Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 1, с. 53 – 59

Обменное смещение в системе наночастиц ферригидрита: роль общей интегрированной поверхности для конгломерата (кластера) наночастиц

Д. А. Балаев[+1)], *А. А. Красиков*[+], *С. А. Скоробогатов*[+], *С. В. Столяр*[+*], *Р. Н. Ярославцев*[+*], *Р. С. Исхаков*[+]

[+]*Институт физики им. Л. В. Киренского Федерального исследовательского центра "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук", 660036 Красноярск, Россия*

[*]*Федеральный исследовательский центр "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук", 660036 Красноярск, Россия*

Поступила в редакцию 5 мая 2025 г.
После переработки 3 июня 2025 г.
Принята к публикации 4 июня 2025 г.

Исследованы петли магнитного гистерезиса в условиях охлаждения во внешнем поле и в нулевом внешнем поле двух репрезентативных образцов синтетического наноферригидрита с идентичными размерами наночастиц (средний размер ≈ 2.7 нм) и различной степенью их пространственного разделения. Для исходного образца характерна агрегация наночастиц, и после охлаждения во внешнем поле от температуры, превышающей температуру суперпарамагнитной блокировки, наблюдается смещение петли магнитного гистерезиса по оси абсцисс. Для другого образца частицы пространственно разделены путем покрытия их поверхности слоем арабиногалактана, и для этого образца эффекта смещения петли гистерезиса после охлаждения во внешнем поле не наблюдается. Обнаруженный экспериментальный факт проводит к заключению, что одним из важных факторов, определяющих эффект смещения петли гистерезиса систем наночастиц, служит наличие выраженной подсистемы поверхностных спинов, формирующейся при близком контакте частиц, что можно считать своеобразным поверхностным эффектом. Благодаря обменной связи между подсистемой поверхностных спинов (общей для конгломерата частиц) и нескомпенсированными моментами частиц, при охлаждении во внешнем поле возникает дополнительный источник однонаправленной магнитной анизотропии, который и является причиной наблюдаемого эффекта обменного смещения петли магнитного гистерезиса.

DOI: 10.31857/S0370274X25070082, EDN: GHDUIB

1. Введение. Роль поверхности в формировании свойств систем наночастиц трудно переоценить. Именно малый размер и поверхностные эффекты определяют многие важные для практических применений новые физические свойства наноматериалов, которых нет у их объемных аналогов, содержащих частицы микронных размеров. В то же время актуальна фундаментальная задача, заключающаяся в необходимости понимания того, что лежит в основе появления новых свойств у наноматериалов. Вышесказанное относится практически ко всем физическим свойствам наносистем, включая магнитные свойства магнитных наночастиц. Действительно, наблюдение какого-либо эффекта в магнитных свойствах систем наночастиц требует понимания его физического механизма, что, в свою очередь, приведет к объективному обоснованию дальнейшего практического использования.

Наночастицы антиферромагнитных (АФМ) материалов интересны тем, что у них появляется значимый по величине магнитный момент. Это было предсказано Неелем [1], который обосновал, что в результате дефектов в кристаллической, а значит и в магнитной структуре наноразмерных АФМ частиц, происходит декомпенсация магнитных подрешеток и формируется нескомпенсированный магнитный момент. Многочисленные экспериментальные исследования различных систем АФМ наночастиц подтвердили наличие нескомпенсированного магнитного момента у этих наночастиц [2–8]. Однако ряд вопросов, касающихся магнитного поведения таких систем, остается открытым. Одним из таких вопросов можно считать установление механизма экспериментально наблюдаемого эффекта смещения петли магнитного гистерезиса после охлаждения системы АФМ наночастиц во внешнем магнитном поле.

Указанный эффект был открыт почти 70 лет назад [9] в системе малых частиц кобальта, поверх-

[1)] e-mail: dabalaev@iph.krasn.ru

ность которых была окислена, так что в результате материал представлял собой систему частиц Co(ядро)/CoO(оболочка), что соответствует структуре ферромагнетик/антиферромагнетик. Смещение петли магнитного гистерезиса после охлаждения во внешнем поле от температуры, превышающей температуру Нееля антиферромагнетика, связано с появлением дополнительного источника магнитной анизотропии из-за обменной связи на интерфейсе между антиферромагнетиком и ферромагнетиком. В результате, намагниченность прилегающего к интерфейсу слоя ферромагнетика пиннингуется, и, после охлаждения образца во внешнем поле, для перемагничивания ферромагнетика требуется большее внешнее поле (противоположное по знаку полю, в котором проводилось охлаждение), чем для случая, когда ферромагнетик не связан с антиферромагнетиком. Описанный на качественном уровне механизм [10] носит название "обменное смещение" (*exchange bias*), поскольку результирующая петля магнитного гистерезиса $M(H)$ оказывается смещенной относительно начала координат по оси абсцисс на величину поля обменного смещения. Эффект обменного смещения наблюдается в материалах с различной морфологией и микроструктурой: пленочные магнитные наноструктуры [11], бинарные сплавы, сплавы Гейслера, объемные оксидные материалы с электронным фазовым расслоением, системы магнитных наночастиц (в том числе частицы с выраженной структурой "ядро/оболочка") [12–17]. При этом вместо ферромагнетика можно брать ферримагнитный материал, а также использовать различные комбинации типов магнитной структуры контактирующих магнетиков: ферромагнетик, ферримагнетик, антиферромагнетик, а также магнетик в состоянии спинового стекла [11–13]. В случае наночастиц, эффект обменного смещения может наблюдаться при охлаждении от температуры, превышающей температуру суперпарамагнитной блокировки (СПМ) [2, 15–23].

Объектом исследования данной работы является антиферромагнитно упорядоченный наноферригидрит. Номинальную химическую формулу ферригидрита можно записать как $5Fe_2O_3 \cdot 9H_2O$. Этот минерал существует только в наноразмерном виде, средний размер частиц обычно не превышает 2.5–5 нм. Величина нескомпенсированного магнитного момента μ_P для таких частиц ферригидрита определяется дефектами на поверхности и в объеме частиц, согласно гипотезе Нееля [1], и достигает 150–300 магнетонов Бора [2–5, 8, 24–26]. Для ферригидрита можно различать СПМ и заблокированное состояния магнитных моментов частиц, и на шкале температуры эти состояния разделяются температурой СПМ блокировки (далее T_B). На системах ферригидрита [2, 3, 23, 26–29], как и на других системах АФМ наночастиц [19–22], нередко наблюдалось смещение петли магнитного гистерезиса после охлаждения во внешнем поле от температуры $T > T_B$.

В то же время, как и для большинства систем магнитных частиц экстремально малых размеров, для ферригидрита значительную роль в магнитных свойствах играют поверхностные спины магнитоактивных атомов (Fe^{3+}), которые проявляются как отдельная магнитная подсистема [30–33]. Интуитивно можно предположить, что причиной смещения петли магнитного гистерезиса для таких объектов может быть обменная связь между магнитными подсистемами "ядра" и "оболочки" частицы, т.е. между декомпенсированной АФМ подсистемой, определяющей μ_P, и подсистемой поверхностных спинов. Однако однозначного подтверждения такого механизма пока нет.

С целью выявления механизма смещения петли магнитного гистерезиса в системах ферригидрита в данной работе исследуются два репрезентативных образца, в которых размеры и магнитные моменты частиц идентичны, но в одном образце частицы находятся в близком контакте, а в другом образце – поверхность частиц покрыта слоем арабиногалактана, что обеспечивает пространственное разделение частиц.

2. Эксперимент и характеризация образцов. *2.1. Приготовление и результаты характеризации образцов ферригидрита.* Методика получения образцов синтетического ферригидрита описана ранее [34]. Исходный образец представляет собой наночастицы ферригидрита, находящиеся в близком контакте друг с другом. Далее этот образец будет обозначен как FH-uncoated.

Для получения другого образца, на одном из этапов приготовления ферригидрита добавлялся арабиногалактан, его результирующая массовая концентрация составляет около 50 %. Далее этот образец обозначен, как FH-coated.

Процедура технологического регламента подразумевает идентичные размеры отдельных наночастиц ферригидрита в образцах FH-uncoated и FH-coated. Это подтверждаются результатами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), см. рис. 1. (Микрофотографии получены на микроскопе Hitachi HT7700 при ускоряющем напряжении 100 кВ, образцы приготавливались взбалтыванием порошка наночастиц в спирте в ультразвуковой ванне и последующего нанесения полученной суспензии на поддержи-

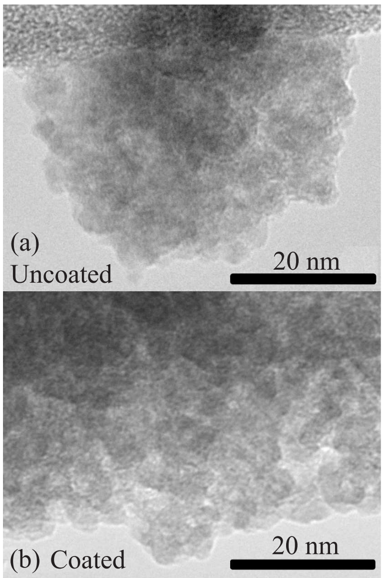

Рис. 1. Микрофотографии образцов FH-uncoated (a) и FH-coated (b), полученные методом ПЭМ

вающие ПЭМ сетки). Средний размер частиц ферригидрита в обоих образцах составляет ≈ 2.7 нм, и это значение хорошо совпадает с оценкой по формуле Шеррера, полученной из значения полуширины первого (наиболее яркого) дифракционного кольца из картины микродифракции [34].

Исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии показали, что изменения в спектрах исследованных образцов указывают на формирование органического покрытия наночастиц ферригидрита в образце FH-coated [34].

Исследования методом ^{57}Fe мессбауэровской спектроскопии подтвердили идентичность свойств отдельных частиц ферригидрита в образцах. К аналогичному выводу привели результаты обработки кривых намагничивания $M(H)$ в СПМ режиме (100–300 К) в полях до 250 кЭ [8]: распределения величин нескомпенсированных магнитных моментов частиц идентичны для образцов FH-uncoated и FH-coated.

2.2. Измерения намагниченности. Магнитные измерения проводились на двух установках: оригинальном вибрационном магнетометре [35] и вибрационном магнетометре установки PPMS-9 (Quantum Design).

Петли магнитного гистерезиса $M(H)$ измерялись в двух режимах термомагнитной предыстории: (1) после охлаждения в нулевом внешнем поле – ZFC режим; (2) после охлаждения от температуры, заведомо превышающей температуру СПМ блокировки T_B, во внешнем поле заданной величины – FC режим. Скорость изменения внешнего поля dH/dt составляла ≈ 50 Э/с, и использовался режим непрерывной развертки поля (*sweep mode*).

Приведенные в работе температурные зависимости действительной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей *ac* магнитной восприимчивости измерены на установке PPMS-9 при частоте переменного поля 10000 Гц амплитудой 2 Э.

Результаты и обсуждение. Температура СПМ блокировки в магнитных измерениях проявляется как максимум температурной зависимости намагниченности для режима ZFC. Зависимости $M(T)$ в различных полях и различной термомагнитной предыстории исследованных образцов были приведены и проанализированы в предыдущих работах [34, 35]. Здесь, для описания магнитного состояния образцов в различных диапазонах температур и для дальнейшего анализа уместно привести зависимости действительной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей *ac* магнитной восприимчивости. Зависимости $\chi'(T)$, $\chi''(T)$ для образцов FH-uncoated и FH-coated приведены на рис. 2a и b соответственно. Эти зави-

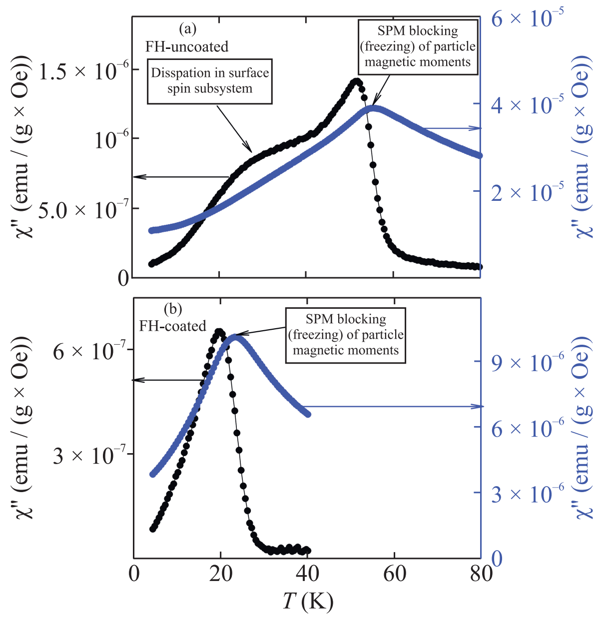

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости действительной $\chi'(T)$ (ось ординат справа) и мнимой $\chi''(T)$ (ось ординат слева) частей *ac* магнитной восприимчивости при частоте переменного поля 10000 Гц образцов FH-uncoated (a) и FH-coated (b)

симости демонстрируют максимумы, характерные для смены режимов от СПМ состояния (высокие температуры) к заблокированному состоянию (низкие температуры). Меньшее значение температуры максимума для зависимости $\chi''(T)$ (по сравнению с зависимостью $\chi'(T)$) характерно для процессов СПМ блокировки. Также отметим, что положение максимума зависимостей $\chi'(T)$, $\chi''(T)$ зависит от частоты переменного поля [32].

Из сравнения данных рис. 2a и b можно видеть две интересных особенности. Во-первых, для образца FH-uncoated (рис. 2a) температура СПМ блокировки в два раза больше, чем для образца FH-coated (рис. 2b). Это объясняется влиянием сильных магнитных межчастичных взаимодействий [31–34] в образце без пространственного разделения частиц. Увеличение температуры СПМ блокировки в присутствии магнитных межчастичных взаимодействий наблюдалось для различных систем наночастиц [36–38]. Вторая особенность – это наличие характерного “плеча” на зависимости $\chi''(T)$ образца FH-uncoated (рис. 2a); для образца FH-coated такого поведения зависимости $\chi''(T)$ не наблюдается (рис. 2b). В работах [31, 32] было аргументировано, что дополнительный вклад в диссипацию (мнимая часть *ac* магнитной восприимчивости связана с процессами диссипации) дает подсистема поверхностных спинов.

На рисунке 3 приведены зависимости $M(H)$ при $T = 4.2$ К для исследованных образцов, полученные в режимах ZFC и FC (величины поля указаны в легендах рис. 3). Для образца FH-uncoated (рис. 3a) надежно наблюдается смещение петли магнитного гистерезиса после охлаждения в поле, что отчетливо видно на вставке рис. 3a. Петля смещена примерно на 800 Эрстед для использованных экспериментальных условий. Для образца FH-coated (рис. 3b) петли гистерезиса для режимов ZFC и FC совпадают, т.е. смещения петли нет, см вставку рис. 3b.

Как было указано во Введении, эффект обменного смещения нередко наблюдался для систем наночастиц ферригидрита [2, 3, 23, 26–29]. Более того, есть достаточное количество экспериментальных данных, которые свидетельствуют, что величина поля обменного смещения возрастает при увеличении размера АФМ наночастиц ферригидрита [27, 28]. И здесь неожиданным можно считать тот экспериментальный факт, что для образца FH-coated, в котором размеры частиц и распределение величин нескомпенсированного магнитного момента частиц идентичны образцу FH-uncoated, смещения петли не наблюдается.

В классической работе [9] эффект обменного смещения наблюдался на частицах кобальта достаточно малых размеров, поверхность которых была окислена, и этот эффект присущ и отдельным частицам. В случае наноферригидрита мы можем констатировать, что для отдельных (изолированных) наночастиц (образец FH-coated) этого эффекта нет. Для реализации эффекта обменного смещения необходимо наличие двух выраженных и контактирующих между собой магнитных подсистем. Подсистема нескомпенсированных магнитных моментов частиц, на основании результатов работы [8] (см. также раздел 2), не претерпевает изменений при пространственном разделении частиц. Следовательно, при пространственном разделении другая магнитная подсистема становится слабо выраженной, и для ее идентификации уместно сопоставить данные по магнитным свойствам двух исследованных образцов.

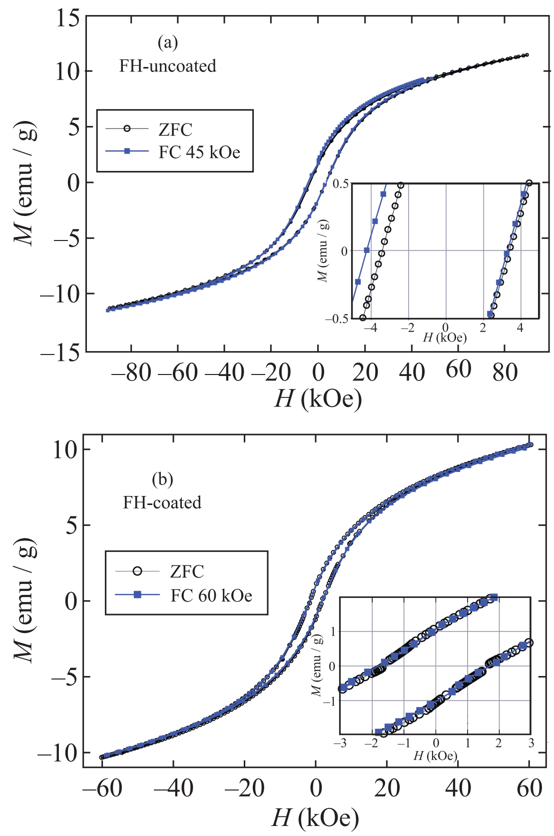

Рис. 3. (Цветной онлайн) Петли магнитного гистерезиса образцов FH-uncoated (a) и FH-coated (b) в условиях ZFC и FC. На вставках: детали поведения в окрестности начала координат

В образце FH-coated магнитные межчастичные взаимодействия подавлены, что проявляется в уменьшении температуры перехода в СПМ состояние, рис. 2. Ранее было аргументировано [31, 32, 34, 45], что магнитные диполь-дипольные взаимодействия между нескомпенсированными магнитными моментами частиц в исходном образце FH-uncoated не могут обеспечить наблюдаемый рост температуры СПМ блокировки. Следовательно, источником

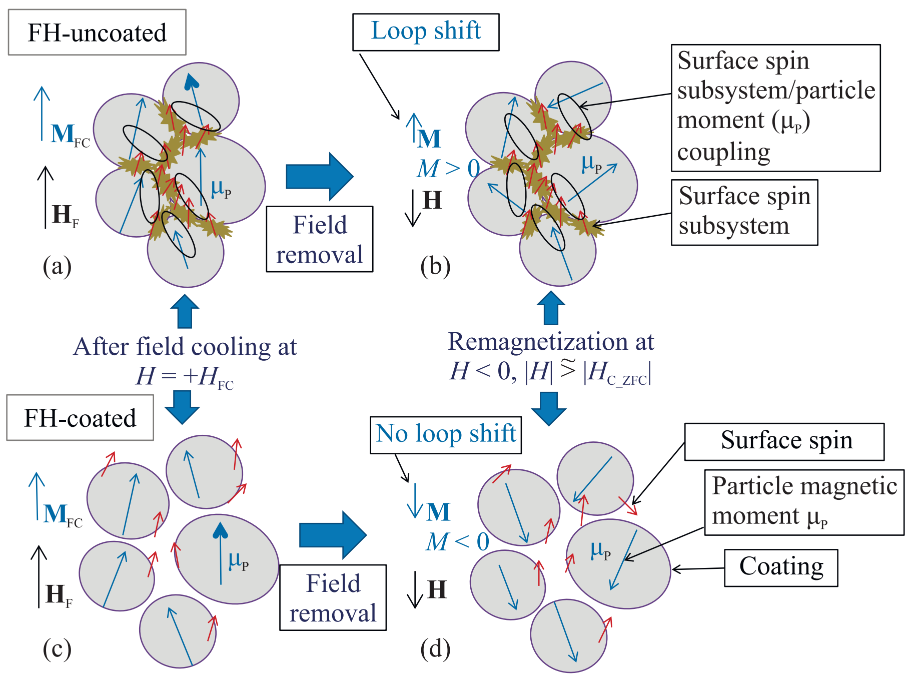

Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематическое представление конфигурации векторов внешнего поля $\mathbf{H}$, магнитных моментов частиц $\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{P}}$ (длинные стрелки) и намагниченности $\mathbf{M}$ для образцов FH-uncoated (a), (b), и FH-coated (c), (d). Овалы – наночастицы ферригидрита, для образца FH-coated частицы окружены оболочкой. Маленькие стрелки – спины поверхностных атомов железа. (a) и (c) – Соответствуют состоянию после охлаждения в поле H_{FC}. (b) и (d) – состояние в процессе перемагничивания (после выполнения условий FC) во внешнем поле H отрицательной величины при $|H| \gtrsim |H_{\mathrm{C\_ZFC}}|$, где $H_{\mathrm{C\_ZFC}}$ – коэрцитивная сила в условиях ZFC

сильных магнитных межчастичных взаимодействий в образце FH-uncoated уместно рассматривать обменные взаимодействия (прямые, либо косвенные) между поверхностными атомами соседствующих частиц [8, 31–33, 39] (аналогичный вывод сделан и для других типов АФМ наночастиц [5]). Разумеется, такие связи слабее, чем связи внутри отдельной частицы, но разумно полагать, что совокупность связей между атомами соседних частиц могут образовать отдельную и выраженную магнитную подсистему. И здесь логично говорить об общей поверхности для кластера, содержащего некоторое количество частиц.

При понижении температуры, помимо СПМ блокировки (или замораживания) магнитных моментов частиц, происходит и замораживание магнитных моментов поверхностных атомов [31, 32, 39]. Последнее проявляется на температурной зависимости $\chi''(T)$ образца FH-uncoated в виде характерного "плеча" (рис. 2a). В случае изолированных частиц магнитные моменты поверхностных атомов также могут замораживаться. Но отсутствие выраженной особенности зависимости $\chi''(T)$ для образца FH-coated свидетельствует о том, что при пространственном разделении частиц выраженной магнитной подсистемы поверхностных спинов не образуется.

Таким образом, при близком контакте частиц (образец FH-uncoated) есть две выраженные магнитные подсистемы, которые при понижении температуры переходят в "замороженное" (или заблокированное) состояние. Поэтому для образца FH-uncoated наблюдаемый сдвиг петли магнитного гистерезиса в условиях FC логично соотнести с реализацией обменной связи подсистем нескомпенсированных магнитных моментов и поверхностных спинов и, как следствие, появлением однонаправленной анизотропии в условиях FC. В образце FH-coated сдвига петли гистерезиса в условиях FC нет, что указывает на то, что обменной связи нет, либо соответствующая ей энергия пренебрежимо мала.

И здесь важным является то, что для конгломерата частиц "работает" не поверхность отдельной изолированной частицы, а "общая", интегрированная поверхность, относящаяся, по крайней мере к кластеру, содержащему некоторое счетное количество частиц. В области соприкосновения частиц увеличивается и эффективная толщина интегрированной поверхности (примерно в два раза), что также способствует формированию выраженной подсистемы поверхностных спинов. Вышесказанное проиллюстрировано на схематическом представлении на рис. 4, на котором показаны направления магнитных моментов $\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{P}}$ частиц в исследуемых образцах после охлаждения в поле H_{FC} ((a) и (c)) и в процессе перемагничивания после охлаждения в поле H_{FC} ((b) и (d)).

В ряде работ исследовалась зависимость величины поля обменного смещения H_{EB} от среднего размера АФМ наночастиц [20–22, 28]. Величина H_{EB} возрастает до некоторого размера частиц, а затем уменьшается. Полученный в данной работе результат свидетельствует о том, что не только размер частиц определяет величину H_{EB}, по крайней мере, для ферригидрита. Другим немаловажным фактором, определяющим значение H_{EB}, является наличие развитой подсистемы поверхностных спинов, относящейся не к одной изолированной частице, а к кластеру (конгломерату) взаимодействующих наночастиц.

В рамках указанного механизма можно объяснить не только наличие эффекта обменного смещения петли гистерезиса для образца FH-uncoated, но и то, что в условиях ZFC значение коэрцитивной силы образца FH-uncoated превышает H_C образца FH-coated, см. вставки рис. 3. Таким образом, если в режиме FC возникает однонаправленная анизотропия, благодаря обменной связи и охлаждению во внешнем поле, то в условиях ZFC обменная связь также проявляется в большей величине коэрцитивной силы. Фактически, нужно перемагничивать две связанные магнитные подсистемы, и в образце FH-uncoated эта связь значительно сильнее, благодаря общей (для кластера частиц) поверхности, что приводит к большему значению коэрцитивной силы.

4. Выводы. Основным экспериментальным результатом, полученным в данной работе, является обнаружение исчезновения эффекта обменного смещения петли магнитного гистерезиса в образце ферригидрита, в котором наночастицы пространственно разделены. Можно с уверенностью заключить, что ключевым фактором, определяющим обменное смещение исследованных систем ферригидрита, является наличие выраженной подсистемы поверхностных спинов. При этом следует говорить об общей интегрированной поверхности для кластера, содержащего некоторое количество частиц. Другой магнитной подсистемой, играющей роль "ферромагнетика", является нескомпенсированный момент сердцевины частицы $\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{P}}$, который определяется дефектами в антиферромагнитно упорядоченном ядре частицы. Таким образом, обменная связь "ядра" частиц (АФМ упорядочение и нескомпенсированный момент $\boldsymbol{\mu}_{\mathrm{P}}$) с подсистемой интегрированных поверхностных спинов и приводит к реализации эффекта обменного смещения петли магнитного гистерезиса в ферригидрите. Фактически, в системе контактирующих наночастиц ультрамалых размеров проявляется неординарный поверхностный эффект (интегрированная поверхность).

Авторы благодарят Ю. В. Князева за обсуждение результатов, М. Н. Волочаева за исследования ПЭМ. Исследования ПЭМ выполнены на оборудовании ЦКП КНЦ СО РАН.

Финансирование работы. Исследование выполнено в рамках госзадания Института физики Сибирского отделения Российской академии наук. Образцы приготовлены в рамках госзадания Федерального исследовательского центра "Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук".

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. L. Néel and C. R. Acad. Sci. Paris **253**, 203 (1961).
2. S. A. Makhlouf, F. T. Parker, and A. E. Berkowitz, Phys. Rev. B **55**, R14717 (1997).
3. A. Punnoose, T. Phanthavady, M. Seehra, N. Shah, and G. Huffman, Phys. Rev. B **69**(5), 054425 (2004).
4. N. J. O. Silva, V. S. Amaral, and L. D. Carlos, Phys. Rev. B **71**, 184408 (2005).
5. S. Mørup, D. E. Madsen, C. Fradsen, C. R. H. Bahl, and M. F. Hansen, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 213202 (2007).
6. M. Tadić, D. Nikolić, M. Panjan, and G. R. Blake, J. Alloys Compd. **647**, 1061 (2015).
7. T. Iimor, Y. Imamoto, N. Uchida, Y. Kikuchi, K. Honda, T. Iwahashi, and Y. Ouch, J. Appl. Phys. **127**, 023902 (2020).
8. A. A. Krasikov, D. A. Balaev, A. D. Balaev, S. V. Stolyar, R. N. Yaroslavtsev, and R. S. Iskhakov, J. Magn. Magn. Mater. **592**, 171781 (2024).
9. W. P. Meiklejohn and C. P. Bean, Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
10. J. Nogues and I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203 (1999).
11. J. Nogues, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Surinach, J. S. Munoz, and M. D. Baro, Phys. Rep. **422**, 65117 (2005).
12. S. Giri, M. Patra, and S. Majumdar, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 073201 (2011).
13. M.-H. Phan, J. Alonso, H. Khurshid, P. Lampen-Kelley, S. Chandra, K. S. Repa, Z. Nemati, R. Das, O. Iglesias, and H. Srikanth, Nanomaterials **6**, 221 (2016).
14. V. Skumryev, S. Stoyanov, Y. Zhang, G. Hadjipanayis, D. Givord, and J. Nogués, Nature **423**, 850 (2003).

15. C. Martinez-Boubeta, K. Simeonidis, M. Angelakeris, N. Pazos-Pérez, M. Giersig, A. Delimitis L. Nalbandian, V. Alexandrakis, and D. Niarchos, Phys. Rev. B **74**, 054430 (2006).
16. S.K. Sharma, J.M. Vargas, E. De Biasi, F. Beron, M. Knobel, K.R. Pirota, C.T. Meneses, S. Kumar, C.G. Lee, P.G. Pagliuso, and C. Rettori, Nanotechnology **21**, 035602 (2010).
17. Z. Tian, Ch. Zhu, Y. Liu, J. Shi, Zh. Ouyang, Zh. Xia, G. Du, and S. Yuan, J. Appl. Phys. **115**, 083902 (2014).
18. A. Punnoose and M.S. Seehra, J. Appl. Phys. **91**, 7766 (2002).
19. H. Shim, P. Dutta, M.S. Seehra, and J. Bonevich, Solid State Commun. **145**, 192 (2008).
20. M.S. Seehra and A. Punnoose, Solid State Commun. **128**, 299 (2003).
21. A. Punnoose, H. Magnone, and M.S. Seehra, J. Bonevich, Phys. Rev. B **64**, 174420 (2001).
22. S.A. Makhlouf, H. Al-Attar, and R.H. Kodama, Solid State Commun. **145**, 1 (2008).
23. M.S. Seehra, V. Singh, X. Song, S. Bali, and E.M. Eyring, J. Phys. Chem. Solids **71**, 1362 (2010).
24. А.А. Красиков, Д.А. Балаев, ЖЭТФ **163**, 115 (2023).
25. Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, А.А. Красиков, С.В. Столяр, Р.С. Исхаков, В.П. Ладыгина, Е.Д. Хилажева, Письма ЖЭТФ **98**(3), 160 (2013).
26. Д.А. Балаев, А.А. Красиков, А.А. Дубровский, С.В. Семенов, О.А. Баюков, С.В. Столяр, Р.С. Исхаков, В.П. Ладыгина, Л.А. Ищенко, ЖЭТФ **146**, 546 (2014).
27. D.A. Balaev, A.A. Krasikov, A.A. Dubrovskiy, S.I. Popkov, S.V. Stolyar, R.S. Iskhakov, V.P. Ladygina, and R.N. Yaroslavtsev, J. Appl. Phys. **120**, 183903 (2016).
28. Д.А. Балаев, А.А. Красиков, А.Д. Балаев, С.В. Столяр, В.П. Ладыгина, Р.С. Исхаков, ФТТ **62**(7), 1043 (2020).
29. N.J.O. Silva, V.S. Amaral, A. Urtizberea, R. Bustamante, A. Millan, F. Palacio, E. Kampert, U. Zeitler, S. de Brion, O. Iglesias, and A. Labarta, Phys. Rev. B **84**, 104427 (2011).
30. С.В. Столяр, Д.А. Балаев, В.П. Ладыгина, А.И. Панкрац, Р.Н. Ярославцев, Д.А. Великанов, Р.С. Исхаков, Письма в ЖЭТФ **111**, 197 (2020).
31. Yu.V. Knyazev, D.A. Balaev, S.A. Skorobogatov, D.A. Velikanov, O.A. Bayukov, S.V. Stolyar, R.N. Yaroslavtsev, and R.S. Iskhakov, Phys. Rev. B **107**, 115413 (2023).
32. Yu.V. Knyazev, D.A. Balaev, S.A. Skorobogatov, D.A. Velikanov, O.A. Bayukov, S.V. Stolyar, V.P. Ladygina, A.A. Krasikov, and R.S. Iskhakov, Phys. Met. Metallogr. **125**, 377 (2024).
33. Д.А. Балаев, А.А. Красиков, С.В. Столяр, Р.Н. Ярославцев, С.А. Скоробогатов, Д.А. Великанов, Р.С. Исхаков, ФТТ **66**, 1912 (2024).
34. A.A. Krasikov, Yu.V. Knyazev, D.A. Balaev, D.A. Velikanov, S.V. Stolyar, Yu.L. Mikhlin, R.N. Yaroslavtsev, and R.S. Iskhakov, Physica B **660**, 414301 (2023).
35. А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев, ПТЭ **3**, 167 (1985).
36. K. Nadeem, H. Krenn, T. Traussnig, R. Wurschum, D.V. Szabo, and I. Letofsky-Papst, J. Magn. Magn. Mater. **323**, 1998 (2011).
37. C.A.M. Vieira, R. Cabreira Gomes, F.G. Silva, A.L. Dias, R. Aquino, A.F.C. Campos, and J. Depeyrot, J. Phys. Condens. **31**, 17580 (2019).
38. S.H. Masunaga, R.F. Jardim, P.F.P. Fichtner, and J. Rivas, Phys. Rev. B **80**, 184428 (2009).
39. Д.А. Балаев, А.А. Красиков, Ю.В. Князев, С.В. Столяр, А.О. Шохрина, А.Д. Балаев, Р.С. Исхаков, Письма в ЖЭТФ **120**, 785 (2024).