

05

Особенности магнитных, электрических свойств и магнитно-неоднородное состояние монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$

© В.Т. Довгий, А.И. Линник, В.И. Каменев, В.Ю. Таренков,
С.Л. Сидоров, Б.М. Тодрис, В.И. Михайлов,
Н.В. Давыдейко, Т.А. Линник

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАНУ,
Донецк, Украина
E-mail: linnikal@mail.ru

Поступило в Редакцию 20 августа 2012 г.

Исследованы гистерезисные особенности поведения намагниченности и сопротивления при перемагничивании в квазистатическом (до 9 Т) и импульсном (до 14 Т) магнитном поле. Изучены также процессы релаксации намагниченности и сопротивления после воздействия магнитного поля 9 Т. Для низких температур предложен механизм перемагничивания фаз антиферромагнитной изолирующей — ферромагнитной металлической (AFM/I–FM/M) и существования высокопроводящего состояния образца после снятия намагничивающего поля. Механизм связан с медленной релаксацией неравновесной решетки, соответствующей FM-фазе (большого объема), к равновесной AFM-решетке (меньшего объема).

Исследование редкоземельных манганитов со структурой перовскита является важным направлением физики твердого тела. Манганиты с половинным замещением демонстрируют спиновое, зарядовое и орбитальное упорядочение. Это упорядочение может быть подавлено магнитным полем как результат перехода из антиферромагнитного полупроводникового в ферромагнитное металлическое состояние.

В данной работе проведены исследования структурных, магнитных и транспортных свойств монокристаллов состава $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ в широкой области температур (6–400 К), квазистатическом магнитном поле до 9 Т, импульсном магнитном поле до 14 Т. Изучены процессы релаксации намагниченности и сопротивления после воздействия магнитного поля 9 Т.

Цель работы — выяснение природы гистерезисного характера поведения полевых зависимостей сопротивления и намагниченности в низких температурах (≈ 10 К) и магнитных полях до 9 Т, установление причины существования высокопроводящего состояния образца после снятия магнитного поля.

Монокристаллические образцы состава $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ выращены методом плавающей зоны с радиационным нагревом. Параметры кристаллической решетки и направления кристаллографических осей определяли на рентгеновском дифрактометре ДРОН-2 (излучение NiK_α) по положению линий (600), (060), (008). Исследованные образцы обладали орторомбической структурой P_{nma} с постоянными решетки: $a = 0.54780$ nm, $b = 0.54308$ nm, $c = 0.76116$ nm. Полуширина кривых качания для всех направлений не превышала 1.5° , что свидетельствует о достаточно высоком совершенстве полученных кристаллов. Тем не менее следует отметить некоторую степень двойникования данных кристаллов, которая, впрочем, характерна для манганитов с искаженной перовскитовой структурой [1,2].

Измерение полевых и температурных зависимостей намагниченности и сопротивления и исследование процесса их релаксации выполняли на установке РРМС-9 в квазистатическом магнитном поле. Сопротивление образца определяли четырехзондовым методом. При этом, как показали предварительные эксперименты, величина сопротивления слабо зависела как от взаимного направления магнитного поля и измерительного тока, так и от их направления относительно кристаллографических осей. Поэтому сопротивление измеряли в следующей геометрии: измерительный ток — вдоль оси c кристалла, магнитное поле — перпендикулярно току. В импульсном магнитном поле были исследованы зависимости $M(H)$ в интервале температур 18–200 К с помощью индукционной методики. При этом в каждом цикле измерений на образец воздействовали двуполярным импульсом магнитного поля общей длительностью 1.5 ms. Во всех экспериментах магнитное поле было направлено перпендикулярно оси c кристалла.

Монокристаллы состава $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ при охлаждении от комнатной температуры испытывают следующие преобразования: парамагнитный изолятор (PM/I) — ферромагнитный металл (FM/M) (255 К), ферромагнитный металл (FM/M) (255–150 К) — антиферромагнитный изолятор (AFM/I) (< 150 К) [3].

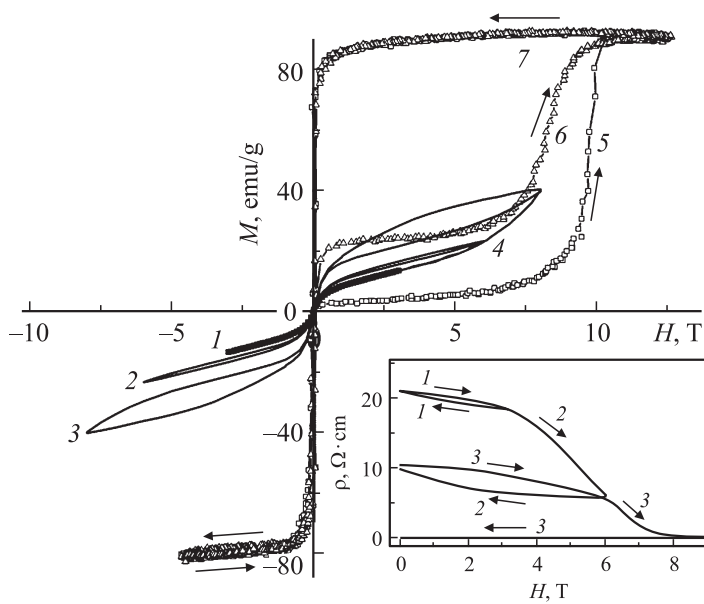


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$ (на вставке) монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ при температуре 10 К в квазистатическом поле (кривые 1–4) и при температуре 18 К в импульсном поле (кривые 5–7). Стрелками показаны направления изменения магнитного поля.

На рис. 1 приведены полевые зависимости намагниченности $M(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$ (на вставке) при температуре 10 К в квазистатическом поле (кривые 1–4) и при температуре 18 К в импульсном поле (кривые 5–7). Кривые 1, 2, 3 соответствуют последовательному намагничиванию и размагничиванию образца в квазистатическом поле до 3, 6, 8 (9) Т. Кривые намагничивания демонстрируют сосуществование ферромагнитной (FM) и антиферромагнитной (AFM) фаз. Каждый раз после установления равновесного состояния образца начальные участки кривых $M(H)$ идут по одной и той же кривой 4 и в низких полях соответствуют намагничиванию существующей ферромагнитной фазы, а гистерезисные участки $M(H)$ в высоких полях соответствуют перемагничиванию фаз AFM/I–FM/M.

Перемагничивание в импульсном поле заметно отличается от перемагничивания в квазистатическом поле. Для образца, находящегося изначально в равновесном состоянии, намагничивание начинается по кривой 5, а переход AFM/I–FM/M происходит резко при величине импульсного поля порядка 10 Т. Размагничивание и перемагничивание в отрицательном поле идет по кривой 7 пока поле не обратится в нуль. Повторное перемагничивание через 3–5 min после окончания первого цикла начинается по кривой 6. При этом переход AFM/I–FM/M наблюдается при величине импульсного поля порядка 8 Т. Далее перемагничивание снова идет по кривой 7.

Полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H)$ (см. вставку рис. 1) в квазистатическом поле также проявляют гистерезисный характер, демонстрируют резкое уменьшение сопротивления в магнитном поле 9 Т и сохранение этого высокопроводящего состояния после снятия магнитного поля. Отметим, что при намагничивании до 3 Т зависимость $\rho(H)$ имеет очень слабый гистерезис и обратима. В то же время после намагничивания до 6 Т сопротивление образца заметно уменьшилось и после сброса поля не вернулось к исходному значению. Последовавший вскоре следующий цикл намагничивания до 9 Т начался от этого нового значения сопротивления, дал еще больший гистерезис и привел к упомянутому высокопроводящему состоянию. При сопоставлении зависимостей $M(H)$ и $\rho(H)$ обнаруживается противоречие: кривые намагниченности „замкнуты“ и образец в нулевом поле размагничен, а кривые удельного сопротивления „разомкнуты“ (кроме цикла 1–1) и при увеличении магнитного поля до 9 Т, а затем его снижении до 0, низкоомное состояние сохраняется.

На рис. 2 и 3 соответственно приведены кривые температурного изменения намагниченности $M(T)$ и удельного сопротивления $\rho(T)$ после воздействия магнитного поля 8(9). Нагрев образца осуществляли со скоростью ~ 1 К/min. Причем кривую $\rho(T)$ снимали сразу после сброса поля, а кривые $M(T)$ — сразу после сброса поля (рис. 2, кривая 2) и через 24 h (рис. 2, кривая 1). Из рис. 2 видно, что кривая 1 демонстрирует поведение, которое хорошо согласуется с известными литературными данными. В то же время зависимости $\rho(T)$ и $M(T)$ (рис. 2, кривая 2) в области низких температур демонстрируют восстановление M и ρ к равновесным величинам, характерным для AFM-состояния. Постоянные времени релаксации на участках, описываемых

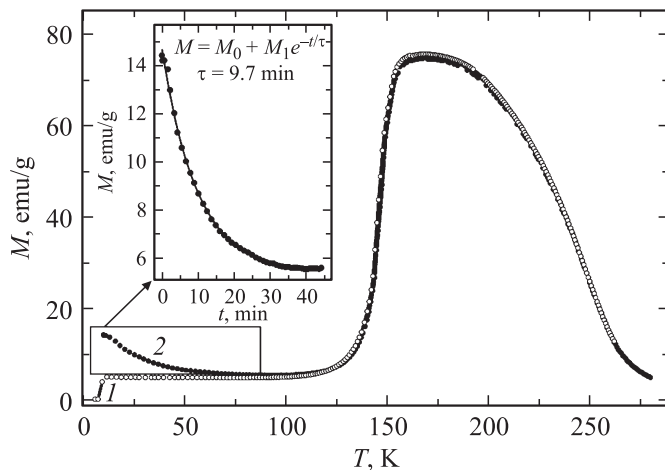


Рис. 2. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ (измерены в поле 0.5 Т): 1 — через 24 h после сброса поля 8 Т; 2 — сразу после сброса поля 8 Т до 0.5 Т. На вставке — кривая релаксации начального участка зависимости $M(T)$, выделенного прямоугольником.

экспонентой, составили $\tau \approx 9.7$ min и $\tau \approx 7$ min для намагниченности и удельного сопротивления соответственно (см. вставки на рис. 2 и 3).

По данным нейтронографических и магнитных исследований в манганите $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ при $T < 150$ К сосуществуют три фазы: AFM СЕ-типа ($\approx 60\%$), AFM А-типа ($\approx 20\%$) и FM ($\approx 20\%$) [4]. В то же время при $T > 150$ К основной ($> 80\%$) является FM-фаза с наибольшим объемом элементарной ячейки. Проведенные нами исследования показали, что при температурах порядка 10 К под воздействием магнитного поля переход AFM/I–FM/M происходит в результате перестройки кристаллической решетки монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ за счет магнитоstriction. В квазистатическом магнитном поле скорость изменения поля, по-видимому, сравнима со скоростью трансформации решетки и переход AFM/I–FM/M происходит плавно (рис. 1). В то же время, несомненно, в импульсном поле скорость изменения поля значительно превышает скорость преобразования решетки, и поэтому переход AFM/I–FM/M происходит только тогда, когда величина поля

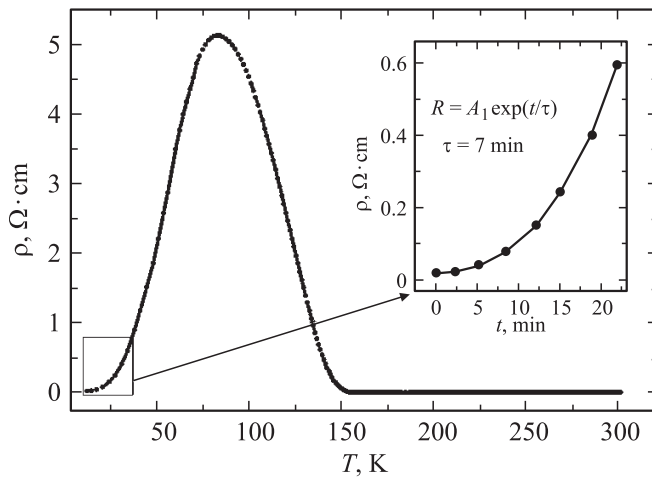


Рис. 3. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$. На вставке — кривая релаксации начального участка зависимости $\rho(T)$, выделенного прямоугольником.

достигнет уровня, при котором возможно существование только фазы FM/M, что подтверждается резкостью перехода (рис. 1, кривая 5). При уменьшении поля и переходе в отрицательные значения образец ведет себя как чисто ферромагнитный, проявляя высокое значение магнитного момента. Причем особенно это очевидно для эксперимента в импульсном поле (рис. 1, кривая 7). В квазистатическом же поле наблюдается гистерезис, связанный с тем, что образец успевает частично релаксировать к равновесному состоянию и поэтому при повторном намагничивании в положительном или отрицательном поле обнаруживает более низкое значение M . Величина гистерезиса пропорциональна величине поля, до которого намагничивается образец, что, очевидно, обусловлено тем, что с увеличением поля все большая часть фазы AFM/I переходит в состояние FM/M. Свидетельством метастабильности FM/M-состояния может служить результат, представленный на рис. 1, кривая 6. Как уже отмечалось, эта кривая получена в новом цикле импульсного перемагничивания через 3–5 min после окончания предыдущего цикла. Очевидно, за это время образец успел частично ре-

лаксировать к фазе AFM/I, однако часть образца сохранила фазу FM/M с более низким значением магнитного момента, до которого образец и намагнитился при повторном перемагничивании, а в дальнейшем полный переход AFM/I–FM/M происходит при меньшем значении импульсного поля около 8 Т.

Таким образом, при температуре ~ 10 К и намагничивании в поле 9 Т AFM-фазы SE- и A-типа испытывают переход в FM „металлическую“ фазу с разрушением зарядово-упорядоченного состояния.

Эксперименты по туннельной спектроскопии на $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ показывают, что щель в плотности состояний при температуре зарядового упорядочения составляет ≈ 300 meV. Эта щель намного больше, чем энергия зарядового упорядочения (≈ 12 meV) и магнитного поля 6 Т (≈ 1.2 meV) [5,6]. Поэтому непонятно, как при такой энергетической шкале поле в несколько тесла может разрушить зарядово-упорядоченное состояние.

По-видимому, существование многофазности, как магнитной, так и структурной, а также индуцирование магнитным полем за счет магнитострикции структурной перестройки с увеличением объема элементарной ячейки, позволяет осуществить переход AFM \rightarrow FM. После снятия магнитного поля происходит медленная релаксация кристаллической структуры к равновесной, характерной для AFM-фазы. При этом существующая в районе 10 К в течение многих минут неравновесная FM-фаза и дает высокопроводящее состояние образца.

Список литературы

- [1] Zvyagin S., Schwenk H., Lüthi B., Kamenev K.V., Balakrishnan G., Paul D.McK, Kamenev V.I., Pashkevich Yu.G. // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. R6104.
- [2] Arima Taka-hisa, Nakamura K. // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. P. R15013.
- [3] Kajimoto R., Yoshizawa H., Kawano H., Kuwahara H., Tokura Y., Ohoyama K., Ohashi M. // Phys. Rev. 1999. V. 60. P. 9506.
- [4] Ritter C., Mahendiran R., Ibarra M.R., Morelon L., Maignan A., Raveau B., Rao C.N.R. // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. P. R9229.
- [5] Mahendiran R., Ibarra M.R., Maignan A., Millang F., Arulraj A., Mahesh R., Raveau B., Rao C.N.R. // Phys. Rev. Let. 1999. V. 82. P. 2191.
- [6] Biswas A., Raychaudhuri A.K., Arulraj A., Rao C.N.R. // Appl. Phys. A. 1998. V. 66. P. S1213.