交流励磁形同期発電機の実出力端子電圧における 高調波とその評価方法

正員 井 出 一 正 (日 立)
 正員 高 橋 身 佳 (日 立)
 正員 伊 藤 元 哉 (日 立)
 正員 辻 英 治 (日 立)
 正員 八 坂 保 弘 (日 立)
 正員 藤 本 爵 (関西電力)

Analysis of Terminal Voltage Waveform of AC Exciting Synchronous Generators

Kazumasa Ide, Member, Miyoshi Takahashi, Member, Motoya Ito, Member, Eiji Tsuji, Member, Yasuhiro Yasaka, Member (Hitachi Ltd.), Takashi Fujimoto, Member (Kansai Electric Power Co.)

Recently, adjustable speed hydroelectric power systems have been developed. In those power systems, AC exciting synchronous generators are used, instead of ordinary salient-pole type synchronous machines. However, some higher harmonic sequences are included in the distribution of air gap magnetic flux density and in the terminal voltage waveform of the AC exciting synchronous machines, because these machines have open winding slots. In order to develop better machines without terminal voltage waveform distortions, an evaluation method of the terminal voltage harmonics has been needed.

The authors describe mechanism of higher harmonics generation qualitatively and propose an analytical method of no-load terminal voltage waveforms, on the basis of two-dimensional magnetic field analysis considering movement of the rotor, for quantitative higher harmonics analysis. The analytical results of higher harmonics show good agreement with the experimental ones.

キーワード：交流励磁形同期発電機，可変速揚水発電，電圧波形ひずみ，高調波，磁界解析

1. ま え が き

近年，電力系統においては，原子力発電の比率が増加し，夜間の電力調整能力が低下する傾向にある。このような問題点を解決するために，可変速揚水発電システムが考案され⁽¹⁾，現在我が国では，本システムが実証されている段階である⁽²⁾。

ところで，このような可変速揚水発電システムでは，回転子の可変速運転が要求されるため，従来の突極形同期発電機に代わり，交流励磁形同期発電機が用

いられる⁽²⁾。交流励磁形同期機は⁽³⁾，従来の同期機の特性に負荷調整能力が付与された運転特性を有する一方，その機械構造は，巻線形誘導機に酷似した開放スロット構造が採用される。また，励磁効率を高めるために空け長が比較的小さく設定され，磁気飽和あるいはスロットによる磁気抵抗の空間的脈動などによる高調波の顕在化が懸念されている。このような高調波の発生は，出力電圧波形ひずみを引き起こし，供給電力の品質低下をまねく可能性がある⁽⁴⁾。

以上の課題に対し，著者らは交流励磁形同期機の出

力電圧に含まれる高調波の発生機構を解明することおよび良好な品質の電力を供給できる交流励磁形同期発電機の設計指針を確立することを目的として、高調波の解析および評価方法を考案した。すなわち、パーミアンス分布に基づき、交流励磁形同期機における高調波発生機構を定性的に検討した。次いで、本検討による知見に基づき、高調波の定量的評価の手段として、回転子移動を考慮した磁界解析による簡便な無負荷端子電圧波形シミュレーションの方法を提案した。

その結果、同波形シミュレーションによる計算値と実測値は良好な一致を示すと共に、考案した評価方法の妥当性が得られ、その有効性が明らかとなった。

本論文は、以上の成果について報告するものである。

2. 交流励磁形同期発電機の運転形態と機械構成

図1に交流励磁形同期発電機を用いた可変速揚水発電システムの概要を示す。図のように、同システムは大形巻線形誘導機の機械構成に酷似した開放スロット構造の回転子を有する交流励磁形同期発電機を中核としている。発電機の界磁は、可変周波数の三相交流励磁によって回転磁界が形成され、回転子の回転速度と界磁巻線の形成する回転磁界の回転速度の和が常に一定となるような制御が行われる。すなわち、同システムでは、回転子の回転速度が変化されれば機械的入力に変化し、電力系統には機械的入力に応じた電力が供給され、その周波数は常に一定となる⁽²⁾。

図2に交流励磁形同期発電機の断面図を示す。同機の回転子および固定子には、それぞれ界磁巻線および電機子巻線を収納するスロットが設けられているため、空げきにおける磁気抵抗分布には、スロット数に対応した脈動成分が含まれる。また、界磁巻線は分布巻となるため、界磁電流によって形成される起磁力は、時間的、空間的に高次高調波が含まれる。一方、可変速発電システムにおいては、発電機の界磁電流を低減することによって、励磁電源の小形化、低コスト化が達成できることになるため、同機の空げきは比較的狭く設定される。しかしながら、空げきを狭くするために、スロットによる磁気抵抗脈動は比較的大きくなる傾向にある。以上のように、可変速発電システムに供される交流励磁形同期機は、その機械構造および高出力密度化により、従来の同期機に比較して多くの高調波発生要因を抱えていることになる。従って、交流励磁形同期発電機の供給電圧品質を良好なものとするためには、以上の機械構造を考慮した解析、評価法

図1 交流励磁形同期機を用いた可変速揚水発電システム

Fig. 1. Adjustable speed hydroelectric power system using AC exciting synchronous machines.

図2 交流励磁形同期機の断面図
Fig. 2. Cross section of AC exciting synchronous machines.

の確立が必要となる。

3. 交流励磁形同期発電機における高調波

本章では、交流励磁形同期発電機の機械構造によって発生する高調波の発生機構について考察してみる。以下においては、界磁起磁力の高調波を考慮した表式とパーミアンスの一次元表示に基づく⁽⁵⁾、無負荷端子電圧の定性的な解析を行ってみたい。なお、以下の解析では、鉄心の磁気飽和は無視し、界磁巻線については、整数スロット巻を想定した。

〈3・1〉 界磁起磁力 図3に解析対象とした界磁巻線の相帯配置を2極ピッチについて示す。図中、 U, V, W は三相交流の各相帯を示し、 U, V, W の添字 $+$ 、 $-$ は、電流の流れる方向を示す。 ξ は、回転子座標系の座標値である。回転子は角速度 ω_f にて、 ξ の正方向に回転するものとする。

いま、回転子スロットによる界磁電流配置の不連続性を無視し、 U, V, W 各相帯の断面には、それぞれ

図 3 解析対象とした界磁電流配置
Fig. 3. Arrangement of field currents for analysis.

次のような I を振幅とする平衡三相界磁電流 $i_u(t)$, $i_v(t)$, $i_w(t)$ が流れているものとする。

$$\left. \begin{aligned} i_u(t) &= I \sin \{ \omega_f t + (\pi/3) \} \\ i_v(t) &= I \sin \{ \omega_f t - (\pi/3) \} \\ i_w(t) &= I \sin \{ \omega_f t - \pi \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

このとき、回転子座標系において、 U, V, W 各相の電流分布 $j_u(\xi, t)$, $j_v(\xi, t)$, $j_w(\xi, t)$ は、それぞれ次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} j_u(\xi, t) &= \sum_k J_{uk} \sin k \{ \xi + (\pi/3) \} \\ j_v(\xi, t) &= \sum_k J_{vk} \sin k \{ \xi - (\pi/3) \} \\ j_w(\xi, t) &= \sum_k J_{wk} \sin k \{ \xi - \pi \} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここで、式中 J_{uk}, J_{vk}, J_{wk} は、

$$J_{pk} = \begin{cases} (2/\pi) i_p(t) & (k=1) \\ \{-4/(k\pi)\} i_p(t) & (k=6m-3) \\ \{2/(k\pi)\} i_p(t) & (k=6m\pm 1) \end{cases} \quad (m=1, 2, 3, \dots \quad p: U, V, W) \dots\dots\dots (3)$$

である。

界磁電流分布 $j(\xi, t)$ は、 U, V, W 各相の電流分布の和として、次のようになる。

$$j(\xi, t) = j_u(\xi, t) + j_v(\xi, t) + j_w(\xi, t) \dots\dots (4)$$

また、固定子座標系の座標値を x , 回転子の回転角周波数を ω_m とすれば、回転子座標系の座標値 ξ と x には、次の関係がある。

$$\xi = x - \omega_m t \dots\dots\dots (5)$$

更に、電機子から見た回転磁界基本波成分の角周波数を ω とすれば、 $\omega = \omega_m + \omega_f$ であり、滑り s を導入して、 ω_m, ω_f を記述すれば次式となる。

$$\omega_m = (1-s)\omega, \quad \omega_f = s\omega \dots\dots\dots (6)$$

以上の関係式(2)～(6)を整理すれば、固定子座標系から見た界磁電流分布 $j(x, t)$ は、次式のように表すことができる。

$$j(x, t) = \frac{3I}{\pi} \left[\cos(x - \omega t) \pm \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k} \cos[kx - \{k(1-s) \pm s\}\omega t] \right] \dots\dots\dots (7)$$

界磁起磁力 $f(x, t)$ は(7)式の空間積分となり、次のようになる。

$$f(x, t) = \int j(x, t) dx = \frac{3I}{\pi} \left[\sin(x - \omega t) \pm \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{k^2} \sin[kx - \{k(1-s) \pm s\}\omega t] \right] \dots\dots\dots (8)$$

(8)式を見ると、交流励磁形同期発電機の界磁起磁力には、多くの時間および空間高調波成分が含まれていることがわかる。

〈3・2〉 電圧高調波の解析 いま、交流励磁形同期機におけるパーミアンス分布のうち、回転子スロット数および固定子スロット数に対する基本波成分のみ考慮するものとして、パーミアンス分布 $p(x, t)$ を次式のように近似する。

$$p(x, t) = P_0 [1 + Q_1 \cos k_1 \{x - (1-s)\omega t\} + Q_2 \cos k_2 x] \dots\dots\dots (9)$$

ここに、 P_0 : パーミアンスの平均値、 Q_1 : 回転子スロットによるパーミアンス脈動を表す係数、 Q_2 : 固定子スロットによるパーミアンス脈動を表す係数、 k_1 : 2極あたりの回転子スロット数、 k_2 : 2極あたりの固定子スロット数

磁束密度分布 $b(x, t)$ は、起磁力分布とパーミアンス分布の積として得られ、次式のようになる。

$$b(x, t) = \frac{B}{2} \left[2 \sin(x - \omega t) \pm Q_1 \sin \{ (1 \pm k_1)x - \{ (1 \pm k_1)(1-s) + s \}\omega t \} \pm Q_2 \sin \{ (1 \pm k_2)x - \omega t \} \pm \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{2}{k^2} \sin[kx - \{k(1-s) \pm s\}\omega t] \pm \frac{Q_1}{k^2} \sin \{ (k + k_1)x - \{ (k + k_1)(1-s) \pm s \}\omega t \} \mp \frac{Q_1}{k^2} \sin \{ (k - k_1)x - \{ (k - k_1)(1-s) \pm s \}\omega t \} \pm \frac{Q_2}{k^2} \sin \{ (k + k_2)x - \{ (k + k_2)(1-s) \pm s \}\omega t \} \mp \frac{Q_2}{k^2} \sin \{ (k - k_2)x - \{ (k - k_2)(1-s) \pm s \}\omega t \} \right] \right] \dots\dots\dots (10)$$

ここに、 B ：基本波磁束密度振幅

1極あたりの磁束 $\phi_p(t)$ は、1極ピッチの範囲で磁束密度分布 $b(x, t)$ を積分することによって、次のように表すことができる。

$$\begin{aligned}\phi_p(t) = & \frac{\Phi_p}{2} \left[2 \cos \omega t \right. \\ & \pm \frac{Q_1}{(1 \pm k_1)} \cos \{(1 \pm k_1)(1-s) + s\} \omega t \\ & \pm \frac{Q_2}{(1 \pm k_2)} \cos \omega t \\ & \pm \sum_{m=1}^{\infty} \left[\frac{2}{k^3} \cos \{k(1-s) \pm s\} \omega t \right. \\ & \pm \frac{Q_1}{k^2(k+k_1)} \cos \{(k+k_1)(1-s) \pm s\} \omega t \\ & \mp \frac{Q_1}{k^2(k-k_1)} \cos \{(k-k_1)(1-s) \pm s\} \omega t \\ & \pm \frac{Q_2}{k^2(k+k_2)} \cos \{k(1-s) \pm s\} \omega t \\ & \mp \frac{Q_2}{k^2(k-k_2)} \cos \{k(1-s) \\ & \left. \left. \pm s\} \omega t \right] \right]_{k=6m \pm 1} \dots \dots \dots (11)\end{aligned}$$

ここに、 Φ_p ：基本波磁束振幅

電機子相電圧 $e(t)$ は、前記磁束 $\phi_p(t)$ に、磁束密度分布における空間高調波の巻線係数を考慮することにより計算されるが、特に有力な高次高調波のみ抽出すれば次式のようなになる。

$$\begin{aligned}e(t) = & \frac{E}{2f_{w1}} \left[2f_{w1} \sin \omega t \right. \\ & \pm \sum_m \left[2 \frac{k(1-s) \pm s}{k^3} f_{wk} \sin \{k(1-s) \right. \\ & \left. \left. \pm s\} \omega t \right] \right]_{k=6m \pm 1} \\ & \pm Q_1 \frac{(1 \pm k_1)(1-s) + s}{(1 \pm k_1)} f_{w(1 \pm k_1)} \sin \{(1 \\ & \pm k_1)(1-s) + s\} \omega t \\ & \mp \sum_m \left[Q_2 \frac{k(1-s) \pm s}{k^2(k-k_2)} f_{w(k-k_2)} \sin \{k(1 \right. \\ & \left. \left. - s) \pm s\} \omega t \right] \right]_{k=6m \pm 1} \dots \dots \dots (12)\end{aligned}$$

ここに、 E ：基本波電圧振幅、 f_{wi} ：磁束密度分布の i 次空間高調波に対する電機子巻線係数

(12)式において、滑り s による有力高調波の変化に

着目すれば、当該高調波振幅にかかわる巻線係数は s に依存せず、電圧高調波の次数のみが s に依存して変化すること、およびその振幅は s の小さい範囲ではほぼ同程度の値となることがわかる。従って、可変速発電システムにおいて滑り s が 1 より十分に小さい範囲で使用される交流励磁形同期機では、 s が 0 の場合の高調波が抑制できれば、交流励磁運転時の高調波も抑制できることになる。

〈3・3〉 高調波発生機構 本節では、前節の解析に立脚し、高調波発生機構について考察してみる。滑りが 0 の場合、端子電圧に含まれる各有力高調波スペクトラムはそれぞれ次のようになる。なお、以下において、界磁起磁力の高調波次数 k は、 m が 1, 2, ... に対して $6m \pm 1$ 次のみ考慮するものとする。

(12)式において、滑り 0 に対して第 2 項と第 1 項の比をとれば、 k 次電圧高調波は次式のようなになる。

$$\frac{1}{k^2} \frac{f_{wk}}{f_{w1}} \dots \dots \dots (13)$$

当該成分は、界磁起磁力の k 次高調波と平滑成分パーミアンスによるものであり、高調波次数 k が比較的小さく、 k 次空間高調波に対する巻線係数 f_{wk} が比較的大きな場合に有力成分となる。

(12)式において、滑り 0 に対して第 3 項と第 1 項の比をとれば、 $1 \pm k_1$ 次高調波は次のようなになる。

$$\frac{Q_1}{2} \frac{f_{w(1 \pm k_1)}}{f_{w1}} \dots \dots \dots (14)$$

当該成分は、界磁起磁力の基本波および回転子スロットによるパーミアンス脈動によって、発生する成分である。更に当該成分は、回転子スロットの影響によるため、従来の突極形同期機では現れない交流励磁形同期機に特有の成分であることがわかる。

(12)式において、滑り 0 に対して第 4 項と第 1 項の比をとれば、 k 次電圧高調波は次式のようなになる。

$$\frac{Q_2}{2} \frac{1}{k(k-k_2)} \frac{f_{w(k-k_2)}}{f_{w1}} \dots \dots \dots (15)$$

当該成分は、ある特定の界磁起磁力次数 k と 2 極あたりの固定子スロット数 k_2 が接近し、更に $k-k_2$ 次空間高調波に対する巻線係数 $f_{w(k-k_2)}$ が大きくなるような巻線構成のとき、有力高調波となり得ることがわかる。ことに、電機子巻線が整数スロット巻である場合、2 極あたりの固定子スロット数 k_2 は 6 の倍数となり、 $k-k_2$ が 1 となる k が存在する。従って、巻線係数 $f_{w(k-k_2)}$ は基本波の巻線係数 f_{w1} となり、当該成分が有力となる可能性があると考えられる。

4. 磁界解析による電圧波形シミュレーション

本章では、前章で得られた交流励磁形同期機における電圧高調波の発生機構に関する知見に基づき、定量的な電圧高調波の評価方法を提供するものである。すなわち、ここでは解析を簡便化するため、前章で得られた滑り s と高調波振幅の推移との関係から、解析を滑り s が 0 の場合に特定した。更に、機械を構成する鉄心の非線形磁気特性および二次元的な磁束の流れなどを詳細に考慮するため、有限要素法による二次元磁界解析に基づいた無負荷端子電圧波形の簡便な計算方法を考案し、定量的な解析を行ってみた。

〈4・1〉 解析方法 本解析では、発電機の回転軸に対して、垂直な断面における磁束分布を求めるため、断面における磁気ベクトル・ポテンシャルの回転軸方向成分 A は、次式を満たすものとする。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_y} \frac{\partial A}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_x} \frac{\partial A}{\partial y} \right) = J \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 μ_x, μ_y : x, y 方向の透磁率
本解析では、発電機の定常状態を想定し、更に固定子および回転子には、通常、積層鉄心が用いられるため、渦電流は無視できるものとした。

図 4 は回転子移動を伴った磁界解析における境界の処理方法を示す。いま、図に示した解析領域は偶数極であるとし、(a)図において境界 l_1, l_2 および l_3, l_4 において、 $A|_{l_1} = A|_{l_2}$ および $A|_{l_3} = A|_{l_4}$ のような周期境界条件が成立するものとする。このとき、回転子が移動した後の (b) 図においては、

$$\left. \begin{aligned} A|_{l_1} &= A|_{l_2} \\ A|_{l_3} &= A|_{l_4} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

および、移動後に生じた境界 l_5, l_6 を移動境界と呼ぶものとするれば、移動境界に対して、

$$A|_{l_5} = A|_{l_6} \dots\dots\dots (18)$$

のような周期境界条件を与えるものとする。

いま、回転子と固定子の位置関係を変更しながら解析を進めるため、移動境界上に固定子 1 スロットピッチを周方向に m 等分割するような節点群を配置するものとする。2 極あたりのスロット数を k_2 とすれば、任意の固定子と回転子の位置関係においては、2 極あたり k_2 個の巻線対に対する鎖交磁束が得られる。更に、 m 回の磁界解析からは 1 個の巻線対に対し、 m 個の鎖交磁束値を得ることができる。すなわち i 回目の磁界解析から、 k_2 個の巻線対に対する鎖交磁束

$$\phi_{i1}, \phi_{i2}, \phi_{i3}, \dots, \phi_{ik_2} \dots\dots\dots (19)$$

(a) 回転子移動前

(b) 回転子移動後

図 4 回転子移動時の境界処理方法
Fig.4. Boundary conditions with rotor movement.

を得る。一方、これらの巻線対に対する鎖交磁束を基に、電機子巻線の結線を考慮した加減算によって、2 極ピッチ、一相あたりの電機子巻線鎖交磁束は、

$$\phi_{i1}, \phi_{i2}, \phi_{i3}, \dots, \phi_{ik_2} \dots\dots\dots (20)$$

のように得られる。

いま、電機子巻線一相、2 極あたりの鎖交磁束を $\phi(t)$ とし、次式のような時間調波の重ね合わせによって表現するものとする。

$$\phi(t) = \sum_{\nu} \phi_{\nu} \sin(\nu \omega t + \alpha_{\nu}) \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 ν : 時間調波次数、 ϕ_{ν} : ν 次時間調波磁束の振幅、 α_{ν} : ν 次時間調波磁束の位相角
式中の ϕ_{ν} および α_{ν} は、次のようになる。

$$\phi_{\nu} = \sqrt{\phi_{\nu c}^2 + \phi_{\nu s}^2} \dots\dots\dots (22)$$

$$\alpha_{\nu} = \tan^{-1} \frac{\phi_{\nu c}}{\phi_{\nu s}} \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 $\phi_{\nu c}, \phi_{\nu s}$ は、次式のようにになる。

$$\begin{aligned} \phi_{\nu s} &= \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{k_2} \left[\phi_{ij} \frac{2\pi}{mk_2} \right. \\ &\quad \times \left. \sin \left\{ \frac{2\pi\nu}{mk_2} \{ (j-1)m + i - 1 \} \right\} \right] \dots\dots\dots (24) \\ \phi_{\nu c} &= \frac{1}{\pi} \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{k_2} \left[\phi_{ij} \frac{2\pi}{mk_2} \right. \\ &\quad \times \left. \cos \left\{ \frac{2\pi\nu}{mk_2} \{ (j-1)m + i - 1 \} \right\} \right] \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

更に、相電圧を $e(t)$ とすれば、(21)式より、

$$e(t) = \sum_{\nu} \frac{P}{2n} \nu \omega \Phi_{\nu} \cos(\nu \omega t + \alpha_{\nu}) \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここに、 n : 電機子一相あたりの並列回路数、 P : 全極数
となり、線間電圧 $e_i(t)$ は、(26)式を用い、

$$e_i(t) = e(t) - e\left(t - \frac{2\pi}{3\omega}\right) \quad \dots\dots\dots (27)$$

のように計算される。

以上が本論文で提案する無負荷端子電圧波形解析法であり、その手順を図5に示した。

〈4・2〉 計算例 表1に解析対象とした交流励磁磁形同期発電機の小形モデル機の諸元を示す。

図6はモデル機の要素分割図を示す。前述のように、本解析では回転子と固定子の位置関係を変更するため、空けき部において等間隔に節点を配置した移動境界を設定している。このような移動境界において、前節で述べたような解析を実現するため、固定子1スロットピッチに対して、4分割となるような節点を配置した。一方、解析領域は、モデル機における電磁界の周期性を満足する4極ピッチとした。

図7にモデル発電機の磁束分布計算結果を示す。図を見ると、回転子スロットと固定子スロットの位置関係により、界磁で生成される磁束の一部が固定子まで

到達する場合と到達しない場合があることがわかる。すなわち、このようなスロットの位置関係による磁束分布の変化は、高調波の発生に寄与しているものと推察される。

図8に前節で述べた解析方法によって計算した電機子巻線の端子電圧波形を示す。(a)図は固定子スロットくさびとして、非磁性くさびを使用した場合であ

図6 モデル機の要素分割図
Fig. 6. Finite element subdivision of model machine.

図5 端子電圧解析の流れ
Fig. 5. Flow chart of terminal voltage waveforms calculation.

表1 小形モデル機の諸元
Table 1. Specification of model machine.

項目	固定子	回転子
鉄心外径 (mm)	650.0	576.8
鉄心内径 (mm)	580.0	475.0
スロット数 (個)	108	120
結線方法	1 Y	1 Y
極数 (極)	16	
空隙長 (mm)	1.6

図7 磁束分布の計算結果
Fig. 7. Analytical results of flux distribution.

(a) 非磁性楔使用時

(b) 磁気異方性楔使用時

図 8 端子電圧波形

Fig. 8. Terminal voltage waveforms.

る。同電圧波形において、有力高調波成分は第 14 次であり、本モデル機における 2 極あたりの回転子スロットが 15 であることを考慮すれば、当成分は前出 (14) 式のような回転子スロットによる磁気抵抗脈動と基本波起磁力によって発生する高調波であると考えられる。(b) 図は、固定子スロットくさびを磁気異方性くさび⁽⁶⁾した場合について示した。これらを見ると、計算値と実測値は良好な一致を示していることがわかる。また、磁性くさびを適用することにより、電圧波形が改善される傾向もよく一致している。

表 2 は、図 8(a) の端子電圧波形において、有力な

表 2 第 14 次高調波スペクトラム
Table 2. 14 th harmonic spectra.

固定子楔	スペクトラム (%)	
	実測値	計算値
非磁性楔	2.85	3.53
磁気異方性楔	0.11	0.12

第 14 次高調波成分のスペクトラムを示した。同表を見ると、計算値と実測値は比較的良好な一致を示すと共に、本解析によれば、高調波を含めた端子電圧の定量的評価が可能であると考えられることができる。

5. あとがき

可変速揚水発電システムに適用される交流励磁形同期発電機の端子電圧波形ひずみについて、その発生機構と定量的な評価方法を種々検討した。本論文を要約すれば、次のようになる。

(1) 交流励磁形同期発電機において、回転子および固定子双方のスロットによるパーミアンス脈動および起磁力高調波に起因して発生する端子電圧波形ひずみの要因が明らかとなった。

(2) 可変速揚水発電システムに適用される交流励磁形同期発電機において、界磁巻線を直流で励磁した場合の波形ひずみが抑制できれば、交流励磁運転の端子電圧波形ひずみも抑制できることが解析的に示された。

(3) (2) の結果に立脚し、回転子移動を考慮した二次元磁界解析に基づく無負荷端子電圧波形の簡便な計算方法を提案した。本方法によれば、実用的に満足できる精度で端子電圧波形を評価できることが明らかとなった。

日ごろ御指導いただく、日立製作所日立工場 大井征雄部長、同日立研究所 植田明照部長ならびに茨城大学 高橋典義教授に感謝すると共に、モデル発電機での実測データ採取に御協力いただいた日立製作所生産技能研修所 渡部正敏教授にお礼申し上げる。

(平成 2 年 12 月 20 日受付)

文 献

- (1) W. B. Gish, J. R. Schurz & B. Milano: "An Adjustable Speed Synchronous Machine for Hydroelectric Power Applications", *IEEE Trans. Power Apparatus Syst.*, PAS-100, 2171 (1981)
- (2) 湊・実松: 「可変速水力発電システムの開発」, 電学誌, 107, 205 (昭 62-3)
- (3) 田村・長谷川・藤原: 「交流励磁形同期機の解析一定常運転状態一」, 電学論 B, 103 93 (昭 58-2)
- (4) 八坂・粥川・名倉・斎川・北・中川: 「交流励磁可変速発電機におけるスロットリプルによる電圧脈動」, 平元電学大全, No.1559
- (5) 尾本・石崎: 「かご形誘導電動機の非同期トルクについて」,

- (6) M. Watanabe, K. Ide M. Takahashi & N. Takahashi: "Magnetically Anisotropic Slot Wedges for Rotating Machines", *IEEE Trans. Magnetics*, **MAG-26**, 407(1990)

井 出 一 正 (正員)

昭和39年1月5日生。63年3月東北大学大学院工学研究科電気および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。日立研究所勤務。回転電気機械の研究に従事。日本応用磁気学会会員。

高 橋 身 佳 (正員)

昭和24年5月11日生。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。

日立研究所勤務。回転電気機械の研究に従事。工学博士。現在、同所主任研究員。日本応用磁気学会, IEEE 会員。

伊 藤 元 哉 (正員)

昭和22年8月19日生。45年横浜国立大学工学部電気工学科卒業。

同年(株)日立製作所入社。日立研究所勤務。回転電気機械および電磁界

解析の研究に従事。現在、同所主任研究員。計測自動制御学会, 日本応用磁気学会, IEEE 会員。

辻 英 治 (正員)

昭和38年1月24日生。61年3月東京大学工学部電気工学科卒業。

同年4月(株)日立製作所入社。日立工場勤務。主として、発電機の設

計, 開発に従事。

八 坂 保 弘 (正員)

昭和26年11月30日生。51年3月東京大学大学院工学系研究科原子

力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。主として、発電機の設計, 開発に従事。現在、同工場主任技師。

藤 本 爵 (正員)

昭和18年2月10日生。40年3月大阪工業大学電気工学科卒業。

同年4月関西電力(株)入社。現在、同社総合技術研究所発電設備(水力変

電)研究室主幹。主として、水力発電設備の研究, 開発に従事。