

и сохраняется, а активационный объем уменьшается на порядок, что свидетельствует об изменении характера барьеров, тормозящих дислокации.

Зависимость длины  $l_p$  пробега дислокаций от времени  $t_p$  при  $\tau=0.30 \pm \pm 0.02$  (1) и  $0.22 \pm 0.01$  МПа (2) (рис. 2) носит линейный характер лишь при временах  $t_p \leq 3.5$  мс. Увеличение  $t_p$  приводит к тому, что  $l_p$  становится линейно зависимой от  $\ln t_p$ . Этот результат также свидетельствует о смене механизма торможения дислокаций при  $t_p \sim 3.5$  мс и дает основание предположить, что переход зависимости  $l_p(t_p)$  от линейной по  $t_p$  к линейной от  $\ln t_p$  вызван увеличением внутренних напряжений, например термоактивированной перестройкой барьеров под действием приложенного напряжения  $\tau$ , что подтверждает вышеизложенное.

Таким образом, обнаружен пик скорости термоактивированного движения дислокаций при напряжениях 0.2 МПа. Наблюдаемые при этом скорости термоактивированного движения дислокаций на плато импульса  $\sim 10^0 \div 10^{-1}$  см/с в данных кристаллах достигаются лишь при напряжениях  $\tau$  более 2.0 МПа, т. е. вблизи напряжений предела текучести (рис. 1). Учитывая, что скорости термоактивированного движения дислокаций в данном диапазоне нагрузок ( $\sim 0.2 \div 0.3$  МПа) являются аномально высокими и что точечные дефекты не оказывают существенного влияния на атермическое движение дислокаций, можно утверждать, что движение дислокаций на фронте нагружающего импульса в данной области напряжений является надбарьерным, а напряжение  $\tau=0.2$  МПа — напряжение Пайерлса.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ермолаев Г. Н., Нивенко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 242—244.
- [2] Ермолаев Г. Н., Нивенко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 244—278.
- [3] Ермолаев Г. Н., Нивенко С. И. // ПТЭ. 1985. № 1. С. 178—180.

Институт физики высоких давлений  
им. Л. Ф. Верещагина АН СССР  
Троицк  
Московская область

Поступило в Редакцию  
8 февраля 1990 г.

В окончательной редакции  
17 июля 1990 г.

### СЛАБЫЙ ФЕРРИМАГНЕТИЗМ В ФЕРРИТАХ-ХРОМИТАХ НЕОДИМА

А. С. Москвин, Г. Г. Артемьев, А. М. Кадомцева, Т. М. Леднева,  
М. М. Лукина, Т. Л. Овчинникова

Слабые ферримагнетики — системы с конкурирующим антисимметричным обменом — обладают целым комплексом интересных магнитных свойств, сочетая в себе и свойства слабых ферромагнетиков, и свойства ферримагнетиков.

Одним из наиболее ярких представителей слабых ферримагнетиков являются смешанные [ферриты-хромиты редких земель и иттрия типа  $RFe_{1-x}Cr_xO_3$ . В этих соединениях слабоферримагнитное упорядочение в  $d$ -подрешетке приводит к ряду аномалий в магнитной поляризации редкоземельной подрешетки. Особенности магнитного поведения R-подрешетки в слабых ферримагнетиках изучены более или менее детально только для феррита-хромита гадолиния [1]. Авторами работы [1] подчеркнута особая

важность экспериментальных исследований магнитного поведения слабых ферримангнетиков  $RFe_{1-x}Cr_xO_3$  при малых концентрациях ионов  $Fe^{3+}$  ( $x \sim 1$ ) или  $Cr^{3+}$  ( $x \ll 1$ ), когда возможно аналитическое описание концентрационных зависимостей намагниченностей различных подрешеток.

Эффективное магнитное поле, действующее на R-ионы со стороны  $d$ -подрешетки в чистых  $RFeO_3$  и  $RCrO_3$ , может быть представлено в виде суммы «ферро- и антиферромагнитного» вкладов

$$H = \alpha m + \beta L, \quad (1)$$

где параметр  $\alpha$  обусловлен в основном изотропным  $f-d$ -обменом, а параметры  $\beta$  определяются анизотропными  $f-d$ -взаимодействиями (магнитодипольное взаимодействие и обмен).

В слабых ферримангнетиках  $RFe_{1-x}Cr_xO_3$  вклад каждой из  $d$ -подрешеток в  $H$  будет иметь вид, аналогичный (1) с заменой  $m$  и  $L$  на их средние значения для соответствующих подрешеток. Так, например, для конфигурации  $G_x$  ( $G_z$ ) среднее значение  $c$  ( $a$ )-компоненты эффективного поля может быть представлено как

$$H = \alpha_{Fe} m_{Fe} + \alpha_{Cr} m_{Cr} + \beta_{Fe} l_{Fe} + \beta_{Cr} l_{Cr}. \quad (2)$$

При малых концентрациях и низких температурах

$$m_{Fe} \simeq 1 - x, \quad m_{Cr} \simeq (S_{Cr}/S_{Fe})(2\delta - 1)x, \quad l_{Fe} \simeq 1 - x, \quad l_{Cr} \simeq x, \quad (3)$$

где

$$\delta = \frac{d_{CrFe}}{d_{FeFe}} \frac{I_{FeFe}}{I_{CrFe}} < 0$$

— параметр, характеризующий конкуренцию антисимметричного обмена  $Cr-Fe$  и  $Fe-Fe$  ( $d$  — вектор Дзялошинского,  $I$  — обменный интеграл). Таким образом, при малых  $x$

$$H(x) = H^{RFeO_3}(1-x) + H^{RCrO_3}x + (2/5)\alpha_{Cr}(3\delta - 4)x, \quad (4)$$

при больших  $x$  ( $x \lesssim 1$ ) эффективное поле можно представить в аналогичной форме (замена  $Fe \leftrightarrow Cr$ )

$$H(x) = H^{RFeO_3}(1-x) + H^{RCrO_3}x + (2/3)(5\delta' - 4)\alpha_{Fe}(1-x), \quad (5)$$

где

$$\delta' = \frac{d_{FeCr}}{d_{CrCr}} \frac{I_{CrCr}}{I_{FeFe}} < 0.$$

Последнее слагаемое в формулах для  $H(x)$  имеет чисто «слабоферримангнитное» происхождение и связано с отличием углов скоса магнитных моментов  $Fe$  и  $Cr$  в слабоферримангнитном  $RFe_{1-x}Cr_xO_3$  от их значений в чистых  $RFeO_3$  и  $RCrO_3$ . Именно это слагаемое нарушает применимость простой и, казалось бы, естественной модели суперпозиции для эффективного поля  $H(x)$  и намагниченности  $M(x)$  в  $RFe_{1-x}Cr_xO_3$ , согласно которой

$$H(x) = H^{RFeO_3}(1-x) + H^{RCrO_3}x, \quad M_R(x) = M_R^{RFeO_3}(1-x) + M_R^{RCrO_3}x. \quad (6)$$

Легко видеть, что эта модель справедлива во всей области изменения  $x$ , только при  $\alpha_{Fe} \approx 0$ ,  $\alpha_{Cr} \approx 0$ , т. е. если эффективное поле имеет чисто «антиферромагнитное» происхождение как в  $RFeO_3$ , так и в  $RCrO_3$ . При малых концентрациях ионов  $Cr$  ( $x \ll 1$ ) модель суперпозиции применима при  $\alpha_{Cr} \approx 0$ , а при малых концентрациях ионов  $Fe$  ( $x \lesssim 1$ ) она применима при  $\alpha_{Fe} \approx 0$ .

Именно такая ситуация имеет место в системе  $NdFe_{1-x}Cr_xO_3$  при больших концентрациях ионов  $Cr$  ( $x \lesssim 1$ ), поскольку «ферромагнитным» вкладом в эффективное поле на ионах  $Nd$  в  $NdFeO_3$  можно пренебречь в сравнении с «антиферромагнитным» [2] и  $\alpha_{Fe} \approx 0$ .

Таким образом, намагниченность  $\text{NdFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  при  $x \leq 1$  может быть представлена как

$$M(x) \approx M_d(x) + M_{\text{Nd}}^{\text{NdFeO}_3}(1-x) + M_{\text{Nd}}^{\text{NdCrO}_3}x, \quad (7)$$

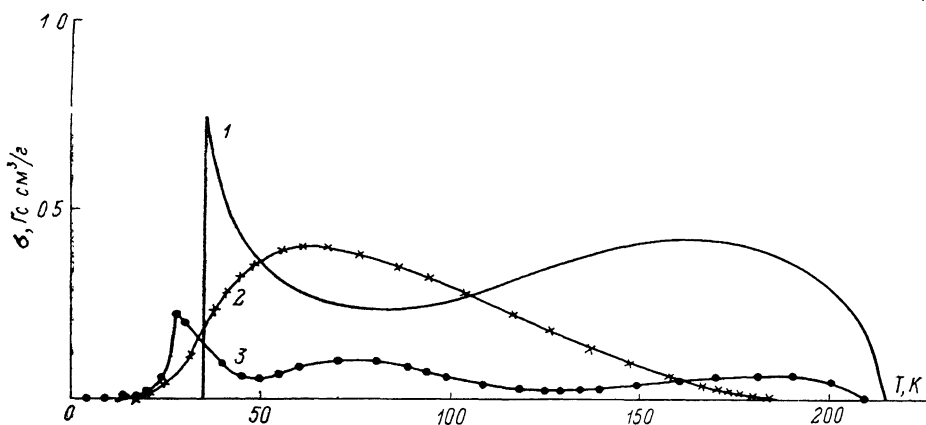


Рис. 1. Температурная зависимость спонтанной намагниченности  $\text{NdCrO}_3$  (1),  $\text{NdCr}_{0.95}\text{Fe}_{0.05}\text{O}_3$  (2),  $\text{NdCr}_{0.9}\text{Fe}_{0.1}\text{O}_3$  (3).

где  $M(x)$  — намагниченность слабоферримагнитно-упорядоченной FeCr-подрешетки. Отметим, что при выборе  $M_d(0) \equiv M_{\text{Fe}}^{\text{NdFeO}_3}$  и  $M_d(1) \equiv M_{\text{Cr}}^{\text{NdCrO}_3}$  положительными обе величины  $M_{\text{Nd}}$  будут отрицательными для  $T > 40$  K [2].

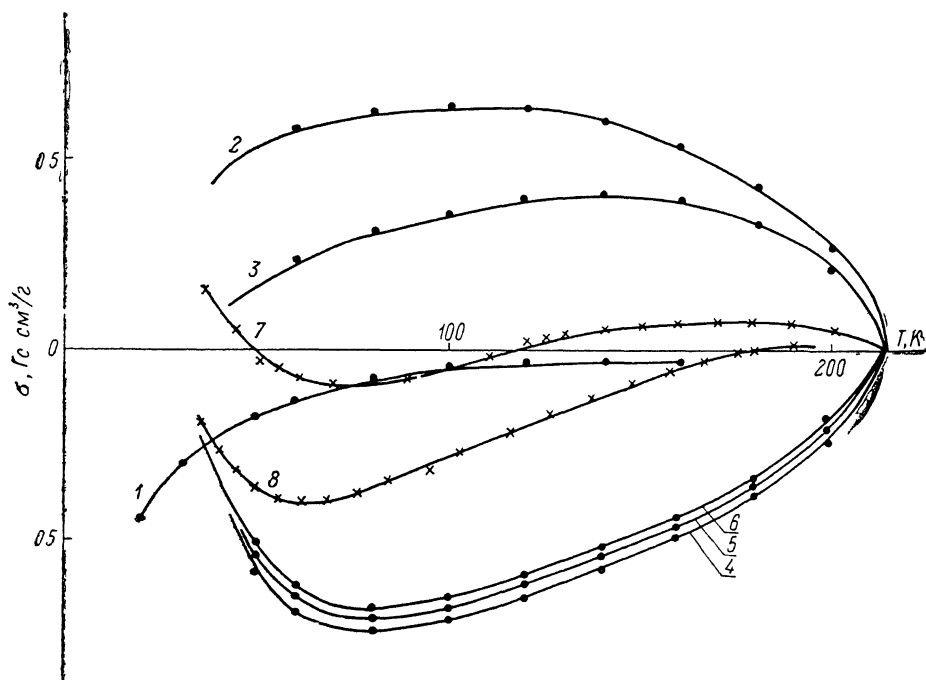


Рис. 2. Температурная зависимость намагниченности d- и Nd-подрешеток, полученная обработкой экспериментальных данных по формуле (7).

1 —  $M_{\text{Nd}}$  ( $\text{NdFeO}_3$ ) ( $x=0$ ), 2 —  $M_d$  ( $x=0.95$ ), 3 —  $M_d$  ( $x=0.9$ ), 4 —  $M_{\text{Nd}}$  ( $\text{NdCrO}_3$ ) ( $x=1$ ), 5 —  $M_{\text{Nd}}$  ( $x=0.95$ ), 6 —  $M_{\text{Nd}}$  ( $x=0.9$ ), 7 —  $M_{\text{полн}}$  ( $x=0.95$ ), 8 —  $M_{\text{полн}}$  ( $x=0.9$ ).

Соотношение (7) при известных зависимостях  $M_{\text{Nd}}(T)$  в  $\text{NdFeO}_3$  и  $\text{NdCrO}_3$  [2] дает возможность по экспериментальным кривым  $M(x, T)$  найти концентрационные и температурные зависимости намагниченности FeCr-подрешетки.

Нами были получены температурные зависимости намагниченности слабых ферримагнетиков  $\text{NdFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  при  $x=0.90$  и  $0.95$  (рис. 1). Для обоих составов в области низких температур наблюдается переход из конфигурации  $\Gamma_2 (G_z)$  в антиферромагнитную конфигурацию  $\Gamma_1 (G_y)$ , характерную для чистого  $\text{NdCrO}_3$  при  $T < T_M = 35$  К. При  $x=0.95$  наблюдается почти полная компенсация вкладов FeCr- и Nd-подрешеток в магнитный момент. Отметим, что из-за очень малой величины намагниченности, а также из-за неоднородности по составу исследуемых кристаллов вблизи  $T \approx 201$  и  $\approx 45$  К нельзя исключить наличия точек компенсации магнитного момента при этих температурах (рис. 1).

На рис. 2 представлены результаты обработки экспериментальных данных по формуле (7), причем для состава  $x=0.95$  была выбрана экспериментальная зависимость  $M(T)$  с двумя точками компенсации как более «гладкая». Полученные зависимости  $M(x, T)$  находятся в полном соответствии с известными для слабых ферримагнетиков типа  $\text{YFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$ ,  $\text{LuFe}_{1-x}\text{Cr}_x\text{O}_3$  [1], содержащих немагнитные R-ионы. Внедрение всего лишь 5 % ионов  $\text{Fe}^{3+}$  в  $\text{NdCrO}_3$  приводит к уменьшению магнитного момента  $d$ -подрешетки почти на 50 % при температурах  $\sim 100$  К и значительно больше при низких температурах с возможной полной компенсацией момента. Замещение 10 % Cr на Fe приводит к уменьшению намагниченности  $\text{NdCrO}_3$  примерно в три раза при  $T \sim 100$  К с дальнейшим падением намагниченности до нуля при  $T \leq 50$  К.

Таким образом, магнитное поведение ферритов-хромитов неодима при больших концентрациях ионов  $\text{Cr}^{3+}$  не только полностью согласуется с представлениями о слабоферромагнитном упорядочении Fe—Cr-подрешетки, но и позволяет получить полуколичественную информацию о характере температурной и концентрационной зависимости магнитного момента  $d$ -подрешетки.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Kadomtseva A. M., Moskvina A. S. // Acta Phys. Polon. A 68. 1985. N 2. P. 303—316.  
 [2] Кадомцева А. М., Лукина М. М., Москвина А. С., Хафизова Н. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 7. С. 2139—2144.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
17 июля 1990 г.

УДК 537.226 : 537.533

© Физика твердого тела, том 33, № 2, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 2, 1991

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕЭМИССИИ ЭКЗОЭЛЕКТРОНОВ С КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ

С. П. Грибков, В. С. Зальцберг, В. И. Носова, В. Е. Рисин

Прогрев и последующее охлаждение униполярных кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  в вакууме  $1 \cdot 10^{-3}$  Па приводят к возникновению длительной послеэмиссии при постоянной температуре 293 К с Z-поверхности ниобата лития. Интенсивность такой послеэмиссии спадает по закону  $I = I_0 \exp(-t/\tau)$  с постоянной времени  $\tau = 1-3$  ч.

Механизм послеэмиссии может быть выявлен при исследовании влияния внешнего электрического поля, приложенного к образцу, на интенсивность послеэмиссии. С этой целью образцы  $\text{LiNbO}_3$  (пластины  $15 \times 10 \times 1$  мм) располагались в специальной ячейке между двумя металлическими электродами. В верхнем электроде имелось отверстие для выхода экзоэлектронов, которые регистрировались ВЭУ-6. На нижний электрод подавалось