

УДК 537.622.6;539.216

PACS: 75.75+a; 75.20.Ck

О влиянии внешнего магнитного поля на формирование магнитного состояния наночастиц $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$

К.А.Мозуль, Л.П.Ольховик, З.И.Сизова, Е.В.Шуринова

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

61077, Украина, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Измерены температурные зависимости удельной намагнитченности нанодispersного порошка гексагонального феррита $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ с размером частиц (10-60) нм при фиксированных значениях внешнего магнитного поля. В полях, не превышающих минимальное из распределения поля магнитной анизотропии, обнаружены аномалии, указывающие на реализацию перехода частиц из магнитоустойчивого в суперпарамагнитное состояние. Определены температуры блокировки, ограничивающие область СПМ перехода, характер зависимости которой от величины поля отражает его двойную (стимулирующую и блокирующую) роль.

Ключевые слова: удельная намагнитченность, нанодispersный порошок, гексагональный феррит, магнитное поле, магнитоустойчивое состояние.

Отримані температурні залежності питомої намагніченості нанодispersного порошку гексагонального фериту $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ з розміром частинок (10-60) нм при фіксованих значеннях зовнішнього магнітного поля. У полях, що не перевищують мінімального значення з розподілу за полями магнітної анізотропії, виявлені аномалії, що вказують на реалізацію переходу частинок з магнитоустойчивого до суперпарамагнітного стану. Визначені температури блокування, що обмежують область СПМ переходу, характер залежності якої від величини поля, відображає його двояку (стимулюючу і блокуючу) роль.

Ключові слова: питома намагніченість, нанодispersний порошок, гексагональний ферит, магнітоустойчивий стан.

We measured the temperature dependence of the specific magnetization of nanodispersive hexagonal ferrite powder $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ with particle size (10-60) nm at fixed values of the external magnetic field. In fields that do not exceed the minimum of the magnetic anisotropy distribution, revealed anomalies that point to implement of the particles transition from magnetically to superparamagnetic state. The blocking temperatures bounding the region of SPM transition have defined. The character of this region dependence on the field reflects dual (stimulating and blocking) role of field.

Keywords: specific magnetization, nanodispersive powder, hexagonal ferrite, magnetically state.

Гексагональний феррит состава $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ относится к классу высокоанизотропных функциональных материалов и имеет широкое применение в различных областях. При уменьшении масштабности объекта от макро- к нанокристаллу значение поля магнитной анизотропии H_a при 300К уменьшается от 20 до 13 кЭ, а коэрцитивная сила H_c составляет 5,4 кЭ, то есть достигает практически теоретического значения для системы однодоменных частиц.

В данной работе с целью установления критериев магнитной стабильности системы нанокристаллов с распределением по диаметру от 10 до 60 нм были исследованы при фиксированных значениях внешнего магнитного поля температурные зависимости намагнитченности кальций-содержащего гексаферрита.

Измерения проводились на маятниковом магнитометре лабораторного типа в интервале температур 300-700К. Исследуемый порошковый образец с фактором упаковки разориентированных частиц $p \sim 0,4$ перед каждым последующим измерением

термически размагничивался.

На рис.1 приведены зависимости удельной намагнитченности от температуры $\sigma(T)$ для ряда фиксированных значений магнитного поля от 0,5 кЭ до 10 кЭ.

Для анализа полученных зависимостей $\sigma(T)$ использовался подход Pfeiffer, теоретически обоснованный им для случая малых полей ($H < H_a$) [1]. Данная методология была успешно использована авторами работы [2] для анализа экспериментальных зависимостей $\sigma(T)$ нанодispersного порошка $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ в полях $H \leq H_a^{\min}$, где $H_a^{\min}$ - минимальное значение из распределения частиц по полям эффективной магнитной анизотропии. Согласно [1, 2], при повышении температуры вследствие перехода частиц системы в суперпарамагнитное состояние наблюдается значительное увеличение намагнитченности в виде максимума. Температура, при которой происходит резкое увеличение удельной намагнитченности, разграничивает области магнитоустойчивого (МС) состояния, заблокированного энергией магнитной анизотропии, и суперпарамагнитного состояния (СПМ)

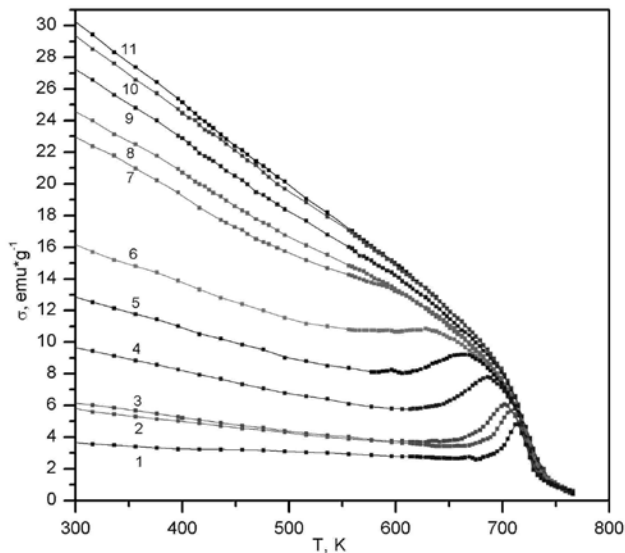


Рис.1. Кривые $\sigma(T)$ при фиксированных значениях внешнего магнитного поля :
H, кЭ: 1– 1, 2 – 1,5, 3 – 2 , 4 – 3, 5 – 4, 6 – 5, 7 – 6, 8 – 6,5, 9 – 7, 10 – 7,5, 11 – 8.

частиц с критически малым объемом. С так называемой температуры блокировки $T_{\text{BH}}^{(1)}$ начинается постепенный переход частиц системы с объемом, равным критическому суперпарамагнитному ($V=V_{\text{SH}}$), в СПМ состояние. Из-за распределения частиц исследуемой системы (как и любой другой реальной системы) по размерам существует распределение по объемам и, соответственно, по полям анизотропии. В связи с этим изменение магнитного состояния в системе частиц происходит в некотором интервале температур ($T_{\text{BH}}^{(1)} - T_{\text{BH}}^{(2)}$). Температура $T_{\text{BH}}^{(1)}$ определяется по отрыву кривой $\sigma(T)$ от монотонно меняющейся с ростом температуры зависимости. Завершение СПМ перехода при каждом фиксированном значении внешнего магнитного поля определяется по положению максимума на кривой $\sigma(T)$. Температура, ему соответствующая, вводится как $T_{\text{BH}}^{(2)}$. Аномалия, описанная выше, имеет место для достаточно большого диапазона значений магнитного поля $H=(1-7,5)$ кЭ (рис.1). При этом, с ростом поля, как это следует из теории [1], максимум смещается в сторону низких температур, ширина его постепенно увеличивается, а амплитуда постепенно уменьшается. Визуально этот размерный эффект исчезает для рубежного значения поля $H=6,5$ кЭ. Для уточнения величины этого поля дополнительно был снят и обратный ход $\hat{\sigma}(T)$, то

есть при охлаждении образца от $T_c=710$ К до 300 К. На рис.2 видно, что для кривой 9 наблюдается несовпадение прямого $\sigma(T)$ и обратного $\hat{\sigma}(T)$ хода

температурных зависимостей удельной намагниченности. Наблюдаемая в поле 6,5 кЭ слабо выраженная точка перегиба при $T \cong 565$ К при

повышении поля до 7 и 7,5 кЭ проявляется лишь на дифференциальной кривой $d\sigma/dT=f(T)$ при $T=540$ и 500 К. В полях, превышающих 7,5 кЭ, намагниченность убывает монотонно с повышением температуры, при этом $\hat{\sigma}(T)$ совпадает с $\sigma(T)$.

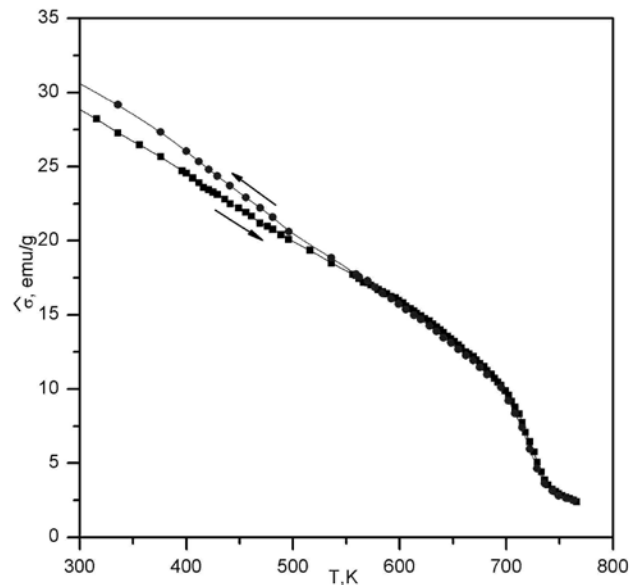


Рис.2. Прямой и обратный ход температурной зависимости удельной намагниченности в поля 7 кЭ.

Из полученных зависимостей $\sigma(T)$ (рис. 1) для каждого значения магнитного поля определены критические температуры $T_{\text{BH}}^{(1)}$ и $T_{\text{BH}}^{(2)}$, приведенные в таблице.

Таблица

Значения температур блокировки и температурного интервала СПМ перехода для различных значений внешнего магнитного поля

H, кЭ	$T_{\text{BH}}^{(1)}$, К	$T_{\text{BH}}^{(2)}$, К	ΔT_{BH}
1,0	655	710	55
1,5	643	710	67
2,0	625	703	78
3,0	575	687	112
4,0	520	665	145
5,0	467	630	163
6,0	415	595	180
6,5	390	565	175
7,0	540	540	0
7,5	500	500	0

Из приведенной выше таблицы видно, что характер зависимости $T_{\text{BH}}^{(1)}=f(H)$ и $T_{\text{BH}}^{(2)}=f(H)$ согласуется с ожидаемой ролью магнитного поля в процессе формирования магнитного состояния системы малых частиц [3], то есть обе температуры блокировки с увеличением внешнего магнитного поля понижаются. При этом $T_{\text{BH}}^{(1)}$ в большей степени зависит от величины поля, чем $T_{\text{BH}}^{(2)}$. Очевидно, это связано с асимметричной

формой распределения частиц по размерам. Для большей наглядности влияния магнитного поля на процесс реализации СПМ перехода построен график $\Delta T_{\text{BH}} = T_{\text{BH}}^{(2)} - T_{\text{BH}}^{(1)} = f(H)$ (рис.3). Из рис. 3 видна двоякая роль магнитного поля в осуществлении СПМ перехода. Вначале поле, как дополнительный фактор к тепловой энергии, стимулирует процесс разблокирования частиц в полях, не превышающих H_a^{min} . Большее по величине внешнее магнитное поле уже способно подавить пространственные флуктуации магнитного момента частицы, «привязывая» его к своему направлению.

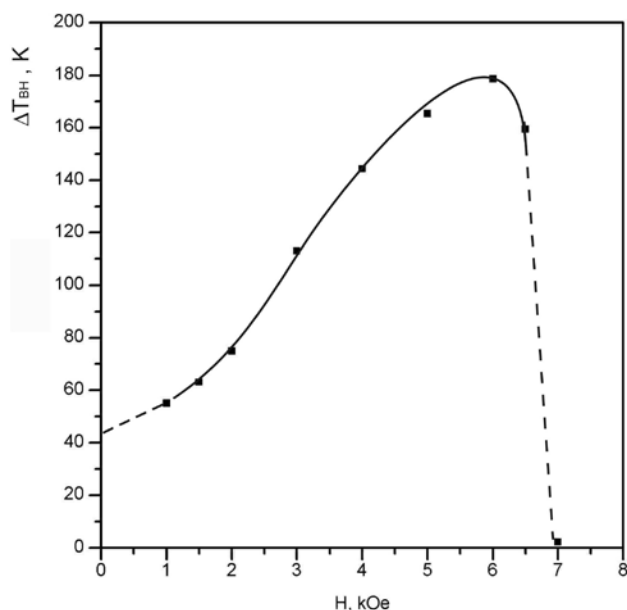


Рис. 3 График зависимости температур блокировки от величины внешнего поля.

Таким образом, в системе нанокристаллов высокоанизотропного ферритмагнетика $\text{Ca}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Fe}_{12}\text{O}_{19}$ впервые выявлены эффекты, связанные с потерей магнитной стабильности частицами критически малого объема. Показано, что внешнее магнитное поле, не превышающее по величине минимального поля анизотропии, как дополнительный к тепловому воздействию фактор, стимулирует СПМ переход и смещает его от $T \leq T_C$ до 390K.

Работа выполнена в рамках госбюджетной НИР (№ ГР 0109 U001430) и Международного российско-украинского проекта (2009-2010гг.) при поддержке фонда фундаментальных исследований МОН Украины (Проект Ф 28.7/014).

1. Н. Pfeiffer. Phys. Stat. Sol (a), 118, 295 (1990).
2. З.В.Голубенко, А.С.Камзин, Л.П.Ольховик, З.И.Сизова. ФТТ, 40, 7, 1294 (1998).
3. R.W.Chantrell, M.El-Hilo, K.O'Grady. IEEE Trans.Magn., 27, 4, 3570 (1991).