

薄帯磁性材料における磁氣的損失 の表現とプライザツハ模型 および磁氣余効との関係

A REPRESENTATION OF MAGENETIC LOSS IN RIBBON-FORM MAGNETIC MATERIALS
AND PREISACH MODEL FOR MAGNETIC AFTEREFFECT

斎藤兆古 早野誠治 中村秀男 津屋昇
Y.SAITO S.HAYANO H.NAKAMURA N.TSUYA

法政大学 工学部
COLLEGE OF ENGINEERING, HOSEI UNIVERSITY

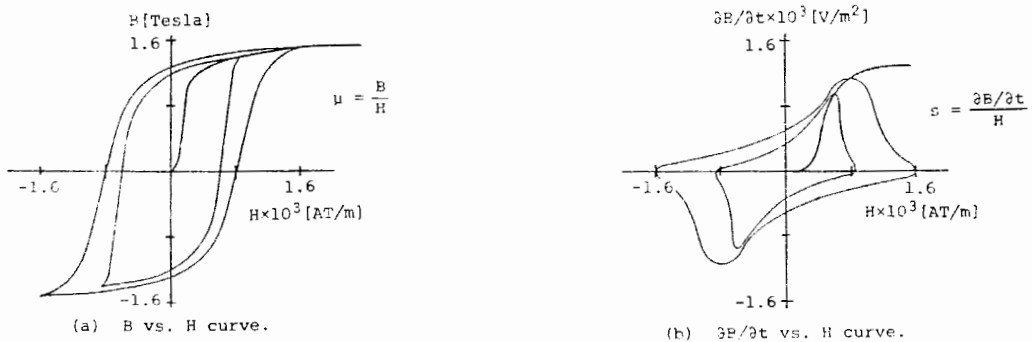
1. はじめに

超急冷薄帯に代表される薄帯磁性材料は、薄帯厚が電子材料部品として使用される寸法に適合する場合が多く、また工程が簡単でありさらに優れた磁気特性と機械的特性を示すことから、実用化をめざして現在鋭意研究が進められている。薄帯磁性材料を実用化する場合の一問題として、実際の磁気装置における磁氣的損失や磁気余効などを設計段階であらかじめ把握する必要があり、そのためには磁化特性そのものを表現する方法が問題となる。この事実に鑑み、筆者等は磁化特性の新しいモデルを提案してきた[1]。本稿では、筆者等のモデルと従来からよく知られているプライザツハ形モデルとの関係および磁気余効等を中心に述べる。

2. 磁気ヒステリシスモデル

2.1. Chua形モデル

Chua形に属する磁気ヒステリシスモデルは、磁界の強さをH、磁束密度をB、透磁率を μ さらにヒステリシス係数を s として、次式で与えられる。



第1図 パラメータ μ と s の決定。

$$H = (1/\mu) B + (1/s) dB/dt \quad (1)$$

ここで、 μ は磁束密度 B の関数で、第1(a)の曲線から得られ、 s は磁束密度の時間変化率 dB/dt の関数で、第1(b)の曲線から得られる。

2.2. Preisach形モデル

第2図に示すように、 $B-H$ 軌跡は反転時の磁界の強さ H_n に依存して異なった経路を取る。従って、磁束密度 B は現在の磁界の強さ H_p と反転時の磁界の強さ H_n の関数、すなわち次式の形で与えられると考えられる。

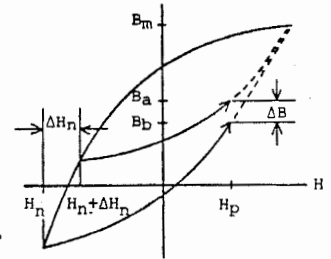
$$B = B(H_p, H_n) \quad (2)$$

さて、第2図に示されているように、 $B-H$ 軌跡は反転時の磁界の強さ H_n に依存して異なった軌跡を取るが、飽和磁束密度 B_m においては常に一致する。従って、磁束密度 B の現時点での磁界 H_p に対する変化率 $\partial B / \partial H_p$ は、飽和磁束密度 $|B_m|$ 以下では、反転時の磁界の強さ H_n に応じて異なった値を取る。よって、

$$\Psi = \partial B(H_p, H_n) / \partial H_n \partial H_p \quad (3)$$

は、 $B < |B_m|$ で零でない値を持つ。(3)式左辺の Ψ がPreisachの分布関数と解釈される[1]。

第2図 Preisach形モデルの説明。



2.3. Chua形とPreisach形の関係

第2図中の (H_p, B_a) と (H_p, B_b) の点は、(1)式で、以下のように表される。

$$H_p = (1/\mu) B_a + (1/s) dB_a/dt, \quad (4)$$

$$H_p = (1/\mu) B_b + (1/s) dB_b/dt, \quad (5)$$

ここで、透磁率 μ およびヒステリシス係数 s は $\Delta B = B_a - B_b$ が十分に小さく一定であるとする。(4)式から(5)式を引き算すると、

$$\begin{aligned} \Delta B / \mu &= (B_a - B_b) / \mu = (dB_b/dt - dB_a/dt) / s \\ &= (\partial B_b / \partial H_p - \partial B_a / \partial H_p) (1/s) (dH_p/dt) \end{aligned} \quad (6)$$

を得る。さらに(6)式を変形すると、

$$s / (dH_p/dt) = [\partial B_b / \partial H_p - \partial B_a / \partial H_p] / (\Delta B / \mu) \quad (7)$$

となる。ここで、第2図で $\Delta H_n \rightarrow 0$ のとき $\Delta B / \mu \rightarrow 0$ であるから、この時(7)式右辺は、

$$\lim_{\Delta H_n \rightarrow 0} [\partial B / \partial H_p - \partial B_a / \partial H_p] / (\Delta B / \mu) = \partial B / \partial H_n \partial H_p \quad (8)$$

となる。従って、(3)式と(8)式の比較から、次の関係を得る。

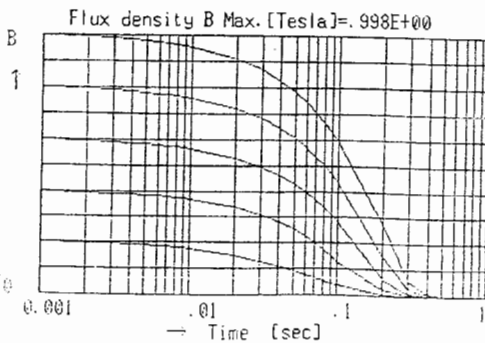
$$s = (dH/dt) \Psi \quad (9)$$

3. 磁化特性

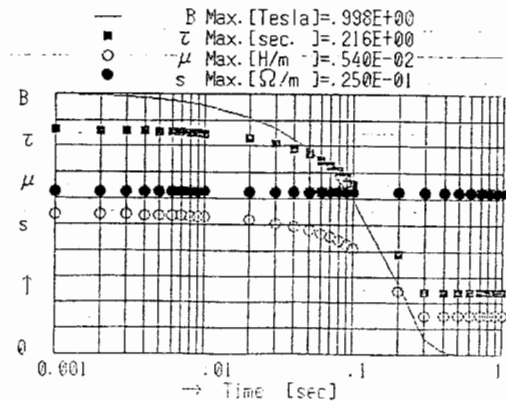
3.1. 磁気余効

本稿では、磁界が階段上に減少する場合の過程を磁気余効とし、増加する場合の過程をスイッチングと分類して述べる。

(1)式を用いて、時間 $t=0$ で $H=0$ となつた場合の磁束密度 B の計算結果を第3図に示す。尚計算に用いた透磁率 μ ヒステリシス係数 s に対する曲線は第1図に示すものである。第3図の結果は明らかに、領域によって曲線または直線となるリヒター型の磁気余効を示している[2]。第4図に、磁束の初期値を 1 Teslaとした場合の、磁束密度 B 、透磁率 μ 、ヒステリシス係数 s さらに時定数 $\tau = \mu/s$ の時間に対する変化を示す。第4図から、曲線部分においては時定数 τ がほぼ一定であり、直線部分においては時定数 τ が透磁率 μ の変化と共に変動していることがわかる。



第3図 磁気余効特性。



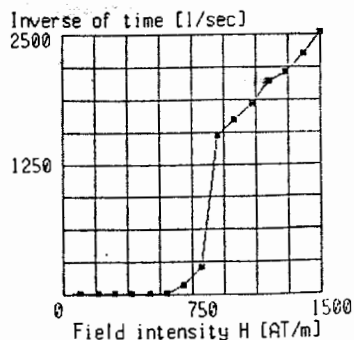
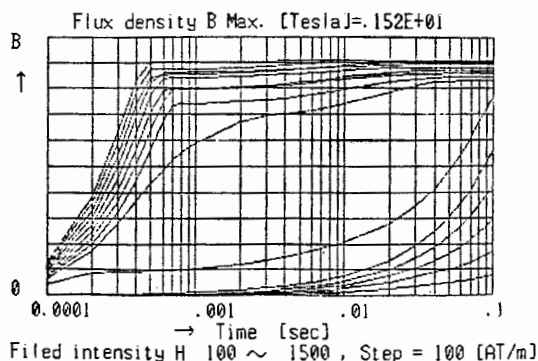
第4図 磁気余効に共なるパラメータの変化。

3.2. スイッチング

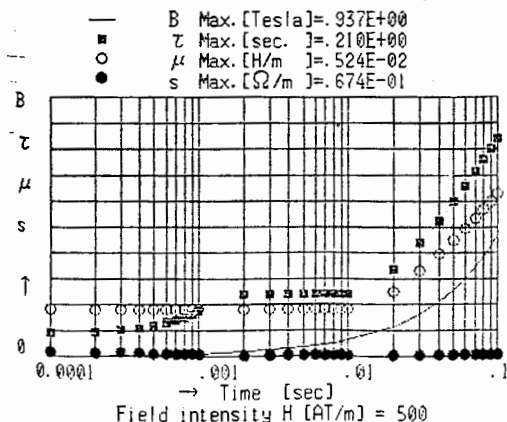
磁束の初期値を零として、磁界 H を階段状に加えた場合の磁束密度 B の時間変化を第5図に示す。第5図から、磁界の強さに応じて、磁束密度の変化が緩やかな場合と急激な場合とに分類されることがわかる。

第6図に、磁束密度が最終値の約90%に達するまでの時間の逆数を縦軸に取り、横軸に磁界の強さ H を取ったグラフを示す。第6図から、階段状の印加磁界の大きさがある値を越すと急に磁束の応答が速くなることがわかる。

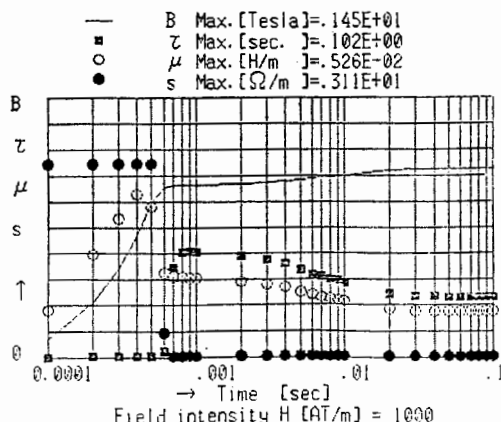
第7図に、磁界 $H=500$ [AT/m] および $H=1000$ [AT/m] が階段状に加えられた場合における、磁束密度 B 、透磁率 μ 、ヒステリシス係数 s さらに時定数 $\tau = \mu/s$ の時間に対する変化を示す。第7図の結果から、磁界が弱い場合、時定数 τ は透磁率 μ の変化と共に変化している。



第5図 スイッチング特性。



第6図 スイッチング時間。



第7図 スイッチングに共なるパラメータの変化。

他方、強い磁界が加えられた場合は、磁界の印加直後のヒステリシス係数 s が大きくなるため、過渡現象の初期では時定数 τ が小さく、そのため磁束密度の立上りが速くなる。しかし、磁束密度が一定値に近づくとき、ヒステリシス係数 s のみならず透磁率 μ の変化に共ない時定数 τ が大きくなっていることが観察される。

4. まとめ

本稿では、磁性材料における磁化特性を表わすChua形モデルとPreisach形モデルの関係を明らかにした。さらに、Chua形モデルを用いて、磁化特性の中で磁気余効とスイッチング特性の再現に成功した。このことから、薄帯磁性材料に筆者等の提案せる磁化特性モデルを適用して、磁氣的損失等が算定可能と考えられる。

参考文献

- [1] Y. Saito, S. Hayano, T. Yamamura and N. Tsuya, "A representation of magnetic hysteresis," IEEE Trans. Magnetics, Vol. MAG-20, No.5 Sep. 1984.
- [2] 近角聡信, 強磁性体の物理(下), (裳華房)。