

动圈式磁悬浮永磁平面电机磁场解析分析与参数设计

张新华¹, 骆浩¹, 孙玉坤¹, 胡金春², 杨泽斌¹

(1. 江苏大学 电气信息工程学院, 江苏 镇江 212013; 2. 清华大学 精密仪器与机械学系, 北京 100084)

摘要:针对动圈式磁悬浮永磁平面电机定子磁场谐波含量较大的问题,提出了一种根据实际气隙磁密与期望气隙磁密的平均相对均方差对磁钢参数进行优化设计的方法。通过磁钢阵列的磁密谐波模型分析了定子磁场的3维磁密分布,获取不同水平高度上的平均基波幅值,从而构建了磁钢阵列的期望基波模型;基于谐波模型和期望基波模型,计算了磁钢阵列的实际气隙磁密与期望气隙磁密的平均相对均方差;在此基础上,根据“平均基波幅值应尽可能大、平均相对均方差应尽可能小”的原则设计了磁钢参数。有限元仿真和试验样机实测结果表明,该设计方法对于降低动圈式磁悬浮永磁平面电机定子磁场的高次谐波含量,特别是降低2次谐波具有明显效果。

关键词:平面电机;Halbach 永磁阵列;谐波模型;2次谐波

中图分类号:TP273

文献标志码:A

Analytical Magnetic Field Analysis and Parameter Design for Magnetically Levitated Permanent-magnet Planar Motors with Moving-coils

ZHANG Xinhua¹, LUO Hao¹, SUN Yukun¹, HU Jinchun², YANG Zebin¹

(1. School of Electrical and Info. Eng., Jiangsu Univ., Zhenjiang 212013, China;

2. Dept. of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua Univ., Beijing 100084, China)

Abstract: In order to reduce higher harmonic of magnetic field in magnetically levitated permanent-magnet planar motors with moving-coils, a novel principle of magnet parameter design was proposed, which was based on the average relative mean-square deviation between the real magnetic density and expected air-gap magnetic density. According to harmonic model of magnetic field, the three-dimensional magnetic density of this magnet arrangement was analyzed and then the average fundamental amplitude in different height levels was calculated. The expected fundamental model of this magnet arrangement was then presented, which together with the obtained harmonic model giving the average relative mean-square deviation between the real magnetic density and expected air-gap magnetic density. The principle of magnet parameter design was presented, which could be described as “to achieve the maximum average fundamental amplitude and minimum average relative mean-square deviation as far as possible”. Finally, the finite element simulation and measured results of the experimental prototype illustrated that the presented design method has a good inhibitory effect on the higher harmonics, especially on the second harmonic.

Key words: planar motor; Halbach permanent-magnet array; harmonic model; second harmonic

随着现代工业的迅猛发展,对高精密制造装备的精度、速度要求越来越高,传统的2维平面工作台因其机械结构存在侧隙、变形、摩擦等诸多弊端而不能满足现代制造业的需求。平面电机能够通过定子直接输出2维电磁推力/转矩,直接实现空间复合运动^[1-3],具有结构简单、精度高、响应快、随动性好、

可实现高速的空间轨迹控制等优点,在高精密现代制造领域具有很大的应用潜力^[4-7]。永磁平面电机与其他类型平面电机相比,具有推力密度大、控制精度高、低速稳定性好等良好的综合性能^[8-11],从而引起了国内外学术界的广泛关注。

动圈式磁悬浮永磁平面电机定子为磁钢阵列,

收稿日期:2014-08-07

基金项目:国家自然科学基金资助项目(51475214;51175296;51377074);江苏省2011年度普通高校研究生科研创新计划资助项目(CX-LX11_0585);江苏高校优势学科建设工程资助项目

作者简介:张新华(1973—),男,副教授,博士。研究方向:特种电机设计与驱动控制。E-mail:zxinh@ujs.edu.cn

http://jsuese.scu.edu.cn

通常采用 Halbach 排列方式,使磁场增强侧磁密分布具有较好的正弦效果^[12]。由于动子所受的推力/转矩与磁密分布情况密切相关,为了增大动子推力密度且使其易于控制,这就要求气隙磁密尽可能大并尽可能呈正弦分布。磁钢参数对磁钢阵列的磁密分布具有重大影响,所以需对 Halbach 磁钢阵列进行优化设计。在现有文献中,磁钢阵列的磁密解析模型有磁荷模型和谐波模型 2 种^[13-14]。磁荷模型虽可给出较精确的解析解,但计算模型异常复杂,计算量大,主要用于计算磁钢阵列边缘磁场的情况。谐波模型不但可以给出较精确的解析解,而且计算量和计算时间较小。文献[15-16]给出了永磁平面电机 2 维磁钢阵列的谐波模型。在假设磁钢阵列在水平面内无限延伸的前提下,文献[17-18]给出了动磁式磁悬浮永磁平面电机动子磁钢阵列的谐波模型,并指出只要线圈不靠近磁钢阵列的边缘,磁钢阵列的谐波模型就能完全满足电机分析和优化的需要,但未能对磁钢阵列的参数优化作进一步研究。

目前, Halbach 磁钢阵列通常采用副磁钢宽度为主磁钢宽度一半的参数配合方案^[17-20],很好地抑制了 3 次及其倍数次谐波,而对其他高次谐波的抑制效果却不理想,尤其对 2 次谐波的抑制效果较差。事实上,对于三相平面电机而言,磁密的 3 次及其倍数次谐波对推力/转矩影响很小,而 2 次谐波对推力/转矩波动影响较大,所以应对磁钢阵列参数进行优化设计以对其加以抑制。

作者首先根据动圈式磁悬浮永磁平面电机磁钢阵列的谐波模型,分析了磁密的 3 维分布。然后以不同水平高度上的平均基波幅值为基础,给出磁密的期望基波模型,并求得实际磁密和期望磁密之间的偏差大小,即平均相对均方差。最后以“平均基波幅值应尽可能大、平均相对均方差应尽可能小”为设计目标确定了磁钢的具体参数,并通过有限元仿真和试验样机对所确定的参数进行验证。

1 磁钢阵列和磁场的谐波模型

1.1 永磁平面电机的磁钢阵列

图 1 为研究的一种多自由度动圈式磁悬浮永磁平面电机的局部俯视图。该电机定子由 2 种体积不同的磁钢排列为单侧加强形式的 Halbach 永磁阵列,大磁钢为主磁钢,小磁钢为副磁钢,2 种磁钢厚度相等;主磁钢与副磁钢磁化强度相同,磁化方向正交。这使得一侧磁场磁密增强,而另一侧减弱,应用时只利用磁密增强的一侧。动子没有铁心,为 12 个

线圈组成的线圈阵列。线圈阵列包含 A、B、C、D 4 个单元,每个单元由 3 个线圈组成,相邻线圈轴线相距 $4/3$ 倍极距、 240° 空间磁场相位。当给线圈分配电流时,线圈阵列就会与定子中的磁场作用,从而产生推力/转矩。

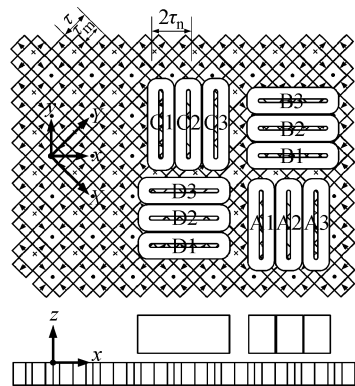


图 1 平面电机的局部俯视图

Fig. 1 Local top view of planar motor

1.2 磁场的谐波模型

如图 1 所示,建立 Halbach 永磁磁钢阵列磁场坐标系 XYZ 和 xyz ,坐标系 XYZ 的 X 轴和 Y 轴与线圈边呈 $\pi/4$,坐标系 xyz 的 x 轴和 y 轴与线圈边平行或垂直,将坐标系 XYZ 绕 Z 轴逆时针旋转 $\pi/4$ 即为坐标系 xyz 。从坐标系 XYZ 到坐标系 xyz 的坐标变换矩阵为:

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中, $\theta = \frac{\pi}{4}$ 。

为建立 Halbach 永磁磁钢阵列磁场谐波模型,作如下假设:1) 永磁磁钢按图 1 所示规定方向均匀磁化;2) 磁钢阵列中矩形空隙用磁导率为 μ_0 (真空磁导率) 的非导磁材料填充;3) 磁钢阵列在水平面内无限延伸,不计边缘效应。

由图 1 可知,磁钢阵列的剩余磁化强度 M_r 沿 X 、 Y 和 Z 轴向上均呈周期对称分布,变化周期为 2τ ,其 2 维傅里叶级数数学表达式如下:

$$M_r = \frac{B_r}{\mu_0} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \begin{bmatrix} -a_k b_l \sin\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \\ -b_k a_l \cos\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \sin\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \\ b_k b_l \cos\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, B_r 为永磁磁钢的剩磁, k 、 l 为 X 、 Y 轴向上的谐波阶次,且有:

$$a_k = \frac{4}{k\pi} \sin\left[\frac{k(\tau - \tau_m)\pi}{2\tau}\right] \sin\left(\frac{k\pi}{2}\right),$$

$$b_k = \frac{4}{k\pi} \cos\left[\frac{k(\tau - \tau_m)\pi}{2\tau}\right] \sin\left(\frac{k\pi}{2}\right)。$$

式中, τ_m 为主磁钢的宽度。

为求解磁钢阵列的空间 3 维磁密分布谐波表达式, 建立如图 2 所示的分析模型, 区域 I、III 为空气介质, 区域 II 为磁钢阵列。由于模型中只有空气和磁钢阵列, 因此, 空气和磁钢阵列中的磁场均为恒定磁场, 同时并无变化的电场和传导电流。

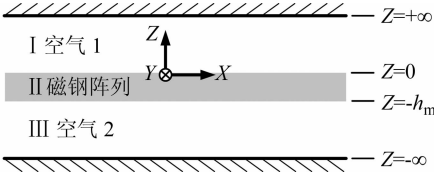


图 2 磁密分布谐波分析模型

Fig.2 Harmonic model

设区域 I 中的磁密为 B_{air1} , 磁场强度为 H_{air1} , 标量磁位为 φ_{air1} ; 区域 II 中的磁密为 B_{mag} , 磁场强度为 H_{mag} ; 区域 III 中的磁密为 B_{air2} , 磁场强度 H_{air2} 。由于区域 I、II 和区域 II、III 分界面上无面电流, 分界面上磁场强度的切线分量连续, 同时, 分界面上法向磁密连续, 所以存在着如表 1 所示的关系式。

表 1 分界面上的磁场

Tab.1 Magnetic field on the boundary

$Z = 0$	$Z = -h_m$
$H_{air1x} = H_{magx}$	$H_{magx} = H_{air2x}$
$H_{air1y} = H_{magy}$	$H_{magy} = H_{air2y}$
$B_{air1z} = B_{magz}$	$B_{magz} = B_{air2z}$

根据分离变量法, 结合上述边界条件可求得区域 I、II 和 III 中标量磁位表达式, 进而可求得各区域中 3 维磁密分布表达式^[17]。由于区域 I 中的磁场较强, 区域 III 中的磁场较弱, 在实际应用中, 只利用区域 I 中的磁场, 其标量磁位表达式为:

$$\varphi_{air1} = -\frac{B_r}{\mu_0\mu_r} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{a_k b_l k\pi + b_k a_l l\pi}{\tau} \right) K_1 e^{-\lambda z} \cdot \cos\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \quad (3)$$

式中, $K_1 = -\frac{1}{2} \left[\frac{1}{\lambda^2} + \frac{b_k b_l \tau}{\lambda(a_k b_l k\pi + b_k a_l l\pi)} \right] (1 - e^{-\lambda h_m})$, $\lambda = \sqrt{\left(\frac{k\pi}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{\tau}\right)^2}$ 。

由式(3)可得区域 I 中的磁场磁密表达式:

$$B_{air1} = -\mu_0 \nabla \varphi_{air1} = -\frac{B_r}{\mu_r} \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{a_k b_l k\pi + b_k a_l l\pi}{\tau} \right) K_1 e^{-\lambda z} \cdot$$

$$\begin{bmatrix} \frac{k\pi}{\tau} \sin\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \\ \frac{l\pi}{\tau} \cos\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \sin\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \\ \lambda \cos\left(\frac{k\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{l\pi Y}{\tau}\right) \end{bmatrix} \quad (4)$$

取 $k = l = 1$, $\lambda = \sqrt{2}\pi/\tau$, 可得区域 I 中在坐标系 XYZ 下的基波磁密 $B_{air1}(1, X, Y, Z)$ 表达式为:

$$B_{air1}(1, X, Y, Z) = e^{-\frac{\sqrt{2}\pi Z}{\tau}} \begin{bmatrix} B_{xy} \sin\left(\frac{\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{\pi Y}{\tau}\right) \\ B_{xy} \cos\left(\frac{\pi X}{\tau}\right) \sin\left(\frac{\pi Y}{\tau}\right) \\ \sqrt{2} B_{xy} \cos\left(\frac{\pi X}{\tau}\right) \cos\left(\frac{\pi Y}{\tau}\right) \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中, $B_{xy} = \frac{2B_r}{\mu_r \pi^2} [2\sin\left(\frac{\tau_m \pi}{\tau}\right) - \sqrt{2}\cos\left(\frac{\tau_m \pi}{\tau}\right) + \sqrt{2}] (1 - e^{-\frac{\sqrt{2}\pi h_m}{\tau}})$ 。

通过从坐标系 XYZ 到坐标系 xyz 的坐标变换矩阵可求得区域 I 中在坐标系 xyz 下的磁密 B 的表达式为:

$$B = \begin{bmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{bmatrix} = R(\theta) B_{air1}(R(\theta)^{-1}(x, y, z)) \quad (6)$$

取 $\theta = \pi/4$, 将式(5)代入式(6)可得区域 I 中在坐标系 xyz 中的基波磁密 B_1 表达式为:

$$B_1 = \begin{bmatrix} B_{1x} \\ B_{1y} \\ B_{1z} \end{bmatrix} = B_0 e^{-\frac{\pi z}{\tau_n}} \begin{bmatrix} \sin\left(\frac{\pi x}{\tau_n}\right) \\ \sin\left(\frac{\pi y}{\tau_n}\right) \\ \cos\left(\frac{\pi x}{\tau_n}\right) + \cos\left(\frac{\pi y}{\tau_n}\right) \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中, $B_0 = \frac{B_{xy}}{\sqrt{2}}$, $\tau_n = \frac{\tau}{\sqrt{2}}$ 。

由式(7)可知, 在坐标系 xyz 中, z 为定值时, 基波磁密 x 轴向分量 B_{1x} 仅是 x 的函数, 是随 x 呈正弦分布曲面波; y 轴向分量 B_{1y} 仅是 y 的函数, 是随 y 呈正弦分布曲面波; z 轴向分量 B_{1z} 是 x 和 y 的函数, 可以看成随 $x(y)$ 呈余弦变化的余弦波, 但在其上叠加了大小随 $y(x)$ 变化而呈余弦变化的直流分量。各分量的幅值均随 z 的增大而呈指数规律减小。

2 磁钢阵列的参数设计

2.1 磁场的空间分布

取 $\tau = 24 \text{ mm}$, $\tau_m = 16 \text{ mm}$, $h_m = 10 \text{ mm}$, 最高谐

波阶次为21,定义 $\alpha = \pi x / \tau_n, \beta = \pi y / \tau_n$,由式(6)可得如图1所示磁钢阵列磁密较强侧在坐标系 xyz 的3维磁密分布。 $z = 0 \text{ mm}$ 时, x 轴向与 z 轴向的磁密分量波形分别如图3和4所示。 $z = 4 \text{ mm}$ 时, x 轴向与 z 轴向的磁密分量波形分别如图5与6所示。

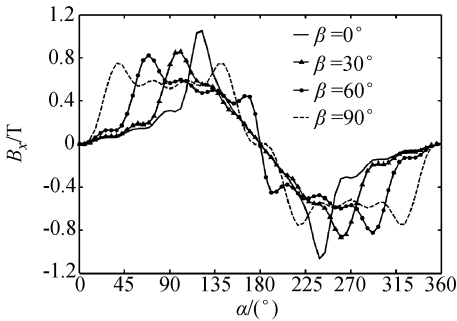


图3 $z = 0 \text{ mm}$ 时 B_x 波形

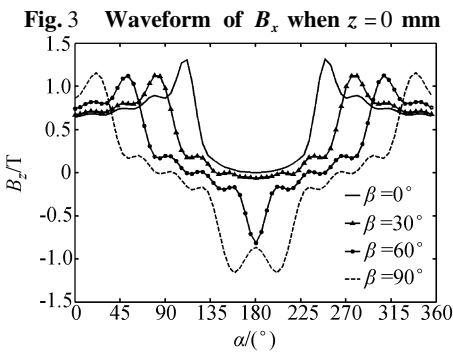


图4 $z = 0 \text{ mm}$ 时 B_z 波形

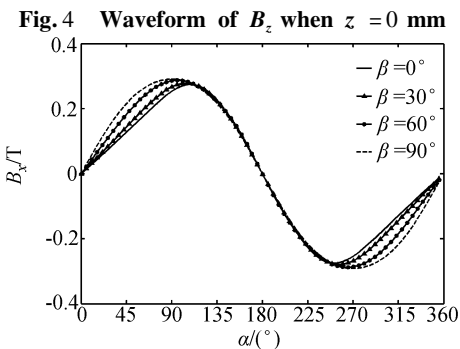


图5 $z = 4 \text{ mm}$ 时 B_x 波形

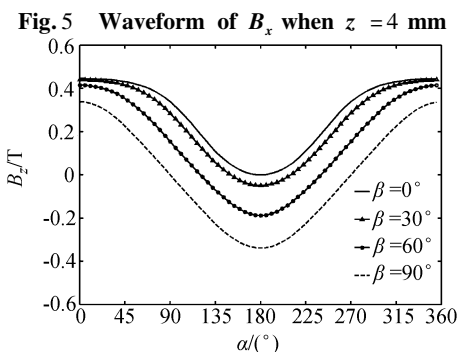


图6 $z = 4 \text{ mm}$ 时 B_z 波形

Fig. 6 Waveform of B_z when $z = 4 \text{ mm}$

由图3和5可知,当 $z = 0 \text{ mm}$ 时, $x(y)$ 轴向磁密分量波形畸变较严重,谐波含有率较高,但幅值较大, $\beta = 0$ 时,最大磁密为1.03 T;当 $z = 4 \text{ mm}$ 时, $x(y)$ 轴向磁密分量波形较接近正弦,谐波含有率较低,但幅值较小, $\beta = 0$ 时,最大磁密为0.3 T。

由图4和6可知, z 轴向磁密分量含有一直流分量,当 z 为定值时,该直流分量随 β 变化而变化,当 $\beta = \pi/2$ 时,该直流分量为0;当 z 较小时, z 轴向磁密分量波形畸变较严重,谐波含有率较高,但基波幅值较大;随 z 不断增大,谐波含有率随之降低,但基波幅值也随之减小。

2.2 磁钢的参数确定

由上述分析可知,各磁密分量的基波幅值与 $\alpha(\beta)$ 和 z 有关,当 z 为定值时,各磁密分量的基波幅值就只是 $\alpha(\beta)$ 的函数,设磁场的磁密基波平均幅值为 $B_{\text{avmax}}(1, z)$,且有:

$$B_{\text{avmax}}(1, z) = \begin{bmatrix} B_{\text{xavmax}}(1, z) \\ B_{\text{yavmax}}(1, z) \\ B_{\text{zavmax}}(1, z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\pi} \int_0^\pi B_{\text{xmax}}(1, \beta, z) d\beta \\ \frac{1}{\pi} \int_0^\pi B_{\text{ymax}}(1, \alpha, z) d\alpha \\ \frac{1}{\pi} \int_0^\pi B_{\text{zmax}}(1, \beta, z) d\beta \end{bmatrix} \quad (8)$$

式中: $B_{\text{xavmax}}(1, z)$ 、 $B_{\text{yavmax}}(1, z)$ 和 $B_{\text{zavmax}}(1, z)$ 分别为 z 一定时 x 、 y 和 z 轴向磁密分量平均基波幅值,仅是 z 的函数; $B_{\text{xmax}}(1, \beta, z)$ 、 $B_{\text{ymax}}(1, \alpha, z)$ 和 $B_{\text{zmax}}(1, \beta, z)$ 分别为 x 、 y 和 z 轴向磁密分量基波幅值,是 $\alpha(\beta)$ 和 z 的函数。

根据式(7),设定 B_{ex} 为期望磁密,其 x 、 y 和 z 轴向磁密分量分别为 B_{xex} 、 B_{yex} 和 B_{zex} ,且有:

$$B_{\text{ex}} = \begin{bmatrix} B_{\text{xex}} \\ B_{\text{yex}} \\ B_{\text{zex}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{\text{xavmax}}(1, z) \sin \alpha \\ B_{\text{yavmax}}(1, z) \sin \beta \\ B_{\text{zavmax}}(1, z) (\cos \alpha + \cos \beta) \end{bmatrix} \quad (9)$$

设距离磁钢阵列表面的高度为 h_z ,由于期望磁密 B_{ex} 的各个分量的幅值随 z 变化而变化,取 $[0, h_z]$ 中磁密基波幅值的总平均值 B_{avm_1} 作为衡量磁场强弱指标,且有:

$$B_{\text{avm}_1} = \begin{bmatrix} B_{\text{xavm}_1} \\ B_{\text{yavm}_1} \\ B_{\text{zavm}_1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{h_z} \int_0^{h_z} B_{\text{xavmax}}(1, z) dz \\ \frac{1}{h_z} \int_0^{h_z} B_{\text{yavmax}}(1, z) dz \\ \frac{1}{h_z} \int_0^{h_z} B_{\text{zavmax}}(1, z) dz \end{bmatrix} \quad (10)$$

由式(4)和(6)可知,磁钢阵列在区域I中产生

的磁场除了包含基波磁密外,还包含大量的谐波磁密,并且磁密大小与 z 有关,将式(6) 计算所得的磁密 $\mathbf{B}$ 作为磁钢阵列产生的实际磁密,以此求取与式(9) 所定义的期望磁密 $\mathbf{B}_{\text{ex}}$ 的平均相对均方差 $\mathbf{D}_{\text{av}}^*$,且有:

$$\mathbf{D}_{\text{av}}^* = \begin{bmatrix} D_{xav}^* \\ D_{yav}^* \\ D_{zav}^* \end{bmatrix} = \frac{1}{\pi h_z} \begin{bmatrix} \int_0^{h_z} \frac{\int_0^\pi \int_0^\pi (B_x - B_{x\text{ex}})^2 d\alpha d\beta}{B_{x\text{avmax}}(1, z)} dz \\ \int_0^{h_z} \frac{\int_0^\pi \int_0^\pi (B_y - B_{y\text{ex}})^2 d\alpha d\beta}{B_{y\text{avmax}}(1, z)} dz \\ \int_0^{h_z} \frac{\int_0^\pi \int_0^\pi (B_z - B_{z\text{ex}})^2 d\alpha d\beta}{B_{z\text{avmax}}(1, z)} dz \end{bmatrix} \quad (11)$$

式中, $\mathbf{D}_{\text{av}}^*$ 越大,表明谐波磁密含有率越高,波形畸变越严重,因此 $\mathbf{D}_{\text{av}}^*$ 可作为衡量谐波磁密含有率的指标。

将讨论域 $[0, \pi]$ 和 $[0, h_z]$ 分别分成 M 和 N 等分,将式(10)离散化以便数值计算,可得:

$$\mathbf{B}_{\text{avm}_1} = \begin{bmatrix} B_{x\text{avm}_1} \\ B_{y\text{avm}_1} \\ B_{z\text{avm}_1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{MN} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M B_{x\text{max}}(1, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N}) \\ \frac{1}{MN} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M B_{y\text{max}}(1, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N}) \\ \frac{1}{MN} \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M B_{z\text{max}}(1, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N}) \end{bmatrix} \quad (12)$$

同理,将式(11)离散化,可得:

$$\mathbf{D}_{\text{av}}^* = \begin{bmatrix} D_{xav}^* \\ D_{yav}^* \\ D_{zav}^* \end{bmatrix} = \frac{1}{MN} \begin{bmatrix} \sum_{n=0}^N \frac{\sum_{m=0}^M \sum_{m=0}^M [B_x(\frac{m\pi}{M}, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N}) - B_{x\text{ex}}(\frac{m\pi}{M}, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N})]^2}{B_{x\text{avmax}}(1, \frac{nh_z}{N})} \\ \sum_{n=0}^N \frac{\sum_{m=0}^M \sum_{m=0}^M [B_y(\frac{m\pi}{M}, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N}) - B_{y\text{ex}}(\frac{m\pi}{M}, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N})]^2}{B_{y\text{avmax}}(1, \frac{nh_z}{N})} \\ \sum_{n=0}^N \frac{\sum_{m=0}^M \sum_{m=0}^M [B_z(\frac{m\pi}{M}, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N}) - B_{z\text{ex}}(\frac{m\pi}{M}, \frac{m\pi}{M}, \frac{nh_z}{N})]^2}{B_{z\text{avmax}}(1, \frac{nh_z}{N})} \end{bmatrix} \quad (13)$$

设副磁钢宽度与主磁钢宽度的比值为 k_w , 磁钢厚度与主磁钢宽度的比值为 k_h , 则有:

$$k_w = \frac{\tau - \tau_m}{\tau_m} \quad (14)$$

$$k_h = \frac{h_m}{\tau_m} \quad (15)$$

根据式(12)和(13)可得取不同 k_h 值时 $\mathbf{B}_{\text{avm}_1}$ 和 $\mathbf{D}_{\text{av}}^*$ 与 k_w 的关系曲线族,根据该曲线族就可确定磁钢的参数。不失一般性,仍取 $\tau_m = 16\text{mm}$,同时取 $h_z = 8\text{mm}$,取不同 k_h 值时 $B_{x\text{avm}_1}$ 和 D_{xav}^* 与 k_w 的关系曲线族如图 7 所示,取不同 k_h 值时 $B_{z\text{avm}_1}$ 和 D_{zav}^* 与 k_w 的关系曲线族如图 8 所示。

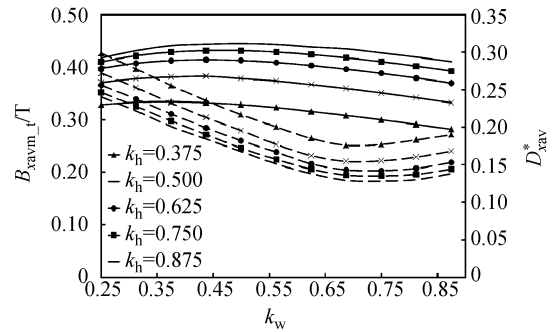


图 7 取不同 k_h 值时 $B_{x\text{avm}_1}$ 和 D_{xav}^* 与 k_w 的关系

Fig. 7 Relationships on $B_{x\text{avm}_1} - k_w$ and $D_{xav}^* - k_w$ with different k_h

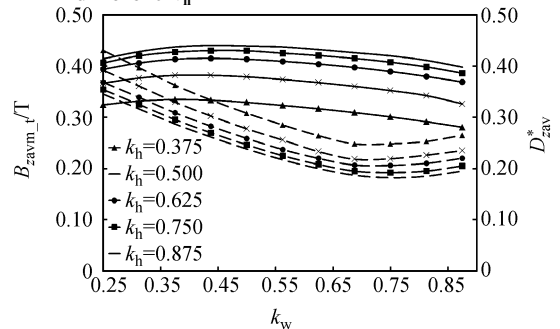


图 8 取不同 k_h 值时 $B_{z\text{avm}_1}$ 和 D_{zav}^* 与 k_w 的关系

Fig. 8 Relationships on $B_{z\text{avm}_1} - k_w$ and $D_{zav}^* - k_w$ with different k_h

由图 7 和 8 可以看出,平均基波幅值随磁钢厚度增加而增加,但增幅逐渐减小,这与磁钢阵列的谐波模型相一致;平均基波幅值随副磁钢宽度增加先增加后减小,当 $k_w = 0.45$ 时,取得最大值。平均相对均方差随磁钢厚度增加而减小,但减幅也在逐渐减小;平均相对均方差随副磁钢的宽度增加先减小后逐渐增加,当 $k_w = 0.7$ 时,取得最小值。

综合上述分析,根据“平均基波幅值应尽可能大,平均相对均方差应尽可能小”的原则,同时考虑磁钢阵列的成本和重量,取 $k_h = 0.625, k_w = 0.625$ 。

3 有限元仿真和试验样机验证

如表2所示,按文献[17-18]确定样机1的磁钢阵列参数,按所述方法确定样机2的磁钢阵列参数,磁钢阵列材料选用NdFe30,利用Ansoft Maxwell 3D对其进行有限元仿真,并采用样机2的设计参数制作了试验样机,试验样机如图9所示。

表2 样机参数
Tab.2 Prototype parameters

	样机1	样机2
τ_m/mm	16	16
h_m/mm	10	10
k_w	0.5	0.625

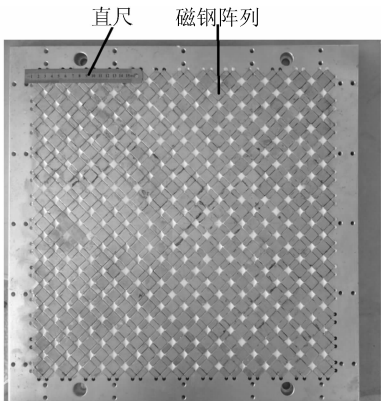


图9 试验样机定子

Fig.9 Stator of experimental prototype

取 $z=2\text{mm}$,当 $\beta=30^\circ$ 时,磁密 B_x 波形、 B_z 波形的有限元仿真结果和试验实测结果如图10、11所示,其谐波分析结果如图12、13所示。

由图10、11可知,如忽略测量误差,样机2的有限元仿真结果与实测结果基本一致。由图12、13可知:与样机2相比,样机1对磁密的3次及其倍数次谐波的抑制效果优于样机2,但样机2其他高次谐波(尤其是2次谐波)的抑制效果明显远好于样机1。

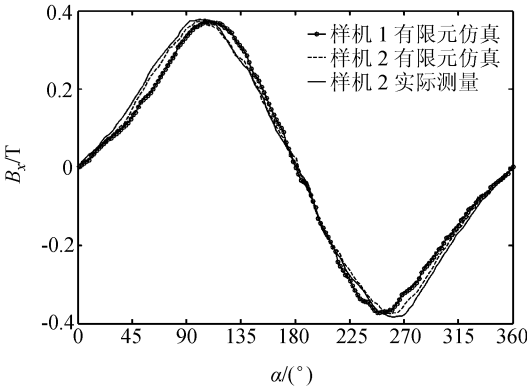


图10 $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$ 时 B_x 波形

Fig.10 Waveform of B_x when $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$

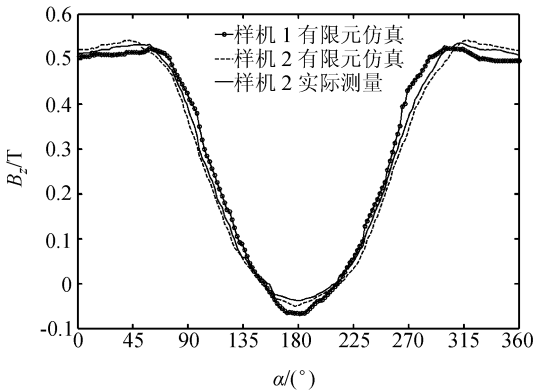


图11 $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$ 时 B_z 波形

Fig.11 Waveform of B_z when $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$

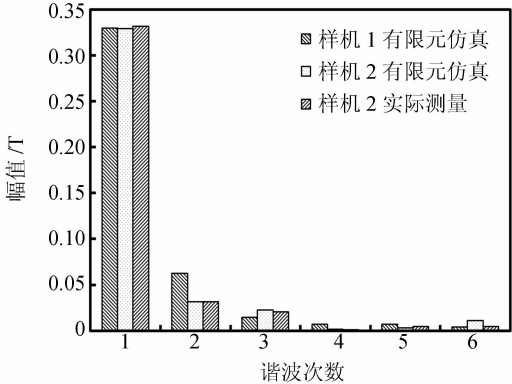


图12 $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$ 时 B_x 波形的谐波分析

Fig.12 Harmonic analysis of B_x when $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$

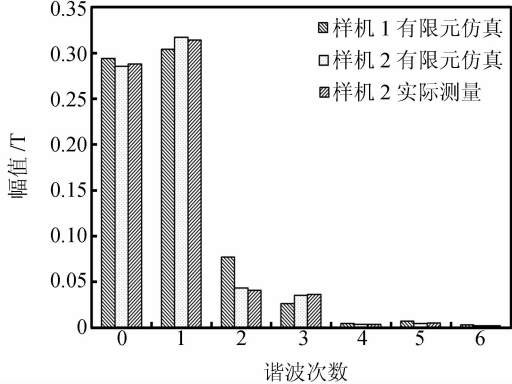


图13 $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$ 时 B_z 波形的谐波分析

Fig.13 Harmonic analysis of B_z when $z=2\text{ mm},\beta=30^\circ$

样机1和样机2有限元仿真较全面的定量分析结果如表3、4所示。

由表3、4可知:

1) 当 $z=2\text{mm}$ 时,样机1和样机2的磁密 B_x 波形基波平均幅值同为0.35 T,样机1的磁密 B_z 波形基波平均幅值为0.35 T,仅比样机2大0.01 T;当 $z=4\text{ mm}$ 时,样机1的磁密 B_x 波形基波平均幅值为0.24 T,仅比样机2小0.01 T,样机1和样机2的磁密 B_z 波形基波平均幅值同为0.24 T,说明样机1和样机2的磁密基波幅值基本相同。

2) 当 $z = 2\text{ mm}$ 时,样机 1 的磁密 B_x 波形、 B_z 波形谐波畸变率平均值分别为 19.3%、23.5%,而样机 2 的磁密 B_x 波形、 B_z 波形谐波畸变率平均值分别为 15.7%、20.1%,分别比样机 1 小 3.6%、3.4%,说明样机 2 对高次谐波的抑制效果优于样机 1;当 $z = 4\text{ mm}$ 时,样机 1 的磁密 B_x 波形、 B_z 波形谐波畸变率平均值分别为 10.3%、12.5%,而样机 2 的磁密 B_x 波形、 B_z 波形谐波畸变率平均值分别为 9.71%、

11.8%,分别比样机 1 小 0.59%、0.7%,说明此时样机 2 对高次谐波的抑制能力稍优于样机 1,这是由于当 $z = 4\text{ mm}$ 时,气隙磁密高次谐波含量较小,可优化的空间较小。

3) 对比表 3 和 4 不难看出,样机 2 对 3 次谐波的抑制效果不如样机 1,但样机 2 对 2 次谐波却具有更强的抑制能力,这也是样机 2 的谐波畸变率比样机 1 小的主要原因。

表 3 样机 1 有限元仿真结果分析
Tab.3 Analysis of finite element simulation results for prototype 1

$\beta/(^{\circ})$	$z = 2\text{mm}$								$z = 4\text{mm}$								
	B_x 波形				B_z 波形				B_x 波形				B_z 波形				
	0	30	60	90	0	30	60	90	0	30	60	90	0	30	60	90	
基波幅值/T	0.31	0.33	0.37	0.40	0.26	0.3	0.40	0.44	0.22	0.23	0.25	0.26	0.20	0.22	0.26	0.28	
基波 平均幅值/T	0.35				0.35				0.24				0.24				
各次 谐波 含有 率/%	2	28.8	19.0	4.73	4.19	44.7	25.39	5.07	1.14	15.0	9.89	2.15	4.55	21.2	15.9	4.98	2.11
	3	1.54	4.44	3.29	10.5	2.60	8.66	1.24	11.7	0.88	0.81	2.28	5.48	2.17	1.45	1.04	2.93
	4	6.50	2.18	3.7	3.03	8.42	1.48	6.05	2.21	3.01	1.46	1.81	2.41	2.24	2.48	2.29	1.78
	5	1.04	2.13	0.83	2.22	2.13	2.37	0.94	1.73	0	2.34	2.51	0.87	2.88	2.24	1.1	0.57
	6	0	1.31	1.07	2.19	2.25	0.97	1.34	1.53	0.63	0.81	2.94	0.95	1.46	1.1	0.85	1.67
谐波 畸变率/%	29.9	27.1	7.54	12.7	45.8	27.3	8.45	12.5	15.7	10.6	6.76	8.11	21.8	17.1	6.02	5.24	
谐波 畸变率平均值/%	19.3				23.5				10.3				12.5				

表 4 样机 2 有限元仿真结果分析
Tab.4 Analysis of finite element simulation results for prototype 2

$\beta/(^{\circ})$	$z = 2\text{mm}$								$z = 4\text{mm}$								
	B_x 波形				B_z 波形				B_x 波形				B_z 波形				
	0	30	60	90	0	30	60	90	0	30	60	90	0	30	60	90	
基波幅值/T	0.32	0.33	0.36	0.37	0.28	0.32	0.37	0.4	0.23	0.24	0.25	0.26	0.21	0.22	0.25	0.27	
基波 平均幅值/T	0.35				0.34				0.25				0.24				
各次 谐波 含有 率/%	2	20.9	9.58	3.6	4.05	34.7	13.6	5.03	1.14	9.32	4.5	2.71	4.78	15.1	11.1	3.96	2.94
	3	8.73	6.89	5.73	14.8	9.62	11.1	3.01	16.2	1.55	2.4	4.33	8.69	5.39	3	3.36	4.66
	4	6.38	0.53	2.75	3.69	8.34	1.18	6	2.41	2.42	0.91	2.76	4.25	1.05	4.7	2.06	1.96
	5	1.07	1.05	2.08	3.01	0.52	1.38	1.44	2.73	0.5	1.2	3.77	2.21	1.5	3.45	2.14	0
	6	1.05	3.39	1.54	3.63	3.2	0.71	1.22	1.37	0.9	1.82	2.04	2.52	2.66	1.7	1.23	1.71
谐波 畸变率/%	24.1	12.8	8.49	17.4	37.1	17.7	8.71	16.8	11.4	8.28	7.35	11.8	17.2	14.4	7.67	7.85	
谐波 畸变率平均值/%	15.7				20.1				9.71				11.8				

样机 2 的实测结果分析如表 5 所示。
由表 4、5 可知,两者在 $z = 2\text{ mm}$ 和 $z = 4\text{ mm}$ 时,基波平均幅值和谐波畸变率平均值基本相等,如果忽略测量误差,那么可以认为样机 2 的仿真结

果与实测结果一致。不失一般性,可推断样机实测数据和有限元仿真数据在整个空间中一致。

表5 样机2实际测量结果分析
Tab.5 Analysis of actual measurement results for prototype 2

	$z = 2\text{mm}$								$z = 4\text{mm}$								
	B_x 波形				B_z 波形				B_x 波形				B_z 波形				
$\beta /(^{\circ})$	0	30	60	90	0	30	60	90	0	30	60	90	0	30	60	90	
基波幅值/T	0.33	0.34	0.36	0.38	0.27	0.31	0.36	0.4	0.23	0.23	0.24	0.25	0.22	0.23	0.24	0.27	
基波 平均幅值/T	0.35				0.34				0.24				0.24				
各次 谐波 含有 率/%	2	21.1	9.53	3.44	4.1	33.9	13.1	4.95	1.11	9.28	4.54	2.76	4.79	15.1	10.9	4.02	2.96
	3	8.55	6.94	5.68	14.6	9.88	12	3.11	16.2	1.58	2.43	4.41	8.66	5.42	3.03	3.36	4.69
	4	6.36	0.55	2.73	3.72	8.32	1.17	5.85	2.56	2.42	0.89	2.6	4.73	1.02	4.59	2.02	2.01
	5	1.07	1.06	2.13	3.11	0.55	1.36	1.46	2.69	0.51	1.16	3.79	2.03	1.43	3.47	2.11	0.08
	6	0.98	3.06	1.02	3.42	3.16	0.71	1.18	1.25	1.02	1.89	2	2.56	2.55	1.73	1.61	1.65
谐波 畸变率/%	24	12.8	8.18	17.62	37.1	17.7	8.58	16.7	11.4	8.3	7.25	11.5	16.6	14.1	7.89	7.61	
谐波 畸变率平均值/%	15.7				20				9.61				11.6				

4 结 论

在分析了动圈式磁悬浮永磁平面电机磁钢阵列的3维磁密分布的基础上,利用不同水平高度上的平均基波幅值提出了磁钢阵列的期望基波模型,通过谐波模型和期望基波模型进一步求得磁钢阵列的实际气隙磁密与期望气隙磁密的平均相对均方差,并提出了根据“平均基波幅值应尽可能大、平均相对均方差应尽可能小”的原则确定磁钢参数的设计方法,优化了定子磁钢阵列参数。通过有限元仿真和试验样机验证可以得到以下结论:

1)气隙磁密的平均基波幅值基本保持不变,仍能充分利用磁钢并保证电机的出力基本不变。

2)能有效抑制产生推力/转矩波动的气隙磁密2次谐波及高次谐波,谐波畸变率较低。

提出的方法从定子磁钢优化设计的角度降低气隙磁密的谐波含有率,达到抑制电机的推力/转矩波动的目的。如何优化设计动子的线圈阵列,进一步降低电机的推力/转矩波动,将是下一步的研究内容。

参考文献:

[1]Cao Jiayong,Zhu Yu,Wang Jinsong,et al. Survey of the state of the art in planar motor technology[J]. Transactions of China Electrotechnical Society,2005,20(4):1 – 8. [曹家勇,朱煜,汪劲松,等. 平面电动机设计、控制与

应用技术综述[J]. 电工技术学报,2005,20(4):1 – 8.]
[2]Yang Jinming,Cheung N C,Pan Jianfei. The control of the system switched reluctance planar machine[J]. Proceedings of the CSEE,2005,25(19):116 – 121. [杨金明,张宙,潘剑飞. 开关磁阻式平面电动机及其控制[J]. 中国电机工程学报,2005,25(19):116 – 121.]
[3]Kou Baoquan,Zhang Lu, Xing Feng,et al. Development of the high-performance synchronous permanent magnet planar motor and its key technologies[J]. Proceeding of the CSEE,2013,33(9):79 – 87. [寇宝泉,张鲁,邢丰,等. 高性能永磁同步平面电机及其关键技术发展综述[J]. 中国电机工程学报,2013,33(9):79 – 87.]
[4]Guo Liang,Chen Benyong. A study on force characteristics of precision magnetic levitation stage[J]. Proceedings of the CSEE,2008,28(21):118 – 122. [郭亮,陈本永. 精密磁悬浮工作平台的力特性分析[J]. 中国电机工程学报,2008,28(21):118 – 122.]
[5]Boeij J,Lomonova E A,Vandenput A J A. Optimization of contactless planar actuator with manipulator[J]. IEEE Transactions on Magnetics,2008,44(6):1118 – 1121.
[6]Cao J Y,Zhu Y,Wang J S. A novel synchronous permanent magnet planar motor and its model for control applications[J]. IEEE Transactions on Magnetics,2005,41

- (6):2156–2162.
- [7] Min W, Chen J T, Zhu Z Q, et al. Optimization of linear flux switching permanent magnet motor[C]//Proceedings of 2010 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference (VPPC). Lille:IEEE, 2010:1–6.
- [8] Compter I J C. Electro-dynamic planar motor[J]. Precision Engineering, 2004, 28(2):171–180.
- [9] Pan J, Cheung N C, Yang J. High-precision position control of a novel planar switched reluctance motor[J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2005, 52(6):1644–1652.
- [10] Kou Baoquan, Zhang Lu, Li Liyi. Design method of composite-current driven synchronous permanent magnet planar motors[J]. Proceedings of the CSEE, 2011, 31(21):110–117. [寇宝泉, 张鲁, 李立毅. 复合电流驱动永磁同步平面电机的设计方法[J]. 中国电机工程学报, 2011, 31(21):110–117.]
- [11] Kou Baoquan, Zhang He, Zhang Hailin, et al. Electro-magnetic design of integrated winding structure short-stroke DC planar motors[J]. Proceeding of the CSEE, 2013, 33(18):111–118. [寇宝泉, 张赫, 张海林, 等. 集成绕组结构短行程直流平面电机的电磁设计[J]. 中国电机工程学报, 2013, 33(18):111–118]
- [12] Li yansheng, Dou manfeng, Luo guangzhao, et al. Research of air-gap magnetic field in contra-rotating PM motor with different magnetization manners[J]. Journal of Sichuan University: Engineering Science Edition, 2014, 46(1):140–146. [李延升, 窦满峰, 骆光照, 等. 不同充磁方式的对转永磁电机气隙磁场性能研究[J]. 四川大学学报:工程科学版, 2014, 46(1):140–146.]
- [13] Boeij J, Lomonova E, Vandenput A. Modeling ironless permanent-magnet planar actuator structures[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2006, 42(8):2009–2016.
- [14] Min Wei, Zhang M, Zhu Y, et al. Analysis and optimization of a new 2-D magnet array for planar motor[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2010, 46(5):1167–1171.
- [15] Cho H S, Jung H K. Analysis and design of synchronous permanent-magnet planar motors[J]. IEEE Transactions on Energy Conversion, 2002, 17(4):492–499.
- [16] Cho H S, Im C H, Jung H K. Magnetic field analysis of 2-D permanent magnet array for planar motors[J]. IEEE Transactions on Magnets, 2001, 37(5):3762–3766.
- [17] Jansen J W, Lierop C M M, Lomonova E A, et al. Modeling of magnetically levitated planar actuator with moving magnets[J]. IEEE Transactions on Magnets, 2007, 43(1):15–25.
- [18] Jansen J W. Magnetically levitated planar actuator with moving magnets: Electromechanical analysis and design [D]. Eindhoven: Technische Universiteit Eindhoven, 2007.
- [19] Min W, Zhang M, Zhu Y, et al. Analysis and design of novel overlapping ironless windings for planar motors[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2011, 47(11):4635–4642.
- [20] Zhang Xinhua, Sun Yukun, Xiang Qianwen, et al. Analysis of real-time current distribution for magnetically levitated permanent-magnet planar motors with moving-coils[J]. Proceeding of the CSEE, 2013, 33(6):144–152. [张新华, 孙玉坤, 项倩雯, 等. 一种动圈式磁悬浮永磁平面电机, 实时电流分配策略[J]. 中国电机工程学报, 2013, 33(6):144–152.]

(编辑 赵 婧)