

短絡電磁力

この資料には作者の誤解や理解不足に伴う誤り、または誤記などの可能性があり、記述内容に責任を持つものではありません。

2010/01/30
とんちんかんソフト

本資料はとんちんかんソフトの技術計算ソフト“短絡電磁力”のプログラム構成根拠となる技術事項をまとめたものである。

1. 電流と電磁力

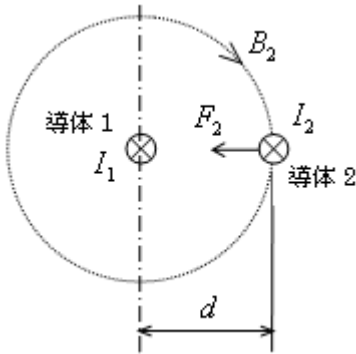


図 1.1

図 1.1 は平行無限長で断面形状円形の導体 1 と 2 が距離 d だけ離れ、それぞれに電流 I_1 、 I_2 が流れている状態の断面である。

導体 1 に流れる電流 I_1 により距離 d だけ隔たった導体 2 の位置に生じる磁束密度 B_2 は

$$B_2 = \frac{\mu_0 I_1}{2\pi \cdot d} \quad (\text{Wb}/\text{m}^2 \equiv \text{T}) \quad \dots (1.1)$$

この磁束密度 B_2 と電流 I_2 により導体 2 に働く電磁力 F_2 は

$$F_2 = I_2 B_2 = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi \cdot d} \quad (\text{N}/\text{m}) \quad \dots (1.2)$$

ここに μ_0 : 透磁率 ($4\pi \times 10^{-7} \text{ H}/\text{m}$)

I_1, I_2 : 電流 (A)

d : 2 線間の距離 (m)

導体 1 に働く力も同様に考えて(1.1)及び(1.2)式の電流及び磁束密度の添え字の 1 と 2 を入れ替えるだけであり

$$F_1 = I_1 B_1 = I_1 \frac{\mu_0 I_2}{2\pi \cdot d} = F_2 \quad \text{となつて } F_1 \text{ と } F_2 \text{ の大きさは等しい。}$$

力の向きは I_1 と I_2 が同じ方向の場合は吸引方向に働き、 I_1 と I_2 が反対方向の時は反発方向に働く。(電流の向きに正負を付けて計算したとき F が + なら吸引、- なら反発)

円形断面導体の直流回路の電磁力はもっぱら(1.2)式によって求められる。

(補足) (1.1)及び(1.2)式はビオ・サバルの法則とローレンツ力より導出される。

電磁気学など多くの書籍が有るのでここでは導出過程を省略した。

(1.2)式の単位を kg/m に換算した式

$$F = 2.04 \times \frac{I_1 I_2}{d} \times 10^{-8} (\text{kg}/\text{m})$$

例) $I_1 = I_2 = 20000(\text{A}), d = 0.1(\text{m})$
 $F = 800(\text{N}/\text{m}) = 81.6(\text{kg}/\text{m})$

2. 矩形導体に作用する電磁力

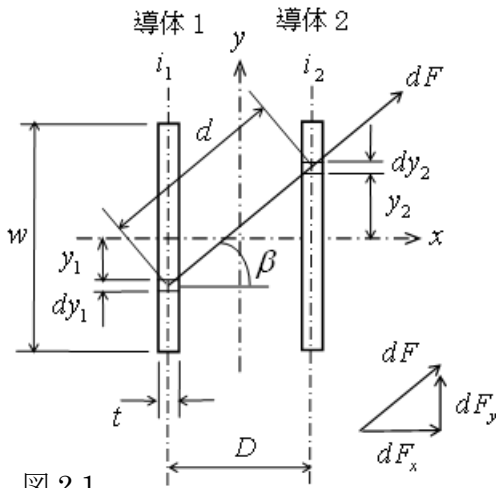


図 2.1

1) 縦配置矩形導体の場合

これまで導体断面形状は円形で考えてきたが以下に同一形状寸法の矩形導体間の電磁力を検討する。

図 2.1 の導体 1 と 2 にそれぞれ i_1, i_2 が流れている。また導体厚さ t は幅 w に対して十分小さいと仮定する。

微小要素 dy_1 に流れる電流 di_1 は導体幅 w に対し電流が均一に分布していると考えられるから

$$di_1 = \frac{i_1}{w} dy_1 \quad \text{で与えられる。}$$

同様に、 dy_2 に流れる電流 di_2 は

$$di_2 = \frac{i_2}{w} dy_2$$

また dy_1 と dy_2 間の距離 d は導体厚さを無視して

$$d = \sqrt{D^2 + (y_1 - y_2)^2}$$

このとき導体 1 の微小要素 dy_1 と導体 2 の微小要素 dy_2 との間の電磁力 dF は(1.2)式から

$$dF = \frac{\mu_0 di_1 di_2}{2\pi \cdot d} = \frac{\mu_0}{2\pi \sqrt{D^2 + (y_1 - y_2)^2}} \left(\frac{i_1}{w} dy_1 \right) \left(\frac{i_2}{w} dy_2 \right) = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \frac{1}{\sqrt{D^2 + (y_1 - y_2)^2}} dy_1 dy_2$$

で与えられ、力の方向は dy_1 と dy_2 を結ぶ方向となる。

また、導体配置は y 軸に対称で且つ導体形状は x 軸に対して対象であることから dF の y 方向成分である dF_y を合成すれば、 x 軸の上下で互いに相殺されて合計 0 となる。

従って、 dF の x 方向成分だけ合成すればよく、前式に $\cos \beta$ を乗じて

$$\begin{aligned} dF_x &= dF \cos \beta = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \frac{1}{\sqrt{D^2 + (y_1 - y_2)^2}} dy_1 dy_2 \cos \beta \\ &= \frac{\mu_0 D \cdot i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \frac{1}{D^2 + (y_1 - y_2)^2} dy_1 dy_2 \quad \leftarrow \cos \beta = \frac{D}{\sqrt{D^2 + (y_1 - y_2)^2}} \text{ だから} \end{aligned}$$

よって導体全体に作用する電磁力 F は

$$F = \int_{y_2=-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{y_1=-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} dF_x = \frac{\mu_0 D \cdot i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \int_{y_2=-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \int_{y_1=-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{1}{D^2 + (y_1 - y_2)^2} dy_1 dy_2$$

この積分を求めると

$$F = \frac{\mu_0 D \cdot i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \left[\frac{2w}{D} \tan^{-1} \frac{w}{D} - \log_e \left\{ \left(\frac{w}{D} \right)^2 + 1 \right\} \right] \quad (\text{N/m}) \cdots (2.1)$$

これが縦配置矩形導体の 2 線間の電磁力を与える近似式となり円形の(1.2)式に相当する。

この計算を行うと相間距離が導体幅との対比で小さい矩形導体では、円形断面に比べ小さい電磁力しか作用しないことがわかる。

2) 横配置矩形導体の場合

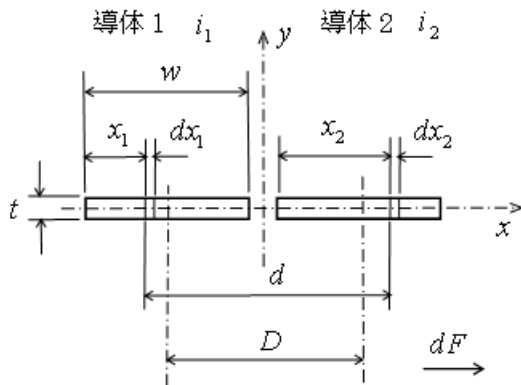


図 2.2

次に横配置した矩形導体の電磁力を検討する。

図 2.2 の導体配置で導体の厚さ t は幅 w に対して無視できるほど小さいと仮定する。

微小要素 dx_1 と dx_2 に流れる電流 di_1 と di_2 は縦配置のときと同様に考える。

また dx_1 と dx_2 間の距離 d は導体厚さを無視して

$$d = D + x_2 - x_1 \quad \text{となる。}$$

このとき導体 1 の微小要素 dx_1 と導体 2 の微小要素 dx_2 との間の電磁力 dF は(1.2)式から

$$dF = \frac{\mu_0 di_1 di_2}{2\pi \cdot d} = \frac{\mu_0}{2\pi (D + x_2 - x_1)} \left(\frac{i_1}{w} dx_1 \right) \left(\frac{i_2}{w} dx_2 \right) = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \frac{1}{D + x_2 - x_1} dx_1 dx_2$$

縦配置と異なり、 dF は全て x 方向成分だけだから導体全体に作用する電磁力 F は

$$F = \int_{x_2=0}^w \int_{x_1=0}^w dF = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \int_{x_2=0}^w \int_{x_1=0}^w \frac{1}{D + x_2 - x_1} dx_1 dx_2$$

この積分を求めると

$$F = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi \cdot w^2} \left\{ (D+w) \log_e (D+w) + (D-w) \log_e (D-w) - 2D \log_e D \right\} \quad (\text{N/m}) \cdots (2.2)$$

となり横配置矩形導体の2線間の電磁力を与える近似式となる。

この計算を行うと相間距離が比較的小さい矩形導体では、円形に比べ大きな電磁力が生じる。

3. 電磁力計算別法(微小要素集計法)

2. 項の検討はいずれも導体厚さを無視した近似式であるが、導体幅が導体厚に対して十分大きな場合は実用的な精度で計算できる。

但し、導体厚さが比較的大きな(例えば正方形に近い)場合は誤差の大きな結果となる。

また、これまでの検討では円形や矩形以外の断面形状には適用できない。

ここでは、コンピュータで計算する前提でより誤差の小さな電磁力計算方法を示す。

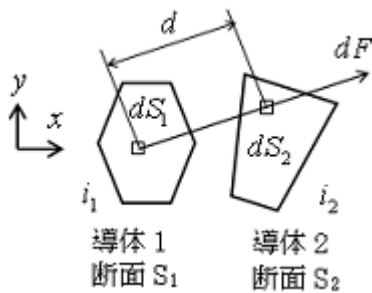


図 3.1

図 3.1 に示すように導体 1 及び 2 をそれぞれ細かな要素に分割し、この微小要素 dS_1 と dS_2 の電磁力 dF を全ての要素について合成する方法である。(考え方は積分と同じ)

微小要素 dS_1 及び dS_2 に流れる電流 di_1 と di_2 は各々

$$di_1 = \frac{i_1}{S_1} dS_1, \quad di_2 = \frac{i_2}{S_2} dS_2 \quad \text{である。}$$

この di_1 と di_2 及び dS_1 と dS_2 の距離 d を(1.2)式に代入して微小要素間の電磁力を求める。勿論距離 d は dS_1 と dS_2 の位置に伴う変数である。力は向きと大きさを有するベクトルだから微小要素の電磁力は x 方向成分と y 方向成分に分離してから同一方向成分同士を加算合計することで最終的に合成した力の向きも導かれることは言うまでもない。

この方法は断面の境界を定義判定できれば任意断面形状の導体にも対応できる。

なお、微小要素を出来るだけ小さくすることで精度は高くなるが、計算時間も増えるので実用上問題のない範囲で要素サイズを決める必要がある。

4. 単相交流による短絡電磁力

1) 短絡過渡現象を考慮しない場合

短絡過渡状態を考えない場合、単相回路 2 本の導体に流れる電流 i_1 、 i_2 は各々

$$i_1 = \sqrt{2} I_S \sin(\omega \cdot t + \theta - \phi) \quad (\text{A}) \quad i_2 = -i_1 = -\sqrt{2} I_S \sin(\omega \cdot t + \theta - \phi) \quad (\text{A})$$

ここに I_S : 短絡電流実効値 (A)

(正弦波交流電流の最大値は実効値 I_S の $\sqrt{2}$ 倍になることは交流回路の基本事項)

ω : 角速度 (rad/s) … 周波数を f とすれば $\omega = 2\pi \cdot f$

t : 時間 (s) … 短絡瞬時 $t = 0$

θ : 投入角 (rad) … 短絡発生瞬時の電圧位相に対する遅れ位相差
(短絡発生時期のタイミング)

ϕ : 力率角 (rad) … 電圧に対する電流の遅れ位相差 ($\cos \phi$ は力率)

この i_1 、 i_2 を(1.2)式の I_1 、 I_2 に代入すれば(矩形の場合は(2.1)式または(2.2)式に代入)

$$F = \frac{\mu_0 i_1 i_2}{2\pi \cdot D} = -\frac{2\mu_0 I_S^2 \sin^2(\omega \cdot t + \theta - \phi)}{2\pi \cdot D} = -\frac{\mu_0 I_S^2 \sin^2(\omega \cdot t + \theta - \phi)}{\pi \cdot D} \quad (\text{N/m}) \cdots (4.1)$$

ここで(2.1)式の導体間隔 d の表現を D に変えたのは 2 項及び 3 項で述べた微小要素の間隔 d (変数) と導体間隔 D (定数) を区別するためである。(勿論円形の場合は $d = D$)

(4.1)式が短絡過渡状態を考えない場合の単相回路 2 本の円形導体に作用する電磁力である。

図 4.1 は次の条件の下に計算出力した円形導体の電磁力チャートである。

条件 過渡現象考慮せず、単相 2 線回路

$\cos \phi = 0.2$ 、 $\theta = 0$ 、 $I_S = 42000 \text{ A}$

円形断面導体、線間間隔 $D = 70 \text{ mm}$

- 1) 電磁力は反発のみ
- 2) 最大電磁力は直流の 2 倍
- 3) 電磁力周波数は電流周波数の 2 倍

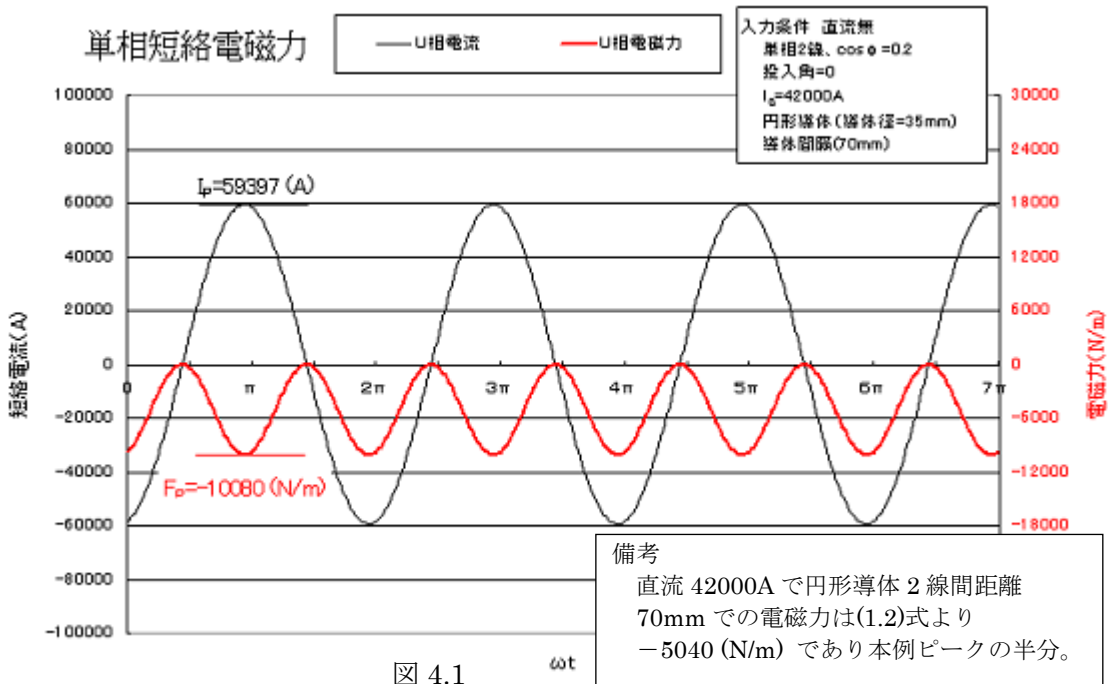


図 4.1

2) 短絡過渡現象を考慮する場合

短絡過渡状態を考えた場合、単相回路 2 本の導体に流れる短絡電流 i_1 、 i_2 を一般式で示すと次のように示される。

$$i_1 = \sqrt{2} I_S \left\{ \sin(\omega \cdot t + \theta - \phi) - \sin(\theta - \phi) \exp\left(-\frac{R}{X} \omega \cdot t\right) \right\} \quad (\text{A}) \cdots (4.2)$$

ここに R : 回路抵抗 (Ω)

X : 回路リアクタンス (Ω)

(4.2)式の右辺第 1 項は交流成分(定常電流)で第 2 項は直流成分(過渡電流)である。

単相の場合

$$i_2 = -i_1 \quad \text{だから}$$

(4.2)の式導出はとんちんかんソフトのホームページ“短絡過渡電流”のページに記載した資料 transient.pdf をご参照ください。

円形導体の電磁力 F の一般式はこの i_1 、 i_2 を(1.2)式の I_1 、 I_2 に代入して

$$F = -\frac{\mu_0 I_S^2}{\pi \cdot D} \left\{ \sin(\omega \cdot t + \theta - \phi) - \sin(\theta - \phi) \exp\left(-\frac{R}{X} \omega \cdot t\right) \right\}^2 \quad (\text{N/m}) \cdots (4.3)$$

よって電磁力は短絡のタイミングである投入角 θ によって大きくばらつく。

ばらつきの範囲は力率によって左右され、力率が小さいほどばらつく範囲も大きくなる。

短絡回路の力率は三相の低圧であれば一般に 0.18~0.6 の範囲。6.6kV 高圧受電点であれば概ね 0.04 程度である。また、 $\theta = \phi$ のとき(4.3)式から明らかなように過渡電流はなくなる。

参考まで図 4.1 で示した過渡電流無しの条件から過渡電流がほぼ最大になる条件すなわち投入角 θ を 0 にした場合の電磁力チャートを図 4.2 に示す。

過渡現象有無以外の条件は同一である。

図 4.1 と比べ電磁力は 2.38 倍になっていることがわかる。

過渡現象有る場合の最大電磁力は投入角によって左右され、過渡現象無しの $1 \sim (K_P)^2/2$ 倍の範囲。但し K_P は投入容量係数で $\cos \phi = 0.2$ のとき $K_P = 2.18$ 詳細は別途資料 transient.pdf ご参照。

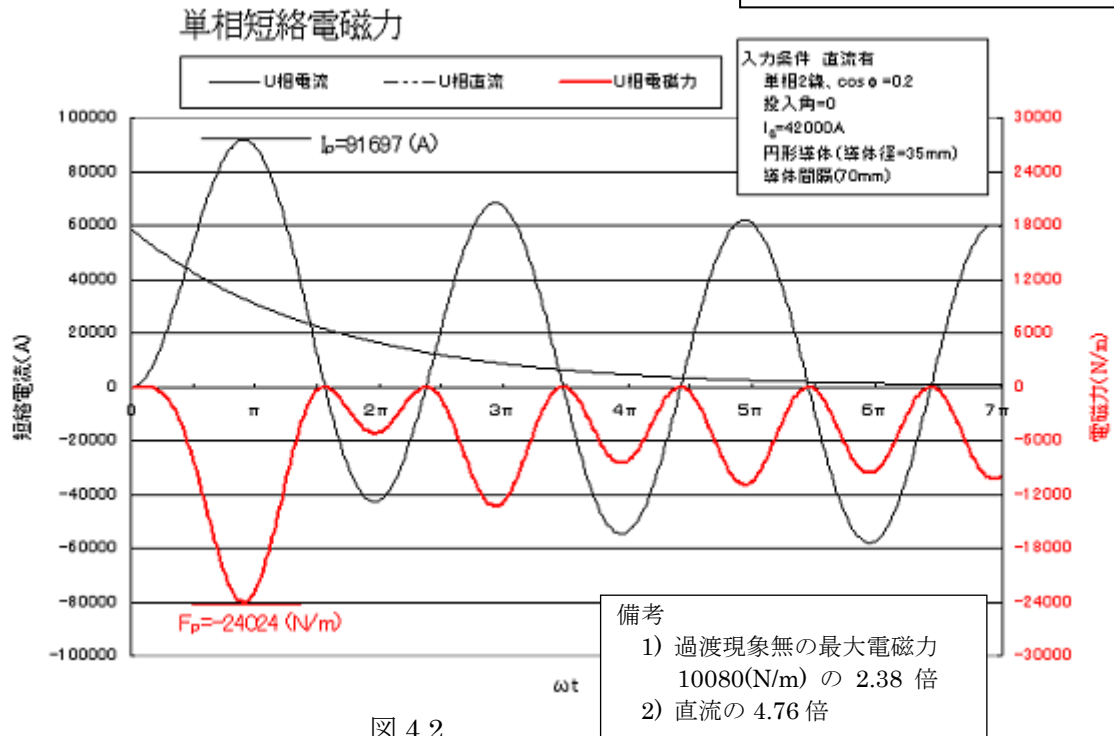


図 4.2

5. 三相交流による短絡電磁力

1) 短絡過渡現象を考慮しない場合

図 5.1 に示す平行配列の円形導体に三相交流を流した場合の電磁力を求める。

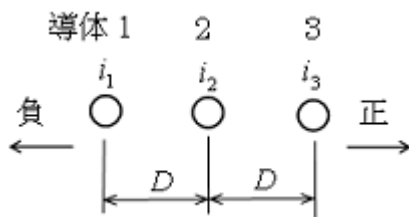


図 5.1

短絡過渡状態を考えない場合、導体 1,2,3 に流れる電流 i_1, i_2, i_3 はそれぞれの位相が $2\pi/3$ ずつずれるから

$$i_1 = \sqrt{2}I_s \sin(\omega \cdot t + \theta - \phi) \quad (\text{A})$$

$$i_2 = \sqrt{2}I_s \sin\left(\omega \cdot t + \theta - \phi - \frac{2}{3}\pi\right) \quad (\text{A})$$

$$i_3 = \sqrt{2}I_s \sin\left(\omega \cdot t + \theta - \phi - \frac{4}{3}\pi\right) \quad (\text{A})$$

この電流から導体 1 に作用する電磁力は

$$\text{導体 1 の電磁力} = \text{導体 1 と導体 2 間の電磁力} + \text{導体 1 と導体 3 間の電磁力} \cdots (5.1)$$

によって求められる。

勿論、導体 1 と導体 2 間の電磁力は(1.2)式の I_1, I_2 に前述の i_1, i_2 を代入する。

導体 1 と導体 3 間の電磁力は(1.2)式の I_1, I_2 に前述の i_1, i_3 を代入する。

(矩形導体近似式の場合は(1.2)式の代わりに(2.1)式または(2.2)式に代入)

但し導体 1 と導体 3 の場合導体間隔が $2D$ となることに注意する。

同様の考えで導体 2 及び導体 3 の電磁力も計算される。

図 5.2 に単相の図 4.1 に対応した三相回路の電磁力チャートを示す。

単相を三相に変えた以外の条件は全く同じである。(投入角は第 1 導体を 0 とした。)

なお、三相の場合中央導体は左側の導体と右側の導体との間に電磁力が生じる。

この場合、例えば反発力といっても左側導体との反発なら右方向の力になり、右側導体との反発なら左方向の力になって単に吸引とか反発とか論じても力の方向が分からなくなる。

従って、個々の導体同士の吸引、反発の表現を変え、図 5.1 の右方向の力を正、左方向の力を負として力の座標系を統一した方が理解し易い。図 5.2 はこの考えで作成したチャートである。右方向の力と左方向の力の総和は常に零になって力学的作用反作用が成立する。

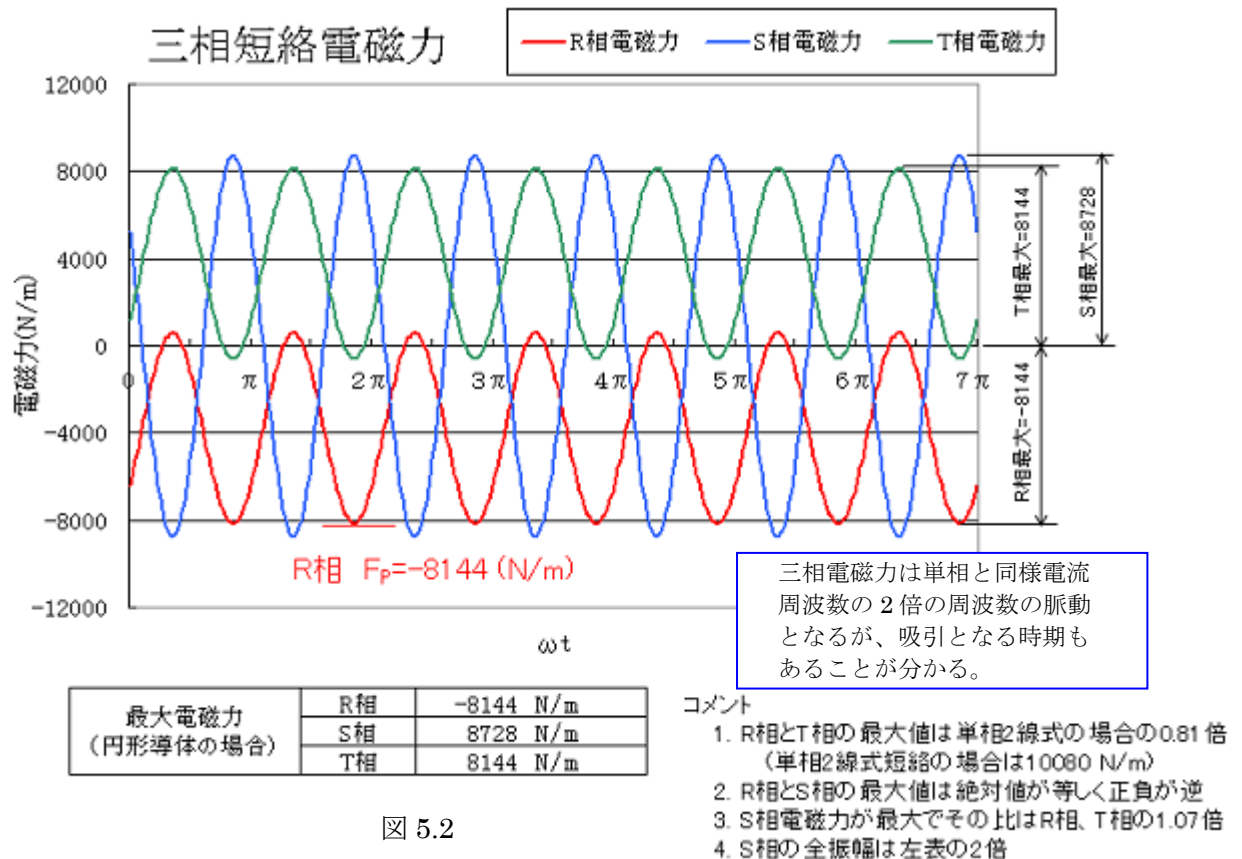


図 5.2

2) 短絡過渡現象を考慮する場合

直流分を含む過渡状態を考慮した三相短絡の電磁力の計算も全く同様である。

各相電流に短絡電流一般式をあてはめ、且つ電流位相に留意するだけである。

具体的には導体 1,2,3 に流れる電流を次のようにすればよい。

$$i_1 = \sqrt{2}I_s \left\{ \sin(\omega \cdot t + \theta - \phi) - \sin(\theta - \phi) \exp\left(-\frac{R}{X} \omega \cdot t\right) \right\} \quad (A)$$

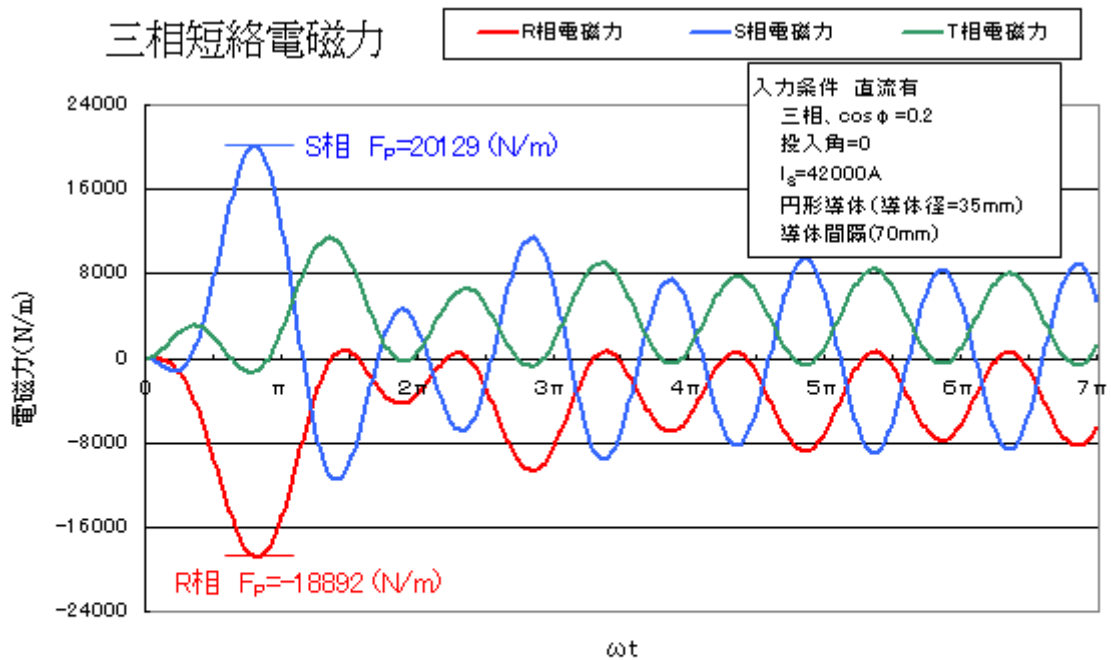
$$i_2 = \sqrt{2}I_s \left\{ \sin\left(\omega \cdot t + \theta - \phi - \frac{2\pi}{3}\right) - \sin\left(\theta - \phi - \frac{2\pi}{3}\right) \exp\left(-\frac{R}{X} \omega \cdot t\right) \right\} \quad (A)$$

$$i_3 = \sqrt{2}I_s \left\{ \sin\left(\omega \cdot t + \theta - \phi - \frac{4\pi}{3}\right) - \sin\left(\theta - \phi - \frac{4\pi}{3}\right) \exp\left(-\frac{R}{X} \omega \cdot t\right) \right\} \quad (A)$$

図 5.3 に図 5.2 の場合と同一条件だが過渡現象を考慮した場合の電磁力チャートを示す。短絡過渡状態を考えない場合に比べ電磁力は大きく拡大することが分かる。

導体支持材料などの強度はこの電磁力に耐える必要がある。

なお、3相の場合、全ての相で直流成分が無くなることはありえないから単相より投入のタイミングによる影響は少ない。



最大電磁力 (円形導体の場合)	R相	
	S相	-18892 N/m
	T相	20129 N/m

コメント

- この例ではR相最大電磁力は過渡現象無の場合の2.32倍(過渡現象無の場合は-8144 N/m) 過渡現象を考慮する必要性大きい。
- S相の最大値はR相の約1.07倍 これは過渡現象を考慮しない場合と同じ。

図 5.3

6. ソフト“短絡電磁力”で用いる計算方法と出力内容

円形導体の場合電磁力計算基本式は(1.2)式でだけである。

一方矩形導体縦配置では(2.1)式、横配置では(2.2)式が円形に変わる電磁力近似式となる。これらの式に短絡電流一般式を代入して電磁力は求められる。

三相の場合は自身の導体と他の2線との電磁力を合成するだけである。

尚、矩形導体ではより精度の高い計算法として前述の微小要素集計法がある。但しこの方法はコンピュータでもパソコンのレベルでは計算に時間を要する欠点がある。

ソフト“短絡電磁力”での電流及び電磁力計算範囲は短絡瞬時から3.5サイクルまでである。この間を細かく細分した時間毎に計算し、その中から最大電磁力を抽出する方法で求めている。矩形導体の場合、この繰り返し計算には近似式を用いている。

そこで検出した最大電磁力発生時刻の電流条件に絞って微小要素集計法を用いてより精度の高い最大電磁力を一回だけ計算している。

従って、矩形導体の場合、最大電磁力は次の3種類出力している。

a) 同一間隔の円形導体の電磁力

入力した矩形導体と同じ導体間隔で円形導体の場合(比較対象の目的)

b) 板厚無視近似式で求めた電磁力・・・縦配置は(2.1)式、横配置は(2.2)で計算 板厚が幅に対し小さい場合実用上十分な精度になることを確認頂く意味で出力。 (手元に”短絡電磁力“計算ソフトが無い場合でもこの式は電卓計算に使える。)

c) 微小要素集計法で求めた電磁力(最も精度が高い)

参考までに、計算方法を変えて求めた最大電磁力 F_m の絶対値 $|F_m|$ を表 6.1 に示す。

共通条件は図 6.1 において

直流及び単相通電： $I_1 = 42000A$ ， $I_2 = -42000A$

(但し交流の場合は実効値)

交流の場合：投入角 $\theta = 0$ ，力率 $\cos \phi = 0.2$

導体間隔： $D = 50mm$

矩形の場合：導体幅 $w = 175mm$ ，導体厚 $t = 20mm$ ，縦配置

(低圧母線で絶縁導体を使用した省スペースタイプ母線想定)

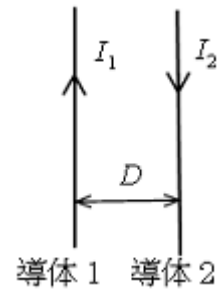


図 6.1

表 6.1 手法別最大電磁力計算結果

導体形状	電気方式	条件	計算式及び結果比較	$ F_m $ (N/m)
円形導体 	直流	電卓計算	$F = \frac{\mu_0 I_1 I_2}{2\pi \cdot D}$	7056
	単相交流	過渡電流無	ソフト計算 (直流の 2 倍と一致)	14111
		過渡電流有	ソフト計算、過渡現象無し の 2.38 倍	33633
矩形板厚無視 	直流	電卓計算	$F = \frac{\mu_0 D I_1 I_2}{2\pi \cdot w^2} \left[\frac{2w}{D} \tan^{-1} \frac{w}{D} - \log_e \left\{ \left(\frac{w}{D} \right)^2 + 1 \right\} \right]$	3723
	単相交流	過渡電流無	ソフト計算 (直流の 2 倍と一致)	7445
		過渡電流有	ソフト計算、過渡現象無し の 2.38 倍	17746
微小要素集計法 	直流	—	交流、過渡状態無のソフト計算の半分	3738
	単相交流	過渡電流無	ソフト計算	7474
		過渡電流有	ソフト計算、過渡現象無し の 2.38 倍	17814

表 6.1 は矩形導体縦配置の一例であるが一般に次にことが言える。

- 矩形導体縦配置では、導体間隔が導体幅より小さい場合電磁力は同じ導体間隔の円形導体に比べ小さくなる。(この例では過渡状態有り、円形導体の 33633N/m に対する矩形縦配置微小要素集計法の 17814N/m の値は 53%)
- 具体計算例は示していないが矩形導体横配置では、導体間隔が小さいほど電磁力は同一間隔の円形導体より大きくなる。(縦配置とは逆の関係)
- 但し、いずれの場合も導体間隔が導体幅の 2~3 倍程度になると円形導体の電磁力に近づく。
- 矩形導体の電磁力計算精度は微小要素集計法が最も高い。
特に導体厚さが比較的厚いほどその傾向が強くなる。(縦、横配置に関わらず)
- 三相の場合、矩形導体と円形導体では最大電磁力発生時期が異なる。

補足事項

1) ソフト”短絡電磁力”適用範囲

- ・ 導体形状は円形及び矩形断面のみ。且つ全ての極の導体形状寸法は同一とする
 - ・ 適用電気方式
 - a) 単相 2 線式
 - b) 単相 3 線式(外－中極間短絡及び外－外極間短絡)
 - c) 三相は三相短絡のみ
- 備考
直流は過渡電流の無い単相電磁力の 1/2 であり簡単に
変換できるので割愛。
- (三相回路の単相短絡は三相短絡の場合より電流小さくなるので割愛)
- ・ 短絡回路は抵抗とインダクタンスのみとし静電容量は含まないものとする
 - ・ 導体は平行配列とし、三相では各極の配置間隔は図 5.1 の関係にあるものとする
(円形、矩形縦、矩形横は問わない)
(単相 3 線式の外線間同士の計算でも導体間は隣接する導体との間隔を入力する
すなわち図 5.1 の D 寸法)
 - ・ 矩形導体では商用周波数(50Hz または 60Hz)の電気母線に適用
(導体断面に均一に電流が分布しているものとして計算している)
(表皮効果の大きな高周波にも近似として適用は可能と考えられるが厳密には適用
できない)

2) 本資料の説明文とプログラム”短絡電磁力”との導体記号表記の違い

本資料では導体 1,2,3 の表現をしているがプログラム出力との対比を表 1 に示す。

表 1 導体記号

本資料		導体 1	導体 2	導体 3
プログラムの出力	単相 2 線	U	V	—
	単相 3 線	U	O	V
	三相	R	S	T

備考：慣例的に電気業界ではプログラム出力の表記をすることが多い。

3) 関連資料

本資料は電流と電磁力の関係について述べたが、短絡電流とその大きさの表現方法などについては別途資料”短絡過渡現象”(ファイル名: transient.pdf) をご参照ください。

下記とんちんかんソフトホームページから閲覧できます。

http://www.justmystage.com/home/tonchinkan/transition_current.html

以上

参考書籍等

1) 電気磁気学 [3 版改訂] 山田直平 原著 桂井 誠 著

発行所 社団法人 電気学会 2005 年 8 月 31 日 発行

2) 縦配置矩形導体電磁力の板厚無視近似式の導出に関しては、作者の恩師的存在の先輩にご指導頂いたものである。お名前はひかえますがここに感謝の意を表します。

本資料の誤りや公開ソフトのバグなど、ご指摘事項やご意見があれば
下記までご連絡の上、ご指導頂きますようお願い致します。
作者メール tontinkan60@gmail.com