

文章编号 1004-924X(2017)09-2347-12

叠堆式超磁致伸缩致动器磁场分布建模及分析

何忠波, 荣 策*, 李冬伟, 薛光明, 郑佳伟
(机械工程学院 车辆与电气工程系, 河北 石家庄 050003)

摘要:为提高超磁致伸缩致动器(GMA)偏置磁场的均匀度,设计了叠堆式超磁致伸缩致动器(SGMA),建立了 SGMA 的磁场分布模型,并对模型进行分析研究。首先,通过分析传统 GMA 偏磁施加方式的特点和不足,采用永磁体和 GMM 棒交替排布的结构形式,设计了 SGMA;然后,将磁路模型和毕奥-萨伐尔定律相结合,建立了能够准确描述 SGMA 磁场特点的磁场分布模型;接着,利用所建立磁场分布模型分析了不同参数对 SGMA 磁场分布特征的影响,提出了 SGMA 结构设计方法;最后,通过实验完成了模型验证。结果表明:采用本文建立的模型描述 SGMA 磁场分布时,最大相对误差低于 4%;在预测 SGMA 的输出位移时,最大相对误差低于 5%。该模型有助于准确刻画 SGMA 的工作状态,提高 SGMA 的系统精度,并为 SGMA 结构设计提供参考依据。

关键词:叠堆式超磁致伸缩致动器;磁场均匀性;磁场分布模型;模型分析;结构设计

中图分类号:TP271.2;TM274 **文献标识码:**A **doi:**10.3788/OPE.20172509.2347

Modeling and analysis of magnetic field distribution for stack giant magnetostrictive actuator

HE Zhong-bo, RONG Ce*, LI Dong-wei, XUE Guang-ming, ZHENG Jia-wei

(Department of Vehicle and Electrical Engineering,
Shijiazhuang Mechanical Engineering College, Shijiazhuang 050003, China)

* Corresponding author, E-mail:rongc@1102@sohu.com

Abstract: In this paper, a kind of Stack Giant Magnetostrictive Actuator (SGMA) was designed, then the magnetic field distribution model of SGMA was established, and analytical research on model was conducted to increase uniformity of bias magnetic field of GMA. Firstly, given the characteristics and drawbacks of infliction way of bias magnetic field in traditional GMA, structural form of alternative arrangement for permanent magnet and GMM rod was adopted to design SGMA. Then by combining magnetic circuit model with Biot-Savart law, magnetic distribution model can accurately describe magnetic feature of SGMA was establish. Subsequently, the influence of different parameters on magnetic field distribution feature was analyzed on established model, and structural design method of SGMA was proposed. Finally, model verification experiments were conducted. The result indicates: maximum relative error is lower than 4% when using established model to describe magnetic field distribution of SGMA; maximum relative error is lower than 5% at the time of predicting output displacement of SGMA. The established model in this paper can describe work state of SGMA

收稿日期:2017-04-10;修订日期:2017-06-22.

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 51275525)

accurately, increase system precision of SGMA and provide reference basis for structural design of SGMA.

Key words: stack giant magnetostrictive actuator; uniformity of magnetic field; magnetic field distribution model; model analysis; structural design

1 引言

随着材料科学的不断发展,新型智能材料已逐渐应用于电液伺服阀(Electro-Hydraulic Servo Valve, EHSV)中^[1]。作为智能材料家族中的重要一员,超磁致伸缩材料(Giant Magnetostrictive Material, GMM)具有优异的性能指标,比如:滞环小、应变大、输出力大,能量密度高等^[2-4]。利用 GMM 的这些优良特性,研制高性能的伺服阀用超磁致伸缩致动器(Giant Magnetostrictive Actuator, GMA),对于提升 EHSV 的静、动态性能,拓展 EHSV 的应用领域有重要意义。

然而,GMM 也有其局限性:由于 GMM 的输出只与所处磁场的大小有关,而与方向无关,当 GMA 工作于交变磁场时,会出现输出频率两倍于输入频率的“倍频效应”^[5-6]。因此,在设计伺服阀用 GMA 时,为避免这一现象,以提高致动器的可控性,通常会为其施加偏置磁场。选用合理的偏置磁场施加方式不仅能克服“倍频效应”,还能让 GMA 工作于材料的“线性区间”,提升致动器的输出性能^[7]。目前,应用较为广泛的偏置磁场施加方式主要有两种:直流偏置和永磁偏置。和直流偏置相比,永磁偏置 GMA 结构更加简单,工作状态更加稳定,不产生额外热量,能够适应更加恶劣的工作环境^[8]。

在永磁偏置 GMA 中,通常采用筒状永磁体或碟形永磁体。筒状永磁体一般位于驱动线圈外侧,GMM 棒置于永磁体的轴线上。其特点是轴向磁场强度相对均匀,但由于饱和效应和漏磁的存在,要想获得较大的磁场强度,往往永磁体的体积和质量较大^[9-10]。碟形永磁体放置于 GMM 棒两端,这样的结构能够有效地减小 GMA 的径向尺寸,即用较少的永磁体即可提供较强的偏置磁场。但是,偏置磁场的均匀性会大大降低,尤其是当 GMM 棒长径比较大时,偏磁的不均匀度通常在 30% 以上,不利于 GMA 优异性能的发挥^[11]。

近年来,设计体积质量小、均匀度高的永磁偏

置 GMA 已经成为相关领域的研究热点^[12-14]。在此背景下,本文设计了一种叠堆式超磁致伸缩致动器(Stack Giant Magnetostrictive Actuator, SGMA)。它采用永磁体和 GMM 棒交替排布的结构形式,从而能够有效提高偏磁的均匀度,同时克服了筒状永磁体质量体积大的不足。但是,由于偏磁施加方式的不同,SGMA 的磁场分布规律和传统 GMA 有较大区别。因此需要寻找一种适合 SGMA 的磁场分析方法。

目前,应用较广泛的 GMA 磁场分析方法包括磁路分析法和有限元法^[15-16]。磁路分析法借鉴电路中“路”的概念,能够反映一段 GMM 棒上的平均磁场强度,还具有形式简单,计算方便等优点。但显然,对于磁场分布并不十分均匀的场合,磁路分析方法太过粗略,无法用于致动器输出规律的准确预测。而有限元分析法是基于麦克斯韦方程组,通过求解节点上的偏微分方程来分析磁场的。其能够比较准确地刻画 GMA 的磁场分布规律。但是有限元法计算量大,通用性不强,难以用于指导 GMA 的结构设计。

通过调研 GMA 磁场分析相关文献,本文将磁路模型与毕奥-萨伐尔定律相结合,建立了 SGMA 磁场分布模型。该模型通过磁路模型求解 GMM 棒上的平均磁场强度,将毕奥-萨伐尔定律作为“型函数”,对磁路模型进行修正,同时考虑漏磁和导磁材料对磁场的凝聚作用。使所建立的模型既能准确描绘 SGMA 的磁场分布特点,又能为 SGMA 的结构设计提供依据和参考。

2 SGMA 结构及工作原理

SGMA 结构如图 1(彩图见期刊电子版)所示。其基本工作原理如下:分布放置的永磁体用于提供偏置磁场,当驱动线圈内通入电流时,将产生沿线圈轴线方向的驱动磁场。在偏置磁场和驱动磁场的共同作用下,GMM 棒产生轴向应变,进而通过输出杆输出位移和力。位于右端盖和输出杆之间的碟簧能够将一定的预紧力施加于 GMM

棒上,预紧力的大小可以通过左右端盖和外壳之间的螺纹调整。GMM棒为脆性材料,抗拉强度较低,选择合适的预紧力可以避免 GMM棒处于拉应力状态,同时也有利于增大致动器的输出位移^[17]。另外,由于 GMM棒本身磁导率不高,难以有效凝聚磁力线,故在设计 SGMA 时,左右端盖、输出杆和外壳均采用高导磁材料制作,从而使永磁体、GMM棒、输出杆、左右端盖和外壳形成闭合磁路,以有效提高 GMM棒上的磁场强度。

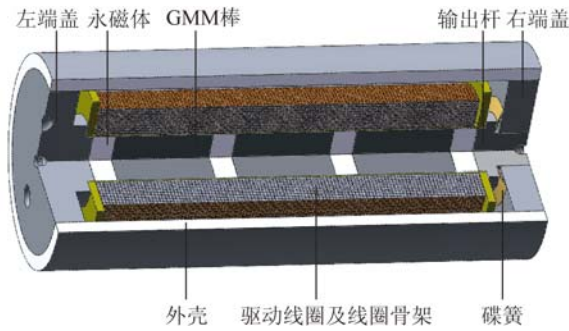


图 1 SGMA 结构图
Fig. 1 Structure of SGMA

3 SGMA 磁场分布模型

3.1 磁路模型

根据 SGMA 的结构特点,在进行磁路分析时,将其简化为如图 2 所示的结构。为方便讨论,将一段 GMM棒及其两端的永磁体视为一个基本单元。为研究一般情况,假设 SGMA 中共有 n 个基本单元,即 SGMA 中共有 n 段 GMM棒, $n+1$ 段永磁体。

考虑到电磁场的线性叠加特性,在研究 SGMA 的磁场分布时,分别对偏置磁场和驱动磁场进行分析,将结果相加即得到最终的磁场分布规律。

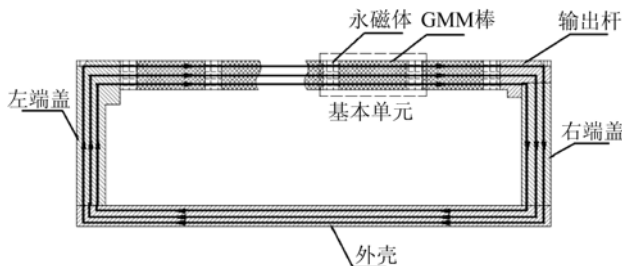


图 2 SGMA 磁路示意图
Fig. 2 Schematic of magnetic circuit of SGMA

在闭合磁路中,通过安培环路定理可以确定磁路中磁场强度和所包围电流之间的关系,环路定理可表示为:

$$\oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \sum I_0, \quad (1)$$

式中: \mathbf{H} 为磁场强度, $d\mathbf{l}$ 为积分中的线段微元, I_0 为环路所包围的电流。

由图 2 可知,SGMA 的磁路包含 6 个区域,分别为:左端盖、永磁体、GMM棒、输出杆、右端盖和外壳。在磁路中,永磁体和驱动线圈共同为磁路提供磁动势,应用式(1)可得:

$$\sum_{i=1}^6 \int_{l_i} \mathbf{H}_i \cdot d\mathbf{l}_i = NI, \quad (2)$$

其中: \mathbf{H}_i 为区域 i 中的磁场强度, l_i 为区域 i 中的积分路径, N 为驱动线圈匝数, I 为驱动线圈中的电流。

在区域 i 中,磁场强度和磁感应强度有如下关系:

$$\mathbf{B}_i = \mu_i \mathbf{H}_i, \quad (3)$$

其中: μ_i 为区域 i 中导磁材料的磁导率, $i = 1, 2, \dots, 6$ 。

对于磁路中的任意一个横截面,穿过截面的磁通量可以表示为:

$$\Phi_i = \int_{S_i} \mathbf{B}_i \cdot d\mathbf{S}_i, \quad (4)$$

其中 $d\mathbf{S}_i$ 为磁路横截面上的面积微元。

在左端盖和输出杆区域,磁通量穿过的截面面积并非常数,如图 3 所示。假设区域内无漏磁,则磁场强度在该区域内的路径积分可以表示为:

$$\int_{l_i} \mathbf{H}_i \cdot d\mathbf{l}_i = \int_{r_{ia}}^{r_{ib}} \frac{\Phi_i}{2\pi r \mu_i h_i} dr_i = \frac{\Phi_i}{2\pi \mu_i h_i} \ln \frac{r_{ib}}{r_{ia}}, \quad (5)$$

式中: r_{ia} 和 r_{ib} 分别为磁路中区域 i 的内径和外径, h_i 为区域 i 的高度。

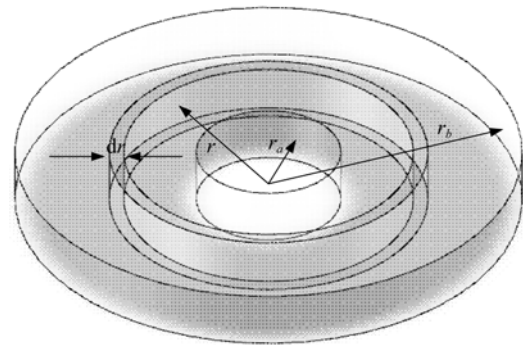


图 3 变截面区域示意图
Fig. 3 Schematic diagram of variable cross-sectional area

在 GMM 棒、输出杆和外壳区域,磁通量穿过的截面面积为常数。同样假设区域内无漏磁,此时,磁场强度在该区域内的路径积分可以表示为:

$$\int_{l_i} \mathbf{H}_i \cdot d\mathbf{l}_i = \int_{l_i} \frac{\Phi_i}{\mu_i S_i} \cdot d\mathbf{l}_i = \frac{\Phi_i l_i}{\mu_i S_i}, \quad (6)$$

式中: l_i 为磁路中区域 i 的积分路径长度。

需要注意的是,永磁体区域内部磁场强度受磁路性质和自身磁特性的共同影响,此时磁场强度在该区域内的路径积分为:

$$\begin{aligned} \int_{l_i} \mathbf{H}_i \cdot d\mathbf{l}_i &= \int_{l_2} \left[\frac{\Phi_2}{\mu_2 S_2} - H_{e2} \right] \cdot d\mathbf{l}_2 \\ &= \frac{\Phi_2 l_2}{\mu_2 S_2} - H_{e2} l_2, \end{aligned} \quad (7)$$

其中: H_{e2} 为永磁体的等效矫顽力, μ_2 和 l_2 分别为永磁体的磁导率和轴向长度。

将式(5)、(6)、(7)带入式(2),则 SGMA 中磁场强度的安培环路定理可以简化为:

$$\begin{aligned} \sum_{i=1,4} \frac{\Phi_i}{2\pi\mu_i h_i} \ln \frac{r_{ib}}{r_{ia}} + \sum_{i=3,5,6} \frac{\Phi_i l_i}{\mu_i S_i} + \\ (n+1) \cdot \left[\frac{\Phi_2 l_2}{\mu_2 S_2} - H_{e2} l_2 \right] = NI. \end{aligned} \quad (8)$$

在闭合磁路中,基于理想情况下的无漏磁假设,容易得出磁路各部分磁通量 Φ_i 相等的结论。但实际上,SGMA 中各部分磁介质的磁导率并非无穷大,尤其是各部件之间不可避免地存在装配间隙,这在一定程度上会加剧漏磁。因此利用漏磁系数 C 对式(8)进行修正,令 $\Phi_i = \Phi$, 可得:

$$\Phi_r = C \cdot \Phi, \quad (9)$$

$$H_e(z) = \frac{NI}{2L_c(r_2 - r_1)} \left[(L_c - z) \ln \frac{r_2 + \sqrt{(L_c - z)^2 + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{(L_c - z)^2 + r_1^2}} + z \ln \frac{r_2 + \sqrt{z^2 + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{z^2 + r_1^2}} \right], \quad (10)$$

其中: L_c 为驱动线圈长度, r_1 、 r_2 分别为线圈的内径和外径。

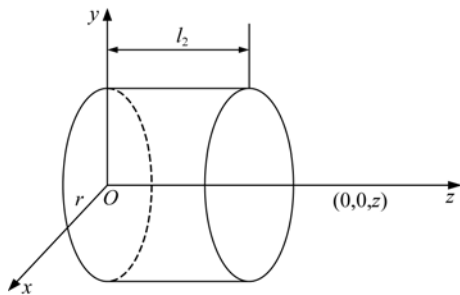


图 5 永磁体空间磁场坐标图

Fig. 5 Coordinate system of space magnetic field for permanent magnet

式中, Φ 为修正后磁路中实际的磁通量; $C \in (0, 1)$, 其大小主要取决于 SGMA 各部件间空气隙的大小。

在式(8)中,若取 $I=0$, 则此时的磁通量为偏置永磁体单独作用时的磁通量, 同样, 若取 $H_{e2}=0$, 则可以得到驱动磁场单独作用下的磁通量。

3.2 磁场模型

毕奥-萨伐尔定律是描述线圈磁场的常用工具, 在 SGMA 中, 充分充磁的永磁体也可以视为外壁有电流流过的薄壁线圈。因此, 可以利用毕奥-萨伐尔定律研究 SGMA 磁场的分布规律^[18]。

在应用毕奥-萨伐尔定律时, 需将研究区域放入坐标系中。以线圈左端面圆心为坐标原点建立坐标系, 如图 4 所示。

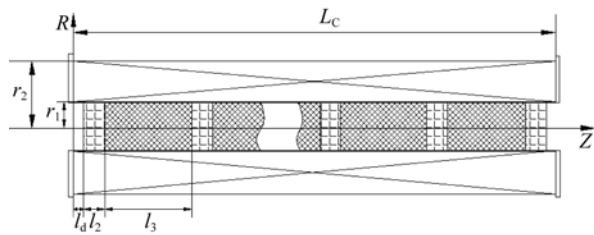


图 4 SGMA 磁致伸缩单元坐标图

Fig. 4 Coordinate system for magnetostrictive element of SGMA

则在线圈轴线上一点 $(z, 0)$ 处, 线圈产生的磁场强度可以表示为:

对于永磁体产生的磁场, 其空间磁场计算方法与线圈类似。本文采用的永磁体均为圆柱形永磁体, 建立如图 5 所示的坐标系。

当永磁体沿轴线方向均匀磁化时, 可以将其等效为仅侧壁上存在电流的薄壁线圈, 等效电流密度可表示为:

$$\mathbf{J}_s = \mathbf{M} \times \mathbf{n}, \quad (11)$$

其中: \mathbf{M} 为永磁体的磁化强度, \mathbf{n} 为永磁体侧壁的法向单位向量。则永磁体轴线上一点 $(0, 0, z)$ 处磁场强度为:

$$H_{ps}(z) = \frac{M}{2} \left[\frac{z}{\sqrt{z^2 + r^2}} - \frac{z - l_2}{\sqrt{(z - l_2)^2 + r^2}} \right], \quad (12)$$

其中: l_2 为永磁体轴向长度, r 为永磁体横截面的半径。

对于图 4 所示的结构,任一永磁体在 $(z,0)$ 处产生的磁场强度均可利用式(12)求得,将结果叠

$$H_b(z) = \sum_{k=0}^n \frac{M_k}{2} \left\{ \frac{z - k(l_2 + l_3) - l_d}{\sqrt{[z - k(l_2 + l_3) - l_d]^2 + r^2}} - \frac{z - k(l_2 + l_3) - l_2 - l_d}{\sqrt{[z - k(l_2 + l_3) - l_2 - l_d]^2 + r^2}} \right\}, \quad (13)$$

其中: M_n 为第 n 个永磁体的磁化强度, l_d 为线圈端面与永磁体端面之间的距离。

3.3 磁场分布建模

通过分析可以看出,磁路模型仅能描述一段区域的平均磁场,无法精确刻画线圈和永磁体作用下 GMM 棒上的磁场分布规律。而毕奥-萨伐尔定律虽然能够描绘磁场的分布特性,但式(10)、(13) 仅在真空环境适用,将其直接应用于 SGMA,精度仍然不高。因此,本文提出将磁路模型和磁场模型相结合,建立 SGMA 磁场分布模型,以有效克服两者的不足。以磁路模型为“标准函数”,计算 GMM 棒上磁场的平均值,同时以磁

加,即可得到多个永磁体共同作用下 $(z,0)$ 处的磁场强度。

场模型为“型函数”,对磁路模型进行修正,使其能准确描述 GMM 棒不同位置处的磁场分布。

在磁路模型中,GMM 棒各处的磁场强度相等,此时,棒内磁场满足以下关系:

$$\begin{cases} \oint_{l_2} \mathbf{H}_3 \cdot d\mathbf{l}_3 = \bar{H}_3 l_3 \\ \Phi = B_3 S_3 = \mu_3 \bar{H}_3 S_3 \end{cases}, \quad (14)$$

其中: \bar{H}_3 为 GMM 棒中的平均磁场强度; μ_3 为 GMM 的磁导率, l_3 和 S_3 分别为每段 GMM 棒的长度和横截面积。

将式(14)代入式(8)可得:

$$\bar{H}_3 = \frac{NI + (n+1)H_2 l_2}{nl_3 + \mu_3 S_3 \left[\sum_{i=1,4} \frac{1}{2\pi\mu_i h_i} \ln \frac{r_b}{r_a} + \sum_{i=5,6} \frac{l_i}{\mu_i S_i} + \frac{(n+1)l_2}{\mu_2 S_2} \right]}. \quad (15)$$

在式(15)中 μ_3 是与 GMM 棒磁化状态相关的变量,所以该方程为一隐式方程,求解时需先确定 μ_3 同 \bar{H}_3 的函数关系。这一关系可以通过拟合 GMM 棒相对磁导率与磁场强度的实测曲线得到,如图 6 所示。

其中: \bar{H}_{3b} 为磁路模型下偏置磁场平均场强, \bar{H}_{3e} 为驱动磁场的平均场强。

在上节中,采用毕奥-萨伐尔定律分别描述了驱动磁场和偏置磁场的分布规律,结果可以用式(10)、(13)表示。虽然两式不能直接应用于闭合磁路,但磁路中的磁场分布仍具有类似的规律^[19]。所以毕奥-萨伐尔定律仍可以作为修正磁路模型的“型函数”。需要注意的是,在引入毕奥-萨伐尔定律后,不应改变 GMM 棒处的平均磁场强度,所以需要式(10)、(13)分别进行归一化处理,归一化后可表示为:

$$\begin{cases} \Psi_{1b}(z) = \frac{H_b}{\bar{H}_b} \\ \Psi_{1e}(z) = \frac{H_e}{\bar{H}_e} \end{cases}, \quad (18)$$

式中: \bar{H}_b 和 \bar{H}_e 分别为毕奥-萨伐尔定律下偏置磁场和驱动磁场在 GMM 棒上的平均值。

对永磁体磁场沿 GMM 棒轴线方向进行积分,再除以 GMM 棒的总长度,可以得到偏置磁场下 GMM 棒上的平均磁场强度 \bar{H}_b ,表示为:

$$\bar{H}_b = \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\int_{k(l_2+l_3)+l_2+l_d}^{(k+1)(l_2+l_3)+l_d} H_b(z) dz}{nl_3}, \quad (19)$$

其中: n 为 SGMA 中的基本单元数, k 为 $1 \sim n$ 之间的整数。同时,对于式(19)中的任一定积分,可

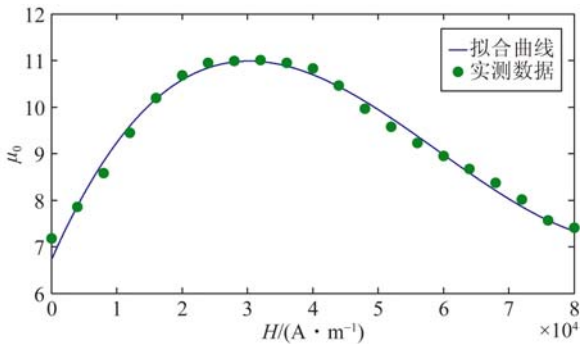


图 6 GMM 棒 $B(H)$ 实测数据及拟合曲线

Fig. 6 Measurement data for GMM rod $B(H)$ and its corresponding fitted curve

此时,拟合曲线的函数关系为:

$$\mu_3 = -3.9756 \times 10^{-14} \bar{H}_3^3 - 7.0657 \times 10^{-9} \bar{H}_3^2 + 3.1862 \times 10^{-4} \bar{H}_3 + 6.7146. \quad (16)$$

将式(16)代入式(15),即可求得 \bar{H}_3 。不难看出, \bar{H}_3 是偏置磁场和驱动磁场的叠加,表示为:

$$\bar{H}_3 = \bar{H}_{3b} + \bar{H}_{3e}, \quad (17)$$

以表示为:

$$\int_{k(l_2+l_3)+l_2+l_d}^{(k+1)(l_2+l_3)+l_d} H_b(z) dz = \sum_{j=0}^n \frac{M_j}{2} \left\{ \sqrt{[L_c - b - j(l_2 + l_3)]^2 + r^2} - \sqrt{[L_c - b - j(l_2 + l_3) - l_2]^2 + r^2} - \sqrt{[L_c - a - j(l_2 + l_3)]^2 + r^2} + \sqrt{[L_c - a - j(l_2 + l_3) - l_2]^2 + r^2} \right\}, \quad (20)$$

其中 a 和 b 可以表示为:

$$\begin{cases} a = L_c - k(l_2 + l_3) - l_2 - l_d \\ b = L_c - (k+1)(l_2 + l_3) - l_d \end{cases}. \quad (21)$$

仿照式(19),可得驱动磁场作用下 GMM 棒上的平均磁场强度,表示为:

$$\bar{H}_e = \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\int_{k(l_2+l_3)+l_2+l_d}^{(k+1)(l_2+l_3)+l_d} H_e(z) dz}{nl_3}. \quad (22)$$

对于式(22)中的任一定积分,可以表示为:

$$\int_{k(l_2+l_3)+l_2+l_d}^{(k+1)(l_2+l_3)+l_d} H_e(z) dz = \frac{NI}{2L_c(r_2 - r_1)} \left\{ \frac{a^2}{2} \ln \frac{r_2 + \sqrt{a^2 + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{a^2 + r_1^2}} + \frac{(L_c - b)^2}{2} \ln \frac{r_2 + \sqrt{(L_c - b)^2 + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{(L_c - b)^2 + r_1^2}} - \left[\frac{b^2}{2} \ln \frac{r_2 + \sqrt{b^2 + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{b^2 + r_1^2}} + \frac{(L_c - a)^2}{2} \ln \frac{r_2 + \sqrt{(L_c - a)^2 + r_2^2}}{r_1 + \sqrt{(L_c - a)^2 + r_1^2}} \right] + \left[\left(\frac{r_2 - \sqrt{b^2 + r_2^2}}{2} \right)^2 + \left(\frac{r_1 - \sqrt{a^2 + r_1^2}}{2} \right)^2 \right] + \left[\left(\frac{r_2 - \sqrt{(L_c - a)^2 + r_2^2}}{2} \right)^2 + \left(\frac{r_1 - \sqrt{(L_c - b)^2 + r_1^2}}{2} \right)^2 \right] - \left[\left(\frac{r_1 - \sqrt{b^2 + r_1^2}}{2} \right)^2 + \left(\frac{r_2 - \sqrt{a^2 + r_2^2}}{2} \right)^2 \right] - \left[\left(\frac{r_2 - \sqrt{(L_c - b)^2 + r_2^2}}{2} \right)^2 + \left(\frac{r_1 - \sqrt{(L_c - a)^2 + r_1^2}}{2} \right)^2 \right] \right\}. \quad (23)$$

此时,包含磁路分析和磁场分析的磁场分布模型可以表示为:

$$H(z) = \bar{H}_b(z) \cdot \Psi_{1b}(z) + \bar{H}_e(z) \cdot \Psi_{1e}(z). \quad (24)$$

需要注意的是,高导磁材料有凝聚磁力线的的能力,假设利用高导磁材料替代 GMM 棒处区域所用材料,则该区域内磁场均匀性将提高。若该区域为磁导率无穷大的理想导磁材料,所有磁力线应全部通过此处的导磁介质。此时,区域内磁场的不均匀度应消失。但这一点在式(24)中并没有体现,所以,式(24)应该视为 GMM 棒所处区域磁导率与空气相等时的磁场分布规律。为体现材料磁导率对磁场分布均匀性的影响,需要对“型函数” $\Psi_{1b}(z)$ 和 $\Psi_{1e}(z)$ 进行修正。由于实际磁场的均匀度与 GMM 棒所处区域材料的磁导率相关,因此将“型函数”修正为:

$$\begin{cases} \Psi_{2b}(z) = \frac{1}{\mu_{r3}^k(\bar{H}_3)} [\Psi_{1b}(z) - 1] + 1 \\ \Psi_{2e}(z) = \frac{1}{\mu_{r3}^k(\bar{H}_3)} [\Psi_{1e}(z) - 1] + 1 \end{cases}, \quad (25)$$

其中: μ_{r3} 为 GMM 在平均磁场强度 \bar{H}_3 下的相对磁导率, k 为待定常数,由于 k 反映材料对磁力线的凝聚程度,所以将其定义为凝聚因子。从式(25)可以看出,当 μ_{r3}^k 无限大时,型函数为常数 1,而当 $\mu_{r3}^k = 1$,即该处的介质为空气时, $\Psi_2(z)$ 退化为 $\Psi_1(z)$ 。

综上所述,最终的 SGMA 磁场分布模型可以表示为:

$$H(z) = \bar{H}_{3b}(z) \cdot \Psi_{2b}(z) + \bar{H}_{3e}(z) \cdot \Psi_{2e}(z). \quad (26)$$

4 SGMA 磁场分布模型分析和结构设计方法

4.1 磁场分布模型分析

通过所建立的磁场分布模型可以看出,影响 SGMA 磁场分布的因素包括永磁体参数、GMM 棒参数和线圈参数等。在本节中,将分别考察这 3 类参数对 SGMA 磁场分布的影响。其中 GMM 棒上的磁场强度是决定 SGMA 输出特性的主要因素,也是本文的主要研究对象。为简化表述,下

文中提到的磁场强度一般特指 GMM 棒上的磁场强度。取平均磁场强度 \bar{H}_3 为衡量磁场强弱的指标,同时引入磁场不均匀度函数,表示为:

$$\begin{cases} \Delta H = H_{\max} - H_{\min} \\ \eta = \frac{\Delta H}{\bar{H}_3} \end{cases}, \quad (27)$$

其中: H_{\max} 和 H_{\min} 分别为最大和最小磁场强度; ΔH 和 η 分别称为磁场的绝对不均匀度和相对不均匀度。模型分析前,先建立基准参考模型,参数如表 1 所示。

表 1 参考模型参数

Tab.1 Parameters of reference model

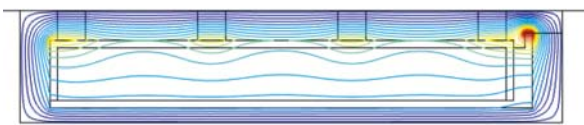
参数	意义	取值	单位
l_2	永磁体长度	3.5	mm
H_c	永磁体等效矫顽力	200	kA/m
L_{gmm}	GMM 棒总长	45	mm
n	GMM 棒段数	3	
r_1	线圈内径	5	mm
w	线圈厚度	7	mm
L_c	线圈长度	59	mm
μ_{ra}	空气相对磁导率	1	
μ_{rp}	永磁体相对磁导率	1.05	
μ_{rf}	外壳及端盖相对磁导率	800	
I	驱动电流	3	A

4.1.1 待定参数的确定

在式(9)和式(25)中,存在两个待定系数 C 和 k 。模型分析前,需先确定这两个参数的取值。鉴于有限元分析精度较高,是模拟致动器工作状态的理想工具,下面利用有限元仿真结果辨识 C 和 k 。依据参考模型建立的有限元模型如图 7 所示。



(a)有限元模型图
(a) Model of FEM analysis



(b)磁力线分布图
(b) Distribution of magnetic flux

图 7 SGMA 有限元分析图
Fig.7 FEM analysis of SGMA

从有限元分析结果可以看出,SGMA 磁场的磁力线基本被约束在了由端盖、GMM 棒、永磁体和外壳组成的闭合磁路中。由于模型较为复杂,采用 PSO 算法进行参数辨识,最终得到 $C = 0.96, k = 1.26$,参数确定后的模型计算结果与仿真结果如图 8(彩图见期刊电子版)所示。

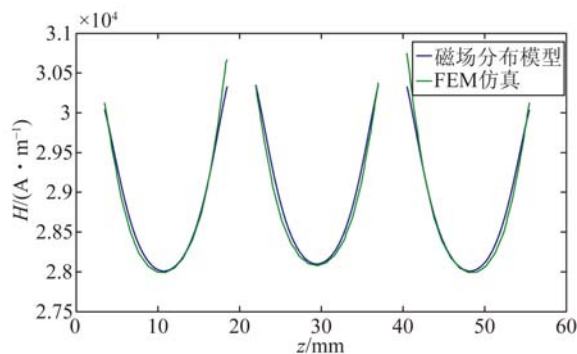


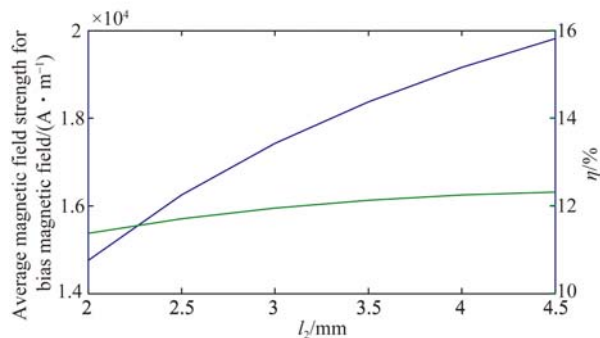
图 8 有限元仿真结果和模型计算结果对比图

Fig.8 Comparison of FEM results and calculation results

可以看出,模型计算结果和仿真结果之间有一定的吻合度,说明磁场分布模型和有限元仿真在描述 SGMA 磁场时具有一定的等价性。同时,还可以发现,靠近永磁体的区域,磁场强度较大,而远离永磁体的区域,磁场强度较小,与图 7 中的磁力线分布规律一致。

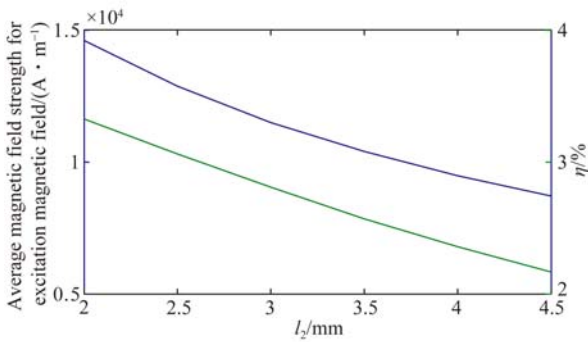
4.1.2 永磁体参数对 SGMA 磁场分布的影响

在参考模型的基础上,改变永磁体长度 l_2 ,分别考察其对偏置磁场和驱动磁场的影响,如图 9(彩图见期刊电子版)所示。



(a)永磁体长度对偏置磁场的影

(a) Influence of PMs length on bias magnetic field



(b) 永磁体长度对驱动磁场的影响

(b) Influence of PMs length on excitation magnetic field

图 9 永磁体长度对磁场的影响

Fig. 9 Influence of PMs length on two kinds of magnetic fields

由图 9 可知,当永磁体长度增加时,偏置磁场的平均磁场强度和均匀度同时增加。而对于驱动磁场,随着永磁体长度的增加,平均磁场强度和均匀度均逐渐降低。这主要因为永磁体磁导率较低,磁阻系数较高,增加永磁体长度会增大磁路中的磁阻,从而导致驱动磁场强度降低。且当 l_2 增加时,GMM 棒所处位置更接近线圈中部,这样的结构使得驱动磁场更加均匀。

等效矫顽力是衡量永磁体“磁性”强弱的重要参数,其由永磁体所处的磁路环境和自身磁化状态共同决定。其值越大,则永磁体能够提供的磁场越强。取不同的等效矫顽力进行磁场分析,结果如图 10(彩图见期刊电子版)所示。从图 10 可以看出,当永磁体等效矫顽力增加时,偏置磁场的平均强度会增加,但是偏磁的不均匀度几乎不变。因此,当需要增加偏磁强度时,选用等效矫顽力更高的永磁体比增加永磁体厚度更合理。

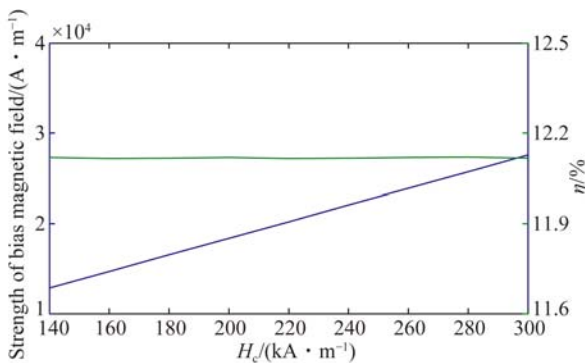


图 10 等效矫顽力对偏置磁场的影响

Fig. 10 Influence of equivalent coercivity on bias magnetic field

4.1.3 GMM 棒参数对 SGMA 磁场分布的影响

图 11(彩图见期刊电子版)是 GMM 棒总长一定时,划分段数与磁场分布特征之间的关系曲线。可以看出,若 GMM 棒段数为 1,即端部偏置式,偏磁的不均匀度大于 40%。而随着 GMM 棒段数的增加,偏磁不均匀度显著降低,当段数为 3 时,不均匀度降低至 10%左右。然而段数的增加不会影响平均磁场强度的大小,这也验证了叠堆式结构的合理性。

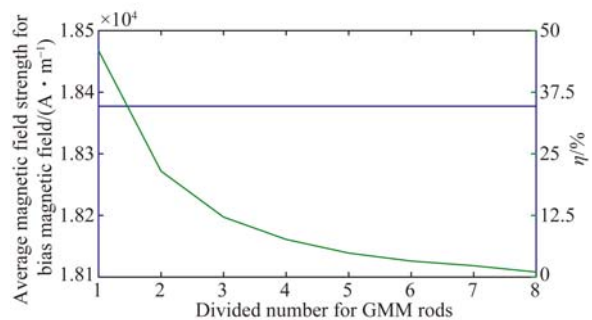


图 11 GMM 棒段数对偏置磁场的影响

Fig. 11 Influence of divided number of GMM rods on bias magnetic field

图 12(彩图见期刊电子版)为不同 GMM 棒半径下,偏置磁场的分布特点。可以看出,随着 GMM 棒半径的增加,偏置磁场的均匀度显著提高,且偏磁强度变化不大。所以,在 SGMA 结构设计时,应尽量避免选择半径过小的 GMM 棒。

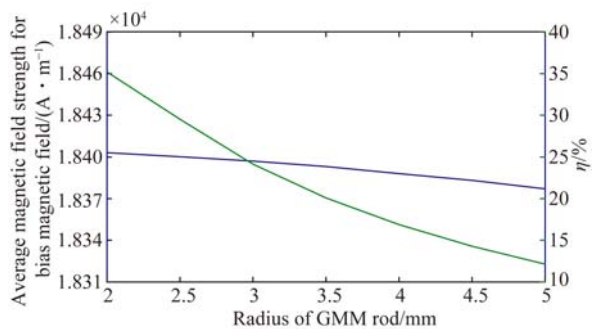


图 12 GMM 棒半径对偏置磁场的影响

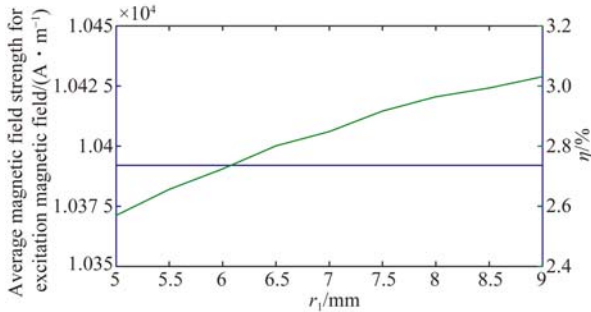
Fig. 12 Influence of radius of GMM rod on bias magnetic field

4.1.4 线圈参数对 SGMA 磁场分布的影响

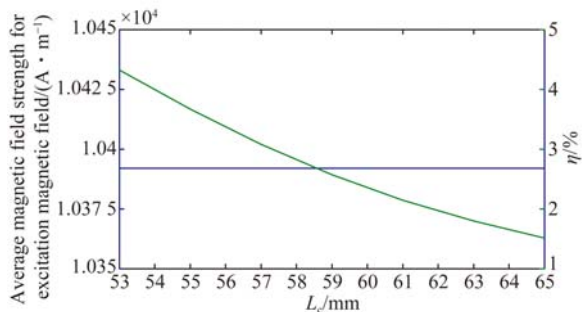
改变驱动线圈的内径和长度,分析线圈参数

对致动器磁场分布的影响,结果如图 13(彩图见期刊电子版)所示。可以看出,线圈参数的变化基

本不会影响驱动磁场大小,仅会对磁场的均匀度有微弱影响。



(a)线圈内径对驱动磁场的影响



(b)线圈长度对驱动磁场的影响

(a) Influence of inner radius of coil on excitation magnetic field (b) Influence of coil length on excitation magnetic field

图 13 线圈参数对驱动磁场的影响

Fig. 13 Influence of coil parameters on excitation magnetic field

4.2 结构设计方法

从上面的分析可以看出,相较于传统的致动器结构,SGMA 有更加均匀的磁场分布,有助于提高致动器的输出性能。但是,在实际设计时,还有一些因素需要考虑:比如 GMM 材料脆性较

大,很难将其切割成长度很小的柱体;过薄的永磁片在反向磁场中易退磁;GMM 棒和永磁体的粘接面在交变载荷下易破碎和断裂。因此,在 SGMA 设计时,应综合考虑这些因素的共同影响,图 14 展示了 SGMA 结构设计时的基本流程。

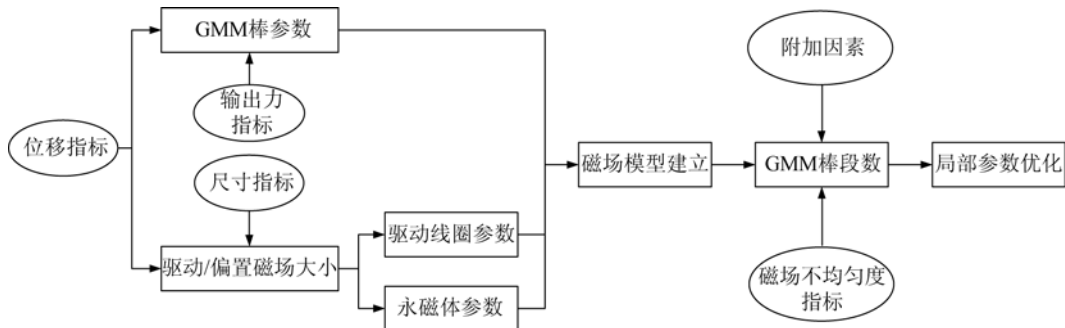


图 14 SGMA 结构设计流程图

Fig. 14 Flowchart of structure design for SGMA

5 实验验证

运用前文提出的 SGMA 设计方法,完成了 SGMA 样机制作,如图 15 所示。为验证模型和设计方法的有效性,进行了磁场和位移测试实验,测试实验装置如图 16 所示。其中,磁场强度用霍尔探头和高斯计测量;输出位移通过激光位移传感器测得,经过数据采集卡(Data Acquisition Card, DAQ)存入计算机中,方便后续的分析 and 处理。



图 15 SGMA 样机照片

Fig. 15 Prototypes of SGMA

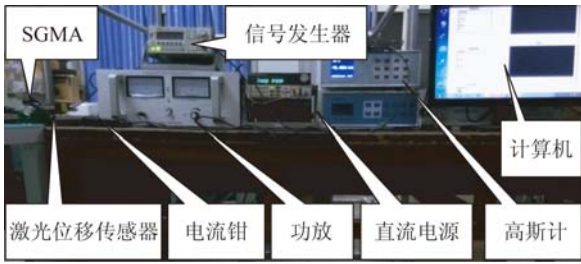


图 16 SGMA 实验装置图

Fig. 16 Experiment setup of SGMA

5.1 磁场强度测试

当测量 GMM 棒上的磁场强度时,从每段 GMM 棒的左端面开始,取等间隔的 5 个点为测试点,则整个 SGMA 共有 15 个测试点,从左至右标号为 1,2,⋯,15。当驱动电流为 3A 时,测得的实验结果如图 17 所示。可以看出,实验曲线与模型计算结果具有相同的变化趋势。

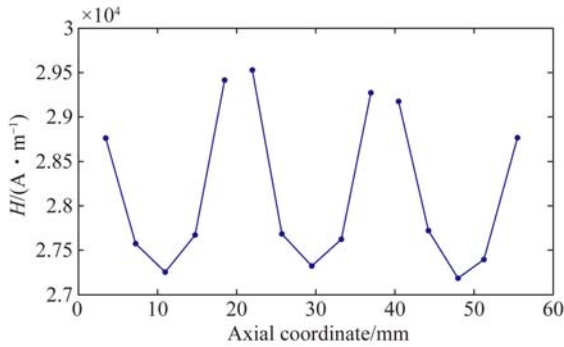


图 17 SGMA 磁场分布曲线

Fig. 17 Distribution curves of magnetic field for SGMA

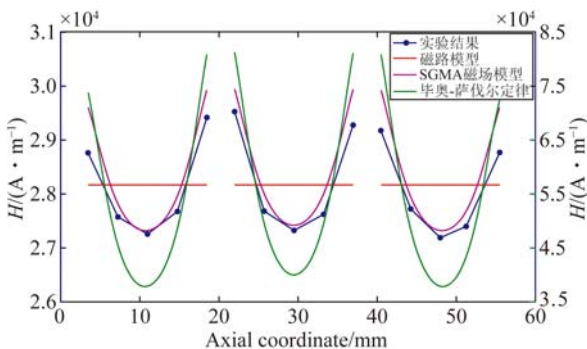


图 18 实验所得磁场分布及各模型计算结果比较图

Fig. 18 Comparison of magnetic fields acquired by experiment and different models

同样采用 PSO 算法辨识模型中的待定参数 C 和 k ,得到的结果为 $C=0.94, k=1.19$ 。图 18 (彩图见期刊电子版)比较了实验结果与 SGMA 磁场模型计算结果、传统磁路模型计算结果和毕

奥-萨伐尔定律计算结果。可以看出,本文所建立的磁场分布模型能够准确地预测 SGMA 中的磁场分布规律,最大误差控制在 4% 以内,具有较高的精度。

5.2 位移测试

上文通过实验证明了磁场分布模型在描绘 SGMA 磁场分布时具有高精度。由于 GMA 通常应用于输出位移和力的场合,所以器件的输出位移和输出力通常是研究中的主要关注点。为验证磁场分布模型对 SGMA 最终输出的预测能力,进行了位移测试实验。在磁场模型的基础上引入 J-A 模型和二次畴转模型计算 GMM 棒上不同位置处的应变。将 SGMA 视为单自由度振动系统,则 GMM 棒应变和致动器输出位移的关系可以表示为:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = AE\lambda_t, \quad (28)$$

其中: m 为 SGMA 的等效质量, c 为等效阻尼, k 为等效刚度, A 为 GMM 棒的横截面积, E 为 GMM 的弹性模量, λ_t 为 GMM 总应变, λ_t 可以表示为:

$$\lambda_t = \frac{\int_{L_{gmm}} \lambda dl}{L_{gmm}}, \quad (29)$$

其中: λ 为 GMM 棒不同位置处的应变, L_{gmm} 为致动器中 GMM 棒的总长度。

给 SGMA 通入 $-5 \sim 5$ A 的直流电流,当达到稳态时,致动器中各部件的速度和加速度均为零。此时,有 $x = AE\lambda_t/k$ 。与图 18 类似,图 19 (彩图见期刊电子版)比较了实验结果以及磁场分布模型、传统磁路模型和毕奥-萨伐尔定律下 SGMA 输出位移的计算结果。可以看出,通过磁场分布模型计算出的输出位移更接近实验结果,与实验结果的误差在 5% 以下。由此证明了磁场模型对 SGMA 的最终输出有较强的预测能力。

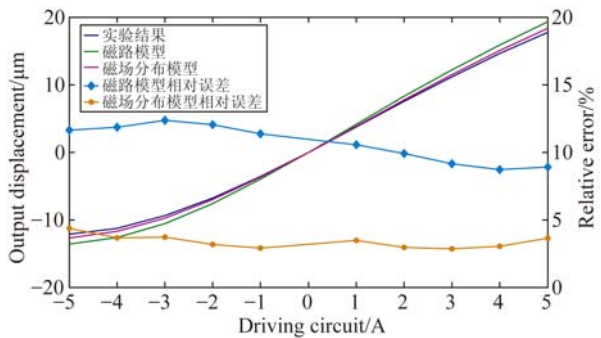


图 19 实验所得位移及各模型预测位移比较图

Fig. 19 Comparison of output displacements acquired by experiment and different models

6 结 论

为提高 GMA 偏置磁场的均匀度,并尽可能地减小其质量和体积,本文设计了叠堆式超磁致伸缩致动器(SGMA),采用永磁体和 GMM 棒交替排布的结构形式,从而可将偏置磁场的不均匀度降至 10%左右。接着,通过毕奥-萨伐尔定律对磁路模型进行修正,使建立的磁场分布模型能够准确描述 SGMA 的磁场分布规律。在该模型

中,引入漏磁系数,凝聚因子等参数,有助于提高模型精度,拓宽模型应用范围。在建立的磁场模型的基础上,讨论了永磁体参数、线圈参数和 GMM 棒参数对 SGMA 磁场分布的影响,提出了 SGMA 结构设计方法,并完成了样机制作。实验证明,相比于其他模型,所建立的磁场分布模型能够更加准确地描绘 SGMA 的磁场分布规律,最大相对误差低于 4%。与此同时,该磁场分布模型也有助于提高 SGMA 输出位移的预测精度,对位移的预测误差在 5%以下。

参考文献:

- [1] YANG ZH SH, HE ZH B, LI D W, *et al.*. Direct drive servo valve based on magnetostrictive actuator: multi-coupled modeling and its compound control strategy [J]. *Sensors and Actuators: Physical*, 2015, 235: 119-130.
- [2] LIU H F, WANG S J, ZHANG Y. Study on the giant magnetostrictive vibration-power generation method for battery-less tire pressure monitoring system [J]. *Journal of Mechanical Engineering Science*, 2015, 229(9): 1639-1651.
- [3] 张雷, 鄒义杰, 刘孝亮, 等. 用于异形孔精密加工的超磁致伸缩构件的线性化迟滞建模[J]. *光学精密工程*, 2012, 20(2): 287-295.
ZHANG L, WU Y J, LIU X L, *et al.*. Linearity hysteresis model of giant magnetostrictive components for non-cylindrical hole precision machining [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2012, 20(2): 287-295. (in Chinese)
- [4] 翟鹏, 肖博涵, 贺凯, 等. 超磁致伸缩致动器的复合反馈控制及其在变椭圆销孔精密加工中的应用[J]. *光学精密工程*, 2016, 24(6): 1389-1398.
ZHAI P, XIAO B H, HE K, *et al.*. Composite backward control for GMA and its application in high precision machining of variable ellipse pinhole [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2016, 24(6): 1389-1398. (in Chinese)
- [5] 贾振元, 郭东明. 超磁致伸缩微位移执行器原理与应用[M]. 北京: 科学出版社, 2008.
JIA ZH Y, GUO D M. *Theory and Application of Giant Magnetostrictive Micro displacement Actuator* [M]. Beijing: Science Press, 2008. (in Chinese)
- [6] XUE G M, HE ZH B, LI D W, *et al.*. Analysis of the giant magnetostrictive actuator with strong bias magnetic field [J]. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2015, 394: 416-421.
- [7] SMITH R C. Inverse compensation for hysteresis in magnetostrictive transducers [R]. *Center for Research in Scientific Computation Department of Mathematics, Raleigh, NC*, 1998.
- [8] YANG ZH SH, HE ZH B, LI D W, *et al.*. Bias magnetic field of stack giant magnetostrictive actuator: design, analysis and optimization [J]. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2016: 1-13.
- [9] HALL D L. *Dynamics and vibrations of magnetostrictive transducers* [D]. Ames Iowa: Iowa State University, 1994.
- [10] WANG X Y, WU J J, JIA ZH Y, *et al.*. Mechanical and magnetic analysis of giant magnetostrictive transducer [J]. *Applied Mechanics and Materials*, 2011, 79: 166-171.
- [11] 杨远飞, 张天丽, 蒋成保. 用于 GMA 的新型永磁偏置闭合磁路[J]. *北京航空航天大学学报*, 2012, 38(12): 1682-1685.
YANG Y F, ZHANG T L, JIANG CH B. Novel closed magnetic circuit with permanent biased for giant magnetostrictive actuator [J]. *Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics*, 2012, 38(12): 1682-1685. (in Chinese)
- [12] ZHANG H, ZHANG T L, JIANG CH B. Design of a uniform bias magnetic field for giant magnetostrictive actuators applying triple-ring magnets [J]. *Smart Materials and Structures*, 2013, 22(11): 115009-115014.
- [13] 牟星, 唐海军, 高学绪, 等. 超磁致伸缩致动器中偏置磁场的有限元模拟[J]. *磁性材料及器件*, 2014, 45(4): 6-10.
MOU X, TANG H J, GAO X X, *et al.*. Finite element modeling of magnetic bias field for magnetostrictive actuator [J]. *Journal of Magnetic Materials and Devices*, 2014, 45(4): 6-10. (in Chinese)
- [14] STACHOWIAK D. The influence of magnetic bias and prestress on magnetostriction characteristics of a giant magnetostrictive actuator [J]. *Przegląd*

- Elektrotechniczny*, 2013, 89:233-236.
- [15] 杨旭磊, 朱玉川, 费尚书, 等. 超磁致伸缩电静液作动器磁场分析与优化[J]. *航空动力学报*, 2016, 31(9):2210-2217.
YANG X L, ZHU Y CH, FEI SH SH, *et al.*. Magnetic field analysis and optimization of giant magnetostrictive electro-hydrostatic actuator [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2016, 31(9):2210-2217. (in Chinese)
- [16] IDZIAK P, KOWALSKI K, NOWAK L, *et al.*. FE transient analysis of the magnetostrictive actuator [J]. *International Journal of Applied Electromagnetics and Mechanics*, 2011, 51 (s1): S81-S87.
- [17] 刘慧芳, 王汉玉, 王洁, 等. 精密磁致伸缩致动器的动态非线性多场耦合建模[J]. *光学 精密工程*, 2016, 24(5):1128-1137.
- LIU H F, WANG H Y, WANG J, *et al.*. Modeling of dynamic nonlinear multi-field coupling for precision magnetostrictive actuator [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2016, 24(5):1128-1137. (in Chinese)
- [18] XUE G M, ZHANG P L, HE ZH B, *et al.*. Revised reluctance model of the axial magnetic intensity within giant magnetostrictive rod [J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers Part C: Journal of Mechanical Engineering Science*, 2016, 203-210:1-12.
- [19] UMENEI A E, MELIKHOV Y, JILES D C. Analytic solution for variations of magnetic fields in closed circuit; examination of deviations from the "standard" Ampere Law equation [J]. *IEEE Transactions on Magnetics*, 2011, 47(4):734-737.

作者简介:



何忠波(1968—),男,吉林长春人,教授,博士生导师,1991年于军械工程学院获得学士学位,2004年于北京理工大学获得博士学位,主要从事智能材料及应用方面的研究。E-mail: hzb_hcl_xq@sina.com



荣策(1992—),男,河北辛集人,硕士研究生,2015年于军械工程学院获得学士学位,主要从事超磁致伸缩致动器及驱动技术研究。E-mail: rongc1102@sohu.com