低周波用誘導子形回転機

山梨大学 数 野 寛

1. ま え が き

回転機の無ブラシ化はメンテナンスフリーの立場から重要な問題の一つである。従来から用いられている無ブラシ同期機の代表的なものとしては誘導子形の各種高周波発電機があげられる。これらはいずれも数百～数万 Hz の高周波電圧を発生するのに適したものである。一方、従来多極数の突極形高周波発電機として Claw-Pole 形もしくは Lundell 形と称されたものがあつたが、これを変形し極数を減じ界磁を静止コイルから供給するようにあらためることにより無ブラシ化し、商用周波域におけるいわゆる無ブラシ無整流子電動機として利用するにいたつた例を各所に見受けるようになってきた。これは原理的には普通の突極形同期機と大差ないものであるが、NS の双向性磁束形なるゆえ単極形（単向性）に比すれば磁束利用率においてすぐれているとはいふものの、構造が複雑で特に磁路が長くなるため比較的大きな起磁力を必要とするにもかかわらず、構造的に豊富な界磁コイルを巻くための空間確保にやや難があり、外形も増大し極間の漏れ磁束も多いうらみがある。

これに対し筆者は誘導子形回転機の無ブラシ性に着目し、これを商用周波域における無ブラシ同期機に適用しようとする変形を試みた。その結果として軸方向に磁束を作用させ、電機子巻線、界磁巻線ともにソレノイド状となし、比較的簡単な構造の無ブラシ回転機を構成することができた。

従来一般の回転機が作用磁束が半径方向であり、電機子巻線は鉄心溝内におさめられる構造を有するのに比すれば、上記構成は従来の常識を破つた変わった構成をみることができ、巻線の工作、放熱、絶縁および保持の点において有利である。かつまた、従来一般の

同期機が各極ごとに界磁コイルを有し、分散的に個別に励磁されているのに比べ、一つの界磁コイルによって全極を並列に集中的に励磁できるので、材料の節約および励磁電力軽減の立場よりいたって有利でありこの点 Claw-Pole 機と同様の長所を有する。また、構造的には界磁コイルを巻くための空間確保が比較的容易である。以下主として変形した単相機につき、構造、原理、設計、特性などに関し順を追って述べる。

2. 変形の骨子

誘導子形の回転機は単向性の疎密磁界を利用するため、双向性の機械に比べ、磁束の利用率が悪いことはこの形式の機械にまつわる固有の欠陥である。したがって、誘導子形回転機構成にあたっては、疎密のコントラストを高く維持し、磁束の利用率をそこねないように考慮することが最も必要である。

一方、高周波の誘導子形回転機にサイリスタブリッジを併用し、無ブラシ無整流子機を構成する場合を予想すれば、

(1) サイリスタブリッジの高周波動作には上限があるばかりか、スイッチング損失の増加を招く。

(2) 誘導子形高周波機は一般に同期リアクタンス（ほとんど漏れリアクタンス）⁽¹⁾ が大きく電圧降下を招くばかりか、サイリスタの転流阻害の原因となる。

などの欠陥があるので、極力低い周波数で動作させることが必要となる。いま、これを商用周波域に適用するとすれば、まず、極数を減ずる必要がある。（回転数は不変と考える）極数を減じてもなおかつじゅうぶんなる誘起起電力を得るためには、磁束鎖交数の時間変化率を低下させないようにしなければならない。そのためには凸磁極の最大通過磁束はできるだけ大きく、凹磁極の最小通過磁束はできるだけ小さくし、回転に伴う磁束疎密のコントラストをじゅうぶんに保つ必要がある。

一方、電機子巻線回数を増加させることも考えられ

Low-frequency Rotary Machine of Inductor Type. By H. KAZUNO, Member (Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Yamanashi University)
数野 寛：正員，山梨大学工学部電気工学科助教授

るが、これはひいては同期リアクタンスの増大を招く結果となり、電圧降下やサイリスタブリッジ併用時の転流障害の見地より好ましくない。一般の誘導形高周波発電機においては、同期リアクタンスに伴う電圧降下は直列コンデンサもしくは並列コンデンサによって補償しているが、高周波なるがゆえに比較的小形のコンデンサで事たりる長所がある。そのためギャップを縮め空けきパーミアンスをできるだけ増し、むやみに界磁起磁力が増大しないように考慮し、作用磁束の最大最小のコントラスト維持はむしろ凸磁極のギャップ縮小によって得ているとも見ることができる。しかしながら商用周波域におけるコンデンサ補償は低周波なるがゆえに所要コンデンサは大形となり好ましくない。したがって、むしろギャップのパーミアンスをある程度減じ、たとえ所要界磁起磁力にそのしわ寄せが行なうとも、同期リアクタンスを減ずるよう考慮することが必要となる。一方、ギャップのパーミアンスを小さくすれば、磁束の最大、最小のコントラストは次第に失われる傾向にある。したがって、この相反する条件にどのように対処するかが変形の骨子となる。

さて、従来一般の誘導形高周波発電機においては半径方向に疎密磁界を作用させる構造であったが、極数を減じた場合疎密のコントラストをじゅうぶんに維持するためには、凸磁極空けきのパーミアンスを上記理由で余り増すことができないとすれば、逆に凹磁極空けきのパーミアンスをできるだけ減ずる必要があり凹凸磁極片の高低差をじゅうぶんに持たせる必要を生じ、回転子半径ひいては機械全体としての半径が大きくならざるをえない。そこで半径方向に沿って界磁束を適用する従来一般の考え方を変え、軸方向に沿って電機子鉄心の前後から疎密磁界を作用させるようにあらためた。こうすることにより半径の増大を防止するとともに、凹磁極に相当する部分の鉄はほとんど欠除してしまっても大差ないので、この部分のパーミアンスを極力減少しコントラストの維持をはかるとともに重量ならびに慣性性能率の軽減にも貢献しようとした。

したがって、電機子巻線も従来一般の回転機のように円筒状鉄心のみぞ内に収める構造を廃し、固定子わく周辺に沿って適当な間隔を保ち、軸方向に平行的に配置された鉄心上にソレノイド状巻線を施して電機子巻線とするように変更した。この巻線構造は必然的に導体それ自身が低磁束密度のふんい気下に置かれるため、鉄心みぞ内の高磁束密度下に収められる場合に比すれば、作用電磁力が小さくコイルの保持を容易にしいわゆるスロットリップルは生じない。

同期リアクタンス減少のしわ寄せが、界磁起磁力の

増大という形で表われるとすれば極数にかかわらず使用界磁コイル一個で各極を並列的に同時に励磁できる集中励磁方式が最も望ましく、かつ豊富な巻回数を容易に施しうるような構造がおのずから要求される。そこで界磁巻線として回転子鉄心上にギャップを隔てて同心的に静止界磁コイルを一個設けて全極をここから集中的に励磁するようにした。

また、誘起起電力を極力正弦波状とするために、凹凸磁極の空けきに沿ってのパーミアンス分布を正弦波となるように磁極片形状を決定し、かつ電機子コイルの結線も電機子起磁力に基づく波形ひずみを極力減ずるように考慮した。なお、鉄損軽減の見地から電機子鉄心および凸磁極片は成層とすることが望ましい。また固定子外わくは非磁性体を要し、回転軸もできれば非磁性体が望ましい。

3. 構造および原理

第1図に4極単相機の外わくを除く構造断面図の一例を示す。図は電機子鉄心幅として1/8円周を使用する場合の例である。第2図に原理説明用の展開図(4極機の場合)を示す。 $A_1, A_2; A_3, A_4$ はソレノイド状巻線をもつ鉄心入り固定電機子コイル、 $B_1, B_2; B_3, B_4$ は凸磁極片(形状後述)で、凸部と凹部とで一対極を形成し、左右の凸部もしくは凹部は互に対向する位置に置く。界磁コイルの起磁力により電機子鉄心は単向性の疎密磁界内に置かれる。電機子コイル A_1 と A_2 の中心軸は電気角で 180° の間隔をもって配置し、逆直列された A_1A_2 をもって電機子巻線の一構成単位とする。 A_3, A_4 についても同様である。いま、電機子コイル A_1 の中心軸位置を角度の原点と定め、凸磁極片 B_1 の中心軸までの角度を電気角で θ とする。次の仮定を置く。

(1) 電機子起磁力により電機子鉄心側面より直接隣接電機子鉄心側面へ向かう漏れ磁束は僅少なものととして無視し、漏れ磁束としては凹凸磁極空けき部を通してのいわゆる歯端漏れ磁束のみを考慮する。

(2) 鉄部の磁気抵抗と飽和は、一応無視する。

(3) 界磁回路にはじゅうぶんなるインダクタンスのチョークコイルをそう入し、界磁電流は平滑なるものとみなす。

(4) 凸磁極、凹磁極空けきのパーミアンスをそれぞれ左右合わせて $p_1(\theta), p_2(\theta)$ とし次のように示されるものとする。

$$\left. \begin{aligned} p_1(\theta) &= P_0 + P_1 \cos \theta \\ p_2(\theta) &= P_0 - P_1 \cos \theta \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

ただし、 $P_0, P_1: \theta$ に無関係な定数

①: 回転子鉄心, ②: 突(凸)磁極片, ③: 電機子鉄心,
④: 界磁コイル, ⑤: 電機子コイル
(a) 縦断面図, (b) 凹凸磁極片形状図, (c) 横断面図

第1図 構造図

Fig. 1. Illustrative diagrams of the construction.

いま, 第2図につき磁気的な等価回路を示せば第3図を得る。極対数を a とし電機子巻線は a 個の構成単位がすべて並列に接続されるものとし, 全電機子電流を i_a , 界磁電流を i_f とすれば,

$$f_a = N_a i_a / a, \quad F = N_f i_f \quad (2)$$

ただし, N_a : 一電機子コイルの巻回数, N_f : 界磁コイルの巻回数

となる。

キルヒホッフの法則を適用し各分路の磁束 ϕ_1, ϕ_2 を

第2図 原理説明展開図

Fig. 2. Illustrative diagram for the theory.

第3図 磁気等価回路

Fig. 3. Equivalent magnetic circuit.

求め, 界磁巻線の磁束鎖交数 λ_f , 電機子巻線一構成単位の磁束鎖交数 λ_a を求めれば,

$$\begin{aligned} \lambda_f &= a N_f (\phi_1 + \phi_2) \\ &= a N_f [F \{p_1(\theta) + p_2(\theta)\} \\ &\quad + f_a \{p_2(\theta) - p_1(\theta)\}] \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda_a &= N_a \phi_2 - N_a \phi_1 \\ &= N_a [F \{p_2(\theta) - p_1(\theta)\} \\ &\quad + f_a \{p_1(\theta) + p_2(\theta)\}] \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

となる。(3), (4)式へ(1), (2)式を代入すれば,

$$\lambda_f = 2a P_0 N_f^2 i_f - 2P_1 N_f N_a i_a \cos \theta \dots \dots (5)$$

$$\lambda_a = -2P_1 N_f N_a i_f \cos \theta + 2P_0 N_a^2 i_a / a \quad (6)$$

となる。いま, 界磁巻線, 電機子巻線の逆起電力をそれぞれ e_f, e_a とすれば次のようになる。

$$\begin{aligned} e_f &= 2a P_0 N_f^2 d i_f / dt + 2P_1 N_f N_a i_a \sin \theta \cdot \dot{\theta} \\ &\quad - 2P_1 N_f N_a \cos \theta \cdot d i_a / dt \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} e_a &= 2P_1 N_f N_a i_f \sin \theta \cdot \dot{\theta} \\ &\quad - 2P_1 N_f N_a \cos \theta \cdot d i_f / dt \\ &\quad + (2P_0 N_a^2 / a) \cdot d i_a / dt \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

$\dot{\theta}$ を含む項は速度起電力で能動的な起電力であるからこれを考慮して界磁回路, 電機子回路に関する電圧電流方程式を立てれば次のようになる。

$$V_f - 2P_1 N_f N_a i_a \sin \theta \cdot \dot{\theta} = R_f i_f^*$$

$$\begin{aligned}
 & * + L_D di_f/dt + 2aP_0N_f^2 di_f/dt \\
 & - 2P_1N_fN_a \cos \theta \cdot di_a/dt \dots\dots\dots (9) \\
 v_a - 2P_1N_fN_a i_f \sin \theta \cdot \dot{\theta} \\
 & = -2P_1N_fN_a \cos \theta \cdot di_f/dt \\
 & + R_a i_a/a + (2p_0N_a^2/a) \cdot di_a/dt \\
 & + R_L i_a + L_L di_a/dt \dots\dots\dots (10)
 \end{aligned}$$

ただし、 R_a : 一電機子巻線構成単位の抵抗,
 R_f : 界磁回路の抵抗, L_D : 界磁回路そう入
インダクタンス, R_L : 負荷抵抗, L_L : 負荷
インダクタンス, v_a : 電機子回路印加電圧,
 V_f : 界磁回路印加電圧

とする。(9), (10) 式より第4図のような等価回路を
得る。いま、

$$\left. \begin{aligned}
 l_f &\equiv 2aP_0N_f^2 + 2P_1N_fN_a \cos \theta \\
 l_a &\equiv (2P_0N_a^2/a) + 2P_1N_fN_a \cos \theta \\
 M_{af} &\equiv -2P_1N_fN_a \cos \theta \\
 L_f &\equiv l_f + M_{af} = 2aP_0N_f^2 \\
 L_a &\equiv l_a + M_{af} = (2P_0N_a^2/a)
 \end{aligned} \right\} \dots (11)$$

とすれば、 l_f , l_a はそれぞれ界磁巻線、電機子巻線の
漏れインダクタンス、 M_{af} は界磁、電機子両巻線間
の相互インダクタンス、 L_f , L_a はそれぞれ界磁およ
び電機子巻線の自己インダクタンスである。

これより L_f , L_a はそれぞれ回転にかかわらず一定
にして、 M_{af} が回転に伴って正弦波的に変化するの
で、本機は外見上凹凸磁極片を有するのであつかも突
極機に属するかのように見えるが、実質的には非突極
同期機として作用し、したがって、突極性に基因する
レクタンストルクは生じない。また、 $P_0 \approx P_1$, $N_f \gg$
 N_a とすれば、

$$2aP_0N_f^2 \gg 2P_1N_fN_a \cos \theta \dots\dots\dots (12)$$

とみなすことができ、界磁巻線の漏れインダクタンス
 l_f は近似的に

$$l_f \approx 2aP_0N_f^2 = \text{一定} \dots\dots\dots (13)$$

とみなすことができる。 P_0 の値いかんにも関係する
ことではあるが、実際的にはこの値はかなりの大きさ
に達し、(実験結果参照) これの呈するリアクタンスは

第4図 等価回路

Fig. 4. Equivalent circuit.

たとえ外部そう入インダクタンス L_D のない場合にお
いても、界磁巻線内に誘起する速度起電力 $-2P_1N_f$
 $N_a i_a \sin \theta \cdot \dot{\theta}$ に基づく電流脈動を抑圧するのに大きく
貢献していると見る事ができる。また、(12)式が成
立する場合においては、たとえ L_D のない場合にお
いても界磁回路は交流的には 1-2 端子で開放されてい
ると見ても大差なく、この場合、電機子巻線の自己イ
ンダクタンス $L_a = 2P_0N_a^2/a$ はほとんど電機子巻線の
漏れインダクタンスと解することができる。ましてや
界磁回路内にじゅうぶんなインダクタンスの L_D を有
する場合においてはなおさらのことである。いま、

$$i_f = V_f/R_f \equiv I_f = \text{一定} \dots\dots\dots (14)$$

$$\theta = \omega t + \delta, \quad \dot{\theta} = \omega \dots\dots\dots (15)$$

とすれば、電機子巻線に生ずる速度起電力 $e_{a\theta}$ は、
 $e_{a\theta} = -2P_1N_fN_a I_f \omega \sin(\omega t + \delta) \dots (16)$

なる正弦波電圧となる。いま電機子電流を

$$i_a = \sqrt{2} I_a \sin \omega t \dots\dots\dots (17)$$

とすれば、電機子巻線において形成する有効電力 W 、
および発生トルク T はそれぞれ次のようになる。

$$W = -\sqrt{2} P_1 N_f N_a I_f I_a \omega \cos \delta \dots\dots (18)$$

$$\begin{aligned}
 T &= W/(\omega/a) \\
 &= -\sqrt{2} a P_1 N_f N_a I_f I_a \cos \delta \text{ (N}\cdot\text{m)} \\
 &\dots\dots\dots (19)
 \end{aligned}$$

ただし、負号はそれぞれ発電電力および発電機トルク
を示す。単相機なるがゆえに脈動トルクであることは
さけられないが、一般突極機に見られるようなレク
タンストルクは現われない。

なお、(9), (10) 式を検討することにより、もし界磁
巻線に誘起する速度起電力 $-2P_1N_fN_a i_a \sin \theta \cdot \dot{\theta}$ (一
般には偶数次調波) により i_f に高調波分が含有され
ると、電機子巻線へ現われる速度起電力 $-2P_1N_fN_a$
 $i_f \sin \theta \cdot \dot{\theta}$ および変圧器起電力 $-2P_1N_fN_a \cos \theta \cdot di_f/dt$
中には高調波ひずみ (一般には奇数次調数) を含
むこととなるので、極力 i_f の平滑化が必要である。
また、界磁電流平滑化の別法として界磁巻線と密結合
を有する短絡回路 (たとえば、界磁コイルの巻わくと
して低抵抗金属円筒) を用いる場合も考えられるが、
この場合界磁電流および電機子巻線の逆起電力は計算
の結果それぞれ

$$\left. \begin{aligned}
 i_f &= V_f/R_f = I_f = \text{一定} \\
 e_a &= K \sin \theta \cdot \dot{\theta} \\
 &\quad - \{ 2P_1^2 N_a^2 / (a P_0) \} d(i_a \cos^2 \theta) / dt + (2P_0 N_a^2 / a) di_a/dt
 \end{aligned} \right\} \dots (20)$$

(K : 定数)

となり、 i_f の平滑化は達せられるが基本波の他に高調波（一般に奇数次）の速度ならびに変圧器起電力を発生することとなり好ましくない。しかしながらたとえこの短絡回路がない場合においても、回転子中央円筒部の鉄心は多かれ少なかれこれとほぼ類似の動作をするであろうと思われる。

以上は鉄部の磁気抵抗ならびに飽和を無視した場合であるが次にこれを考慮した場合を考える。回転子中と中央円筒部および磁極片継鉄部においては磁束はほとんど変化せずもっぱら電機子鉄心および凸磁極片部において変化する。そこで電機子鉄心、凸磁極片部の磁束密度は比較的低目に選定するものとし、この部分の磁気抵抗ならびに飽和は無視し、回転子中央円筒部およびそより凸磁極片までの継鉄部のパーミヤンスを P_r, P_y (ただし左右二個所の合成値) とすれば、磁気等価回路は第5図のように示される。前記同様 $aN_f(\phi_1 + \phi_2)$, $N_a(\phi_2 - \phi_1)$ を求め (1), (2), (14) 式を代入し、界磁巻線および電機子巻線の逆起電力 e_f, e_a を求めれば次のようになる。

$$e_f = \left[2P_1 N_f N_a i_a \sin \theta \cdot \dot{\theta} - 2P_1 N_f N_a \cos \theta \cdot \frac{di_a}{dt} \right] \left\{ 1 + 2P_0 \left(\frac{a}{P_r} + \frac{1}{P_y} \right) \right\} \dots\dots\dots (21)$$

$$e_a = \left\{ 2P_1 N_f N_a I_f \sin \theta \cdot \dot{\theta} + 4P_1^2 N_a^2 \left(\frac{a}{P_r} + \frac{1}{P_y} \right) \frac{i_a}{a} \sin 2\theta \cdot \dot{\theta} \right\} \left\{ 1 + 2P_0 \left(\frac{a}{P_r} + \frac{1}{P_y} \right) \right\} + \left(\frac{2P_0 N_a^2}{a} \right) \frac{di_a}{dt} \dots\dots\dots (22)$$

これより電機子巻線の基本波速度起電力は $1/(1+2P_0\{(a/P_r)+(1/P_y)\})$ 倍に減少し、かつ電機子電流に基因する新高調波（一般には奇数次調波）が含有されて

第5図 磁気等価回路

Fig. 5. Equivalent magnetic circuit.

ることがわかる。 I_f の増加に伴い飽和現象が進むにつれ P_r, P_y は減少し、それに応じて基本波振幅の増加割合は減少し、無負荷電圧特性に飽和性を呈するようになることがわかる。

以上は単相機について述べてきたが、同様な考え方によって三相機を構成することができる。一般に三相機においては界磁巻線に誘起する起電力は相殺されて零となるので、界磁電流の平滑化に特別の考慮は不要であり、発生トルクも脈動しないので有利である。しかしながら回転子の質的平衡を考えれば4極構成が最低と考えられ、この場合、単相機と同様電気角 180° を隔てた2電機子コイルを逆直列に接続して一構成単位を形成するとすれば、12本の電機子鉄心を要し固定子周辺を細かく分割することとなるので小形機には適用しがたい。もし上記のような考慮を払わず単に電気角で 120° 宛隔たった電機子コイルをもって三相構成を行なうときは、負荷電流の増加に伴い相当有力な第2調波ひずみが現われることが解析結果から導かれ好ましくない。三相機の詳細は別の機会にゆずる。

4. パーミヤンスについて

前に鉄部の磁気抵抗は一応無視して考えたが、実情に即しこれを考慮し、電機子鉄心磁路の等価パーミヤンスの回転角に対する変化を極力正弦波状にするよう空げき調整ならびに磁極片の形状調整を行ない、電圧ひずみを避けるよう考慮することが肝要である。

パーミヤンス計算にあたっては空げき部におけるフリンジング効果をどのように考慮すれば計算を複雑にせずかつ実情に即することができるかは重要な問題である。すでに Pohl 氏の示した計算法⁽²⁾⁽³⁾があるが必ずしも簡単ではない。第6図(a),(b)に空げきをはさんでの鉄心の対向関係断面図を示す。(a)図は両端面が一直線上にある場合で、対向実長 l に比し空げき長 g がいたって小さい場合、フリンジングを考慮することにより等価実効対向長 l_i は次のようになるものと仮定する。

$$l_i = l + g \dots\dots\dots (23)$$

(b)図は端部が段違いに対向している場合であって、 $l_2 - l_1 \gg g$ であるとすれば等価実効対向長 l_i は次のようになるものと仮定する。

$$l_i = l_1 + 2g \dots\dots\dots (24)$$

次に上記仮定の裏づけとして鉄心未飽和域における磁束計による実測結果例を第7図(a),(b)に示す。曲線は鉄心面延長上におけるギャップよりの距離 x による磁束密度 B の変化を示し、破線は曲線と両軸とのなす面積と等しい長方形（縦がギャップ間の磁束密

第 6 図 空けきをはさんでの鉄心の対向関係

Fig. 6. Opposite relations between iron cores faced across the air gap.

第 7 図 ギャップからの距離と磁束密度との関係

Fig. 7. Relationships between the magnetic flux density and a distance from the air gap.

度)を示す。これより $g < 5\text{ mm}$ なる場合にはほぼ上記仮定の妥当性がうかがえる。また、 g が 10 mm, 20 mm, 30 mm と増加するに従って対向長の増加割合を、直線対向の場合 $+0.75g, +0.7g, +0.5g$, 段違い対向の場合 $+1.5g, +1.4g, +1.0g$ のように次第に低減するのが実情に即すると思われる。

凸磁極と電機子鉄心との空けきは一様に g とし、パーミアンスの調整は凸磁極片部の半径方向の厚みを磁極中心から円周に沿って遠ざかるに従い、適当に減らして行なうものとする。凹磁極中心軸と電機子鉄心軸と一致する位置においては、電機子鉄心に対向する磁極片鉄部は欠除し、この部分のパーミアンスは零とみなし、疎密コントラストの向上をはかるとともに重量および慣性率の軽減をはかる。

第 8 図 磁気等価回路

Fig. 8. Equivalent magnetic circuits.

さて、電機子鉄心側面より隣接電機子鉄心側面へ直接向こう磁束は僅少なるものとみて無視し、電機子電流零なる場合の磁気等価回路を描けば第 8 図 (2 対極機) のようになる。極対数を a とし各部磁気抵抗およびパーミアンスを次のように置く。

 $R_1(\theta)$: 凸磁極片空けき $R_2(\theta)$: 凹磁極片空けき R_a : 電機子鉄心 R_y : 凸磁極片と継鉄部 R_r : 回転子中央円筒部 $\mathcal{P}_a = 1/R_a$ $\mathcal{P}_f \equiv 1/R_f \equiv 1/(R_r + 2R_y/a)$ $\mathcal{P}_1(\theta) = 1/R_1(\theta)$ $\mathcal{P}_2(\theta) = 1/R_2(\theta)$ $\phi, \phi_1(\theta), \phi_2(\theta)$: 各分路の磁束

(a) 図より (b) 図を得る。いま、電機子鉄心 A_1, A_2 磁路の等価パーミアンスをそれぞれ

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{A1}(\theta) &= P_0 + P_1 \cos \theta \\ \mathcal{P}_{A2}(\theta) &= P_0 - P_1 \cos \theta \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (25)$$

とみなし、この等価パーミアンスを得るためには空けき部のパーミアンス $\mathcal{P}_1(\theta)$ もしくは $\mathcal{P}_2(\theta)$ をいかなる値に選ぶべきか、またそのためには凸磁極片の形状をどのように決定したらよいかを述べる。(b) 図より

$$\begin{aligned} \phi_1(\theta) &= \left(\frac{F}{a} \right) \left/ \left(\left(\frac{2}{a \mathcal{P}_1(\theta)} + \frac{1}{a \mathcal{P}_a} \right) \left\{ 1 + \left(\frac{1}{\mathcal{P}_f} \right) \right\} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left(\frac{2}{a \mathcal{P}_2(\theta)} + \frac{1}{a \mathcal{P}_a} \right) \right\} + \frac{1}{\mathcal{P}_f} \right) \\ &= F(P_0 + P_1 \cos \theta) \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

$$\phi_2(\theta) = \left(\frac{F}{a} \right) / \left\{ \left(\frac{2}{a \mathcal{P}_2(\theta)} + \frac{1}{a \mathcal{P}_a} \right) \left\{ 1 + \left(\frac{1}{\mathcal{P}_f} \right) \left(\frac{2}{a \mathcal{P}_1(\theta)} + \frac{1}{a \mathcal{P}_a} \right) \right\} + \frac{1}{\mathcal{P}_f} \right\} \\ = F(P_0 - P_1 \cos \theta) \dots \dots \dots (27)$$

となり、これより $\mathcal{P}_1(\theta)$, $\mathcal{P}_2(\theta)$ を求めれば

$$\mathcal{P}_1(\theta) = \left\{ \left(\frac{\mathcal{P}_f - 2aP_0}{2\mathcal{P}_f(P_0 + P_1 \cos \theta)} - 1/(2\mathcal{P}_a) \right)^{-1} \right. \\ \left. \mathcal{P}_2(\theta) = \left\{ \left(\frac{\mathcal{P}_f - 2aP_0}{2\mathcal{P}_f(P_0 - P_1 \cos \theta)} - 1/(2\mathcal{P}_a) \right)^{-1} \right\} \dots \dots (28) \right.$$

となる。いま、次のように置けば、

$$p_{\max} \equiv \mathcal{P}_1(0) = \left\{ \left(\frac{\mathcal{P}_f - 2aP_0}{2\mathcal{P}_f(P_0 + P_1)} - 1/(2\mathcal{P}_a) \right)^{-1} \right. \\ p_{\min} \equiv \mathcal{P}_1(\pi) = \left\{ \left(\frac{\mathcal{P}_f - 2aP_0}{2\mathcal{P}_f(P_0 - P_1)} - 1/(2\mathcal{P}_a) \right)^{-1} \right\} \dots \dots (29)$$

$p_{\max}$, $p_{\min}$ は磁極片ギャップおよび対向面積から別途計算することができるので、上式より P_0 , P_1 を決定すれば次のようになる。

$$P_0 = \frac{\mathcal{P}_f}{4} \left(\frac{2\mathcal{P}_a p_{\max}}{2\mathcal{P}_a + p_{\max}} + \frac{2\mathcal{P}_a p_{\min}}{2\mathcal{P}_a + p_{\min}} \right) / \left\{ \mathcal{P}_f + \frac{a}{2} \left(\frac{2\mathcal{P}_a p_{\max}}{2\mathcal{P}_a + p_{\max}} + \frac{2\mathcal{P}_a p_{\min}}{2\mathcal{P}_a + p_{\min}} \right) \right\} \\ P_1 = \frac{\mathcal{P}_f}{4} \left(\frac{2\mathcal{P}_a p_{\max}}{2\mathcal{P}_a + p_{\max}} - \frac{2\mathcal{P}_a p_{\min}}{2\mathcal{P}_a + p_{\min}} \right) / \left\{ \mathcal{P}_f + \frac{a}{2} \left(\frac{2\mathcal{P}_a p_{\max}}{2\mathcal{P}_a + p_{\max}} + \frac{2\mathcal{P}_a p_{\min}}{2\mathcal{P}_a + p_{\min}} \right) \right\} \dots \dots (30)$$

(30)式の値をあらためて(28)式へ代入すれば θ に対応する $\mathcal{P}_1(\theta)$, $\mathcal{P}_2(\theta)$ の所要値を得る。

いま、凸磁極片の形状決定の一例を4極機について示す。第9図において電機子鉄心幅およびその間隔が1/8円周の場合を考える。凸磁極片と電機子鉄心断面との対向関係は $\theta=0$ のとき図の1~8が対向し、1ギャップのパーミアンスは $p_{\max}$ 、 $\theta=\pi/2$ のときには9~16が対向し、 $\theta=\pi$ のときには17~24が対向し、1ギャップのパーミアンスは $p_{\min}$ である。ただし図は電気角で $\pi/16$ ずつに分割した場合の例であり、電機子鉄心断面は1~8と同形とする。9~16番目の各分割における凸磁極片の半径方向の厚み x_i ($i=9, 10, \dots, 16$)を決定することが必要である。分割9, 10, ...と進むにつれ、各分割でいくらのパーミアンスを分担すべきかは(28)式をもととして計算することができる。ここで分割はじゅうぶん細かいものとみなし、一分割内においては半径方向の肉厚 x_i は一定なるものと仮定する。いま一つの分割において内周からの半径

第9図 磁極片および電機子鉄心断面の形状と配置

Fig. 9. Shape and arrangement of the pole pieces and armature cores.

方向の肉厚 x_i を $0 \sim t_1 (=R_3 - R_2)$ まで変えたとき、その分割で分担しうるパーミアンスを前記フリンジングに対する仮定を考慮して計算し、その結果をグラフとなし逆にこのグラフからある分割で分担しなければならぬパーミアンスに対応する肉厚 x_i を図的に求めるのがよい。かくして決定した x_i の細かい階段状変化を滑かな曲線で近似すれば磁極片の形状が決定する。半径方向の肉厚 x_i を外周からもとりうるが、重量、慣性率の点において不利である。一例として第1図(a)および第9図において、各部の寸法を第1表左半に示す値とし、鉄部の比透磁率を $\mu_s = 2,000$ とすれば肉厚 x_i は同表右半に示す値を得る。この場合電機子 A_1 , A_2 に対する等価パーミアンスはそれぞれ次のようになる。

$$\mathcal{P}_{A1}(\theta) = P_0 + P_1 \cos \theta = 0.6328 \mu_0 (1 + \cos \theta) \\ \mathcal{P}_{A2}(\theta) = P_0 - P_1 \cos \theta = 0.6328 \mu_0 (1 - \cos \theta) \dots \dots (31)$$

5. 同期リアクタンスについて

第3節より本方式の場合同期リアクタンスはほとんど漏れリアクタンスとみることができ、単に電圧降下

第1表 各部の寸法

Table 1. Dimensions of the parts of a trial machine.

記号	寸法(mm)	g	2(2.5)	d	120(130)	x_{12}	24
l_1	353.5	G	32	τ	236	x_{13}	19
t_1	50(56)	R_1	50(64)	x_9	44.5	x_{14}	13.5
t_2	35(52)	R_2	100(94)	x_{10}	36.5	x_{15}	8
t_3	30	R_3	150	x_{11}	30	x_{16}	2.5

注：()内は第6章における補正計算時の寸法を示す。

の原因として電圧変動率を悪化させ、一般には出力容量を低減させるばかりか、サイリスタブリッジ併用時にあっては重なり現象やときには転流阻害の原因ともなるので極力小さく抑えることが必要となる。

磁路中最も狭隘なる部分の許容磁束密度を指定すれば各部の磁束密度はおのずから決定する。いま、

B : 電機子鉄心中の最大磁束密度

A : 電機子鉄心断面積

E : 一電機子巻線構成単位の誘起起電力

f : 周波数

X_s : 同期リアクタンス

とし、電機子は巻線 a 組を並列とする。また一電機子鉄心の最大および最小パーミアンスをそれぞれ $P_0 + P_1 = 2P_0$ および $P_0 - P_1 = 0$ とし、波形率を 1.11 とすれば

$$E = 2 \times 1.11 \times N_a A B / \{1/(2f)\} \\ = 4.44 f N_a A B \dots\dots\dots (32)$$

(N, S 交互磁束の普通同期機ではこの 2 倍) となる。

$$N_a = E / (4.44 f A B) \dots\dots\dots (33)$$

$$2P_0 N_f I_f = A B \dots\dots\dots (34)$$

$$\therefore X_s = 2\pi f 2P_0 N_a^2 / a \\ = 2\pi E^2 / 4.44^2 a f B A N_f I_f \dots (35)$$

したがって、 E, f, B 一定の場合 X_s を減ずるためには $N_f I_f A$ を増加させる必要がある。 $N_f I_f$ 増加のためには界磁巻線にどれだけのスペースを割当てうるかまた界磁電力としていくらを許すか、また $N_f I_f$ をどこまで増加しても磁束疎密のコントラストが維持できるかなどによっておのずと限度がある。また A をます場合は N_a, N_f とともに減じうるので、いわゆる鉄機械の傾向を増す。本方式においては軸方向に直角な断面を利用するため、 A を増すためには半径を増大する以外にない。普通構造の同期機では半径および軸方向長いずれを増してもよい。したがって半径に制限のある場合は普通機のほうが大きな A をとりやすいといえ鉄機械の傾向を有するとすれば、本方式は銅機械の傾向を有すると見ることができる。また、電機子鉄心および回転子中央円筒部の軸方向長は、単に巻線を施すためのスペースとしての意味しかもないので、必要にして最小限にとどめるように考慮し、重量ならびに外形の縮小につとめることが肝要である。また、電機子鉄心相互の間隔も側面を通しての漏れ磁束の増さない範囲内でできるだけ縮め A の拡大につとめることが得策と考えられる。

6. 実験結果と考察

4 極単相機を試作したのでこれにつき述べる。第10

図(a), (b) にそれぞれ回転子および固定子の写真を示す。第1図(a)および第9図において各部の寸法は第4章の第1表のようであり、電機子鉄心幅およびその間隔は $1/8$ 円周とする。電機子鉄心および凸磁極片は成層となし B 級けい素鋼板を使用し、回転子は電磁軟鋼を使用した。計算パーミアンスは(31)式のものである。いま、

$N_a = 120$ 回……2.3mmφ 線 (許容電流 12.5A)

$N_f = 2,400$ 回……0.8mmφ 線 (許容電流 1.5A)

電機子巻線……一構成単位 2 組並列

とし、1,500rpm で回転すれば次の計算結果を得る。

誘起起電力 (実効値) は(16)式より、

$$E = \sqrt{2} P_1 N_f N_a I_f \omega = 101.73 I_f \text{ (V)} \\ \dots\dots\dots (36)$$

界磁巻線自己インダクタンス

$$L_f = 2aP_0 N_f^2 = 18.3 \text{ (H)} \dots\dots\dots (37)$$

同期リアクタンス (50Hz 時)

$$X_s = \omega 2P_0 N_a^2 / a = 3.6 \text{ (}\Omega\text{)} \dots\dots\dots (38)$$

回転子中央円筒部磁束密度

$$B_r = 0.972 I_f \text{ (Wb/m}^2\text{)}$$

磁極継鉄部磁束密度

$$B_y = 0.909 I_f \text{ (Wb/m}^2\text{)}$$

電機子鉄心 (占積率 0.95) 最大磁束密度

$$B = 0.819 I_f \text{ (Wb/m}^2\text{)}$$

となり、最も高い B_r に 1.4 Wb/m^2 を許すとすれば

(a)

(b)

第 10 図 回転子と固定子

Fig. 10. Rotor and stator.

$$I_f = 1.44 \text{ A}, E = 146.5 \text{ V}$$

となる。現実には、鉄部の飽和のため誘起起電力が約 75% 程度に減少し、 $E \approx 110 \text{ V}$ を得ることができたと思えば、力率 1、電流 25 A の負荷時における概算値は

出力電圧	63.2 V
出力容量	1.58 kVA
電圧変動率	74%

となる。第 11 図に無負荷飽和特性、短絡特性および同期インピーダンスの実測値を示す。 $I_f = 1.2 \text{ A}$ 付近より飽和の影響が顕著となる。破線は(36)式の計算値を示し、未飽和域においては実測値とほぼ一致し、同期インピーダンスもほぼ(38)式の値をとっている。電圧 110 V 時の鉄損は約 200 W である。純抵抗負荷時の外部特性の一例を第 12 図に示す。力率 1、出力 1.44 kW 時の効率は励磁電力を除いて 75% であり、出力電流 20 A 時の出力電圧波形の一例は第 13 図のようである。さて、試作機は寸法に関しきさか控え目な設計をしすぎたきらいがあり、むだ空間が多すぎると思われる。ちなみに巻線をながめれば、

電機子コイル……コイル長 17.5 cm、巻厚 0.8 cm

(絶縁を含む)

界磁コイル……コイル長 23.3 cm、巻厚 1.6 cm

(回転子中央円筒部からの空げき、
巻わくと絶縁の厚みを含む)

両コイル間の間げき……2.6 cm

となる。そこで外形はそのままとし、空間の利用率を高めるよう補正的な概算を試みる。第 1 図、第 9 図において補正部の寸法を第 1 表の () 内のようにし、電機子鉄心幅 1/6 円周、電機子鉄心間隔 1/12 円周のようにあらためる。いま、

$B_r = 1.4 \text{ Wb/m}^2$, $I_f = 1.5 \text{ A}$, $E = 160 \text{ V}$, 1,500 rpm
とすれば次のようになる。

全磁束 $\phi = 0.018 \text{ Wb}$

$B_y = 1.33 \text{ Wb/m}^2$

$B = 1.32 \text{ Wb/m}^2$ ……(占積率 0.95)

$P_0 = P_1 = 0.835 \mu_0$ ……(フリンジング考慮、鉄部磁気抵抗無視)

$N_f I_f = 4238.6 \text{ AT}$

$N_f = 2,859$ 回

$L_f = 34.3 \text{ H}$

$N_a = 80$ 回

$X_s = 2.1 \Omega$ ……(50 Hz 時)

飽和のため誘起起電力が 75% に低下するものと仮定して $E = 120 \text{ V}$ とし、いま、力率 1 の負荷における電圧変動率を 20% に留めようとするならば次のように

第 11 図 無負荷飽和特性、短絡特性、同期インピーダンス

Fig. 11. Characteristic curves of no-load saturation, short circuit test, and synchronous impedance.

第 12 図 外部特性(実測値)

Fig. 12. External characteristic curves.

波高値 110 V、周波数 48 Hz

第 13 図 出力電圧波形 ($I_a = 20 \text{ A}$ 時)

Fig. 13. Wave form of output voltage. (at $I_a = 20 \text{ A}$)

なる。

出力電圧………100 V

X_s での許容電圧降下………66.3 V (抵抗降下無視)

負荷電流……………31.5A
出力容量……………3.15kVA

この場合、

電機子コイル……2.6mmφ 線, コイル長 14.1cm,
巻厚 0.8cm
界磁コイル……0.8mmφ 線, コイル長 20cm, 巻
厚 1.8cm (円筒鉄心面より)
両コイル間の間げき……0.4cm

となる。この程度の出力向上が期待され、電圧変動率が改善されるならば、従来一般の単相同期機に比し損色ないものと思われる。

いま、(35)式において E, f, B を一定とすれば、

$$X_s = K_1 / (N_f I_f A) \dots\dots\dots (40)$$

ただし、 $K_1 = 2\pi E^2 / (4.44 a f B)$

いま定格出力電圧、電流をそれぞれ V_n, I_n とし、電機子巻線抵抗を無視し、負荷力率 1 における電圧変動率を一定とすれば V_n, I_n, X_s はそれぞれ一定となる。出力容量を P とすれば、

$$P = V_n I_n = K_2 / X_s \dots\dots\dots (41)$$

ただし、 K_2 : 定数

これに(40)式を代入すれば、

$$P = (K_2 / K_1) N_f I_f A \dots\dots\dots (42)$$

となる。いま、半径方向の寸法を相似的に m 倍したとすれば A は m^2 倍となる。よって $N_f I_f$ を一定に保つ場合前記条件下においては容量 P は m^2 倍となる。(すなわち I_n は m^2 倍) 一方、(32) 式より A が m^2 倍となれば N_a は $1/m^2$ 倍となり、電機子電流 I_n が m^2 倍なるゆえ所要電線直径は m 倍となり、 N_a の延べ巻線長は $1/m$ 倍となる。 I_f を一定とすれば界磁巻線長は不変であるから軸方向長はほとんどそのままですむ。しかしながら普通構造の同期機においては、半径方向の寸法だけを相似的に m 倍しても A は m 倍にしかならず、同時に軸方向長も m 倍にしない限り、 A を m^2 倍することはできない。このことからして本方式は普通機に比べ m の大なる場合においてむしろ有利であると思われる。

6. む す び

誘導子形回転機を商用周波域へ適用するための変形を試み、構想、原理を述べ、単相機を試作しそれに基づき批判検討を行ってきた。従来一般の回転機が半径方向に界磁束を作用させる構造であったのに対し、軸方向から作用させるようにあらためた点に大きな特徴を有し、磁束疎密のコントラスト維持を容易にし、かつソレノイド状の巻線形式をとることができ、比較的簡単な構造を有し単に鉄心のみが回転する無ブラシ

機を構成することができた。また特性上は同期リアクタンスの低減が望まれ、そのしわ寄せは界磁起磁力の増大という形で現われるので、一個の起磁力ですむ集中励磁方式を適用し、豊富な界磁巻線のための空間確保を容易にし、かつ極力空間利用率を高め鉄心断面積の拡大をはかることがひいては容量増加につながるものであり、単向性磁束利用という弱点をあらゆる角度から補うことによって、実用的にはじゅうぶん容量増加を期待することができる。一方、すでに実用化されている Claw-Pole 形無ブラシ機をながめれば、

(i) 磁極形状ならびに磁路が複雑で、非磁性軸を必要とし、一応 NS 双向性磁束形ではあるが、反面極間漏れ磁束が意外に多く有効磁束が減少し、また、磁束の正弦波分布が困難である。

(ii) 外わくが磁束帰路となるので機械的強度のほかに材質、断面積に対する磁氣的配慮が必要となり、磁束は少なくとも 4 個のギャップを経て一周するので比較的大きな界磁起磁力を必要とする。

(iii) 電機子占有軸方向長の外に別途界磁コイルの分だけ余分に軸方向長を必要とし、界磁起磁力の増大に伴い軸方向長を増し空間の利用率も悪くなる。などいくつかの欠点を有することを思えば、以上述べてきた低周波用誘導子形回転機は Claw-Pole 形無ブラシ機に対抗しうるものと考えられる。また、本方式が大形機において比較の有利であることを思うと、無ブラシ無整流子電動機に課せられた問題として、容量の増大化がさげばれつつある今日、ここに提案された低周波用誘導子形回転機に目を向けてみることも大いに意味あることと考えられる。本方式の三相機への適用やサイリスタブリッジを併用し無ブラシ無整流子電動機とする場合については別の機会にゆずる。

最後に、試作機に関し協力をいただいた甲府明電舎の数野、堀、鳥谷部の各位ならびに山梨大学機械工場 萩原助手、茅野技官らに感謝する。

(昭和 46 年 8 月 30 日受付、同 47 年 6 月 26 日再受付)

文 献

- (1) 生駒: 三菱電機 31, 528 (昭 32-7)
- (2) R. Pohl: J. Inst. Elect Engrs 93, 31, 37 (1946)
- (3) 生駒: 三菱電機 35, 1268 (昭 36-8)
- (4) V. Bunea: Proc. Inst. Elect. Engrs 111, 1324 (1964)
- (5) 清水: 富士時報 33, 172 (昭 35-2)
- (6) 大隈・茂木: 小形回転機ハンドブック 6, 19 (昭 34-11) 電気書院
- (7) 数野: 昭46電気学会全国大会 No. 514
- (8) 数野: 昭46電気学会東京支部大会 157
- (9) 早坂・岡本: 機械設計 14, 3, 75 (昭 45-2)
- (10) 早坂・岡本: 機械設計 14, 4, 67 (昭 45-3)