

福島高寿 正 山ノ内 正司
 東北大学 正 佐武 正雄
 東北大学 正 新聞 茂

1. まえがき

AE波形は材料の局所破壊に関する動的な情報を反映したものであり、近年、検出波形から破壊伝播長さや割れの種類などの破壊源特性も推定し、破壊機構を解明しようとする研究が行われている。しかし、AE波形と破壊源特性との対応関係について不明確な点が多く、更に変換子の伝達特性も含めてこれらが波形解釈の大きな障害になっているのが現状である。本文では、一方向伝播性の自己相似フラック破壊源より発生する弾性波を解析し、以上の問題について基礎的な考察を行った。また実験データに基づき、検出波形から破壊源特性を推定する際に生じるいくつかの問題点について考察した。

2. 解析手法

弾性体内部の面領域 Σ に変位のくい違い $[u]=u^+-u^-$ が生じた時、 Σ の応答変位は次のVolterraの関係式によって与えられる⁽¹⁾。

$$u_i(x,t) = \int_{\Sigma} \int_0^t C_{ijpq} \nu_k n_k [u(\xi,t-\tau)] G_{ijpq}(x,\xi,\tau) d\tau d\Sigma(\xi) \quad (1)$$

ここに、 $C_{ijpq} = \lambda \delta_{ij} \delta_{pq} + \mu (\delta_{ip} \delta_{jq} + \delta_{iq} \delta_{jp})$ 、 (λ, μ) は Σ の定数、 ν_k : Σ の単位法線ベクトル成分、 n_k : くい違い変位の単位ベクトル成分、 $G_{ijpq} = \frac{\partial}{\partial \xi_q} G_{ijp}$: G_{ijp} は動的グリーン関数であり、3次元半無限領域に対するJohnsonの解を用いる⁽²⁾。

震源過程関数 $[u(\xi,t)]$ は、これまでいくつか提案されているが、ここでは静的フラック変位に伝播効果を導入し、一方向に一定破壊速度 v で伝播する自己相似な矩形フラックモデルを仮定し次の様に定めた。

$$[u(\xi,t)] = \frac{2\gamma \sqrt{1 - (2\xi_2/W)^2} \cdot \sqrt{\xi_1(vt - \xi_1)}}{2\gamma \sqrt{1 - (2\xi_2/W)^2} \cdot \sqrt{\xi_1(L - \xi_1)}} \quad (0 \leq \xi_1 \leq vt \leq L) \quad (2)$$

$$\frac{2\gamma \sqrt{1 - (2\xi_2/W)^2} \cdot \sqrt{\xi_1(L - \xi_1)}}{2\gamma \sqrt{1 - (2\xi_2/W)^2} \cdot \sqrt{\xi_1(L - \xi_1)}} \quad (L < vt)$$

ここに、 γ は伝播方向のフラックアスペクト比、 L, W は破壊源の伝播長さ、幅である。このモデルはフラック変位に基づいているため、ハスケルモデルで用いられる立ち上がり時間を表すパラメータを必要としない。なお、計算上の諸定数はモルタルを仮定し、ポアソン比 $\nu=0.2$ 、P波速度、S波速度、破壊速度をそれぞれ $\alpha=4310\text{m/s}$ 、 $\beta=2640\text{m/s}$ 、 $v=0.5\beta$ と定めた。計算は表面の法線方向変位 u_3 についてのみを行い、表面波は対象外とした。

3. 結果と考察

(1) P波の変位速度スペクトル特性と破壊伝播長さとの関係

図3に破壊伝播方向と観測点方向とのなす角 Ω (図4)と、円柱領域においても反射波の影響を受けないP波の変位速度スペクトルから定義された2つの波形パラメータ $f_p L/v$ 、 m との関係を示す。ここで f_p はピーク周波数、 m を便宜上 f_p と $10f_p$ に対応する点を結ぶ線分の勾配と定義した(図5)。 m は高周波数成分の寄与を表している。 Ω が 0° から増加するに従ってみかけ上の破壊継続時間が長くなり、

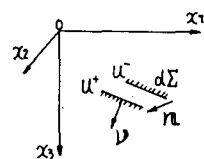


図-1 変位のくい違い

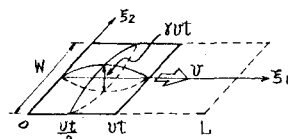


図-2 発生源モデル

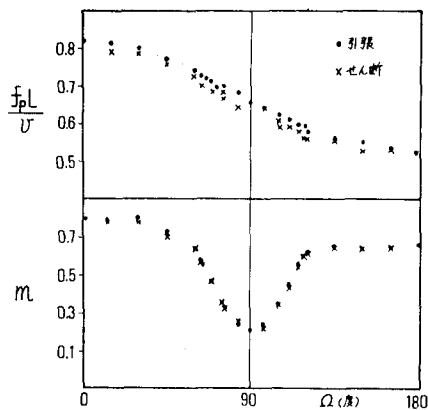


図-3 スペクトル特性と Ω の関係

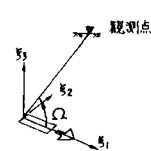


図-4 Ω の定義

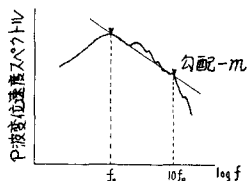


図-5 波形パラメータの定義

スペクトルのピーフは低周波数成分側へ移動する。この結果から 1ch 計測の場合、破壊伝播長は概ね

$$L = (0.52 \sim 0.82) v / f_p \quad \text{----- (3)}$$

によって推定できる。 f_p が入射角 θ には無関係であることも得られている。またスペクトルの勾配 m と Ω の関係は、破壊形式に依存せず発生源モデルに固有の関係である。

(2) 擬似AE 検出波形のシミュレーション

図-6(a)に1例として引張クラックが $\theta=30^\circ, \Omega=45^\circ, L=0.2\text{cm}$ $v_L=1/500$ の条件で伝播する時の変位速度を示す。図-6(b)は、この速度 $f(t)$ と既に得られている変換子(NF製AE9855)の速度インパルス応答 $h(t)$ との合成積 $g(t) = \int_0^t h(t-\tau)f(\tau)d\tau$ により計算された擬似AE 検出波形を、図-6(c)はモルタル試体の一軸圧縮試験時の検出波形を示したものである。両者は高周波数成分の位相にわずかな違いがみられるものの、初期部分約 $15\mu\text{s}$ について比較的良く一致している。1ch 計測のため発生源位置、伝播方向、破壊形式などは不明であるが、少なくともこの検出波形はここぞ仮定した発生源モデルに類似の破壊源に対応したものであると考えられる。

次に、図-6(a)と(b)の関係から共振型変換子で検出された波形については、変換子が非定常的な位相遅れを伴った共振特性を持っているため、初期微動がP波でその後の大振幅の波がS波という対応関係が成り立たないことがわかる。従って検出波形から入力P波の f_p を決定する場合、初期微動部分を取り出して行う周波数領域の逆合成積には問題があり、時間領域の逆合成積を用いる必要があると考えられる。

(3) 面検出によるフィルター効果

図-7(c)は図-6(c)と同じ試体から得られた検出波形であるが、このような波形は発生源モデルのどのパラメータを変化させても計算上得ることができない。

この原因として、①ここで仮定した発生源モデルと異なる比較的低周波数の波を放出する破壊源の存在、②変換子の面検出によるフィルター効果、の2点が考えられる。後者に関しては、変換子の共振面($\phi=8\text{mm}$)にわたって入力波が平均されると考え、図-6と同一の破壊源について検討した結果を図-7(a)(b)に示す。擬似AE 検出波形(図-7(b))は実験により得られた波形(図-7(c))と良く一致している。また図-6の点検出と図-7の面検出の違いによるP波の変位速度スペクトル特性の違いは、図-8に示す様に f_p の変化はわずかで式(3)から大きく隔たるものではないが、勾配 m の変化が著しい。この傾向は入射角がゼロの場合殆んど無視できる程度で、入射角が大きい程著しく現れる。 m のばらつきが、各々異なる破壊源特性を反映したものであるのか、あるいは以上の様なフィルター効果によるものか、今後検討を要する。

4. あとがき

本文では、自己相似クラックモデルについて破壊伝播長とP波の変位速度スペクトルのピーフ周波数との関係を探り、更に擬似AE 検出波形と実験で得られた波形が比較的良く一致することを示した。検出波形から f_p を決定する方法、及び m を用いた破壊源特性の推定に関しては今後検討していきたいと考えている。

参考文献

- 1) Burridge, R. & Knopoff, L., B.S.S.A., 54, 1875~1888, 1964
- 2) Johnson, L.R., Geophys. J. R.A.S., 37, 99~131, 1974
- 3) 山内, 根本, 福島高専誌, 18, 1, 1982

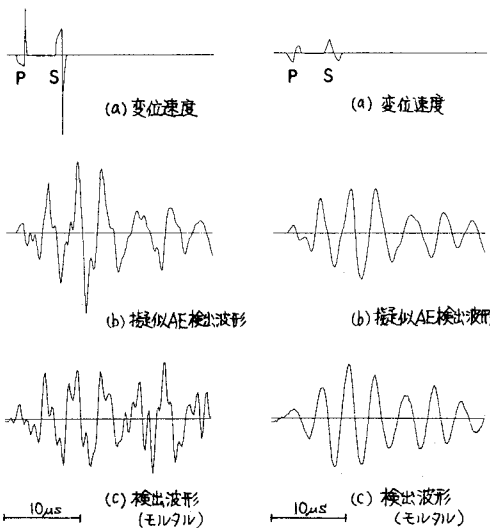


図-6 擬似AE 検出波形

図-7 面検出によるフィルター効果

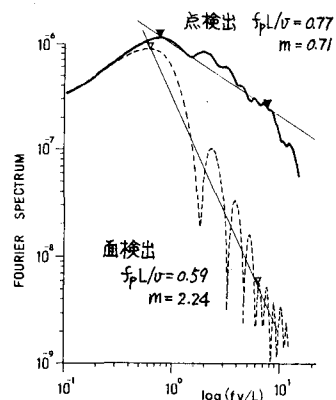


図-8 点検出と面検出