

学術論文

## 電磁超音波探触子による内部欠陥の画像化のシミュレーション

### Simulation of ultrasonic imaging of internal defects by electromagnetic acoustic transducer

船岡 英彰

(京都大学院)

松本 英治

(京都大学)

Hideaki FUNAOKA

Eiji MATSUMOTO Member

This paper simulates ultrasonic imaging of internal defects by use of an Electro-Magnetic Acoustic Transducer of Lorentz type. Governing equations for the transmission and the reception processes in the EMAT are derived and numerically solved by FEM. Ultrasonic image of the internal defects are obtained by the simulation of the transmission, the propagation and the reception processes of ultrasonic waves. Effects of waveform processings on the improvement of the scanning image are discussed.

*Key Words:* EMAT, Nondestructive evaluation, ultrasonic detecting, ultrasonic imaging, electromagnetic acoustic transducer, visualization of defects.

#### 1 緒言

非破壊評価は、評価対象である素材、部品、構造物などを破壊したり傷つけたりすることなくその材料内部の状態を調べ、信頼性や安全性を評価する技術である。現在では放射線や電磁場を用いる方法も実用化されているが、超音波を用いた方法は材料内に存在するき裂やポイド、あるいは複合材料における接合部の剥離などの欠陥を検出することのみならず、密度や弾性定数などの材料特性の評価にも広く応用されている。

通常、超音波の送受信は、電気的信号と力学的信号との変換機構を有する探触子を用いて行われる。探触子には圧電素子や磁歪素子が用いられることが多かったが、それらは対象物に接触させる必要があり、周波数を変更することができない欠点があった。一方、永久磁石とコイルから構成される電磁超音波探触子 (Electromagnetic Acoustic Transducer: EMAT) は、対象とする金属材料内部に直接超音波音源を作り出すので、非接触で用いることができ、電磁場を利用

するため両者の配置を変えることにより縦波・横波などの超音波モードを容易に選択することが可能である。さらに、EMAT は対象材料に錆や塗膜がある場合や、対象が動いている場合にも用いることが可能である [1]。

EMAT には、コイルに電流が流れると金属材料中に渦電流が生じ、この渦電流と磁石による静磁場によって生じるローレンツ力が超音波を励起する方法 (ローレンツ型) と、励磁コイルから生じる変動磁場下における強磁性体の変形を利用する方法 (磁歪型) がある [2][3]。ローレンツ型 EMAT の基本原理は Ludwig ら [4] や Thompson [5] によって研究され、荻ら [3] によって有限要素法を用いた数値解析も行われている。

本研究では、ローレンツ型 EMAT による欠陥の超音波画像化の過程をシミュレーションする。2 章では送受信機構における基礎方程式の導出を行い、3 章では EMAT を用いた超音波探傷のシミュレーションを、4 章では内部欠陥の可視化を行う。

連絡先: 松本英治, 〒 606-8501, 京都市左京区吉田本町, 京都大学大学院エネルギー科学研究科, e-mail: matumoto@energy.kyoto-u.ac.jp

## 2 送受信機構における基礎方程式の導出

### 2.1 超音波の送信機構

Fig.1 は最も簡単なローレンツ型 EMAT の概略図である。トラック状に巻かれたコイルが永久磁石と試料にはさまれる形で位置し、2つの永久磁石がその N-S 極が逆になるように平行に配置されている。コイルに紙面と垂直な方向に高周波電流が流れると周囲に変動磁場が発生し、この変動磁場を打ち消す向き(コイルの電流と逆方向)に導体試料表面付近を渦電流が流れる。このとき、永久磁石による静磁場と渦電流の自由電子との相互作用によって自由電子にローレンツ力が働く。このような自由電子が他の電子、イオン、分子と衝突することによって試料内に弾性波を発生させる。

### 2.2 EMAT 近傍における電磁場の支配方程式

ローレンツ型 EMAT の解析に必要な Maxwell 方程式及び、構成方程式は次のように表される。

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}, \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{E}$ : 電場、 $\mathbf{D}$ : 電気変位、 $\mathbf{H}$ : 磁場、 $\mathbf{B}$ : 磁束密度、 $\mathbf{J}$ : 電流密度、 $\rho$ : 電荷密度、 $\mu$ : 透磁率、 $\sigma$ : 導電率であり、 $\mu, \sigma$  が一定の均質材料を考える。

EMAT で使用される 10MHz 以下の周波数では、導体内の変位電流は伝導電流に対して無視できるので、(1) 式の最初の式は、

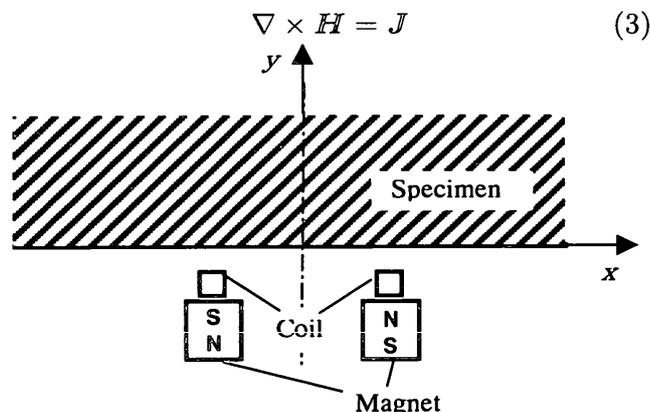


Fig. 1 Two-dimensional sketch of EMAT

とできる。電気スカラーポテンシャル  $\phi$  および磁気ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を導入すると、 $\mathbf{E}$  と  $\mathbf{B}$  を次のように表すことができる。

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi, \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (4)$$

次に、EMAT の強制電流を  $\mathbf{J}_0$ 、生じる渦電流を  $\mathbf{J}_e$  とすると全電流密度  $\mathbf{J}$  は以下のように表される。

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_e \quad (5)$$

以下の解析では、強制電流  $\mathbf{J}_0$  によって生じる静的な電磁場と渦電流  $\mathbf{J}_e$  によって生じる動的な電磁場を分離して解析する。以下では坪井 [6] に従い、動的な電磁場の解析方法を述べる。(2), (4) 式から、

$$\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E} = \sigma \left( -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \phi \right) \quad (6)$$

となる。上式に (2), (3), (4) 式を代入し、ゲージ条件としてクーロンゲージを採用することにより、次式が得られる。

$$\Delta \mathbf{A} - \mu \sigma \left( \nabla \phi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) - \mu \mathbf{J}_0 = 0 \quad (7)$$

また、(3) 式を渦電流密度と、それによって作られる磁界によって表現し、両辺の発散をとると次式が導かれる。

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e = \nabla \cdot -\sigma \left( \nabla \phi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = 0 \quad (8)$$

結局、(7), (8) 式を連立して解くことにより  $\mathbf{A}, \phi$  が計算でき、その結果を (6) 式に代入することで金属材料内に励起される渦電流  $\mathbf{J}_e$  が求められる。

静磁場に対しては、強制電流項  $\mathbf{J}_0$  や磁気ベクトルポテンシャルの時間依存項  $\partial \mathbf{A} / \partial t$  を無視する。そのとき、 $\mathbf{A}$  はラプラス方程式に支配され、その解と (4) 式より磁束密度  $\mathbf{B}$  が求められる。

以上により求めた渦電流密度  $\mathbf{J}_e$  と磁束密度  $\mathbf{B}$  から、ローレンツ力は次のように計算できる。

$$\mathbf{F} = \mathbf{J}_e \times \mathbf{B} \quad (9)$$

磁界が 2 次元であると仮定して次式のようなになる。

$$\mathbf{A} = (0, 0, A), \mathbf{J} = (0, 0, J), \mathbf{J}_e = (0, 0, J_e) \quad (10)$$

### 2.3 弾性波の伝播

弾性波伝播による変形もまた 2 次元的であると仮定する。ローレンツ力  $\mathbf{F}$  により導体試料表面近傍に外力

が加わり弾性波が発生する。その弾性波がSH波(変位が自由境界に平行な横波)であるときは試料端面における反射波もSH波となるが、SV波(変位の向きが入射面内にある横波)またはP波(縦波)のときには両者のモード変換を伴う反射波が発生する。本論文の場合は後者で、変位を  $\mathbf{u} = (u, v)$  と表すと、次の波動方程式に支配される。

$$\rho_m \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \mu \Delta \mathbf{u} + (\lambda + \mu_m) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mathbf{F} \quad (11)$$

ここで、 $\lambda, \mu_m$  はラーメの弾性定数、 $\rho_m$  は物質密度である。

## 2.4 超音波の受信機構

EMATによる超音波の受信機構は送信機構と逆の過程となる。すなわちEMAT近傍の導体試料部分に超音波振動が到達すると、導体振動とEMATを構成する永久磁石の作る磁場との相互作用により試料中に渦電流が生じ、それによる磁場変動によりEMATコイルに電圧変化が生じる。このとき、(6)式の代わりに  $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$  項を考慮に入れて

$$\mathbf{J} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \times \mathbf{B}_0 \right) \quad (12)$$

ここで、 $\mathbf{B}_0$  はバイアス磁場(永久磁石)によって与えられる磁束密度で、空間座標を物質点に固定したLagrange形式で表している。(12)式を用いて送信過程と同様に式を変形すると、

$$\Delta \mathbf{A} - \mu \sigma \left( \nabla \phi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \times \mathbf{B}_0 \right) = 0 \quad (13)$$

$$\nabla \cdot \sigma \left( \nabla \phi + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \times \mathbf{B}_0 \right) = 0 \quad (14)$$

これらの式を連立して解くことにより  $\mathbf{A}$ 、 $\phi$  を求め、得られた結果を(4)式に代入するとEMATコイルに生じる電圧変化、すなわち受信信号が求められる。

## 3 EMATによる超音波探傷のシミュレーション

### 3.1 静磁場解析

まず2.1節のモデルに関して、永久磁石による静磁場を有限要素法を用いて解析する。永久磁石は一辺3mmの正方形状で、互いに5mm離れた場所にあり、内部の磁束密度を一様に1.0 [T]とする。このとき、解析領域全体(30mm×20mm)についてのベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  を求めるとFig.2のようになる。なお、計算領域の分割には一次元三角要素(最小長さ  $L=0.5\text{mm}$ )を用いた。

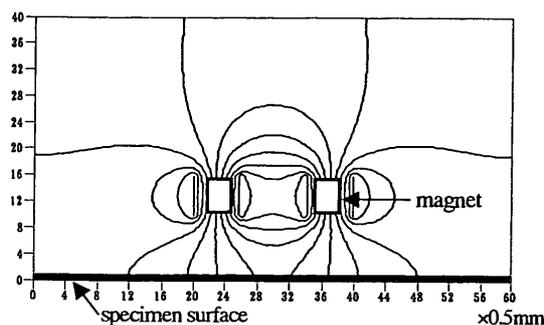


Fig. 2 Equipotential lines of static magnetic field around permanent magnets

### 3.2 渦電流解析

次にEMATコイルによって励起された磁界を求める。この場合  $\mathbf{A}$  と  $\phi$  は(7)、(8)式から計算される。3.1節で考えた領域のうち、30mm×20mmの領域(そのうち30mm×10mmはAl試料)の電磁場を有限要素法を用いて解析する。コイル(1mm×1mm)は銅製で試料から1mm離れたところにお互い7mm離して設置した。これに最大振幅  $1.0 \times 10^7 [\text{A}/\text{m}^2]$ 、周波数1.0 [MHz]の正弦波駆動電流を、中央を境にして左右のEMATコイルで符号が逆になるよう与える。Fig.3はコイルに駆動電流最大振幅を与えたときの渦電流密度分布であり、この図より渦電流がEMATコイルに面した試料表面付近に局所的に発生していることが分かる。

### 3.3 導体試料中に励起されるローレンツ力

静磁場内に渦電流密度  $\mathbf{J}_e$  が励起された場合、導体試料中には単位体積あたり(9)式のようなローレンツ力  $\mathbf{F}$  が働く。上記と同様のモデルにおいて、ローレンツ力分布を求めた。  $t = 2.5 \times 10^{-7} \text{sec}$  (印加電流の1/4周期)での結果を、 $x$ 方向成分をFig.4(a)に、 $y$ 方向成分をFig.4(b)に示す。この図より、本EMATは横波だけでなく、大きさは小さいが縦波も励起することがわかる。また、コイルおよび磁石の対称性から、 $F_x$  は対象、 $F_y$  は反対称となることも分かる。

### 3.4 弾性波の伝播解析

3.3節で求めたローレンツ力分布によって励起された弾性波の伝播解析を行う。ここでは導体試料中心部に10mm×2mmのスリット状欠陥が存在し、試料の中央から1.0mmのリフトオフを設けてEMATを置いた場合について考える。計算は差分法を適用して、時間

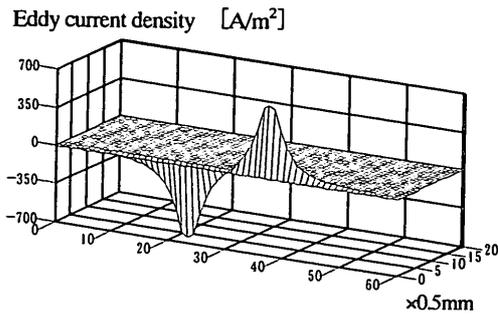
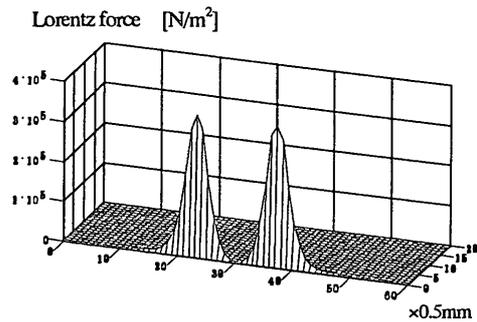
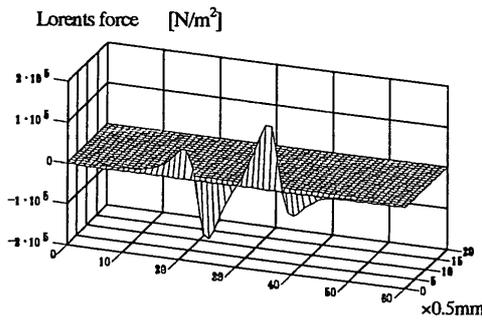


Fig. 3 Eddy current distribution in conductive material by EMAT coil

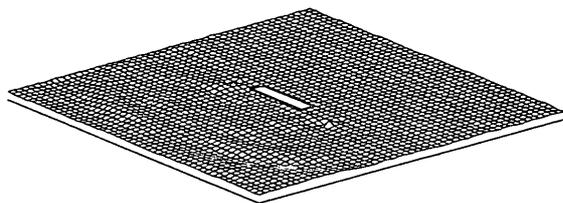


(a) Lorentz force parallel to specimen surface

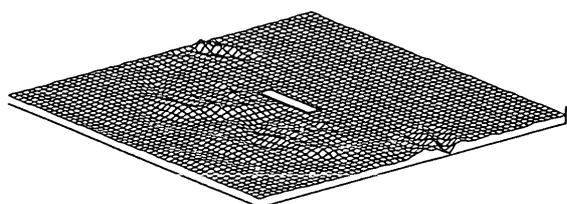


(b) Lorentz force normal to specimen surface

Fig. 4



(a) Longitudinal



(b) Transverse

Fig. 5 Wave fields around a crack

差分を 1.0[ns], 空間差分  $dx=dy=0.5$ [mm] とした。同時刻における変位の発散  $\nabla \cdot \mathbf{u}$  と回転  $(\nabla \times \mathbf{u})_z$  を Fig.5(a) (b) に示す。なお、変位の発散は縦波 (P 波) を表し、回転の z 方向成分は横波 (SV 波) を表している。Fig5(b) より、横波が欠陥部分で反射および回折していることが分かる。また Fig.5(a) より、同じ時刻において縦波の反射波が見られるが、これは以下で説明するように横波から縦波へのモード変換のためである。すなわち、Fig.4(a)(b) から縦波入射波の振幅が横波に比べてかなり小さいことが予想され、Fig.5(a) の縦波反射波の振幅が縦波入射波によるものではないこと。さらに、この図より逆算した縦波反射波の発生時刻が横波入射波の到達時刻と同時刻であることが確かめられる。すなわち、Fig.5(a) に見られる縦波の反射波は横波の衝突により欠陥の端で縦波が反射してモード変換が行われていることを意味する。

#### 4 EMAT による内部欠陥の可視化

##### 4.1 受信波形のデ・コンボリューション

EMAT の受信波形は弾性波解析によって得られる変位を入力として EMAT コイルに生じる電圧変化で与えられる。Fig.6 は 3.4 節の場合の受信波形である。第 1 のピークは入射波であり、 $16.5\mu\text{s}$  付近にある第 2 ピークおよび  $33.0\mu\text{s}$  付近にある第 3 のピークはそれぞれ、欠陥表面および試料の反対側境界から反射した横波である。前章では、本 EMAT から縦波も励起されると述べたが、反射波形の到達時間から縦波が明瞭には受信されていないことが分かる。これは以下の理由によるものと考えられる。まず、Fig.4(a) (b) より、同じ印加電流に対して材料表面付近の平行、及び垂直方向のローレンツ力の比は 4 倍程度であり、励起及び反射して材料表面に到達する横波は縦波よりも 4 倍程度大きい振幅を持つ。また、超音波の受信過程では送信過程と逆のプロセスによって超音波による振動がコイルにおける電圧変化をもたらすため、この振動-電圧の変換効率は平行方向の振動の方が垂直方向のそれ

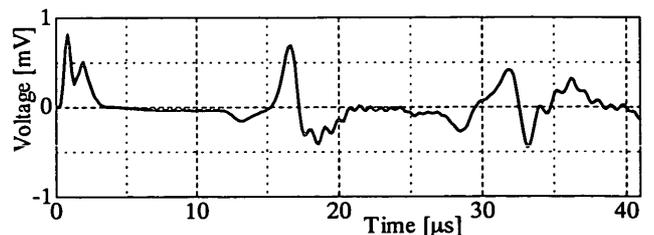


Fig. 6 Received waveform by EMAT

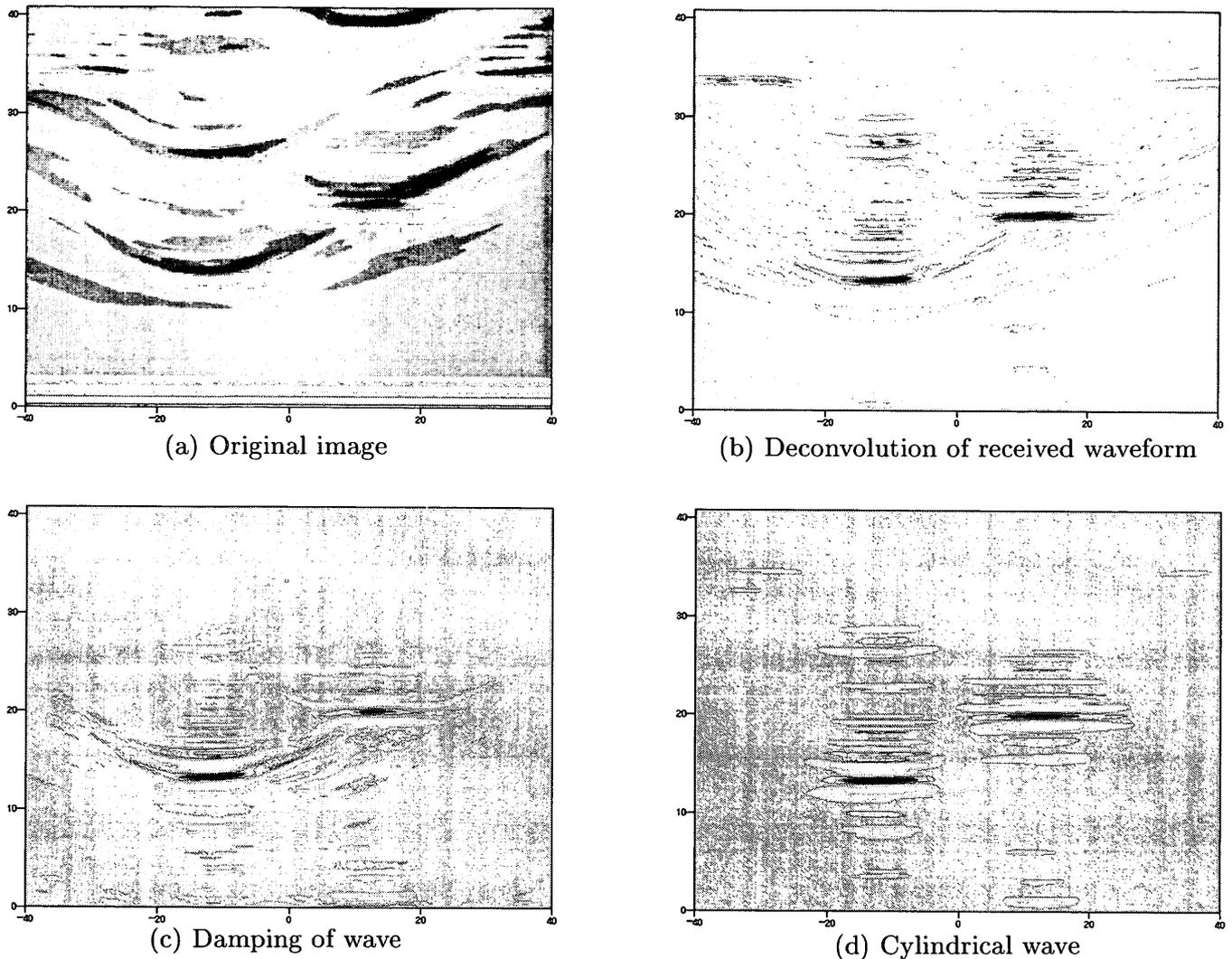


Fig. 7 Ultrasonic images of defects by EMAT

よりも4倍程度大きい。以上の2つの相乗効果により受信過程において縦波の影響は非常に小さくなりほぼ無視できる。このように単一のモードの波だけが受信される特性は、波の到達時間を距離に換算することが容易となるので、超音波探傷においては都合がよい。

$f(t)$  を入射波形、 $g(t)$  を反射波形とし、考えている波の速度で往復して  $\tau_1, \tau_2 \dots$  の時間の位置に欠陥などの波を反射する点があると仮定する。それぞれの反射点における反射係数を  $a_1, a_2 \dots$  とすると、反射波形は以下のように表される。

$$g(t) = a_1 f(t - \tau_1) + a_2 f(t - \tau_2) + \dots \quad (15)$$

さらに一般的に反射点が連続的に分布しているとし、 $a(\tau)$  を波の速度で  $\tau$  の時間の位置における反射係数とすると、反射波  $g(t)$  は、 $f(t)$  のコンボリューションで表せる。

$$g(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) f(t - \tau) d\tau \quad (16)$$

式(22)はフーリエ変換によって次のようになる。

$$G(\omega) = A(\omega)F(\omega) \quad (17)$$

したがって、反射係数  $a(\tau)$  は  $G(\omega)/F(\omega)$ 、すなわち反射波と入射波のフーリエ・スペクトルの比の逆フーリエ変換から求められる。

$$a(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{G(\omega)}{F(\omega)} e^{i\omega t} d\omega \quad (18)$$

このように受信波形に対してデ・コンボリューション処理を行うことにより、反射点すなわち欠陥の位置がより明確になることが期待できる。例えば、式(15)のように特定の点において強い反射がある場合の(18)で与えられる反射係数は、理論的にはその時間にピークを持つデルタ関数となる。

#### 4.2 欠陥の可視化と走査画像の改善

EMAT を試料表面に沿って直線的に走査して、欠陥の探傷と画像化のシミュレーションを行う。本解析では EMAT を試料の中心から 0.5mm 刻みで、左右 40mm の範囲で移動させ、それぞれの位置における EMAT コイルの検出電圧を求めた。Fig.7(a) は試料中央部に 10mm×2mm と 20mm×2mm の 2 つの欠陥を配置した場合の超音波の原画像である。すなわち、Fig.6 で与えられるような受信波形を、横軸が EMAT の位置 (mm)、縦軸が時間 ( $\mu\text{s}$ ) となるようにとり、受信波形の変位を濃淡で表現している。Fig.6 から分かるように送信波形と受信波形はそれぞれ幅をもったパルスなので、画像も欠陥の表面が明瞭には現れていない。それぞれの位置において受信した波形に対して、前節のデ・コンボリューション処理を施すと、Fig.7(b) の画像が得られる。欠陥表面や反対側境界の反射点が明確になっている。欠陥端から斜めに出ている線は、横波の衝突によって縦波を含む円柱状の波が欠陥端から反射したためであり、欠陥と境界以外の像は、欠陥と試料表面で波が多重反射した結果のゴーストである。実際の探傷試験においては、超音波の減衰があり多重反射や試料面からの反射波の影響は軽減される。このような効果を考慮に入れて、受信波形に時間と共に減衰するような係数を掛けると、Fig.7(c) の画像が得られ、欠陥以外の像を除くことができる。

ここまでの画像化では、波を EMAT から垂直に入射し、欠陥からも垂直に反射する平面波であると仮定してきた (リニアスキャン)。しかし、Fig.5 で示さ

れているように、EMAT から入射波は放射状に広がり、欠陥からの反射波も円筒波に近いものであると考えられる。従って、探触子から斜め方向に入射し、反射してくる波も受信波形には含まれてしまう。以上のことを考慮にいれ、材料内部の反射点の可能性がある位置を探触子から同心円状に配置する (セクタスキャン)。探触子を材料表面でスキャンする際、欠陥などの反射点は探触子が異なる位置にある場合でも常に反射点の可能性がある同心円上に位置するので、それらを積算したスキャン画像においてその位置がより明瞭になる。さらに、EMAT が放射状に波を入射あるいは受信する感度には方向性があり、垂直方向に最も感度が良いと仮定する。このようにして作成した超音波画像が Fig.7(d) である。この図では Fig(a) - Fig(c) における欠陥端からの斜めの像が消滅し、欠陥の像がより明瞭になり、実際のサイズにより近くなっていることが分かる。

(2002 年 5 月 10 日受付)

#### 参考文献

- [1] 日本材料科学会編, 先端材料シリーズ, 超音波と材料, (1992).
- [2] 超音波便覧編集委員会編, 超音波便覧, (1999).
- [3] 荻, 平尾, 福岡, 電磁超音波探触子を用いたレール軸力の音弾性測定, 日本機械学会論文集 A 編, (1994-3), pp.291-297.
- [4] R. Ludwig and X.-W. Dai, J. Appl. Phys., Vol.60 (1991), pp.89-98.
- [5] R. B. Thompson, Physical Acoustics 19, Academic Press, New York, (1988), p.167.
- [6] 坪井始編著, 数値電磁解析法の基礎, 養賢堂