超音波非破壊材料評価法の複合負荷による実験的検証 と塑性異方性発達の評価*

小林 道明^{*1}, 鈴木 智法^{*2}
三浦 節男^{*1}, 大森 誠一^{*3}

Experimental Verification of Ultrasonic Nondestructive Material Evaluation Method under Combined Stress States and Evaluation of Plastic Anisotropic Growth

Michiaki KOBAYASHI^{*4}, Tomonori SUZUKI,
Setsuo MIURA and Seiichi OOMORI

^{*4} Kitami Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
165, Koen-cho, Kitami, Hokkaido, 090-8507 Japan

Ultrasonic wave velocities in a plastically deformed medium are known to depend upon its microstructural material properties. Therefore, one of the authors proposed the theoretical modeling of an ultrasonic nondestructive method to evaluate plastically deformed states. In the previous paper, it was reported that the good agreement of the experimental results with the simulated subsequent yield surfaces and the longitudinal wave velocities under combined stress states of an aluminum alloy using internal state variables of an anisotropic distortional yield model, which were determined to achieve a good fit for the experimental results of the longitudinal and transverse wave velocity changes under uniaxial tension test, was obtained. In the present paper, the transverse wave velocities propagating an aluminum alloy in combinations of tension and torsion are numerically simulated and then compared with the experimental results to examine the accuracy of the proposed theoretical modeling of an ultrasonic nondestructive method. Moreover, the plastic anisotropy growth under combined stress states is also evaluated via the proposed ultrasonic method and results suggest that velocity changes of the longitudinal and transverse waves under plastic deformations depend on plastic stress and strain states, respectively.

Key Words: Ultrasonic Wave, Nondestructive Evaluation, Microstructure, Combined Stress State, Plastic Anisotropy, Internal State Variables, Plasticity

1. 緒 言

材料中を伝搬する超音波の伝搬特性は材料内部のき裂、残留応力分布、集合組織などの材料の巨視的状态はもとより結晶構造、転位組織、空孔分布など材料固有の微視的組織構造とも深く関連し、材料の非弾性損傷の要因をマクロスケールからメゾスケールに到る広い範囲にわたって評価を可能とする豊富な手がかりを与えており、例えば塑性変形の進展に伴う後続降伏曲面、集合組織の変化や局所すべり帯の発生を超音波を用いて非破壊的に評価することの可能性が期待できる。したがって、過酷な条件や環境で用いられる機械構造物や機器の健全性の保障と安全性の確保のために、その損傷の程度の把握と余寿命の予知を目的として超音波を用いた超音波非破壊材料評価法の試みが進められている。

著者らはこのような超音波非破壊材料評価法の確立にむけて解析モデル^{(1)~(3)}の定式化を試みており、その試みの中で塑性変形の進展に伴う材料損傷をマクロスコピックに規定する降伏曲面⁽⁴⁾、ランクフォード値(r 値)⁽⁵⁾およびメゾスコピックな材料組織である結晶方位分布⁽⁶⁾、マイクロスリップバンドの広がり⁽⁷⁾を超音波の伝搬特性の測定から非破壊的に評価できることを報告している。ここで、著者らの提案している超音波非破壊材料評価法は、塑性変形による損傷履歴を規定する状態関数、すなわち異方性降伏関数に含まれる材料の損傷状態を特徴付ける内部状態変数(塑性異方性パラメータ)を単軸引張試験での超音波縦波と横波の伝搬速度変化を用いて決定し、このように決定した異方性降伏関数を用いて塑性変形による損傷履歴を数値シミュレーションで推定を試みている。

前報⁽⁷⁾において、引張り-ねじりの複合負荷塑性変形状態での超音波縦波の伝搬速度変化の数値シミュレーションと実験結果との比較検討を行い、提案している解析モデルの妥当性の検証と種々の複合負荷塑性変形状態における局所すべり帯の発生と伝搬に関する評

* 原稿受付 1998 年 8 月 21 日。

^{*1} 正員, 北見工業大学 (〒090-8507 北見市公園町 165)。

^{*2} 学生員, 北見工業大学大学院。

^{*3} 北見工業大学。

E mail: kobayashi@stress.mech.kitami-it.ac.jp

価を試みている。本報においては、前報と同様の複合負荷塑性変形状態での超音波横波の伝搬速度変化の数値シミュレーションを行い実験結果との比較により解析モデルの精度を検証するとともにねじりによる単純せん断応力状態および等値の引張り-圧縮二軸応力による単純せん断応力状態のそれぞれにおける超音波縦波および横波の伝搬速度のシミュレーション結果の比較検討により材料の塑性異方性発達に関する考察をも試みている。

2. 解析モデルの概要

2.1 構成方程式 基準座標系をそれぞれ次のように定める。無応力無ひずみ状態を自然状態と呼び座標系 a_i で表し、変位 U_i の有限変形をして静的平衡にある状態を初期状態と称して座標系 X_i で表す。さらに、初期状態に微小な変位 u_i が重畳した状態を最終状態として座標系 x_i で示す。以上をまとめると次式となる。

$$X_i = a_i + U_i, \quad x_i = X_i + u_i \quad \cdots (1)$$

自然状態を基準座標として定義した Green-St. Venant の弾性ひずみテンソルを E_{ij}^e , Piola-Kirchhoff の応力テンソルを S_{ij} とすれば非線形弾性体を圧縮二次超弾性体⁽⁸⁾ で仮定して弾性ひずみテンソルの増分 $\dot{E}_{ij}^e$ は次式となる。

$$\begin{aligned} \dot{E}_{ij}^e = & \frac{1}{2G_{ij}} \dot{S}_{ij} - \frac{\lambda}{2G(3\lambda+2G)} \delta_{ij} \dot{S}_{kk} \\ & + 2\delta_{ij} \kappa_1 S_{mm} \dot{S}_{kk} + \kappa_2 (S_{kk} \dot{S}_{ij} + S_{ij} \dot{S}_{kk} + \delta_{ij} S_{rs} \dot{S}_{rs}) \\ & + \kappa_3 (S_{ik} \dot{S}_{jk} + S_{jk} \dot{S}_{ik}) \quad \cdots (2) \end{aligned}$$

ここで δ_{ij} は Kronecker のデルタ、 $\kappa_1 \sim \kappa_3$ は三次弾性定数で G , λ は Lamé の定数である。 G_{ij} は 2 階対称テンソルで弱い直交異方性の場合、次式の関係にある⁽²⁾。

$$G_{ij} = G + g_{ij}, \quad |g_{ij}/G| \ll 1$$

なお、本文中指標は総和規約を用いるが大文字の指標に関しては小文字の指標とともに変化する指標として総和は取らないものとする。また、式(2)において $\dot{S}_{ij}$ は応力テンソル S_{ij} の増分である。初期状態を基準座標として定義する Euler-Cauchy 応力テンソルを $\sigma(\sigma_{ij})$ とおけば $S(S_{ij})$ と次式の関係にある。

$$S = \phi^*(\sigma), \quad S_{ij} = \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{\partial a_i}{\partial X_r} \cdot \frac{\partial a_j}{\partial X_s} \sigma_{rs} \quad \cdots (3)$$

ここで ϕ^* は Pull-Back⁽⁹⁾ で ρ_0 および ρ はそれぞれ自然状態および初期状態における密度である。波動伝

搬により生ずる変形速度テンソルの弾性成分 d_{ij}^e は Green-St. Venant の弾性ひずみ E_{ij}^e から次式のように得られる。

$$d^e = L_v \phi_*(E^e), \quad d_{ij}^e = \dot{E}_{rs}^e \frac{\partial a_r}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial a_s}{\partial x_j} \quad \cdots (4)$$

ただし、 L_v は Lie Derivative で ϕ_* は Push-Forward⁽⁹⁾ である。また、変形速度テンソルの塑性成分 d_{ij}^p は

$$d_{ij}^p = \delta \bar{\sigma}'_{ij} \bar{\Lambda}_{rs} \overset{\vee}{\sigma}'_{rs} + \lambda_{ij}^c \overset{\vee}{\sigma}'_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \lambda_{kk}^c \overset{\vee}{\sigma}'_{kk} \quad \cdots (5)$$

で定義でき⁽³⁾、変形速度テンソル d_{ij} は次式となる。

$$d_{ij} = d_{ij}^e + d_{ij}^p \quad \cdots (6)$$

なお、式(5)において $\overset{\vee}{\sigma}'_{ij}$ は Euler-Cauchy 応力 σ_{ij} の Jaumann 速度の偏差成分で $\bar{\sigma}'_{ij}$ は降伏曲面に垂直な偏差応力成分である。また、 δ は弾性負荷、除荷において零、塑性負荷において 1 の定数、 $\bar{\Lambda}_{rs}$ および λ_{ij}^c はそれぞれ次式で定義される量である。なお、詳細は前報⁽¹⁰⁾ を参照されたい。

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}_{rs} &= \frac{3\bar{\sigma}'_{rs}}{2H' \bar{\sigma}'_{kl} \bar{\sigma}'_{kl}} \\ \lambda_{ij}^c &= -\frac{K_{ijklmn}}{(H')^2} \cdot \frac{dC_v}{d\bar{\varepsilon}^p} \cdot \frac{\partial \bar{\sigma} / \partial \sigma'_{kl}}{\partial \bar{\varepsilon}^p / \partial \varepsilon'_{mn}} \\ H' &= \frac{d\bar{\sigma}}{d\bar{\varepsilon}^p} \end{aligned}$$

ここで、 $\bar{\sigma}$, $\bar{\varepsilon}^p$ は相当応力、相当塑性ひずみ、 C_v は点欠陥密度で $K_{ijklmn} \cdot dC_v / d\bar{\varepsilon}^p$ は実験により定められる yield-vertex 効果を表現するパラメータである。

なお、本研究の一連の流れにおいては、Shrivastava らの提案による異方性降伏条件式を Yoshimura の定義による係数 c_{ijkl} および強い初期異方性を表現する係数 a_{ij} を用いて拡張した形により相当応力 $\bar{\sigma}$ を次のように定義している。

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{3}\bar{\sigma}^2\right)^{3/2} &= \left(\frac{1}{2}C_{ijkl} \overset{\vee}{s}'_{ij} \overset{\vee}{s}'_{kl}\right)^{3/2} + p \left(\frac{1}{3} \overset{\vee}{s}'_{ij} \overset{\vee}{s}'_{jk} \overset{\vee}{s}'_{ki}\right) \\ C_{ijkl} &= \frac{1}{2} \{ (a_{ik} + A \cdot \varepsilon_{ik}^p)(a_{jl} + A \cdot \varepsilon_{jl}^p) \\ &\quad + (a_{il} + A \cdot \varepsilon_{il}^p)(a_{jk} + A \cdot \varepsilon_{jk}^p) \} \\ \overset{\vee}{s}'_{ij} &= \overset{\vee}{\sigma}'_{ij} - m_B \varepsilon_{ij}^p \end{aligned}$$

ここで、 a_{ij} は初期塑性異方性、 A および p は変形誘起異方性を表現する内部状態変数で、 m_B は Bauschinger modulus である。したがって、式(4)、(5)から有限変形状態における構成方程式は増分形で次式のように得ることができる。

$$\overset{\vee}{\sigma}_{ij} = 2G \left(2 - \frac{G}{G_{ij}} - 2G\lambda_{ij}^c - \varepsilon_{kk} - 2G\kappa_2 \sigma_{kk} \right) d'_{ij} - 4G^2 \delta \bar{\sigma}'_{ij} \bar{\Lambda}_{rs} d'_{rs} - 4G(G\kappa_3 \sigma_{ir} - \varepsilon_{ir}^p - [\varepsilon_{ir}^p]) d'_{jr} - 4G(G\kappa_3 \sigma_{jr}$$

$$\begin{aligned}
& -\varepsilon_{jr}^e - [\varepsilon_{jr}^p])d'_{ir} - 2\bar{G}\left\{G\left(\kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3\right)\sigma_{ij} - \frac{1}{3}\left(1 + 2\frac{G}{\bar{G}}\right)(\varepsilon_{ij}^e + [\varepsilon_{ij}^p])\right\}d_{kk} - \sigma_{ij}d_{kk} + \sigma_{ir}\frac{\partial v_i}{\partial x_r} + \sigma_{ir}\frac{\partial v_j}{\partial x_r} \\
& + \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{G}\left[\left\{1 - \frac{G}{\bar{G}} + \frac{3\lambda}{3\lambda + 2G} + 2\frac{G}{\bar{G}} - \frac{1}{3}\left(1 + 4\frac{G}{\bar{G}}\right)\varepsilon_{mm} - \bar{G}\left(6\kappa_1 + 3\kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3\right)\sigma_{mm}\right.\right. \\
& \left.+ 2G\left(\kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3\right)\sigma_{mm}\right\}d_{kk} + 2\left\{\left(1 - 2\frac{G}{\bar{G}}\right)(\varepsilon_{rs}^e + [\varepsilon_{rs}^p]) - G\left(3\kappa_2 + 2\kappa_3 - 4\frac{G}{\bar{G}}\kappa_3\right)\sigma_{rs}\right\}d'_{rs} \\
& \left. + \frac{G}{\bar{G}}\left(\frac{2G - \bar{G}}{G_{KK}} + 4G\lambda_{KK}^e\right)d'_{kk}\right], \quad \frac{1}{\bar{G}} = \frac{1}{6}\sum_N \frac{1}{G_{NN}} - \frac{3\lambda}{2G(3\lambda + 2G)} \dots\dots\dots (7)
\end{aligned}$$

ここで、 v_i は波動伝搬の際の粒子速度、 d'_{ij} は d_{ij} の偏差成分で、記号 $[\varepsilon_{ij}^p]$ は slip band が徐々に広がっていく様子を表現するためにシグモイド関数 $\chi(x)$ を用いて次式のように定義している。すなわち、 $\chi=1$ は塑性変形が微小で全体的に均一に塑性変形している状態で、塑性変形が大きくなり局所変形が生じて広がるとともに χ は零に漸近する。その際の局所変形の広がる速さを表すパラメータが次式の $1/\beta$ であり、 $\bar{\varepsilon}_{th}^p$ は局所変形が生ずるときの相当塑性ひずみのしきい値である。

$$[\varepsilon_{ij}^p] = \int_0^{\varepsilon_{ij}^p} \chi d\varepsilon_{ij}^p, \quad \chi = \frac{1}{2}\left(1 - \tan h \frac{\bar{\varepsilon}^p - \bar{\varepsilon}_{th}^p}{\beta}\right) \dots\dots\dots (8)$$

2・2 主波の伝搬特性 ひずみ ε_{ij} 、応力 σ_{ij} にある初期状態に関して座標軸の一つ x_3 が主応力方向の一つに一致するように座標系 x_i を定め、平面調和波を x_3 軸方向に入射するものとすれば式(7)の構成方程式および運動方程式により一般化した Christoffel のテンソル A_{ijkl} [文献(11)参照] を用いて主波の伝搬速度に関して次式の特性方程式を得る。

$$\begin{vmatrix} A_{1313} - \rho V^2, & A_{1323}, & 0 \\ A_{2313}, & A_{2323} - \rho V^2, & 0 \\ 0, & 0, & A_{3333} - \rho V^2 \end{vmatrix} = 0 \dots\dots\dots (9)$$

式(9)は x_3 軸方向に伝搬する波動の伝搬速度 V^2 に関する三次の固有方程式であり、この固有方程式から x_3 軸方向に伝搬する縦波の伝搬速度 V_L および2方向に偏向して伝搬する横波の伝搬速度 V_{T1} 、 V_{T2} をそれぞれ次式のように得ることができる。

$$\begin{aligned}
\rho_0 V_L^2 &= \lambda + 2G + \frac{(\lambda + 2G)^2}{2G^2}(g_{11} + g_{22} + g_{33}) - 2\left(1 + \frac{\lambda}{G}\right)(g_{11} + g_{22}) - \frac{4}{9}G^2(\lambda_{11}^e + \lambda_{22}^e) - \frac{16}{9}G^2\lambda_{33}^e \\
&+ \left\{5 + 2\frac{\lambda}{G} - 4G(3\lambda + 2G)\left(\kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3\right) - \frac{8}{3}G^2\kappa_3\right\}\sigma_3 - \frac{1}{3}\left\{\frac{6\lambda}{3\lambda + 2G}\left(\frac{\lambda}{G} + 2\right)\right. \\
&\left.+ (3\lambda + 2G)^2\left(6\kappa_1 + 3\kappa_2 + \frac{2}{3}\kappa_3\right) - 4G\lambda(3\kappa_2 + 2\kappa_3) - \frac{8}{3}G^2\kappa_3\right\}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) + 4(\lambda + 2G)[\varepsilon_3^p] \dots\dots\dots (10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\rho_0 \frac{V_{T1}^2}{V_{T2}^2} &= \bar{\Gamma} + \frac{1}{2}\{g_{13} + g_{23} - 2G^2(\lambda_{13}^e + \lambda_{23}^e)\} \pm \left[\Gamma^2 + (\Gamma^p)^2 + 2\Gamma \cdot \Gamma^p \cos 2(\theta - \theta_e)\right. \\
&\left.+ \{g_{13} - g_{23} - 2G^2(\lambda_{13}^e - \lambda_{23}^e)\}(\Gamma \cos 2\theta + \Gamma^p \cos 2\theta_e) + \frac{1}{4}\{g_{13} - g_{23} - 2G^2(\lambda_{13}^e - \lambda_{23}^e)\}^2\right]^{1/2} \dots\dots\dots (11)
\end{aligned}$$

なお、式(10)、(11)の導出においてはひずみ成分 ε_{ij} および応力成分 σ_{ij} を主応力 σ_i 、塑性主ひずみ ε_i^p で置き換えて表しており、 θ および θ_e はそれぞれ x_1 軸から反時計回りの主応力方向および塑性主ひずみ方向の角度である。ここで、 Γ 、 $\bar{\Gamma}$ 、 Γ^p は次式で定義される量である。

$$\begin{aligned}
\bar{\Gamma} &= G - \left\{\frac{\lambda - 2G}{2(3\lambda + 2G)} + G^2(2\kappa_2 + \kappa_3)\right\}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \\
&+ \left(\frac{3}{2} - G^2\kappa_3\right)\sigma_3 + G[\varepsilon_3^p] \\
\Gamma &= \left(\frac{1}{2} - G^2\kappa_3\right)(\sigma_1 - \sigma_2), \quad \Gamma^p = G([\varepsilon_1^p] - [\varepsilon_2^p])
\end{aligned}$$

Fig. 1 Stress-Strain relation of aluminum alloy (A16061) under uniaxial tension

3. 単軸引張試験と比例負荷による 内部状態変数の決定

3.1 単軸引張試験による内部状態変数の決定

単軸引張試験は押出成形したアルミニウム合金 (A 6061 BE-T 6) を幅 20 mm, 厚さ 10 mm, 長さ 340 mm に機械加工後, 250°C で 4 時間かけて焼なまし処理を施したものである。図 1 に試験片に用いたアルミニウム合金の単軸引張りにおける応力ひずみ曲線を示す。なお, これは超音波伝搬速度測定時に得られたもので, 応力-ひずみ曲線は図中の実線で示したように n 乗則で近似し, 縦弾性係数 E , 初期降伏応力 Y , 塑性係数 F , 加工硬化係数 n , ポアソン比 ν を最小二乗

Table 1 Internal state variables used in numerical simulations

Anisotropic coefficients	$A = -3.2\bar{\nu}$ $p = 7.0\bar{\epsilon}^p \bar{\nu}$ $\alpha_{ij} = \delta_{ij}$
Bauschinger modulus	$m_B = 350 (\bar{\epsilon}^p)^{0.07} \text{ MPa}$
Yield-vertex parameter	$K_{ijklmn} \cdot dC_v / d\bar{\epsilon}^p$ $= \left\{ (\delta_{i1} \delta_{j3} + \delta_{i3} \delta_{j1}) \right.$ $\times (38\bar{\epsilon}^p + 0.12 / \bar{\epsilon}^p) \exp(-20\bar{\epsilon}^p)$ $+ (\delta_{i2} \delta_{j3} + \delta_{i3} \delta_{j2})$ $\times (28\bar{\epsilon}^p - 0.09 / \bar{\epsilon}^p) \exp(-20\bar{\epsilon}^p)$ $\left. + \delta_{ij} (2.5 - 34\bar{\epsilon}^p) (\bar{\epsilon}^p)^{-0.22} \right\}$ $\times \delta_{ik} \delta_{jm} \delta_{jl} \delta_{ln} \text{ MPa}$ $(i, j, k, l \text{ not summed})$
Threshold plastic strain	$\bar{\epsilon}_{th}^p = 2.6 \%$

$$\bar{\nu} = \frac{2\epsilon_3^p - \epsilon_1^p - \epsilon_2^p}{\epsilon_1^p - \epsilon_2^p}$$

Fig. 2 Velocity changes of transverse waves under uniaxial tension in the plastic deformation range

法を用いて次式のように決定している。

$$\sigma = Y + F(\epsilon^p)^n, \quad Y = 184.6 \text{ MPa},$$

$$F = 178.8 \text{ MPa}$$

$$n = 0.401, \quad E = 62.4 \text{ GPa}, \quad \nu = 0.323 \quad \dots (12)$$

超音波の伝搬速度測定にはシング・アラウンド法を用いており, 中心周波数 5 MHz の超音波探触子を使用した。なお, 実験方法の詳細および実験装置については文献(12)を参照されたい。

図 2, 3 のそれぞれに単軸引張試験下における超音波縦波および横波の伝搬速度変化に関して数値シミュレーション結果と実験結果を比較して示す。図 2 中の白丸印(○)および黒丸印(●)のそれぞれは荷重方向に垂直および平行に偏向して伝搬する横波の速度変化についての実験結果であり, 図 3 中の黒丸印(●)は縦波の速度変化の実験結果である。それぞれの実験結果に実線で示されている数値シミュレーションを合わせることによって表 1 に示す内部状態変数である塑性異方性パラメータを定めている。

3.2 比例負荷状態による局所変形率の決定

試験片は, 引張り, 圧縮とねじりの複合負荷を作用させるため単軸引張試験に用いたものと同じアルミニウム合金を図 4 のように肉厚 7 mm の円筒状に機械加工し, 焼なまし処理を施したものを使用した。なお, 複合負荷状態は次式の Lode のパラメータ μ および ν を用いて規定している。

Fig. 3 Velocity change of longitudinal wave under uniaxial tension in the plastic deformation range

Fig. 4 Specimen geometry of cylinder for measuring wave velocity changes under combined stress states by PEO method

$$\mu = \frac{2\sigma_3 - \sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2}, \quad \nu = \frac{2d_3^p - d_1^p - d_2^p}{d_1^p - d_2^p} \quad \dots\dots (13)$$

ここで、 σ_i は主応力、 d_i^p は塑性ひずみ増分である。

超音波伝搬速度測定にはパルス・エコー・オーバーラップ法(PEO法)を用いた。PEO法の詳細および実験装置については文献(7)を参照されたい。図5にPEO法を用いて測定した超音波縦波の伝搬速度変化を示す。白丸印(○)は単軸引張試験と純粋ねじりによるもので、黒丸印(●)はLodeのパラメータ $\mu = -0.35, -0.5$ のときの比例負荷状態の縦波の伝搬速度変化を示している。図5においてねじりの比が大きくなるにつれ超音波縦波の速度変化は小さくなる傾向にあり、ねじりによる単純せん断状態($\mu=0$)では縦波の速度変化が生じないという式(10)の理論結果を裏付けている。なお、ねじり負荷におけるせん断ひずみは円筒表面で測定したせん断ひずみを用い、せん断ひずみの肉厚方向の変化は無視している。また、塑性変形とともに縦波の速度変化は飽和する傾向にあり、局所変形の発生を示唆している。表1のパラメータと式(8)で定義した局所変形の広がる速さを表すパラメータ $1/\beta$ および局所変形の生じるときの相当塑性ひずみの

しきい値 $\bar{\epsilon}_{th}^p$ を図6に示すように設定すれば図5において実線で示す数値シミュレーション結果を得る。なお、図6において縦軸は局所変形率を次式で定義している量である。

$$Ratio = 1 - \frac{1}{2} \left(1 - \tanh \left(\frac{\bar{\epsilon}^p - \bar{\epsilon}_{th}^p}{\beta} \right) \right) \quad \dots\dots (14)$$

3.3 超音波縦波の伝搬速度のシミュレーションと実験的検証 図5における超音波縦波の伝搬速度の数値シミュレーションに用いた局所変形に関するパラメータ β とLodeのパラメータ μ とに関して(図6参照)、両対数を取れば図7に示す線形関係を得る。したがって、 β と $|\mu|$ との間に次式の関係が得られる。

$$\beta = a|\mu|^b$$

$$a = 0.0039, b = -1.4892 \quad \dots\dots (15)$$

$\mu = -0.4, -0.6, -0.7$ において、 $|\mu|$ と β の関係から得られた値を用いて超音波縦波の伝搬速度の数値シミュレーションを行い図8の実線で示す結果を得た。

この推定した数値シミュレーションの妥当性を検証するために、それぞれのねじりの比について実験を行いその結果を図8の記号■印($\mu = -0.4$)、□印($\mu = -0.6$)、●印($\mu = -0.7$)で示す。それぞれにおいて実

Fig.5 Velocity changes of longitudinal wave under combined stress states in the plastic deformation range

Fig.6 Predicted ratio of localized deformation

Fig.7 Relation of μ and β

Fig.8 Velocity changes of longitudinal wave under combined stress states in the plastic deformation range

験点と数値シミュレーションとの良好な一致が得られた。この結果より、式(15)の $|\mu|$ と β の関係をを用いることにより、Lodeのパラメータ μ の値の変化に伴う超音波縦波の伝搬速度を容易に推測できる可能性を示した。

4. 超音波横波の伝搬速度シミュレーションと実験的検証および塑性異方性発達の評価

4.1 超音波横波の伝搬速度シミュレーションと実験的検証 種々の塑性ひずみ状態において、表1に示した内部状態変数である塑性異方性パラメータの値と複合負荷状態を規定するLodeのパラメータ μ から局所変形に関するパラメータ β の値を式(15)で得ることにより、式(11)を用いて超音波横波の伝搬速度に関する数値シミュレーションを行うことができる。図9にLodeのパラメータ μ の種々の場合について、超音波横波の伝搬速度のシミュレーション結果を示す。超音波横波はそれぞれ主応力軸方向に偏向して伝搬する二つのモード V_{T1} 、 V_{T2} が存在する。純粋ねじり状態($\mu=0$)では超音波縦波は塑性変形により速度変化

Fig. 9 Velocity changes of transverse wave under combined stress states in the plastic deformation range

を生じなかったが、横波の場合は図9より明らかなように純粋ねじり状態においても塑性変形により速度変化を生じる。また、純粋ねじり状態に近い場合を除いて、超音波横波の伝搬速度は縦波に比較してねじりや局所変形の影響をあまり受けないことが明らかであり、ねじりや局所変形の影響が顕著な超音波縦波とをうまく使い分けることで材料の非破壊評価の精度向上が可能になるものと期待できる。

図9の超音波横波の伝搬速度の数値シミュレーション結果を検証するために純粋ねじり状態($\mu=0$)における横波の伝搬速度を測定し、その結果を図10にシミュレーション結果と比較して示す。図10からわかるようにシミュレーション結果と実験結果とはほぼ妥当な一致が得られている。なお、図10には参考のため単軸引張状態($\mu=-1$)での結果も示した。実験の困難さから純粋ねじり状態での実験的検証に留まってはいるものの、単軸引張状態と純粋ねじり状態でのシミュレーション結果と実験結果との良好な一致は提案の解析モデルの一応の妥当性を示していると考えることができる。なお、今後ともさらなる詳細な実験的検証が必要であることは論を待たない。

Fig. 11 Velocity changes of transverse wave under plastic anisotropic and isotropic deformations

Fig. 10 Comparison of the simulation and experimental results of transverse wave velocities

Fig. 12 Velocity changes of longitudinal wave under plastic anisotropic and isotropic deformations

4・2 超音波による塑性異方性発達の評価

表1の内部状態変数および式(15)の関係を用いることにより式(10)、(11)から種々の負荷履歴における超音波縦波および横波の伝搬速度を算定できる。したがって、提案の超音波非破壊材料評価の一例として、数値シミュレーションにより塑性異方性発達の評価の可能性について考察を試みる。なお、シミュレーションは初期等方性(表1において $\alpha_{11}=\alpha_{22}=\alpha_{33}=1.0$)として行っており、ここでの塑性異方性は変形誘起異方性に依るものである。

図11と図12のそれぞれに塑性変形履歴による超音波横波と縦波の伝搬速度変化のシミュレーション結果を異方性が存在する場合と等方性の場合とを比較して示す。なお、等方性の場合のシミュレーションは表1の内部状態変数で、 A 、 p および m_B を零とおくことで実施できる。図中、 μ と ν はLodeのパラメータで、 $\mu=-1$ は単軸引張応力状態、 $\mu=0$ はねじりによる単純せん断応力状態($\nu=0$)と引張り-圧縮二軸応力による単純せん断応力状態($\sigma_1/\sigma_2=-1$, $\nu=0$)さらに $\mu=1$ は単軸圧縮応力状態である。等方性の場合、応力状態が同じであれば塑性ひずみ状態も同じであるのでねじりによる単純せん断状態と引張り-圧縮二軸応力による単純せん断状態において超音波横波の伝搬速度は同一であるが、超音波縦波の伝搬速度には塑性スピンの影響が生じている。一方、異方性の場合同じ応力状態であっても負荷履歴の違いがあれば、異なった塑性ひずみ状態となる。超音波横波の場合(図11)は異方性の発達により等方性の場合とは顕著な違いを生じ、また負荷履歴の違い(ねじりによる単純せん断応力状態と引張り-圧縮二軸応力による単純せん断応力状態)による影響は小さいが生じている。縦波の場合(図12)は塑性異方性の発達による影響は見られず、ねじりによる単純せん断応力状態および引張り-圧縮二軸応力による単純せん断応力状態では等方性の場合と同じ結果となっている。すなわち、超音波縦波の伝搬速度は応力状態が支配的で、一方横波の伝搬速度は塑性ひずみ状態の異方性に依存していることがわかる。

図13に相当応力-相当ひずみ曲線で等方性と異方性の場合の塑性ひずみ履歴を示す。なお、図13において縦軸は相当応力 σ を初期降伏応力 Y で除して無次元化して表している。図13において等方性と異方性のそれぞれのひずみ履歴にはかなりの違いがみられ、この違いが等方性と異方性の場合の超音波横波の伝搬速度の違いに反映されていると考えることができる。異方性の場合において、ねじりと引張り-圧縮二軸応力によるせん断応力状態において塑性ひずみ履歴の違

Fig. 13 Effective stress-effective strain diagram

いは極めて小さく、超音波横波においてもその違いは同程度に生じている。しかし、超音波縦波においては等方性の場合も含めて両応力状態に関して明らかな違いが生じており、塑性スピンの影響を超音波縦波の伝搬速度を用いて評価できる可能性を示唆している。

5. 結 論

本研究においては、提案している超音波非破壊材料評価法の実験的検証とその評価の一例として塑性異方性発達について考察を試みた。提案の解析モデルによる超音波横波の伝搬速度に関するシミュレーション結果と実験結果との良好な一致によりさらなる詳細な実験的検証が必要であるとしても本超音波非破壊材料評価法の一応の妥当性が確かめられた。また、種々の負荷履歴における数値シミュレーション結果から超音波縦波の伝搬速度は応力状態が支配的であり、一方超音波横波の伝搬速度はひずみ状態に依存していることが推測される。

塑性異方性発達の評価に関しては、ねじりによる単純せん断応力状態と等値の引張り-圧縮二軸応力による単純せん断応力状態における超音波縦波と横波の伝搬速度の数値シミュレーションを行い、塑性異方性発達の影響は超音波縦波においてはほぼ無視でき、横波においては顕著に生じることが予想される。また、塑性スピンの影響は超音波横波においては微小であるが、縦波においては顕著であることが推察される。したがって、これらの特徴を利用して塑性異方性発達の影響を避けて残留応力を測定するには超音波縦波を用い、塑性異方性の発達を評価するには超音波横波を用いることが有利であるとの指針が得られた。

文 献

- (1) 小林道明, 弾塑性変形状態における音響現象の解析(超

- 音波による応力測定の基本理論(等方・均質の場合)], 機論, 48-432, A (1982), 1072-1081.
- (2) 小林道明, 音響現象への塑性変形の影響に関する考察[超音波による応力測定の基本理論(弱い直交異方性の場合)], 機論, 51-470, A (1985), 2281-2292.
- (3) Kobayashi, M., Theoretical study of acoustoelastic effects caused by plastic anisotropy growth, *Int. J. Plasticity*, 3-1 (1987), 1-20.
- (4) 小林道明・ほか4名, 超音波による推定降伏曲面の実験的検討, 機論, 60-580, A (1994), 2877-2884.
- (5) 小林道明・ほか4名, 超音波によるランクフォード値の非破壊評価, 機論, 59-564, A (1993), 1901-1908.
- (6) 小林道明・島田直樹, 塑性変形による音弾性効果の結晶粒方位分布関数による検討, 機論, 61-590, A (1995), 2222-2228.
- (7) 小林道明・ほか4名, 複合負荷塑性変形状態における超音波非破壊材料評価, 機論, 62-604, A (1996), 2810-2816.
- (8) Truesdell, C. and Noll, W., *The Non-Linear Field Theories of Mechanics*, 2nd ed., (1992), 229, Springer-Verlag.
- (9) Marsden, J. E. and Hughes, T. J. R., *Mathematical Foundations of Elasticity*, (1983), 64, Prentice-Hall.
- (10) 小林道明, 塑性変形状態における音弾性理論, 機論, 55-517, A (1989), 1956-1965.
- (11) 小林道明, 有限変形状態における音弾性理論, 機論, 57-534, A (1991), 346-353.
- (12) Kobayashi, M., Murakami, H. and Kayaba, T., Numerical and Experimental Studies on Plastically Induced Acoustoelastic Effects, *Proceedings of the 6th Int. Congress on Exp. Mech.*, (1988), 416-421.