

地震の大きさと多様性

—Moment tensor inversion を中心として—

地質調査所* 川 勝 均

Earthquake Size and Varieties Determined by Moment Tensor Inversions

Hitoshi KAWAKATSU

Geological Survey of Japan, 1-1-3 Higashi, Tsukuba, 305 Japan

(Received January 8, 1990; Accepted October 19, 1990)

The recent developments in the theories and applications of moment tensor inversions are reviewed. A special attention is paid to the observability and interpretation of non-double couple components of moment tensors. Some seismic events which cannot be modelled by moment tensors are also discussed.

Key words: Moment tensor, Non-double couple, Isotropic source, Single force, CMT.

§1. はじめに

1980年代の地震学の特徴のひとつは、アメリカ、フランス等の国が設置したグローバル地震計観測網(IDA, GDSN, GEOSCOPE)の良質(それ以前のWWSSNと較べて)なデジタル・データが自由に使えるようになったことである。理論の進歩とあわせて、いわゆるグローバル地震学は飛躍的發展をとげ、三次元の地球構造モデルが提出されたり、世界中の地震の発震機構がルーチ的に決められるようになった。ここではその発展の根幹をなし、シンボリック的存在の感もあるモーメント・テンソル・インバージョンを中心に、“地震の大きさと多様性”について解説を試みる。

近年の震源過程の解析の発展の大きな流れを振り返ってみると、シングルカップル、ダブルカップルの論争の決着がついた1960年代前半[MARUYAMA(1963), BURRIDGE and KNOPOFF(1964)]ダブルカップル・モデルに基づき初動の押し引きから世界中の地震の震源構造を決めプレートテクトニクスの基礎作りに貢献した60年代後半[SYKES(1967), ISACKS and MOLNAR(1969)]長周期地震学を応用した巨大地震の解析とそのプレートテクトニクスの解釈が行われた70年代[KANAMORI

(1970), KANAMORI(1977a)]とまとめることが出来るかも知れない。このように断層平面上の滑りと等価であるダブルカップル・モデルは、地震の震源の表現として1970年代までたいへん有効に使われてきた。しかし、地震滑りは必ずしも平面上で起きるとは限らないし、深発地震などはダブルカップルと根本的に異なる物理機構で起こるのかも知れない[KNOPOFF and RANDALL(1970)]。このような問題に対して、ダブルカップル・モデルはあまりに制限がありすぎて対応できない。これにたいして、GILBERT(1971)が導入したモーメント・テンソルは、あらゆる可能性を含んだ地震震源の最も一般的表現であり、特殊な場合としてダブルカップルを含む。初めからダブルカップルを仮定せずに、より一般的なモーメント・テンソルで震源を記述し、その結果から地震の発震機構を論じるというのが1980年代の震源解析の特徴である。

モーメント・テンソル・インバージョンは、地震による地面の変位とモーメント・テンソルの各成分との線形関係を利用して、地震波形データからモーメント・テンソルを線形逆問題として客観的に解く震源解析の方法である。ここで“客観的”というのは、ふたつの意味においてである。ひとつは、発震機構を断層運動(ダブルカップル)と決めずに解析を行うという意味に於いてで

* 〒305 茨城県つくば市東1-1-3

ある。もうひとつは、解析する者が試行錯誤から解を出すのではなく、データから直接解が導き出されるという意味に於いてである。この様な方法が盛んに使われる様になったことには、全地球的なデジタル地震観測網が1970年代後半から設置されたことが本質的である。最初にモーメント・テンソル・インバージョンを行った DZIEWONSKI and GILBERT (1974) はデータの準備（波形のデジタル化）に1年近くかかったというが、現在では磁気テープ・CD-ROM から数分でデータを得ることができる。グローバル観測網の充実により、今では、マグニチュード5.5以上の地震はルーチ的にモーメント・テンソルが決められるようになった [DZIEWONSKI *et al.* (1981)]. その結果、ほとんどの地震はダブルカップル・モデルで説明可能であることがわかってきた。しかし、ダブルカップルで説明できない地震の存在も発見されており、それらを含めた全体像をまとめるのが本稿の目的である。先ず BACKUS and MULCAHY (1976) にそって、地震の最も一般的な表現としてのモーメント・テンソルを導入し、続いて、モーメント・テンソル・インバージョン法の解説をする。後半では、モーメント・テンソル・インバージョンの結果をふまえて、“地震の大きさ多様性”について述べる。

§ 2. サイズミック・モーメント・テンソル

GILBERT (1971) は地震前後の応力状態の差・いわゆる応力降下（ストレス・ドロップ）の空間積分で定義される2階の対象テンソルを action tensor と呼び、現在我々が“the seismic moment tensor”（以後モーメント・テンソルと記す）と呼ぶ地震発震機構（メカニズム）の最も一般的な表現法を導入した。モーメント・テンソルはダブルカップルをその特殊な場合として含み、地表変位との関係が線型であることから、1973年の論文で Gilbert は長周期地震波スペクトルを使ってモーメント・テンソル、すなわち発震機構を決める方法を示した (GILBERT, 1973)。これがモーメント・テンソル・インバージョンの始まりであり、続く DZIEWONSKI and GILBERT (1974), GILBERT and DZIEWONSKI (1975) で実際のデータに応用し成功をおさめた。

BACKUS and MULCAHY (1976) は、モーメント・テンソル＝ストレス・ドロップという GILBERT (1971) の考え方は間違いであることを指摘しながら、地球内起源 (i.e., 隕石の衝突などでない) の地震の発震機構の厳密な議論を行い、stress glut (余剰応力) という概念を持ち出した。ここでは先ず彼らにそって地震震源の一般論から始める。

2.1 等価体積力と Stress Glut

隕石の地表への衝突や地球潮汐の様な地球外部に起因する力以外の力、すなわち地球それ自身の内部に原因を持つ力に依る地震源を Backus and Mulcahy は indigenous source と称した。indigenous source には熱弾性的現象・物性の相転移・非静水圧下の断層面上の滑り等が考えられる。この様な震源によって地球内に弾性変動が起こるといことはどういことなのだろうか？ 弾性運動方程式で外力の項をゼロにした場合、もし地球が最初に静止状態にあったとし、弾性方程式が全てなりたっているとすると、弾性変動は起こりようがなく地球は静止した平衡状態のままである。従って弾性運動が indigenous source によって起きるためには、弾性方程式の一部が無効にならなければならない。弾性方程式のうち、歪と応力を関係づける構成方程式（フックの法則）だけが物理学上の基本原理に基づいていないものである。フックの法則は無限小歪における物質の挙動の経験的な記述にすぎない。すなわち、フックの法則が限られた時間・空間のなかで非線型な現象によって成り立たなくなるといのが indigenous source に依って引き起こされる地震の数学的表現である。

簡単のため初期応力、自己重力を無視すると、線型弾性論の運動方程式は

$$\rho \ddot{u}_i = \sigma_{ij,j} + f_i \quad (1)$$

と表され、ここで u は変位、 σ は実際に地中に存在する応力 (true physical stress)、 f は外力である。フックの法則で表される応力 (モデル応力と呼ぶ、mathematical model stress) を

$$\tau_{ij} = C_{ijk} u_{k,i} \quad (2)$$

として、地球内のどこかで $\sigma \neq \tau$ であることが上に述べた意味での地震が起こることである。BACKUS and MULCAHY (1976) はモデル応力と実際の応力の違い

$$\Gamma_{ij}(x, t) = \tau_{ij}(x, t) - \sigma_{ij}(x, t) \quad (3)$$

を stress glut と呼び、 Γ がゼロでない領域が震源域であるとした。フックの法則は実際の震源領域以外ではよく成り立つと考えられるので $\Gamma(x, t) = 0$ である。これに引き替え GILBERT (1971) のいうストレス・ドロップは震源領域から離れてもなかなか無くならない量であることを Backus and Mulcahy は指摘している。

stress glut を導入することにより (1) は

$$\rho \ddot{u}_i = \tau_{ij,j} - \Gamma_{ij,j} + f_i \quad (4)$$

$$= \tau_{ij,j} + \gamma_i + f_i$$

となり、ここに

$$\gamma_i = \Gamma_{ij,j} \quad (5)$$

は等価体積力 (equivalent body force) である。(4) 式の意味するところは、indigenous source の出現によって

地球はあたかも体積力 $\gamma(x, t)$ が働いたかのようにふるまうということである。

以上をまとめると、地球内部に原因を持ついかなる地震源も、等価体積力 $\gamma(x, t) = -\nabla \cdot \Pi(x, t)$ で表すことができ、ここに $\Pi(x, t)$ は2階の対称テンソルで震源域の外ではゼロである。これから indigenous source が地球におよぼす全体積力・全トルクはゼロであること等が導かれる。ここでは述べないが、stress glut の物理的解釈として Eshelby の stress-free strain の弾性力学への応用等々、その他厳密な議論は原論文を参考にいただきたい。

2.2 モーメント・テンソル

stress glut $\Pi(x, t)$ の時・空間分布が全て分かれば indigenous source は完全に記述できたことになるが、限られた観測から決めることができるものには自ずと限度がある。観測に使われている波の波長が震源域の大きさに較べてはるかに長いとすると空間的には点震源と考えて良い。この場合 stress glut の0次の空間モーメント

$$M_{ij}(t) = \int \Gamma_{ij}(x, t) dV \quad (6)$$

がいわゆるモーメント・テンソルで、

$$\Gamma_{ij}(x, t) \approx M_{ij}(t) \delta(x - x_0) \quad (7)$$

と考える。等価体積力は

$$\gamma_i(x, t) = -M_{ij}(t) \frac{\partial \delta(x - x_0)}{\partial x_j} \quad (8)$$

と成り、 M_{ij} のそれぞれの成分が一組の反対向きの力 (dipole または force couple) を表していることがわかる (Fig. 1a)。断層平面上の滑りと等価である、いわゆるダブルカップル・モデルは断層面の法線ベクトルを \mathbf{n} 、スリップ方向の単位ベクトルを \mathbf{s} とすると、

$$M_{ij} = M_0 \cdot (\mathbf{n}_i \mathbf{s}_j + \mathbf{n}_j \mathbf{s}_i) \quad (9)$$

で、ここに M_0 はサイスミック・モーメントである。

地震が有限時間で終わるとすると、

$$M_{ij} \equiv M_{ij}(\infty) \quad (10)$$

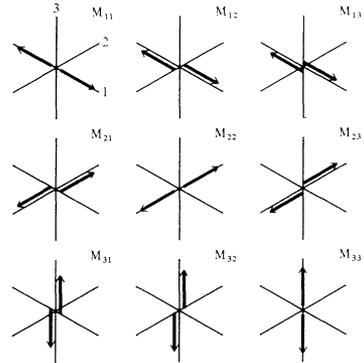
は、点震源としての地震の大きさ・起こりかた (メカニズム) を表す最も基本的な量 (point source representation, 点震源表示) で、これも又モーメント・テンソルと呼ばれる (ここでは“点モーメント・テンソル”と呼ぶことにする)。

§ 3. モーメント・テンソル・インバージョン

空間点震源 (6), (7), (8) によって引き起こされる地震動変位は

$$u_k(x, t) = \sum_{i,j=1}^3 \phi_{kij}(x, x_0, t) * m_{ij}(t) \quad (11)$$

(a)



(b)

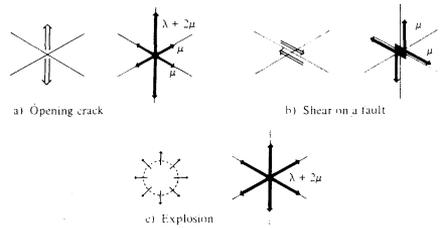


Fig. 1. (a) The representation of the elements of the moment tensor as a set of dipoles and couples. (b) Force equivalents for simple source mechanisms: a) an opening crack; b) tangential slip on a fault; c) an explosion (after KENNETT, 1983).

と表すことができる [GILBERT and DZIEWONSKI (1975)]. ここで、 ϕ_{kij} は地球の弾性・非弾性的構造によって決まる関数、 x_0 は震源の位置であり、アスタリスク (*) は convolution を示す。 $m_{ij}(t)$ はモーメント率テンソル (moment rate tensor)

$$m_{ij}(t) = \frac{dM_{ij}(t)}{dt} \quad (12)$$

である。(11) のフーリエ変換をとれば

$$\tilde{u}_k(x, \omega) = \sum_{i,j=1}^3 \tilde{\phi}_{kij}(x, x_0, \omega) \cdot \tilde{m}_{ij}(\omega) \quad (13)$$

となり、周波数領域で変位とモーメント (率) テンソルが線型な関係にあることをしめす。DZIEWONSKI and GILBERT (1974), GILBERT and DZIEWONSKI (1975) はこの性質を使い、二つの深発地震のモーメント・テンソルを 150 以上の WWSSN 長周期波形の地球自由振動のスペクトラムから最小二乗法的に決定した。これがモーメント・テンソル・インバージョンの始まりである。これに続いて自由振動 (例えば、BULAND and GILBERT, 1976)、表面波 (McCOWAN, 1976; MENDIGUREN, 1977)、実体波 (STUMP and JOHNSON, 1977; STRELITZ, 1978) を

使いモーメント・テンソル決める様々な方法が提出された。

地震のメカニズムを決める上で、モーメント・テンソル・インバージョンの良い点は、メカニズム解をダブルカップルに規定しなくても良いという客観性にある。しかし、モーメント・テンソルの6個の独立な成分それぞれが同じ様に決まり安いわけではない。後で述べるが等方成分は一般的に決めるのはむずかしい。KANAMORI and GIVEN (1981)は長周期(約250秒) Rayleigh波のスペクトルをモーメント・テンソルで書き表し、(13)の ϕ_{kxz} と ϕ_{kyz} に当たる項が浅い震源に対して実質的にゼロであることを示した。このことはモーメント・テンソルのうち M_{xz} と M_{yz} が浅い地震(10 km以浅)に関しては決まらないことを意味する。これは応力(そして stress glut)が地表でゼロ(自由表面)であるという物理的要請から来ているので、長周期データを使ってモーメント・テンソルを決める上で重大な問題である [DZIEWONSKI and WOODHOUSE (1983b)]. 海溝付近でよく起こる低角逆断層地震の場合、 $M_{xz} \cdot M_{yz}$ が決まらないことは断層面の傾き(dip, δ)が決まらないことを意味する。この場合、地震波の振幅は $M_0 \sin 2\delta$ に比例するので、断層面の傾きが決まらないことは地震の大きさ・サイスミック・モーメント(M_0)が決まらないということである。いわゆる巨大地震はほとんどの場合海溝沿いに起こる低角逆断層の地震であるので、その大きさが決まらぬことはプーレートテクトニクス等と関連しても大切な問題である [例えば、PETERSON and SENO (1984)].

3.1 CMT インバージョン

前にも述べた様にモーメント・テンソル・インバージョンの利点はその客観性にある。以前(1970年代まで)は地震波形を苦労してデジタイズして、その後、試行錯誤によって地震の発震機構を決めた。良質のデジタル波形データが簡単に手にはいる現在、モーメント・テンソルを使えば、計算機にデータを入れさえすればすぐに誰でも地震の発震機構が得られる可能性ができた。波形を使って地震発震機構をルーチ的に決めようというわけである。この目的に大変有効な方法が DZIEWONSKI *et al.* (1981)によって考案された。

BACKUS (1977)はスカラー場の重心(セントロイド)の概念の自然な拡張として、stress glutのようなテンソル場の重心を、その一次のモーメントの各成分の二乗和が最小になる点、と定義した。(スカラー場の重心に対する一次モーメントは定義によりゼロである。)これにそって、DZIEWONSKI *et al.* (1981)は(11)を点モーメント・テンソル(M_{ij})と震源の(時空間上の)重心(x_c, t_c)からのずれ($\Delta x, \Delta t$)で

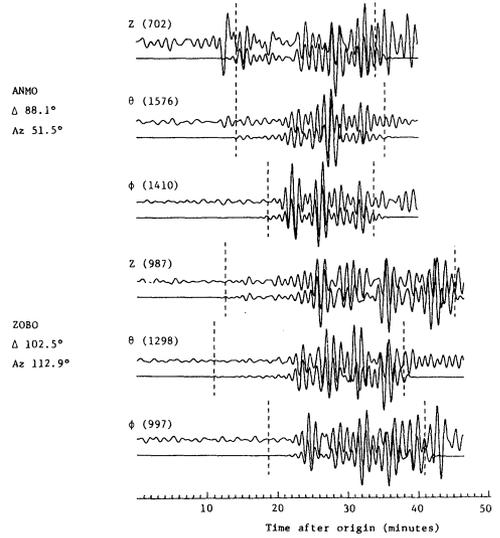


Fig. 2. Comparison of the observed and synthetic seismograms for stations ANMO and ZOBO for a deep (600 km) event of April 24, 1979. The top trace for each pair represents the observed seismograms; the bottom trace is the synthetic computed for the source mechanism obtained by the CMT inversion of the data from 12 GDSN stations. The scale is common for each pair of traces. The numerical factor corresponds to the maximum amplitude for a given pair of traces. Only the data between the vertical broken lines were used in the analysis. After DZIEWONSKI *et al.* (1981).

$$u_k(x, t) - u_k^{(0)}(x, x_s, t) = \chi_k(x, x_s, t) \cdot \Delta x_s + \eta_k(x, x_s, t) \Delta t_s + \sum_{i,j=1}^3 \phi_{kij}(x, x_s, t) \delta M_{ij} \quad (14)$$

と書き表し、逐次反復法でモーメント・テンソルと重心の位置(x_c, t_c)の10個のパラメーターを決定する方法を開発した。重心(centroid)の位置も同時に決めるのでCMT(centroid moment tensor)インバージョンと呼ばれる。ここに、 $u_k^{(0)}$ は初期モーメント・テンソル解に対する理論波形、 χ_k, η_k は震源位置・時間に対する偏微分係数であり初期モーメント・テンソルの値によって決まる量である。

Dziewonskiらは(13)の χ, η, ϕ を地球の固有モード解の重ね合わせで表し、周波数領域でなく波形をそのまま使って時間領域でのインバージョンを行った。固有モード解を使う利点は決められた周波数範囲内で実体波・表面波等全ての波の波形を簡単に計算できることにある。逆に欠点は、周波数の高い領域に行けば行くほど重ね合わせるモードの数が急激に増え、実用的でなくなること

である。DZIEWONSKI *et al.* (1981) では、周期 45 秒以上の実体波を、初動から最初の表面波が現れるまでの約 40 分間 (勿論観測点の震央距離によって異なる) の波形を使った (Fig. 2)。それ以前の実体波の解析では、初動の押し引き、良くて P-SH 波の初動波形だけしか使われていなかったのと較べて、P, PP, PcP, S, SS, ScS, PS, SP 等の様々な波がいっぺんに解析されることになる。このことの重要性は (1) 数少ない観測点のデータからモーメント・テンソルを決めることができる、(2) S 波 (S, SS, SSS...) の振幅が大きいため比較的小さな地震のモーメント・テンソルも決めることができることにある。DZIEWONSKI and WOODHOUSE (1983a) では大きな地震については、長周期表面波も同時に解析するようにした。

現在 Dziewonski らのグループはこの方法を用い、マグニチュード 5.5 以上の世界中の地震のモーメント・テンソルを GDSN の波形データからルーチン的に決定し、3 ヶ月ごとに発表している (例えば、DZIEWONSKI *et al.*, 1984)。この解は彼らが Harvard 大学に属するため、しばしばハーバード CMT 解と呼ばれる。グローバルなデジタル地震記録観測が始まった 1970 年の後半から現在までの CMT 解の総数は優に 8,000 を越える。解が蓄積されて行くにつれ、CMT 解は地球のダイナミクスを考える上で最も基本的なデータになるとと思われる (例えば、DeMets *et al.*, 1990)。Harvard CMT 法の詳しい解説としては、DZIEWONSKI and WOODHOUSE (1983b) がある。

3.2 その他の方法

SIPKIN (1986b) は GDSN 長周期 P 波形からモーメント・テンソル決め、ルーチン的にモーメント・テンソル解を発表している。USGS の出版する PDE 月報 (Preliminary Determination of Epicenters, monthly listing) には Sipkin の解とハーバード CMT 解が毎月発表されるが、前節に述べた理由でハーバード CMT 解の方が数も多いし信頼性も高いようである。実体波からモーメント・テンソルを決める方法は他にもいろいろ示されているがここではこれ以上ふれない。

RIEDEL and JORDAN (1985, 1989) は (13) 式を実際のデータに応用して、周波数領域 (1~11 m Hz) で多くの地震のモーメント・テンソルを地球の自由振動から決めた。極低周波の自由振動から求めたモーメント・テンソルは、震源の最も平均的な様子を表すと考えられるので、又低周波の波ほど地球の水平方向の不均質の影響を受けにくいと考えられるので、地震の全体像をつかむ上で重要である。

EKSTRÖM and DZIEWONSKI (1986) は 1985 年 9 月の

メキシコ (Michoacan) 地震の解析で CMT 法と P 波波形の解析を同時にインバージョンで行った。長周期実体波 (中心周期約 60 秒)・長周期表面波 (中心周期約 150 秒) から CMT 法で全体像を決め、P 波波形 (1~30 秒) から破壊の伝播の仕方を決めるのである。彼らはさらにこの解が自分らの観測点 (HRV) で取れた自由振動の記録をよく説明することを示し、1 秒から 1,000 秒までの周波数帯域で consistent な震源モデルを得た。彼らはこれを超広帯域解析 (very broadband analysis) と呼んでいる。又、この様に異なった種類・周波数のデータを使うことで、上に述べた浅い地震の M_{xx} ・ M_{yy} が決まりにくいという問題も解決されてくる (EKSTRÖM, 1989)。

ここまで考えてきたのは stress glut の 0 次のモーメントだけであるが、さらに高次のモーメント・テンソルを求めようという試みもある。BACKUS (1977) は長周期のデータから 2 次までのモーメント・テンソルを求める場合の一般的な議論をした。1 次のモーメント・テンソルは上に述べた様に震源の位置に関する情報、2 次のモーメント・テンソルは震源の時・空間的広がり、破壊の伝播の様式、破壊面の向き等の情報を含んでいる。しかし 2 次までのモーメント・テンソルを全部決めようとすると 90 個のパラメータを求めることになり、あまり実際のでない。DOORNBOS (1982) は stress glut の各成分の時・空間分布が共通であると仮定し、

$$\Gamma_{ij}(x, t) = \Gamma_{ijf}(x, t) \quad (15)$$

としてパラメータの数を 20 個まで下げインバージョンを行った。これに対して MOCHIZUKI (1987) は球面上での断層運動から類推して (15) は 2 次のモーメント・テンソルを決める時だけに使うべきであるとし、40 個のパラメータを求めることを示唆した。この他に STUMP and JOHNSON (1982) もあるが、いずれにせよパラメータの数が多くなりすぎて、地球の水平方向の不均質性の影響を取り除くのが難しい現時点では実際のデータへの応用は難しそうである。モーメント・テンソルの客観性を重視するのは震源の重心の位置を決めるまでとし、それ以上は主観的モデル (例えば、Haskell モデル) についてパラメータを決める方が現実的なようである。[EKSTRÖM and DZIEWONSKI (1986), ZHANG and KANAMORI (1988)].

§ 4. 地震の大きさ

サイスミック・モーメントは AKI (1966) が新潟地震によって励起された Love 波の振幅から初めてその値を求めて以来これまで、地震の大きさを表す最も基本的な量として数多くの大地震について調べられてきた。AKI (1967) は震源の時間関数のスペクトルに関して考察を

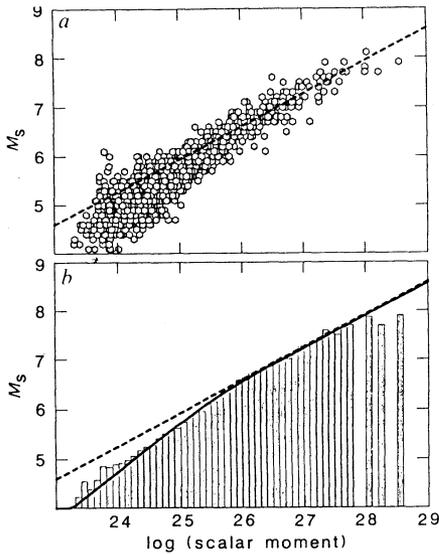


Fig. 3. Comparison of M_s and M_0 . (a) shows individual data points; (b) observations averaged in 0.1-unit-wide ranges of $\log M_0$. The dashed line corresponds to the moment-magnitude relation of M_w by KANAMORI (1977b) and the solid line represents \bar{M}_s . After EKSTRÖM and DZIEWONSKI (1988).

し、比較的短周期の記録から決められているマグニチュードが、大地震の大きさを計る尺度として不適当であることを示した。一般に地震の震源スペクトルは低周波側で平になり、ある周波数以上では急激に落ちる。このスペクトル上のどの周波数帯で地震の大きさを計るかでそれぞれの尺度の違いがある。Kanamoriらの一連の研究によりマグニチュード7以上の地震に関してはサイミック・モーメントが多く決められ、様々な尺度間の経験的關係が明らかにされた。これに関しては AKI (1967, 1972), KANAMORI and ANDERSON (1975), GELLER (1976) 等の原論文、または阿部 (1978) の解説を参照していただきたい。

CMT インバージョンにより小さな地震のサイミック・モーメントも決められるようになって、さらに細かな議論が出来るようになった。EKSTRÖM and DZIEWONSKI (1988) は 1977 年から 1987 年の間の 6000 個にも及ぶ CMT 解を使って地震の大きさの評価について議論した。Fig. 3 はサイミック・モーメント (M_0) と表面波マグニチュード (M_s) の関係を、PDE に M_s が記載されている 2341 個の地震について示す。比較的大きな地震 ($M_0 \geq 10^{26}$ dyn·cm) に関しては KANAMORI (1977b) が導入したモーメント・マグニチュード ($M_w = 1.5 \log M_0 - 10.73$) の関係式 (点線) とよく一致するが、小さい

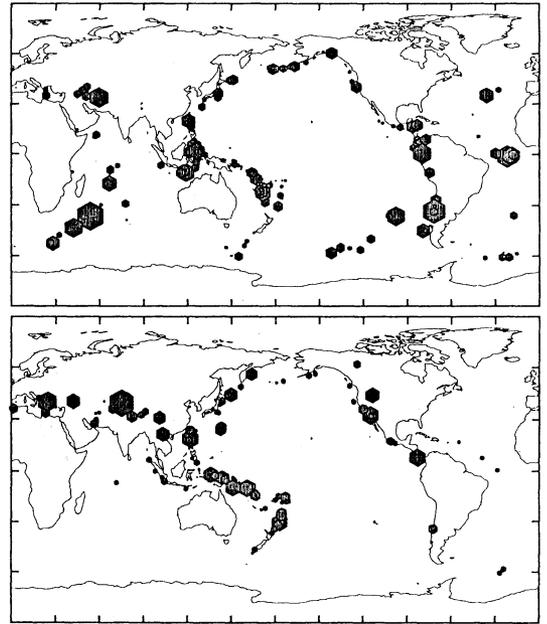


Fig. 4. Global maps showing the distribution of negative (top panel) and positive (bottom panel) residuals $M_s - \bar{M}_s$. The size of each symbol is proportional to the absolute value of the residual and the largest symbol corresponds to a difference of 0.7 magnitude units. After EKSTRÖM and DZIEWONSKI (1988).

方ではずれている。 $2 \times 10^{24} < M_0 < 1 \times 10^{28}$ dyn·cm の範囲で成り立つ経験式として以下のものを求めた (実線)。

$$\log M_0 = \begin{cases} 19.24 + M_s, & M_s < 5.3 \\ 30.20 - \sqrt{92.45 - 11.40 M_s}, & 5.3 \leq M_s \leq 6.8 \\ 16.14 + 1.5 M_s, & M_s > 6.8 \end{cases} \quad (16)$$

この式を使ってサイミック・モーメントから決めた平均的なマグニチュードを \bar{M}_s として、 $M_s - \bar{M}_s$ をプロットしたのが Fig. 4 である。平均からのずれ方に地域差があり、 $M_s - \bar{M}_s$ の分布の仕方がランダムでなく、偏りがあるのがわかる。大陸地域では M_s は過大評価なのに対し、海嶺地域では過小評価になっている。同じ大きさの M_0 を持った地震でも、表面波マグニチュードが計られる周期 20 秒あたりでは、大陸の地震は海嶺付近の地震に比べて相対的に大きな波を出していることになり、高周波に富んでいるわけである。

地震の大きさを見積もる量としてよく使われるものに M_0 や M_s 以外に、震源から放出される波動エネルギー E_s がある。 M_0 や M_s が震源スペクトラムの、あるひとつの周波数で定義された量であるのに対して (M_0 と

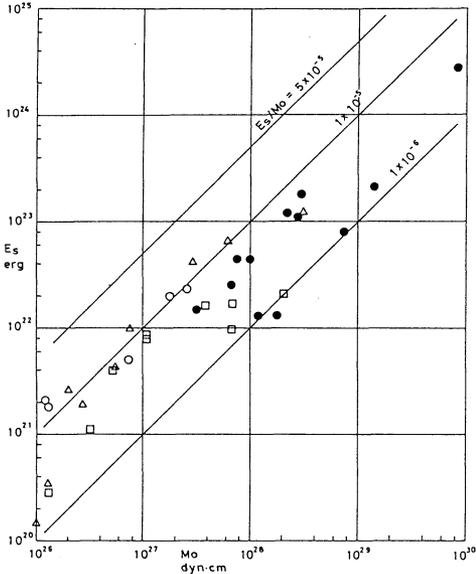


Fig. 5. Seismic wave energy E_s versus seismic moment M_0 . Open circle: continental strike-slip events; closed circle: ocean bottom dip-slip events; triangle: intermediate-depth events; square: deep events. After KIKUCHI and FUKAO (1988).

M_s それぞれ 0 Hz と 0.05 Hz), E_s は全ての周波数領域での積分値によって決まる量である。同じモーメントを持った地震でも破壊の伝播の仕方によって震源の時間関数も違い震源スペクトルも異なってくるので、 E_s と M_0 を較べることによって地震の「個性」を特徴付けることが出来るかもしれない。しかし、 E_s を決めることは実際難しく、Gutenberg と Richter が決めた

$$\log E_s[\text{erg}] = 1.5 M_s + 11.8 \quad (17)$$

を使って M_0 や M_s から推定されることが多かった。

KIKUCHI and FUKAO (1988) は実体波を使った一連の研究によって得た大地震の震源関数から、地震の波動エネルギー E_s を推定することを試みた。彼らは、与えられた震源関数から予想される P 波と S 波の運動エネルギーを震源を中心とした球面上で積分して E_s を決定した。Fig. 5 にそうやって求められた E_s と M_0 の関係を示す。ほとんどの地震が

$$10^{-6} < \frac{E_s}{M_0} < 10^{-5} \quad (18)$$

の範囲にあり、平均的には

$$\frac{E_s}{M_0} = 5 \times 10^{-6} \quad (19)$$

という関係が成り立つ。Gutenberg-Richter の式 (17) と (16) のような M_s と M_0 の関係式を組み合わせると

Table 1. Moment tensor in an isotropic medium.

	Degree of Freedom	Eigenvalues		
Full	6	a	b	c
Isotropic	1	a	a	a
Deviatoric	5	a	b	-a-b
Double Couple	4	a	0	-a
CLVD*	3	a	-a/2	-a/2
Tension crack	3	a	a	$\frac{\lambda+2\mu}{\lambda} a$

* Compensated Linear Vector Dipole.
 λ and μ are Lamé's parameters.

$E_s/M_0 = 5 \times 10^{-5}$ の関係が得られるので、KIKUCHI and FUKAO (1988) の結果は、彼らが調べた様な大きな地震については Gutenberg-Richter の式は E_s を一桁近く過大評価することになり、一般的なことならば重大なことである。

§ 5. 「地震」の多様性

§ 2 で述べた様に、地球内部起源のいかなる地震も stress glut の分布として記述出来る、そして点震源として最も一般的な表現はその 0 次のモーメントであるモーメント・テンソルである。モーメント・テンソルは対称テンソルであるからその成分は 6 の自由度があり、平面上の断層運動 (即ち、普通の地震) と等価であることが知られているダブルカップル・モデルの 4 に比べて 2 多い。この余分なふたつの自由度をモーメント・テンソルの non-double couple (NDC) 成分とよぶ。モーメント・テンソルが大きな NDC 成分を持つということは地震が単なる平面上の断層運動でないことを意味する (Fig. 1b)。

5.1 NDC 成分の表現

NDC 成分の大きさを表現するには、先ずモーメント・テンソルを以下のようにふたつの部分に分けて考えるのが便利である。

$$M_{ij} = I\delta_{ij} + D_{ij}. \quad (9)$$

ここに、 I は等方成分 (isotropic component) であり $I = 1/3 \text{ trace}(M)$ で定義され、体積変化を持つ震源を表す。非等方成分 (deviatoric component) D_{ij} ($\text{tr}(D) = 0$) は体積変化を持たない地震の最も一般的な表現で、等方成分を除いた $6 - 1 = 5$ の自由度をもつ。普通のダブルカップル (DC) も体積変化を持たないが、パラメータの数は断層面を規定するもの三つ (例えば、strike, dip, slip) と滑りの大きさの、計 4 である (Table 1)。

深発地震を含めて大い地震はダブルカップルで良く説明できることが知られている。従って、モーメン

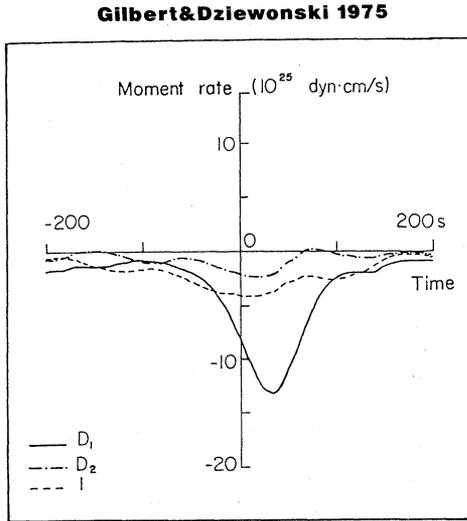


Fig. 6. Moment rate function of both deviatoric (D_1, D_2) and isotropic (I) moment rate tensor components obtained through inversion by GILBERT and DZIEWONSKI (1975). After OKAL and GELLER (1979).

ト・テンソルが与えられた場合もダブルカップルからのずれとして表すのが都合がよい。非等方成分のダブルカップルからのずれを表すものとして、DZIEWONSKI *et al.* (1981), GIARDINI (1983) にならって

$$\varepsilon = -\lambda_2 / \max(|\lambda_1|, |\lambda_3|) \quad (10)$$

を導入する。ここに λ は行列 D_{ij} の固有値で、 $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ であるとする。 ε は $-0.5 \sim 0.5$ の範囲の値をとり、ダブルカップルのとき $\varepsilon = 0$ 、 $|\varepsilon| = 0.5$ はKNOPOFF and RANDALL (1970)がCLVD (compensated linear-vector dipole)と呼んだものである。 $\varepsilon < 0$ は圧縮力が、 $\varepsilon > 0$ は伸張力が卓越している場合に対応する。等方成分 I の大きさは非等方成分の大きさと比べて

$$\alpha_I = I / \max(|\lambda_1|, |\lambda_3|) \times 100(\%)$$

で計ることにしよう。

5.2 等方成分

等方的な震源として考えられるものは、地球内部での何らかの爆発現象(例えば、核実験)やマントル内での相転移にとまなう急激な体積変化が考えられる。DZIEWONSKI and GILBERT (1974)とGILBERT and DZIEWONSKI (1975)はふたつの巨大な深発地震について周波数領域でモーメント・テンソル・インバージョンを行い、有意な等方成分があると結論した。深発地震の物理機構の問題とからんで多くの議論を呼び、必ずしも解決されたといえないまま現在に至っている。

Fig. 6に彼らの結果を示す。非等方成分の地震の始まる80秒前から等方的($\alpha_I = -44\%$)な圧縮型の“地震”

が始まったと結論している。彼らはこれを沈みこんだスラブ内での相転移であるとし、 1.9 km^3 の体積変化が起こったとした。地下深部数百kmで起こっている物理現象を実際に“観”ことができるのは、地震波を通してのみであるので、もし相転移が地震波から観測出来るのであるのなら大変興味深いことである。しかし MENDIGUREN (1977), MENDIGUREN and AKI (1978)は長周期表面波・自由振動のデータから等方成分を他の成分から分離して決定することは難しいことを示した。OKAL and GELLER (1979)は考慮に入れられていない地球の水平方向の不均質の影響で等方成分が得られるのだとした。これ以降良質のデジタル長周期データが手に入るようになったが、GILBERT and DZIEWONSKI (1975)が解析したような大きな深発地震が起きていないせいも、等方成分を求めようという試みは余りなされておらず、ほとんどのモーメント・テンソル・インバージョンは等方成分がゼロであるという制約条件のもとに行われている。数少ない例として、SILVER and JORDAN (1982)はやはり自由振動のデータから周波数領域で等方成分のインバージョンを行い、日本のおきた深発地震に統計的に有意な等方成分があるとしたが、同様のデータを使って地震の位置のセントロイドからのずれも考慮したモーメント・テンソル・インバージョンをした結果 RIEDESEL and JORDAN (1985)は有意でない結論した。このことはGILBERT and DZIEWONSKI (1975)の結果もセントロイドからのずれの影響である可能性を示しているのかもしれない。最近になって VASCO and JOHNSON (1989)は実体波(P, pP, sP)波形をつかって深発地震の等方成分を調べたが、地球の不均質の影響が大きくその存否は確かめることができなかった。

モーメント・テンソル・インバージョンで有意な等方成分が得られたとしても必ずしも震源が等方的であるとは限らない。弾性定数が非等方的であれば、平面上の断層運動でもモーメント・テンソルは等方成分を持ち得る。断層面の垂直方向を \mathbf{n} 、すべり量を $[\mathbf{u}]$ とするとモーメント・テンソルは

$$M_{ij} = [u_k] n_i C_{klij}$$

となる[例えばAKI and RICHARDS (1980)]。等方弾性体では $C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk})$ を代入すれば、

$$M_{ij} = \mu (n_i [u_j] + n_j [u_i])$$

となり、ダブルカップルのモーメント・テンソルになるが、非等方弾性体の場合はNDC成分がでてくる。KAWASAKI (1982)はこの性質を使って、震源ではなく構造の非等方性を決めることを試みた。ダブルカップルからのずれを震源でなく構造に帰するのである。大西洋中央海嶺下で起きた地震の解析を行い海嶺の対称性と相

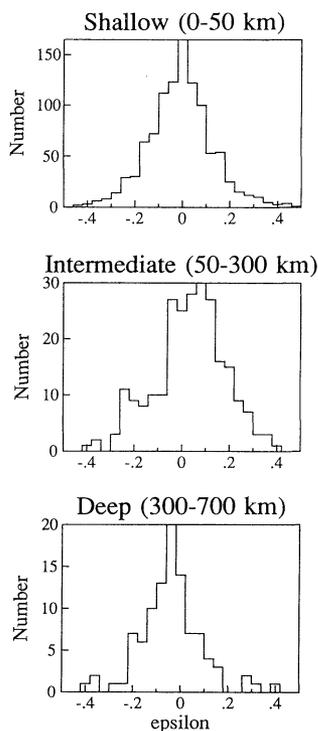


Fig. 7. Distributions of non-double couple parameter ϵ of the Harvard CMT solutions between 1977 and 1987. Only events whose scalar moment larger than 10^{25} dyne·cm are used.

関のある非等方構造の可能性を示した。良質のデジタル・データを使って多くの地震について統一的にこの様な解析を行うことができれば興味深い。

5.3 非等方 (Deviatoric) NDC 成分

上でも述べたように、NDC 成分のうち等方成分については今のところ観測可能かどうかが主な問題であり、当面すべきことはデータの質・量の拡充と新しい解析法の開発である。これに対して非等方な NDC 成分の観測はすでに十分あり、その有意性も議論の対象となるが、(物理的) 解釈が問題となってきつつある。Fig. 7 は Harvard CMT 解のカタログから、DC からはずれのパラメータ ϵ の頻度分布を深さ別に示したものである。全ての深さにわたって $\epsilon=0$ を中心に山型の分布をしていることは、ダブルカップルが地震の一般的なモデルとして妥当であることの現れである。しかし、やや深発・深発地震については山の中心がそれぞれ ϵ が正・負側に少しずれているのがわかる。 ϵ の正 (負) は伸張力 (圧縮力) が卓越している場合に対応しているので、これは沈み込んだスラブ内の応力状態のモデル [ISACKS and MOLNAR (1969)] との関係を示唆する。

モーメント・テンソル・インバージョンによって NDC 成分が得られた場合の解釈としては 3 通りが考えられる: (1) 考慮されていない地球構造の不均質性・非等方性のせいで誤差が NDC 成分としてでている。(2) 異なるメカニズムを持った複数個の DC 地震 (断層平面上の滑り) が短時間に起きて一つの地震に見えている、または単一地震でも断層面が平面でない。(3) DC 地震とは本質的に異なる物理現象が起きている。

KNOPOFF and RANDALL (1970) は相転移に伴う地震波の発生を考察して深発地震のモデルとして Compensated Linear Vector Dipole (CLVD) というダブルカップルと異なるモデルを提案した。CLVD はモーメント・テンソルの三つの主圧力軸に対応する固有値の値が (2: -1: -1) の割合になっているもので、最大応力軸の方向と大きさの 3 の自由度を持つ (Table 1)。かれらは体積変化を伴わない地震は一般に 5 個のパラメータで表現できることを示し、DC と CLVD の線形結合として表せることを示した。また等方成分と CLVD の線形結合はクラックの開き (opening crack) を表すこともできる。

1980 年にアメリカの Long Valley カルデラで起きた一連の地震 (Mammoth Lake 地震) は、その中のふたつの地震が水平方向に最大伸張主軸を持つ CLVD 成分が卓越しているのが興味をよんだ。JULIAN (1983), JULIAN and SIPKIN (1985) は実体波の初動や長周期 P-SH 波の波形を解析し、CLVD 成分は震源固有のもので、垂直に立った地中のクラックが高い液体圧力で急激に開いた結果だとした (すなわち、岩脈の貫入)。一方 WALLACE (1985) は WWSSN 記録の P 波波形を解析し、異なる断層面ではほぼ同時に起きた正断層と横ずれ断層の地震として解釈できることを示し、どちらのモデルを採用かはそれぞれの持つ偏見の問題であるとした。AKI (1984) はマグマの貫入のダイナミックなモデル計算の結果を考慮して、クラックと同一面の方向では初動と最大振幅の波の運動方向が逆になるはずであるとした。実際に WWSSN 記録を調べ、短周期と長周期で押し引きの方向が逆になっていることを示し、マグマ貫入のモデルが全ての観測を自然に説明すると結論した。

SIPKIN (1986a) は GDSN の長周期波形からモーメント・テンソルの時間変化を求めた。USGS のルーチン解析で大きな NDC 成分を得た大きさのほぼ同じ 4 つの浅い地震 (二つの Mammoth Lake 地震を含む) に応用して、ひとつはほぼ DC メカニズムであり、ひとつは断層面が時間と共に変化し、Mammoth Lake のふたつは上に述べた貫入クラックモデルで説明できるとした。浅い地震の NDC 成分は一般的には断層面の形状の変化と考

えられることが多いようである。最近の例としては、1988年12月のアルメニア地震のCMT解の大きなNDC成分を40秒離れて起きた逆断層と横ずれ断層の地震として説明している(SATAKE *et al.*, 1989)。

深発地震のNDC成分に関しては、深発地震の起源それ自体がまだ良くわかっていないためか、観測にもとずいたものとしては余り深く議論したものがない。GIARDINI (1983)はHarvardのCMT解を調べ、やや深発・深発地震のNDC成分の振る舞いを考察した。それによるとNDC成分の振る舞いに地域差があるということである。Tongaのような圧縮型(down-dip compression)の地震が卓越している沈み込み帯では最大主圧力軸がP軸(即ち $\epsilon < 0$)のNDC地震が多いのに対して、New Hebridesのように伸張型(down-dip tension)が多いところでは最大主圧力軸がT軸($\epsilon > 0$)のNDC地震が多い。このことは深発地震のNDC成分はランダムに存在するのではなく、テクトニックな応力場と相関があることを示唆し興味深い。

HarvardのCMT解は一般的に信用のおける解であるが、基本的にはルーチン解析なのでNDC成分の存否等の細かな誤差の議論は出来ない。従って他の方法による解と較べて見る必要がある。DOORNBOS (1985)は点震源の仮定が成り立つような小さな深発地震($5.5 \leq m_b \leq 6.0$)についてGDSN長周期記録のP, pP, SH, sSH波形を使って、地球構造モデルの誤差などを吟味しながら、モーメント・テンソル解の誤差解析をした。解析した12個の深発地震については有意なNDC成分のある証拠はないと結論した。KUGE and KAWAKATSU (1990)は1984年1月1日に日本の南で起きた深発地震を1秒から250秒までの“とても幅広い”周波数帯の色々な種類の波を使って解析し、統一的なNDC深発地震のモデルをたてた。彼女らはまず、周波数帯と種類の異なる比較的長周期の波から求めたモーメント・テンソル解がみな同じNDC成分を持つことで、NDC成分が震源以外に起因する可能性の少ないことを示した。そして広帯域(1~30秒)P波波形から、長周期で得られるNDC成分が、二つの断層面の異なるDC地震の存在で説明出来ることを示した。もし他の深発地震のNDC成分も同様な原因によるのであれば、等方成分の存否の確認が難しい現在のところ、深発地震の発震機構はダブルカップルまたはその重ね合わせで全て説明できることになる。

5.4 非モーメント・テンソル“地震”

地球のある部分が一時的に地球から離れて運動を起こす場合、その反作用として地球に力を及ぼし、結果として地震波を励起し得る。簡単な例として木からりんごが落ちる場合を考えてみればわかる。りんごが落ち始める

瞬間にりんごの荷重がなくなったぶんだけ木を通して地球に上向きの力が働く。りんごが地面に落ちるときは今度は逆向きの下向きの力が働く。すなわち、時間的にずれた逆方向のふたつの力(single force)が全体として力積の和がゼロに成るように働くのがこのような震源の特徴であり、single force地震と呼ぶことにする。single force地震の例としては、地滑り・火山の噴火などが挙げられる。single force地震も地球内部起源という意味でBACKUS and MULCAHY (1976)のいうindigenous sourceであるがstress glutでは表現出来ないし、従ってモーメント・テンソルでは表すことができない。

KANAMORI and GIVEN (1982), KANAMORI *et al.* (1984)は1980年のSt. Helens火山の噴火に伴って観測された長周期(100~250秒)表面波の励起のパターンが普通の地震と違うことを発見した。これがほぼ水平面内での横向きのsingle forceで説明出来ることを示し噴火に伴って起きた10度程度の山の斜面に沿っての巨大な地滑りが原因であることをつきとめた。地滑りが世界中で観測可能な周期~200秒もの長周期表面波を励起するとはそれまで考えられていなかった。これまで普通の地震と考えられていたものの中にも、single force地震(例えば、海底での地滑り)があるのではないかと研究が行われた[EISSLER and KANAMORI (1987), HASEGAWA and KANAMORI (1987)]. KAWAKATSU (1989)はsingle force地震についてのセントロイド・インバージョンを定式化し、モーメント・テンソルに対応する点震源は、動いたものの運動量(=地球にかかる力積)の積分であるベクトルであることをしめした。三つのsingle force地震に応用して、そのうちの一つの1974年に南米のアンデス山中で起きた地滑りについては、地質学的に決めた大きさと地震波から決めた大きさの間に大きな隔りがあることがわかった。地滑りではないが、TAKEO *et al.* (1990)は1987年11月の伊豆大島の噴火に伴った波形が垂直方向のsingle forceで説明出来ることを示し火口にあった溶岩が噴火の前に火道を通って下に落ちたためとした。

single force地震は重力によるため、普通の地震に比べてゆっくりとした震源時間を持ち、短周期地震計の初動から地震の存否の確認をしている現在の状況では見過ごされている可能性がある。BEROZA and JORDAN (1989)はIDAネットワークに記録されている長周期地球自由振動の励起の状況から地震の存否を決めるアルゴリズムを開発し、1978~1979年の二年間に27個の未確認地震を発見した。これらの地震がsingle force地震であるかはわからないが、長周期の波形を見ながら地震の確認をするシステムがこれからは必要に思える。今ま

で想像もしていなかった様な“地震”が発見されるかも知れない [例えば, KANAMORI (1990)].

§ 6. おわりに

本稿では“地震の大きさと多様性”という問題を、モーメント・テンソル・インバージョンを通して、いわゆるグローバル地震学の立場から考えてみた。§1でも述べたように、ここで述べたようなグローバル地震学の発展は、1980年代に入って充実したIDA, GDSN, GEOSCOPE等のグローバルなデジタル地震観測ネットワークによるところが大きい。1990年代にはSTSのような超広帯域地震計(WIELANDT and STEIM, 1986)が、今よりひとけた上の密度で設置されるようになるであろう。それによって、広い周波数帯に渡る地震の詳細な解析が可能になり、NDC地震の原因も明らかにされるであろうし、現在ではできない高次のモーメント・テンソルのインバージョンもルーチン的に行われるようになるかも知れない。このようにモーメント・テンソルを使った地震のkinematicな記述・解析は、ここで一つの完成を見るであろうというのが筆者の予想である。これと平行して、震源の近くでの、広帯域・広ダイナミックレンジ地震計による観測によって、地震源のdynamicsが議論され、kinematics・dynamicsを合わせた本当の意味での“地震の大きさと多様性”の議論が可能になるかも知れない。

文 献

阿部勝征, 1978, 近代地震学, 金森博雄編「地震の物理」, 岩波書店, 89-167.
 AKI, K., 1966, 4. Generation and propagation of G waves from the Niigata earthquake of June 16, 1964. Part 2. estimation of earthquake moment, released energy, and stress-strain drop from the G wave spectrum., *Bull. Earthq. Res. Inst.*, **44**, 73-88.
 AKI, K., 1967, Scaling law of seismic spectrum, *J. Geophys. Res.*, **72**, 1217-1231.
 AKI, K., 1972, Scaling law of earthquake source time-function, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **31**, 3-25.
 AKI, K., 1984, Evidence for magma intrusion during the Mammoth lake earthquakes of May 1980 and implications of the absence of volcanic (harmonic) tremor, *J. Geophys. Res.*, **89**, 7689-7696.
 AKI, K. and P. G. RICHARDS, 1980, Quantitative seismology: Theory and Methods, W. H. Freeman.
 BACKUS, G. E., 1977, Interpreting the seismic glut moments of total degree two or less, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **51**, 1-25.
 BACKUS, G. and M. MULCAHY, 1976, Moment tensors and other phenomenological descriptions of seismic sources—I. Continuous displacements, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **46**, 341-361.

BEROZA, G. C. and T. H. JORDAN, 1990, Searching for slow and silent earthquakes using free oscillations, *J. Geophys. Res.*, **95**, 2485-2510.
 BULAND, R. and F. GILBERT, 1976, Matched filtering for seismic moment tensor, *Geophys. Res. Lett.*, **3**, 205-206.
 BURRIDGE, R. and L. KNOPOFF, 1964, Body force equivalents for seismic dislocations, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **54**, 1875-1888.
 DEMETS, C., R. G. GORDON, D. F. ARGUS and S. STEIN, 1990, Current plate motions, *Geophys. J. Int.*, **101**, 425-478.
 DOORNBOS, D. J., 1982, Seismic moment tensors and kinematic source parameters, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **69**, 235-251.
 DOORNBOS, D. J., 1985, Source solution and station residuals from long-period waveform inversion of deep events, *J. Geophys. Res.*, **90**, 5466-5478.
 DZIEWONSKI, A. M. and F. GILBERT, 1974, Temporal variation of the seismic moment tensor and the evidence of precursive compression for two deep earthquakes, *Nature*, **247**, 185-188.
 DZIEWONSKI, A. M., T-A. CHOU and J. H. WOODHOUSE, 1981, Determination of earthquake source parameters from waveform data for studies of global and regional seismicity, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2825-2852.
 DZIEWONSKI, A. M. and J. H. WOODHOUSE, 1983 a, An experiment in systematic study of global seismicity: centroid moment tensor solutions for 201 moderate and large earthquakes in 1981, *J. Geophys. Res.*, **88**, 3247-3271.
 DZIEWONSKI, A. M. and J. H. WOODHOUSE, 1983 b, Studies of the seismic source using normal mode theory, in Earthquakes: observation, theory and interpretation, Kanamori, H. ed., 45-137.
 DZIEWONSKI, A. M., J. E. FRANZEN and J. H. WOODHOUSE, 1984, Centroid-moment tensor solutions for January-March 1984, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **34**, 209-219.
 EISSLER, H. K. and H. KANAMORI, 1987, A single-force model for the 1975 Kalapana, Hawaii, earthquake, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4827-4836.
 EKSTRÖM, G., 1989, A very broad band inversion method for the recovery of earthquake source parameters, *Tectonophysics*, **166**, 73-100.
 EKSTRÖM, G. and A. M. DZIEWONSKI, 1986, A very broad band analysis of the Michoacan, Mexico, earthquake of September 19, 1985, *Geophys. Res. Lett.*, **13**, 605-608.
 EKSTRÖM, G. and A. M. DZIEWONSKI, 1988, Evidence of bias in estimations of earthquake size, *Nature*, **332**, 319-323.
 GELLER, R. J., 1976, Scaling relations for earthquake source parameters and magnitudes, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **66**, 1501-1523.

- GIARDINI, D., 1983, Regional deviation of earthquake source mechanisms from the <double-couple> model, Proc. Enrico Fermi Int. Sch. Phys., **85**, eds Kanamori, H. and E. Boschi, North-Holland, Amsterdam, 345-353.
- GILBERT, F., 1971, Excitation of the normal modes of the Earth by earthquake sources, Geophys. J. Roy. Astr. Soc., **22**, 223-226.
- GILBERT, F., 1973, Derivation of source parameters from low-frequency spectra, Phil. Trans. R. Soc. London A., **274**, 369-371.
- GILBERT, F. and A. M. DZIEWONSKI, 1975, An application of normal mode theory to the retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra. Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A, **278**, 187-269.
- HASEGAWA, H. S. and H. KANAMORI, 1987, Source mechanism of the magnitude 7.2 Grand Banks earthquake of November 1929: double couple or submarine landslide?, Bull. Seism. Soc. Am., **77**, 1984-2004.
- ISACKS, B. L. and P. MOLNAR, 1969, Mantle earthquake mechanisms and the sinking of the lithosphere, Nature, **223**, 1121-1124.
- JULIAN, B. R., 1983, Evidence for dyke intrusion earthquake mechanisms near Long Valley caldera, California, Nature, **303**, 323-325.
- JULIAN, B. R. and S. A. SIPKIN, 1985, Earthquake process in the Long Valley caldera area, California, J. Geophys. Res., **90**, 11155-11169.
- KANAMORI, H., 1970, Synthesis of long-period surface waves and its application to earthquake source studies- Kurile island earthquake of October 13, 1963, J. Geophys. Res., **75**, 5011-5028.
- KANAMORI, H., 1977a, Seismic and aseismic slip along subduction zones and their tectonic implications, Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back-Arc Basins, **1**, 163-175.
- KANAMORI, H., 1977b, The energy release in great earthquakes, J. Geophys. Res., **82**, 2981-2987.
- KANAMORI, H., 1990, A slow seismic event recorded in Pasadena, Geophys. Res. Lett., **16**, 1411-1414.
- KANAMORI, H. and D. L. ANDERSON, 1975, Theoretical basis of some empirical relations in seismology, Bull. Seism. Soc. Am., **65**, 1073-1095.
- KANAMORI, H. and J. W. GIVEN, 1981, Use of long-period surface waves for rapid determination of earthquake source parameters, Phys. Earth Planet. Interiors, **27**, 8-31.
- KANAMORI, H. and J. W. GIVEN, 1982, Analysis of long-period seismic waves excited by the May 18, 1980, eruption of Mount St. Helens: A terrestrial monopole, J. Geophys. Res., **87**, 5422-5432.
- KANAMORI, H., J. W. GIVEN and T. LAY, 1984, Analysis of seismic body waves excited by the Mount St. Helens eruption of May 18, 1980, J. Geophys. Res., **89**, 1856-1866.
- KAWAKATSU, H., 1989, Centroid single force inversion of seismic waves generated by landslides, J. Geophys. Res., **94**, 12363-12374.
- KAWASAKI, I., 1982, A method for the near-source anisotropy by the pair-event inversion of Rayleigh-wave radiation patterns, Geophys. J. Roy. Astr. Soc., **71**, 395-424.
- Kennett, B., 1983, Seismic wave propagation in stratified media, Cambridge University Press.
- KIKUCHI, M. and Y. FUKAO, 1988, Seismic wave energy inferred from long-period body wave inversion, Bull. Seism. Soc. Am., **78**, 1707-1724.
- KNOPOFF, L. and M. J. RANDALL, 1970, The compensated linear-vector dipole: a possible mechanism for deep earthquakes, J. Geophys. Res., **75**, 4957-4963.
- KUGE, K. and H. KAWAKATSU, 1990, Analysis of a deep "non-double couple" earthquake using very broadband data, Geophys. Res. Lett., **17**, 227-230.
- MARUYAMA, T., 1963, On the force equivalents of dynamic elastic dislocations with reference to the earthquake mechanism, Bull. Earthq. Res. Inst., **41**, 467-486.
- MCCOWAN, D. W., 1976, Moment tensor representation of surface wave sources, Geophys. J. Roy. Astr. Soc., **44**, 595-599.
- MENDIGUREN, J. A., 1977, Inversion of surface wave data in source mechanism studies, J. Geophys. Res., **82**, 889-894.
- MENDIGUREN, J. A. and K. AKI, 1978, Source mechanism of the deep Colombian earthquake of 1970 July 31 from the free oscillation data, Geophys. J. Roy. Astr. Soc., **55**, 539-556.
- MOCHIZUKI, E., 1987, The excitation of normal modes by a curved line source, Phys. Earth Planet. Interiors, **49**, 238-241.
- OKAL, E. A. and R. J. GELLER, 1979, On the observability of isotropic seismic sources: the July 31, 1970 Colombian earthquake, Phys. Earth Planet. Interiors, **18**, 176-196.
- PETERSON, E. T. and T. SENO, 1984, Factors affecting seismic moment release rates in subduction zones, J. Geophys. Res., **89**, 10233-10248.
- RIEDELSE, M. A. and T. H. JORDAN, 1985, Detectability of isotropic mechanisms for deep-focus earthquakes, EOS Trans. Am. Geophys. Union, **66**, 1086.
- RIEDELSE, M. A. and T. H. JORDAN, 1989, Display and assessment of seismic moment tensors, Bull. Seism. Soc. Am., **79**, 85-100.
- SATAKE, K., H. KANAMORI, H. KAWAKATSU and M. KIKUCHI, 1989, Focal mechanism of the Spitak (Armenia) earthquake of Dec. 7, 1988 determined from teleseismic records, EOS Trans. Am. Geophys. Union, **70**, 1199.
- SILVER, P. G. and T. H. JORDAN, 1982, Optimal estimation of scalar seismic moment, Geophys. J. Roy. Astr. Soc., **70**, 755-787.

- SIPKIN, S. A., 1986a, Interpretation of non-double earthquake mechanisms derived from moment tensor inversion, *J. Geophys. Res.*, **91**, 531-547.
- SIPKIN, S. A., 1986b, Estimation of earthquake source parameters by the inversion of waveform data: global seismicity, 1981-1983, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **76**, 1515-1541.
- STRELITZ, R. A., 1978, Moment tensor inversions of source models, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **52**, 359-364.
- STUMP, B. W. and L. R. JOHNSON, 1977, The determination of source properties by the linear inversion of seismograms, *Bull. Seism. Soc. Am.*, **67**, 1489-1502.
- STUMP, B. W. and L. R. JOHNSON, 1982, Higher-degree moment tensors-the importance of source finiteness and rupture propagation of seismograms, *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **69**, 721-743.
- SYKES, L. R., 1967, Mechanism of earthquakes and nature of faulting on the mid-atlantic ridges, *J. Geophys. Res.*, **72**, 2131-2153.
- TAKEO, M., H. YAMASATO, I. FURUYA and M. SEINO, 1990, Analysis of long-period seismic waves excited by the November, 1987, eruption of Izu-Oshima volcano, *J. Geophys. Res.*, **95**, 19377-19393.
- VASCO, D. W. and L. R. JOHNSON, 1989, Inversion of waveforms for extreme source models with an application to the isotropic moment tensor component, *Geophys. J.*, **97**, 1-18.
- WALLACE, T. C., 1985, A reexamination of the moment tensor solutions of the 1980 mammoth lake earthquakes, *J. Geophys. Res.*, **90**, 11171-11176.
- WIELANDT, E. and J. M. STEIM, 1986, A digital very-broad-band seismograph, *Annales Geophysicae*, **4**, B, 3, 227-232.
- ZHANG, J. and H. KANAMORI, 1988, Source finiteness of large earthquakes measured from long-period Rayleigh waves, *Phys. Earth Planet. Interiors*, **52**, 56-84.