

第1章 インダクタ

インダクタは、自己インダクタンスをもつ素子として定義されます。電流は磁界を誘起し磁束を生じますが、これらに関係づける基本的な物理量の一つが自己インダクタンスです。コイルを部品として使いこなすには、電圧や電流、その他の量との関係を知ることが大切なので、これらについても正確を期して考えていくことにします。

1.1 インダクタについて

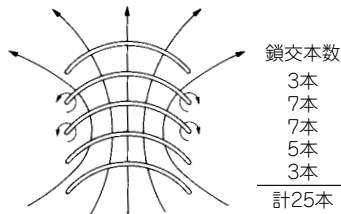
① 自己インダクタンス

導線に電流を流すと、導線の周囲には磁力線、すなわち磁束が生じます。磁束は必ずループを構成して閉じています。導線に交差する磁束の数を鎖交磁束数と呼び Φ で表します。このとき、この回路の自己インダクタンスを L 、電流を I とすると、 $\Phi = LI$ の関係で示されます。

図1.1の回路で考えてみます。導線を通る電流により磁束が生じています。導線一巻きについて鎖交する磁束を数えて合計します。この図では25本です。これが鎖交磁束数に相当します。もしこのとき、導線に通る電流が1[A]なら、この25本の鎖交磁束数がこのコイルの自己インダクタンスに相当します。

磁束の数は巻線に通る電流の大きさに比例するので、鎖交磁束数も電流の大きさに比

[図1.1] コイルと磁力線
磁力線がコイルと交差する回数からインダクタンスがわかる。
自分の作った磁力線に自分自身が交わるから、自己インダクタンス。



見本

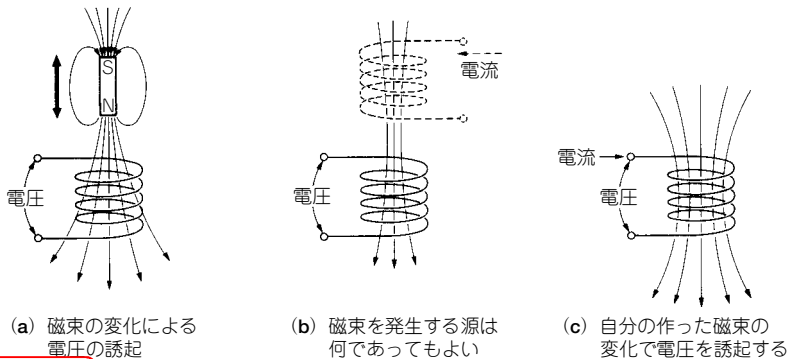
例します。自己インダクタンスは $L = \Phi/I$ で表されるので、コイル周囲の環境が変わらない限りインダクタンスは変化しません。

直流に対するコイルの電気抵抗は導線の抵抗そのものなので、小さな値です。しかし、電流の変化に対しては、コイルの内部には磁束数を変化させまいとする作用が生じます。これはコイルの両端の電圧の発生という形で現れます。

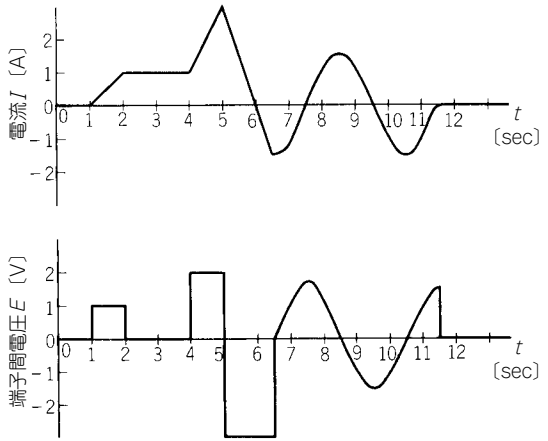
この電圧の発生は、図1.2のようにコイル内の磁束数の変化に起因します。コイル内の磁束が変化すると、コイルの両端子間に電圧を生じますが、これはコイルに流れている電流がコイル内の磁束数を変化させることにより、コイルの両端子間に電圧が生じるのです。自分の作る磁束により自分自身に電圧を発生することから、この現象を自己誘導 (self induction) と呼びます。

毎秒1[A]の電流の変化に対し、1[V]の電圧を生じるインダクタンスが1[H] (Henry ; ヘンリー) です。これが、具体的なインダクタンスの定義です。数式でいうと、電圧は電流の微分で表され、その係数がインダクタンスとなります。電流 $I(t)$ に対し、電圧 $E(t)$ は、 $E(t) = L \frac{dI(t)}{dt}$ で、 L がインダクタンスです (図1.3)。電流が正弦波で $I(t) = I_0 \sin \omega t$ と表されるとすると、電圧 $E(t)$ は $E(t) = L \frac{d}{dt} I_0 \sin \omega t = LI_0 \omega \cos \omega t$ となっており、電流は電圧よりも90度位相が遅れていることがわかります。コイルに電圧を加えるときには、この微分関係が成り立つような電流が流れます。

図1.4のような回路を用意し、スイッチを電源側から抵抗へと切り替えることを考えます。電源から供給されていた電流が停止すると、その電流値を維持するような起電力がコイルに発生し、抵抗を通して電流が流れます。この抵抗に供給されたエネルギーは、もともと電源からきたものであり、一時的にコイルに磁束の形で蓄えられていたものです。イ

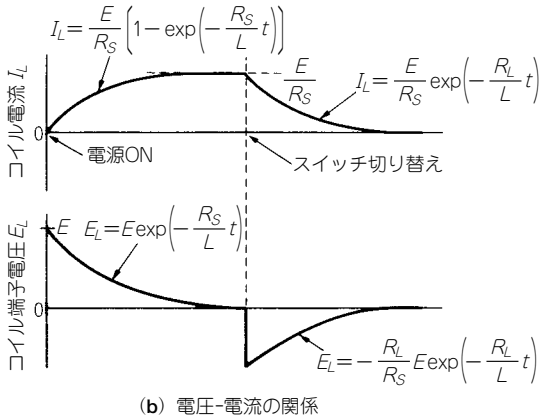
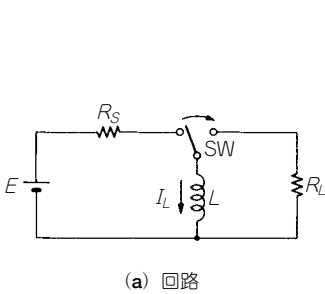


見本 [図1.2] 自己誘導の発生原理



[図1.3] コイルに流れる電流 I と両端子間電圧 E との関係

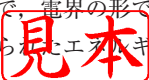
$E = L \frac{dI}{dt}$ の関係がある。 $L = 1(\text{H})$ と想定。

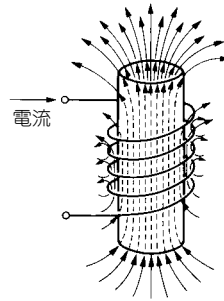


[図1.4] スイッチされたコイルの電圧と電流の関係

抵抗 R_L は電源に接続されていないが、コイル L を仲介して電源からエネルギーを受け取ることができる。すなわち、コイルはエネルギーを蓄積することができる。

インダクタンスはエネルギーを一時的に蓄積し、また、放出することができます。この意味で、電界の形でエネルギーを蓄えるコンデンサと対比することができます。コイルに蓄えられたエネルギーは $E = (1/2)LI^2$ です。インダクタンスはエネルギーを消費しません。





【図1.5】 コア入りコイルの磁束
 コアが真空中より磁束を生みやすい性質を持つものだとすると、コア内には大きな密度で磁束が生じる。磁束は必ず閉じたループになる。

② コア入りのインダクタ

前出のコイルのインダクタンスを計算で求めるのは非常にたいへんです。鎖交磁束数の計算例からもわかるように、コイルの中央を貫く磁束は多くの巻線と鎖交するのでインダクタンスに対する寄与が大きく、巻線近くの小さなループを描く磁束は寄与が小さいので、これらの磁束とインダクタンスの寄与の様子を明確に把握していないと、インダクタンスを計算することはできません。

図1.5のようなコア入りのコイルを考えてみます。磁束はコア内を通るものが多くを占め、インダクタンスはだいたいこの磁束で計算できるようになります。コア材が磁束を生みやすい性質をもつものであるほど、コア外の磁束数は少なくなり計算がしやすくなります。

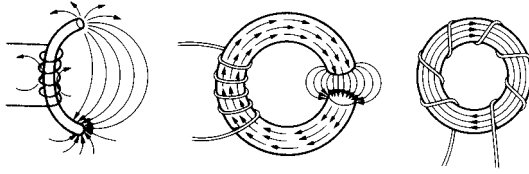
この議論は、電磁石における考察そのものです。コア内外の磁束、すなわち磁力線が描く形は、棒状の永久磁石のそれと同じです。巻線が生む磁束は、すべてがコイルを貫くわけではありませんが、コアが十分長く、かつ磁束を生みやすい性質のものであれば、生じた磁束 ϕ はすべての巻線と鎖交し、巻数を N とすれば、鎖交磁束数 Φ は、 $\Phi = N\phi$ に近似することができます。

真空中よりどれだけ磁束を生みやすいかを示す係数を比透磁率と呼び、 μ_s の記号で表します。真空の透磁率を μ_0 とすると、コアの透磁率は $\mu = \mu_s \mu_0$ で表すことができます。 μ_s が十分大きければ、 $\Phi = N\phi$ に近似の議論が成り立ちます。

③ ソレノイドからトロイドへ

今まで考察した筒状のコイルをソレノイド (solenoid) と呼びます。コア入りソレノイドでは、コアの両端から出る磁束がコア軸と必ずしも平行でないため、コアが十分長くないとインダクタンスは簡単な形に近似されません。また、コイルに生じる磁束はコアの形状の複雑な関数であるため、コイルおよびコアの形状からインダクタンスを求めるのは、やはりたいへんです。

見本



[図1.6] コアを閉じた形にすると磁力線がコアの中に閉じ込められる

コイルの生む磁束を簡単な形にするには、図1.6のようにコアの両端をつき合わせた閉ループにすることで実現できます。コア内に生じた磁束は、ほとんどコア内に閉じ込められます。磁束は空気中ではなく、通りやすいコアだけを通ることができますので、磁束の通る道、すなわち磁路はコアの形に左右されます。磁束のコアから出入りが少なく、コア内に閉じ込められるという現象はコア材の比透磁率 μ_s が高いほど明確です。 μ_s が高ければ磁束の総数のうち、コア内にあるものが支配的になりますから、コア内にあるものだけを取り扱うことで十分確度の高い計算ができるようになります。

閉ループを構成する磁路の形状のうち、もっともきれいでシンプルな形がトロイドです。トロイド(toroid)は、ドーナツのような回転対称形です。断面はどこでも同一で回転体ですから、どの断面でも同じ曲率で曲がっています。したがって、これを磁路として見たときには、どの断面においても同じ分布をし、なめらかにつながった磁束を持つ、磁束のあばれや不均一性のもっとも少ない形です。

このようなきれいな形の磁路は、数学的な取り扱いが楽であるばかりでなく、計算と実際とがたいへんよく一致するので、コイルを作るときに便利です。 μ_s が高ければ、磁束はコア内にあるもののみを考えればよく、磁束はコイル内を貫きますから、 $\Phi = N\phi$ 、 $\Phi = LI$ の関係が良好に成り立ち、また、式中の磁束 ϕ を簡単に求めることができます。

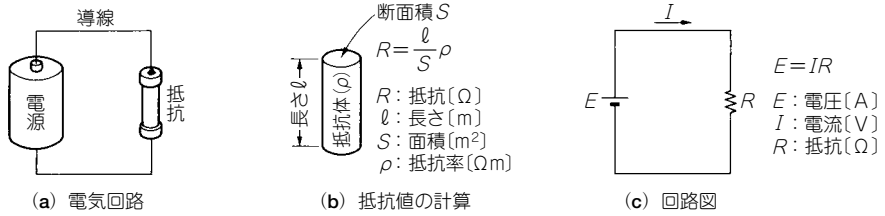
④ 磁気回路

閉じた磁路についての磁束の計算は、磁路の寸法と透磁率を与えることによりたいへん簡単に求めることができます。この計算は電圧、電流そして抵抗を有する電気回路におけるオームの法則による計算過程と対比させることができます。

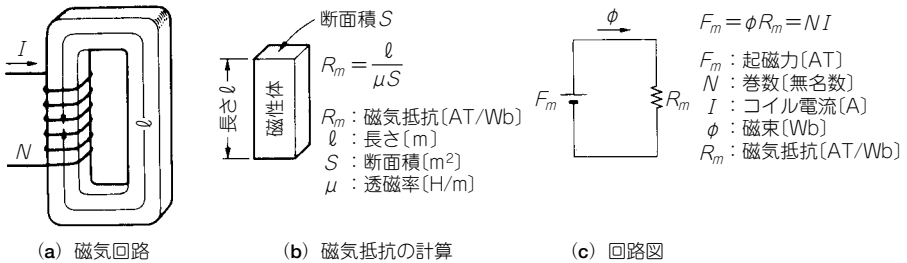
図1.7に示すように、抵抗 R に電圧 E を印加すると電流 I が流れ、この間にはオームの法則 $E = IR$ の関係が成立します。抵抗 R は、抵抗体の材質と形状とから決まり、抵抗体の抵抗率を ρ 、断面積 S 、長さ l を考えると、抵抗値 R は $R = \rho l / S$ で求められます。抵抗体の断面積が大きいと抵抗値が下がり、長いと抵抗値は大きくなります。

磁気回路においても、同様の考察をすることができます。電気回路の電圧、電流、抵抗

見本



【図1.7】 電気回路におけるオームの法則と計算式



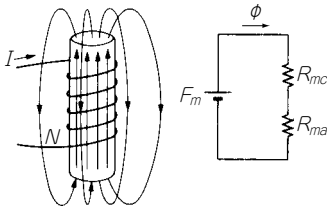
【図1.8】 磁気回路と計算式

に対応するのは、それぞれ、起磁力 F_m 、磁束 ϕ 、磁気抵抗 R_m です。起磁力の単位はAT (Ampère Turn, SI単位系)で、コイルの巻数と流れる電流の積で表され、これが磁束を生む原動力となります。巻線 N 回のコイルに I [A]の電流を流したときの起磁力 F_m は $F_m = NI$ [AT]で表されます。磁束 ϕ の単位はWb (Weber; ウェーバー)で、磁気抵抗 R_m は電気抵抗によく似た形の $R_m = l/\mu S$ (μ は透磁率)で与えられます。3者の間には $F_m = R_m \phi$ の関係が成り立ちます。

図1.8のように、磁気抵抗 R_m の両端に F_m なる起磁力がかかっていたとすると、この磁気抵抗中には $\phi = F_m/R_m$ なる磁束が生じていることがわかります。この磁気抵抗 R_m は、透磁率 μ と長さ l 、断面積 S 、すなわち用いる材質とその寸法から計算することができますから、これによって磁気回路の磁束 ϕ を計算することができます。

しかしながら、この計算は図1.9のようなソレノイド・コイルの磁束計算に適用することはできません。その理由はソレノイド・コイルの磁束は、磁路のすべてにわたってコア内を通過しているのではなく、コアの両端から空中へと投じていますから、空中での磁気抵抗の考察をしなければならぬからです。巻線で生じた起磁力 $F_m = NI$ [AT]は、コア中と空中に分けて受け持たれますので、空中の磁気抵抗を計算しなければ、コアの両端にか

見本



$$\phi = \frac{F_m}{R_{mc} + R_{ma}} \text{ [Wb]}$$

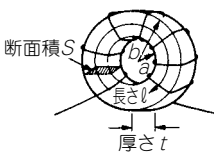
$$F_m = NI \text{ [AT]} \text{ : 起磁力}$$

$$R_{mc} = \frac{l}{\mu S} \text{ [AT/Wb]} \text{ : コアの磁気抵抗}$$

$$R_{ma} \text{ : 空中の磁気抵抗 (計算は大変複雑)}$$

[図1.9] ソレノイド・コイルの磁束計算

空中に分布する磁束に関する計算が複雑なのでソレノイド・コイルの磁束やインダクタンスは簡単には求められない。



$$\phi = \frac{F_m}{R_m} \text{ [Wb]}$$

$$F_m = NI \text{ [AT]}$$

$$R_m = \frac{l}{\mu S} \text{ [AT/Wb]} \text{ ①}$$

より正確には

$$\phi = \mu \int_0^t \int_a^b \frac{NI}{2\pi r} dr dt$$

$$= \frac{NI}{2\pi} \mu t \ln \frac{b}{a} \text{ [Wb]} \text{ ... ②}$$

$$\therefore R_m = \frac{2\pi}{\mu t} \ln \frac{b}{a}$$

内半径 a [m]
 外半径 b [m]
 厚さ t [m]
 平均磁路長
 $l = 2\pi \frac{a+b}{2}$ [m]
 断面積
 $S = t(b-a)$ [m²]

[図1.10] トロイダル・コイルの磁束計算

磁束が空気中を通らないので計算が簡単に行える。

穴が大きく、外半径と内半径に近い値ならば $a/b \approx 1$ 、①の式で十分正確な値が求まる。

かる起磁力を求めることはできません。磁気回路には絶縁物がなく、空中の磁束は分布をしているものとして取り扱わなければならないので、計算はたいへん面倒になります。

図1.10のようなトロイダル・コイルについて考えてみます。この磁気回路の磁路は閉じています。したがって、このコアに巻いた導線による起磁力は、コアだけの磁路全長にわたって均一にかかります。このため、この回路の磁気抵抗 R_m は $R_m = l/\mu S$ で求まり、磁束は $\phi = F_m/R_m$ 、また、起磁力 F_m は $F_m = NI$ ですから、コアの透磁率と形状、そしてコイルの巻数と電流という、すべて簡単に測れる量からコア内部の磁束を知ることができます。また、磁束が空中を通らないので、ソレノイドなどに比べて同じ長さで断面積のコアでは磁気抵抗が小さくなり、このため多くの磁束を得ることができます。

見本

コア内の磁束の様子が把握できたので、インダクタンスは容易に計算できます(図1.11)。

$\text{磁束 } \phi = \frac{F_m}{R_m} = \frac{NI}{R_m} \text{ (Wb)}$ $\text{鎖交磁束数 } \Phi = N\phi = LI$ <p>ゆえに、</p> $\text{インダクタンス } L = \frac{N\phi}{I} = \frac{N^2}{R_m}$	<p>ここで、</p> $\text{磁気抵抗 } R_m = \frac{l}{\mu S}$ <p>または、 $R_m = \frac{2\pi}{\mu t} \ln \frac{b}{a}$</p> <p>したがって、</p> $\text{インダクタンス } L = N^2 \frac{\mu S}{l} \text{ (H)} \dots\dots\dots \textcircled{1}$ <p>または、 $L = \frac{N^2}{2\pi} \mu t \ln \frac{b}{a} \text{ (H)} \dots \textcircled{2}$</p>
---	--

【図1.11】 トロイダル・コイルのインダクタンスの計算

トロイダル・コイルのインダクタンスは、すべて計測が容易な数値から簡単に計算できる。
式②は $a \approx b$ のとき、式①に近似できる。

⑤ ソレノイド・コイルとトロイダル・コイル

ソレノイド型とトロイダル型の二つのコイルについて考察してきました。これらはコイルの二つの基本形で、空間に対して磁路が開いているものと、閉じているものとの両極端で、これはコイルの具体的な性質の差異を生む原因になります。

トロイダル・コイルでは、磁束がコア内に閉じ込められます。したがって、コア内の磁束はコア外の状態の変化などの影響を受けません。また、コア外には磁束はほとんど存在しません。トロイダル・コイルの磁束やインダクタンスは、計算で容易に求めることができます。これは、コイルの設計が容易にできることを意味します。

トロイダル・コイルはソレノイド・コイルに比べ、同じ巻数、同じコア断面積、同じ磁路長で多くの磁束を発生します。これは、磁路の磁気抵抗が小さいことに起因します。同じ理由から、トロイダル・コイルは同じ条件下で、ソレノイド・コイルより大きなインダクタンスを実現します。

1.2 インダクタとコア

コイルの中にコイルを入れることにより、空芯のときにはなかったいろいろな現象が生じてきます。コイルの中にコアを入れるのは、コイルの性能を向上させたりコイルを作りやすくしたりするためですが、逆にわずらわしい点も生じてきます。コア入りコイル、とくにトロイダル・コアを使ったコイルの長所を生かすべくコアの挙動をさぐってみることにします。まず最初はコア材、つまり磁性体について考えてみます。

見本

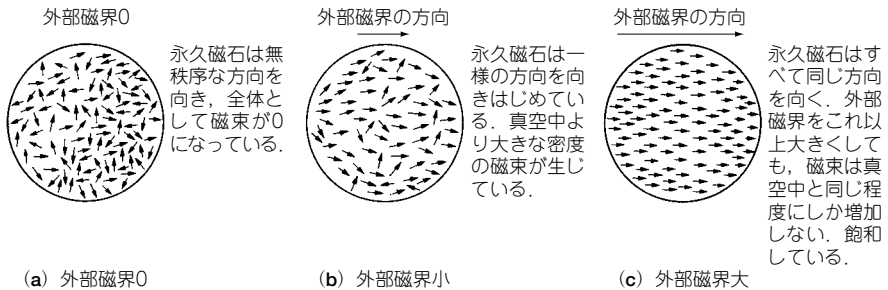
1 磁性体について

透磁率が真空中と同じでないもの、すなわち比透磁率 μ_s が1でないものを磁性体といいます。磁性体は小さな永久磁石の集まりで、外部磁界に応じてこれらが一方向に並んだり向きを変えたりします。通常、外部磁界がない場合には、これらの永久磁石が無秩序に並び全体として磁束が0になっています(図1.12)。これが常磁性体の構造です。

この小さな永久磁石は電子が運動をすることに起因し、電子が原子核のまわりをまわっているため、また電子自身がスピンをしているために生じています(図1.13)。電子の軌道やスピン軸の方向は、量子力学で説明されるように、とびとびの値しかとることができず、またこの永久磁石がなくなることもありません。鉄のような物質では、小さな永久磁石が群れをなして並んでいて磁区を形成しています。このように磁区を形成しているものを強磁性体と呼びます(図1.14)。

強磁性体は温度を上昇させると、ある点から常磁性体に変化します。この温度をキュリー温度(Curie temperature)といいます。強磁性体は常磁性体よりも磁化の性質が強いので、キュリー温度を超えると、磁化の性質が急に小さくなるようにみえます。

磁性材料の議論には、磁界 H と磁束密度 B をよく用います。磁界は単位長当たりにかかる起磁力の大きさをいい、単位はSI単位系で、AT/mで表します。磁束密度は単位面積あ



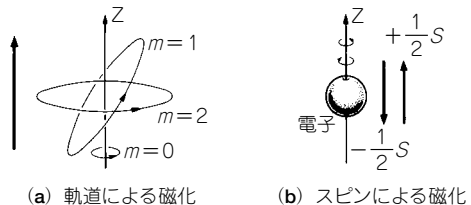
[図1.12] 常磁性体の磁化

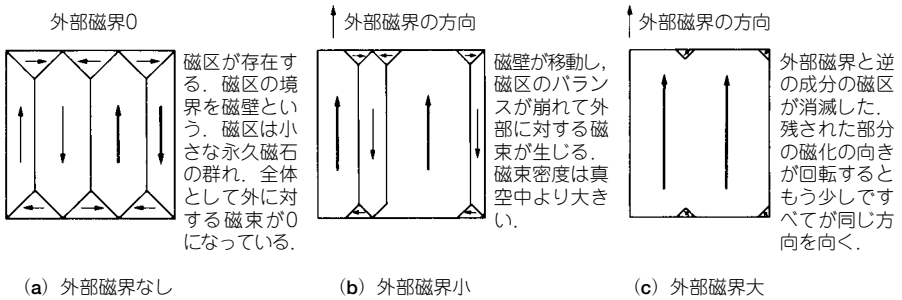
小さな永久磁石の方向により内部磁束の状態が決まる。

[図1.13] 電子による磁化

磁化は電子が原子核のまわりを周ることと、電子自身が自転していることにより生じる。これらの取り扱いは量子力学による。

見本





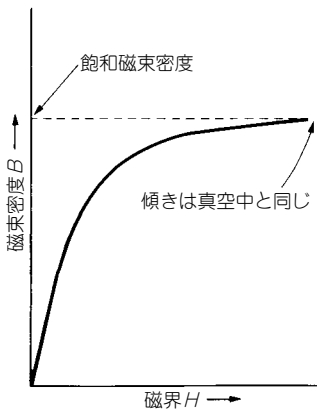
[図1.14] 強磁性体の磁化

磁区のバランスで外部に対する磁化の性質が決まる。内部状態の変化には、磁壁の移動と磁化の方向の回転とがある。

たりの磁束の数で、単位はT (Tesla = Wb/m²) で表します。磁気材料の議論ではCGS単位系が用いられることもあります。物理量の単位はすべてSI単位系に統一されていますので、本書でもこれに従います。

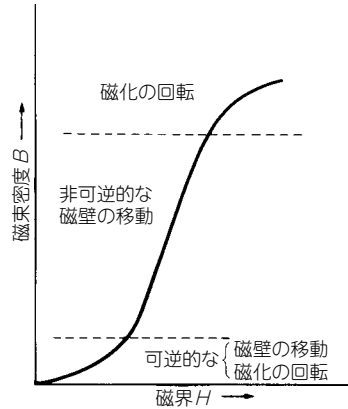
磁性体に磁界をかけると、真空中よりも大きな密度の磁束が生じます。これをグラフ化したものをB-Hカーブと呼び、図1.15に示すようになります。強い磁界をかけると磁性体内部の小さな永久磁石はすべて同じ方向を向き、磁界に対する磁束密度の変化は真空中と同じになります。磁性体が達することのできる最大の密度を飽和磁束密度と呼びます。

強磁性体では一度磁界をかけると、この磁界を取り去っても内部に磁束が残ります(図



[図1.15] 常磁性体の磁化のようす

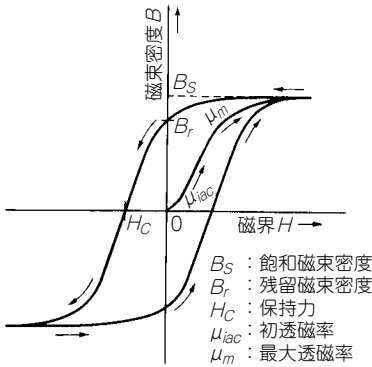
小さな永久磁石の数が限られているため、磁束密度は飽和特性を示す。



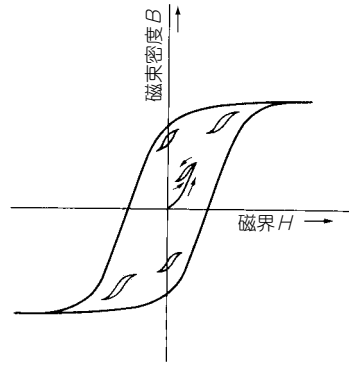
[図1.16] 強磁性体の磁化のようす

フェライトの場合には、低磁界において可逆的な回転が有効。

見本



【図1.17】強磁性体の B - H カーブ
ヒステリシス特性を持つ。



【図1.18】小さなヒステリシス・ループ
ループのはじまる位置や大きさにより形が異なる。

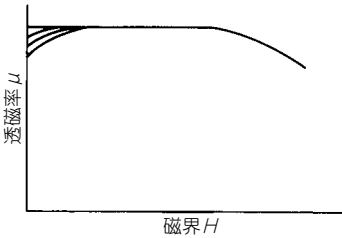
1.16). これは、内部の磁区が完全に元の状態に戻らなくても、エネルギー的に安定になってしまうためです。一度、飽和磁束密度に達してから外部磁界を0にしたときに残る磁束の密度を、残留磁束密度と呼びます。このように、行きと帰りで異なる軌跡を描く性質をヒステリシス (hysteresis) 特性と呼びます (図1.17)。

小さな交流磁界をかけると、 B - H カーブは小さなヒステリシス・ループを描きます (図1.18)。直流磁界を加え合わせたときには、ヒステリシス・ループの中心は H 方向にシフトします。中心位置によってヒステリシス・ループの形も変わります。また、飽和磁束密度に達する大きな交流磁界を加えたあと、次第に交流磁界を小さくしていくと、ヒステリシス・ループを中心に集束させることができます。これを消磁といいます。

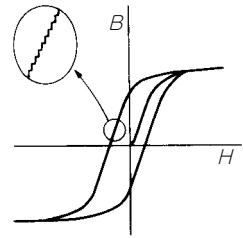
磁界 H と磁束密度 B との間には $B = \mu H = \mu_s \mu_0 H$ の関係があり、この係数 μ を透磁率と呼び、真空中の値はSI単位系で $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ [H/m] (Henry/meter) です。 μ_s は比透磁率といい、磁性体中での係数の真空中に対する比です。真空中では $\mu_s = 1$ で、 μ_s が大きければ同じ磁界で大きな密度の磁束が生じます (図1.19)。 $B = \mu_s \mu_0 H$ ですから、 B - H カーブの傾きから、比透磁率 μ_s を求めることができます。しかし、 B - H カーブが直線でないため、 μ_s は一定値ではありません。 μ_s の値は、直流磁界や残留する磁束密度の大きさ、そして印加する交流磁界の大きさに左右されます。 $B = 0$ 、 $H = 0$ の原点からスタートした磁界が十分小さいときの曲線の傾きを初透磁率 (μ_i , μ_{iac}) と呼び、一般的に μ_s というとき、この値のことを示します。磁界が大きくなると、一般に μ_s は小さくなります。

磁性体の性質を理解するためには、この B - H カーブを把握することが大切です。強磁性体は、この曲にも見落とすことのできない興味深い性質をもっていますので、これらにつ

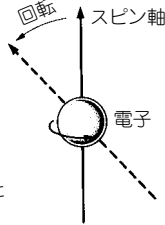
見本



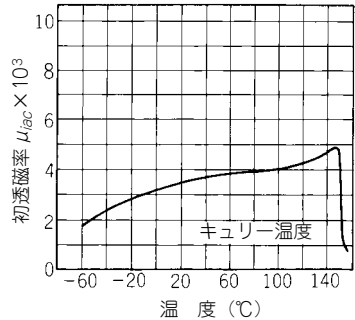
[図1.19] 磁界による透磁率の変化
磁界Hが0付近のカーブは材質によって異なる。この図は正確には直流磁界下の微小交流磁界に対する透磁率を示す。



[図1.20] バルクハウゼン効果



[図1.21] 磁気粘性の原因
磁束密度Bが磁界Hより遅れる。小さな永久磁石が回転するのに時間がかかるために起こる。



[図1.22] 初透磁率の温度特性
フェライトの例を示す(TDKのH5A材)。キュリー温度を越えると透磁率が急激に減少する。

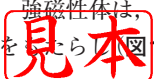
いて次にふれることにします。

B-Hカーブを微細に見ると、これはなめらかな曲線ではなく、**図1.20**のように階段状の不連続の連なりであることが知られています。これをバルクハウゼン効果(Barkhausen effect)といいます。これは、磁区の境である磁壁の移動のつまづきによって生じます。

弱い磁界を強磁性体に加える際、磁束の発生が磁界に完全には追従せず少し遅れます。これは、電子による小さな永久磁石が方向を変えるのに時間を要するために生じる現象で、これを磁気粘性と呼びます(**図1.21**)。交流磁界下で使う際には、周波数が高くなるほどこの遅れが大きく現れて問題になります。

磁界を加えると磁性体が機械的に変形しますが、この現象を磁気歪みと呼びます。変形の方向は主に磁界の方向に生じますが、物質によって異なり、また、結晶体では方向によってこの効果の大きさが異なります。

強磁性体は、キュリー温度以上では常磁性体に転化します。これは透磁率の急激な低下をもちます(**図1.22**)、たとえば、比透磁率 $\mu_s = 1000$ の材質が、キュリー点以上では $\mu_s \approx 1$



程度になってしまいます。このことは、磁気回路を扱う際には重要な事項です。このように、強磁性体、常磁性体の区別は、物質固有のものではなく物質の状態を表しています。キュリー温度が室温より高いと、その物質は強磁性を示します。また、室温で常磁性を示す物質でも温度を下げれば強磁性体になります。

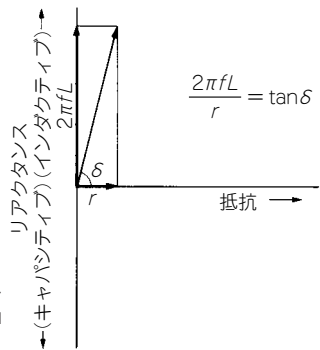
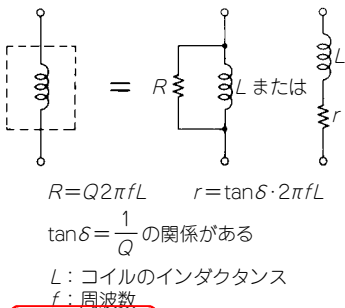
② コイルの損失

コイルの損失は、インダクタンスに並列または直列に入った抵抗として表すことができます(図1.23)。インダクタンスのインピーダンスと抵抗値の比を損失係数 $\tan \delta$ と表し、損失の大きさを表す数値として扱います。コイルはエネルギーを蓄積することができますが、正弦波信号を与えたときに蓄積されるエネルギーの最大値と、正弦波の $1/2\pi$ の周期中に失われるエネルギーとの比が $\tan \delta$ です。これはインダクタンスに加わる電圧と電流の実効値の積と、損失があることにより失われる電力との比に等しくなります(図1.24)。

損失係数 $\tan \delta$ の逆数を Q と呼びます。したがって、コイルの Q が100であるとすると、 $\tan \delta$ は0.01で、インダクタに加わる信号の1%が失われます。等価回路中、損失を表す抵抗の値は $\tan \delta$ や周波数によって変化し、一定値ではありません。

コアの入ったコイルの損失には、コアによるものと、巻線によるものの二つがあります。コアによる損失は、コアに用いる材質の磁性体としての性質によって生じ、これを鉄損と呼びます(図1.25)。鉄損は、一般に周波数の上昇とともに、また、加える磁界の増大とともに増加します。巻線による損失は銅損と呼ばれます。銅損は、巻線の電気抵抗と絶縁物による損失により生じます(図1.26)。巻線の電気抵抗は導体の比抵抗と寸法から計算できますし、テスタなどの測定器を使って測ることができます。

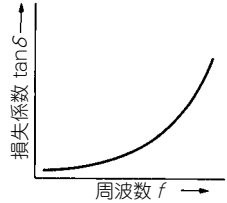
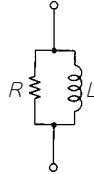
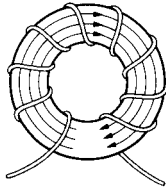
周波数が高くなると、図1.27のように表皮効果が現れて抵抗は増加してみえます。電



【図1.24】 $\tan \delta$ の意味
 $\tan \delta$ はコイルのもつインピーダンスの成分関係に由来する。

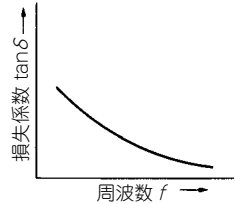
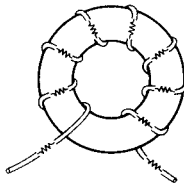
【見本】コイルの損失

線の被膜には良い絶縁体がいわれていますので、低い周波数では損失を生じません。高い周波数ではコイルの巻線が、巻線自身や他の金属との間に形成される分布容量の影響を受けるようになり、コンデンサの誘導体としての損失を無視できなくなります。しかし、



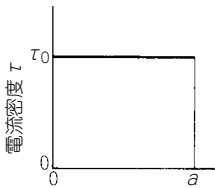
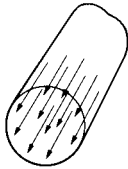
【図1.25】鉄損
鉄損はコアの損失により生じる。

$$Q = \frac{1}{\tan \delta} = \frac{R}{2\pi fL}$$

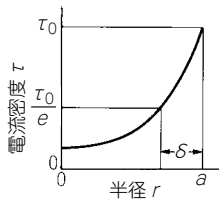
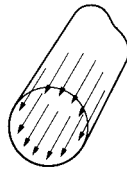


【図1.26】銅損
銅損は主に巻線の持つ抵抗により生じる。

$$\tan \delta = \frac{r}{2\pi fL}$$



(a) 直流の場合



(b) 交流の場合

$$\tau(r) \doteq \tau_0 \sqrt{\frac{a}{r}} e^{-\frac{a-r}{\delta}}$$

$$\delta \doteq \sqrt{\frac{1}{\pi f \sigma \mu}} \quad [\text{m}]$$

σ : 導体の導電率 [1/Ω·m]

μ : 透磁率

導体の場合 $\mu \doteq \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$

【図1.27】表皮効果

導体に高周波電流が流れると、その電流分布は表面近くに片寄る。

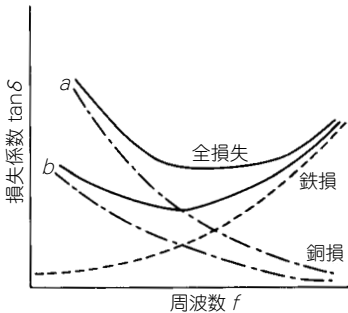


この誘導体損は他の損失よりも小さいことが多く、高い周波数だけに現れるので、銅損は巻線の抵抗だけにより生じるものとして扱われることが多くあります。コイルの全損失は、鉄損と銅損の和として表されます。

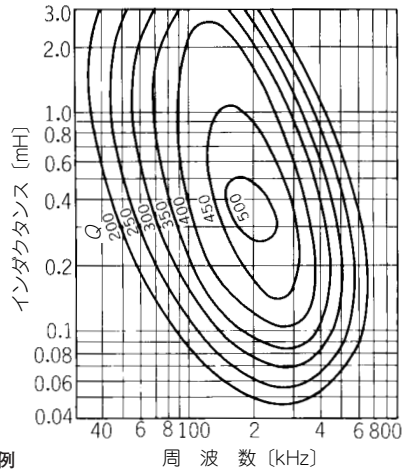
図1.28に示すように、鉄損は周波数の上昇とともに増大しますが、銅損は周波数に逆比例する傾向を持っています。巻線の抵抗値は周波数の変化に対して鈍感である一方、インダクタンスのインピーダンスは、周波数に比例して上昇するからです。この二つの相反する性質からコイルの全損失の周波数特性は、どこかで最小値を持つ図1.28に示すような曲線を描くことがわかります。すなわち、コイルのQはある周波数で極大値をもちます。

鉄損の特性は、コアを変更しない限り同じです。しかし、銅損は使用する導線の太さや長さによって変化します。使用するコアが具体的に決まると、これに巻ける最大の巻数が線材の太さに応じて決まりますので、Qの周波数特性と巻数、すなわちインダクタンスの関係が決まります。これを等Q図と呼びます(図1.29)。各コアについて等Q図があると便利です。

トロイダル・コアの場合は、巻き方によって最大巻数が変わるので、等Q図は用意されていないのが普通です。このため、鉄損と銅損を自分で求めて計算する必要があります。銅損の計算は、巻線抵抗を実測することもできるので簡単です。しかし、鉄損は使用するコアによって変わるので、コアの性質をよく知っておく必要があります。トロイダル・コアは磁束がコア内だけを通り、コア材の性質がそのまま現れるので、コア材の性質だけで鉄損を知ることができますから、もっとも扱いやすい形状です。



[図1.28] 損失の周波数特性
二つの銅損の例を示す。bはaよりも巻線抵抗が小さい。



[図1.29] 等Q図の例

見本