

试论电机实现机电能量转换 及稳定工作的条件

杨 烨 成

(电气工程系)

提 要

国内首次用机电能量转换原理编写的,目前仅有的一套电机学教材《电机学——机电能量转换》中,在忽略位移电流和高次谐波影响的情况下,用坡印亭矢量计算出从定子表面进入气隙的电磁功率 P_{m1} 稍大于从气隙穿过转子表面进入转子的电磁功率 P_{m2} 。在以上假设的情况下,本文论证了 P_{m1} 与 P_{m2} 应该是相等的;并且由此说明两个概念:

1.在普通电机学中,被忽略的磁场切向分量 H_t ,对电机实现机电能量转换是必不可少的,

2.电机具有恒定电磁转矩,能处于稳定运行状态所必须具备的条件。

一、引 言

普通电机学中分析的中心放在电势的产生上,由电势和电流的乘积获得电磁功率。旋转电机中电磁功率与机械功率转换是根据电机中损耗的性质和功率守恒定理找出与机械功率互相转换的电磁功率。这方法无论对直流电机、同步电机和异步电机的机电能量转换分析,计算都是十分方便的方法。但是对电机中机电能量转换的基本原理,则无法从本质上阐述清楚。因此,近年来我国高等教育界、科研界、工程界的有关方面都认为有必要改变以往传统的普通电机学教材的编写体系,而用机电能量转换的体系编写电机学教材。即根据电磁场理论,从电机是机电能量转换装置的角度来阐述电机中的基本问题。

1981年出版的、哈尔滨电工学院汤蕴璆主编的《电机学——机电能量转换》,正是我国首次用机电能量转换体系编写的一套电机学教材。

本文对上述书中关于“从定子表面进入气隙的电磁功率 P_{m1} 稍大于从气隙穿过转子表面进入转子的电磁功率 P_{m2} ”的问题进行了详细的定量推导,得出 $P_{m1} = P_{m2}$ 的结论,并由此阐述了磁场切向分量对电机中能量传递的重要性;电机能产生恒定电磁转矩的必要条件。本文可供从事强电专业的教学和科技人员参考。

二、分析、推导过程

根据电磁场基本原理,以电机中机电能量转换是靠电磁能量的传递,电磁能量的传递是

本文于1984年9月16日收到

通过气隙中的电磁场为基本出发点,以隐极三相感应电机作为例子,用坡印亭矢量来分析,计算电机的电磁转矩和电磁功率。

为简化分析作几点假设: 1)、认为磁场沿电机轴向分布相同,即认为磁场是二维场; 2)、位移电流可忽略不计; 3)、不考虑饱和作用,即认为定、转子部分的磁导率 $\mu_{Fe} = \infty$; 4)、不计齿槽影响,即把定、转子表面视为光滑面。

分析、计算过程包括两个方面: 1)、从边值问题着手,分析、计算隐极三相感应电机中的气隙磁场、电场; 2)、用坡印亭矢量分析隐极三相感应电机中能量传递与转换机制,再从电磁场贮能计算电磁转矩和电磁功率。

(一) 隐极三相感应电机的气隙磁场

为简化分析,认为气隙均匀,嵌在槽内的分布绕组很薄,故分布绕组中的电流认为是沿表面的电流片,且不计绕组所产生的谐波磁势。

1. 定子正弦磁势产生的气隙磁场: 设定子边是电枢,转子边无电流时,沿电枢表面的电流片所产生的磁势基波沿电枢内表面圆周方向正弦分布为 $F_1' \sin P\theta$ 其中 P 为极对数, F_1' 为基波磁势幅值, $F_1' \sin P\theta$ 即为电流片在定、转子表面之间形成的标量磁位差,气隙内的磁场为一匀旋场。求解磁场的问题则成为一个求解具有第一类边值的拉普拉斯方程问题。

该气隙内的标量磁位为 φ_m' ,采用平板坐标系,则 φ_m' 所满足的方程为二维拉普拉斯方程。

$$\frac{\partial^2 \varphi_m'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_m'}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi_m'}{\partial \theta^2} = 0$$

此方程的通解是:

$$\varphi_m'(r, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n r^n + B_n r^{-n}) (C_n \cos n\theta + D_n \sin n\theta) + (A_0 \ln r + B_0) (C_0 \theta + D_0)$$

式中第一部分 $\sum_{n=1}^{\infty}$ 项实质上是表示磁化的铁磁边界的作用;第二部分的 $A_0 \ln r$ 和 $C_0 \theta$ 项则表示线电流的作用。但由于气隙内没有线电流,故解中不存在 $(A_0 \ln r + B_0) (C_0 \theta + D_0)$ 项。其标量磁位 φ_m' 应为

$$\varphi_m'(r, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n r^n + B_n r^{-n}) (C_n \cos n\theta + D_n \sin n\theta)$$

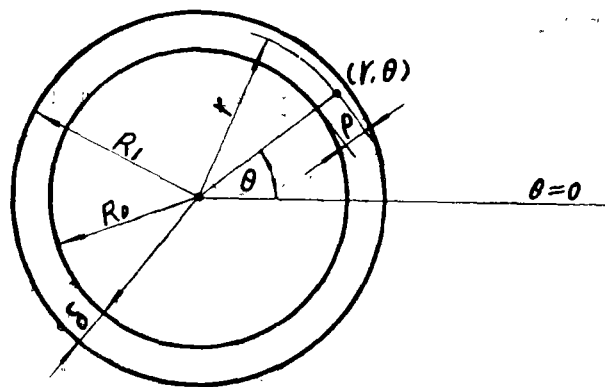
A_n 、 B_n 、 C_n 、 D_n 为由边界条件定的常数。边界条件是:

1)、设 $\mu_{Fe} = \infty$,且转子表面磁位为零,即 $\varphi_m' \Big|_{r=R_0} = 0$

2)、电枢(定子)单相绕组磁势为正弦分布、即: $\varphi_m' \Big|_{r=R_1} = F_1' \sin p\theta$ 。

由边界条件2)得:

$$\sum_{n=1}^{\infty} (A_n R_1^n + B_n R_1^{-n}) (C_n \cos n\theta + D_n \sin n\theta) = F_1' \sin p\theta$$



图一 定、转子及气隙的横截面图

当 $n = p$ 时, $C_n = 0$

$$\left. \begin{aligned} \text{且有: } A_p D_p R_1^p + B_p D_p R_1^{-p} &= A_p' R_1^p + B_p' R_1^{-p} = F_1' \\ \text{其中: } A_p' &= A_p D_p, \quad B_p' = B_p D_p \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\text{当 } n \neq p \text{ 时, } A_n' R_1^n + B_n' R_1^{-n} = 0 \quad (2)$$

由边界条件 1) 得:

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} (A_n' R_0^n + B_n' R_0^{-n}) \sin n\theta &= 0 \\ \therefore A_n' R_0^n + B_n' R_0^{-n} &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{当 } n \neq p \text{ 时, } A_n' = B_n' = 0$$

当 $n = p$ 时,

$$\left. \begin{aligned} A_p' &= \frac{F_1' R_0^{-p}}{\left(\frac{R_1}{R_0}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{-p}} \\ B_p' &= \frac{-F_1' R_0^p}{\left(\frac{R_1}{R_0}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{-p}} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

将解出的系数代回到 φ_m' 的解中, 最后可得:

$$\varphi_m'(r, \theta) = F_1' \frac{\left(\frac{r}{R_0}\right)^p - \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-p}}{\left(\frac{R_1}{R_0}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{-p}} \sin p\theta \quad (5)$$

气隙磁场强度则为:

$$H_r' = -\frac{\partial \varphi_m'}{\partial Y} = -\frac{F_1' p}{R_0} \frac{\left(\frac{r}{R_0}\right)^{p-1} + \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-p-1}}{\left(\frac{R_1}{R_0}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{-p}} \sin p\theta \quad (6)$$

$$H_\theta' = -\frac{1}{r} \frac{\partial \varphi_m'}{\partial \theta} = -\frac{F_1' p}{r} \frac{\left(\frac{r}{R_0}\right)^p - \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-p}}{\left(\frac{R_1}{R_0}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{-p}} \cos p\theta \quad (7)$$

考虑到: $R_1 = R_0 + \delta$, $r = R_0 + \rho$, 且对大多数电机来说: $\delta \ll R_0$, 可忽略 $\frac{\rho}{R_0}$ 和 $\frac{\delta}{R_0}$ 的平方和高次方项, 再应用二项式公式展开, 且由于:

$$\left(\frac{r}{R_0}\right)^{p-1} + \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-p-1} \approx 2$$

$$\left(\frac{r}{R_0}\right)^p - \left(\frac{r}{R_0}\right)^{-p} \approx \frac{2p\rho}{R_0}$$

$$\left(\frac{R_1}{R_0}\right)^p - \left(\frac{R_1}{R_0}\right)^{-p} \approx \frac{2p\delta}{R_0}$$

可得到以下简化关系式:

$$H_r' \approx -\frac{F_1'}{\delta} \sin p\theta \quad (8)$$

$$H_\theta' \approx -F_1' \frac{p\rho}{r\delta} \cos p\theta \quad (9)$$

(8)式说明, 若忽略定、转子半径的差别, 气隙中任一点的径向磁场强度的幅值是 $H_{rm}' = \frac{F_1'}{\delta}$ 。这和普通电机学中的概念是一致的。(9)式说明, 当定子磁势为正弦分布时, 除径向磁场 H_r' 外, 气隙中还有一个切向磁场 H_θ' 。该磁场的幅值 $H_{\theta m}'$ 随 ρ 正比变化。在转子表面处, $H_{\theta m}'|_{\rho=0} = 0$; 在定子表面处, $H_{\theta m}'|_{\rho=\delta} = F_1' \frac{p\delta}{R_1\delta} = F_1' \frac{p}{R_1}$ 为最大。但它与该处的 H_{rm}' 相比, 还是很小的。

$$\frac{H_{\theta m}'}{H_{rm}'} = \frac{F_1' \frac{p}{R_1}}{\frac{F_1'}{\delta}} = \frac{p\delta}{R_1} = \frac{\pi\delta}{\pi R_1} = \frac{\pi}{\tau} \delta$$

τ 为基波极距,一般 $\delta \ll \tau$,所以 $\frac{x\delta}{\tau} \ll 1$,即 $H'_{\theta m} \ll H'_{\gamma m}$ 。所以在电机设计中从磁路和

参数计算的观点来看, H_{θ}' 常常可忽略不计。但从电机是机电能量转换装置的性质来讲, H_{θ}' 分量的存在是必不可少的。因为电机在负载运行时,由于 H_{θ}' 的作用,才能实现定、转子之间电磁能量的传递。这一点在普通电机学中没有提及,而事实上必须加以注意。下面将要进一步说明。

当定子表面,电流不仅在空间按正弦分布,且在时间上按正弦变化,即

$$i' = I'_m \sin \omega' t$$

ω' 是定子电流角频率,则

$$H_{\gamma}' = - \frac{F_1'}{\delta} \sin p\theta \sin \omega' t$$

$$H_{\theta}' = - F_1' \frac{p\rho}{r\delta} \cos p\theta \sin \omega' t$$

由此可见磁场是一脉振磁场。当定子绕组是对称三相绕组,且绕组中通以对称三相正弦电流,即

$$i'_A = I'_m \sin \omega' t$$

$$i'_B = I'_m \sin (\omega' t - 120^\circ)$$

$$i'_C = I'_m \sin (\omega' t - 240^\circ)$$

相应,它们产生的合成气隙磁场的径向分量 H_{γ}' 为:

$$H_{\gamma}' = - \frac{F_1'}{\delta} [\sin p\theta \sin \omega' t + \sin (p\theta - 120^\circ) \sin (\omega' t - 120^\circ) + \sin (p\theta - 240^\circ) \sin (\omega' t - 240^\circ)]$$

考虑到, $-2 \sin \alpha \sin \beta = \cos (\alpha + \beta) - \cos (\alpha - \beta)$ 则可得,

$$H_{\gamma}' = - \frac{3 F_1'}{2 \delta} \cos (\omega' t - p\theta) \quad (10)$$

同理可得,

$$H_{\theta}' = - \frac{3}{2} F_1' \frac{p\rho}{r\delta} \sin (\omega' t - p\theta) \quad (11)$$

由(10)、(11)式可看出,该磁场为一行波磁场(旋转磁场)。

2. 转子正弦磁势产生的气隙磁场: 考虑转子边的不同边界条件,

$$\varphi_m''|_{\gamma=R_1} = 0$$

$$\varphi_m''|_{\gamma=R_1} = F_1'' \sin p(\theta - \Omega'' t)$$

Ω'' 是转子机械角速度。相应的气隙磁场为:

$$H_{\gamma}'' = \frac{F_1''}{\delta} \sin p(\theta - \Omega'' t)$$

$$H_{\theta}'' = -\frac{F_1''}{r} \frac{(\delta - \rho) PR_0}{r\delta} \cos p(\theta - \Omega''t)$$

当转子绕组为对称三相绕组，其中通以对称三相正弦电流，即

$$i_a'' = I_{ma}'' \sin(\omega''t - \varphi)$$

$$i_b'' = I_{mb}'' \sin(\omega''t - \varphi - 120^\circ)$$

$$i_c'' = I_{mc}'' \sin(\omega''t - \varphi - 240^\circ)$$

φ 是定、转子电流基波间的相位差， ω'' 是转子电流的角频率。又考虑到转子电流角频率 ω'' 为转差频率，即

$$\omega'' = \omega' - p\Omega''$$

则它们的合成气隙磁场为：

$$H_{\gamma}'' = \frac{3F_1''}{2\delta} \cos(\omega't - p\theta - \varphi) \quad (12)$$

$$H_{\theta}'' = -\frac{3}{2} \frac{F_1''}{r} \frac{p(\delta - \rho) R_0}{r\delta} \sin(\omega't - p\theta - \varphi) \quad (13)$$

3. 负载时，隐极三相感应电机的合成气隙磁场：不计饱和，负载时的气隙磁场可由定、转子电流片分别产生的气隙磁场迭加而得，即：

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \vec{H}_{\gamma} r^\circ + \vec{H}_{\theta} \theta^\circ \\ &= (H_{\gamma}' + H_{\gamma}'') r^\circ + (H_{\theta}' + H_{\theta}'') \theta^\circ \end{aligned}$$

(二) 气隙中的电场

已假设电机的轴向长度很长，除端部区域外，气隙中的电场可认为只存在轴向分量 E_z 。 E_z 可根据电磁场第二基本方程：

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\text{即} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \theta} = -\frac{\partial B_{\gamma}}{\partial t} \quad \text{求出。}$$

为方便起见，先考虑空载时转子无电流的情况，且设转子内无涡流，则气隙内磁场为：

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \vec{H}_{\gamma} r^\circ + \vec{H}_{\theta} \theta^\circ \\ &= -\frac{3}{2} \frac{F_1'}{\delta} \cos(\omega't - p\theta) r^\circ - \frac{3}{2} F_1' \frac{p\rho}{r\delta} \sin(\omega't - p\theta) \theta^\circ \end{aligned}$$

$$E_z = \int -r\mu_0 \frac{\partial H_{\gamma}}{\partial t} d\theta$$

$$= \int -r\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[-\frac{3}{2\delta} F_1' \cos(\omega't - P\theta) \right] d\theta$$

$$= \mu_0 \frac{r\omega'}{p} \left[-\frac{3}{2} \cdot \frac{F_1'}{\delta} \cos(\omega't - P\theta) \right]$$

$$\therefore E_z = \mu_0 V' H_v \quad (14)$$

其中 $v' = \frac{r\omega'}{p}$ 是磁场在气隙中沿 θ° 方向运动的线速度。由此分析可得电机在负载运行时的

E_z 为:

$$E_z = \mu_0 V' H_v = \mu_0 V' (H_v' + H_v'') \quad (15)$$

(三) 隐极三相感应电机的能量传递与转换

由上分析、计算得:

$$\vec{E} = E_z \vec{k}^\circ$$

$$\vec{H} = H_v \vec{r}^\circ + H_\theta \vec{\theta}^\circ$$

电机气隙中的电磁能量流(坡印亭矢量)则为:

$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$$

$$= E_z \vec{k}^\circ \times (H_v \vec{r}^\circ + H_\theta \vec{\theta}^\circ)$$

$$= -E_z H_\theta \vec{r}^\circ + E_z H_v \vec{\theta}^\circ$$

$$= S_v \vec{r}^\circ + S_\theta \vec{\theta}^\circ$$

$$\therefore S_v = -E_z H_\theta \quad (16)$$

$$S_\theta = E_z H_v \quad (17)$$

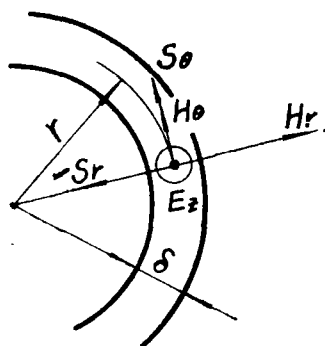


图2 电机气隙中的电磁场和坡印亭矢量

S_r 是在气隙中沿半径方向从定子传递到转子的电磁功率密度。通过它实现电机中机电能量转换。而 S_θ 只是在气隙中沿圆周方向循环流动。它并不参与电机中的能量转换。所以下面仅对 S_r 进行讨论。

将(15)式代入(16)式中就得到:

$$S_r = -E_z H_\theta = -\mu_0 V' H_r H_\theta \quad (18)$$

从(18)式可见,欲实现能量在定、转子之间传递,要求磁场既有径向分量 H_r ,又要求有切向分量 H_θ 。

电机负载运行时,气隙磁场 H_r 、 H_θ 皆由定、转子两方面的磁势 F_1' 、 F_1'' (均为基幅波值)共同建立。

$$\begin{aligned} H_r &= H_r' + H_r'' \\ &= -\frac{3}{2} \frac{F_1'}{\delta} \cos(\omega't - P\theta) + \frac{3}{2} \frac{F_1''}{\delta} \cos(\omega't - P\theta - \varphi) \\ H_\theta &= H_\theta' + H_\theta'' \\ &= -\frac{3}{2} F_1' \frac{p\rho}{r\delta} \sin(\omega't - P\theta) - \frac{3}{2} \frac{F_1''}{r} \cdot \frac{p(\delta - \rho)R_o}{r\delta} \cdot \sin(\omega't - P\theta - \varphi) \\ S_r &= -\mu_0 V' H_r H_\theta \\ &= -\mu_0 V' \left[\left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1'^2}{\delta} \cdot \frac{p\rho}{r\delta} \cos(\omega't - P\theta) \sin(\omega't - P\theta) \right. \\ &\quad - \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1' F_1''}{\delta} \cdot \frac{p\rho}{r\delta} \sin(\omega't - P\theta) \cos(\omega't - P\theta - \varphi) \\ &\quad - \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1''^2}{\delta} \cdot \frac{p(\delta - \rho)R_o}{r\delta} \cos(\omega't - P\theta - \varphi) \sin(\omega't - P\theta - \varphi) \\ &\quad \left. + \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1' F_1''}{r\delta} \cdot \frac{p(\delta - \rho)R_o}{r\delta} \cos(\omega't - p\theta) \sin(\omega't - p\theta - \varphi) \right] \end{aligned}$$

从定子表面进入气隙的电磁功率 P_{m1} 为:

$$\begin{aligned} P_{m1} &= - \int_{A_1} S_r dA_1 \\ &= - \int_{A_1} -\mu_0 V' H_r H_\theta dA_1 \\ &= \mu_0 V' \int_0^{2\pi} \int_0^L \left[- \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1'^2}{\delta} \cdot \frac{p\rho}{R_1\delta} \sin(\omega't - p\theta) \right. \\ &\quad \left. \cos(\omega't - p\theta - \varphi) \right] \cdot R_1 d\theta dz \end{aligned}$$

其中 L 为电机的轴向长度,并考虑到 $\rho = \delta$, $H_\theta'' = 0$ 及

$$2 \sin\alpha \cos\beta = \sin(\alpha + \beta) + \sin(\alpha - \beta)$$

则上积分有以下结果:

$$P_{m1} = -\mu_0 V' \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{p F_1' F_1''}{\delta} \pi L \sin \varphi \quad (19)$$

从气隙穿过转子表面进入转子的电磁功率 P_{m2} 为:

$$\begin{aligned} P_{m2} &= \int_{A_2} S_r dA_2 = \int_{A_2} -\mu_0 v' H_r H_\theta dA_2 \\ &= -\mu_0 V' \int_0^{2\pi} \int_0^L \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1' F_1''}{R_o \delta} \cdot \frac{p R_o (\delta - 0)}{R_o \delta} \cos(\omega' t - p\theta) \cdot \\ &\quad \cdot \sin(\omega' t - p\theta - \varphi) \int R_o d\theta dz \end{aligned}$$

其中考虑到 $\rho = 0$ 时, $H_\theta' = 0$ 的情况, 积分结果为:

$$P_{m2} = \mu_0 V' \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{p F_1' F_1''}{\delta} \pi L \sin \varphi \quad (20)$$

(19)、(20)式的结果表明, 在所假设的情况下, 径向穿出定子表面的电磁功率与进入转子的电磁功率是相等的。这部分功率进入转子后将转化为机械功率。如果电机作发电机运行, 则能流将沿反方向传递、把机械能转化为电能。由此可得出结论: 要实现能量在定、转子之间传递转换。则要求磁场既有径向分量 H_r , 又要有切向分量 H_θ 。气隙磁场切向分量的存在, 是机电能量转换的条件。其大小则表明能量传递的多少。

再从计算气隙内的磁场储能, 计算电磁转矩、电磁功率, 来看产生恒定电磁转矩、恒定电磁功率的条件。

由于气隙磁场的径向分量 H_r 的幅值要比切向分量 H_θ 的幅值大得多, 所以计算磁场储能时, 可不计及切向分量。于是气隙内各点的磁场储能密度 w_m 为:

$$\begin{aligned} w_m &= \frac{1}{2} \mu_0 H_r^2 = \frac{1}{2} \mu_0 (H_r' + H_r'')^2 \\ &= \frac{1}{2} \mu_0 \left[\left(\frac{3}{2} \right)^2 \left(\frac{F_1'}{\delta} \right)^2 \cos^2(\omega' t - p\theta) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{3}{2} \right)^2 \left(\frac{F_1''}{\delta} \right)^2 \cos^2(\omega' t - p\theta - \varphi) \right. \\ &\quad \left. - 2 \cdot \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1' F_1''}{\delta^2} \cos(\omega' t - p\theta) \cos(\omega' t - p\theta - \varphi) \right] \end{aligned}$$

气隙磁场储能 W_m 为:

$$W_m = \int_{\Lambda} w_m dv$$

电机的电磁转矩 T_m 为:

$$\begin{aligned}
T_m &= \frac{\partial W_m}{\partial \left(\frac{\varphi}{p} \right)} = \int_V P \frac{\partial W_m}{\partial \varphi} dv \\
&= \int_V \frac{1}{2} \mu_0 P \left[-2 \cdot \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1' F_1''}{\delta^2} \cos(\omega't - p\theta) \right. \\
&\quad \left. \sin(\omega't - p\theta - \varphi) \right] dv \\
&= \int_0^{2\pi} \int_0^L \int_{R_0}^{R_1} \frac{1}{2} \mu_0 P \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{F_1' F_1''}{\delta^2} \sin\varphi r dr dz d\theta \\
&= \mu_0 \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{p F_1' F_1''}{\delta} \pi L \sin\varphi \cdot \frac{R_1 + R_0}{2}
\end{aligned}$$

考虑 $\frac{R_1 + R_0}{2} \approx r$, 可得简化结果:

$$T_m \approx \mu_0 \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{p F_1' F_1''}{\delta} \pi L \sin\varphi \cdot r$$

若 Ω' 为电机磁场的机械角速度, 则电机的电磁功率为:

$$\begin{aligned}
P_m &= T_m \Omega' \\
&= \mu_0 \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{p F_1' F_1''}{\delta} \pi L \sin\varphi \cdot r \Omega' \\
&= \mu_0 V' \left(\frac{3}{2} \right)^2 \frac{p F_1' F_1''}{\delta} \pi L \sin\varphi \quad (21)
\end{aligned}$$

(21) 式结果与 (19) 式、(20) 式结果一致。

三、结束语

由上分析、计算, 可得到如下结论:

- 1)、当有磁场的径向分量 H_r , 又有切向分量 H_θ 时, 电机中便能实现机电能量转换,
- 2)、电机不仅要能实现机电能量转换, 而且要产生恒定电磁转矩、恒定电磁功率, 从而电机能进入稳定运行状态, 则在定、转子两侧都必须有恒幅、恒速的磁势、并且两磁势之间必须有恒定的相位差。

以上结论是从隐极三相感应电机导出的, 但是无论那种型式的旋转电机, 其能量传递和转换及转矩产生的机制都是相同的, 只是由于激励的方式不同, 转速不同, 因此要求定、转子电流满足特定的频率要求和幅值、相位要求。

本文承电气工程系主任刘润田副教授、江西工学院雷良钦副教授指导, 哈尔滨电工学院汤蕴璆教授审阅。在此表示衷心感谢。

主 要 参 考 书

- 1.冯慈璋主编《电磁场》(电工原理)
人民教育出版社 1979年
- 2.浙江大学编《电机学》
中国工业出版社 1960年
- 3.西南交通大学电机系编《牵引电机》
中国铁道出版社 1983年
- 4.汤蕴璆主编《电机内的电磁场》
科学出版社 1981年
- 5.哈尔滨电工学院汤蕴璆主编《电机学——机电能量转换》
机械工业出版社 1982年
- 6.David M. Cook "The Theory of the Electromagnetic Field" 1975