技術資料

音弾性法による残留応力の測定*

福岡 秀 和**

Measurements of Residual Stresses by Acoustoelasticity*

by Hidekazu Fukuoka**

キーワード：音弾性，複屈折，残留応力，H型鋼，はり，はめ込み溶接
円板

1. ま え が き

音弾性法は光弾性法にならって命名された応力測定法である。光弾性法は等方性の透明な高分子材料が応力を受けて光学的に異方性となるために生じる複屈折効果を利用するものであるが、音弾性法においても、等方性材料が応力を受けて力学的に異方性となり、弾性せん断波に対して複屈折効果を生じる現象を利用するものである。音弾性法では、光弾性法の場合のように透明なモデルを必要としないため、金属のように光に対して不透明な材料に対して実物そのものの応力解析ができる。とくに残留応力の非破壊評価には理想的な測定法であるといえる。この方法で測定される応力は弾性波の通過距離にわたって平均した値であって、その意味では、ひずみゲージ法やX線応力測定法のように表面近傍の応力を測定する方法とは相補的である。

音弾性法においては、主応力方向に振動する二つのせん断波の伝播速度差を測定してその点の主応力差を求めるのであるが、後に示すように、その測定には十万分の一といった極めて高精度の計測を必要とする。このような高精度の測定のもとにおいては、通常材料試験の意味で等方性と見なされるような多結晶金属材料も複屈折効果を示す。これは、材料の製造工程における加工や熱処理により生じた集合組織による異方性に起因する効果である。これを組織効果と呼び応力による複屈折効果と区別する。

負荷荷重による応力の測定においては、まず無応力状態において測定した音響複屈折の値より組織効果を知

り、負荷時の音響複屈折の値から組織効果を差し引くことにより応力効果を分離することができる。しかし、残留応力の非破壊測定においては、一般に無応力状態の測定を行うことなく応力効果と組織効果を分離しなければならない。この分離の問題が残留応力の非破壊測定の成否の鍵をにぎっている。

以上述べたのは、複屈折効果を利用する狭義の音弾性法であるが、固体内の弾性波には、せん断波以外に縦波や表面波が存在し、それらの波の伝播速度も応力の存在により変化するため、一般に弾性波の応力効果を利用する応力測定法を広義の音弾性法と呼ぶことにする。

2. 音弾性の理論

まず、圧延材料の異方性をあらわす代表的なモデルとして最もよく用いられる直交異方性弾性体に対する複屈折効果を線形弾性論より導く。

線形弾性論における弾性波は、運動方程式

$$\rho \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_i} \quad (1)$$

応力-ひずみ関係

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad (2)$$

および適合の式

$$\epsilon_{kl} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right\} \quad (3)$$

より得られる基礎式

$$\rho \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_j} \quad (4)$$

*原稿受付 昭和63年7月1日

** 大阪大学基礎工学部 Faculty of Engineering Science, Osaka University

の解として与えられる。ここで、 ρ は密度、 u_k は変位成分、 σ_{ik} は応力成分、 ϵ_{ki} はひずみ成分であり、 C_{ijkl} は二次の弾性定数である。また、添字については総和規約を用いる。直交異方性に対する独立な弾性定数は、ホイトの短縮記号を用いて書くと、 C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{22} , C_{23} , C_{33} , C_{44} , C_{55} , C_{66} の 9 個である。 x_1 方向に振動した x_3 方向に伝播するせん断波を考えると、その変位は

$$u_1 = a \cos(\omega t - kx_3), \quad u_2 = u_3 = 0 \quad (5)$$

と書ける。ここで a は振幅、 ω は周波数、 k は波数である。式(5)を式(4)に用いると、この場合位相速度 $V = \omega/k$ は

$$\rho V_{31}^2 = C_{55} \quad (6)$$

で与えられる。以後、伝播方向が x_1 軸方向、振動方向が x_3 軸方向の弾性波の速度を V_{ij} と書くことにする。同様にして、 x_2 方向に振動し、 x_3 方向に伝播するせん断波の速度は、

$$\rho V_{32}^2 = C_{44} \quad (7)$$

で与えられる。このように同じ方向に伝播するせん断波でもその振動方向により伝播速度が異なる場合、その材料は複屈折性 (birefringence) を有するという¹⁾。式(6)、(7)より導かれる

$$\frac{V_{31} - V_{32}}{V_T} = \frac{C_{55} - C_{44}}{2\rho V_T^2} \quad (8)$$

でもって複屈折量を定義する。ここで $V_T = (V_{31} + V_{32})/2$ は音速の平均値であるが、弱い異方性を持つ材料に対しては、等方性材料に対する剛性率を μ として、 $V_T^2 = \mu/\rho$ とみなせば、式(8)の右辺は $(C_{55} - C_{44})/(2\mu)$ となる。

さて、線形弾性論による限りは応力が存在しても音速には変化はあらわれない。音弾性効果を説明するためには非線形弾性論によらなければならない。すなわち、応力を受けて静的つり合いにある状態を有限変形の初期状態とし、この応力を測定するために入射する弾性波を微小変位の動的せつ動と考える。その結果、線形弾性論における基礎式(4)は

$$\rho \frac{\partial^2 u_k}{\partial t^2} = A_{ikjl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_i \partial x_j} \quad (9)$$

でおきかえられる^{2,3)}。ここで

$$A_{ikjl} = C_{ikjl} - C_{ikjl} \frac{\partial u'_m}{\partial x_m} + C_{mklj} \frac{\partial u'_l}{\partial x_m}$$

$$+ C_{lmjl} \frac{\partial u'_k}{\partial x_m} + C_{ljkml} \frac{\partial u'_j}{\partial x_m} + C_{lkjm} \frac{\partial u'_l}{\partial x_m} + C_{ljkpq} \epsilon^i_{pq} + \sigma^i_{lj} \delta_{ki} \quad (10)$$

である。右肩の l は初期状態についての量であることをあらわす。式(9)の u_k は初期状態に重ね合わされる微小なせつ動変位である。 C_{ijklmn} は三次の弾性定数、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。いったん音弾性効果を得た後には、初期状態の変位を微小と考え、変形前後の粒子の位置の変化を無視し、また初期状態におけるひずみ ϵ^i_{lj} は式(3)で定義されるものとする。

一般に、単位ベクトル p_i の方向に振動し、単位ベクトル n_i 方向に伝播する弾性波

$$u_i = a p_i \cos(\omega t - k n_i x_i) \quad (11)$$

を考え、基礎式(9)に代入すると、特性方程式は

$$(A_{ijkl} n_i n_j - \rho V^2 \delta_{ki}) p_l = 0 \quad (12)$$

となり、音速 V は、

$$\det(A_{ijkl} n_i n_j - \rho V^2 \delta_{ki}) = 0 \quad (13)$$

より求められる。

3. 音弾性法則

x_1 , x_2 , x_3 座標軸を材料の直交異方性の軸に一致させてとり、初期状態の主応力 σ'_1 , σ'_2 , σ'_3 の方向も座標軸方向と一致する場合を考える。式(11)であらわされる平面波が x_3 軸方向に伝播するとすると、 $n_1 = n_2 = 0$, $n_3 = 1$ とおいて、式(12)は

$$\begin{bmatrix} A_{3131} - \rho V^2 & 0 & 0 \\ 0 & A_{3232} - \rho V^2 & 0 \\ 0 & 0 & A_{3333} - \rho V^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{bmatrix} = 0 \quad (14)$$

となる。ここで式(10)より

$$\left. \begin{aligned} A_{3131} &= (\rho/\rho_0) (C_{55} + 2C_{55}\epsilon^1_1 + 2C_{55}\epsilon^1_2 + C_{551}\epsilon^1_1 \\ &\quad + C_{552}\epsilon^1_2 + C_{553}\epsilon^1_3) + \sigma^1_3 \\ A_{3232} &= (\rho/\rho_0) (C_{44} + 2C_{44}\epsilon^1_1 + C_{44}\epsilon^1_3 + C_{441}\epsilon^1_1 + \\ &\quad C_{442}\epsilon^1_2 + C_{443}\epsilon^1_3) + \sigma^1_3 \\ A_{3333} &= (\rho/\rho_0) (C_{33} + 4C_{33}\epsilon^1_3 + C_{331}\epsilon^1_1 + \\ &\quad C_{332}\epsilon^1_2 + C_{333}\epsilon^1_3) + \sigma^1_3 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

である。ここで ρ_0 , ρ はそれぞれ変形前及び初期状態における密度である。また三次の弾性定数に対してもホイトの短縮記号を用いてある。式(13)より縦波と二つのせん断波の速度は

$$V_{33}^2 = \{C_{33} + 4C_{33}\epsilon_1^1 + \sigma_1^1 + C_{331}\epsilon_1^1 + C_{332}\epsilon_2^1 + C_{333}\epsilon_3^1\} / \rho_0$$

$$V_{31}^2 = \{C_{55} + 2C_{55}(\epsilon_1^1 + \epsilon_3^1) + \sigma_1^1 + C_{551}\epsilon_1^1 + C_{552}\epsilon_2^1 + C_{553}\epsilon_3^1\} / \rho_0$$

$$V_{32}^2 = \{C_{44} + 2C_{44}(\epsilon_2^1 + \epsilon_3^1) + \sigma_3^1 + C_{441}\epsilon_1^1 + C_{442}\epsilon_2^1 + C_{443}\epsilon_3^1\} / \rho_0$$

で与えられる。初期変形がない場合の音速は、

$$V_{33}^0 = \sqrt{C_{33}/\rho_0}, \quad V_{31}^0 = \sqrt{C_{55}/\rho_0}, \quad V_{32}^0 = \sqrt{C_{44}/\rho_0} \quad (17)$$

となる。

さらに、 $\sigma_3 = 0$ の平面応力状態の場合を考える。弾性コンプライアンス S_{ij} を用いると、初期変形は微小であるとされているから主ひずみは

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1^1 &= S_{11}\sigma_1^1 + S_{12}\sigma_2^1 \\ \epsilon_2^1 &= S_{21}\sigma_1^1 + S_{22}\sigma_2^1 \\ \epsilon_3^1 &= S_{31}\sigma_1^1 + S_{32}\sigma_2^1 \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

と書ける。これらを

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2}(S_{11} + S_{12})(\sigma_1^1 + \sigma_2^1) + \frac{1}{2}(S_{11} - S_{12})(\sigma_1^1 - \sigma_2^1) \quad (19)$$

等の形にして式(16)に用い、高次の微小量を省略すると、直交異方性材料に対する 3 種類の音弾性法則が次のように得られる³⁻⁵⁾。

$$\frac{V_{33} - V_{33}^0}{V_{33}^0} = A(\sigma_1^1 + \sigma_2^1) + D(\sigma_1^1 - \sigma_2^1) \quad (20)$$

$$\frac{V_{31} - V_{32}}{V_T} = \frac{V_{31}^0 - V_{32}^0}{V_T^0} + B(\sigma_1^1 - \sigma_2^1) + E(\sigma_1^1 + \sigma_2^1) \quad (21)$$

$$\frac{\frac{1}{2}(V_{31} + V_{32}) - V_T^0}{V_T^0} = C(\sigma_1^1 + \sigma_2^1) + F(\sigma_1^1 - \sigma_2^1) \quad (22)$$

これらの式にあらわれる係数 A~F は二次および三次の弾性定数を含む量である⁵⁾。等方性材料に対しては

$$A = \frac{-2\lambda(\lambda + 2\mu) + \mu v_1 - 2(\lambda - \mu)v_2 - 4\lambda v_3}{2\mu(\lambda + 2\mu)(3\lambda + 2\mu)}$$

$$B = \frac{\mu + v_3}{2\mu^2}$$

$$C = -\frac{\mu(2\mu - \lambda) + 2\mu v_2 + (2\mu - \lambda)v_3}{4\mu^2(3\lambda + 2\mu)}$$

$$D = E = F = 0$$

となる。ただし、 λ , μ はラーメの定数、 v_1 , v_2 , v_3 は等方性材料に対する三次の弾性定数である。

弱い異方性を持つ材料に対しては D, E, F の項を無視することができる。このような材料に対して、複屈折音弾性法則は式(21)より

$$\frac{V_{31} - V_{32}}{V_T} = \alpha + C_A(\sigma_1^1 - \sigma_2^1) \quad (23)$$

と得られ、これより主応力差 $\sigma_1^1 - \sigma_2^1$ が求められる。ここで

$$\alpha = \frac{V_{31}^0 - V_{32}^0}{V_T^0} = \frac{C_{55} - C_{44}}{2\mu}, \quad C_A = B \quad (24)$$

とおいた。式(20)と(22)を組み合わせると、音速比を用いた音弾性法則⁶⁾

$$\frac{V_{33}}{\frac{1}{2}(V_{31} + V_{32})} = R_0 + C_R(\sigma_1^1 + \sigma_2^1) \quad (25)$$

が得られ、これより主応力 $\sigma_1 + \sigma_2$ が求められる。ここで

$$R_0 = \frac{V_{33}^0}{V_T^0}, \quad C_R = \frac{V_{33}^0}{V_T^0}(A - C) \quad (26)$$

とおいた。音弾性法則式(23)、(25)にあらわれる定数を評価するために 0.4% C 鋼に対するデータ⁷⁾

$$\lambda = 11.1 \times 10^4 \text{ MPa}, \quad \mu = 8.21 \times 10^4 \text{ MPa}$$

$$v_1 = -35.8 \times 10^4 \text{ MPa}, \quad v_2 = -28.2 \times 10^4 \text{ MPa}$$

$$v_3 = -17.7 \times 10^4 \text{ MPa}$$

を用いると

$$C_A = -7.0 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$$

$$C_R = 7.4 \times 10^{-6} \text{ MPa}^{-1}$$

となり、 α が集合組織複屈折異方性をあらわす。また R_0 は異方性には無関係に 1.83 の値をもつ。

これらの値からわかるように 10MPa の精度で応力を測定するためには十万分の一程度の精度で音速変化あるいは音速比の測定を行わなければならないところで、式(23)、(24)の左辺からわかるように測定される量はいずれも音速の比の形になっているから、実際には伝播距離を測定する必要はなく、伝播時間を高精度に計るだけでよい。

4. 応力効果と組織効果の分離

(i) SH 波の斜角入射⁸⁾

図 1 に示すように、 $x_2 - x_3$ 面内を入射角 ϕ で伝播する SH 波を考えると、式(12)、(13)において $p_1 = 1$, $p_2 = p_3 =$

図1 SH波の斜角入射法

0, $n_1=0$, $n_2=\sin\phi$, $n_3=\cos\phi$ とおくことにより, x_1 方向に振動する SH 波の速度は V_{SH1} は

$$\begin{aligned} V_{SH1}^2 = & (\sin^2\phi/\rho_0) \{C_{66} + 2C_{66}(\epsilon_1^1 + \epsilon_2^1) + C_{661}\epsilon_1^1 \\ & + C_{662}\epsilon_2^1 + C_{663}\epsilon_3^1 + \sigma_1^1\} \\ & + (\cos^2\phi/\rho_0) \{C_{55} + 2C_{55}(\epsilon_1^1 + \epsilon_3^1) + C_{551}\epsilon_1^1 \\ & + C_{552}\epsilon_2^1 + C_{553}\epsilon_3^1 + \sigma_3^1\} \end{aligned} \quad (27)$$

で与えられる。ここで, 入射角 ϕ は波の伝播方向が x_3 軸となす角度である。同様に, x_2 方向に振動し, x_1 - x_3 面内を伝播する SH 波の速度 V_{SH2} は

$$\begin{aligned} V_{SH2}^2 = & (\sin^2\phi/\rho_0) \{C_{66} + 2C_{66}(\epsilon_1^1 + \epsilon_2^1) + C_{661}\epsilon_1^1 \\ & + C_{662}\epsilon_2^1 + C_{663}\epsilon_3^1 + \sigma_1^1\} \\ & + (\cos^2\phi/\rho_0) \{C_{44} + 2C_{44}(\epsilon_1^1 + \epsilon_3^1) + C_{441}\epsilon_1^1 \\ & + C_{442}\epsilon_2^1 + C_{443}\epsilon_3^1 + \sigma_3^1\} \end{aligned} \quad (28)$$

となる。このように振動方向が直交する二つの SH 波の入射角 ϕ を等しくとり, 音響異方性を $(V_{SH1} - V_{SH2})/V_{SH}$ で定義すると, 弱い直交異方性材料に対して,

$$\begin{aligned} \frac{V_{SH1} - V_{SH2}}{V_{SH}} = & \cos^2\phi \left\{ \frac{C_{55} - C_{44}}{2\mu} \right\} \\ & + B(\phi)(\sigma_1^1 - \sigma_2^1) \end{aligned} \quad (29)$$

と書ける。この場合の音弾性定数 $B(\phi)$ は

$$\begin{aligned} B(\phi) = & \{\cos^2\phi(S_{11} - S_{12}) + (2C_{55} + C_{551} - C_{552}) \\ & - \sin^2\phi\}/(2C_{44}) \end{aligned} \quad (30)$$

で与えられる。ここで V_{SH} は V_{SH1} と V_{SH2} の平均値である。

図1に示すように送信振動子 T と受信振動子 R を, その間隔を決めてセットする。ある入射角に対して振動方向が直交する二つの SH 波の速度を測定して式(29)の左辺の音響異方性の値を求める。つぎに異なる入射角に対して同様に音響異方性の値を求める。これらの測定値を式(29)に代入することにより, 二つの式が得られ二つの未知量 $(C_{55} - C_{44})/(2\mu) = \alpha$ と $\sigma_1^1 - \sigma_2^1$ が分離して求められる。この方法により測定される応力は厚さ (x_3 方向) にわたっての平均値であることは勿論であるが,

x_1 - x_2 面内の送受信振動子間の距離にわたっての平均値であって, 分解能はあまり良いとはいえない。また, 式(29)より得られる二つの式において, 二つの未知量の係数の行列式の値が小さい場合には精度は悪くなる。

(ii) 伝播方向と振動方向を入れ換えた二つのせん断波の速度差⁹⁾

x_1 方向に伝播する二つのせん断波の速度は式(13)において $n_1=1$, $n_2=n_3=0$ とおき式(10)を用いることにより

$$\begin{aligned} \rho V_{12}^1 = & C_{66} - C_{66}\epsilon^1 + 2C_{66}(\epsilon_1^1 + \epsilon_2^1) + \sigma_1^1 \\ & + C_{661}\epsilon_1^1 + C_{662}\epsilon_2^1 + C_{663}\epsilon_3^1 \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \rho V_{13}^2 = & C_{55} - C_{55}\epsilon^1 + 2C_{55}(\epsilon_1^1 + \epsilon_3^1) + \sigma_1^1 \\ & + C_{551}\epsilon_1^1 + C_{552}\epsilon_2^1 + C_{553}\epsilon_3^1 \end{aligned} \quad (32)$$

と得られる。ここで $\epsilon^1 = \epsilon_1^1 + \epsilon_2^1 + \epsilon_3^1$ である。同様に x_2 方向に伝播する二つのせん断波の速度は

$$\begin{aligned} \rho V_{21}^2 = & C_{66} - C_{66}\epsilon^1 + 2C_{66}(\epsilon_2^1 + \epsilon_1^1) + \sigma_2^1 \\ & + C_{661}\epsilon_1^1 + C_{662}\epsilon_2^1 + C_{663}\epsilon_3^1 \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \rho V_{23}^2 = & C_{44} - C_{44}\epsilon^1 + 2C_{44}(\epsilon_2^1 + \epsilon_3^1) + \sigma_2^1 \\ & + C_{441}\epsilon_1^1 + C_{442}\epsilon_2^1 + C_{443}\epsilon_3^1 \end{aligned} \quad (34)$$

x_3 方向に伝播する二つのせん断波の速度は

$$\begin{aligned} \rho V_{31}^2 = & C_{55} - C_{55}\epsilon^1 + 2C_{55}(\epsilon_3^1 + \epsilon_1^1) + \sigma_3^1 \\ & + C_{551}\epsilon_1^1 + C_{552}\epsilon_2^1 + C_{553}\epsilon_3^1 \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \rho V_{32}^2 = & C_{44} - C_{44}\epsilon^1 + 2C_{44}(\epsilon_3^1 + \epsilon_2^1) \\ & + C_{441}\epsilon_1^1 + C_{442}\epsilon_2^1 + C_{443}\epsilon_3^1 \end{aligned} \quad (36)$$

となる。以上の結果から明らかのように, 一般に

$$\rho(V_{ij}^2 - V_{ji}^2) = \sigma_i^1 - \sigma_j^1 \quad (37)$$

あるいは, 二つのせん断波の平均速度を V_{ij}^0 とすると

$$\frac{V_{ij} - V_{ji}}{V_{ij}^0} = \frac{1}{2C_{ijij}}(\sigma_i^1 - \sigma_j^1) \quad (\text{総和はとらない}) \quad (38)$$

が成立し, 伝播方向と振動方向を入れ換えた二つのせん断波の速度差は組織効果を含まないことがわかる。なお式(38)において弾性定数は通常のテンソル表示にもどしてある。

實際上, この方法を用いることができるのは, 表面に沿って伝播し, 表面に平行に偏向した SH 波により表面近傍の主応力が求められる場合である。

5. 主応力方向が異方性の軸方向と一致しない場合⁴⁾⁹⁾

以上はすべて初期状態における主応力方向が集合組織の異方性の軸の方向と一致する場合であったが, ここでは第3の主応力方向は異方性の軸と一致するが, 第1, 第

2の主応力方向は異方性の軸と ϕ だけ傾いている場合を考える。座標軸は異方性の軸と一致させてとり、弾性波は x_3 方向に伝わるとする。式(12)は

$$\begin{bmatrix} A_{3131}-\rho V^2 & A_{3132} & 0 \\ A_{3231} & A_{3232}-\rho V^2 & 0 \\ 0 & 0 & A_{3333}-\rho V^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{bmatrix} = 0$$

となる。ここで係数 A_{ijkl} は式(15)及び

$$A_{3231}=A_{3132}=(\rho/\rho_0)\{(C_{44}+C_{55})\epsilon_{12}^1 + (C_{44}-C_{55})\omega_{12}^1 + 2C_{456}\epsilon_{12}^1\} \quad (40)$$

で与えられる。ただし、 ω_{ij}^1 は回転

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right\} \quad (41)$$

である。式(39)の固有値として、式(16)で与えられる縦波の速度以外に二つのせん断波の速度

$$\begin{aligned} \left. \frac{2\rho V_{31}^2}{2\rho V_{311}^2} \right\} &= C_{55}+C_{44}+2\sigma_3^1 + (C_{55}+C_{44})\epsilon_3^1 \\ &+ (C_{55}-C_{44})(\epsilon_{11}^1-\epsilon_{22}^1) \\ &+ (C_{551}+C_{441})\epsilon_{11}^1 + (C_{552}+C_{442})\epsilon_{22}^1 \\ &+ (C_{553}+C_{443})\epsilon_3^1 \\ &\pm \{ (C_{55}-C_{44}) + (C_{55}-C_{44})\epsilon_3^1 \\ &+ (C_{55}+C_{44})(\epsilon_{11}^1-\epsilon_{22}^1) \\ &+ (C_{551}-C_{441})\epsilon_{11}^1 + (C_{552}-C_{442})\epsilon_{22}^1 \\ &+ (C_{553}-C_{443})\epsilon_3^1 \}^2 \\ &+ 4\{(C_{55}+C_{44}+2C_{456})\epsilon_{12}^1 + (C_{44}-C_{55})\omega_{12}^1\}^2 \}^{1/2} \end{aligned} \quad (42)$$

が得られる。これより

$$\begin{aligned} 2\rho(V_{31}^2-V_{311}^2) &= \{ (C_{55}-C_{44}) + (C_{55}-C_{44})\epsilon_3^1 \\ &+ (C_{55}+C_{44})(\epsilon_{11}^1-\epsilon_{22}^1) + (C_{551}-C_{441})\epsilon_{11}^1 \\ &+ (C_{552}-C_{442})\epsilon_{22}^1 + (C_{553}-C_{443})\epsilon_3^1 \}^2 \\ &+ 4\{(C_{55}+C_{44}+2C_{456})\epsilon_{12}^1 + (C_{44}-C_{55})\omega_{12}^1\}^2 \}^{1/2} \end{aligned} \quad (43)$$

となるが、弱い異方性の場合を考えることにすると、異方性の大きさとひずみの積の項を無視することにより、主応力方向が異方性の軸方向と一致しない場合の複屈折音弾性法則は

$$\frac{V_{31}-V_{311}}{V_T} = [\alpha^2 + 2\alpha C_A(\sigma_1^1 - \sigma_2^1)\cos 2\phi + C_A^2(\sigma_1^1 - \sigma_2^1)^2]^{1/2} \quad (44)$$

で与えられる。また、 V_{31} 、 V_{311} の速度をもつせん断波の振動方向が、 x_1 、 x_2 軸となす角を θ とすると、

$$\tan 2\theta = \frac{C_A(\sigma_1^1 - \sigma_2^1)\sin 2\phi}{\alpha + C_A(\sigma_1^1 - \sigma_2^1)\cos 2\phi} \quad (45)$$

で与えられる。 $\phi=0$ の場合あるいは組織効果がない場合は、式(45)より $\theta=\phi$ となり、式(44)は式(23)に帰することがわかる。

6. 残留応力の測定

高精度の伝播時間測定法としては、シング・アラウンド法¹⁰⁾、パルス・エコー法¹¹⁾、スペクトル法¹²⁾、時間間隔平均法¹³⁾、などがあるが、ここでは、最も広く用いられているシング・アラウンド法について簡単に説明する。立上りのするどい高電圧パルスが送信振動子を励振し、試料内に弾性波を入射する。試料内を伝播し反射をくり返した後、この弾性波のエコーは受信振動子により電気パルスに変換されてシング・アラウンド・ユニットに帰ってくる。この際、ゲート回線を経由させることにより特定のエコーを選択することができる。この信号は増巾器及び自動利得コントローラを経て一定振巾まで増巾され、残響が充分小さくなるのを待たために遅延回路を通してトリガ回路に入り、あらかじめ設定されたレベルでトリガ信号がでて、これが次の電気パルスを発振する。すなわち、受信波がユニット内を巡回して自ら次のパルスを発信することにより一つのシング・アラウンド・サイクルを形成するのである。このようなサイクルを、たとえば 10^4 回くり返し、その経過時間を10MHzのカウンタで計測する。反射法の場合には、送受信を一つの振動子で行う。振動子としては、数MHzの中心周波数をもつ水晶やPZT(ジルコン酸鉛・チタン酸鉛)などの電圧素子が用いられているが、せん断波を使用するときには、振動子と試料表面の間の確実な音響結合を保つために、試料の表面処理と結合剤の選択に細心の注意を払わなければならない。電磁超音波振動子(EMAT)は、磁界と渦電流の相互作用で生じるローレンツ力により材料内に弾性波を入射し、また、この逆の過程で弾性波を受信する振動子³⁾である。変換効率はいくつか、原理的には非接触であることが大きな長所である。

現在までに報告されている超音波による残留応力の測定は、ほとんどが複屈折音弾性法によるものである。その際、音弾性定数 C_A は、それぞれの供試材より引張りあるいは圧縮試験片を製作し、単軸荷重試験により校正実験を行って、得られた応力-音響複屈折関係の勾配より求めている。なお、残留応力の発生過程においては、材料が塑性変形の履歴を受ける場合が多い。従って、塑性変形が音弾性定数及び組織異方性におよぼす影響を知っておく必要がある。これまでに得られたデータ¹⁴⁾によると塑性変形による音弾性定数の変化は僅かであって、実用上変化しないと考えてよい。

(i) 圧延 H 型鋼¹⁵⁾

圧延 H 型鋼のフランジ部及びウェブ部の残留応力測定の場合は音弾性残留応力測定の問題点を典型的に示している。測定した試料の主要寸法を図 2 に示す。斜線をほどこした A～E のフランジ部及びウェブ部の各領域の中心線上で複屈折音弾性測定をシング・アラウンド法で

図 2 圧延 H 型鋼の主要寸法

行った。圧延 H 型鋼の残留応力は長手方向の応力が支配的であることが経験上知られている。応力効果と組織効果の分離を次の仮定のもとに行った。両自由端 A, E 部では長手方向の残留応力は解放されているとみなすことができる。そこで、組織異方性が同一圧延線上で一定で

図 3 フランジ部の残留応力

あると仮定する。すなわち、両端の A, E 部の音響異方性の幅方向の分布を測定して、それをこの H 型鋼全体にわたって組織異方性の幅方向の分布とみなすのである。そこで、B, C 及び D 部で測定した音響異方性の値からこのようにして求めた組織異方性の値を差し引くことにより、応力異方性が得られる。このようにして非破壊的に求めたフランジ C 部及びウェブ C 部における長手方向の残留応力の幅方向の分布を図 3 および図 4 の白丸印で

図 4 ウェブ部の残留応力

示す。確認のために、図 2 の A～E 部の長さ 100mm の斜線部を切断して長手方向の残留応力を解放し、切断前後のゲージ長さをコンタクト・ゲージで測定することにより残留応力を求めた。このように慣用の破壊法により求めた残留応力の値を図 3 及び図 4 に×印で示す。これらの図より、フランジ部では音響性法による非破壊的な測定結果は、慣用の破壊法によるものとかかなりよく合っているが、ウェブ部では両者の違いが大きいことがわかる。そこで、分離の問題で用いた仮定が正しかったかどうかを確かめるために、切断して残留応力を解放した試料の音響複屈折を測って組織異方性の真の値を求めた。その結果、フランジ部では、仮定した通り組織異方性の分布は同一圧延線上ではほぼ一定であったが、ウェブ部では同一圧延線に沿って組織異方性は著しく変化し、また値そのものも応力効果によるものよりはるかに大きかった。このように、ウェブ部では分離の仮定は実際と大きくかけ離れていた。そこで、このようにして得られた真の組織異方性 α の値を、切断前の残留応力が存在する状態で測定した音響異方性の値より差し引くことによって得られた残留応力の値を図 3 及び図 4 に黒丸印で示す。これらの結果からわかるように、組織異方性 α の値を正しく評価しさえすれば、音弾性法によって残留応力をかなりの精度で求めることができる。

(ii) はりの弾塑性曲げ¹⁴⁾

この実験は、塑性変形による組織異方性 α の変化を簡単に求める一つの方法を提供するものである。厚さ 22mm、深さ 51mm 長さ 305mm のアルミ合金製のはりに、上端、下端、それぞれに、長さ 267mm 及び 127mm の間隔で集中荷重を与えて中央の 127mm の部分に一樣曲げの状態を実現させる。上端、下端からそれぞれ約

図5 はりの弾塑性曲げによる残留応力(Hirao & Pao)

図6 塑性ひずみによる組織異方性の変化(Hirao & Pao)

16mm 塑性域が内部に進行するまで荷重を増加させた後、除荷した。このようにしてはりに生じた残留応力をエコー重量法を用いて複屈折音弾性法で測定し、慣用の破壊法による測定結果と比較した。すなわち、複屈折音弾性法測定を、負荷前の無応力状態、除荷後の残留応力が存在する状態、及び小片に切断して残留応力を解放した状態について、はりの中央部において上端から下端にわたって行った。この結果を慣用のひずみゲージによる破壊法の測定結果と比較したのが図5で、両者により一致が得られている。図中、白丸印は負荷前の無応力状態において測定した α を用いたもの、黒丸印は小片に切断して残留応力を解放した後に測定した α を用いたものである。これらのデータにおける負荷前と切断後の音響複屈折を比較することにより組織異方性 α の変化が得られるが、これをはりの上端から下端にわたってひずみゲージで測定した塑性ひずみの分布と対応させることにより、塑性ひずみによる α の変化が得られる。その結果を図6に示す。圧縮塑性ひずみに対して α の変化が大きいことがわかる。

図7 はめ込み溶接円板の音響複屈折

図8 はめ込み溶接円板の残留応力分布

(iii) はめ込み溶接円板¹⁶⁾

溶接により生じた残留応力を音弾性法により測定した例である。板厚 18mm、直径 288mm の軟鋼円板から直径 80mm の同心円板を切り出して開先処理を行った後、圧延方向を一致させて再びはめ込んで溶接したものである。このはめ込み溶接円板の複屈折音弾性測定をシング・アラウンド法により、圧延方向に平行及び直交する直径線で行った結果を図7に示す。白丸印は圧延方向に平行な直径上のデータ、黒丸印は圧延方向に垂直な直径上のデータである。この問題では、次のように考えて組織効果と応力効果の分離を行った。すなわち、残留応力の分布は軸対称であり、圧延による組織異方性は一方方向性であると考えられる。そこで円板中心から同一半径位置にある二つの直交する直径上の点のデータを平均す

ることにより応力複屈折量が得られる。このようにして求めた残留応力 $\sigma_r - \sigma_\theta$ の分布を図8の黒丸印で示す。比較のために、ひずみゲージを用いて小片に切断前後のひずみゲージの値より求めた残留応力の値を×印で示す。両者はよく一致している。

以上の測定例より明らかなように、組織効果さえ正確に評価することができれば、音弾性による残留応力測定は充分実用に供し得るものであると結論できるであろう。

参 考 文 献

- 1) B. A. Auld, Acoustic Fields and Waves in Solids, John Wiley, 1973, 126
- 2) 徳岡辰雄, 岩清水幸夫, 音弾性, 機械の研究, **27** (1973), 860
- 3) R. B. King and C. M. Fortunko, Determination of In-plane Residual Stress States in Plates using Horizontally Polarized Shear Waves. J. Appl. Phys., **54** (1983), 3027
- 4) Y. Iwashimizu and K. Kubomura, Stress-induced rotation of polarization directions of elastic waves in slightly anisotropic materials, Int. J. Solids Struct., **9** (1973), 99
- 5) 福岡秀和, 音弾性入門, 非破壊検査, **33** (1984), 633
- 6) H. Toda, H. Fukuoka and Y. Aoki, R-value acoustoelastic analysis of residual stress in a seam welded plate, Jap. J. Appl. phys., **23** (1984) Suppl. 23-1, 86
- 7) R. T. Smith, R. Stern and R. W. B. Stephens, Third-order elastic moduli of polycrystalline metals from ultrasonic velocity measurements, J. Acoust. Soc. Am., **40** (1966), 1002
- 8) R. B. Thompson, J. F. Smith and S. S. Lee, Absolute determination of stress in textured materials, Rev. Progr. in QNDE, **2B** (1983), 1339
- 9) K. Okada, Stress-acoustic relations for stress measurement by ultrasonic technique, J. Acoust. Soc. Japan, **1** (E) (1980), 193
- 10) D. I. Crecraft, The measurement of applied and residual stresses in metals using ultrasonic waves, J. Sound Vib, **5** (1967), 173
- 11) E. P. Papadakis, Ultrasonic phase velocity by the pulse-echo-overlap method incorporating diffraction phase corrections, J. Acoust. Soc. Am., **42** (1967), 1045
- 12) J. Blinka and W. Sachse, Application of ultrasonic pulse-spectroscopy measurements to experimental stress analysis, Exp. Mech., **16** (1976), 448
- 13) A. V. Clark, Jr., H. Fukuoka, D. V. Mitrovic and J. C. Moulder, Characterization of residual stress and texture in cast steel railroad wheels, Ultrasonics, **24** (1986), 281
- 14) M. Hirao and Y. H. Pao, Dependence of acoustoelastic birefringence on plastic strains in a beam, J. Acoust. Soc. Am., **77** (1985), 1659
- 15) 福岡秀和, 戸田裕己, 中裕之, 音弾性法による圧延 H 形鋼の残留応力測定, 材料, **30** (1981), 261
- 16) H. Fukuoka, H. Toda and T. Yamane, Acoustoelastic stress analysis of residual stress in a patch-welded disk, Exp. Mech., **18** (1978), 277

溶接に関する国際行事の御案内 (1990)

会 議 名	日 時	開 催 地	会議用語	主 催 (連 絡 先)
5th International Colloquium "Verbindungstechnik in der Elektronik" (Joining techniques in Electronics)	FEBRUARY	Fellbach or Hannover GERMANY	English German	Deutscher Verband fuer Schweisstechnik (D.V.S.)- Postfach 2725-D 4000 Duesseldorf 1-F.R.G.
9th International Exhibition on Welding Technique	FEBRUARY (7 days)	Brno CZECHOSLO- VAKIA	Czech	Dom Techniky, Skultétyho 1 832 77 Bratislava CZECHOSLOVAKIA
9th International Welding Congress "The Week of Welding in Czechoslovakia"			English German Russian Slovak	