

端部干渉効果を利用したクラック長の推定

東海大学大学院 学生員 ○横井 幹仁
東海大学海洋学部 学 生 河相 哲男
東海大学海洋学部 正 員 北原 道弘

1. はじめに

超音波を利用して異種材料界面に存在するクラックの長さを推定することを目的として、波動解析と実験計測を行い、波動解析から導いたクラック長の推定式は比較的良好にクラック長を推定することを確認したので報告する。着目点はクラックの端部であり、クラック長の推定式はクラック端による回折超音波の干渉効果を利用して導出される。

2. 問題の設定

Fig.1 に解析と計測の対象とした異種材料界面に存在するクラックモデルを示す。異種材料 D と $\bar{D}$ の界面 B_1 上にクラック S が存在しており、このクラック長 $2a$ を超音波を利用して推定したい。計測において、部材を水に浸す水浸法を採用するため、図中の D_0 は水であり、 B_0 は水と固体の境界面である。送信側の探触子 T から超音波を送信し、部材界面上のクラックにより散乱された波動を受信側の探触子 R で受信して、受信散乱波が有する性質に着目してクラック長を推定することになる。以下、本研究で着目する受信散乱波の性質は、クラック端による回折超音波の干渉である。現実問題としては、この回折超音波の干渉現象とクラック長、超音波の入射角、観測角などの間に存在する関係を明らかにすることが重要となる。この関係式を導くための道具として、ここでは流体・固体の散乱問題に対するグリーン関数を利用する。

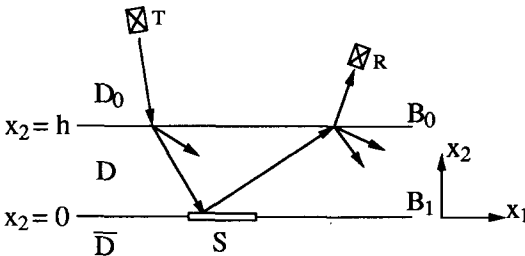


Fig.1 Layered structure with an interface crack between two solids $\bar{D}$ and D

3. 水中散乱超音波の積分表現

固体 D 内の点 y の k 方向に作用する単位の振動集合力による水 D_0 中の点 x における流体圧を $G_k(x, y)$ とすると、固体中のクラック S により散乱された波動による水中の圧力 p^{sc} に対する積分表現は次のようになる。

$$p^{sc}(x) = \int_S T_{jk}^n G_k(x, y) [u_j(y)] ds_y \quad (1)$$

ここに、 $[u_j(y)] = u_j(y) - \bar{u}_j(y)$ はクラック面 S 上の開口変位であり、 $T_{jk}^n G_k$ はグリーン関数 G_k によるソース点 y における表面力である。本問題に対するグリーン関数 $G_k(x, y)$ は次のように構成できる (Fig.2 参照)。

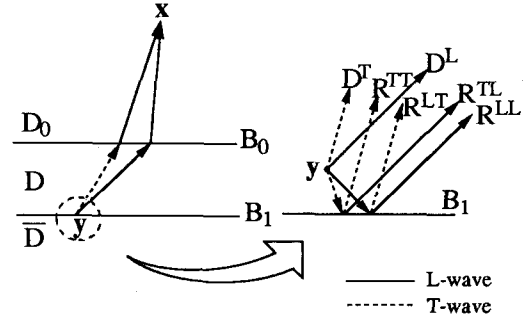


Fig.2 Propagation paths of scattered waves from the source point y to the observation point x for the consideration of Green's function

$$G_k(x, y) = \sum_{\alpha=L,T} \{D_k^\alpha(x, y) + \sum_{\beta=L,T} R_k^{\beta\alpha}(x, y)\} \quad (2)$$

ここに、 D_k^α はソース点 y から直接に観測点 x の方向に伝播する縦波 (L) と横波 (T) 成分を表し、 $R_k^{\beta\alpha}$ は界面 B_1 での反射成分を含む縦波と横波の寄与を表しており、具体的には次のように書ける。

$$D_k^\alpha(x, y) = \frac{i}{4\pi\mu} \left(\frac{c_T}{c_\alpha}\right)^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} (\nu^\alpha)^{-1} R^{\alpha F} d_k^{+\alpha} e^{ik_\alpha p^+ \cdot y} e^{-ik_F p^+ \cdot x} d\zeta_\alpha \quad (3a)$$

$$R_k^{\beta\alpha}(x, y) = \frac{i}{4\pi\mu} \left(\frac{c_T}{c_\beta}\right)^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} (\nu^\beta)^{-1} R^{\alpha F} R^{\beta\alpha} d_k^{-\beta} e^{ik_\beta p^- \cdot y} e^{-ik_F p^+ \cdot x} d\zeta_\beta \quad (3b)$$

上式中、波動の伝播ベクトル p は次のようである。

$$p^{\pm\beta}(\zeta) = (c_\beta \zeta / c_F, \pm \nu^\beta(\zeta)), \quad \nu^\beta(\zeta) = [1 - (c_\beta \zeta / c_F)^2]^{1/2} \quad (3c)$$

$Im(\nu^\beta) > 0$

また、 $R^{\alpha F}$ は固体 D から水 D_0 への波動の透過率、 $R^{\beta\alpha}$ は固体 D と $\bar{D}$ の界面 B_1 での各波動成分の反射率であり、これらは解析的に求めることができる。紙面の都合上、 $R^{\alpha F}$ と $R^{\beta\alpha}$ を書き下すことは省略する。

4. 水中散乱超音波の近似表現とクラック長の推定式

上記の水中散乱場の表現 (1) ~ (3) は厳密ではあるが、グリーン関数自身が積分形で表現されていること (式 (3)), さらにクラック面上の積分を要すること (式 (1)) などのために、近似的にでも、クラックとの相互作用を反映した、より簡単な表現を導出しておくことと便利である。そこ

で、式(1)～(3)の表現に遠方近似

$$|\mathbf{x}| \gg |\mathbf{y}|, \quad (\mathbf{y} \in S) \quad (4a)$$

とクラックの開口変位に対して次のような高周波近似を導入する。

$$[u_j(\mathbf{y})] \approx f_j(\theta_\gamma) e^{ik_\gamma \sin \theta_\gamma y}, \quad (\gamma = L, T) \quad (4b)$$

ここに、 θ_γ と k_γ はクラックに対する波動の入射角と波数である。上記遠方近似(4a)と高周波近似(4b)を式(1)～(3)に適用して、最終結果を水中散乱超音波の散乱振幅 Ω_F^s について整理すると、次のようになる。

$$p^{sc}(\mathbf{x}) \approx \sum_{\alpha=L,T} \sqrt{\frac{2}{\pi k_F |\mathbf{x}|}} e^{i(k_F |\mathbf{x}| - \frac{\pi}{4})} \times \Omega_F^s(k_F, \theta_x) \quad (5a)$$

ここに、

$$\Omega_F^s \approx 2ak_\alpha \frac{\sin \Delta}{\Delta} = 2ak_\alpha \frac{\sin(k_\alpha \sin \theta_\alpha + k_\gamma \sin \theta_\gamma)a}{(k_\alpha \sin \theta_\alpha + k_\gamma \sin \theta_\gamma)a} \quad (5b)$$

また、 $\sin \theta_\alpha = c_\alpha \sin \theta_x / c_F$ である。上式は、 $k_\alpha = k_\gamma, \theta_\alpha = -\theta_\gamma$ の場合を除き、散乱波の振幅 Ω_F^s が周期的な振動現象を示すことを表しており、散乱振幅の最小値は次の条件が満足される毎に表れる。

$$(k_\alpha \sin \theta_\alpha + k_\gamma \sin \theta_\gamma)a = n\pi, \quad (\alpha, \gamma = L, T) \quad (6)$$

上式で a はクラックの半分の長さ、 k_α と θ_α はクラックにより散乱された散乱波の波数と伝播角であり、 k_γ と θ_γ はクラックへの入射波の波数と入射角である。水(D_0)と固体(D)の界面 B_0 上で満足されるべき各波動成分の位相に関する適合条件は次のようになる。

$$k_\alpha \sin \theta_\alpha = k_F \sin \theta_x, \quad k_\gamma \sin \theta_\gamma = k_F \sin \theta_0 \quad (7)$$

これより、条件(6)は次のように書き直すことができる。

$$k_F a (\sin \theta_0 + \sin \theta_x) = n\pi \quad (8)$$

ここで、 k_F は水中超音波の波数、 θ_0 は水中の入射角、 θ_x は水中の観測角である。さらに、上式(8)を実験計測に便利のように書き直してみる。 $k_F = 2\pi f / c_F$ の関係から、散乱振幅の最小値の1周期分に対応する周波数を Δf_{min} とすると、この Δf_{min} を用いて式(8)をクラック長 $2a$ の推定式として書き直すことができる。

$$2a = c_F / \{(\Delta f_{min})_{av} (\sin \theta_0 + \sin \theta_x)\} \quad (9)$$

上式(9)において、水中超音波の波速は $c_F \approx 1480 \text{ m/s}$ と既知である。これより、発信側水中探触子の角度 θ_0 を決めて超音波を送信し、ある角度 θ_x に位置する受信側探触子によりクラックによる散乱振幅の極小値の1周期分に対応する周波数 Δf_{min} を計測すれば、式(9)よりクラック長 $2a$ の推定値を得ることができる。

5. 実験計測によるクラック長の推定

Fig.3に使用した計測装置のブロック図を示す。Fig.4は長さ $2a = 6 \text{ mm}$ のクラックに対し、水中の入射角 $\theta_0 = 0^\circ$ で超音波を送信し、観測角 $\theta_x = 10.2^\circ$ で散乱振幅を計測し、散乱振幅の周期性を理論計算値(実線)と計測値(丸印)の両方で確認したものである。特に、最小値に良い対応関係が見られることがわかる。Table 1は、ここで導出

したクラック長の推定式(9)を用いて、クラック長 6 mm 、 4 mm 、 2 mm 、 1 mm のクラックについて、計測した Δf_{min} よりクラック長を推定したものであり、Table右端の $2a'$ が推定値である。ほぼクラック長が推定できていることがわかる。

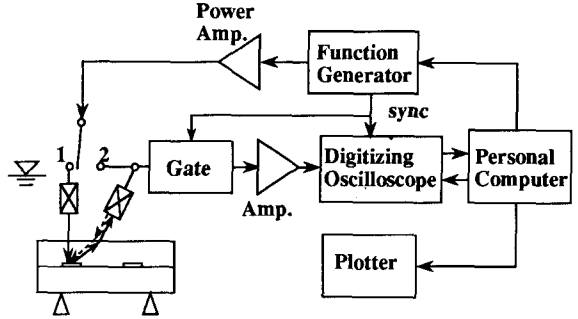


Fig.3 Set-up of experimental system

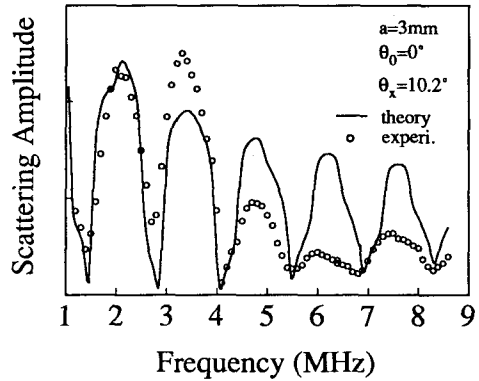


Fig.4 Amplitude spectra of scattered L waves for $\theta_0=0^\circ$ and $\theta_x=10.2^\circ$

Table 1. Determination of the crack size from the amplitude spectra of scattered waves

$2a(\text{mm})$	θ_0	θ_x	$(\Delta f_{min})_{av}$	$2a'(\text{mm})$
6	15°	15°	0.45	6.36
4	15°	15°	0.70	4.08
2	15°	15°	1.40	2.04
1	15°	15°	2.60	1.10

$(\Delta f_{min})_{av}$: in MHz