

05

## Релаксация магнитосопротивления монокристаллического (La<sub>0.5</sub>Eu<sub>0.5</sub>)<sub>0.7</sub>Pb<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> после воздействия импульсного магнитного поля

© А.А. Быков, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, К.А. Саблина

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск

E-mail: alexey\_bykov@iph.krasn.ru

Поступило в Редакцию 25 июня 2012 г.

Проведены измерения магнитосопротивления замещенного манганита лантана (La<sub>0.5</sub>Eu<sub>0.5</sub>)<sub>0.7</sub>Pb<sub>0.3</sub>MnO<sub>3</sub> в импульсном магнитном поле  $H = 250$  кОе в различных температурах. Обнаружено, что зависимость параметра релаксации магнитосопротивления  $\tau(t)$  в различных температурах коррелирует с ходом температурной зависимости электросопротивления  $R(T)$ . Предложен механизм релаксации, связанный с релаксацией проводящей и диэлектрической фаз в объеме образца в условиях фазового расслоения. Показано, что  $\tau$  отражает количество границ фаз в объеме.

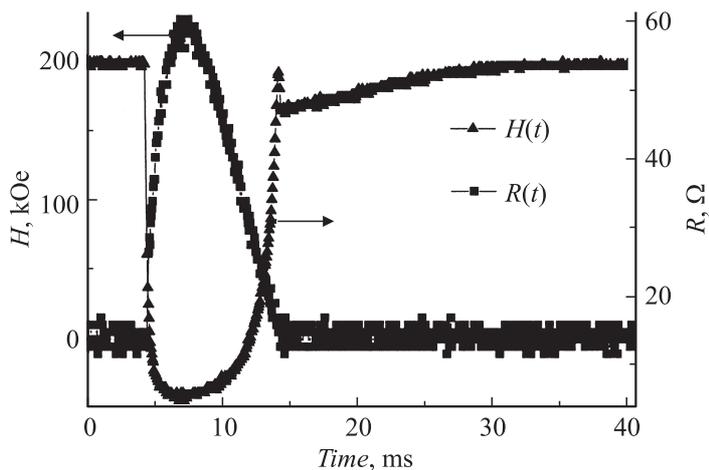
Замещенные манганиты лантана представляют большой научный и практический интерес из-за наблюдающегося в них эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС). Одним из интересных вопросов физики манганитов является релаксация магнитосопротивления и намагниченности [1], поскольку она может прояснить природу физических механизмов, ответственных за макроскопические свойства образца. Релаксация в замещенных манганитах лантана наблюдалась двух типов — с временами релаксаций порядка  $10^3$  с [2] и  $10^{-3}$  с [1,3,4]. Для гранулярных манганитов известны два основных механизма, ответственных за магнитосопротивление и релаксацию, работающие в различных диапазонах полей. Первый механизм обусловлен спин-зависимым туннелированием носителей через диэлектрические прослойки гранул, которые в свою очередь могут обладать магнитным упорядочением [5]. Обычно он определяет магнитосопротивление в слабых полях (до 1–10 кОе), когда ферромагнитные гранулы не достигли намагниченности насыщения.

В том случае, если диэлектрические границы обладают антиферромагнитным упорядочением, магнитосопротивление и связанные с ним гистерезис и релаксация наблюдаются в полях вплоть до  $10^5$  Ое. Второй механизм — „классическое“ отрицательное магнитосопротивление, обусловленное нанофазным расслоением, присущее замещенным манганитам лантана, рассмотренное, например, в работе [6]. Очевидно, что данный механизм магнитосопротивления в чистом виде может экспериментально наблюдаться на высококачественных монокристаллических пленках и объемных монокристаллических образцах.

Монокристаллический образец  $(\text{La}_{0.5}\text{Eu}_{0.5})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$  выращивался методом спонтанной кристаллизации. Подробная характеристика образца проведена в работах [7]. Изменения в сильных магнитных полях проводились на импульсной установке Института физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

В работе [7] приведены температурные зависимости сопротивления идентичного монокристаллического образца  $(\text{La}_{0.5}\text{Eu}_{0.5})_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$  при значениях магнитного поля до 250 кОе, при котором наблюдается полное насыщение магниторезистивного эффекта. Также показаны значения магниторезистивного эффекта, который наблюдается во всем интервале температур 2–300 К. Температура перехода металл–диэлектрик при  $H = 0$  кОе для данного образца составляет  $T_{\text{max}} = 185$  К. На рис. 1 приведены временные зависимости приложенного импульсного магнитного поля, и магнитосопротивления образца. Из рисунка видно, что в момент включения магнитного поля наблюдается эффект отрицательного магнитосопротивления. Затем, когда магнитное поле спадает, величина сопротивления стремится вернуться в свое исходное значение. Момент выключения поля хорошо виден по узкому пику на 15 ns импульса, который соответствует закрытию тиристора в колебательном контуре соленоид — конденсаторы импульсной установки. Видно, что при выключении поля остается некоторый уровень сопротивления, релаксирующий со временем (порядка 15 ns) до первоначального сопротивления образца.

Ранее некоторыми авторами [3,8], наблюдавшими релаксацию магнитосопротивления с временами порядка миллисекунд в больших магнитных полях на поликристаллических пленках, высказывалось предположение, что такая релаксация связана со спин-зависимым транспортом при туннелировании носителей тока через антиферромагнитные границы ферромагнитных гранул манганита. Однако наблюдаемая нами



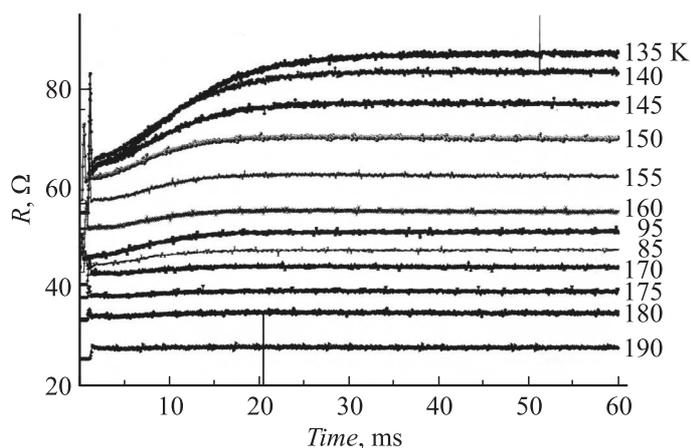
**Рис. 1.** Зависимости приложенного поля  $H(t)$  и сопротивления образца  $R(t)$  от времени. Видно, что при выключении поля остается некоторый уровень сопротивления, релаксирующий со временем.

схожая релаксация на монокристаллическом образце исключает возможность такого механизма из-за отсутствия самих границ гранул. Возможно, что подобные явления происходят на границах двойникования и дефектах в кристалле, однако можно предположить, что релаксация связана с изменением объемного соотношения между проводящей и диэлектрической фазами в объеме кристалла под действием магнитного поля.

На рис. 2 приведены зависимости сопротивления от времени при различных температурах, начало кривой совпадает с моментом выключения поля амплитудой  $H = 250$  kOe, при котором величина магниторезистивного эффекта максимальна и достигает насыщения [7]. Полученная зависимость  $R(t)$  легко аппроксимируется функцией вида

$$R(t) = R_0 \exp(-(t - t_0)/\tau),$$

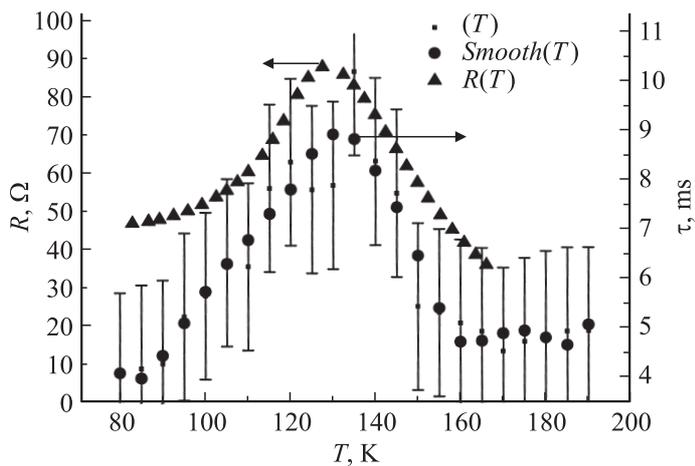
где  $R_0$ ,  $t_0$  — подгоночные параметры, отвечающие за совпадение начальных точек зависимостей, а  $\tau$  — параметр, характеризующий коэффициент затухания. Выбор параметров аппроксимации кривой происходил



**Рис. 2.** Зависимости  $R(t)$  для различных температур и поля  $H = 250$  кОе. Представлена только релаксация — часть кривой после выключения магнитного поля.

путем минимизации ошибки между экспериментом и получаемой функцией. После обработки кривых релаксации магнитосопротивления при всех указанных температурах была получена кривая параметра  $\tau$  от температуры  $\tau(T)$ , представленная на рис. 3.

Видно, что температурная зависимость параметра  $\tau$  качественно совпадает с температурной зависимостью сопротивления образца. Качественно такое поведение можно объяснить, приняв во внимание энергию границ ферромагнитных областей или „капель“. При охлаждении образца в образце появляются ферромагнитные области или „капли“ [6]. Насыщение магнитосопротивления в полях  $\sim 250$  кОе означает, что весь объем материала занят ферромагнитной фазой и фазового расслоения не наблюдается. После выключения магнитного поля начинается обратный процесс фазового расслоения, при котором количество проводящих и диэлектрических областей в кристалле определяется температурой. При температуре перехода металл-диэлектрик в образце начинает формироваться бесконечный проводящий кластер, а количество проводящих и диэлектрических областей (соответственно и межфазных границ) максимально. Именно при данных температурах и наблюдается наибольшая релаксация магнитосопротивления. По мере



**Рис. 3.** Зависимость параметра  $\tau$  от температуры  $\tau(T)$  — квадратные точки (также показано среднеквадратичное отклонение), сглаженная кривая  $\tau(T)$  — круглые точки, и зависимость сопротивления от температуры того же образца (треугольные точки). Видно, что кривая параметра  $\tau$  коррелирует с кривой сопротивления образца.

удаления от температуры перехода металл-диэлектрик как в область более высоких, так и в область более низких температур, степень фазового расслоения уменьшается, что также соответствует уменьшению параметра  $\tau$ .

Таким образом, в работе обнаружена релаксация магнитосопротивления с характерным временем  $10^{-3}$  s, которая наблюдается в широком интервале температур. Обнаружено, что параметр релаксации  $\tau(T)$  качественно согласуется с ходом зависимости  $R(T)$ . Показано, что отражает количество границ в объеме или степень фазового расслоения.

## Список литературы

- [1] Deac I.G., Diaz S., Kim B., Cheong S.W., Schiffer P. // Physical Review B. 2002. V. 65. N 17. P. 1–6.
- [2] Matsukawa M., Akasaka K., Noto H., Suryanarayanan R., Nimori S., Apostu M., Revcolevschi A., Kobayashi N. // Physical Review B. 2005. V. 72. N 6. P. 1–5.

- [3] *Balevicius S., Vengalis B., Anisimovas F., Novickij J., Tolutis R., Kiprianovic O., Pyragas V., Tornau E.E.* // Journal of Low Temperature Physics. 1999. V. 117. P. 1653–1657.
- [4] *Heffner R.H., Sonier J.E., Mac Laughlin D.E., Nieuwenhuys G.J., Ehlers G., Mezei F., Cheong S.W., Gardner J.S., Röder H.* // Physical review letters. 2000. V. 85. N 15. P. 3285–3288.
- [5] *Shaykhutdinov K.A., Popkov S.I., Semenov S.V., Balaev D.A., Dubrovskiy A.A., Sablina K.A., Sapronova N.V., Volkov N.V.* // Journal of Applied Physics. 2011. V. 109. N 5. P. 0537111–0537116.
- [6] *Volkov N.V., Petrakovskii G., Boni P., Clementyev E., Patrin G.S., Sablina K.A., Velikanov D., Vasiliev A.* // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2007. V. 309. P. 1–6.
- [7] *Shaykhutdinov K.A., Popkov S.I., Balaev D.A., Semenov S.V., Bykov A.A., Dubrovskiy A.A., Sapronova N.V., Volkov N.V.* // Physica B: Condensed Matter. 2010. V. 405. N 24. P. 4961–4965.
- [8] *Kozlova N., Walter T., Dörr K., Eckert D., Handstein A., Skourski Y., Müller K.-H., Schultz L.* // Physica B: Condensed Matter. 2004. V. 346–347. P. 74–78.