

谐振型自偏置磁电换能器的建模与性能研究*

谢冰鸿¹⁾²⁾ 徐国凯^{3)†} 雷保新³⁾ 肖绍球^{3)‡} 喻忠军¹⁾ 朱大立²⁾⁴⁾

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100094)

2) (中国科学院信息工程研究所, 北京 100085)

3) (中山大学系统科学与工程学院, 广州 510275)

4) (中国科学院大学网络空间安全学院, 北京 100049)

(2024年5月5日收到; 2024年5月27日收到修改稿)

基于磁化等效和非线性磁致伸缩本构关系, 建立了L-T模式下的自偏置磁电换能器的多物理场耦合仿真模型, 研究了弯曲、伸缩谐振模式下的磁电耦合性能. 在所建模型基础上, 制备了相应的实验样品进行测试. 实测结果与仿真数据相吻合, 从而验证了模型的准确性和有效性. 实测结果表明, Metglas/Galfenol/PZT-5A结构在伸缩谐振模式下展现出更为显著的自偏置磁电效应, 其磁电系数为 $10.7 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}$ @99.4 kHz, 磁电功率系数为 $5.01 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}$ @97.9 kHz. 无需阻抗匹配, 其有载磁电功率系数最高可达 $4.62 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}$ @99.3 kHz. 施加外部偏置磁场至25 Oe, 磁电系数可提升至 $47.06 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}$ @99.4 kHz, 磁电功率系数提升至 $82.13 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}$ @99 kHz. 进一步的仿真研究表明, 高磁导率层厚度的增加能显著提升自偏置磁电换能器的性能: 当Metglas层厚度增加至90 μm 时, 磁电系数和功率系数分别提升至原先的2.47倍和6.96倍. 自偏置磁电换能器具备减少对外部偏置磁场依赖的能力, 为磁电复合材料在低频无线功率传输系统中的应用与发展提供了新途径.

关键词: 磁电换能器, 自偏置磁电效应, 高磁导率层, 磁电功率系数**PACS:** 75.85.+t, 77.84.Lf, 85.80.Jm, 02.60.Cb**DOI:** 10.7498/aps.73.20240615

1 引言

磁电多铁材料通过正、逆磁电效应, 实现高效的磁场、电场相互转换, 因而被广泛应用于电流传感^[1,2]、能量收集^[3]和低频天线^[4-6]等领域. 磁电复合材料较单相材料具有更强的磁电效应, 相关学者通过有限元^[7-9]、等效电路^[10-12]和弹性力学^[13,14]等方法研究其性能, 并探讨外部激励^[15-17]对磁电耦合的影响. 然而, 常规磁电复合材料依赖永磁体或电磁铁提供偏置的磁场, 由此带来的噪声高、体积大、成本高等问题严重限制了小型化、高性能磁电器件的发展.

为了解决该问题, 研究人员持续探寻新型磁电复合材料, 以实现无外加偏置磁场的自偏置磁电效应, 并尝试了反铁磁-铁磁转换耦合效应^[18,19]和磁性材料的固有剩磁^[20,21]等策略. 然而, 这些方法所实现的磁电耦合效应较弱, 操作过程也相对复杂, 难以实际应用. 文玉梅等^[22,23]将高磁导率的铁基纳米晶合金(FeCuNbSiB)与磁电复合材料结合, 通过磁化梯度分布替代偏置磁场, 率先实现了自偏置磁电效应, 并提高了磁电系数和磁场灵敏度. 在理论建模方面, Chen等^[24]和Lu等^[25]建立了包含涡流效应的非线性磁电耦合模型; Shi等^[26]研究了外部激励和高磁导率层对磁电耦合性能的影响; Zhang等^[27]揭示了温度等外部条件对磁电系数的

* 国家重点研究计划(批准号: 2021YFA0716500)和国家自然科学基金(批准号: 62171487)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xugk3@mail2.sysu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: xiaoshq8@mail.sysu.edu.cn

影响. 在实验方面, Ma等^[28]优化了自偏置磁电复合材料的制备和连接方法, 拓宽了谐振带宽; Huang等^[29]通过在PZT层自由端黏接FeCuNbSiB/Ni层, 进一步提高了磁电耦合强度; Yang等^[30]则研究了非谐振条件下的自偏置逆磁电效应. 然而, 以往对磁电复合材料的研究^[22-30]多集中在结构的电压响应, 忽视了内阻抗对其输出性能的影响. 随着磁电复合结构在低频无线功率传输技术^[31-34]中作为换能器的广泛应用, 仅凭磁电系数难以全面评估其性能. 此外, 目前尚未建立完善的自偏置磁电换能器的仿真模型, 无法精确预测其电压及功率输出特性. 因此, 亟需从建模和实验两方面来共同研究自偏置磁电换能器的性能, 以推动其在无线功率传输技术中的深入应用.

借助商用仿真平台 COMSOL Multiphysics, 本文建立了自偏置磁电换能器的有限元仿真模型, 考虑了高磁导率层的等效磁化和磁致伸缩材料的非线性本构关系. 研究揭示了高磁导率层、振动模式以及外部偏置磁场对磁电系数和功率系数的重要影响. 通过调整负载电阻, 实现对弯曲、伸缩谐振模式下, 磁电效应的完整求解, 仿真数据与实测结果吻合度高. 结果表明, 高磁导率层引入的磁化梯度分布具有等效偏置磁场的作用, 而增加外部偏置磁场可进一步提升其性能. 本研究为自偏置磁电换能器在低频无线功率传输领域的应用提供了理论及实验支撑.

2 自偏置磁电换能器的多场耦合模型

如图1(a)所示, 自偏置磁电换能器由压电层、磁致伸缩层和高磁导率层三部分组成, 在空间上形成非对称结构; 整体长度为 l , 宽度为 w , 压电层、磁致伸缩层和高磁导率层的厚度分别为 t_p , t_m 和 t_f . 与磁致伸缩材料相比, 高磁导率材料具有更高的磁导率和饱和磁化强度, 因此, 自偏置磁电换能器是一种具有磁化梯度分布的复合结构. 工作在L-T模式^[26]下的磁电换能器, 压电层沿 $3(z)$ 轴方向极化, 磁致伸缩层沿 $3(x)$ 轴方向磁化, 如图1(b), (c)所示.

在交流磁场 \mathbf{H}_{ac} (// x 轴)的作用下, 磁致伸缩层通过磁致伸缩效应产生动态应变, 经界面耦合传递给压电层. 压电层则利用压电效应, 在其上、下表面产生交流电压, 从而实现磁场到电压的转换,

驱动负载完成功率的无线传输. 为了激励起磁致伸缩效应, 常规磁电换能器需要外部偏置磁场 \mathbf{H}_{dc} (// x 轴), 而在具有磁化梯度的磁电复合结构中, 高磁导率层能产生等效的自偏置磁场, 从而有效取代外部偏置, 激励起自偏置磁电效应. 接下来, 本文将从材料本构方程、物理支配方程两方面来对自偏置磁电换能器进行理论建模.

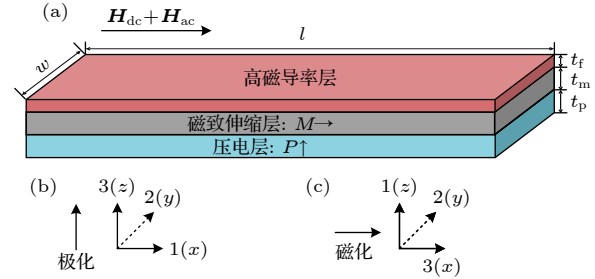


图1 (a) 自偏置磁电换能器结构示意图; (b) 压电层的局部坐标系, 与空间坐标系一致; (c) 磁致伸缩层的局部坐标系

Fig. 1. (a) Schematic diagram of a self-biased magneto-electric transducer; (b) local coordinate of the piezoelectric layer is consistent with the global coordinate; (c) local coordinate of the magnetostrictive layer.

2.1 材料本构方程

对于压电材料, 本文采用线性方程描述其本构关系, 即

$$\begin{cases} \mathbf{S} = s^E \mathbf{T} + \mathbf{d} \mathbf{E}, \\ \mathbf{D} = \mathbf{d} \mathbf{T} + \varepsilon^T \mathbf{E}, \end{cases} \quad (1)$$

其中, \mathbf{S} 和 \mathbf{T} 分别表示应变和应力张量; \mathbf{D} 和 \mathbf{E} 分别表示电位移矢量和电场矢量; s^E 是恒定电场下的弹性柔顺常数; \mathbf{d} 是压电应变常数, \mathbf{d} 表示其转置张量; ε^T 是自由介电常数.

对于磁致伸缩材料, 本文采用Liu等^[35]提出的“非线性各向同性”模型来描述本构关系, 其中, “非线性”描述其磁弹耦合与磁化性质, “各向同性”则描述其弹性劲度常数. 简单起见, 假定磁致伸缩层内部的预应力和预应变均为零, 则总应力可描述为

$$\mathbf{T} = c^H (\mathbf{S} - \mathbf{S}_{me}), \quad (2)$$

其中, c^H 是弹性劲度常数, 由杨氏模量 Y 和泊松比 ν 确定; \mathbf{S}_{me} 表示磁致伸缩应变, 具体可表达为

$$\mathbf{S}_{me} = \frac{3\lambda_s}{2} \left[\mathbf{m} \otimes \mathbf{m} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbf{m} \otimes \mathbf{m}) \mathbf{I} \right], \quad (3)$$

其中, λ_s 是饱和磁致伸缩系数; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ 表示归一化磁化强度, M_s 是饱和磁化强度, $(\mathbf{m} \otimes \mathbf{m})_{ij} =$

$m_i m_j$; \mathbf{I} 是二阶单位张量; $\text{tr}(\cdot)$ 表示矩阵的迹. 磁致伸缩材料的磁化强度 \mathbf{M} 可由以下非线性函数导出:

$$\mathbf{M} = M_s L\left(\frac{3\chi_0 |\mathbf{H}_{\text{eff}}|}{M_s}\right) \frac{\mathbf{H}_{\text{eff}}}{|\mathbf{H}_{\text{eff}}|}, \quad (4)$$

其中, $L(x) = \coth(x) - x^{-1}$ 是 Langevin 函数; χ_0 是初始磁化率; \mathbf{H}_{eff} 表示有效磁场, 具体表达为

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \frac{3\lambda_s}{\mu_0 M_s^2} \mathbf{T}_d \mathbf{M}, \quad (5)$$

其中, μ_0 是真空磁导率; $\mathbf{H} = \mathbf{B}/\mu_0 - \mathbf{M}$ 表示磁场强度, \mathbf{B} 表示磁通密度; $\mathbf{T}_d = \mathbf{T} - \text{tr}(\mathbf{T}) \mathbf{I}/3$ 表示

应力偏张量.

在一定的偏置磁场下, 以交流小信号磁场作为激励时, 由 (3) 式可以推导出磁致伸缩层在给定偏置磁化状态下的线性响应, 即

$$\begin{cases} \mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + \mathbf{m}_{\text{ac}}, \\ \mathbf{S}_{\text{me}} = \mathbf{S}_{\text{me},0}(\mathbf{m}_0) + \mathbf{S}_{\text{me},\text{ac}}(\mathbf{m}_0, \mathbf{m}_{\text{ac}}), \end{cases} \quad (6)$$

其中, \mathbf{m}_0 表示稳态磁化; \mathbf{m}_{ac} 表示小信号的时谐动态磁化; $\mathbf{S}_{\text{me},0}$ 表示由稳态磁化提供的磁致伸缩应变; $\mathbf{S}_{\text{me},\text{ac}}$ 表示由稳态和动态磁化共同提供的时谐线性磁致伸缩应变, 具体表达如下:

$$\begin{cases} (S_{\text{me},\text{ac}})_{11} = \lambda_s (2m_{0x} m_{\text{ac},x} - m_{0y} m_{\text{ac},y} - m_{0z} m_{\text{ac},z}), \\ (S_{\text{me},\text{ac}})_{12} = (S_{\text{me},\text{ac}})_{21} = \frac{3\lambda_s}{2} (m_{0x} m_{\text{ac},y} + m_{0y} m_{\text{ac},x}), \\ (S_{\text{me},\text{ac}})_{13} = (S_{\text{me},\text{ac}})_{31} = \frac{3\lambda_s}{2} (m_{0x} m_{\text{ac},z} + m_{0z} m_{\text{ac},x}), \\ (S_{\text{me},\text{ac}})_{22} = \lambda_s (2m_{0y} m_{\text{ac},y} - m_{0x} m_{\text{ac},x} - m_{0z} m_{\text{ac},z}), \\ (S_{\text{me},\text{ac}})_{23} = (S_{\text{me},\text{ac}})_{32} = \frac{3\lambda_s}{2} (m_{0y} m_{\text{ac},z} + m_{0z} m_{\text{ac},y}), \\ (S_{\text{me},\text{ac}})_{33} = \lambda_s (2m_{0z} m_{\text{ac},z} - m_{0x} m_{\text{ac},x} - m_{0y} m_{\text{ac},y}), \end{cases} \quad (7)$$

其中, m_{0i} 和 $m_{\text{ac},i}$ 分别表示 \mathbf{m}_0 和 \mathbf{m}_{ac} 在 i ($i = x, y, z$) 方向上的分量.

高磁导率材料具有良好的弹性, 在外部磁场和预应力的作用下, 也具有一定的磁致伸缩效应. 然而, 与超磁致伸缩材料 (如 Terfenol-D 和 Galfenol) 相比, 在相同的磁场激励下, 其磁致伸缩应变明显偏小^[27]. 因此, 当高磁导率层与磁致伸缩层相贴合时, 可近似忽略其磁致伸缩应变, 将其简化为线弹性材料, 即

$$\mathbf{T} = c\mathbf{S}, \quad (8)$$

其中, c 是弹性劲度常数, 同样由杨氏模量和泊松比确定. 此外, 高磁导率材料具有极高的初始磁化率, 在相对微弱的磁场中也能迅速达到磁化饱和, 此后, 磁化强度不再随磁场强度增大, 可将其视为具有稳定磁性的永磁体^[22]. 因此, 该材料的磁化模型可简化为

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}_r), \quad (9)$$

其中, \mathbf{M}_r 表示等效磁化强度.

2.2 物理支配方程

材料本构方程描述了 3 种材料的弹性本构关

系、电磁本构关系以及弹性场与电磁场之间的耦合关系. 为了模拟自偏置磁电换能器在小信号交流磁场激励下的电学响应, 还需要考虑不同物理场满足的支配方程, 结合材料本构方程, 实现“磁场→弹性场→电场”的转换过程. 在频域下, 无外力作用时, 3 种线弹性材料均满足固体力学方程, 即:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \omega^2 \mathbf{u} = 0, \\ \mathbf{S} = \nabla_s \mathbf{u}, \end{cases} \quad (10)$$

其中, ρ 是材料的密度, ω 是角频率, \mathbf{u} 表示机械位移, $\nabla \cdot$ 和 ∇_s 分别表示散度和梯度算子. 值得注意的是, 此时 (2) 式中的磁致伸缩应变 \mathbf{S}_{me} 将被 $\mathbf{S}_{\text{me},\text{ac}}$ 所替代.

由于磁电换能器的尺寸通常远小于工作频率所对应的电磁波长, 因此, 在频域下, 可采用静电近似来描述压电层的电学行为, 即

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \\ \mathbf{E} = -\nabla V, \end{cases} \quad (11)$$

其中, V 表示静电势. 假定压电材料内无传导损耗, 其内部不存在自由电荷, 故电位移矢量的散度为零.

磁致伸缩层受到外部交流磁场的作用而产生动态应变,且磁通密度是无散度的 ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$),因此,可引入磁矢势 \mathbf{A} 来求解磁致伸缩层中的频域电磁场,即

$$\begin{cases} \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \\ \mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A}, \\ \nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + j\omega \varepsilon \mathbf{E}, \end{cases} \quad (12)$$

其中, σ 和 ε 分别是磁致伸缩材料的电导率和介电常数. 在交流磁场中,压电层可被视为普通的电介质层;而高磁导率层具有稳定的磁化强度,不会产生动态磁化,因此可被视为非磁性的金属薄层.

3 仿真与实验

3.1 多物理场仿真建模设置

借助商业有限元软件 COMSOL Multiphysics 6.0,对图 1 所示的自偏置磁电换能器进行仿真建模分析,其中, $l = 15$ mm, $w = 3$ mm, $t_p = t_m = 0.4$ mm, $t_r = 0.03$ mm, PZT-5A 压电层的材料参数可由软件内部直接导入, Galfenol^[36] 磁致伸缩层和 Metglas^[27] 高磁导率层的材料参数列于表 1. 同时,将 PZT-5A 的介电损耗正切 $\tan \delta_e$ 和机械阻尼因子 η_p 设为 0.008, Galfenol 的机械阻尼因子 η_m 设为 0.007,即 $\varepsilon^T \rightarrow \varepsilon^T (1 - j \tan \delta_e)$, $s^E \rightarrow s^E (1 + j\eta_p)^{-1}$, $c^H \rightarrow c^H (1 + j\eta_m)$.

表 1 Galfenol 和 Metglas 的材料参数

Table 1. Material parameters of Galfenol and Metglas.

名称	Galfenol	Metglas
密度/($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	7972	7250
杨氏模量/GPa	70	100
泊松比	0.37	0.34
初始磁化率	27	—
饱和磁致伸缩系数/ 10^{-6}	320	—
饱和磁化强度/($\text{A} \cdot \text{m}^{-1}$)	9.0×10^5	—
电导率/($\text{S} \cdot \text{m}^{-1}$)	1.23×10^7	7.69×10^5

自偏置磁电换能器的工作过程涉及多个物理场之间的耦合,包括固体力学、磁场、静电和电路 4 个物理接口,各接口之间的耦合关系如图 2 所示. 为了精确模拟磁电耦合的转换过程,按照图 1 中的空间坐标系建立一个由高磁导率层 (Metglas)、磁致伸缩层 (Galfenol)、压电层 (PZT-5A) 和空气域

组成的三维的几何模型,其中,空气域的体积为 $80 \text{ mm} \times 50 \text{ mm} \times 25 \text{ mm}$,远大于自偏置磁电换能器的体积. 为降低仿真计算的难度,本文假定不同层分界面的耦合系数为 1^[31]. 整个模型的求解分为两个步骤. 第 1 步进行稳态分析,高磁导率层中的剩余磁化强度在磁致伸缩层内部提供等效的偏置磁场,并产生预应力和初始磁化,为后续的频域扰动计算提供偏置工作点. 因此,该阶段只考虑磁场和固体力学接口的耦合. 在磁场接口下,将高磁导率层的磁化强度设为恒定的 1.5×10^6 A/m.

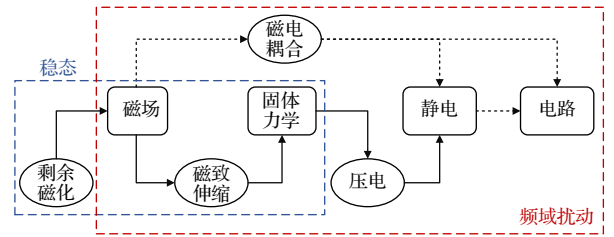


图 2 各接口之间的耦合及仿真计算方案

Fig. 2. Coupling between each interface and simulation calculation scheme.

完成上述稳态计算后,高磁导率层将为磁致伸缩层提供了稳定的偏置工作点,第 2 步进行频域扰动计算,该步骤包含了图 2 中所有的物理场接口. 所谓“频域扰动”,即针对偏置解进行频域下的线性扰动计算,这也与小信号交流磁场激励的实验情况相符. 在磁场接口下,对整个空气域施加沿 x 轴方向、1 Oe 幅度的交流磁场;在固体力学接口下,自偏置磁电换能器模型的外边界为默认的自由边界;在静电接口下,压电层的下表面接地,上表面被设置为终端边界,该边界将作为等效电压源应用于电路接口中,与负载电阻直接相连.

图 3(a) 展示了自偏置磁电换能器在频域下的“磁-弹-电”等效电路模型^[34,37],其中,交流源 H_{ac} 对应于空气域中的交流磁场; Γ_m 是磁致伸缩层的机磁转换系数; Γ_p 是磁致伸缩层的机磁转换系数; C_0 是压电层的静态电容; Z_{mech} 是机械阻抗; R_L 是负载电阻. 对该电路作进行戴维南等效,如图 3(b) 所示,并导出磁电系数^[37]:

$$\alpha_{ME} = \frac{1}{t_p} \left| \frac{V_{oc}}{H_{ac}} \right| = \frac{1}{t_p} \left| \frac{\Gamma_m \Gamma_p}{\Gamma_p^2 + j\omega C_0 Z_{mech}} \right|, \quad (13)$$

其中, V_{oc} 是自偏置磁电换能器的开路电压; Z_{in} 是从负载端看进去的输入阻抗. 在电路接口下,令 R_L 分别等于 R_a 和 R_b ,进行两次仿真计算后,获取对

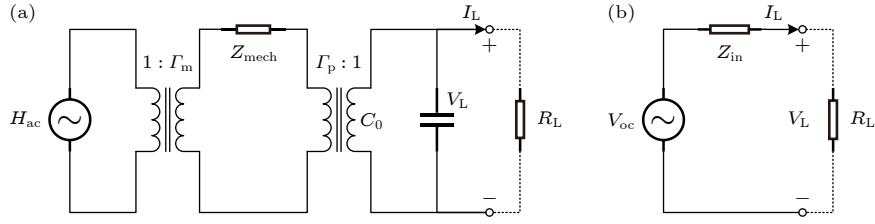


图 3 (a) 磁-力-电耦合等效电路; (b) 戴维南等效电路

Fig. 3. (a) Magneto-elastic-electric coupling equivalent circuit; (b) Thevenin equivalent circuit.

应的负载电压 V_a 和 V_b , 进而反解出仿真模型中的开路电压和输入阻抗, 即 [37]

$$\begin{cases} V_{oc} = |V_{oc}| e^{j\varphi_{oc}} = \frac{(R_a - R_b) V_a V_b}{R_a V_b - R_b V_a}, \\ Z_{in} = R_{in} + jX_{in} = \frac{(V_a - V_b) R_a R_b}{R_a V_b - R_b V_a}, \end{cases} \quad (14)$$

其中, φ_{oc} 表示开路电压的相位; R_{in} 和 X_{in} 分别表示输入电阻和输入电抗.

为了评估自偏置磁电换能器驱动负载的能力, 将图 3(a) 中的负载电阻 R_L 替换为阻抗 Z_L . 假定该负载阻抗能始终满足共轭匹配的条件, 即 $Z_L = Z_{in}^*$, 则磁电换能器能够输出的极限功率为

$$P_{lim} = \frac{|V_{oc}|^2}{8R_{in}}. \quad (15)$$

进一步地, 采用磁电功率系数 [34] 来表征其在单位磁场激励下驱动负载的能力, 即

$$P_{ME} = P_{lim}/|H_{ac}|^2. \quad (16)$$

3.2 实验装置及测量方法

为了验证仿真模型计算的准确性, 采用与模型相匹配的实验材料来制备自偏置磁电换能器样品; 其中, 压电陶瓷 PZT-5A、铁镓合金 Galfenol、铁基非晶合金 Metglas(FeSiB) 分别由绍兴神镭射超声波设备有限公司、石家庄赛宁电子科技有限公司、佛山市华信微晶金属有限公司提供. PZT-5A 和 Galfenol 的尺寸与仿真模型一致, 而 Metglas 合金带材则被裁剪为 $15 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 0.03 \text{ mm}$ 的片状. 使用环氧导电银胶 (型号 LX-30, 银犀牌) 将 Metglas, Galfenol, PZT-5A 黏接成如图 1 所示的层合结构, 以保证电气连接的可靠性. 为了优化黏接效果, 在样品上表面施加适当的机械载荷并室温固化 24 h; 然后, 使用环氧导电银胶在样品上、下表面黏接引线, 并再次固化 24 h; 最终制得如图 4 所示的样品.

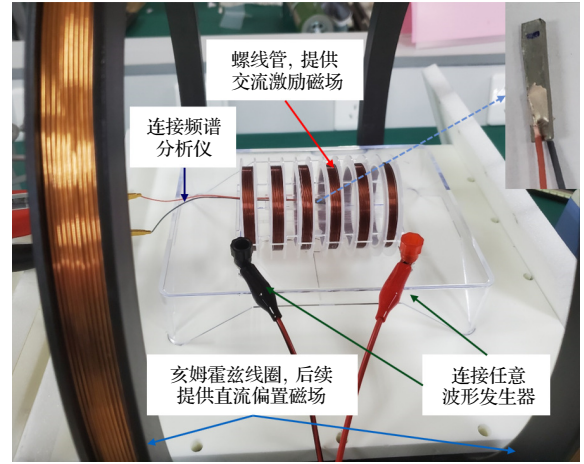


图 4 自偏置磁电换能器样品及实验测量装置

Fig. 4. Self-biased magnetolectric transducer sample and experimental equipment.

在图 4 中, 任意波形发生器 (型号 DG4162, 普源精电, 输出电阻 R_o 为 50Ω) 作为交流信号源与螺线管相连, 为磁电换能器提供可调谐的交流激励磁场. 螺线管轴线中心附近的磁场可近似为均匀分布, 且磁场幅值与电流幅值近似满足 $|H_{ac}| \text{ (Oe)} = 6.692 |I_{sol}| \text{ (A)}$ 的线性关系, 螺线管中的电流可由任意波形发生器的输出电压 V_s 计算得到, 即

$$I_{sol} = \frac{V_s}{R_o + Z_{sol}}, \quad (17)$$

其中, Z_{sol} 是螺线管的输入阻抗, 由精密阻抗分析仪 (型号 TH2839, 同惠电子) 测得. 在后续的实验测量中, 亥姆霍兹线圈 [38] 可提供 0—25 Oe 的均匀偏置磁场, 其轴线中心处的磁场理论值为

$$H_{dc} = \left(\frac{4}{5}\right)^{3/2} \frac{NI_{coil}}{R_{coil}}, \quad (18)$$

其中, $N = 130$ 是单个线圈的匝数; $R_{coil} = 15.8 \text{ cm}$ 是线圈的平均半径. 如图 3(b) 所示, 在实验中, 自偏置磁电换能器的输入阻抗通过精密阻抗分析仪测得, 在进行阻抗测量时, 外部交流激励磁场为零. 负载电阻 R_L 则对应于频谱分析仪 (型号 DSA832E,

普源精电, 负载电阻 R_L 为 50Ω). 改变激励磁场的频率, 进而测得不同频率下的负载功率 P_L , 计算出负载电压幅值 $|V_L| = \sqrt{2P_L R_L}$. 于是, 自偏置磁电换能器的开路电压幅值为

$$|V_{oc}| = \frac{|Z_{in} + R_L|}{R_L} |V_L|. \quad (19)$$

进一步地, 由 (13) 式和 (16) 式可分别求出磁电系数和功率系数的测量值.

4 结果与讨论

4.1 仿真模型验证及振动模式对比

本文中的自偏置磁电换能器具有非对称的空间结构, 磁致伸缩层沿长度方向的伸长或收缩会导致整体的弯曲, 因此, 该复合结构的磁电效应是弯曲和伸缩振动模式的结合^[39]. 为了比较自偏置磁电换能器的两种振动模式, 实验中交流磁场的频段分别为 11—16 kHz 和 92—107 kHz, 而仿真中的频段则分别为 11—18 kHz 和 90—110 kHz.

图 5 展示了在弯曲与伸缩振动模式下, 自偏置磁电换能器的仿真与实测磁电系数、功率系数的对比情况. 由图 5(a) 可知, 两种振动模式的磁电系数均表现出明显的谐振峰值: 弯曲模式为 $4.26 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Oe})@13.85 \text{ kHz}$, 伸缩模式为 $10.71 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Oe})@99.4 \text{ kHz}$. 弯曲模式的峰值频率远低于伸缩模式, 但对应的磁电系数也只有后者的 40%. 磁电系数的仿真曲线与实测数据点吻合度较高, 从而证实了仿真建模计算的有效性. 图 5(b) 表明, 峰值磁电功率系数在弯曲模式下为 $1.20 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@14.65 \text{ kHz}$, 在伸缩模式下为 $5.01 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@97.9 \text{ kHz}$. 由此可见, 磁电系数和功率系数的峰值频率并不完全一致. 磁电功率系数的仿真曲线与实测数据点存在一定的差距, 这可能与实际分界面的非理想耦合及材料的内部损耗有关.

图 6 展示了激励频率为 92.7 kHz 时, 负载电压幅值随磁场幅值的变化情况. 在小信号的磁场激励下, 自偏置磁电效应仍然具有较高的线性度, 线性拟合方程 $|V_L| \text{ (mV)} = 15.7032 |H_{ac}| \text{ (Oe)} - 0.1416$ 的拟合优度 R^2 达到了 0.9999. 该结果证实了自偏置磁电效应的线性特征, 也验证了磁化等效与频域扰动计算的合理性.

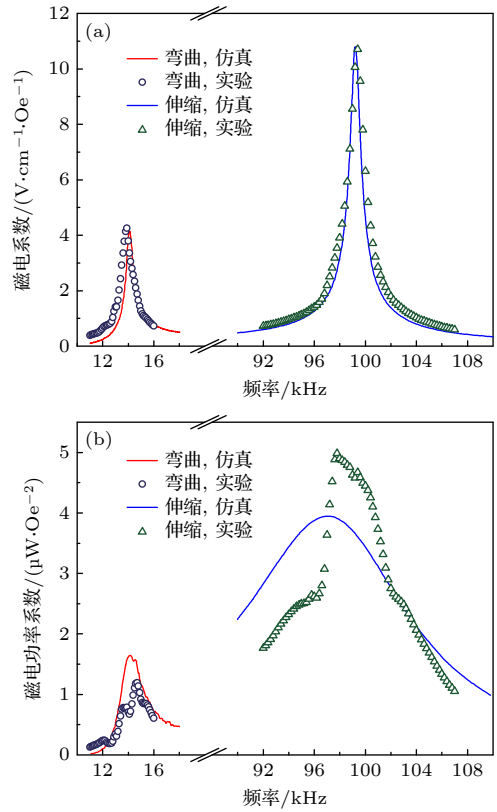


图 5 不同振动模式下仿真与实测数据的对比 (a) 磁电系数; (b) 磁电功率系数

Fig. 5. Comparison of simulation and experimental data under different vibration modes: (a) Magnetoelectric coefficient; (b) magnetoelectric power coefficient.

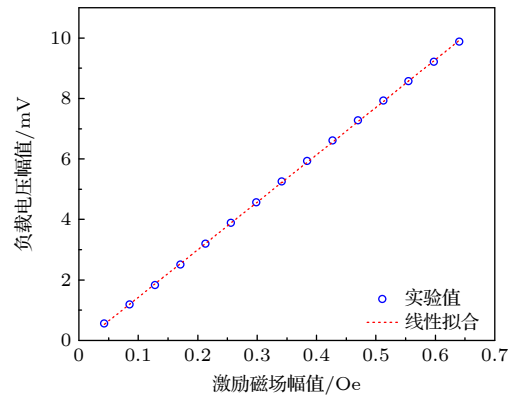


图 6 小信号磁场激励下, 自偏置磁电换能器负载电压的线性输出

Fig. 6. Linear output of load voltage of the self-biased magnetoelectric transducer under small signal magnetic field excitation.

在实际情况下, 为了进一步缩减整个无线功率传输系统的体积, 磁电换能器和负载电阻之间可能无法引入阻抗匹配网络以达到共轭匹配, 只能将换能器与负载直接相连, 如图 3 所示. 此时, 可引入有载磁电功率系数来进一步比较两种振动模式下

的负载驱动能力, 即

$$P_{ME, \text{load}} = \frac{|V_{oc}|^2 R_L}{2|Z_{in} + R_L|^2 |H_{ac}|^2}. \quad (20)$$

图 7(a), (b) 展示了两种振动模式下, 有载磁电功率系数随频率和负载电阻的变化情况. 对于弯曲模式下, 其峰值为 $0.57 \mu\text{W} \cdot \text{Oe}^{-2} @ (7.6 \text{ k}\Omega, 13.8 \text{ kHz})$, 仅为共轭匹配极限的 47.5%; 对于伸缩模式, 其峰值为 $4.62 \mu\text{W} \cdot \text{Oe}^{-2} @ (4.84 \text{ k}\Omega, 99.3 \text{ kHz})$, 已达到了共轭匹配极限的 92.2%. 由此可见, 自偏置磁电换能器在弯曲模式下具有更高的输入电抗 $|X_{in}|$, 导致阻抗失配严重, 有载磁电功率系数显著降低.

进一步地, 如图 7(c), (d) 所示, 在磁电换能器和负载之间引入 L 节阻抗匹配网络, 其中, 匹配电容 C_m 和匹配电感 L_m 均为无耗的理想元件, 同时, 将负载电阻设置为偏离优化值的 50Ω . 将有载磁电功率系数下降为最大值一半时的高、低频率差定义为有效带宽, 相对带宽则为有效带宽与峰值频率的比值. 在弯曲模式下, 采用优化的阻抗匹配网络 ($L_m = 24.3 \text{ mH}$, $C_m = 3.56 \text{ nF}$), 有载磁电功率系数可提升至极限峰值, 但相对带宽也由 6.41% 缩减至 2.63%; 在伸缩模式下, 匹配网络 ($L_m =$

0.34 mH , $C_m = 8.82 \text{ nF}$) 的提升作用有限, 相对带宽从 2.0% 略微下降至 1.84%.

相较于弯曲模式, 伸缩模式展现出更高的磁电系数和功率系数. 此外, 伸缩模式下的有载功率系数极为接近共轭匹配极限值, 因而可以在无匹配网络情况下工作, 有利于系统整体的进一步小型化, 且对负载电阻的选择拥有更宽的取值范围. 因此, 自偏置磁电换能器在伸缩模式下表现更优. 接下来, 本文将深入探究自偏置磁电换能器在伸缩模式下的性能变化情况.

4.2 引入高磁导率层的作用

为了深入研究高磁导率层对磁电换能器性能的影响, 另外制备了一组相同尺寸的 Galfenol/PZT-5A 结构作为对照组. 图 8(a) 展示了对照组的磁电系数, 无外部偏置磁场作用时, 几乎观察不到谐振磁电效应, 这说明磁致伸缩层没有产生有效的磁致伸缩效应. 随后, 利用亥姆霍兹线圈对两组换能器施加外部偏置磁场, 并用精密阻抗分析仪分别测量不同偏置磁场下的输入阻抗, 求得不同偏置磁场下的磁电系数和功率系数.

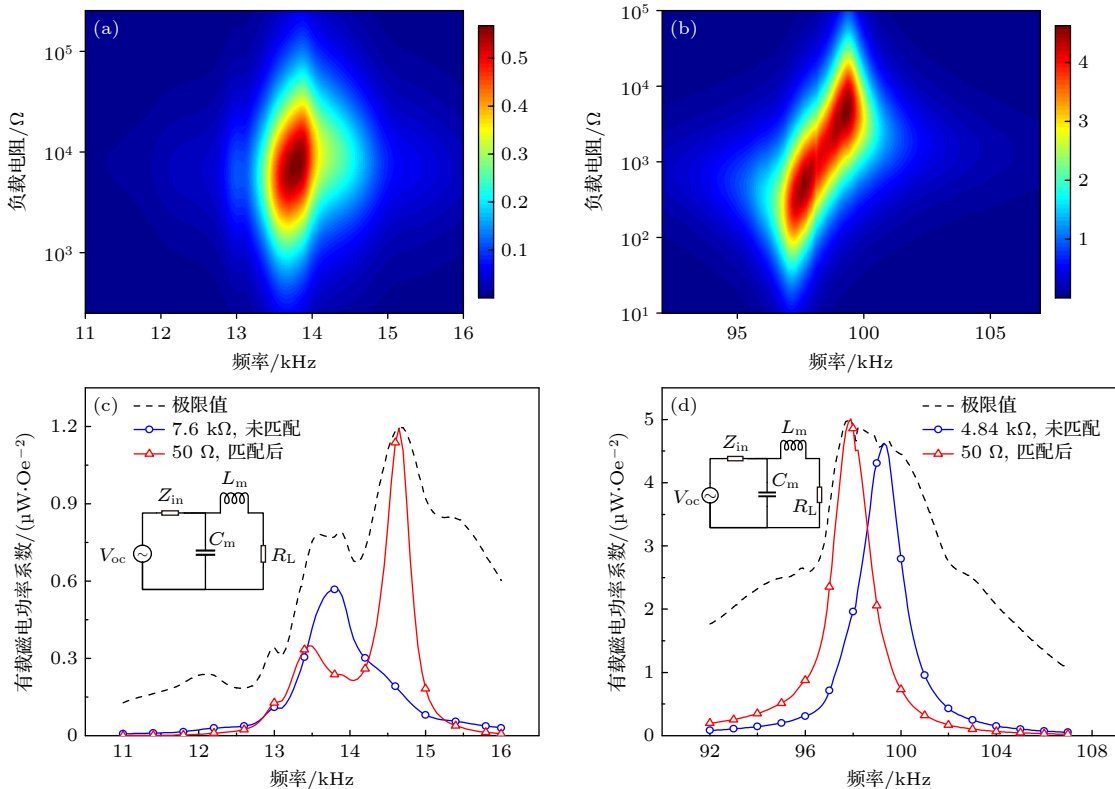


图 7 不同振动模式下的有载磁电功率系数 (a), (c) 弯曲模式; (b), (d) 伸缩模式

Fig. 7. Magnetoelectric power coefficient on load under different vibration modes: (a), (c) Bending mode; (b), (d) stretching mode.

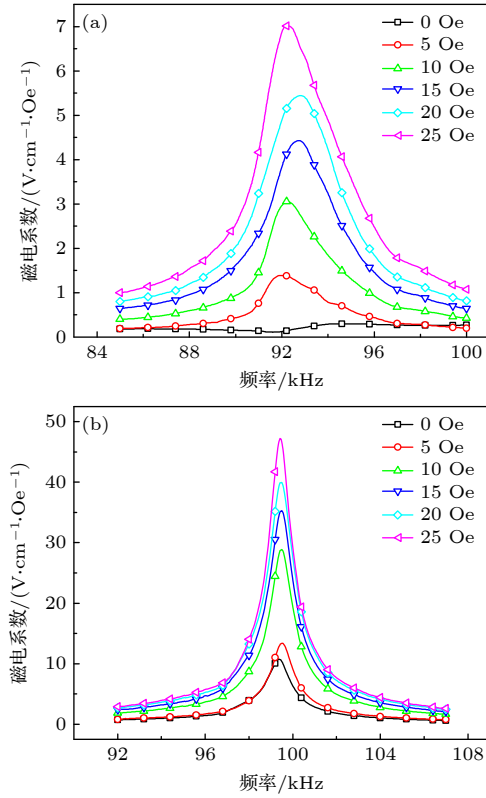


图 8 外部偏置磁场对磁电系数的影响 (a) 对照组; (b) 实验组

Fig. 8. The influence of external biased magnetic field on magnetolectric coefficient: (a) Control group; (b) experimental group.

随着外部偏置磁场的增大, 两组换能器的磁电系数均在持续增大: 对照组由 $1.39 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}@ (92 \text{ kHz}, 5 \text{ Oe})$ 增至 $7.02 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}@ (92.2 \text{ kHz}, 25 \text{ Oe})$, 实验组由 $10.71 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}@ (99.4 \text{ kHz}, 0 \text{ Oe})$ 增至 $47.06 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}@ (99.4 \text{ kHz}, 25 \text{ Oe})$. 实验中所施加的外部偏置磁场较低, 且变化范围不大, 两组磁电换能器谐振频率的变化都不大. 相较于 Galfenol, FeSiB 具有更大的杨氏模量和更小的泊松比, 因而对照组具有更高的谐振频率. 对比两组的磁电系数, 高磁导率层的作用超过了 25 Oe 的外部偏置磁场.

图 9 展示了两组换能器的磁电功率系数随外部偏置磁场的变化. 无外部偏置磁场时, 对照组和实验组的磁电功率系数分别为 $0.26 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@ 100 \text{ kHz}$ 和 $5.01 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@ 97.9 \text{ kHz}$, 后者几乎是前者的 20 倍; 从峰值频率来看, 对照组也没有产生有效的磁电功率输出, 这与图 8(a) 中磁电系数的现象类似. 由此可见, 高磁导率层的引入大幅提高了常规换能器的磁电功率系数, 并能取代一定大小的外部偏置磁场. 当外部偏置磁场增大到 25 Oe

时, 对照组和实现组的磁电功率系数分别增加至 $9.75 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@ 91.4 \text{ kHz}$ 和 $82.13 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@ 99 \text{ kHz}$. 因此, 尽管引入高磁导率层能够产生显著的自偏置磁电效应, 然而对于磁致伸缩层而言, 其提供的等效偏置磁场还是较低的.

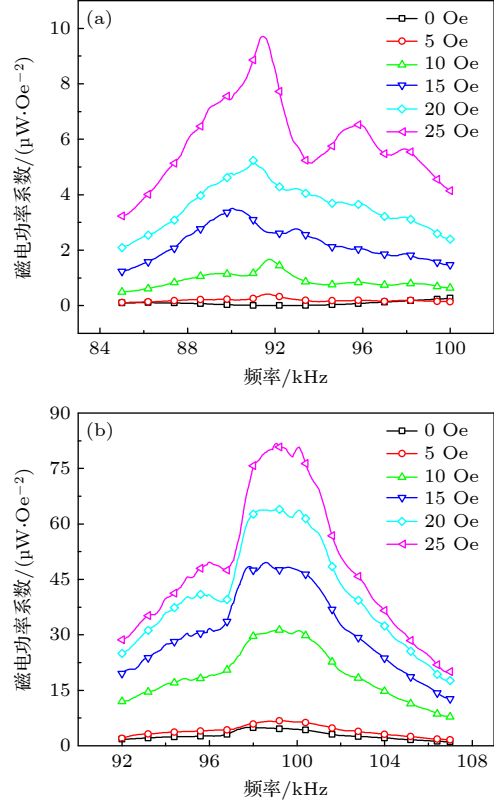


图 9 外部偏置磁场对磁电功率系数的影响 (a) 对照组; (b) 实验组

Fig. 9. The influence of external biased magnetic field on magnetolectric power coefficient: (a) Control group; (b) experimental group.

接下来, 采用前文所述的多场耦合的建模方法对高磁导率层的厚度进行仿真分析. 图 10 展示了自偏置磁电换能器模型的磁电系数和功率系数随高磁导率层厚度的变化情况. 随着高磁导率层厚度的增大, 磁电系数由 $10.8 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Oe})@(30 \mu\text{m}, 99.2 \text{ kHz})$ 提升至 $26.8 \text{ V}/(\text{cm}\cdot\text{Oe})@(90 \mu\text{m}, 100.8 \text{ kHz})$; 磁电功率系数则由 $3.94 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@ (30 \mu\text{m}, 97 \text{ kHz})$ 提升至 $27.44 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}@ (90 \mu\text{m}, 98.8 \text{ kHz})$. 其原因在于: 当高磁导率层的厚度增大时, 其在磁致伸缩层中提供的等效偏置磁场增大, 进一步增强了磁致伸缩效应, 最终使换能器的磁电系数和功率系数均得到提升; 此外, 高磁导率材料具有较大的杨氏模量, 高磁导率层的厚度增大, 自偏置磁电换能器的平均杨氏模量 \bar{Y} 增大, 而谐振频率与 $\sqrt{\bar{Y}}$ 成正

比, 因此磁电系数和功率系数的峰值频率均向高频方向移动。

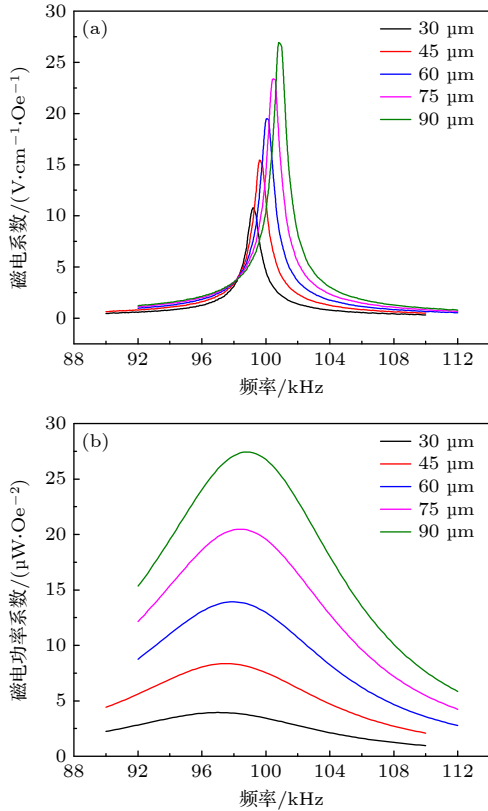


图 10 仿真高磁导率层厚度的影响 (a) 磁电系数; (b) 磁电功率系数
Fig. 10. Simulate the effect of high permeability layer thickness: (a) Magnetoelectric coefficient; (b) magnetoelectric power coefficient.

表 2 中列举了近年来已发表论文中自偏置磁电换能器的性能指标。对比结果表明, 本文所提出的层合材料方案, 能够在较小的体积水平下实现较高的磁电系数和有载磁电功率系数, 具有一定的性能优势。

表 2 不同自偏置磁电换能器的性能指标对比
Table 2. Performance comparison of different self-biased magnetoelectric transducers.

参考文献	体积/mm ³	磁电系数/ (V·cm ⁻¹ ·Oe ⁻¹)	有载磁电功率 系数/(μW·Oe ⁻²)
[4]	1.75	0.1328	14.0
[40]	201.6	28.0	0.323
[41]	121	4.2	—
本文	37.35	10.71	4.62

5 结 论

本文基于高磁导率材料的等效磁化和磁致伸

缩材料的非线性本构关系, 建立了自偏置磁电换能器的有限元仿真模型, 并对其进行了实测验证。将仿真与实验相结合, 研究了高磁导率层、振动模式以及外部偏置磁场对磁电系数和功率系数的影响。

1) 两种振动模式下的仿真计算数据均与实测结果相符合;

2) 相较于弯曲模式, 伸缩模式具有更高的磁电系数和有载磁电功率系数, 其值分别为 10.71 V/(cm·Oe) 和 4.62 μW·Oe⁻²;

3) 相较于 Galfenol/PZT-5A 结构, Metglas/Galfenol/PZT-5A 结构具有显著的自偏置磁电效应, 其磁电系数和功率系数可随外部偏置磁场的增加而继续提高;

4) 仿真结果表明, 适当增加高磁导率层的厚度, 自偏置磁电换能器模型的磁电耦合性能将得到大幅提升。

参考文献

- [1] Ou Z Y, Lu C J, Yang A C, Zhou H, Cao Z Q, Zhu R R, Gao H L 2019 *Sens. Actuators A: Phys.* **290** 8
- [2] Zhao Y X, Lu C J 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 036101
- [3] Chu Z Q, PourhosseiniAsl M, Dong S X 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 243001
- [4] Mukherje D, Mallic D 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 014102
- [5] Du Y J, Xu Y W, Wu J G, Qiao J C, Wang Z G, Hu Z Q, Jiang Z D, Liu M 2023 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **71** 2167
- [6] Niu Y P, Ren H 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 264104
- [7] Sudersan S, Arockiarajan A 2019 *Compos. Struct.* **223** 110924
- [8] Zhou Y, Li C J, Pan Y R 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 077702 (in Chinese) [周勇, 李纯健, 潘昱融 2018 物理学报 **67** 077702]
- [9] Han J, Zhang J J, Gao Y W 2018 *J. Magn. Magn. Mater.* **466** 200
- [10] Yao H, Shi Y, Gao Y W 2016 *J. Magn. Magn. Mater.* **401** 1046
- [11] Yang C H, Wen Y M, Li P, Bian L X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7292 (in Chinese) [阳昌海, 文玉梅, 李平, 卞雷祥 2008 物理学报 **57** 7292]
- [12] Dong H M, Guo H H, Li J R, Li B J, Gan X X 2023 *Phys. Scr.* **98** 065901
- [13] Shi Y, Li L, Yang Y 2021 *Chin. Phys. B* **30** 107503
- [14] Lei B X, You Z X, Zhang Z D, Shi Y 2023 *Acta Mech. Sin.* **39** 523120
- [15] Niu L F, Shi Y, Gao Y W 2019 *AIP Adv.* **9** 045216
- [16] Kumar S D, Gupta S, Swain A B, Subramanian V, Padmanabhan M K, Mahajan R L 2021 *J. Alloy. Compd.* **858** 157684
- [17] Truong B D, Roundy S 2020 *Smart Mater. Struct.* **29** 085053
- [18] Lage E, Kirchhof C, Hrkac V, Kienle L, Jahns R, Knöchel R, Quandt E Meyners D 2012 *Nature Mater.* **11** 523
- [19] Röbisch V, Yazar E, Urs N O, Teliban I, Knöchel R, Mccoed J, Quandt E, Meyners D 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 17B513
- [20] Zhou Y, Priya S 2014 *J. Appl. Phys.* **115** 104107
- [21] Zhang J J, Gao Y W 2015 *Int. J. Solid. Struct.* **69–70** 291

- [22] Wen Y M, Wang D, Li P, Cheng L, Wu Z Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 097506 (in Chinese) [文玉梅, 王东, 李平, 陈蕾, 吴治峰 2011 物理学报 **60** 097506]
- [23] Lu C J, Li P, Wen Y M, Yang A C, Yang C, Wang D C, He W, Zhang J T 2014 *Chin. Phys. B* **23** 117503
- [24] Chen L, Li P, Wen Y M, Zhu Y 2015 *Compos. Struct.* **119** 685
- [25] Lu C J, Li P, Wen Y M, Yang A C, He W, Zhang J T, Yang J, Wen J, Zhu Y, Yu M 2013 *Appl. Phys. A* **113** 413
- [26] Shi Y, Lei B X, Wang Y K, Ye J J 2022 *Compos. Struct.* **300** 116164
- [27] Zhang J, Du H, Xia X, Fang C, Weng G J 2020 *Mech. Mater.* **151** 103609
- [28] Ma J N, Xin C Z, Ma J, Lin Y H, Nan C W 2016 *Mater. Res. Express* **3** 125012
- [29] Huang D Y, Lu C J, Han B, Wang X, Li C X, Xu C B, Gui J G, Lin C H 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 263502
- [30] Yang S C, Cho K H, Park C S, Priya S S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 202904
- [31] Truong B D 2020 *IEEE Sens. J.* **20** 5322
- [32] Hosur S, Sriramdas R, Karan S K, Liu N, Priya S, Kiani M 2021 *IEEE Trans. Biomed. Circuits Syst.* **15** 1079
- [33] Saha O, Truong B D, Roundy S 2022 *Smart Mater. Struct.* **31** 113001
- [34] Kim W, Tuppen C A, Alrashdan F, Singer A, Weirnick R, Robinson J T 2023 *J. Appl. Phys.* **134** 094103
- [35] Liu X, Zheng X J 2005 *Acta Mech. Sin.* **21** 278
- [36] Li M H 2023 *M. S. Thesis* (Changchun: Jilin University) (in Chinese) [李鸣鹤 2023 硕士学位论文 (长春: 吉林大学)]
- [37] Xie B H, Xu G K, Xiao S Q, Yu Z J, Zhu D L 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 117501 (in Chinese) [谢冰鸿, 徐国凯, 肖绍球, 喻忠军, 朱大立 2023 物理学报 **72** 117501]
- [38] Luo Z G 2019 *Phys. Exp. Coll.* **32** 9 (in Chinese) [罗志高 2019 大学物理实验 **32** 9]
- [39] Li L, Chen X M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 072903
- [40] Zhang J T, Li P, Wen Y M, He W, Yang A C, Lu C J 2014 *Sens. Actuators A* **214** 149
- [41] Annapureddy V, Park S H, Song H, Ryu J 2023 *J. Alloy. Compd.* **957** 170121

Modeling and performance analysis of resonant self-biased magnetoelectric transducers*

Xie Bing-Hong¹⁾²⁾ Xu Guo-Kai^{3)†} Lei Bao-Xin³⁾ Xiao Shao-Qiu^{3)‡}
Yu Zhong-Jun¹⁾ Zhu Da-Li²⁾⁴⁾

1) (*Institute of Aerospace Information Innovation, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China*)

2) (*Institute of Information Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100085, China*)

3) (*School of Systems Science and Engineering, Sun Yat-sen University, Guangzhou 510275, China*)

4) (*School of Cyberspace Security, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 5 May 2024; revised manuscript received 27 May 2024)

Abstract

Compared with single-phase multiferroic materials, magnetoelectric (ME) composites composed of piezoelectric and magnetostrictive materials have great ME coupling, and have received widespread attention in various application fields. The application of ME devices in wireless power transfer (WPT) is attractive due to their compactness and ability to operate at lower frequencies than conventional coils. However, traditional ME composites rely on permanent magnets or electromagnets to provide biased magnetic fields, thus leading to problems such as high noise, large size, and high cost, which significantly hinder the advancement of miniaturized and high-performance ME devices. To solve this problem, a self-biased ME laminated structure based on the magnetization grading effect is proposed in this work. Using the equivalent magnetization and nonlinear magnetostrictive constitutive relationship, a finite element simulation model for a self-biased ME transducer operating in L-T mode is constructed. The ME coupling performances without DC bias in bending vibration mode and stretching vibration mode are studied. Based on the model, the corresponding experimental samples are prepared for measurement. The measurement results are in agreement with the simulation data, thereby validating the accuracy and effectiveness of the model. The measured results show that the Metglas/Galfenol/PZT-5A structure can exhibit more significant self-biased ME effect under the stretching resonance mode than under bending resonance mode. Its ME coefficient attains a notable value of $10.7 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}$ at 99.4 kHz, while ME power coefficient reaches $5.01 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}$ at 97.9 kHz. Its on-load ME power coefficient can reach up to $4.62 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}$ at 99.3 kHz without impedance matching. When an external bias magnetic field of 25 Oe is applied, these performance indexes increase significantly to $47.06 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Oe}^{-1}$ at 99.4 kHz and $82.13 \mu\text{W}\cdot\text{Oe}^{-2}$ at 99.0 kHz, respectively. The simulation results further show that the performance of the self-biased ME transducer can be significantly improved by increasing the thickness of the high permeability layer. For example, by increasing the Metglas layer thickness from 30 μm to 90 μm , both the ME coefficient and ME power coefficient increase rapidly by 2.47 times and 6.96 times the original values, respectively. Self-biased ME transducers effectively reduce the dependence on external bias magnetic field, thereby providing a good approach for applying and developing ME composites in low-frequency WPT systems.

Keywords: magnetoelectric transducer, self-biased magnetoelectric effect, high permeability layer, magnetoelectric power coefficient

PACS: 75.85.+t, 77.84.Lf, 85.80.Jm, 02.60.Cb

DOI: [10.7498/aps.73.20240615](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240615)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFA0716500) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62171487).

† Corresponding author. E-mail: xugk3@mail2.sysu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: xiaoshq8@mail.sysu.edu.cn



谐振型自偏置磁电换能器的建模与性能研究

谢冰鸿 徐国凯 雷保新 肖绍球 喻忠军 朱大立

Modeling and performance analysis of resonant self-biased magnetoelectric transducers

Xie Bing-Hong Xu Guo-Kai Lei Bao-Xin Xiao Shao-Qiu Yu Zhong-Jun Zhu Da-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 147502 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240615

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240615>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

非线性磁电换能器模型的谐振磁电效应分析及其输出功率优化

Resonance magnetoelectric effect analysis and output power optimization of nonlinear magnetoelectric transducer model

物理学报. 2023, 72(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222277>

磁电机机械天线的阻抗特性分析

Impedance characteristics of magnetoelectric antennas

物理学报. 2022, 71(24): 247502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220591>

自由层磁性交换偏置效应调控隧穿磁电阻磁传感单元性能

Key performance of tunneling magnetoresistance sensing unit modulated by exchange bias of free layer

物理学报. 2023, 72(19): 197103 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231003>

磁电电压可调电感器的理论设计与可调性优化

Theoretical model and tunability optimization of magnetoelectric voltage tunable inductor

物理学报. 2021, 70(24): 247501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210899>

钴掺杂MoSe₂共生长中氢气的作用分析及磁电特性研究

Effect analysis and magnetoelectric properties of hydrogen in Co-doped MoSe₂ Co-growth

物理学报. 2020, 69(4): 048101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191302>

电荷媒介的磁电耦合: 从铁电场效应到电荷序铁电体

Charge-mediated magnetoelectricity: from ferroelectric field effect to charge-ordering ferroelectrics

物理学报. 2020, 69(21): 217502 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201193>