

Научная статья

УДК 631.437.8

DOI: 10.18577/2307-6046-2025-0-1- 46-59

МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ МИКРОИГЛ (Pr, Dy)(Fe, Co)B

Е.В. Дворецкая¹, М.В. Потапов², Р.А. Валеев², В.П. Пискорский², Р.Б. Моргунов^{1,2}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр проблем химической физики и медицинской химии РАН, Черноголовка, Московская обл., Россия; office@icp.ac.ru

²Федеральное государственное унитарное предприятие «Всероссийский научно-исследовательский институт авиационных материалов» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва, Россия; admin@viam.ru

Аннотация. Исследованы электрофизические свойства микроигл α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)B при постоянном токе и в режиме регистрации добротности резонатора в сверхвысокочастотном (10^{10} Гц) магнитном поле, направленном перпендикулярно постоянному полю. Установлено, что удельное сопротивление микроигл при постоянном токе находится в диапазоне $(1,5-2,5) \cdot 10^{-6}$ Ом·м. Обнаружено магнитосопротивление $R(H)$ микроигл и его магнитный гистерезис при постоянном токе. Максимальная величина магнитосопротивления $R = 1,18$ %. Выявлена ориентационная зависимость максимума зависимости $dP/dH(H)$.

Ключевые слова: ферромагнитные микроиглы, магнитосопротивление, намагниченность насыщения, микромагниты, электрическая проводимость, микроволновое магнитосопротивление, магнитный гистерезис, редкоземельные сплавы

Для цитирования: Дворецкая Е.В., Потапов М.В., Валеев Р.А., Пискорский В.П., Моргунов Р.Б. Магнитосопротивление микроигл (Pr, Dy)(Fe, Co)B // Труды ВИАМ. 2025. № 1 (143). Ст. 05. URL: <http://www.viam-works.ru>. DOI: 10.18577/2307-6046-2025-0-1-46-59.

Scientific article

MAGNETORESISTANCE OF MICRONEEDLES (Pr, Dy)(Fe, Co)B

E.V. Dvoretzkaya¹, M.V. Potapov², R.A. Valeev², V.P. Piskorsky², R.B. Morgunov^{1,2}

¹Federal Research Center of Problems of Chemical Physics and Medicinal Chemistry RAS, Chernogolovka, Moscow region, Russia; office@icp.ac.ru

²Federal State Unitary Enterprise «All-Russian Scientific-Research Institute of Aviation Materials» of National Research Center «Kurchatov Institute», Moscow, Russia; admin@viam.ru

Abstract. The electrophysical properties of microneedles α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)B at direct current and in the mode of recording the Q -factor of the resonator in an ultrahigh frequency (10^{10} Hz) magnetic field directed perpendicular to the constant field are investigated. It is established that the specific resistance of microneedles at direct current is in the range $(1,5-2,5) \cdot 10^{-6}$ Ohm·m. The magnetoresistance of $R(H)$ microneedles and its magnetic hysteresis at direct current have been detected. The maximum value of the magnetoresistance is $R = 1,18$ %. The orientation dependence of the maximum dependence $dP/dH(H)$ is revealed.

Keywords: ferromagnetic microneedles, magnetoresistance, saturation magnetization, micromagnets, electrical conductivity, microwave magnetoresistance, magnetic hysteresis, rare earth alloys

For citation: Dvoretzkaya E.V., Potapov M.V., Valeev R.A., Piskorsky V.P., Morgunov R.B. Magnetoresistance of microneedles (Pr, Dy)(Fe, Co)B. *Trudy VIAM*, 2025, no. 1 (143), paper no. 05. Available at: <http://www.viam-works.ru>. DOI: 10.18577/2307-6046-2025-0-1-46-59.

Введение

К потенциально возможным устройствам современной микроэлектроники относятся датчики магнитного поля, температуры, деформации, механических напряжений, а также магнитные пинцеты и сенсоры на основе микропроводов и микроигл [1–16], благодаря эффекту гигантского (на уровне 1000 % и более) магнитного импеданса [17, 18] и/или гигантского магнитосопротивления [19, 20]. Большинство научно-технических литературных данных касается однофазных аморфных микропроводов, полученных методом Улитовского–Тейлора [21, 22]. Подавляющее большинство данных о микропроводах и микроиглах, представленных в научно-технической литературе, касается однофазных сплавов на основе Fe и Co с добавлением редкоземельных металлов (РЗМ) [22]. Существует и другой тип микроигл и микропроводов, которые получают методом экстракции висящей капли расплава (ЭВКР) [6, 21, 22] на основе редкоземельных сплавов RE–TM–B (RE – редкоземельные атомы, TM – атомы переходных металлов, B – атом немагнитного элемента бора), которые демонстрируют фазовое расщепление [23, 24].

Метод ЭВКР посредством быстрого локального нагрева электронным пучком сплава PrDyFeCoB, а затем быстрого его охлаждения позволяет получить двухфазные микроиглы, содержащие кристаллическое ядро α -Fe и аморфную оболочку (Pr, Dy)(Fe, Co)B. Такие микроиглы диаметром ~100 мкм и длиной до 60 мм демонстрируют прямоугольную петлю гистерезиса с полем переключения ~0,01 Тл при температурах 150–300 К. Намагниченность ферромагнитного ядра α -Fe направлена вдоль его оси и насыщается в полях ~0,01 Тл, при этом намагниченность ферромагнитной оболочки (Pr, Dy)(Fe, Co)B неколлинеарна намагниченности ядра и насыщается в полях >1 Тл [6, 21, 22]. Перспектива применения микроигл α -Fe/(Pr, Dy)(Fe, Co)B в качестве сенсоров и манипуляторов требует установления корреляции между структурными, геометрическими и электрофизическими параметрами.

Материалы и методы

Для получения микроигл α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)B использовался метод ЭВКР, подробно описанный в работах [6, 21, 22]. Геометрические параметры поперечного сечения микроигл получены при помощи сканирующего автоэмиссионного электронного микроскопа (СЭМ). Поскольку такие микроиглы представляли собой полуцилиндры, площадь их поперечного сечения S рассчитывали по формуле площади сегмента круга: $S = (R^2/2)(\pi\alpha/180 - \sin\alpha)$, где α – угол дуги сегмента круга; R – радиус круга.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Климатические испытания» НИЦ «Курчатовский институт» – ВИАМ.

Микроволновое магнитосопротивление

Измерения микроволнового магнитосопротивления в микроиглах проводили при комнатной температуре (300 К) в спектрометре электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) с цилиндрическим резонатором типа TE-011, частотой микроволнового поля ~9,5 ГГц, мощностью 5 мВт, усилением амплитуды сигнала 5000, высокочастотной модуляцией 1 мТл с частотой 100 кГц, скоростью и диапазоном развертки магнитного поля 180 с^{-1} и 0–0,7 Тл соответственно. В зависимости от соотношения сопротивлений образца и величины магнитного поля производная микроволновой мощности dP/dH , измеряемая ЭПР-спектрометром, может быть пропорциональна первой производной проводимости образца $d\sigma/dH$. В работе [25] показано, что в проводящих средах (металлах и полупроводниках) это условие выполняется в результате изменения добротности резонатора, возникающего вследствие изменения сопротивления образца в магнитном

поле. В работах [25, 26] также показано, что для образцов с низким сопротивлением ρ (значительно меньшим сопротивления микроволнового тракта спектрометра 190 Ом) поглощаемая мощность P линейно зависит от сопротивления образца и является функцией магнитного поля H : $P \approx \rho(H)$. Поскольку в проведенных опытах образец помещался в магнитное микроволновое поле, искажения распределения полей в резонаторе невелики и величина добротности Q микроволнового контура с образцом хотя и меняется, но остается на достаточно высоком уровне: $Q \approx 2000\text{--}3000$. Изменение величины Q , вызванное присутствием образца, в проведенных опытах существенно, потому что именно эта характеристика прямо пропорциональна поглощаемой мнимой части P'' микроволновой мощности $P = P' + iP''$ в системе «резонатор–образец». Так, ЭПР-спектрометр модуляционного типа регистрирует производную мнимой части поглощения микроволновой мощности по магнитному полю H , т. е. величину, пропорциональную dP''/dH .

Микроволновое магнитное поле в спектрометре возбуждает в образце и стенках резонатора вихревые токи, величина которых зависит от сопротивления (импеданса) образца и материала стенок резонатора. Спектрометр регистрирует не только изменение микроволнового поглощения, которое связано с переворотом спина, но и изменение нерезонансного поглощения микроволн, обусловленное зависимостью действительной части импеданса (сопротивления) системы «резонатор–образец» от магнитного поля. В резонаторе ЭПР-спектрометра с амплитудной модуляцией магнитного поля сигналом является производная мнимой части поглощаемой микроволновой мощности dP''/dH . Поскольку мнимая поглощаемая мощность прямо пропорциональна сопротивлению образца $P'' \approx \rho(H)$, то регистрируемый спектрометром сигнал $I = dP''/dH$ прямо пропорционален производной от сопротивления $I = dP''/dH \approx d\rho/dH$ для случая образцов с низким сопротивлением (в металлах) или производной от проводимости $dP''/dH \approx d\sigma/dH$ в случае образцов с сопротивлением, значительно превышающим внутреннее сопротивление спектрометра ~ 190 Ом. Поскольку в проведенной работе исследовали металлический образец с низким сопротивлением $\ll 250$ Ом, можно принять, что $I = dP''/dH \approx d\rho/dH$. В металлах и полупроводниках наблюдается магниторезистивный эффект Лоренца, обусловленный искривлением траекторий носителей заряда в магнитном поле. Этот эффект составляет 0,01–0,1 % относительного изменения сопротивления и является «положительным», т. е. удельное сопротивление полупроводника ρ увеличивается пропорционально квадрату приложенного магнитного поля H : $\rho = \rho_0 + \beta H^2$, где ρ_0 – часть микроволнового сопротивления, не зависящая от магнитного поля; β – коэффициент пропорциональности, характеризующий магнитосопротивление. Равенство нулю производной $d\rho/dH$ позволяет отделить магнитосопротивление от сопротивления системы, не зависящей от поля. В результате нерезонансный сигнал в ЭПР-спектрометре оказывается прямо пропорциональным величине поля $I = dP''/dH = k \cdot d\rho/dH = k\beta H$ и выглядит на записываемом спектре как постоянный наклон нулевой линии с углом γ , получаемым из формулы $\text{tg}\gamma(H) = dI/dH = d^2P''/dH^2 = k \cdot d^2\rho/dH^2 = k\beta$. Этот наклон часто вычитают как посторонний фактор (*baseline correction*), каким он и является для непроводящих образцов, при записи спектра которых наклон *baseline* характеризует микроволновое магнитосопротивление резонатора. В проводящих образцах этот наклон информативен. В частности, зависимость $\rho(H)$ может быть неквадратичной (и не является квадратичной в проведенной работе), и для разных типов магнитосопротивления образца, различающихся полевой зависимостью, величина $\text{tg}\gamma(H)$ может зависеть от поля, демонстрируя нелинейный фон (*baseline*). Признаком того, что величиной $\text{tg}\gamma(H)$ можно пользоваться для задания характеристик образца, является наличие угловой зависимости величины $\text{tg}\gamma(\theta)$, которая

возникает вследствие изменения магнитосопротивления образца в зависимости от угла θ между полем и нормалью к образцу. Как классическое магнитосопротивление Лоренца, так и анизотропное (гигантское) и многие другие виды магнитосопротивления зависят от угла между полем и током в образце или между намагниченностью образца, зависящей от угла θ , и током. В данной работе воспользовались тем фактом, что угловая зависимость сопротивления и его производных в поле будет одинаковой с точностью до постоянного слагаемого (обусловленного вкладом резонатора), что дает возможность определить эту угловую зависимость из экспериментальной кривой $\operatorname{tg}\gamma(\theta)$ и таким образом идентифицировать тип магнитосопротивления. При использовании микроволнового поглощения в ЭПР-спектрометре определение абсолютного значения сопротивления происходит с точностью до произвольной постоянной, возникающей при интегрировании. Это требует сравнения сигнала с калибровочным образцом и означает, что на результаты такого измерения влияет установка образца в резонаторе, что приводит к погрешности на уровне $\sim 20\%$, поэтому в этой работе такая задача не ставилась. Относительное изменение величины $\operatorname{tg}\gamma$ при вариациях угла определяли без извлечения образца из резонатора и изменения конфигурации поля в нем, поэтому точность, с которой можно обнаруживать эти изменения, значительно выше ($\sim 1\%$).

Методика измерения сопротивления микроигл

Для измерения вольт-амперных характеристик микроигл использовали четырехточечный метод Ван-дер-Пау. Блок-схема установки представлена на рис. 1.

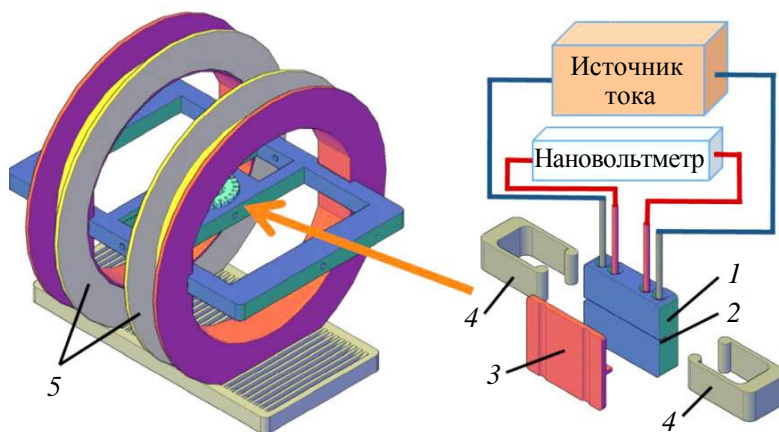


Рис. 1. Блок-схема измерения магнитосопротивления микроигл при постоянном токе: 1 – датчик для измерения вольт-амперных характеристик; 2 – канавка для микроиглы; 3 – крышка; 4 – прижим; 5 – катушки Гельмгольца

Микроиглу помещали в канавку (2), находящуюся в полости датчика для измерения вольт-амперных характеристик (1). Канавка при этом закрывалась крышкой (3) с прижимами (4). Сам датчик имеет четыре контакта: по двум внешним контактам на микроиглу подавали постоянный электрический ток, к двум внутренним контактам подключали нановольтметр. Расстояние между внешними контактами составляло 18 мм, между внутренними 10 мм. Во всех экспериментах использовали следующий комплекс: программируемый источник/измеритель (далее – источник) и нановольтметр 2182А.

В данном эксперименте получили вольт-амперные характеристики семи микроигл с разной площадью поперечного сечения, пронумерованных на рис. 2.

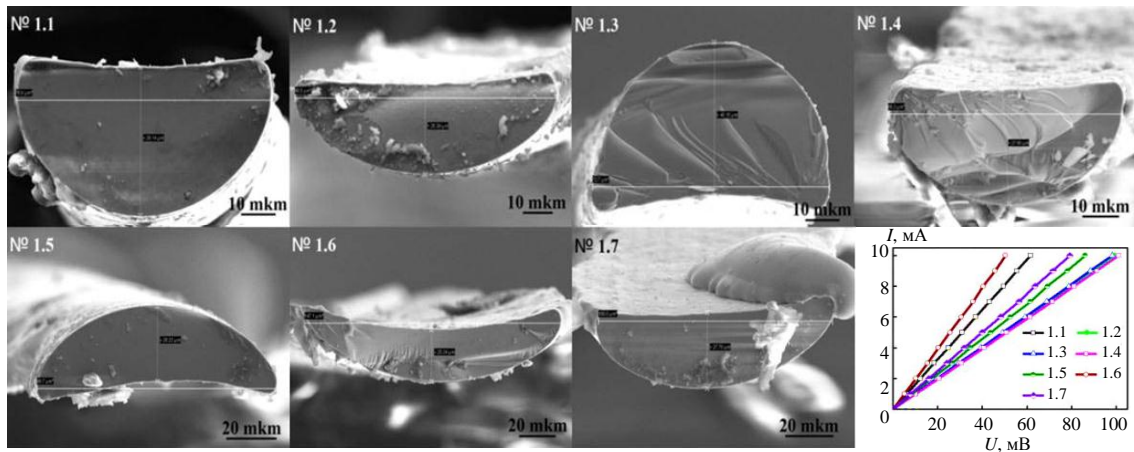


Рис. 2. СЭМ-изображения поперечного сечения (Pr, Dy)(Fe, Co)В микроигл и их вольт-амперные характеристики

Через каждую микроиглу пропускали ток от 0 до 10 мА с шагом 1 мА, при этом записывали показания нановольтметра. Сопротивление микроиглы рассчитывали по закону Ома: $R = U/I$, где R – сопротивление микроиглы; U – напряжение на микроигле между двумя внутренними контактами датчика для измерения вольт-амперных характеристик; I – ток, подаваемый на микроиглу. По углу наклона вольт-амперных характеристик (рис. 2) рассчитывали среднее значение сопротивления каждой микроиглы. Удельное сопротивление ρ микроиглы рассчитывали по формуле: $\rho = RS/l$, где $l = 10$ мм – длина микроиглы, одинаковая во всех экспериментах.

Магнитосопротивление при постоянном токе

Для измерения вольт-амперных характеристик микроигл в магнитном поле использовали катушки Гельмгольца (далее – катушки) (рис. 1) радиусом $r = 0,085$ м. Датчик для измерения этих характеристик помещали между катушками таким образом, чтобы микроигла находилась на оси, проходящей через центр катушек. Расстояние между центрами катушек равно радиусу катушки и составляет 0,085 м. Для изменения направления поля в катушках меняли направление тока. Магнитное поле H , создаваемое катушками, рассчитывали по формуле: $H = (4/5)^{3/2}(\mu_0 n I/r)$, где μ_0 – магнитная постоянная; n – количество витков в катушке; I – ток, подаваемый на катушки.

В данном эксперименте использовали микроиглы, представленные на рис. 2. Постепенное увеличение/уменьшение магнитного поля в катушках сопровождалось записью показаний нановольтметра, временной интервал между которыми составлял 3–5 с. Процентное изменение сопротивления $\Delta R(H)$, вызванное магнитным полем (т. е. магнитосопротивление), рассчитывали по формуле: $\Delta R(H) = [(R(0) - R(H))/R(H)] \cdot 100 \%$, где $R(0)$ – сопротивление микроиглы в нулевом магнитном поле; $R(H)$ – сопротивление микроиглы в магнитном поле H .

Экспериментальные результаты и обсуждение

Магнитосопротивление микроигл при постоянном токе

На рис. 2 представлены СЭМ-изображения микроигл 1.1–1.7, площадь поперечного сечения которых указана в таблице.

Геометрические характеристики микроигл (Pr, Dy)(Fe, Co)B

Название образца	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
Площадь поперечного сечения S , мкм ²	2501	2174	2499	1528	2183	3581	2070
Удельное сопротивление $\rho \cdot 10^6$ Ом · м	1,5555	1,6477	2,1697	1,9036	2,459	1,5431	1,8263

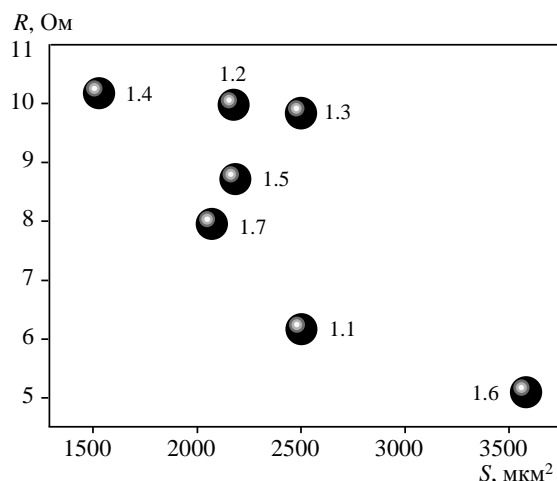


Рис. 3. Сопротивление микроигл R в зависимости от площади поперечного сечения S (см. таблицу)

Вместе с тем имеет место значительный разброс значений сопротивления от одного образца к другому, который мог быть связан с различным фазовым составом отдельных микроигл (рис. 3). Наименьшим сопротивлением 5,1 Ом обладает микроигла 1.6 с наибольшей площадью поперечного сечения 3581 мкм². Значения сопротивлений R для исследованных микроигл находятся в диапазоне 5,1–10,2 Ом.

Значения удельного электрического сопротивления ρ этих микроигл находятся в диапазоне $(1,5–2,5) \cdot 10^{-6}$ Ом·м, что указывает на металлический тип проводимости (для сравнения – у медной проволоки $\rho = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м). Монокристаллы металлов, входящих в состав сплава (Pr, Dy)(Fe, Co)B, имеют следующие сопротивления: $\rho_{\text{Fe}} = 9,579 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\rho_{\text{Co}} = 6,247 \cdot 10^{-8}$ Ом·м, $\rho_{\text{Pr}} = 7,0 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, $\rho_{\text{Dy}} = 9,26 \cdot 10^{-7}$ Ом·м [27, 28]. Очевидно, что зеренная структура, дефектность сплава, наличие аморфной фазы и мультифазный состав микроигл приводят к значительному рассеянию носителей заряда в них и повышенному уровню сопротивления.

На рис. 4, а приведено процентное изменение сопротивления микроиглы 1.1 в зависимости от приложенного магнитного поля, т. е. магнитосопротивление $R(H)$.

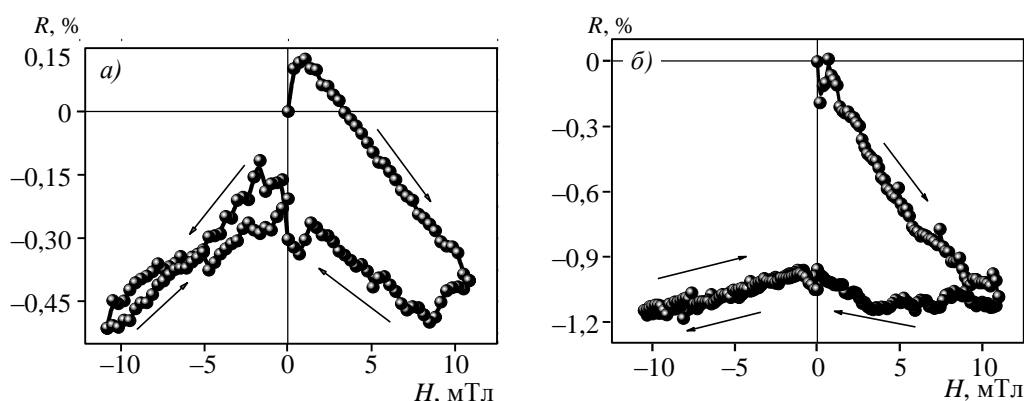


Рис. 4. Зависимости магнитосопротивления микроигл 1.1 (а) и 1.2 (б) от магнитного поля

Исходное сопротивление микроиглы 1.1 до начала эксперимента составляло ~6 Ом (рис. 3). Постепенное увеличение однородного магнитного поля с 0 до 1,02 мТл привело сначала к росту сопротивления микроиглы на 0,12 %, а затем при больших

полях $H = 1,02\text{--}10,83$ мТл – к уменьшению в отрицательной области до $-0,5\%$. Последующее уменьшение магнитного поля сопровождалось монотонным увеличением магнитосопротивления микроиглы. При нулевом поле магнитосопротивление на $0,3\%$ больше исходного значения. Наличие гистерезиса магнитосопротивления, очевидно, связано с гистерезисом намагниченности микроиглы. Дальнейшее уменьшение магнитного поля в область отрицательных полей сопровождалось уменьшением сопротивления микроиглы. При изменении направления развертки магнитного поля магнитосопротивление возрастало и незначительно отличалось от значений, полученных при уменьшении поля (см. левый квадрант на рис. 4, а). Таким образом, гистерезис магнитосопротивления микроиглы 1.1 асимметричен, что, по-видимому, связано как с наличием и конкуренцией двух компонент магнитосопротивления, так и с тем, что магнитного поля в катушках Гельмгольца недостаточно для создания насыщения по магнитному полю, что, вероятно, приводило к записи частичной петли гистерезиса.

При измерении магнитосопротивления в микроигле 1.2 (рис. 4, б) обнаружены сходные закономерности, указывающие на хорошую воспроизводимость результатов от образца к образцу. Максимальное изменение сопротивления в микроигле 1.2 составило $1,2\%$. Гистерезис намагниченности микроиглы 1.1 показан на рис. 5.

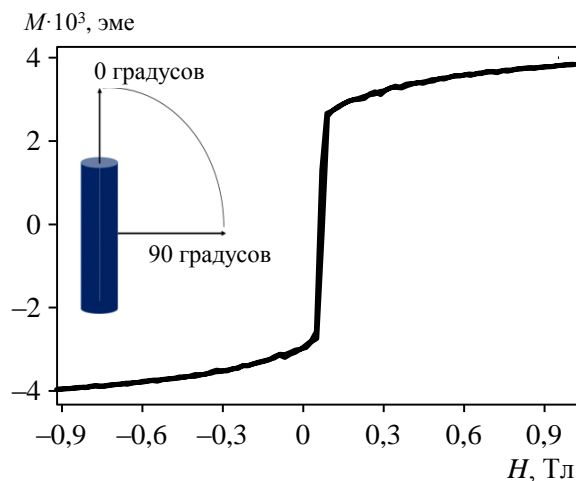


Рис. 5. Гистерезис намагниченности микроиглы 1.1

На кривой намагничивания присутствует «быстрая» компонента, которая насыщается при $0,01$ Тл, и «медленная» компонента с насыщением при $0,3\text{--}0,4$ Тл. Следует отметить, что поле насыщения намагниченности «быстрой» компоненты близко к значению $0,01$ Тл, при котором наблюдается схлопывание гистерезиса в первом квадранте на рис. 4, б. Следовательно, намагниченность образца достигает или почти достигает насыщения, чем и объясняется гистерезис магнитосопротивления образцов. «Быстрая» компонента магнитного гистерезиса на рис. 5 объясняется перемагничиванием железного ядра. Из полученных результатов следует, что магнитосопротивление микроигл чувствительно именно к намагниченности материала ядра и не может быть объяснено классическим эффектом Холла.

Таким образом, в однородном магнитном поле наблюдаются две компоненты магнитосопротивления – положительная и отрицательная. Конкуренция этих компонент дает максимум магнитосопротивления в поле $1\text{--}2$ мТл, далеко от насыщения. Отрицательное магнитосопротивление насыщается вблизи поля магнитного насыщения образца $\sim 0,01$ Тл. Асимметрия петли гистерезиса обусловлена первоначальным

намагничиванием образца в положительном поле и, по-видимому, может быть устранена увеличением поля при измерении магнитосопротивления. Наличие «медленной» компоненты магнитного насыщения, относящейся к редкоземельной оболочке микроигл, свидетельствует о том, что в опытах по магнитосопротивлению, где величина магнитного поля ограничена 0,01 Тл, могло достигаться магнитное насыщение железного ядра, но не насыщалась намагниченность оболочки. Поэтому петля магнитного гистерезиса частичная, и материал не перемагничивался полностью при изменении знака магнитного поля в катушках Гельмгольца.

Микроволновое магнитосопротивление

Микроиглу α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)В помещали в цилиндрический резонатор TE-011 на вращающееся основание под углом $\varphi = 45$ градусов к направлению магнитного поля H_0 , создаваемого катушками переменного магнитного поля (Alternating Current – переменный ток) h_{AC} и вихревого электрического поля E . Микроиглу поворачивали вокруг оси z в диапазоне углов $\theta = 0-360$ градусов с шагом 10 градусов (рис. 6, а). На рис. 6, б представлено схематичное обозначение величин X , A_1 и A_2 на зависимости $dP''/dH(H)$. Ориентирование микроиглы под углом $\varphi = 0$ градусов значительно уменьшало добротность системы «резонатор–образец» и не позволяло записать сигнал ни при каких настройках спектрометра.

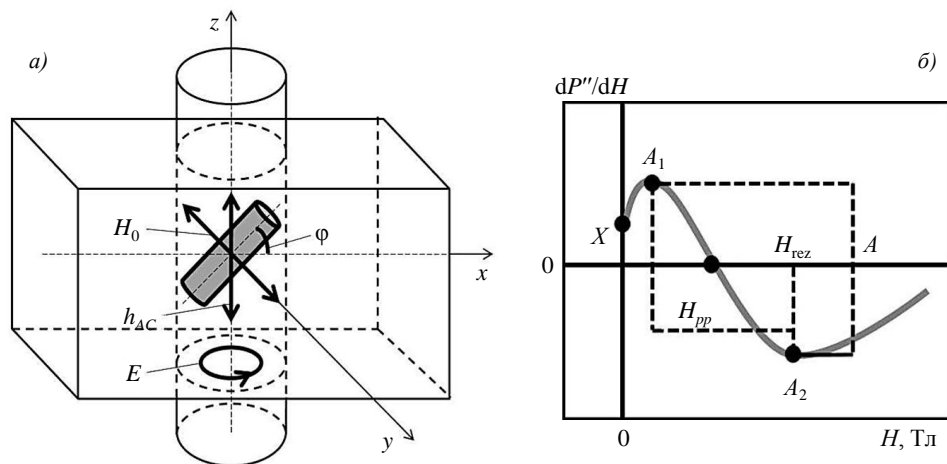


Рис. 6. Схема измерений магнитосопротивления в цилиндрическом резонаторе TE-011 для микроиглы α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)В, ориентированной под углом $\varphi = 45$ градусов к направлению магнитного поля спектрометра (а). Схематичное обозначение величин на графике электронного парамагнитного резонанса (б), где H_{rez} – резонансное поле; H_{pp} – поле между максимумами амплитуды (peak-to-peak)

Полевые зависимости производной микроволнового поглощения dP''/dH при разных углах θ в диапазоне $0-180$ градусов для микроиглы α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)В представлены на рис. 7. Эти зависимости не следует считать сигналом ферромагнитного резонанса по следующим причинам:

- из-за их формы, которая не может быть описана искажениями Дайсона или вкладом обменного взаимодействия в спиновой динамике Ландау–Лифшица или Бломбергена;
- расчет соответствующего количества спинов, принимающих участие в формировании сигнала с помощью двукратного интегрирования сигнала и сравнения с парамагнитным калибровочным образцом, приводит к гигантскому нереалистичному числу, превышающему на много порядков величины реальное число спинов в микроигле;

– поле, отвечающее экстремуму функции $dP''/dH(H)$, практически не зависит от угла, тогда как сигнал ферромагнитного резонанса должен быть чувствителен к полю разманичивания микроиглы и ее ориентации по отношению к полю спектрометра.

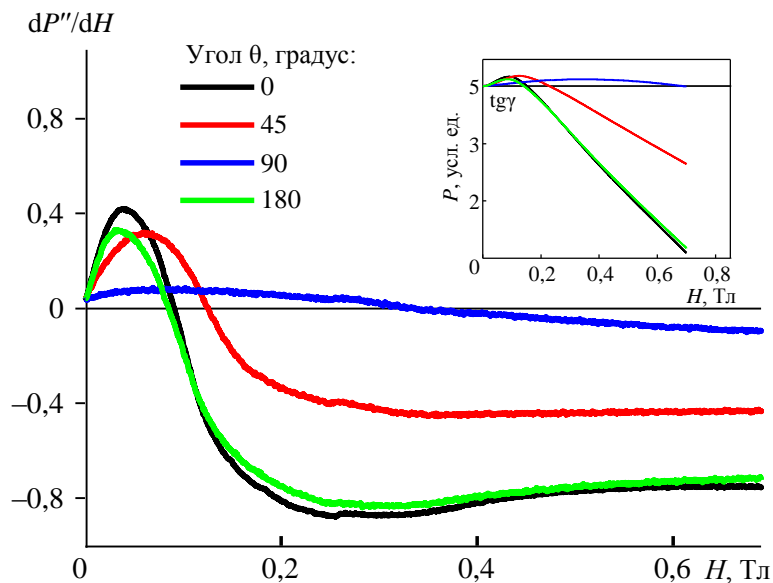


Рис. 7. Зависимости производной магнитосопротивления dP''/dH для микроиглы α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)B, ориентированной под углом $\varphi = 45$ градусов к направлению магнитного поля спектрометра в диапазоне углов $\theta = 0-180$ градусов при температуре 300 К. На вставке приведены интегрированные зависимости dP''/dH для тех же углов

Таким образом, сигнал dP''/dH на рис. 7 не является линией ферромагнитного резонанса и должен интерпретироваться как зависимость мнимой части нерезонансного микроволнового поглощения от поля. На полевых зависимостях микроиглы α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)B, ориентированной под углом $\varphi = 45$ градусов к направлению магнитного поля спектрометра, наблюдается анизотропия зависимости $dP''/dH(H)$, т. е. записанный сигнал существенно зависит от угла θ (рис. 7). Анализ угловых зависимостей на этом рисунке должен содержать их аппроксимацию двумя или даже тремя компонентами магнитосопротивления. В данной работе не ставилась задача – предложить разумное разложение полевых зависимостей dP''/dH на компоненты. Однако в качестве характеристик магнитосопротивления можно предложить величину dP''/dH в нулевом поле X ; величину A_1 (максимальное значение в поле 0,03 Тл), которая должна быть близка к насыщению положительной компоненты магнитосопротивления, увеличивающейся с ростом поля, а также величину A_2 при насыщении в больших полях $>0,4$ Тл, которая, очевидно, характеризует вклад отрицательного магнитосопротивления (рис. 6, б). Угловые зависимости всех трех величин, а также суммы $A = A_1 + A_2$ представлены на рис. 8.

Видно, что при $H = 0$ значение dP''/dH , представленное параметром X , анизотропно, в то время как параметры A , A_1 и A_2 характеризуются анизотропией одинакового типа с экстремумами при углах, соответствующих направлению постоянного магнитного поля под углом или перпендикулярно главной оси намагниченности микроиглы. Зависимость микроволнового магнитосопротивления от ориентации внешнего магнитного поля по отношению к намагниченности является признаком того, что намагниченность важна для протекания тока. Очевидно, что компонента A_1 насыщается в полях, близких к насыщению ядра микропровода, а насыщение компоненты A_2 происходит в полях 0,3–0,4 Тл, соответствующих «медленной» компоненте намагниченности

на петле магнитного гистерезиса (рис. 5). К сожалению, по изменению производной dP''/dH невозможно судить об абсолютном изменении сопротивления микроигл на рис. 8. В СВЧ-диапазоне, где намагниченность микроигл может сильно отличаться от их намагниченности в постоянном магнитном поле, можно ожидать значительного изменения полевых зависимостей магнитосопротивления.

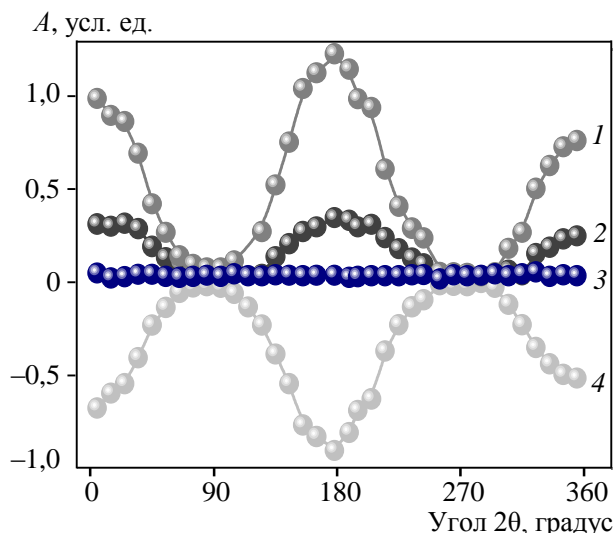


Рис. 8. Угловые зависимости амплитуды (линии 1, 2 и 4 соответствуют значениям A , A_1 и A_2) и dP''/dH ($H = 0$; линия 3 соответствует значениям X) электронного парамагнитного резонанса сигнала микроиглы (Pr, Dy)(Fe, Co)B, ориентированной под углом $\varphi = 45$ градусов к направлению магнитного поля спектрометра в диапазоне углов $\theta = 0-360$ градусов при температуре 300 К

Заключения

Микроиглы α -Fe (Pr, Dy)(Fe, Co)B имеют металлический тип проводимости. Значения удельного сопротивления микроигл при постоянном токе находятся в диапазоне $(1,5-2,5) \cdot 10^{-6}$ Ом·м. Однородное магнитное поле изменяет электрическую проводимость таких микроигл на 1,2 %, что значительно больше классического магнитосопротивления Лоренца, вызванного искривлением орбит свободных электронов.

Имеются как минимум две компоненты магнитосопротивления: положительная (отвечающая возрастанию параметров R и dP''/dH и насыщающаяся при 0,01–0,03 Тл) и отрицательная, соответствующая уменьшению параметров R и dP''/dH и насыщающаяся при 0,3–0,4 мТл. Первая соответствует намагничиванию железного ядра и магнитосопротивлению в нем, а вторая – намагничиванию оболочки и ее магнитосопротивлению. Обе компоненты магнитосопротивления анизотропны и демонстрируют чувствительность магнитосопротивления к взаимной ориентации намагниченности микропровода и электрического тока в нем.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФИЦ Проблем химической физики и медицинской химии РАН 124013100858-3.

Список источников

1. Каблов Е.Н., Кондрашов С.В., Мельников А.А., Щур П.А. Применение функциональных и адаптивных материалов, полученных способом 3D-печати (обзор) // Труды ВИАМ. 2022. № 2 (108). Ст. 03. URL: <http://www.viam-works.ru> (дата обращения: 25.06.2024). DOI: 10.18577/2307-6046-2022-0-2-32-51.

2. Каблов Е.Н., Оспенникова О.Г., Давыдова Е.А., Бузенков А.В., Валеев Р.А., Моргунов Р.Б., Пискорский В.П. Влияние отжига сплава Pr–Dy–Fe–Co–B на его фазовый состав и свойства спеченных магнитов, изготовленных из него // *Металлы*. 2018. № 2. С. 28–32.
3. Peng H.-X., Qin F., Phan M.-H. *Ferromagnetic microwire composites: from sensors to microwave applications*. Springer, 2016. 245 p.
4. Mandal K., Puerta S., Vázquez M., Hernando A. Giant magnetoimpedance in amorphous Co_{83.2}Mn_{7.6}Si_{5.8}B_{3.3} microwires // *Physical Review B*. 2000. Vol. 62. No. 10. P. 6598. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.106598
5. Kollmannsberger P., Fabry B. High-force magnetic tweezers with force feedback for biological applications // *Review of Scientific Instruments*. 2007. Vol. 78. P. 114301. DOI: 10.1063/1.2804771.
6. Дворецкая Е.В., Коплак О.В., Королев Д.В., Валеев Р.А., Сидоров В.Л., Пискорский В.П., Моргунов Р.Б. Влияние режима локального лазерного отжига на доменную структуру микропроводов PrDyFeCoB // *Труды ВИАМ*. 2022. № 5 (111). Ст. 06. URL: <http://www.viam-works.ru> (дата обращения: 25.06.2024). DOI: 10.18577/2307-6046-2022-0-5-64-73.
7. Zhukova V., Ipatov M., Zhukov A. Thin magnetically soft wires for magnetic microsensors // *Sensors*. 2009. Vol. 9. P. 9216. DOI: 10.3390/s91109216.
8. Sampaio L.C., Sinnecker E.H.C.P., Cernicchiaro G.R.C. et al. Magnetic microwires as macrospins in a long-range dipole-dipole interaction // *Physical Review B*. 2000. Vol. 61. P. 8976. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.084411
9. Knobel M., Sampaio L.C., Sinnecker E.H.C.P., Vargas P., Altbir D. Dipolar magnetic interactions among magnetic microwires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2002. Vol. 249. P. 60–72. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00504-8.
10. Vazquez M., Chiriac H., Zhukov A. et al. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies // *Physica Status Solidi (A)*. 2011. Vol. 208. P. 493. DOI: 10.1002/pssa.201026488.
11. Zhukov A., Zhukova V., Blancoc J.M. et al. Magnetostriction in glass-coated magnetic microwires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2003. Vol. 151. P. 258–259. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)01029-6.
12. Corte-Leon P., Zhukova V., Ipatov M. et al. Stress dependence of the magnetic properties of glass-coated amorphous microwires // *Journal of Alloys and Compounds*. 2019. Vol. 789. P. 201. DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.03.044.
13. Severino A.M., Gómez-Polo C., Marín P., Vázquez M. Influence of the sample length on the switching process of magnetostrictive amorphous wire // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1992. Vol. 103. P. 117. DOI: 10.1016/0304-8853(92)90244-I.
14. Ye J., del Real R.P., Infante G., Vazquez M. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect // *Journal of Applied Physics*. 2013. Vol. 113. DOI: 10.1063/1.4776730.
15. Vazquez M., Gomez-Poio C., Chen D.-X. Switching mechanism and domain structure of bistable amorphous wires // *IEEE Transactions on Magnetics*. 1992. Vol. 28. P. 3147. DOI: 10.1109/20.179740.
16. Zhukov A.P., Vazquez M., Velazquez J. et al. The remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 1995. Vol. 151. P. 132. DOI: 10.1016/0304-8853(95)00393-2.
17. Kurl'yanskaya G.V., Bebenin N.G., Vas'kovsky V.O. Giant magnetic impedance of wires with a thin magnetic coating // *The Physics of Metals and Metallography*. 2011. Vol. 111(2). P. 133–154. DOI: 10.1134/s0031918x11010200.
18. Баранов А.А., Жукова С.А., Обижаев Д.Ю. и др. Магнитоимпедансный чувствительный элемент на основе аморфного ферромагнитного микропровода и тонкопленочной катушки // *Нано- и микросистемная техника*. 2017. Т. 19. № 10. С. 626–632. DOI: 10.17587/nmst.19.626-632.

19. Zhukova V., Mino J., Del Val J.J. et al. GMR and Kondo Effects in Cu–Co Microwires // *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*. 2016. Vol. 30(4). P. 1109–1114. DOI: 10.1007/s10948-016-3767-9.
20. Грановский А.Б., Ильин М., Жуков А. и др. Гигантское магнитосопротивление гранулированных микропроводов: спин-зависящее рассеяние в межгранульных промежутках // *Физика твердого тела*. 2011. Т. 53. № 2. С. 299–301.
21. Taylor G.F. A Method of Drawing Metallic Filaments and a Discussion of their Properties and Uses // *Physical Review*. 1924. Vol. 23 (5). P. 655–660. DOI: 10.1103/physrev.23.655.
22. Умнов П.П., Молоканов В.М., Шалимов Ю.С. и др. Особенности получения аморфного провода методом Улитовского–Тейлора с использованием варианта непрерывного процесса литья // *Перспективные материалы*. 2010. № 2. С. 87–91.
23. Дворецкая Е.В., Королев Д.В., Пискорский В.П., Валеев Р.А., Коплак О.В., Моргунов Р.Б. Магнетронное напыление оболочки железа и микровключения в микропроводах PrDyFeCoB // *Авиационные материалы и технологии*. 2022. № 2(67). Ст. 08. URL: <http://www.journal.viam.ru> (дата обращения: 25.07.2024). DOI: 10.18577/2713-0193-2022-0-2-85-96.
24. Королев Д.В., Пискорский В.П., Валеев Р.А., Бакрадзе М.М., Дворецкая Е.В., Коплак О.В., Моргунов Р.Б. Инженерия редкоземельных микромагнитов RE–TM–B (обзор) // *Авиационные материалы и технологии*. 2021. № 1 (62). Ст. 05. URL: <http://www.journal.viam.ru> (дата обращения: 25.07.2024). DOI: 10.18577/2713-0193-2021-0-1-44-60.
25. Veinger A.I., Zabrodskii A.G., Tisnek T.V. Anomalous Positive Microwave Magnetoresistance of Compensated Ge:Ga near the Metal-Insulator Transition // *Physica Status Solidi (B)*. 2002. Vol. 230 (1). P. 107–111. DOI: 10.1002/1521-3951(200203)230:1<107::aid-pssb107>3.0.co;2-7.
26. Altshuler B.L., Aronov A.G. Electron–Electron Interaction in Disordered Conductors // *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*. 1985. P. 1–153. DOI: 10.1016/b978-0-444-86916-6.50007-7.
27. Gschneidner K.A. Jr., LeRoy Ey. *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*. Amsterdam: Elsevier Science, 1999. 559 p.
28. Lide D.R. *Handbook of Chemistry and Physics*. Boca Raton, Florida: CRC Press, 2003. 2616 p.

References

1. Kablov E.N., Kondrashov S.V., Melnikov A.A., Schur P.A. Application of functional and adaptive materials obtained by 3D printing (review). *Trudy VIAM*, 2022, no. 2 (108), paper no. 03. Available at: <http://www.viam-works.ru> (accessed: June 25, 2024). DOI: 10.18577/2307-6046-2022-0-2-32-51.
2. Kablov E.N., Ospennikova O.G., Davydova E.A., Buzenkov A.V., Valeev R.A., Morgunov R.B., Piskorsky V.P. Effect of annealing of Pr–Dy–Fe–Co–B alloy on its phase composition and properties of sintered magnets made from it. *Metally*, 2018, no. 2, pp. 28–32.
3. Peng H.-X., Qin F., Phan M.-H. *Ferromagnetic microwire composites: from sensors to microwave applications*. Springer, 2016, 245 p.
4. Mandal K., Puerta S., Vázquez M., Hernando A. Giant magnetoimpedance in amorphous Co_{83.2}Mn_{7.6}Si_{5.8}B_{3.3} microwires. *Physical Review B*, 2000, vol. 62, no. 10, p. 6598. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.6598.
5. Kollmannsberger P., Fabry B. High-force magnetic tweezers with force feedback for biological applications. *Review of Scientific Instruments*, 2007, vol. 78, p. 114301. DOI: 10.1063/1.2804771.
6. Dvoretzskaya E.V., Koplak O.V., Korolev D.V., Valeev R.A., Sidorov V.L., Piskorsky V.P., Morgunov R.B. Influence of mode of local laser annealing on the domain structure in microwires PrDyFeCoB. *Trudy VIAM*, 2022, no. 5 (111), paper no. 06. Available at: <http://www.viam-works.ru> (accessed: June 25, 2024). DOI: 10.18577/2307-6046-2022-0-5-64-73.
7. Zhukova V., Ipatov M., Zhukov A. Thin magnetically soft wires for magnetic microsensors. *Sensors*, 2009, vol. 9, p. 9216. DOI: 10.3390/s91109216.

8. Sampaio L.C., Sinnecker E.H.C.P., Cernicchiaro G.R.C. et al. Magnetic microwires as macrospins in a long-range dipole-dipole interaction. *Physical Review B*, 2000, vol. 61, p. 8976. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.
9. Knobel M., Sampaio L.C., Sinnecker E.H.C.P., Vargas P., Altbir D. Dipolar magnetic interactions among magnetic microwires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2002, vol. 249, pp. 60–72. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)00504-8.
10. Vazquez M., Chiriac H., Zhukov A. et al. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies. *Physica Status Solidi (A)*, 2011, vol. 208, p. 493. DOI: 10.1002/pssa.201026488.
11. Zhukov A., Zhukova V., Blancoc J.M. et al. Magnetostriction in glass-coated magnetic microwires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2003, vol. 151, pp. 258–259. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)01029-6.
12. Corte-Leon P., Zhukova V., Ipatov M. et al. Stress dependence of the magnetic properties of glass-coated amorphous microwires. *Journal of Alloys and Compounds*, 2019, vol. 789, p. 201. DOI: 10.1016/j.jallcom.2019.03.044.
13. Severino A.M., Gómez-Polo C., Marín P., Vázquez M. Influence of the sample length on the switching process of magnetostrictive amorphous wire. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1992, vol. 103, p. 117. DOI: 10.1016/0304-8853(92)90244-I.
14. Ye J., del Real R.P., Infante G., Vazquez M. Local magnetization profile and geometry magnetization effects in microwires as determined by magneto-optical Kerr effect. *Journal of Applied Physics*, 2013, vol. 113. DOI: 10.1063/1.4776730.
15. Vazquez M., Gomez-Poio C., Chen D.-X. Switching mechanism and domain structure of bistable amorphous wires. *IEEE Transactions on Magnetics*, 1992, vol. 28, p. 3147. DOI: 10.1109/20.179740.
16. Zhukov A.P., Vazquez M., Velazquez J. et al. The remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 1995, vol. 151, p. 132. DOI: 10.1016/0304-8853(95)00393-2.
17. Kurlyandskaya G.V., Bebenin N.G., Vaskovsky V.O. Giant magnetic impedance of wires with a thin magnetic coating. *The Physics of Metals and Metallography*, 2011, vol. 111(2), pp. 133–154. DOI: 10.1134/s0031918x11010200.
18. Baranov A.A., Zhukova S.A., Obizhaev D.Yu. et al. Magnetoimpedance sensing element based on an amorphous ferromagnetic microwire and a thin-film coil. *Nano- i mikrosistemnaya tekhnika*, 2017, vol. 19, no. 10, pp. 626–632. DOI: 10.17587/nmst.19.626-632.
19. Zhukova V., Mino J., Del Val J.J. et al. GMR and Kondo Effects in Cu–Co Microwires. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 2016, vol. 30(4), pp. 1109–1114. DOI: 10.1007/s10948-016-3767-9.
20. Granovsky A.B., Ilyin M., Zhukov A. et al. Giant magnetoresistance of granular microwires: spin-dependent scattering in intergranular gaps. *Fizika tverdogo tela*, 2011, vol. 53, no. 2, pp. 299–301.
21. Taylor G.F. A Method of Drawing Metallic Filaments and a Discussion of their Properties and Uses. *Physical Review*, 1924, vol. 23 (5), pp. 655–660. DOI: 10.1103/physrev.23.655.
22. Umnov P.P., Molokanov V.M., Shalimov Yu.S. et al. Features of obtaining amorphous wire by the Ulitovsky-Taylor method using a continuous casting process variant. *Perspektivnye materialy*, 2010, no. 2, pp. 87–91.
23. Dvoretzkaya E.V., Korolev D.V., Piskorskii V.P., Valeev R.A., Koplak O.V., Morgunov R.B. Magnetron sputtering of the iron shell and microinclusions in microwires PrDyFeCoB. *Aviation materials and technologies*, 2022, no. 2 (67), paper no. 08. Available at: <http://www.journal.viam.ru> (accessed: July 25, 2024). DOI: 10.18577/2713-0193-2022-0-2-85-96.
24. Korolev D.V., Piskorskii V.P., Valeev R.A., Bakradze M.M., Dvoretzkaya E.V., Koplak O.V., Morgunov R.B. Rare-earth RE–TM–B micromagnets engineering (review). *Aviation materials and technology*, 2021, no. 1 (62), paper no. 05. Available at: <http://www.journal.viam.ru> (accessed: July 25, 2024). DOI: 10.18577/2713-0193-2021-0-1-44-60.

25. Veinger A.I., Zabrodskii A.G., Tisnek T.V. Anomalous Positive Microwave Magnetoresistance of Compensated Ge:Ga near the Metal-Insulator Transition. *Physica Status Solidi (B)*, 2002, vol. 230 (1), pp. 107–111. DOI: 10.1002/1521-3951(200203)230:1<107::aid-pssb107>3.0.co;2-7.
26. Altshuler B.L., Aronov A.G. Electron–Electron Interaction in Disordered Conductors. *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, 1985, pp. 1–153. DOI: 10.1016/b978-0-444-86916-6.50007-7.
27. Gschneidner K.A. Jr., LeRoy Ey. *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*. Amsterdam: Elsevier Science, 1999, 559 p.
28. Lide D.R. *Handbook of Chemistry and Physics*. Boca Raton, Florida: CRC Press, 2003, 2616 p.

Информация об авторах

Дворецкая Елизавета Витальевна, научный сотрудник, к.ф.-м.н., ФИЦ ПХФ и МХ РАН, office@icp.ac.ru

Потапов Максим Викторович, техник 1 категории, НИЦ «Курчатовский институт» – ВИАМ, admin@viam.ru

Валеев Руслан Анверович, начальник лаборатории, к.т.н., НИЦ «Курчатовский институт» – ВИАМ, admin@viam.ru

Пискорский Вадим Петрович, главный научный сотрудник, д.т.н., НИЦ «Курчатовский институт» – ВИАМ, admin@viam.ru

Моргунов Роман Борисович, главный научный сотрудник, профессор, д.ф.-м.н., ФИЦ ПХФ и МХ РАН, office@icp.ac.ru; ведущий научный сотрудник, НИЦ «Курчатовский институт» – ВИАМ, admin@viam.ru

Information about the authors

Elizaveta V. Dvoretzkaya, Researcher, Candidate of Sciences (Phys. & Math.) FRC PCP MC RAS, office@icp.ac.ru

Maxim V. Potapov, First Category Technician, NRC «Kurchatov Institute» – VIAM, admin@viam.ru

Ruslan A. Valeev, Head of Laboratory, Candidate of Sciences (Tech.), NRC «Kurchatov Institute» – VIAM, admin@viam.ru

Vadim P. Piskorskiy, Chief Researcher, Doctor of Sciences (Tech.), NRC «Kurchatov Institute» – VIAM, admin@viam.ru

Roman B. Morgunov, Chief Researcher, Professor, Doctor of Sciences (Phys. & Math.), FRC PCP MC RAS, office@icp.ac.ru; Leading Researcher, NRC «Kurchatov Institute» – VIAM, admin@viam.ru

Статья поступила в редакцию 11.09.2024; одобрена и принята к публикации после рецензирования 16.09.2024.
The article was submitted 11.09.2024; approved and accepted for publication after reviewing 16.09.2024.