

# 考虑微磁芯磁阻的分布参数微梁执行器 小信号宏模型\*

方玉明<sup>1,2</sup> 黄庆安<sup>1</sup> 李伟华<sup>1</sup>

(1 东南大学 MEMS 教育部重点实验室, 南京 210096)

(2 南京邮电学院信息工程系, 南京 210003)

**摘要:** 以多级弯曲磁微梁执行器为研究对象, 先采用梁的模态函数线性组合来逼近梁的变形曲线, 然后利用磁路定律, 考虑了在宏观磁执行器中忽略的磁芯磁阻, 建立了考虑力-磁耦合的非线性方程组, 克服了以往的磁微执行器模型不能考虑力-磁耦合, 而且忽略磁芯磁阻的缺点. 计算结果与实验数据及有限元计算结果对比表明, 文中的模型有足够的精度, 可以作为宏模型使用.

**关键词:** 多级曲折磁芯微梁执行器; 力-磁耦合; 宏模型; 悬臂梁

EEACC: 2575; 8460

中图分类号: TN402; TN405

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2005)08-1599-06

## 1 引言

磁驱动微执行器具有响应速度快、作用力大、驱动电压低等优点, 因此, 尽管在制造工艺等方面存在困难, 但仍然得到人们的格外重视. 近年来, 人们提出了多种磁微执行器/ 执行器<sup>[1~8]</sup>, 其中, Ahn 提出的多级弯曲磁芯微梁执行器具有良好的应用前景<sup>[3]</sup>. 与静电执行器类似, 磁微梁执行器中的磁场力与微梁的弹性变形耦合, 是典型的与弹性变形相关的非线性力. 但同静电执行器已有的详尽模型<sup>[9~15]</sup>相比, 目前的磁微梁执行器的模型<sup>[2~4]</sup>过于简单, 不能满足需要. Tilmans 提出了基于结构模态函数的分布参数力-磁耦合宏模型<sup>[12]</sup>, 但该模型忽略了磁芯磁阻. 对于宏观器件, 由于磁芯磁导率远大于磁隙中的空气磁导率, 磁芯磁阻相对于磁隙磁阻很小, 可以忽略. 但对于磁微执行器, 微磁芯磁阻是不可忽略的<sup>[3,4]</sup>. Ahn 虽然提出了考虑微磁芯磁阻的理论计算模型<sup>[3]</sup>, 但他忽略了弹性变形-磁耦合, 将梁的弹性变形与磁场力分开计算, 在梁的弹性变形量与磁隙相比很小的情况下, 有良好的近似精度<sup>[3]</sup>, 而且该模型只是一个集中参数模型. Nami 提出了一个考

虑微磁芯磁阻的耦合模型<sup>[4]</sup>, 但该模型也只是一个低精度的集中参数模型.

针对分布参数多级弯曲磁微梁执行器, 虽然我们曾给出了一种宏模型<sup>[16]</sup>, 但该模型也没有考虑磁芯磁阻. 本文提出一个考虑微磁芯磁阻和弹性变形-磁耦合的有足够精度的且相对简单的分布参数宏模型. 采用梁的模态函数线性组合来逼近梁的变形曲线, 并利用磁路定律, 考虑了微磁芯磁阻, 首次建立了考虑弹性变形-磁耦合的方程组. 将计算结果与文献<sup>[3]</sup>中的实验数据及有限元计算结果对比表明, 当只用第一阶模态函数时, 模型就已具有相当的精度; 当用前二阶模态函数时, 模型有足够的精度, 可以作为宏模型使用.

## 2 考虑微磁芯磁阻的微梁执行器力-磁耦合小信号模型

图 1 是多级弯曲磁微梁执行器的结构示意图<sup>[3]</sup>. 图中, 磁芯的一部分作为感应部分制作在硅基底上, 磁芯的另一部分则作为执行器的执行部分, 其力学模型是一等截面悬臂梁, 见图 2. 上下极板重叠部分长度为  $L - L_{ol}$ . 当线圈通上电流  $I_A = I_0 + i(t)$

\* 国家高技术研究发展计划(批准号:2002AA431010)和江苏省高校自然科学基金研究计划(批准号:03 KJB510089)资助项目

2004-12-31 收到, 2005-02-15 定稿

©2005 中国电子学会

时,悬臂梁(上极板)在磁场力作用下发生弯曲,其中,  $I_0$  是直流偏置电流强度,  $i(t)$  是交变信号,一般  $I_0 \gg i(t)$ . 不考虑边缘效应,梁的运动方程可以写为

$$bh \frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} + c \frac{\partial y(x,t)}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 y(x,t)}{\partial x^4} = f(x, y(x, t), t) \quad (1)$$

式中  $E$  为弹性模量;  $I$  为梁的截面惯性矩;  $\rho$  为梁的密度;  $c$  是阻尼;  $b$  为梁的宽度;  $h$  为梁的厚度;  $f(x, y, t)$  为作用于梁的磁场分布力,它不仅沿梁的长度方向( $x$  向)分布而且还与梁的弹性变形量  $y$  有关. 设梁的位移  $y(x, t)$  由前  $N$  阶线性模态组合而成,则其解可以写为

$$y(x, t) = Y_0(x) + \sum_{m=1}^N \phi_m(x) q_m(t) \quad (2)$$

其实质是用前  $N$  阶模态函数的线性组合来逼近梁受磁场力时的变形曲线,  $N$  个系数  $q_m$  是待求解的未知量. (2) 式中,  $Y_0(x)$  是微梁在直流偏置电流  $I_0$  作用下的挠曲线,  $\phi_m(x)$  是梁在  $Y_0(x)$  处的线性模态函数.

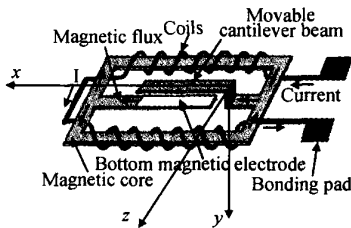


图 1 多级弯曲磁微梁执行器结构示意图<sup>[3]</sup>

Fig. 1 Schematic diagram of a multilevel meander magnetic microactuator

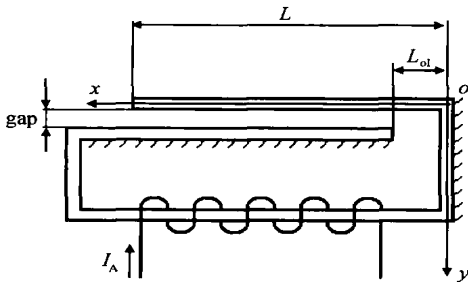


图 2 磁微梁执行器力学模型

Fig. 2 A mechanical model of a multilevel meander magnetic microactuator

将(2)式代入(1)式,利用模态函数的正交

性<sup>[17]</sup>,并考虑到在梁的  $x$  方向  $0 \sim L_{01}$  处无磁场力作用,可以得到如下  $N$  个方程组成的方程组

$$m_i \ddot{q}_i(t) + c_i \dot{q}_i(t) + k_i q_i(t) + \int_0^L \phi_i(x) \frac{\partial^4 Y_0(x)}{\partial x^4} dx = \int_0^L \phi_i(x) f(x, y, t) dx = \int_{L_{01}}^L \phi_i(x) f(x, y, t) dx \quad i = 1, \dots, N \quad (3)$$

式中  $m_i$  是第  $i$  阶模态质量,  $m_i = bh \int_0^L \phi_i^2(x) dx$ ;  $k_i$  是第  $i$  阶模态刚度,  $k_i = EI \int_0^L \phi_i(x) \frac{\partial^4 \phi_i(x)}{\partial x^4} dx$ ;  $c_i = c \int_0^L \phi_i^2(x) dx$ . 为了计算(3)式右边的积分项(模态

磁场力),将梁在长度方向磁场力作用区间  $[L_{01}, L]$  内分为  $M$  等分,分段长度  $\Delta x = (L - L_{01})/M$ ,分段点  $x$  向坐标分别为:  $x_0 = L_{01}, x_1 = L_{01} + \frac{L - L_{01}}{M}, x_2 = L_{01}$

$+ 2 \times \frac{L - L_{01}}{M}, \dots, x_M = L$ . 在每个分段内,将梁视为与  $x$  轴平行,磁场力在每个分段内分别视为均匀分布,相应的弹性变形量( $y$  方向位移)由两个分段点的弹性变形量做线性插值得到,则(3)式写为

$$m_i \ddot{q}_i(t) + c_i \dot{q}_i(t) + k_i q_i(t) + \int_0^L \phi_i(x) \frac{\partial^4 Y_0(x)}{\partial x^4} dx = \sum_{j=1}^M \phi_i \left( \frac{x_{j-1} + x_j}{2} \right) \times f \left[ \frac{x_{j-1} + x_j}{2}, \frac{y(x_{j-1}) + y(x_j)}{2} \right] \quad i = 1, \dots, N \quad (4)$$

式中

$$x = \frac{x_{j-1} + x_j}{2}; \quad y = \frac{y(x_{j-1}) + y(x_j)}{2} = \frac{Y_0(x_{j-1}) + Y_0(x_j)}{2} + \frac{\sum_{m=1}^N \phi_m(x_{j-1}) q_m(t) + \sum_{m=1}^N \phi_m(x_j) q_m(t)}{2}$$

现在计算磁场力.磁路中的总能量为<sup>[3,4]</sup>

$$W_{\text{mag}} = \frac{n^2 I_a^2}{2(R_{\text{core}} + R_{\text{gap}})} \quad (5)$$

式中  $n$  为线圈匝数.磁路中磁芯的磁阻  $R_{\text{core}} = \frac{l_{\text{core}}}{\mu A_c}$ ,  $l_{\text{core}}$  为磁芯长度,  $A_c$  为磁芯截面积,  $\mu$  为磁芯磁导率,极板间磁阻为  $R_{\text{gap}}$ . 由于极板(梁)在长度方向被分为  $M$  段,每个分段内的梁视为与  $x$  轴平行,所以极板可以看作由  $M$  个小极板构成.忽略边缘效应,对于第  $j$  个小极板,根据磁路定律<sup>[8]</sup>可以得到其磁阻为

$$R_j(q_1(t), q_2(t), \dots, q_N(t)) = \frac{Mg}{\mu_0 A_g} - M \frac{Y_0(x_{j-1}) + Y_0(x_j) + \sum_{m=1}^N \phi_m(x_{j-1}) q_m(t) + \sum_{m=1}^N \phi_m(x_j) q_m(t)}{2\mu_0 A_g} \quad (6)$$

式中  $A_g = b(L - L_{ol})$  为上下极板重合面积,  $b$  为极板宽度, 则  $M$  个小极板磁阻并联构成的总磁阻就是  $R_{gap} = \left[ \sum_{j=1}^M \frac{1}{R_j} \right]^{-1}$ . 根据能量与作用力之间的关系<sup>[4]</sup>可以得到作用于第  $j$  个小极板的磁场力为

$$f\left(\frac{x_{j-1} + x_j}{2}, \frac{y(x_{j-1}) + y(x_j)}{2}, t\right) = \frac{\partial W_{mag}}{\partial \left(\frac{y(x_{j-1}) + y(x_j)}{2}\right)} = \frac{n^2 I_A^2 R_{gap}^2}{2(R_{core} + R_{gap})^2} \times \frac{M}{\mu_0 A_g R_j^2} \quad (7)$$

$R_j, R_{gap}$  是  $N$  个系数  $q_i$  的函数, 将 (7) 式代入 (4) 式就得到了关于这  $N$  个系数  $q_i(t)$  的  $N$  阶非线性方程组

$$m_i \ddot{q}_i(t) + c_i \dot{q}_i(t) + k_i q_i(t) + \int_0^L \phi_i(x) \frac{\partial^4 Y_0(x)}{\partial x^4} dx =$$

$I_A^2 F_i(q_1(t), q_2(t), \dots, q_N(t)), \quad i = 1, \dots, N \quad (8)$   
式中

$$F_i(q_1(t), q_2(t), \dots, q_N(t)) = \frac{M n^2 R_{gap}^2}{2\mu_0 A_g (R_{core} + R_{gap})^2} \times \left( \sum_{j=1}^M \frac{\phi_j(x_{j-1} + x_j)}{R_j^2} \right).$$

求解方程 (8), 可以得到  $N$  个模态坐标响应  $q_i(t)$ .

当分段数目  $M$  为无穷大时,  $d = (L - L_{ol})/M = dx$ , 则有  $\frac{A_g}{M} = bdx, \quad x = \frac{x_{j-1} + x_j}{2}, \quad y(x) = \frac{y(x_{j-1}) + y(x_j)}{2}, \quad R_j(q_1(t), q_2(t), \dots, q_N(t)) = \frac{g - y(x)}{\mu_0 b dx}, \quad R_{gap} = \left[ \sum_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{g - y(x)} \right]^{-1}$ .

在通常的宏观器件中(非 MEMS 器件), 磁芯磁阻  $R_{core}$  远远小于磁隙磁阻  $R_{gap}$ , 近似为 0. 则 (7) 式写为

$$f(x, y(x), t) dx = \frac{n^2 I_A^2 \mu_0 b}{2(g - y(x))^2} dx \quad (9)$$

将 (9) 式代入 (1) 式, 并考虑到  $I_A = I_0 + i(t), y(x, t) = Y_0 + \hat{y}(x, t)$ , 得

$$bh \frac{\partial^2 \hat{y}}{\partial t^2} + c \frac{\partial \hat{y}}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 \hat{y}}{\partial x^4} = \frac{n^2 (I_0 + i(t))^2}{2} \times \frac{\mu_0 b}{(g - (Y_0 + \hat{y}(x, t)))^2} \quad (10)$$

由于  $i(t) \ll I_0$ , 而且变形量  $\hat{y}(x, t)$  也很小, 则将上式右边在  $(I_0, Y_0)$  处做 Taylor 展开取线性项, 再考虑到  $Y_0$  就是对应于直流偏置量  $I_0$  的静态位移, 则可化简上式得到小信号模型

$$bh \frac{\partial^2 \hat{y}}{\partial t^2} + c \frac{\partial \hat{y}}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 \hat{y}}{\partial x^4} = \frac{n^2 I_0 \mu_0 b}{(g - Y_0(x))^2} i(t) + \frac{n^2 I_0^2 \mu_0 b}{(g - Y_0(x))^3} \hat{y}(x, t) \quad (11)$$

该式与 Tilmans 的结论完全相同<sup>[12]</sup>.

但在 MEMS 器件中, 工艺原因使得  $R_{core}$  相对  $R_{gap}$  不能忽略<sup>[4]</sup>, 则 (7) 式写为

$$f(x, y, t) dx = \frac{n^2 I_A^2 \left[ \int_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{g - y(x)} \right]^{-1}}{2(R_{core} + \left[ \int_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{g - y(x)} \right]^{-1})^2} \times \frac{\mu_0 b}{(g - y(x))^2} dx \quad (12)$$

同样, 将 (12) 式代入 (1) 式, 并将上式右边在  $(I_0, Y_0)$  处做 Taylor 展开取线性项, 再考虑到  $Y_0$  就是对应于直流偏置量  $I_0$  的静态位移, 得到考虑  $R_{core}$  的磁微梁执行器小信号模型

$$bh \frac{\partial^2 \hat{y}}{\partial t^2} + c \frac{\partial \hat{y}}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 \hat{y}}{\partial x^4} = \frac{n^2 I_0}{(R_{core} \int_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{g - Y_0(x)} + 1)^2} \times \frac{\mu_0 b}{(g - Y_0(x))^2} i(t) + \left[ \frac{1}{(R_{core} \int_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{g - Y_0(x)} + 1)^2} \times \frac{n^2 I_0^2 \mu_0 b}{(g - Y_0(x))^3} - \frac{n^2 I_0^2 R_{core} \int_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{(g - Y_0(x))^2}}{(R_{core} \int_{L_{ol}}^L \frac{\mu_0 b dx}{g - Y_0(x)} + 1)^3} \times \frac{\mu_0 b}{(g - Y_0(x))^2} \right] \hat{y} \quad (13)$$

### 3 算例

#### 3.1 微梁静态位移的计算

为了检验本文计算模型的精度, 采用文献[3]中的多层弯曲磁微梁执行器参数(见表 1), 将本文的计算结果与文献[4]的实验测量结果做对比. 由于文

献[4]只给出了静态结果,即令  $i(t) = 0$ ,  $I_0$  从 0.2A 开始一直加到 0.9A,而且梁的初始位置  $Y_0 = 0$ ,所以本文也将计算静态值.

表 1 多层弯曲磁微梁执行器参数<sup>[3]</sup>

Table 1 Parameters of the magnetic microactuator

参数	数值
极板间距, $g$	10 $\mu\text{m}$
梁宽度, $w$	25 $\mu\text{m}$
梁厚度, $t$	2.5 $\mu\text{m}$
梁长度, $L$	780 $\mu\text{m}$
极板重叠长度, $L - L_{ol}$	770 $\mu\text{m}$
梁弹性模量, $E$	2.06 $\times 10^8$ Pa
线圈匝数, $n$	17
磁心长度, $L_{core}$	2400 $\mu\text{m}$
真空磁导率, $\mu_0$	4 $\times 10^{-7}$ H/m
磁心相对磁导率, $\mu_r$	500

将以上各式中与时间有关的量略去,采用悬臂梁未变形 ( $Y_0 = 0$ ) 时模态函数,由(8)式得静态模型 ( $N$  阶非线性方程组)

$$k_i q_i = I_0^2 F_i(q_1, q_2, \dots, q_N), i = 1, \dots, N \quad (14)$$

对于不同的电流强度  $I_0$ ,求解方程(14),可以得到  $N$  个模态坐标静态值  $q_i$ ,再按(2)式即可得到对应梁的变形曲线.

以文献[3]中的悬臂梁端点 ( $x = L$ ) 处的弹性变形量实验测量结果为准,将本文的计算结果 ( $x = L$  处)与其对比,如图3所示.由图可见,当梁位移小于 5 $\mu\text{m}$  时,三条曲线基本重合.当梁位移大于 6 $\mu\text{m}$  时,带三角及带方框的曲线仍然几乎重合,但带加号的曲线与带三角及带方框的曲线明显不重合.这说明在梁位移很小时,模态数目  $N$  和积分分段数目  $M$  对计算结果影响较小;当梁位移较大时,模态数目  $N$  的多少对计算结果有较明显的影响,而积分分段数目  $M$  的多少对计算结果的影响不显著.这是由于梁的变形(不大于极板间距 10 $\mu\text{m}$ ) 相对梁的长度 780 $\mu\text{m}$  非常小,梁的变形曲线几乎是一条直线,所以积分分段数目  $M$  对计算结果影响较小.

由图3还可见,当电流  $I_0 < 0.8\text{A}$  时,本文的计算结果与实验测量结果吻合得较好.从电流  $I_0 > 0.8\text{A}$  开始,实验结果中,磁芯  $B-H$  的非线性影响开始出现,磁路开始逐渐饱和<sup>[4]</sup>,由此产生的磁场力增加量也逐渐减小.所以本文结果与实验结果偏差开始增大.从图中还可见到模态数  $N$  取为 2,积分分段数目  $M$  取为 5 时的计算结果更精确.

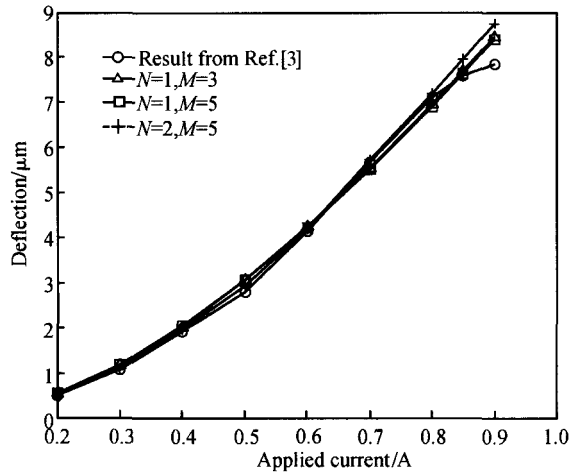


图 3 计算结果与实验结果<sup>[3]</sup>对比

Fig.3 Comparison of the micrbeam tip deflection using our mode results and experimental results with that obtained in Ref. [3]

### 3.2 微梁所受的磁场力计算

得到微梁在直流电流作用下的静态位移后,利用(6),(7)式可以计算微梁所受的磁场合力.为了比较本文的计算精度,我们采用了文献[4]中所提的有限元法(ANSYS)近似计算微梁所受的磁场合力.图4是计算结果.从图中可见,当电流较小时,四条曲线几乎完全重合;当电流较大时,按文献[4]中所提的近似法的计算结果和  $N = 2, M = 5$  的计算曲线依然近似重合, $N = 1, M = 3$  和  $N = 1, M = 5$  时的曲线

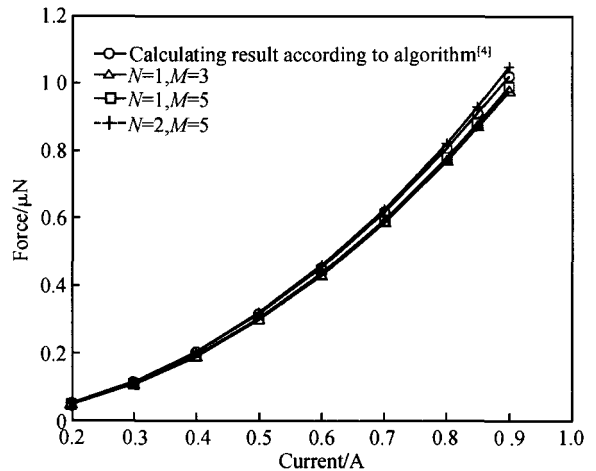


图 4 微梁所受的磁场合力

Fig.4 Comparison of the total magnetic force acting on the cantilever microbeam using our mode results and an approximation algorithm results<sup>[4]</sup>

果和  $N = 2, M = 5$  的计算曲线有较明显地分离. 这说明, 当电流较小时, 模态数目  $N$  和积分分段数目  $M$  对计算结果影响较小; 当电流较大时, 模态数目  $N$  比积分分段数目  $M$  对计算结果影响更明显, 模态数目  $N$  越多, 计算精度显然越高, 而积分分段数目  $M$  对计算结果影响较小, 原因如前所述. 图中, 采用有限元法计算磁场能量时, 忽略了  $B$  和  $H$  的非线性影响, 所以得到的磁场力随着电流的增大而增大.

## 4 小结

提出一个考虑微磁芯磁阻和弹性变形-磁耦合的有足够精度的且相对简单的宏模型. 采用梁的模态函数线性组合来逼近梁的变形曲线, 将求模态磁场力的积分项分段求积, 并利用磁路定律, 考虑了微磁芯磁阻, 首次建立了考虑弹性变形-磁耦合的非线性方程组. 方程组的复杂程度(阶数)由所取的模态阶数决定. 计算结果同文献[3]的实验数据及有限元计算结果对比表明, 当只用第一阶模态函数时(方程阶数为一), 模型就已具有相当的精度; 当用前二阶模态函数时(方程阶数为二), 模型有足够的精度, 可以作为宏模型使用.

## 参考文献

- [ 1 ] Judy J W, Muller R S. Magnetic microactuator of polysilicon flexure structures. IEEE J of Microelectromechanical Systems, 1995, 4(4): 162
- [ 2 ] Lagure L K, Brand O. Magnetic microactuators based on polymer magnets. IEEE J Microelectromechanical Systems, 1999, 8(1): 2
- [ 3 ] Ahn C H, Allen M G. A fully integrated surface micromachined magnetic microactuator with a multilevel meander magnetic core. IEEE J of Microelectromechanical Systems, 1993, 2(1): 15
- [ 4 ] Nami Z, Ahn C H, Allen M G. An energy-based design criterion for magnetic microactuators. J Micromech Microeng, 1996, 6(3): 337
- [ 5 ] Judy J W, Muller R S. Magnetic microactuation of torsional polysilicon structures. Sensors and Actuators A, 1996, 53: 392
- [ 6 ] Ludwig A, Quandt E. Giant magnetostrictive thin films for applications in microelectromechanical systems. J Appl Phys, 2000, 78(9): 4691
- [ 7 ] Chin T S. Permanent magnet films for applications in microelectromechanical systems. J Magn Magn Mater, 2000, 209: 75
- [ 8 ] Niarchos D. Magnetic MEMS: key issues and some applications. Sensors and Actuators A, 2003, 106: 255
- [ 9 ] Li G, Aluru N R. Linear, nonlinear and mixed-regime analysis of electrostatics MEMS. Sensors and Actuators A, 2001, 91: 278
- [ 10 ] Aluru N R, White J A. Multilevel newton method for mixed-energy domain simulation of MEMS. IEEE J Microelectromechanical Systems, 1999, 8(3): 299
- [ 11 ] Tilmans H A C. Equivalent circuit representation of electro-mechanical transducers ( ): Lumped-parameter systems. J Micromech Microeng, 1996, 7: 157
- [ 12 ] Tilmans H A C. Equivalent circuit representation of electro-mechanical transducers ( ): Distributed-parameter systems. J Micromech Microeng, 1997, 7: 285
- [ 13 ] Aluru N R, White J. An efficient numerical technique for electromechanical simulation of complicated microelectromechanical structures. Sensors and Actuators A, 1997, 58: 1
- [ 14 ] Younis M I, Abdel-Rahman E M, Nayfeh A. A reduced-order model for electrically actuated microbeam-based MEMS. IEEE J of Microelectromechanical Systems, 2003, 12(5): 672
- [ 15 ] Abdel-Rahman E M, Younis M I, Nayfeh A. Characterization of the mechanical behavior of an electrically actuated microbeam. J Micromech Microeng, 2002, 12: 759
- [ 16 ] Fang Yuming, Huang Qingan, Li Weihua. A mechanics-magnetic coupling macromodel for a magnetic microactuator with a multilevel meander. Acta Electronica Sinica, 2003, 31(12A): 2194 (in Chinese) [方玉明, 黄庆安, 李伟华. 多级弯曲微梁执行器力-磁耦合宏模型. 电子学报, 2003, 31(12A): 2194]
- [ 17 ] Meirovitch L. Elements of vibration analysis. New York: McGraw-Hill, 1975

## A Mechanical-Magnetic Coupling Macromodel for a Magnetic Microbeam Actuator \*

Fang Yuming<sup>1,2</sup>, Huang Qing'an<sup>1</sup>, and Li Weihua<sup>1</sup>

(1 Key Laboratory of MEMS of Ministry of Education, Southeast University, Nanjing 210096, China)

(2 Department of Information Engineering, NanJing University of Posts and Telecommunication, Nanjing 210003, China)

**Abstract :** A mechanical-magnetic coupling macromodel for a magnetic microactuator with a multilevel meander is presented. The deformation curve of a microbeam is approximated by linear combination of modal functions for the cantilever-beam. The integration for the magnetic force is calculated by dividing the microbeam into several intervals, and the nonlinear equation set has been developed based on the magnetic circuit principle. The complexity of the macromodel depends on the selection of modal number. In comparison with previous conventional models, this macromodel accounts for the coupling between the beam deflection and magnetic force. The macromodel is validated by comparing its result with experimental results available in some literatures.

**Key words :** magnetic microactuator with a multilevel meander ; force-magnetic coupling ; macromodel ; cantilever beam

**EEACC :** 2575 ; 8460

**Article ID :** 0253-4177(2005)08-1599-06

---

\* Project supported by the National High Technology Research and Development Program of China (No. 2002AA431010)

Received 31 December 2004, revised manuscript received 15 February 2005

©2005 Chinese Institute of Electronics