

引入界面耦合系数的长片型磁电层状复合材料的等效电路模型

楼国锋 于歆杰 卢诗华

Equivalent circuit model for plate-type magnetoelectric laminate composite considering an interface coupling factor

Lou Guo-Feng Yu Xin-Jie Lu Shi-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 027501 (2018) DOI: 10.7498/aps.20172080

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20172080>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I2>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于能量转换原理的磁电层合材料低频磁电响应分析](#)

Low frequency magnetoelectric response analysis of magnetoelectric laminate material based on energy conversion principle

物理学报.2014, 63(20): 207501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.207501>

[多铁材料 \$\text{HoMnO}_3\$ 中光学吸收和畸变驱动的第一性原理研究](#)

Research on optical absorption and distortion driving in multiferroic HoMnO_3 from the first principles

物理学报.2013, 62(12): 127502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.127502>

[\$\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{NbO}_3\text{-LiSbO}_3\text{-BiFeO}_3/\text{CuFe}_2\text{O}_4\$ 复合陶瓷的制备与磁电性能研究](#)

Preparation and magnetoelectric characteristics of $\text{K}_{0.5}\text{Na}_{0.5}\text{NbO}_3\text{-LiSbO}_3\text{-BiFeO}_3/\text{CuFe}_2\text{O}_4$ composite ceramics

物理学报.2013, 62(4): 047501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.047501>

[Terfenol-D/PZT 磁电复合材料的磁电相位移动研究](#)

Phase drift of magnetoelectric effect in Terfenol-D/PZT composite materials

物理学报.2013, 62(1): 017501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.017501>

引入界面耦合系数的长片型磁电层状复合材料的等效电路模型*

楼国锋 于歆杰[†] 卢诗华

(清华大学电机工程与应用电子技术系, 电力系统国家重点实验室, 北京 100084)

(2017年9月20日收到; 2017年10月23日收到修改稿)

针对长片型磁电层状复合材料, 提出了一种适用于准静态和动态磁场激励的引入界面耦合系数的等效电路模型, 旨在为基于长片型磁电层状复合材料的传感器、换能器等器件的设计、制作和应用提供理论指导. 考虑到磁电层状复合材料实际工作过程中磁致伸缩层和压电层的应变并不相同, 首先利用运动方程分别对磁致伸缩层和压电层进行建模, 提出了一个从物理上反映相间应变传递的界面耦合系数表达式, 然后利用一个变比恰为界面耦合系数的理想变压器将两层材料的等效电路耦合, 构成改进的磁电层状复合材料的等效电路模型, 得到包含界面耦合系数的磁电电压系数和最佳层合比的表达式. 对12个具有不同尺寸和负载条件的样品进行实验, 制作过程中承受500 g砝码负载的样品的界面耦合系数为0.15, 最佳层合比为0.57; 承受100 g砝码负载的样品的界面耦合系数为0.10, 最佳层合比为0.50. 磁电电压系数和最佳层合比的实验值与各自包含界面耦合系数的理论值基本符合, 证明了改进的等效电路模型的合理性和正确性.

关键词: 磁电层状复合材料, 等效电路模型, 界面耦合系数, 磁电传感器

PACS: 75.85.+t, 85.80.Jm, 07.07.Df

DOI: 10.7498/aps.67.20172080

1 引言

磁电复合材料由于可以实现磁场-力场-电场的耦合, 在电气工程领域具有潜在的应用前景^[1,2]. 2001年, 随着稀土超磁致伸缩材料 $Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_{1.92}$ (Terfenol-D)的出现, 由磁致伸缩材料和压电材料通过环氧树脂黏接而形成的磁电层状复合材料(磁电层合材料)得到了广泛关注^[3,4], 但研究人员对2-2型磁电层合材料的理论研究相对较少.

美国宾夕法尼亚州立大学的Harshe等^[5-7]于1991年提出了第一个理论模型. 在他们的简易静态弹性模型中, 磁性相和压电相被假设成完美黏接, 在横向具有相同的应变. 相比于这个较为简单的模型, 清华大学的南策文^[8,9]于1994年提出了更

为严密的格林函数法来求解磁电材料的本构方程, 这种方法不仅适合于2-2型, 更适用于1-3型、0-3型等不同连接度. 格林函数法可以解得所有材料参数的有效值, 但其表达式极为复杂.

在Harshe和南策文的两种模型中, 磁性相和压电相都被假设成完美地耦合, 这在实际情况中几乎不可能实现. 在这个基础上, 俄罗斯诺夫哥罗德大学的Bichurin等^[10,11]提出了一种更为广义的静态弹性模型, 以求解低频下的有效磁电系数. 他们引入了界面耦合系数的概念, 以表征磁性相和压电相的实际黏接情况. 他们将层合材料视为均匀介质, 并利用平均法来求解本构方程中的材料参数的有效值, 这非常类似于格林函数法中的处理. 平均法相比于格林函数法有了一定的简化, 但计算过程仍然较为复杂. Filippov^[12]赞同磁性相和压电相不存在完美耦合的观点, 但认为层合材料不能视为

* 国家自然科学基金(批准号: 51377087)资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: yuxj@tsinghua.edu.cn

均匀介质,他在建模过程中也引用了Bichurin等提出的界面耦合系数,但用于解决异质材料.

然而,上述建模方法均只适用于静态或者准静态磁场激励,而磁电层合材料通常在动态磁场激励下进行能量转换.美国弗吉尼亚理工大学的Dong等^[13,14]提出了一种适用于动态磁场激励的等效电路模型,其中磁致伸缩层和压电层通过运动方程耦合.尽管此模型相比于其他静态弹性模型提供了较为简单的计算过程,但它将层合材料视为均匀介质,磁致伸缩层和压电层具有相同的位移和应变,即两者完美黏接耦合.因此,等效电路法推导得到的磁电系数不能反映真实的界面耦合情况.

综上,Bichurin等提出的广义弹性模型考虑了固有的界面不完美耦合的情况,但给出的磁电系数表达式较为复杂;Dong等提出的等效电路模型虽然提供了简单直接的表达式,却忽略了实际的界面耦合情况.为了克服上述两种方法的缺点,并结合他们的优点,本文针对长片型磁电层合材料,提出了一种适用于准静态和动态磁场激励的引入界面耦合系数的等效电路模型,旨在为基于长片型磁电层合材料的传感器、换能器等器件的设计、制作和应用提供理论指导.此前,我们已提出了圆片型磁电层合材料的等效电路模型^[15],本文是该工作的延续和展开.

2 引入界面耦合系数的等效电路模型

纵向磁化-横向极化(L-T)模式长片型磁电层合材料的结构如图1(a)所示,一层沿厚度方向极化的压电材料 $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3(\text{PZT})$ 夹在两层沿长度方向磁化的磁致伸缩材料Terfenol-D中间,构成三明治结构.磁致伸缩层和压电层的厚度分别为 t_m 和 t_p .为方便建模,每一层的长度均被假设远大于其宽度和厚度,且环氧树脂胶层的厚度可被忽略.即该结构可被视为一维的长片型层合材料.模型基于直角坐标系建立,其中 x 轴沿长度方向, y 轴沿宽度方向, z 轴沿厚度方向.

对于一个给定几何尺寸的样品,其主要的磁致伸缩方向是沿具有最大尺寸的维度.当沿磁致伸缩层长度方向(图1(b)中磁致伸缩层的局部坐标3方向)施加一个交流磁场 H_{ac} ,磁致伸缩层会沿着其主要应变方向(即长度方向)伸缩.通过环氧树脂胶的黏接,压电层沿着相同的方向发生受迫振动,

从而激起横向长度伸缩振动模式,在厚度方向上(图1(c)中压电层的局部坐标3方向)产生电压.

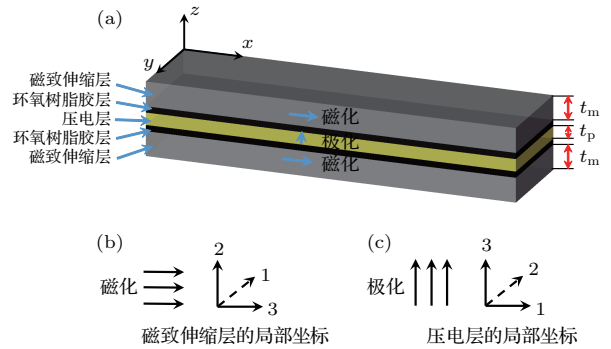


图1 (a) 直角坐标系下L-T模式长片型磁电层合材料示意图; (b) 磁致伸缩层的局部坐标,其中3代表磁化方向; (c) 压电层的局部坐标,其中3代表极化方向
Fig. 1. (a) Schematic of the L-T mode plate-type ME laminate composite in the Cartesian coordinate; (b) local coordinate in the magnetostrictive layer, in which 3 denotes the magnetization direction; (c) local coordinate in the piezoelectric layer, in which 3 denotes the polarization direction.

因此,L-T模式的磁电层合材料的工作原理从物理意义上可分为三步:磁致伸缩层的纵向振动,应变的传递,压电层的纵向振动.除了Bichurin等,之前的研究者关注更多的是磁致伸缩层和压电层的本构方程,而不是层间应变的传递,其主要依赖于2-2型磁电层合材料的界面耦合情况.Dong等忽略了应变传递的损耗,并假设磁致伸缩层和压电层的应变完全相同^[13],导致了理论值和实验值之间的误差.尽管他们引入了一个经验性的修正参数以调节误差^[16],但该参数缺乏实际的物理意义.本质上来说,两相材料的应变并不相同.在理论分析中,首先通过运动方程分别对磁致伸缩层和压电层进行建模^[17-20],然后利用一个全新的界面耦合系数将两层材料进行耦合.该界面耦合系数可以从物理意义上反映相间的应变传递,且不同于Bichurin等^[11]给出的定义.

2.1 磁致伸缩层的等效电路模型

Terfenol-D是一种典型的具有立方对称性的铁磁材料.当沿长度方向施加交流磁场时,磁致伸缩层产生纵向长度伸缩振动,其本构方程为:

$$S_{3m} = s_{33}^H T_{3m} + d_{33,m} H_3, \quad (1a)$$

$$B_3 = d_{33,m} T_{3m} + \mu_{33}^T H_3, \quad (1b)$$

其中, 下标 m 代表磁致伸缩层, S_{3m} 和 T_{3m} 分别为沿长度方向的应变和应力, H_3 和 B_3 分别为长度方向的磁场强度和磁感应强度, s_{33}^H 为材料沿长度方向的弹性柔顺系数, $d_{33,m}$ 为纵向压磁系数, μ_{33}^T 为材料沿长度方向的磁导率.

根据牛顿第二定律, 磁致伸缩层长度方向的运动方程为

$$\frac{\partial T_{3m}}{\partial x} = \rho_m \frac{\partial^2 u_{3m}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

其中 ρ_m 为磁致伸缩材料的密度, u_{3m} 为磁致伸缩层沿长度方向的位移. 将 (1a) 式代入 (2) 式, 假设磁致伸缩层内磁场沿长度方向均匀分布, 即 $\partial H_3 / \partial x = 0$, 并利用应变的表达式

$$S_{3m} = \frac{\partial u_{3m}}{\partial x}, \quad (3)$$

长度方向的运动方程可以重新写为

$$\frac{\partial^2 u_{3m}}{\partial x^2} = \frac{1}{v_m^2} \frac{\partial^2 u_{3m}}{\partial t^2}, \quad (4)$$

其中, $v_m = \sqrt{\frac{1}{\rho_m s_{33}^H}}$ 为磁致伸缩层长度振动的波速. 在磁致伸缩层沿长度做简谐振动的情况下, 位移 u_{3m} 可以写成相量形式 \dot{u}_{3m} , (4) 式可以写成相量形式

$$\frac{\partial^2 \dot{u}_{3m}}{\partial x^2} + k_m^2 \dot{u}_{3m} = 0, \quad (5)$$

其中, $k_m = \frac{\omega}{v_m}$ 为波数, ω 为角频率. (5) 式的通解为

$$\dot{u}_{3m} = A \cos(k_m x) + B \sin(k_m x), \quad (6)$$

其中, A 和 B 为待求常数, 由边界条件确定. 边界条件则以磁致伸缩层长度方向上两个端面的振动速度的形式给出

$$\dot{v}_{3m}(0) = j\omega \dot{u}_{3m}(0), \quad (7a)$$

$$\dot{v}_{3m}(l) = j\omega \dot{u}_{3m}(l), \quad (7b)$$

其中, $\dot{v}_{3m}(0)$ 和 $\dot{v}_{3m}(l)$ 分别是在 $x = 0$ 和 $x = l$ 两个端面的速度. 于是, 可解得长度方向的位移表达式为

$$\dot{u}_{3m} = \frac{\dot{v}_{3m}(0)}{j\omega} \cos(k_m x) + \frac{\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0) \cos(k_m l)}{j\omega \sin(k_m l)} \sin(k_m x). \quad (8)$$

将 (8) 式代入 (3) 式, 可得长度方向上两个端面的应变为:

$$\dot{S}_{3m}(0) = \frac{\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0) \cos(k_m l)}{j v_m \sin(k_m l)}, \quad (9a)$$

$$\dot{S}_{3m}(l) = \frac{\dot{v}_{3m}(l) \cos(k_m l) - \dot{v}_{3m}(0)}{j v_m \sin(k_m l)}. \quad (9b)$$

根据力的平衡条件 $F = -AT$, 结合 (1a) 式和 (9) 式可知施加在端面上的外力需满足

$$\begin{aligned} \dot{F}_{3m}(0) &= \frac{j\rho_m v_m A_m}{\sin(k_m l)} \dot{v}_{3m}(l) \\ &\quad - j\dot{v}_{3m}(0) \rho_m v_m A_m \cot(k_m l) \\ &\quad + \frac{d_{33,m} A_m}{s_{33}^H} \dot{H}_3, \end{aligned} \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} \dot{F}_{3m}(l) &= -\frac{j\rho_m v_m A_m}{\sin(k_m l)} \dot{v}_{3m}(0) \\ &\quad + j\dot{v}_{3m}(l) \rho_m v_m A_m \cot(k_m l) \\ &\quad + \frac{d_{33,m} A_m}{s_{33}^H} \dot{H}_3, \end{aligned} \quad (10b)$$

其中 $A_m = wt_m$ 为磁致伸缩层长度方向的截面积. 利用三角函数变换式 $\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha}$, (10) 式可进一步写为

$$\begin{aligned} \dot{F}_{3m}(0) &= -[\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)] Z_{2m} + \dot{v}_{3m}(0) Z_{1m} \\ &\quad + N_m \dot{H}_3, \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \dot{F}_{3m}(l) &= -[\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)] Z_{2m} - \dot{v}_{3m}(l) Z_{1m} \\ &\quad + N_m \dot{H}_3, \end{aligned} \quad (11b)$$

其中, $\dot{F}_{3m}(0)$, $\dot{F}_{3m}(l)$ 和 \dot{H}_3 可类比为电路中的机械电压; $\dot{v}_{3m}(0)$ 和 $\dot{v}_{3m}(l)$ 可类比为电路中的机械电流; $Z_{1m} = j\rho_m v_m A_m \tan \frac{k_m l}{2}$ 和 $Z_{2m} = -\frac{j\rho_m v_m A_m}{\sin(k_m l)}$ 可类比为机械阻抗; $N_m = \frac{d_{33,m} A_m}{s_{33}^H}$ 为磁机耦合系数. 由此, 可推得磁致伸缩层的等效电路模型, 如图 2 所示.

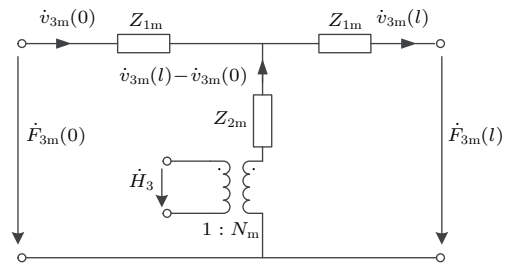


图 2 磁致伸缩材料 Terfenol-D 层的等效电路

Fig. 2. Equivalent circuit of the Terfenol-D layer.

当磁致伸缩层处于自由谐振时, 即 $\dot{F}_{3m}(0) = \dot{F}_{3m}(l) = 0$, 其等效电路可以简化为图 3 所示的形式, 其中 $Z_m = Z_{1m} \| Z_{1m} + Z_{2m} = -\frac{1}{2} j\rho_m v_m A_m \cot \frac{k_m l}{2}$.

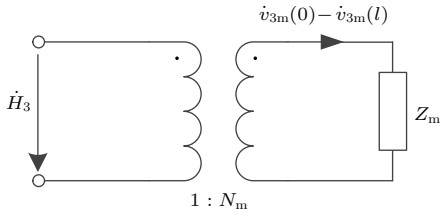


图3 自由谐振时磁致伸缩材料 Terfenol-D 层的等效电路

Fig. 3. Equivalent circuit of the Terfenol-D layer under free harmonic vibration.

2.2 压电层的等效电路模型

压电层的上下表面被银覆盖形成电极. 当具有无穷 mm 对称性的压电层沿长度方向受迫振动时, 其本构方程为

$$S_{1p} = s_{11}^E T_{1p} + d_{31,p} E_3, \quad (12a)$$

$$D_3 = d_{31,p} T_{1p} + \varepsilon_{33}^T E_3, \quad (12b)$$

其中, 下标 p 代表磁致伸缩层, S_{1p} 和 T_{1p} 分别为沿长度方向的应变和应力, E_3 和 D_3 分别为厚度方向的电场强度和电位移矢量, s_{11}^E 为材料沿厚度方向的弹性柔顺系数, $d_{31,p}$ 为横向压电系数, ε_{33}^T 为材料沿厚度方向的介电常数.

根据牛顿第二定律, 压电层长度方向的运动方程为

$$\frac{\partial T_{1p}}{\partial x} = \rho_p \frac{\partial^2 u_{1p}}{\partial t^2}, \quad (13)$$

其中 ρ_p 为磁致伸缩材料的密度, u_{3m} 为磁致伸缩层沿长度方向的位移. 将 (1a) 式代入 (2) 式, 假设磁致伸缩层内磁场沿长度方向均匀分布, 即 $\partial H_3 / \partial x = 0$, 并利用应变的表达式

$$S_{1p} = \frac{\partial u_{1p}}{\partial x}, \quad (14)$$

长度方向的运动方程可以重新写为

$$\frac{\partial^2 u_{1p}}{\partial x^2} = \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 u_{1p}}{\partial t^2}, \quad (15)$$

其中, $v_p = \sqrt{\frac{1}{\rho_p s_{11}^E}}$ 为压电层长度振动的波速. 在压电层沿长度做简谐振动的情况下, 位移 u_{1p} 可以写成相量形式 \dot{u}_{1p} , (15) 式可以写成相量形式

$$\frac{\partial^2 \dot{u}_{1p}}{\partial x^2} + k_p^2 \dot{u}_{1p} = 0, \quad (16)$$

其中, $k_p = \frac{\omega}{v_p}$ 为波数, ω 为角频率. (16) 式的通解为

$$\dot{u}_{1p} = C \cos(k_p x) + D \sin(k_p x), \quad (17)$$

其中, C 和 D 为待求常数, 由边界条件确定. 边界条件则以压电层长度方向上两个端面的振动速度的形式给出:

$$\dot{v}_{1p}(0) = j\omega \dot{u}_{1p}(0), \quad (18a)$$

$$\dot{v}_{1p}(l) = j\omega \dot{u}_{1p}(l), \quad (18b)$$

其中, $\dot{v}_{1p}(0)$ 和 $\dot{v}_{1p}(l)$ 分别是在 $x = 0$ 和 $x = l$ 两个端面的速度. 于是, 可解得长度方向的位移表达式为

$$\begin{aligned} \dot{u}_{1p} = & \frac{\dot{v}_{1p}(0)}{j\omega} \cos(k_p x) \\ & + \frac{\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0) \cos(k_p l)}{j\omega \sin(k_p l)} \sin(k_p x). \end{aligned} \quad (19)$$

将 (19) 式代入 (14) 式, 可得长度方向上两个端面的应变为

$$\dot{S}_{1p}(0) = \frac{\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0) \cos(k_p l)}{j\nu_p \sin(k_p l)}, \quad (20a)$$

$$\dot{S}_{1p}(l) = \frac{\dot{v}_{1p}(l) \cos(k_p l) - \dot{v}_{1p}(0)}{j\nu_p \sin(k_p l)}. \quad (20b)$$

根据力的平衡条件 $F = -AT$, 结合 (12a) 式和 (20) 式可知施加在端面上的外力需满足

$$\begin{aligned} \dot{F}_{1p}(0) = & \frac{j\rho_p \nu_p A_p}{\sin(k_p l)} \dot{v}_{1p}(l) - j\dot{v}_{1p}(0) \rho_p \nu_p A_p \cot(k_p l) \\ & + \frac{d_{31,p} A_p}{s_{11}^E} \dot{E}_3, \end{aligned} \quad (21a)$$

$$\begin{aligned} \dot{F}_{1p}(l) = & -\frac{j\rho_p \nu_p A_p}{\sin(k_p l)} \dot{v}_{1p}(0) + j\dot{v}_{1p}(l) \rho_p \nu_p A_p \cot(k_p l) \\ & + \frac{d_{31,p} A_p}{s_{11}^E} \dot{E}_3, \end{aligned} \quad (21b)$$

其中, $A_p = wt_p$ 是压电层长度方向的截面积. 利用三角函数变换式 $\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha}$, (21) 式可进一步写为

$$\begin{aligned} -\dot{F}_{1p}(0) = & [\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)] Z_{2p} - \dot{v}_{1p}(0) Z_{1p} \\ & - N_p \dot{V}_3, \end{aligned} \quad (22a)$$

$$\begin{aligned} -\dot{F}_{1p}(l) = & [\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)] Z_{2p} + \dot{v}_{1p}(l) Z_{1p} \\ & - N_p \dot{V}_3. \end{aligned} \quad (22b)$$

进一步地, 将 (12a) 式代入 (12b) 式并结合 (14) 式, 可解得电位移矢量为

$$\begin{aligned} D_3 = & \left(\varepsilon_{33}^T - \frac{d_{31,p}^2}{s_{11}^E} \right) E_3 + \frac{d_{31,p}}{s_{11}^E} S_{1p} \\ = & \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) E_3 + \frac{d_{31,p}}{s_{11}^E} S_{1p}. \end{aligned} \quad (23)$$

将(23)式沿着压电层电极表面积分, 可得电极表面感应的电荷总量为

$$\begin{aligned}
 Q &= \int_0^l \int_0^w D_3 dx dy \\
 &= \int_0^l \int_0^w \left[\varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \frac{V_3}{t_p} + \frac{d_{31,p}}{s_{11}^E} \frac{\partial u_{1p}}{\partial x} \right] dx dy \\
 &= \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \frac{lw}{t_p} V_3 \\
 &\quad + \frac{wd_{31,p}}{s_{11}^E} [u_{1p}(l) - u_{1p}(0)]. \tag{24}
 \end{aligned}$$

在压电层简谐振动的情况下, 其感应的电荷 Q 和上下电极流出的电流 I 可分别写作相量形式 \dot{Q} 和 \dot{I} . 两者之间的关系为

$$\begin{aligned}
 \dot{I} &= j\omega \dot{Q} \\
 &= j\omega \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \frac{lw}{t_p} \dot{V}_3 \\
 &\quad + j\omega \frac{wd_{31,p}}{s_{11}^E} [\dot{u}_{1p}(l) - \dot{u}_{1p}(0)] \\
 &= j\omega C_0 \dot{V}_3 + N_p [\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)], \tag{25}
 \end{aligned}$$

其中, $C_0 = \varepsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \frac{lw}{t_p}$ 是压电层的静态电容. 在(22)式和(25)式中, $\dot{F}_{1p}(0)$ 和 $\dot{F}_{1p}(l)$ 可类比为电路中的机械电压, $\dot{v}_{1p}(0)$ 和 $\dot{v}_{1p}(l)$ 可类比为电路中的机械电流, $Z_{1p} = j\rho_p v_p A_p \tan \frac{k_p l}{2}$ 和 $Z_{2p} = -\frac{j\rho_p v_p A_p}{\sin k_p l}$ 可类比为机械阻抗, $N_p = \frac{d_{31,p} w}{s_{11}^E}$ 是机电耦合系数, $\dot{V}_3 = \dot{E}_3 t_p$ 是压电层上下电极感应的电压. 由此, 可推得压电层的等效电路模型, 如图4所示.

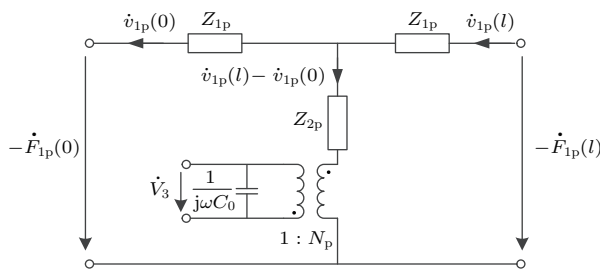


图4 压电材料 PZT 层的等效电路
Fig. 4. The equivalent circuit of the PZT layer.

当压电层处于自由谐振时, 即 $\dot{F}_{1p}(0) = \dot{F}_{1p}(l) = 0$, 其等效电路可以简化为图5所示的形式, 其中

$$Z_p = Z_{1p} \| Z_{1p} + Z_{2p} = -\frac{1}{2} j\rho_p v_p A_p \cot \frac{k_p l}{2}.$$

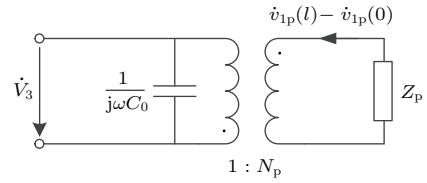


图5 自由谐振时压电材料 PZT 层的等效电路
Fig. 5. The equivalent circuit of the PZT layer under free harmonic vibration.

2.3 引入界面耦合系数

Bichurin 等^[11]提出的长片型磁电层复合材料的界面耦合系数表达式为 $k_c = (S_{1p} - S_{10,p}) / (S_{1m} - S_{10,p})$, 其中 S_{1p} 和 S_{1m} 分别为压电层和磁致伸缩层长度方向的应变, $S_{10,p}$ 为无层间摩擦力情况下压电层长度方向的应变. 然而, 该界面耦合系数主要有以下不足之处: 1) $S_{10,p}$ 较难被测量或计算, 且 k_c 的表达式缺乏简单直接的物理意义; 2) Bichurin 等给出的定义仅适用于弹性模型中的静态或准静态激励的情况. 若将其应用于动态激励下磁致伸缩层和压电层等效电路的耦合, 由于 $S_{10,p}$ 的存在, 在磁电层复合材料的等效电路中将会出现两个不必要的机械电流源, 导致推得的磁电系数表达式极其复杂. 因此, 有必要定义一个适用于准静态和动态激励、物理上反映相间应变传递的界面耦合系数. 考虑到两相的纵向应变为

$$\begin{aligned}
 S_{3m} &= \frac{\partial u_{3m}}{\partial x} = \frac{u_{3m}(l) - u_{3m}(0)}{l} \\
 &= \frac{\int v_{3m}(l) dt - \int v_{3m}(0) dt}{l}, \tag{26a}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_{1p} &= \frac{\partial u_{1p}}{\partial x} = \frac{u_{1p}(l) - u_{1p}(0)}{l} \\
 &= \frac{\int v_{1p}(l) dt - \int v_{1p}(0) dt}{l}, \tag{26b}
 \end{aligned}$$

对应的相量形式为

$$\dot{S}_{3m} = \frac{\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)}{j\omega l}, \tag{27a}$$

$$\dot{S}_{1p} = \frac{\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)}{j\omega l}. \tag{27b}$$

不失一般性地, 此处令

$$k_c = \frac{\dot{S}_{1p}}{\dot{S}_{3m}} = \frac{\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)}{\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)}. \tag{28}$$

当界面耦合系数 $k_c = 1$, 即 $S_{1p} = S_{3m}$ 时, 两相材料的应变相等, 表明磁致伸缩层的应变通过环氧树脂完全传递给了压电层, 两者界面为理想耦

合; 当 $k_c = 0$, 即 $S_{1p} = 0$, 不论磁致伸缩层的应变为何, 压电层的应变均为 0, 表明磁致伸缩层的应变无法通过环氧树脂传递给压电层, 两者界面完全不耦合; 当 k_c 取值为 0 到 1 之间时, 表明磁致伸缩层的应变通过环氧树脂部分传递给了压电层, k_c 表明界面的实际耦合程度.

在自由边界条件下, 两相材料两个端面处纵向振动速度之差 $\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)$ 和 $\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)$, 分别是图 2 和图 3 中理想变压器二次侧的机械电流. 因此由 (28) 式中界面耦合系数的设置, 可以将两相材料的等效电路通过一个变比为 k_c 的理想变压器进行耦合. 在等效电路中, 该理想变压器起着将磁致伸缩层纵向应变(或振动)传递至压电层的作用. 同时, 根据自由振动时磁电层合材料两侧端面所受合外力均为零(即 $\dot{F}_{3m}(0) + \dot{F}_{1p}(0) = 0$, $\dot{F}_{3m}(l) + \dot{F}_{1p}(l) = 0$)的力学边界条件、测量输出时压电层可视为开路(即 $D_3 = 0$)的电学边界条件, 磁电层合材料的等效电路需满足

$$-[\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)]Z_m + N_m \dot{H}_3 - [\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)]Z_p + N_p \dot{V}_3 = 0, \quad (29a)$$

$$\dot{I} = j\omega C_0 \dot{V}_3 + N_p [\dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0)] = 0, \quad (29b)$$

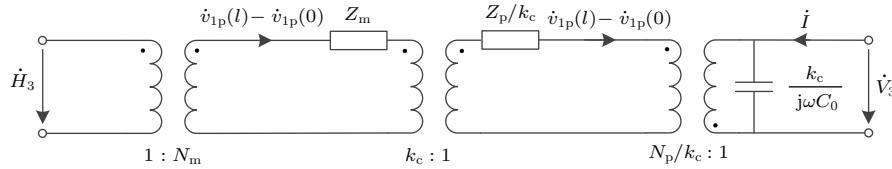


图 6 L-T 模式长片型 Terfenol-D/PZT 磁电层合材料的等效电路

Fig. 6. The equivalent circuit of the L-T mode plate-type Terfenol-D/PZT laminate composite.

由磁机电等效电路, 可得 L-T 模式长片型磁电层合材料的磁电电压系数. 利用分压定理, 输出机械电压 $N_p \dot{V}_3$ 与激励机械电压 $N_m \dot{H}_3$ 的比值为

$$\left| \frac{N_p \dot{V}_3}{N_m \dot{H}_3} \right| = \left| \frac{\frac{N_p^2 k_c}{j\omega C_0}}{Z_m + k_c Z_p + \frac{N_p^2 k_c}{j\omega C_0}} \right|. \quad (30)$$

将各个电路元件的表达式代入 (30) 式, 可得磁电电压系数为

$$\alpha_V = \left. \frac{dV_3}{dH_3} \right|_{L-T} = \frac{n(1-n)t_{total}d_{33,m}g_{31,p}k_c}{ns_{11}^E(1-k_{31}^2) + (1-n)k_c s_{33}^H}, \quad (31)$$

其中, 层合比 $n = \frac{t_m}{t_{total}} = \frac{t_m}{t_m + t_p}$ 为磁致伸缩层

$$k_c [\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)] = \dot{v}_{1p}(l) - \dot{v}_{1p}(0). \quad (29c)$$

由 (29) 式得到的等效电路如图 6 所示. 施加在磁致伸缩层上的交流磁场小信号 \dot{H}_3 通过三个理想变压器最终转变为压电层感应的电压 \dot{V}_3 , 上述三者的变比分别为磁机耦合系数、界面耦合系数和机电耦合系数. 通过和 Dong 等 [13] 提出的等效电路进行比较, 可以发现引入界面耦合系数使得模型更具有物理意义和简洁形式. 需要说明的是, 2-2 型磁电材料, 如磁电层合材料, 其中的磁性相和压电相为二维平面接触, 其间的界面较为平整均匀. 而具有其他连接度的磁电复合材料, 如颗粒复合材料 (0-3 型), 其中的磁性相和压电相为三维曲面接触, 且界面粗糙不均匀, 虽然其磁电效应仍通过应力、应变进行耦合, 但不一定能通过如 (28) 式所示简洁形式的界面耦合系数对其磁电耦合效应给出完整的物理解释. 因此, 本文提出的模型主要适用于使用环氧树脂胶或其他黏接剂黏接而成的磁电层合材料. 需说明的是, 图 6 为从磁致伸缩层观察到的等效电路, 主回路中的机械电流为 $\dot{v}_{3m}(l) - \dot{v}_{3m}(0)$. 压电层的机械阻抗、机电耦合系数和静态电容分别折算成从磁致伸缩层观察到的形式.

与磁电层合材料之间厚度的比值. (31) 式的分子项是 n 的二次函数, 可推得磁电电压系数存在一个最大值, 其对应的层合比为最佳层合比 n_{optim} . 令 $\delta\alpha_V/\delta n = 0$, 可解得最佳层合比为

$$\begin{aligned} n_{optim} &= \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{s_{11}^E}{k_c s_{33}^H} (1 - k_{31}^2)}} \\ &= \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{s_{11}^E}{k_c s_{33}^H} \left(1 - \frac{d_{31,p}^2}{\varepsilon_{33}^T s_{11}^E}\right)}} \\ &= \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{s_{11}^E}{k_c s_{33}^H} \frac{\varepsilon_{33}^S}{\varepsilon_{33}^T}}}. \end{aligned} \quad (32)$$

3 实验前期准备

沿长度方向磁化的磁致伸缩材料 Terfenol-D (由钢铁研究总院提供) 被切割成 30 mm 长、8 mm 宽的片状. 为了探究磁电电压系数与层合比之间的关系, 并验证最佳层合比, 沿厚度方向极化的压电材料 PZT-5 (汉宁电子) 被切割成六组不同厚度的尺寸. 磁电层合材料的总厚度均为 2.8 mm. 所用的 Terfenol-D 和 PZT-5 的材料参数如表 1 所列.

表 1 Terfenol-D 和 PZT-5 参数
Table 1. Parameters of Terfenol-D and PZT-5.

材料	$d_{31,m}$ 或 $g_{31,p}$	s_{11}^H 或 s_{11}^E	μ_r k_{31}
Terfenol-D	2×10^{-10} Wb/N	125×10^{-12} m ² /N	5
PZT-5	10×10^{-3} Vm/N	13.5×10^{-12} m ² /N	1 0.36

将两片 Terfenol-D 和一片 PZT-5 由环氧树脂胶 (型号 Eccoband 45BLK, Emerson & Cuming 公司) 黏接成三明治结构, 并在机械负载下置于 85 °C 环境中烘烤 6 h, 以得到更好的黏接效果, 制得的样品如图 7 (a) 所示. 界面耦合系数, 即层间应变传递效率受到温度和压力的影响. 因此在固化过程中, 将 100 g 和 500 g 两组不同的砝码放在具有相同层合比的磁电层合材料上, 以提供不同的机械负载作为对比. 为方便辨识, 所有制得的磁电材料样品均做数字标记, 具体的组合配置如表 2 和表 3 所列.

表 2 500 g 砝码负载下的磁电层合材料样品配置
Table 2. Configuration of ME laminate sample under 500 g weight mechanical load.

样品编号	1	2	3	4	5	6
Terfenol-D 厚度 $2t_m$ /mm	1.1	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6
PZT-5 厚度 t_p /mm	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6
层合比 n	0.79	0.71	0.64	0.57	0.50	0.43
固化时机械负载	500 g 砝码					

磁电电压系数测量系统的实验装置连接图如图 7 (b) 所示. 一对直流电源控制的电磁铁 (型号 EM5, 东方晨景) 用于提供 0—5000 Oe (1 Oe = 79.5775 A/m) 的可控直流偏置磁场 H_{bias} . 信号发生器 (SP 1212B) 和功率放大器 (型号 HVP-1070B, 佛能科技) 为亥姆霍兹线圈提供驱动信号, 用于产生叠加在 H_{bias} 上的 0—10 Oe 可控微弱工

频交流磁场 H_{ac} , 并由一个高斯计 (型号 905, 中宇环泰) 检测. 磁电层合材料上下表面接出的引线连接到示波器 (型号 TPS 2014, Tektronix), 用于观察和测量输出电压.

表 3 100 g 砝码负载下的磁电层合材料样品配置
Table 3. Configuration of ME laminate sample under 100 g weight mechanical load.

样品编号	7	8	9	10	11	12
Terfenol-D 厚度 $2t_m$ /mm	1.1	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6
PZT-5 厚度 t_p /mm	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6
层合比 n	0.79	0.71	0.64	0.57	0.50	0.43
固化时机械负载	100 g 砝码					

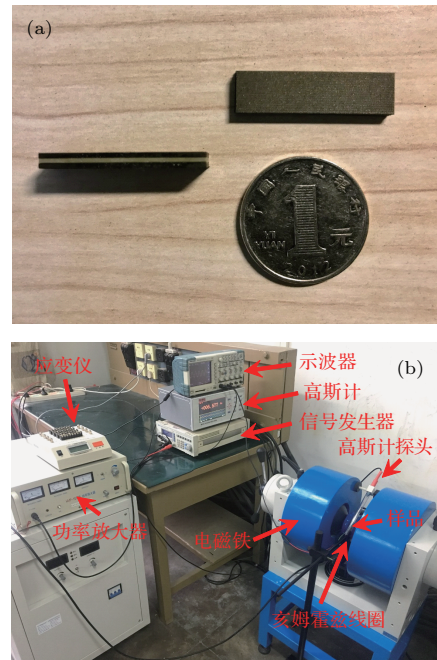


图 7 (a) 磁电层合材料样品实物图; (b) 磁电测量系统装置
Fig. 7. (a) Fabricated ME laminate sample; (b) the experimental setup for ME measurement system.

4 实验结果与讨论

4.1 磁致伸缩和压磁系数

由理论表达式 (31) 式可得 L-T 模式的磁电电压系数与压磁系数 $d_{33,m}$ 成正比, 而 $d_{33,m}$ 是关于外加直流偏置磁场的函数. 考虑到 $d_{33,m}$ 是磁致伸缩应变 $\lambda_{33,m}$ 关于直流偏置磁场的导数, 首先对 Terfenol-D 的磁致伸缩应变曲线进行讨论. 实验中, 电阻应变仪用于测量磁致伸缩应变. 为了测量的方便, 采用从棒状 Terfenol-D 中切割出的沿长度方向

磁化的 Terfenol-D 长片作为待测样品, 而不是沿厚度方向磁化的 Terfenol-D 长片.

室温下由应变仪测得的 Terfenol-D 纵向磁致伸缩 λ_{33} 、横向磁致伸缩 λ_{31} 与直流偏置磁场的关系曲线如图 8 所示. 通过六阶多项式拟合所测 $\lambda-H_{\text{bias}}$ 曲线, 并计算其斜率, 得到的 Terfenol-D 纵向和横向压磁系数与直流偏置磁场的关系曲线如图 9 所示. 需要注意的是, 当沿厚度方向施加 H_{bias} , 测得的横向磁致伸缩系数为负值, 但在图 8 中将其标为正值以做对比. 从图 8 中可以明显观察到, 在 0—5000 Oe 直流偏置磁场范围内, 纵向磁致伸缩系数至少大于横向磁致伸缩系数的 4 倍. 随着 H_{bias} 的增加, 纵向磁致伸缩系数在 3000 Oe 附近达到了

饱和值 900 ppm, 而横向磁致伸缩系数则持续上升, 并未出现饱和迹象. 两者在数值和趋势上的差异应归因于退磁场.

尽管纵向磁致伸缩系数远大于横向磁致伸缩系数, 两者对应的压磁系数则是可比的. $d_{33,m}$ 在 300 Oe 磁场下达到了高于 2×10^{-8} Wb/N 的最大值, 却在高于 1000 Oe 的磁场下迅速降至 5×10^{-9} Wb/N 以下. 然而, $d_{31,m}$ 一直保持上升趋势并在高于 2000 Oe 磁场下超过了 $d_{33,m}$.

考虑到磁电电压系数与压磁系数成正比, L-T 模式长片型磁电层合材料可被应用于较小直流磁场环境中提供较大磁电输出的传感器和执行器.

4.2 磁电电压系数

将样品 2 置于直流偏置磁场 $H_{\text{bias}} = 241$ Oe 和交流激励频率 $f = 50$ Hz 环境下, 测得的纵向磁电电压与交流磁场 H_{ac} 的关系曲线如图 10 所示. 蓝色散点是实验所测数据, 红色点划线是线性回归分析所拟合的趋势线. 线性回归方程和相关系数表明了线性度, 可以清楚地观察到在 0.5—5.0 Oe 交流磁场范围中, 纵向磁电电压一直线性变化. 因此, 该趋势线的斜率即为纵向磁电电压系数, 即 $\alpha_v = 0.104$ V/Oe. 此外, 还需注意线性回归方程包含了一个截距项, 表明在 $H_{\text{ac}} = 0$ 时磁电层合材料仍有电压输出. 这可能是由周围环境中的恒定杂散磁场引起的, 比如亥姆赫兹线圈的电场产生的磁场干扰, 其可由屏蔽措施消除.

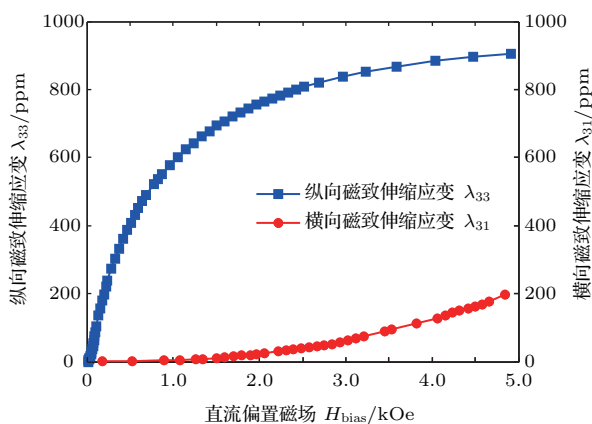


图 8 室温下 Terfenol-D 纵向磁致伸缩 λ_{33} 、横向磁致伸缩 λ_{31} 与直流偏置磁场的关系曲线

Fig. 8. The longitudinal magnetostriction λ_{33} and transverse magnetostriction λ_{31} of Terfenol-D as a function of the DC bias magnetic field H_{bias} at room temperature, respectively.

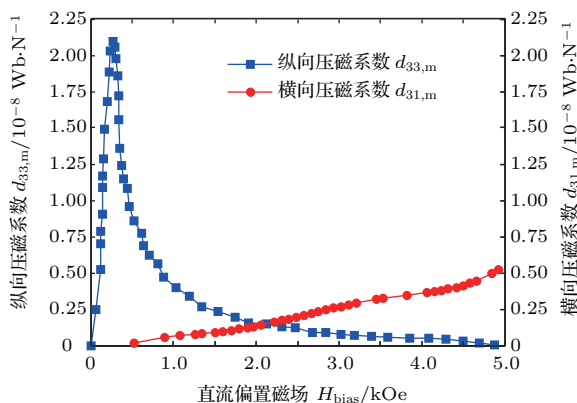


图 9 Terfenol-D 纵向和横向压磁系数与直流偏置磁场的关系曲线

Fig. 9. The longitudinal piezomagnetic coefficient $d_{33,m}$ and transverse piezomagnetic coefficient $d_{31,m}$ of Terfenol-D as a function of the DC bias magnetic field H_{bias} .

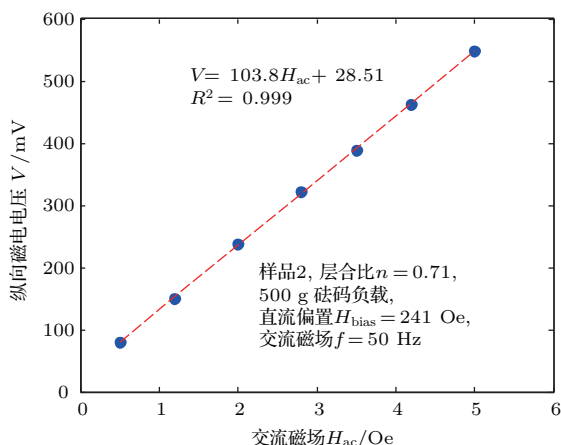


图 10 纵向磁电电压与交流磁场 H_{ac} 的关系 (直流偏置磁场 $H_{\text{bias}} = 241$ Oe, 交流激励频率 $f = 50$ Hz)

Fig. 10. The induced longitudinal ME voltage as a function of the AC magnetic field H_{ac} for No. 2 sample at $H_{\text{bias}} = 241$ Oe and $f = 50$ Hz.

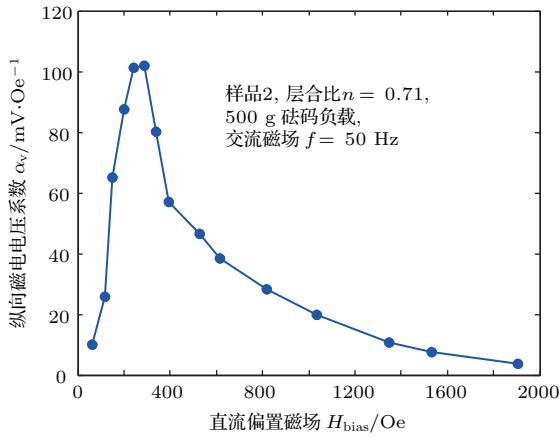


图 11 纵向磁电电压系数与直流偏置磁场的关系

Fig. 11. The induced longitudinal ME voltage coefficient as a function of the DC bias magnetic field for No. 2 sample at $f = 50$ Hz.

通过改变样品 2 所处的直流偏置磁场环境, 可以进一步测得纵向磁电电压系数与直流偏置磁场的关系曲线, 如图 11 所示. 纵向磁电电压系数随着直流偏置磁场的增加而迅速上升, 并在 290 Oe 附近磁场下达到 105 mV/Oe, 然后在大于 500 Oe 磁场下降至低于 40 mV/Oe. 考虑到高于 50 mV/Oe 的磁电电压系数是一个合理的灵敏度, L-T 模式长片型磁电层合材料可工作在 150—400 Oe 直流磁场下用于测量较小的交流电流或磁场. 由图 11 得到的另一个重要结论是, 在 0—2000 Oe 直流磁场范围内, α_v - H_{bias} 曲线和 $d_{31,m}$ - H_{bias} 的趋势基本一致.

这从实验上证明了纵向磁电电压 α_v 正比于 $d_{33,m}$, 而在 (31) 式中的其他参数, 特别是层合比 n 和界面耦合系数 k_c 均保持不变.

4.3 界面耦合系数

将测得的磁电电压系数 α_v 、压磁系数 $d_{33,m}$ 、层合比 n 和其他参数值代入 (31) 式, 即可计算得到界面耦合系数 k_c . 由样品 2 的实验数据所得的 k_c 如表 4 所列. 若忽略较大或较小磁场下对应的数值, 可以发现计算得到的界面耦合系数约为 0.13—0.16. 然而, 一个样品的实验结果并不一定能反映所有样品的普遍情况. 为了探求符合所有样品的界面耦合系数, 进行以下两步操作: 1) 在 H_{bias} , n 和 α_v 组成的三维坐标系中, 绘出所有实验测得散点; 2) 根据最小均方误差分析, 用取值 0.13—0.16 的界面耦合系数所构成的理论磁电电压系数曲面去拟合所测散点, 具有最小均方误差的曲面即对应最合适的界面耦合系数. 样品 1—6 的实验所测数据和三维曲面拟合结果如图 12 所示, 其中蓝色散点代表所测数据, 曲面对应的界面耦合系数为 0.15. 该曲面和散点符合情况良好, 说明 $k_c = 0.15$ 的正确性, 也证明了 (28) 式给出的界面耦合系数定义的合理性. 此外, 也可同理得到样品 7—12 的界面耦合系数为 0.10.

表 4 由样品 2 的实验数据计算所得界面耦合系数 k_c

Table 4. The calculated interface coupling factor k_c of No. 2 sample.

$H_{\text{bias}}/\text{Oe}$	61	116	150	199	241	290	341	395	526	613	817	1035	1346	1533	1905
$d_{33,m}/10^{-9}\text{A}\cdot\text{m}^{-1}$	2.46	5.26	12.9	16.8	20.3	20.6	15.6	11.5	8.56	7.75	5.64	3.99	2.69	2.33	1.58
$\alpha_v/\text{mV}\cdot\text{Oe}^{-1}$	11.9	25.8	65.6	83.4	103.8	105.1	80.6	56.5	41.5	41.0	26.4	17.7	13.6	14.1	7.3
计算所得 k_c	0.142	0.145	0.155	0.148	0.157	0.156	0.159	0.146	0.142	0.165	0.135	0.124	0.152	0.210	0.132

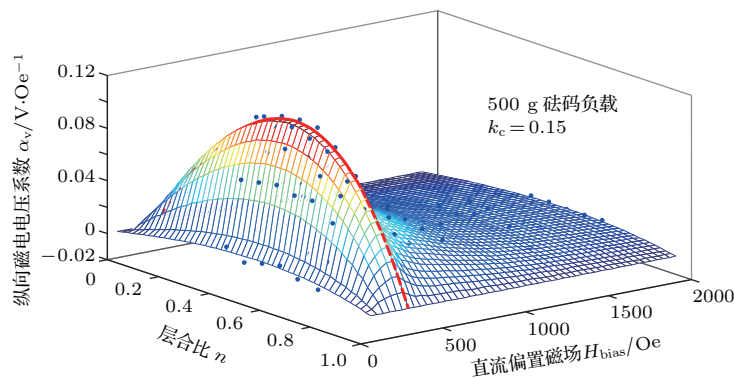


图 12 样品 1—6 的实验所测数据和界面耦合系数为 0.15 的三维曲面拟合结果

Fig. 12. The measured data and surface fitting result in $H_{\text{bias}}-n-\alpha_v$ three dimensional space for No. 1—6 samples.

对于样品制作过程中施加不同机械负载导致界面耦合系数不同的现象, 可以给出定性的物理解释. 在 500 g 砝码负载下, 层间黏接情况相对紧致, 使得较多的应变由磁致伸缩层传递至压电层, 从而具有较大的界面耦合系数; 而在 100 g 砝码负载下, 层间黏接较弱, 层间应变传递减少, 因此界面耦合系数也相对较小.

4.4 最佳层合比

根据 (32) 式, 对于 L-T 模式长片型磁电层合材料而言, 界面耦合系数 0.15 和 0.10 对应的最佳层合比分别为 0.56 和 0.51. 由于直流偏置磁场的改变并不影响最佳层合比, 采用 290 Oe 直流磁场下测得

的实验数据来验证对最佳层合比的理论预测, 如图 13 所示, 其中蓝色散点代表由制作过程中承受 500 g 砝码负载的样品所得结果, 绿色散点代表由承受 100 g 砝码负载的样品所得结果, 黑色虚线代表界面耦合系数 0.15 对应的理论磁电电压系数曲线, 黑色点线代表界面耦合系数 0.10 对应的理论磁电电压系数曲线. 由图 13 观察可得, 实验测得散点与对应的理论曲线基本符合. 界面耦合系数 0.15 对应的最佳层合比实验值为 0.57, 而 0.10 对应的最佳层合比实验值为 0.50. 两个最佳层合比的实验值均与对应的理论值基本符合, 且两者之间的大小关系未变, 即界面耦合系数 0.15 对应的最佳层合比实验值仍大于 0.10 对应的最佳层合比实验值.

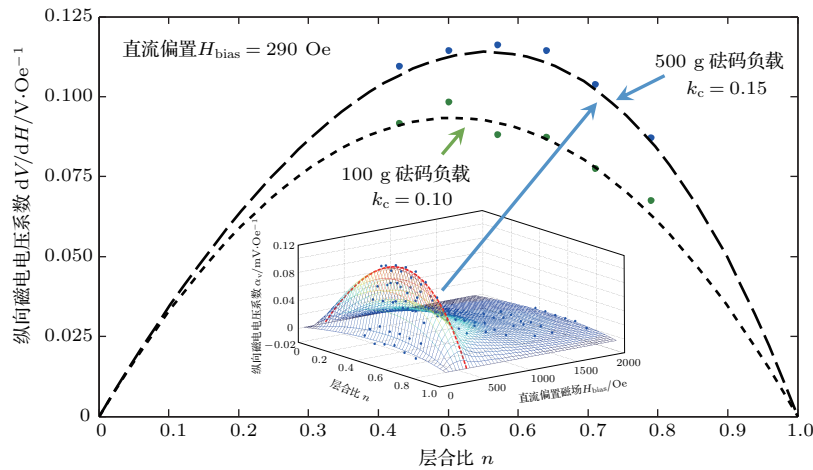


图 13 纵向磁电电压系数理论值和实验值与层合比的关系 (直流偏置磁场 $H_{\text{bias}} = 290$ Oe)

Fig. 13. The theoretical and measured longitudinal ME voltage coefficient as a function of the thickness ratio under 290 Oe DC bias magnetic field.

5 结 论

1) 提出的磁致伸缩层和压电层之间的界面耦合系数可以简洁有效地反映两者的耦合程度.

2) 磁致伸缩层和压电层各自的等效电路可以通过一个变比为界面耦合系数 k_c 的理想变压器进行耦合. 因此, 该改进的等效电路可以反映两相之间的物理耦合效应.

3) 相比于 Bichurin 和 Dong 等的研究成果, 由改进的等效电路可以推导得到更准确的磁电电压系数和最佳层合比的表达式. 对 12 个具有不同尺寸和负载条件的样品进行实验, 验证了该等效电路及上述表达式的正确性.

4) 提出的模型仅适用于使用环氧树脂胶或其

他黏接剂黏接而成的磁电层合材料, 该模型不一定能从物理层面完全解释颗粒复合材料、薄膜材料等其他磁电复合材料中的磁电效应机理. 然而, 若将界面耦合系数视为一个修正参数, 它也许可用于解释由上述磁电复合材料得到的实验值与理论值之间的误差.

5) 总之, 提出的改进的等效电路模型可以为基于磁电层合材料的器件, 如电流传感器^[21]、磁场传感器、能量采集装置、无线能量传输系统^[22]等的设计、制作和应用提供指导.

参考文献

[1] Fiebig M 2005 *J. Phys. Appl. Phys.* **38** R123
 [2] Nan C W, Bichurin M I, Dong S, Viehland D, Srinivasan G 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 031101

- [3] Ryu J, Carazo A V, Uchino K, Kim H E 2001 *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** 4948
- [4] Ryu J, Priya S, Carazo A V, Uchino K, Kim H E 2001 *J. Am. Ceram. Soc.* **84** 2905
- [5] Harshe G R 1991 *Ph. D. Dissertation* (Pennsylvania: The Pennsylvania State University)
- [6] Harshe G, Dougherty J P, Newnham R E 1993 *Int. J. Appl. Electromagn. Mater.* **4** 145
- [7] Avellaneda M, Harshe G 1994 *J. Intell. Mater. Syst. Struct.* **5** 501
- [8] Nan C W 1994 *Phys. Rev. B* **49** 12619
- [9] Nan C W 1994 *J. Appl. Phys.* **76** 1155
- [10] Bichurin M I, Petrov V M, Srinivasan G 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 7681
- [11] Bichurin M I, Filippov D A, Petrov V M, Laletsin V M, Paddubnaya N, Srinivasan G 2003 *Phys. Rev. B* **68** 132408
- [12] Filippov D A 2005 *Phys. Solid State* **47** 1118
- [13] Dong S, Li J F, Viehland D 2003 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **50** 1253
- [14] Dong S, Zhai J 2008 *Chin. Sci. Bull.* **53** 2113
- [15] Lou G, Yu X, Lu S 2017 *Sensors* **17** 1399
- [16] Dong S, Li J F, Viehland D 2004 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **51** 794
- [17] Mason W P 1939 *Phys. Rev.* **55** 775
- [18] Mason W P 1964 *Physical Acoustics: Principles and Methods* (Vol. 1) (New York: Academic Press) p169
- [19] Engdahl G 1999 *Handbook of Giant Magnetostrictive Materials* (San Diego: Academic Press) p135
- [20] Ballato A 2001 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **48** 1189
- [21] Yu X, Lou G, Chen H, Wen C, Lu S 2015 *IEEE Sens. J.* **15** 5839
- [22] Yu X J, Wu T Y, Li Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 058503 (in Chinese) [于歆杰, 吴天逸, 李臻 2013 物理学报 **62** 058503]

Equivalent circuit model for plate-type magnetoelectric laminate composite considering an interface coupling factor*

Lou Guo-Feng Yu Xin-Jie[†] Lu Shi-Hua

(State Key Laboratory of Power System, Department of Electrical Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 20 September 2017; revised manuscript received 23 October 2017)

Abstract

We describe the modeling of magnetoelectric (ME) effect in the plate-type Terfenol-D/ PZT laminate composite by introducing a newly proposed interface coupling factor into the equivalent circuit model, aiming at providing a guidance for designing, fabricating and using the ME laminate composite based devices, such as current sensor, magnetic sensor, energy harvester, and wireless energy transfer system. Considering that the strains of the magnetostrictive and piezoelectric layers are not equal in actual operation due to the epoxy resin adhesive bonding condition, the equivalent circuit models of magnetostrictive and piezoelectric layers are created based on the constitutive equation and the equation of motion, respectively. An interface coupling factor k_c is introduced which physically reflects the strain transfer condition between the magnetostrictive and piezoelectric phases. Specifically, the respective equivalent circuit models of magnetostrictive and piezoelectric layers are combined with an ideal transformer whose turn-ratio is just the interface coupling factor. Furthermore, the theoretical expressions containing k_c for the longitudinal ME voltage coefficient α_v and the optimum thickness ratio n_{optim} to which the maximum ME voltage coefficient corresponds are derived from the modified equivalent circuit model of ME laminate, where the interface coupling factor acts as an ideal transformer. To explore the influence of mechanical load on the interface coupling factor k_c , two sets of weights, i.e., 100 g and 500 g, are placed on the top of the ME laminates, each with the same thickness ratio n in the sample fabrication for comparison. A total of 12 L-T mode plate-type ME laminate samples with different-thickness configurations are fabricated. The interface coupling factors determined from the measured α_v and the DC bias magnetic field H_{bias} are 0.15 for 500 g pre-mechanical load and 0.10 for 100 g pre-mechanical load, respectively. Furthermore, the measured optimum thickness ratios are 0.57 for $k_c = 0.15$ and 0.50 for $k_c = 0.10$, respectively. Both the measured ME voltage coefficient α_v and optimum thickness ratio containing k_c agree well with the corresponding theoretical predictions. The relationship between the optimum thickness ratios under two different mechanical loads remains unchanged, i.e., the measured optimum thickness ratio for $k_c = 0.15$ is larger than for $k_c = 0.10$. The experimental results verify the reasonability and correctness of the introduction of k_c in the modified equivalent circuit model. The possible reasons for different interface coupling factors under different loads are also qualitatively discussed in this paper.

Keywords: magnetoelectric laminate composite, equivalent circuit model, interface coupling factor, magnetoelectric laminate based sensors

PACS: 75.85.+t, 85.80.Jm, 07.07.Df

DOI: 10.7498/aps.67.20172080

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51377087).

[†] Corresponding author. E-mail: yuxj@tsinghua.edu.cn