U.D.C. 621.314.2.045.014.32：624.044

大容量変圧器巻線の短絡強度

Mechanical Strength of Large Power Transformer Windings under Short-circuit Conditions

平石清登* Kiyoto Hiraishi　堀　康郎** Yasurô Hori　志田　茂* Shigeru Shida

要　旨

筆者らは数年来大容量変圧器巻線の短絡強度について検討し，その一部をすでに報告した[(1)~(3)]。本論文は軸方向の強度，実際的な軸方向振動特性などの検討結果をまとめたものである。

1. 緒　言

短絡事故例あるいはモデル実験例からその破壊状況を分類するとおおよそ次のようになる。

- 半径方向破壊（主として内側巻線の座屈）
- 軸方向破壊
  - 巻線全体のずれおよびくずれ
  - 巻線一部のせり上がり
  - コイルの横倒れ（圧壊）
  - コイルの塑性変形（塑性崩壊）

内側巻線の座屈強度に，内側に拘束がないときの円筒の静圧に対する弾性座屈式を適用する[(4)]のは不合理で，E. A. Mankin 氏なども実験的にその不合理性を指摘している[(5)]。Mankin 氏の破壊写真によれば従来の支持に対する考え方が楽観的であったといえる。筆者らはすでに支持効果のほかに，電線の弾塑性などを考慮した一般式を提案した[(2)]。

巻線全体のずれ，くずれ，せり上がりなどは支持不良，締付不良に起因するもので，注意深い作業によって防止できる現象である。圧壊については，L. Torseke 氏らがすでに基本式を得ているが[(6)]，適用には注意しなければならない。塑性崩壊については極限設計を適用する考えがあるが[(7)]，コイルに適用できる根拠は不明である。

巻線の軸方向破壊を防止するには振動による変位などを減少させることが最も重要である。筆者らはコイル間ダクトピースとコイル以外の絶縁物の比率，コイル質量などと振動の有機性をすでに明らかにした[(1)]。そのほか，巻線の振動には，巻線中のアンペア・ターン(AT)分布などが関係する。

本論文はこれらの論文について筆者らの見解をまとめたものである。

2. コイルの圧壊

図1にコイルの圧壊現象を示す。単線で構成したコイルの圧壊強度としては，L. Torseke 氏が曲げモーメントの釣合いから次式を得ている[(6)]。

$$F_1=\frac{n_d b_d E_p d^3}{6h}+\frac{\pi E_c d h^2}{6R}\quad(\mathrm{kg})\quad\cdots\cdots\cdots\cdots(1)$$

ここで，
- d：電線の厚さ (cm)
- h：電線の幅 (cm)
- R：コイルの平均半径 (cm)
- n_d：コイル間ダクトピース全周当たりの数
- b_d：コイル間ダクトピースの幅 (cm)
- E_c：電線の弾性定数 (kg/cm²)
- E_p：コイル間ダクトピースの弾性定数 (kg/cm³)

コイルは一般に電線数本により構成されているので，(1)式はコイルにすぐ適用できない。筆者らは別途静的実験により次式を得た。

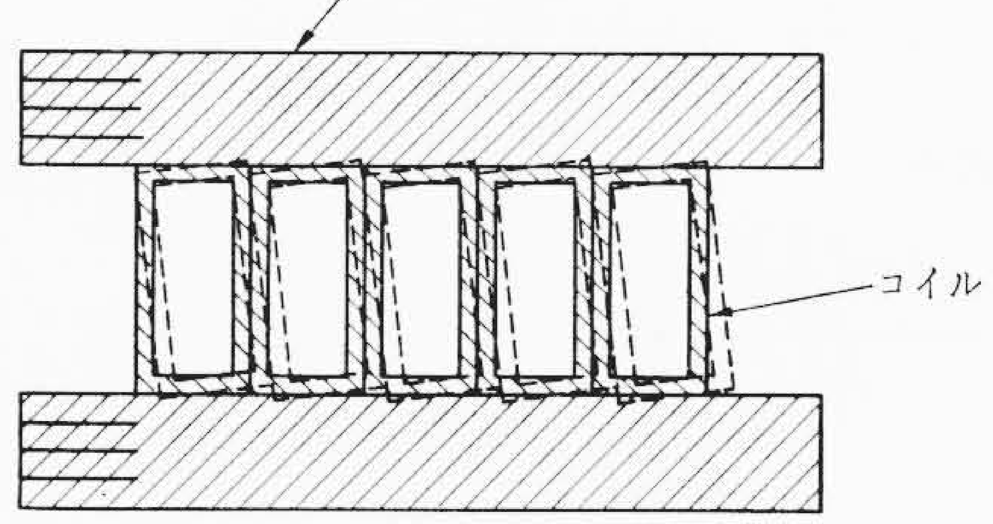
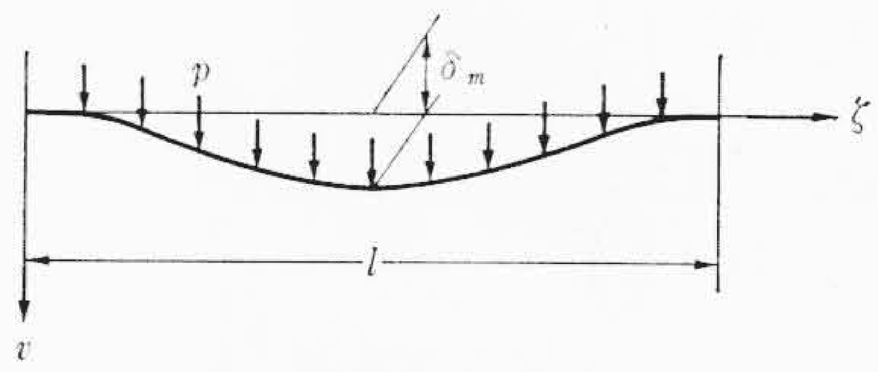


図1　コイルの圧壊現象



p=圧力 (kg/cm²)
δ_m=最大たわみ (cm)

図2　圧力分布と境界条件

$$F_1=B_R B_K\frac{n_d E_p m^{\alpha} d^3 b_d}{6h}+\frac{\pi m \beta d h^2 E_c}{6R}\quad(\mathrm{kg})\quad\cdots\cdots(2)$$

ここで，
- B_R：平均半径による補正係数，　B_R：0.5～1.0
- B_K：絶縁厚さによる補正係数，　B_K：0.5～1.5
- α,β：コイルの絶縁処理などによる定数，　α,β：1.0～3.0
- m：コイル当たりの電線本数

さらに動荷重に対しては，コイル間ダクトピースの機械的挙動が変わるので(2)式は変わってくる。

3. 塑性崩壊

短絡時の軸方向コイル力によって，巻線を構成する各巻回あるいはコイルがコイル間ダクトピース間で軸方向に塑性崩壊することがある。従来塑性崩壊に対して極限設計の考えを適用してきた[(7)]。しかしこの考えをコイルに適用できる根処は実験的に確認されておらず不明確であった。そのため筆者らは銅線の弾塑性を考慮して曲げ計算を行なった。なお以下の計算は軸応力を無視できる場合を対象とする。軸応力を考慮した計算は割愛するが，その影響はあまり大きくない。

図2に示すように，圧力 p (kg/cm²) が加わるとき，はりの変形を考える。曲げモーメント分布は次式で表わされる。

$$M=\frac{pl^2}{2}\left(\frac{1}{6}-\frac{\xi}{l}+\frac{\xi^2}{l^2}\right)\quad(\mathrm{kg\cdot cm/cm})\quad\cdots\cdots\cdots(3)$$

$$\frac{d^2v}{d\xi^2}=\chi$$

* 日立製作所国分工場
** 日立製作所日立研究所

ここで，χ：曲率 (1/cm)，v：たわみ (cm)

一方，銅線の応力 σ とひずみとを別途実験データから次のように仮定する。

$$\sigma=\sigma_0\varepsilon^{\eta}\quad(\mathrm{kg/cm^2})\quad\cdots\cdots(4)$$

ここで，σ_0, η：定　数

σ_0, η にはばらつきがあるが，ここでは $\sigma_0=2{,}650\ \mathrm{kg/cm^2}$, $\eta=0.2$ とする。図3はこのときの σ とその分布を示したものである。図3から

$$M=2\int_0^{\frac{h}{2}}\sigma x\,dx=\frac{2\sigma_0\left(\dfrac{2\varepsilon_0}{h}\right)^{\eta}}{2+\eta}\left(\frac{h}{2}\right)^{2+\eta}\quad(\mathrm{kg{\cdot}cm/cm})\quad\cdots(5)$$

図4は曲率半径 ρ と最大ひずみ ε_0 との関係を示したものである。図4から

$$\frac{1}{\rho}=\chi=\frac{2\varepsilon_0}{h}\quad(1/\mathrm{cm})\quad\cdots\cdots(6)$$

(5)，(6)式から

$$M=\frac{2\sigma_0\left(\dfrac{h}{2}\right)^{2+\eta}}{2+\eta}\chi^{\eta}$$

あるいは

$$\chi=\left\{\frac{2+\eta}{2\sigma_0\left(\dfrac{h}{2}\right)^{2+\eta}}\right\}^{\frac{1}{\eta}}\left(\frac{pl^2}{2}\right)^{\frac{1}{\eta}}\left(\frac{1}{6}-\frac{\xi}{l}+\frac{\xi^2}{l^2}\right)^{\frac{1}{\eta}}$$

$$=\left(\frac{pl^2}{2}H\right)^{\frac{1}{\eta}}\left(\frac{1}{6}-\frac{\xi}{l}+\frac{\xi^2}{l^2}\right)^{\frac{1}{\eta}}$$

ここで，$H=\dfrac{2+\eta}{2\sigma_0\left(\dfrac{h}{2}\right)^{2+\eta}}$

$\xi=yl$, $v=zl$ として無次元量 y, z を用いると

$$\frac{d^2z}{dy^2}=l\left(\frac{pl^2}{2}H\right)^{\frac{1}{\eta}}\left(\frac{1}{6}-y+y^2\right)^{\frac{1}{\eta}}$$

$$=Pf_y(y)\quad\cdots\cdots(7)$$

ここで，$P=l\left(\dfrac{pl^2}{2}H\right)^{\frac{1}{\eta}}=l\left\{\dfrac{2+\eta}{4\sigma_0\left(\dfrac{h}{2}\right)^{2+\eta}}pl^2\right\}^{\frac{1}{\eta}}$

$$f_y(y)=\left(\frac{1}{6}-y+y^2\right)^{\frac{1}{\eta}}$$

$y=0$ で $z=0$, $dz/dy=0$ の境界条件と(7)式から最大たわみを求めると，最大たわみは $y=0.5$ (中央部) にあるので

$$z_m=(z)_{y=0.5}=c\int_0^{0.5}dt\int_0^t f_y(y)\,dy\quad\cdots\cdots(8)$$

ここで，z_m：δ_m/l，δ_m：最大たわみ (cm)

電線の定数を上記のように $\sigma_0=2{,}650\ \mathrm{kg/cm^2}$, $\eta=0.2$ とすると(8)式から

$$z_m=0.179\times10^{-3}\left(\frac{l}{h}\right)^{11}\left(\frac{p}{\sigma_0}\right)^{5}\quad\cdots\cdots(9)$$

図5は z_m と (p/σ_0) の関係を示したものである。z_m はある (p/σ_0) から急に大きくなる。これから塑性崩壊強度を求めるには $z_m=0.01$ ～0.03にすればよい。(9)式において $z_m=0.01$ とおけば

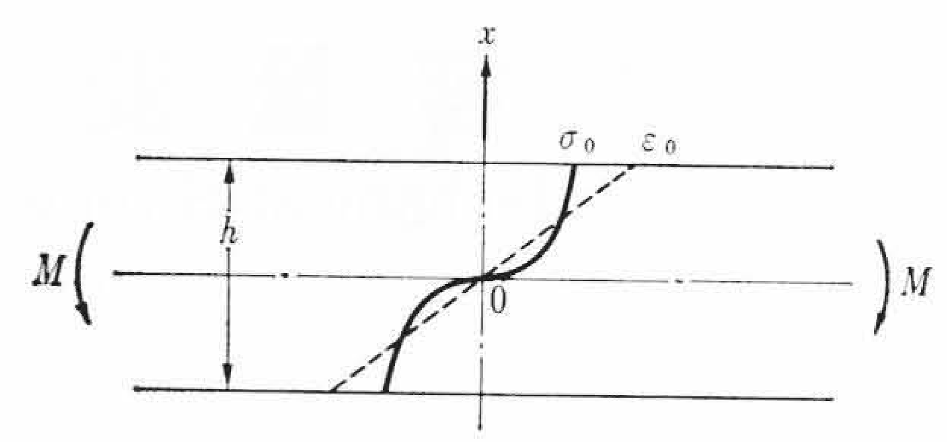
$$p=5{,}910\left(\frac{h}{l}\right)^{2.2}\quad(\mathrm{kg/cm^2})$$

コイルの塑性崩壊強度 w_c としては，次式が得られる。

$$w_c=mdp=5{,}910\,md\left(\frac{h}{l}\right)^{2.2}\quad(\mathrm{kg/cm})\quad\cdots\cdots(10)$$

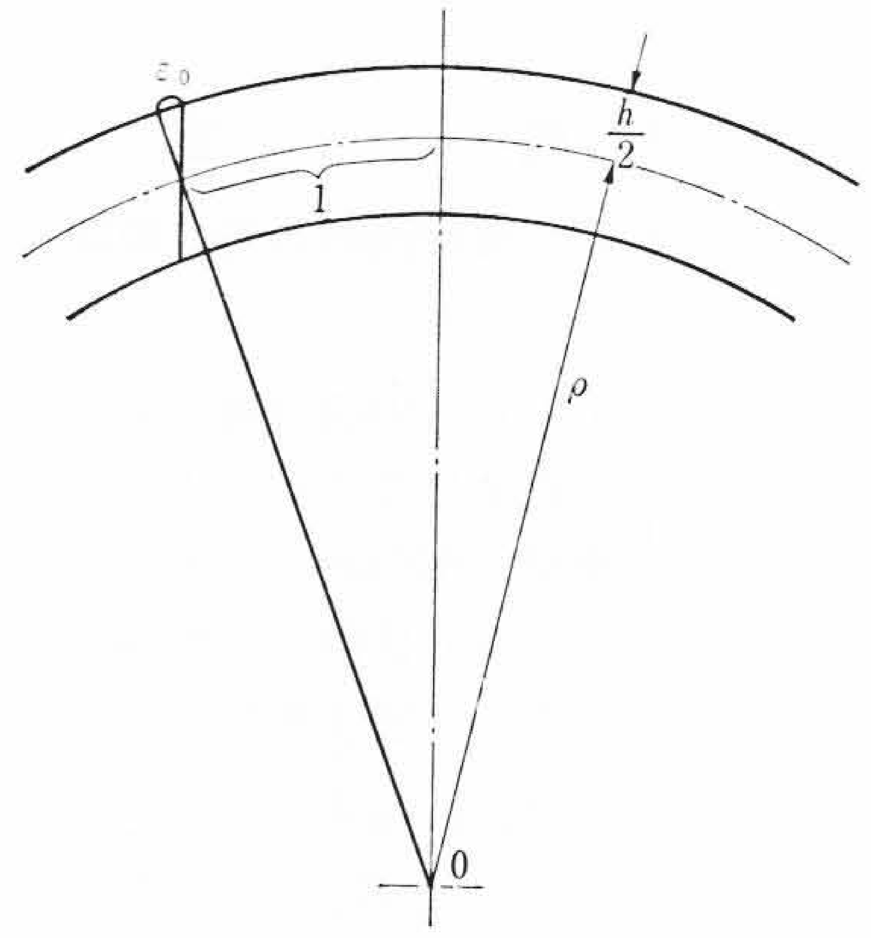
ここで，m：コイル当たりの電線本数

d：電線の厚さ (cm)



M=曲げモーメント (kg)
σ_0=最大曲げ応力 (kg/cm²)
ε_0=最大ひずみ

図3　応力とひずみ分布



$\chi=1/\rho$=曲率 (cm⁻¹)
ρ=曲率半径 (cm)
ε_0=最大ひずみ

図4　曲率半径とひずみ

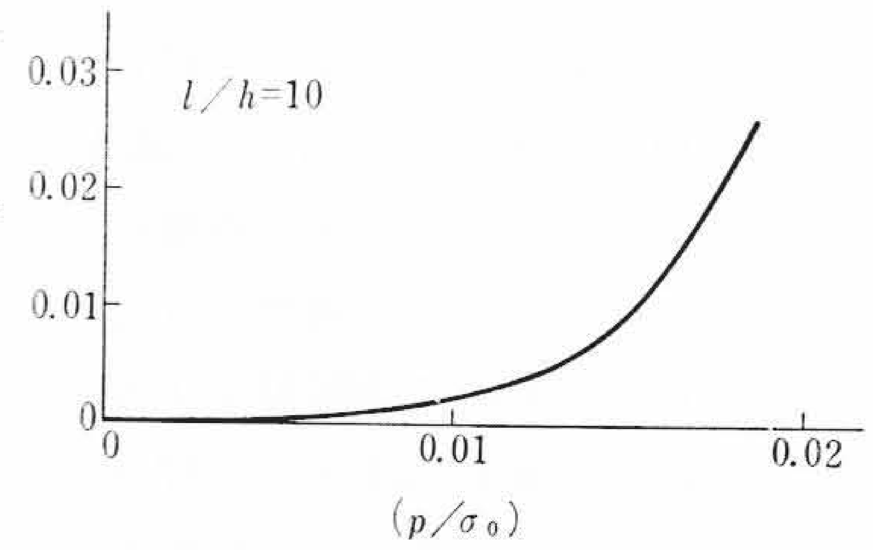


図5　z_m と (p/σ_0)

従来の極限設計を取り入れた強度計算式は

$$w_c'=\frac{4mdh^2}{l^2}\sigma_c\quad(\mathrm{kg/cm})\ (7)$$

ここで，

σ_c：電線を完全塑性体としたときの降伏応力 (kg/cm²)

$\sigma_c=1{,}000\ \mathrm{kg/cm^2}$ とすると w_c' は

$$w_c'=4{,}000\,md\left(\frac{h}{l}\right)^2\quad(\mathrm{kg/cm})\quad\cdots\cdots(11)$$

(10)，(11) 式から

$$\frac{w_c}{w_c'}=1.48\left(\frac{h}{l}\right)^{0.2}$$

$5<l/h<10$ のとき，$w_c/w_c'=1.07$～0.93になり両式は一致するが，l/h が大きくなるとその差を無視できなくなり (10) 式によるべきである。

次に実験例を示す。従来動荷重に対するコイルの塑性崩壊強度を解明するための簡単な実験法はなかった。特に動荷重として数百tを軸方向に加えるのはほとんど不可能であった。そのため筆者らは簡便な実験を考案した。この実験法を特に「軸方向モデル実験法」とする。図6は軸方向モデルの原理を示したものである。図6からわかるように軸方向モデルは交互配置巻線のコイル力分布を応用し

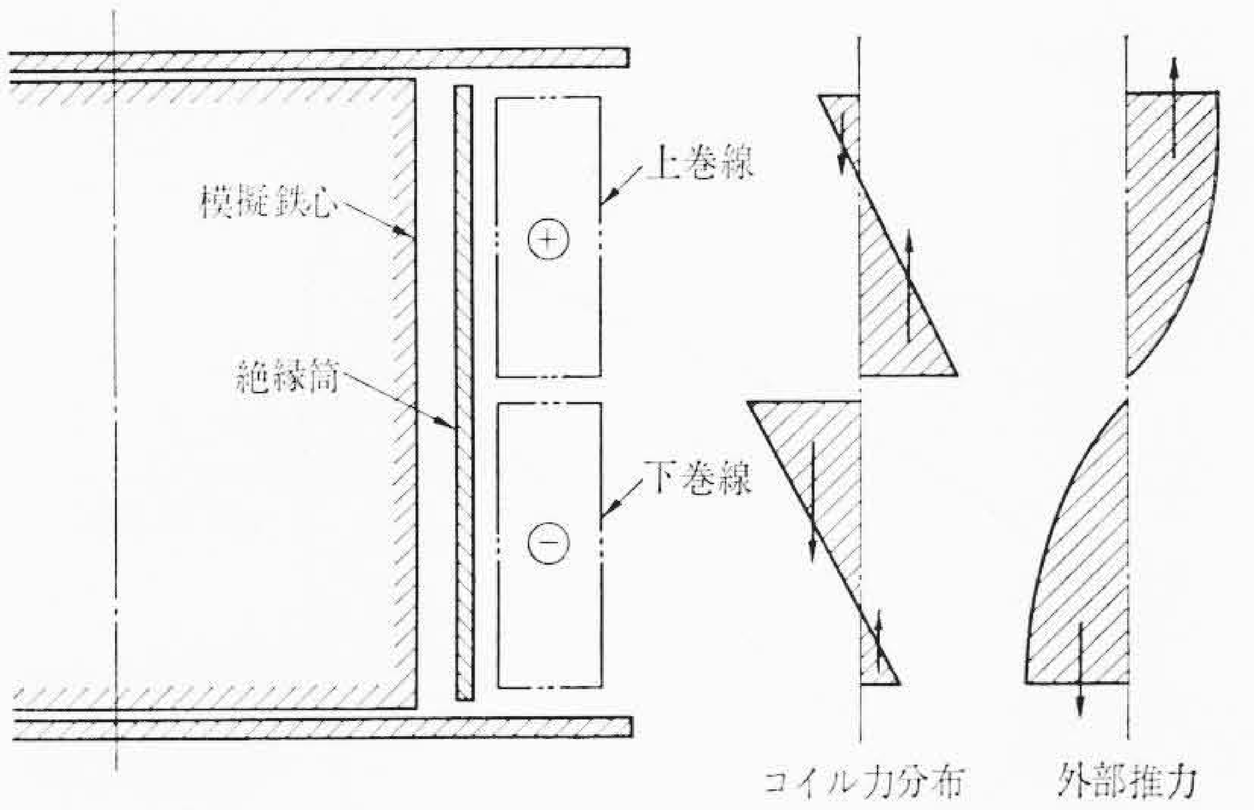


図6　軸方向モデル原理図

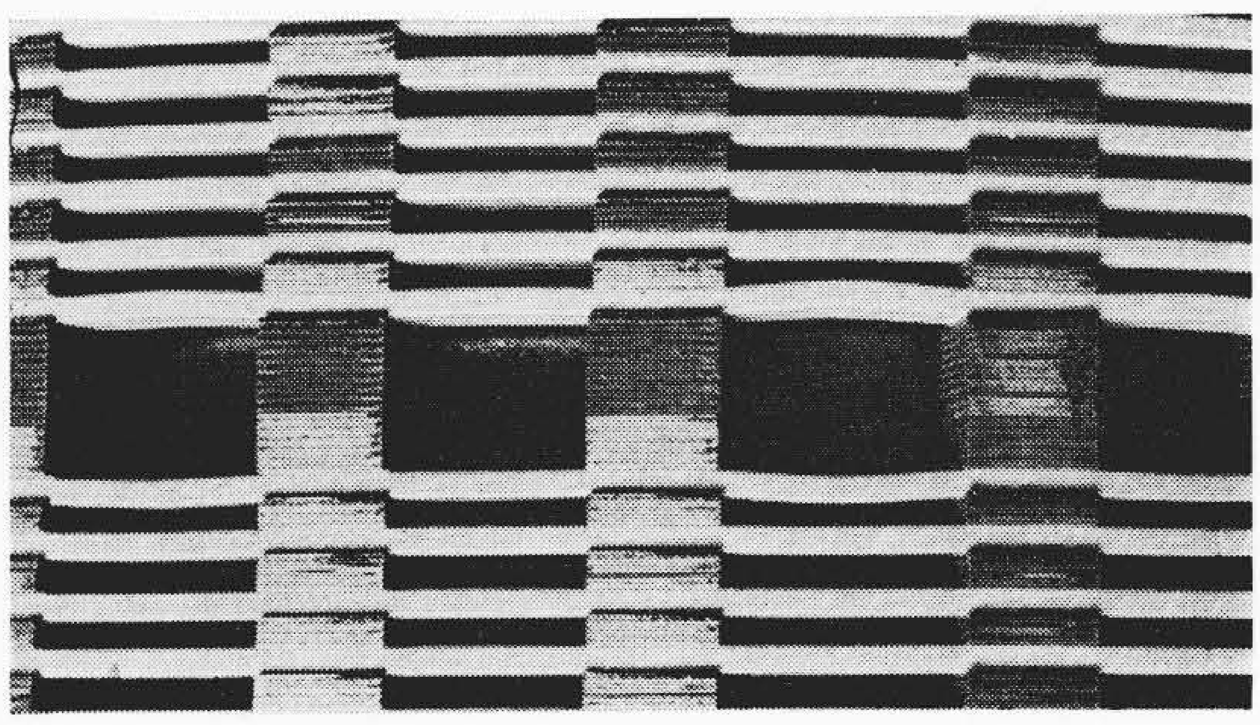


図7　塑 性 崩 壊 例

たもので，巻線を上下配置する。このとき上下巻線間に反発力としてコイル力などが作用する。外部推力（コイル力の総和）は，コイル間ダクトピースの材質，巻線上下の絶縁物のこわさ（バネ定数の大きさ）によって違うが，約1,000 t にできる。**図7**は実験結果例である。塑性崩壊したときのコイル力を推定すると 171～191 kg/cm の間にあった。次に(10)式からこの例のw_cを算出すると$w_c=177$ kg/cm になり，実験結果にほぼ一致する。

以上のように塑性崩壊強度w_cは(10)式で表わせることがわかる。

4.　軸方向の振動制御

軸方向の振動系に関しては，各種の数値計算がなされてきたが[(8)]，解析解はまだ求められていない。数値計算では各種のパラメータの影響がわからないので，筆者らはγ，δによって整理することを提案した[(1)]。今回はさらに過渡応答をも考慮した解析解を求めようとするものである。以下，軸方向振動系を分布定数系と見なし過渡振動の理論[(9)]を採用して検討する。

軸方向変位に関する正規形振動を考える。

$$\frac{d^2u_i(x)}{dx^2}+\left(\frac{\omega_i}{c}\right)^2u_i(x)=0\quad(1/\mathrm{cm}^2)\quad\cdots\cdots(12)$$

ここで，　c：音　速　(cm/s)，　$u_i(x)$：正規振動形

　　　　ω_i：固有振動数　(rad/s)

$$u_i(x)=A_{i1}\sin\frac{\omega_i x}{c}+A_{i2}\cos\frac{\omega_i x}{c}\quad\cdots\cdots(13)$$

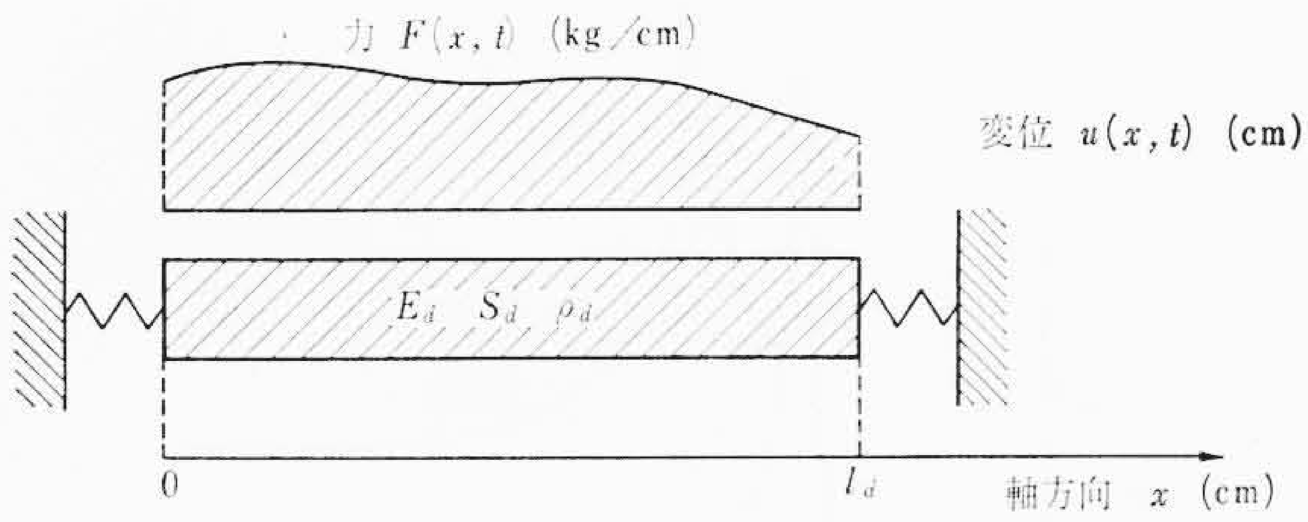
ここで，　A_{i1}，A_{i2}：定　数　(無次元)

正規振動形であるから，$u_i(x)$は直交性を有する。

$$\int_0^{l_d}u_i(x)\,u_j(x)\,dx=\begin{cases}0: & i\neq j\\ l_d: & i=j\end{cases}\quad\cdots\cdots(14)$$

図8は解析を進める振動系を示したものである。**図8**のように巻線を分布定数系とし軸方向に単位長当たり$F(x,t)$なる力を受ける場合を考えると運動方程式は

$$E_dS_d\frac{\partial^2u(x,t)}{\partial x^2}=\frac{\rho_d s_d}{g}\frac{\partial^2u(x,t)}{\partial t^2}-F(x,t)\quad\cdots\cdots(15)$$



E_d：巻線のみかけのヤング率　(kg/cm²)
S_d：巻線の断面積　(cm²)
ρ_d：巻 線 の 密 度　(kgs²/cm⁴)

図8　軸 方 向 振 動 系

書きかえて

$$\frac{\partial^2u(x,t)}{\partial x^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2u(x,t)}{\partial t^2}=-\frac{F(x,t)}{E_dS_d}\quad\cdots\cdots(16)$$

ここで変位$u(x,t)$と力$F(x,t)$を次のように直交関数の無限級数と仮定する。

$$u(x,t)=\sum_{i=1}^{\infty}a_i(t)\,u_i(x)\quad(\mathrm{cm})\quad\cdots\cdots(17)$$

$$F(x,t)=\sum_{i=1}^{\infty}b_i(t)\,u_i(x)\quad(\mathrm{kg/cm})\quad\cdots\cdots(18)$$

$a_i(t)$，$b_i(t)$は直交関係から

$$a_i(t)=\frac{1}{l_d}\int_0^{l_d}u(x,t)\,u_i(x)\,dx\ (\mathrm{cm})\quad\cdots\cdots(19)$$

$$b_i(t)=\frac{1}{l_d}\int_0^{l_d}F(x,t)\,u_i(x)\,dx\ (\mathrm{kg/cm})\quad\cdots\cdots(20)$$

(16)～(18)式から

$$\sum_{i=1}^{\infty}\left[a_i(t)\frac{d^2u_i(x)}{dx^2}-\frac{1}{c^2}u_i(x)\frac{d^2a_i(t)}{dt^2}+\frac{b_i(t)\,u_i(x)}{E_dS_d}\right]=0\quad\cdots\cdots(21)$$

(12)，(21)式から

$$\sum_{i=1}^{\infty}\left[-\left(\frac{\omega_i}{c}\right)^2a_i(t)-\frac{1}{c^2}\frac{d^2a_i(t)}{dt^2}+\frac{b_i(t)}{E_dS_d}\right]u_i(x)=0\quad\cdots(22)$$

(22)式に$u_i(x)dx$を乗じ，積分すると

$$\frac{d^2a_i(t)}{dt^2}+\omega_i^2a_i(t)=\frac{c^2}{E_dS_dl_d}\int_0^{l_d}F(x,t)\,u_i(x)\,dx\quad\cdots\cdots(23)$$

さて$F(x,t)$はxの分布とtの分布の積で表わされるので

$$F(x,t)=\frac{F_0}{l_d}f_1(x)\,f_2(t)\quad(\mathrm{kg/cm})\quad\cdots\cdots(24)$$

ここで，　F_0=力の総和　(kg)

$f_1(x)$に対しては

$$\frac{1}{l_d}\int_0^{l_d}f_1(x)\,dx=1.0$$

(23)式の右辺は

$$\frac{c^2F_0f_2(t)}{E_dS_dl_d}\frac{1}{l_d}\int_0^{l_d}f_1(x)\,u_i(x)\,dx=\frac{c^2F_0k_if_2(t)}{E_dS_dl_d}\quad\cdots\cdots(25)$$

$$\text{ここで，}\quad k_i=\frac{1}{l_d}\int_0^{l_d}f_1(x)\,u_i(x)\,dx\quad\cdots\cdots(26)$$

k_iはi次振動形が過渡応答に関与する程度を決定する量を表わし，関与率 (Participation Factor) といわれている。

(23)式の解はラプラス変換により

$$a_i(t)=\frac{c^2F_0k_i}{E_dS_dl_d\omega_i}\int_0^tf_2(\zeta)\sin\omega_i(t-\zeta)\,d\zeta\quad\cdots\cdots(27)$$

$$\text{ここで，}\quad D_i(t)=\omega_i\int_0^tf_2(\zeta)\sin\omega_i(t-\zeta)\,d\zeta\quad\cdots\cdots(28)$$

$D_i(t)$は動荷重率 (Dynamic Load Factor) と呼ばれ，加振力の振

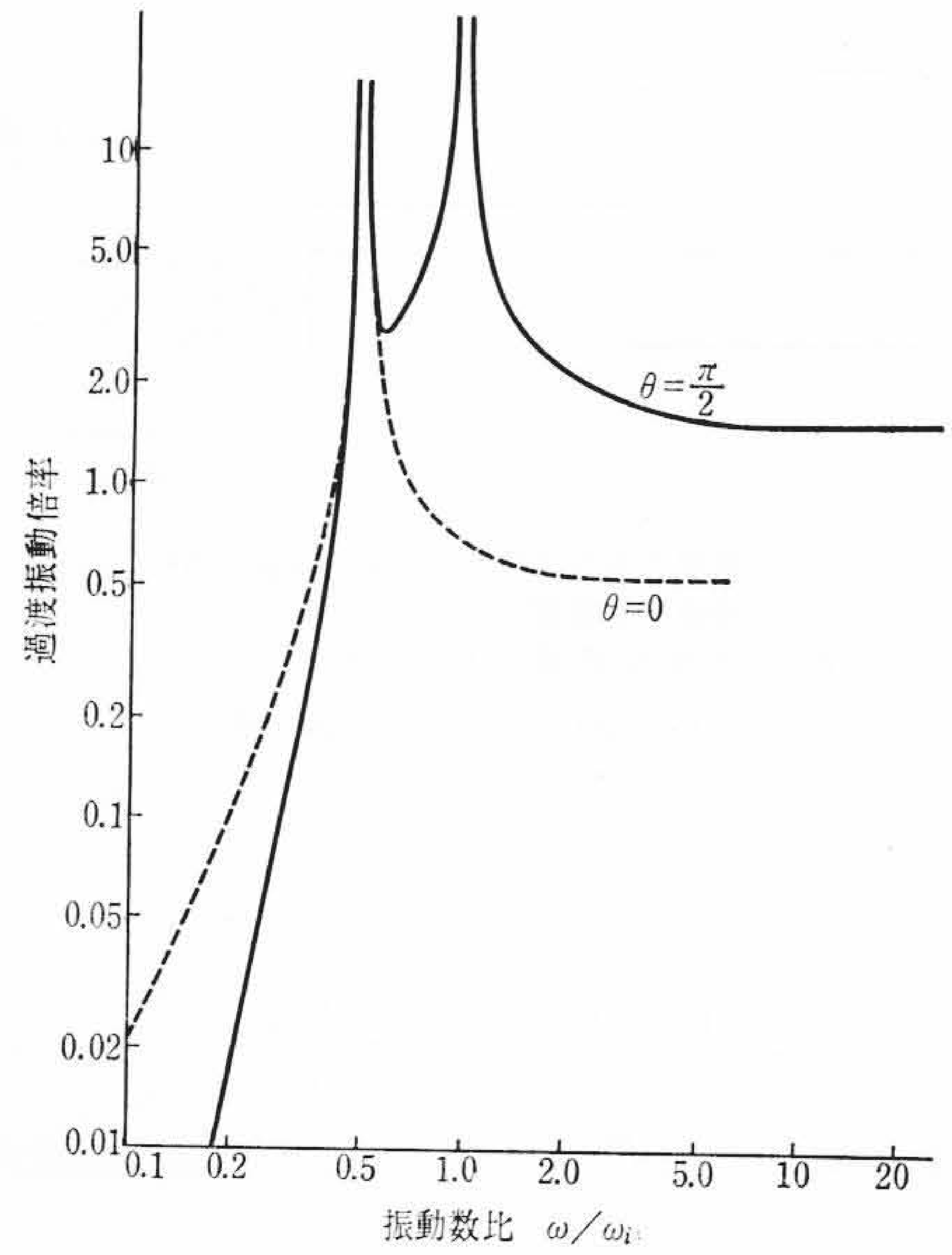


図9　過渡応答曲線

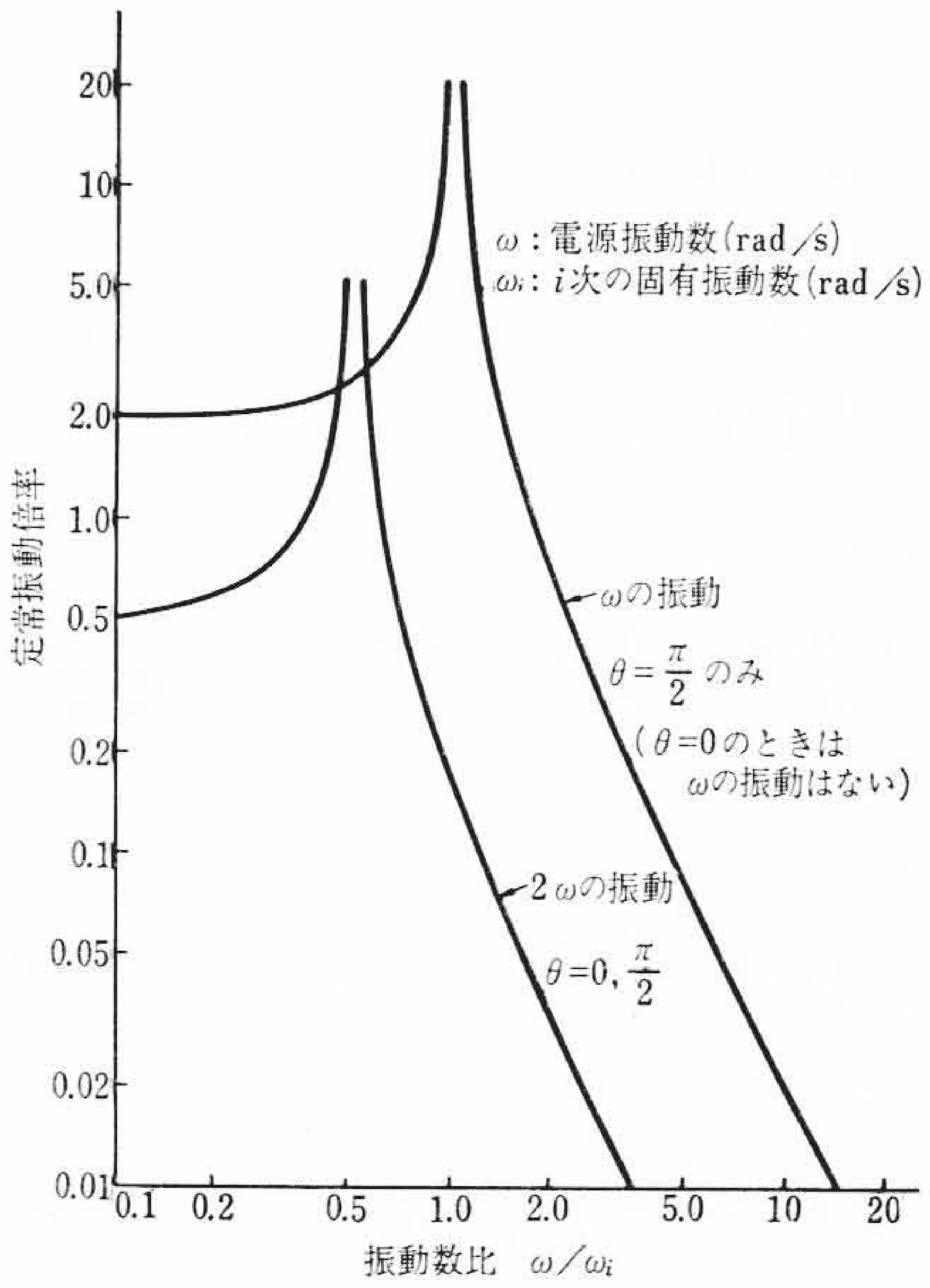


図10　定常応答曲線

動数と i 次の固有振動数の関係を示す。完全解 $u(x,t)$ は

$$u(x,t)=\frac{c^2F_0}{E_dS_dl_d}\sum_{i=1}^{\infty}\frac{k_iD_i(t)}{\omega_i{}^2}u_i(x)\quad(\mathrm{cm})\quad\cdots\cdots\cdots(29)$$

(29) 式からわかるように i 次振動形が関係する割合は k_i, $D_i(t)$, $\omega_i{}^2$ によって決まる。

巻線の短絡電流 i は

$$i=i_0\{\sin(\omega t-\theta)+e^{-\frac{r}{L}t}\sin\theta\}\quad(\mathrm{A})\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(30)$$

ここで，i_0：電流最大値 (A)

ω：電源角振動数 (rad/s)

θ：投入位相 (rad)

L：回路のインダクタンス (H)

r：回路の抵抗 (Ω)

電磁力 $F(x,t)$ は

$$F(x,t)=\frac{F_0}{l_d}f_1(x)\{\sin(\omega t-\theta)+e^{-\frac{r}{L}t}\sin\theta\}^2\quad(\mathrm{kg/cm})\quad\cdots\cdots\cdots(31)$$

簡単のため，短絡後数サイクルを考え直流分の減衰を無視すると

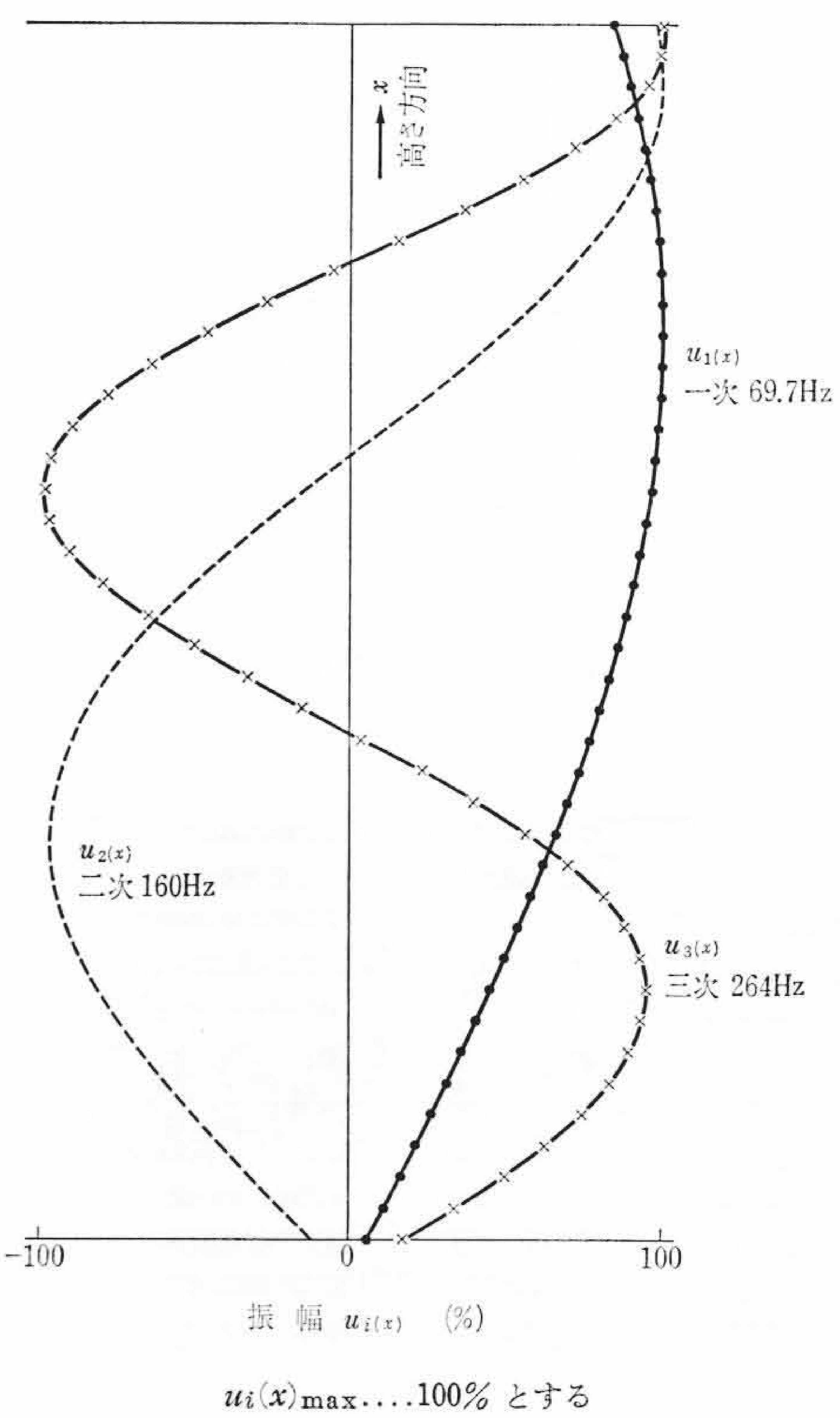


図11　50% モデルの振動モード

$$f_2(t)=\{\sin(\omega t-\theta)+\sin\theta\}^2\quad\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(32)$$

(28)式に(32)式を代入して $\theta=0,\ \pi/2$ の場合の $D_i(t)$ を計算すると

$\theta=0$ のとき

$$D_i(t)=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\frac{\left(\frac{2\omega}{\omega_i}\right)^2}{1-\left(\frac{2\omega}{\omega_i}\right)^2}\cos\omega_it-\frac{1}{2}\frac{1}{1-\left(\frac{2\omega}{\omega_i}\right)^2}\cos2\omega t\quad\cdots\cdots(33)$$

$\theta=\pi/2$ のとき

$$D_i(t)=\frac{3}{2}+\left\{-\frac{3}{2}+\frac{2}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_i}\right)^2}-\frac{1}{2}\frac{1}{1-\left(\frac{2\omega}{\omega_i}\right)^2}\right\}\cos\omega_it-\frac{2}{1-\left(\frac{\omega}{\omega_i}\right)^2}\cos\omega t+\frac{1}{2}\frac{1}{1-\left(\frac{2\omega}{\omega_i}\right)^2}\cos2\omega t\ldots(34)$$

(33), (34) 式の $D_i(t)$ を見ると i 次振動形に対する過渡応答の大きさ，定常振動の大きさ，直流分の大きさを知ることができる。$D_i(t)$ 中の過渡応答分と定常応答分の大きさは ω/ω_i の関数になっているのでこれについて検討する。図9は $\theta=0,\ \pi/2$ のときの過渡応答分の振動数特性を示したものである。図9から $\theta=0$ では $\omega/\omega_i=0.5$ のとき共振，$\theta=\pi/2$ では $\omega/\omega_i=0.5$, 1のとき共振するが，$\omega/\omega_i<0.5$ のとき過渡応答の誘起割合は急速に小さくなることがわかる。一般的に電源振動数より固有振動数を大きくするほうが過渡振動には有効である。次に図10に $\theta=0,\pi/2$ のときの定常応答分の振動数特性を示す。図10は ω の振動と 2ω の振動を示したものであるが，$\theta=0$ のときは 2ω のみ，$\theta=\pi/2$ のときは両方の振動を合成したものになる。定常振動は過渡振動とは逆で，電源振動数より固有振動数を小さくするほうが小さい。しかし一般に固有振動数は高次まで多数存在するので，電源振動数よりもすべての固有振動数を小さくできない。最も有効な ω_i を選ぶにはさらに k_i に関する考察が必要である。

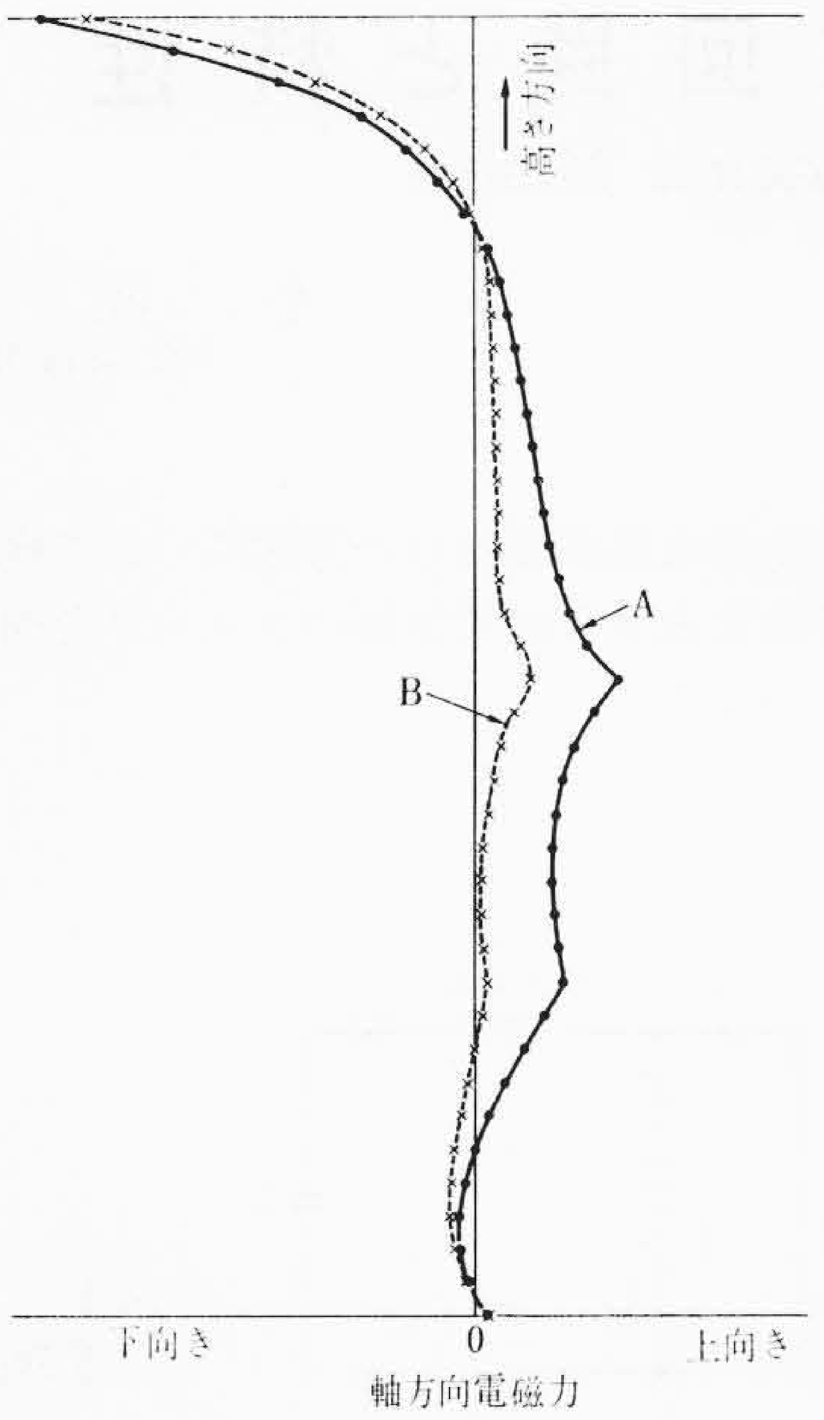


図 12　軸方向電磁力分布

(26)式の k_i について検討する。図 11 は 200 MVA 級 50% モデル[(1)]について多自由度系で計算した固有振動数，振動モードを示したものである（計算法は割愛する）。図 11 は(13)式の $u_i(x)$ の分布を示している。図 12 は上記モデルの電磁力分布を示したものである。図 12 では A，B 2種類の分布がある。図 11，12 から(26)式の k_i を求めることができる。A では k_1 より k_2 のほうが大きく，B では k_2 より k_1 のほうが大きい。すなわち A では 2 次のモードが誘起されやすく，B では 1 次のモードが誘起されやすい。一般的に k_i を求めると何次のモードが最も誘起されやすいか推定できる。$D_i(t)$ と k_i がわかると(29)式によって完全解を求めることができる。(29)式からわかるように i 次モードの大きさは $k_iD_i(t)/\omega_i^2$ で表わされる。分母に ω_i^2 がはいっているから高次の固有振動数については無視してよい。図 9，10 から電源振動数を 60 Hz としたとき，1 次の固有振動数 69.7 Hz が電源振動数に近く，$\theta=\pi/2$ のとき過渡振動，定常振動とも大きくなる（$D_1(t)$ が大きくなる）。一方 k_1 のほうは A に対して小さく，B に対して大きい。次に $D_2(t)$ に対しては $\omega/\omega_i \fallingdotseq 0.3$ となり定常振動が少し出るが過渡振動は無視できる。これらを総合して $k_iD_i(t)/\omega_i^2$ を比較すると B 分布のほうが A 分布より変位 $u(x,t)$ が大きくなる。

実際の設計法としては，ω_i を求めて ω および 2ω への共振を調べ，もし共振する場合には ω_i を上下いずれかへずらす。次に電磁力分布と固有モードを求め，この二つから k_i を知る。k_i，$D_i(t)$ がわかったら $k_iD_i(t)$ を求め，この値が大きくならないようにすればよい。これを各次の固有振動数について行なうのであるが，図 11 の例ではたかだか 3 まで考えればよい。なお過渡振動は系の減衰係数により制御できるが，定常振動は共振点付近を除くと制御できない。その意味で過渡振動が大きくなる可能性のあるときはその減衰を大きくすることも振動を減少させるのに効果がある。

上記 A，B 分布のモデルの短絡実験を行なったが，変位を測定すると A 分布のほうが B 分布より小さく数分の一であった。このことから上記の考察は実験的にも正当で軸方向の振動はじゅうぶん制御できるといえる。

5. 結　　言

大容量変圧器巻線の短絡強度のうち半径方向座屈強度，軸方向振動の一般的な理論解析の一部はすでに報告した[(1)~(3)]。本論文は，さらに軸方向の強度，軸方向振動特性の効果的な制御法などについて考察を加えたものである。要約すると次のようになる。

（1）　コイルの圧壊，塑性崩壊などはまだ明らかにされていない。そのため，静的圧壊強度式として（2）式，塑性崩壊強度式として(10)式を示した。なお（2）式の定数あるいは動的評価の数値は詳述されていないが，製作法などによって異なるので一般的に与えることはできない。

（2）　軸方向強度の実験的検討法として「軸方向モデル実験法」を示した。

（3）　軸方向振動特性を理解しやすくするため，動荷重率 $D_i(t)$ と関与率 k_i を導いた。

（4）　$D_i(t)$ は加振力の振動数と各次の固有振動数の関係を示している。

（5）　k_i は加振力の巻線中の分布と固有モードの関係を示し，k_i によって最も誘起しやすい振動モードがわかる。

（6）　一般的には 3 次モード（$i=3$）までを考えればよい。

（7）　振動特性の効果的制御法を示し，50% モデルの実験結果でその理論を裏付けした。

参　考　文　献

（1）　堀，平石：日立評論　50，153（昭 43-2）
（2）　平石，楠本，志田，堀：日立評論　50，148（昭 43-2）
（3）　Kurita, Kuriyama, Hiraishi, Kusumoto, Shida, Hori: IEEE, Paper No. 68, TP 661-PWR (1968)
（4）　E. Fischer: E. T. Z., 73, 121 (März 1952)
（5）　E. A. Mankin, E. I. Levitskaya, S. L. Lurie, L. I. Mankin: CIGRE, Report No. 12-11 (1968)
（6）　L. Torseke: CIGRE, Report No. 142 (1962)
（7）　変圧器専門委：変圧器巻線の短絡時における電磁機械力とその機械的強度について，技術報告案（昭 42）
（8）　たとえば A. B. Madin, J. D. Whitaker: P. I. E. E., 110, 535 (March, 1963)
（9）　小堀訳：機械振動入門，198（昭 37-12，丸善）

お わ び と 訂 正

「日立評論」本年 4 月号掲載の論文「最近のデスケーリングポンプ設備」に関し，25 頁表 1 デスケーリングポンプ納入先一覧表に「株式会社神戸製鋼所」を，誤って未掲載のまま印刷いたしました。

ここに深くおわび申しあげます。

なお，お手数わずらわしますが，次のとおり追加ご訂正をお願いいたします。

納入先（敬称略）	用途	台数	口径（mm）	段数	吐出量（m³/min）	吐出圧力（kg/cm²g）	押込圧力（kg/cm²g）	回転数（rpm）	原動機（kW）	形式	納入年
神戸製鋼（加古川）	厚板	2	250×200	8	6.5	170	2	3,600	2,500	バーレル形多段タービンポンプ	1968