

分数槽永磁同步直线电机空载气隙磁密解析

刘文奇, 崔皆凡, 李柏昕, 郝景申

(沈阳工业大学 电气工程学院, 辽宁 沈阳 110000)

摘要: 以分数槽永磁同步直线电机(FPMSLM)为研究对象,利用解析法推导其空载气隙磁场解析式,并用有限元法进行验证。推导了 FPMSLM 定转子整体耦合长度下的空载气隙磁场解析式。以 2 台分数槽永磁同步单元电机为例,同时用解析法和有限元法对其定转子不同相对位置下的空载气隙磁场进行计算,2 种方法得出的空载气隙磁密波形具有良好的吻合性,验证了解析法计算 FPMSLM 空载气隙磁场的可行性,并为 FPMSLM 空载气隙磁场的优化提供理论支持。

关键词: 永磁同步直线电机(PMSLM); 分数槽; 空载气隙磁场; 解析法

中图分类号: TM 359.4 文献标志码: A 文章编号: 1673-6540(2021)04-0065-06

doi: 10.12177/emca.2020.225

Analysis of No-Load Air Gap Flux Density of Fractional-Slot Permanent Magnet Synchronous Linear Motor

LIU Wenqi, CUI Jiefan, LI Baixin, HAO Jingshen

(School of Electrical Engineering, Shenyang University of Technology, Shenyang 110000, China)

Abstract: Taking the fractional-slot permanent magnet synchronous linear motor (FPMSLM) as the research object, the analytical formula of its no-load air-gap magnetic field is deduced by the analytical method and verified by the finite element method. The analytical formula of the no-load air-gap magnetic field under the integral coupling length of the FPMSLM stator and rotor is derived. Taking two fractional-slot permanent magnet synchronous cell motors as examples, the no-load air-gap magnetic field under different relative positions of the stator and rotor is calculated by the analytical method and the finite element method at the same time. The waveforms of two methods match very well, which verifies the validity of the analytical method to calculate no-load air-gap magnetic field of FPMSLM, providing theoretical support for the optimization of no-load air-gap magnetic field of FPMSLM.

Key words: permanent magnet synchronous linear motor (PMSLM); fractional-slot; no-load air gap magnetic field; analytical method

0 引言

永磁同步直线电机(PMSLM)发展迅速,因其质量轻、体积小、结构简单、无中间驱动装置、推力密度大、响应速度快等优势在机床进给系统、机器人、航空航天等领域得到广泛应用。其中,特别是分数槽永磁同步直线电机(FPMSLM),具有端部绕组短、铜耗小、转矩波动小等优点^[1-3]。准确计

算出 PMSLM 的气隙磁密是对其进行优化设计和性能分析的前提条件,国内外的许多学者利用多种方法对其进行了较为深入的研究。

目前广泛采用的方法有传统磁路法、有限元法、解析算法^[4-6]。文献[7]基于许克变换,借助许克变换工具箱分析了电机定子绕组产生的气隙磁场和永磁体产生的气隙磁场,该方法需要设计者精通许克变换工具箱的使用。文献[8]运用

收稿日期: 2020-11-25; 收到修改稿日期: 2021-01-24

作者简介: 刘文奇(1997—),女,硕士研究生,研究方向为永磁同步直线电机本体设计。

崔皆凡(1963—),女,博士,教授,硕士研究生导师,研究方向为直线电机的本体设计及控制。

解析法获得电机磁场,但气隙磁导函数采用了相应的替代函数。文献[9]用傅氏级数法推导出 FPMSLM 的气隙磁场,虽然解析法和有限元法具有良好的拟合度,但利用分布卡氏系数计算铁心开槽对分数槽电机磁场的影响,增加了计算的复杂度。文献[10]将电机细分成多个求解区域,进而获得整个电机的磁场分布情况,此类方法可获得较高计算精度,但其求解过程较为复杂,不利于电机性能的快速分析。

对于 FPMSLM,每个磁极下气隙磁场并不相同,因此不能只计算一对极下的气隙磁场。本文以单元电机整体为研究对象,对定子不开槽下的气隙磁场进行计算,再考虑定子开槽影响下的气隙磁密,推导了 FPMSLM 定转子整体耦合长度下任意位置的空载气隙磁场解析式,最后以 2 台单元电机,即 10 极 9 槽、10 极 12 槽 FPMSLM 为例,对其空载气隙磁场进行有限元仿真。将有限元法结果与解析法结果进行对比分析,验证了解析法计算空载气隙磁密的可行性,节约了时间成本,为 FPMSLM 空载气隙磁场的优化提供了理论支持。

1 PMSLM 的气隙磁场分析

1.1 单元电机的基本概念

分数槽绕组产生的磁动势波形不是以每对极为一个重复周期,而是以一个单元电机为一个重复周期,因此在一个周期内每极所占槽数不同。对 FPMSLM 来说,其每极每相槽数 q 如下:

$$q = \frac{Z}{2pm} = \frac{F}{d} \quad (1)$$

式中: Z 为槽数; p 为极对数; m 为相数; F 、 d 为经计算化简之后,所得最简分式的分子与分母。

当 d 为偶数时,单元电机的磁极数为 d ; 当 d 为奇数时,单元电机的磁极数为 $2d$ 。

1.2 气隙磁场基本关系式

本文对 FPMSLM 空载气隙磁场的解析表达式进行推导计算定子不开槽情况下永磁体磁密方波的解析式。

在定子不开槽的时候,气隙是均匀分布的,因此气隙中单位面积的磁导为

$$\Lambda = \frac{\mu_0}{\delta} \quad (2)$$

式中: δ 为定子不开槽时永磁体磁化方向长度与

气隙长度之和。

又有:

$$\delta = h_m + \delta_0 \quad (3)$$

式中: h_m 为永磁体磁化方向长度; δ_0 为气隙长度。

在定子开槽的情况下,气隙是周期性均匀变化的,此时气隙中单位面积的磁导为

$$\Lambda(x) = \mu_0 / \delta(x) \quad (4)$$

式中: $\delta(x)$ 为定子开槽时随位置周期变化的气隙长度。

定子开槽情况下,永磁体产生的气隙磁密表达式为

$$B(x) = B_\delta(x) \frac{\delta}{\delta(x)} \quad (5)$$

式中: $B(x)$ 为定子开槽下的空载气隙磁密; $B_\delta(x)$ 为定子不开槽下的空载气隙磁密。

1.3 定子不开槽时的气隙磁场分布

在进行气隙磁密解析式推导前,需要作以下 3 点假设:

- (1) 铁心冲片材料各向同性,且磁化曲线是单值的;
- (2) 忽略铁心的涡流效应以及磁滞效应;
- (3) 永磁体的磁导率与空气磁导率相同。

以单元电机为例,因为每极下气隙磁场不同,不能单独推导一对磁极下的气隙磁场,所以把整个磁极看作一个整体,分成极对数为奇数或偶数 2 种情况。图 1 为极对数为奇数时 FPMSLM 气隙磁密分布图。坐标原点选在单元电机的极中心点。

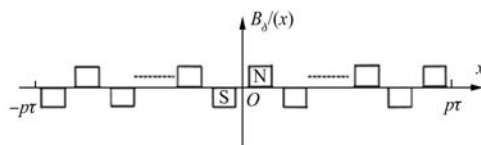


图 1 极对数为奇数时定子不开槽气隙磁密分布

在 $x \in [-p\tau, p\tau]$ 区间内,气隙磁密的表达式如下:

$$B_\delta(x) = \begin{cases} -B_\delta, & 2k\tau + \left(\frac{-1-\alpha_i}{2}\right)\tau \leq x \leq 2k\tau + \left(\frac{-1+\alpha_i}{2}\right)\tau \\ B_\delta, & 2k\tau + \left(\frac{1-\alpha_i}{2}\right)\tau \leq x \leq 2k\tau + \left(\frac{1+\alpha_i}{2}\right)\tau \\ 0, & \text{其余位置} \end{cases} \quad (6)$$

式中: τ 为极距; α_i 是计算极弧系数, $k=0, \pm 1, \dots$, $\pm[p/2]$ 。

B_δ 永磁体产生的方波气隙磁密的幅值:

$$B_\delta = B_r h_m / \delta \quad (7)$$

式中: B_r 为永磁体剩磁。

由于 $B_\delta(x)$ 为奇函数, 表示成傅里叶级数形式如下:

$$B_{\delta_1}(x) = \sum_{n_1=1}^{\infty} b_{n_1} \sin(n_1 \pi x / \tau) \quad (8)$$

$$b_{n_1} = \frac{2}{\tau} \int_{\frac{(1-\alpha_i)\tau}{2}}^{\frac{(1+\alpha_i)\tau}{2}} B_\delta \sin(n_1 \pi x / \tau) dx = \frac{2B_\delta}{n_1 \pi} \left[\cos \frac{n_1 \pi (1 - \alpha_i)}{2} - \cos \frac{n_1 \pi (1 + \alpha_i)}{2} \right] \quad (9)$$

可得:

$$B_{\delta_1}(x) = \frac{2B_\delta}{\pi} \sum_{n_1=1}^{\infty} \left[\cos \frac{n_1 \pi (1 - \alpha_i)}{2} - \cos \frac{n_1 \pi (1 + \alpha_i)}{2} \right] \frac{\sin(n_1 \pi x / \tau)}{n_1}, \quad x \in [-p\tau, p\tau] \quad (10)$$

图2为极对数为偶数时 FPM SLM 气隙磁密分布图。坐标原点选在单元电机的极中心点。

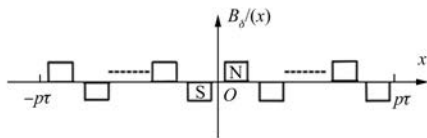


图2 极对数为偶数时定子不开槽气隙磁密分布

在 $x \in [0, Zt/2]$ 区间内, 气隙磁密表达式为

$$B_\delta(x) = \begin{cases} -B_\delta, & 2k\tau + \left(\frac{3-\alpha_i}{2}\right)\tau \leq x \leq 2k\tau + \left(\frac{3+\alpha_i}{2}\right)\tau \\ B_\delta, & 2k\tau + \left(\frac{1-\alpha_i}{2}\right)\tau \leq x \leq 2k\tau + \left(\frac{1+\alpha_i}{2}\right)\tau \\ 0, & \text{其余位置} \end{cases} \quad (11)$$

其中, $k=0, \pm 1, \dots, \pm[p/2]$ 。

对其进行傅里叶变换, 得定子不开槽, 则极对数为偶数时永磁体产生的气隙磁密如下:

$$B_{\delta_2}(x) = \frac{2B_\delta}{\pi} \sum_{n_2=1}^{\infty} \left[\cos \frac{n_2 \pi (1 - \alpha_i)}{2} - \cos \frac{n_2 \pi (1 + \alpha_i)}{2} \right] \frac{\sin(n_2 \pi x / \tau)}{n_2}, \quad x \in [-p\tau, p\tau] \quad (12)$$

对比式(10)和式(12)可以看出, 极对数为奇数与极对数为偶数的单元电机, 在定子不开槽情况下, 其表达形式相同。由此可得, 单元电机定子不开槽情况下, 气隙磁密表达式为

$$B_\delta(x) = \frac{2B_\delta}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\cos \frac{n \pi (1 - \alpha_i)}{2} - \cos \frac{n \pi (1 + \alpha_i)}{2} \right] \frac{\sin(n \pi x / \tau)}{n}, \quad x \in [-p\tau, p\tau] \quad (13)$$

2 定子开槽空载气隙磁场分布

定子开槽后, 由永磁体产生的气隙磁场会发生变化。把整个槽数看作一个整体, 分成槽数为奇数或偶数2种情况。图3为定子开槽后, 单元电机槽数为奇数时等效气隙长度随 x 的变化情况。坐标原点选在整个单元电机的槽中心点。

$$\delta_o(x) = \begin{cases} \delta, & -\frac{t}{2} + kt \leq x \leq -\frac{b}{2} + kt \\ \delta + h_s, & -\frac{b}{2} + kt \leq x \leq \frac{b}{2} + kt \\ \delta, & \frac{b}{2} + kt \leq x \leq \frac{t}{2} + kt \end{cases} \quad (14)$$

式中: h_s 为槽深; t 为齿距; b 为槽宽。

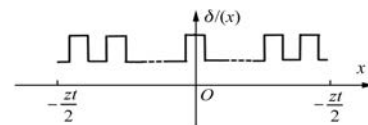


图3 槽数为奇数时气隙长度分布图

式(14)气隙长度随 x 的变化规律如下:

令 $d_o(x) = \frac{1}{\delta_o(x)}$, 表达式如下:

$$d_o(x) = \begin{cases} \frac{1}{\delta + h_s}, & -\frac{t}{2} + kt \leq x \leq -\frac{w}{2} + kt \\ \frac{1}{\delta}, & -\frac{w}{2} + kt \leq x \leq \frac{w}{2} + kt \\ \frac{1}{\delta + h_s}, & \frac{t-w}{2} + kt \leq x \leq \frac{t}{2} + kt \end{cases} \quad (15)$$

式中: w 为齿宽, $k=0, \pm 1, \dots, [Z/2]$ 。

其傅里叶分解表达式为

$$d_o(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(2\pi nx/t) \quad (16)$$

其中,

$$a_0 = \frac{2}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) \quad (17)$$

$$a_n = \frac{4}{t} \left[\int_0^{\frac{b}{2}} \frac{1}{\delta + h_s} \cos(2\pi nx/t) dx + \int_{\frac{b}{2}}^{\frac{t}{2}} \frac{1}{\delta} \cos(2\pi nx/t) dx \right] = \frac{2}{\pi n} \left(\frac{1}{\delta + h_s} - \frac{1}{\delta} \right) \sin \frac{\pi nb}{t} \quad (18)$$

$$d_o(x) = \frac{1}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h_s}{(\delta^2 + \delta h_s) \pi n} \cdot \sin \left(\frac{\pi nb}{t} \right) \cos \left(\frac{2\pi nx}{t} \right), \quad x \in \left[-\frac{Zt}{2}, \frac{Zt}{2} \right] \quad (19)$$

由 $B_o(x) = \delta B_\delta(x) d_o(x)$ 可得, 奇数槽 FPM LSM 的气隙磁密表达式为

$$B_o(x) = \frac{2\delta B_\delta}{\pi} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\cos \frac{n\pi(1-\alpha_i)}{2} - \cos \frac{n\pi(1+\alpha_i)}{2} \right] \sin \left(\frac{n\pi x}{\tau} \right) \right\} \cdot \left[\frac{1}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h_s}{(\delta^2 + \delta h_s) \pi n} \sin \left(\frac{\pi nb}{t} \right) \cos \left(\frac{2\pi nx}{t} \right) \right], \quad x \in [-Zt/2, Zt/2] \quad (20)$$

单元电机的槽数为奇数时任意位置下的定转子耦合部分气隙磁密解析式为

$$B_o(x) = \frac{2\delta B_\delta}{\pi} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\cos \frac{n\pi(1-\alpha_i)}{2} - \cos \frac{n\pi(1+\alpha_i)}{2} \right] \sin \frac{n\pi(x+l_1)}{\tau} \right\} \cdot \left[\frac{1}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h_s}{(\delta^2 + \delta h_s) \pi n} \sin \left(\frac{\pi nb}{t} \right) \cos \left(\frac{2\pi nx}{t} \right) \right], \quad x \in [-Zt/2, Zt/2] \quad (21)$$

式中: l_1 为极中心线相对于齿中心线向左偏移的距离。

图 4 为定子开槽后, 单元电机槽数为偶数时等效气隙长度随 x 的变化情况。坐标原点选在整个单元电机的槽中心点。

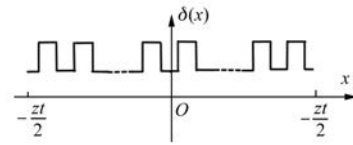


图 4 槽数为偶数时气隙长度分布图

槽数为偶数时 $d(x)$ 的求解同理于槽数为奇数时 $d(x)$ 的求解, 得:

$$d_e(x) = \frac{1}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h_s}{(\delta^2 + \delta h_s) \pi n} \sin \left(\frac{\pi nw}{t} \right) \cos \left(\frac{2\pi nx}{t} \right), \quad x \in \left[-\frac{Zt}{2}, \frac{Zt}{2} \right] \quad (22)$$

当槽数为偶数时, FPM SL M 的空载气隙磁密表达式为

$$B_e(x) = \frac{2\delta B_\delta}{\pi} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\cos \frac{n\pi(1-\alpha_i)}{2} - \cos \frac{n\pi(1+\alpha_i)}{2} \right] \sin \left(\frac{n\pi x}{\tau} \right) \right\} \cdot \left[\frac{1}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h_s}{(\delta^2 + \delta h_s) \pi n} \sin \left(\frac{\pi nw}{t} \right) \cos \left(\frac{2\pi nx}{t} \right) \right], \quad x \in [-Zt/2, Zt/2] \quad (23)$$

单元电机的槽数为偶数时任意位置下定转子耦合部分的气隙磁密解析式为

$$B_e(x) = \frac{2\delta B_\delta}{\pi} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left[\cos \frac{n\pi(1-\alpha_i)}{2} - \cos \frac{n\pi(1+\alpha_i)}{2} \right] \sin \left(\frac{n\pi(x+l_2)}{\tau} \right) \right\} \cdot \left[\frac{1}{t} \left(\frac{w}{\delta} + \frac{b}{\delta + h_s} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2h_s}{(\delta^2 + \delta h_s) \pi n} \sin \left(\frac{\pi nw}{t} \right) \cos \left(\frac{2\pi nx}{t} \right) \right], \quad x \in [-Zt/2, Zt/2] \quad (24)$$

式中: l_2 为极中心线相对于齿中心线向右偏移的距离。

由此可以看出, 定子开槽后, 改变了原本定子不开槽下的气隙磁密次数和幅值。

3 解析法与有限元法对比

为了验证气隙磁场解析式推导的有效性, 选取 2 台 FPMSLM, 即 10 极 12 槽 FPMSLM、10 极 9 槽 FPMSLM, 进行气隙磁场解析计算。

10 极 12 槽 FPMSLM 的永磁体磁化方向长度 $h_m = 7$ mm, 极弧系数 $\alpha_i = 0.858$, 齿距 $t = 17$ mm, 槽宽 $b = 9$ mm, 极距 $\tau = 20.4$ mm, 气隙长度 $\delta_0 = 1$ mm。同时利用解析法与有限元法对其气隙磁场进行计算。

图 5 为开口槽结构 10 极 12 槽 FPMSLM 结构图。该 FPMSLM 的极中心线相对于齿中心线右移 18.4 mm。

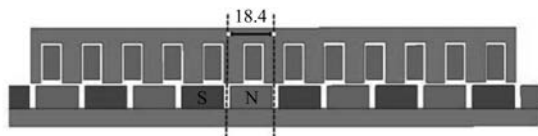


图 5 开口槽结构 10 极 12 槽 FPMSLM 结构图(单位:mm)

图 6 为电机处于图 5 位置时, 电机空载气隙磁密解析法与有限元法结果对比。

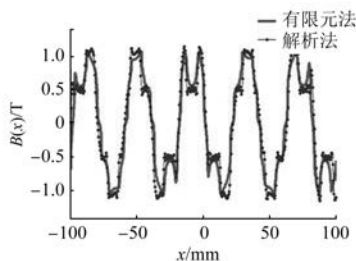


图 6 电机处于图 5 位置时, 电机空载气隙磁密解析法与有限元法结果对比

由图 6 可得, 解析法可以较为准确地反映 FPMSLM 的空载气隙磁场。2 种方法也反映了开口槽结构 FPMSLM 气隙磁场谐波含量大的问题。因此, 在实际工程应用中一般采用闭口槽结构。

利用解析法和有限元法同时对半闭口槽结构的 10 极 12 槽 FPMSLM 空载气隙磁密进行计算。

图 7 为半闭口槽结构 10 极 12 槽 FPMSLM 结构图, 极中心线与齿中心线对齐。

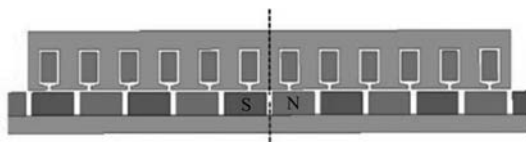


图 7 半闭口槽结构 10 极 12 槽 FPMSLM 结构图

图 8 为半闭口槽 10 极 12 槽 FPMSLM 空载气隙磁密解析法与有限元法计算结果对比。

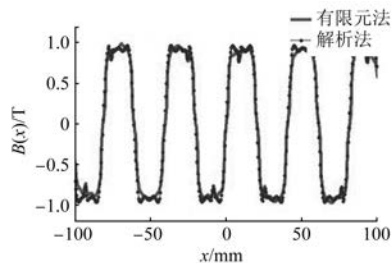


图 8 半闭口槽 10 极 12 槽 FPMSLM 空载气隙磁密解析法与有限元法计算结果对比

由图 8 可得, 解析法计算同样可以反映半闭口槽 10 极 12 槽 FPMSLM 的空载气隙磁密。

10 极 9 槽 FPMSLM 的永磁体磁化方向长度 $h_m = 7$ mm, 极弧系数 $\alpha_i = 0.858$, 齿距 $t = 22$ mm, 槽宽 $b = 14.03$ mm, 极距 $\tau = 20.4$ mm, 气隙长度 $\delta_0 = 1$ mm。同时利用解析法与有限元法对其气隙磁场进行计算。

图 9 为开口槽结构 10 极 9 槽 FPMSLM 结构图。该 FPMSLM 的极中心线相对于齿中心线右移 10 mm。

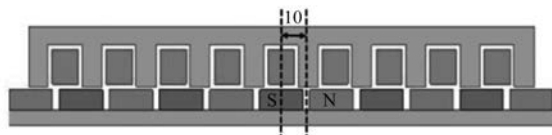


图 9 开口槽结构 10 极 9 槽 FPMSLM 结构图(单位:mm)

图 10 为电机处于图 9 位置时, 电机空载气隙磁密解析法与有限元法结果对比图。

图 11 为半闭口槽结构 10 极 9 槽 FPMSLM 结构图, 极中心线与齿中心线对齐。

图 12 为半闭口槽 10 极 9 槽 FPMSLM 空载气隙磁密解析法与有限元法计算结果对比。

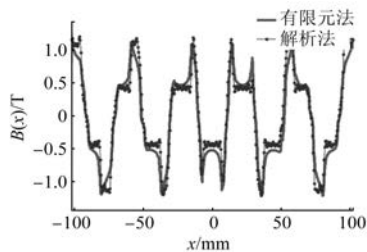


图 10 电机处于图 9 位置时,电机空载气隙磁密解析法与有限元法结果对比

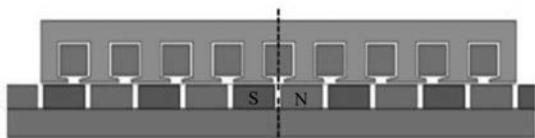


图 11 半闭口槽结构 10 极 9 槽 FPM SLM 结构图

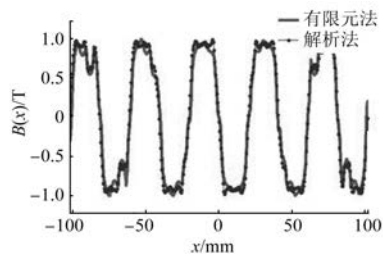


图 12 半闭口槽 10 极 9 槽 FPM SLM 空载气隙磁密解析法与有限元法计算结果对比

表 1 为解析法与有限元法的基波幅值及其误差对比。表 2 为解析法与有限元法的 3 次谐波幅值及其误差对比。

表 1 解析法与有限元法基波幅值对比

FPM SLM	基波幅值/T		
	解析法	有限元法	误差/%
开口槽 10p12s	0.932	0.973	4.214
半闭口槽 10p12s	1.124	1.085	3.594
开口槽 10p9s	0.931	0.947	1.690
半闭口槽 10p9s	1.074	1.035	3.768

表 2 解析法与有限元法 3 次谐波幅值对比

FPM SLM	3 次谐波幅值/T		
	解析法	有限元法	误差%
开口槽 10p12s	0.179	0.164	9.146
半闭口槽 10p12s	0.187	0.176	6.250
开口槽 10p9s	0.175	0.160	9.375
半闭口槽 10p9s	0.189	0.185	2.162

由表 2 的数据可知,解析法与有限元法存在误差。在实际情况中,由于铁心磁导率远大于气隙,受媒质突变和边缘效应的影响在槽口边沿处磁密会出现短距离的激增现象,而解析法不存在磁密突增的情况;解析法在计算过程中,磁力线垂直槽底,而有限元法中,磁力线在槽中转向槽壁,这 2 点均是解析法比有限元法存在误差的原因。

4 结 语

本文采用解析计算的方法,对 FPM SLM 的空载气隙磁密进行了分析和计算,得出 FPM SLM 的空载气隙磁密解析式。并以 2 单元电机,即 10 极 12 槽、10 极 9 槽 FPM SLM 为例,分别用解析法和有限元法对电机的空载气隙磁密进行计算,计算了解析法与有限元法所得结果的误差。误差的主要原因为,当解析法计算时,槽深为实际槽深,而实际情况下,磁力线并不会垂直指向槽底,可通过经验系数来计算等效槽深,以此减小误差。解析法给出了 FPM SLM 空载气隙磁场与电机结构尺寸的直接关系式,与有限元方法相比,解析法提高了计算速度,降低了计算的规模,节约了时间成本,为进一步分析 FPM SLM 的工作特性提供了参考。

【参考文献】

[1] 何超. 永磁直线同步电机磁阻力分析与优化设计[D]. 沈阳:沈阳工业大学,2014.

[2] 姜敞,赵亮,曹扬. 永磁直线同步电机的端部力分析及其优化[J]. 微电机,2017,50(6): 26.

[3] 许孝卓,汪旭东,封海潮,等. 分数槽集中绕组永磁同步直线电机磁场解析计算[J]. 电工技术学报,2015,30(14): 122.

[4] 王玉彬,孙建鑫. 分数槽集中绕组嵌入式永磁同步电机设计[J]. 电工技术学报,2014,29(5): 70.

[5] 朱杰. 永磁电机磁场解析法建模及计算[D]. 杭州:浙江大学,2020.

[6] FAZIL M, RAJAGOPAL K R. Nonlinear dynamic modeling of a single-phase permanent-magnet brushless DC motor using 2-D static finite-element results[J]. IEEE Transactions on Magnetics,2011,47(4): 781.

(下转第 109 页)