

U 型无铁心永磁同步直线电机电磁耦合分析

苗万涛¹, 唐火红¹, 孙 鹏², 徐林森²

(1. 合肥工业大学, 合肥 230009;

2. 中国科学院合肥物质科学研究院先进制造技术研究所, 江苏 常州 213164)

摘要: U 型无铁心永磁同步直线电机气隙磁场是永磁体励磁磁场和线圈绕组电枢电流励磁磁场在气隙区域的耦合, 由于励磁方式的不同, 使得理论分析比较困难。本文基于等效磁化电流和电枢相电流的傅里叶级数展开相结合的理论分析方法, 将励磁永磁体和电枢相电流产生的磁场均等效为正弦电流激励磁场, 从而让二者具有一致的表达形式, 求解分析此类电机的气隙耦合磁场。最后, 将理论分析结果与二维有限元分析方法和试验样机实验分析结果进行比较分析, 验证了理论分析结果的有效性和可靠性。

关键词: 永磁同步直线电机; 电磁耦合; 等效电流法; 气隙耦合磁场; 有限元

中图分类号: TM341; TM395.4

文献标志码: A

文章编号: 1001-6848(2015)08-0018-05

DOI:10.15934/j.cnki.micromotors.2015.08.005

Electromagnetic coupling analysis for U-shaped Ironless Permanent Magnet Linear Synchronous Motors

MIAO Wantao¹, TANG Huohong¹, SUN Peng², XU Linsen²

(1. Hefei University of Technology, Hefei 230009, China;

2. Institute of Advanced Manufacturing Technology, Changzhou Jiangsu, 213164, China)

Abstract: The air-gap magnetic field of U-shaped ironless permanent magnet synchronous linear motor is coupled with the magnetic field by the excitation of permanent magnet and armature current of coil windings. Due to the different excitation way, theoretical analysis of the air-gap magnetic field is more difficult. This paper proposed a new theoretical analysis way based on combining the equivalent magnetizing current and armature phase current Fourier series expansion which made them into a unified sinusoidal excitation field to solve the air-gap coupling magnetic field. Finally, the result of theoretical analysis, finite element analysis methods and test prototype experiment were compared to verify the validity of the analytical results.

Key words: PMLSM; electromagnetic coupling; equivalent current method; air-gap coupling magnetic field; FEM

0 引 言

U 型无铁心永磁同步直线电机具有零法向吸引力、零齿槽效应、高动态性能、调速范围广以及定位精度高等优点, 可以极大程度上满足现代高速高精度机床的需求^[1]。电机气隙磁场是电机次级和初级产生相对运动的内在因素^[2], 气隙磁场的理论分析又是电机初步设计的基石, 因此具有一定精度的电机磁场理论分析方法是极为重要的, 可以为电机的初步设计提供参考。

传统的电机磁场分析方法是采用集中参数的电路理论法和分布参数的电磁场理论法^[3], 二者均延用了旋转电机的分析方法, 取一个极距作为分析对象, 忽略非线性因素, 求解过程复杂, 误差较大。目前, 国内的孙鹏等人采用层模型分析永磁体励磁磁场^[4], 求解精度较高, 但侧重于对永磁体励磁磁场的求解, 并没有把绕组电流对磁场的影响考虑在内, 求解存在一定的误差。

本文基于等效磁化电流和电枢相电流傅里叶级数展开相结合的理论分析方法, 将永磁体和电流励

收稿日期: 2015-01-16

基金项目: 江苏省科技计划(BY2014044); 常州市科技支撑计划(工业)(CE20140025)。

作者简介: 苗万涛(1991), 硕士研究生, 研究方向为电磁耦合分析与优化。

唐火红(1973), 副教授, 硕士生导师, 主要从事先进制造技术研究、非标机械设计研究。

磁等效为正弦级数电流励磁, 建立了一致的电磁场分析层模型, 借助 MATLAB 工具对气隙耦合磁场进行分析求解, 大大简化了求解步骤。运用上述方法求解规定参数的 U 型无铁芯永磁同步直线电机的气隙耦合磁场, 最后将所求结果分别与有限元分析结果、样机实验结果进行比较分析, 结果表明理论分析方法是准确的、有效的, 具有一定的参考价值。

1 电机的基本结构

U 型无铁心永磁同步直线电机结构如图 1 所示, 电机外形酷似字母 U, 常被称作 U 型。电机初级由三相电枢线圈绕组构成, 次级由永磁体和纯铁材料制造的背铁构成。此类电机的特点: 永磁体采用对称隐极式布置, 永磁体的磁极按照 N, S, N, S... 交替分布。永磁体由环氧树脂浇注到模具内成型, 保证了强度刚度的同时兼具较好的散热性能的同时没有铁芯带来的涡流效应和齿槽效应等影响, 其物理模型如图 2 所示。为方便分析, 在此规定将电机初级移动方向定为纵向(即 X 轴方向), 永磁体高度方向定为法向(即 Y 轴方向), 与纸面垂直方向定为横向(即 Z 轴方向)。

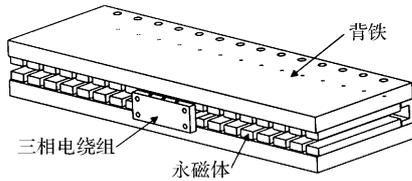


图 1 U 型直线电机基本结构

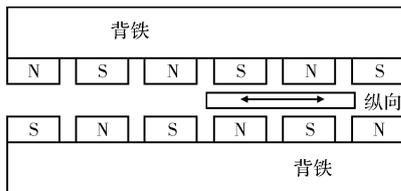


图 2 U 型直线电机物理模型

2 气隙耦合磁场的理论分析

电磁场分析是电机分析的基础, 简便准确的磁场分析方法尤其重要。U 型无铁心同步直线电机永磁体和电枢绕组励磁方式的不同, 导致了其内部耦合磁场分析的复杂性。为此, 本文将永磁体等效为正弦级数形式的磁化电流, 并通过傅里叶级数展开式将电枢相电流展开为正弦级数式的电流, 从而实现了将电机的气隙磁场励磁对象均等效为正弦级数电流激励磁场的分析求解, 即可利用求解正弦电流激励磁场的方式(分离变量法)来求解耦合磁场。

分析和研究电磁场实际上就是求解给定适当边

界条件和分界面条件下的 Maxwell 方程组^[5]。然而 Maxwell 方程组是由一组高阶偏微分方程组成, 直线电机电磁场边界条件和分界面复杂多变, 加上背铁的磁饱和现象等因素的影响使得精确分析其气隙耦合磁场变得异常困难, 因此常常通过简化分析模型的方法来得到近似解。

为了简化电机理论分析模型, 首先, 做出如下假设: (1) 永磁体背铁的磁导率为无穷大, 而且各项磁导率相同, 即 $\mu_x = \mu_y = \infty$ 。(2) 磁场在 Z 轴方向均匀分布, 无变化, 因此可将磁场作为二维平行平面磁场来分析。(3) 钕铁硼稀土材料的退磁曲线与回复线基本重合, 磁导率近似等于 μ_0 , 因此分析模型中的永磁体区域磁导率和气隙区域磁导率满足: $\mu_g = \mu_p = \mu_0$ 。(4) 各层在 X 方向可以无限延伸。

综合以上分析, 建立了电机磁场基于永磁体和相绕组的分层分析模型, 示意图分别如图 3 和图 4 所示。

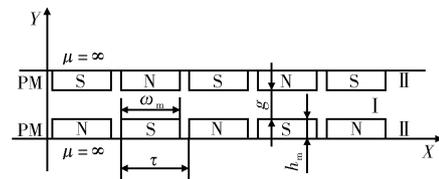


图 3 永磁体激励磁场理论模型

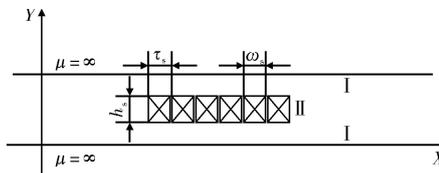


图 4 电枢绕组激励磁场理论模型

2.1 基于等效磁化电流的永磁体气隙磁场的理论分析

基于图 3 中永磁体的层模型, 首先通过式(1)给予永磁体等效电流的表达式:

$$J_m(x) = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} -\frac{4}{\tau} \cdot \frac{B_r}{\mu_0} \sin \frac{\eta k \pi}{2} \cos \frac{k \pi x}{\tau} \quad (1)$$

式中, $\eta = \omega_m / \tau$, B_r 是永磁体剩磁, τ 是磁极间距。

在图中的 I 和 II 区域分别建立标量的泊松方程^[4]如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 A_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{II}}{\partial y^2} = -\mu J_m(x) \\ \frac{\partial^2 A_I}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_I}{\partial y^2} = 0 \end{cases} \quad (2)$$

由分离变量法求得方程(2)的通解为

$$A_I = \sum_{k=1}^{\infty} (A_k \operatorname{sh} m_k y + B_k \operatorname{ch} m_k y) (C_k \cos m_k x + D_k \sin m_k x) \quad (3)$$

由方程式 (1) 和式 (2) 可知: A_I 和 A_{II} 一定是周期函数, 于是上式可简化为

$$A_I = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} (A_k e^{mk\gamma} + B_k e^{-mk\gamma}) \cos(m_k x) = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} (A_k e^{\frac{k\pi}{\tau}y} + B_k e^{-\frac{k\pi}{\tau}y}) \cos(\frac{k\pi}{\tau}x) \quad (4)$$

此外将式 (1) 代入式 (2) 可得到 A_{II} 的特解:

$$A_{II}' = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} -\frac{4\tau B_r}{k^2 \pi^2} \sin(\frac{\eta k \pi}{2}) \cos(\frac{k\pi}{\tau}x) \quad (5)$$

于是可得:

$$A_{II} = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} \left(-\frac{4\tau B_r}{k^2 \pi^2} \sin(\frac{\eta k \pi}{2}) + A_k e^{\frac{k\pi}{\tau}y} + B_k e^{-\frac{k\pi}{\tau}y} \right) \cos(\frac{k\pi}{\tau}x) \quad (6)$$

设置边界和分界面条件如下:

$$\begin{aligned} (1) \quad y=0: B_x = \frac{\partial A_{II}}{\partial y} &= 0 \\ (2) \quad y=2h_m + g: B_x = \frac{\partial A_{II}}{\partial y} &= 0 \\ (3) \quad y=h_m: \frac{\partial A_I}{\partial x} = \frac{\partial A_{II}}{\partial x} &= B_y \\ (4) \quad y=h_m + g: \frac{\partial A_I}{\partial x} = \frac{\partial A_{II}}{\partial x} &= B_y \end{aligned} \quad (7)$$

联立以上方程式求得:

$$\begin{cases} A_k = B_k = \frac{4\tau B_r}{k^2 \pi^2} \cdot \frac{e^{\frac{k\pi}{\tau}(g+h_m)} - 1}{e^{\frac{k\pi}{\tau}(2g+3h_m)} - e^{\frac{k\pi}{\tau}h_m}} \sin \frac{\eta k \pi}{2} \\ B_k = -\frac{4\tau B_r}{k^2 \pi^2} \cdot \frac{e^{\frac{k\pi}{\tau}(3h_m+2g)} - e^{\frac{k\pi}{\tau}(2h_m+g)} - e^{\frac{k\pi}{\tau}h_m}}{e^{\frac{2k\pi}{\tau}(h_m+g)} - 1 + e^{\frac{k\pi}{\tau}g}} \sin \frac{\eta k \pi}{2} \end{cases} \quad (8)$$

$$\begin{cases} J_a(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2J_a}{k\pi} \left[\cos\left(\frac{k\pi(3+\alpha)}{6}\right) - \cos\left(\frac{k\pi(3-\alpha)}{6}\right) \right] \cdot \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{5\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau \right) \\ J_b(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2J_b}{k\pi} \left[\cos\left(\frac{k\pi(3+\alpha)}{6}\right) - \cos\left(\frac{k\pi(3-\alpha)}{6}\right) \right] \cdot \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{9\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau \right) \\ J_c(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2J_c}{k\pi} \left[\cos\left(\frac{k\pi(3+\alpha)}{6}\right) - \cos\left(\frac{k\pi(3-\alpha)}{6}\right) \right] \cdot \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{13\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau \right) \end{cases} \quad (12)$$

为求解三相绕组电流产生的磁场, 可以分别求出各个电流产生的磁场而后由叠加原理求和, 但是要求解三次方程非常麻烦, 通过观察上式发现三者

具有统一的格式, 可以先将电流叠加, 然后求解一个方程组即可求解, 简化了计算步骤。其合成电流为

$$J(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2}{k\pi} \left[\cos\left(\frac{k\pi(3+\alpha)}{6}\right) - \cos\left(\frac{k\pi(3-\alpha)}{6}\right) \right] \cdot \left[J_a \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{5\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau \right) + J_b \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{9\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau \right) + J_c \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{13\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau \right) \right] \quad (13)$$

于是, 可建立和永磁体磁场求解类似的标量求解泊松方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 A_{II}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{II}}{\partial y^2} = -\mu_0 J(x) \\ \frac{\partial^2 A_I}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_I}{\partial y^2} = 0 \end{cases} \quad (14)$$

此磁场为二维平行平面场, 磁通密度 B 满足:

$$B = \text{rot}A \quad B_y = -\partial A / \partial x \quad B_x = \partial A / \partial y \quad (9)$$

通过上式可求得永磁体在气隙中间位置 $y = (h_m + g/2)$ 所产生的磁场的磁感应强度 Y 轴方向上的分量为

$$B_y \Big|_{y_m=h_m+g/2} = \sum_{k=1,3,5}^{\infty} \frac{4B_r}{k\pi} \frac{e^{\frac{k\pi}{\tau}(3h_m+2g)} - e^{\frac{k\pi}{\tau}(2h_m+g)} - e^{\frac{k\pi}{\tau}h_m} + e^{\frac{k\pi}{\tau}g}}{(e^{\frac{2k\pi}{\tau}(h_m+g)} - 1)e^{\frac{k\pi}{2\tau}(2h_m+g)}} \cdot \sin \frac{\eta k \pi}{2} \sin \frac{k\pi}{\tau}x \quad (10)$$

2.2 基于傅里叶级数的电枢相电流的气隙磁场理论分析

三相绕组电流是一组正弦交流电, 其产生的磁场随时间更替是在不断变化的, 解析法求解其全周期电流时不可能实现的, 为简化分析, 本文取其某一瞬时的电流作为研究对象^[6], 来分析这一时刻产生的磁场。基于图 4 的层模型, 取 A 相电流幅值最大时作为研究对象来分析。基于数学公式可得各相电流密度的值为

$$\begin{aligned} J_a &= NI_{\max} / h_s w_s \\ J_b &= -NI_{\max} / 2h_s w_s \\ J_c &= -NI_{\max} / 2h_s w_s \end{aligned} \quad (11)$$

式中, 取电流和平面垂直指向外部作为电流的正方向, I_{\max} 作为电流的幅值, N 为每相电流的匝数。本文选用每相线圈匝数 $N = 50$, $I_{\max} = 3A$ 。

按图 4 模型, 令周期 $T = 6\tau_s$, $\alpha = \omega_s / \tau_s$, 其傅里叶级数的表达式为

分界面条件和边界条件:

$$\begin{aligned}
 (1) \quad y=0: B_x &= \frac{\partial A_I}{\partial y} = 0 \\
 (2) \quad y=2h_m + g: B_x &= \frac{\partial A_I}{\partial y} = 0 \\
 (3) \quad y = \frac{g-h_s}{2} + h_m: \frac{\partial A_I}{\partial x} &= \frac{\partial A_{II}}{\partial x} = B_y \Big|_{y=\frac{g-h_s}{2}+h_m} \\
 (4) \quad y = \frac{g+h_s}{2} + h_m: \frac{\partial A_I}{\partial x} &= \frac{\partial A_{II}}{\partial x} = B_y \Big|_{y=\frac{g+h_s}{2}+h_m}
 \end{aligned} \tag{15}$$

式中 C 由下式给出:

$$\begin{aligned}
 C = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{6\mu_0 \tau_s}{k^2 \pi^2} \left[\cos\left(\frac{k\pi(3+\alpha)}{6}\right) - \cos\left(\frac{k\pi(3-\alpha)}{6}\right) \right] \cdot \left[J_a \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{5\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau\right) + \right. \\
 \left. J_b \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{9\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau\right) + J_c \sin \frac{k\pi}{3\tau_s} \left(x - \frac{13\tau_s}{2} + \frac{w_s}{2} - \frac{3}{2}\tau\right) \right] \tag{17}
 \end{aligned}$$

2.3 耦合磁场的 Matlab 求解

综上分析求解, 参考表 1 中的参数, 将式(17)代入式(16)中并且与式(24)直接相加, 联合运用 Matlab 工具进行求解, 即可求出二者耦合后的磁场, 结果如图 5 所示。

由图 5 中可以得知, 通过等效电流的磁场分析方法求得气隙耦合磁场基波是以磁极距两倍(32 mm)作为周期正弦磁场, 所得磁场的正弦特性相对较好, 无明显波动, 通过 Matlab 中的数据选取功能得出磁场强度的幅值为 $B_{\max} = 0.796 \text{ T}$ 。

由安培力公式 $F = NB_s IL$, 令 $L = 0.01 \text{ m}$ 进行近似计算可得到电磁推力 $F = 1.218 \text{ N}$, 则可得知电机推力的线密度为 $F_L = 121.8 \text{ N/m}$ 。

表 1 电机基本参数表 mm

代号	ω_m	τ	g	h_m	τ_s	ω_s	h_s
数值	14	16	7	4.5	5.4	5	6

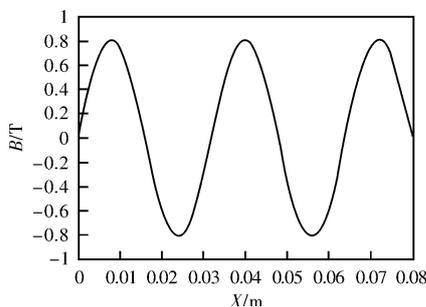


图 5 气隙磁场理论分析结果曲线

3 仿真分析与实验结果

有限元分析应用近代发展的有限元方式方法进行精确求解, 求解精度较高, 更加贴近实测值。本文主要使用 Ansys 软件中 Ansys/Emag 模块^[7-10], 运用磁矢量位法求解规定参数下直线电机气隙耦合

采用和永磁体磁场相同的求解方法, 即可求得三相电枢绕组在气隙磁场中间位置的磁通密度的值:

$$\begin{aligned}
 B_y \Big|_{y=h_m+g/2} &= \frac{e^{-\frac{k\pi}{3\tau_s}h_s} + 1}{e^{\frac{k\pi}{3\tau_s}(g-3h_s+2h_m)} - e^{\frac{k\pi}{3\tau_s}(g+h_s+2h_m)}} \cdot \\
 & [e^{\frac{k\pi}{3\tau_s}(g/2+h_m)} - e^{-\frac{k\pi}{3\tau_s}(g/2+h_m)} + 1] \cdot C \tag{16}
 \end{aligned}$$

磁场。

表 2 材料基本属性(MKS)

序号	材料	H_c	μ_0
1	背铁	1	1
2	空气	1	1
3	永磁体(+Y)	1350000	0.83
4	永磁体(-Y)	1350000	0.83
5	线圈	1	1

选择 PLANE53 单元类型, 建立材料属性, 如表 2 所示。根据表 1 中的参数, 建立直线电机的二维有限元模型, 按表 2 中参数分别给各面赋予材料属性, 并对模型进行网格划分, 如图 6 所示。

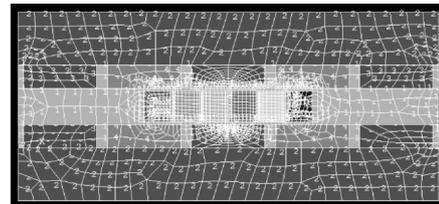


图 6 电机有限元模型网格划分结果

给线圈施加力边界条件, 线圈各个面上按照 A, Z, B, X, C, Y 的次序给线圈六个面加载对应的电流密度。在背铁与空气接触的边界面上添加磁力线平行边界条件, 其余为垂直边界条件。最后, 进行求解计算。

图 7 为耦合磁场的磁力线分布。定义路径, 为与理论分析相对照, 选取气隙中心水平线段作为分析目标路径, 并求解路径上的磁密分量。图 8 为磁密分量 B_y 在气隙中心水平线上的分布。由图中分析可知, 气隙中心的磁密 B_y 分布为近似正弦曲线, 周期为 32 mm, 与理论分析结果比较相似。

通过力边界条件计算得到电磁力:

FORCE_X 为电机推力; FORCE_Y 为法向吸

引力。

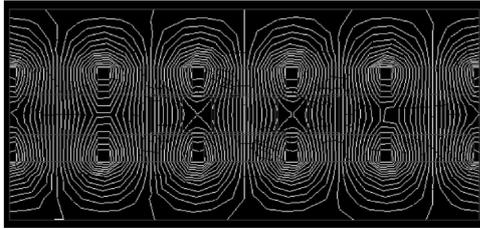


图7 磁力线分布图

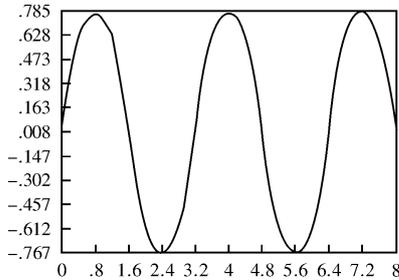


图8 气隙中心磁感应强度 B_y 分布

由于 U 型无铁心直线电机永磁体相对于电枢绕组对称布置，因此法相吸引力相互抵消，近似为 0，由表 3 观察可知，虚位移法结果更准确。

表3 有限元分析电机瞬间受力值 N/m

项目名称	虚位移法	Maxwell 法
FORCE_X	108.8	0.008
FORCE_Y	106.8	1.55

根据表 1 中的数据设计制造试验样机，如图 9 所示。永磁体选择具有高磁能积的 NdFeB 永磁体，牌号为 N48，剩磁为 1.4 T，矫顽力为 1 350 KA/m。

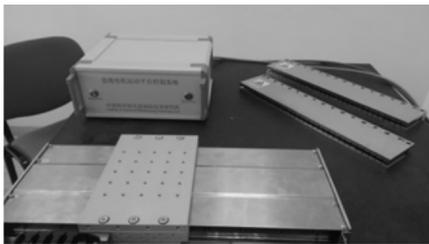


图9 U型无铁心直线电机实物

本文主要研究气隙中心磁密分量 B_y 的分布特性。采用 KANETEC 生产的具有 $1\mu\text{T}$ 和 0.5% 精度的 TM-701 型数字特斯拉仪来检测得到 B_y 的值，检测结果如图 10 所示，结合有限元分析结果，将数据导入 Matlab 生成对比曲线，如图 11 所示。

对图 10、图 11 分析发现，理论分析与有限元分析、实验所得曲线周期近似相同，耦合程度较好，具有较好的一致性。在曲线波峰、波谷位置磁密误差较大，主要是磁密在此处变化较为剧烈，实验测量的误差会增大。磁密分量 B_y 峰值平均值误差率列于表 4 中第三行。

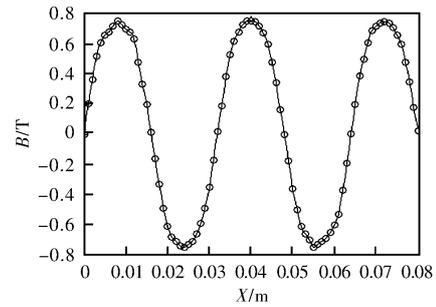


图10 样机气隙中心磁密实测值

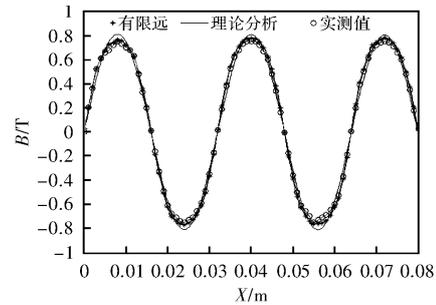


图11 气隙中心磁密对比图

表4 幅值、推力对比

项目名称	理论	FEM	实验
B_y 峰值/T	0.796	0.767	0.7518
推力/(N/m)	121.8	108.8	-
磁密计算精度	-	3.8%	5.6%

将理论计算结果峰值，有限元分析结果峰值，实验结果峰值列于表 4 中。由表可知，基于等效正弦电流方法计算 U 型无铁心直线电机的气隙耦合磁场所得结果具有较好的精度，幅值误差与有限元值、实测值相比误差率分别为 3.8% 和 5.6%，更贴近实际测量值。

理论计算值略大于有限元解析值和实际测量值，分析其原因发现，一是理论计算忽略了计算时忽略了背铁外侧的漏磁，二是计算时的近似求解带来的截断误差，此外还有加工制造等方面的原因。

综上所述，考虑电流对气隙磁场的作用效果的耦合磁场分析，与传统静态磁场相比，具有更高的精度，并且可以借助 Matlab 工具进行求解，大大降低了电机初步设计的难度，求解结果更加准确。

4 结 论

本文基于永磁体等效磁化电流和电枢绕组相电流傅里叶级数展开相结合的理论分析方法，开展 U 型无铁心永磁同步直线电机气隙磁场的理论分析与研究，并在此基础上建立有限元分析和设计制造试验样机，并通过 FEM 和实验证实了理论分析结果的准确性、有效性和实用性，克服了传统磁场分析方

(下转第 35 页)

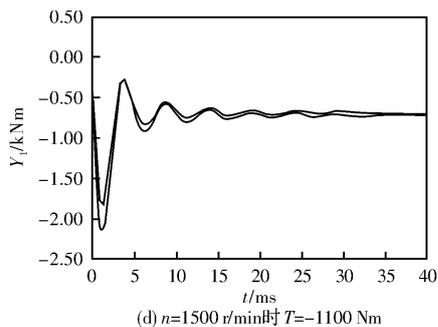


图6 转速对 PMR 制动力矩的影响

3.2 新型 PMR 制动力矩调节性能分析

新型 PMR 定转子的工作区域面积可以通过伺服电机进行实时的调节, 因此 PMR 的制动力矩调节性能决定了汽车制动控制策略的制定。通过 Maxwell 3D 模块可以对新型 PMR 在不同工作面积下的制动力矩进行计算, 图 7 为 PMR 制动力矩随定子轴向位移的变化曲线, 制动力矩与定子位移基本呈线性关系, 仅在刚结合和接近满载时有一定程度的非线性, 这是由于端部效应引起的, 在实际应用中是可以接受的。

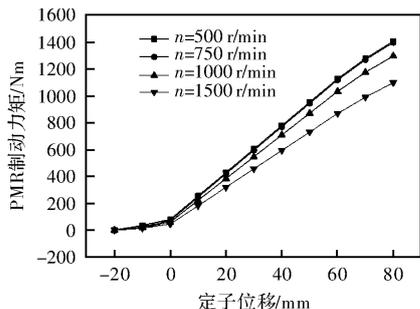


图7 PMR 制动力矩-定子位移曲线

4 结 语

通过当量能量的方法推导出了永磁制动器最小满载制动力矩和极限制动力矩的计算公式, 并以某型公交车具体参数代入得到了计算结果。

利用有限元方法分析了新型 PMR 的制动性能, 仿真结果显示新型 PMR 在制动力矩、响应速度、力矩调节等方面具有优势, 对进一步研究无级调节永磁缓速器控制策略具有参考价值, 同时也验证了所设计的 PMR 能够满足使用要求。

参考文献:

- [1] 李延晓, 于明进, 等. 国内汽车缓速器应用现状与预测[J]. 山东交通学院学报, 2009, 17(3): 10-12.
- [2] Ye Lezhi, Li Desheng, Jiao Bingfeng. Three-dimensional Electromagnetic Analysis and Design of Permanent Magnet Retarder[J]. Frontiers of Mechanical Engineering in China, 2010, 5(4).
- [3] 叶乐志. 汽车永磁缓速制动器设计理论与试验研究[D]. 北京: 北京工业大学, 2012.
- [4] Ye Lezhi, Li Desheng. Numerical Simulation of the Demagnetization of a Permanent Magnet Retarder in High Temperature[J]. International Journal of Plant Engineering and Management, 2009, 14(4): 238-242.
- [5] 李德胜, 马元京, 叶乐志, 等. 永久磁铁滑动式永磁液冷缓速制动器: 中国, 200910237634. 8[P]. 2009.
- [6] 何仁, 赵万忠, 牛润新. 车用永磁式缓速制动器制动力矩的计算方法[J]. 交通运输工程学报, 2006, 6(4): 62-65.
- [7] 刘华, 王维俊. 基于 Ansoft 的直驱 DSPM 发电机设计与仿真[J]. 微电机, 2013, 64(2): 13-15.

(上接第 22 页)

法只能求解永磁体静磁场、运算复杂和误差较大等方面的缺点。耦合磁场的理论分析为 U 型无铁心永磁同步直线电机设计人员引入了新的理论分析方法, 并且可以借助 Matlab 工具求解, 将复杂的运算交给计算机, 让工程人员专注于更高层次的设计, 适用于 U 型无铁心直线电机的实际情况。

参考文献:

- [1] 张春良, 陈子辰, 梅德庆. 直线电机驱动技术的研究现状与发展[J]. 农业机械学报, 2002, 33(5): 119-123.
- [2] 张翊诚, 杨正新, 李小弟, 等. 直线电机在机床上的应用与展望[J]. 微特电机, 2001(3): 29-31.
- [3] 程远雄. 永磁同步直线电机推力波动的优化设计研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2010.
- [4] 孙鹏. U 型无铁心永磁同步直线电机气隙磁场有限元分析及实验研究[J]. 微电机, 2009, 42(8): 9-12.

- [5] 汤蕴璆, 梁艳萍. 电机电磁场分析与计算[M]. 北京: 机械工业出版社, 2010.
- [6] 潘开林. 永磁直线电机的驱动特性理论及推力波动优化设计研究[D]. 杭州: 浙江大学, 2003.
- [7] 胡仁喜, 孙明礼. ANSYS13.0 电磁学有限元分析从入门到精通[M]. 北京: 机械工业出版社, 2011.
- [8] 李庆雷, 王先达, 吴丹, 等. 永磁同步直线电机推力及垂直力的有限元计算[J]. 清华大学学报: 自然科学版, 2000, 40(5): 20-23.
- [9] Sun Peng, Zhou Huixing. Air-gap Magnetic Field Design Optimization for U-shaped Ironless Permanent Magnet Linear Synchronous Motors[C]. Proceedings of International Conference on Electrical Machines and Systems, 2008: 358-363.
- [10] Clark R E, Jewell G W, Howe D. Finite Element Analysis of Short-stroke Linear Motors and Actuators[J]. IEE Seminar on Current Trends in the Use of Finite Elements in Electromechanical Design and Analysis, 2000(13): 41-46.