負荷時におけるタービン発電機のリアクタンス解析

正員 湧 井 真 一 (日 立)

正員 井 出 一 正 (日 立)

正員 高 橋 身 佳 (日 立)

非会員 モントヤ グスタボ (日 立)

非会員 桧 山 太 (日 立)

正員 八 木 恭 臣 (日 立)

Analysis of Turbine Generator Steady-State Reactances for Load Conditions

Shin'ichi Wakui, Member, Kazumasa Ide, Member, Miyoshi Takahashi, Member,

Gustavo Montoya, Non-Member, Futoshi Hiyama, Non-Member, Yasuomi Yagi, Member (Hitachi Ltd.)

This paper describes variations of turbine generator steady-state reactances for load conditions. When the turbine generator is a small size, magnetic saturation of the stator and rotor core is a problem. Therefore it is important to understand the variations of the reactances for load conditions. The reactances of a 592MVA turbine generator are calculated with d- and q-axis equations considering magnetic saturation and two-dimensional numerical magnetic field analysis. The results are as follows.

- (1) The equivalent synchronous reactances considering cross-magnetizing phenomenon are smaller than the original synchronous reactances for load conditions.
- (2) Numerical values of the d- and q-axis mutual reactance and the field and q-axis mutual reactance are at their maximum when the d-axis linkage flux is nearly equal to the q-axis linkage flux under constant voltage.
- (3) The d-axis synchronous reactance drops with increasing reactive power under constant voltage and active power, but the q-axis synchronous reactance increases.
- (4) The variation of the equivalent d-axis synchronous reactance with increasing reactive power is similar to that of the d-axis synchronous reactance, but variation of the equivalent q-axis synchronous reactance is different from that of the q-axis synchronous reactance.

キーワード：タービン発電機, d q 軸方程式, 磁界解析, 磁気飽和, リアクタンス

1. まえがき

近年の回転機の市場においては、回転機の性能は勿論であるが、低価格化に対する要求が高まりつつあり、マシンサイズの低減による低コスト化が必要となっている。マシンサイズの低減を進めていく上で問題の一つとなるのが、高磁界化による回転子および固定子鉄心の磁気飽和の顕在化であり、非線形磁気特性による特性算定精度低下の補償が必要となる。

同期機の負荷時の特性は無負荷および三相短絡特性を計算し、これらとポーシェリアクタンス等の統計処理された数値を用いて算定されるのが一般的な方法である⁽¹⁾。

発電機の性能は、本来負荷時の特性に基づいて決定されるべきものであるが、このような推定に近い方法を取っている限りにおいては、必ずしも負荷時の電気的特性が正確に把握できているとは考えられない。

負荷時の電気的性能を示す特性値としてリアクタンスがある。このリアクタンスは、大容量同期機を電力系統で運用するための安定性等の解析に用いられるが、一般には飽和値と未飽和値の二値を使い分けている程度である。特に、飽和値については、無負荷定格電圧発生時に相当する状態で計算したもので、各種負荷状態で機内の磁束レベルや主磁束の方向が変化し、リアクタンス値が変化することは考慮されていない。

一方、発電機のリアクタンスに飽和の影響を考慮して系統解析を行う解析手法が提案されている⁽²⁾⁽³⁾。しかし、系統電圧に固定されて、力率、出力が変化する発電機の一般的な運転パターンに対し、飽和時のd軸および界磁とq軸間の磁氣的結合を考慮して様々な負荷状態のリアクタンス値が算出された例は確認されていない。

したがって、負荷時の発電機の性能を考察し、発電機的设计指針を再構築していくことは、磁気装荷を向上してマシンサイズを低減するために必要な事項であると考えられる。このような負荷時の特性に着目する場合、発電機の各種負荷状態におけるリアクタンスの変化を定量的に解明する必要がある。

任意負荷時の界磁電流を算出する試みとして、二次元磁界解析とd-q軸方程式を用いる方法がChari氏等によって提案されている⁽⁴⁾⁽⁵⁾。しかし、Chari氏等の方法では前述の飽和時特有のd軸-q軸間および界磁-q軸間の磁氣的結合に対する配慮が為されていないため、これらの影響を考察することが困難である。この問題を解決するため、先に筆者等は飽和時特有の磁氣的結合を考慮した任意負荷時の界磁電流とリアクタンスを算出する方法を提案し、飽和時特有の磁氣的結合を考慮しない場合と比較して飽和の大きな領域でも良好な解析精度が得られることを報告した⁽⁶⁾。

本論文は、先に提案した任意負荷時のリアクタンス算出法を適用し、飽和時におけるd軸-q軸間および界磁-q軸間の磁氣的結合を考慮して様々な負荷状態のリアクタンスの変化を定量的に解析して考察を加え、整理するものである。まず、磁気飽和を考慮して拡張したd-q軸方程式によるリアクタンス算出と、これらのリアクタンスを磁気飽和を考慮しない従来のd-q軸方程式におけるリアクタンスへの等価変換について述べる。次いで、592 MVAタービン発電機を対象とし、電圧および力率を一定として出力を変化させた場合と、電圧および出力を一定として力率を変化させた場合のリアクタンスの変化を算出するとともに、前述のような等価リアクタンスへ変換して表示した結果を示す。その結果、負荷が変化したときの飽和時特有の磁氣的結合を示すリアクタンスの変化の様子や、磁気飽和を考慮したd-q軸方程式で定義したリアクタンスの値と従来のd-q軸方程式で定義されるリアクタンスに等価変換した値の差などが定量的に明らかになった。

本論文は、以上の成果について述べるものである。

2. 界磁電流およびリアクタンス計算法

本章では、磁気飽和を考慮したd-q軸方程式と二次元磁界解析を用いて任意の負荷時における界磁電流およびリアクタンスを計算する方法について述べ、得られたリアクタンスを磁気飽和を考慮しない従来のd-q軸方程式

におけるリアクタンスへ等価変換する方法について説明する。

<2・1> 磁気飽和を考慮した界磁電流およびリアクタンス計算法 磁気飽和を考慮してd軸電機子鎖交磁束 ϕ_d 、q軸電機子鎖交磁束 ϕ_q および界磁鎖交磁束 ϕ_f を単位法で表記すれば、次式のようになる⁽⁶⁾。

$$\phi_d = -x_d i_d - x_{dq} i_q + x_{ad} i_f \quad \cdots \cdots (1)$$

$$\phi_q = -x_{dq} i_d - x_q i_q + x_{fq} i_f \quad \cdots \cdots (2)$$

$$\phi_f = -x_{ad} i_d - x_{fq} i_q + x_f i_f \quad \cdots \cdots (3)$$

ここに、 x_d : d軸同期リアクタンス、 x_q : q軸同期リアクタンス、 x_r : 界磁巻線自己リアクタンス、 x_{ad} : d軸電機子反作用リアクタンス、 x_{dq} : d-q軸間相互リアクタンス、 x_{fq} : 界磁-q軸間相互リアクタンス、 i_d : d軸電機子電流、 i_q : q軸電機子電流、 i_f : 界磁電流

(1)~(3)式において、各リアクタンスは磁気飽和によって変化する。

また、(1)~(3)式に基づいて、d軸電機子電圧 v_d およびq軸電機子電圧 v_q は次式のように表記される。

$$v_d = x_{dq} i_d + x_q i_q - x_{fq} i_f - r i_d \quad \cdots \cdots (4)$$

$$v_q = -x_d i_d - x_{dq} i_q + x_{ad} i_f - r i_q \quad \cdots \cdots (5)$$

ここに、 r : 電機子巻線抵抗

図1に同期発電機のベクトル図を示す。同図(a)は磁気飽和を考慮しない場合、(b)は磁気飽和を考慮した場合であり、(4)式、(5)式を基に描いた図である。図において、 e_r および e_d 、 e_q は、それぞれ界磁電流による誘起電圧、およびd、q軸電機子電流による電圧降下であり、磁気飽和を考慮しない場合は e_r と e_d がq軸方向のベクトル、 e_q がd軸方向のベクトルであるのに対して、磁気飽和を考慮するとその関係が成立しなくなる。

図2は界磁電流およびリアクタンスの計算の流れであり、(1)~(3)式のd-q軸方程式と二次元断面の磁界解析を用いて特定の負荷状態における界磁電流およびリアクタンスを計算する方法を示した。図示のように、本計算は次のような流れによって行っている⁽⁶⁾。

- 1) 計算する負荷状態に相当する電機子電圧、電機子電流、力率およびリアクタンスの初期値を入力する。
- 2) (1)~(3)式を用いて、d、q軸電機子電流、界磁電流およびd、q軸電機子鎖交磁束、界磁鎖交磁束を計算する。
- 3) これらのd、q軸電機子電流と界磁電流によって二次元断面の磁界を解析し、d、q軸電機子鎖交磁束および界磁鎖交磁束を求め、リアクタンスを計算する⁽⁶⁾。ここで、d、q軸電機子鎖交磁束は付録に示した考えに基づいて算出している。なお、三相短絡時のようにq軸電機子電流が零になる場合には、他より十分小さな電流を入力して、リアクタンスが算出できるようにしている。

- 4) 算出したリアクタンスは、固定子側の通風ダクト、エンドステップおよび回転子側のグループスロットによる影響と電機子巻線端部の漏れリアクタンスを考慮して補正する⁽⁶⁾。
- 5) 三次元的に補正したリアクタンスによってd, q軸電機子鎖交磁束および界磁鎖交磁束を計算して更新する。
- 6) 鎖交磁束の更新値が更新前の値と一致するか判定する。一致すれば、電流、磁束およびリアクタンスの解が収束したと判定し、一致しなければ、リアクタンスの更新値

を更新前の値と入れ替えて、2)~5)を繰り返し計算する。

<2・2> 等価リアクタンス (1)~(3)式はd-q軸間および界磁-q軸間の磁氣的結合を考慮した電機子鎖交磁束の式であるが、一般に用いられる同期機のd-q軸方程式の形態とは異なる。そのため、d, q軸同期リアクタンス x_d, x_q にd-q軸間および界磁-q軸間の磁氣的結合 x_{dq}, x_{fq} の影響を考慮して、電機子鎖交磁束の式を表記すれば、次式ようになる。

$$\phi_d = -x_d i_d - x_{dq} i_q + x_{ad} i_f$$

図1 同期発電機のベクトル図

Fig. 1. Vector diagram of synchronous generators.

図2 界磁電流・リアクタンス解析の流れ

Fig. 2. Flow chart of field current and reactances calculation.

$$\begin{aligned}
&= -\left\{ \left(x_{ad} + x_{dq} \frac{i_q}{i_d - i_f} \right) + x_l \right\} i_d \\
&\quad + \left\{ x_{ad} + x_{dq} \frac{i_q}{i_d - i_f} \right\} i_f \\
&\equiv -(x_{adeq} + x_l) i_d + x_{adeq} i_f \\
&\equiv -x_{deq} i_d + x_{adeq} i_f \cdots \cdots \cdots (6)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\phi_q &= -x_{dq} i_d - x_q i_q + x_{fq} i_f \\
&= -\left\{ \left(x_{dq} \frac{i_d}{i_q} + x_{aq} - x_{fq} \frac{i_f}{i_q} \right) + x_l \right\} i_q \\
&\equiv -(x_{aqeq} + x_l) i_q \\
&\equiv -x_{qeq} i_q \cdots \cdots \cdots (7)
\end{aligned}$$

ここに、 x_l ：電機子漏れリアクタンス、 x_{aq} ：q軸電機子反作用リアクタンス

ここで、 x_{deq} および x_{qeq} をそれぞれ等価d軸同期リアクタンス、等価q軸同期リアクタンス、 x_{adeq} および x_{aqeq} をそれぞれ等価d軸電機子反作用リアクタンス、等価q軸電機子反作用リアクタンスと仮称する。これらのリアクタンスは電機子鎖交磁束を従来のd軸および界磁とq軸の結合がない式と同等に表記するために定義したものである。ただし、(6)、(7)式の誘導過程からも明らかなように、これらの等価リアクタンスは従来の電機子鎖交磁束の式と整合をとることはできるが、界磁鎖交磁束の式

には使用できない。

3. 負荷時におけるリアクタンスの変化

本章では、まず、592MVAタービン発電機を対象とし、前章で示した解析方法により界磁電流およびリアクタンスを解析して実測結果と比較し、様々な運転状態における本解析手法の計算精度について確認した。次いで、電圧および力率を一定として出力を変化させた場合と、電圧および出力を一定として力率を変化させた場合のリアクタンスの変化を算出し、考察を加える。

<3・1> 解析対象機 表1に解析対象機の主要諸元を示す。対象とした発電機は592MVAタービン発電機であり、このクラスとしては標準的に設計された機械である。

図3に三相短絡および無負荷飽和曲線を示す。三相短絡曲線の計算値と実測値は良く一致している。無負荷飽和曲線は界磁電流の計算値が実測値よりわずかに大きくなっているが、磁気飽和の大きな定格電圧以上の領域でも良好な計算結果が得られている。なお、無負荷時の界磁電流計算値が実測値より若干大きいのは、電機子反作用の無い状態において電機子巻線の端部に鎖交する界磁磁束が発生するにも拘わらず、解析上考慮していないためによるものと推定される。

表2に負荷時の解析ケースを示す。ケース1～4はそれぞれ定格力率0.85 p.u. 付近の誘導性負荷で、出力を定格負荷の40%、60%、80%、100%程度とした場合である。

表1 592MVAタービン発電機の主要諸元
Table 1. 592MVA turbine generator specifications.

項目	固定子	回転子
容量 (MVA)	592	
電機子電圧 (kV)	20	
電機子電流 (A)	17090	
力率 (p.u.)	0.85 (遅れ)	
極数	2	
周波数 (Hz)	50	
回転数 (rpm)	3000	
鉄心軸方向長 (mm)	5800	
結線方法	2Y	—
スロット数	48	32
鉄心外径 (mm)	2466	1079.5
冷却方式	水冷却	直接水素冷却

図3 三相短絡および無負荷飽和曲線

Fig. 3. Three-phase short circuit and no-load saturation curve.

表2 計算ケース

Table 2. Calculation cases.

項目	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5	Case 6
有効電力 (p.u.)	0.356	0.507	0.677	0.845	0.840	0.797
無効電力 (p.u.)	0.193 (遅れ)	0.312 (遅れ)	0.427 (遅れ)	0.519 (遅れ)	0.030 (遅れ)	0.291 (進み)
電機子電圧 (p.u.)	1.020	0.995	0.997	1.003	0.995	1.005
電機子電流 (p.u.)	0.404	0.605	0.802	0.989	0.848	0.854
力率 (p.u.)	0.880 (遅れ)	0.851 (遅れ)	0.846 (遅れ)	0.852 (遅れ)	0.999 (遅れ)	0.940 (進み)

また、ケース5、6はそれぞれ非誘導性負荷で出力を約100%、容量性負荷で出力を約100%とした。

図4に負荷時の界磁電流算定結果を示す。同図(a)は表2のケース1~4の場合、すなわち力率を0.85 p.u. 一定とし、

(a) 力率一定時

(b) 出力一定時

図4 負荷時の界磁電流算定結果

Fig. 4. Calculated field currents for load conditions.

表3 過渡リアクタンス計算値および実測値

Table 3. Calculated and measured transient reactances.

	30% 電圧
電機子電圧 (p.u.)	0.30
電機子電流 (p.u.)	0.30
力率 (p.u.)	1.00
X_d' 実測値 (p.u.)	0.338
X_d' 計算値 (p.u.)	0.356
実測値/計算値 (%)	94.94

表4 力率一定時のリアクタンスの計算ケース

Table 4. Calculation cases of reactances under constant power factor.

項目	Case 1	Case 2	Case 3
有効電力 (p.u.)	0~0.85	0~0.90	0~1.00
無効電力 (p.u.)	0~0.53 (遅れ)	0~0.44 (進み)	0
電機子電圧 (p.u.)	1.00	1.00	1.00
電機子電流 (p.u.)	0~1.00	0~1.00	0~1.00
力率 (p.u.)	0.85 (遅れ)	0.90 (進み)	1.00

負荷を大きくした場合の界磁電流算定結果である。同図(b)は表2のケース4~6の場合、すなわち出力を約100%一定とし、力率を変えたときの界磁電流算定結果である。以上のように、負荷時の界磁電流の計算値は、負荷の大きさに関わらず僅かな誤差で実測値と良く一致している。

表3に592MVAタービン発電機の過渡リアクタンス算定結果を示す。実測値は端子電圧 $V=0.3$ p.u. の無負荷運転状態から三相突発短絡試験を行ったときの過渡リアクタンス x_d' であり、未飽和値相当の値である。計算値は電機子電流 $I_a=0.3$ p.u., 端子電圧 $V=0.3$ p.u., 力率1.00 p.u. の運転状態における電機子漏れリアクタンス x_l と界磁漏れリアクタンス x_{fl} の和として x_d' を算出したもので、未飽和値相当の値である。計算値は実測値に対して5%程度の誤差で一致している。

以上の結果から、本算定方法は運転状態に拘わらず、精度良く界磁電流等を算定できることが明らかとなり、様々な運転状態のリアクタンスが精度良く算出できることの傍証が得られたと理解できる。

<3・2> 力率一定時のリアクタンス変化

表4に力率一定時のリアクタンスの計算ケースを示す。表に示した計算ケース1~3は、特定の力率、すなわちそれぞれ力率を遅れ力率0.85 p.u., 進み力率0.90 p.u., 1.00 p.u. 一定として、電機子電流を変化させたときの計算ケースである。

図5に力率を一定としたときの同期リアクタンスおよび漏れリアクタンスの変化を示す。同図(a)はd軸同期リアクタンス x_d , q軸同期リアクタンス x_q および漏れリアクタンス x_l について示した図であり、 x_q は負荷が大きくなると力率に関係なく小さくなっている。一方、 x_d は磁束レベルの低い進み力率0.90 p.u. と1.00 p.u. のときは負荷に関係なくほぼ一定であり、遅れ力率0.85 p.u. のときのみ負荷が大きくなると減少している。リアクタンスの減少は、負荷が大きくなると、漏れリアクタンスによる電圧降下分が発生するため、回転子および固定子鉄心の磁束が大きくなり、鉄心がより飽和するために生じるもので、 x_d が小さくなる傾向は、電機子電流が端子電圧に対して遅れるほど顕著であり、 x_q が小さくなる傾向は、逆に電機子電流が端子電圧に対して進むほど顕著である。

このことは、力率が進むほど磁化作用により、全起磁力に占める界磁起磁力の割合が小さくなって、機内磁束に及ぼす電機子反作用の影響が相対的に大きく見えるた

め、発電機内部の磁束は力率が進むほどq軸方向に傾くことになるという理解できる。すなわち、タービン発電機のような円筒形回転子では一般に $x_d \equiv x_q$ と言われていることが、力率が進むほど成り立たなくなることが数値的に示されている。また、負荷が大きくなると同期リアクタンス x_d および x_q が小さくなり、固有定常安定度が向上することから⁽⁷⁾、負荷が大きくなるほど安定に同期運転が継続され得るといえる。一方、電機子漏れリアクタンス x_l は電機子反作用リアクタンス x_d 、 x_q とは逆に負荷が大きくなるとわずかに増加する傾向にあり、力率による違いはほとんど見られない。

(b)は等価d軸同期リアクタンス x_{deq} および等価q軸同期リアクタンス x_{qeq} について示した図であり、 x_{deq} 、 x_{qeq} は(6)式、(7)式を用いて算出した。 x_{deq} および x_{qeq} は計算ケースに関わらず電機子電流が大きくなると磁気飽和によって減少している。また、同一電機子電流値に対して、

(a) 同期リアクタンスおよび漏れリアクタンス

(b) 等価同期リアクタンス

図5 力率一定時の同期リアクタンスおよび漏れリアクタンスの変化

Fig. 5. Variation of synchronous reactances and leakage reactances under constant power factors.

磁気飽和の大きい遅れ力率0.85 p.u.、力率1.00 p.u.、進み力率0.90 p.u.の順に x_{deq} と x_{qeq} は減少し、 x_{deq} 、 x_{qeq} と x_d 、 x_q とを比較すると、 x_{deq} と x_{qeq} はそれぞれ x_d 、 x_q より小さく、力率の違いによる差も小さくなっている。

本来の定義に基づくリアクタンス x_d 、 x_q はそれぞれ電機子電流のd軸分 i_d とq軸分 i_q の大きさに直接左右されるが、 x_{deq} 、 x_{qeq} はd-q軸間および界磁-q軸間の磁気的結合を考慮して等価的に表現したリアクタンスであるため、それぞれ i_q と i_d の影響を受け、力率による違いも小さくなる。また、 i_q によって発生するd軸方向磁束のため、 i_d と i_q のベクトル和によって発生するd軸方向磁束が減磁されて、見掛け上d軸方向の磁気的結合が小さくなるため、 x_{deq} は x_d より小さくなる。q軸についても同様の理由により、見掛け上q軸方向の磁気的結合が小さくなるため、 x_{qeq} は x_q より小さくすると理解できる。

図6にd-q軸間相互リアクタンス x_{dq} 、界磁-q軸間相互リアクタンス x_{fq} およびd軸、q軸電機子鎖交磁束 ϕ_d 、 ϕ_q の電機子電流 I_a に対する変化を示す。同図(a)は遅れ力率0.85 p.u. (Case1)のときの x_{dq} 、 x_{fq} および ϕ_d 、 ϕ_q の変化を示しており、 $I_a=1.0$ p.u.が定格負荷時である。 x_{dq} と x_{fq} は大略一致し、電機子電流 I_a の増加とともに大きくなっている。 ϕ_d は電機子電流が大きくなると小さくなり、 ϕ_q は逆に大きくなる。

(b)は進み力率0.90 p.u. (Case2)の場合で、 x_{dq} と x_{fq} はほぼ一致し、電機子電流 $I_a=0.4$ p.u.までは I_a とともに大きくなるが、 I_a が0.4 p.u.以上になると逆に減少している。 ϕ_d は電機子電流が大きくなると小さくなり、 ϕ_q は逆に大きくなっているが、電機子電流 I_a が0.5 p.u.より大きくなると ϕ_d は ϕ_q より小さくなる。

(c)は力率1.00 p.u. (Case3)の場合であり、 x_{dq} と x_{fq} は電機子電流 I_a が0.6 p.u.より小さい範囲では I_a の増加とともに大きくなるが、それ以上になると緩やかに小さくなっている。また、 ϕ_d は I_a が大きくなると小さくなり、 ϕ_q は逆に大きくなっている。また、電機子電流が0.7 p.u.程度になると ϕ_d は ϕ_q より小さくなる。

図6を通してみると、d軸電機子鎖交磁束 ϕ_d とq軸電機子鎖交磁束 ϕ_q が略等しいとき、 x_{dq} と x_{fq} は最大となり、最大値は電機子漏れリアクタンス x_l と同程度の大きさとなっていることがわかる。 x_{dq} と x_{fq} はd軸或いは界磁とq軸の間の磁気的結合の大きさを表すもので、d軸がパーミアンス最大でq軸がパーミアンス最小か、d軸がパーミアンス最小でq軸がパーミアンス最大かの何れかの場合には生じ得ない。一方、突極性がない場合、磁束レベルが同じで、d軸とq軸の中間地点にパーミアンスが最大、或いは最小の位置があれば、d軸或いは界磁とq軸の間の磁気的結合は最も大きくなる。ここで、タービン発電機は比較的突極性が小さいこと、図6の計算が端子電圧一定の条件であるため、発電機内部の磁束レベルが電

機子漏れリアクタンスによる電圧降下分だけしか異ならず、何れの計算ケースも ϕ_d と ϕ_q のベクトル和がほぼ同じレベルであることから、 ϕ_d と ϕ_q が略等しいときに x_{dq} と x_{fq} は最大となると理解できる。

一方、図6において、何れも ϕ_d が ϕ_q より僅かに大きい領域で、 x_{dq} と x_{fq} が最大となる傾向が見られる。タービン発電機のような円筒形回転子でも、d軸に磁極部があることによって磁気回路中に占める鉄の割合が高く、q

(a) 計算ケース1

(b) 計算ケース2

(c) 計算ケース3

図6 力率一定時のd-q軸間、界磁-q軸間相互リアクタンスおよび電機子鎖交磁束の変化

Fig. 6. Variations of mutual reactances and linkage fluxes under constant power factors.

軸は逆に鉄の割合が低い。すなわち、回転子で磁気飽和の影響がより顕著になるのはd軸側であり、磁気回路全体で考えてもq軸側よりd軸側の方が磁気飽和の影響を受けやすい。したがって、ほぼ磁束レベルが同じ状態であれば、 ϕ_q より ϕ_d の若干大きい領域で、 x_{dq} と x_{fq} が大きくなると考えられる。

<3・3> 出力一定時のリアクタンスの変化 表5に出力一定時のリアクタンスの計算ケースを示す。表に示した計算ケースは電圧を1.00 p.u. 一定とし、出力が0.85 p.u. となるように、力率を進み力率0.90 p.u. から遅れ力率0.85 p.u. まで変化させたときの計算ケースである。

表5 出力一定時のリアクタンスの計算ケース
Table 5. A calculation case of reactances under constant active power.

項目	Case
有効電力 (p.u.)	0.85
無効電力 (p.u.)	0.41(進み)~0.53(遅れ)
電機子電圧 (p.u.)	1.00
力率 (p.u.)	0.90(進み)~0.85(遅れ)

(a) 同期リアクタンス及び電機子漏れリアクタンス

(b) d-q軸間、界磁-q軸間相互リアクタンスおよび電機子鎖交磁束

図7 出力一定時のリアクタンスおよび電機子鎖交磁束の変化

Fig. 7. Variation of reactances and linkage fluxes under constant active power.

図7に無効電力を変えたときのリアクタンスおよび電機子巻線鎖交磁束の変化を示す。図は表5に示した計算ケースである。同図(a)は同期リアクタンス x_d 、 x_q 、等価同期リアクタンス $x_{d\text{eq}}$ 、 $x_{q\text{eq}}$ および漏れリアクタンス x_l について示した図である。無効電力 W_x によるリアクタンスの変化の傾向は、電機子電流が端子電圧より遅れるほど x_d は小さくなり、 x_q と x_l は逆に大きくなっている。また、 $x_{d\text{eq}}$ と $x_{q\text{eq}}$ は磁束レベルの低い進み力率のときは変化しないが、遅れ力率になると無効電力の増加とともに小さくなる傾向を示している。 x_d 、 x_q と $x_{d\text{eq}}$ 、 $x_{q\text{eq}}$ を比較すると、 $x_{d\text{eq}}$ 、 $x_{q\text{eq}}$ はともに x_d 、 x_q より小さく、特に x_q と $x_{q\text{eq}}$ では無効電力の増加に伴う変化の傾向が異なっている。

(b)はd-q軸間、界磁-q軸間相互リアクタンスおよび電機子鎖交磁束 ϕ_d 、 ϕ_q について示した図である。d軸電機子鎖交磁束 ϕ_d は力率が遅れるほど大きくなり、q軸電機子鎖交磁束 ϕ_q は逆に小さくなっている。これは、力率が遅れるほど減磁作用が大きくなって、全起磁力に占める界磁起磁力の割合が大きくなり、機内磁束に及ぼす電機子反作用の影響が小さくなるためである。この結果から、遅れ力率の範囲では、無効電力が大きくなるとd軸分のみ磁気飽和が生じて x_d は小さくなるが、 x_q は逆に大きくなることがわかる。一方、d-q軸間および界磁-q軸間相互リアクタンス x_{dq} 、 x_{fq} はほぼ一致しており、遅れ力率で無効電力 W_x が約0.2 p.u.のときに最大となっている。図6で考察したように、この結果からも電機子電圧が一定の場合には $\phi_d \equiv \phi_q$ のときに x_{dq} と x_{fq} が略最大となっていることがわかる。

4. あとがき

標準的設計の592MVAタービン発電機を対象とし、飽和時特有の磁氣的結合を考慮して負荷時の同期リアクタンス x_d 、 x_q などの変化を解析するとともに、飽和時特有の磁氣的結合を考慮して等価リアクタンス $x_{d\text{eq}}$ 、 $x_{q\text{eq}}$ を定義し、負荷による変化を解析した結果をまとめた。本論文で得られた知見を列挙すれば、以下のようになる。

- (1) 飽和時特有の磁氣的結合を考慮した等価リアクタンス $x_{d\text{eq}}$ 、 $x_{q\text{eq}}$ は、本来の定義に基づくリアクタンス x_d 、 x_q より全領域で小さい値をとる。
- (2) 電圧を一定に保った運転では、飽和時特有の磁氣的結合を示すリアクタンス x_{dq} 、 x_{fq} はd軸磁束とq軸磁束がほぼ等しくなるときに最大となり、漏れリアクタンス x_l と同程度の値となる。
- (3) 電圧と出力を一定とし、力率を進み側から遅れ側に変化させると x_d は小さくなるが、 x_q は逆に大きくなる。
- (4) (3)に関し、 x_d と $x_{d\text{eq}}$ の変化の傾向は同一であるが、 x_q と $x_{q\text{eq}}$ の傾向は全く異なり、力率を進み側から遅れ側に変化させると x_q は大きくなるが、 $x_{q\text{eq}}$ は逆に小さくなる。

る。

リアクタンスの飽和は定性的には古くから認識され、モデル化の試みも為されているが、大容量発電機の実際のリアクタンスの変化が定量的に示された例は少ない。本論文で示した結果は、飽和時特有の磁氣的結合も考慮してリアクタンスの変化を定量的に示したもので、負荷時の特性に着目して特性改善を進めるうえでの有益な数値データになり得るものと考えている。

終わりに、本研究を進めるにあたり御指導いただいた(株)日立製作所日立研究所伊藤元哉主任研究員に御礼申し上げる次第である。

(平成8年6月21日受付、平成8年9月2日再受付)

文 献

- (1) JEC114:「同期機」(昭54)
- (2) 松木・永尾・岡田・上之園:「飽和を考慮した同期発電機の定常特性および脱調現象のシミュレーション」, 電学論B, Vol. 104-B, No.1 (昭59-1)
- (3) 田村・武田:「電力系統シミュレーションのための同期機モデルにおける飽和の表現に関する一考察」, 電学論B, Vol. 113-B, No.12 (平5-12)
- (4) M. V. K. Chari, Z. J. Csendes, S. H. Minnich, S. C. Tandon and J. Berkery: "Load Characteristics of Synchronous Generators by Finite-Element Method", *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-100, No.1 (1981)
- (5) J. W. Dougherty and S. H. Minnich: "Finite Element Modeling of Large Turbine Generators; Calculations Versus Load Test Data", *IEEE Trans. on Power Apparatus and Systems*, Vol. PAS-100, No.8 (1981)
- (6) 井出・高橋・宮川・田中・八木:「飽和を考慮したd-q軸方程式に基づく同期機の界磁電流算定」, 電学論D, Vol. 116-D, No.3 (平8-3)
- (7) 電気学会同期機の仕様と設計調査専門委員会:「同期機の仕様と設計および機器パラメータに対する影響」, 電気学会技術報告(II部) 第405号 (平2-1)

付 録

磁界解析からd、q軸電機子鎖交磁束を求める式を以下に示す。なお、本文では以下の磁束を単位法に変換して用いている。

磁界解析によって得られた電機子上コイル、底コイルそれぞれの磁気ベクトルポテンシャルを各コイル断面毎に積分平均し、それぞれの周方向 θ に対する分布の基本波成分をとって $a_{su}(\theta)$ Wb/m, $a_{sl}(\theta)$ Wb/mとすると、 $a_{su}(\theta)$ 、 $a_{sl}(\theta)$ は次式のようになる。

$$a_{SU}(\theta) = A_{SU} \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2} + \alpha_{SU}\right) \quad \dots\dots\dots(\text{付1})$$

$$a_{SL}(\theta) = A_{SL} \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2} + \alpha_{SL}\right) \quad \dots\dots\dots(\text{付2})$$

ここに、 θ : d 軸を基準にした周方向座標値 (電気角)

したがって、d 軸および q 軸電機子鎖交磁束 Φ_d Wb, Φ_q Wb はそれぞれ次式のようになる。

$$\Phi_d = \frac{2}{\pi} \frac{N_{spp} f_{wd} f_{ws} P}{n_Y} L_c \times \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left\{ a_{SU}(\theta) + a_{SL}(\theta) \right\} \cos\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) d\theta \quad \dots\dots\dots(\text{付3})$$

$$\Phi_q = \frac{2}{\pi} \frac{N_{spp} f_{wd} f_{ws} P}{n_Y} L_c \times \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left\{ a_{SU}(\theta) + a_{SL}(\theta) \right\} \sin\left(\theta + \frac{\pi}{2}\right) d\theta \quad \dots\dots\dots(\text{付4})$$

ここに、 N_{spp} : 毎極毎相の固定子スロット数、 f_{wd} : 電機子巻線の分布係数、 f_{ws} : 電機子巻線の短節係数、 P : 極数、 n_Y : 電機子巻線の並列回路数、 L_c : 固定子鉄心軸方向長(m)

ただし、(付3)式、(付4)式は、二層巻であること、および一層あたりの巻線断面において並列回路が1であることを仮定している。

湧井 真一

(正員) 昭和41年6月4日生。平成4年3月秋田大学大学院鉱山学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月(株)日立製作所入社。日立研究所勤務。回転電気機械の研究に従事。平成8年電気学会論文賞受賞。

井出 一正

(正員) 昭和39年1月5日生。昭和63年3月東北大学大学院工学研究科電気及通信工学専攻博士前期課程修了。同年4月(株)日立製作所入社。電力・電機開発本部勤務。回転電気機械の研究に従事。工学博士。日本応用磁気学会、IEEE会員。平成5年電気学会論文賞受賞。

高橋 身佳

(正員) 昭和24年5月11日生。昭和47年3月秋田大学鉱山学部電気工学科卒業。同年4月(株)日立製作所入社。電力・電機開発本部勤務。回転電気機械の研究に従事。現在、同所主任研究員。工学博士。日本応用磁気学会、低温工学会、IEEE会員。平成元年および平成8年電気学会論文賞受賞。

モリタ グラキ

(非会員) 昭和34年10月26日生。平成3年3月室蘭工業大学大学院工学研究科電気工学専攻修士課程修了。同年4月(株)日立製作所入社。日立工場勤務。タービン発電機的设计、開発に従事。

松山 太

(非会員) 昭和26年12月4日生。昭和45年4月(株)日立製作所入社。日立工場勤務。タービン発電機的设计、開発に従事。現在、同所主任技師。

八木 恭臣

(正員) 昭和29年5月10日生。昭和54年3月東京大学修士課程修了。同年4月(株)日立製作所入社。日立工場勤務。超電導磁石、核融合装置、タービン発電機、超電導発電機的设计、開発に従事。この間、昭和60年12月アメリカ・ミシガン大学修士課程修了。現在、同所主任技師。平成8年電気学会論文賞受賞。