

二層体中の散乱体に対する三次元線形化逆散乱解析

A 3D Linearized Inverse Scattering Method for Scatterers in a Two Layered Medium

木本 和志*・廣瀬 壮一**

Kazushi KIMOTO and Sohichi HIROSE

*正会員 工修 東京工業大学大学院情報理工学研究科 情報環境学専攻 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

**正会員 工博 東京工業大学大学院情報理工学研究科 情報環境学専攻 (〒 152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

Linearized inverse scattering method is extended for shape reconstruction of scattering obstacles in a two layered medium. In order to reduce the problem to a shape reconstruction in an unbounded medium, the present method employs an integral equation with Green's function for the joined half-spaces as a starting point. The equation is then linearized by Born and Kirchhoff approximations. Replacing the Green's function by its asymptotic expansion, the inversion formula corresponding to the two linearizing approximations can be derived. As a numerical example, images of spherical and ellipsoidal rigid scatterers are reconstructed using a simulated scattered wave data. Inversion results show that both Born and Kirchhoff inversion can distinguish sphere from ellipsoids though only a part of scatterers can be reconstructed due to an aperture limitation.

Key Words : *Ultrasonic Testing, Linearized Inverse Scattering Analysis, Layered Medium, Limited Aperture*

1. はじめに

部材内部の亀裂や空洞などの欠陥を非破壊的に検出する方法の一つに超音波探傷試験がある。この方法は検査が簡単で必要な装置も比較的安価であること、板厚の大きな部材にも適用でき欠陥の三次元的な位置の特定が可能であるなど様々な利点がある。また、適切な画像化手法を用いることにより、欠陥の形状や寸法についてもある程度推定が可能である。開口合成法はしばしば用いられるそのような画像化手法の一つであり、多点計測した超音波エコーを、伝播時間に対応する位置でエコー高さを重みとして重ねあわせることで散乱源の画像化を行う。こうして得られる画像は探傷データ解釈の客観性を高め、欠陥エコーの見落としを少なくする上で有用である。しかし、原理的に散乱源を点波源の集まりとみなしていること、材料減衰との兼ね合いから超音波の波長を欠陥寸法に対して通常あまり短くできない等の理由から、十分な分解能で欠陥形状の再構成を行うことは難しい¹⁾。一方、本研究で取り上げる線形化逆散乱解析^{2),3)}では、散乱波動場の積分表現を元に、未知欠陥の形状を表す特性関数を用いて解くべき方程式を構成する。そこに、適当な近似を導入して方程式を線形化することで欠陥像の再構成を行う。この方法は欠陥形状を表すためのパラメータ選定の必要が無い、最終的にはフーリエ積分の計算に帰着されるため高速であるなど、実用上の大きな利点がある。さらに、線形化した方程式にも散乱波の位相と振幅の情報、すなわち波形情報が保たれているため、波長と同程度の欠陥形状も再現できることが知られている⁴⁾。ただし、そのためには欠陥を囲む全方位でデータを取得する必要がある、これは基本的な部材で

ある板材においても実質不可能である場合が多い。また、既存の定式化は無限体中の欠陥に対して行われているため、例えば水浸法や層構造のように入射波、散乱波ともに材料界面での屈折の影響を受ける場合には、そのままの定式化は適用できない。しかしながら、これらは超音波探傷ではありふれた設定であるため、媒体中に界面が存在する場合にも同様な手法が適用できるようにしておくことは重要である。

そこで、本研究では平面状の界面を介して超音波の送受信を行う状況を想定し、二層体中の散乱体に対する線形化逆散乱解析の定式化を行う。簡単のため、ここでは波速と密度の異なる二層体中の三次元スカラー波動場による逆散乱問題を考える。弾性波と異なり、スカラー波は界面での反射に際してモード変換を伴わず、また反射・透過係数も水-固体あるいは固体-固体界面とは異なる。しかし、線形化逆散乱解析では基本解の遠方近似を利用し、縦波、横波成分を分離した形で定式化するため、波線ごとに見る限り位相情報の利用の仕方、すなわち屈折が再構成結果に与える影響は本質的に同じである。それゆえ、スカラー波に対して得られる知見は水-固、固体-固体界面での問題に手法の拡張を行う際にも有用であり、波面パターンの変化という点ではモード変換をとともう反射波に対しても同様である。

以下では、はじめに問題設定および基礎式を示し線形化逆散乱解析の定式化を行う。方程式の線形化にはボルンおよびキルヒホフ近似を用いるため、それらに対応した二種類の結果を示す。数値解析例では、球および回転楕円体を散乱体として境界要素法により順散乱問題を解

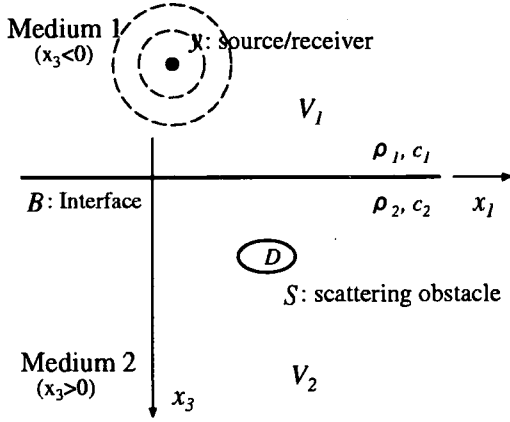


図-1 散乱体 D を有する二層体

き、その結果を入力データとした逆散乱解析を行う。得られた結果から定式化の妥当性や本手法の適用性について考察する。

2. 問題設定

図 1 のように $x_3 = 0$ において接する二層体を考える。今、半無限領域 $x_3 < 0, x_3 > 0$ をそれぞれ V_1, V_2 とよび、 V_2 内部には散乱体 D が存在するものとする。ここでは、パルスエコー法を念頭におき、点 y における点波源からの入射波に対して D から発生する散乱波を、同じ位置 y で観測するものとする。このとき、スカラー波動場 $p(x)$ の支配方程式は次の式で与えられる。

$$\nabla^2 p(x) + k_1^2 p(x) = -\delta(x - y) \quad x \in V_1 \quad (1)$$

$$\nabla^2 p(x) + k_2^2 p(x) = 0 \quad x \in V_2 \quad (2)$$

ここに、 k_1, k_2 は波数を表し、角周波数 ω と V_1, V_2 の波速 c_1, c_2 とにより $k_i = \omega/c_i (i = 1, 2)$ と与えられる。また、図中に示した ρ_1, ρ_2 はそれぞれの媒体の密度を意味する。一方、二つの領域 V_1, V_2 の界面 B においては次の条件が満足される。

$$\{v_3(x)\}_1 = \{v_3(x)\}_2 \quad x \in B \quad (3)$$

$$\{p(x)\}_1 = \{p(x)\}_2 \quad x \in B \quad (4)$$

ここに、 v_3 は速度の x_3 成分であり、右下の添え字はどちらの領域から見た場合かを区別するためのものである。散乱体の境界 S 上での条件は種種考えられるが、ここでは

$$\frac{\partial p}{\partial n_x}(x) = 0, \quad x \in S \quad (5)$$

なるノイマン条件を満足するものとする。

このとき、波源（観測点）である y を V_1 中での様々な位置にとり、おのおのの点で散乱波動場を観測することで未知の欠陥 D の位置、形状および寸法を推定する問題を考える。

3. 逆散乱解析

図 1 の二層体に対するグリーン関数 $G^h(x, y)$ とその微分 $H^h(x, y) = \partial G^h(x, y)/\partial n_x$ を用いれば、 $y \in V_1$ における場 $p(x)$ は次のように積分表現することができる。

$$p(y) = \int_S \left\{ G^h(x, y) \frac{\partial p}{\partial n_x}(x) - H^h(x, y) p(x) \right\} dS_x \quad y \in V_1 \quad (6)$$

$G^h(x, y)$ は平面波のスペクトル表現として

$$G^h(x, y) = \frac{ik_1}{8\pi^2} \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{T_2^1(\zeta_3)}{\zeta_3} \times \exp(ik_2 \zeta^2 \cdot x - ik_1 \zeta^1 \cdot y) d\zeta_1 d\zeta_2 \quad x \in V_2, y \in V_1 \quad (7)$$

と与えられる⁵⁾。ただし、 $T_2^1(\zeta_3)$ は平面波の透過係数を表し、 ζ^1, ζ^2 は入射波、透過波の進行方向を表す単位ベクトルである。また、 $(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)$ は ζ^1 を成分表示したもので、 $\zeta_3 = \sqrt{1 - (\zeta_1^2 + \zeta_2^2)}$ の虚部 $\Im[\zeta_3]$ の符号は、式 (7) の積分が発散しないように x, y の位置に応じて決まる。ここでは $x \in D_2, y \in D_1$ としたため $\Im[\zeta_3] > 0$ である。以下では、式 (7) そのものではなく、停留位相の方法⁷⁾を用いて得られる高周波域 ($k_1 y_3 \gg 1$) での漸近展開式 $\tilde{G}^h(x, y), \tilde{H}^h(x, y)$ を用いる。

$$\tilde{G}^h(x, y) = \frac{T_2^1(\theta_1)}{4\pi} \frac{\exp(ik_1 s_1 + ik_2 s_2)}{Q(x, y)} \quad (8)$$

$$\tilde{H}^h(x, y) \sim ik_2 (n_x \cdot \zeta^2) \tilde{G}^h(x, y) \quad (9)$$

ここに、 s_1, s_2 はスネルの法則にしたがって点 x と y とを結ぶ波線の長さであり（図 2）、 $Q(x, y), T_2^1(\theta_1)$ は次の通りである。

$$Q(x, y) = \left(\frac{|y_3|}{\cos \theta_1} + \frac{c_2 \cos^2 \theta_1}{c_1 \cos^3 \theta_2} |x_3| \right)^{1/2} \times \left(\frac{|y_3|}{\cos \theta_1} + \frac{c_2 |x_3|}{c_1 \cos \theta_2} \right)^{1/2} \quad (10)$$

$$T_2^1(\theta_1) = \frac{2Z_1 \cos \theta_1}{Z_1 \cos \theta_1 + Z_2 \cos \theta_2} \quad (11)$$

ただし、 $Z_i = \rho_i c_i$ である。以上と式 (5) とから

$$p(y) \sim - \int_S \tilde{H}^h(x, y) p(x) dS_x \quad y \in V_1 \quad (12)$$

と表すことができる。

ところで、グリーン関数の厳密な表現式 (7) には当然表面波やヘッドウェーブの影響も含まれている。しかしながら、停留位相の方法では式 (8) の形からも明らかな通り、実体波の影響しか評価できていない。そのため、以下の定式化は実体波を用いた探傷を想定するものであり、非実体波が同時に観測されるような状況ではそれらの影響を取り除いたデータを逆解析に用いる必要がある点に注意を要する。

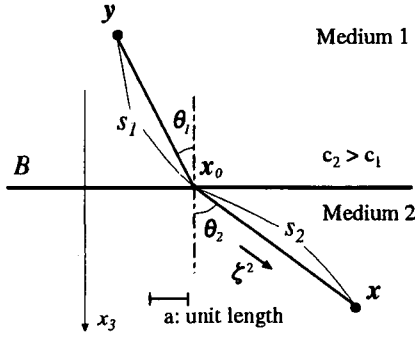


図-2 点 x と y を結ぶ波線

3.1 ボルン逆解析

ボルン逆解析では欠陥内部の場を自由場 $p^f(x)$, すなわち散乱体が存在しない状態での波動場に置き換える.

$$p(x) \simeq p^f \quad x \in D \quad (13)$$

ここでは点波源を考えているため $p^f(x)$ はグリーン関数 $G^h(x, y)$ に他ならない. そこで, 式 (12) にこの近似を導入し発散定理を用いて変形すると,

$$\begin{aligned} p(x) &= - \int_{\partial D} ik_2 n_x \cdot \zeta^2 \left\{ \tilde{G}^h(x, y) \right\}^2 dS_x \\ &= ik_2 \int_D \nabla_x \cdot \left(\zeta^2 \left\{ \tilde{G}^h(x, y) \right\}^2 \right) dV_x \end{aligned} \quad (14)$$

となる. 高周波域あるいは遠方場において式 (14) の微分に最も寄与するのは, $\tilde{G}^h(x, y)$ の指数関数の部分であるから, 式 (14) はさらに

$$p(x) \simeq - \frac{k_2^2}{8\pi^2} \int_D \frac{T_2^1(\theta_1) T_1^2(\theta_2)}{Q^2(x, y)} e^{2i(k_1 s_1 + k_2 s_2)} dV_x \quad (15)$$

と近似することができる. 式 (15) には, 推定すべき未知の散乱体形状が積分範囲 D として含まれている. そこで, 式 (15) を欠陥の内部でのみ単位の値を持つ特性関数

$$\Gamma(x) = \begin{cases} 1 & (x \in D) \\ 0 & (x \notin D) \end{cases} \quad (16)$$

を用いて次のように書き直す.

$$p(y) = - \frac{k_2^2}{8\pi^2} \int_{R^3} \Gamma(x) \frac{T_2^1(\theta_1) T_1^2(\theta_2)}{Q^2(x, y)} e^{2i(k_1 s_1 + k_2 s_2)} dV_x \quad (17)$$

ここに, R^3 は三次元の全空間を意味する. これを $\Gamma(x)$ について解くことができれば, 散乱体の形状, 寸法について推定することができる. そのためには, 通常の線形化逆散乱解析と同様に, 適当な近似を用いて式 (17) をフーリエ積分の形に帰着させる.

今, 散乱体像の再構成を行う領域を I , その中心を c とし, I は波源および散乱体を含む領域に比べて十分小さいものとしておく (図 3). この仮定のもとに, 式 (17) の被積

分関数のうち, 振幅に相当する $Q(x, y)$ および $T_j^i(\theta_i)$ を c でのそれらの値に置き換える.

$$p(y) = - \frac{k_2^2}{8\pi^2} \frac{T_2^1(\bar{\theta}_1) T_1^2(\bar{\theta}_2)}{Q^2(y)} \int_{R^3} \Gamma(x) e^{2i(k_1 s_1 + k_2 s_2)} dV_x \quad (18)$$

ただし, $Q(c, y)$ は単に $Q(x)$ と書くこととする. 位相 $(k_1 s_1 + k_2 s_2)$ については図 4 に示した平面波の場合を参考に以下のような近似を行う.

領域 1 から 2 に向かって平面波が入射するものとし点 x と点 c における位相差を調べる. 点 y と $\bar{y}$ が領域 1 において位相ゼロの波面上にあるとすれば, 点 x および c における位相は, それぞれ $\phi(x) = k_1 s_1 + k_2 s_2$ と $\phi(c) = k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2$ である. $k_1 |x_0 - A| = k_2 |\bar{x}_0 - A|$ となっていることに注意すると, その差 $\Delta = \phi(x) - \phi(c)$ は, $\Delta = \zeta^2 \cdot (x - c)$ と書けることが分かる. 点波源の場合このような関係は厳密には成り立たないが, x と c が波源 y から十分遠方にある場合には,

$$\begin{aligned} &k_1 s_1 + k_2 s_2 \\ &= k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2 + k_1 (s_1 - \bar{s}_1) + k_2 (s_2 - \bar{s}_2) \\ &\simeq k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2 + \zeta_0^2 \cdot (x - c) \end{aligned} \quad (19)$$

と近似することができる. これを式 (18) に代入することで次の式を得る.

$$\begin{aligned} p(y) &= - \frac{k_2^2}{8\pi^2} \frac{T_2^1(\bar{\theta}_1) T_1^2(\bar{\theta}_2)}{Q^2(y)} e^{2i(k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2)} \\ &\times \int_{R^3} \Gamma(x) \exp(2ik_2 \zeta_0^2 \cdot (x - c)) dV_x \end{aligned} \quad (20)$$

右辺の積分は $\Gamma(x)$ の波数 $K = 2k_2 \zeta_0^2$ 空間へのフーリエ積分であるから, その逆変換を施せば $\Gamma(x)$ を得ることができる. しかしながら, 波源 y は V_1 内にあるため, 波数空間内の限られた領域 ΔK でしかデータを得ることができない. そのため, たとえボルン近似が高精度で成立するとしても不完全な $\Gamma(x)$ しか得られない. ここではそれを $\tilde{\Gamma}(x)$ と呼び, どの程度まで領域 D の情報を抽出できるか後の数値解析例を通して調べる. $\tilde{\Gamma}(x)$ は次のように書ける.

$$\tilde{\Gamma}(x) = \int_{\Delta K} \frac{-Q^2(y)}{T_2^1(\bar{\theta}_1) T_1^2(\bar{\theta}_2)} \frac{p(y)}{\pi k_2^2} e^{2i(k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2)} \quad (21)$$

$$\times \exp\{-2ik_2 \zeta_0^2 \cdot (x - c)\} dK^3 \quad (22)$$

4.1 キルヒホフ逆解析

キルヒホフ逆解析では, 散乱体境界のうち入射波によって直接照射される部分を S_L とし, S_L 上での $p(x)$ を入射波と反射波の和で置き換え, S のそれ以外の部分 S_D では $p(x) = 0$ とする. ここでは, パルスエコー法を考えているため, 波源から散乱体, 散乱体から観測点までの伝播経路は向き以外は同じである. そこで, 境界への鉛直入射と

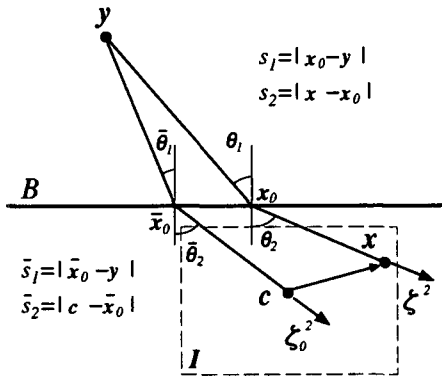


図-3 球面波の透過を表す波線

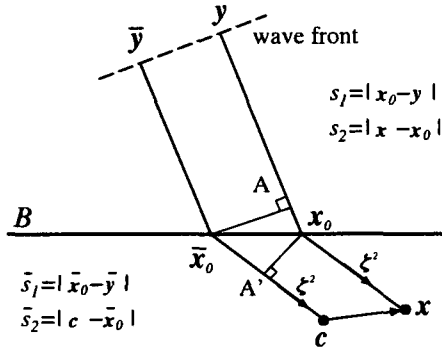


図-4 平面波の透過を表す波線

同様に考えて,

$$p(x) \simeq \begin{cases} 2p^f(x) & (x \in S_L) \\ 0 & (x \in S_D) \end{cases} \quad (23)$$

と近似し、これを式 (12) に用いる。

$$p(y) \simeq - \int_{S_L} 2H^h(x, y) p^f(x) dS_x \quad (24)$$

散乱体形状の再構成には S_L 上でのみ値を持つ次のような特異関数を導入する。

$$\gamma_L(x) = \begin{cases} 1 & (x \in S_L) \\ 0 & (x \notin S_L) \end{cases} \quad (25)$$

これを用いれば、式 (24) の積分範囲を全空間に拡張して

$$p(y) = - \int_{R^3} 2\gamma_L(x) H^h(x, y) p^f(x) dS_x \quad (26)$$

と書くことができる。さらに、

$$p^f(x) \simeq \tilde{G}^h(x, y) \quad (27)$$

$$H^h(y, x) \simeq \tilde{H}^h(y, x) \quad (28)$$

を代入して、ボルン近似と同様に近似、変形すれば以下のようにフーリエ積分の形に帰着させることができる。

$$p(y) = - \frac{ik_2}{8\pi^2} \int_{R^3} \gamma_L(x) \frac{T_2^1(\theta_1) T_1^2(\theta_2)}{Q^2(x, y)} e^{2i(k_1 s_1 + k_2 s_2)} dS_x$$

$$\begin{aligned} &\simeq - \frac{ik_2}{8\pi^2} \frac{T_2^1(\bar{\theta}_1) T_1^2(\bar{\theta}_2)}{Q^2(y)} \int_{R^3} \gamma_L(x) e^{2i(k_1 s_1 + k_2 s_2)} dV_x \\ &\simeq - \frac{ik_2}{8\pi^2} \frac{T_2^1(\bar{\theta}_1) T_1^2(\bar{\theta}_2)}{Q^2(y)} e^{2i(k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2)} \\ &\quad \times \int_{R^3} \gamma_L(x) \exp \{ 2ik_2 \zeta_0^2 \cdot (x - c) \} dV_x \quad (29) \end{aligned}$$

これより、 $\tilde{\gamma}(x)$ の推定式を得る。

$$\begin{aligned} \tilde{\gamma}_L(x) &= \int_{\Delta K} \frac{Q^2(y)}{T_2^1(\bar{\theta}_1) T_1^2(\bar{\theta}_2)} \frac{ip(y)}{\pi k_2} e^{-2i(k_1 \bar{s}_1 + k_2 \bar{s}_2)} \\ &\quad \times \exp \{ -2ik_2 \zeta_0^2 \cdot (x - c) \} dK^3 \quad (30) \end{aligned}$$

$\tilde{\gamma}(x)$ としたのは、 $\tilde{\Gamma}(x)$ の場合と同じ理由による。

4. 数値計算例

数値解析例として図 5 に示すモデルに対して、式 (22) および (30) を用いて行った散乱体像の再構成結果を示す。

4.1 解析条件

再構成すべき散乱体の形状としては図 5 の (a)~(c) に示した球および 2 種類の回転楕円体を考える。回転楕円体は半径 a の球を (b) x_3 軸方向に $1/2$ 倍、(c) x_3 軸からの距離を $1/2$ 倍して得られるもので、いずれも x_3 軸に関して対称性を有している。

波源 (観測点) y_i の $x_2 = 0$ 面内での位置は、波線の長さ s_1 および s_2 と、領域 2 で波線が x_3 軸となす角度 θ_i で次のように配置する。まず、角度に関しては $N = 60$ 点、 $\theta_N = 60^\circ$ として、観測点が等間隔に並ぶよう $\theta_i = \frac{i}{N} \theta_N$ とする。距離に関しては、点 c からの伝播時間が等しくなる、すなわち $k_1 s_1 + k_2 s_2 = k_1 h_1 + k_2 h_2$ を満たすように配置する。 h_1, h_2 はそれぞれ、 $h_1 = 50a, h_2 = 10a$ とし、さらにこれらの点を x_3 軸に対して 2° 間隔で 360° 回転させることで、計 $60 \times 180 + 1$ 点の観測点をとる。ただし、 c とは再構成を行う領域 I の中心点であり、その範囲は次のようにした。

$$I = \{x \mid x_2 = 0, |x_1 - c_1| \leq 3a, |x_3 - c_3| \leq 3a\} \quad (31)$$

$$c = (0, 0, 10a)$$

材料定数 ρ_i, c_i については、水浸探傷試験で水から鋼に超音波を入射した場合と同じ屈折角が得られるよう $c_2/c_1 = 5.7/1.5, \rho_2/\rho_1 = 7.9/1.0$ とする。また、データを取得する周波数帯域は $0.1 \text{ MHz} \sim 4.0 \text{ MHz}$ に相当させて、無次元化波数で $0.11 \leq k_2 a \leq 4.5$ とする。以上の条件では、散乱体が界面から離れており、界面波が散乱波動場の形成に与える影響は非常に小さい。また、波源と界面の距離も $k_1 y_3 \geq 20.9$ と大きいため、グリーン関数の計算に停留位相の方法を用いても、妥当な結果が得られるものと考えられる。

4.2 逆解析の入力データ

逆解析では数値シミュレーションによって得られる散乱波動を観測データとして用いる。数値シミュレーション

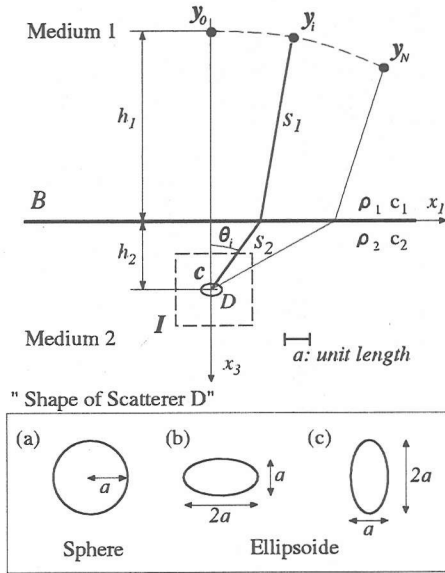


図-5 解析モデル

には境界要素法を用いるが、三次元の波動解析には一般に膨大な計算時間を要するため、ここでは以下のように若干簡略化した方法で順解析を行う⁶⁾。

はじめに、次の境界積分方程式を解くことにより、 S 上での未知量 $p(\mathbf{x})$ を求める。

$$\frac{1}{2}p(\mathbf{z}) + \int_S \left\{ H(\mathbf{x}, \mathbf{z})p(\mathbf{x}) - G(\mathbf{x}, \mathbf{z}) \frac{\partial p}{\partial n_x}(\mathbf{x}) \right\} dS_x = \tilde{G}^h(\mathbf{z}, \mathbf{y}) \quad \mathbf{z} \in S \quad (32)$$

$$G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{e^{ik_2 r}}{4\pi r}, \quad r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}| \quad (33)$$

$$H(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{\partial}{\partial n_x} G(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \quad (34)$$

ここでは散乱体 D と界面 B の間の多重散乱効果は弱いものと仮定して、無限体に対する基本解 $G(\mathbf{x}, \mathbf{y})$, $H(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ を核とし、積分範囲を散乱体の境界 S のみにとった境界積分方程式 (32) を用いる。ただし、式 (32) の右辺にあるように、入射波は点波源からの自由場となっている。次に、領域 1 内部の観測点 $\mathbf{y}$ における場 $p(\mathbf{y})$ を求めるには、二層体のグリーン関数を核とする積分表現式 (35) を用いる。

$$p(\mathbf{y}) = \int_S \left\{ G^h(\mathbf{x}, \mathbf{y}) \frac{\partial p}{\partial n_x}(\mathbf{x}) - H^h(\mathbf{x}, \mathbf{y})p(\mathbf{x}) \right\} dS_x \quad \mathbf{z} \in V_1 \quad (35)$$

ここでも、計算時間の短縮と遠方での物体波を観測するという意味合いから、実際にはグリーン関数の近似表現 (8), (9) を用いる。

4.3 逆散乱解析結果

図 6～8 にボルン逆解析結果を、図 9～11 にキルヒホフ逆解析結果を示す。それぞれ、(a)～(c) の三種類の散乱体に対して推定した $\tilde{\Gamma}(\mathbf{x})$, $\tilde{\gamma}(\mathbf{x})$ をグレースケールで示した

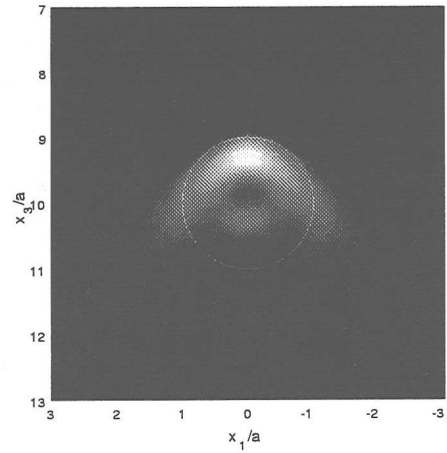


図-6 ボルン逆解析結果 (球 (a))

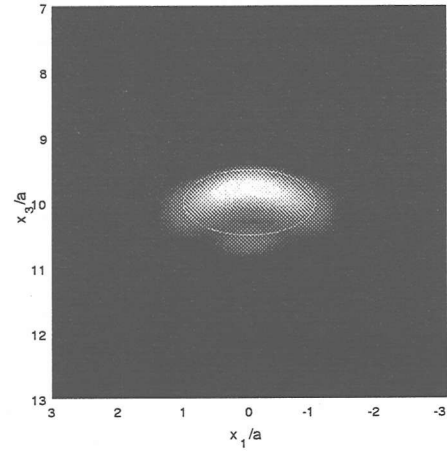


図-7 ボルン逆解析結果 (回転楕円体 (b))

もので、図中白の実線は正解である $\Gamma(\mathbf{x})$, $\gamma(\mathbf{x})$ を表している。ボルン逆解析とキルヒホフ逆解析の結果を比較すると、これまでも指摘されている通り前者は散乱体内部を、後者が散乱体境界を再構成していることがわかる。いずれの結果も散乱体の内部領域あるいは境界のうち、入射波に照射される側の一部しか再生されていないが、散乱体形状ごとに見るとその曲率を反映したカーブが現れていることが分かる。特に、ボルン逆解析の結果では (c) の回転楕円体で若干小さ目の像が現れているが、ほぼ正解に即した結果が得られている。また、ボルン、キルヒホフの両逆解析結果を合わせて解釈するなら、散乱体形状の事前知識がない場合にも互いに異なる曲率をもっているということが逆解析の結果から判別できると予想される。以上の結果は、散乱体の代表長さ a に対して最小の波長が $\lambda = 1.425a$ であることを考慮すると、散乱エコーを伝播距離に応じて単純に重ね合わせただけでは得られない分解能が達成されていることを意味している。

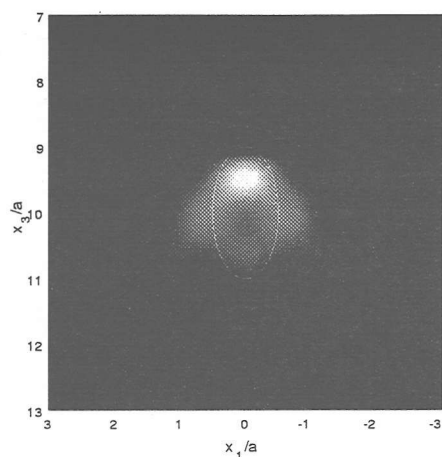


図-8 ボルン逆解析結果 (回転楕円体 (c))

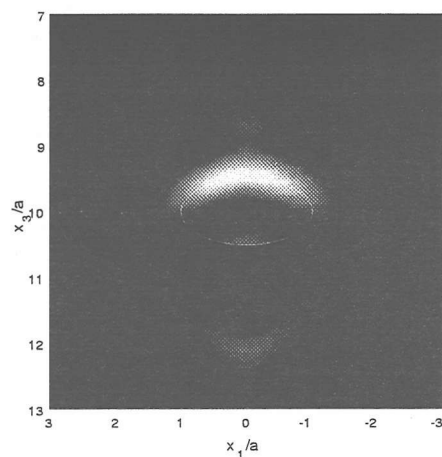


図-10 キルヒホフ逆解析結果 (回転楕円体 (b))

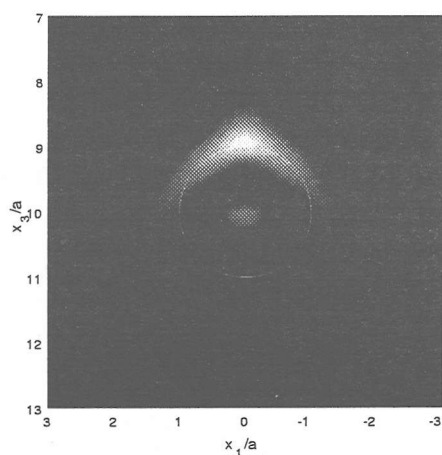


図-9 キルヒホフ逆解析結果 (球 (a))

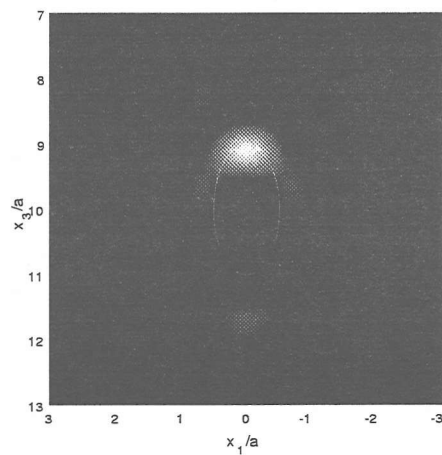


図-11 キルヒホフ逆解析結果 (回転楕円体 (c))

5. まとめ

従来, 無限体中の散乱体に対して定式化され用いられてきた線形化逆散乱解析法を, 二層体中の散乱体に適用できるよう拡張を行った. 逆散乱解析で解くべき方程式の線形化にはボルン, およびキルヒホフ近似を用い, これらに対応する二種類の定式化を示した. 数値解析例では, シミュレーションデータを用いて波長と同程度の寸法をもつ散乱体の形状推定を行った. その結果, 入射波で照射される部分の形状がある程度再構成できることが示された. ただし, 本研究では超音波の送受信を行う探触子のモデル化は行っていない. そのため, 今後本手法を実際の探傷データに適用してゆくためには, 探触子の送受信特性, 特に指向性をモデル化して逆解析に反映させることが重要であると考えられる.

参考文献

- 1) 白旗弘美, 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斜角探傷法, 土木学会論文集, No.619, pp.279-291, 1999.

- 2) Langenberg, K., J. : Introduction to the special issue on inverse problems, Wave Motion, Vol.11, pp.99-112, 1989.
- 3) 小林昭一 : 波動解析と境界要素法, 京都大学学術出版会, 1999.
- 4) Nakahata, K., Kitahara, M. : A classification method of defect type by Born and Kirhhoff inversions, Review of Progress in QNDE, Vol. 20A, pp787-794, 2000.
- 5) Brekhovskikh, L., M. : Waves in layered media, Academic Press, New York, 1980.
- 6) Kimoto, K., Hirose, S. : A 3D boundary integral equation method for ultrasonic scattering in a fluid-loaded elastic half space, Review of Progress in QNDE, Vol21, 2002(to appear).
- 7) Schmitter, L., W. : Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation, Plenum, New York, 1998.

(2002 年 4 月 19 日 受付)