

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 538.115 : 536.63

ТЕПЛОЕМКОСТЬ СОЕДИНЕНИЯ  $Fe_xCo_{1-x}Cl_2$  ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М. О. Кострюкова

*(кафедра физики низких температур)*

В настоящей работе исследовалась теплоемкость соединений  $Fe_xCo_{1-x}Cl_2$  с концентрациями  $x$  между 0 и 0,6 в области температур от 2 до 27 К.

Слоистые антиферромагнетики  $FeCl_2$  и  $CoCl_2$  обладают изоморфной кристаллической структурой ( $R^{53d}$ ) с близкими параметрами. Их смешанные соединения образуют твердые растворы замещения подобной же структуры. Гексагональные слои металлических ионов в них чередуются с двумя слоями ионов  $Cl$ , перпендикулярно плоскости слоя направлена главная ось симметрии  $c_3$ .

Температура антиферромагнитного перехода  $T_N$  по калориметрическим данным равна 24,7 К для  $CoCl_2$  [1] и 23,5 К для  $FeCl_2$  [2]. Теплоемкость этих галогенидов исследовалась ранее при гелиевых температурах [3].

В этих веществах имеет место сильное ферромагнитное взаимодействие между ионами металла в слое, которое существенно превосходит антиферромагнитное взаимодействие между слоями [4].

Особенности одноионной анизотропии в  $CoCl_2$  и  $FeCl_2$ , как показано в работе [5], приводят к сильной анизотропии обменного взаимодействия в них. При этом в  $CoCl_2$  изотропная и анизотропная части обменных взаимодействий одного порядка и спины ориентированы в плоскости базиса. В  $FeCl_2$  спины направлены вдоль главной оси. Энергетическая щель в спектре спиновых волн  $FeCl_2$  велика — порядка 25 К [6], того же порядка щель в высокочастотной ветви спектра  $CoCl_2$  [6];  $CoCl_2$  и  $FeCl_2$  при низких температурах проявляют свойства трехмерных антиферромагнетиков.

Смешанные соединения  $Fe_xCo_{1-x}Cl_2$  представляют собой твердые растворы замещения из компонент с конкурирующими анизотропиями (константа анизотропии  $D > 0$  для одного исходного вещества и  $D < 0$  для второго вещества). Настоящая работа предпринята для выяснения картины упорядочения и особенностей закона дисперсии спиновых волн в этих смешанных соединениях.

В последнее время теоретически изучалось поведение смешанных систем, имеющих случайное распределение компонент с конкурирующими анизотропиями [7]; рассматривалась возможность независимого упорядочения магнитных компонент с различными компонентами спинов по линиям фазовых переходов II рода, пересекающимся в тетракритической точке  $T_4$ , ниже которой в некоторой области концентраций происходит одновременное упорядочение спиновых компонент и появляется новая (смешанная упорядоченная) фаза.

Недавние исследования зависимости трикритической точки  $T_t$  от  $x$  в соединениях  $Fe_xCo_{1-x}Cl_2$  в области  $x$  от 1 до 0,7 [8] указывают на изменение характера упорядочения спинов вблизи  $x \sim 0,6$ , когда трикритическая точка стремится к нулю. Зависимость трикритической

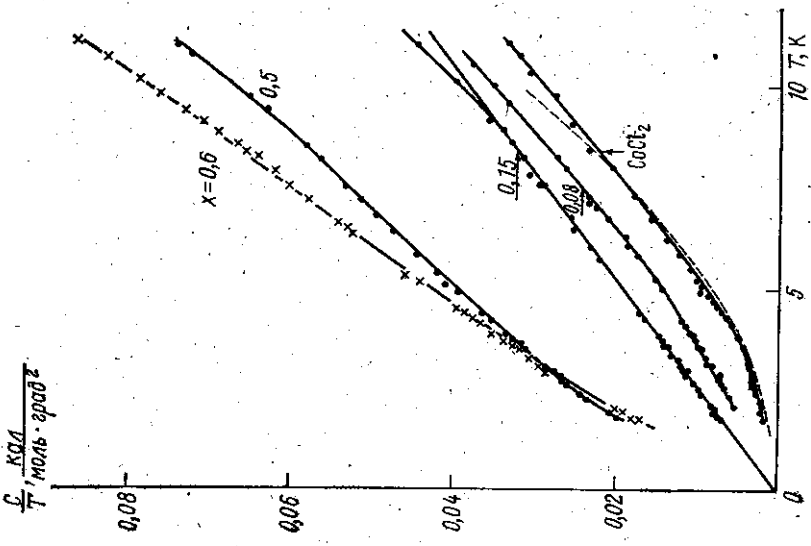


Рис. 3

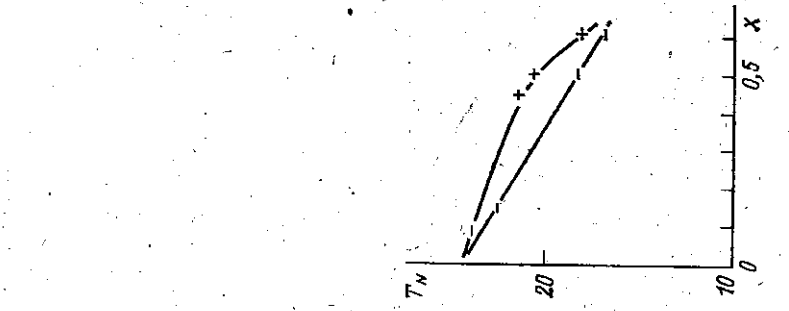


Рис. 2

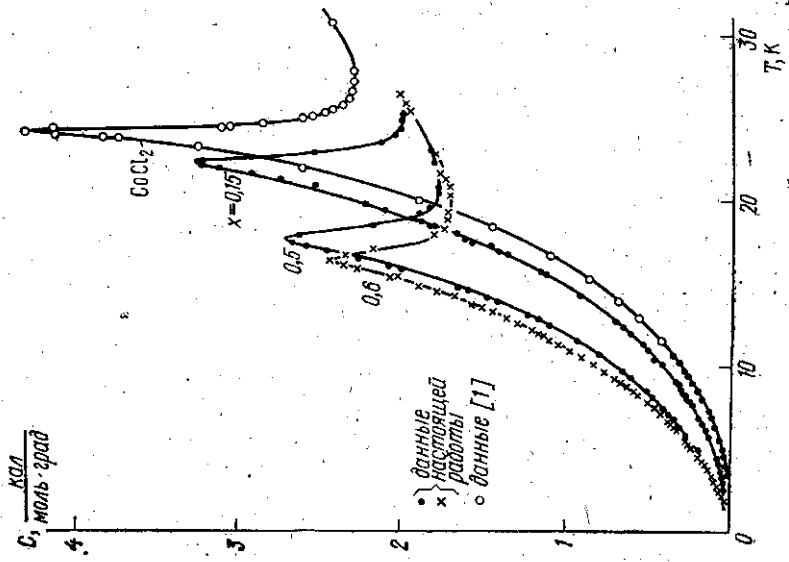


Рис. 1

точки от  $x$  в  $\text{Fe}_x\text{Mg}_{1-x}\text{Cl}_2$ , где  $\text{Mg}^{+2}$  — немагнитная компонента, близка к зависимости  $T_i$  от  $x$  для  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cl}_2$ , что, по мнению авторов [8], указывает на независимый характер упорядочения  $\text{Fe}^{+2}$ .

Авторы нейтронографических исследований [9] указывают на существование смешанной упорядоченной фазы в соединениях  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cl}_2$  в области концентраций  $x=0,55-0,80$ ; в этой фазе намагниченности подрешеток находятся под углом к  $c$ -оси и плоскости легкого намагничивания, а тетракритическая точка  $T_4=15,3$  К достигается при  $x\sim 0,7$ .

Результаты настоящих измерений теплоемкости  $C$  при температурах 2—27 К для трех соединений  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cl}_2$  с концентрациями  $x$  между 0 и 0,6 представлены на рис. 1 в координатах  $C$  и  $T$ . На этом же рисунке приведены данные для чистого  $\text{CoCl}_2$ , причем для  $T>11$  К использованы результаты работы [1]. Как и для чистого  $\text{CoCl}_2$ , в смешанных соединениях  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cl}_2$  наблюдается резкий пик теплоемкости; с увеличением концентрации  $x$  в соединениях понижается  $T_N$ .

Полученная в данной работе зависимость температуры антиферромагнитного перехода  $T_N$  от  $x$  для соединений  $\text{Fe}_x\text{Co}_{1-x}\text{Cl}_2$  в области концентраций  $x$  между 0 и 0,6 приведена на рис. 2; крестиками представлены для сравнения данные работы [9].

В исследованных соединениях существенно увеличивается теплоемкость при низких температурах и изменяется характер ее температурной зависимости, как это видно из рис. 3. Для  $\text{CoCl}_2$  температурная зависимость теплоемкости близка к кубической между 2 и 8 К (пунктирная кривая на рис. 3 соответствует зависимости  $C=3,1\times 10^{-4} T^3$  кал/(моль·град), наблюдающейся в  $\text{CoCl}_2$  в области гелиевых температур [3]). Для соединения 1 ( $x\sim 0,15$ ) зависимость теплоемкости от температуры квадратична ниже 9 К, но так как теплоемкость решетки пропорциональна  $T^3$ , ход температурной зависимости магнитной теплоемкости более плавный, чем  $T^2$ . В соединении 2 ( $x\sim 0,50$ ) показатель степени температуры в зависимости  $C$  от  $T$  понижается до значений ниже двух, а магнитная теплоемкость существенно (в 10—15 раз) превышает вклад решетки при гелиевых температурах. В то же время в соединении 3 ( $x\sim 0,6$ ) дальнейшего возрастания теплоемкости при гелиевых температурах не наблюдается, несмотря на понижение  $T_N$ , а степенная температурная зависимость теплоемкости усиливается в сравнении со сплавом 2. Не исключено, что этот факт связан с появлением нового типа упорядочения в соединении 3, который обсуждался выше. Однако в соединениях 2 и 3, равно как и в остальных исследованных нами соединениях, мы не обнаружили отчетливого эффекта пересечения линий фазовых переходов, так как резких дополнительных максимумов теплоемкости на кривых зависимости  $C$  от  $T$  в области температур ниже  $T_N$  не наблюдается (см. рис. 1).

Понижение показателя степени температуры в зависимости  $C_{\text{маг}}$  от  $T$  до значений ниже двух в соединениях 1 и 2, возможно, обусловлено переходом к двумерному ферромагнетизму в смешанных соединениях в области фазовой диаграммы, где  $\text{Co}^{+2}$  упорядочивается независимо. В переходной области, где закон дисперсии спиновых волн имеет вид  $\omega^2=ak^4+bk_z^2$ ,  $k^2=k_x^2+k_y^2$ , магнитная теплоемкость изменяется как  $T^2$  (расчет  $C$  для подобного закона дисперсии фотонов проведен в [10]).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Chisholm R. C., Stout J. W. J. Chem. Phys., 1962, 36, p. 972. [2] Trapeznikowa O. N., Schubnikow L. W. Phys. Zeitschrift Sowjetunion, 1935, 7,

р. 66. [3] Кострюкова М. О. ЖЭТФ, 1968, 55, с. 453. [4] Landau L. D. Phys. Zeitschrift Sowjetunion, 1933, 4, p. 675. [5] Капатори J. Progr. Theor. Phys., 1958, 20, p. 890. [6] Jacobs I. S., Roberts S., Lawrence P. E. J. Appl. Phys., 1965, 36, p. 1197. [7] Lindgard P. A. Phys. Rev. B., 1976, 14, p. 4074. [8] Wood T. E., Day P. J. of Magn. and Magn. Mat., 1980, 15—18, part II, p. 782. [9] Tawarayama T., Katsumata K., Yoshizawa H. J. Phys. Soc. Jap., 1980, 49, p. 1299. [10] Лифшиц И. М. ЖЭТФ, 1952, 22, с. 475.

Поступила в редакцию  
16.06.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 6

УДК 538.221 : 539.216

## ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД I РОДА В ТОНКОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

А. С. Жукарев, А. Н. Матвеев

(кафедра общей физики для физического факультета)

До сих пор нет достаточно полного и строгого теоретического описания зарождения полосовой доменной структуры в тонких ферромагнитных пластинах и пленках в наклонном внешнем магнитном поле. В работах [1, 2], посвященных изучению этого ориентационного фазового перехода I рода, сделана попытка использовать микромагнитный метод для решения данной задачи. Однако в указанных работах выполняется линеаризация микромагнитной системы уравнений вблизи состояния однородной намагниченности, что позволяет получить только кривую лабильности однородной фазы.

В настоящей работе для расчета неоднородного распределения намагниченности в образце осуществлен подход к точке фазового перехода со стороны доменной структуры. Если направления намагниченности в доменах известны хотя бы в грубом приближении, то такое распределение можно принять в качестве нулевого в методе последовательных приближений, а по малым отклонениям от него выполнить линеаризацию уравнения Ландау—Лифшица для намагниченности. Таким способом можно рассчитать доменную структуру после фазового перехода I рода аналогично расчету полосовой доменной структуры вдали от условий зарождения [3].

Направим ось  $z$  по нормали к плоскости пленки, а ось  $y$  вдоль проекции магнитного поля  $H$  на плоскость пленки. Тогда вектор намагниченности  $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m} = M_s (0, \sin \theta, \cos \theta)$  лежит в плоскости  $YZ$ . Для анализа удобно использовать безразмерные параметры  $q = K/2\pi M_s^2$  и  $h = H/4\pi M_s$ , плотность энергии привести к безразмерному виду делением на  $2\pi M_s^2$ , а в качестве единицы длины использовать величину  $l = (A/2\pi M_s^2)^{1/2}$  (здесь  $K$  — константа анизотропии,  $A$  — обменная константа). Тогда безразмерная плотность энергии однородного состояния в поле, образующем угол  $\chi$  с осью  $z$ , равна

$$w = (1-q) \cos^2 \theta - 2h \cos(\chi - \theta). \quad (1)$$

Условие равновесия при фиксированном внешнем поле  $h$  имеет вид

$$h = (q-1) \sin \theta_0 \cos \theta_0 / \sin(\chi - \theta_0), \quad (2)$$

где  $\theta_0$  — равновесный угол; он отсчитывается от положительного направления оси  $z$  и может принимать значения в пределах  $(0, \pi)$ . Если правую часть уравнения (2) рассмотреть как функцию от  $\theta_0$  при фик-