の重量は 68.3 g であるから $mg=1.400 \text{ kg}$ に対して約 1/20 になり板ばねの質量は無視してさしつかえない。

第 9 図

10. 結 論

以上より次の結論を得る。

(1) 板ばねの振動に関する以上の計算は実験とほとんど一致する。

(2) 端面に摩擦力をうける板ばねの振動曲線は振幅極大の点是一片であり、二つの固有振動数の点では極大値を示さない。この最大値はほぼ $\omega=p_{\mu}=0$ の点である。

(3) この計算は非常に繁雑なため数値計算に時間と労力を要するけれども単に振幅の最大値のみを求めるには (2) の結論より $\omega=p_{\mu}=0$ の点のみ計算すれば大体の推測はえられる。

終りに終始御指導を賜った津村教授、および摩擦面製作に援助を与えられた石川島重工会社に感謝の意を表します。

注：一

(1) 昭和 24 年 11 月 13 日 応用力学講演会において講演。

原稿受付 昭和 25 年 12 月 20 日。

(2) 正員、東京工業大学。

軟鋼の磁性に及ぼす応力の影響⁽¹⁾

篠田 軍治⁽²⁾ 川崎 正⁽³⁾

The Effect of Mechanical Stress on Magnetic Properties of Mild Steel

by Gunji SHINODA and Tadashi KAWASAKI

The effect of external stress on the ferro-magnetism has been studied by many investigators, and recently Bozorth studied the strain sensitivity of permalloy to magnetism.

According to the results of our experiment about changes of magnetic induction caused by tension and compression below the elastic limit, induction of mild steel increased rapidly as the increase of stress at first, and reaches to a maximum. Then induction decreases slowly as stress increases.

When stress was small, the relation between induction B and stress σ would be represented by the following expression, and we obtained fairly good agreement between observed values and calculated ones.

$$B^2 = \frac{B_s^2 B_0^2 e^{2c\sigma}}{(B_s^2 - B_0^2) + B_0^2 e^{2c\sigma}}$$

where B_s is the saturation induction, B_0 is the value of induction when $\sigma=0$, and c is a fundamental constant which depends upon materials, — for given material $c=0.04$.

Generally, strain sensitivity A is a function of induction B , and it has a maximum value when the induction has a value corresponding to maximum permeability, and we found that the expression of strain sensitivity of permalloy, introduced by Bozorth, holds well for mild steel. In this case, it is assumed that the anisotropy constant of mild steel is about half of that of pure iron and perhaps it will be the effect of carbon.

1. 緒 言

強磁性体の磁性が材料の格子構造の微視的变化によってきわめて敏感に変化するものであり、また内部応力の存在が磁性に対して重要な役割を果しているとい

うことは疑いない事実である。この見地から材料の弾性的および塑性的変形、あるいは破壊の機構を明らかにするために磁性を利用することは興味ある問題と思われる。ここにおいて筆者らは軟鋼棒に弾性限内の単純引張りまたは単純圧縮を与えた場合、材料の磁気感

応がいかに変化するかを調べる目的でつぎに述べる実験を行った。

2. 実験方法

磁化線輪および探索線輪を装置した軟鋼試験片をアムスラー万能試験機に取り付け、弾性限の直下まで段階的に応力を与え、種々の磁場に対応する磁気感応を各応力状態で、弾動検流計法によって測定した。第1図は使用した試験片の寸法を示し、第2図は測定回路

第 1 図

第 2 図

の結線を示すものである。図において、 $T.P.$ は試験片、 M および C はそれぞれ磁化線輪および探索線輪で M に流れる電流は抵抗 R_1, R_2, R_3 によって任意に調整され、 S_2 は M に流れる電流の方向を逆転するための切換開閉器である。 T は試料の消磁を行うためのスライダック、 SC は回路の定数を定めるに用いる標準線輪で、 G は弾動検流計である。 M に一定方向の電流が流れているとき、磁場の方向はほぼ試験片の軸と一致し、また機械の構造上機械そのものが継鉄の役目をなすと考えられるから反磁場の影響は無いことになる。

上の装置によって種々の磁場に対応する磁気感応の応力による変化を測定したが、応力の上昇および下降は常に磁場 0 のもとで行った。また試料は切削加工の後 850°C で十分焼なまししたものを用いた。

3. 実験結果

i. 引張試験： 試料に弾性限直下まで段階的に応力を与え、各応力状態で磁気感応を測定した結果を第3図に示した。図において実線は応力上昇に伴う磁気感応の変化を示した点線は応力を下降してゆく場合の変化を示すものである。

これらの曲線を見ると、磁気感応は一般に最初応力の増加に伴い急激に増加してある極大値に達し、その後は応力の増加と共にゆるやかに減少することがわかる。これらの曲線を σ - B 曲線と名付けることにす

ると、図からわかるように磁場の小さい場合には応力の上昇の場合と降下の場合とで σ - B 曲線は一致しない。すなわち小さな磁場に対応する軟鋼の磁性には機械的履歴が存在し、応力上昇の後再び 0 に戻した時磁気感応は始めの値に完全に戻らないで幾分高くなっている。この履歴現象は磁場が大きいほど現われ難くなり最大導磁率を与える磁場よりも大きな磁場すなわち磁化曲線のいわゆる連続回転域および飽和域においては履歴現象は現われず、変化は可逆的である。

磁気感応に及ぼす応力の影響は、磁場の大きさすなわち磁気感応の大きさによって様ではなくて、図からもわかるように $B=5000\sim 12000$ のところすなわち磁化曲線の不連続域に相当する範囲で磁気感応のひずみ感度⁽⁴⁾が大きく、小さな磁場並びに大きな磁場においては応力の影響はほとんどないようである。第4図はひずみ感度、 $A = \lim_{\Delta\sigma \rightarrow 0} \Delta B / \Delta\sigma$ 、と磁気感応との関係を示すもので、 A は最大導磁率を与える磁場において最大値を取っている。

第 4 図

また第3図からわかることは、 σ - B 曲線の B の極大値を与える応力は磁場に無関係にほぼ一定である。

ii. 圧縮試験： 第5図は圧縮応力を与えた場合の実験結果を示すもので、大体において引張りの場合とほとんど同じ傾向が見られるが、 B の極大値を与え

第 3 図

第 5 図

大値に達しその後応力の増加と共にゆるやかに減少する。このとき磁気感応を最大ならしめる応力の値は材料によって一定である。

(b) 外部応力の影響すなわちひずみ感度は、不連続域において最も大で、小さな磁場並びに連続回転域以上の大きな磁場では非常に小さい。したがって材料の飽和磁化の強さは応力の存在に関せず一定である。

(c) 圧縮応力を与えた場合にも σ - B 曲線の傾向はほとんど引張りの場合と同様であるが、ある値以上の圧縮応力が働く場合には磁気感応は応力 0 のときよりも減少する。

(d) 最大導磁率を与える磁場よりも小さな磁場においては σ - B 曲線に機械的履歴が存在する。

4. 補 助 実 験

強磁性体に外部から磁場を与えると材料の内部に存在する磁区の磁化ベクトルが磁場の方向に回転しこれが磁気感応の変化となって測定されるわけであるから応力によって磁気感応が変化したということは機械的応力は磁場と同様に、磁化ベクトルを回転せしめる働きを持っているからである。

る応力の値は引張りのときよりも著しく小さく、弾性限の約 1/5 に相当する応力よりも大なる応力が働く場合には磁気感応は応力 0 の場合よりも減少する。磁場のごく小さい場合ならびに飽和域における σ - B 曲線の形は引張りの場合と同じようになる。

iii. 結果の総括
以上の結果を総括すると次のようである。

(a) 磁気感応は弾性限内の外部応力でも著しく変化し、始めは応力の増加にしたがって急激に増加して極

したがって検流計回路を閉じたまき張力を与えると材料内部の磁化ベクトルの回転に応じて検流計回路に電流が流れる結果となる。

始めと同じ装置において第 2 図の磁化線輪 M に一定の電流を流しておき、 K_2 を閉じ試験片を段階的に引張り、応力の変動による検流計の振れ $\Delta\theta$ を測定した。この $\Delta\theta$ に対応する磁気感応の変化量を計算してこれを ΔB_σ とする。応力 0 のときの磁気感応を B_0 とし応力状態におけるそれを B_σ と書くことにすれば

$$B_\sigma = B_0 + \Delta B_\sigma$$

第 6 図

である。この B_σ と応力との関係を示すと第 6 図の通りである。これらの曲線は最初の実験からえられた結果ときわめてよく類似したものであり、さきに述べた四つの結果を別の方法で確

かめたことになる。

次に各応力状態において第 2 図の逆転開閉器 S_2 を第 1 回目に逆転したときの振れを θ_1 、ついで第 2 回、第 3 回、……、の逆転を行ってそのときの振れ $\theta_2, \theta_3, \dots$ を測定すると、振れの値は次第に減少して終りには一定の値に落ち付くことがわかった。このことを各

第 7 図

応力状態について調べた結果が第 7 図である。このことから機械的応力が原因となって増加した磁気感応は外部から磁気的かく乱を与えることによって一部低下し、終りには一定の値に落ち着くが、第 7 図より上昇 σ - B 曲線の方が降下 σ - B 曲線よりも先に落ち着くことがわかった。この現象も不連続回転域で最も著しく、連続回転域あるいは飽和域においてはみられない。

5. 磁区論的考察

以上の結果より磁性の応力による変化の様子は応力の小さい場合と大きい場合とで異なっており、これは二つの場合において磁区の磁化ベクトルの回転機構が同一でないことを意味するものである。

用いた試料はよく焼なまししたものであるから仮に等方質と考え、また材料内の磁化ベクトルは各方向に一樣に配向されていると考えられる。今簡単のために試料は立方格子であるとし一つの磁区において磁場および応力が一つの格子面内に存在する場合を考えてみる。

第 8 図

試料に磁場あるいは応力が働くと磁区の容易磁化軸すなわち [100] 方向に向いていた磁化ベクトルは第 8 図に示すように α だけ回転して平衡を保つから、このときの単位体積当りの

結晶エネルギーを E とすると

$$E = E_K + E_H + E_\sigma \quad (1)$$

で E_K は磁気異方性に基ずくもので、材料の異方性定数を K 、結晶軸を座標軸に選んだ場合磁化ベクトルの方向余弦を $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ とすれば

$$\begin{aligned} E_K &= K(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) \\ &= (K/8)(1 - \cos 4\alpha) \end{aligned}$$

である。また E_H は外部磁場に基ずくエネルギーで

$$E_H = -H I_s \cos(\alpha_0 - \alpha) = -(HB_s/4\pi) \cos(\alpha_0 - \alpha)$$

また E_σ は応力によるエネルギーで Becker⁽⁵⁾ により次のように与えられる。

$$E_\sigma = (3/2)\lambda\sigma \cos^2(\alpha_0 - \alpha)$$

これらの式において I_s , B_s はそれぞれ飽和磁化の値および飽和磁気感応、 λ は材料の磁わいが結晶方向に関係なく一樣と考えた場合の磁わい定数で、 α_0 , α は第 8 図に示した角である。よって (1) 式は次のようになる。

$$\begin{aligned} E &= \frac{K}{8}(1 - \cos 4\alpha) - \frac{HB_s}{4\pi} \cos(\alpha_0 - \alpha) \\ &\quad + \frac{3}{2}\lambda\sigma \cos^2(\alpha_0 - \alpha) \quad (2) \end{aligned}$$

この E が最小のとき最も安定であると考えられるから $\partial E/\partial \alpha = 0$ を計算してみると

$$\begin{aligned} \frac{K}{2} \sin 4\alpha - \frac{HB_s}{4\pi} \sin(\alpha_0 - \alpha) + 3\lambda\sigma \sin(\alpha_0 - \alpha) \\ \times \cos(\alpha_0 - \alpha) = 0 \quad (3) \end{aligned}$$

が成立する。

我々の実験において測定した磁気感応 B は B_s の H

または σ 方向の成分であるから $B = B_s \cos(\alpha_0 - \alpha)$ を (3) に用いて $dB/d\sigma$ を求めてみると⁽⁴⁾

$$\frac{dB}{d\sigma} = \frac{3\lambda B_s}{2K} \frac{B}{B_s^2} \left(1 - \frac{B^2}{B_s^2}\right) \frac{1}{1/f - \frac{3}{2K}\lambda\sigma \left(\frac{2B^2}{B_s^2} - 1\right)} \quad (4)$$

ここで f は結晶の配向によって $1.37 \sim 1.60$ なる値を取る定数である。この式から

$$\lim_{\sigma \rightarrow 0} \frac{dB}{d\sigma} = A = \frac{3\lambda B_s}{2K} \frac{B}{B_s^2} \left(1 - \frac{B^2}{B_s^2}\right) f \quad (5)$$

この関係より B の大きな場合ならびに小さな場合にひずみ感度 A が小さくなることがわかる。第 4 図の点線で示した曲線は (5) 式において、 $B_s = 18000$, $\lambda = 2 \times 10^{-5}$, $K = 11.25 \times 10^{-4}$ erg/cm³, $f = 1.5$ として計算した理論曲線を示すもので、測定値とかなりよく一致している。ただし $K = 11.25 \times 10^{-4}$ erg/cm³ は純鉄の異方性定数の 1/2 に相当する値である。これは軟鋼は純鉄に比して異方性エネルギーが小さいか、あるいは磁わい定数が大きいかわずれであるかを物語るものであるが、性質上前者と考えるのが至当であろう。いずれにしてもこの原因は炭素の影響と思われる。

応力 σ の小さい場合、(4) の σ の項を無視すると

$$dB/d\sigma = (3\lambda/2K)(1 - B^2/B_s^2)Bf$$

これを解くと

$$B^2 = \frac{B_0^2 B_s^2 e^{2c\sigma}}{(B_s^2 - B_0^2) + B_0^2 e^{2c\sigma}} \quad (6)$$

第 9 図

ここで、 $c = (3\lambda/2K)f$, B_0 は $\sigma = 0$ なるときの磁気感応である。 λ , K , f の値をそれぞれ上と同様に取って前の第 3 図における、 $B = 2300, 7700, 14300$ の場合の実測曲線と

計算値とを比較してみると次の第 9 図のようで、 σ の小さい範囲では両曲線はかなりよく一致する。

鉄のように異方性定数 K の大きな物質の磁化過程は一般に不連続、連続の二つの異なる過程が前後して別々に起ると考えられる⁽⁶⁾。このことは応力の作用に関しても同様に考えられすなわち応力の小さい範囲での B の変化は、磁区境界の移動に基ずくものであり応力の大きな範囲では磁化ベクトルの回転に基ずくも

のと思われるが後者が起り得るためには、異方性エネルギーに打ち勝って相当大きなエネルギーを外部から与えなければならない。したがってこの結果 B は応力 σ の増加に伴いかえって減少することになる。

次に材料を焼なましするに当り、 A_1 点以上より冷却すると格子変態に伴う異状な応力の発生があり⁽⁷⁾、常温においてもかかる応力が残留しているはずで、このような内部応力が磁性にもたらす影響並びにこのような内部応力の影響と外部から与えた応力の影響との関連性については更に十分な研究が必要と思われる。

6. 結 言

以上軟鋼の磁性と応力についての実験結果を述べ、ごく定性的な説明と考察を示したが更に厳密な検討は今後の研究にゆずることとする。

終りに臨み、実験に当り多くの労をわずらわした泉助手⁽⁸⁾、装置のあるものを提供された東京芝浦電気網干工場山本、塚本両氏に感謝の意を表する。なお本研究の経費の一部は文部省科学研究費より支弁した。

注：—

(1) 昭和 24 年 10 月 16 日 關西工學連合講演會において講演、

原稿受付 昭和 24 年 12 月 15 日。

(2) 正員、大阪大學工學部。

(3) 准員、姫路工業大學材料試験室。

(4) Bozorth : Rev. Mod. Phys. 17 (1945), 72.

(5) Becker : Zeit. Phys. 33 (1932) 903.

(6) 山本美喜雄：日本物理學會誌 3 (1948), 91 (No. 3~4)

(7) M.A. Jaswon & J.A. Wheeler : "Atomic Displacement in the Austenite Martensite Transformation" Acta Crystallographica 1 (1948), 216.

(8) 准員、姫路工業大學。

高温度における金属の E の値と減衰能の測定⁽¹⁾

津 村 利 光⁽²⁾ 山 田 英 夫⁽³⁾

Young's Modulus and Damping Coefficients of Metals at High Temperatures

by Tosimitu TUMURA and Hideo YAMADA

The need for research of the elastic properties of metals at high temperatures has been pointed out in recent years, relating to the development of high temperature operating machineries or apparatuses.

This paper describes one method of dynamical determination of elasticity and damping at high temperatures, by which the variation of Young's modulus and damping coefficients versus temperature can be determined quantitatively, at an extremely low stress, under 20 cps, and up to 1 000°C.

The variation of these values is not always monotone, but has an abrupt maximum or minimum at some temperatures.

The characteristics of each material will be reported in the near future.

1. 序

ガスタービン羽根のごとく高温度での振動を考えなければならないものおよび高温高圧で使用される化学反応筒等では高温度における機械的性質の一つとしてヤング係数 E の値が必要になる。

本報告ではこれらの値をうる方法と実験装置とを述べ、例として現用タービン羽根材について常温から 1 000°C に至る間の E の値、対数減衰率および固体粘性係数の変化を図示している。

2. 実験方法

第 1 図に示すような装置を用い片持はりの横振動を利用した。

試片は第 2 図のごとき形のもを一体として試料から削りだすのが望ましいが、今はやむをえず図の中央部分のみを試料から削りとり両端の太い部分を 1 000°C 以上の温度で焼ばめした。焼ばめが別に致命的な影響をもたないことは炭素鋼材で両端に焼ばめしたものと全体を一体に削りだしたものとで比較した結果判明した。第 3 図がそれである。

まず試片の一端を堅固な取付合に固定し試片を電気炉中におく。階段的に電圧を変じて各段階で平衡温度を保たしめる。温度分布は第 4 図のようになる。その測定には試片と大体同型で中央に穴のある棒をつくりこの穴の中で熱電対を移動せしめる。他方炉の中央に横から穴をあけ試験長の中央部における温度を測定す