

AE 発生時系列における自己励起型 AE 発生と AE 震源の空間分布との関係

西澤 修* 野呂春文**

NISHIZAWA, O. and NORO, H. (1989) Relation between self-exciting process in time series of AE and spatial distribution of AE hypocenter. *Bull. Geol. Surv. Japan*, vol. 41(4), p. 173-184.

Abstract : A close relation between time series of acoustic emission (AE) events and spatial distribution of AE hypocenter was revealed in a laboratory experiment. A granite sample was subjected to uniaxial compression of different constant stress levels. Event times in the time series of AE was measured by a clock having a resolution of $10 \mu\text{s}$, and AE wave forms were also recorded simultaneously for hypocenter determination. Time series were analyzed for the second creep phases of two different stress levels. An effect from preceding events were expressed as a function of lapse time from the former event. For both higher and lower stress levels, the results indicate that the time series has self-exciting characters : AE events are excited by preceding events. The effect of self-excitation lasts longer under higher stress than under lower stress, characterized by a more gradual decrease in the exponentially decaying function. AE hypocenters show more strongly clustered distribution under higher stress than under lower stress. The coincidence between the long-lasting self-excitation in the time series and the stronger clustering in the hypocenter distribution may suggest a stronger interaction force between micro cracks under higher stress.

1. はじめに

地震は地殻の岩石の大規模な破壊であり, 実験室で行われる岩石破壊実験は岩石の小規模な破壊である。実験室で岩石が破壊するときには突然大きな破壊が発生して試料に巨視的な断層面が形成されるのではなく, それ以前に数多くの微小な破壊が発生することが知られている (MOGI, 1962)。一般に差応力下に置かれた岩石内には微小割れ目が発生し, これに伴ってアコースティックエミッション (Acoustic Emission, AE と略記) と呼ばれる高周波の弾性波が観測される。AE は岩石の破壊のメカニズムを解明するうえでの重要な手がかりとなるが, これはまた自然地震と類似な性質を持つ。例えば, 大きな地震の発生前に周辺の小さな地震の活動が低下する地震空白域のように, 規模の大きな AE 発生前に周辺の小規模な AE が極端に減少することがある (KUSUNOSE and NISHIZAWA, 1986 ; 楠瀬ほか, 1982)。また, AE の最大振幅の頻度分布は地震の最大振幅の頻度分布と同じ法則にしたがっている (MOGI, 1962 ; SCHOLZ, 1968b)。以上の事実は岩石の微小破壊の発生様式が地殻内の地震発生と類似のものであることを示唆している。地殻も岩

* 地殻熱部 ** 地質情報センター

石試料も, スケールの違いはあるにせよ, ともに不均質な構造を持っているので, 地震と AE の発生を不均質構造を持った物質の破壊に伴う類似の現象として扱うことによって, AE の研究は地震発生メカニズムの解明に役立つであろう。

破壊の発生様式を破壊の規模, 時間, 空間の各分布について詳細に調べ, これらの相互関係を明らかにすることは, 自然の地震をも含めた不均質物質での破壊のメカニズムを解明するために役立つ。実験室で岩石破壊実験を行い, AE 時系列と AE 震源の空間分布を調べることは不均質物質における破壊メカニズムを理解するための有力な手がかりとなる。地殻応力は一般的には圧縮応力で, 長時間作用して地震を引き起こすので, 定圧縮応力下での岩石の AE 観測は地震発生メカニズムの解明に重要なヒントを与えるであろう。我々は定圧縮応力下での岩石の AE 発生を対象として, 不均質構造における破壊現象の特徴を調べた。

岩石を最終破壊応力より少し小さい圧縮応力下におくと, 岩石内部に微小割れ目が次々に発生し, 岩石の変形が徐々に進行する (MATSUSHIMA, 1960 ; ROBERTSON, 1960 ; SCHOLZ, 1968a)。圧縮応力下の岩石の変形はダイラタンシーと呼ばれる非弾性的変形を伴うが, これは圧

縮応力の上昇に伴って増大する。応力を一定値に保持した後は非弾性的変形の単位時間あたりの増加率は徐々に小さくなり、ある時間経過した後は一定の割合で増加する。さらに時間が経過すると今度は非弾性的変形量は徐々に大きくなり最後に急激に変形が増加して最終破壊に至る。このような一定軸圧下での岩石の変形はクリープと呼ばれている。ひずみが一定の割合で増加する状態は定常クリープ(2次クリープ)、急激な変形が現れる状態は加速クリープ(3次クリープ)と呼ばれる。定常クリープ状態では単位時間あたりの AE 発生率に大きな変動はない。しかし細かく見た場合、時間軸上でクラスターを形成するものとそうでないものがある。例えば安山岩や玄武岩では AE 発生時系列はクラスターを形成するが、花崗岩ではクラスターを形成しない(西沢ほか, 1982; NISHIZAWA *et al.*, 1985; 平田ほか, 1985; 平田ほか, 1987; HIRATA, 1987)。いっぽう、AE 震源分布については花崗岩と安山岩とではやや様子が異なる。安山岩では定常クリープ時に震源が著しく集中する傾向が見られる(NISHIZAWA *et al.*, 1985; 平田ほか, 1987)が、花崗岩ではこのような著しい集中は見られない。また、花崗岩では定常クリープの進行とともに AE 震源の分布がしだいに集中傾向を示してくることが認められており、3次クリープではさらに著しい集中へと変化する(西沢ほか, 1982; YANAGIDANI *et al.*, 1985)。以上のように安山岩では AE が時間、空間の双方でクラスターを生ずることが明らかであるが、花崗岩では2次クリープ時の空間でのクラスターに対応する時間軸上のクラスターが検出できない。これは従来の χ^2 -検定などの統計手法では、ある区間内で AE 時系列の定常性を仮定して、単位時間の AE 発生数だけから解析したためである。

最近、震源の空間分布をフラクタル次元から解析したり(HIRATA *et al.*, 1987)、時系列モデルの判定とパラメータの決定に AIC (情報量規準)を用いる手法(HIRATA, 1987)などによって、AE 震源の空間・時間領域でのクラスターの生成についてより定量的な研究がなされるようになった。この研究では花崗岩の AE 時系列を詳しく調べるため AE の発生時刻を 10 μ sec の分解能で、規模を対数スケールで 12 段階に分類して記録する装置を新たに作成した。この装置とこれまで佐藤ほか(1987a)で開発された AE 震源位置決定システムとを組み合わせ、花崗岩中の微小破壊発生過程をより詳細に調べるため、AE 発生を空間的、時間的見地から解析した。

2. 実 験

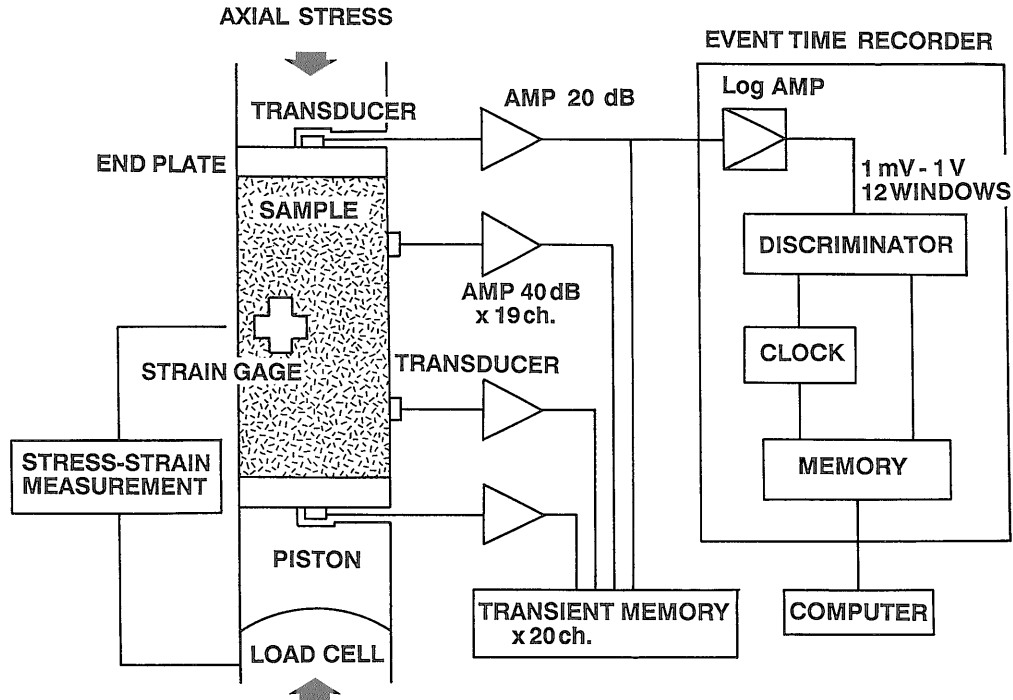
ここでは 1. 試料, 2. AE 時系列データ収録装置, 3. 実験条件と AE 計測法, について記述する。実験装置全体の概略は第 1 図に示す。AE データ収録システムおよび AE 震源決定法については佐藤ほか(1987a)の論文で述べられているのでここでは触れない。

2.1 試 料

実験試料は大島花崗岩(愛媛県大島産:中細粒)で、直径 50 mm, 長さ 100 mm の円筒形に整形された。AE 観測用圧電素子を取り付けるために、試料軸に対して 6 回回転対称各位置を幅 10 mm で上面から下面まで研磨した。圧電素子は側面の各回転対称位置の研磨面に 3 個ずつ、上下のエンドピースにもひとつずつ取り付け、全体で 20 個の観測点を構成する。これらのほかに、応力軸と直行する方向のたて波速度を測定するため、軸方向の中央部にたて波放出専用の圧電素子がひとつ取り付けられた。これに対面する AE 観測用圧電素子をスイッチを切り換えて弾性波速度測定に使用する。圧電素子はすべて直径 5 mm で 2 MHz の共振周波数のものを用いた。さらに軸および周囲方向のひずみを計測するため、研磨されていない側面の軸方向中央部 6ヶ所に長さ 10 mm の交差型ひずみゲージを貼った。

2.2 AE 時系列データ収録装置

時系列データ収録装置はゲイン 20 dB のプリアンプ、装置本体およびコンピュータから構成される。ゲイン 20 dB のプリアンプを用いた場合、上に述べた圧電素子で観測される最大規模の AE の電圧振幅は、最終破壊直前を除けば、ほぼ 1V 程度となることがこれまでの実験によって明らかになっている。プリアンプで増幅された信号は本体内の対数増幅回路に入力され、振幅を対数に変換した後、最大振幅弁別回路(ディスクリミネータ)に送られる。ディスクリミネータの最小レベルと最大レベルは 100 μ V から 1V の間を手動スイッチにより 1 dB 間隔で外部から自由に設定する。今回の実験条件では、ノイズはプリアンプの出力側で 1 mV 以下であるので AE 検出の最低レベルを 1 mV とした。したがって観測のダイナミックレンジは 60 dB となる。ディスクリミネータでは AE の最大振幅は、アンプ出力の最大値 1V まで対数スケールで 12 段階に分類される。AE の尾部での振動がディスクリミネータの最小レベルを上下することがあった場合は、これを独立のイベントとして誤認することになる。このような誤認を防ぐため、AE 信号がディスクリミネータの最小レベル以下になってから一定時間は信号を受付けないうまくをかける。マスク時



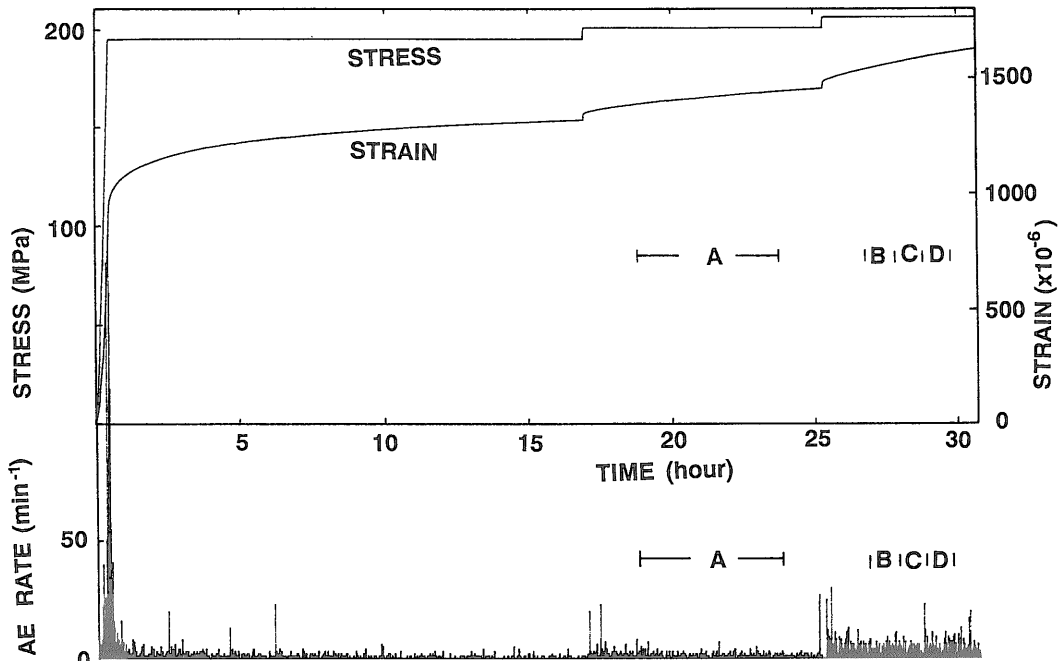
第1図 実験装置概略 エンドピースに取り付けられた AE トランスデューサからの信号は 20 dB のアンプで増幅され、対数アンプを経たのちディスクリミネータ (弁別回路) に送られ AE の最大振幅を 12 段階に分けて発生時刻 (10 μ s の分解能を有する) とともにメモリーに記憶する。実験終了後データはコンピュータに転送され、後の解析に用いられる。その他の AE トランスデューサからの信号は波形をトランジェントメモリーで記録し震源決定に用いる。応力とひずみは別の計測システムにより計測される。

間の長さは 0 から 99 μ s まで手動で設定できる。AE 波形全体の振動継続時間は AE の規模に依存するが、最終破壊直前を除くと通常数 100 μ s 以下であるので 50 μ s 程度のマスク時間をおけばマスク時間経過後に直前に発生した AE の尾部の振動がディスクリミネータの最小レベルを越えることは起こらないであろう。発生時刻は分解能 10 μ s の時計によって計測され、最大振幅から決定された規模とともにメモリーに記憶される。こうして記録された AE の最大振幅、発生時刻のデータは実験終了後コンピュータに転送される。この装置では約 8 万個の AE データを記録することができる。時計は約 11 時間ごとにリセットされるが、データは順に転送されてくるため、リセットまでの経過時間を加えることで容易に正しい時刻に変換することができる。

2.3 実験条件と AE 計測法

実験は前節に述べた理由から定圧縮応力クリープとした。定圧縮応力クリープにおける震源分布パターンの時間変化は岩石内の微小割れ目の量の増大のためと考えられる。この実験では定圧縮応力の値を段階的に変え、各応力値での定常クリープ状態で発生する AE を数時間

観測した。これにより微小割れ目密度の異なる状態での定常クリープ状態を得ることができる。第 2 図は応力と 6 点で計測された周方向ひずみの平均の時間変化を示している。岩石の圧縮破壊強度は一般にひずみ速度依存性をもっているが、本実験で試料に用いた大島花崗岩は潜在クラックの選択配向に起因する破壊強度の方位依存性 (破壊強度異方性) も有している。佐野ほか (1988) によると大島花崗岩の破壊強度の異方性は最大値の 8-10% である。用いられた実験試料は最大強度方向のもので、破壊強度は本実験と同じひずみ速度 2×10^{-6} /s で加圧した場合には約 210 MPa である。約 30 分で圧縮応力を 195 MPa に上昇させ、以後約 16 時間、応力をこの値に保持した。次に応力を 200 MPa に設定し、以後約 8 時間保持した。最後に 205 MPa まで上昇させ約 5 時間保持したのち実験を終了した。試料は最終破壊には至らず、また、ひずみの変化は 3 次クリープ状態を示していない。圧縮応力を破壊応力の比率で表すと、それぞれ 93%、95%、98% となる。第 2 図で周方向平均ひずみがほぼ一定の割合で変化している部分が定常クリープの状態である。定常クリープの開始点は、それぞれの応力値に設定



第 2 図 軸応力、周方向ひずみおよび 1 分間毎の AE カウント数の時間変化 ひずみが直線的に変化している部分が定常クリープ状態であるが、変化の割合は軸応力の大ききで異なる。応力値 200 MPa で定常クリープの部分をも、応力値 205 MPa で定常クリープとなっている部分を B, C, D とした。

後、約 10 時間、2.5 時間、1 時間となる。

弾性波は伝播中にエネルギーが失われ、振幅は伝播距離を r , $\alpha (>0)$ を定数とすると $\exp(-\alpha r)$ の割合で減少する。したがって、AE の規模をできるだけ正確に観測するためには、伝播経路での振幅減衰の影響が最も小さくなる方向で観測する必要がある。応力を受けた岩石中を伝播する弾性波の振幅減衰は伝播方向に依存し、伝播経路と応力軸とのなす角度によって決まる。とくに圧縮軸に直行する方向では、応力の増加に伴い弾性波エネルギー減衰が顕著になるので振幅の距離に対する依存度は大きくなる。これに対して、圧縮軸方向に伝播する弾性波は減衰が最も小さく、またクリープ中の減衰の変化も小さい。いっぽう、クリープ中の AE は多くが試料中央部の非弾性体積ひずみの変化が大きい部分から発生する (YANAGIDANI *et al.*, 1985; NISHIZAWA *et al.*, 1985) ので、もし軸方向に伝播する AE 波を観測できるように受信用の圧電素子を配置すれば、受信器と個々の震源との距離のばらつきは側面のどの位置よりも少なくなり、距離の違いが振幅に及ぼす影響を最小限にとどめることができる。以上の理由により、AE の規模と発生時刻の測定にはエンドピースの圧電素子を用いた。

なお、この実験における試料形状、ひずみゲージおよ

び圧電素子の配置は出原ほか (1986) や佐藤ほか (1986) とほぼ同じであるのでここでは詳細な配置図は省略する。また、ひずみの計測法、一軸圧縮の手順や方法については柳谷ほか (1984 a, b), YANAGIDANI *et al.* (1985) と同じであるので、ここでは述べない。

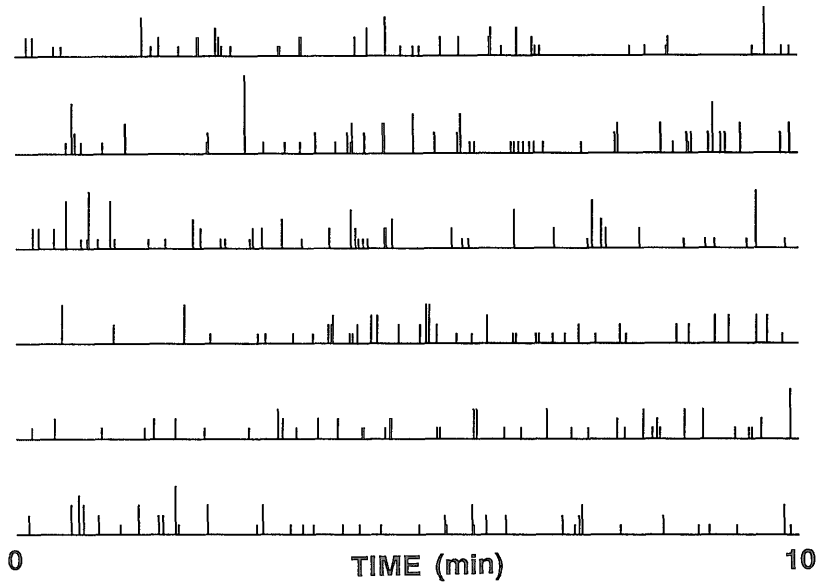
3. 実験結果

3.1 表面ひずみと AE 発生数

第 2 図に示すように応力値が異なった三つの定応力条件下でひずみの時間変化が一定となる区間があり、それぞれの応力値で定常クリープの区間が認められた。第 2 図には 1 分間の AE 数もあわせて示してある。第 2 図からはひずみの時間変化が定常的になるにしたがい、単位時間の AE 発生数も定常的になっていることがわかる。定常クリープ期間中の AE 発生数は応力値が大きいほど高い。

3.2 AE 発生時系列

第 3 図は AE 時系列データ収録装置による AE 発生時刻と AE 規模であり、実験開始後 27 時間経過したものを示している。横軸は AE 発生時刻を示し、時間は上段から下段へと進む。図は 1 時間のデータを示しており、横軸の 1 段が 10 分間に相当する。たての棒は AE の最



第3図 区間Bにおける AE の時系列 横軸は AE の発生時刻を、棒の長さは AE の規模を表す。横軸の一段の長さは 10 分間である。

大振幅を示している。最も短い棒はレベル 0 の AE でこれは最大振幅が 1-1.87 mV を表す。以下、1 から 10 まで 3.51, 6.58, 12.3, 23.1, 43.2, 81.1, 152, 285, 534, 1000 mV の各レベルで区切られた区間の振幅を表し、11 は 1V 以上の AE を示す。本研究の目的は第 4 節に述べる方法にもとづいて第 2 図のデータを解析し、時間軸における各 AE の相互作用を調べることである。

3.3 震源分布

第 4 図 a, b, c は異なった応力値に対する三つの定常クリープ状態における震源分布を示す。プロットされた震源は位置の確率誤差が ± 3 mm 以内で、各観測点での到達時刻の標準偏差が $0.5 \mu\text{sec}$ 以下のものである。応力 195 MPa の定常クリープ状態に対して記録された AE 波形の数は 90, 決定された震源数は 41 である。応力値 200 MPa では記録された AE 波形が 210, 決定された震源は 72 である。最後の 205 MPa では AE 波形が 700, 決定された震源は 276 である。それぞれの定常クリープ状態で、波形記録された AE 数の 30-40% が震源決定されている。第 4 図 a, b の 195 および 200 MPa の応力値での定常クリープでは、決定された震源の数は少ないが、震源の集中傾向は最終時に比較してあまり強くない。いっぽう第 4 図で示された 205 MPa の応力値での定常クリープでは、AE は平面投影図 (中央) で図の下側へ、側面投影図では図の中央部から上方へかけての集中が見られる。これは定荷重クリープでの応力値が変

化すると、震源分布にその影響が現れることを示している。

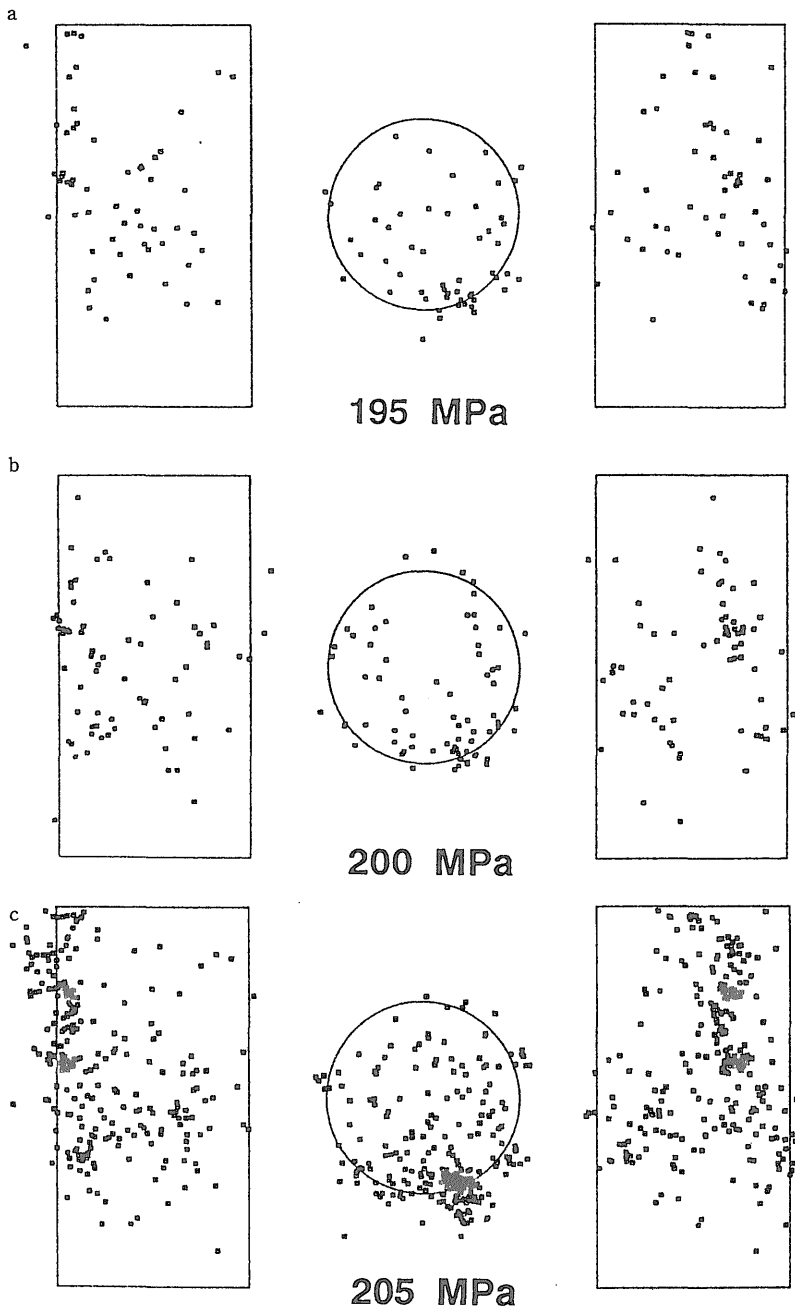
4. 時系列解析

4.1 条件付強度関数

AE 発生時系列は時間軸上に事象発生の有無を示す情報が点として現れるため、点過程とよばれる確率過程の一つとなる。これは気温変化のような連続量の連続的変動を示す時系列データとは異なった取扱いを必要とする。一般に時間軸上の点過程では事象の出現に対してそれ以前の事象の発生が条件として作用する。したがってある時刻 t_i から Δt の区間での事象の出現確率はそれ以前の点過程の履歴を条件とした条件つき確率となる。 t_i から Δt の時間が経過するまでの区間で事象が発生する確率を $\text{Pr}(t_i, t_i + \Delta t)$ として条件つき強度関数と呼ばれる量 $\lambda(t)$ をつぎのように定義する。

$$\text{Pr}(t_i, t_i + \Delta t) = \lambda(t_i) \Delta t + O(\Delta t) \quad (1)$$

右辺第 2 項は Δt の 2 次以上の微小量の項が続くことを示す。上で述べたことは $\lambda(t)$ が過去の履歴の関数であることを意味する。条件付強度関数の特別な場合として信頼性工学で用いられる危険度があるが、これは故障発生を点過程上の事象とし、危険度は最後の故障発生の時点からの時間 t のみの関数とする。したがって、最後の事象発生のみを条件とした更新過程となる (尾形, 1988)。更新過程では $\lambda(t)$ が t^m ($m > -1$) に比例する



第4図 195, 200, 205 MPa それぞれの応力値に対する AE の震源分布 応力が上昇するにしたがい震源の集中度は大きくなる。

ときはワイブル分布となり、 $m > 0$ で事象の発生に抑圧性を、 $-1 < m < 0$ では続発性を、 $m = 0$ ではランダム発生を示す。更新過程の地震発生現象への適用は HAGIWARA (1974) により行われ、平田ほか (1985) は AE 時系列に対してワイブル分布を適用した解析を行っている。

もし、(1)が過去の履歴に無関係であればポアソン過程となる(例えば、尾形, 1988)。さらに過去の履歴にも関係なく λ が時間にも依存しない定数であれば、点過程は定常ポアソン過程となる。定常ポアソン過程では単位時間の事象発生数のデータから点事象発生強度を求めること

ができる。西澤ほか (1982), 平田ほか (1985) はクリープ区間をいくつかに分け, 区間内での事象発生が定常と仮定して, 単位時間に発生する AE 数の分布が区間内で定常ポアソン分布かどうかを調べた (ポアソン分布を帰無仮説としての検定)。その結果, 定常クリープ中の各区間の AE 時系列は通常用いられる危険率の範囲内では定常ポアソン分布と考えてもよいが, 定常クリープ後半から 3 次クリープにかけては, 各区間は定常ポアソン分布では説明できない。定常ポアソン分布でない区間を詳しく解析するためには AE の発生時刻の正確な観測が必要である。AE 発生時刻が正確に測定できれば, 次に述べる方法により条件付強度関数 $\lambda(t)$ を統計モデル決定の手法から求めることができる。

4.2 条件付強度関数の決定法

OGATA *et al.* (1982, 1986) は地震発生の点過程を次のようなホークス型自己励起過程で表現できるとした。

$$\lambda(t) = \mu(t) + \sum_{t_i < t} g(t - t_i) \quad (2)$$

ここでは t_i は i 番目の事象が発生した時刻を示す。したがって, (2)式は条件付強度関数が時間のみに依存し以前の事象発生に依存しない項 (例えばトレンドや周期性) と以前に発生した事象が原因となって発生時刻からの経過時間を関数とする項との線形結合からなることを意味している。もし(2)の右辺第 2 項が負であれば事象発生により確率は減少して抑制効果を持つことになり, 逆に正であれば励起効果を持つ。(2)がワイブル分布で示される抑制, 励起効果と本質的に異なるのは, ワイブル分布では最後に生じた事象のみが抑制・励起効果を持つものに対して, (2)ではそれ以前のすべての事象が関わっていることである。 $g(t)$ はまたインパルス応答関数とも呼ばれる。これは t_i に発生した事象の $\lambda(t)$ への寄与が $g(t - t_i)$ であることによる (尾形, 1988)。OGATA *et al.* (1982) は $g(t)$ として次の式を用いた。

$$g(t) = \sum_{m=0}^M a_m t^m \exp(-\beta t) \quad (3)$$

この式は係数 a_m によって $g(t)$ に凹凸や正, 負の値を作り出すことができる上, $t \rightarrow \infty$ でゼロになるので以前の事象からの効果を表現するのに都合がよい。この実験では $\lambda(t)$ には周期性を生ずる原因がないので周期項は考慮せず, 次のように定数, トレンド, インパルス応答関数の線形結合とした。

$$\lambda(t) = \mu + p_J(t) + \sum_{t_i < t} g(t - t_i) \quad (J \geq 1) \quad (4)$$

ここで $P_J(t)$ は J 次の多項式でトレンドを示している。 $P_J(t)$ の次数 J および $g(t)$ の次数 M は AIC (情

第 1 表 第 2 図で示した区間 A, B, C, D の各区間の AE 発生時系列から最小 AIC によって求めた式 (2) および (3) の各パラメータの値 (単位: 秒)。

区間	AE 数	μ	p_1	a_0	a_1	β
A	714	0.041	-0.73×10^{-6}	0.292×10^{-16}	485.7	134.4
B	588	0.161	-0.28×10^{-5}	1.62		36.85
C	574	0.133	0.93×10^{-5}	1.44		23.79
D	630	0.130	0.20×10^{-4}	1.29		25.09

トレンドはすべて t について一次の関数となる。 $g(t)$ は区間 A を除くと単純な指数関数型の減衰関数となる。

報量基準) が最小になるように選ぶ。

(4)式にもとづいた解析には尾形と桂によって開発されたコンピュータプログラムを用いることができる (OGATA and KATSURA, 1985)。

5. 解析結果

時系列の解析は定常クリープ区間のみとし, 第 2 図に示した 4 つの区間で AE の規模がレベル 1 以上 (1.87 mV 以上) のものに対して行った。A は応力 200 MPa での区間, B, C, D は応力値 205 MPa での定常クリープ区間である。205 MPa の応力状態での区間を 4 つに分割したのは用いる AE の個数をすべての解析区間でほぼ同数にするためと, 高い応力状態では AE が多く発生していることから, ここでの状態変化がもしあれば, それを捉えるためである。区間 B の時系列はすでに第 3 図に示してある。解析区間内の AE 数は 570-720 で, それぞれで大きな違いはない。第 1 表は AIC 最小化の原理によって決定した各区間での(4)式の各パラメータで, 秒を単位としている。定数 μ は定常ポアソン過程による AE 発生確率を示しているが, この値が大きいことは時間間隔を長くとしたときの AE 発生率が高いことを意味する。区間 A での μ の値が小さいがこれはこの区間での AE の発生率が全体として低いことに対応している。 p_m はトレンド項の多項式の次数 m に対する係数の値を示しているが, この項は 1 次で打ち切られており, トレンドは時間に対して線形に変化する。区間 A, B ではトレンド項の係数が負であり, AE の活動は減少傾向を示している。区間 A の最後ではポアソン過程による AE 発生確率は最初の値の約 2/3 程度になる。B, C, D ではトレンドの係数が大きくなっているが, 各区間の幅は 1 時間と短く, さらにこれらの区間での μ の値は大きいので区間の最初と最後の AE 発生確率は相対的に大きな差はない。(3)式の $g(t)$ の次数 M は区間 A のみ 1 次であるが, 他はすべてゼロ次であり, 単純な指数関数型の減衰となる。第 5 図に各区間で決定された $g(t)$ を示して

いるが、区間Aのみ $t=0$ で0となる。区間Aでは AE 発生後 10 ms までは時間の経過とともに発生確率が高くなっているが、上昇区間は減少区間に比べて短く、深い意味があるとは考えられない。むしろ、区間Aでは AE 発生後 50 ms 程度は以前の AE が次の AE を励起する効果があると考えるのが自然であろう。いっぽう、区間 B, C, D ではいずれも励起の応答関数 $g(t)$ は単純な緩和型の指数関数的減衰を示し、減衰の様子も区間Aに比べて緩い。これは、区間 B, C, D では AE が時間軸上で集中的に発生する傾向が区間Aよりも強く、時系列上のクラスターサイズも区間Aに比べて大きなものとなることを意味する。また、区間Bでの α_0, β の値が C, D よりも大きいことは、区間Bでは AE が発生した直後、短時間に集中的に発生しやすくなるが、影響は長く残らないことを示している。区間 C, D では B に比べ、直後の AE 発生確率は低いものの、影響が残る時間は長い。第5図には各区間に対応する震源の空間分布も示されており、区間 B, C, D では A に比べ AE 震源が集中している。AE の空間的な集中度は B より、C, D のほうが強いように見えるが、これは $g(t)$ の減衰がゆるやかなことと対応していると見てよいであろう。AE 発生数が同程度でも震源分布が強い集中傾向を持つようになれば、時間軸上での AE のクラスターはより大きな範囲に広がり、 $g(t)$ の指数 β は小さくなって、応答関数の緩和時間は長くなる。

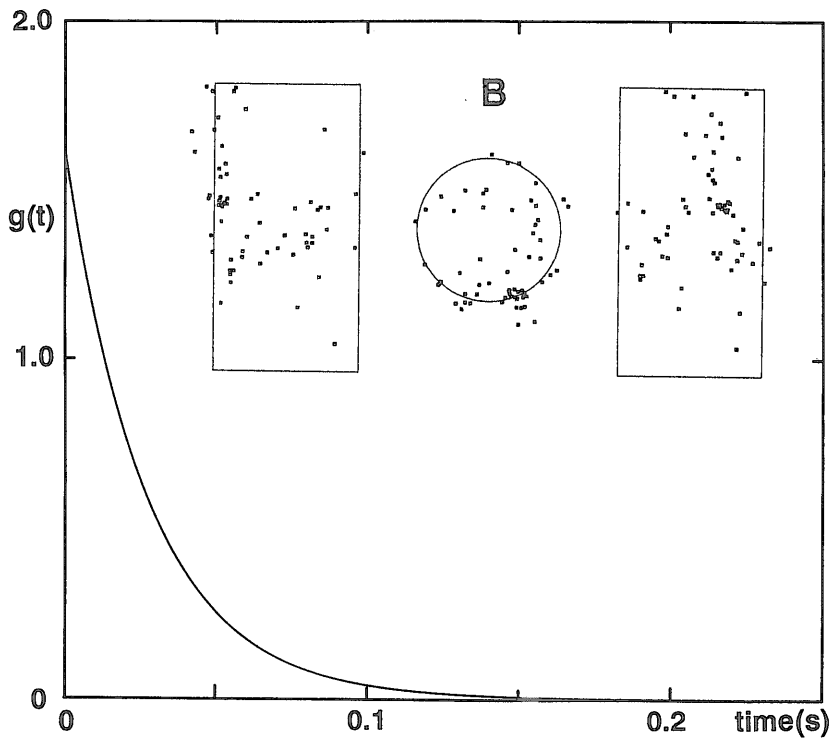
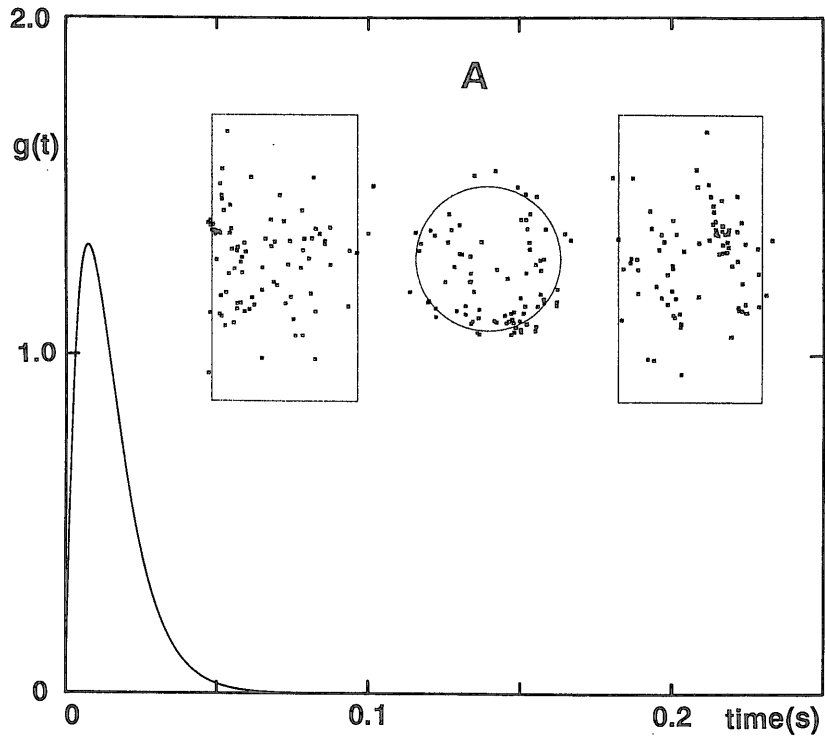
6. AE 時系列から推定される岩石の破壊メカニズム

AE を手がかりとした岩石の破壊メカニズムの研究には、ここで示した手法以外に AE の規模についての頻度分布の係数である b 値の変化を調べるものや、AE の発生源となる個々の割れ目の形態を調べるものなどがある。以下ではこれまで行われた岩石破壊メカニズムについての研究成果と今回の我々の研究結果とを対比して、岩石破壊メカニズムについて考えてみる。

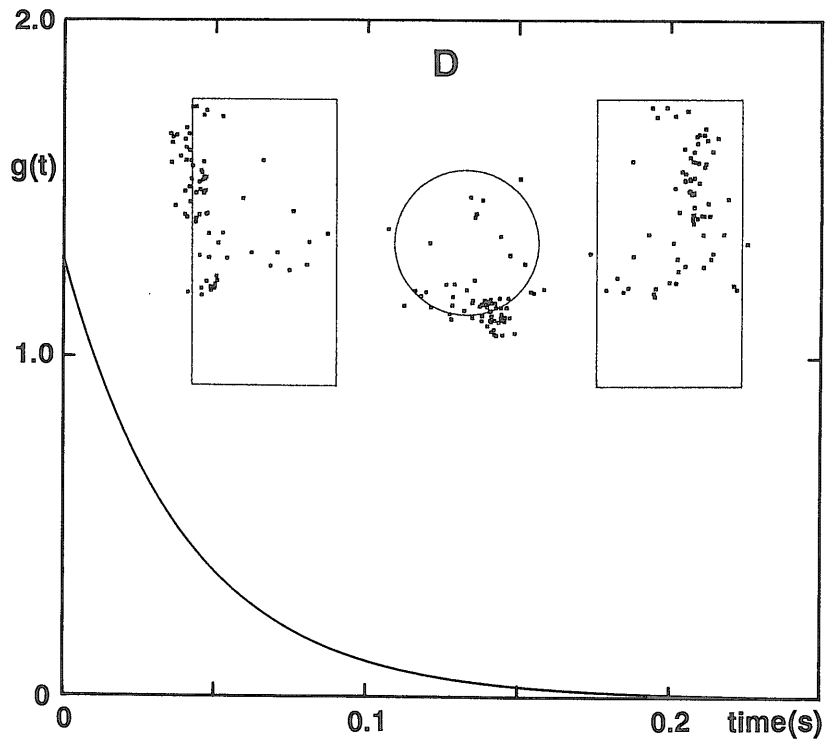
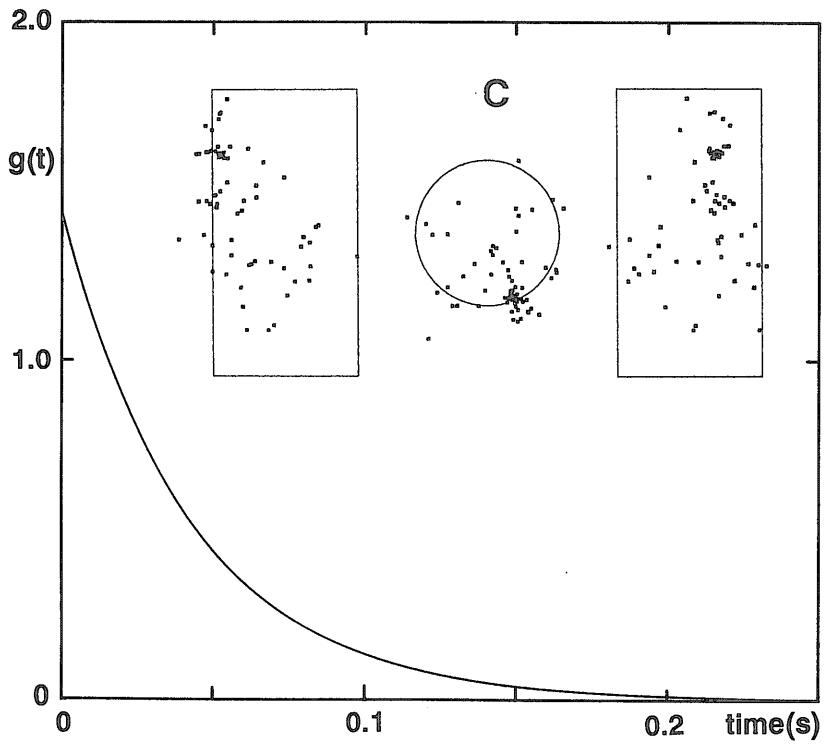
平田ほか(1985)は大島花崗岩の定荷重クリープ破壊実験を行い、クリープ荷重設定後約4時間後に試料が最終破壊に至るまでの間、AE の発生時刻と、8段階の対数スケールに分けた AE の規模とを計測し、 b 値の変化や AE 発生時系列の変化を調べた。AE 発生時系列の解析では、AE 発生間隔の分布をもとに、AE 発生時系列をポアソン過程として検定を行った。すべての規模の AE を対象とした検定では、2次クリープ期間中はポアソン分布がよくあてはまるが、3次クリープではポアソン分布があてはまらなくなる。しかし、規模の大きい AE に限れば、時系列は3次クリープ中でもかなりの期間に

わたってポアソン分布となっている。しかし、このような検定による解析は西沢ほか(1982)と同様、分布が特定のモデルに合うかどうかの是非を調べるだけである。これではクリープの各区間を定性的に分類することはできても、帰無仮設が棄却されたときに別のモデルを提起できないので、モデルが棄却された区間での詳しい状況を知ることはできない。これに対し、HIRATA(1987)や今回我々が用いた統計モデルにもとづく解析法は各区間の状態変化をパラメータの変化またはモデルの変化として捉えることができるので、状態変化を連続的に定量化することができる。このように統計モデルを用いる解析の手法は、古典的な検定に比べより詳細な議論を可能にする。平田ほか(1985)は b 値が2次クリープから3次クリープの期間にかけて徐々に小さくなることを明らかにしたが、これは岩石の破壊の進行と関係している。統計モデルを用いた解析で今回のデータから b 値の変化を調べることができるが、この問題は別に論ずることとする。

佐藤ほか(1987)は AE 初動の押し引き分布から個々の AE 震源の震源メカニズム解を求め、応力の上昇に伴う震源メカニズム解の変化を調べた。それによると、低い応力下では引張型の割れ目を震源とするメカニズム解が卓越するが、応力が上昇して破壊応力に近づくとせん断型の割れ目から発生するメカニズム解が卓越してくる。彼らは、このようなメカニズム解の変化の原因は、応力の上昇に伴う微小割れ目の増大によって割れ目の間の距離がせばまり、割れ目どうしの相互作用が強くなって、既存の割れ目を結合するようなせん断型の破壊が多く現れるためであろうと解釈した。割れ目どうしの相互作用が強くなれば、その影響は AE の空間分布だけでなく、AE 発生時系列にも現れるはずである。この実験で明らかになったように、高応力下のクリープの際に時間領域で AE の集中的発生傾向が強くなるのが、空間領域での集中的発生と対応していることは、微小割れ目の相互作用が高応力下で強くなったものとする解釈を強く支持している。割れ目どうしの相互作用が強くなれば、近傍に新たな割れ目を形成しやすくなり、これが正のフィードバック機構を形成して割れ目はますます局所的に集中するようになる。このような割れ目どうしの相互作用による正のフィードバック機構は、不均質物質における破壊の一般的特徴と見なすことができる。西沢ほか(1982)や YANAGIDANI *et al.* (1985) によって明らかにされたように、定荷重下でのクリープで AE 震源の集中傾向が強まることは、割れ目の相互作用が強まることで説明される。



第5図 各区間におけるインパルス応答関数 区間Aでは応答関数は速やかに減衰するが, B, C, Dでは応答関数の減衰はより緩やかとなっている。



第5図 つづき

深い坑井内に取り付けた地震計では地表では観測できないような極めて微小な地震も観測することができるが、多くの場合は一点での観測であるため、震源を決めることができない。しかし、このような場合でも地震発生の時系列データは容易に得ることができる。今回の実験で得られた結論を応用するならば、こうした時系列データから励起についての応答関数のパラメータを求め、パラメータの時間変化によって震源の空間的な集中度の変化を推定することが可能であろう。これは先に述べたような震源決定が困難な場所での岩盤の状態変化を捉えるのに有効であろう。とくに、一見しただけでは変化の有無を判定しがたいようなデータに対してもここで用いたような統計的手法によって、モデルのパラメータの変化を調べることにより時系列の状態変化の検出やトレンドの検出が可能である。この手法は地震の予知や、鉱山あるいはトンネル掘削現場での山はねの予知などに応用が可能なことを、今回の結果は示唆している。

この研究では不均質物質である地殻の破壊、すなわち地震のメカニズムを解明するため同様の不均質物質である岩石試料の破壊における特徴を調べた。とくに、岩石中の微小破壊発生に伴って放出される AE について、その発生時刻と震源の空間分布との関係を統計的手法によって明らかにした。AE 発生の時系列はポアソン過程と、以前の AE 発生が新しい AE を励起する過程との結合したものとなっている。そして、後者の励起過程は AE 発生空間的広がりやと密接に関係している。

謝辞 統計数理研究所 尾形良彦、国立防災科学技術センター 佐藤春夫の両氏には論文を作成する上での貴重なコメントを頂いた。環境地質部 楠瀬勤一郎、佐藤隆司の両氏には研究遂行に必要な助言と助力を頂いた。この研究は科学技術庁振興調整費「不均質物質における地震破壊と波動伝播に関する基礎研究」によるものである。

文 献

- HAGIWARA, Y. (1974) Probability of earthquake occurrence as obtained from a Weibull distribution analysis of crustal strain. *Tectonophysics*, vol. 23, p. 313-318.
- 平田隆行・西澤 修・佐藤隆司・楠瀬勤一郎 (1987) 三軸圧縮試験時の安山岩の AE 発生時系列について。第 7 回岩の力学シンポジウム講演論文集, p. 301-306.
- ・柳谷 俊・寺田 孚 (1985) 大島花こう岩におけるクリープ時の AE 発生時系列について。地震 第 2 輯, vol. 38, p. 159-172.
- HIRATA, T. (1987) Omori's power law after-shock sequences of microfracturing in rock fracture experiment. *Jour. Geophys. Res.*, vol. 92, p. 6215-6221.
- , SATOH, T. and ITO, K. (1987) Fractal structure of spatial distribution of micro-fracturing in rock. *Geophys. Jour. Roy. astr. Soc.*, vol. 90, p. 369-374.
- 出原 理・佐藤隆司・西沢 修・楠瀬勤一郎 (1986) 三軸圧縮応力下で発生する AE の震源分布と震震機構—実験装置と震源分布—。地震 第 2 輯, vol. 39, p. 289-300.
- 楠瀬勤一郎・西沢 修・小内 薫 (1982) 一軸圧縮下の岩石中に観測された AE 空白域。地震 第 2 輯, vol. 35, p. 91-102.
- KUSUNOSE, K. and NISHIZAWA, O. (1986) AE gap prior to local fracture of rock under uniaxial compression. *Jour. Phys. Earth*, vol. 34, Suppl., p. S45-S56.
- MATSUSHIMA, S. (1960) On the flow and fracture of igneous rocks. *Disaster Prevention Res. Inst. Kyoto Univ. Bull.*, vol. 32, p. 1-8.
- MOGI, K. (1962) Study of elastic shocks caused by the heterogeneous materials and its relation to earthquake phenomena. *Bull. Earthq. Res. Inst. Tokyo Univ.*, vol. 40, p. 125-173.
- 西沢 修・楠瀬勤一郎・柳谷 俊・小口深志・江原昭次 (1982) 大島カコウ岩におけるクリープ時の AE 発生の確率過程と震源の空間分布。地震 第 2 輯, vol. 35, p. 117-132.
- NISHIZAWA, O., ONAI, K. and KUSUNOSE, K. (1985) Hypocenter distribution and focal mechanism of AE events during two stress stage creep in Yugawara Andesite. *PAGEOPH*, vol. 122, p. 36-52.
- OGATA, Y., AKAIKE, H. and KATSURA, K. (1982) The application of linear intensity models to the investigation of causal relations between a point process and an other stochastic process. *Ann. Inst. Statist. Math.*, vol. 34, Part B, p. 373-387.

- OGATA, Y. and KATSURA, K. (1985) LINLIN in Computer Science Monograph, TIMSAC-84 part 2. M. ISHIDA ed. Inst. Statistical Math. Japan, p. 198-211.
- and ———— (1986) Point-process models with linearly parametrized intensity for application to earthquake data, *Jour. Appl. Probability*, special volume 23A, p. 291-310.
- 尾形良彦(1988) 点過程モデル. 時系列論(尾崎 統編)第15章, p. 153-163.
- ROBERTSON, E. C. (1960) Creep in Solenhofen limestone. *Geol. Soc. Am. Mem.*, vol. 79, p. 227-244.
- 佐野 修・工藤洋三・古川浩平・中川浩二(1988) 花崗岩の変形・破壊特性に関する実験的研究. 第20回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集, p. 86-90.
- 佐藤隆司・出原 理・西沢 修・楠瀬勤一郎(1986) 三軸圧縮応力下で発生する AE の震源分布と発震機構—安山岩中で発生する AE の発震機構—. *地震* 第2輯, vol. 39, p. 351-360.
- ・楠瀬勤一郎・西沢 修(1987 a) ミニコンピュータを用いた AE 波形処理システム—高速デジタル記録と自動震源決定—. *地調月報*, vol. 38, p. 295-303.
- ・————・————・平田隆幸(1987 b) 花崗岩の AE 発震機構の変化の封圧依存性. *地震学会講演予稿集*, no. 2, p. 31.
- SCHOLZ, C. H. (1968a) Microfracturing and the inelastic deformation of rock in compression. *Jour. Geophys. Res.*, vol. 73, p. 1417-1432.
- (1968b) The frequency magnitude relation of micro-fracturing in rock and its relation to earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.*, vol. 58, p. 399-415.
- 柳谷 俊・江原昭次・寺田 孚・西沢 修・楠瀬勤一郎(1984 a) 岩石のクリープ時に発生する AE の震源決定について. *材料*, vol. 33, p. 272-278.
- ・————・————・————・————
————(1984 b) 表面ひずみのマッピングによる岩石のクリープの研究. *材料*, vol. 33, p. 279-285.
- YANAGIDANI, T., EHARA, S., NISHIZAWA, O., KUSUNOSE, K. and TERADA, M. (1985) Localization of dilatancy in Oshima granite under uniaxial stress. *Jour. Geophys. Res.*, vol. 90, p. 6840-6858.

(受付: 1989年11月21日; 受理: 1990年1月12日)