

05,11

Особенности импульсного и квазистатического перемагничивания и релаксационные свойства монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$

© В.Т. Довгий¹, А.И. Линник¹, В.И. Каменев¹, В.Ю. Таренков¹, С.Л. Сидоров¹, Б.М. Тодрис¹,
В.И. Михайлов¹, Н.В. Давыдейко¹, Т.А. Линник¹, Ю.Ф. Попов², А.М. Балбашов³

¹ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

³ Московский энергетический институт,
Москва, Россия

E-mail: linnikal@mail.ru

(Поступила в Редакцию 7 июля 2014 г.

В окончательной редакции 21 мая 2015 г.)

Исследованы гистерезисные особенности поведения намагниченности и сопротивления монокристаллов состава $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ 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. Показано, что релаксационные кривые аппроксимируются двумя экспонентами с различными постоянными времени, связанными с релаксацией метастабильной ферромагнитной фазы к двум различным антиферромагнитным кристаллическим структурам (I_{mta} и $p2_1/m$). Предложен механизм фазовых переходов антиферромагнитный изолятор \leftrightarrow ферромагнитный металл (AFM/I \leftrightarrow FM/M) и существования высокопроводящего состояния образца после снятия намагничивающего поля в области температур ниже 150 К. Механизм обусловлен структурным переходом, который индуцирован магнитным полем (за счет магнотстрикции), и медленной релаксацией FM-фазы (большого объема) к равновесной AFM-фазе (меньшего объема) после снятия поля. Показано, что для температуры 18 К при импульсном перемагничивании время реализации фазового перехода AFM/I \rightarrow FM/M на шесть-семь порядков меньше времени реализации фазового перехода FM/M \rightarrow AFM/I.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (проект № 0112U000106).

1. Введение

Исследование редкоземельных манганитов со структурой перовскита является важным направлением физики твердого тела. Эти соединения интересны с точки зрения изучения взаимодействия между магнитными, электрическими и структурными параметрами в сильнокоррелированных системах [1–3]. Природа магнитных и электрических взаимодействий в этих материалах в настоящее время не полностью понятна и является предметом широких дискуссий. В то же время они интересны как материалы, проявляющие колоссальное магнитосопротивление, и перспективны для использования в записывающих и считывающих устройствах магнитной записи, высокочувствительных датчиках магнитного поля, тока, температуры и давления [3,4].

Манганиты с половинным замещением интересны тем, что демонстрируют спиновое, зарядовое и орбитальное упорядочение, а также индуцированные магнитным полем структурные и магнитные фазовые переходы, обладают свойствами мультиферроиков. Для практического применения этих материалов и понимания физической природы происходящих в них процессов необходимо выяснить несколько принципиальных вопросов.

1. Почему в составе $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ все три фазовых перехода (структурный, магнитный, зарядового и орби-

тального упорядочения) совпадают по температуре, а в других составах нет?

2. Каким образом в данном образце при низких температурах происходит переход из антиферромагнитного (AFM) в ферромагнитное (FM) состояние в магнитном поле несколько тесла, если шкала энергий следующая: щель в плотности состояний при температуре зарядового упорядочения ~ 300 meV [5], энергия зарядового упорядочения ~ 12 meV, а энергия магнитного поля 9 Т составляет только ~ 1.8 meV [6]?

3. Каковы причины сохранения при низких температурах высокопроводящего состояния образца после снятия намагничивающего поля?

В настоящей 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 (6–300 К) в квазистатическом магнитном поле до 9 Т и импульсном магнитном поле до 14 Т. Особое внимание уделено изучению процессов релаксации намагниченности и сопротивления после воздействия магнитного поля 9 Т.

Цель работы — выяснить природу гистерезисного характера поведения полевых зависимостей сопротивления и намагниченности при низких температурах в импульсном и квазистатическом магнитных полях до 14 Т, изучить природу фазовых переходов AFM \rightarrow FM

и FM → AFM, их временные характеристики, а также установить причину существования высокопроводящего состояния образца после снятия магнитного поля.

2. Результаты эксперимента и обсуждение

Монокристаллические образцы состава $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ выращены методом плавающей зоны с радиационным нагревом [7]. Параметры кристаллической решетки и направления кристаллографических осей определялись на рентгеновском дифрактомере ДРОН-2 (излучение $\text{NiK}\alpha$) по положению линий (600), (060), (008). Исследованные при комнатной температуре образцы обладали орторомбической структурой $Pnma$ 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 совершенстве полученных кристаллов.

Измерение полевых и температурных зависимостей намагниченности и сопротивления и исследование процесса их релаксации выполнялись на установке PPMS-9 в квазистатическом магнитном поле. Сопротивление образца определялось четырехзондовым методом в следующей геометрии: измерительный ток направлен 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 (по 0.75 ms для каждого направления поля). 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–ферромагнитный металл (255 К), ферромагнитный металл (FM/M) (255–150 К)–антиферромагнитный изолятор (AFM/I) (< 150 К) [8,9]. 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-фаза SE-типа (~ 60%), AFM-фаза A-типа (~ 20%) и FM-фаза (~ 20%) с объемом элементарной ячейки $V_{\text{SE}} = 159.1 \text{ \AA}^3$ (моноклинная симметрия), $V_A = 158.65 \text{ \AA}^3$, $V_{\text{FM}} = 159.4 \text{ \AA}^3$ (орторомбическая симметрия) [10]. В то же время при $T > 150$ К основной (> 80%) является FM-фаза с соответствующим наибольшим объемом элементарной ячейки.

В настоящей работе эксперименты по импульсному и квазистатическому перемагничиванию выполнялись в температурном интервале ниже 150 К, т.е. в области существования антиферромагнитного изолятора. Исследование температурных зависимостей намагниченности и сопротивления проводилось в диапазоне 6–300 К. При этом были обнаружены все указанные выше фазовые переходы. Отметим, что фазовый переход металл–

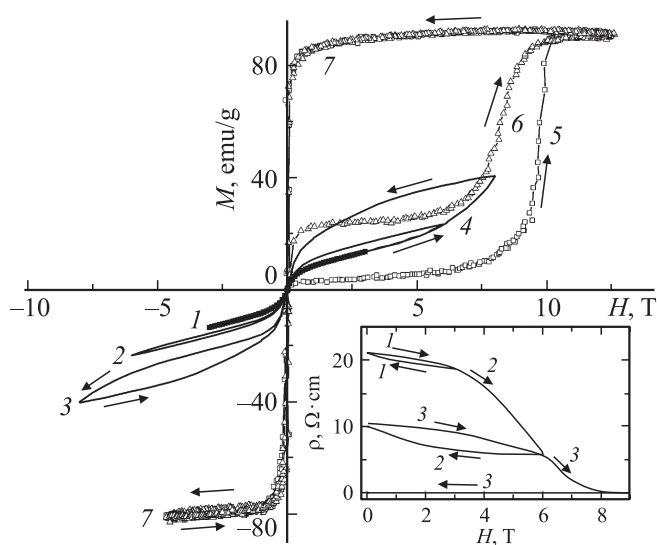


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности $M(H)$ и удельного сопротивления $\rho(H)$ (на вставке) монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ при температуре 10 К в квазистатическом поле (кривые 1–4) и при температуре 18 К в импульсном поле (кривые 5–7). Стрелками показано направление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

диэлектрик при $T = 150$ К для данного монокристалла, по-видимому, можно отнести к переходам металл–изолятор моттовского типа [11].

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 1–3 отвечают последовательному намагничиванию и размагничиванию (перемагничиванию) образца в квазистатическом поле до 3, 6, 8(9) Т соответственно (скорость изменения поля составляла 0.02 Т/с). Кривые намагничивания демонстрируют сосуществование FM- и 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 (см. далее), а гистерезисные участки $M(H)$ в высоких полях соответствуют фазовому переходу AFM/I ↔ FM/M.

Поведение образца в импульсном поле заметно отличается от его поведения 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 5–10 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.

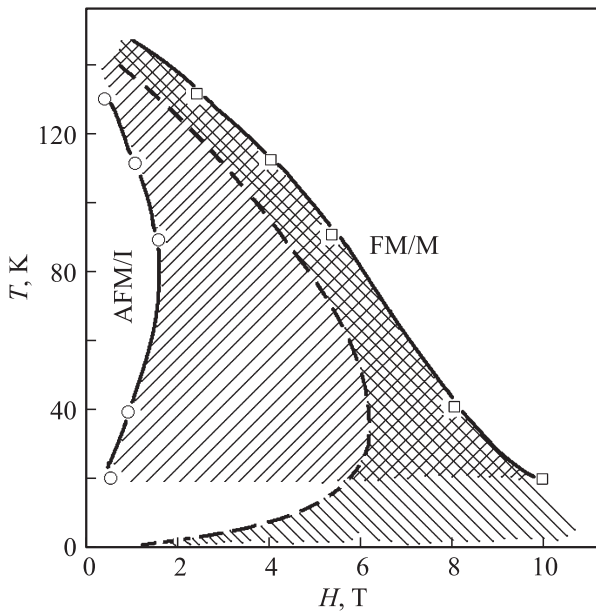


Рис. 2. T – H -диаграмма монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ в импульсном поле. Штриховая линия — граница перехода в фазу AFM/I в квазистатическом поле.

Полевые зависимости удельного сопротивления $\rho(H)$ (см. вставку на рис. 1) при 10 К 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 (кривая 1–1). В то же время после намагничивания до 6 Т сопротивление образца заметно уменьшается и после сброса поля не возвращается к исходному значению (кривая 2–2). Следующий цикл намагничивания до 9 Т начинается от этого нового значения сопротивления, обнаруживает еще больший гистерезис и приводит к упомянутому высокопроводящему состоянию (кривая 3–3). При сопоставлении зависимостей $M(H)$ и $\rho(H)$ выявляется 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 нуля, низкоомное состояние сохраняется.

Для сравнения влияния импульсного и квазистатического магнитного поля на магнитные переходы AFM/I–FM/M в монокристалле $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ на рис. 2 приведена T – H -диаграмма. Широкая область (косая штриховка) соответствует критическим полям фазового перехода при воздействии импульсного поля (правые точки — переход AFM/I–FM/M, левые точки — обратный переход FM/M–AFM/I). Узкая область (перекрестная штриховка) соответствует критическим полям перехода при воздействии квазистатического поля (штриховой линией показаны поля обратного перехода

FM/M–AFM/I) [8]. Из фазовой диаграммы видно, что область существования метастабильной фазы FM/M в импульсном поле значительно шире, чем в квазистатическом. При этом в импульсном поле при низких температурах (18 К) время реализации фазового перехода AFM/I→FM/M на шесть-семь порядков меньше времени реализации обратного фазового перехода FM/M→AFM/I. Такое же соотношение продолжительности переходов имеет место при разрушении и восстановлении зарядового упорядочения.

Чтобы понять сильную временную асимметрию фазового перехода AFM/I↔FM/M и причины существования высокопроводящего состояния образца после снятия магнитного поля при низкотемпературном перемагничивании монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$, мы выполнили исследования процесса релаксации намагниченности и сопротивления, полагая, что она отражает релаксацию самой решетки.

Предварительные данные о релаксации намагниченности и удельного сопротивления были получены при изучении температурного изменения $M(T)$ и $\rho(T)$ после воздействия магнитного поля 8(9) Т при температуре ~ 10 К. На рис. 3 и 4 приведены кривые $M(T)$ и $\rho(T)$ соответственно. При этом кривую $\rho(T)$ измеряли сразу после сброса поля, а кривые $M(T)$ — как сразу после сброса поля (рис. 3, кривая 2), так и через 24 ч (рис. 3, кривая 1). Из рис. 3 видно, что кривая 1 обнаруживает поведение, которое хорошо согласуется с известными литературными данными [12]. В то же время зависимости $\rho(T)$ (рис. 4) и $M(T)$ (рис. 3, кривая 2) в области низких температур демонстрируют восстановление ρ и M к равновесным величинам, характерным для AFM-состояния. Зависимости $M(T)$ и $\rho(T)$ измеряли при медленном росте температуры (~ 1 К/min), полагая, что при медленной релаксации в области низких температур тем не менее можно будет проследить за

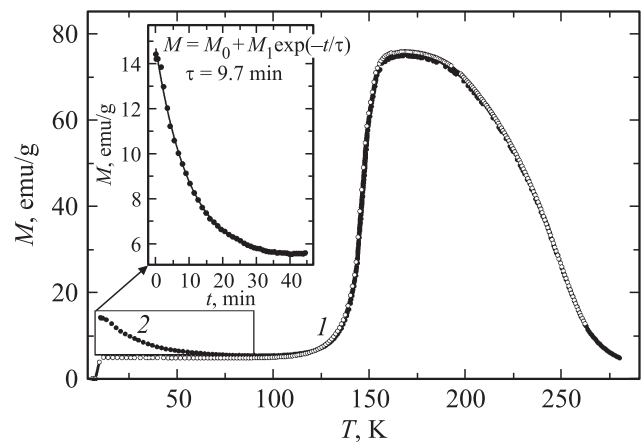


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ (измерены в поле 0.5 Т). 1 — через 24 ч после сброса поля 8 Т, 2 — сразу после сброса поля 8 Т до 0.5 Т. На вставке — кривая релаксации начального участка зависимости $M(T)$, выделенного прямоугольником.

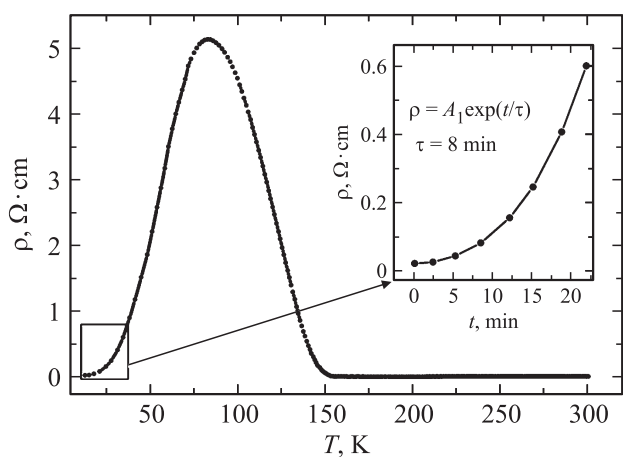


Рис. 4. Температурная зависимость удельного сопротивления $\rho(T)$ монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$. На вставке — кривая релаксации начального участка зависимости $\rho(T)$, выделенного прямоугольником.

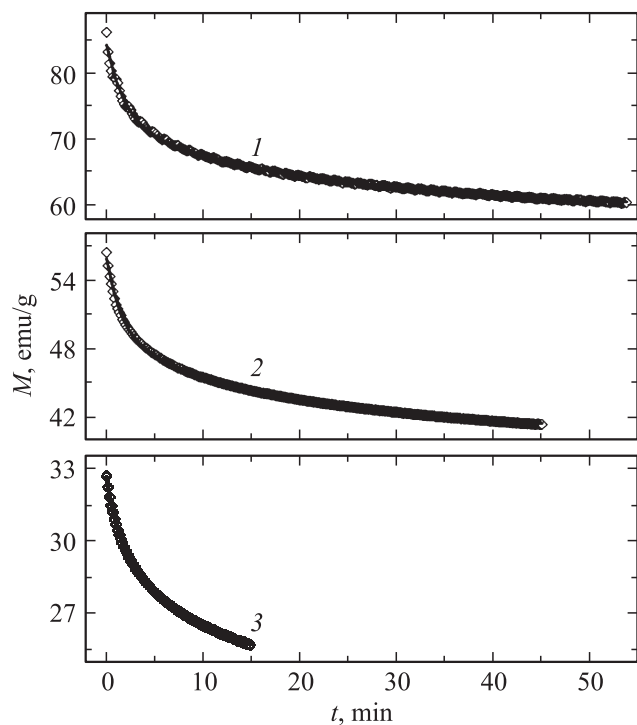


Рис. 5. Кривые релаксации удельной намагниченности $M(t)$ монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ после сброса намагничивающего поля 9 Т до 0.5 Т при температурах 20 (1), 30 (2) и 40 К (3). Сплошные кривые — разложение на экспоненты по формуле $M = M_0 + M_1 \exp(-t/\tau_1) + M_2 \exp(-t/\tau_2)$.

временными изменениями намагниченности и сопротивления в диапазоне 10–40 К. На вставках к рис. 3 и 4 представлены перестроенные по времени зависимости $M(t)$ и $\rho(t)$ в области низких температур, где эти зависимости хорошо описываются экспонентой. Постоянные времени релаксации для M и ρ оказались близкими и

составили $M\tau_M = 9.7 \text{ min}$ и $\tau_\rho = 8 \text{ min}$ соответственно. Однако поскольку при этом температура образца поднималась от 10 до 40–50 К эти характеристики релаксации следует считать приблизительными.

Поэтому нами были проведены прямые исследования релаксации намагниченности. Подобного рода исследований в литературе нам обнаружить не удалось. На рис. 5 представлены данные для релаксации намагниченности после воздействия квазистатического магнитного поля величиной до 9 Т при температурах 20, 30 и 40 К. Видно, что после реализации фазового перехода $\text{AFM/I} \rightarrow \text{FM/M}$ в сильном магнитном поле и сброса поля до измерительного значения 0.5 Т происходит релаксация намагниченности образца из ферромагнитного металлического состояния (составляющего 100% фазы) к антиферромагнитному состоянию СЕ (~60%) и А-типа (~20%) с содержанием остаточной ферромагнитной фазы ~20%. Как указывалось выше, эти фазы являются равновесными ниже 150 К.

Расчет показал, что кривые релаксации хорошо аппроксимируются двумя экспонентами в соответствии с формулой

$$M = M_0 + M_1 \exp(-t/\tau_1) + M_2 \exp(-t/\tau_2).$$

При этом постоянные времени для температуры 20 К составили $\tau_1 = 1.9 \text{ min}$, $\tau_2 = 20.6 \text{ min}$; для 30 К — $\tau_1 = 1.6 \text{ min}$, $\tau_2 = 17.9 \text{ min}$; для 40 К — $\tau_1 = 1.2 \text{ min}$, $\tau_2 = 8.9 \text{ min}$. Видно, что с ростом температуры релаксация намагниченности ускоряется, а следовательно ускоряется релаксация кристаллической решетки. При температурах же ~10 К метастабильная фаза FM/M сохраняется в течение многих минут, обеспечивая высокопроводящее состояние образца. Две упомянутые экспоненты, по-видимому, относятся к двум антиферромагнитным фазам СЕ- и А-типа, до которых релаксирует решетка кристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ (соответствующая метастабильной FM -фазе) после сброса намагничивающего поля, причем, видимо, медленнее кристалл релаксирует к фазе СЕ-типа, а быстрее — к фазе А-типа. Что касается остаточной FM -фазы, то именно в нее преобразуется кристаллическая решетка $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ в сильных магнитных полях, и, следовательно, эта остаточная фаза релаксации не испытывает.

Таким образом, проведенные нами исследования показали, что при температурах порядка 10 К под действием магнитного поля переход $\text{AFM/I} \rightarrow \text{FM/M}$ происходит в результате перестройки кристаллической решетки монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ за счет магнитострикции. Такой вывод очевиден исходя из того, что, как показали исследования магнитострикции [6], между намагниченностью и кристаллической структурой существует тесная связь.

В квазистатическом магнитном поле скорость трансформации решетки совпадает со скоростью изменения поля, и переход $\text{AFM/I} \rightarrow \text{FM/M}$ происходит плавно (рис. 1). В то же время, очевидно, в импульсном поле скорость изменения поля заметно превышает

скорость преобразования решетки, и поэтому переход AFM/I–FM/M происходит только тогда, когда величина поля достигнет уровня, при котором возможно существование только фазы FM/M, что подтверждается резкостью перехода (рис. 1, кривая 5). Напомним, что длительность двуполярного импульса перемагничивания составляет ~ 1.5 ns. При этом на положительное поле приходится 0.75 ns, а максимальное значение поля 14 T достигается примерно через 0.37 ns. Следовательно, величина поля 10 T, при которой происходят перестройка кристаллической решетки и переход AFM/I–FM/M с разрушением зарядового упорядочения, достигается через ~ 0.3 ns. Отсюда мы можем сделать вывод, что продолжительность самого перехода не превышает 0.3 ns. При уменьшении поля и переходе его в область отрицательных значений образец ведет себя как чисто ферромагнитный, проявляя высокое значение магнитного момента, причем особенно это очевидно для эксперимента в импульсном поле (рис. 1, кривая 7).

При квазистатическом перемагничивании сброс магнитного поля происходит медленно (напомним, что скорость изменения поля составляла 0.02 T/s), и образец успевает частично релаксировать к равновесному антиферромагнитному состоянию. Величина гистерезиса пропорциональна величине поля, до которого намагничивается образец. Это обстоятельство, очевидно, обусловлено тем, что с увеличением поля все большая часть фазы AFM/I переходит в состояние FM/M. Однако параметры использованной установки не позволили реализовать полный фазовый переход AFM/I–FM/M, поскольку при температуре 10 K требуется поле более 10 T, а установка PPMS-9 обеспечивала максимум 9 T. Поэтому асимметрия кривых намагничивания в квазистатическом поле менее заметна (рис. 1).

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 5–10 min после окончания предыдущего цикла. Очевидно, за это время образец успел частично релаксировать к равновесной фазе AFM/I, но при этом сохранилась и часть неравновесной фазы FM/M. Об этом свидетельствует гораздо больший скачок намагниченности при повторном воздействии импульсного поля (кривая 6). В дальнейшем переход AFM/I–FM/M происходит при меньшем значении импульсного поля (около 8 T). Таким образом, при температурах 10–20 K после сброса намагничивающего поля восстановление кристаллической решетки до равновесной фазы AFM/I с соответствующим восстановлением зарядового упорядочения занимает десятки минут. Как видим, в импульсном магнитном поле ~ 10 T при температуре 18 K фазовый переход из равновесной AFM/I-фазы в неравновесную FM/M-фазу занимает на шесть-семь порядков меньшее время, чем обратный фазовый переход из неравновесной FM/M-фазы в равновесную AFM/I-фазу.

По-видимому, существование многофазности (как магнитной, так и структурной), а также индуцирование магнитным полем за счет магнитострикции структурной перестройки с увеличением объема элементарной ячейки позволяют осуществить переход AFM \rightarrow FM. Этот переход, очевидно, сопровождается разрушением зарядового упорядочения и исчезновением щели в плотности состояний, как это имеет место при спонтанном переходе в FM-состояние при температуре 150 K. После снятия магнитного поля происходит медленная релаксация кристаллической структуры к равновесной, характерной для AFM-фазы. Ясно, что существующая в районе 10 K в течение многих минут неравновесная FM-фаза и обуславливает высокопроводящее состояние образца. Заметим, что при этом магнитный момент образца практически равен нулю, очевидно вследствие разбиения данной FM-фазы на домены.

3. Выводы

1. Перемагничивание монокристалла $\text{Nd}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ в импульсном поле при низких температурах (18 K) показало, что время реализации фазового перехода AFM/I \rightarrow FM/M на шесть-семь порядков меньше времени реализации обратного фазового перехода FM/M \rightarrow AFM/I. Такое же соотношение длительности переходов имеет место при разрушении и восстановлении зарядового упорядочения.

2. Поскольку энергии магнитного поля 9 T (~ 1.8 meV) далеко не достаточно для реализации перехода AFM/I \rightarrow FM/M и разрушения зарядового упорядочения ($kT_{CO} \sim 12$ meV, $\Delta_{CO} \sim 300$ meV), описанный эффект, очевидно, обусловлен индуцированным магнитным полем (за счет магнитострикции) структурным переходом с разрушением зарядового упорядочения и увеличением объема элементарной ячейки до характерного для FM-фазы.

3. Исследование процессов релаксации намагниченности при низких температурах после воздействия магнитного поля до 9 T показало, что релаксационные кривые хорошо аппроксимируются двумя экспонентами с различными постоянными времени. Эти экспоненты можно связать с двумя кристаллическими структурами: моноклинной $p2_1/m$ (соответствующей антиферромагнитной фазе CE-типа) и орторомбической I_{mma} (соответствующей антиферромагнитной фазе A-типа), к которым релаксирует метастабильная ферромагнитная фаза.

4. Существование при 10 K в течение многих минут неравновесной FM-фазы обуславливает высокопроводящее состояние образца после снятия магнитного поля благодаря медленной релаксации неравновесной FM-фазы (с увеличенным объемом кристаллической решетки) к равновесной AFM-фазе (с кристаллической решеткой меньшего объема).

Список литературы

- [1] М. Ю. Каган, К.И. Кугель. УФН **171**, 6, 577 (2001).
- [2] Ю.А. Изюмов, Ю.Н. Скрябин. УФН **171**, 2, 121 (2001).
- [3] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1996).
- [4] E.L. Brosha, R. Mukundan, D.R. Brown, F.H. Garzon, J.H. Visser, M. Zanini, Z. Zhou, E.M. Logotheris. Sensors Actuators B **69**, 171 (2000).
- [5] A. Bisvas, A.K. Raychaudhuri, A. Arulraj, C.N.R. Rao. Appl. Phys. A **66**, S1213 (1998).
- [6] R. Mahendiran, M.R. Ibarra, A. Maignan, F. Millang, A.A. Luraj, R. Mahesh, B. Raveau, C.N.R. Rao. Phys. Rev. Lett. **82**, 2191 (1999).
- [7] A.M. Balbashov, S.G. Karasbashev, Ya.M. Mukovskii, S.A. Zverkov. J. Cryst. Growth **167**, 365 (1996).
- [8] H. Kuwahara, Y. Tomioka, A. Asamitsu, Y. Moritomo, Y. Tokura. Science **270**, 961 (1995).
- [9] R. Kajimoto, H. Yoshizawa, H. Kawano, H. Kuwahara, Y. Tokura, K. Ohoyama, M. Ohashi. Phys. Rev. B **60**, 9506 (1999).
- [10] C. Ritter, R. Mahendiran, M.R. Ibarra, L. Morellon, A. Maignan, B. Raveau, C.N.R. Rao. Phys. Rev. B **61**, R9229 (2000).
- [11] Н.Ф. Мотт. Переходы металл-изолятор. Пер. с англ. Наука, М. (1979). 343 с.
- [12] S. Zvyagin, H. Schwenk, B. Lüthi, K.V. Kamenev, G. Balakrishnan, D. McK. Paul, V.I. Kamenev, Yu.G. Pashkevich. Phys. Rev. B **62**, R6104 (2000).