

I-A168

薄層界面クラック長の推定法に関する基礎的研究

 大成建設（株） 正員 地崎 剛史
 東北大学大学院工学研究科 正員 北原 道弘

1. はじめに

クラック長の代表的な推定法として、クラックの両端から生じた回折波の(1)時間差を利用する方法、(2)干渉を利用する方法が挙げられる¹⁾。しかし、これらの方法を薄層界面上に存在する界面クラック長の垂直探傷に適用しようとした場合、クラック両端からの受信波形が完全に重なり、これらの方法は利用できなくなる。そこで本研究では、薄層内に存在する多重反射の影響を考慮に入れて、薄層と母材間の界面上に存在するクラックによる散乱問題をグリーン関数を利用して定式化し、弾性散乱波動解析を行って低周波数域における散乱振幅の特徴を明らかにすることにより、薄層界面クラック長の近似推定法について考える。

2. 薄層界面クラックによる散乱振幅の解析

2.1 散乱振幅の定式化

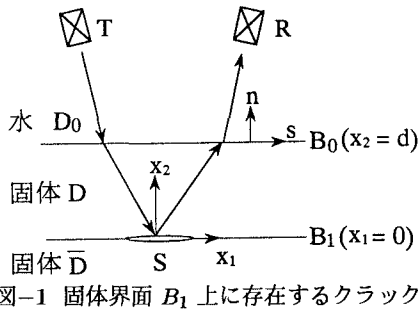

 図-1 固体界面 B_1 上に存在するクラック S

図-1のような水浸法を想定して2層固体の界面に存在するクラック S を考える。界面クラックが存在しない直線境界による平面波の反射と透過の問題は、界面 B_0 と B_1 上の境界条件により決定することができる。こうして決まったクラックが存在しない波動場をクラックに対する入射波と考えることにより、クラックの開口変位を未知量とする境界積分方程式を定式化できる。この積分方程式を離散化して各要素上で数値積分を実行すれば、開口変位に関する代数方程式を得る。これを解くことにより、界面クラック S の開口変位を決めることができる。

水中 D_0 の散乱圧力場 p^{sc} は、水/固体/固体問題の界面 B_1 上に存在する点 y で生じた x_j 方向の単位の変位の食い違いにより生じた水中 D_0 内の点 x における圧力場を表すグリーン関数 G_j と、開口変位 $\{u_j(y) - \bar{u}_j(y)\}$ により、次のように表現できる。

$$p^{sc}(x) = \int_S G_j(x, y) \{u_j(y) - \bar{u}_j(y)\} ds_y \quad (1)$$

上式(1)の表現において、水中の観測点 x を遠方に選ぶと、グリーン関数 $G_j(x, y)$ は最急降下法により近似できて、遠方の水中 D_0 の散乱圧力場 p^{sc} が決まる。この遠方散乱圧力場から距離減衰を除いた散乱振幅 Ω_F は次のように表される。

$$\Omega_F(k_F, \theta_x) = \int_S k_F \bar{u}^F A_j^{\dagger F} e^{ik_F \bar{p}_1^{\dagger F} y_1} |_{\zeta = \sin \theta_x} \times \{u_j(y) - \bar{u}_j(y)\} ds_y \quad (2)$$

2.2 数値解析結果

解析条件は垂直探傷法を想定して、クラックに対して平面波の垂直入射、散乱波の垂直受信とする。解析例として、水/スチール/アルミの解析を行った結果が図-2である。図-2をみると、無次元化波数 $dk_L = \pi$ において多重反射ピークが存在する。また、低周波数域 ($dk_L < 1$) においても小さいピークが存在することがわかる。この低周波数域について詳しく解析を行った結果が図-3であるが、この結果の特徴として次のようなことがいえる。(1)クラック上部にある薄層の共振モードが存在する。(2)この共振ピークは、同じ厚さ d に対してクラックの半分の長さ a が長くなるにつれて、低周波数側にシフトし、かつ、散乱振幅のピーク

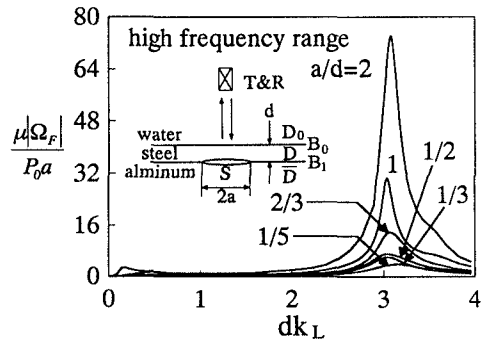


図-2 界面クラックによる散乱振幅

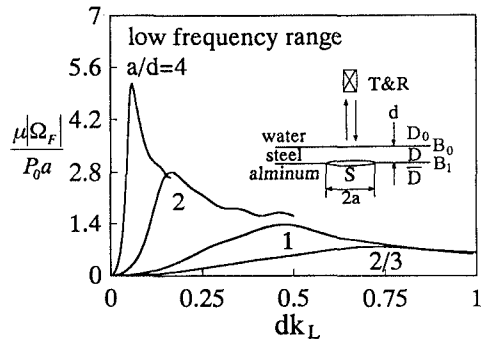


図-3 低周波数域における散乱振幅

キーワード：薄層 界面クラック 散乱振幅 梁 薄板

〒980-8579 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉06 TEL 022-217-7126 FAX 022-217-7127

ーク値は増大している。(3)共振ピークにおける散乱振幅の値は、多重反射ピークにおけるそれより小さい。

3. 梁、薄板の初等理論と解析結果の比較

図-3で示されるような低周波数域の散乱振幅の特徴から、クラック上部に存在する薄層部は梁あるいは薄板の固有振動に似た運動を行っていることが予想される。この点について確認するために、梁および薄板の初等理論を考える。梁の第1次固有角振動数、薄板の対称1次固有角振動数、本研究における薄層の散乱振幅のピークに対応した dk_L の値に対応する角振動数の表現はそれぞれ次のように表される。

$$\frac{\omega a}{c_b} = \frac{22.373 d}{8\sqrt{3} a}, \quad (c_b = \sqrt{E/\rho}) \quad (3)$$

$$\frac{\omega a}{c_b} = \frac{22.4}{8\sqrt{3}\sqrt{1-\nu^2}} \frac{d}{a} \quad (4)$$

$$\frac{\omega a}{c_b} = \sqrt{\frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}} \frac{(dk_L)}{d/a}$$

いま、耐食性鋼材としてステンレスクラッド鋼とチタンクラッド鋼について考え、水/ステンレス/スチールと水/チタン/スチールの解析結果をもとに式(3)～(5)をプロットしたのが図-4と図-5である。図-4と図-5より $d/2a = 1/10$ 程度になると、低周波数域に存在する散乱振幅のピークに対応した薄層の角振動数は、梁および薄板の初等理論における第1次固有角振動数の値にかなり近くなっていることがわかる。また、本解析の散乱振幅のピークに対応した周波数におけるステンレス層とチタン層の境界 B_0 上の変位を示したのが図-6(a)と図-6(b)であるが、これらを見ると、薄層内に第1次振動モードが励起されていることが確認できる。

これらのことから、 $d/2a < 1/10$ 程度のとき、薄層の角振動数を梁および薄板の初等理論における第1次固有角振動数で近似しても誤差は小さいと言える。これより、トランスデューサーで受信される散乱振幅のピークに対応した周波数を f_{peak} とすると、クラック長 $2a$ の近似推定式が次のように書ける。

$$2a = \sqrt{\frac{\beta c_b d}{4\sqrt{3}\pi f_{peak}}} \quad (6)$$

ここで、梁理論で近似した場合は $\beta = 22.373$ 、薄板理

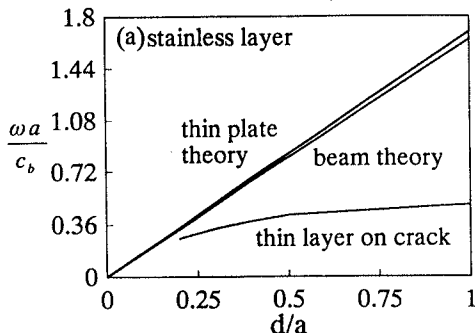


図-4 ステンレス層における角振動数の比較

論で近似した場合は $\beta = 22.4/\sqrt{1-\nu^2}$ である。

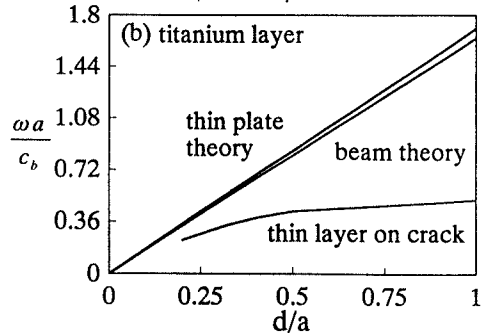


図-5 チタン層における角振動数の比較

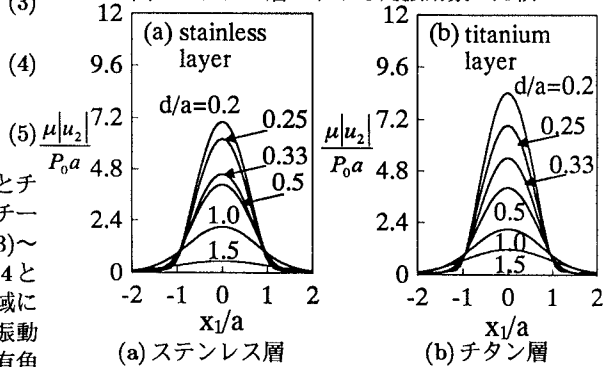


図-6 境界 B_0 上の変位

4. 結論

数値解析より、上層固体の部材厚に起因する多重反射による散乱振幅のピーク以外に、低周波数域($dk_L < 1$)において、クラック上部に存在する薄層部の共振により生じた散乱振幅のピークが存在することがわかった。この共振ピークは部材厚に起因する多重反射ピークよりも振幅は小さいが、表層固体の厚さが薄くなるにつれてピークの位置が低周波数側にシフトする特徴を有している。

ステンレスクラッド鋼とチタンクラッド鋼の数値解析結果を、梁および薄板の初等理論による固有角振動数と比較した。駆動条件や境界条件は正確に言えば異なるが、クラック長 $2a$ に比べて薄層の厚さが $1/10$ 程度になると、低周波数域に存在する散乱振幅のピークに対応した薄層の角振動数を梁および薄板の初等理論における固有角振動数に近似することができる。このとき、散乱振幅のピークの値をとる散乱波の周波数を計測し、薄層部の材料定数と厚さを与えれば、式(6)より界面クラック長を近似的に推定することができる。

参考文献

- 1) Rehbein, D.K., Thompson, R.B. and Buck, O.: Crack length determination by ultrasonic methods, Review of Progress in Quantitative Non-destructive Evaluation, Vol.12, pp.2159-2165, 1993.