

I-29 散乱波形特性による欠陥種類の一識別法について

○東北大学 学生員 小田島 淳
 東北大学大学院 学生員 中畑 和之
 東北大学大学院 正員 北原 道弘

1. はじめに

構造部材内に存在する欠陥が、空洞なのか、介在物なのかを非破壊的に、しかも、より簡便に識別する方法が求められている。その一手法として、本論文では、物質の境界面における、音響インピーダンスの違いに起因して生じる後方散乱波の位相の反転現象に着目した識別法について考え、その特徴と適用限界を明らかにすることを試みる。

2. 反射波の位相

物質の音響インピーダンス Z は次式で定義される。

$$Z = \rho c \quad (1)$$

ここで、 ρ は物質の密度、 c は物質固有の音速である。このとき、直線境界面に垂直に音波（縦波） p^i を入射させたときの反射音波が p^r である時、音圧反射率 R_p は次のように表すことができる。

$$R_p = \frac{p^r}{p^i} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2)$$

上式より、 $Z_1 > Z_2$ のときに、 R_p の符号がマイナスになる。これは、反射波の位相が反転することを意味する。音圧反射率を表す式 (2) は、簡単で、利用しやすい表現であるが、直線境界面による反射率に対して成立し、固体内に存在する任意形状の散乱体に対して適用する場合には注意が必要と思われる。式 (2) の R_p を、 Z_2/Z_1 に対して、グラフ化すると図-1 のようになる。

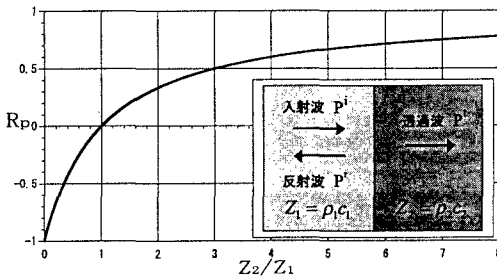


図-1 音響インピーダンスによる音圧反射率の推移

3. 散乱波

固体内に存在する任意形状の散乱体による散乱波動場の計算法について考える。

3.1 Fourier 変換と基礎式

Fourier 変換を次のように定義する。

$$\hat{u}(x, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(x, t) e^{i\omega t} dt \quad (3)$$

このとき、逆変換は次式のように定義される。

$$u(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(x, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (4)$$

ここで、 ω は角振動数である。Fourier 変換域において、線形、等方、均質な弾性体に対する運動方程式は、次のようになる。

$$\rho \{ (c_L^2 - c_T^2) \nabla \nabla \cdot + c_T^2 \Delta \mathbf{1} + \omega^2 \mathbf{1} \} \hat{u}(x, \omega) = -\rho \hat{b}(x, \omega) \quad (5)$$

ここで、 λ と ρ は Lamé 定数であり、 $c_T = \sqrt{\mu/\rho}$ 、 $c_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ は、それぞれ横波と縦波の波速である。また、 $\mathbf{1}$ は単位テンソルを表している。

3.2 基本解と遠方波動場

全変位場を $\hat{u}(x, \omega)$ 、散乱波を $\hat{u}^S(x, \omega)$ 、入射波を $\hat{u}^I(x, \omega)$ とし、全変位場を次のように定義する。

$$\hat{u}(x, \omega) = \hat{u}^S(x, \omega) + \hat{u}^I(x, \omega) \quad (6)$$

Green の公式を散乱波 $\hat{u}^S(x, \omega)$ に適用し、結果を全変位場 $\hat{u}(x, \omega)$ について整理すると、次のようになる。

$$\hat{u}(x, \omega) = \int_S U(x, y, \omega) \hat{t}(y, \omega) dS_y - \int_S T(x, y, \omega) \hat{u}(y, \omega) dS_y + \hat{u}^I(x, \omega) \quad x \in D \quad (7)$$

ここで、基本解 U は次のようになる。

$$U(x, y, \omega) = \frac{i}{4\mu} [H_0^{(1)}(k_T r) \mathbf{1} + \frac{1}{k_T^2} \nabla \nabla \cdot \{ H_0^{(1)}(k_T r) - H_0^{(1)}(k_L r) \}] \quad (8)$$

ここで、 $H_0^{(1)}$ は第一種 0 次のハンケル関数である。また、 $T(x, y, \omega)$ は応力基本解である。

実際の検査において、反射波は欠陥から遠方で検出されるため、観測点 x は欠陥から遠方に位置するとする。座標原点を欠陥の近傍にとると、観測点 x と欠陥上の点 y との距離 r は次式のように近似できる。

$$r = |x - y| \simeq |x| - \hat{x} \cdot y \quad (9)$$

ここで、 $\hat{x}$ は位置ベクトル x 方向に向く単位ベクトルである。この遠方近似を式 (7) に適用して遠方における散乱波を計算できる。

4. 入射波と時間域波形の計算法

4.1 入射波

入射波として、 p 方向に伝播する平面縦波を考えると、入射波は次のように表される。

$$u^I(x, t) = u^0 f(t - \frac{p \cdot x}{c_L}) \quad (10)$$

ここで、 $u^0 (= pu^0)$ は平面波の振幅を表すベクトルである。式(10)を Fourier 変換すると、次のようになる。

$$\hat{u}^I(x, \omega) = u^0 e^{ik_L p \cdot x} \hat{f}(\omega) \quad (11)$$

ここで、 $k_L = \omega/c_L$ は縦波の波数である。式(11)は x に依存する $u^0 e^{ik_L p \cdot x}$ と時間履歴 $f(t)$ の Fourier 変換 $\hat{f}(\omega)$ との積であることに注意する。

いま、

$$\hat{u}^I(x) = u^0 e^{ik_L p \cdot x} \quad (12)$$

とおき、考えている場の線形性から非定常解を求める過程で $\hat{f}(\omega)$ 倍することによって、上式(12)の表現は式(7)の入射波として用いることができる。

4.2 時間域波動場の計算法

Fourier 変換域の解から非定常解を求める手順を要約すると、図-2 のようになる。

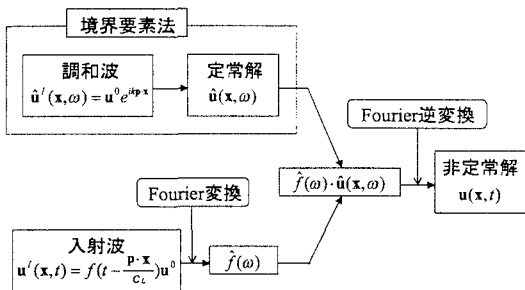


図-2 非定常解の計算手順

5. 数値解析による後方散乱波の波形比較

数値解析に利用する時間域の入射波形を図-3 に示す。この入射波形は2つのセンサーを水中で50mm 離して対向させて計測した時間波形である。ここでは鋼材内に直径1mm の円形欠陥を想定して解析を行った。図-4 は円形介在物 ($Z_2/Z_1 > 1$ に対応) からの、図-5 は円形空洞 ($Z_2 = 0$ に対応) からの後方散乱波形の解析値である。円形空洞からの後方散乱波形(図-5)は入射波形(図-3)と位相の反転現象が生じていることがわかる。

図-6 は2つのクラックが図のように存在する場合について後方散乱波形を解析した結果である。ここで与えたクラック面上の境界条件は空洞と同じ応力零条件であるが、この場合の後方散乱波の位相は入射波に対して反転していない。

6. 結論

欠陥形状が未知であるとき、空洞か介在物かという意味での欠陥種類の識別に、反射波の位相の反転・非反転現象だけに着目するのは適切でないと言える。

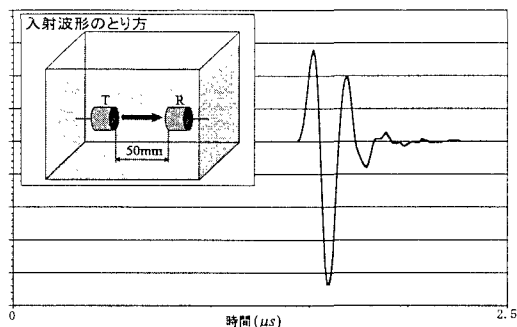


図-3 入射波形

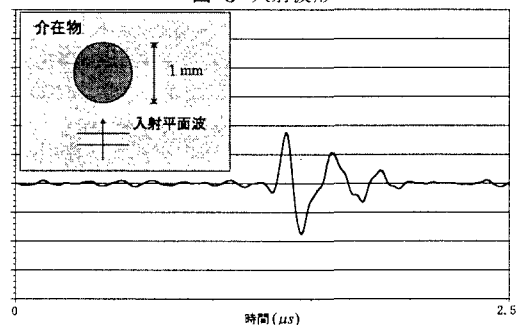


図-4 介在物 ($Z_2/Z_1 > 1$) による後方散乱波形

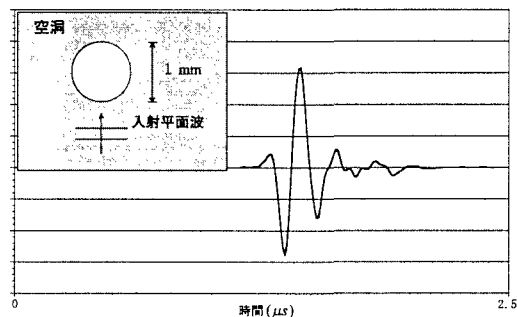


図-5 空洞 ($Z_2 = 0$) による後方散乱波形

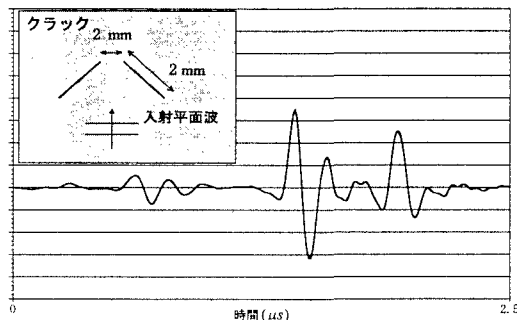


図-6 2つのクラックによる後方散乱波形