

УДК 538.221; 537.628.5

©1994

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КВАЗИДВУМЕРНЫХ МАГНЕТИКОВ $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Cl}_4$ С КОНКУРИРУЮЩИМИ ОБМЕНАМИ И АНИЗОТРОПИЯМИ

С.С.Аплеснин, Н.В.Федосеева

В кристаллах $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{Mn}_x\text{Cu}_{1-x}\text{Cl}_4$ с $x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$ исследовано изменение магнитного момента от внешнего магнитного поля и температуры. Обнаружена смещенная петля гистерезиса при $x \geq 0.2$. Методом Монте-Карло в модели узлов с конкурирующими обменами, анизотропиями и антисимметричным обменом вычислены фазовые диаграммы неупорядоченного ферро-, антиферромагнетика суперпарамагнетика на плоскости температура Кюри(Нееля)-концентрация. Определены параметр обмена $J_{\text{MnCu}} = 2.5$ К, критическая концентрация перехода ферромагнетик-антиферромагнетик $x_c = 0.4$, критическая концентрация образования слабого момента и смещенной петли гистерезиса при $x > 0.16$.

Магнитные соединения $\text{C}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Cl}_4$ (здесь $\text{C} = \text{CH}_3\text{NH}_3$) являются хорошими аналогами двумерных магнитных систем. Путем замещения магнитных ионов удастся управлять типом магнитного порядка, температурой магнитного упорядочения, анизотропными свойствами. Так, изменяя величину x ($0 < x < 1$), можно осуществить переход от ферромагнитного порядка к антиферромагнитному, от анизотропии типа «легкая плоскость» к анизотропии типа «легкая ось» [1]. Соединение C_2CuCl_4 является ферромагнетиком (ФМ) типа «легкая плоскость» с температурой Кюри $T_c = 8.9$ К, а C_2MnCl_4 — антиферромагнетиком (АФМ) с внутри- и межплоскостным антиферромагнитным взаимодействием, со слабым спонтанным моментом с антисимметричным взаимодействием, легкой осью анизотропии и $T_N = 45$ К [2].

На этих соединениях можно проверить ряд положений теоретических расчетов для неупорядоченных двумерных систем, таких как существование спинового стекла в двумерных системах, угловой фазы, влияние величины спина на фазовый переход угловая фазо-коллинеарная [3-6]. Другой аспект проблемы состоит в том, как соотносятся критические концентрации разрушения дальнего порядка и слабого спонтанного момента в неупорядоченном АФМ.

1. Экспериментальные результаты

Кристаллы выращивались раствором методом. Идентичность составов подтверждалась рентгенографически. Структура состоит из плоских слоев $MnCl_4$, разделенных двумя слоями органических метиламиновых групп (CH_3NH_3). В каждом слое ионы переходных металлов находятся в октаэдре из атомов галогена и образуют почти правильную квадратную решетку. В элементарной ячейке содержатся четыре формульные единицы и, следовательно, четыре магнитных иона. Одиночные перовскитоподобные слои, связанные в трехмерный каркас, при понижении температуры искажаются за счет взаимных разворотов октаэдров, и в области магнитного порядка кристаллы имеют моноклинную симметрию. Измерения проводились на автокомпенсационном вибрационном магнитометре со сверхпроводящим соленоидом в полях до 60 кОе в температурном интервале 4.2–300 К.

Согласно имеющимся данным [7], C_2CuCl_4 можно считать хорошим двумерным ФМ с обменом $I/k = 19.2$ К, анизотропией типа «легкая плоскость» ($\sim 1\%$ от обмена) и температурой Кюри $T_c = 8.9$ К. Магнитные статические исследования, такие как изменение намагниченности с температурой во внешнем поле, приложенном в «легкой плоскости» (рис. 1, *a*) и перпендикулярно ей (рис. 1, *b*), зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля (рис. 2, *a*) подтвердили предложенную магнитную структуру [8].

С ростом концентрации атомов марганца восприимчивость в поле $H \parallel c$ растет до $x = 0.2$, затем уменьшается. На рис. 3, *a* изображена восприимчивость для разных составов в близких по величинам полях в зависимости от нормированной температуры. Для $x = 0.5$ и температур $T > 20$ К температурное поведение восприимчивости имеет особенности: дополнительные точки перегиба и «горбы», которые остаются при повторных измерениях (рис. 3, *b*). При $T > 110$ К $1/\chi(T)$ подчиняется закону Кюри–Вейсса. Поле насыщения также растет, изменяясь

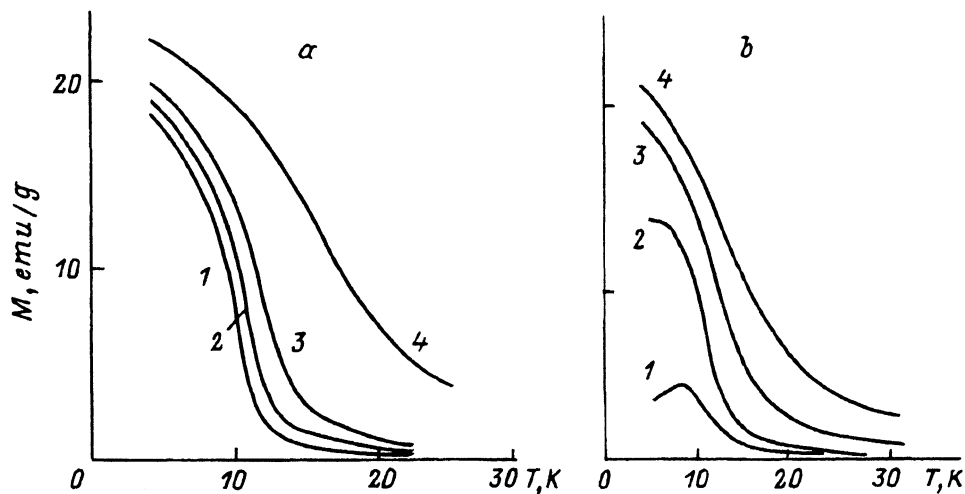


Рис. 1. Температурная зависимость магнитного момента C_2CuCl_4 при а) $H \perp C$, $H = 0.123(1), 0.4(2), 1.12(3), 10$ кОе(4) и при б) $H \parallel C$, $H = 0.213(1), 1.1(2), 3.1(3), 10.6$ кОе(4).

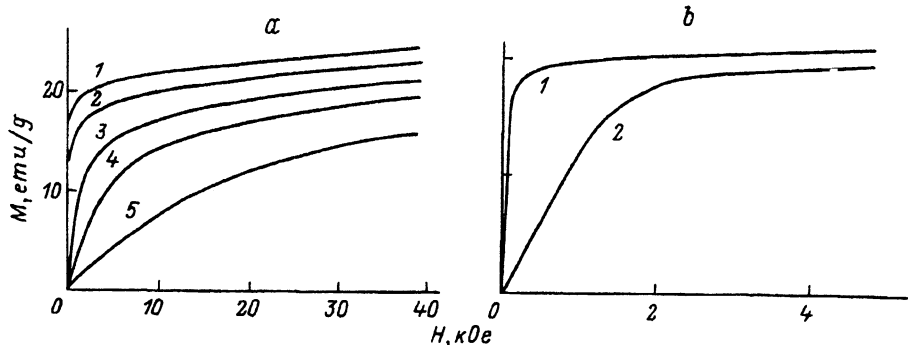


Рис. 2. Изменение магнитного момента $C_2Mn_xCu_{1-x}Cl_4$ в зависимости от внешнего магнитного поля при а) $H \perp C$, $x = 0$, $T = 4.2(1)$, $2.8(2)$, $12(3)$, $15(4)$, $20 K(5)$ и при б) $T = 4.2 K$, $x = 0.5$, $H \perp C(1)$, $H \parallel C(2)$.

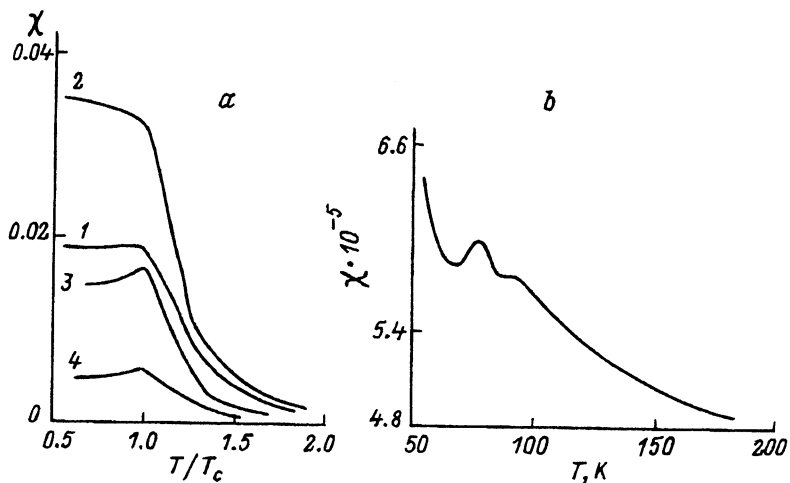


Рис. 3. Зависимость магнитной восприимчивости твердого раствора при $H \parallel C$, $H = 410$ Oe, $x = 0.1(1)$, 420 Oe, $x = 0.2(2)$, 625 Oe, $x = 0.3(3)$, 460 Oe, $x = 0.5(4)$ от нормированной температуры T/T_c (а) и $H = 460$ Oe, $x = 0.5$ (б).

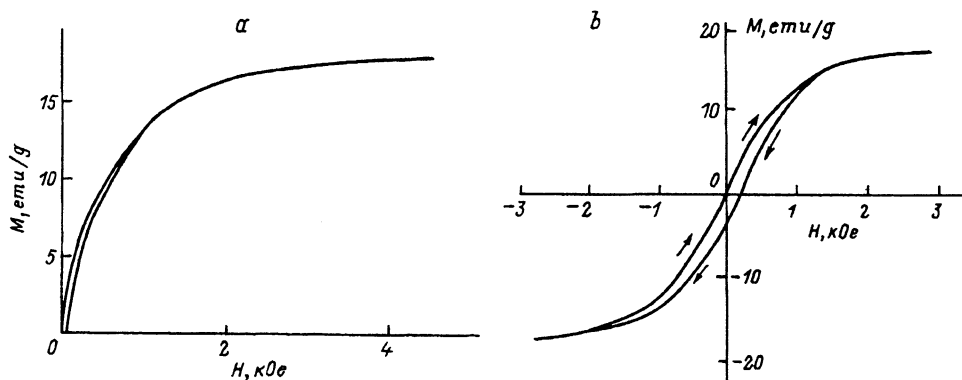


Рис. 4. Петли гистерезиса твердого раствора при $H \parallel C$ для $x = 0.2$ (а), $x = 0.3$ (б), $T = 4.2 K$.

от $H_c = 0.6 \text{ kOe}$ для C_2CuCl_4 до $H_c = 3 \text{ kOe}$ в $\text{C}_2\text{Mn}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{Cl}_4$, и уменьшается намагниченность насыщения на 20% (рис. 2). При увеличении концентрации Mn^{2+} до $x \geq 0.2$ появляется смещенная петля гистерезиса (рис. 4), парамагнитная температура Θ достигает максимума при $x = 0.1$, соответственно изменяясь от $\Theta(\text{K}) = 34, 70, 30, -24, -140$ для $x = 0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5$.

2. Модель

Магнитные свойства $\text{C}_2\text{Mn}_x\text{Cu}_{1-x}\text{Cl}_4$ промоделируем на двумерной решетке со случайным замещением магнитных атомов; так, ионы меди, расположенные в узлах решетки, случайным образом замещаются ионами марганца. Поскольку обменное взаимодействие между плоскостями много меньше анизотропии обмена в плоскости, то в формирование дальнего порядка и термодинамику основной вклад вносит поле анизотропии. Гамильтониан имеет вид

$$H = - \sum_{\gamma=1}^3 \sum_{\alpha, \beta = \text{Mn, Cu}} I_{\alpha\beta}^{\gamma\gamma} \sum_{ih} P_{\alpha}(i) P_{\beta}(i+h) S_{\alpha}^{\gamma}(i) S_{\beta}^{\gamma}(i+h) - \sum_{\gamma} \sum_{\beta = \text{Mn}} \sum_{ih} D^{\gamma} \times \\ \times [S_{\beta}(i) S_{\beta}(i+h)]_{\gamma} P_{\beta}(i) P_{\beta}(i+h) - \sum_{\gamma} \sum_{\beta = \text{Mn, Cu}} \sum_i H^{\gamma}(i) S_{\beta}^{\gamma}(i) P_{\beta}(i), \quad (1)$$

где $I_{\alpha\beta}^{\gamma\gamma}$ — константы анизотропного обменного взаимодействия ($\gamma = x, y, z$) между ближайшими соседями: $I_{\text{MnMn}} < 0$, $I_{\text{CuCu}} > 0$; D^{γ} — константа антисимметричного взаимодействия между ионами марганца, имеющего два инварианта ($\gamma = x, z$); H — внешнее магнитное поле; S_{α}^{γ} — компонента классического спина с длиной $S_{\text{Cu}} = 1 \mu\text{B}$, $S_{\text{Mn}} = 5 \mu\text{B}$. Оператор проектирования $P_{\alpha}(i)$ равен единице на узле, занятом спином S_{α} , и нулю в прочих случаях.

В вычислениях используем метод Монте-Карло [9] с периодическими и зеркальными граничными условиями на плоской решетке размером $N = 60 \times 60$ и 80×80 . Вычислялись намагниченности по трем направлениям элементарной ячейки, параметр Эдвардса-Андерсона, спин-спиновые корреляционные функции как по всей системе, так и по подсистеме, состоящей только из атомов марганца и меди, восприимчивость $\chi = M/H$ и теплоемкость $C = dE/dT$. Все вычисляемые величины нормированы и даны в безразмерных единицах.

Оба исходных соединения C_2CuCl_4 и C_2MnCl_4 относятся к моноклинной фазе в магнитоупорядоченной области, и естественно предположить, что в твердых растворах кристаллическая симметрия не меняется, параметры билинейного и антисимметричного взаимодействия между Mn-Mn и Cu-Cu остаются прежними, нормированы на $|I^{yy}(\text{Mn}-\text{Mn})| = 5 \text{ K}$ и соответственно равны

$$I^{zz}(\text{Mn}-\text{Mn}) = -1.05, \quad I^{yy}(\text{Mn}-\text{Mn}) = -1, \quad I^{xx}(\text{Mn}-\text{Mn}) = -1.02,$$

$$I^{zz}(\text{Cu}-\text{Cu}) = 3.7, \quad I^{yy}(\text{Cu}-\text{Cu}) = 3.85, \quad I^{xx}(\text{Cu}-\text{Cu}) = 3.86, \quad D = -0.05.$$

В вычислениях используется один параметр $I(\text{Mn}-\text{Cu})$ или $\lambda = I(\text{Mn}-\text{Cu})/|I^{yy}(\text{Mn}-\text{Mn})|$.

3. Обсуждение результатов

Чтобы решить вопрос о взаимодействии марганцевой и медной подсистем, о знаке обмена $I(\text{Mn}-\text{Cu})$, рассмотрим сначала упрощенную модель изотропных обменов с небольшой анизотропией типа «легкая ось». Выделим вклад конкуренции обмена на фазовую диаграмму. В рамках этой модели вычислим спин-спиновые корреляционные функции, параметр Эдвардса-Андерсона и определим фазовую диаграмму основного состояния на плоскости $(x-\lambda)$ концентрация-отношение обменов λ (рис. 5).

Если знак обменного взаимодействия $I(\text{Mn}-\text{Cu}) < 0$, то область ферромагнитного порядка резко уменьшается. Это связано с тем, что обменное поле между спинами марганца очень сильное $h_{\text{Mn}} = z_1 S_{\text{Mn}} I(\text{Mn}-\text{Mn}) > h_{\text{Cu}} = z_2 S_{\text{Cu}} I(\text{Cu}-\text{Cu})$ и каждый второй спин Mn в кластере создает фрустрированную область обменных связей $I(\text{Mn}-\text{Cu})$. Из-за этого соседние спины ионов меди сильно отклоняются от направления спинов матрицы. Когда обменное поле $h = z_3 S_{\text{Cu}} I(\text{Cu}-\text{Mn})$ (z_i — число ближайших спинов Mn или Cu) сравняется по величине с h_{Mn} , то критическая концентрация разрушения дальнего ФМ порядка достигнет минимального значения $x_c = 0.045 \pm 0.005$ и дальше не меняется, так как одна АФМ связь между Mn-Mn образует в матрице девять фрустрированных ФМ взаимодействий Cu-Cu, что приводит к перевороту большего кластера порядка сотни спинов на ионах меди. Область АФМ практически не меняется для $\lambda \leq 1$, так как $h_{\text{Mn}} \gg h$ и спины Mn практически не взаимодействуют со спинами меди. Критическая концентрация разрушения АФМ $x_c = 0.6$ совпадает с концентрацией протекания $x_c = 0.61$ [10]. При $h_{\text{Mn}} \sim h$ все взаимодействия между ионами меди становятся фрустрированными, что значительно уменьшает область АФМ. В промежуточной области концентраций реализуется состояние спинового стекла либо суперпарамагнитное, поскольку сохраняется ближний порядок, и для выяснения конкретной фазы необходимо провести температурное вычисление термодинамических характеристик.

Изменение знака обмена $I(\text{Mn}-\text{Cu}) > 0$ качественно меняет фазовую диаграмму (рис. 5), приводит к увеличению магнитоупорядоченных областей. Для $\lambda < 2$ и $h < h_{\text{Cu}}$ обмены $I(\text{Mn}-\text{Cu})$ фрустрированы и спи-

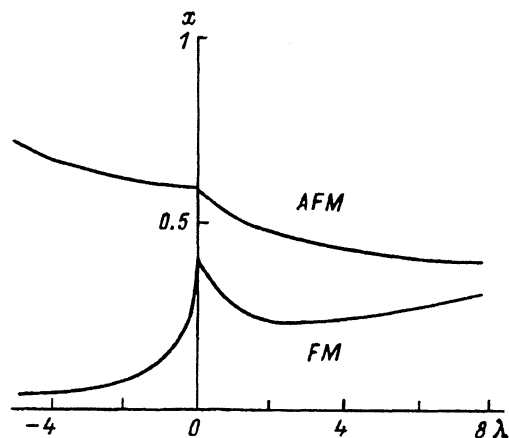


Рис. 5. Фазовая диаграмма неупорядоченного магнетика типа «легкая ось» в модели узлов на плоскости концентрация-отношение обменов $\lambda = I(\text{Mn}-\text{Cu})/|I(\text{Mn}-\text{Mn})|$.

ны марганца в кластерах деполяризуют соседние спины меди, уменьшая ферромагнитную область. Кластеры с нечетным числом спинов ионов марганца выстраиваются по направлению магнитного момента ΦM и увеличивают критическую концентрацию x_c в отличие от модели, когда $I(Mn-Cu) < 0$. Для $\lambda > 3$ образуются фрустрированные связи между $Mn-Mn$, т.е. спины ионов марганца образуют спин-флоп конфигурации с результирующим моментом, величина которого растет с ростом λ и совпадает с направлением ΦM . Для $\lambda \geq 10$ с ростом концентрации марганца ΦM переходит в АФМ, минуя промежуточную фазу. Из полученной фазовой диаграммы экспериментальным данным лучше соответствует положительный знак обмена между $Mn-Cu$.

Теперь исследуем полную модель, описываемую гамильтонианом (1), с положительным обменом $I(Mn-Cu) > 0$. При замещении атомов меди атомами марганца спины с четным числом ионов марганца в кластере скашиваются по направлению спонтанного момента медной матрицы, а с нечетным числом спинов — ложатся в плоскость, если обменное поле на границе кластера превышает поле анизотропии всех спинов в АФМ кластере и фрустрированное обменное поле. Это приводит к небольшому увеличению намагниченности порядка 2–5% (рис. 6, *a*), вектор которого лежит вдоль «легкой оси» OX . Слабый момент, образованный антисимметричным обменом, сначала образуется вдоль оси x при $x \geq 0.16$, затем в плоскости по OX при $x > 0.2$ (рис. 6, *b*). Чтобы уменьшить погрешность вычисления $M_{x,z}$, вычислим методом Монте-Карло намагниченность по трем осям при $T/|I(Mn-Mn)| = 1.5$ для $D = 0$ и $D = -0.05$ и разность между ними. Так как с ростом x вектор антиферромагнетизма сначала ложится в плоскость, параметр Эдвардса-Андерсона $q^x > 1$, $q^z \ll 1$ и параметр ближнего порядка по продольным компонентам становится отрицательным $\langle S^z(0)S^z(1) \rangle < 0$ при $x \geq 0.16$ (рис. 7), то из-за действия инварианта $[S_1 S_2]_z$ образуется M_z . Затем вектор АФМ кластеров выходит из базисной плоскости при $x > 0.2$ и индуцируется M_x . Векторы АФМ $I_{A\Phi}$ ионов марганца образует веер в некотором интервале углов, средняя плотность которых максимальна при $x \cong 0.3$ для $l_{A\Phi}^x \cong l_{A\Phi}^z$, поэтому спонтан-

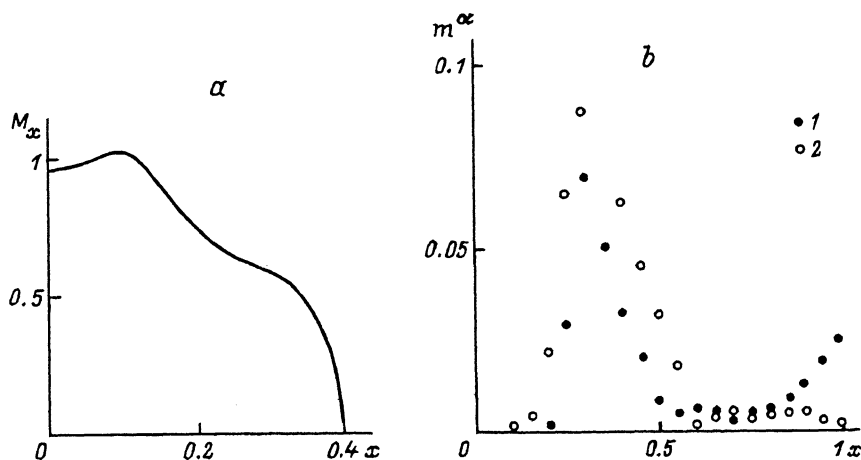


Рис. 6. Намагниченность неупорядоченного ФМ M_x (*a*) и слабый спонтанный момент m^α ($\alpha = x(1), z(2)$) (*b*) в зависимости от концентрации x , $\lambda = 1$.

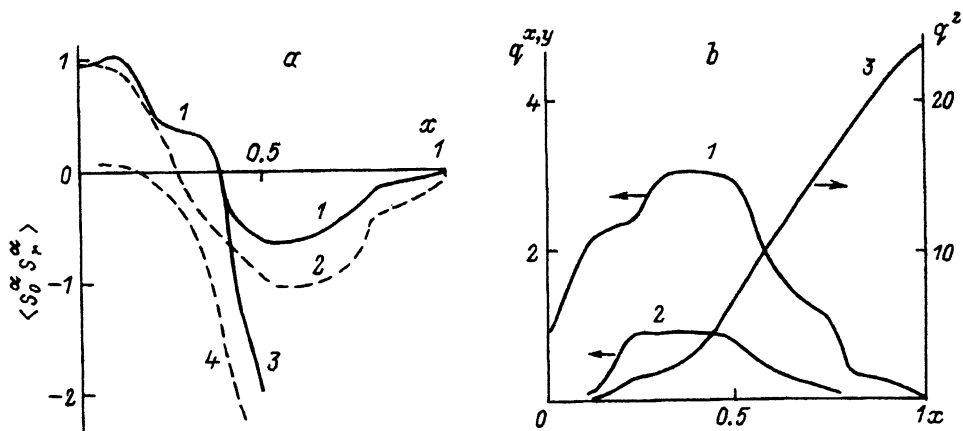


Рис. 7. Спин-спиновые корреляционные функции $\langle S^{\alpha}(0)S^{\alpha}(r) \rangle$ ($\alpha = x(1,2), z(3,4)$) на расстоянии $r/a = 1(2,4), 40(1,3)$ (а) и параметр Эдвардса-Андерсона q^{α} ($\alpha = x(1), y(2), z(3)$) (б) в зависимости от концентрации x , $\lambda = 1$.

ный момент АФМ подсистемы имеет максимум при этой концентрации (рис. 6). С увеличением концентрации $x > 0.3$ происходит разворот вектора к направлению «легкой оси» момента M_{\parallel} вдоль оси OZ и возрастает среднее эффективное соотношение $D/I_{\text{ср}}$. Ранее [2] нами была вычислена критическая величина $D_c = 0.3$ для АФМ, у которого исчезает дальний порядок и спонтанный момент выше этого значения. Эти факторы способствуют уменьшению $M_{x,z}$ для $x > 0.3$. При этих концентрациях ближний порядок в плоскости становится отрицательным $\langle S^x(0)S^x(r=1) \rangle < 0$ (рис. 7,а).

При $x > 0.4$ исчезает дальний ферромагнитный порядок и образуется АФМ, у которого $I_{\text{АФ}}$ расположен под углом к оси OZ и по продольным, и по поперечным компонентам спина существует дальний АФМ порядок, как видно из рис. 7, $\langle S^{x,z}(0)S^{x,z}(r=40) \rangle \ll 0$. Для $x > 0.8$ слабый момент в плоскости возрастает и магнитная структура идентична $\text{С}_2\text{MnCl}_4$. Вычисление спин-спиновой корреляционной функции

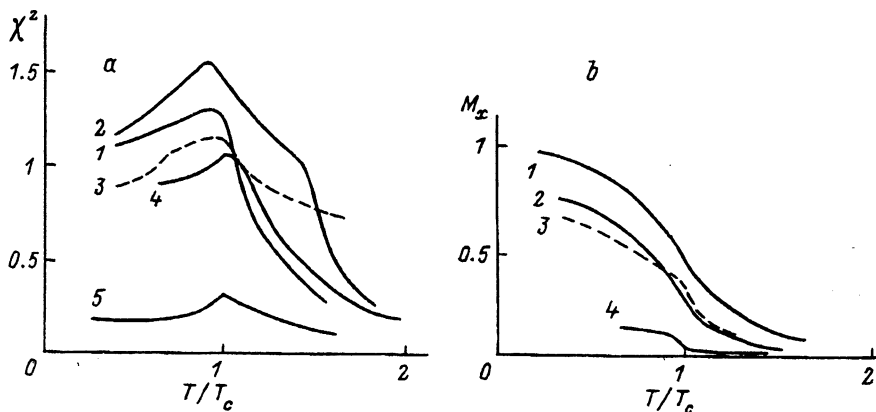


Рис. 8. Восприимчивость неупорядоченного магнетика с $\lambda = 0.5$ в поле $H/I(\text{Mn}-\text{Mn}) = 0.1$ для $H \parallel C$ (а) и намагниченность в плоскости (б) для $x = 0(1), 0.2(2), 0.3(3), 0.5(4), 0.7(5)$ в зависимости от нормированной температуры T/T_c .

на ионах меди в интервале $0.45 \leq x \leq 0.6$ дает средний размер ФМ области в базисной плоскости соответственно от $12a$ до $5a$ постоянных решетки. По продольным компонентам на спинах меди индуцируется спинами марганца АФМ порядок.

Методом Монте-Карло вычислялась восприимчивость для ряда составов в зависимости от нормированной температуры (рис. 8). Поведение $\chi(T)$ качественно согласуется с экспериментальными данными (рис. 2). Так, для небольших x характерно увеличение значения восприимчивости, и при $x > 0.2$ $\chi(T)$ уменьшается и в области высоких температур $T > T_c$ существует дополнительная точка перегиба $\chi(T)$, связанная с разрушением ближнего порядка спинов марганца. Для $x = 0.5$ эта температура согласуется с экспериментально определенной величиной $T/T_N = 2.5$, при которой разрушается ближний порядок в цепочках Mn, т.е. когда к спину марганца приходит и уходит только одна связь $I(\text{Mn}-\text{Mn})$. Это приводит к увеличению крыльев теплоемкости для $T > T_c$ (рис. 9) по сравнению с магнетиками, имеющими $x = 0$ и $x = 1$. В неупорядоченном ФМ при $x > 0.25$ и $T < T_c$ существует переход, связанный с изменением знака ближнего порядка в плоскости от АФМ к ФМ, т.е. $\langle S^x(0)S^x(r=1) \rangle < 0$ при $T < T_0$. Этот переход сопровождается перегибом $\chi(T)$ и дополнительным максимумом теплоемкости (рис. 9). В АФМ фазе разрушение ближнего порядка медной подсистемы при $T < T_N$ также образует небольшой максимум $C(T)$ (вставка на рис. 9).

На рис. 10 приведена зависимость намагниченности от поля, приложенного перпендикулярно плоскости, для разных концентраций. Эти данные качественно согласуются с экспериментом (рис. 3). Намагниченность насыщения для ФМ с $x = 0.1$ при $H \perp C$ незначительно возрастает, так как спины марганца в нечетных кластерах выстраиваются по направлению внешнего поля. При $x > 0.1$ величины $M(H)$ уменьшаются. Поскольку при $x > 0.16$ образуется слабый момент в АФМ кластерах, это приводит к образованию смещенной петли гистерезиса

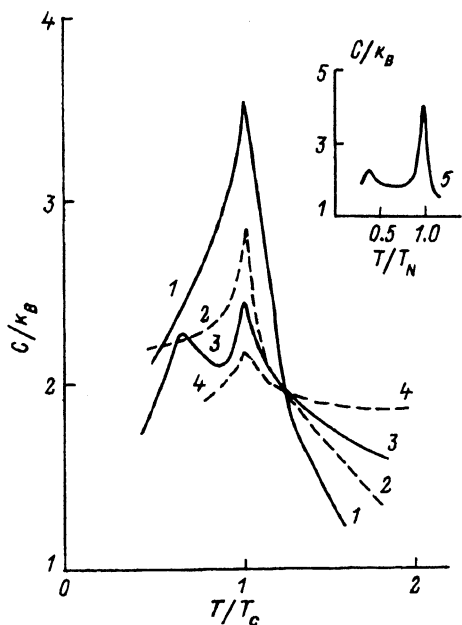


Рис. 9. Теплоемкость неупорядоченного магнетика для $x = 0(1)$, $0.2(2)$, $0.3(3)$, $0.5(4)$, $0.7(5)$ в зависимости от нормированной температуры T/T_c с $\lambda = 0.5$.

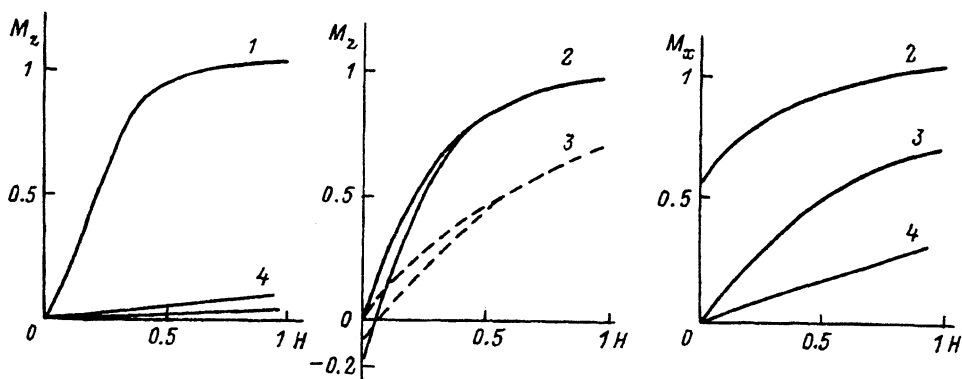


Рис. 10. Зависимость магнитного момента неупорядоченного магнетика с $\lambda = 1$ при $T_0/|I(\text{Mn}-\text{Mn})| = 1.5$ от внешнего поля $H = H_0/|(\text{Mn}-\text{Mn})|$ для $x = 0.1(1)$, $0.3(2)$, $0.5(3)$, $0.7(4)$ при $H \parallel C$, M_z ; $H \perp C$, M_x .

вследствие односторонней анизотропии антисимметричного обмена. Кривые намагничивания, вычисленные из двух исходных конфигураций ФМ и АФМ, не совпадают между собой в определенном интервале полей для $H \parallel C$, и для $H \perp C$ гистерезис отсутствует для всех концентраций. По-видимому, этот механизм обуславливает экспериментально наблюдаемые смещенные петли гистерезиса (рис. 4). Ширина гистерезиса пропорциональна энергии антисимметричного обмена. В неупорядоченном АФМ для $x > 0.55$ и $H \parallel C$ гистерезис появляется в конечных внешних магнитных полях (рис. 10).

Фазовые диаграммы, вычисленные методом Монте-Карло для твердых растворов с разными положительными значениями обменов λ , приведены на рис. 11. Когда обмен между Mn-Cu отсутствует, критические температуры T_c , T_N практически линейно изменяются с концентрацией. С ростом величины обмена $0 < \lambda < 1$ увеличивается температура Кюри неупорядоченного ФМ, и при смене дальнего порядка ФМ-АФМ при $x = 0.4$ на фазовой диаграмме имеется минимум, а при

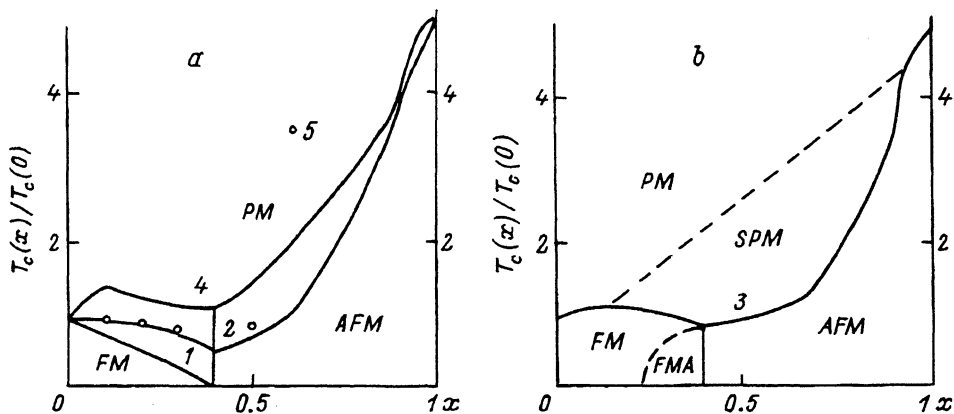


Рис. 11. Фазовые диаграммы неупорядоченного ферромагнетика (ФМА = FMA) и (ФМ = FM), имеющие соответственно ближайший порядок типа АФМ и ФМ, антиферромагнетика (АФМ = AFM), суперпарамагнетика (СПМ = SPM) на плоскости критическая температура Кюри(Нееля)—концентрация ионов марганца x для $\lambda = 0(1)$, $0.5(2)$, $1(3)$, $4(4)$.

5 — эксперимент.

$x = 0.6$ — точка перегиба, связанная с геометрическим протеканием ионов марганца. Для $\lambda \geq 1$ и малых концентраций меди $x > 0.9$, когда взаимодействием ионов меди между собой можно пренебречь, фрустрированные связи отсутствуют и изменение $T_N(x)$ пропорционально величине обмена $I(\text{Mn}-\text{Cu})$. При образовании кластеров меди образуются фрустрированные взаимодействия $I(\text{Cu}-\text{Cu})$, что приводит к резкому уменьшению температуры Нееля от концентрации меди. Если $I(\text{Mn}-\text{Cu})$ сравним по величине с $I(\text{Mn}-\text{Mn})$, то T_c неупорядоченного ФМ возрастает по сравнению с исходным ФМ $T_c(x=0)/I_{\text{CuCu}} = 3.2$.

В области высоких температур в интервале $0.2 \leq x \leq 0.9$ существует суперпарамагнетик, который переходит в парафазу при температурах, изображенных на рис. 11 штриховыми линиями. Спиновое стекло в этой модели и в экспериментальных результатах отсутствует, так же как и угловая фаза, характеризующаяся разными типами порядка ФМ и АФМ по поперечным и продольным компонентам спина. Существуют всего две фазы ФМ и АФМ, имеющие глобальную симметрию исходных компонент твердого раствора. В неупорядоченном ФМ при $x > x_c$ локальная симметрия отличается от макроскопической, и в этой области концентраций существуют переходы по температуре, связанные с изменением типа ближнего порядка (штриховая линия на рис. 11). Из сравнения экспериментальных данных $T_c(x)$ с теоретически вычисленными зависимостями критических температур выберем величину обмена $\lambda = 0.5$.

Итак, в неупорядоченных соединениях $\text{C}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Cl}_4$ отсутствует состояние спинового стекла и фазовые переходы угловая-коллинеарная фазы. Смена типа дальнего порядка ФМ-АФМ происходит при $x_c = 0.4$, а образование слабого спонтанного момента и смещенной петли гистерезиса вследствие антисимметричного обмена между ионами марганца — при $x > 0.16$. Обмен между спинами ионов марганца и меди равен $I(\text{Mn}-\text{Cu}) = 2.5 \text{ K}$.

Список литературы

- [1] Федосеева Н.В., Королев В.К., Бовина А.Ф., Перепилица А.П. // Сб. «Физические свойства магнетиков». Красноярск, ИФ СО АН СССР, 1990. С. 61–81.
- [2] Федосеева Н.В., Аплеснин С.С., Николаев Е.М. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 9. С. 2609–2617.
- [3] Bray A.J., Moore M.A. // J. Phys. C: Solid St. Phys. 1985. V. 18. N 6. P. L139–L143.
- [4] Brieskoru G., Usadel K.D. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1986. V. 19. N 18. P. 3413–3420.
- [5] Иванов М.А., Локтев В.М., Погорелов Ю.Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 367–370.
- [6] Aplesnin S.S. // Phys. Stat. Sol (b). 1988. V. 149. N 1. P. 267–273.
- [7] Yamasaki H. // J. Phys. Soc. Japan. 1976. V. 41. N 6. P. 1911–1917.
- [8] Демокритов С.О., Крейнс Н.М., Кудинов В.И., Петров С.В., Чубуков А.В. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 12. С. 283–292.
- [9] Binder K. (ed). Monte-Carlo Methods in Statistical Physics. Springer Verlag, Berlin, 1979. 361 p.
- [10] Киркпатрик С. // Теория и свойства неупорядоченных материалов. М.: Мир, 1977. С. 249–291.

Институт физики
им. Л.В. Киренского СО РАН
Красноярск

Поступило в Редакцию
29 марта 1994 г.