

层状磁电复合材料谐振频率下的巨磁电容效应*

王巍 罗小彬 杨丽洁 张宁†

(南京师范大学物理科学与技术学院,磁电子学实验室,南京 210046)

(2010年12月17日收到;2011年1月20日收到修改稿)

对三明治复合结构 $Tb_x Dy_{1-x} Fe_{2-y} / Pb(Zr, Ti) O_3 / Tb_x Dy_{1-x} Fe_{2-y}$ 的电容与频率及磁场的函数关系进行了实验和理论研究. 实验发现,该复合材料样品的电容随频率的增加而出现多个谐振峰,并且其谐振点随磁场的增加而发生频移. 在谐振点附近,观察到样品的阻抗随磁场的增加由容抗性转变为感性,从而同时观察到巨大的正磁电容效应和负磁电容效应. 由复合材料的弹性力学本构方程出发,对该类样品的电容随频率及磁场的变化进行了理论模拟. 结果显示,模拟曲线与实验结果符合得很好. 理论表明该磁致伸缩/压电复合材料的磁电容效应源于磁场诱变的铁磁相柔顺系数.

关键词: 层状复合材料, 界面弹性耦合, 磁电容效应

PACS: 77.65.-j, 75.50.Bb, 77.84.Dy

1. 引言

外磁场引起材料电容或介电常数的变化称为磁电容效应,磁电容传感器在磁场探测、智能滤波、磁存储中具有重要应用价值^[1-3]. 迄今,关于磁电容效应的物理起源有两种观点:1)由于铁电相和铁磁相的磁电耦合产生的磁电容效应^[4-8],2)由磁电阻诱导的 Maxwell-Wagner 效应产生的磁电容效应^[9-11]. 人们对由这两种起源引起的磁电容效应进行了大量研究,例如,尖晶石结构的锰锌铁氧体,在 3.5 kOe (1 Oe = 79.5775 A/m) 磁场下,谐振频率 7 MHz,室温磁电容可达 1800%^[9]. 压电陶瓷 BaTiO₃ 和具有磁致伸缩性的 Ni 纳米颗粒复合材料的室温磁电容在 2 kOe 磁场下可达 10%,在 5 kOe 磁场下可达 300%^[6,12].

最近,Jang 和 Fina 等分别从理论和实验对多铁性材料的常温磁电耦合系数与其磁(介电)电容系数之间的关系进行了研究,发现两者之间存在关系式^[13,14]

$$C_M = \left(\frac{\chi_E}{E_0} \right) H_{dc}, \quad (1)$$

其中, $C_M = \frac{C(H) - C(0)}{C(0)}$ 为磁电容系数, $C(H)$ 及

$C(0)$ 分别为有磁场强度为 H 和零场下的电容,可以计算样品在不同频率下的磁电容,如频率为 187.65 kHz 时,磁场为 1.67 kOe 时,正磁电容可达 23400%,该数值远大于最新报道的 1800% 的磁电容^[9]. χ_E 为磁电耦合系数, E_0 为激励电场振幅, H_{dc} 为偏置磁场强度. (1) 式表明,在一定的偏置磁场下,磁电耦合系数与磁电容系数成正比,那么具有强磁电耦合性能的材料应同样具有强磁电容效应. 但是,已有的实验结果显示具有大的磁电耦合效应的磁电复合材料,其磁电容效应并不明显^[6,12]. 这是因为影响磁电耦合的因素不仅与铁电、铁磁之间的耦合有关,激励信号的频率也是重要的因素. 层状复合磁电材料研究表明,在铁电和铁磁复合材料的谐振频率处的磁电电压远大于非谐振频率处的磁电电压^[15,16],文玉梅等对层状复合结构的磁电响应频率特性理论和实验研究也证明这一点^[17]. 并且,铁电材料的电容或介电常数与信号频率有关. 所以研究磁电复合材料的磁电容效应在考虑其具有大的磁电耦合系数的同时,其谐振频率也是决定其磁电容效应的关键因素.

本文报道了由铽镝铁 $Tb_x Dy_{1-x} Fe_{2-y}$ (Terfenol-D) 和锆钛酸铅 $Pb(Zr, Ti) O_3$ (PZT) 构成的三明治复合结构在其谐振频率处室温巨磁电容效应及磁场

* 国家自然科学基金(批准号:50977046)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zhangning@njnu.edu.cn

诱导的谐振频移.

2. 复合材料电容(C_b)的理论模型

2.1. 磁致伸缩/压电双层复合材料的电容

层状磁电复合材料之间的耦合是应力-应变的耦合,三层复合结构如图1所示.

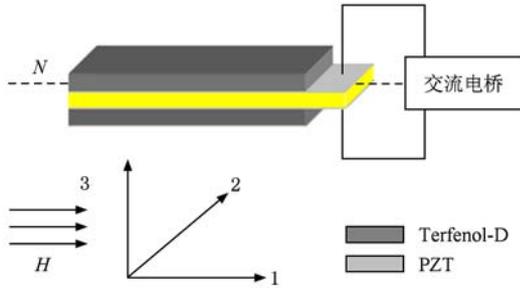


图1 Terfenol-D/PZT 三层复合结构示意图

由弹性力学模型^[18]得到压电相和磁致伸缩相本构方程为

$${}^pS_1 = {}^p s_{11} {}^pT_1 + {}^p d_{31} {}^pE_3, \quad (2)$$

$${}^pS_2 = {}^p s_{12} {}^pT_1 + {}^p d_{31} {}^pE_3, \quad (3)$$

$${}^pD_3 = {}^p d_{31} {}^pT_1 + {}^p \epsilon_{33} {}^pE_3, \quad (4)$$

$${}^mS_1 = {}^m s_{11}^B {}^mT_1 + {}^m q_{11} H_1, \quad (5)$$

$${}^mS_2 = {}^m s_{12}^m {}^mT_1 + {}^m q_{12} H_1, \quad (6)$$

式中 ${}^pS_i, {}^mS_i, {}^pT_i, {}^mT_i, {}^pD_3 (i = 1, 2)$, p, m 代表压电相和磁致伸缩相)分别是应力、应变、电位移, E_3, H_1 分别为电场强度、磁场强度, ${}^p s_{11}, {}^p s_{12}$ 是压电体恒定电场下的弹性柔度系数, ${}^p \epsilon_{33}$ 和 ${}^p d_{31}$ 是压电体的介电常数、压电系数. ${}^m s_{11}^B, {}^m s_{12}^B$ 是磁致伸缩相的弹性柔度系数, 并且 ${}^m s_{11}^B = {}^m s_{11} - \frac{{}^m q_{11}^2(H) + {}^m q_{12}^2(H)}{\mu_{11}}$, 磁致伸缩相的弹性柔度系数随 1 方向磁场发生变化^[19], ${}^m s_{11}$ 是恒定磁场下的弹性柔度系数, ${}^m q_{11} = \frac{d\lambda_{11}}{dH_1}$, ${}^m q_{12} = \frac{d\lambda_{12}}{dH_1}$ 是压磁系数, $\lambda_{11}, \lambda_{12}$ 是磁致伸缩系数, 随着磁场的变化而不同, μ_{11} 是磁导率.

${}^m s_{12}^B = {}^m s_{12} - \frac{{}^m q_{11}^2(H) + {}^m q_{12}^2(H)}{\mu_{11}}$, 假设层间为理想耦合, ${}^pS_i = {}^mS_i$. 由于施加的信号电场是按简谐规律变化的, 则层合材料的运动方程^[20]

$$\bar{\rho} \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = n \frac{\partial^p T_1}{\partial x} + (1-n) \frac{\partial^m T_1}{\partial x}, \quad (7)$$

其中 u_x 是层合材料沿 x 方向的位移, $\bar{\rho} = n^p \rho + (1-n)^m \rho$ 是层合材料的平均质量密度, n 压电相的体积分数, ${}^p \rho$ 和 ${}^m \rho$ 分别是压电相和磁致伸缩相的质量密度. 由方程(2)和(5), 将解出的 pT_1 和 mT_1 代入

$$\text{方程(7), 利用 } {}^pS_1 = {}^mS_1 = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \text{ 运动方程可写成}$$

$$\frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = v^2 \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}, \quad (8)$$

其中, v 是复合材料的声速,

$$v = \sqrt{\left(\frac{n}{{}^m s_{11}^B} + \frac{1-n}{{}^p s_{11}} \right) / \bar{\rho}},$$

由于 $u_x(t)$ 是按简谐规律变化, $u_x(t) = A \cos(\omega t + \varphi)$, 复数形式为 $u_x(t) = A e^{j(\omega t + \varphi)}$, 设初相 $\varphi = 0$, 边界条件为 $x = 0, x = l, l$ 是复合材料的长度. 复合材料的速度为 $\dot{u}_1 = j\omega u_x(x = 0), \dot{u}_2 = j\omega u_x(x = l)$. 解方程(8)可得

$$u_x = \frac{\dot{u}_1 \sin k(l-x) + \dot{u}_2 \sin kx}{j\omega \sin kl}, \quad (9)$$

$k = \frac{\omega}{v}$ 是波数, ω 是角频率.

再由方程(2)可得 ${}^pT_1 = \frac{{}^pS_1 - {}^p d_{31} E_3}{{}^p s_{11}}$ 代入方程(4),

$${}^pD_3 = \frac{{}^p d_{31} {}^pS_1}{{}^p s_{11}} + \left({}^p \epsilon_{33} - \frac{{}^p d_{31}^2}{{}^p s_{11}} \right) E_3,$$

则平均电位移为

$${}^p\bar{D} = \frac{1}{Wl} \int_0^W dx \int_0^l {}^pD_3 dy = \frac{{}^p d_{31}}{{}^p s_{11}} (\dot{u}_1 - \dot{u}_0) + {}^p \epsilon_{33} E_3. \quad (10)$$

W 是样品的宽度. 介电常数的定义为 $\epsilon_{33} = \frac{\partial \bar{D}_3}{\partial E_3}$, 则样品的介电常数为

$$\epsilon_{33} = {}^p \epsilon_{33} + \frac{{}^p d_{31}^2}{{}^p s_{11}} \times \left[\frac{n[{}^m s_{11} - ({}^m q_{11}^2 + {}^m q_{12}^2)/\mu_{11}]}{(1-n){}^p s_{11} + n[{}^m s_{11} - ({}^m q_{11}^2 + {}^m q_{12}^2)/\mu_{11}]} \times \frac{2 \tan k l / 2}{kl} - 1 \right], \quad (11)$$

其中, $k = \omega \sqrt{\bar{\rho} \left[\frac{n}{{}^p s_{11}} + \frac{1-n}{{}^m s_{11} - ({}^m q_{11}^2 + {}^m q_{12}^2)/\mu_{11}} \right]^{-1}}$, $n = V_p / (V_p + V_m)$ 为压电相的体积分数. 样品的电容可表示为 $C_b = \epsilon_{33} A / t, A$ 是样品的横截面积, t 是 PZT 的厚度. 从方程(11)可见, 材料的介电常数是信号频率 ω 和压磁系数 ${}^m q_{11}$ 和 ${}^m q_{12}$ 的函数, 而压磁

系数是磁场的函数,所以复合材料的介电常数或电容同时是信号频率和磁场的复合函数.

2.2. 三层结构磁致伸缩/压电复合材料的电容 C_t

在研究层状磁电复合材料的电压输出或磁电系数时,往往只是考虑三层结构的平均密度和压电相的体积分数^[18],但是由于两层磁电复合材料之间的应力作用可能会导致磁致伸缩相与压电相之间的非线性弹性耦合,因此利用双层结构的理论计算的磁电系数的理论值经常与双层结构磁电系数的实验值不符^[21]. 这是由于双层结构理论中假设样品在外场作用下不存在任何扭曲形变,从而压电相与磁致伸缩相之间的弹性耦合是线性的. 而将双层结构理论应用到三层结构中时,却发现其理论值与实验值更相近,这可以认为是由于压电相的上下表面应力是关于中轴线 N (见图 1) 对称的,从而其层间弹性耦合是线性的. 磁致伸缩/压电/磁致伸缩三层复合结构的电容可由双层理论推演出来. 设想将中间的压电层从中间平分,则将与上下表面粘接的磁致伸缩层构成两个双层结构,则由等效电路法则,三层磁电复合结构的电容 C_t 可看成是两个双层结构电容的串联. 如果两个磁致伸缩层的形状一致,则两个双层结构的电容相等,于是 $\frac{1}{C_t} = \frac{1}{C_{b1}} +$

$\frac{1}{C_{b2}} = \frac{2}{C_b}$. 由(11)式可得

$$C_t = \frac{A}{2t} {}^p\varepsilon_{33} + \frac{A}{2t} {}^p d_{31}^2 \times \left[\frac{n[{}^m s_{11} - ({}^m q_{11}^2 + {}^m q_{12}^2)/\mu_{11}]}{(1-n){}^p s_{11} + n[{}^m s_{11} - ({}^m q_{11}^2 + {}^m q_{12}^2)/\mu_{11}]} \times \frac{2 \tan kl/2}{kl} - 1 \right]. \quad (12)$$

3. Terfenol-D/PZT 三明治结构磁电电容效应实验研究

三层磁电复合材料由铽镝铁 $Tb_x Dy_{1-x} Fe_{2-y}$ (Terfenol-D) 和锆钛酸铅 $Pb(Zr, Ti)O_3$ (PZT) 构成, Terfenol-D 和 PZT 均切割成长条状. 尺寸分别为 $20 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ 和 $22 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. PZT 比 Terfenol-D 略长以便制备电极. 用快干型胶水将一条 PZT 与 Terfenol-D 黏接成三明治结构,如图 1 所示. Terfenol-D 的磁致伸缩沿长度方向, PZT 的极化沿厚度方向. 在 PZT 垂直于厚度方向的两个平面

上引出电极,并连接交流电桥 (TH2826/A, 测试范围是 20—2 MHz, 常州同惠电子有限公司) 用来测量电容. 电磁铁提供偏置磁场,磁场的方向沿样品的长度方向.

首先观察了不同磁场下样品电容随频率的变化,结果如图 2 所示. 零磁场下,在 180—210 kHz 的频段内,样品的电容在 198.31 和 202.91 kHz 两个频率下产生共振,当施加 1.5 kOe 磁场时,在 187.57 和 194.51 kHz 产生电容的共振,即,磁场使共振频率发生变化. 在新的谐振频率下,样品的电容值也发生了变化,并且在共振点附近随磁场的增加器件的电容可由正变负,这说明器件的阻抗随磁场的增加由容抗性质转变为感抗性质. 由此可见,磁场使谐振频率的变化可导致电容的变化.

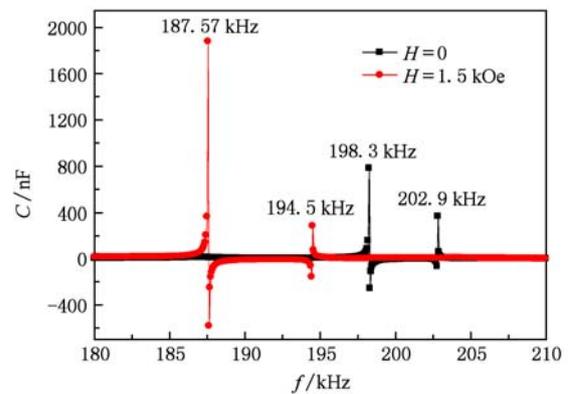


图 2 实验测得三层结构在不同磁场下电容随频率的变化关系曲线

另外,谐振频率随磁场的变化也可以是负的,如图 3 所示. 在 0—0.4 kOe 磁场之间,谐振频率随磁场的增加而向高频方向移动,当磁场在 0.4—0.6

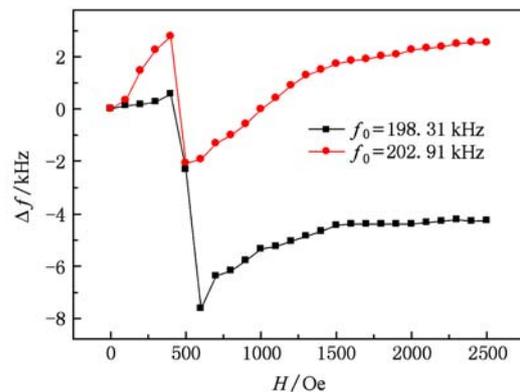


图 3 谐振频率随磁场的变化(f_0 为零磁场时的谐振频率, $\Delta f = f - f_0$)

kOe 之间变化, 谐振频率向低频偏移, 当磁场大于 0.6 kOe 时, 又向高频偏移, 在磁场大于 1.5 kOe 时, 谐振频率趋于稳定.

图 4 给出了不同频率共振点附近, 样品的电容随磁场的变化. 从图中可见, 电容随磁场的变化与频率有关, 频率不同产生磁电容的磁场范围不同. 其电容随磁场的变化具有相似的曲线. 例如当频率为 187.65 kHz 时, 磁场在 0—1.5 kOe 之间, 样品的电容不随磁场变化, 当磁场大于 1.5 kOe 时, 电容随磁场的增加而迅速增加, 磁场达到 1.6 kOe 时电容达到最大值 1660 nF, 然后迅速下降, 磁场为 1.68 kOe 时, 电容达到最小值 -41.14 nF, 随磁场增加又迅速增加到 3.4 nF, 当磁场大于 2.0 kOe 时电容不随磁场变化.

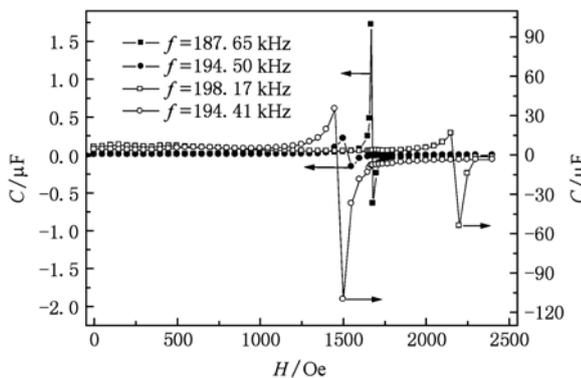


图 4 不同谐振频率处电容随磁场的变化关系

4. Terfenol-D/PZT/ Terfenol-D 复合结构磁电容数值计算

考虑 Terfenol-D 磁致伸缩层和 PZT 压电层的材料常数分别为 ${}^m s_{11} = 12.5 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$, $\mu_{11} = 6.283 \times 10^{-6} \text{ H/m}$, ${}^m \rho = 9.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ (Terfenol-D), ${}^p s = 15.3 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}$, ${}^p d = -175 \times 10^{-12} \text{ m/N}$, ${}^p \rho = 7.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ (PZT), $n = 0.46$ ^[21,22], ${}^m q = d\lambda_{11}/dH$ 和 ${}^m q = d\lambda_{12}/dH$ 根据实验测得的磁致伸缩系数 $\lambda_{11}, \lambda_{12}$ 随磁场的变化关系得到, 如图 5.

由方程(12)模拟的三层结构的电容随频率的变化关系见图 6. 当磁场 $H \leq 180 \text{ Oe}$ 时, 谐振点向高频方向移动, 当磁场 $H > 180 \text{ Oe}$ 时谐振点开始向低频方向移动. 且谐振频率越高, 磁场导致的谐振频移越大. 这与 Israel 等报道的多层电容谐振频率的偏移结果是一致的^[19]. 对纵向模式的层合材料

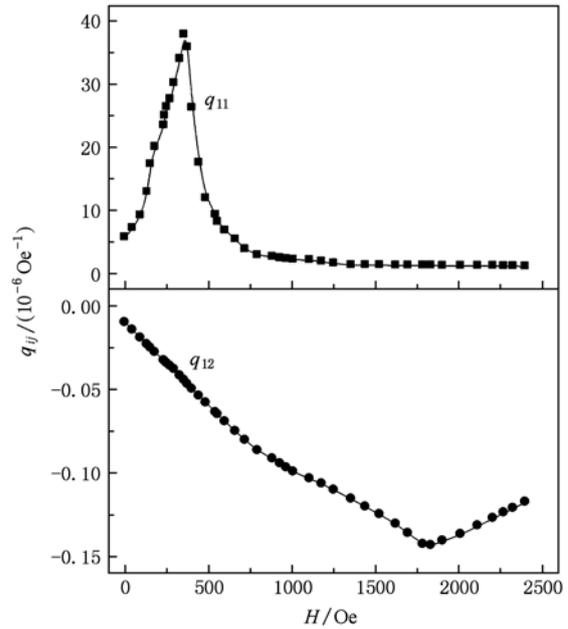


图 5 Terfenol-D 压磁系数 q_{11} 和 q_{12} 随磁场的变化关系

谐振频率与声速关系为 $f = \frac{v}{2l}$, 即谐振频率是由声

速 $v = \sqrt{\left(\frac{n}{{}^m s_{11}^B} + \frac{1-n}{{}^E s_{11}}\right) / \rho}$ 来决定, 而 ${}^m s_{11}^B = {}^m s_{11} - \frac{{}^m q_{11}^2(H) + {}^m q_{12}^2(H)}{\mu_{11}}$ 是磁场的函数, 可见当磁场发生变化时, 谐振频率随磁场产生偏移.

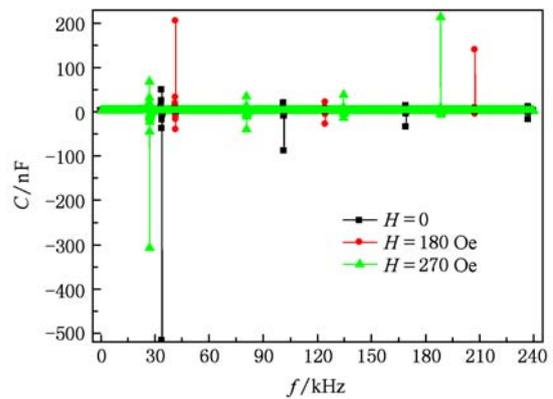


图 6 三层结构在不同磁场下电容与频率的变化关系模拟曲线

另外, 由于谐振频率的偏移, 在不同磁场下, 材料的电容是不同的, 谐振频率的偏移导致磁电容效应. 这与实验图 3 显示的谐振频率随磁场的变化趋势与是一致的, 但使谐振频率平移的磁场略高于理论值, 这是由于理论计算没有考虑层间的机械损耗.

图 7 模拟了两个零磁场下谐振频率为 33.8 和 169.2 kHz 随磁场的变化. 从图中可以看到, 在 0—0.18 kOe 磁场之间, 谐振频率随磁场的增加而向高频方向移动, 当磁场在 0.18—0.27 kOe 之间变化, 谐振频率向低频偏移, 当磁场在 0.27—0.4 kOe 时, 又向高频偏移, 当磁场在 0.4—0.5 kOe 之间, 又向低频偏移, 当磁场大于 0.5 kOe 时, 谐振频率趋于稳定. 谐振频率随磁场的变化过程与实验曲线图 3 基本符合, 但是在实验中没有发现谐振频率趋于稳定前的向低频方向的移动. 并且模拟曲线中使谐振频率发生变化的磁场范围小于实验值(模拟值为 0—0.5 kOe, 实验值为 0—1.5 kOe), 这是由于理论上压磁系数 $^m q_{11}$ 的变化范围在 0—0.5 kOe, 而 $^m q_{12}$ 随磁场的变化相对 $^m q_{11}$ 是很小的, 所以磁场起作用的范围是 0—0.5 kOe, 而实验中由于应力传递过程中的能量损失, 导致需要更高的磁场使谐振频率发生变化.

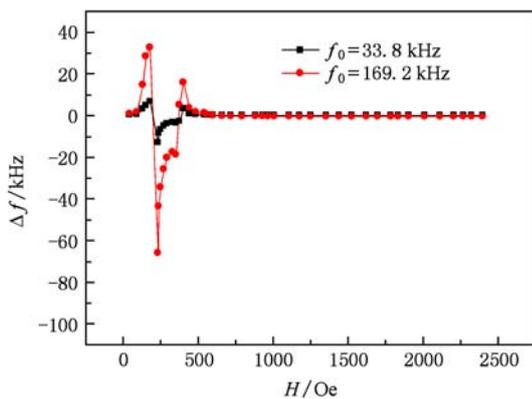


图 7 模拟谐振频率随磁场的变化(f_0 为零磁场时的谐振频率, $\Delta f = f - f_0$)

图 8 为在不同谐振频率处, 由方程(12)模拟的三层结构的电容随磁场的变化关系. 从图 8 (b) 中可以看到, 在频率为 168.54 kHz 共振点附近, 电容随磁场的变化行为与实验(图 4)相符合. 我们同时模拟了低频 33.71 kHz 共振点附近的电容随磁场的变化行为, 发现在低频范围内, 产生磁电容现象的磁场低于高频共振点产生磁电容的磁场, 如图 8 (a). 由此可见, 由于介电常数受到与频率和磁场相

关的正切函数的制约, 当谐振频率和磁场刚好满足正切函数趋向无限大时, 电容增加, 当磁场偏离这个值时, 磁场的变化导致正切函数偏离趋向正无限大而趋向于负无限大, 所以电容减小. 当谐振频率和磁场又满足这个条件时又会出现. 同样的共振现象.

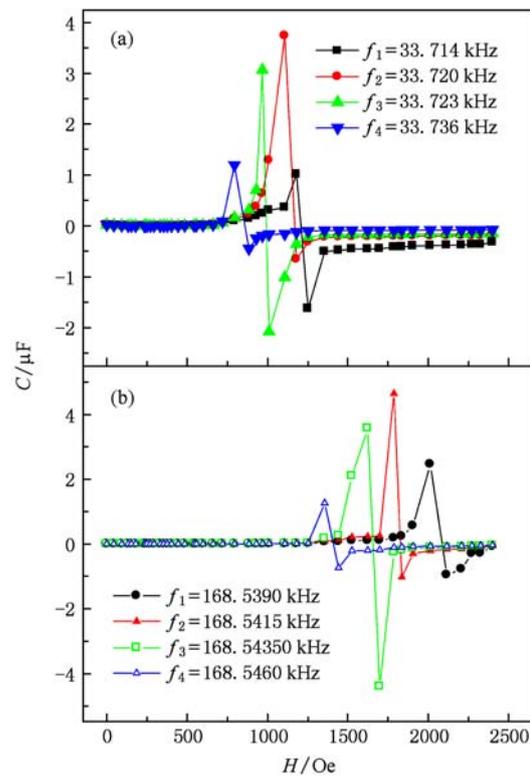


图 8 模拟不同谐振频率处三层结构的电容随磁场变化

5. 结 论

由于磁场导致磁致伸缩(铋镓铁)/压电(锆钛酸铅)三明治复合结构的谐振频率偏移, 在谐振频率处产生电容随磁场的变化. 利用弹性力学推导出三层磁电复合材料的电容随磁场、频率的函数关系, 理论表明磁-力-电耦合导致的磁电效应同时亦具有巨磁电容效应. 这种常温下的磁电容效应为磁电容在电子、通讯中的实际应用提供研究基础.

[1] Scott J F 2007 *Nature Mater.* **6** 256

[2] Bichurin M I, Petrov V M, Kiliba Yu V, Srinivasan G 2002

Phys. Rev. B **66** 134404

[3] Singh M P, Truong K D, Fournier P 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91**

- 042504
- [4] Subramanian M A, He T, Chen J Z, Rogado N S, Calvarese T G, Sleight A W 2006 *Adv. Mater.* **18** 1737
- [5] Wan J G, Lu Qi, Chen B, Song F Q, Liu J M, Dong J B, Wang G H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 152901
- [6] Castel V, Brosseau C 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 233110
- [7] Hemberger J, Lunkenheimer P, Ficht R, Krug von Nidda H A, Tsurkan V, Loidl A 2005 *Nature*(London) **434** 364
- [8] Luo B C, Zhou C C, Cheng C L, Jin K X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4563 (in Chinese) [罗炳成、周超超、陈长乐、金克新 2009 物理学报 **58** 4563]
- [9] Chen Y J, Zhang X Y, Carmine Vittoria, Harris V G 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 102906
- [10] Catalan G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 102902
- [11] Meera M. Parish, Peter B. Littlewood 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 166602
- [12] Castel V, Brosseau C, Ben Youssef J 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 064312
- [13] Jang H M, Park J H, Ryu S, Shannigrahi S R 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 252904
- [14] Fina I, Dix N, Fàbrega L, Sánchez F, Fontcuberta J 2010 *Thin Solid Films* **518** 4634
- [15] Dong S X, Cheng J R, Li J F, Viehland D 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 4812
- [16] Bichurin M I, Filippov D A, Petrov V M, Laletsin V M, Paddubnaya N 2003 *Phys. Rev. B* **68** 132408
- [17] Zhang Y F, Weng Y M, Li P, Bian L X 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 0546 (in Chinese) [张延芳、王玉梅、李平、卞雷祥 2009 物理学报 **58** 0546]
- [18] Dong S X, Li J F, Viehland D 2003 *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **50** 1253
- [19] Israel C, Petrov V M, Srinivasan G, Mathur N D 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 072505
- [20] Nan C W, Bichurin M I, Dong S, Viehland D, Srinivasan G 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 031101
- [21] Bayrashev A, Robbins W P, Ziaie B 2004 *Sensors and Actuators A* **114** 244
- [22] Bichurin M I, Petrov V M, Srinivasan G 2003 *Phys. Rev. B* **68** 054402

Magnetocapacitance effect of magnetoelectric laminated composite at resonant frequency^{*}

Wang Wei Luo Xiao-Bin Yang Li-Jie Zhang Ning[†]

(*Magneto-electronic Lab, School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210046, China*)

(Received 17 December 2010; revised manuscript received 20 January 2011)

Abstract

A sandwich-like laminated composite of $Tb_xDy_{1-x}Fe_{2-y}/Pb(Zr, Ti)O_3/Tb_xDy_{1-x}Fe_{2-y}$ is prepared with a bonding method. The experimental study shows that the capacitance of the sample has several resonant peaks in the range of the frequency manipulated, and the resonant points shift with the increase of applied magnetic field. The impedance of the sample also varies from capacitive to inductive ones at about the resonant point by changing the magnetic field. Giant positive and negative magnetocapacitance effects are observed simultaneously near the resonant frequency. From the constitutive equations of magnet and piezoelectrics involved, the capacitances as functions of frequency and magnetic field were theoretically modeled respectively. The results show that the experimental results are in good agreement with the theoretical ones, suggesting that the magnetocapacitance effect of the layered composite of magnetostriction/ piezoelectric originates from the magnetic field-controlled compliance coefficient of the ferromagnetic phase in the sample.

Keywords: Laminate composite, interfacial coupling, magnetocapacitance effect

PACS: 77.65.-j, 75.50.Bb, 77.84.Dy

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50977046).

[†] Corresponding author. E-mail: zhangning@njnu.edu.cn