

変圧器励磁突入電流とその計算法

Transformer Magnetizing Inrush Current and a New Method of Its Calculation

清水 勝 良*
Katsuyoshi Shimizu

内 容 梗 概

保護継電方式の立場から変圧器励磁突入電流に対し、運転上の諸要素を導入した一計算法と運転条件、鉄心材質の影響について考察している。

1. 緒 言

変圧器を電源に接続するとき励磁突入電流が発生することは日常経験することであるが、突入電流の大きさは差動保護継電器の感度の整定、あるいは小容量変圧器でヒューズ保護を行う場合のヒューズ容量の選定などに影響する。この大きさを支配する要素ははなはだ多くそれらの状態によって実測するごとに電流値が変化するのが普通である。計算によって求める場合も鉄の磁気特性が非直線性を示すので正確は期しがたい。計算式についてはすでに Blume氏⁽¹⁾や Specht氏⁽²⁾らによって発表されているが、前者は単に突入電流の最大値のみを求めるにすぎず運転上の各種要素の影響はまったく考慮されていない。後者はこれより一歩進め波形まで求めることができるが経験上から得られたいくつかの係数を必要とする不便がある。実測によれば磁化曲線はかなり高度の飽和領域においても直線にはならずまた使用状態における突入電流は電源および回路のインピーダンス、電圧変動、周波数、励磁瞬時の電圧位相角、残留磁束などの影響を多分にうけるからこれらを考慮に入れた計算式の方が実際に即しており、より正確である。

本稿では前記諸要素を導入し、さらに磁化曲線の近似をより合理的にした新しい計算法について詳述したのち計算値と実測値を比較しつつ主として無負荷の変圧器を電源に接続する瞬時に発生する突入電流について鉄心材料および運転上の各要素の与える影響について考察する。

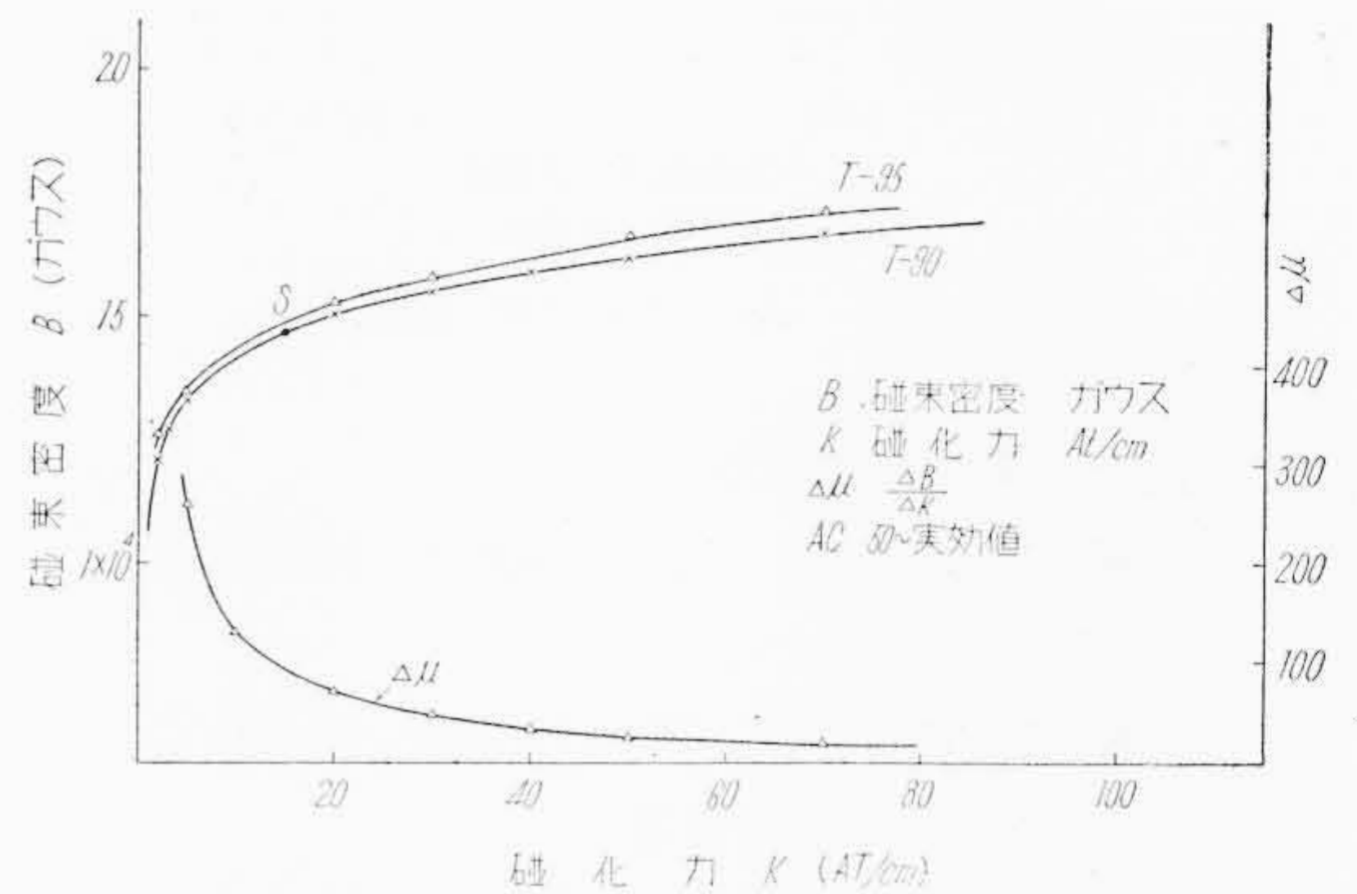
2. 導磁率曲線の数式表示

励磁突入電流は鉄心の飽和によるものであるから特に高磁束密度の磁化特性が問題になる。第1,2図は変圧器用けい素鋼板の磁化曲線であるが、これより

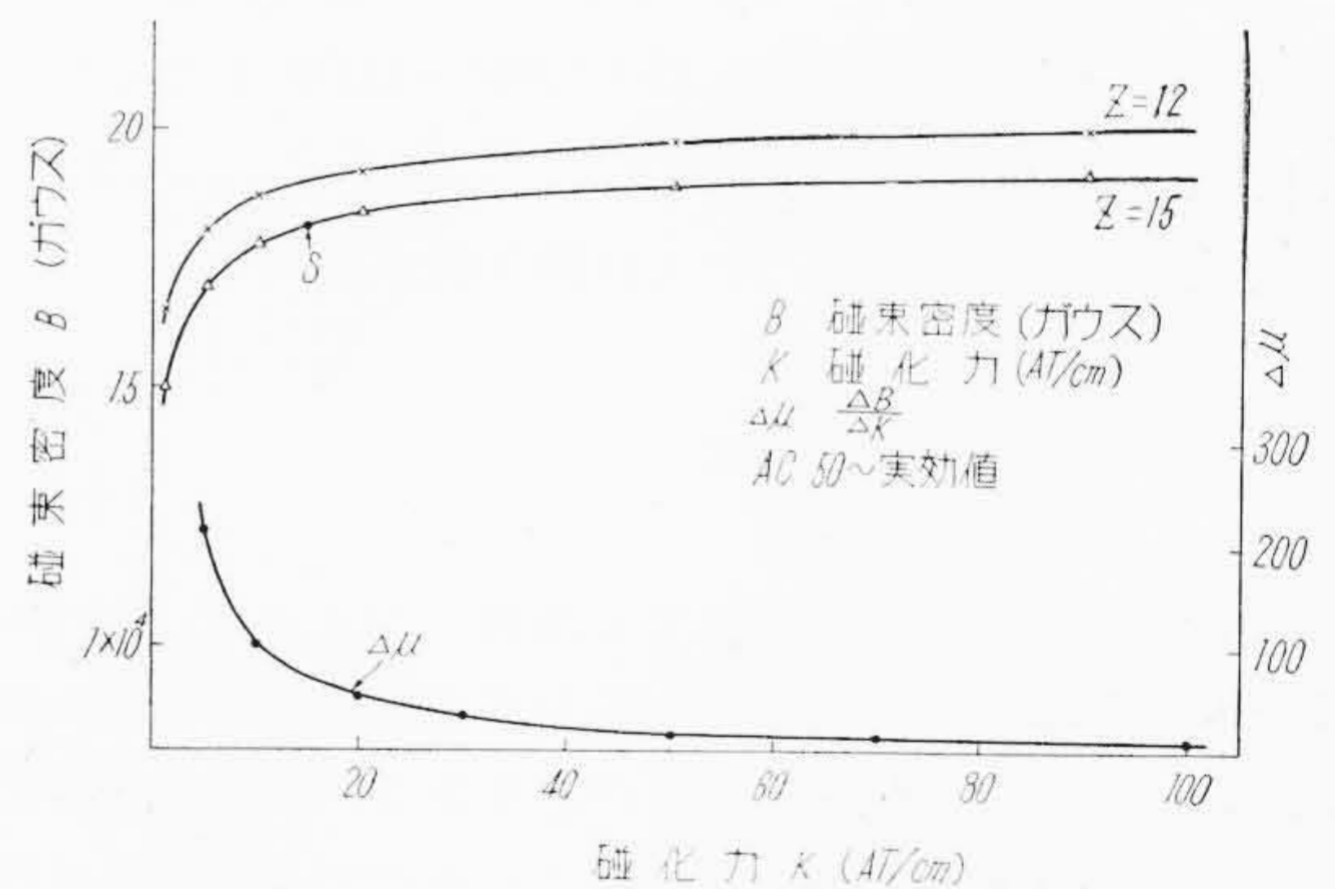
$$\Delta\mu = \frac{\Delta B(G)}{\Delta k(AT/cm)}$$

として、その曲線をかけばある磁束密度以上においてはほぼ直角双曲線をなしている。この磁束密度の点Sを

* 日立製作所国分工場



第1図 普通けい素鋼板磁気特性曲線



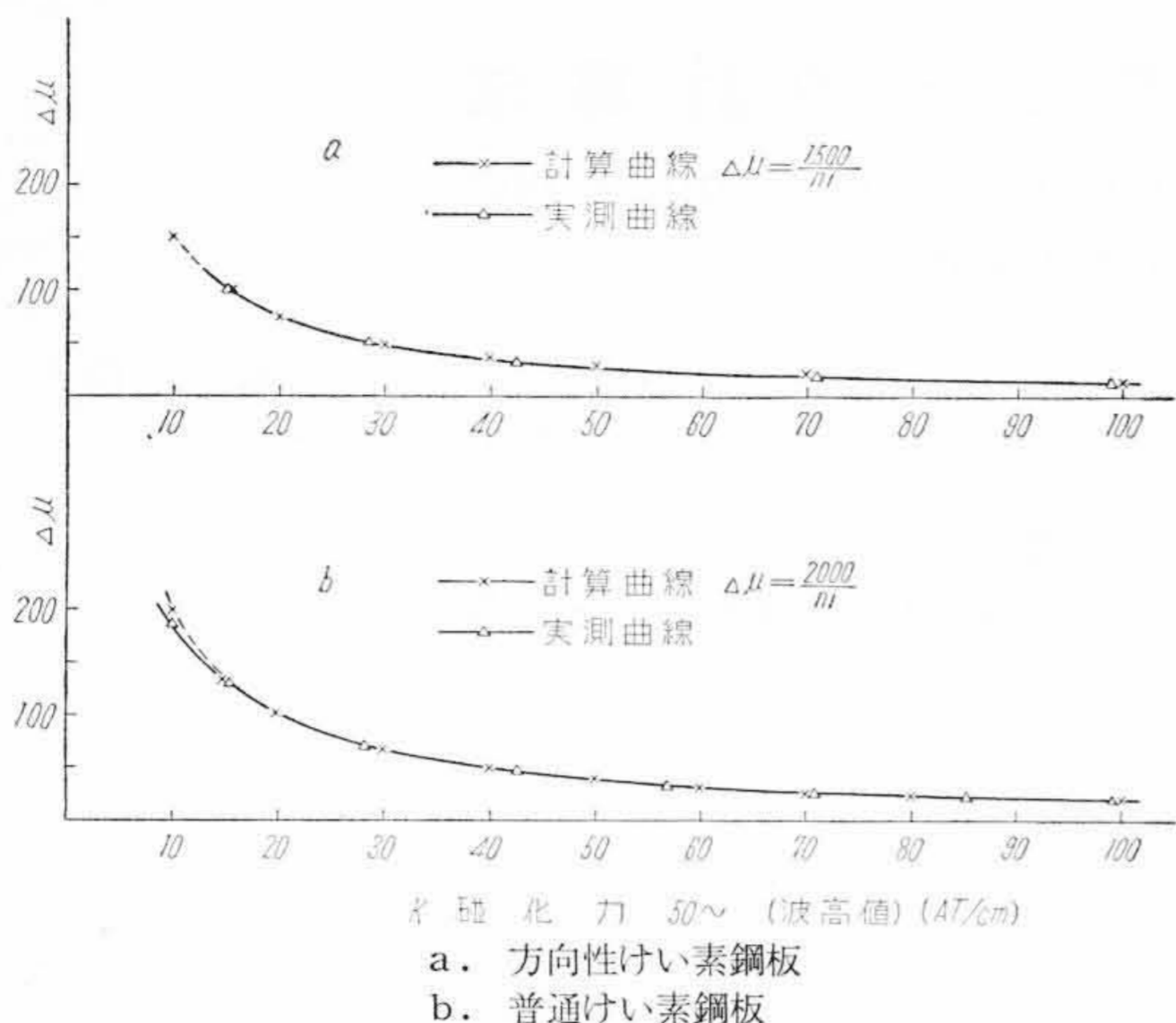
第2図 方向性けい素鋼板磁気特性曲線

かりに飽和点とよぶと飽和点より高い領域では $\Delta\mu$ は(1)式のごとく近似表示することができる

$$\Delta\mu = \frac{a}{ni} \dots\dots\dots (1)$$

ここに n : 磁路の単位長さあたりの巻数 (ターン/cm)
 a : 鉄心の材質によって定まる定数
 i : 励磁電流 (波高値) (A)

飽和点Sは磁化曲線上の一点に選ぶが、あまり高い点にとれば以下に示す計算法では励磁電流による巻線の抵抗降下を無視できなくなり、逆にあまり低い点にとれば残留磁束による磁化曲線の変化でS点近辺における $\Delta\mu$ が(1)式で表わせなくなる。これらの点を考慮するとS



第3図 Δμ—AT/cm 曲線

点は普通けい素鋼板(T)では

$K=15AT$ 付近 $B_s=14,000\sim 15,000(G)$

方向性けい素鋼板(Z)では

$K=15AT$ 付近 $B_s=18,000\sim 19,000(G)$

B_s : S点の磁束密度

に選ぶのが適当である。これにより(1)式の定数を定めれば、普通けい素鋼板では第1図の曲線から

$K=15AT$ $\Delta\mu \doteq 120\sim 130$ が得られる。

ゆえに $a \doteq (120\sim 130) \times 15 \doteq 1,800\sim 2,000$ となるから

(1)式は $\Delta\mu = \frac{1,800\sim 2,000}{ni}$ (2)

方向性けい素鋼板については第2図から

$a \doteq 1,400\sim 1,600$

$\Delta\mu = \frac{1,400\sim 1,600}{ni}$ (3)

となる。同じけい素鋼板でも品質(たとえば T-90, T-95)によって同一磁化力に対する磁束密度の値が異なり、あるいは特性上のばらつきもあるが高磁束密度においては磁化曲線の形が相似しているので $\Delta\mu$ の値はほぼ相等しくなる。第3図は(2)および(3)式から計算によって求めた $\Delta\mu - AT/cm$ の曲線と実測値を示したものであるがこれより高磁束密度のある範囲では $\Delta\mu$ は(1)式によってよく近似しうることがわかる。

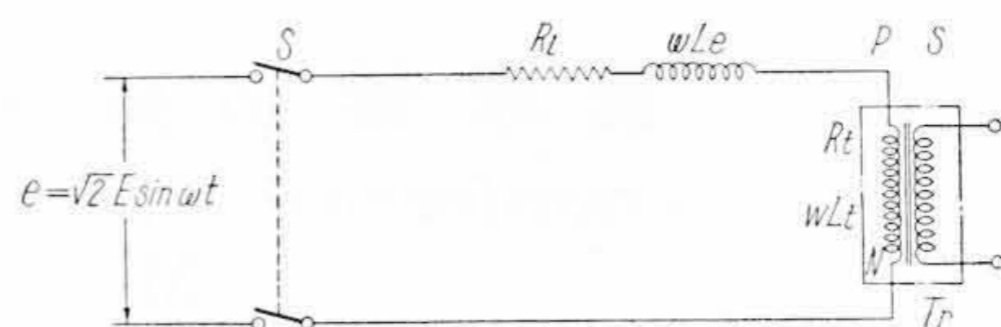
3. 突入電流の計算法

3.1 理論

第4図の回路において二次側を開路して一次側に $e = \sqrt{2} E \sin \omega t$ なる電圧を印加する状態について考えるとこの回路では次の関係が成立する。

$L_l \frac{di}{dt} + N \frac{d\phi}{dt} \times 10^{-8} + (R_l + R_t)i = \sqrt{2} E \sin \omega t$ (4)

ここに L_l : 電源を含む線路のインダクタンス(H)



第4図 変圧器回路

- R_l : 電源を含む線路の実効抵抗 (Ω)
- R_t : 変圧器一次巻線の実効抵抗 (Ω)
- L_l : " " インダクタンス(H)
- Φ : 磁束 $B \times A$ (マックスウエル)
- A : 鉄心断面積 (cm^2)
- B : 磁束密度 (G)
- : 添字 S を付したものはそれぞれ S 点の値を示す。
- N : 一次巻線の全巻数
- E : 印加電圧実効値 (V)

磁束 Φ が増加して Φ_s になるまでは鉄心の導磁率が大きく電圧の大部分は巻線のインダクタンスに消費されるから $L_l, R_l + R_t$ による電圧降下は $N \frac{d\phi}{dt}$ に比して無視できる。(4)式からこれらを省略すると

$N \frac{d\phi}{dt} \times 10^{-8} = \sqrt{2} E \sin \omega t$ (5)

となる。ここで $\omega t = \theta$ とおき(5)式を θ_0 から θ_s まで積分する。

- ここに θ_0 : 電圧印加瞬時の位相角
- θ_s : Φ_s になったときの電圧位相角
- Φ_0 : 残留磁束

すなわち $t = \frac{\theta_0}{\omega}$ のとき $\Phi = \Phi_0$

$t = \frac{\theta_s}{\omega}$ のとき $\Phi = \Phi_s$ であるから

$N \int_{\Phi_0}^{\Phi_s} d\phi \times 10^{-8} = \sqrt{2} E \int_{\frac{\theta_0}{\omega}}^{\frac{\theta_s}{\omega}} \sin \omega t dt$ (6)

これを計算して整理すると

$\cos \theta_s = \frac{\sqrt{2} E \cos \theta_0 - \omega N (\Phi_s - \Phi_0) \times 10^{-8}}{\sqrt{2} E}$ (7)

$\theta_s = \cos^{-1} \frac{\sqrt{2} E \cos \theta_0 - \omega N (\Phi_s - \Phi_0) \times 10^{-8}}{\sqrt{2} E}$ (8)

をうる。これは鉄心中の磁束が Φ_0 から Φ_s が増加するまでに電圧位相角は θ_0 から θ_s に変化することを意味している。

飽和点の電圧位相角 θ_s はこのようにして(8)式から

求めることができるが、この場合抵抗分を無視しているから磁束は電圧に対しちょうど90度おくれ位相にあると考える。\$B_s\$ より高い磁束密度の領域においては \$\Delta\mu\$ は(1)式で近似されるから、これを使用すると(4)式は

$$(L_t + \Delta\mu L_t) \frac{di}{dt} + (R_l + R_t)i = \sqrt{2} E \sin \omega t \text{ より}$$

$$\left(L_t + \frac{aL_t}{ni} \right) \frac{di}{dt} + (R_l + R_t)i = \sqrt{2} E \sin \omega t$$

.....(9)

となる。ただし \$t \ge \frac{\theta_s}{\omega}\$

ここに \$L_t\$ は磁気回路に沿って一様に巻いた場合の一次巻線の空心のインダクタンスとする。ここで \$\omega t = \theta_s\$ のとき \$i = i_s\$ として(9)式を \$\theta_s\$ から \$\theta (\theta_s < \theta \le \pi)\$ まで積分すれば

$$\int_{i_s}^i L_t di + \frac{aL_t}{n} \int_{i_s}^i \frac{di}{i} + \frac{R_l + R_t}{\omega} \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta$$

$$= \frac{\sqrt{2} E}{\omega} \int_{\theta_s}^{\theta} \sin \theta d\theta \text{..... (10)}$$

となる。さらに(10)式を解いて整理すると

$$\frac{a\omega L_t}{n} \log \varepsilon \frac{i}{i_s} + \omega L_t (i - i_s)$$

$$+ R \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta = \sqrt{2} E (\cos \theta_s - \cos \theta)$$

.....(11)

ただし \$R = R_l + R_t\$

(11)式の第2項、第3項は電源を含む線路のインダクタンスおよび抵抗であるが線路が短かく変圧器巻線のインダクタンスに比して \$L_t\$ を無視できる場合は第2項を省略して

$$\frac{a\omega L_t}{n} \log \varepsilon \frac{i}{i_s} + R \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta$$

$$= \sqrt{2} E (\cos \theta_s - \cos \theta) \text{..... (12)}$$

さらに大形変圧器のごとく \$\Delta\mu L_t\$ に比して \$R\$ を無視できる場合は

$$\log \varepsilon \frac{i}{i_s} = \frac{\sqrt{2} En}{a\omega L_t} (\cos \theta_s - \cos \theta) \text{ より}$$

$$i = i_s \times \varepsilon^{\frac{\sqrt{2} En}{a\omega L_t} (\cos \theta_s - \cos \theta)} \text{..... (13)}$$

となる。しかし一般には(11)式が突入電流を求める方程式でこれを \$i\$ について解くと任意の電圧位相 \$\theta\$ に対する電流値が得られるが実際にこの解をうることは容易ではないので実用的には次に示す図式解法によるのが便利である。

3.2 計算法

(11)式左辺第1項は巻線の逆起電力、第2項は線路のインダクタンスによる電圧降下、第3項は抵抗による電

圧降下であるから、これらをベクトル的に考え計算に便なるように書き改めると、

$$\sqrt{\left\{ \log \varepsilon \frac{i}{i_s} + \frac{nL_t}{aL_t} (i - i_s) \right\}^2 + \left\{ \frac{nR}{a\omega L_t} \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta \right\}^2}$$

$$= \frac{\sqrt{2} En}{a\omega L_t} \left\{ \cos \theta_s - \cos (\theta + \alpha) \right\} \text{..... (14)}$$

さらに \$\omega L_t\$ を無視できるときは

$$\sqrt{\left(\log \varepsilon \frac{i}{i_s} \right)^2 + \left\{ \frac{nR}{a\omega L_t} \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta \right\}^2}$$

$$= \frac{\sqrt{2} En}{a\omega L_t} \left\{ \cos \theta_s - \cos (\theta + \alpha) \right\} \text{..... (15)}$$

が得られる。ここで \$\alpha\$ は電流が電圧より90度おくれるのに不足する角とし \$\alpha = \tan^{-1} \frac{R_l + R_t}{\Delta\mu\omega L_t + \omega L_t}\$ で表わすが \$\Delta\mu\$ が変化するから一定値として求めることはできない。

\$L_t\$ は磁路に沿って一様に巻いたと仮定した場合の空心巻線のインダクタンスであるから次式で計算する。

$$L_t = \frac{(\pi DN)^2}{l_s} \times 10^{-9} \text{ (H)..... (16)}$$

ここに \$N\$: 巻線の全巻数

\$D\$: 巻線の平均径 (cm)

\$l_s\$: 磁路の平均長さ (cm)

(16)式を代入すると(15)式は

$$\sqrt{\left(\log \varepsilon \frac{i}{i_s} \right)^2 + \left\{ \frac{R \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta \right\}^2}$$

$$= \frac{\sqrt{2} E \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} \left\{ \cos \theta_s - \cos (\theta + \alpha) \right\} \text{..... (17)}$$

となる。ここで \$\frac{R \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta\$ は \$\theta\$ の微小変化に対応する電流の微小変化分、すなわち \$i(\theta) d\theta = di\$ による抵抗降下を \$\theta_s\$ から \$\theta\$ まで積分したものであるから、

\$\theta_s\$ のときの電流を \$i_s\$

\$\theta\$ のときの電流を \$i\$ とすれば

$$\frac{R \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} \int_{\theta_s}^{\theta} i(\theta) d\theta = \frac{R \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} \int_{i_s}^i di = \frac{R \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} (i - i_s)$$

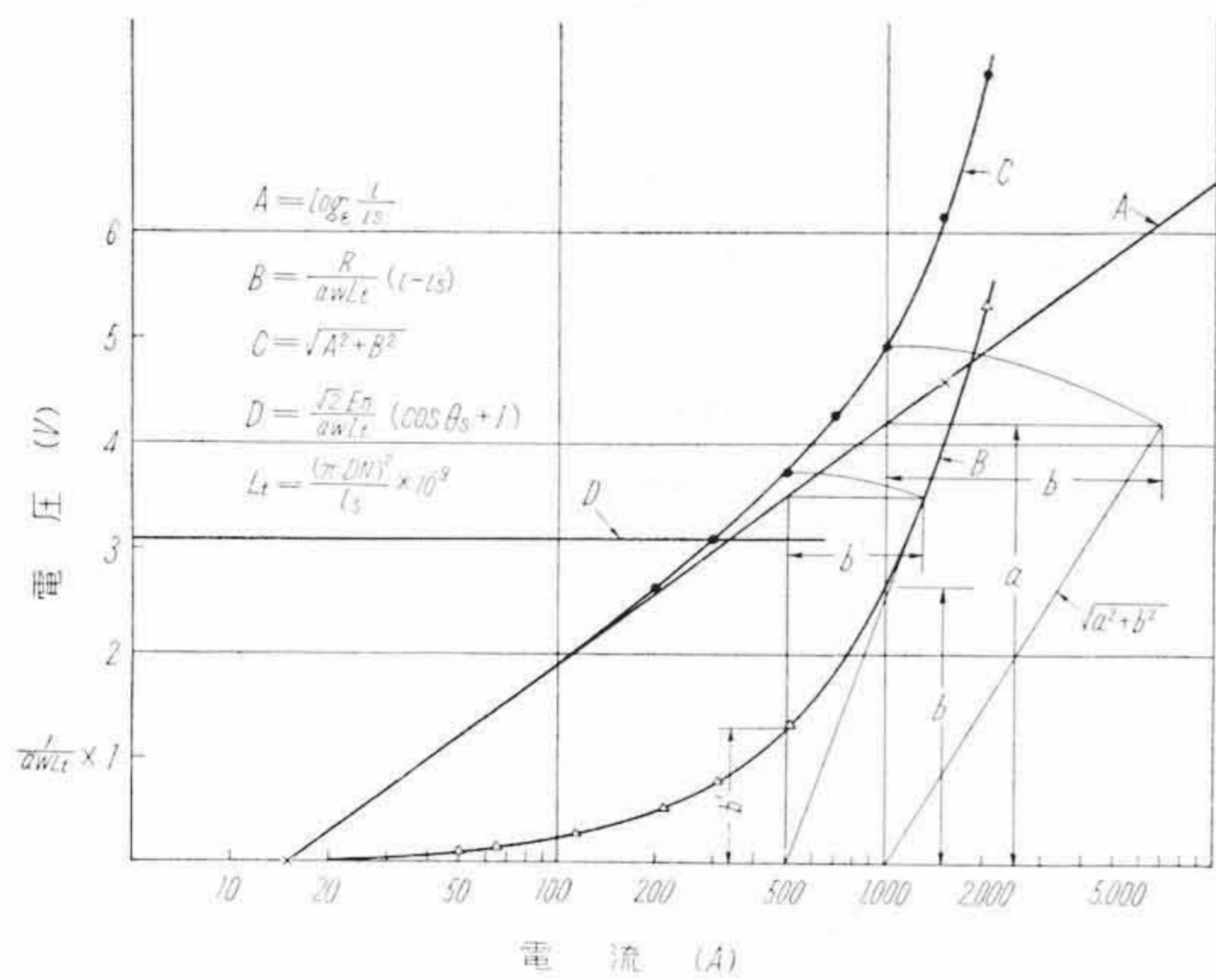
.....(18)

のように表わすことができる。これから図式で電流を計算するには、第5図のごとき半対数方眼紙に横軸を電流、縦軸を電圧として各電流値に應ずる \$\log \varepsilon \frac{i}{i_s}\$ のカーブをかくと \$A\$ 曲線のように横軸に対しある傾斜を有する直線となる。また \$\frac{R \times 10^9}{a\omega\pi^2 D^2 N} (i - i_s)\$ をかけば \$B\$ 曲線となる。そこで任意の電流に應ずる \$A\$ 曲線の値に \$B\$ 曲線の値を図示のごとくベクトル的に加えれば \$C\$ 曲線が得られる。さらに本図には省略してあるが線路が長大でそのインダクタンスを無視できないときは \$\frac{nL_t}{aL_t} (i - i_s)\$ 曲線を

も加えなければならない。C曲線は(17)式左辺に対応する値であるからこれと(17)式右辺の値を示すD曲線との交点に相当する横軸の値が求める突入電流の波高値である。θをθ_sからπまでとれば電圧の各位相に応ずる電流値が得られるからこれより突入電流の波形も求めることができる。なお最大値は cos(θ+α)=-1 すなわち θ=π-α の点にあり、αは各電流に応ずるA曲線とB曲線の比から求めることができる。もちろん実際には必要とする部分の曲線のみをかけばよいから手数は相当省ける。次に計算例を示す。

3.3 計算例

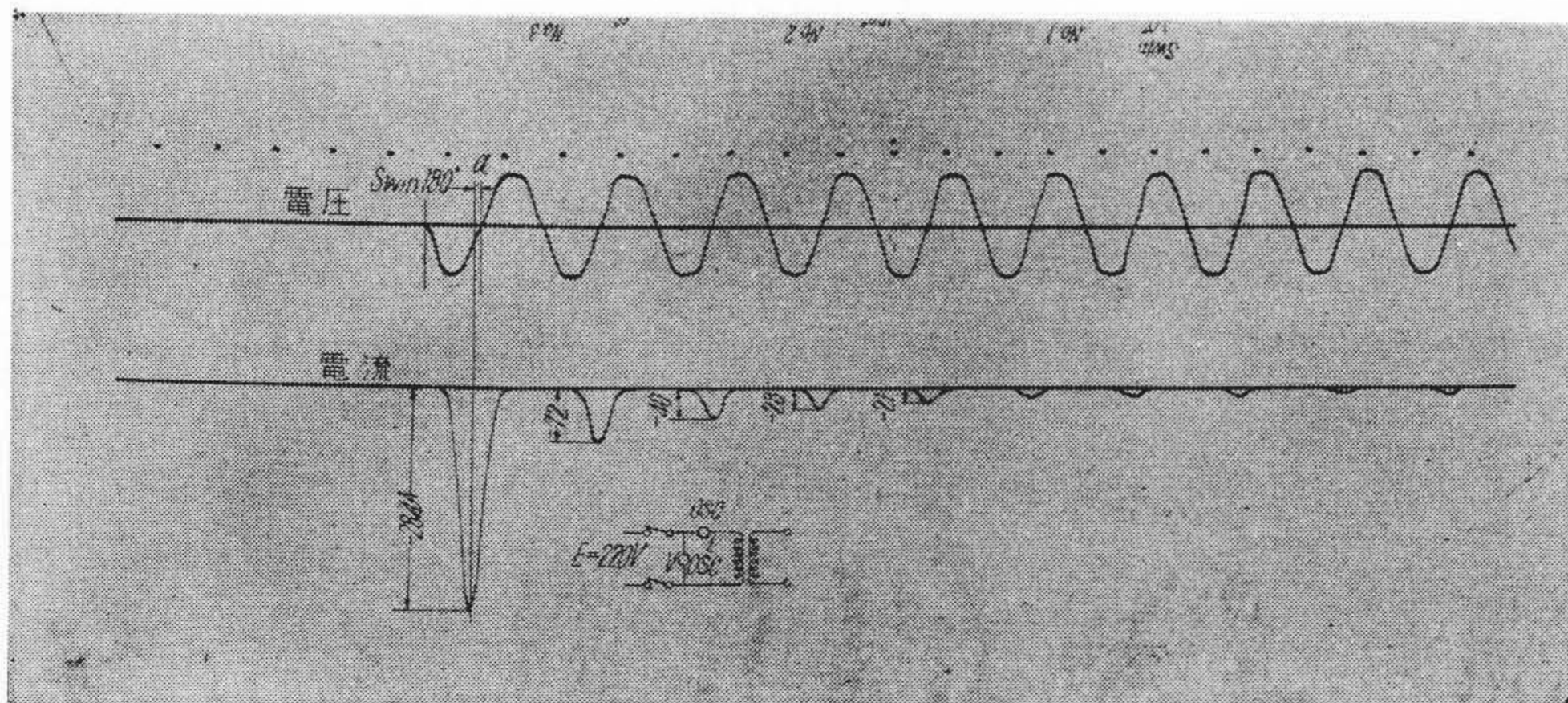
計算に使用する変圧器の仕様



第5図 計算図表

第1表 突入電流の計算値と実測値

	θ ₀ (°)	B _D (G)	計算値 (A)	実測値 (A)
1	0	4,000	295	290
2	180	-4,000	-295	-284
3	0	-3,000	50	47
4	40	-2,500	28	26
5	250	-5,000	-60	-56
6	290	7,700	130	128
7	35	5,000	230	239



第6図 実測オシログラムの一例

- 定格一次電圧 220V
- 定格一次電流 45.5 A (実効値)
- 定格容量 10 kVA
- 周波数 50~
- 磁束密度(B) 11,000 (G)
- 鉄心断面積(A) 111×0.9=100 (cm²)
- 一次巻数(N) 90
- 一次巻線径(D) 13.8 (cm) 平均
- 磁路の長さ(l_s) 90.4 cm 平均
- 回路の実効抵抗(R) R_l+R_r≐0.28Ω
- 鉄心材質 T-135

鉄心がT級けい素鋼板であるから各定数は

a ≐ 2,000 B_s ≐ 14,500 i_s ≐ 15 にとる

例:

励磁開始時の条件を θ₀=0 B₀=4,000 (G) とする。

(7)式から cos θ_s を計算すると cos θ_s=0.045 また(17)式で

$$\log \varepsilon \frac{i}{i_s} = \log \varepsilon \frac{i}{15} = 0.4343 \log_{10} \frac{i}{15}$$

$$\frac{R \times 10^9}{a \omega \pi^2 D^2 N} (i - i_s) = 2.66 \times 10^{-3} (t - 15) \text{ となる}$$

これから第5図のような A, B, C = √(A²+B²) の各曲線が得られる。さらに(17)式右辺を e' とすれば D曲線は e' = $\frac{\sqrt{2} E \times 10^9}{a \omega \pi^2 D^2 N} (\cos \theta_s - \cos \pi) \div 3.09$ の値をもつ横軸に平行な直線となる。これより電流の最大値はC曲線とD曲線の交点に応ずる横軸の値から

i ≐ 295 A (波高値) が得られる。

3.4 計算値と実測値の比較

第1表は計算例に使用した変圧器について θ₀ および B₀ の種々の値に対する計算値と実測値を示したものである。

第6図は実測オシログラムの一例である。

4. 突入電流減衰の計算法

回路には抵抗分, うず電流, ヒステリシスなどによる損失があるから突入電流は時間の経過とともに漸次減衰する。ここには減衰を考慮した2サイクル以下の電流値の計算法について述べる。

第4図の回路において ωL_l を無視すると

$$N \frac{d\phi}{dt} \times 10^{-8} + Ri = e_m \sin \omega t \dots (19)$$

$$e_m = \sqrt{2} E$$

となる。ここで磁束密度 B_s

に対応する θ を

$$\theta = 0 \sim \pi \text{ においては } \theta_{s1}$$

$$\theta = \pi \sim 2\pi \text{ においては } 2\pi - \theta_{s2}$$

また $\theta = \pi$ のときの磁束を Φ_π とし (19) 式を θ_{s1} から π および π から $2\pi - \theta_{s2}$ まで積分して得られた二つの式のうち

$$\frac{R}{\omega} \int_{\theta_{s1}}^{\pi} i(\theta) d\theta = \frac{R}{\omega} \int_{2\pi - \theta_{s2}}^{\pi} i(\theta) d\theta$$

として辺々相加えれば

$$\frac{2R}{\omega} \int_{\theta_{s1}}^{\pi} i(\theta) d\theta = \frac{e_m}{\omega} (\cos \theta_{s1} - \cos \theta_{s2}) \dots \dots \dots (20)$$

となるからこれより

$$\cos \theta_{s2} = \cos \theta_{s1} - \cos \beta_1 \dots \dots \dots (21)$$

ただし
$$\cos \beta_1 = \frac{2R}{e_m} \int_{\theta_{s1}}^{\pi} i(\theta) d\theta$$

が得られる。 θ_{s1} までは抵抗降下は無視されるから磁束は電圧より90度おくれているが $(\theta_{s1} \sim \pi) - (2\pi - \theta_{s2})$ の間は回路の実効抵抗により磁束が電圧より90度おくれに對しすすみを生ずる。

$$\frac{R}{e_m} \int_{\theta_{s1}}^{\pi} i(\theta) d\theta$$

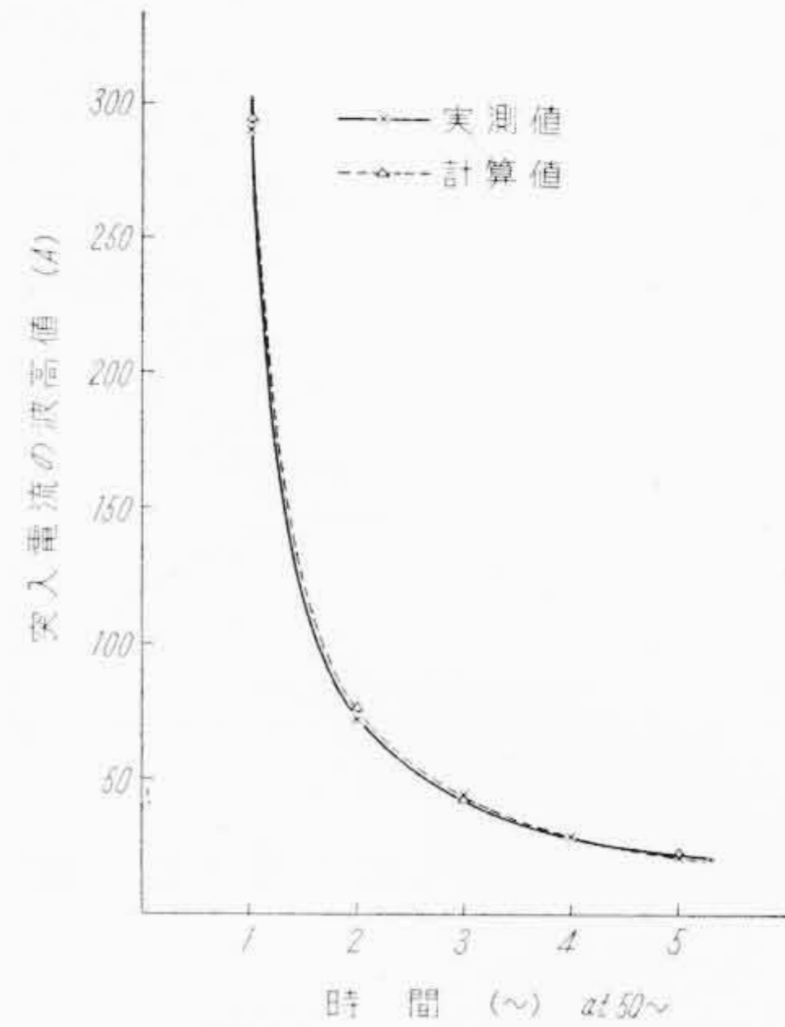
はこのすすみの大きさを表わしており第5図で $(\theta + \alpha) = \pi$ における B 曲線と C 曲線の比として求めることができる。 B_s 以下では位相の変化がないと考えるから第2サイクルの磁束密度が B_s になるときの電圧位相角は $2\pi + \theta_{s2}$ になる。これは飽和点に達する第2サイクルの電圧位相角が $\theta_{s2} - \theta_{s1}$ だけおくれることを意味する。したがって第2サイクルの電流値は(17)式で θ_{s1} の代りに θ_{s2} を使用すれば得られる。第3サイクル以下は同様にして逐次計算していけばよい。 $\cos \theta_s$ を一般的に表わせれば

$$\cos \theta_{sn} = \cos \theta_{s(n-1)} - \cos \beta_{(n-1)} \dots \dots \dots (22)$$

ここに

$$\cos \beta_{(n-1)} = \frac{2R}{e_m} \int_{2(n-1)\pi + \theta_{s(n-1)}}^{2n\pi} i(\theta) d\theta$$

回路の実効抵抗 (これには抵抗のみでなくヒステリシス損, うず電流損なども等価抵抗として含まれる) が突入電流の減衰に与える影響は(22)式からわかるようにインダクタンスとの相対的な大きさによるが同一条件では実効抵抗が大きいほど $\cos \beta_{n-1}$ が大となるから減衰は急速になる。電源および線路の抵抗が同一であれば一般に大形変圧器の方がインダクタンスが大きいから $\cos \beta_{n-1}$ は小となり減衰は比較的ゆるやかになる。並列変圧器が



第7図 突入電流減衰曲線

あるときは並列変圧器の突入電流のために線路の抵抗の影響が打ち消されるから減衰時間は著しく長くなる。

減衰の計算例:

最大値の計算例と同一の条件で2サイクル以下の計算例を示すと次のようになる。

第1サイクル

$$\cos \theta_{s1} = 0.045 \quad i = 295 \text{ A} \quad e' = 3.09 \text{ V}$$

第5図より $i = 295 \text{ A}$ に相当する B 曲線の点は 0.752 であるから

$$\cos \beta_1 = 0.495$$

(22)式から

$$\cos \theta_{s2} = \cos \theta_{s1} - \cos \beta_1 = -0.45$$

第2サイクル

$\cos \theta_{s2}$ の値を使用すると

$$i = 76 \text{ A}$$

第1サイクルと同様にして

$$\cos \theta_{s3} = -0.644$$

第3サイクル

$$i = 43 \text{ A} \quad \therefore \cos \theta_{s4} = -0.787$$

第4サイクル

$$i = 28 \text{ A} \quad \cos \theta_{s5} = -0.913$$

第5サイクル

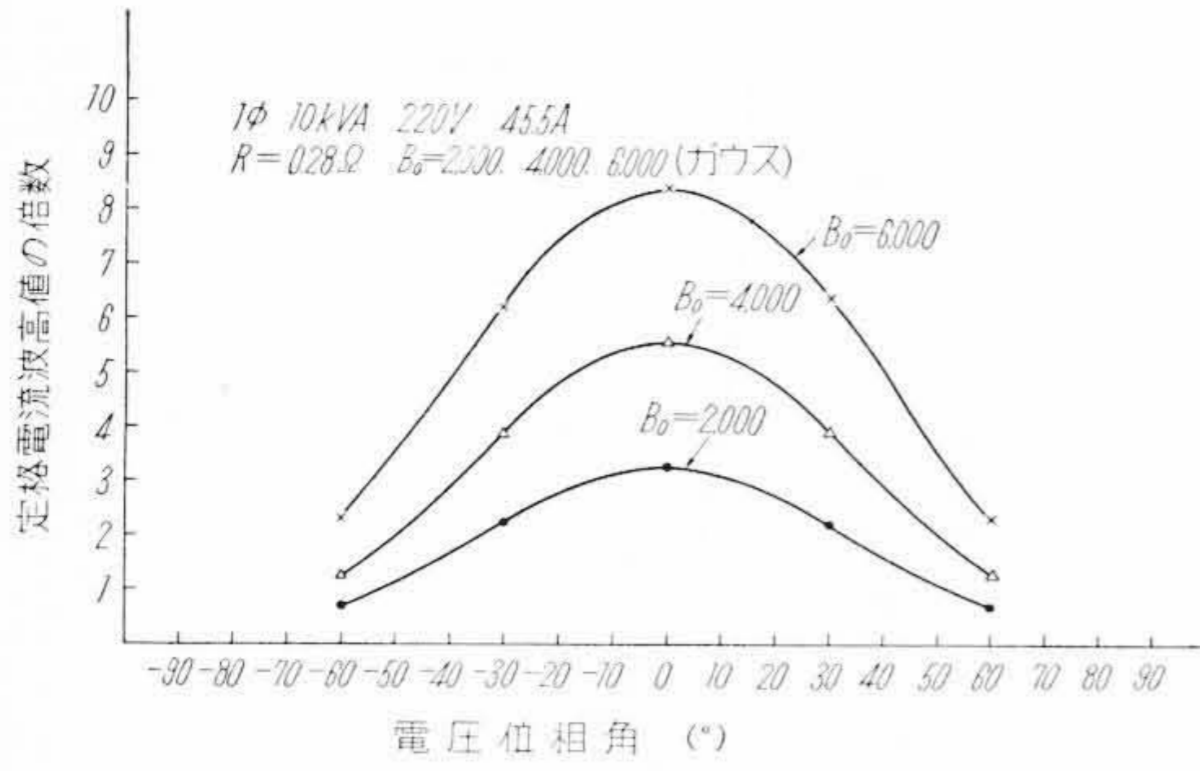
$$i = 21 \text{ A}$$

第7図は計算値と実測値を曲線で示したものである。第6図は残留磁束の絶対値はほぼ相等しいが $\theta_0 = 180^\circ$ であるから計算例とは電流方向が逆になった場合のオシログラムである。

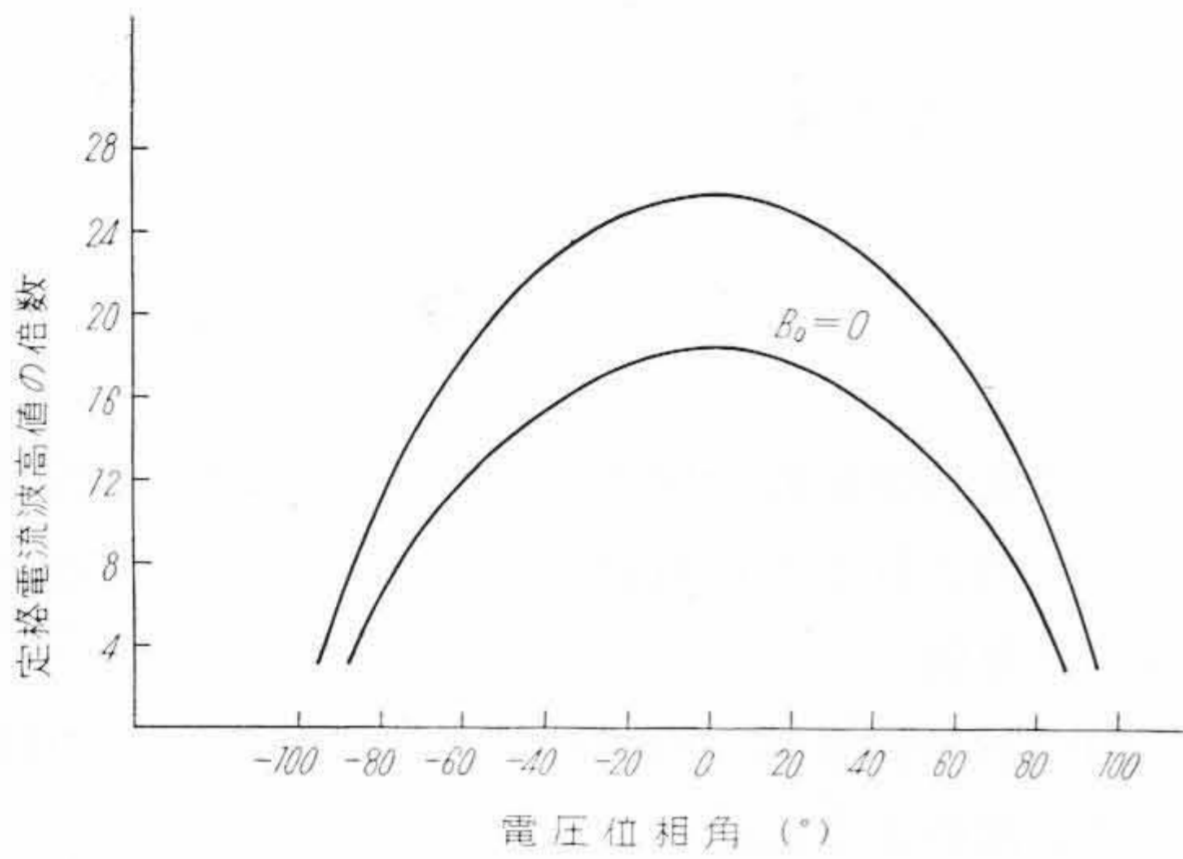
5. 突入電流に及ぼす各要素の影響

5.1 励磁開始時の電圧位相 θ_0

飽和角 θ_s は(8)式に示したとおり



第8図a 電圧位相角—突入電流最大値 (計算値)



第8図b 電圧位相角—突入電流最大値 (実測)

$$\theta_s = \cos^{-1} \frac{\sqrt{2} E \cos \theta_o - \omega N (\Phi_s - \Phi_o) \times 10^{-8}}{\sqrt{2} E}$$

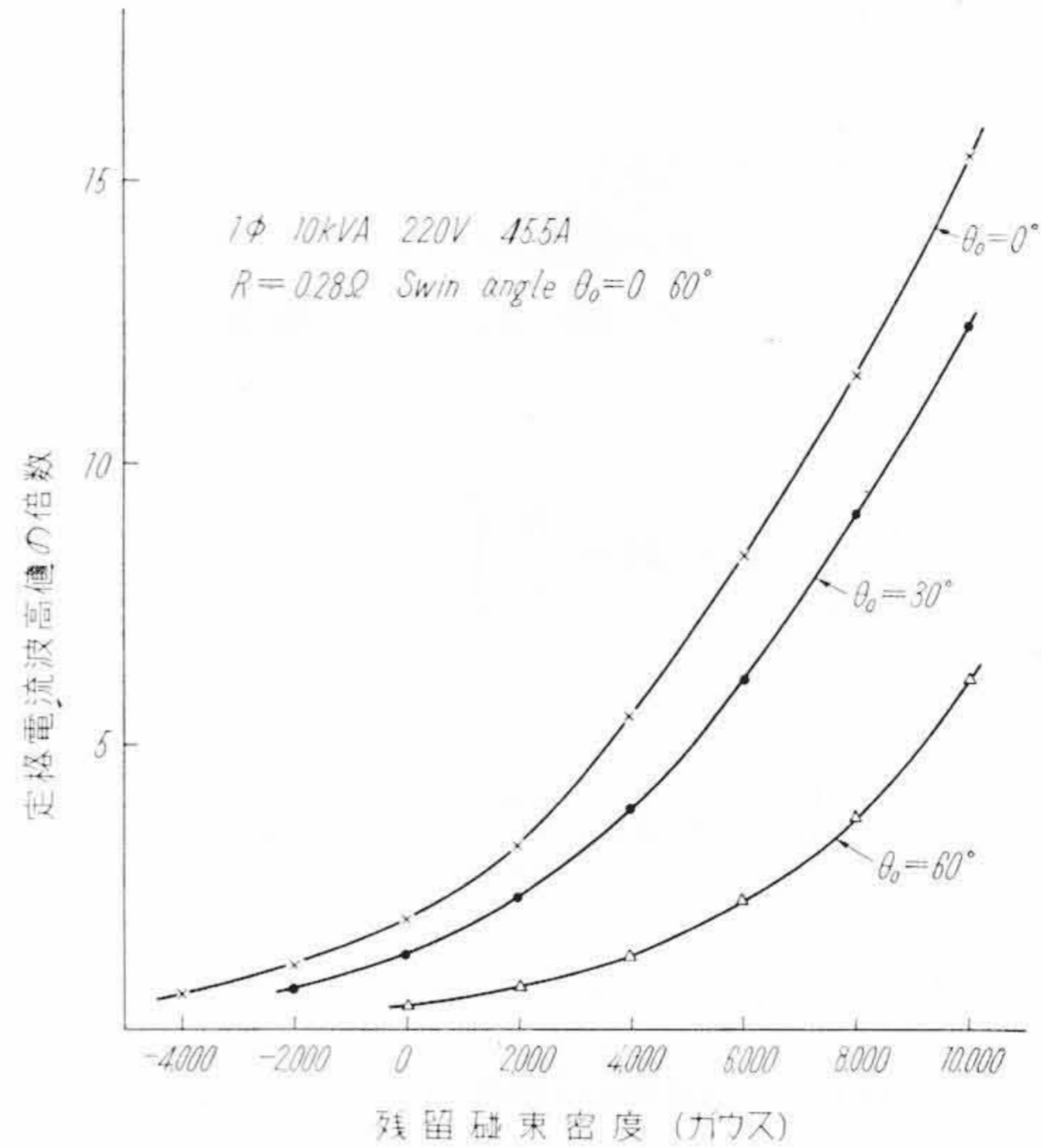
によって表わされるからほかの条件を一定とすれば θ_o が小さいほど θ_s も小となって突入電流は大きくなる。第8図aは θ_o の影響を示す計算値の一例である。残留磁束が十分大であれば $\theta_o = 90^\circ$ においても突入電流を生ずることがわかる。第8図bは実測例⁽³⁾であるが曲線の形はよく一致している。なお実際の高圧回路では遮断器接触子間の先行放電により $\theta_o = 0$ の場合はまれであると考えられる。

5.2 残留磁束 Φ_o

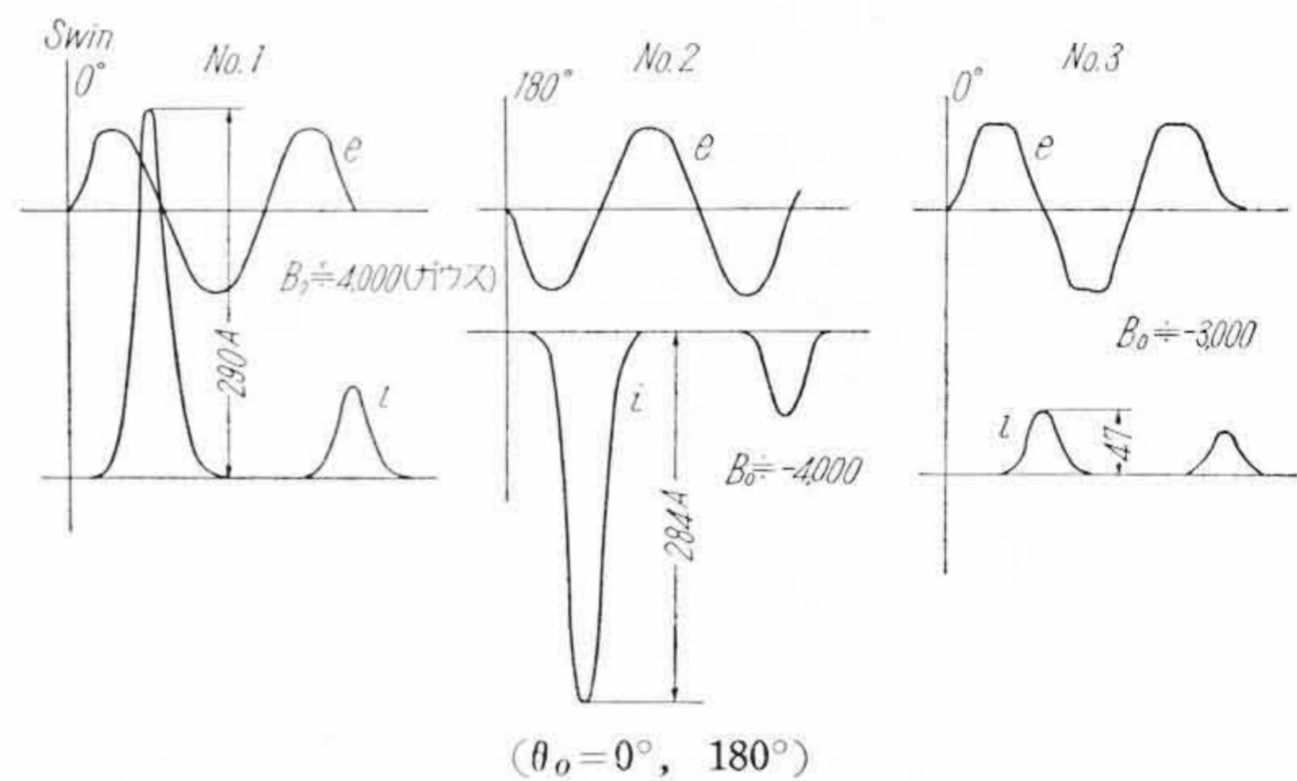
Φ_o の極性を電流による磁束と同一方向にあるものを正方向にとれば正方向の Φ_o が大であるほど (8) 式の $(\Phi_s - \Phi_o)$ の値が小さくなるから θ_s は減少し、突入電流は大となる。第9図aは Φ_o の影響を示す計算値、第9図bは計算例の変圧器による $\theta_o = 0$ における実測値の一例である。

5.3 電源電圧変動の影響

(8)式において E が電源電圧であるからこの変動は当然突入電流の大きさに影響する。第10図aはこれを計算値で示したものである。ある電圧以上においては突入電流の大きさはほぼ電圧に比例して直線的に増加する。 Φ_o が正方向に増加するほど直線的に比例する電圧は低くなる。第10図bは実測値⁽³⁾の一例である。



第9図a 残留磁束—突入電流最大値 (計算値)



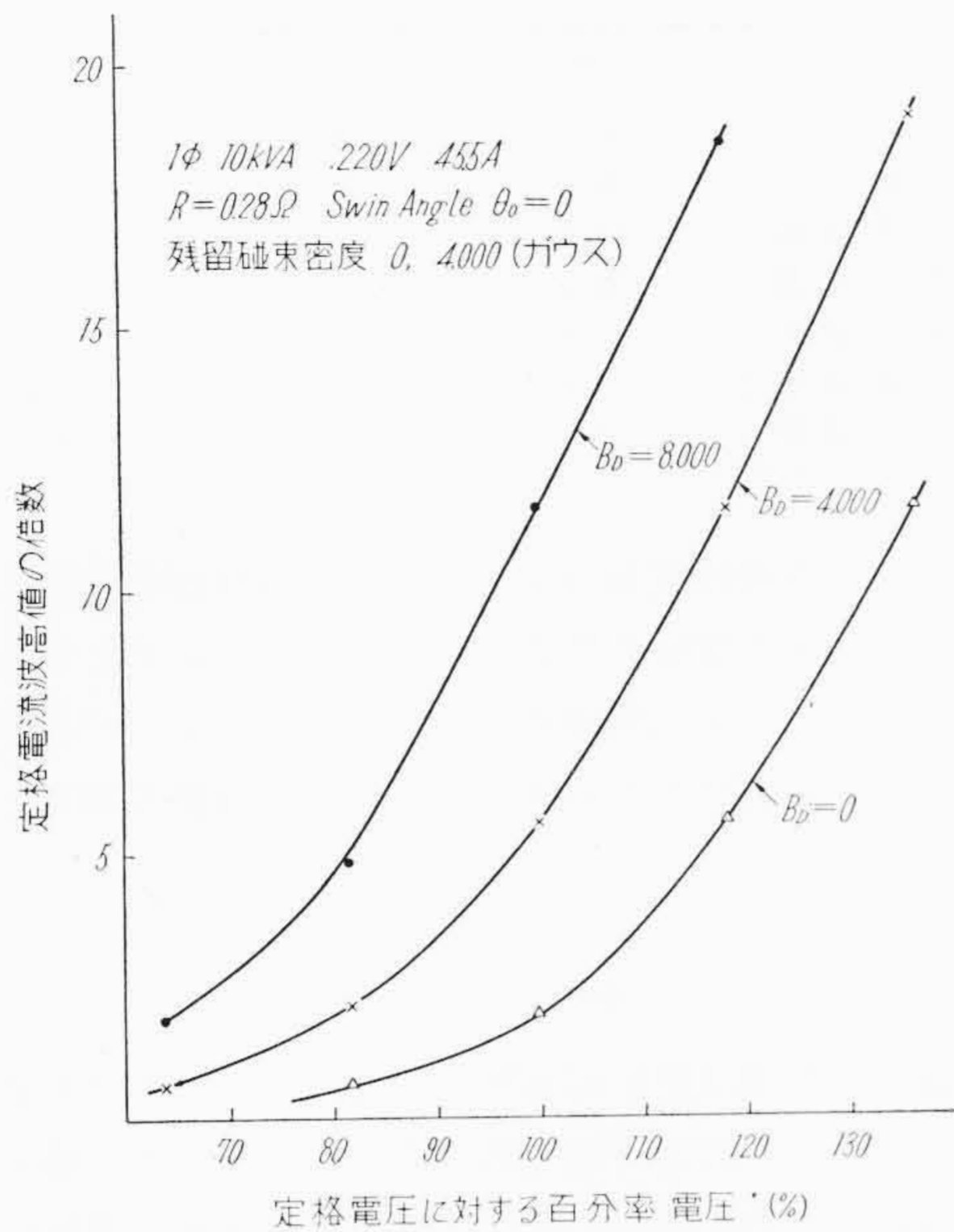
第9図b 残留磁束と突入電流最大値の実測例

5.4 線路のインピーダンスの影響

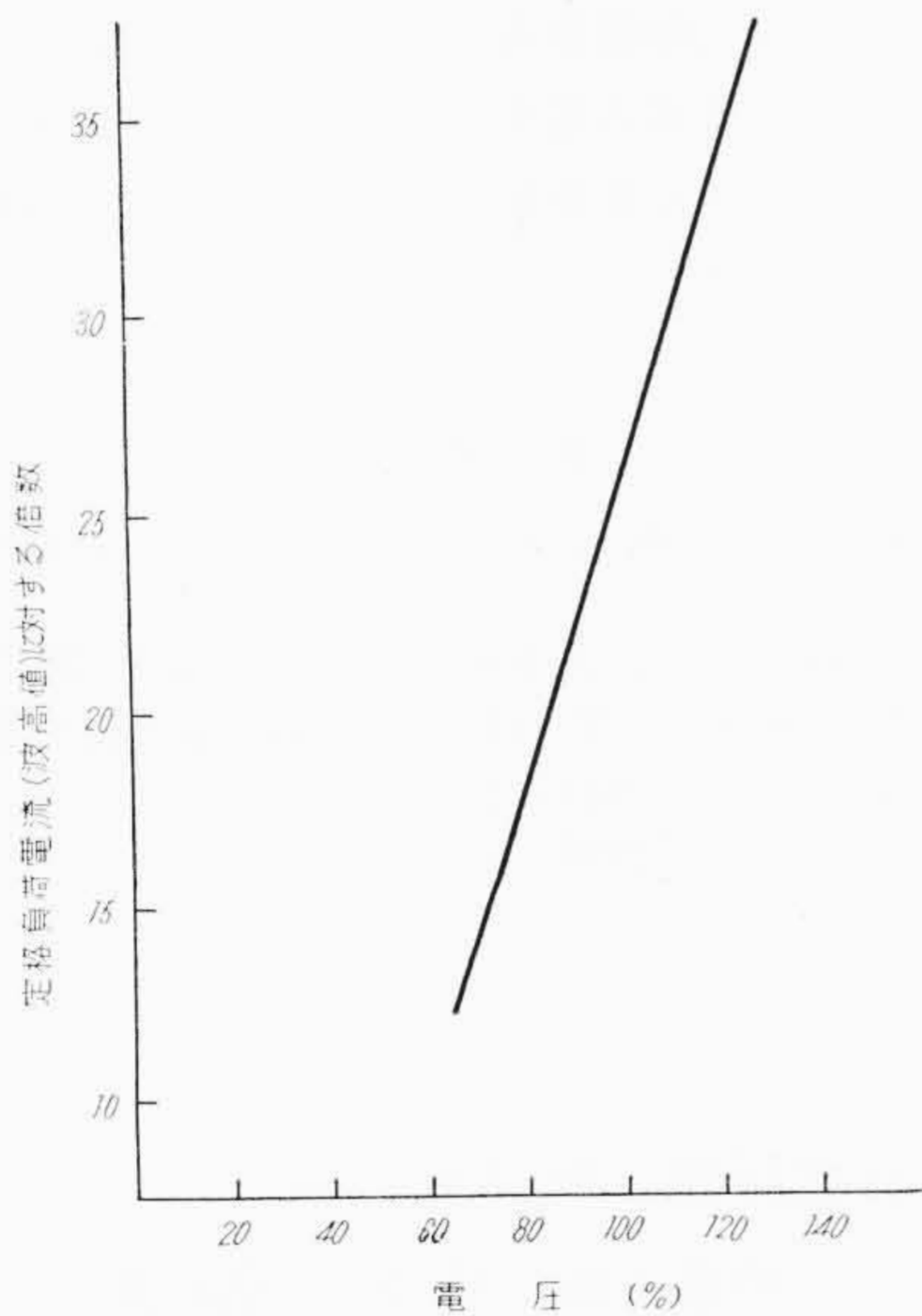
線路のインピーダンスは(14)式の左辺に導入されているからその値が大であるほど突入電流抑制の効果がある。このうち抵抗降下は巻線の誘起電圧と90度位相が異なるがインダクタンス降下は同相であるから抑制効果はインダクタンスの方が大である。第11図は線路のインピーダンスによる突入電流最大値の変化を計算値で示したものであるが、これは Blume 氏らが実測から得⁽³⁾ている曲線と形が一致している。線路のインピーダンス降下は変圧器の端子電圧低下となって現われるから前項第11図aから考えてもうなづけることである。

5.5 変圧器容量と突入電流

第12図は実用の三相変圧器数十例について同一条件で計算した電流値を定格電流 (波高値) の倍数で表わしたものである。定格電流の倍数で表わせれば変圧器容量が増加するに従って突入電流の大きさは減少するが同一容量のものでも設計によって大幅な差異がある。実系統においては線路インピーダンスの影響を受けやすい小容量の変圧器ほど線路インピーダンスを考慮してないこの計



第10図 a 電圧—突入電流最大値 (計算値)



第10図 b 電圧—突入電流最大値 (実測例)

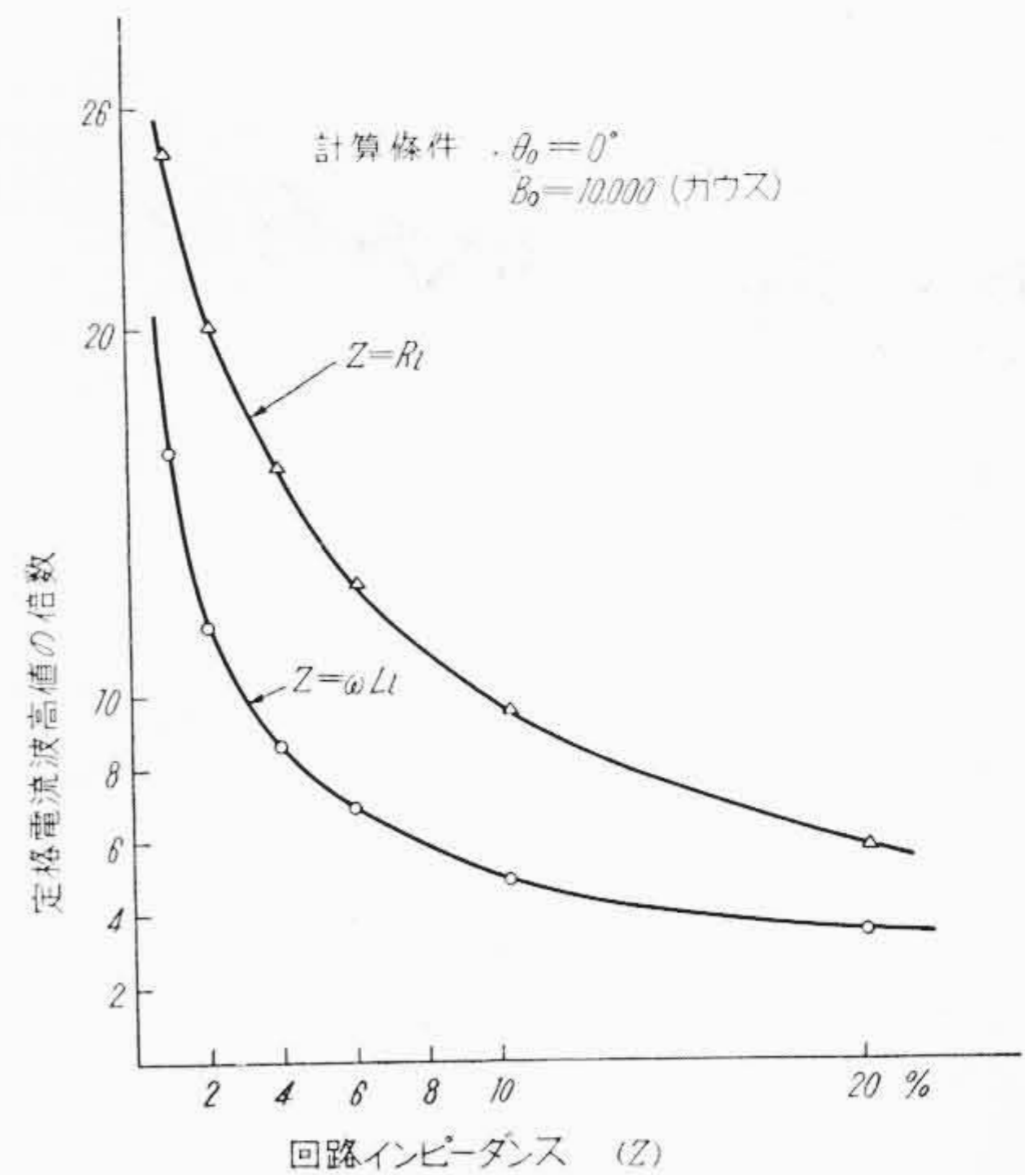
算値よりは突入電流が小さいのが普通である。

5.6 周波数の影響

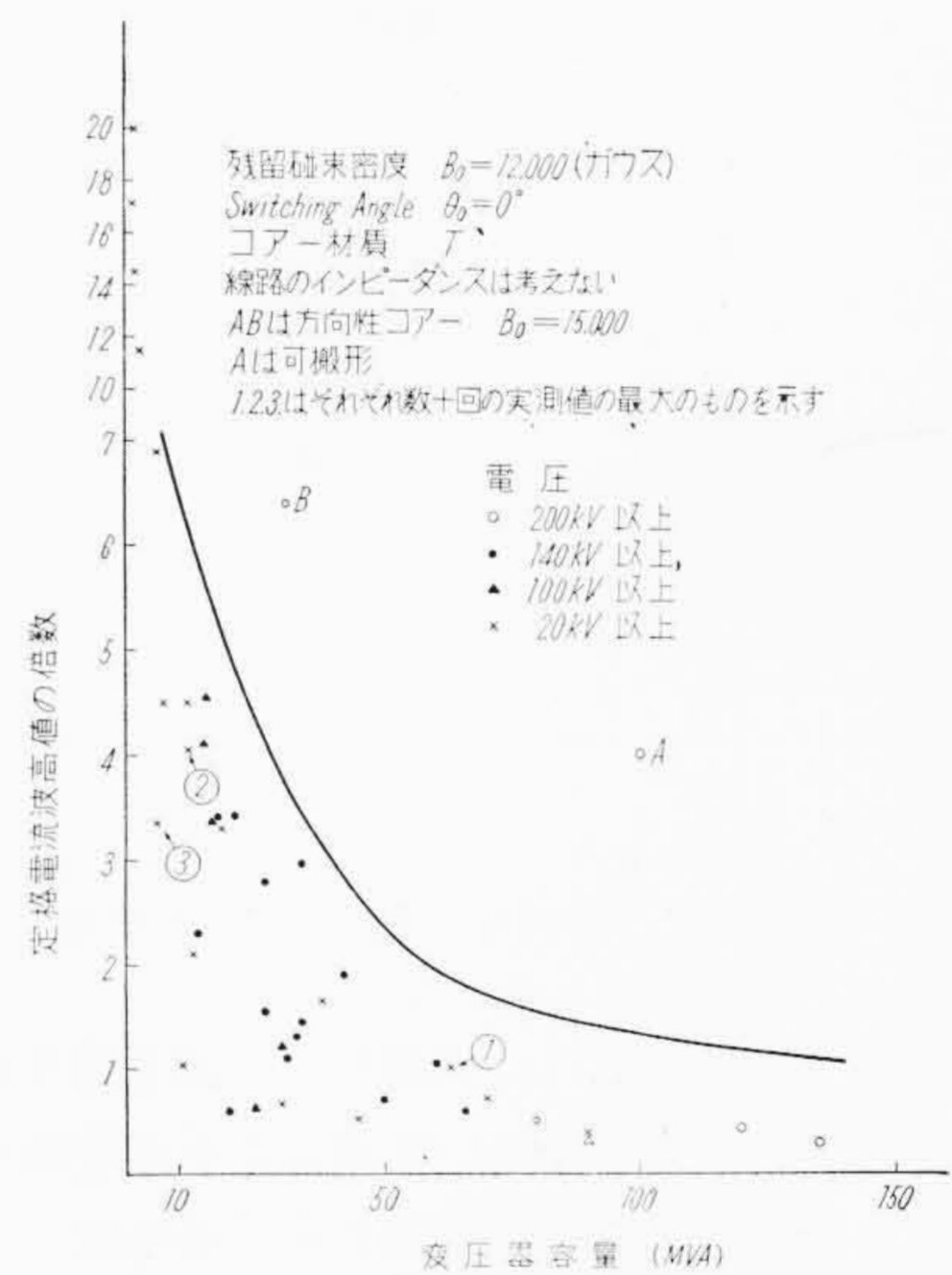
周波数に関係ある要素としては ωL があるからこの影響も多分に受ける。実測が困難であるから計算値で示すと第13図のようになる。

5.7 けい素鋼板の材質と突入電流

現用の変圧器用けい素鋼板は大別すると普板通けい素鋼(T)と方向性けい素鋼板(オリエントコア)の2種類になる。(1)式の定数 a の値は



第11図 回路インピーダンス—突入電流最大値(計算値)



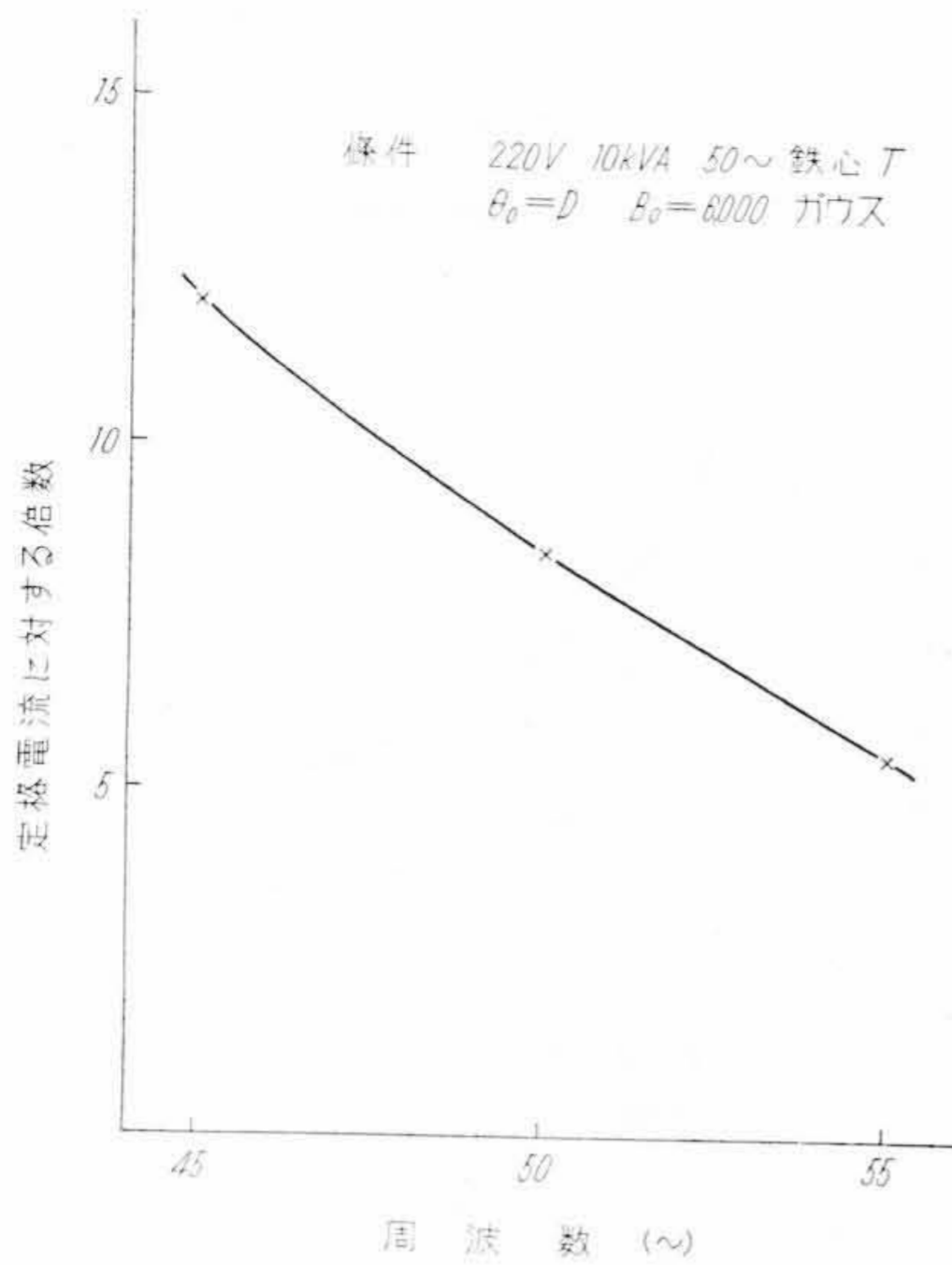
第12図 変圧器容量—突入電流最大値 (計算値)

普通けい素鋼板	1,800~2,000
方向性けい素鋼板	1,400~1,600

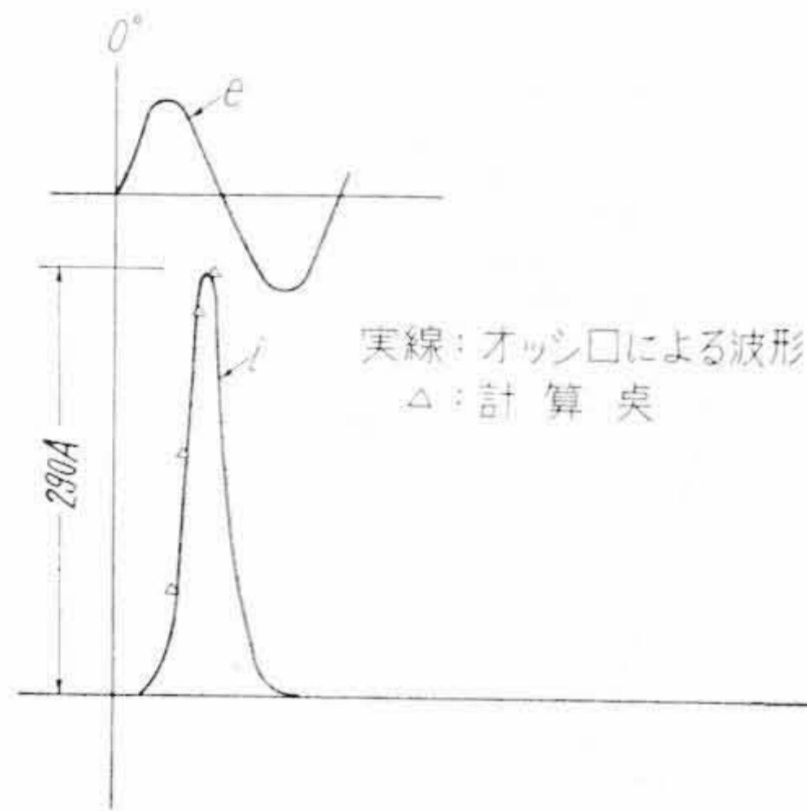
であるから突入電流は一般に方向性けい素鋼板変圧器の方が大である。第12図の計算値から知られるように同一種類の鉄心でも変圧器の設計によって大幅な差異があるから定量的に表わすことはむづかしい。一例としてあげれば本計算法で抵抗を無視した場合には普通けい素鋼板と方向性けい素鋼板変圧器の突入電流の間には次の関係がある。

$$i_2 = i_1 \times \epsilon^m \left(\frac{1}{1.4 \sim 1.6} \cdot \frac{1}{D_2^2 N_2} - \frac{1}{1.8 \sim 1.0} \cdot \frac{1}{D_1^2 N_1} \right)$$

ここに i_1 : 普通けい素鋼板変圧器突入電流
 i_2 : 方向性けい素鋼板変圧器突入電流



第13図 周波数—突入電流最大値 (計算値)



第14図 単相変圧器突入電流波形

- D_1 : 普通けい素鋼板変圧器巻線平均径
- D_2 : 方向性けい素鋼板変圧器巻線平均径
- N_1 : 普通けい素鋼板変圧器巻数
- N_2 : 方向性けい素鋼板変圧器巻数

$$m = \frac{\sqrt{2} E}{\omega \pi^2} (\cos \theta + 1) 10^{-3}$$

6. 単相変圧器突入電流の波形

第14図は突入電流を変流器を用いず直接オシログラフで実測した波形と計算によって求めた波形である。単相変圧器では磁束が一方方向にのみ飽和するから必ず励磁開始時の電圧位相角で定まる方向に偏し、直流分と各種高調波を含む突流波形となる。第2表は第14図の波形について調波分析した値で基本波に対する百分率で示してある。単相突入電流については電流の大小はあっても各調波の割合はほぼ一定している。第2表2,3はほかの分析例⁽⁴⁾⁽⁵⁾を比較のために引用したものである。なお、飽和方向と逆方向の電流は定常状態になるまでは常時の励磁電流より小である(第6図参照)が一般に継電方式

第2表 単相変圧器突入電流波形分析値

	分析例1	2	3
基本波	100	100	100
直流分	59	57.7	58
第2高調波	64.5	63.0	63
第3高調波	24.5	26.8	22
第4高調波	11.0	5.1	5
第5高調波	4.4	4.7	3.4
第6高調波	2.1	3.7	4

に利用する電流は変流器およびその二次負担の特性により逆方向電流が常時の励磁電流よりはるかに大となることがある。また突入電流の実効値は波形によって多少差異はあるが調波分析から求めた例では波高値の38%という値が得られている。

7. 結 言

励磁突入電流は変圧器保護継電方式にとっては大きな問題でありそれによる継電器の誤動作防止方式が盛んに研究されている。本文には保護継電方式研究の過程においてとりまとめたものの一部について述べたが、なお不十分な点は今後とも検討を進め完璧を期したいと考えている。このほか保護継電方式の立場から特に重要な並列変圧器に生ずる突入電流の解析、三相変圧器の突入電流、突入電流に対する変流器の影響などについては次の機会に譲ることとする。

参 考 文 献

- (1) L. Blume 編: Transformer Engineering p. 23~26
- (2) Specht: T. AIEE (1951) p. 323~327
- (3) Blume 外: T. AIEE (1944) p. 366~374
- (4) T. AIEE (1941) p. 378
- (5) T. AIEE (1938) p. 264

「日立評論」綴込カバー

特価1組 ¥ 50 (送料共)

「日立評論」の綴込み用として綴込みカバーを発売いたしております。御希望の方には実費でおわかり致しておりますから下記に御申込み下さい。

東京都千代田区丸の内1の4(新丸ビル7階)

日立評論社

振替口座東京71824