

基于改进磁密计算的开关磁阻电机径向力解析建模

张敏杰¹, 高强^{1,2}, 蔡旭^{1,2}

(1. 上海交通大学 电气工程系, 上海 200240;

2. 电力输送与功率变换控制教育部重点实验室, 上海 200240)

摘要: 现有的麦克斯韦应力法计算开关磁阻电机(SRM)径向力的过程中, 气隙磁通密度的求取过于简化。由于麦克斯韦应力法的积分路径较简单, 气隙磁通密度的准确度直接影响了径向力求取的精度。综合等效磁路法和麦克斯韦应力法, 精确计算了 SRM 气隙磁通密度, 给出了单相激励下定子径向电磁力的表达式。在角度位置控制(APC)方式下, 推导了转子运转过程中定子径向电磁力的解析表达式。在有限元软件上进行了仿真, 对比分析了解析计算得到的径向力在时域和频域上的分布, 解析结果和有限元仿真结果相比表明, 即使在 2 倍额定电流下误差也能维持在 10% 以内。

关键词: 开关磁阻电机; 气隙磁通密度; 解析法; 径向力; 有限元

中图分类号: TM 352 文献标志码: A 文章编号: 1673-6540(2019)11-0056-08

Analytical Modeling of Radial Force of Switched Reluctance Motor Based on Improved Flux Density Calculation

ZHANG Minjie¹, GAO Qiang^{1,2}, CAI Xu^{1,2}

(1. Department of Electrical Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China;

2. Key Laboratory of Control of Power Transmission and Conversion, Ministry of Education, Shanghai 200240, China)

Abstract: Due to the simplicity of integral path of Maxwell stress method, the accuracy of the air gap flux density directly affected the accuracy of the radial force. The calculation of air gap flux density in existing research based on Maxwell stress method was too simplified. Equivalent magnetic circuit method and Maxwell stress method were combined to derive the expression of radial force of stator when one phase was excited. In the angle position control (APC) mode, the analytical expression of the stator radial electromagnetic force during operation was derived. Comparative analysis of radial forces in the time and frequency domains by this method and the finite element analysis was performed. Results obtained by this method were in good agreement with those obtained by the finite element analysis with an error less than 10% at twice the rated current.

Key words: switched reluctance motor (SRM); air gap flux density; analytical method; radial force; finite element

0 引言

开关磁阻电机(SRM)采用定、转子双凸极结构, 具有运转稳定、价格低廉、结构简单、调速范围宽等优点^[1], 适用于高速运行场合, 广泛应用在航空航天、电动汽车领域。但由于径向力和转矩脉

动造成的噪声和振动, 其在低噪声环境下的应用受到了阻碍, 减小 SRM 径向力和振动变得尤为重要^[2-3]。在 SRM 初始设计阶段, 通过电机材料、尺寸参数, 建立电机定子极对转子的径向力解析模型, 准确地计算径向力数值, 可以快速地对各种运行状态的径向力进行时域和频域上的分析, 预

作者简介: 张敏杰(1993—), 女, 硕士研究生, 研究方向为开关磁阻电机的优化设计与制造。

高强(1975—), 男, 副教授, 研究方向为电气传动、风力发电、电力电子。(通信作者)

蔡旭(1964—), 男, 教授, 研究方向为大功率电力电子、风电机组电气控制等。

测电磁噪声。根据电机运用场合的调速范围,合理的优化电机参数,减小径向力幅值,使得径向力的频率远离定子固有频率,从而达到减小 SRM 振动的目的。

目前,SRM 径向力解析建模已有大量研究。文献[4]运用有限元法,分析了径向力和转子位置角及绕组电流的非线性关系,并建立了磁浮 SRM 径向力与电流的数学模型。文献[5-6]提出了径向力计算的解析模型,通过对主磁通和边缘磁通的解析计算,得到磁共能,磁共能对气隙微分,得到给定电流和角度下的径向力,并对径向力进行了时域和频域分析,给出了由于径向力幅值改变导致的周向偏移和声功率的解析表达式,但求解精确度较低。文献[7-8]结合等效磁路法和虚位移法,推导出气隙磁导,并根据机电能量转换关系,得到电机在径向上的悬浮力,但忽略了磁饱和问题。文献[9]结合等效磁路法和麦克斯韦应力法,考虑了磁饱和问题,推导出无轴承 SRM 径向力的解析计算公式,并在有限元上进行了仿真。文献[10-11]基于麦克斯韦应力法,结合等效磁路,运用经典材料磁化曲线拟合式,对主磁通和边缘磁通进行求取,得到了定子单齿对相邻转子的径向力表达式。文献[11]还考虑转子偏心的情况,推导出给定电流激励下的转子受到电磁合力作用的表达式,但由于等效电路过于简化,气隙磁密求取不准确,结果误差较大,且只考虑了定转子极弧相等的电机结构。文献[12]采用最小二乘法对铁心材料的磁化曲线进行拟合,通过气隙磁密得到径向力。

考虑到铁心磁化曲线的拟合公式存在误差,且等效磁路过于简化,本文在文献[11]推导的公式的基础上,改进了气隙磁密的计算过程,对气隙磁密进行了快速准确计算,并结合角度位置控制(APC)方式,对电机定子在实际电流下对相邻转子的径向磁吸力进行了推导。最后,通过有限元方法验证了仿真模型的正确性。

1 单相通电时定子绕组对转子的径向力

1.1 麦克斯韦应力法

为了简化运算,建模时作以下假设^[13-15]:

- (1) 磁力线由直线段和半圆线段组成;
- (2) 忽略绕组间的互感,只考虑单相通电时的情况;
- (3) 假设极中的磁力线平行于极轴;
- (4) 假设轭中的磁力线为 1/4 圆弧;
- (5) 假设轴的材料完全不导磁。

麦克斯韦应力法是计算 SRM 电磁力的有效方法^[16-17]。磁场的有质动力归结为与磁力线方向一致的张力和垂直于磁力线方向的侧压力^[18]。作用在曲面 S 上的磁应力的法向力 F_n 和切向力 F_t 可表示为

$$\begin{cases} F_n = \frac{1}{2\mu_0} \iint_S (B_n^2 - B_t^2) dA \\ F_t = \frac{1}{\mu_0} \iint_S B_n B_t dA \end{cases} \quad (1)$$

式中: B_n ——曲面 S 上的法向磁通密度;
 B_t ——曲面 S 上的切向磁通密度;
 A ——磁力线通过曲面 S 的面积。

为了计算 SRM 单齿所受的径向力,麦克斯韦应力法积分路径如图 1 所示。

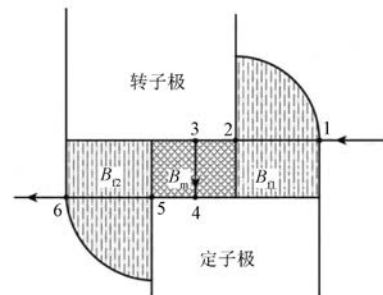


图 1 麦克斯韦应力法积分路径

图 1 中,积分路径为 1~6^[11],转子单齿所受径向力为

$$F_{sr} = \frac{L}{2\mu_0} \left(\int_1^2 B_{t1}^2 dl + \int_2^3 B_m^2 dl + \int_4^5 B_m^2 dl + \int_5^6 B_{t2}^2 dl \right) = \frac{L}{2\mu_0} [B_{t1}^2 l_{12} + B_m^2 (l_{23} + l_{45}) + B_{t2}^2 l_{56}] \quad (2)$$

式中: L ——铁心叠长;
 μ_0 ——空气磁导率;
 B_m ——流过定转子极重叠部分的主气隙磁通密度;
 B_{t1} 、 B_{t2} ——定转子极非重叠部分的边缘气隙磁密;

l_{12} 、 l_{23} 、 l_{45} 、 l_{56} ——对应磁通密度的积分路径。

准确计算主气隙磁密和边缘气隙磁密,是运用麦克斯韦应力法求取单齿所受径向力的关键。

1.2 磁通密度的计算

图2所示为本文计算用的外转子SRM结构参数图。

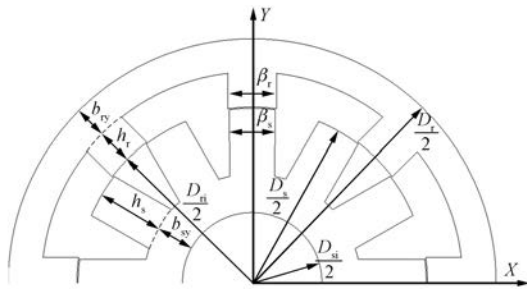


图2 外转子SRM结构参数图

图2中, β_s 是定子极弧, β_r 是转子极弧, h_s 是定子极高, h_r 是转子极高, D_r 是转子外径, D_{ri} 是转子内径, D_s 是定子外径, D_{si} 是定子内径, b_{sy} 是定子轭厚, b_{ry} 是转子轭厚。

单相激励时,本文所采用的三相12/8外转子SRM磁通路径图,如图3所示。

由于电机模型定转子极弧不相等,本文将计算分为3个区域: $0^\circ \leq \theta \leq \beta$, $\beta < \theta \leq 3\beta_s/5$ 和 $3\beta_s/5 < \theta \leq (\beta_r - \beta)$,分别对应图3(a)、图3(b)、图3(c)。其中, θ 是定转子中心线之间的夹角,当定转子极中心线完全重叠时, $\theta = 0^\circ$, $\beta = (\beta_r - \beta_s)/2$ 。为了简化运算,在区域1中只有一条主磁路,为磁通路径1,磁通从定子极流入到转子极;区域2中有2条磁路,分别为磁通路径1、2;区域3中有3条磁路,分别为磁通路径1、2、3。由于边缘气隙磁通不对称,定义定子左侧的磁通路径为上,标记为 u ,定子右侧的磁通路径为下,标记为 l 。根据磁等效电路和定子励磁安培环路定律,每条路径的等效磁路如图4所示。

图4中, R_{sp} 、 R_{rp} 、 R_g 、 R_{sy} 、 R_{ry} 分别是定子极、转子极、气隙、定子轭、转子轭的等效磁阻, ϕ_1 是对应磁路的磁通。 F_1 是施加在定子极的磁动势^[19],有:

$$F_1 = N_p i \quad (3)$$

式中: N_p ——极线圈匝数;

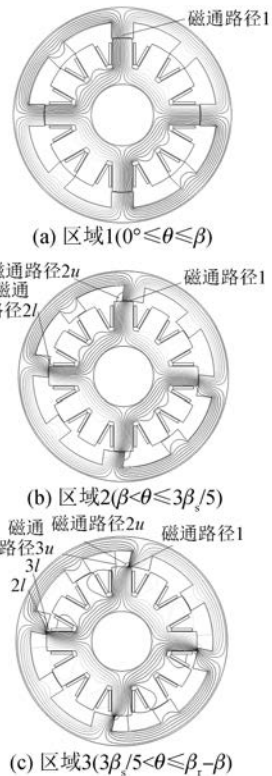


图3 单相激励的电机磁通路径图

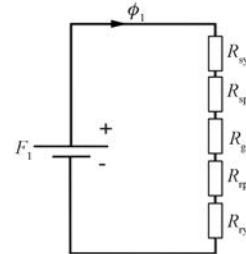


图4 任一路径的等效电路图

i ——一个定子极流过的电流。

根据假定电机各部分通过的磁力线长度,对定子极的磁通密度 B_{sp} 进行迭代运算。对于同一条磁路,磁力线穿过各个部分的磁通相等,通过假定磁力线穿过的定子轭、转子轭、转子极、气隙截面的平均面积 A_{sy} 、 A_{rp} 、 A_{ry} 、 A_g ,可以得到定子轭、转子极、转子轭、气隙的各部分磁通密度 B_{sy} 、 B_{rp} 、 B_{ry} 、 B_g ,再根据铁心材料的 $B-H$ 曲线,可以得到对应定子极、定子轭、转子轭、转子极、气隙的磁场强度 H_{sp} 、 H_{rp} 、 H_{sy} 、 H_{ry} 、 H_g ,直到在任一给定角度与电流的 F_1 和总磁势 F_1 相等。即:

$$F_1 = H_{sp} l_{sp} + H_{rp} l_{rp} + H_{sy} l_{sy} + H_{ry} l_{ry} + H_g l_g = \phi_1 (R_{sp} + R_{rp} + R_{sy} + R_{ry} + R_g) \quad (4)$$

式中： l_{sp} 、 l_{rp} 、 l_{sy} 、 l_{ry} 、 l_g ——定子极、转子极、定子轭、转子轭、气隙的平均磁力线长度。

定子极的等效磁阻满足：

$$R_{sp} = \frac{H_{sp} l_{sp}}{B_{sp} A_{sp}} \quad (5)$$

根据求取磁力线通过的转子极、定子轭、转子轭、气隙截面的平均面积 A_{rp} 、 A_{sy} 、 A_{ry} 、 A_g ，电机其他部分的磁阻也可以用同样的方法获得。气隙磁通密度计算流程图如图 5 所示。

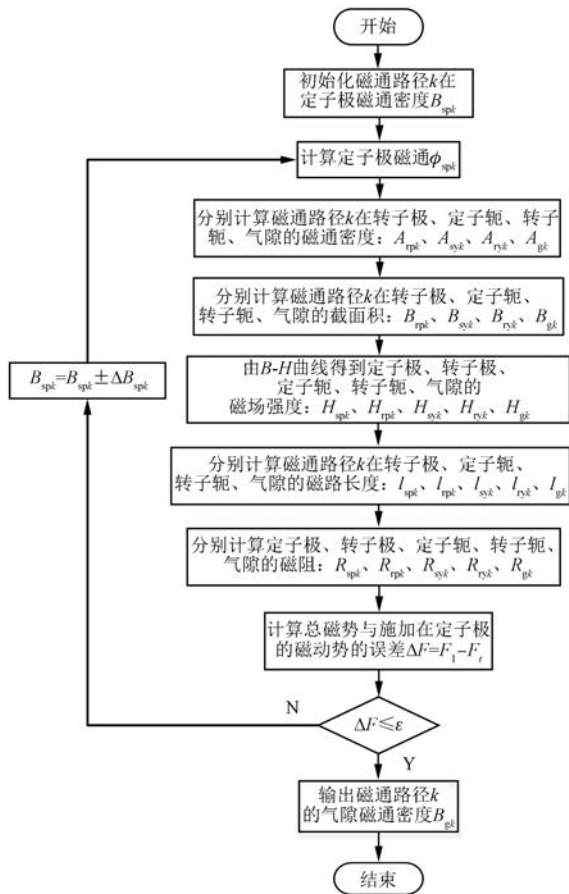


图 5 气隙磁通密度计算流程图

对于区域 1、2、3 中的主磁路 1，定子极的等效磁阻为

$$R_{sp1} = \frac{2h_s H_{sp1}}{(\beta_s - \theta + \beta) D_s L B_{sp1}} \quad (6)$$

式中： B_{sp1} ——磁路 1 的定子极铁心磁密；

H_{sp1} ——磁路 1 的定子极铁心对应的场强。

磁路 1 的转子极等效磁阻为

$$R_{rp1} = \frac{2h_r H_{rp1}}{(\beta_s - \theta + \beta) D_{ri} L B_{rp1}} \quad (7)$$

其中： $B_{rp1} = \frac{B_{sp1} A_{sp1}}{A_{rp1}} = \frac{D_s}{D_{ri}} B_{sp1}$

式中： H_{rp1} ——磁路 1 转子极铁心对应的场强；

B_{rp1} ——磁路 2 转子极铁心磁密；

A_{sp1} 、 A_{rp1} ——主磁通流过的定、转子极面积。

气隙等效磁阻为

$$R_{g1} = \frac{4g}{\mu_0(\beta_s - \theta + \beta)(D_s + D_{ri})L} \quad (8)$$

式中： g ——定、转子极完全对齐时的气隙长度。

定子轭等效磁阻为

$$R_{sy1} = \frac{\pi(D_{si} + b_{sy})H_{sy1}}{4b_{sy}L B_{sy1}} \quad (9)$$

式中： H_{sy1} ——磁路 1 相应的定子轭的场强；

B_{sy1} ——磁路 1 定子轭的磁密。

转子轭等效磁阻为

$$R_{ry1} = \frac{\pi(D_r - b_{ry})H_{ry1}}{4b_{ry}L B_{ry1}} \quad (10)$$

式中： H_{ry1} ——磁路 1 相应的转子轭的场强；

B_{ry1} ——磁路 1 转子轭的磁密。

由此可得任一电流与定转子极中心夹角的主磁通密度：

$$B_m = \frac{B_{sp1} A_{sp1}}{A_{g1}} = \frac{2D_s}{D_{ri} + D_s} B_{sp1} \quad (11)$$

在 $\theta \leq \beta$ 时，可忽略边缘磁通，因此边缘磁通使 $B_{f1} = B_{f2} = 0$ 。在区域 2、3 的范围内，需要对磁路 2 的定子极磁阻 R_{spu2} 、 R_{sp12} ，转子极磁阻 R_{rpu2} 、 R_{rp12} ，气隙磁阻 R_{gu2} 、 R_{gl2} 分别进行计算。即：

$$R_{spu2} = \frac{2h_s H_{spu2}}{(\theta - \beta) D_s L B_{spu2}} \quad (12)$$

$$R_{sp12} = \frac{(8h_s - \pi D_{ri} \theta) H_{sp12}}{2h_s L B_{sp12}} \quad (13)$$

$$R_{rpu2} = \frac{(8h_r - \pi \theta D_{ri}) H_{rpu2}}{2h_r L B_{rpu2}} \quad (14)$$

$$R_{rp12} = \frac{2h_r H_{rp12}}{(\theta + \beta) D_{ri} L B_{rp12}} \quad (15)$$

$$R_{gu2} = \frac{8g + \pi D_{ri} \theta}{2\mu_0 L [2(\theta - \beta) D_s + h_s]} \quad (16)$$

$$R_{gl2} = \frac{8g + \pi \theta D_{ri}}{2\mu_0 [h_s + 2(\theta + \beta) D_{ri}] L} \quad (17)$$

式中： B_{spu2} 、 B_{sp12} 、 B_{rpu2} 、 B_{rp12} ——磁路 2 定子极、转子极的磁通密度；

H_{spu2} 、 H_{sp12} 、 H_{rpu2} 、 H_{rp12} ——磁路 2 定子极、转

子极对应的场强。

路径 2、3 的定、转子轭部分的等效磁阻与主磁路的计算公式相同,可得区域 2、3 中磁路 2 的边缘气隙磁通密度 B_{gu2} 、 B_{gl2} 。磁路 3 只在区域 3 的磁阻计算中出现,其磁力线走向如图 3(c) 所示。由图 3(c) 可知,磁路 3 的上气隙没有经过转子极,直接进入转子轭,因此上转子极的磁阻 R_{rpu3} 为零。该磁路定子极、转子极、气隙的磁阻表达式为

$$R_{spu3} = \frac{2h_s H_{spu3}}{(\theta - \beta) D_s L B_{spu3}} \quad (18)$$

$$R_{spl3} = \frac{(8h_s - \pi D_r \theta) H_{spl3}}{8(\theta + \beta) D_s L B_{spl3}} \quad (19)$$

$$R_{rpu3} = 0 \quad (20)$$

$$R_{rpl3} = \frac{2h_r H_{rpl3}}{(\theta + \beta) D_s L B_{rpl3}} \quad (21)$$

$$R_{gu3} = \frac{24h_r}{\mu_0 L [12(\theta - \beta) D_s + (\pi - 4\beta_r)(D_r - 2b_{ry})]} \quad (22)$$

$$R_{gl3} = \frac{\pi \theta D_{ri}}{\mu_0 [h_s + 2(\theta + \beta) D_{ri}] L} \quad (23)$$

式中: B_{spu3} 、 B_{spl3} 、 B_{rpl3} ——对应的定子极、转子极的磁通密度;

H_{spu3} 、 H_{spl3} 、 H_{rpl3} ——对应的定子极、转子极的场强。

同理,可得磁路 3 的边缘气隙磁通密度 B_{gu3} 、 B_{gl3} 。因此,用麦克斯韦应力法求取径向力的边缘气隙磁通密度可以简化为两条磁路的气隙磁通密度之和,即:

$$B_{f1} = B_{gu2} + B_{gu3} \quad (24)$$

$$B_{f2} = B_{gl2} + B_{gl3} \quad (25)$$

1.3 单齿径向力的计算

根据定转子极中心线的夹角,图 1 中的积分路径可表示为

$$\begin{cases} l_{12} = \frac{(\theta - \beta)}{2} D_{ri} \\ l_{23} + l_{45} = \begin{cases} \frac{\pi}{24} D_{ri}, 0 \leq \theta \leq \beta \\ (\beta_r - \beta - \theta) \frac{D_{ri}}{2}, \beta < \theta \leq (\beta_r - \beta) \end{cases} \\ l_{56} = \frac{(\theta + \beta)}{2} D_{ri} \end{cases} \quad (26)$$

基于文献[11]的推导,根据本文所求取的主气隙磁通密度和边缘气隙磁通密度可知,在单极激励时,单个定子绕组对转子的径向力 F_{sr} 等于由主气隙磁通密度产生的径向力和边缘气隙磁通密度产生的径向力之和。即:

$$F_{sr}(g, i, \theta) = \frac{L}{2\mu_0} \left[B_{f1}^2 \frac{(\theta - \beta)}{2} D_{ri} + B_{f2}^2 \frac{(\theta + \beta)}{2} D_{ri} + B_m^2 (\beta_r - \beta - \theta) \frac{D_{ri}}{2} \right] \quad (27)$$

2 APC 控制下的径向电磁力

在电机实际控制过程中,通常将定转子极的完全不对齐位置作为起始点,如图 6 所示。因此,本文定义第 m 极定子极与转子极完全不对齐位置为 $\theta_m = 0^\circ$,第 m 极定子极与转子极完全对齐位置为 $\theta_m = 22.5^\circ$ 。

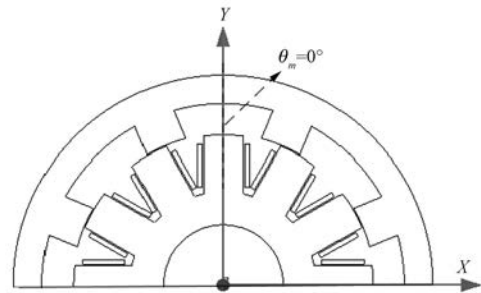


图 6 完全不对齐位置 ($\theta_m = 0^\circ$)

由于本文采用 12/8 极 SRM,因此 $m = 1 \sim 12$ 。在 APC 控制下,定子电流可由解析模型算得的电机电感进行仿真得出。由于电感 $L(i_k, \theta_m)$ 是电流和转子角度的函数,则每相电流可表示为

$$U_k = R_k i_k + \omega \frac{d[L(i_k, \theta_m) i_k]}{d\theta} = R_k i_k + \omega i_k \left\{ \frac{\partial L(i_k, \theta_m)}{\partial i} \Big|_{\theta_m = \text{const}} \frac{di_k}{d\theta_m} + \frac{dL(i_k, \theta_m)}{d\theta_m} \Big|_{i_k = \text{const}} \right\} + \omega L \frac{di_k}{d\theta_m} \quad (28)$$

式中: U_k —— k 相电压,开通状态下, $U_k = U_{dc}$,续流状态下, $U_k = -U_{dc}$;

R_k —— k 相电阻;

i_k —— k 相电流;

U_{dc} ——直流侧电压;

ω ——电机转速。

采用 APC 控制方式时,计算定子齿对相邻转子齿的径向力。因为每个定子齿单独对转子施力,所以只需考虑该定子齿在实际波形下与相邻转子的夹角,无需考虑电流叠合的问题。每个定子齿和相邻转子齿的夹角 β_m 随 θ_m 的变化规律如下:

$$\beta_m(\theta_m) = \left| \frac{\theta_r}{2} - \text{mod}[\theta_s(m-1) + \theta_m, \theta_r] \right|, \quad m = 1 \sim 12 \quad (29)$$

式中: θ_r ——转子齿距角, $\theta_r = 2\pi/N_r$, N_r 为转子极数;

θ_s ——定子齿距角, $\theta_s = 2\pi/N_s$, N_s 为定子极数。

因此,与式(27)相比,12个定子齿对相邻转子齿的径向力如下:

$$F_{sr} = F_{sr}[g, i_k(\theta_m), \beta_m(\theta_m)] \quad (30)$$

3 径向电磁力有限元仿真

本文采用 12/8 极外转子 SRM 进行仿真。SRM 在单齿激励下的磁路如图 3 所示。外转子 SRM 样机主要参数如表 1 所示。定转子铁心材料均采用 35WW250 无取向硅钢片。

表 1 外转子 SRM 样机主要参数

参数名称	参数值
定子外径 D_s/mm	80
定子内径 D_{si}/mm	32
气隙长度 g/mm	0.25
转子极高 h_r/mm	12.5
定子极高 h_s/mm	9.8
转子极弧 $\beta_r/(\circ)$	16
定子极弧 $\beta_s/(\circ)$	15
定子叠长/ mm	40

图 7 所示为在有限元软件中搭建的外转子 SRM 仿真模型网格剖分^[20-22]。

3.1 单齿径向力仿真对比

本文采用解析方法和文献[11]的简化磁路模型所得的结果,与有限元方法得到的结果进行对比。图 8 所示为保持转子角度不变,定子电流从 0~20 A 变化时的单个定子极对转子的径向力曲线。从图 8 可以看出,由于本文的改进方法考虑了定转子极刚重叠时,气隙磁密从定子到转子

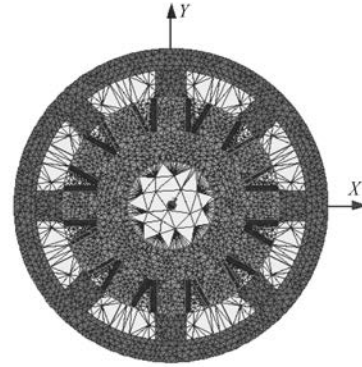


图 7 外转子 SRM 仿真模型网格剖分

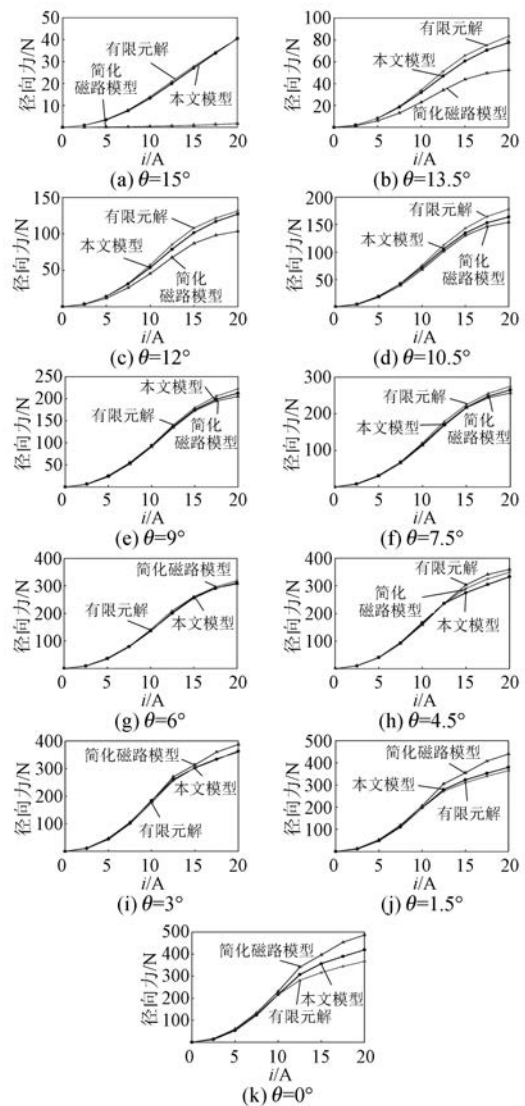


图 8 单个定子极对转子的径向力对比

轭的磁密,故在刚重叠时的径向力增大。同时,由于在定转子极完全重叠时,考虑了完整的等效磁

路的磁阻,得到的径向力比简化磁路模型小,更接近于有限元方法的结果。

图 9 所示为本文所建解析模型和有限元模型计算得到的不同电流和转子位置角下的转子单齿所受径向力的结果对比。

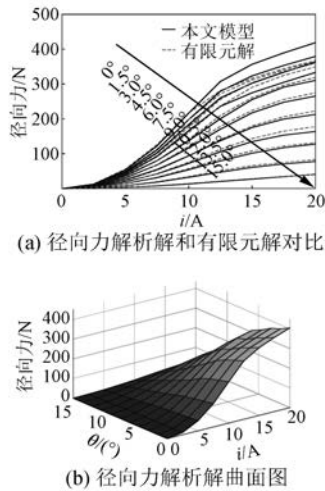


图 9 不同角度和电流下,单个定子极对转子的径向力

由图 9 可知,定转子极接近完全对齐位置时,随着电流的增大,气隙磁密趋于饱和,径向力变化率逐渐减小。本文所建立的模型得到的解析解和有限元得到的解,在 2 倍额定电流(即 20 A)以内的最大误差不超过 10%。

图 10 所示为在不同电流下,径向力与转子位置的关系曲线。在额定电流(10 A)以内,径向力随着转子趋近于完全对齐位置而近似线性增长。这是由于在额定电流以内,铁心尚未饱和。

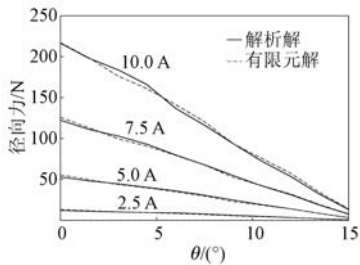


图 10 径向力与转子位置关系曲线

3.2 APC 控制下的径向力仿真对比

由式(25)可以得到 APC 控制下,直流侧电压为 48 V,转速为 3 800 r/min,给定开通角 $\theta_{on}=0^\circ$ 、 $\theta_{off}=18^\circ$ 时的三相电流,如图 11 所示。在该电流下,得到定子齿对相邻转子的径向力及其频谱分

析,如图 12 所示。

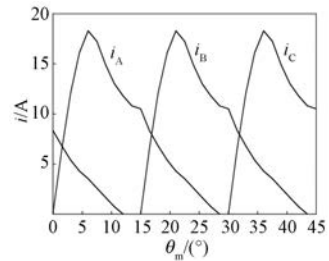
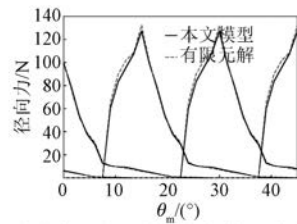
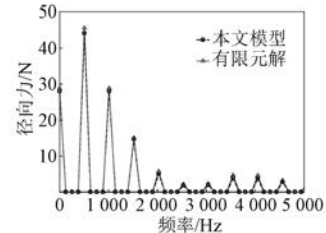


图 11 APC 控制下, $\theta_{on}=0^\circ$ 、 $\theta_{off}=18^\circ$ 时的三相电流



(a) 三相电流下定子齿对相邻转子的径向力



(b) 径向力幅值频谱

图 12 APC 控制下, $\theta_{on}=0^\circ$ 、 $\theta_{off}=18^\circ$ 时的径向力

可以看出,不管在时域还是频域,在实际电流下,该解析模型算得的定子绕组对转子的径向力,与有限元解相比,最大误差为 7%,精度较高,证明了该方法的准确性和有效性。

4 结 语

本文结合等效磁路法和麦克斯韦应力法,对气隙磁通密度进行了精确计算,由此得出单相电流激励时定子绕组对相邻转子极的径向力和实际 APC 控制下定子绕组对相邻转子极的径向力解析模型。有限元仿真表明,从 APC 控制下的径向力波形和频谱分析来看,本文所提解析法的径向力和有限元法获得的径向力非常接近。该方法在电机设计初期,为减小电机的振动和电磁噪声提供了快速的分析模型,具有较高的运用价值,但是由于没有考虑端部效应对径向力的影响,在实际运行分析中还存在一定的局限性。

【参考文献】

- [1] 陈飞, 瞿遂春, 邱爱兵, 等. 电动车用开关磁阻电机设计与优化方法 [J]. 电机与控制应用, 2017, 44 (10): 114.
- [2] 吴建华. 开关磁阻电机设计与应用 [M]. 北京: 机械工业出版社, 2000.
- [3] 王宏华. 开关磁阻电动机调速控制技术 [M]. 2 版. 北京: 机械工业出版社, 2014.
- [4] 项倩雯, 孙玉坤. 磁浮开关磁阻电机径向力的有限元分析 [J]. 电机与控制应用, 2005, 32 (9): 14.
- [5] HUSAIN I, RADUN A, NAIRUS J. Unbalanced force calculation in switched-reluctance machines [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2000, 36 (1): 330.
- [6] ANWAR M N, HUSAIN O. Radial force calculation and acoustic noise prediction in switched reluctance machines [J]. IEEE Transactions on Industry Applications, 2000, 36 (6): 1589.
- [7] 孙玉坤, 吴建兵, 项倩雯. 基于有限元法的磁悬浮开关磁阻电机数学模型 [J]. 中国电机工程学报, 2007, 27 (12): 33.
- [8] WANG X, GE B, WANG J, et al. Radial force analytic modeling for a novel bearingless switched reluctance motor when considering rotor eccentricity [J]. Electric Power Components and Systems, 2014, 42 (6): 544.
- [9] 杨艳, 邓智泉, 曹鑫, 等. 无轴承开关磁阻电机径向电磁力模型 [J]. 电机与控制学报, 2009, 13 (3): 377.
- [10] 孙玉坤, 陈凯峰, 朱志莹. 单绕组磁悬浮开关磁阻电机径向力数学模型 [J]. 电测与仪表, 2014, 51 (19): 31.
- [11] 王峰, 吴志强, 李亚杰, 等. 开关磁阻电机转子径向电磁合力的解析建模 [J]. 电工技术学报, 2019, 34 (5): 934.
- [12] 陈凌, 王宏华, 谭超. 基于麦克斯韦应力法的双绕组无轴承开关磁阻电机新型数学模型 [J]. 电机与控制学报, 2017, 21 (11): 9.
- [13] RAMU K. Switched reluctance motor drives: modeling, simulation, analysis, design, and applications [M]. Boca Raton: CRC Press, 2001.
- [14] MICHAELIDES A, POLLOCK C, JOLLIFFE C. Analytical computation of minimum and maximum inductances in single and two phase switched reluctance motors [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1997, 33 (2): 2037.
- [15] KUMAR P N, ISHA T B. Inductance calculation of 8/6 switched reluctance motor [C] // 2008 Joint International Conference on Power System Technology and IEEE Power India Conference, 2008.
- [16] 张鑫, 王秀和, 杨玉波. 基于改进磁场分割法的开关磁阻电机径向力波抑制能力解析计算 [J]. 电工技术学报, 2015, 30 (22): 9.
- [17] 曹鑫, 邓智泉, 杨钢, 等. 无轴承开关磁阻电机麦克斯韦应力法数学模型 [J]. 中国电机工程学报, 2009, 29 (3): 78.
- [18] 刘闯, 朱旭勇, 卿湘文. 开关磁阻电机转子动力学建模与分析 [J]. 中国电机工程学报, 2008, 28 (3): 83.
- [19] 杨红权, 辜承林, 李承. 角度位置控制时开关磁阻电动机的磁通波形及损耗计算 [J]. 微特电机, 2009, 37 (5): 9.
- [20] WEISS C P, HOFMANN A, QI F, et al. Analysis and modelling of rotor eccentricity for switched reluctance machines [C] // 7th IET International Conference on Power Electronics, Machines and Drives (PEMD 2014), 2014.
- [21] NGUYEN B, TA C. Finite element analysis, modeling and torque distribution control for switched reluctance motors with high non-linear inductance characteristics [C] // 2011 IEEE International Electric Machines & Drives Conference (IEMDC), 2011: 693.
- [22] 赵博, 张洪亮. Ansoft 12 在工程电磁场中的应用 [M]. 北京: 中国水利水电出版社, 2010.

收稿日期: 2019-08-20