

散乱波動場の可視化と欠陥の大きさ推定への一応用

Visualization of Scattered Waves from Defects and an Application to Size Estimation

中畑和之*・市野太介**・北原道弘***

Kazuyuki NAKAHATA, Taisuke ICHINO and Michihiro KITAHARA

*学生員 工修 東北大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

**学生員 東北大学大学院 工学研究科土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

***正会員 工博 東北大学教授 大学院工学研究科土木工学専攻 (〒980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

For the ultrasonic nondestructive evaluation, it is important to understand the wave propagation process from defects. In this study, the scattered waveforms from a cavity are calculated by the boundary element method and the wave motion in the vicinity of the cavity is visualized. It is shown that the first pulse is produced by the reflection of incident wave at the front surface of the cavity and the second pulse is the creeping wave along the surface of the cavity. The diameter of the circular cavity is estimated from the time delay of these two backscattered pulses.

Key Words : ultrasonics, BEM, creeping wave, visualization, size estimation

1. はじめに

超音波を利用して構造部材内部の欠陥を定量的に評価するためには、欠陥周辺の波動場の散乱挙動を明らかにしておく必要がある。欠陥近傍において散乱波動場を可視化することは、遠方で計測される波形と欠陥の幾何学量の関係を検討する場合に有用となる。数値シミュレーションによって欠陥近傍の波動場を可視化する研究はすでに報告されている^{1,2)}が、欠陥近傍の散乱波と遠方で計測される散乱波形の対応関係を吟味した報告は少ないように思われる。

本研究では境界要素法を用いて欠陥による散乱波形を求め、欠陥周辺の散乱波動場を可視化することを試みる。次にこの可視化結果を検討して欠陥近傍の波動の散乱過程と遠方散乱波との関連を明らかにすると共に、欠陥の大きさの近似推定式を提案する。この推定式は遠方で計測される2つの散乱波形の時間差を利用して欠陥の大きさを同定するものであり、ここでは実験による波形計測結果を近似推定式に適用することにより、近似推定式の有用性を検証する。

非定常問題解析のための境界要素法³⁾に関しては、積分変換を用いる方法(変換解法)や時間域の基本解を用いる方法(直接解法)があり、時間を差分近似する方法⁴⁾も報告されている。本論文における動弾性解析は変換解法を基礎としており、非定常解を求める過程についてはNiwaら⁵⁾の論文を参考にした。

実験において、計測された散乱波形を基に欠陥を評価しようとする研究としては、斜角探触子を用いて面状きずを解析する木村ら⁶⁾の研究や、エコー波形を詳細に解析することで欠陥の定量的評価を試みた三上ら⁷⁾の研究等がある。

2. 後方散乱波の特性

円形空洞状の欠陥に向けて平面波を入射させると、欠陥表面からの反射波に続いて振幅の小さい第2の波が観測される(図-1,2)。本研究では、後続の第二の波を可視化することにより第二の波の性質を明らかにすると共に、円形空洞の大きさの推定に利用することを試みる。円形空洞欠陥に対して縦波を送受信すると図-1のような波形が得られる。しかし、この場合の第2波は第1波に比べて振幅が小さいため、非破壊検査の現場ではノイズに埋もれて識別できないおそれがある。一方で横波(SV波)を入射したときの後方散乱波は、図-2のようになる。この場合の第2波の振幅は比較的大きいため、現場でもこの波形を識別・計測することは可能であると思われる。この第2波の伝播特性を明確にすることができれば、欠陥の幾何学量の推定に利用することができる。ここでは散乱波の可視化を行うことにより、図-2中の第二波の性質と伝播経路を明確にする。

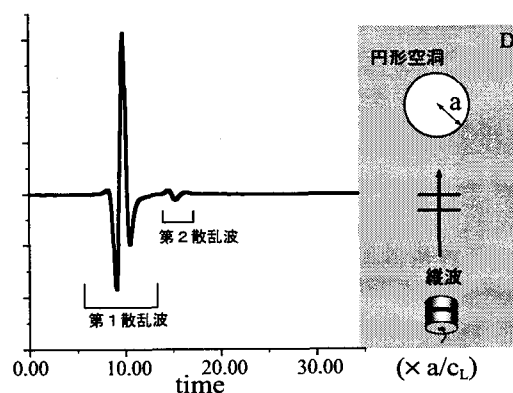


図-1 円形空洞による後方散乱縦波

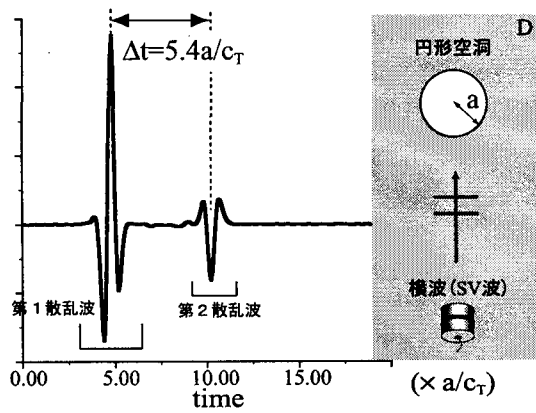


図-2 円形空洞による後方散乱横波

3. 散乱波動場の表現

固体内に存在する任意形状の欠陥による散乱波動場の計算法について述べる。本研究では境界要素法を用いて非定常動弾性解析を行っているが、非定常解（時間域の散乱波動場）の求め方についてはNiwaら⁵⁾に詳しい。この方法は変位場を時間についてフーリエ変換することにより、周波数域において境界値問題を解き、その解（定常解）を逆変換して時間域の解を求めようとするものである。ここでは欠陥近傍の波動場と探触子の配置点である遠方場の2つの波動場に注目して非定常解を求める過程を要約する。

3.1 フーリエ変換と基礎式

2次元平面ひずみ状態にある等方で均質な弾性体 D を考えると、変位 $u_i(\mathbf{x}, t)$ は次の運動方程式を満足する。

$$\mu u_{i,jj} + (\lambda + \mu) u_{j,ji} + \rho f_i = \rho \ddot{u}_i \quad (1)$$

ここで、 λ と μ はラメ定数、 ρ は密度、 f_i は物体力である。いま、フーリエ変換を次のように定義する。

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

このとき、逆変換は次のように表される。

$$u(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{u}(\mathbf{x}, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (3)$$

式 (1) は時間依存性があり、これをフーリエ変換すると式 (1) は周波数域で次のようになる。

$$\mu \hat{u}_{i,jj} + (\mu + \lambda) \hat{u}_{j,ji} + \rho \omega^2 \hat{u}_i = -\rho \hat{f}_i \quad (4)$$

ここで、 ω は角振動数である。以下、周波数域で解を求めるにあたって、簡単のため $\hat{u}_i(\mathbf{x}, \omega)$ を $\hat{u}_i(\mathbf{x})$ と ω を省略して書くことにする。

3.2 近傍場

図-3に示すように、解析対象とする外部領域 D 内の入射波を $\hat{u}^I(\mathbf{x})$ 、欠陥 D^c による散乱波を $\hat{u}^S(\mathbf{x})$ とす

ると、全波動場 $\hat{u}(\mathbf{x})$ は次のように書ける。

$$\hat{u}(\mathbf{x}) = \hat{u}^S(\mathbf{x}) + \hat{u}^I(\mathbf{x}) \quad (5)$$

入射波 $\hat{u}_i^I(\mathbf{x})$ が与えられたとき、全波動場 $\hat{u}_i$ と表面力 $\hat{t}_i$ に関する境界積分方程式を構成すると、次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \hat{u}_i(\mathbf{x}) &= \int_S U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{t}_j(\mathbf{y}) dS_y \\ &\quad - \int_S T_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{u}_j(\mathbf{y}) dS_y + \hat{u}_i^I(\mathbf{x}) \quad \mathbf{x} \in S \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 S は欠陥の境界、 $U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は基本解であり、2次元動弾性問題の場合以下になる。

$$\begin{aligned} U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) &= \frac{i}{4\mu} [\delta_{ij} H_0^{(1)}(k_T r)] \\ &\quad + \frac{1}{k_T^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \{H_0^{(1)}(k_T r) - H_0^{(1)}(k_L r)\} \end{aligned} \quad (7)$$

ここで、 $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$ 、 k_L と k_T はそれぞれ縦波と横波の波数、 $H_0^{(1)}$ は第一種0次のハンケル関数、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。また、 $T_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ は $U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ に対応する表面力である。式 (6) を離散化し、欠陥の境界 S 上で与えられた境界条件（空洞の場合、 $\hat{t}_i = 0$ ）を満たすように解くことによって、境界 S 上の全波動場を求めることができる。また境界 S 上の散乱波を求めるには、式 (6) を解いて全波動場を求めたあと、各点で入射波を除けばよい。

$$\hat{u}_i^S(\mathbf{x}) = \hat{u}_i(\mathbf{x}) - \hat{u}_i^I(\mathbf{x}) \quad \mathbf{x} \in S \quad (8)$$

また、欠陥近傍の散乱波 $\hat{u}_i^S(\mathbf{x})$ の積分表現は、

$$\begin{aligned} \hat{u}_i^S(\mathbf{x}) &= \int_S U_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{t}_j(\mathbf{y}) dS_y \\ &\quad - \int_S T_{ij}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{u}_j(\mathbf{y}) dS_y \quad \mathbf{x} \in D \end{aligned} \quad (9)$$

となる。

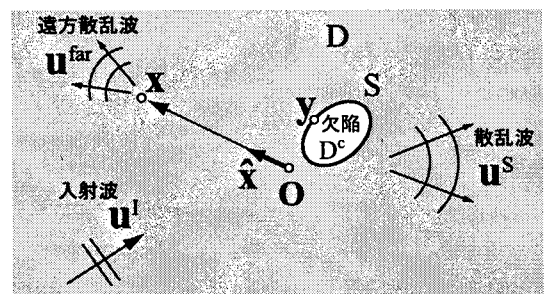


図-3 波動場の設定と欠陥

3.3 遠方場

実際の非破壊検査において、散乱波は欠陥から遠方で検出されるため、遠方の散乱波が重要となる。観測点 $\mathbf{x}$ は欠陥から遠方に設定し、座標原点を欠陥の近傍にとると、観測点 $\mathbf{x}$ と欠陥上の点 $\mathbf{y}$ との距離 r は次式のように近似できる。

$$r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}| \simeq |\mathbf{x}| - \hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y} \quad (10)$$

ここで、 $\hat{\mathbf{x}}$ は位置ベクトル $\mathbf{x}$ 方向に向く単位ベクトルである。この遠方近似を基本解の表現式 (7) に適用して、基本解の遠方表現を得る。

$$U_{ij}^{far}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \approx \sum_{\alpha=L,T} A_{ij}^{\alpha}(\hat{\mathbf{x}}) M(k_{\alpha}|\mathbf{x}) \exp(-ik_{\alpha}\hat{\mathbf{x}} \cdot \mathbf{y}) \quad (11)$$

ここで、 $M(k_{\alpha}|\mathbf{x}) = \exp(i(k_{\alpha}|\mathbf{x}| - \pi/4)/\sqrt{|\mathbf{x}|})$ である。また A_{ij}^L と A_{ij}^T は次のように表わされる。

$$A_{ij}^L(\hat{\mathbf{x}}) = \frac{i}{4\rho c_L^2} \sqrt{\frac{2}{\pi k_L}} \hat{x}_i \hat{x}_j \quad (12)$$

$$A_{ij}^T(\hat{\mathbf{x}}) = \frac{i}{4\rho c_T^2} \sqrt{\frac{2}{\pi k_T}} (\delta_{ij} - \hat{x}_i \hat{x}_j) \quad (13)$$

式 (11) を式 (9) の基本解 U_{ij} として用いると、遠方における散乱波は次のようになる。

$$\hat{u}_i^{far}(\mathbf{x}) = \int_S U_{ij}^{far}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{t}_j(\mathbf{y}) dS_y - \int_S T_{ij}^{far}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \hat{u}_j(\mathbf{y}) dS_y \quad \mathbf{x} \in D \quad (14)$$

ここで T_{ij}^{far} は基本解の遠方表現 U_{ij}^{far} に対応する表面力である。

先の図-1と図-2に示した後方散乱波は、上記遠方散乱波の表現式 (14) と次節に示す入射波を用いて非定常解析を行った結果を図示したものである。

3.4 入射波と時間域波形の計算法

入射波として、 $\mathbf{p}$ 方向に伝わる平面横波を考えると、入射波は次のように表される。

$$\mathbf{u}^I(\mathbf{x}, t) = \mathbf{u}^0 f(t - \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{x}}{c_T}) \quad (15)$$

ここで、 $\mathbf{u}^0 = \mathbf{e}_3 \wedge \mathbf{p} u^0$ は平面波の振幅を表すベクトルである。式 (15) を時間 t についてフーリエ変換すると、次のようになる。

$$\hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x}, \omega) = \mathbf{u}^0 \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) \hat{f}(\omega) \quad (16)$$

式 (16) は $\mathbf{x}$ に依存する $\mathbf{u}^0 \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x})$ と時間履歴 $f(t)$ のフーリエ変換 $\hat{f}(\omega)$ との積である。ここでは、横波の時間履歴を $f(t)$ としてリッカー波⁸⁾を採用する。このとき、 $f(t)$ は次のようになる。

$$f(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} (\alpha - 0.5) \exp(-\alpha), \quad \alpha = \left(\frac{\pi(t - t_s)}{t_p} \right)^2 \quad (17)$$

ここで、 t_s は時間域波形の最大振幅に対応する時間であり、 t_p はフーリエスペクトルがピークを示す時の角振動数 $\omega_p (= 2\pi/t_p)$ に対応する時間である。考えている場の線形性から、入射波を

$$\hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x}) = \mathbf{u}^0 \exp(ik_T \mathbf{p} \cdot \mathbf{x}) \quad (18)$$

とにおいて、定常場の解析を行い、非定常解を求める過程で $\hat{f}(\omega)$ 倍することになると、式 (18) の $\hat{\mathbf{u}}^I(\mathbf{x})$ は境界積分方程式 (6) の入射波として用いることができる。本研究における非定常解 $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ の計算過程をまとめる図-4のようになる。

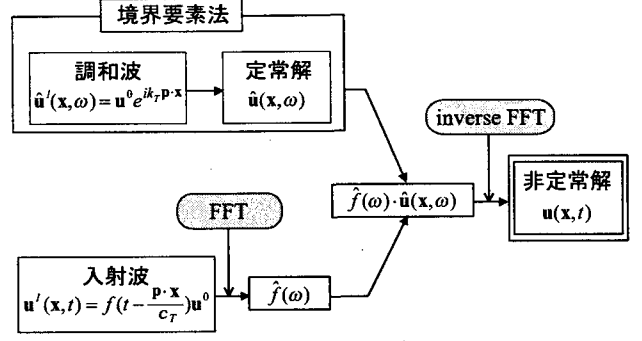


図-4 非定常解の計算手順

図-5に、本論文で用いた入射リッカー波の時間域波形と、そのフーリエスペクトルを示す。全解析時間を $T = N\Delta t$ (N はデータ数、 Δt は時間間隔) とするとき、本論文では図-5の上部に示したように $t_s = T/4$ として数値解析を行っている。また、フーリエスペクトルのピークに対応する無次元化横波波数 $(ak_T)_p = a\omega_p/c_T$ を用いて、 t_p は次のように表すことができる⁵⁾。

$$t_p = \frac{2}{N} \frac{(ak_T)_{max} T}{(ak_T)_p} \quad (19)$$

ここで $(ak_T)_{max}$ は解析で用いる最大の波数である。本論文では、図-5の下部に示したように $(ak_T)_p = 6.0$ 、 $(ak_T)_{max} = 40$ 、また解析データ数 (N) は 256 点で計算しており、このとき $t_p = 5T/96$ となる。

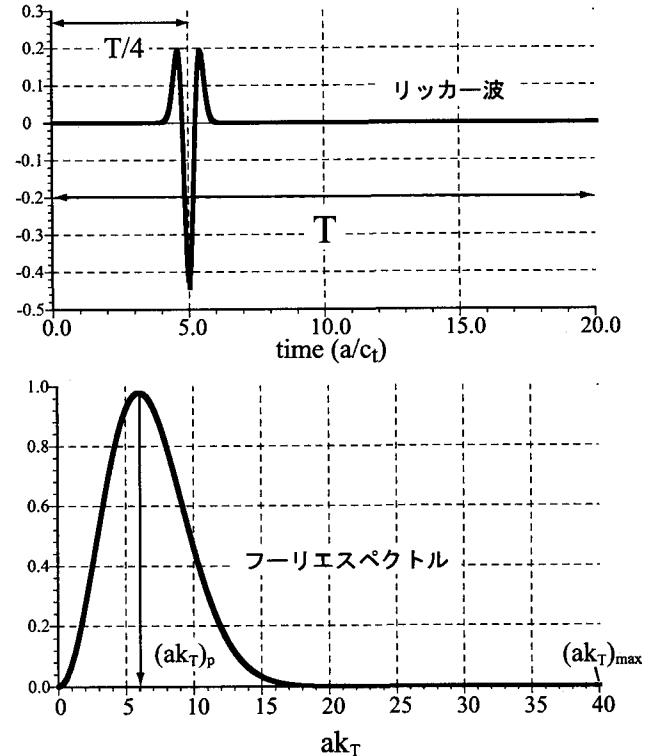


図-5 入射リッカー波の時間域波形とフーリエスペクトル

4. 散乱波動場の可視化

4.1 欠陥近傍場の可視化

図-6に示すように、2次元無限弾性体中（ポアソン比 $\nu = 0.25$ ）に存在する半径 a の円形空洞欠陥を考える。入射波の時間履歴は前節に示したリッカー波とし、平面横波（SV 波）が図中の下側から入射されるものとし、この欠陥による散乱波 u^S を空洞周辺で可視化する。ここで、空洞境界上の境界要素数は、リッカー波のスペクトルの実質的な上限をもとに、横波の1波長内に約8要素が配置されるように選定した。

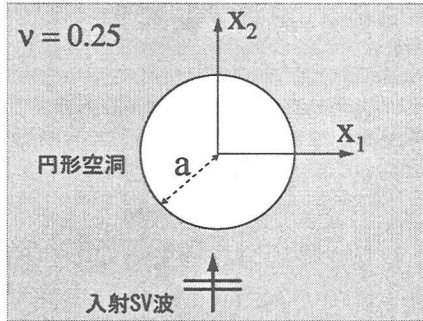


図-6 数値解析の欠陥モデル

図-7から図-14は、散乱波形を時間間隔 $\Delta t = 0.157a/c_T$ おきに解析した結果のうち、空洞周辺を周回する波に着目して可視化したものである。ここでは、散乱波動の伝播経路を把握するために、変位 $u^S(x, t)$ の絶対値 $|u^S| = \sqrt{u_i^S u_i^S} (i = 1, 2)$ をプロットした。図-8と図-9の後方（図の下側）では、図-2の第1波に対応する反射波が確認できる（第1散乱波）。また図-10から図-14において、円形空洞上に沿って周回する散乱波が観察される。境界に沿って周回する波はクリーピング波^{9,10)}あるいはモード変換表面波¹¹⁾と呼ばれており、図-14ではクリーピング波に起因する波面が後方に伝播している様子がわかる。この円形空洞上を周回した、右回りおよび左回りの2つのクリーピング波に起因する波面（第2散乱波）が図-2における第2波として計測される。

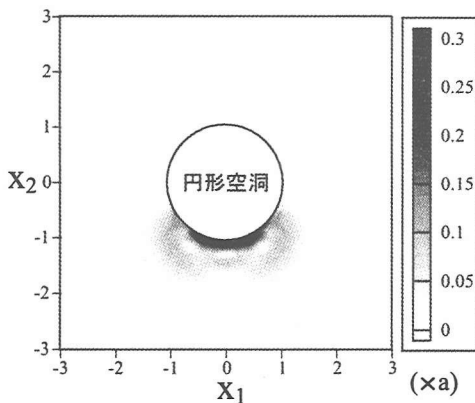


図-7 $t = 4.082a/c_T$ の散乱場

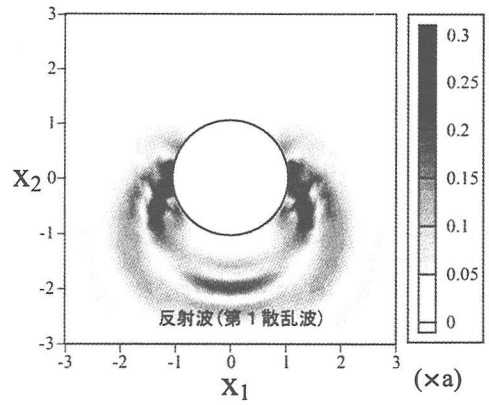


図-8 $t = 5.024a/c_T$ の散乱場

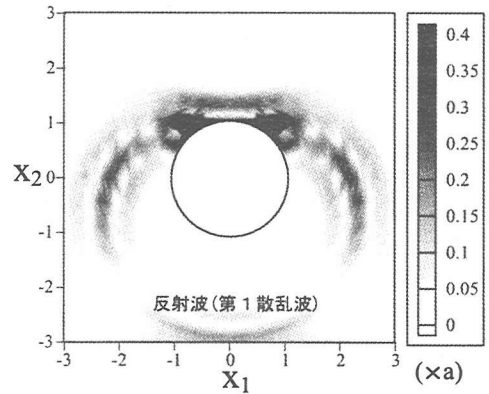


図-9 $t = 5.966a/c_T$ の散乱場

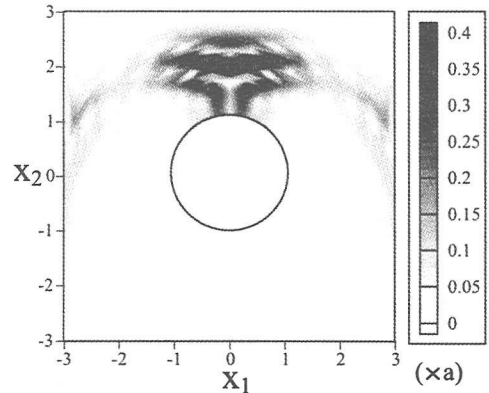


図-10 $t = 7.065a/c_T$ の散乱場

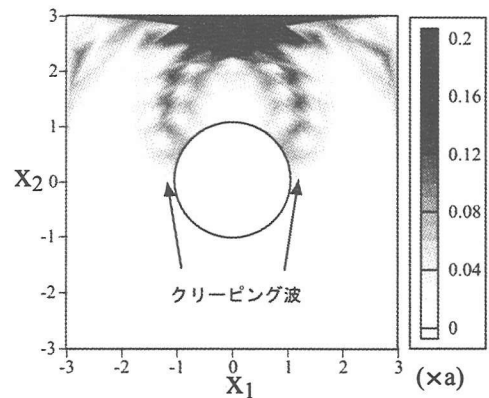


図-11 $t = 8.007a/c_T$ の散乱場

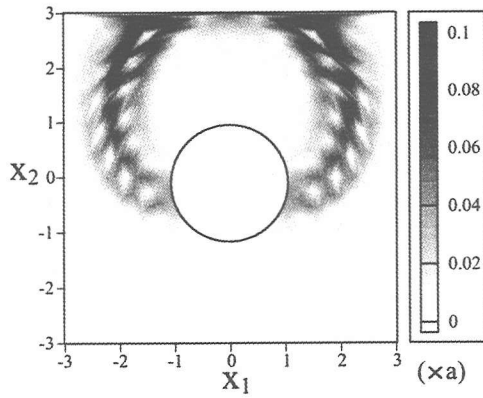


図-12 $t = 8.949a/c_T$ の散乱場

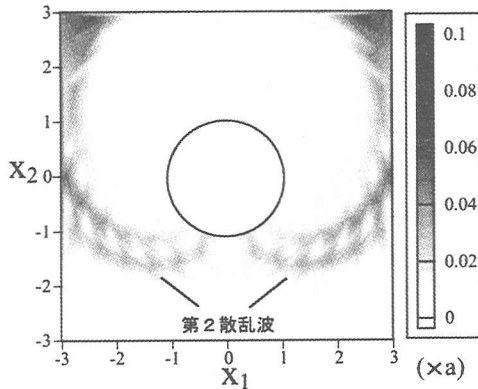


図-13 $t = 10.048a/c_T$ の散乱場

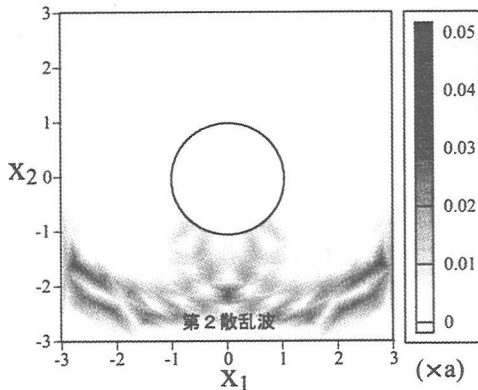


図-14 $t = 10.99a/c_T$ の散乱場

4.2 欠陥境界上の非定常応答

円形空洞欠陥に横波を入射すると欠陥に沿って周回するクリーピング波が観測された。ここでは、クリーピング波の欠陥境界上における伝播過程を調べるために、欠陥境界上の各点における散乱波の時刻歴応答を図-15から図-21に示す。図-15から図-21の各図において、横軸は無次元化時刻を表し、縦軸が散乱波 u^S を表している。各図中の2つの実線は、 n を欠陥内部に向く単位法線として、散乱波 u^S の法線方向成分 u_n^S (太い実線) と接線方向成分 u_t^S (細い実線) のリッカー波による非定常応答を示している。図-15は、入射横波が最初に到

達する点 $B_1(0.0, -1.0)$ の非定常応答であり、第1波の大きな振幅は入射波による反射波の変位であり、接線方向の変位のみが表れている。また、図-15中の第2波は、円形空洞を周回してきたクリーピング波に対応するもので、欠陥表面上を伝播していることが確認できる。図-16、図-17、図-18はそれぞれ点 $B_2(0.71, -0.71)$ 、点 $B_3(1.0, 0.0)$ 、点 $B_4(0.71, 0.71)$ の変位応答を示した図であり、それぞれ直達入射波による反射波と、クリーピング波が確認できる。図-19、図-20、図-21における点 $B_5(0.07, 0.997)$ 、点 $B_6(0.0, 1.0)$ 、点 $B_7(-0.07, 0.997)$ の変位応答では、反射波とクリーピング波が重なって存在している。ここで、図-19に示す点 B_5 と図-21に示す点 B_7 では法線方向の変位 u_n^S が存在するのに対して、図-20に示す点 B_6 の法線方向変位 u_n^S はゼロになっている。このことは右回りのクリーピング波(図-19)と左回りのクリーピング波(図-21)が点 B_6 で干渉して法線方向の変位 u_n^S が打ち消しあうためであり、互いの波動が交差していることを示している。

参考のため、図-17におけるクリーピング波が通過する時間を抽出して、クリーピング波の粒子軌跡を図-22

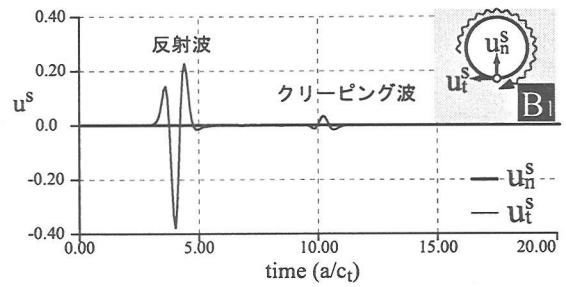


図-15 $(x_1, x_2) = (0.0, -1.0)$ における時刻歴応答

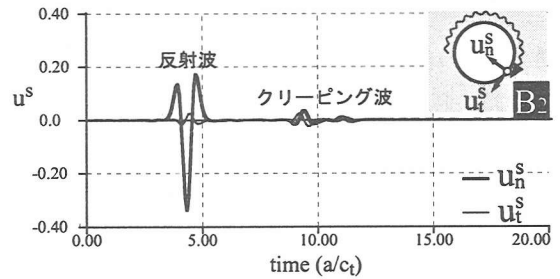


図-16 $(x_1, x_2) = (0.71, -0.71)$ における時刻歴応答

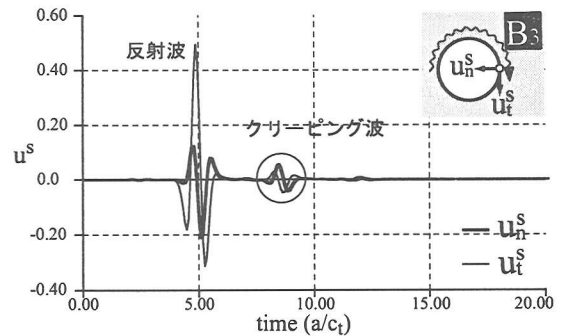


図-17 $(x_1, x_2) = (1.0, 0.0)$ における時刻歴応答

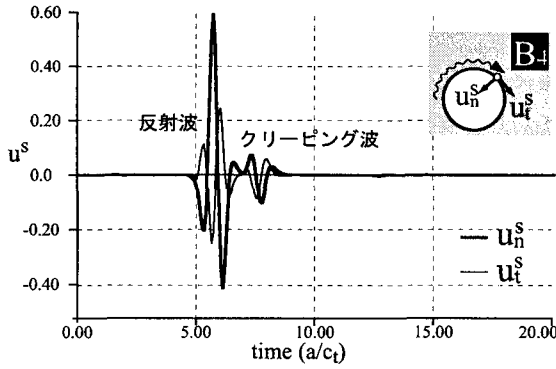


図-18 $(x_1, x_2) = (0.71, 0.71)$ における時刻歴応答

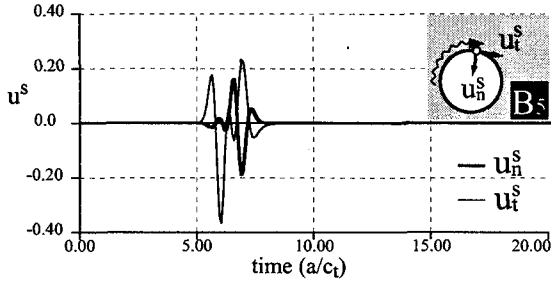


図-19 $(x_1, x_2) = (0.07, 0.997)$ における時刻歴応答

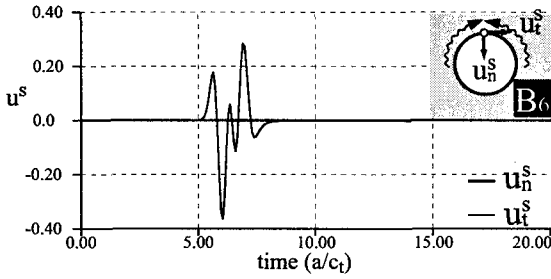


図-20 $(x_1, x_2) = (0.0, 1.0)$ における時刻歴応答

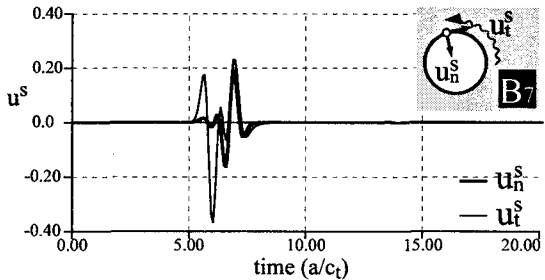


図-21 $(x_1, x_2) = (-0.07, 0.997)$ における時刻歴応答

に示す。図-22中の横軸は点 B_3 における散乱波の x_1 方向の変位 u_1^s を、縦軸は x_2 方向の散乱波の変位 u_2^s を表している。また、 t は図-17における時刻に対応している。図-22に示すように、時刻 $t = 7.78$ から $t = 9.82$ におけるクリーピング波の粒子軌跡は全体として楕円形に近くまた進行方向と逆行する軌跡を示している。この粒子軌跡の挙動は半無限表面上を伝播するレイリー波の軌跡に似ているが、完全な楕円軌跡ではない。この意味で、通常のレイリー波ではないが、境界上ではレイリー波の挙動に似た運動をしていると言える。

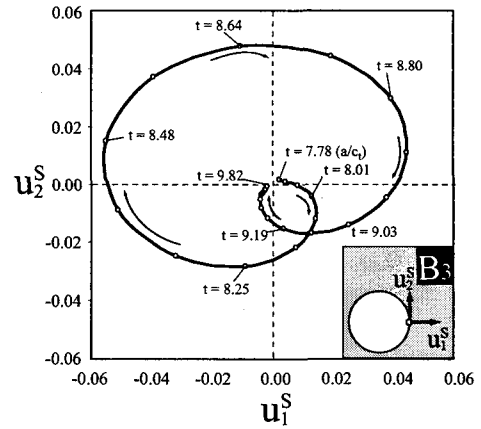


図-22 クリーピング波の粒子軌跡

5. 欠陥の大きさの推定式

円形空洞欠陥に横波が入射した場合の散乱波の伝播経路をまとめると図-23のようになる。図-23に示すように、横波が入射したとき、まず円形空洞欠陥の表面から反射する第1散乱波(図-23のS1)が観測され、次に円形空洞の裏側を周回するクリーピング波(図-23のC)に起因する第2散乱波(S2)が観測される。ここで、クリーピング波は空洞の両側面で卓越して発生し、空洞裏側の表面を近似的にレイリー波の波速で半周したあと、横波として戻っていく伝播経路の波動が卓越しているとすると、遠方の計測点において第1散乱波と第2散乱波の最大振幅の時間差 Δt を利用して、円形空洞の半径 $\bar{a}$ の推定式を得る。

$$\bar{a} = \frac{\Delta t}{\frac{2}{c_T} + \frac{\pi}{c_R}} \quad (20)$$

ここで、 c_R はレイリー波の波速であり、近似的に以下のように書き表す¹²⁾ ことができる。

$$c_R = \frac{0.862 + 1.14\nu}{1 + \nu} c_T \quad (21)$$

ここで、 ν は材料のポアソン比である。先の4節で行った欠陥空洞の散乱シミュレーションでは、 $\nu = 0.25$ の材料を想定しているので、レイリー波の波速は $c_R = 0.918c_T$ と近似できる。この波速を式(20)に代入すると、より簡単な円形空洞の半径 $\bar{a}$ の近似推定式を得る。

$$\bar{a} = \frac{c_T}{5.422} \Delta t \quad (22)$$

いま、半径 a の円形空洞による遠方散乱波を数値解析的に求めた図-2より、S1とS2の時間差は $5.4a/c_T$ となる。この値を式(22)に代入すると、推定される円形空洞の半径は以下のようになる。

$$\bar{a} = 0.996a \quad (23)$$

この結果は、近似推定式(22)が、円形空洞の半径を良好に推定し得ることを示している。

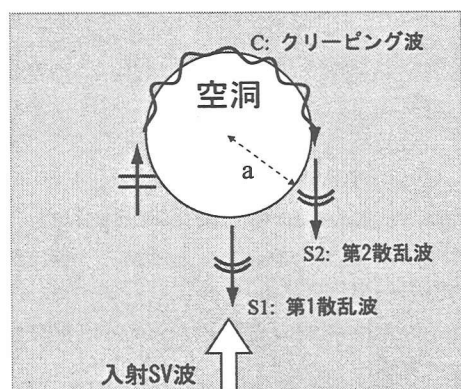


図-23 散乱波の伝播経路

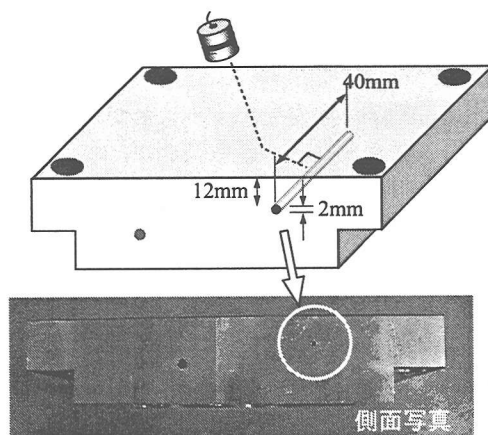


図-25 アルミニウム供試体中の人工欠陥

6. 超音波計測実験

6.1 計測装置

図-24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い、円形空洞の半径の近似推定式の妥当性を検証する。

パルサ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、水中に超音波を送信する。この超音波は水を介して供試体内に透過し、供試体内に存在する空洞状の欠陥によって散乱され、再び水を介して同じ探触子で受信される。受信された電気信号は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。

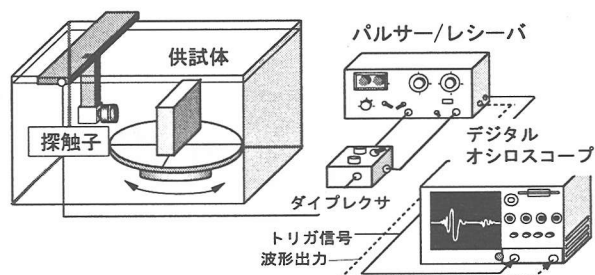


図-24 水浸超音波パルスエコー実験

ここでは試験供試体として、図-25に示すようなアルミニウム片（縦波波速 $c_L = 6420\text{m/s}$ 、横波波速 $c_T = 3040\text{m/s}$ 、密度 $\rho = 2690\text{kg/m}^3$ ）に、欠陥を想定した人工空洞として半径 1mm のドリル孔を深さ 40mm 空けたものを用意した。水槽内の探触子は遠距離音場が達成される位置に、円筒形空洞の側面に超音波が直交して入射するように設置した。また、超音波ビームが人工欠陥に対して横波として入射されるように入射角を調整して超音波を送信した。この場合、波動場は正確には 3 次元波動場となるが、円筒欠陥の大きさ、探触子と供試体間の距離、および超音波ビーム幅を選定し、超音波ビームの中心に位置する円筒断面内の波動場が、なるべく 2 次元波動場に近くなるように配慮した。

6.2 入射波とモード変換

探触子は SONIX 製水浸用トランスデューサーを使用した。探触子の直径は $\phi=15\text{mm}$ 、公称中心周波数は 5.0MHz である。この探触子の波形特性を以下に示す。

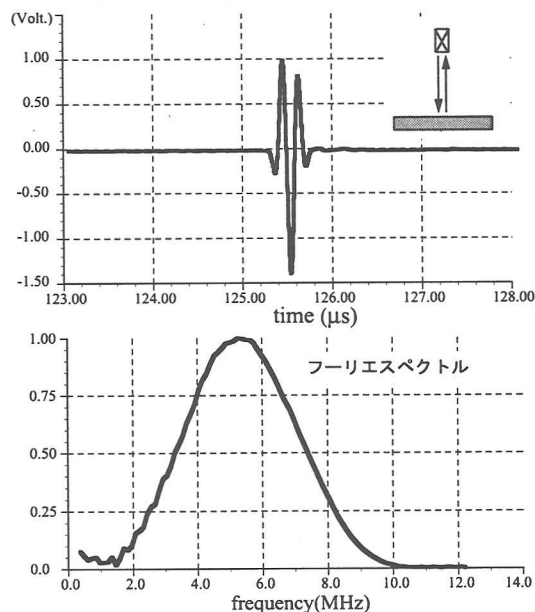


図-26 送信探触子の特性

水中に沈めたアルミニウムプレートからの反射波を時間域で記録した波形およびそのフーリエ・スペクトルを図-26に示した。図-26における上図の横軸はデジタルオシロスコープで得られた波形の時刻、縦軸は得られた電気信号の電圧であり、下図の横軸は周波数、縦軸は最大値で正規化された周波数スペクトルを示している。

ここで用いた探触子は水中で縦波を送受信するものであり、推定式 (20) を利用して欠陥の大きさ（半径）を推定するためにはアルミニウム内部で波動は横波である必要がある。本実験では水中で縦波を送信し、モード変換によってアルミニウム内に横波を発生させることにする。図-27に示すように、水中の角度 θ_0 で入射された縦波により、アルミニウム内には縦波 (L) と横

波 (T) が透過される．図中の T^L と T^T はそれぞれ縦波の透過率と横波の透過率¹³⁾を表している．水中の入射角 θ_0 が縦波の臨界角 $\theta_{cr1} = 13.3^\circ$ を越えると，アルミニウム内には横波のみが発生することがわかる．臨界角直後の横波透過率 T^T が最も大きいため，本実験では水中の入射角 θ_0 を 16° に設定して計測実験を行った．

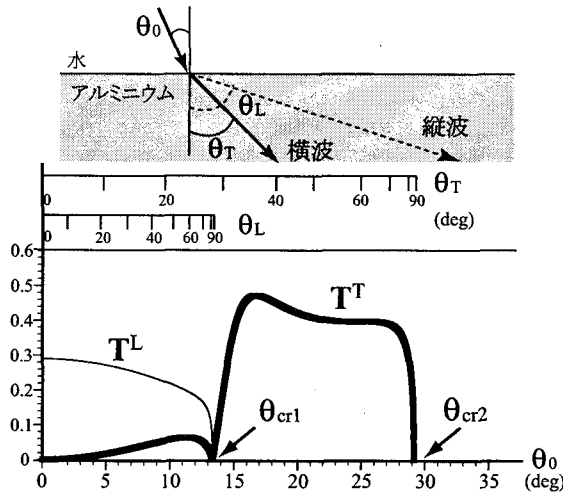


図-27 入射波とモード変換

6.3 計測波形による欠陥の大きさ推定

超音波計測実験で得られた散乱波形を図-28に示す．図-28に示すように，第1散乱波と第2散乱波が明確に分離した波形が計測された．これらの散乱波の最大振幅値間の時間差は $1.812\mu\text{s}$ である．ここで，アルミニウムのポアソン比は $\nu = 0.345$ であるから，式 (21) よりレイリー波の波速は $c_R = 0.933c_T$ と近似でき，式 (20) を用いると，アルミニウム内の円形空洞欠陥の半径の近似推定式は次のようになる．

$$\bar{a} = \frac{c_T}{5.366} \Delta t \quad (24)$$

ここで，アルミニウムの横波波速は $c_T = 3040\text{m/s}$ ，散乱波の時間差は $\Delta t = 1.812\mu\text{s}$ であるから，空洞欠陥の半径は次のように推定される．

$$\bar{a} = 1.03\text{mm} \quad (25)$$

この結果は人工欠陥の半径とよく一致しており，計測波形からも欠陥半径が推定可能であることがわかる．

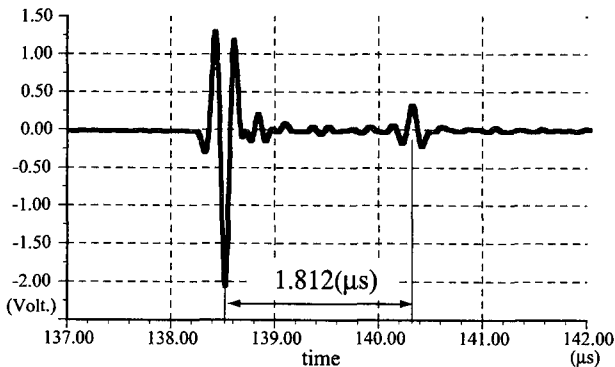


図-28 人工欠陥による散乱波形

7. 結論

欠陥による散乱波を欠陥近傍で可視化し，入射波の欠陥による散乱過程を明らかにした．円形空洞欠陥に横波を送受信すると，欠陥からの散乱波として直達入射波による第1散乱波と欠陥表面を周回するクリーピング波が確認された．この可視化結果を基に，後方の遠方で計測される2つの散乱波に着目して欠陥周辺の散乱波動場の伝播経路を明らかにし，これら2つの後方における遠方散乱波の時間差から円形空洞の半径の近似推定式を導出した．

この近似推定式の有用性を検討するために水浸超音波計測を行った．本計測では供試体内にモード変換した横波を発生させることにより，横波による欠陥からの散乱波を計測した．計測された2つの散乱波間の時間差を円形空洞半径の近似推定式に適用して，空洞半径が近似推定式により良好に推定されることを確認した．謝辞

本研究の一部は文部科学省科学研究補助金 COE 形成基礎研究費（課題番号 11CE2003）によって行われた．

参考文献

- 1) 三木千壽，池田清宏，沖中知雄，吉見昌宏：超音波パルスエコー法の数値シミュレーション，構造工学論文集，Vol.37A，pp.493-502，1991．
- 2) 白旗弘実，三木千壽：突合溶接部表面近傍に位置する面状欠陥検出のための超音波探傷斜角法，土木学会論文集，No.619 / I - 47，pp.279-291，1999．
- 3) 小林昭一 編著：波動解析と境界要素法，京都大学学術出版会，1999．
- 4) 田中正隆，松本敏郎：時間差分スキームに基づく非定常動弾性境界要素法解析，日本機械学会論文集 (A 編)，55 巻 515 号，pp.1577-1583，1989．
- 5) Niwa, Y., Kitahara, M. and Ikeda, H.: The BIE approach to transient wave propagation problems around elastic inclusions, *Theoretical and Applied Mechanics*, Vol.32, pp.183-198, 1984.
- 6) 木村友則，亀山俊平，和高修三，馬目裕一，小池光裕：斜角探傷法による面状きずからの超音波エコーの解析，日本音響学会誌，54 巻，4 号，pp.276-284，1998．
- 7) 三上修一，大島俊之，菅原 登，山崎智之：エコー波形の詳細解析による超音波探傷法の欠陥検出の定量的評価，土木学会論文集，No.501 / I - 29，pp.103-112，1994．
- 8) Ricker, N.: The computation of output disturbances from amplifiers for true wavelet inputs, *Geophysics*, Vol.10, pp.207-220, 1945.
- 9) Harbold, M. L. and Steinberg, B. N.: Direct experimental verification of creeping waves, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.45, pp.592-603, 1969.
- 10) Gruber, G. J., Hendrix, G. J. and Mueller, T. A.: Development of quantitative flaw characterization module - A status report, *Review of Progress in QNDE*, Vol.3, pp.309-321, 1984.
- 11) 小倉幸夫：モード変換表面波を利用した内部欠陥寸法測定法，非破壊検査，第 28 巻，3 号，pp.182-190，1979．
- 12) Achenbach, J. D.: *Wave Propagation in Elastic Solids*, North-Holland, Amsterdam, 1973.
- 13) Krautkrämer, J. and Krautkrämer, H: *Ultrasonic Testing of Materials*, Springer-Verlag, Berlin, 1969.

(2001 年 4 月 20 日 受付)