

I-34

3次元逆散乱法の計測への適用

東北大学 学生員 ○村上 賢治
東北大学大学院 正員 山田 真幸
東北大学大学院 正員 北原 道弘

1. はじめに

超音波を部材内に存在する欠陥に向けて送信すると、入射超音波は欠陥により散乱する。この散乱波を受信し、散乱波が有する波形情報から、逆に内部に存在する欠陥の形状を再構成することが考えられる。

計測散乱波形を利用した2次元欠陥像の再構成法に関する研究は中畑等¹⁾により行われている。ここでは、中畑等が示した2次元逆散乱法を3次元逆散乱法に拡張し、3次元欠陥モデルに対する実験計測により得られた散乱波形を利用して欠陥像の再構成を行った結果について報告する。

2. 線形化逆散乱解析法

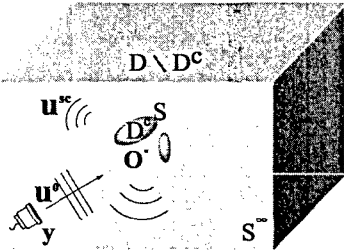


図-1 超音波の送受信

図-1に示すように等方均質な3次元無限弾性体 D 内に空洞 D^c が存在しているものとする。ここで扱う逆散乱問題は、遠方の測定境界面 S^∞ 上に設置した探触子によって縦波入射波 u^i を送信し、欠陥空洞 D^c によって散乱された縦波散乱波 u^s を同じ位置の探触子で受信する縦波-縦波パルスエコー法を採用し、この散乱波から欠陥の形状を推定しようとするものである。

2.1 ボルン逆解析

固体内への入射超音波は、近似的に平面縦波であると仮定する。変位場にボルン近似を導入すれば、散乱波の計測点における縦波成分の散乱振幅は、3次元問題について次のようになる。

$$A_m(k_L, \hat{y}) = 2u^0 \hat{y}_m k_L^2 \int_D \Gamma(\mathbf{x}) e^{-2ik_L \hat{y} \cdot \mathbf{x}} dV \quad (1)$$

ここで u^0 は入射波の振幅、 k_L は縦波の波数、 $\hat{y}$ は探触子の方向を表す単位ベクトルである。また、 $\Gamma(\mathbf{x})$ は欠陥内部でのみ値を有する次のような特性関数である。

$$\Gamma(\mathbf{x}) = \begin{cases} 1 & \text{for } \mathbf{x} \in D^c \\ 0 & \text{for } \mathbf{x} \in D \setminus D^c \end{cases} \quad (2)$$

上式右辺の積分は $\mathbf{K} = 2k_L \hat{y}$ と置いたとき、特性関数 Γ の $\mathbf{K}$ -空間におけるフーリエ変換像であることが

ら、欠陥の位置と形状を表す特性関数 $\Gamma(\mathbf{x})$ は散乱振幅 $A_m \hat{y}_m$ の逆フーリエ変換として次のように決めることができる。

$$\Gamma(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \oint \int_0^\infty \frac{\hat{y}_m}{2u^0 k_L^2} A_m(k_L, \hat{y}) \times e^{2ik_L \hat{y} \cdot \mathbf{x}} k_L^2 dk_L d\Omega(\hat{y}) \quad (3)$$

2.2 キルヒホフ逆解析

変位場にキルヒホフ近似を導入して線形化した縦波の散乱振幅は次式で表される。

$$A_m(k_L, \hat{y}) \propto 2iu^0 \hat{y}_m k_L \times \int_D \gamma(\mathbf{x}) e^{-2ik_L \hat{y} \cdot \mathbf{x}} dV \quad (4)$$

ここで $\gamma(\mathbf{x})$ は境界部分のみで値をとる次のような特異関数である。

$$\int_D \gamma dV = \int_S dS \quad (5)$$

特異関数 $\gamma(\mathbf{x})$ も同様に $\mathbf{K}$ -空間の逆フーリエ変換により再構成することができる。

$$\gamma(\mathbf{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \oint \int_0^\infty \frac{\hat{y}_m}{2iu^0 k_L} A_m(k_L, \hat{y}) \times e^{2ik_L \hat{y} \cdot \mathbf{x}} k_L^2 dk_L d\Omega(\hat{y}) \quad (6)$$

以下、式(3)と式(6)を基に、計測された縦波散乱振幅 $\hat{y}_m A_m(k_L, \hat{y})$ を用いて欠陥形状を再構成する。

3. 超音波計測実験

3.1 実験装置と欠陥モデル

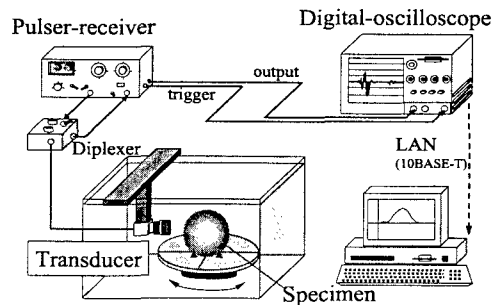


図-2 水浸超音波パルスエコー実験

本研究では図-2に示すような実験装置を用いて水浸超音波パルスエコー実験を行った。パルサーレーシーバーから発せられたパルス状の電気信号は水浸探触子を駆動して、水中に超音波を発振する。この超音波は水を介して供試体内に透過し固体内を伝播する。供試

体内の空洞によって散乱された波動は、再び水を介して同じ探触子で受振され、電気信号に変換される。その後、ダイプレクサーによって分波された信号はパルサーレシーバーによって増幅されて、デジタルオシロスコープで時間波形として記録される。このデータをLANを介してデータをパソコンへ転送し波形処理を行う。デジタルオシロスコープで波形を収集する際、ノイズを除去するために加算平均を行った。

供試体は後で示すように、球形のアルミニウムの下方から円筒状の空洞を空け、その先に半球状の欠陥と仮定した空洞を空けたものを使用した。探触子は、球の中心に焦点を合わせるように固定して超音波を発振する。球形供試体をセンサー走査治具の回転台に乗せ、 10° 間隔で一定面内を半回転させて波形を検出した。探触子は水浸用の直径 25mm, 中心周波数 1.0MHz のものを使用した。

3.2 計測波形のデータ処理

先の 2. で述べた線形化逆解析理論は無限弾性体中の平面入射波を受ける空洞に対して誘導されたものである。しかし、本実験で用いた空洞状欠陥は有限な弾性体中にあり、しかも入射超音波は水中の探触子から送信を行っている。このように、逆散乱解析理論における理想的な条件とは異なる条件下で計測を行っているために、得られた波形そのものを逆解析には利用できない。受信散乱波を基に式 (3) あるいは式 (6) を用いて散乱体形状を再構成するために、ここでは、参照波を利用して周波数域でデコンボリューションを行うことにより探触子の影響や固体内以外の超音波の伝播経路の影響を取り除き、固体内における散乱波を抽出した。

3.3 アルミニウム供試体

供試体は図-3 に示すように球形のアルミニウムの下方から中心まで円筒状の空洞を空け、その先に欠陥と仮定した空洞を空けたものを使用した。計測で使用した欠陥モデルは、図-3 の右側に拡大して示したように、半径 5mm の半球状の形状を有している。

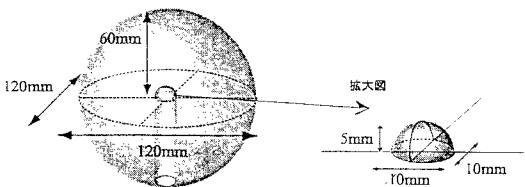


図-3 計測モデル

4. 内部欠陥像の再構成

4.1 数値解析による内部欠陥像の再構成

ここでは、図-1 に示したように等方均質な 3 次元無限弾性体 D 内に球形空洞欠陥 D^c が存在しているものとし、数値解析により遠方散乱振幅 $A_m \hat{y}_m$ を計算し、これを式 (3) と式 (6) に適用することにより、欠陥形状を再構成した結果を図-4 に示す。このとき、散乱振幅の計算は 0° から 180° まで 10° おきに、半球面に対応する遠方で行った。

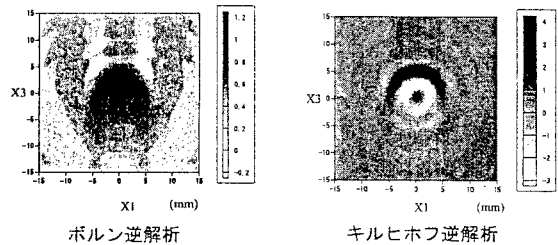


図-4 数値解析波形による再構成結果

4.2 計測波形による内部欠陥像の再構成

図-5 に計測波形を用いた再構成結果を示す。超音波の送受信は上半球部の 0° から 180° までの範囲で行い、計測間隔は 10° である。ボルンおよびキルヒホフ逆解析より、欠陥の大きさ・形状がほぼ再現できていることがわかる。

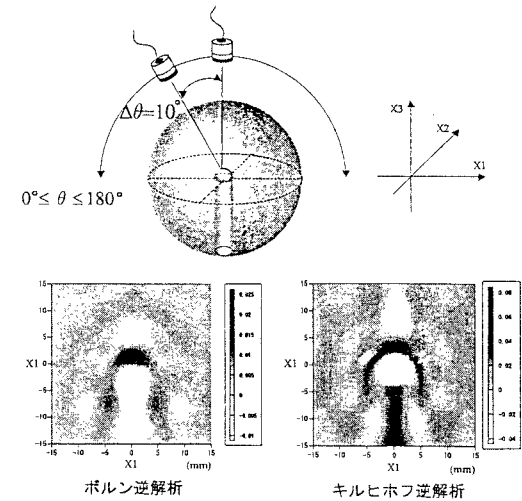


図-5 計測波形による再構成結果

参考文献

- 1) 中畑和之, 北原道弘, 計測波形を用いた複数欠陥の形状再生, 東北支部技術研究発表会, pp.56-57, 2000 年 3 月。