

Frequency Dependence of the Complex Initial Permeability
of MnZn Ferrite後藤 聡志
Satoshi Gotoh技術研究所 化学研究
部門 主任研究員(課
長)・工博河野 貴史
Takashi Kawano技術研究所 化学研究
部門 主任研究員(掛
長)曾我 直樹
Naoki Soga川鉄フェライト(株)
製品開発室

要旨

MnZn フェライトの複素初透磁率の周波数依存性は、Maxwell 方程式の厳密解から求められ、コアの寸法(断面半径)、比抵抗、誘電率で決定される。複素初透磁率の緩相型あるいは共鳴型の周波数依存性は、これらを考慮すればコア内の電磁場挙動から導くことができ、測定値をよく再現できる。MnZn フェライトの場合、1 MHz 以下の範囲で起きる共鳴を伴った初透磁率の低下は、従来の自然共鳴や磁壁共鳴の概念では説明できない。電磁場の厳密な挙動解析の結果、これはコアのマクロな電磁気特性で決まる個々のコア寸法に対応した一種の寸法共鳴であると解釈でき、誘電率の効果が大きいことがわかった。

Synopsis:

The higher the real part of the complex initial permeability, μ'_i , of MnZn ferrites is, the lower is the frequency at which it begins to fall. This phenomenon has been explained by the domain wall resonance of the rotational resonance. The authors analyzed the frequency dependence of the permeability by taking into account of the behavior of the electromagnetic wave derived from the cross section radius, r , the resistivity, ρ and the complex permittivity, ϵ . The typical measured μ'_i vs. frequency curve has a peak at a certain frequency, f_r , followed by a rapid fall. On the other hand, the resonant frequencies calculated from the rotational resonance and the domain wall resonance theory result in much higher frequencies than the observed one. By considering the effect to the three parameters, r , ρ and ϵ , the calculated curve reproduces the measured one which has a peak and a following rapid fall. The frequency dependence of the μ'_i is consequently determined by the individual sample dimensions and the macroscopic electromagnetic properties.

1 緒 言

OA 機器、通信機器などの信号処理のデジタル化、高速化に伴い、複雑な電磁環境下で機器およびシステムが安定に機能すること(EMC: electromagnetic compatibility)が要求されている。この EMI (electromagnetic interference) 対策の一環として種々の軟磁性材料のコアを使用したノイズフィルターが製造されている。コア材質としてソフトフェライトを使ったものは、300 MHz 程度の高周波域まで使用される NiZn (Cu) 系フェライトと 1 MHz 程度までの比較的的低周波域で使用される MnZn 系フェライトに大別される。MnZn 系フェライトはソフトフェライトの中で最も初透磁率を高くすることができ、市販品としては比初透磁率 18000 程度の材質まで製造されている。川鉄フェライト(株)では、このような EMC 用ノイズフィルターなどに使用される高透磁率 MnZn フェライトとして、MA040~MA100 (比初透磁率 4000~10000)を商品化している¹⁾。

ノイズフィルターなどで使われるフェライトコアは、ノイズを除

去したい周波数帯域で大きなインピーダンスが要求されるため、より高周波域まで高い初透磁率を維持することが望ましい。しかしながら MnZn フェライトは NiZn フェライトに比べて初透磁率は高くできるものの、高透磁率になるに従い低周波域で磁気緩和や共鳴現象を起こし、利用できる周波数の限界が 1 MHz 程度になっている。この現象は NiZn フェライトで示された Snoek の限界²⁾と同じ挙動であり、従来から自然共鳴³⁾や磁壁共鳴⁴⁾が原因とされてきた。本論文では MnZn フェライトでの初透磁率の周波数依存性を、試料の形状とマクロな電磁気特性から導かれるコア内の電磁場挙動から解析した結果、自然共鳴や磁壁共鳴ではなく、コア内の電磁波の寸法共鳴現象⁵⁾として説明できることを報告する。

2 複素初透磁率の周波数特性の計算

2.1 Maxwell 方程式を基礎にした複素初透磁率厳密解の導出

MnZn フェライトコアを電磁氣的に均質な媒質(誘電率 ϵ 、透磁率 μ 、比抵抗 ρ が直流あるいは低周波数域で一定)であると仮定し、

* 平成9年10月9日原稿受付

その中を周波数 f (角周波数 $\omega = 2\pi f$) で正弦波的に変化しながら伝播する交流電磁場の空間分布を Maxwell の方程式から導く。そして、コア内で変動する磁束密度を平均化して、印加電場に対する見かけの透磁率を求める。通常、インピーダンスアナライザなどで測定できる透磁率はこの見かけの値である。

半径 a の円形磁路断面を持つトロイダル形状の均質な媒質を仮定すると、コア内電磁場分布が Maxwell 方程式から解析的に求まる。媒質の ε , μ , ρ がそれぞれ電場 E , 磁場 H , 電流 I に依存せず一定 (μ は初透磁率の範囲) であるとする。コアの半径方向を r , 磁路方向を z とする円柱座標を使って、コア内の磁場分布は、

$$H(r) = H_a \frac{J_0(kr)}{J_0(ka)} \quad (1)$$

と表される⁹⁾。ここで H_a はコア表面 ($r=a$) での磁場であり、また J_0 は第 1 種零次の Bessel 関数である。 k は

$$k = \sqrt{\omega\mu(\omega - j/\rho)} \quad (2)$$

と表され、 j は虚数単位である。次にコアの磁路断面内の総磁束 Φ を求めると

$$\Phi = 2\pi \int_0^a \mu H(r) r dr \quad (3)$$

となり、 $\int_0^a r J_0(kr) dr = J_1(ka) r/k$ の関係を使うと、

$$\Phi = \frac{2\pi a \mu}{k} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \cdot H_a \quad (4)$$

と計算される。 J_1 は第 1 種 1 次の Bessel 関数である。よって、コア断面で平均化した磁束密度 B は

$$B = \frac{\Phi}{\pi a^2} = \frac{2\pi}{ka} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \cdot \mu H_a \quad (5)$$

となる。したがって見かけの透磁率 μ_a は複素数で表され

$$\mu_a = \mu_a' - j\mu_a'' = \frac{2\pi}{ka} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \cdot \mu \quad (6)$$

で示される。ここで μ が初透磁率 μ_i となると、 μ_a すなわち見かけの初透磁率 μ_i は ρ , ε , a , f の関数として変化する。

コア断面が一定の場合、低周波あるいは直流で一定の初透磁率を持つコアの μ_i の周波数特性を支配する因子として、比抵抗と誘電率が存在することがわかる。金属磁性材料の場合、比抵抗は小さく誘電率に関してはほとんど無視できる。しかし、通常使われる多結晶の MnZn フェライトの場合、フェライトの中でも比較的小さな比抵抗 ($0.1 \sim 10 \Omega \cdot \text{m}$) と大きな比誘電率 ($\sim 10^4$) を持つ。Brockman ら¹⁰⁾ は、これらを考慮するとコア内の電磁波が定常波となって共鳴を起こし、 μ_i' がある周波数で少し増加した後、急激に減少する、いわゆる寸法共鳴の現象が起きることを (6) 式の近似解を使って示した。計算結果と測定結果がよく一致したため、寸法共鳴は電磁波の定常波が生じる条件から、コア断面半径が 10 mm 程度以上の大型コアでおきると理解されてきた¹¹⁾。しかしながら、この計算は近似解を使用した結果であるため、(6) 式の厳密解を使用してコアの比抵抗、誘電率、寸法の変化に対する初透磁率の正確な挙動を再計算してみる。

2.2 比抵抗の影響

古典的な渦電流の考えによると、コアの比抵抗 ρ が高くなれば ρ に反比例して渦電流損失を低減できるので、高周波まで透磁率は減衰しないことが予想される。直流測定での初透磁率 μ_i/μ_0 を 10000、比抵抗を 0.06, 0.3, $1.2 \Omega \cdot \text{m}$ としたときの複素初透磁率 μ_i'/μ_0 の周波数依存性の計算結果を Fig. 1 (a) に示す (μ_0 は真空の透磁率)。誘電率の影響を避けて解析するため、(6) 式において ε は真空の誘

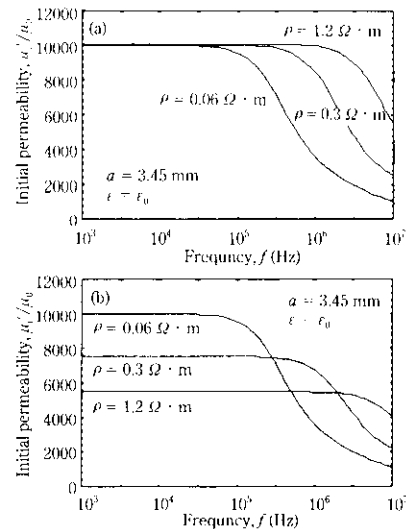


Fig. 1 Calculated frequency dependence of the complex initial permeability, μ_i'/μ_0 , for MnZn ferrite cores having various resistivities, ρ , under the conditions in which the radius, a , of the circular cross section of the cores is 3.45 mm and the permittivity, ε , is ε_0 which is the permittivity of free space

電率 ε_0 とし、外形 31 mm、内径 19 mm、高さ 6~7 mm 程度の標準的なリング形状を想定して、コア断面の等価断面半径 a を 3.45 mm とした。比抵抗が $0.06 \Omega \cdot \text{m}$ の場合、周波数 100 kHz ですでに μ_i' は減少し始めているが、 $1.2 \Omega \cdot \text{m}$ まで高めると 1 MHz 程度まで一定値を維持する。初透磁率を一定に維持できるならば、比抵抗を単純に増加してゆけば周波数特性は改善される。しかしながら、実際に製造されるコアでは比抵抗を高めるため、 SiO_2 , CaO などの添加物を加えて粒界に高低抵抗相を形成させている。このため比抵抗は高くなるが、これら不純物の影響で初透磁率は低下する。Fig. 1 (a) に示した各比抵抗を持つコアは、実際にはそれぞれ $\mu_i'/\mu_0 = 10000$, 7500, 5500 程度の初透磁率を示すため、Fig. 1 (b) に各コアの初透磁率の周波数特性の計算結果を示す。

いずれの計算結果も μ_i' の周波数依存性は緩和現象だけを示しており、後述するように実際の測定結果でみられるような μ_i' が一旦増加したあと、急減する現象は起きていない。また、 $\mu_i'/\mu_0 = 5500$ のコアでは数 MHz まで周波数特性が延びており、実際のコアの数百 kHz 程度からの減少は再現できていない。これは誘電率の影響を無視しているため、渦電流損失による緩和現象だけが計算されているためと考えられる。

2.3 誘電率の影響

MnZn フェライトは 3 章で示すように複素比誘電率 ε_c の値が実数部、虚数部ともに非常に大きく、高周波でも $10^3 \sim 10^6$ 程度になる。通常の強誘電体と比較すると、実数部も大きい虚数部の誘電損失項が非常に大きいことが特徴である。これは粒界絶縁相がコンデンサとして働き、そこを流れる変位電流の損失が無視できないくらい大きくなることを意味する。

直流測定での初透磁率 μ_i/μ_0 を 10000、比抵抗を $0.06 \Omega \cdot \text{m}$ としたときの μ_i'/μ_0 の周波数特性が複素比誘電率 ε_c' , ε_c'' によって変化する様子を Fig. 2 に示す。コア形状は前節と同じで、等価断面半径 a を 3.45 mm とした。Fig. 2 (a) に示すように複素比誘電率の実数部 ε_c' が 10^3 程度までは、 μ_i' の周波数特性は緩和型の減少となるが、 ε_c' が 10^4 を越えて大きくなると μ_i' は 100 kHz 程度で一旦増加

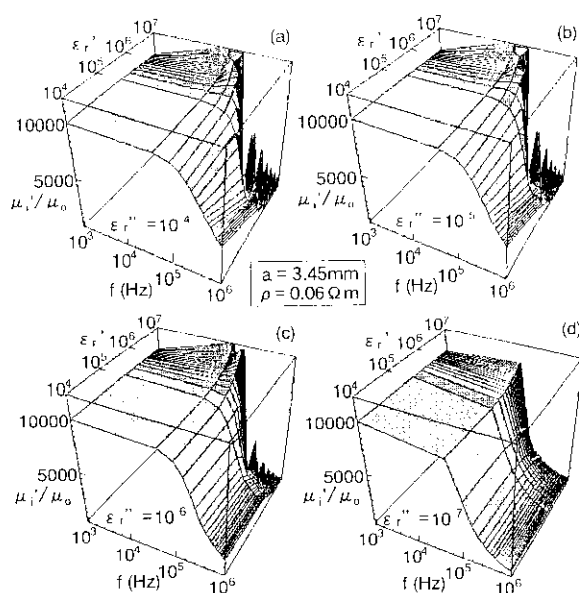


Fig. 2 Changes of the frequency dependence of the complex initial permeability, μ_i'/μ_0 , for various complex permittivities, ϵ_r' and ϵ_r'' , under the conditions in which the radius, a , of the circular cross section of the cores is 3.45 mm and the resistivity, ρ , is $0.06 \Omega \cdot m$

したあと、急激に減少し、それ以降は激しく値が振動する。この現象は虚数部 ϵ_r'' が小さいほど顕著で、Fig. 2 (a) から (d) のように ϵ_r'' が増加すると μ_i' の振動挙動は収まり、 ϵ_r' が大きくても緩和型の周波数特性を示すようになる。

2.4 コア寸法の影響

コア寸法が大きくなると初透磁率の周波数特性は、渦電流損失あるいは誘電損失の増大による緩和現象と共鳴現象が重なり合った挙動をする。直流測定での初透磁率 μ_i/μ_0 を 10000、比抵抗を 0.06、 $0.3 \Omega \cdot m$ としたときの μ_i'/μ_0 の周波数特性がコア断面半径 r によって変化する様子を Fig. 3 に示す。コア形状は前節までと同じで、複素比誘電率 ϵ_r を $10^6 - j10^6$ とした。

比抵抗が $0.06 \Omega \cdot m$ のときは、半径 r が 10 mm 程度を越えると μ_i'/μ_0 の減少が顕著になり、極端な場合であるが、 $r = 100 \text{ mm}$ となると 1 kHz の低周波でも 2000 程度に低下する。比抵抗が $0.3 \Omega \cdot m$ まで大きくなると、 μ_i' が低下しない半径が大きくなり周波数特性も改善される。半径が比較的小さいときは 100 kHz 程度からの μ_i' の上昇およびその後の減少が見られ、寸法共鳴の挙動が再現されている。

3 複素初透磁率の測定値との比較

3.1 実験方法

通常の MnZn フェライトの製造方法で作製された、初透磁率 μ_i/μ_0 が 7000～15000 程度のトロイダルコアを用いて、インピーダンスアナライザ（日本 HP 社 4194A）による透磁率と誘電率の測定を行なった。トロイダルコアに 10 ターンの巻線を施し、複素初透磁率 ($\mu_i = \mu_i' - j\mu_i''$) の周波数特性を、コアから切り出した円柱状試料で複素インピーダンス ($Z = R + jX$) の周波数特性を測定した。円柱状試料に導電性接着剤（ドータイト）で電極を設け、4 端子法で周波数 1 kHz～13 MHz の範囲で複素インピーダンスの実数

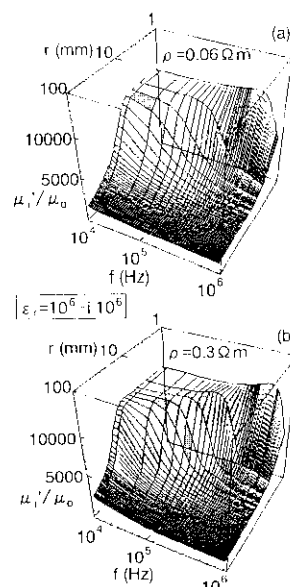


Fig. 3 Changes of the frequency dependence of the complex initial permeability, μ_i'/μ_0 , for various radii of the cross section of the core in two cases for resistivity ($\rho = 0.06$ and $0.3 \Omega \cdot m$) under the condition in which the complex relative permittivity, ϵ_r , is $10^6 - j10^6$

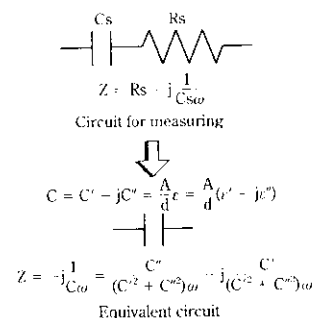


Fig. 4 Equivalent circuit of MnZn ferrite for determining the complex permittivity. The impedance, Z , is presented by the serial resistance, R_s , and the serial capacitance, C_s (Z is also represented by an equivalent complex capacitance, $C = C' - jC''$, and then the complex permittivity, $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$, is calculated using C , the cross sectional area, A , and the length, d , separating contacts)

部、虚数部を測定した。そしてこれを再現するような特価回路を Fig. 4 のように仮定し複素比誘電率 ($\epsilon_r = \epsilon_r' - j\epsilon_r''$) を求めた。電極を設置したときのコアをコンデンサとして見たときの誘電率であり、静電容量 C と電極の面積 A 、極板間距離 d から計算することによって求められる。

3.2 実験結果

3.2.1 複素誘電率の周波数特性

1 kHz の初透磁率 μ_i/μ_0 が 7500 を示すコアの複素インピーダンス ($Z = R + jX$) の周波数依存性を Fig. 5 に示す。直流値 $0.4 \Omega \cdot m$ を示すレジスタンス R は 10 kHz 程度から減少しはじめ、同時にリアクタンス ($-X$) が増加しはじめる。Fig. 5 の挙動は損失抵抗と誘電率の低い結晶粒が、両者の大きい結晶粒界絶縁相で分断されているとした結晶構造モデルによく当てはまる。周波数が高くなるとこの粒界絶縁相を流れる変位電流が結晶粒に流れ込むことによってジ

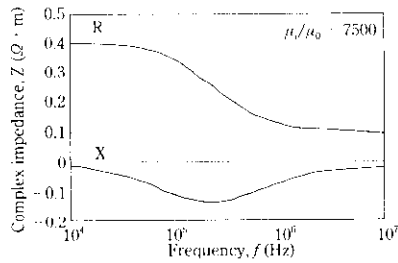


Fig. 5 Frequency dependence of the complex impedance, Z ($R + jX$), of a MnZn ferrite cylindrical sample with the μ_i/μ_0 of 7500

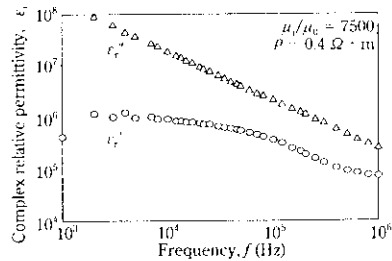


Fig. 6 Frequency dependence of the complex permittivity derived from the data of Fig. 5 using the equivalent circuit as shown in Fig. 4

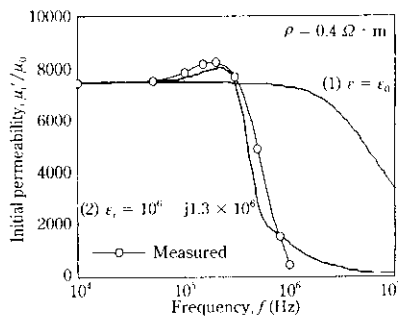


Fig. 7 Frequency dependence of the complex initial permeability, μ_i'/μ_0 , measured on a MnZn ferrite core with $\mu_i/\mu_0 = 7500$ and $\rho = 0.4 \Omega \cdot m$ in comparison with the calculated curves under two conditions of permittivity, (1) $\epsilon = \epsilon_0$ and (2) $\epsilon_r = 10^6 - j1.3 \times 10^6$

ジュール損失を生じ、1 MHz 程度以上で急激に大きくなる。次に Fig. 5 で示した複素インピーダンスから求めた複素比誘電率 ($\epsilon_i = \epsilon'_i - j\epsilon''_i$) の周波数依存性を Fig. 6 に示す。1 kHz で $\epsilon'_i = 10^8$ 、 $\epsilon''_i = 10^8$ と極めて大きく、 ϵ'_i は 100 kHz 程度までは一定で、その後指数関数的に減少する。 ϵ''_i は低周波から指数関数的に減少する。これら大きな複素比誘電率は単結晶や、粒界に析出する微量添加物を含まない試料では見られず、結晶粒界の性質を反映している。

3.2.2 初透磁率の周波数特性

1 kHz の初透磁率 μ_i/μ_0 が 7500 を示すコアの μ_i'/μ_0 の周波数依存性を Fig. 7 に示す。コアは外径 20 mm、内径 10 mm、高さ 4 mm のリング試料で等価断面積半径は $r = 2.5$ mm となる。測定値では 50 kHz 付近から μ_i' の値が増加し始め、200 kHz 程度でピークを示して急激に減少する。一方、(6) 式による μ_i' の計算を次の 2 種の誘電率条件の場合について行ない、Fig. 7 に併記した。

- (1) 誘電率の影響を無視して ($\epsilon = \epsilon_0$)、パラメータとしてコアの等価断面積半径および 1 kHz の初透磁率と直流比抵抗の値を用

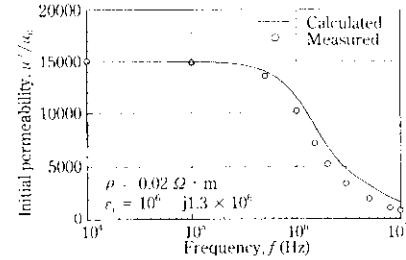


Fig. 8 Frequency dependence of the complex initial permeability, μ_i'/μ_0 , measured on a MnZn ferrite core with $\mu_i/\mu_0 = 15000$ and $\rho = 0.02 \Omega \cdot m$ in comparison with the calculated curve under the condition of permittivity, $\epsilon_r = 10^6 - j1.3 \times 10^6$

いた場合

- (2) パラメータとしてコアの等価断面積半径、1 kHz の初透磁率と直流比抵抗の値および複素比誘電率 $\epsilon_r = 10^6 - j1.3 \times 10^6$ を用いた場合

(1) では 1 kHz 程度まで μ_i' が低下せず、その後は渦電流損失による磁気緩和で減少する。また 200 kHz 付近のピークは出現しない。一方、(2) では誘電率の影響を取り入れた結果、200 kHz 付近のピークとその後の減少が再現されている。

1 kHz の初透磁率 μ_i/μ_0 が 15000 を示すコアの μ_i'/μ_0 の周波数依存性を Fig. 8 に示す。コアは Fig. 7 と同じく外径 20 mm、内径 10 mm、高さ 4 mm のリング試料である。低周波での透磁率を上げるため添加物量を減らし、コアの比抵抗を $0.02 \Omega \cdot m$ と小さくしている。測定値では 30 kHz を越える周波数付近から μ_i' の値が減少する緩和曲線を示し、共鳴現象らしきピークは全く示さない。これに対し、パラメータとしてコアの等価断面積半径 $a = 2.5$ mm、1 kHz の初透磁率 $\mu_i/\mu_0 = 15000$ と直流比抵抗 $\rho = 0.02 \Omega \cdot m$ の値および複素比誘電率 $\epsilon_r = 10^6 - j1.3 \times 10^6$ を用いて、(6) 式による初透磁率 μ_i'/μ_0 の周波数特性を計算した結果を Fig. 8 に併記した。高周波域で若干の差はあるが、30 kHz 程度からの緩和現象がよく再現されており、測定値とほぼ同じ挙動を示している。

4 考 察

ソフトフェライトの初透磁率が高周波で減少する周波数依存性を持つことの説明として、種々の機構がこれまで示されてきた。渦電流損失による磁気緩和の外には大別して、磁区の回転による自然共鳴と磁壁の移動に伴って起きる磁壁共鳴の考え方がある。そこで MnZn フェライトに対しこれら 2 種類の機構に基づく、透磁率が低下し始める共鳴周波数 f_r の計算を行ない、測定値と比較してみる。

4.1 自然共鳴

強磁性体に外部磁場を印加すると磁気モーメントが磁化容易軸の回りで歳差運動を起こし、ある固有周波数で共鳴し透磁率の急激な変化を生じる。この自然共鳴周波数の最低値 f_r は J. L. Snoek²⁾によると

$$f_r = \nu M_s / (3\pi\mu_0\mu_i) \quad (7)$$

となる。 μ_r は比透磁率で、この項は正確には比磁化率 $\chi_r (= \mu_r - 1)$ であるが 1 より十分大きいので μ_r を用いた。 ν はジャイロ磁気定数でフェライトの場合 $\nu = 0.221 \text{ MHz} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}$ である。また M_s は飽和磁化、 μ_0 は真空の透磁率で $4\pi \times 10^{-7}$ である。高透磁率 MnZn 系

フェライトでの一般的な値、 $M_s = 0.42 \text{ T}$ を用いると、(7)式は

$$f_r = 7.84 \times 10^3 / \mu_r \text{ (MHz)} \quad (8)$$

となる。(8)式でわかるように自然共鳴周波数は M_s が一定の場合透磁率だけで決まり、高透磁率になるほど低周波で共鳴を起こす。 $\mu_r = 7500$ とすると f_r は 1.05 MHz 、 $\mu_r = 15000$ とすると 523 kHz となる。Fig. 7, 8 に示した測定値からは、 f_r はそれぞれ 200 kHz 、 30 kHz 程度と見積もられ、(8)式の計算値の $1/5$ 以下の小さな値である。このように MnZn フェライトに関しては、自然共鳴で予想される共鳴周波数よりはるかに小さな周波数で、透磁率が緩和あるいは共鳴を起こして減少し始めるので、自然共鳴とは考えにくい。

4.2 磁壁共鳴

磁壁共鳴の周波数は単位体積中の磁壁の総面積 S と磁壁の厚み δ を用いて、次式で表される⁸⁾。

$$f_r = 10^4 M_s \sqrt{(S\delta/\mu_r)} \text{ (MHz)} \quad (9)$$

μ_r の項は正確には比磁化率 $\chi_r (= \mu_r - 1)$ であるが 1 より十分大きいので μ_r を用いた。MnZn フェライトの正確な磁区構造が解明されていないので、磁区幅を $4 \mu\text{m}$ ⁹⁾、磁壁の厚みを $0.1 \mu\text{m}$ と $1 \mu\text{m}$ と仮定して計算を行なう。 $\mu_r = 7500$ 、 $M_s = 0.42 \text{ T}$ の場合の f_r は、それぞれ 7.7 MHz 、 24.2 MHz となる。また $\mu_r = 15000$ としたときも同様にそれぞれ 5.4 MHz 、 17.1 MHz となる。これらの値は自然共鳴周波数の計算結果以上に、測定値よりもはるかに大きく、磁区幅、磁壁厚みが假定値であることを考慮しても、Fig. 7, 8 に示した 500 kHz 程度以下の低周波数からの μ_r 減少の原因とはなりえないと考えられる。

4.3 まとめ

以上のように MnZn フェライトの場合、自然共鳴と磁壁共鳴では初透磁率の周波数特性を説明することはできず、前節までに示してきたコアの比抵抗、誘電率および寸法を考慮したコア内電磁波の計算結果が最も実測値をうまく再現できる。これは磁路断面積の半径が 2.5 mm と小さくても、MnZn フェライトコアに特有な比較的小さな比抵抗、大きな透磁率と金属磁性材料では出現しない極めて大きな誘電率に起因する一種の寸法共鳴であると考えられる。従来考えられていたように大型コアだけが寸法共鳴を起こすのではなく、どのようなコア寸法であっても実際に製造できるコアでは、そのときの比抵抗、誘電率、透磁率の 3 者のバランスで μ_r' の周波数依存性が緩和型か共鳴型に決まる。

これら 3 者のパラメータの中でも、周波数特性に及ぼす誘電率の影響はこれまであまり重視されていなかった。比較的初透磁率の高い材料では、低周波での μ_r' のレベルを維持したまま比抵抗だけを高くしてもほとんど改善効果のないことが予想される。たとえば 1

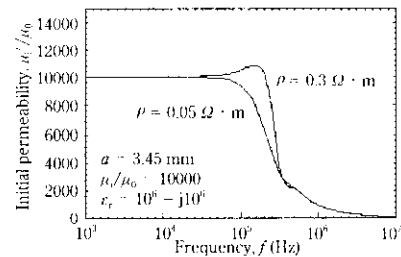


Fig. 9 Calculated frequency dependence of the complex initial permeability, μ_r'/μ_0 , for two samples with the resistivities of $0.05 \Omega \cdot \text{m}$ and $0.3 \Omega \cdot \text{m}$ under three constant conditions in which the radius, a , of the cross sectional area is 3.45 mm , the initial permeability, μ_r/μ_0 , is 10000 and the relative complex permittivity, ϵ_r , is $10^6 - j10^6$.

kHz で $\mu_r/\mu_0 = 10000$ を持つコアの場合、複素比誘電率を $10^6 - j10^6$ とすると、比抵抗を $0.05 \Omega \cdot \text{m}$ から $0.3 \Omega \cdot \text{m}$ に高めても、Fig. 9 に示すように周波数特性は緩和型から共鳴型に変化するだけで f_r は 200 kHz 程度以上には高くない。これ以上比抵抗を上げて共鳴現象が起きて μ_r' が必ず急減するのである。したがって高透磁率材の周波数特性を改善するためには、コアの誘電率を減少させる方向で開発を行なう必要があると考えられる。

5 結 言

MnZn フェライトの複素初透磁率の周波数依存性を、コアの寸法、比抵抗及び誘電率から計算されるコア内の電磁場挙動から解析した。自然共鳴や磁壁共鳴では説明できない、実験で観察される比較的低周波での緩和あるいは共鳴による複素初透磁率の低下を再現することができた。得られた結果は以下の通りである。

- (1) 低周波で一定初透磁率をもつ MnZn フェライトの複素初透磁率の周波数依存性は、Maxwell 方程式の厳密解から求められ、コアの寸法、比抵抗、誘電率で決まる。
- (2) 通常多結晶 MnZn フェライトでは、結晶組織に起因する極めて大きい誘電率が、複素初透磁率の周波数依存性を決定している大きな要因である。
- (3) MnZn フェライトの複素初透磁率の緩和型あるいは共鳴型の周波数依存性は、コアの寸法、比抵抗、誘電率を考慮すればコア内の電磁場挙動から導くことができ、測定値をよく再現できる。
- (4) MnZn フェライトの場合、 1 MHz 以下の範囲で起きる共鳴を伴った初透磁率の低下は、従来の自然共鳴や磁壁共鳴の概念では説明できない。これはコアのマクロな電磁気特性で決まる個々のコア寸法に対応した一種の寸法共鳴であると解釈できる。

参 考 文 献

- 1) 川鉄フェライト(株): フェライトコア (カタログ)
- 2) J. L. Snoek: *Physica*, **14**(1947), 207
- 3) J. K. Galt: *Phys. Rev.*, **85**(1952), 664
- 4) 後藤聡志、曾我直樹、河野貴史、藤田 明、高城重彰: 第 19 回日本応用磁気学会学術講演概要集、(1995), 263
- 5) 砂川重信: 「理論電磁気学」, (1973), 180, [紀伊館書店]
- 6) F. G. Brockman, P. H. Dowling, and W. G. Steneck: *Phys. Rev.*, **77**(1950), 85
- 7) 岩谷仁志、伊藤信一郎、木下幸治: 電気学会マグネティックス研究会、MAG-92-204, (1992), 111
- 8) 太田忠造: 「磁気工学の基礎」, (1973), 317, [共立出版]
- 9) P. J. van der Zaag, M. T. Johnson, A. Noordermeer, P. T. Por, and M. Th. Rekveldt: *J. Magn. Magn. Mater.*, **99**(1991), L1