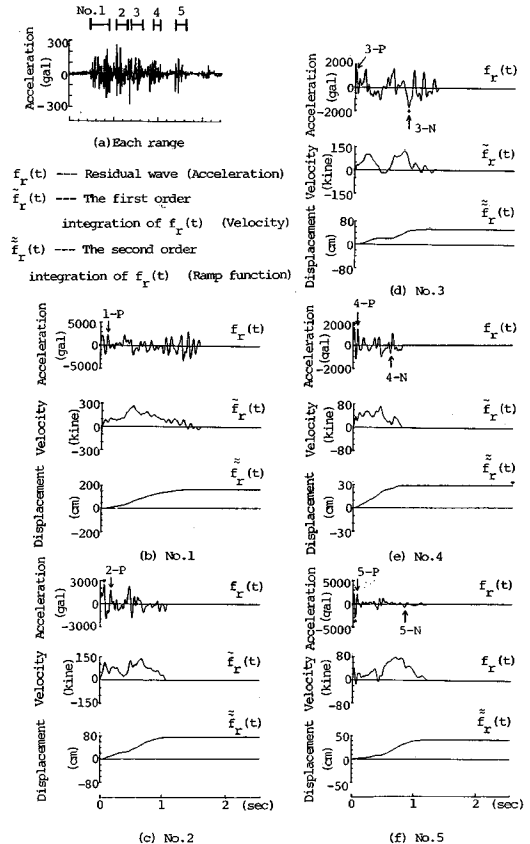
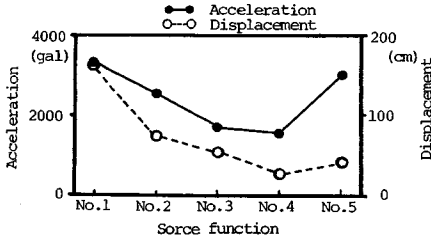


図-12 Imperial 断層の震源関数



図—13 ramp function より計算した最大加速度と変位 (断層面より 1 km の地点)

出部分を図—12(a) に示した。図中に 1~5 の番号で抽出区間が示されている。それぞれの抽出部分の残余波およびその一階、二階積分波形を図—12(b)~(f) に示した。なお抽出部分は $(1-P) \sim (5-P)$ の時刻の前のゼロクロス時刻から、おのおのの残余波の包絡線が 0 に収束するまでの時刻とした。参考のために図—12(b)~(f) の抽出残余波に $(1-P) \sim (5-P)$ および $(3-N) \sim (5-N)$ の時刻を矢印で示した。

図—13 は、各発震点の最大加速度と最大変位を示したものである。Bonds Corner における波形だけの少ない情報であり、確定的な議論は難しいが、図—13 から以下のことが推定できる。

i) No.1 (破壊開始点), No.5, No.2, No.3, No.4 の順に加速度が大きく、放出エネルギーもこの順であると推定される。これは、Hartzell らによって結論づけられているものに比して、破壊開始点のエネルギーが大きくなる点が異なっているが、No.1, No.2, No.5 における破壊エネルギーの大きさがほぼ一致していることはうまく説明できている。

ii) 加速度、速度、変位の絶対値をみると、変位量は Hartzell らの結果 [図—10(b)]⁴⁾ と対応しており、加速度、速度についてもオーダー的には妥当と考えられ、発震機構をある程度の確に抽出しているといえる。

iii) 変位波はいわゆる ramp function と等価であるので、ramp function は滑らかな比較的単純な関数であることがわかる。しかし、これを一階および二階微分した速度波および加速度波は複雑な関数になっている。これは、設計用の入力地震動を発震機構を考慮して作成する場合、加速度については発震源の詳細な情報がなければならないことを示唆している。

(5) 最小位相推移関数を用いた観測波の再現

以上のように 5 個の発震点に対して震源関数が推定できたので、これと各観測点の最小位相推移関数を用いて各観測点での変位ならびに加速度波形を合成し、実際の観測波形との比較を行う。以下の手順で計算を行った。

i) (4) で抽出した波が各発震点で表—1 の T 時刻に生じたとし、せん断波速度 $V_s = 3 \text{ km/s}$ で地盤内を

伝わると仮定する。

ii) 距離減衰は、距離 r に対して $1/r$ で生ずると仮定する。また断層の反対側の観測点では震源関数の正負を逆転する。

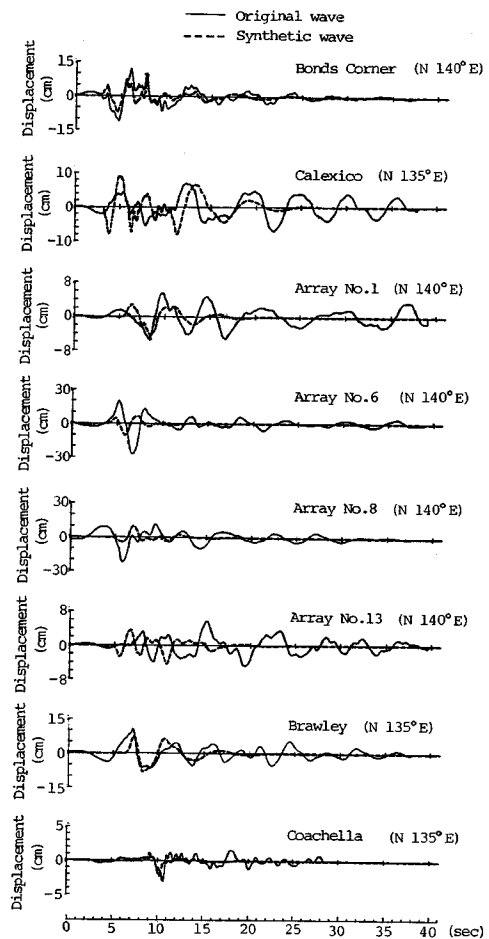
iii) 各発震点からの波の振幅を距離補正し、各観測点の到着時刻において足しあわせる。

iv) iii) の波と各観測点の最小位相推移関数をコンボリューションして観測点の変位波を求める。

図—14 に 8 観測点の観測変位波形とここで計算した変位波形を比較して示した。また、上述 iii) の要領で合成した残余波の例を図—15 に示した。また、ここで合成した変位波を二階微分して求めた加速度波を実観測の加速度波と比較して示した例が図—16(a), (b) である。

これらの結果を整理すると以下となる。

1) 合成した変位波形は概して観測波形と大きさ、波形、波の到着時刻等がよく一致しており、本手法により同定された発震点の位置、発震時刻、ramp function の波形はほぼ震源機構の本質を表現していると考えてよ



図—14 再合成した変位波形と観測波形との比較

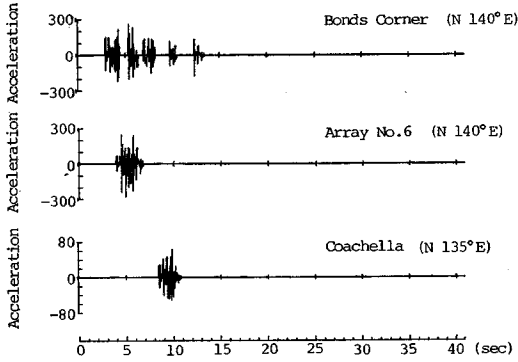


図-15 合成した残余波の波形

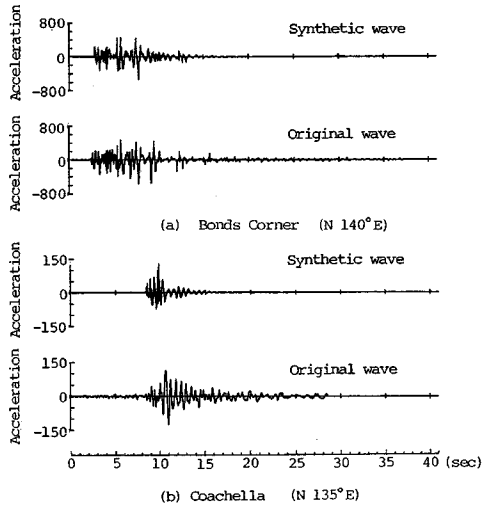


図-16 再合成した加速度波形と観測波形との比較

い。

2) 合成した変位波形を観測波形と比較すると断層の北東側の観測点ではよい一致を示しているが、断層の南西側の観測点ではかなり異なっている。したがって、発震情報を抽出した Bonds Corner と同一のプレート上に載っている観測点については推定しやすいが、反対側の観測点については推定が難しいことがわかる。

3) 図-15 は合成した残余波の例であるが、観測点が破壊の近づく側にあるか遠ざかる側にあるかで波形および継続時間が大きく変化することがわかる。

4) 図-16 (a), (b) は合成による加速度波形と観測された加速度波形を比較し示したものである。Coachella では、後半のコーダ部で特定の振動モードが現われておりシステムの特性が卓越することがわかる。ただ合成波の方に高周波成分が多いのは距離減衰により本来高周波が低減しやすいことを考慮していないためと考えられる。

以上の結果および考察より、このような単純な仮定に

基づく計算で、観測波によく近似した合成波を再現することができたと結論づけられる。したがって最小位相推移関数を用いた波の分離法の有用性および4. で展開した一連の議論の妥当性が確認されたといえる。

5. おわりに

地震波の因果性を利用し、観測波を断層面上の破壊過程などで表現される入力に大きく関係するものと、伝播経路などの波動伝達システムにかかわるものに分離する手法を提案し、1979 Imperial Valley 地震に適用した。その結果を整理すると以下となる。

(1) 主な発震源としては5点が同定された。これは3重発震源説とは異なるが、この5点は Hartzell らと与えている断層面上のくい違い量が大きい場所の周辺にあり、震源機構とよい一致を示している。

(2) 断層の破壊速度は $2.67 \sim 2.84$ km/s, dip angle は $71.9 \sim 89.0$ NE と推定されこれまでの研究成果³⁾とよい一致を示した。

(3) ramp function を抽出することが可能であることを示し、これが滑らかな関数ではあっても、一階および二階微分した速度波と加速度波は複雑な性状であることを実記録を用いて明らかにした。

(4) 震源波と各観測点の最小位相推移関数を用いて観測波を再合成し、実際の観測波との比較を行うことにより、本研究で開発した手法の有用性を確認するとともに、一連の議論の妥当性を検証した。

最後に、本研究を進めるにあたって、1979 Imperial Valley 地震の強震記録の収集に便宜を計って頂いた東京大学工学部 藤野陽三助教授、ならびに貴重なご示唆とご助言を頂いた群馬大学工学部 斎藤三郎助教授および熊本大学工学部 大津政康助教授、さらに、ご支援を頂いた竹中工務店技術研究所の鈴木善雄主任研究員および杉本三千雄担当研究員はじめ多くの方々に厚く感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 大橋順彦：原子力発電所設計用の基準地震動評価に関するガイドライン、ORI. 研究報告 84-01, 大崎総合研究所, 1984年12月。
- 2) 辰巳安良・佐藤忠信：地震波の因果性についての考察、第39回土木学会年次学術講演会講演概要集、第1部、pp. 775~776, 1984年10月。
- 3) Brady, A. G., Perez, V. and Mork, P. N.: The Imperial Valley earthquake, October 15 1979. Digitalization and processing of accelerograph records, U. S. G. S., Open-File Report 80-703, April 1980.
- 4) Hartzell, S. and Helmberger, D. V.: Strong-motion modeling of the Imperial Valley earthquake of 1979, B. S. S. A., Vol. 72, No. 2, pp. 511~596, April 1982.

- 5) Archuleta, R. J. : Analysis of nearsource static and dynamic measurements from the 1979 Imperial Valley earthquake, B. S. S. A. , Vol. 72, Part A, No. 6, pp. 1927~1956, December 1982.
- 6) Olson, A. H. and Apsel, R. J. : Finite faults and inverse theory with applications to the 1979 Imperial Valley earthquake, B. S. S. A. , Vol. 72, Part A, No. 6, pp. 1969~2001, December 1982.
- 7) Fujino, Y. , Yokota, T. , Hamazaki, Y. and Inoue, R. : Multiple event analysis of 1979 Imperial Valley Earthquake using distinct phases in near-field accelerograms, Proc. of JSCE, No. 344/I-1, pp. 165~174, April 1984.
- 8) 山田善一・野田 茂・大脇 崇 : 1979 Imperial Valley 地震による震源近傍での地盤変動の評価, 土木学会論文集, 第 344 号/I-1, pp. 303~312, 1984 年 4 月.
- 9) A. パボリス : 工学のための応用フーリエ積分, オーム社, pp. 251~267, 1967 年.
- 10) Fuis, G. S. , Mooney, W. D. , Healy, H. J. , McMechan, G. H. and Lutter, W. J. : Crustal structure of the Imperial Valley region, in The Imperial Valley, California, Earthquake of October 15, 1979, U. S. G. S. Professional Paper 1254, pp. 25~49, 1982.
- 11) Archuleta, R. J. : An in depth look at the 1979 Imperial Valley earthquake, Earthquake Notes, Vol. 54, No. 1, pp. 62, 1983.

(1986.10.23・受付)