

Исследования магнитного состояния поверхности гексагональных ферритов Sr–M в области фазового перехода при температуре Кюри

© А.С. Камзин, В.Л. Розенбаум

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступила в Редакцию 21 июля 1998 г.
В окончательной редакции 20 августа 1998 г.)

Проведены исследования температурных зависимостей параметров сверхтонких взаимодействий (СТВ) в поверхностном слое толщиной ~ 200 nm и в объеме макроскопических кристаллов гексагональных ферритов типа Sr–M ($\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ и $\text{SrFe}_{10,2}\text{Al}_{1,8}\text{O}_{19}$). Для измерений был использован метод одновременной гамма-, рентгеновской и электронной мессбауэровской спектроскопии, позволяющий проводить прямое сравнение параметров СТВ для поверхности и объема образца. Из экспериментально полученных температурных зависимостей эффективных магнитных полей установлено, что поля на ядрах ионов железа, расположенных в поверхностном слое толщиной ~ 200 nm, понижаются с повышением температуры быстрее, чем эффективные поля на ядрах ионов железа, находящихся в объеме образца. Обнаружено, что переход в парамагнитное состояние поверхностного слоя толщиной ~ 200 nm происходит при температуре на 3° ниже температуры Кюри для объема кристалла. Таким образом, впервые экспериментально показано, что переход в парамагнитное состояние поверхностного слоя макроскопических ферромагнетиков происходит при температуре ниже точки Кюри (T_c) для объема кристалла. Установлено, что температура перехода $T_c(L)$ тонкого слоя, локализованного на глубине L от поверхности кристалла, повышается по мере удаления от поверхности и достигает значения T_c на нижней от поверхности границе поверхностного слоя, названного "критическим". Вблизи T_c наблюдается неоднородное состояние, когда в объеме кристалл магнитоупорядочен, а его поверхность разупорядочена. На основании экспериментальных данных предложена фазовая диаграмма состояний поверхности и объема макроскопических магнетиков в области точки Кюри (или Нееля).

Важность понимания свойств поверхности и необходимость изучения влияния такого "дефекта", как поверхность на магнитные свойства поверхностного и приповерхностного слоев кристалла, привлекают все возрастающее внимание исследований, начиная с 70-х годов. В настоящее время исследования свойств поверхности с прикладной точки зрения также становятся актуальными потому, что поверхность оказывает существенное влияние на формирование свойств наноразмерных порошков и пленок; понимание природы таких материалов позволит, например, определить пути влияния на их свойства в процессе синтеза.

Особый интерес представляют процессы на поверхности, сопровождающие такие фундаментальные явления в объеме кристалла, как фазовые переходы. В первых теоретических описаниях свойств поверхности полубесконечных кристаллов было введено понятие поверхностной магнитной энергии [1] и показано, что при отрицательных значениях этой энергии поверхность кристалла может иметь намагниченность при температурах выше точки Кюри для объема образца. При этом намагниченность поверхности экспоненциально уменьшается в глубину образца. Теоретические исследования поверхности антиферромагнитных кристаллов [2] также предсказали возможность существования поверхностного магнетизма при температурах выше точки Нееля. В последовавших после [1, 2] работах свойства поверхности описывались с привлечением практически всех методов, развитых при изучении свойств объемных кристаллов [3–5]. В результате теоретических исследований была построена

фазовая диаграмма состояний поверхности и объема полуограниченного магнетика вблизи точки Кюри (см., например, [5]). На рис. 1 приведена диаграмма состояний магнетика в зависимости от феноменологического параметра порядка q , впервые использованного в [1] для описания специфики поведения системы на поверхности, и определяющего величину поверхностной энергии. Обозначения линий фазовых переходов (1 — поверхностный, 2 — ординарный, 3 — экстраординарный) были впервые введены в [6]. При ординарном переходе, как следует из теоретических рассуждений, переход в объеме кристалла и на его поверхности происходит одновременно. При другом знаке параметра q поверхность предрасположена к магнитному упорядочению и до появления намагниченности в объеме на поверхности кристалла возникает магнитное упорядочение.

К настоящему времени экспериментальные исследования свойств поверхности выполнены либо с использованием тонких порошков (в которых существенно увеличивается соотношение числа ионов, расположенных на поверхности к количеству ионов, занимающих положения в объеме кристаллитов), либо на примере сверхтонких пленок. Исследования таких объектов подтвердили выводы теоретических работ о существовании намагниченности на поверхности магнетиков при температурах выше точки фазового перехода для объема образца. Так, экспериментально была обнаружена намагниченность на поверхности Cr, Co, Ni, Tb и Gd при температурах выше точки магнитного упорядочения объема этих веществ (см. [3–5, 7] и ссылки там). Однако данных эксперимен-

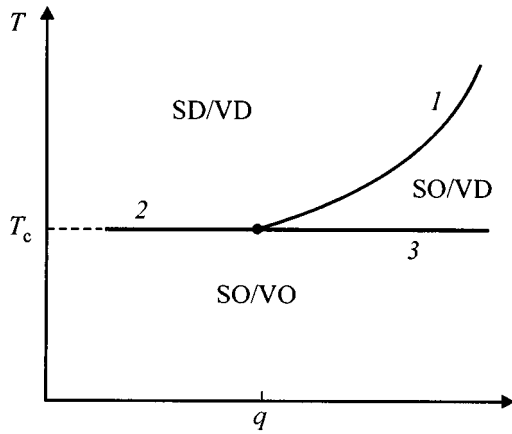


Рис. 1. Фазовая диаграмма состояний поверхности и объема ферромагнетика в области температуры Кюри, полученная теоретически [5]. 1 — линия поверхностного фазового перехода, 2 — ординарного, 3 — экстраординарного, VO — объемом кристалла магнитоупорядочен, SO — поверхность кристалла магнитоупорядочена, VD — объем магнитоупорядочен, SD — поверхность магнитоупорядочена.

тальных исследований свойств поверхности макрокристаллов в области точки Кюри (Нееля), по сравнению с результатами теоретических работ, существенно меньше. Это связано было с отсутствием экспериментальных методов, позволяющих исследовать и сравнивать свойства тонкого поверхностного слоя и объема массивного кристалла. Для понимания поверхностных явлений, для установления связей эффектов на поверхности и в объеме кристалла необходимы методы, позволяющие исследовать поверхность макрокристаллов и профилей изменения свойств поверхностного слоя в прямом сравнении со свойствами объема образца.

Уникальным методом, удовлетворяющим перечисленные условия, является метод одновременной гамма-, рентгеновской и электронной мессбауэровской спектроскопии (ОГРЭМС), предложенный в [8] и разработанный в [9]. С помощью метода ОГРЭМС было экспериментально установлено [10–12], что в макрокристаллах антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом температура перехода поверхности в парамагнитное состояние ниже точки Нееля. Понижение температуры перехода порядок–беспорядок происходит плавно, в пределах поверхностного слоя “критической” толщины [10–12].

Таким образом, экспериментальные свидетельства существования поверхностного магнетизма при температурах выше точки Кюри согласуются с выводами теоретических исследований [1–5]. Однако экспериментальные наблюдения при температурах ниже точки Нееля на поверхности макроскопических антиферромагнитных кристаллов тонкого слоя, находящегося в парамагнитном состоянии [10–12], не согласуются с теоретическими описаниями поверхностного магнетизма [1–5]. Так, из фазовой диаграммы, приведенной на рис. 1, следует, что поверхность магнетика при температурах ниже точки

Кюри может находиться только в упорядоченном состоянии. Возможно, причина расхождения выводов теоретических работ и наших экспериментальных исследований заключается в том, что теоретически рассматривались ферромагнетики, тогда как эксперименты были проведены на антиферромагнетиках, обладающих слабым ферромагнетизмом.

В данной работе проведены экспериментальные исследования поведения в зависимости от температуры магнитной системы тонкого поверхностного слоя и объема макроскопических ферромагнитных кристаллов, а также магнитного состояния поверхности в области фазового перехода в точке Кюри.

Для исследования были выбраны монокристаллы гексагональных ферритов $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ (типа Sr-M), а также ферриты этой же структуры с замещением части ионов железа диамагнитными ионами Al ($\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$). Ферриты типа Sr-M имеют гексагональную кристаллическую структуру магнетоплюмбита [13]. При температурах ниже точки Кюри $T_c = 730$ К магнитная структура кристалла $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ представляет собой коллинеарный ферромагнетик с большим значением поля анизотропии, осью легкого намагничивания которого является гексагональная или кристаллографическая ось *c* (см., например, [14] и ссылки там).

Для измерений использовались пластинки толщиной от 70 до 100 μm , вырезанные из монокристаллов, синтезированных из раствора в расплаве. Кристаллографическая ось *c* была направлена перпендикулярно плоскости пластинок. Для исследований поверхности кристаллы подвергались химической полировке в ортофосфорной кислоте при температуре $\sim 90^\circ\text{C}$ в течение одной минуты. Предыдущие эксперименты [15, 16] показали, что применение такого способа обработки кристаллов обеспечивает качественную подготовку поверхности к исследованиям и не вносит каких-либо искажений в структуру поверхности.

Магнитное состояние поверхности и объема кристаллов исследовалось методом ОГРЭМС, впервые предложенным в [8, 9]. Метод ОГРЭМС основан на том, что одновременно регистрируются мессбауэровские спектры на излучениях, имеющих различные длины пробега в веществе, а именно: гамма-квантах, рентгеновском характеристическом излучении и вторичных (конверсионных и Оже) электронах, несущих информацию о свойствах объема поверхностных слоев толщиной несколько μm и массивного кристалла толщиной 300 нм соответственно. Энергия электрона, покинувшего образец, тем меньше, чем глубже находится атом, в котором этот электрон образовался, поэтому в методе ОГРЭМС для изучения свойств поверхностных слоев толщиной менее 300 нм проводится селекция ВЭ по энергиям [17]. Предложенный метод был реализован в виде мессбауэровской системы [18]. Закон движения источника гамма-квантов имел треугольную форму. Линейность движения корректировалась как обычной схемой отрицательной обратной связи, так и компьютерной коррекцией [18].

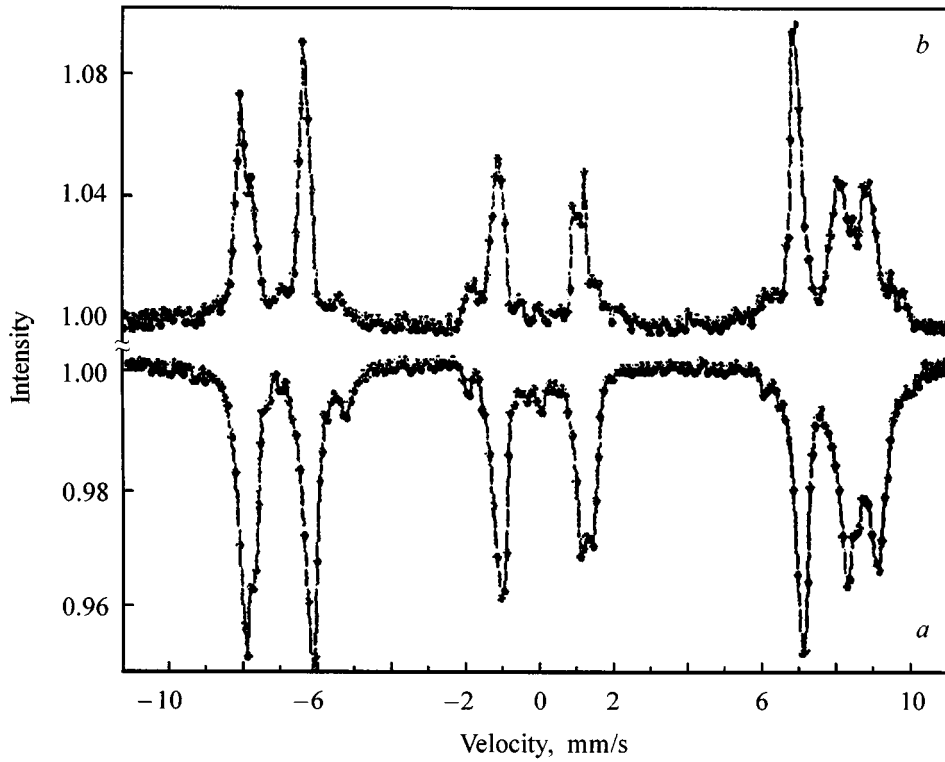


Рис. 2. Мессбауэровские спектры $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, полученные при $T = 300$ К с регистрацией гамма-квантов (*a*), а также конверсионных и Оже-электронов *b*.

Таблица 1. Эффективные магнитные поля H_{eff} , изомерные сдвиги δ и квадрупольные расщепления ΔE для $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ при комнатной температуре (изомерный сдвиг δ определен относительно $\alpha\text{-Fe}$)

Подрешетки	H_{eff} , kOe		δ , mm/s		ΔE , mm/s	
	$[\gamma]$	$[e]$	$[\gamma]$	$[e]$	$[\gamma]$	$[e]$
12 <i>k</i>	413 ± 1	415 ± 1	0.36 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.40 ± 0.02	0.40 ± 0.02
4 <i>f</i> ₁	498 ± 1	497 ± 3	0.32 ± 0.01	0.31 ± 0.02	0.18 ± 0.02	0.20 ± 0.04
4 <i>f</i> ₂	519 ± 2	529 ± 3	0.44 ± 0.01	0.42 ± 0.03	0.44 ± 0.02	0.43 ± 0.06
2 <i>a</i>	510 ± 2	516 ± 7	0.31 ± 0.01	0.30 ± 0.06	0.18 ± 0.02	0.18 ± 0.12
2 <i>b</i>	405 ± 4	400 ± 20	0.37 ± 0.02	0.34 ± 0.07	2.37 ± 0.04	2.25 ± 0.14

Таблица 2. Эффективные магнитные поля H_{eff} , изомерные сдвиги δ и квадрупольные расщепления ΔE для $\text{SrAl}_{1.8}\text{Fe}_{10.2}\text{O}_{19}$ при комнатной температуре (изомерный сдвиг δ определен относительно $\alpha\text{-Fe}$)

Подрешетки	H_{eff} , kOe		δ , mm/s		ΔE , mm/s	
	$[\gamma]$	$[e]$	$[\gamma]$	$[e]$	$[\gamma]$	$[e]$
12 <i>k</i>	415 ± 1	415 ± 1	0.36 ± 0.01	0.36 ± 0.01	0.42 ± 0.02	0.40 ± 0.02
4 <i>f</i> ₁	482 ± 2	482 ± 2	0.29 ± 0.02	0.26 ± 0.04	0.18 ± 0.04	0.10 ± 0.08
4 <i>f</i> ₂	518 ± 2	513 ± 2	0.44 ± 0.02	0.38 ± 0.02	0.40 ± 0.04	0.20 ± 0.04
2 <i>a</i>	510 ± 2	—	0.31 ± 0.02	—	0.10 ± 0.04	—
2 <i>b</i>	405 ± 4	—	0.29 ± 0.02	—	2.22 ± 0.04	—

Методом ОГРЭМС были получены экспериментальные спектры в области температур от 300 до 750 К. Точность поддержания температуры была в пределах $\pm 0.1^\circ$. На рис. 2 приведен пример спектра $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, полученного при комнатной температуре с регистрацией гамма-квантов и вторичных электронов в случае ориентации волнового вектора гамма-квантов параллельно кристаллографической оси c . Мессбауэровские спектры, снятые с регистрацией рентгеновского излучения, несут информацию из слоя толщиной несколько μm , аналогичны гамма-резонансным спектрам, для упрощения восприятия рисунков они не приводятся.

Ионы железа в гексагональных ферритах типа М занимают пять неэквивалентных положений, поэтому мессбауэровский спектр этого соединения в области температур ниже точки Кюри состоит из пяти зеемановских секстиплетов. Такое большое количество спектральных линий значительно ухудшает их разрешение и, следовательно, точность определения параметров сверхтонких взаимодействий. Для повышения разрешения спектральных линий был выбран такой срез кристалла, чтобы волновой вектор гамма-излучения мессбауэровского источника был ориентирован параллельно направлению магнитных моментов в кристалле. В этом случае количество линий на экспериментальном спектре уменьшается, поскольку вторые и пятые линии зеемановских секстиплетов отсутствуют в силу продольного эффекта Зеемана. Из рис. 2 видно, что спектральные линии хорошо разрешаются. Это позволило с высокой точностью определить параметры сверхтонких взаимодействий.

Из экспериментальных спектров с помощью ЭВМ были рассчитаны параметры сверхтонких взаимодействий, интенсивности и ширины линий зеемановских секстиплетов. Повышению точности математической обработки спектров способствовали (кроме отмеченного выше отсутствия на спектрах вторых и пятых линий зеемановских секстиплетов) следующие обстоятельства: разное количество магнитных связей ионов железа, занимающих неэквивалентные положения, приводит к тому, что эффективные магнитные поля на ядрах ионов железа отличаются друг от друга, а благодаря квадрупольным расщеплениям линии секстиплетов существенно сдвигаются друг от друга.

Параметры сверхтонких взаимодействий, рассчитанные из экспериментальных мессбауэровских спектров $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ и $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$, снятых при комнатной температуре, приведены в табл. 1 и 2 соответственно. Величины, приведенные в табл. 1 и 2, хорошо совпадают с данными, опубликованными в [19–22].

Температурные зависимости эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа, занимающих 12*k*- и 4*f*-положения в $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ и $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$, приведены на рис. 3, *a* и *b* соответственно. Для упрощения восприятия на рис. 3 не показаны зависимости величин полей на ядрах ионов железа, занимающих неэквивалентные 2*a*- и 2*b*-подрешетки.

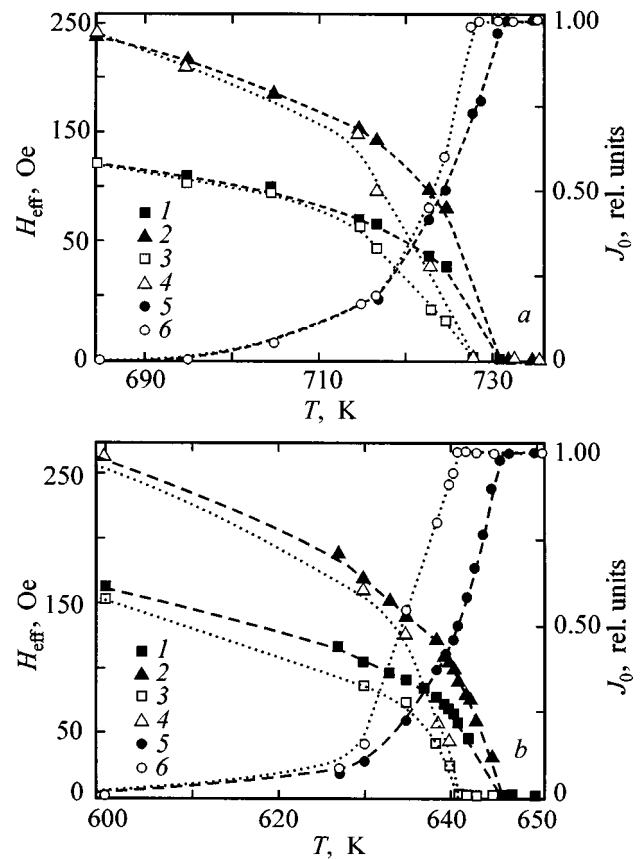


Рис. 3. Температурные зависимости эффективных магнитных полей в $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ (*a*) и $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$ (*b*) на ядрах ионов железа, занимающих неэквивалентные 12*k*- и 4*f*-положения в объеме кристалла (1, 2) и в поверхностном слое толщиной 200 нм (3, 4), а также интенсивность парамагнитной линии ионов железа, расположенных в объеме (5) и в поверхностном слое (6).

Температура перехода в парамагнитное состояние определялась всеми способами, используемыми в мессбауэровской спектроскопии, а именно: 1) из экспериментальных спектров, снятых в области фазового перехода, определяли спектр, на котором отсутствует зеемановское расщепление и наблюдаются только квадрупольные линии парамагнитной фазы. Значения температуры, при которой исчезают зеемановские линии, принимали за точку Кюри; 2) по методу температурного сканирования, когда точка перехода определяется из температурной зависимости количества квантов, зарегистрированных детектором при движении источника гамма-излучения с постоянной скоростью (или неподвижном). В случае применения последнего метода, как это видно из рис. 3, при приближении к точке перехода со стороны низких температур количество квантов, зарегистрированных детектором, увеличивается. В точке перехода кривая достигает насыщения, и при дальнейшем повышении температуры количество регистрируемых квантов не изменяется. Величины

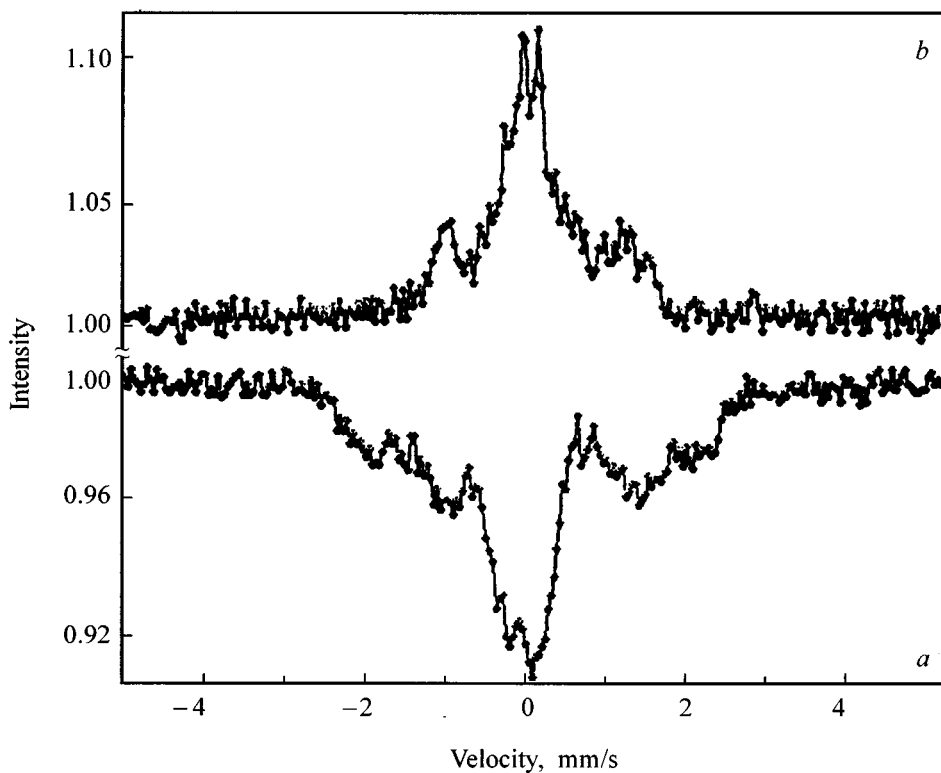


Рис. 4. Мессбауэровские спектры $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$, полученные при $T = 723$ К с регистрацией гамма-квантов (а) из объема кристалла, а также конверсионных и Оже-электронов (b) из поверхностного слоя толщиной ~ 200 нм.

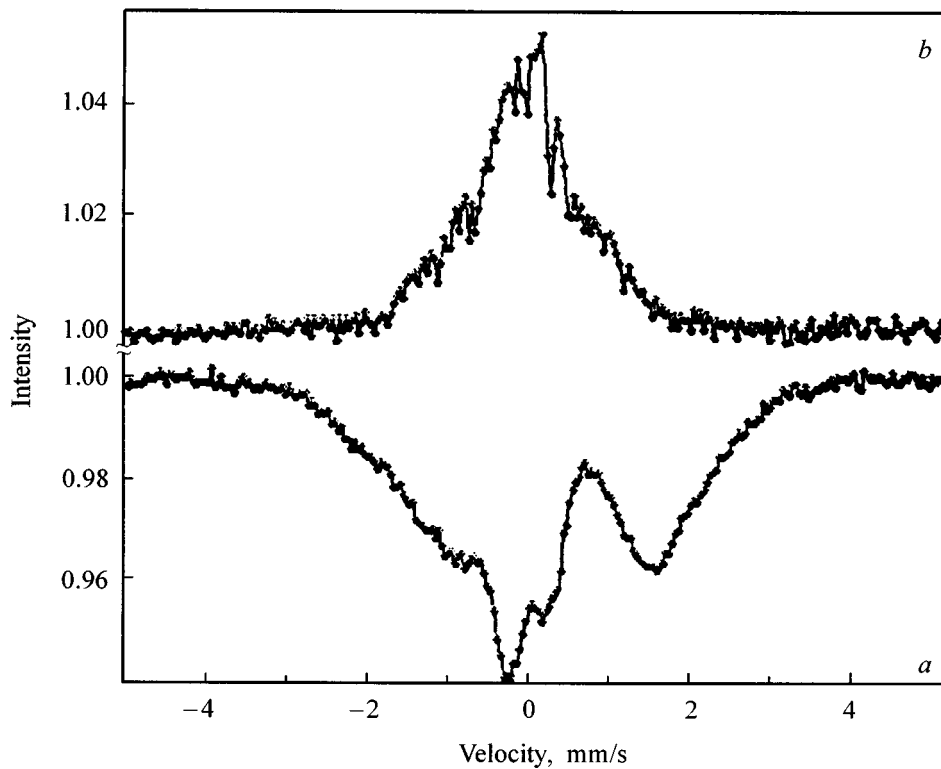


Рис. 5. Мессбауэровские спектры $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$ при $T = 639$ К, снятые с регистрацией гамма-квантов (а) из объема кристалла, а также конверсионных и Оже-электронов (b) из поверхностного слоя толщиной ~ 200 нм.

температур перехода в парамагнитное состояние, определенные вышеописанными способами, совпадали.

Как видно из рис. 3, эффективные поля на ядрах ионов железа, находящихся в поверхностном слое толщиной ~ 200 nm исследуемых кристаллов, уменьшаются с повышением температуры быстрее, чем поля на ядрах ионов железа, находящихся в объеме этого кристалла. В $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ (рис. 3, *a*) эффективные магнитные поля, полученные из спектров гамма-квантов, т.е. поля на ядрах ионов железа, находящихся в объеме кристалла, исчезают при температуре Кюри, равной 731 К. Следует отметить, что зависимости полей от температуры, полученные из гамма-резонансных спектров, хорошо согласуются с данными, приведенными другими авторами (см., например, [23]). Величины эффективных магнитных полей, рассчитанных из спектров конверсионных и Оже-электронов, т.е. поля на ядрах ионов железа, расположенных в поверхностном слое толщиной ~ 200 nm, становятся равными нулю при температуре 728 К, что на три градуса ниже точки Кюри.

В случае $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$, как это видно из рис. 3, *b*, эффективные магнитные поля на ядрах ионов железа, находящихся в объеме кристалла, исчезают при температуре Кюри, равной 646 К. Следовательно, замещение ионов железа в соединении на $\Delta x = 1.8$ приводит к понижению температуры Кюри на $\sim 100^\circ$. Это хорошо согласуется с данными работ [23,24], в которых приведены величины температур Кюри в зависимости от количества Al в соединении. Величины эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа, расположенных в поверхностном слое толщиной ~ 200 nm, становятся равными нулю при температуре 641 К. Следовательно, в $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$ поверхностный слой толщиной ~ 200 nm переходит в парамагнитное состояние при температуре на 5° ниже, чем объем кристалла.

Прямым подтверждением результата, что переход в парамагнитное состояние поверхностного слоя происходит при температуре ниже точки Кюри для объема кристалла, являются экспериментальные мессбауэровские спектры, полученные на $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ при температуре 723 К и на $\text{SrFe}_{10.2}\text{Al}_{1.8}\text{O}_{19}$ при $T = 639$ К, приведенные на рис. 4 и 5 соответственно. Следует отметить, что спектры, снятые с детектированием гамма-квантов (рис. 4, *a* и 5, *a*), аналогичны гамма-резонансным спектрам, полученным в области точки Кюри другими авторами (см. [14] и ссылки там). Сравнение спектров, полученных в области точки Кюри, показывает, что зеемановские линии на гамма-резонансных спектрах (рис. 4, *a* и 5, *a*) имеют существенно большее расщепление, чем зеемановские линии на спектрах, снятых с регистрацией конверсионных и Оже-электронов (рис. 4, *b* и 5, *b*). Следовательно, величины эффективных магнитных полей на ядрах ионов железа, занимающих положения в объеме образца, больше величин эффективных полей на ядрах ионов железа, расположенных в поверхностном слое.

Анализ экспериментальных спектров показал, что процесс перехода в парамагнитное состояние объемного

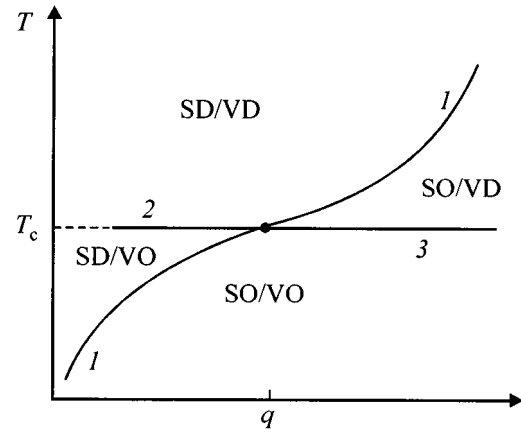


Рис. 6. Фазовая диаграмма состояний поверхности и объема магнетиков в области температуры Кюри, предлагаемая авторами на основании экспериментальных данных. 1 — линия поверхностного перехода, 2 — ординарного, 3 — экстраординарного, VO — объем кристалла магнитоупорядочен, SO — поверхность кристалла магнитоупорядочена, VD — объем магнитоупорядочен, SD — поверхность магнитоупорядочена.

ферромагнетика происходит следующим образом. При нагревании кристалла парамагнитная фаза возникает на поверхности кристалла, причем происходит это при температурах ниже точки Кюри. Температура перехода тонкого слоя, локализованного на глубине L от поверхности $[T_c(L)]$, увеличивается по мере удаления от поверхности образца, достигая значения T_c для объема кристалла, при $L > \sim 300$ nm. При дальнейшем повышении температуры в парамагнитную фазу переходят, по-видимому, все более и более глубокие слои. В точке Кюри тепловая энергия разрушает магнитное упорядочение во всем оставшемся объеме кристалла.

Как было отмечено выше, в ряде работ (см. [3–5, 7] и ссылки там) были представлены экспериментальные данные, указывающие на то, что на поверхности кристалла может существовать намагниченность при отсутствии магнитного упорядочения в объеме образца. Эти результаты соответствуют случаю положительных значений феноменологического параметра порядка q на фазовой диаграмме (рис. 1), полученной из теоретических исследований.

Результаты экспериментальных исследований антиферромагнетиков со слабым ферромагнетизмом, описанные в [10–12], а также экспериментальные данные, представленные в настоящей работе, указывают на то, что переход поверхности в парамагнитное состояние может происходить и при температурах ниже точки Нееля или Кюри. Эти данные не согласуются с фазовой диаграммой, построенной на основании теоретического анализа. Суммируя данные экспериментальных работ, можно сделать вывод, что фазовая диаграмма состояний поверхности и объема кристалла в области точки Кюри (Нееля) имеет вид, показанный на рис. 6.

Таким образом, впервые представлены прямые экспериментальные данные, указывающие на то, что тонкий поверхностный слой макроскопического ферромагнитного кристалла переходит в парамагнитное состояние при температуре ниже точки Кюри для объема кристалла. В области температур ниже точки Кюри на поверхности образца наблюдается неоднородное состояние: неупорядоченный (в магнитном отношении) поверхностный слой при упорядоченном объеме кристалла. На основании экспериментальных данных предлагается фазовая диаграмма, описывающая состояние поверхности и объема кристалла в области температуры Кюри (или Нееля).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-18279).

Список литературы

- [1] М.И. Каганов, А.М. Омелянчук. *ЖЭТФ* **61**, 4, 1679 (1971).
- [2] D.L. Mills. *Phys. Rev.* **3**, 11, 3887 (1971).
- [3] K. Binder. In: *Phase Transitions and Critical Phenomena*. Acad. Press, N.Y. (1983) V. 3. P. 325.
- [4] М.П. Каганов, А.В. Чубуков. В сб.: *Магнитные свойства кристаллических и аморфных сред*. Наука, Новосибирск (1989). С. 148–165.
- [5] H.W. Diehl. *J. Mod. Phys.* **B11**, 3503 (1997).
- [6] T.C. Lubensky, H. Rubin Morton. *Phys. Rev.* **B12**, 3885 (1975).
- [7] T. Kaneyoshi. *J. Phys.: Condens. Matter.* **3**, 4497 (1991).
- [8] A.S. Kamsin, V.P. Rusakov, L.A. Grigor'ev. *Physics of Transition Metals. Proc. Int. Conf. USSR. Kiev* (1988). Pt 2. P. 271.
- [9] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *Письма в ЖТФ* **16**, 38 (1990).
- [10] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *Письма в ЖЭТФ* **57**, 538 (1993); А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *ЖЭТФ* **105**, 377 (1994).
- [11] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *ФТТ* **36**, 1371 (1994).
- [12] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев, С.А. Камзин. *ФТТ* **37**, 1, 66 (1995).
- [13] G. Amonoff. *Geof. Foren. Stockholm Forhandl.* **47**, 283 (1925).
- [14] Ш.Ш. Башкиров, А.Б. Либерман, В.И. Синявский. *Магнитная микроструктура ферритов*. Изд-во Казан. ун-та (1978). 181 с.
- [15] А.С. Камзин, Л.П. Ольховик, В.Л. Розенбаум. *Письма в ЖЭТФ* **61**, 11, 916 (1995); *J. Magn. Magn. Mater.* **161**, 139 (1996); *ЖЭТФ* **111**, 1426 (1997); *Письма в ЖЭТФ* **67**, 10, 798 (1998); *Письма в ЖЭТФ* **67**, 11, 000 (1998).
- [16] B. Stahl, R. Gellert, A.S. Kamsin, G. Klingelhoefler, E. Kankeleit. *J. Phys. IV (France)* **7**, *Coll C1, Suppl. III*, C1-219 (1997).
- [17] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *Письма в ЖТФ* **19**, 8, 50 (1993).
- [18] А.С. Камзин, Л.А. Григорьев. *Письма в ЖТФ* **19**, 21, 32 (1993); А.С. Камзин, С.М. Иркаев, Ю.Н. Мальцев, Л.А. Григорьев. *ПТЭ* **1** 80 (1993).
- [19] J.M.D. Coey, D.C. Price, A.H. Morrish. *Rev. Sci. Instrum.* **43**, 54 (1972).
- [20] V. Florescu, D. Barb, M. Moranin, D. Tarina. *Rev. Roum. Phys.* **19**, 249 (1974).
- [21] R.H. Fogel, B.J. Evans. *J. Appl. Phys.* **49**, 3, 1570 (1978).
- [22] B.J. Evans, F. Granjean, A.P. Lilot, R.H. Vogel, A. Gerard. *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, 123 (1987).
- [23] G. Albanese, M. Carbuiccio, A. Deriu. *Phys. Stat. Sol. (a)* **23**, 351 (1974).
- [24] D.R. Taft. *J. Appl. Phys.* **35**, 3, 776 (1964).