

6-26-2020

DOMAIN STRUCTURE AND SOME PROPERTIES OF RARE-EARTH GRANITE FERRITES

Mirzogid Islomovich Daminov

associate professor of the department of physics, BSU,

Mirzo Zokirovich Sharipov

head of the department of physics, doctor of physics and mathematics

Rustam Khalilovich Shamsiev

applicant for the department of physics, Bukhara Engineering Technological Institute

Dilshod Ergashovich Khaitov

senior lecturer at the department of physics Bukhara Engineering Technological Institute

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/buxdu>

 Part of the [Life Sciences Commons](#)

Recommended Citation

Daminov, Mirzogid Islomovich; Sharipov, Mirzo Zokirovich; Shamsiev, Rustam Khalilovich; and Khaitov, Dilshod Ergashovich (2020) "DOMAIN STRUCTURE AND SOME PROPERTIES OF RARE-EARTH GRANITE FERRITES," *Scientific reports of Bukhara State University*. Vol. 4 : Iss. 3 , Article 5.

DOI: 10.52297/2181-1466/2020/4/3/12

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/buxdu/vol4/iss3/5>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific reports of Bukhara State University by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact sh.erkinov@edu.uz.

**НОДИР ЕР ФЕРРИТ ГРАНАТЛАРИНИНГ АЙРИМ ХУСУСИЯТЛАРИ
ВА ДОМЕН ТУЗИЛИШИ**

**ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**

**DOMAIN STRUCTURE AND SOME PROPERTIES OF
RARE-EARTH GRANITE FERRITES**

Даминов Мирзоҳид Исломович

доцент кафедры физики БухГУ,

Шарипов Мирзо Зокирович

заведующий кафедрой физики, д.физ.-мат.н. БухИТИ,

Шамсиев Рустам Халилович

соискатель кафедры физики БухИТИ,

Хайитов Дилшод Эргашович

старший преподаватель кафедры физики БухИТИ

Daminov Mirzogid Islomovich

associate professor of the department of physics, BSU,

Sharipov Mirzo Zokirovich

head of the department of physics, doctor of physics and mathematics

Bukhara Engineering Technological Institute,

Shamsiev Rustam Khalilovich

applicant for the department of physics, Bukhara Engineering Technological Institute,

Khaitov Dilshod Ergashovich

senior lecturer at the department of physics Bukhara Engineering Technological Institute

Аннотация. Тадқиқ қилувчи намунанинг кристаллографик жойлашувига сезиларли даражада боғлиқ бўлувчи нодир ер феррит – гранат кристаллари мураккаб домен тузилишига эга бўлади. Нодир ер феррит-гранатларнинг кубик симметрияси туфайли уларда 70, 110 ва 180 даражали доменлар мавжуд бўлиши мумкин ва намунанинг кристаллографик йўналишига қараб амалга оширилган домен конфигурациясидаги ўз-ўзидан магнитланиш вектори намунанинг текислигига (“коттон” доменлари) текисликда ётиши мумкин, (“фарадей” доменлари) эса намунанинг текислигига перпендикуляр бўлади ва унинг текислиги билан маълум бурчак ҳосил қилади. Аниқ маълумотларга кўра, барча ҳолатларда нодир ер ферри-гранатларидаги қўшни доменлар орасидаги чегаралар блох туридаги домен деворлари бўлиб ҳисобланади.

Таянч сўзлар: домен тузилиши, монокристалл, магнит майдон, домен чегараси, нодир ер элементи, механик кучланиш.

Аннотация. Кристаллы редкоземельных ферритов-гранатов имеют сложную доменную структуру, вид которой существенным образом зависит от кристаллографической ориентации исследуемого образца. Вследствие кубической симметрии редкоземельных ферритов-гранатов в них могут существовать 70, 110 и 180 градусные домены, причем с зависимости от кристаллографической ориентации образца вектор спонтанной намагниченности в реализующейся доменной конфигурации может лежать в плоскости образца («коттоновские» домены), перпендикулярно плоскости образца («фарадеевские» домены), так и составлять некоторый угол с его плоскостью. По известным данным, во всех случаях границами между соседними доменами в редкоземельных ферритов-гранатов являются доменные стенки блоховского типа.

Ключевые слова: доменная структура, монокристалл, магнитная поле, доменная граница, редкоземельный элемент, механические напряжения.

Abstract. The crystals of rare-earth garnet ferrites have a complex domain structure, the form of which substantially depends on the crystallographic orientation of the under study sample. Due to the cubic symmetry of rare-earth garnet ferrites, 70, 110, and 180-degree domains can exist in them, and depending on the crystallographic orientation of the sample, the spontaneous magnetization vector in the realized domain configuration can lie in the plane of the sample ("Cotton" domains) perpendicular to the plane of the sample ("Faraday" domains), and make up a certain angle with its plane. According to known data, in all cases, the boundaries between neighboring domains in rare-earth garnet ferrites are the domain walls of the Bloch type

Key words: domain structure, monocrystal, magnetic field, domain boundary, rare-earth element, mechanical stresses.

Существование доменной структуры (ДС) в ферримагнетиках выгодно с энергетической точки зрения, поскольку позволяет существенно понизить магнитостатическую энергию кристалла. В рамках развитой в [1] феноменологической теории задача определения равновесных спиновых конфигураций в магнетиках с ДС сводится к решению уравнений, задающих минимум равновесного термодинамического потенциала,

$$F = \int \Phi dV = \int [f(M(r), L_v(r), \frac{\partial M}{\partial x_i}, \frac{\partial L_v}{\partial x_i}) - M(r)H - \frac{1}{2}M(r)H_m(r)]dV, \quad (1)$$

совместно с уравнениями магнитостатики:

$$\operatorname{rot} \vec{H}_m = 0, \operatorname{div} \vec{H}_m = 4\pi\rho_m, \rho_m = -\operatorname{div} \vec{M}, \quad (2)$$

где \vec{M} – суммарная намагниченность; L_v – величина прочих внутренних параметров магнетика, например, компоненты вектора антиферромагнетизма – определенных линейных комбинаций векторов намагниченности отдельных подрешеток \mathbf{M}_α ; $\mathbf{H}_m(r)$ – магнитостатическое поле, создаваемое магнитостатическими зарядами ρ_m ; V – объем тела; \mathbf{H} – внешнее магнитное поле; функция f представляет собой часть внутренней энергии, связанной с короткодействующими взаимодействиями в магнетике (обменными, анизотропными, взаимодействием Дзялошинского и др.).

Получить решение этой системы в общем виде на современном этапе развития физики магнитных явлений представляет «сверхзадачу» теории микромагнетизма. Однако в наблюдаемых экспериментально ДС обычно выполняется неравенство:

$$X_0 \leq D \leq L,$$

где X_0 – толщина доменной границы, D – характерный размер домена, L – характерный размер образца. Такое соотношение размеров позволяет существенно упростить функционал (1), и как следствие – упростить саму задачу определения равновесной доменной структуры магнетика. Теоретическим исследованиям типов различных доменных конфигураций посвящено достаточно большое количество работ (см. обзор [2]), на основании которых можно заключить, что внутреннее состояние магнетика в основном определяется величинами обменных, магнитных диполь-дипольных и анизотропных взаимодействий, величиной взаимодействия Дзялошинского и др., а также величиной внутреннего поля $\vec{H}^{(1)}(r) = \vec{H} + H_m(r)$. Однородность внутренних состояний в доменах подразумевает пространственную однородность внутреннего поля $\vec{H}^{(1)}(r)$ в них. В случае регулярной ДС, когда намагниченность $\langle \vec{M}(r) \rangle$, усредненная по размерам d ($L \gg d \gg l$), однородна по образцу

$$\vec{H}_m(r) = -4\pi\hat{N}\langle \vec{M} \rangle,$$

где \hat{N} – тензор размагничивающих коэффициентов, а неоднородность \vec{H}_m имеет место только в слое толщиной l вблизи поверхности образца.

Если состояние доменов однородно, то внутренние магнитостатические заряды могут быть сосредоточены только на доменных границах, что приводит к скачку нормальной к доменной границе составляющей вектора намагниченности

$$\Delta \vec{M}_n = \vec{M}_n^{(1)} - \vec{M}_n^{(2)},$$

где $\vec{M}_n^{(1)}$ и $\vec{M}_n^{(2)}$ – равновесные намагниченности в соседних доменах. Требование минимума термодинамического потенциала (1) при выполнении условия (2) в случае одноосной анизотропии магнетика приводит к условию $\Delta \vec{M}_n = 0$ [3], т.е. к антипараллельной ориентации векторов намагниченности в соседних доменах (к 180° – ной ДС).

Как известно, в однородном состоянии намагниченность насыщения \mathbf{M}_s магнитоупорядоченного образца конечных размеров параллельна оси легкого намагничивания (О.Л.Н.), при этом внутреннее поле образца $H_B = -4\pi M_s$, а его свободная (магнитостатическая) энергия в расчете на единицу объема равна $2\pi M_s$ [3]. Поскольку векторы \mathbf{H}_B и \mathbf{M}_s антипараллельны, такое состояние образца является метастабильным, и, очевидно, существует магнитная структура с меньшей свободной энергией. В этом случае образцу энергетически выгодно разбиться на домены – области конечных размеров с противоположным направлением вектора \mathbf{M}_s ; каждая из них намагничена спонтанно до насыщения, но сумма результирующих моментов по всему объему образца равна нулю.

На границе двух доменов вектор \mathbf{M}_s постепенно меняет свою ориентацию от направления, параллельного намагниченности первого домена, до направления, параллельного вектору намагниченности второго. Такой переходный слой (где меняется направление \mathbf{M}_s), называют доменной границей (стенкой). Поскольку в доменной границе нарушается параллельность спинов соседних атомов, а их направление отличается от задаваемого магнитной кристаллической анизотропией, возникновение доменных стенок приводит к росту энергии образца, как за счет увеличения обменной энергии, так и энергии анизотропии. Поэтому возникающая доменная структура будет определяться равновесием между размагничивающим действием поверхности образца и энергией доменных границ [4].

Существует два основных типа доменных границ – блоховские и неелевские. В первом из них при переходе через границу спин вращается в плоскости границы и нормальная составляющая спинов не испытывает изменения, поэтому полная магнитостатическая энергия минимальна. Однако если вектор намагниченности лежит в плоскости образца (пленки или тонкие монокристаллические пластинки), при таком распределении спинов в месте выхода доменной стенки на поверхности образца появляются магнитные полюсы и магнитостатическая энергия увеличивается. При этом оказывается более выгодным поворот спинов в доменной стенке в плоскости, параллельной поверхности образца. Такую доменную стенку называют неелевской [4].

При наложении внешнего магнитного поля техническое намагничивание многодоменного образца осуществляется двумя основными процессами изменения его доменной структуры. Во – первых, домены с направлением намагниченности, более близким к направлению приложенного магнитного поля, будут разрастаться за счет уменьшения объема менее выгодно намагниченных доменов. Этот процесс осуществляется путем смещения доменных границ. Во – вторых, в каждом из доменов будет происходить поворот намагниченности к направлению внешнего магнитного поля. Последнее происходит, в основном, в конце процесса технического намагничивания образца.

Одним из параметров, определяющих ориентацию вектора \mathbf{M}_s в доменах, является

величина $R = \frac{K}{2\pi M_s^2}$, где K – константа анизотропии, характеризующая объемную

плотность энергии анизотропии. Если $R > 1$, то в [3] показано, что образование замыкающих доменов энергетически не выгодно, доменные границы являются блоховскими (как уже

отмечалось, такие границы характеризуются постоянством проекции \mathbf{M}_s на нормаль к доменной границе) и расположены вдоль О.Л.Н., вектор \mathbf{M}_s в доменах также параллелен О.Л.Н.

В случае $R \leq 1$ вектор \mathbf{M}_s занимает промежуточное положение между О.Л.Н. и плоскостью образца. Такая магнитная структура всесторонне исследовалась в [5, 6]. Было показано, что имеется критическая толщина, меньше которой образцу выгодно находится в монокристаллическом состоянии с намагниченностью, лежащей в его плоскости. Наиболее характерным для этих структур является наличие в плоскости образца преимущественного направления в образовании доменных границ, что может быть вызвано анизотропией в плоскости образца, наклоном оси анизотропии или направления внешнего магнитного поля по отношению к нормали к поверхности образца.

В частности, такая ситуация возникает, если в плоскости образца лежит направление легкого намагничивания, что достигается, например, небольшим отклонением оси анизотропии от нормали к поверхности при вырезании пластины из монокристаллического образца. В этом случае доменные границы располагаются параллельно О.Л.Н., поскольку отклонение от этого направления связано с увеличением свободной энергии системы на величину $\sim M^2$.

Оценим величину коэффициента R для редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ). По известным данным при комнатной температуре для этих кристаллов типичное значение константы $K \sim 5 \times 10^3$ эрг/см³ [4, 7], а величина M_s не превышает 10 Гс [4, 7], откуда получаем $R \sim 10 \gg 1$. Следовательно, образование замыкающих доменов на поверхности образца РЗФГ не выгодно, а границы между доменами должны представлять собой блоховские стенки.

Период доменной структуры D зависит как от характерного размера образца вдоль О.Л.Н. L ($D \sim L^{1/2}$), так и от внешнего магнитного поля. Теория процессов намагничивания многодоменных кристаллов развита как для ориентации направления внешнего магнитного поля вдоль [8–10], так и перпендикулярно О.Л.Н. кристалла [9, 11, 12], а также для произвольной ориентации вектора \mathbf{H} относительно О.Л.Н. [57, 58]. Первые два случая качественно отличаются друг от друга по характеру поведения доменной структуры в магнитном поле, последний – суперпозицией первых двух.

Так в [9] было установлено, что в слабом магнитном поле, направленном вдоль О.Л.Н. период доменной структуры $D = (w_1 + w_2)$ (w_1, w_2 – ширины соседних доменов с противоположной ориентацией \mathbf{M}_s) оставался приблизительно постоянным. Когда же значение H приближалось к величине поля насыщения, ширина w_1 с ростом поля резко возрастает, в то время как ширина w_2 уменьшалась очень медленно. При этом домены с противоположной полю ориентацией намагниченности исчезают не путем уменьшения их ширины до нуля, а в результате уменьшения их протяженности.

Зависимость периода доменной структуры от величины внешнего магнитного поля, перпендикулярного О.Л.Н., исследовалась на различных материалах. В [8, 13] на основе модели блоховской доменной границы предложена теория изменения периода доменной структуры в магнитном поле, перпендикулярном О.Л.Н., которая в последствие была уточнена в [14]. Было показано, что под действием поля H , приложенного перпендикулярно О.Л.Н., происходит лишь изменение периода доменной структуры без изменения объема, занимаемого одними доменами за счет доменов с противоположным направлением намагниченности.

В РЗФГ $R_3Fe_5O_{12}$ в силу их кубической симметрии имеется несколько О.Л.Н., т.е. направлений, вдоль которых может ориентироваться вектор спонтанной намагниченности в доменах. Направление О.Л.Н. определяется соотношением величин первой и второй констант кубической магнитной анизотропии K_1 и K_2 [15]. В большинстве РЗФГ это соотношение таково (в температурной области ниже комнатной), что О.Л.Н. являются пространственные диагонали их кристаллической ячейки – кристаллографические оси [11],

$[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$ и $[11\bar{1}]$, а осями трудного намагничивания – ребра куба $[100]$, $[010]$ и $[001]$; исключение составляет эрбиевый феррит-гранат $\text{Er}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$, в котором порядок расположения осей легкого и трудного намагничивания обратный [16]. Эта магнитная многоосность РЗФГ приводит к разнообразию вида реализующихся в них доменных конфигураций, существенно зависящих от кристаллографической ориентации исследуемых образцов.

Доменная структура РЗФГ на сегодняшний день достаточно подробно исследована как экспериментально, так и теоретически. Благодаря этим исследованиям РЗФГ (в основном их эпитаксиальные пленки) широко используются в элементной базе различных приборов и устройств волоконной и интегральной оптики [17], а так же являются основным материалом функциональных элементов, принцип работы которых основан на цилиндрических магнитных доменах [18].

Однако в ранних, пионерских работах [19, 20] было обнаружено, что наблюдаемая ДС $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ не соответствует теоретическим представлениям: в тонких кристаллических пластинках этого граната реализовывалась нерегулярная ДС, в которой вектор спонтанной намагниченности в доменах лежал как в плоскости образца, так и располагался перпендикулярно его плоскости. Позже было установлено, что после механической обработки и полировки поверхностей, обычно в исследуемых образцах кристаллов РЗФГ возникает приповерхностный слой, в котором наводится дополнительная одноосная магнитная анизотропия с осью перпендикулярной (или почти перпендикулярной) поверхности образца [21].

В результате чего в приповерхностном слое возникает нерегулярная доменная конфигурация, направление вектора \mathbf{M}_s в доменах которой может случайным образом изменяться по поверхности образца. В достаточно толстых образцах изображение этой приповерхностной ДС (получаемое, например, с помощью порошковых фигур или магнитооптическим методом) «маскирует» изображение «внутренних» доменов, а в образцах толщиной $\sim 20 \div 30$ мкм приповерхностные домены прорастают на всю толщину образца [19, 20]. Поэтому в экспериментах по исследованиям ДС РЗФГ обычно используются образцы в виде плоскопараллельных пластинок толщиной ~ 100 мкм, развитые поверхности которых для удаления нарушенного приповерхностного слоя подвергаются химическому травлению. В этом случае, как правило, удается наблюдать ДС, соответствующую существующим теоретическим представлениям и кристаллической симметрии РЗФГ.

Рассмотрим ДС РЗФГ на примере тонких (толщиной ≈ 90 мкм) плоскопараллельных пластинок феррита-граната $\text{Tb}_{0,2}\text{Y}_{2,8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ вырезанных так, чтобы их развитые поверхности были параллельны кристаллографической плоскости (110) , подробно исследованных в [22, 23].

Как показано в [15, 24], в области комнатной температуры в этом гранате О.Л.Н. являются кристаллографические направления типа $\langle 111 \rangle$. Следовательно, при выбранной кристаллографической ориентации образцов при $T = 290$ К имеются четыре направления, лежащие в плоскости образца, и четыре направления, образующие с плоскостью образца углы $\pm 55^\circ$, вдоль которых может ориентироваться \mathbf{M}_s (ориентация осей лабораторной системы координат и направления основных кристаллографических осей в плоскости образца показаны на рис.).

Однако согласно общим физическим представлениям, вследствие значительно меньшей величины размагничивающего фактора в плоскости пластины по сравнению с таковым в перпендикулярном к ее плоскости направлении, энергетически наиболее выгодной является ДС, состоящая из областей, намагниченных в плоскости образца. Исходя из этого, следует ожидать, что в исследуемых образцах должна существовать ДС, в которой вектор \mathbf{M}_s лежит в плоскости образца (так называемая ДС «коттоновского» типа) со 110° – ми и 70° – ми доменными границами. Тем не менее, как показывают наблюдения, такая ДС реализуется не всегда.

Исследованные в [22] образцы по виду их ДС, наблюдаемой в нулевом магнитном поле при $T = 290$ К, условно можно разделить на три типа: 1) образцы, в которых существуют как «фарадеевские» (домены, в которых вектор \mathbf{M}_s перпендикулярен плоскости образца), так и «коттоновские» домены, направления ДГ которых не коррелируют с каким – либо одним из основных кристаллографических направлений в плоскости (110) (рис. а); 2) образцы, в которых существуют только «коттоновские» домены со 180° – ми доменными стенками (рис. б); 3) образцы, в которых существуют только «коттоновские» домены с 70° – ми и 110° – ми доменными границами (рис. в).

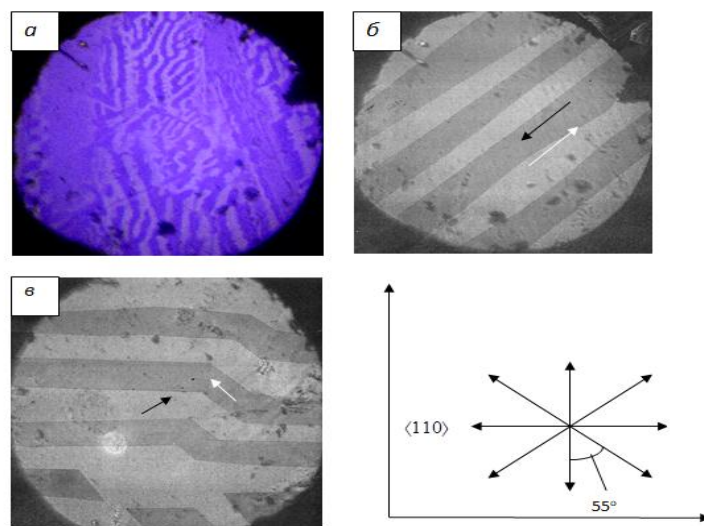


Рис. Изображения доменной структуры образцов 1 – го (а), 2 – го (б) и 3 – го (в) типов, полученные при $T = 290$ К, $H = 0$. Образцы 2 – го и 3 – го типов повернуты вокруг оси Y на угол 15° относительно фокальной плоскости микроскопа, образец 1 – го типа повернут на тот же угол вокруг оси X. Стрелки указывают направление спонтанного магнитного момента в соседних доменах.

На вставке: ориентация главных кристаллографических направлений в плоскости образца и осей лабораторной системы координат (ось Z – направление падающего на кристалл света)

Известно, что нерегулярная ДС указывает на наличие в кристалле неоднородных механических напряжений (ростовых и/или наведенных механической обработкой) [25, 26]. Поэтому можно утверждать, что ДС образцов 1-го типа определяется не только зависимостями константами кубической анизотропии K_1 и K_2 , но и константой анизотропии, обусловленной неоднородными механическими напряжениями кристаллической решетки.

Как было показано в [27], в кристаллах РЗФГ однородные сжимающие механические напряжения выделяют одну из легких осей, составляющую наименьший угол с направлением действия сжимающей силы. На основании этого можно заключить, что в формировании ДС образцов 2-го типа существенную роль играют однородные механические напряжения. Вид ДС образцов этого типа можно объяснить, если предположить, что сжимающая сила действует в их плоскости (в плоскости (110)) в направлении той оси $\langle 111 \rangle$, вдоль которой ориентирован \mathbf{M}_s при $T = 290$ К.

Таким образом, механические напряжения кристаллической решетки РЗФГ оказывают существенное влияние на реализующуюся в них доменную конфигурацию. Поэтому исследования ДС этих кристаллов необходимо проводить на образцах, в которых механические напряжения отсутствуют. Как правило, в этом случае удается наблюдать ДС РЗФГ, соответствующую теоретическим представлениям [4]. Существенно, что во всех известных случаях, в соответствии с теорией, границами между доменами в РЗФГ служат доменные стенки «блеховского» типа (вектор \mathbf{M}_s в которых вращается в плоскости доменной границы) [26 – 29].

ЛИТЕРАТУРА

1. Privorotskiy I.A. Termodinamicheskaya teoriya ferromagnitnix domenov. // UFN. - 1972. - T.108. - №1 - S. 43 - 80.
2. Baryaxtar V.T., Bogdanov A.N., Yablonskiy D.A. Fizika magnitnix domenov. // UFN. - 1988. - T.156. - V.1. - S. 47 - 92.
3. Bokov V.A. Fizika magnetizma. - SPb.: Nevskiy dialekt, - 2002. - 272 s.
4. Tikadzumi S. Fizika ferromagnetizma. - M.: Mir, - 1997. - 420 s.
5. Gulyaev Yu.V., Zilberman P.E., Elliot R.Dj., Epshteyn E.M. Magnitostaticeskaya energiya i polosovaya domennaya struktura v ferromagnitnoy plastine konechnoy shirini s parallelnoy anizotropiey. // FTT. - 2002. - T.44. - V.6. - S.1064 - 1069.
6. Fillipov B.N., Lebedev Yu.G., Onoprienko L.G. K teorii polosovoy domennoy strukturi tonkix ferromagnitnix plenok. // FMM. - 1974. - T. 38. - №4. - S. 702 - 713.
7. Fizicheskie velichini: Spravochnik. Pod. red. Grigoreva I.S., Meylixova Ye.Z. - M.: Energoatomizdat, - 1991. - S. 223.
8. Onoprienko L.G., Solovov M.M. Namagnichivanie magnitoodnoosnix mnogodomennix ferromagnitnix plenok. // FMM. - 1978. - T.46. - №5. - S. 942 - 950.
9. Kooy G., Enz U. Experimental and theoretical study of the domain configuration in thin layers of BaFe₁₂O₁₂. // Philips Rep. - 1990. - V.25. - №1. - P. 7 - 28.
10. Rossoi F.C. Temperature dependence of magnetic domain structure and wall energy in single crystal Thulium orthoferrite. // J. Appl. Phys. - 1968. - V. 39. - №11. - P. 5263 - 5267.
11. Komogortsev S.V., Isxakov R.S. Krivaya namagnichivaniya i magnitnie korrelyatsii v nanotsepoche ferromagnitnix zeren so sluchaynoy anizotropiey. // FTT. - 2005. - T.47. - V.3. - S.480 - 486.
12. Dikshiteyn I.E., Lisovskiy F.V., Mansvetova Ye.G. Domennaya struktura odnoosnix ferrimagnetikov s tochkoy kompensatsii v silnix magnitnix polyax. // JETF. - 1980. - T.79. - V.2(8). - S.509 - 517.
13. Ivanov A.A., Orlov V.A., Patrushev G.O. Korrelyatsionnie svoystva stoxasticheskoy magnitnoy strukturi ultradispersnix ferromagnetikov. // FTT. - 1999. - T.41. - V.8. - S.1432 - 1436.
14. Komogortsev S.V., Isxakov R.S. Krivaya namagnichivaniya i magnitnie korrelyatsii v nanotsepoche ferromagnitnix zeren so sluchaynoy anizotropiey. // FTT. - 2005. - T.47. - V.3. - S.480 - 486.
15. Siryuk Yu.A., Bezus A.V. Spontannie fazovie perexodi v ferrit-granatovix plenkax. // FTT. - 2013. - T.55. - V.3. - S.547 - 551.
16. Belov K.P. Redkozemelnie magnetiki i ix primenenie. - M.: Nauka, - 1980. - 239 s.
17. Randoshkin V.V., Chervonenkis A.Ya. Sostoyanie razrabotok magnitoopticheskix ustroystv. // Radioelektronika - 1985. - M.: NIIEIR. - T. 11. - S.78 - 90.
18. Raev V.K., Xodenkov G.E. Silindricheskie magnitnie domeni v elementax vichislitelnoy texniki. - M.: Energoatomizdat, - 1981. - 203 s.
19. Dillon J. Appl J. Phys. 29, 3, 539 (1958).
20. Patei J.R., Jackson K.A., Dillon J.P. Appl J. Phys. 39, 8, 3767 (1968).
21. Randoshkin V.V., Ribak V.I., Sigachev V.B., Chervonenkis A.Ya. Virashivanie i svoystva vismutsoderjashix plenok ferrit-granatov dlya upravlyaemix transparentov. // Radioelektronika - 1986. - T. 15. - V. 1 - S.16 - 24.
22. Sokolov B.Yu. Magnitoopticheskie issledovaniya domennoy strukturi i protsessa namagnichivaniya ferrita - granata Tb_{0,2}Y_{2,8}Fe₅O₁₂ v temperaturnoy oblasti spontannogo spin-pereorientatsionnogo fazovogo perexoda. // FTT. - 2011. - T.53. - V.8. - S.1505 - 1511.
23. Djuraev D.R., Niyazov L.N., Sokolov B.Yu. Perestroyka domennoy strukturi kubicheskogo ferrimagnetika pri spontannoy pereorientatsii osi legkogo namagnichivaniya. // Izvestiya VUZ. Fizika. - 2011. - №7. - S.47 - 52.
24. Borodin V.A., Doroshev V.D., Klochan V.A., Kovtun N.M., Levitin R.Z., Markosyan A.S. Issledovanie spin-pereorientatsionnix fazovix perexodov v itriy-terbievix ferritax - granatax metodom YaMR. // JETF. - 1976. - T.70. - V.4. - S.1363 - 1378.
25. Randoshkin V.V., Chervonenkis A.Ya. Prikladnaya magnitooptika. - M.: Energoatomizdat, - 1990. - 319 s.
26. Vlasko-Vlasov V.K., Dedux L.M., Nikitenko V.I. Polyarizatsionno - opticheskoe issledovanie protsessov namagnichivaniya vokrug individualnix dislokatsiy v monokristallax itriy-jeleznogo granata. // JETF. - 1973. - T.65. - V.1(7). - S.377 - 395.
27. Dedux L.M., Nikitenko V.I. Vliyanie odnoosnogo davleniya na domennuyu strukturu itriy-jeleznogo granata. // FTT. - 1970. - T.12. - V.11. - S.1768 - 1771.
28. Kandaurova G.S., Ivanov Yu.V. Domennaya struktura kristallov - plastin {111} ferritov-granatov. // JETF. - 1976. - T.70. - V.2. - S.666 - 676.
29. O' Dell T. Ferromagnitodinamika. Dinamika SMD, domenov i domennix stenok. - M.: Mir, - 1985. - 167 s.