

Магнитоупругие потери в области линейного отклика для трех- и четырехосных идеализированных магнетиков

Л.П. Петрова, Н.М. Игнатенко, А.С. Громков

Юго-Западный государственный университет (Курск, Россия)

Magnetoelastic Losses in the Linear Response Region for Three- and Four-Axis Idealized Magnets

L.P. Petrova, N.M. Ignatenko, A.S. Gromkov

Southwest State University (Kursk, Russia)

В представленных исследованиях на основе макроскопического подхода рассматривается описание потерь, связанных с релаксационными процессами, в идеализированных трех- и четырехосных ферромагнетиках, а также ферритах для случая линейного отклика (малых возмущений). Это описание дается с учетом обратимых смещений 90° доменных границ (ДГ) их концентраций (c), способов закрепления ДГ линейными дефектами, процессов смещений ДГ и вращений вектора спонтанной намагниченности \vec{I}_S , под действием продольной упругой волны напряжений σ . В результате возникает анизотропия амплитудно-независимых потерь, обусловленных процессами смещений, а их частотная зависимость находится с учетом магнитной симметрии кристалла, его магнитоупругих параметров и концентрации магнитных фаз c_i . В работе также проведено описание внутреннего трения Q^{-1} , коэффициента поглощения α , скорости распространения упругих колебаний v и $\Delta\left(\frac{1}{E}\right)$ -эффекта, что позволяет выявлять текстуру в распределении ДГ по их типам.

Показано, что если времена релаксации процессов вращений $\tau = \beta / 2K_1$ и смещений $\tau_c = \beta_c / m\omega_0^2$ одинаковы, то максимумы зависимости внутреннего трения от частоты $Q_c^{-1}(\omega)$ и $Q_B^{-1}(\omega)$ налагаются друг на друга.

Выявленные особенности диссипации магнитоупругой энергии представляют интерес в лабораторных исследованиях и перспективны для практики при определении ориентировки кристаллов, описании текстуры, при расчетах дифференциального ΔE -эффекта в магнетиках. Выявлены также особенности ΔE -эффекта для рассматриваемых случаев.

Ключевые слова: ферромагнетики, внутреннее трение, коэффициент поглощения, магнитоупругая энергия.

In the presented studies, a description of the losses related to relaxation processes in idealized three- and four-axis ferromagnets, as well as ferrites, is considered for the case of a linear response (small perturbations) on the basis of a macroscopic approach. The description takes into account reversible 90° displacements of domain walls (DW) of concentrations (c), ways of DW pinning by linear defects, and processes of DW displacements and rotations of the spontaneous magnetization vector \vec{I}_S , caused by a longitudinal elastic stress wave σ . As a result, the anisotropy of amplitude-independent losses emerges due to displacement processes. Frequency dependence of losses is obtained with consideration of the magnetic symmetry of the crystal, its magnetostructural parameters, and the concentration of magnetic phases c_i . The paper also describes the internal friction Q^{-1} , the absorption coefficient α , the velocity of propagation of elastic vibrations v and the $\Delta\left(\frac{1}{E}\right)$ -effect, thus allowing to reveal the texture in the distribution of DWs by their types.

It is shown that if the relaxation times of rotation processes $\tau = \beta / 2K_1$ and displacement processes $\tau_c = \beta_c / m\omega_0^2$ are the same, then the maxima of the dependence of internal friction on frequency $Q_c^{-1}(\omega)$ and $Q_B^{-1}(\omega)$ superimpose on each other.

The revealed features of magneto-elastic energy dissipation are of interest for laboratory studies and have promising applications in practice for determining the orientation of crystals, describing the texture, and calculating the differential ΔE -effect in magnets. The features of the ΔE -effect for the considered cases are also revealed.

Keywords: ferromagnets, internal friction, absorption coefficient, magnetoelastic energy.

Введение

В настоящее время в литературных источниках практически нет информации об исследованиях, связанных с релаксационными процессами в многоосных магнетиках, например в трех- и четырехосных ферромагнетиках, а также ферритах, с учетом обратимых смещений 90° ДГ (блоховских), их концентраций, способов закрепления ДГ линейными дефектами и вращений \vec{I}_s под действием продольной упругой волны напряжений, переменного магнитного поля, а также комбинированных воздействий. Хотя такие исследования с применением макроскопического подхода актуальны и позволяют определять коэффициент акустического поглощения, внутреннее трение $Q_c^{-1}(\omega)$ и $Q_s^{-1}(\omega)$, ΔE -эффект в таких магнетиках. К числу современных работ, посвященных релаксационным процессам в магнетиках, связанным со смещением ДГ и вращением вектора спонтанной намагниченности \vec{I}_s , можно отнести [1–8].

Когда внешние условия меняются, магнетик начинает релаксировать и переходит в новое равновесное состояние. Данный процесс сопровождается диссипацией энергии, характеризующейся внутренним трением Q^{-1} либо коэффициентом акустического поглощения α . Обе эти величины — ключевые источники информации о структуре изучаемых объектов. Определяющую роль при этом в сравнении с другими процессами играют процессы смещений ДГ и вращений \vec{I}_s , что указывает на актуальность темы исследований.

По диссипативному отклику системы можно судить о магнитофазовом составе, текстуре, размерах доменов магнетиков и т.д. В свою очередь, информация о структуре магнетиков может быть полезна для различных областей науки и технологии, таких как нанотехнологии, магнитная запись, электроника, и многих других. Например, изучение диссипативного отклика магнетиков может помочь в создании более эффективных магнитных материалов для хранения информации, а также для создания радиопоглощающих материалов и покрытий в стелс-технологиях.

Естественно, что решение практических задач по созданию новых материалов невозможно без понимания природы и особенностей протекания релаксационных процессов в этом классе материалов.

В настоящее время, судя по литературным источникам, поглощение упругих волн в случае линейного отклика в сопровождающих магнитных, упругих полях, а также ΔE -эффект слабо изучены и без учета взаимосвязи процессов смещений и вращений, которая в слабоизотропных магнетиках может быть весьма существенной.

Методы исследования

На основе макроскопического подхода рассмотрим магнитоупругие потери за счет обратимых сме-

щений 90° ДГ (блоховских) в идеализированном магнетике (плотность дефектов очень мала) в случае воздействия на магнетик поля упругих напряжений $\sigma(t)$, приложенных в произвольном направлении, определяющихся направляющими косинусами β_i , где $i = 1, 2, 3$ относительно базисных осей кристалла $\langle 100 \rangle$. В доменах a и c под действием сдвигового напряжения σ (см. рис.), которому эквивалентно одновременное наложение растяжения и сжатия, для магнитоупругости $\lambda > 0$ происходит смещение ДГ на величину ℓ_m (амплитуда) и поворот \vec{I}_s на угол θ_a и θ_c , q — координата ДГ.

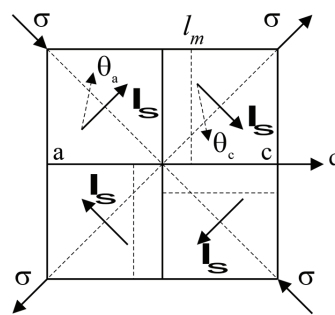


Схема доменной структуры с 90° ДГ

Здесь амплитудонезависимая составляющая внутреннего трения Q^{-1} находится на основе решения уравнений движения 90-градусных ДГ без учета взаимодействия их с дефектами, записанными в виде

$$m \ddot{u} + \beta_c \dot{u} - \gamma \partial^2 u / \partial J_{pl}^2 + k_p u = P_p, \\ m \ddot{u} + \beta_c \dot{u} - \gamma \partial^2 u / \partial T_{pl}^2 + k_p u = P_p, \quad (1)$$

где m — эффективная масса единицы площади, β_c — диссипативный коэффициент, γ — энергия поверхностного натяжения 90° ДГ; κ_p — квазиупругий коэффициент, P_p — давление, производимое упругим напряжением $\sigma(t)$ на ДГ, u — прогиб ДГ в направлении нормали к границе $\vec{n}_p, \vec{j} = (\vec{I}_a - \vec{I}_b) / I_s$ — направление биссектрисы угла между векторами \vec{I}_s соседних доменов, разделяющих ДГ типа $p = 1, 2, \dots, 6$ и для трех- и четырехосных магнетиков. Учтем, что проекции \vec{I}_a, \vec{I}_b на нормаль \vec{n}_p к доменным границам одинаковые. Коэффициенты κ_p для идеализированных кристаллов определяются N_p (средним размагничивающим фактором). В этом случае $\kappa_p = N_p I_s^2 / q_{op}$, где q_{op} — размер домена в направлении смещения ДГ. В случае распространения волны вдоль $\vec{r} \parallel \{\beta_1, \beta_2, \beta_3\}$ коэффициент поглощения α можно определить из (1) и волнового уравнения

$$\frac{d^2 \sigma}{dr^2} - \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \rho \frac{\partial^2 \epsilon_{\text{мех}}}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Механострикцию $\varepsilon_{\text{мех}}$ найдем суммированием по всем типам 90-градусных ДГ. В случае, когда ДГ закреплены точечными дефектами с периодом $\ell_{\text{тп}}$ и ℓ_p , следует еще учесть:

$$m\ddot{u} + \beta\dot{u} - \gamma \left(\frac{\partial^2 u}{\partial j_{pl}^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial T_{pl}^2} \right) + k_p u = P_p.$$

На основе (1, 2) дадим описание анизотропии $Q^{-1}(\beta_i)$ в случае трехосных и четырехосных магнети-

ков, для которых найдены с учетом различных типов ДГ, определяемых \vec{n} и $\vec{J}, \vec{I}_a, \vec{I}_b$ векторами и величинами $P_p, \vec{T}_p = \vec{J}_p \times \vec{n}_p$, решения уравнений (1, 2). С учетом взаимных ориентаций векторов $\vec{I}_a, \vec{I}_b, \vec{n}, \vec{T}$ и двух способов закрепления ДГ линейными дефектами получается 12 уравнений их движения и волновых уравнений. Так, для смещений 90° ДГ типа 1 и для фазового запаздывания получим:

$$u_{1j} = \frac{6\lambda_{100}\sigma_0 e^{-\alpha r}}{\pi m} e^{i(\omega t - \omega r/v)} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \left[\frac{(2n+1)\pi J_{j1}}{\ell_{j1}} \right] \frac{\exp(-i\varphi_{nj1})(\beta_1^2 - \beta_2^2)}{\left[(\omega_{nj1}^2 - \omega^2)^2 + (\omega a_{lj1})^2 \right]^{1/2}}, \quad (3)$$

$$u_{1T} = \frac{6\lambda_{100}\sigma_0 e^{-\alpha r}}{\pi m} \sum_{n=0}^{\infty} \sin \left[\frac{(2n+1)\pi T_{1l}}{\ell_{T1}} \right] \frac{\exp(-i\varphi_{nT1})(\beta_1^2 - \beta_3^2)}{\left[(\omega_{nT1}^2 - \omega^2)^2 + (\omega a_{1T1})^2 \right]^{1/2}}, \quad (4)$$

где $\text{tg} \varphi_{nj1} = \frac{\omega a_{lj1}}{\omega_{nj1}^2 - \omega^2}, a_{lj1} = \beta_c / m, \omega_{nj1}^2 = (2n+1)^2 \frac{\pi^2 \gamma}{m \ell_{j1}^2} + \frac{k_p}{m}, \text{tg} \varphi_{nT1} = \frac{\omega a_{1T1}}{\omega_{nT1}^2 - \omega^2}.$

По среднему смещению ДГ находим механострикционную деформацию магнетика

$$\varepsilon_{\text{мех}} = \sum_{p,q} \frac{3}{2} \lambda_{100} \frac{\langle u_{pq} \rangle}{\ell_0^2} L_{0\delta} C_{pq}, \quad (5)$$

где p, q — более удобные индексы для обозначения типа ДГ и ее смещения, $\ell_0 = 1 \text{ см}, L_{0\delta}$ — общая длина 90° ДГ вдоль всех направлений в кристалле, для которых изменяется прогиб для всех типов смещений ДГ в кубе единичного объема, C_{pq} — концентрация ДГ типа pq .

Далее найдем дисперсию скорости волны v и коэффициента поглощения

$$(\alpha')^2 v^2 \omega^2 - \frac{1}{v^2(\beta_i)} + \frac{1}{v^2(\beta_i)} = -D. \quad (6)$$

Если $v^2(\beta_i) \equiv T, \frac{1}{v_0^2(\beta_i)} = U(\beta_i), \text{ то}$

$$T^2 - \frac{1}{(\alpha')^2 \omega^2} + \frac{(U+D)T}{(\alpha')^2 \omega^2} = 0. \quad (7)$$

То есть

$$v^2(\beta_i) = \left[\left(\frac{U+D}{2(\alpha')^2 \omega^2} \right)^2 + \frac{1}{(\alpha')^2 \omega^2} \right]^{1/2} - \frac{(U+D)}{2(\alpha')^2 \omega^2}. \quad (8)$$

Таким образом, $\alpha(\omega) = \alpha' \omega^2 v(\omega)$. Используя соотношение $Q^{-1} = \frac{2\alpha v}{\omega}$ [9], находим

$$Q^{-1}(\beta_i) = 2\alpha'(\omega, \beta_i) v^2(\omega, \beta_i). \quad (9)$$

В случае же $\alpha^2 < \frac{\omega^2}{v^2}$ получается $\frac{1}{v_0^2(\beta_i)} - \frac{1}{v^2(\beta_i)} + D \approx 0.$

Тогда $v^2 = \frac{1}{\left(D + \frac{1}{v_0^2} \right)} \approx v_0^2(\beta_i) \left(1 - D v_0^2(\beta_i) \right), \text{ если}$

$D v_0^2 < 1.$ Отсюда для дефекта модуля имеем

$$\Delta_E \cong \frac{2(v_0 - v)}{v_0} \cong 2 \left(1 - \left[1 - \frac{1}{2} D v_0^2 \right] \right) = D v_0^2. \quad (10)$$

Результаты и обсуждение

Таким образом, для идеализированных трех- и четырехосных магнетиков с учетом концентраций этих блоховских стенок и параметров системы было полу-

чено описание Q^{-1}, α, v и $\Delta \left(\frac{1}{E} \right)$ -эффекта, позволяющее

выявлять текстуру в распределении ДГ по их типам.

В [10] представлено описание взаимосвязи смещений ДГ и вращений для много меньших частот

спиновых переориентаций на основе модели жесткой (плоской) ДГ, которое может быть полезно в некоторых случаях при интерпретации экспериментальных результатов как для идеализированных, так и для реальных магнетиков, но в области деформаций $\varepsilon < 10^{-6}$, когда гистерезисные потери малы. Здесь на примере трехосного магнетика с 90° ДГ в плоскостях $\{110\}$ с учетом энергии анизотропии F_A , магнитоупругой F_σ и энергии средних размагничивающих полей из исходной системы трех уравнений (для пар доменов) в линейном приближении

для случая $K_1 \gg \frac{3}{4} \lambda_{100} \sigma$, где K_1 — первая констан-

та магнитной анизотропии, найдены «вращательная» составляющая Q^{-1} , составляющая, связанная со смещением ДГ, фазовые запаздывания вращений \vec{I}_S относительно $\sigma(t)$ и смещений ДГ. При малых запаздываниях эффективное значение Q^{-1} равно сумме этих составляющих. Далее [11] на примере модели гибкой ДГ рассмотрено решение задачи по расчету обеих составляющих Q^{-1} в области линейного отклика из системы трех уравнений для ДГ₁₂, разделяющих магнитные фазы 1 (где $I_S \parallel [100]$) и 2 (с $I_S \parallel [010]$), и вращательных моментов совместно с волновым уравнением:

$$\begin{aligned} m S_{12} \ddot{q}_{12} &= -\beta_c S_{12} \dot{q}_{12} - \frac{\partial(F_A + F_\sigma + F_0)}{\partial q_{12}}, \quad \beta \dot{\varphi}_2 + \frac{\partial(F_A + F_\sigma + F_0)}{\partial \varphi_2} = 0, \\ \beta \dot{\varphi}_4 + \frac{\partial(F_A + F_\sigma + F_0)}{\partial \varphi_4} &= 0, \quad \frac{d^2 \sigma}{dr^2} - \frac{\rho}{E(\beta_i)} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = \rho \frac{\partial^2 \varepsilon_{\text{мех}}}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (11)$$

где S_{12} — площадь этих ДГ в единице объема, q_{12} — смещение ДГ вдоль ее нормали, $E(\beta_i)$ — модуль Юнга для β_i -направления, φ_2 — угол отклонения \vec{I}_S от исходной ориентации $[100]$ в плоскости XZ для 1 фазы, φ_4 — отклонение $I_S \parallel [010]$ в плоскости YZ (поскольку проекции \vec{I}_S на нормаль \vec{n}_{12} этой ДГ для 1 и 2 фаз сохраняются, и тогда $\varphi_2 \gg \varphi_1$),

а $\varphi_4 \gg \varphi_3$ [3]), $E(\beta_i)$ — искомый модуль Юнга для β_i -направления, $\varepsilon_{\text{мех}}$ — механострикция с «вращательной» составляющей и обусловленная смещением ДГ₁₂. Решая (11), получаем при $\varphi \ll 1$, $q_{12}/q_{012} \ll 1$ систему типа

$$\begin{aligned} m \ddot{q}_{12} + \beta_c \dot{q}_{12} + k^1 q_{12} + M(\varphi_2 + \varphi_4) - \gamma \frac{\partial^2 q_{12}}{\partial z_{12}^2} &= N^1 \sigma, \\ A \varphi_2 + \frac{M}{2} \varphi_4 + E q_{12} + \beta \dot{\varphi}_2 &= D_{12} \sigma, \quad A \varphi_4 + \frac{M}{2} \varphi_2 + E q_{12} + \beta \dot{\varphi}_4 = C_{12} \sigma, \end{aligned} \quad (12)$$

где z_{12} — направление, вдоль которого прогиб ДГ₁₂ изменяется сильнее всего, остальные постоянные выражаются через фундаментальные константы магне-

тика. Решение (12) для φ_2 при длине упругой волны $\lambda \gg l_{\text{зп}}$ в первом приближении (при $M=0$ и $E=0$) имеет вид

$${}^0 \varphi_2 = {}^0 \varphi_{20} \exp \left[i \left(\omega t - \frac{\omega r}{v} - \delta \right) \right], \quad {}^0 \varphi_{20} = \frac{D_{12} \sigma_0 \exp(-\alpha r)}{A \cos \delta + \omega \beta \sin \delta}, \quad \delta = \arctg(\omega \beta / A). \quad (13)$$

Далее находим поправки к ${}^0 \varphi_i$: ${}^1 \varphi_i$ и к ${}^0 q_{ij}$: ${}^1 q_{ij}$ и т.д. Записывая «вращательную» составляющую

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{мех}}^2 &= 3 \lambda_{111} \left[\cos \beta_1 \cos \beta_2 (c_1 \varphi_1 + c_2 \varphi_3) + \cos \beta_2 \cos \beta_3 (c_2 \varphi_4 + c_3 \varphi_6) \right] + \\ &+ \cos \beta_1 \cos \beta_3 (c_1 \varphi_2 + c_3 \varphi_5), \end{aligned} \quad (14)$$

где c_i — концентрация магнитных фаз, и составляющую, связанную со смещениями ДГ(5) через $\langle q_{ij} \rangle$, концентрации ДГ_{ij}, и вводя ее в волновое урав-

нение, получаем из него систему для нахождения α и v (0-приближение)

$$\frac{\alpha^2}{\omega^2} + \frac{1}{v_0^2} - \frac{1}{v^2} = U, \quad \frac{2\alpha}{v} = T. \quad (15)$$

Здесь U и T — правые части в волновом уравнении при соответствующих величинах в (15), а Q^{-1} имеет «вращательную» составляющую, обусловленную смещением ДГ, причем Q^{-1} определяется всеми магнитными фазами, типами ДГ с учетом их концентрации c_{ij} . Из полученных соотношений как частные случаи получаются выражения для обеих амплитудонезависимых составляющих Q^{-1} , как и соотношения для динамического ДЕ-эффекта, поскольку последний содержит «вращательную» часть и составляющую, связанную со смещением ДГ. Так как фазовые запаздывания в $\varepsilon_{\text{мех}}^c$ и $\varepsilon_{\text{мех}}^b$ различны, как и сами их зависимости, от частоты, то динамический ДЕ-эффект при изменении ω может изменять знак. Точно так же, если времена релаксации этих процессов $\tau = \beta / 2K_1$ и $\tau = \beta / m\omega_0^2$ одинаковы, то максимумы $Q_c^{-1}(\omega)$ и $Q_b^{-1}(\omega)$ налагаются друг на друга.

Заключение

Произведено особенно важное для высоких частот уточнение гиромагнитной составляющей β_r коэффициента диссипации β для процессов вращений [12] с использованием уравнения Гильберта. Найдена взаимосвязь β_r с постоянной затухания в нем и с эффективным внутренним магнитным полем и его частотой. Одной из составляющих последнего является поле анизотропии (для направлений $\langle 100 \rangle$, например, оно равно $2K_1/I_s$). Рассмотрена релаксация вектора \vec{I}_s с начальной ориентацией под углом θ_0 к оси Z при включении поля H под углом 180° к ней.

Получается, что $Q(t) = 2 \arctg \left(\text{tg} \frac{\theta_0}{2} e^{-t/\tau} \right)$, где

$\tau = \tau_0 (1 + \alpha^2)$, $\tau_0 = (\alpha\omega_0)^{-1}$. Это дает при $\theta_0 = \pi/2$ значение

$$\beta_r = \frac{2I}{g} e^{-t/\tau} \left(1 + e^{-t/\tau} \right)^{-1}. \quad (16)$$

В полях H с частотой Ω (низкие частоты) для $t \approx T_\Omega = 2\pi/\Omega \gg \tau$ гиромагнитная составляющая

$\beta_r \approx \frac{2I}{g} e^{-T_\Omega/\tau}$, а при $t \approx T_\Omega \ll \tau$, наоборот,

$\beta_r \rightarrow I/g$, где g — гиромагнитное отношение. В ферромагнетиках и ферритах эффективное внутреннее поле $\sim 4\pi I$, как правило, намного превышает внешнее H_e , и тогда β_r изменяется по (16). А если $H_e > 4\pi I$ и их частота Ω такова, что за малые промежутки времени в сравнении с τ величина $\langle \cos \Omega t \rangle = 0$, то тогда [12]

$$\beta_r = \frac{2I}{g} \frac{e^{-U/2}}{(1 + e^{-U})}, \quad \text{где } U = 2\alpha A/\Omega, \quad \text{а } A = gH_0/(1 + \alpha^2),$$

т.е. здесь проекции I на оси Y, Z прецессируют вокруг H_e с частотой ω , а при низких частотах Ω величина $\beta_r \rightarrow 0$. Учет составляющей β_r особенно важен для идеализированных магнетиков при описании обратимых вращений. Что касается вклада гиромагнитной вязкости в β_c , то этот учет был сделан ранее Ч. Киттелем и Галтом.

Библиографический список

- Liu Y., Grütter P. Magnetic dissipation force microscopy studies of magnetic materials // Journal of Applied Physics. June 1998. № 83 (11). Doi: 10.1063/1.367825
- Шавров В.Г., Бучельников В.Д., Бычков И.В. Связанные волны в магнетиках. М., 2019.
- Zhiyuan Zhao, Carlos Rinaldi Magnetization Dynamic and Energy Dissipation of Interacting Magnetic Nanoparticles in Alternating Magnetic Fields with and without a Static Bias Field // The Journal of Physical Chemistry C. August 2018. № 122 (36). Doi: 10.1021/acs.jpcc.8b04071
- Soto-Aquino D., Rinaldi C. Nonlinear energy dissipation of magnetic nanoparticles in oscillating magnetic fields // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. November 2015. Vol. 393.1. Doi: 10.1016/j.jmmm.2015.05.009
- Prabhakara K.H., Шапаева Т.Б., Юрлов В.В., Зvezdin K.A. и др. Исследование динамики доменной границы в GdFeCo методом двукратной высокоскоростной фотографии // Физика твердого тела. 2023. Вып. 65. № 2. Doi: 10.21883/FTT.2023.02.54298.506
- Prabhakara K.H., Shapaeva T.B., Davydova M.D., Zvezdin K.A. et al. Controlling magnetic domain wall velocity by femtosecond laser pulses // J. Physics: Condensed Matter. 2020. Iss. 33. № 7. Doi: 10.1088/1361-648X/abc941
- Петрова Л.П. Диссипация волновых процессов, генерируемых в магнетиках переменным магнитным и упругим полем: дисс. канд. физ.-мат. наук. Курск, 2004. EDN NMPPDV.
- Игнатенко Н.М. Механизмы релаксационных явлений в макро- и наноразмерных магнитоэлектродоупорядоченных системах в области линейного отклика: дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Курск, 2009. EDN QFCWGN.
- Постников В.С. Внутреннее трение в металлах. М., 1974.

10. Родионов А.А., Сергеева О.В., Мирошников Д.А. Диссипация энергии в идеализированных магнетиках, обусловленная процессами обратимых смещений и вращений // Материалы и упрочняющие технологии-98 : материалы VI Всероссийской научно-технич. конференции. Курск, 1998.

11. Родионов А.А., Сергеева О.В. Диссипация продольных упругих волн в магнетиках с учетом процес-

сов смещений и вращений // Известия вузов. Физика. 2000. № 2.

12. Родионов А.А., Сергеева О.В. О вкладе гиромангнитной вязкости в диссипацию магнитоупругой энергии, обусловленную обратимыми вращениями в магнетиках // Ультразвук и термодинамические свойства вещества. Курск, 1998.