

第二の方法としては、さらに複雑な分布として、3段ステップ状分布を仮定することである。途中に最大、最小がある場合の近似が可能である。境界面を固定すれば、3周波数の測定値でよい。

第三の方法は、残留応力分布を N 個の係数を持つ多項式で近似し、その場合の表皮効果の式を解き、測定値と係数の関係を求める方法である。この方法は実際的であるので、その近似解法の一つを付録で述べる。

6.7 結言

本章においては、前章までに求められた結果を基礎とし、多周波数の測定によって残留応力分布を求める方法の可能性を実験的にたしかめることができた。

測定原理は、表皮効果のため磁界の浸透深さが周波数によって変化することと、磁気ひずみ効果との組合せである。

これを確かめるために、簡単な応力分布が与えられる二重管試験片にこの測定原理を適用し、実験結果と理論値との比較を行った。

最初に、 N 個の定数で与えられる透磁率分布は、 N 個の周波数における見掛け透磁率の測定より求められることを示した。次に、実験と比較するために、二重管試験片の見掛け透磁率の変化と内棒の透磁率変化の関係を計算により求めた。

試験片の材質について、磁気ひずみ効果を測定し、相対感度 P_r は感度 A_r よりも加工の影響が小さいことを見出した。

広い範囲の周波数比での透磁率の測定より、理論的には補正できない周波数比依存性を見出し、これを M 曲線と呼んで、実験的に補正することにした。 P_r は周波数比に無関係で、磁気ひずみ効果の基本式として

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + P_r \sigma$$

を採用した。

次に、二重管試験片の内棒に引張荷重を加え、見掛け透磁率の変化を測定し、これを実効透磁率の変化 $\Delta\mu_{eff}$ として整理し

$$S = \frac{\Delta\mu_{eff}}{P_r \sigma}$$

により、バイアス、周波数、材質の 120 個の組合せより $S - f/f_0$ 曲線を求めた。この結果は、理論的に求めた S 曲線とよく一致し、この磁気ひずみ効果と表皮効果を組み合わせた測定原理が確かめられた。

この結果を用いて、二重管試験片の内層の応力

(126)

を、高周波および低周波の二つの測定値より計算する方法を述べ、さらに複雑な残留応力分布を求める方法についても若干の考察を行った。

第7章 結 論

7.1 緒言

機械および構造物の強度に大きな影響を及ぼす残留応力を、磁気ひずみ効果を用いる磁氣的測定法によって求めるための基礎的研究を行った。この方法の特徴は、表面よりミリメートルオーダーの深さの内部の応力状態を非破壊的に求められることである。

残留応力の発生の多くが塑性変形に伴うものであることを考え、磁気ひずみ効果におよぼす加工の影響について特に詳しく研究を行った。

まず、炭素鋼について、磁束密度および可逆透磁率の応力による変化について基礎的な関係式を求めた。この関係式を用いて、炭素鋼の応力を、塑性ひずみには無関係に、同じ磁気ひずみ効果の関係式を用いて測定できることを示した。

次に、断面上で一様でない残留応力を求めるために、周波数によって浸透深さのちがう交番磁界を用いればよいことを提案し、この測定法の考え方が正しいことを実験的に示すことができた。

この研究において得られた結果を次節に列挙する。

7.2 本研究の成果

(1) 磁気ひずみ効果の理論

高磁界における磁気ひずみ効果は、材料内部の不均一性に影響されない飽和磁気の強さ、磁気異方性定数、磁気ひずみ定数によって決定される。等方磁気ひずみ材料の磁束密度の応力による変化に対する Bozorth らの理論を拡張し、磁束密度、可逆透磁率、磁束密度についての磁気ひずみ感度とその2次項、可逆透磁率についての磁気ひずみ感度を、もっとも簡単な1軸応力の場合について、バイアス磁界の関数として求めた。実験値との比較を行って、定性的および定量的にこれらの磁氣的性質をよく説明することができた。

(2) 磁束密度と応力との関係

一定のバイアス磁界中の炭素鋼に応力を加えたとき磁束密度 B と応力 σ の間には

$$B = B_0 + A\sigma$$

の1次式が成立する。 B_0 は基準の磁束密度、 A は磁気ひずみ感度である。この式は、材料が弾性域にある

か塑性域にあるかに無関係に、同じ B_0 と A を用いて成立するとしても近似的にはさしつかえない。 B_0 , A は、バイアス磁界、組成、加工度、熱処理等の因子の関数である。 A の炭素量の増加による減少を、パーライト結晶粒中のセメントタイト板にもとづく静磁エネルギーで説明した。

B_0 は、塑性ひずみによってほとんど影響を受けないことが確かめられた。この結果は、塑性変形に伴う転位密度の増加によるミクロストレスを考慮しても妥当であることが示された。

(3) 可逆透磁率と応力との関係

不均一分布の残留応力を交番磁界で測定する場合に必要な、可逆透磁率と応力との関係を求めた。一定バイアスで、可逆透磁率 μ_r と応力 σ の間には

$$\mu_r = \mu_{r0} + A_r \sigma$$

の1次式が成立する。 μ_{r0} , A_r は、バイアス磁界、組成、加工等の関数である。

A_r は、500Oe 付近に著しいピークを持っており、この付近のバイアスで測定を行うのが適当である。

μ_{r0} , A_r に対する塑性ひずみの影響を詳細にしらべた。この二つの定数の変化は、塑性ひずみが3~5%までに大部分が起り、それ以上では、変化は徐々に増加する。塑性ひずみの大きさを保磁力の測定によって推定して μ_{r0} , A_r の加工による変化から生じる誤差を半減させることができ、総合的には、約 3kg/mm² の誤差で応力測定が可能である。

(4) 表面残留応力の測定

実際に残留応力の生じている1軸塑性引張試験片および水中急冷試験片に、可逆透磁率と応力との関係式を適用し、高周波の交番磁界を用いて表面の残留応力を測定し、X線応力測定法による残留応力値と比較した。表面における2軸応力状態の考察より、磁氣的に求めた軸方向残留応力は、X線による軸方向残留応力と一致し、磁気ひずみ法が実用できる見透しを得た。さらに、周波数を変化させて見掛け逆磁率を測定し、急冷試験片内部の応力分布について定性的な推定を行うことができた。

(5) 残留応力測定法の原理

内部の残留応力測定法の原理は、交番磁界の浸透深さが、表皮効果のため周波数によって変化することを利用する。バイアス磁界のため、可逆透磁率は低下し、内部の応力を十分測定することができる。

応力分布が N 個の定数で与えられる場合には、 N 個の周波数で見掛け透磁率の測定を行えば応力分布が

得られる。内棒と外管の断面積の等しい二重管試験片では、応力分布は内外層の応力値で指定できるので、2周波数の測定が必要である。

磁氣的残留応力測定法の原理として次のものを採用した。

1. 磁気ひずみ効果は

$$\frac{\mu}{\mu_0} = 1 + P_r \sigma$$

で与えられる。

2. 交番磁界で測定した見掛け透磁率は、物体内部で透磁率が均一でないことを考慮した表皮効果の式によって与えられる。

3. 透磁率は、見掛け上、一定の周波数比依存性にしたがって変化する。相対感度 P_r は、周波数比に無関係に一定である。

(6) 内部残留応力測定法の検討

測定法の原理を確かめるために、円棒と外管が等しい断面積を持つ二重管試験片の内棒に与えた応力による見掛け透磁率の変化を測定し、理論と比較した。

外管の応力が0で、内棒の応力のみが変化するときには、見掛け透磁率について

$$\frac{A\mu_{obs}}{\mu_0} = S(f/f_0)P_r\sigma$$

が成り立つ。理論的に求めた $S(f/f_0)$ を、上式によって実験的に求めたものと比較した。試料について求めた μ_0 , P_r を用い、補正係数は用いずに、実測値と理論曲線は、 $f/f_0 = 1 \sim 300$ の範囲でよく一致し、この測定法の基本的な考え方が正しいことが確かめられた。

7.3 今後の問題

丸棒の1軸残留応力の磁氣的測定は、弾性域および塑性域にわたって、以上の結果を用いれば可能であると考えられる。しかし、この研究では未解決であった多くの問題が残されている。そのいくつかについて簡単に述べる。

(1) 大きな塑性ひずみの影響

塑性ひずみの影響については、約30%の範囲でしらべた。しかし、局部収縮を起して破壊にいたる過程で、どのような現象が起るかについては不明である。大きな変形のために、正確な磁気測定が困難であり、今後の課題である。

(2) 組織の影響

この研究で用いた試験片は、層状パーライト結晶粒

を含んだ炭素鋼である。しかし、焼き入れ、焼きもどし等の熱処理をした炭素鋼は、マルテンサイト、残留オーステナイト等のいろいろの相を含んだ組織となる。本研究では、このような組織の磁気ひずみ効果については触れなかった。0.79% Cの炭素鋼を900°Cより水焼き入れした材料について磁気ひずみ効果の測定を試みたが、応力による磁束密度の変化はほとんど観測されなかった。そこでマルテンサイト相を大量に含んだ材料の焼き入れ残留応力の測定が本論文の方法で可能であるかどうかは疑問である。

オーステナイト相は、非磁性であるので、オーステナイト相を含んだ材質の磁気ひずみ効果は、減少するものと思われる。

これらの問題は、熱処理残留応力の測定を行うときには非常に重要な問題であるので、将来に残された大きな課題であろう。

(3) 結晶方位分布の影響

磁気ひずみ効果の理論では、第一段階で、磁界に対しある方向を持った結晶粒について効果を計算し、第二段階で、その方向が一様に分布しているものとして平均し、多結晶の磁気ひずみ効果を求めた。しかし、実際の材料には、加工のため、引拔集合組織、圧延集合組織などが生じる。このような場合においては、磁気ひずみ感度は、単に塑性ひずみの影響だけでなく、これらの集合組織の影響によってその値が変化する可能性があり、さらに検討する必要がある。

(4) 多軸応力による磁気ひずみ効果

本研究において取り扱った磁気ひずみ効果は、丸棒の軸方向にバイアス磁界と1軸応力が加えられた場合についてである。2軸応力については簡単に触れたにすぎない。しかし、現実の残留応力については、丸棒においても、軸方向ばかりでなく、半径方向および接線方向にも残留応力が存在している場合が多い。このような場合についても、実験的および理論的に研究を進める必要がある。

(5) 平板の残留応力の測定法

軸の残留応力を求めることを主眼とし、残留応力測定における基礎的な問題を研究し、二重管試験片を使ってその妥当性を示すことができた。今後に残された最大の課題は、これを実際の構造物に適用することである。普通の場合には、この研究のようにピックアップコイルを巻くこと自体が不可能であることが多い。そのため、構造物の表面から応力分布を測定できるようなプローブ形の測定器を開発することが望ま

れる。

磁気の研究に導いて下さった茅誠司先生に深く感謝するとともに、磁気ひずみ効果の研究に終始懇切な御指導をいただいた電子航法研究所長 安積健次郎博士に、また残留応力の研究について有益なる御助言をいただいた東京工業大学 中澤一教授に衷心より御礼を申し上げます。

また、この研究の遂行に大きな便宜を与えていただき、また重要な御示唆をいただいた交通安全公害研究所長 花島政人博士に深く感謝いたします。また、この研究に終始協力、困難な実験を行っていただいた当研究所 安福精一主任研究官、電算機による理論計算に協力された滝沢千嘉子技官、さらに特殊計測研究室 吉永昭男室長その他の研究員の諸氏に感謝の意を表する次第です。

なお、本研究の理論計算は、当研究所共用計算機によって行ったことを付記します。

参 考 文 献

- 1) 日本材料学会編：X線応力測定法，養賢堂，1966
- 2) W. J. McGonagle, S. S. Yun : Proc. 5th Intern. Conf. NDT, Montreal, 1967, p.159
- 3) 李，鳥飼：生産研究，21，1969，p.379
- 4) J. P. Joule : Ann. Electr. Magn. Chem., 8, 1842. p. 219
- 5) J.P.Joule : Phil. Mag., [3], 30, 1847, p. 76
- 6) A. Guillemin : Compt. rend., 22, 1846, p.264, p. 432
- 7) G. Wiedemann : Pogg. Ann., 117, 1862, p. 501
- 8) E. Villari : Ann. Phys.Chem., 126, 1886, p.87
- 9) P. Weiss : J.Phys., [4], 6, 1907, p. 661
- 10) R. Becker, W. Döring : Ferromagnetismus, Springer, 1939
- 11) R. Becker, M. Kersten : Z. Phys., 64, 1930, p. 389
- 12) F. Preisach : Phys. Z., 33, 1932, p. 913
- 13) プリール (岡修一郎他訳)：機械量の電氣的計測，コロナ社，1942，p. 45
- 14) 安積：磁わい計測とその応用，オーム社，1962
- 15) R. M. Bozorth, H. J. Williams : Rev. Mod. Phys., 17, 1945, p. 72
- 16) R. M. Bozorth : Ferromagnetism, Van Nostrand, 1951, p. 595

- 17) F. Förster, K. Stambke : Z. Metallkd., 33, 1941, p. 97, p. 104
- 18) 安積, 岩柳 : 応用物理, 16, 1947, p. 179
- 19) J. Iwayanagi, A. Yoshinaga : Proc. 13th Japan Nat. Cong. Appl. Mech., 1963, p. 63
- 20) 安積, 吉永, 岩柳 : 機械学会誌, 68-554, 1965, p. 314
- 21) 吉永, 市川, 前田 : 機械学会講演論文集, No.183, 1967, p. 57
- 22) 精工機器 (株) : マグネゲージ (鋼材内部歪測定装置) 解説
- 23) 川田, 三沢 : 機械学会講演論文集, No. 141, 1965, p. 63
- 24) 篠田, 川崎 : 日本金属学会誌, 16, 1952, p. 139
篠田, 川崎 : 日本金属学会誌, 14, 1950, p. 12
- 25) 篠田, 川崎 : 日本金属学会誌, 18, 1954, p. 305
- 26) 清田, 緒方 : 第 9 回材料試験連合前副集, 第 I 部, 1965, p. 45
- 27) K. Kiyota, N. Ogata : JSME 1967 Semi-international Symposium, Tokyo, 1967, p. 205
- 28) W. F. Brown : Phys. Rev., 58, 1940, p. 763, 60, 1941, p. 132
- 29) L. Néel : J. Phys. Radium, 9, 1948, p. 184
- 30) A. Seeger, H. Kronmüller, H. Rieger, H. Träuble : J. Appl. Phys., 35, 1964, p. 740
- 31) H. Träuble : Magnetism and Metallurgy 2 (edited by A. E. Berkowitz, E. Kneller), Academic Press, 1969, p. 621
- 32) F. Förster : Z. Metallkd., 43, 1952, p. 163
- 33) 近角 : 強磁性体の物理, 裳華房, 1963, p. 174
- 34) R. M. Bozorth : Ferromagnetism, Van Nostrand, 1951, p. 617
- 35) R. Becker, W. Döring : Ferromagnetismus, Springer, 1939, p. 146
- 36) E. W. Lee : Rep. on Prog. in Phys., XVIII, 1955, p. 184
- 37) M. Kornetzki., Z. Phys., 87, 1933, p. 560
- 38) A. Oguchi, S. Yoshida : Japan. J. Appl. Phys., 6, 1968, p. 672
- 39) K. Kolb, E. Macherauch : Arch. Eisenhüttw., 36, 1965, p. 9
- 40) 近角 : 強磁性体の物理, 裳華房, 1963, p. 148
- 41) 阿部 : 金属組織学序論, コロナ社, 1967, p. 188
- 42) 近角 : 強磁性体の物理, 裳華房, 1963, p. 96
- 43) 鈴木 : 転位論入門, アグネ, 1967, 第 3 章
- 44) A. S. Keh : Direct Observation of Imperfection in Crystals (edited by J. B. Mewkirk and J. H. Wernick), Interscience, 1962, p. 213
- 45) 日本非破壊検査協会 : 非破壊検査便覧, IV. 2. 電磁誘導法による非破壊検査, 日刊工業, 1967, p. 624
- 46) S. Abuku, B. D. Cullity : Exptl. Mech., 11, 1971, p. 217
- 47) W. Precht : Bull. de l'Acad. Pol. Sc. Tech., 14, 1966, p. 171
- 48) 岩柳, 安福 : 応用物理, 34, 1965, p. 492
- 49) G. Sacks : Z. Metallkd. 19, 1927, p. 352
- 50) E. Heyn, O. Bauer : Intern. Z. f. Metallographie, 1, 1911, p. 15
- 51) 菅野, 阪本 : 鉄と鋼, 36, 1950, p. 61, p. 548
- 52) H. Bühler, E. Scheil : Arch. Eisenhüttw., 6, 1932/33, p. 283
- 53) 下田, ほか : 日本機械学会, 残留応力評価調査研究分科会成果報告書, 別冊 I, 残留応力分布図集 1970, p. 2
- 54) 井上, 田中 : 材料, 22, 1973, p. 218
- 55) 平 : 材料, 14, 1965, p. 924
- 56) 大山, 新井 : 非破壊検査, 12, 1963, p. 49
- 57) 近角 : 強磁性の物理, 裳華房 1963, p. 217~253

付録 軸方向残留応力の一解析法

A.1 緒言

本文第 6 章「内部残留応力の測定」において, 二重管試験片の実験により, 丸棒内部の残留応力分布は, 磁気ひずみ効果と磁界の表皮効果を組み合わせた測定原理によって求められることを示した。付録においては, 第 6 章におけるステップ状の応力分布ばかりでなく, 連続的に変化する一般的な応力分布の場合も, 本論文の方法によって解析が可能であることを示し, これを, 第 5 章の熱処理残留応力の測定結果に適用して, その残留応力分布を求めた。

A.2 解析法

丸棒の表皮効果は, (6.1)および(6.3)または, これを無次元化した(6.4), (6.5), (6.6)であらわされる。これをやや変形し, 次の形に書く。

$$\frac{d^2h}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dh}{dx} - ik_s^2 h = 0 \quad (\text{A. 1})$$

$$\mu_{eff} = \frac{2}{ik_s^2} \left(\frac{dh}{dx} \right)_{x=1} \quad (\text{A. 2})$$

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{r}{a} \\ h &= \frac{H}{H_0} \\ k^2 &= \omega \sigma \mu a^2 \\ k_s^2 &= \omega \sigma \mu_s a^2 = \frac{f}{f_g} \\ \mu_{eff} &= \frac{\mu_{obs}}{\mu_s} \end{aligned} \right\} (\text{A. 3})$$

(A.3)において、表面 $r=a(x=1)$ において磁界の強さは $H=H_0(h=1)$ となる。さらに、 ω : 測定角周波数、 σ : 電気伝導度、 μ : 可逆透磁率である。 μ_s は応力0のときの透磁率にとる。 k_s^2 は周波数比 f/f_g に等しい。また、実効透磁率 μ_{eff} を (A.3) の最後の式によって定義する。

残留応力分布によって、 μ は x の関数となり、これを次の形におく。

$$\mu(x) = (1+f(x))\mu_s \quad (\text{A. 4})$$

そこで、 μ_{eff} の観測値より $f(x)$ を求めるのは

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2h}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dh}{dx} - ik_s^2(1+f(x))h &= 0 \\ \mu_{eff} &= \frac{2}{ik_s^2} \left(\frac{dh}{dx} \right)_{x=1} \end{aligned} \right\} (\text{A. 5})$$

において、 μ_{eff} を与えて $f(x)$ を求める問題に帰着する。厳密に解くのは困難であるから近似解法による。

$f(x)$ が小さい場合の近似解として、 h は

$$\frac{d^2h}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dh}{dx} - ik_s^2 h = ik_s^2 f(x) h_0 \quad (\text{A. 6})$$

の解であるとする。 h_0 は、 $f(x)=0$ の場合の解である。第1近似 h_1 は、 h_0 と同じ境界条件

$$x=1 \text{ で } h_1=1$$

$$x=0 \text{ で } h_1 \text{ は有限}$$

を満足しなければならない。この条件により、(A.6)の解 h_1 は

$$h_1 = h_0 [1 + F_1(x) - F_1(1)] \quad (\text{A. 7})$$

となる。ここで、 $F_1(x)$ は

$$F_1(x) = \int_0^x \frac{1}{x h_0^2} \int_0^x ik_s^2 f(y) y h_0^2 dy dx \quad (\text{A. 8})$$

である。(A.5)の第2式に h_1 を入れると

(130)

$$\begin{aligned} \mu_{eff} &= \frac{2}{ik_s^2} \left(\frac{dh_0}{dx} (1 + F_1(x) - F_1(1)) \right)_{x=1} \\ &+ \frac{2}{ik_s^2} \left(h_0 \frac{dF_1(x)}{dx} \right)_{x=1} \\ &= \frac{2}{ik_s^2} \left(\frac{dh_0}{dx} \right)_{x=1} + \frac{2}{ik_s^2} \left(\frac{dF_1(x)}{dx} \right)_{x=1} \end{aligned}$$

第1項は、 $f(x)=0$ のときの $\mu_{eff} = \mu_{eff,0}$ であり、第2項の微分を実行すると

$$\mu_{eff} = \mu_{eff,0} + 2 \int_0^1 f(x) x h_0^2 dx$$

が得られる。そこで、実効透磁率の変化 $\Delta\mu_{eff}$ を与える式として

$$\Delta\mu_{eff}(k_s) = 2 \int_0^1 f(x) x \{h_0(k_s, x)\}^2 dx \quad (\text{A. 9})$$

が得られる。(A.9)の両辺は、周波数比 k_s^2 の関数である。この式は、フレドホルムの第1種の積分方程式であって、 $f(x)$ の $\Delta\mu_{eff}$ に対する影響は、半径 x の各点における $f(x)$ の値に比例した影響の総和であって、 $f(x)$ に対する非線形性や相互作用は無視している。

$f(x)$ が大きくなった場合、近似を上げるためには、(A.6)の右辺の h_0 のかわりに h_1 を用いればよい。この場合には、

$$\frac{d^2h}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dh}{dx} - ik_s^2 h = ik_s^2 f_1(x) h_0 \quad (\text{A. 10})$$

$$f_1(x) = \{1 + F_1(x) - F_1(1)\} f(x) \quad (\text{A. 11})$$

によって第2近似が与えられる。まったく同様にして

$$h_2 = h_0 \{1 + F_2(x) - F_2(1)\} \quad (\text{A. 12})$$

$$F_2(x) = \int_0^x \frac{1}{x h_0^2} \int_0^x f_1(y) y h_0^2 dy \quad (\text{A. 13})$$

$$\Delta\mu_{eff}(k_s) = 2 \int_0^1 f_1(x) x \{h_0(k_s, x)\}^2 dx \quad (\text{A. 14})$$

によって $\Delta\mu_{eff}$ の第2近似が与えられる。 $F_1(x)$ には、 $f(x)$ による影響が第1近似として含まれているから、 $f_1(x)$ にもその影響が含まれており、 $\Delta\mu_{eff}$ は $f(x)$ の2次項まで求められる。さらに近似を高めることも可能である。

以上の式中、 μ_{obs} は、複素透磁率として求められている場合であるが、本文における測定では、つねに実数部分だけを測定した。その場合には、(A.9)は、 X の実数部分を $\text{REAL}(X)$ であらわすと

$$\Delta\mu_{eff}(k_s) = \text{REAL} \left(2 \int_0^1 f(x) x \{h_0(k_s, x)\}^2 dx \right) \quad (\text{A. 15})$$

となる。(A.14)についても同様である。

A.3 数値計算

(A.15) を解析的に解くのは困難であるので、数値解法による。(A.9) および(A.14) の積分方程式の解の存在および一意性について疑問が残るが、 $f(x)$ を次数の低い多項式に限定すれば、解は定まるようである。 $f(x)$ は、残留応力分布をきめる関数であるので、このような仮定を置いてよいであろう。

$f(x)$ を $(M-1)$ 次の多項式とする。

$$f(x) = \sum_{j=1}^M AM(J)x^{j-1} \quad (A.16)$$

これを (A.15) に入れると

$$\Delta\mu_{eff}(I) = \sum_{j=1}^M AM(J)A(I,J) \quad (A.17)$$

$$A(I, J) = \text{REAL} \left(2 \int_0^1 x^J [h_0(k_{s, I} x)]^2 dx \right) \quad (A.18)$$

$I=1, N$

が得られる。ただし、 $\Delta\mu_{eff}(I)$ は、 I 番目の $k_s, k_{s, I}$ に対する実効透磁率の変化をあらわす。 $AM(J)$ は、(A.17) の N 個の M 元連立1次方程式より、 $N \geq M$ とすれば求めることができる。 $AM(J)$ が求められると、(A.16) より $f(x)$ が計算でき、残留応力 $\sigma(x)$ は、磁気ひずみ感度 P_r を用いて

$$\sigma(x) = -\frac{f(x)}{P_r} \quad (A.19)$$

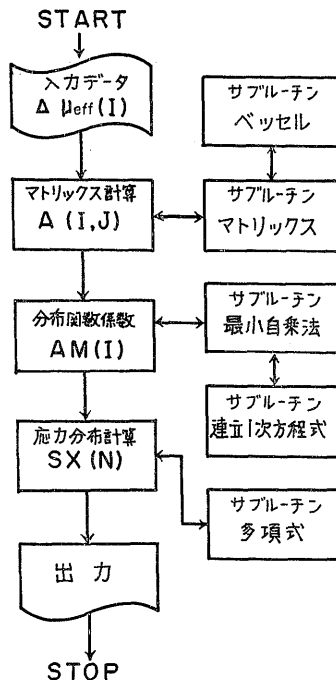
より求められる。

A.4 解析例

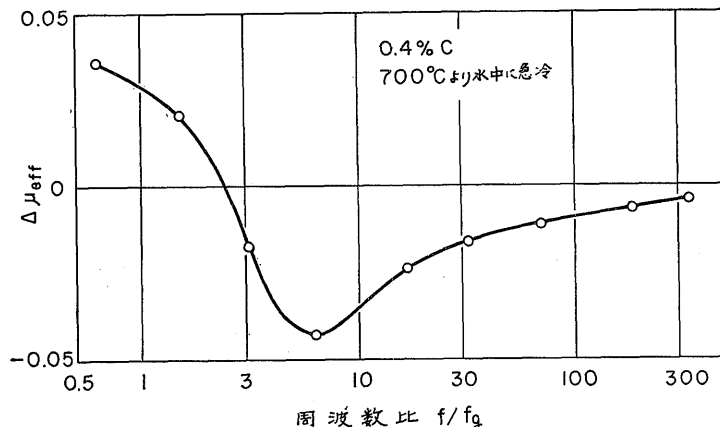
第5章において、700°C より水中に急冷した炭素量0.4%の炭素鋼丸棒の表面残留応力を測定し、X線

応力測定法による残留応力値と比較した。また、浸透深さが十分大きな測定周波数まで下げて測定を行い、表面には圧縮、中心にはかなり大きな引張残留応力が発生していることを推定した。この測定結果に本解析法を適用した結果を次に述べる。

図5-4には、測定された見掛け透磁率 μ_{obs} より断面上で一様な応力であるとした場合の可逆透磁率 μ_s



図A-2 応力分布計算フローチャート



図A-1 急冷試験片の実効透磁率変化の周波数比依存性

を周波数比 f/f_0 に対して示している。各測定点に対する周波数比は、 μ_s が変化するために、焼きなまし試験片と急冷試験片で、測定周波数が同じでも変化する。しかし、この解析法では、応力分布を考えに入れ、 μ_s を焼きなまし試験片の μ_s に取るので、 μ_{obs} の測定値の変化そのものを、焼きなまし試験片の $k_s(I)$ に対応させればよい。このようにして求めた実効透磁率の変化 $\Delta\mu_{eff}(I)$ は

$$\Delta\mu_{eff}(I) = \frac{\mu_{obs}(I) - \mu_{obs.o}(I)}{\mu_s} \quad (A.20)$$

で与えられる。その実測値を図A-1に示す。

測定点は、 $I=1,9$ の9点あるので、 $f(x)$ は最大8次の多項式で求められる。しかし、 $A(I, J)$ は、特異マトリックスに近く、また、測定値の誤差、非線形項の影響もあるので、未知数 $AM(J)$ 、 $J=1, M$ の数を減少させ

$$N > M$$

とし、最小自乗法によって $AM(J)$ を求めた。この計算のフローチャートを図A-2に示す。

M を2より8まで変えて、そのときの半径上の応力分布を求めた結果を図A-3に示す。1~3次式では、

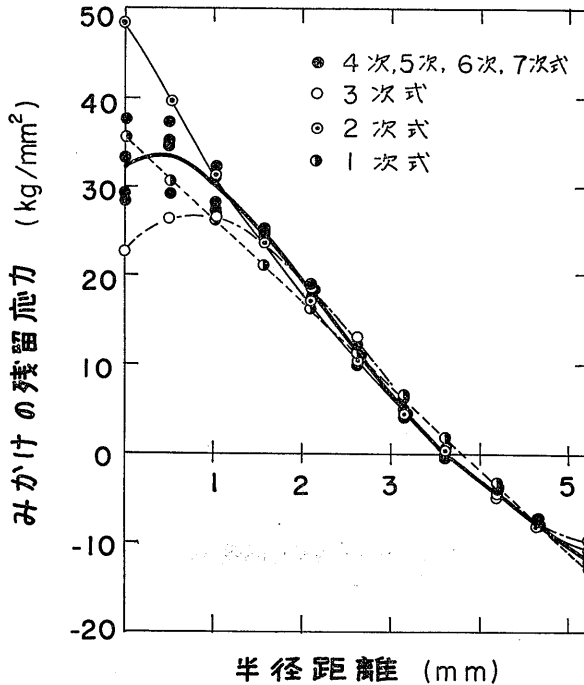
中心付近の応力が大きな幅でばらつくが、4~7次式の応力分布は、ほとんど同一の曲線であらわされるので、これを実際の応力分布としてよいと考えられる。

このようにして求められた見掛けの磁氣的応力より実際の軸方向残留応力分布を求めるには、熱処理残留応力分布であることを考慮して、第5章の考察より、単純に2倍すればよい。

A.5 結言

磁気ひずみ効果と磁界の表皮効果を利用して丸棒の内部残留応力分布を求める実験において、測定値より応力分布を求める解析法を述べた。この方法は、応力に対する実効透磁率の変化の非線形項を無視した1次近似であるが、分布をほぼ正確に求めることができると思われる。解析法の近似を上げることも可能である。

この解析法を本文第5章で述べた急冷試験片の熱処理残留応力の測定に適用し、その応力分布を求めることができた。



図A-3 急冷試験片の残留応力分布