

架空配電線の相間短絡時の電線横振れの理論的考察

Analysis of Short-circuit Swing of Overhead Distribution Lines

田 中 昭*
Akira Tanaka

要 旨

架空アルミ配電線の技術的問題の一つとして単相短絡時の横振れの決定があり、これまで何度か実規模試験が行なわれ、短絡横振れを求める計算法がいくつか提案されたが、いずれもかなりめんどろな演算を必要とする。ここでは短絡時の電線の運動方程式を無次元化してこれを簡略化し、数値計算で得られた図表によって最大横振れをきわめて簡単に求める方法を提案するとともに、これを実測値と比較し、十分実用性があることを示した。

1. 緒 言

架空アルミ配電線の装柱設計にさいしては相間短絡時の横振れによる混触が起らぬよう留意しなければならない。短絡横振れ現象については関西電力株式会社⁽¹⁾、中部電力株式会社⁽²⁾⁽³⁾などで数年前に実規模の配電線による短絡試験が行なわれたのをはじめ、最近では電気協同研究会主催の配電用アルミ電線専門委員会の手で大規模な実験が行なわれている⁽⁴⁾。一方架空配電線の相間短絡時の運動の理論的解析はまず鬼頭氏⁽⁵⁾によって行なわれたが、電線の温度上昇や張力変化を無視しているうえに解が級数展開の形で与えられているため直観的に理解しにくいきらいがあった。このため石原氏⁽⁶⁾は電線の形状を放物線と仮定し電線の温度上昇と張力変化を考慮したうえで電線の運動を常微分方程式の形で表わすことを試み、さらにその位相面トラジェクトリに着目することによって短絡時の横振れを比較的簡単な代数方程式で近似した。また一方では短絡電磁力を風圧荷重と同じく静荷重として取り扱い最大横振れを求める方法が大野氏など⁽²⁾によって示されている。

以上述べた方法はいずれも個々の場合に対しかなりめんどろな演算を必要とするが、運動方程式を無次元化することにより簡単な形の偏微分方程式に変換し、これを解いて実際の架空電線に応用できる図表を作ったので、それについて紹介する。

2. 短絡時の電線の運動方程式

架空配電線のもっとも簡単な配置として単相水平配置を考える。三相水平配置の場合でも単相短絡であれば同様に考えることができる。座標を図1のように決めると任意の1相の片方の支持点を原点とすることにより径間長は \overline{OA} で、線間距離は \overline{OC} で表わされる。この単相線路に往復電流が流れるときの電磁力は x, y, z 方向の各成分を有しかつ電線上の位置によって異なる値と方向をもつベクトルで表わされるが⁽⁷⁾、ここでは簡単のため無限長平行導体と同じく電磁力は水平方向の成分だけと仮定する。

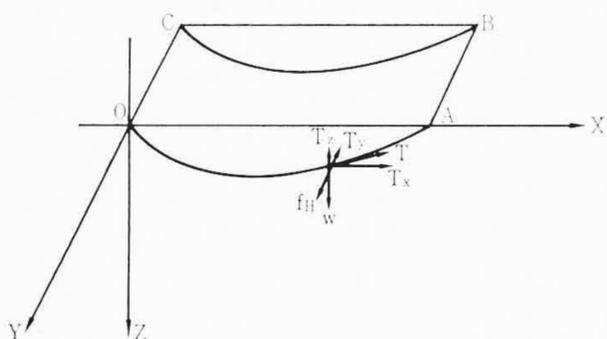


図1 単相水平配置架空電線の座標

いま電線上の任意の点 $P(x, y, z)$ とその近傍の点 $P'(x+dx, y', z')$ の間の微小長さ dx 部分に働く力の成分を考えると、張力ベクトル T は電線が作る空間曲線に関する接触平面内にあるから次式が成り立つ。

$$\frac{T_x}{dx} = \frac{T_y}{dy} = \frac{T_z}{dz} \dots\dots\dots (1)$$

ここで水平張力を T_H (kg) とすると上式は次のように書き直される。

$$\left. \begin{aligned} T_x &= T_H \\ T_y &= T_H \frac{\partial y}{\partial x} \\ T_z &= T_H \frac{\partial z}{\partial x} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

したがって電線の微小長さ dx 部分に働く力の y, z 成分は

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(T_H \frac{\partial y}{\partial x} \right) dx &= T_H \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} dx \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(T_H \frac{\partial z}{\partial x} \right) dx &= T_H \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} dx \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

となる。短絡電流が流れているときの力の関係は図2によって表わされるので電線が x 方向には動かないと仮定すれば(3)式より短絡時の電線の運動方程式は次の偏微分方程式となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{w}{g} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - T_H \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} &= f_H \\ \frac{w}{g} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - T_H \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} &= w \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ただし、 w : 電線単位長重量 (kg/m)
 g : 重力の加速度 (m/s²)
 f_H : 単位長電磁力 (kg/m)

なお T_H, f_H は一般に時間の関数である。

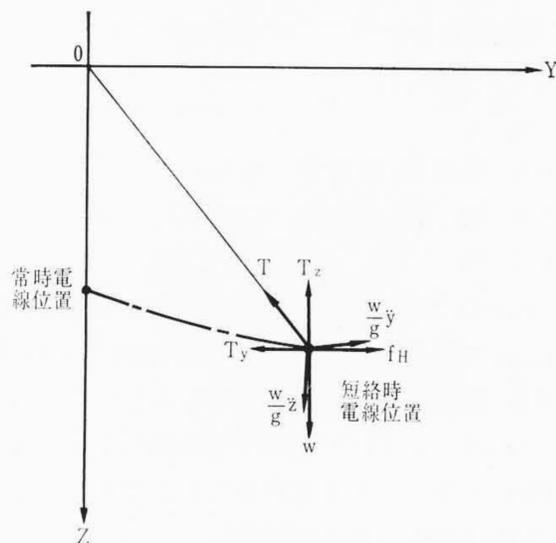


図2 短絡時電線にかかる力の関係

* 日立電線株式会社日高工場

3. 常微分方程式による電線横振れの計算

(4)式は位置 x と時間 t の2変数に関する偏微分方程式であるが、電線の形状が短絡時も放物線を保つと仮定すればこれを常微分方程式に変換することができる。すなわち径間長を s (m)、径間中央の y, z 座標をそれぞれ y_m, z_m とすると仮定により次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} y &= \frac{4y_m}{s^2} x(s-x) \\ z &= \frac{4z_m}{s^2} x(s-x) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

(5)式を(4)式に代入変形すると y_m, z_m に関し次の常微分方程式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 y_m}{dt^2} &= \frac{3g}{2w} \left(f_{HA} - \frac{8}{s^2} T_H y_m \right) \\ \frac{d^2 z_m}{dt^2} &= \frac{3g}{2w} \left(w - \frac{8}{s^2} T_H z_m \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (6)$$

上式で f_{HA} は電線の単位長当たりの電磁力の径間全体での平均値でアンペアの法測により次式で近似できる。

$$f_{HA} = 2.04 \times 10^{-8} \frac{I^2}{s} \int_0^s \frac{dx}{ds+2y} \dots\dots\dots (7)$$

ただし、 I : 短絡電流実効値 (A)
 ds : 常時の線間距離 (m)

上式を解くと y_m の正負によりそれぞれ次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} f_{HA} &= \frac{1.02 \times 10^{-8} I^2}{2y_m \sqrt{\frac{ds}{2y_m} + 1}} \log \frac{\sqrt{\frac{ds}{2y_m} + 1} + 1}{\sqrt{\frac{ds}{2y_m} + 1} - 1} & (y_m > 0) \\ &= \frac{2.04 \times 10^{-8} I^2}{ds} & (y_m = 0) \\ &= \frac{2.04 \times 10^{-8} I^2}{-2y_m \sqrt{\frac{ds}{-2y_m} - 1}} \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{\frac{ds}{-2y_m} - 1}} & \left(-\frac{ds}{2} \leq y_m < 0 \right) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

電線の水平張力は電線形状が放物線であるから次式で表わされる。

$$T_H = T_{H0} + EA \left\{ \frac{\partial}{\partial s^2} (y_m^2 + z_m^2 - d_0^2) - \alpha \theta \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ただし、 T_{H0} : 初期水平張力 (kg)
 E : 弾性係数 (kg/mm²)
 A : 計算断面積 (mm²)
 d_0 : 初期たるみ (m)
 α : 線膨張係数 (/°C)
 θ : 温度上昇 (°C)

ここで電線の温度上昇は短時間内に大電流が流れる場合には熱放散を無視しても差支えないので⁽⁶⁾次式で表わされる。

$$\theta = \frac{1}{\alpha_R} \left(e^{\frac{\alpha_R R_0}{Cw} I^2 t} - 1 \right) \dots\dots\dots (10)$$

ただし、 α_R : 抵抗温度係数 (/°C)
 R_0 : 初期抵抗 (Ω/m)
 C : 熱容量 (J/°C·kg)

初期条件を $y_m=0, z_m=d_0$ とすると(6)式に(8)式~(10)式を代入することによって電子計算機を利用し Runge-Kutta-Gill 法⁽⁹⁾などにより短絡時の横振れ時間特性を求めることができる。なお径間中央にスペーサがはいっている場合は径間長が半分で張力が等しい電線の短絡横振れと等しいと仮定することができる。この場合の径間長と初期たるみは次式で与えられる。

表1 最大横振れの実測値と計算値の比較例

実験番号 ⁽⁴⁾		95-7	
電線径	線長	95 mm ² ACSR	50
たるみ率	m		1.5
線間距離	%		650
短絡電流実効値	mm		6,500
短絡電流遮断時間	A		0.375
最大横振れ実測値	sec		1,010
最大横振れ計算値	mm		1,038
計算値/実測値	mm		1.028

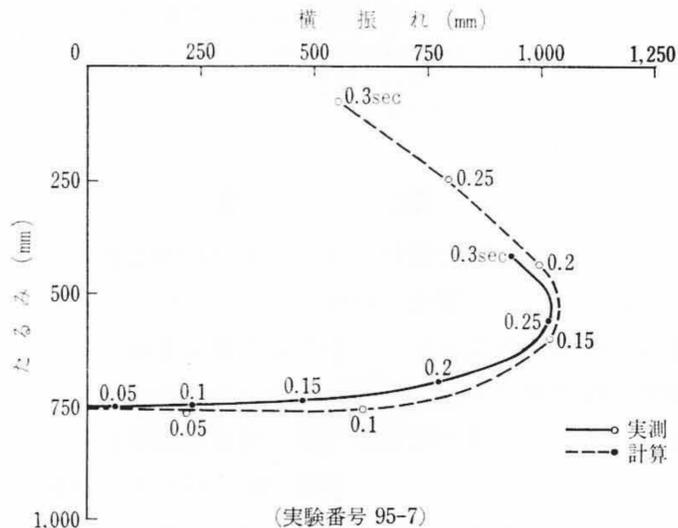


図3 短絡時の径間中央の軌跡

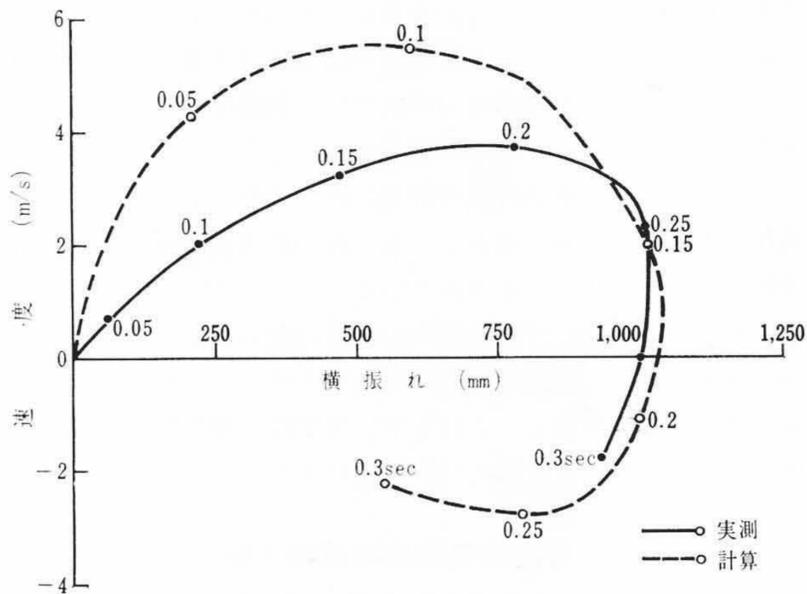


図4 短絡時の径間中央の位相面トラジェクトリ

$$\left. \begin{aligned} s' &= \frac{s}{2} \\ d_0' &= \frac{d_0}{4} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

なおこのときの y_m, z_m は径間の 1/4 の点の値となる。

配電用アルミ電線専門委員会が行なった短絡実験の最大横振れの実測値とここに示した計算値との比をとると計算値/実測値は95~150%の範囲にあり41個の平均値は122%で計算値が大きく特に短絡電流が小さいときにこの傾向がいちじるしい⁽⁴⁾。一例として95 mm² ACSRの実験例について最大横振れ、径間中央の軌跡と位相面トラジェクトリ⁽¹⁰⁾を示すと表1、図3および図4のようになる。これをみるとわかるように軌跡は実測値も計算値もよく一致しているが位相面トラジェクトリや横振れ時間特性にはかなり差があり計算から求めた横振れ周期は実測値の約2/3である。これは計算で求めた張力変化が実測値よりかなり大きいためと思われるがその原因は電線の形状、電磁力についての仮定や支持物のたわみなどのためと考えられる。しかし実用的にはここに示した方法でも十分である。

4. 簡略化した偏微分方程式による電線横振れの計算方法

さきに述べた常微分方程式から横振れを計算する方法はおのこの条件についていちいち計算しなければならないので手間がかかる。このため配電用アルミ電線専門委員会では電磁力を静荷重とみなして計算する方法を推奨しているが⁽⁴⁾、ここでは温度上昇を無視し水平張力を一定と仮定することにより運動方程式を無次元化し簡略化することを考える。

短絡時の電線の運動方程式は(4)式で表わされるが、ここで任意の点の単位長当たりの電磁力は電線を無限長の平行2導体と仮定すればアンペアの法則により次式で表わされる。

$$f_H = \frac{2.04 \times 10^{-8} I^2}{2 \left(\frac{ds}{2} + y \right)} \dots\dots\dots (12)$$

y に関して次の座標変換を行ない運動方程式を書き直す。

$$u = \frac{ds}{2} + y \dots\dots\dots (13)$$

$$\therefore \left. \begin{aligned} \frac{w}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - T_H \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} &= \frac{cI^2}{u} \\ \frac{w}{g} \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} - T_H \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} &= w \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

ただし、

$$c = 1.02 \times 10^{-8} \dots\dots\dots (15)$$

さらに u の初期値を $u_0 \left(= \frac{ds}{2} \right)$ とし u, z を変数 η, ζ によって u_0 の関数として表わす。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 \eta \\ z &= w u_0^2 \zeta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

(16) 式を (14) 式に代入すると運動方程式は次のように変形される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{w}{g} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - T_H \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} &= \frac{cI^2}{u_0^2 \eta} \quad (\text{通電時}) \\ &= 0 \quad (\text{電流遮断後}) \\ \frac{w}{g} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - T_H \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} &= \frac{1}{u_0^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

初期の電線形状は放物線で表わされるから z と ζ の初期値を z_0 と ζ_0 とすると次式が成り立つ。

$$\left. \begin{aligned} z_0 &= \frac{wx}{2T_H} (s-x) \\ \zeta_0 &= \frac{x(s-x)}{2u_0^2 T_H} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

(18) 式を (17) 式の ζ に関する式に代入するときには時間に無関係であり $\zeta = \zeta_0$ となることがわかる。すなわち張力を一定とすると z 方向の運動はないことになり η に関する運動方程式をとけばよい。いま

$$\left. \begin{aligned} \tau &= \frac{I}{u_0} \sqrt{\frac{gc}{w}} t \\ \xi &= \frac{I}{u_0} \sqrt{\frac{c}{T_H}} x \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

とおいてこれを (17) 式の η に関する式に代入すると運動方程式は無次元化されて次の形となる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial \xi^2} &= \frac{1}{\eta} \quad (\text{通電時}) \\ &= 0 \quad (\text{電流遮断後}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (20)$$

したがって簡略化された偏微分方程式(20)式をとけばよい。初期条件と境界条件はそれぞれ次のようである。

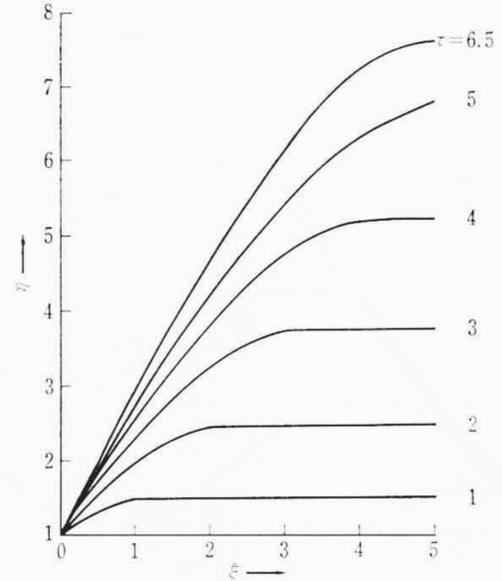


図5 $\xi-\eta$ 特性 ($\xi_s=10$)

$$\tau=0: \eta=1, \frac{d\eta}{d\tau}=0 \dots\dots\dots (21)$$

$$\left. \begin{aligned} \xi=0: \eta=1 \\ \xi=\xi_s = \frac{sI}{u_0} \sqrt{\frac{c}{T_H}}: \eta=1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

(20) 式を解析的に解くと次のようになる。

$$\eta_k = 1 + \sum_{n=1}^{\infty} [1 - (-1)^n] \left\{ \frac{2(\eta_{k-1} - 1)}{n\pi} \cos \frac{n\pi}{\xi_s} (\tau - \tau_{k-1}) + \frac{2\xi_s}{(n\pi)^2} \left[\dot{\eta}_{k-1} \sin \frac{n\pi}{\xi_s} (\tau - \tau_{k-1}) + f_k \sin \frac{n\pi}{\xi_s} (\tau - \tau_k) \right] \right\} \times \sin \frac{n\pi}{\xi_s} \xi \dots\dots\dots (23)$$

$$\dot{\eta}_k = \sum_{n=1}^{\infty} [1 - (-1)^n] \left\{ \frac{-2(\eta_{k-1} - 1)}{\xi_s} \sin \frac{n\pi}{\xi_s} (\tau - \tau_{k-1}) + \frac{2}{n\pi} \left[\dot{\eta}_{k-1} \cos \frac{n\pi}{\xi_s} (\tau - \tau_{k-1}) + f_k \cos \frac{n\pi}{\xi_s} (\tau - \tau_k) \right] \right\} \sin \frac{n\pi}{\xi_s} \xi \quad (\tau > \tau_k), \quad (k=1, 2, \dots\dots) \dots\dots\dots (24)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} \eta_0 &= 1 \\ \dot{\eta}_0 &= 0 \\ f_k &= \frac{1}{\xi_s} \int_0^{\xi_s} \frac{1}{\eta_k} d\xi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (25)$$

なお横振れを単弦振動とみなすとその周期は $2\xi_s$ となる。

5. 簡略化した偏微分方程式による電線横振れの計算結果

簡略化した偏微分方程式 (20) 式を差分表現すると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} [V(\xi, \tau+k) - 2V(\xi, \tau) + V(\xi, \tau-k)]/k^2 \\ - [V(\xi+h, \tau) - 2V(\xi, \tau) + V(\xi-h, \tau)]/h^2 \\ = \frac{1}{V(\xi, \tau)} \quad (\text{通電時}) \\ = 0 \quad (\text{電流遮断後}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (26)$$

$$\text{初期条件 } V(\xi, 0) = V(\xi, -k) = 1 \dots\dots\dots (27)$$

$$\text{境界条件 } V(0, \tau) = V(\xi_s, \tau) = 1 \dots\dots\dots (28)$$

(26) 式は電子計算機により数値解を求めることができる⁽⁷⁾。 $\xi_s = 10$ の場合の $\xi-\eta$ 特性を図5に示す。曲線は放物線よりむしろ台形に近く実験時の観察結果をうらづけている⁽²⁾。 η が最大になるのは径間の中央すなわち $\xi = \xi_s/2$ の点であり、この点の $\eta-\tau$ 特性をしら

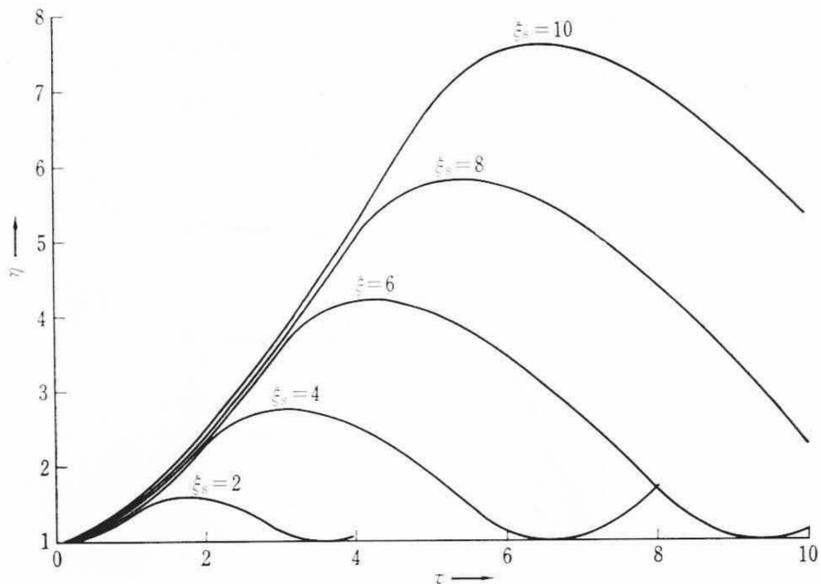


図6 η-τ 特性 (τ_m=2ξ_s)

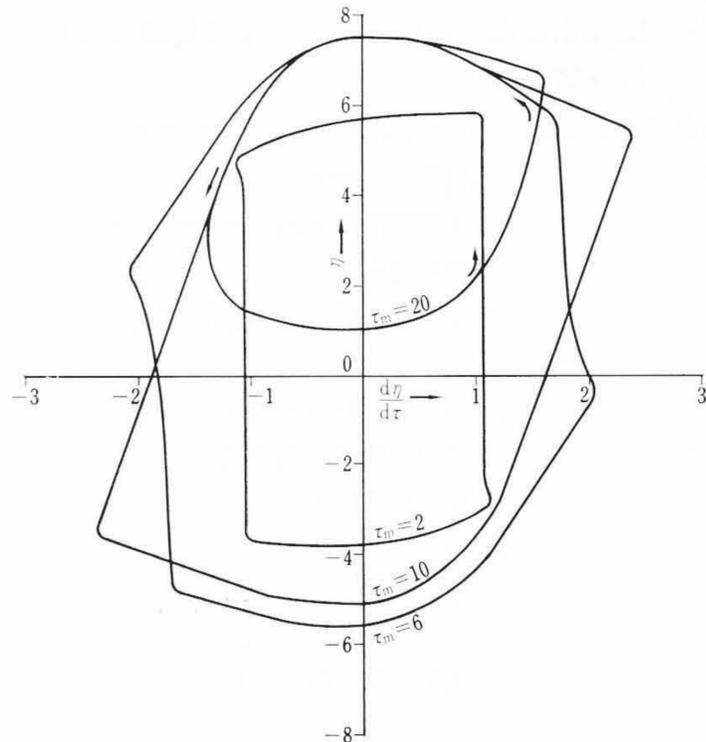


図9 位相面トラジェクトリ (ξ_s=10)

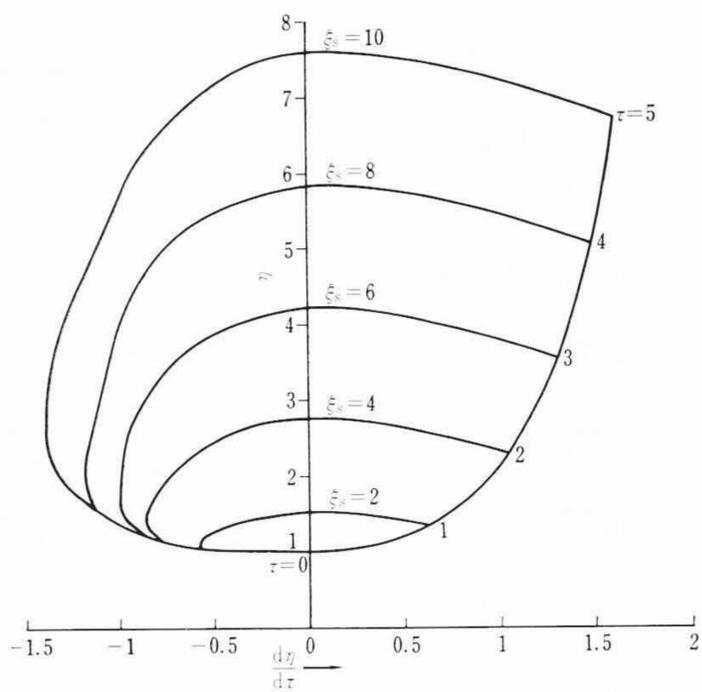


図7 位相面トラジェクトリ (τ_m=2ξ_s)

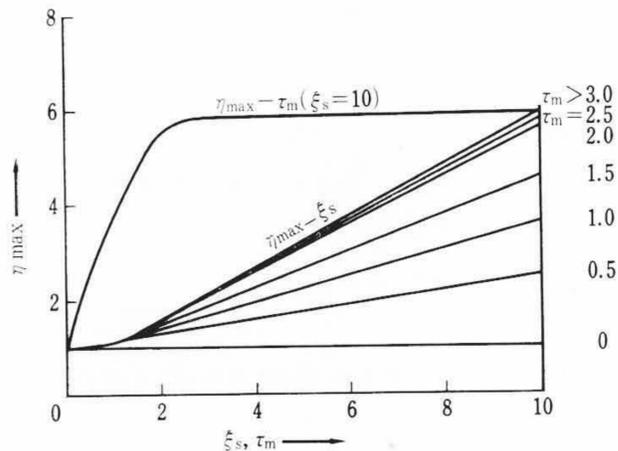


図10 ξ_s の τ_m と η_{max} の関係

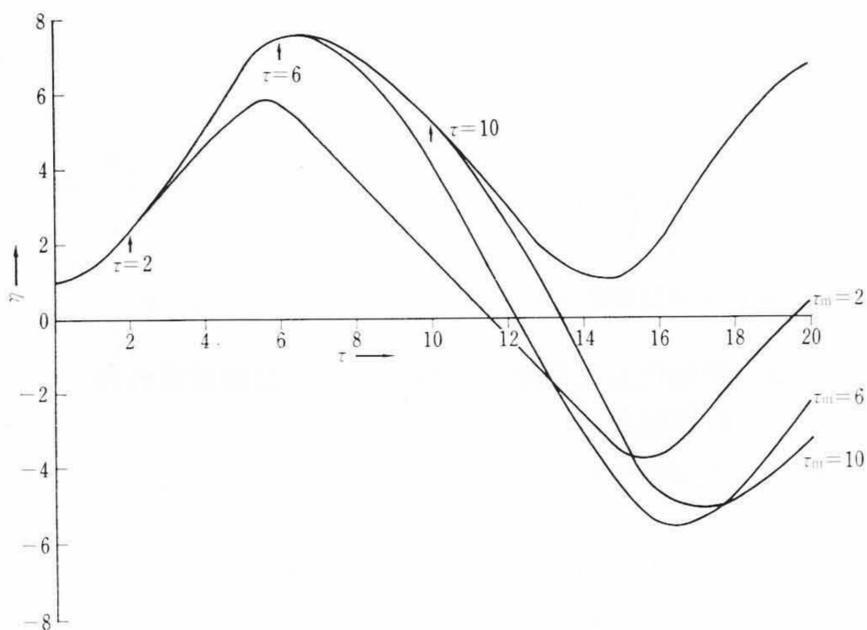


図8 η-τ 特性 (ξ_s=10)

べれば最大横振れについての考察が可能である。

ξ_s をかえたときの η-τ 特性を図6に示す。なお遮断時間 τ_m は ξ_s の2倍にとってあるが、振動の周期は 2ξ_s よりやや小さくなっている。また η が増加する場合の曲線のこう配はすべての ξ_s に対してほとんど等しい。これを図式的に示したのが図7の位相面トラジェクトリである。これは η=1 の直線に接する閉曲線を形成し ξ_s が大きくなるにつれほぼ相似性を保ちながら大きくなっている。

つぎに ξ_s=10 一定として τ_m を変えたときの η-τ 特性を図8に示す。遮断時以後は曲線の形状が変わり η=1 の軸に関する周期運動に移っているが、その最大値 η_{max} はもとの曲線 (τ_m=2ξ_s の曲線) の最大値より大きくなることはない。またその最小値が (1-η_{max}) より小さくなることはない。なお ξ_s=10 の場合 τ_m>3 ならば曲線の最大値をもとの曲線の最大値と同じと見なすことができる。この場合の位相面トラジェクトリを図9に示す。これらはすべて閉曲線であるがその形状はちがっており、もとの曲線は η=1 の軸よりも上方にあるのに対して遮断後の曲線は η=1, dη/dτ=0 の点に対称である。図中矢印で示したのは前者から後者に移る点でこのとき τ=τ_m である。これらの図から通電中は電線は最初の位置より内側 (短絡相の電線側) へは振れないが、電流遮断後は最初の位置を中心にしてその両側に振れるので混触に注意しなければならないことがわかる。

以上の図に基づいて径間長に対応する ξ_s, 遮断時間に対応する τ_m と最大横振れに対応する η_{max} の関係を求めると図10である。これより ξ_s-η_{max} 特性は ξ_s>3 ではほぼ直線になることがわかる。また一定の ξ_s (図では ξ_s=10) に対して τ_m を変えたときの η_{max} は図に示すように ξ_s=τ_m のときの ξ_s-η_{max} 特性の曲線の接線を ξ_s=10 の点までのばしたときの縦座標の値に等しい。こうしてすべての ξ_s, τ_m に対して η_{max} を求める図表ができる。

図11にこの図表を示す。これにより任意の ξ_s, τ_m に対しきわめて簡単に η_{max} を得ることができる。その一例を次に示す。

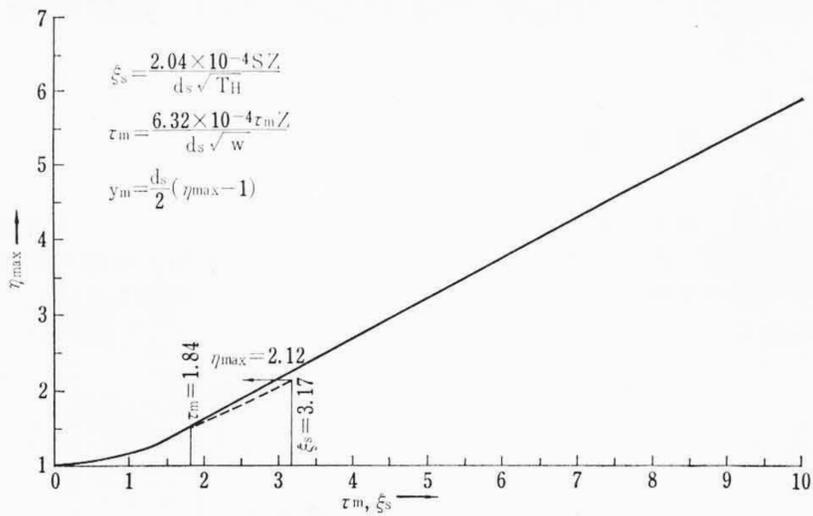


図 11 ξ_s - η_{max} 特性

(例) 95 mm² ACSR, 径間長 50 m, たるみ 1%, 電流 3,120 A, 線間距離 650 mm, 遮断時間 0.375 秒の場合の最大横振れを求める。ただし電線重量は 0.383 kg/m とする。

(解) 張力は,

$$\frac{0.383 \times 50}{8 \times 0.01} = 239.5 \text{ (kg)}$$

であるから,

$$\xi_s = \frac{2.02 \times 10^{-4} \times 3.12 \times 10^3 \times 50}{0.65 \sqrt{239.5}} = 3.17$$

$$\tau_m = \frac{6.32 \times 10^{-4} \times 3.12 \times 10^3 \times 0.375}{0.65 \sqrt{0.383}} = 1.84$$

したがって横軸が $\tau_m = 1.84$ の点の曲線の接線を $\xi_s = 3.17$ の点までのばして縦座標の値を読むと $\eta_{max} = 2.12$ を得る。したがって最大横振れは,

$$y_m = \frac{0.650}{2} (2.12 - 1) = 0.374 \text{ (m)}$$

なお実測値は 0.340 m である⁽⁴⁾。もし $\xi_s < \tau_m$ ならば横軸に ξ_s をとりそのときの曲線の値を読めばそのまま η_{max} を得ることができる。

図 12 に配電用アルミ電線専門委員会が行なった実験の一例について最大横振れの実測値と計算値を比較した結果を示す。図 11 から求めた計算値は実測値や静荷重の式⁽⁴⁾による計算値にくらべ高めであるがこれは電線張力を一定としているためである。前記委員会の 41 個の実測値と計算値を比較すると両者の比は 105~150%, 平均 130% で計算値のほうが大きい。軽い電線よりも重い電線が、また大きい張力よりも小さい張力の場合が実測値と比較的よく一致している。前記常微分方程式の比が 95~150% (平均 122%), 静荷重の式の比が 90~140% (平均 113%) であることおよび計算の手間がほとんど不要であることを考えあわせると、ここに示した図表により最大横振れを読み取る方法はかなり実用的であるといえよう。

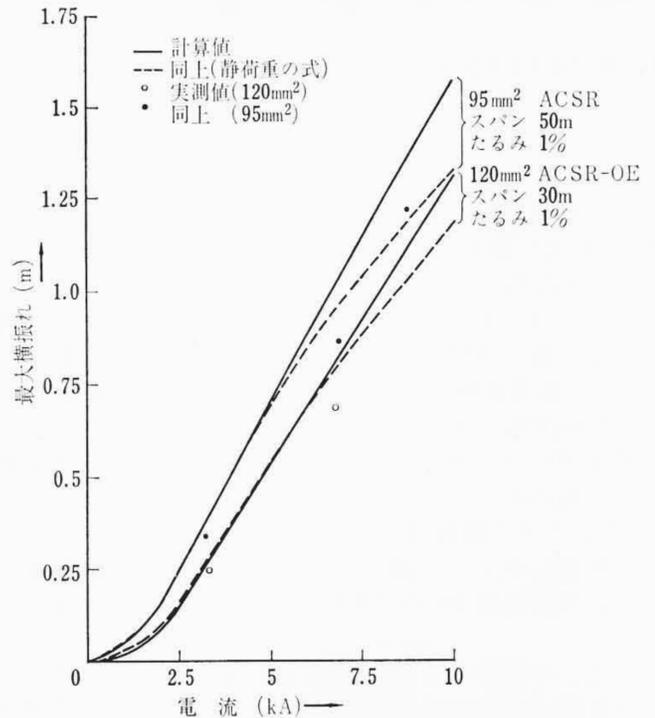


図 12 実測値と計算値の比較例

6. 結 言

架空配電線の相間短絡時の横振れを求めるため単相水平配置に対して基本となる運動方程式をたて、電線の温度上昇を無視し水平張力を一定と仮定することによって運動方程式を無次元化し簡略化してこれを解き、得られた図表から最大横振れを求める方法を示した。この方法によれば任意の条件の配電線ばかりでなく変電所母線・送電線についてきわめて簡単に短絡時の最大横振れを求めることができる。その値は実測値よりやや大きめであるが設計上の安全率を考えれば十分の実用性をもつものである。最後に本研究にさいし種々ご指導をいただいた配電用アルミ電線専門委員会の各位に深く感謝する。

参 考 文 献

- (1) 松石, 東: 関西電力技術報告 14, 280 (昭 37)
- (2) 大野, 尾崎: 電力 40, 1563 (昭 31)
- (3) 大野, 尾崎: 電力 40, 1905 (昭 31)
- (4) 配電用アルミ電線専門委員会: 電気協同研究 23, (印刷中) (昭 42)
- (5) 鬼頭: 応用力学 5 (27), 25 (昭 27)
- (6) 石原: 関西電力技術報告 14, 292 (昭 37)
- (7) E. D. Charles: PIEE 110, 1671 (1963)
- (8) 田中, 沼尻: 日立評論 46, 512 (昭 39-3)
- (9) 山口, 森口, 一松: 電子計算機のための数値計算法 I (培風館) (昭 40)
- (10) 山本: 振動学 (応用力学講座 2-B) (共立出版) (昭 32)



特許の紹介



特許第469975号(特公昭39-14335号)

渡井三夫

過電流引はずし保護装置

最近の電力系統においては系統の短絡容量が著しく増大し、常規電流の20~30倍に達することがあり、補助接触器の接点遮断容量をますます大きな値にすることが要求されている。

この発明はこの点を改良する装置で、図において1は保護すべき回路、2は遮断器、3はその引はずし線輪、4は変流器、5は過電流継電器 R_y の電流線輪、6は主接点、9は補助接触器で、自己保持接点7と常時閉接点8を制御する。10は可飽和変流器で一次巻線は主線輪5と直列に接続され、二次巻線の電流の短絡を補助接触器9の常時閉接点8で行なうようにしてある。この装置では可飽和変流器10は引はずし線輪3の所定の動作を行なうための容量であればよく、容量は小さくて済み、補助接触器9の常時閉接点8の遮断容量も可飽和変流器10の二次飽和容量のみ考慮すればよいことになる。

したがってこの発明によれば引はずし線輪3を励磁するだけの小容量飽和変流器10を追加することにより、回路1の短絡電流の大小に関係なく、小容量の補助接触器で十分動作の目的が達成され、大きな遮断容量をもつ補助接触器を製作するのに比べ、技術的にはるかに容易で、小形化する大きな効果がある。さらに、この可飽和変流器10は引はずし線輪3のみに関与するものであるから、継電器の動作電流、動作時間などの特性上無関係となり、変流器4の特性を大電流に飽和させる方法に比べはるかに有利となるものである。

また可飽和変流器10の代わりに可飽和リアクトルを接続しても、

上記と同一効果が期待できることはもちろん、必要によっては可飽和変流器の一次巻線または二次巻線に、引はずし線輪と可飽和変流器との間の配線インピーダンスを補償するタップを設けてもよいことになる。
(西宮)

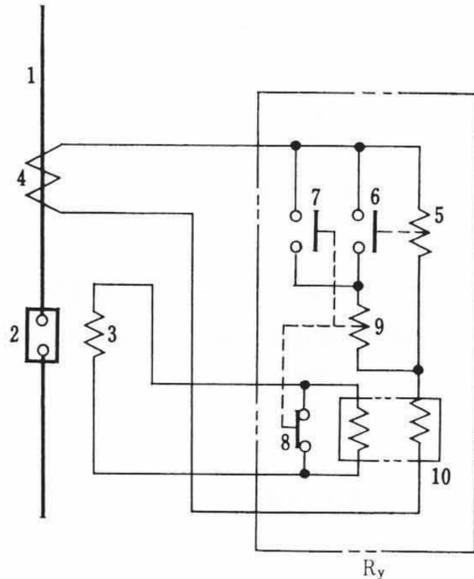


図 1



新案の紹介



登録実用新案第797596号

渡井三夫

接地距離継電器

この考案は、動作要素として方向要素と一要素以上の測距要素からなる接地距離継電器の前記方向要素に方向選択の确实性をもたせるようにしたもので、駆動素子としては極鉄心14には保護相の線電流 I_A により励磁される電流コイル21が巻かれ、極鉄心15, 17には分圧トランス22を介してB相相電圧、C相相電圧のベクトル和の $\frac{1}{2}$ の電圧と保護相の相電圧 E_A との差、すなわち $E_A - \frac{1}{2}(E_B + E_C)$ なる基準電圧により励磁される基準電圧コイル23, 24が巻かれさらに、極鉄心16には保護相の相電圧 E_A により励磁される抑制コイル25が巻かれて構成される。Nは三相平衡送電線の中性点、 Z_1, Z_2 は調整インピーダンスである。また図2に示すベクトル図において

基準電圧はA-D間の電圧すなわち $E_A - \frac{1}{2}(E_B + E_C)$ となる。

この考案は以上のように構成されるゆえ、基準電圧と抑制電圧との位相角は最大の場合でも遅れ 60° 、進み 60° の間にあり回転力が反転する位相幅 180° に対して $\pm 30^\circ$ の余裕をもつことになり、さらにこのような場合は回転力を生ずるための一方の電圧 E_A はほとんど零になっているので、実際生ずる回転力の大きさはきわめて小さいゆえ、継電器特性角に若干の誤差変化が生じても可動部の制御パネに抗して接点を動作せしめる恐れは全くない。

以上のようにこの考案においては、抑制回転力はいかなる故障に対しても安定に抑制力を生じ、また基準電圧と故障相電流が発する動作回転力も基準電圧の位相角の変化が従来の継電器に比べてはるかに少ないので、より正確な方向選択が可能となる。

また前記基準電圧を $E_A - \frac{1}{2}(E_B + E_C)$ とした場合、これを任意にK倍し、また E_A を K_1 倍、 $\frac{1}{2}(E_B + E_C)$ を K_2 倍した場合にもこの考案は十分成り立つものである。
(西宮)

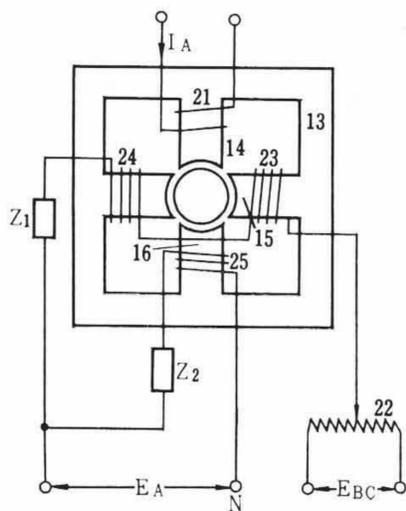


図 1

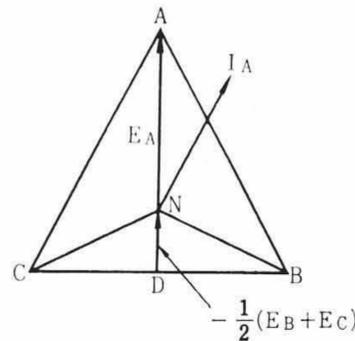


図 2