

2章 受動素子から見たパワーエレ

1節 磁気

1.1 パワーエレクトロニクス用磁性材料の基礎

キーワード: 軟磁性材料, 静磁気特性, 動的磁気特性, 磁気特性評価法, 磁気素子, モデリング, Steinmetz 式

本節では、変圧器・インダクタといった磁気素子を構成する軟磁性材料の基本特性（静・動的磁気特性）について概説する。また、代表的な軟磁性材料と、磁気特性評価法、それらの材料を用いた磁気素子、さらに Steinmetz 式に基づく素子のモデリングについて簡単に概説する。

1.1.1 磁性材料の静磁気特性

磁性材料は磁界中におくと「磁化」される。この磁界 H を徐々に強くしていくとある閾値を超えたところで磁化 M が飽和する。このときの磁化 M を飽和磁化 M_s 、磁束密度 B を飽和磁束密度 B_s という。次に飽和した磁化 M に対して磁界 H を弱くしていくと、磁界 H がゼロのところでは磁化 M はゼロにならず、逆方向のある磁界 H のところで磁化 M がゼロとなる。この磁界ゼロのときの磁化 M を残留磁化 M_r 、磁束密度 B を残留磁束密度 B_r といい、磁化 M がゼロとなる磁界 H を保磁力 H_c という。

図 2.1.1.1 に示すように、磁性材料の磁化 M は、磁界 H を強くしていくときと弱くしていくときでは異なる経路をたどり、特徴的なループとなる。磁界 H を向きを考慮して交互にかけて得られる磁化曲線を、磁気履歴曲線（ヒステリシス曲線）という。磁性材料の磁化 M と磁束密度 B の関係は、

$$B = \mu_0 H + M \quad (2.1.1.1)$$

$$B = \mu_0 (H + M) \quad (2.1.1.2)$$

で表される。ここで、 μ_0 は真空の透磁率である。式(2.1.1.1)は MKSA 単位系の中でも $E-H$ 対応にあたり、式(2.1.1.2)は SI 単位系における B の定義であり、 $E-B$ 対応にあたる。 $E-H$ 対応と $E-B$ 対応の違いは、磁化 M に μ_0 がつかいか否かであり、磁化 M の単位が異なる。 $E-H$ 対応では Wb/m^2 であり、 $E-B$ 対応では SI 単位系で磁界 H と同じく A/m である。本書では概ね式(2.1.1.1)による $E-H$ 対応で記述し、内容によって式(2.1.1.2)の $E-B$ 対応も用いた。また、透磁率 μ は磁気履歴曲線の勾配にあたる。磁気履歴曲線の頂点をつないで描かれる曲線を常規磁化曲線 (Normal magnetization curve) といい、パワーエレ分野で交流磁化特性として知られる曲線を、静的に記述したものである。磁気履歴曲線の幅の中心をつないで描かれる曲線を平均磁化曲線という。磁気履歴曲線において飽和磁束密度 B_s 、残留磁束密度 B_r 、保磁力 H_c を与える曲線を飽和磁化曲線 (Saturation magnetization curve) という。また、磁気履歴曲線で閉じ込められた面積に相当する分だけのエネルギーが外部磁界から磁性材料に供給され、熱エネルギーに変換されて損失となる⁽¹⁾⁽⁴⁾。

磁性材料では、磁化 M が外部磁界の方向に平行に向こうとす

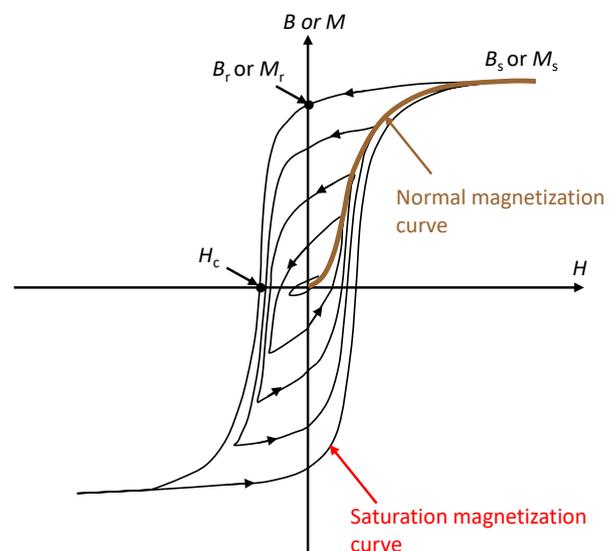


図 2.1.1.1 磁気履歴曲線（ヒステリシス曲線）と磁気パラメータ

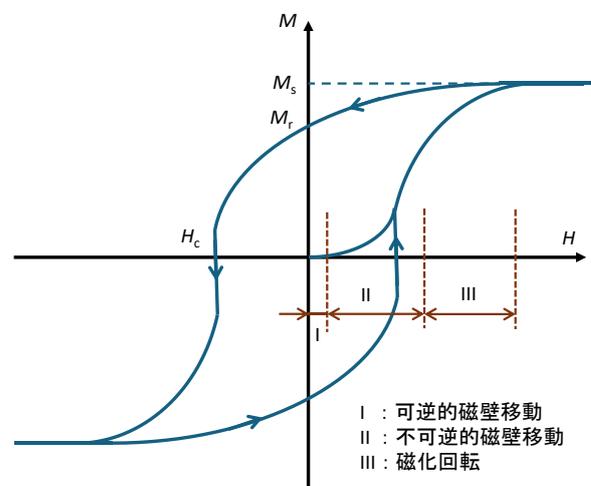


図 2.1.1.2 磁壁移動と磁化回転が混在した磁気履歴曲線（ヒステリシス曲線）

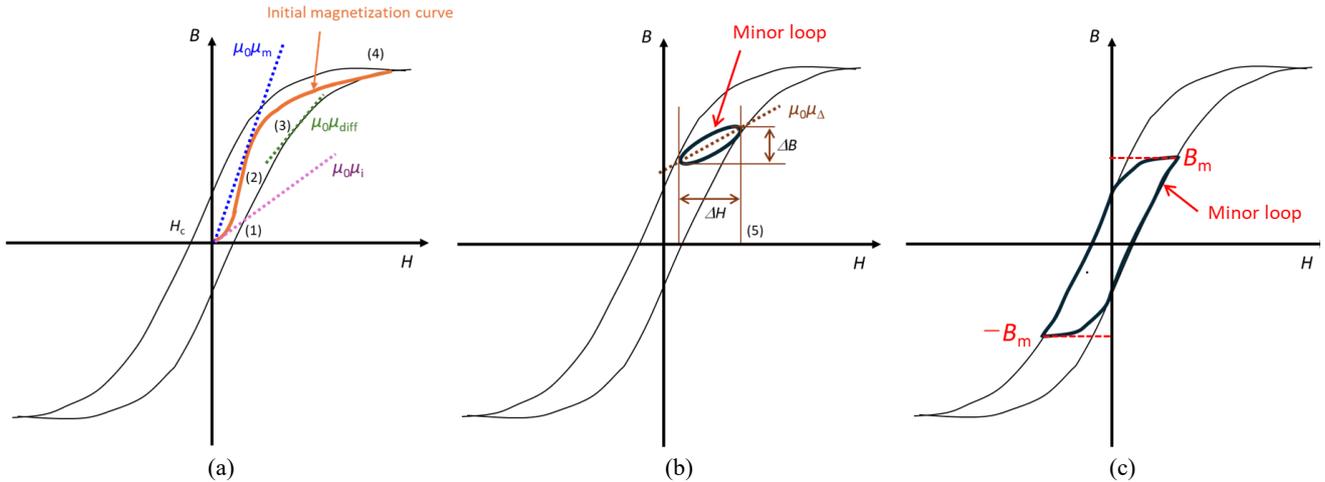


図 2.1.1.3 初磁化曲線とさまざまな透磁率、マイナーループ (Minor loop)

るとき、材料内の磁壁が移動するか、磁区内で磁化回転するか、いずれかによって磁化過程が進行する。軟磁性材料では、磁壁移動も磁化回転もしやすい。磁壁移動による磁化過程の場合、材料内の磁壁が外部磁界の変化にともなっている状態から次の状態へとジャンプしながら移動していく。この次の状態へのジャンプを繰り返す磁化過程は非可逆となり、ヒステリシス曲線を描く。一方、磁化回転による磁化過程の場合、磁化が印加した磁界の変化にともない、その方向に平行に向くように回転する。このときもヒステリシス曲線を描く。ただし曲線が囲む面積は、磁壁移動による磁化過程の場合に比べて明らかに小さい。これらの磁化過程に関して、磁区構造が単純な薄膜形状の場合には分離が容易である。一方で、薄帯や粉末形状の場合には材料内の磁区構造が複雑となるため、これらの磁化過程が混在する。すなわち、図 2.1.1.2 のように、弱い磁界領域では磁壁移動しやすく可逆的なふるまいとなる（過程 I）。より磁界を強くしていくと、磁壁が次の状態へとジャンプし非可逆的となり（過程 II）、さらに強い磁界領域では、磁区が消滅して磁化回転が起こり（過程 III）、飽和状態となる。この磁化曲線は、ヒステリシスを有し、磁化が外部磁界の変化に対して常に遅れて変化する⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁴⁾。比透磁率 μ_r は真空の透磁率 μ_0 により規格化しているため、その単位は無次元となる。また、比透磁率 μ_r と磁化率 χ の関係は $\mu_r = 1 + \chi / \mu_0 = 1 + \chi_r$ となる。図 2.1.1.3(a) に示すように、磁界 H をゼロから少しずつ増加させると、磁性材料の磁束密度 B がゼロから立ち上がり、磁界 H をさらに増加させると (1) から (4) へと増加してほぼ飽和する。このゼロから (4) までの曲線が初磁化曲線 (Initial magnetization curve) である。初磁化曲線において、ゼロ磁界近傍での磁化の増加率を初透磁率 μ_i 、また比透磁率 μ_r は (3) 付近で最大となり、このときの μ_r を最大透磁率 μ_m と呼ぶ⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁴⁾。

また、初磁化曲線もしくは、ヒステリシス曲線の任意の点 (5) において磁界 H をわずかに ΔH だけ変化させると、磁束密度 B が ΔB に変化する。 ΔB と ΔH との比が増分透磁率 μ_Δ となる。 μ_Δ は磁性材料にバイアス直流磁界を印加して、そこに微小な磁界を加えたときの透磁率である。このときのバイアス直流磁界が印加されたヒステリシス曲線がマイナーループに当たり、インダクタに適用されるループである (図 2.1.1.3(b))。それに対して、図 2.1.1.3(c) のような原点 (ゼロ磁界) に対称な最大磁束密度 B_m に対応するマイナーループは対称交流励磁される変圧器に適用されるループである。これに加えて、ヒステリシス曲線上の任意の点で接線を引いたときには、 $(dB/dH) / \mu_0$ となり、このときの透磁率を微分透磁率 μ_{diff} と呼ぶ。なお、この透磁率の最大値は最大微分透磁率にあたるが、初磁化曲線に引いた接線の傾斜にあたる最大透磁率 μ_m とは異なる⁽¹⁾⁽²⁾⁽⁴⁾。

上述したパワエレ用軟磁性材料における静磁気特性の評価に用いられる代表的な物理量と透磁率について、それらの英語表記、記号、定義を表 2.1.1.1 にまとめた。

最後に単位および比透磁率 μ_r と磁化率 χ の関係について注意点を述べる⁽⁵⁾。SI 単位系では、 μ は真空の透磁率 μ_0 と同じ H/m の単位を持つ。一方で、実際の透磁率測定では、無次元数である比透磁率 $\mu_r = \mu / \mu_0$ を用いることが多い。これは cgs 単位系の透磁率 μ^{cgs} も無次元数で μ_r と同じ値となること、また真空の比透磁率は 1 なので、 $\mu_r (= \mu^{cgs})$ を用いることによって真空との比較が容易といった利点があるためである。しかしながら、上述で定義された μ_i 、 μ_{diff} 、 μ_Δ に対して、さらに relative を表す添え字 r を追加すると表記が煩雑になり、また SI と cgs 単位系が混用される場合があるため、透磁率と比透磁率の表記が区別されないということがしばしば起こる。SI 単位系で比透磁率を使う場合は、例えばこれらの表記において μ_i / μ_0 とするなど、単位に注意する必要がある。

SI 単位系における磁束密度 B は式 (2.1.1.2) で表され、磁化 M が磁界 H に比例する場合には、その比例定数を磁化率 χ とすると $M = \chi H$ と表される。これらの式から、 μ_r と χ の関係は $\mu_r = 1 + \chi$ となる。通常は $M \gg H$ が成り立つので、磁界 H は無視し磁束密度 B と磁気分極 $J = \mu_0 M$ は同じ ($B = J$)、また比透磁率 μ_r と磁化率 χ は同じ ($\mu_r = \chi$) としても差支えない。その一方

表 2.1.1.1 パワーレ用軟磁性材料における静磁気特性の評価に用いられる代表的な物理量と透磁率

用語	英語	記号	定義	計測法*
飽和磁束密度	Saturation flux density	B_s	磁性材料の到達しうる最大の磁束飽和密度	1**, 2, 3, 4
残留磁束密度	Residual flux density	B_r	飽和磁化曲線 (Saturation magnetization curve) において、磁界 H が 0 のときの磁束密度 B の値	1**, 2, 3, 4
保磁力	Coercivity	H_c	飽和磁化曲線 (Saturation magnetization curve) において、磁束密度 B が 0 となる磁界 H の値	1**, 2, 3, 4
初透磁率	Initial permeability	μ_i	磁界の強さと磁束密度を共に限りなくゼロに近づけた場合の磁化率の極限值 (初磁化曲線 (Initial magnetization curve) の原点における傾き)	1**, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8
増分透磁率	Incremental permeability	μ_Δ	直流偏磁条件下にあって、 B が 0 でないとき、有限の磁界強度変化 ΔH とそれに対応する磁束密度変化 ΔB の比	1**, 2, 3, 4, 6, 8
微分透磁率	Differential permeability	μ_{diff}	$B-H$ 曲線上のある点での傾き (飽和磁化曲線 (Saturation magnetization curve) に限らないことに注意)	1**, 2, 3, 4, 5, 6, 8

*: 各番号に対応する計測法は本章 1.4.2 項にて紹介

** : 静磁気特性のみ測定可能

で、磁化 M が小さく磁界 H を無視できない場合には、磁束密度 B や比透磁率 μ_r に厳密式を用い、磁束密度 B と磁気分極 J 、また比透磁率 μ_r と磁化率 χ は区別する必要がある。

また、cgs 単位系における磁束密度 B^{cgs} 、磁界 H^{cgs} と磁化 M^{cgs} の関係は、式(2.1.1.1)および式(2.1.1.2)とは異なり、

$$B^{cgs} = H^{cgs} + 4\pi M^{cgs} \tag{2.1.1.3}$$

と表される。ここで、磁束密度 B^{cgs} 、磁界 H^{cgs} 、磁化 M^{cgs} の単位はそれぞれ gauss, Oe, emu/cc である。cgs 単位系における磁化率 χ^{cgs} は、 $M^{cgs} = \chi^{cgs} H^{cgs}$ となる比例定数で、これを代入すると、透磁率と磁化率の関係は $\mu^{cgs} = 1 + 4\pi \chi^{cgs}$ となり、これを SI 単位系の μ_r と χ の関係式と比較すると、 $\chi = 4\pi \chi^{cgs}$ となる。したがって、SI 単位系で磁化率 $\chi=1$ の材料は、cgs 単位系では $1 / 4\pi \approx 0.08$ となる。以上をまとめると、SI 単位系の比透磁率と磁化率、cgs 単位系の透磁率と磁化率は全て無次元数で、SI 単位系の比透磁率 μ_r と cgs 単位系の透磁率 μ^{cgs} は同じ値だが、磁化率は SI 単位系と cgs 単位系で値が異なるので注意が必要である。

1.1.2 磁性材料の動的磁気特性

1.1.1 項で示した磁気パラメータは磁性材料の静磁気特性であり、軟磁性材料では静磁気特性として主に低保磁力 (低 H_c)、高飽和磁化 (高 $4\pi M_s$)、高初透磁率 (高 μ_i) が要求される。また、交流磁界の励磁によって生じる磁性材料の損失は、軟磁性材料の磁化過程およびその周波数特性と密接な関係がある。以下に交流磁界中での磁化過程 (動的磁気特性) について概説する。

磁壁移動による磁化過程は駆動磁界の周波数が低く弱磁界の場合には大振幅の磁化反転を起こすことができる。その一方で、駆動磁界の周波数が高くなると磁壁が高速移動してその部分を境にして高速磁化反転が起こり局所的に渦電流による熱損失 (渦電流損失) が集中して生じる (図 2.1.1.4(a))。磁壁移動による渦電流損失 W_{eddy} は駆動磁界の周波数 f に対して、

$$W_{eddy} = \frac{8.4twB_{max}^2}{\pi\rho N} f^2 \tag{2.1.1.4}$$

で表される⁽⁶⁾⁻⁽⁸⁾。ここで、 t , w , ρ , N および B_{max} は材料の厚さ、幅、電気抵抗率、材料内の磁壁の総数および単位面積あた

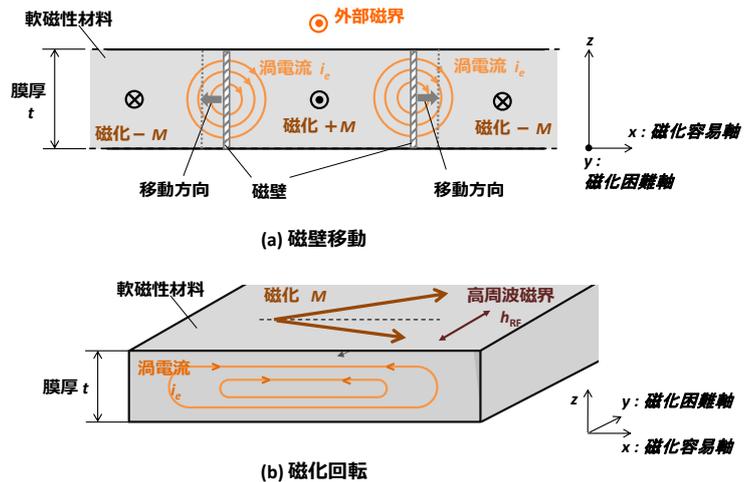


図 2.1.1.4 交流磁界中での磁化過程 (動的磁気特性)

りの磁束反転量（最大磁束密度）である。この式は材料内の磁壁の運動をモデル化したものであり、駆動磁界の周波数 f の高周波化や磁束反転量 B_{\max} の増加は渦電流損失 W_{eddy} の急激な増大に直結することを意味している。この磁壁移動による渦電流損失の式(2.1.1.4)と実験から、金属磁性材料の厚さ t が数 $10 \mu\text{m}$ 以下であり、駆動磁界の周波数 f が数 10 kHz であれば渦電流損失 W_{eddy} を十分に抑制できる。しかしながら、これ以上の周波数領域で材料を利用するためには、材料厚さ t を数 μm 以下と薄くする（薄膜化する）こと、材料の電気抵抗率 ρ を増加させること、あるいは材料内の磁壁の総数 N を増やすことが重要となる。とりわけ、薄膜化の場合には、磁壁移動の運動が慣性と熱損失をとまらうために移動速度には上限があり、磁壁移動による磁化反転速度（もしくは、周波数）の限界は数 MHz 程度にとどまる。このように、磁壁移動は駆動磁界が数 MHz 以上の高周波領域ではその用途が見いだせないものの、駆動磁界が低周波領域では広く利用されている。実際に、電力変換用変圧器に用いられるようなある程度厚い金属磁性材料の場合には、磁壁の移動による大幅の磁化反転を引き起こす際に、磁壁の総数 N を増加させて各磁壁に磁化反転量を分担させることによって渦電流損失 W_{eddy} を低く抑えている⁽⁴⁾。

また、磁化回転による磁化過程は、磁壁移動が追従できなくなり、初透磁率 μ_i に近い小振幅動作となるおよそ 10 MHz 以上の高周波領域で主体的に寄与する。材料全体に均一に磁化反転が起こる。図 2.1.1.4(b) に示すように、磁化困難軸方向に交流磁界を印加すると渦電流損失 W_{eddy} によって低下する透磁率 μ は、材料の幅を無限とすると、表皮厚 δ と静磁化過程で導出される初透磁率 μ_i を用いて電磁気学（Maxwell の式）から、

$$\mu = \mu_i \tanh\left(\frac{t}{2\delta_e}\right) / \frac{t}{2\delta_e} = \mu_i \tanh\left(\frac{(1+j)t}{2\delta}\right) / \frac{(1+j)t}{2\delta} \quad (2.1.1.5)$$

と表される⁽⁹⁾。ここで δ_e は有効表皮厚（複素数）と呼ばれ、一般的な表皮厚 δ との関係は

$$\delta_e = \frac{1}{\sqrt{j2\pi f \mu_i / \rho}} = \frac{\delta}{1+j} \quad (2.1.1.6)$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu_i / \rho}} = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega \mu_i}} \quad (2.1.1.7)$$

と表される。これらの式からわかるように、透磁率 μ の低下は材料厚さ t と表皮厚 δ との比に依存し、数 μm 以下の材料厚さ t で表皮厚 δ が十分厚ければ、透磁率 μ の低下は数 μm 以下の材料厚さ t になれば数 10 MHz まで十分に抑制される。したがって、材料の形状を十分に薄い膜形状にすれば、金属軟磁性材料でもより高周波領域まで損失を抑制できる。このときの周波数の上限は、磁気共鳴現象と密接に関係している。この磁気共鳴現象は、磁化が歳差運動を行いながらその向きを変えていく過程で、ランダウ・リフシッツ・ギルバード（Landau-Lifshitz-Gilbert : LLG）方程式

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma [\vec{M} \times \vec{H}] + \frac{\alpha}{M} \left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right] \quad (2.1.1.8)$$

によって現象論的に説明できる⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾。ここで、 γ はジャイロ磁気定数であり、その値は $8.7698 \times 10^{-3} \text{ g [Oe}^{-1}\text{s}^{-1}]$ (g : g 因子) である。 α は制動定数（ダンピング定数）である。式(2.1.1.7)の第一項が磁化の歳差項、また第二項は制動項にあたる。この現象が起きる周波数は、静的な外部磁界が与えられないときの軟磁性材料における磁化回転による実効的な磁界（異方性磁界） H_k の強度（図 2.1.1.5）によって決まる。一軸磁気異方性を有するバルク形状の軟磁性材料の場合にはその共鳴周波数は、

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} H_k \quad (2.1.1.9)$$

で表される⁽¹²⁾⁽¹³⁾。

以上のように、軟磁性材料の磁化過程は磁壁移動と磁化回転のいずれかである。どちらの過程が主体的になるかは、材料形状、磁化、サイズ、利用する周波数領域によって異なる。変圧器などの電力変換器では、商用周波数付近の低い周波数領域で、低い励磁電流で磁壁移動が容易な磁化過程が主体的となる。図 2.1.1.6 に示すように、商用周波数付近から低周波領域で、主にバルク形状に近い電磁鋼板が、低周波領域から 100 kHz 付近までの周波数では薄帯や粒径の大きな微粒子からなる圧粉磁心が、さらに 100 kHz から数 MHz 付近の周波数領域ではより粒径の小さな微粒子からなる圧粉磁心が使用される。Mn-Zn 系フェライトはより広い周波数領域で使用される。なお、薄膜素子の場合には、動作周波数が数 10 MHz 以上であり、磁壁移動が追従しなくなり、初透磁率に近い小振幅での磁化回転による磁化過程が主体的となる。

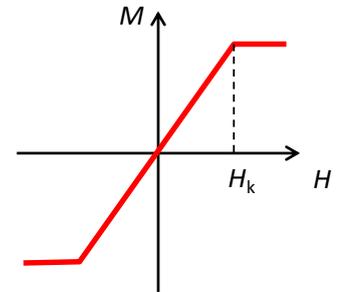


図 2.1.1.5 一軸磁気異方性を有する軟磁性材料における磁化困難軸の磁化曲線

1.1.3 軟磁性材料の種類

代表的な軟磁性材料として、Fe系合金材料、アモルファス合金材料、ナノ結晶合金材料、圧粉磁心材料、フェライト材料が挙げられる。これらの材料を用いた変圧器等の電力容量と励磁周波数の関係、および材料の比透磁率と励磁周波数の関係を図 2.1.1.7(a)および(b)に示すとともに、これらの材料に関して概説する⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾。

Fe-Si 合金材料は電磁鋼板（ケイ素鋼板）と呼び、数%のSiを含んだ材料である。その磁気特性は飽和磁化 $4\pi M_s$ が高く、変圧器やモータなどの磁心として使用されている。Fe-Ni 合金材料は初透磁率 μ_i を高くすることを目的としてつくられた合金で、透磁率の permeability と合金の alloy よりパーマロイ (Permalloy) と呼ばれている。その磁気特性はNi組成により異なり、とりわけ 78.5 wt.%Ni 付近（78パーマロイ、パーマロイ PC）では透磁率が高く、45 wt.%Ni 付近（45パーマロイ、パーマロイ PB）では飽和磁化 $4\pi M_s$ が高い。これらのパーマロイは変成器、巻磁心、磁気ヘッド、磁気シールドなどに使用されている。Fe-Si-Al 合金材料は結晶磁気異方性と磁歪が同時にゼロとなる組成を有する合金系であり、9.6 wt.%Si, 5.5 wt.%Al 付近で透磁率 μ が最大となる。この優れた軟磁気特性を示す合金がセンダストである。この合金は高周波用磁心に使用されている。

アモルファス合金材料は主に数 10 μm 厚の薄帯形状の Fe 系アモルファス材と Co 系アモルファス材である。Fe 系アモルファス材の磁気特性は、飽和磁化 $4\pi M_s$ が高く、かつ保磁力 H_c が低いので、主に電力配電用変圧器に使用されている。また、Co 系アモルファス材の場合、透磁率 μ が高く、かつ保磁力 H_c が低いので、磁気増幅器可飽和磁心や磁気センサに使用されている。ナノ結晶材料は数から数 10 nm のスケールの結晶粒からなる合金材料である。その磁気特性は比較的飽和磁化 $4\pi M_s$ が高く、高透磁率・低損失であり、コモンモードチョークなどに使われている。代表的なナノ結晶材料としては、Fe-Si-B-Cu-Nb 系合金や Fe-Zr-B 系合金などが挙げられる。なかでも、Fe-Si-B-Cu-Nb 系合金は 10 nm 程度の体心立方型 (body center cubic (bcc) type) Fe-Si 結晶粒が強磁性 Fe-B-Nb 系アモルファス相中に高密度かつ均一に分散したマイクロ組織であり、優れた軟磁気特性を有している。

圧粉磁心材料は粒子サイズが数から数 10 μm の軟磁性粉末で、その表面に絶縁被覆を施して所定の形状に成形した材料である。その磁気特性は初透磁率 μ_i があまり高くないものの、高磁界まで磁気飽和しにくく、渦電流損失が低く、比透磁率 μ_r が粒子サイズが小さいほど高周波領域まで低下しないといった特長を有している。主な材料の種類としては、カルボニル鉄、純鉄、Fe-Si, Fe-Ni, Fe-Si-Al (センダスト) などの軟磁性合金や、アモルファス合金およびナノ結晶合金が挙げられる。これらの材料は主に磁心としてスイッチング電源に用いられるノイズフィルタや平滑チョークコイル、ノート PC 用途のパワーチョーク用小型磁心に使われている。

フェライト材料は酸化鉄を主成分とする磁性材料である。スピネル型の結晶構造を有する Mn-Zn もしくは Ni-Zn 系フェライト材料は、飽和磁化 $4\pi M_s$ が低いものの、電気抵抗が高く高周波領域まで低損失であり、変圧器やインダクタ、コモンモードノイズフィルタなどの磁心として使われている。

これらの材料に関する詳細については 2.1.2 および 2.1.3 項で説明する。

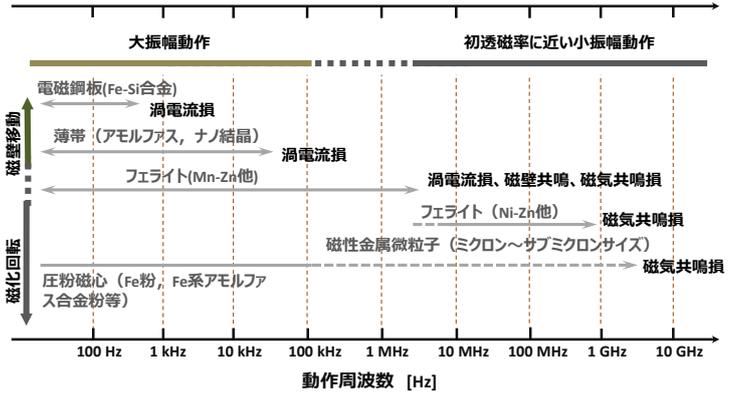


図 2.1.1.6 代表的な軟磁性材料の利用周波数領域

(磁壁移動・磁化回転による磁化過程と大振幅・小振幅動作の区分も考慮)

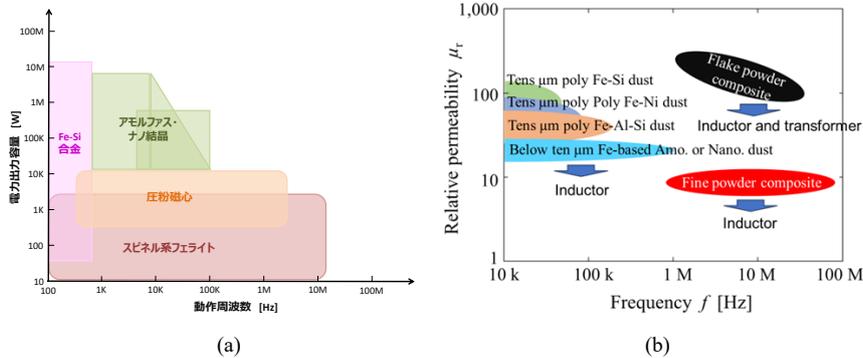


図 2.1.1.7 代表的な軟磁性材料の電力容量と周波数の関係(a)と透磁率と周波数の関係(b)

1.1.4 磁気特性計測法

受動素子を構成する軟磁性材料の磁気特性を理解する上で、その磁気特性計測法を把握することが重要である。図 2.1.1.8 に軟磁性材料における磁気特性計測法と測定周波数領域の関係をまとめた。静磁気特性の計測法として、主に振動試料型磁力計（Vibrating Sample Magnetometer: VSM）、超電導量子干渉素子（Super-conducting Quantum Interference Device: SQUID）磁力計、磁界勾配型磁力計（Alternating Gradient Magnetometer: AGM）、および直流 $B-H$ ループトレサが挙げられる。これらの計測法ではいずれも軟磁性材料の磁化曲線測定が可能である。一方で、交流における磁気特性の計測法として、主にエプスタイン試験、二次元ベクトル磁気測定装置、一コイル法、二コイル法（交流 $B-H$ ループトレサを含む）、インダクティブキャンセル法、キャパシティブキャンセル法が挙げられる。これらの計測法では、軟磁性材料の動的磁気特性測定が可能であるが、それぞれ評価可能なパラメータが異なる。エプスタイン試験は電磁鋼板の最も基本的な磁気測定法であり、 $B-H$ 曲線を測定し、鉄損や透磁率などの磁気特性を評価できる。二次元ベクトル磁気測定装置では、鉄心材料の磁束密度 B と磁界 H をベクトル量として評価できる。二コイル法では、磁心材料や薄帯における $B-H$ 曲線測定が可能であり、それらの高周波損失の周波数特性を評価できる。これらの計測法に加えて、最近では、数 MHz の高周波領域での軟磁性材料の $M-H$ 測定が可能で交流磁化率や、軟磁性材料における磁区構造の動的挙動を観察できる時間分解磁気イメージング（磁気光学 Kerr 効果顕微鏡）なども開発されている。これらの磁気特性計測法に関する詳細については 2.1.4 項で説明する。

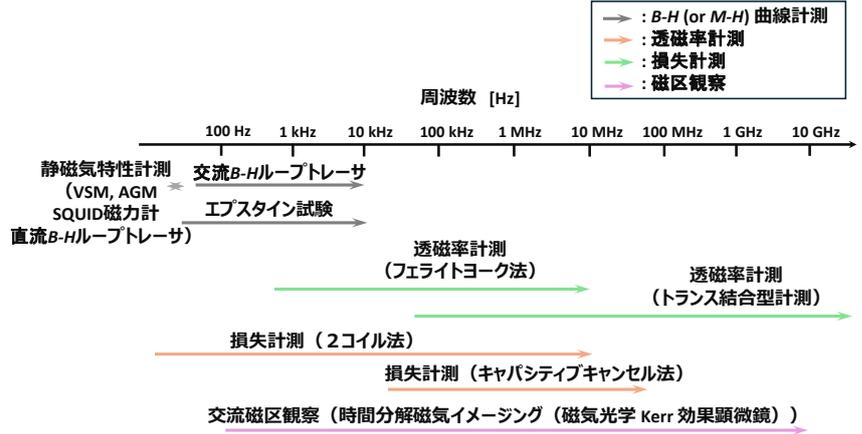


図 2.1.1.8 代表的な磁気特性計測法と周波数との関係

1.1.5 磁気素子（変圧器・インダクタ）

変圧器・インダクタといった磁気素子に関しては、図 2.1.1.9 のように動作周波数と電力帯で分けけて、軟磁性材料を用いた変圧器・インダクタについて整理する。具体的に、変圧器に関しては、動作周波数領域数 10 kHz 未満、電力 1 kW 以上の場合には、コンバータとしてフォワードコンバータ、フルブリッジコンバータ、Dual Active Bridge (DAB) コンバータなどの代表的なトポロジーが挙げられ、それらのコンバータに図 2.1.1.10⁽¹⁶⁾のように内鉄型および外鉄型変圧器が用いられている。そのときの軟磁性材料は、Fe-Si 合金材料、ナノ結晶材料（ファインメット）、スピネル系フェライト材料（Mn-Zn フェライト）などが主に使用される。動作周波数領域 100 kHz–1 MHz、電力 100 W–1 kW の場合には、コンバータとしてフライバックコンバータと共振コンバータが挙げられる。そのときの軟磁性材料は主にスピネル系フェライト材料（Mn-Zn フェライト）等が主に使用される。さらに、動作周波数領域 1 MHz 以上、電力帯 100 W 以下の場合には、コンバータとして主に共振コンバータである。そのときの軟磁性材料はスピネル系フェライト材料（Ni-Zn フェライト）や鉄系コンポジット（微粒子（微細球形粉末ならびに扁平粉末コンポジット 磁心））が適用される。

また、インダクタに関しては、いずれの動作周波数領域・電力帯においてもエネルギー蓄積素子に直流平滑化インダクタとして用いられる例が多いものの、用いる軟磁性材料は動作周波数領域・電力帯において異なる。動作周波数領域数 10 kHz 未

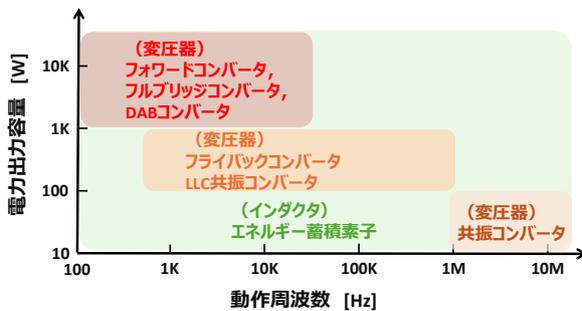


図 2.1.1.9 変圧器・インダクタにおける電力出力容量と動作周波数の関係

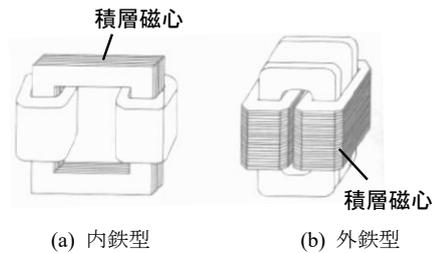


図 2.1.1.10 変圧器の積層型鉄心形状⁽¹⁵⁾

満、電力 1 kW 以上の場合には、軟磁性材料として Fe-6.5 wt.%Si 合金材料、ナノ結晶材料（ファインメット）、圧粉磁心材料（多結晶系）やスピネル系フェライト材料（Mn-Zn フェライト）が用いられ、いずれの材料も主にギャップ付きで使用されている。動作周波数領域 100 kHz–1 MHz、電力 100 W–1 kW の場合には、軟磁性材料として圧粉磁心材料（多結晶系、アモルファス・ナノ結晶系）やギャップ付きスピネル系フェライト材料（Mn-Zn フェライト）などが用いられている。さらに、動作周波数領域 1 MHz 以上、電力 100 W 以下の場合には、軟磁性材料として圧粉磁心材料（Fe 系コンポジット（微粒子））やスピネル系フェライト材料（Ni-Zn フェライト）が用いられている。

これらに加えて、動作周波数の高周波化にともない、巻数の低減・小形化が可能であるものの、表皮効果と近接効果に起因する交流抵抗が増加する。そのため、巻線の発熱の抑制や電力変換効率の向上のためには交流抵抗の低減が必要不可欠である。その方法として、線材による銅損低減技術、インターリーブ巻線構造による銅損低減技術および磁気回路構造による銅損低減技術が主に挙げられる。

磁気素子に関する詳細については、上述した軟磁性材料を用いた変圧器・インダクタとコンバータに関する具体的な適用事例とそれらの課題、さらに交流抵抗の低減技術について整理し、2.1.5 項で説明する。

1.1.6 磁気素子のモデリング

モデリングは実測した鉄損、励磁波形、 B - H 曲線等を数学的に表現することを目的としているが、物理機構に基づくか否かで意味合いが大きく異なる。回路システム設計の立場では、回路（励磁）条件に対する磁気素子の挙動を数学的に簡潔に表現し簡便に計測できることが最優先であり、磁性材料の物理機構に踏み込むことは容易でない。一方、磁気分野ではそのジレンマにはあまり関心は払われていなかった。代表的な鉄損モデリングにおける数学的表現は Steinmetz 式（SE：Steinmetz Equation）であり、正弦波励磁における鉄損 P [W/m^3] は、

$$P = kf^\alpha B_m^\beta \quad (2.1.1.10)$$

として励磁周波数 f と最大磁束密度の振幅 B_m のべき関数で与えられる。ここで、 k 、 α 、 β は材料パラメータである。この原型は、Steinmetz が 1892 年に鉄損表現式として提案したものであり⁽¹⁷⁾、実に 130 年以上にわたって使用され続けている。その一方で、Steinmetz 自身は式(2.1.1.10)を鉄損の数学的表現としてではなく、励磁周波数 f の α 乗と最大磁束密度の振幅 B_m の β 乗に対する物理的な関連性と鉄損分離（ヒステリシス損失 P_h : $\alpha = 1$, $\beta = 1.6$ 、渦電流損失 P_{cl} : $\alpha = 2$, $\beta = 2$ ）について議論している⁽¹⁷⁾。その後、Overshott によって $\alpha = 1.5$ の過剰損失 P_{exc} （もしくは異常渦電流損失*）も追加され、鉄損 P (W/m^3) は、

$$P = P_h + P_{cl} + P_{exc} = C_h f + C_{cl} f^2 + C_{exc} f^{1.5} \quad (2.1.1.11)$$

として損失の成分ごとに分離した形式で表され、一般的に広く用いられている⁽¹⁸⁾。

また、損失の物理的な起源を議論する場合には、式(2.1.1.11)を励磁周波数 f で規格化した一周あたり損失 W ($= Pf$) [J/m^3] の式として

$$W = W_h + W_{cl} + W_{exc} = C_h + C_{cl} f + C_{exc} f^{0.5} \quad (2.1.1.12)$$

を用いて議論した方が見通しが良い。ここで、 C_h 、 C_{cl} および C_{exc} は各損失成分の励磁周波数依存性の係数である。

さらに、矩形波電圧を例示した場合の鉄損を記述する式として、一般化 Steinmetz 式（generalized Steinmetz equation: GSE）

$$P = \frac{1}{T} \oint k_i \left| \frac{dB}{dt} \right|^\alpha |\Delta B|^{\beta-\alpha} dt \quad (2.1.1.13)$$

が用いられるようになった⁽¹⁹⁾。式(2.1.1.13)において $B(t)$ に正弦波を代入すれば式(2.1.1.10)と等価であることは容易に確認できる。ただし、係数 k と k_i の関係は、

$$k_i = \frac{k}{(2\pi)^{\alpha-1} \int_0^{2\pi} |\cos \theta|^\alpha 2^{\beta-\alpha} d\theta} \quad (2.1.1.14)$$

となる。さらに、マイナーループの表現にも対応させた改良型である iGSE（improved GSE）⁽²⁰⁾ や緩和項を導入した i²GSE（improved-improved GSE）⁽²¹⁾ なども提案され、任意波形に対応できるように工夫されてきた。

上述したモデリングに加えて、ナノスケールでの磁化の動的挙動（磁化の高周波磁界応答）を理解できる Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 解析と、実スケールでの変圧器やインダクタなどの磁気素子の設計や電磁気特性解析を明確にできる Maxwell 解析とを組み合わせた連成解析も進められている。

モデリングに関する詳細については 2.1.7 項で説明する。

* 2.1.7.2 項で説明するように、磁歪による高周波損失成分も $f^{1.5}$ の挙動をとることが近年明らかとなり、 $f^{1.5}$ の損失成分は渦電流と磁歪の寄与を合わせて過剰損失とした。
[遠藤恭]

文献

- (1) 太田恵造：「磁気工学の基礎 I」， 共立出版, pp.30-35 (1973)
- (2) 島田寛, 山田興治, 八田真一郎, 福永博俊：「磁性材料—物性・工学的特性と測定法」， 講談社, pp.87-95 (1999)
- (3) 早乙女英夫他著, 日本磁気学会編：「パワーマグネティクスのための応用電磁気学」， 共立出版, pp.63-64 (2015)
- (4) 日本磁気学会編：「磁気便覧」， 丸善, pp.199-203 (2016)
- (5) 日本磁気学会編：「磁気便覧」， 丸善, pp.1-5 (2016)
- (6) R. H. Pry and C. P. Bean：“Calculation of the energy loss in magnetic sheet materials using a domain model”， Journal of Applied Physics, Vol.29, No.3, pp.532-533, DOI: 10.1063/1.1723212 (1959)
- (7) J.M.D. Coey：“Magnetism and Magnetic Materials”， CAMBRIDGE Univ. Press, p.442 (2009)
- (8) 電気学会マグネティクス技術委員会編：「改訂 磁気工学の基礎と応用」， コロナ社, p.49 (2013)
- (9) R. N. Bozorth：“Ferromagnetism”， John Wiley & Sons. Inc., pp.768-810 (2003)
- (10) T.L. Gilbert：“A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field”， Physical Review, Vol.100, No.4, p.1243 (1955), “A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials”， IEEE Transactions on Magnetics, Vol.40, No.6, pp.3443-3449, DOI: 10.1109/TMAG.2004.836740 (2004)
- (11) L.D. Landau and E.M. Lifshitz：“On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”， Physikakusche Zeitschrift der Sowjetunion, Vol.8, pp.153-169 (1935)
- (12) 太田恵造：「磁気工学の基礎 II」， 共立出版, p.339 (1973)
- (13) 近角聡信：「強磁性体の物理（下）」， 裳華房, p.324 (1994)
- (14) Robert C. O'Handley：“Modern Magnetic Materials Principles and Applications”， John Wiley & Sons, inc., pp.357-468 (2000)
- (15) 日本磁気学会編：「磁気便覧」， 丸善, pp.204-260 (2016)
- (16) 日本磁気学会編：「磁気便覧」， 丸善, p.714 (2016)
- (17) C. P. Steinmetz：“On the law of hysteresis”， Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Vol.9, No.1, pp.3-64, DOI: 10.1109/T-AIEE.1892.5570437 (1892)
- (18) K. J. Overshott：“The causes of the anomalous loss in amorphous ribbon materials”， IEEE Transactions on Magnetics, Vol.17, No.6, pp.2698-2700, DOI: 10.1109/TMAG.1981.1061648 (1981)
- (19) J. Li, T. Abdallah, and C. R. Sullivan：“Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms”， Conference Record of the 2001 IEEE Industry Applications Conference, 36th IAS Annual Meeting, pp.2203-2210, DOI: 10.1109/IAS.2001.955931 (2001)
- (20) K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah and H. Tacca：“Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters”， Proceedings of 2002 IEEE Workshop on Computers in Power Electronics, pp.36-41, DOI: 10.1109/CIPE.2002.1196712 (2002)
- (21) J. Mühlethaler, J. Biela, J. W. Kolar, and A. Ecklebe：“Improved core-loss calculation for magnetic components employed in power electronic systems”， IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.27, No.2, pp.964-973, DOI: 10.1109/TPEL.2011.2162252 (2012)

1.2 薄帯， 焼結体

1.2.1 軟磁性材料の用途と B-H 曲線

軟磁性材料は用途によって求められる条件が異なり， 周波数により求められる特性が違う。磁心の単位体積当たりで発生させられるエネルギーはファラデーの法則にあるように起電力が磁束 Φ の時間微分 dt に比例する性質に由来する。時間変化は， 概ね磁束変化の周期である周波数 f の逆数にとらえることができる。周波数が低い領域では特に単位体積当たりで扱えるエネルギーを多くするために①動作磁束密度 B_m が高いこと， および②磁心の断面積 A を大きくし， A と B_m の積である磁束 Φ を多くすることが必要となる。 B_m を高くするために， $B-H$ 曲線はフルループ近くまで使われる。このような $B-H$ 曲線の使い方では， 初透磁率 μ が高いことよりも， 磁化過程全般の平均の透磁率が高いことの方が有利であり， 磁壁移動による磁化過程が起きやすく， 磁化回転による磁化過程は透磁率の低下につながりやすく， 特に磁歪が大きい材料では， 振動や騒音の原因になりやすいため， 極力抑制されることが望ましい。そのため， 磁路方向に直行した磁区は， 磁化回転による磁化過程の要因となるため， 多くの場合， 圧延による応力誘起の磁気異方性や磁場中熱処理による誘導磁気異方性を磁路方向に付与することにより， 180° 磁壁が平行するように処理される。

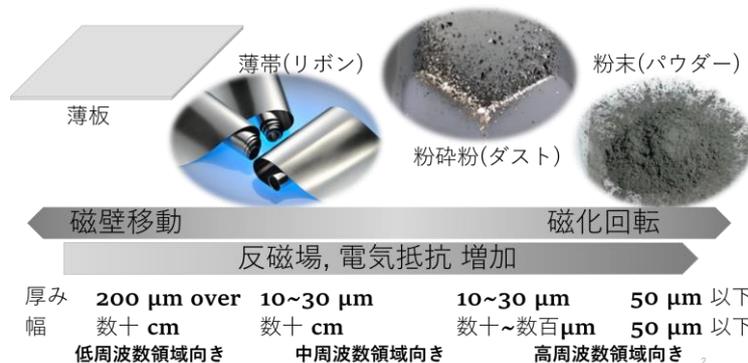


図 2.1.2.1 材料形態の変化に伴う特徴の変化

パワーエレクトロニクス装置で使用される変圧器やインダクタは 50 Hz や 60 Hz に限定されず様々な周波数の条件下で使用される。 $B_m f$ を高くすれば、より大きな電磁エネルギーが得られるが、磁心で発生する損失による熱も、 B_m や f に依存する。この磁心材で発生するロスが鉄損と呼ばれ、鉄損 P は以下のように構成される。

$$P = P_h + P_{cl} + P_{exc} \quad (W) \quad (2.1.2.1)$$

ここで、 P_h 、 P_{cl} 、 P_{exc} はそれぞれ、ヒステリシス損失、渦電流損失、過剰損失である。 P_h は周波数 f に比例し、保磁力 H_c が低く、残留磁束密度 B_r が低いと P_h は低くなる。 P_{cl} および P_{exc} は交流磁場下で現れる損失である。厚さ t の板が同様磁化する場合、渦電流損失 P_e は以下の式

$$P_{cl} = \frac{(\pi t f B_m)^2}{6\rho} \quad (W) \quad (2.1.2.2)$$

で表される。ここで、 ρ は電気抵抗率である⁽¹⁾。 P_{cl} は f の 2 乗に比例するため、特に高周波では重要な要素となる。過剰損失 P_{exc} は、 P_h および P_{cl} 以外に発生する動的損失であり、磁壁移動に伴う損失と考えられている。 P_{exc} は特に磁路と平行な磁壁が磁路と直行する方向に移動する際に顕著になり、 f のおよそ 1.5 乗に比例し、磁壁の枚数に反比例することが知られている。主にこの 3 種類が鉄損の要因となる。特に中周波領域 (サブ kHz~数十 kHz) から高周波領域 (数十 kHz 以上) では、渦電流の抑制が、発熱の抑制に大きな意味を持ち、材料選定の重要要件となる。このような観点からフェライト磁心は広く使われている。しかし、逆説的に言えば、ある程度渦電流損失が低減できれば、中~高周波にかけた領域であっても、電気抵抗率が低い金属合金系の材料も有効活用できることになる。電気抵抗を高くする手段として、式 (2.1.2.2) からわかるように磁路と直交する導体の厚さ t を減らすことが有効である。図 2.1.2.1 に見られるように、鋼板と比べて、液体急冷で作られる薄帯 (またはリボンとも呼ばれる) は、1/10 程度の板厚となるため、このような観点から、鑄造上の制約で厚みが 30 μm 以下となることが一般的なアモルファス合金やナノ結晶合金などの液体急冷薄帯は有利である。一般的な電磁鋼板は薄いものでも 200 μm 程度の厚さがあり、液体急冷薄帯の P_{cl} の数十倍~百倍となる。そのため、液体急冷薄帯は、周波数が高い領域における Fe 系金属合金磁心材料の有効な選択肢となる。Fe 基アモルファス合金薄帯の渦電流損失は、式 (2.1.2.2) より、 $B_m f$ が 20,000 程度で、ヒステリシス損失と同程度になる。例えば B_m が 0.2 T では、100 kHz 程度で、渦電流損失が上回るようになるため、それよりも低い周波数でも、渦電流の影響は顕在化してくることになる。そのため、30 kHz 程度以上では図 2.1.2.1 の薄帯を粉砕した粉などが使われるようになる。磁束と直交する導体の断面積が減ることで、導体の電気抵抗が高くなり、渦電流が抑制される。

中周波領域では、前述のように渦電流損失を抑えることが最重要だが、渦電流損失の割合が低い液体急冷薄帯においては、過剰損失を低減させることが重要となる。図 2.1.2.2 のように磁壁移動による磁化過程では、磁壁が動き出すまでに閾値があり、ダンパーのように磁場に対して不可逆的な動きを示す。結晶系などでは、結晶粒界や転位などの欠陥、不純物などの析出物が磁壁の進行方向上にある場合、磁壁がトラップされ、さらなる移動に余計な磁化力が必要となり、これを乗り越えるのに必要な磁界が閾值的に表れる。他方、アモルファス相では総じて等方的にランダムになるため、磁壁移動の障害は少ないはずである。しかしながら、アモルファス合金薄帯における過剰損失の割合は極めて大きく、例えば 50 Hz、1.4 T の場合、 $P_h : P_{cl} : P_{exc}$ の比は 6 : 0 : 4 であり、 P_h が f の 1 乗で増加するのに対して、 P_{exc} は f の 1.5 乗で増加することを考慮すると、中周波領域での P_{exc} の影響はさらに大きくなる⁽³⁾。 P_{exc} を減らすには、磁壁の移動距離を制限することが有効であり、磁区細分化は有効な対策となる。また、Fe 基急冷合金薄帯の P_{exc} と磁性体の飽和磁歪定数 λ_s の間に比例関係があることが報告されている⁽⁴⁾。磁歪を介した磁気弾性効果が粘性流動 (ダンパー) のように磁壁移動に抵抗を与え、 P_{exc} の増加に寄与していると考えられている。Fe 基アモルファス合金薄帯の λ_s は 30×10^{-6} 程度と軟磁性材料の中では高い部類に入る。 λ_s が低ければ、さらなる損失低下が可能となり、より高い $B_m f$ で使用可能になり、磁気素子の低発熱化、小型化が可能になる。このような観点から、Fe 基アモルファス相中に Fe のナノ結晶粒が析出したナノ結晶合金の開発が進められており、ゼロ磁歪で飽和磁束密度 B_s が約 1.2 T の合金から、 λ_s は 15×10^{-6} 程度とアモルファス合金の半分程度で、 B_s が 1.75 T 以上ある合金など、ナノ結晶化による低磁歪化が確認されている⁽⁵⁾。また、図 2.1.2.2 右側にあるように、熱処理等により、残留磁区状態の磁化容易方向を磁路と直交させることで、磁壁移動による磁化過程を抑え、磁化回転による磁化過程が優勢になるようにすることで、 P_{exc} は抑制される。このような磁化過程では、磁壁移動タイプと比べて、平均の透磁率は下がり、磁気飽和させるにはより高い磁界が必要となる。中周波以上の領域では、磁壁移動タイプよりも磁化回転タイプの方が扱いやすくなる。

過剰損失(磁壁移動に伴う損失)を抑える
→ 磁気異方性を付ける

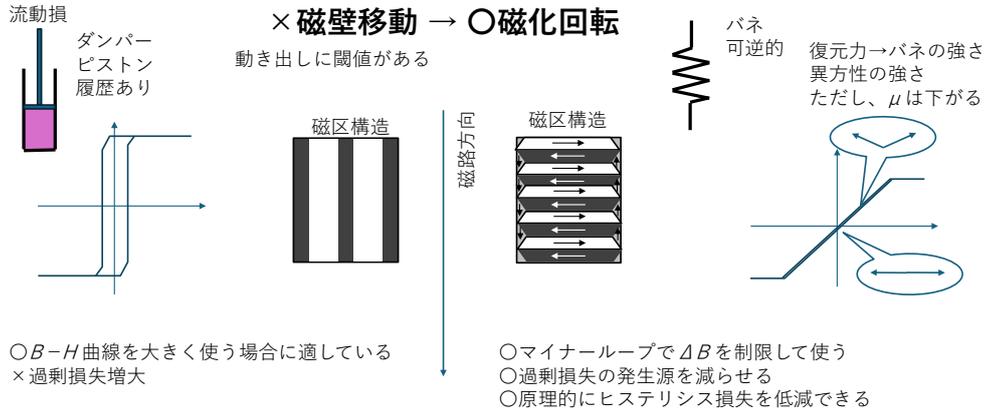


図 2.1.2.2 磁区構造と B-H 曲線の形状および磁化過程の違い

1.2.2 中 - 高周波変圧器

中一高周波変圧器では、スイッチングにより作られた電圧には交流成分に加えて僅かに直流電圧成分が含まれるので、変圧器は偏磁を起こすことがあり、B-H 平面の原点から外れることがある。そのような場合に平均の透磁率が高い材料を用いると、偏磁により、磁気飽和を起こし、励磁インダクタンスの低下により変圧器を励磁するインバータ等から供給される励磁電流が過大になりインバータの故障や破壊の原因となる。したがって、ある程度偏磁が起きても磁気飽和を起こしにくい低透磁率の材料が使いやすい場合もある。中一高周波変圧器に求められる資質としては、第一に、高い B_{mf} で駆動可能となるための低鉄損であり、 P_e や P_{exc} を抑える対策として薄肉化や磁路に対して垂直な磁区構造に制御するとともに材料そのものの性質に起因した低 P_h であることが求められる。これには、初透磁率 μ_i の高さが重要な要件となる。

$$\mu_i \propto \frac{B_s^2}{K + \alpha \lambda_s \sigma} \quad (2.1.2.3)$$

μ_i が高い材料では、 K 、 λ_s が限りなくゼロに近いことが求められる⁽²⁾。このような状態に近い材料としては、Fe-Ni (パーマロイ) や Fe-Si-Al (センダスト)、Mn-Zn フェライト、Ni-Zn フェライト、Co 基アモルファス合金など限られた材料だけとなる。1980 年代には、アモルファス相と平均結晶粒径が十数ナノメートルのナノ結晶粒組織からなる Fe- Cu-Nb-Si-B ナノ結晶合金が発見され、正の磁歪を有するアモルファス相と負の磁歪を有するナノ結晶粒層の複合組織で、磁歪が相殺されることから高い μ_i が得られることが確認された。Fe 基ナノ結晶合金は、従来から知られていた理想的軟磁性体よりも、 B_s が高いことから、中一高周波変圧器の候補材として有望である。

1.2.3 インダクタ

Fe 系金属合金磁心材料がフェライト材料に勝る点として、高い飽和磁束密度 B_s が挙げられる。Mn-Zn フェライトの B_s はおよそ 0.5 T であるのに対して、中周波でよく使われる 6.5%Si-電磁鋼板の B_s は約 1.85T、Fe 基アモルファス薄帯は約 1.6 T、Fe 基ナノ結晶材料は約 1.2 T である⁽¹⁾。このように金属合金磁心の高い B_s が活かされる用途としては、前述の変圧器よりもインダクタに適したフィールドとなる。直流電圧の昇圧や降圧を行うチョッパ回路では磁心材料とコイルからなるインダクタとコンデンサおよびスイッチから構成される比較的シンプルな回路であり、回路動作条件から求められるインダクタンスと電流容量を満たすように磁性材料とその形状が選定される。インダクタの場合は、負荷電流が励磁電流と等しくなるので、負荷電流の増加に比例して磁性体中の磁束が増加する。磁心に使われる軟磁性体は、周辺の空気よりも透磁率が高く、すなわち磁束が通りやすく、スポンジのように磁束が集められる。飽和磁束密度に達すると透磁率が急速に低下して、回路の過電流を引き起こす。磁気飽和を防ぐ方法として、磁心にギャップ等を設けて、磁場印加時の透磁率、(増分透磁率 $\mu \Delta$) を下げ、大きな磁界 H でも磁束密度が増加しないようにする方法と B_s を高くする方法が挙げられる。ギャップを広くするほど、磁心の透磁率は下がるが、ギャップが広がると漏れ磁束が増え、これに伴いギャップ付近でコイルと直交する漏れ磁場による渦電流損失、フリンジング損が発生する。ギャップを集中させると、フリンジング損が増えるため、ギャップを分散させて、各ギャップの漏れ磁束を少なくする工夫がなされることがある。また、金属合金粉末を樹脂で固めた金属合金コンポジット磁心は、磁

性と磁性体の間が低透磁率の樹脂で占められており、磁心全体に狭いギャップが分散した状態となり、磁心の低透磁率化とフリンジング損の低減の両立が図られる。粉末の粒径を小さくすることにより、ヒステリシス損失 P_h は増える傾向にあり、交流の損失 $P_{cl}+P_{exc}$ は減少する傾向にある。

1.2.4 用途と材料仕様

表 2.1.2.1 に各周波数の変圧器およびインダクタの磁心材料に求められる磁気的特徴および材料仕様をまとめた。変圧器やインダクタでは低損失すなわち、ヒステリシス損失、渦電流損失、過剰損失のいずれもが低いことが要求される。その観点から、ある程度周波数が高くなるとヒステリシス損失、過剰損失の低減が望める磁化回転タイプの磁化過程が好ましくなる。前述しているように、各損失が占める割合は周波数ごとに変化するため、それらの損失が表われにくくなるようにすることで、材料の特性を最大限に活かすことが重要となる。中周波領域の応用では、金属合金系材料を薄肉化することで、渦電流損失の影響を大幅に抑えることができ、透磁率を低くできれば、高 B_s である特徴を利用し、高い直流重畳性を活かすことができる。さらに高い周波数では、粉末状にすることで、高電気抵抗として、渦電流の発生を抑制するとともに、ヒステリシス損失の低減が重要となるため、本質的に、磁化の磁場追従が良い高 μ の材料が有効な選択肢となる。

表 2.1.2.1 各周波数の変圧器およびインダクタの磁心材料に求められる磁気的特徴および材料仕様

周波数	変圧器			インダクタ	
	~0.1 kHz 未満	0.1~100 kHz 未満	100 kHz~	1~100 kHz 未満	100 kHz~
B-H 曲線	フルループに近い	原点近傍のヒステリシスループ	原点近傍のヒステリシスループ	直流あるいは低周波交流に重畳した高周波のマイナーループ	直流あるいは低周波交流に重畳した高周波のマイナーループ
材料が備えるべき資質	高 μ_{max} 高 B_r	高 μ	高 μ 低 B_r	高 B_s	高 μ 高電気抵抗
磁心の形状	巻磁心	巻磁心 焼結磁心	焼結磁心 金属合金コンポジット磁心	カット磁心 ブロック磁心 焼結磁心 圧粉磁心	焼結磁心 圧粉磁心 金属合金コンポジット磁心
材料例	方向性電磁鋼板 Fe 基アモルファス	フェライト Fe ナノ結晶	フェライト Fe 基ナノ結晶 Co 基アモルファス	6.5%Si 電磁鋼板 Fe 基アモルファス センダスト フェライト	フェライト センダスト Fe 基ナノ結晶 Co 基アモルファス

1.2.5 仕様と材料選択

世の中のニーズも変遷してきており、要求を満たすためにこれまで使われてこなかった材料を使う機会も増えて、要求仕様と材料のマッチングを考える必要性が増してきている。仕様として、サイズ、飽和磁束密度、周波数、温度範囲、コスト、機械的性質などが挙げられるが、すべてを網羅する材料は存在せず、材料の特徴を理解した上で選択する必要がある。**表 2.1.2.2** は例として、Fe 基ナノ結晶合金薄帯とソフトフェライトの特徴（サイズ、飽和磁束密度、用いられる周波数、温度範囲、コスト）の関係を整理したものである。Fe 基ナノ結晶は、高 B_s であるとともに薄帯であることから、高占積率であり、同様のデバイスを作製した場合、デバイスの小型化が可能になる。概ね数百 kHz 以上の周波領域では、渦電流損失が低いフェライト磁心が用いられる機会が増えてくる。近年、Fe 基ナノ結晶の高周波領域における活用を目指した研究が進められており、 $B_m = 20$ mT 下で、Ni-Zn フェライトの結果が示されている 2 MHz の領域までは Fe 基ナノ結晶合金の鉄損が Ni-Zn フェライトの 5 分の 1 程度となっている⁶⁾。

表 2.1.2.2 Fe 基ナノ結晶合金薄帯とソフトフェライトの特徴（サイズ、飽和磁束密度、用いられる周波数、温度範囲、コスト）の関係

	サイズ	飽和磁束密度 (B_s)	周波数 (kHz)	温度範囲	コスト
Fe 基ナノ結晶	◎(小)	高 (1.2 T)	十~数百	○ (150°C以上 OK)	△
フェライト	×(大)	低 (0.5 T)	十~千	× (100°C以下)	◎

1.2.6 Fe 基ナノ結晶合金の特徴

Fe 基ナノ結晶合金は前述したように、アモルファス相中にナノ結晶粒が高密度に析出した複合組織である。Fe 基ナノ結晶相は、Fe-Cu-Nb-Si-B の熔融金属を液体急冷法で凍結し、アモルファス相を得たのちにナノ結晶加熱処理を加えることによって製造される⁽⁷⁾。そのため、アモルファス相とナノ結晶相のそれぞれの熱感受性、磁場感受性、ひずみの付与などを利用し、熱処理を施すことで、 μ を数千～十万の範囲で調整でき、 $B-H$ 曲線の形状制御が可能であり、多様なニーズに合わせるができる⁽⁷⁾。液体急冷法は、初相であるアモルファス相を得るために、その名の通り、熔融して液体状態となった金属を高速で回転する銅合金製のローラーに加圧して押し付け、急冷凝固させる鑄造方法である。この際、Fe 基のアモルファス合金を得るには、冷却速度が $-10^6 \sim 10^7$ °C/s 以上である必要があり、この冷却速度を Fe-Cu-Nb-Si-B 合金で実現するには、薄帯の厚さを 20 μm 以下に制御する必要がある。板厚が薄くなる分、単位時間当たりの製造重量は少なくなるが、薄帯である利点も得られる。交流磁場下に磁性体が置かれた場合、外部磁場によって物質内の磁束も変化を受けることになる。この変化に逆らうように発生するのが渦電流である。物質の電気抵抗率が高い場合や形状的理由で電気が流れる断面積が狭い場合などでは、渦電流の発生そのものが抑えられるため、渦電流発生に伴う渦電流損失の発生も抑制される。液体急冷合金の電気抵抗率は 130 $\mu\Omega\text{cm}$ 程度であり⁽¹⁾、電磁鋼板等の軟磁性の板材と比べた場合、電気抵抗率が 2～4 倍程度あり、板厚は 1/10 以下となるため、それらの軟磁性材料と比べて、渦電流損失が抑えられる。他方、Fe 基ナノ結晶合金薄帯とフェライトを比べた場合には、フェライトの電気抵抗率は Fe 基ナノ結晶合金の $10^4 \sim 10^{10}$ 倍程度あり⁽¹⁾、加えて、数十～数百 μm のフェライトの粉末を焼結して磁心を形成させているため、サイズの効果による渦電流損失の抑制効果も加わり、フェライトが有利な状況である。

1.2.7 薄体のまとめ

上記のように、交流で用いられる磁心材料では渦電流損失の影響を強く受けるため、使われる周波数ごとに求められる形態、飽和磁束密度 B_s 、磁心の透磁率などが変わってくる。そのため、用途に合わせた材料選定が行われる。周波数ごとで整理すれば、低周波では、最大透磁率が高く、高 B_s である電磁鋼板が多く使われている。特に変圧器などでは、損失低減および磁心の高透磁率化の施策として、磁壁移動による磁化過程が主になるように処理されている。数 kHz から数十 kHz の中周波領域では、ヒステリシス損失、磁壁移動に伴う渦電流損失の双方が損失に影響を与えるため、大きな磁壁移動に伴う磁化過程は適当でなく、磁化回転による磁化過程が主になるように処理され、特にインダクタでは磁路中にエアギャップを入れることで磁心としての透磁率を下げて使われることがある。変圧器に入力される電圧波形に直流電圧成分が含まれた場合、すなわち、磁気回路で偏磁が起きた場合、透磁率が高い磁心を使っていると、変圧器の励磁電流が極端に増加する問題が生じる。また、インダクタにおいて、透磁率を下げる理由として、直流を重畳して、電圧変換を行う回路では、大きな直流電流が入力されても磁気飽和を起さない性質が要求されるためである。低周波領域 (kHz 以下) ～中周波領域のインダクタでは、電磁鋼板とともに Fe 基アモルファス材料、Fe 基ナノ結晶材料が用いられている。いずれの周波数域でも事情は同じだが、特に中周波領域以上の変圧器では、動作磁束密度 B_m を決定する因子として、必ずしも、 B_s がメインではなく、損失に伴う発熱が重要になってくる。例えば、許容できる発熱量を 100 W/kg などと設定した場合には、ロスが大きい鉄心の場合、 B_m を低く設定する必要が出てくるため、結果的に磁心の大型化につながる。その点で Fe 基ナノ結晶合金は、例えば 10 kHz の損失が Fe 基アモルファス合金の 6～5 分の 1 程度、6.5% 電磁鋼板の 15～10 分の 1 程度と極めて小さく、中～高周波変圧器の鉄心として有用なことがわかる。現状では変圧器としても、インダクタとしてもフェライト磁心が多く用いられている。フェライト磁心は、上述したようにフェライトの粉末を焼結して固めたものであり、結晶粒間が狭いギャップとして働いたため、ギャップが分散した状態となっており、磁心としての透磁率は、5000 程度となっている。結晶粒の粒形を調整して、透磁率を下げることも可能である。インダクタの磁心としてフェライトを用いる場合は、飽和磁束密度が低いことおよび温度とともに性能が変化することに注意が必要である。 [太田元基]

文献

- (1) 電気学会マグネティクス技術委員会編：「改訂 磁気工学の基礎と応用」、コロナ社 (2018)
- (2) 本間基文，日口章：「磁性裁量読本」，工業調査会 (1998)
- (3) N. Ito, H. Itagaki and M. Ohta: "Core loss reduction though a laser scribe on Fe-based amorphous ribbon surface for transformer cores" *J. Magn. Magn. Mater.*, 564, 170168 (2022)
- (4) H. Huang, H. Tshkahara, A. Kato, K. Ono and K. Suzuki: "Origin of excess core loss in amorphous and nanocrystalline soft magnetic materials" *Phys. Rev. B*, 109, 104408 (2024)
- (5) M. Ohta and R. Hasegawa: "Soft Magnetic properties of Magnetic Cores Assembled with a High B_s Fe-Based Nanocrystalline Alloys" *IEEE Trans. on Magn.*, 53, 2000205 (2017)
- (6) S. Kimura, K. Koike, M. Kanai, R. Miyata, T. Minamisawa, K. Miyaji, M. Sonehara and T. Sato: "Fabrication of Fe-based Nanocrystalline Spherical and Flake Powder Composite Magnetic Cores for Tens of MHz and their Application to Planar Power Inductor" *IEEJ Trans. on Fund. and Mater.*, 144, pp.199-206 (2024)
- (7) Y. Yoshizawa, S. Oguma and K. Yamauchi: "New Fe-based Soft Magnetic Alloys Composed of ultrafine grain structure" *J. Appl. Phys.*, 64, 6044 (1988)

1.3 圧粉磁心・微粒子コンポジット磁心

1.3.1 概要

(1) 圧粉磁心・微粒子コンポジット磁心の比透磁率と適用周波数の関係

圧粉磁心・微粒子コンポジット磁心の周波数-比透磁率マップを図 2.1.3.1 に示す。

圧粉磁心は一般的に磁性粉末をバインダとともにプレス成形して作製される。図 2.1.3.2 に模式的に示すように、バインダが磁心中を空間的に分布する非磁性ギャップとして振る舞い、粉末の反磁界効果の残留によって磁心透磁率は低下するが、直流バイアス磁界下での透磁率の変化が小さく（恒透磁率特性）、主としてインダクタに用いられる。

概ね 100 kHz 以下の周波数では粉末粒径が数十 μm サイズの結晶質 Fe-Si 系、結晶質 Fe-Ni 系、結晶質 Fe-Si-Al 系が用いられているが、数 kHz 以下では高い飽和磁化を期待して純鉄系も用いられる。100 kHz を越える周波数では、前述の結晶質系材料に比べて電気抵抗率が高い Fe 基アモルファスや Fe 基ナノ結晶粉末を用いた圧粉磁心が開発されており、10~20 μm の粉末を採用することで高い電気抵抗率と相まって数百 kHz コンバータへの応用も視野に入っている。詳細は後述するが、最近開発されたナノメット系ナノ結晶粉末圧粉磁心は高い飽和磁化と 100 前後の比透磁率、超低鉄損の特徴を有し、次世代磁心として非常に有望である。

1 MHz を越える高い周波数では渦電流損失の低減が最大の課題であり、概ね 5 μm 径以下の超微細球形磁性粉末を用いた微粒子コンポジット磁心や、数 μm 径以下に扁平化した粉末を積層した扁平粉末コンポジット磁心があり、1 MHz 以上の周波数で変圧器やインダクタに利用されている。

(2) パワーエレクトロニクス回路基板への実装形態

トロイダル形状のバルク圧粉磁心は巻線を磁心外側に配置する内鉄型インダクタとして回路基板に実装されるのに対し、圧粉磁心に巻線を埋め込んだ外鉄型インダクタは回路基板に表面実装される。一方、1 MHz を越える高い周波数をターゲットとする微粒子コンポジット磁心は回路基板への内蔵を指向するなど、磁心の種類によって回路基板への実装形態が異なる。

1.3.2 圧粉磁心

(1) 製造工程

図 2.1.3.3 に金型圧縮成形による圧粉磁心の製造工程を示す。出発粉末から圧粉磁心までの各工程を順に説明する。

a. アトマイズ法磁性粉末

前述のように、概ね 100 kHz 以下の周波数では純鉄、Fe-Si、Fe-Ni、Fe-Si-Al 系などの結晶質粉末を用いた圧粉磁心が用いられるが、電解精錬純鉄を粉砕して得る電解鉄粉を除けば、図 2.1.3.4 に示すように、合金溶湯をガスジェットや水ジェットを用いて粉砕・微粉化し、冷却して得られるアトマイズ粉末が用いられる。同様に、アモルファスや金属ガラス、ナノ結晶合金

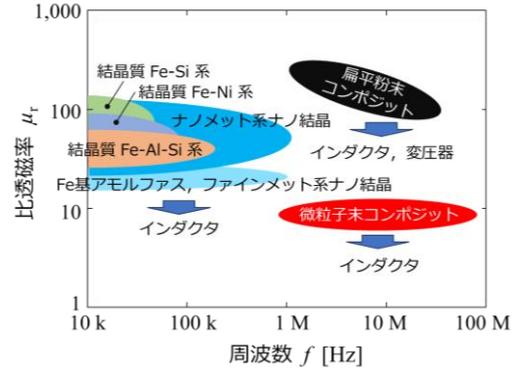
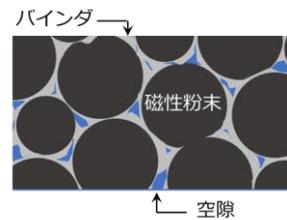
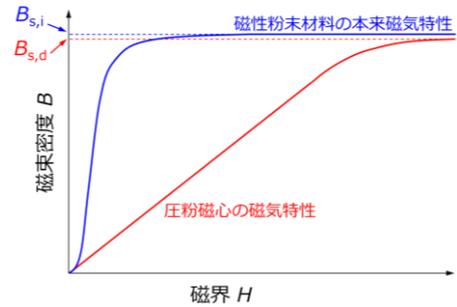


図 2.1.3.1 圧粉磁心・微粒子コンポジット磁心の周波数-比透磁率マップ、公表データをもとに作図



(a) 内部の模式図



(b) 磁気特性

図 2.1.3.2 圧粉磁心内部の模式図と磁気特性

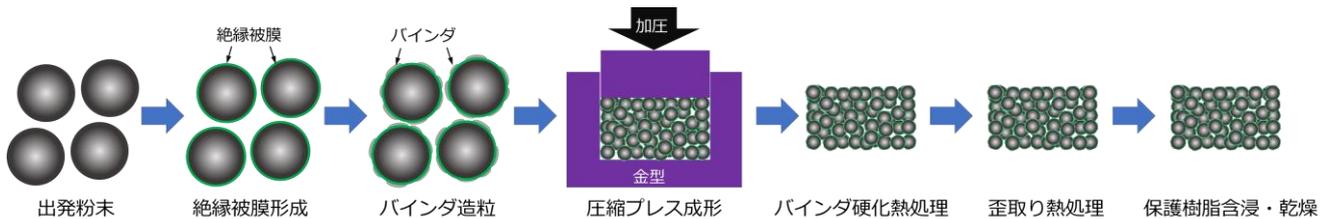


図 2.1.3.3 圧粉磁心の製造工程（金型圧縮成形法）

粉末もアトマイズ法で作製される。

b. 絶縁被膜形成

金属磁性粉末に対しては圧粉磁心内での粉末同士の接触による渦電流損失の増大を避けるために、粉末表面の絶縁被膜処理が行われる。無機、有機系など様々な絶縁被膜があるが、後述するプレス成形後の高温歪取り熱処理にも耐えうる高耐熱被膜が望ましい。

Sugimura ら⁽¹⁾はアンモニアを触媒とする TEOS (Tetraethoxy-Silane ; $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$) の加水分解によるカルボニル鉄粉 (Carbonyl iron powder ; CIP) にシリカ (SiO_2) 被膜形成を報告した。反応式は以下のとおりである。



カルボニル鉄粉 1 g あたり 0.32 ml の TEOS で処理した場合、約 100 nm のシリカ被膜が形成される。シリカは電気絶縁性と耐熱性に優れるが、エポキシ樹脂バインダとの濡れ性が悪く、シランカップリング剤などの表面処理が必要である。

スピネルフェライト薄膜を粉末表面に形成した例として、Mori ら⁽²⁾は超音波励起フェライトめっき法によって平均粒径 10 μm の Fe-Si-Cr 粉末表面に Mn-Zn-O フェライトめっき膜を形成した結果を報告している。Mn_{0.54}Zn_{0.24}Fe_{2.22}O₄ 被膜を形成した Fe-Si-Cr 粉末圧粉磁心を 500°C × 15 分で歪取り熱処理した後の磁心の電気抵抗率は 0.0911 $\Omega \cdot \text{m}$ となり、被膜なしの場合の 57 倍に向上し、鉄損は 1/6 に減少することが示されている。

スピネルフェライトは高温暴露されるとマグネタイト (Fe_2O_3) やウスタイト (FeO)、その他の化合物に熱分解するため、歪取りを目的とする熱処理の温度が制限される。黄ら⁽³⁾は、電気抵抗率が $10^5 \Omega \cdot \text{m}$ と高く、1,000°C 以上の高温でも安定な絶縁物としてファヤライト (Fe_2SiO_4) に着目した。スピネルフェライト被膜を形成した鉄粉圧粉磁心に対して高温熱処理前後の電気抵抗率を評価した結果、800°C (1073 K) 熱処理後の磁心の電気抵抗率が $10 \mu \Omega \cdot \text{m}$ まで低下するのに対し、ファヤライト被膜を用いた場合は高温熱処理後も $10^4 \sim 10^5 \mu \Omega \cdot \text{m}$ の高い電気抵抗率を保持するとしている。

c. 造粒工程

圧粉磁心内の磁性粉末はバインダで結合されて磁心形状を保持する。粉末表面へのバインダの定着は造粒工程と呼ばれる。

図 2.1.3.5 は攪拌混合造粒機を用いたバインダ造粒工程を示すものであり、磁性粉末に対して所定量のバインダ前駆体溶液を投入し、攪拌混合することで粉末表面にバインダ前駆体が定着される。しかしながら、均一な被膜形成が難しく、磁心内部にはバインダがない空隙部や粉末同士が接触する部分が生じる。

樹脂系バインダとしてはエポキシ系、シリコン系、ポリイミド系などがある。樹脂系バインダの接着強度の耐熱性はガラス転移点が目安となり、主剤と硬化剤による二液性エポキシ樹脂では一般的に 100~200°C であるが、架橋密度の向上と主鎖骨格の剛直化によってガラス転移点が 240°C に達する高耐熱品もある⁽⁴⁾。しかしながら、熱分解温度が 250~350°C であり、後述する粉末成形後の歪取りを目的とする熱処理温度はエポキシ樹脂の熱分解温度で制限されるため、材料によっては歪取りが不十分となる場合がある。シリコン樹脂はガラス転移点が氷点下以下であり、室温で柔軟性を持つゴム性状であるが、図 2.1.3.6 に示すように、500°C 以上の高温ではメチル基やフェノール基の分解によって Si-O-Si 結合が主となって無機シリカに徐々に変性する⁽⁵⁾。500°C でも室温からの重量変化は 10 % 程度であり、シリコン樹脂をバインダに用いて粉末成形した後の高温歪取り熱処理が可能となる。ポリイミド樹脂は熱分解温度が 400°C と高耐熱であるが、高価であるためバインダに採用さ

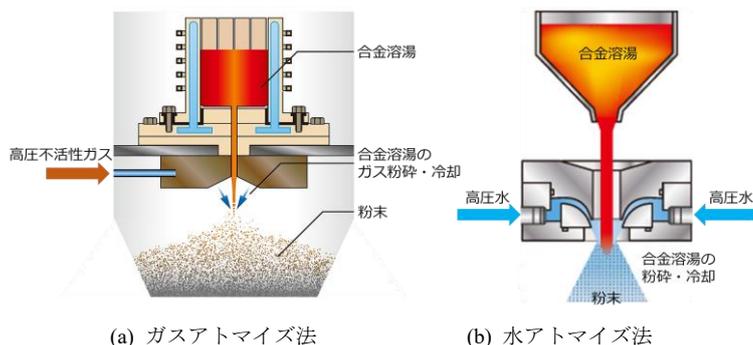


図 2.1.3.4 アトマイズ法による粉末作製



攪拌混合造粒機

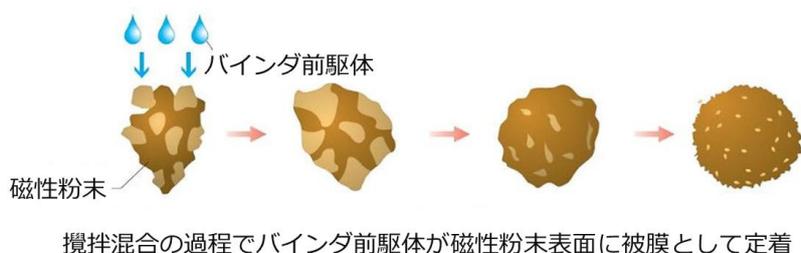


図 2.1.3.5 攪拌混合造粒機を用いたバインダ造粒工程

れる例は少ない。

アルミナやジルコニアなどの微小粒子，あるいはナノ粒子を分散させた前駆体溶液を用いて造粒し，プレス成形後の熱処理によって無機系セラミックスバインダとする方法があるが，熱処理温度が高く，粉末の酸化や焼結が起こり易い欠点がある。一方，軟化点が 300℃程度の低融点ガラスは無機系バインダとして有望ではあるが，磁性粉末との濡れ性や接着強度などのデータは多くなく，今後の課題である。

ここでは詳しくは触れないが，造粒工程ではプレス成形時の粉末同士の滑りを良くして粉末充填率を向上させる潤滑剤や金型からのリリースを容易にするための離型剤が添加される。

d. 粉末成形

圧粉磁心の粉末成形には冷間プレス法が採用される場合が多い。プレス成形用金型には高い強度が要求され，ダイス鋼やタングステンカーバイドなどの超硬合金が用いられる。複雑形状の金型を製作するには様々なノウハウがあり，一般的に金型は高価で消耗品であるため長寿命化も重要なポイントになっている。

金型圧縮成形法では，金型に超硬合金を用いた場合でも最大印加圧力は 2,000 MPa 程度であり，量産時には金型寿命を考慮して 1,300 MPa が限界とされている⁽⁶⁾。一般には印加圧力が高いほど粉末の成形密度が上がるが，金型寿命が短くなるだけでなく，プレス装置も大型化し，高価格となる。

図 2.1.3.7 に両軸プレス成形装置の概要を示す。雌型ダイに充填された粉末を雄型パンチで加圧する。上一対のパンチのうち，上パンチは上方から加圧し，上下のパンチによって加圧・圧縮する方法を両軸加圧成形と呼ぶ。粉末を金型成形する場合，雌型ダイに充填された被加工粉末を上下から加圧する両軸加圧成形が採用されることが多い。粉末を一方から片軸加圧する方法では，ダイ内壁との摩擦によって粉末に圧力差が生じ，成形体の密度を均一に保つのが困難になる。成形体の密度が不均一になると，その後の熱処理時にクラックが発生する。

他に，粉末を加熱成形する熱間プレス法があるが，装置規模が大きくなるために圧粉磁心に採用されている例は多くない。さらに，磁性粉末と無機絶縁物を混合し，放電プラズマ焼結法によって成形したナノ結晶系圧粉磁心の試作例があるが⁽⁷⁾，磁心サイズの大型化が難しい。

e. バインダ硬化熱処理

プレス成形後に粉末同士の接着力を得るために，造粒工程で定着された磁性粉末表面のバインダ前駆体を硬化する熱処理が行われる。硬化熱処理温度はバインダ材料によって異なる。

熱硬化性の二液性エポキシ樹脂はおおよそ 100℃から重合反応が起こり，硬化温度 120～150℃で短時間硬化する。シリコン樹脂の場合は標準品でエポキシ樹脂とほぼ同一の温度で硬化できるが，200℃を越える高耐熱品では硬化温度も高くなる傾向にある。ポリイミド樹脂は 350～400℃の温度でイミド化反応が起こるため硬化温度が高く，耐熱性に優れるが，前述のように，高価であり，圧粉磁心に採用される例は少ない。

無機系セラミックスバインダは硬化温度が非常に高く，前述のように，磁性粉末の酸化や焼結のリスクがあり，渦電流損失が問題とならないような低周波領域で使用される純鉄系圧粉磁心を除けば，適用例は少ない。磁性粉末と低融点ガラスを混合してプレス成形した後に，低融点ガラスの軟化点で加熱して粉末同士を接着し，その後冷却して製造される圧粉磁心があり，環境問題を反映して最近では非鉛系ガラスが採用されるようになってきている⁽⁸⁾。この場合の加熱温度は 350℃程度であり，条件によってはプレス成形による磁性粉末の歪を開放できる可能性があるが，低融点ガラスと磁性粉末との線膨張係数の違いによって粉末の内部応力が增大するリスクがある。

f. 歪取り熱処理

後述する結晶系系圧粉磁心ではプレス成形時の粉末の塑性変形にともなって粉末充填率が上がり，高飽和磁化粉末の採用によって高い飽和磁化の圧粉磁心を実現できるものの，磁歪の大きな粉末材料では残留結晶歪によって保磁力が増大し，ヒステリシス損失の増大に繋がる。同様に延性，展性に乏しく，磁歪の大きい Fe 基アモルファス（金属ガラスを含む）粉末を用いた圧粉磁心でもプレス成形時に誘導される内部応力によって保磁力が増大する。結晶系系，アモルファス系を問わず，プレス

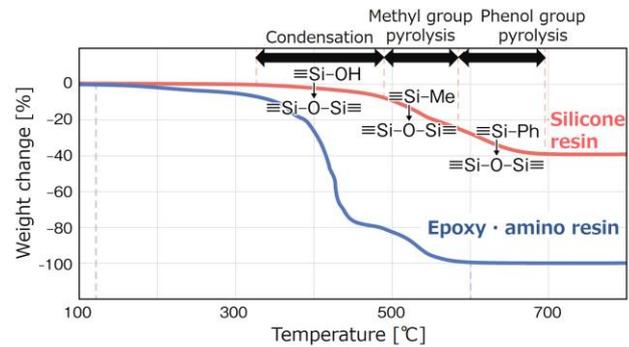


図 2.1.3.6 シリコンおよびエポキシ樹脂の熱重量変化，文献(5)をもとに作成

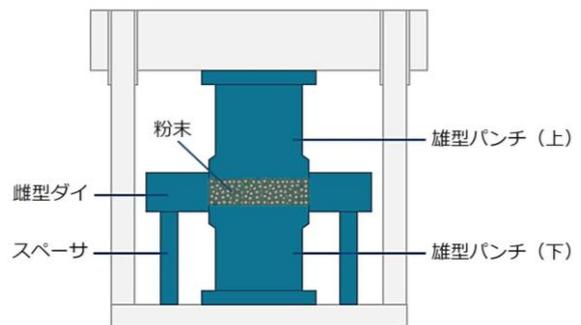


図 2.1.3.7 両軸プレス成形装置の概要

成形後のバイнда硬化熱処理した圧粉磁心に対して、保磁力の低減を目的にした歪取り熱処理が行われる。

200℃を越えるガラス転移点を有する高耐熱エポキシ樹脂をバイндаに採用して200℃を越える温度で熱処理しても、磁性粉末の材料によっては残留応力を十分に開放することができない。さらに熱分解温度付近、あるいはそれを越える温度で熱処理することで残留応力の開放が促進されるものの、粉末同士を結合させるバイндаが消失すると磁心形状そのものの保持が難しくなる。シリコーン樹脂をバイндаに採用した場合、500℃でも重量減少は10%程度であり、シリカへの変性が開始されるので、歪取り熱処理の高温化が可能になる。

プレス成形時の粉末の塑性変形にもなって粉末表面の絶縁被膜が破壊され粉末同士が直接接触すると、高温歪取り熱処理によって粉末の焼結が起り、複数の粉末を跨いで流れるマクロ渦電流によって渦電流損失が増大する。この様子を図2.1.3.8に模式的に示す。ヒステリシス損失の減少を期待して歪取り熱処理の温度を高くすると粉末同士の焼結による渦電流損失が増大するため、歪取り熱処理はバイндаの耐熱性や分解温度に加え、粉末焼結を避けて条件設定する必要がある。このことが圧粉磁心の低鉄損化が難しい理由となっている。

(2) 結晶質系圧粉磁心

a. 磁性粉末材料

Fe-Si系、Fe-Ni系、Fe-Si-Al系が結晶質系圧粉磁心の典型である。

Fe-Si合金はSi添加量の増大によって飽和磁化は低下していくものの磁歪が小さくなり、6.5wt.%のSi添加で磁歪が0になる。Si量の増加によって電気抵抗率は高くなるが、硬度が増すためプレス時の塑性変形は小さくなる。直流重畳特性が重視されるFe-Si系圧粉磁心では高い飽和磁化を得ることを優先し、2Tに近い飽和磁化を有する3wt.% Si-Fe粉末が採用される場合が多い。Fe-Si系圧粉磁心は飽和磁化が高い特徴を有し、鉄損の小さい数十kHz以下の周波数で利用されることが多い。

Fe-Ni系では、35~65%Ni、残Feの粉末組成が選択され、特に50% Fe-Niは高透磁率組成である。飽和磁化は粉末で1.4~1.6Tである。延性に富むため、プレス成形時に塑性変形し易い。

Fe-Si-Al系は磁歪と結晶磁気異方性がともに0になる組成⁽⁹⁾があり、この合金組成では低保磁力と高透磁率が得られる。Fe-Si系やFe-Ni系に比べてヒステリシス損失は小さいが、延性に乏しく、塑性変形しにくい特徴を持っており、粉末のプレス成形後の充填率を高くすることが難しい。Fe-Si-Al系では磁歪定数、結晶磁気異方性ともに温度依存性を持っており⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾、室温とともに0になる合金組成を選択した場合、温度の上昇によって鉄損が増加する熱暴走のリスクがある⁽¹²⁾。Fe-Si-Al系圧粉磁心の飽和磁化は1T程度と高くないが、ヒステリシス損失が小さいこともあって、低周波領域から数百kHzの周波数範囲ではFe-Si系やFe-Ni系圧粉磁心よりも低鉄損であり、特に、100kHz以上での周波数で多く利用されている。

結晶質系合金では磁歪や結晶磁気異方性による保磁力発現機構の他に、磁壁移動のピンニングサイトとなる結晶粒界が保磁力発生の原因となり、結晶粒サイズが小さくなるほど保磁力が増大し、ヒステリシス損失の増大を招く。結晶質系では熱処理によって残留応力が開放され、保磁力の減少が期待されるとともに粉末内の隣接結晶粒同士が合体して粒成長することで磁壁ピンニングサイトとなる結晶粒界が減少し、保磁力の低減が期待できる。

圧粉磁心用磁性粉末は多くの場合、合金溶湯を噴射して水あるいはガスで冷却するアトマイズ法で作製されるが、粉末表面の耐食性を向上させる目的で微量のCrが添加される。

b. Fe-Si系圧粉磁心における歪取り熱処理の例

Fe-Si系圧粉磁心の熱処理温度と塑性歪、保磁力の関係が(株)大同分析リサーチから報告されている⁽¹³⁾。サンプルは粉末粒径(メディアン径; D_{50}) $27\mu\text{m}$ のFe-Si粉末をシリコーン樹脂をバイндаにしてプレス成形し、樹脂硬化後に500℃、700℃、750℃の3通りの温度で歪取り熱処理している。バイндаにシリコーン樹脂を採用しているため、3通りの温度による熱処理によってシリコーン樹脂はシリカに変性しているものと思われる。逆極点図をもとにしたIPF (Inverse Pole Figure) マップによれば、Fe-Si粉末内部の結晶粒はほぼランダムに配向し、熱処理温度の上昇にもなって結晶粒が粗大化する。同時に評価したKAM (Kernel Average Misorientation) マップ解析によれば、熱処理温度の上昇にもなって塑性歪の減少により保磁力が低下するものの750℃熱処理でも265 A/m (3.3 Oe)であり、劇的な保磁力の減少とまでは言えない。

以上から、高温熱処理はヒステリシス損失の低減には有効であるものの、粉末焼結による渦電流損失増大の懸念があり、両者のトレードオフを考慮して条件設定される。

c. 純鉄系圧粉磁心におけるプレス成形時の塑性変形の抑制

純鉄系圧粉磁心は容易に高密度化できる反面、プレス成形時に金型表面で粉末が摺動することで塑性流動し易く、絶縁被膜

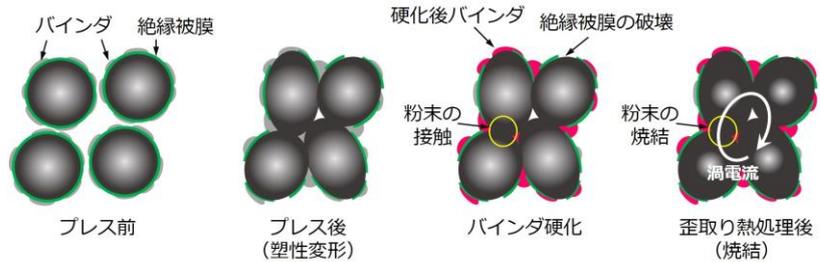


図 2.1.3.8 高温歪取り熱処理による粉末同士の焼結

の破壊を招く。石原ら⁽¹⁴⁾は、粉末の塑性流動を抑制する金型プレス用絶縁性固体潤滑剤を開発した。図 2.1.3.9 は純鉄系粉末の塑性流動を避ける提案手法の概念図を示すものである。絶縁性酸化物粒子を添加助剤として潤滑剤中に分散させている。開発した潤滑剤は金型表面での摺動力と粉末間の摺動力を抑制して潤滑することで粉末の塑性流動を抑制し、さらに添加助剤である酸化物粒子が粉末表面に選択的に結着して絶縁被膜を保護する役割を果たす。この方法を採用して、太陽光発電パワーコンディショナーや車載 DC-DC コンバータ用の純鉄系圧粉磁心が開発されている。

d. Fe-Si-Al 系圧粉磁心の鉄損の温度特性の改善

Fe-Si-Al 合金は磁歪定数、結晶磁気異方性ともに温度依存性を持っており、温度上昇によって鉄損が増加する熱暴走のリスクがあると述べた。

相川らは⁽¹²⁾、様々な合金組成の粉末を用いて Fe-Si-Al 系圧粉磁心を作製し、鉄損の温度特性を詳細に調べた。ガスアトマイズ法で作製された粉末を用い、分級したメディアン径 106 μm 粉末をシリコン樹脂前駆体で造粒した後に、980 MPa の印加圧力で金型プレス成形し、700°C で歪取り熱処理を行っている。図 2.1.3.10 は Fe-8.8Si-6.0Al wt. % と Fe-9.9Si-5.9Al wt. % の 2 種類の Fe-Si-Al 組成粉末を用いた場合の圧粉磁心の鉄損の温度依存性の例を示すものである。Fe-9.9Si-5.9Al wt. % 組成粉末圧粉磁心の鉄損は 20~120°C の温度範囲で温度係数が正であり、熱暴走の大きなリスクを持っていることがわかる。一方、Fe-8.8Si-6.0Al wt. % 組成粉末圧粉磁心は温度の上昇ともなって緩やかに鉄損が減少する。文献(12)では鉄損分離は行われていないが、鉄損の温度依存性が磁歪や結晶磁気異方性の温度依存性によるものと仮定すると、この場合の鉄損はヒステリシス損失が支配的であると考えられる。20~120°C の範囲で鉄損が減少する Fe-8.8Si-6.0Al wt. % 組成粉末圧粉磁心では 120°C 以上の高温側に磁歪と結晶磁気異方性の最小点が存在し、その温度以上では鉄損が増大していくものと推定される。Fe-Si-Al 系圧粉磁心では組成の僅かなズレで鉄損の温度係数が反転するため、精密な組成制御が必要である。

e. 結晶質系圧粉磁心の鉄損特性

図 2.1.3.11 は市販の Fe-Si, Fe-Ni および Fe-Si-Al 結晶質系圧粉磁心の鉄損を評価したものである。鉄損の周波数依存性から、おおよそ 50~100 kHz の範囲では周波数に比例するヒステリシス損失が支配的であり、保磁力の小さい Fe-Si-Al 系, Fe-Ni 系圧粉磁心の鉄損は Fe-Si 系の 1/4~1/3 である。一方、数百 kHz 以上では鉄損は周波数の 2 乗に近い依存性で増加しており、渦電流損失が支配的となって、3 者の鉄損は接近する。

(3) Fe 基アモルファス, Fe 基金属ガラスならびに Fe 基ナノ結晶系圧粉磁心

Fe 基アモルファス, Fe 基金属ガラスならびに Fe 基ナノ結晶材料は低保磁力の期待があるとともに電気抵抗率が高く、渦電流損失の低減も同時に期待できる。

a. 磁性粉末材料

・Fe 基アモルファス粉末

一般に、アトマイズ法でロール急冷薄帯に匹敵する低保磁力粉末を得ることは難しい。アトマイズ時に水が分解して酸素ガスや酸素イオンが発生して粉末表面が酸化し、酸化を起点に粉末の一部が結晶化する問題がある。多くの場合、アトマイズ時の酸化抑制を目的に Cr を微量添加して耐食性を向上させる手法が用いられる。ガスアトマイズ法は水アトマイズ法に比べて冷却速度が遅く、アモルファス粉末の収率が低いという課題がある。金属-半金属系アモルファスでは、Si や B などのアモルファス形成元素を増やして収率を高めることはできるが、飽和磁化が低下し、ロール急冷薄帯と同一の組成でアモルファス粉

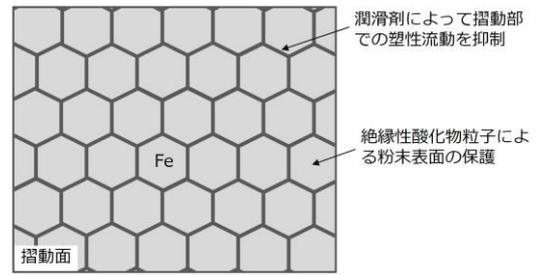


図 2.1.3.9 純鉄系粉末の塑性流動を避けるプレス成形用潤滑剤, 文献(14)をもとに作成

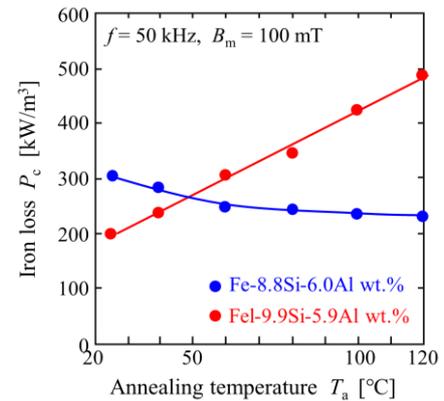


図 2.1.3.10 2 種類の Fe-Si-Al 組成粉末を用いた圧粉磁心の鉄損の温度依存性, 文献(12)のデータをもとに作成

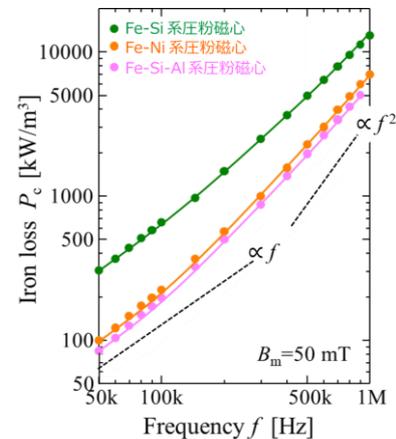


図 2.1.3.11 市販の Fe-Si 系, Fe-Ni 系および Fe-Si-Al 系圧粉磁心の鉄損の周波数特性

末を作製することは難しい。

冷却速度を飛躍的に向上させ、アモルファス形成元素を大きく増加させずにアモルファス粉末の収率を向上させる手法として回転水流を用いた SWAP 法 (Spinning Water Atomization Process) が開発、実用化されている⁽¹⁵⁾⁻⁽¹⁷⁾。回転水流によって合金溶湯との熱交換が向上することで冷却速度が上がり、Fe-Si-B 系で 100 %の収率でアモルファス粉末の量産が可能となっている。SWAP 法は後述するナノ結晶組成を有するアモルファス粉末を作製することもできる。これらの場合でも、アトマイズ時の耐食性向上を目的にした Cr の添加や、合金溶湯の粘度を低下させる目的で C が添加されることが多い。

圧粉磁心用アモルファス粉末は Fe-Si-B 系が多く、結晶磁気異方性の消失により前述した結晶質粉末に比べて保磁力が小さいという長所はあるものの、磁歪定数が大きいという欠点がある。粉末保磁力が小さくても、加圧成形で誘導された残留応力によって磁心保磁力が増大し、歪取り熱処理温度が結晶化温度で制限されるため劇的な保磁力低減は難しい。

・Fe 基金属ガラス粉末

Inoue ら⁽¹⁸⁾はガラス転移を起こす新しいアモルファス合金を発見し、バルク状のアモルファス合金の作製に成功した。この材料は従来のアモルファス材料と異なり、ガラス転移点を持つということで金属ガラスと命名された。溶湯状態から冷却される際に過冷却液体温度領域 (一般的に融点の 60 %前後) を経由するため、従来のアモルファスのように超急冷する必要がない。その後、1.53 T の高い飽和磁化と 2.3 A/m という低保磁力を有する Fe-B-Si-Zr 系材料⁽¹⁹⁾、ガラス形成能の高い Fe-Si-B-P 系材料⁽²⁰⁾などが開発された。金属ガラス粉末も開発、実用化され⁽²¹⁾、高周波用圧粉磁心への採用が期待されている⁽²²⁾。

・Fe 基ナノ結晶粉末

Yoshizawa らは⁽²³⁾、Fe 基ナノ結晶合金薄帯を発表し、Fe が固溶した超微細結晶組織に由来してファインメットと命名した。ロール急冷ファインメット組成 (Fe-Si-B-Nb-Cu 系) 薄帯は As-quenched でアモルファスであり、熱処理の過程で最初に Cu ナノ粒子が析出し、結晶化温度の高い Nb-B リッチマトリックス相中に Fe-Si ナノ結晶粒が析出してナノ結晶組織を形成する。ナノ結晶粒とマトリックス相が正負反転する磁歪を持つため、両者を適切にバランスさせることで磁歪定数は 1 ppm 程度にまで小さくなる。ただし、低磁歪を発現する最適なナノ結晶組織を実現するには熱処理条件の最適化が必要であり、ファインメットの場合は 500~560°C の範囲でナノ結晶化熱処理が行われる。ファインメット薄帯は 1.24 T の飽和磁化を有し、1 ppm 程度の低磁歪とナノ結晶組織による結晶磁気異方性の消失が相まって保磁力は数 A/m と小さく、数万以上という高い比透磁率を示す。

圧粉磁心用の Fe-Si-B-Nb-Cu 系アトマイズ粉末が各社から上市されている⁽¹⁶⁾⁽²¹⁾。SWAP 法 Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr 球形粉末⁽²⁴⁾は真球に近く、表面の平滑性も極めて高い。アモルファスや金属ガラス粉末と同様に Cr が添加されることが多く、加えて、アトマイズ粉末はロール急冷ファインメット薄帯とは Fe-Si-B 組成も異なっており、薄帯に比べて保磁力は 10 倍以上大きい。

Makino ら⁽²⁵⁾は、珪素鋼板に匹敵する 1.8~1.9 T の高い飽和磁化と 5.8 A/m の低保磁力を有する Fe-Si-B-P-Cu から成るナノ結晶軟磁性合金ナノメットを開発した。磁歪定数は 2.3 ppm とファインメットよりもやや大きいが、2 T 近い高い飽和磁化を持つ材料としては驚異的な低磁歪である。P はアモルファス形成能が高く、Fe 濃度を高くしてもアモルファス化できるが、ナノ結晶化の機構がファインメット系と異なり、最適ナノ結晶組織である 10 nm 程度の α -Fe 結晶粒からなる均一組織を得るためには毎分数百°C の急速加熱が必要となる⁽²⁶⁾。Fe 濃度が高いこともあり、ナノ結晶化熱処理温度はファインメット系よりも 100°C 以上低い。最近では、ナノメット組成をベースにした Fe-Co-Si-B-P-Cu、Fe-Ni-Si-B-P-Cu、Fe-Si-B-P-C-Cu などの様々な多元系ナノメット系合金が開発されている⁽²⁷⁾。圧粉磁心用ナノメット系粉末も複数の機関で開発され、例えば、Fe-Si-B-P-C-Cu 系アトマイズ粉末⁽²⁸⁾は 1.76 T の飽和磁化を有する。

2015 年に東北大学発ベンチャーとして設立された東北マグネットインスティテュートでナノメット系材料が量産、実用化され、薄帯に加えて粉末の量産にも成功している。ナノメット系は Fe 濃度が高く、アトマイズ法でアモルファス粉末を作製するには冷却速度を高める必要があるが、同社は HPWA/YK 法と命名された改良水アトマイズ法を開発し⁽²⁹⁾、ナノメット組成でアモルファス単相粉末の作製に成功した。2025 年 5 月 2 日に東北マグネットインスティテュートは解散したが、東北大学とトーキンがナノメット系薄帯と粉末の研究開発を継続している。例えば、Kuno らは⁽³⁰⁾、約 1.7 T の飽和磁化を有するインダクタ用圧粉磁心粉末として 30~40 A/m の低保磁力の特徴を有する Fe_{84.3}B₆P₉Cu_{0.7} at. %粉末を開発した。また、トーキンは東北大学と共同開発した次世代パワーエレクトロニクスに向けたナノメット粉末圧粉磁心を発表した⁽³¹⁾。As atomized ナノメット (Fe-B-P-Cu) 組成アモルファス粉末の示差熱 (DSC) 分析から、アモルファスマトリックス相に α -Fe ナノ結晶が析出する温度 T_{x1} は 379°C、残留アモルファス相が結晶化する温度 T_{x2} は 490°C と見積もられた。As atomized アモルファス粉末を 410°C で熱処理した後のナノ結晶粉末は 1.74 T の飽和磁化と 31 A/m の保磁力を示し、高い飽和磁化と低保磁力を両立する優れた粉末特性を持っている。

b. Fe 基アモルファス、Fe 基金属ガラスならびに Fe 基ナノ結晶系圧粉磁心の試作例

・粉末充填率の向上

アモルファス、金属ガラスならびにナノ結晶合金は延性に乏しく、結晶質系圧粉磁心のように、プレス成形時の粉末の塑性変形はほとんど起こらず、特に、真球に近い粉末では充填率を高くすることが難しい。

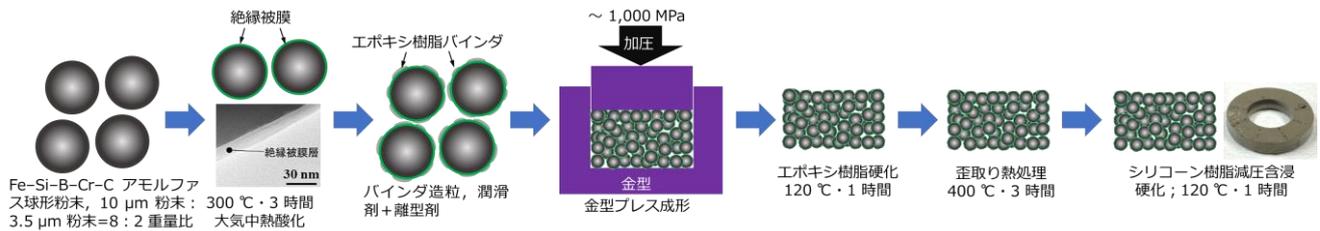


図 2.1.3.12 SWAP 法 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心の試作，文献(32)をもとに作成

通常の冷間プレス法では、粒度分布の異なる複数サイズの粉末を適量混合した複合粉末で高密度化する手法が採用されている。例えば、SWAP 法で作製された平均メディアン径 $10\ \mu\text{m}$ と $3.5\ \mu\text{m}$ の Fe-Si-B-Cr-C 球形粉末を用いた圧粉磁心の例では、両者を 8 : 2 の重量割合で混合したときに最高の粉末充填率 75 % が得られている⁽³²⁾。

金属ガラスはガラス転移点を有するため、粉末をガラス転移点まで加熱して成形する熱間プレス法は粉末の変形によって充填率の向上に寄与する。実際に、 $\text{Fe}_{77}\text{P}_7\text{B}_{13}\text{Nb}_2\text{Cr}_1\text{at.}\%$ 粉末を熱間プレス成形した例では⁽³³⁾、91 % まで充填率が向上し、飽和磁化 1.13 T、保磁力 50 A/m を達成している。しかしながら、 500°C で歪取り熱処理した圧粉磁心では周波数 1 kHz の比透磁率が 1,200 に達し、周波数 50 kHz、磁束密度振幅 100 mT での鉄損は $1,400\ \text{kW/m}^3$ もあり、従来の結晶質系圧粉磁心に比較しても低鉄損とは言えない結果となっている。

また、低融点ガラス ($\text{Li}_2\text{O-B}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-CaO-Al}_2\text{O}_3$; LBSCA) をバインダに採用し、加熱硬化と粉末成形を熱間プレス法で行ったナノ結晶粉末圧粉磁心の例があるが⁽³⁴⁾、 450°C ポスト熱処理した磁心の保磁力は 174 A/m、比透磁率は 78 で、周波数 100 kHz、磁束密度振幅 50 mT での鉄損は $178\ \text{kW/m}^3$ であり、図 2.1.3.11 で示した市販の Fe-Si-Al 系圧粉磁心の同一励磁条件での鉄損 $200\ \text{kW/m}^3$ よりもわずかに低鉄損となっている。

・ Fe 基アモルファス粉末圧粉磁心の例

延性に乏しいアモルファス球形粉末は高压プレス成形してもほとんど変形しない。SWAP 法 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心の試作例⁽³²⁾では、メディアン径 $10\ \mu\text{m}$ と $3.5\ \mu\text{m}$ の熱酸化絶縁被膜付き粉末を充填率が最高となる 8 : 2 の重量割合で混合し、約 $1,000\ \text{MPa}$ で金型成形しても充填率は 75 % 程度に留まる。この例では、図 2.1.3.12 に示すように、成形用のバインダにエポキシ樹脂を採用しており、成形後の磁心を粉末の結晶化温度より約 100°C 低い 400°C で歪取り熱処理後はバインダ用エポキシ樹脂の 30 % 近くが熱分解する (図 2.1.3.6 参照)。そのため、歪取り熱処理後にシリコン樹脂前駆体を減圧含浸し、硬化して最終磁心としている。磁心の飽和磁化は 0.93 T、保磁力は 177 A/m、比透磁率は約 36 で周波数 3 MHz までほぼ一定である。鉄損の周波数特性を図 2.1.3.13 に示す。周波数 100 kHz、磁束密度振幅 50 mT における鉄損は約 $150\ \text{kW/m}^3$ 、100 mT で約 $505\ \text{kW/m}^3$ であり、図 2.1.3.11 で示した市販の Fe-Si 系、Fe-Ni 系および Fe-Si-Al 系圧粉磁心よりも低鉄損である。

・ Fe 基金属ガラス粉末圧粉磁心の例

リカロイ™ の商品名で Fe 基金属ガラス粉末を用いた圧粉磁心が 2008 年にアルプス電気(株)から発表された⁽²²⁾。リカロイ粉末は超急冷の必要がなく、一般的な水アトマイズ装置で作製できることは大きな利点である。リカロイ粉末圧粉磁心はトロイダル磁心やチップインダクタに採用されているが⁽³⁵⁾、これらの具体的な作製方法は未公開である。文献(22)によれば飽和磁化 1.2 T、圧粉磁心の電気抵抗率 $3.07 \times 10^3\ \Omega \cdot \text{m}$ 、保磁力は未公開で直流起磁力に対する透磁率の低下は Fe-Si-Al 系圧粉磁心と同等 (ただし、透磁率の具体的な大きさは不明)、鉄損は Mn-Zn フェライト磁心とほぼ等しく、Fe-Si-Al 系圧粉磁心の $1/4 \sim 1/3$ と報告されている。ただし、鉄損測定時の磁束密度振幅が明示されておらず、Mn-Zn フェライトや Fe-Si-Al 系圧粉磁心以外の磁心との定量的な鉄損比較は難しい。その後、アルプス電気はアルプスアルパインと社名を変え、その後、リカロイを特徴とするインダクタ事業は台湾 Delta Electronics グループに譲渡された。

・ Fe 基ナノ結晶系圧粉磁心の例

アトマイズ法ファインメット系球形粉末が上市されており⁽¹⁶⁾⁽²¹⁾、As atomized のアモルファス粉末、熱処理によってナノ結晶化した粉末のいずれも入手可能であるが、As atomized のアモルファス粉末を用いてプレス成形し、ポストナノ結晶化熱処理することでナノ結晶化と同時に内部歪の

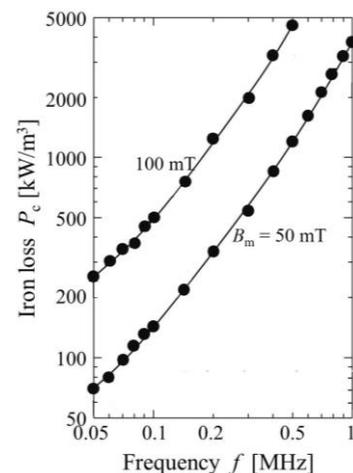


図 2.1.3.13 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心の鉄損の周波数特性，文献(32)をもとに作成

開放も期待できる。成形後のナノ結晶化熱処理温度は Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心の歪取り熱処理温度 (400°C) に比べて 100°C 以上高く、より有効に内部歪を開放できる。

ナノ結晶化前のアモルファス粉末を高圧でプレス成形しても球形粉末形状はほとんど変化しない。そこで、Kanaya らは⁽²⁴⁾、メディアン径 10 μm と 3.5 μm の Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr-C 組成アモルファス粉末を採用し、Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心と同様に、粉末充填率が最高となる 8 : 2 の重量割合で 10 μm 径粉末と 3.5 μm 径粉末を混合し、約 1,000 MPa で金型冷間プレス成形した後、510°C・3 時間でナノ結晶化・歪取り熱処理して SWAP 法 Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr-C ナノ結晶球形粉末圧粉磁心を試作した。前述の SWAP 法 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心と同様に、成形用バインダにエポキシ樹脂、ナノ結晶化・歪取り熱処理後の含浸樹脂にシリコーン樹脂を用いている。粉末充填率はアモルファス球形粉末圧粉磁心とほぼ同等の 74% であり、飽和磁化は 0.91 T、保磁力はアモルファス球形粉末圧粉磁心の 177 A/m よりも小さい 123 A/m、比透磁率は約 33 で、周波数 4 MHz までほぼ一定である。鉄損の周波数特性を Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心と比較した結果を図 2.1.3.14 に示す。Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr-C ナノ結晶球形粉末圧粉磁心の周波数 100 kHz、磁束密度振幅 50 mT における鉄損は約 105 kW/m³、100 mT で約 380 kW/m³ であり、Fe-Si-B-Cr-C アモルファス球形粉末圧粉磁心の約 70~75% の鉄損となっている。

前述のように、トークンは東北大学と共同で超低損失、高飽和磁化ナノメット粉末圧粉磁心を開発した⁽³¹⁾。As atomized ナノメット (Fe-B-P-Cu) 組成アモルファス粉末の DSC 分析から、α-Fe ナノ結晶がアモルファスマトリックス相中に析出する温度 T_{x1} と残留アモルファス相が結晶化する温度 T_{x2} の間の温度で熱間プレス成形を行っている。冷間プレス法では粉末充填率の向上は難しいが、温度 460°C、印加圧力 784 MPa の条件で熱間プレス成形した 17 μm 径粉末の熱間プレス圧粉磁心の粉末充填率は 89% にまで向上している。熱間プレス成形時に α-Fe のナノ結晶化と粉末の熱可塑性にともなう塑性変形によって高密度化が同時に起こっていると解釈されており、磁心内粉末の TEM 観察によれば、α-Fe の平均結晶粒サイズは約 11 nm と見積もられている。試料振動型磁力計で評価した圧粉磁心の飽和磁化と B-H 曲線から見積もった飽和磁化と保磁力は 1.54 T と 16 A/m であり、飽和磁化は結晶質 Fe-Si 系や Fe-Ni 系圧粉磁心に近く、Fe-Si-Al 系の約 2 倍である。保磁力については、市販を含め、圧粉磁心では最も小さい。また、100 に近い比透磁率が 10 MHz 近くの周波数までほぼ一定であることは特筆すべきことである。鉄損については、10 kHz 以下ではヒステリシス損失が支配的であり、渦電流損失が無視できない周波数 100 kHz、磁束密度振幅 100 mT における鉄損は 146 kW/m³ であり、同一励磁条件での圧粉磁心の最小値を示している。

なお、文献(31)で試作された圧粉磁心は外径 13 mm、内径 8 mm のトロイダルサイズであり (高さは不明)、インダクタの実応用に資するサイズまで拡大するには熱間プレス装置の規模の拡大が必須であるが、プレス条件の確立を含めて今後の進展と実用化が期待される。

・各種圧粉磁心の鉄損比較

図 2.1.3.15 は文献(31)の資料を参考に、結晶質系、アモルファス系、ナノ結晶系圧粉磁心の鉄損と飽和磁化の関係を整理したものである。一部を除き、ナノ結晶系圧粉磁心が低鉄損であることは明確であり、特に、文献(31)にあげた熱間プレスナノメット系圧粉磁心は高い飽和磁化と低鉄損を両立し、前述した 17 μm 径ナノメット粉末を用いた圧粉磁心の鉄損は、同一の励磁条件でアモルファス系 (Fe-Si-B-Cr-C) 球形粉末圧粉磁心⁽³²⁾の約 71% 減、ファインメット系 (Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr-C) ナノ結晶球形粉末圧粉磁心⁽²⁴⁾の 62% 減という圧倒的な低鉄損特性を示しており、飽和磁化に至っては 1.7 倍も高い。

従来から、圧粉磁心の最大の課題は低保磁力化であり、高い飽和磁化との両立が強く要請されてきたが、熱間プレス成形ナノメット粉末圧粉磁心は、今

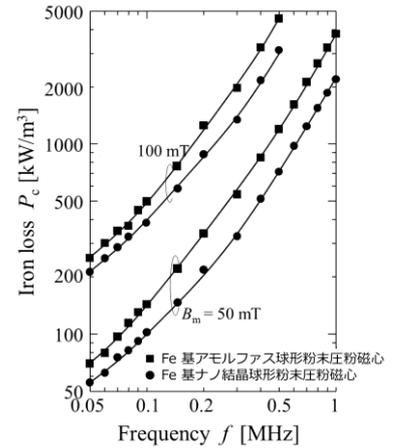


図 2.1.3.14 Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr-C ナノ結晶球形粉末圧粉磁心の鉄損の周波数特性、文献(24)をもとに作成

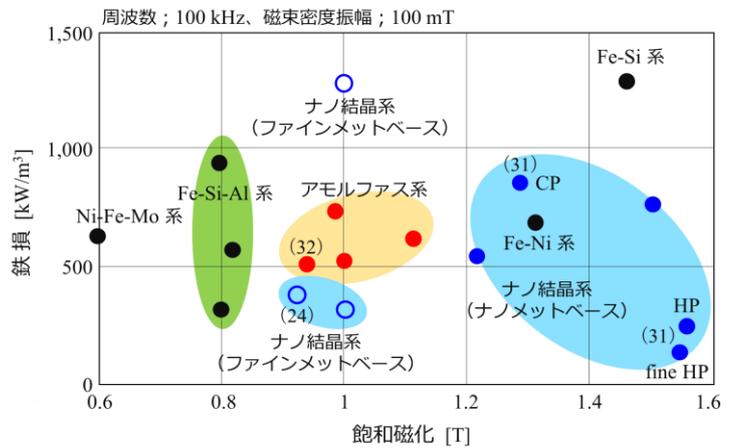


図 2.1.3.15 各種圧粉磁心の鉄損比較、文献(31)の資料を参考に、結晶質系、アモルファス系、ナノ結晶系粉末圧粉磁心の鉄損と飽和磁化の関係を整理して作成

後、インダクタ用磁心として高い飽和磁化と低鉄損を両立できる有望な選択肢を提供できるものと考えられる。

1.3.3 圧粉磁心 Beyond MHz 用微粒子コンポジット磁心

(1) Beyond MHz 帯ベンチマークの Ni-Zn フェライト磁心の課題

1 MHz 以上の周波数で用いられる磁心材料には高周波領域で問題となる渦電流損失や残留損失の影響をいかに軽減するかが重要な指標となる。ここでは、Beyond MHz 帯磁心のベンチマークとされてきた Ni-Zn フェライト磁心の課題について触れる。

バルク Ni-Zn フェライトは金属磁性材料に比べて高い電気抵抗率（数百 $\Omega \cdot \text{m}$ ）を持つため渦電流損失は非常に小さいが、自然共鳴によって使用上限周波数が制限される。

図 2.1.3.16 はバルク Ni-Zn フェライトの複素比透磁率の周波数特性を示すものであり⁽³⁶⁾、フェライト組成を調整することで比透磁率を 10 前後から数百以上まで変えることができるが、比透磁率とその遮断周波数には Snoek の限界と呼ばれる関係があり、式(2.1.3.2)に従う。

$$\mu_{\text{static}} \cdot f_r \propto M_s \quad (2.1.3.2)$$

ここで、 μ_{static} は静的透磁率、 f_r は自然共鳴周波数、 M_s は飽和磁化である。1 MHz を大きく越える高周波領域で低損失で利用するには比透磁率が数十以下の低透磁率材を選択することになる。

同じスピネルフェライトに分類される Mn-Zn フェライトでは大振幅で交流励磁した場合、複素透磁率から予測される磁気損失よりも遥かに大きな損失が発生することが示されている⁽³⁷⁾。図 2.1.3.17 はスイッチング電源用 Mn-Zn フェライト磁心に対して 100 kHz~10 MHz の範囲で測定した一周あたりの鉄損 W_{c0} からヒステリシス損失 W_{h0} を差し引いた動的損失（渦電流損失、残留損失）の周波数依存性を磁束密度振幅 B_m をパラメータにしてプロットしたものである。図中の実線は初透磁率範囲で測定された微小交流励磁条件での複素透磁率の実測値を用いた動的損失 W_d の計算値であり、次式にもとづいて計算している。ただし、 $\tan \delta (= \mu''/\mu')$ は損失係数である。

$$W_d = \pi \frac{\tan \delta}{\mu'} \cdot \frac{1}{1 + \tan^2 \delta} B_m^2 \quad [\text{J}/\text{m}^3] \quad (2.1.3.3)$$

磁束密度振幅 B_m が小さい条件では、小振幅パラメータ (μ' , $\tan \delta$) を用いた上式による動的損失の計算値と実測値は良く一致するものの、 B_m が大きくなるにしたがって、特に 1 MHz 以下の周波数では計算値と実測値の差が拡大していく。1 MHz 以上では両者の一致が良好であり、励磁レベルに無関係に損失発生機構が同一であり、動的損失は磁束密度振幅 B_m の 2 乗に比例する線形損失と見做すことができ、可逆的な磁化過程になっているものと推定される。一方、1 MHz 以下では磁心の微小励磁レベルと大振幅励磁で動的損失の発生機構が異なっていることを示しており、損失の非線形性が顕著である。このような非線形性を渦電流損失に帰着させることは困難であり、渦電流損失以外の残留損失の影響を考慮する必要があるが、残留損失の発生機構は未解明な点が多い。文献(37)に記載の Mn-Zn フェライトは数百 kHz での応用を視野に開発されたものであり、実動作の大振幅励磁状態では動的損失の非線形性の影響を大きく受けていると言える。

以上のような現象は Ni-Zn フェライトでも生じているものと推測され、今後、Mn-Zn フェライトを含むスピネル系フェライトの残留損失の発生機構の本質が解明されて損失抑制の指針が見出されれば、新たな低損失フェライトの可能性が広がるものと期待される。

(2) 各種微粒子粉末

a. 微細球形粉末

微粒子粉末コンポジット磁心における 1 MHz を越える高い周波数での最大の課題は渦電流損失を含む動的損失の低減であり、金属系では高い電気抵抗率と概ね数 μm 径以下の微細粉末の採用が必要となる。

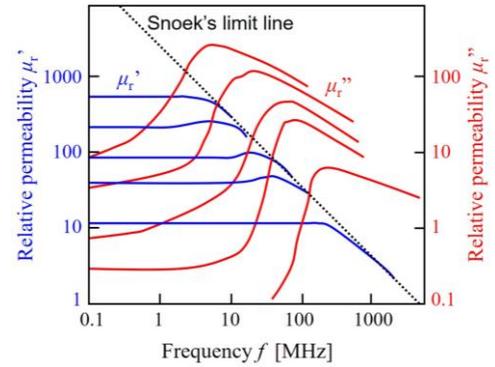


図 2.1.3.16 バルク Ni-Zn フェライトの複素比透磁率，文献(36)をもとに作成

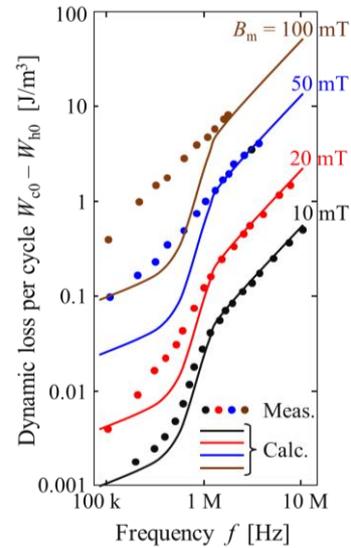


図 2.1.3.17 スwitching電源用 Mn-Zn フェライト磁心の動的損失の周波数依存性，文献(37)をもとに作成

・カルボニル鉄粉

カルボニル鉄粉はペンタカルボニル鉄 ($\text{Fe}(\text{CO})_5$) を蒸発・析出させて作製される。例えば、BASF 社のカルボニル鉄粉のラインナップの中で As made 粉末は Hard grade と呼ばれ⁽³⁸⁾、O、N、C などの微量の不純物を含むが飽和磁化は純鉄に近い。メディアン径が $1\sim 2\ \mu\text{m}$ の As made 粉末の粒度分布がピーキーであるため⁽³⁹⁾ (図 2.1.3.18 参照)、コンポジット磁心中の粉末充填率を高くすることが難しい。

小枝らによれば⁽⁴⁰⁾、As made カルボニル鉄粉はナノ結晶組織を持つため結晶磁気異方性が大きく減少し、さらに球形状であることを反映して粉末内部は Vortex 磁気構造を持つことが示されている。As made 粉末を水素還元雰囲気中で熱処理した粉末を BASF では Soft grade と呼んでいるが、Fe 純度が上がる代わりに粉末が単結晶化し、粉末の焼結によって粉末サイズが大きくなるとともに保磁力も大きくなる。

・アトマイズ粉末

従来のアトマイズ法で数 μm 径以下の粉末を高い収率で作製することは難しく、通常は分級して微細粉末を得る。微細粉末は粒度分布の左端に位置するので収率が低く、コスト高にはなるが、数 μm 径の Fe-Si-Cr 系、Fe 基アモルファス系、Fe 基ナノ結晶系粉末が上市されている。一般には、粉末サイズが微細になるほど粉末保磁力が増大する傾向にあるが、Fe 基アモルファスや Fe 基ナノ結晶系は結晶質系に比べて保磁力が小さく、電気抵抗率も高いので、1 MHz を越える高い周波数をターゲットとする微粒子コンポジット磁心用微細粉末として適するものと考えられる。

微細粉末の収率を向上させるには、合金溶湯を高温化して溶湯粘度を低下させることが有効であるが、従来のガスアトマイズや水アトマイズ装置では耐火材の寿命や操作の安全面で溶湯の高温化は容易でなかった。東北大学と岩手大学は共同して、カウンターフレームジェットアトマイズ法 (CFJA 法) と呼ばれる高速燃焼炎を用いたアトマイズ装置を開発した⁽⁴⁰⁾。本手法を使って Fe-Si-B-Cr-C アモルファス粉末が試作され、 $5\ \mu\text{m}$ 未満の真球に近い微細粉末の収量の増加を達成している。

・ソフトフェライト微細粉末

Mn-Zn 系や Ni-Zn 系のバルクフェライト磁心用には $10\ \mu\text{m}$ 径以上の粉碎粉末が採用される場合が多い。一方、樹脂とのコンポジットを目的とする数 μm 径の Mn-Zn 系、Ni-Zn 系フェライト粉末が上市されている⁽⁴¹⁾。バルクフェライト磁心用粉末に比べて飽和磁化が低く、保磁力も大きい。樹脂中にこれらのフェライト粉末を 60 vol. % で分散させたコンポジット磁心の比透磁率は 7~10 程度であるが、1 MHz 以上で比透磁率が大きく低下する。一方、1 MHz 以上の高い周波数で様々な応用に供されている低温焼成セラミック (LTCC; Low Temperature Co-fired Ceramics) チップインダクタには、サブ μm 径の微細 Ni-Cu-Zn フェライト粉末が用いられている⁽⁴¹⁾。

・湿式合成マグネタイト微粒子粉末、および水素還元微細鉄粉

サブ μm 径以下のマグネタイト (Fe_2O_3) 微粒子は共沈法などの湿式合成が可能であり、これまでは 1,000 kA/m を越える大きな保磁力が課題であったが⁽⁴²⁾、最近、400 A/m 程度の低保磁力を有する微粒子粉末も開発されている⁽⁴³⁾。湿式合成マグネタイト微粒子粉末を水素還元雰囲気熱処理することでサブ μm 径鉄微粒子粉末を得ることができるが、カルボニル鉄粉と同様に、単結晶化と焼結が起こる。

・化学合成アモルファス粉末

Shimada ら⁽⁴⁴⁾ならびに村田ら⁽⁴⁵⁾は、湿式化学合成法で Fe-B アモルファス微粒子粉末を作製した。粉末合成には Fe 系反応液と B 系還元剤からなる滴下液を用いている。メディアン径 490 nm の Fe-B アモルファス微粒子粉末は粒径サイズが均一で粉末表面の平滑性も高い。Fe-B 二元組成であるため、共沈法サブ μm 径マグネタイト粉末に比べて飽和磁化は高い ($130\sim 150\ \text{emu/g}$)。粉末保磁力はメディアン径にほぼ反比例し、490 nm 径粉末で約 1 kA/m、300 nm 径粉末で約 2.2 kA/m と大きい。なお、磁界中で湿式合成することで個々の微粒子粉末が連なったチェーン構造を発現することが報告されており、形状磁気異方性によりチェーン長手方向が磁化容易軸となって高透磁率化するため、微粒子粉末チェーンが配向した微粒子異方性コンポジット磁心を実現できる可能性がある。

b. 扁平粉末

一般に、1 MHz 以上の高い周波数をターゲットとする微細球形粉末を用いたコンポジット磁心は粉末充填率を高くすることが難しく、残留反磁界効果の影響で数百 kHz 用の圧粉磁心以上の高透磁率化は難しい。また、1 MHz 以上の高周波領域のベンチマーク磁心である Ni-Zn フェライトにおいても自然共鳴にもとづく Snoek の限界により、高透磁率と低損失の両立は困難であるのが実情である。概ね数 μm 以下の厚さの扁平粉末を水平配向/垂直積層したコンポジット磁心は扁平粉末の形状磁気異方性による扁平面内高透磁率を利用することで高い透磁率と低損失を両立できる可能性がある。以下に、これまでに開発され

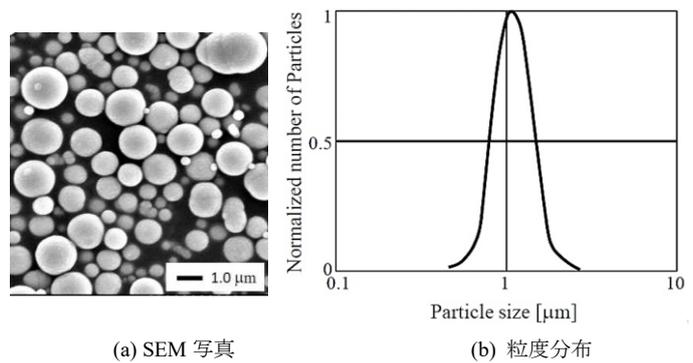


図 2.1.3.18 As made カルボニル鉄粉, 文献(39)をもとに作成

た各種の扁平粉末を示す。

・Fe-Si-Al系扁平粉末

扁平粉末の応用は佐藤ら⁽⁴⁶⁾による準マイクロ波帯(300 MHz~3 GHz)ノイズ抑制シート(商品目;バスタレイド)への採用が端緒となった。不要電磁波をエネルギー吸収してノイズ抑制を実現する応用に対しては磁気損失(複素透磁率; $\mu^* = \mu' - j\mu''$ における虚部 μ'')を優勢するため、準マイクロ波帯における扁平粉末の厚さを表皮厚さ程度にする必要があり、サブ μm 厚扁平粉末の実現が目標とされた。酸化被膜を有する平均粒径 $14\ \mu\text{m}$ の水アトマイズFe-Si-Al系球形粉末をアトライタミルで扁平加工することでFe-Si-Al系扁平粉末が作製されている。

佐藤らの取組みが契機となり、山陽特殊製鋼はアトライタミルによるノイズ抑制シート用Fe-Si-Al系扁平粉末を開発した⁽⁴⁷⁾。7.2 ks(2 h)を越えてアトライタミルによる扁平加工時間を増やしても厚さはほぼ $1\ \mu\text{m}$ と変わらない。粉末保磁力については1.8 ks(0.5 h)の短時間加工でも既に5,000 A/mを越えており、14.4 ks(4h)加工で7,500 A/mまで大きくなる。加工時間の増大による粉末保磁力の増大は加工歪によるものと推測されている。その後、原料粉末の不純物および酸素量低減や扁平加工後の熱処理などによってFe-Si-Al系(センダスト)扁平粉末の低保磁力化が実現され、300 A/m程度の低保磁力扁平粉末が上市されるに至っている⁽⁴⁸⁾。

Fe-Si-Al系扁平粉末を用いたコンポジット磁心は準マイクロ波帯ノイズ抑制シートとして最初に実用化されたが、その後、トーキンによって高周波DC-DCコンバータのインダクタ用磁心としての応用が進められるようになっていく⁽⁴⁹⁾。

・Fe基アモルファス扁平粉末

MHzスイッチングDC-DCコンバータの磁気部品への応用をターゲットにした扁平粉末コンポジット磁心用Fe基アモルファス扁平粉末が開発されている⁽⁵⁰⁾。図2.1.3.19にFe基アモルファス扁平粉末の作製手順を示す。メディアン径 $12.8\ \mu\text{m}$ 、飽和磁化1.26 TのSWAP法Fe-Si-B-Cr-Cアモルファス球形粉末を用い、振動ミルによる扁平加工の後に、歪取りと熱酸化被膜形成を目的に 380°C で大気中熱処理を行っている。加工後の扁平粉末のフットプリントは数十 μm ~ $70\ \mu\text{m}$ 、厚さはおよそ $1\ \mu\text{m}$ である。扁平加工前のアモルファス球形粉末の保磁力は203 A/mであり、振動ミルによる扁平加工によって3,980 A/mまで急増し、 380°C 大気中熱処理によって438 A/mまで減少するが、前述した高純度粉末を用いた熱処理Fe-Si-Al系扁平粉末の300 A/mの1.5倍近く大きい。Fe-Si-B-Cr-Cアモルファス球形粉末の結晶化温度は約 450°C であり、歪取り熱処理温度の高温化が困難であり、 380°C 熱処理では扁平加工による大きな内部歪を十分に開放できていないと言える。

Qianらは⁽⁵¹⁾、高い飽和磁化を有するFe基アモルファス扁平粉末を実現することを目的に、アトマイズ法Fe-Si-Me系アモルファス球形粉末(Me; Zr, B, Pなど)を出発材料に用いて、ボールミルによる扁平加工条件と加工後の熱処理条件を広範囲に検討した。多くの実験結果から数 μm 以下の厚さに扁平化できた条件を整理すると、18時間ボールミルによる扁平加工を行い、 380°C 熱処理したFe-Si-P系アモルファス扁平粉末は飽和磁化1.48 T、粉末保磁力600 A/mであり、Fe-Si-Al系扁平粉末に対して2倍の保磁力となっている。

・Fe基ナノ結晶扁平粉末

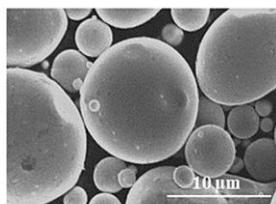
Fe基ナノ結晶扁平粉末の開発例は多くないが、Yingら⁽⁵⁰⁾はロール急冷薄帯を出発材料に用いたFe-Si-B-Nb-Cu系扁平粉末を試作し、Fe-Si-Al系扁平粉末の半分以下の119 A/mという低保磁力を達成した。ファインメット組成のAs quenchedアモルファス薄帯を脆化熱処理した後に粉砕し、さらに振動ミルによる扁平加工を行い、最後に熱酸化被膜形成を兼ねた大気中 $560^\circ\text{C} \cdot 1$ 時間ナノ結晶化熱処理してFe基ナノ結晶扁平粉末を得ている。Fe基アモルファス扁平粉末の場合と同様に、振動ミルによる扁平加工で3,311 A/mまで粉末保磁力が急増するが、 560°C 大気中熱処理後はナノ結晶化と加工歪の開放によって119 A/mまで保磁力が低下する。

・扁平粉末の磁気特性比較

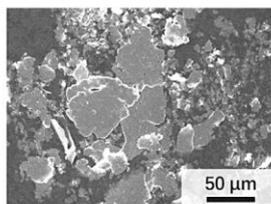
表2.1.3.1はFe-Si-Al系, Fe基アモルファス, Fe基ナノ

表 2.1.3.1 扁平粉末の磁気特性比較

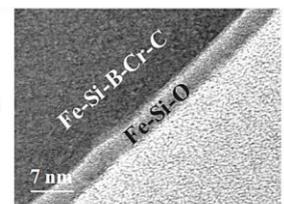
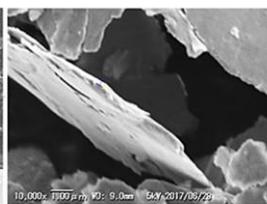
扁平粉末	飽和磁化 M_s	保磁力 H_c	文献
Fe-Si-Al系	1.0 T	300 A/m	48
Fe-Si-B-Cr-C アモルファス	1.26 T	438 A/m	50
Fe-Si-P アモルファス	1.48 T	600 A/m	51
Fe-Si-B-Nb-Cu ナノ結晶	1.24 T	119 A/m	50



SWAP法Fe基アモルファス球形粉末①



振動ミルによる扁平加工②



大気中熱処理(380°C)③
(歪取り, 熱酸化被膜形成)

図 2.1.3.19 Fe基アモルファス扁平粉末の作製手順, 文献(50)をもとに作成

結晶扁平粉末の磁気特性を比較したものである。Fe 基ナノ結晶扁平粉末は比較的高い飽和磁化と低保磁力を併せ持ち、MHz 帯 DC-DC コンバータ用磁気部品の微粒子コンポジット磁心に適すると考えられる。

(3) 微粒子コンポジット磁心

a. コンポジットバルク磁心

・カルボニル鉄粉コンポジットバルク磁心

前述のように、As made カルボニル鉄粉は粉末保磁力が 700~800 A/m と大きいものの、1~2 μm 径の微細球形粉末であり、磁気飽和しにくい大電流インダクタ用低透磁率コンポジットバルク磁心として実用化されている。例えば、Micrometals 社の Carbonyl iron powder core は使用する最大周波数によって 4~35 の範囲の比透磁率磁心をラインナップしている⁽⁵²⁾。比透磁率 10 の磁心の最高使用周波数は 45 MHz、透磁率が 20 %低下する直流バイアス磁界は約 56 kA/m である。同社の Oliver⁽⁵³⁾によれば、比透磁率 10 の Carbonyl iron powder core は 10 MHz 近くまで鉄損の大部分をヒステリシス損失が占め、10 MHz 以上でも渦電流損失の増加は少なく、20 MHz 以上でベンチマークである Ni-Zn フェライト磁心よりも低鉄損になる。

・キャストイング法コンポジットバルク磁心

数 μm 以下の微細な磁性粉末を真空ミキサーで樹脂前駆体溶液に分散させた混合スラリーを鋳型に流し込み、硬化して成形するキャストイング法コンポジットバルク磁心が開発されている。図 2.1.3.20 にキャストイング法コンポジットバルク磁心の作製手順を示す。

Sugimura らは⁽⁵⁴⁾、飽和磁化 1.26 T の 2.56 μm 径 SWAP 法 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス粉末を用いたコンポジットバルク磁心を試作し、Ni-Zn フェライト磁心と磁気特性を比較している。Fe-Si-B-Cr-C アモルファス粉末は全体の 70 %を 1~3 μm 径の微細粉末で占められている。コンポジット成形前のアモルファス粉末の前処理として大気中熱酸化処理を行っており、300°C・3 時間の熱処理によって As atomized で残留した内部歪の開放とアモルファス構造の緩和現象により粉末保磁力が熱処理前の 132 A/m (1.65 Oe) から 80 A/m (1 Oe) 近くまで減少するとともに、Fe-Si-O からなる 10 nm 厚の酸化被膜が形成される。エポキシ樹脂をバインダに用いて作製した Fe-Si-B-Cr-C アモルファス粉末コンポジットバルク磁心の飽和磁化は約 0.84 T であり、粉末の飽和磁化を用いて見積もられる磁心の粉末充填率は約 67%である。コンポジットバルク磁心の保磁力は酸化被膜付きアモルファス粉末の約 80 A/m から 1.6 倍の 128 A/m となった。これはバインダのエポキシ樹脂の硬化応力によるものと推定されている。アモルファス粉末コンポジットバルク磁心の比透磁率は 100 MHz まで一定で約 10 であり、複素比透磁率の実部 μ_r' と虚部 μ_r'' から見積もられる損失係数 $\tan \delta$ は MHz 帯で 10^{-3} のオーダーにあり、比透磁率 20 の Ni-Zn フェライトのそれと同程度である。図 2.1.3.21 は試作した Fe-Si-B-Cr-C アモルファス粉末コンポジットバルク磁心の周波数 2 MHz における鉄損の磁束密度振幅依存性を示すものであり、市販の比透磁率 20 と 40 の Ni-Zn フェライトの鉄損を併せて記載している。アモルファス粉末コンポジットバルク磁心と 2 種類の Ni-Zn フェライトはともに、鉄損は磁束密度振幅 B_m に対して 2 乗以上の依存性があり、前述した Mn-Zn フェライトにおける動的損失と同様に、励磁レベルによって鉄損が非線形的に変化することを示している。アモルファス粉末コンポジットバルク磁心の周波数 2 MHz、磁束密度振幅 20 mT における鉄損は 0.94 W/cc (940 kW/m³) であり、比透磁率 20 の Ni-Zn フェライトの約 1/6、比透磁率 40 の Ni-Zn フェライトの約 1/3 であり、MHz 帯の低透磁率、ベンチマークである Ni-Zn フェライトを凌駕する低鉄損特性を示している。

b. 印刷、塗布法微粒子コンポジット磁心

・印刷法カルボニル鉄粉コンポジット磁心

磁性微粒子粉末と樹脂前駆体を混合してペースト化することで印刷法で磁心を作製できる。Yazaki らは⁽⁵⁵⁾、メディアン径 1.1 μm のカルボニル鉄粉 (CIP) とエポキシ樹脂前駆体からなる混合ペーストをメタルマスク印刷した後、樹脂硬化して得られる有機インターポーザ内蔵インダクタ用の印刷法コンポジット磁心を試作した。図 2.1.3.22 は印刷法カルボニル鉄粉コンポジット磁心の断面を示すものである。カルボニル鉄粉の量を調整してメタルマスク印刷可

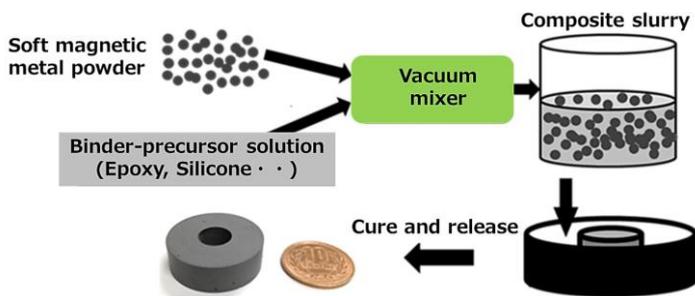


図 2.1.3.20 キャスティング法コンポジットバルク磁心の作製手順

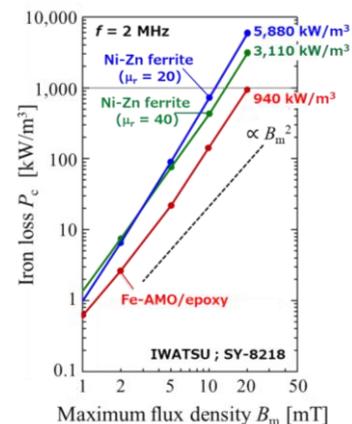


図 2.1.3.21 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス粉末コンポジットバルク磁心の鉄損の磁束密度振幅依存性、文献(54)をもとに作成

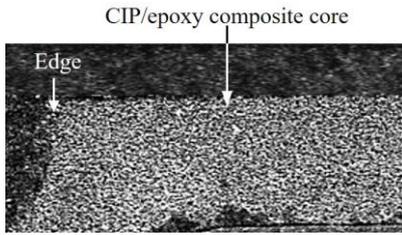


図 2.1.3.22 印刷法カルボニル鉄粉コンポジット磁心の断面, 文献(55)をもとに作成

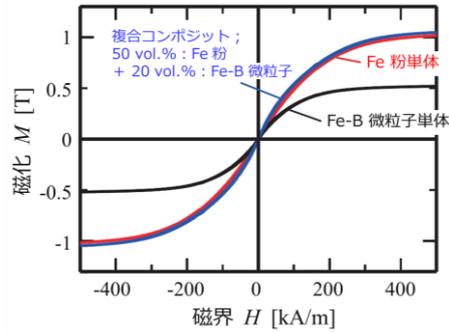


図 2.1.3.23 Fe 粉単体, Fe-B 微粒子単体, Fe 粉 50 vol. %と Fe-B 微粒子 20 vol. %による複合コンポジット磁心の静磁化特性, 文献(56)をもとに作成

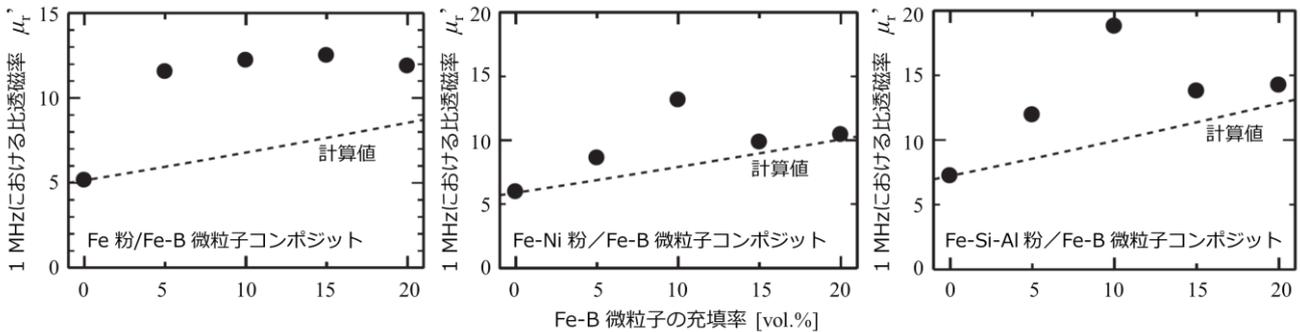


図 2.1.3.24 μm 級 Fe, Fe-Ni, Fe-Si-Al 粉とサブ μm 径 Fe-B アモルファス微粒子による複合コンポジット磁心の透磁率と Fe-B 微粒子充填率の関係, μm 級粉末充填率; 50 vol. %一定, 文献(56)をもとに作成

能な粘度に調整された混合ペーストを用いてカルボニル鉄粉コンポジット磁心を作製している。なお、メタルマスク印刷可能なペースト粘度で作製した場合の磁心の粉末充填率は 54 %が上限であった。上限の 54 %粉末充填率の場合の飽和磁化は 1.08 T, 保磁力は 2,000 A/m で, 磁化率が一定である恒磁化率の磁界上限は約 80 kA/m である。また, 比透磁率は約 7.5 で 500 MHz までほぼ一定であり, 100 MHz における $\tan \delta$ は約 0.03, 1 GHz で 0.2 であり, 数百 MHz まで低透磁率・低損失磁心として利用できる。

・塗布法複合配向化軟磁性微粒子コンポジット磁心

東北大学の若林らは⁽⁵⁶⁾, 粒径 12 μm の電解鉄粉, 3~5 μm 粒径の Fe-Si-Al 粉末ならびに Fe-Ni 粉末の 3 種類の μm 級粉末とサブ μm 径アモルファス Fe-B 微粒子粉末⁽⁴⁵⁾を用いた複合配向軟磁性微粒子コンポジット磁心を試作し, 詳細な磁気特性を報告した。印刷法に近い塗布法で磁心を作製している。 μm 級粉末とサブ μm 径アモルファス Fe-B 微粒子を樹脂中に分散混合し, ポリイミド樹脂基板上に塗布した後, 樹脂硬化するまでの間, 電磁石を用いて最大磁界 300 mT を印加して粉末配向処理を行っている。 μm 級粉末は充填率 50 vol. %一定とし, Fe-B 微粒子の充填率を 0~20 vol. %まで変化させている。Fe-B 微粒子の充填率が 5 vol. %の場合には, Fe-B 微粒子が Fe 粉間に生じている磁束の流れに沿って Fe 粉の隙間に Fe-B 微粒子が入る。一方, Fe-B 微粒子の充填率が 20 vol. %の場合には, Fe-B 微粒子が Fe 粉間だけでなく Fe-B 微粒子同士が凝集する。図 2.1.3.23 は Fe 粉単体, Fe-B 微粒子単体, Fe 粉 50 vol. %と Fe-B 微粒子 20 vol. %による複合コンポジット磁心の静磁化特性を示すものである。Fe-B 微粒子を複合配向化した場合, Fe 粉単体のコンポジット材と比較してわずかに飽和磁束密度が高くなる。 μm 級粉末として Fe-Si-Al 粉を用いた場合は, 飽和磁化が下がるものの同様の結果が得られている。図 2.1.3.24 は 50 vol. % の Fe 粉, Fe-Ni 粉, Fe-Si-Al 粉に対し Fe-B 微粒子を 0~20 vol. %に変化させた場合の 1 MHz における比透磁率の変化をプロットしたものである。図中の破線は Bruggeman の式⁽⁵⁷⁾から導出したもので, μm 級粉末単体の充填率を高めた場合の推定値を表している。Fe-B 微粒子添加によって μm 級粉末の反磁界が低減され, μm 級粉末単体を対象にした Bruggeman の式による推定値よりも比透磁率が高くなる。いずれの場合も概ね Fe-B 微粒子が 10 vol. %のあたりに比透磁率が最大となっていることが分かる。

以上の結果は樹脂硬化中に磁界を印加することで μm 級粉末の反磁界を低減するように (静磁エネルギーを減らす方向に)

Fe-B 微粒子が移動し、コンポジット磁心の粉末充填率の向上と高透磁率化に寄与することを示している。

- c. 微粒子コンポジットシート磁心
- ・微細球形粉末コンポジットシート磁心

Oyama ら⁽⁵⁸⁾は有機インターポーザ用の微細球形粉末コンポジットシート磁心を開発した。有機インターポーザのビルドアップシートには数 μm 径のシリカ (SiO_2) フィラーをエポキシ樹脂中に分散した厚さ 50~100 μm のフィルムが用いられているが、シリカの代わりに磁性粉末を採用することで有機インターポーザに磁性の機能性付与を目的としている。微細磁性粉末として 3~5 μm 径の結晶質 Fe-Si-Cr 系, Fe-Si-B-Cr 系アモルファス, Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr 系ナノ結晶, 充填率向上を目的とするサブ μm 径微粒子として Fe-Si-Cr 系, Mn-Zn フェライト系などの多彩な組合せでコンポジットシート磁心を試作している。

有機インターポーザ用シリカフィラービルドアップフィルム ABF と共通する特別に調製されたエポキシ樹脂が採用されている。図 2.1.3.25 は 3.5 μm 径ナノ結晶粉末 70 vol.%, 0.7 μm 径 Fe-Si-Cr 微粒子 5 vol.% をフィラーに採用した As made コンポジットシートの熔融粘度と加熱温度の関係を示すものであり、室温から 120°C の範囲で熱可塑性を示し、それ以上の温度では熱硬化性を示す⁽⁵⁸⁾。

図 2.1.3.26 は真空ホットプレスラミネータによるコンポジットシート磁心の成形の概要を示したものである⁽⁵⁹⁾。真空減圧雰囲気中でシート粘度が最小になる温度で加熱し、加圧することでシートが軟化し、配線導体の凹凸を平坦化できる。最後に、エポキシ樹脂を硬化熱処理して (例えば, 190°C) 完了となる。この方法を用いてコンポジットシート磁心の中に二層導体を埋め込んだ断面構造を同図に示す。

表 2.1.3.2 は微粒子コンポジットシート磁心に採用した磁性粉末の仕様を示すものである⁽⁵⁸⁾。飽和磁化と保磁力はトレードオフの関係にあり、ナノ結晶系は飽和磁化は 1.25 T と低いが、保磁力は最も小さい。

表 2.1.3.3 は 3 種類の微粒子粉末を用いて作製したコンポジットシート磁心の磁気特性を整理して示したものである⁽⁵⁸⁾。粉末充填率を 70, 75, 80 vol.% の 3 通りで作製している。コンポジットシート磁心の保磁力は粉末透磁率よりも若干小さくなるが、粉末

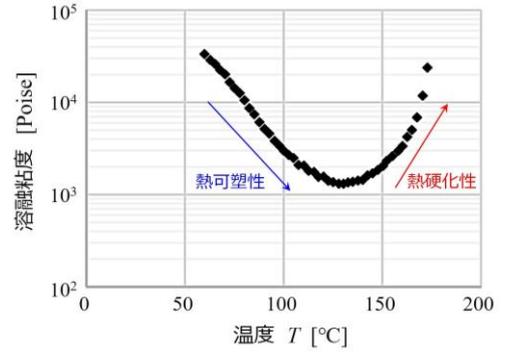


図 2.1.3.25 3.5 μm 径ナノ結晶粉末 70 vol.%, 0.7 μm 径 Fe-Si-Cr 微粒子 5 vol.% をフィラーに採用した As made コンポジットシートの熔融粘度と加熱温度の関係、文献(58)をもとに作成

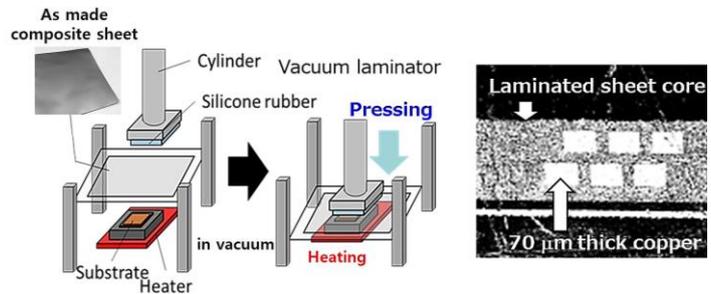


図 2.1.3.26 真空ホットプレスラミネータによるコンポジットシート磁心の成形とコンポジットシート磁心の中に二層導体を埋め込んだ断面構造の例、文献(59)をもとに作成

表 2.1.3.2 微粒子コンポジットシート磁心に採用した磁性粉末の仕様、文献(58)をもとに作成

粉末	Fe-Si-Cr 結晶質	Fe-Si-B-Cr-C アモルファス	Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr ナノ結晶
メディアン径 D_{50}	3.2 μm	3.2 μm	3.5 μm
飽和磁化 M_s	1.8 T	1.3 T	1.25 T
保磁力 H_c	1,482 A/m	148 A/m	92 A/m

表 2.1.3.3 微粒子コンポジットシート磁心の磁気特性、文献(58)をもとに作成

使用粉末	3.2 μm 径 Fe-Si-Cr 結晶質			3.2 μm 径 Fe-Si-B-Cr-C アモルファス			3.5 μm 径 Fe-Si-B-Nb-Cu-Cr ナノ結晶		
	70 vol. %	75 vol. %	80 vol. %	70 vol. %	75 vol. %	80 vol. %	70 vol. %	75 vol. %	80 vol. %
保磁力 H_c	1,080 A/m	1,120 A/m	1,180 A/m	141 A/m	151 A/m	180 A/m	72 A/m	76 A/m	78 A/m
比透磁率 μ_r' (100 MHz)	9.7	10.2	10.8	9.1	9.7	10.2	9.3	10.1	10.5
損失係数 $\tan \delta$ (100 MHz)	0.1	0.105	0.105	0.04	0.045	0.046	0.038	0.039	0.042

透磁率の大小関係を反映し、Fe-Si-Cr 結晶質粉末コンポジットシート磁心が最も大きく、ナノ結晶粉末コンポジットシート磁心が最も小さい。100 MHz における比透磁率は3者で大きな違いはなく、おおよそ10前後であり、低周波領域から100 MHz までほぼ一定である。損失係数 $\tan \delta$ はアモルファス粉末とナノ結晶粉末を用いたコンポジットシート磁心は Fe-Si-Cr 結晶質粉末コンポジットシート磁心の半分以下となっており、粉末サイズがほぼ同一であることを考慮すると、粉末の電気抵抗率の違いを反映しているものと推定される。

・Fe-Si-Al 系扁平粉末コンポジットシート磁心

前述のように、保磁力300 A/m程度のFe-Si-Al系扁平粉末が上市されており⁽⁴⁷⁾⁽⁴⁸⁾、準マイクロ波帯ノイズ抑制シートだけでなく、磁気素子用の低損失磁心としての適用が期待されるようになってきている。

御子柴らは⁽⁴⁹⁾、Fe-Si-Al 系扁平粉末を用いた高周波インダクタ用コンポジットシート磁心を開発した。コンポジットシート磁心の詳細な作製方法については公表されていない。Fe-Si-Al 系扁平粉末は平均長径40 μm 、厚さ1.5 μm である。コンポジットシート磁心の粉末充填率は70 vol. %であり、扁平粉末の水平配向/垂直積層が概ね実現されている。図 2.1.3.27 は Fe-Si-Al 系扁平粉末コンポジットシート磁心の複素比透磁率の周波数特性を示すものであり、扁平粉末水平配向方向の比透磁率は約280で、5 MHz 付近まで一定であり、磁気損失 μ'' は3 MHz 付近から立ち上がる。Chata'ni は Fe-Si-Al 系扁平粉末コンポジットシート磁心を用いた薄型インダクタを試作開発し⁽⁶⁰⁾、米国バージニア工科大学の CPES (Center for Power Electronics Systems) で開発された12 V 入力-3.3 V · 18 A 出力の1 MHz 降圧チョップ DC-DC コンバータに採用された⁽⁶¹⁾。

・Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心

前述したように Fe-Si-B 系や Fe-Si-P 系アモルファス扁平粉末は結晶化温度に近い温度で歪取り熱処理しても扁平加工歪の開放が十分でなく、粉末保磁力は Fe-Si-Al 系扁平粉末の1.5~2倍程度大きいという課題があった。

Fe-Si-Al 系扁平粉末では出発材料にアトマイズ粉末が用いられるが、前述のように、Ying ら⁽⁵⁰⁾はロール急冷薄帯を出発材料に用いた Fe-Si-B-Nb-Cu 系扁平粉末を試作し、ナノ結晶化後の扁平粉末は Fe-Si-Al 系扁平粉末の半分以下の低保磁力となることが示され、コンポジットシート磁心に採用することで Fe-Si-Al 系扁平粉末コンポジットシート磁心の磁気特性を凌駕する可能性がある。しかしながら、低保磁力ナノ結晶粉末を用いて扁平粉末積層コンポジットシート磁心を作製した場合、途中のプレス加圧による歪みが残留するため最終的に得られるコンポジットシート磁心の保磁力が増大し、低保磁力ナノ結晶合金の特徴を活かすことができない。

小池らは⁽⁶²⁾、ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の作製方法として、ファインメット組成ロール急冷薄帯を出発材料にしたナノ結晶化前のアモルファス扁平粉末を用い、作製工程の最後にナノ結晶化熱処理する方法を採用した。この方法は前述したファインメット系の Fe 基ナノ結晶系圧粉磁心の作製方法⁽²⁴⁾とほぼ同様であり、ロール急冷薄帯の扁平加工、コンポジットシート磁心の作製工程で累積する材料内の内部歪を最終ナノ結晶化熱処理で開放するという考えにもとづいている。出発材料であるロール急冷直後のファインメット組成アモルファス薄帯は厚さ18 μm 、幅5 cmであり、若干の延性、展性を持つため（しかしながら、圧延は困難）、薄帯から扁平粉末を直接得ることは困難であり、400°C · 3時間の脆化熱処理後に150 μm 以下に粗粉碎、その後、振動ミルによる扁平加工（厚さ1~3 μm 目標）を行って扁平粉末を得ている。図 2.1.3.28 は扁平加工後の粉末のSEM写真、ならびにX線回折パターンを示すものである。扁平粉末のフットプリントは100~200 μm 、ここでは示していないが、厚さは1~3 μm である。扁平粉末はアモルファス特有のハローXRDパターンを示しており、加工後もアモルファス状態を保持している。

Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の作製工程は以下のとおりである⁽⁶²⁾。バインダに信越化学工業の二液性熱硬化型シリコン (KE-1031) を採用し、シリコン樹脂と相溶性が高く揮発性であるトルエンを粘度調整用希釈剤に用いて

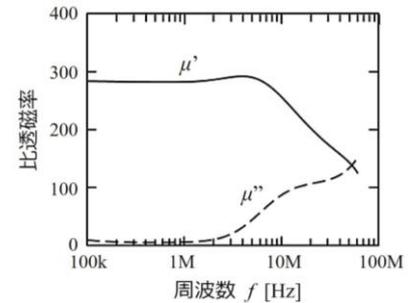
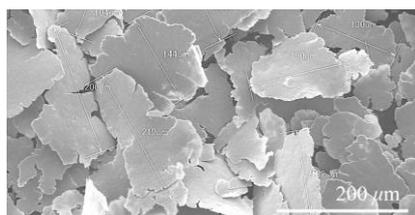
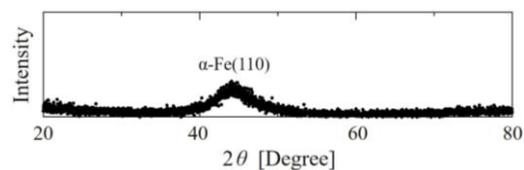


図 2.1.3.27 Fe-Si-Al 系扁平粉末コンポジットシート磁心の複素比透磁率の周波数特性、文献⁽⁴⁹⁾をもとに作成



(a) SEM 写真



(b) X線回折パターン

図 2.1.3.28 振動ミルによる扁平加工後のファインメット組成 (Fe-Si-B-Nb-Cu) 扁平粉末のSEMの写真、ならびにX線回折パターン、文献⁽⁶²⁾をもとに作成

シート成形用扁平粉末ペーストを作製した。

この混合ペーストを 50 μm 厚の SUS303 メタルマスクを用いてメタルマスク印刷してシート状に成形した後、ホットプレートで 40°C-25 min でトルエン希釈剤を揮発させた。その後、15 t ホットプレス機を用いて扁平粉末の水平配向と余分なバインダ樹脂の追い出しを目的として加圧を行った後、加圧状態のまま 80°C・2 時間でシリコン樹脂を熱硬化させた。ナノ結晶化熱処理はマッフル炉を用いて 515°C, 530°C, 545°C, 560°C, 575°C の 5 通りで行っている。いずれの熱処理温度においても扁平粉末の結晶粒サイズはおおよそ 14 nm と見積もられている。なお、500°C 以上の熱処理ではバインダのシリコン樹脂がシリカに変性してコンポジットシート磁心が脆化するため、シリコン樹脂を減圧含浸・硬化して扁平粉末コンポジットシート磁心を得ている。図 2.1.3.29 に作製した Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の断面 SEM 写真を示す。扁平粉末はほぼ水平配向し、垂直に積層できていることがわかる。Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の飽和磁化はおおよそ 0.5 T であり、粉末充填率に換算すると 45 vol. % となる。図 2.1.3.30 は最終ナノ結晶化熱処理温度と磁心保磁力の関係を示したものであり、ナノ結晶化熱処理温度の上昇にともない保磁力が増加していくことがわかる。515~575°C のナノ結晶化熱処理のいずれの場合も扁平粉末の結晶粒サイズは 14 nm であり、熱処理温度の上昇にともなう結晶粒の成長は見られないため、熱処理温度の上昇にともなう保磁力の増大は磁歪の増大にともなうものと推測される。図 2.1.3.31 は各温度でナノ結晶化熱処理した Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の比透磁率の周波数特性を示すものであり、ナノ結晶化熱処理温度によって比透磁率が大きく変化する。例えば、530°C 熱処理では Fe-Si-Al 系扁平粉末では実現できていない 500 近い比透磁率が得られるが、3 MHz を境に周波数が高くなると比透磁率は低下していく。熱処理温度 560°C ならびに 575°C のコンポジットシート磁心は、それぞれ、100 と 50 の比透磁率を有し、10 MHz までほぼ一定である。図 2.1.3.32 はナノ結晶化熱処理温度 560°C の Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の磁束密度振幅 20 mT における鉄損の周波数特性を示すものであり、比較のために、Fe-Si-Al 系扁平粉末コンポジットシート磁心、Fair Rite 社の Ni-Zn フェライト (67 material, 比透磁率; 40) の鉄損を併記している。Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心は他の 2 つに比較して広い周波数範囲で低鉄損である。

その後、Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心は USB PD 用の 24 V 入力-12 V・2.5 A 出力 12 MHz スイッチング二相 Buck コンバータ用の表面実装カップルドインダクタに採用された⁽⁶³⁾。

ナノ結晶化熱処理後の扁平粉末積層コンポジットシート磁心は柔軟性に乏しく、シート形状で利用するしかないが、可撓性を有するナノ結晶化前のシートを用いることでトロイダル巻磁心などの多様な磁心形状に適用できる。

その後、Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心は USB PD 用の 24 V 入力-12 V・2.5 A 出力 12 MHz スイッチング二相 Buck コンバータ用の表面実装カップルドインダクタに採用された⁽⁶³⁾。

ナノ結晶化熱処理後の扁平粉末積層コンポジットシート磁心は柔軟性に乏しく、シート形状で利用するしかないが、可撓性を有するナノ結晶化前のシートを用いることでトロイダル巻磁心などの多様な磁心形状に適用できる。

1.3.4 まとめと今後の課題

圧粉磁心は結晶質系、Fe 基アモルファス系ならびに Fe 基ナノ結晶系など多様な選択肢があるが、コストを除けば、インダクタに要求される高い飽和磁化と低鉄損を両立できる Fe 基ナノ結晶粉末圧粉磁心が最も有望である。とりわけ、ナノメット系圧粉磁心は SiC や GaN などの WBG パワー半導体の特徴を活かした革新的なパワーエレクトロニクスの実現に大きく貢献することが期待される。今後は、熱間プレス成形法のさらなる検討によって量産技術の確立が望まれる。

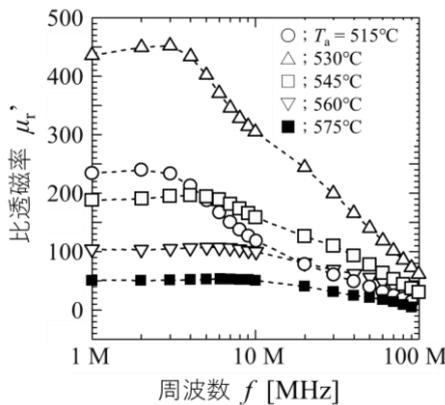


図 2.1.3.31 Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の比透磁率の周波数特性, 文献(62)をもとに作成

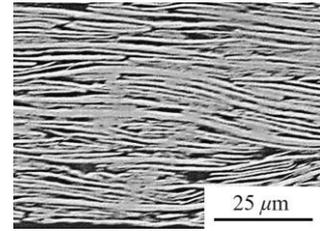


図 2.1.3.29 Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の断面 SEM 写真, 文献(62)をもとに作成

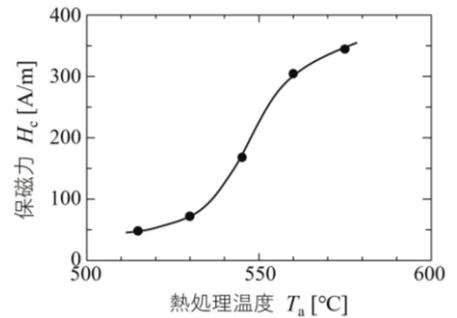


図 2.1.3.30 Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の最終ナノ結晶化熱処理温度と磁心保磁力の関係, 文献(62)をもとに作成

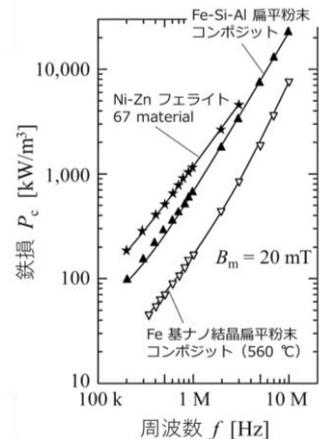


図 2.1.3.32 ナノ結晶化熱処理温度 560°C の Fe 基ナノ結晶扁平粉末コンポジットシート磁心の鉄損の周波数特性 ($B_m=20$ mT), 文献(62)をもとに作成

金属系微細粉末を用いたコンポジット磁心については、Beyond MHz 帯磁心のベンチマークである Ni-Zn フェライトを凌駕する事例が出ているが、既に上市されているカルボニル鉄粉コンポジットバルク磁心を除けば、実用化の事例は多くないのが実情である。特に、数 μm 径からサブ μm 径の微細合金系粉末の低コスト作製は大きな課題である。今後は、微粒子粉末の低コスト作製技術の確立に加えて、微粒子コンポジット磁心の Beyond MHz 帯でのさらなる特性向上が望まれる。

[佐藤敏郎]

文献

- (1) K. Sugimura, Y. Miyajima, M. Sonehara, T. Sato, F. Hayashi, N. Zettsu, K. Teshima, and H. Mizusaki : "Formation of high electrical-resistivity thin surface layer on carbonyl-iron powder (CIP) and thermal stability of nanocrystalline structure and vortex magnetic structure of CIP ", *AIP Advances*, Vol.6, 055932, 8 pages., DOI: 10.1063/1.4944705 (2016)
- (2) Satoshi Mori, Takeshi Mitsuoka, Kanako Sugimura, Ryosuke Hirayama, Makoto Sonehara, Toshiro Sato, Nobuhiro Matsushi: "Core-shell structured Mn-Zn-Fe ferrite/Fe-Si-Cr particles for magnetic composite cores with low loss ", *Advanced Powder Technology*, Vol.29, No.6, pp.1481-1486., DOI : 10.1016/j.apt.2018.03.012 (2018)
- (3) 黄 晨煥, 宇都野正史, 松原 賢, 三富将敬: 「圧粉磁心の絶縁皮膜に用いられるファヤライトの形成」, 粉体および粉末冶金, Vol.71, No.2, pp.47-50., DOI : 10.2497/jjspm.23-00057 (2024)
- (4) プレスリリース: 「次世代 SiC パワーモジュール向け高 Tg エポキシ封止材料を開発」, 住友ベークライト株式会社 : https://www.sumibe.co.jp/topics/2024/it-materials/0522_01/index.html (2024)
- (5) 信越シリコーン: 「室温硬化コーティング剤原料」, <https://www.silicone.jp/guide/casestudy/06/>
- (6) 田島 伸: 「磁性複合材料—圧粉磁心とボンド磁石—」, コロナ社, pp.235~236, 初版第1刷(2023)
- (7) 濱欠裕貴, 藤井重男: 「放電プラズマ焼結法によるナノ結晶圧粉磁心の開発」, 日立金属技報, Vol.21, pp.39-44 (2005)
- (8) 五十幡貴弘: 「低融点ガラス Vaneectect シリーズ VS-1298M」, 日立化成テクニカルレポート, No.62, pp.23-24(2019)
- (9) 増本 量, 山本 達治: 「新合金「センダスト」及び Fe-Si-Al 系合金の磁氣的並に電氣的性質に就て」, 日本金属学会誌, Vol.1, No.3, pp.127-135 (1937)
- (10) 高橋 研, 新井英雄, 田中寿郎, 脇山徳雄: 「センダスト合金単結晶の規則構造と結晶磁気異方性」, 日本応用磁気学会誌, Vol.10, No.2, pp.221-224., DOI.org/10.3379/jmsmag.10.221 (1986)
- (11) 高橋 研, 新井英雄, 脇山徳雄: 「センダスト合金単結晶の磁歪」, 日本応用磁気学会誌, Vol.11, No.2, pp.251-254., DOI.org/10.3379/jmsmag.11.251 (1987)
- (12) 相川芳和, 加藤信行: 「Fe-Si-Al 系圧粉磁心の損失に及ぼす組成の影響」, 山陽特殊製鋼技報, Vol.7, No.1, pp.29-34 (2000)
- (13) 榎大同分析リサーチ: 「軟磁性圧粉磁心の保磁力に及ぼす焼鈍温度の影響」, https://daido-dbr.com/dbr/products/soft_magnetism.html (2025)
- (14) 石原千生, 小川哲夫, 中山紀行: 「粉末冶金法を用いたリアクトルおよびモータ向け圧粉磁心」, 日立化成テクニカルレポート, No.62, pp.15-16(2019)
- (15) Isamu Otsuka, Kimio Wada, Yu Maeta, Takeshi Kadomura, Masaaki Yagi : "Magnetic Properties of Fe-Based Amorphous Powders With High-Saturation Induction Produced by Spinning Water Atomization Process (SWAP) ", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.44, No.11, pp.3891-3894, DOI: 10.1109/TMAG.2008.2002249 (2008)
- (16) エプソンアトミックスホームページ: <https://www.atmix.co.jp/products.html#products-powder>
- (17) 大塚 勇, 前田 優, 石山和志, 八木正昭: 「高磁束密度 Fe 基アモルファス軟磁性粉末および成形磁心の特性」, 粉体および粉末冶金, Vol.56, No.9, pp.563-567, DOI.org/10.2497/jjspm.56.563 (2009)
- (18) Akihisa Inoue, Tao Zhang, and Tsuyoshi Masumoto : "Zr-Al-Ni Amorphous Alloys with High Glass Transition Temperature and Significant Supercooled Liquid Region", *Materials Transactions, Japan Institute of Metals*, Vol.31, No.3, pp.177-183, DOI.org/10.2320/matertrans1989.31.177 (1990)
- (19) Akihisa Inoue, Baolong Shen : "Formation and Soft Magnetic Properties of Fe-B-Si-Zr Bulk Glassy Alloys with High Saturation Magnetization above 1.5 T", *Materials Transactions, Japan Institute of Metals*, Vol.43, No.9, pp.2350-2353, DOI.org/10.2320/matertrans.43.2350 (2002)
- (20) Akihiro Makino, Takeshi Kubota, Chuntao Chang, Masahiro Makabe, Akihisa Inoue : "FeSiBP Bulk Metallic Glasses with Unusual Combination of High Magnetization and High Glass-Forming Ability", *Materials Transactions, Japan Institute of Metals*, Vol.48, No.11, pp.3024-3027, DOI.org/10.2320/matertrans.MRP2007198 (2007)
- (21) 新東工業ホームページ: <https://www.sinto.co.jp/product/magnetic-metal-powder/>
- (22) 水嶋隆夫, 小柴寿人, 内藤 豊, 井上明久: 「Fe 基金属ガラス Lialloy™ 圧粉磁心の磁気特性と応用」, 粉体および粉末冶金, Vol.55, No.2, pp.146-148, DOI.org/10.2497/jjspm.55.146 (2008)
- (23) Y. Yoshizawa, S. Oguma, K. Yamauchi : "New Fe-based soft magnetic alloys composed of ultrafine grain structure", *Journal of Applied Physics*, Vol. 64, pp.6044-6046, DOI.org/10.1063/1.342149 (1988)
- (24) Takanori Kanaya, Ryosuke Ohta, Makoto Sonehara, and Toshiro Sato : "Fabrication of Fe-Based Nanocrystalline Powder-Pressed Magnetic Core and Application to Planar Reactor for Hundreds of kHz or Beyond", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.59, No.11, 2801006, DOI:10.1109/TMAG.2023.3286026 (2023)
- (25) Akihiro Makino, He Men, Takeshi Kubota, Kunio Yubuta, Akihisa Inoue : "New Excellent Soft Magnetic FeSiBPCu Nanocrystallized Alloys With High B_s of 1.9 T From Nanohetero-Amorphous Phase", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.45, No.10, pp.4302-4305, DOI:10.1109/TMAG.2009.2023862 (2009)
- (26) Parmanand Sharma, Xin Zhang, Yan Zhang, Akihiro Makino : "Competition driven nanocrystallization in high B_s and low coreloss Fe-Si-B-P-Cu soft magnetic alloys", *Scripta Materialia*, Vol.95, pp.3-6, DOI.org/10.1016/j.scriptamat.2014.08.023 (2015)
- (27) E.Dastanpour, M.H.Enayati, A.Masood V.Strom : "Crystallization behavior, soft magnetism and nanoindentation of Fe-Si-B-P-Cu alloy on Ni substitution", *Journal of Alloys and Compounds*, Vol.851, 156727, DOI.org/10.1016/j.jallcom.2020.156727 (2021)
- (28) T. Takahashi, K. Yoshida, Y. Shimizu, A. D. Setyawan, M. Bitto, M. Abe, A. Makino : "Fe-Si-B-P-Cu nanocrystalline soft magnetic powders with high B_s and low core loss", *AIP Advances*, Vol.7, 056111, DOI.org/10.1063/1.4978408 (2017)
- (29) 帆足卓起: 「新アトマイズ技術の開発」, まてりあ, Vol.58, No.6, pp.336-337 (2019)
- (30) Masato Kuno, Naoto Onishi, Makoto Yamaki, Yosuke Imano, Akiri Urata : "Magnetic Properties of High- B_s Fe_{84.3}B₆P₉Cu_{0.7} Nanocrystalline Alloy Powder", *Abstract of 2023 IEEE International Magnetic Conference*, DOI:10.1109/INTERMAG50591.2023.10265097 (2023)
- (31) M. Kuno, N. Ono, Y. Imano, A. Urata, H. Oikawa, S. Okamoto : "Ultra-low core loss and high core saturation magnetization of nanocrystalline Fe-B-P-Cu powder cores fabricated by using a hot-press process", *Acta Materialia*, Vol.294, 121159, DOI.org/10.1016/j.actamat.2025.121159 (2025)
- (32) 金谷孝紀, 佐藤敏郎, 曾根原 誠: 「低保磁力かつ低鉄損な高周波帯電力変換用圧粉磁心の作製」, 電気学会マグネティック研究会資料, MAG-23-008, pp.39-43 (2023)
- (33) Yaqiang Dong, Qikui Man, Jijun Zhang, Chuntao Chang, Run-Wei Li, Xin-Min Wang : "Fabrication of FePBNbCr Glassy Cores With Good Soft Magnetic Properties by Hot Pressing", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.51, No.11, 2006704, DOI:10.1109/TMAG.2015.2446998 (2015)
- (34) Peng Cao, Ying Liu, Jun Li, Jiao Du, Renquan Wang, Tingchuan Zhou : "Enhanced Magnetic Properties of Hot-Pressed Fe-Based Nanocrystalline Powder Cores With Low-Melted Glass-Modified Insulating", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.57, No.4, 2800407, DOI:10.1109/TMAG.2021.3057878 (2021)
- (35) TECHNO-FRONTIER 2016 : 「アルプス電気など、独自素材「リカロイ」を用いたパワーインダクタ」, https://news.mynavi.jp/techplus/article/20160422-technofrontier2016_5/

- (36) 太田恵造：「磁気工学の基礎Ⅱ」，共立出版，初版6刷，p.363 (1976)
- (37) 榊 陽，佐藤敏郎：「高周波用磁心の大幅損失と小振幅パラメータ ($\tan \delta$) との関係」，電子情報通信学会論文誌 C, Vol.J68-C, No.6, pp.462-467 (1985)
- (38) BASF：“CARBONYL IRON POWDER”，https://electronics-electric.basf.com/global/en/electronics/products/carbonyl_iron_powder
- (39) Yuichiro Sugawa, Kazuma Ishidate, Makoto Sonehara, and Toshiro Sato：“Carbonyl-Iron/Epoxy Composite Magnetic Core for Planar Power Inductor Used in Package-Level Power Grid”，*IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.49, No.7, pp.4172-4175, DOI:10.1109/TMAG.2013.2250925 (2013)
- (40) 小枝真仁，原田明洋，小野裕之，石倉友和，黒田朋史，茂呂英治：「高周波対応パワーインダクタ開発のためのカルボニル鉄粉についての研究」，電気学会基礎・材料・共通部門誌，Vol.131, No.11, pp.949-954, DOI.org/10.1541/ieejfms.131.949 (2011)
- (41) Yoshihiko Yokoyama, Yousuke Suenaga, Torao Yamagata：“New atomization technology products fine amorphous metal powders”，*Powder Injection Moulding*, Inovar Communications Ltd., Vol.7, No.1, pp.24-25 (2013)
- (42) 戸田工業ホームページ：https://www.todakogyo.co.jp/product/img/Resin_composite_soft_ferrite_powder-Flyer.pdf, https://www.todakogyo.co.jp/product/img/Electronic_parts_soft_ferrite_powder-Flyer.pdf
- (43) 同上：<https://www.todakogyo.co.jp/rd/wet.html>
- (44) Y. Shimada, Y. Endo, M. Yamaguchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Imano：“Production of Magnetically Soft Submicron Particles From Aqueous Solutions and Characterization”，*IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.45, No.10, pp.4298-4301, DOI:10.1109/TMAG.2009.202495 (2009)
- (45) 村田啓太，宮崎孝道，増本 博，遠藤 泰：「アモルファス Fe-B 軟磁性微粒子の静的・動的磁気特性」，日本磁気学会論文特集号，Vol. 5, No. 1, pp.1-5, doi.org/10.20819/msjtmjsj.21TR310 (2021)
- (46) 佐藤光晴，吉田栄吉，菅原英州，島田 寛：「扁平状センダスト・ポリマー複合体の透磁率と電磁波吸収特性」，日本応用磁気学会誌，Vol.20, No.2, pp.421-424, doi.org/10.3379/jmsjmag.20.421 (1996)
- (47) 相川芳和，柳本 勝：「電磁波吸収特性に及ぼす粉末の粒度および塑性加工の影響」，山陽特殊製鋼技報，Vol.9, No.1, pp.59-63 (2002)
- (48) 製品紹介：「ノイズ抑制シート用 軟磁性金属扁平粉末」，山陽特殊製鋼技報，Vol.23, No.1, pp.34-35 (2016)
- (49) 御子柴 駿，嶋博司，茶谷健一：「軟磁性金属扁平粉末を用いた高周波電源用薄型磁心材料の開発」，第42回日本磁気学会学術講演概要集，13aC-3 (2018)
- (50) Ying Yuan, Inagaki Yutaro, Nomata Ryu, Sonehara Makoto, Sato Toshiro：“Fabrication of Fe-based soft magnetic flake powders for flake-composite magnetic sheet core”，電気学会マグネティックス研究会資料，MAG-21-046, pp.17-22 (2021)
- (51) Kun Qian, Alexander S. Sokolov, Qifan Li, Chins Chinnasamy, Samuel Kernion, and Vincent G. Harris：“High Performance Metallic Amorphous Magnetic Flake-based Magnetodielectric Inductors”，<https://arxiv.org/pdf/1806.02486> (2018)
- (52) Micrometals ホームページ：<https://www.micrometals.com/products/materials/rf/>
- (53) Christopher G. Oliver：“Powder Core Materials for Magnetic Components in GaN and SiC Power Devices”，*2016 Applied Power Electronics Conference (APEC2016)*, Industry Session, IS09.6, Long Beach, CA, USA (2016)
- (54) Kanako Sugimura, Daisuke Shibamoto, Naoki Yabu, Tatsuya Yamamoto, Makoto Sonehara, Toshiro Sato：“Surface-Oxidized Amorphous Alloy Powder/Epoxy-Resin Composite Bulk Magnetic Core and Its Application to Megahertz Switching LLC Resonant Converter”，*IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.53, No.11, #2801406, DOI:10.1109/TMAG.2017.2718042 (2017)
- (55) Yuichiro Yazaki, Kazuma Ishidate, Kazuhiro Hagita, Yuta Kondo, Saki Hattori, Makoto Sonehara, Toshiro Sato, Tetsuro Watanabe, Yuto Seino, Nobuhiro Matsushita：“Embedded planar power inductor in an organic interposer for package-level dc power grid”，*IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.50, No.11, #8401304, DOI:10.1109/TMAG.2014.2327965 (2014)
- (56) 若林和志，村田啓太，宮崎孝道，増本 博，遠藤 泰：「複合配向化した軟磁性微粒子コンポジット材の磁気特性に関する研究」，日本磁気学会論文特集号，Vol.7, No.1, pp.11-15, doi.org/10.20819/msjtmjsj.23TR513 (2023)
- (57) R. Ramprasad, P. Zurcher, M. Petras, and M. Miller：“Magnetic properties of metallic ferromagnetic nanoparticle composites”，*Journal of Applied Physics*, Vol.96, No.1, pp.519-529, doi.org/10.1063/1.1759073 (2004)
- (58) Hideki Oyama, Nanami Kawada, and Toshiro Sato：“Magnetic Properties of Soft Magnetic Powder/Epoxy Composite Sheet”，*IEEE Transactions on Magnetics*, Vol.59, No.11, # 2001205, DOI:10.1109/TMAG.2023.3288912 (2023)
- (59) Toshiro Sato：“Fe-based Metal Composite Magnetic Core and Its Application to High-frequency Switching DC-DC Converter”，*2018 International Workshop on Power Supply on Chip*, NCTU, Hsinchu, Taiwan (2018)
- (60) Ken'ichi Chata'ni：“Soft magnetic Metal-flake Composite Material Suitable for Highly Integrated Power Modules”，*2018 International Symposium on 3D Power Electronics Integration and Manufacturing (3D PEIM2018)*, College Park, MD, USA (2018)
- (61) Dongbin Hou, Yipeng Su, Qiang Li, Fred C. Lee：“Improving the Efficiency and Dynamics of 3D Integrated POL”，*Proceedings of 2015 Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC2015)*, pp.140-145, Charlotte, NC, USA (2015)
- (62) 小池航太，金谷孝紀，多田智哉，曾根原 誠，南澤俊孝，佐藤敏郎：「Fe系ナノ結晶合金扁平粉末積層シート磁心の磁気特性とナノ結晶化熱処理温度依存性」，電気学会マグネティックス研究会資料，MAG-21-129, pp.39-44 (2021)
- (63) Soichi Kimura, Kota Koike, Motohiro Kanai, Ryohei Miyata, Toshitaka Minamisawa, Kousuke Miyaji, Makoto Sonehara, and Toshiro Sato：“Fabrication of Fe-based Nanocrystalline Spherical and Flake Powder Composite Magnetic Cores for Tens of MHz and Their Application to Planar Power Inductor”，*IEEE Transactions on Fundamentals and Materials*, Vol.144, No.6, pp.199-206, doi.org/10.1541/ieejfms.144.199 (2024)

1.4 磁気特性計測法

キーワード：鉄損測定，マイナーループ，直流重畳特性

1.4.1 磁化曲線と透磁率

軟磁性材料の動特性を評価するための計測技術は，パワエレ用磁気受動素子の研究開発において重要な役割を担っている。軟磁性材料の動特性は一般に透磁率 μ によって表されるが，本章 1.1 項で示した通り，磁性体は磁界印加履歴依存性（磁気ヒステリシス），周波数分散，動作点や励磁振幅に依存する非線形性といった複雑な挙動を示すため， μ の値は一意に決まらず，磁界印加履歴や測定条件などにより変化する。その中でもパワエレ技術において特に重要な各 μ 値は本章 1.1 項の表 2.1.1.1 にまとめられている。加えて透磁率測定において，パワエレ技術開発に必要な全ての測定条件を単一の計測技術でカバーすることは困難なため，測定条件により異なる計測技術を用いる必要があり，また測定条件の更なる拡張のため，新計測技

術の開発も盛んに行われている。従って軟磁性材料の動特性評価においては、各々の計測技術の原理、カバー可能な測定条件及び得られる結果について理解し、複数の測定結果を総合的に評価して被測定試料の挙動の物理的解釈に繋げることが必須となる。

(1) 「磁化動特性」における透磁率の分類

測定する物理量の定義は、計測技術を論ずる上で基本となるため、ここではまずパワエレ技術において「磁化動特性」を評価する際に用いられる各 μ 値について論ずる。本章 1.1 項では、パワエレ技術において重要な μ 値として、初透磁率 μ_i 、増分透磁率 μ_Δ 、微分透磁率 μ_{diff} の3つを挙げている。それらの定義は 1.1.1 項にある通り、静磁化曲線を元としているため、「静磁気特性」、つまり低周波の極限における透磁率としては全く厳密である。しかしながら、本稿では交流励磁における透磁率及び、それらの計測技術について論ずるため、動作点を定めるための直流励磁磁界と、磁化動特性を得るための交流励磁磁界という2つの励磁条件を考慮する必要がある。従って表 2.1.4.1 に示す通り、各 μ 値はそれぞれ異なる直流、交流励磁条件において定義され、特に注意すべき点は、物理的意味も目的も異なる2つの微分透磁率 μ_{diff} が考えられることである。本稿ではこれらを微分透磁率 1 (μ_{diff1}) 及び微分透磁率 2 (μ_{diff2}) と区別し、同表に示された各 μ 値の定義及び測定時の励磁条件について述べる。

表 2.1.4.1 パワエレ用軟磁性材料における「磁化動特性」の評価に用いられる代表的な透磁率及び励磁条件

透磁率	測定値	直流励磁磁界	交流励磁磁界		高周波透磁率 測定手法*
			振幅	周波数	
初透磁率(μ_i)	複素数	0	微小	広帯域	2, 3, 4, 5, 6, 7, 8
増分透磁率(μ_Δ)	複素数	任意	有限	励磁可能周波数以下	2, 3, 4, 6, 8
微分透磁率 1(μ_{diff1})	実数	任意	有限	励磁可能周波数以下	2, 3, 4, 6, 8
微分透磁率 2(μ_{diff2})	複素数	任意	微小	広帯域	2, 3, 4, 5, 6, 8

*: 各番号に対応する測定法は本章 1.4.2 項にて紹介

静磁気特性における μ_i は、図 2.1.1.3 に示す通り、初磁化曲線の原点での傾き dB/dH として定義される。交流励磁における μ_i も数式的には同じ定義に従う。従って測定時において試料は消磁状態、直流励磁磁界は 0、交流励磁磁界の振幅 dH は理想的には無限小、実際の測定においても十分な検出感度が得られる限り微小振幅が用いられる。一方周波数は広帯域にわたり測定可能である。高周波においては磁化の応答に位相遅れが生じるため、 μ_i は一般に複素数となる。

次に静磁気特性における μ_Δ は、直流励磁磁界と有限振幅の準静的な励磁磁界 ΔH の和を印加し、その励磁条件における ΔH に対する磁束密度の平均変化 ΔB の比率 $\Delta B/\Delta H$ として定義される。交流励磁における μ_Δ も、 ΔH が交流となる以外は同じ定義に従う。そのため実際の測定では、パワエレ回路実動作時における励磁条件を模すため、直流励磁磁界と有限振幅の交流励磁磁界を重畳して印加し、取得したマイナーループから平均的な ΔB を決定して $\mu_\Delta = \Delta B/\Delta H$ を見積もる。ただしこの手順に単純に従うと試料が示す磁気損失、つまりマイナーループの面積を表現することができない。従ってパワエレ技術においては、マイナーループを楕円で近似することにより、 μ_Δ を複素数に拡張し、損失を含む物理量として用いることが多い。また周波数は有限の ΔH が発生可能な交流励磁磁界のそれ以下に限られる。

最後に微分透磁率であるが、基本的には磁化曲線上のある一点における接線の傾き dB/dH として定義される。しかし交流励磁においてはソフトウェア微分とハードウェア微分の2つの方法が考えられる。まず μ_{diff1} は、 μ_Δ と同様に実動作時を模した励磁条件におけるマイナーループを取得し、その中の一点の傾きをソフトウェア的に決定する。従って用いられる計測法も μ_Δ と同じであり、 μ_Δ と μ_{diff1} はマイナーループの解析手法の違いとして考えることができる。ただし μ_{diff1} はその定義から常に実数となり、損失を表すことはできない。パワエレ技術において、 μ_{diff1} は例えばマイナーループ形状を解析する際のパラメータの一つ、あるいは大振幅励磁において逆起電力を見積もる際に必要な、磁化曲線上のある一点での透磁率として用いられることが多い。また実際の測定において、 μ_Δ と μ_{diff1} はしばしば同義で用いられることがあるので、注意する必要がある。

一方 μ_{diff2} は、数式的には μ_{diff} と同じ定義に従うが、実際の測定においてはハードウェアにより微分を行う。具体的には、直流励磁磁界と微小振幅の交流励磁磁界 dH を重畳して印加し、小信号インピーダンスから μ を見積もる。従って μ_i と同様に広帯域にわたり測定可能であり、その値は一般に複素数となる。この励磁条件のため μ_{diff2} は大きな交流電流が流れる磁気受動素子用材料の評価には用いられないが、ノイズフィルタ用インダクタなど、EMI 対策部品においては、直流重畳した状態での小信号インピーダンスが必要となる場合があり、そのような用途に向けた材料の評価指標としては重要である。

(2) 磁化曲線の変化

交流励磁における透磁率を測定する計測技術では、励磁振幅 dH (無限小) あるいは ΔH (有限時) 及び周波数 f の2つが特に重要なパラメータである。本項で紹介する各種計測技術は、それぞれ異なる励磁振幅及び周波数の範囲で μ を測定し、

得られる結果もこれらのパラメータにより変化する。ここではこれらのパラメータが測定結果に及ぼす影響について論ずる。議論を簡単にするため、磁壁移動による磁化過程だけを仮定し、磁化回転など他の磁化過程は考慮しない。

まず図 2.1.4.1(a)を用いて μ_i ないしは μ_{diff2} について考える。これらは微分係数 dB/dH として定義されるので、 dH は無限小であり、その場合 dB は dH に比例すると考えて良い。低周波 ($f \rightarrow 0$) では磁壁は磁界に遅れずに追従するので、青線で示されるようにマイナーループは直線となり、 μ は実数となる。 f が高くなるに伴い、1.1.2 項で示された渦電流などの動的挙動により、磁壁の磁界に対する応答が遅れが生じ、その結果マイナーループ形状は緑線で示されるように楕円となる。この場合 dB は複素数となり、 dH が最大振幅と 0 の時の B の変化分、つまり図 2.1.4.1(a)における dB' と dB'' が実部と虚部になる。よって μ も複素数となり、その虚部が損失項に対応する。さらに f が高くなると、磁壁が磁界に遅れなくなり真空の寄与だけが残るので、赤線で示されるようにマイナーループは潰れてゆき、 μ は 1 に漸近する。ただし実際には f が高くなるにつれ、磁化の機構が磁壁移動から磁化回転、さらには自然共鳴へと変わっていき、それぞれの機構が異なる周波数分散を示すため、 μ は 1 に単調には漸近しないことが多い。

次に図 2.1.4.1(b)を用いて μ_Δ ないしは μ_{diff1} について考える。この測定において励磁振幅 ΔH は無限小ではないため、磁化の変化 ΔB は ΔH に比例せず、低周波におけるマイナーループは、青線で示されるような 2 次曲線の組み合わせ（レーリーループ）で近似される形状となり、その内部面積がヒステリシス損失になる。 f が高くなるに伴い、(a)と同様に渦電流などの動的挙動による損失が加わり、緑線で示されるようにマイナーループの面積が大きくなる。さらに f が高くなると、磁壁が応答しなくなるため、赤線で示されるようにマイナーループは潰れてゆく。上述した通り μ_Δ の定義に単純に従うと、損失が表現できないため、パワエレ技術では、図 2.1.4.1(b)に示されるような一連のマイナーループ形状において、青線や緑線のように損失が有限な場合、それを内部面積が同一の楕円で近似することにより、 μ_Δ を複素数に拡張して、損失を含む物理量として用いることが多い。これは、磁気損失を励磁磁界の基本周波数における磁化の位相遅れ成分で表すことと同じである。一方これらの曲線形状から明らかな通り、磁化特性の非線形性によりマイナーループは一般に楕円とは異なる形状を取るが、これは高調波成分による損失寄与分が存在することを意味する。従って損失機構の詳細を解析する場合は、 μ_Δ という単一の複素数値ではなく、マイナーループ形状そのものに立ち返る必要がある。

(3) 反磁界の影響

各種測定手法の紹介に先立ち、一般に当てはまる注意点として、反磁界の影響について簡単に述べる。全ての透磁率測定は、被測定試料に磁界を印加して磁化し、それによる磁束変化を検出する。しかし磁性体が磁化されると、試料内部に磁化と反対方向に反磁界が生じ、これにより試料が実際に感じる磁界が減少するため、磁束変化も小さくなる。これは実際に測定される実効透磁率 μ_{eff} が、材料本来の μ より小さくなることを意味する。一様に磁化された試料における、磁化と反磁界の比は反磁界係数 N_D と呼ばれ、試料形状によって決まる 2 階のテンソル、すなわち行列となる。 N_D は試料形状が楕円体の時には試料内部の位置によらず一定となり、その 3 主軸方向に沿って対角化された行列となる。形状が楕円体でない場合、 N_D は試料内部の位置により変化する。また 3 主軸に沿った反磁界係数をそれぞれ N_x , N_y , N_z とすると、 $N_x + N_y + N_z = 1$ が成り立つ⁽¹⁾。一例として、厚さ t の薄帯試料を直径 d ($\gg t$) の薄い円盤形状に切り出し、面直方向に磁化した際の反磁界係数 N_z は、近似的に以下の式で与えられる⁽²⁾⁽³⁾。

$$N_z \approx 1 - \frac{3\pi}{4} \cdot \frac{t}{d} \tag{2.1.4.1}$$

次に、面内方向の反磁界係数 N_x は、形状の対称性より $2N_x + N_z = 1$ が成り立つため、以下の式となる。

$$N_x = 0.5(1 - N_z) \approx \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{t}{d} \tag{2.1.4.2}$$

一方、材料の磁化率 χ 、磁界印加方向の反磁界係数 N_D の試料の実効透磁率 μ_{eff} は、以下の式で与えられる。

$$\mu_{eff} = \frac{\chi}{1 + \chi N_D} + 1 \tag{2.1.4.3}$$

この式は $|\chi N_D| \gg 1$ の場合、材料本来の μ にかかわらず $\mu_{eff} \rightarrow 1/N_D + 1$ に収束してしまう、すなわち μ_{eff} は試料の形状によって決まってしまうことを示している。従って材料本来の μ を正しく見積もるためには、例えば上述の薄い円盤形状であれば、

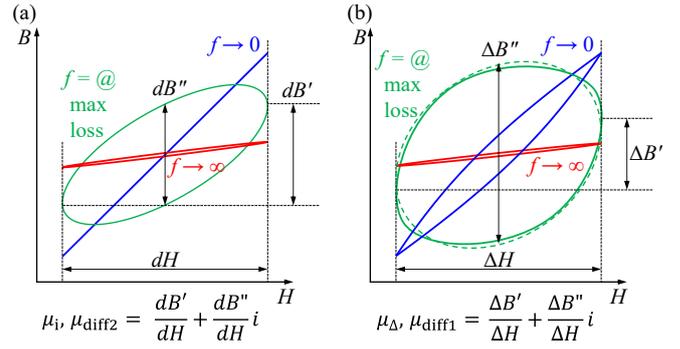


図 2.1.4.1 マイナーループ形状の周波数による変化の例及び、透磁率 μ のループ形状との対応。(a)は励磁振幅 dH が無限小、(b)は振幅 ΔH が有限の場合。両図において、青、緑、赤は、周波数 $f \rightarrow 0$, f が最大損失時, $f \rightarrow \infty$ に対応。(b)の緑点線は緑実線マイナーループの楕円近似

$|\chi N_D| \approx |\chi| \cdot 3\pi/8 \cdot t/d \ll 1$ を満たす大きさの試料を用意するか、あるいは N_D の値を正確に算出し、 μ_{eff} から μ を逆算する必要がある。しかしながら試料形状に関しては、melt span 法で製造された薄帯試料の一般的な厚さ t は数 $10 \mu\text{m}$ 程度で、数 100 以上の高い μ を持つ軟磁性材料においてこの条件を満たすためには、試料の直径 d を非常に大きくする必要が生ずる。また反磁界係数 N_D は、上述したように試料形状が楕円体以外の場合は試料内部の位置により変化し、その正確な算出は困難である。従って、高 μ 材料を反磁界の影響なく正確に測定するには、被測定試料が $N_D=0$ となるように閉磁路を形成する必要がある。本章 1.4.2 項で紹介する測定手法のうち、1 と 8 は試料形状が閉磁路を形成することが原理的に不可能なため、また 6 も磁心がトロイダルでない場合は閉磁路を形成しないため、実効透磁率 μ_{eff} しか測定できない。4 と 5 はリターンヨークが磁路の一部を形成するため、その磁気抵抗が被測定試料のそれより十分低い条件においては材料本来の μ が測定可能である。3 は被測定試料を井桁状に組むことにより、また 2 と 7 は試料が通常トロイダル形状であり、6 も磁心がトロイダルであれば、試料が閉磁路を形成するので、いずれも $N_D=0$ となり、反磁界の影響を受けずに材料本来の μ が測定できる。これらの違いについては、各々の測定手法の概説においてより詳細に説明する。

1.4.2 透磁率測定手法

本項で紹介する計測技術がカバーする、周波数と励磁磁界強度の大きな範囲を図 2.1.4.2 に示す。パワーレ用磁気受動素子はより高周波、大振幅で動作することが望まれるが、透磁率測定は一般に高周波、大振幅励磁になるほど難しくなるため、測定条件や目的に応じて様々な計測技術が用いられる。本項では、基本的な計測技術として、以下の 8 つの測定手法について概説する。

1. 振動試料型磁力計 (VSM) (4)-(6)
2. 2 コイル法 ($M-H$ ループトレーサ, $B-H$ アナライザ) (7)(8)
3. エプスタイン試験 (JIS C 2550-1) (9)
4. 単板磁気特性試験 (JIS C 2556) (10)(11)
5. フェライトヨーク法 (12)
6. インダクティブ法 1 (13)
7. インダクティブ法 2 (14)
8. 交流磁化率測定法 (15)(16)

これらの測定手法を動作原理によって大まかに分類すると、1 は試料を機械的に振動させ、その速度変化による起電力を測定する。2,3,4,8 は 2 コイル法に属し、励磁コイルに交流電流を流して試料の磁化を振動させ、その磁束変化による起電力を独立した検出コイルで測定する。5,6,7 は 1 コイル法に属し、交流電流による試料の磁化振動と、その磁束変化による起電力の検出を同一コイルで行う。ただし同一原理に基づいた測定手法であっても、本項の表 2.1.4.1 や図 2.1.4.2 に示される通り、実際の装置構成や試料形状などにより、測定範囲や測定可能な物理量は異なるため、各々の測定手法の特徴を把握し、目的に応じて適切な測定手法を選択することが重要である。

(1) 振動試料型磁力計 (VSM)

VSM は試料の静磁化曲線を測定する最も一般的な測定手法である。図 2.1.4.3 にその原理図を示す(4)-(6)。試料をロッドに固定し、電磁石の磁極間に挿入する。電磁石より発生した磁界を印加して試料を磁化すると、試料の磁化に比例した磁束が検出コイルに鎖交する。ロッドを加振器により上下に振動させ鎖交磁束を変化させると、検出コイルに誘導起電力が発生するので、その振動周波数成分をロックイン検出することにより、試料の磁化に比例した信号が高感度で得られる。印加磁界をスイープしつつこの測定を行うことにより、静磁化曲線が得ら

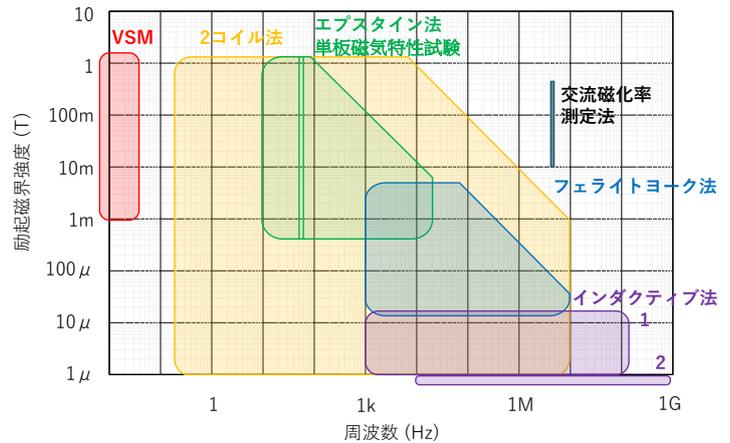


図 2.1.4.2 各種透磁率測定手法の大まかな測定範囲

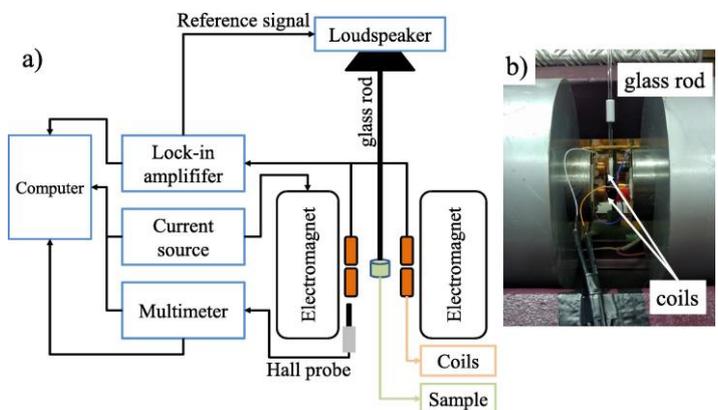


図 2.1.4.3 VSM のブロック図及び試料周りの写真(6)

れ、それより本章 1.1.1 項において定義されている各種透磁率が決定できる。市販の VSM における一般的な振動周波数は数 10 Hz 程度である。ただしこれは試料の機械的な振動周波数であり、磁化の振動ではないので、混同しないように注意する。検出信号を試料の磁化絶対値に変換するためには、検出信号と磁化の比例定数が必要だが、これは飽和磁化があらかじめ判っている標準試料（最も一般的に用いられるのは純 Ni）を測定して決定する。

VSM は固体試料だけでなく、セル中に液体や粉末試料を封入することにより、様々な形態の試料を測定することができる。印加磁界は、常温電磁石であれば最大 3 T 程度、超電導磁石では 18 T 程度まで発生可能である。一方軟磁性材料など低磁界での磁化を測定したい場合は、ヘルムホルツコイルに地磁気キャンセル機能を付与し、非常に高い分解能で印加磁界を制御しつつ磁化測定できる装置も市販されている。VSM はロックイン検出により外部ノイズを除去するため感度も高く、 $10^{-9} \text{ A} \cdot \text{m}^2 (=10^{-6} \text{ emu})$ 程度の大きさの磁化測定が報告されている。そのため強磁性体だけでなく、常磁性体や反磁性体など、極めて磁化が弱い試料の測定にも用いられる。

上述の通り、VSM は静磁化曲線の測定においては極めて広い汎用性を示すが、パワエレ用軟磁性材料の測定においてはいくつか注意点もある。一点目は、VSM の磁界スイープ速度は電磁石及びロックイン検出の時定数に依存し、どんなに速くとも 1 スイープあたり数 10 秒程度はかかるため、磁化の動的挙動を得るのはほぼ不可能なことである。もう一点は、試料を電磁石の磁極間に挿入するという構造上、試料が閉磁路を形成することは不可能であり、また VSM の磁極間隔は通常数 cm 程度で、試料サイズはそれ以下でないと挿入できないため、高 μ で厚い試料では反磁界の影響が不可避なことである。具体的には、反磁界は試料の磁化が 0 であれば発生しないため、保磁力 H_c には影響を及ぼさない。また試料が完全に飽和するほど十分な磁界を印加すれば、飽和磁束密度 B_s も正しく評価できる。しかし $B-H$ 曲線の形状は反磁界により変化するため、残留磁束密度 B_r や、 μ_i 、 μ_{diff} 、 μ_{Δ} といった各種透磁率は影響を受ける。初磁化曲線を測定するには、試料を消磁する必要があり、通常は減衰振動磁界を印加する交流消磁法が用いられる。しかし VSM の電磁石でそのような磁界を発生させることはできないため、VSM 単体では初磁化曲線や μ_i の測定は困難である。

(2) 2 コイル法 ($M-H$ ループトレーサ, $B-H$ アナライザ)

本方式に基づく市販の測定装置は、一般に $M-H$ ループトレーサあるいは $B-H$ アナライザと呼ばれる⁽⁷⁾⁽⁸⁾。図 2.1.4.4 の原理図に示す通り、トロイダル形状の試料に励磁コイルと検出コイルを巻き、励磁コイルに電流 i を流すことにより、以下の式で与えられる磁界 H が試料の円周方向に印加される。

$$H = \frac{N_1 i}{l} \quad (2.1.4.4)$$

これにより試料が磁化され、検出コイルに磁束の時間微分に比例する電圧が発生するので、これをオペアンプと抵抗 R 及びコンデンサ C で構成された積分回路により積分する。試料の磁束密度 B は、積分回路の出力電圧 V_{OUT} から以下の式により見積もられる。

$$B = \frac{CR}{N_2 A} V_{\text{OUT}} \quad (2.1.4.5)$$

よって i を変化させながら B を測定することにより、 $B-H$ 曲線を得ることができる。本測定手法は、励磁及び検出が共に純電氣的であり、

VSM のように大型の電磁石や加振器を使わないことから、低周波から高周波、また小振幅から大振幅励磁まで最も幅広い測定条件をカバーすることができる。例えばパーマロイやセンダストなどの高 μ 材料では、低周波及び小振幅の電流を励磁コイルに流してゆっくりと試料を磁化し、それによる磁束変化を検出することにより、VSM と同様の静磁化曲線が得られる。一方高周波、大振幅の電流を励磁コイルに流す、あるいは交流と直流の重畳電流を流すなど、実際のパワエレ回路内における動作に近い条件での試料の $B-H$ 曲線を測定することも可能である。試料がトロイダル形状の場合には、原理的に反磁界の影響を受けず、そのため材料本来の μ が得られるというのも、VSM と比較した際に有利な点である。

以下に本手法の注意点を挙げると、まず測定するトロイダル形状の試料一つずつにコイルを巻くため、測定準備に手間がかかる。またコイルは測定条件により最適な線径や巻線数を選ぶ必要がある。例えば大振幅の交流電流、あるいは直流重畳特性を測るため大きな直流電流を励磁コイルに流す場合は、必然的に太い線を使う必要がある。さらに交流電流が大振幅、高周波の場合、励磁コイルに大きな誘導起電力がかかるので、絶縁にも注意する必要がある。逆に低周波での特性を測る場合、検出コイルに発生する誘導起電力は周波数と巻線数に比例するため、巻線数 N_2 を増やして検出電圧を高めないと、十分な SN 比で信号検出することが困難になる。

検出コイルに発生する電圧は、鎖交する磁束全ての時間変化に比例する。試料の μ が高く、また試料断面が検出コイル断面の十分な割合を占めていれば、試料の磁束が支配的なので問題ないが、試料の μ が低く、試料形状が箔や薄膜など、その断面積が検出コイル断面と比較しずっと小さい場合は、励磁コイルにより発生し、試料を通過せずに検出コイルに直接鎖交する磁束の寄与を引く必要がある。励磁コイルによる磁界や磁束分布はコイルの巻き方に依存するが、試料形状が同じであっても、

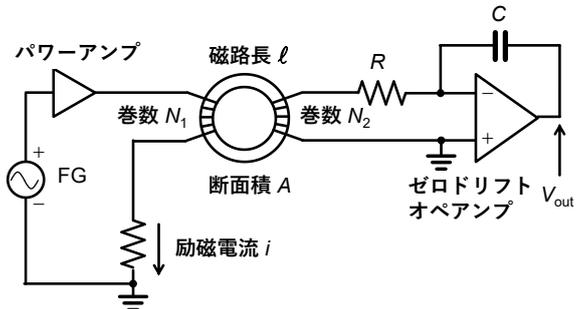


図 2.1.4.4 2 コイル法の原理図⁽⁸⁾

コイルを複数の試料に全く同一に巻くことは難しい場合があり、そのため特に低 μ の試料では、試料間の測定再現性が低くなる傾向がある。

(3) エプスタイン試験

エプスタイン試験は JIS C 2550-1 により標準化された、電磁鋼板の最も基本的な磁気測定法である⁽⁹⁾。図 2.1.4.5 に示すように、試料を励磁するための励磁コイル（一次コイル）と磁化を検出するための検出コイル（二次コイル）を施したエプスタイン測定枠に、 30×280 mm の短冊状試料を複数枚挿入して井桁状に組み、閉磁路を形成する。励磁コイルに流す電流値から磁界強度を、検出コイルに誘起される電圧から試料の磁束を取得して $B-H$ 曲線を測定し、透磁率や鉄損などの各種磁気特性を見積もる。本測定手法は原理的には 2 コイル法だが、エプスタイン測定枠に一、二次コイルがあらかじめ施されており、試料ごとにコイルを巻く必要がないこと、被測定試料の厚さにより試料サイズや枚数が規定されており、測定の再現性が高いことから、軟磁性材料の標準的な測定法として、商取引の際の磁気特性を取得するのに用いられる。本測定方法は商用電源周波数である 50 / 60 Hz における透磁率測定のために標準化されているが、20 kHz 程度まで周波数帯域を拡張することも可能である。本測定方法の詳細については参考文献⁽⁹⁾を参照されたい。

(4) 単板磁気特性試験

エプスタイン試験は、多数の試料を井桁状に組む必要があるため、試料間のばらつき評価や、試料に応力をかけた際の磁気特性の変化などを測定することはできない。これらを可能にするのが単板磁気特性試験である。図 2.1.4.6 に示すように、被測定試料をコイルに挿入し、その両端を高透磁率かつ試料より十分大きな断面積を持つヨークで挟み、閉磁路を形成する。コイルは二重になっており、励磁コイルに電流を流して試料を磁化し、検出コイルでその磁束変化を検出する。本測定手法も基本原理は 2 コイル法であり、ヨークの磁気抵抗が試料のそれより十分小さければ、試料本来の μ が得られる。本測定手法も基本的には 50 / 60 Hz の商用電源周波数における磁気特性を取得することを目的とし、JIS C 2556 によってコイルやヨークの構造や材料、試料のサイズ、測定条件などが規定されており、磁性材料の標準測定の一つとして幅広く用いられている⁽¹⁰⁾。ただし、周波数帯域を高周波側に拡張する、試料に応力を印加する、フェライトヨークを用いて損失を低減し、試料の損失評価を高精度化するなど⁽¹¹⁾、各種の拡張を施した測定装置も軟磁性材料の研究開発において用いられている。本測定法の詳細については参考文献⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾などを参照されたい。

(5) フェライトヨーク法

上述した測定手法のうち (2) から (4) は 2 コイル法、つまり試料の磁化と磁束変化の検出を、それぞれ独立した励磁コイル及び検出コイルを用いて行う測定系である。しかし、より簡便な方法として、励磁と検出の両方を 1 つのコイルで行うことも可能である。フェライトヨーク法では、図 2.1.4.7 に示すように、帯状試料の両端にフェライトヨークを接触させ、磁気回路的に短絡することにより閉磁路を形成し、フェライトないしは試料に巻かれたコイルのインピーダンスを測定して μ を見積もる。コイルはフェライトヨーク側に巻いても、あらかじめ巻いたコイルに試料を挿入しても原理的には動作するが、後者の方がフェライトヨークや試料が小さくても測定しやすいため、一般的なようである。ヨークに抵抗率が高いフェライトを用いることにより、高周波まで渦電流損失が抑制され、透磁率の低下が防げる。本方式はフェライトヨークの渦電流損失が問題にならない 10 MHz 程度までの周波数範囲の透磁率測定によく用いられる。

本測定法はインピーダンスアナライザがあるいは LCR メータと組み合わせることが多く、その場合コイルに流れる電流はせいぜい数 10 ~ 数 100 mA 程度と小さい。そのため得られるのは μ_i や μ_{diff2} に限られる。 $B-H$

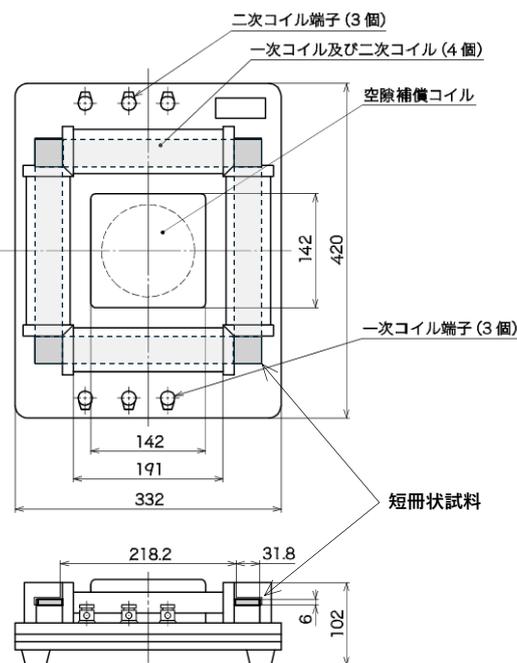


図 2.1.4.5 エプスタイン試験器⁽⁹⁾

本図は試料の挿入位置を明示するため、原図（参考文献⁽⁹⁾の図 JA.2）において、試料をグレーに変更し、ラベルと矢印を追加。

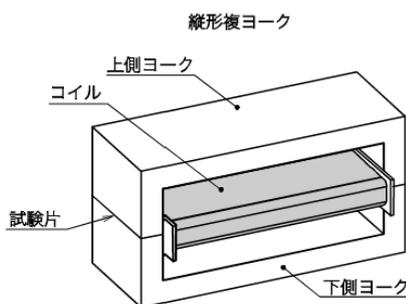


図 2.1.4.6 単板磁気特性試験器⁽¹⁰⁾

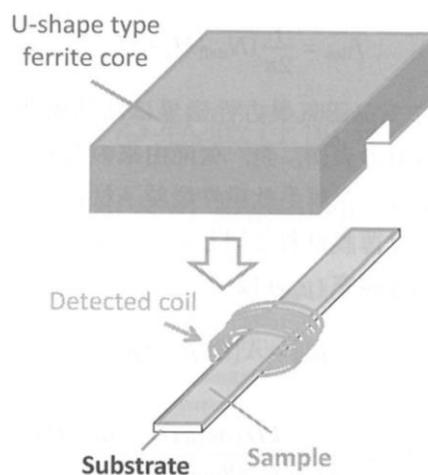


図 2.1.4.7 フェライトヨーク法透磁率測定原理図⁽¹²⁾

アナライザ,あるいは大出力の高周波アンプと組み合わせれば,大振幅励磁での μ_{Δ} や μ_{diff} 測定が可能になるが,その場合励磁によりフェライトヨークの温度が上昇し,その磁気特性が変化する可能性があるので,温度変化の影響に注意する必要がある。

(6) インダクティブ法1

被測定試料である磁心に1つのコイルを巻き,そのインダクタンスを測ることにより,磁心の磁気特性を見積もる方法は,一般にインダクティブ法と呼ばれている。これには大きく分けて2つの方法がある。

一つは,実際に使用する形状の磁心にコイルを巻いてインダクタを形成し,LCRメータやインピーダンスアナライザなどを用いてそのインダクタンスを測定する方法である⁽¹³⁾。測定目的が磁心の材料特性評価ではなく,インダクタという受動素子としての特性評価である場合は,この方法が最も簡便かつ直接的である。一般的なLCRメータやインピーダンスアナライザは,被測定素子に流す交流電流は最大で数10~数100mA程度,測定可能な素子電圧は数V程度なので,通常は小振幅励磁による μ_i や μ_{diff} のみ測定可能である。ただし数~数10A程度の直流バイアス電流を流せる機種があるので,そのような装置を用いれば直流電流重畳特性は広範囲にわたって測定することが可能である。磁心の特性だけを評価したい場合,まず十分大きな直流バイアス電流を流して磁心を飽和させ,コイルだけのインダクタンスを測定し,次に磁心が非飽和状態でのインダクタンスを測定してそこからコイルのインダクタンスを引くことにより,磁心の寄与を分離することができる。

図2.1.4.8に示されるように磁心が閉磁路を形成する場合は, $N_D=0$ となるので,インダクタンスの磁心の寄与分を L とした場合,以下の式から材料本来の透磁率 μ を見積もることが可能である。

$$\mu = \frac{Ll}{N^2S} \quad (2.1.4.6)$$

この方法は原理的には簡便ではあるが,励磁コイルと検出コイルが共通なので,コイルの巻線端子で観測される電圧には,磁束変化に伴う起電圧だけでなく巻線の抵抗成分に起因する電圧が加わり,そのため鉄損と銅損の分離が難しく,測定精度に限界がある。また上述した通り通常のLCRメータやインピーダンスアナライザは小振幅の交流信号しか扱えず,大振幅励磁の測定を行うには大出力の高周波アンプを備えたカスタムの測定装置を構築する必要があり,必ずしも安価,簡便にはならない。高精度,大振幅励磁で磁心の動特性を評価する場合は,2コイル法の方が有利なことが多い。一方2コイル法では巻線間容量の影響が高周波で顕在化するため,10MHz以上では1コイル法の方が有利なことが多い。

(7) インダクティブ法2

もう一つのインダクティブ法は,図2.1.4.9に示すように,短絡終端された同軸形状の治具を用いる⁽¹⁴⁾。治具の先端にトロイダル形状の試料を挿入したときとしないときのインピーダンスを測定し,その差分から以下の式を用いて試料の透磁率 μ を見積もる。

$$\mu = \frac{(Z_m - Z_{sm})2\pi}{j\omega h \ln(c/b)} + 1 \quad (2.1.4.7)$$

本測定手法は,基本的にトロイダル磁心に1ターンだけ巻線

を施した1コイル法であるが,短絡終端された同軸伝送路の先端を,有限の透磁率を持つ媒体で満たした系として考えることもできる。短絡終端面では,電界はゼロで,一方磁界は最大となり,その分布は簡単な電磁界理論に従うため,媒体の透磁率を高精度で算出することができる。式(2.1.4.7)の分母に自然対数が入っているのは,試料の内径と外形が大きく違う場合,その中心を通る導体が発生する磁界は中心から動径方向の距離に反比例するので,その分布を試料の内径から外形にかけて積分したためである。内径と外形が近い,つまり試料幅が細く,磁界強度が一定とみなせる極限では,式(2.1.4.7)は式(2.1.4.6)に収束する。また試料がトロイダル形状のため, $N_D=0$ となることから,反磁界の影響を排除し,試料本来の μ を高精度で測定できる利点がある。測定帯域は試料のサイズにもよるが,通常組み合わせであるインピーダンスアナライザを用いた場合最大で1GHz,ベクトルネットワークアナライザと組み合わせ,高次モードが立たないように治具を小型化すれば,原理的にはミリ波帯の非常に高い周波数まで測定可能である。

ただし,巻線数が1ターンであること,ベースとなるインピーダンスアナライザの出力が50 Ω 負荷に対して最大で1dBm(1.3mW)と小さいことから小振幅励磁による μ_i のみ測定可能であり,DC電流重畳特性の測定も不可能である。また巻線数

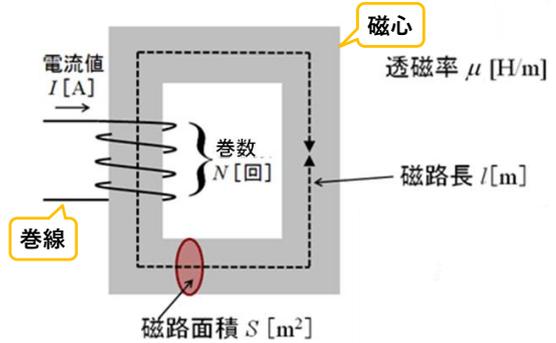


図 2.1.4.8 インダクティブ法1の原理図⁽¹³⁾

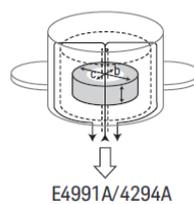


図 2.1.4.9 インダクティブ法2の治具構造⁽¹⁴⁾

- μ 複素透磁率
- Z_m トロイダルコアが入っているときの測定インピーダンス
- Z_{sm} トロイダルコアが入っていないときの測定インピーダンス
- h 試料の高さ
- c 試料の外形
- b 試料の内径

が少ないため、低 μ 、薄い試料、低周波といった、インピーダンスが低くなるような条件では、測定精度が大幅に低下するなどの問題がある。

(8) 交流磁化率測定法

本項冒頭で述べた通り、磁性材料は本質的に非線形な振る舞いを示すため、その動的な磁化応答は、実際の動作条件で測定する必要がある。試料がトロイダル磁心であれば(2)2コイル法あるいは(6)インダクティブ法1を用いて、実際の回路と同条件で測定を行うことにより、目的を達成できる。しかしながらこれは磁性材料を、実際のパワーエレ回路で用いられる部品形状にまで仕上げる必要があることを意味しており、材料開発におけるフィードバックが遅くなるという問題がある。材料レベルで実際の動作に近い条件で測定をすることができれば、フィードバックが早くなるという利点があるため、その目的のため現在開発中なのが、本項で紹介する交流磁化率測定法⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾である。本測定法はまだ開発中であり市販されていないため、本項において他の手法より詳しく解説する。

磁気測定を行う際、励磁用のコイルが生み出す磁界 $H = ni$ は、単位長さあたりのコイルの巻数 N と励磁電流 i に比例する。一方、コイルにかかる電圧 $v_L = 2\pi f_s Li$ は、動作周波数 f_s 、インダクタンス L 、そして i に比例する。 L は励磁コイルの体積と N^2 に比例することから、磁界振幅一定の条件では、周波数の上昇に伴い動作電圧は、容易に非現実的な値になってしまう。実際に、軟磁性特性評価のために現在広く用いられている2コイル法による測定 (B - H アナライザ) では、測定周波数の上昇に伴い飽和に足る大きな磁界を印加することは困難になってきている。そこで本測定法では、たとえば数 MHz の高周波領域において十分に大きな交流磁界を印加して磁性体の磁気的な応答を評価可能な装置として、従来の B - H 測定法に代わる m - H 測定法の開発を行っている。高周波化に伴う動作電圧上昇を抑えるために、励磁コイルをなるべく小さくし、さらにトロイダル形状の試料を直径 1 mm 程度の球状試料に置き換えて磁束密度 B ではなく磁気モーメント m を測定する設計になっている。

図 2.1.4.10 に本装置の概略、図 2.1.4.11 に励磁コイルの外観写真を示す。装置の基本的な構成は、(i)励磁用コイルと電源、(ii)ピックアップ機構、(iii)計測系からなる。以下にそれぞれについて説明する。

前述の通り、励磁コイルにかかる電圧を抑制するため、コイルそのものを小さくする。そして、励磁用の電源電圧を抑えるためにコイルとコンデンサを直列に接続し、 LC 直列共振回路とした。さらに、大電流を印加しても適切な電圧に抑えるため、励磁コイル1ターンごとに1個の共振用コンデンサを挟んだ多段 LC 共振回路にしている。1ターンのコイルをフレキシブルプリント基板上に作製したものを張り合わせ、レイヤー間に適切なコンデンサを挟んでいる。コイルの内径は3.1 mm、長さは7.3 mmで、巻数は60である。この励磁コイルを GaN のインバータで駆動する。最大電流 $i=52$ A において、中心部での磁界振幅は、 $\mu_0 H = 0.49$ T となる。

ピックアップには、右巻き、左巻きそれぞれ1ターンにした1次微分形のコイルを用いる。試料を片側のコイル中心に置くことで、励磁コイルが作る交流磁界に起因した磁束の時間変化に伴う電圧信号がキャンセルされ、試料そのものの磁束の変化(磁気モーメントの変化)に比例した電圧

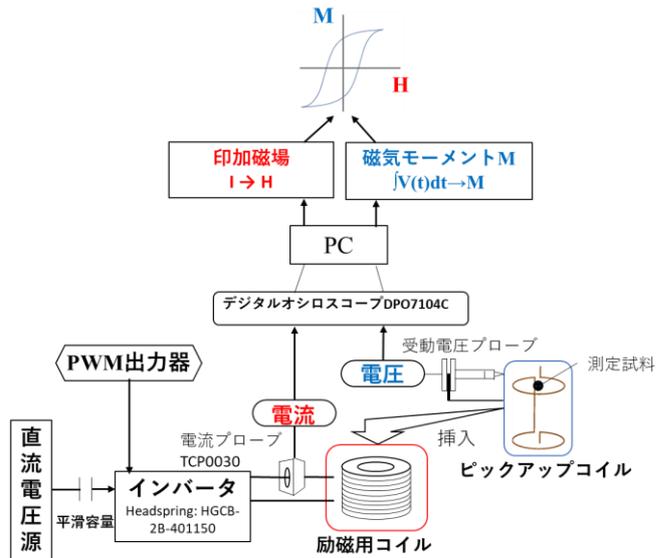


図 2.1.4.10 交流磁化率測定装置の概略

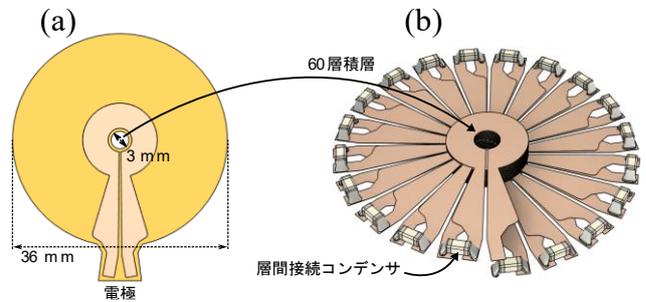


図 2.1.4.11 励磁コイルの外観

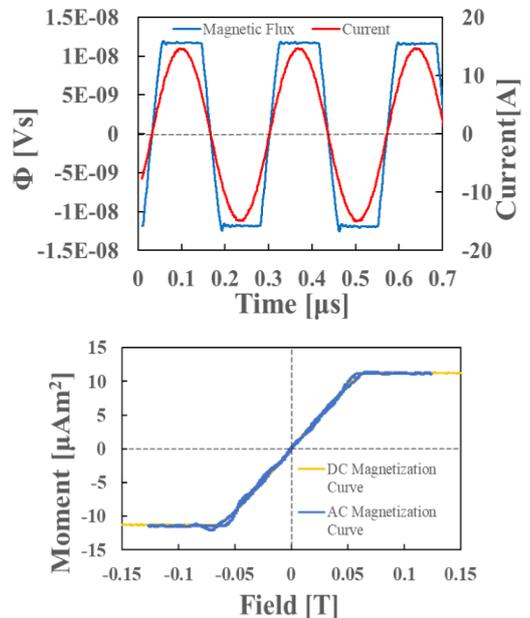


図 2.1.4.12 直径 0.5 mm の YIG 球を 3.7MHz の交流磁界下で測定した結果。(上) 励磁電流とピックアップコイルに生じた電圧波形、(下) 本測定手法(青)と VSM (黄)によって得られた試料の M - H ループの比較

信号のみが検出可能となる。

励磁磁界は、コイルに流れる電流をモニターし、試料の磁気モーメントについては、ピックアップコイルに生じる電圧をオシロスコープで記録する。測定の一例として、直径 0.5 mm の YIG 球を 3.7 MHz の交流磁界下で測定した結果を図 2.1.4.12 に示す。上図に青線で示されるピックアップコイル信号を積分することで磁束 (\propto 試料磁気モーメント) に変換する。これを電流信号 (磁界) に対して磁束 (磁気モーメント) をプロットすると下図になる。YIG が理想的な絶縁性軟磁性体であることから、その飽和磁化と飽和磁界を用いて縦軸、横軸を校正している。比較のために振動試料型磁力計で測定した磁化曲線も示した。両者が良い一致を示していることがわかる。交流の磁化曲線は、多少ノイズが目立つがこれについては今後改善する必要がある。電磁石のギャップにこの装置を設置することにより、容易に直流磁界を重畳した状態での交流磁化過程、いわゆるマイナーループの測定が可能である。尚、試料形状が球体であれば、磁束密度 B は印加磁界 H_{ex} と $B = \mu_0 \left(H_{ex} + \frac{2}{3} M \right)$ の関係となることから、2 コイル法で得られた実験結果と比較が可能である。今後の本測定法の開発においては、ノイズの低減とともに、各種パワエレ用軟磁性材料のマイナーループ測定及び鉄損評価が進められる見込みである。 [田丸慎吾, 柳原英人]

1.4.3 鉄損計測の基本と課題

本節では、一般的な $B-H$ 計測 (鉄損測定) 手法に関して述べる。 $B-H$ 計測の代表的な手法として、1.3.1 節でも説明されている 2 コイル法⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾がある。2 コイル法の回路図を図 2.1.4.13 に示す。図中の赤線は測定対象 (Core Under Test : CUT) を表し、図 2.1.4.14 (a) に示すような 2 巻線を施したトロイダル磁心が一般的に使用される。ここで、1 次巻線が励磁コイル (橙)、2 次巻線は検知コイル (青) と呼ばれる。図 2.1.4.14 (b) に示すような 2 巻線を施した EI, EE コアのような形状の磁心も使用される場合があるが、磁束が形成される磁路に空隙を設ける場合には、CUT や測定条件によっては 2 巻線間の結合が 100% とならない場合があることに留意したい。2 巻線間の結合係数による測定精度に関しては、後述する。

2 コイル法では、励磁コイルに電流を流した場合、アンペールの法則により、CUT 中に以下の磁界 H_m が励磁される。

$$H_m = \frac{N_1 i_1}{l} \tag{2.1.4.7}$$

ここで、 N_1, l はそれぞれ 1 次巻線の巻数、磁路長である。一方、磁束密度の振幅 B_m は検知コイルで誘起される開放電圧 v_2 を用いて、以下の式で得られる。

$$B_m = \frac{1}{2N_2 S} \int_0^{T/2} v_2 dt \tag{2.1.4.8}$$

ここで、 N_2, S, T はそれぞれ 2 次巻線の巻数、CUT の磁路断面積、1 周期の時間である。鉄損は、図 2.1.4.1 に示す磁化曲線の面積として定義されるため、鉄損は以下の式で計算される。

$$P_{cv} = \frac{1}{T} \int_c H dB = \frac{1}{T S l N_2} \int_0^T i_1 v_2 dt \tag{2.1.4.9}$$

この式より、鉄損は励磁コイルに印加する電流 i_1 と検知コイルで検出する開放電圧 v_2 の 1 周期の積分により求められることがわかる。

2 コイル法の測定感度に関して考える。ここでは、励磁電流 i_1 と検出される開放電圧 v_2 が正弦波であると仮定する。その場合、式(2.1.4.9)の鉄損は以下の式で書くことができる。

$$P_{cv} = \frac{1}{T S l N_2} i_1^{rms} v_2^{rms} \cos \theta \tag{2.1.4.10}$$

ここで、 i_1^{rms}, v_2^{rms} は、それぞれ励磁電流、開放電圧の実効値であり、 θ は i_1 と v_2 の位相差である。式(2.1.4.10)の変分を考える

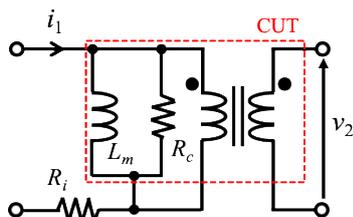
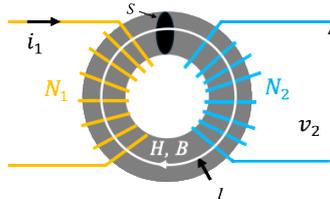
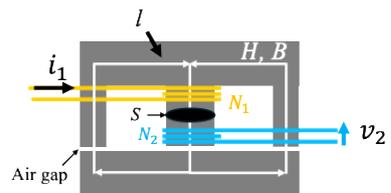


図 2.1.4.13 2 コイル法の回路図



(a) トロイダル磁心



(b) EI 磁心

図 2.1.4.14 CUT の例

と、

$$P_{cv} + \partial P_{cv} = P_{cv} \left(1 + \frac{\partial i_1^{rms}}{i_1^{rms}} + \frac{\partial v_2^{rms}}{v_2^{rms}} - \tan \theta \partial \theta \right) = P_{cv} + \Delta P_{cv}(\Delta i_1) + \Delta P_{cv}(\Delta v_2) + \Delta P_{cv}(\Delta \theta) \quad (2.1.4.11)$$

となる。ここで、 Δi_1 Δv_2 が非常に小さいとすると測定感度は $\tan \theta$ に依存することがわかる。図 2.1.4.15 に $\Delta \theta$ の θ 依存性を示すが、測定感度が $\tan \theta$ に依存するため、 θ が 90 deg. に近いとき、わずかな θ のずれが大きな測定誤差を引き起こすことが確認できる。すなわち、CUT の励磁リアクタンスが損失成分と比べて極端に大きい、低力率の状態では測定誤差が発生しやすくなる。励磁リアクタンスは周波数に比例して増加するため、数百 kHz 以上の高周波測定や、近年開発が進んでいる低損失軟磁性材料の測定では低力率状態となりやすく、大きな測定誤差が生じやすくなる。

また、その他の鉄損測定の共通の課題として、確立された校正・較正法や標準試料が存在しないことが挙げられる。また、2 巻線間の結合係数が 100% であることが前提であるため、低透磁率の軟磁性材料や EI, EE コア等の空隙がある磁心を使用した場合に高精度に損失測定ができない場合がある。これらの解決法に関しては、1.4.4 項において説明を行う。

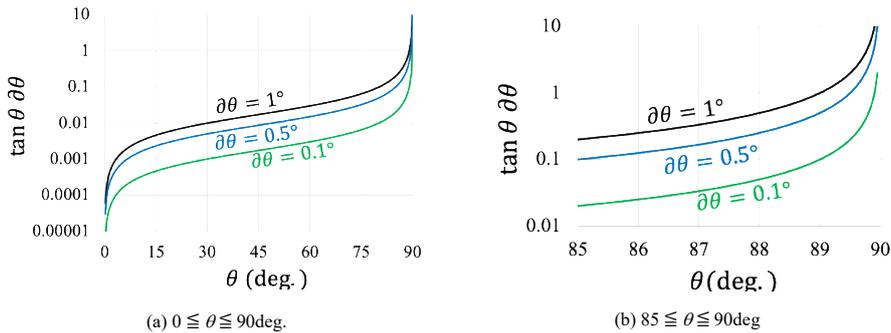


図 2.1.4.15 $\Delta \theta$ の θ 依存性

1.4.4 鉄損計測法① — 共振法（キャパシティブキャンセル法） —

(1) 鉄損計測法の概要

磁性材料の鉄損計測法は IEC 62044-3 において digitizing 法、cross-power 法、calorimetric 法などが規定されている⁽¹⁹⁾。digitizing 法は瞬時電力の積分により損失を算出する方法、cross-power 法は電圧と電流に相当する測定値を高速フーリエ変換し損失を算出する方法、calorimetric 法はコア損失による温度上昇を測定し、既知の発熱抵抗と比較することで損失を算出する方法である。市販測定器の B - H アナライザ (IWATSU SY-8218 等) では、cross-power 法が採用されている。被測定対象とする CUT を用いて変圧器を構成し、1 次側巻線の励磁電流 i_1 および 2 次側巻線の誘起電圧 v_2 を時間領域波形として取り込んだのち周波数スペクトルに変換し、位相誤差のない積分処理、電流検出抵抗の振幅・位相誤差の補償を周波数領域で行って鉄損を算出している。ただし、 i_1 と v_2 の位相差が 90° に近い低力率・低鉄損材料を対象とした鉄損計測においては、わずかな測定位相誤差でも鉄損評価精度に及ぼす影響は顕著となるため、特に MHz 以上の高周波数帯における鉄損の高精度評価には依然課題がある⁽²⁰⁾。本項では、この課題に対応する鉄損計測手法の例として、共振法（キャパシティブキャンセル法）について述べ、次項ではインダクティブキャンセル法について述べる。

(2) 共振法の基本

前項における 2 コイル法の測定誤差を低減する目的として、共振法が提案されている⁽²¹⁾⁽²²⁾。この方法は、図 2.1.4.16 に示すような CUT と直列にキャパシタ C_r を接続することで鉄損測定を行う。このとき、鉄損は、

$$P_{cv} = \frac{1}{T} \frac{N_1}{N_2} \int_0^T i_1 v_3 dt \quad (2.1.4.12)$$

で求めることができる。この測定法においては、開放電圧 v_3 を参照するため、式(2.1.4.12)における θ は i_1 と v_3 の位相差となる。ここで、測定周波数が CUT のインダクタンスと C_r が共振しているとすると、 i_1 と v_3 の位相差は零となる。そのため、図 2.1.4.15 における $\Delta \theta$ は位相差 0 deg. 付近を参照すれば良く、測定感度が著しく向上する。このため、共振法は低透磁率材料や高周波測定に適した方法である。

一方で、共振法により $\Delta \theta$ による測定感度は限りなく小さくすることが期

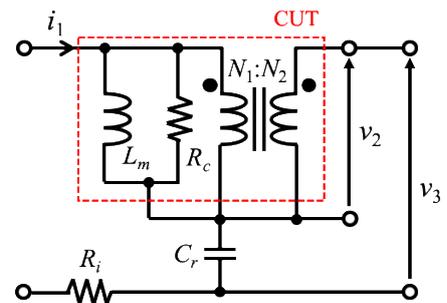


図 2.1.4.16 共振法の回路図

待できるが、キャパシタの ESR や測定治具の寄生抵抗の影響を受ける。そのため、ESR の小さいキャパシタを選択し、寄生抵抗を極力抑えた測定治具を作成することが重要となる。しかし、それでも鉄損推定において誤差要因の影響は完全に排除できない。そこで、鉄損測定システムにおける誤差要因の影響を確認するために、 R_0 プロットと呼ばれる較正手法が提案されている⁽²³⁾⁽²⁴⁾。この方法では、まず 2 コイル法や共振法で測定された鉄損 P_{cv} から実効的な抵抗値 $R_c = P_{cv}/i_1^{rms2}$ を算出し、以下の抵抗値を外挿により求める。

$$R_0 = \lim_{i_1 \rightarrow 0} \frac{P_c}{i_1^{rms2}} \quad (2.1.4.13)$$

この R_0 は、励磁電流 i_1 の微小極限における実効抵抗であり、鉄損に由来する抵抗、キャパシタの ESR や測定治具の寄生抵抗が含まれている。その後は、インピーダンスアナライザやネットワークアナライザ (Vector Network Analyzer : VNA) で測定される CUT の抵抗値 R_{VNA} と R_0 を比較する。ただし、VNA を使用した方法の場合、巻線の抵抗値が含まれるため、巻線の影響を取り除く必要がある。そのため、CUT と同形状かつ同巻線の非磁性トロイダル磁心を用意し、その抵抗値を差し引くことで R_{VNA} を算出する。最終的には、 R_0 と R_{VNA} を比較することで、誤差成分が含まれているか確認を行う。この方法において、 R_0 と R_{VNA} が一致した場合、微小極限における共通項である鉄損が一致していることとなるため、誤差要因を無視できることとなる。一方で、差があった場合においては、キャパシタの ESR や測定治具等の寄生抵抗が測定系に載っていることとなるため、改善が必要であることが確認できる。

(3) 測定例

本較正手法を適用した例を示す。試料は、比透磁率 30 のセンダスト圧粉磁心材料とし、測定に使用した CUT サンプルを **図 2.1.4.17** に示す。磁心の外径、内径、厚みはそれぞれ 13 mm, 8 mm, 1 mm とし、巻線の種類が違う 4 種類のサンプルを準備した。これら磁心サンプルを用いた場合の低磁束密度領域における共振法における実効抵抗 R_c の曲線を **図 2.1.4.18** に示す。今回、 R_0 への外挿は線形近似としている。**図 2.1.4.19** に VNA により測定された R_{VNA} と R_0 の比較を示す。図より、VNA で測定された R_{VNA} と R_0 がよく一致していることが確認できる。これより、本鉄損測定システムにおいて、ESR や測定治具の影響を無視できることが確認できる。また、この方法の利点は、較正手法が確立しているインピーダンスアナライザや VNA の測定と比較することにより誤差要因を推定可能であることにある。そのため、一般的な鉄損測定における較正手法として用いることができる。

(4) 2 巻線間の結合に関する補正

最後に、CUT の 2 巻線間の結合について述べる。共振法を含む 2 コイル法ベースの測定手法では、2 巻線間の結合は極めて重要な因子である。鉄損計算に用いる式(2.1.4.9)は、漏れ磁束が存在せず、全ての磁束が検知コイルに鎖交する、すなわち 2 巻線間の結合が 100%であることを前提としている。しかし、高周波領域での利用が増えている低透磁率材料では、漏れ磁束の影響が無視できなくなる。この場合、漏れ磁束を低減する手段として巻線数を増やすことが考えられるが、その結果として巻線間の寄生キャパシタンスが増加し、共振周波数が低下して測定可能範囲が制限されるという課題が生じる。

図 2.1.4.17 に示す結合の異なるサンプルを用いて、鉄損測定を行った。損失測定には、巻線が 4 種類のものを使用しているが、その結合係数の周波数特性を **図 2.1.4.20** に示す。4 種類の磁心において、75%~100%程度の結合係数になっていることがわかる。一方で、先に述べた結合係数が高い磁心においては共振周波数が低周波領域にあることが確認できる。これらの磁心を用いて、鉄損測定を行った結果を **図 2.1.4.21** に示す。ここで、図中の結果は磁束密度の励磁振幅が $B_m = 10$ mT 時の測定結果である。これより、結合違いのサンプルにより、鉄損値が大きく異なっていることが確認できる。特に結合が 75%の (d) に

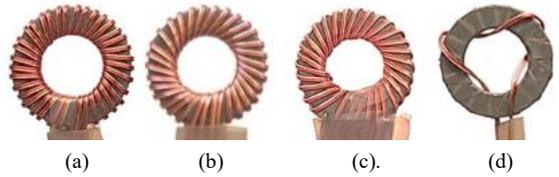


図 2.1.4.17 測定サンプル (a)18turnx2, (b) 8turnx4, (c) 5turnx6, (d) 3turnx1

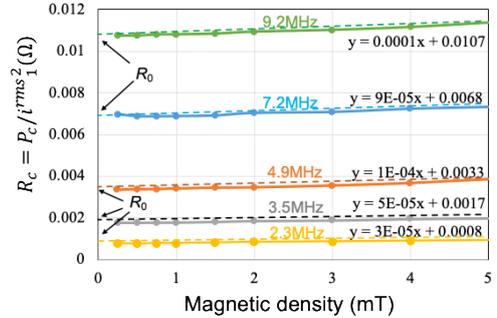


図 2.1.4.18 実効抵抗 R_c と外挿値 R_0

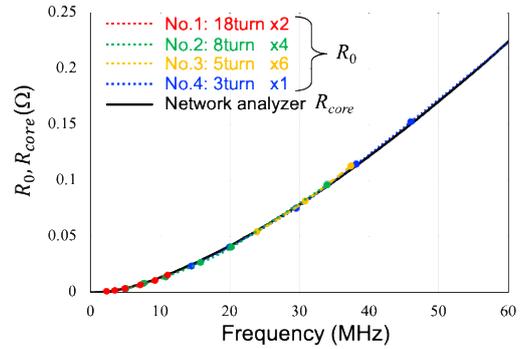


図 2.1.4.19 R_0 と R_{VNA} の比較

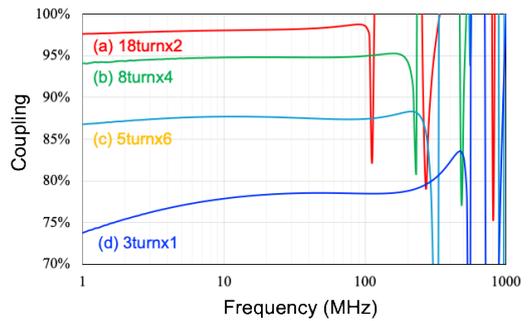


図 2.1.4.20 結合の周波数特性

おいては、大きく過小評価されていることが確認できる。次に図 2.1.4.22 に $B_m = 0.25 \text{ mT}$ における鉄損測定時に得られた実効透磁率の周波数特性を示す。ここで、実効透磁率は鉄損測定で得られる式(2.1.4.7)、式(2.1.4.8)を用いて、 $\mu_{eff} = B_m / \mu_0 H_m$ で計算された。また、図中の黒線はトランスミッションライン法⁽²⁵⁾で得られた比透磁率の実部の周波数特性である。微小励磁極限において、黒線と各比透磁率曲線は一致するはずであるが、一致していないことが確認できる。

これらの結果の妥当性を検証するために、電磁界シミュレーションによる解析を行った。図 2.1.4.23 に (a) と (d) のサンプルを模擬した磁束密度のベクトル分布を示す。これより、サンプル (a) においては磁束密度が一樣にコア中を通過していることが確認できる。一方で、サンプル (d) の場合、一樣に磁束がコア中を鎖交しておらず、特に励磁コイル周辺で磁束線の磁路を形成していることが確認できる。これは、式(2.1.4.7)中の磁路長 l が実際は実効的に短くなっていることを示唆している。これより、図 2.1.4.22 の実効透磁率は、

$$\mu_{eff} = \frac{B_m}{\mu_0 H_m} = \frac{l}{2N_1 N_2 i_1 S} \int_0^{T/2} v_2 dt \quad (2.1.4.14)$$

で計算されているが、 l は実効的な磁路長 l_{eff} よりも大きいいため、実効透磁率が過大評価されたことがわかる。一方で、鉄損においては、式(2.1.4.7)中の l が大きいいため、 $B_m = 10 \text{ mT}$ にするための電流値が足りておらず、鉄損が過小評価されている。これより、2巻線間の結合が不十分な場合において、鉄損測定が精度良く行うことができないことがわかる。

一方で、実効的な磁路長と実際の磁路長の比は補正係数として用いることができる。上記の議論より、これらの比は実効的な透磁率と透磁率の真値 $\mu_{r.v.}$ の比で求めることができる。

$$\Delta = \frac{l_{eff}}{l} = \frac{\mu_{eff}}{\mu_{r.v.}} \quad (2.1.4.15)$$

例えば、 $\mu_{r.v.}$ は図 2.1.4.22 で示すトランスミッション法で求めた透磁率を用いることができる。最終的にこの比を用いて、 B_m または、 H_m を以下のように補正することが可能となる。

$$B_{cor} = \frac{1}{\Delta} B_m \text{ or } H_{cor} = \Delta H_m \quad (2.1.4.16)$$

図 2.1.4.24 に補正係数を用いて、図 2.1.4.21 を補正した結果を示す。式(2.1.4.16)により補正を行うことにより、同一線上に載っていることが確認でき、補正が正しく行えていることがわかる。

本項で論じた較正法や補正法は、共振法に限らず、一般的な2コイル法をベースとした全ての方法に適用可能である。そのため、低周波領域や高透磁率の軟磁性材料の鉄損測定においても、適用することで同様の課題の解決が期待できる。
[佐藤佑樹]

1.4.5 鉄損計測法② —インダクティブキャンセル法—

(1) インダクティブキャンセル法の基本

インダクティブキャンセル法は、図 2.1.4.25(a)に示すように CUT に対し十分損失の小さい逆相の変圧器を1次側および2次側それぞれに直列接続した構成とし、各々の励磁インダクタンス分を相殺させることで、鉄損抵抗のみで生じる2次側誘起電圧を鉄損計算に用いる⁽²⁸⁾。共振法はその原理上、正弦波励磁のみに適用が限定される⁽²⁶⁾のに対し、インダクティブキャンセル法は任意の励磁条件で鉄損測定を行うことができ、電力変換回路における変圧器・インダクタの励磁条件を模擬した鉄損評価に

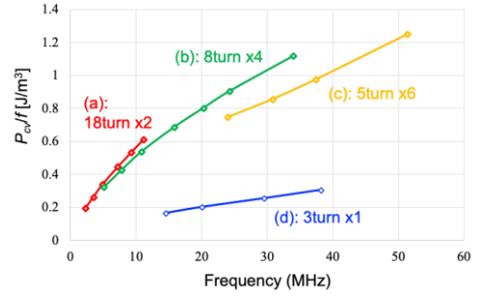


図 2.1.4.21 結合違いサンプルにおける鉄損測定結果

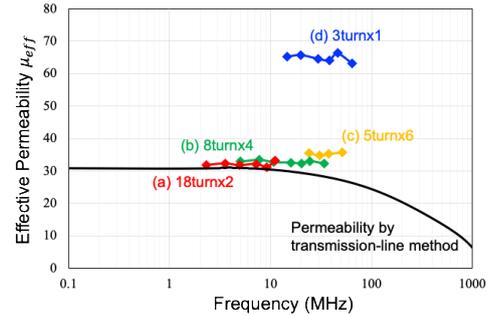
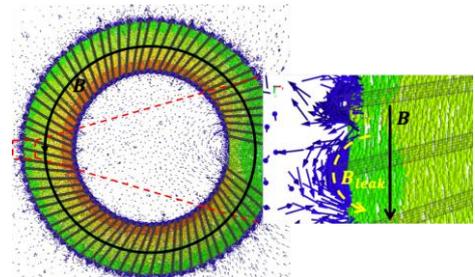
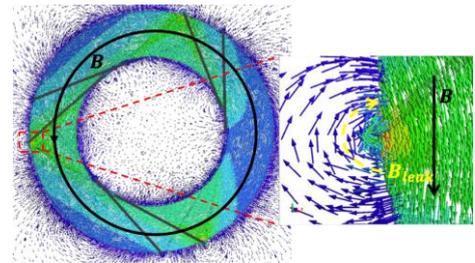


図 2.1.4.22 鉄損測定時に得られた実効透磁率の周波数特性



(a) サンプル(a)



(b) サンプル(d)

図 2.1.4.23 鉄損測定時の磁束密度分布

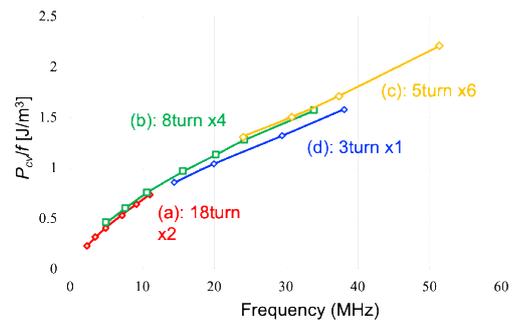


図 2.1.4.24 補正係数を用いた損失測定結果

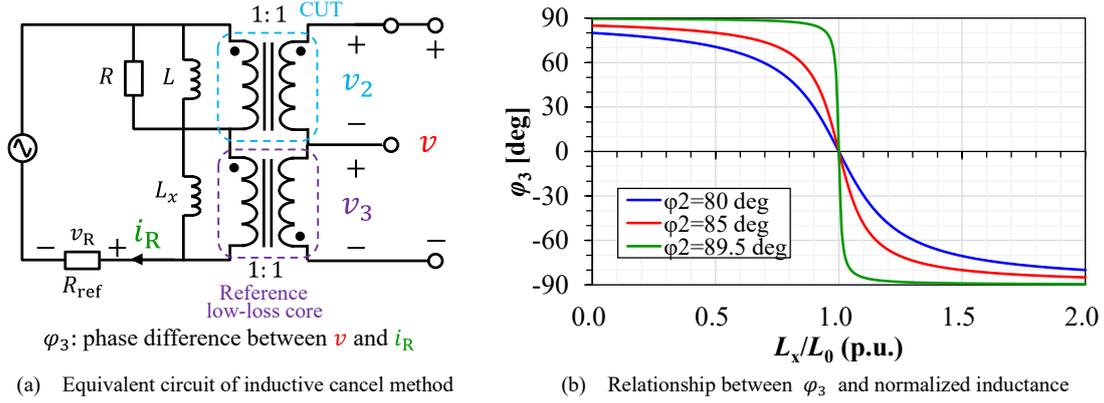


図 2.1.4.25 インダクティブキャンセル法の基本構成および測定精度

も応用可能である。

以下の説明では、CUT および追加した低損失変圧器の巻数比は、それぞれ 1:1 として考える。図 2.1.4.25(a)のように鉄損抵抗 R および励磁インダクタンス L をおいた場合、CUT の一次側インピーダンス Z は次のように表される。

$$Z = \frac{\omega^2 L^2 R + j\omega L R^2}{R^2 + \omega^2 L^2} \quad (2.1.4.17)$$

よって、2 次側巻線の誘起電圧 v_2 、および v_2 と i_R の位相差 φ_2 について、以下のような関係が成り立つ。

$$v_2 = Z i_R = \frac{\omega^2 L^2 R + j\omega L R^2}{R^2 + \omega^2 L^2} i_R \quad (2.1.4.18)$$

$$\tan \varphi_2 = \frac{R}{\omega L} \quad (2.1.4.19)$$

一方、追加した低損失変圧器における誘起電圧 v_3 は、 $v_3 = j\omega L_x i_R$ と表すことができる。よって、キャンセル電圧 $v_2 - v_3 (= v)$ は以下のように表される。

$$v_2 - v_3 = \frac{1}{R^2 + \omega^2 L^2} \{ \omega^2 L^2 R + j[\omega L R^2 - \omega L_x (R^2 + \omega^2 L^2)] \} i_R \quad (2.1.4.20)$$

キャンセル電圧および励磁電流 $i_R(t) = I \sin \omega t$ を用いて鉄損 P を表現すると、次のようになる。

$$P = I^2 \frac{R\omega L}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \frac{\cos \varphi_2}{2} \quad (2.1.4.21)$$

また低損失変圧器のインダクタンス L_x について、完全キャンセルとなる条件は式(2.1.4.15)で表される v_2 の虚部と v_3 が等しくなる場合であり、このとき次の関係が成り立つ。

$$L_x = \frac{L R^2}{R^2 + \omega^2 L^2} \equiv L_0 \quad (2.1.4.22)$$

v と i_R の位相差を φ_3 とすると、

$$\tan \varphi_3 = \frac{R}{\omega L} \left\{ 1 - \frac{L_x}{L_0} \right\} = \tan \varphi_2 \left\{ 1 - \frac{L_x}{L_0} \right\} \quad (2.1.4.23)$$

図 2.1.4.25(b)は、式(2.1.4.23)に基づいて φ_2 をパラメータとしたインダクタンスの補償率 $\frac{L_x}{L_0}$ に対する φ_3 の特性をプロットしたものである。検出位相誤差 $\Delta\varphi$ を用いて P の誤差率を表すと、

$$\left| \frac{\Delta P}{P} \right| = |\tan \varphi_3 \Delta\varphi| = \left| \tan \varphi_2 \left\{ 1 - \frac{L_x}{L_0} \right\} \Delta\varphi \right| \quad (2.1.4.24)$$

となる。この結果から、 $\Delta\phi = 1^\circ$ 未満と考えた場合に $\phi_2 = 89^\circ$ を示す CUT における鉄損の測定誤差を 10%以内に抑えるため

には、インダクタンスの補償率は $0.89 \leq \frac{L_x}{L_n} \leq 1.11$ の範囲

に収まるような L_x とする必要があることが分かる⁽²⁹⁾。

(2) インダクティブキャンセル法による測定例

以下ではインダクティブキャンセル法に基づく実測評価例として、CUT に対して異なる励磁インダクタンスを有する複数の空心変圧器 (Type 1, 2, 3) を適用した場合について鉄損算出結果を紹介する⁽³⁰⁾。デジタルオシロスコープを用いて 1 次側励磁電流 i_R 、2 次側誘起電圧 v_2 、および空心変圧器の 2 次巻線を含む 2 次側全体電圧 (キャンセル電圧) v の各時間応答を測定し、鉄損計算を行う。図 2.1.4.26 は、周波数 1 MHz、最大磁束密度 $B_m = 10$ mT の励磁条件において得られた、 i_R 、 v_2 、および v の時間波形である。空心変圧器の励磁インダクタンスが完全キャンセル条件にはほぼ等しくなる (Type 2) ととき、 v の振幅は小さくかつ i_R との位相差は 90° より小さくなる。この条件より空心変圧器の励磁インダクタンスが小さい (Type 1) と、 v は v_2 と同相となる。反対に、空心変圧器の励磁インダクタンスが大きすぎる (Type 3) と、 v は v_2 と逆相となる。低力率 CUT の場合、完全キャンセル条件からの乖離が大きい場合は、いずれも i_R と v の位相差の絶対値がほぼ 90° となることが結果から読み取れる。

図 2.1.4.28 は、1 MHz、 $B_m = 10$ mT の励磁条件下でインダクティブキャンセル法に基づく鉄損測定系において得られる B - H 曲線および鉄損評価結果を示したものである⁽³⁰⁾。励磁電流と CUT の 2 次側誘起電圧をもとに求められる B - H 曲線 (図 2.1.4.27(a)) は、2 巻線法で得られる CUT の B - H 特性に対応し、適用する空心変圧器の特性には依存しない。一方、励磁電流とキャンセル電圧から描いた B - H 曲線 (図 2.1.4.27(b)) は CUT の B - H 特性そのものではないが、鉄損は励磁電流とキャンセル電圧を用いて求められる。CUT の励磁インダクタンス L に対し、空心変圧器の励磁インダクタンス L_x が小さい、つまり $L_x < L$ (Type 1) の場合、キャンセル不足のため右肩上がりのループとなるのに対し、 $L_x > L$ (Type 3) の場合はキャンセル過剰のため右肩下がりのループとなっている。 $L_x \approx L$ (Type 2) の完全キャンセル条件に近い場合、ほぼ真横に寝かせたような形状となる。これは鉄損の影響のみで生じるキャンセル電圧の振幅が小さいことと対応している。図 2.1.4.27(c)は、インダクティブキャンセル法に基づき求めた CUT の鉄損測定値である。比較のため、 B - H アナライザ (IWATSU SY-8218) を用い

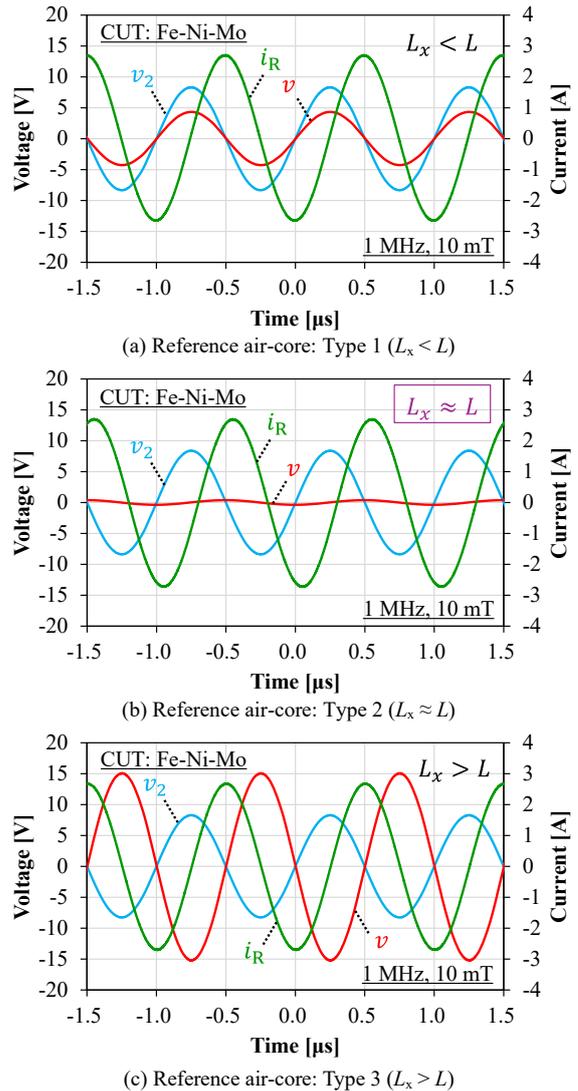
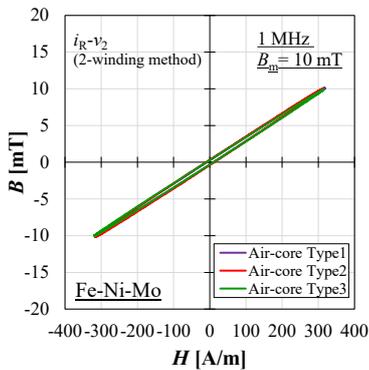
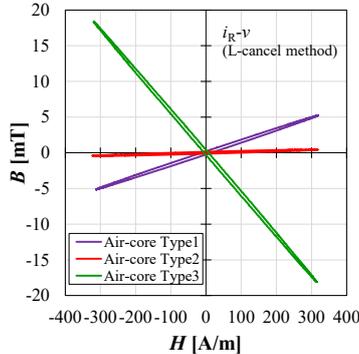


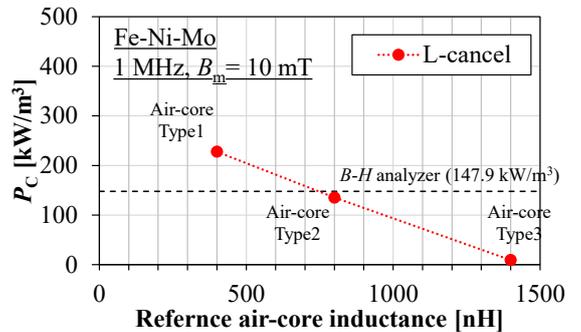
図 2.1.4.26 インダクティブキャンセル法における電圧・電流の時間応答



(a) B - H curve (2-winding method)



(b) B - H curve (inductive cancel method)



(c) Iron loss evaluation results

図 2.1.4.27 インダクティブキャンセル法に基づく鉄損評価結果

て得られた鉄損測定値をあわせて示している。インダクティブキャンセル法に基づく鉄損測定においては、適用する空心変圧器に依存して鉄損測定値も異なっており、1次側励磁電流と鉄損分のみで生じる2次側誘起電圧の位相差がほぼ 0° となる完全キャンセル条件にできるだけ近い空心変圧器の設計・適用が重要であることを示唆する結果といえる。

(3) 部分キャンセル法

以上で述べたような、インダクティブキャンセル法に基づく鉄損計算における追加変圧器の特性依存性を緩和する手法として、励磁電流測定において位相摂動を与えて求められる修正係数を導入して鉄損を求める部分キャンセル法がある⁽²⁷⁾。部分キャンセル法に基づく鉄損測定系の基本構成を図 2.1.4.28 に示す。インダクティブキャンセル法と同様、デジタルオシロス

コープを用いて1次側励磁電流 $i_R \left(= \frac{v_R}{R_{\text{ref}}} \right)$ 、CUTの2次側誘起電圧 v_2 および空心変圧器の2次側誘起電圧 v_3 の各時間応答

を測定し、鉄損計算を行う。 i_R と v_2 の位相差を φ_2 とし、 $i_R = \frac{V_R}{R_{\text{ref}}} \sin \omega t$ 、 $v_2 = V_2 \sin(\omega t + \varphi_2)$ 、 $v_3 = V_3 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$ と

おく。それぞれの真値に対し、測定位相誤差 $\Delta\varphi_R$ 、 $\Delta\varphi_2$ 、 $\Delta\varphi_3$ を考慮した測定値 i_R' 、 v_2' 、 v_3' は以下のように表される。

$$i_R' = \frac{V_R}{R_{\text{ref}}} \sin(\omega t + \Delta\varphi_R) \quad (2.1.4.25)$$

$$v_2' = V_2 \sin(\omega t + \varphi_2 + \Delta\varphi_2) \quad (2.1.4.26)$$

$$v_3' = V_3 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2} + \Delta\varphi_3\right) \quad (2.1.4.27)$$

CUTの鉄損真値 P_{core} 、鉄損測定誤差 ΔP_{core} 、空心変圧器の鉄損真値 $P_{\text{core}} = 0$ 、損失測定誤差 ΔP_{air} とする。

$$P_{\text{core}} + \Delta P_{\text{core}} = \frac{f}{R_{\text{ref}}} \int_0^T v_2' v_R' dt \cong \frac{V_2 I_R}{2} \cos \varphi_2 + \frac{V_2 I_R}{2} (\Delta\varphi_R - \Delta\varphi_2) \sin \varphi_2 \quad (2.1.4.28)$$

$$\Delta P_{\text{air}} = \frac{f}{R_{\text{ref}}} \int_0^T v_3' v_R' dt \cong \frac{V_3 I_R}{2} (\Delta\varphi_R - \Delta\varphi_3) \quad (2.1.4.29)$$

ここで、修正係数 k を以下のように定義する。

$$k \equiv \frac{\Delta P_{\text{air}}}{\Delta P_{\text{core}}} = \frac{\frac{V_3 I_R}{2} (\Delta\varphi_R - \Delta\varphi_3)}{\frac{V_2 I_R}{2} (\Delta\varphi_R - \Delta\varphi_2) \sin \varphi_2} \quad (2.1.4.30)$$

式(2.1.4.30)は測定位相誤差 $\Delta\varphi_R$ 、 $\Delta\varphi_2$ 、 $\Delta\varphi_3$ に依存する。ただし、 $\Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_3$ とするとき

$$k = \frac{V_3}{V_2 \sin \varphi_2} \quad (2.1.4.31)$$

となって、いずれの測定位相誤差にも依存せず k を一定値と定義できる。実測において $\Delta\varphi_2 = \Delta\varphi_3$ を実現させるためには、特性の揃った同一型番の電圧プローブを2次側誘起電圧測定に適用する必要がある。

P_{core} は式(2.1.4.28)、式(2.1.4.29)、および式(2.1.4.31)より、次のように表される。

$$P_{\text{core}} = \frac{f}{R_{\text{ref}}} \int_0^T v_2' v_R' dt - \Delta P_{\text{core}} = \frac{f}{R_{\text{ref}}} \int_0^T v_2' v_R' dt - \frac{\Delta P_{\text{air}}}{k} = \frac{f}{R_{\text{ref}}} \int_0^T v_2' v_R' dt - \frac{1}{k} \frac{f}{R_{\text{ref}}} \int_0^T v_3' v_R' dt \quad (2.1.4.32)$$

ここで、 v_R' に位相摂動 $\Delta\varphi_R''$ を与えて新たに v_R'' を得るとする。このとき ΔP_{core} 、 ΔP_{air} はそれぞれ $\Delta P_{\text{core}}''$ 、 $\Delta P_{\text{air}}''$ で

表されるが、修正係数は一定 $\left(\frac{\Delta P_{\text{air}}''}{\Delta P_{\text{core}}''} = k \right)$ である。

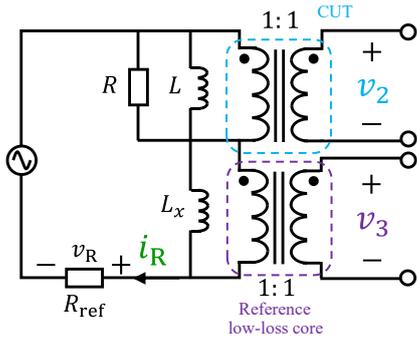


図 2.1.4.28 部分キャンセル法の基本構成

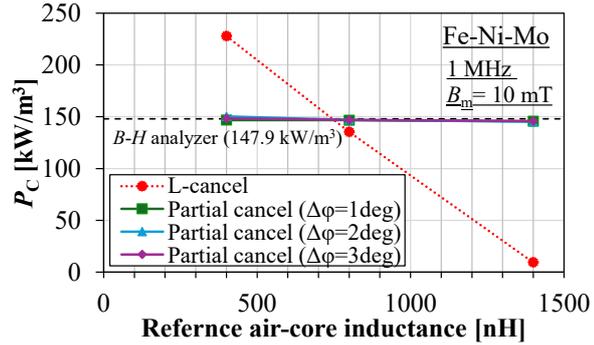


図 2.1.4.29 部分キャンセル法に基づく鉄損評価結果

$$P_{core} = \frac{f}{R_{ref}} \int_0^T v_2' v_R'' dt - \Delta P_{core}'' = \frac{f}{R_{ref}} \int_0^T v_2' v_R' dt - \frac{\Delta P_{air}''}{k} = \frac{f}{R_{ref}} \int_0^T v_2' v_R'' dt - \frac{1}{k} \frac{f}{R_{ref}} \int_0^T v_3' v_R'' dt \quad (2.1.4.33)$$

式(2.1.4.32)と式(2.1.4.33)は等しいことから、式(2.1.4.34)によって k を表すことができる。

$$k = \frac{\int_0^T v_3' v_R' dt - \int_0^T v_3' v_R'' dt}{\int_0^T v_2' v_R' dt - \int_0^T v_2' v_R'' dt} \quad (2.1.4.34)$$

式(2.1.4.34)から求めた k を式(2.1.4.32)に代入することで、 P_{core} が求められる。

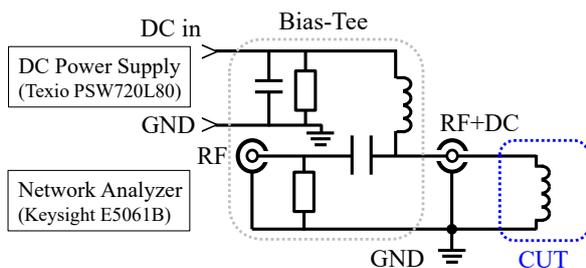
(4) 部分キャンセル法による測定例

図 2.1.4.29 は、部分キャンセル法に基づく鉄損評価結果の一例である⁽³¹⁾。従来のインダクティブキャンセル法では空心変圧器のインダクタンスに依存して結果が大きく異なるのに対し、部分キャンセル法では励磁電流測定において位相摂動を与えて求められる修正係数を導入することで、鉄損算出における追加変圧器の特性依存性が緩和され、結果のばらつきが小さい。また、2巻線法と比較して測定系に起因する位相誤差の影響の緩和が可能であるとともに、Cross-power法を適用した $B-H$ アナライザと同等(差異 10% 以内)の鉄損測定精度を汎用測定器(オシロスコープ、電圧プローブ)により構築した測定系によっても実現可能と分かる。本稿で説明したインダクティブキャンセル法は、米国・バージニア工科大学の研究グループによって提案された鉄損測定手法であるが⁽²⁷⁾⁽²⁸⁾、我が国において電圧・電流プローブの利得・位相周波数特性評価・補正⁽³²⁾⁽³³⁾に基づく鉄損測定の高精度化や、直流重畳・三角波励磁条件下におけるインダクタ損失の銅損・鉄損分離評価⁽³⁴⁾等、様々な改良・応用の検討が報告されており、今後もさらなる発展が期待できる。

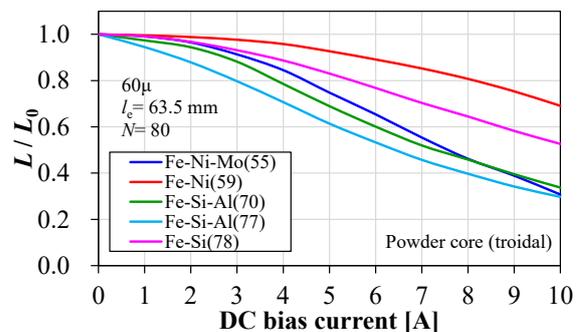
1.4.6 直流重畳特性

(1) 測定の基本的な考え方

電力変換回路における磁気素子にはパワー半導体デバイスのスイッチング動作に伴って矩形波電圧が印加され、三角波状の励磁電流が流れる。また、DC-DC コンバータのインダクタには負荷電流が流れるため、磁界強度 H は直流が重畳した三角波状の波形となる。インダクタ電圧の積分値で表される磁束密度 B の波形もスイッチング周波数に対応した三角波状となり、正負対称の励磁波形とならない。このことを $B-H$ 平面で考えると、図 2.1.4.1 で示したようにマイナーループは直流バイアス分が



(a) Measurement system



(b) DC bias current dependency of inductance

図 2.1.4.30 圧粉磁心の直流重畳特性評価 (小信号励磁)

含まれた偏った位置に描かれることとなる。また動作点によって磁界強度リプル ΔH とそれに対応する磁束密度リプル ΔB の比で定義される増分透磁率が変化し、直流バイアス磁界印加時のインダクタンスや損失は正弦波励磁条件と異なるものとなる。すなわち、励磁周波数、磁束密度リプル、直流バイアス磁界に対する磁気素子損失特性の把握が回路設計において重要である。以下では、小信号および大信号励磁条件における直流重畳時の圧粉磁心の特性評価に関する検討結果を紹介する⁽³⁵⁾。

(2) 小信号励磁条件における測定例

ここでは初透磁率が 60 で同サイズのトロイダルコア 5 種 (Magnetics 社製) を対象に、巻線条件 (バイファイラ巻き・巻数 80) を同一にしたサンプルを作成して評価を行った結果を一例として示す。小信号励磁条件におけるインダクタンスの直流重畳特性評価用測定系の構成を **図 2.1.4.30(a)** に示す。直流電流は、直流電源からバイアスティ (Bias-Tee) を介して CUT の励磁巻線に流れる。インダクタのインピーダンス測定用信号はベクトルネットワークアナライザ (VNA) より印加し、1 ポート測定によりインピーダンスの周波数特性が測定されている。Bias-Tee を用いることで、VNA の測定ポートには直流電流が流れない。5 種の CUT を対象に、インダクタンスの直流重畳特性 (直流重畳電流: 0~10 A) 評価結果が **図 2.1.4.30(b)** のようになる。一般に圧粉材料を用いたインダクタのインダクタンスは、直流重畳電流の大きさに対し緩やかに減少する特性を示す。コア形状・巻線条件が同一のサンプルであるため、印加される直流磁界の大きさは同じであるが、圧粉材料の種類によって異なる特性を示すことが確認できる。Fe-Ni や Fe-Si は、直流重畳電流に対するインダクタンスの減少が Fe-Ni-Mo や Fe-Si-Al と比較して小さい。

(3) 大信号励磁条件における測定例

次に、大信号励磁条件における直流重畳特性評価用に構築した測定系の構成が **図 2.1.4.31(a)** のようになっている。直流電流の印加方法は小信号励磁 (**図 2.1.4.30(a)**) の場合と同様となっている。シグナルジェネレータ出力を RF パワーアンプにおいて増幅し、Bias-Tee を介して CUT の 1 次巻線に印加する。デジタルオシロスコープを用いて 1 次側励磁電流および 2 次側

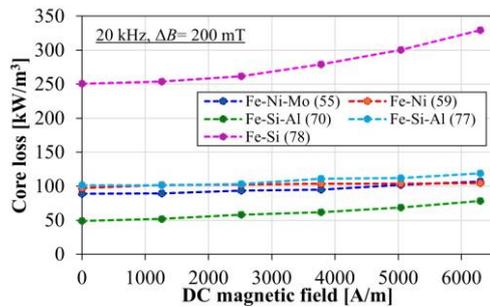
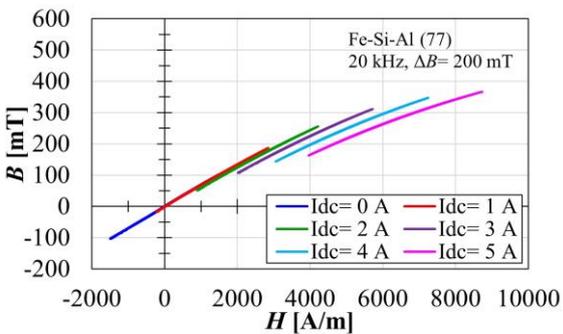
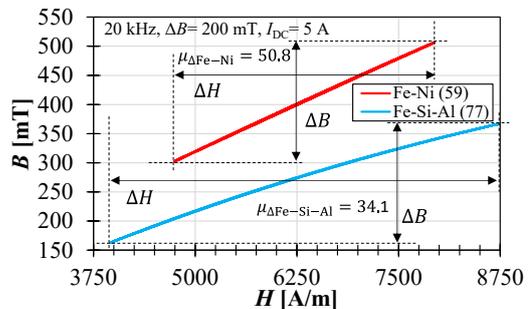
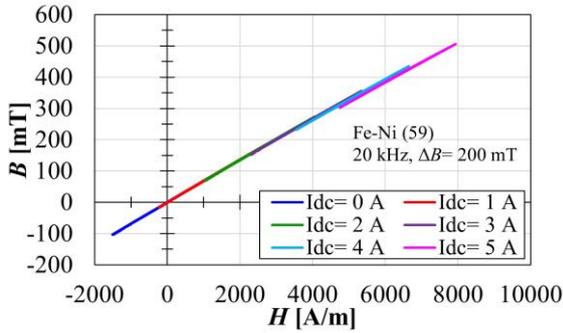
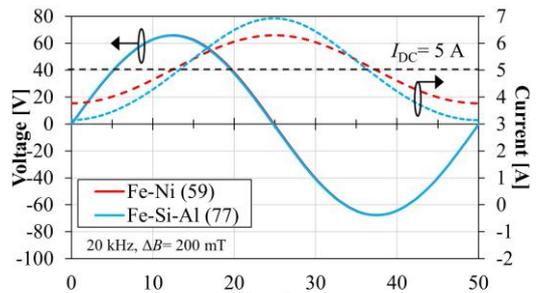
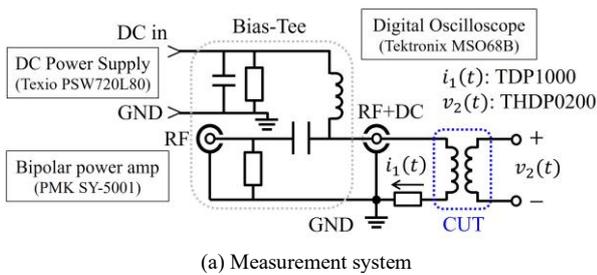


図 2.1.4.31 直流バイアス励磁条件における圧粉磁心の B-H 特性評価

図 2.1.4.32 圧粉磁心が示す励磁電流・誘起電圧の時間応答、B-H 特性および鉄損の直流バイアス磁界依存性評価結果

誘起電圧の各時間応答を測定し、 $B-H$ 特性および鉄損評価を行う。ここでは正弦波励磁条件における評価結果を紹介する。

図 2.1.4.31(b)および図 2.1.4.31(c)は、励磁周波数：20 kHz、 $\Delta B=200$ mT とし、直流重畳電流を 0~5 A に設定したときの Fe-Ni および Fe-Si-Al が示す $B-H$ 特性である。Fe-Ni は直流バイアス磁界が大きくなるにつれてマイナーループが $B-H$ 平面の右上へ平行移動していくのに対し、Fe-Si-Al は ΔB 一定の条件で直流バイアス磁界を大きくすると ΔH も徐々に大きくなり、ループ形状も変化することが分かる。

図 2.1.4.32(a)(b)は励磁周波数：20 kHz、 $\Delta B=200$ mT、直流重畳電流：5 A とした場合に Fe-Ni および Fe-Si-Al のサンプルが示す励磁電流・誘起電圧の時間応答および対応する $B-H$ 特性を示したものである。 ΔB を同一として測定しているため、両サンプルの電圧波形は一致しているが、励磁電流振幅は異なっている。また得られた $B-H$ 特性から増分透磁率を算出すると、Fe-Ni が初透磁率の 8 割強、Fe-Si-Al が同 6 割弱となっている。これらはいずれも図 2.1.4.30(b)に示したインダクタンスの直流重畳特性評価結果と対応している。また 5 種類の CUT が示す鉄損の直流バイアス磁界依存性評価結果を図 2.1.4.32(c)に示す。磁性材料ごとに直流バイアス磁界に対する鉄損特性が異なることが確認できる。図 2.1.4.32(c)は励磁周波数：20 kHz、 $\Delta B=200$ mT の場合の評価結果であるが、同一サンプルに対し ΔB を同じにして励磁周波数を高くすると誘起電圧振幅も周波数に比例して大きくなる。

さらなる高周波・大振幅かつ高バイアス励磁条件下で鉄損を実測評価するためには、バイポーラアンプの電力容量や帯域、高電圧・大電流測定用プローブの利得・位相周波数特性など、測定系に起因する種々の制約や特性補正の必要が生じるため、これらに対応した鉄損実測評価および得られる結果の精度に関する検証が必要と考えられる。 [井淵貴章]

1.4.7 主成分分析による直流重畳特性分析

文献(36)においては、直流重畳励磁時の鉄損挙動に関して、主成分分析 (Principal Component Analysis : PCA) を用いた詳細な解析が行われている。1 章 1.4.3 項で述べた材料の種類により直流重畳特性が異なる理由を解析したものである。

主成分分析は、多次元データに含まれる情報を、できるだけ損なうことなく少数の変数で表現するための次元削減手法である。また、4 章 3 節全般でも同手法を用いた解析を行っているの、合わせて参照されたい。使用した材料の一覧を表 2.1.4.2 に示す。この解析では、(a) 4 種類の異なる磁性材料に加え、(b) Fe-Ni-Mo 系 (Mo-Permalloy) については比初透磁率 μ_i の異なる複数の試料が用いられている。まず、表 2.1.4.2(a)に記載されている各材料について、鉄損測定を実施した結果を図 2.1.4.33 に示す。横軸は重畳磁界 H_B (A/m)、縦軸は鉄損 W (J/m³) である。図より、直流バイアス印加に対する鉄損の応答が材料により大きく異なることが確認できる。たとえば、Fe-Si では H_B の増加に伴い鉄損が単調に減少するのに対し、Mn-Zn フェライトではわずかな H_B においても急激な損失増加が見られる。Sendust および Mo-Permalloy はその中間的な挙動を示し、特に Sendust は初期に損失が減少した後、やや増加に転じる傾向が観察された。

これらの鉄損挙動の差異を定量的に評価するため、得られた $B-H$ 曲線の下降曲線に対して PCA を適用した (詳細の手法に関しては文献(37)を参考)。図 2.1.4.34 には各材料の $B-H$ 曲線形状の変化、図 2.1.4.35 には抽出された第 1 主成分 (PC1 : 傾き) および第 2 主成分 (PC2 : 曲率) を示す。PC1 は主に $B-H$ 曲線の傾斜、すなわち有効透磁率に対応し、PC2 は非線形性や飽和の影響を含む曲率成分を反映している。解析の結果、PC1 スコアは全ての材料において H_B の増加とともに減少し、これは有効透磁率 μ_e の低下と一致した挙動を示した。一方、PC2 スコアは材料により異なる傾向を示し、Mn-Zn フェライトでは顕著な

表 2.1.4.2 重畳特性解析に使用した材料

(a) 4 種の異なる材料の CUTs

Material	Fe-Si-Al (Sendust)	Fe-Si	Fe-Ni-Mo (Mo-Permalloy)	MnZn ferrite
Saturation magnetization $\mu_s M_s$ (T)	1.0	1.8	0.75	0.5
Relative initial permeability μ_i	60			2,900
Outer diameter, inner diameter, height (mm)	42.9, 24.2, 16.3	12.7, 7.6, 4.8		13.0, 8.0, 5.0

(b) 比透磁率の異なる CUTs

Material	Fe-Ni-Mo (Mo-Permalloy)			
Saturation magnetization $\mu_s M_s$ (T)	0.75			
Relative initial permeability μ_i	26	60	125	300
Outer diameter, inner diameter, height (mm)	12.7, 7.6, 4.8			

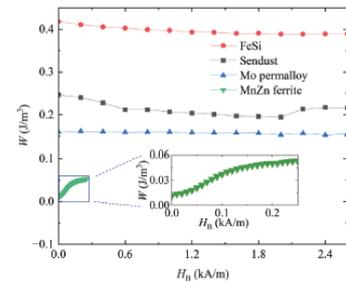


図 2.1.4.33 異なる 4 種の材料における重畳磁界に対する損失特性

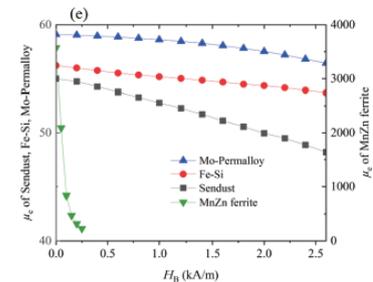
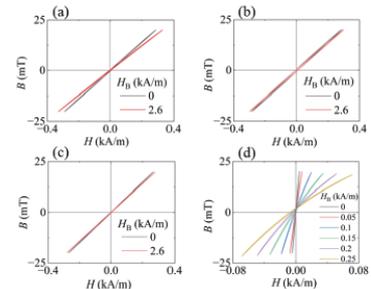


図 2.1.4.34 各磁性材料における DC バイアス磁界印加時の $B-H$ 曲線と有効透磁率の変化

(a) Fe-Si-Mo, (b) Fe-Si, Fe-Ni-Mo, (d) Mn-Zn Ferrite の $B-H$ 曲線, (e) DC バイアス磁界印加時の有効透磁率

増加が見られる一方で、Fe-Si では減少傾向を示した。

次に、Mo-Permalloy の比透磁率 μ_i を変化させた複数試料を対象に、同様の測定およびPCA解析を行った。図 2.1.4.36 および図 2.1.4.37 に、各試料の鉄損特性と PCA 結果を示す。透磁率が小さい試料では H_B に対して鉄損が減少する傾向を示すが、透磁率が高くなるほど損失の増加傾向が顕著となる。このような傾向は、先に観察された異なる材料間での解析結果とも良く対応しており、特に高透磁率材料である Mn-Zn フェライトと他の材料 (Fe-Si, Sendust, Mo-Permalloy) との間に見られた PC2 スコアの顕著な差異と一致している。これは、飽和磁束密度に近づくことで B - H 曲線の曲率 (PC2) が増大し、鉄損への寄与が支配的となるためと解釈される。

以上の結果から、DC バイアス磁界印加時の鉄損挙動は、 B - H 曲線の傾き (PC1) と曲率 (PC2) という2つの成分の競合によって一貫して説明可能であることが示された。これにより、従来は材料固有の特性として扱われていた鉄損の非線形挙動が、汎用的かつ定量的な形状指標に基づいて統一的に理解できることが明らかとなった。 [佐藤佑樹]

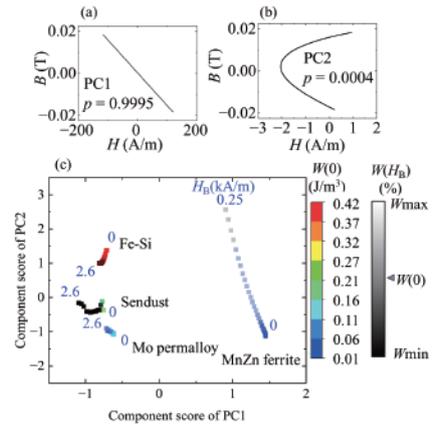


図 2.1.4.35 主成分分析 (PCA) による B - H 曲線形状の特徴抽出結果

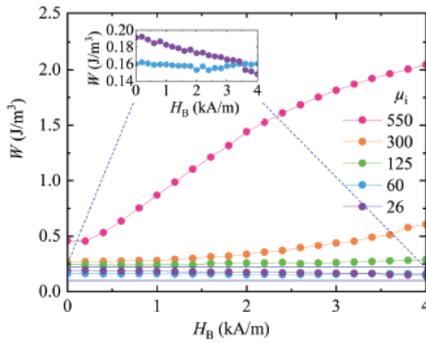


図 2.1.4.36 透磁率の異なる Mo-Permalloy コアにおける DC バイアス磁界印加時の鉄損特性

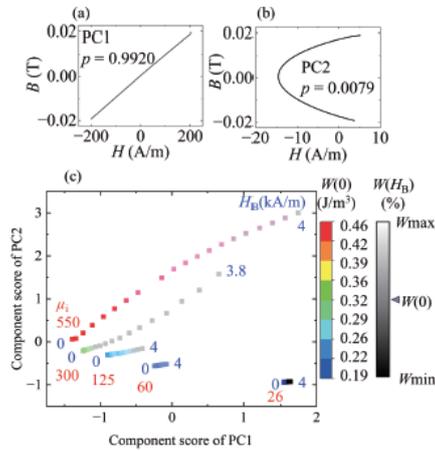


図 2.1.4.37 Mo-Permalloy コアにおける主成分分析結果と鉄損挙動の関係

1.4.8 時間分解磁気イメージング (磁気光学 Kerr 効果顕微鏡)

(1) 磁区観察手法

鉄損の発生は磁化の時間・空間的な運動と密接な関係がある。例えば金属磁性体において、図 2.1.4.38(a)のように磁性体中に磁区がなく、磁化回転によって磁性体中に一様な磁束の変化が起こる場合、渦電流は磁性体の表面近くで多く流れる。電流の経路が長くなるため電気抵抗が大きくなり、損失は小さくなる。一方、図 2.1.4.38(b)のように単一の磁壁の移動で磁束の変化が起こる場合には、磁束の変化は磁壁付近に集中するため、磁壁周辺で大きな渦電流が発生し大きな損失が発生する。また、図 2.1.4.38(c)のように複数 (N 枚) の磁壁の移動によって磁束の変化が起こる場合、磁壁一枚当たりの磁束の変化量が $1/N$ になるため全体渦電流損失は図 2.1.4.38(b)の場合の $1/N$ となる。フェライトのように電気抵抗の大きい磁性体では渦電流による損失は大きくないが、磁壁共鳴のような磁区構造に依存する共鳴現象が損失に強く影響すると考えられている。

これらの例のように、磁区構造とその運動は損失と強く結びついていることが知られており、これまでも様々な軟磁性材料において磁区の発生を制御して損失を低減する工夫がされてきている。しかし、これらの磁区構造の制御は静的に観察される磁区構造に基づいて行われてきた。また、磁性材料開発の基礎となる鉄損の解析も、ほとんどの場合、実際の磁区の変化を観察しないまま、磁化の変化が磁壁移動と磁化回転の二つの成分に分けられるというモデルに基づいて行われている。一方、励磁周波数を変えると、磁区の運動だけでなく磁区構造や磁壁の数が変化することが実験的にも指摘されているなど⁽³⁸⁾、静的な磁区観察だけでは十分でない。今後様々な磁性材料において鉄損の発生メカニズムを理解し、より低損失な材料・磁気素子を開発していくためには、磁化の時間・空間的な運動を実際に観察する時間分解磁気イメージング技術が重要である。

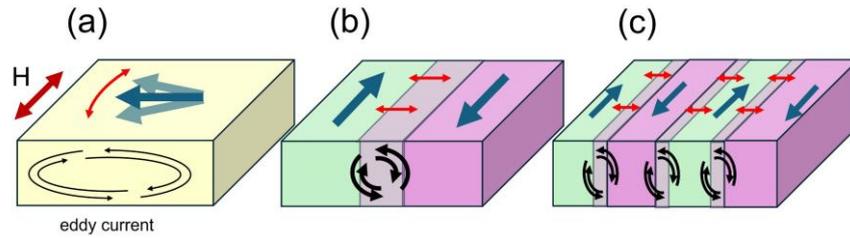


図 2.1.4.38 磁区構造と渦電流損失の関係。(a) 磁化回転による変化。磁束の変化が空間的に一様な場合、渦電流は表面付近で大きくなる。(b) 単一の磁壁の移動による変化。磁束の変化が磁壁周辺に集中するため、局所的に大きな渦電流が発生する。(c) 複数の磁壁の移動による変化。磁壁の枚数が N 枚になると磁束の変化が分散し各磁壁周辺の渦電流が $1/N$ になるため、全体として損失は単一磁壁の場合の $1/N$ になる。

磁性材料の磁区観察に用いられる主な観察手法としては、磁気光学顕微鏡、磁気力顕微鏡、ローレンツ透過電子顕微鏡、走査透過 X 線顕微鏡 (STXM)、X 線磁気円二色性光電子顕微鏡 (XMCD-PEEM) などが挙げられる。これらの手法の特徴を表 2.1.4.3 に簡単にまとめる^(39,41)。どの手法も一長一短があり、目的に応じて使い分けられている。パワーエレクトロニクス用軟磁性材料・磁気素子の開発のための磁区観察に重要な特徴は、使用時に近い形状での観察と、kHz~MHz 帯域での時間分解観察が可能であることが挙げられる。軟磁性材料の磁区構造は試料の形状に強く影響を受けるため、透過観察のために試料を薄く削るなどすると実際に磁気素子として使用する状態と磁区構造が大きく異なってしまい、損失と磁区構造の関係を正しく評価することができない。

表 2.1.4.3 主な磁区観察手法の比較

	磁気光学顕微鏡 (MOKE)	磁気力顕微鏡 (MFM)	ローレンツ顕微鏡 (LTEM)	走査透過 X 線顕微鏡 (STXM)	光電子顕微鏡 (XMCD-PEEM)
空間分解能	数百 nm	数 nm 程度	数 nm	数十 nm 程度	数十 nm 程度
ベクトル磁化観察	可能なものも多い	難しい	可能	可能だが一般的ではない	可能だが一般的ではない
定量磁化観察	可能	難しい	可能	可能	可能
高速時間分解観察	可能	難しい	難しい	可能	可能
試料の制約	鏡面・平坦性が必要	あまりない	厚さ 100 nm 以下にする必要がある	厚さ数 μm 以下にする必要がある	表面が清浄である必要がある
装置の大きさ	卓上に設置可能	卓上に設置可能	実験室に設置可能	放射光施設が必要	放射光施設が必要

(2) 時間分解磁気光学 Kerr 効果顕微鏡の特長

磁気光学 Kerr 効果顕微鏡は、強磁性体から反射された光の偏光が磁化に依存してわずかに変化することを利用した磁区観察手法である。古くからある技術であるが、実験室で使える手軽な磁区観察手法として現在でも広く用いられている。反射配置の観察のため試料を薄く削る必要がないこと、時間分解観察が可能なこと、比較的広い領域の観察が可能であることなどから、軟磁性材料の評価には適した手法といえる。さらに近年になり、空間分解能が向上したほか、3次元ベクトル磁化観察や、ストロボスコープ時間分解観察が比較的容易に利用可能となり、非常に強力なツールとなってきている。本小項では、近年開発されたこの時間分解磁気光学 Kerr 効果顕微鏡の特長と、それをを用いた軟磁性材料の観察例について紹介する。

この磁気光学 Kerr 効果顕微鏡は、従来の磁気光学顕微鏡に比べ空間分解能が高く、3次元ベクトル磁化観察と約 10 GHz までの時間分解観察が可能という特長がある⁽⁴²⁾⁽⁴³⁾。図 2.1.4.39(a)に、この磁気光学顕微鏡の模式図を示す。光源は半導体レーザーを用い、光ファイバを用いて顕微鏡の照明光学系に導入されている。また、照明光学系は自動回転ステージによって 360 度方向を変えられるようになっている。磁気光学効果は光の進行方向の磁化成分に感度を持つため、磁気光学顕微鏡で試料面内方向の磁化を観察する場合、照明光は観察したい磁化方向から試料表面に対して斜めから入射させる必要がある (図 2.1.4.39(b))。この際に光の入射方向 (観察する磁化の方向) に垂直な方向について通常の光学顕微鏡に比べて空間分解能の低

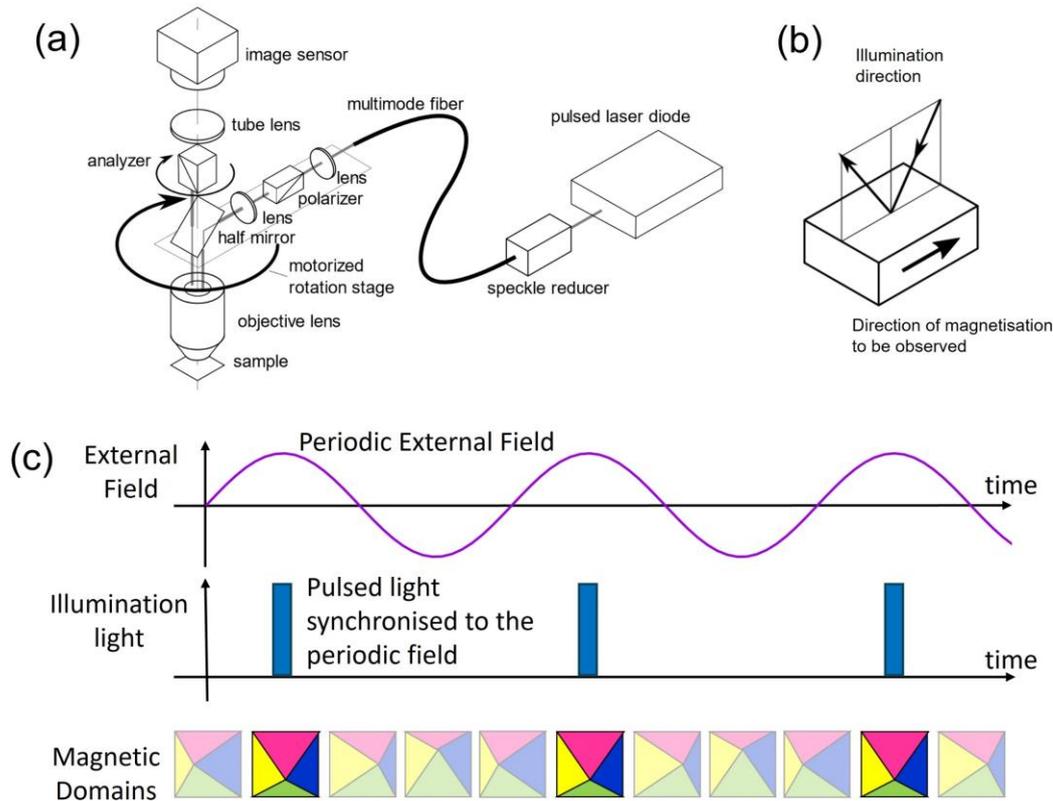


図 2.1.4.39 (a) 時間分解磁気光学 Kerr 効果顕微鏡の模式図。パルス光源として半導体レーザーを用いている。回転ステージによって照明光の入射方向を変化させた磁区画像を多数取得し、数値的に合成することにより、高分解能化とベクトル磁区観察を実現している。(b) 観察する磁化方向と照明光の入射方向の関係。面内方向の磁化を観察するには、照明光を試料表面に斜めに入射させる必要がある。通常の磁気光学顕微鏡ではこのために空間分解能が低下する。(c) ストロブスコープ法による時間分解観察の原理。周期的な外部磁界に同期したパルス光によって照明することにより、磁区が止まって見えることを利用した観察方法。

下が発生する。本磁気光学顕微鏡では、照明光の入射方向を 8~16 方向に変えて磁区画像を撮影しこれらを数値的に重ね合わせることで、磁化ベクトルの 3 成分を観察可能にするとともに、空間分解能の低下のない画像を得ることができる。

時間分解観察にはストロボスコープ法と呼ばれる方法が用いられる。ストロボスコープ法は、周期的な外部磁界によって磁区が周期的に変化しているときに、この周期に同期したパルス光によって照明することにより、磁区が静止して見えることを利用した観察方法である (図 2.1.4.39(c))。照明光源にはパルス半導体レーザーが用いられる。ここで用いた半導体レーザーは最小約 30 ピコ秒までの任意の幅のパルス光を 250 MHz 以下の任意の周期で発生することが可能であり、静的な磁区から最高 10 GHz 程度までの動的な現象の観察が可能である。(パワーエレクトロニクス用軟磁性材料の開発において重要となるのは、10 MHz 程度までであろう。) 半導体レーザーは出力が安定で調整の必要がないため、電源を入れてすぐに測定を開始できるのも大きなメリットである。

(3) 観察例

本装置を用いて観察した交流励磁による磁区の運動の様子を 図 2.1.4.40、図 2.1.4.41 に示す。交流磁界の 1 周期 (この例では 1 ms) につき 24 枚を時分割撮影しており、通常は動画像として見るができるが、ここではそこから数枚を抜き出して示している。交流磁界は図の左右方向に印加している。図 2.1.4.40 はアモルファス薄帯を 1 kHz の交流磁界で励磁した際の磁区の変化である。画像上部の数字は 1 枚目の画像からの経過時間を、磁区画像中の矢印は面内の磁化ベクトルの方向を示している。左下のグラフに赤で示した部分は磁化曲線における磁区画像の対応する位置を示しており、右下の画像は磁化ベクトルの面内での分布を示す 2 次元ヒストグラムである。磁区構造には特徴的なリプル状の磁区が見られるが、おおまかには赤色で示される右向きの磁化を持つ磁区と、緑色で示される左向きの磁化を持つ磁区に分かれている。1 枚目から 3 枚目にかけて、左向きの磁界が徐々に強くなるに従い、磁区画像中に緑色で示される左向きの磁区が広がっていることがわかる。磁化曲線ともよく対応している。1 枚目の 2 次元ヒストグラム上には右側に強いピークが、その逆向きの位置に弱いピークが見られ、それ

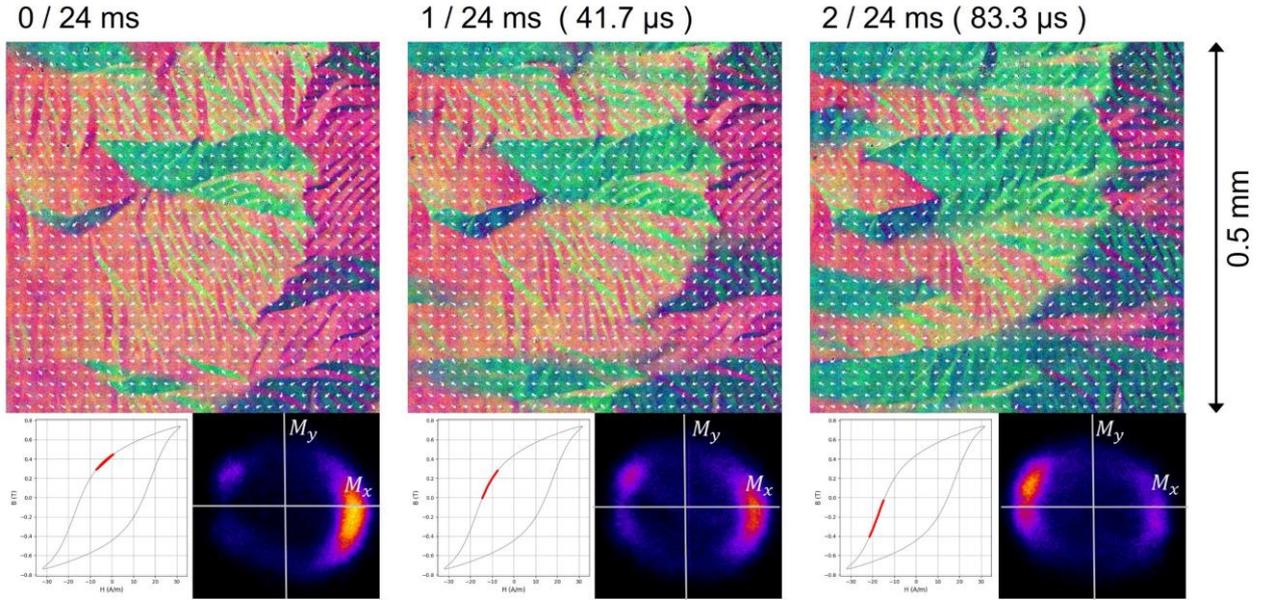


図 2.1.4.40 1 kHz で交流励磁したアモルファス薄帯試料の時間分解磁区観察。磁区画像中の矢印は面内の磁化ベクトルの方向を示す。各像の左下は磁化曲線上の対応する位置、右下は磁化ベクトルの分布を表すヒストグラム。左向きの磁界が強くなるに従い、緑色で示される左向きの磁区が広がっていく。このとき磁化ベクトルの分布を示すヒストグラムでは、左右のピークのウェイトのみが変化しピークの位置が変化していないことから、磁化変化が磁壁移動によって起きていることがわかる。

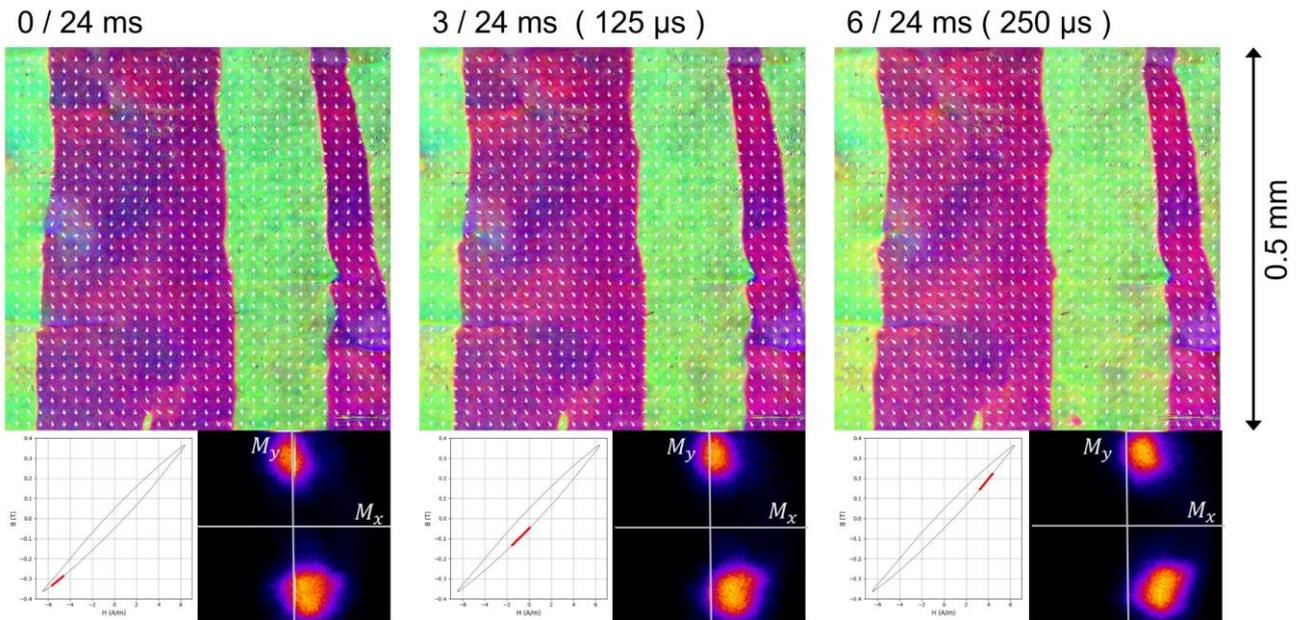


図 2.1.4.41 1 kHz で交流励磁したナノ結晶薄帯試料の時間分解磁区観察。磁区構造の変化はわずかであるが、磁化ベクトルの分布を示すヒストグラムでは、上下二つのピークが左から右に移動しており、上向き・下向きの磁区中でそれぞれ磁化の向きが回転することによって全体磁化が変化していることがわかる。

それぞれ左向きの磁区と右向きの磁区に対応している。右側のピークが強いのは、右向きの磁区が多いことを反映している。左向きの磁区の増加に伴い右のピークが弱くなり、左のピークが強くなっており、左向きの磁区が増加したことを示している。ピークの位置は変化せずに、二つのピークの強さが変化していることから、この試料では磁壁の移動により磁化の変化が起きていることがわかる。

一方、**図 2.1.4.41** は市販のナノ結晶薄帯の巻回磁心を 1 kHz で励磁した際の観察例である。この試料は図の上下方向に弱い磁気異方性を持っており、磁界を印加しない状態では上向きの磁区と下向きの磁区に分かれる。2次元ヒストグラム上では上下に二つのピークがみられ、それぞれ上向きと下向きの磁区に対応している。時間の経過により、磁化曲線においては磁化の変化が見られるが、磁区画像での磁区形状の変化はごくわずかである。一方、ヒストグラムにおいては時間とともに上下二つのピークが左右に移動しており、磁区内での磁化方向の回転が生じていることがわかる。磁区画像中の矢印の方向を詳細に観察することによっても磁化が回転していることを確認できるが、このようなヒストグラムによる解析を行うことにより、磁化の運動をより視覚的にわかりやすく理解することができる。また、静止画像からはわかりにくい、磁壁の移動も確認できる。各磁区の磁化は印加交流磁界におおむね垂直な方向を向いているため、この場合の磁壁移動は磁界方向（左右方向）への磁化変化にはあまり寄与しないが、磁界と垂直な方向に局所的に大きな磁化変化を起こしており、磁壁周辺に渦電流を発生させる。したがって、この材料では磁壁の移動を抑制することにより、損失をさらに低下させることができると考えられる。

フェライトは金属磁性材料に比べて反射率が低く磁気光学効果が小さいため、これまで磁気光学顕微鏡による磁区観察が難しかったが、本装置により磁区観察が可能になった。**図 2.1.4.42(a)** は、市販 Mn-Zn フェライトリング磁心の磁区画像である。結晶粒界を白線で表示している。各結晶粒は数個の磁区に分かれており、渦状の還流磁区構造も所々にみることができ。 **図 2.1.4.42(b)** は、100 kHz の交流磁界で励磁した際の動的磁区観察から求めた磁化の回転角の分布で、その角度ごとの頻度（ヒストグラム）を **図 2.1.4.42(c)** の赤実線で示してある。回転角の大きいところが磁壁移動の起こった部分にあたるが、全体に対する割合はわずかであり、大部分は回転角 20 度以下の領域であることがわかる。一方、 **図 2.1.4.42(c)** の青破線は各回転角からの磁化変化への寄与を表している。160 度付近のピークと 70 度付近の弱いピークがそれぞれ 180 度磁壁および 90 度磁壁の移動からの寄与を示している。しかし、磁化変化への寄与が最も大きいのは回転角 10 度程度の磁化回転であることがわかる。

図 2.1.4.43 は、ナノ結晶材料の前駆体であるアモルファス薄帯の磁区観察例である。ここには、アモルファス薄帯の急冷時に生じた内部歪みの効果や、表面のキズや切断時に端部に生じる歪みによる磁区への影響が明瞭に観察されている。このよう

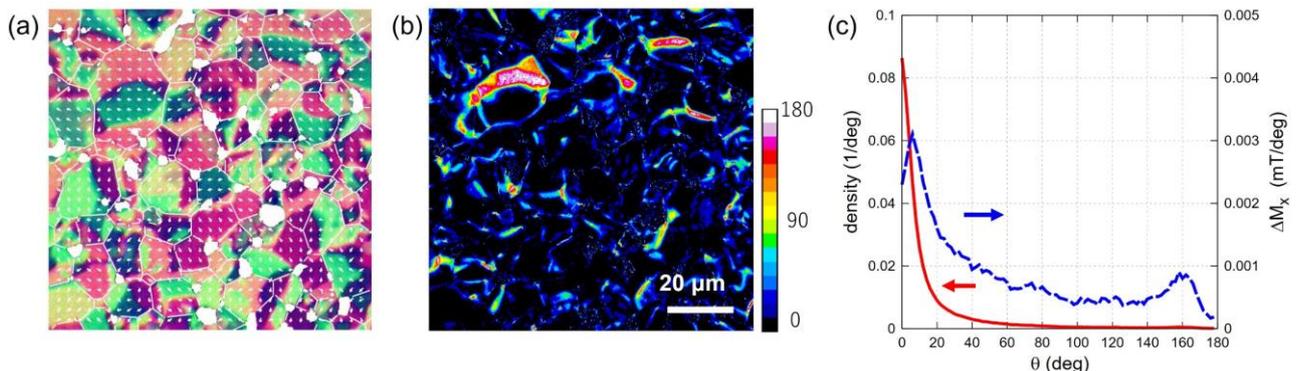


図 2.1.4.42 (a)市販 Mn-Zn フェライトリング磁心の磁区画像。白線は結晶粒界、白い斑点は空孔を示す。(b) 100 kHz の交流磁界で励磁した際の磁化の回転角の分布。回転角の大きいところが磁壁の移動に対応している。(c) 回転角分布（赤実線）のヒストグラムと各回転角の磁化変化への寄与（青破線）。磁壁移動の起きた部分は全体から見るとごくわずかで、ほとんどの領域は回転角 20 度以下である。磁化変化への寄与には磁壁移動の寄与によるピークが 160 度付近に見られるが、最も寄与が大きいのは回転角 10 度付近である。

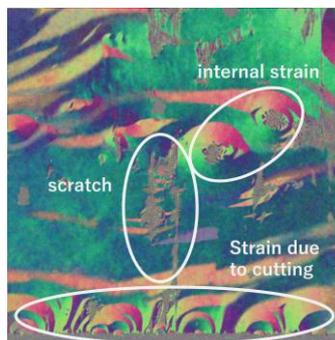


図 2.1.4.43 磁区画像に表れるキズや製造・加工時の歪みの影響

に、材料の加工による影響（ビルディングファクター）などの評価にも利用可能である。

(4) まとめ

上述のように、時間分解磁気イメージング技術を用いることにより、交流励磁下における磁化の変化がどのような過程で生ずるかを知らることができる。磁気光学顕微鏡による磁気イメージングは、適切な較正により定量的な測定を行うことが可能であり、単に磁区の形状がどのように変化したかだけでなく、磁化がどの程度回転したかや、磁壁の移動がどの程度磁化の変化に寄与したかなどといった定量的な解析を行うことも可能である。時間分解磁気イメージングだけでなく、鉄損測定や材料組織観察、シミュレーションなどの様々な手法と組み合わせることにより、より多くの情報を得ることができるだろう。軟磁性材料の損失低減には、細かい損失要因を丁寧に取り除いていく地道な作業が求められる。そのためには、損失の発生要因を材料ごとにしっかりと確認し理解したうえで開発を進めていく必要がある。本手法の今後の軟磁性材料・磁気素子の研究開発の場における普及と活用が期待される。 [小笠原剛]

1.4.9 微細構造・組成・原子分布解析法

軟磁性材料を開発する上で上述してきた磁気特性測定だけでなく、結晶構造解析の観点から走査型電子顕微鏡（Scanning Electron Microscope : SEM）観察、透過型電子顕微鏡（Transmission Electron Microscope : TEM）観察、アトムプローブトモグラフィー（Atom Probe Tomography : APT）解析なども有効な測定法である。ここでは、それらの測定法に関する概略について説明する。

SEM 観察に関しては、加速した電子線を試料に照射して組織を観察する手法である。照射する電子線を収束させ二次元的に走査しながら、試料から放出される二次電子や反射電子を検出し画像を得る手法であり、比較的低倍での組織観察や、エネルギー分散型 X 線分析（Energy Dispersive X-ray Spectroscopy : EDS）による元素分析、電子線後方散乱回折（Electron Backscatter Diffraction : EBSD）による結晶方位解析などにも利用できる。

TEM 観察は、SEM 観察と同様に電子線を収束させ二次元で走査する走査型透過顕微鏡（Scanning Transmission Electron

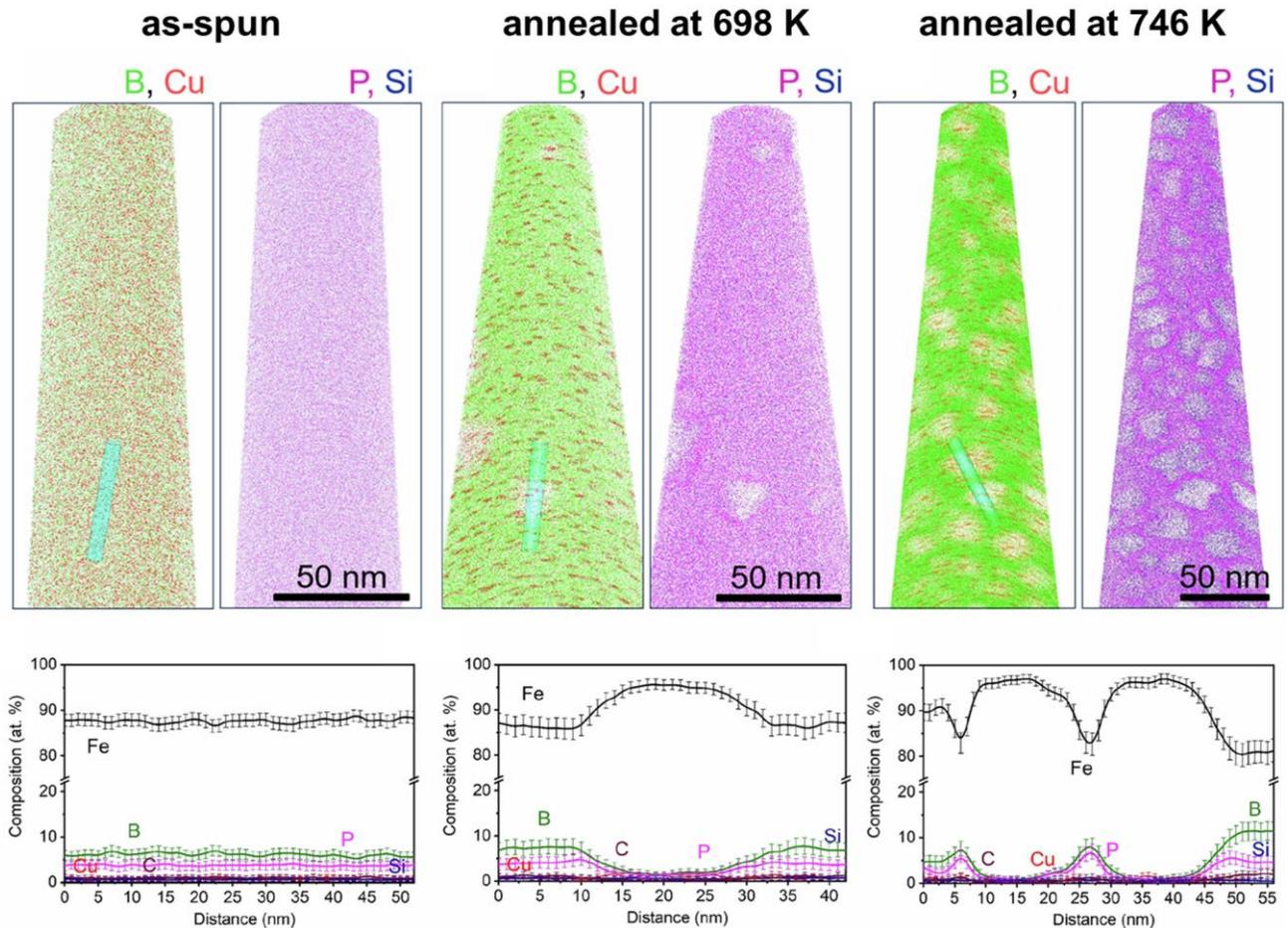


図 2.1.4.4 ナノ結晶合金材料における原子マップと組成プロファイルの例⁽⁴⁴⁾

Microscope : STEM) 観察において、球面収差補正を行うことで原子間距離以下の空間分解能を得ることができる。また、EDS と組み合わせることで原子コラム単位での元素マッピングも可能である。さらに、STEM 像の選択領域からナノビーム電子線回折像の二次元マップを取得する 4D-STEM (4 Dimensional-Scanning Transmission Electron Microscope) 法は、ナノスケールの相分離などの解析に有効である。一方、電子線を収束させず広げた状態で試料に照射して観察する通常の TEM 観察は、透過波から形成される回折像の任意のスポットを選択することで明視野像や暗視野像を得ることができる。これは微細結晶粒の形状・粒径の確認などによく利用される。また、STEM, TEM はいずれも電子エネルギー損失分光 (Electron Energy-Loss Spectroscopy : EELS) と組み合わせることで、選択領域の結合状態解析や、膜厚の解析も可能である。

APT は飛行時間型の元素分析と位置敏感型検出器を組み合わせることによって、試料中の原子分布を三次元的に取得する装置であり、全元素の検出が可能である。例えば、図 2.1.4.44 (ナノ結晶合金材料の原子マップと組成プロファイルの例⁽⁴⁴⁾) のように、数 nm サイズの微細結晶粒の組成や、その母相との界面組成など、TEM, STEM では不可能な元素分析が可能である⁽⁴⁵⁾。集束イオンビーム (Focused Ion Beam : FIB) のリフトアウト法によって任意箇所から解析用試料を作製することで、粒界部などの解析にも有用である。

磁区観察手法に関しては、TEM を用いて試料の磁区からのローレンツ力で電子線がシフトすることを利用して、磁区の境界である磁壁を可視化するローレンツ法は、試料を薄膜化する必要がある点がデメリットではある。一方で、TEM の中で印加磁場を変えて観察することも可能であり、磁壁の移動に対する微細組織の影響を調べる場合に利用できる⁽⁴⁶⁾。

[大久保忠勝]

文献

- (1) R. Moskowitz, and E. Della Torre : "Theoretical aspects of demagnetization tensors.", IEEE Trans. Magn. 2.4, pp.739-744 (1966)
- (2) E. H. Brandt : "Geometric edge barrier in the Shubnikov phase of type-II superconductors.", Low Temp. Phys. 27, pp. 723-731 (2001)
- (3) R. Prozorov, and V. G. Kogan : "Effective demagnetizing factors of diamagnetic samples of various shapes.", Phys. Rev. Applied 10, 014030 (2018)
- (4) 日本磁気学会編 : 「磁気便覧」, 丸善出版, ISBN 978-4-621-30014-5 (2016)
- (5) V. Franco, and B. Dodrill, eds. : "Magnetic measurement techniques for materials characterization.", Springer Nature, (2021)
- (6) D. Jordán, et al. : "Detection of magnetic moment in thin films with a home-made vibrating sample magnetometer." J. Magn. Magn. Mater. 456, pp. 56-61 (2018)
- (7) B-H Analyzer SY-8218 / SY-8219 Instruction Manual, IWATSU ELECTRIC CO., LTD(2017)
- (8) 山田 : 「軟磁性体の B-H 曲線測定」, 大阪産業技術研究所, Technical Sheet, No. 16011 (2017)
- (9) JIS C 2550-1 : 「電磁鋼帯試験方法—第 1 部 : エプスタイン試験器による電磁鋼帯の磁気特性の測定方法」, 日本規格協会 (2011)
- (10) JIS C 2556 : 「単板試験器による電磁鋼帯の磁気特性の測定方法」, 日本規格協会 (2015)
- (11) 東大地, 他 : 「変圧器用 Fe 基アモルファス合金とその磁気特性測定法の規格化」, 日立金属技報= Hitachi metals technical review/日立金属株式会社技術開発本部グローバル技術革新センター GRIT 編 33, pp. 28-33 (2017)
- (12) 遠藤恭 : 「粒径の異なる軟磁性微粒子材料の開発」, まぐね, Vol.19, No.1, pp.4-10 (2024)
- (13) CQ 出版社 : 「トラ技ジュニア No.29 (2017 年春号) 動画連動コーナ『エレキ科学実験! 制御不能のインダクタ』の補足情報 インダクタやトランスの磁気飽和とメカニズム」, <https://www.cqpub.co.jp/toragijr/article/2017/1704mov3.html> (引用日 2025-05-06)
- (14) Keysight Technologies : 「LCR メータおよびインピーダンスアナライザを用いた誘電率/透磁率の測定ソリューション」, Application Note 5980-2862JAP (2015)
- (15) T. Mannen, et al. : "Flexible-Printed-Circuits Based Magnetizing Coil for a High-Frequency and Large-Amplitude Magnetic-Field Generator.", 2021 IEEE Applied Power Electronics Conference and Exposition (APEC), pp. 2870-2875, Jun. 2021, DOI: 10.1109/apec42165.2021.9487199
- (16) H. Tanaka, et al. : "Dynamic Magnetometer for Full M-H Loop Measurement in the Megahertz Range.", under review
- (17) R. Prozorov, and V. G. Kogan : "Effective demagnetizing factors of diamagnetic samples of various shapes", Phys. Rev. Applied 10, 014030 (2018)
- (18) B-H Analyzer SY-8218 / SY-8219 Instruction Manual, IWATSU ELECTRIC CO., LTD, (2017)
- (19) IEC 62044-3 : "Cores made of soft magnetic materials – Measuring methods – Part 3: Magnetic properties at high excitation level", Edition 2.0 (2023)
- (20) T. Shimizu.: "Loss Evaluation of Magnetic Devices Used in Power Converters", IEEE Trans. Elec. Electron. Eng. Vol.18, pp.1728-1736 (2023)
- (21) M. Mu, Q. Li, D. J. Gilham, F. C. Lee and K. D. T. Ngo: "New Core Loss Measurement Method for High-Frequency Magnetic Materials", in IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.29, No.8, pp.4374-4381, Aug. 2014, DOI: 10.1109/TPEL.2013.2286830.
- (22) D. Hou, M. Mu, F. C. Lee and Q. Li: "New High-Frequency Core Loss Measurement Method With Partial Cancellation Concept", in IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.32, No.4, pp.2987-2994, April 2017, DOI: 10.1109/TPEL.2016.2573273.
- (23) 上原裕二, 河野健二, 佐藤佑樹, 岡本聡 : 「共振法による圧粉材料の高周波損失測定」 電気学会論文誌 A (基礎・材料・共通部門誌), 143(12), pp.374-378.
- (24) Y. Sato et al.: "Accuracy Investigation of High-Frequency Core-Loss Measurement for Low-Permeability Magnetic Materials", in IEEE Transactions on Magnetics, Vol.59, No.11, pp.1-5, Nov. 2023, Art no. 6301105, doi: 10.1109/TMAG.2023.3283955.
- (25) E. Ferrara et al.: "Characterization and assessment of the wideband magnetic properties of nanocrystalline alloys and soft ferrites", J. Mater. Res., Vol.33(15), pp.2120-2137, Aug. 2018.
- (26) M. Mu, Q. Li, D. J. Gilham, F. C. Lee and K. D. T. Ngo: "New Core Loss Measurement Method for High-Frequency Magnetic Materials", in IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.29, No.8, pp.4374-4381, Aug. 2014, DOI: 10.1109/TPEL.2013.2286830.
- (27) D. Hou, M. Mu, F. C. Lee and Q. Li: "New High-Frequency Core Loss Measurement Method With Partial Cancellation Concept", in IEEE Transactions on Power Electronics, Vol.32, No.4, pp.2987-2994, April 2017, DOI: 10.1109/TPEL.2016.2573273.
- (28) M. Mu, et al.: "A High-frequency core loss measurement method for arbitrary excitation", Proc. APEC 2011, pp.157-162 (2011)
- (29) 井瀨・舟木 : 「電力変換回路に適用する磁性部品の鉄損実測評価結果における寄生成分の影響に関する一検討」, 電気学会研究会資料, MAG-22-055, LD-22-038, pp.39-44 (2022)
- (30) 井瀨・舟木 : 「電力変換回路に適用する磁気素子の高周波鉄損測定法に関する検討」, 電気学会研究会資料, MAG-22-071, pp.34-40 (2022)
- (31) 井瀨・舟木 : 「部分キャンセル法に基づく圧粉材料の鉄損測定に関する検討」, 日本金属学会・第 174 回講演大会, S3-6 (2024)
- (32) 井瀨・舟木 : 「スイッチング電流測定における同軸シャント抵抗の実装方式と測定精度に関する一検討」, 電気学会研究会資料, SPC-21-122, MD-21-109, pp.91-96 (2021)

- (33) 井淵・舟木：「ゲイン位相特性および過渡応答測定に基づく電圧・電流プローブの性能評価に関する一検討」，電気学会研究会資料，EMC-22-002，pp.5-10 (2022)
- (34) Y. Uehara, Y. Sato, S. Okamoto, T. Taniguchi, H. Tsukahara, and N. Ono: “Core loss measurements and loss separation of power inductor under triangular excitation”, 第49回日本磁気学会学術講演会, 18pD-5, pp.247 (2025)
- (35) 井淵・舟木：「高周波スイッチングコンバータ用圧粉磁心の実回路動作における損失評価の課題に関する検討」，電気学会研究会資料，MAG-24-078，pp.31-36 (2024)
- (36) T. Onuma, N. Ono, and S. Okamoto: “Feature analysis on iron loss behaviors of various soft magnetic cores under DC bias fields”, Journal of the Magnetics Society of Japan 49.1 (2025): 21-26.
- (37) T. Onuma, Z. Li and S. Okamoto: “Feature Analysis on B-H Curves of Dust Cores Under the Application of DC Bias Field”, in IEEE Transactions on Magnetics, Vol.59, No.11, pp.1-5, Nov. 2023, Art no. 6000705, DOI: 10.1109/TMAG.2023.3281548
- (38) S. Flohrer, R. Schäfer, J. McCord, S. Roth, L. Schultz, and G. Herzer, “Magnetization loss and domain refinement in nanocrystalline tape wound cores,” Acta Materialia, 54(12), 3253 (2006), DOI: 10.1016/j.actamat.2006.03.011.
- (39) 「磁気イメージングハンドブック」，日本磁気学会編，共立出版株式会社，2010年，ISBN 978-4-320-03468-6.
- (40) Alex Hubert, Rudolf Schäfer, “Magnetic Domains – The Analysis of Magnetic Microstructures”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 1998, ISBN 978-3-540-64108-7.
- (41) Ed, Akinobu Yamaguchi, Atsufumi Hirohata, and Bethanie Stadler, “Nanomagnetic Materials - Fabrication, Characterization and Application”, Elsevier 2021, ISBN 9780128223499.
- (42) T. Ogasawara, “Improvement in spatial frequency characteristics of magneto-optical Kerr microscopy”, Japanese Journal of Applied Physics, 56(10), 108002 (2017), DOI: 10.7567/JJAP.56.108002.
- (43) T. Ogasawara, and A. Yamaguchi, “Observation of frequency dependent resonances in magnetic vortex core gyration using time-resolved magneto-optical Kerr microscope with pulsed semiconductor laser illumination”, Japanese Journal of Applied Physics, 61(1), 018001 (2022), DOI: 10.35848/1347-4065/ac3ea6.
- (44) R. Gautam, S. Hiramoto, N. Kulesh, H. Mamiya, S. Okamoto, N. Ono, T. Ogasawara, T. Ohkubo and H. Sepehri-Amin: “Ultra-low core loss in Fe-enriched soft magnetic ribbons enabled by nanostructure and high-frequency domain engineering”, Nat Commun, 16, 8022, https://doi.org/10.1038/s41467-025-63139-1, (2025)
- (45) 佐々木泰祐, 埋橋淳, 大久保忠勝, 宝野和博: 「3次元アトムプローブ解析法の最近の進展」, まてりあ, 61巻, 2号, 61-72, DOI:10.2320/materia.61.72, (2022)
- (46) Y.M. Chen, T. Ohkubo, M. Ohta, Y. Yoshizawa and K. Hono: “Three-dimensional atom probe study of Fe-B-based nanocrystalline soft magnetic materials”, Acta Materialia, Volume 57, Issue 15, Pages 4463-4472, DOI :10.1016/j.actamat.2009.06.008, (2009)

1.5 変圧器・インダクタ

キーワード：軟磁性材料，磁気回路，磁心，巻線，鉄損，銅損，回路方式，効率

1.5.1 概要

本項では，DC-DC コンバータに使用される変圧器・インダクタに求められる代表的な特性を整理する。

(1) 動作周波数帯・電力帯における回路トポロジーと使用する磁気部品

DC-DC コンバータのスイッチング周波数と電力容量に対応した回路トポロジーと使用する磁気部品を図 2.1.5.1 に示す。パワー半導体デバイスにおける定格電圧・電流と周波数とのトレードオフに対応して DC-DC コンバータのスイッチング周波数と電力容量には同様のトレードオフの関係がある。また，これらのコンバータに使用される変圧器やインダクタの動作モード（励磁動作や巻線電流など）は，回路構成によってそれぞれ異なることに注意が必要である。

概ね数 kHz～100 kHz の周波数領域では，Si-IGBT や SiC パワー半導体を用いた大電力（おおよそ数百 kW～1 kW）DC-DC コンバータがあり，10 kHz 以上の変圧器を用いた絶縁形コンバータとしてはブリッジ型やフォワード型が利用されている。特に，DAB（Dual Active Bridge）コンバータは一次側二次側にフルブリッジ構成を採用して双方向の電力変換が可能であり，ソフトスイッチングも可能であるという特徴を持ち，EV 充電装置や電力システム用変換装置での用途が期待されている。一方，太陽光発電システムのパワコンやハイブリッド自動車や電気自動車の電動推進系パワートレインには昇圧チョッパが利用され，高電圧・大電流用インダクタが使用される。

100 kHz～1 MHz の動作周波数のコンバータは Si パワー-MOS-FET や GaN-FET が採用され，概ね数 kW～数十 W の電力をカバーする。変圧器を用いた絶縁形コンバータとしてはフライバックや LLC 共振が主流であ

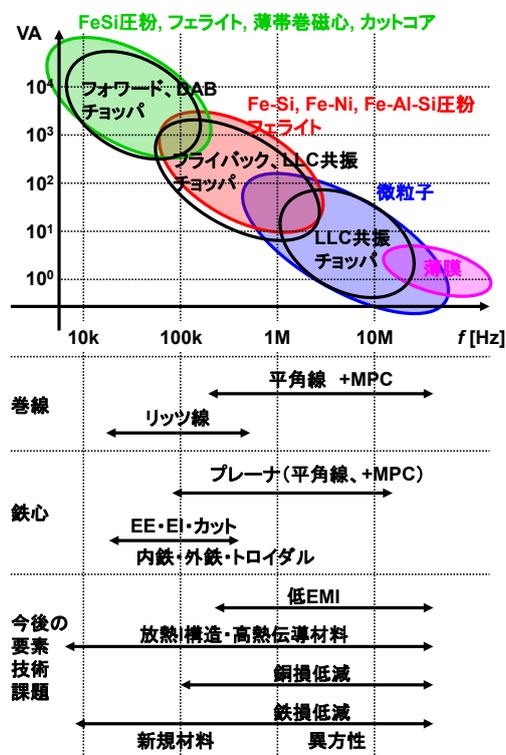


図 2.1.5.1 DC-DC コンバータのスイッチング周波数と電力容量における回路トポロジーと使用する磁気部品

る。特に、LLC共振は低ノイズ、パワー半導体のゼロ電圧ソフトスイッチングによる高効率の特徴を有する。

1 MHz ~10 MHz の動作周波数帯では GaN-FET を利用する例が多く、絶縁形としては共振コンバータが主流であり、変圧器用磁心には Ni-Zn フェライトを採用する例が見られる。チョップ回路は CPU や GPU への低電圧・大電流電力を供給する POL (Point of Load) 用途が多い。インダクタでは Ni-Zn 系フェライト、微粒子コンポジット磁心が採用されている。

10 MHz を超える超高周波領域のコンバータは、一部に Ni-Zn 系フェライトを用いた共振絶縁形コンバータが提案されているものの未だに研究開発の途上である。降圧チョップとしては CPU や GPU 用の IVR (Integrated Voltage Regulator) が多くを占めており、空心インダクタの代わりとして軟磁性薄膜カップルドインダクタやカルボニル鉄粉 (CIP) コンポジット磁心インダクタアレイなどが採用された多相コンバータが実用化されている。 [佐藤敏郎]

(2) 求められる代表的諸特性

a. 変圧器・インダクタ共通

まず、体積、実装面積、高さなどのサイズ、形状がある。磁気部品はパワーエレクトロニクスの中でもサイズの縮小が困難とされる代表的な部品である。また、磁気部品は磁性金属と銅線である金属材料が主体で、パワーエレクトロニクスシステムの中でも最も重量が大きい部品であるため、重量も同様に重要なファクターである。この他に、熱伝導率や温度係数が挙げられる。金属部の熱伝導率は高いが、磁気部品全体としては被覆材、接着剤、形状に熱伝導率は依存し、温度係数は高温動作耐性や熱暴走耐性のために良好な特性が求められる。

b. 変圧器

励磁インダクタンスは大きいほど励磁電流が減るため、変換回路の効率向上に寄与するが、不必要に大きいと巻線抵抗の増大による損失が増大する。また、小型軽量化の妨げにもなる。高透磁率材の使用も励磁インダクタンスの増大に大きく寄与するが、周波数特性とのトレードオフにある。続いて、結合インダクタを除き、インダクタにない性能指標として、結合係数がある。基本的に 1 に限りなく近い方が漏れインダクタンスがなく、理想的で好ましいが、一部の漏れインダクタンスを利用した共振回路方式では意図的に 0.8~0.95 程度に設定することがある。損失は、インダクタと同様に大きく鉄損と銅損に分けられるが、動作方法や構造の違いから損失メカニズムや注意点が異なる。鉄損は磁心材料と磁束密度と周波数に大きく依存する。フォワードコンバータとフライバックコンバータは B-H 平面の第一象限で動作し、特にフライバックコンバータは直流重畳磁界による磁気飽和に注意が必要である。一方でブリッジ型は第一、第三象限を往来するループで動作し、磁界振幅を大きくすることができる。銅損については、変圧器は直流電流がないため、交流銅損となる。巻き数比などが大きいと一次側と二次側での電流比が大きく異なるため、電流値に応じた適切な巻線断面積の選択が必要になる。また、一次、二次巻線の巻き方により近接効果の強さと銅損が大きく変わる。さらに巻線間静電容量と自己共振周波数も重要な特性である。一次巻線、二次巻線それぞれが自身の巻線間に生じる静電容量以外に一次二次巻線間に生じる静電容量もある。自己共振周波数はこれらの容量とインダクタンスで決定され、スイッチング周波数より十分高く設定 (約 10 倍以上) する必要がある。また、一次二次巻線間静電容量はコモンモードノイズ電流の伝導パスになるため、不必要な容量結合は避けなければならない。そして絶縁性能がある。絶縁形コンバータでは一次二次巻線間耐圧が特に重要となり、該当規格への準拠が求められる。高い絶縁性能はサイズ、インダクタンス、結合係数、損失と基本的にはトレードオフの関係にある。

c. インダクタ

インダクタのインダクタンスは大きいほど電流リップルが減るため、パワーデバイスの損失低減に有効だが、不必要に大きいとインダクタの損失増加を招きやすい。また、小型軽量化の妨げにもなる。高透磁率材の使用もインダクタンスの増大に大きく寄与するが、周波数特性とのトレードオフの関係にある。そしてインダクタでは直流重畳特性が重要である。直流電流がある場合は直流磁界成分が常に印加されるため、インダクタンスの低下と磁気飽和に注意が必要であり、優れた特性が求められる。磁気飽和によるインダクタンスの急激な減少は致命的な動作不良に至ることになるため、緩やかにインダクタンスが減るような特性が望ましい。磁気飽和しないように透磁率の小さい磁性体や磁路ギャップを設けることも多い。続いて損失について述べる。インダクタの電流は励磁電流と等しくなるため、リップル電流の増大にともなって鉄損が増大しやすくなる。銅損については、直流電流が含まれることから、直流抵抗による導通損失が占める割合が大きい。透磁率が低い材料や実効透磁率を下げるためのギャップを使うため、漏れ磁束による交流銅損増大に注意が必要である。そして、インダクタ自身の巻線間静電容量とインダクタンスで自己共振周波数が決まる。自己共振周波数はスイッチング周波数より十分高く設定 (約 10 倍以上) する必要がある。

1.5.2 変圧器

(1) 100 kHz 未満 (1 kW 以上) コンバータ用

100 kHz 未満、1 kW 以上の DC-DC コンバータについては、フォワードコンバータ、ハーフブリッジ・フルブリッジコンバータなどの代表的なトポロジーについて取り上げ、それらのコンバータに用いられる内鉄型・外鉄型変圧器について述べる。

フォワードコンバータに使用する変圧器の励磁はB-H平面の第一象限のみを用いて動作するが、ハーフブリッジ・フルブリッジでは原点を対称にB-H平面全体を描くように励磁する。そのため、ブリッジ構成は高い磁界振幅を与えることが可能で、回路電圧が高く、定格電力が大きな回路に向く。しかし、ブリッジ型は励磁動作のアンバランスによる直流磁界成分の蓄積（偏磁）とそれによる磁気飽和の危険性があるため、直流電流を除去するDCバイアスカットの容量挿入や、変圧器電流の直流成分の監視と偏磁抑制制御、変圧器へのギャップ挿入による磁気飽和抑制などが必要となる。

a. フォワードコンバータ

まず、フォワードコンバータの回路と動作波形を図2.1.5.2に示す。M₁をオンにすることで巻線n₁からn₂へ電力を転送する。このとき、変圧器の一次側巻線n₁には磁心の励磁電流と二次側に転送する負荷電流の一次側換算分の電流が流れる。磁心には負荷電流分の磁束は一次側と二次側で打ち消しあうため、励磁電流分の磁束のみが流れている。二次側ではD₂を介してチョークインダクタL₁が励磁され、チョップのようにL₁の電流I_{L1}が増える。その後M₁をオフにすると、M₁の電流がなくなるため、巻線n₁には電流が流れなくなるが、磁心の励磁電流を流すパスとして巻線n₃が用いられる。つまり、ダイオードD₁がオンし、巻線n₃を通して励磁電流が入力電源V_{IN}に環流する。そして、一次側巻線にはM₁ターンオフ時から逆起電力-V_{IN}の電圧が発生し、励磁電流は徐々に減少していずれ0に達すると逆起電力も消失する（励磁電流のリセットと呼ぶ）。そして次のM₁のターンオンまでその状態を維持する。この間、二次側のインダクタL₁は通常の降圧チョップと同じにダイオードD₃を介して回生し、電流が減少する。L₁があることで出力側の電流・電圧は平滑されるが、直流電流が流れ続けている。なお、変圧器は励磁電流分の磁束のみを扱えば良く、この励磁電流のリセットがあることで、励磁電流が蓄積し続けて磁心が偏磁することを防いでいる。

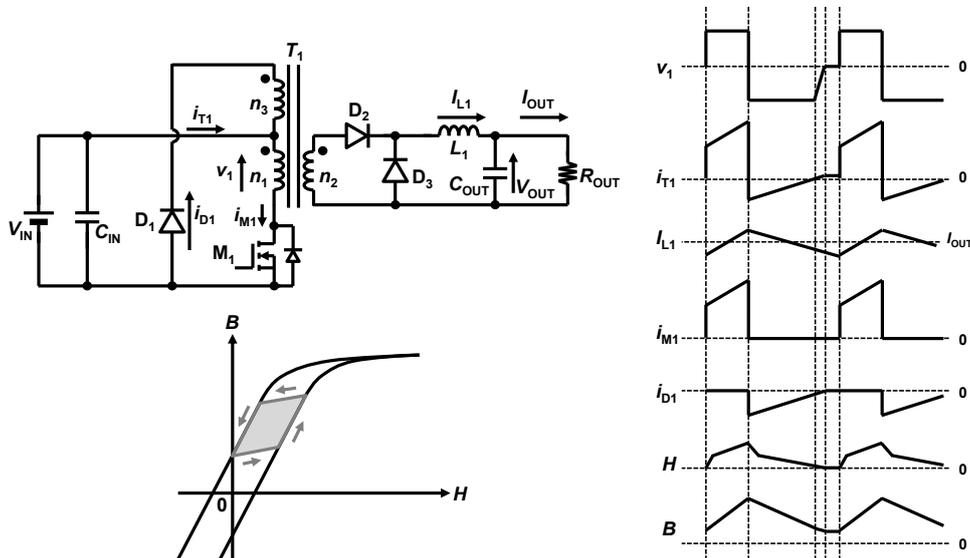


図 2.1.5.2 フォワードコンバータ

b. フルブリッジコンバータ

続いてフルブリッジコンバータを図2.1.5.3に示す。本回路は変圧器にV_{IN}と-V_{IN}が交互に印加されるため、B-H平面を広い範囲で動作し、大きな出力電力が必要なときに使用する。一方でB-Hの振幅が大きいため、鉄損の発生量も相対的に大きくなりやすい。このフルブリッジコンバータ動作では、一次側のスイッチをオフにしている際、励磁電流が二次側を流れることが多い。また、フルブリッジコンバータは実際のところスイッチングのタイミングがわずかにずれることでも偏磁が生じるため、直流成分のカットのために変圧器に直列に容量を挿入することもある。なお、フルブリッジコンバータは、v₁が0Vの期間の励磁電流は二次側を流れ、その導通損が課題となる。また、トランジスタのオン・オフにともなうスイッチング損も課題となる。

c. DAB コンバータ

図2.1.5.4にDABコンバータを示す。DABコンバータは二次側も図2.1.5.3の一次側フルブリッジ構造を採用したもので、充放電のように双方向の電力伝送が必要な大電力コンバータで注目されている。基準となる一次側のフルブリッジ動作に対して二次側のフルブリッジ動作を位相差φだけずらすことで、位相の進み側から遅れ側へと電力を供給する。図2.1.5.4の場合は、一次側から二次側に電力を送っている。出力電力はφが0°のときにゼロで、90°で最大となる。適切な動作条件ではゼロ電圧スイッチングが可能で、スイッチング損失を大幅に低減できる。