

压电极化方向对磁电复合振子磁阻抗效应的影响

樊通声, 王 巍

(南京师范大学物理科学与技术学院, 江苏省光电技术重点实验室, 江苏 南京 210023)

[摘要] 本文研究了压电体分别沿长度和厚度极化的磁电复合振子的磁阻抗效应. 根据压电体的极化理论, 在洛伦兹模型和德拜模型基础上, 利用磁电耦合理论研究了磁电复合振子有效相对介电常数与磁场的关系, 数值模拟了有效相对介电常数随磁场的变化. 由磁电复合振子的磁阻抗与有效相对介电常数的关系, 理论分析了磁电复合振子在谐振频率下的磁阻抗效应. 在理论分析基础上, 实验研究了“三明治”结构磁电复合振子的磁阻抗效应. 实验结果表明, 在谐振频率下, 磁场在 0~50 mT 范围内, 当压电体的极化方向为长度极化时, 其磁阻抗随磁场的变化率是压电体厚度极化的 22 倍, 实验结果与理论模拟基本吻合. 在此基础上, 对实验结果的磁分辨率进行了计算, 在谐振频率下, 压电体长度极化磁电复合振子的磁分辨率为 $2.76 \times 10^{-12} \text{ T}/\mu\Omega$, 压电体厚度极化磁电复合振子的磁分辨率为 $78 \times 10^{-12} \text{ T}/\mu\Omega$, 本研究为地磁场的探测提供了理论基础.

[关键词] 磁阻抗, 长度极化, 厚度极化, 谐振频率, 磁分辨率

[中图分类号] O441.6; O482.52+6 [文献标志码] A [文章编号] 1001-4616(2020)02-0017-06

Influence of Piezoelectric Polarization Direction on the Magneto-Impedance Effect of Magneto-electronic Composite Oscillator

Fan Tongsheng, Wang Wei

(School of Physics and Technology, Nanjing Normal University, Jiangsu Provincial Key Laboratory of Photoelectric Technology, Nanjing 210023, China)

Abstract: In this paper, the magnetoimpedance effect of magneto-electric composite oscillators with piezoelectric bodies polarized along their length and thickness is studied. Based on the polarization theory of piezoelectric body, i.e. Lorentz model and Debye model, the relationship between effective relative permittivity of the magneto-electric composite oscillator and magnetic field is studied by using the magneto-electric coupling theory. The variation of effective relative permittivity with magnetic field is simulated numerically. Based on the relationship between the magnetic impedance of the magneto-electric composite oscillator and effective relative permittivity, the magnetoimpedance effect of the magneto-electric composite oscillator at the resonant frequency is theoretically analyzed. The magnetic impedance effect of “sandwich” structure magneto-electric composite oscillator is experimentally studied. The experimental results show that when the magnetic field in the range of 0~50 mT and at the resonant frequency, the polarization direction of the piezoelectric body is the length polarization, the change rate of the magneto-impedance with the magnetic field is 22 times that of the thickness polarization. The experimental results are basically consistent with the theoretical simulation. On this basis, magnetic resolution of the experimental results is calculated at the resonant frequency, the magnetic resolution of the piezoelectric body length polarization magneto-electric composite oscillator is $2.76 \times 10^{-12} \text{ T}/\mu\Omega$ and the magnetic resolution of the piezoelectric body thickness polarized magneto-electric composite oscillator is $78 \times 10^{-12} \text{ T}/\mu\Omega$. This study provides a theoretical basis for the detection of geomagnetic fields.

Key words: magnetic impedance, length polarization, thickness polarization, resonant frequency, magnetic resolution

随着复合材料的发展,“压电-磁致伸缩”作为磁电复合材料其磁电耦合效应的研究在近年内取得了快速进展,尤其随着研究人员对磁-机-电耦合物理本质的认识^[1],磁电复合材料的研究逐渐从材料物理性能向材料的器件性能方向发展.例如磁电复合材料的磁场调节谐振频率效应,对“磁致伸缩-压电”混合

激励换能器实现换能器宽带工作研究提供了新的思路^[2]. 在磁场调节下的压电换能器可解决换能器因自身及外界因素所造成的谐振频率偏移及阻抗不匹配等问题,确保换能器的工作效率及稳定性. 磁电容、磁阻抗传感器的研究也为低磁场探测提供了设计基础^[3].

磁电复合材料磁电转换的基本原理是磁致伸缩相和压电相通过应力传递作用的乘积耦合. 关于磁电复合的基本结构在过去几年间人们提出过很多研究模型,如层状结构^[4-5]、柱状结构^[6]、环-环结构等^[7]. 董蜀湘等人设计了 4 种复合模式的层状结构模型^[5],并测量 4 种模型的磁电压系数. 4 种模型设计的基本思想是以磁致伸缩方向和压电体的极化方向为主要区分模式,用 L 代表磁致伸缩方向或压电体的极化方向沿材料的长度方向,T 代表磁致伸缩方向或压电体的极化方向沿材料的厚度方向,研究表明磁化(L)-极化(L)模型的磁电压系数达到 2.4 V/(cm·Oe),磁化(L)-极化(T)模型的磁电压系数为 0.73 V/(cm·Oe),可见 L-L 模式具有更大的磁电转换效率,压电相的极化方向对磁电转换效应具有很大的影响.

在压电极化理论中,压电体极化的物理本质是指在外电场的作用下,压电体内部沿电场方向产生感应偶极矩并在压电体表面出现极化电荷. 厚度极化和长度极化的本质区别就是外加电场的方向不同,偶极矩的方向不同. 洛伦兹(Lorentz)模型和德拜(Debye)模型通常用来解释压电体的介电常数随频率的变化规律. 长度极化的磁电复合振子中的介电常数衰减函数主要是由内部的阻尼振动引起的,所以适合用洛伦兹模型描述,厚度极化的磁电复合振子介电常数衰减函数主要是极化电荷从有序到无序的弛豫影响,所以更适合德拜模型. 2018 年何文强等人利用 Lorentz 模型解释了长度极化的磁电复合振子的庞磁电容效应,发现其磁电容效应最大可达 30 000%^[8],但是并没有对厚度极化的压电/磁致伸缩复合振子进行研究. 本文采用 Debye 模型,研究了厚度极化的压电/磁致伸缩复合振子的磁阻抗效应,解释了长度极化压电/磁致伸缩复合振子的磁阻抗远大于厚度极化压电/磁致伸缩复合振子磁阻抗的原因,并研究了在谐振频率下压电相极化方向对磁电复合振子磁分辨率的影响.

1 理论模型

磁电复合振子的本征阻抗 $Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{eff}}}}$,其中 μ_0 和 ε_0 是真空下的磁导率和介电常数, μ_{eff} 和 ε_{eff} 是磁电复合振子的有效相对磁导率和有效相对介电常数^[9]. 对于层状磁电复合结构,有效相对介电常数可表示为相对介电常数除以压电相所占的体积分数 $n_p^{[10]}$,即 $\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{\varepsilon_r}{n_p}$,则阻抗与介电常数满足如下关系

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} n_p S}{C 4 \pi K d}}, \quad (1)$$

式中, $K = \frac{1}{4 \pi \varepsilon_0}$,C 为压电层电容,s 压电层的面积,d 为压电层厚度. 对于磁电复合结构,其电容随磁场变化称为磁电容效应,磁电容的本质是介电常数随磁场的变化^[11]. 下面利用压电体的两种介电模型,即 Lorentz 模型和 Debye 模型推导压电体的介电常数随磁场的变化规律,从而解释磁阻抗效应的本质.

(1) Debye 模型

对于厚度极化的压电振子,其介电常数随频率的变化可用 Debye 模型来描述^[12],其介电常数的实部和虚部分别为

$$\varepsilon_r'(\omega) = \varepsilon_r(\infty) + \frac{\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_r''(\omega) = \frac{\varepsilon_r(0) - \varepsilon_r(\infty)}{1 + (\omega\tau)^2} \omega\tau. \quad (3)$$

ω 表示外加交流电场的频率, τ 表示压电相的极化弛豫时间, $\varepsilon_r(0)$ 为静态相对介电常数, $\varepsilon_r(\infty)$ 为高频相对介电常数. 对于磁电复合的层状结构而言,复合振子满足第一类压电方程和复合振子波动方程^[12-13]:

$${}^p S_1 = {}^p s_{11}^E \cdot {}^p T_1 + d_{31} \cdot E_3, \quad (4)$$

$$D_3 = d_{31} \cdot {}^p T_1 + \varepsilon_{33}^T \cdot E_3, \quad (5)$$

$${}^m S_1 = {}^m s_{11}^B \cdot {}^m T_1 + {}^m q_{11} \cdot H_1, \quad (6)$$

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

联立方程(4)~(7)即可求出应力和电位移的表达式为

$$T_1 = \frac{d_{31} E_3}{{}^p s_{11}^E} \cdot \left[\frac{\sin(k(l-x)) + \sin(kx)}{\sin(kl)} - 1 \right], \quad (8)$$

$$D_3 = \frac{d_{31}^2 E_3}{{}^p s_{11}^E} \cdot \left[\frac{\sin(k(l-x)) + \sin(kx)}{\sin(kl)} - 1 \right] + \varepsilon_{33}^T \cdot E_3. \quad (9)$$

通过公式(9)求出电流强度 I 为

$$I = j\omega l l_w \left[\varepsilon_{33}^x + \frac{d_{31}^2}{{}^p s_{11}^E} \cdot \frac{\tan\left(\frac{kl}{2}\right)}{\frac{kl}{2}} \right] \cdot E_3. \quad (10)$$

通过公式(10)求出导纳 G 的表达式为

$$G = j \cdot \frac{\omega l l_w}{l_t} \cdot \left[\varepsilon_{33}^x + \frac{d_{31}^2}{{}^p s_{11}^E} \cdot \frac{\tan\left(\frac{kl}{2}\right)}{\frac{kl}{2}} \right]. \quad (11)$$

由复合振子在谐振状态下导纳趋近于无穷,可求出谐振频率 f_r 和弛豫时间 τ :

$$f_r = c/(2l), \quad (12)$$

$$\tau = 1/f_r = (2l)/c. \quad (13)$$

把极化弛豫时间代入式(2)、(3)中可得

$$\varepsilon'(H) = \varepsilon'(\infty) + \frac{\varepsilon'(0) - \varepsilon'(\infty)}{1 + \left[\frac{2w \cdot l}{\sqrt{\left(\frac{n_p}{{}^p s_{11}^E} + \frac{1-n_p}{\left| {}^m s_{11} - \frac{{}^m q_{11}^2}{\mu_{11}} \right|} \right) / \bar{\rho}}} \right]^2}, \quad (14)$$

$$\varepsilon''(H) = \varepsilon'(\infty) + \frac{\varepsilon'(0) - \varepsilon'(\infty)}{1 + \left[\frac{2w \cdot l}{\sqrt{\left(\frac{n_p}{{}^p s_{11}^E} + \frac{1-n_p}{\left| {}^m s_{11} - \frac{{}^m q_{11}^2}{\mu_{11}} \right|} \right) / \bar{\rho}}} \right]^2} \cdot \frac{2w \cdot l}{\sqrt{\left(\frac{n_p}{{}^p s_{11}^E} + \frac{1-n_p}{\left| {}^m s_{11} - \frac{{}^m q_{11}^2}{\mu_{11}} \right|} \right) / \bar{\rho}}}. \quad (15)$$

公式(14)、(15)表达了介电常数实部与虚部和磁场的关系. 由于在电介质物理中损耗角正切 $\tan \delta = \varepsilon''/\varepsilon'$ 表示的是损耗项与电容相之比,因此用实部来表示电容相,根据方程(14)并运用 Matlab 编写程序可数值模拟出电容和磁场的关系.

(2) Lorentz 模型

长度极化的磁电复合振子,其介电常数随频率的变化关系可用 Lorentz 模型来解释,洛伦兹谐振子其介电常数的实部和虚部分别为^[8,12]

$$\varepsilon' = 1 + \frac{w_p^2(w_0^2 - w^2)}{(w_0^2 - w^2)^2 + \gamma^2 w^2}, \quad (16)$$

$$\varepsilon'' = \frac{w_p^2 \gamma w}{(w_0^2 - w^2)^2 + \gamma^2 w^2}. \quad (17)$$

w 表示外加交流电场的角频率, w_0 表示压电体的本征频率. $W_p^2 = Ne^2/m\varepsilon_0$, N 表示单位体积内分子数, e 是电子电荷量, m 为电子质量, ε_0 代表真空介电常数, γ 是阻尼系数.

从第三类压电本构方程出发,结合复合振子的波动方程^[13],可求出应力和电场,从而求出压电相两端电压和电流,运用电压和电流可求出导纳,从而求出谐振频率表达式,由关系 $w_0 = 2\pi \cdot f_r$, 求出 w_0 , 然后代入洛伦兹方程(16)、(17)可得

$$\varepsilon'(H) = 1 + \frac{\omega_p^2 \left[\frac{\pi^2}{l^2 \rho} \left(\frac{n}{s_{11}^D} + \frac{1-n}{m s_{11} - \frac{m^2 q_{11}^2(H)}{\mu_{11}}} \right) \left(1 - \frac{4k_b^2}{\pi^2} \right)^2 - \omega^2 \right]}{\left[\frac{\pi^2}{l^2 \rho} \left(\frac{n}{s_{11}^D} + \frac{1-n}{m s_{11} - \frac{m^2 q_{11}^2(H)}{\mu_{11}}} \right) \left(1 - \frac{4k_b^2}{\pi^2} \right)^2 - \omega^2 \right]^2 + \gamma^2 \omega^2}, \quad (18)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\omega_p^2 \gamma \omega}{\left[\frac{\pi^2}{l^2 \rho} \left(\frac{n}{s_{11}^D} + \frac{1-n}{m s_{11} - \frac{m^2 q_{11}^2(H)}{\mu_{11}}} \right) \left(1 - \frac{4k_b^2}{\pi^2} \right)^2 - \omega^2 \right]^2 + \gamma^2 \omega^2}. \quad (19)$$

公式(18)、(19)表达了长度极化的磁电复合振子,在谐振频率下介电常数的实部与虚部和磁场的关系,根据方程(18)并运用 Matlab 编写程序可数值模拟谐振频率下电容和磁场的关系。

2 结果与讨论

实验材料压电体锆钛酸铅 $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ (PZT) 在山东百灵功能陶瓷有限公司购买,磁致伸缩材料 $\text{Tb}_{(1-x)}\text{Dy}_x\text{Fe}_{2-y}$ (TDF) 在甘肃天星稀土有限公司购买. 实验样品是由 PZT 和 TDF 构成的三层磁电复合振子, PZT 的极化方向分为长度极化和厚度极化, 实验样品的尺寸为: 长度极化复合振子, PZT 的尺寸为 $15 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, TDF 尺寸为 $15 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, 厚度极化复合振子, PZT 的尺寸为 $15 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 3 \text{ mm}$, TDF 的尺寸为 $13 \text{ mm} \times 8 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$. 制备工艺采用粘接法, 用环氧树脂胶将 PZT 和 TDF 粘结起来, 确保其粘结性能, 将制备好的样品放在室温下, 加 10 MPa 压力固化 24 h.

实验测试系统由阻抗分析仪、高斯计、电源和电磁铁组成. 将实验样品放在两圆柱形电磁铁中间, TDF 的磁致伸缩方向和磁场方向一致. 高斯计测量磁场的大小, 阻抗分析仪测量各个参数随频率或磁场变化^[14].

压电体 PZT 沿长度极化与厚度极化的磁电复合振子在零磁场下其阻抗随频率的变化关系如图 1 所示, 在阻抗最小值时对应的频率为谐振频率, 阻抗最大值对应的频率为反谐振频率. 由图 1 可知长度极化的磁电复合振子的谐振和反谐振频率分别为 70.669 kHz 和 73.880 kHz, 厚度极化的磁电复合振子的谐振与反谐振频率分别为 82.876 kHz 和 85.057 kHz.

图 2 是压电体 PZT 沿长度/厚度极化的磁电复合振子在各自谐振频率下阻抗随着磁场的变化. 由图 2 可见, 在磁场 0~50 mT 范围内阻抗随着磁场变化呈直线式上升, 长度极化的磁电复合振子阻抗的变化值是 11.412 9 k Ω , 而厚度极化磁电复合振子阻抗的变化值是 0.555 2 k Ω , 长度极化的磁电复合振子的阻抗变化量是厚度极化磁电复合振子的 22 倍. 磁场在 50 mT~400 mT 之间阻抗随磁场的变化逐渐趋于平缓.

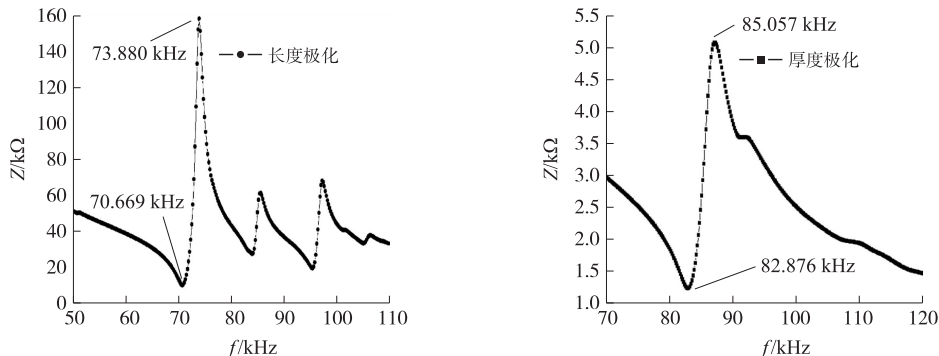


图 1 长度极化与厚度极化的磁电复合振子在零磁场下阻抗随频率的变化关系

Fig. 1 Variation of impedance of magnetoelectric composite oscillator with length polarization and thickness polarization versus frequency

由图 2 可知长度极化磁电复合振子的阻抗变化远大于厚度极化的磁电复合振子,根据复合振子本征阻抗 $Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}}}{\epsilon_0 \epsilon_{\text{eff}}}}$,可以从电容的角度去分析阻抗随磁场变化的规律. 根据阻抗和介电常数的关系式可以得出,在层状结构中,本征阻抗与电容的关系为 $Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_{\text{eff}} n_p S}{C 4 \pi k d}}$, k 为静电力常量,表示真空中两个电荷量均为 1C 的点电荷,它们相距 1 m 时,它们之间的作用力的大小为 $8.987\ 551 \times 10^9$ N. 可以看出阻抗越大,它的电容就越小. 反之,阻抗越小,电容就越大. 图 3 为在各自谐振频率下磁电复合振子电容随磁场的变化关系. 在 0~50 mT 范围内,压电体 PZT 长度/厚度极化的磁电复合振子的电容随着磁场在急剧减小,然后慢慢趋于平缓. 由图 3 可知,厚度极化的磁电复合振子的电容随磁场的变化要大于长度极化的磁电复合振子的电容随磁场的变化,与本征阻抗和电容成反比的关系相呼应.

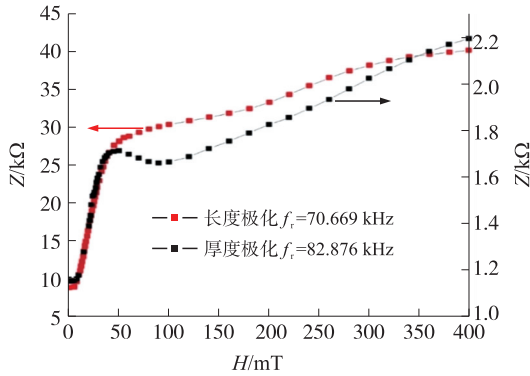


图 2 长度/厚度极化的磁电复合振子在谐振频率下阻抗随磁场的变化

Fig. 2 Variation of impedance versus magnetic fields at resonant frequency for a magnetoelectric composite array with length/thickness polarization

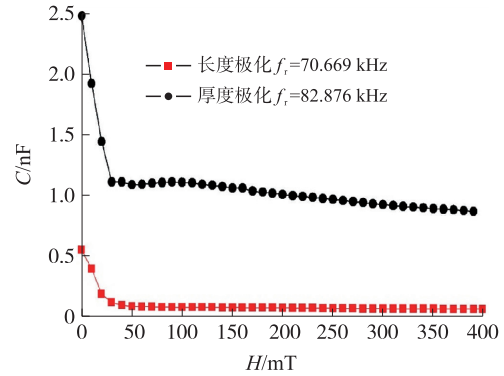


图 3 长度/厚度极化的磁电复合振子在谐振频率下电容随磁场的变化

Fig. 3 Variation of capacitance with magnetic field at resonant frequency of magnetoelectric composite array with length/thickness polarization

下面用理论分析的洛伦兹模型和德拜模型来解释谐振频率下电容随磁场变化的关系,由于样品采用层状的复合结构,压电相是平行板结构,可用平行板电容求解介电常数与电容之间的关系.

图 4 是长度极化的磁电复合振子在谐振频率下实验值与运用洛伦兹模型数值模拟的电容随磁场变化的关系,插图是磁电复合振子的示意图, M 和 P 分别代表磁化方向和极化方向. 红色线条代表的是实验测出来的电容随磁场的变化,黑色线条表示的是运用洛伦兹模型模拟出来的电容随磁场的曲线. 由图 4 可知实验与模拟图变化趋势大致一样,在 0~50 mT 范围内电容从 0.56 nF 急剧下降,然后趋于平缓.

图 5 是厚度极化的磁电复合振子在谐振频率 82.876 kHz 下电容随磁场变化曲线,红色的线条代表的是实验曲线,黑色的线条代表的是运用德拜模拟的电容随磁场的变化曲线,插图是磁电复合振子的示意图, M 和 P 分别代表磁化方向和极化方向. 实验与模拟的曲线变化趋势大致一样,在 0~50 mT 范围内电容

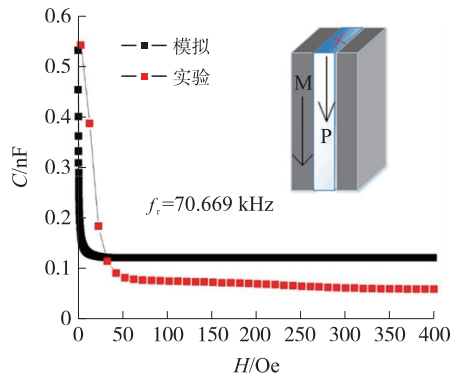


图 4 实验与模拟在谐振频率下电容随磁场变化

Fig. 4 Experiment and simulation of capacitance versus magnetic field at resonant frequency

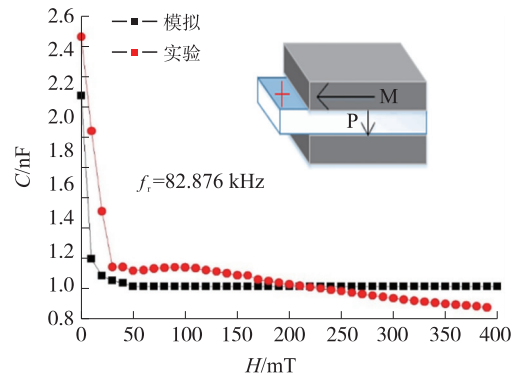


图 5 实验与模拟在谐振频率下电容随磁场变化

Fig. 5 Experiment and simulation of capacitance versus magnetic field at resonant frequency

急剧下降,然后趋于平缓。

大多数仪器的最小阻抗分辨率率为 $1 \mu\Omega$,磁灵敏度定义为 $P = \frac{\Delta Z}{\Delta H} = \frac{Z(H) - Z(0)}{H - 0}$, $Z(H)$ 代表任意磁场下的阻抗, $Z(0)$ 代表零磁场下的阻抗,则磁分辨率为 $1/P$ 。图 6 表示厚度/长度极化的磁电复合振子在各自谐振反谐振情况下的磁分辨率。长度极化的磁电复合振子在谐振 70.669 kHz 的磁分辨率为 $2.76 \times 10^{-12} \text{ T}/\mu\Omega$,厚度极化的磁电复合振子在谐振 82.876 kHz 的磁分辨率为 $78 \times 10^{-12} \text{ T}/\mu\Omega$,由数据可知长度极化磁电复合振子的磁分辨率在谐振情况下都优于厚度极化的磁电复合振子。

3 结论

本文制备了压电体沿长度极化和厚度极化的磁电复合振子并测量了其阻抗随磁场的变化。在谐振频率下,在 $0 \sim 50 \text{ mT}$ 范围内,长度极化磁电复合振子的阻抗随磁场的变化远大于厚度极化磁电复合振子的阻抗随磁场的变化。运用 Lorentz 模型和 Debye 模型,在谐振频率下,分别对压电体沿长度极化和厚度极化的磁电复合振子介电常数随磁场的变化进行了理论推导,并由本征阻抗和电容的关系,最终理论推导出阻抗和磁场的关系。由于长度极化磁电复合振子的磁阻抗远大于厚度极化,因此在长度极化的磁电复合振子模型中获得了很大的磁分辨率,为地磁场的探测提供了理论基础。

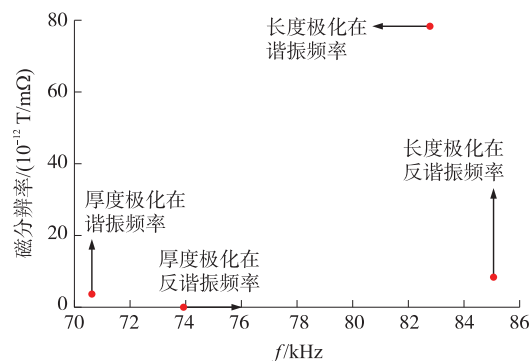


图 6 长度/厚度极化磁电复合阵子的磁分辨率比较图

Fig. 6 Comparison of magnetic resolution of length/thickness polarization magneto-electric composites

[参考文献]

- [1] 李纯健,周勇,潘昱融,等. 磁电复合材料结构对磁电系数的影响[J]. 陕西师范大学学报(自然科学版),2019,47(2): 32-39.
- [2] 汪志峰,王巍,罗小彬. 磁场调控压电谐振的阻抗效应[C]//中国声学学会第十一届青年学术会议会议论文集. 西安, 2015:48-51.
- [3] WANG Z F, WANG W, LUO X B, et al. Capacitive type magnetoimpedance effect in piezoelectric-magnetostrictive composite resonator[J]. Applied physics letters, 2015, 107(17): 172904.
- [4] WAN H, XIE L Q, WU X Z, et al. Magneto-electric effect of the TbDyFe/PZT laminated composite[J]. Acta physica sinica, 2005, 54(8): 3872-3877.
- [5] 张小丽,梁波. L-L 模式磁电双层复合材料的正、逆磁电效应研究[J]. 仪表技术与传感器, 2018, 431(12): 115-118.
- [6] MA J, HU S J, LI Z, et al. Recent progress in multiferroic magneto-electric composites: from bulk to thin films[J]. Advanced materials, 2011, 23(9): 1062-1087.
- [7] WANG Z F, WANG W, LUO X B. Enhancement of capacitive type magnetoimpedance effect in ring-type magneto-electric transducers vibrator via size-dependent resonance frequency[J]. Sensors and actuators A: physical, 2016, 247: 234-238.
- [8] HE W Q, WANG W, LUO X B, et al. Lorentz magneto-resonator model and colossal magnetodielectric effect of magneto-electric integrated piezoelectric resonator[J]. Sensors and actuators A, 2018, 281: 150-155.
- [9] SALAHUN E, QUEFFELEC P, TANNÉ G, et al. Correlation between magnetic properties of layered ferromagnetic/dielectric material and tunable microwave device applications[J]. Journal of applied physics, 2002, 91(8): 5449-5455.
- [10] ACHER O, LE GOURRIERE P, PERRIN G, et al. Demonstration of anisotropic composites with tuneable microwave permeability manufactured from ferromagnetic thin films[J]. IEEE transactions on microwave theory and techniques, 1996, 44(5): 674-684.
- [11] KIMURA T, KAWAMOTO S, YAMADA I, et al. Magnetocapacitance effect in multiferroic BiMnO₃ [J]. Physical review B, 2003, 67(18): 386-393.
- [12] 王春雷,李吉超,赵明磊. 压电铁电物理[M]. 北京:科学出版社,2009.
- [13] NAN C W, BICHURIN M I, DONG S X, et al. Multiferroic magneto-electric composites: historical perspective, status, and future directions[J]. Journal of applied physics, 2008, 103(3): 031101.
- [14] 何文强,樊通声,王巍. 电容型磁阻抗效应的退磁因子影响研究[J]. 南京师大学报(自然科学版), 2018, 41(2): 33-38.

[责任编辑:顾晓天]