

共振電磁超音波法による 冷延鋼板のオンライン $\bar{r}$ 値測定技術の開発

俵口 隆雄*・赤木 俊夫*・川島 捷宏*・吉原 敦*²・縄田 康隆*²・渡辺 敏*²

Development of an On-line $\bar{r}$ -value Measurement Technique
for Cold Rolled Steel Sheet Using a Resonance Mode Electromagnetic Acoustic Transducer

Takao HYOGUCHI, Toshio AKAGI, Katsuhiko KAWASHIMA, Atsushi YOSHIWARA, Yasutaka NAWATA and Satoshi WATANABE

Synopsis : An on-line nondestructive measurement technique for r -value (plastic strain ratio), which evaluates the press formability of cold-rolled steel sheets, has been developed. This technique uses a thickness resonance mode electromagnetic acoustic transducer (EMAT), which can measure the ratio of three different mode ultrasonic resonance frequencies. The in-plane average Young's modulus is calculated from three frequencies and the elastic stiffnesses of an iron single crystal C_{11}^0 , C_{12}^0 , C_{44}^0 . The in-plane average r -value is obtained from the in-plane average Young's modulus. A good correspondence was obtained between the in-plane average r -value measured by this method and the in-plane average r -value measured by tensile testing. We have proved by experiment that the effects of temperature, tensile stress and moving speed of steel sheets are negligible for practical on-line use.

Key words : on-line measurement ; r -value ; Young's modulus ; steel sheets ; electromagnetic acoustic transducer (EMAT) ; ultrasonic waves ; thickness resonance ; frequency.

1. 緒言

冷延鋼板の r 値 (塑性歪比; $r = \ln(W_0/W) / \ln(t_0/t)$, W_0 , t_0 : 板幅, 板厚の初期値, W , t : 板幅, 板厚の引張試験後の値) はプレス加工して使用される自動車用深絞り鋼板の成形性を評価する重要な指標である。現在, r 値は引張試験法や固有振動法, X線極点図法等の破壊的方法で測定されている。これらの測定法ではサンプル切出しや前処理に時間がかかり迅速な測定ができない。この問題を解決するために, 集合組織の結晶方位と音響的異方性に着目して超音波測定により圧延面内平均 r 値 ($\bar{r}$ 値) を得る非破壊的測定法が研究されている^{1)~4)}。オンラインで $\bar{r}$ 値を連続測定することは鋼板の全長にわたって品質管理や品質保証を行うために極めて重要であるが, オンラインに適用された報告は少ない⁵⁾。

本論文では, 文献¹⁾²⁾の理論を展開し, 板厚方向に伝播する3種のバルク超音波の厚み共振周波数と鉄単結晶の3個の弾性率から冷延鋼板の圧延面内平均ヤング率 ($\bar{E}$) を求める方法を明らかにし, またこれと $\bar{r}$ 値の相関関係⁶⁾から $\bar{r}$ 値を求める方法を示し, 次に“共振電磁超音波法”を用いて厚み共振周波数測定によりヤング率 $\bar{E}$ を計算し, $\bar{r}$ 値を得るオンライン $\bar{r}$ 値測定技術について述べ⁷⁾⁸⁾, さらにその

測定性能を検討した。

2. ヤング率および $\bar{r}$ 値計算法

2・1 冷延鋼板の内部を伝播する超音波とヤング率

鉄単結晶は立方晶であり, その弾性率行列は3個の既知の弾性率 C_{11}^0 , C_{12}^0 , C_{44}^0 を有する。焼鈍済み冷延鋼板 (本論文では単に冷延鋼板と呼ぶ) はこの立方晶の多結晶の集合体と考えられ, 集合組織を形成している。圧延された薄鋼板は斜方晶系の対称性を有することが知られている。多結晶体の結晶の優先方位の度合は, 材料軸に関して, 特定の方位を有する結晶方位の確率を与える結晶方位分布係数によって表される。

Sayersは斜方晶系の対称性を持つ多結晶試料の場合, 3個の低次の結晶方位分布係数 W_{400} , W_{420} , W_{440} , および単結晶の3個の弾性率 C_{11}^0 , C_{12}^0 , C_{44}^0 により多結晶試料の弾性率および弾性コンプライアンスを表せることを示した⁹⁾。ここで, Sayersは弾性係数を平均化するために“ひずみ一定”と仮定するVoigtモデル, ならびに“応力一定”と仮定するReussモデルを使った。

KawashimaはFig. 1に示すような5種の超音波, すなわち板厚方向 (Z 方向) に伝播する縦波 U_{zz} と板厚方向に伝播

平成4年11月4日受付 平成5年4月9日受理 (Received on Nov. 4, 1992; Accepted on Apr. 9, 1993)

* 新日本製鉄(株)エレクトロニクス研究所 (Electronics R & D Laboratories, Nippon Steel Corp., 5-10-1 Fuchinobe Sagamihara 229)

* 2 新日本製鉄(株)君津製鉄所 (Kimitsu Works, Nippon Steel Corp.)

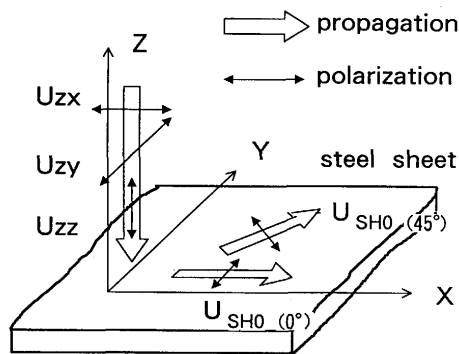


Fig. 1. Propagation and polarization directions of ultrasonic waves in a rolled metal sheet.

し圧延方向 (X方向) に偏波する横波 U_{zx} , 板厚方向に伝播し幅方向 (Y方向) に偏波する横波 U_{zy} , および SH_0 板波2種, を測定し, 共振周波数3種と音速2種, および鉄単結晶の弾性率3個からVoigtモデルを用いてヤング率を導出し, $\bar{r}$ 値を求めた¹⁾. さらに, Kawashimaは前記と同様に共振周波数3種と音速2種, および3個の単結晶の弾性率を用いて, Voigtモデル, ならびにReussモデルからそれぞれ3個の結晶方位分布係数を導出した²⁾. すなわち, これらの結晶方位分布係数は共振周波数比の関数 K_P , K_M , および音速比 K_3 の関数で表せることを次の(1)~(6)式で明らかにした. なお, 本論文では添字V, RはそれぞれVoigtおよびReussのモデルを表すものとする.

$$W_{V400} = \frac{7}{16\sqrt{2}\pi^2} \left(\frac{5C_{44}^0 + C^0}{C^0} \right) \left[1 - \left(\frac{5C_{11}^0 + 10C_{44}^0}{2C^0 + 10C_{44}^0} \right) K_P \right] \quad (1)$$

$$W_{V420} = \frac{-7}{16\sqrt{5}\pi^2} \left(\frac{5C_{44}^0 + C^0}{C^0} \right) \left(\frac{5C_{11}^0 + 10C_{44}^0}{2C^0 + 10C_{44}^0} \right) K_M \quad (2)$$

$$W_{V440} = \frac{7}{8\sqrt{35}\pi^2} \left(\frac{5C_{44}^0 + C^0}{C^0} + \frac{4\sqrt{2}\pi^2 W_{V400}}{7} \right) \left(1 - \frac{1}{K_3} \right) \quad (3)$$

$$W_{R400} = \frac{-7}{16\sqrt{2}\pi^2} \left(\frac{5S_{44}^0 + 4S^0}{4S^0} \right) \left[1 - \left(\frac{10S_{11}^0 + 15S_{12}^0 - S^0}{5S_{11}^0 + 10S_{12}^0} \right) K_P \right] \quad (4)$$

$$W_{R420} = \frac{7}{16\sqrt{5}\pi^2} \left(\frac{5S_{44}^0 + 4S^0}{4S^0} \right) \left(\frac{10S_{11}^0 + 15S_{12}^0 - S^0}{5S_{11}^0 + 10S_{12}^0} \right) K_M \quad (5)$$

$$W_{R440} = \frac{7}{8\sqrt{35}\pi^2} \left(-\frac{5S_{44}^0 + 4S^0}{4S^0} + \frac{4\sqrt{2}\pi^2 W_{R400}}{7} \right) \left(1 - \frac{1}{K_3} \right) \quad (6)$$

$$K_P = \frac{K_1^2 + K_2^2}{K_1^2 + K_2^2 + 1}, \quad K_M = \frac{K_1^2 - K_2^2}{K_1^2 + K_2^2 + 1} \quad (7)$$

$$K_1 = \frac{mf_{zy}}{nf_{zz}}, \quad K_2 = \frac{mf_{zx}}{nf_{zz}}, \quad K_3 = \frac{V_{SH_0}(45^\circ)}{V_{SH_0}(0^\circ)} \quad (8)$$

ここで, f_{zzm} は縦波超音波 U_{zz} の m 次厚み共振周波数, f_{zy} は

幅方向に偏波する横波超音波 U_{zy} の n 次厚み共振周波数, f_{zx} は圧延方向に偏波する横波超音波 U_{zx} の n 次厚み共振周波数であり, $V_{SH_0}(0^\circ)$, $V_{SH_0}(45^\circ)$ はそれぞれ伝播方向が圧延方向, 圧延方向と 45° をなす方向の SH_0 板波音速である. なお, 本論文では鉄単結晶の弾性率としてSchmidtの数値 ($C_{11}^0 = 237\text{GPa}$, $C_{12}^0 = 141\text{GPa}$, $C_{44}^0 = 116\text{GPa}$) を使った¹⁰⁾.

Sayersによれば, Voigtモデルに基づく9個の弾性率 C_{Vij} は, 次の(9)式で表せ, Reussモデルに基づく9個の弾性コンプライアンス S_{Rij} は, 次の(10)式で表せる⁹⁾.

$$\begin{aligned} C_{V11} &= C_{11}^0 - 2C^0 X_1, & C_{V22} &= C_{11}^0 - 2C^0 X_2, & C_{V33} &= C_{11}^0 - 2C^0 X_3 \\ C_{V44} &= C_{44}^0 + C^0 X_4, & C_{V55} &= C_{44}^0 + C^0 X_5, & C_{V66} &= C_{44}^0 + C^0 X_6 \\ C_{V23} &= C_{12}^0 + C^0 X_4, & C_{V31} &= C_{12}^0 + C^0 X_5, & C_{V12} &= C_{12}^0 + C^0 X_6 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} S_{R11} &= S_{11}^0 - 2S^0 X_1, & S_{R22} &= S_{11}^0 - 2S^0 X_2, & S_{R33} &= S_{11}^0 - 2S^0 X_3 \\ S_{R44} &= S_{44}^0 + 4S^0 X_4, & S_{R55} &= S_{44}^0 + 4S^0 X_5, & S_{R66} &= S_{44}^0 + 4S^0 X_6 \\ S_{R23} &= S_{12}^0 + S^0 X_4, & S_{R31} &= S_{12}^0 + S^0 X_5, & S_{R12} &= S_{12}^0 + S^0 X_6 \end{aligned} \quad (10)$$

ここで, $C^0 = C_{11}^0 - C_{12}^0 - 2C_{44}^0$, $S^0 = S_{11}^0 - S_{12}^0 - S_{44}^0/2$ とする. また, X_i ($i = 1 \sim 6$) は次式で表せる.

$$\begin{aligned} X_1 &= \left\{ \frac{1}{5} - \frac{6}{35}\sqrt{2}\pi^2 \left[W_{400} - \frac{2}{3}\sqrt{10}W_{420} + \frac{1}{3}\sqrt{70}W_{440} \right] \right\} \\ X_2 &= \left\{ \frac{1}{5} - \frac{6}{35}\sqrt{2}\pi^2 \left[W_{400} + \frac{2}{3}\sqrt{10}W_{420} + \frac{1}{3}\sqrt{70}W_{440} \right] \right\} \\ X_3 &= \left\{ \frac{1}{5} - \frac{16}{35}\sqrt{2}\pi^2 W_{400} \right\} \\ X_4 &= \left\{ \frac{1}{5} - \frac{16}{35}\sqrt{2}\pi^2 \left[W_{400} + \sqrt{\frac{5}{2}}W_{420} \right] \right\} \\ X_5 &= \left\{ \frac{1}{5} - \frac{16}{35}\sqrt{2}\pi^2 \left[W_{400} - \sqrt{\frac{5}{2}}W_{420} \right] \right\} \\ X_6 &= \left\{ \frac{1}{5} + \frac{4}{35}\sqrt{2}\pi^2 \left[W_{400} - \sqrt{70}W_{440} \right] \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

(1)~(11)式から弾性率 C_{Vij} および弾性コンプライアンス S_{Rij} は次式の関数型で表せる.

$$\begin{aligned} C_{Vij} &= F_{Vij}(K_P, K_M, K_3, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0) \\ S_{Rij} &= F_{Rij}(K_P, K_M, K_3, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0) \end{aligned}$$

ここで, S_{11}^0 , S_{12}^0 , S_{44}^0 は C_{11}^0 , C_{12}^0 , C_{44}^0 で表せることを使った.

また, 圧延平面内で圧延方向との角度 α をなす方向のヤング率 $E(\alpha)$ は一般に次式で表せる¹¹⁾.

$$E(\alpha) = 1/[S_{22}\sin^4\alpha + S_{11}\cos^4\alpha + (S_{66} + 2S_{12})\sin^2\alpha \cos^2\alpha]$$

ここで, Voigtモデルでは弾性率行列 $[C_{Vij}]$ の逆行列の要素を S_{ij} として使い, Reussモデルでは弾性コンプライアンス行列 $[S_{Rij}]$ の要素を S_{ij} として使って計算する. したがって, VoigtならびにReussモデルのヤング率は次式の関数型で表せる.

$$E_V(\alpha) = F_1(K_P, K_M, K_3, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0, \alpha)$$

$$E_R(\alpha) = F_2(K_P, K_M, K_3, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0, \alpha)$$

2・2 3種の超音波測定によるヤング率 $\bar{E}$ および $\bar{r}$ 値の計算と精度検討

本論文では前節で得られたVoigtならびにReussモデルのヤング率を算術平均するモデルを使うことにする。この場合ヤング率 $\bar{E}$ は次式の関数型で表せる。

$$\begin{aligned} \bar{E} = & [(E_V(0^\circ) + 2E_V(45^\circ) + E_V(90^\circ)) / 4 \\ & + (E_R(0^\circ) + 2E_R(45^\circ) + E_R(90^\circ)) / 4] / 2 \\ = & H(K_P, K_M, K_3, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0) \dots\dots\dots(12) \end{aligned}$$

すなわち、超音波測定によって得られる変数 K_P , K_M , 音速比 K_3 および鉄単結晶の弾性率3個を(12)式に代入することによりヤング率 $\bar{E}$ を得ることができる。さらに、 $\bar{r}$ 値($\bar{r} = [r(0^\circ) + 2r(45^\circ) + r(90^\circ)] / 4$)とヤング率 $\bar{E}$ との経験的な関係から $\bar{r}$ 値を得ることができることは既に知られている⁶⁾。

ここで、もし K_3 を一定値としてもヤング率 $\bar{E}$ が得られるならばSH₀板波を測定する必要がないので都合である。そこで、 K_3 の変化に対してヤング率 $\bar{E}$ の変化がどの程度あるかを検討した。まず、板厚が0.6~2.3mm, r 値が1.0~2.5の範囲の多数の冷延鋼板を測定し、その結果 K_P , K_M , K_3 が概略次の範囲であることを確認した。

$$0.32 < K_P < 0.37, -0.04 < K_M < 0.0,$$

$$0.94 < K_3 < 1.03$$

上記範囲で K_3 を変化させた場合と $K_3 = K_3^*$ (一定値)とした場合とのヤング率の誤差を知るために、(12)式から $\bar{E}$ を、次の(13)式から誤差 $d\bar{E}$ を数値計算した。その結果をTable 1に示す。ここで、 $K_3^* = 0.96$ とした。

$$\begin{aligned} d\bar{E} = & H(K_P, K_M, K_3, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0) \\ & - H(K_P, K_M, K_3^*, C_{11}^0, C_{12}^0, C_{44}^0) \dots\dots\dots(13) \end{aligned}$$

この表から、 $d\bar{E}$ の変化は最大で0.05GPa程度であり非常に

Table 1. Calculated variation of $\bar{E}$ with K_P , K_M and K_3 variation.

K_P	K_M	K_3	$\bar{E}$ (GPa)	$d\bar{E}$ (GPa)
0.32	-0.04	0.94	223.52	+0.04
0.32	-0.04	0.96	223.48	—
0.32	-0.04	1.03	223.53	+0.05
0.32	0.00	0.94	223.48	+0.05
0.32	0.00	0.96	223.43	—
0.32	0.00	1.03	223.41	-0.02
0.37	-0.04	0.94	209.89	+0.01
0.37	-0.04	0.96	209.88	—
0.37	-0.04	1.03	209.93	+0.05
0.37	0.00	0.94	209.93	+0.02
0.37	0.00	0.96	209.91	—
0.37	0.00	1.03	209.90	-0.01

小さいことがわかる。 $\bar{r}$ 値に換算すると0.005程度である。このことより K_3 の変化に対するヤング率 $\bar{E}$ の変化は非常に小さく一定値を使っても誤差は非常に小さい。したがって、5種の超音波の内、3種のバルク超音波の測定だけでヤング率 $\bar{E}$, および $\bar{r}$ 値を得ることができることが明らかになった。これは、オンラインで3種の厚み共振周波数を測定すれば、ヤング率 $\bar{E}$ および $\bar{r}$ を得ることができることを意味する⁷⁾⁸⁾。

3. 測定方法

まず、冷延鋼板の板厚方向に伝播する3種類のバルク超音波を発生ならびに検出する原理を測定システムの構成図Fig. 2に従って述べる。電磁超音波トランスデューサ(EMAT)は直径20mmの偏平な円形コイルと電磁石から構成されている。電磁石の外形寸法は80mm ϕ ×60mm高さであり非常に小型である。このトランスデューサを冷延鋼板の上に近接させて置けば、電磁石によって冷延鋼板中に磁界が生じる。磁界は冷延鋼板の表面に垂直な成分 B_z と、冷延鋼板の表面に平行かつ放射状に分布する成分 B_r を有している。一方、円形コイルに高周波電流を流すと冷延鋼板中には渦電流 I_ϕ が誘起される。 I_ϕ と B_z の相互作用により冷延鋼板の表面に平行かつ放射状に分布する電磁力 F_r が生じる。また、 I_ϕ と B_r の相互作用により冷延鋼板の表面に垂直な電磁力 F_z が生じる。電磁力 F_r は圧延方向(X)に平行な成分 F_x と幅方向(Y)の成分 F_y に分けることができる。 F_z により板厚方向(Z)に伝播する縦波 U_{zz} が発生し、 F_x により圧延方向に偏波し板厚方向に伝播する横波 U_{zx} が発生し、 F_y により幅方向に偏波し板厚方向に伝播する横波 U_{zy} が発生する。こうして発生した超音波は逆の物理過程で検出される。

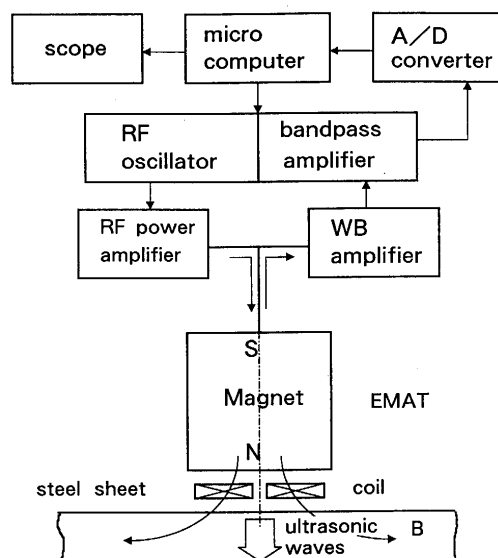


Fig. 2. System configuration using resonance mode EMAT.

このように1つのトランスデューサで3種のモードの超音波を同時に発生ならびに検出できる。

次に、厚み共振周波数測定法を述べる。超音波は前述の原理により発生するので、コイルに高周波電流を流した場合その周波数が次式を満足すれば板厚 d 、音速 V_{zz} , V_{zy} , V_{zx} の冷延鋼板中にその厚さ方向に定在波が生じる。

$$f_{zzm} = \frac{m}{2d} V_{zz}, \quad f_{zyn} = \frac{n}{2d} V_{zy}, \quad f_{zxk} = \frac{k}{2d} V_{zx} \quad \dots\dots\dots (14)$$

コイルに流す高周波電流の周波数を掃引しながら前述のような過程に従って超音波を発生させかつ検出し、検出された超音波が極大となる時の周波数を記録することにより(14)式で表される周波数を得ることができる。著者らは、このように電磁超音波トランスデューサにより板厚方向に伝播するバルク超音波の厚み共振周波数測定法を“共振電磁超音波法”と呼ぶことにする。共振電磁超音波法に用いる測定システムは同じく Fig. 2 に示すようにトランスデューサの他に、発振器、パワーアンプ、ワイドバンドアンプ、バンドパスフィルタ、AD変換器、マイクロコンピュータ等から構成されている。

この測定システムを使って超音波共振スペクトラムを測定した例を Fig. 3 に示す。この図から S/N が非常に大きいことが、また3種の超音波とも複数の共振ピークが現れていることがわかる。各超音波に対応する共振ピークの間隔はいずれも一定である。縦波共振ピークの間隔は横波のその約2倍であることから縦波共振周波数を決定でき、 $f_{zy} < f_{zx}$ の関係から横波2種の共振周波数を決定できる。

前章で示したように、(8)式より共振周波数比 K_1 , K_2 を求め、これらを(7)式に代入し K_P , K_M を求め、(1)~(6)式を(9)~(11)式に代入し、(12)式に示すヤング率 $\bar{E}$ を計算できる。さらに $\bar{E}$ と引張試験により測定した $\bar{r}$ 値との経験的相関関係から $\bar{r}$ 値を得る。以上のようにして共振電磁超音波法を用いた3種の共振周波数測定により $\bar{r}$ 値を測定できる。

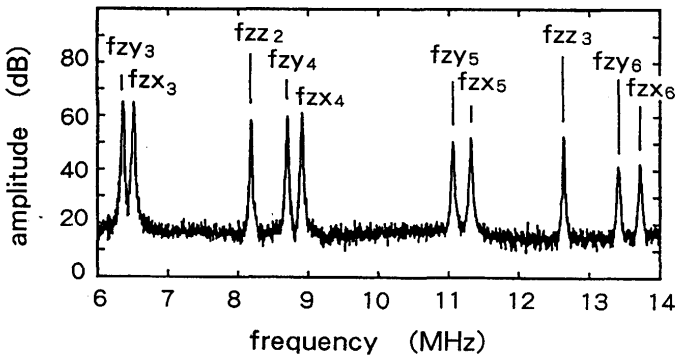


Fig. 3. Through - thickness resonance spectrum measured on a steel sheet sample (thickness 0.67 mm) with resonance mode EMAT.

4. 測定結果

4・1 オフライン測定

本方法で測定した冷延鋼板のヤング率 $\bar{E}$ 、および $\bar{r}$ 値の測定精度や、オンライン適用を想定した鋼板温度、鋼板張力、ならびに走行速度等の影響を調査するために次の実験を行った。

4・1・1 測定精度

板厚0.8mmの冷延鋼板サンプル134枚を測定し、本方法によって測定したヤング率 $\bar{E}$ と引張試験によって測定した $\bar{r}$ 値との相関を Fig. 4 に示す。非常に良い相関があることがわかる。引張試験によって測定した $\bar{r}$ 値および本方法によって測定したヤング率 $\bar{E}$ のデータから最小2乗法により2次式あてはめを行い $\bar{r}$ 値を推定した結果、その推定値と引張試験によって測定した $\bar{r}$ 値との誤差は標準偏差で $\sigma < 0.04$ であり非常に良い結果と言える。

4・1・2 リフトオフの影響

オンラインで測定する場合冷延鋼板と電磁超音波トランスデューサとの間にリフトオフ（エアギャップ）をとり非接触測定する必要がある。そこで、板厚0.8mmの鋼板を使い5mmまでのリフトオフと S/N との関係を測定し、その結果を Fig. 5 に示す。リフトオフは S/N に大きく影響するが、リフトオフ3mmでも S/N が20dB以上あることがわかる。また、この測定において共振周波数はリフトオフに依存しないことも確認できた。

4・1・3 鋼板温度の影響

鋼板の温度変化が $\bar{r}$ 値測定に与える影響を確認するため、板厚0.8mmの冷延鋼板および電磁超音波トランスデューサを恒温槽に入れて10~80℃の環境下におき、共振周波数を測定し、さらに(1)~(12)式により見かけのヤング率 $\bar{E}$ を計算した。これらの結果を Fig. 6 に示す。温度の上昇に伴い共振周波数は小さくなっている。見かけのヤング率は微増するがその変化率は10℃当り約0.053GPa、 $\bar{r}$ 値換算で0.005

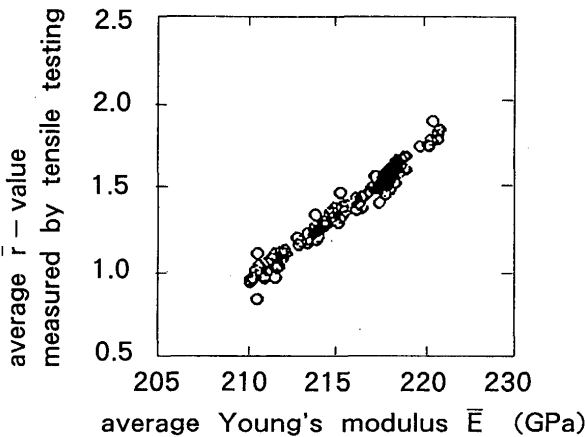


Fig. 4. Relation between average Young's modulus $\bar{E}$ measured by EMAT and average $\bar{r}$ -value measured by tensile testing.

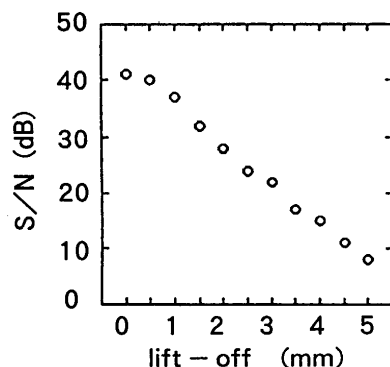


Fig. 5. Effect of lift-off on detected resonance peak.

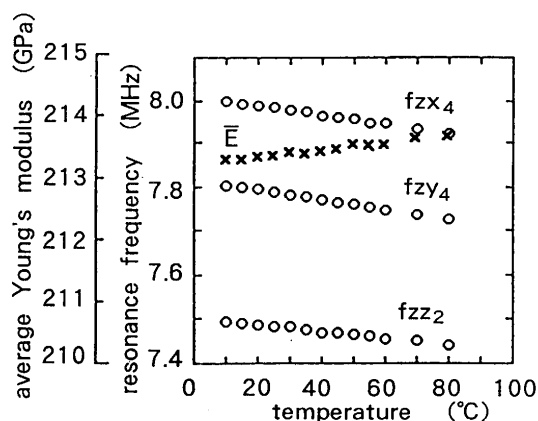


Fig. 6. Variation of resonance frequency and calculated Young's modulus with variation of temperature.

程度である。温度変化が小さい場合は影響が小さいと言える。

4・1・4 鋼板張力の影響

鋼板にかかる張力の影響を確認するために、板厚0.8mmの冷延鋼板から圧延方向に長いJIS 5号試験片を切出し、圧延方向に弾性域内で0～176.4MPaの応力をかけて共振周波数を測定した。共振周波数 f_{zx} の変化は他より大きく f_{zy} 、 f_{zz} の変化は僅少である。これに伴い、見かけのヤング率は変化する。これらの結果をFig. 7に示す。応力の増加に伴い、見かけのヤング率は微増するが、変化率は引張応力10MPa当り約0.015GPa、 $\bar{r}$ 値換算で0.001程度である。通常の操業条件(20MPa以下)では影響は非常に小さいと言える。

4・1・5 通板速度の影響

走行中の鋼板への適用性を確認するために、直径1000mmの測定用ロール部を含めて全長8.5m(鋼板長さ換算)の回転試験装置に共振電磁超音波トランスデューサを取り付け、板速度0～1.0m/s、リフトオフ2mmの条件にて測定した。板速度2.0m/sにおいても、静止状態と同程度のS/Nで測定ができ、共振周波数のずれも見られなかった。また、これによる $\bar{r}$ 値のずれも ± 0.007 以内に入っている。次に、通板速度を0, 0.33, 0.67, 1.0m/sに変化させ、同一測定位置

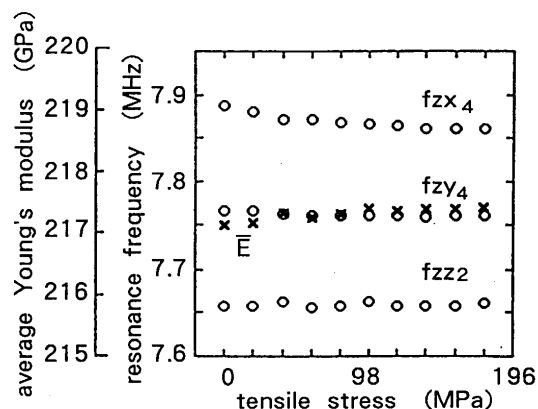
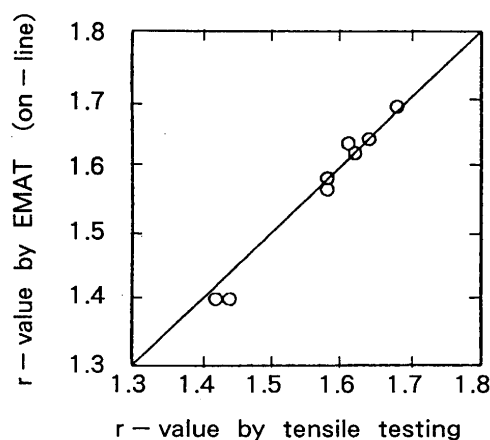


Fig. 7. Variation of resonance frequency and calculated Young's modulus with variation of tensile stress.

Fig. 8. Comparison between r -value measured on-line by EMAT and that measured off-line by tensile testing.

で繰返し測定し再現性を確認した。その結果、いずれの速度においても静止状態で測定した $\bar{r}$ 値と比較してその差は ± 0.004 以内にあり、また、同一速度においての繰返し測定精度は $\sigma < 0.002$ であり再現性が極めて良好であることがわかった。

4・2 オンライン測定

連続焼鈍ラインの出側に共振電磁超音波測定システムを設置しオンライン測定を行った。通板速度1.0m/sで板厚0.7mmの冷延鋼板の $\bar{r}$ 値を測定し、その結果と引張試験により測定した $\bar{r}$ 値との相関をFig. 8に示す。引張試験による $\bar{r}$ 値との差は標準偏差 σ で約0.03であり実用上問題なく非常に良い結果と言える。さらに、5m/s程度的高速通板状態で測定しても問題ないことを確認した。

5. 考察

5・1 オンライン測定環境の影響

5・1・1 鋼板温度の影響

共振周波数比を使っているので鋼板温度の影響が小さく

なっていると考えられる。一般に温度が上がるとヤング率は減少する傾向にあるが、この測定結果では逆の結果になった。その理由は本論文による計算式において鉄単結晶の弾性率を一定と仮定して測定したためである。実用上は問題ないと考えられる。

5.1.2 鋼板張力の影響

共振周波数比を使っているため鋼板張力の影響が小さくなっていると考えられる。一般に弾性域内でヤング率を測定すればヤング率は一定であるはずだが、この測定でもヤング率が大きくなった。その理由は引張方向の応力が敏感に反映されるからと考えられる。実用上は補正しなくても問題ないと考えられる。

5.1.3 通板速度および鋼板振動の影響

測定時間は周波数掃引に要する時間と同じで約10msである。10msの間に鋼板は通板速度 1 m/sで10mm, 10m/sで100 mm進むがこの区間では板厚一定、材質一定と仮定しても差し支えない。したがって、測定時間は充分短いので通板速度の影響は実用上問題ないと考えられ、実際に測定した結果も差異が認められなかった。オンライン測定では鋼板が振動するので鋼板と電磁超音波トランスデューサとのエアーギャップ変動が生じるが、共振周波数はリフトオフの影響を受けないのでS/N (例えば10dB) が確保されていれば共振周波数を測定できると考えられる。

5.2 メッキの場合の共振周波数ずれと測定誤差の検討

電磁超音波はメッキ層の表層部で発生すると仮定し、波動方程式を応力および変位の連続条件で解くことにより、共振周波数を求めることができる。簡単にするため、媒質中で超音波の減衰がないと仮定する。そこで、1層、3層をメッキ層、2層を地金とし、メッキ層では横波は単一と仮定して、両面メッキの場合の共振条件を計算し次式を得た。

$$Z_1 \tan \theta_1 + Z_2 \tan \theta_2 + Z_3 \tan \theta_3 - (Z_1 Z_3 / Z_2) \tan \theta_1 \tan \theta_2 \tan \theta_3 = 0 \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで、 $\theta_i = 2\pi f d_i / v_i$, f は共振周波数, v_i は超音波音速, ρ_i は密度, d_i は厚さ, $Z_i = \rho_i v_i$ は音響インピーダンス ($i = 1 \sim 3$) である。

亜鉛メッキ鋼板の場合のメッキ厚さの変化と共振周波数の変化を(15)式と次の条件により数値計算した。

条件は、亜鉛の縦波音速を4210m/s, 横波音速を2440m/s, 密度を $7.11 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 厚さを $d_1 = d_3$, $0 \sim 40 \mu\text{m}$ とし、冷延鋼板の縦波音速を5940m/s, 2種の横波音速を2920m/s, 3200m/s, 密度を $7.84 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, 板厚を1mmとした。横波共振周波数の4次と縦波共振周波数の2次を測定する場合、相対メッキ厚さ(地金厚さに対する両面メッキ厚さ)が約8%の場合、メッキが有ることによるヤング率 $\bar{E}$ の差異は0.3GPa以下で、 $\bar{r}$ 値換算で誤差が0.03程度であった。

メッキがある場合は、メッキがない場合と比較して縦波、

および横波の共振周波数が小さくなるが、共振周波数比を用いるので K_1 , K_2 の変化は非常に小さくなる。その結果ヤング率 $\bar{E}$ の変化は小さくメッキの影響が小さいと考えられる。また、メッキ厚さを既知として補正すれば誤差がさらに小さくなる。

6. 結言

本論文では、共振電磁超音波法により3種類の超音波の厚み共振周波数を測定し、この測定値と既知の鉄単結晶の3個の弾性率から冷延鋼板のヤング率 $\bar{E}$ および $\bar{r}$ 値をオンライン測定する方法を示し、オフライン測定およびオンライン測定により精度を確認した。その結果、引張試験により測定した $\bar{r}$ 値との良好な対応がとれた。

さらに測定性能を検討し、以下に示す特長を明らかにした。

- 1) 小型トランスデューサにより、非破壊、非接触、クリーン、かつ瞬間的な測定が可能である。
 - 2) バルク超音波の厚み共振法を利用しており、高感度で再現性の高い測定ができる。
 - 3) 周波数測定であるため、鋼板振動の影響を受けずに正確な測定ができる。さらに、周波数比を用いるので鋼板温度、鋼板張力など外的環境条件の影響が小さくオンライン測定に適する。この他にメッキ鋼板の場合相対メッキ厚みが小さければメッキの影響が小さい。
 - 4) 鋼板の片側からの測定でよく、また小型トランスデューサであるから設置スペースも小さくてすむ。これは幅方向に複数のトランスデューサを設置すれば、幅方向の $\bar{r}$ 値のプロファイルも測定可能であることを意味する。
- 本技術を用いて $\bar{r}$ 値を全長にわたって連続測定し、異常を早期発見することにより冷延鋼板の材質安定化、ならびに迅速なアクションにより生産効率化に寄与するであろう。

文 献

- 1) K.Kawashima: J.Acoust.Soc.Am., 87 (1990), p.681
- 2) K.Kawashima: Proc. of Fourth Intn. Symp. on Nondestructive Characterization of Materials, ed. by C.O.Ruud, F.Bussiere and R.E.Green, Jr., (1990), p.483 [Plenum Press]
- 3) 北川 孟, 丸山英雄, 市川文彦: 材料, 30 (1981), p.496
- 4) 平尾雅彦, 豊島 滋, 福岡秀和, 藤沢和夫, 村山理一: 日本機械学会論文集, A編, 55 (1989), p.2152
- 5) 中西章人, 藤沢和夫, 村山理一, 山本美夫, 平沢浩一, 田谷耕一, 齊田文弘: 材料とプロセス, 5 (1992), p.374
- 6) C.A.Stickels and P.R.Mould: Metall. Trans., 1 (1970), p.1303
- 7) 俵口隆雄, 赤木俊夫, 川島捷宏: 材料とプロセス, 4 (1991), p.1364
- 8) 俵口隆雄, 赤木俊夫, 川島捷宏, 吉原 敦, 湊 研, 村田峰生, 縄田康隆, 行徳 博, 田辺哲夫, 渡辺 敏: 材料とプロセス, 5 (1992), p.375
- 9) C.M.Sayers: J.Phys.D, 15 (1982), p.2157
- 10) E.Schmid and W.B.Boas: Kristallplastizitat, (1935), p.21, p.200 [Springer, Berlin]
- 11) 例えば, F.Borik and G.A.Alers: Trans. Metall. Soc. AIME, 233 (1965), p.7