

スペーサに働く短絡時電磁力

柏村良一・酒井長武[◎]

1. まえがき

スペーサに働く電磁力は、短絡時には大きな値となり、スペーサの強度を決定する上においての重要な因子の一つである。

本文は、正多角形配列の多導体スペーサに働く上記電磁力の計算方法を検討するのが主な目的である。

その内容は、目次に示す如きもので、(1)電子計算機による方法、(2)簡易式による計算方法、を略述し併せて数値例によってその結果を比較することにした。

結果的には、電線の曲げ剛性および短絡電流に含まれる直流分を考慮した場合の電子計算機の計算例は、ASAHIの方法による計算例と比較的よく合致し、また、実測例にも近い値を示すことが判明した。

2. 記号(主なもの)

- A : 一線当りの電流 ; A
A_{cc} : 一相当りの電流 ; A
A_{eg} : 一線当りの等価電流 ; A
d : 等価電線径 ; m
EI : 電線の曲げ剛性 ; kg-m²
g : 重力の加速度 ; 9.8m/sec²

◎かしむら りょういち 東京電力㈱ 大容量架空送電開発専門職

さかい おさむ 工博 取締役研究部長

K	: 常数; 2.04×10^{-4}
m	: 電線の単位長重量; kg/m
N	: 一相当りの導体数
P	: スペースに働く求心電磁力; kg
P_{\max}	: スペースに働く最大求心電磁力; kg
P_{perm}	: 電線衝突時の求心電磁力; kg (本文参照)
r	: 素導体の最大等価間隔; m
T	: 電線の水平張力; kg
t	: 経過時間; sec
t_{\max}	: 最大求心電磁力を与えるまでの時間; sec
t_i	: 電線が衝突するまでの時間; sec
x	: スパン方向の座標; m
y	: x に直角方向の座標; m
Δt	: 経過時間のキザミの長さ; sec
Δx	: x に沿っての電線のキザミの長さ; m
ξ	: 形状係数 (本文参照)

3. 短絡時の電線の運動

3-1 一般の場合

サブスパン長は充分長くて短絡時には電線が衝突するものとする。

また、短絡時間はスペースに働く電磁力が極大を経てから極小→極大を数回繰返す程の充分長い時間とする。

電磁力が働くとき、スペース中央部の電線は中心方向に吸引されるが、スペースのクランプ点ではスペースによる一定間隔が保持される。

このときの状態を電線方向に沿って描いたのが第1図である。

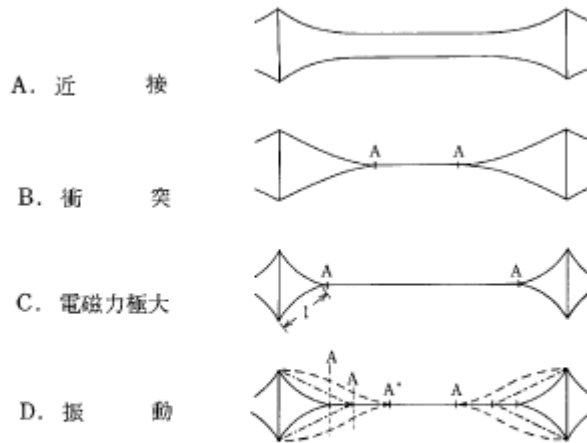
衝突は、スパン長にも依るが、中央のAA部分が同時におこなわれる。

次に、時間と共にAA部分はA'A'の如く増大し、スペースは極大の電磁力を受けることになる。

これに続いて、電線の非接触部分 l が $1/4$ 波長に近い振動が始まる。

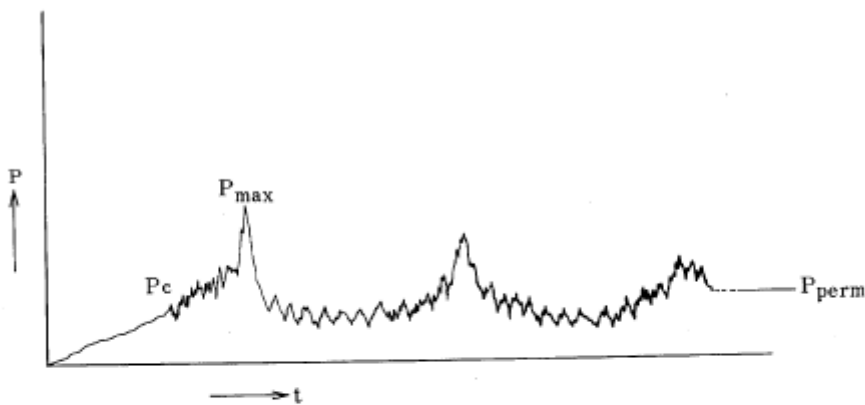
このときA'の点はA'→A'の如く多少左右に動くと考えられる。

この振動は次第に減衰して $t \rightarrow \infty$ では A' が A_0 になって静止するに至る。



第 1 図

このような電線の運動に対応して、スペーサに働く電磁力が変化するがその代表的な例は第 2 図の如くである。



第 2 図

図中、 P_{perm} は $t \rightarrow \infty$ 、 P_{max} は極大時の電磁力を示す。

なお、 P_c は電線が接触したときの状態を示しているが、後述のように、計算の便宜上、簡易計算の取扱では、 P_{perm} と P_c とは混同して、 P_c 点の電磁力として P_{perm} の値を使用している。

第 2 図の P_c 点以後において脈動があらわれるのは交流電流に基くものである。

P_c に至るまでは現象が早く、電磁力の影響が大であって、脈動があらわれない。

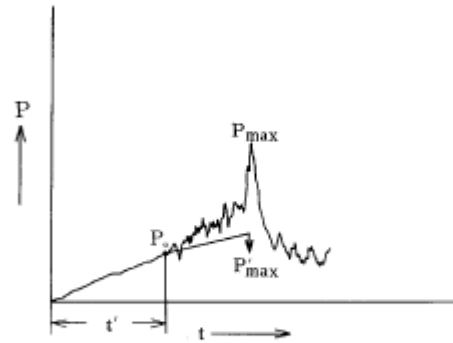
3-2 短絡時間が短い場合

短絡が例えば第3図のように、 t' の点で開放されたとすれば、近似的には、第2図の図形を t' だけ時間軸上をずらせた図形と原図形との差から電磁力を求めることができる。

即ち $t' < t_{max}$ ならば、 t' までは原図形に沿って電磁力が上昇するが、開放後は電磁力は $P_{max} > P'_{max} \geq P_0$ であるような P'_{max} を極大値として減少して行く。

ここに P_0 は $t=t'$ における原図形(第2図)の P の値を示す。

なおこのとき、 t' の値によっては、電線が衝突しなかったり、 t' 以後衝突したりすることがあるが、深くは触れないことにする。



第 3 図

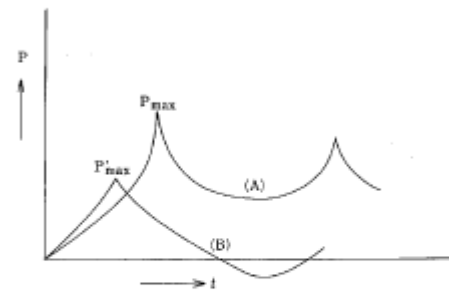
3-3 スパン長が短い場合

サブスパン長が短くなると、電線は衝突に至らないことがある。

このとき電線はサブスパン長を $1/2$ 波長とする三角波に近い振動をおこなう、その電磁力の極大値 P'_{max} は一般の場合の P_{max} よりも小である。

第4図は第2図に該当する一般の場合の曲線(A)と共に、スパン長の短い本例の場合の曲線(B)を示している。

この場合についても図(B)を t' だけずらして原図形との差をとれば、短絡時間の短い場合の近似的な値を得ることができる。



第 4 図

3-4 短絡開放後の運動

短絡が開放された後は、いづれの場合にも大なり小なりギャロッピングの様相を呈した全スパンに亘る振動が残り、垂直方向の振動に加えて捻回運動もあらわれる。

併しこの運動に関しては一切触れないことにする。

3-5 考 察

以上のような次第であるから、少くともスパーサの強度から見た電磁力の大きさについては、2-1の項で述べた一般の場合を検討すれば充分である。

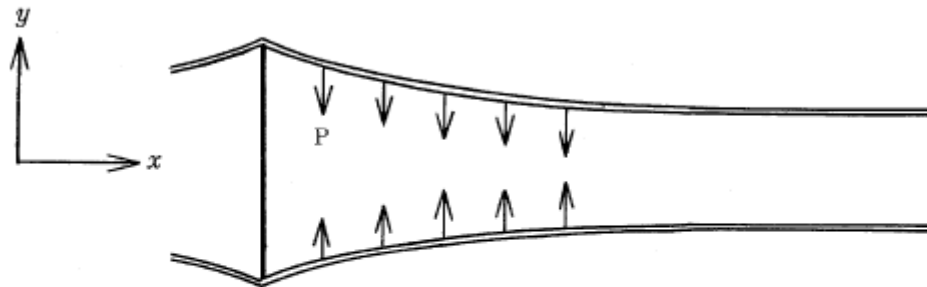
なお、短絡時間 t' についてもいろいろ論議のあることと思われる。

以下の取扱では t' は充分に長い時間であるとしている。

4. 考え方の指針

4-1 仮 定

- a) 正多角形配置の多導体方式を対称とする。
- b) サブスパンの電線は直線状に緊張されているとする。
- c) 電線が電磁力によって吸引されると電線方向に沿って第5図の如く電線が変形する。
このとき任意の線素に作用する電磁力は、電線が線素を含む領域で、 x 軸に平行になっていると考えた場合と同じであるとして近似する。



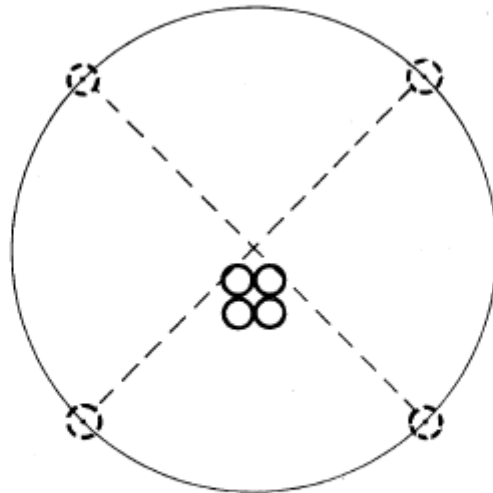
第 5 図

したがってまた電磁力は y 軸方向にのみあらわれ、且また x 軸方向の張力は変化しないとする。

(x 軸に沿っての y 軸方向の張力は増加し、また合成の張力もそれだけ増加する。)

したがって、電子計算機における取扱では、等価的に考えた電線の集中素子は、各部において、 y 軸方向にのみ運動するとしている。

- d) スペーサに弾性があるときは、スペーサに加わる電磁力は減少する。
これを量的に取扱うのは困難であるので、今回はスペーサは完全な剛体とし、弾性は考えないことにする。
- e) 風雪などによってサブスパンの素導体が正多角形から外れることは当然である。
またそのとき、それぞれの素導体が勝手な初速度を持っていることがある。
併し、今回はこれらの作用を除外して、導体とスペーサは正常位置にあり、初速度もないときの短絡による電磁力についてのみ考える。
- f) 左右の隣接サブスパン長は主サブスパン長と等間隔であって、電線は、スペーサ取付点およびサブスパン中央において、電線方向即ち x 軸に対して対称に運動するものとする。
- g) 短絡電流は、その実効値に等しい直流が流れたとして等価的に取扱う。
- h) 衝突後の電線の位置は、例えば4 導体では第6 図のように、当初の中心位置よりずれることが考えられ、衝突の順序も水平配置の関係にあるものが幾分早いと考えられるが、この取扱では、凡ての素導体は中心へ向って対称に運動し、完全に中心位置へ4 線同時に衝突し、衝突後もこの中心に対して対称な運動をするとする。
其他の多導体においても同じく考える。



第 6 図

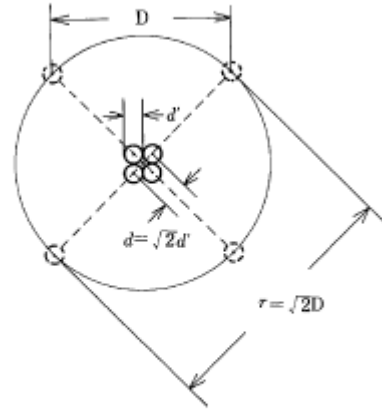
4-2 形状係数および等価電流

- a) 上述の仮定から、究極的には多導体の一線が中心へ向う運動だけを調べればよいことが結論できる。

このときの等価的な導体間隔は多導体配置のスペースのクランプ点を通る外接円の直径と考えてよい。

例えば導体間隔Dの正方形配列4導体では $\sqrt{2}D$ となる。

また、導体が衝突した部分では導体の中心距離は第7図からも判明するように、電線の直径を d' とすれば、 $\sqrt{2}d'$ で与えられる。



第 7 図

斯くして、凡ての正多角形配列多導体に関する問題は等価的には2導体として取扱い得る。

次項では、多導体→2導体の交換に関して重要なことがらを述べる。

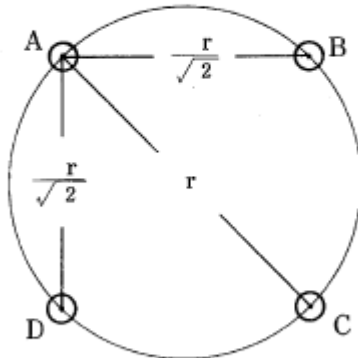
- b) 多導体を2導体として等価的に考えるときは電流もまた等価電流におきかえなければならない。

例えば第8図の4導体では、一般に電磁力は KA^2/r で与えられるから、A点について

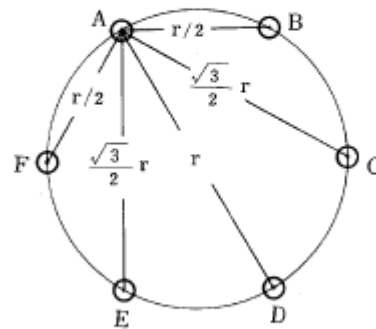
$$\overline{AB} \text{ の力、 } (\sqrt{2}/r) \times KA^2$$

$$\overline{AC} \text{ の力、 } (1/r) \times KA^2$$

$$\overline{AD} \text{ の力、 } (\sqrt{2}/r) \times KA^2$$



第 8 図



第 9 図

したがって、AC方向の合力は、

$$\left(\frac{\sqrt{2}}{r} \cdot KA^2\right) \times \frac{1}{\sqrt{2}} + \left(\frac{1}{r} \cdot KA^2\right) + \left(\frac{\sqrt{2}}{r} \cdot KA^2\right) \times \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{3}{r} \cdot KA^2 = \frac{K}{r} (\sqrt{3}A)^2$$

或は、 $\xi=3$ とおけば

$$A_{eg} = \sqrt{\xi} \cdot A = (\sqrt{\xi}/N) \cdot A_{cc}$$

c) 次に正六角形配列6導体の例を述べる。

第9図において、 \overline{AD} 方向の分力は、

$$\overline{AB} \text{によるもの、} (2KA^2/r) \times (1/2)$$

$$\overline{AC} \text{によるもの、} (2KA^2/\sqrt{3}r) \times (\sqrt{3}/2)$$

$$\overline{AD} \text{によるもの、} (KA^2/r)$$

$$\overline{AE} \text{によるもの、} (2KA^2/\sqrt{3}r) \times (\sqrt{3}/2)$$

$$\overline{AF} \text{によるもの、} (2KA^2/r) \times (1/2)$$

したがって、これらの合力は

$$\frac{5}{r} \cdot KA^2 = \frac{K}{r} (\sqrt{5}A)^2$$

或は、 $\xi=5$ とおけば

$$A_{eg} = \sqrt{\xi} \cdot A = (\sqrt{\xi}/N) \cdot A_{cc}$$

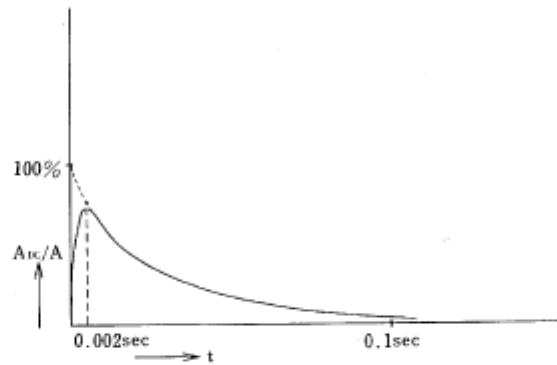
以上から判明するように、 ξ は正多角形の形状に特有な数値であって、2、4、6導体に
したがって夫々1、3、5となるが一般の多導体で ξ を求めることは極めて容易である。

ξ を本文では形状係数と呼ぶ。

また、形状係数の平方根に電流値を乗ずれば、等価的に取扱う場合の電流即ち等価電流を
得ることができる。

4-3 直流分

電磁力計算の場合の電流は、実効値の直流が印加されたものとし、直流分を含む場合について
は、直流分は第10図の如く $t=0$ で100%であり $t=0.1\text{sec}$ において殆んど減衰するような指数関数
に包まれ、而もその立上りは $t=0$ で $A=0$ 、 $t=0.002\text{sec}$ で前記指数関数に合致するような波形
のものとする。



第 10 図

4-4 曲げ剛性

曲げ剛性の影響は電子計算機ではこれを求めているが、その結果が示すように僅少であるから、近似計算の場合にはこれを無視することにした。

4-5 その他

上述の他にも、特に近似計算においては、各所で述べるようないろいろな仮定を設けているが、得られた結果は近似的には支障ない程度の値が得られている。

5. 基礎方程式および相似則

短絡時の電線の運動は次式で表示される。

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + \frac{m}{g} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{KA_{eq}^2}{2y} \quad (1)_a$$

$$\text{または、} \quad \frac{m}{g} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{KA_{eq}^2}{2y} \quad (1)_b$$

式 (1)_b は式 (1)_a で EI の影響を小としたものである。

式 (1)_b は、 $K=K/2$ とおいて

$$\frac{\partial^2 y}{\left(\frac{KA_{eq}^2 g}{m}\right) \partial t^2} - \frac{\partial^2 y}{\left(\frac{KA_{eq}^2}{T}\right) \partial x^2} = -\frac{1}{y}$$

$Y=y/r$ の交換によって、 A_{eq} が時間に無関係ならば、即ち DC 分がなければ、

$$\frac{1}{r^2} \left(\frac{K A_{eq} g}{m} \right) \cdot \partial t^2 - \frac{1}{r^2} \left(\frac{K A_{eq} g}{T} \right) \cdot \partial x^2 = -\frac{1}{Y}$$

または、

$$\frac{\partial^2 Y}{\partial \left(\sqrt{\frac{Kg}{m} \cdot \frac{A_{eq}}{r}} \cdot t \right)^2} - \frac{\partial^2 Y}{\partial \left(\sqrt{\frac{K}{T} \cdot \frac{A_{eq}}{r}} \cdot x \right)^2} = -\frac{1}{Y} \quad (2)$$

式(2)は $Y=y/r$ の如く y を交換すると同時に

$$T = \sqrt{\frac{Kg}{m} \cdot \frac{A_{eq}}{r}} \cdot t, \quad X = \sqrt{\frac{K}{T} \cdot \frac{A_{eq}}{r}} \cdot x$$

の如く t, x も変換出来て、無次元の規格化等式を与えることがわかる。

この関係から

$$y \propto r$$

$$t \propto \sqrt{\frac{m}{Kg}} \cdot \frac{r}{A_{eq}} \propto \sqrt{m} \cdot \frac{r}{A_{eq}}$$

$$x \propto \sqrt{\frac{T}{K}} \cdot \frac{r}{A_{eq}} \propto \sqrt{T} \cdot \frac{r}{A_{eq}}$$

したがってまた、

$$T \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right) \propto T \cdot \frac{r}{\sqrt{T} \cdot \frac{r}{A_{eq}}} \propto \sqrt{T} \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} A_{cc} \right) \quad (3)$$

$$t \propto \sqrt{m} \cdot \frac{r}{A_{eq}} \propto \sqrt{m} \cdot r \cdot \left(\frac{N}{\sqrt{\xi}} \cdot \frac{1}{A_{cc}} \right)$$

即ち、 T, m, r, ξ, A_{cc} が変化した場合の電磁力 $2T \left(\frac{\partial y}{\partial x} \right)$ 、経過時間 t はそれぞれ、

$$\text{電磁力} : \sqrt{T} \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} \cdot A_{cc} \right)$$

$$\text{経過時間} : \sqrt{m} \cdot r \cdot \left(\frac{N}{\sqrt{\xi}} \cdot \frac{1}{A_{cc}} \right)$$

に比例することになる。

この性質を本文では電磁力に関する相似則と呼称する。

式(1)_bはまた、 $t \rightarrow \infty$ の極限状態では $\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \rightarrow 0$ と考えられるので、

$$T \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{KAeq^2}{2y} \quad (4)$$

なお、サブスパン中央では、電線の曲げは無いと考えられるので

$$\frac{m}{g} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = -\frac{KAeq^2}{2y} \quad (5)$$

を得る。

6. 解の求め方

6-1 電子計算機による解

式 (1)_a 又は式 (1)_b から電子計算機によって数値解を得ることができる。

即ち電線の質量は等間隔 Δx 毎に分散された n 個の質点の集合とし、一定の時間間隔 Δt 毎の各点の運動を逐次計算するのである。

短絡電流 A_{eq} に含有される直流分は短絡時間の設定と共に、 A_{eq} を時間の関数として取扱うことによって解決される。

その計算手順は第11図の如きもので、電線が衝突したか、電磁力が極大値になったか、を判定しながら計算を進める必要がある。

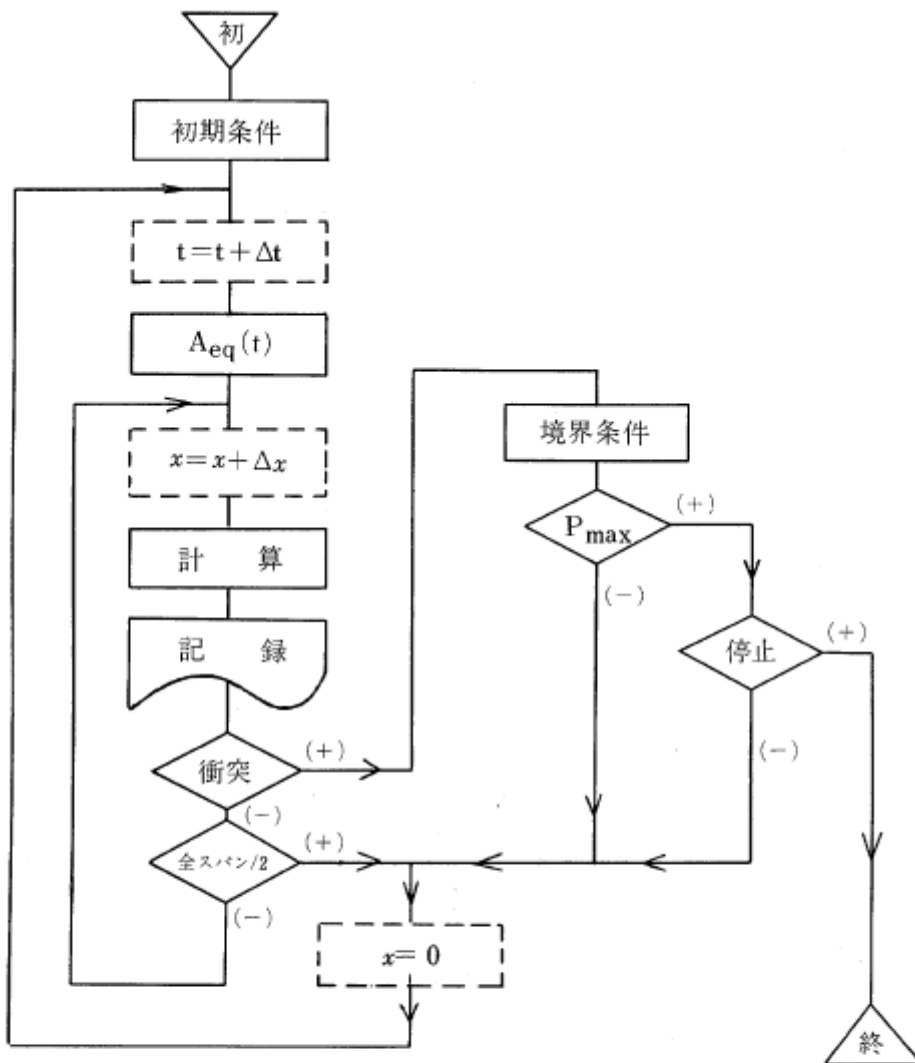
なお、電磁力が極大になった後にも計算を停止するかどうかの判定をしてから停止することにした。

EI を無視し、DC 分なしとした解においては相似則が完全に適用されるので、得られた結果を、例えば T または A_{eq} が変化した場合にも拡大することができる。

なお、この計算では境界条件として Y の変化を $r \rightarrow d$ 、または Y の変化を $1 \rightarrow d/r$ としているので、 d/r によって解が異なることに注意しなければならない。

換言すれば得られた結果は d/r に変化がない限り、相似則の適用によって、広い範囲に応用することが可能である。

なおまた、式 (1)_a、(1)_b の解が実際には、DC 分のあるなしを別として、大きな変化がないことから、式 (1)_a の結果にも相似則を適用しても大過は無いものとする。



第 11 図

6-2 MANUZIOの解 (※1)

従来文献の内から重要と思われるMANUZIOの結果について略記する。

- a) 電線が接触したときの電磁力: P_{perm}

式(4)から

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{y=\frac{r}{2}} = 2.2 \times 10^{-4} \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} A_{cc}\right) \sqrt{\frac{1}{T} \cdot \log_{10} \frac{r}{d}}$$

$$P_{perm} = 2 T \left(\frac{dy}{dx}\right)_{y=\frac{r}{2}}$$

$$= 4.4 \times 10^{-4} \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} A_{cc}\right) \cdot \sqrt{T \cdot \log_{10} \frac{r}{d}} \quad (6)_a$$

b) 電線が接触するまでの時間： t_i

式(5)から

$$\sum_0^{\infty} (-1)^n \frac{\sqrt{(\log_e \frac{r}{d})^{2n+1}}}{(2n+1)n!} = \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} A_{cc}\right) \cdot \frac{t_i \sqrt{K}}{r \sqrt{m/g}} \quad (7)_a$$

c) 最大の電磁力： P_{max}

$$P_{max} = 2.3 P_{perm} \quad (8)_a$$

d) 電磁力が最大になるまでの時間： t_{max}

$$t_{max} = 1.55 t_i \quad (9)_a$$

e) 時刻 t における電磁力： P

原点 $\rightarrow P_{perm} \rightarrow P_{max}$ に該当する変化がそれぞれの区間において、時間に対して直線的に変化するとして、

$t > t_i$;

$$P = P_{perm} + \left(\frac{P_{max} - P_{perm}}{t_{max} - t_i}\right) \cdot (t - t_i) \quad (10)_a$$

$t < t_i$;

$$P = P_{perm} \cdot \left(\frac{t}{t_i}\right) \quad (10)_b$$

f) 考 察

この取扱は (t_i, P_{perm}) の座標が電線が接触した点に一致させている。

但し現象そのものからすれば P_{perm} に該当する点 (t_{perm}, P_{perm}) は電線接触の後にあらわれるものであって、

$$t_{perm} > t_i$$

とすべきではなかろうか。

併し乍ら、この t_{perm} を求める手段が見出せないのは遺憾である。

なお、 P_{\max} 、 t_{\max} を求めるときの係数は実測によるものと判定される。

6-3 ASAHIの解

本項で取扱う解をASAHIの解と称する。

これは、MANUZIOの解を更に簡略化したものであるが、 P_{\max} 、 t_{\max} の計算には独自の仮定のもとに解を求めた。

a) 電線が接触したときの電磁力： P_{perm}

式(4)から

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{KAe\bar{q}^2}{2T} \cdot \frac{1}{y} \quad (4)$$

$$2 \frac{dy}{dx} \cdot \frac{d^2y}{dx^2} = \frac{KAe\bar{q}^2}{T} \cdot \frac{1}{y} \cdot \frac{dy}{dx}$$

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)^2 = \frac{KAe\bar{q}^2}{T} \cdot \log y + c$$

$y=d/2$ で $(dy/dx)=0$ とすれば

$$\left(\frac{dy}{dx}\right) = \sqrt{\frac{KAe\bar{q}^2}{T} \log \frac{2y}{d}}$$

スベーク取付点での傾斜は、 $y=r/2$ とにおいて

$$\left(\frac{dy}{dx}\right)_{y=r/2} = \sqrt{\frac{KAe\bar{q}^2}{T} \cdot \log \frac{r}{d}} \quad (11)$$

したがって

$$P_{\text{perm}} = 2T \left(\frac{dy}{dx}\right)_{y=r/2} = 4.4 \times 10^{-4} \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} A_{cc}\right) \cdot \sqrt{T \cdot \log \frac{r}{d}} \quad (6)b$$

b) 電線が接触するまでの時間： t_i

式(5)から

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{KAe\bar{q}^2}{2M} \cdot \frac{1}{y} \quad M=m/g \quad (5)$$

$$2 \left(\frac{dy}{dt}\right) \cdot \left(\frac{d^2y}{dt^2}\right) = -\frac{KAe\bar{q}^2}{M} \cdot \left(\frac{dy}{dt}\right) \cdot \frac{1}{y}$$

$$\left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = -\frac{KAe\dot{q}^2}{M} \cdot \log y + c$$

$y=r/2$ で $(dy/dt)=0$ とすれば

$$\left(\frac{dy}{dt}\right) = \pm \sqrt{\frac{KAe\dot{q}^2}{M} \cdot \log \frac{r}{2y}}$$

t の増加と共に y は減少するから負符号をとる。

$r/2y=z$ において、 $y \rightarrow z$ の変換をすれば

$$dy = -\frac{r}{2} \cdot \frac{1}{z^2} \cdot dz$$

$$dt = \frac{r}{2\sqrt{KAe\dot{q}^2/M}} \cdot \frac{1}{z^2\sqrt{\log z}} dz$$

$$\int dt = \frac{r}{2\sqrt{\frac{KAe\dot{q}^2}{M}}} \cdot \int \frac{1}{z^2\sqrt{\log z}} \cdot dz$$

次に、 $\log z = x$ 、($z = e^x$, $dz = z dx$) において

$$\begin{aligned} \int \frac{1}{z^2\sqrt{\log z}} dz &= \int_0^p e^{-2x} x^{\frac{1}{2}-1} dx \\ &= \gamma\left(\frac{1}{2}, p\right) \end{aligned}$$

γ は第1種不完全ガンマ関数である。

然るに

$$\gamma\left(\frac{1}{2}, p\right) = \sum_0^{\infty} \frac{(-1)^n P^{n+\frac{1}{2}}}{n!(z+n)}, \quad z = \frac{1}{2}$$

したがって

$$x = \log \frac{r}{2y}, \quad y = \frac{r}{2} \text{にて } x = 0$$

$$y = \frac{d}{2} \text{にて } x = \log \frac{r}{d} = p$$

とすれば

$$\gamma\left(\frac{1}{2}, \log \frac{r}{d}\right) = \sum_0^{\infty} \frac{(-1)^n (\log \frac{r}{d})^{\frac{1}{2}+n}}{n! (\frac{1}{2}+n)}$$

$$= 2 \sum_0^{\infty} (-1)^n \frac{\sqrt{(\log \frac{r}{d})^{2n+1}}}{(2n+1) \cdot n!}$$

即ち

$$t_i = \frac{r}{\sqrt{\frac{KAe_0^2}{M}}} \cdot \sum_0^{\infty} (-1)^n \frac{\sqrt{(\log \frac{r}{d})^{2n+1}}}{(2n+1) \cdot n!} \quad (7)_b$$

または、

$$\sum_0^{\infty} (-1)^n \frac{\sqrt{(\log \frac{r}{d})^{2n+1}}}{(2n+1) \cdot n!} = \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} \cdot A_{cc} \right) \cdot \frac{t_{iv} \sqrt{K}}{r \sqrt{m/g}} \quad (7)_a$$

γ 関数はまた

$$\gamma \left(\frac{1}{2}, p \right) = e^{-p} \sum_0^{\infty} \frac{P^{z+n}}{z(z+1)(z+2)\cdots(z+n)}, \quad z = \frac{1}{2}$$

を利用して

$$t_i = \frac{d}{\sqrt{\frac{KAe_0^2}{M}}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n \sqrt{(\log \frac{r}{d})^{2n+1}}}{(2n+1) !!} \quad (7)_c$$

として表示することもできる。

式(7)は、 \sum の項の計算が厄介であるので、あらかじめ電子計算機でいろいろな r/d について計算をしておくのがよい。

または大胆に、第2項以下については、 $(\log r/d)^{\frac{2n+1}{2}} \cong (\log_{10} r/d)^{\frac{1}{2}}$ として、

$$t_i \cong 0.192 \times 10^4 \frac{r \cdot \sqrt{m}}{\left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} \cdot A_{cc} \right)} \cdot \sqrt{\log_{10} \frac{r}{d}} \quad (12)$$

ここにASAHIの解においては式(12)を採用する。

c) 最大の電磁力: P_{\max}

既に3-1、および第1図(D)において述べたように、非接触部分の電線はその長さ l_0 を $1/4$ 波長とするような振動、即ち第12図の A_0 を自由端としスペーサ取付点Cを固定端とするような振動をおこなう。

いまこの振動のとき、第1図(D)のA'A'の中が小であって、 l_0 は直線状であり、その端部が A_0 にあるとして、 l_0 の両端の振れ角 θ は等しいと仮定する。

θ は電線の状態から考えて x 軸に接する角以上には大きくならない。

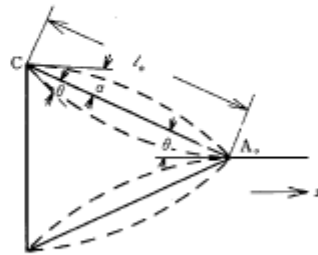
なお、 A_0 はここでは P_{perm} に該当する点と考えているので

$$\left(\frac{dy}{dx}\right) = \angle \alpha, \quad \angle \alpha = \angle \theta, \quad \angle \alpha + \angle \theta = 2\angle \alpha$$

したがって

$$P_{\max} \cong 2.0 P_{\text{perm}}$$

d) 電磁力が最大になるまでの時間: t_{\max}



第 12 図

電線の運動が第12図に示したように、またその電磁力の変化が第13図に示すように、電線が (t_i, P_{perm}) の点即ち \overline{CA}_0 の状態になった後は、 \overline{CA}_0 を $1/4$ 波長とするような振動に移行して P_{\max} に達するものとすれば、この振動の周期 T_0 は

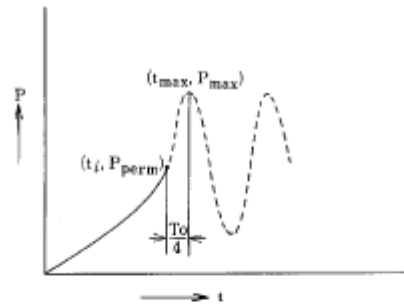
$$T_0 = 4l_0 \times \sqrt{\frac{m}{Tg}}$$

$$l_0 \cong \frac{r}{2} \cdot \frac{1}{\tan \alpha}$$

$$\tan \alpha = \left(\frac{dy}{dx}\right)_y = \frac{r}{2}$$

式 (11) を用いて

$$l_0 \cong 0.228 \times 10^{-4} r \cdot \sqrt{T} \cdot \left(\frac{N}{\sqrt{\xi} \cdot A_{\text{cc}}}\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{\log_{10} \frac{r}{d}}}$$



第 13 図

$$\frac{T_0}{4} = 0.073 \times 10^{-4} \cdot \frac{r\sqrt{m}}{\left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} \cdot Acc\right)} \cdot \frac{1}{\sqrt{\log_{10} \frac{r}{d}}} \quad (13)_a$$

ここに $\log_{10} \frac{r}{d} \cong 1$ と考えられ、また t_0 は直線状としており、第1図(D)のA'A'の巾を無視しているので、実際上はこれよりも稍々大であるとしてよい。

したがって取扱の便宜上から

$$\frac{T_0}{4} = 0.073 \times 10^{-4} \cdot \frac{r\sqrt{m}}{\left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} \cdot Acc\right)} \cdot \sqrt{\log_{10} \frac{r}{d}} \quad (13)_b$$

とおく。

しかるときは、式(12)を用いて

$$\begin{aligned} t_{\max} &= t_i + T_0/4 \\ &= t_i \left(1 + \frac{T_0}{4t_i} \right) \\ &= 1.38 t_i \end{aligned} \quad (9)_b$$

斯くて、ASAHIの解では式(9)_bを用いることにする。

e) 考 察

本項で求めた解は、 t_{\max} 、 P_{\max} を求めるに当って仮定を設けているが、我々の経験に関する限り、MANUZIOの値よりも実測に近い値を与える。

このことはまた、ここに用いた仮定によって、間接的には、実際に起り得べき現象を反証しているともいえよう。

ASAHIの解の特長は、 t_i を求めるに当って、式(7)に対して式(12)が与えられていることであって、 Σ を必要とする厄介な計算を必要としないので、解が容易に求まることである。

MANUZIO、ASAHI いづれの方式においても、相似則を利用して、広い範囲に使用することができる。

下記に、ASAHIの方法による P_{perm} 、 t_i 、 P_{\max} 、 t_{\max} の式を再録する。

P_{perm}	$4.4 \times 10^{-4} \sqrt{T} \cdot \left(\frac{\sqrt{\xi}}{N} \cdot A_{cc} \right) \cdot \sqrt{\log_{10} \frac{r}{d}}$
t_i	$0.192 \times 10^4 \cdot r \sqrt{m} \cdot \left(\frac{N}{\sqrt{\xi}} \cdot \frac{1}{A_{cc}} \right) \cdot \sqrt{\log_{10} \frac{r}{d}}$
P_{max}	$2.0 \times P_{perm}$
t_{max}	$1.38 \times t_i$

7. 数値例

810 × 4 正方形配列についての数値例を示す。

但し、

$$m = 2.971 \text{ kg/m}$$

$$T = 5,000 \text{ kg}$$

$$r = \sqrt{2} \times 0.55 \text{ m}$$

$$d = \sqrt{2} \times 0.0385 \text{ m}$$

$$N = 4$$

$$\xi = 3$$

7-1 電子計算機による結果

第14図曲線(1)–(4)は短絡電流 $A_{cc} = 40 \text{ kA}$ とした場合の電子計算機による計算結果であつて、 P_{max} に至るまでの P の値を経過時間 t を横軸として示している。

図の曲線(1)–(4)はそれぞれ第1表に記すような条件のもとに計算したものである。

曲線(1)、(2)を比較すると、計算時間が8:1となるにも拘らずその結果は非常に近い値を示すので、以後の計算では Δx 、 Δt のキザミを(2)の場合と同様にすることにした。

$E I$ を計算に入れると、 P が僅かに減少する。

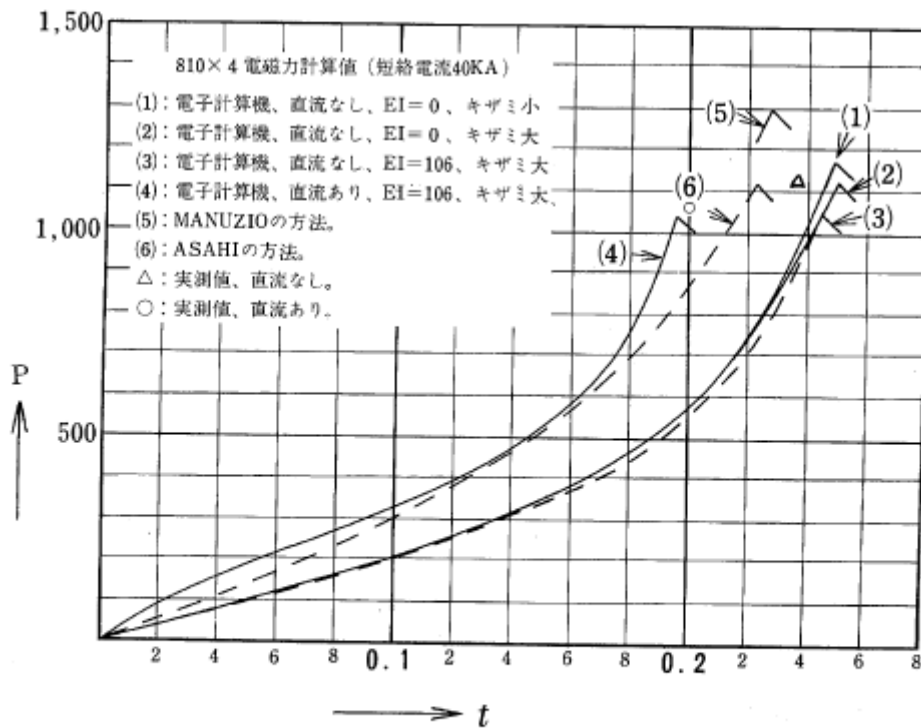
直流分を考慮した場合の結果(4)は前記の(1)、(2)、(3)とは多少趣を異にしてくる。

曲線	$\Delta x(m)$	$\Delta t(sec)$	$EI(kg-m^2)$	DC分	備考
(1)	0.5	0.0005	0	0	
(2)	1.0	0.002	0	0	
(3)	1.0	0.002	106	0	
(4)	1.0	0.002	106	あり	4-3参照

第 1 表

任意の短絡電流に対応する計算結果は、 $E I$ の影響が小として、相似則によって求めることができる。

即ち、 P は電流に比例し、 t は電流に逆比例するのである。



第 14 図

電子計算機による P_{\max} 、 t_{\max} 、 P_{perm} 、 t_i の値を第2表の備考欄に示す。

同欄の(1)–(4)は第一表の(1)–(4)に該当するものである。

なお、この場合の P_{perm} は衝突時の P を示すもので、むしろ P_i と表示すべきものと考える。

既述のように P_{perm} と P_i とは混同して使用している。

なお、電子計算機による非接触部の長さは、それぞれ

	(1)	(2)	(3)	(4)	単位、m
t_i の時	18	16	16	13	
t_{\max} の時	6.5	6.0	6.0	6.0	

となった。

7-2 MANUZIOまたはASAHIの方式による結果

式(6)_a–(9)_aおよび式(6)_b–(9)_bにしたがって計算すると第2表が得られる。

	(5)MANUZIO	(6)ASAHI	備 考			
			(1)	(2)	(3)	(4)
P_{\max}	1311	1140	1198	1132	1071	1047
t_{\max}	0.226	0.221	0.244	0.246	0.242	0.194
P_{perm}	570	570	352	354	335	386
t_i	0.146	0.160	0.151	0.152	0.152	0.114

単位kg、又はsec

第 2 表

第14図の曲線(5)、(6)はそれぞれMANUZIO、ASAHIの結果を示す。

なお同図には昭和電線における P_{\max} の実測結果を、直流分のあるなしにしたがって、○、△印で記入して、参考に供することにした。

7-3 考 察

第14図から読取ることができるように、簡易計算法による結果(5)、(6)は、幸運にも直流分のある(4)の曲線に近似しており、(1)、(2)、(3)の曲線よりも大なる値を与える。

実際上もまた直流分が含まれると予想される場合が多いので、上の結果は、簡易計算法の利用価値が高いことを示している。

なお、ASAHIの方法による方が計算も容易であり、MANUZIOの方法によるよりも一

層直流分のある電子計算機の結果に近いことは興味のある事項である。

8. むすび

スベーサに働く短絡時電磁力を求める電子計算機による方法、簡易式によるASAHIの方法について略述し、この結果が、実測値とも近い値を示し、有用なものであることを確認し得た。

式取扱に当って設けられた仮定は、あるものは満足すべきものであろうが、不本意なものもある。

幸にも実用的には支障なかったとは云え、水平張力の変化を無視しているのはその一つである。

これらの解明は後日に譲る

最後に、この問題を取扱うに当って御厚情を賜わった諸兄に厚く御礼申し上げます。

9. 文 献

* I. C. Manuzio "An Investigation of the Forces on Bundle Conductor Spacers Under Fault Conditions" IEEE, Feb, 1967/Vol . PAS-86/No.2