

マイクロ波化学を楽しもう！第六章 ——磁性体の振る舞いとマイクロ波加熱——

岸原 充佳*・松村 竹子**

第5章ではマイクロ波加熱による発熱の公式として、導電率 σ 、誘電損率 ϵ'' 、透磁損率 μ'' の関係式を紹介しました。

$$P = \frac{1}{2} \sigma |E|^2 + \pi f \epsilon_0 \epsilon'' |E|^2 + \pi f \mu_0 \mu'' |H|^2 \quad (1)$$

(1) 式の第1項は導電率 σ に関する項で、イオン性溶液をマイクロ波加熱する場合には影響が大きく出ます。第2項は誘電損率 ϵ'' に起因するマイクロ波発熱項を表していますが、第3項から、透磁損率 μ'' も同様に発熱に寄与することが窺えます。物質の磁性に着目すると

$$P = \frac{1}{2} \sigma |E|^2 + \pi f \mu_0 \mu'' |H|^2 \quad (1')$$

で示される部分が発熱に関係してくるでしょう。強磁性体のマイクロ波帯での発熱では、第3項の $\pi f \mu_0 \mu'' |H|^2$ が特に重要になり得ます。この章では、材料の磁性について改めて着目してみましょう。

1. 電子による磁気モーメント

磁石にはN極とS極があり、N極とS極は引き合い、同じ極同士は反発することはよく知られています。図1に示すように、N極には正の磁荷 q_m 、S極には負の磁荷 $-q_m$ が常に対になって存在

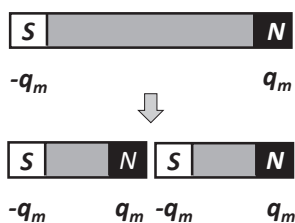


図1. 磁石と磁荷、単独の磁極はない

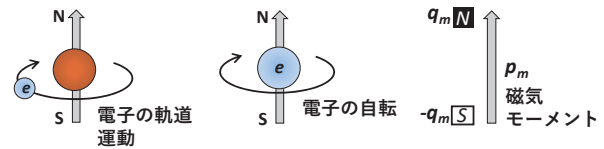


図2. 電子の軌道運動、自転（スピン）による磁気モーメント

し、単独の磁荷はありません。磁石を2つに分断しても、N極だけやS極だけにはなりません。

両磁荷の主たる原因は、微視的な立場からは原子を構成する電子の軌道運動や電子自身の自転によって生じる電流と考えることができます。図2に示すように負電荷をもつ電子が軌道運動や自転をすれば電流が流れたことに相当し、磁気が発生します。これらは軌道磁気モーメントやスピン磁気モーメントと呼ばれますが、正負磁荷 $\pm q_m$ が間隔を空けて配置された磁気モーメント p_m として考えることができます¹⁾。このことは、電荷による電気双極子と類似しています。

2. 磁性体

微視的な電子の磁気モーメントが多数集まって構成された物質には巨視的に磁氣的性質が現れます。このような物質は磁性体と呼ばれます。その中で、外部磁場がなくても磁気モーメントの方向が揃い（自発磁気分極）、大きな磁気分極を持っている物質は強磁性体と呼ばれます。例えば、鉄やニッケルが該当します。強磁性体では、図3に示すように一方向に磁気モーメントが揃った領域（磁区構造）が存在します。通常は、すべての領域で同じ方向を向いていることはまれで、様々な

*岡山県立大学准教授

** (有) ミネルバライトラボ

方向を向いた磁区がいくつも存在します。強磁性体の“容易軸方向”と呼ばれる磁気モーメントの回転し易い方向に磁場を加えると、磁区と磁区の境界が移動し、磁場と同じ向きの磁気分極 $P_m = \mu_0 \chi_m H$ の磁区が拡大します (χ_m は磁気感受率)。最終的にはひとつの磁区の飽和磁気分極と呼ばれる状態になります^{1,2,3)}。

磁場を弱めると磁区境界も元の方へ戻っていくが、磁区境界の移動には摩擦が働くと考えられ、ヒステリシス曲線を描きます。高周波では磁区境界での渦電流損が顕著となります。この渦電流損による発熱と磁気分極の非追従により、周波数が高くなると磁区の移動も無くなっていきます。

一方、困難軸方向と呼ばれる磁気モーメントの回転のし難い方向に交流磁場を加えると、磁区の移動は起きずに磁気モーメントの振動が生じます。磁気モーメントは電子の軌道運動やスピンに由来しますので、磁場下では歳差運動をしており、交流磁場に追従してその向きを変えます(磁化回転)。このとき、磁区移動の場合と同様に渦電流損を伴います²⁾。

上述のように、磁区の移動を伴う容易軸方向に

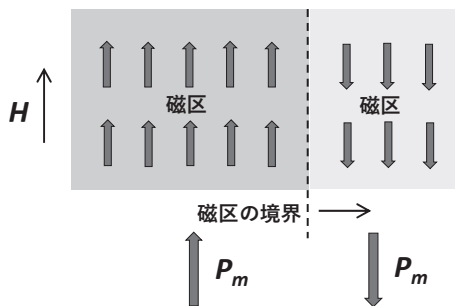


図3. 強磁性体の磁区構造と磁区の移動 (磁場は容易軸方向)

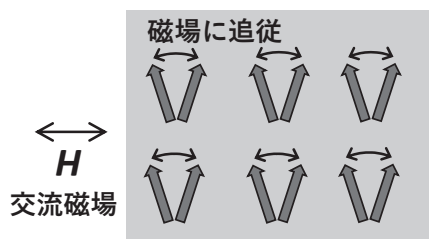


図4. 困難軸方向への交流磁場の印加と磁気モーメントの追従

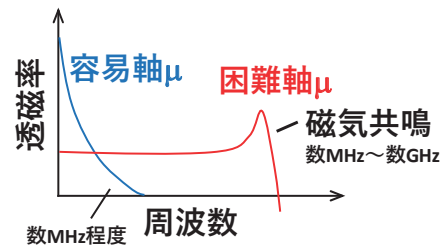


図5. 強磁性体の透磁率と周波数

磁場を印加した場合には、図5青線に示すように周波数の上昇と共に透磁率も小さくなります。この範囲は、大よそ数 MHz 程度とされています。困難軸方向については、透磁率一定の区間がありますが、周波数の高いところでピークが現れています。これは磁気共鳴が生じていることを意味し、スピン磁気モーメントの歳差運動と交流磁場の周波数が共鳴することで生じます。共鳴により吸収されたマイクロ波エネルギーは、格子振動という形で熱となります。

これまでのことより、磁性材料は、周波数帯に応じてヒステリシス損、渦電流損、共鳴損失などが存在することが分かります。これらのことは複合的な損失の要因となりますが、透磁率を $\mu = \mu_0(1 + \chi_m) = \mu_0 \mu_r$ と書けば、比透磁率 μ_r が虚部を持つことに繋がります。式(1)や第5章などで述べたように、この比透磁率虚部 μ_r'' はマイクロ波加熱に寄与し得るものと考えられます。(ただし、鉄やニッケルなどの金属磁性体は、導電損失も有しているため、それによる発熱も生じ得るものと考えられます。)

3. 金属磁性体の電子軌道

金属磁性体がなぜ強磁性を示すかは、その元素の電子軌道と深く関係しています。表1は、いくつかの遷移元素の電子配置を示しています。Fe(鉄)やNi(ニッケル)などは、3p軌道までは電子がすべて埋まっていますが、3d軌道にはそれぞれ6個や8個のみが入った状態になっています。この3d軌道の電子の持つ磁気モーメントが強磁性の原因となっています。Cu(銅)については、本来3d軌道の電子数は9ですが、4s軌道

表 1. 遷移金属の電子配置

元素	電子軌道						
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s
Fe	2	2	6	2	6	6	2
Co	2	2	6	2	6	7	2
Ni	2	2	6	2	6	8	2
Cu	2	2	6	2	6	10	1

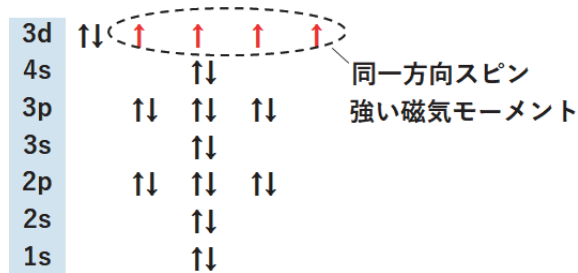


図 6. Fe (鉄) の電子配置 (↑ ↓ は電子の上向き下向きスピン)

の電子 2 個の内 1 個が 3d 軌道に入っており、強磁性を示さなくなります。

例として、Fe (鉄) の電子配置を図 6 に示しています。矢印の向きは電子スピンの方向を表しています。軌道にはエネルギー準位の低い 1s から順に電子スピン方向の異なる電子が対になって入っていきます (パウリの排他原理)。3d 軌道は電子数 6/10 ですが、フントの法則により可能な限り同じ向きのスピンを持つ電子がまず入ります。そして 6 個の電子が配置された結果、4 個の不对電子が残ることとなり、これら不对電子によるスピン磁気モーメントが外部から観測されることとなります。これが強磁性として現れます。内殻の電子は対になっているため、全体としての磁気モーメントは観測されません。なお、エネルギー準位の逆転により 3d より 4s に先に電子が入っています。

また、3d 軌道是最外殻に近く、4s 軌道と共に電気伝導に寄与しますが、このことは導電損の原因となります。3d 軌道の電子は、周囲の原子の不对電子の磁気モーメントと並行になろうとする性質があることも知られています (交換結合)^{3,4,5)}。

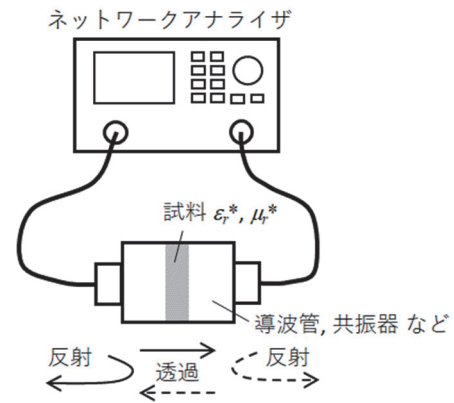


図 7. 材料定数の測定系

4. 材料定数の測定

高周波帯での比誘電率や比透磁率といった材料定数の測定方法は、方形導波管や同軸、マイクロストリップ線路などの伝送線路を用いる方法や空洞共振器法など様々なものが知られています^{6,7)}。

一般的には、図 7 に示すように試料を装荷した導波管や共振器のマイクロ波反射・透過特性や共振特性をネットワークアナライザによって測定することで行えます。これらの測定結果は、試料の比誘電率 ϵ_r^* や比透磁率 μ_r^* を反映したものになっているはずですが、そこで、試料を含んだ状態の反射・透過特性や共振特性を未定係数である ϵ_r^* や μ_r^* の値 (複素数) を含む関係式で表現しておき、いくつかの条件下で測定した反射特性などの値から方程式を解くことで、比誘電率や比透磁率を決定することができます。

誘電体材料の比誘電率を測定する場合には、比透磁率を一定とすることが多いですが、マイクロ波帯の比透磁率を評価する場合には、比誘電率と比透磁率を両方決定させる必要が出てくるでしょう。

表 2. 磁性材料の比透磁率 μ' 、比透磁率損 μ'' の例

材料	周波数 (GHz)	μ'	μ''	測定温度 (°C)
ニッケル	2.45	1.592	1.349	50
ニッケル粉末	2.45	1.59	1.35	50
カルボニル鉄	2.00	4.465	1.858	20
マンガン亜鉛フェライト	2.50	1.56	1.156	20

これら比誘電率・比透磁率といった材料定数のデータをデータベースとして利用できるような活動も行われています⁸⁾。表2には、抜粋した強磁性体やフェライトなどのマイクロ波帯での比透磁率 μ' ・比透磁損率 μ'' を示しています。

表2から、ニッケルなどの強磁性体は、2 GHz付近のマイクロ波帯においてかなり大きな比透磁率損 μ'' を持つことが分かります。マイクロ波加熱の観点からは、これらは発熱に寄与し得る非常に魅力ある材料と捉えることができます。

謝辞

物質の磁気科学的性質の基本事項について、沖田和彦氏に貴重な資料⁹⁾をお送り頂き、参考にさせて頂きました。ここにお礼申し上げます。

参考文献

- 1) 中山正敏, 電磁気学, 裳華房, 1992.
- 2) 電気学会マグネティックス技術委員会, 改訂

磁気工学の基礎と応用, コロナ社, 2013.

- 3) 内山晋, 増田守男, 磁性体材料, コロナ社, 1980.
- 4) 近角聡信, 強磁性体の物理(上): 物質の磁性, 裳華房, 1978.
- 5) 井上順一郎, 伊藤博介, 日本磁気学会, スピントロニクス—基礎編一, 共立出版, 2010.
- 6) 橋本修, 高周波領域における材料定数測定法, 森北出版, 2003.
- 7) S. Yabukami, K. Kusunoki, H. Uetake, H. Yamada, T. Ozawa, R. Utsumi, T. Moriizumi, and Y. Shimada, "Permeability measurements of thin film using a flexible microstrip line-type probe up to 40 GHz," J. Magn. Soc. Jpn., 41, 25-28, 2017.
- 8) <https://permittivity.jp/table/permeability.html>
- 9) 沖田和彦, 東北大学大学院医工学研究科 学術研究員, 私信