

# Спин-фрустрированные антиферромагнетики на основе BEDT–TTF и дицианамидных комплексов марганца

© Р.Б. Моргунов<sup>\*,\*\*,\*</sup>, Е.В. Курганова<sup>\*</sup>, Y. Tanimoto<sup>\*\*\*</sup>, А.С. Маркосян<sup>\*\*\*\*</sup>, А.В. Казакова<sup>\*</sup>, Н.Д. Куц<sup>\*</sup>, Э.Б. Ягубский<sup>\*</sup>, А.Д. Дубровский<sup>\*</sup>, Г.В. Шилов<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Институт проблем химической физики Российской академии наук, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>\*\*</sup> Оренбургский государственный университет, 460018 Оренбург, Россия

<sup>\*\*\*</sup> Graduated School of Sciences, Hiroshima University, 739-8526 Higashi-Hiroshima, Japan

<sup>\*\*\*\*</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

E-mail: morgunov20062006@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 3 августа 2006 г.)

Исследованы магнитные свойства новых катион-радикальных солей BEDT–TTF<sub>2</sub>[CuMn(dca)<sub>4</sub>] (I) и BEDT–TTF<sub>2</sub>[Mn(dca)<sub>3</sub>] (II) (где dca = N(CN)<sub>2</sub>) методом СКВИД-магнетометрии и ЭПР-спектроскопии. Обнаружено, что ниже температуры 25 К в обеих солях наблюдаются антиферромагнитные отклонения от парамагнитного поведения с константами Вейсса –5 и –10 К соответственно для I и II. Установлено, что в I эти корреляции носят короткодействующий характер и не изменяют величину эффективного спина 5/2. Обнаружена корреляция между ширинами линий сигнала ЭПР, отвечающими проводящей подрешетке BEDT–TTF и магнитной подрешетке противоиона Mn(dca)<sub>3</sub><sup>–</sup> в II. Эта корреляция свидетельствует о том, что антиферромагнитное упорядочение в магнитной подрешетке соли II оказывает влияние на спин-решеточную релаксацию в подрешетке BEDT–TTF. Зависимость намагниченности образца II от магнитного поля при 2 К типична для слабо фрустрированного одноосного антиферромагнетика и характеризуется переломом при 20 кОе, который соответствует спин-флоп переходам.

Работа поддержана РФФИ (грант № 04-02-17576), грантом Президента РФ (МД-6378.2006.2), Фондом содействия отечественной науке, Japanese Society for the Promotion of Science (P 05388) и Программой РАН.

PACS: 75.50.Xx, 81.07.Pr

## 1. Введение

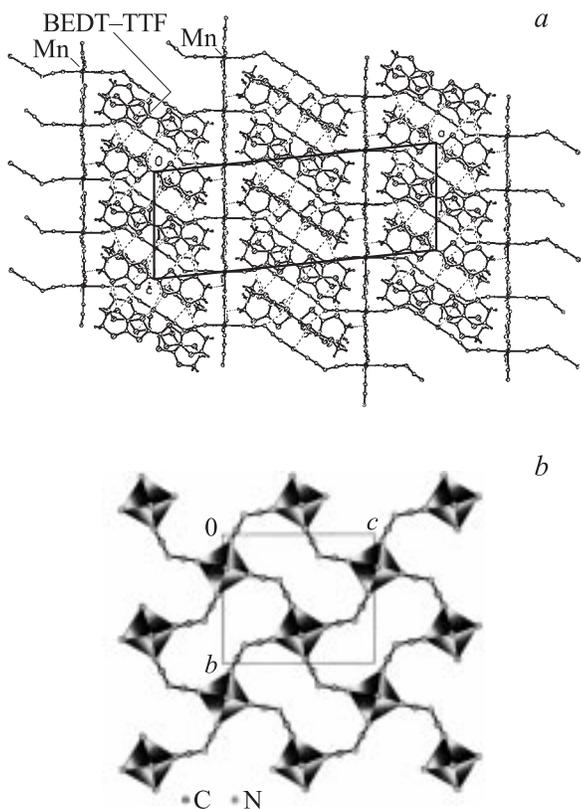
Дицианамидные (dca) комплексы переходных металлов являются одними из наиболее перспективных структурных единиц химического дизайна молекулярных магнетиков с высокими температурами Кюри [1–8]. Новым направлением синтеза материалов на основе дицианамидных комплексов Mn, Fe, Co является получение гибридных материалов, сочетающих, например, фотохромные и магнитные свойства. В настоящее время уже получены магнитные нанопленки и нанослои дицианамидных комплексов, ферромагнитное состояние которых переходит в парамагнитное под действием света [9]. Еще одна возможность заключается в создании материалов, сочетающих магнитные и электрические свойства. Именно такие материалы могут стать основой спинтроники, если в них удастся реализовать влияние магнитного состояния решетки на электрическую проводимость. Один из путей синтеза таких „спинтронических“ материалов заключается в использовании строительных блоков BEDT–TTF в качестве основы для проводящей подсистемы и дицианамидных металлокомплексных анионов в качестве основы магнитной подрешетки. Примером может служить гибридное соединение (BEDT–TTF)[Mn<sub>2</sub>Cl<sub>5</sub>·C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>OH], структура

которого состоит из проводящих слоев BEDT–TTF, чередующихся со слоями из одномерных магнитных цепочек (Mn<sub>2</sub>Cl<sub>5</sub>(EtOH)) [10]. Оно характеризуется весьма низкой температурой магнитного упорядочения, типичной для одномерных систем. Другое соединение на основе BEDT–TTF: (BEDT–TTF)<sub>2</sub>[Mn(dca)<sub>3</sub>] имеет квазидвумерную структуру, для которой характерно чередование катион-радикальных и полимерных двумерных слоев, сформированных анионами Mn(dca)<sub>3</sub><sup>–</sup> [11]. Оно обладает гексагональной спин-фрустрированной анионной подрешеткой и поэтому, по мнению авторов [11], при измерениях АС магнитной восприимчивости не показывает признаков состояния с дальним магнитным порядком вплоть до 1.6 К. Фрустрированные квазидвумерные кристаллические решетки на основе дицианамидных комплексов Mn были также получены в [12]. Плоские фрустрированные кристаллические решетки на основе ионов Co, сочетающие сверхпроводимость в слоях BEDT–TTF, были получены в [13]. Цель настоящей работы — исследование типа магнитного упорядочения в анионной подрешетке в солях BEDT–TTF<sub>2</sub>[CuMn(dca)<sub>4</sub>] (I) и BEDT–TTF<sub>2</sub>[Mn(dca)<sub>3</sub>] (II) и разделение вкладов в магнитную восприимчивость от катионной и анионной подрешеток, а также выявление факторов, влияющих

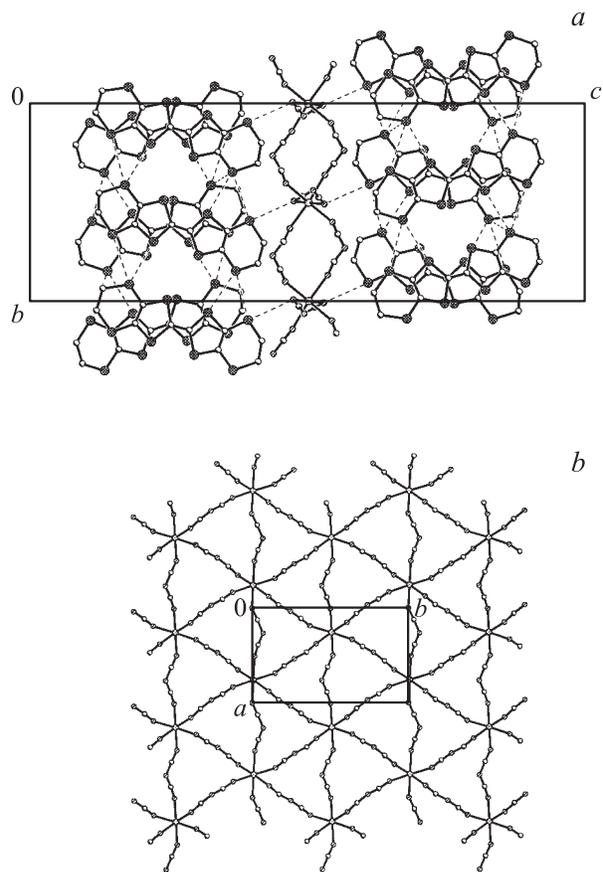
на магнитное упорядочение в подрешетке  $\text{Mn}(\text{dca})_3^-$  (в том числе влияния проводящих слоев BEDT-TTF на магнетизм анионной подрешетки и взаимодействия между слоями  $\text{Mn}(\text{dca})_3^-$ ).

## 2. Методика

Синтез катион-радикальных солей I и II подробно описан в [14], а их структура, установленная с помощью рентгеноструктурного анализа, изображена на рис. 1 и 2 соответственно. В отличие от других катион-радикальных солей BEDT-TTF соединение I имеет трехмерную структуру. Отличительной чертой структуры является присутствие взаимопроникающих структурных образований: пористых 2D катион-радикальных слоев и 3D полимерного аниона  $[\text{MnCu}(\text{dca})_4]^-$  (рис. 1). В катион-радикальных слоях BEDT-TTF существуют пустоты, сквозь которые проходят цепочки  $\text{Cu}(\text{dca})_2$  (Cu в цепочках диамагнитна). Между ионами Cu и атомами серы катион-радикалов BEDT-TTF имеются укороченные Cu...S контакты. В свою очередь цепочки  $\text{Cu}(\text{dca})_2$  благодаря координации концевых атомов азота dca-лигандов с атомами Mn связывают между собой двумерные полимерные сетки  $\text{Mn}(\text{dca})_4^{2-}$  в единый 3D полимерный противоион. Структура соли II, как уже



**Рис. 1.** Проекция кристаллической структуры катион-радикальной соли (I)  $\text{BEDT-TTF}_2[\text{CuMn}(\text{dca})_4]$  на плоскость  $ac$  (a) и проекция полимерного аниона на плоскость  $bc$  (фрагмент  $-\text{CNCN}-\text{Cu}-\text{NCNC}-$  удален для ясности) (b).



**Рис. 2.** Проекция кристаллической структуры катион-радикальной соли (II)  $\text{BEDT-TTF}_2[\text{Mn}(\text{dca})_3]$  на плоскость  $ab$  (a) и проекция полимерного аниона на плоскость  $bc$  (b).

отмечалось ранее, слоистая (рис. 2). Она состоит из чередующихся проводящих катион-радикальных слоев BEDT-TTF и непроводящих анионных слоев. Последние сконструированы из анионов  $\text{Mn}(\text{dca})_3^-$ . В отличие от I эти слои не связаны друг с другом химическими связями. В обоих соединениях ионы  $\text{Mn}^{2+}$  находятся в октаэдрическом окружении, однако оно различное для I и II. В соединении II каждый атом Mn в полимерном анионе связан с шестью соседними атомами Mn посредством  $\mu_{1,5}$ -dca мостиков. Следует отметить, что только концевые атомы азота цианидных групп dca-лигандов участвуют в образовании координационных связей с атомами металла и образуют его октаэдрическое окружение, в отличие от соли  $\text{Mn}(\text{dca})_2$  [12], в которой все три атома азота dca-лигандов участвуют в образовании координационного окружения металла. В соли I каждый атом Mn в полимерных слоях связан координационными связями с четырьмя другими посредством концевых атомов азота дицианамидного лиганда.

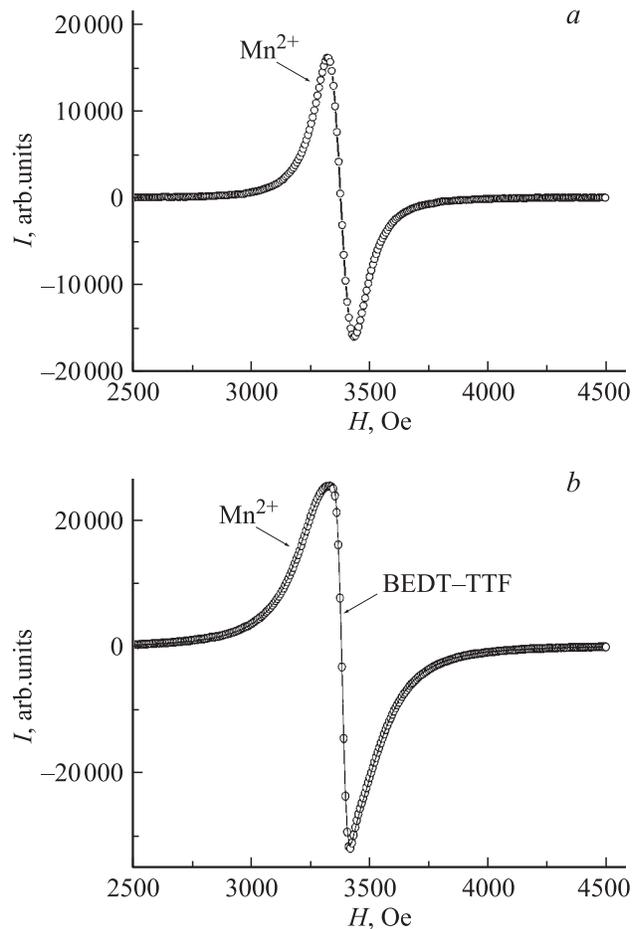
Магнитные свойства были исследованы на поликристаллических образцах. Зависимости магнитного момента  $M$  от температуры  $T$  и напряженности магнитного поля  $H$  для обоих соединений были изучены с помощью СКВИД-магнетометра (Quantum Design

MPMS 5XL) в режиме постоянного магнитного поля ( $H = 0-50$  kOe). Диамагнитный момент пустой ячейки и вклад диамагнетизма Паскаля вычитали из полученного значения  $M$  перед анализом полученных результатов. Спектры ЭПР были получены с помощью X-band спектрометра (Bruker ESR-300) в области температур 4–280 K в криостате Oxford Instruments. Мощность СВЧ в резонаторе варьировали в диапазоне  $10^{-6}-10^{-1}$  W. Образец помещали в пучность магнитной составляющей микроволнового поля. Добротность резонатора в процессе измерений контролировалась. Измеряемый сигнал магнитного резонатора был пропорционален первой производной мнимой части магнитной восприимчивости кристалла  $d\chi/dH$ . В качестве эталонного образца для установления  $g$ -фактора использовали порошок DPPH, а для калибровки магнитной восприимчивости — монокристаллы  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Образцы были запаяны в кварцевую трубку вместе с калибровочными образцами в атмосфере аргона.

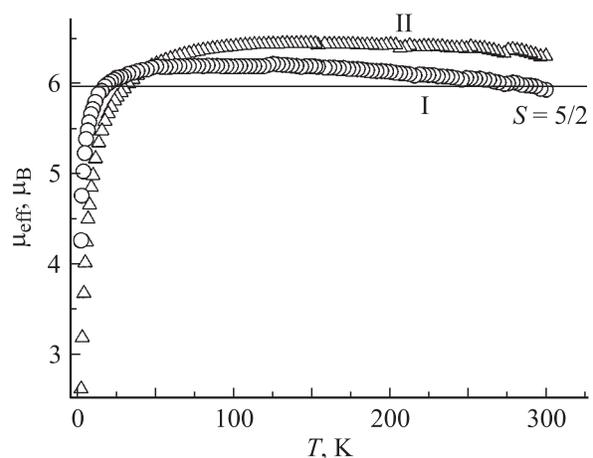
### 3. Результаты

Спектр ЭПР соединения I представлял собой однородно уширенную одиночную линию, которая с точностью 99% имела лоренцеву форму во всем исследованном температурном диапазоне 4–280 K (рис. 3, *a*). Спектр II состоит из двух перекрывающихся линий лоренцевой формы (рис. 3, *b*). Двойное интегрирование спектров позволяло определить число спинов, которое участвует в формировании спектра по отношению к числу спинов в калибровочном образце  $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$ . Из сравнения получено, что второй интеграл спектра соли I точно соответствует количеству спинов  $\text{Mn}^{2+}$ , рассчитанному исходя из массы образца. В спектре соли II одна из линий в 40–50 раз меньше другой при 280 K. Иными словами, она вносит вклад в магнитную восприимчивость на уровне 2% и практически не влияет на измерения СКВИД-магнетометром. Это позволяет приписывать более интенсивной линии резонанс на ионах  $\text{Mn}^{2+}$ , а менее интенсивной линии — резонанс в подсистеме BEDT-TTF, поскольку обычно в проводящих слоях BEDT-TTF лишь малая доля электронов у поверхности Ферми вносит вклад в намагниченность. Это подтверждается также сопоставлением числа спинов с калибровочным образцом. Второй интеграл интенсивной линии точно соответствует количеству ионов  $\text{Mn}^{2+}$  в исследуемом образце II. Таким образом, в отличие от образца I в ЭПР спектре соединения II обнаруживаются перекрывающиеся линии проводящей (BEDT-TTF) и магнитной ( $\text{Mn}^{2+}$ ) подсистем.

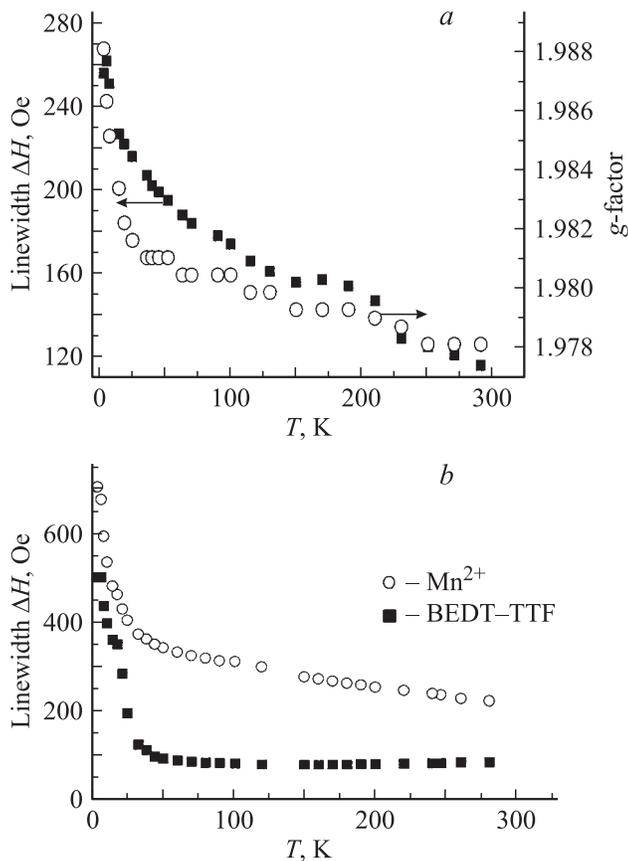
Температурные зависимости эффективных магнитных моментов  $\mu_{\text{eff}}$ , полученные в СКВИД-магнетометре в магнитном поле 1 kOe, для обоих соединений были сходными (рис. 4). При высоких температурах 25–280 K значение  $\mu_{\text{eff}}$  было постоянным и близким к расчетному значению  $g(2(S+1)S)^{1/2} = 5.92$  для невзаимодействи-



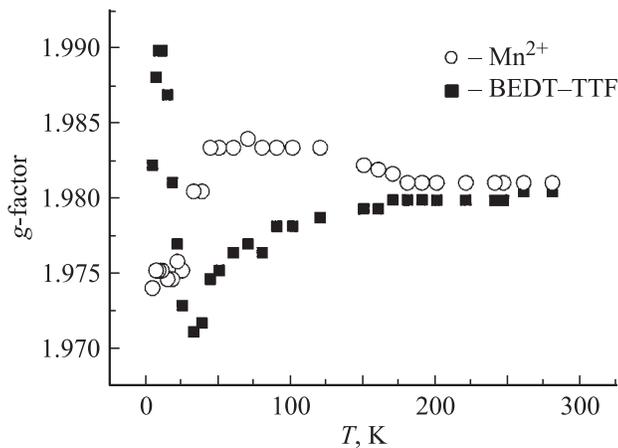
**Рис. 3.** Спектры ЭПР соединений BEDT-TTF<sub>2</sub>[CuMn(*dca*)<sub>4</sub>] (I) (*a*) и BEDT-TTF<sub>2</sub>[Mn(*dca*)<sub>3</sub>] (II) (*b*) при 60 K. Сплошными линиями показана аппроксимация спектра I лоренцевой линией  $\text{Mn}^{2+}$ , спектра II — парой лоренцевых линий, отвечающих резонансу в подсистемах  $\text{Mn}^{2+}$  и BEDT-TTF соответственно.



**Рис. 4.** Зависимости эффективного момента  $\mu_{\text{eff}}$ , нормированного на магнетон Бора  $\mu_B$ , от температуры в соединениях I и II в постоянном магнитном поле 1 kOe. Горизонтальной линией отмечено расчетное значение  $\mu_{\text{eff}}$  для парамагнитных частиц со спинами 5/2.



**Рис. 5.** *a* — зависимости ширины линии  $\Delta H$  и  $g$ -фактора соединения I от температуры, *b* — зависимости ширин  $\Delta H$  линий  $\text{Mn}^{2+}$  и BEDT-TTF в спектре ЭПР соединения II от температуры.



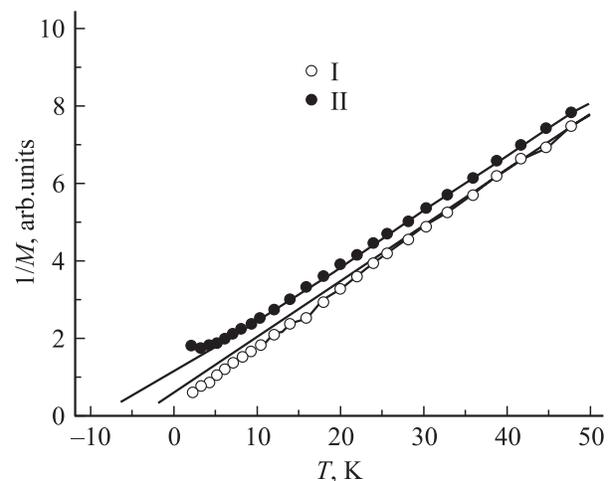
**Рис. 6.** Зависимости  $g$ -факторов линий  $\text{Mn}^{2+}$  и BEDT-TTF в спектре ЭПР соединения II от температуры.

ющих парамагнитных частиц со спином  $5/2$ , что отвечает спиновому состоянию иона  $\text{Mn}^{2+}$ . Охлаждение ниже 25 К вызывало в обоих типах образцов резкое уменьшение  $\mu_{\text{eff}}$ , свидетельствующее об антиферромагнитных взаимодействиях в подсистеме  $\text{Mn}^{2+}$ . Об этом

же свидетельствуют резкие изменения  $g$ -факторов и ширин линий  $\Delta H$  ЭПР (рис. 5 и 6).

В соединении I с понижением температуры плавный рост  $g$ -фактора и ширины линии  $\Delta H$  в диапазоне температур 25–280 К сменяется более резким нарастанием в интервале 4–25 К (рис. 5, *a*). В соединении II температурные зависимости ширин обеих линий носят такой же характер, как и в I, за исключением того, что ниже температуры 25 К наблюдается более резкий рост  $\Delta H$  (рис. 5, *b*). Резкое увеличение ширин линий в обоих типах образцов при понижении температуры ниже 25 К, вероятнее всего, вызвано обменным взаимодействием антиферромагнитного типа. Величины  $g$ -факторов в соединении II имеют иные температурные зависимости по сравнению с I (рис. 6). Более широкая линия  $\text{Mn}^{2+}$  имеет постоянное значение  $g$ -фактора при  $T = 30$ –280 К, а ниже 30 К его величина уменьшается. Линия BEDT-TTF характеризуется  $g$ -фактором, монотонно зависящим от температуры. Плавное уменьшение  $g$  от 280 до 25 К сменяется резким нарастанием этой величины при понижении температуры от 25 до 8 К, а затем при дальнейшем охлаждении значение  $g$  снова уменьшается. Отметим, что абсолютная величина изменения  $g$ -факторов подсистемы  $\text{Mn}^{2+}$  невелика и значение  $g$  находится вблизи ожидаемой величины для ионов  $\text{Mn}^{2+}$  в дицианамидных комплексах.

Экстраполяция высокотемпературной части температурной зависимости обратного магнитного момента образцов  $M^1$  в область отрицательных значений температур (рис. 7) позволяет определить величины температур Вейсса для каждого из соединений. Установлено, что в соединении I константа Вейсса  $\Theta = -5$  К, а в соединении II —  $\Theta = -10$  К. Отрицательные значения констант Вейсса соответствуют антиферромагнитным корреляциям спинов.



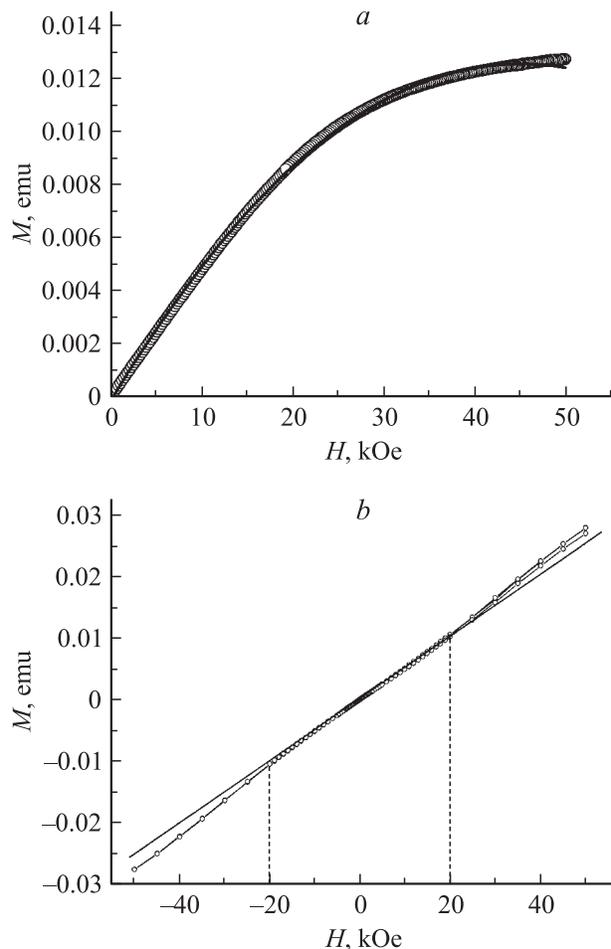
**Рис. 7.** Низкотемпературная часть зависимостей обратного магнитного момента  $1/M$  от температуры в соединениях I и II в постоянном магнитном поле 1 кОе. Линиями показана экстраполяция зависимостей в область отрицательных температур.

Зависимости магнитных моментов образца I от магнитного поля  $H$  при  $T = 2$  К типична для парамагнетика в области температур, где зеемановская энергия превышает  $kT$  (рис. 8, *a*). Аппроксимация этой зависимости функцией Бриллюэна в соли I приводит к значению электронного спина  $S = 5/2$ , характерному для ионов  $Mn^{2+}$  (рис. 8, *a*). Это свидетельствует о том, что дальний антиферромагнитный порядок в соединении I отсутствует, а уменьшение эффективного магнитного момента при охлаждении (рис. 4) связано с короткодействующими магнитными корреляциями. В соединении II, напротив, зависимость магнитного момента образца от поля линейна вплоть до 20 кОе, а в интервале 20–50 кОе имеет небольшой, но надежно воспроизводимый загиб (рис. 8, *b*). Линейная зависимость от приложенного поля наблюдается обычно в антиферромагнетиках с дальним магнитным порядком. На рис. 8 показаны полевые зависимости намагниченности образцов, которые были получены двукратным прохождением по полю: сначала при его увеличении, а затем при его уменьшении. Из этих рисунков следует, что вплоть до 2 К гистерезис в образцах I и II не наблюдается.

#### 4. Обсуждение

Основным состоянием иона  $Mn^{2+}$  является  ${}^6S_{5/2}$  (это состояние отвечает электронному спину  $S = 5/2$  и спину ядра  $I = 5/2$ ). Среди электронов  $d^5$  оболочки  $Mn^{2+}$  в октаэдрическом окружении имеются три электрона с симметрией волновой функции  $t_{2g}$  и два электрона с симметрией  $e_g$ . Ионы марганца соединены с другими ионами через цепочку  $N \equiv C - N - C \equiv N$ , которая, согласно [1,15], обеспечивает антиферромагнитный тип упорядочения спинов, если соседние магнитные ионы взаимодействуют через электроны с одинаковой симметрией волновой функции  $t_{2g}-t_{2g}$  или  $e_g-e_g$ , и ферромагнитный тип упорядочения при взаимодействии  $t_{2g}-e_g$ . Поэтому два соседних иона  $Mn^{2+}$  обладают тринадцатью антиферромагнитными каналами взаимодействия (четыре канала  $e_g-e_g$  и девять каналов  $t_{2g}-t_{2g}$ ) и двенадцатью ферромагнитными каналами  $t_{2g}-e_g$ . Таким образом, результирующий баланс парных электрон-электронных взаимодействий оказывается в пользу антиферромагнитного упорядочения, наблюдаемого нами в экспериментах.

Отметим, что значения констант Вейсса для исследуемых соединений I и II ( $-5$  и  $-10$  К соответственно) по абсолютной величине заметно меньше, чем температура Кюри 16 К для соли  $Mn(dca)_2$ , где в соответствии с [16,17] наблюдается трехмерное ферромагнитное упорядочение. Это вполне закономерно, так как в этом соединении обмен между атомами Mn осуществляется через более короткие мостики, из-за того что все три атома азота дицианамидного лиганда связаны с металлом координационными связями. Меньшая ширина линий ЭПР для соединений I и II по сравнению с



**Рис. 8.** Зависимости магнитного момента  $M$  образцов I (*a*) и II (*b*) от магнитного поля  $H$  при температуре 2 К. На части *a* сплошной линией показана аппроксимация экспериментальных данных функцией Бриллюэна для спина  $5/2$ . На части *b* экспериментальные точки, полученные при увеличении магнитного поля, находятся немного ниже либо совпадают с точками, полученными при уменьшении магнитного поля. Сплошная прямая линия (касательная к экспериментальной зависимости в начале координат) приведена для сравнения с ней экспериментальной зависимости.

шириной линии  $Mn(dca)_2$  также свидетельствует об уменьшении обменных взаимодействий в синтезированных солях. Этот факт, а также геометрия распределения ионов  $Mn^{2+}$  могут свидетельствовать о том, что наблюдаемое антиферромагнитное упорядочение носит двумерный характер. В приближении среднего поля из константы Вейсса  $\Theta = 2Sz(S+1)J/3k$ , где  $z = 6$  — число ближайших соседей, с которыми осуществляется обмен, можно получить величину обменного интеграла  $J/k = 0.24$  К. Расчеты величины обменного интеграла в гейзенберговском приближении плоской квадратной решетки по методике, предложенной в [18–21], не согласуются для соли I с результатами экспериментов, поскольку на зависимости  $M(T)$  отсутствует максимум.

Следовательно, межслоевые взаимодействия через медь-дианимидную цепочку приводят к изменениям характера обмена в плоских слоях марганца.

Зависимости ширины линий BEDT–TTF и  $Mn^{2+}$  от температуры в соединении II одновременно претерпевают излом при температуре 25 К (рис. 5, *b*). Другими словами, наблюдается корреляция в поведении катионной и анионной подрешеток. Поскольку ширины линий ЭПР определяются механизмами спиновой релаксации, полученный результат означает, что упорядочение спинов в магнитной подрешетке оказывает влияние на времена спин-решеточной релаксации в подрешетке BEDT–TTF.

Зависимость намагниченности соли II от магнитного поля (рис. 8, *b*) типична для слабо фрустрированного одноосного антиферромагнетика [22–24]. Наличие ненулевого магнитного момента, линейно зависящего от поля при  $H < 20$  кОе, является следствием спин-фрустрированного состояния, оставляющего ненулевое значение спина в расчете на один треугольный фрагмент кристаллической решетки. Излом этой зависимости в поле 20 кОе возникает вследствие спин-флоп переходов, заключающихся в переориентации одиночных спинов повторяющегося мотива треугольников в ориентацию, более выгодную в магнитном поле.

## 5. Выводы

В солях BEDT–TTF<sub>2</sub>[CuMn(*dca*)<sub>4</sub>] и BEDT–TTF<sub>2</sub>[Mn(*dca*)<sub>3</sub>] обнаружены антиферромагнитные корреляции спинов при температуре ниже 25 К. Установлено, что константы Вейсса в этих соединениях составляют –5 и –10 К соответственно. Для соли BEDT–TTF<sub>2</sub>[Mn(*dca*)<sub>3</sub>] разделены вклады в магнитную восприимчивость от катионной и анионной подрешеток, а также установлено, что антиферромагнитное упорядочение носит дальнедействующий характер в отличие от соли I. Обнаружена корреляция между ширинами линий сигнала ЭПР, отвечающими проводящей подрешетке и магнитной подрешетке в BEDT–TTF<sub>2</sub>[Mn(*dca*)<sub>3</sub>], что свидетельствует о влиянии спинового упорядочения в магнитной подрешетке соли II на времена спин-решеточной релаксации в подрешетке BEDT–TTF. В соли II обнаружен фазовый переход в состояние слабо фрустрированного одноосного антиферромагнетика.

## Список литературы

- [1] M. Verdaguer, A. Bleuzen, V. Marvaud, J. Vaiseerman, A. Sculler, C. Train, R. Garde, G. Gelly et al. *Coordination Chem. Rev.* **190-192**, 1023 (1997).
- [2] T. Mallah, S. Thiebaut, M. Verdaguer, P. Veillet. *Science* **262**, 1554 (1993).
- [3] S. Ferlay, T. Mallah, R. Ouahes, P. Veillet, M. Verdaguer. *Nature* **378**, 701 (1995).
- [4] T. Mallah, C. Auburger, M. Verdaguer, P. Veillet. *J. Chem. Soc. Chem. Commun.* **1**, 61 (1995).
- [5] A. Sculler, T. Mallah, A. Nivorozhkin, M. Verdaguer, P. Veillet. *New J. Chem.* **20**, 1 (1996).
- [6] K. Inoue, K. Kikuchi, M. Ohba. *Angew. Chem, Int. Ed.* **42/39**, D3461 (2003).
- [7] H. Miyasaka, K. Nakata, L. Lecren, C. Coulon, Y. Nakazawa, T. Fujisaki, K. Sugiura, M. Yamashita, R. Clérac. *JACS* **128**, 3770 (2006).
- [8] J.S. Miller, M. Drillon. *Magnetism: Molecules to Materials*. Wiley–VCH Verlag GmBH, Weinheim (2005). Vol. V. 381 p.
- [9] J.T. Culp, J.H. Park, F. Frye, Y. Huh, M.W. Meisel, D.R. Talham. *Coordination Chem. Rev.* **249**, 2642 (2005).
- [10] H. Miyasaka, Y. Yoshino, T. Ishii, R. Kanehama, T. Manabe, M. Yamashita, H. Nishikawa, I. Ikemoto, H. Kishida, H. Matsuzaki, H. Okamoto. *J. Solid State Chem.* **168**, 418 (2002).
- [11] J.A. Schluter, U. Geiser, J.L. Manson. *J. Phys. IV (France)* **114**, 475 (2004).
- [12] R. Feyerhem, A. Loose, J.L. Manson. *J. Phys. Condens. Matter* **15**, 663 (2003).
- [13] H. Watanabe, M. Ogata. *J. Phys. Soc. Japan* **75**, 063 702 (2006).
- [14] N.D. Kushch, A.V. Kazakova, E.B. Yagubskii, A.D. Dubrovskii, G.V. Shilov, L.I. Buravov, R.B. Morgunov, Y. Tanimoto. Направлено в *J. Chem. Mater.*
- [15] G.C. Sorin. Thesis of PhD dissertation. Depts of Physics. Osnabrück University (2003). P. 33.
- [16] C.R. Kmetz, Q. Huang, J.W. Lynn, R.W. Erwin, J.L. Manson, S. McCall, J.E. Crow, K.L. Stevenson, J.S. Miller, A.J. Epstein. *Phys. Rev. B* **62**, 5576 (2000).
- [17] P. Jensen, D.J. Price, S.R. Batten, B. Moubaraki, K.S. Murray. *Chemical European Journal* **6**, 3186 (2000).
- [18] L.J. de Jongh, A. Rmiedema. *Adv. Phys.* **23**, 1 (1974).
- [19] T. Oguchi. *Phys. Rev.* **117**, 117 (1960).
- [20] G.C. DeFotis, E.D. Remy, C.W. Scherrer. *Phys. Rev. B* **41**, 9047 (1990).
- [21] G.C. DeFotis, C.K. Barowe, W.R. Shangraw. *J. Magn. Magn. Mater.* **54-57**, 1493 (1986).
- [22] С.С. Сосин, Л.А. Прозорова, А.И. Смирнов. *УФН* **175**, 92 (2005).
- [23] L.E. Svistov, A.I. Smirnov, L.A. Prozorova, O.A. Petrenko. *Phys. Rev. B* **67**, 094434-1 (2003).
- [24] B. Canals, C. Lacroix. *Phys. Rev. B* **61**, 1149 (2000).