

轨道交通列车永磁同步电机涡流损耗抑制措施研究<sup>\*</sup>于海阔<sup>1</sup> 张利军<sup>1</sup> 靳 凯<sup>1</sup> 毕京斌<sup>1</sup> 赵海波<sup>2</sup>

(1. 中车青岛四方车辆研究所有限公司, 266031, 青岛;

2. 中车长春轨道客车股份有限公司, 130062, 长春//第一作者, 工程师)

**摘 要** 针对轨道交通列车 PMSM(永磁同步电机)齿槽转矩和涡流损耗大的问题,提出了一种主磁极中心部分分段 Halbach PMSM 模型。在二维极坐标系下构建主磁极中心部分分段 Halbach PMSM 解析模型,并采用精确子域模型法,对该模型在空载、电流源激励及负载等工况下的气隙磁密和电磁转矩进行了计算。通过对 10 极 12 槽 PMSM 有限元模型的计算验证解析模型的正确性。将该有限元模型与另外 8 种结构的 PMSM 模型的各项电磁性能进行对比分析,并在有限元应力场中建立三维 PMSM 模型,通过计算得到 PMSM 的等效应力和总变形。结果表明,十字型主磁极部分分段 Halbach PMSM 模型在保证其他指标较优的前提下,大幅度降低涡流损耗。

**关键词** 轨道交通列车;永磁同步电机;精确子域模型法;涡流损耗

**中图分类号** TM351; U270.332

**DOI**:10.16037/j.1007-869x.2022.06.026

## Research on Measures to Suppress Eddy Current Loss of Permanent Magnet Synchronous Motors in Rail Transit Trains

YU Haikuo, ZHANG Lijun, JIN Kai, BI Jingbin, ZHAO Haibo

**Abstract** Targeting the problem of large cogging torque and eddy current loss in PMSM (permanent magnet synchronous motor), a Halbach PMSM model with the central part of main magnetic pole segmented is proposed. In 2D polar coordinate system, the Halbach PMSM analytical model is constructed. By adopting accurate subdomain model method, the air gap magnetic density and torque of the analytical model under no-load, current source excitation and negative load are calculated. The correctness of the analytical model is verified through 10-pole 12-slot PMSM finite element model calculation. The electromagnetic performance is compared and analyzed by co-simulation with other eight PMSM models. Finally, a three-dimensional PMSM solution model is established in the finite ele-

ment stress field to calculate the equivalent stress and total deformation. Results show that under the premises of ensuring good outcome of other indicators, Halbach PMSM model of segmented cross-shaped main magnetic pole can drastically lower the eddy current loss.

**Key words** rail transit train; PMSM (permanent magnet synchronous motor); accurate subdomain model method; eddy current loss

**First-author's address** CRRC Qingdao Sifang Rolling Stock Research Institute Co., Ltd., 266031, Qingdao, China

## 0 引言

轨道交通列车应用的 PMSM(永磁同步电机)以其损耗小、效率高、体积小、质量轻、结构多样化、可靠性高、过载能力强等优点成为轮毂电机的首选。但是,在 PMSM 中,永磁体和带槽电枢铁心相互作用,产生齿槽转矩,进而产生振动和噪声,影响系统的控制精度。除此之外,受轮毂电机体积限制,永磁体产生的涡流损耗会使其自身产生高温,面临不可逆退磁的风险。

从 PMSM 齿槽转矩产生的机理出发,削弱齿槽转矩大致可从极和槽两方面考虑。文献[1]从磁极优化角度出发,把减小气隙磁密谐波分量作为削弱齿槽转矩的依据,分析了不同转子磁极优化技术的优、缺点。文献[2]采用优化磁极形状的方法,提出了两种凸形不等厚磁极的永磁电机,相比于传统表贴瓦片形永磁电机降低了  $r_{\text{THD}}$ (气隙磁密谐波畸变率)和齿槽转矩,增大了电磁转矩,但未分析对电机转矩脉动的影响。文献[3]采用偏心磁极来优化表贴式 PMSM 气隙磁密波形,推导了偏心磁极电机气隙磁密解析表达式;结合样机试验证明了计算方法的准确性,但是生产制造复杂、成本高。不同于磁极优化技术,研究电机解析模型中定子开槽对气隙

<sup>\*</sup> 国家重点研发计划(2018YFB1201602-06)

磁场的影响,可进一步分析齿槽转矩。文献[4]在文献[5-6]的基础上,采用保角变换法推导出二维极坐标系下的相对磁导函数,进而得到表贴式PMSM定子开槽状况下的气隙磁场分布,但所得到的气隙磁场分布并不完整。文献[11]采用保角变换法推导出复相对磁导函数,得到完整的气隙磁场分布,但求解过程复杂、计算时间长;定子槽为无限深单槽模型,无法考虑槽与槽间的影响,不利于反电势的精确计算。文献[12]采用数值、解析相结合的方法推导了定子开槽下PMSM气隙磁场分布,但计算耗时长,且受迭代精度影响。不同于上述文献中提到的开槽PMSM气隙磁场解析方法,精确子域模型法能够考虑到定子槽间相互影响,且会根据材料属性和电机结构将电机划分为不同的子域,在计算电磁性能方面具有较高的精度。文献[13]在PMSM解析建模中考虑了导磁材料磁导率为具体数值的情况,结合精确子域模型法推导了电机气隙磁密,以及空载工况下的反电动势及输出转矩的表达式,探究了极弧系数和槽开口宽度对输出转矩的影响,但未分析对气隙磁密和齿槽转矩的影响,且所建模型中槽型尺寸仅由槽口宽度决定,实用性较差。

针对永磁体涡流损耗的抑制,最常用的方法是磁极分段。文献[14]研究了Halbach充磁方式下永磁体每极分块数对齿槽转矩的影响,证明每极分块数目越多越能改善磁场分布,但会增加制造成本。文献[15]提出了一种环形部分分段结构,比较了永磁体单侧、双侧部分分段,以及单侧、双侧环形部分分段的涡流损耗。永磁体部分分段在保持一定机械强度的基础上,可以保证永磁体的完整性,不需要额外的工艺及成本。

针对以上问题,以 $r_{\text{THD}}$ 、齿槽转矩及涡流损耗最小为优化目标,提出一种十字型部分分段Halbach PMSM解析模型,推导出十字型部分分段并考虑定子开槽效应下的气隙磁密解析表达式,计算得到PMSM的齿槽转矩和电磁转矩,通过有限元仿真验证了解析结果的准确性,并且系统地分析了极间间隔角度、边界磁极的充磁角度、主磁极高度和宽度、剖去部分深度和宽度对径向气隙磁密的基波幅值和 $r_{\text{THD}}$ 的影响。

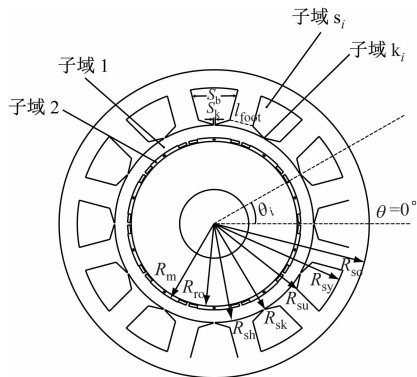
## 1 PMSM解析模型的构建

### 1.1 PMSM解析模型

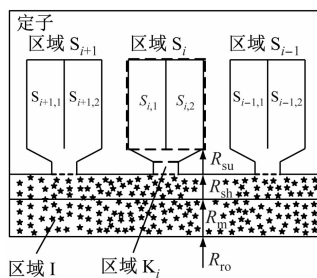
建立二维极坐标系,采用精确子域模型法分析定子开槽下的气隙磁场分布。为便于分析计算,做

出如下假设:① 永磁体材料具有线性退磁特性;② 忽略端部影响;③ 铁磁材料磁导率无穷大。

图1为十字型部分分段Halbach PMSM在空载工况下的气隙磁场和电枢反应磁场解析模型。



a) 空载工况下的气隙磁场解析模型



b) 电枢反应磁场解析模型

注: $\theta_i$ 为第 $i$ 个槽的初始角度, $\theta_i = 2\pi i/Q$ , $Q$ 为定子槽数; $R_{so}$ 为定子轭部靠近机壳的半径; $R_{sy}$ 为定子槽底半径; $R_{su}$ 为定子槽顶半径; $R_{sk}$ 为定子槽口外半径; $R_{sh}$ 为定子内半径; $R_m$ 为PMSM外表面半径; $R_{ro}$ 为转子轭外半径; $S_b$ 为槽身角度; $S_k$ 为槽口角度; $l_{\text{foot}}$ 为定子齿足高度。

图1 十字型部分分段Halbach PMSM解析模型

Fig. 1 Cross-shaped segmented Halbach PMSM analytical model

将图1 a)所示的空载工况下PKPM的气隙磁场解析模型在二维极坐标系下划分为4个区域:气隙区域(1),永磁体区域(2),第 $i$ 个槽口区域( $k_i$ )、第 $i$ 个槽身区域( $s_i$ )。

将图1 b)所示的电枢反应磁场解析模型在二维极坐标系下划分为3个区域:等效气隙区域(I),第 $i$ 个槽口区域( $K_i$ )、第 $i$ 个槽身区域( $S_i$ )。

### 1.2 十字型部分分段Halbach PMSM解析模型

永磁体采用平行充磁。图2为待优化的十字型部分分段磁极结构。在1对磁极下,永磁体磁化强度 $\mathbf{M}$ 可以表示为:

$$\mathbf{M} = \mathbf{B}_r / \mu_0 \quad (1)$$

式中:

$\mathbf{B}_r$ ——永磁体剩磁;

$\mu_0$ ——真空磁导率。



注:  $l_m$  为主磁极厚度;  $l_s$  为边界磁极厚度;  $h_m$  为中心剖去部分厚度。

图2 十字型部分分段磁极结构

Fig. 2 Cross-shaped segmented magnetic pole structure

## 2 空载工况下 PMSM 解析模型气隙磁场计算分析

### 2.1 矢量磁位方程的建立及其求解

空载气隙磁场计算的一般方程为:

$$\begin{cases} \nabla^2 A_1 = 0 \\ \nabla^2 A_2 = \frac{\mu_0}{r} \left( \frac{\partial \mathbf{M}_r}{\partial \theta} - \mathbf{M}_\theta \right) \\ \nabla^2 A_{s_i} = 0 \\ \nabla^2 A_{k_i} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中:

$\mathbf{M}_r$ ——径向磁化强度矢量分量;

$\mathbf{M}_\theta$ ——切向磁化强度矢量分量;

$A_1, A_2, A_{s_i}, A_{k_i}$ ——分别为气隙区域、Halbach 型永磁体区域、第  $i$  个槽身区域  $s_i$  和第  $i$  个槽口区域  $k_i$  内的矢量磁位;

$r, \theta$ ——分别为极坐标系下的径向和切向分量。

由分离变量法, 得到各区域矢量磁位通解表达式:

$$\begin{cases} A_1 = \sum_{n=1}^{\infty} [ (A_{1n} r^{ng} + B_{1n} r^{-ng}) \cos(ng\theta) + (C_{1n} r^{ng} + D_{1n} r^{-ng}) \sin(ng\theta) ] \\ A_2 = \sum_{n=1}^{\infty} [ (A_{2n} r^{ng} + B_{2n} r^{-ng}) \cos(ng\theta) + (C_{2n} r^{ng} + D_{2n} r^{-ng}) \sin(ng\theta) ] + \sum_{n=1,3,5,\dots}^{\infty} \mu_0 r \frac{ng \mathbf{M}_{r,n}(n) + \mathbf{M}_{\theta,n}(n)}{(ng)^2 - 1} \sin[ng(\theta - \theta_0)] \\ A_{k_i} = A_{k_i,0} + \sum_{j=1}^{\infty} \left\{ \left( A_{k_i,j} \frac{E_{w_k}(r, R_{sk})}{E_{w_k}(R_{sh}, R_{sk})} - B_{k_i,j} \frac{E_{w_k}(r, R_{sh})}{E_{w_k}(R_{sh}, R_{sk})} \right) \cos \left[ \frac{j\pi}{S_k} \left( \theta - \theta_i + \frac{S_k}{2} \right) \right] \right\} \\ A_{s_i} = A_{s_i,0} + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ A_{s_i,m} \frac{R_{su}}{w_b} \frac{P_{w_b}(r, R_{sy})}{E_{w_b}(R_{su}, R_{sy})} \cos \left[ w_b \left( \theta - \theta_i + \frac{S_b}{2} \right) \right] \right\} \end{cases} \quad (3)$$

其中:

$$\begin{cases} E_{w_k}(r, R_{sk}) = \left( \frac{r}{R_{sk}} \right)^{w_k} - \left( \frac{r}{R_{sk}} \right)^{-w_k} \\ E_{w_b}(r, R_{sy}) = \left( \frac{r}{R_{sy}} \right)^{w_b} - \left( \frac{r}{R_{sy}} \right)^{-w_b} \\ P_{w_b}(r, R_{sy}) = \left( \frac{r}{R_{sy}} \right)^{w_b} + \left( \frac{r}{R_{sy}} \right)^{-w_b} \\ w_k = \frac{j\pi}{S_k}, w_b = \frac{m\pi}{S_b} \\ R_{sk} = R_{su} - L_{foot} \end{cases} \quad (4)$$

式中:

$n, m, j$ ——相应区域内矢量磁位的谐波次数;

$\theta_0$ ——转子初始位置角;

$g$ —— $2p$  和  $Q$  的最大公约数;

$A_{1n}, B_{1n}, C_{1n}, D_{1n}, A_{2n}, B_{2n}, C_{2n}, D_{2n}, A_{s_i,j}, A_{s_i,m}, A_{k_i,0}, A_{k_i,j}, B_{k_i,j}$ ——分别为空载工况下气隙磁场的待定系数;

$\mathbf{M}_{r,n}(n), \mathbf{M}_{\theta,n}(n)$ ——分别为  $\mathbf{M}_n(n)$  的径向和切向磁化强度矢量分量。

各子域边界需满足如下条件:

$$\begin{cases} H_{\theta,2}|_{r=R_{ro}} = 0 \\ B_{r,2}|_{r=R_m} = B_{r,1}|_{r=R_m} \\ H_{\theta,2}|_{r=R_m} = H_{\theta,1}|_{r=R_m} \\ H_{\theta,k_i}|_{r=R_{sh}} = \begin{cases} H_{\theta,1}|_{r=R_{sh}}, & \theta_i - S_k/2 \leq \theta \leq \theta_i + S_k/2 \\ 0, & \text{其他} \end{cases} \\ B_{r,s_i}|_{\theta=\theta_i-S_b/2, \theta=\theta_i+S_b/2} = 0, R_{su} \leq r \leq R_{sy} \\ H_{\theta,s_i}|_{r=R_{sy}} = 0, \theta_i - S_b/2 \leq \theta \leq \theta_i + S_b/2 \end{cases} \quad (5)$$

式中:

$H_{\theta,1}, H_{\theta,2}, H_{\theta,s_i}, H_{\theta,k_i}$ ——分别为子域 1、2、 $s_i$ 、 $k_i$  的切向磁场强度;

$B_{r,1}, B_{r,2}, B_{r,s_i}$ ——分别为子域 1、2、 $s_i$  的径向气隙磁密。

### 2.2 空载工况下 PMSM 的气隙磁密

矢量磁位  $A$  与磁通密度  $B$  满足的关系为:  $B = \nabla \times A$ 。由此可得:

$$B_{r,1} = \sum_{n=1}^{\infty} [ - (A_{1n} r^{ng-1} + B_{1n} r^{-ng-1}) ng \sin(ng\theta) + (C_{1n} r^{ng-1} + D_{1n} r^{-ng-1}) ng \cos(ng\theta) ] \quad (6)$$

$$B_{\theta,1} = - \sum_{n=1}^{\infty} [ (A_{1n} r^{ng-1} - B_{1n} r^{-ng-1}) ng \cos(ng\theta) + (C_{1n} r^{ng-1} - D_{1n} r^{-ng-1}) ng \sin(ng\theta) ] \quad (7)$$

式中:

$B_{\theta,1}$ ——空载气隙子域 1 的切向气隙磁密。

### 2.3 齿槽转矩的计算

由空载工况下的气隙磁密分布计算结果,利用麦克斯韦应力张量法,得到齿槽转矩  $T_{\text{cog}}$  的表达式:

$$T_{\text{cog}} = \frac{L_z}{\mu_0} \int_0^{2\pi} r^2 B_{r,1} B_{\theta,1} d\theta \quad (8)$$

式中:

$L_z$ ——电机轴向长度。

## 3 PMSM 电枢反应磁场解析模型分析

### 3.1 矢量磁位方程的建立与求解

电枢反应磁场计算时,永磁体不充磁。施加电流源激励后,永磁体磁场计算的一般方程为:

$$\begin{cases} \nabla^2 \mathbf{A}_I = 0 \\ \nabla^2 \mathbf{A}_{K_i} = 0 \\ \nabla^2 \mathbf{A}_{S_i} = -\mu_0 \mathbf{J}_i \end{cases} \quad (9)$$

式中:

$\mathbf{A}_I, \mathbf{A}_{K_i}, \mathbf{A}_{S_i}$ ——各区域内的矢量磁位;

$\mathbf{J}_i$ ——第  $i$  个槽内绕组的电流密度。

由分离变量法,得到各区域矢量磁位通解的表达式:

$$\mathbf{A}_I = \sum_{n=1}^{\infty} [(\mathbf{A}_{I,n} r^{ng} + \mathbf{B}_{I,n} r^{-ng}) \cos(ng\theta) + (\mathbf{C}_{I,n} r^{ng} + \mathbf{D}_{I,n} r^{-ng}) \sin(ng\theta)] \quad (10)$$

$$\mathbf{A}_{K_i} = \mathbf{A}_{K_i,0} + \mathbf{B}_{K_i,0} \ln r + \sum_{j=1}^{\infty} \{ [\mathbf{A}_{K_i,j} E_{w_k}(r, R_{sk}) / E_{w_k}(R_{sh}, R_{sk}) - \mathbf{B}_{K_i,j} E_{w_k}(r, R_{sh}) / E_{w_k}(R_{sh}, R_{sk})] \cos[w_k(\theta - \theta_i + S_k/2)] \} \quad (11)$$

$$\mathbf{A}_{S_i} = \mathbf{A}_{S_i,0} + \mathbf{A}_{C_i}(r) + \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ \mathbf{A}_{S_i,m} \frac{S_b R_{su}}{m\pi} \frac{P_{w_b}(r, R_{sy})}{E_{w_b}(R_{su}, R_{sy})} \cos\left[w_b\left(\theta - \theta_i + \frac{S_b}{2}\right)\right] \right\} \quad (12)$$

式中:

$\mathbf{A}_{I,n}, \mathbf{B}_{I,n}, \mathbf{C}_{I,n}, \mathbf{D}_{I,n}$ ——子域 I 电枢反应气隙磁场的待定系数;

$\mathbf{A}_{K_i,0}, \mathbf{B}_{K_i,0}, \mathbf{A}_{K_i,j}, \mathbf{B}_{K_i,j}$ ——子域  $K_i$  电枢反应气隙磁场的待定系数;

$\mathbf{A}_{S_i,0}, \mathbf{A}_{C_i}, \mathbf{A}_{S_i,m}$ ——子域  $S_i$  电枢反应气隙磁场的待定系数。

各区域的边界条件如下:

$$\begin{cases} H_{\theta,1} |_{r=R_{ro}} = 0 \\ H_{\theta,1} |_{r=R_{sh}} = \begin{cases} H_{\theta,K_i} |_{r=R_{sh}}, \theta_i - S_k/2 \leq \theta \leq \theta_i + S_k/2 \\ 0, \text{其他} \end{cases} \\ A_I |_{r=R_{sh}} = A_{K_i} |_{r=R_{sh}}, \theta_i - S_k/2 \leq \theta \leq \theta_i + S_k/2 \\ A_{K_i} |_{r=R_{su}} = A_{S_i,1} |_{r=R_{su}}, \theta_i - S_k/2 \leq \theta \leq \theta_i \\ A_{K_i} |_{r=R_{su}} = A_{S_i,2} |_{r=R_{su}}, \theta_i \leq \theta \leq \theta_i + S_k/2 \\ A_{S_i,1} |_{\theta=\theta_i} = A_{S_i,2} |_{\theta=\theta_i}, R_{su} \leq r \leq R_{sy} \end{cases} \quad (13)$$

式中:

$H_{\theta,1}, H_{\theta,K_i}$ ——分别为子域 I、 $K_i$  的切向磁场强度;

$A_{S_i,1}, A_{S_i,2}$ ——分别为槽身子域  $S_i$  处绕组 1 和绕组 2 产生的磁位。

### 3.2 等效气隙磁密的计算

矢量磁位与磁通密度须满足如下关系:  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ 。由此可得:

$$\mathbf{B}_{r,1} = \sum_{n=1}^{\infty} [-(\mathbf{A}_{I,n} r^{ng-1} + \mathbf{B}_{I,n} r^{-ng-1}) ng \sin(ng\theta) + (\mathbf{C}_{I,n} r^{ng-1} + \mathbf{D}_{I,n} r^{-ng-1}) ng \cos(ng\theta)] \quad (14)$$

$$\mathbf{B}_{\theta,1} = -\sum_{n=1}^{\infty} [(\mathbf{A}_{I,n} r^{ng-1} - \mathbf{B}_{I,n} r^{-ng-1}) ng \cos(ng\theta) + (\mathbf{C}_{I,n} r^{ng-1} - \mathbf{D}_{I,n} r^{-ng-1}) ng \sin(ng\theta)] \quad (15)$$

式中:

$\mathbf{B}_{r,1}$ ——电枢反应磁场等效气隙子域 I 的径向气隙磁密;

$\mathbf{B}_{\theta,1}$ ——电枢反应磁场等效气隙子域 I 的切向气隙磁密。

## 4 负载工况下 PMSM 的磁场分析

### 4.1 气隙磁密的计算

由叠加定理可得:

$$\begin{cases} \mathbf{B}_{r,t} = \mathbf{B}_{r,1} + \mathbf{B}_{r,1} \\ \mathbf{B}_{\theta,t} = \mathbf{B}_{\theta,1} + \mathbf{B}_{\theta,1} \end{cases} \quad (16)$$

式中:

$\mathbf{B}_{r,t}, \mathbf{B}_{\theta,t}$ ——分别为负载气隙子域径向和切向气隙磁密。

### 4.2 电磁转矩的计算

由负载气隙磁密分布结果,利用麦克斯韦应力张量法,得到电磁转矩  $T_{\text{em}}$  的表达式:

$$T_{\text{em}} = \frac{L_z}{\mu_0} \int_0^{2\pi} r_e^2 B_{r,t} B_{\theta,t} d\theta \quad (17)$$

式中:

$r_e$ ——电磁转矩积分半径。

## 5 十字型主磁极中心部分分段 Halbach PMSM 解析模型有限元分析验证

为验证上述解析模型的正确性,对如图 3 所示的十字型部分分段 Halbach PMSM 模型进行有限元仿真分析。该电机模型是在 Halbach 阵列基础上添加了极间隔断,并将每极分为不等宽、不等厚的 3 块。为降低涡流损耗,得到更加正弦的气隙磁密波形和较低的齿槽转矩,对主磁极中心部分进行分段,使边界磁极几何中心与主磁极几何中心在同一条圆弧上。电机模型的主要参数如表 1 所示。根据解析计算结果对永磁体的极间间隔角度、边界磁极的充磁角度、主磁极高度和宽度、剖去部分深度和宽度进行多变量分级优化设计,并与普通表贴结构、普通表贴部分分段结构、等厚等宽 Halbach 结构、T 型 Halbach 结构、Hat 型 Halbach 结构、T 型部分分段 Halbach 结构及 Hat 型部分分段 Halbach 结构的电磁性能进行对比,验证十字型部分分段 Halbach PMSM 结构的有效性及其优越性。

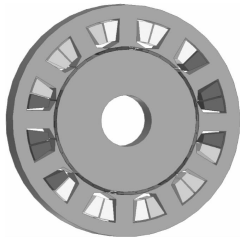


图 3 十字型部分分段 Halbach PMSM 模型示意图  
Fig. 3 Schematic diagram of Halbach PMSM model with cross-shaped section

表 1 十字型部分分段 Halbach PMSM 的主要参数  
Tab. 1 Main parameters of Halbach PMSM with cross-typed section

参数	取值/mm	参数	取值
$R_{so}$	128.00	极对数	5.00
槽底半径	113.00	$Q$	12.00
$R_{sh}$	82.00	槽身角度/(°)	20.00
气隙长度	0.50	槽口角度/(°)	1.00
$R_m$	81.50	永磁体剩磁/T	1.12
主磁极厚度	3.00	轴向长度/mm	195.00
边界磁极厚度	2.15	电机转速/(r/min)	1 500.00

### 5.1 空载工况下 PMSM 的仿真波形

图 4~5 为空载工况下的十字型部分分段 Halbach PMSM 解析模型和 FEA (有限元分析) 模型的气隙磁密和齿槽转矩<sup>[17]</sup>。

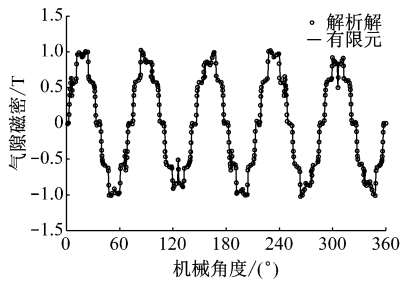


图 4 不同模型下气隙磁密随机械角度变化对比曲线  
Fig. 4 Curve of air gap magnetic density changing with mechanical angle in different models

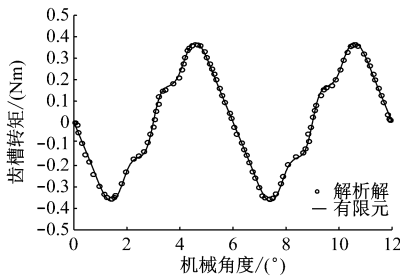
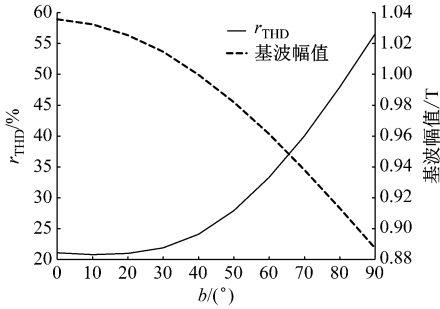


图 5 不同模型下齿槽转矩随机械角度变化对比曲线  
Fig. 5 Curve of cogging torque changing with mechanical angle in different models

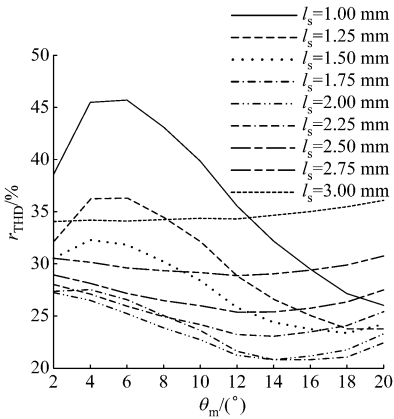
由图 4~5 可见,PMSM 模型的气隙磁密和齿槽转矩的解析解和 FEA 解基本吻合,验证了 PMSM 解析模型的正确性,为永磁体结构的进一步优化奠定基础。

对永磁体的极间间隔角度进行优化,以  $r_{THD}$  为确定指标得到极间间隔角度为  $6^{\circ}$ 。改变 FEA 模型中边界磁极的充磁角度  $b$ ,令  $b$  在  $0^{\circ} \sim 90^{\circ}$  内,每隔  $10^{\circ}$  取 1 个值,得到空载工况下 PMSM 模型的气隙磁密基波幅值和  $r_{THD}$  随  $b$  的变化曲线,如图 6 所示。由图 6 可见,随着  $b$  增大, $r_{THD}$  先略微减小再增大,基波幅值则一直减小;当  $b = 0^{\circ}$  时,基波幅值的最大值为 1.035 T;当  $b = 10^{\circ}$  时, $r_{THD}$  的最小值为 20.8%,基波幅值为 1.032 T。因此,选取  $10^{\circ}$  作为边界磁极的充磁角度。

当极间间隔角度为定值时,主磁极与边界磁极所占角度之和亦为定值。通过改变主磁极角度  $\theta_m$

图6 谐波畸变率和基波幅值随 $b$ 的变化曲线Fig. 6 Curve of harmonic distortion rate and fundamental wave amplitude changing with  $b$ 

及边界磁极厚度 $l_s$ ,使 $\theta_m$ 在 $0^\circ \sim 20^\circ$ 内(每隔 $2^\circ$ 取1个值),使 $l_s$ 在 $1 \sim 3$  mm内(每隔 $0.25$  mm取1个值),得到空载工况下PMSM的气隙磁密 $r_{THD}$ 的变化曲线,如图7所示。

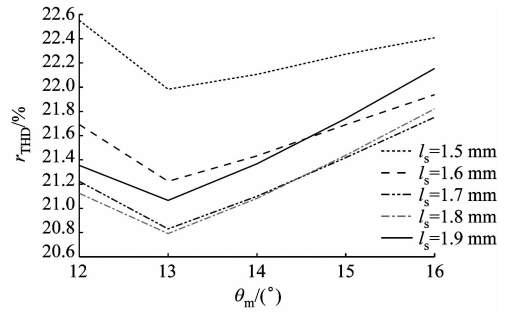
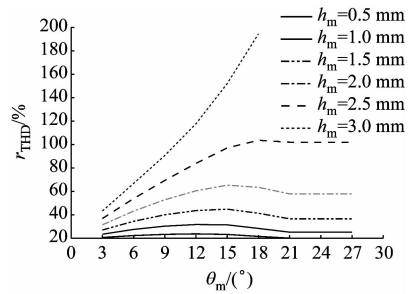
图7 PMSM的 $r_{THD}$ 随 $\theta_m$ 的变化曲线Fig. 7 Curve of PMSM  $r_{THD}$  changing with  $\theta_m$ 

由图7可见,当 $\theta_m$ 为定值时,随着 $l_s$ 增大, $r_{THD}$ 先减小后增大,且 $l_s$ 的转折点在 $1.75 \sim 2.00$  mm范围内。综合图7仿真结果,令 $\theta_m$ 在 $12^\circ \sim 16^\circ$ 内,每隔 $1^\circ$ 取1个值;令 $l_s$ 在 $1.5 \sim 1.9$  mm内,每隔 $0.1$  mm取1个值,通过进一步优化,得到图8所示曲线。

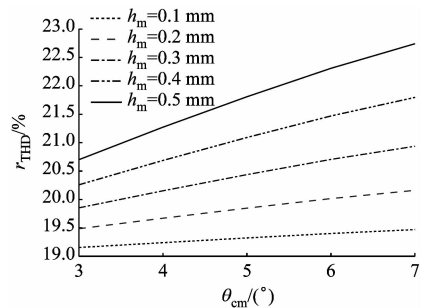
由图8可见,当 $l_s$ 为定值时,随着 $\theta_m$ 的增大 $r_{THD}$ 先减小后增大, $\theta_m$ 的转折点为 $13^\circ$ 。为进一步缩小最优参数范围,令 $\theta_m$ 分别为 $12^\circ$ 、 $13^\circ$ 、 $14^\circ$ 时, $l_s$ 分别为 $1.7$  mm、 $1.8$  mm、 $1.9$  mm。

改变PMSM有限元模型中主磁极中心部分分段深度 $h_m$ 和角度 $\theta_{cm}$ 。令 $h_m$ 在 $0 \sim 3$  mm内,每隔 $0.5$  mm取1个值;令 $\theta_{cm}$ 在 $0^\circ \sim 30^\circ$ 内,每隔 $3^\circ$ 取1

个值。得到空载工况下 $r_{THD}$ 随 $\theta_m$ 的变化曲线,如图9所示。

图8 PMSM的 $r_{THD}$ 随 $\theta_m$ 的变化曲线Fig. 8 Curve of PMSM  $r_{THD}$  changing with  $\theta_m$ 图9 PMSM的 $r_{THD}$ 随 $\theta_{cm}$ 的变化曲线Fig. 9 Curve of PMSM  $r_{THD}$  changing with  $\theta_{cm}$ 

从图9中可以看出,当 $\theta_{cm}$ 为定值时, $r_{THD}$ 随 $h_m$ 的增大而增大;当 $h_m$ 为定值时, $r_{THD}$ 随 $\theta_{cm}$ 的增大先增大后减小。考虑到永磁体的完整性及机械强度, $h_m$ 不能超过永磁体厚度的65%,即 $h_m \leq 1.95$  mm。综合图9仿真结果,令 $\theta_{cm}$ 在 $3^\circ \sim 7^\circ$ 内,每隔 $1^\circ$ 取1个值;令 $h_m$ 在 $0.1 \sim 0.5$  mm内,每隔 $0.1$  mm取1个值,通过进一步优化,得到图10所示曲线。

图10 PMSM的 $r_{THD}$ 随 $\theta_{cm}$ 的变化曲线Fig. 10 Curve of PMSM  $r_{THD}$  changing with  $\theta_{cm}$ 

综合图10仿真结果,考虑到PMSM实际制作工艺和成本,令 $\theta_{cm}$ 分别为 $3^\circ$ 、 $4^\circ$ 、 $5^\circ$ , $h_m$ 分别为 $0.2$  mm、 $0.3$  mm、 $0.4$  mm。将 $\theta_{cm}$ 、 $h_m$ 与 $\theta_m$ 、 $l_s$ 进行多

变量优化,得到图 11 所示仿真结果,以寻出最优参数组合。

图 11 为主磁极剖去角度  $\theta_{cm}$  分别为  $3^\circ$ 、 $4^\circ$ 、 $5^\circ$  时,  $r_{THD}$  随  $\theta_m$ 、 $l_s$  和  $h_m$  的变化曲线。当  $\theta_m = 13^\circ$ 、 $l_s = 1.9 \text{ mm}$ 、 $\theta_{cm} = 3^\circ$  及  $h_m = 0.2 \text{ mm}$  时  $r_{THD}$  有最优解。至此,在空载工况下完成了对十字型部分分段 Halbach 结构的优化。将优化后  $r_{THD}$  的最优解应用于其他 8 种电机结构,得到图 12 所示的齿槽转矩变化曲线和图 13 所示的涡流损耗变化曲线。

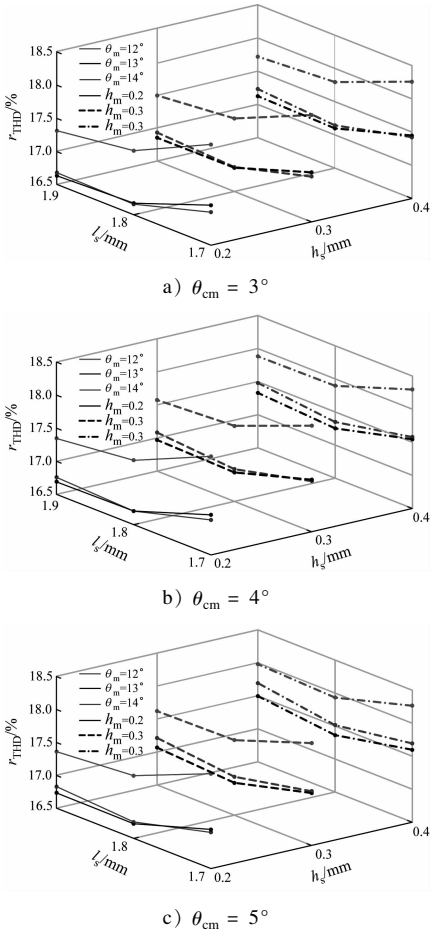


图 11 PMSM 多变量优化后  $r_{THD}$  变化曲线  
Fig. 11  $r_{THD}$  change curve after PMSM multivariable optimization

由图 12 可见,普通表贴式 PMSM 齿槽转矩为 820.27 mNm,普通表贴部分分段 PMSM 齿槽转矩为 832.71 mNm;等宽等厚 Halbach PMSM 齿槽转矩为 585.08 mNm,Hat 型 Halbach PMSM 齿槽转矩为 472.02 mNm,Hat 型部分分段 Halbach PMSM 齿槽转矩为 459.12 mNm;T 型 Halbach PMSM 齿槽转矩为 493.46 mNm,T 型部分分段 Halbach PMSM 齿槽转矩为 481.32 mNm;十字型 Halbach PMSM 齿

槽转矩为 413.56 mNm,十字型部分分段 Halbach PMSM 齿槽转矩为 385.84 mNm。

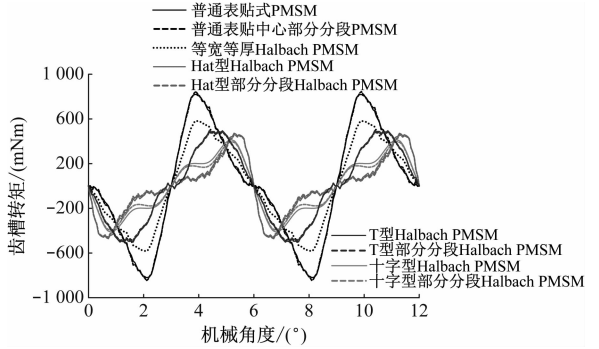


图 12 优化后 9 种电机结构齿槽转矩随机械角度的变化曲线

Fig. 12 Optimized cogging torque curve of nine structures changing with mechanical angle over time

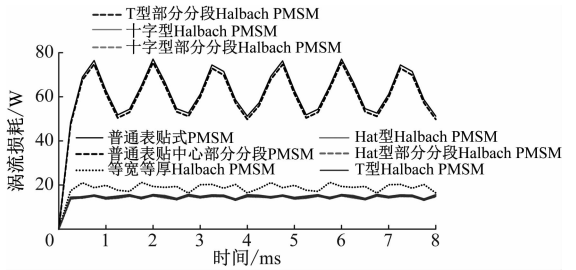


图 13 优化后 9 种结构涡流损耗随时间的变化曲线  
Fig. 13 Optimized eddy current loss curve of nine structures over time

由图 13 可见,普通表贴式 PMSM 涡流损耗为 61.72 W,普通表贴中心部分分段 PMSM 涡流损耗为 60.29 W;等宽等厚 Halbach PMSM 涡流损耗为 18.68 W,Hat 型 Halbach PMSM 涡流损耗为 14.80 W,Hat 型部分分段 Halbach PMSM 涡流损耗为 14.23 W;T 型 Halbach PMSM 涡流损耗为 14.72 W,T 型部分分段 Halbach PMSM 涡流损耗为 14.15 W;十字型 Halbach PMSM 涡流损耗为 14.57 W,十字型部分分段 Halbach PMSM 涡流损耗为 14.03 W。综合上述数据,相比于普通表贴式 PMSM,等宽等厚 Halbach 充磁方式下的 PMSM 涡流损耗降低了 69.73%;相比于 Hat 型和 T 型的 Halbach PMSM,十字型 Halbach PMSM 涡流损耗更小;相比于主磁极不分段的 PMSM,主磁极中心部分分段结构的 PMSM 降低了涡流损耗。

## 5.2 永磁体负载反应磁场仿真波形

空载工况下 PMSM 的反应磁场和电枢反应磁场的叠加即为负载反应磁场,此时永磁体和激励电流源同时作用。由 PMSM 的主要参数(见表 1)推

算出所施加电流源激励的 A 相电流有效值  $I_m$  为 30 A,A 相电流初相位为  $30^\circ$ 。选取  $r = (R_{sh} + R_m)/2$  作为气隙线半径,提取负载气隙磁密,得到如图 14 所示波形。由图 14 可见,负载气隙磁密的解析解与有限元解吻合。电磁转矩的解析解与有限元解对比如图 15 所示。

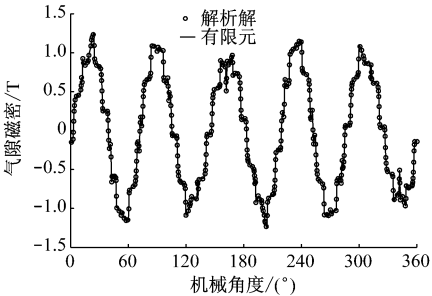


图 14 不同模型下 PMSM 的气隙磁密随机械角度变化曲线

Fig. 14 Curve of PMSM air gap magnetic density changing with mechanical angle in different models

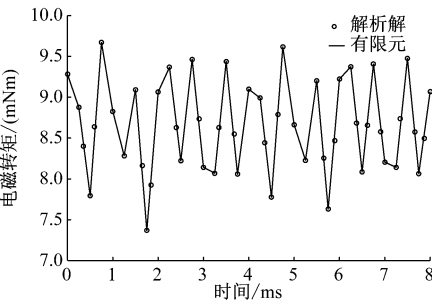


图 15 不同模型下 PMSM 的电磁转矩随时间变化曲线

Fig. 15 Curve of PMSM electromagnetic torque changing over time in different models

图 15 所示为负载工况下 PMSM 的电磁转矩解析解与有限元解的对比图。图 15 可见,PMSM 的电磁转矩波动较大。图 16 为优化后的十字型中心部分分段 Halbach PMSM 和普通表贴式 PMSM 在负载工况下的气隙磁密变化曲线。由图 16 可见,十

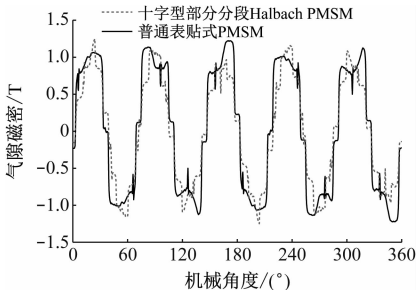


图 16 负载工况下 PMSM 的气隙磁密随机械角度变化曲线

Fig. 16 Curve of PMSM air gap magnetic density changing with mechanical angle under load

字型中心部分分段结构的 PMSM 的气隙磁密波形更加正弦。

5.3 PMSM 机械强度分析

当 PMSM 转速为 1 500 r/min 时,在切向离心力和电磁力的作用下,通过仿真得到 PMSM 的等效应力和总变形,如图 17、图 18 所示。

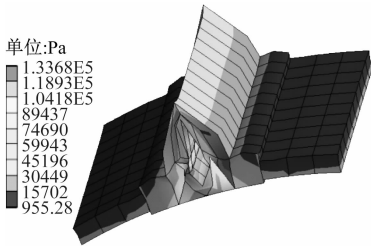


图 17 PMSM 的等效应力图

Fig. 17 Equivalent stress map of PMSM

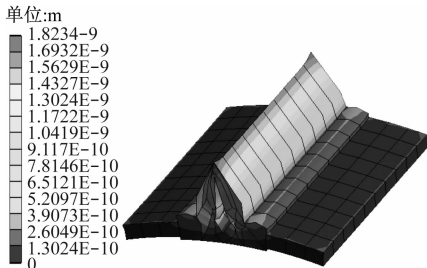


图 18 PMSM 的总变形图

Fig. 18 Total deformation map of PMSM

如图 17 所示 PMSM 的等效应力,显示了由其切向离心力和电磁力引起的等效应力。由图 17 可见,永磁体的最大等效应力发生在靠近转子侧,其最大等效应力为  $1.34 \times 10^8$  Pa,低于永磁体拉伸应力 80 MPa。因此,永磁体离心力和电磁力引起的等效应力不会破坏永磁体的机械结构。如图 18 所示 PMSM 的总变形,显示了永磁体在切向离心力和电磁力作用下导致的结构变形。由 18 可见,永磁体的最大变形发生在其中心切口边缘,而发生在永磁体底面结构变形很小。

6 结论

1) 在永磁体用量相同的情况下,十字型结构与 T 型和 Hat 型结构相比,对涡流损耗的抑制效果相差不大,但在降低齿槽转矩、气隙磁密谐波畸变率方面效果明显。

2) 对于 T 型、Hat 型及十字型结构,对其主磁极进行中心部分分段增大了气隙磁密谐波畸变率。与采用主磁极单侧部分分段结构相比,主磁极中心



部分分段结构的气隙磁密谐波畸变率更小。

3) 十字型部分分段 Halbach PMPA 结构, 相比于 T 型和 Hat 型部分分段结构, 其几何中心与重心重合, 机械强度更优。

## 参考文献

- [1] 王凯, 孙海阳, 张露锋, 等. 永磁同步电机转子磁极优化技术综述[J]. 中国电机工程学报, 2017(24): 7304.  
WANG Kai, SUN Haiyang, ZHANG Lufeng, et al. An overview of rotor pole optimization techniques for permanent magnet synchronous machines [J]. Proceedings of the CSEE, 2017 (24): 7304.
- [2] 倪有源, 王磊, 王群京. 凸形不等厚磁极永磁电机建模与分析[J]. 电工技术学报, 2020(11): 2406.  
NI Youyuan, WANG Lei, WANG Qunjing. Modeling and analysis of permanent magnet machines with salient shape unequal thickness magnets[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2020(11): 2406.
- [3] 赵国新, 张宇, 葛红岩, 等. 偏心磁极永磁电机气隙磁密解析计算方法研究[J]. 电机与控制学报, 2020(6): 24.  
ZHAO Guoxin, ZHANG Yu, GE Hongyan, et al. Prediction of flux density distribution in permanent magnet motor with eccentric magnetic pole [J]. Electrical Machines and Control, 2020 (6): 24.
- [4] ZHU Z Q, HOWE D. Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet DC motors. Part III: effect of stator slotting[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1993, 29(1): 143.
- [5] ZHU Z Q, HOWE D. Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet DC motors. Part I: open-circuit field [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1993, 29(1): 124.
- [6] ZHU Z Q, HOWE D. Instantaneous magnetic field distribution in brushless permanent magnet DC motors. Part II: armature-reaction field[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1993, 29(1): 136.
- [7] ZARKO D, BAN D, LIPO T A, et al. Analytical calculation of magnetic field distribution in the slotted air gap of a surface permanent-magnet motor using complex relative air-gap permeance [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2006, 42(7): 1828.
- [8] 章跃进, 江建中, 屠关镇. 应用数值解析结合法计算旋转电机磁场[J]. 电工技术学报, 2004(1): 7.  
ZHANG Yuejin, JIANG Jianzhong, TU Guanzhen. Application of numerical-analytical method to magnetic field computation in rotating electric machines[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2004(1): 7.
- [9] 杨定伟, 邓兆祥, 张河山, 等. 永磁轮毂电机磁场解析建模[J]. 电工技术学报, 2019(7): 1423.  
YANG dingwei, DENG Zhaoxiang, ZHANG Heshan, et al. Exact analytical solution of magnetic field in permanent magnet in-wheel motor[J]. Transactions of China Electrotechnical Society, 2019 (7): 1423.
- [10] LEE S H, OH H S, KIM H S. Experiment research on motor efficiency improvement through the eddy current reduction using segmentation of rotor magnet [C] // IEEE. 2017 20th International Conference on Electrical Machines and Systems. New York: IEEE, 2017: 1.
- [11] WANG Y, MA J, LIU C, et al. Reduction of magnet eddy current loss in PMSM by using partial magnet segment method[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2019, 55(7): 1.

(收稿日期: 2021-12-21)

## 中国城市轨道交通协会入选国家发展和改革委员会“品牌协会成长计划”

2022 年 6 月 17 日, 国家发展和改革委员会体制改革综合司(以下简称“体改司”)在官网上发布首批 26 家全国性行业协会商会参加“品牌协会成长计划”的名单, 中国城市轨道交通协会名列其中。

为打造一批具有中国特色和鲜明品牌特征的全国性行业协会商会, 以点带面推动更多行业协会商会树立品牌意识、加强自身建设、实现高质量发展, 体改司会同有关单位, 组织开展了“品牌协会成长计划”。到 2025 年年底, 参加“品牌协会成长计划”的行业协会商会将成为使命清晰、治理完善、服务为本、行为自律、作用明显的品牌协会, 将成为全国行业协会商会的榜样和示范, 在全社会、全行业树立良好品牌形象, 行业影响力和凝聚力明显提升, 行业自律、服务协调、决策咨询、对外交流等功能明显增强, 在服务行业企业发展、推进科技自立自强、激发市场主体活力、营造公平有序诚信的市场环境、优化市场化法治化国际化营商环境等方面发挥更重要作用。在确认参选“品牌协会成长计划”以后, 中国城市轨道交通协会积极准备、踊跃报名, 展现了协会历年来的发展成果和重大成绩, 在重党建、立标准、助创新、深研究、扬诚信、提服务、搭桥梁、拓渠道、铸品牌、促公开十个重点方向予以确认了适合协会的成长方向, 最终成功入选首批“品牌协会成长计划”协会。

(来源: 中国城市轨道交通协会)