

Магнитные фазы в твердых растворах $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x \leq 0.5$)

© И.О. Троянчук¹, А.Н. Чобот¹, Н.В. Терешко¹, О.С. Мантыцкая¹, Е.А. Ефимова²

¹ НПЦ НАН Белоруссии по материаловедению,
Минск, Белоруссия

² Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Московская обл., Россия

E-mail: troyan@physics.by

(Поступила в Редакцию 30 ноября 2010 г.)

Магнитные и магнитотранспортные свойства твердых растворов $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x \leq 0.5$) исследованы методами нейтронографии; измерения намагниченности и электропроводности в поле до 140 кОе. Установлено, что составы с $x \leq 0.07$ в интервале температур 160–110 К претерпевают кристаллоструктурный переход, в результате которого высокотемпературная ферромагнитная фаза становится антиферромагнитной. При дальнейшем замещении марганца кобальтом стабилизируется диэлектрическое неоднородное ферромагнитное состояние, тогда как в составах с $x = 0.15$ и 0.2 обнаружено состояние типа кластерного спинового стекла. При $x \geq 0.25$ возникает новая магнитная фаза с точкой Кюри до 210 К, обусловленная магнитными взаимодействиями между ионами марганца и кобальта. Построена магнитная фазовая диаграмма.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Т09Д-001).

1. Введение

Манганиты и кобальтиты редкоземельных элементов со структурой перовскита привлекают большое внимание в связи с корреляцией между магнитными и электротранспортными свойствами. В обоих классах соединений при замещении трехвалентного редкоземельного иона двухвалентным щелочно-земельным ионом возникает металлическое ферромагнитное состояние. Предполагается, что за металлический ферромагнетизм этих классов соединений ответственно магнитное взаимодействие с участием реальных переходов электронов между разновалентными $3d$ -ионами — „двойной обмен“ [1–4]. Однако существует много различий в свойствах этих соединений [2–6]. Так, манганиты в точке Кюри проявляют переход первого рода металл–диэлектрик. Сдвиг температуры этого перехода во внешнем магнитном поле ведет к явлению колоссального магнитосопротивления, величина которого может достигать 5–6 порядков магнитного упорядочения при низких температурах. Однако кобальтиты в парамагнитной и ферромагнитной фазах являются металлами и в точке Кюри электропроводность меняется относительно слабо. Это приводит к тому, что отрицательное изотропное магнитосопротивление вблизи точки Кюри мало и составляет всего 5–6% в поле 100 кОе [4]. Кобальтиты имеют значительно большую ковалентную составляющую химической связи, чем манганиты, и характеризуются $2p$ -дырочной проводимостью [7,8].

Известно, что в манганитах $\text{Ln}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ (Ln — лантаноид) при уровне допирования $x = 0.5$ происходит зарядовое и орбитальное упорядочение, что кардинально меняет физические свойства этих соединений [5]. Зарядово-упорядоченная фаза является анти-

ферромагнитным диэлектриком, однако внешнее магнитное поле может разрушить зарядовое упорядочение. При этом возникает ферромагнитное металлическое состояние, что ведет к изменению сопротивления на десять порядков и более [5]. Однако кобальтиты $\text{Ln}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$ ($\text{Ln} = \text{La}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Gd}$) ниже комнатной температуры не проявляют кристаллоструктурных превращений и являются ферромагнитными металлами с точкой Кюри, плавно снижающейся с уменьшением радиуса редкоземельного иона от $T_C = 245$ К (La) до $T_C = 150$ К (Gd) [9]. Исключением из этого правила является соединение $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$. В этом соединении при $T = 120$ К в ферромагнитной фазе обнаружен кристаллоструктурный переход, который ведет к резкому изменению магнитной анизотропии и смене оси легкого намагничивания [10,11]. Нейтронографические исследования не выявили при переходе изменения величины магнитного момента, который, как и в других кобальтитах типа $\text{Ln}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$, близок к величине $2\mu_B$ на один ион кобальта при гелиевой температуре [11]. В работе [12] в составе $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{CoO}_3$ было выявлено низкополевое положительное магнитосопротивление, которое достигает величины 2% в поле 10 кОе при $T = 10$ К. Этот тип магнитосопротивления уменьшается с ростом температуры, и вблизи точки Кюри доминирует обычное отрицательное изотропное магнитосопротивление, связанное с разрушением ферромагнитного порядка. На основании результатов нейтронографических исследований было высказано предположение, что этот кристаллоструктурный переход связан не с изменением спинового или орбитального состояния ионов кобальта, а с активной ролью $4f$ -оболочек ионов празеодима в образовании химической связи [11–13].

Интересно отметить, что в манганите $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ в антиферромагнитной фазе реализуется совершенно другой тип зарядового упорядочения, чем в других манганитах. В этом соединении наблюдался полосковый тип зарядового упорядочения с волновым вектором $q \sim 0.03$, которое приводит к проводящему А-типу антиферромагнитного состояния [14]. В других манганитах происходит зарядовое упорядочение SE-типа (шахматного типа), ведущее к диэлектрическому антиферромагнитному состоянию. Диэлектрическое зарядовое упорядочение SE-типа можно легко разрушить небольшими добавками (2–4%) ионов Ga, Al, Co, Cr [15–17]. При этом возникает металлическое ферромагнитное состояние даже при отсутствии внешнего магнитного поля [17]. В связи с отмеченным выше представляет значительный интерес проследить, как меняется магнитное состояние при замещении марганца кобальтом в системе твердых растворов $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ в широком диапазоне замещения ионов марганца кобальтом.

2. Эксперимент

Поликристаллические образцы системы $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x \leq 0.5$) были приготовлены с использованием стандартной керамической технологии. Оксиды Pr_6O_{11} , Mn_2O_3 , CoO и карбонат SrCO_3 высокой чистоты, взятые в стехиометрическом соотношении, были тщательно смешаны в шаровой планетарной мельнице RETSCH PM 100. Образцы были приготовлены на воздухе при температуре, которая плавно уменьшалась с ростом содержания кобальта от 1500°C ($x = 0$) до 1400°C ($x = 0.5$). С целью поддержания стехиометрии по кислороду образцы охлаждались медленно со скоростью $30^\circ\text{C}/\text{h}$. Рентгенофазовый анализ, проведенный на дифрактометре ДРОН-3М, не выявил следов посторонних примесей. Порошковые нейтронографические исследования были проведены на дифрактометре высокого разрешения E9 (FIREPOD) в центре нейтронных исследований (BENSC, Берлин). Данные нейтронографических исследований были проанализированы на основании метода Ритвельда с использованием пакета программ FullProf [18]. Измерения намагниченности были выполнены на MPMS-5 SQUID-магнитометре в полях до 50 kOe и на вибрационном магнитометре (Cryogenic Ltd) в магнитных полях до 140 kOe. Электропроводность была измерена стандартным четырехзондовым методом на универсальной измерительной системе (Cryogenic Ltd) в магнитных полях до 140 kOe.

3. Результаты и обсуждение

Согласно рентгеноструктурным исследованиям, проведенным при комнатной температуре, образцы состава $x \leq 0.2$ характеризуются тетрагональной элементарной ячейкой (пространственная группа $I4/mcm$), тогда как

Параметры элементарных ячеек твердых растворов $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ при комнатной температуре

x	Пространственная группа	$a, \text{Å}$	$b, \text{Å}$	$c, \text{Å}$	β, deg	$V, \text{Å}^3$
0.04	$I4/mcm$	5.395	5.395	7.773		226.19
0.1	$I4/mcm$	5.390	5.390	7.765		225.58
0.2	$I4/mcm$	5.389	5.389	7.739		224.73
0.25	$Imma$	5.405	7.623	5.446		224.37
0.3	$Imma$	5.402	7.627	5.445		224.35
0.35	$Imma$	5.398	7.626	5.439		223.91
0.5	$I12/a1$	7.650	5.425	5.393	90.43	223.79

элементарная ячейка составов $x = 0.25, 0.3$ и 0.35 орторомбически искажена и описывается орторомбической пространственной группой $Imma$. При дальнейшем увеличении содержания кобальта до $x = 0.5$ симметрия понижается до моноклинной (пространственная группа $I2/a$). Параметры элементарных ячеек образцов приведены в таблице.

Нейтронографические исследования были проведены для составов $x = 0.07$ и 0.35 . Рассчитанные и измеренные профили нейтронограмм при температурах 300 и 2 К для состава $x = 0.07$ показаны на рис. 1. Высокотемпературная фаза была описана пространственной группой $I4/mcm$, тогда как низкотемпературная — орторомбической пространственной группой $Fmmm$ аналогично тому, как это было сделано в работах [19,20] для не легированного кобальтом состава $x = 0$. Необходимо отметить, что ионы Mn (Co) в пространственной группе $Fmmm$ расположены в одной пространственной позиции, что не описывает зарядовое упорядочение ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} , обнаруженное в работе [14]. Поэтому истинная симметрия элементарной ячейки ниже той, в которой проведены расчеты. Уточненная магнитная структура имеет А-тип (слоистый) антиферромагнитного упорядочения, магнитный момент равен $\pm 3.3 \mu_B/\text{Mn}$. Такая же магнитная структура была обнаружена в составе $x = 0$ [19]. Нейтронограмму, полученную при 150 К, можно описать как смесь двух фаз: тетрагональной (основная пространственная группа $I4/mcm$) и орторомбической (пространственная группа $Fmmm$). При 150 К на нейтронограмме четко видны магнитные рефлексы, указывающие на антиферромагнитное упорядочение А-типа в орторомбической фазе. С понижением температуры до 2 К их интенсивность сильно возрастает.

Нейтронографические исследования состава $x = 0.35$ не выявили когерентного магнитного рассеяния вплоть до самой низкой температуры, при которой проводились измерения (2 К).

Магнитные свойства полученных нами образцов состава $x = 0$ и 0.04 во многом аналогичны свойствам поликристаллического $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$, для которого результаты магнитных исследований приведены в работе [19]. Однако магнитное упорядочение в составе $x = 0.04$ происходит вблизи $T_C = 220 \text{ K}$, что по-

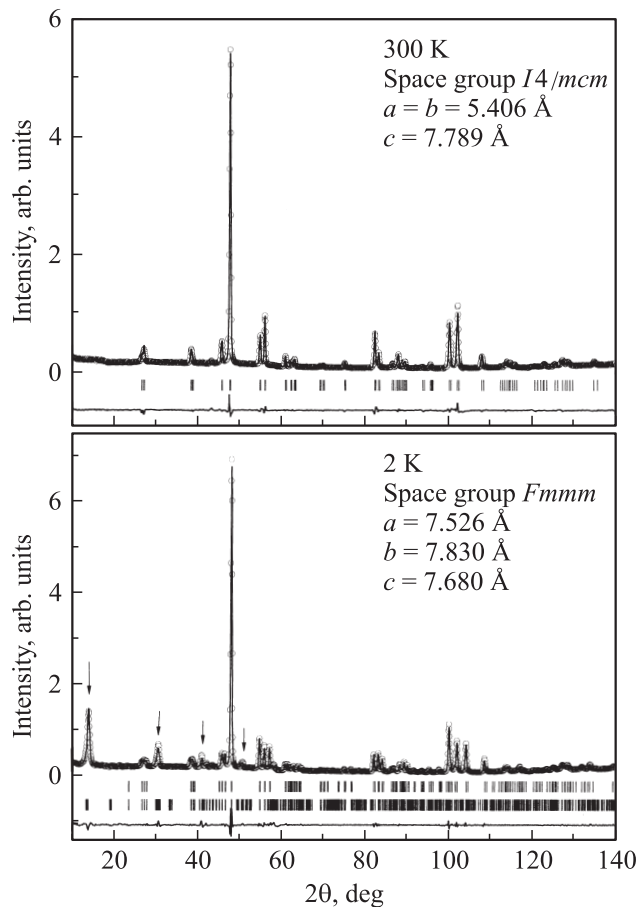


Рис. 1. Экспериментальный (точки) и рассчитанный (сплошная линия) профили нейтронограмм соединения $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x = 0.07$) при 300 и 2 К. Внизу приведена разностная кривая. Штрихи указывают позиции брэгговских рефлексов для кристаллической и магнитной фаз (нижний ряд штрихов соответствует магнитной фазе). Стрелками отмечены основные антиферромагнитные рефлексы.

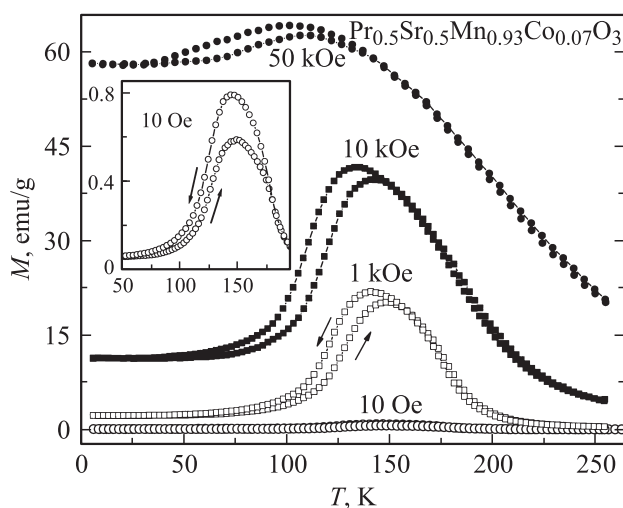


Рис. 2. Зависимости намагниченности от температуры для состава $x = 0.07$. На вставе показана температурная зависимость в поле 10 Ое в увеличенном виде.

чти на 30 К меньше, чем в нелегированном исходном $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{MnO}_3$ [19]. В интервале температур 160–110 К, как и в не легированном кобальтом образце, происходит магнитное фазовое превращение, в результате которого спонтанная намагниченность практически исчезает. Температурный гистерезис указывает на фазовый переход первого рода. При температурах ниже 160 К на кривых зависимости намагниченности от температуры наблюдался скачок намагниченности, который обусловлен переходом из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное. Переход является обратимым, так как при уменьшении внешнего магнитного поля происходит обратное превращение в антиферромагнитное состояние. Большой полевой гистерезис указывает на фазовое превращение первого рода. Несколько другое поведение магнитных свойств было выявлено в образце $x = 0.07$. В этом составе точка Кюри понижается до 190 К, однако переход из ферромагнитного состояния в антиферромагнитное практически не сдвигается по температуре и происходит в интервале 110–160 К (рис. 2). С увеличением магнитного поля переход в парамагнитное состояние сдвигался в область высоких температур, тогда как переход ферромагнетик–антиферромагнетик сдвигался в область низких температур. С увеличением поля также наблюдалось уменьшение количества антиферромагнитной фазы при низких температурах, однако некоторое количество антиферромагнитной фазы не переходило в ферромагнитное состояние даже при охлаждении в поле 50 кОе.

На рис. 3 представлены полевые зависимости намагниченности для состава $x = 0.07$. При 6 К переход в ферромагнитное состояние происходит в интервале 40–60 кОе, тогда как обратный переход — в интервале 40–0 кОе. Обратный переход в отличие от составов $x = 0$ и 0.04 является частичным, т. е. некоторое количество ферромагнитной фазы при сбросе поля не переходит в антиферромагнитное состояние. С повышением температуры до 100 К наблюдалось значительное уменьшение критического поля и полевого гистерезиса, связанного с метамагнитным переходом. При 100 К переход является полностью обратимым. При температуре 160 К на кривой полевой зависимости намагниченности не наблюдалось никаких особенностей, связанных с метамагнитным превращением. При этой температуре реализуется чисто ферромагнитное состояние. Полевые зависимости намагниченности, измеренные при 210 и 260 К, являются нелинейными, хотя магнитного гистерезиса не наблюдалось. Большая величина намагниченности в поле 140 кОе указывает на то, что магнитное состояние даже при температуре 260 К не является чисто парамагнитным. Такое поведение намагниченности характерно для суперпарамагнетиков.

Магнитные измерения, проведенные для образца с $x = 0.08$, показали, что начало ферромагнитного упорядочения происходит вблизи 180 К, тогда как уменьшение намагниченности, связанное с переходом ферромагнетик–антиферромагнетик, начинается при

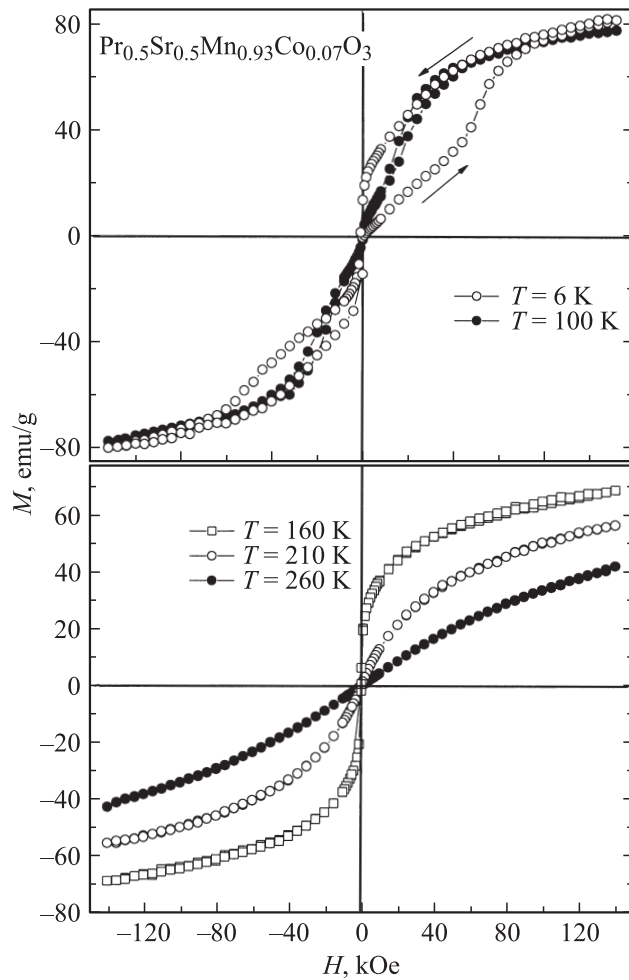


Рис. 3. Полевые зависимости намагниченности для состава $x = 0.07$.

несколько меньшей температуре, чем в образце с $x = 0.08$ (рис. 4). Однако поведение температурных зависимостей намагниченности резко отличается от случая образца с $x = 0.07$. Это обусловлено тем, что часть ферромагнитной фазы в отсутствие магнитного поля сохраняется вплоть до гелиевой температуры. Ниже температуры 140 К образец находится в двухфазном состоянии. На кривой зависимости намагниченности от температуры, измеренной в поле 50 кОе, не наблюдается падения намагниченности при охлаждении, однако значение намагниченности значительно меньше, чем можно ожидать для чисто ферромагнитного состояния. Это свидетельствует о том, что в образце есть области, в которых не реализуется ферромагнитный порядок даже в поле 50 кОе.

Дальнейшее ослабление ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий выявлено в образце с $x = 0.1$ (рис. 5). В этом образце на температурной зависимости намагниченности есть особенности при 140 и 170 К, которые можно отнести к антиферромагнитной и ферромагнитной фазе соответственно, однако значитель-

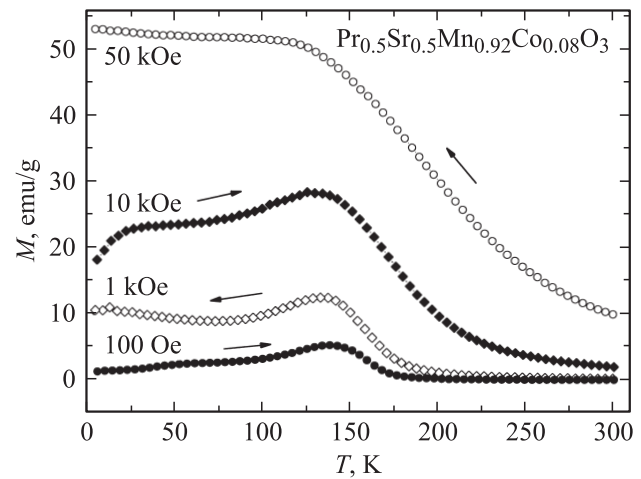


Рис. 4. Зависимости намагниченности от температуры для состава $x = 0.08$. Стрелки указывают направление изменения температуры.

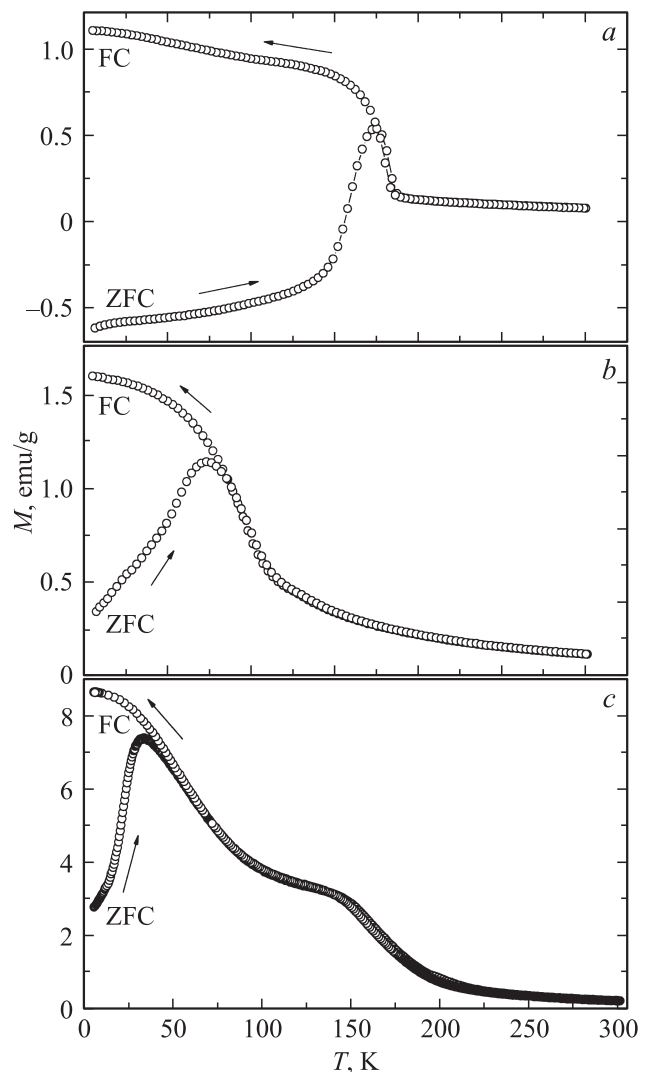


Рис. 5. FC- и ZFC-температурные зависимости намагниченности в системе $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ для составов $x = 0.3$ (a), 0.2 (b) и 0.1 (c) в поле 1 кОе.

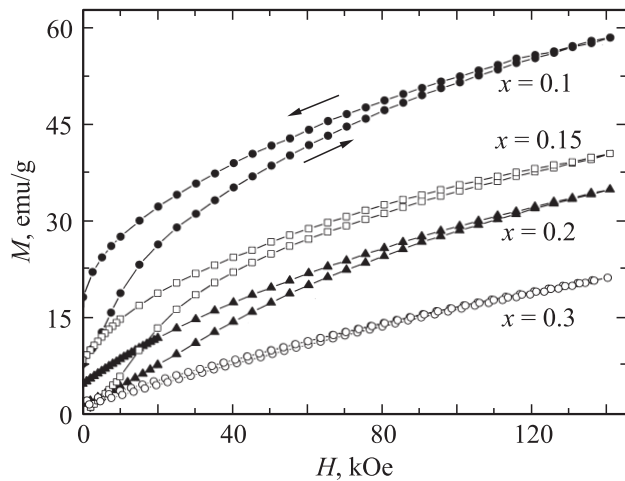


Рис. 6. Полевые зависимости намагниченности для составов $x = 0.3, 0.2, 0.15$ и 0.1 при температуре 6 К.

ный рост намагниченности начинается ниже 100 К и, по всей видимости, соответствует основному магнитному состоянию образца. Кривые ZFC- и FC-намагниченностей, измеренные в относительно большом поле 1 кОе, резко расходятся вблизи 35 К. Это свидетельствует о возрастании роли магнитной анизотропии, которая резко увеличивается при низких температурах. На кривых полевой зависимости намагниченности при 6 К (рис. 6) не выявлено никаких особенностей, связанных с метамагнитным поведением. Однако зависимость $M(H)$ нелинейна вплоть до 140 кОе, поэтому трудно оценить спонтанную намагниченность. По-видимому, она близка к 40 emu/g — значению, которое в 2 раза меньше ожидаемого при однородном ферромагнитном упорядочении. Гистерезис по полю наблюдался вплоть до 100 кОе, что также свидетельствует о большой величине магнитной анизотропии. По-видимому, этот состав находится вблизи порога перколяции, когда основное магнитное состояние двухфазное: дальний ферромагнитный порядок соседствует с состоянием типа спинового стекла, в котором преобладают антиферромагнитные обменные взаимодействия.

Дальний ферромагнитный порядок почти полностью разрушен в составе $x = 0.15$. В этом составе наблюдалось дальнейшее падение намагниченности. Полевой гистерезис наблюдался вплоть до 140 кОе (рис. 6).

Температурные зависимости ZFC- и FC-намагниченностей состава $x = 0.2$ типичны для кластерного спинового стекла (рис. 5). Полевая зависимость намагниченности (рис. 6) показывает дальнейшее ослабление роли ферромагнитных обменных взаимодействий в формировании магнитных свойств. Не вызывает сомнений, что этот состав при температуре ниже 80 К является кластерным спиновым стеклом (рис. 5).

Кардинальное изменение типа магнитного состояния обнаружено в составах $x \geq 0.25$. В составе $x = 0.3$ зависимость намагниченности от поля очень близка к линей-

ной, вплоть до 140 кОе (рис. 6). Поэтому можно предположить, что состояние типа спинового стекла в этом составе отсутствует. Однако есть небольшая спонтанная намагниченность около 1 emu/g, которая проявляется как на кривых полевой зависимости, так и на температурных зависимостях намагниченности (рис. 5). Кривые ZFC- и FC-намагниченностей, измеренные в поле 1 кОе, имеют принципиально различный вид. Кривая ZFC-намагниченности была получена при отогреве после охлаждения в номинально нулевом неконтролируемом, очень малом магнитном поле. По-видимому, это поле было отрицательным по отношению к полю величины в 1 кОе. Поле величиной в 1 кОе оказалось очень малым для того, чтобы перемагнитить образец. Поэтому ZFC-намагниченность вплоть до температуры 160 К является отрицательной. Вблизи фазового перехода в парамагнитное состояние ($T_C \approx 175$ К) магнитная анизотропия резко уменьшается и образец перемагничивается. На ZFC-кривой появляется максимум. Кривая FC-намагниченности была получена при охлаждении в поле 1 кОе. В интервале температур 175 – 150 К наблюдался скачок намагниченности, затем при понижении T наблюдался плавный ход кривой с монотонным незначительным увеличением намагниченности. Такое поведение намагниченности характерно для ферромагнетиков с дальним магнитным порядком. Аналогичное поведение ZFC- и FC-намагниченностей, а также полевой зависимости намагниченности было выявлено для составов $x = 0.35$ и 0.5 . В последнем точка Кюри достигает 210 К.

Известно, что ионы кобальта в соединении с $Ln^{3+}Co_{0.5}Mn_{0.5}O_3$ (Ln — лантаноид) находятся в двухвалентном состоянии, а ионы марганца — в четырехвалентном [21]. Поэтому из условия электронейтральности следует, что валентные состояния ионов в составе $x = 0.5$ соответствуют формуле $Pr_{0.5}^{3+}Sr_{0.5}^{2+}Co_{0.5}^{3+}Mn_{0.5}^{4+}O_3^{2-}$. Ионы трехвалентного кобальта в октаэдрах CoO_6 обычно находятся в низкоспиновом состоянии [22,23]. Однако увеличение длин ионных связей или возникновение сильных механических напряжений могут привести к частичному переходу в промежуточное или высокоспиновое состояние [24]. Так как когерентного магнитного рассеяния нейтронов в составе $x = 0.35$ не выявлено, а также учитывая малую спонтанную намагниченность ($M_S = 1$ emu/g, тогда как для ферромагнитного $Pr_{0.5}Sr_{0.5}MnO_3$ $M_S \sim 80$ emu/g), можно предположить, что ферромагнитная фаза образуется вблизи доменных стенок кристаллоструктурных двойников, где возникают большие механические напряжения. В случае, когда размеры доменов близки к 50 nm, а толщина ферромагнитных слоев порядка 10 nm, можно понять происхождение наблюдаемого спонтанного магнитного момента в предложенной модели образования ферромагнитной фазы. По-видимому, ферромагнитное состояние возникает за счет положительных обменных взаимодействий между ионами Co^{3+} и Mn^{4+} .

На рис. 7 представлены результаты исследования магнитотранспортных свойств составов $x = 0.04$ и 0.08 .

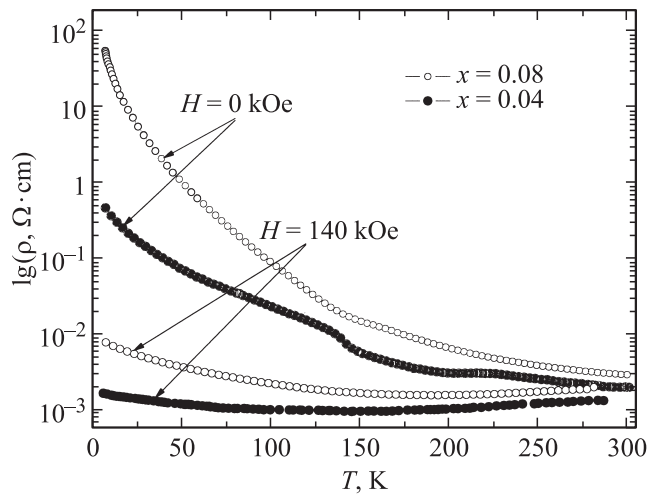


Рис. 7. Зависимости электропроводности ρ от температуры для составов $x = 0.08$ и 0.04 в полях 0 и 140 кОе.

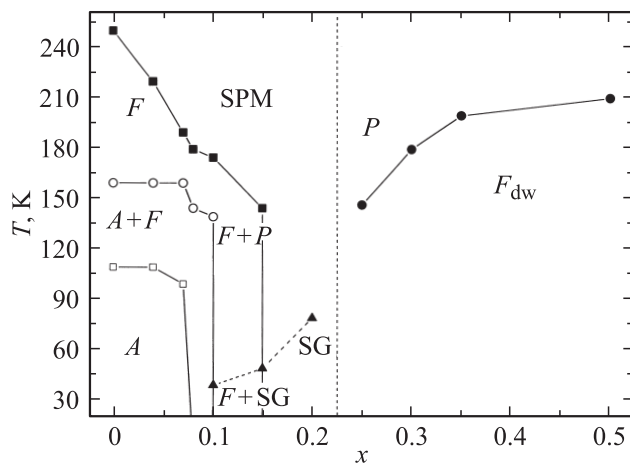


Рис. 8. Магнитная фазовая диаграмма системы $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x \leq 0.5$). A — антиферромагнитная фаза; F — ферромагнитная фаза; P — парамагнитная фаза; SG — спиновое стекло; SPM — суперпарамагнитная фаза; $F(dw)$ — ферромагнитная фаза, которая, как предполагается, образуется вблизи доменных стенок кристаллоструктурных двойников.

Для состава $x = 0.04$ четко наблюдалось anomальное поведение электропроводности вблизи фазовых переходов в ферромагнитное и антиферромагнитное состояние. В отсутствие внешнего магнитного поля электропроводность уменьшалась с понижением температуры, как в полупроводниках. Однако во внешнем магнитном поле величиной 140 кОе образец показывает поведение электропроводности, типичное для металлов, даже при температуре значительно выше температуры перехода в ферромагнитное состояние. В составе $x = 0.08$ в отсутствие внешнего магнитного поля anomально-го поведения электропроводности при ферромагнитном упорядочении не выявлено. Однако появление антиферромагнитной фазы ведет к уменьшению проводимости.

Внешнее магнитное поле (140 кОе) ведет к увеличению электропроводности на четыре порядка. С понижением температуры происходит постепенный переход от металлического характера проводимости к активационному типу.

На рис. 8 представлена магнитная фазовая диаграмма системы $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ ($x \leq 0.5$). С увеличением концентрации ионов кобальта до $x = 0.07$ наблюдалось плавное уменьшение точки Кюри от 250 до 190 К. Однако температурная область сосуществования антиферромагнитной и ферромагнитной фаз менялась очень слабо. Чтобы объяснить этот факт, можно предположить, что ионы трехвалентного кобальта, которые находятся в низкоспиновом состоянии, при зарядовом упорядочении занимают преимущественно позиции, в которых находятся ионы трехвалентного марганца. С увеличением содержания кобальта наблюдалось также уменьшение критических полей, индуцирующих метамгнитный переход, и в составе $x = 0.08$ ферромагнитная фаза стабилизируется вплоть до гелиевых температур. Состав $x = 0.1$ при гелиевой температуре состоит из двух фаз: спинового стекла и ферромагнитной фазы. Состояние спинового стекла реализуется в широком концентрационном интервале $0.1 < x < 0.25$. При дальнейшем увеличении концентрации ионов кобальта возникает новое неоднородное ферромагнитное состояние, которое, вероятно, реализуется вблизи доменных стенок кристаллоструктурных двойников. По-видимому, это магнитное состояние обусловлено положительным сверхобменным взаимодействием $\text{Co}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$.

В заключение отметим, что в настоящей работе впервые проведено исследование магнитных и магнитотранспортных свойств системы $\text{Pr}_{0.5}\text{Sr}_{0.5}\text{Mn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ в широком диапазоне концентраций ионов кобальта. Ионы кобальта замещают ионы марганца в низкоспиновом трехвалентном состоянии. С увеличением концентрации кобальта происходит постепенная стабилизация ферромагнитной фазы при низких температурах, однако однородного ферромагнитного состояния не выявлено. В интервале концентраций $0.1 < x < 0.25$ основным магнитным состоянием является кластерное спиновое стекло, тогда как при $x = 0.25$ возникает новое неоднородное ферромагнитное состояние с высокой точкой Кюри и малой спонтанной намагниченностью. Предполагается, что это состояние реализуется вблизи доменных стенок кристаллоструктурных двойников, где возникают большие механические напряжения, способствующие переходу ионов кобальта в высокоспиновое состояние.

Список литературы

- [1] P.G. De Gennes. Phys. Rev. **118**, 141 (1960).
- [2] J.M.D. Coey, M. Viret, S. von Molnar. Adv. Phys. **48**, 167 (1999).
- [3] P.M. Raccah, J.B. Goodenough. Phys. Rev. **155**, 932 (1967).
- [4] M.A. Senaris-Rodriguez, J.B. Goodenough. J. Solid State Chem. **118**, 323 (1995).

- [5] Y. Tokura. Rep. Prog. Phys. **69**, 797 (2006).
- [6] A. Maignan, C. Martin, M. Hervieu, B. Raveau. J. Magn. Magn. Mater. **211**, 173 (2000).
- [7] A. Mineshige, M. Inaba, T. Yao, Z. Ogumi, K. Kikuchi, M. Kawase. J. Solid State Chem. **121**, 423 (1996).
- [8] M. Abbate, G. Zampieri, J. Okamoto, A. Fujimori, S. Kawasaki, M. Takano. Phys. Rev. B **65**, 165 120 (2002).
- [9] A. Ghoshray, B. Bandyopadhyay, K. Ghoshray. Phys. Rev. B **69**, 064 424 (2004).
- [10] R. Mahendiran, P. Schifer. Phys. Rev. B **68**, 024 427 (2003).
- [11] И.О. Троянчук, Д.В. Карпинский, А.Н. Чобот, Д.Г. Войцехович, В.М. Добрянский. Письма в ЖЭТФ **84**, 180 (2006).
- [12] И.О. Троянчук, М.В. Бушинский, Д.В. Карпинский, В.М. Добрянский, В.В. Сиколенко, А.М. Балагуров. Письма в ЖЭТФ **89**, 375 (2009).
- [13] C. Leighton, D.D. Stauffer, Q. Huang, Y. Ren, S. El-Khatib, M.A. Torija, J. Wu, J.W. Lynn, L. Wang, N.A. Frey, H. Srikanth, J.E. Davies, Kai Liu, J.F. Mitchell. Phys. Rev. B **79**, 214 420 (2009).
- [14] H. Yoshizawa, R. Kajimoto, Y. Tomioka, Y. Tokura. Physica B **329**, 697 (2003).
- [15] F. Damay, C. Martin, A. Maignan, B. Raveau. J. Magn. Magn. Mater. **183**, 143 (1998).
- [16] Y. Maritomo, A. Machida, S. Mori, N. Yamamoto, A. Nakamura. Phys. Rev. B **60**, 9220 (1999).
- [17] R. Mahendiran, M. Hervieu, A. Maignan, C. Martin, B. Raveau. Solid State Commun. **114**, 429 (2000).
- [18] J. Rodriguez-Carvajal. Physica B **55**, 192 (1992).
- [19] F. Damay, C. Martin, M. Hervieu, A. Maignan, B. Raveau, G. André, F. Bourée. J. Magn. Magn. Mater. **184**, 71 (1998).
- [20] A. Sundaresan, V. Caignaert, B. Raveau, E. Suard. Solid State Commun. **104**, 489 (1997).
- [21] A.N. Vasiliev, O.S. Volkova, L.S. Lobanovskii, I.O. Troyanchuk, Z. Hu, L.H. Tjeng, D.I. Khomskii, H.-J. Lin, C.T. Chen, N. Tristan, F. Kretzschmar, R. Klingeler, B. Büchner. Phys. Rev. B **77**, 104 442 (2008).
- [22] K. Knížek, J. Hejtmanek, P. Novák, Z. Jiráček. Phys. Rev. B **81**, 155 113 (2010).
- [23] A.J. Barón-González, C. Frontera, J.L. Garcia-Muñoz, J. Blasco, C. Ritter. Phys. Rev. B **81**, 054 427 (2010).
- [24] D. Fuchs, C. Pinta, T. Schwarz, P. Schweiss, P. Nagel, S. Schuppler, R. Schneider, M. Merz, G. Roth, H. von Löhneysen. Phys. Rev. B **75**, 144 402 (2007).