計算数理工学論文集 Vol. 18 (2018 年 12 月), 論文 No. 11-181201 JASCOME

時間反転法を用いたL字型CFRP中の欠陥形状再構成

SHAPE RECONSTRUCTION OF A DEFECT IN L-SHAPED CFRP USING TIME-REVERSAL METHOD

前原　佑 [1), 斎藤　隆泰 [2)]

Yu MAEHARA and Takahiro SAITOH

1) 群馬大学大学院理工学府　修士課程　(〒 376-8515　群馬県桐生市天神町 1-5-1,　E-mail:t14303088@gunma-u.ac.jp)
2) 群馬大学大学院理工学府　准教授　(〒 376-8515　群馬県桐生市天神町 1-5-1,　E-mail:t-saitoh@gunma-u.ac.jp)

This paper is concerned with the reconstruction of a defect in L-shaped unidirectional carbon fiber reinforced plastic (CFRP). After the fundamental anisotropic elastodynamic theory is discussed, the finite element formulation used in this study, modeling of the L-shaped CFRP region, and the formulation for time-reversal method are introduced. The finite element method (FEM) is utilized to obtain scattered ultrasound wave data from a defect in the curved area of L-shaped CFRP. The scattered ultrasound waves obtained by the FEM are time-reversed and sent back to the defect to implement the defect shape reconstruction using the proposed time-reversal method. Some shape reconstruction results are demonstrated to verify the time-reversal method.

Key Words: L-shaped CFRP, Time-reversal method, Anisotropic elastodynamics, FEM.

1. はじめに

本論文では, L 字型に成形された炭素繊維強化プラスチック (CFRP: Carbon Fiber Reinforced Plastic) の屈曲部分における層間剥離を再構成する方法について検討する. CFRP は, 無数の炭素繊維をエポキシ樹脂と複合させることにより, 炭素繊維積層シートを作成し, その後, 炭素繊維積層シートを重ね合わせ, 成形された材料である. 一般的に, CFRP は, 軽量で高強度, 耐腐食性の性質を示す一方で, その積層構造が原因で, 音響異方性の性質を示し, 力学特性が複雑になることが知られている. 近年, 航空宇宙, 土木・建設分野等への応用が進められており, 今後更なる用途拡大が予想される. 現状では, 単なる薄板としての構造に留まらず, L 字型等の様々な形状に加工した上での利用も検討されている. しかしながら, 例えばL字型に加工・成形された CFRP は, 外部圧力状態や複雑形状が原因で, 炭素繊維積層シートが完全に接着せず, 層間剥離が生じる可能性があることが指摘されている [(1)]. そのため, 事前に未接着部分を検出する方法を検討しておくことが望ましい. CFRP 中の欠陥形状再構成に関する研究は, いくつか行われており, 例えば, Spies ら [(2)] は, 開口合成法 (SAFT: Synthetic Aperture Focusing Technique)[(3)] を用いて, CFRP 中の横穴の再構成を行っている. 一方, 斎藤ら [(4)(5)], 稲垣ら [(6)] は, 逆散乱解析法を用いた音響異方性材料中の欠陥形状再構成手法を開発している. しかしながら, これらの欠陥形状再構成手法は, いずれも均質な異方性弾性波動場を解析対象としたものである. そのため, L 字型 CFRP の屈曲部分のように異方性の度合いが変化する領域内部の欠陥形状再構成に適用することは難しい. ゆえに, L 字型 CFRP の屈曲部分に対する欠陥形状再構成手法の開発が望まれている. このような背景の中, 近年, Fink[(7)] によって提案された時間反転法に注目が集まっている. 時間反転法とは, 弾性波伝搬の可逆性・相反性を利用した逆解析手法であり, 近年では, その時間反転法を非破壊評価へ応用する研究もいくつか行われている [(8)]. 時間反転法では, 弾性波動場の均質性は必ずしも要求されないため, 本研究で対象とするような異方性の影響が変化する領域内部の欠陥形状再構成に適用できる可能性を秘めている. そこで, 本研究では, L 字型 CFRP 中の屈曲部分に存在する欠陥に対して時間反転法を適用することを試みる. なお, ここでは計測実験の代わりに, 有限要素法 (FEM) を用いて, L 字型一方向 CFRP 中の欠陥からの散乱波形データを取得した後, それらを時間反転させたものを入力波形として再入射し, 時間反転解析を行い, 欠陥形状再構成を行う. また, 再入射させた超音波の収束性, すなわち欠陥位置を定量的に評価するため, 入射波と時間反転波のクロススペクトルを定義することで, 欠陥位置を評価する. 以下では, 解析に必要な異方性弾性波動論について簡単に説明した後, 本研究で用いる FEM の定式化を示す. 次に, 繊維方向が連続的に変化する L 字屈曲部分のモデル化の方法, 時間反転法とクロススペクトルについて説明する. 最後に, 欠陥形状再構成結果を示すことで, 本手法の有効性, 妥当性について検討する.

2018 年 9 月 14 日受付，2018 年 10 月 26 日受理
¶Dedicated to the memory of Prof.Shoichi KOBAYASHI

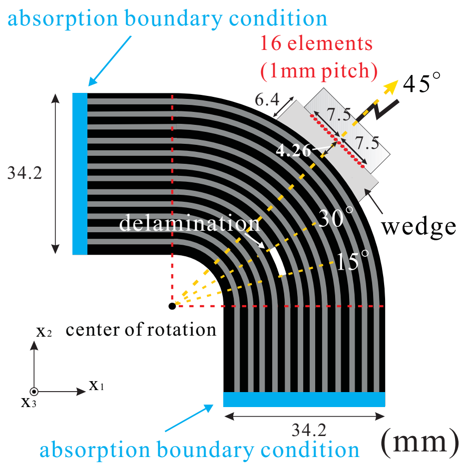

Fig. 1　Analysis model for L-shaped CFRP.

2. 解くべき問題

複雑 CFRP 構造として Fig.1 のような L 字型形状の CFRP について考える. 本解析で対象とする元々の CFRP は, 炭素繊維が一方向に配向される一方向 CFRP とし, それを屈曲させたものとなる. Fig.1 に解析モデルの形状と寸法を示す. 幾何座標系は水平方向に x_1 軸, 鉛直方向に x_2 軸を取る. Fig.1 の L 字型 CFRP 中の灰色曲線は, 炭素繊維の配向方向を示している. そのため, 屈曲部分では, 繊維方向が連続的に変化することとなる. 層間剥離は, Fig.1 の L 字部分の回転の中心 (center of rotation) より, 15° から 30°, 半径 23mm の位置にあるとした. なお, 実際の層間剥離を想定する場合, 厚さを考慮せずに解析を行うことが力学的・数理的にも望ましい. しかしながら, 本研究では, 有限要素法を用いること, 実務への応用を優先し, 層間剥離を厚さ 1.92mm の空洞に見立て, 解析を行うこととする. ウェッジは, Fig.1 の L 字部分の回転の中心 (center of rotation) より, 45° 線上を中心とし, ウェッジ角 45° で幅 24.5mm のものを, L 字型 CFRP に取り付けた. 超音波の送受信は, フェーズドアレイ探触子の利用を想定する. 超音波フェーズドアレイ探触子は, 受信点間隔 1mm の 16 点のアレイ素子から成り, ウェッジの中心に設置し, 独立に散乱波を送受信することを想定する. 素子からの超音波は簡単のため, 点波源でモデル化する.

3. 異方性弾性波動の基礎式

本節では, 異方性弾性波動論の基礎式を示す. 通常, 異方性弾性波動論は 3 次元問題として取り扱うため, 本節では, 3 次元問題として取り扱う.

3.1. 基礎式

以下では, 特に断りのない限り, 右下添字は総和規約に従うとする. 弾性波変位 $u_i(\boldsymbol{x},t)$ は位置 $\boldsymbol{x}$, 時刻 t において, 物体力を無視すると, それぞれ次の運動方程式と構成方程式を満足する.

$$\sigma_{ij,j}(\boldsymbol{x},t) = \rho \ddot{u}_i(\boldsymbol{x},t) \quad \text{(運動方程式)} \tag{1}$$

$$\sigma_{ij}(\boldsymbol{x},t) = C_{ijkl}u_{k,l}(\boldsymbol{x},t) \quad \text{(構成方程式)} \tag{2}$$

ここで, $\sigma_{ij}(\boldsymbol{x},t)$ は応力, ρ は異方性材料の密度, $[\,]_{,i}$ は空間微分 $\partial/\partial x_i$ を, $\dot{[\,]}$ は時間に関する微分を表す. また, C_{ijkl} は弾性定数を表す. ただし, 弾性定数 C_{ijkl} は, 異方性弾性波動問題の場合は Voigt 標記された弾性定数 $C_{\alpha\beta}(\alpha,\beta=1,\ldots,6)$ を用いると便利であるため, 本論文でもそのように扱うこととする. C_{ijkl} と $C_{\alpha\beta}$ の関係式は, 次式で示される.

$$\alpha = \begin{cases} i & : (i=j) \\ 9-(i+j) & : (i \neq j) \end{cases} \tag{3}$$

$$\beta = \begin{cases} k & : (k=l) \\ 9-(k+l) & : (k \neq l) \end{cases} \tag{4}$$

3.2. 群速度曲線

異方性弾性体を伝搬する弾性波は, 等方弾性体を伝搬する弾性波と比較し, 複雑なものとなる. 数値解析結果の妥当性を検討するには, 群速度曲線を用いて予め異方性材料中の波動伝搬挙動を予測しておくことが望ましい. 群速度曲線は, 式 (1) に, 平面波の一般形を代入することで求まる Christoffel 方程式 [9] から, 最大で 3 つの固有値とそれに対応する固有ベクトルを求め, 全方向の群速度を算出し, 各方向に対してそれらをそれぞれプロットしたものである. すなわち, 材料中を伝搬する弾性波がどの方向に, どのような速さで伝搬するかを示したものである. 例として, Fig.2 (a) に本研究で扱う L 字型 CFRP の元となる一方向 CFRP の群速度曲線を, 比較のため Fig.2 (b) に等方性材料に対する群速度曲線をそれぞれ示す. ただし, Fig.2 (a), (b) は, いずれも x_1-x_2 面における群速度曲線を示していることに注意されたい. なお, 一方向 CFRP に対する弾性定数は次の式 (5) のように与えた.

$$C_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 16.3 & 3.72 & 4.96 & 0 & 0 & 0 \\ & 155.4 & 3.72 & 0 & 0 & 0 \\ & & 16.3 & 0 & 0 & 0 \\ & & & 7.48 & 0 & 0 \\ & \text{sym.} & & & 3.37 & 0 \\ & & & & & 7.48 \end{bmatrix} \text{[GPa]} \tag{5}$$

また, 等方性材料に対する弾性定数は, C_{11}=259.7, C_{12}=103.9(単位は GPa) とした. 一方向 CFRP, 等方性材料それぞれの密度 ρ は ρ=1600, 7800(kg/m^3) で与えた. Fig.2 (a) より, 一方向 CFRP では, 異なる 3 種類の弾性波が存在することがわかる. これらは, qP 波と呼ばれる擬似縦波, qS1 波, qS2 波と呼ばれる 2 つの擬似横波として区別される. 一方向 CFRP では, qP 波は繊維の配向方向に速く伝搬することがわかる. また, qS1 波は波形がクロスした形となり, 複雑な波面を形成する. 一方 Fig.2 (b) より, 等方性材料中では, 縦波である P 波と横波である S 波の 2 種類の弾性波が存在し, それらは同心円状に伝搬することがわかる. このように, 一方向 CFRP の場合, 弾性波の挙動は等方性材料中とは全く異なる挙動を示すことがわかる.

4. 異方性弾性波動問題に対する有限要素法の定式化

次に, 本研究で用いる異方性弾性波動問題に対する有限要素

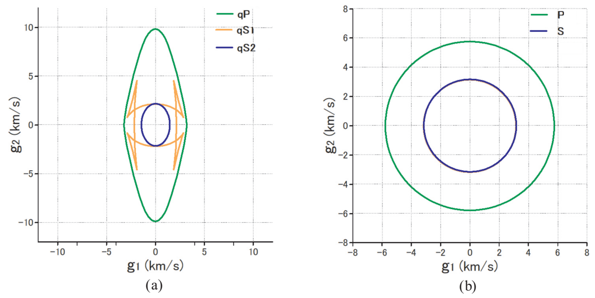

Fig. 2 Group velocity curves of (a) unidirectional CFRP and (b) isotropic material.

素法の定式化を示す. 本研究で扱う一方向 CFRP は, x_1-x_2 面内を伝搬する波動伝搬問題を面内問題と面外問題に分離して計算することが出来る. そこで, ここでは, x_1-x_2 面における 2 次元面内問題として話を進めることとする.

4.1. 有限要素法の定式化

式 (1) の運動方程式に式 (2) の構成方程式を代入し, アイソパラメトリック正方形一次要素を用いて, 解析領域の空間離散化を行う [10]. 形状関数 $N_\alpha(\alpha=1,...,4)$ を重み関数として乗じた後, 要素 e の領域 v_e で積分し, Gauss-Green の定理を用いて式を整理すると, 最終的に次の有限要素方程式を得る.

$$\sum_{e=1}^{m}\sum_{\beta=1}^{4}\Big[\int_{v^e} C_{ijkl}N_{\alpha,k}N_{\beta,j}dvu_{l\beta}^e + \int_{v^e}\rho N_\alpha N_\beta dv\ddot{u}_{i\beta}^e - \int_{S^e}N_\alpha N_\beta ds t_{i\beta}^e\Big]=0 \quad (6)$$

ただし, m は全有限要素数, S_e は有限要素 e の境界である. ここで, 式 (6) をマトリクス表示すると

$$[K]\{u_i\}+[M]\{\ddot{u}_i\}-\{T_i\}=0 \quad (7)$$

となる. $[K]$ は全体剛性マトリクス, $[M]$ は全体質量マトリクス, $\{u_i\}$ は節点変位ベクトル, $\{T_i\}$ は表面力ベクトルを表す.

4.2. 吸収境界条件の適用

本解析では Fig.1 の吸収境界条件 (absorption boundary conditon) に, 簡単のため, 仮想減衰である Rayleigh 減衰を用いる. Rayleigh 減衰を考慮した場合, 式 (7) は次式で与えられる.

$$[K]\{u_i\}+[C]\{\dot{u}_i\}+[M]\{\ddot{u}_i\}-\{T_i\}=0 \quad (8)$$

ここで, $[C]$ は減衰マトリクスである. 減衰マトリクス $[C]$ は,

$$[C]=\alpha[M]+\beta[K] \quad (9)$$

で与える. ここで, α,β はそれぞれ質量比例係数, 剛性比例係数であり, α,β の値によって減衰率が変化する. 本研究では, 吸収境界以降の有限要素に適当な α,β を与え, それ以外では, α,β の値をゼロで与える. 次に, 第 n ステップにおける変位の一階時間微分 $\{\dot{u}_i\}_n$, 二階時間微分 $\{\ddot{u}_i\}_n$ を, それぞれ中心差分式で近似すると, 次の式を得る.

$$\{\dot{u}_i\}_n=\frac{\{u_i\}_{n+1}-\{u_i\}_{n-1}}{2\Delta t} \quad (10)$$

$$\{\ddot{u}_i\}=\frac{\{u_i\}_{n-1}-2\{u_i\}_n+\{u_i\}_{n+1}}{(\Delta t^2)} \quad (11)$$

ここで Δt は時間増分である. 式 (8) に, 式 (9), 式 (10), 式 (11) を代入し整理すると, 次の式を得る.

$$\Big\{\frac{\beta}{2\Delta t}[K]+(\frac{1}{\Delta t^2}+\frac{\alpha}{2\Delta t})[M]\Big\}\{u_i\}_{n+1}=\Big[-\Big\{[K]-\frac{2}{(\Delta t^2)}[M]\Big\}\{u_i\}_n + \Big\{\frac{\beta}{2\Delta t}[K]+(\frac{\alpha}{2\Delta t}-\frac{1}{\Delta t^2})[M]\Big\}\{u_i\}_{n-1}\Big] \quad (12)$$

式 (12) を解くために, 全体質量マトリクス $[M]$ に集中化を施し, 式 (12) に初期条件を代入し, 逐次的に解くことで第 n ステップにおける変位 $\{u_i\}_n$ を求めることができる.

5. 一方向 CFRP 屈曲部分のモデル化

本節では, 一方向 CFRP 屈曲部分のモデル化に必要な, 弾性定数の決定方法について説明しておく. CFRP の音響異方性は, CFRP 中の繊維の配向に依存する. そのため CFRP の L 字部分のモデル化には繊維方向に応じた弾性定数を与える必要がある. 今, L 字部分の繊維方向は Fig.3 の屈曲部分の灰色曲線で示すように, 連続的に変化すると仮定すれば, 弾性定数の変化も連続であると考えられる. ここでは, 繊維方向に依存した弾性定数を求め, 対応する各有限要素に求めた弾性定数を与えることとする. 弾性定数は Fig.3 に示すように, 回転中心水平方向からの角度 θ の関数で導出する. その詳細は, 省略するが, L 字屈曲角 θ における Voigt 表記された弾性定数 $C'_{\alpha\beta}$ は次のように与えられる.

$$\begin{aligned}
C'_{11}=&\cos^2\theta(C_{11}\cos^2\theta+C_{21}\sin^2\theta)\\
&+\sin^2\theta(C_{12}\cos^2\theta+C_{22}\sin^2\theta)+4C_{66}\cos^2\theta\sin^2\theta\\
C'_{12}=&\sin^2\theta(C_{11}\cos^2\theta+C_{21}\sin^2\theta)\\
&+\cos^2\theta(C_{12}\cos^2\theta+C_{22}\sin^2\theta)-4C_{66}\cos^2\theta\sin^2\theta\\
C'_{16}=&-\cos\theta\sin\theta(C_{11}\cos^2\theta+C_{21}\sin^2\theta)+\cos\theta\sin\theta\\
&(C_{12}\cos^2\theta+C_{22}\sin^2\theta)+2C_{66}\cos\theta\sin\theta(\cos^2\theta-\sin^2\theta)\\
C'_{22}=&\sin^2\theta(C_{11}\sin^2\theta+C_{21}\cos^2\theta)\\
&+\cos^2\theta(C_{12}\sin^2\theta+C_{22}\cos^2\theta)+4C_{66}\cos^2\theta\sin^2\theta\\
C'_{26}=&-\cos\theta\sin\theta(C_{11}\sin^2\theta+C_{21}\cos^2\theta)+\cos\theta\sin\theta\\
&(C_{12}\sin^2\theta+C_{22}\cos^2\theta)-2C_{66}\cos\theta\sin\theta(\cos^2\theta-\sin^2\theta)\\
C'_{66}=&(C_{11}+C_{22})\cos^2\theta\sin^2\theta\\
&-2C_{12}\cos^2\theta\sin^2\theta+C_{66}(\cos^2\theta-\sin^2\theta)^2
\end{aligned} \quad (13)$$

ただし, $C_{\alpha\beta}$ は Fig.3 における鉛直領域 (vertical region) での弾性定数であり, 具体的には, 式 (5) で与えた弾性定数を表す. 式 (13) より, Fig.3 中の L 字屈曲角 θ に応じた弾性定数を, 前節で説明した有限要素法に用いることで, 屈曲部分の音響異方性を適切に評価することができる. 式 (13) を用いて, Fig.3 における 15°, 45°, 75° 方向の群速度曲線を求めた例を, それぞれ Fig.3 (a), (b), (c) に示しておく.

6. 時間反転法と欠陥形状再構成

本節では, 時間反転法と, 時間反転法を利用した欠陥形状再構成の原理について簡単に説明しておく. 詳細については, 例えば文献 [7][11] 等を参照されたい.

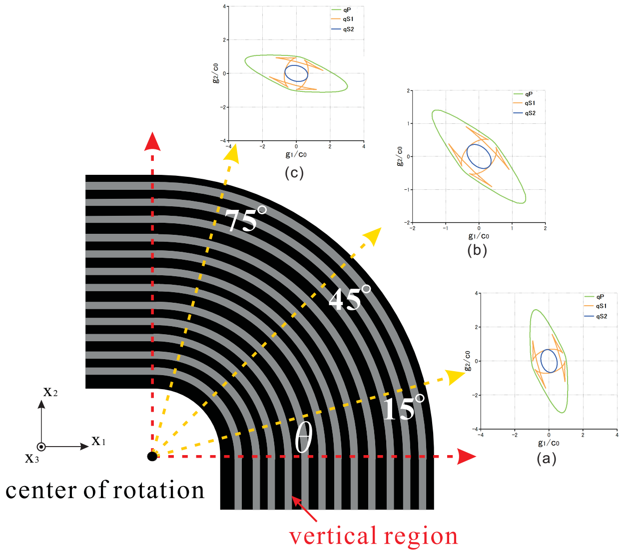

Fig. 3　Enlarged view of L-shaped CFRP curved area and group velocity curves for (a) $\theta = 15^\circ$, (b) $\theta = 45^\circ$, and (c) $\theta = 75^\circ$.

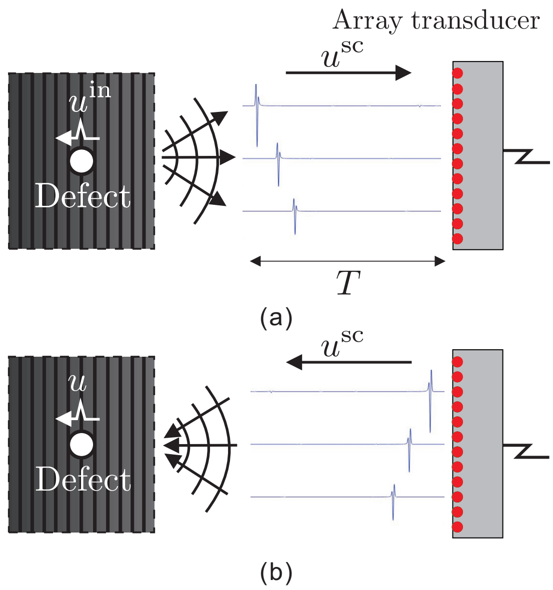

Fig. 4　Conceptual scheme of time-reversal method (a)scattered wave forms received by elements of an phased array transducer (b)time-reversed waves to a defect.

6.1. 時間反転法

時間反転法は, 弾性波伝搬の相反性・可逆性を利用した方法である. 今, 欠陥の表面 S の位置を $\boldsymbol{y}$ とする. Fig.4(a) に示すように, 入射波 $u_i^{\rm in}$ が欠陥に到達して散乱され, 散乱波が M 個のアレイ素子上の各点 $\boldsymbol{z}^m$ で計測されるとする. このとき, 素子 $\boldsymbol{z}^m$ で計測される散乱波 $u_i^{\rm sc}(\boldsymbol{z}^m, t)$ は

$$u_i^{\rm sc}(\boldsymbol{z}^m, t) = \int_S G_{ij}(\boldsymbol{z}^m, \boldsymbol{y}, t) * u_j^{\rm in}(\boldsymbol{y}, t) dS_y \qquad (14)$$

で表される. ただし, G_{ij} は対象とする弾性波動場の二重層ポテンシャル, $*$ は畳込み積分である. なお, ここでは, 簡単のため, ボルン近似 [12] を用いて欠陥表面 S 上の散乱波 $u_i^{\rm sc}$ を表している. 一方, 時間領域に対応する周波数領域の物理量を $\tilde{[\,]}$ を用いて表すこととし, 時間 t に対応する角周波数を ω とすると, 式 (14) は, 周波数領域において, 次の式で表される.

$$\tilde{u}_i^{\rm sc}(\boldsymbol{z}^m, \omega) = \int_S \tilde{G}_{ij}(\boldsymbol{z}^m, \boldsymbol{y}, \omega) \tilde{u}_j^{\rm in}(\boldsymbol{y}, \omega) dS_y \qquad (15)$$

次に, Fig.4 (b) に示すように, 超音波の計測時間を T とし, アレイ素子 S_a で受信した散乱波を時間反転させた $u_j^{\rm sc}(\boldsymbol{z}^m, T-t)$ を再入射させれば, 最終的に, 周波数領域における観測点 $\boldsymbol{x}$ について, 次の式を得る.

$$\mathcal{F}\{u_i(\boldsymbol{x}, t)\}(\omega) = \int_{S_a}\int_S \tilde{G}_{ij}(\boldsymbol{x}, \boldsymbol{z}^m, \omega)\tilde{G}_{ij}(\boldsymbol{z}^m, \boldsymbol{y}, \omega)\tilde{u}_j^{\rm in}(\boldsymbol{y}, \omega) dS_y dS_z \qquad (16)$$

ここで, $\mathcal{F}$ はフーリエ変換を表す. 式 (16) より, 欠陥位置 $\boldsymbol{y}$ において時間反転波は最も振幅が大きくなり, 入射波 $u_i^{\rm in}$ と位相的に似た形となる. すなわち, 時間反転法は, 各素子からの時間反転波の収束位置により, 欠陥位置を特定する方法となっている. しかしながら, 単に時間反転波を再入射させただけでは, 欠陥位置を定量的に特定できたとは言えない. そこで, 本研究では, クロススペクトルを定義し, 定量的に欠陥形状を評価 [11] することを試みる.

6.2. 欠陥形状再構成

クロススペクトル [13] を用いた欠陥形状再構成について簡単にまとめておく. 最初の入射波である $u_i^{\rm in}(\omega)$ と, 時間反転波のフーリエ変換 $u_i(\omega)$ で, これらのクロススペクトル $I_i(\boldsymbol{x})$ を定義する. クロススペクトルは, 次の式で表される.

$$I_i(\boldsymbol{x}) = \int u_i^*(\boldsymbol{x}, \omega) u_i^{\rm in}(\boldsymbol{x}, \omega) d\omega \qquad (17)$$

ここで, $[\,]^*$ は複素共役を表す. 式 (17) は, クロススペクトルの絶対値 $|I|(=\sqrt{I_1^2 + I_2^2})$ が最大値を取るとき, 入射波である $u_i^{\rm in}$ と時間反転波である u_i の相関関係が強く, 欠陥形状再構成を特定できることを示している. 本解析では, 有限要素法を用いているため, 有限要素の各節点においてクロススペクトルを算出し, 欠陥形状再構成を行うこととする.

7. 数値解析例

以下, 数値解析例を示す. まず, 計測実験の代わりに, 数値解析を用いて欠陥からの散乱波 $u_i^{\rm sc}$ を求める (順解析). その後, 時間反転法を用いて Fig.1 の L 字型一方向 CFRP 中の欠陥位置推定を試みる. なお, 比較のため, 同条件下における等方性材料中の欠陥推定も実施する. それぞれの解析に用いる弾性定数は 3 節で示したとおりであり, ウェッジ材料は, 一般的に用いられるポリスチレンとし, 弾性定数を C_{11}=6.048, C_{12}=1.388(単位は GPa), 密度を ρ=1050(kg/m^3) で与えた.

7.1. 順解析

まず, 層間剥離からの散乱波 $u_i^{\rm sc}$ を得るための順解析結果を示す. 有限要素法解析では, L 字型 CFRP を有限要素数 m=67195 の正方形要素で離散化し, 時間増分 Δt は Δt=0.1(ns) とした. 入射波は, 超音波フェーズドアレイ探触子の左端より

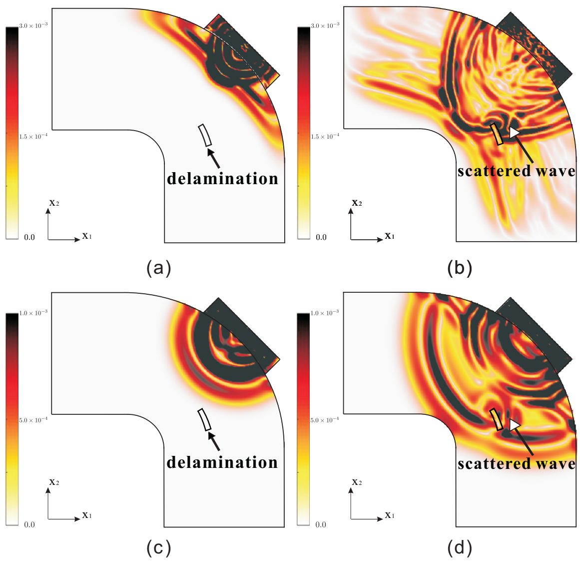

Fig.5 Forward analysis results for (a)-(b) CFRP and (c)-(d)isotropic material.

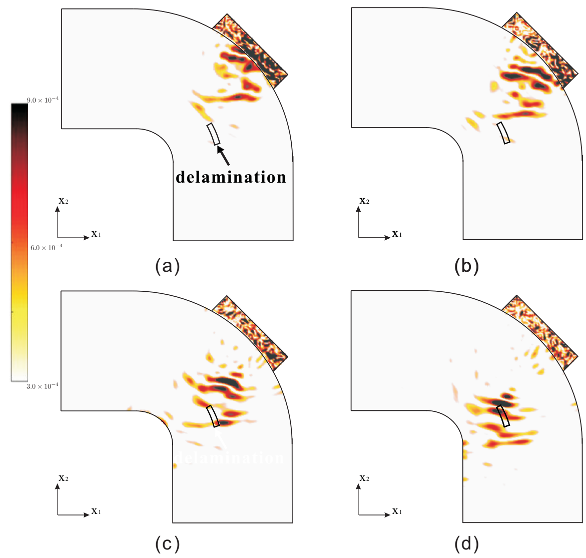

Fig. 6　Time-reversed simulation results for CFRP at (a)1300Δt, (b)1500Δt, (c)1800Δt , and (d)2060Δt.

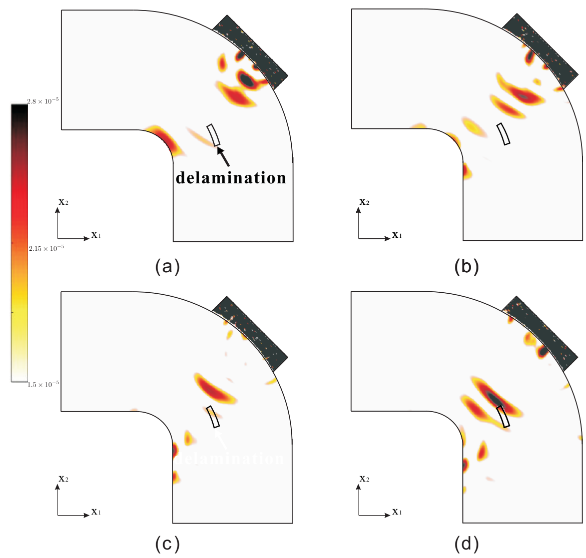

Fig. 7　Time-reversed simulation results for isotropic material at (a)900Δt, (b)1000Δt, (c)1100Δt , and (d)1160Δt.

8 点目のアレイ素子から, 次の Ricker 波を 1 波与えた.

$$u_i^{\mathrm{in}}(\boldsymbol{x}, t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\Big(\alpha - 0.5\Big)\exp(-\alpha)$$
$$\alpha = \left[\left(\frac{\pi(t - t_s)}{t_p}\right)\right]^2 \tag{18}$$

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. ただし, 中心周波数は f_p = 500kHz としている. Fig.5 (a), (b) および Fig.5 (c), (d) に, それぞれ CFRP, および等方性材料に対して行った順解析結果を示す. なお, Fig.5 は層間剥離周辺の変位の絶対値 $|\boldsymbol{u}|$ を示しており, 層間剥離の位置と形状は, 白線で示してある. Fig.5 (a), (b) の L 字屈曲部分に注目すると, CFRP では弾性波は繊維方向へ速く伝搬し, 異方性の影響を見て取れる. 一方, Fig.5 (c), (d) の等方性材料の場合は, そのような傾向は見られず, 弾性波が等方に伝搬する様子を確認できる.

7.2. 時間反転法を用いた逆解析

次に, 順解析で得られた層間剥離からの散乱波 u_i^{sc} を各アレイ素子で受信し, 時間反転させた波形, すなわち時間反転波

$$u_i(\boldsymbol{z}^m, t) = u_i^{sc}(\boldsymbol{z}^m, T - t), \boldsymbol{z}^m \in S_a, 0 < t < T \tag{19}$$

をアレイ素子 S_a で与え, $u_i = \dot{u}_i = 0$ の初期条件の下, 4.2 節で述べた吸収境界以外は応力フリーの境界条件を与える. ただし, 欠陥は未知であることから, 順解析と異なり, 欠陥自体は考慮しないことに注意されたい.

CFRP と等方性材料に対する結果をそれぞれ Fig.6, Fig.7 に示す. Fig.5 と同様, 変位の絶対値 $|\boldsymbol{u}|$ を示している. Fig.6, Fig.7 より, CFRP の場合は, 音響異方性の影響でやや不明瞭であるものの, いずれの場合も, 時間反転波は層間剥離近傍に収束していることを確認出来る.

7.3. 欠陥形状再構成結果

最後に, 順解析と時間反転法を用いて散乱波を再入射させた場合の解析結果よりクロススペクトルを算出し, 欠陥形状再構成を行った結果を Fig.8, Fig.9 に示す. Fig.8, Fig.9 は, それぞれ CFRP, 等方性材料に対する結果であり, いずれも同図中の白点線で囲まれた領域に対して, クロススペクトルを求め, その最大値で規格化した値をプロットしていることに注意されたい. Fig.8, Fig.9 より, CFRP, 等方性材料いずれの場合においても, 入射波が直接当る側の層間剥離面で, クロススペクトルの値が大きくなっており, 層間剥離の位置を正しく推定できていることがわかる. しかしながら, CFRP の場合は等方性材料に対する結果に比べ, やや推定結果が不明瞭である. CFRP の場合は, Fig.2 で示したように, 波面自体が複雑であり, かつ異方性の影響を受けて, 入射・散乱波が繊維方向に

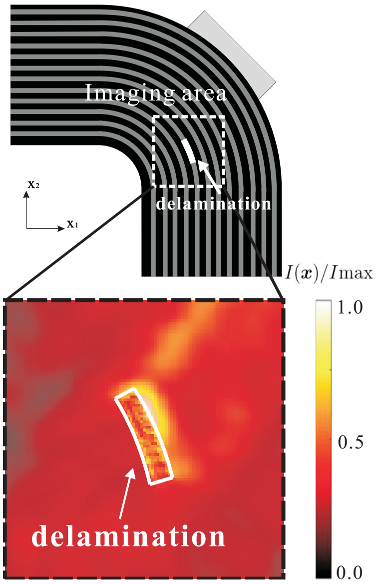

Fig. 8　Distribution of the cross spectrum $I(\boldsymbol{x})/I\mathrm{max}$ in CFRP.

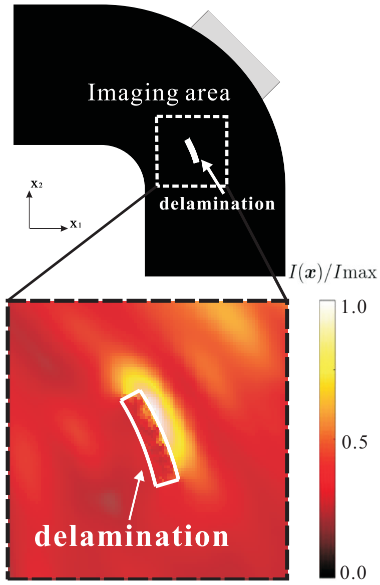

Fig. 9　Distribution of the cross spectrum $I(\boldsymbol{x})/I\mathrm{max}$ in isotropic material.

伝搬するため, 時間反転法に必要な散乱波の情報を取得しづらいことが原因であると考えられる.

8. おわりに

本研究では, 時間反転法を利用して L 字型一方向 CFRP 中の屈曲部分における欠陥形状再構成を行った. 有限要素法によって L 字型一方向 CFRP 中の層間剥離に対する弾性波動散乱解析を行い, 超音波フェーズドアレイ探触子で得られた散乱波形データを時間反転させて再入射させた時間反転法により, 層間剥離を概ね再構成することができた. 音響異方性の影響は, 欠陥形状再構成の精度に大きく影響を及ぼすことが確認された. 今後は, 3 次元問題への拡張, 高精度化, 実際の計測波形を用いた場合の有効性について検討をする予定である.

謝辞

本研究を実施するに当り (株)IHI エアロスペースの佐藤明良氏, 今井済氏より多くの示唆を賜りました. また, 本研究の一部は, 平成 30 年度学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点 (課題番号:jh180049), 並びに科学研究費補助金基盤研究 (B)(課題番号:17H03294) の支援の下, 実施されました.

参考文献

(1) N. Xu and Z. Zhou: Numerical simulation and experiment for inspection of corner-shaped components using ultrasonic phased array, *NDT&E Int.*, **63** (2014), pp.28-34.

(2) M. Spies and W. Jager: Synthetic aperture focusing for defect reconstruction in anisotropic media, *Ultrasonics*, **41**(2) (2003), pp.125-131.

(3) S. R. Doctor, T. E. Hall, and L. D. Reid: SAFT - the evolution of a signal processing technology for ultrasonic testing, *NDT Int.*, **19**(3) (1986), pp.163-167.

(4) 斎藤隆泰, 稲垣祐生, 下田瑞斗: 異方性弾性体中の欠陥に対する 2 次元逆散乱解析, 非破壊検査, **66**(2) (2017), pp.84-89.

(5) 斎藤隆泰, 下田瑞斗, 稲垣祐生, 廣瀬壮一: 演算子積分時間領域境界要素法を援用した異方性板内部の欠陥に対する順解析および逆散乱解析, 土木学会論文集 A2(応用力学), **72**(2) (2016), pp.I_237-I_246.

(6) 稲垣祐生, 斎藤隆泰, 古川陽, 廣瀬壮一: 一方向炭素繊維強化 CFRP 中の欠陥に対する逆散乱解析, 計算数理工学論文集, **17** (2017), pp.7-12.

(7) M. Fink: Time reversal of ultrasonic fields - PartI: Basic principles, *IEEE. T. Ultrason Ferr*, **39**(5) (1992), pp.555-566.

(8) K. Kimoto, K. Nakahata and T. Saitoh: An elastodynamic computational time-reversal method for shape reconstruction of traction-free scatterers, *Wave Motion*, **72** (2017), pp.23-40.

(9) B. A. Auld: Acoustic fields and waves in solids, vol. 1,2, (1990), R. E. Krieger.

(10) 斎藤隆泰, 市川諒, 稲垣祐生: 2 次元波動伝搬問題に対する演算子積分時間領域境界要素法・イメージベース有限要素法結合解法, 計算数理工学論文集, **16** (2016), pp.1-6.

(11) 中畑和之, 斎藤隆泰, 木本和志: 波動伝搬シミュレータを援用した時間反転法による非均質材料中の欠陥の映像化, 超音波 TECHNO, **27**(1) (2015), pp.78-82.

(12) L. W. Schmerr: Fundamentals of ultrasonic nondestructive evaluation, (1998), Plenum Press.

(13) 日野幹雄編著: スペクトル解析, (2000), 朝倉書店.