

Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 2, стр. 128 – 132

20 июля 1974 г.

НЕКОЛЛИНЕАРНОСТЬ ПОДРЕШЕТОК
И СУЩЕСТВОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ
В ВЫСОКИХ ПОЛЯХ ПОДМАГНИЧИВАНИЯ В $Dy_3Fe_5O_{12}$
ВБЛИЗИ ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

Ф. В. Лисовский, В. И. Шаповалов

Сообщается об экспериментальном наблюдении доменной структуры в $Dy_3Fe_5O_{12}$ в высоких полях подмагничивания вблизи точки магнитной компенсации. Показано, что в определенном диапазоне температур доменная структура, существующая в слабых полях подмагничивания, исчезает при увеличении поля и затем снова возникает в достаточно сильных полях.

В работах [1 – 5] показано, что в антиферромагнетиках и ферримагнетиках, допускающих опрокидывание или разворот подрешеток, в достаточно сильных магнитных полях может возникать доменная структура, связанная с существованием метастабильных или вырожденных энергетических состояний. Возникновение доменных структур такого рода было экспериментально зарегистрировано в некоторых антиферромагнетиках косвенными методами: в дигидрате хлорида меди – по определению частот антиферромагнитного резонанса [6, 8], и в гематите – по измерению поглощения ультразвука [7, 9]. Авторы работы [10], анализируя результаты экспериментов по магнитооптическому

исследованию точки компенсации в $Gd_3Fe_5O_{12}$, пришли к выводу, что полученные результаты нельзя объяснить только вращением вектора намагниченности как целого.

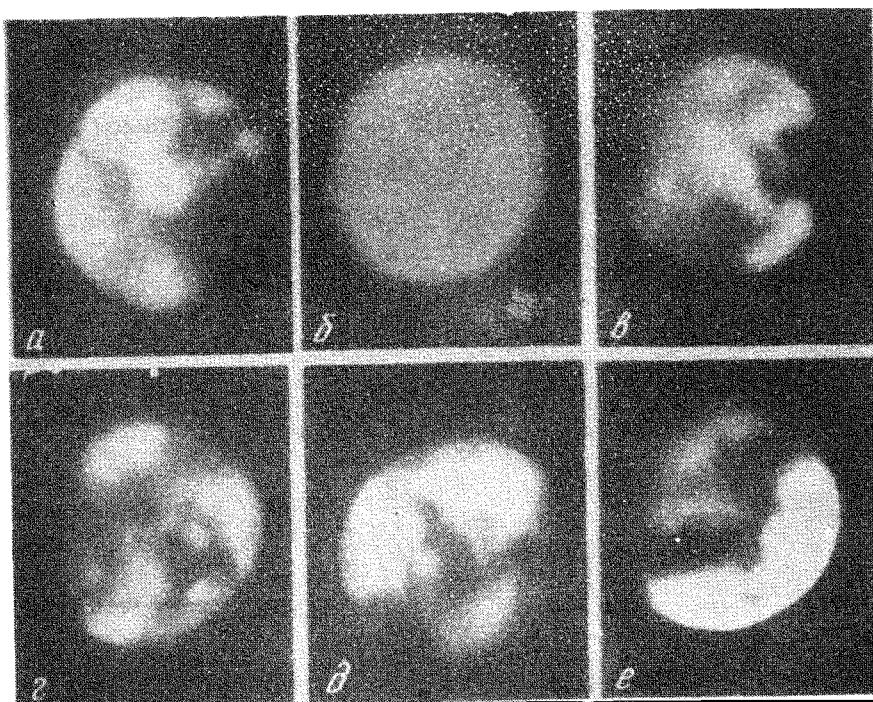


Рис. 1. Фотографии доменной структуры в пластинке $Dy_3Fe_5O_{12}$ толщиной 0,86 мкм при десятикратном увеличении: *a, б, в* – $T = 229,2^\circ K$, $H = 5 \text{ A}, 10 \text{ A}, 15 \text{ A}$, *г, д, е* – $T = 229,5^\circ K$, $H = 5 \text{ A}, 10 \text{ A}, 15 \text{ A}$

В настоящей работе сообщается о первом экспериментальном наблюдении возникновения доменной структуры в достаточно сильных магнитных полях в диспрозиевом феррито-гранате вблизи точки магнитной компенсации $T_K = 230,2^\circ K$. Домены наблюдались визуально магнитооптическим методом (по эффекту Фарадея) на длине волн 1,15 мкм. Используемый образец имел форму плоскопараллельной пластины толщиной 0,86 мкм, вырезанной в плоскости (110); поле подмагничивания и волновой вектор света были параллельны нормали к пластинке (ось [110]). Фотографии доменной структуры при различных значениях поля подмагничивания, полученные при температурах 229,2 и 229,5° К, приведены на рис. 1. В слабых полях подмагничивания существует "обычная" доменная структура (рис. 1,*а*), которая наблюдается при любой температуре. При $T = 229,2^\circ K$ с ростом поля эта доменная структура исчезает (рис. 1,*б*), но затем, при дальнейшем увеличении поля доменная структура возникает вновь (рис. 1,*в*). При температурах, более близких к точке компенсации (например, при $T = 229,5^\circ K$) наблюдалось существование доменов во всем диапазоне имеющихся в распоряжении магнитных полей: от 0 до 15 кА, см. рис. 1,*г* – *е*. При температурах, незначительно превышающих температуру в точке компенсации, на-

пример, при $T = 230,9^\circ\text{K}$, доменная структура существовала в слабых полях подмагничивания, исчезала в промежуточных, и опять появлялась в высоких полях. При $|T - T_c| \gg 1^\circ\text{K}$ имеющихся в распоряжении магнитных полей было недостаточно для образования доменной структуры. (Если судить по виду фазовых диаграмм ($H - T$) для кубических ферромагнетиков, то доменную структуру при достаточно высоких полях можно создать при любых $0 < T < T_c$, где T_c – точка Кюри; образованная доменная структура будет существовать вплоть до полей захлопывания подрешеток: $\sim 10^6\text{ э}$ [5].)

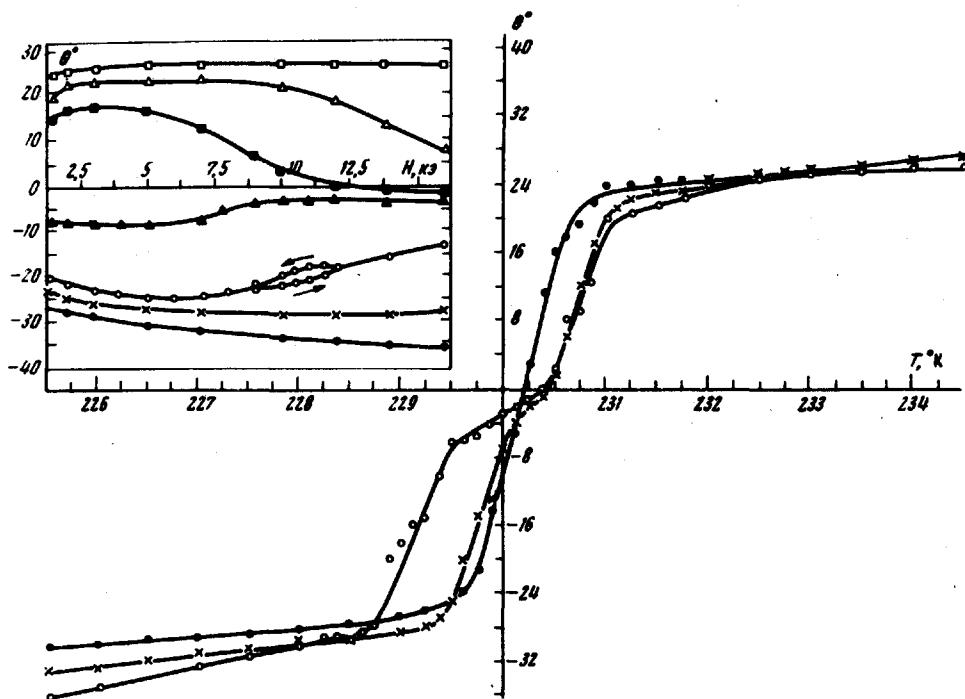


Рис. 2. Температурная зависимость эффекта Фарадея в пластинке $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ толщиной 0,86 мк: • – 5 кэ, × – 10 кэ, о – 15 кэ. На вставке – изотермы эффекта Фарадея: • – 225°K , × – 229°K , о – $229,5^\circ\text{K}$, ▲ – 230°K , ■ – $230,5^\circ\text{K}$, Δ – 231°K , □ – 235°K

О переходе ферримагнетика в неколлинеарную фазу свидетельствуют кривые температурной зависимости эффекта Фарадея, показанные на рис. 2. (Показаны кривые лишь для высоких полей, когда произошло "захлопывание" температурной петли гистерезиса, существующей в слабых полях [5; 12, 13]). В общем случае на кривых наблюдаются четыре точки излома по температуре. Крайние точки, по-видимому, соответствуют переходу из коллинеарной фазы в неколлинеарную и следующему развороту в плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$ в сторону оси $[1\bar{1}1]$ – состояние I, или в сторону оси $[11\bar{1}]$ – состояние II, а промежуточные точки излома, грубо говоря, соответствуют переориентации неколлинеарных подрешеток из плоскости $(\bar{1}\bar{1}0)$ в плоскости $(\bar{1}12)$ (состояние III – разво-

рот в сторону оси [111], состояние IV – разворот в сторону оси [111]), или в плоскость (112) (состояние V – разворот в сторону оси [111], состояние VI – разворот в сторону оси [111]). Нетрудно сообразить, что состояния I и II являются вырожденными по энергии, также как и состояния III, IV, V и VI. Возникновение вырожденных по энергии состояний при переходе в неколлинеарную фазу и конечные поперечные размеры образца и являются причиной расслоения последнего на домены [5]. Заметим, что проекция ферромагнитного вектора на поле подмагничивания одинакова у всех доменов; отличаются по направлению лишь поперечные составляющие ферромагнитного вектора.

Переход ферромагнетика в неколлинеарную фазу подтверждают также изотермы эффекта Фарадея, показанные на вставке рис. 2. Видно, что при приближении к точке компенсации наблюдается искажение формы кривых в области парапроцесса со стороны высоких полей, сопровождающихся гистерезисными явлениями (гистерезис показан лишь для $T = 229,5^\circ\text{K}$). Ход изотерм эффекта Фарадея полностью соответствует ходу изотерм магнитострикции в $\text{Dy}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ [14]. Гистерезисные явления наблюдались также и на температурной зависимости эффекта Фарадея в области разворота подрешеток (на рис. 2 не показаны).

Авторы выражают благодарность В.В.Тарасенко за обсуждение работы и И.Г.Аваевой за предоставление образцов.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 июня 1974 г.

Литература

- [1] В.Г.Барьяхтар, А.Е.Боровик, В.А.Попов. Письма в ЖЭТФ, 9, 634, 1969.
- [2] А.И.Мицек, Н.П.Колмакова, П.Ф.Гайданский. ФТТ, 11, 1258, 1969.
- [3] L.Feron, G.Fillon, G.Hug. Z. angew. Phys., 32, 219, 1971.
- [4] В.Г.Барьяхтар, А.Е.Боровик, В.А.Попов, Е.П.Степановский. Тезисы Всесоюзной конференции по магнетизму, Красноярск, 1971.
- [5] А.К.Звездин, В.М.Матвеев. ЖЭТФ, 62, 260, 1972.
- [6] В.Г.Барьяхтар, А.А.Галкин, С.Н.Ковнер, В.А.Попов. Письма в ЖЭТФ, 10, 292, 1969.
- [7] Y.Shapira. Phys. Rev., 184, 589, 1969.
- [8] В.Г.Барьяхтар, А.А.Галкин, С.Н.Ковнер, В.А.Попов. ЖЭТФ, 58, 494, 1970.
- [9] Y.Shapira. J. Appl. Phys., 42, 1588, 1971.
- [10] О.А.Гржегоржевский, Р.В.Писарев. ЖЭТФ, 65, 633, 1973.
- [11] К.П.Белов. "Ферриты в сильных магнитных полях", М., изд. Наука, 1972.
- [12] G.D.Mee. Contemporary Phys., 8, 385, 1967.

[13] А.Е.Смирнова, В.И.Смирнов, Ю.И.Уханов, В.А.Петрусеvич. Письма в ЖЭТФ, 11, 435, 1970.

[14] К.П.Белов, Р.З.Левитин, Б.К.Пономарев, Ю.Ф.Попов. Письма в ЖЭТФ, 10, 13, 1969.
