

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 534.231.3

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ МАГНИТОИМПЕДАНС В (CoFeNi)BSi И (CoFeCrMo)BSi АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДАХ В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

© 2023 г. Дж. Алам^a, А. Х. Х. Зедан^a, М. Г. Неъматов^c, Н. А. Юданов^a, А. С. Курочка^a,
А. В. Нуриев^a, Л. В. Панина^{a, b, *}, В. Г. Костишин^a

^aНациональный исследовательский технологический университет “МИСИС”,
Ленинский просп., 4, Москва, 119991 Россия

^bБалтийский федеральный университет им. Иммануила Канта, ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016 Россия

^cИнститут теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук,
ул. Ижорская, 13, Москва, 125412 Россия

*e-mail: drlpanina@gmail.com

Поступила в редакцию 12.07.2022 г.

После доработки 10.11.2022 г.

Принята к публикации 21.11.2022 г.

Проведено исследование температурного поведения высокочастотного магнитоимпеданса (МИ) в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке вплоть до температуры Кюри T_C . Используются образцы из сплавов двух составов $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ ($T_C \sim 48^\circ\text{C}$) и $\text{Co}_{64.82}\text{Fe}_{3.9}\text{B}_{10.2}\text{Si}_{12}\text{Cr}_9\text{Mo}_{0.08}$ ($T_C \sim 61^\circ\text{C}$) с разным знаком константы магнитострикции λ_s и с различным типом магнитной анизотропии. Для первого сплава $\lambda_s < 0$, что приводит к циркулярной анизотропии, для второго $\lambda_s > 0$ и формируется анизотропия типа “легкая ось” вдоль оси провода. В микропроводах с анизотропией типа “легкая ось” значительное уменьшение импеданса с температурой на повышенных частотах наблюдается вне зависимости от приложения магнитного поля, тогда как в проводах с циркулярной анизотропией изменение импеданса более значительно в присутствии внешнего поля. В этом случае изменение импеданса при повышении температуры от комнатной до T_C может достигать 200–300% в области частот 0.5–0.9 ГГц и магнитном поле ~ 10 Э. Полученные результаты могут представлять интерес для разработки миниатюрных температурных сенсоров.

Ключевые слова: аморфные магнитные микропровода, температура Кюри, магнитный импеданс, магнитная анизотропия

DOI: 10.31857/S0015323022600873, **EDN:** KOMAUL

ВВЕДЕНИЕ

Аморфные сплавы на основе кобальта с отрицательной константой магнитострикции перспективны как материалы с большим и чувствительным эффектом магнитоимпеданса (МИ) (см., напр., работы [1, 2]). В случае аморфных микропроводов за счет комбинации отрицательной магнитострикции и продольных растягивающих напряжений формируется анизотропия типа легкая плоскость, при этом легкое направление намагниченности соответствует азимутальному направлению. Такая анизотропия получила название циркулярной. В присутствии постоянного магнитного поля, направленного вдоль оси микропровода, возможен спин-ориентационный переход, вблизи которого наблюдается резкий рост магнитной проницаемости [3]. Это и обуславливает большую чувствительность импеданса к маг-

нитному полю в окрестности эффективного поля анизотропии (до 600%/Э [4]). Для применений МИ-эффекта в сенсорных системах МИ-характеристики должны быть температурно-устойчивыми [5, 6]. Прежде всего должны быть достаточно высокими температуры Кюри (T_C) и температуры кристаллизации (T_{cr}) применяемых сплавов. Как правило, значение T_C аморфных Co–Fe-сплавов превышает 300°C , а температуры кристаллизации – 500°C , поэтому такие материалы подходят для практических применений.

С другой стороны, аморфные материалы с низкой температурой Кюри представляют интерес для температурных измерений [7, 8]. При увеличении температуры вблизи температуры Кюри происходит уменьшение спонтанной намагниченности M_s и других магнитных параметров, та-

ких как константы анизотропии и магнитострикции. Соответственно, изменяется измеряемый магнитный отклик. Если предположить, что скин-эффект существенен, т.е. глубина скин-слоя меньше радиуса провода a , выражение для импеданса Z имеет вид [9]:

$$Z = R_{dc} \frac{(1-i)a}{2\delta} (\sqrt{\mu} \cos^2\theta + \sin^2\theta). \quad (1)$$

В формуле (1) R_{dc} — сопротивление постоянному току, параметр δ соответствует глубине скин-слоя немагнитного металла ($\mu = 1$), μ — динамическая магнитная проницаемость, θ — угол отклонения статической намагниченности от оси провода. При подходе к T_C оба магнитных параметра μ и θ , которые зависят от M_s , ориентации осей легкого намагничивания и эффективного поля анизотропии H_k , претерпевают изменения. Это приведет к изменениям в поведении МИ вблизи T_C , как было показано в ряде работ [10–14] для МГц частот.

Как правило, практически интересующий температурный диапазон не превышает 100°C. Если температурные изменения МИ обусловлены изменением характерных магнитных параметров вблизи температуры Кюри, то необходимо добиться ее снижения при сохранении определенной магнитной структуры и магнитомягких свойств. Этого можно добиться, варьируя состав аморфного сплава [15]. При увеличении концентрации металлоидов (SiB) выше 30% значение T_C становится меньше 100°C, но при этом значительно уменьшается и спонтанная намагниченность. Снижение T_C в аморфных Fe–Co-сплавах происходит и при увеличении концентрации Ni, Cr или Mn [8, 16, 17].

В данной работе исследуется температурное поведение МИ в гигагерцовом диапазоне частот в аморфных микропроводах в стеклянной оболочке из сплавов CoFeNi(BSi)_{24.52} и CoFeCrMo(BSi)_{22.2} с низкой температурой Кюри: $T_C \sim 48$ и 61°C соответственно. Микропровода первого состава имеют отрицательную магнитострикцию и циркулярную анизотропию. Микропровода второго состава обладают положительной магнитострикцией и анизотропией типа “легкая ось” с направлением вдоль оси провода. Таким образом, с помощью выбранных составов проанализировано поведение МИ при подходе к T_C для различных типов анизотропии.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исследования проводили с аморфными микропроводами в стеклянной оболочке двух соста-

вов: Co_{27.4}Fe₅B_{12.26}Si_{12.26}Ni_{43.08} (образец № 1) и Co_{64.82}Fe_{3.9}B_{10.2}Si₁₂Cr₉Mo_{0.08} (образец № 2) с разным типом магнитной анизотропии. Микропровода получены методом Тейлора–Улитовского [18]. Образец № 1 имел общий диаметр $D_1 = 37$ мкм и диаметр металлического сердечника $d_1 = 31$ мкм; образец № 2 имел общий диаметр $D_2 = 29$ мкм и диаметр металлического сердечника $d_2 = 17$ мкм.

Магнитострикция измерена методом малоуглового вращения намагниченности [19], ее значение составило -4.2×10^{-7} и 2.8×10^{-7} для образцов № 1 и № 2 соответственно.

Температуру Кюри определяли двумя способами по температурным зависимостям ac магнитной проницаемости и намагниченности $M(T)$. Первый метод удобен для быстрого определения T_C . Измерения проводили на частоте 1 кГц с помощью RLC-метра, помещенного в температурную камеру. Температуру измеряли с помощью термпары. Индуктивность катушки с образцом микропровода возрастала скачком при охлаждении образца. Эту температуру и принимали за температуру Кюри.

Температурные зависимости $M(T)$ измеряли с помощью вибрационного магнитометра (VSM, Lake Shore series 7400) в поле 30 Э. Поскольку резкой границы исчезновения намагниченности не наблюдается, для практического определения температуры Кюри проводится экстраполяция наиболее крутой части кривой $M(T)$ на ось температур, как показано на рис. 1. Оба метода давали близкие значения T_C в пределах $\pm 3^\circ\text{C}$. Следует отметить, что точное определение температуры Кюри не было задачей данного исследования, поскольку температурные зависимости высокочастотного импеданса анализировали в достаточно широкой области температур от комнатной до температур, при которых уже не наблюдали существенного изменения импеданса. В этой же области температур не определяли и петли гистерезиса.

Петли гистерезиса были измерены индукционным методом. В установке использовали две дифференциальные катушки с внутренним диаметром 3 мм. Образцы намагничивали полем с амплитудой 12.5 Э и частотой 500 Гц. Для исследования воздействия нагрева на петли гистерезиса дифференциальные катушки с образцом помещали внутрь термоизолированной камеры, производящей равномерный нагрев и управляемой переключателем. Для измерения температуры вблизи катушки с образцом устанавливали термопару. При интегрировании индуцированного напряжения для получения петель гистерезиса проводили нормировку на максимум сигнала при комнатной температуре.

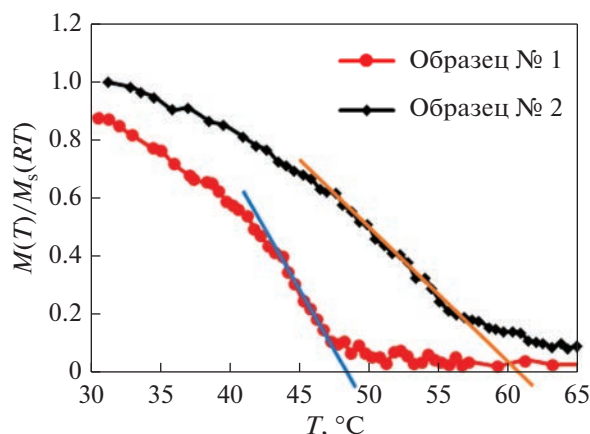


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности, измеренные в поле 30 Э. Угол наклона линий для определения температуры Кюри определялся по максимуму производной dM/dT . Образец № 1 — $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$; образец № 2 — $\text{Co}_{64.82}\text{Fe}_{3.9}\text{B}_{10.2}\text{Si}_{12}\text{Cr}_9\text{Mo}_{0.08}$.

Измерения МИ проводили с использованием векторного анализатора цепей Hewlett-Packard 8753E в диапазоне частот от 0.1 до 1.5 ГГц. Применяли усовершенствованную методику калибровки SOLT (Short-Open-Load-Thru) с использованием специально разработанных полосковых ячеек в качестве стандартов калибровки [20]. Необходимость этой калибровки обусловлена методом измерения, при котором измеряемый элемент (ферромагнитный провод) не может быть непосредственно соединен с коаксиальными кабелями. Калибровочные ячейки сделаны на основе печатной платы Rogers-RT5880 с диэлектрической проницаемостью 2.2 ± 0.02 , значение которой не изменяется с температурой до 300°C. Измерительная ячейка включает SMA-коннекторы, микрополосковые линии, микропровод, подсоединяемый к ползкам с помощью проводящей краски. Сопротивление (по постоянному току) измерительной ячейки и образца не зависит от температуры в исследуемом температурном интервале (с точностью до погрешности измерения мультиметром).

Спектры импеданса Z рассчитывали по параметру S_{21} стандартным образом с использованием эквивалентной схемы: $Z = 2Z_0(1 - S_{21})/S_{21}$, $Z_0 = 50$ Ом. Измерительную ячейку помещали внутрь катушки Гельмгольца, которая создавала медленно меняющееся магнитное поле до 45 Э. Температурные измерения проводили с использованием той же камеры, что и для измерения петель гистерезиса, при этом термopару устанавливали вблизи печатной платы с образцом, как показано на рис. 2.

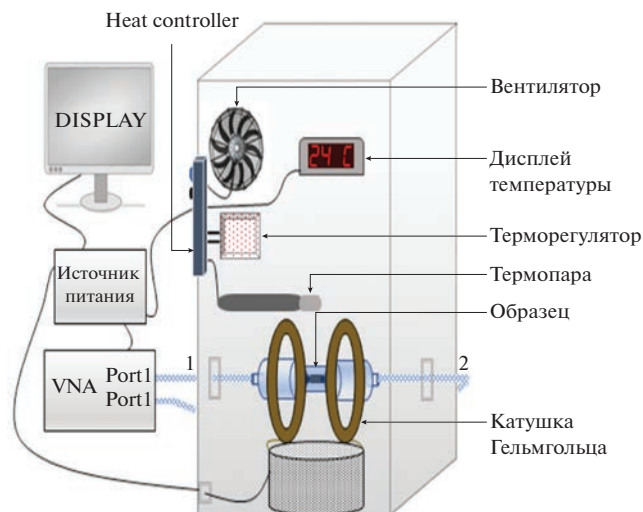


Рис. 2. Схематическое изображение измерительного комплекса с температурной камерой. VNA — векторный анализатор цепей Hewlett-Packard 8753E, Helmholtz coil — катушка Гельмгольца, которая создавала магнитное поле до 45 Э.

Длина провода для измерения импеданса составляла 10 мм. Между тем уже при частотах порядка 2 ГГц длина электромагнитной волны вдоль образца оказывается порядка его длины, и он уже не может рассматриваться как сосредоточенный. Необходимо учитывать время запаздывания [20]. В данной работе мы ограничились частотами до 1.5 ГГц и анализировали поведение действительной части импеданса, так как эффекты запаздывания дают максимальный вклад в мнимую часть импеданса.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

Петли гистерезиса исследуемых образцов для различных температур представлены на рис. 3 и 4. Поскольку образцы имеют относительно высокие константы магнитострикции, частичная релаксация внутренних напряжений при нагреве не влияет на магнитную анизотропию и форму петли гистерезиса. Температурные изменения обусловлены только близостью к температуре Кюри.

Образец № 1 имеет наклонную петлю гистерезиса, что соответствует циркулярной анизотропии в микропроводах из сплавов с отрицательной магнитострикцией (рис. 3). Из наклонной петли гистерезиса можно оценить эффективное поле анизотропии H_K , значение которого при комнатной температуре составляет около 2 Э. С увеличением температуры намагниченность насыщения уменьшается в соответствии с уменьшением M_s . Происходит уменьшение и H_K , но при этом форма петли гистерезиса сохраняется, то есть цирку-

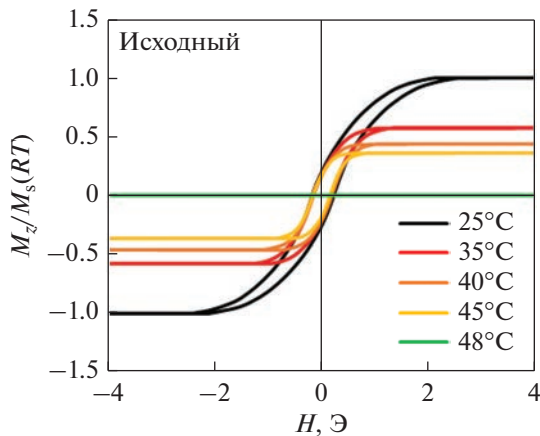


Рис. 3. Петли гистерезиса микропроводов состава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ (образец № 1) при различных температурах.

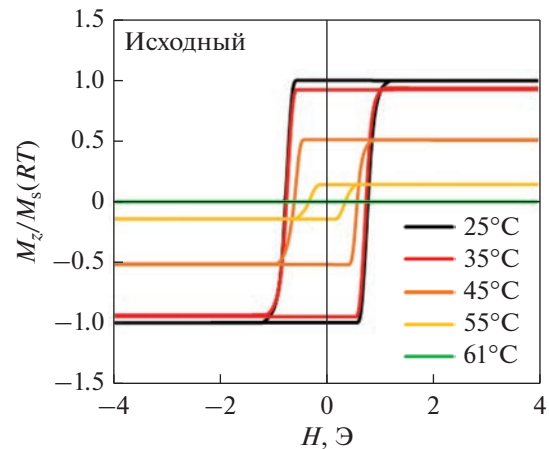


Рис. 4. Петли гистерезиса микропроводов состава $\text{Fe}_{3.9}\text{Co}_{64.82}\text{B}_{10.2}\text{Si}_{12}\text{Cr}_9\text{Mo}_{0.08}$ (образец № 2) при различных температурах.

лярная анизотропия существует до температур, очень близких к T_C . При увеличении температуры выше 46°C (т.е. $\left(1 - \frac{T}{T_C}(K)\right) < 0.009$) сигнал напряжения, индуцируемый при перемагничивании, становится нерегулярным, что не позволяет восстановить петлю гистерезиса.

Образец № 2 имеет прямоугольную петлю гистерезиса с относительно высокой коэрцитивной силой $H_c = 0.8$ Э, что свидетельствует о повышенной магнитоупругой анизотропии с $\lambda_s > 0$ и легкой осью намагничивания вдоль оси провода (рис. 4). Прямоугольная форма сохраняется даже для температур, достаточно близких к T_C , т.е. характер анизотропии не изменяется во всем диапазоне температур до $T \approx T_C$. Однако значение H_c уменьшается, что связано с уменьшением магнитострикции вблизи температуры Кюри.

При приближении к температуре Кюри константа анизотропии K (или магнитострикции λ_s) уменьшается быстрее, чем намагниченность. В случае классической модели анизотропии для системы локализованных спинов в широкой области температур $K(T) \propto M_s^{l(l+1)/2}$, где l – порядок сферической гармоники, определяющей угловую зависимость локальной анизотропии. Непосредственно вблизи T_C – $K(T) \propto M_s^l$ [21]. Для одноосных материалов $l = 2$. Теория хорошо описывает поведение анизотропии и магнитострикции в магнитных диэлектриках и также применима к аморфным сплавам переходных металлов [22]. Поэтому можно предположить, что константа анизотропии, обусловленная магнитострикцией, изменяется с температурой как $K \propto M_s^n$, $n = 2-3$.

Температурные изменения магнитных параметров приведут к изменениям в поведении магнитоимпеданса вблизи T_C . На рис. 5 приведены температурные зависимости магнитоимпеданса для образца № 1 с циркулярной анизотропией на различных частотах от 0.1 до 1.5 ГГц.

В отсутствие магнитного поля изменение импеданса при увеличении температуры минимально, так как в формуле (1) $\cos \theta \approx 0$ и импеданс слабо зависит от магнитных свойств.

Динамическая магнитная проницаемость в формуле (1) определяется следующим образом [12]:

$$\mu = 1 + \frac{\Omega_M (\Omega_1 - i\tau\omega)}{(\Omega_1 - i\tau\omega)(\Omega_2 - i\tau\omega) - \omega^2}; \quad (2)$$

$$\Omega_M = \gamma 4\pi M_s;$$

$$\Omega_1 = \gamma(H \cos \theta + H_K \cos^2(\alpha - \theta)) + \Omega_M;$$

$$\Omega_2 = \gamma(H \cos \theta + H_K \cos 2(\alpha - \theta)).$$

В формуле (2) α – угол между легкой осью анизотропии и осью провода, H – внешнее магнитное поле, направленное вдоль оси провода, $H_K = 2K/M_s$ – поле анизотропии, ω – круговая частота, τ – параметр релаксации, γ – гиромагнитное отношение. При низких частотах

$$\mu \approx 1 + \frac{4\pi M_s}{H \cos \theta + H_K \cos 2(\alpha - \theta)},$$

величина которой имеет максимум при $H \sim H_K$, что обуславливает максимум импеданса при низких частотах (рис. 5а). По мере возрастания температуры значение импеданса в максимуме уменьшается, пик уширяется, а его положение смещается в область низких полей. При увеличении частоты происходит насыщение МИ при всех температу-

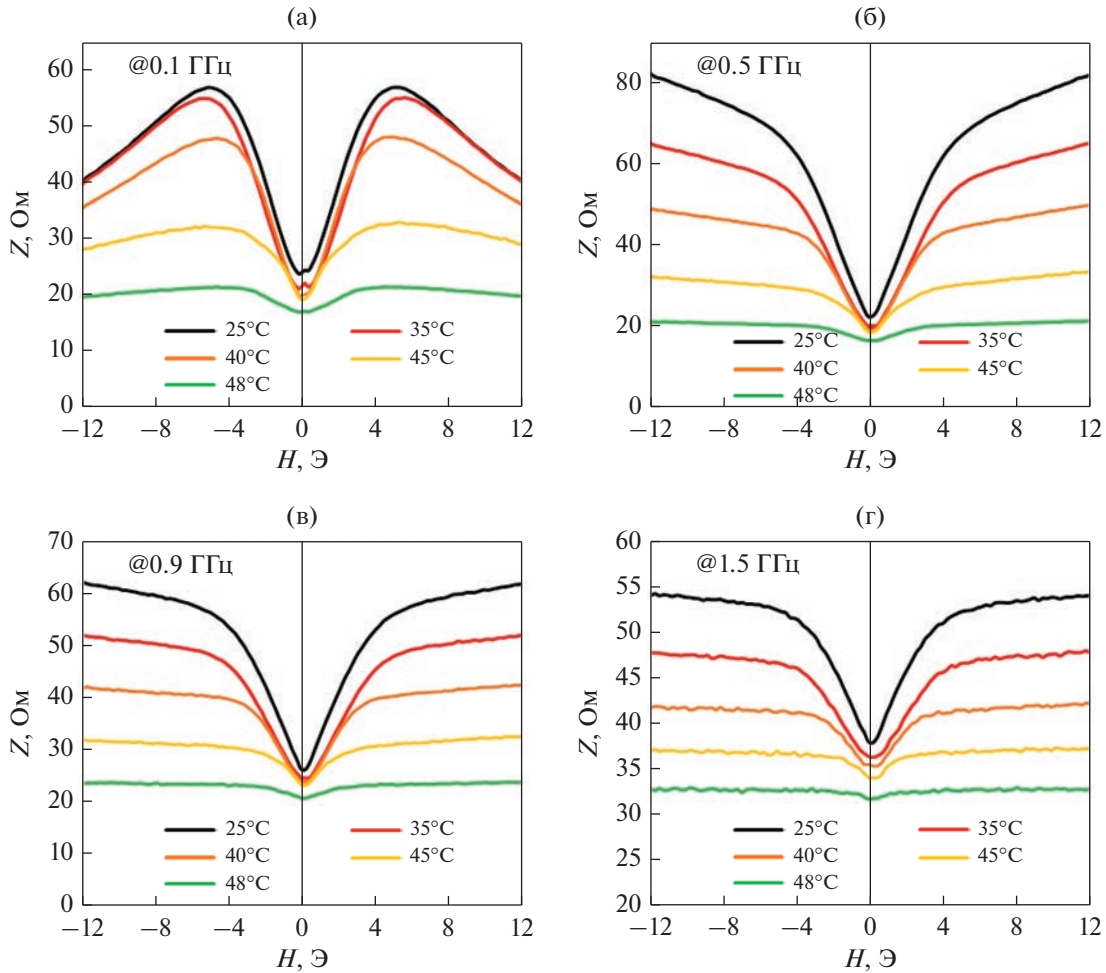


Рис. 5. МИ-характеристики для различных температур для аморфных микропроводов состава $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_5\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ (образец № 1): (а) 0.1; (б) 0.5; (в) 0.9; (г) 1.5 ГГц. Представлена действительная часть импеданса.

рах, как видно из рис. 5б–5г. Для слабых магнитных полей и $\omega \gg \omega_{\text{res}} = \sqrt{\Omega_1 \Omega_2}$ импеданс пропорционален $Z \propto \sqrt{\mu\omega} \approx \sqrt{\omega + i\gamma 4\pi M_s \tau}$, т.е. зависимость от магнитного поля несущественна. Значение ω_{res} уменьшается при увеличении температуры ($\omega_{\text{res}} \rightarrow \gamma H$ при $T \rightarrow T_C$), т.е. насыщение МИ происходит при меньших частотах. При этом температурные изменения импеданса на повышенных частотах остаются значительными, особенно в присутствии поля. Относительное изменение импеданса с температурой определяется как

$$\frac{\Delta Z}{Z}(T, H) = \frac{Z(H, T) - Z(H, T_{\text{room}})}{Z(H, T)} \times 100\%.$$

Например, при частоте 0.1 ГГц и магнитном поле $H = 4$ Э, что соответствует пику импеданса, монотонное уменьшение импеданса при увеличении температуры от комнатной до T_C составляет около 145%. Такие высокие значения $\Delta Z/Z$ сохраняются до частот порядка 1 ГГц.

Это явление можно назвать температурный магнитоимпеданс (Т–МИ). При дальнейшем увеличении частоты температурная чувствительность импеданса уменьшается и на частоте 1.5 ГГц Т–МИ составляет примерно 60% при поле смещения $H = 4$ Э. Для увеличения температурного эффекта можно применять более высокие магнитные поля. Например, на частоте 0.5 ГГц и магнитном поле 12 Э Т–МИ составляет почти 300%.

Следует отметить, что при температуре 48°C все еще наблюдается изменение импеданса под действием поля, то есть значение T_C несколько выше.

На рис. 6 представлены МИ характеристики для различных температур для образца № 2 с легкой осью анизотропии вдоль провода. В этом случае $\alpha = 0, \theta = 0$. При низких частотах ($\omega \ll \omega_{\text{res}}$)

$$Z \propto \sqrt{\mu} \approx \sqrt{1 + \frac{4\pi M_s}{H + H_K}}. \quad (3)$$

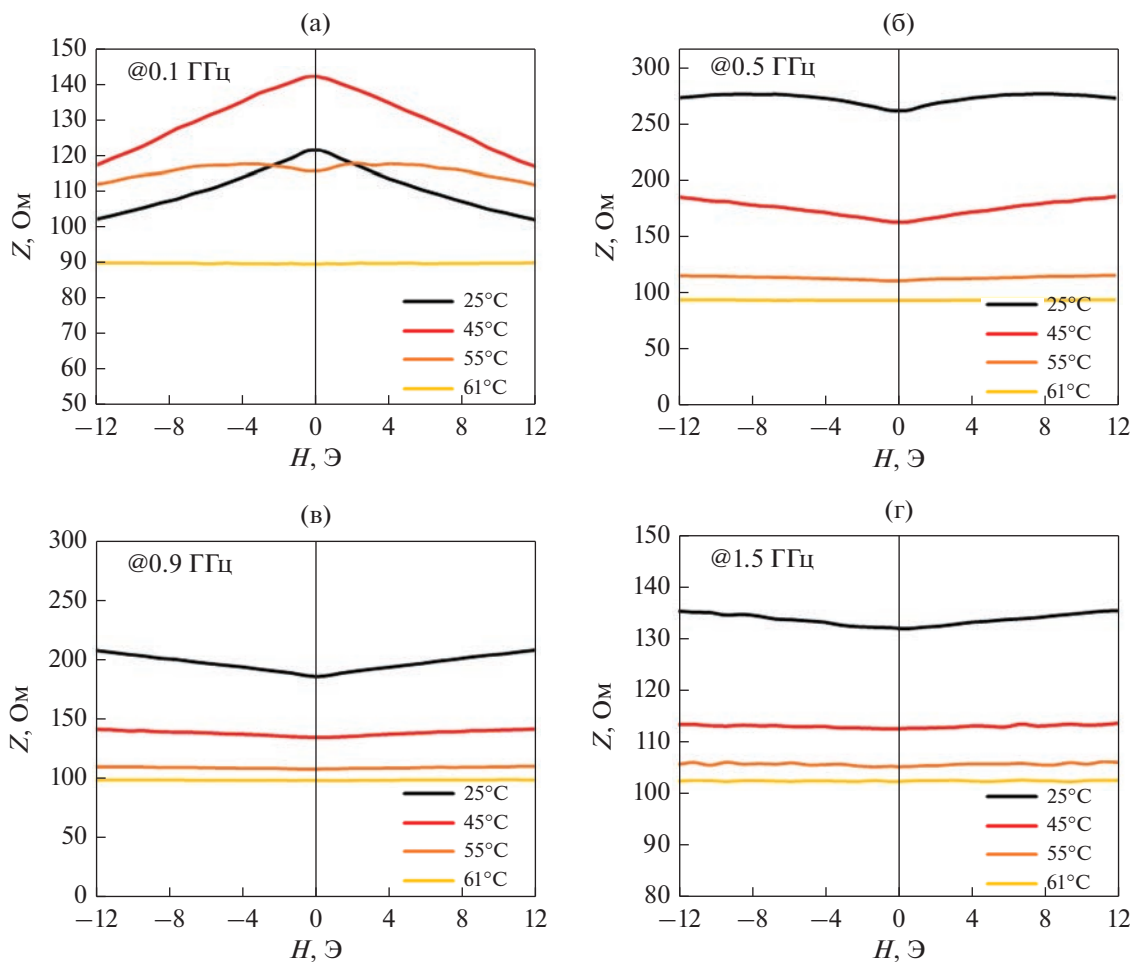


Рис. 6. МИ-характеристики для различных температур для аморфных микропроводов состава $\text{Fe}_{3.9}\text{Co}_{64.82}\text{B}_{10.2}\text{Si}_{12}\text{Cr}_9\text{Mo}_{0.08}$ (образец № 2): (а) 0.1; (б) 0.5; (в) 0.9; (г) 1.5 ГГц. Представлена действительная часть импеданса.

Если H_K уменьшается с температурой быстрее, чем намагниченность (т.е. $K \propto M_s^n$, $n > 2$), то при этой магнитной конфигурации импеданс на низких частотах может сначала возрасть с температурой, как видно из рис. 6а. Такое поведение также наблюдали в работах [13, 23]. В последнем случае это было обусловлено наличием двух фаз с различной температурой Кюри. При увеличении температуры резонансная частота уменьшается, соответственно, уменьшается и значение μ , т.е. значения импеданса также падают.

При увеличении частоты зависимость импеданса от магнитного поля становится несущественной, что обусловлено слабой зависимостью магнитной проницаемости от магнитного поля. Между тем при любых полях наблюдается монотонное уменьшение импеданса при приближении к температуре Кюри. Максимальное значение T –МИ для этого образца $\sim 180\%$ наблюдается на частоте 0.5 ГГц и снижается до 28% на частоте 1.5 ГГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано температурное поведение магнитоимпеданса (МИ) в микропроводах с разными типами анизотропии из сплавов $\text{Co}_{64.82}\text{Fe}_{3.9}\text{B}_{10.2}\text{Si}_{12}\text{Cr}_9\text{Mo}_{0.08}$ ($T_C \sim 61^\circ\text{C}$) и $\text{Co}_{27.4}\text{Fe}_{5}\text{B}_{12.26}\text{Si}_{12.26}\text{Ni}_{43.08}$ ($T_C \sim 48^\circ\text{C}$). Сплавы были выбраны с разным знаком константы магнитострикции, чтобы реализовать два предельных типа анизотропии: анизотропию с легкой осью вдоль провода ($\lambda_s > 0$) и анизотропию с легким направлением намагниченности вдоль азимута ($\lambda_s < 0$).

Результаты показывают, что относительное изменение импеданса при повышении температуры от комнатной до T_C остается высоким (140–300%) вплоть до гигагерцовых частот, и зависит от типа магнитной анизотропии и наличия магнитного поля.

Температурный МИ может представлять интерес для создания бесконтактных сенсоров температуры в микроволновом диапазоне. Для исполь-

зования Т–МИ без дополнительного магнитного поля оптимальной является магнитная конфигурация с максимальным значением начальной магнитной проницаемости, т.е. направление легкой оси анизотропии близко к оси микропровода. Однако в некоторых применениях, связанных с пространственным сканированием температурных изменений, влияние внешнего поля может представлять значительный интерес. В этом случае следует использовать Т–МИ в микропроводах с циркулярным характером анизотропии.

Работа была поддержана грантом РФФИ (№ 20-31-70001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Derevyanko M.S., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kurlyandskaya G.V., Semirov A.V. Effect of heat treatment on the magnetoimpedance of soft magnetic $\text{Co}_{68.5}\text{Fe}_4\text{Si}_{15}\text{B}_{12.5}$ amorphous ribbons // *Phys. Met. Metal.* 2020. V. 121. P. 28–31.
2. Zhukov A., Ipatov M., Corte-Leon P., Gonzalez-Legarreta L., Churyukanova M., Blanco J.M., Gonzalez J., Taskaev S., Hernando B., Zhukova V. Giant magnetoimpedance in rapidly quenched materials // *J. Alloy Comp.* 2020. V. 814. № 152225.
3. Курляндская Г.В., Бебенин Н.Г., Васьковский В.О. Гигантский магнитный импеданс проволок с тонким магнитным покрытием // *ФММ.* 2011. Т. 111. С. 136–158.
4. Kraus L., Fraita Z., Pirotab K.R., Chiriac H. Giant magnetoimpedance in glass-covered amorphous microwires // *J. Magn. Magn. Mater.* 2003. V. 254–255. P. 399–403.
5. Julie Nabias, Aktham Asfour, Jean-Paul Yonnet. Temperature Dependence of Giant Magnetoimpedance in Amorphous Microwires for Sensor Application // *IEEE Trans. Magn.* 2017. V. 53. № 4001005.
6. Malátek M., Ripka P., Kraus L. Temperature offset drift of GMI sensors // *Sens. Actuators A Phys.* 2008. V. 147. P. 415–418.
7. Varga R., Klein P., Sabol R., Kammouni R.E., Vazquez M. Properties and applications for magnetic field, temperature, and stress sensing // *Springer Series in Mater. Sci.* 2017. P. 252, 169–212.
8. Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Zhukov A., García C., Gonzalez J., Varga R., Torcunov A. Development of thin microwires with low Curie temperature for temperature sensors applications // *Sens. Actuators B Chem.* 2007. V. 126. P. 318–323.
9. Makhnovskiy D.P., Panina L.V., Mapps D.J. Field-dependent surface impedance tensor in amorphous wires with two types of magnetic anisotropy: helical and circumferential // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 63. № 144424.
10. Panina L.V., Dzhumazoda A., Evstigneeva S.A., Adam A.M., Morchenko A.T., Yudanov N.A., Kostishyn V.G. Temperature effects on magnetization processes and magnetoimpedance in low magnetostrictive amorphous microwires // *J. Magn. Magn. Mater.* 2018. V. 459. P. 147–153.
11. Chiriac H., Marinescu C.S., Óvári T.-A. Temperature dependence of the magneto-impedance effect // *J. Magn. Magn. Mater.* 1999. V. 196–197. P. 162–163.
12. Semirov A.V., Derevyanko M.S., Bukreev D.A., Moiseev A.A., Kurlyandskaya G.V. Impedance and magnetic properties of CoFeCrSiB amorphous ribbons near the Curie point // *Tech. Phys.* 2013. V. 58. P. 774–777.
13. Kurniawan M., Roy R.K., Panda A.K., Greve D.W., Ohodnicki P., Mchenry M.E. Temperature-dependent giant magnetoimpedance effect in amorphous soft magnets // *J. Electron. Mat.* 2014. V. 43. P. 4576–4581.
14. Bukreev D.A., Moiseev A.A., Derevyanko M.S., Semirov A.V. High-frequency electric properties of amorphous soft magnetic cobalt-based alloys in the region of transition to the paramagnetic state // *Russian Physics Journal.* 2015. V. 58. P. 141–145.
15. Giselher H. *Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials* // *Acta Materialia.* 2013. V. 61. P. 718–734.
16. Partha Sarkar, A. Basu Mallick, Roy R.K., Panda A.K., Mitra A. Structural and giant magneto-impedance properties of Cr-incorporated Co–Fe–Si–B amorphous microwires // *J. Magn. Magn. Mater.* 2012. V. 324. P. 1551–1556.
17. Stepanova E.A., Volchkov S.O., Lukshina V.A., Khudyakova D.M., Larrañaga A., Neznakhin D.S. Magnetic and magnetoimpedance properties of rapidly quenched ribbons of modified alloys based on FINEMET // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. V. 1389. № 012123.
18. Chiriac H., Óvári T.A. Amorphous glass-covered magnetic wires: preparation, properties, applications // *Prog. Mater. Sci.* 1996. V. 40. P. 333–407.
19. Duranka P., Ziman J., Onufer J., and Kardoš S. Magnetoelastic Anisotropy in Glass-Coated Microwires Studied using SAMR Method // *ACTA Physica Polonica A.* 2020. V. 137. № 5.
20. Zhao Y., Wang Y., Estevez D., Qin F., Wang H., Zheng X., Makhnovskiy D., Peng H. Novel broadband measurement technique on PCB cells for the field- and stress-dependent impedance in ferromagnetic wires // *Meas. Sci. Technol.* 2020. V. 31. № 025901.
21. Callen H.B., Callen E. The present status of the temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy and the $l(l+1)/2$ power law // *J. Phys. Chem. Solids.* 1966. V. 27. P. 1271–1285.
22. O'Handley R.C. Magnetostriction of transition-metal-metalloid glasses: Temperature dependence // *Phys. Rev. B.* 1978. V. 18. P. 930–938.
23. Chen G., Yang X.L., Zeng L., Yang J.X., Gong F.F., Yang D.P., Wang Z.C. High-temperature giant magnetoimpedance in Fe-based nanocrystalline alloy // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 87. P. 5263–5265.