

位相の反転・非反転現象に着目した欠陥による後方散乱波形解析

CALCULATION OF BACKSCATTERED WAVEFORMS FROM DEFECTS WITH EMPHASIS ON PHASE

小田島淳¹⁾, 中畑和之²⁾, 北原道弘³⁾

Atsushi ODASHIMA, Kazuyuki NAKAHATA and Michihiro KITAHARA

- 1) 東北大学大学院工学研究科 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06, E-mail: odashima@nde.civil.tohoku.ac.jp)
 2) 東北大学大学院工学研究科 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06, E-mail: nakahata@nde.civil.tohoku.ac.jp)
 3) 東北大学大学院工学研究科 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06, E-mail: kitahara@civil.tohoku.ac.jp)

The backscattered waveforms from defects are calculated to investigate the relation between material properties of defects and phases of reflected backward signals. The method to deal with the time domain backscattered waveforms is based on the Fourier transform method for the far field integral representation of the scattered wave. Here the boundary element method is advantageously utilized to determine the unknown boundary quantities. The results show that the careful consideration is necessary to distinguish the material property of defects from the phase condition of the backscattered waveforms.

Key Words : Backscattered Waveform, Phase, Material Property, Defect, BEM

1. はじめに

構造部材内に存在する任意形状欠陥の物性値を超音波を利用して推定することは一般的には難しいが, 母材と比較した剛性の大小に関する情報だけでも比較的簡単に得ることができれば, 欠陥性状について考察するための一つの情報として活用できる. 一次元波動場の場合, 二つの半無限媒質の音響インピーダンスの大小関係により反射率の正負が反転^{(1),(2)}することから, 反射波を計測し, 反射波形の位相が入射波形のそれと同じか反転するかによって音響インピーダンスの大小を推定することが可能になる. この観点からアルミナと空孔の弁別を試みたものとして村井等の研究⁽³⁾が挙げられる. 構造部材内に存在する欠陥の境界は半無限直線境界ではなく, 閉じた境界あるいは有限な長さを有する境界であることから, 有界な散乱体による後方散乱波形の位相の反転および非反転現象がどのようなメカニズムで生じるかについては詳細な検討が必要と思われる. なお, 欠陥の形状の再構成手法に関しては, 既にいくつかの研究^{(4),(5),(6)}が行われている.

本研究では, 部材内に存在する有界な欠陥による後方散乱波動場を境界要素法を利用して解析することにより, 後方散乱波形の位相の反転および非反転現象と部材内介在物の音響インピーダンスの関係について検討を試みる. まず, 一次元波動場に対する反射波の位相特性について触れた後, 境界要素法を基にした二次元弾性散乱波動場の解析法⁽⁷⁾について要約する. 欠陥の一例として, ここでは円形空洞と介在物, 細長い長方形空洞と介在物, およびクラックを選び, 数値解析的に後方散乱波形を計算することにより, 後方散乱波

形の反転・非反転現象について考察する.

2. 一次元波動場の反射波の反転・非反転

後に, 入射波の進行方向に対して逆向きの変位成分について遠方の後方散乱波形を計算し, この後方散乱波形の位相の反転・非反転について調べる. ここでは, 一次元波動場について, 応力に対する反射係数と入射波の進行方向と逆向きの変位成分に対する反射係数の表現が正負を含めて一致していることを確認しておく.

Fig.1 に示すように, 二つの半無限弾性体が $x_1 = 0$ 面に沿って変位と応力が連続となるように結合されており, 変位場が $u_1(x_1, t)$ 成分だけからなる場合を考える. 入射波 u_1^I は x_1 方向に沿って伝播する次のような縦波とする.

$$u_1^I(x_1, t) = A_0 e^{i(k_L^{(1)} x_1 - \omega t)} \quad (1)$$

ここで, $k_L^{(1)} = \omega/c_L^{(1)}$ は入射側の弾性体 (D1) における縦波の波数である. このとき, 反射波 u_1^R と透過波 u_1^T は次のように表される.

$$u_1^R(x_1, t) = A_R e^{-i(k_L^{(1)} x_1 + \omega t)} \quad (2)$$

$$u_1^T(x_1, t) = A_T e^{i(k_L^{(2)} x_1 - \omega t)} \quad (3)$$

ここで, $k_L^{(2)} = \omega/c_L^{(2)}$ は透過側の弾性体 (D2) における縦波の波数である. また, 直線境界 $x_1 = 0$ 上の境界条件は次のようになる.

$$u_1^{(1)}(0, t) = u_1^{(2)}(0, t), \quad \sigma_{11}^{(1)}(0, t) = \sigma_{11}^{(2)}(0, t) \quad (4)$$

ここで, $u_1^{(1)}$ と $\sigma_{11}^{(1)}$ は入射側の弾性体中の全変位と応力, $u_1^{(2)}$ と $\sigma_{11}^{(2)}$ は透過側の変位と応力である. 各変位場の表現 (1)~(3) を境界条件 (4) に代入して, 反射波

と透過波の振幅に対する表現を得る．

$$\frac{A_R}{A_0} = -\frac{Z^{(2)} - Z^{(1)}}{Z^{(1)} + Z^{(2)}} \quad (5)$$

$$\frac{A_T}{A_0} = \frac{2Z^{(1)}}{Z^{(1)} + Z^{(2)}} \quad (6)$$

ここで， $Z^{(n)}$ は入射側 ($n = 1$) と透過側 ($n = 2$) の弾性体の縦波の音響インピーダンスである．

$$Z^{(n)} = \rho^{(n)} c_L^{(n)}, \quad (n = 1, 2) \quad (7)$$

上式において， $c_L^{(n)} = \sqrt{(\lambda^{(n)} + 2\mu^{(n)})/\rho^{(n)}}$ は縦波の波速である．いま，入射波による応力

$$\begin{aligned} \sigma_{11}^I(x_1, t) &= (\lambda^{(1)} + 2\mu^{(1)}) u_{1,1}^I \\ &= i\omega\rho^{(1)} c_L^{(1)} A_0 e^{i(k_L^{(1)} x_1 - \omega t)} \end{aligned} \quad (8)$$

と同様に反射波と透過波による応力を表現した後，入射波応力との比をとることにより，応力成分 σ_{11} に関する反射係数 R と透過係数 T の表現を得る．

$$R = \frac{\sigma_{11}^R}{\sigma_{11}^I} \Big|_{x_1=0} = -\frac{A_R}{A_0} = \frac{Z^{(2)} - Z^{(1)}}{Z^{(1)} + Z^{(2)}} \quad (9)$$

$$T = \frac{\sigma_{11}^T}{\sigma_{11}^I} \Big|_{x_1=0} = \frac{\rho^{(2)} c_L^{(2)} A_T}{\rho^{(1)} c_L^{(1)} A_0} = \frac{2Z^{(2)}}{Z^{(1)} + Z^{(2)}} \quad (10)$$

いま，入射波の進行方向 $\mathbf{p} = (1, 0)$ と逆向きの反射波の変位成分 $-\mathbf{p} \cdot \mathbf{u}^R$ (反射波の進行方向の変位成分) は

$$-\mathbf{p} \cdot \mathbf{u}^R = -u_1^R(x_1, t) = -A_R e^{-i(k_L^{(1)} x_1 + \omega t)} \quad (11)$$

と書ける．上記表現に注意すると，式 (5) と式 (9) から，入射波の進行方向と逆向きの反射波の変位成分に対する反射係数は応力の反射係数 R と正負を含めて一致することがわかる．

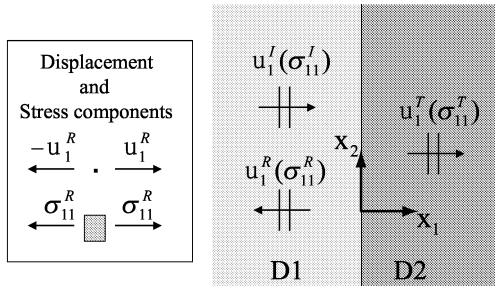


Fig.1 Incident (u_1^I), reflected (u_1^R) and transmitted (u_1^T) waves

式 (9) と式 (10) に示した反射係数 R と透過係数 T の分子と分母を $Z^{(1)}$ で除し， R と T を $Z^{(2)}/Z^{(1)}$ に対してグラフ化したものが Fig.2 である．式 (9) と Fig.2 より，透過側の音響インピーダンスが入射側のそれよりも小さい場合 ($Z^{(2)} < Z^{(1)}$ のとき)，反射係数 R の符号がマイナスになる．これは，反射波の波形が入射波に対して反転することを意味する．上記計算過程からわかるように，この関係は応力成分についても，また入射波の進行方向と逆向きの反射波の変位成分についても成立する．この反射係数に関する関係 (9) は，無限直線境界に入射縦波が垂直に入射する場合について

導かれたものである．この関係は簡単であるため，有界な境界形状を有する散乱体に対して，近似的にでも利用できれば便利であろう．この近似的な適用可能性について検討するため，任意形状の散乱体による遠方の後方散乱波形の計算過程を以下に示す．

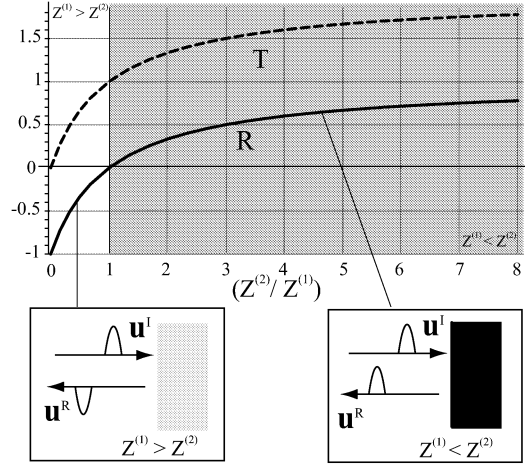


Fig.2 Reflection and transmission coefficients for longitudinal stress components

3. 境界積分方程式と遠方散乱場

Fig.3 に示すように，無限弾性体 (D1) 内に存在する介在物 (D2) による散乱問題を考える．まず，フーリエ変換と逆変換を次のように定義する．

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) e^{i\omega t} dt \quad (12)$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (13)$$

以下，遠方散乱場の積分表現を導く過程では，フーリエ変換域における物理量だけを扱うため，ここでは $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}, \omega)$ を $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x})$ と ω を略して書くことにする．いま，全変位場 $\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x})$ を散乱波 $\hat{\mathbf{u}}^S(\mathbf{x})$ と入射波 $\hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x})$ の和と分離する．

$$\hat{\mathbf{u}}(\mathbf{x}) = \hat{\mathbf{u}}^S(\mathbf{x}) + \hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x}) \quad (14)$$

このとき，外部の全変位場に対する散乱体境界 S 上の境界積分方程式は次のようになる．

$$\begin{aligned} C_{ij}(\mathbf{x}) \hat{u}_j(\mathbf{x}) &= \int_S U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{t}_j(\mathbf{y}) dS_y \\ &\quad - \int_S T_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{u}_j(\mathbf{y}) dS_y + \hat{u}_i^I(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in S \end{aligned} \quad (15)$$

上式において，基本解 $U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は

$$\begin{aligned} U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) &= \frac{i}{4\mu^{(1)}} [H_0^{(1)}(k_T^{(1)} r) \delta_{ij} \\ &\quad + \frac{1}{(k_T^{(1)})^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{H_0^{(1)}(k_T^{(1)} r) - H_0^{(1)}(k_L^{(1)} r)\}] \end{aligned} \quad (16)$$

であり，物性は外部領域 (D1) に関係している．また， $T_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は表面力に関する基本解である．介在物側に

ついても境界 S 上で同様な積分方程式が構成できて、形式上は式 (15) の入射波がない表現となる。ここで、介在物境界上で成立する変位と表面力の連続条件を適用すれば、境界 S 上の変位と表面力に関する境界積分方程式系を得る。これを数値的に解くことにより、境界 S 上の変位と表面力が得られる。

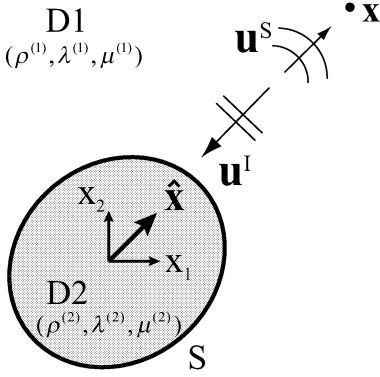


Fig.3 Elastic inclusion D2 embedded in unbounded elastic material D1

非破壊評価への応用を考えると、散乱波は評価対象とする散乱体の代表寸法に比べて遠方で計測される場合が多い。このため、次のような遠方近似を導入する。

$$r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}| \simeq |\mathbf{x}| - \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y} \quad (17)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{x}}$ は座標原点から遠方の観測点 \mathbf{x} の方向を向く単位ベクトルである。遠方近似 (17) を式 (16) に代入して基本解の遠方近似を得る。

$$U_{ij}^{far}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \approx \sum_{\alpha=L,T} A_{ij}^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}}) \frac{e^{i(k_{\alpha}^{(1)}|\mathbf{x}| - \pi/4)}}{\sqrt{k_{\alpha}^{(1)}|\mathbf{x}|}} e^{-ik_{\alpha}^{(1)}\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} \quad (18)$$

ここで、 A_{ij}^L と A_{ij}^T は次のようである。

$$A_{ij}^L(\hat{\mathbf{x}}) = \frac{i}{4\rho^{(1)}(c_L^{(1)})^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \hat{x}_i \hat{x}_j \quad (19)$$

$$A_{ij}^T(\hat{\mathbf{x}}) = \frac{i}{4\rho^{(1)}(c_T^{(1)})^2} \sqrt{\frac{2}{\pi}} (\delta_{ij} - \hat{x}_i \hat{x}_j) \quad (20)$$

基本解の遠方近似 (18) を利用すれば、遠方散乱波の表現を次のように得ることができる。

$$\hat{u}_i^{S:far}(\mathbf{x}) \approx \sum_{\alpha=L,T} A_i^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}}) \frac{e^{i(k_{\alpha}^{(1)}|\mathbf{x}| - \pi/4)}}{\sqrt{k_{\alpha}^{(1)}|\mathbf{x}|}} \quad (21)$$

ここで、 $A_i^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}})$ は散乱振幅であり、次のようになる。

$$A_i^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}}) = A_{ij}^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}}) \int_S e^{-ik_{\alpha}^{(1)}\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} \hat{t}_j(\mathbf{y}) dS_y - ik_{\alpha}^{(1)} B_{ikj}^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}}) \int_S n_k(\mathbf{y}) e^{-ik_{\alpha}^{(1)}\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}} \hat{u}_j(\mathbf{y}) dS_y \quad (22)$$

ここで、 B_{ikj}^L と B_{ikj}^T は次のようである。

$$B_{ikj}^L(\hat{\mathbf{x}}) = -\frac{i}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \hat{x}_i \{2\kappa^2 \hat{x}_k \hat{x}_j + (1 - 2\kappa^2) \delta_{kj}\} \quad (23)$$

$$B_{ikj}^T(\hat{\mathbf{x}}) = -\frac{i}{4} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \{\delta_{ij} \hat{x}_k + \delta_{ik} \hat{x}_j - 2\hat{x}_i \hat{x}_k \hat{x}_j\} \quad (24)$$

上式 (23) において、 $\kappa = k_L^{(1)}/k_T^{(1)}$ である。

本論文においては、入射波として p 方向に進行する平面縦波を散乱体に向けて送信し (Fig.3 参照)、入射波の進行方向と逆向き ($-p$ 方向) の遠方で散乱波形を計算する。このとき、遠方散乱波の計測方向 $\hat{\mathbf{x}}$ は $\hat{\mathbf{x}} = -p$ となる。式 (20) と式 (24) より $\hat{x}_i A_{ij}^T = \hat{x}_i B_{ikj}^T = 0$ となることに注意すると、遠方散乱波の $\hat{\mathbf{x}} (= -p)$ 方向成分 $\hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{u}}^{S:far}$ は縦波成分 ($\alpha = L$) だけから成ることがわかる。このため、後に示す数値計算例では、式 (22) に与えた散乱振幅のうち、縦波散乱振幅の入射波の進行方向と逆方向成分 ($\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathcal{A}^L = -p \cdot \mathcal{A}^L$) を計算する。

後に示す数値解析においては、クラックによる遠方の後方散乱波形についても吟味する。クラックの境界要素解析および散乱振幅の具体的表現は既に小林等⁽⁸⁾により詳述されているため、ここでは記述を省略するが、散乱振幅の表現は境界上の変位がクラック開口変位となること等を考慮すれば基本的には式 (22) と同じである。クラックの場合にも、縦波散乱振幅の入射波の進行方向と逆方向成分を計算する。

4. 時間域散乱波形の計算法

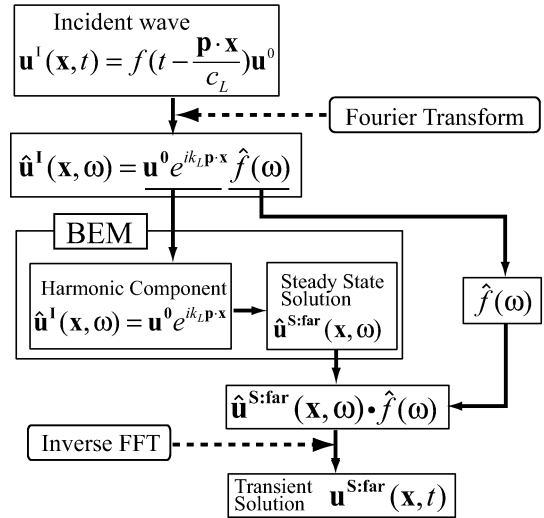


Fig.4 Procedure to calculate transient waveform

入射波として単位ベクトル p 方向に伝播する平面縦波を考える。平面縦波の一般形は次のように書ける。

$$\mathbf{u}^I(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}^0 f(t - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}/c_L^{(1)}) \quad (25)$$

ここで、 $\mathbf{u}^0 = p\mathbf{u}^0$ は振幅ベクトルである。上式をフーリエ変換すると次のようになる。

$$\hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x}, \omega) = \mathbf{u}^0 e^{ik_L^{(1)}\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}} \hat{f}(\omega) \quad (26)$$

上式 (26) より、周波数域において境界要素解析を行う過程においては

$$\hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^0 e^{ik_L^{(1)}\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}} \quad (27)$$

を入射波として与えて周波数域の解を求めておき、時間域の散乱波を求める過程において時間波形のフーリ

工変換項 $\hat{f}(\omega)$ を掛けて逆フーリエ変換すればよいことがわかる．Fig.4 は散乱波の時間域波形を求める過程をまとめたものである．

5. 解析結果

5.1 入射波形

式 (25) の入射波形 $f(t)$ として、リッカー波⁽⁹⁾を採用する．

$$f(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}(\alpha - 0.5)e^{-\alpha}, \quad \alpha = \left(\frac{\pi(t - t_s)}{t_p}\right)^2 \quad (28)$$

ここで、 t_s は時間域の最大振幅値に対応する時間、 t_p はフーリエスペクトルのピーク角振動数 $\omega_p (= 2\pi/t_p)$ に対応する時間である．リッカー波の時間域波形を Fig.5 に、周波数域波形を Fig.6 に示す．Fig.5 における横軸は欠陥の代表長 a と母材中の縦波の波速 $c_L^{(1)}$ で無次元化した時間 $tc_L^{(1)}/a$ であり、また Fig.6 の横軸は欠陥の代表長 a で無次元化した母材中の縦波の波数 $ak_L^{(1)} (= a\omega/c_L^{(1)})$ である．Fig.6 に見るように、ここではフーリエスペクトルのピークに対応する無次元化波数が $(ak_L^{(1)})_p = 10$ となるようにリッカー波のパラメータ t_p を選んでいる．このスペクトルのピークに対応する入射縦波の波長は $\lambda_L = 0.63a$ となり、欠陥の代表長の半分より少し長い波長の縦波が入射波として伝播していることになる．また、以下の計算では母材を鋼材と想定して縦波と横波の波速比を $\kappa = c_T^{(1)}/c_L^{(1)} = k_L^{(1)}/k_T^{(1)} = 0.54$ としている．

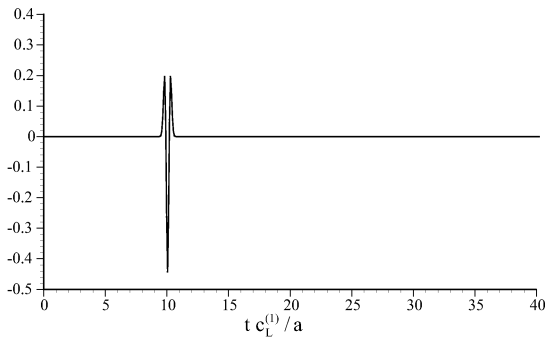


Fig.5 Ricker wavelet in time domain

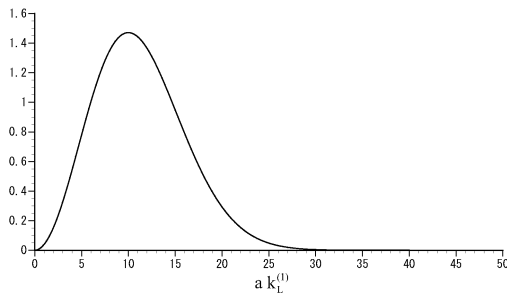


Fig.6 Fourier spectrum of Ricker wavelet

5.2 円形欠陥

半径 a の円形空洞と円形介在物について、後方散乱波形の反転、非反転現象について調べた結果を示す．空洞欠陥、母材よりも介在物側の縦波音響インピーダンスが大きい場合 ($Z^{(2)}/Z^{(1)}=3.0$)、逆に小さい場合 ($Z^{(2)}/Z^{(1)} = 0.25$) の計 3 つの場合について数値解析を行った結果を示したものが、それぞれ Fig.7, Fig.8, Fig.9 である．先の 3. で述べたように、これらの図における縦軸は後方縦波散乱振幅の入射波の進行方向と逆方向の成分 ($-p \cdot \mathbf{A}^L$) である．

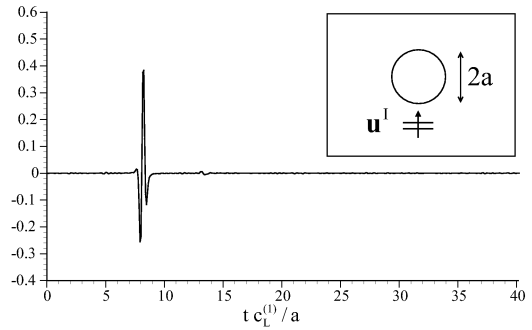


Fig.7 Backscattered waveform for circular cavity ($Z^{(2)}/Z^{(1)}=0$)

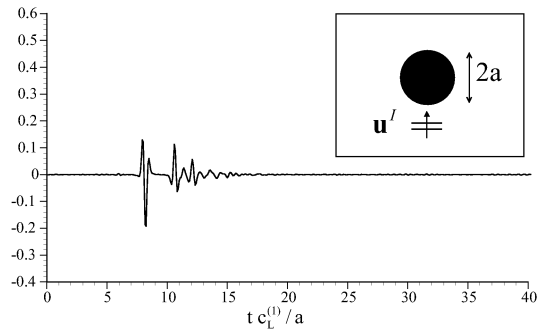


Fig.8 Backscattered waveform for circular hard inclusion ($Z^{(2)}/Z^{(1)}=3.0$)

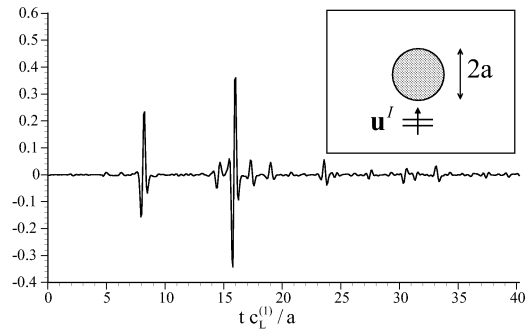


Fig.9 Backscattered waveform for circular soft inclusion ($Z^{(2)}/Z^{(1)}=0.25$)

円形空洞欠陥 Fig.7 では、後方散乱波形は入射波形 (Fig.5) に対して反転している．Fig.8 と Fig.9 より、円形介在物の下側界面からの後方への反射波に相当する第 1 波に着目すると、欠陥と想定した介在物側の縦波音響インピーダンスが母材のそれよりも大きい場合には後方散乱波は反転せず (Fig.8)、逆に欠陥側の音響イ

ンピーダンスが母材のそれよりも小さい場合には後方散乱波は反転している (Fig.9) . これらは全て, 2. で述べた一次元の反射波動場に対して成立する結果と一致している .

5.3 細長い長方形欠陥

ここでは長さ $2a$, 厚さ $0.1a$ の長方形欠陥の長さ $2a$ の境界に垂直に縦波が入射する場合を考える . 空洞の場合, 介在物側の縦波音響インピーダンスが母材のそれよりも大きい場合, 小さい場合, 計 3 つの場合について数値解析を行った結果をそれぞれ Fig.10, Fig.11, Fig.12 に示す .

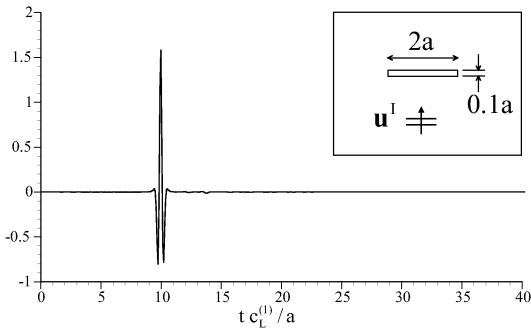


Fig.10 Backscattered waveform for rectangular cavity ($Z^{(2)}=0$)

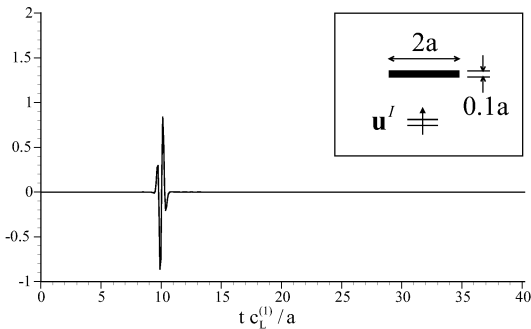


Fig.11 Backscattered waveform for rectangular hard inclusion ($Z^{(2)}/Z^{(1)}=3.0$)

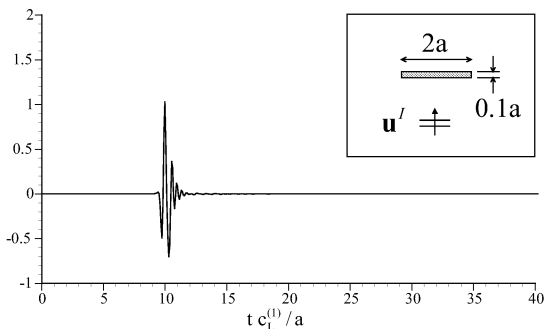


Fig.12 Backscattered waveform for rectangular soft inclusion ($Z^{(2)}/Z^{(1)}=0.25$)

Fig.10 に示した薄い長方形空洞の場合, 後方散乱波形は入射波形 (Fig.5) に対して反転していることがわかる . Fig.11 と Fig.12 に示した細長い介在物の場合, 入射波側の境界からの反射波形に介在物内に透過して裏

側の境界から反射した波形が重なり, 波形全体としての反転・非反転は判断しにくい, 最初の立ち上がり部分に着目すると, 一次元の反射波動場に対して成立する反転, 非反転に関する結果と一致している .

5.4 クラック

応力フリーで長さが $2a$ のクラックを考える . この場合, 数学的なクラックであるためクラック内部に領域は存在しないが, クラック部分の音響インピーダンスは $Z^{(2)} = 0$ と見なすことができる . クラック面に対して入射波が直角に入射する場合, 45 度の方向で入射する場合, 並行に入射する場合の計 3 つの場合について後方散乱波形を計算した結果を, それぞれ Fig.13, Fig.14, 15 に示す . 入射波がクラック面に対して直角

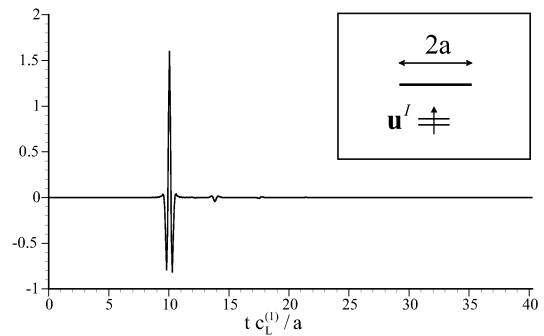


Fig.13 Backscattered waveform for crack (Incident angle = 0°)

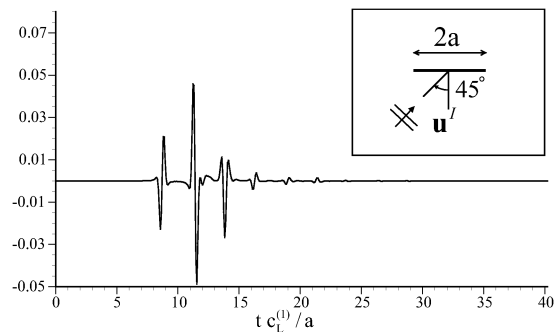


Fig.14 Backscattered waveform for crack (Incident angle = 45°)

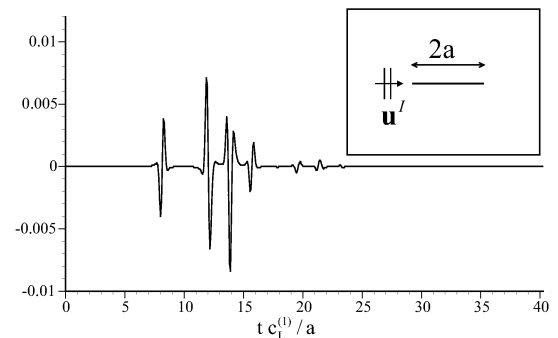


Fig.15 Backscattered waveform for crack (Incident angle = 90°)

に入射する場合 (Fig.13), 後方散乱波形は入射波形 (Fig.5) に対してきれいに反転している. Fig.14 と Fig.15 に示した入射波が 45 度と並行に入射する場合, 第 1 波目の波形の立ち上がり部分に着目すると, 入射波に対して波形が反転した波であることがわかる. ここで注意を要するのは Fig.14 の場合である. 第 1 波の最初の部分は入射波形に対して反転した波形が現れているが, 第 2 波目の波形の立ち上がり部分は入射波形に対して反転しておらず, 第 1 波目と比較して振幅が大きくなっている. 実際の計測を考えると, 第 1 波目がノイズに埋もれ, 第 1 波目を見落として第 2 波目を計測してしまう可能性がある. またこの第 2 波は, 波速から伝達距離を計算するとクラック終端からの回折波であることがわかる. クラック面に対して平行に縦波が入射した場合 (Fig.15), 後方散乱波の振幅は Fig.13 の場合に比べて非常に小さいこともわかる.

長さ $4a$ のクラックが中央で 90 度に折れ曲がったクラックに平面縦波が入射した場合の解析結果を Fig.16 に示す. この場合, 後方散乱波形の第 1 波はクラック

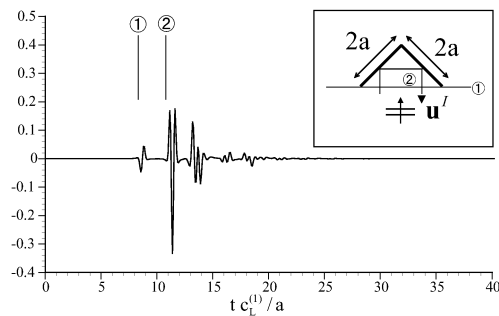


Fig.16 Backscattered waveform for 90° bent crack

両端からの回折波であり, 波形の最初の部分は入射波 (Fig.5) のそれと比べて反転している. 第 2 波の振幅は第 1 波の振幅に比べて大きく, 入射波と同じ波形をしている (波形が反転していない) ことがわかる. この第 2 波は図中に示した経路でクラック面に対して 45 度をなして入射と反射を 2 回繰り返す, 後方に散乱した縦波と考えることができ, 第 1 波と第 2 波の時間差もこれを示唆している. この場合も第 1 波の振幅が小さいことから, 実際の計測において第 1 波を見落として第 2 波を計測した場合, 第 2 波は入射波形に対して反転していないことから, クラックであるにも拘わらず母材よりもインピーダンスの大きい介在物と誤認するおそれがある.

6. 結論

有界な界面を有する散乱体の音響インピーダンスが母材のそれと比較して小さい場合, 遠方における後方散乱波形が一次元波動場の場合のように入射波形に対して反転するか否かについて検討するために, フーリエ変換法に基づいた境界要素法をもとに, 遠方における後方散乱波の進行方向の縦波散乱振幅成分の計算過程を要約し, 円形介在物, 長方形介在物, クラックについて時間域後方縦波散乱波形の計算結果を示した. 計算結果から, 円形介在物が一個存在する場合には, 入射波が最初に到達する界面からの反射波に相当する第 1 波に着目すると, 散乱体の音響インピーダンスの大小と後方散乱波形の反転・非反転の関係は一次元波動場の反射率により予想される結果と一致することがわかったが, 細長い長方形介在物およびクラックに対する結果を総合すると, 後方散乱波形の反転・非反転現象だけから母材に対する散乱体の音響インピーダンスの大小関係を判断することは, 一般的に言えば難しくまた誤認の恐れがあり, 十分な注意が必要であることがわかった.

参考文献

- (1) Rose, J.L.: *Ultrasonic Waves in Solid Media*, (1999), Ch.4, Cambridge University Press.
- (2) Schmerr, L.W.: *Fundamentals of Ultrasonic Nondestructive Evaluation*, (1998), Ch.6, Plenum Press.
- (3) 村井純一, 井田隆志, 白岩俊男: 超音波による鋼中のアルミナ非金属介在物と空孔の弁別検出, 非破壊検査, **47**(1998), pp.498-503.
- (4) Schmerr, L.W., Sedov, A. and Chiou, C.P.: A unified constrained inversion model for ultrasonic flaw sizing, *Res. Nondestr. Eval.*, **1**(1989), pp.77-97.
- (5) Koo, L.S., Shafiee, H.R., Hsu, D.K., Wormley, S.J. and Thompson, D.O.: Two-dimensional ultrasonic tomography in nondestructive evaluation by using area functions, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr.*, **37**(1990), pp.148-158.
- (6) Nakahata, K. and Kitahara, M.: A classification method of defect type by Born and Kirchhoff Inversions, *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, **20**(2001), pp.787-794.
- (7) Niwa, Y., Kitahara, M. and Ikeda, H.: The BIE approach to transient wave propagation problems around elastic inclusions, *Theoretical and Applied Mechanics*, **32**(1982), pp.183-198.
- (8) 小林昭一 (編): 波動解析と境界要素法, (2000), 京都大学学術出版会.
- (9) Ricker, N.: The computation of output disturbances from amplifiers for true wavelet inputs, *Geophysics*, **10**(1945), pp.207-220.