

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ

УДК 541.49:544.163.3:544.175

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ
В ЦЕПОЧЕЧНОЙ СТРУКТУРЕ $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Nim})]_n$

© 2019 г. Т. А. Иванова¹, О. А. Туранова^{1, *}, И. Ф. Гильмутдинов²,
Л. В. Мингалиева¹, И. В. Овчинников¹

¹КФТИ ФИЦ КазНЦ РАН, ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, 420029 Россия

²Казанский федеральный университет, Институт физики,
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008 Россия

*e-mail: lightur@mail.ru

Поступила в редакцию 12.04.2018 г.

После доработки 04.09.2018 г.

Принята к публикации 16.09.2018 г.

Синтезировано соединение Fe(III) состава $[\text{Fe}(\text{III})(\text{salen})(2\text{-Me-Nim})]_n$, где $\text{H}_2\text{salen} = \text{N}, \text{N}'$ -этилен-бис(салицилальдимин), 2-Me-Nim = мостиковый лиганд 2-метилимидазолат-ион. На основании данных магнитного резонанса и измерений магнитной восприимчивости установлено существование в соединении линейных и зигзагообразных антиферромагнитных цепочек. Показано, что в зигзагообразных антиферромагнитных цепочках возникает слабый ферромагнетизм за счет обменных антисимметричных взаимодействий. Особенности температурной зависимости намагниченности свидетельствуют о переходе магнитной системы в состояние спинового стекла при температурах < 30 К.

Ключевые слова: магнитный резонанс, магнитная восприимчивость, антиферромагнитные цепочки, слабый ферромагнетизм

DOI: 10.1134/S0044457X19040111

ВВЕДЕНИЕ

Координационные соединения Fe(III), содержащие тетрадентатный лиганд salen, активно изучаются из-за их специфических физических и биологических свойств [1–4]. Большой интерес вызывают полиядерные структуры на их основе, проявляющие широкий спектр магнитных свойств в различных температурных диапазонах [5, 6]. Тетрадентатные лиганды salen имеют четкую тенденцию к формированию линейных или зигзагообразных цепей, так как обычно образуют плоскую конфигурацию N_2O_2 в октаэдрической координационной геометрии комплексов Fe(III), оставляя аксиальные положения свободными для связи бидентатными мостиковыми лигандами. Эта тенденция была реализована в работах [7, 8], где в качестве мостиковых лигандов использованы ацетат (ac) и дицианамид (dca). Образование одномерных цепочек подтверждено рентгеноструктурным анализом. Наибольший интерес представляют азотсодержащие мостиковые лиганды, поскольку N_4O_2 координация ионов Fe(III) является более выгодной для проявления спин-переменных свойств [9].

В работе [10] синтезирована новая серия полимерных комплексов $[\text{Fe}(\text{salen})\text{L}]_n$ из μ -оксоком-

плекса $[\{\text{Fe}(\text{salen})\}_2\text{O}]$ и N-донорных анионных гетероциклических мостиковых лигандов ($\text{HL} = \text{1H}$ -имидазол, 5-метил-1H-тетразол, 1H-бензимидазол, 1H-1,2,4 триазол, 1H-бензтриазол). Полученные соединения охарактеризованы методами магнитной восприимчивости и мессбауэровской спектроскопии, для последнего соединения представлены данные рентгеноструктурного анализа, подтверждающие формирование одномерных цепочек. Во всех соединениях наблюдался максимум температурной зависимости магнитной восприимчивости в диапазоне 9–14 К, что характерно для одномерной однородной цепи с антиферромагнитным изотропным обменом. При использовании в качестве мостикового лиганда 5-амино-1H-тетразол-иона при температуре ниже 3.3 К обнаружено ферромагнитное упорядочение, которое, по мнению авторов, может объясняться наличием межцепочечных водородных связей, образуемых аминогруппой лиганда. Это обстоятельство указывает на возможность изменения магнитных свойств (salen)-содержащих цепочек путем введения в мостиковый лиганд HL заместителей, тем самым влияя на обменные взаимодействия как внутри цепочек, так и между ними. Представляло интерес изучить

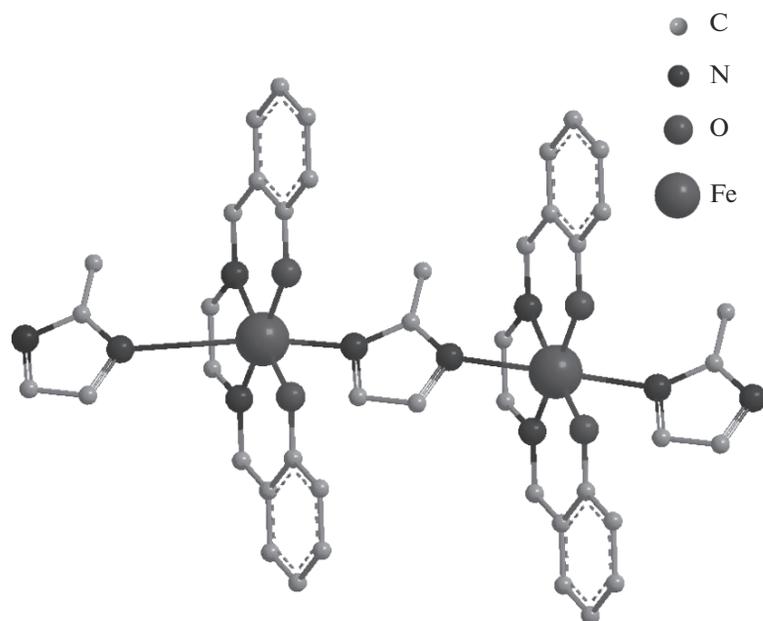


Рис. 1. Схематическое изображение фрагмента цепочки $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Him})]_n$.

специфику проявления обменных взаимодействий между ионами Fe(III) в подобных соединениях, используя метод магнитно-резонансной (МР) спектроскопии наряду с измерениями магнитной восприимчивости. С целью изучения влияния структуры мостикового лиганда на магнитные свойства цепочек $[\text{Fe}(\text{salen})\text{L}]_n$ (рис. 1) в данной работе получен полиядерный координационный полимер с HL = 2-метил-1H-имидазол.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Методика синтеза аналогична описанной ранее [10, 11]. Все используемые растворители были заранее очищены методом перегонки.

$[\text{Fe}(\text{salen})_2\text{O}]$. К раствору лиганда H_2salen (0.113 г, 0.42 ммоль) в этаноле добавляли раствор $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$ (0.242 г, 0.60 ммоль) в том же растворителе. Реакционную смесь перемешивали в течение 2 ч при комнатной температуре и оставляли на 4 сут. Осадок коричневого цвета отфильтровывали, промывали этанолом, сушили на воздухе. Выход 70%.

	C	H	N
Вычислено, %:	58.18;	4.24;	8.48.
$\text{C}_{32}\text{H}_{28}\text{N}_4\text{O}_5\text{Fe}_2$			
Найдено, %:	58.10, 58.15;	4.24, 4.29;	8.55, 8.59.

$[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Him})]_n$. Смесь $[\text{Fe}(\text{salen})_2\text{O}]$ (0.05 г, 0.08 ммоль) и 2-Me-Him (0.164 г,

2.0 ммоль) кипятили в *n*-бутаноле в течение 2 ч, затем отгоняли 1/3 часть растворителя. Осадок светло-коричневого цвета, выпавший при охлаждении, отфильтровывали, промывали диэтиловым эфиром, высушивали на воздухе. Выход 80%.

	C	H	N
Вычислено, %:	59.41;	4.95;	13.86.
$\text{C}_{20}\text{H}_{20}\text{N}_4\text{O}_2\text{Fe}$			
Найдено, %:	58.32, 58.38;	4.90, 4.99;	13.92, 13.98.

Для создания цепочечной структуры (рис. 1) в качестве бидентатного лиганда использовали 2-метилимидазол, в составе молекулы которого имеются атомы азота пиридинового и пиррольного типов. В зависимости от условий реакции он может проявлять как основные, так и кислотные свойства. Так как для отщепления кислотного пиррольного протона необходимы жесткие условия, реакцию проводили кипячением при температуре выше 115°C.

Элементный анализ выполнен на анализаторе EuroVectorCHNS-OElemental Analyser EA3000. Спектры МР регистрировали на спектрометре EMX plus с температурной приставкой ER4131VT. Температурную и полевыми зависимости намагниченности измеряли на оборудовании Федерального центра коллективного пользования ФХИ КФУ – магнетометре системы PPMS-9.

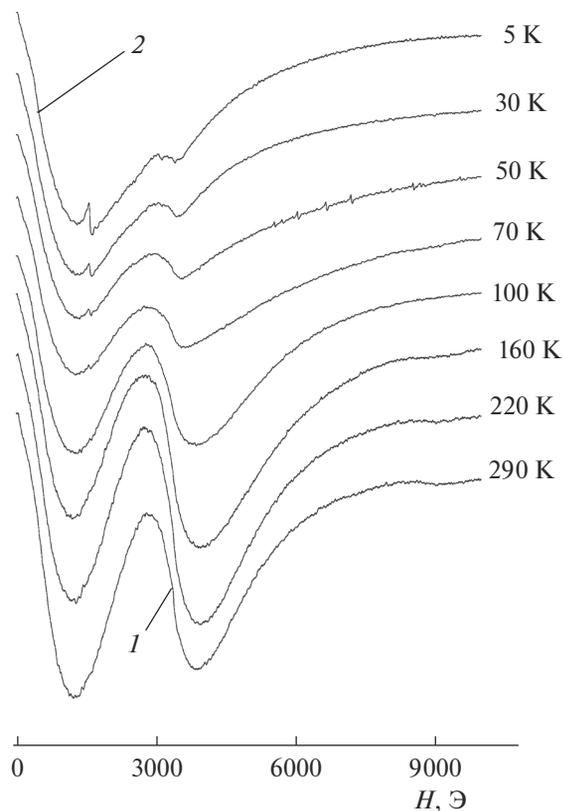


Рис. 2. Температурная зависимость спектров магнитного резонанса $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Him})]_n$; $\nu = 9.47$ ГГц.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Спектры магнитного резонансного поглощения, записанные в форме первой производной по полю, представляют собой сложную кривую, которую можно представить как сумму двух перекрывающихся спектров **1** и **2** (рис. 2). Спектр **1** имеет стандартную форму первой производной с эффективными параметрами $g_{\text{eff}} \approx 2.0$ и $\Delta H_{\text{eff}} \approx 1100$ Э (ширина от пика до пика). Для спектра **2** характерны ненулевое значение поглощения в нулевом магнитном поле и отрицательное поглощение во всем диапазоне изменения магнитного поля (вплоть до 10000 Э) с минимумом при ~ 1400 Э. Спектр может быть представлен как линия поглощения в виде первой производной, сдвинутая в сторону слабых полей на величину порядка 3000 Э относительно сигнала **1**, так что положительный пик производной не регистрируется. Такая интерпретация подтверждена измерениями в Q-диапазоне, где сигнал **2** имеет стандартную форму первой производной (рис. 3). Его смещение относительно сигнала **1** составляет порядка 5000 Э (оценивалось как разность величин магнитного поля, соответствующих g_{eff} – фактору сигналов **1** и **2**) при эффективной ширине сигнала ~ 7000 Э, что позволило детектировать линию поглощения

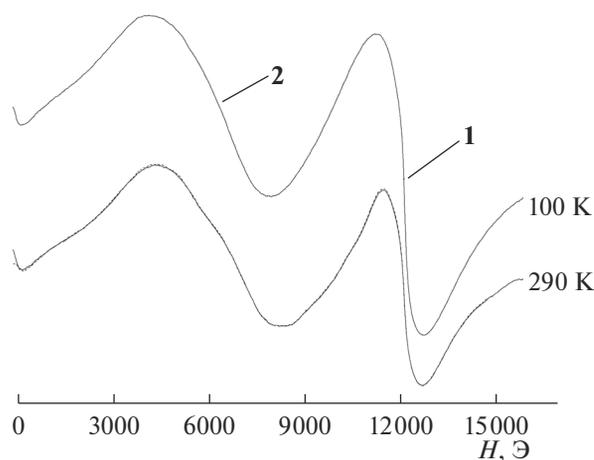


Рис. 3. Спектры магнитного резонанса $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Him})]_n$; $\nu = 34.22$ ГГц.

полностью. Отметим, что в замороженном растворе комплексов $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Him})]_n$ в хлороформе сигнал **2** отсутствует.

Как видно из рис. 2, при изменении температуры наблюдается различное соотношение интенсивностей сигналов **1** и **2**. В интервале 5–30 К в спектре присутствует только сигнал **2**, причем его интенсивность практически не зависит от температуры (в пределах ошибок эксперимента). В интервале 30–300 К, где оба сигнала перекрываются, постоянство интенсивности сигнала **2** не столь очевидно. Однако спектры Q-диапазона свидетельствуют о постоянстве интенсивности сигнала **2** также для диапазона температур 100–300 К (рис. 3). Поэтому можно утверждать, что интенсивность сигнала **2** не меняется во всем интервале температур 5–300 К. В диапазоне 30–300 К в спектрах сосуществуют сигналы **1** и **2**. Чтобы корректно описать температурную зависимость интегральной интенсивности сигнала **1**, мы провели разложение спектров на две составляющие в предположении постоянной интенсивности сигнала **2** и оценили интегральную интенсивность сигнала **1**, выделенного из суммарной кривой. Приведенная на рис. 4 температурная зависимость интегральной интенсивности имеет широкий максимум при $T_{\text{max}} = 100$ К, что в сочетании со спектроскопическими параметрами сигнала **1** позволяет интерпретировать его как обменную линию от цепочки антиферромагнитно связанных центров. Положение максимума температурной зависимости интегральной интенсивности соответствует величине обменного взаимодействия $J_1 = 17$ см⁻¹ в модели Фишера, описывающей магнитную восприимчивость бесконечной спиновой цепочки с учетом реального спина 5/2 [12]:

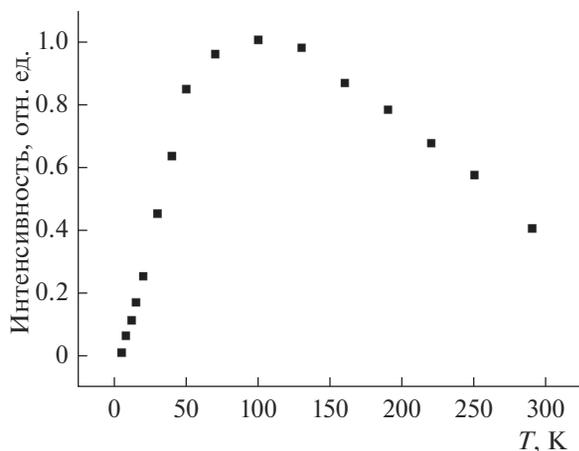


Рис. 4. Температурная зависимость интегральной интенсивности сигнала **1** $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Him})]_n$.

$$\chi = \frac{NS(S+1)g^2\mu_B^2}{3kT} \frac{1+u(x)}{1-u(x)}, \quad (1)$$

где $u(x) = \coth(x) - 1/x$; $x = -JS(S+1)/kT$ величина изотропного гейзенберговского обмена J в спин-гамильтониане $H = J \sum_{nm} S_i S_j$ определяется как положительная для антиферромагнитной связи.

Температурная зависимость величины $\chi_{\text{mol}}T$ в пересчете на один ион $\text{Fe}(\text{III})$ показана на рис. 5. Она удовлетворительно описывается в предположении, что магнитная восприимчивость χ_{mol} наряду с вкладом от антиферромагнитных цепочек,

ответственных за сигналы **1** и **2**, включает не зависящий от температуры вклад χ_0 :

$$\chi_{\text{mol}} = \chi_{\text{chain1}} + \chi_{\text{chain2}} + \chi_0, \quad (2)$$

где магнитная восприимчивость цепочек **1** и **2** описана уравнением (1) с величинами гейзенберговского обмена $J_1 = 17 \text{ см}^{-1}$ и $J_2 = 1.6 \text{ см}^{-1}$ соответственно и величина температурно-независимого вклада $\chi_0 = -0.053 \text{ см}^3/\text{моль}$.

При измерениях полевой зависимости намагниченности обнаружен гистерезис магнитных свойств. В интервале температур 30–300 К петля гистерезиса наблюдается при малых значениях магнитного поля на фоне общего увеличения намагниченности с увеличением магнитного поля. Ее параметры (остаточная намагниченность $\sim 1.5 \times 10^{-4} \text{ см}^3$, коэрцитивная сила $\sim 40 \text{ Э}$) практически не зависят от температуры (рис. 6). Это указывает на наличие не зависящего от температуры слабого ферромагнетизма наряду с доминирующими антиферромагнитными свойствами [13].

Мы не считаем возможным объяснить наблюдаемую при малых значениях магнитного поля петлю гистерезиса наличием примесных ферромагнитных включений. Против такой возможности свидетельствует как хорошее соответствие данных элементного анализа и результатов измерений магнитных свойств, полученных на соединениях из нескольких проведенных в разное время синтезов, так и отсутствие в спектрах МР характерной для ферромагнитных частиц температурной зависимости сигнала [14].

С понижением температуры остаточная намагниченность и коэрцитивная сила петли гистерезиса резко увеличиваются и достигают при 5 К

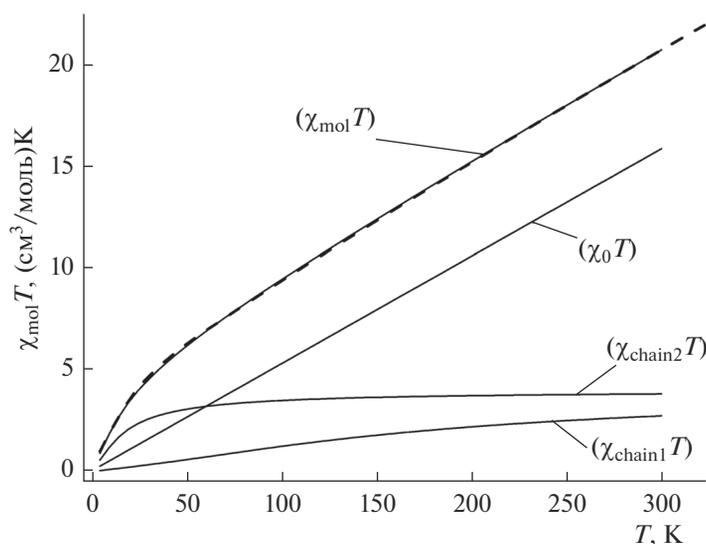


Рис. 5. Температурная зависимость величины $\chi_{\text{mol}}T$. Пунктиром показана экспериментальная зависимость, сплошные линии – результаты расчета в соответствии с уравнением (2).

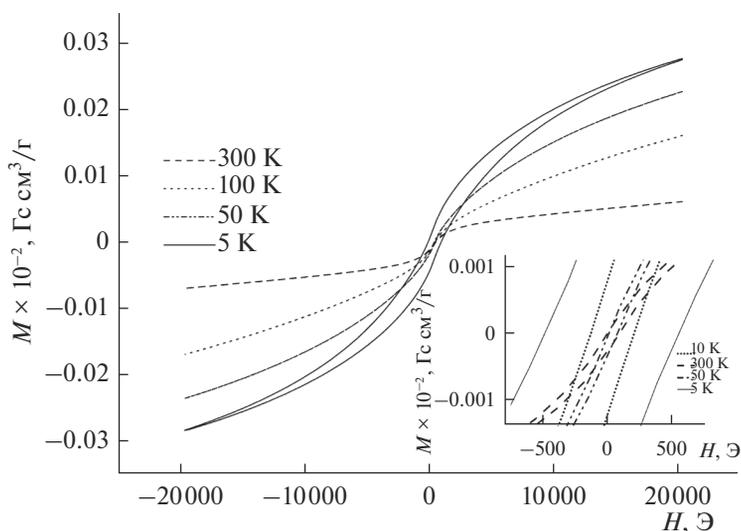


Рис. 6. Зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля. На вставке — полевая зависимость намагниченности в области слабых полей.

$\sim 0.0023 \text{ см}^3$ и $\sim 540 \text{ Э}$ соответственно, что связано, видимо, с проявлением при низких температурах дополнительных ферромагнитных взаимодействий, о возникновении которых при низких температурах свидетельствует также различный ход температурной зависимости статической намагниченности $M_{dc}(T)$, наблюдаемый в образце при его охлаждении в магнитном поле 1000 Э (FC) и в нулевом магнитном поле (ZFC): намагниченность в режиме FC монотонно увеличивается с понижением температуры, тогда как намагниченность в режиме ZFC имеет максимум при температуре 13.5 К (рис. 7). Измерения динамической намагниченности показали, что максимум температурной зависимости действительной части намагниченности $M'_{ac}(T)$ сдвигается в сторону более высоких температур при повышении частоты (рис. 8).

Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что нестандартная форма спектра МР, аналогичная сигналу **2** на рис. 2 (X-диапазон), наблюдалась ранее в магнитных наночастицах, внедренных в немагнитную матрицу [15], а также в поликристаллических соединениях $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{ZnIrO}_6$ [13]. Интенсивное резонансное поглощение с большой шириной линии, сдвинутое в сторону слабых магнитных полей, авторы интерпретировали в [15] как результат совместного воздействия внешнего H_0 и внутреннего H_{int} магнитного поля. Условие резонанса для магнитных частиц записывалось как $h\nu = g\mu_B(H_0 - H_{\text{int}})$. Поскольку объектами исследования были суперпарамагнитные частицы, обладающие большой величиной магнитного момента, авторы считали, что внутреннее магнит-

ное поле создается в основном за счет диполь-дипольных взаимодействий соседних наночастиц и агрегатов, а также размагничивающим полем наночастиц. Проведенные в [16] оценки сдвига линии МР взаимодействующих магнитных центров показали, что диполь-дипольные взаимодействия слабо влияют на положение линии в магнитном поле, в то время как обменные связи оказывают существенно большее влияние на резонансное поле, уменьшая его. В [13] линия, аналогичная по форме наблюдаемому нами сигналу **2**, детектировалась в довольно узком температурном диапазоне ($10\text{--}20 \text{ К}$) и называлась авторами “резонансом в нулевом поле”. Ее происхождение, особенности формы и температурной зависимости не обсуждались. В нашем случае наблю-

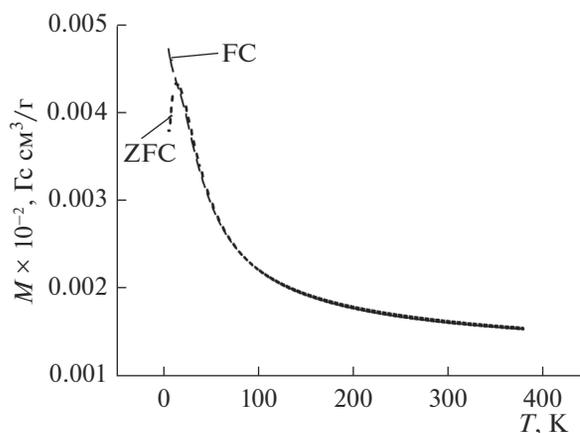


Рис. 7. Температурная зависимость намагниченности при охлаждении в нулевом магнитном поле (ZFC) и в поле 1000 Э (FC) в режиме dc -измерений.

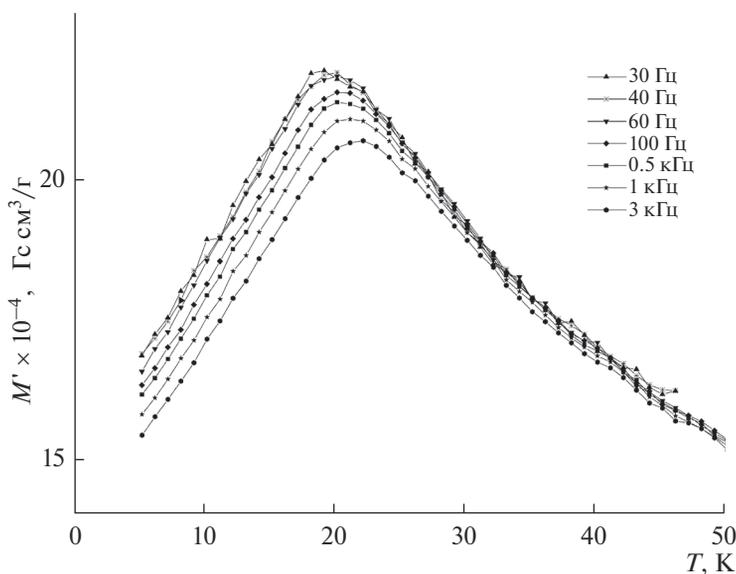


Рис. 8. Температурная зависимость реальной части намагниченности на разных частотах в режиме *ac*-измерений.

даемый в спектрах МР сдвиг сигнала **2** в сторону слабых магнитных полей связан, по-видимому, с обменными взаимодействиями в образце, не достаточными по величине для упорядочения магнитных моментов, но создающими внутреннее магнитное поле H_{int} .

Исходя из особенностей строения и положения мостикового лиганда 2-метилимидазолат-иона, образующего обменный канал между ионами Fe(III), следует ожидать зигзагообразную конфигурацию цепочки и отсутствие центра инверсии в образующих ее парамагнитных центрах. В этом случае возникает антисимметричное обменное взаимодействие Дзялошинского–Мори, которое приводит к спонтанной ферромагнитной намагниченности в одномерных антиферромагнитных структурах [13, 17]. Существование в антиферромагнетиках небольшой спонтанной ферромагнитной намагниченности, обусловленной неколлинеарностью магнитных моментов подрешеток, обычно называют слабым ферромагнетизмом [18, 19]. Именно со слабым ферромагнетизмом мы связываем наблюдаемый сдвиг сигнала **2** в сторону слабых магнитных полей. В нашем случае присутствие сигнала **1** свидетельствует о существовании в образце и линейных цепочек с антиферромагнитным взаимодействием по оси цепочки. Мы полагаем, что отсутствие сигнала **2** в замороженном растворе комплексов $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Nim})_n]$ в хлороформе свидетельствует об изменении конфигурации зигзагообразной цепочки при вхождении в комплекс молекулы растворителя.

Как видно из рис. 5, удовлетворительное описание температурной зависимости магнитной

восприимчивости получено при введении не зависящего от температуры вклада χ_0 , величина которого значительно превышает обычно наблюдаемые в координационных соединениях диамагнитные и температурно-независимые парамагнитные вклады [20]. Этот экспериментальный факт согласуется с возможностью существования слабого ферромагнетизма в зигзагообразных цепочках антиферромагнитно связанных спинов.

На существование в образце слабого ферромагнетизма указывает также гистерезис магнитных свойств, обнаруженный при измерениях полевой зависимости намагниченности $M(H)$. В диапазоне температур 30–300 К наблюдение магнитной петли гистерезиса в малых полях сочеталось с близким к линейному увеличению намагниченности в высоких полях (рис. 6). Как отмечалось в [13, 14], эта особенность характерна для антиферромагнитных цепочек со скошенными магнитными моментами. Постоянство параметров петли гистерезиса в этом интервале температур коррелирует с отмеченным ранее свойством сигнала **2** в спектре МР сохранять свою форму и интенсивность при изменении температуры и с необходимостью введения существенного температурно-независимого вклада χ_0 для описания магнитной восприимчивости образца. Отметим, что существование в антиферромагнитных цепочках слабого ферромагнетизма за счет антисимметричного обменного взаимодействия непротиворечиво объясняет перечисленные особенности магнитных свойств.

В диапазоне более низких температур (<30 К) изменяются параметры петли гистерезиса намагниченности: увеличиваются ее коэрцитивная си-

ла и остаточная намагниченность. Кроме того, в этом температурном диапазоне имеет место зависимость намагниченности не только от температуры, но и от условий охлаждения образца (рис. 7): при охлаждении образца от температуры $T = 300$ К в отсутствие магнитного поля ZFC имеет излом при температуре $T = 13.5$ К, а при охлаждении в поле $H = 1000$ Э (верхняя кривая) (FC) излом отсутствует. Такое поведение намагниченности наблюдается как в образцах, состоящих из суперпарамагнитных частиц [21], так и в спиновых стеклах [22]. В обоих случаях точку перегиба определяют как температуру блокировки, ниже которой тепловые колебания магнитных частиц заморожены и проявляется гистерезис магнитных свойств. Отмеченное выше изменение параметров петли гистерезиса при низких температурах можно объяснить наложением дополнительной петли гистерезиса, возникшей вследствие блокировки магнитных моментов.

Отличительной чертой системы магнитных частиц в состоянии спинового стекла является сдвиг максимума температурной зависимости реальной части магнитной восприимчивости при изменении частоты в режиме измерения динамической восприимчивости [23]. Поскольку положение максимума параметра $M_{ac}(T)$ зависит от частоты (рис. 8), можно заключить, что исследуемый образец при охлаждении ниже температуры блокировки переходит в состояние спинового стекла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совокупность полученных экспериментальных результатов свидетельствует о сосуществовании в исследованном соединении $[\text{Fe}(\text{salen})(2\text{-Me-Nim})]_n$ линейных и зигзагообразных антиферромагнитных цепочек конечной длины (олигомеров). Специфическим свойством зигзагообразных цепочек является также слабый ферромагнетизм, обусловленный неколлинеарностью образующих цепочку магнитных моментов. Температурная зависимость динамической намагниченности указывает на переход магнитной системы в состояние спинового стекла при температурах ниже 30 К. Реализации состояния спинового стекла способствует беспорядочное распределение олигомеров разной длины в объеме образца.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Harding D.J., Harding P., Phonsri W.* // *Coord. Chem. Rev.* 2016. V. 313. P. 38. doi 10.1016/j.ccr.2016.01.006
2. *Левин О.В.* // *Вестн. Казан. технол. ун-та.* 2016. Т. 19. № 22. С. 5
3. *Kavitha P., Karuppasamy P.* // *J. Adv. Chem. Sci.* 2016. V. 2. № 2. P. 255.
4. *Hilt G., Walter C., Bolze P.* // *Adv. Synth. Catal.* 2006. V. 348. № 10–11. P. 1241. doi 10.1002/adsc.200606107
5. *Ross T.M., Neville S.M., Innes D.S. et al.* // *Dalton Trans.* 2010. V. 39. № 1. P. 149. doi 10.1039/b913234a
6. *Liu P.P., Wang C.Y., Zhang M. et al.* // *Polyhedron* 2017. V. 129. P. 133. doi 10.1016/j.poly.2017.03.019
7. *Liu G., Arif A.M., Bruenger F.W. et al.* // *Inorg. Chim. Acta.* 1999. V. 287. № 1. P. 109. doi 10.1016/S0020-1693(98)00399-5
8. *Shi Q., Cao R., Li X. et al.* // *New J. Chem.* 2002. V. 26. № 10. P. 1397. doi 10.1039/B200907B
9. *Koningsbruggen P.J., Maeda J., Oshio H.* // *Top. Curr. Chem.* 2004. V. 233. P. 259. doi 10.1007/b95409
10. *Herchel R., Sindelar Z., Travnicek Z. et al.* // *Dalton Trans.* 2009. V. 44. P. 9870. doi 10.1039/b912676g
11. *You Z.-L., Tang L.-L., Zhu H.-L.* // *Acta Crystallogr. E.* 2005. V. 61. P. 36. doi 10.1107/S1600536804031368
12. *Fisher M.* // *Am. J. Phys.* 1964. V. 32. № 5. P. 343. doi 10.1119/1.1970340
13. *Zhu W.K., Lu C.K., Tong W. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2015. V. 91. № 14. P. 144408. doi 10.1103/PhysRevB.91.144408
14. *Misra S.K., Andronenko S.I., Thurber A. et al.* // *J. Magn. Magn. Mater.* 2014. V. 363. № 1. P. 82.
15. *Guskos N., Anagnostakis E.A., Guskos A.* // *J. Achievements Materials Manufacturing Engineering (JAMME).* 2007. V. 24. № 1. P. 26.
16. *Verdes C.G., Ruiz-Diaz B., Thompson S.M. et al.* // *J. Appl. Phys.* 2001. V. 89. № 11. P. 7475. doi 10.1063/1.1363607
17. *Manna K., Sarkar R., Fuchs S. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2016. V. 94. № 14. P. 144437.
18. *Карлин П.* Магнетохимия / Пер. с англ. под ред. Зеленцова В.В. М.: Мир, 1989. [*Carlin R.L.* Magnetochemistry. Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo: Springer-Verlag, 1986.]
19. *Гуревич А.Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973.
20. *Bain G.A., Berry J.F.* // *J. Chem. Educ.* 2008. V. 85. № 4. P. 532. doi 10.1021/ed085p532
21. *Gubin S.P., Koksharov Yu.A., Khomutov G.B. et al.* // *Russ. Chem. Rev.* 2005. V. 74. № 6. P. 489. doi 10.1070/RC2005v074n06ABEH000897 [*Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б. и др.* // *Успехи химии.* 2005. Т. 74. № 6. С. 539.]
22. *Petrakovskii G.A., Aleksandrov K.S., Bezmaternikh L.N. et al.* // *Phys. Rev. B* 2001. V. 63. № 18. P. 184425. doi 10.1103/PhysRevB.63.184425
23. *Manna K., Samal D., Elizabeth S. et al.* // *J. Phys. Chem. C.* 2011. V. 115. P. 13985. doi 10.1021/jp201206a