

N -образная ВАХ и колебания тока в манганите $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ И. К. Камиллов¹⁾, К. М. Алиев, Х. О. Ибрагимов, Н. С. Абакарова

Институт физики Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

Поступила в редакцию 8 сентября 2003 г.

В образцах $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с составами $x = 0.425$ и $x = 0.450$ экспериментально исследованы при температуре 77 К вольт-амперные характеристики (ВАХ) в импульсных и постоянных электрических, E , и магнитных, H , полях до 10 кЭ при их взаимных ориентациях $H \parallel E$ и $H \perp E$. Обнаружены N -образные ВАХ и высокочастотные (до 3 МГц) колебания тока. Установлено, что эффект колоссального магнитосопротивления в исследованных системах носит пороговый характер и при $E \rightarrow 0$ плавно исчезает.

PACS: 72.20.Ht, 72.80.Ga, 75.30.Vn

Обнаружение явления колоссального магнитосопротивления (КМС) в манганитах стимулировало исследования процессов переноса заряда в таких системах, где проявляется глубокая взаимосвязь магнитной, решеточной и электронной подсистем. Считается установленным, что магниторезистивный эффект уменьшается с ростом напряжения, причем его величина существенно зависит от структуры барьера [1–7].

Нелинейные ВАХ манганитов и гетероструктур на их основе, а также релаксационные процессы установления тока при приложении электрического напряжения к ним изучены в работах [8–11]. Обнаружены нелинейные ВАХ суб- или суперлинейного поведения [8–10], ВАХ с S -образом [9, 10]. В работе [12] показано, что установление стабильной величины электрического тока, соответствующего приложенному напряжению, носит релаксационный характер с большими (до 10 мин) характерными временами. Отметим, что большинство исследованных ВАХ проявляют гистерезис, то есть восходящие и нисходящие ветви ВАХ не совпадают. Причем, физические механизмы, лежащие в основе нелинейностей, включают в себя влияние протекающего тока на магнитную однородность системы [13], неупругое рассеяние носителей заряда в магнитоактивных слоях на контактном переходе [6, 9], электрическую модуляцию процессов двойного обмена в ферромагнитных системах [8].

Целью настоящей работы является изучение влияния величины электрического поля на эффект КМС в манганитах на примере $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с $x = 0.425$ и $x = 0.450$ при 77 К в магнитных полях до 10 кЭ, когда $H \parallel E$ и $H \perp E$.

Согласно рентгенографическим данным исследованные керамики $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ представляют собой орторомбические перовскиты с однородным гранулометрическим составом с хорошей спайностью и пористостью около 20%. Результаты детального экспериментального исследования теплоемкости и электросопротивления этих образцов для $x = 0.450$ в широком температурном интервале представлены в работе [14]. Размеры исследованных образцов для $x = 0.425$ и $x = 0.450$ были равны $6 \times 1.7 \times 0.7$ мм и $2.5 \times 1.2 \times 0.7$ мм, соответственно. Токковые контакты наносились на торцы образцов серебряной пастой. Все измерения проводились при температуре 77 К. Температура образцов контролировалась медь-константановой термпарой.

ВАХ исследуемых образцов измерялась как на постоянном токе, так и в импульсном режиме генератора напряжения $R_{\text{смп}} \gg R_i$, где $R_{\text{смп}}$ – сопротивление образца, R_i – токоснимающее сопротивление, включенное последовательно с образцом. Длительность треугольного импульса, на котором снималась ВАХ, не превышала 120 мкс, а длительность прямоугольных импульсов – 80 мкс с фронтами не хуже 0.1 мкс.

На рис.1а представлены восходящие и нисходящие ветви ВАХ для образца с $x = 0.425$, измеренные в импульсном режиме. ВАХ представляют собой кривые с омическими участками в начале, которые плавно переходят в суперлинейные с характерным наклоном $I \sim V^n$, где $n = 1.4 \div 1.6$. В дальнейшем, при напряжениях $V \approx 1.5$ В ВАХ имеет N -образный участок, который с ростом напряжения снова выходит на положительную ветвь, где $dI/dU > 0$.

Восходящие и нисходящие ветви ВАХ, в зависимости от максимального значения приложенного электрического напряжения, не совпадают, то есть

¹⁾e-mail: kamilov@datacom.ru

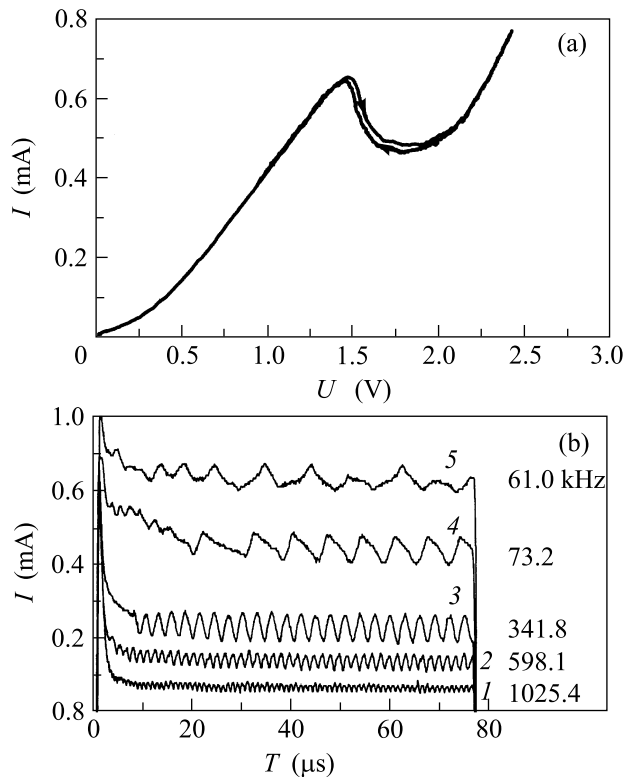


Рис.1. (а) ВАХ (восходящая и нисходящая ветви); (b) колебания на импульсе тока (при различных значениях приложенного напряжения $U(B)$): 1 – 2.48, 2 – 2.64, 3 – 2.72, 4 – 2.8, 5 – 3.02) для образца $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ с $x = -0.425$ при 77 К

проявляют гистерезис, величина которого зависит не только от напряжения, но и от величины нагрузочного сопротивления. При соответствующем подборе нагрузочного сопротивления на токовом импульсе (рис.1b) возникают колебания тока, амплитуда и частота которых зависят от величины приложенного напряжения. Эти колебания тока в поле E имеют следующие характерные особенности: 1) уменьшение частоты и рост амплитуды с ростом поля; 2) после N -участка колебания имеют место и на второй положительной ветви ВАХ вплоть до больших значений напряжения U (20–30 В) и при этом демонстрируют свойства, характерные для хаотических систем (удвоение периода, квазипериодичность, перемежаемость, стохастическое поведение и т.п.). На рис.1b рядом с импульсом приведены значения частот, соответствующие максимальным амплитудам, согласно их фурье-анализу. Изменение направления тока по образцу не влияет на вид ВАХ, которые совершенно идентичны в обоих направлениях. Форма колебаний тока при этом меняется незначительно, но основные закономерности, независимо от величины смещения

U , сохраняются. При N -переключении в начале импульса тока имеет место спад тока с характерными временами порядка нескольких микросекунд.

В импульсных электрических продольных, $H \parallel E$, и поперечных, $H \perp E$, полях эффект КМС, рассчитанный по формуле $(\rho_H - \rho_0)/\rho_H$, достигал 35%. Замечено, что магнитное поле уменьшает амплитуду колебаний и смещает порог N -переключения в сторону меньших электрических полей.

На рис.2 приведены ВАХ для образца с $x = 0.450$ в продольных магнитных полях $H \parallel E$, измеренные в постоянных электрических полях. Подчеркнем, что

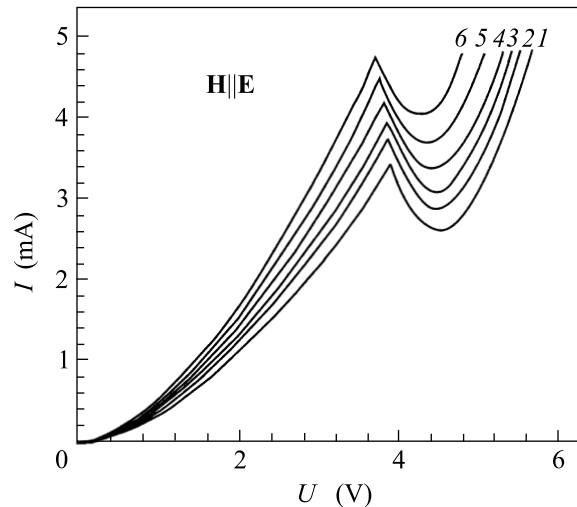


Рис.2. ВАХ для образца $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ для состава $x = 0.450$ при различных значениях продольного магнитного поля H (кЭ): 1 – 0, 2 – 1.38, 3 – 2.25, 4 – 4.5, 5 – 6.7, 6 – 8.5 при $T = 77$ К

все измерения проводились при постоянной температуре $T = \text{const}$ (77 К), что контролировалось термопарой, и рассеиваемые на образце мощности не приводили к джоулеву разогреву образца. В магнитных полях ВАХ для образцов этого состава, как и для состава с $x = 0.425$, демонстрируют, что КМС достигает 35%, а также имеет место незначительное снижение порога N -переключения с ростом величины магнитного поля. Как видно из рис.2, КМС несколько уменьшается при N -переключении, но на минимуме и второй восходящей ветви ВАХ КМС достигает того же порядка или заметно большего, чем до N -образования. В поперечных магнитных полях $H \perp E$, поведение ВАХ совершенно идентично случаю продольных полей $H \parallel E$. Отметим, что имеет место незначительная анизотропия КМС: влияние продольного магнитного поля сильнее, и эффект КМС на всех участках ВАХ в продольных полях больше, чем в поперечных. Величина КМС на участках ВАХ, где вы-

полняется закон $I \sim V^{1.6}$, постоянна либо незначительно уменьшается ($\sim 3\%$) с ростом напряжения до N-переключения.

Были выполнены тщательные измерения по изучению эффекта КМС, когда приложенное к образцу смещение U уменьшалось до нуля ($U \rightarrow 0$). Обнаружено, что эффект КМС имеет пороговый характер по электрическому полю (!). С уменьшением приложенного напряжения на линейном участке КМС плавно уменьшается и полностью исчезает при смещениях 1–2 мВ для обоих составов и при магнитном поле $H = 10$ кЭ. При этом замечено, что и на линейном участке ВАХ КМС в случае $H \parallel E$ всегда больше, чем при $H \perp E$, вплоть до его полного исчезновения.

Если в образце нет встроенных гетеро- или сэндвич-структур, точечных или других контактов с неравновесными свойствами [8–12], то для интерпретации результатов по обнаружению N-образной ВАХ в манганитах можно привлечь $\Delta m\tau$ -модель, приведенную в работе [15], где удельное электросопротивление вычисляется по формуле Друде

$$\rho = m^* / e^2 n \tau, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, m^* – эффективная масса, n – концентрация носителей тока, а время релаксации τ представляется как сумма $\tau^{-1} = \tau_{st}^{-1} + \tau_{ph}^{-1} + \tau_m^{-1}$, где τ_{st} , τ_{ph} и τ_m – характеристические времена при рассеянии на статических нарушениях трансляционной симметрии системы, фононах и флуктуациях локальных магнитных моментов, соответственно. Окончательное выражение с учетом энергии активации Δ выглядит следующим образом:

$$\rho = e^{2\Delta/3T} (\rho_{st} + \rho_{ph} + \rho_m). \quad (2)$$

Сильно неупругое рассеяние носителей заряда при определенных значениях порогового электрического поля может привести к резкому росту сопротивления из-за уменьшения времени рассеяния, особенно на втором, поляроном, и третьем, описывающем спиновой беспорядок, членах в скобках формулы (2), что может привести к N-образию на ВАХ.

Дальнейший рост напряжения, увеличивая энергию носителей заряда для преодоления барьеров поляронов и спинов, выводит ВАХ на новый рост тока.

При этом нельзя исключить влияния протекающего тока на магнитную однородность исследуемых систем или другой механизм, приводящий к резкому изменению концентрации носителей тока [12]. Что касается того, что КМС носит пороговый характер по электрическим полям, видимо, следует исследовать его на многих системах с различными составами.

В заключение авторы выражают благодарность А. Б. Батдалову и Ш. Б. Абдулвагидову за полезное обсуждение результатов работы и О. Ю. Горбенко за предоставление высококачественных образцов. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-17817, и гранта # НШ-2253.03.2 на базе приборного парка аналитического центра ДНЦ РАН.

1. L. P. Shelp, A. Fert, F. Fetta et al., Phys. Rev. **B56**, R5747 (1997).
2. J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
3. A. M. Bratkovsky, Phys. Rev. **B56**, 2344 (1997).
4. X. Zhang, B. Z. Li, J. Z. Sun et al., Phys. Rev. **B56**, 5484 (1997).
5. S. Zhang, P. M. Levy, A. C. Marley et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 2941 (1998).
6. М. А. Белоголовский, Ю. Ф. Ревенко, А. Ю. Герасименко и др., ФНТ **29**, 889 (2003).
7. Ю. Ф. Попов, А. М. Кадомцева, К. И. Камилов и др. ФТТ **45**(7), 1221 (2003).
8. M. Tanaka, J. Zhang, and T. Kawai, Phys. Rev. Lett. **88**, 0272041 (2002); C. Martin, A. Maignan, M. Hervien et al., Phys. Rev. **B60**, 12192 (1999).
9. М. А. Белоголовский, Ю. Ф. Ревенко, А. Ю. Герасименко et al., Fiz. Nizk. Temp. **28**, 553 (2002).
10. A. Guha, N. Khare, A. K. Raichaudhuri et al., Phys. Rev. **B62**, R11941 (2000).
11. J. Z. Sun, Jour. MMM **202**, 157 (1999).
12. М. К. Губкин, Перекалина, А. М. Балбашев и др., ФТТ **43**, 293 (2001).
13. S. Heim, T. Nachtrab, M. Moble et al., Phys. **C367**, 348 (2002).
14. Ш. Б. Абдулвагидов, И. К. Камилов, А. М. Алиев, А. Б. Батдалов, ЖЭТФ **123**, 857 (2003).
15. A. B. Beznosov, B. I. Belevtsev, E. L. Fertman et al., Fiz. Nizk. Temp. **28**, 774 (2002).