

УДК 537.622

Магнитные свойства и морфология наночастиц феррита марганца в стекле

Оксана С. Иванова*

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036,
Россия

Дмитрий А. Великанов†

Институт физики им.Л.В.Киренского СО РАН
Академгородок, 50/38, Красноярск, 660036,
Сибирский федеральный университет,
Свободный 79, Красноярск, 660041,
Россия

Ольга Н. Диденко‡

Сибирский федеральный университет,
Свободный 79, Красноярск, 660041,
Россия

Владимир И. Зайковский

Институт катализа им. Борескова СО РАН
Новосибирск, 630090
Россия

Получена 29.04.2011, окончательный вариант 29.05.2011, принята к печати 10.07.2011

Работа посвящена сравнительному исследованию структуры и магнитных свойств стекол, активированных Fe и Mn, в которых при термообработках формируются наночастицы феррита марганца. Морфология наночастиц исследована с помощью электронной микроскопии высокого разрешения. Полевые и температурные зависимости намагниченности исследованы в интервале температур 1,8–300 К в полях до 5 Т. Показано что, магнитные свойства стекла определяются морфологией наночастиц.

Ключевые слова: магнитные свойства, наночастицы феррита марганца, температурная зависимость намагниченности.

Введение

Возрастающий интерес к магнитным наносистемам обусловлен перспективностью их использования в современных высокотехнологичных устройствах. Магнитным свойствам наноструктурных объектов посвящен ряд обзоров и большое количество статей (например, обзор [1] и ссылки в нем). Значительное внимание в мировой литературе уделяется магнитным наночастицам, формирующимся в стекольных матрицах, активированных парамагнитными элементами [2–7]. Как правило, для формирования частиц требуются достаточно высокие концентрации вводимых в стекло парамагнитных примесей (не менее 30 масс. %). Уникальным исключением из этого правила является система калий-алюмо-боратных стекол, в

*osi@iph.krasn.ru

†velikanov@iph.krasn.ru

‡Olga23091990@yandex.ru

которых магнитные свойства, характерные для магнитоупорядоченных веществ, проявляются при концентрации парамагнитных оксидов в шихте $\sim 2-3$ масс. %. Высокая магнитная восприимчивость в слабых магнитных полях и одновременно прозрачность в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах являются отличительной особенностью таких стекол, позволяющей предположить возможность создания на их основе новых эффективных магнитооптических элементов. Особый интерес представляют стекла, содержащие одновременно Fe и Mn. В ряде работ (например, [8, 9]) была изучена эволюция фазового состояния парамагнитных включений — от изолированных ионов Fe^{3+} и Mn^{2+} до нанокристаллов MnFe_2O_4 — в стеклах системы $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{K}_2\text{O} - \text{V}_2\text{O}_5$, активированных одновременно Fe_2O_3 и MnO. Изучение магнитных свойств таких стекол является весьма важным, так как для практического использования магнитооптических эффектов необходимо, чтобы образцы перемещались в приемлемых магнитных полях по определенным законам. В этой связи требуется установить связь между характеристиками наночастиц и полевыми и температурными зависимостями намагниченности включающих эти частицы стекол. Такая задача решается в настоящей работе.

1. Образцы и методика эксперимента

Исследованные стекла были изготовлены в Государственном Оптическом институте им. С.И. Вавилова (Санкт-Петербург) под руководством С.А. Степанова по разработанной им технологии. Для синтеза стекол основного состава $\text{K}_2\text{O} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{V}_2\text{O}_5$ были использованы KNO_3 , Al_2O_3 и H_3BO_3 . Состав шихты подбирался так, чтобы соотношение компонент в синтезированном стекле соответствовало формуле $22,5\text{K}_2\text{O} - 22,5\text{Al}_2\text{O}_3 - 55\text{V}_2\text{O}_5$. Перед синтезом в шихту вводились оксиды Fe_2O_3 и MnO. Стекла варились при 1100°C в окислительных условиях, в платиновых тиглях. После выдержки при температуре варки в течение двух часов стекольная масса выливалась на стальные листы в пластины толщиной около 1 см и охлаждалась до температуры 380°C . Дальнейшее охлаждение производилось в режиме отжига. Полученные пластины разрезались на отдельные образцы, а затем подвергались дополнительной термообработке.

В работе исследованы образцы, имеющие одинаковый состав, но подвергнутые дополнительной термической обработке при различных температурах, а также образцы различного состава, обработанные при одинаковой температуре. Образцы 1 и 2 содержали 1,5 масс. % Fe_2O_3 и 1,5 масс. % MnO, отжиг проводился в течение 2 часов при 520°C и 560°C , соответственно. Образец 3 содержал 3 масс. % Fe_2O_3 и 2,0 масс. % MnO. Был исследован этот образец, не подвергнутый дополнительному отжигу, он будет называться далее исходным, а также образец, подвергнутый отжигу при 560°C . Таким образом, изготовленные образцы позволяли проводить сравнения стекол, отличающихся каким-либо одним технологическим параметром при сохранении других.

Намагниченность измерена на SQUID (СКВИД) магнетометре при температурах 1,8–300 К в магнитном поле (H) до 5 Т. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились в двух режимах: FC — образец охлаждается от начальной температуры 300 К в магнитном поле; ZFC — образец охлаждается в отсутствие магнитного поля. По достижении температуры 1,8 К включалось магнитное поле, и измерение намагниченности проводилось в процессе постепенного нагревания. В режиме FC охлаждение и нагревание образца проводились в одном и том же магнитном поле. Кроме того, при различных температурах записывались петли гистерезиса.

Изображения фрагментов стекол были получены на приборе JEM-2010 с разрешением 0,14 нм и ускоряющим напряжением 200 кВ. Для исследования образцы размалывались, суспензия образцов в этаноле наносилась на перфорированные углеродные подложки, закрепленные на стандартных медных сетках, которые помещались в камеру электронного микроскопа.

2. Результаты измерений и их обсуждение

А. Исходный образец.

Электронно микроскопические изображения исходного образца представляли собой совершенно однородные картины, магнитные частицы на них не выявились. На рис.1 (слева) показаны полевые зависимости намагниченности исходного образца 3 при разных температурах. Общий ход этих кривых типичен для невзаимодействующих парамагнитных ионов.

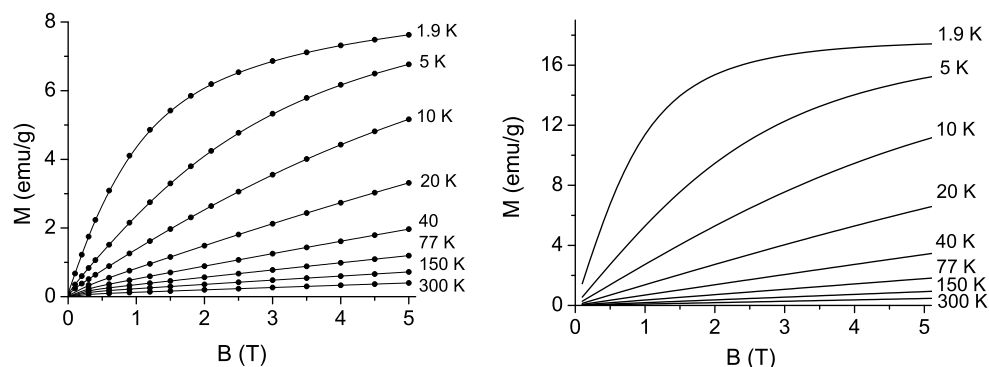


Рис. 1. Слева — кривые намагничивания исходного образца 3 при различных температурах; справа — рассчитанные кривые намагничивания для невзаимодействующих примесных ионов Fe^{3+} и Mn^{2+} , количество которых соответствует количеству этих ионов в образце 3

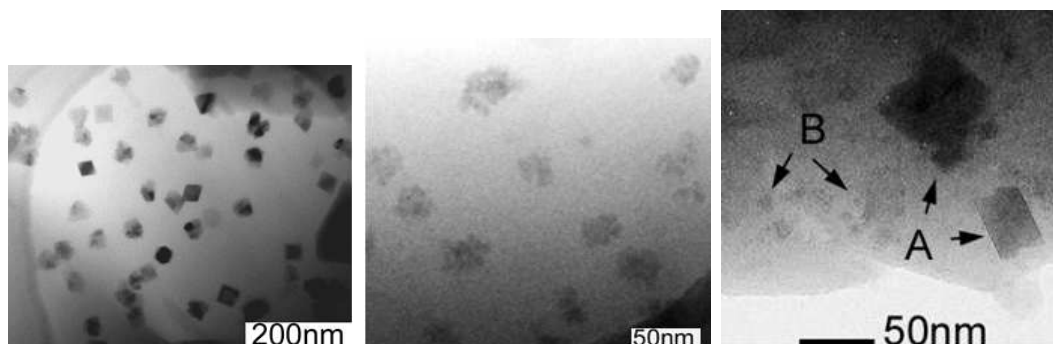


Рис. 2. Примеры электронно-микроскопических фотографий образцов, подвергнутых термообработке: образцы 1 и 2, содержащие 1,5 масс. % Fe_2O_3 , 1,5 масс. % MnO (520 °C и 560 °C) — слева и центр, соответственно; образец 3, содержащий 3 масс. % Fe_2O_3 и 2,0 масс. % MnO (560 °C) — справа

На рис. 2 (справа) представлены рассчитанные, как функция Бриллюэна, полевые зависимости намагниченности для невзаимодействующих парамагнитных ионов Fe^{3+} и Mn^{2+} , исходя из величины магнитного момента этих ионов ($5\mu_B$ для каждого) и их количества в образце. Зная массовое содержание парамагнитных оксидов в образце по закладке в шихту, можно рассчитать суммарное количество парамагнитных ионов в исследуемом образце. Так, в исходном образце 3 весом $47,84 \cdot 10^{-3}$ г масса Fe равна $0,96 \cdot 10^{-3}$ г и масса Mn равна $0,7 \cdot 10^{-3}$ г с учетом того, что в шихту добавляли оксиды этих металлов Fe_2O_3 и MnO . Соответственно, число ионов Fe равно $1 \cdot 10^{19}$, а Mn — $0,77 \cdot 10^{19}$. При такой концентрации парамагнитных ионов в образце в случае, когда они распределены совершенно

однородно, между ближайшими соседями Fe-Fe, Fe-Mn, или Mn-Mn находятся 6–7 других ионов, т.е. взаимодействие между ними должно отсутствовать. Как видно из рисунка, характер экспериментальных зависимостей действительно близок к рассчитанным зависимостям: в широком температурном интервале зависимость намагниченности от приложенного магнитного поля линейна. Отклонение от линейности возникает, начиная с температуры ~ 20 К. Однако, рассчитанные значения намагниченности существенно превосходят наблюдаемые в эксперименте. Кроме того, не выполняется критерий парамагнетизма (рис. 3), в соответствии с которым кривые намагничивания, построенные в координатах B/T , должны совпадать для всех температур.

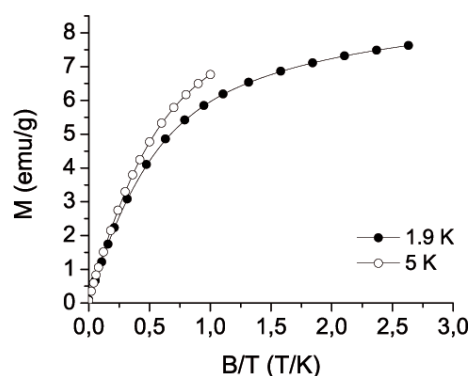


Рис. 3. Экспериментальные кривые намагничивания образца 3 при двух температурах, построенные в координатах B/T

Эти расхождения могут быть связаны с неравномерным распределением парамагнитных ионов в объеме матрицы и возникновением вследствие этого кластеров, в которых ионы Fe^{3+} и Mn^{2+} связаны антиферромагнитным обменным взаимодействием через кислород. Такие кластеры не обладают результирующим магнитным моментом, а используемые магнитные поля имеют величину, недостаточную для разрушения антиферромагнитной связи. Поэтому ионы, объединенные в кластеры, не дают вклад в измеряемую намагниченность стекла.

Б. Образцы, подвергнутые термообработкам.

Во всех образцах, подвергнутых дополнительной термической обработке, на электронно-микроскопических изображениях наблюдаются частицы различной морфологии. Форма, размер, пространственное распределение частиц зависят как от количества вводимых парамагнитных добавок, так и от температуры дополнительной термической обработки. На рис. 2 приведены примеры электронно-микроскопических фотографий образцов стекол. В образце, содержащем MnO (рис. 2 справа), обработанном при 560 °С, образуются частицы с большим разбросом размеров: как крупные, хорошо огранные, так и очень маленькие, неравномерно распределенные в матрице. В образце, содержащем 1,5 масс. % Fe_2O_3 и 1,5 масс. % MnO (рис. 2 центр), и также обработанном при 560 °С, формируются частицы, обладающие хорошо выраженной формой, почти одинакового размера, равномерно распределенные в стекольной матрице. В образце такого же состава, но обработанном при 520 °С (рис. 2 слева), наблюдаются мелкие частицы, сгруппированные в конгломераты.

В наших предыдущих работах [9, 10] было показано, что во всех случаях состав и структура наночастиц соответствуют ферриту марганца с возможным отклонением состава от стехиометрии, тем большим, чем меньше размер частиц. Частицы размерами 30–40 нм и выше являются монокристаллическими.

На рис. 4 приведены температурные зависимости намагниченности образцов 1, 2, 3, охлажденных в режимах FC и ZFC, а также полевые зависимости для ряда температур. Общими особенностями всех образцов является различие FC и ZFC кривых и возрастание наклона

кривых намагничивания при низких температурах. Различие FC и ZFC кривых может свидетельствовать о суперпарамагнитном характере ансамбля наночастиц в рассматриваемых образцах. Как известно, магнитные моменты суперпарамагнитных частиц хаотически ориентированы в матрице в отсутствие магнитного поля, и суммарный магнитный момент образца равен нулю. При охлаждении в отсутствие магнитного поля моменты частиц "замораживаются" при некоторой температуре блокировки (T_b), при этом их распределение в матрице остается хаотическим, и суммарный момент по-прежнему равен нулю. Температура T_b зависит от объема частиц и их анизотропии (если анизотропия одинакова, то только от объема). Чем больше объем частиц, тем выше температура блокировки:

$$T_b = KV/25k_B, \quad (1)$$

где K — константа магнитной анизотропии материала частиц, $k_B = 1,38 * 10^{-16}$ (эрг/К) — постоянная Больцмана, V — объем частицы. При охлаждении в магнитном поле моменты частиц ориентируются по полю, и при блокировке образец оказывается намагниченным до насыщения (M_s).

Для ансамбля однородных частиц при охлаждении в режиме FC намагниченность образца при измерении в магнитном поле H , малым по сравнению с полем анизотропии ($H = 0.01 * H_k$), описывается следующим образом:

$$M_{FC} = \begin{cases} M_s, & \text{при } T < T_b \\ M_s L(\frac{H}{T}), & \text{при } T > T_b, \end{cases} \quad (2)$$

а при охлаждении в режиме ZFC —

$$M_{ZFC} = \begin{cases} 0, & \text{при } T < T_b \\ M_s L(\frac{H}{T}), & \text{при } T > T_b, \end{cases} \quad (3)$$

где L — функция Ланжевена, описываемая выражением

$$L\left(\frac{H}{T}\right) = \coth\left(\frac{HVM_s}{k_B T}\right) - \frac{k_B T}{HVM_s}. \quad (4)$$

В реальных системах всегда имеет место некоторое распределение частиц по размерам и вытекающее из этого распределение температур блокировки. По мере того как температура возрастает, намагниченность системы увеличивается из-за того, что частицы все большего размера переходят из заблокированного в разблокированное состояние. Таким образом, разброс частиц по размерам объясняет, почему намагниченность системы при измерении в магнитном поле возрастает плавно с увеличением температуры, и на кривой ZFC наблюдается более-менее широкий максимум. После достижения T_b намагниченность начинает релаксировать и уменьшается с увеличением температуры. По сути дела максимум, наблюдаемый на кривой ZFC, является суммой узких максимумов для частиц различных размеров. Наибольший вклад вносят частицы, составляющие большую объемную долю.

На рис. 4 видно существенное различие параметров кривых M_{ZFC} и M_{FC} для разных образцов. Наиболее узкий максимум на кривой M_{ZFC} наблюдается для образца 1. Такое поведение хорошо согласуется с полевыми зависимостями намагниченности, измеренными при различных температурах (рис. 4 справа). Видно, что при высоких температурах (превышающих 80 К) полностью отсутствует гистерезис, и кривые намагничивания при этих температурах описываются функцией Ланжевена. Размер частиц в этом образце приблизительно 5–7 нм, они собраны в конгломераты размерами около 30 нм. С помощью формулы (1) и измеренной температуры блокировки можно определить, с каким из этих двух образцов связано температурное поведение намагниченности.

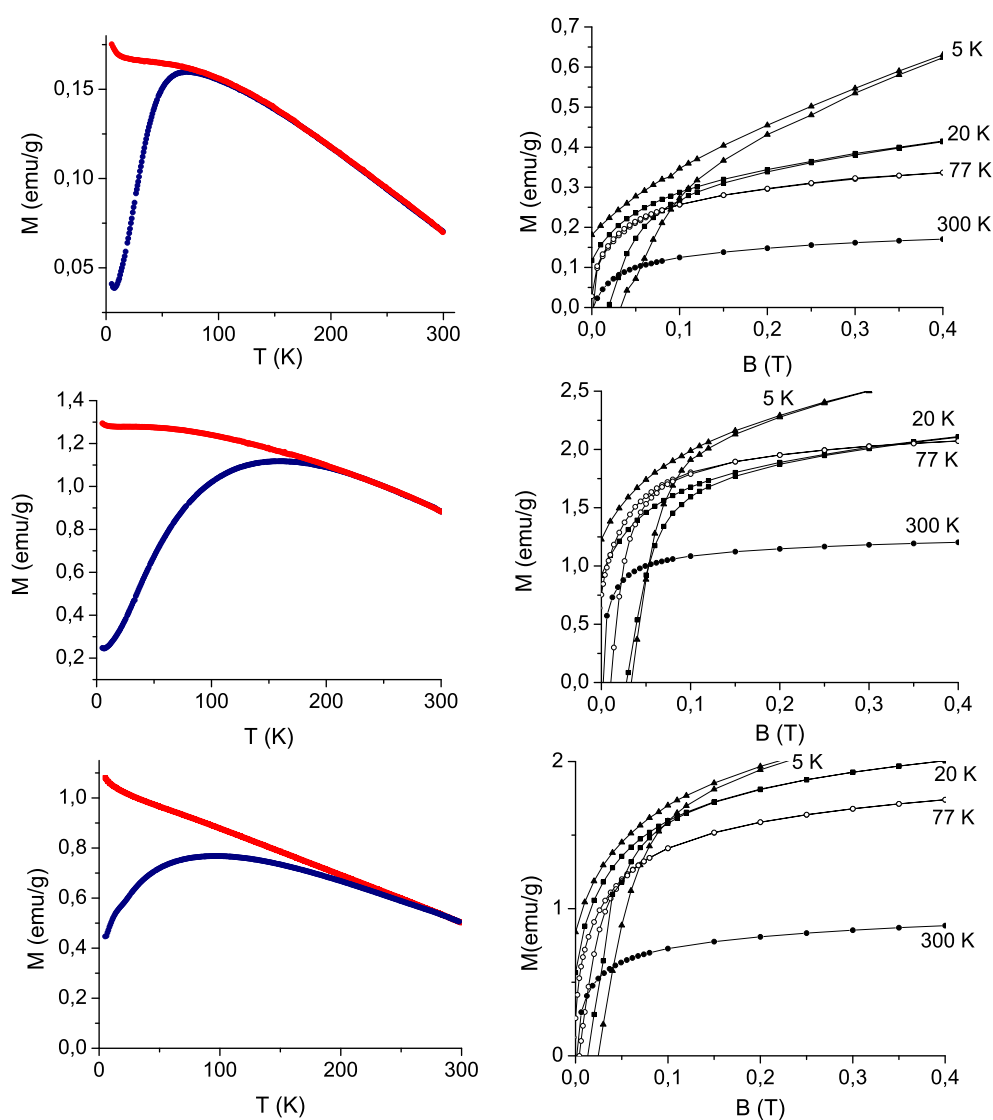


Рис. 4. Слева — температурные зависимости намагниченности образцов 1, 2, 3 (сверху вниз) при охлаждении в режимах FC и ZFC, красные и синие кривые, соответственно. Справа — полевые зависимости намагниченности образцов 1, 2, 3 (сверху вниз) при различных температурах

Максимум кривой M_{ZFC} соответствует температуре 71 К. Приняв это значение за среднюю температуру блокировки системы, рассчитаем константу анизотропии материала частиц. Если основную роль играют конгломераты частиц (30 нм), то величина константы анизотропии получается равной $K = 0,91 \cdot 10^4$ эрг/см³, если же поведение системы обусловлено малыми частицами (7 нм), то $K = 7,14 \cdot 10^5$ эрг/см³. В первом случае оцененная величина K в 20 раз меньше константы магнитной анизотропии массивного феррита марганца $MnFe_2O_4$ ($K = 1,87 \cdot 10^5$ эрг/см³ при $T=77$ К [11]). Во втором случае оцененная величина K почти в 4 раза больше по сравнению с K массивного феррита. Подобное возрастание анизотропии наблюдалось ранее в ансамблях наночастиц [12] и объяснялось возрастающим

влиянием поверхности при уменьшении размеров частиц. Таким образом, для этого образца полевое и температурное поведение намагниченности всего ансамбля определяется, в основном, малыми суперпарамагнитными частицами, а не их конгломератами.

Для двух других образцов максимумы на кривых M_{ZFC} и точки необратимости (расхождения кривых M_{ZFC} и M_{FC}) наблюдаются при более высоких температурах: $T_b=80$ К для образца 3 и 158 К для образца 2. Все частицы во втором образце имеют приблизительно одинаковый размер и представляют собой практически идеальные монокристаллы [9] с линейными размерами 30 нм. Величина $K(3.5 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^3)$, оцененная по размеру частиц и температуре максимума довольно близка к K массивного феррита при этой температуре, что говорит в пользу суперпарамагнитного состояния частиц при T выше 158 К. В образце 3 (рис. 3 справа) сосуществуют как очень крупные, так и мелкие частицы. Первые, по-видимому, заблокированы уже при комнатной температуре и приводят к возникновению гистерезиса при температурах, превышающих T_b (рис. 5, кривая 2), а вторые, несколько более крупные, по сравнению с частицами в образце 1, обуславливают суперпарамагнитное поведение с максимумом на кривой M_{ZFC} , сдвинутым к более высоким температурам.

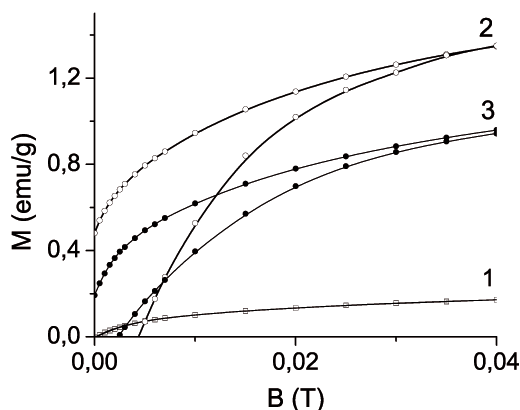


Рис. 5. Полевые зависимости образцов при $T=150$ К. Номера кривых соответствуют номерам образцов

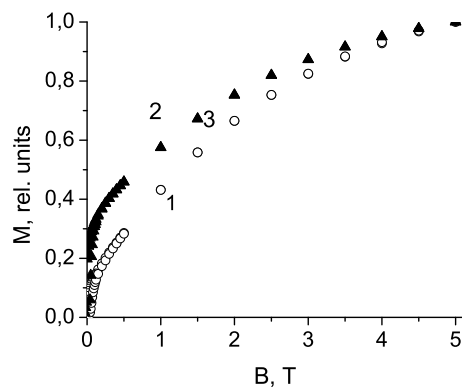


Рис. 6. Приведенные значения намагниченности образцов 1–3

В качестве механизма, ответственного за сильный рост намагниченности в высоких полях может быть рассмотрен так называемый поверхностный эффект. Магнитное состояние вблизи поверхности частиц отличается от состояния ядра частицы из-за различия в координации атомов, градиента состава (в поверхностные слои частицы могут входить элементы из матрицы) и различного характера дефектов. В то время как в ядре частицы существует магнитный порядок, аналогичный, магнитному порядку в соответствующем магнитном материале, вблизи поверхности может возникнуть беспорядок, при этом состояние поверхностной области может меняться от полного беспорядка до состояния спинового стекла в зависимости от температуры. Конкуренция между магнитным порядком в поверхности и ядре частицы определяет ее основное состояние, которое может изменяться от простой однодоменной частицы до полного магнитного упорядочения массивного материала. Это может привести к затягиванию петли гистерезиса до высоких полей, большим полям насыщения, и т.д. Проблемы, связанные с взаимодействием ядра и поверхности частиц, рассматривались во многих работах (например, обзор [1] и ссылки в нем, [12]) и было показано, что роль поверхностных эффектов возрастает с уменьшением размера частиц. На рис.6 показаны приведенные кривые намагничивания в высоких полях для всех трех образцов, откуда видно, что наибольшая крутизна кривой $M(B)$ наблюдается для образца 1, содержащего самые маленькие частицы.

Выводы

Исследовано температурное и полевое поведение намагниченности образцов боратных стекол, допированных железом и марганцем в различных концентрациях, как исходных, так и подвергнутых термообработке при различных температурах. Показано, что в исходных образцах в малых магнитных полях наблюдается парамагнитное поведение системы. Предполагается формирование кластеров парамагнитных ионов, связанных косвенным антиферромагнитным взаимодействием через ионы кислорода. Термообработка приводит к формированию наночастиц различной формы и размеров в зависимости от температуры обработки и концентрации Fe и Mn. Термообработка образца 2 при 560 °С в течение 2 часов, приводит к формированию монокристаллов феррита марганца, практически одинаковых размеров, однородно распределенных в матрице стекла. В стекле такого же состава, но подвергнутом обработке при 520 °С (образец 1), также наблюдаются наночастицы, но не имеющие правильной формы с размерами, приблизительно на порядок меньшими по сравнению с первым случаем, объединенные в конгломераты, содержащие около десяти частиц. Увеличение концентрации Fe и Mn вызывает появление неоднородной картины, наряду с малыми неправильной формы частицами формируются очень крупные правильно ограниченные частицы (образец 3).

Общими особенностями магнитного поведения является различие температурных зависимостей намагниченности образцов охлажденных в режимах FC и ZFC (кривые M_{FC} и M_{ZFC}). Во втором случае наблюдается максимум при измерении намагниченности в процессе нагревания образца. Различие M_{FC} и M_{ZFC} кривых может свидетельствовать о суперпарамагнитном характере ансамбля наночастиц в рассматриваемых образцах, и положение максимума соответствует температуре блокировки T_b суперпарамагнитных частиц. Положение и ширина максимума на кривой M_{ZFC} различны для всех образцов. Узкий максимум и наименьшее значение T_b наблюдаются для образца, содержащего наиболее мелкие частицы. В целом температурные и полевые зависимости намагниченности образцов 1 и 3 соответствуют морфологии наночастиц. Более сложная ситуация наблюдается для образца 2. Наибольшая ширина максимума и величина T_b для этого образца противоречат наблюдаемой электронно-микроскопической картине наночастиц практически одинакового размера, однородно распределенных в матрице. Предполагается, что это противоречие может быть снято в предположении, что вблизи температуры блокировки наночастицы перестают быть однодоменными, что отражается на температурном поведении намагниченности.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант №11-02-00972 и Федеральной целевой программой, НК-209П/ГК №П1227.

Список литературы

- [1] С.П.Губин, Ю.А.Кокшаров, Г.Б.Хомутов, Г.Ю.Юрков, Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства, *Успехи химии*, **74**(2005), 539–5740.
- [2] A.Hoell, A.Wiedenmann, U.Lembke, R.Kranold, The non-magnetic surface of magnetic particles in nanostructured glass ceramics studied by SANS, *Physica B*, **276**(2000), 886–887.
- [3] N.Rezlescu, L.Rezlescu, Irreversible structural changes by heat treatments within the amorphous matrix $Fe_2O_3 - Li_2O - B_2O_3$, *Mater. Sci. Eng.*, **375-377**(2004), 1273–1275.
- [4] D.D.Zaytsev, P.E.Kazin, A.V.Garshev, Y.D.Tret'yakov, M.Jansen, Synthesis and magnetic properties of $SrO - Fe_2O_3 - B_2O_3$ glass-ceramics, *Inorg. Mater.*, **40**(2004), 881–885.
- [5] H.Akamatsu, K.Tanaka, K.Fujita, S.Murai, Magnetic phase transitions in $Fe_2O_3 - Bi_2O_3 - B_2O_3$ glasses, *J. Phys. Condens. Matter*, **20**(2008), 235216.

- [6] R.P.Maiti, S.Basu, S.Bhattacharya, D.Chakravorty, Multiferroic behavior in silicate glass nanocomposite having a core-shell microstructure, *J. Non Cryst. Sol.* **355** (2009), 2254–2259.
- [7] K.Sharma, S.Singh, C.L.Prajapat, S.Bhattacharya, M.R.Singh, S.M.Yusuf, G.P.Kothiyal, Preparation and study of magnetic properties of silico phosphate glass and glass-ceramics having iron and zinc oxide, *J. Magn. Magn. Mater.*, **321**(2009), 3821–3828.
- [8] И.С.Эдельман, Р.Д.Иванцов, С.А.Степанов, И.Г.Васильева, А.Д.Васильев, О.А.Баюков, Т.В.Зарубина, Э.Е.Корнилова, А.Д.Балаев, О.С.Иванова, В.Г.Мягков, А.Э.Сokolov, Магнитные и магнитооптические свойства наноразмерных частиц феррита марганца в матрице боратного стекла: прямое наблюдение частиц, корреляция между размерами частиц и свойствами стекла, *Вестник КГУ: Физико-математические науки*, **1**(2004), 62–69.
- [9] J.Kliava, I.Edelman, O.Ivanova, R.Ivantsov, O.Bayukov, E.Petrakovskaja, V.Zaikovskiy, I.Bruckental, Y.Yeshurun, S.Stepanov, Formation and evolution of magnetic nanoparticles in borate glass simultaneously doped with Fe and Mn oxides, *J. Appl. Phys.*, **104**(2008), 103917(1–11).
- [10] J.Kliava, I.Edelman, O.Ivanova, R.Ivantsov, E.Petrakovskaja, L.Hennet, D.Thiaudiere, M-L.Saboungi, Electron magnetic resonance and magneto-optical studies of nanoparticle-containing borate glasses, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **323**(2011), 451–460.
- [11] К.П.Белов, Ферриты в сильных магнитных полях, М., Наука, 1972.
- [12] X.Battle, A.Labarta, Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **35**(2002), R15–R42.
- [13] С.В.Вонсовский, Магнетизм, М., Наука, 1971.
- [14] Я.Смит, Х.Вейн, Ферриты, М., Иностранная литература, 1962.

Magnetic Properties and Morphology of the Manganese Ferrite Nanoparticles in Glass

Oxana S. Ivanova
Dmitry A. Velikanov
Ol'ga N. Didenko
Vladimir I. Zaikovskiy

The paper is dedicated to the comparative investigation of the magnetic properties and structure of oxide glasses doped with Fe and Mn. Manganese ferrite nanoparticles arise in the glasses as a result of an additional thermal treatment. The particles morphology is investigated with the high resolution electron microscopy. The glasses magnetization is investigated in the temperature interval 1,8–300 K in magnetic field up to 5 T. The glasses magnetic properties are shown to be governed by the nanoparticles morphology.

Keywords: magnetic properties, manganese ferrite nanoparticles, magnetization temperature dependence.