

PACS: 73.63.Bd; 75.47.-m; 75.60.Ej; 75.75.Fk

## COERCIVE FORCE IN THE SYSTEM OF FERROMAGNETIC GRANULES FOR HALF METAL CrO<sub>2</sub> WITH PERCOLATION CONDUCTIVITY

N.V. Dalakova, E.Yu. Beliayev, V.A. Horielyi

*B.I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine*

*47 Nauky Ave., 61103, Kharkov, Ukraine*

*e-mail: [dalakova@ilt.kharkov.ua](mailto:dalakova@ilt.kharkov.ua)*

*Received August 7, 2017*

Magnetic and magnetoresistive properties of several samples of compacted powders of ferromagnetic half-metal CrO<sub>2</sub>, consisting of needle-shaped or spherical nanoparticles coated with thin dielectric shells, were investigated in wide temperature range. The temperature dependence of the coercive force  $H_c(T)$  is compared with the temperature dependence of the field of maximum of positive tunneling magnetoresistance  $H_p(T)$ . The dependence of  $H_p(T)$  was nonmonotonic one. It is found that in the low-temperature range (4.2 ÷ 70 K) the ratio  $H_p \approx H_c$ , expected for compacted ferromagnetic powders with particles of submicron sizes, does not fulfilled. It is assumed that the possible reason of the difference between  $H_p$  and  $H_c$  is the mismatch between the orientation of the global magnetization of the entire sample and the orientations of the magnetic moments in some part of granules that form the optimal conducting channels at low temperatures. Such a mismatch may be due to the multidomain granules are more prone to the formation of optimal conducting chains in the transport channels. That leads to a change in the mechanism of magnetization reversal in these channels and to violation of the ratio  $H_p \approx H_c$ .

**KEY WORDS:** half-metal, ferromagnets, tunneling magnetoresistance, granular systems, percolation, magnetization, coercive force

## КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА СИСТЕМЫ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ГРАНУЛ ПОЛОВИННОГО МЕТАЛЛА CrO<sub>2</sub> С ПЕРКОЛЯЦИОННЫМ ХАРАКТЕРОМ ПРОВОДИМОСТИ

Н.В. Далакова, Е.Ю. Беляев, В.А. Горелый

*Физико-технический институт низких температур имени Б.И. Веркина НАН Украины*

*пр. Науки 47, Харьков 61103, Украина*

В широкой области температур исследованы магнитные и магниторезистивные свойства нескольких прессованных порошков ферромагнитного половинного металла CrO<sub>2</sub>, состоящих из игольчатых или сферических наночастиц, покрытых тонкими диэлектрическими оболочками. Проведено сравнение температурной зависимости коэрцитивной силы  $H_c(T)$  с температурной зависимостью поля максимума положительного туннельного магнитосопротивления  $H_p(T)$ . Обнаружена немонотонная зависимость  $H_p(T)$ . Установлено, что в области низких температур (4,2 ÷ 70) К соотношение  $H_p \approx H_c$ , ожидаемое для прессованных ферромагнитных порошков с субмикронными размерами частиц, не выполняется. Предполагается, что возможная причина расхождения между  $H_p$  и  $H_c$  — нарушение взаимосвязи между ориентацией глобальной намагниченности всего образца и ориентациями магнитных моментов в тех гранулах, которые формируют оптимальные проводящие каналы при низких температурах. Подобное нарушение может быть связано с многодоменной структурой части гранул в транспортных каналах, что приводит к изменению механизма перемагничивания в этих каналах и нарушению соотношения  $H_p \approx H_c$ .

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** половинный металл, ферромагнетики, туннельное магнитосопротивление, гранулированные системы, перколяция, намагниченность, коэрцитивная сила

## КОЕРЦИТИВНА СИЛА СИСТЕМИ ФЕРРОМАГНІТНИХ ГРАНУЛ ПОЛОВИННОГО МЕТАЛУ CrO<sub>2</sub> З ПЕРКОЛЯЦІЙНИМ ХАРАКТЕРОМ ПРОВІДНОСТІ

Н.В. Далакова, Є.Ю. Біляєв, В.О. Горелій

*Фізико-технічний інститут низьких температур ім. Б.І. Веркіна НАН України*

*пр. Науки 47, Харків 61103, Україна*

В широкому діапазоні температур було вивчено магнітні та магніторезистивні властивості декількох зразків пресованого порошку ферромагнітного половинного металу CrO<sub>2</sub>, що складається з голчастих або сферичних наночастинок, що були вкриті тонкими діелектричними оболонками. Температурна залежність коерцитивної сили  $H_c(T)$  порівнюється з температурною залежністю поля максимуму позитивного тунельного магнітоопору  $H_p(T)$ . Залежність  $H_p(T)$  була немонотонною. Встановлено що співвідношення  $H_p \approx H_c$ , очікуване для ущільнених ферромагнітних порошків з частинками субмікронних розмірів, в низькотемпературному діапазоні (4,2 ÷ 70 К) не виконується. Передбачається, що можливою причиною різниці між  $H_p$  та  $H_c$  є невідповідність між спрямованістю глобальної намагніченості всього зразка та орієнтаціями магнітних моментів у тій частині гранул, які утворюють оптимальні провідні канали при низьких температурах. Така невідповідність може бути пов'язана з тим, що мультідоменні гранули більш схильні до утворення оптимальних провідних ланцюгів в транспортних каналах. Це призводить до зміни механізму перемагничування в транспортних каналах та порушення співвідношення  $H_p \approx H_c$ .

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** половинний метал, ферромагнетики, тунельний магнітоопір, гранульовані системи, перколяція, намагніченість, коерцитивна сила.

Диоксид хрома (CrO<sub>2</sub>) известен как половинный металл (half metal) типа I<sub>A</sub>, у которого на уровне Ферми ( $E_F$ ) имеются только электроны со спинами, направленными вверх ( $\uparrow$ ). Главным образом, это  $t_{2g}$  электроны

хрома [1].  $\text{CrO}_2$  имеет тетрагональную структуру типа рутила пространственной группы  $P4_2/mnm$  с параметрами решетки  $a = 0,4422$  нм и  $c = 0,2917$  нм. Объемный (монокристаллический)  $\text{CrO}_2$  обычно рассматривается, как ферромагнетик с заметным неаксиальным вкладом второго порядка, у которого ось  $c$  является осью легкого намагничивания. Температура Кюри диоксида хрома  $T_C \approx 390$  К. Этот материал представляет интерес, как один из немногих оксидных ферромагнетиков при комнатной температуре с высоким значением спиновой поляризации. Начиная с 1968 года, высокодисперсный порошок диоксида хрома получил промышленное применение в качестве рабочего материала для магнитных носителей. В частности, диоксид хрома используется в производстве жестких дисков с большой плотностью записи информации. По этой причине огромное внимание исследователей и технологов привлекает проблема повышения коэрцитивной силы порошка  $\text{CrO}_2$ . Коэрцитивная сила  $H_c$  представляет собой значение напряженности магнитного поля, при котором намагниченность равна нулю. Чем больше коэрцитивная сила, тем выше способность материала противостоять размагничивающим полям. Как известно, максимальное значение коэрцитивной силы характерно для магнитного материала, состоящего из однодоменных частиц. Таким образом, получение порошков с высокой коэрцитивной силой сводится, в частности, к задаче синтеза однодоменных наночастиц диоксида хрома. Эту задачу можно решить, контролируя размеры и форму наночастицы путем использования малого количества модифицирующих добавок в процессе гидротермального синтеза [2].

В настоящей работе рассматривается зависимость коэрцитивной силы от температуры для нескольких прессованных порошков диоксида хрома, состоящих из наночастиц, покрытых диэлектрическими оболочками разного типа и разной толщины. Основные характеристики порошков приводятся в таблице.

Цель работы – исследование взаимосвязи между гистерезисными характеристиками магнитосопротивления и намагниченности.

Таблица

Сферические частицы имели диаметр 120 нм

№ серии	Состав порошка	частицы	Тип диэлектрической оболочки	Толщина оболочки, нм	Длина частицы нм	Толщина частицы нм	$H_c$ , А/м (комн. темп.)
1	$\text{CrO}_2$	иглы	$\beta\text{-CrOON}$	1,73	302	22,9±0,8	34387
2	$\text{CrO}_2$	иглы	$\text{Cr}_2\text{O}_3$	2,1	302	22,9±0,8	33591
3	$\text{CrO}_2$	сферические	$\beta\text{-CrOON}$	3,6	–	–	11860
4	$\text{CrO}_2$	иглы	$\beta\text{-CrOON}$	1,58	302	22,9±0,8	34148
5	$\text{CrO}_2$	иглы	$\beta\text{-CrOON}$	~1	~240	24	41551
6	$\text{CrO}_2\text{-Fe}$	иглы	$\beta\text{-CrOON}$	~1	~340	34	60576

Изменение величины коэрцитивной силы сопровождается не только изменением всех магнитных характеристик порошка  $\text{CrO}_2$ , но и изменением его магниторезистивных свойств, которые зависят от способности магнитных моментов наночастиц  $\text{CrO}_2$  к переориентации во внешнем магнитном поле. Свойства монокристаллического  $\text{CrO}_2$  радикально отличаются от свойств прессованных порошков  $\text{CrO}_2$ . Монокристаллический  $\text{CrO}_2$  имеет металлический тип проводимости. Порошки  $\text{CrO}_2$  представляют собой гранулированный материал с перколяционным характером проводимости. Перколяционная проводимость осуществляется по цепочкам, составленным из отдельных частиц/гранул. В прессованных порошках диоксида хрома, состоящих из наночастиц, покрытых тонким слоем диэлектрика (толщиной  $\sim 1\div 4$  нм), величина проводимости определяется вероятностью туннелирования носителей заряда между соседними частицами (гранулами) и зависит от толщины и свойств межгранульных диэлектрических прослоек. Такого рода проводимость называется туннельной. Собственное (intrinsic) магнитосопротивление (МС) монокристаллического  $\text{CrO}_2$  составляет около 1% (при  $H = 7,96 \times 10^5$  А/м) при комнатной температуре [3] и слабо меняется при понижении температуры. МС прессованных порошков оказывается гигантским, достигая более 30% при низких температурах и небольших полях [4, 5]. В гранулированном материале МС является несобственным (extrinsic). В этом случае вероятность туннелирования носителей заряда зависит от относительной ориентации вектора намагниченности в соседних гранулах [3] и очень чувствительна к приложенному магнитному полю. Она достигает максимального значения, когда моменты в смежных гранулах ориентированы параллельно [3]. В научной литературе такого рода туннелирование называется спин-зависимым (spin-dependent), а соответствующее магнитосопротивление называется туннельным.

Коэрцитивность прессованных порошков отчетливо проявляется в поведении туннельного МС. На рис.1 показан пример гистерезиса туннельного МС порошка  $\text{CrO}_2$ , состоящего из игольчатых частиц, покрытых слоем диэлектрика  $\beta\text{-CrOON}$  толщиной 1,73 нм (таблица, порошок №1). Рис.1 демонстрирует типичное для поликристаллических оксидов переходных магнитных металлов поведение гистерезиса туннельного МС:  $\Delta R(H) = [R(H)-R(0)]/R(0)$ . Такое поведение полностью отражает поведение гистерезиса намагниченности [3]. А именно, в области низких полей появляются два максимума положительного МС при  $H = \pm H_p$ , где величина  $H_p$  соответствует коэрцитивной силе  $H_c$ , полученной из магнитных измерений. Гистерезис МС такого типа, как на

рис.1, для порошков CrO<sub>2</sub> обнаруживается только при достаточно высоких температурах  $T > 15$  К. При  $T < 15$  К наблюдается более сложный тип гистерезиса MC.

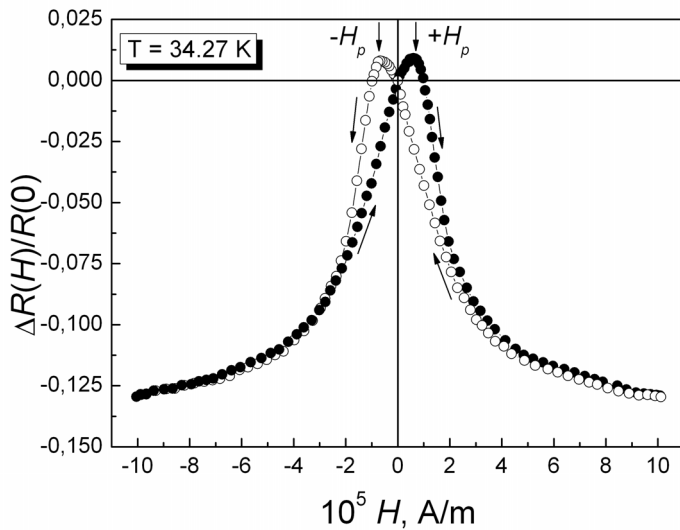


Рис.1. Гистерезис MC прессованного порошка CrO<sub>2</sub> (порошок № 1) при  $T = 34,27$  К.

Стрелки указывают направление изменения магнитного поля при записи кривых MC. Поле  $H_p$  соответствует магнитному полю, при котором достигается максимальное значение сопротивления  $R(H)$ .

На рис.2,3 показаны гистерезисы туннельного MC и намагниченности трех образцов CrO<sub>2</sub>, записанные при  $T = 5$  К и при 20 К. Видно, что при 20 К наблюдается обычный тип гистерезиса MC. При 5 К вид гистерезиса усложняется. В этом случае наряду с двумя пиками положительного MC наблюдается дополнительное пересечение кривых  $R(H)$  для прямой и обратной развертки магнитного поля в полях  $H > H_p$ . Второй гистерезис (при  $H > H_p$ ) может быть связан с переключением небольшого количества перколяционных токовых каналов при вводе и выводе поля [6]. Гистерезисы MC, представленные на рис.2 и рис.3, показывают, что для образцов, состоящих из игольчатых частиц (порошки №1 и №2)  $H_p \neq H_c$ . При  $T = 5$  К  $H_p < H_c$ . При  $T = 20$  К  $H_p > H_c$ .

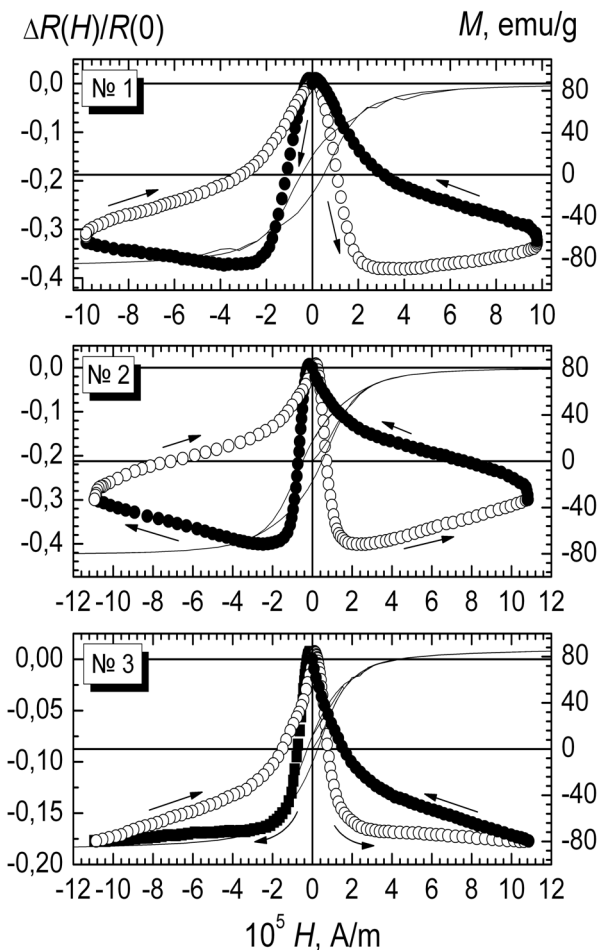


Рис.2. Гистерезисы туннельного MC трех образцов (левая ось ординат) и намагниченности (правая ось ординат) при  $T = 5$  К.

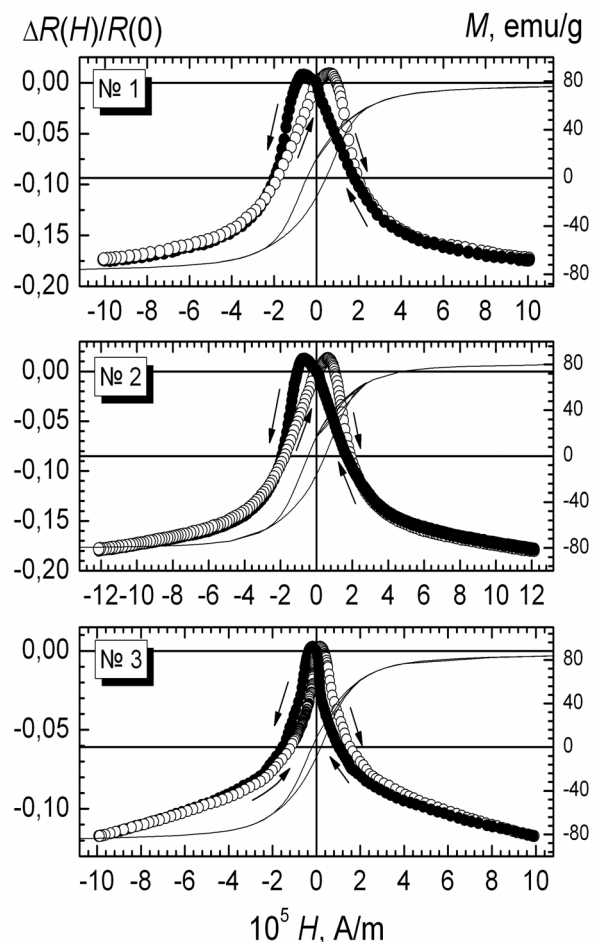


Рис.3. Гистерезисы туннельного MC трех образцов (левая ось ординат) и намагниченности (правая ось ординат) при  $T = 20$  К.

Более отчетливо это различие видно на рис.4, на котором указанные зависимости построены для порошка № 2 в увеличенном масштабе. Таким образом, представляет интерес рассмотреть и проанализировать температурную зависимость коэрцитивной силы  $H_c$  и поля коэрцитивности  $H_p$ . Ранее в работах [6, 7] было обнаружено сильное отличие величин  $H_p$  и  $H_c$  в области низких температур. На рис.5 показан график зависимости  $H_p(T)$  и  $H_c(T)$  из работы [7]. Поведение  $H_c(T)$  соответствует ожидаемому поведению для ферромагнетиков. Как известно, для однородных (однодоменных или многодоменных) ферромагнитных порошковых систем величина  $H_c$  должна быть максимальна при низких температурах и должна уменьшаться с увеличением температуры, стремясь к нулю при  $T \rightarrow T_C$ , что мы и наблюдаем на рис.5. В то же время зависимость  $H_p(T)$  на рис.5 отвечает такому поведению только при  $T > 50$  К. В целом,  $H_p(T)$  ведет себя необычно.

Аномалии в поведении  $H_p(T)$  заключаются в следующем: (i) немонотонное изменение поля  $H_p$  с температурой, (ii) существенное превышение величиной  $H_p(T)$  соответствующих значений  $H_c(T)$  в области 50 ÷ 100 К. С увеличением температуры при  $T > 100$  К разница между  $H_p(T)$  и  $H_c(T)$  заметно уменьшается. Для достаточно однородных порошковых систем отмеченные выше аномалии  $H_p(T)$  представляются неожиданными. Таким образом, результаты, представленные на рис.5 показывают, что соотношение  $H_p(T) \approx H_c(T)$ , ожидаемое и наблюдаемое для прессованных порошков с достаточно малыми (субмикронными) размерами (включая и порошки  $\text{CrO}_2$ ) [4, 5], не выполняется в широкой области температур. Рассмотрим насколько общей является наблюдаемая в [7] зависимость  $H_p(T)$ .

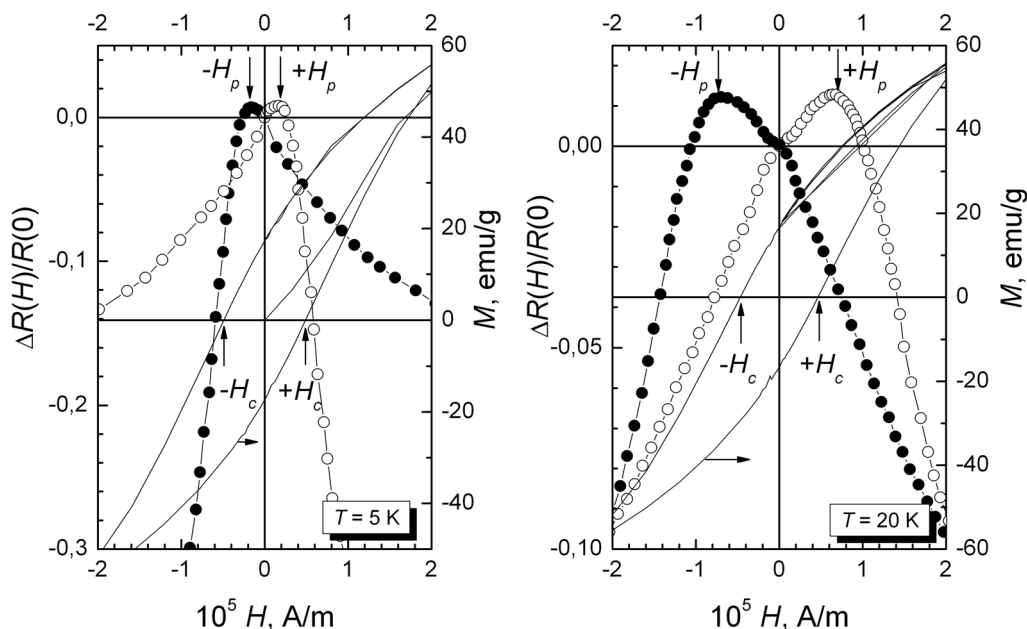


Рис.4. Гистерезисы МС (левая ось ординат) и намагниченности (правая ось ординат) образца № 2 при температурах 5 К и 20 К в области малых полей.

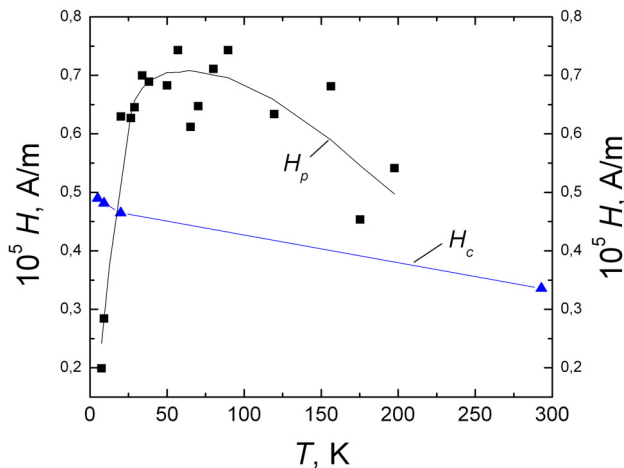


Рис.5. Температурные зависимости поля  $H_p$  (пик положительного МС) и коэрцитивной силы  $H_c$  образца № 2 [7]

**ОБРАЗЦЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ**

На рис.6 показаны результаты измерения величин  $H_p(T)$  и  $H_c(T)$  семи образцов, представляющих собой прессованные нанопорошки диоксида хрома. Все порошки были приготовлены методом гидротермального синтеза на кафедре магнетохимии Санкт-Петербургского университета. Общие особенности использованной технологии синтеза описаны в работе [8]. Наночастицы  $\text{CrO}_2$  были покрыты диэлектрическими оболочками, которые состояли либо из оксигидроксида хрома  $\beta\text{-CrOOH}$ , либо из оксида  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Толщины диэлектрических оболочек указаны в таблице. Образец № 6 представлял собой твердый раствор замещения  $\text{CrO}_2 - \text{Fe}$ . Содержание железа в образце № 6 составляло 75 ммоль/(1 моль хрома).

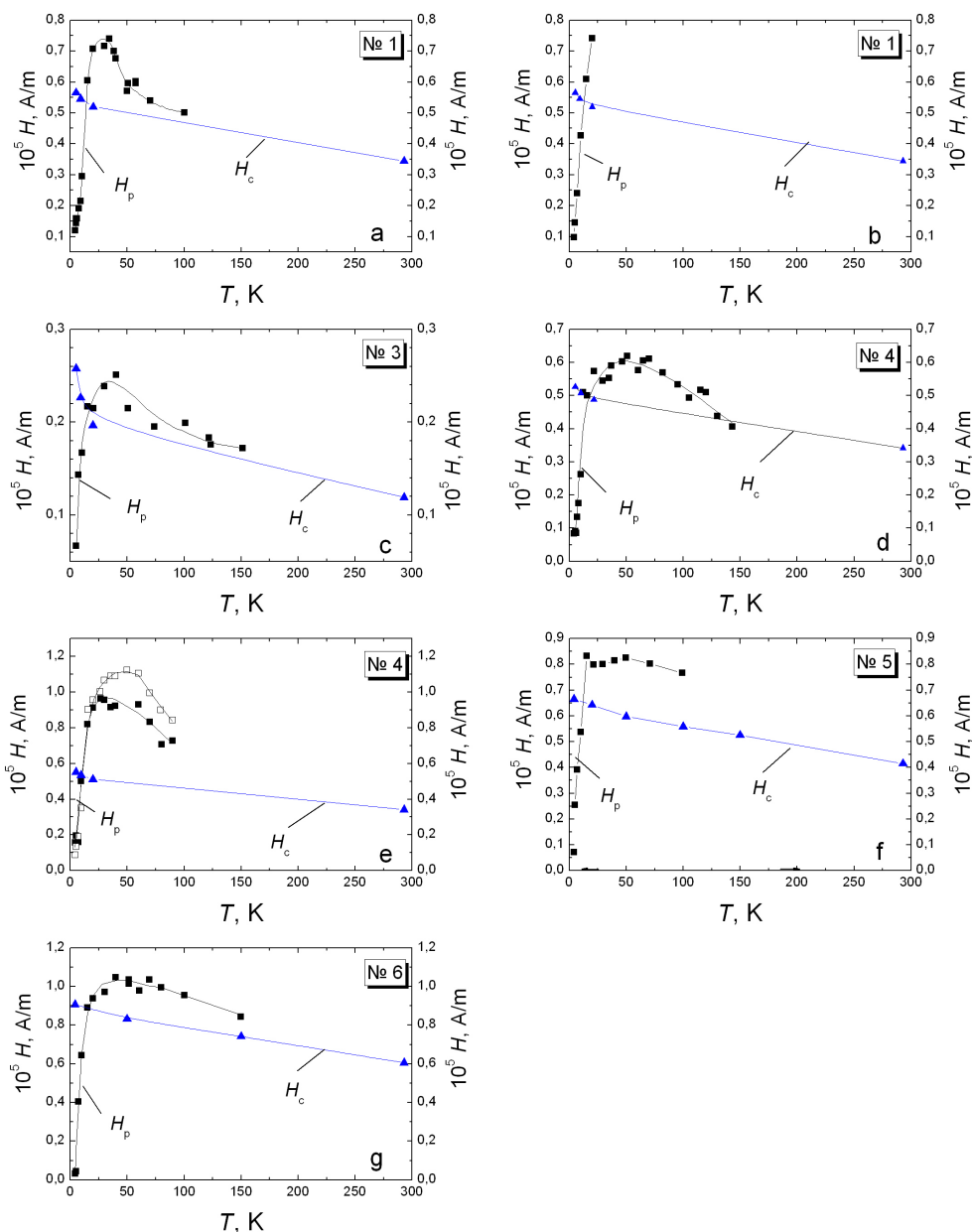


Рис.6. Температурные зависимости поля  $H_p$  (пик положительного МС) и коэрцитивной силы  $H_c$  семи различных образцов.

Номер на графике соответствует номеру образца в таблице. На рис. 6е светлые квадраты соответствуют ориентации поля перпендикулярно плоскости образца, темные квадраты – поле параллельно плоскости образца. В остальных случаях поле приложено параллельно плоскости образца.

Как видно из таблицы, примесь Fe существенно повышает коэрцитивную силу порошка  $H_c$ . В работе [9] методом мессбауэровской спектроскопии на атомах  $^{57}\text{Fe}$  было установлено, что ионы  $\text{Fe}^{3+}$  в порошках диоксида хрома распределяются между тремя магнитными твердыми растворами. Помимо твердых растворов  $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_2$  (это массивное вещество и обогащенный железом поверхностный слой) и включений частиц  $\text{Cr}_{2-2x}\text{Fe}_{2x}\text{O}_3$  железо присутствует в оксигидроксида хрома  $\beta\text{-CrOOH}$ , который входит в состав диэлектрической оболочки. Таким

образом, мы полагаем, что в образце № 6 железо присутствует в двух формах: в виде твердого раствора  $\text{Cr}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_2$  и в виде  $\text{Cr}_{2-2x}\text{Fe}_{2x}\text{O}_3$ . Первое соединение обеспечивает высокую коэрцитивную силу. Вторая фаза балластная. Она присутствует в виде отдельных малых частиц. Эти частицы антиферромагнитны или имеют намагниченность на два порядка ниже, чем у  $\text{CrO}_2$ . Фаза  $\text{Cr}_{2-2x}\text{Fe}_{2x}\text{O}_3$  является диэлектрической и не дает вклада в проводимость. Концентрация железа меняется по толщине частицы. На поверхности она существенно выше, поэтому перемагничивание контролируется составом поверхности.

Из порошков посредством холодного прессования были сформированы таблетки, имеющие форму параллелепипеда с размерами  $3 \times 5 \times 12$  мм. Плотность прессованных таблеток составляла примерно 40% от рентгеновской плотности материала в случае игольчатых частиц и 60% от рентгеновской плотности для сферических частиц. Следует отметить, что игольчатые частицы  $\text{CrO}_2$  представляют собой монокристаллические образования, в большинстве своем состоящие из двух доменов. Вектор, направленный вдоль длины такой частицы, примерно совпадает с направлением тетрагональной оси  $c$ , которая является осью легкого намагничивания. При прессовании таблеток частицы, имеющие игольчатую форму, преимущественно ориентируются в плоскостях, перпендикулярных приложенной нагрузке. При этом ориентация частиц в плоскостях может быть довольно беспорядочной. Таким образом, для порошков с игольчатыми частицами имеется выделенное направление (параллельное вектору приложенной нагрузки или оси прессования), в котором среднее расстояние между частицами минимально. По этой причине мы полагаем, что намагничивание более легко должно происходить в случае, когда внешнее поле  $H$  направлено в плоскости образца, а поле коэрцитивности  $H_p$  должно быть анизотропным.

Все порошки были охарактеризованы посредством электронно-микроскопических, рентгеновских и магнитных исследований. Найденные параметры решетки ( $a = 0,4424$  нм,  $c = 0,2916$  нм) соответствовали известным данным чистого  $\text{CrO}_2$ . Значения  $H_p$  были получены из измерений гистерезисов МС. Значения  $H_c$  получены из измерений гистерезисов намагниченности. Резистивные измерения проводились по четырёхпроводной схеме в режиме заданного тока ( $J = 100$  мкА) и выполнения закона Ома. Протокол измерений МС соответствовал обычному протоколу измерения гистерезисных кривых намагниченности в последовательности  $+H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow -H_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow +H_{\max} \rightarrow 0$ . Интервал магнитных полей при записи МС составлял  $\pm 1,194 \times 10^6$  А/м. Скорость ввода-вывода магнитного поля составляла 16716 А/(м×сек). Измерения МС проводились с использованием вращающегося соленоида Капицы. Измерения намагниченности проводились на SQUID (Quantum Design) магнитометре. Для порошков № 1 и № 4 были измерены по два разных образца.

Зависимости  $H_c(T)$  и  $H_p(T)$  на рис. 6. показывают, что для всех порошков значения  $H_c$ , как и ожидается, максимальны при низких температурах и постепенно уменьшаются при  $T \rightarrow T_c$ . В то же время, поле  $H_p$  начинает уменьшаться с повышением температуры только при  $T \geq 50$  К, как это наблюдалось ранее в работе [7]. В интервале температур  $50 \div 100$  К значения  $H_p$  существенно превышают  $H_c$ . Следует также отметить более высокие значения коэрцитивной силы  $H_c$  и поля  $H_p$  образца № 6 ( $\text{CrO}_2\text{-Fe}$ ) по сравнению с аналогичными данными для остальных образцов и большие значения  $H_p$  в интервале температур  $50 \div 70$  К для образца № 4 на рис.6е. Результаты измерения  $H_c(T)$  и  $H_p(T)$  семи образцов показывают, что аномалии  $H_p(T)$ , которые заключаются в немонотонном поведении  $H_p(T)$  и значительном превышении  $H_p(T)$  значений  $H_c(T)$  в интервале от 20 К до 100 К, по всей вероятности, являются общими для широкого класса ферромагнитных порошковых систем с перколяционным характером туннельной проводимости.

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работах [6, 7] наблюдаемые аномалии в поведении  $H_p(T)$  объяснялись тем, что при низких температурах проводимость, и, следовательно,  $R(H)$  и  $R(0)$ , определяются малой объемной долей гранул, формирующих «оптимальные» проводящие цепочки с максимальной вероятностью туннелирования. Как известно, количество таких цепочек непрерывно уменьшается с понижением температуры. При этом немногочисленные проводящие перколяционные каналы, дающие основной вклад в низкотемпературную проводимость, состоят в основном из многодоменных частиц [6]. Локальные величины  $H_c$  многодоменных частиц существенно меньше, чем у частиц однодоменных. Поэтому при низких температурах магнитные свойства этой части гранул могут заметно отличаться от глобальной намагниченности всего образца, измеряемой магнитометром. В частности, это может быть причиной уменьшения измеряемых величин  $H_p(T)$  при достаточном понижении температуры, которое можно наблюдать на рис.5 и рис.6 при  $T < 25$  К.

В работе [10], исследовано соотношение между значениями  $H_p$  и  $H_c$  порошков манганитов  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$  в зависимости от времени помола. Было показано, что увеличение времени помола приводит к уменьшению размера зерна и к формированию более однородной микроструктуры порошка. В результате исследования пяти порошков с разным размером зерна было обнаружено, что для многодоменных частиц манганитов выполняется соотношение  $H_p \neq H_c$ . Причем величина  $H_p$  существенно превышает  $H_c$ . Различие величин  $H_p$  и  $H_c$  уменьшается при уменьшении размеров частиц. При достаточном уменьшении размеров частиц с увеличением времени помола они становятся однодоменными, и начинает выполняться соотношение  $H_p \approx H_c$ . В однодоменных частицах при повышении магнитного поля магнитные моменты гранул ориентируются по полю путем

однородного вращения магнитных моментов частиц. В этом случае имеет место однозначное соответствие величины МС и измеряемой намагниченности образца, так что выполняется соотношение  $H_p \approx H_c$  [10].

В многодоменных частицах перемагничивание при  $H = H_c$  более легко происходит путем зарождения и роста домена с противоположным направлением магнитного момента. При этом движение доменных стенок внутри гранулы слабо влияет на спин-зависимое туннельное МС [10]. В таких условиях имеет место неравенство  $H_p \neq H_c$  и отсутствует корреляция между измеряемой намагниченностью и МС. Эти представления можно применить и к образцам  $\text{CrO}_2$  с игольчатыми (и даже округленными) частицами. Частицы (со средним диаметром  $22,9 \div 34$  нм и средней длиной  $240 \div 340$  нм) являются, несомненно, многодоменными, так как критический размер однодоменных частиц  $\text{CrO}_2$  составляет 200 нм. Что касается порошка, состоящего из сферических частиц, то в силу некоторого разброса размера гранул, слипания некоторых гранул, что отчетливо проявлялось на микрофотографиях, снятых в просвечивающем электронном микроскопе, и по ряду других причин, нельзя исключить, что некоторые зерна были многодоменными [6].

Многие аспекты проблемы соотношения  $H_p$  и  $H_c$ , однако, до сих пор остаются неясными и требующими дальнейших исследований. В частности остается в значительной степени неясной обнаруженная в данной работе немонотонная зависимость  $H_p(T)$ . Кроме того, представляет интерес обнаруженная в [11] зависимость  $H_p$  от измерительного тока и от скорости ввода магнитного поля.

Авторы выражают благодарность сотрудникам кафедры магнетохимии Санкт-Петербургского Государственного Университета Осмоловской О.М. и Осмоловскому М.Г. за предоставление образцов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lewis S.P., Allen P.B., Sasaki T. Band structure and transport properties of  $\text{CrO}_2$  // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 55. – P.10253-10260.
2. Osmolovskaya O.M., Arkhipov D.I., Gordeev S.V., Dzidziguri E.L., Osmolowsky M.G. Synthesis of single-domain chromium dioxide nanoparticles with high coercive force // Zhurnal Obshchei Khimii. – 2015. – Vol. 85. – P.1-3.
3. Ziese M. Extrinsic magnetotransport phenomena in ferromagnetic oxides // Rep. Progr. Phys. – 2002. – Vol. 65. – P.143-249.
4. Coey J.M.D. Powder Magneto-resistance // J. Appl. Phys. – 1999. – Vol. 85. – P. 5576-5581.
5. Coey J.M.D., Berkowitz A.E., Balcells L.I., Putris F.F., Barry A. Magnetoresistance of Chromium Dioxide Powder Compacts // Phys. Rev. Lett. – 1998. – Vol. 80. – P.3815-3818.
6. Belevtsev B.I., Dalakova N.V., Osmolowsky M.G., Beliyev E.Yu., Selutin A.A. Transport and magnetotransport properties of cold-pressed  $\text{CrO}_2$  powder, prepared by hydrothermal synthesis // J. Alloys Comp. – 2009. – Vol. 479. – P.11-16.
7. Dalakova N.V., Belevtsev B.I., Beliyev E.Yu., Bludov O.M., Pashchenko V.N., Osmolowsky M.G., Osmolovskaya O.M. Resistive and magnetoresistive properties of compacted  $\text{CrO}_2$  powders with different types of intergranular dielectric layers // Low Temperature Physics. – 2012. – Vol. 38. – P. 1422-1432.
8. Osmolovskii M.G., Kozhina I.I., Ivanova L.Yu., Baidakova O.L. Hydrothermal Synthesis of Chromium Dioxide // Russian Journal of Appl. Chem. – 2001. – Vol. 74. – P.1-6.
9. Bondarevsky S.I., Eremin V.V., Panchuk V.V., Semenov V.G., Osmolowsky M.G. Mössbauer study of the state of iron atoms in modified chromium dioxide // Fizika Tverdogo Tela (FTT). – 2016. – Vol. 68. – P.77-81.
10. Panagiotopoulos I., Moutis N., Ziese M., Bollero A. Magnetoconductance and hysteresis in milled  $\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{MnO}_3$  powder compacts // J. Magn. Magn. Mater. – 2006. – Vol. 299. – P. 94-104.
11. Kolesnichenko Yu.A., Dalakova N.V., Beliyev E.Yu., Bludov O.M., Horielyi V.A., Osmolovskaya O.M., Osmolowsky M.G. Features of low-temperature tunneling magnetoresistance of pressed nanopowders of chromium dioxide  $\text{CrO}_2$  // Low Temperature Physics. – 2017. – Vol. 43. – P.772-781.