1版

様　式　Ｃ－１９、Ｆ－１９－１、Ｚ－１９　（共通）

科学研究費助成事業　　研究成果報告書

令和　６ 年　 ５ 月　 ７ 日現在

機関番号：１７２０１

研究種目：基盤研究(C)（一般）

研究期間：2021～2023

課題番号：２１Ｋ０４０９６

研究課題名（和文）点波源拘束偏微分方程式にもとづく直交異方性材料の欠陥検出に関する研究

研究課題名（英文）Defect detection method for orthotropic materials based on the point source constrained PDE

研究代表者

寺本　顕武（Teramoto, Kenbu）

佐賀大学・理工学部・教授

研究者番号：７０２０７４８９

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費）　　3,100,000円

研究成果の概要（和文）：現在，炭素繊維を用いた CFRP積層材は軽量化や強度が必要な構造材に多く使用されているが，超音波試験に対して本質的な困難さを伴っている．困難さの一つが音速の異方性である．本研究では，この異方性の問題に対して，波動場をLp距離空間で表現し，その空間内の波動方程式を考え波動伝播問題を考察している．さらに等方性空間(L2距離空間)から，Lp距離空間への写像を導出し，等方性空間における波動方程式がLp距離空間ではどの様に表現されるかを明らかにしている．つづいて，Lp距離空間におけるグリーン関数を導出し，点波源から放射されるCFRP積層材上の複素波動場を求めている．

研究成果の学術的意義や社会的意義

現在，炭素繊維を用いた CFRP積層材は軽量化や強度が必要な構造材に多く使用されているが，超音波試験に対して本質的な困難さを伴っている．困難さの一つが音速の異方性である．そのため，現在用いられている伝播時間にもとづく超音波探傷法では，傷の位置や形状をうまく捉えることが難しい．本研究では，この異方性の問題に対して，波動場をLp距離空間で表現し，その空間内の波動方程式を考え波動伝播問題を考察している．さらに，本研究が提案する点波源拘束偏微分方程式にもとづく欠損のシルエット像再構成手法は いかなるCFRP積層材においても適用が可能であり，異方性の問題を解決することができた．

研究成果の概要（英文）：Ultrasonic testing (UT) has become the mostly reliable nondestructive testing in the aviation industry with the extensively increasing use of carbon fiber reinforced plastics (CFRP). Nevertheless, CFRP composite material presents inherent difficulties in ultrasonic testing due to its anisotropy of phase velocity. The propagation velocity parallel to the fiber is faster than that propagating in other directions. For this reason, the time-of-flight depends on its propagating direction, and the exact location of the defect cannot be determined by the migration method.
This study formulates the wave propagation on Lp space, and derives the spatio-temporal behavior of the divergent wave front of point-source. And experiments evaluate the reconstructed silhouette of subsurface point-like defect in CFRP plates obtained with using the point source constrained partial differential equation on Lp space.

研究分野：計測工学

キーワード：Lp空間　超音波探傷　異方性材料　CFRP　点波源拘束偏微分方程式　divergence based imaging　波面情報処理

様　式　Ｃ－１９、Ｆ－１９－１、Ｚ－１９（共通）

１．研究開始当初の背景

現在、炭素繊維を用いた CFRP 薄板は軽量化や強度が必要な構造材に多く使用されている。たとえば、航空機の翼や胴体など主要な構造材に使用されており、CFRP 中に発生する層間剥離や亀裂の発生をいち早く検出することが、安全維持のためにも欠かすことができない。特に積層材の検査には、超音波探傷試験が重要な役割を果たしている 1)。近年では、探傷効率、きずの視認性、客観的記録の保存の観点から、フェーズドアレイ超音試験(PAUT) が一般的となっている。それでも、CFRP 複合材は、その構造から超音波試験に対して本質的な困難さを伴っている。困難さの一つが高い減衰率である。複合材を構成する基材(樹脂) による粘性減衰、樹脂/繊維界面における散乱が原因と考えられている。もう一つは、音速(位相速度) の異方性である。すなわち、線維と平行な向きには速度が速いが、そうでない向きには遅いという性質である。そのため、伝搬速度が方向によって異なるため、伝搬時間に基づく手法では傷の正確な位置がもとまらないという問題が起こっている。本研究では、高い減衰率による問題に対しては、中心周波数が 30kHz 程度の低いガイド波を用いて回避している。同時に、低周波数による低分解能に対して、点波源拘束偏微分方程式に基づいた撮像手法を導入することによって超解像を実現し、問題を回避している。つぎに、異方性の問題に対して、波動場を Lp 空間で表現し、擬似的なグリーン関数を用いてその空間での点波源拘束偏微分方程式を考え CFRP 板材中の欠損のシルエット撮像を実現している。

２．研究の目的

CFRP に代表される直交異方性弾性板材を伝搬する数十 kHz～数百 kHz の低周波ラム波による波動場における面外方向の変位と互いに直交する一対の面外せん断歪みに着目し，直交異方性弾性板材を伝搬する低周波ラム波が Lp 距離空間で近似できることをしめし，そのグリーン関数を求め微小欠損を取り囲む近接場解の定量的な評価を実現する．つづいて，Lp 距離空間における点波源拘束偏微分方程式にしたがって，散乱波の位相速度ベクトル場の発散を導出し，散乱波の波源，すなわち欠損を検出する手法を実現する．さらに面外方向の変位と互いに直交する一対の面外せん断歪みを高密度で計測し，実際の CFRP 板材中の欠損のシルエットの再構成を実現する．

３．研究の方法

まず，準備として等方性弾性体薄板を伝搬する A0 モードラム波動場におけるグリーン関数と点波源拘束偏微分方程式とを導出し，板材の法線方向の面外変位とその互いに直交する面外せん断歪みの互いの自己相関および相互相関から欠損を検出する仕組みを明らかにする．つぎに，ユークリッド空間から Lp 距離空間への写像を導出し，その写像をもちいて，Lp 距離空間での波動方程式を導出する．つづいて，Lp 距離空間における波動方程式から，Lp 距離空間における点波源拘束偏微分方程式を導出する． さらに，点波源拘束偏微分方程式にもとづく Lp 距離空間における欠損のシルエット像の再構成手法を数理的に明らかにする．つづいて，CFRP 直交積層板材を模擬する数値モデルを作成し，そのモデルに対して Lp 距離空間における欠損のシルエット像の再構成実験を行う．さらに，CFRP 直交板材に人工欠損を設け，光ファイバレーザ干渉計を用いた高密度振動場計測を実施し，Lp 距離空間における点波源拘束偏微分方程式にもとづく欠損のシルエット像の再構成実験を行う．

４．研究成果

4.1．ユークリッド空間からL^p距離空間への変換

L^p距離空間の座標を(x, y)とし，ユークリッド空間(L^2距離空間)の座標を(X, Y)とする．2 次元のL^p距離空間では 2 点間の距離が

$$\left\| \boldsymbol{r}^{[p]} - \boldsymbol{r}_0^{[p]} \right\|_p = (|x - x_0|^p + |y - y_0|^p)^{1/p} \tag{1}$$

で定義される．一方，ユークリッド空間では 2 点間の距離が

$$\|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0\|_2 = (|X-X_0|^2 + |Y-Y_0|^2)^{1/2} \tag{2}$$

で定義される．いまユークリッド空間での座標を中心からの距離rと軸周りの角度ϕで次のように与える．

$$\boldsymbol{r} = (X\ \ Y)^{\mathrm{T}} = (r\cdot\cos\phi\ \ r\cdot\sin\phi)^{\mathrm{T}} \tag{3}$$

この距離rと角度ϕ用いて，L^p距離空間の座標を(x,y)を次のように与える

$$\boldsymbol{r}^{[p]} = (x\ \ y)^{\mathrm{T}} = \left(r\cdot(\cos\phi)^{2/p}\ \ r\cdot(\sin\phi)^{2/p}\right)^{\mathrm{T}} \tag{4}$$

その結果，距離rと角度ϕをx,yで表現すると

$$r = (|x|^p + |y|^p)^{1/p} = \left(\left(r\cdot(\cos\phi)^{2/p}\right)^p + \left(r\cdot(\sin\phi)^{2/p}\right)^p\right)^{1/p} \tag{5}$$

$$\cos\phi = \sqrt{\frac{|x|^p}{|x|^p+|y|^p}},\quad \sin\phi = \sqrt{\frac{|y|^p}{|x|^p+|y|^p}} \tag{6}$$

となる.ただし，$0\le\phi\le\pi/2$を仮定する.上記(3),…,(6)式の関係より，L^p距離空間とユークリッド空間の間の一対一写像$\boldsymbol{r}\leftrightarrow\boldsymbol{r}^{[p]}$が定義される．

4.2．L^p距離空間における波動伝搬

均質な等方性板材表面の原点に波源を設定し，自由境界条件の下で存在する A0 モードラム波に着目する.A0 モードラム波は板厚方向に一様に変位するので,2 次元の波動場を形成する.よく知られているようにユークリッド空間における 2 次元の波動方程式は次式で与えられる．

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial X^2}+\frac{\partial^2}{\partial Y^2}\right)u_z(X,Y,t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}u_z(X,Y,t) = 0 \tag{7}$$

一方，合成関数の偏微分の規則より，

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial X} &= \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X} \\ &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)\end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial Y} &= \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y} \\ &= \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)\end{aligned} \tag{8}$$

さらに,

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial X^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)^2 &+ 2\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right) \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X} + \frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)^2\end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2}{\partial Y^2} = \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)^2 &+ 2\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right) \\ &+ \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y} + \frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)^2\end{aligned} \tag{10}$$

が得られる．その結果，

$$\frac{\partial^2}{\partial X^2}+\frac{\partial^2}{\partial Y^2}=\frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X}+\frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)^2+\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y}+\frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)^2\right)$$
$$+2\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}\left(\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X}+\frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X}+\frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)\right.$$
$$\left.+\left(\frac{\partial x}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y}+\frac{\partial x}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y}+\frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)\right)$$
$$+\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial X}+\frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial X}\right)^2+\left(\frac{\partial y}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial Y}+\frac{\partial y}{\partial \phi}\frac{\partial \phi}{\partial Y}\right)^2\right) \tag{11}$$

となる．(3),…,(6)式の関係を用いて(7)式に代入すると，

$$\frac{1}{(|x|^p+|y|^p)^{\frac{2}{p}}}\left(|x|^2\left(1+\frac{4}{p^2}\left(\frac{|y|}{|x|}\right)^p\right)\frac{\partial^2}{\partial x^2}+2|x||y|\left(1-\frac{4}{p^2}\right)\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial y}+|y|^2\left(1+\right.\right.$$
$$\left.\left.\frac{4}{p^2}\left(\frac{|x|}{|y|}\right)^p\right)\frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)u_z(x,y,t)-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}u_z(x,y,t)=0 \tag{12}$$

が得られる．このL^p距離空間における波動方程式を(4)式の関係を用いてrとϕを用いて表現すると，

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}u_z(r,\phi,t)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}u_z(r,\phi,t)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2}u_z(r,\phi,t)-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}u_z(r,\phi,t)=0 \tag{13}$$

となる．よく知られているように，(13)式は，円筒座標系で表現されたユークリッド空間における波動方程式である．原点に無指向性の点波源が存在する場合，L^p距離空間では，図 2(b)にプロットされている等位相面にしたがって波面が伝搬する．この曲線上では，rが一定値をしめし，ϕの値が変化しても，複素波動場$u_z(r,\phi,t)$に変化はない．すなわち(13)式のϕに関する偏微分の値がゼロとなるため

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}u_z(r,t)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}u_z(r,t)-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}u_z(r,t)=0 \tag{14}$$

が成り立つ．その結果原点に角周波数ωの単一周波数の点波源が存在するとき原点周りの複素波動場は第 1 種 0 次ハンケル関数をもちいてつぎのように表される．

$$u_z(r,t)=\frac{\mathrm{i}}{4}H_0^{[1]}\left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{\boldsymbol{c}}r\right)e^{-\mathbf{i}\boldsymbol{\omega t}} \tag{15}$$

これに,(5)式の関係を用いてrをx，yで表すと

$$u_z(x,y,t)=\frac{\mathrm{i}}{4}H_0^{[1]}\left(\frac{\boldsymbol{\omega}}{\boldsymbol{c}}(|x|^p+|y|^p)^{1/p}\right)e^{-\mathbf{i}\boldsymbol{\omega t}} \tag{16}$$

が得られる．

4.3. Lp 空間における点波源拘束偏微分方程式

A0 モードラム波は板厚方向に一様に変位するので、2 次元の波動場を形成する．これを(4)式の(r,ϕ)筒座標系で表現すると

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \phi^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)u_z(r,\phi,t)=0 \tag{17}$$

点波源が原点に位置する場合，方位角ϕに関する偏微分がゼロとなる．さらに次の関係

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}u_z(r,\phi,t)=-\omega^2u_z(r,\phi,t),\quad \frac{\partial^2}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}=\left(\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{2r}\right)^2-\frac{1}{4r^2} \tag{18}$$

を(17)式に導入するとつぎに示すように因数分解できる．

$$\left(\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{2r}+\sqrt{\frac{1}{c^2}-\frac{1}{4r^2\omega^2}}\frac{\partial}{\partial t}\right)\left(\frac{\partial}{\partial r}+\frac{1}{2r}-\sqrt{\frac{1}{c^2}-\frac{1}{4r^2\omega^2}}\frac{\partial}{\partial t}\right)u_z(r,\phi,t)=0 \tag{19}$$

その結果，原点を波源とする波面は，

$$\frac{\partial}{\partial \phi}u_z(r,\phi,t) = 0, \qquad \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{2r} + \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{4r^2\omega^2}}\frac{\partial}{\partial t}\right)u_z(r,\phi,t) = 0 \tag{20}$$

を満たす．ここで(r,ϕ)から(x,y)への変数変換を導入すると(20)式は，つぎに示す連立微分方程式に変換される．

$$-\frac{2}{p}\lceil x\rceil^{1-\frac{p}{2}}|y|^{\frac{p}{2}}\frac{\partial}{\partial x}u_z(x,y,t) + \frac{2}{p}\lceil y\rceil^{1-\frac{p}{2}}|x|^{\frac{p}{2}}\frac{\partial}{\partial y}u_z(x,y,t) = 0 \tag{21}$$

$$\begin{aligned}\frac{|x|}{(|x|^p + |y|^p)^{\frac{1}{p}}}\frac{\partial}{\partial x}u_z(x,y,t) + \frac{|y|}{(|x|^p + |y|^p)^{\frac{1}{p}}}\frac{\partial}{\partial y}u_z(x,y,t) \\ + \frac{1}{2(|x|^p + |y|^p)^{\frac{1}{p}}}u_z(x,y,t) \\ + \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{4(|x|^p + |y|^p)^{\frac{2}{p}}\omega^2}}\frac{\partial}{\partial t}u_z(x,y,t) = 0\end{aligned} \tag{22}$$

いま点波源が，(x_0,y_0)に存在したとすると，$|x|$の代わりに$|x-x_0|$，$|y|$の代わりに$|y-y_0|$を(21)，(22)式に代入すると次の連立方程式が得られる．

$$-\frac{2}{p}|x-x_0|^{1-\frac{p}{2}}|y-y_0|^{\frac{p}{2}}\frac{\partial}{\partial x}u_z(x,y,t) + \frac{2}{p}|y-y_0|^{1-\frac{p}{2}}|x-x_0|^{\frac{p}{2}}\frac{\partial}{\partial y}u_z(x,y,t) = 0 \tag{23}$$

$$\begin{aligned}\frac{|x-x_0|}{(|x-x_0|^p + |y-y_0|^p)^{\frac{1}{p}}}\frac{\partial}{\partial x}u_z(x,y,t) + \frac{|y-y_0|}{(|x-x_0|^p + |y-y_0|^p)^{\frac{1}{p}}}\frac{\partial}{\partial y}u_z(x,y,t) \\ + \frac{1}{2(|x-x_0|^p + |y-y_0|^p)^{\frac{1}{p}}}u_z(x,y,t) \\ + \sqrt{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{4(|x-x_0|^p + |y-y_0|^p)^{\frac{2}{p}}\omega^2}}\frac{\partial}{\partial t}u_z(x,y,t) = 0\end{aligned} \tag{24}$$

以上が，Lp 距離空間の波動場における点波源拘束偏微分方程式である．

4.4. 点波源拘束偏微分方程式にもとづくシルエット像再構成

つぎに，(23), (24)式に右から，$u_z(x,y,t)$の複素共役を乗算して，時間に関する相関演算を実施すると， それぞれ次の関係が得られる．

$$-|x-x_0|\left(\frac{|y-y_0|}{|x-x_0|}\right)^{\frac{p}{2}}\Phi_{ux}(x,y) + |y-y_0|\left(\frac{|x-x_0|}{|y-y_0|}\right)^{\frac{p}{2}}\Phi_{uy}(x,y) = 0 \tag{25}$$

$$|x-x_0|\Phi_{ux}(x,y) + |y-y_0|\Phi_{uy}(x,y) + \frac{1}{2}\Phi_{uu}(x,y) = 0 \tag{26}$$

ここで，$\Phi_{uu}(x,y)$は$u_z(x,y,t)$の時間に関する自己相関関数，$\Phi_{ux}(x,y)$は，$\frac{\partial}{\partial x}u_z(x,y,t)$と$u_z(x,y,t)$の時間に関する相互相関関数，$\Phi_{uy}(x,y)$もまた然りである． (25)，(26)式を連立させて解くと次の関係が得られる．

$$\frac{\Phi_{ux}(x,y)^2 + \Phi_{uy}(x,y)^2}{\Phi_{uu}(x,y)^2} = \frac{|x-x_0|^{2(p-1)} + |y-y_0|^{2(p-1)}}{4(|x-x_0|^2 + |y-y_0|^2)^2} \tag{27}$$

(27)式の右辺は，(x_0,y_0)近傍すなわち点波源近傍で分母がゼロに近くなり， 非常に大きな値を示す． すなわち， 波動場の面外変位の高密度観測からもとまる左辺の値が点波源近傍で大きな値をしめし，波源のシルエットを再構成することができる．これが，本研究で得られた， Lp 距離空間における点波源拘束偏微分方程式にもとづくシルエット再構成の原理である．

５．主な発表論文等

〔雑誌論文〕　計6件（うち査読付論文　6件／うち国際共著　1件／うちオープンアクセス　0件）

１．著者名 寺本 顕武	４．巻 7-8
２．論文標題 Lp距離空間におけるA0モードラム波伝搬と欠損のイメージング	５．発行年 2022年
３．雑誌名 超音波テクノ	６．最初と最後の頁 1-6
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） なし	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 －

１．著者名 Kenbu TERAMOTO, Tajim Md Niamat Ullah Akhund, Haruka Ishibashi	４．巻 -
２．論文標題 Near-field Acoustic Tomography with using the Point Source Constrained Partial Differential Equation	５．発行年 2022年
３．雑誌名 Proceedings of SICE 2022	６．最初と最後の頁 -
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） なし	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 －

１．著者名 寺本 顕武，石橋 春香	４．巻 -
２．論文標題 点波源拘束偏微分方程式にもとづく音響近接場超音波断層撮影	５．発行年 2022年
３．雑誌名 第39回センシングフォーラム予稿集	６．最初と最後の頁 -
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） なし	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 －

１．著者名 M.S. Rabbi , Kenbu TERAMOTO , Haruka ISHIBASHI, M.M.Roshd	４．巻 127
２．論文標題 Imaging of sub-surface defect in CFRP laminate using A0-mode Lamb wave: Analytical, numerical and experimental studies	５．発行年 2022年
３．雑誌名 Ultrasonics	６．最初と最後の頁 -
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） 10.1016/j.ultras.2022.106849	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 該当する

1．著者名 Kenbu Teramoto, Haruka Ishibashi	4．巻 1
2．論文標題 Inspection of Subsurface Defects in the Orthotropic Plate-Like Structures with Using Point-Source Constrained Partial Differential Equation on Lp-Space	5．発行年 2021年
3．雑誌名 Proc. of 2021 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)	6．最初と最後の頁 -
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） なし	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 －

1．著者名 Kenbu Teramoto, Haruka Ishibashi	4．巻 1
2．論文標題 Inspection of the orthotropic materials with using the point-source constrained partial differential equation on the Lp space	5．発行年 2021年
3．雑誌名 Proceedings of the SICE Annual Conference 2021	6．最初と最後の頁 1186,1190
掲載論文のDOI（デジタルオブジェクト識別子） なし	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 －

〔学会発表〕　計5件（うち招待講演　1件／うち国際学会　3件）

1．発表者名 Kenbu TERAMOTO
2．発表標題 Near-field Acoustic Tomography with using the Point Source Constrained Partial Differential Equation
3．学会等名 SICE2022（国際学会）
4．発表年 2022年

1．発表者名 寺本 顕武
2．発表標題 点波源拘束偏微分方程式にもとづく音響近接場超音波断層撮影
3．学会等名 第39回センシングフォーラム予稿集（国際学会）
4．発表年 2022年

１．発表者名 寺本 顕武
２．発表標題 次元点波源拘束偏微分方程式にもとづく点波源のシルエット撮像
３．学会等名 日本非破壊検査協会　超音波による非破壊評価シンポジウム
４．発表年 2022年

１．発表者名 野中潤
２．発表標題 非接着積層板材上の A0 モードラム波の振る舞いに関する研究
３．学会等名 計測自動制御学会第３８回センシングフォーラム
４．発表年 2021年

１．発表者名 Kenbu Teramoto
２．発表標題 Super resolution imaging by using point source constrained partial differential equation
３．学会等名 ICMERE 2021（招待講演）（国際学会）
４．発表年 2021年

〔図書〕　計0件

〔産業財産権〕

〔その他〕

Terremoto Lab. RESEARCH https://sites.google.com/terremotolab.net/terremotolab/home 教員活動データベース http://research.dl.saga-u.ac.jp/profile/ja.f6feaa1cb072f5da.html

６．研究組織

	氏名 （ローマ字氏名） （研究者番号）	所属研究機関・部局・職 （機関番号）	備考

７．科研費を使用して開催した国際研究集会

〔国際研究集会〕　計0件

８．本研究に関連して実施した国際共同研究の実施状況

共同研究相手国	相手方研究機関