

- [9] Зарецкий В. В., Шелег А. У. ФТТ, 1986, т. 28, № 1, с. 63—71.  
 [10] Алла хвердиев К. Р., Бабаев С. С., Багышов И. А., Мамедов Т. Г. ФТТ, 1985, т. 27, № 12, с. 3699—3701.

Институт физики АН АзССР  
 Баку

Поступило в Редакцию  
 29 апреля 1987 г.  
 В окончательной редакции  
 20 июля 1987 г.

УДК 537.611.44

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988  
 Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

## МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ВЫЗВАННЫЙ ДАВЛЕНИЕМ, ВО ФТОРОСИЛИКАТЕ МАРГАНЦА

В. П. Дьяконов, Э. Е. Зубов, И. М. Фита

В низкотемпературном магнетике фторосиликаты марганца величины обменного, дипольного и одноионного взаимодействий сравнимы. В подобных объектах с помощью метода высокого давления, воздействующего как на межионные взаимодействия, так и на кристаллическое поле, можно весьма эффективно изменять соотношение взаимодействий, определяющее магнитное состояние кристалла.

Двухкомплексное соединение  $[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_6][\text{SiF}_6]$  кристаллизуется в структуре типа CsCl. Основное состояние  $\text{Mn}^{2+} \text{---}^6S$  ( $s=5/2$ ) расщеплено совместным действием спин-орбитального взаимодействия и кристаллического поля на три крамеровских дублета, отстоящие на величины  $2D$  и  $4D$ , где  $D = -18.7$  мК, т. е. нижний уровень  $m = \pm 5/2$  [1]. Известна убывающая зависимость  $D$  от давления для  $\text{Mn}^{2+}$  в  $\text{ZnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  [2]. Установлено [1], что ниже  $T_N = 0.15$  К в  $\text{MnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  имеет место антиферромагнитное (АФМ) упорядочение вдоль гексагональной оси кристалла со слабым ферромагнитным (ФМ) моментом в базисной плоскости (подрешетки отклонены от оси на угол  $\sim 1^\circ$ ), происхождение которого видимо связано с структурным переходом  $P\bar{3}m1 \leftrightarrow P21/C$  при  $T = 230$  К [3].

В работе экспериментально изучено влияние гидростатического давления на температуру и характер магнитного упорядочения в  $\text{MnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ . Измерения магнитной восприимчивости проведены в рефрижераторе  $^3\text{He}$ — $^4\text{He}$  в области температур  $4.2 \pm 0.05$  К в полях до 3 кЭ при фиксированных давлениях  $P$  до 8 кбар. Восприимчивость  $\chi$  измерялась индукционным методом (в эксперименте значения параметров переменного поля  $h$  выбирались в пределах  $h_0 = 0.3$ —3 Э,  $f = 30$ —300 Гц) на двух цилиндрических образцах ( $4\pi N = 0.5$ ), вырезанных вдоль и перпендикулярно гексагональной оси (ось  $c$ ). Давление создавалось в контейнере из бериллиевой бронзы и измерялось при гелиевых температурах.

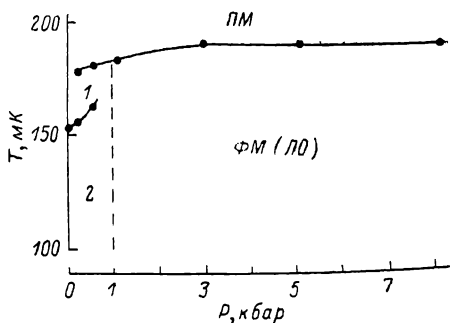
Данные  $\chi(T, H=0)$  и  $\chi(H, T=\text{const})$  при  $P=0$  показывают АФМ упорядочение ниже  $T_N = 153$  мК. Намагничивание вдоль оси  $c$  носит немагнитный характер (спин-флоп фаза не реализуется;  $H_c(T=0) = 660$  Э), обусловленный сильной одноионной анизотропией типа легкая ось. С увеличением  $P$  магнитные свойства  $\text{MnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  резко изменяются. Восприимчивость вдоль  $c$  быстро возрастает и при  $P \geq 1.1$  кбар достигает величины  $1/4\pi N$  при  $T \leq T_c(P)$ , что свидетельствует о ФМ характере упорядочения (в области  $1.1 \leq P \leq 8$  кбар максимальные значения  $\chi_c$  совпадают с точностью 0.5 %). При этих давлениях намагниченность вдоль  $c$  близка к насыщению в полях  $\sim 4\pi N m$  ( $\sim 80$  Э при  $T=0$ ). Зависимость поля анизотропии  $H_A$  от  $P$ , полученная из данных  $\chi_c(H)$ , ка-

чественно согласуется с данными  $D(P)$  [2], т. е.  $g^{\mu_B} H_A \approx 2|D|(s-1/2)$  — анизотропия преимущественно одноионная. Таким образом, в  $\text{MnSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  давление индуцирует магнитный фазовый переход из АФМ в  $\uparrow$ ФМ состояние (направление легкой оси сохраняется).

При давлениях 0.1 и 0.6 кбар в области упорядочения восприимчивость  $\chi(T, H=0)$  и намагниченность  $M_{\parallel}(H)$  имеют особенности, характерные как для ФМ, так и для АФМ состояния. Причиной этого могут быть кристаллические домены фаз различной симметрии, имеющие место в группе  $\text{MeSiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  вблизи структурного перехода (эти переходы обычно связаны с разориентацией водных октаэдров, при этом скачки объема очень малы и ионы Me остаются в узлах почти кубической решетки). По-видимому, при  $P < 1$  кбар в кристалле присутствует структурная фаза высокого давления, отвечающая ферромагнетизму, причем температуры магнитного упорядочения каждой из структурных фаз различны.

Магнитная фазовая  $T$ — $P$ -диаграмма фторосиликата марганца.

1, 2 — двухфазные области ПМ+ФМ и АФМ+ФМ соответственно. Штриховая линия разделяет двухфазную область и ФМ фазу.



С большой вероятностью переход АФМ  $\leftrightarrow$  ФМ, реализующийся через двухфазную область, обусловлен структурным переходом.

По результатам измерений восприимчивости и намагниченности под давлением построена фазовая  $T$ — $P$ -диаграмма (см. рисунок).

При высоких температурах (0.7–4.2 К) при всех давлениях восприимчивость следует закону Кюри—Вейсса. В районе  $\sim 1$  кбар наблюдается резкий рост парамагнитной температуры  $\Theta_{\parallel}$ .

Экспериментальные результаты анализируются в модели, учитывающей лишь изотропные части обмена и дипольного взаимодействия и одноионную анизотропию. В приближении молекулярного поля методом спинового гамильтониана рассчитаны восприимчивость и температура магнитного упорядочения. На основании теории из данных  $\Theta_{\parallel}$ ,  $H_c(D)$  и  $D$  для  $P=0$  рассчитаны  $J_1$  и  $J_2$  (меж- и внутривузельный обмен), а также  $T_N$ . Для давлений  $P \geq 1.1$  кбар (ФМ состояние), используя данные  $\Theta_{\parallel}(P)$  и  $D(P)$ , рассчитаны эффективный обмен  $J$  (содержащий также и дипольный вклад) и температура Кюри  $T_c$ . Данные эксперимента и расчетов собраны в таблицу. Расчетные значения  $T_N$  и  $T_c$  для  $P=0$  и  $P=3$ ; 5 кбар на 20–30 % выше экспериментальных, что является обычным результатом теории молекулярного поля. Подобные оценки, сделанные для двухфазной области, не дают хорошего согласия — модель не отражает наблюдаемую здесь сложную магнитную структуру. Для выяснения

Температура магнитного упорядочения ( $T_N$  или  $T_c$ ), парамагнитная температура  $\Theta_{\parallel}$ , параметры одноионной анизотропии и обменного взаимодействия  $J$  для фторосиликата марганца при различных давлениях

P, кбар	Температура магнитного упорядочения, мК		$\Theta_{\parallel}$ , мК	$D$ , мК	$J$ , мК
	эксперимент	расчет	эксперимент	эксперимент	расчет
0	$T_N = 153$	226	–30	–18.7	$J_1 = -52.8$ $J_2 = +12.9$
1.1	$T_c = 183$	183	+175	–17.7	+52.2
3	$T_c = 190$	245	+235	–16.2	+73.8
5	$T_c = 192$	229	+218	–14.7	+71.2

природы и особенностей магнитного фазового перехода под давлением во фторосиликате марганца необходимы тщательные структурные исследования.

Авторы выражают благодарность И. М. Витебскому за обсуждение работы и ценные замечания.

### Л и т е р а т у р а

- [1] *Ohtsubo A.* J. Phys. Soc. Japan, 1965, vol. 20, N 1, p. 82—88.  
[2] *Лукин С. Н., Цинцадзе Г. А.* ФТТ, 1975, т. 17, № 6, с. 1872—1874.  
[3] *Jehanno G., Varret F.* Acta Cryst., 1975, vol. A31, part 6, p. 857—858.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР  
Донецк

Поступило в Редакцию  
23 июля 1987 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 30, в. 2, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 2, 1988

## О МЕХАНИЗМЕ МЕЖЗЕРЕННОЙ ПРОВОДИМОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ

*В. М. Свистунов, Ю. Ф. Ревенко, О. В. Григуть,  
В. Ю. Таренков*

Новый класс высокотемпературных сверхпроводящих металлооксидов  $(L_{1-x}M_x)_2CuO_4$  ( $L—Y, RZ; M—Ba, Sr$ ) представляет собой крупнозернистые многофазные композиты, в которых помимо сверхпроводящей присутствуют и нормальные фазы [1, 2]. От их соотношения сильно зависят многие физические свойства. Как в любом гранулярном сверхпроводнике, транспортные характеристики металлооксидов определяются связью между гранулами, тип которой и сила обусловлены структурой металла.

Работа посвящена исследованию электрических свойств межзеренных связей в новых сверхпроводниках при различных внешних воздействиях — температуры  $T$ , магнитного поля  $H$  и электромагнитного облучения  $P_f$ .

Эксперименты проведены на  $Y_{1.3}Ba_{0.8}CuO_4$ -керамике, приготовленной по методу твердофазной реакции из порошков  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$  и  $CuO$  [2]. С целью получения детальной информации о механизмах проводимости режим синтеза был выбран таким, чтобы образцы имели широкую  $R(T)$ -зависимость сверхпроводящего перехода. Это позволило выделить на ней флуктуационную область, переход зерен в сверхпроводящее состояние и их ансамблей, начало процесса статической синхронизации фазы параметра порядка по межзеренным связям.

Для их наблюдения использовалась модуляционная методика записей динамического сопротивления  $dU/dI(U, I)|_{T, H, P_f}$  образцов, предложенная в [3]. Измерения проводились на пластинах размером  $\sim 8 \times 1 \times 1.5$  мм, вырезанных из синтезированных таблеток. В качестве контактов использовалось вожженное из пасты серебро. Эксперименты выполнялись в криостате с газообразной теплообменной средой. Влияние электромагнитного поля изучалось на частоте  $f=2$  ГГц в устройстве, описанном в [4]. Результаты (рис. 1) представлены для образца  $Y—Ba—Cu—O$ , имеющего следующие параметры:  $T_c(R/2)=75$  К,  $T_c(R=0)=45$  К,  $\delta T_c=50$  К,  $\rho_{300K}=1.1 \cdot 10^{-1}$  Ом·см,  $R_{300}/R_{100K}=0.85$  (слабый полупроводниковый ход).