Uzbek Journal of Physics

Vol.21(№2) 2019 PP.115-122

ПРОЦЕСС ТЕХНИЧЕСКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТОВ–ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОЧКИ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ

М.З. Шарипов, Д.Э. Хайитов, Н.М. Эргашева

Бухарский инженерно-технологический институт, 200100, Бухара, Узбекистан
m.z.sharipov@rambler.ru
(Получена 30.10.2018)

Магнит компенсация ҳарорати T_c = 249 K яқинида $Tb_3Fe_5O_{12}$ феррит-гранатнинг техник магнитланиш жараёни ҳамроҳлигида магнитооптик қабул қилувчанлик ва Фарадей эффектининг гистерезис магнит илмоғи экспериментал тадқиқотлари ўтказилган. Техник магнитланиш жараёнида ҳароратни T_c яқинлаштирилганда домен чегараларининг ҳаракатланиш тезлиги ўсади, магнитооптик қабул қилувчанлик эса T_c дан ўн ва ва чап томонда локал максимумга эришиши аниқланган. $Tb_3Fe_5O_{12}$ нинг аниқланган ушбу ҳодисаси ишораси ўзгарувчи магнит майдон частотали кристалл домен чегарасининг тебраниш хусусий частотаси резонанси билан боғланганлиги аниқланди. Домен чегаралар магнит резонансининг назарий модели T_c яқинида аниқланган $Tb_3Fe_5O_{12}$ Фарадей эффекти ўзгариш қонуниятини зид бўлмаган (сифат даражасида) тавсифлаш имкониятини бериши кўрсатилган.

Проведены экспериментальные исследования магнитооптической восприимчивости и петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея, сопровождающих процесс технического намагничивания феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$, в температурной области вблизи точки магнитной компенсации этого ферримагнетика T_c = 249 K. Обнаружено, что в процессе технического намагничивания при приближении температуры к T_c скорость движения доменных границ растет, а магнитооптическая восприимчивость имеет локальные максимумы справа и слева от T_c. Выявленные явления магнитооптических свойств $Tb_3Fe_5O_{12}$ связываются с резонансом собственной частоты колебаний доменных границ кристалла с частотой знакопеременного магнитного поля. Показано, что используемая теоретическая модель магнитного резонанса доменных границ позволяет непротиворечиво описать (на качественном уровне) выявленные закономерности изменения эффекта Фарадея в $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c.

The domain structure of thin single-crystal plate of the iron garnet $Tb_3Fe_5O_{12}$ has been investigated using the magneto-optical method in the temperature range near the magnetic compensation point of this ferrimagnet T_c = 248.6 K. It has been shown that when the temperature of the sample approaches the magnetic compensation point, the domain width significantly increases, but remains finite at T_c. The magnetic *H-T* phase diagram, which determines the boundary between the multidomain and domain-free transformation of the domain structure with variation in the temperature and extemal magnetic field. The results obtained have been interpreted in terms of thermodynamic theory of stability of different magnetic phases of a two-sublattice cubic ferrimagnet near T_c.

I. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что вблизи температуры магнитной компенсации T_c многие физические свойства (теплоемкость, модуль Юнга, частота ферромагнитного резонанса и др.) редкоземельных ферритов-гранатов (РЗФГ) резко меняются [1]. В подавляющем большинстве работ, посвященных этому вопросу, исследования свойств РЗФГ в окрестности T_c были выполнены в условиях магнитного насыщения кристалла (в монодоменном состоянии образца) [1]. Отчасти это вызвано тем, что,

согласно некоторым теоретическим представлениям, доменная структура (ДС) в кристаллах РЗФГ при $T \to T_c$ исчезает (см., например, [2, 3]) и, следовательно, в окрестности T_c не влияет на их физические свойства. Однако в [4] на примере тонкой монокристаллической пластинки феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ показано, что при $T \approx T_c$ устойчивая ДС сохраняется во внешнем магнитном поле напряженностью до $H \approx 3–5$ Э.

Очевидно, что в слабом магнитном поле, когда в кристалле существует ДС, изменение физических свойств РЗФГ при $T \to T_c$ может существенно усложниться. Поскольку именно область слабых магнитных полей наиболее актуальна в плане практического использования этих ферримагнетиков, были проведены экспериментальные исследования влияния ДС на магнитооптические свойства феррита-граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ в температурной окрестности точки магнитной компенсации (T_c = 249 K [5]), результаты которых приведены ниже.

II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

Для экспериментов использовали тот же образец монокристалла $Tb_3Fe_5O_{12}$, на котором были выполнены исследования в [4]. Образец имел форму плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами ≈2×3 мм^2 толщиной ≈100 мкм, вырезанной так, чтобы ее развитые поверхности составляли угол ≈ 10° с кристаллографической плоскостью (111). Такая ориентация кристалла позволила получить образец с наиболее простой с точки зрения интерпретации экспериментальных результатов полосовой 180° ДС «коттоновского» типа: векторы спонтанного магнитного момента $\mathbf{M}_s$ в соседних доменах антипараллельны друг другу, а доменные границы (ДГ) ориентированы вдоль проекции одной из кристаллографических осей <111> на плоскость образца. При изменении температуры ширина доменов изменяется путем перескоков ДГ из одного метастабильного положения в другое, при этом в процессе нагрева-охлаждения образца наблюдается температурный гистерезис периода его ДС (подробнее см. [4]).

Для изучения влияния ДС на магнитооптические свойства $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c были исследованы две магнитооптические характеристики кристалла, непосредственно связанные с реализующейся доменной конфигурацией, а именно, температурная зависимость начальной магнитооптической восприимчивости и петли магнитного гистерезиса эффекта Фарадея (ЭФ).

В рамках двухподрешеточной модели РЗФГ при нормальном падении света на плоскость образца спонтанный ЭФ в $Tb_3Fe_5O_{12}$ может быть представлен в виде [6]

$$\Phi = \pm(aM_{\mathrm{Fe}}\cos\theta_1 + bM_{\mathrm{R}}\cos\theta_2)/l. \qquad (1)$$

Здесь a и b – зависящие от частоты света магнитооптические коэффициенты, M_{Fe} и M_R – соответственно спонтанные магнитные моменты железной и РЗ подрешеток (в коллинеарной магнитной фазе кристалла векторы $\mathbf{M}_{\mathrm{Fe}}$ и $\mathbf{M}_R$ антипараллельны друг другу), θ_1, θ_2 – углы, образованные векторами $\mathbf{M}_{\mathrm{Fe}}$ и $\mathbf{M}_R$ с нормалью к плоскости образца (в нашем случае в отдельном домене образца углы θ_1, $\theta_2 \approx \pm 80°$), l – толщина образца; знак плюс перед скобкой относится к области температур выше, а знак минус – к области температур ниже T_c. Очевидно, что при наличии в образце 180° ДС при засветке его площади, значительно превышающей площадь отдельного домена, ЭФ будет определяться так:

$$\Phi = \varphi(S_+ - S_-)\alpha\varphi x\,, \qquad (2)$$

где S – засвеченная площадь образца, S_+ и S_- – площади доменов с противоположной ориентацией вектора $\mathbf{M}_s$, x – среднее смещение ДГ под действием H относительно положения равновесия.

Зависимость магнитооптической восприимчивости $\chi = \partial\Phi/\partial H$ от T и зависимость угла Ф от H были исследованы по стандартной методике в переменном магнитном поле, изменяющемся по гармоническому закону с частотой $\nu = 25$ Гц. В экспериментах измерялась величина отношения $\Delta I/I$, где ΔI и I – соответственно переменная и постоянная составляющие интенсивности света, прошедшего систему поляризатор-образец-анализатор при ориентации осей пропускания поляризатора и анализатора под углом 45° друг к другу. В этом случае (с учетом незначительной величины измеряемых углов Ф) $2\Phi = \Delta I/I$ [7], следовательно, $\Delta I(H)/I = 2\Phi(H)$, а $\Delta I/(IH_0) \approx \chi$ (на начальном участке кривой технического намагничивания), где H_0 – амплитуда переменного магнитного поля. Для намагничивания образца использовали магнитное поле напряженностью $H \leq 60$ Э, создаваемое парой катушек Гельмгольца; в качестве источника света применяли галогеновую лампу накаливания.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 показан ряд осциллограмм петель магнитного гистерезиса ЭФ, полученных в процессе нагрева образца от минимально достижимой в эксперименте $T = 85$ K, при ориентации вектора **H** в плоскости образца вдоль среднего направления ДГ при различной температуре.

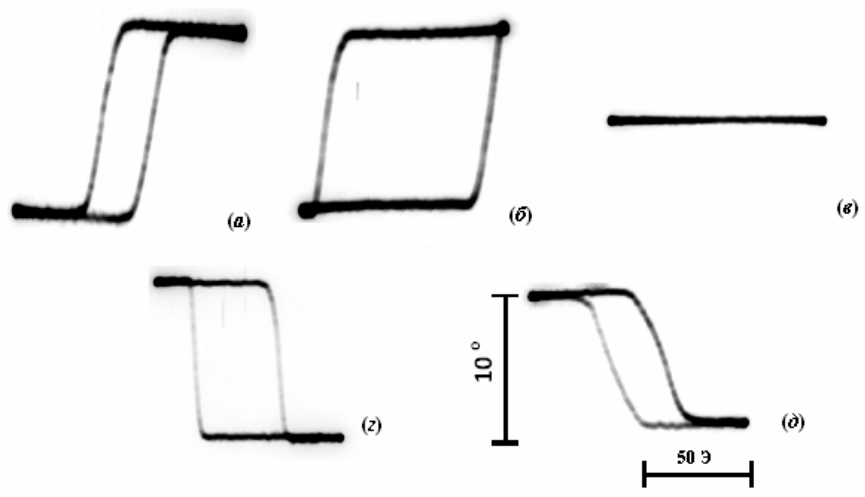


Рис. 1. Осциллограммы петель магнитного гистерезиса эффекта Фарадея в исследованном образце, полученные при разной температуре: 200 (*а*), 241 (*б*), 249 (*в*), 260 (*г*) и 280 K (*д*).

Из рис. 1 видно, что при $T \to T_c$ ширина петли гистерезиса растет, однако в непосредственной близости к T_c петля схлопывается, превращаясь в горизонтальную прямую. «Схлопнутая» петля гистерезиса ЭФ наблюдается в интервале $248 \leq T \leq 250$ K. Таким образом, за исключением этого температурного интервала

используемое в эксперименте переменное магнитное поле амплитудой $H_0 = 60$ Э создает условия для полного перемагничивания образца во всей исследованной области $200 \leq T \leq 295$ K.[1]

На рис. 2 представлена температурная зависимость магнитооптической восприимчивости исследованного образца, полученная в магнитном поле амплитудой 0.2 Э (вектор **H** лежит в плоскости образца и направлен вдоль среднего направления ДГ). Там же (на вставке) приводится температурная зависимость спонтанного ЭФ, определенная на основе исследований петель магнитного гистерезиса. Как видно из рис. 2, при $T \rightarrow T_c$ величина χ сначала растет, достигая некоторого максимального значения, после чего резко падает практически до нуля; причем значение $\chi \approx 0$ наблюдается в достаточно широком интервале температур, уменьшающемся (как показал эксперимент) с увеличением амплитуды переменного поля. Поскольку в интересующей нас температурной области спонтанный ЭФ линейно зависит от T (см. вставку на рис. 2), можно считать, что характер зависимости $\chi(T)$ определяется немонотонным изменением средней величины смещения ДГ из положения равновесия под действием H при изменении температуры.

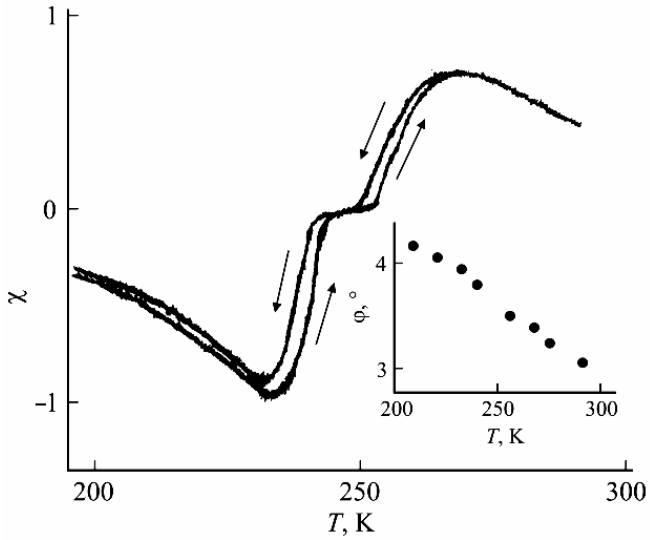


Рис. 2. Температурная зависимость начальной магнитооптической восприимчивости исследованного образца (скорость нагрева/охлаждения образца ≈0.2 K/c). Стрелками указано направление изменения температуры. На вставке: температурная зависимость спонтанного эффекта Фарадея в исследованном образце.

IV. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Известно, что намагничивание магнетика во внешнем поле H определяется двумя основными механизмами – смещением ДГ и вращением вектора $\mathbf{M}_s$. Обычно

[1] При охлаждении образца от комнатной температуры общее поведение петель гистерезиса ЭФ аналогично представленному на рис. 1 с той лишь разницей, что интервал температур, в котором наблюдается «схлопнутая» петля, сдвинут вниз примерно на 3 K. Очевидно, что этот температурный гистерезис связан с отмечавшейся выше необратимостью смещения ДГ образца в процессе его нагрева/охлаждения.

считается, что при $T \approx T_c$ ДС не играет существенной роли в процессе технического намагничивания РЗФГ: намагничивание или перемагничивание кристалла осуществляется за счет однородного вращения $\mathbf{M}_s$ (см., н-р, [8]). В этом случае коэрцитивная сила соответствует полю, при котором состояние с вектором $\mathbf{M}_s$, направленным против вектора **H**, становится неустойчивым, и при **H**||<111> определяется как [8]

$$H_c = 4K / 3M_s , \tag{3}$$

где K – константа магнитной анизотропии.

Зависимости $K(T)$ и $M_s(T)$ для $Tb_3Fe_5O_{12}$ в интересующей нас температурной области хорошо известны, что позволяет сравнить вытекающую из (3) зависимость $H_c(T)$ с результатами, полученными при исследованиях петель магнитного гистерезиса ЭФ. Так, например, при $T = 260$ K $M_s \approx 47$ Гц [5, 9], $K \approx 8500$ Эрг/см^3 [9, 10]. Подставляя эти значения в (3), получим $H_c \approx 240$ Э, что примерно в 8 раз превышает величину коэрцитивной силы образца, наблюдаемую при $T = 260$ K экспериментально (см. рис. 1*d*), причем при $T \rightarrow T_c$ это различие между результатами эксперимента и расчета по (3) (с использованием данных по температурной зависимости K [9, 10] и M_s [5, 9]) еще больше увеличивается. Очевидно, что существенное превышение рассчитанных значений H_c над данными измерений означает, что модель однородного вращения $\mathbf{M}_s$ не соответствует экспериментальной ситуации. Следовательно, в нашем случае поле зародышеобразования доменов новой магнитной фазы оказывается значительно меньше поля анизотропии, и процесс технического намагничивания исследованного образца в низкочастотном магнитном поле в окрестности точки магнитной компенсации в основном определяется смещением ДГ.

Если определить среднюю скорость движения ДГ в поле H как $V = d/\tau$, где d – средняя ширина доменов, τ – время перемагничивания (τ пропорционально котангенсу угла наклона ниспадающего (возрастающего) участка петли к оси абсцисс, рис. 1), то на основании рис. 1 (с учетом относительно слабой температурной зависимости d, см. рис. 1 из [4]) можно заключить, что наблюдаемое постепенное изменение формы петли гистерезиса ЭФ от «классической» к прямоугольной обусловлено ростом скорости движения ДГ при $T \rightarrow T_c$.

Отметим, что увеличение скорости движения ДГ при приближении температуры к точке компенсации, а также наличие локальных максимумов магнитооптической восприимчивости справа и слева от T_c (рис. 2) несколько неожиданно, поскольку давление $P = 2M_sH$, оказываемое магнитным полем на ДГ, при $T \rightarrow T_c$ монотонно уменьшается.

Для интерпретации полученных результатов обратимся к феноменологической теории движения ДГ во внешнем поле H. Следуя [11], для описания смещения ДГ в поле, изменяющемся со временем по гармоническому закону, воспользуемся уравнением

$$m\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{dx}{dt}\alpha + kx = 2M_sH_0\cos\omega t , \tag{4}$$

где m – масса единицы поверхности ДГ, α – параметр вязкого трения (коэффициент затухания), k – постоянная возвращающей силы (коэффициент упругости), ω – циклическая частота, t – время; вектор **H** параллелен направлению границ.

В установившемся режиме вынужденных колебаний решение уравнения (4) хорошо известно – это гармоническое колебание ДГ с частотой ω и амплитудой

$$x = X_0[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2]^{-1/2}\cos(\omega t - \delta), \qquad (5)$$

где $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$ – собственная частота колебаний ДГ, $2\beta = \alpha/m$, $X_0 = 2M_sH_0/m$; откуда следует, что при $\omega = (\omega^2 - 2\beta^2)^{1/2}$ (условие резонанса колебаний) амплитуда смещения ДГ под действием H достигает максимума $X_{\max} = X_0/2\omega_0\beta$ (при $\beta << 1$).

Отсутствие скачков Баркгаузена на полученной кривой $\chi(T)$ (рис. 2) означает, что смещение ДГ под действием переменного магнитного поля амплитудой H_0=0.2 Э происходит обратимо, т.е. ДГ совершают гармонические колебания около своего положения равновесия. Следовательно, решение уравнения (4) в форме (5) может быть использовано для анализа экспериментальных результатов, полученных при исследованиях температурной зависимости магнитооптической восприимчивости $Tb_3Fe_5O_{12}$ вблизи T_c.[2]

В случае 180° ДГ блоховского типа ее масса (масса Деринга) $m = 1/2\pi\Delta\gamma^2$, где Δ – ширина ДГ, γ – гиромагнитное отношение [11]. Для РЗФГ величина гиромагнитного отношения определяется формулой Киттеля [12]

$$\gamma = \gamma_{\mathrm{Fe}} M_s / M_{\mathrm{Fe}}, \qquad (6)$$

где γ_{Fe} – гиромагнитное отношение для ионов Fe^{3+}. С учетом (6) массу ДГ можно представить как

$$m = M_{\mathrm{Fe}}^2 / 2\pi\Delta(\gamma_{\mathrm{Fe}} M_S)^2, \qquad (7)$$

что позволяет, используя (5) и (2), получить уравнение

$$F(T) = \frac{\chi(T)/\varphi(T)}{(\chi/\varphi)} = \frac{\partial X/\partial H(T)}{\partial X_{\max}/\partial H} = \frac{M_S}{M_{\mathrm{Fe}}}(A + BM_{\mathrm{Fe}}^2/M_S^2 + CM_{\mathrm{Fe}}^4/M_S^4)^{1/2}, \qquad (8)$$

где $\dfrac{\chi}{\chi/\varphi_{\max}}$ – максимальное значение функции $\dfrac{\chi(T)}{\varphi(T)}$, $A = (k^2 + \alpha^2\omega^2)/2\pi\alpha^2 k\Delta\gamma_{\mathrm{Fe}}^2$,

$$B = 2(\omega/2\pi\Delta\gamma_{\mathrm{Fe}}^2)^2, \quad C = \omega^4/8\pi^3\alpha^2 k\Delta^3\gamma_{\mathrm{Fe}}^6.$$

На рис. 3 рассчитанная по (8) зависимость $\dfrac{\partial X/\partial H(T)}{\partial X_{\max}}\Big/\partial H$ сравнивается с экспериментальной зависимостью $F(T)$, полученной на основе температурных зависимостей угла φ и магнитооптической восприимчивости $Tb_3Fe_5O_{12}$, представленных на рис. 2 (при построении экспериментальной кривой $F(T)$ в качестве T_c принята точка, соответствующая середине интервала температур, где $\chi \approx 0$, и использована зависимость $\chi(T)$, полученная при охлаждении образца). Расчеты по (8) были выполнены с использованием компьютерной программы нахождения функции правдоподобия и зависимостей $M_{\mathrm{Fe}}(T)$, $M_{\mathrm{S}}(T)$ из [5].

[2] В реальном кристалле ДГ закреплены на центрах пининга, а обратимые смещения ДГ 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 **H**, выгибая плоскость ДГ. Поэтому при рассмотрении колебательного движения ДГ около положения равновесия под X в (5) следует понимать среднюю величину прогиба ее плоскости.

Из приведенных на рис. 3 графиков видно, что рассчитанная зависимость $\{\partial X / \partial H(T)\} / \{\partial X_{\max} / \partial H\}$ достаточно хорошо коррелирует с зависимостью $\{\chi(T) / \varphi(T)\} / \{(\chi / \varphi)_{\max}\}$, полученной экспериментально. Это позволяет заключить, что при $T \to T_c$ возникают условия резонанса частоты колебаний ДГ в использующемся в эксперименте переменном магнитном поле с частотой $\omega = 2\pi\nu = 50\pi s^{-1}$, чем и определяется немонотонное изменение величины χ в зависимости от T. По имеющимся данным, собственные частоты колебаний ДГ в РЗФГ при комнатной температуре ~10^5 Гц [13], однако из (7) видно, что вблизи T_c (при $M_S \to 0$) $m \to \infty$ и, следовательно, собственная частота колебаний ДГ $\omega_0 = (k / m)^{1/2} \to 0$ (результаты более детального исследования низкочастотного резонанса ДГ в $Tb_3Fe_5O_{12}$ при $T \approx T_c$ опубликованы в [14]).

Что же касается отличия хода кривой от экспериментальных точек (в области $T > T_c$), то следует учесть следующее. Во-первых, на рис. 3 сравниваются между собой графики, полученные на основе четырех независимых экспериментов (температурных зависимостей величин M_{Fe}, M_{S}, φ, и χ), каждая из которых определена с некоторой экспериментальной ошибкой. Во-вторых, параметры k, α и Δ меняются с температурой, что не учитывалось при расчетах.[3]

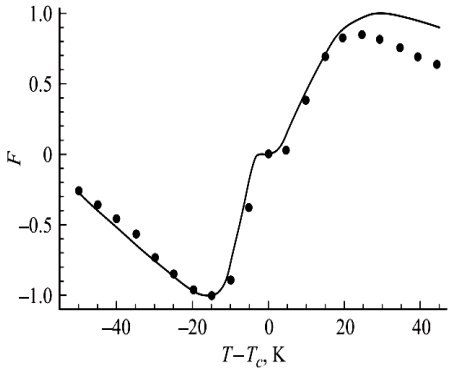


Рис. 3. Температурная зависимость величины F. Точки – эксперимент, сплошная линия – результат подгонки функции (8) к экспериментальным точкам.

Возвращаясь к обсуждению температурной эволюции петель магнитного гистерезиса ЭФ в исследованном кристалле (рис. 1), учтем, что в реальном образце достаточно больших размеров основным параметром, определяющим положение ДГ, является пространственное распределение центров пининга (дислокации, немагнитные примесные включения и т.п.) в кристаллической решетке. С энергетической точки зрения выгодно, чтобы плоскость ДГ содержала центры пининга [15]. Следовательно, для начала свободного движения ДГ как целого внешнее магнитное поле должно превышать некоторое пороговое значение, определяющееся величиной поля пининга H_p. С учетом этого из (5) следует, что скорость ДГ

$$V = \partial x / \partial t = 2\omega M_S (H_0 - H_p) m^{-1} \left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2 \right]^{1/2} \sin(\omega t + \delta), \qquad (9)$$

где δ – начальная фаза колебаний.[4]

[3] Определить явный вид зависимостей $k(T)$ и $\alpha(T)$ не представляется возможным, так как пока не существует законченной микроскопической теории подвижности ДГ в РЗФГ [11].

[4] Из рис. 1 видно, что вблизи T_c зависимость $\Phi(t)$ имеет вид, близкий к меандру, с периодом $\approx 2\pi\omega$, т.е. может быть представлена рядом Фурье: $\Phi(t) = (1 + 2c/\pi)(\cos\omega t -$

К сожалению, недостаточная точность метода осциллографирования не позволяет определить зависимость $V(T)$ непосредственно из анализа формы петель магнитного гистерезиса ЭФ. Однако, если считать, что центрами пининга ДГ являются микроскопические скопления немагнитных примесей, содержащихся в кристалле, то $H_P \infty M_S$ [15], и следовательно, при $T \to T_c$ поле $H_P \to 0$. В этом случае из (9) следует, что при приближении температуры к точке магнитной компенсации скорость движения ДГ должна расти, а в непосредственной близости к T_c (принимая во внимание вид температурной зависимости функции $2M_S(H_0 - H_P)m^{-1}\left[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2\right]^{-1/2}$ (рис. 3)) должен существовать конечный интервал температур, где V=0 (т.е. в этом температурном интервале ДС образца не реагирует на внешнее поле H и, следовательно, угол Ф=0). Именно такое изменение скорости смещения ДГ при $T \to T_c$ вытекает из наблюдаемых экспериментально петель гистерезиса ЭФ (см. рис. 1).

Таким образом, предложенная модель смещения ДГ под действием низкочастотного магнитного поля позволяет (по крайней мере, на качественном уровне) непротиворечиво описать выявленные закономерности влияния ДС исследованного образца феррита граната $Tb_3Fe_5O_{12}$ на его магнитооптические свойства при переходе температуры через точку магнитной компенсации.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках (Москва, Наука, 1979).
2. В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский, ФТТ **16**, №8, 3511 (1974).
3. А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский, ФТТ **22**, №3, 680 (1980).
4. Б.Ю. Соколов, М.Д. Талабов, М.З. Шарипов, ФТТ **55**, №2, 278 (2013).
5. M. Guilot, H.Le Gall, J. de Phys. **38**, 871 (1977).
6. Н.Ф. Харченко, В.В. Еременко, С.Л. Гнатченко, Л.И. Белый, Э.М. Кабанов, ЖЭТФ **68**, №3, 1073 (1975).
7. М.М. Червинский, С.Ф. Глаголев, В.Б. Архангельский. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок (Ленинград, Энергоатомиздат, 1990).
8. Б.П. Горанский, А.К. Звездин. ЖЭТФ **57**, 547 (1969).
9. Физические величины: Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (Москва, Энергоатомиздат, 1991).
10. К.П. Белов, А.К. Гапеев, Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, Ю.Ф. Попов, ЖЭТФ **68**, №1, 241 (1975).
11. В.В. Волков, В.А. Боков, ФТТ **50**, №2, 193 (2008).
12. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика (Москва, Энергоатомиздат, 1990).
13. В.С. Горнаков, Л.М. Дедух, В.И. Никитенко, В.Т. Сыногач, ЖЭТФ **90**, 2090 (1986).
14. Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов, ЖЭТФ **143**, 895 (2013).
15. С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма (Москва, Мир, 1987).

$-(1/3)\cos 3\omega t + (1/5)\cos 5\omega t + ...)$, где $c \infty \varphi X$. Поэтому зависящий от t сомножитель в (9) следует рассматривать как первое приближение к реальной временной зависимости скорости движения ДГ.