

7-26-2020

DYNAMICS OF VIBRATIONAL MOTION OF THE DOMAIN BORDER IN THE FERRITE GRADE OF Tb₃Fe₅O₁₂

Davron Rakhmonovich Dzhuraev

professor of the department of physics, Dr. physical-mat. sciences, BSU

Mirzo Zokirovich Sharipov

head of the department of natural sciences, Dr. physical-mat. sciences, BETI

Dilshod Ergashovich Khaitov

assistant of the department of natural sciences, BETI

Nilufar Mansurovna Ergasheva

assistant of the department of natural sciences, BETI

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

 Part of the [Life Sciences Commons](#)

Recommended Citation

Dzhuraev, Davron Rakhmonovich; Sharipov, Mirzo Zokirovich; Khaitov, Dilshod Ergashovich; and Ergasheva, Nilufar Mansurovna (2020) "DYNAMICS OF VIBRATIONAL MOTION OF THE DOMAIN BORDER IN THE FERRITE GRADE OF Tb₃Fe₅O₁₂," *Scientific reports of Bukhara State University*. Vol. 3 : Iss. 3 , Article 1.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/buxdu/vol3/iss3/1>

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 537.635

**Tb₃Fe₅O₁₂ ФЕРРИТ-ГРАНАТ ДОМЕН ЧЕГАРАЛАРИНИНГ
ТЕБРАНМА ҲАРАКАТ ДИНАМИКАСИ**
**ДИНАМИКА КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННЫХ
ГРАНИЦ В ФЕРРИТЕ-ГРАНАТЕ Tb₃Fe₅O₁₂**
**DYNAMICS OF VIBRATIONAL MOTION OF THE DOMAIN BORDER
IN THE FERRITE GRADE OF Tb₃Fe₅O₁₂**

Джураев Даврон Рахмонович

профессор кафедры физика БухГУ, д-р. физ.-мат. наук

Шарипов Мирзо Зокирович

заведующий кафедрой естественных наук БухИТИ, д-р. физ.-мат. наук

Хайитов Дилшод Эргашович

ассистент кафедры естественных наук БухИТИ

Эргашева Нилуфар Мансуровна

ассистент кафедры естественных наук БухИТИ

Ризокулов Мирзохид Набижон ўгли

соискатель кафедры естественных наук БухИТИ

Шамсиев Рустам Халилович

соискатель кафедры естественных наук БухИТИ

Dzhuraev Davron Rakhmonovich

professor of the department of physics, Dr. physical-mat. sciences, BSU

Sharipov Mirzo Zokirovich

head of the department of natural sciences, Dr. physical-mat. sciences, BETI

Khaitov Dilshod Ergashovich

assistant of the department of natural sciences, BETI

Ergasheva Nilufar Mansurovna

assistant of the department of natural sciences, BETI

Rizokulov Mirzokhid Nabijon Ugli

researcher of the department of natural sciences, BETI

Shamsiev Rustam Khalilovich

researcher of the department of natural sciences, BETI

Таянч сўзлар: магнитооптика, домен чегараси, магнит резонанс, компенсация нуқтаси, ферримангнетик, тебраниш динамикаси.

Ключевые слова: магнитооптика, доменная граница, магнитный резонанс, точка компенсации, ферримангнетик, динамика колебаний.

Key words: magnetooptics, domain boundary, magnetic resonance, compensation point, ferrimagnetic, oscillation dynamics.

200-295 К ҳарорат соҳасида Tb₃Fe₅O₁₂ феррит-гранат доменчегараларининг тебранма ҳаракат динамикаси магнитооптик усулларда тадқиқ қилинган. Ушбу ферримангнетикнинг магнит компенсация нуқтаси $\Phi_c \approx 249$ Кга эга. Олинган экспериментал натижаларни шарҳлаш учун домен чегаралар магнит резонансининг назарий модели таклиф қилинган, унга кўра ҳарорат компенсация нуқтасига яқинлашганда, домен чегараларининг массаси чексизликка интилади ва резонанс частотаси нолга интилади.

Магнитооптическим методом исследована динамика колебательного движения доменных границ в феррите-гранате Tb₃Fe₅O₁₂ в температурной области 200-295К, включающий точку магнитной компенсации этого ферримангнетика $\Phi_c \approx 249$ К. Для интерпретации полученных экспериментальных результатов предложена теоретическая модель магнитного резонанса доменных границ, согласно которой при приближении температуры к точке компенсации масса

доменных границ стремиться к бесконечности, а частота резонанса стремиться к нулю.

The magneto-optical method is used to study the dynamics of the oscillatory motion of domain boundaries in a Tb₃Fe₅O₁₂ garnet ferrite in the temperature range 200-295K, including the magnetic compensation point of this ferrimagnet $F_s \approx 249K$. To interpret the experimental results obtained, a theoretical model of magnetic resonance of domain boundaries is proposed, according to which when the temperature approaches the compensation point, the mass of the domain boundaries tends to infinity, and the resonance frequency tends to zero.

Введение. Известно, что доменная структура РЗФГ в области магнитных ориентационных фазовых переходов становится неустойчивой, а подвижность доменных границ существенно изменяется [1]. Следовательно, вблизи фазовых переходов влияние внешних воздействий (электрического и магнитного полей, давления и т.д.) на доменную структуру становится наиболее существенным, что позволяет управлять доменной конфигурацией материала относительно слабыми полями, получение которых не связано с техническими трудностями. Если к тому же иметь в виду известный термомагнитный способ записи/стирания информации при переходе температуры магнитной среды через точку компенсации или температуру спиновой переориентации [2], то можно заключить, что исследования параметров и свойств доменной структуры РЗФГ в области магнитных фазовых переходов являются приоритетными для области современного материаловедения, занимающейся поиском и созданием материалов для элементной базы приборов спиновой электроники нового поколения, принцип работы которых основан на изменении доменной конфигурации материал под действием электрического и магнитного полей.

В то же время, как показали последние экспериментальные исследования, существующая теория часто не может адекватно описать наблюдаемое изменение доменной структуры РЗФГ в области ориентационных фазовых переходов; более того, иногда выводы существующей теории противоречат данным эксперимента. Поэтому исследования закономерностей динамики перестройки доменной структуры, а также связанных с этим изменений актуальных для практических приложений физических свойств (магнитной восприимчивости, коэрцитивной силы и т.п.) ферритов-гранатов в области магнитных ориентационных фазовых переходов представляют не только прикладной, материаловедческий, но и значительный академический интерес, расширяя и дополняя существующие представления физики магнитных доменов.

Методика эксперимента. Исследования динамики колебаний доменных границ в Tb₃Fe₅O₁₂ под действием низкочастотного магнитного поля вблизи температуры магнитной компенсации были выполнены в [3] магнитооптическим методом, основанном на эффекте Фарадея. Экспериментально исследовалась температурная зависимость угла фарадеевского вращения в области $200 \leq T \leq 295$ K, включающей точку компенсации Tb₃Fe₅O₁₂. Поскольку известно, что величина магнитооптических эффектов в редкоземельных феррит – гранатах существенно зависит от ориентации намагниченности в базисной плоскости, была проанализирована взаимосвязь между азимутальным углом вектора ферромагнетизма \mathbf{m} и изменением интенсивности света, прошедшего систему поляризатор – образец – анализатор, вызванным основными магнитооптическими эффектами.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. На рис. 1 показаны температурные зависимости угла фарадеевского вращения $|\Phi_F|$, полученные при нагреве образца от $T = 85$ K в переменном магнитном поле, изменяющемся с частотой $\nu_1 = 25$ Гц и $\nu_2 = 75$ Гц (амплитуда магнитного поля $H = 0,2$ Э). Как видно из рис. 1 при $T \rightarrow T_c$ сначала величина $|\Phi_F|$ растет, достигая некоторого максимального значения, после чего резко падает практически до нуля; причем значение $\Phi_F \approx 0$ наблюдается в достаточно широком ($\approx 10K$) интервале температур. Как показано в [3], ширина этого интервала температур, а также величина эффекта Фарадея в максимумах в пределах точности эксперимента не зависят от частоты используемого магнитного поля, однако

положение максимумов на оси абсцисс смещается в сторону от T_c с ростом частоты ν . При охлаждении образца от комнатной температуры вид экспериментальных кривых $|\Phi_F|(T)$ аналогичен представленным на рис. 1 за исключением того, что положение максимумов и температурного интервала, в котором $\Phi_F \approx 0$, сдвинуто в сторону низких температур примерно на 5 К.

Отсутствие скачков Баркгаузена на полученных кривых $|\Phi_F|(T)$ означает, что смещение доменных границ под действием используемых в эксперименте магнитных полей происходит обратимо, т.е. доменные стенки совершают гармонические колебания около своего положения равновесия. Поэтому для описания колебательного движения доменных границ в магнитном поле, изменяющемся по закону $H = H_0 \cos \omega t$ ($\omega = 2\pi\nu$ – круговая частота, t – время), в [3] было использовано следующее уравнение,

$$m_{\text{eff}} \frac{d^2 q}{dt^2} + \eta \frac{dq}{dt} + kq = 2M_s H(t), \quad (1)$$

где m_{eff} – эффективная масса, которая может отличаться от массы Деринга, q – смещение доменной стенки, $\eta = 2M_s \delta$ – постоянная вязкого трения, k – постоянная возвращающей силы, в простейшем случае определяющаяся полями размагничивания, t – время. Отметим, что концепция эффективной массы доменной стенки позволяет, в частности, объяснить дисперсию магнитной проницаемости на радиочастотах в некоторых ферритах смещением границ между доменами [4].

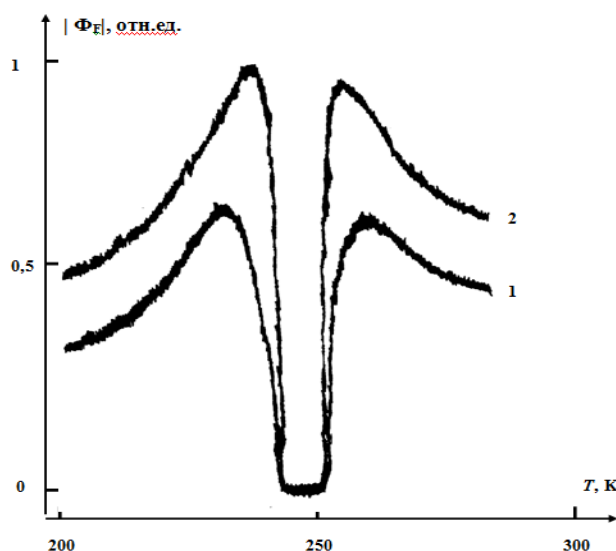


Рис. 1. Температурные зависимости эффекта Фарадея в исследованном образце: 1 – $\nu = 75$ Гц, $H_0 = 0,2$ Э; 2 – $\nu = 25$ Гц, $H_0 = 0,3$ Э. Скорость изменения температуры – $0,2$ К/с [3].

Для удобства анализа результатов экспериментов (1) можно представить в виде

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \alpha \frac{dx}{dt} + kx = 2M_s H_0 \cos \omega t, \quad (2)$$

где m – масса единицы поверхности доменной границы, α – параметр вязкого трения (коэффициент затухания); k – постоянная возвращающей силы (коэффициент упругости); вектор \mathbf{H} параллелен направлению границ.

В установившемся режиме вынужденных колебаний доменных границ решение уравнения (2) в стандартных обозначениях имеет вид

$$x = X_0 [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2 \omega^2]^{-1/2} \cos(\omega t - \delta), \quad (3)$$

где $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ – собственная частота колебаний доменных границ, $2\beta = \alpha/m$, $X_0 = 2M_s H_0 / m$, $\delta = \arctg 2\omega\beta / (\omega_0^2 - \omega^2)$ – начальная фаза колебаний. Из (3) в частности следует, что при $\omega = (\omega_0^2 - 2\beta^2)^{1/2}$ (условие резонанса колебаний) амплитуда смещения доменных границ под действием H достигает максимума $x_{\text{max}} = X_0 / 2\omega_0\beta$ (при

$\beta \ll 1$). Как уже отмечалось, в реальном кристалле доменные границы закреплены на центрах пининга, а их обратимые смещения в слабом переменном магнитном поле представляют собой колебания удаленных от центров пининга, относительно свободных участков границы: под действием внешнего поля эти участки смещаются в направлении, перпендикулярном вектору \mathbf{H} , выгибая плоскость доменной границы. Поэтому при рассмотрении колебательного движения доменных стенок около положения равновесия под x в (2) и (3) следует понимать среднюю величину прогиба плоскости доменной границы.

В случае 180° – ной доменной границы блоховского типа ее масса (масса Деринга) $m = 1/2\pi\Delta\gamma^2$, где Δ – ширина доменной границы, γ – гиромагнитное отношение. Для редкоземельных ферритов-гранатов величина гиромагнитного отношения определяется формулой Киттеля [11]

$$\gamma = \gamma_{Fe} M_s / M_{Fe}, \quad (4)$$

где γ_{Fe} – гиромагнитное отношение для ионов Fe^{3+} . С учетом (3.11) массу доменной границы можно представить как

$$m = M_{Fe}^2 / 2\pi\Delta(\gamma_{Fe} M_s)^2, \quad (5)$$

что позволяет, используя (3),

$$F(T) = \left[\frac{(\Phi_F / \theta_F)}{(\Phi_F / \theta_F)_{\max}} \right]^2 = \left(\frac{x}{x_{\max}} \right)^2 = \frac{M_s^2}{M_{Fe}^2} (A + B M_{Fe}^2 / M_s^2 + C M_{Fe}^4 / M_s^4)^{-1}, \quad (6)$$

где $(\Phi_F / \theta_F)_{\max}$ – максимальное значение функции $(\Phi_F / \theta_F)(T)$, $A = (k^2 + \alpha^2 \omega^2) / 2\pi\alpha^2 k \Delta \gamma_{Fe}^2$, $B = 2(\omega / 2\pi\Delta\gamma_{Fe}^2)^2$, $C = \omega^4 / 8\pi^3 \alpha^2 k \Delta^3 \gamma_{Fe}^6$.

На рис. 2 рассчитанная по (6) зависимость $[x(T)/x_{\max}]^2$ сравнивается с экспериментальной зависимостью $F(T)$, полученной на основе температурной зависимости эффекта Фарадея в $Tb_3Fe_5O_{12}$ ($\nu = 75$ Гц), представленной на рис. 1 (при построении экспериментальной кривой $F(T)$ в качестве T_c принята точка, соответствующая середине интервала температур, где $\Phi_F \approx 0$). Расчеты по (3) были выполнены методом наименьших квадратов с использованием данных по зависимостям $M_{Fe}(T)$, $M_s(T)$ из [5] и зависимости $\theta_F(T)$.

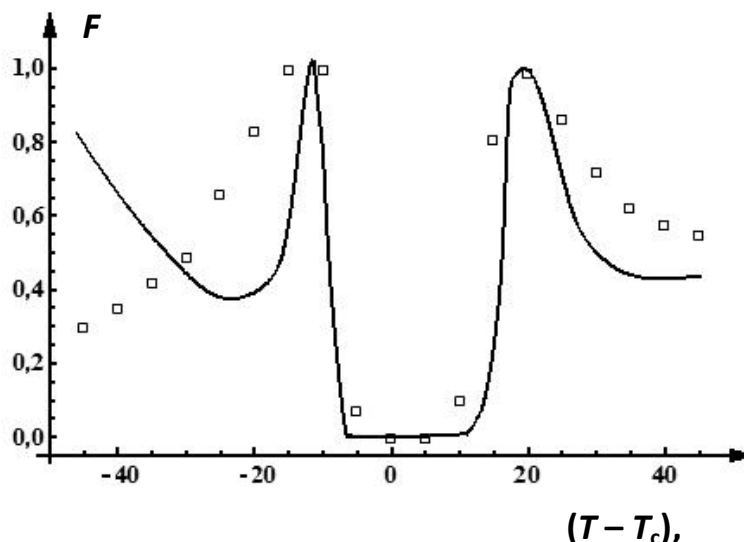


Рис. 2. Температурная зависимость величины F . Точки – эксперимент, сплошная линия – результат подгонки функции (6) к экспериментальным точкам [3].

Из приведенных на рис. 2 графиков видно, что рассчитанная зависимость $[x(T)/x_{\max}]^2$ отражает основные черты изменения угла $|\Phi_F|$ при изменении температуры: имеются два локальных максимума величины $[x/x_{\max}]^2$ справа и слева от T_c , положение которых относительно оси абсцисс коррелирует с экспериментальными данными; существует температурный интервал в непосредственной близости к T_c , где $x \approx 0$,

причем ширина этого интервала близка к наблюдаемой в эксперименте. Что же касается отличия хода кривой $[x(T)/x_{\max}]^2$ от экспериментальных точек (особенно в области низких температур), то следует учесть следующее: во-первых, всегда существует некоторый разброс параметров, характеризующих взаимодействие отдельных доменных границ с кристаллической решеткой, поэтому в реальном кристалле величина F определяется суммой слагаемых вида (6), каждое из которых несколько отличается значениями коэффициентов A , B , C , что будет приводить к размытию максимумов на кривой $\Phi(T)$; во-вторых, величины параметров k , α и Δ меняются с температурой, что не учитывалось при расчете.

Заключения. Таким образом, можно заключить что, несмотря на ряд оговорок и приближений, упрощающих реальную ситуацию, используемая модель движения доменных границ достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты. Это означает, что наблюдаемое немонотонное изменение эффекта Фарадея в $Tb_3Fe_5O_{12}$ в окрестности точки компенсации (рис. 1) определяется резонансным поведением величины смещения доменных границ из положения равновесия под действием переменного магнитного поля. По имеющимся данным собственные частоты колебаний доменных границ в редкоземельных ферритах-гранатах при комнатной температуре $\sim 10^5$ Гц [6], однако из (5) видно, что вблизи T_c (при $M_s \rightarrow 0$) $m \rightarrow \infty$ и, следовательно, собственная частота колебаний доменной стенки $\omega_0 = (k/m)^{1/2} \rightarrow 0$, т.е. при приближении температуры к точке компенсации резонансные частоты поля $H = H_0 \cos \omega t$ существенно сдвигаются в низкочастотную область.

Перепишав условие резонанса в виде

$$\omega^2 = k/m - \alpha^2 / 2m^2 = 2k \pi \Delta (\gamma_{Fe} M_s / M_{Fe})^2 - 2(\alpha \pi \Delta)^2 (\gamma_{Fe}^2 M_s / M_{Fe})^4,$$

получим $M_s^* \approx M_{Fe} \omega / \gamma_{Fe} (\pi \Delta k)^{1/2}$ – значение M_s , при котором кривая $x(T)/x_{\max}$ достигает максимума. Отсюда следует, что с ростом ω максимумы кривой $x(T)/x_{\max}$ смещаются вправо и влево от T_c , что согласуется с экспериментальными результатами (см. рис. 1). Любопытно, что в отличие от колоколообразной формы классических кривых магнитных резонансов, следующая из (6) зависимость $x(T)/x_{\max}$ помимо уже отмечавшегося достаточно протяженного «нулевого» участка имеет крылья, где величина смещения доменных границ растет при удалении от точки резонанса.

ЛИТЕРАТУРЫ

1. **US Patent.** The magnetic racetrack memory: a shift register memory based on current induce precessional motion of domain walls / **Parkin S.P.** 2006. - № 7. 031. – P. 178.
2. **Belov K.P., Zvezdin A.K., Kadomtseva A.M., Levitin R.Z.** Orientatsionnie perexodi v redkozemelnix magnetikax. - M: Nauka, 1979. - 317 s.
3. **Sokolov B.Yu., Sharipov M.Z.** Technical magnetization of $Tb_3Fe_5O_{12}$ garnet ferrite near the magnetic compensation point // Technical Physics, 2013, Vol. 58. Issue 9. – P. 1273-1279.
4. **Volkov V.V., Bokov V.A.** Dinamika domennoy stenki v ferromagnetikax // FTT. - 2008. - Т. 50. - С. 193-221.
5. **Guillot M., Le Gall H.** Magnetic study of the terbium iron garnet, $TbIG$, along the easy (111) direction: molecular field parameters. // Journal de phys. –1977. –Т.38. – № 7. – P. 871-875.
6. **Dedux L.M., Nikitenko V.I., Polyanskiy A.A.** Dinamika 180o - noy bloxovskoy stenki v ittrievom ferrite-granate. // JETF. - 1980. - Т.79. - V. 2. - S. 605-618.
7. **Sharipov M.Z.** Domennaya struktura i magnitoopticheskie svoystva redkozemelnix ferritov-granatov v oblasti spin-pereorientatsionnix fazovix perexodov. Dissert.... d.fiz.-mat.n. - Tashkent, 2018. - 203 s.