

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.622.4:539.213.27:53.096:53.098

ТЕРМООБРАТИМОСТЬ МАГНИТНОГО ИМПЕДАНСА АМОРФНЫХ ЛЕНТ CoFeSiB

© 2021 г. Д. А. Букреев^{а, *}, М. С. Дервянко^а, А. А. Моисеев^а, З. Лотфолахи^б,
Г. В. Курляндская^{б, с}, А. В. Семиров^а

^аИркутский государственный университет, ул. К. Маркса, 1, Иркутск, 664003 Россия

^бУниверситет Страны Басков, Лейоа, 48940 Испания

^сУральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

*e-mail: da.bukreev@gmail.com

Поступила в редакцию 08.02.2021 г.

После доработки 22.03.2021 г.

Принята к публикации 22.03.2021 г.

Представлены результаты исследования термообратимости магнитоимпедансного эффекта в лентах $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$. Для объяснения полученных результатов принимаются во внимание температурные изменения магнитоупругих свойств. Также обсуждается необходимость учета совместного влияния температуры и механических напряжений для решения вопросов повышения термообратимости сенсоров на основе магнитного импеданса.

Ключевые слова: магнитоимпеданс, аморфные сплавы, сенсоры, термостабильность сенсоров, термообратимость сенсоров

DOI: 10.31857/S0015323021080039

ВВЕДЕНИЕ

Высокочастотные электромагнитные свойства аморфных магнитомягких сплавов проявляют высокую чувствительность к разнообразным внешним воздействиям, вызывающим изменение их магнитной проницаемости [1]. В частности, в проволоках, лентах и пленках при определенных условиях наблюдается высокий магнитоимпедансный эффект (МИ) [2, 3], который заключается в изменении полного электрического сопротивления (импеданса) под действием внешнего магнитного поля.

Несмотря на достаточно продолжительную историю изучения МИ, внимание исследователей к нему не ослабевает и в настоящее время, что обусловлено перспективами создания на основе этого эффекта высокочувствительных сенсоров магнитного поля [4–6], предназначенных, в том числе, для применения в биологии и медицине [7]. В последнее время уделяется повышенное внимание особенностям температурного поведения МИ [8, 9]. Исследования в этом направлении важны для определения температурных диапазонов термостабильности и термообратимости МИ-элементов [10, 11]. Последнее связано не только с релаксационными процессами при нагреве, но и с параметрами эффективной магнитной анизотропии в быстрозакаленных материалах, где суще-

ственное влияние могут иметь наведенная магнитная анизотропия, анизотропия формы и поверхностная магнитная анизотропия [12].

Под термостабильностью МИ в некотором диапазоне температур принято понимать отсутствие его значительных изменений при изменении температуры в этом диапазоне. Кроме того, важна термообратимость МИ, т.е. повторяемость значений при температуре T независимо от того, до какой температуры из температурного диапазона исследований нагревался или охлаждался МИ-элемент предварительно.

При обсуждении термостабильности и термообратимости МИ необходимо принимать во внимание, что МИ-сенсор — это сложное устройство, состоящее из разнородных материалов [5, 6, 13], имеющих в общем случае отличающиеся температурные коэффициенты теплового расширения. По этой причине изменение температуры будет приводить к изменению механических напряжений в МИ-элементе, влияя на его магнитную проницаемость, а значит — на выходной сигнал и термостабильность всего устройства [14, 15]. Например, в работе [15] было установлено, что в присутствии механических напряжений МИ ленты CoFeSiB термостабилен только при температурах, не превышающих 325 К. Последнее, вероятно, связано с тем, что магнитострикция при рассматриваемых температурах невелика.

Действие механических напряжений при повышенных температурах способно, в числе прочего, приводить к формированию наведенной магнитной анизотропии [16]. Это может значительно изменить МИ-отклик после охлаждения, влияя не только на термостабильность, но и на термообратимость характеристик МИ-элемента. К сожалению, вопросу влияния механических напряжений на термообратимость МИ не уделяется достаточное внимание.

В настоящей работе представлены результаты исследований термообратимости МИ аморфных лент CoFeSiB. Исследования проведены в широком диапазоне частот переменного тока.

ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Аморфные ленты сплава $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ толщиной 24 мкм и шириной 710 мкм были получены методом быстрой закалки из расплава на вращающийся барабан. Для исследований использовали ленты, прошедшие термообработку при температуре 425 К в течение 8 ч в отсутствие дополнительных внешних воздействий [15]. Рентгенофазовый анализ выполнили на установке PANalytical X'Pert PRO X-ray Diffractometer в $\text{CuK}\alpha$ -излучении. Он показал, что образцы находятся в аморфном состоянии как сразу после получения, так и после термообработки.

Для исследования магнитных свойств и магнитного импеданса были подготовлены образцы длиной 30 мм. Магнитные свойства изучали индукционным методом в продольном магнитном поле, изменяющемся с частотой 1 кГц и амплитудой 1.5 кА/м.

Модуль импеданса образцов Z измеряли на разработанной ранее автоматизированной установке, описание которой представлено в работе [15]. Измерения Z проводили в диапазоне частот переменного тока возбуждения f от 0.1 до 100 МГц при действующем значении силы тока 1 мА. Внешнее магнитное поле H было ориентировано вдоль длинной стороны образца, его максимальная напряженность H_{max} составляла 12 кА/м.

Величину магнитоимпедансного эффекта рассчитывали следующим образом:

$$MI(H) = \frac{Z(H) - Z(H_{\text{max}})}{Z(H_{\text{max}})} \times 100\%, \quad (1)$$

где $Z(H)$ и $Z(H_{\text{max}})$ — модули импеданса в магнитных полях H и H_{max} , соответственно.

При исследовании термообратимости магнитоимпедансных характеристик МИ измеряли только при комнатной температуре в отсутствие механических напряжений. Перед этим образец в присутствии внешних растягивающих напряжений σ_h нагревали до температуры T_h с последую-

щим охлаждением до комнатной температуры. Как при нагреве, так и при охлаждении температуру изменяли со скоростью 3 К/мин. В результате этой процедуры образец оказывался в состоянии, которое для краткости обозначим $S(T_h; \sigma_h)$. Величина T_h принимала следующие значения: 315, 325, 345, 365, 385 и 405 К, а величина $\sigma_h = 0, 175$ и 350 МПа. За исходное принимали состояние $S(405; 0)$, т.е. состояние, в котором оказывался образец после нагрева до 405 К с последующим охлаждением до комнатной температуры в отсутствие механических напряжений ($\sigma_h = 0$ МПа).

Для определения величины магнитострикции и ее зависимости от температуры измеряли МИ образца, предварительного переведенного в состояние $S(405; 0)$. Измерения проводили в диапазоне температур от 295 до 405 К. При этом к образцу вдоль длинной стороны прикладывали растягивающие механические напряжения σ , максимальное значение которых достигало 410 МПа. Для расчета магнитострикции определяли приращение поля H_p (напряженность магнитного поля, соответствующая максимуму на зависимости $MI(H)$), вызванное изменением σ [17]. Предполагалось, что поле H_p близко к полю анизотропии. Также учитывали, что величина магнитострикции зависит от механических напряжений [18]:

$$\lambda_s = \lambda_{s0} - \beta\sigma, \quad (2)$$

где λ_{s0} — магнитострикция в отсутствие механических напряжений, β — коэффициент, обычно принимающий значение в диапазоне $(1-6) \times 10^{-10}$ МПа $^{-1}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Петли магнитного гистерезиса $M(H)$ от состояния к состоянию изменяются очень слабо. Образцы во всех состояниях демонстрируют продольную эффективную анизотропию, их намагниченность насыщения и коэрцитивная сила равны приблизительно 560 кА/м и 65 А/м соответственно (рис. 1).

На рис. 2 приведены зависимости магнитоимпеданса от частоты переменного тока возбуждения. Во всем исследованном диапазоне частот переменного тока значения MI_{max} от состояния к состоянию изменяются не более чем на 1% (MI_{max} — это максимальное значение МИ во внешнем магнитном поле (см. рис. 3)). При этом независимо от состояния максимум на зависимости $MI_{\text{max}}(f)$ наблюдается на частотах f от 8 до 10 МГц, где MI_{max} достигает приблизительно 190%.

Частотные зависимости величины $MI_0 = MI(H = 0)$ от состояния к состоянию изменяются более заметно (рис. 2). Наиболее сильно зависимости $MI_0(f)$ отличаются друг от друга в диапазоне частот от 8 до 20 МГц. Например, разность зна-

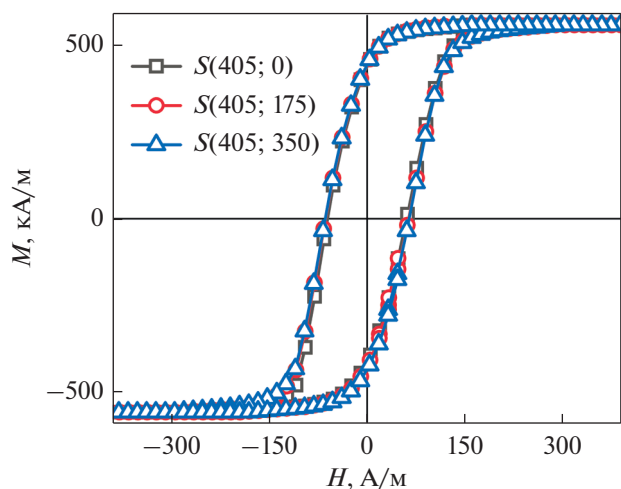


Рис. 1. Петли гистерезиса аморфной ленты $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$.

чений MI_0 , измеренных в состояниях $S(405; 350)$ и $S(405; 0)$, в этом диапазоне частот приближается к 10%.

Магнитоимпедансные полевые зависимости $MI(H)$ на частотах переменного тока 1 МГц и выше независимо от состояния образца имеют восходящий участок в области малых магнитных полей (рис. 3). Это свидетельствует о том, что магнитная анизотропия кроме продольной (см. петли гистерезиса на рис. 1) также имеет и поперечную составляющую [16]. При этом МИ в нулевом поле MI_0 заметно выше нуля (см. также рис. 2). Учитывая это, можно сделать вывод, что поперечная составляющая невелика.

Зависимости $MI(H)$, полученные при различных состояниях образца, заметно различаются в интервале полей от 0 до $\sim H_p$ (рис. 3). При более высоких напряженностях внешнего магнитного поля различия практически незаметны. Наряду со слабым изменением MI_{\max} от состояния к состоянию (рис. 2) это свидетельствует о достаточно высокой термостабильности магнитоимпедансного эффекта при $H \geq H_p$.

Если сравнить состояния с одним и тем же значением T_h и разными σ_h , то можно видеть, что с увеличением σ_h величина H_p уменьшается, а MI_0 увеличивается (рис. 3а). То же самое наблюдается при сравнении состояний с одним и тем же значением σ_h , но увеличивающимся значением T_h (рис. 3б). Наиболее вероятной причиной описанного изменения зависимостей $MI(H)$ от состояния к состоянию в обоих случаях является уменьшение поперечной составляющей эффективной магнитной анизотропии. Так, из результатов работы [15] следует, что чем меньше угол

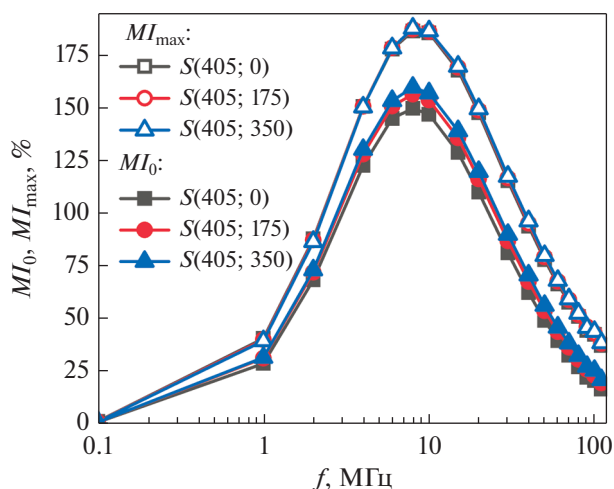


Рис. 2. Частотные зависимости магнитоимпедансного эффекта в нулевом внешнем магнитном поле, MI_0 (закрашенные маркеры), и максимального магнитоимпедансного эффекта, MI_{\max} (пустые маркеры), ленты $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$.

между осью анизотропии и продольным направлением (осью ленты), тем больше MI_0 и меньше H_p .

Максимальное различие между зависимостями $MI(H)$, полученными в различных состояниях образца, отмечается вблизи $H = 0$. При этом наименьшее значение MI_0 и наибольшее значение H_p наблюдается в случае образца, находящегося в состоянии $S(405; 0)$ (рис. 3а). Принимая это во внимание, введем величину ΔMI_0 , представляющую собой разность между значением MI_0 в состоянии $S(T_h; \sigma_h)$ и значением MI_0 в состоянии $S(405; 0)$:

$$\Delta MI_0(T_h; \sigma_h) = MI_0(S(T_h; \sigma_h)) - MI_0(S(405; 0)). \quad (3)$$

Зависимость этой величины от T_h при $\sigma_h = \text{const} \neq 0$, учитывая вышеописанное, позволяет качественно оценить изменение эффективной магнитной анизотропии образца после нагрева-охлаждения. Видно, что с ростом T_h разность увеличивается, свидетельствуя об уменьшении поперечной составляющей эффективной магнитной анизотропии (рис. 4). При этом для всех значений T_h значение ΔMI_0 тем больше, чем больше σ_h , как это уже было отмечено для состояний $S(405; 175)$ и $S(405; 350)$.

Значения MI_0 в состояниях $S(T_h; 0)$ ($T_h = 315, 325, 345, 365, 385, 405$ К) отличаются друг от друга не более чем на 1%. Кроме того, если образец, находящийся в некотором состоянии $S(T_h; \sigma_h)$, нагревали без приложения механических напряжений до температуры $T \geq T_h$ и затем охлаждали до комнатной температуры, то отличие МИ в полученном состоянии от такового в состоянии $S(405; 0)$ не превышало 1% во всем исследованном диапазоне частот переменного тока и напряженностей

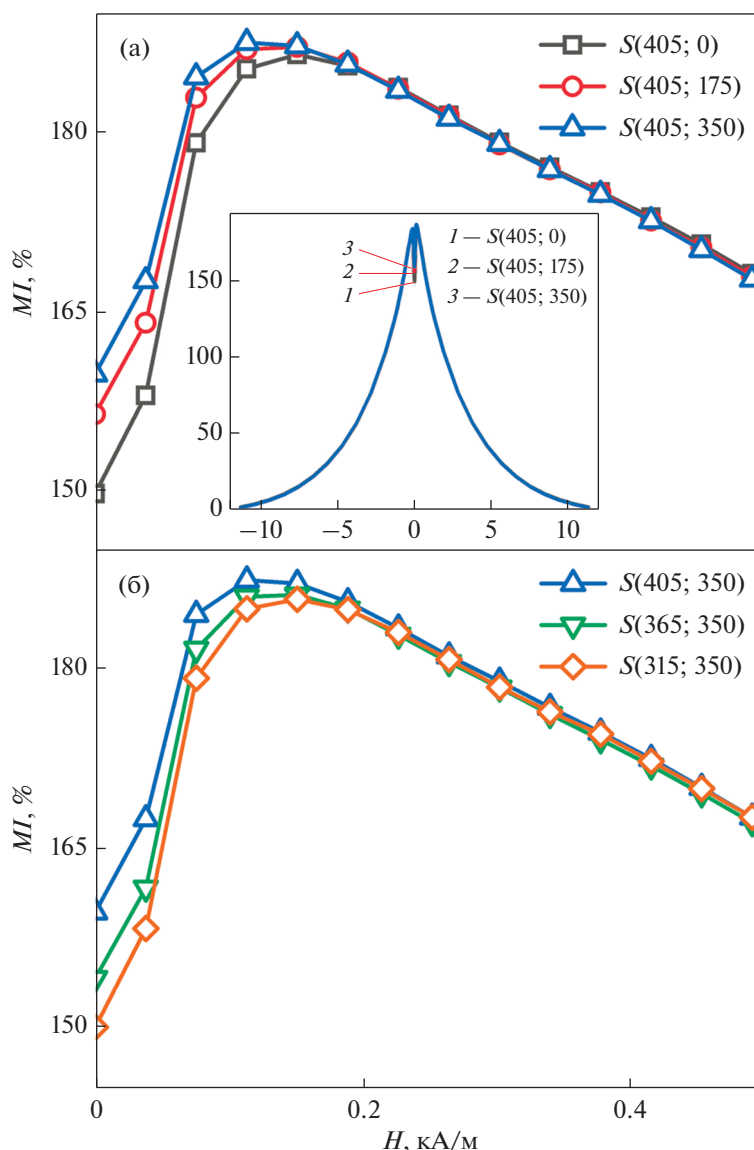


Рис. 3. Зависимости МИ от напряженности внешнего магнитного поля, H , полученные на частоте переменного тока 8 МГц в состояниях ленты $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$: (а) с одинаковыми T_h , но разными σ_h (на вставке: в диапазоне H от -12 до 12 кА/м); (б) с одинаковыми σ_h , но разными T_h .

внешнего магнитного поля. Таким образом, если на ленту при нагреве—охлаждении не воздействуют механические напряжения, ее МИ показывает достаточно высокую термообратимость. На это также обращали внимание в работе [15]. Более того, это свидетельствует о незначительности необратимых структурных изменений в исследованном диапазоне температур.

По-видимому, важную роль в том, что ΔMI_0 тем больше, чем больше σ_h , играют магнитоупругие свойства ленты. В свою очередь, рост ΔMI_0 с увеличением T_h обусловлен, возможно, соответствующей зависимостью магнитоупругих свойств от температуры.

Для проверки этого предположения были проведены измерения магнитострикции. Измерения показали, что магнитострикция положительна и с ростом температуры ее значение увеличивается (рис. 5). При этом в диапазоне температур от 295 до 325 К, в котором наблюдается наилучшая термообратимость МИ (рис. 4), значение λ_{s0} не превышает 0.3×10^{-7} . Сравнение зависимостей $\Delta MI_0(T_h)$ и $\lambda_{s0}(T)$ (рис. 4 и 5), показывает, что они имеют схожий характер.

Из-за положительной магнитострикции намагниченность ориентируется вдоль линии действия растягивающих механических напряжений, т.е. вдоль длинной стороны образца. При фиксиро-

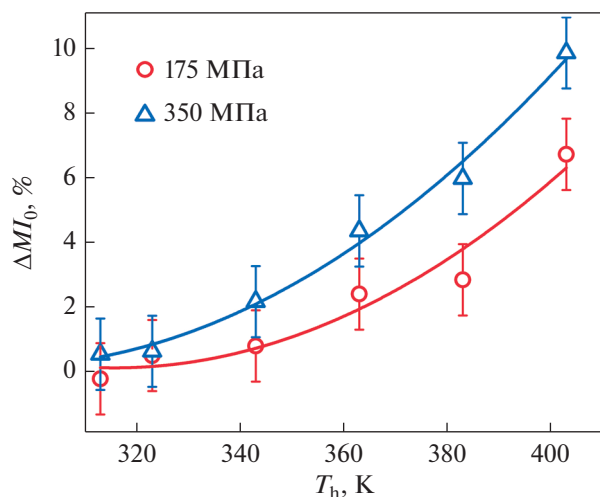


Рис. 4. Зависимости величины ΔMI_0 , рассчитанной по формуле (3), от температуры T_h для двух значений σ_h .

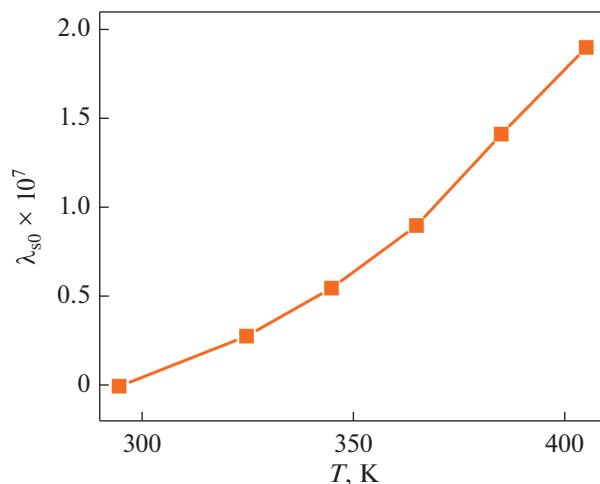


Рис. 5. Температурная зависимость магнитострикции ленты $Co_{68.5}Fe_4Si_{15}B_{12.5}$.

ванном значении T_h угол между намагниченностью и длинной стороной образца тем меньше, чем больше σ_h . С другой стороны, магнитострикция с повышением температуры увеличивается, поэтому при фиксированном механическом напряжении увеличение T_h будет иметь тот же результат, что и увеличение σ_h при фиксированной температуре. По-видимому, ориентация намагниченности, наведенная растягивающими напряжениями, при охлаждении “закрепляется” [16]. Это проявляется как уменьшение поперечной составляющей эффективной магнитной анизотропии. О последнем, как отмечено выше, свидетельствуют характерные изменения магнитоимпедансных зависимостей с ростом σ_h и T_h , а именно: увеличение MI_0 и уменьшение H_p (рис. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, была исследована термообратимость магнитного импеданса аморфных лент $Co_{68.5}Fe_4Si_{15}B_{12.5}$ при комнатной температуре, после нагрева до температур из ряда 315, 325, 345, 365, 385, 405 К в присутствии растягивающих напряжений (0, 175 и 350 МПа).

Обнаружено, что после нагрева без приложения механических напряжений магнитный импеданс демонстрирует высокую термообратимость независимо от температуры, до которой нагревали ленту.

После нагрева в присутствии механических напряжений изменение магнитного импеданса тем значительнее, чем больше механические напряжения и выше температура. Так, после нагрева до 405 К при 350 МПа изменение магнитного импеданса достигало 10%.

Показано, что обнаруженное влияние механических напряжений и температуры нагрева на термообратимость связано с температурной зависимостью магнитострикции, монотонно возрастающей в исследованном диапазоне температур.

Для достижения приемлемой термообратимости функциональных характеристик МИ-сенсора в диапазоне температур, воздействию которых он будет подвергаться при хранении, транспортировке и эксплуатации, можно использовать МИ-элементы с малой магнитострикцией в этом диапазоне температур, либо подбирать для МИ-сенсора материалы, коэффициенты теплового расширения которых близки к таковому у МИ-элемента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука. 1982. 621 с.
2. Beach R.S., Berkowitz A.E. Sensitive field- and frequency-dependent impedance spectra of amorphous FeCoSiB wire and ribbon (invited) // J. Appl. Phys. 1994. V. 76. P. 6209–6213.
3. Antonov A.S., Gadetskii S.N., Granovskii A.B., D'yachkov A.L., Paramonov V.P., Perov N.S., Prokoshin A.F., Usov N.A., Lagar'kov A.N. Giant magnetoimpedance in amorphous and nanocrystalline multilayers // Phys. Met. Metallogr. 1997. V. 83. P. 612–618.
4. Makhotkin V.E., Shurukhin B.P., Lopatin V.A., Marchukov P.Y., Levin Y.K. Magnetic field sensors based on amorphous ribbons // Sensors Actuators A Phys. 1991. V. 27. P. 759–762.
5. Kanno T., Mohri K., Yagi T., Uchiyama T., Shen L.P. Amorphous wire MI micro sensor using C-MOS IC multivibrator // IEEE Trans. Magn. 1997. V. 33. P. 3358–3360.
6. García-Chocano V.M., García-Miquel H. DC and AC linear magnetic field sensor based on glass coated amor-

- phous microwires with Giant Magnetoimpedance // *J. Magn. Magn. Mater.* 2015. V. 378. P. 485–492.
7. *Blyakhman F., Buznikov N., Sklyar T., Safronov A., Golubeva E., Svalov A., Sokolov S., Melnikov G., Orue I., Kurlyandskaya G.* Mechanical, Electrical and Magnetic Properties of Ferrogels with Embedded Iron Oxide Nanoparticles Obtained by Laser Target Evaporation: Focus on Multifunctional Biosensor Applications // *Sensors*. 2018. V. 18. P. 872.
 8. *Moiseev A.A., Bukreev D.A., Derevyanko M.S., Kudryavtsev V.O., Larránaga A., Kurlyandskaya G.V., Semirov A.V.* Temperature Dependence of Magnetoimpedance Effect of a Composite Wire with Induced Magnetic Anisotropy // *Phys. Met. Metallogr.* 2020. V. 121. P. 429–433.
 9. *Bukreev D.A., Derevyanko M.S., Moiseev A.A., Kuz'mina A.S., Kurlyandskaya G.V., Semirov A.V.* Magnetic Properties and High-Frequency Impedance of Nanocrystalline FeSiBNbCu Ribbons in a 300 to 723 K Temperature Range // *Phys. Met. Metal.* 2020. V. 121. P. 949–954.
 10. *Malátek M., Ripka P., Kraus L.* Temperature offset drift of GMI sensors // *Sensors Actuators A Phys.* 2008. V. 147. P. 415–418.
 11. *Nabias J., Asfour A., Yonnet J.-P.* Temperature effect on GMI sensor: Comparison between diagonal and off-diagonal response // *Sensors Actuators A Phys.* 2019. V. 289. P. 50–56.
 12. *Serikov V.V., Kleiner N.M., Volkova E.G., Lukshina V.A., Potapov A.P., Svalov A.V.* Structure and magnetic properties of nanocrystalline FeCuNbSiB alloys after a thermomechanical treatment // *Phys. Met. Metal.* 2006. V. 102. P. 268–273.
 13. *Beato-López J.J., Urdániz-Villanueva J.G., Pérez-Landazábal J.I., Gómez-Polo C.* Giant Stress Impedance Magnetoelastic Sensors Employing Soft Magnetic Amorphous Ribbons // *Materials*. 2020. V. 13. P. 2175.
 14. *Semirov A.V., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kudryavtsev V.O., Derevyanko M.S.* Influence of thermo-stress factor on magnetoimpedance of soft magnetic materials // 2010 11th Int. Conf. Semin. Micro/Nanotechnologies Electron Devices, IEEE. 2010. P. 47–49.
 15. *Bukreev D.A., Derevyanko M.S., Moiseev A.A., Semirov A.V., Savin P.A., Kurlyandskaya G.V.* Magnetoimpedance and Stress-Impedance Effects in Amorphous CoFeSiB Ribbons at Elevated Temperatures // *Materials*. 2020. V. 13. P. 3216.
 16. *Kurlyandskaya G.V., Vázquez M., Muñoz J.L., García D., McCord J.* Effect of induced magnetic anisotropy and domain structure features on magnetoimpedance in stress annealed Co-rich amorphous ribbons // *J. Magn. Magn. Mater.* 1999. V. 196–197. P. 259–261.
 17. *Knobel M., Gómez-Polo C., Vázquez M.* Evaluation of the linear magnetostriction in amorphous wires using the giant magneto-impedance effect // *J. Magn. Magn. Mater.* 1996. V. 160. P. 243–244.
 18. *Barandiarán J.M., Hernando A., Madurga V., Nielsen O.V., Vázquez M., Vázquez-López M.* Temperature, stress, and structural-relaxation dependence of the magnetostriction in $(\text{Co}_{0.94}\text{Fe}_{0.06})_{75}\text{Si}_{15}\text{B}_{10}$ glasses // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. P. 5066–5071.