

変圧器漏れ磁界と損失

Analysis of Leakage Field and Losses in Transformer

奥山 賢一* 乾 芳 彰*
 Ken'ichi Okuyama Yoshiaki Inui
 高橋 孝夫* 工 藤 宇 一**
 Takao Takahashi Uichi Kudō

要 旨

変圧器の負荷損，発生電磁力，インピーダンスなどを左右する漏れ磁界の算出方法を明らかにした。これを基礎として構成材料中に生ずる漂遊損失を容易に算出することを目的として材料を非磁性体と磁性体に分けて考え，前者については無限長材料に生ずる損失をもとに任意の有限長材料の損失計算法を確立した。後者については最も問題となる平行磁界中の損失計算法を明らかにした。

簡単な例について実験結果と比較し，きわめて良好な一致をみる事ができた。

1. 緒 言

変圧器漏れ磁界は負荷損，短絡時の発生電磁力，短絡インピーダンスなどを左右するが，数万kVA程度までの変圧器ではその磁束密度も低く，これによって生ずる問題はそれほど重要なものではない。しかし大容量化につれてこの磁束密度は高くなり，磁束量も増すために漂遊損も増し，その低減のために発生個所，発生原因の究明，その対策がきわめて重要な問題になってくる。すなわち損失の発生個所は温度上昇の発生個所を意味し，その大きさによって低減策，冷却法などを入念に検討することが必要になってくる。また漏れ磁界の正確な算定はそのまま発生電磁力，インピーダンスの正確な算定とも結びつくことになる。

本報告は以上の観点にたつて，まず漏れ磁界の算出法について検討し，ついで損失計算の基礎を確立した点について述べる。

2. 磁 界 計 算

漏れ磁界による損失を求めるにはまず磁界計算法が確立されていなければならない。これは短絡時の発生電磁力の計算の基礎ともなる。磁界については Maxwell の方程式をそのまま計算していくことによって求めることも可能であるが，電子計算機を用いても計算時間そのほかの点で必ずしも有効な方法ではなく，ここでは線電流によってつくられるベクトルポテンシャルを求める方法を用いることにした。

2.1 円形線状電流

線状導線に電流 i が流れているとき，この導線から r 離れた点のベクトルポテンシャルは(1)式で与えられる⁽¹⁾。

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \oint \frac{i}{r} dl \dots\dots\dots(1)$$

図1のように半径 a の円に沿って電流 I が流れているときに任意点 P に生ずるベクトルポテンシャルは半径方向ならびに Z 方向成分をもたず θ 成分のみとなる。したがって P 点におけるベクトルポテンシャル A_θ は(2)式であらわされる。

$$A_\theta = \frac{\mu I}{\pi K} \sqrt{\frac{a}{b}} [(1-0.5k^2)K(k) - E(k)] \dots\dots\dots(2)$$

ただし， $K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}}$

$$E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2\sin^2\varphi} d\varphi$$

* 日立製作所日立研究所
 ** 日立製作所国分工場

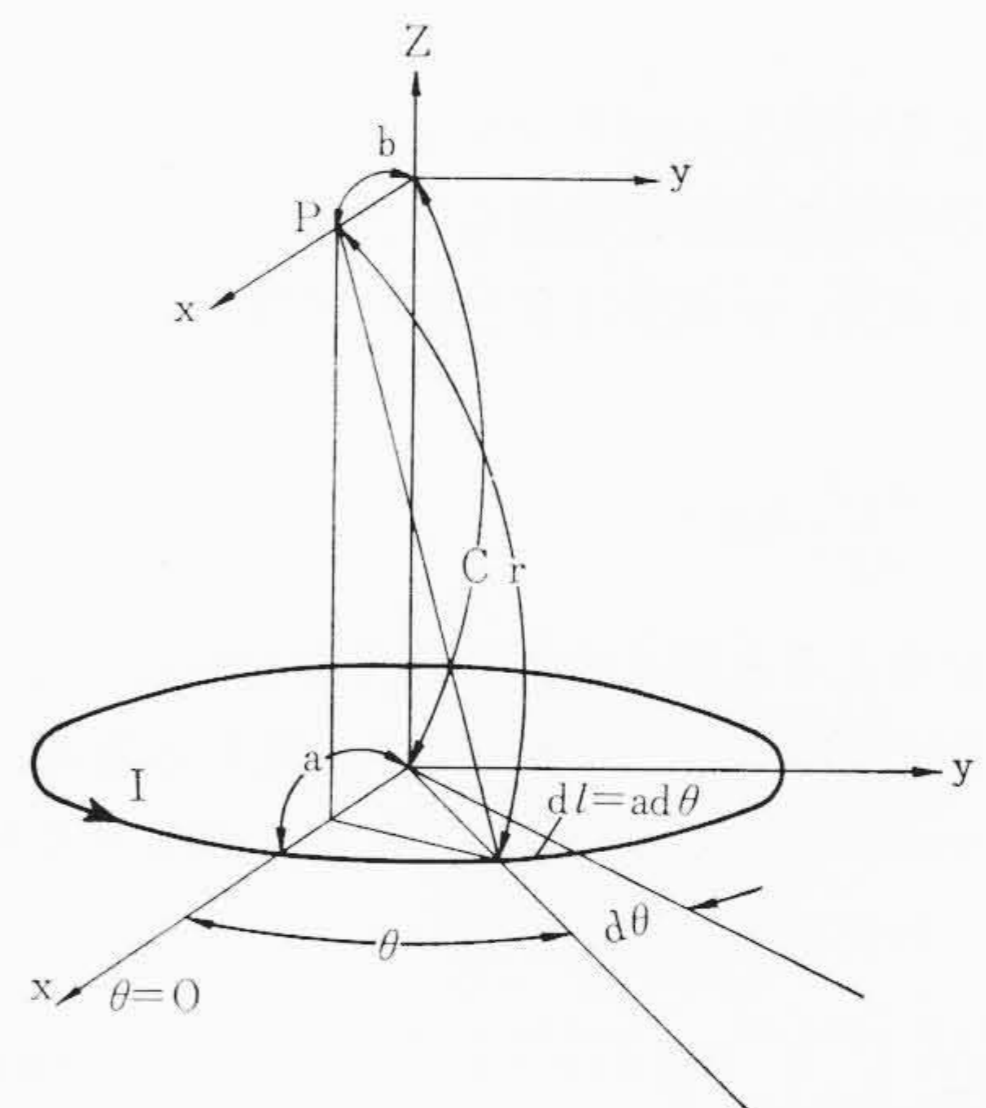


図1 円形電流によるベクトルポテンシャル

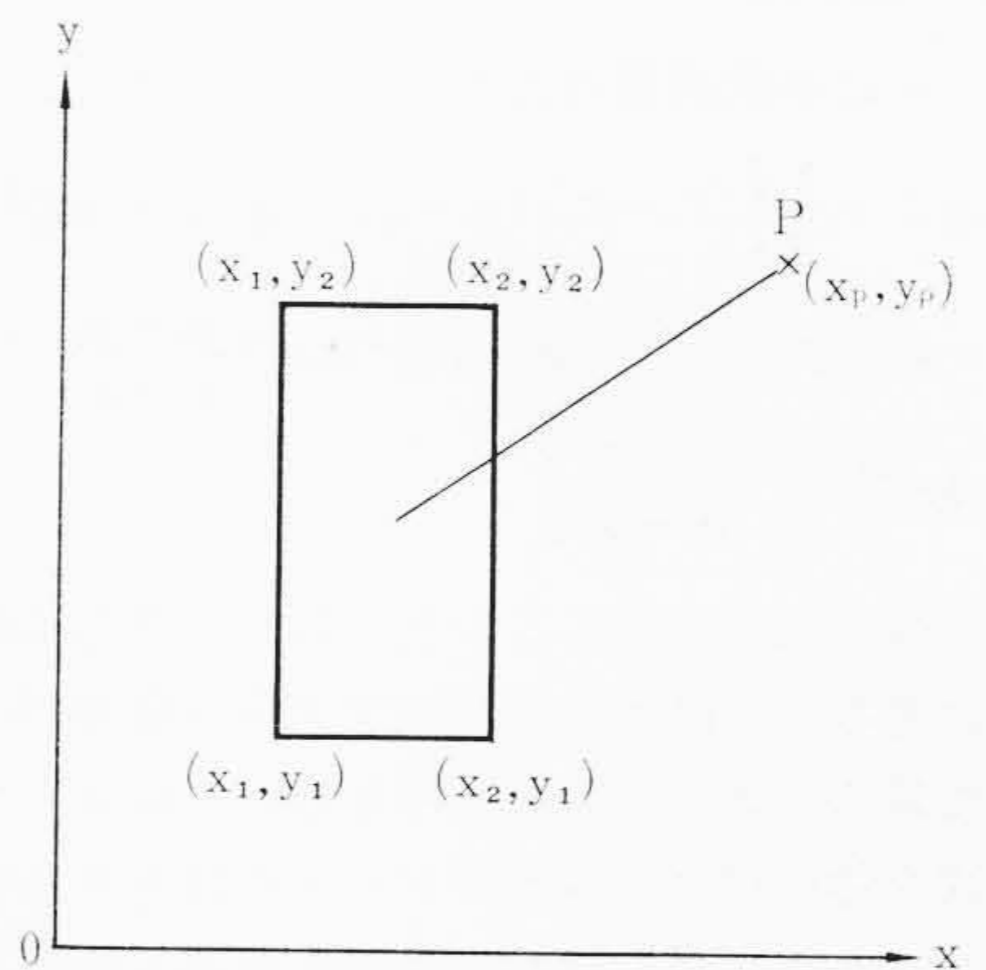


図2 長方形断面無限長電流によるベクトルポテンシャル

$$k^2 = \frac{4ab}{(a+b)^2 + c^2}$$

磁束密度は(3)式で得られる。

$$\left. \begin{aligned} B_r &= -\frac{\partial A_\theta}{\partial z} \\ B_z &= \frac{A_\theta}{r} + \frac{\partial A_\theta}{\partial r} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3)$$

2.2 無限長電流

前述した回転対称座標系での磁界計算では電流源が点として表わされ，ベクトルポテンシャルは電流源全体について総和をとることで得られるが，この計算時間は非常に長くなる。しかし大形変圧器のように漏れ磁界を問題にする付近では半径が大きく，高低圧巻線を平行無限長導体として扱うのも一方法であり，計算時間は非常に

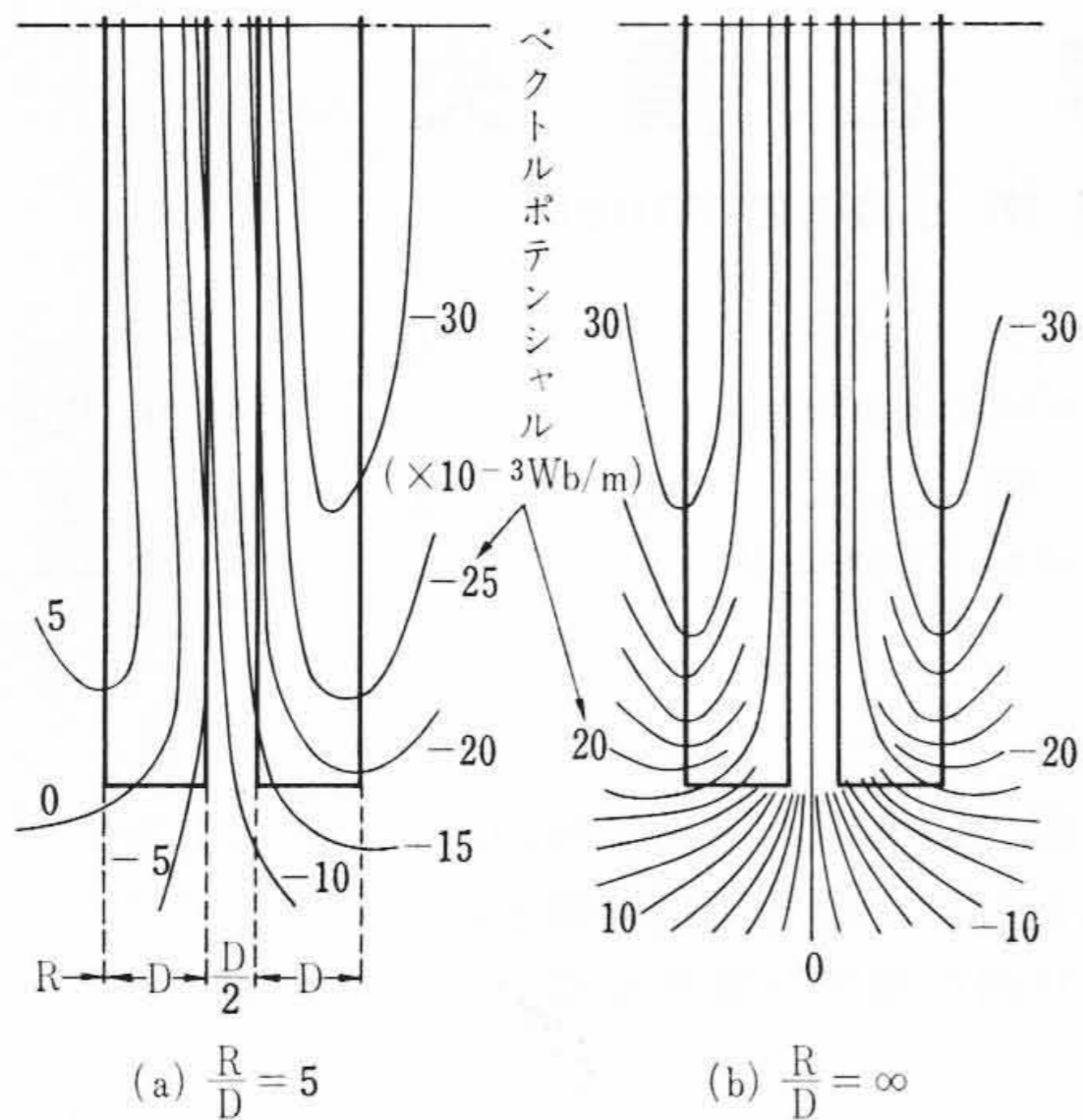


図3 円形電流と無限長電流の場合のベクトルポテンシャル

短縮される。

線状電流によるベクトルポテンシャルはすでに(1)式で与えられているが、Z方向に無限長で電流もZ方向のみとすればベクトルポテンシャルのx成分、y成分は0となりZ成分のみとなり、(4)式が得られる。

$$A_z = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \log r \quad \dots\dots\dots (4)$$

変圧器巻線を考えると図2のように長方形断面となり、これを素線集合と考えれば(4)式は微小面積ΔSに流れる電流によってつくられるベクトルポテンシャルであり、これを導体断面積について積分すればよい。したがって図2において

$$A_z = -\frac{\mu_0 \sigma}{2\pi} \int_{y_1}^{y_2} \int_{x_1}^{x_2} \log \sqrt{(x-x_p)^2 + (y-y_p)^2} dx dy$$

$$= -\frac{\mu_0 \sigma}{2\pi} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 (-1)^{i+j} F(x_i, y_i, x_p, y_p) \quad \dots\dots\dots (5)$$

ただしσは単位面積当たりのアンペアターン

$$F(x_i, y_i, x_p, y_p) = \frac{1}{2} \left\{ (x_i - x_p)(y_i - y_p) \log[(x_i - x_p)^2 + (y_i - y_p)^2] \right.$$

$$- 3(x_i - x_p)(y_j - y_p) + (x_i - x_p)^2 \tan^{-1} \frac{y_i - y_p}{x_i - x_p}$$

$$\left. + (y_i - y_p)^2 \tan^{-1} \frac{x_i - x_p}{y_i - y_p} \right\}$$

変圧器では巻線の数は一様に2以上であり、さらに同じ巻線内でも絶縁あるいは巻数などによりアンペアターン分布が一様でない場合がある。また鉄心の影響は影響を考慮することによって表わされるから変圧器巻線全体のベクトルポテンシャルはそれら各断面からの値を集積することによって得られることになる。すなわちn個の長方形断面導体がある場合のベクトルポテンシャルは(6)式で与えられる⁽²⁾。

$$A_z = -\frac{\mu_0}{2\pi} \sum_{k=1}^n \sigma_k \int_{y_{1k}}^{y_{2k}} \int_{x_{1k}}^{x_{2k}} \log \sqrt{(x-x_p)^2 + (y-y_p)^2} dx dy \quad \dots\dots\dots (6)$$

磁束密度は次式から容易に得られる。

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \frac{\partial A_z}{\partial y} \\ B_y &= -\frac{\partial A_z}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

2.3 円形電流と無限長電流とによる磁界の比較

一例として内側巻線、外側巻線の幅および両者の間隔を一定として巻き半径を変えて磁界計算を行ないその比較を試みる。図3はR/D=5と無限長電流の場合の磁力線分布を比較したもので、これ

からベクトルポテンシャル0の線にはかなりの違いがみられる。また巻線中央部の軸方向磁束密度および巻線端部の半径方向磁束密度は図4のように、軸方向成分は曲率による差は少ないが内側巻線では曲率を考えたほうが無限長電流として求める場合より若干高くなっている。半径方向成分は曲率を考えた場合は内側では低く、外側では高くなっている⁽³⁾。このことから巻線端部での軸方向電磁力を考えると無限長導体として求める場合と曲率を考慮したときとで若干の相違があらわれることがわかる。しかし巻線中央部での半径方向電磁力は、無限長導体として求めても十分正確に得られるといえる。

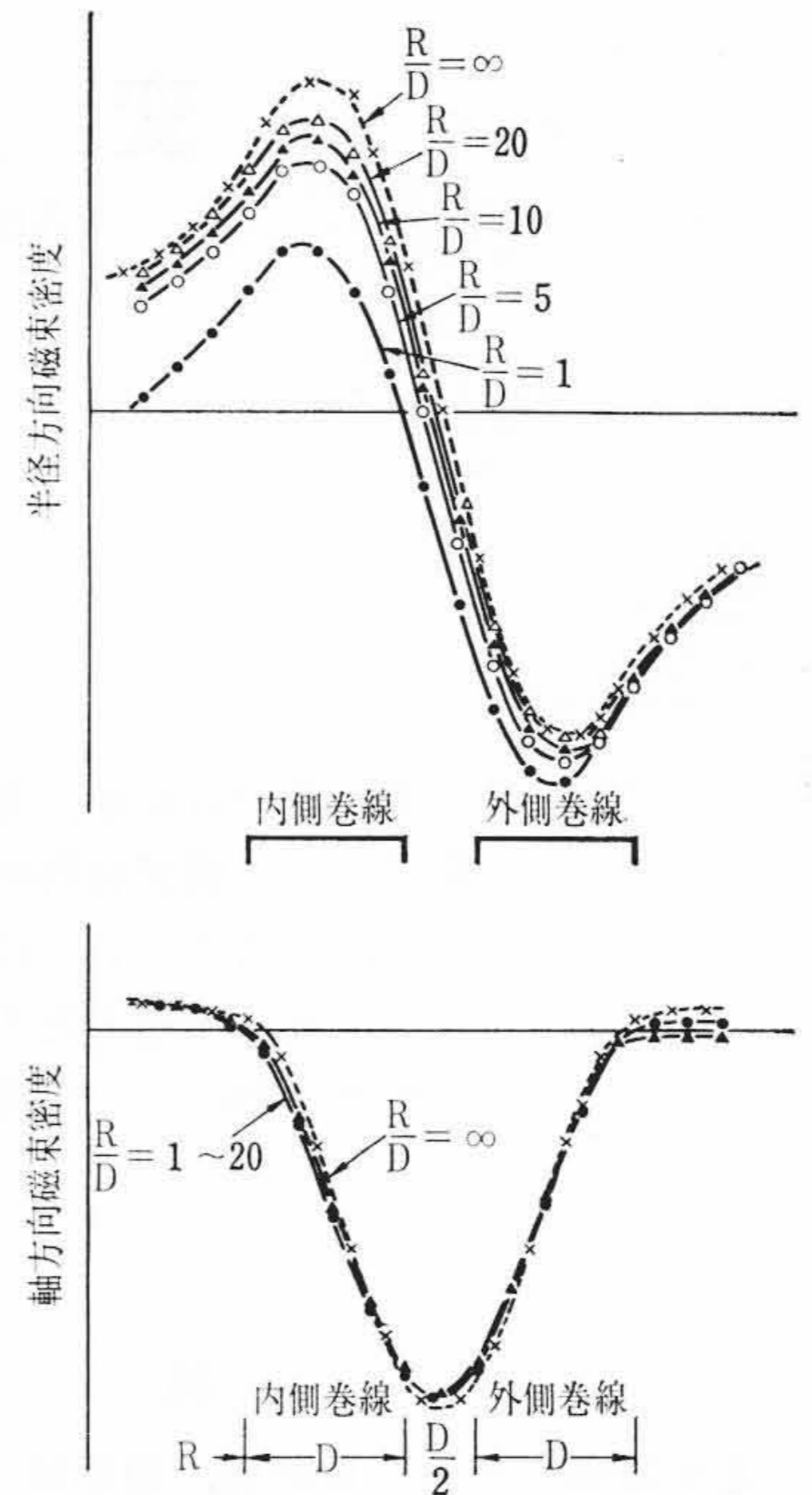


図4 曲率と磁束密度

3. 無限長非磁性材料の渦電流損

3.1 解析法

ある与えられた幅で、長さが無限長の材料が一様磁界中にある場合が最も解析しやすく、かつ今後の解析の基礎になる。またこの場合電解槽法と数値計算の両方で解析が可能であるが、種々のパラメータをわかりやすく表現できるのは電解槽法であり、これについてまず簡単に説明する。

渦電流のある磁場の方程式は次式で表わされる。

$$\text{rot} \frac{1}{\mu} \text{rot} \mathbf{A} + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\sigma \text{grad} V \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$\mathbf{i} = -\sigma \text{grad} V - \partial \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (9)$$

これを2次元場で考えると

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial x_i} \right) + \frac{\partial}{\partial y_i} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_z}{\partial y_i} \right) - \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial A_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_i} V_e \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$i_z = \frac{1}{\rho_i} V_e - \frac{1}{\rho_i} \frac{\partial A_z}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 $V_e = -\text{grad} V$

$$\sigma = \text{導電率} = \frac{1}{\rho}$$

一方電解槽では空間の電位分布を V_m 、抵抗分布を ρ_m 、外部から流れ込む電流を j_c とすると

$$\text{div} \frac{1}{\rho} \text{grad} V_m = -j_c \quad \dots\dots\dots (12)$$

いま j_c を分布容量Cを通して流し込むと考えると

$$j_c = C \frac{\partial}{\partial t} (V_c - V_m) \quad \dots\dots\dots (13)$$

(12) 式を2次元場で考えると

$$\frac{\partial}{\partial x_m} \left(\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial V_m}{\partial x_m} \right) + \frac{\partial}{\partial y_m} \left(\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial V_m}{\partial y_m} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (C V_m) = -\frac{\partial}{\partial t} C V_c \quad \dots\dots\dots (14)$$

以上により実際の磁界を電解槽で模擬するには(10)式の $\mu, A_z,$

V_e と (14) 式の $\rho m, V_m, V_e$ などを対応させればよいので容易に渦電流 i_z を得ることができる⁽⁴⁾⁽⁵⁾。

3.2 損失の一般表示

幅 l , 厚さ d , 固有抵抗 ρ の無限長平板に垂直に周波数 f , 磁束密度 B の磁束が印加されているときの板中の渦電流損は上述した方法により電解槽の実験から容易に求められるが, 実際には損失を求める対象の寸法がいろいろ変わるのでそのつど測定するのはたいへんである。しかし電解槽法では定数変換によりきわめて簡単に損失表示ができる。たとえば幅 l_0 , 厚さ d_0 , 固有抵抗 ρ の板の損失を測定しておけばスケールファクタ a_0 を考えることにより, この平板を最初の幅 l_0 , 厚さ d_0 の基準平板と同一の電解槽モデルで模擬でき, そのときの渦電流は (15) 式で表わすことができる。

$$I_e'(\rho) = \frac{B}{B_0} \cdot a_0 I_e \left(\frac{\rho}{a_0^2} \cdot \frac{f_0}{f} \right) \dots\dots\dots (15)$$

この式の意味は幅および厚みがそれぞれ基準平板の a_0 倍あり, 固有抵抗 ρ の供試平板が磁束密度 B (gauss max), 周波数 f の磁界中にあるときの平板の各部分を流れる渦電流 I_e は, 基準平板において磁束密度 B_0 , 周波数 f_0 のときに求めておいた固有抵抗と, 渦電流分布の関係曲線から, 固有抵抗が $\rho/a_0^2 \cdot f_0/f$ に相当する渦電流を求め, それを $B/B_0 \cdot a_0$ 倍すればよいことを示すものである。このような考え方に基ついて磁束密度 1,000 gauss max, 50 c/s における単位体積当たりの渦電流損 (W/cm^3) をわれわれが等価平板抵抗と名づけた $\rho/l^2 \cdot 50/f$ ($\mu\Omega/cm$) と d/l とによりグラフにまとめることができ, その一例を示したのが図 5 である。

以上により任意の幅, 厚さ, 固有抵抗をもつ非磁性体無限長平板が磁束密度 B , 周波数 f の磁界中にある場合の損失を求めることが可能である。ただし図 5 は 1,000 gauss max が基準になっているので B gauss max のときの損失値はこれから得た損失値に $(B/1,000)^2$ を乗じてやらなければならない。

また従来この種の計算に用いられる計算式として平板の長さ方向に平行に磁界が印加されている場合, 渦電流の影響を無視した平板単位体積当たりの渦電流損を求める式⁽⁶⁾

$$w = \frac{(\pi f B l)^2}{6\rho} \quad (W/cm^3) \dots\dots\dots (16)$$

と導体内ではこの影響を考えている式⁽⁷⁾

$$w = \frac{1.26\sqrt{f\rho}B^2 \times 10^{-4}}{d} f \left(\frac{cd}{2} \right) \quad (W/cm^3) \dots\dots\dots (17)$$

ただし, $c = \sqrt{0.4\pi^2 f \times 10^{-8}/\rho}$

$$f \left(\frac{cd}{2} \right) = \frac{\frac{cd}{2} - \epsilon - \frac{cd}{2} - 2 \sin \frac{cd}{2}}{\frac{cd}{2} + \epsilon - \frac{cd}{2} + 2 \cos \frac{cd}{2}}$$

とがある。これを図 5 中に示すと (16) 式は図中 ○—○ で示す値, (17) 式は ×……× で示す値となり, 前者は渦電流によって周囲磁界が変わらず内部の渦電流も直線分布の場合は成立し, 後者は平板に平行に磁束が通る場合で, これからみると d/l が非常に大きくなったときに成立することがわかる。

これは本来両者の式を解くときの条件となっていることから当然であるが, これらの計算式の使い分ける範囲およびそれらによって求められなかった範囲が明確にでき損失を求めるうえできわめて有益な結果が得られたといえる。

3.3 計算による確認

図 5 の結果を確かめるには計算による方法が最も良い。その方法として板を素導体の集合と考えると, 板中の全渦電流は各素導体を

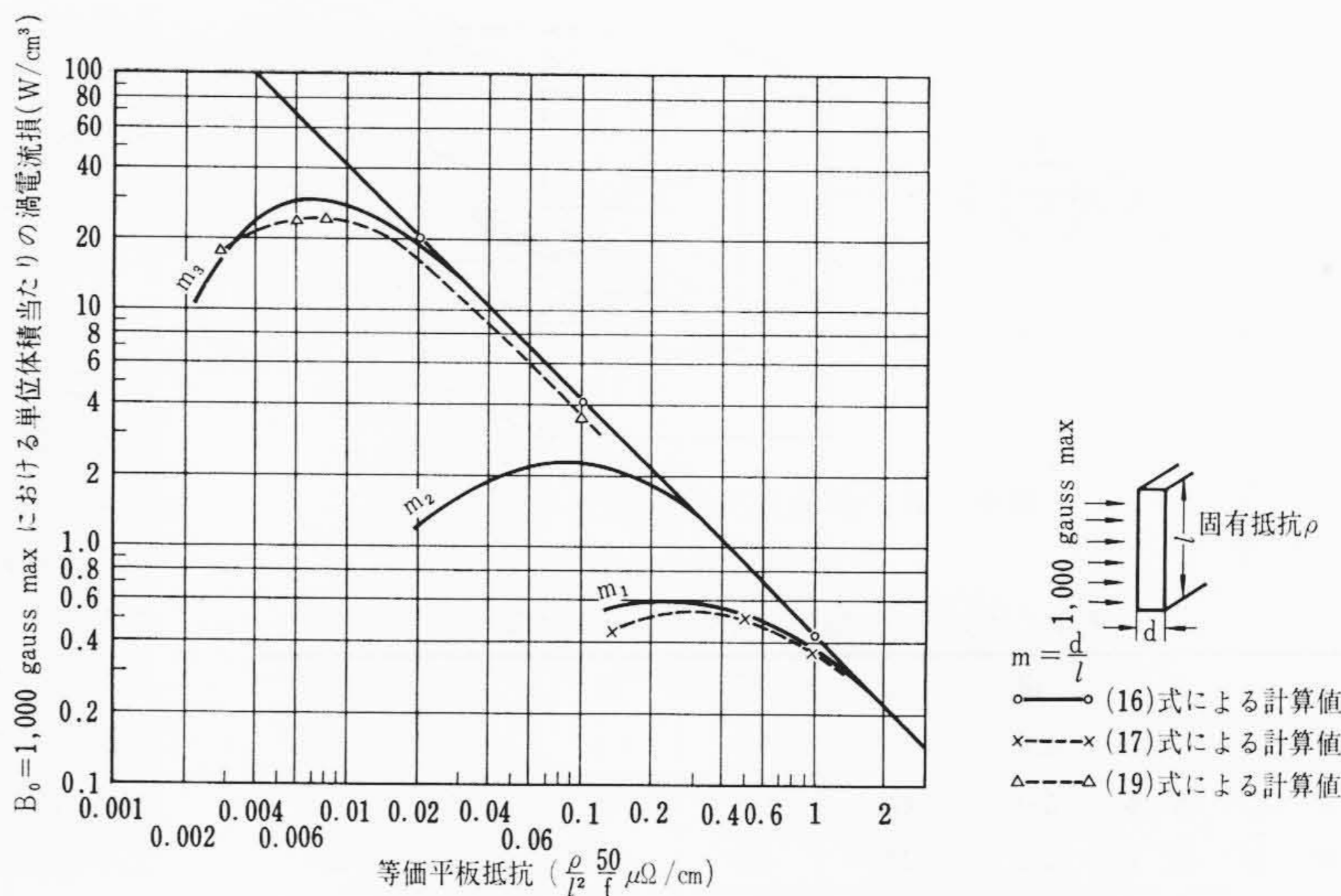


図 5 無限長平板の渦電流損

流れる渦電流の総和で表わすことができる。したがって印加磁束と各素線を通る渦電流とそれらの間の相互インダクタンスとより各素線の誘起電圧を求めれば, 次にこの素線の自己インダクタンスと抵抗より各素線に流れる渦電流が求められる。

平板の断面を直径 dr の素線の集合と考えると, この素線を通る渦電流 $I_{(i,k)}$ はそのインピーダンス $Z_{(i,k)}$, 鎖交する印加磁束 $\phi_{0(i,k)}$, 各素線間の相互インダクタンス $K_{(i,j)}^{(i,k)}$ とより (18) 式で与えられる関係式が成立する。

$$I_{(i,k)} = \frac{1}{Z_{(i,k)}} \frac{d}{dt} \left\{ \phi_{0(i,k)} - \sum_{l=1}^n \sum_{j=1}^m K_{(i,j)}^{(i,k)} I_{(l,j)} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

$(l \neq i, j \neq k)$
 $i=1, 2, \dots, n, j=1, 2, \dots, m$

この式は容易に解くことができ渦電流 $I_{(i,k)}$ の実数部 $I_{(i,k)}$ と虚数部 $J_{(i,k)}$, 抵抗 $R_{(i,k)}$ とより単位長さ当たりの損失は (19) 式で与えられる。

$$W = \sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^m (I_{(i,k)}^2 + J_{(i,k)}^2) R_{(i,k)} \dots\dots\dots (19)$$

(19) 式により求めた値を図 5 に示してあるが, 若干小さめに得られている。これは平板を分割した素線を円断面としているのに対し実際には正方形断面として考えるべきであるため, 抵抗値が面積比だけ高くなる。渦電流による磁界のひずみがほとんどない条件ではこの補正は容易であり, 面積比 $\pi/4$ だけ横軸上の小さい値と比較しなければならないことになるが, これを考慮するとよく一致している。しかし渦電流により, 磁界ひずみのある場合にはこの補正は簡単でない。また電解槽法における境界の影響もあり, これらの点から一応図 5 を基本として考えて大きな間違いを生ずることは少ないとみてよい。

4. 長方形非磁性材料

4.1 計算値と実測値の比較

一般に用いられる材料ならびに実験で確認できるものは長方形板になる。これは電解槽法の性質上簡単には模擬できず, 3次元法によらざるを得ないが非常にめんどうな手法となるので, ここでは 3.3 に述べた計算法を利用することにし, 実験との比較対応を行なうことにした。

この計算法は (18) 式をそのまま用いるが素線を無限長板では平行 2 線で考えたものを長方形で考えることにした違いのみである。したがってインピーダンスが変わるだけで容易に渦電流を計算することができる。

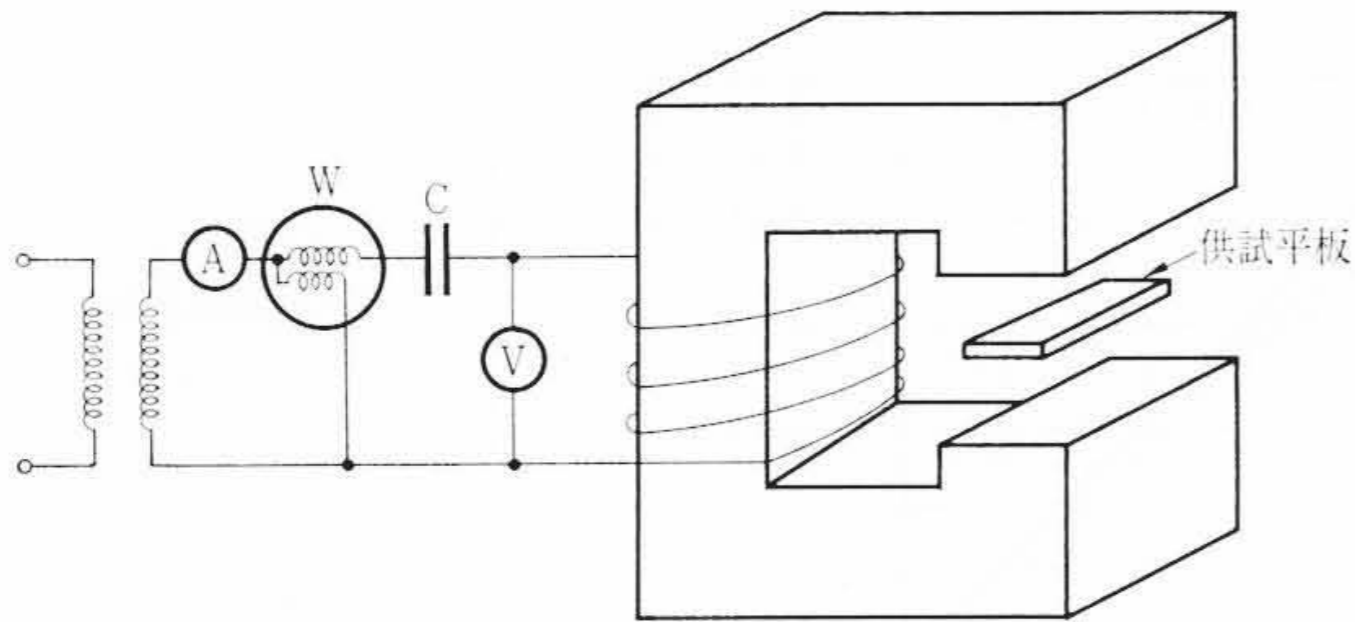


図6 長方形板損失実験装置

表1 長方形板損失の計算値と実測値

	銅板		黄銅板		ステンレス鋼板	
板の厚さ mm	4.8	9.5	4.8	9.5	6.0	9.0
計算値 W	593	471	673	747	103	146
実測値 W	472	327	592	610	113	163
計算値/実測値	1.25	1.43	1.15	1.22	0.91	0.90

(長方形板の幅 200 mm, 長さ 300 mm)

次に図6に示す装置で実験を行ない、計算結果と比較したのが表1で、厚い銅板、黄銅板での差が若干大きいと比較的よい近似を示している。この両者の差の原因は3.3にも述べたように素線を円断面としている点、実験装置の大きさからくる境界の影響とみられるがこの計算法を基本として考えても十分であると推定できる。

4.2 無限長板と長方形板との比較

3.2 で無限長板の一般的な損失曲線の得られることが明らかとなったが、4.1 でさらに長方形板での損失の得られることもわかったので、これを結びつければ任意の長方形板の損失を求めることが可能となる。

その方法として計算機で求める方法を利用して無限長板に対する長方形板の損失の比を求めてみると、長方形板の厚さ、幅、固有抵抗によって若干の差はあるが正方形板では無限長板の35~45%、長さが幅の10倍位の長方形では無限長板の80~85%の結果が得られた。この係数は板の厚さ、幅、固有抵抗をパラメータとしたグラフ表示にしておけば使ううえできわめて便利である。

表1に示した例を図5のグラフとここで求めた係数をもとに算出して測定値と比較すると、4.8 mm 厚の黄銅板では777W となりこれに対する測定値は592 W、6 mm 厚のステンレス鋼では127 W で、測定値は113 W となった。測定装置の点で渦電流の大きい材料では損失が小さめに得られていることから本方法で損失を算出した場合、誤差は20% を越えることはまず無いとみてよいであろう。

4.3 斜めに一樣磁界が印加される場合

今まで解析したのは磁束が垂直に印加されている場合の損失であったが、一般には斜方向に印加されることも考慮しなければならない。この場合の算出法として印加磁束を供試品の面に垂直な成分と平行な成分に分け、そのおのおのについて損失を求めて和をとることを考えてみる。

最初に正方形断面の無限長の材料を考え、45度の方向から磁束が印加されたとき電解槽法で求めた損失と、各成分に分けて求めた損失を比較すると後者は10~15% 小さめになる。また図6の実験装置を用いて材料を磁束の印加方向に対し0~90度に変えて損失を測定し、さらに各角度ごとに磁束の垂直分、平行分に分けて合成した損失と比較するとやはり計算値のほうが最大15% 程度小さめになるが大体よい近似が得られ、2成分に分けて合成することで大きな誤りは生じないとみてよいであろう。

4.4 三角分布磁界の場合

変圧器構成材料中の損失を求めるにあたって磁束密度が一樣であ

る場合は少なく、種々の例についての磁束密度分布計算からみると三角形状の分布をしていることが多い。

このような磁束に対する損失を求めるため長方形板に磁束が図7のように三角分布しているときについて4.1にのべた計算法で算出したところ一樣分布に比較し、材質によって差があるがほぼ一定の比率となることがわかった。

これにより三角分布の場合の損失は三角形の最大値の磁束密度をとって図5と4.2の方法でまず一樣分布の長方形板の損失を得てから上記係数を乗ずることで求めることができる。

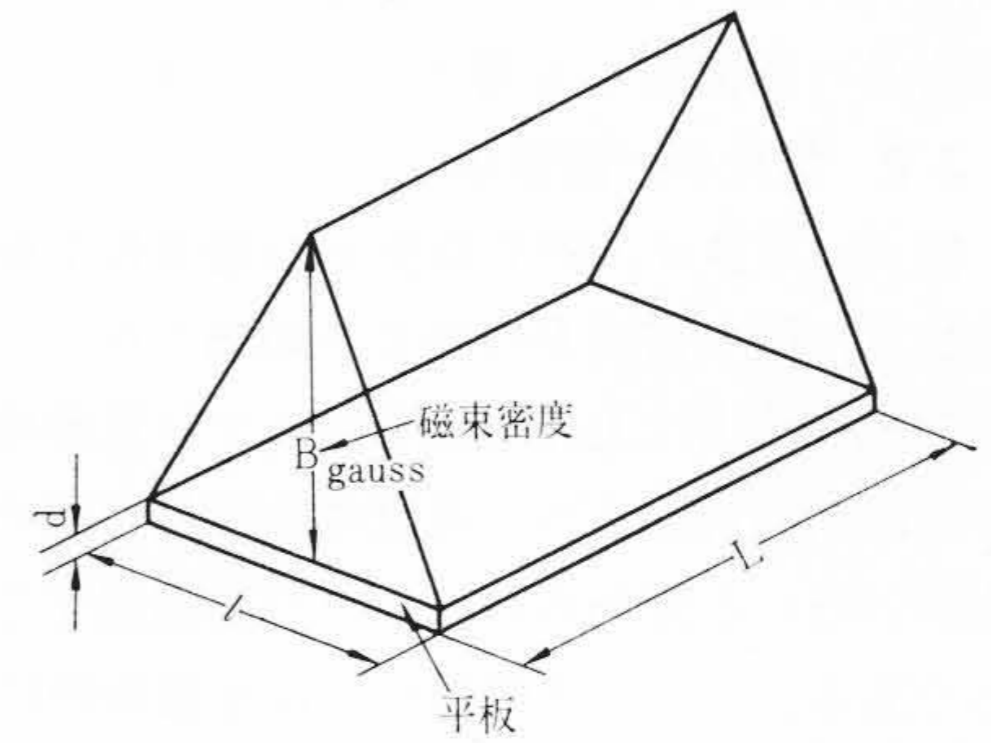


図7 長方形板への三角分布磁界

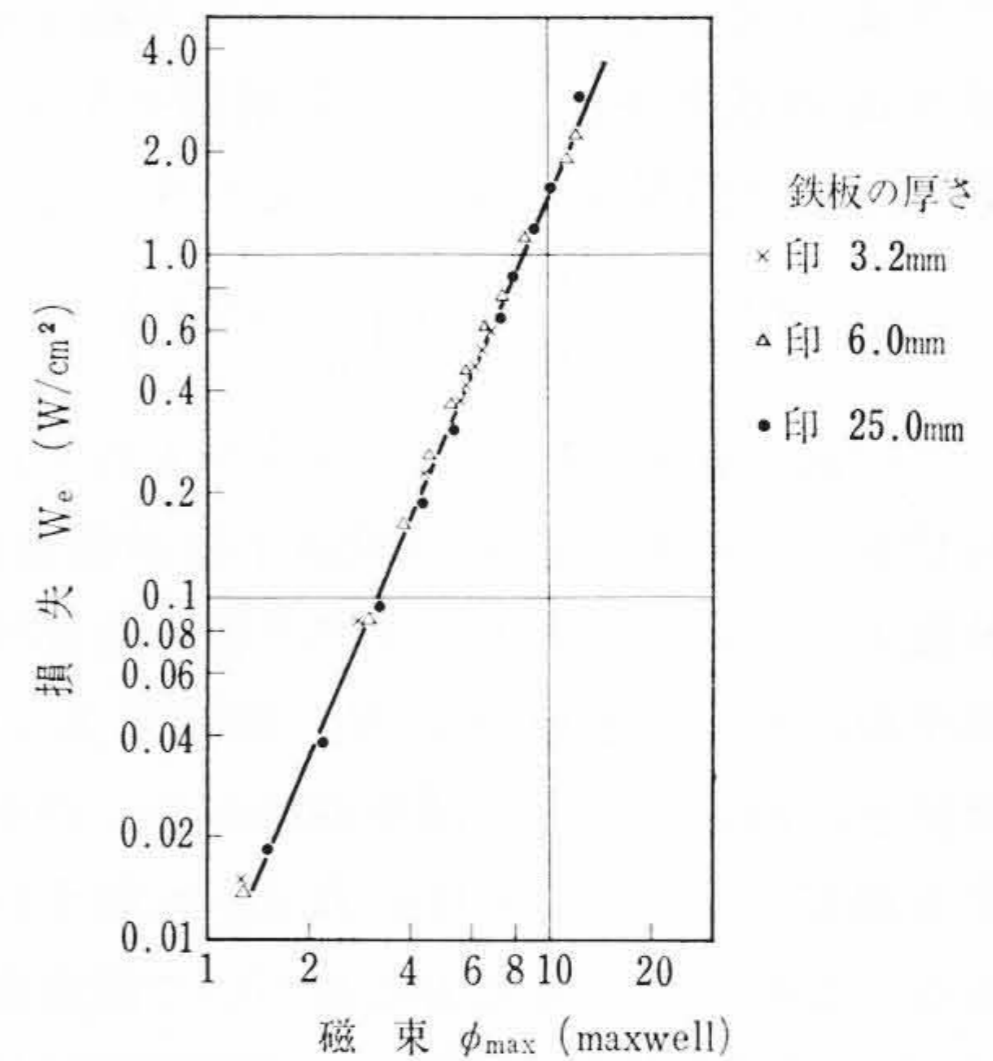


図8 鉄板中の磁束と損失

5. 磁性材料の渦電流損

磁性材料の渦電流損失を解析するにも一般には板が対象となるので面に平行に磁束がはいる場合と垂直にはいる場合について検討しなければならない。しかし非磁性材料と異なり導磁率の影響をうけて磁界解析は容易でない。また実際にはこのために大部分平行磁束として作用する場が多いので、平行磁界に限定して解析を行なった。

5.1 磁束と損失

鉄板中を平行に流れる磁束によって生ずる損失についてはこれまでも理論的解析はあるが、ほとんど鉄板中の磁場の強さおよび磁束密度の関数として取り扱われてきた⁽⁸⁾⁽⁹⁾。しかし変圧器などを対象にして考えると磁束の関数として扱ったほうが便利である。そこで鉄板を用いてリング状試料を作り、これにトロイダル状にコイルを巻き、鉄板中を流れる磁束と損失の関係を調べた。

厚さ3.2 mm~25 mm の鉄板について損失と鉄板中の磁束の関係を測定した結果が図8で、上記の厚さの範囲では厚さに無関係に(20)式の一つの直線で表わされることが認められた。

$$W_e = K \phi_{max}^{2.5} \text{ W/cm}^2 \dots\dots\dots (20)$$

これまでも磁束および磁束密度の2.3~2.5 乗に比例すると報告されている例もあるが⁽¹⁰⁾、このように厚さに無関係になる点は興味深い。

5.2 考察

われわれが扱った厚さの鉄板ではヒステリシス損は渦電流損に比べて無視できるので、導磁率を一定として考えてみる。

渦電流損の式として前述した(17)式がよく知られているが、これを鉄板中の磁場の強さ H_max を用いて表わすと

$$W = 1.98 \times 10^{-4} \sqrt{f \cdot \rho \cdot \mu} H_{max}^2 \dots\dots\dots (21)$$

となる。

ここで板中の平均磁束密度 B_a, 平均導磁率 \mu_a を考えると、板の厚さ d より $\phi_{max} = B_a d$

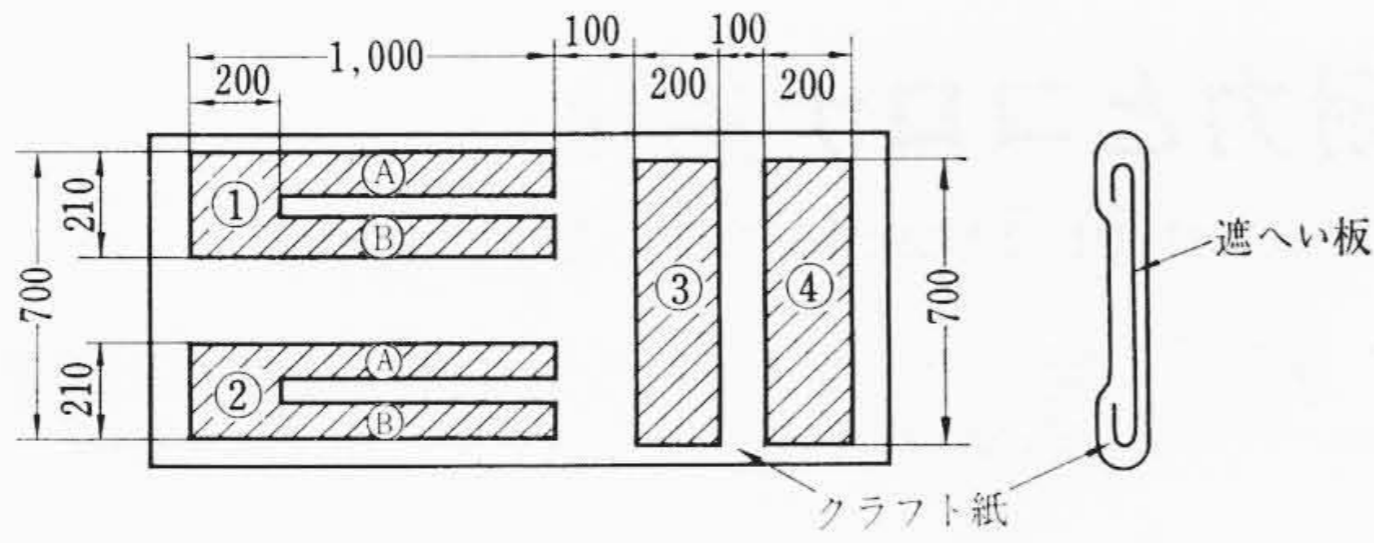


図9 実験用遮へい板

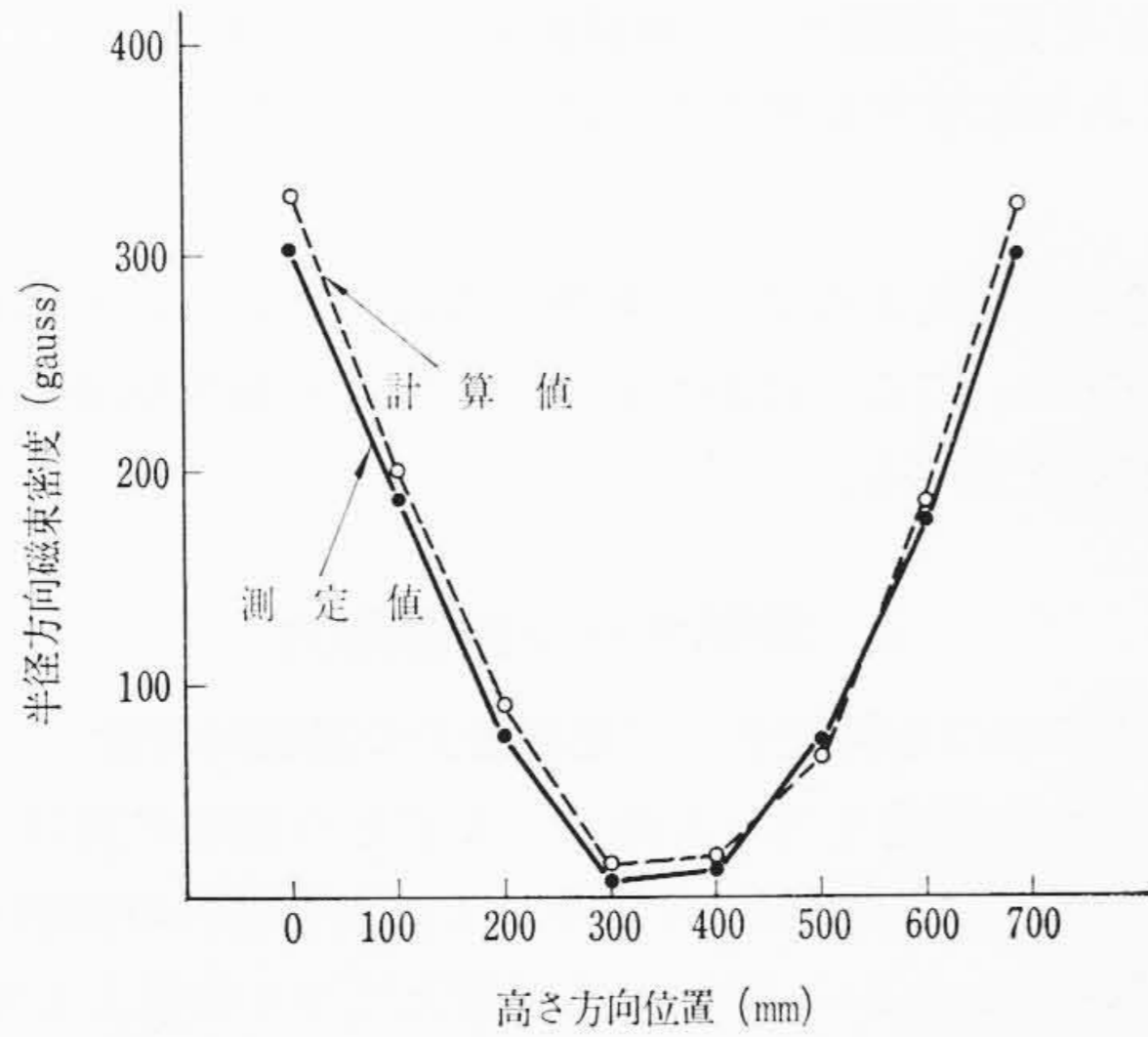


図10 モデル巻線最外側の磁束密度

また3mm以上の厚さの鉄板に対しては

$$\frac{B_a}{B} = \frac{\sqrt{2}}{cd} = \frac{\mu_a}{\mu} \dots\dots\dots (22)$$

ただし、 $c = \sqrt{0.4\pi f \frac{\mu}{\rho}} \times 10^{-8}$

の関係がある⁽⁷⁾。したがって(21)式は(23)式となる。

$$W = 1.77 \times 10^{-8} f \frac{\phi_{\max}^2}{\mu_a d} \dots\dots\dots (23)$$

ここで $\mu_a d$ は ϕ_{\max} の関数であることから各種の鉄板について測定したところ鉄板の飽和しない領域では

$$\mu_a d = K_t \phi_{\max}^{-0.64}$$

の関係のあることが認められた。これを(23)式に代入すると

$$W = \frac{1.77 \times 10^{-8}}{K_t} \cdot f \cdot \phi_{\max}^{2.64} \dots\dots\dots (24)$$

となり、損失は磁束の2.6乗で表わされ、実験式(20)式が2.5乗に比例したのとほぼ一致している。

(20)、(24)式のように損失が鉄板厚さに無関係に表わされる点を考察してみる。

磁束の浸透深さ δ は

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \frac{\mu}{\rho}}}$$

で表わされる⁽⁸⁾がこの関係と(22)式とから

$$\frac{d}{\mu_a} = \frac{\mu \delta}{\sqrt{2} \sqrt{0.4\pi} \times 10^{-8}}$$

となり $\mu_a d$ は鉄板の厚さと無関係になる。すなわち鉄板の平行磁界中における損失は磁束量の関数として表わせば非常に扱いやすくなる。

6. 応用の一例

一例として、図9に示すような絶縁した実験用遮へい板を製作してモデル変圧器に適用し、前述した計算法による磁束密度、温度上昇の計算値と比較した。

モデル巻線最外側の磁束密度は図10に示すように両者は非常に

表2 静電遮へい板の温度上昇

(a) スタレ状遮へい板の場合

材 質	静 電 遮 へ い 板		単位面積当たりの渦電流損 W/cm ²	温 度 上 昇 ℃				
	部 分	厚 さ mm		計 算 値		実 測 値		
				AまたはBの平均値	平均値	AまたはBの平均値	平均値	最高温度
銅	A	2.0	0.23	110	70	50	50	70
	B	2.0	0.06	30	70	50	50	70
銅	A	0.12	0.018	9	6	8	6	10
	B	0.12	0.005	2.5	6	4	6	10
ステンレス鋼	A	2.0	0.0086	4	3	7	6	13
	B	2.0	0.002	1	3	4	6	13
アルミニウム	A	0.05	0.0039	2	1	0	0	1
	B	0.05	0.001	0.05	1	0	0	1

(b) ノレン状遮へい板の場合

材 質	静 電 遮 へ い 板		単位面積当たりの渦電流損 W/cm ²	温 度 上 昇 ℃		
	厚 さ	計 算 値		実 測 値		
				平均値	平均値	最高温度
銅	2.0	0.072	35	32	40	
	0.12	0.0094	5	3	7	
ステンレス鋼	2.0	0.0043	2	4	6	
アルミニウム	0.009	—	0	0	0	

良い一致を示している。遮へい板の温度上昇も表2に示すように比較的両者は一致しており材質、形状の相違も明確にすることができた。ただステンレス鋼での値の差は大きい、これは熱伝導率が小さいために最高温度と最低温度の差が大きすぎることから、平均損失、平均温度の考え方に基づく計算でなく、局部損失そのもので考える必要のあることを示しており、この考え方によれば好結果を得られることが確かめられている。

以上により本方法は相当よい近似で推定できることが判明し、漂遊損失、温度上昇などの検討にきわめて有効に活用できる。

7. 結 言

以上を取りまとめると次のようになる。

- (1) 変圧器漏れ磁界は円形導体、無限長導体のいずれの方法でも算出できるが、一般には後者の計算法を用い、鉄心、タンクのイメージを考慮して求めればよい。
- (2) 非磁性材料の渦電流損は磁界分布をもとに無限長平板に対して得られた損失を基準として任意の長方形板の損失を求めることができるようになった。また変圧器漏れ磁界の分布形状のうえで比較的多い三角分布磁界の場合の損失算出法も確立できた。
- (3) 鉄板の平行磁界中の損失も磁束量の関数で表現できることが判明し、利用しきわめて便利になった。
- (4) 応用結果から、本解析法の有効なことが認められた。

最後に本研究にあたり、日立製作所日立研究所田口所長を始め国分工場諸関係者からご激励ご援助をいただいたことを深く感謝するものである。

参 考 文 献

- (1) たとえば、竹内：電磁気学現象理論、丸善(昭36.2)
- (2) 工藤：電学東支大 No. 136(昭42)
- (3) 奥山、高橋、稲垣：電4学連大 No. 462(昭41)
- (4) H. K. Farr, W, R, Willson: AIEE Vol. 70, p. 1301 (1951)
- (5) 奥山、乾、高橋：電4学連大 No. 964(昭40)
- (6) たとえば、電気工学ハンドブック、p.193(昭40)
- (7) S. Momota: 電学誌、p.505(1924.5)
- (8) E. Rosenberg: The Electrician p.188(1923.8)
- (9) D. Agarwal: TAIEE III Vol. 78, p.169(1959.5)
- (10) たとえば、J. Turowski: CIGRE No. 102(1964)