

PACS: 75.10.-b, 75.25.+z, 75.30.Gw, 75.40.Cx, 75.50.Ee

А.В. Журавлев, А.И. Пузыня

ИНДУЦИРОВАННЫЙ ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ СЛАБЫЙ  
ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В РОМБИЧЕСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ  
(C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub>

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: zhuravlev@mail.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2007 года

*Исследованы полевые и угловые зависимости магнитной восприимчивости (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub> при гидростатических давлениях до 1.0 GPa. Показано, что появление слабого ферромагнетизма связано с изменением основного состояния антиферромагнетика под воздействием гидростатического давления.*

### 1. Введение

Слоистые комплексные соединения алкиламиновой группы на основе хлорида меди (C<sub>n</sub>H<sub>2n+1</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub> (n = 1–10) при низких температурах являются квазидвумерными магнетиками с колоссальным преобладанием внутривещного обменного взаимодействия над межподрешеточным [1–3]. Уникальное сочетание характеристик соединений (C<sub>n</sub>H<sub>2n+1</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub>, а также возможность управлять их магнитными характеристиками путем замещения органических радикалов позволяют считать их природными аналогами широко исследуемых в настоящее время синтетических антиферромагнетиков (synthetic antiferromagnets) [4].

Объект экспериментального изучения данной работы – соединение (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub> (тетрахлоркупроат этиламмония) – может считаться модельным антиферромагнетиком с взаимодействием Дзялошинского (ВД) (температура Нееля T<sub>N</sub> = 10.2 К, пространственная группа D<sub>2h</sub><sup>15</sup>, эффективные поля внутри- и межподрешеточного обменных взаимодействий – соответственно 510 кОе и 800 Ое [3,5 и библиография в них]). В течение ряда последних лет исследования этого антиферромагнетика связаны с рядом новых эффектов и фазовых переходов. Предсказание внутренних локализованных наномасштабных мод спин-волнового резонанса [6] получило экспериментальное подтверждение при изучении именно (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>NH<sub>3</sub>)<sub>2</sub>CuCl<sub>4</sub> [7]. При

высоком всестороннем сжатии в этом кристалле обнаружен индуцированный давлением переход полупроводник–изолятор, сопровождающийся изменением структуры кристалла и природы магнитного упорядочения [8]. Установлен двухмасштабный характер эволюции магнитной системы антиферромагнетика в области спин-флоп перехода, что показано в экспериментальных исследованиях магнитной восприимчивости кристалла [9,10].

Тетрахлоркупроат этиламмония является антиферромагнетиком с ВД ( $DM_0 = 119$  Ое [5], где  $D$  – константа ВД,  $M_0$  – намагниченность одной подрешетки). В антиферромагнетиках, симметрия которых допускает наличие ВД, последнее связывает компоненты векторов намагниченности и антиферромагнетизма вдоль двух определенных осей. Для  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  – это направления  $\mathbf{b}$  и  $\mathbf{c}$ . Как следствие, при  $D \neq 0$  векторы намагниченностей подрешеток эволюционируют в пространстве даже в тех случаях, когда при  $D = 0$  они изменяются строго в плоскости [11].

В  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  наблюдается индуцированное давлением изменение основного состояния антиферромагнетика [12,13]. Показано, что направление легкого намагничивания при низких давлениях параллельно оси  $a$  кристалла (рис. 1,а) [3,5,12,13], при давлениях выше 0.6–0.7 ГПа – ориентировано вдоль оси  $\mathbf{b}$  (рис. 1,б) [12,13]. Ориентация вектора антиферромагнетизма вдоль оси  $\mathbf{b}$  вызывает при наличии ВД появление слабого ферромагнетизма вдоль  $c$ -оси (переход типа Морина) уже в нулевом магнитном поле [12]. Такой переход впервые наблюдался в гематите при изменении температуры [11]. В экспериментальных исследованиях намагниченности и рассеяния нейтронов на монокристаллах  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  [14] обнаружено появление слабого ферромагнетизма вдоль направления  $\mathbf{c}$  при давлениях выше 0.7 ГПа.

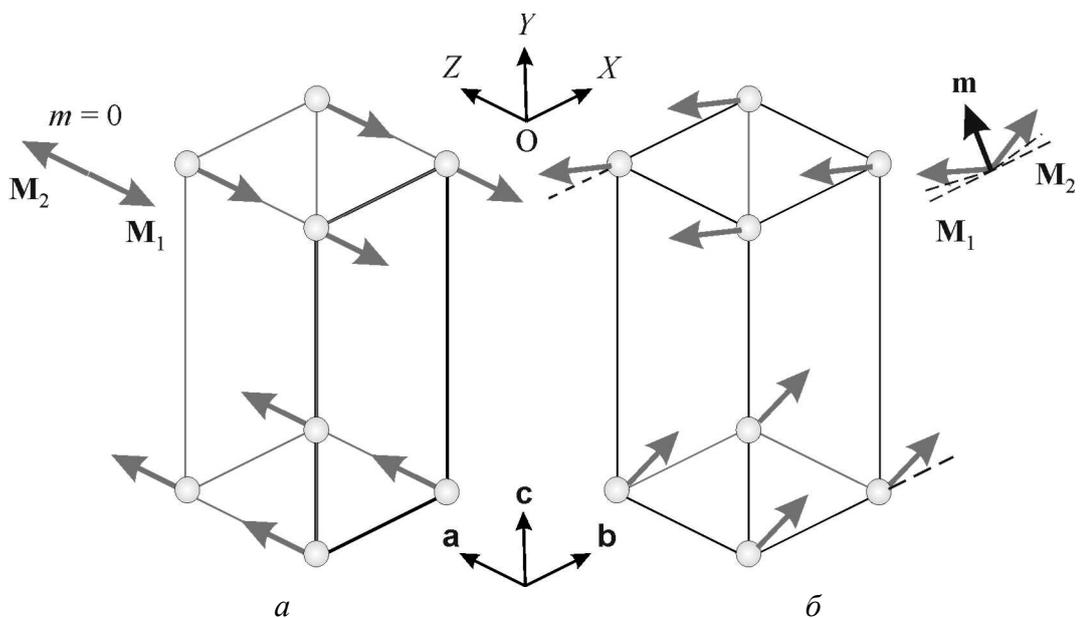


Рис. 1. Магнитные структуры  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ : а –  $P < 0.6$  ГПа,  $m = 0$ ; б –  $P > 0.7$  ГПа,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$ . Обозначены только ионы меди

При обсуждении результатов авторы [14] не анализируют влияние на магнитную систему антисимметричных взаимодействий (даже на качественном уровне) и не рассматривают возможность изменения характера анизотропии магнитной системы.

Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное изучение основного состояния ромбического антиферромагнетика с ВД, а также особенностей его спиновой переориентации в условиях всестороннего сжатия. Задача более подробного, чем в [12,13], исследования эволюции спиновой системы под воздействием гидростатического давления возникла в связи с некоторым несоответствием в интерпретации результатов [12–14]. В рамках феноменологической теории с учетом анизотропии второго и четвертого порядков, а также ВД выражение для свободной энергии согласно [12] сведено к функционалу, корректно описывающему эволюцию основного состояния  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ . Экспериментальные исследования параллельной и перпендикулярной восприимчивостей в интервале давлений 0–1 ГПа позволили однозначно описать эволюцию магнитных моментов подрешеток под влиянием гидростатического давления до 1.0 ГПа в монокристаллах  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ .

## 2. Теоретическая часть

Для анализа магнитных свойств двухподрешеточного антиферромагнетика  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  в феноменологической теории в пренебрежении парапроцессом для плотности свободной энергии достаточно сохранить следующие члены [12]:

$$w/M_0^2 = 2J'm^2 + K_x l_x^2 + K'_x m_x^2 + K_y l_y^2 + K_{2x} l_x^4 + D(m_x l_y - m_y l_x) + D'(m_x l_y + m_y l_x) - 2\mathbf{H}\mathbf{m}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{H}$  – напряженность магнитного поля;  $\mathbf{m} = \frac{1}{2}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$  – вектор суммарной намагниченности;  $\mathbf{l} = \frac{1}{2}(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$  – вектор антиферромагнетизма;  $M_0 = |\mathbf{M}_i|$  – намагниченность насыщения ( $\mathbf{M}_i$  – намагниченность подрешеток,  $i = 1, 2$ ); индексы  $z$ ,  $x$  и  $y$  определяют проекции векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  на кристаллографические оси  $a$ ,  $b$  и  $c$ ;  $J'$  – константа межподрешеточного обменного взаимодействия;  $K_x$ ,  $K_y$ ,  $K'_x$  и  $D'$  – константы анизотропии II порядка;  $K_{2x}$  – константа анизотропии IV порядка. В  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  на фоне слабой анизотропии в плоскости  $XOZ$  ( $ab$ ) имеет место сильная анизотропия в плоскостях  $ZOY$  и  $XOY$  ( $a$  – ось легкого намагничивания,  $b$  – ось промежуточной анизотропии). Учитывая это, придем к обычному для данного класса магнетиков соотношению:

$$J' \gg K_x, K_y, K'_x, K_{2x}, D, D'.$$

В [12] выражение для свободной энергии магнитной системы сведено к эффективному функционалу для компонент вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ , анализ которого позволил определить возможные основные состояния. Из трех состояний с различной ориентацией вектора  $\mathbf{l}$ :  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{a}$ ,  $\mathbf{m} = 0$ ;  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$ ; и  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{b}$  первое состояние является чисто антиферромагнитным, а два остальных – слабоферромагнитными. Анализ энергии (1) [12] показывает, что основное состояние антиферромагнетика определяется единственной константой эффективной анизотропии

$$\kappa = K_x + K_{2x} - \frac{(D+D')^2}{2J' - K_x}. \quad (2)$$

Если  $\kappa > 0$ , легкой осью является направление  $\mathbf{a}$ , т.е. вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  параллелен  $\mathbf{a}$ , что в  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  наблюдается при  $P = 0$  [3,12]. При значении магнитного поля, параллельного  $\mathbf{a}$ :

$$H_{sf} = M_0 \sqrt{J'\kappa} \quad (3)$$

происходит фазовый переход I рода в состояние с  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$  – так называемый спин-флоп переход. При этом вследствие ориентации вектора антиферромагнетизма вдоль  $b$  появляется подкос магнитных моментов к оси  $c$ . В  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  в поле  $\cong H_{sf}$  в спин-флоп фазе магнитные моменты подрешеток отклонены от плоскости  $ab$  на угол  $5.37^\circ$  [5], что дает суммарную намагниченность вдоль оси  $c$  около  $0.1M_0$ . С дальнейшим увеличением магнитного поля магнитные моменты подрешеток подгибаются к оси  $a$ , так что вектор  $\mathbf{l}$  укорачивается, а  $\mathbf{m}$  растет. В поле

$$\frac{H_{Ea}}{M_0} = J' - K'_x + \frac{(D+D')^2}{2J - K_x} \quad (4)$$

длина вектора  $\mathbf{l}$  достигает нулевого значения – происходит фазовый переход II рода в состояние с  $\mathbf{l} = 0$ ,  $|\mathbf{m}| = 1$ ,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{a}$  (так называемый спин-флип переход). Для магнитного поля, ориентированного вдоль  $\mathbf{b}$ , эволюция магнитных моментов подрешеток осуществляется иначе. С увеличением магнитного поля вектор  $\mathbf{l}$ , оставаясь перпендикулярным  $\mathbf{b}$ , плавно разворачивается в плоскости  $ac$  до тех пор, пока в поле

$$\frac{H_{Eb}}{M_0} = J' + K'_x - \frac{(D+D')^2}{K_y} \quad (5)$$

не достигнет ориентации, перпендикулярной изначальной. То есть происходит фазовый переход II рода в состояние с  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{c}$ ,  $\mathbf{m} = 1$ ,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{b}$ .

В случае  $\kappa < 0$  основным является слабоферромагнитное состояние антиферромагнетика. Эволюция такой системы в магнитном поле качественно отличается от предыдущего случая. При  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  происходит плавная переориентация с уменьшением угла раствора магнитных моментов подрешеток

вплоть до их схлопывания в поле  $H_{E_a}$ . Спиновая переориентация (спин-флоп переход) теперь реализуется в магнитном поле, параллельном оси  $\mathbf{b}$ , и отсутствует при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ . Фазовый переход типа Морина сопровождается изменением знака константы анизотропии  $k$  [11]. При изначально положительной  $k$  коллинеарный антиферромагнетик ( $\mathbf{l} \parallel \mathbf{a}$ ,  $\mathbf{m} = 0$ ) переходит в слабый ферромагнетик ( $\mathbf{l} \parallel \mathbf{b}$ ,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$ ).

### 3. Эксперимент

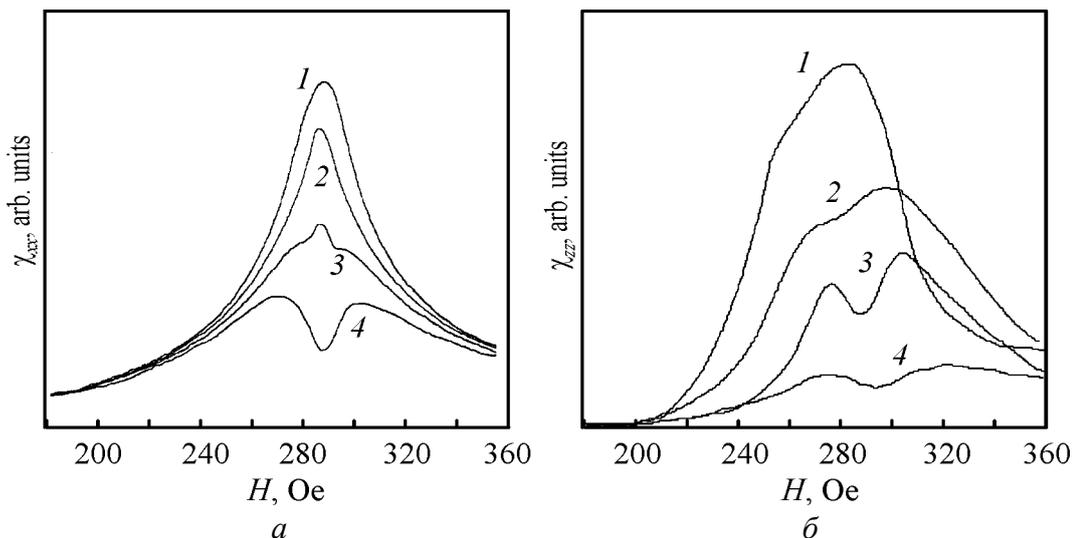
Экспериментальные исследования дифференциальной магнитной восприимчивости проводили на трех образцах грубо эллипсоидальной формы размерами около  $3 \times 3 \times 1$  mm. Для каждого давления при температуре 4.2 К исследованы полевые зависимости восприимчивости при различных ориентациях магнитного поля. Вектор  $\mathbf{H}$  отклонялся от оси  $OZ$  ( $a$ -ось) под различными углами  $\psi$  в интервале  $0-90^\circ$  в плоскости  $XOZ$  ( $ab$ ). Измерения проводили индукционным методом для двух диагональных компонент тензора восприимчивости  $\chi$  на частоте 207 Hz при ориентации магнитного поля, изменяющейся в плоскости  $XOZ$ . Для исследований параллельной восприимчивости ( $\chi_{zz}$  при  $P = 0$ ) и модуляционная, и измерительная катушки ориентированы вдоль оси  $OZ$ , а для перпендикулярной – вдоль  $OX$  с точностью  $\pm 0.3^\circ$ . При нулевом давлении и температуре 4.2 К для максимума восприимчивости в окрестности спин-флоп перехода соотношение сигнал-шум в разных экспериментах изменялось от 50 до 100. Давление в автономной камере типа «цилиндр–поршень» измеряли по температуре сверхпроводящего перехода индия с погрешностью  $\pm 0.02$  GPa. Величину поля спин-переориентационного перехода  $H_{sf}$  определяли по положению максимумов на полевых зависимостях дифференциальной магнитной восприимчивости:  $\chi_{ii}(H)$  ( $i = x, z$ ) [3,10].

Характер и эволюция линий магнитных фазовых переходов II рода и при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  (4), и при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$  (5) подробно исследованы ранее [12,13,15]. Для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  в окрестности  $2JM_0$  происходит фазовый переход II рода из спин-флоп фазы в состояние с параллельной ориентацией моментов подрешеток, а для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$  – в малоугловую конфигурацию (в последнем случае из-за ВД магнитные моменты подрешеток при  $H > H_{E_b}$  стремятся к параллельной ориентации асимптотически с  $H \rightarrow \infty$ ). С повышением давления  $H_{E_a}$  и  $H_{E_b}$  растут практически линейно во всем интервале (0–1.0 GPa) измерений [12,13,15].

При низких гидростатических давлениях в магнитном поле, параллельном оси  $a$ , в области  $0-(\sim 300)$  Oe наблюдается спин-переориентационный переход I рода (спин-флоп переход). Характер и особенности изменения магнитных моментов подрешеток в изменяющемся магнитном поле, отклоняющемся от оси легкого намагничивания к оси промежуточной анизотропии, в отсутствие давления исследованы экспериментально и теоретически [9,10]. Здесь и далее под измерениями в наклонном магнитном поле будет

подразумеваться именно такая геометрия эксперимента. Эволюция магнитной системы антиферромагнетика в наклонном поле в области фазового перехода имеет некоторые специфические особенности, более отчетливо проявляющиеся на полевых зависимостях перпендикулярной магнитной восприимчивости и менее отчетливо – для параллельной восприимчивости. При небольших разориентациях магнитного поля относительно оси легкого намагничивания ( $\psi \ll \kappa$ ) зависимости  $\chi_{zz}(H)$  и  $\chi_{xx}(H)$  в области спиновой перероентации несколько отличаются, но в обоих случаях это – интенсивный пик с максимумом в поле спин-флоп перехода ( $H_{sf}$ ) [3,5,10] (рис. 2,а, кривая 1). При увеличении отклонения  $\mathbf{H}$  от оси  $OZ$  пиковые значения восприимчивости уменьшаются, хотя характер эволюции полевых зависимостей качественно не изменяется (рис. 2,а, кривая 2). Дальнейшее изменение ориентации магнитного поля выводит антиферромагнетик за пределы угловой области существования фазового перехода I рода ( $\psi > \kappa$ ). Для параллельной восприимчивости это не приводит к радикальному изменению вида полевых зависимостей, в то время как линии  $\chi_{xx}(H)$  изменяются принципиально: исходные пики восприимчивости сменяют зависимости с двумя максимумами и минимумом в центре (рис. 2,а, кривая 4).

Угловая вариация зависимостей  $\chi_{ii}(H)$  в наклонном поле с ростом степени гидростатического сжатия становится все более плавной. В интервале давлений 0.6–0.7 GPa изменение восприимчивости как по величине, так и по направлению поля на уровне указанных аппаратурных погрешностей отсутствует. Резкое уширение угловых зависимостей  $\chi_{ii}(H)$  в области  $P \rightarrow 0.6$  GPa свидетельствует о практически полной изотропии магнитной системы в плоскости  $XOZ$  [13].



**Рис. 2.** Полевые зависимости компонент тензора магнитной восприимчивости  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  при  $T = 4.2$  К,  $P = 0$  (а) и  $P = 1.0$  GPa (б). Угол отклонения магнитного поля от оси  $OZ$  (оси  $a$  кристалла)  $\psi$ , deg: а: 1 – 0, 2 – 2, 3 – 3, 4 – 4; б: 1 – 0, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 18

В области давлений выше 0.7 GPa на полевых и угловых зависимостях восприимчивости вновь появляются максимумы, но только лишь при ориентациях магнитного поля вблизи направления **b**. Для  $P \cong 0.7$  GPa обнаруженные максимумы имеют очень низкую амплитуду и чрезвычайно уширены. С повышением давления вплоть до 1 GPa максимальные значения  $\chi_{ii}(H)$  (**H** || **b**) растут, а их угловые зависимости в наклонном поле обостряются (рис. 2,б).

При **H** || **a** наблюдается монотонное, практически линейное изменение восприимчивости, что свидетельствует об отсутствии магнитных фазовых переходов вплоть до полей  $\cong H_{E_i}$ .

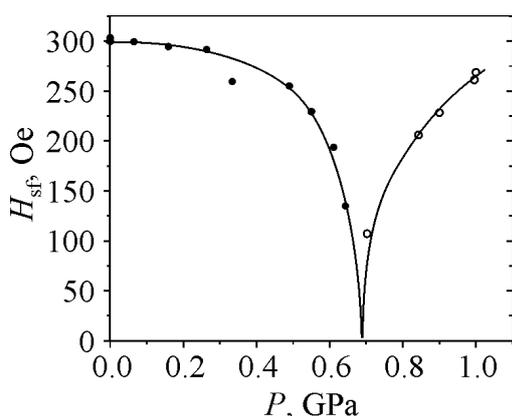


Рис. 3.  $P$ - $H$ -диаграмма  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$ :  
 ● – поля фазовых переходов для **H** || **a**;  
 ○ – **H** || **b**

С повышением давления точки магнитного фазового перехода опускаются вниз по полю при  $P < 0.6$  GPa и поднимаются при  $P > 0.7$  GPa (рис. 3). Давление, при котором достигается минимальное значение поля спиновой переориентации ( $P_M = 0.65$  GPa – точка фазового перехода типа Морина [12,13]), ввиду чрезвычайного уширения экспериментальных зависимостей восприимчивости не представляется возможным определить с точностью  $\pm 0.05$  GPa. Нелинейность зависимости поля спиновой переориентации от давления в области  $P \cong P_M$

(рис. 3) из-за близости к нулю эффективной анизотропии следует отнести к возрастанию роли анизотропии четвертого и более высоких порядков.

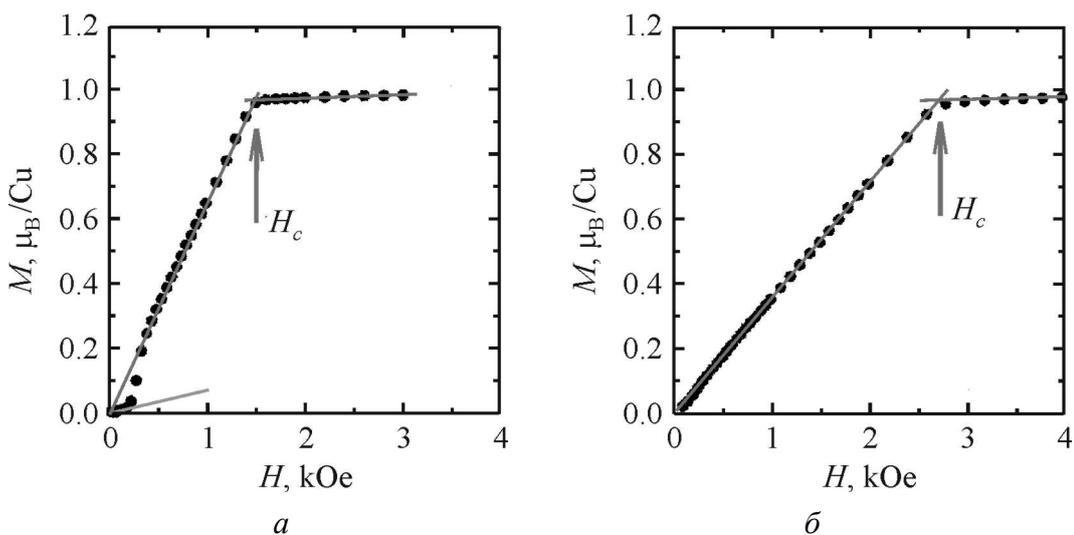
Отметим, что для  $P < P_M$  восприимчивость  $\chi_{zz}$  является параллельной, а  $\chi_{xx}$  – перпендикулярной. При  $P > P_M$  и ориентациях магнитного поля вблизи направления **b** зависимости  $\chi_{zz}(H)$  (см. рис. 2,б) подобны изменениям  $\chi_{xx}(H)$  в области спин-флоп перехода (**H** || **a**) при  $P < P_M$  (рис. 2,а, более подробно см. [5,10]). Трансформация кривых  $\chi_{zz}(H)$  в наклонном поле при  $P > P_M$  однозначно соответствует эволюции перпендикулярной восприимчивости. Эквивалентность зависимостей  $\chi_{zz}(H)$  при  $P > P_M$ , с одной стороны, и  $\chi_{xx}(H)$  при  $P < P_M$  – с другой, является дополнительным подтверждением изменения характера магнитной анизотропии в плоскости  $ab$  кристалла: направление легкого намагничивания становится осью промежуточной анизотропии и наоборот.

#### 4. Обсуждение

Согласно формулам (4), (5) в величину полей переходов  $H_{E_a}$  и  $H_{E_b}$  основной вклад дает межподрешеточное обменное взаимодействие. Линейный в рамках экспериментальных погрешностей рост  $H_{E_a}(P)$  и  $H_{E_b}(P)$  свидетельст-

ует о практически линейной зависимости  $J'$  от давления [12,13]. Следовательно, уменьшение поля спин-флоп перехода при  $P \rightarrow P_M$  как выше, так и ниже точки Морина (рис. 3) может быть связано только с уменьшением величины константы эффективной анизотропии  $k$  (3). Появление фазового перехода при  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ ,  $P > P_M$  и рост величины поля переориентации с повышением давления свидетельствуют о росте величины  $k$  после изменения ее знака. В целом эффективная анизотропия в интервале 0–1 GPa монотонно уменьшается с переходом через нуль при  $P = P_M$ . При  $P > P_M$  направление легкого намагничивания реализуется вдоль  $\mathbf{b}$  (см. разд. 1), что вследствие влияния ВД вызывает появление слабого ферромагнетизма вдоль  $\mathbf{c}$  (см. рис. 1,б) [12,13].

В экспериментальных исследованиях намагниченности (рис. 4) и рассеяния нейтронов в  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  [14] получен ряд результатов: а) составляющая магнитного момента в плоскости  $ab$  уменьшается на  $\cong 10\%$  по сравнению с нулевым давлением; б) магнитные моменты подрешеток ориентированы в плоскости  $ac$  (без уточнения ориентации в данной плоскости) при давлениях 1.4 и 2.5 GPa; в) величина ферромагнитного момента вдоль  $\mathbf{c}$  составляет  $0.03M_0$  при  $P = 0.81$  GPa и  $0.1M_0$  при  $P = 2.5$  GPa. К сожалению, в работе [14] не установлена величина составляющей магнитных моментов подрешеток вдоль осей  $a$  и  $b$  при давлениях более 0.7 GPa. При анализе экспериментальных данных авторы [14] не учитывают влияние взаимодействия Дзялошинского, играющего радикальную роль в формировании состояний в магнитных системах, допускающих антисимметричные взаимодействия. Данные по давлениям выше 0.7 GPa несколько фрагментарны (1.4 и 2.5 GPa). Тем не менее в целом результаты [14] согласуются с выводами [12,13,15] и данной работы.



**Рис. 4.** Полевые зависимости удельной намагниченности в  $\mu_B$  на ион  $\text{Cu}$   $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  при  $T = 1.8$  К, приведенные в работе [14]: а –  $P = 0.1$  МПа,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ ; б –  $P = 0.81$  GPa,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$

## 5. Выводы

Наличие фазового перехода типа Морина в окрестности давления  $P_M = (0.65 \pm 0.05)$  GPa и перемещение в этой области направления легкого намагничивания с кристаллографической оси  $a$  на  $b$  доказывається:

во-первых, резким падением величины поля спин-флоп перехода по мере приближения гидростатического давления к окрестности 0.6–0.7 GPa при линейной зависимости полей переходов в коллинеарную и малоугловую фазы (4), (5), что может быть вызвано только уменьшением константы эффективной анизотропии и переходом ее через нулевое значение при  $P = P_M$ ;

во-вторых, перекрестным соответствием полевых зависимостей компонент тензора магнитной восприимчивости – эволюция  $\chi_{xx}(H)$  в наклонном магнитном поле при  $P < P_M$  соответствует угловой вариации зависимостей  $\chi_{zz}(H)$  при  $P > P_M$ .

Авторы выражают благодарность Ю.Г. Пашкевичу за полезные советы и плодотворные обсуждения.

1. N. Narita, I. Yamada, J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 4054 (1996).
2. V.B. Kapustianik, V.V. Bazhan, Y.M. Korchak, Phys. Status Solidi **B234**, 674 (2002).
3. L.I. de Jongh, W.D. van Amstel, A.R. Miedema, Physica **58**, 277 (1972).
4. T.M. Maffitt, J.K. DeBrosse, J.A. Gabric, E.T. Gow, M.C. Lamorey, J.S. Parenteau, D.R. Willmott, M.A. Wood, W.J. Gallagher, IBM J. Res. Dev. **50**, 25 (2006).
5. А.Н. Богданов, А.В. Журавлев, А.И. Пузыня, ФНТ **15**, 181 (1989).
6. R. Lai, A.J. Sievers, Phys. Rev. Lett. **81**, 1937 (1998).
7. U.T. Schwarz, L.Q. English, A.J. Sievers, Phys. Rev. Lett. **83**, 223 (1999).
8. H. Manaka, I. Yamada, M. Nishi et al., J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 1390 (2001).
9. A.N. Bogdanov, A.V. Zhuravlev, I.V. Zhikharev, U.K. Röβler, JMMM **290–291**, 768 (2005).
10. A.N. Bogdanov, A.V. Zhuravlev, U.K. Röβler, Phys. Rev. **B75**, 094425 (2007).
11. И.Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **32**, 1547 (1957).
12. А.Н. Богданов, А.И. Пузыня, В.Т. Телена, П.П. Шатский, ФНТ **12**, 648 (1986).
13. А.Н. Богданов, А.И. Пузыня, В.Т. Телена, П.П. Шатский, ФНТ **12**, 73 (1987).
14. H. Manaka, I. Yamada, M. Nishi, T. Goto, J. Phys. Soc. Jpn. **70**, 241 (2001).
15. M. Chikamatsu, H. Yamazaki, K. Yamagata et al., J. Magn. Magn. Mater. **31**, 1191 (1983).

A.V. Zhuravlev, A.I. Puzynya

## PRESSURE-INDUCED WEAK FERROMAGNETIC MOMENT IN THE RHOMBIC ANTIFERROMAGNET $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$

Field and angular dependences of  $(C_2H_5NH_3)_2CuCl_4$  magnetic susceptibility at  $P$  under 1.0 GPa have been investigated. Weak ferromagnetism is shown to be due to changes in the ground state of the antiferromagnet under hydrostatic pressure effect.

**Fig. 1.** Magnetic structures of  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ :  $a - P < 0.6$  GPa,  $m = 0$ ,  $\bar{b} - P > 0.7$  GPa,  $\mathbf{m} \parallel \mathbf{c}$ . Only copper ions are denoted

**Fig. 2.** Field dependences of components of the  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  magnetic susceptibility tensor for  $T = 4.2$  K,  $P = 0$  ( $a$ ) and  $P = 1.0$  GPa ( $\bar{b}$ ). Angle of magnetic field deviation from axis  $OZ$  (the  $a$ -axis of the crystal)  $\psi$ , deg:  $a$ : 1 – 0, 2 – 2, 3 – 3, 4 – 4;  $\bar{b}$ : 1 – 0, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 18

**Fig. 3.**  $P$ – $H$  diagram of  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ :  $\bullet$  – fields of phase transitions for  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ ;  $\circ$  –  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$

**Fig. 4.** Field dependences of  $(\text{C}_2\text{H}_5\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  specific magnetization in  $\mu_B / \text{Cu}$  ion for  $T = 1.8$  K [14]:  $a - P = 0.1$  MPa,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ ;  $\bar{b} - P = 0.81$  GPa,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$