

Investigation of Impedance and Giant Magnetoimpedance for La-Ba-Mn-O Ceramic Oxide

Yifei Wang, Jihao Xie, Liang Liu, Jifan Hu

State Key Laboratory for Crystal Materials, School of Physics, Shandong University, Jinan

Email: hujf@sdu.edu.cn

Received: Dec. 2nd, 2013; revised: Jan. 4th, 2014; accepted: Jan. 12th, 2014

Copyright © 2014 Yifei Wang et al. This is an open access article distributed under the Creative Commons Attribution License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited. In accordance of the Creative Commons Attribution License all Copyrights © 2014 are reserved for Hans and the owner of the intellectual property Yifei Wang et al. All Copyright © 2014 are guarded by law and by Hans as a guardian.

Abstract: In this paper, the impedance and magnetoimpedance for $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sol-gel material annealed at 1200°C for 10 h have been investigated at room temperature. This material shows the large giant magnetoimpedance (GMI) effect with strong frequency dependence. The material exhibits the ac magnetoresistance $\Delta R/R_0 = -25.1\%$ at $f = 20$ MHz, ac magnetoreactance $\Delta X/X_0 = -22\%$ at $f = 100$ kHz, and magnetoimpedance $\Delta Z/Z_0 = -17.4\%$ at $f = 9$ MHz under a weak magnetic field $H = 500$ Oe at room temperature. The impedance and magnetoimpedance effect can be well described with electrodynamics and ferromagnetism principle. We also find that $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sol-gel material annealed at 1200°C for 10 h shows a monotonic magnetoimpedance in the frequency range $f \leq 30$ MHz, showing a weak and negligible transverse magneto-anisotropy field in the sample. Such monotonic GMI behavior is beneficial to the design of GMI magnetic sensor.

Keywords: Impedance; Magnetoimpedance; Manganite

La-Ba-Mn-O 陶瓷材料的阻抗与巨磁阻抗研究

王一非, 谢继浩, 刘亮, 胡季帆

山东大学物理学院晶体材料国家重点实验室, 济南

Email: hujf@sdu.edu.cn

收稿日期: 2013年12月2日; 修回日期: 2014年1月4日; 录用日期: 2014年1月12日

摘要: 本文研究了 1200°C 退火 10 小时后得到的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料在室温下的交流阻抗以及巨磁阻抗(GMI)效应。巨磁阻抗效应显示出了强烈的频率依赖关系。在室温下及 $H = 500$ Oe 的外加磁场下, 样品可显示出很强的交流巨磁电阻、巨磁电抗、巨磁阻抗效应: $\Delta R/R_0 = -25.1\%$ ($f = 20$ MHz), $\Delta X/X_0 = -22\%$ ($f = 100$ kHz) 以及 $\Delta Z/Z_0 = -17.4\%$ ($f = 9$ MHz)。利用电磁理论结合铁磁学原理, 可对锰氧化物陶瓷材料阻抗与磁阻抗现象给出很好的物理解释。我们同时发现 1200°C 退火 10 小时后得到的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料在 $f \leq 20$ MHz 时, $\Delta Z/Z_0$ 随磁场单调下降, 这说明该材料磁横向各向异性很小可忽略。 $\Delta Z/Z_0$ 随磁场单调变化的特点有利于磁传感器的器件设计。

关键词: 阻抗; 磁阻抗; 锰氧化物

1. 引言

钙钛矿锰氧化物 $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ (A= Ca, Ba, Sr)由

于其室温铁磁性和 CMR 效应而引起了人们的广泛关注^[1-3]。早在上世纪五十年代, 人们就开始了对于这一体

系的研究,提出了双交换作用模型来解释其铁磁性来源^[4]。理想钙钛矿 LaMnO_3 中锰离子只含单一的 Mn^{3+} 离子,具有反铁磁绝缘相。二价阳离子 A^{2+} 的掺杂会导致部分 Mn^{3+} 离子将转变成 Mn^{4+} 离子。 Mn^{3+} 离子与 Mn^{4+} 离子通过 O^{2-} 离子进行电子交换,跃迁过程中电子自旋取向保持不变,从而产生铁磁性耦合的双交换作用。与此同时,钙钛矿锰氧化物中的 MnO_6 正八面体会产生 Jahn-Teller (J-T) 畸变^[5],导致强电-声相互作用。另外,在一些钙钛矿锰氧化物中观察到电子分离相^[6]。CMR 效应可以在双交换作用、J-T 效应(电-声相互作用)以及分离相框架下得到解释。在居里温度 T_C 附近以及几个特斯拉的强外加磁场下,CMR 效应十分明显^[3]。但在室温及较弱的外加磁场下,CMR 效应变得非常弱(室温 1 T 外加磁场下小于 5%)。随后,人们又在钙钛矿锰氧化物颗粒样品中观察到了低场磁电阻(LFMR)效应。这种现象可以用颗粒界面的自旋极化隧穿模型或者颗粒边界的自旋相关散射模型来解释^[7,8]。低场磁电阻效应可以在低温下,用较低的外加磁场获得较大的磁电阻变化率。但在室温下,这种现象依然很不明显。2000 年我们在块状锰氧化物材料体系中,在射频区域发现了明显的巨磁阻抗(GMI)效应^[9-12],得到了低磁场下十分敏锐的磁响应。该效应主要源于外加磁场引起的横向磁导率的变化引导的阻抗的变化。与钙钛矿锰氧化物中的 CMR 效应相比,GMI 效应为这一类材料的实际应用提供了一种全新的思路。

众所周知,钙钛矿锰氧化物 $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ ($\text{A} = \text{Ca}, \text{Ba}, \text{Sr}$) 的磁性能以及电输运特性与二价元素 $\text{Ca}, \text{Ba}, \text{Sr}$ 的掺杂量以及元素种类紧密相关^[3]。例如对于 $x = 0$,也就是对于没有掺杂的 LaMnO_3 来说, Mn 的价态为 +3,基态为 A 型反铁磁体。当 $x = 1$,也就是对于 CaMnO_3 来说,锰的价态为 +4,基态为 G 型反铁磁体。在 LaCaMnO 系统,低温铁磁相的稳定范围是 $0.2 \leq x \leq 0.45$;而在 LaSrMnO 系统中出现铁磁相的掺杂范围是 $0.18 \leq x \leq 0.6$ 。实际上,材料的钙钛矿锰氧化物 $\text{La}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ 的传输特性还与烧结温度有关,这可能源于烧结温度与材料含氧量(氧缺陷)等成分偏析以及样品中分离相的比例有关。本文中,我们采用溶胶-凝胶法制备了 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 前驱体,后续退火温度为 1200°C ,退火时间 10 小时。然后我们对 1200°C 退火 10 小时后得到的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料的

交流阻抗以及巨磁阻抗(GMI)效应进行了测量,并用电磁理论结合铁磁学原理,对陶瓷材料阻抗与磁阻抗现象进行了解释。

2. 实验

我们采用了溶胶-凝胶法制备了 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 粉末,原料为高纯度的 $\text{La}(\text{NO}_3)_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ 粉末、 $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$ 粉末和 $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2$ 溶液。经由溶胶-凝胶法制备的粉末经过仔细的研磨(10 h),压制成块,在 800°C 下预退火 24 h。然后再次进行仔细的研磨,压制成型,在 1200°C 下退火 10 h 之后,经过打磨,得到长 21.1 mm,宽 6.7 mm,厚 2.3 mm 的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状样品。实验中,我们采用使用 HP4294A 精密阻抗分析仪对样品的交流阻抗及 GMI 效应进行测量。测量采用了经典的四探针法,电流大小为 20 mA,电压端的间距为 10.6 mm,外加磁场及电流都沿着样品长度方向。

3. 结果与讨论

图 1 给出了室温下 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 溶胶-凝胶样品的交流电阻 R ,电抗 X 以及阻抗 Z 随交流频率的变化趋势。在低频下,随着交流频率的增加,样品的交流阻抗的实部 R 基本保持不变;而虚部 X 的大小非常小。在 $f = 0.1 \text{ MHz}$ 的最低频率下,样品的 R 的大小为 $0.698 \ \Omega$,与直流电阻 R_{DC} 的大小非常接近;而 X 的大小仅为 $0.026 \ \Omega$ 。而在较高频率下,样品的交流电阻 R ,电抗 X 以及阻抗 Z 的大小都随着交流频率的增加而剧烈增大,表现出了典型的金属导电特性的趋肤效应。在 $f = 30 \text{ MHz}$ 的最高频率下,样品的 R 的大小为 $4.057 \ \Omega$, X 的大小为 $5.485 \ \Omega$,都远远大于低频下的 R, X 。

根据电磁学及经典电动力学原理,对于一个长度为 L ,宽度为 l ,厚度为 $D = 2d$ 的长方形金属导电性样品,当交流电流沿长度方向流动时,其复阻抗 $Z = R + iX$ 可以表述为^[13,14]:

$$Z = R_{dc} kd \coth(kd) \quad (1)$$

其中

$$k = \frac{(1+i)}{\delta} \quad (2)$$

$$R_{dc} = \frac{L\rho}{2dl} \quad (3)$$

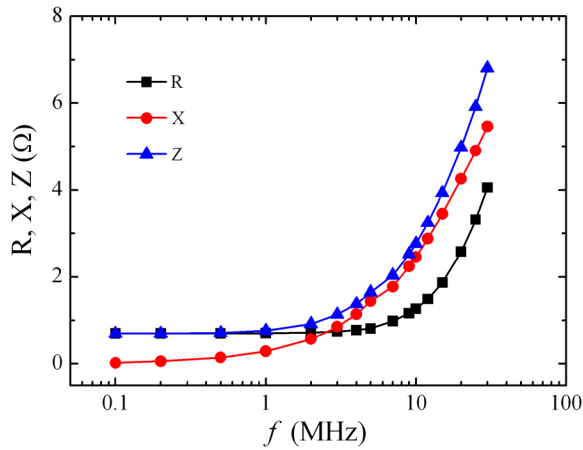


Figure 1. The ac frequency dependence of ac resistance R , reactance X and impedance Z for the $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sample
图 1. $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 样品交流电阻、电抗、阻抗随交流频率的变化

为样品的直流电阻,

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\mu_t\omega}} \quad (4)$$

为样品的趋肤深度, ρ 为样品的电阻率, $\omega = 2\pi f$ 为样品的角频率, μ_0 为真空磁导率, μ_t 为样品的横向磁导率。

一般来讲, 我们可以用参数 d/δ 的大小来表示趋肤效应的程度。由 Eq.(1), 我们可以推出 $d/\delta = 1$ 对应于 $X/R = 0.59$ ^[15]。对于本样品, $X/R = 0.59$ 出现在 $f = 1.48$ MHz 处附近。可以推知, 从 $f = 1.48$ MHz 开始, 样品的趋肤深度 δ 超过了 d , 趋肤效应将会出现。从图 1 中我们也可以看出, 交流阻抗 Z 在交流频率 $f < 1$ MHz 的较低频率下, 并没有随交流频率的增加而增加。而在交流频率 $f = 1$ MHz 与 2 MHz 之间起, 交流阻抗 Z 开始随着交流频率的增加而迅速增大, 趋肤效应开始显现。这与我们通过公式理论推理得出的结论是完全一致的。

图 2 给出了样品的交流磁电阻 $\Delta R/R_0$ 的大小随外加磁场变化趋势。从图中可以看出, 样品的交流磁电阻变化率 $\Delta R/R_0$ 的大小随外加磁场的增加而增加, 表现出了交流磁电阻现象。在低频下, 样品的交流磁电阻变化率较小。在 $f = 1$ MHz 的较低频, 以及 $H = 500$ Oe 的外加磁场下, 样品的交流磁电阻变化率的大小仅为 $\Delta R/R_0 = -1.185\%$, 略大于对应的直流磁电阻(大小约为 $\Delta R/R_0 = -0.25\%$)。在高频下, 样品的交流磁电阻

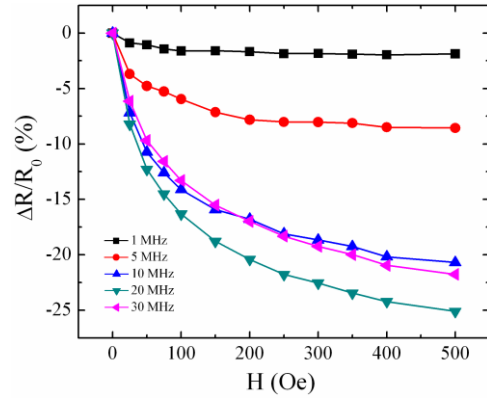


Figure 2. The dc field dependence of ac magnetoresistance $\Delta R/R_0$ for the $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sample
图 2. $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 样品交流磁电阻随直流磁场的依赖关系

变化率 $\Delta R/R_0$ 的大小随外加磁场的增加而迅速增大。在 $f \geq 10$ MHz 的频率范围内以及 $H = 500$ Oe 的外加磁场下, 样品的交流磁电阻变化率 $\Delta R/R_0$ 的大小都超过了 -20% , 表现出了明显的交流巨磁电阻效应。

图 3 给出了样品的交流磁电抗 $\Delta X/X_0$ 的大小随外加磁场变化趋势。与之前的交流电阻的情况类似, 样品的交流磁电阻变化率 $\Delta X/X_0$ 的大小也随外加磁场的增加而增加表现出了交流磁电阻现象。而与交流电阻 R 不同的是, 交流电抗 X 在低频 $f = 1$ MHz 下就随外加磁场的变化而得到了较大的变化率($H = 500$ Oe 下 $\Delta X/X_0 = -20.3\%$)。而在高频下, 交流磁电阻变化率 $\Delta X/X_0$ 的大小反而略有减小, 在 $f = 30$ MHz 下, 交流磁电阻变化率为 $\Delta X/X_0 = -4.5\%$ 。

在图 4 中, 我们也给出了样品的交流磁阻抗 $\Delta Z/Z_0$ 的大小随外加磁场变化趋势。样品中同样可以观察到明显的巨磁阻抗效应。在 500 Oe 的外加磁场下, 样品在 $f = 1$ MHz 的低频下的巨磁阻抗变化率为 $\Delta Z/Z_0 = -4.2\%$; 而在 $f = 30$ MHz 的高频下, 样品的巨磁阻抗变化率为 $\Delta Z/Z_0 = -10.3\%$ 。

图 5 给出了 $H = 500$ Oe 外加磁场下, 样品的交流磁电阻 $\Delta R/R_0$ 、磁电抗 $\Delta X/X_0$ 以及巨磁阻抗效应值 $\Delta Z/Z_0$ 随交流频率变化趋势。可以看出, 样品的交流磁电阻效应在 $f \leq 1$ MHz 的低频范围内较弱, 随后开始随着交流频率的增加剧烈增加, 在 $f = 20$ MHz 处经历最大值, 随后开始随着频率的增加而减小; 而磁电抗效应则随着频率的增加而单调下降。由图 1 及其相关讨论可知, 在 $f \leq 1$ MHz 的低频范围内, 样品并没有表现出明显的交流金属导电特性的趋肤效应。因此

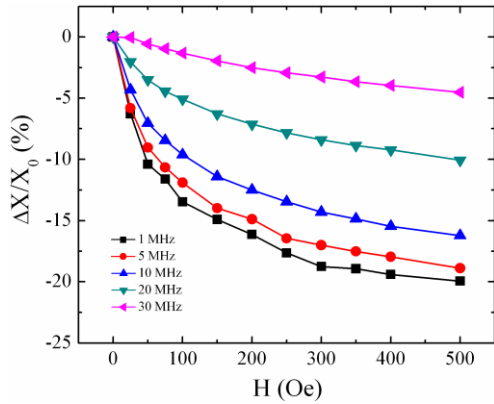


Figure 3. The dc field dependence of magnetoreactance $\Delta X/X_0$ for the $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sample

图 3. $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 样品磁电抗随直流磁场的依赖关系

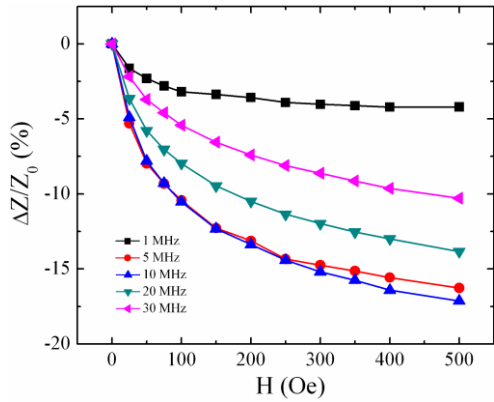


Figure 4. The dc field dependence of magnetoimpedance $\Delta Z/Z_0$ for the $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sample

图 4. $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 样品磁阻抗随直流磁场的依赖关系

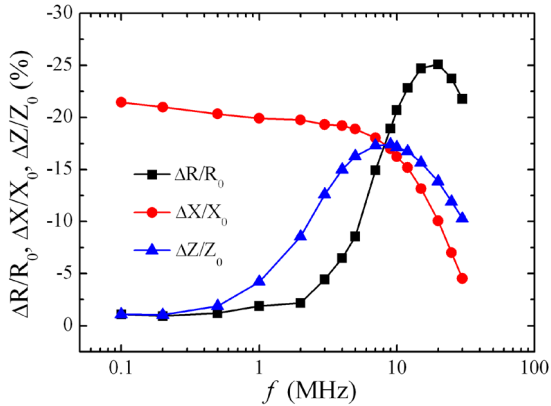


Figure 5. The frequency dependence of ac magnetoresistance $\Delta R/R_0$, magnetoreactance $\Delta X/X_0$ and magneto impedance $\Delta Z/Z_0$ for the $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ sample under $H = 500$ Oe

图 5. $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 样品的交流磁电阻、磁电抗、磁阻抗随频率的依赖关系 ($H = 500$ Oe)。

在这一频率范围内，样品中也没有表现出明显的交流磁电阻特性。相反，由于只受横向磁导率随外加磁场

变化的影响，样品的交流磁电抗效应在这一频率范围内表现的非常明显。在低频下，我们推导出阻抗 Z 的表达式为^[16]：

$$Z \approx R_{dc} \left[1 + \frac{(kd)^2}{3} - \frac{(kd)^4}{45} \right] \quad (5)$$

在低频 $d/\delta \ll 1$ 的情况下， $(kd)^4$ 项可以忽略不计。在这种情况下，引入横向磁导率的复数形式 $\mu_i = \mu_i' - \mu_i''$ ，我们可以得到^[16]：

$$R \approx R_{dc} \left[1 + d^2 \omega \mu_0 \mu_i'' / 3\rho \right] \quad (6)$$

$$X \approx R_{dc} \left[d^2 \omega \mu_0 \mu_i' / 3\rho \right] \quad (7)$$

在低频下，Eq.(6)中括号内的第一项远大于第二项。在这种情况下，交流电阻 R 的大小约等于直流电阻 R_{DC} 。而与此同时，Eq.(7)中并没有 R_{DC} 项，括号内的项的大小远小于 1。因此交流电抗 X 的大小远远小于 R_{DC} 。这与我们在图 1 中得到的实验结果是完全一致的。由 Eq.(6)可知，在低频下，样品的交流电阻 R 的大小约等于直流电阻 R_{DC} ，因此样品的交流电阻随外加磁场的变化率也主要由 R_{DC} 随外加磁场的变化率而决定。由 Eq.(7)可知，低频下，样品的交流电抗中并无单独的 R_{DC} 项，因此在低频下，样品的交流磁电抗效应并没有受到直流 CMR 效应的影响，而是在横向磁导率的影响下。表现出了非常灵敏的交流磁电抗效应。

在高频下，随着趋肤效应逐渐明显，样品的交流磁电阻效应表现得十分明显，而磁电抗效应却变得较弱。趋肤效应明显的高频下，交流电阻 R 与电抗 X 都会随着频率的增加而增大。在高频下 $d/\delta \gg 1$ 时，应有^[16]：

$$R \approx \frac{L}{2\sqrt{2}L} \sqrt{\mu_0 \omega \rho} \sqrt{\mu_i'^2 + \mu_i''^2 + \mu_i''} \quad (8)$$

$$X \approx \frac{L}{2\sqrt{2}L} \sqrt{\mu_0 \omega \rho} \sqrt{\mu_i'^2 + \mu_i''^2 - \mu_i''} \quad (9)$$

样品的交流电阻 R 及交流电抗 X 的大小主要由 Eq.(8)及 Eq.(9)中的横向磁导率部分决定。在外加磁场的的作用下，样品的横向磁导率发生变化，随着外加磁场的增大而减小。因此，样品的交流电阻 R 的大小也相应的随着外加磁场的增加而减小，表现出交流巨磁电阻效应。而这种变化的灵敏度，远远大于直流 CMR

效应。

在图 5 中我们也可以观察到样品的巨磁阻抗效应值 $\Delta Z/Z_0$ 随交流频率变化趋势。随着频率的增加, 巨磁阻抗效应值 $\Delta Z/Z_0$ 也经历了先增大后减小的过程。其最大值出现在 $f = 9$ MHz 处。在低频下, 巨磁阻抗变化率 $\Delta Z/Z_0$ 的大小与交流磁电阻 $\Delta R/R_0$ 比较接近, 而在高频下, 巨磁阻抗变化率 $\Delta Z/Z_0$ 的大小与交流磁电抗 $\Delta X/X_0$ 更为接近。这是因为, 在低频下, 交流电阻 R 的大小远大于电抗 X , 而在高频下, 交流电抗 X 的大小大于交流电阻 R 。在室温下及 $H = 500$ Oe 的外加磁场下, 样品获得的最大巨磁交流电阻、巨磁电抗、巨磁阻抗效应值分别是: $\Delta R/R_0 = -25.1\%$ ($f = 20$ MHz), $\Delta X/X_0 = -22\%$ ($f = 100$ kHz) 以及 $\Delta Z/Z_0 = -17.4\%$ ($f = 9$ MHz)。

从图 2~4, 我们可以发现 1200°C 退火 10 小时后得到的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料的 $\Delta R/R_0$, $\Delta X/X_0$ 和 $\Delta Z/Z_0$ 随磁场单调下降, 这与通常的金属纳米晶或非晶带或丝材的 GMI 不同, 对于后者, 一般 GMI 随磁场变化存在一个峰值, 该峰值与材料中的横向磁各向异性场相关^[17]。而我们此处的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料 GMI 峰值的消失说明这类材料的横向各向异性很小。

另外, 金属纳米晶或非晶带或丝材的 GMI 一般在 100 Oe 以上, GMI 效应趋于饱和^[17]; 而锰氧化物陶瓷材料的 GMI 在 500 Oe 也没有饱和, 说明锰氧化物陶瓷材料的 GMI 磁传感器可以应用在较宽磁场范围, 虽然锰氧化物的 GMI 值小于金属材料的 GMI 对应值。

4. 结论

本文研究了 1200°C 退火 10 小时后得到的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料在室温下的交流阻抗以及巨磁阻抗(GMI)效应。当交流频率 $f > 1$ MHz, 交流阻抗 Z 开始随着交流频率的增加而迅速增大, 趋肤效应开始显现。巨磁阻抗效应显示出了强烈的频率依赖关系。在室温下及 $H = 500$ Oe 的外加磁场下, 样品获得的最大巨磁交流电阻、巨磁电抗、巨磁阻抗效应值分别是: $\Delta R/R_0 = -25.1\%$ ($f = 20$ MHz), $\Delta X/X_0 = -2\%$ ($f = 100$ kHz) 以及 $\Delta Z/Z_0 = -17.4\%$ ($f = 9$ MHz)。利用电磁理论结合铁磁学原理, 可对陶瓷材料阻抗与磁阻抗现象给出很好的物理解释。1200°C 退火 10 小时后得

到的 $\text{La}_{0.65}\text{Ba}_{0.35}\text{MnO}_3$ 块状陶瓷材料的 $\Delta R/R_0$, $\Delta X/X_0$ 和 $\Delta Z/Z_0$ 随磁场单调下降, 这有利于传感器的器件设计。其 GMI 在 500 Oe 也没有饱和, 说明锰氧化物陶瓷材料的 GMI 磁传感器比金属 GMI 器件的应用磁场范围宽, 虽然后者的 GMI 灵敏度高。

致谢

本工作得到国家自然科学基金面上项目(50872074)以及国家理科基地项目 J1103212(山东大学物理基地)的支持。

参考文献 (References)

- [1] Von Helmolt, R., Wecker, J., Holzapfel, B., Schultz, L. and Samwer, K. (1993) Giant negative magnetoresistance in perovskitelike $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_x$ ferromagnetic films. *Physical Review Letters*, **71**, 2331-2333.
- [2] Jin, S., Tiefel, T.H., McCormack, M., Fastnacht, R.A., Ramesh, R. and Chen, L.H. (1994) Thousandfold change in resistivity in magnetoresistive La-Ca-Mn-O films. *Science*, **264**, 413-415.
- [3] Tokura, Y. (2000) Colossal magnetoresistive oxides. Gordon and Breach, New York.
- [4] Zener, C. (1951) Interaction between the d-shells in the transition metals. II. Ferromagnetic compounds of manganese with perovskite structure. *Physical Review*, **82**, 403-405.
- [5] Millis, J., Littlewood, P.B. and Shraiman, B.I. (1995) Double exchange alone does not explain the resistivity of $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$. *Physical Review Letters*, **74**, 5144-5147.
- [6] Moreo, A., Yunoki, S. and Dagotto, E. (1994) Phase separation scenario for manganese oxides and related materials. *Science*, **283**, 2034-2040.
- [7] Hwang, H.Y., Cheong, S.-W., Ong, N.P. and Batlogg, B. (1996) Spin-polarized intergrain tunneling in $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$. *Physical Review Letters*, **77**, 2041-2044.
- [8] Li, X.W., Gupta, A., Xiao, G. and Gong, G.Q. (1997) Low-field magnetoresistive properties of polycrystalline and epitaxial perovskite manganite films. *Applied Physics Letters*, **71**, 1124-1126.
- [9] Hu, J. and Qin, H. (2000) Magnetoimpedance effect in $\text{La}_{0.67}\text{Ba}_{0.33}\text{MnO}_3$ under low dc magnetic fields. *Solid State Communication*, **116**, 159-162.
- [10] Hu, J. and Qin, H. (2001) Magnetoimpedance effect in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **234**, 419-422.
- [11] Qin, H., Hu, J., Chen, J., Wang, Y. and Wang, Z. (2002) Giant magnetoimpedance and colossal magnetoresistance in $\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$ at room temperature. *Journal of Applied Physics*, **91**, 10003-10006.
- [12] Hu, J., Qin, H., Niu, H.D., Zhu, L., Chen, J., Xiao, W. and Pei, Y. (2003) Magnetoimpedance effect in manganite $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$ at various temperatures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **261**, 105-116.
- [13] Chen, D.-X. and Muñoz, J.L. (1999) AC impedance and circular permeability of slab and cylinder. *IEEE Transactions on Magnetics*, **35**, 1906-1923.
- [14] Landau, L.D., Lifshitz, E.M. and Pitaevskii, L.P. (1995) *Electrodynamics of continuous media*. Butterworth-Heinemann, London.
- [15] Hu, J., Wang, Y., Zhang, Y., Hua, L., Qin, H. and Li, B. (2011) Sample thickness dependence of giant magnetoimpedance under low fields for $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{Mn}_{0.98}\text{Co}_{0.02}\text{O}_3$ manganites. *Journal of*

- Alloys and Compounds*, **509**, 1360-1363.
- [16] Hu, J., Qin, H., Li, B., Wang, Y. and Zhang, Y. (2011) Correlation between magnetoimpedance and permeability in $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_3$. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **323**, 1185-1190.
- [17] Phan, M.H. and Peng, H.X. (2008) Giant magnetoimpedance materials: Fundamentals and applications. *Progress in Materials Science*, **53**, 323-420.