日本金属学会誌 第 47 巻 第 7 号 (1983) 575-581

金属の微視破壊と AE 発生モデル

大 平 貴 規* 岸 輝 雄*

J. Japan Inst. Metals, Vol. 47, No. 7 (1983), pp. 575-581

Simulation Model of Acoustic Emission due to Microscopic Fracture in Metals

Takanori Ohira* and Teruo Kishi**

A simulation of acoustic emission signals due to fracture events was carried out in order to investigate the temporal inhomogeneity of fracture processes. In the simulation process, two types of source function $D(t)$, the product of crack volume-time history and elastic modulus, were assumed, and output signals from piezoelectric transducer $V(t)$ were calculated from the convolution of $D(t)$ with $R(t)$, which is a combined response function of specimen and transducer obtained experimentally by the use of breaking pencil lead. It was shown that the amplitude of $V(t)$ was proportional to the crack volume and the longer the lifetime of cracking, the smaller the amplitude. From these results, it was proved that only the fracture events with large cracking volume and short lifetime were detectable as an acoustic emission and that burst type emissions during macroscopic subcritical crack growth were attributed to the instantaneous fast fracture in the microscopic sense.

(Received November 1, 1982)

Keywords : acoustic emission simulation, fracture, temporal inhomogeneity, source function, response function

I. 緒 言

材料の破壊は、その微視組織を単位として不連続に進展、停止をくりかえす不均一な現象である場合が多く、破壊を微視的レベルで理解するためには、個々の割れのユニット、割れの持続時間および潜伏時間を定量的に評価することが不可欠であるが、このような微視割れを高感度かつ動的に検出することは一般に困難である。

一方、割れが生ずると必ず弾性エネルギーが解放され、これに伴い弾性波——いわゆる Acoustic Emission——が発生するが、これは割れに関する上述の情報を含んだ、いわば時間的側面からみた破壊の姿そのものであり、これを計測、解析することは、微視的破壊の動的挙動の研究における有力な手段となりうる。もっとも従来の AE 技法は、変換子から出力される信号の数および振幅のみに注目した定性的な計測手法にとどまっていたのに対し、近年、変換子特性および試験片内の弾性波の伝播特性を考慮した原波形解析を行うことにより、破壊の発生源に関する上述の情報を定量的に求めうる可能性が示された^{(1)~(9)}。

しかしながら、原波形解析は、ある計測条件の下で検出された AE の変換子出力波形から、その原波形を求め、AE

として検出されたき裂の大きさおよびその形成時間を決定するものであるが、たとえば低強度高靱性材料において明らかにき裂が進展しているにもかかわらず事実上 AE が殆ど計測されない場合がしばしば存在する⁽¹⁰⁾ことから理解されるように、実際には計測された AE 以外に、振幅が小さくしきい値に達しないために検出されなかったものが数多くあると推定され、原波形解析により明らかにされるものは、破壊の過程の一部であると考えられる。従って、通常の AE 計測において、いかなる破壊が AE として検出されるか(あるいはされないか)を定量的に明らかにすることが、AE 技法の適用限界を知る上で重要であり、これはまた、従来の研究で同定された AE 発生源がどのような過程で生じたかを推定する手がかりを与えるものでもある。

これは原波形解析(いわゆる inverse problem)とは逆に、破壊の動的挙動を記述するパラメータを用いてモデル化した原波形と計測系の応答関数から検出波形を求め、その強度を論ずる forward problem に該当する。

この範ちゅうに属する従来の研究としては、原波形を適当な関数で与え、これに伴う応力波の強度を論じた

* 東京大学工学部, 日本学術振興会奨励研究員 (Faculty of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo, Postdoctoral Fellowship in Japan Society for Promotion of Science)

** 東京大学工学部境界領域研究施設 (Institute of Interdisciplinary Research, Faculty of Engineering, The University of Tokyo, Tokyo)

Stephens と Pollock⁽¹¹⁾ および Malén と Bolin⁽¹²⁾ によるもの、および塑性変形において一定速度で動く転位により生ずる変位という形で原波形を与えた Rouby と Fleischmann⁽¹³⁾ によるもの、さらに堆積転位による応力集中の解放モデルにもとづく原波形を与えた Kuribayashi ら⁽¹⁴⁾ によるものなどが挙げられるが、いずれも媒体および変換子の応答関数を全く考慮していないか、高々無限体中の球面波として扱っているにすぎず、実際に計測される検出波形との定量的対応は得られない。

一方, Ceranoglu と Pao⁽¹⁵⁾ は、無限板中で種々の形の原波形を与えた場合に生ずる表面変位を generalized ray theory により求めているが、やはり変換子の特性が考慮されていない点で実際のデータとの関連に欠ける。

以上の点をふまえ、本研究は、試験片および圧電変換子を用いた通常の AE 計測系を念頭におき、微視割れの動的素過程を考慮しつつ、いかなる破壊過程が AE として検出可能であるかを定量的に明らかにすることを目的として、破壊の AE シミュレーションを行ったものである。

II. シミュレーション方法

AE の発生から検出までを時間のみに関する線形系として定式化すると、検出波形 $V(t)$ 、試験片と変換子を一括した応答関数 $R(t)$ および原波形 $F(t)$ の間には式 (1), (2) が成立する。

$$V(t) = \int_0^t R(t-\tau) F(\tau) d\tau \quad (1)$$

$$F(t) = \int_0^t V(t-\tau) R^{-1}(\tau) d\tau \quad (2)$$

ただし $R^{-1}(t)$ は $R(t)$ の逆関数である。原波形解析は、計測された $V(t)$ および $R(t)$ を用いて式 (2) より $F(t)$ を求める手法であるのに対し、本論文で扱うシミュレーションは $F(t)$ を適当な関数形で仮定し、式 (1) より $V(t)$ を求めるものである。しかしながら、本来時間および空間的な現象である AE を式 (1), (2) の形で表わすためには、あらかじめ試験片の形状および寸法、破壊発生位置、破壊モードおよび変換子とりつけ位置を固定しておく必要があり、以下に本計算で用いた条件を示す。

1. 試験片

7075 高力アルミニウム合金の CT 試験片 (板厚 25 mm, 板幅 50 mm)。

2. AE 発生源

Fig.1 に示すように、CT 試験片の切欠底に mode I のき裂が発生する場合を考え、破壊の原波形を式 (3) で与えられる $D(t)$ で表わす⁽¹⁶⁾。

$$D(t) = (\lambda + 2\mu) \phi(t) A(t) \quad (3)$$

ここで λ, μ はラーメの定数、 $\phi(t)$ はき裂開口変位、 $A(t)$ はき裂面積である。今、新たに生ずるき裂の面積は試験片寸法に比して十分に小さいと考えておく。

式 (3) より明らかなように、 $D(t)$ はき裂の進展中は時間

Fig.1 Configuration of specimen and transducer attachment assumed in the simulation.

Fig.2 Assumed source function.

(a) linear ramp time function

(b) sinusoidal ramp time function

t と共に増加し、き裂停止以後一定値をとると考えられるので、その関数形として Fig.2 (a), (b) に示す二通り、すなわち (a) $D(t) = (\Delta D / \Delta t) t$, (b) $D(t) = -(\Delta D / 2) [\cos(\pi t / \Delta t) - 1]$ (以下各々 linear および sinusoidal とよぶ) を仮定した。文献 (9) で得られた 7075 合金の pop-in の原波形 (文献 (9), Fig.9) がこれらに類似していることから、この仮定はほぼ妥当と考えられる。Fig.2 中の ΔD は、き裂の体積と弾性率の積で与えられモーメントの次元を有する原波形の強度、 Δt は個々の破壊の持続時間に対応する。なお Δt は 50 ns ~ 15 μs の間で変化させた。

3. 変換子

市販の共振型 (NAIS-F217M) および広帯域型 (AET-FC500) 圧電型変換子を選び、Fig.1 に示す位置にとりつけるものとした。Fig.3 および Fig.4 に両者の絶対感度較正曲線を示す。なお、いずれの変換子も厚み方向の変位のみを検出すると考える。

4. 応答関数の決定法

CT 試験片のように複雑な形状の試験片および圧電型変換子の応答関数を解析または数値的に求めることは殆ど不可能であり、本研究では文献 (7) および (9) に示した方法を用いた。すなわち、Fig.5 に示すようにシャープペンシルの芯を切欠先端で垂直方向に圧折し、これに伴う検出波形 $V_0(t)$ を記録する。シャープペンシル芯の圧折時の原波形 $F_0(t)$ はあらかじめ容量型変換子および無限板とみなせる板を用いて求められており⁽⁷⁾、これより式 (4)

$$R(t) = \int_0^t V_0(t-\tau) F_0^{-1}(\tau) d\tau \quad (4)$$

Fig.3 Absolute sensitivity diagram of broad-band type transducer.

Fig.4 Absolute sensitivity diagram of resonant type transducer.

を用いて $R(t)$ を計算した。ここで、シャープペンシル芯の圧折は一方向力の解放過程であるので、式(4)より得られた $R(t)$ も一方向力の解放に対する応答関数である。Fig.6(a), (b)に、CT 試験片と変換子を一括した応答関数(ステップ応答)を示す。

Fig.5 Breaking pencil lead.

Fig.6 Combined response function of specimen and transducer.

(1)~(4)の条件の下で、破壊に伴う検出波形 $V(t)$ は、原波形 $D(t)$ および 応答関数 $R(t)$ を用いて式(5)で与えられる。

$$V(t) = \int_0^t \frac{\partial R(t-\tau)}{\partial x_3'} D(\tau) d\tau \quad (5)$$

ここで $\partial R(t)/\partial x_3'$ は、 $R(t)$ の、発生源における x_3 方向の偏微分を表す。破壊に伴い発生する弾性波中、 x_3 方向の縦波初動については

$$\frac{\partial R(t)}{\partial x_3'} = \frac{1}{v_L} \frac{\partial R(t)}{\partial t} \quad (v_L: \text{縦波音速}) \quad (6)$$

が成立する⁽⁹⁾ので、式(5)は

$$V(t) = \frac{1}{v_L} \int_0^t \dot{R}(t-\tau) D(\tau) d\tau \quad (7)$$

と書きかえられる。本シミュレーションでは、Fig.2 に示す $D(t)$ と Fig.6 に示す $R(t)$ を用いて式(7)より $V(t)$ を求めているが、実際の計算においてはいずれも、 $R(t)$ を実験的に決定する際に用いたウェーブメモリ (NF 社 WM 852) のサンプリング間隔 50 ns で離散化されるので、式(7)は

$$V(I) = \frac{1}{v_L} \sum_{K=1}^I \dot{R}(I-K+1) D(K) \quad (I=1 \dots N) \quad (8)$$

という形となる。ここで N はデータ長であり、本計算では $N=700$ (35 μ s に相当) とした。

III. シミュレーション結果

Fig.2(a), (b) の原波形について $\Delta t=0.5 \mu$ s および 2.5μ s, $AD=1$ J としたときの、2 種類の変換子による検出波形 $V(t)$ を Fig.7 および Fig.8 に示す。Fig.7 より明らかなように、広帯域型変換子を用いた場合、波頭に大きな立ち上がりが見られるのに対し、Fig.8 に示す共振型変換子では波頭は非常に不明瞭であり、振幅が時間と共に増大して約 15 μ s 後に最大値をとる。そこで各検出波形について、最大振幅 V_{p-p} および広帯域型変換子における波頭の立ち上がりの高さ V_{init} と、原波形の立ち上がり時間 Δt の関係を求めた結果を Fig.9 に示す。なお、同図中に前述の Malén らによる⁽¹²⁾、立ち上がり時間が Δt の場合の応力波の強度

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-\omega^2 \Delta t^2) \quad (\sigma_0: \Delta t=0 \text{ のときの強度}) \quad (9)$$

と Δt の関係もあわせて示す。ただし彼らの結果では検出波形の振幅の絶対値が得られないので、便宜的に σ_0 を縦軸の 10 にあわせている。

Fig.9 は、強度 ADJ の原波形が生じたとき、その持続時間 Δt および用いた変換子により、検出される AE の振幅 V_{p-p} または V_{init} がどのように異なるかを定量的に表わすものであり、縦軸は 1 J の強度、すなわち鋼の場合体積 $5 \times 10^{-3} \text{ mm}^3$ のき裂が生じたときの振幅を V で表示している。

Fig.7~9 より、以下の結果が得られる。

(1) 広帯域型、共振型変換子を用わず、 Δt が大きいほど検出波形の振幅が小さくなり、Malén らの結果も定性的にこれと一致している。

(2) 変換子および Δt が同じ場合、検出波形は原波形の形状にはそれほど依存せず、Fig.2 に示すようにその形状を仮定する限りにおいては、そのパラメータとして AD および Δt を考えればほぼ十分である。

(3) $\Delta t < 15 \mu$ s では、共振型の方が広帯域型よりも感度が高く、特に $\Delta t < 2 \mu$ s では約 1 桁の差がある。これに対して $\Delta t > 15 \mu$ s では両者の差がなくなり、むしろ逆転する傾向がみられる。これは、Fig.3 および Fig.4 に示す各々の変換子の感度曲線において、低周波領域 (50 kHz 付近) では広帯域型の方が高感度であることに対応しているものと考えられる。

(4) 共振型変換子を用いた場合は、波頭が小さく、小振幅の AE では波頭が noise level より低くなり、これを検

Fig.7 Simulated waveforms from broad-band type transducer.

Fig.8 Simulated waveforms from resonant type transducer.

Fig.9 Relation between strength, rise time of source function and amplitude of transducer output.

出することが困難となる可能性がある。これに対して広帯域型変換子では検出波形の立ち上がりが明瞭であり、かつその立ち上がり時間 ΔT は Fig.10 に示すように $\Delta t < 3 \mu s$ ではほぼ Δt に等しく、 ΔT より Δt を推定することが可能である。

(5) 共振型変換子を用いた場合、検出波形の形状は原波形の Δt によらずほぼ一定であり、変換子の特性で強く色づけされている。すなわち逆に言えば、この種の変換子を用いて原波形解析を行うことは若干困難であると考えられ、これは文献(7)において、種々の変換子を用いて求められた鋼球落下時の原波形の中で、圧電共振型変換子により得られたものに若干問題があるという結果と対応している。

Fig.10 Relation between rise time of source function and transducer output.

以上の結果は、シャープペンシル芯の圧折より実験的に求められた応答関数を用いて得られたものであり、かつ計算に用いた式(7)は、厳密には震央における縦波初動についてのみ成立するものであるが、たとえば Fig.7(b)の波形が、Fig.11 に示す、同じ変換子および試験片を用いて計測された 7075 合金の Mode I 型の pop-in に伴う AE 検出波形と、約 $12 \mu s$ までの範囲では比較的良好に似ていることから、本シミュレーションが仮定した条件の下ではほぼ妥当なものであるといえよう。

一方、破壊の原波形 $D(t)$ が実際にどのような関数であるかを論ずるためには、個々の材料の組織および強度の微視的変動にもとづく破壊の動的エネルギーバランスからき裂の進展、停止挙動を明らかにする必要がある、今後の課題と考えられる。従って以上のような forward problem では $D(t)$ として Fig.2 に示したごとく単純化された関数を

Fig.11 Transducer output due to pop-in cracking in 7075 alloy.

仮定せざるを得ない。しかし、(2)に述べたように $D(t)$ の形状による差は本質的なものではなく、実際の関数形が若干これらと異なっていると看做しても、 ΔD が大きく Δt が小さい程、検出される AE の振幅が大きくなるという本シミュレーションの結果は妥当であり、この傾向が AE 計測においてある程度普遍的なものと考えられる。

IV. 破壊の研究への適用例

以上のシミュレーションから、ある破壊事象が AE として検出されるためには、原波形の強度 ΔD の下限または立ち上がり時間 Δt の上限が存在することが理解される。すなわち、Fig.9 より、ある Δt に対応する $\alpha = V_{p-p}/\Delta D$ が決まり、この $V_{p-p} = \alpha \Delta D$ が計測系のしきい値 V_{th} よりも大きい場合のみ、AE として検出可能となる。たとえば $\Delta D = 10^{-4} \text{ J}$ (鋼の場合体積 $5 \times 10^{-7} \text{ mm}^3$) のき裂が $1 \mu\text{s}$ で生じた場合、広帯域型変換子では $\alpha = V_{p-p}/\Delta D \approx 5$ 、すなわち約 $500 \mu\text{V}$ の最大振幅が得られるが、同じ大きさのき裂が $10 \mu\text{s}$ で生じた場合には $\alpha \approx 0.5$ となるので、AE の振幅は約 $50 \mu\text{V}$ に低下する。従って、計測時のしきい値が $100 \mu\text{V}$ であるとする前者は検出されるが後者は検出されないことになる。

一方、AE 源となる破壊事象があらかじめ同定されており、かつ適当な破壊モデルが存在すれば、 ΔD はある程度評価可能であるので、計測された AE の振幅から、その破壊の持続時間 Δt が推定できることになる。この観点から既存のデータの検討を行った一例を次に述べる。

岸らは、4340 鋼の破壊靱性試験における AE は、水素誘起粒界割れに伴い生じたものであるとし、本シミュレーションで用いた共振型と同程度の感度を有する変換子およびほぼ同寸法の CT 試験片を用いて、Fig.12 に示す dimple 領域に囲まれた粒界 facet の面積 ΔS_{IG} と、最大振幅の 2 乗で定義された AE エネルギー E_{AE} の間に、Fig.13 の関係が成立することを報告している⁽¹⁷⁾。一方、野末らは、これらの粒界割れにおける微視的破壊抵抗は下限界応力拡大係数 $K_{ISCC} \approx 9 \text{ MPa} \cdot \text{m}^{1/2}$ に等しいとしており⁽¹⁸⁾、

Fig.12 Distribution of intergranular facet and dimple region on fracture surface in 4340 steel⁽¹⁷⁾.

Fig.13 Relation between AE energy and the area of intergranular facet⁽¹⁷⁾.

小規模降伏条件下でき裂の開口変位 ϕ を求めると

$$\phi = \frac{4K_{ISCC}^2}{\pi \sigma_y E} \approx 3.6 \times 10^{-7} \text{ m} \quad (10)$$

となる⁽¹⁹⁾。ここで $\sigma_y = 1550 \text{ MPa}$, $E = 200 \text{ GPa}$ とした。Fig.12 より $\Delta S_{IG} = 1.5 \times 10^{-10} \sim 3.5 \times 10^{-9} \text{ m}^2$ の範囲にあり、この範囲で K_{ISCC} が一定とすると⁽¹⁸⁾式(3)より ΔD は、

$$\Delta D = (\lambda + 2\mu)\phi \Delta S_{IG} = 10^{-5} \sim 2.5 \times 10^{-4} \text{ J} \quad (11)$$

となる。一方、AE の振幅 V_{p-p} は $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ V}$ であるから

$$\alpha = V_{p-p}/\Delta D = 40 \sim 100 \text{ V} \cdot \text{J}^{-1} \quad (12)$$

すなわち、Fig.9 より $\Delta t = 0.1 \sim 2 \mu\text{s}$ となる。従って粒界 facet の形状を円で近似すると個々の粒界割れの平均速度はおおよそ $35 \sim 140 \text{ m/s}$ に達することになる。これに対して、いわゆる sub-critical crack growth においては、平均的き裂進展速度は高々 $10 \mu\text{m/s}$ 程度であるから、以上の計算より粒界割れはほぼ結晶粒を単位とする高速進展と停止のくり返しにより起きていることが推察される。

もとより、原波形解析を行えば ΔD および Δt の双方が同時に求められるが、材料あるいは破壊様式により AE の振幅が大きく異なる理由を原波形解析により直接明らかに

することは不可能である。これに対し、AE 計測系の応答関数が得られていれば、ある大きさおよび速度の破壊が生じたときの検出波形の振幅の絶対値をシミュレーションにより求めることが可能であり、その結果、以上述べたように、個々の破壊の単位の体積およびその生成速度が大きいく程、AE の振幅が大きくなるという、従来定性的に考えられていた傾向が、本シミュレーションの条件下で定量的に検証された。また、巨視的安定き裂成長過程において突発的に AE が発生するのは、き裂が局所的には平均的な値よりも著しく高速で進展していることを意味することが明らかにになったと結論される。

以上、本手法より推定される破壊の時間的不均一性が、強度および破壊抵抗の分布など材料の空間的不均一性といかに関連づけられるかを明らかにするためには、個々の材料の動的微視破壊モデルの検討が不可欠であり今後の課題であるが、このようなアプローチにより破壊という現象が統一的に理解されうるものと考えられる。

V. 結 論

任意の計測系を用いて、ある破壊事象が AE として検出されるための条件を決定し、かつ AE から破壊の不均一性を明らかにすることを目的として、破壊の AE シミュレーションを行った。得られた主な結論を以下に示す。

(1) AE 発生源として、CT 試験片切欠先端の mode I き裂を考え、破壊の原波形を $D(t) = (\lambda + 2\mu)\phi(t)A(t)$ (λ, μ : ラーメの定数, $\phi(t)$: き裂開口変位, $A(t)$: き裂面積) で表わし、シャープペンシル芯の圧折を用いて実験的に求められた AE 計測系の応答関数 $R(t)$ と仮定した $D(t)$ から、検出波形 $V(t)$ を

$$V(t) = \frac{1}{v_L} \int_0^t \dot{R}(t-\tau) D(\tau) d\tau$$

により求めた。なお、変換子として市販の共振型および広帯域型圧電変換子の 2 種類を用いた。

(2) 時間 dt の間に開口変位 ϕ 、面積 dA のき裂が生じたときの検出波形の振幅は、いずれの変換子を用いた場合も、 dt が一定の場合にはき裂体積 ϕdA に比例し、 ϕdA が一定では dt が大きいほど小さい。

(3) 従って、ある破壊事象が AE として検出されるため

には、 ϕdA の下限または dt の上限が存在し、割れの単位が大きいくかつ高速である程、大振幅の AE となることが明らかとなった。

(4) 以上のシミュレーション結果の適用例として、AE 源として明らかで、かつ破壊モデルが提案されている 4340 鋼の粒界割れ速度は局所的には 35~140 m/s に達することが示された。これより、一般に巨視的安定き裂成長過程において突発的に AE が発生するのは、き裂が局所的には平均的な値よりも著しく高速で進展することに対応していることが明らかとなった。

文 献

- (1) F. R. Breckenridge, C. E. Tschiegg and M. Greenspan: J. Acoust. Soc. Am., **57** (1975), 626.
- (2) N. N. Hsu and S. C. Hardy: *Elastic Waves and Non-Destructive Testing of Materials*, AMD 29, ASME New York, (1978), 85.
- (3) H. N. G. Wadley, C. B. Scruby and G. Shrimpton: Acta Met., **29** (1981), 399.
- (4) C. L. Pekeris and H. Lifson: J. Acoust. Soc. Am., **29** (1957), 1233.
- (5) L. Knopoff: J. Appl. Phys., **29** (1958), 661.
- (6) 岸 輝雄, 大野一生, 栗林一彦: 非破壊検査, **30** (1981), 911.
- (7) N. Ohisa and T. Kishi: Proc. Joint JSME-SESA Conf. on Exp. Mech., Hawaii, (1982), 359.
- (8) J. E. Michaels, T. E. Michaels and W. Sachse: Mat. Eval., **39** (1981), 1032.
- (9) 大平貴規, 岸 輝雄: 日本金属学会誌, **46** (1982), 518.
- (10) 大平貴規, 本間比呂詩, 岸 輝雄: 日本金属学会誌, **46** (1982), 191.
- (11) R. W. B. Stephens and A. A. Pollock: J. Acoust. Soc. Am., **50** (1961), 904.
- (12) K. Malén and L. Bolin: Phys. Status Solidi (b), **61** (1974), 637.
- (13) D. Rouby and P. Fleischmann: ibid. (a), **48** (1978), 439.
- (14) K. Kuribayashi, T. Kishi, K. Ohno and R. Horiuchi: *Advances in Acoustic Emission*, Dunhart Publishers, Knoxville, Tennessee, (1979), 112.
- (15) A. N. Ceranoglu and Y. H. Pao: J. Appl. Mech., **48** (1981), 125.
- (16) R. Burridge and L. Knopoff: Bul. Seis. Soc. Am., **54** (1964), 1875.
- (17) 岸 輝雄, 野末 章: 日本金属学会誌, **45** (1981), 1305.
- (18) 野末 章, 岸 輝雄, 堀内 良: 日本金属学会誌, **45** (1981), 194.
- (19) 岡村弘之: 線形破壊力学入門, 培風館, (1975), 78.