

ФМР И ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА 2D-ФЕРРОМАГНЕТИКА  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ 

С. О. Демокритов, Н. М. Крейнс, В. И. Кудинов, С. В. Петров

Измерен спектр ФМР 2D-ферромагнетика  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  в магнитном поле, перпендикулярном легкой плоскости. Определена  $H$ - $T$ -фазовая диаграмма. Полученные данные не описываются в рамках обычной модели легкоплоскостного ферромагнетика.

Изучение двумерных (2D) магнитных систем с двухкомпонентным параметром порядка ( $XY$ -ферро или антиферромагнетиков) в настоящее время представляет большой интерес<sup>1</sup>. Особое внимание привлекает наличие в них необычного фазового перехода, предсказанного Березинским<sup>2</sup>, Костерлицем и Таулессом<sup>3,4</sup> (переход БКТ).

В данной работе изучалось соединение  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$ , которое является типичным 2D-ферромагнетиком с анизотропией типа легкая плоскость<sup>5,6</sup>. Этот кристалл имеет границирированную ромбическую структуру с параметрами элементарной ячейки  $a = 7,30 \text{ \AA}$ ,  $b = 7,54 \text{ \AA}$ ,  $c = 18,55 \text{ \AA}$  и состоит из слоев  $\text{CuCl}_4$ , разделенных двумя слоями  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)$ <sup>7</sup>. Ферромагнитное обменное взаимодействие между магнитными ионами меди  $\text{Cu}^{2+}$  ( $S = 1/2$ ) в слое имеет почти гейзенберговский характер с  $J = 19,6 \text{ К}$ , соответствующее обменное поле  $H_E = 530 \text{ кЭ}$ <sup>5</sup>. Слабая ( $\sim 1\%$ ) анизотропия этого обмена стремится уложить спины в базисную плоскость; ей соответствует эффективное поле  $H_A \approx 1,5 \text{ кЭ}$ <sup>5,8</sup>. Эта легкоплоскостная анизотропия приводит к тому, что при низких температурах  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  ведет себя, как 2D- $XY$ -ферромагнетик. Благодаря наличию очень слабой одноосной анизотропии в плоскости,  $H_a \approx 80 \text{ Э}$ , и небольшому обмену между спинами в соседних плоскостях,  $H_e \approx 50 \text{ Э}$ <sup>5,8</sup>, в этом кристалле ниже  $T_c = 8,9 \text{ К}$ <sup>5,6</sup> возникает ферромагнитный порядок.

Поле легкоплоскостной анизотропии  $H_A$  в этом веществе было определено из экспериментов в больших полях: из полевой зависимости проекции намагниченности вдоль трудной оси,  $M_{\parallel}(H)$ <sup>5</sup>, и из измерения ФМР на частоте 9 ГГц. При обработке результатов в<sup>8</sup> использовались хорошо известные формулы, описывающие зависимость частоты резонанса ферромагнетика от внешнего поля  $H$ , перпендикулярного легкой плоскости:

$$\nu = \gamma \sqrt{H_a H_A \left[ 1 - \left( \frac{H}{H_A} \right)^2 \right]}, \quad \text{при } H \lesssim H_A \quad (1a)$$

$$\nu = \gamma \sqrt{(H - H_A)(H + H_a - H_A)} \approx \gamma (H - H_A), \quad \text{при } H > H_A \quad (1b).$$

Из формулы (1) видно, что при  $H = 0$  в спектре ФМР имеется щель  $\Delta = \gamma \sqrt{H_a H_A}$ , которая во внешнем поле  $H = H_A$  обращается в нуль. Эта особенность спектра связана со спин-переориентационным фазовым переходом: в поле  $H = H_A$  магнитный момент устанавливается перпендикулярно легкой плоскости, при этом  $M_{\parallel}$  насыщается, а проекция в плоскости  $M_{\perp}$  обращается в нуль.

В данной работе измерялась зависимость частоты ФМР  $\nu$ , в  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  от внешнего магнитного поля  $H$ , приложенного перпендикулярно легкой плоскости (с точностью 0,5%) в диапазоне частот  $100 \div 4500 \text{ МГц}$  и температур  $1,5 \div 20 \text{ К}$ . Кристалл размерами  $2 \times 2 \times 0,15 \text{ мм}^3$  помещался в полосковую линию. Высокочастотное поле  $h$  было перпендикулярно  $H$ . Полученные полевые зависимости  $\nu(H)$  для нескольких температур представлены на рис. 1. Для сравнения на рисунке приведены кривые, рассчитанные для тех же температур по формулам (1).

Видно, что в области малых частот и соответственно малых полей спектр ФМР не может описываться обычными формулами (1) для легкоплоскостного ферромагнетика. Только при достаточной величине магнитного поля (в области частот ФМР  $\nu \gtrsim 3,5 \text{ ГГц}$ ) поведение

кристалла соответствует легкоплоскостному ферромагнетику, намагниченному вдоль трудной оси. При этом спектр ФМР выходит на прямую  $\nu = \gamma(H - H_A)$  (см. (1)) с величиной анизотропии  $H_A$ , согласующейся с измерениями <sup>5,7</sup>. В магнитном поле  $H_A^*$  (см. рис. 1) в спектре ФМР наблюдается особенность, которую мы связываем с фазовым переходом в системе. Однако этот переход происходит в поле существенно меньшем, по сравнению с полем спин-переориентационного перехода  $H_A$  для обычного легкоплоскостного ферромагнетика.

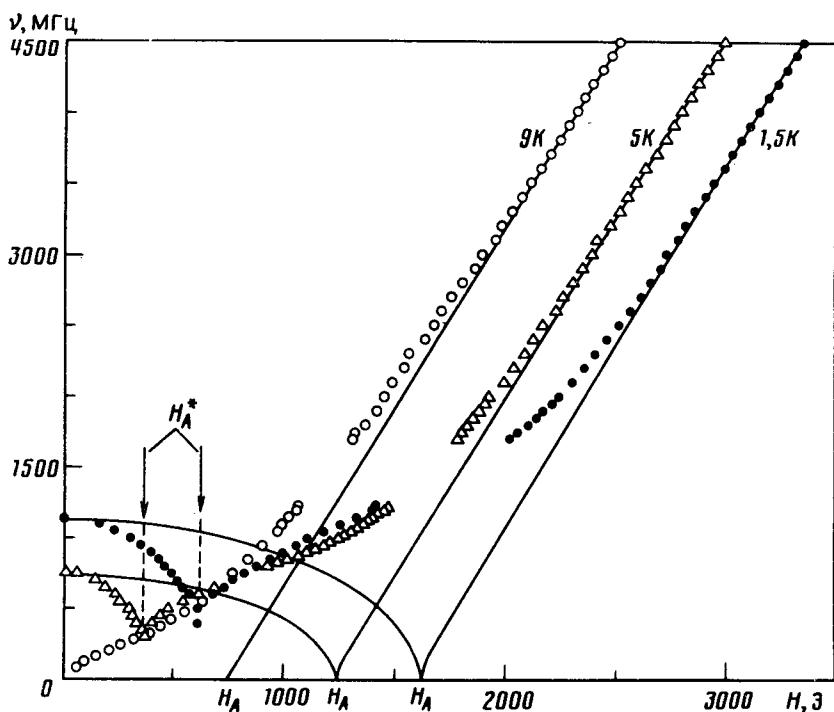


Рис. 1. Спектр ФМР 2D-ферромагнетика  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  в магнитном поле, перпендикулярном легкой плоскости, для нескольких значений температуры. Сплошными линиями представлены спектры ФМР, рассчитанные по формулам (1)

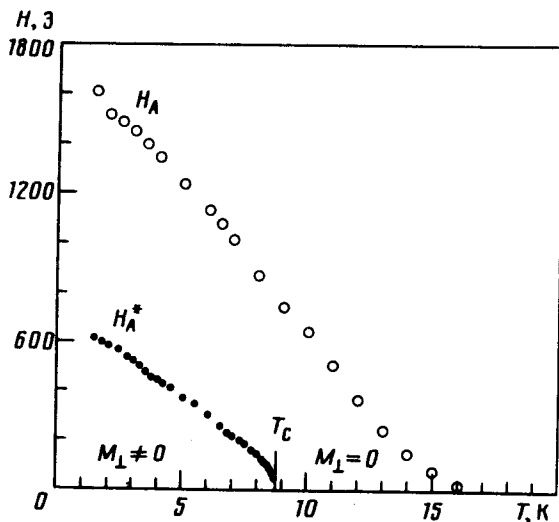


Рис. 2. Температурная зависимость поля легкоплоскостной анизотропии  $H_A(T)$  и поля фазового перехода  $H_A^*(T)$   $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  в магнитном поле перпендикулярном легкой плоскости. Значения  $H_A(T)$  и  $H_A^*(T)$  получены из обработки спектров ФМР

На рис. 2 представлены температурные зависимости  $H_A^*(T)$  и  $H_A(T)$  полученные из обработки экспериментальных спектров. Поле  $H_A^*$  соответствует максимальному смягчению частоты резонанса в наших экспериментах. Поле анизотропии  $H_A$  найдено из экстраполяции высокочастотной ( $\nu \geq 3,5$  ГГц,  $H \gg H_A^*$ ) части измеренного спектра по формуле (1).

Из рис. 2 видно, что  $H_A^*$  обращается в нуль при  $T \cong 9$  К, совпадающей с температурой возникновения ферромагнитного порядка.  $H_A$  при  $T = T_c$  не имеет особенности и обращается в нуль лишь при значении  $T \approx 16$  К близком к величине обмена в слое  $J$ . Экстраполированные к  $T = 0$  значения  $H_A^*(T)$  и  $H_A(T)$  отличаются почти в три раза ( $H_A^* \ll H_A$ ).

Линия  $H_A^*(T)$  при  $H \rightarrow 0$  стремится в точку  $T = T_c$ , разделяющую на оси  $H = 0$  фазы с наличием и отсутствием спонтанного магнитного момента в плоскости  $-M_{\perp}$ . Поэтому единственный фазовый переход, проявляющийся в особенности на спектре ФМР, при  $H = H_A^*(T)$  можно связать с исчезновением при заданной температуре проекции магнитного момента  $M_{\perp}$ . Тогда рис. 2 можно рассматривать, как фазовую диаграмму  $2D$ -ферромагнетика  $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuCl}_4$  в перпендикулярном легкой плоскости магнитном поле, а линию  $H_A^*(T)$  — как линию фазовых переходов, параметром порядка которого является  $M_{\perp}$ . Линия  $H_A(T)$  на рис. 2 не соответствует какому-либо реальному фазовому переходу.  $H_A$  характеризует масштаб полей, выше которых поведение системы начинает соответствовать обычному легкоплоскостному ферромагнетикам.

Таким образом, согласно данному предположению, намагниченность кристалла должна вести себя следующим образом: при  $H < H_A^*$   $M_{\perp} \neq 0$ , а при  $H \geq H_A^*$   $M_{\perp} = 0$ . С другой стороны, согласно магнитным измерениям в  $S$ , а также проведенным на наших образцах, компонента намагниченности вдоль трудной оси  $M_{\parallel}$  при  $H < H_A$  изменяется по линейному закону:  $M_{\parallel} = M_0 \frac{H}{H_A}$  и насыщается лишь в поле  $H = H_A \gg H_A^*$  ( $M_0$  — намагниченность насыщения). В поле фазового перехода  $H = H_A^*(T)$   $M_{\parallel}$  никакой особенности не имеет.

Существование единственного перехода в магнитном поле гораздо меньше поля анизотропии даже при  $T \ll T_c$  противоречит обычной модели легкоплоскостного ферромагнетика. С другой стороны имеющиеся в литературе экспериментальные данные полностью описываются этой моделью. Объяснение такого противоречия пока не найдено. Однако, по-видимому, такое необычное поведение связано с двумерным характером этой магнитной системы.

В заключение отметим, что эти исследования были инициированы работами В.Л.Покровского и Г.В.Уймина по низкоразмерным магнетикам, за что авторы им очень признательны. Авторы выражают благодарность А.С.Боровику-Романову за поддержку данной работы и плодотворные дискуссии, А.В.Чубукову — за обсуждения полученных результатов, А.Н.Бажану — за проведение измерений намагниченности.

#### Литература

1. Паташинский А.В., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. М.: Наука, 1982 г.
2. Березинский В.Л. ЖЭТФ, 1970, 53, 907; ЖЭТФ, 1971, 61, 1144.
3. Kosterlitz J.M., Thouless D.J. J. Phys. C, 1973, 6, 1181.
4. Kosterlitz J.M. J. Phys. C, 1974, 7, 1046.
5. Bloembergen P. Physica, 1976, 81B, 205.
6. Каримов Ю.С. ЖЭТФ, 1973, 65, 261.
7. Willett R.D. J. Chem. Phys., 1964, 41, 2243.
8. Yamazaki H. J. Phys. Soc. Japan, 1976, 41, 1911.