

2-25-2020

DOMAIN STRUCTURE AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF TERBIUM FERRITE-GRANATE IN THE TEMPERATURE AREA OF THE MAGNETIC COMPENSATION POINT

Davron Djurayev Raxmonovich

Professor of Physics, Bukhara State University, Doctor of Physical and Mathematical Sciences

Boris Sokolov Yuryevich

Doctor of Physical Sciences, Professor of the National University of Uzbekistan named after Mirzo Ulugbek

Mirzo Sharipov Zokirovich

Bukhara Institute of Engineering Technology, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor

Rustam Shamsiyev Xalilovich

Teacher of the Physics Department of Bukhara Institute of Engineering Technologies

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

 Part of the [Physical Sciences and Mathematics Commons](#)

Recommended Citation

Raxmonovich, Davron Djurayev; Yuryevich, Boris Sokolov; Zokirovich, Mirzo Sharipov; and Xalilovich, Rustam Shamsiyev (2020) "DOMAIN STRUCTURE AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF TERBIUM FERRITE-GRANATE IN THE TEMPERATURE AREA OF THE MAGNETIC COMPENSATION POINT," *Scientific reports of Bukhara State University*. Vol. 4 : Iss. 1 , Article 19.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/buxdu/vol4/iss1/19>

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.

УДК: 538.1:548

ҲАРОРАТ СОҲАСИНИНГ МАГНИТ КОМПЕНСАЦИЯ НУҚТАСИДА ТЕРБИЙЛИ
ФЕРРИТ-ГРАНАТНИНГ ДОМЕН ТУЗИЛИШИ ВА
МАГНИТООПТИК ХУСУСИЯТЛАРИ

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕРБИЕВОГО
ФЕРРИТА-ГРАНАТА В ТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБЛАСТИ
ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

DOMAIN STRUCTURE AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF TERBIUM
FERRITE-GRANATE IN THE TEMPERATURE AREA OF THE
MAGNETIC COMPENSATION POINT

Джусраев Даврон Рахмонович

проф. каф. физики, д.физ.-мат.н. БухДУ,

Соколов Борис Юрьевич

проф. каф. фотоники, д.физ.-мат.н. НУУз им. М. Улугбека,

Шарипов Мирзо Зокирович

зав. каф. физики д.физ.-мат.н. БухИТИ,

Шамсиев Рустам Халилович

соис. каф. физики БухИТИ

Аннотация. Юпқа монокристалл пластинка $Tb_3Fe_5O_{12}$ феррит – гранатнинг магнит компенсация нуқтаси $T_c = 248,6$ К ҳарорат соҳаси яқинида ушбу ферримагнетик домен тузилиши магнитооптик усуллар ёрдамида тадқиқ қилинган. Намуна ҳарорати магнит компенсация нуқтасига яқинлаштирилганда доменлар кенглиги сезиларли кенгайганлиги кўрсатилган, ва $T = T_c$ якуний босқичга етган. Ташқи магнит майдон ва ҳарорат ўзгариши натижасида домен тузилишининг қайта шаклланишини визуал кузатиши асосида намуна ҳолатини (бир жинсли магнитланган) бир доменли ва кўп доменлиги орасидаги чегарани аниқловчи магнит $H-T$ -диаграмма тузилган.

Таянч сўзлар: магнитооптика, домен тузилиши, магнит компенсация, Фарадей самараси, монокристалл, домен чегараси.

Аннотация. Магнитооптическим методом исследована доменная структура тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной области вблизи точки магнитной компенсации этого ферримагнетика $T_c = 248,6$ К. Показано, что при приближении температуры образца к точке компенсации ширина доменов существенно растет, оставаясь конечной при $T = T_c$. На основе визуальных наблюдений за перестройкой доменной структуры при изменении температуры и внешнего магнитного поля построена магнитная $H-T$ -диаграмма, определяющая границу между многодоменным и монодоменным (однородно намагниченным) состояниями образца.

Ключевые слова: магнитооптика, доменная структура, магнитная компенсация, эффект Фарадея, монокристалл, доменная граница.

Annotation. The magneto-optical method was used to study the domain structure of a thin single-crystal $Tb_3Fe_5O_{12}$ garnet ferrite garnet in the temperature region near the magnetic compensation point of this ferrimagnet $T_c = 248,6$ K. It was shown that when the sample temperature approaches the compensation point, the domain width grows substantially, remaining finite at $T = T_c$. Based on visual observations of the restructuring of the domain structure with changes in temperature and external magnetic field, a magnetic $H - T$ diagram is constructed that defines the boundary between the multi-domain and mono-domain (uniformly magnetized) states of the sample.

Key words: magneto optics, domain structure, magnetic compensation, Faraday Effect, single crystal, domain wall.

Введение. Редкоземельные ферриты-гранаты (РЗФГ), в состав которых входят тяжелые РЗ ионы, имеют так называемую точку магнитной компенсации – температуру T_c (ниже температуры Кюри), при которой их спонтанный магнитный момент \mathbf{M}_s обращается в нуль. С практической точки зрения РЗФГ с достаточно высокими T_c представляют интерес как материалы для элементной базы приборов магнитной микроэлектроники, использующих термомагнитный способ записи/стирания информации [1, 2].

В этой связи были проведены прямые визуальные наблюдения доменной структуры (ДС) тонкой монокристаллической пластинки тербиевого феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной области [3], включающей его температуру магнитной компенсации ($T_c = 248,6$ К [4]), результаты которых представлены далее.

Методика эксперимента. В наших экспериментах использовался образец монокристалла $Tb_3Fe_5O_{12}$ в виде плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами $\approx 2 \times 3$ мм² толщиной ≈ 100 мкм, сориентированной так, чтобы ось [111] составляла с нормалью к ее плоскости угол $\approx 10^\circ$, а одна из осей $\langle 111 \rangle$ имела меньший наклон к плоскости образца по сравнению с двумя другими (ошибка кристаллографической ориентации образца $\sim \pm 2^\circ$) [5].

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Известно [6, 7], что в РЗФГ в некотором интервале внешнего магнитного поля происходит разворот векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R от антипараллельного расположения до параллельного, т.е. возникает скошенная магнитная фаза, в которой угол между \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R отличен от 180° . Критическое поле начала разворота подрешеточных магнитных моментов

$$H_k \propto (M_{Fe} - M_R)H_0,$$

где H_0 – обменное поле, действующее между железной и РЗ подрешетками, откуда следует, что вблизи точки магнитной компенсации $H_k \rightarrow 0$, т.е. при $T \rightarrow T_c$ для начала разворота векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R может оказаться достаточно полем рассеяния, создаваемых соседними доменами. Поэтому в общем случае при нормальном падении света на плоскость образца спонтанный эффект Фарадея в РЗФГ может быть представлен в виде:

$$\theta_F = (a\vec{M}_{Fe} \cos \theta_1 + bM_R \cos \theta_2)l, \quad (1)$$

где a и b – зависящие от частоты света магнитооптические коэффициенты; θ_1, θ_2 – углы, образованные векторами \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R с нормалью к плоскости образца (в коллинеарной магнитной фазе кристалла $\theta_1 = \theta_2$); l – толщина образца.

В $Tb_3Fe_5O_{12}$ при $T < T_c$ $M_R > M_{Fe}$, следовательно, по направлению внешнего магнитного поля ориентируется вектор \mathbf{M}_R . При $T > T_c$ ситуация обратная – в сторону \mathbf{H} направлен вектор \mathbf{M}_{Fe} . Таким образом, в точке магнитной компенсации векторы \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R разворачиваются на 180° , что в соответствии с (1) приводит к изменению знака угла фарадеевского вращения, которое может быть определено по резкому изменению окраски наблюдаемых доменов. Причем, как видно из (1), даже при $(\mathbf{M}_{Fe} + \mathbf{M}_R) = 0$ (при $T = T_c$) эффект Фарадея в нуль не обращается, что позволяет наблюдать ДС образца при переходе температуры через точку магнитной компенсации.

Как показали наблюдения, в соответствии с ожиданиями во всем исследованном интервале температур $85 \div 295$ К при $H = 0$ ДС образца образовывали домены в виде светлых (визуально – красного цвета) и темных полос примерно равной ширины с четко очерченными границами [8]. При этом внешнее магнитное поле, параллельное среднему направлению доменных границ, сильно влияло на ширину доменов, переводя образец при некотором зависящем от T значении H в однородное (монодоменное) состояние, в то время как поле, ориентированное в плоскости образца перпендикулярно к ДГ, практически не изменяло ширину доменов вплоть до максимальной используемой в эксперименте напряженности $H = 60$ Э. Такое поведение ДС очевидно означает, что векторы \mathbf{M}_s в соседних доменах антипараллельны друг другу и ориентированы вдоль доменных границ (т.е. в образце реализуется 180° – ная ДС).

В качестве примера на рис. 1 приведен ряд фотографий, полученных в процессе нагрева образца от $T = 85$ К (скорость нагрева $\sim 0,2$ К/с), иллюстрирующих общий характер изменения его ДС в зависимости от температуры. Серия фотографий $a \div e$ получена непосредственно после охлаждения образца до $T = 85$ К; каждая фотография серии, показанной на рис. 2 – после размагничивания образца при заданной T в знакопеременном магнитном поле (изменяющемся с частотой 50 Гц), амплитуда которого убывала от максимального значения $H = 60$ Э до нуля.

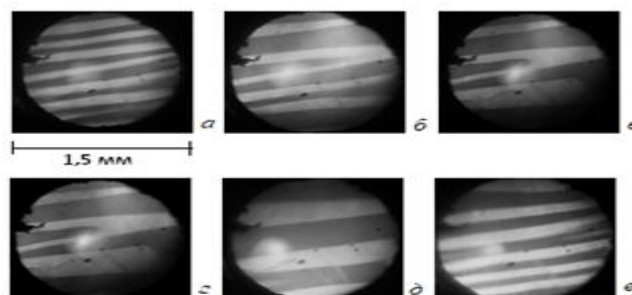


Рис. 1. Изображения доменной структуры образца, полученные при разной температуре в процессе его отогрева: 205 (а), 237 (б), 248 (в), 251 (г), 256 (д) и 295 К (е)

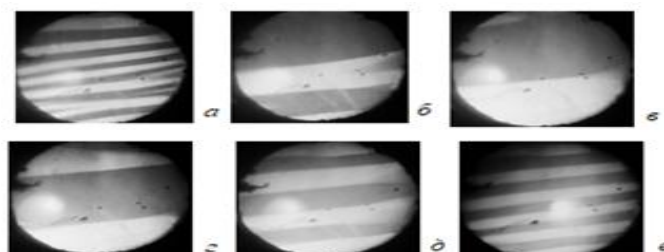


Рис. 2. Изображения «равновесной» доменной структуры образца, полученные при разной температуре в процессе его отогрева: 205 (а), 236 (б), 248 (в), 251 (г), 260 (д) и 295 К (е). При каждой температуре образец подвергался размагничиванию в знакопеременном магнитном поле с убывающей до нуля амплитудой

Предполагалось, что процедура размагничивания позволяет получить доменную конфигурацию, близкую к равновесной при данной температуре. Как правило, после этой процедуры при каждом значении T наблюдались 2-3 доменные конфигурации, несколько различающиеся положением доменных границ, однако средняя ширина возникающих от случая к случаю доменов оставалась практически постоянной. Температурная зависимость средней ширины доменов «равновесной» ДС образца представлена на рис. 3. Отметим, что при подходе к точке магнитной компенсации наблюдалось ухудшение магнитооптического контраста и изменение цветовых оттенков изображений соседних доменов.

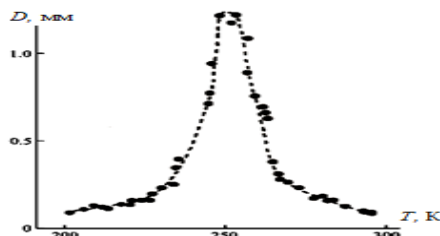


Рис. 3. Температурная зависимость средней ширины доменов «равновесной» доменной структуры образца

Монодоменное состояние образца можно было наблюдать под действием внешнего поля H , имеющего заметную проекцию на направление доменных границ. Так в поле, ориентированном вдоль направления доменных границ под углом $\approx 10^0$ к плоскости образца

(вдоль предполагаемого направления выделенной легкой оси $\langle 111 \rangle$) монодоменное состояние образца наблюдалось вблизи T_c при $H > 4$ Э. На рис. 4 показаны фотографии, демонстрирующие поведение ДС образца при изменении температуры при указанной выше ориентации намагничивающего поля при $H = 5$ Э, из которых видно, что монодоменное состояние образца возникает в некотором температурном интервале справа и слева от T_c . Как показали наблюдения, с ростом H постепенно эти температурные интервалы «монодоменности» расширялись, пока при $H \approx 7$ Э они не сливались в один общий. В области «монодоменности» изображение образца имеет однородную окраску по всей площади; при переходе температуры через точку компенсации цвет изображения образца (в соответствии с (1)) изменяется скачком.

На рис. 5 приведена экспериментально полученная магнитная $H - T$ диаграмма, определяющая границу между многодоменным и монодоменным (однородно намагниченным) состояниями образца. Каждая точка диаграммы определялась по результатам визуальных наблюдений за исчезновением доменных границ на изображении образца при изменении H и T (в эксперименте сначала образец охлаждался до $T = 85$ К, затем включалось магнитное поле заданной напряженности и наблюдался процесс изменения ДС при отогреве образца, при этом при каждой фиксированной температуре образец подвергался процедуре размагничивания).

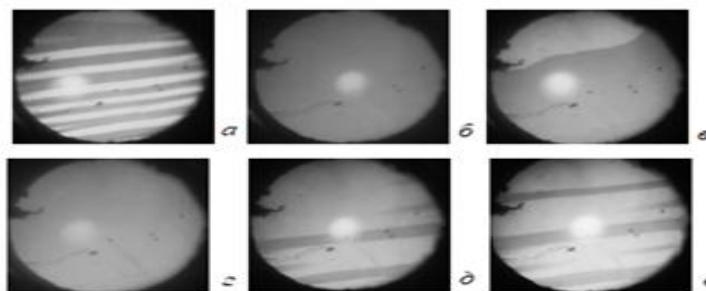


Рис. 4. Изображения доменной структуры образца, полученные при разной температуре в процессе его отогрева в магнитном поле $H = 4,5$ Э: 200 (а), 240 (б), 248 (в), 270 (г), 260 (д) и 295 К (е). При каждой температуре образец подвергался размагничиванию в знакопеременном магнитном поле с убывающей до нуля амплитудой.

Вектор H параллелен О.Л.Н.

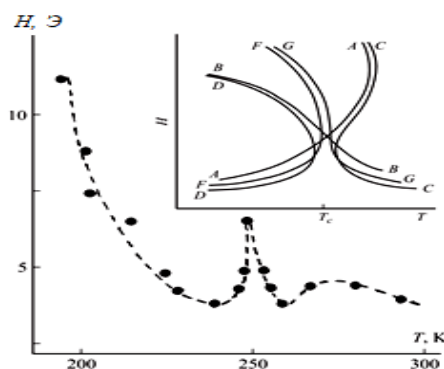


Рис. 5. Температурная зависимость напряженности магнитного поля, при котором образец переходит в монодоменное состояние. Направление вектора H параллельно О.Л.Н. – кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$. На вставке: фазовая $H - T$ – диаграмма, описывающая магнитное состояние РЗФГ при $H \parallel [111]$ [7], AA и BB – линии потери устойчивости фаз соответственно ($\varphi = 0$) и ($\varphi = \pi$), CC и FF – границы области устойчивости состояний ($0 < \varphi < \pi/2$, $\xi = \pi/2, 7\pi/6, 11\pi/6$), DD и GG – границы области устойчивости состояний ($\pi/2 < \varphi < \pi$, $\xi = \pi/6, 5\pi/6, 3\pi/2$), где φ и ξ – соответственно полярный и азимутальный углы вектора M_{Fe} в декартовой системе

координат $\{[1\bar{1}0], [11\bar{2}], [111]\}$ (ось $[111]$ – полярная ось)

Полученная таким способом $H - T$ диаграмма образца хорошо согласуется (на качественном уровне) с магнитной фазовой диаграммой, описывающей магнитное состояние РЗФГ при $\mathbf{H} \parallel \langle 111 \rangle$, рассчитанной в [7] (см. вставку рис. 5).

Из приведенного на вставке рис. 5 фрагмента фазовой диаграммы РЗФГ видно, что при $T \rightarrow T_c$ угловые фазы кристалла возникают раньше, чем магнитные моменты железной и РЗ подрешеток сравниваются по величине. Линии потери устойчивости различных магнитных фаз кристалла определяют границы существования доменов с соответствующими направлениями магнитных моментов (ДС возникает из-за размагничивающих полей). Это позволяет предположить, что наблюдаемое экспериментально уменьшение контрастности изображения доменов и изменение их окраски в непосредственной близости температуры образца к T_c связано с переходом кристалла из коллинеарной магнитной фазы в угловую. В этом случае скос векторов \mathbf{M}_{Fe} и \mathbf{M}_R будет приводить к уменьшению их проекции на направление распространяющегося в кристалле света, в результате – к уменьшению величины эффекта Фарадея (см. (1)).

Из рис. 1 и рис. 2 следует, что хотя ширина доменов при $T \rightarrow T_c$ существенно растет, тем не менее, в отличие от результатов теоретического рассмотрения ДС плоскопараллельной пластинки ферромагнетика, полученных в [9, 10], во всем исследованном интервале температур домены в образце не исчезают, т.е. при $H = 0$ образец не переходит в однородно намагниченное состояние. Кроме того, из теории, развитой в [9, 10], следует, что при $T \rightarrow T_c$ максимальная ширина доменов достигает величины, сравнимой с толщиной пластинки, тогда как из рис. 1 и рис. 2 видно, что в нашем случае максимальная ширина доменов более чем в 10 раз превосходит толщину образца.

Таким образом, выполненные исследования показали, что в плоскопараллельной пластинке феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ при $H = 0$ при переходе температуры через точку магнитной компенсации ДС не исчезает. Объяснение этого факта основывалось на магнитной фазовой диаграмме РЗФГ, полученной в [7]. Однако, возможны и другие причины существования доменов в образце вблизи T_c – например, дефекты кристаллической решетки или наличие заметного энтропийного вклада в термодинамический потенциал кристалла, делающего энергетически более выгодным его многодоменное состояние по сравнению с монодоменным (как это имеет место в коллинеарных антиферромагнетиках) [11]. Однозначный выбор причины, приводящей к существованию ДС РЗФГ при $T \rightarrow T_c$, на наш взгляд возможен, если проследить динамику изменения с температурой пространственной ориентации подрешеточных магнитных моментов кристалла. В частности, дополнительная информация может быть получена из детального анализа изменения окраски доменов при изменении температуры, выполненного с применением компьютерного метода обработки оптических изображений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kryder M.H. *Magneto – optic recording technology //J. Appl. Phys.* – 1985. – V.57. – №1. – С. 3913-3918.
2. Imamura N. *Magneto-optical disc memory //JARECT.* – 1995. – V.17. – P. 349-358.
3. Boidedaev S.R., Dzhusraev D.R., Sokolov B.Yu., Sharipov M.Z. *Magneto-optical method of investigation of the magnetic inhomogeneity of easy-plane antiferromagnets with a weak ferromagnetism. Optics and Spectroscopy, 2008, Vol. 104, No. 4. – P. 604–609.*
4. *Физические величины: Справочник. Под. ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. – М.: Энергоатомиздат, – 1991. – С. 223.*
5. Sokolov, B.Y., Sharipov, M.Z. *Magneto-optical properties of the iron garnet $Tb_3 Fe_5 O_{12}$ near the magnetic compensation temperature //Physics of the Solid State, 2014, Vol. 56. - № 5. – P. 975-979.*
6. Звездин А.К., Матвеев В.М. *О физических свойствах ферромагнетиков вблизи температуры компенсации //Известия АН СССР. Серия физическая. – 1972. – Т.31. – №.7. – С. 1441-1445.*
7. Звездин А.К., Матвеев В.М. *Особенности физических свойств редкоземельных ферритов-гранатов вблизи температуры компенсации //ЖЭТФ. – 1972. – Т.62. – В.1. – С. 260-271.*
8. Соколов Б.Ю., Талабов М.Д., Шарипов М.З. *Доменная структура тонкой монокристаллической пластинки тербиевого феррита-граната вблизи точки магнитной компенсации //ФТТ. – 2013. – Т.55. – В.2. – С. 278-283.*

9. Богданов А.Н., Яблонский Д.А. К теории доменной структуры ферромагнетиков //ФТТ. – 1980. – Т.22. – №3. – С. 680-687.

10. Барьяхтар В.Г., Богданов А.Н., Яблонский Д.А. Доменная структура ферритов в окрестности температуры компенсации //ФТТ. – 1986. – Т.28. – №1. – С. 87-94.

11. Фарзтдинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. – М.: Наука, – 1981. – 155 с.

УДК: 538.1:548

**КУЧСИЗ ФЕРРОМАГНЕТИКЛАРДА АРАЛАШМА ҚЎШИЛГАНДА
СОДИР БЎЛАДИГАН ЎЗГАРИШЛАР**

**ИЗМЕНЕНИЯ ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ ДОБАВЛЕНИИ ПРИМЕСА
СЛАБЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКАМ**

CHANGES OCCURRING IN FERROMAGNETS BY ADDING SOME MIXTURE

Файзиев Шахобиддин Шавкатович
БухДУ физика каф. ўқит., физ.-мат.ф.ф.д.,
Йўлдошева Нилуфар Бахтиёрвна
БухДУ физика каф. магис.

Аннотация. Мазкур мақола кучсиз ферромагнетик бўлган темир-боратга магний диамагнит аралашма критилганда содир бўладиган физикавий жараянларнинг ташиқи таъсирлар натижасидаги ўзгаришини ўрганишга бағишланган.

Таянч сўзлар: доменли тузилма, модуляцияланган магнитли тузилма, модуляцияланган магнитли чизиқли иккиланган нурсиниш.

Аннотация. Данная статья посвящена изучению физических процессов происходящих в слабом ферромагнетике железо-борат с примесью диамагнитного магния под внешним воздействием.

Ключевые слова: Доменная структура, модулированная магнитная структура, магнитное линейное двулучепреломление.

Annotation. This paper is devoted to study of physical processes occurring in weak ferromagnetics iron - borate doped diamagnetic magnesium under external influence.

Key words: domain structure, modulated magnetic structure, linear magnetic birefracting rays.

Кириш. Физика фанининг кўплаб йўналишларга бўлиниши содир бўлаётган ҳозирги кунда турли физикавий йўналишларни умумлаштирувчи ғоя ва тасаввурлар муҳим ўрин тутаяди. Бундай синтезловчи тасаввурларга мисол тариқасида фазавий ўтишлар билан боғлиқ илмий ғояларни келтириш мумкин. Фазавий ўтишлар ҳақидаги ғоялар нафақат замонавий физиканинг турли соҳаларида муваффақиятли қўлланилмоқда, балки биология, кимё, геология ва ҳаттоки иқтисодиёт ва бошқа ижтимоий фанларда ҳам фойдаланилмоқда.

Фазавий ўтишлар конденсирланган ҳолат физикасининг анъанавий тадқиқот предмети бўлиб, магнит тартибланган кристаллар ушбу тадқиқотларнинг мумтоз объекти эканлиги маълум. Охириги 50 йилдан бери тартибли-бетартиб (Кюри ёки Неел нуқталари яқинида ферро – ёки антиферромагнитли ҳолатлардан парамагнитли ҳолатга ўтишларга) магнитли фазавий ўтишларга [1, 4], ҳамда кўп сонли тартибли-тартибли магнитли фазавий ўтишларга (масалан, ферромагнитли тартибланиш – антиферромагнитли тартибланиш) катта эътибор берилмоқда [1, 4]. Ушбу тадқиқотлар нафақат магнетизм назариясига [8, 17], балки қаттиқ жисмлар ва суюқликларнинг фазавий ўтишлар назарияси учун ҳам катта аҳамиятга эга [2, 6].

Тартиб-тартиб магнитли фазавий ўтишлар орасида ориентацияли магнитли фазавий ўтишлар деб номланувчи алоҳида ўтишлар синфи мавжуд. Шунга ўхшаш ўтишлар ҳарорат