



AE 原波形解析と微視割れの動的挙動 研究への適用

© 1984 ISIJ

大 平 貴 規*・岸 輝 雄*²

Acoustic Emission Source Characterization and Its Application to the Study of Dynamic Micro-cracking

Takanori OHIRA and Teruo KISHI

1. 結 言

電子顕微鏡などによる破面解析手法の発展に伴い、破壊が多くの場合材料内の結晶粒界や第二相粒子などの微視組織を単位として空間的に不均一に生ずることが明らかとなつている。しかしながら、破壊の時間的側面、すなわちき裂、特に主き裂進展に先行する微視き裂が、いつ(時間)、どこで(位置)、どのくらいの大きさで(割れ面積)、どのように(割れモード)、そしていかなる速度で生じたかという点に関しては、現在までほとんど明らかにされていない。たとえば、き裂が時間とともに徐々に進むいわゆる *subcritical crack growth* においては、通常の巨視的測定法(目視、コンプライアンス法、電気抵抗法など)から求められるき裂進展速度は、個々の割れの大きさ Δa 、割れの持続時間 Δt 及びき裂の停止(潜伏時間 $\Delta t'$)を含んだ平均速度 $(da/dt)_{av.} = \Delta a / (\Delta t + \Delta t')$ を与えるにすぎず、平均的き裂速度と材料の微視組織の関係を理解するためには Δa 、 Δt 及び $\Delta t'$ の各々を定量的に評価することが必要不可欠であるが、いまだこのような解析に成功した例はみられない。もつとも、大型構造物の脆性破壊の分野では現象が巨視的で測定が比較的容易であることから、き裂の進展及び停止の挙動に関してかなりの研究が行われている¹⁾が、材料の微視的レベルでは、まず第一に割れを高感度かつ動的に検出することがきわめて困難なためにほとんど手つかずの状態といわざるを得ない。しかしながら、前述の *subcritical crack growth* の場合はいうに及ばず、ガラスやセラミックスのような脆性材料でさえも最終不安定破壊に先立つて微視き裂の発生(すなわちき裂の進展と停止)が認められることから明らかなように、割れの動的挙動を明らかにすることは、破壊を微視的レベルで理解する上できわめて重要であるといえよう。

ところで、材料内で変形、破壊が生ずると必ず弾性エネルギーが解放され、その一部は弾性波となつて放射さ

れる。この弾性波は、発生源におけるエネルギー解放量の大きさその解放時間または速度はもちろんのこと、割れモードなどに関する情報を含んでおり、これを計測、解析することにより、上述の情報を知ることが可能である。これが *Acoustic Emission (AE)* 法であり、材料の変形、破壊の研究手段及び破壊の予知、防止のための非破壊検査の手法として広く用いられている²⁾。特に、今日の AE 技法の最高感度は金属材料内の結晶粒単位の割れ及び数 μm 程度の第二相粒子の割れを検出可能な域に達しており³⁾⁴⁾、微視割れの動的挙動を解明するほうと唯一の手段といつても過言ではない。

この AE 信号は、その信号の意味を考える上で定量的に欠けると言われてきたが、最近著しい発展をとげつつある AE 原波形解析法は、実験データとして直接得られる検出波形(変換子出力)から材料内の弾性波の反射、分散、減衰及び変換子特性の影響を除去し、破壊の素過程に関する種々の情報—たとえばき裂の大きさ、速度及び個々の割れの持続時間など—を定量的に評価する手法として注目されている^{5)~11)}。

本稿は、微視割れの動的挙動を解明する手段としてこの原波形解析法をとり上げ、その原理及び破壊の研究への適用例を示すと同時に、現状での問題点及び今後の研究の方向について概観したものである。

2. AE 原波形解析の原理

原波形解析は、まず

- (1) 材料内の変形、破壊に伴う弾性波の発生
- (2) 弾性波の伝播
- (3) 変換子(及び計測系)の特性

を力学的に定式化することから始まる。このうち(1)と(2)については、変形、破壊と数学的には等価である地震を扱う分野で定式化がほぼ完成しており¹²⁾、これを適用することが可能と考えられる。本節では(1)と(2)を一括して 2.1 で扱い、その結果を用いて 2.2 で原波形

昭和 59 年 6 月 29 日受付 (Received June 29, 1984) (依頼解説)

* 東京大学生産技術研究所 工博 (Institute of Industrial Science, The University of Tokyo)

*² 東京大学工学部境界領域研究施設 工博 (Institute of Interdisciplinary Research, Faculty of Engineering, The University of Tokyo, 4-6-1 Komaba Meguro-ku 153)

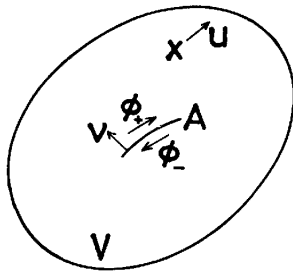


Fig. 1. Displacement discontinuity model of microcracking.

(1)をまとめ、(3)を 2.3 で扱う。

2.1 AE の発生及び伝播

微視割れのモデルとして、Fig. 1 に示すような、弾性体 V 内の面 A の両側での変位のくいちがいの発生を考える。A の両側の変位を ϕ_+ 、 ϕ_- 、くいちがいを $[\phi] = \phi_+ - \phi_-$ と表すと、この変位のくいちがいの発生による V 内の任意の点 \mathbf{x} の変位 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ は(1)式で与えられる¹³⁾。

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \int_0^t dt' \int_A \nu_q [\phi_p(\mathbf{x}', t')] C_{pqjk}(\mathbf{x}') G_{ij, k'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t-t') dA \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 ν_q : A の単位法線ベクトルの q 成分、 C_{pqjk} : 弾性率、 $G_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t-t')$: 点 \mathbf{x} 、時刻 t' に作用した j 方向の単位インパルスにより生ずる、点 \mathbf{x} 、時刻 t における i 方向の変位 (dynamic Green 関数)。すなわち G_{ij} は、物理的には点 \mathbf{x}' で発生した弾性波が媒体内を伝播して \mathbf{x} でいかなる変位を生ずるかを与える基本解であり、媒体内の波の減衰、分散及び表面での反射などの影響をすべて含んだものである。また、 $G_{ij, k'} \equiv \partial G_{ij} / \partial x_{k'}$ 、すなわち G_{ij} の点 \mathbf{x}' における k 方向の偏微分を表す。ここで $t' < 0$ で $[\phi] = 0$ (静止過去の条件)、Green 関数の因果性 ($G_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t-t') = 0$ for $t < t'$) 及び時間不変性を用いた。また、均質等方弾性体の場合、弾性率 C_{pqjk} は

$$C_{pqjk} = \lambda \delta_{pq} \delta_{jk} + \mu (\delta_{pj} \delta_{qk} + \delta_{pk} \delta_{qj}) \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで λ 、 μ は LAMÉ の定数、 δ_{pq} は KRONECKER のデルタである。

今、破壊の発生源 \mathbf{x}' と観測点 \mathbf{x} の距離 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|$ 及び解析の対象としている弾性波の波長に比して A の寸法が十分に小さい場合には点音源近似が成立し、(1)式は、A の面積 ΔA の q 方向への射影を ΔA_q と表すと、

$$\begin{aligned} U_i(\mathbf{x}, t) &= \int_0^t [\phi_p(\mathbf{x}', t')] \Delta A_q C_{pqjk}(\mathbf{x}') G_{ij, k'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t-t') dt' \\ &\equiv \int_0^t D_{jk}(\mathbf{x}', t') G_{ij, k'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t-t') dt' \\ &\equiv D_{jk} * G_{ij, k'} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

と表される。ここで * は時間に関するたたみ込み積分を

表す。

2.2 原波形 D_{jk}

(3)式において、AE 波の発生に関与する項 D_{jk} は、

$$D_{jk}(\mathbf{x}', t') = C_{pqjk}(\mathbf{x}') [\phi_p(\mathbf{x}', t')] \Delta A_q \dots\dots (4)$$

であり、以後 $[\phi_p(\mathbf{x}', t')]$ を単に ϕ_p とかくことにする。

(4)式より明らかなように、この $D_{jk}(\mathbf{x}', t')$ は(弾性率) × (変位) × (面積) すなわちモーメントの次元を有し、変位のくいちがいの生じた面積及びくいちがいの大きさに関する情報を含んでいるので、微視割れの原波形として(4)式の $D_{jk}(\mathbf{x}', t')$ (これを seismic moment とよぶ) を用いるのが適当である。また、(3)式より、 $D_{jk}(\mathbf{x}', t')$ と観測点 \mathbf{x} の変位 $u_i(\mathbf{x}, t)$ は、dynamic Green 関数の空間に関する偏微分 $G_{ij, k'}$ を介して関係づけられる。

Fig. 1 で $[\phi]$ と ν が平行なら引張りき裂、垂直ならせん断き裂であり、一般の場合は両者の線形結合で表される。以下、それぞれについて(4)式を整理する。(簡単のため A は平面とする)

(a) 引張りき裂

(4)式で $p=q=3$ とし (Fig. 2 (a) 参照)、(2)式を用いると、 D_{jk} は

$$[D_{jk}] = \begin{bmatrix} \lambda & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda + 2\mu \end{bmatrix} \phi_3 \Delta A_3 \dots\dots\dots (5)$$

すなわち、引張りき裂の場合は、原波形よりき裂の体積 $\phi_3 \Delta A_3$ が求められることになる。

(b) せん断き裂

(4)式で $p=2, q=3$ とし (Fig. 2 (b) 参照)、同様の整理を行うと、

$$[D_{jk}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu \\ 0 & \mu & 0 \end{bmatrix} \phi_2 \Delta A_3 \dots\dots\dots (6)$$

(5)、(6)式より原波形を求めると、微視き裂個々の割れ大きさが求められることが理解される。

2.3 変換子 (及び計測系) の特性

一般の AE 計測では、弾性体表面の変位 $u_i(\mathbf{x}, t)$ を圧電型変換子で電気信号に変換し、さらに増幅して観測する。この際、変換子及び増幅器の周波数特性の影響により、観測される波形 $V(t)$ は、通常 $u_i(\mathbf{x}, t)$ とは全く異なつた関数になる。しかしながら、変換子を含む計測系の応答特性が入力変位によらず一定とみなせる範囲で

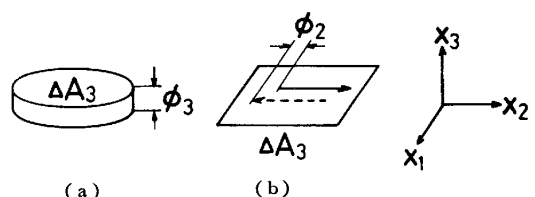


Fig. 2. (a) tensile crack and (b) shear crack.

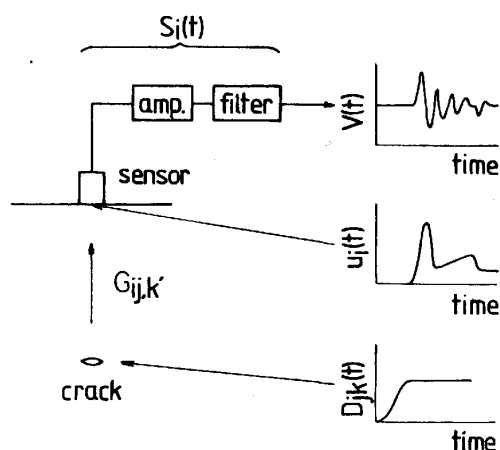


Fig. 3. Formulation of AE system.

は、 $V(t)$ と $u_i(\mathbf{x}, t)$ は計測系の伝達関数 $S_i(t)$ を介して(7)式で関係づけられる (Fig. 3 参照).

$$V(t) = \int_0^t S_i(t-t') u_i(\mathbf{x}, t') dt' \dots\dots\dots (7)$$

2.4 時間に関する線形系としての定式化

(3), (7)式より, 検出波形 $V(t)$ と原波形 $D_{jk}(\mathbf{x}', t')$ の間には

$$V(t) = S_i(t) * G_{ij,k'}(\mathbf{x}, \mathbf{x}', t) * D_{jk}(\mathbf{x}', t) \dots (8)$$

の関係が成立する. ここで, 割れのモード (引張型またはせん断型) が決まっており, かつその位置及びき裂面の方位が大きく変化しない場合には, (8)式中の空間に関する項はすべて定数でおきかえられ, AE の発生から変換子による出力までは, 時間のみに関する線形系として定式化できる. すなわち, 原波形を一般に $D(t)$, それに対応する媒体の Green 関数を $G(t)$, 計測系の伝達関数を $S(t)$ とかくと(8)式は,

$$V(t) = S(t) * G(t) * D(t) \equiv R(t) * D(t) \dots\dots (9)$$

となり, (9)式より $D(t)$ は,

$$D(t) = V(t) * S^{-1}(t) * G^{-1}(t) \equiv V(t) * R^{-1}(t) \dots\dots\dots (10)$$

という, 時間に関する逆たたみこみ積分 (deconvolution) で与えられることになり, ((10)式で⁻¹は逆関数を表す), 結局原波形解析ではいかに $G(t)$ 及び $S(t)$, または両者を一括した $R(t)$ を求めるかが重要な課題となる.

なお, 割れのモード, 位置, 方向いずれもが未知の場合は時間のみに関する線形系として定式化することはできない. このような場合については7で詳細に論ずる.

3. 解 法

3.1 $G(t)$ 及び $S(t)$ の決定

Table 1 に, 媒体の Green 関数 $G(t)$ の決定法を示す. 解析解は(1)式の G_{ij} を陽な形で求めるもので, 任意の source に対して $G_{ij,k'}$ が計算できるが, 適用可能な形状は高々無限板までである. これを実際の有限

Table 1. Methods for determination of $G(t)$.

Method	Media	Source
Theoretical	Infinite space Half space Infinite plate	Any source
Experimental	Any media	Limited artificial source
Numerical	Any media	Any source

媒体に用いる場合, 端面での反射波の影響が現れるまでの時間内でのみ有効という大きな制約が加わり, 通常材料試験に用いられる試験片ではこれは数 μs 程度であるので, 微視的へき開割れなどきわめて高速かつ短時間の破壊の解析に限られる. また, 実験的手法は, 既知の擬似音源を入力として与えたときの出力から逆に $G(t)$ を求めるものであり, 任意形状の媒体に適用可能であるが, source としては現状ではシャープペンシル芯の圧折, 及び 5.1 で述べる鋼球落下など, 表面における垂直な single force に限られる. これに対して差分法, 有限要素法, 境界要素法などの数値解法は, 原理的には任意の source 及び媒体に適用可能であり, 筆者らは差分法を用いてコンパクトテンション試験片の $G(t)$ の計算を行い, 計算結果と実際の破壊に伴う表面変位の間に一致を得ている¹⁴⁾.

一方, 通常の変換子の伝達関数 $S(t)$ を解析あるいは数値計算で求めることはきわめて困難なため, 初期の原波形解析では媒体表面の変位に直接比例した出力電圧が得られる容量型とよばれる特殊な変換子がつばら用いられていた⁵⁾⁶⁾. しかしながら容量型変換子は取り扱いが煩雑である上に, 広い周波数帯域のゆえに noise の影響を受けやすいため, 材料試験には適さず, 最近では主として一般の変換子の校正に用いられている. これは, ある擬似音源を与えたときの表面変位 $u_i(\mathbf{x}, t)$ を容量型変換子で計測し, 校正しようとする変換子の出力 $V(t)$ と $u_i(\mathbf{x}, t)$ から(7)式を用いて $S_i(t)$ を実験的に決定するものである. なおこれとは別に, 同じ特性を有する3個の変換子を用いて相互校正により $S(t)$ を決定する手法も実用化されており¹⁵⁾, 両者がよく一致することが報告されている¹⁶⁾.

3.2 計算法

(10)式より $V(t)$ から $D(t)$ を求める手法としては, Fig. 4 に示すように時間領域で計算するものと, Fourier 変換を施し周波数領域で計算した後, 逆変換する方法があり, 原理的には両者は等価である.

前者は, (9)式をサンプリング間隔で離散化し,

$$V(I) = \sum_{K=1}^I R(I-K+1)D(K) \dots\dots\dots (11)$$

より,

$$D(I) = \{V(I) - \sum_{K=1}^{I-1} R(I-K+1)D(K)\} / R(I) \dots\dots\dots (12)$$

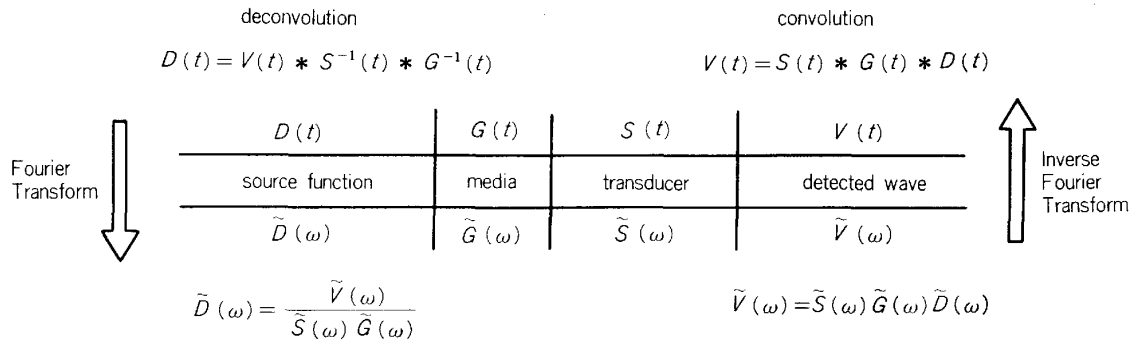


Fig. 4. Convolution and deconvolution in time and frequency domain.

を用いて $D(t)$ を求めるものであり、一方、後者は $V(t), S(t), G(t), D(t)$ の Fourier 変換 $\tilde{V}(\omega), \tilde{S}(\omega), \tilde{G}(\omega), \tilde{D}(\omega)$ を用いて

$$\tilde{D}(\omega) = \frac{\tilde{V}(\omega)}{\tilde{S}(\omega) \tilde{G}(\omega)} \dots\dots\dots (13)$$

より $D(t)$ を求める。しかし、これらの方法はいずれにしても、結果（検出波形）から原因（原波形）を求めようとする逆問題であり、特に検出波形に対する noise の比率が大きい場合、解の精度が極端に悪くなるという本質的欠点を有する。これに対して地震学の分野では、物理的に適当な原波形を仮定して出力を数値的に求め、実測された波形と最もよく対応する原波形を決定するという方法がしばしばとられ、これを原波形解析に適用した例も報告されている¹⁷⁾。

4. 計 測

原波形解析を行う上で AE 計測に特に要求されるのは

- (1) 小型、高感度かつ広帯域の変換子
- (2) 高速 A-D 変換器
- (3) 大容量メモリ

の3点である。(1)については、たとえば軟鋼の低温へき開割れにおいて個々の facet は 100 ns 程度の短時間で形成されるという結果が、最も周波数帯域の広い容量型変換子を用いて得られており⁶⁾、このような高速の現象を解析するためには少なくとも 10 MHz までの帯域を有する変換子が必要である。これに対して既存の変換子中最も感度の高い共振型変換子は通常共振点が数百 kHz、半値幅が高々 100 kHz であり、5・1 で示すように原波形解析にはあまり適さない。これは、この種の変換子を用いた場合、共振点から離れた帯域の情報がほとんど失われ、(13)式右辺の $\tilde{V}(\omega)$ と $\tilde{S}(\omega)$ がともに 0 に近くなり、解の精度が大きく低下することからも容易に理解される。そのため、現在は原波形解析を行う場合多少感度を犠牲にしても帯域の広い変換子を用いざるをえず、解析可能な現象が粒界割れ、微視割れの合体、複

合材料中の繊維の破断などに限られているが、今後、既存の変換子の最高感度を有し、かつ帯域が約 10 MHz に及ぶ新しい変換子の開発が強く望まれる。なお寸法に関しては、位置標定の精度、波のモードの分離及び高周波特性などの点からは小型であるほどよいが、一般に感度と振動子面積は比例関係にあるので、実用的には直径数 mm が下限と考えられる。

(2)、(3)については、10 MHz の波を A-D 変換するためにはその約 10 倍、すなわち 100 MHz のサンプリング速度が必要とされており、また、縦軸の分解能は最低 8 bit を要するので、長さ 20 μ s の波形を記録するために 2 k byte のメモリが必要になる。さらに通常の破壊靱性試験では 1 回の試験あたりの AE 総事象数が 10^3 を越えることもまれではなくすべての波形を記録すると約 2 M byte のメモリを消費することになる。

以上の点を含め、今後原波形解析システムに要求される機能については 7 で総合的に述べる。

5. 原波形解析システムの検証実験

5.1 鋼球落下試験

以上述べてきた原波形解析システムの妥当性を検証する方法として、既知の入力を与えたときの検出波形から (10)式を用いて原波形を求め、入力かどの程度忠実に再現されるかをみる方法がある。ここでは、直径 2 mm (質量約 33 mg) の鋼球をアルミニウムの厚板 (50 cm \times 50 cm \times 6 cm) の上に落下させ、衝突時の原波形を種々の変換子を用いて求めた例を紹介する⁹⁾。

Fig. 5 に容量型変換子、広帯域型及び共振型変換子による検出波形 $V(t)$ を示す。このように同じ入力を与えても変換子の特性により検出波形は大きく異なるが、(10)式より原波形を求めると Fig. 6 に示すように変換子によらずかなりよく一致する。この場合の原波形は、球が板と接触している間の力の変化 $F(t)$ を与え、Fig. 6 より接触時間 Δt 、力の最大値 F_{max} 及び力積 $\int F(t) dt$ が求められる。Table 2 より明らかのように、変換子によらずほぼ $\Delta t = 7 \mu$ s、 $F_{max} = 20$ N であり、また、力積は、衝突前後の球の最大到達高さ h_1, h_2 より計

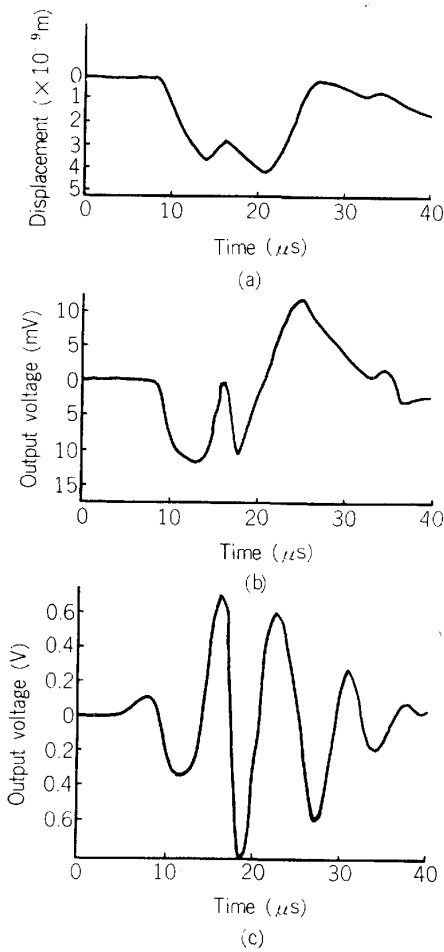


Fig. 5. Detected waves of ball impact by (a) capacitive transducer, (b) wideband PZT transducer and (c) resonant PZT transducer.

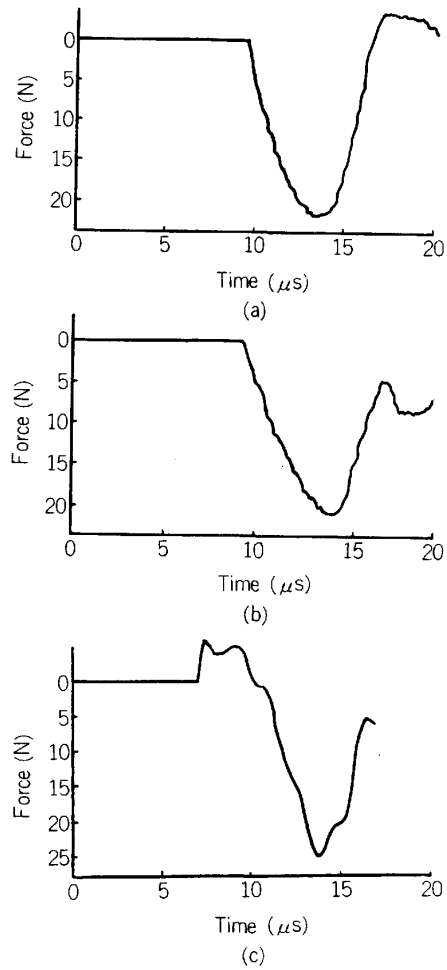


Fig. 6. Source function of ball impact by (a) capacitive transducer, (b) wideband PZT transducer and (c) resonant PZT transducer.

算した運動量の変化 $m\sqrt{2g}(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}) \approx 10^{-4} N \cdot S$ (ただし m : 球の質量, g : 重力加速度) とよく一致し, 本手法の妥当性が示された. ただし, Fig. 6 (c) にみられるように共振型変換子から得られた原波形はかなり乱れており, 4章で述べたようにこの種の変換子が原波形解析に適さないことを示している.

Table 2. Results of ball impact test.

Transducer	Δt (μs)	F_{max} (N)	$\int F dt$ ($10^{-6} Ns$)
Capacitive	7.0	22	98
Wideband PZT	8.2	21	102
Resonant PZT	6.4	22	72

5.2 複合材料中の繊維の破断

上述の例は, 媒体表面に加えられた single force の原波形を求めたものであるが, 材料内の破壊は, 新たに形成されるき裂面の両側に作用する力対 (double force) でモデル化される. ところが, 一般の材料の破壊の単位は本質的にある分布を有しており, きまつた大きさの double force を発生させることはほとんど不可能である.

これに対して, 繊維強化複合材料中の繊維の破断は多くの場合大振幅の AE を生じ, 音源が明確かつその大きさも既知であるので, 破壊の原波形解析の検証実験に最適の現象といえる.

繊維の引張破断は典型的な引張りき裂の発生と考え

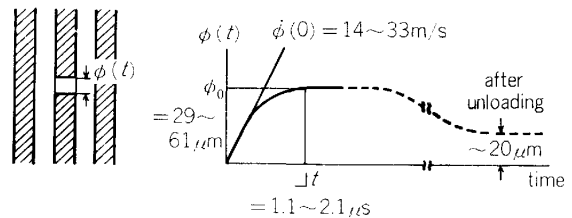


Fig. 7. Schematic illustration of fiber fracture process in Cu-W composites.

られ, その面積 (すなわち繊維断面積) が既知であるから, (5)式より明らかなように, 原波形解析からはき裂開口量 (すなわち破断面間隔) の時間変化が求められることになる. 筆者らが Cu-W 複合材料を用いて得た結

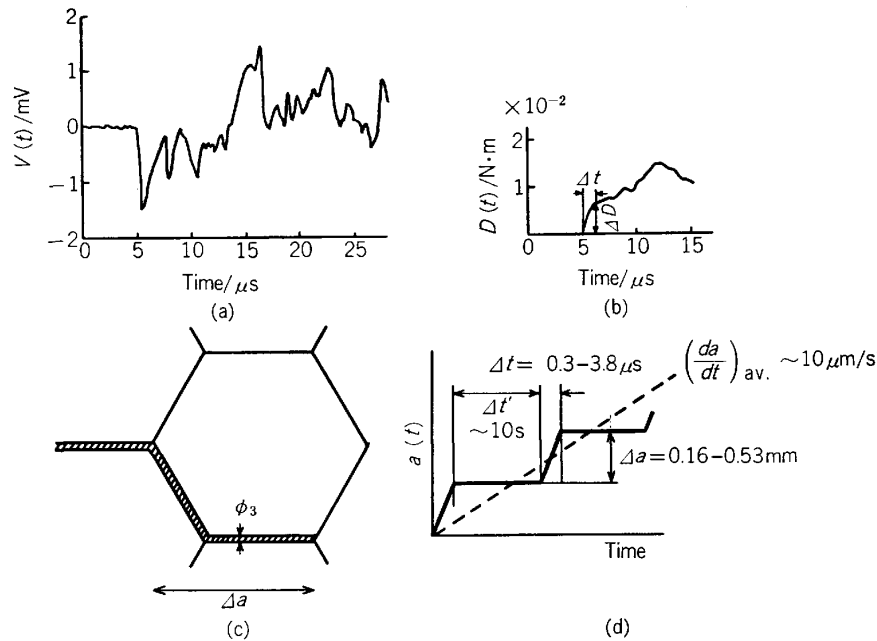


Fig. 8. Intergranular cracking of 4340 steel (a) detected wave, (b) source function, (c) crack configuration and (d) schematic illustration of discontinuous crack extension.

果をまとめて Fig. 7 に示す¹⁷⁾。繊維は破断後 14~33 m/s の速度で離れ始め、約 1.1~2.1 μs で破断面間隔は約 29~61 μm に達する。この間隔は除荷時の実測値約 20 μm の 1.5~3 倍であるが、破断時の瞬間的 overshoot 及び負荷時と除荷時の開口量の差を考慮すると妥当な値と考えられる。また、繊維の破断を一次元の棒の脆性破壊でモデル化するとその初速は約 35 m/s に達するが、本解析から求められた値もかなりこれに近く、これより破壊の原波形解析を行う上でも本手法が十分に有効であることが確認されたといえる。

6. 破壊の研究への適用例

筆者らは、平均旧 γ 粒径が約 300 μm の 4340 鋼の水素誘起粒界割れの AE 原波形解析を行い、subcritical crack growth におけるき裂の間欠的な成長について検討を行つている¹⁸⁾。

Fig. 8 (a) に典型的な検出波形、(b) にその原波形を示す。この解析では、粒界割れを最大引張応力面上の引張りき裂と仮定しており、(b) の $D(t)$ は(5)式の $(\lambda + 2\mu)\phi_3\Delta A_3$ に対応する。また、Fig. 8 (b) の $D(t)$ の立ち上がり時間 Δt より、この粒界割れの生成時間は約 1.2 μs と評価される。ここで、割れの開口量 ϕ_3 がき裂生成中一定であるとし、平面ひずみ小規模降伏におけるき裂先端開口変位を適用すると、

$$\phi_3 = \frac{K^2(1-\nu^2)}{3E\sigma_y} = 0.6 \mu\text{m} \dots\dots\dots (14)$$

(K : 応力拡大係数, ν : ポアソン比, E : ヤング率, σ_y : 降伏応力) となる。従つて割れの面積 ΔA_3 は、

$$\Delta A_3 = \frac{\Delta D}{(\lambda + 2\mu)\phi_3} = 0.04 \text{ mm}^2 \dots\dots\dots (15)$$

となり、き裂の形状を円で近似するとその直径 Δa は 0.22 mm, すなわち、旧 γ 粒径と同程度となる。個々の割れの平均速度 $\dot{a}_{av} = \Delta a / \Delta t = 100 \sim 600 \text{ m/s}$ であつた。これに対して、subcritical crack growth における巨視的き裂進展速度は高々 10 μm/s 程度であるから、Fig. 8 (d) に示すように、き裂は数 10 s に 1 回、ほぼ一粒径にわたりきわめて高速でジャンプしつつ進んでいることが理解される。このき裂の潜伏時間 $\Delta t'$ はいうまでもなくき裂先端への水素の拡散に律速されていると考えられるが、応力集中を受ける粒界への水素の拡散の定量的評価はきわめて困難であるのに対して、原波形解析から個々の割れのジャンプ距離、速度及び潜伏時間が求められる意義は大きいといえよう。

その他、現在までに破壊の原波形が得られた例としては、軟鋼及び電解鉄の低温における粒界、へき開割れ⁶⁾、高力アルミニウム合金の pop-in き裂進展¹⁰⁾、針状 Ti-6Al-4V 合金の擬へき開割れ¹⁹⁾などが挙げられる。ここで興味深いのは、すべての材料を通じて、原波形解析より得られた割れの持続時間は 0.1~数 μs, 最大でも 10 μs 程度の範囲に集中していることである。これは、AE により検出可能なのは急激な変形、破壊などの現象に限られると考えられてきたことを定量的に裏つけたものといえよう。このことはまた、割れの大きさ Δa 及び持続時間 Δt を種々設定し、仮定した原波形から変換子出力をシミュレーションで求め、検出波形の振幅に及ぼす Δa 及び Δt の影響を調べた結果からも示されている²⁰⁾。

このように原波形解析の手法により、AE 技法の有効範囲についても定量的かつ統一的指針が得られつつあることを強調しておきたい。

7. 現状での問題点及び今後の研究の方向

—多チャンネル計測による位置標定及び割れの方位、モードの決定—

2.4 で述べたように、現在は AE 源の位置、方位及びモードが不変と仮定して解析を行つているが、実際には発生源は刻々移動すると同時にき裂面の方位が材料の微視組織及び力学的条件に依存した分布を有し、その結果割れのモードも変化するものと考えられる。これらを決定することは原理的には可能であり、以下にその方法について述べる。

(2), (4) 式より明らかなように割れの原波形 D_{jk} は 2 階の対称テンソルであり最大 6 個の独立成分を有するが、(5), (6) 式に示したように D_{jk} の各成分の比は割れのモード及びき裂面の方位により一意に定まる。従つて、1 つのき裂から発生した AE の振幅の異方性(これを放射形式という)を、試験片表面の異なる位置にとりつけた 6 個の変換子で同時に計測し、(8) 式を 6 元連立方程式として D_{jk} について解けば、き裂の位置、大きさ及び生成時間だけでなく、方位及びモードをも決定することが可能となる。従来の解析では、いずれも割れを最大引張応力面上の引張りき裂と仮定して 1 チャンネル計測により原波形を求めていたが⁶⁾¹⁰⁾¹¹⁾¹⁷⁾¹⁹⁾、き裂が傾いたりせん断成分を含んでいる場合き裂の体積及び速度の評価に誤差を生ずる[†]。これに対して最近、き裂面の方位が既知の割れについて 2 個または 3 個の変換子を用いて割れモードを決定する試みがなされている。

Fig. 9 に示すように、引張り開口型であるモード I の割れでは、AE 波の位相はこの試片のどこに変換子を取りつけても同じであり、かつ、直上 (epicenter, Fig. 9 の変換子①) と右端 (Fig. 9 の変換子②) ではその変位の比は 3:1 となつている。一方、せん断型のモード II、モード III の割れでは、45° 傾いた面で変位は最大になり、かつ、そこから 90° ずれると、大きさが等しく位相が逆転している。この関係を用いて、逆に割れモードを決定することが可能になるが、たとえば高張力鋼の破壊靱性試験において、MnS 介在物を起点とする微視き裂は開口型で生ずるのに対し、微視き裂の合体(すなわち主き裂の進展)は主としてせん断型で生ずることがこの手法で確かめられている²¹⁾ほか、高力アルミニウム合金の pop-in き裂進展に伴う AE の放射形式が、引張りき裂を仮定した理論から予想されるものときわめてよく

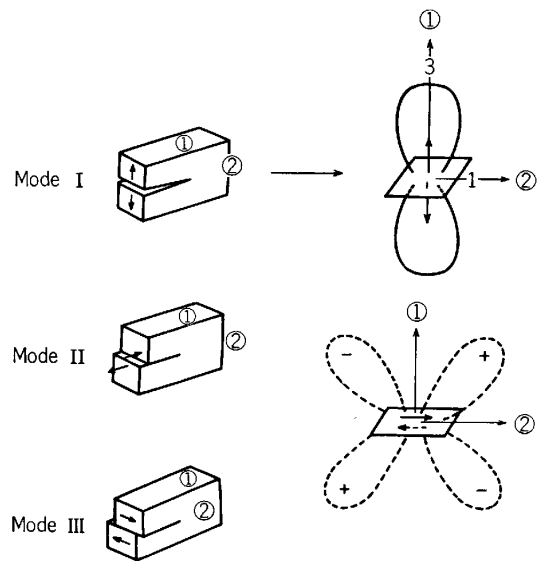


Fig. 9. Radiation patterns of AE waves due to three fracture modes.

一致するという結果も得られている²²⁾。もつとも現時点では、6チャンネル計測により全く未知の D_{jk} をすべて決定するシステムはいまだ完成していないが、これは原波形解析法の中でも最先端の手法であり、最近の発展の速度からみて、その実現は間近いものと思われる。

なお、4 で述べた計測面で要求される性能とあわせ、今後の原波形解析のための標準システムの一例を Fig. 10 に示す。これらのシステムを完成させることにより、今後、近い将来に、材料組織の不均一に対応した微小き裂の

- 1) 割れモード
- 2) 割れ面積
- 3) 割れ速度

が求められることが期待される。

8. おわりに

以上、微視き裂の割れモード、割れ面積、割れ速度を求めることを目的とした原波形解析の原理、応用及び問題点を中心にまとめた。すでに述べたように、現状では計測、解析の両面にわたり改善すべき様々な点が残されているが、それらを考慮しても、材料内部の数十~数百 μm というきわめて小さい領域でわずか数 μs の間に生ずる微視割れを定量的に検出できるという点で注目すべき手法であり、破壊の研究手段の中でも興味深いもののひとつといえよう。

ただし、今後手法上の問題点が解決されるに従い、あらためてその材料学的意義が問われるであろう。すなわち、き裂が原波形解析から求められたような挙動を示すためには、進展しつつあるき裂先端の破壊抵抗はどの程度であるか、また、き裂がある微小時間の後に停止するのはなぜか、さらにそれらが材料の微視組織といかに関

† ただし、引張りき裂の場合は仮にき裂面が $\pi/2$ 回転したとしても、き裂体積の誤差は 50% 程度であることが、放射形式の理論から明らかになつており¹²⁾、実際にはこの仮定にもとづく誤差はより小さいと考えられる。

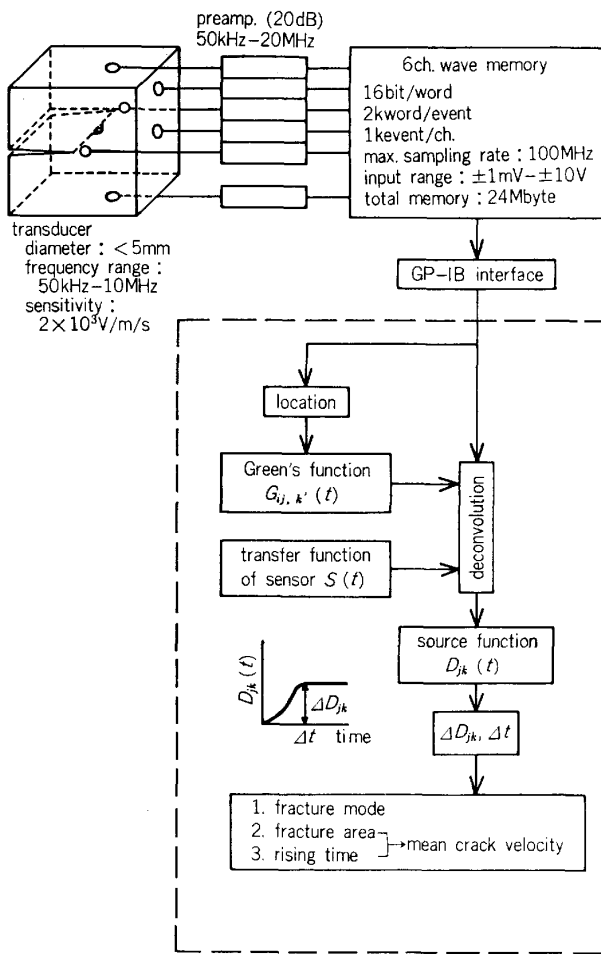


Fig. 10. An example of AE source characterization system.

係しており、破壊強度を向上させるにはどのような組織とすればよいか解明されなければならない。これらはすべて、最近の破壊の研究のひとつの焦点となつてゐる動力学を材料強度の研究に応用する上での窮極的課題にほかならないが、この分野では、たとえば高速き裂の速度とエネルギー解放率の関係一つをとつても今なお明確な答が求められておらず²³⁾、原波形解析から新しい実験事実が得られるならば、破壊の動的挙動の解明に大きく貢献することはまちがいないと思われる。

文 献

- 1) G. C. SIH and E. P. CHEN: in *Elastodynamic Crack Problems* (1977), p. 59
- 2) 岸 輝雄: 材料, 29 (1980), p. 765
- 3) 野末 章, 岸 輝雄, 堀内 良: 鉄と鋼, 67 (1981), p. 1787
- 4) 大平貴規, 岸 輝雄: 軽金属投稿中
- 5) N. N. HSU, J. A. SIMMONS and S. C. HARDY: *Mat. Eval.*, 35 (1977), p. 100
- 6) H. N. G. WADLEY, C. B. SCRUBY and G. SHRIMPTON: *Acta Metall.*, 29 (1981), p. 399
- 7) A. N. CERANOGLU and Y. H. PAO: *J. Appl. Mech.*, 48 (1981), p. 125
- 8) 岸 輝雄, 大野一生, 栗林一彦: 非破壊検査, 30 (1981), p. 911
- 9) N. OHISA and T. KISHI: *Proc. Joint JSME-SESA Conf. on Experimental Mechanics, Honolulu* (1982), p. 359
- 10) 大平貴規, 岸 輝雄: 日本金属学会誌, 46 (1982), p. 518
- 11) D. ROUBY, P. FLEISCHMANN and C. DUVERGIER: *Phil. Mag. A*, 47 (1983), p. 671
- 12) K. AKI and P. G. RICHARDS: *Quantitative Seismology, Theory and Methods, USA* (1980)
- 13) R. BURRIDGE and L. KNOPOFF: *Bul. Seis. Soc. Am.*, 54 (1964), p. 1875
- 14) 木村 哲, 若山修一, 大平貴規, 岸 輝雄: 第4回 AE 総合コンファレンス論文集 (1983), p. 19
- 15) H. HATANO and E. MORI: *J. Acoust. Soc. Am.*, 59 (1976), p. 344
- 16) F. R. BRECKENRIDGE and T. WATANABE: *Progress in Acoustic Emission* (1982), p. 448 [The Japanese Society for Non-Destructive Inspection]
- 17) 大平貴規, 岸 輝雄, 宮下博仁, 香川 豊, 中田 栄一: 日本金属学会誌, 48 (1984), p. 248
- 18) 大平貴規, 岸 輝雄, 野末 章, 大久保忠恒: 日本金属学会講演概要 (1982・9月), p. 259
- 19) 大山英人, 大平貴規, 岸 輝雄: 第4回 AE 総合コンファレンス論文集 (1983), p. 86
- 20) 大平貴規, 岸 輝雄: 日本金属学会誌, 47 (1983), p. 575
- 21) K. KURIBAYASHI and T. KISHI: *Progress in Acoustic Emission* (1982), p. 295 [The Japanese Society for Non-Destructive Inspection]
- 22) 岸 輝雄, 大平貴規: 日本金属学会誌 48 (1984), p. 911
- 23) 酒井 譲: 圧力技術, 20 (1982), p. 39