

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ ЭНЕРГИИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ФЕРРИТОВ В ОБЛАСТИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МЕТОДОМ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ш.М.Алиев, И.К.Камилов, Е.В.Савина

Известно, что при сильном измельчении массивного магнетика возникают однодоменные частицы [1]. Критический диаметр, при котором частица переходит из многодоменного состояния в однодоменное, определяется из выражения [1]

$$d_{\text{кр}} = \frac{9}{2\pi} \frac{\sigma}{M_s^2}, \quad (1)$$

где σ — плотность энергии доменной границы, M_s — самопроизвольная намагниченность частицы.

В работе [2] было показано, что с помощью мессбауэровской спектроскопии можно определить отсутствие доменной структуры в микрочастицах. В частности, экспериментально было установлено, что в кристаллитах поликристаллического феррита $\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вблизи точки компенсации T_k исчезает доменная структура. Этот метод может быть применен для определения плотности энергии доменной границы ферритов в области T_k .

Рассмотрим ансамбль однодоменных частиц феррита одинакового диаметра d , изотропно распределенных в пространстве. Если намагнитить этот ансамбль частиц до насыщения, а затем включить намагничивающее поле, то максимальный угол θ_m отклонения векторов намагниченности частиц относительно направления приложенного поля будет равен углу α между осями трудного и легкого намагничивания в данном магнетике. Для магнетиков с кубической анизотропией $\alpha = 55^\circ$, а для магнетиков с одноосной анизотропией $\alpha = 90^\circ$. Таким образом, в состоянии остаточной намагниченности векторы намагниченности однодоменных частиц изотропно распределяются в телесном угле $\Omega = 2\alpha = 2\theta_m$ (рис. 1). Если же в частицах существует доменная структура, то $\theta_m > \alpha$, так как в доменной структуре, кроме доменов, векторы намагниченности которых ориентированы вдоль осей легкого намагничивания, существуют доменные стенки и замыкающие домены, в которых магнитные моменты могут иметь всевозможные направления в пространстве. Угол θ_m можно оценить из мессбауэровского спектра [2].

Вследствие незначительности магнитостатической энергии вблизи T_k частицы феррита переходят в однодоменное состояние [2]. Постепенно удаляясь от T_k и оценивая по мессбауэровским спектрам угол θ_m , можно найти критическую температуру $T_{\text{кр}}$, при которой частицы переходят из однодоменного состояния в многодоменное (рис. 2). Это означает, что при $T = T_{\text{кр}}$ диаметр d будет равен $d_{\text{кр}}$. Тогда, определив самопроизвольную намагниченность феррита M_s при $T = T_{\text{кр}}$, из (1) можно оценить значение σ .

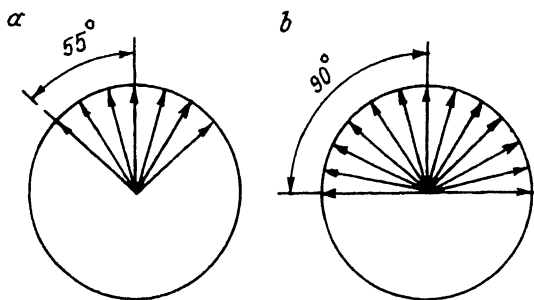


Рис. 1. Пространственное распределение векторов намагниченности однодоменных частиц в изотропном образце, находящемся в состоянии остаточной намагниченности.

a — кубическая анизотропия; *b* — одноосная анизотропия.

Экспериментально метод проверялся на феррите $Gd_3Fe_5O_{12}$ ($T_k = 286$ К). Из монокристалла феррита был получен порошок путем измельчения его в агатовой ступке. Затем, пропуская порошок через набор сит, мы получили порошок с примерно одинаковым диаметром частиц $d \approx 40$ мкм. Из этого порошка изготовлялся образец.

Образец приводился в состояние остаточной намагниченности при $T = T_k$ в поле $H = 10$ кЭ, приложенном перпендикулярно плоскости образца. Постепенно удаляясь от T_k , по мессбауэровским спектрам мы установили, что частицы находятся в однодоменном состоянии в интервале температур 265–310 К. При $T = 265$ К самопроизвольная намагниченность феррита $M_s = 6$ Гс. Подставляя значения d и M_s в (1), получим $\sigma = 0.10$ эрг/см², что совпадает со значением σ , полученным по известному методу [3].

Обычно величину σ определяют из выражения [1]

$$\sigma = p\sqrt{AK}, \quad (2)$$

где $A = JS^2/a$ — константа обменного взаимодействия, равная произведению обменного интеграла на квадрат спинового момента и деленная на постоянную решетку; K — константа анизотропии; p — численный множитель, зависящий от типа доменной границы.

Однако для ферритов константа A в общем случае зависит от спинов S_i отдельных подрешеток и соответствующих обменных интегралов. Вывод выражения для A в этом случае довольно сложен и основывается на феноменологической теории спиновых волн [1]. Предложенный выше метод более прост.

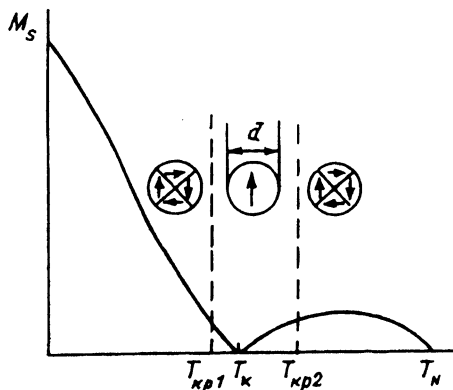


Рис. 2. Переход сферической частицы феррита из однодоменного состояния в многодоменное при удалении от T_k .

Отметим также, что с помощью предложенного метода можно оценить и константу A . Действительно, определяя значения σ и K при $T = T_{кр}$ из (2), можно оценить A . Таким методом для феррита $Gd_3Fe_5O_{12}$ мы нашли $A = 35 \cdot 10^{-8}$ эрг/см, что также хорошо согласуется с литературными данными [3].

Список литературы

- [1] Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
- [2] Алиев Ш.М., Камилов И.К., Моллаев А.Ю., Сайпуллаева Л.А. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 7. С. 2290–2292.
- [3] Mee C.D. // Contemp. Phys. 1967. V. 8. N 4. P. 385–400.

Институт физики ДНЦ РАН
Махачкала

Поступило в Редакцию
10 июня 1993 г.

УДК 535.212

© Физика твердого тела, том 36, № 2, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 2, 1994

ФОТОРЕФРАКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В КОНЦЕНТРИРОВАННОМ РУБИНЕ

Ю.В.Владимирцев, Н.Н.Куркин, Ю.Е.Несмелов, Н.К.Соловаров

Как известно, в концентрированном рубине ($Al_2O_3 : Cr^{3+}$) лазерное облучение при низких температурах приводит к формированию однородных электрических полей напряженностью в несколько сотен кВ/см [1]. В [2] было доказано, что в рубине при облучении возникают домены электрического поля; поля в доменах равны по абсолютной величине и противоположны по направлению.

Подобное поведение свойственно сегнетоэлектрическим кристаллам, однако рубин — диэлектрик и микроскопическая модель, описывающая фотоиндуцированное появление электрической доменной структуры в рубине [3], существенно отличается от известных механизмов образования фотоиндуцированных электрических полей в сегнетоэлектриках.

С другой стороны, наличие фотоиндуцированных внутренних электрических полей в высокоомных кристаллах сегнетоэлектриков является причиной изменения двулучепреломления [4], что формально служит характеристикой кристалла как сегнетоэлектрика. Более того, общепринято, что само существование эффекта фотоиндуцированного изменения двулучепреломления или фоторефрактивного эффекта обусловлено сегнетоэлектрической природой кристалла. Поэтому интересно было изучить влияние электрических полей доменов, возникающих в рубине при лазерном облучении, на двулучепреломление, что и является целью данной работы.

Образец рубина представляет собой плоскопараллельную пластинку толщиной 0.48 мм, вырезанную параллельно оптической оси; концентрация 0.49 вес.% Cr_2O_3 . Измерения проводились при температуре 77 К в разных точках образца.