

B-H アナライザを用いたギャップコアの磁化曲線の算定

With-gap core B-H curve using the measurements of the B-H analyzer SY-8218

本レポートは、B-H アナライザ SY-8218 の測定値からギャップコアのギャップ部、及びコア部それぞれの磁化曲線を算定する。また、未知数であるギャップ部の等価実効断面積を算定し、その結果からギャップコアのコイルとしてのインダクタンスを算定する方法について記述したものです。

■ 注意事項

本レポートに記述した内容は、すべて首都大学東京 清水敏久教授と共同で出願した下記特許にもとづいています。従って、本レポート内容を実際にお使い頂くときには、下記注意事項を厳守して下さい。

【当該特許の公開番号と特許番号】

特開 2013-007648(特許 2011-140509) 磁化曲線の算定方法

特開 2013-007649(特許 2011-140523) 磁化曲線の算定方法

【注意事項】

本レポートの記述内容を使用する場合は、研究段階であっても、実用化段階であっても、まず独立行政法人科学技術振興機構 **科学技術コモンズの規約を熟読同意の上、必ず利用登録**を行って下さい。**無断使用は厳禁**です。

科学技術コモンズ URL : <http://jstore.jst.go.jp/commonsUsers.html>

■ 目次

- 1. ギャップコアの磁化曲線算定の基本原理
- 2. インピーダンスアナライザで測定したインダクタンス L
- 3. B-H アナライザで測定したインダクタンス L
- 4. 複合ギャップコアの磁化曲線算定の原理 その 1
- 5. 複合ギャップコアの磁化曲線算定の原理 その 2
- 6. センターギャップ EE コアの磁化曲線算定の原理
- 7. SY-8218 を使った UU ギャップコアの磁化曲線の算定手順

■1. ギャップコアの磁化曲線算定の基本原理

n 個の同じギャップをもつ単一のコア材から成るギャップコアの磁化曲線の算定方法について考えてみることにします。

Fig.1-1 では図を簡素化するため、ギャップは1個のみ表示しています。ギャップコアの試料定数を Table 1-1 に示します。黒色シンボルは値が既知、青色シンボルは値が未知であることを示しています。コアの断面積 A_c はギャップ部を除いて一定とします。

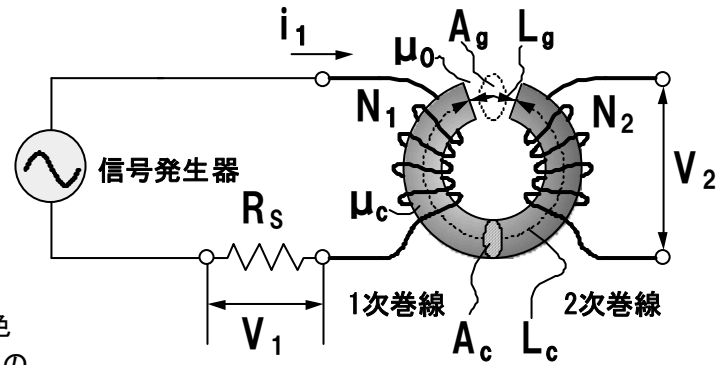


Fig.1-1 ギャップコア

ギャップコアには1次巻線、及び2次巻線が Fig.1-1 のように施されています。

まず、信号発生器から周期 T の励磁信号を発生させ、1次巻線に励磁電流 i_1 を流します。この励磁電流 i_1 は抵抗値 R_s のシャント抵抗で電圧 V_1 に変換されます。

このときギャップコアの磁気抵抗 R_m は、

$$R_m = \frac{n L_g}{\mu_0 A_g} + \frac{L_c}{\mu_c A_c}$$

$$= \frac{L_c}{A_c} \left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_c} \right) \left(\frac{A_c}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_c} \right\} \quad (1)$$

と表わされます。

(1)式において、新たに透磁率 μ を

$$\mu = \frac{1}{\left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_c} \right) \left(\frac{A_c}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_c} \right\}} \quad (2)$$

のように定義すると(1)式は、

$$R_m = \frac{L_c}{\mu A_c} \quad (3)$$

となります。

また、コア部の磁界の強さを H_c 、ギャップ部の磁界の強さを H_g とすると、アンペールの定理より

$$N_1 i_1 = n H_g L_g + H_c L_c$$

$$= \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_c} \right) H_g + H_c \right\} L_c \quad (4)$$

が成り立ちます。

(4)式において、新たな磁界の強さ H を

$$H = \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_c} \right) H_g + H_c \right\} \quad (5)$$

Table1-1 ギャップコアの試料定数

試料定数	シンボル
1次巻線数	N_1
2次巻線数	N_2
コアの全実効磁路長	L_c
コアの実効断面積	A_c
コアの透磁率	μ_c
ギャップ数	n
ギャップ1箇所当たりのギャップ長	L_g
ギャップ部の実効断面積	A_g
ギャップの透磁率(~真空透磁率)	μ_0

のように定義すると(4)式は、

$$N_1 i_1 = H L_c \quad (6)$$

となり、(6)式よりHは

$$\begin{aligned} H &= \frac{N_1 i_1}{L_c} \\ &= \frac{N_1 V_1}{L_c R_s} \end{aligned} \quad (7)$$

となります。

ここで(3)式と(7)式をじっくり眺めてみて下さい。

(3)式は、透磁率 μ が(2)式で表わされ、実効断面積 A_c 、実効磁路長 L_c のギャップがない環状コアの磁気抵抗 R_m を表わしています。同様に(7)式は、巻線数 N_1 の1次巻線に電流 i_1 が流れた時の、ギャップがない実効磁路長 L_c のコアの磁界の強さHに他なりません。

言い換えれば、ギャップコアは、(2)式で表わされる透磁率 μ を新たに導入すると、Fig.1-2のようなギャップがない透磁率 μ 、実効断面積 A_c 、実効磁路長 L_c の仮想コアと見なすことができるということです。以下これをギャップがない仮想コアと呼ぶことにします。

従って、(7)式で求められる磁界の強さHは、ギャップコアを、ギャップがない仮想コアと見なした時の磁界の強さHということになります。

このとき、2次巻線の両端に生じた誘起電圧 V_2 を用いて、次の(8)式で求められる磁束密度Bも、

$$B = \frac{1}{N_2 A_c} \int_0^T V_2 dt \quad (8)$$

ギャップコアを、ギャップがない仮想コアと見なした時の磁束密度ということになり、先の仮想コアの磁界の強さHと次の(9)式の関係が成り立ちます。

$$B = \mu H \quad (9)$$

また、ギャップコアの磁路において他の経路へ漏れるような漏れ磁束がなく、各部で磁束 Φ が保存されるものと仮定すると

$$\Phi = \mu H A_c = \mu_c H_c A_c = \mu_0 H_g A_g \quad (10)$$

が成り立ちます。ここでコア部の磁束密度を B_c 、ギャップ部の磁束密度を B_g とすると、

$$B_c = \mu_c H_c \quad (11)$$

$$B_g = \mu_0 H_g \quad (12)$$

の関係が成り立ちます。

(9)、(11)、(12)式を(10)式に代入すると

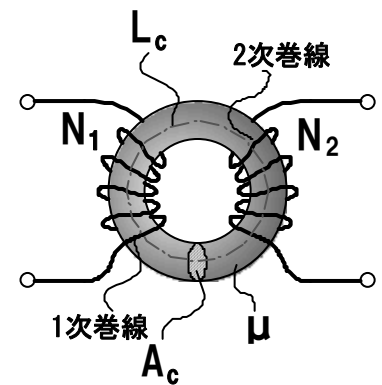


Fig.1-2 ギャップがない仮想コア

$$\Phi = B A_c = B_c A_c = B_g A_g \quad (13)$$

となります。

(13)式より $B=B_c$ であることから(11)式は、

$$B = B_c = \mu_c H_c \quad (14)$$

と表わすこともできます。

ここで(11)、(14)式の意味を考えてみましょう。

(11)式はギャップコアのコア部の磁界の強さ H_c と磁束密度 B_c の関係を示していますが、これはギャップがない透磁率 μ_c の磁性体コアの磁界の強さ H_c と磁束密度 B_c の関係でもあります。なぜなら同じコア材であるならば、**ギャップの有無に関わらずコア部で磁界の強さと磁束密度の関係、即ち磁化曲線は不変**でなければならないからです。

(14)式は、ギャップコアのコア部の磁束密度 B_c が、ギャップがない仮想コアと見なした時の磁束密度 B に等しいことを示しています。

従って、ギャップコアのコア部の磁界の強さ H_c と磁束密度 B_c の関係、即ち磁化曲線を求めるには次のようにすれば良いことが判ります。

まず、ギャップコアをギャップがない仮想コアと見なした時の磁界の強さ H と磁束密度 B を予め測定しておきます。次に、このギャップコアと同じコア材料でギャップがないコアを作成し、磁界の強さ H_c と磁束密度 B_c を測定します。このときの**磁束密度 B_c の最大値を、予め測定したギャップコアをギャップがない仮想コアと見なして測定した磁束密度 B の最大値と等しい値になるように測定**するのです。

このようにすれば、この測定で得られた磁界の強さ H_c と磁束密度 B_c の関係である磁化曲線は、求めたかったギャップコアのコア部の磁界の強さ H_c と磁束密度 B_c の関係である磁化曲線そのものとなります。

さて、これで H 、 B 、 H_c 、 B_c を求めることができました。次にギャップコアのギャップ部の磁界の強さ H_g と磁束密度 B_g の関係を求めてみましょう。(5)式より

$$H_g = \left(\frac{L_c}{L_g} \right) \frac{H - H_c}{n} \quad (15)$$

となるので、これより H_g が求まります。 H_g が求めれば、

$$B_g = \mu_0 H_g \quad \text{再掲 (12)}$$

より B_g が求まります。これでギャップ部の磁化曲線も求めることができました。

ここまでがギャップコアの磁化曲線の算定方法の基本原則についてのお話です。ここからは、これらの結果を使ってギャップ部の等価実効断面積 A_g 、コアの透磁率 μ_c を求め、ギャップコアの磁気抵抗 R_m を算出し、さらにギャップコアを用いたコイルのインダクタンス L を求めてみましょう。

ギャップ部の等価実効断面積 A_g は(13)式より

$$A_g = \frac{B_c A_c}{B_g} = \frac{B A_c}{B_g} \quad (16)$$

となるので、これらの式から求めることができます。

コアの透磁率 μ_c は、ギャップコアのコア部の磁化曲線 H_c-B_c の Fig.1-3 に示す頂点 (H_{cp} 、 B_{cp}) をまず求めます。磁化曲線の原点からの距離が最も遠い点を求めれば、それが頂点となります。

この頂点の値を

$$\mu_c = \frac{B_{cp}}{H_{cp}} \quad (17)$$

に代入すると μ_c が求まります。

求まった A_g 、 μ_c を(1)式に代入すれば、ギャップコアの磁気抵抗 R_m を算出することができます。

1次巻線の巻線数は N_1 ですから、ギャップコアに巻かれた"このときの"1次巻線のインダクタンス L は、

$$L = \frac{N_1^2}{R_m} \quad (18)$$

より求めることができます。

ちょっとややこしいかもしれませんが、今まで経験とシミュレーションに頼っていたギャップコアの挙動を、あらたに解析する手段が増えたと思って頂ければと思います。

ここでは一番シンプルな単一なコア材から成るギャップコアについて考えましたが、この考え方は他の様々なギャップコアの解析にも応用させることができます。本レポートではその応用例として、2種の異なる材料から構成される複合ギャップコアやセンターギャップ EE コアについても記述してありますので、そちらも是非読んで頂ければと思います。

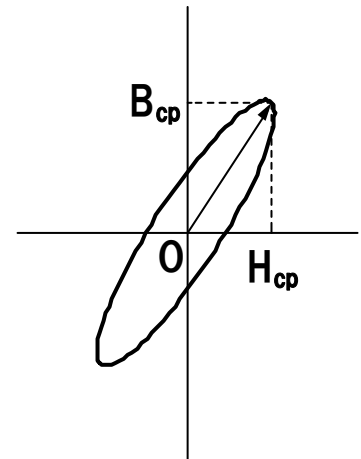


Fig.1-3 磁化曲線の頂点

■2. インピーダンスアナライザで測定したインダクタンスL

他の様々なギャップコアへの応用例を述べる前に、ちょっと脱線して、ここではインピーダンスアナライザで測定したインダクタンスLについて考えてみることにします。

まず最初に、前章(18)式のインダクタンスLで“このときの”1次巻線のインダクタンスLとわざわざ“このときの”を書いたのには理由があります。一般に交流理論では、コイルのインダクタンスLは一定として扱っていますが、果たしてそれで良いのでしょうか？・・・答えは、いいえです。**限られた領域ではLは一定と見なすことはできますが、それ以外ではインダクタンスLは一定と見なすことはできず、外部から加わる磁界の強さとともに変化します。**

Fig.2-1 に示すのは、周波数 $f=100[\text{Hz}]$ の正弦波で、最大磁界 H_m を $10[\text{A/m}]$ ~ $1000[\text{A/m}]$ 変化させた時の、6.5%ケイ素鋼板の磁化曲線です。一番小さな赤色ループが $H_m=10[\text{A/m}]$ 、一番大きな黄色ループが $H_m=1000[\text{A/m}]$ のときの磁化曲線です。

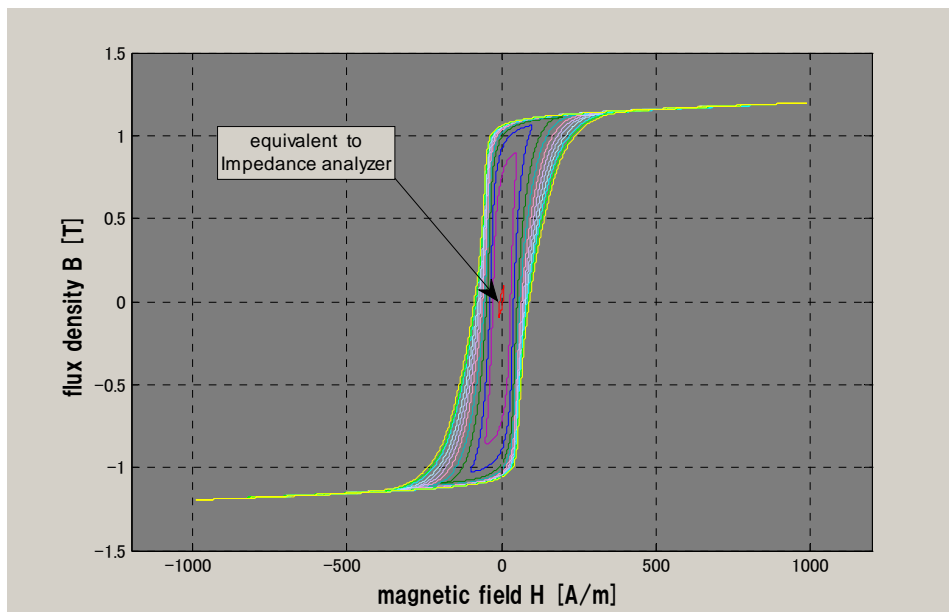


Fig.2-1 6.5%ケイ素鋼板の磁化曲線

赤色ループでは、磁化曲線の傾きである透磁率 μ は、ほとんど変化していませんが、黄色ループでは磁界の強さによって透磁率 μ が大きく変化しています。即ち、赤色ループ程度であれば、インダクタンスLは一定とみなすことができますが、黄色ループではインダクタンスLは一定ではなく、外部から加わる磁界の強さとともに、この場合であれば時間とともに変化しています。

それでは、インピーダンスアナライザで測定したインダクタンスLは、どのような状態のときのLなのでしょう？・・・答えは、赤色ループのようなインダクタンスLが一定とみなせる領域でのインダクタンスLです。

一般にインピーダンスアナライザの測定信号レベルは非常に小さなものです。Table 2-1 は著名なA社のインピーダンスアナライザの測定信号レベルです。

Table 2-1 インピーダンスアナライザの測定信号レベル

インダクタが、例えば平均半径 $r=5[\text{mm}]$ の Fig.2-1 の特性をもつ6.5%ケイ素鋼板製のトロイダルコアに巻線数 $N_1=10$ ターンが巻かれたコイルだと仮定します。

出力電圧	5 [mV _{rms}] ~ 1 [V _{rms}]
出力電流	200 [μ A _{rms}] ~ 20 [mA _{rms}]

このインダクタにインピーダンスアナライザの最大電流 $I=20[\text{mA}_{\text{rms}}]$ が流れたとすると、インダクタのトロイダルコアに生じる最大磁界Hは、

$$H = \frac{N_1 \sqrt{2} I}{2 \pi r} = \frac{10 \times \sqrt{2} \times 20 \times 10^{-3}}{2 \times \pi \times 5 \times 10^{-3}} = 9.003 \text{ [A/m]} \quad (19)$$

となります。

これは $H_m=10$ [A/m]のさきほどの赤色ループとほぼ同じです。インピーダンスアナライザの測定信号レベルは非常に小さいので、このインダクタンス L は一定とみなすことができます。

実際の回路で、このインダクタをインピーダンスアナライザの測定信号レベルで使用するのであれば、インピーダンスアナライザで測定したインダクタンス L で回路設計を行うことに何の問題もありません。

しかし、そうではなく、パワー系の回路のように強磁界下で、このインダクタを用いるのであれば、インピーダンスアナライザで測定したインダクタンス L で回路設計を行うと思わぬトラブルを引き起こすことになります。

当社の B-H アナライザ等で実際に印加される磁界をインダクタのコア材に加え、その磁化曲線から透磁率 μ 、あるいはインダクタンス L を知ることが、この類の回路設計においては大変重要であることがお分かり頂けるかと思えます。

■3. B-H アナライザで測定したインダクタンス L

B-H アナライザの μ (ミュウ) モードで測定を行うとインダクタンス L を求めることができます。B-H アナライザでは測定方法によって 2 種類のインダクタンス L が求められます。インピーダンスアナライザで測定したインダクタンス L と比較する場合は、この 2 種類の相違点について理解していなければなりません。

1 つめは **2coil 法** で測定した L です。2coil 法とは、Fig.3-1 に示すようにトロイダルコアに 1 次巻線と 2 次巻線を施したトロイダルコイルで、1 次巻線に流れる励磁電流 i_1 と 2 次巻線に生じる誘起電圧 V_2 を測定し、これより 1 次巻線のインダクタンス L を算出する方法です。

トロイダルコイルの 1 次巻線は、Fig.3-2 に示すように巻線がもつ抵抗 R と 2 次巻線との磁気結合に関わるインダクタンス L_0 と、そして Fig.3-1 の赤枠点線で示すような 2 次巻線との磁気結合に関わらないインダクタンス L_s の直列回路で表わすことができます。

2coil 法の 2 次巻線に生じる誘起電圧 V_2 には、1 次巻線の抵抗 R に加わる電圧降下、および 2 次巻線との磁気結合に関わらないインダクタンス L_s に加わる電圧降下は寄与せず、2 次巻線との磁気結合に関わるインダクタンス L_0 に加わる電圧降下だけが寄与します。

従って、B-H アナライザの 2coil 法で測定した L は、トロイダルコイルの 1 次巻線がもつ 2 次巻線との磁気結合に関わるインダクタンス L_0 のみということになります。

2 つめは **1coil 法** で測定した L です。1coil 法は Fig.3-3 に示すようにトロイダルコアに 1 次巻線のみ施したトロイダルコイルで、1 次巻線に流れる励磁電流 i_1 と 1 次巻線の両端に生じる電圧 V_1 を測定し、これより 1 次巻線のインダクタンス L を算出する方法です。

1coil 法の 1 次巻線の両端に生じる電圧 V_1 には、2 次巻線との磁気結合に関わるインダクタンス L_0 に加わる電圧降下のみならず、1 次巻線の抵抗 R に加わる電圧降下、2 次巻線との磁気結合に関わらないインダクタンス L_s に加わる電圧降下も寄与します。

従って、B-H アナライザの 1coil 法で測定した L は、トロイダルコイルの 1 次巻線がもつすべてのインダクタンス $L (=L_0+L_s)$ ということになります。

インピーダンスアナライザで測定した L と比較する場合は、1coil 法でなければなりません。 さらに、励磁条件 (i_1 あるいは V_1) も両者で同じにすることも忘れないで下さい。

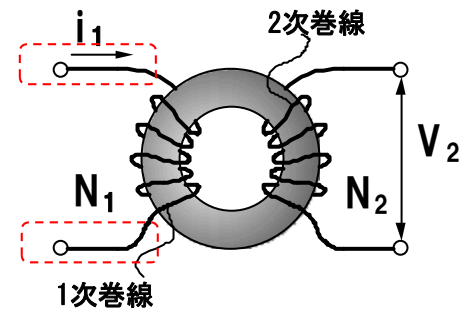


Fig.3-1 2coil 法の測定

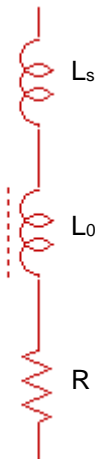


Fig.3-2 トロイダルコイルの等価回路

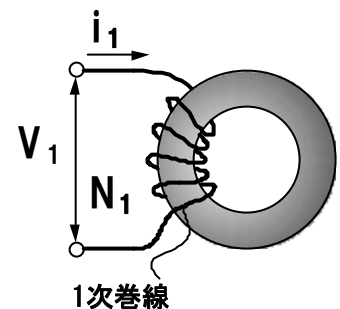


Fig.3-3 1coil 法の測定

■4. 複合ギャップコアの磁化曲線算定の原理 その1

さて軌道修正して、またギャップコアの話に戻しましょう。

■1.では単一のコア材から成るギャップコアの磁化曲線の算定方法について記述しましたが、ここでは、2種類の異なるコア材 α 、 β から成る Fig.4-1 に示すような複合ギャップコアの磁化曲線の算定方法について考えてみることにします。

複合ギャップコアの試料定数を Table 4-1 に示します。黒色シンボルは値が既知、青色シンボルは値が未知であることを示しています。ギャップ面を挟んだコアの構造は4箇所のギャップすべてで同じものとし、またコア α とコア β の断面積は同一で一定とします。

まず、1次巻線、2次巻線はともにコア α に施しておきます。

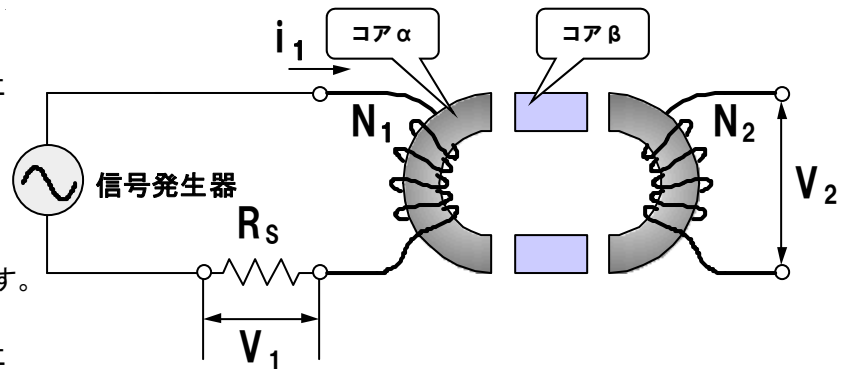


Fig.4-1 複合ギャップコア

信号発生器から周期 T の励磁信号を発生させ1次巻線に励磁電流 i_1 を流します。この励磁電流 i_1 は抵抗値 R_s のシャント抵抗で電圧 V_1 に変換されます。

このとき複合ギャップコアの磁気抵抗 R_m は、

$$R_m = \frac{n L_g}{\mu_0 A_g} + \frac{L_\alpha}{\mu_\alpha A_c} + \frac{L_\beta}{\mu_\beta A_c} \quad (20)$$

$$= \frac{L_\alpha}{A_c} \left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) \left(\frac{A_c}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_\alpha} + \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) \right\}$$

と表わされます。

(20)式において、新たに透磁率 μ を

$$\mu = \frac{1}{\left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) \left(\frac{A_c}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_\alpha} + \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) \right\}} \quad (21)$$

のように定義すると(21)式は、

$$R_m = \frac{L_\alpha}{\mu A_c} \quad (22)$$

となります。

また、コア α 部、コア β 部、及びギャップ部の磁界の強さをそれぞれ H_α 、 H_β 、 H_g とすると、アンペールの定理より

$$N_1 i_1 = n H_g L_g + H_\alpha L_\alpha + H_\beta L_\beta$$

$$= \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) H_g + H_\alpha + \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) H_\beta \right\} L_\alpha \quad (23)$$

Table4-1 複合ギャップコアの試料定数

試料定数	シンボル
1次巻線数	N_1
2次巻線数	N_2
コア α の全実効磁路長	L_α
コア β の全実効磁路長	L_β
コア α 、 β の実効断面積	A_c
コア α の透磁率	μ_α
コア β の透磁率	μ_β
ギャップ数	n
ギャップ1箇所当たりのギャップ長	L_g
ギャップ部の実効断面積	A_g
ギャップの透磁率(～真空透磁率)	μ_0

が成り立ちます。

(23)式において、新たな磁界の強さ H を

$$H = \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) H_g + H_\alpha + \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) H_\beta \right\} \quad (24)$$

のように定義すると(23)式は、

$$N_1 i_1 = H L_\alpha \quad (25)$$

となり、(25)式より H は

$$\begin{aligned} H &= \frac{N_1 i_1}{L_\alpha} \\ &= \frac{N_1 V_1}{L_\alpha R_s} \end{aligned} \quad (26)$$

となります。

ここで、■1.と同様に(22)式と(26)式をじっくり眺めてみましょう。

(22)式は、透磁率 μ が(21)式で表わされ、実効断面積 A_c 、実効磁路長 L_α のギャップがない環状コアの磁気抵抗 R_m を表わしています。同様に(26)式は、巻線数 N_1 の 1 次巻線に電流 i_1 が流れた時の、ギャップがない実効磁路長 L_α のコアの磁界の強さ H に他なりません。

言い換えれば、**複合ギャップコアは、(21)式で表わされる透磁率 μ を新たに導入すると、Fig.4-2 のようなギャップがない透磁率 μ 、実効断面積 A_c 、実効磁路長 L_α の仮想コアと見なすことができる**ということです。以下これをギャップがない仮想コアと呼ぶことにします。

従って、(26)式で求められる磁界の強さ H は、複合ギャップコアを、ギャップがない仮想コアと見なした時の磁界の強さということになります。

ギャップがない仮想コアの磁束密度 B は

$$B = \frac{1}{N_2 A_c} \int_0^T V_2 dt \quad (27)$$

から求めることができ、

$$B = \mu H \quad (28)$$

の関係が成り立ちます。

コア α 部、コア β 部、及びギャップ部の磁束密度をそれぞれ B_α 、 B_β 、 B_g とし、複合ギャップコアの磁路において他の経路へ漏れるような漏れ磁束がなく、各部で磁束 Φ が保存されるものと仮定すると

$$\begin{aligned} \Phi &= B A_c = B_\alpha A_c = B_\beta A_c = B_g A_g \\ &= \mu H A_c = \mu_\alpha H_\alpha A_c = \mu_\beta H_\beta A_c = \mu_0 H_g A_g \end{aligned} \quad (29)$$

が成り立ちます。この複合ギャップコアではギャップ部を除いて実効断面積が一定であることから

$$B = B_\alpha = B_\beta \quad (30)$$

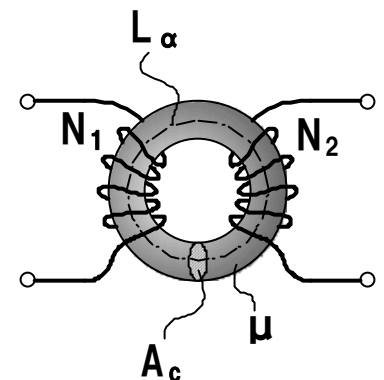


Fig.4-2 ギャップがない仮想コア

となり、**仮想コアの磁束密度は、コア α 、及びコア β それぞれの磁束密度に等しいこと**になります。

これを利用して、まず複合ギャップコアのコア α 部の磁界の強さ H_α と磁束密度 B_α の関係を求めてみましょう。

予め複合ギャップコアをギャップがない仮想コアと見なした時の磁界の強さ H と磁束密度 B を測定しておき、最大磁束密度が B_m だったとします。

次に、複合ギャップコアからコア β を取り除き、コア α のみしてFig.4-3に示すようにコア α どうしを密着させます。このとき、コア α の最大磁束密度 $B_{m\alpha}$ が、さきほどの仮想コアと見なして測定した時の最大磁束密度 B_m に等しくなるように、1次巻線に励磁電流 i_1 を流し磁界の強さと磁束密度を測定します。

すると、(30)式から、この測定した磁界強さと磁束密度が、複合ギャップコアのコア α 部の磁界の強さ H_α と磁束密度 B_α そのものになります。

ここでは、コア α どうしを密着させましたが、コア α でギャップがないトロイダルコイルを作成できるのであれば、そちらの方がベターであることは言うまでもありません。

今度は、複合ギャップコアのコア β 部の磁界の強さ H_β と磁束密度 B_β の関係を求めてみましょう。

Fig.4-4に示すようにコア β のみでトロイダルコイルを作成します。このとき、コア β の最大磁束密度 $B_{m\beta}$ が、仮想コアと見なして測定した時の最大磁束密度 B_m に等しくなるように、1次巻線に励磁電流 i_1 を流し磁界の強さと磁束密度を測定します。

するとコア α と同様に(30)式から、この測定した磁界強さと磁束密度が、複合ギャップコアのコア β 部の磁界の強さ H_β と磁束密度 B_β そのものになります。

これで H 、 B 、 H_α 、 B_α 、 H_β 、 B_β が求まりました。これから複合ギャップコアのギャップ部の磁界の強さ H_g と磁束密度 B_g の関係を求めることができます。

H_g は(24)式を変形した

$$H_g = \left(\frac{L_\alpha}{L_g}\right) \frac{H - H_\alpha - \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha}\right) H_\beta}{n} \quad (31)$$

から求まり、 B_g は

$$B_g = \mu_0 H_g \quad (32)$$

より求めることができます。

従って、ギャップ部の等価実効断面積 A_g は(29)式より

$$A_g = \frac{B_\alpha A_c}{B_g} = \frac{B_\beta A_c}{B_g} = \frac{B A_c}{B_g} \quad (33)$$

となります。

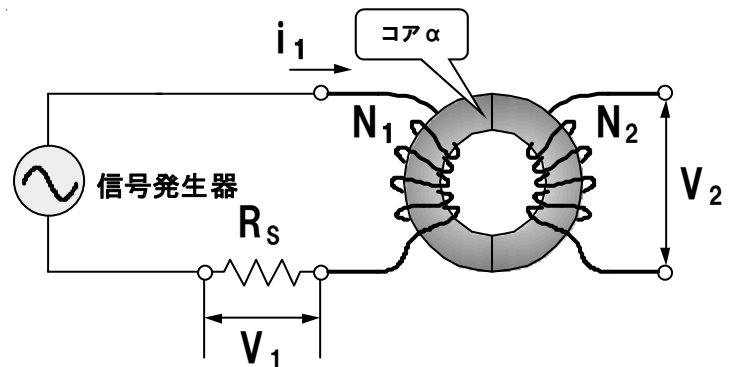


Fig.4-3 コア α のみのコア

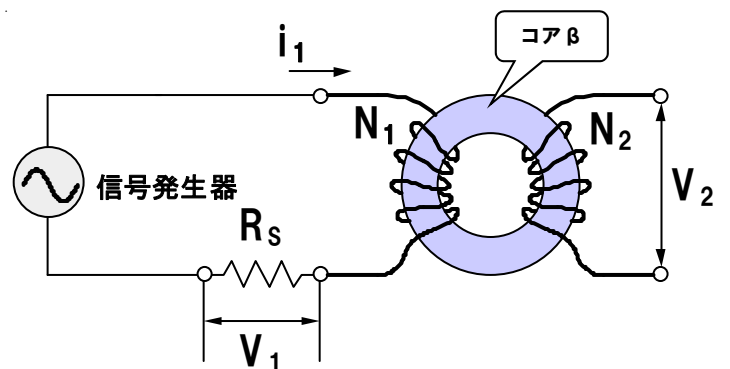


Fig.4-4 コア β のみのコア

複合ギャップコアの磁気抵抗 R_m と、この R_m を用いたコイルのインダクタンス L の求め方については、■1. とプロセスが同じなので割愛します。

■5. 複合ギャップコアの磁化曲線算定の原理 その2

■4.ではコア材α、βの実効断面積は同じでしたが、Fig.5-1に示すように異なる場合の複合ギャップコアの磁化曲線の算定方法について考えてみることにします。

複合ギャップコアの試料定数を Table 5-1 に示します。黒色シンボルは値が既知、青色シンボルは値が未知であることを示しています。ギャップ面を挟んだコアの構造は4箇所ギャップすべてで同じものとし、またコアαとコアβの断面積は各々一定とします。

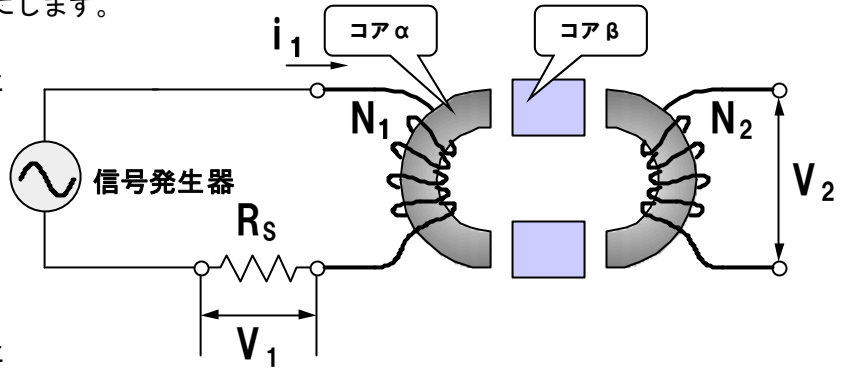


Fig.5-1 複合ギャップコア

まず、1次巻線、2次巻線はともにコアαに施しておきます。

信号発生器から周期Tの励磁信号を発生させ1次巻線に励磁電流i1を流します。この励磁電流i1は抵抗値Rsのシャント抵抗で電圧V1に変換されます。

このとき複合ギャップコアの磁気抵抗Rmは、

$$R_m = \frac{n L_g}{\mu_0 A_g} + \frac{L_\alpha}{\mu_\alpha A_\alpha} + \frac{L_\beta}{\mu_\beta A_\beta}$$

$$= \frac{L_\alpha}{A_\alpha} \left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) \left(\frac{A_\alpha}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_\alpha} + \frac{\left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) \left(\frac{A_\alpha}{A_\beta} \right)}{\mu_\beta} \right\} \quad (34)$$

と表わされます。

(34)式において、新たに透磁率μAを

$$\mu_A = \frac{1}{\left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) \left(\frac{A_\alpha}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_\alpha} + \frac{\left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) \left(\frac{A_\alpha}{A_\beta} \right)}{\mu_\beta} \right\}} \quad (35)$$

のように定義すると(35)式は、

$$R_m = \frac{L_\alpha}{\mu_A A_\alpha} \quad (36)$$

となります。

また、コアα部、コアβ部、及びギャップ部の磁界の強さをそれぞれHα、Hβ、Hgとすると、アンペールの定理より

$$N_1 i_1 = n H_g L_g + H_\alpha L_\alpha + H_\beta L_\beta$$

$$= \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) H_g + H_\alpha + \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) H_\beta \right\} L_\alpha \quad (37)$$

が成り立ちます。

Table 5-1 複合ギャップコアの試料定数

試料定数	シンボル
1次巻線数	N ₁
2次巻線数	N ₂
コアαの全実効磁路長	L _α
コアβの全実効磁路長	L _β
コアαの実効断面積	A _α
コアβの実効断面積	A _β
コアαの透磁率	μ _α
コアβの透磁率	μ _β
ギャップ数	n
ギャップ1箇所当たりのギャップ長	L _g
ギャップ部の実効断面積	A _g
ギャップの透磁率(～真空透磁率)	μ ₀

(37)式において、新たな磁界の強さ H_A を

$$H_A = \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_\alpha} \right) H_g + H_\alpha + \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha} \right) H_\beta \right\} \quad (38)$$

のように定義すると(37)式は、

$$N_1 i_1 = H_A L_\alpha \quad (39)$$

となり、(39)式より H_A は

$$\begin{aligned} H_A &= \frac{N_1 i_1}{L_\alpha} \\ &= \frac{N_1 V_1}{L_\alpha R_s} \end{aligned} \quad (40)$$

となります。

ここで、(36)式と(40)式を今までと同様にじっくり眺めてみましょう。

(36)式は、透磁率 μ_A が(35)式で表わされ、実効断面積 A_α 、実効磁路長 L_α のギャップがない環状コアの磁気抵抗 R_m を表わしています。同様に(40)式は、巻線数 N_1 の 1 次巻線に電流 i_1 が流れた時の、ギャップがない実効磁路長 L_α のコアの磁界の強さ H_A に他なりません。

言い換えれば、**複合ギャップコアは、(35)式で表わされる透磁率 μ_A を新たに導入すると、Fig.5-2 のようなギャップがない透磁率 μ_A 、実効断面積 A_α 、実効磁路長 L_α の仮想コアと見なすことができる**ということです。以下これをギャップがない仮想コア A と呼ぶことにします。

従って、(40)式で求められる磁界の強さ H_A は、複合ギャップコアを、ギャップがない仮想コア A と見なした時の磁界の強さということになります。

仮想コア A の磁束密度 B_A は

$$B_A = \frac{1}{N_2 A_\alpha} \int_0^T V_2 dt \quad (41)$$

から求めることができ、-

$$B_A = \mu_A H_A \quad (42)$$

の関係が成り立ちます。

次に、Fig.5-3 のように 1 次巻線はコア α に施したままで、2 次巻線を今度はコア β に施します。このときの複合ギャップコアの磁気抵抗 R_m は、さきほどの(34)式とまったく同じですが、今度は L_β/A_β で括弧をみます。すると

$$R_m = \frac{L_\beta}{A_\beta} \left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_\beta} \right) \left(\frac{A_\beta}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_\beta} + \frac{\left(\frac{L_\alpha}{L_\beta} \right) \left(\frac{A_\beta}{A_\alpha} \right)}{\mu_\alpha} \right\} \quad (43)$$

となります。

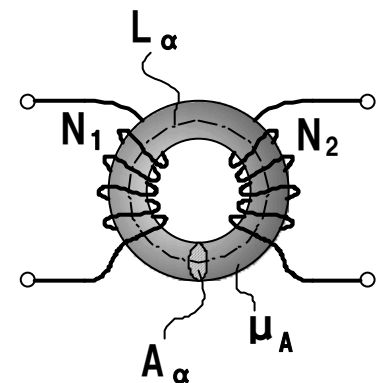


Fig.5-2 ギャップがない仮想コア A

先ほどの透磁率 μ_A とは異なる透磁率 μ_B を

$$\mu_B = \frac{1}{\left\{ \frac{n \left(\frac{L_g}{L_\beta} \right) \left(\frac{A_\beta}{A_g} \right)}{\mu_0} + \frac{1}{\mu_\beta} + \frac{\left(\frac{L_\alpha}{L_\beta} \right) \left(\frac{A_\beta}{A_\alpha} \right)}{\mu_\alpha} \right\}} \quad (44)$$

のように定義すると(43)式は、

$$R_m = \frac{L_\beta}{\mu_B A_\beta} \quad (45)$$

となります。

(37)式と同様にアンペールの定理より

$$N_1 i_1 = n H_g L_g + H_\alpha L_\alpha + H_\beta L_\beta \quad (46)$$

が成り立ちますが、今度は L_β で括ると

$$N_1 i_1 = \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_\beta} \right) H_g + \left(\frac{L_\alpha}{L_\beta} \right) H_\alpha + H_\beta \right\} L_\beta \quad (47)$$

となります。

(47)式において、先ほどの磁界の強さ H_A とは異なる磁界の強さ H_B を

$$H_B = \left\{ n \left(\frac{L_g}{L_\beta} \right) H_g + \left(\frac{L_\alpha}{L_\beta} \right) H_\alpha + H_\beta \right\} \quad (48)$$

のように定義すると(47)式は、

$$N_1 i_1 = H_B L_\alpha \quad (49)$$

となり、(49)式より H_B は

$$\begin{aligned} H_B &= \frac{N_1 i_1}{L_\beta} \\ &= \frac{N_1 V_1}{L_\beta R_s} \end{aligned} \quad (50)$$

となります。

ここでも、(43)式と(50)式じっくり眺めてみましょう。

(43)式は、透磁率 μ_B が(44)式で表わされ、実効断面積 A_β 、実効磁路長 L_β のギャップがない環状コアの磁気抵抗 R_m を表わしています。同様に(50)式は、巻線数 N_1 の1次巻線に電流 i_1 が流れた時の、ギャップがない実効磁路長 L_β のコアの磁界の強さ H_B に他なりません。

言い換えれば、**複合ギャップコアは、(44)式で表わされる透磁率 μ_B を新たに導入すると、Fig.5-4のようなギャップがない透磁率 μ_B 、実効断面積 A_β 、実効磁路長 L_β の仮想コアと見なすことができる**ということです。以下これをギャップがない仮想コアBと呼ぶことにします。

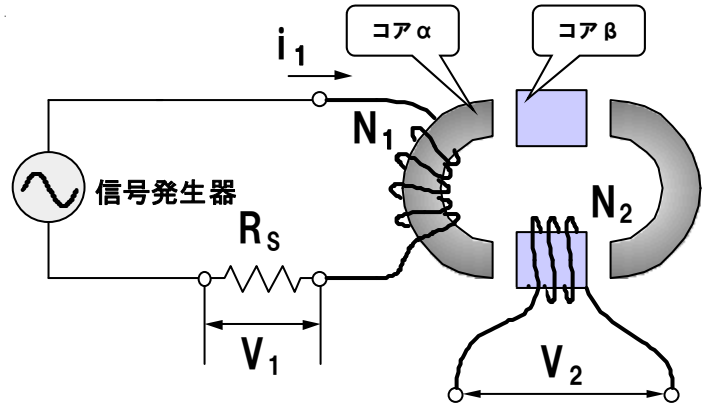


Fig.5-3 複合ギャップコア

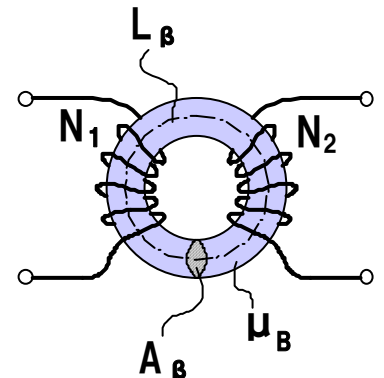


Fig.5-4 ギャップがない仮想コアB

従って、(50)式で求められる磁界の強さ H_B は、複合ギャップコアを、ギャップがない仮想コア B と見なした時の磁界の強さということになります。

仮想コア B の磁束密度 B_B は

$$B_B = \frac{1}{N_2 A_\beta} \int_0^T V_2 dt \quad (51)$$

から求めることができ、

$$B_B = \mu_B H_B \quad (52)$$

の関係が成り立ちます。

コア α 部、コア β 部、及びギャップ部の磁束密度をそれぞれ B_α 、 B_β 、 B_g とし、複合ギャップコアの磁路において他の経路へ漏れるような漏れ磁束がなく、各部で磁束 Φ が保存されるものと仮定すると

$$\begin{aligned} \Phi &= B_A A_\alpha = B_B A_\beta = B_\alpha A_\alpha = B_\beta A_\beta = B_g A_g \\ &= \mu_A H_A A_\alpha = \mu_B H_B A_\beta = \mu_\alpha H_\alpha A_\alpha = \mu_\beta H_\beta A_\beta = \mu_0 H_g A_g \end{aligned} \quad (53)$$

が成り立ちます。この複合ギャップコアではコア α 部、及びコア β 部それぞれの部位で実効断面積が一定であることから

$$B_A = B_\alpha \quad (54)$$

$$B_B = B_\beta \quad (55)$$

となり、**仮想コア A の磁束密度は、コア α の磁束密度に、仮想コア B の磁束密度はコア β の磁束密度にそれぞれ等しいこと**になります。

これらを利用して、まず複合ギャップコアのコア α 部とコア β 部の磁界の強さと磁束密度の関係を求めてみましょう。

まず Fig.5-1 のように 1 次巻線、2 次巻線はともにコア α に施して、仮想コア A と見なした時の磁界の強さ H_A と磁束密度 B_A を測定しておきます。このとき最大励磁電流は i_{1mA} で、最大磁束密度は B_{mA} だったとします。

次に、Fig.5-3 のように 1 次巻線はコア α に施したままで、2 次巻線をコア β に施し、仮想コア B と見なした時の磁界の強さ H_B と磁束密度 B_B を測定します。**最大励磁電流は、仮想コア A と見なして測定した時の励磁条件と等しくなるように i_{1mA} にします。**このとき最大磁束密度は B_{mB} だったとします。

さて、複合ギャップコアからコア β を取り除き、コア α のみして Fig.5-5 に示すようにコア α どうしを密着させます。このとき、コア α の最大磁束密度 $B_{m\alpha}$ が仮想コア A と見なして測定した時の最大磁束密度 B_{mA} に等しくなるように、1 次巻線に励磁電流 i_1 を流し磁界の強さと磁束密度を測定します。

すると、(54)式から、この測定した磁界強さと磁束密度が、複合ギャップコアのコア α 部の磁界の強さ H_α と磁束密度 B_α そのものになります。

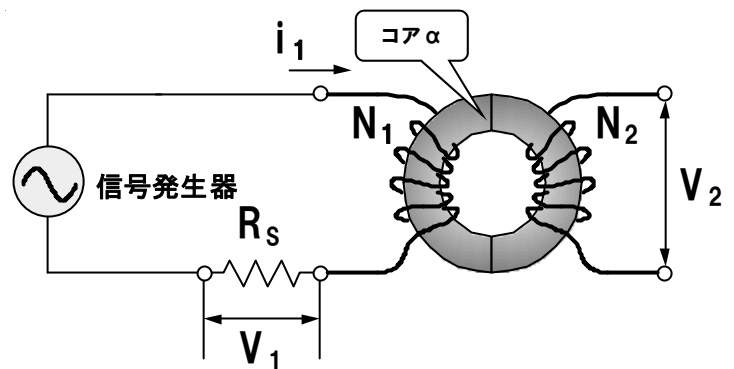


Fig.5-5 コア α のみのコア

ここでは、コア α どうしを密着させましたが、コア α でギャップがないトロイダルコイルを作成できるのであれば、そちらの方がベターであることは言うまでもありません。

今度は、複合ギャップコアのコアβ部の磁界の強さ H_β と磁束密度 B_β の関係を求めてみましょう。

Fig.5-6 に示すようにコアβのみでトロイダルコイルを作成します。このとき、コアβの最大磁束密度 $B_{m\beta}$ が、仮想コアBと見なして測定した時の最大磁束密度 B_{mB} に等しくなるように、1次巻線に励磁電流 i_1 を流し磁界の強さと磁束密度を測定します。

するとコアαと同様に(55)式から、この測定した磁界強さと磁束密度が、複合ギャップコアのコアβ部の磁界の強さ H_β と磁束密度 B_β そのものになります。

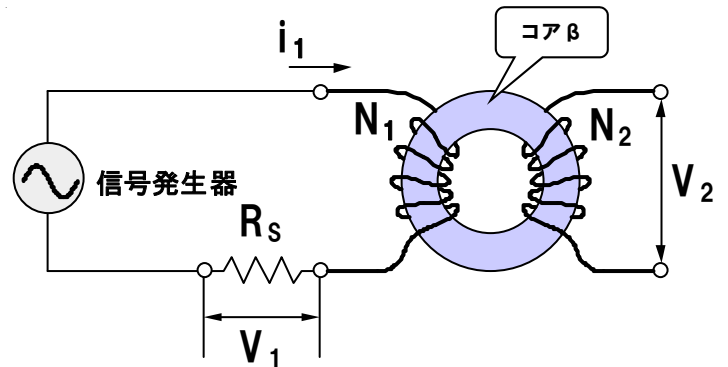


Fig.5-6 コアβのみのコア

これで H_A 、 B_A 、 H_B 、 B_B 、 H_α 、 B_α 、 H_β 、 B_β が求まりました。これから複合ギャップコアのギャップ部の磁界の強さ H_g と磁束密度 B_g の関係を求めることができます。

H_g は(38)、(48)式を変形した

$$H_g = \left(\frac{L_\alpha}{L_g}\right) \frac{H_A - H_\alpha - \left(\frac{L_\beta}{L_\alpha}\right) H_\beta}{n} = \left(\frac{L_\beta}{L_g}\right) \frac{H_B - \left(\frac{L_\alpha}{L_\beta}\right) H_\alpha - H_\beta}{n} \quad (56)$$

から求まり、 B_g は

$$B_g = \mu_0 H_g \quad (57)$$

より求めることができます。

従って、ギャップ部の等価実効断面積 A_g は(53)式より

$$A_g = \frac{B_A A_\alpha}{B_g} = \frac{B_B A_\beta}{B_g} = \frac{B_\alpha A_\alpha}{B_g} = \frac{B_\beta A_\beta}{B_g} \quad (58)$$

となります。

複合ギャップコアの磁気抵抗 R_m と、この R_m を用いたコイルのインダクタンス L の求め方については、■4. とプロセスが同じなので割愛します。

■6. センターギャップ EE コアの磁化曲線算定の原理

原理説明の最後の例として、センターギャップ EE コアの磁化曲線の算定方法について触れることにします。

センターギャップコアの構造の詳細を Fig.6-2 に、その試料定数を Table 6-1 に示します。黒色シンボルは値が既知、青色シンボルは値が未知であることを示しています。コア 1~5 の実効断面積は、**コア 3 の A_3 が最も小さいものとします**。 $2A_3$ が最も小さいと誤解しないように注意して下さい。1 次巻線、2 次巻線はともに Fig.6-1 に示すように、この**コア 3 に施しておきます**。このコア 3 がもっとも磁束密度が高くなるからです。

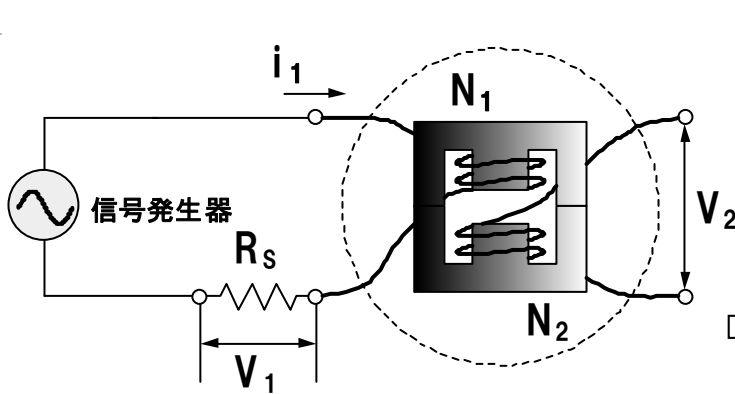


Fig.6-1 センターギャップ EE コア

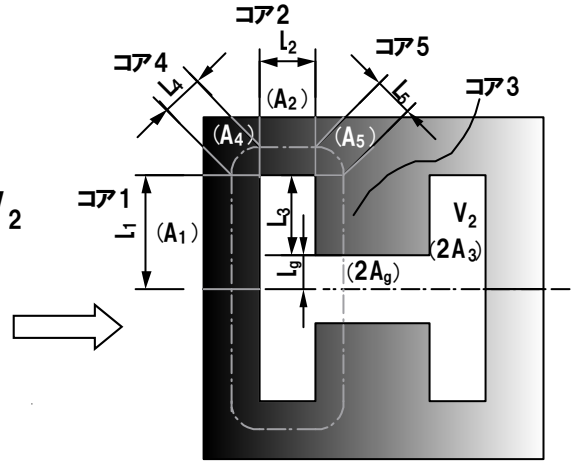


Fig.6-2 センターギャップ EE コア

信号発生器から周期 T の励磁信号を発生させ 1 次巻線に励磁電流 i_1 を流します。この励磁電流 i_1 は抵抗値 R_s のシャント抵抗で電圧 V_1 に変換されます。

このときセンターギャップ EE コアの磁気抵抗 R_m は、

$$R_m = 2 \left(\frac{L_3}{\mu_3 2A_3} + \frac{L_g}{\mu_0 2A_g} \right) + \frac{L_1}{\mu_1 A_1} + \frac{L_2}{\mu_2 A_2} + \frac{L_4}{\mu_4 A_4} + \frac{L_5}{\mu_5 A_5}$$

$$= \frac{2L_3}{2A_3} \left\{ \frac{1}{\mu_3} + \frac{\left(\frac{L_g}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_g}\right)}{\mu_0} + \frac{\left(\frac{L_1}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_1}\right)}{\mu_1} + \frac{\left(\frac{L_2}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_2}\right)}{\mu_2} \right.$$

$$\left. + \frac{\left(\frac{L_4}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_4}\right)}{\mu_4} + \frac{\left(\frac{L_5}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_5}\right)}{\mu_5} \right\} \quad (59)$$

と表わされます。

(59)式において、新たに透磁率 μ を

$$\mu = \frac{1}{\left\{ \frac{1}{\mu_3} + \frac{\left(\frac{L_g}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_g}\right)}{\mu_0} + \frac{\left(\frac{L_1}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_1}\right)}{\mu_1} + \frac{\left(\frac{L_2}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_2}\right)}{\mu_2} + \frac{\left(\frac{L_4}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_4}\right)}{\mu_4} + \frac{\left(\frac{L_5}{L_3}\right)\left(\frac{A_3}{A_5}\right)}{\mu_5} \right\}} \quad (60)$$

のように定義すると(60)式は、

$$R_m = \frac{2L_3}{\mu 2A_3} \quad (61)$$

Table 6-1 センターギャップ EE コアの試料定数

試料定数	シンボル
1 次巻線数	N_1
2 次巻線数	N_2
コア 1 の実効磁路長と実効断面積	L_1, A_1
コア 2 の実効磁路長と実効断面積	L_2, A_2
コア 3 の実効磁路長と実効断面積	$L_3, 2A_3$
コア 4 の実効磁路長と実効断面積	L_4, A_4
コア 5 の実効磁路長と実効断面積	L_5, A_5
ギャップ部の実効磁路長と実効断面積	$L_g, 2A_g$
コア 1 の透磁率	μ_1
コア 2 の透磁率	μ_2
コア 3 の透磁率	μ_3
コア 4 の透磁率	μ_4
コア 5 の透磁率	μ_5
ギャップの透磁率(～真空透磁率)	μ_0

となります。

また、コア 1～5、及びギャップ部の磁界の強さをそれぞれ $H_1 \sim H_5$ 、 H_g とすると、アンペールの定理より

$$\begin{aligned} N_1 i_1 &= H_g 2L_g + H_3 2L_3 + H_1 2L_1 + H_2 2L_2 + H_4 2L_4 + H_5 2L_5 \\ &= 2L_3 \left\{ \left(\frac{L_g}{L_3} \right) H_g + H_3 + \left(\frac{L_1}{L_3} \right) H_1 + \left(\frac{L_2}{L_3} \right) H_2 + \left(\frac{L_4}{L_3} \right) H_4 + \left(\frac{L_5}{L_3} \right) H_5 \right\} \end{aligned} \quad (62)$$

が成り立ちます。

(62)式において、新たな磁界の強さ H を

$$H = \left\{ \left(\frac{L_g}{L_3} \right) H_g + H_3 + \left(\frac{L_1}{L_3} \right) H_1 + \left(\frac{L_2}{L_3} \right) H_2 + \left(\frac{L_4}{L_3} \right) H_4 + \left(\frac{L_5}{L_3} \right) H_5 \right\} \quad (63)$$

のように定義すると(62)式は、

$$N_1 i_1 = H 2L_3 \quad (64)$$

となり、(63)式より H は

$$\begin{aligned} H &= \frac{N_1 i_1}{2L_3} \\ &= \frac{N_1 V_1}{2L_3 R_s} \end{aligned} \quad (65)$$

となります。

ここで、(61)式と(65)式をいつものようにじっくり眺めてみましょう。

(61)式は、透磁率 μ が(60)式で表わされ、実効断面積 $2A_3$ 、実効磁路長 $2L_3$ のギャップがない環状コアの磁気抵抗 R_m を表わしています。同様に(65)式は、巻線数 N_1 の 1 次巻線に電流 i_1 が流れた時の、ギャップがない実効磁路長 $2L_3$ のコアの磁界の強さ H に他なりません。

言い換えれば、**センターギャップ EE コアは、(60) 式で表わされる透磁率 μ を新たに導入すると、Fig.6-3 のようなギャップがない透磁率 μ 、実効断面積 $2A_3$ 、実効磁路長 $2L_3$ の仮想コアと見なすことができる**ということです。以下これをギャップがない仮想コアと呼ぶことにします。

従って、(65)式で求められる磁界の強さ H は、センターギャップ EE コアを、ギャップがない仮想コアと見なした時の磁界の強さということになります。

ギャップがない仮想コアの磁束密度 B は

$$B = \frac{1}{N_2 2A_3} \int_0^T V_2 dt \quad (66)$$

から求めることができ、

$$B = \mu H \quad (67)$$

の関係が成り立ちます。

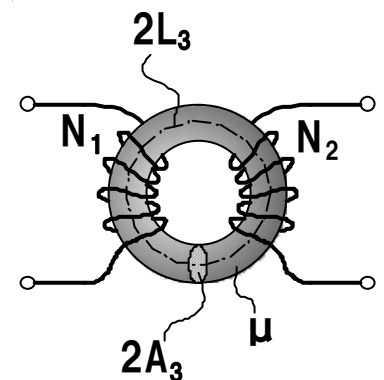


Fig.6-3 ギャップがない仮想コア

コア 1～5、及びギャップ部の磁束密度をそれぞれ $B_1 \sim B_5$ 、 B_g とし、センターギャップ EE コアの磁路において

他の経路へ漏れるような漏れ磁束がなく、各部で磁束Φが保存されるものと仮定すると

$$\begin{aligned} \Phi &= B A_3 = B_1 A_1 = B_2 A_2 = \frac{B_3 2A_3}{2} = B_4 A_4 = B_5 A_5 = \frac{B_g 2A_g}{2} & (68) \\ &= \mu H A_3 = \mu_1 H_1 A_1 = \mu_2 H_2 A_2 = \mu_3 H_3 A_3 = \mu_4 H_4 A_4 = \mu_0 H_3 A_g \end{aligned}$$

が成り立ちます。

従って、コアの断面積 $A_1 \sim A_5$ の中で、最も A_3 が小さいことから、コアの磁束密度 $B_1 \sim B_5$ の中で、**最も B_3 、即ちコア 3 の磁束密度が大きい** こととなります。

これらを利用して、センターギャップ EE コアの各部の磁界の強さと磁束密度の関係を求めてみましょう。

予めセンターギャップ EE コアをギャップがない仮想コアと見なした時の磁界の強さ H と磁束密度 B を測定しておき、最大磁束密度が B_m だったとします。

すると、(68)式からコア 1~5 の最大磁束密度 $B_{m1} \sim B_{m5}$ を求めることができます。最も磁束密度が大きいコア 3 に 2 次巻線を施して求めているのがポイントです。そうでなければ、仮想コアと見なして測定したときと同じ励磁条件にして、コア 1~5 それぞれに 2 次巻線を施して、 $B_{m1} \sim B_{m5}$ を直接に測定して求める他ありません。もちろん、面倒でなければ、この方法の方がより確度が高いことは言うまでもありませんが、最初に 1 次巻線、2 次巻線とともにコア 3 に施したのはそのためです。

次に、センターギャップ EE コアと同じコア材で Fig.6-4 のようなトロイダルコイルを作成します。このトロイダルコイルに最大磁束密度がさきほどのコア 1~5 の最大磁束密度 $B_{m1} \sim B_{m5}$ と等しくなるように、それぞれ 1 次巻線に励磁電流 i_1 を流し磁界の強さと磁束密度を測定します。

このとき測定したそれぞれの磁界強さと磁束密度が、コア 1~5 のそれぞれの磁界の強さ $H_1 \sim H_5$ と磁束密度 $B_1 \sim B_5$ そのものになります。

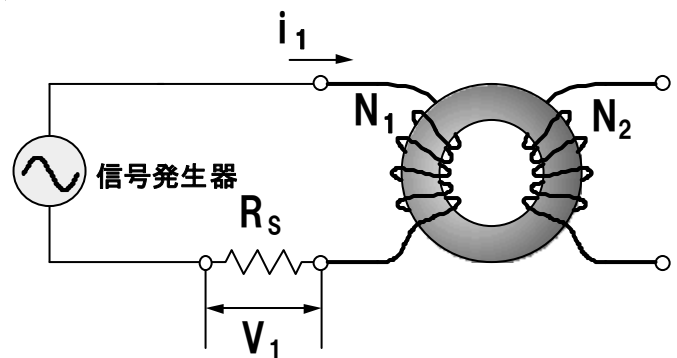


Fig.6-4 ギャップがないコア

さて、これで、 H 、 B 、 $H_1 \sim H_5$ 、 $B_1 \sim B_5$ が求まりました。これからセンターギャップ EE コアのギャップ部の磁界の強さ H_g と磁束密度 B_g の関係を求めることができます。

H_g は(63)式を変形した

$$H_g = \left(\frac{L_3}{L_g} \right) \left\{ H - H_3 - \left(\frac{L_1}{L_3} \right) H_1 - \left(\frac{L_2}{L_3} \right) H_2 - \left(\frac{L_4}{L_3} \right) H_4 - \left(\frac{L_5}{L_3} \right) H_5 \right\} \quad (69)$$

から求まり、 B_g は

$$B_g = \mu_0 H_g \quad (70)$$

より求めることができます。

従って、ギャップ部の等価実効断面積 A_g は(68)式より

$$A_g = \frac{B A_3}{B_g} = \frac{B_1 A_1}{B_g} = \frac{B_2 A_2}{B_g} = \frac{B_3 A_3}{B_g} = \frac{B_4 A_4}{B_g} = \frac{B_5 A_5}{B_g} \quad (71)$$

となります。

センターギャップ EE コアの磁気抵抗 R_m と、この R_m を用いたコイルのインダクタンス L の求め方については、今までと同じなので割愛します。

■7. SY-8218 を使った UU ギャップコアの磁化曲線の算定手順

最後に B-H アナライザ SY-8218 を使った実例を述べることにします。UU ギャップコアの磁化曲線を算定してみましょう。

被測定試料は、Table 7-1 の試料定数をもつ、Fig.7-1 に示す電磁鋼板 UU ギャップコアです。

- ① まず、ギャップ入りのまま SY-8218 にセットします。
- ② B-H アナライザの Sample Parameters を設定します。

1 次巻線数 N_1 、2 次巻線数 N_2 は Table 7-1 のとおりに設定します。

透磁率 μ が(2)式で表わされるギャップがない仮想 UU コアと見なすために、実効磁路長 L_e は Table 7-1 のコアの実効磁路長 L_c を、実効断面積 A_e も、同じく Table 7-1 のコアの実効断面積 A_c を設定します。実効体積 V_e 、実効質量 W_e は B-H カーブの算定には関係ないので、適当に設定します。(Fig.7-2 参照)

- ③ 測定モードと Fixed Parameter を指定します。

ここでは、最大磁束密度を指定し測定してみることにします。測定モードは P_c 、Fixed Parameter は B_m を指定します。

- ④ Excited Conditions を設定します。

励磁条件である Excited Conditions は Table 7-2 の条件を設定しました。

- ⑤ 測定を行いデータを保存します。

測定結果を Fig.7-4 に示します。これがギャップがない仮想 UU コアの磁化曲線です。このときの磁界の強さを各々 B 、 H とします。

保存データにも残っていますが、このときの最大磁束密度 $B_{mc}(=99.655[\text{mT}])$ をひかえておきます。

- ⑥ UU コアのギャップを狭め密着させます。

Fig.7-3 に示すように UU コアを密着させ、ギャップがない状態にします。

- ⑦ B-H アナライザの Sample Parameters は②のままにしておきます。

- ⑧ 測定モードと Fixed Parameter を指定します。

測定モードは先ほどと同じく P_c 、Fixed Parameter は B_m を指定し、値は⑤で得られた B_{mc} 、即ち $99.655[\text{mT}]$ にします。

Table 7-1 電磁鋼板 UU ギャップコアの試料定数

コア実効磁路長 L_c [mm]	189.74
コア実効断面積 A_c [mm ²]	396.46
ギャップ数 n	2
1 箇所当たりのギャップ長 L_g [mm]	0.08
1 次巻線数 N_1 [turn]	10
2 次巻線数 N_2 [turn]	10

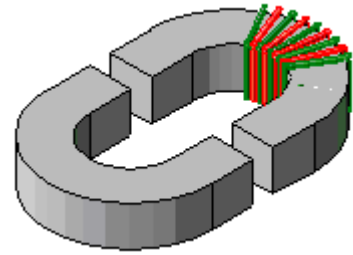


Fig. 7-1 電磁鋼板 UU ギャップコア

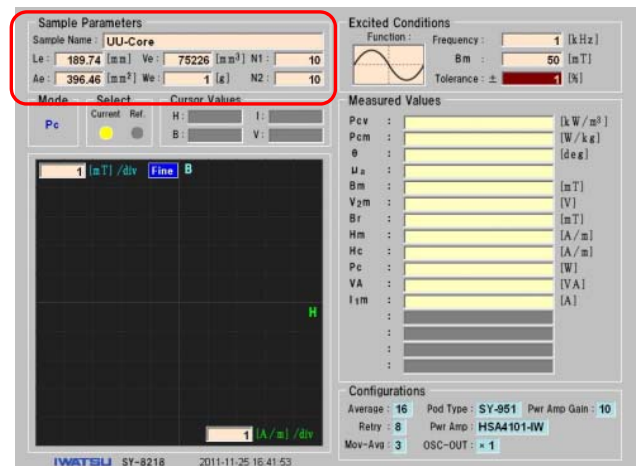


Fig. 7-2 SY-8218 測定画面

Table 7-2 Excited Conditions

Function	Sine
Frequency [kHz]	0.1
B_m [mT]	100
Tolerance [%]	2

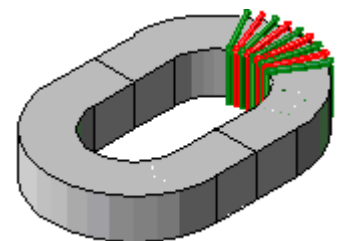


Fig. 7-3 電磁鋼板ギャップなし UU コア

⑨ 測定を行いデータを保存します。

測定結果を Fig.7-5 に黄線で示します。これが UU ギャップコアのコア部の磁化曲線となります。このときの磁束密度と磁界の強さを各々 B_c 、 H_c とします。

⑩ ギャップ部の磁化曲線を求めます。

(15)、(12)式より、ギャップ部の磁界の強さ H_g と磁束密度 B_g を求め、ギャップ部の磁化曲線を描いた結果を Fig.7-6、Fig.7-7 にマゼンダ線で示します。

如何にギャップ部に磁界が集中しているのかがよく分かると思います。

⑪ ギャップの等価実効断面積 A_g を求めます。

Fig.7-7 の赤丸で示されているコア部磁化曲線で、最も原点に近い点 (H_{cp} 、 B_{cp}) を求めると、

$$H_{cp}=25.709[A/m]、B_{cp}=98.239[mT]$$

となります。

また、Fig.7-6 の赤丸で示した、これに対応するギャップ部磁化曲線上の点を (H_{gp} 、 B_{gp}) とすると

$$H_{gp}=6.8119 \times 10^4[A/m]、B_{gp}=85.601[mT]$$

となります。

これらを(16)式に適用すると、

$$\begin{aligned} A_g &= \frac{B_{cp} A_c}{B_{gp}} = \frac{98.239 \times 396.46}{85.601} \\ &= 454.99 [mm^2] \end{aligned}$$

が得られます。

これは、コアの断面積 $A_c=396.46[mm^2]$ より約 15[%] 大きな値となっています。ギャップでの磁束の広がりを知ることができます。

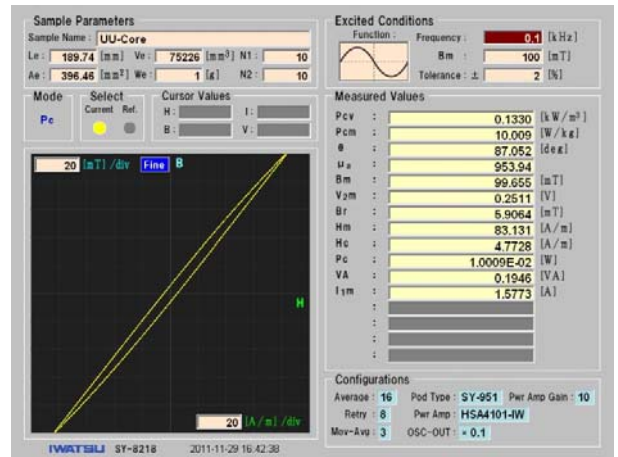


Fig. 7-4 仮想 UU コアの磁化曲線

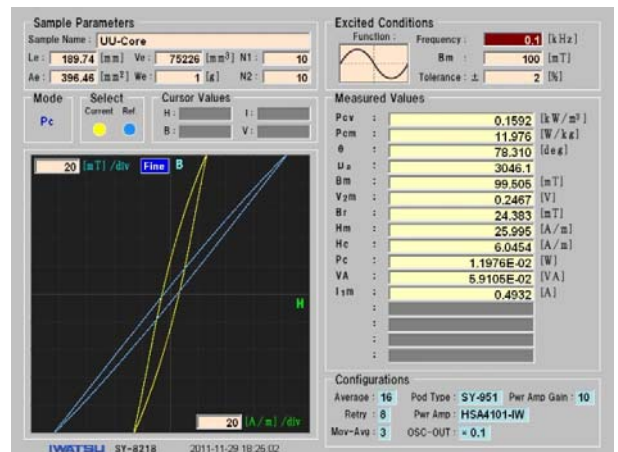


Fig. 7-5 コア部の磁化曲線

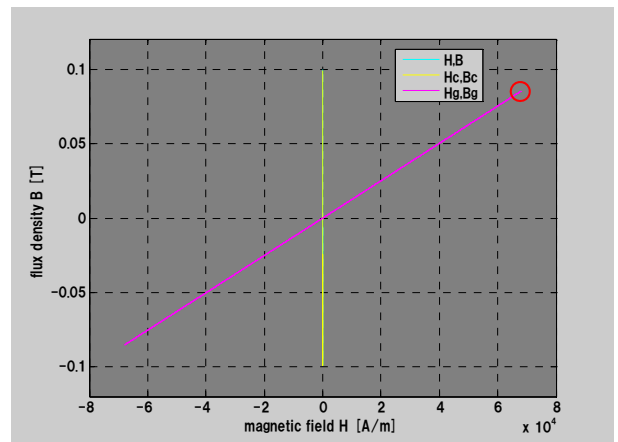


Fig. 7-6 ギャップ部の磁化曲線

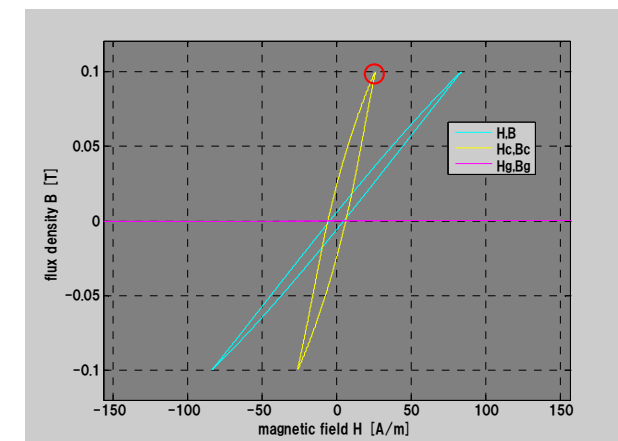


Fig. 7-7 ギャップ部の磁化曲線