

Влияние углеродных нанотрубок на частотные характеристики магнитной релаксации ионов Dy^{3+} в композите с молекулярными магнитами

© Е.И. Куницына^{1,2,3}, В.В. Савин², Р.Б. Моргунов^{1,2,3,¶}

¹ Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Россия

² Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта, Калининград, Россия

³ ФГАОУ ВО Первый МГМУ им. И.М. Сеченова Минздрава России (Сеченовский Университет), Москва, Россия

¶ E-mail: spintronics2022@yandex.ru

Поступила в Редакцию 23 апреля 2026 г.

В окончательной редакции 13 мая 2026 г.

Принята к публикации 14 мая 2026 г.

Обнаружено, что в прессованной смеси многостенных углеродных нанотрубок (УНТ) на основе прекурсора бутанола с мономолекулярным магнитом (ММ) $[Dy(LCH_3)(Cu_3PO)_2]ClO_4 \cdot CH_3CN$ обнаруживается изменение результирующей коэрцитивной силы композита и смещение пиков магнитной релаксации на частотной зависимости мнимой части магнитной восприимчивости при низких температурах ~ 2 К. Сохранение формы и взаимного расположения этих пиков при их сдвиге в одну сторону свидетельствуют, что главным фактором обнаруженного эффекта является магнитное дипольное взаимодействие ММ с ферромагнитными компонентами смеси УНТ. При низких температурах имеет место неаддитивное сложение температурных зависимостей намагниченностей для компонент композита, что свидетельствует о наличии их взаимодействия. Таким образом, магнитное дипольное взаимодействие ММ с ферромагнитной компонентой смеси УНТ приводит к перестройке спектра магнитной релаксации молекулярных магнитов. Это можно использовать для аккуратной подстройки частоты ММ в квантовых устройствах с молекулярными битами.

Ключевые слова: Углеродные нанотрубки, молекулярные магниты, гибридизация молекулярных орбиталей, ферромагнетизм, магнитная релаксация, дипольное взаимодействие.

DOI: 10.61011/FTT.2026.05.63452.9522

1. Введение

Молекулярные магниты (ММ) представляют собой металл-органические молекулы, в которых направление спина относительно молекулярных осей поддерживается спин-орбитальным взаимодействием, величина и симметрия которого определяется лигандами органического каркаса молекулы [1–3]. Притягательность этих объектов для исследований объясняется наличием химических методов дизайна лигандной архитектуры, позволяющей управляемо изменять симметрию и величину кристаллического поля. В результате такой регулировки можно получить на основе одного и того же иона металла длинный ряд молекул с постепенно меняющимся расщеплением электронных спиновых уровней и с возможностью регулировки скорости спиновой релаксации магнитным полем. Вопрос спиновой релаксации ММ важен потому, что одно из главных направлений их использования связывают со спиновым компьютером, где спиновые кубиты должны быть защищены от декогеренции, а сама декогеренция должна быть управляемой. Ранее на примере эрбиевых комплексов мы показали, что эту проблему можно сформулировать на языке спинового шума, а „цвет“ шума, определяемый из динамических

магнитных характеристик (магнитная вязкость, мнимая часть магнитной восприимчивости и др.) может служить „отпечатками пальцев“ действующего канала магнитной релаксации в силу [4,5].

В общем случае в ММ релаксация спина управляется четырьмя известными каналами: прямая релаксация, релаксации Орбаха и Рамана, туннельная релаксация [6]. Скорость релаксации $1/\tau$ каждого из этих параллельных каналов по-разному зависит от поля и температуры, так что в экспериментах именно эти полевые и температурные зависимости магнитной релаксации принимаются в качестве доказательства доминирования одного из них.

Спиновой релаксацией и соответствующим спектром спинового шума можно управлять не только с помощью магнитного поля и температуры. С появлением серии работ, посвященных исследованию ММ на поверхности сверхпроводящего материала [7,8] или ферромагнетика [9], показало, что наличие подложки для ММ и ее электронных свойств способно значительно изменить релаксацию в ММ. Для увеличения роли поверхности в таких экспериментах мы стали создавать композитные материалы, в которых микрочастицы ферромагнетика или сверхпроводника покрыты субмикронным порошком

ММ. Было показано, что эти методы, чаще всего не изменяют структуру ММ, не приводят к химическим процессам на поверхностях и не сводятся к процессам механической, структурной или химической модификации микро- или нанокомпонент композита. Два основных канала воздействия магнитоактивного наполнителя композита на содержащиеся в нем ММ — это влияние магнитного поля рассеяния ферромагнитных частиц или смешивание волновых функций ММ и металла в сверхпроводящем состоянии. Нами был выбран ММ на основе диспрозия потому, что такие молекулы обычно весьма чувствительны к внешнему механическому давлению [10], поэтому прессование этого ММ в композите под давлением может привести к обнаружению дополнительного канала влияния на спиновую релаксацию в этих комплексах. В этой работе мы предлагаем новый композит на основе диспрозиевого ММ с надежно аттестованной структурой и известными магнитными свойствами и углеродных нанотрубок с адсорбированными на них ферромагнитными наночастицами. Известно, что углеродные нанотрубки значительно меняют физические свойства многих материалов, при этом имеют место весьма тонкие механизмы электронного взаимодействия материалов, отработанные на отдельных листах графена, изолированных нанотрубках на различных поверхностях [11]. Углеродные нанотрубки коренным образом изменяют свойства материалов благодаря своей уникальной одномерной трубчатой структуре, исключительной механической прочности (ковалентные связи), высокому соотношению сторон и превосходной электропроводности/теплопроводности. При включении в композиты они выступают в качестве армирующих агентов, улучшающих механические, электрические и тепловые характеристики даже при низких концентрациях. Кроме того, в контакте с ферромагнитными частицами сами исходно диамагнитные УНТ способны приобретать намагниченность [12]. Углеродные нанотрубки существенно влияют на магнитные свойства материалов, главным образом благодаря своей способности выступать в качестве носителя для остатков магнитных катализаторов (Fe, Co, Ni), используемых при их синтезе, а также в качестве матрицы для нанесения внешних магнитных наночастиц. В то время как чистый углерод, как правило, диамагнитен, эти металлические примеси вносят ферромагнетизм, который можно контролировать, экранировать или усиливать в композитных материалах [13]. Поэтому представляло интерес совместить в одном композите УНТ и ММ.

Цель этой работы заключалась в обнаружении неаддитивного изменения магнитных свойств ММ в композите с УНТ, которое бы свидетельствовало об изменении намагниченности компонент или скорости магнитной релаксации, регистрируемой по изменению положения максимумов на частотной зависимости магнитной восприимчивости в ММ.

2. Методика измерений и приготовления образцов

В [14] сообщалось о создании эффективного молекулярного магнетика $[\text{Dy}(\text{LCH}_3)(\text{C}_3\text{PO})_2]\text{ClO}_4 \cdot \text{CH}_3\text{CN}$ на основе диспрозия (рис. 1, *a*). Микрокристаллический порошок этого соединения был использован нами в качестве активного наполнителя композита, дающего известный отклик на определенных частотах при изменении магнитной восприимчивости в переменном маг-

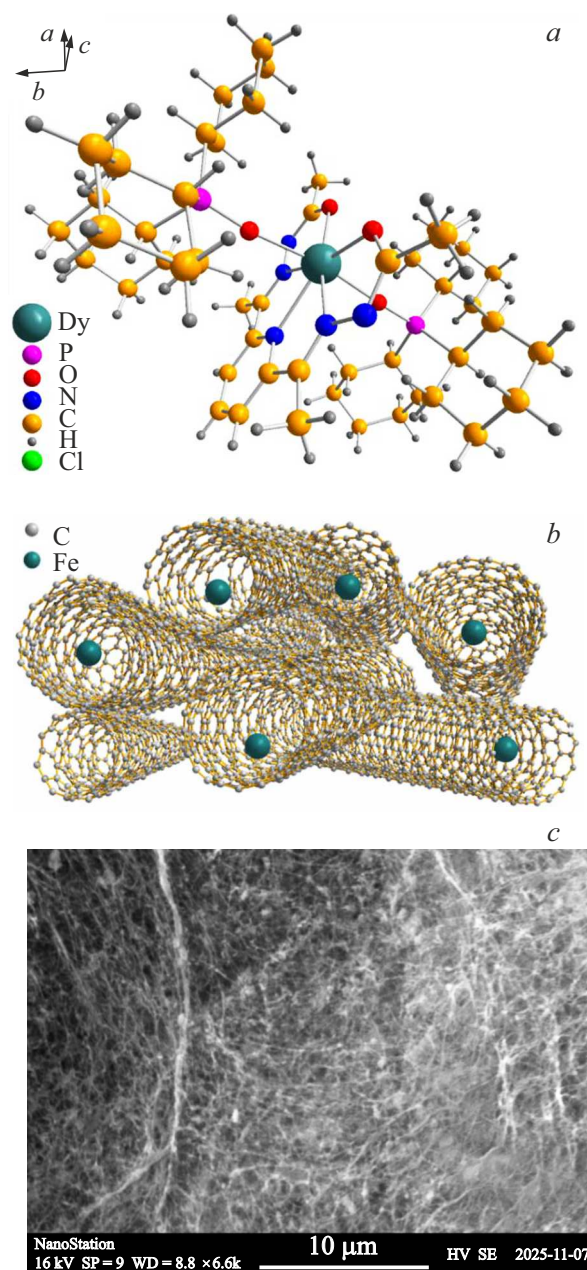


Рис. 1. (*a*) Кристаллическая структура SMM. Анионы ClO_4 и атомы водорода опущены для большей ясности. (*b*) углеродные нанотрубки с частицами железа, (*c*) изображение композита в сканирующем электронном микроскопе.

нитном поле. Синтез комплекса проводили в среде ацетонитрила при контролируемом соотношении реагентов. К 10 ml суспензии лиганда H_2LCH_3 в ацетонитриле при перемешивании последовательно добавляли раствор $Dy(ClO_4)_3 \cdot 6H_2O$ в 5 ml ацетонитрила, а затем раствор трициклогексилфосфин оксида (Cy_3PO) в 5 ml ацетонитрила. Реакционную смесь нагревали при кипении (рефлюкс) в течение 1 часа при постоянном перемешивании, после чего охлаждали до комнатной температуры. Затем к раствору добавляли триэтиламин, обеспечивая депротонирование лиганда и перевод системы в растворимое состояние.

Полученный прозрачный желтый раствор перемешивали при комнатной температуре в течение 10 минут и фильтровали. Фильтрат оставляли при комнатной температуре для медленного испарения растворителя до образования желтых монокристаллов, пригодных для рентгеноструктурного анализа. Кристаллы отделяли фильтрацией, промывали диэтиловым эфиром и сушили на воздухе. Подробная аттестация порошка ММ дана в [14].

В нашей предыдущей работе был дан подробный анализ используемых многостенных УНТ (рис. 1, *b* и рис. 1, *c*), с помощью Рамановской спектроскопии, структурных методов, анализа химического состава и их магнитных свойств [15]. УНТ синтезировали методом химического осаждения из газовой фазы с плавающим катализатором. Использовался вертикальный трубчатый реактор с внутренним диаметром муллитовой трубки 70 mm и подачей прекурсоров сверху. Внизу располагалось вращающееся устройство, где синтезированные УНТ можно было собирать и вращать *in situ* с желаемой скоростью в пределах, заданных свойствами материала, а также производительностью реактора и скоростью вращения двигателя. Температура реакции во всех 3 зонах печи была установлена на 1300 °C.

Прекурсоры вводились через инъекционную трубку с внешним диаметром 1.5 mm и внутренним диаметром 0.1 mm для жидкой смеси прекурсоров, которая состояла из толуола или бутанола с небольшой долей ферроцена, растворенного в растворе. Затем раствор подавался с постоянной скоростью с помощью шприцевого насоса. Для подачи испаренной серы вместе с водородом в качестве газа-носителя через нагреваемую линию, предназначенную для предотвращения осаждения серы на стенках, использовалась трубка из нержавеющей стали диаметром 6 mm и внутренним диаметром 4 mm. Выходное отверстие трубки находится на верхнем фланце реакторной трубки, соответствующем температуре 100 °C [14].

В дальнейшем будем использовать следующие обозначения: CNT — многостенные углеродные нанотрубки (УНТ), изготовленные с использованием бутанола в качестве прекурсора, SMM — мономолекулярный магнит $[Dy(LCH_3)(Cy_3PO)_2]ClO_4 \cdot CH_3CN$, CNT + SMM — композитный образец из CNT и SMM в массовом соотношении 80/20 атомных долей. Композит формировали под

небольшим давлением гидравлического пресса 1 МПа, которое неспособно привести к структурным фазовым переходам компонент композита.

Магнитные измерения проводились с помощью магнитометра SQUID MPMS XL Quantum Design в температурном диапазоне 2–300 К в магнитном поле 0–50 kOe. В ходе экспериментов регистрировали зависимости магнитного момента m от температуры и магнитного поля. Затем пересчитывали магнитный момент в намагниченность M , нормируя магнитный момент на массу. В серии экспериментов, посвященных анализу магнитной релаксации, были получены частотные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости в переменном магнитном поле с частотой $f_{AC} = 0.1–1400$ Hz и амплитудой $h_{AC} = 4$ Oe, в диапазоне температур 2–300 К, при наложении постоянного магнитного поля $H_{DC} = 0–200$ Oe.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

3.1. Намагниченности композита и его компонент в постоянном магнитном поле

На рис. 2 представлены полевые зависимости намагниченности CNT (рис. 2, *a*), композита CNT + SMM (рис. 2, *b*) и порошка SMM (рис. 2, *c*). Зависимости MH для углеродных нанотрубок и композитного образца были записаны при 2 К и 300 К, а зависимости молярной намагниченности образца SMM от поля были получены при нескольких температурах в диапазоне 2–20 К.

При 300 К добавление к CNT молекулярного магнетика немного меняет намагниченность насыщения, но форма петли остается практически неизменной. При 2 К наблюдаются значительно более сильные изменения петли гистерезиса CNT. Гистерезис обусловлен ферромагнитными наночастицами железа, находящимися внутри нанотрубок. В таблице приведено сравнение изменения коэрцитивной силы в композите по сравнению с исходной коэрцитивной силой в CNT при 2 К и 300 К. Видно уменьшение коэрцитивной силы в композите в 1.5 раза при 2 К. Вероятно, это можно было бы объяснить усреднением маленькой коэрцитивной силы ММ $\sim 100–200$ Oe (при скорости развертке магнитного поля 150 Oe/s) [14] с большой коэрцитивной силой наночастиц в CNT ~ 1.3 kOe. Однако поскольку при 300 К, когда коэрцитивная сила ММ равна нулю, в композите

Коэрцитивная сила образцов

	CNT	CNT + SMM	SMM
Температура, T , К	Коэрцитивная сила, H_C , Oe		
2	1320 ± 8	870 ± 8	~ 200
300	300 ± 8	287 ± 8	0

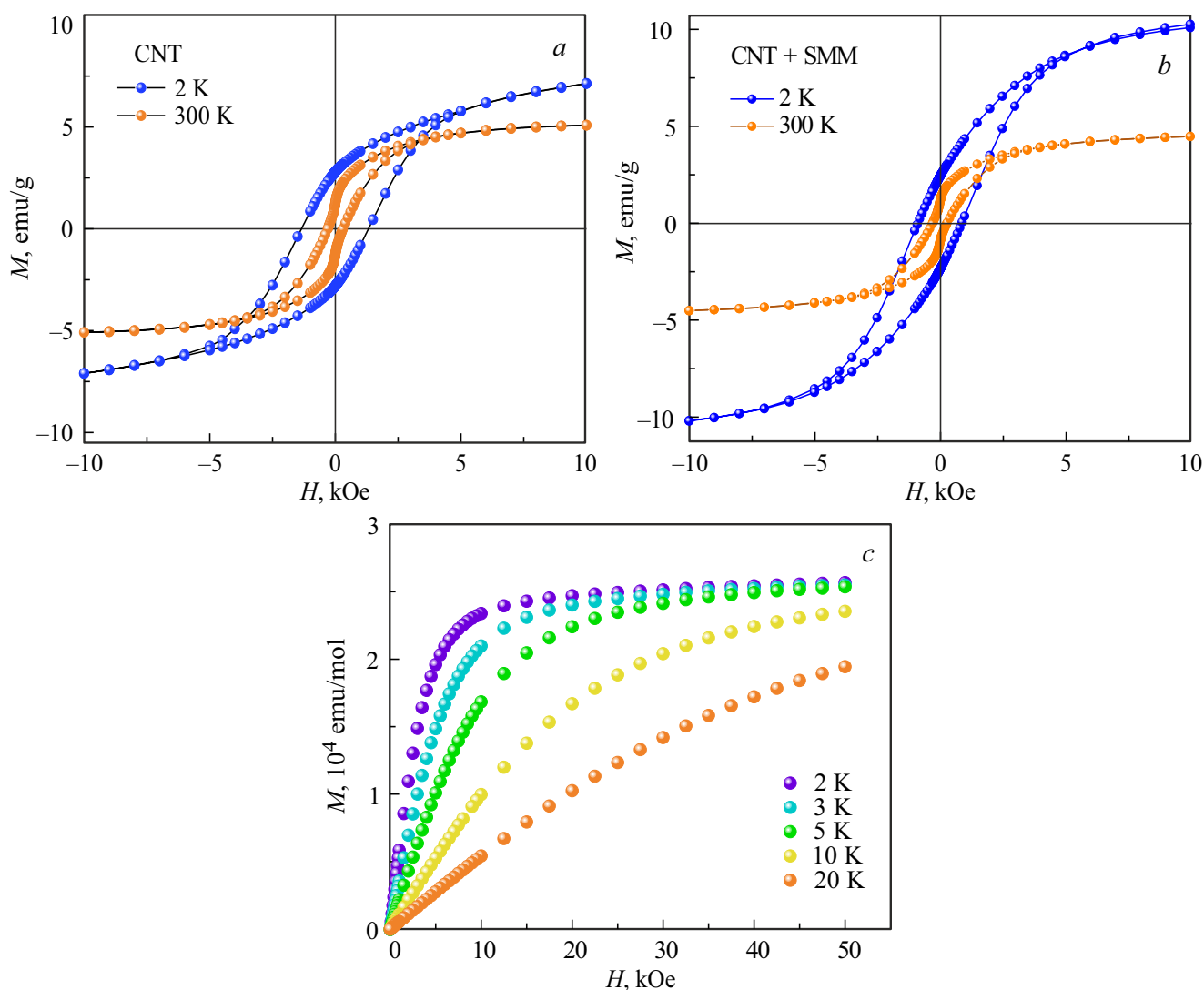


Рис. 2. Зависимости намагниченности образцов CNT (а) и композитного образца CNT + SMM_Dy (b) от поля H при температурах 2 К и 300 К. Полевые зависимости молярной намагниченности образца SMM при различных значениях температуры: 2, 3, 5, 10, 20 К (с).

можно было бы ожидать такую же коэрцитивную силу, как в CNT. Однако и при высокой температуре в композите наблюдается незначительное ($\sim 5\%$) уменьшение H_C за погрешностью измерений. Это говорит о том, что имеется взаимодействие между CNT и MM.

Температурные зависимости магнитного момента для трех образцов CNT, CNT + SMM и SMM, записанные при нагреве в постоянном магнитном поле 1 kOe, показаны на рис. 3. При температурах, больших 10 К, сумма магнитных моментов CNT и SMM, показанная сплошной линией, точно совпадает с измерениями магнитного момента композита (рис. 3, а, оранжевые символы). Однако при $T < 10$ К экспериментально определенный магнитный момент в композите лежит выше арифметической суммы компонент (рис. 3, б). Это указывает на то, что при низких температурах достаточно слабые взаимодействия между CNT и SMM начинают

приводить к неаддитивному сложению магнитных моментов.

Измерения в постоянном магнитном поле показывают, что главные отличия между магнитными свойствами композита и его компонент в основном возникают при температурах ниже 10 К, где энергия магнитного дипольного взаимодействия наночастиц с ионами диспрозия $E_D = \mu_0 \mu 10 \mu_B / r^3 \approx 10^{-22} - 10^{-22}$ Дж становится сравнима со средней энергией термических флуктуаций $E_T = kT = 1.38 \cdot 10^{-22}$ Дж при $T = 10$ К, где μ_0 — магнитная постоянная, μ — магнитный момент наночастицы, $10 \mu_B$ — магнитный момент иона диспрозия Dy^{3+} , $r = 5$ нм — радиус наночастицы. Это говорит о том, что магнитное дипольное взаимодействие может объяснять полученные результаты. Отметим, что при этом и Зеемановская энергия иона диспрозия $E_Z = 10 \mu_B g H = 10^{-22}$ Дж ($g \sim 2$ — g-фактор иона) в магнитном поле $H = 1$ Т

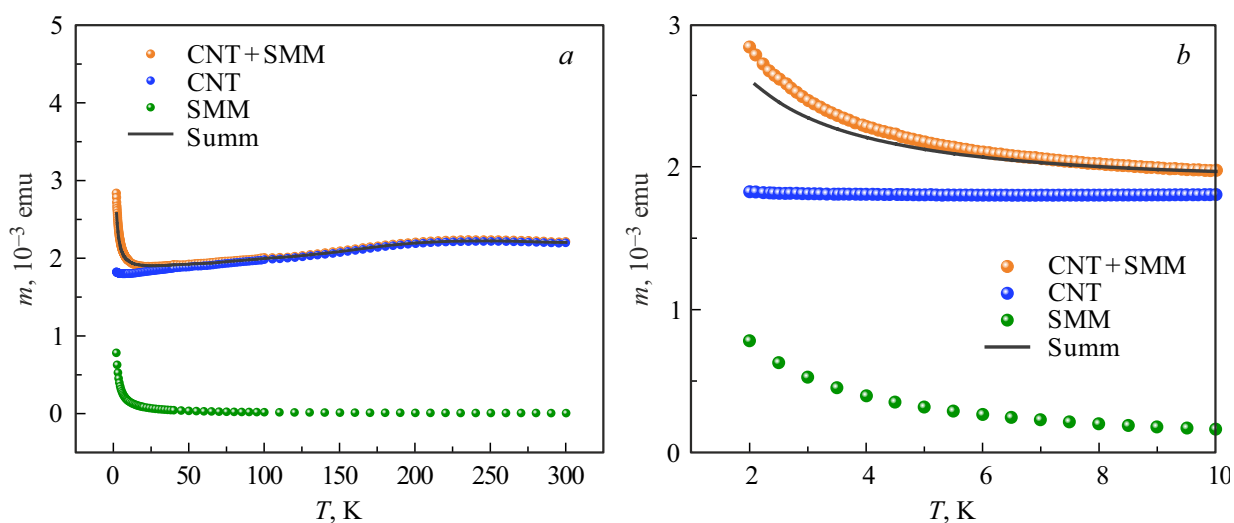


Рис. 3. Зависимости магнитного момента образцов CNT + SMM, CNT, SMM от температуры, измеренные при нагреве образца в постоянном магнитном поле 1 kOe. Сплошной серой линией показана сумма вкладов отдельно молекулярного магнита и углеродных нанотрубок (a), Фрагмент зависимостей при низких температурах (b).

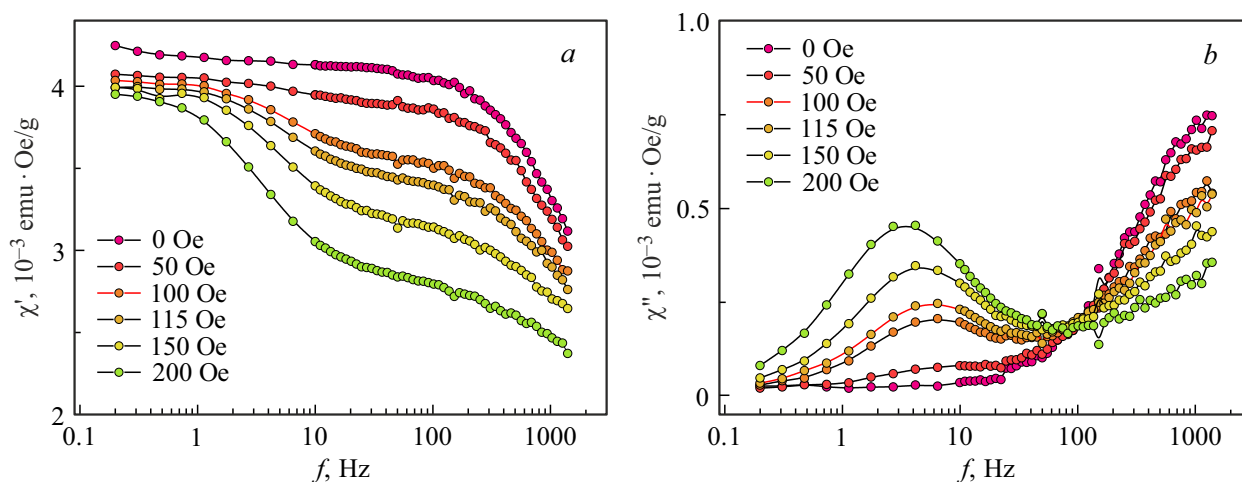


Рис. 4. Зависимости действительной (a) и мнимой (b) части магнитной восприимчивости образца CNT + SMM от частоты при температуре 2 K, измеренные в подмагничивающем DC поле H_{DC} : 0–200 Oe.

становится близка к энергии термических флуктуаций при этой температуре.

3.2. Магнитная восприимчивость композита и его компонент в переменном магнитном поле

Частотные зависимости действительной χ' и мнимой χ'' частей комплексной магнитной восприимчивости композита CNT + SMM при одновременном наложении постоянного магнитного поля в диапазоне 0–200 Oe показаны на рис. 4. Мнимая часть магнитной восприимчивости χ'' характеризуется двумя максимумами: низкочастотным (~ 5 Hz) и высокочастотным (> 1000 Hz) (рис. 4, b). Положение низкочастотного максимума χ''

смещается в сторону низких частот при увеличении постоянного магнитного поля. Положение высокочастотного максимума не определяется в доступном диапазоне частот (1400 Hz). На частотных зависимостях действительной части магнитной восприимчивости $\chi'(f)$ имеются ступеньки, соответствующие двум максимумам в мнимой части восприимчивости (рис. 4, a). В дальнейшем f_{max} обозначает положение максимума $\chi''(f)$ на частотной зависимости АС-восприимчивости. Для дебаевской релаксации $2\pi f_{max}\tau \approx 1$, поэтому смещение максимума в область больших частот соответствует уменьшению времени релаксации τ и увеличению скорости релаксации. В случае распределения времен релаксации f_{max} используется, как характеристическая частота релаксационного максимума.

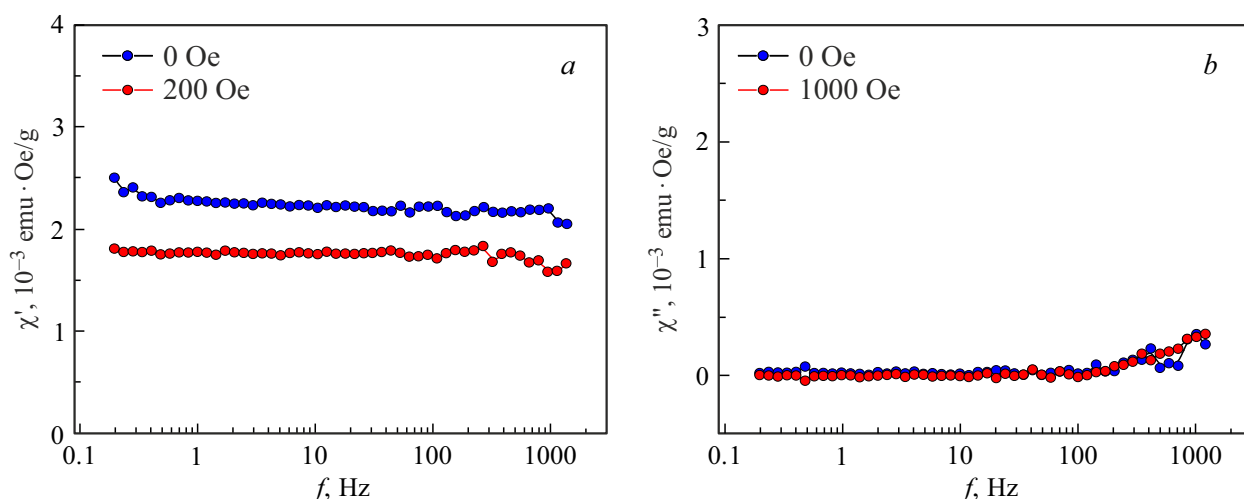


Рис. 5. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) части магнитной восприимчивости образца CNT от частоты при температуре 2 К в подмагничивающем постоянном магнитном поле 0 и 200 Ое.

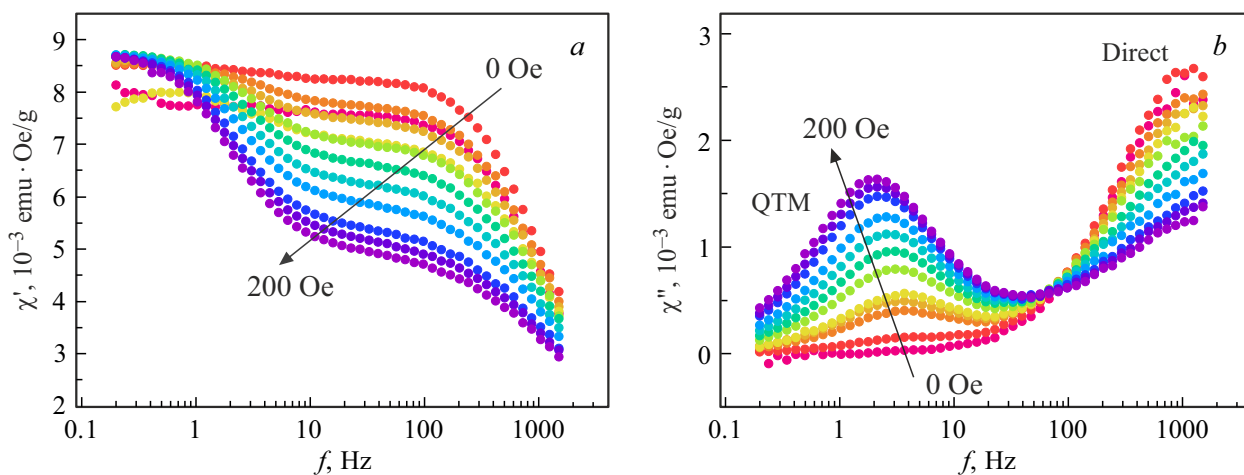


Рис. 6. Зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей магнитной восприимчивости образца SMM от частоты при температуре 2 К, измеренные в подмагничивающем DC поле H_{DC} : 0–200 Ое.

Далее мы получили аналогичные серии частотных зависимостей для отдельных компонент композита. Мнимые и действительные части магнитной восприимчивости, записанные в разных постоянных магнитных полях, представлены для CNT и SMM на рис. 5 и рис. 6, соответственно. В CNT на частотных зависимостях $\chi'(f)$ и $\chi''(f)$ отсутствуют вышеописанные ступеньки и максимумы. Имеются незначительные подъёмы в области низких частот в нулевом поле и в области высоких частот в поле 200 Ое (рис. 5).

Зависимости $\chi'(f)$ и $\chi''(f)$ в SMM, напротив, весьма сходны с аналогичными зависимостями для композита. Имеются два максимума на частотных зависимостях $\chi''(f)$, один из которых сдвигается в сторону низких частот с увеличением поля (рис. 6). При этом положение высокочастотного максимума становится вполне различимым в малых полях. С ростом поля высокочастотный

максимум сдвигается в сторону высоких частот в противоположность направлению сдвига низкочастотного максимума. Эти закономерности для чистого SMM объяснены и подробно описаны в статье [14] конкуренцией прямой релаксации, скорость которой растет с полем, и квантового туннелирования, вклад которого уменьшается с ростом поля. Для сравнения на рис. 7 показаны зависимости мнимой части магнитной восприимчивости образцов CNT + SMM, CNT, SMM от частоты при температуре $T = 2$ К, измеренные в магнитных полях $H = 0$ –200 Ое. Пунктирными линиями показаны частоты максимумов для образца SMM.

Видно, что при одних и тех же условиях в композите CNT + SMM низкочастотный максимум лежит в больших частотах, чем в исходном SMM (рис. 7). Высокочастотный максимум аналогично смещен в большие частоты, чем в SMM и становится неразрешим

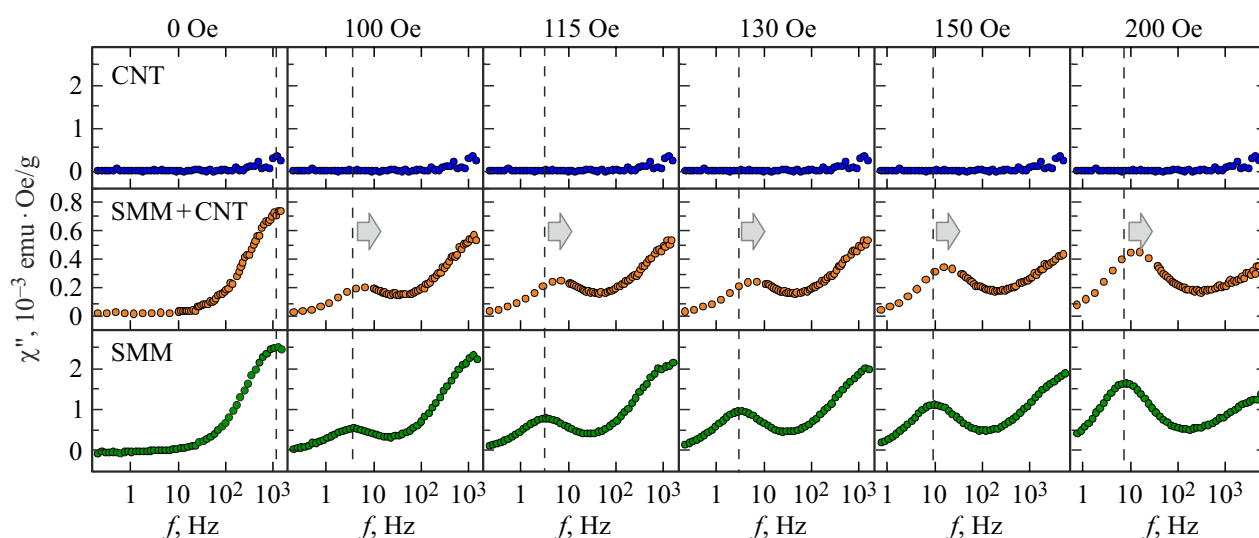


Рис. 7. Зависимости мнимой части магнитной восприимчивости образцов: CNT + SMM, CNT, SMM от частоты при температуре $T = 2$ К, измеренные в магнитных полях $H_{DC} = 0–200$ Ое. Пунктирными линиями показаны частоты максимумов для образца SMM. Стрелки показывают направление смещения максимумов в композитном образце.

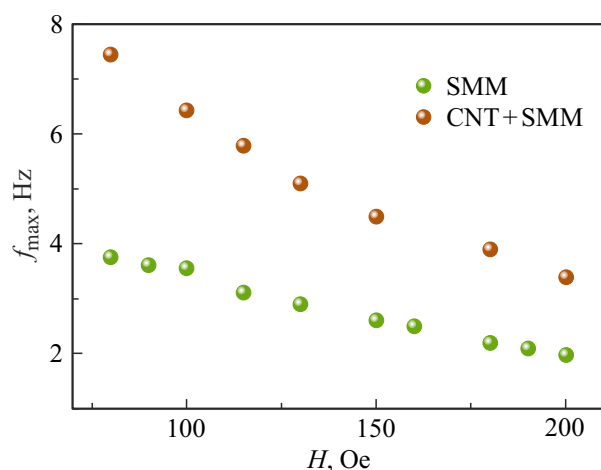


Рис. 8. Зависимости частоты максимума мнимой части магнитной восприимчивости от магнитного поля, зарегистрированные при 2 К для образца SMM и CNT + SMM. Кривые соответствуют низкочастотным максимумам для образцов на рис. 4, рис. 6 и рис. 7.

в диапазоне SQUID-магнитометра (1400 Hz). Помещение SMM в композит с CNT приводит к смещению релаксационных максимумов $\chi''(f)$ в противоположном направлении, чем это происходит при увеличении магнитного поля. Этот факт становится очевидным, если положение низкочастотного максимума построить в зависимости от внешнего постоянного магнитного поля для CNT + SMM и SMM (рис. 8). Из рис. 8 следует, что с ростом поля положение низкочастотного максимума сдвигается в низкие частоты, как в чистом состоянии SMM, так и при его включении в композит CNT + SMM. Однако при этом положение этого максимума в компо-

зите смещается в область больших частот по сравнению с его частотой в чистом виде при всех магнитных полях (рис. 8). Таким образом, локальное окружение SMM в композите создает эффект, противоположный тому, который возникает при наложении магнитного поля.

Обнаруженное увеличение частоты релаксации в композите CNT + SMM показывает возможность изменения спектра магнитной релаксации локальным магнитным окружением. Ранее для эрбиевых ММ было показано, что предварительно намагниченная ферромагнитная матрица замедляет релаксацию и смещает максимумы $\chi''(f)$ в область меньших частот за счет частичного подавления квантового туннелирования [4,16]. В настоящей работе композит CNT + SMM дает противоположный эффект — смещение максимумов $\chi''(f)$ в область более высоких частот. Следовательно, различные типы магнитных матриц позволяют управляемо изменять частотные характеристики релаксации ММ в разных направлениях. Для обсуждения наблюдаемой перестройки релаксационных максимумов $\chi''(f)$ в результате его помещения SMM в композит воспользуемся известными из литературы зависимостями положения максимума f_{max} от поля и температуры [17,18]:

$$f_{max}(H, T) = \xi / (1 + \xi H^2) + AH^4T + CT^n + \tau_0^{-1} \exp(-U_{eff}/k_B T), \quad (1)$$

Первый член, описывает вклад квантового туннелирования (QTM) в скорость релаксации, уменьшающийся с увеличением поля, но независимый от температуры. Второе слагаемое $A(H)T$ описывает прямую релаксацию, которая увеличивает частоту с ростом поля, третье слагаемое в сумме CT^n соответствует процессу Рамана с $n = 6$ для крэммеровских ионов и не зависит от поля. Экс-

понижающее четвертое слагаемое $\tau_0^{-1} \exp(-U_{\text{eff}}/k_B T)$ описывает термоактивированный не зависящий от поля процесс Орбаха с энергетическим барьером U_{eff} . Очевидно, что для описания поведения низкочастотного пика нужно использовать первое слагаемое, которое связано с квантовым туннелированием, а для описания полевой зависимости высокочастотного пика подходит второе слагаемое, соответствующее прямой спиновой релаксации, которая сдвигается по частоте в противоположную сторону по сравнению с низкочастотным пиком. Разные каналы спиновой релаксации проявляются в разных частотных окнах АС-восприимчивости, что приводит к наличию двух пиков релаксации. При помещении SMM в композит эта тенденция не меняется, однако зависимость положения низкочастотного пика от поля становится выше по частоте и меняет наклон (рис. 8). Увеличение наклона можно связывать с ростом константы ξ , управляющей крутизной зависимости $f_{\text{max}}(H)$ канала квантового туннелирования, а перенос всей зависимости в большие частоты может быть связано с прибавкой любого из четырех членов выражения (1), кроме прямой релаксации, увеличение которой уменьшило бы наклон на рис. 8. Поскольку вывод об изменении эффективности квантового туннелирования в композите неизбежен в связи с изменением наклона зависимости $f_{\text{max}}(H)$, логично предполагать, что увеличивается и параметр ξ , управляющей статистическим весом этого процесса.

Отметим, что на смещение f_{max} в область больших частот могло влиять диполь-дипольное взаимодействие между ферромагнитными наночастицами в нанотрубках и Зеемановское взаимодействие с внешним полем. Отметим, что с увеличением поля прибавка Δf_{max} , связанная с помещением SMM в композит, уменьшается (рис. 8). То есть Зеемановское взаимодействие уменьшает роль матрицы CNT. Действие диполь-дипольного взаимодействия не сводится к добавлению усредненного магнитного поля к внешнему полю, поскольку оно не увеличивает сдвиги пиков в том же направлении, что и внешнее поле, а действует в противоположную сторону. Вероятно, механизм влияния диполь-дипольного взаимодействия является более сложным, связанным с ориентацией молекулярных осей SMM, изменением локальной симметрии комплексов и нуждается в рассмотрении спинового гамильтониана системы с добавочным членом, описывающим стохастическое распределение наночастиц вокруг SMM.

4. Выводы

Помещение SMM в композит с многостенными углеродными нанотрубками, содержащими ферромагнитные наночастицы, приводит к изменению коэрцитивной силы, намагниченности насыщения и температурной зависимости намагниченности при низких температурах менее 10 К, где средняя энергия термических флуктуаций становится меньше диполь-дипольного взаимодействия

ионов диспрозия с наночастицами и меньше Зеемановского взаимодействия SMM с магнитным полем. Наблюдаются изменения в частотных зависимостях действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости, вызванные помещением молекулярного магнита в окружение нанотрубок. Помещение SMM в композит смещает релаксационные максимумы $\chi''(f)$ в область больших частот, что соответствует уменьшению характерного времени релаксации τ . Для квантового туннелирования это изменение противоположно по знаку тому, которое вызывает добавление поля размагничивания наночастиц к внешнему полю. Поэтому наблюдаемый эффект не сводится к учету поля размагничивания наночастиц в углеродных нанотрубках. Диполь-дипольное взаимодействие между ферромагнитными наночастицами в нанотрубках и ионами Dy^{3+} изменяет положение релаксационных максимумов $\chi''(f)$ и соответствующую скорость релаксации $1/\tau$, но не может быть описано аддитивной добавкой эффективного поля стохастической системы наночастиц к внешнему магнитному полю, поскольку действует в противоположном направлении. Это требует дальнейшего теоретического анализа статистическими методами.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках гранта Российского научного фонда № 25-72-31032, <https://rscf.ru/project/25-72-31032/>. Авторы признательны профессорам Е. Coronado, Е. Fullerton и Sh. Ohkoshi за внимание к нашей работе, полезные советы и плодотворные обсуждения результатов. Авторы благодарны В.А. Копоткову за предоставленные образцы SMM и профессору Э.Б. Ягубскому за ценные советы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] F. Pointillart, K. Bernot, B. Le Guennic, O. Cador. Chem. Commun. **59**, 55, 8520 (2023). <https://doi.org/10.1039/d3cc01722b>
- [2] S. Lee, T. Ogawa. Chem. Lett. **46**, 1, 10 (2017). <https://doi.org/10.1246/cl.160800>
- [3] Z. Zhu, M. Guo, X.L. Li, J. Tang. Coord. Chem. Rev. **378**, 350 (2019). <https://doi.org/10.1016/j.ccr.2017.10.030>
- [4] R.B. Morgunov, R.S. Allayarov, E.I. Kunitsyna, O.V. Koplak. Appl. Phys. Lett. **122**, 17, 174002 (2023). <https://doi.org/10.1063/5.0144644>
- [5] E.I. Kunitsyna, A.D. Talantsev, T.A. Bazhenova, E.B. Yagubskii, A.I. Chernov, R.B. Morgunov. Appl. Surf. Sci. **652**, 159259 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2023.159259>
- [6] L. Gu, R. Wu. Phys. Rev. Lett. **125**, 11, 117203 (2020). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.117203>

- [7] L. Malavolti, L. Poggini, L. Margheriti, D. Chiappe, P. Graziosi, B. Cortigiani, V. Lanzilotto, F.B. de Mongeot, P. Ohresser, E. Otero, F. Choueikani, P. Saintavit, I. Bergenti, V.A. Dediu, M. Mannini, R. Sessoli. *Chem. Commun.* **49**, 98, 11506 (2013). <https://doi.org/10.1039/c3cc46868b>
- [8] G. Serrano, L. Poggini, G. Cucinotta, A.L. Sorrentino, N. Giaconi, B. Cortigiani, D. Longo, E. Otero, P. Saintavit, A. Caneschi, M. Mannini, R. Sessoli. *Nat. Commun.* **13**, 1, 3838 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41467-022-31320-5>
- [9] G. Serrano, L. Poggini, M. Briganti, A.L. Sorrentino, G. Cucinotta, L. Malavolti, B. Cortigiani, E. Otero, P. Saintavit, S. Loth, F. Parenti, A.L. Barra, A. Vindigni, A. Cornia, F. Totti, M. Mannini, R. Sessoli. *Nat. Mater.* **19**, 5, 546 (2020). <https://doi.org/10.1038/s41563-020-0608-9>
- [10] S. Chicco, E. Garlatti, A. Mavromagoulos, A.B. Canaj, P. Bonfà, A. Piovano, S. Dey, H. Little, A. Chiesa, A.S. Ivanov, I.J. Onuorah, S. Parsons, G. Rajaraman, T. Guidi, M. Murrie, S. Carretta. *Phys. Rev. Res.* **8**, 1, 013048 (2026). <https://doi.org/10.1103/y7kz-8f3s>
- [11] X.-G. Li, J.N. Fry, H.-P. Cheng. *Phys. Rev. B* **90**, 12, 125447 (2014). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.125447>
- [12] G. Korneva, H. Ye, Y. Gogotsi, D. Halverson, G. Friedman, J.-C. Bradley, K.G. Kornev. *Nano Lett.* **5**, 5, 879 (2005). <https://doi.org/10.1021/nl0502928>
- [13] K. Lipert, M. Ritschel, A. Leonhardt, Y. Krupskaya, B. Büchner, R. Klingeler. *J. Phys. Conf. Ser.* **200**, 7, 072061 (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/200/7/072061>
- [14] M. Vazquez-Pufleau, R.F. Torres, L. Arevalo, N. Abomailek, J.J. Vilatela. *Carbon Trends* **15**, 100355 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.cartre.2024.100355>
- [15] Е.И. Куницына, А.Д. Таланцев, Е.В. Дворецкая, В.В. Савин, Р.Б. Моргунов. 2130 (2025). <https://doi.org/10.61011/FTT.2025.11.62139.329-25>
- [16] O.V. Koplak, E.V. Dvoretzkaya, E.I. Kunitsyna, R.B. Morgunov. *J. Exp. Theor. Phys.* **136**, 2, 185 (2023). <https://doi.org/10.1134/S1063776123020036>
- [17] E. Lucaccini, L. Sorace, M. Perfetti, J.P. Costes, R. Sessoli. *Chem. Commun.* **50**, 14, 1648 (2014). <https://doi.org/10.1039/c3cc48866g>
- [18] A. Zabala-Lekuona, J.M. Seco, E. Colacio. *Coord. Chem. Rev.* **441**, 213984 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.ccr.2021.213984>

Редактор Ю.Э. Китаев