где *t* — время ускорения, Ω — круговая частота вращения частиц в ускорителе, скобки означают усреднение по раднусу и времени. Благодаря отличию фаз, наклоны касательных к траекториям частиц с противоположными спинами на краю полюсных наконечников будут разными. Это нриводит к разделению выведенного из циклотрона пучка по спинам. Чтобы получить хороштее пространственное разделяние пучков частиц с противоположно направленными спинами, необходимо заставлять частицы совершить большое число оборотов внутри циклотрона. Желательно также, чтобы неоднородность поля начиналась с центра полюсных наконечников, так как эффективность действия неоднородного поля на магнитный диполь значительно больше при малых скоростях частиц.

В обычных циклотронах для получения разности фаз в 5—10 градусов, обусловленной магнитным моментом порядка магнетона Бора, необходимо заставить частицы сделать в поле циклотрона 10⁹—10⁹ оборотов. Некоторыми специальными мерами (создание неоднородности в центре магнитного поля, ускорение на кратных частотах вблизи источника и др.) необходимое число оборотов можно уменыцить.

ЛИТЕРАТУРА

1. Поляризация нуклонов. М., Госатомиздат, 1962.

2. Raumgartner E. Progr. Fast Ncutr. Phys., 323, 1963.

3. Тимушев Г. Ф. Реферат диссертации. НИИЯФ МГУ, 1959.

Поступила в редакцию 10.4 1967 г.

ниияф

УДК 538.245

Н. В. ВОЛКОВА, А. Н. ГОРЯГА, Б. И. ПОКРОВСКИИ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЗФФИЦИЕНТОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ В ФЕРРИТАХ — СКАНДИТАХ МАГНИЯ

Исследование коэффициентов молекулярного поля представляет большой интерес, так как с их помощью можно оценить величину обменного взаимодействия как внутри, так и между подрешетками феррита. Однако теория Нееля [1] была развита лишь для ферритов с одним сортом магнитного июна. Это — одна из причин того, что в настоящее время мало работ в этом направлении. К числу имеющихся работ относятся работа Радо и Фолена [2], в которой определялись коэффициенты а, β , *n* для монокристалла Li_{0,5}Fe_{2,5}O₄ и работы, проведенные нами [3, 4] по исследованию этих коэффициентов в ферритах — алюминатах лития.

В данной работе была поставлена задача исследовать коэффициенты молекулярного поля системы $MgFe_{2-x}Sc_xO_4$ в зависимости от содержания скандия; по найденным коэффициентам α , β , n определить обменные интегралы I_{AA} , I_{AB} , I_{BB} ; построить теоретические кривые парамагнитной восприимчивости, используя формулы Нееля, и сравнить их с экспериментальными кривыми $\frac{1}{\kappa}(T)$.

Магнитные и физические свойства системы MgFe_{2-x}Sc_xO₄ (x = 0,0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8) были изучены ранее [5]. В табл. 1 приведены температуры Кюри, магнитные моменты n_B при 0°K, параметры решетки в Å и катионное распределение ионов железа. Из таблицы видно, что с увеличением содержания скандия количество железа равномерно уменьшается в обеих подрешетках.

Анализ коэффициентов молекулярного поля проводился из криных самопроизвольной намагниченности по методу Радо и Фолена [2]. Этот метод основывается на предположении $\alpha < 1$, $\beta < 1$. Суммарную намагниченность в этом случае можно разложить в ряд по коэффициентам α и β :

$$I = \tilde{I} + \tilde{I}'_{\alpha} \cdot \alpha + \tilde{I}'_{\beta} \cdot \beta, \qquad (1)$$

где \overline{I} — намагниченность при $\alpha = \beta = 0$,

$$\vec{l}_{\alpha} = \left(\frac{\partial l}{\partial \alpha}\right)_{\alpha=\beta=0}, \quad l_{\beta} = \left(\frac{\partial l}{\partial \beta}\right)_{\alpha=\beta=0}$$

108

Таблица 1

Формула	Параметр ре- шетки а±0,003 (А)	Магнитный мо- мент насыще- ния в магнето- нах Бора <i>п</i> В	Распределение Fe ³⁺ по под- решеткам		
			тетраэдри- ческая	октаэдри- ческая	θ°K
MgFe _{2.0} O ₄	8,382	0,94	0,91	1,09	655
MgFe _{1.8} Sc _{0.2} O ₄	8,424	0,87	0,81	0,99	560
MgFe _{1.6} Sc _{0.4} O ₄	8,464	0,82	0,72	0,88	452
$MgFe_{1,4}Sc_{0,6}O_4$	8,506	0,91	0,61	0,79	350
$MgFe_{1,2}Sc_{0,8}O_4$	8,545	0,94	0,51	0,69	293

Если построить зависимость $\frac{I-\bar{I}}{I'_{\beta}}\left(\frac{\bar{I}'_{\alpha}}{\bar{I}'_{\beta}}\right)$, то получим прямую, из которой легко определить коэффициенты α и β . При этом каждой точке этой прямой соответствуют разные температуры, так как величины $\frac{I-\bar{I}}{\bar{I}'_{\beta}}$ и $\frac{\bar{I}'_{\alpha}}{\bar{I}'_{\beta}}$ —функции температуры. \bar{I} , \bar{I}'_{α} , \bar{I}'_{β} рассинтывались на электронно-вычислительной машине, I бралась из эксперимента.

Из таблицы 2, где приведены значения α , β , n, видно, что для всех составов α , $\beta < 1$. Это говорит о том, что примененное нами разложение (1) справедливо.

Таблица 2

		and the second			A CARACTER AND A CARACTER		
x	α	β	n.	<i>I_{AA} (°К)</i>	<i>I_{AB}</i> (°К)	I _{BB} (°К)	
0,00 0,2 0,4 0,6 0,8	$\begin{array}{c} -0,594 \\ -0,491 \\ -0,257 \\ 0,064 \\ -0,067 \end{array}$	$\begin{array}{r} -0,405\\ -0,363\\ -0,202\\ 0,003\\ -0,094 \end{array}$	590 444 265 158 148	$ \begin{array}{r}38,0 \\26,4 \\9,3 \\ 1,5 \\1,8 \end{array} $	$\begin{array}{ c c c } -42,8 \\ -35,8 \\ -24,0 \\ 16,4 \\ -17,9 \end{array}$	$ \begin{vmatrix} -34,6 \\ -26,1 \\ -9,8 \\ 0,14 \\ -3,4 \end{vmatrix} $	

Для подтверждения правильности найденных значений коэффициентов молекулярного поля нами были построены по этим коэффициентам теоретические кривые I(T). На рис. 1 приведены эти кривые для составов x=0,0-0,4. Видно, что экспе-

риментальные точки достаточно хорошо ложатся на эти кривые. Аналогичные результаты были получены и для других образцов. Следует отмегить, что наилучшее согласие теории с экспериментом имеется в области температур $T < \Theta$. Вблизи температуры Кюри имеется небольшое расхождение, которое, по-видимому, вызвано тем, что в этой области температур теория молекулярного поля не учитывает ближний порядок.

Интересно было сравнить результаты, полученные по методу Радо и Фолена, с вычислением, не использующим разложение по α и β . Для этого по найденным α , β , n на электронно-вычислительной машине решались исходные уравнения Нееля. Таким образом были определены намагниченность, которая практически не отличалась от полученной ранее (расхождение заметно меньше погрешностей эксперимента).

Используя определенные нами значения α, β, п.мы рассчитали обменные интегралы по формулам



Рис. 1. Температурная зависимость самопроизвольной намагниченности, сплошная линия — теоретические данные, О и ● — экспериментальные точки

$$I_{AA} = \frac{Ng^2\mu_{\beta}^2}{2} \frac{n\alpha}{4(2-x)}, \quad I_{AB} = -\frac{Ng^2\mu_{\beta}^2}{2} \frac{n}{6(2-x)},$$
$$I_{BB} = \frac{Ng^2\mu_{\beta}^2}{2} \frac{n}{3(2-x)},$$

где N — число Авогадро, g — фактор Ланде, µ_в — магнетон Бора.

Из таблицы 2 видно, что для всех составов ферритов—скандитов магния обменное взаимодействие между двумя ионами в разных подрешетках больше обменного взаимодействия двух ионов в одной подрешетке (A или B). Получено, что с увеличением содержания скандия обменные интегралы I_{AA} , I_{AB} , I_{BB} уменышаются по абсолютной величине, а роль I_{AB} возрастает. Это, по-видимому, связано с тем, что введение более крупного иона Sc ($r_{Sc} = 0.83$ Å) в октаэдрические места вместо иона Fe³⁺ ($r_{Fc^3+} = 0.67$ Å) приводит к увеличению угла тетраэдрический катион—анион—октаэдрический катион.



Рис. 2. Зависимость интеграла обменного взаимодействия J_{AB} и температура Кюри θ° К от содержания скандия



Рис. 3. Температурная зависимость обратной величины парамагнитной восприимчивости для состава x=0,2; — теоретические данные, — экспериментальные данные

На рис. 2 представлены зависимости температуры Кюри и I_{AB} от содержания скандия. Видно, что они носят одинаковый характер. Следовательно, в системе MgFe_{2-x}Sc_xO₄, которая имеет нормальные кривые намагничивания I(T), температуры Кюри в основном определяется АВ-взаимодействием. Интересно отметить, что в системе Li_{0,5}Fe_{2,5-a}Al_aO₄, имеющей аномальные кривые намагничивания, поведение температуры Кюри определялось не только АВ-взаимодействием, но также AA и BB-взаимодействиями [4].

С помощью α , β , n, найденных из ферромагнитной области, были построены для всех составов теоретические кривые $\frac{1}{\chi}(T)$ по формулам Нееля [1]. При построении теоретической кривой $\frac{1}{\chi}(T)$ величина C бралась равной nCi, где Ci — константа Кюри одного атома железа, а n — число атомов в молекуле. Однако, используя такое значение C, Неель рассматривал ионы в феррите как свободные. Это приводит к тому, что теоретическое значение C не сонпадает с экспериментальным. Поэтому при сравнении теоретических кривых $\frac{1}{\chi}(T)$ с экспериментальными не следовало ожидать количественного совпадения. На рис. 3 в качестве примера приведена теоретическая и экспериментальная кривая $\frac{1}{\chi}(T)$ для состава x = 0, 2. Видно, что имеется вполне удовлетворительное согласие теории с экспериментом. Аналогичные результаты были получены для остальных образцов. Это еще раз подчеркивает правильности найденных нами коэффициентов молекулярного поля для системы MgFe_{2-x}Sc_xO₄.

В заключение выражаем благодарность проф. К. П. Белову за внимание к работе.

110

ЛИТЕРАТУРА

1. Neel. Ann. de Phys., 3, 137, 1948.

2. Rado, Folen. J. appl. Phys., 31, No. 1, 1960.

3. Горяга А. Н., Волкова Н. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 1967. 4. Горяга А. Н., Волкова Н. В. Доклады на Всесоюзном совещании по ферритам. Минск, 1967.

5. Горяга А. Н., Волкова Н. В., Покровский и др. (в печати).

Поступила в редакцию 2.6 1967 г.

Кафедра общей физики для биологов

УДК 537.227

А. Я. КРАСНИКОВА, Н. Д. ГАВРИЛОВА, В. К. НОВИК, В. А. КОПЦИК

АНОМАЛИИ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ Желтой кровяной соли

Кристаллы желтой кровяной соли (ЖКС) представляют большой интерес в связи со специфическим поведением их электрофизических параметров в области сегнетоэлектрической фазы [1—4]. При комнатной температуре они существуют в виде модификаций: моноклинной и тетрагональной. Диэлектрические свойства моноклинного кристалла соответствуют «регулярной» картине сегнетоэлектрических фазовых переходов 11 рода. В отличие от других сегнетоэлектриков температурная зависимость диэлектрической проницаемости «тетрагонального» кристалла не имеет классической формы λ-кривой, а обладает несколькими близко расположенными максимумами, обусловленными политипическими превращениями в этом кристалле [5].

Согласно феноменологическому рассмотрению [6], квадрат спонтанной поляризации при температурах политипических превращений должен испытывать изломы. Так как измерение спонтанной поляризации по петлям диэлектрического гистерезиса не дает точность определения P_s^c лучше 20%, то достоверно установить наличие изломов $P_s^c(T)$ этим методом не представляется возможным. Поэтому нами был использован пироэлектрический метод измерения P_s^c , дающий точность определения P_s^c не хуже 10%.

Измерения велись компенсационным статическим методом [7] с автоматической записью пироэлектрического заряда. Были приготовлены образцы (101)-среза моноклинного и «тетрагонального» кристаллов. Электроды наносились серебряной пастой, высушенной на воздухе. Пироэлектрический эффект изучался как на естественноуниполярных образцах, так и на образцах, подвергнутых многократному охлаждению до температуры —80°С с наложением поля 1 кв/см в режиме охлаждения по направлению униполярности («тренированных» полем образдах). Из-за невозможности работы с кристаллами ЖКС в условиях низкого вакуума измерения проводились при непрерывном нагревании со скоростью 0,2°С в минуту в интервале —70 — +20°С. На рис. 1, а представлена температурная зависимость пироэлектрического коэф-

На рис. 1,а представлена температурная зависимость пироэлектрического коэффициента образца (101)-среза «тетрагонального» кристалла, предварительно тренированного электрическим полем, которая показывает ряд ярко выраженных максимумов при температурах, соответствующих аномалиям диэлектрической проницаемости этого образца (рис. 1,б). Методом графического интегрирования по данным пироэлектрических измерений были построены температурные зависимости P_s и P_s^2 для указанного образца ЖКС (рис. 2,*a*, *б*). На рис. 2,*б* видны изломы P_s^2 в районе аномалий диэлектрической проницаемости. На основании полученных результатов можно утверждать, что спонтанная поляризация «тетрагонального» кристалла претерпевает в точках политипических превращений скачки, связанные с изменением тонкой структуры образца.

Результаты исследований $\gamma^{\sigma}(T)$ моноклинных кристаллов представлены на рис. 3, 4, 5. На рис. 3 (кривая 1) показана температурная зависимость пироэлектрического коэффициента естественноуниполярного образца моноклинного кристалла (аналогичные данные получены для образца, охлажденного до —80°С под полем, наложенным при комнатной температуре). Как и в случае «классических» сегнетоэлектриков (ТГС, ТГСел, ТГФб [7,8]), ниже точки Кюри на кривой $\gamma^{\sigma}(T)$ имеется допол-