МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В. ЛОМОНОСОВА ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Алехина Юлия Александровна

Магнитная томография аморфных магнитных микропроводов

Специальность 1.3.12 – «Физика магнитных явлений»

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель: д.ф.-м.н., профессор

Перов Николай Сергеевич

Москва – 2022

Оглавление

Введение
Глава 1. Аморфные магнитные материалы: микромагнитная структура, ее роль в магнитном отклике и способы экспериментального наблюдения (обзор литературы)
1.1 Практическая значимость магнитномягких аморфных сплавов14
1.2 Методы получения металлических сплавов в аморфном состоянии
1.3 Микромагнитная структура аморфных микропроводов: особенности формирования и основные модели
1.4 Магнитные свойства аморфных микропроводов различных типов и их связь с микромагнитной структурой материала
1.5 Эффект гигантского магнитного импеданса: механизм возникновения и связь с микромагнитной структурой материала
1.6 Влияние внешних воздействий на микромагнитную структуру, магнитные и магнитоимпедансные свойства аморфных микропроводов
1.6.1 Снятие стеклянной оболочки
1.6.1 Приложение механических нагрузок
1.6.3 Отжиг при температурах ниже температуры кристаллизации
1.7 Методы определения микромагнитной структуры аморфных микропроводов
1.8 Заключение к обзору литературы55
Глава 2. Методика экспериментальных исследований и численной обработки данных. Описание исследуемых образцов
2.1 Методика магнитостатических измерений57
2.2 Методика измерения импеданса микропроводов
2.3 Методика восстановления распределения магнитной проницаемости в сечении микропровода из экспериментальных данных о частотной зависимости импеданса
2.4 Описание исследуемых образцов
2.4.1 Микропровода Со ₆₉ Fe ₄ Cr ₄ Si ₁₂ B ₁₁
2.4.2 Спирали на основе микропроводов Со ₆₉ Fe ₄ Cr ₄ Si ₁₂ B ₁₁
2.4.3 Микропровода Со ₇₀ Fe ₄ B ₁₃ Si ₁₁ Cr ₂
Глава 3. Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства аморфных ферромагнитных микропроводов и структур сложной формы на их основе
3.1 Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства аморфных микропроводов из сплава Со ₆₉ Fe ₄ Cr ₄ Si ₁₂ B ₁₁ 72
3.2 Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства спиралей из аморфного микропровода из сплава Co ₆₉ Fe ₄ Cr ₄ Si ₁₂ B ₁₁ 74

Глава 4. Распределение магнитной проницаемости в сечении аморфных микропроводов
4.1 Распределение магнитной проницаемости в микропроводах Co ₇₀ Fe ₄ B ₁₃ Si ₁₁ Cr ₂
4.2 Распределение магнитной проницаемости в микропроводах Co ₆₉ Fe ₄ Cr ₄ Si ₁₂ B ₁₁
Глава 5. Микромагнитное моделирование процессов перемагничивания аморфных микропроводов
5.1 Описание симуляционных подходов
5.2 Результаты микромагнитного моделирования процессов перемагничивания аморфных микропроводов
5.2.1 Перемагничивание аморфного микропровода с положительной константой магнитострикции
5.2.2 Перемагничивание аморфного микропровода с отрицательной константой магнитострикции
5.2.3 Интерпретации распределения магнитной проницаемости в объеме микропровода на основе результатов микромагнитного моделирования92
Основные результаты
Заключение 06
Заключение
Список используемой литературы
Список используемой литературы
Список используемой литературы

Введение

Развитие новых цифровых технологий и роботизированных систем является одним из важнейших наукоемких направлений модернизации техники и экономики. Поиск новых материалов, обеспечивающих эффективную работу тех или иных устройств, играет в этом процессе одну из ключевых ролей, иногда определяя не только количественные характеристики эффективности тех или иных устройств, но и направление развития промышленности и наук о материалах. Зачастую вызванная перспективой практического приложения определенного типа материалов исследовательская активность инициирует фундаментальный интерес и позволяет получить принципиально новые знания о физических процессах и явлениях, причинах их формирования, а также рассмотреть новые модельные объекты.

Ярким примером зарождения такого рода интереса являются аморфные ферромагнитные сплавы. Несмотря на известную еще с 40-х годов прошлого столетия возможность существования металлов в аморфном состоянии [1], используемую на практике для создания эталонных сопротивлений, теоретическое предсказание [2] И экспериментальное подтверждение [1] возможности ферромагнитного упорядочения В аморфной структуре спровоцировали лавинообразное увеличение количества исследований и публикуемых работ [1] как в теоретическом [3–5], так и в экспериментальном направлении [1,6].

Несмотря на активные исследования в течение нескольких десятилетий, аморфные ферромагнитные сплавы до сих пор являются важным объектом исследований научных групп по всему миру, многообещающим материалом для создания эффективных электротехнических устройств и перспективным элементом разработок усовершенствованных датчиков различных типов [7]. Их выраженные магнитномягкие свойства [8–10], а также ряд наблюдаемых в них эффектов, таких, как гигантский скачок Баркгаузена [11] или эффект гигантского магнитного импеданса (ГМИ) – изменения импеданса провода в магнитном поле, достигающего сотен процентов [12], - обусловливают огромный практический интерес к этому типу материалов в области электротехники и детектирующих устройств [7,13–15].

Область сенсорики и детектирования сигналов занимает особое положение в современных исследованиях, в том числе благодаря контексту развития «умных» устройств и систем. Магнитные датчики находят применение в автомобильной,

авиационной и аэрокосмической промышленности, системах записи и хранения информации, микроэлектронике, робототехнике, а также в системах безопасности и наблюдения и в медицине. Согласно данным рыночной аналитики [16], оборот рынка магнитных сенсоров составил 4.3 млрд долларов США в 2020 с прогнозируемым ростом до 6.2 млрд долларов США к 2025 году.

Особое место в ряду магнитных сенсоров занимают датчики на основе ГМИ в аморфных материалах, обладающие высокой чувствительностью (~пТл/Гц^{1/2}), низким уровнем шумов (~фТл/Гц^{1/2}), малыми размерами (от 3 мкм) [7]. Кроме того, датчики, использующие аморфные магнитные микропровода в стеклянной оболочке В качестве чувствительного элемента могут применяться в биологических приложениях [17]. В настоящий момент датчики на основе ГМИ являются одними из наиболее чувствительных магнитных сенсоров, работающих при комнатной температуре [7,18]. Данный факт имеет огромные перспективы использования датчиков этого типа для магнитной энцефалографии, измеряющей активность отделов головного мозга по создаваемому магнитному полю. К настоящему моменту уже разработан магнитный энцефалограф, использующий СКВИД-датчики в качестве рабочих элементов [19]. Тем не менее, необходимость поддержания криогенных температур для работы детектора приводит к неизбежной экранировке сигнала нейронов и, следовательно, снижению точности энцефалограммы. Внедрение магнитоимпедансных датчиков может позволить преодолеть данные ограничения.

Магнитномягкие свойства аморфных магнитных микропроводов также делают их крайне перспективными материалами для использования в качестве чувствительных элементов систем удаленного детектирования, таких как RFIDдетекторы и противокражные системы [20].

Особенности производства аморфных материалов методами быстрой закалки из расплава приводят к формированию сильной магнитоупругой анизотропии и нетривиального объемного распределения намагниченности [21]. В общем виде микромагнитная структура аморфных магнитных микропроводов описывается моделью «керн-оболочка» (нем. «kern» - ядро, сердечник), направления преимущественной ориентации намагниченности в рамках которой определяются распределением упругих напряжений и знаком константы магнитострикции сплава.

Так, для микропроводов с положительной магнитострикцией характерно существование аксиально намагниченного керна и преимущественно радиальное направление намагниченности в оболочке. Для микропроводов с отрицательной константой магнитострикции намагниченность в приповерхностной области, как правило, имеет циркулярное направление, а в центральной части – аксиальное или радиальное в зависимости от распределения упругих напряжений в объеме [22,23].

Отклик аморфных микропроводов на магнитное поле в большой степени зависит от микромагнитной структуры материалов, определяющей механизмы процесса перемагничивания. Величина эффекта ГМИ, вид его полевой и частотной зависимости определяются преобладающим типом магнитоупругой анизотропии и величиной магнитной проницаемости в приповерхностной области [24]. Вид полевой зависимости намагниченности также несет информацию о преобладающих типах анизотропии в объеме провода. Так, наблюдение гигантского скачка Баркгаузена свидетельствует о наличии аксиально намагниченного керна, направление намагниченности которого переключается быстрым распространением доменной границы вдоль провода [11]. При этом внешние воздействия могут внести значительный вклад в формирование микромагнитной структуры проводов и, как следствие, их магнитных свойств. Различные методы обработки материалов – отжиг в печи или за счет Джоулева тепла при пропускании тока, приложение механических растягивающих или скручивающих нагрузок, травление, а также комплексное воздействие нескольких факторов – значительно модифицируют свойства аморфных микропроводов [23,25–27]. Так, например, скручивающие механические напряжения приводят к формированию геликоидальной анизотропии В приповерхностной области [28]. Было показано [29], что для проводов с такими свойствами характерна асимметричная полевая зависимость эффекта гигантского магнитного импеданса при приложении поля или пропускании тока смещения, что позволяет дополнительно повысить чувствительность детектирующих систем на их основе. Исследования систем микропроводов показали, что функции полей смещения могут выполнять магнитостатические взаимодействия соседних элементов системы [30].

Таким образом, оптимизация свойств аморфных микропроводов и систем на их основе для практических применений во многом связана с поиском материалов с

наилучшей для конкретного приложения микромагнитной структурой и параметрами анизотропии. Кроме того, аморфные магнитные микропровода являются показательным модельным объектом физики микромагнитных структур. Сведения об объемном распределении намагниченности и механизмах его формирования, а также о механизмах и особенностях перемагничивания в одиночных проводах и в системах на их основе представляют фундаментальный научный интерес и являются предметом исследований научных групп по всему миру.

Прямое же наблюдение микромагнитной структуры и ее динамики методами рентгеновской, нейтронной или электронной томографии в объектах такого масштаба на данный момент не представляется возможным [31,32]. Анализ магнитной структуры проводов проводится по данным об интегральных объемных или локальных поверхностных свойствах образца, не всегда позволяющим сделать однозначные выводы об их микромагнитной структуре. По этой причине, несмотря глубокую разработанность темы аморфных на достаточно магнитных микропроводов в области физики магнитных явлений, а также большое количество работ, посвященных исследованиям их свойств, и существования множества различных методик исследования магнитной структуры, задача восстановления распределения намагниченности и изучения ее эволюции под действием различных факторов остается актуальной. Большое значение в этом контексте приобретают согласованные косвенные измерения, позволяющие сделать выводы о магнитной структуре микропроводов из анализа комплекса экспериментальных данных, и симуляционные подходы, использующие экспериментальные результаты для расчетов.

Цель и задачи исследования

Цель диссертационной работы заключалась в исследовании особенностей магнитных свойств и микромагнитной структуры аморфных микропроводов и структур на их основе, а также в разработке методики магнитной томографии, а именно определения объемного распределения магнитной проницаемости в аморфных ферромагнитных микропроводах на основе данных о частотной зависимости импеданса проводов и интерпретации получаемых результатов с целью

получения информации о микромагнитной структуре микропроводов с использованием микромагнитного моделирования.

Для достижения поставленной цели были решены следующие задачи:

- экспериментальные исследования импеданса микропроводов различных составов, а также спиралей из аморфных микропроводов, определение их магнитостатических характеристик. анализ микромагнитной структуры микропроводов на основе данных об объемных магнитных характеристиках;
- разработка численной модели частотной зависимости импеданса при пространственной неоднородности магнитной проницаемости, разработка методики определения радиального распределения циркулярной компоненты магнитной проницаемости по данным о частотной зависимости импеданса микропровода;
- вычисление распределения магнитной проницаемости в сечении аморфных микропроводов по разработанной методике на основе полученных экспериментальных данных об импедансе микропроводов;
- 4) создание микромагнитной модели распределения намагниченности в аморфных микропроводах положительной с И отрицательной магнитострикцией, а также динамики полевого И токового оценка объемного распределения перемагничивания; магнитной проницаемости в модельном микропроводе; определение основных закономерностей радиальной зависимости проницаемости при наличии локальных особенностей магнитной структуры ИЛИ механизма перемагничивания;
- 5) сопоставление результатов численных оценок распределения магнитной проницаемости из экспериментальных данных об импедансе с результатами микромагнитного моделирования; установление связей особенностей распределения магнитной проницаемости с микромагнитной структурой образцов.

Достоверность результатов

Достоверность экспериментальных результатов, представленных в работе, определяется использованием современного научного оборудования и общепринятых статистических методов обработки данных и подтверждается воспроизводимостью при многократных измерениях, а также качественным совпадением основных закономерностей свойств с литературными данными. Обоснованность предлагаемой численной модели подтверждается использованием общеизвестных и широко используемых теоретических подходов к описанию рассматриваемых физических явлений с определенными границами применимости, а также совпадением полученных при моделировании результатов с известными экспериментальными данными.

Положения, выносимые на защиту

- 1. Спирали на основе аморфных магнитных микропроводов могут обладать анизотропией отклика, которая зависит от параметров микропровода и намотки спирали. В частности, наблюдается магнитоимпедансный эффект, свойственный асимметричный материалам с геликоидальной анизотропией при приложении поля или тока смещения; полем смещения в случае спиральных структур, магнитостатическое взаимодействие вероятно, является витков спирали.
- 2. Распределение магнитной проницаемости в сечении микропровода может быть определено на основе экспериментальных данных о частотной зависимости импеданса; при отсутствии неоднородных процессов перемагничивания, а также при малых вкладах полевой и частотной зависимости магнитной проницаемости вариации В пространственная неоднородность магнитной импеданса, проницаемости может выступать в качестве первого приближения цилиндрического ферромагнитного зависимости импеданса проводника от частоты.
- 3. Максимумы распределения магнитной проницаемости, получаемого на основе экспериментальных данных о частотной зависимости

импеданса, а также распределения, получаемого с помощью микромагнитного моделирования токового перемагничивания микропровода, находятся в области предполагаемого положения доменной границы между аксиально намагниченным керном и оболочкой.

- 4. Достоверность результатов расчета магнитной проницаемости связана с однородностью процессов перемагничивания в микропроводе. Неоднородные процессы намагничивания могут приводить к возникновению вихревого поведения эффективного магнитного поля, что проявляется в виде осцилляций радиального распределения эффективной проницаемости и ее отрицательных значений.
- 5. Быстрое изменение магнитной проницаемости вдоль радиуса микропровода ограничивает точность расчетов и затрудняет возможность восстановления радиального распределения магнитной проницаемости с помощью разработанного алгоритма на основе данных о частотной зависимости импеданса провода.
- 6. Перераспределение механических напряжений при обработке аморфных ферромагнитных микропроводов приводит к изменению вида радиальной зависимости магнитной проницаемости, в том числе за счет изменения основного механизма перемагничивания.

Научная новизна

В настоящий момент информация о микромагнитной структуре аморфных магнитных проводов в объёме не может быть получена с помощью прямых наблюдений. Данные о распределении намагниченности в объеме образцов получаются косвенными методами на основе анализа объемных или поверхностных магнитных характеристик. В то же время вклад замыкающих доменов как на поверхности, так на концах микропровода, геометрии доменных границ в измеряемый магнитный отклик затрудняет интерпретацию получаемых данных.

В данной работе используется новый подход к анализу микромагнитной структуры аморфных микропроводов методом магнитной томографии на основе данных о частотной зависимости импеданса. Вариации толщины скин-слоя

позволяют регулировать объем исследуемой области, и тем самым проследить за объемными вариациями магнитных свойств проводника. При этом в используемых для анализа импедансных свойств подходах, магнитная проницаемость, как правило, считается постоянной величиной.

В работе впервые проводятся оценки локальных магнитных характеристик микропровода на основе микромагнитной модели, позволяющей определить закономерности поведения радиальной зависимости магнитной проницаемости и их связь с микромагнитной структурой или механизмом перемагничивания. Данная информация представляет интерес для анализа процессов, происходящих в объеме аморфных материалов при перемагничивании.

Помимо аморфных микропроводов большой интерес представляют также структуры на их основе. Особенности микромагнитной структуры и взаимодействий между элементами структуры обеспечивают модифицированный отклик на магнитное поле, обеспечивающий новые перспективы практических приложений. В работе впервые рассматриваются магнитные и магнитоимпедансные свойства спиралей на основе аморфных микропроводов.

Практическая значимость

Поскольку особенности микромагнитной структуры, такие, как локальные изменения направления и константы эффективной анизотропии, могут быть вызваны в том числе дефектами структуры или неоднородностями состава, реализуемая по предлагаемому принципу магнитная томография может быть крайне перспективна в системах неразрушающего контроля материалов. Данный подход может применяться в том числе к элементам детекторов на основе эффекта ГМИ непосредственно в конструкции датчика в качестве аттестационной процедуры.

Подробные данные о микромагнитной структуре микропроводов различных типов могут значительно способствовать подбору необходимых материалов для оптимизации различных устройств.

Личный вклад автора

Формулировка цели и постановка задач проведены диссертантом совместно с научным руководителем. Численные модели и расчеты, а также микромагнитное моделирование были проведены автором работы самостоятельно.

Экспериментальные данные о магнитостатических и импедансных характеристиках микропроводов Co₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ и спиралей на их основе были получены автором работы. Концептуализация модели и анализ полученных результатов проводились соавторами соответствующих работ совместно. Диссертант является основным автором публикаций по теме диссертации.

Апробация работы

Основные результаты научно-квалификационной работы были представлены на 11 российских и международных конференциях и школах в виде стендовых и устных докладов: Soft Magnetic Materials (Гренобль, Франция, 2022), 5th Young Researchers in Magnetism (Жирона, Испания, 2021), International Baltic Conference on Magnetism (Светлогорск, Россия, 2021), Всероссийская школа-семинар по проблемам СПФКС-21 физики конденсированного состояния вещества (Екатеринбург, Россия, 2021), Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах (онлайн, 2021), 63-я Всероссийская конференция МФТИ (онлайн, 2020), Joint European Symposia on Magnetism (онлайн, 2020), Joint European Symposia on Magnetism (Уппсала, Швеция, 2019), Euro-Asian Symposium on Magnetism (Екатеринбург, Россия, 2019), International Workshop on Magnetic Wires (Светлогорск, Россия, 2019), Collaborative Conference on Material Research (Сеул, Корея, 2019).

По материалам работы опубликовано 3 статьи в российских и зарубежных журналах, индексируемых по базам данных Web of Science и Scopus:

1. Alekhina I., Kolesnikova V., Rodionov V., Andreev N., Panina L., Rodionova V., Perov N. An indirect method of micromagnetic structure estimation in microwires // Nanomaterials. — 2021. — Vol. 11, no. 2. — P. 274–274 (SJR Q1 IF: 0,919, DOI: 10.3390/nano11020274);

2. Alekhina I., Kolesnikova V., Komlev A., Khajriullin M., Makarova L., Rodionova V., Perov N. Radial dependence of circular magnetic permeability of amorphous magnetic microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2021. — Vol. 537. — P. 168155. (SJR Q2 IF: 0,67, DOI: 10.1016/j.jmmm.2021.168155);

 Алехина Ю. А., Перов Н. С. Моделирование процессов перемагничивания аморфных магнитных микропроводов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2022. — Т. 86, № 2. — С. 170–174. (DOI: 10.31857/S036767652202003X)

Alekhina Y. A., Perov N. S. Modelling of the magnetization reversal in amorphous magnetic microwires // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2022. — Vol. 86. — P. 120–123. (SJR Q3 IF: 0,226, DOI: 10.3103/S1062873822020034).

Результаты диссертационного исследования были получены в рамках выполнения грантов РФФИ 18-02-00137 «Исследование объемного распределения магнитной проницаемости в магнитномягких лентах и проводах» и 19-32-90089 «Микромагнитное моделирование процессов перемагничивания аморфных микропроводов переменным электрическим током», РНФ 22-22-00606 «Влияние формы на процессы перемагничивания магнитномягких материалов».

Структура и объем

Диссертационная работа состоит из введения, пяти глав, основных результатов, заключения, списка литературы из 191 наименования и 3-х приложений. Общий объем работы составляет 116 страниц, включая 52 рисунка и 5 таблиц.

Глава 1. Аморфные магнитные материалы: микромагнитная структура, ее роль в магнитном отклике и способы экспериментального наблюдения (обзор литературы)

1.1 Практическая значимость магнитномягких аморфных сплавов

Развитие и усовершенствование технологий неизбежно влечет за собой потребность в новых материалах, обладающих улучшенными по сравнению со свойствами ранее используемых материалов характеристиками. Активные разработки в электротехнической отрасли и радиоэлектронике обусловливают огромный практический интерес и большой спрос в области магнитномягких материалов [8]. Большие значения индукции насыщения, начальной магнитной проницаемости, малые значения коэрцитивной силы обеспечивают высокую эффективность работы устройств, В частности, повышают мощности электродвигателей или чувствительность датчиков, а высокая температура Кюри и малые потери на перемагничивание позволяют обеспечить температурную стабильность работы устройств и определяют целесообразность использования материала данного типа в высокочастотных приложениях. Распределение долей рынка магнитномягких материалов между основными представителями этого класса показано на рисунке 1. Железо и его сплавы с низким содержанием примесей активно используются в электротехнике уже два столетия, в первую очередь благодаря большим значениям индукции насыщения и величинам магнитной проницаемости вплоть до 10⁵ [8,33]. При этом достаточно большие потери на вихревые токи ограничивают возможности применения данного типа материала кругом устройств, использующих статические или квазистатические магнитные поля. Для практических приложений, использующих более высокочастотное перемагничивание, таких, как, например, трансформаторы и электродвигатели, большое значение имеют ориентированные и неориентированные кремнистые стали, обладающие большим удельным сопротивлением и меньшими значениями константы магнитострикции, что позволяет снизить шумы при работе прибора. Для микроволновых приложений активно используются диэлектрические магнитномягкие ферриты.





Отсутствие дальнего кристаллографического порядка В аморфных ферромагнитных сплавах наделяет их рядом преимуществ. Так, отсутствие магнитокристаллической анизотропии обусловливает малые значения коэрцитивной силы (вплоть до долей А/м (сотых-тысячных долей Э) [8]) и большие величины магнитной проницаемости сплавов (порядка 10⁵-10⁶). Некристаллические сплавы обладают большим удельным электрическим сопротивлением; кроме того, изготовление аморфных сплавов в виде лент, тонких пленок и проволок, обусловленное технологическими особенностями получения данного типа материалов, также позволяет дополнительно снизить потери на вихревые токи. Аморфные сплавы демонстрируют уникальные механические свойства: они обладают высокой прочностью, для некоторых сплавов достигающей 4 ГПа [35]. Огромную практическую значимость имеет их высокая коррозионная стойкость и износостойкость. В совокупности с особенностями магнитных и импедансных свойств, перечисленные характеристики позволяют аморфным сплавам составить конкуренцию широко известным и используемым материалам, получить огромные перспективы практических приложений [1] и завоевать большой исследовательский интерес.

Возможность существования металлов в аморфном состоянии была известна еще в 40-е годы прошлого столетия [1]. Возможность же ферромагнитного упорядочения в аморфной структуре была теоретически предсказана А.И. Губановым в 1960 году [2] и затем экспериментально подтверждена лишь по прошествии нескольких лет [1]. Полученные результаты спровоцировали огромную исследовательскую активность в области аморфных ферромагнитных сплавов как в теоретическом, так и в экспериментальном направлениях. Так, в работах К. Хандриха [3–5] была предложена упрощенная вероятностная модель, описывающая ферромагнетизм в системе обменносвязанных атомов с флуктуирующими величинами обменных интегралов. В работе [5] описан подход к предсказанию температуры Кюри аморфного сплава на основе представленной модели; одним из результатов данной работы, в частности, является утверждение о необходимости учета существования ближнего порядка в аморфных материалах и его значительного влияния на свойства материала. В экспериментальных работах огромное внимание было уделено разработке методов получения аморфных магнитных сплавов различных форм и составов.

1.2 Методы получения металлических сплавов в аморфном состоянии

Получение металлов в аморфном состоянии связано с неравновесными процессами осаждения из газовой фазы, разрушения периодической структуры в кристаллическом материале или закалки из жидкого состояния, которые отмечены штриховыми стрелками на рисунке 2 [1].



Рисунок 2. Методы получения аморфных сплавов [1].

В наиболее распространенных для получения больших партий аморфных изделий методах быстрой закалки из расплава для подавления процессов кристаллизации используются высокие скорости охлаждения – порядка 10⁴-10⁶ К/с [23]. Методы закалки из жидкого состояния имеют множество разновидностей в зависимости от формы конечного изделия и включают в себя закалку на центрифуге или диске, прокатку валками, охлаждение в жидкости, распыление потоком газа и

т.д. [1]. Цилиндрические проволоки требуют особых подходов к изготовлению, исключающих контакт с охлаждающей поверхностью до стеклования материала. Для получения цилиндрических аморфных проводов используются методы экструзии и вытягивания нити расплава с последующим быстрым охлаждением в жидкости. При этом, необходимо, чтобы стеклование происходило в пределах расстояния, обеспечивающего непрерывность потока расплава, а охлаждение производилось жидкостью с небольшим поверхностным натяжением и ламинарным течением при больших скоростях для предотвращения разбиения струи расплава на капли при закалке [23].

Метод быстрой закалки струи расплава позволяет получить аморфные микропровода с диаметром до 300 мкм [36]. Для увеличения скорости охлаждения струи и создания условий применимости данного метода к материалам более широкого диапазона составов данный метод может быть модернизирован: закалка во вращающейся жидкости позволяет увеличить скорость охлаждения приблизительно на порядок (до 10⁵ K/c) и обеспечить стеклование сплавов даже с невысокой стеклообразующей способностью [22,37].

Для изготовления более тонких микропроводов используется метод вытягивания нити расплава в стеклянной оболочке. Данный метод был предложен Тейлором еще в 1924 году [38]. Для его реализации металл помещается в стеклянную трубку, а затем плавится с помощью высокочастотного индуктора. Стеклянная трубка размягчается за счет контакта с расплавленным металлом. Из получаемой капли вытягивается микропровод в стеклянной оболочке, охлаждается на воздухе, и скручивается на вращающийся барабан со скоростью порядка 5 м/с. Стеклянная оболочка позволяет получить провод равномерной толщины, обладающий гладкой поверхностью [23,38]. Присутствие стеклянной оболочки позволяет использовать дополнительные способы охлаждения, такие, как струя воды (рисунок 3). При этом, сдерживаемая стеклом металлическая расплавленная жила не распадается на капли при контакте с охлаждающей жидкостью. Данная модификация метода Тейлора, предложенная А.В. Улитовским [39], позволяет значительно повысить скорость охлаждения расплава при закалке, благодаря чему становится возможным изготовление микропроводов из сплавов множества различных составов. Методом Улитовского-Тейлора получают микропровода с толщинами порядка нескольких

десятков микрон (как правило, менее 50 мкм) и с толщинами стеклянной оболочки в пределах 15-20 мкм [40–42].

Описанный метод используется для изготовления микропроводов достаточно широкого спектра составов. Аморфные магнитномягкие микропровода получают из сплавов на основе железа, никеля и кобальта с добавлением аморфизирующих элементов – кремния, бора, углерода и предотвращения алюминия для зародышеобразования кристаллической Свойства фазы. получаемых материалов в огромной степени зависят от элементного состава сплава. Сплавы на основе железа преимущественно обладают положительной магнитострикцией, тогда как сплавы на основе кобальта – отрицательной [36].



Рисунок 3. Схематическое изображение изготовления микропровода методом Улитовского-Тейлора (переведено) [43].

Комбинация же атомов железа и кобальта в сплаве позволяет регулировать магнитные и магнитострикционные свойства: так, для сплава с соотношением атомов кобальта и железа 70:5 магнитострикция принимает околонулевые значения [36,44–46]

С целью оптимизации состава сплава используются различные добавочные элементы, тем или иным образом влияющие на образование химических связей в сплаве, его структуру и связанные с ними физические параметры. Так, например, было показано, что добавление хрома в сплав приводит к уменьшению величины константы магнитострикции и, следовательно, к ослаблению магнитоупругой анизотропии, понижает температуру Кюри сплава вследствие подавления ферромагнитного обменного взаимодействия атомами хрома [47–49], а также повышает коррозионную стойкость и повышает стеклообразующую способность [50]. Внедрение атомов ниобия, вольфрама, тантала используется для расширения

диапазона температурной стабильности сплава [49]. Добавление молибдена позволяет подавить процессы кристаллизации сплава и повысить стабильность аморфной структуры, а также уменьшить значения коэрцитивной силы образцов [51,52]. Стоит отметить, что концентрации добавочных элементов ограничены технологическими особенностями и в ряде случаев не могут превышать нескольких процентов вследствие существенного увеличения температуры плавления сплава [53].

1.3 Микромагнитная структура аморфных микропроводов: особенности формирования и основные модели

Особенности процесса изготовления аморфных микропроводов методами быстрой закалки из расплава оказывают сильно влияние на свойства самих проводов. При охлаждении струи жидкого прекурсора первой в контакт с охлаждающей жидкостью вступает ее цилиндрическая поверхность – именно она переходит в твердое состояние первой. Дальнейшее стеклование провода происходит послойно при радиальном распространении температурного фронта к центру провода [54,55]. При этом различие коэффициентов теплового расширения

металлического сплава в жидкой и твердой фазах, а также сжатие каждого последующего внутреннего слоя при стекловании приводит К возникновению упругих напряжения в аксиальном, радиальном И [56] азимутальном направлениях (рисунок 4). В проводах в стеклянной оболочке коэффициентов различие теплового расширения металлической жилы и стеклянной оболочки создает дополнительный вклад в закалочные напряжения [57].



Рисунок 4. Схематичное изображение послойного затвердевания микропровода и возникновения радиальных упругих напряжений при стекловании последующего цилиндрического слоя [54].

Расчеты компонент тензора упругих напряжений σ_{ii}, где i = r, φ, z – индексы базисных векторов в цилиндрической системе координат, проводились несколькими исследовательскими группами и представлены в литературе [54–59]. В основе

описываемых моделей лежит оценка упругих сил, возникающих в процессе послойного затвердевания провода. При этом авторы работы [58] отмечают, что для получения корректных результатов оценки закалочных напряжений, согласующихся с экспериментальными данными, необходимо учитывать не только напряжения, возникающие непосредственно в момент затвердевания, но также и их изменение при остывании материала от температуры стеклования сплава до комнатной. В работе [57] соответствующие расчеты проведены при параметрах, соответствующих микропроводам из сплава Fe_{77.5}Si_{7.5}B₁₅ с $\lambda_s = 25 \cdot 10^{-6}$, а в работе [56] - сплаву Co₇₅Si₁₅B₁₀ с $\lambda_s = -4 \cdot 10^{-6}$. Результаты расчетов приведены на рисунке 5. Стоит отметить, что индуцированные радиальные напряжения являются сжимающими (положительными) по всей площади сечения микропровода, тогда как аксиальные и азимутальные напряжения сменяют знак, разбивая сечение на две области [22].



Рисунок 5. Радиальное распределение компонент тензора упругих напряжений для проводов а) FeSiB с положительной магнитострикцией (адаптация рисунка 5 из работы [57]) и б) CoSiB с отрицательной магнитострикцией (адаптация рисунка 3 из работы [56]).

Величины и направления этих напряжений с учетом знака и величин констант магнитострикции определяют локальные значения константы магнитоупругой анизотропии и направления осей преимущественной ориентации намагниченности. Величина константы магнитоупругой анизотропии K_{me} определяется выражением:

$$K_{me} = \frac{3}{2} \lambda_{\rm s} \sigma_{\rm ii},\tag{1}$$

где λ_s – константа магнитострикции насыщения, а σ_{ii} – величина преобладающей компоненты тензора упругих напряжений (σ_{zz} - осевые напряжения, σ_{rr} - радиальные напряжения и $\sigma_{\phi\phi}$ - азимутальные или циркулярные напряжения).



Рисунок 6. Направление осей преимущественной ориентации намагниченности для материалов с различными знаками константы магнитострикции при сжимающих и растягивающих напряжениях [60].

Направление преимущественной ориентации намагниченности может быть определено из распределений компонент тензора упругих напряжений для провода с определенным знаком константы магнитострикции. Так, для микропроводов с положительной магнитострикцией направление оси легкого намагничивания совпадает с направлением преобладающих растягивающих напряжений И перпендикулярно направлению сжимающих напряжений. Для проводов с отрицательной константой магнитострикции зависимость обратна: направление оси легкого намагничивания совпадает с направлением

преобладающих сжимающих напряжений и перпендикулярно направлению растягивающих напряжений (рисунок 6). Таким образом, для описанных ранее примеров микропроводов из работ [56,57], радиальные распределения упругих напряжений для которых приведены на рисунке 5, направление преимущественной ориентации намагниченности в центральной области совпадает с осью провода. Для образца с положительной магнитострикцией при радиальной координате, составляющей 0.78 от радиуса микропровода (при параметрах, характерных для данного сплава) оно сменяется радиальным направлением (рисунок 5а). Для провода же с отрицательной константой магнитострикции при радиальной координате, составляющей 0.46 от радиуса микропровода, энергетически выгодное направление намагниченности сменяется на циркулярное [56] (рисунок 56).

Описанные особенности микромагнитной структуры остаются характерными для проводов с определенным знаком константы магнитострикции [10,61]. Так, для

микропроводов с положительной магнитострикцией характерно существование аксиально намагниченной области – керна - в центральной части (рисунок 7). Аксиально намагниченный керн как правило занимает порядка 70-90% объема микропровода [61]. В приповерхностной области наблюдается доменная структура замкнутого типа – структура Ландау-Лифшица - с преобладающим радиальным направлением намагниченности и замыкающими доменами на поверхности микропровода и в области на границе керна и оболочки (рисунок 7а) [22]. Изображения микромагнитной структуры провода, полученное с помощью магнитооптической Керр-микроскопии (рисунок 76) свидетельствуют 0 формировании такого типа структуры в микропроводе с положительной магнитострикцией [62]. При этом, магнитный контраст также демонстрирует наличие на концах микропровода доменов с намагниченностью, обратной намагниченности керна, возникающих для минимизации энергии полей рассеяния аксиально намагниченного керна (рисунок 76,в).



Рисунок 7. а) Схематическое изображение микромагнитной структуры микропровода с положительной константой магнитострикции с увеличенным изображением доменной структуры замкнутого типа в приповерхностной области [61], б) изображение микромагнитной структуры провода, полученное с помощью Керр-микроскопии [62], в) разбиение на домены аксиально намагниченного керна, формирование замыкающих доменов на конце микропровода [23], г) величины продольной компоненты намагниченности в различных точках на оси микропровода [63].

О формировании замыкающих доменов также говорит спад продольной компоненты намагниченности при приближении к концам образца (рисунок 7г) [63]. Для проводов с относительно небольшими значениями константы магнитострикции может наблюдаться разбиение аксиально намагниченного керна на домены (рисунок 7в) [23,64].

Для микропроводов с отрицательной константой магнитострикции в приповерхностной области энергетически более выгодным является азимутальное направление намагниченности (рисунок 8а-в) [22,23,61]. В проводах с большими отрицательными значениями константы магнитострикции циркулярно намагниченная область может занимать практически весь объем микропровода (рисунок 86). В центральной же области равновесное направление намагниченности большей степени определяется геометрическими И В технологическими параметрами изготовления провода, определяющими величину и пространственное





Рисунок 8. Схематическое изображение микромагнитной структуры микропровода с отрицательной константой магнитострикции: а) общий вид структуры [23], б) изображение сечения микропровода [63, 65];в) изображение приповерхностной магнитной структуры, полученное с силовой помощью магнитной микроскопии [66], г) схематическое изображение микромагнитной структуры микропровода с отрицательной константой магнитострикции с большими величинами упругих напряжений – формирование радиальной намагниченности в центральной области [61,67].

распределение упругих напряжений в объеме. Анализ радиальных зависимостей закалочных напряжений, приводимых выше, позволяет предположить, что возникающая магнитоупругая анизотропия создает преимущество для радиальной ориентации намагниченности вблизи оси провода [23,61]. При этом, такое распределение намагниченности оказывается невыгодным с точки зрения обменного и магнитостатического энергетических вкладов: для минимизации энергетических потерь намагниченность отклоняется в аксиальном направлении, в результате чего формируется аксиально намагниченный керн. В случае же сильных упругих напряжений вклад магнитоупругой энергии оказывается превалирующим, и в центральной области формируется замкнутая структура с преобладанием радиального направления намагниченности, как показано на рисунке 8г [23,61]. Данному случаю соответствуют, в частности, микропровода в стеклянной оболочке. Было показано [23,61,67], что снятие стеклянного покрытия приводит к частичной релаксации напряжений и сопровождается изменением микромагнитной структуры, в частности, формированием области с аксиальной преимущественной ориентацией намагниченности в центральной части микропровода [61]. При этом, если затем микропровод подвергался механической нагрузке в виде растягивающих осевых напряжений, увеличивающих магнитоупругой энергии, вклад аксиально намагниченный керн снова разбивался на домены с преобладанием радиальной намагниченности (рисунок 9).



Рисунок 9. Схематическое изображение изменения микромагнитной структуры микропровода с отрицательной константой магнитострикции при снятии стеклянной оболочки и дальнейшем приложении растягивающей механической нагрузки [23,61].

Этот факт свидетельствует о конкуренции энергетических вкладов, ответственных за формирование микромагнитной структуры. Такой эффект не наблюдается в проводах с положительной магнитострикцией. Однако, микромагнитная структура также чувствительна к вариациям в распределении упругих напряжений. Так, было показано [61], что снятие стеклянной оболочки, приводящее к частичной релаксации механических напряжений, приводит к изменению объемной доли, занимаемой аксиально намагниченным керном (рисунок 10).

Для проводов с околонулевой магнитострикцией доменная структура оказывается в сильной зависимости от конкретных параметров изделия и может варьироваться для микропроводов одной серии с различными геометрическими параметрами. В общем случае микромагнитная структура таких проводов считается близкой к структуре микропроводов с отрицательной константой магнитострикции [23,68].



Рисунок 10. Схематическое изображение изменения микромагнитной структуры микропровода с положительной константой магнитострикции при снятии стеклянной оболочки [23,61].

1.4 Магнитные свойства аморфных микропроводов различных типов и их связь с микромагнитной структурой материала

Описанные особенности микромагнитной структуры можно подтвердить соответствующими закономерностями магнитного отклика материалов. Петли гистерезиса, характерные для того или иного типа аморфных микропроводов, отражают основные механизмы перемагничивания, определяемые микромагнитной структурой провода [9,40,42].

Так, перемагничивание аксиально намагниченного керна происходит за счет быстрого распространения доменной границы вдоль оси микропровода, что наблюдается экспериментально в виде так называемого гигантского скачка Баркгаузена [11]. Приложение магнитного поля, противоположного по направлению аксиальной намагниченности керна, приводит к образованию зародыша обратной

намагниченности и быстрому увеличению его в размере за счет распространения доменных границ [22]. Во многих случаях зародышем может служить замыкающий домен на конце микропровода, однако формирование зародыша может происходить и на непрерывных участках, как правило, содержащих некоторые дефекты структуры [69]. Этот механизм перемагничивания, в частности, ответственен за наблюдение прямоугольной петли гистерезиса – магнитной бистабильности - для микропроводов с положительной магнитострикцией в диапазоне слабых магнитных полей (рисунок 11а) [70]. Аналогичные петли гистерезиса могут быть получены для микропроводов с отрицательной константой магнитострикции без стеклянной оболочки, так же характеризующихся существованием аксиально намагниченного керна [22,61,71]. При приложении же магнитного поля большей амплитуды в микропроводах происходит обратимое перемагничивание оболочки (в проводах с положительной магнитострикцией – радиально намагниченной, с отрицательной циркулярно) преимущественно за счет поворота вектора намагниченности в направлении магнитного поля, в результате чего наблюдается практически безгистерезисный вид полевой зависимости намагниченности с полем насыщения равным полю магнитоупругой анизотропии (рисунок 11г) [22,67]. В таких проводах с выраженной структурой «аксиально намагниченный керн + оболочка» остаточный магнитный момент обеспечивается магнитным моментом керна. Таким образом, коэффициент прямоугольности петли гистерезиса M_r/M_s, где M_r – остаточная намагниченность, а M_s – намагниченность насыщения, может быть использован для оценки объемной доли микропровода, занимаемой аксиально намагниченным керном [23].

Для проводов с отрицательной магнитострикцией в стеклянной оболочке с преобладанием преимущественных направлений намагниченности, перпендикулярных оси провода, как было показано на рисунке 8г, характерно безгистерезисное перемагничивание (рисунок 11в, е) за счет вращения вектора намагниченности [23,40,42,71]. Петли гистерезиса для проводов с околонулевой магнитострикцией могут иметь различные особенности в зависимости от параметров образца и, следовательно, микромагнитной структуры конкретного провода. На рисунке 11б приведен пример безгистерезисной полевой зависимости намагниченности для провода с исчезающе малой отрицательной магнитострикций,

а на рисунке 11д – петля гистерезиса со скачком Баркгаузена для провода с небольшой положительной магнитострикцией.



Рисунок 11. Полевые зависимости намагниченности для микропроводов в стеклянной оболочке с различными константами магнитострикции в диапазоне малых магнитных полей: а) $\lambda_S > 0$, б) $\lambda_S \sim 0$, в) $\lambda_S < 0$ [72]; петли гистерезиса для микропроводов различных составов в диапазоне умеренных и малых (во включениях) магнитных полей: г) Fe₇₀Si₁₀B₁₅C₅ c $\lambda_S = 2 \cdot 10^{-5}$, д) Co₆₀Fe₁₅Si₁₅B₁₀ c $\lambda_S = 1 \cdot 10^{-7}$, е) Co_{68.5}Si_{14.5}B_{14.5}Y_{2.5} c $\lambda_S = -2 \cdot 10^{-6}$ [67].

Известно [73,74], что константа магнитострикции изменяется при воздействии упругих напряжений:

$$\lambda_{s,\sigma} = \lambda_{s,0} - B\sigma, \tag{2}$$

где $\lambda_{s,\sigma}$ – магнитострикция при механической нагрузке, $\lambda_{s,0}$ – магнитострикция в ее отсутствие, *B* – положительный коэффициент, и σ – величина упругих напряжений

[75]. Для проводов с околонулевой стрикцией возможна смена знака константы магнитострикции под действием упругих напряжений [65,66], а значит, изменение микромагнитной структуры. Кроме того, так как распределение упругих напряжений зависит в том числе от геометрических параметров образцов, возможно существенное различие равновесных микромагнитных структур и преобладающих механизмов перемагничивания даже для микропроводов одной серии, изготовленных из одной плавки и идентичных по составу.

Последнее утверждение в определенной степени справедливо для всех типов микропроводов. Так, в образцах одного состава, но изготовленных при различных технологических параметрах и отличающихся геометрическими характеристиками, то есть диаметрами металлической жилы и толщинами стеклянной оболочки, распределения механических напряжений также будут различны. В таких образцах будут проявляться возникающие в результате вариации магнитной структуры зависимости их магнитного отклика от геометрических параметров. Так, например, для проводов с положительной магнитострикцией с различным соотношением диаметров $\rho = \frac{d}{D}$, где d = диаметр металлической жилы, а D – полный диаметр микропровода в стеклянной оболочке, наблюдается различие полей переключения [65], а для проводов с отрицательной магнитострикцией – различные значения магнитной проницаемости в области малых полей и поля анизотропии (рисунок 12) [6,27].



Рисунок 12. Полевые зависимости намагниченности для микропроводов с различными геометрическими характеристиками состава а) Fe₇₀B₁₅Si₁₀C₅ [9], б) Co_{67.1}Fe_{3.8}Ni_{1.4}Si_{14.5}B_{11.5}Mo_{1.7} [27].

В общем виде зависимость намагниченности микропровода от прикладываемого магнитного поля в цилиндрических координатах выражается в тензорном виде:

$$\begin{pmatrix} M_z \\ M_{\varphi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{zz} & \chi_{z\varphi} \\ \chi_{\varphi z} & \chi_{\varphi\varphi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_z \\ H_{\varphi} \end{pmatrix}$$
(3)

где M_i – компоненты намагниченности, H_i – компоненты магнитного поля, χ_{ii} – компоненты тензора магнитной восприимчивости, *i*,*j* – индексы, обозначающие базисные векторы φ , z в цилиндрических координатах [22,76]. Помимо аксиальных и циркулярных петель магнитного гистерезиса, описываемых диагональными компонентами тензора магнитной восприимчивости χ_{zz} и $\chi_{\phi\phi}$, в некоторых случаях наблюдаются недиагональные эффекты возникновения циркулярной компоненты намагниченности при приложении магнитного поля вдоль оси провода, а также возникновения продольной компоненты намагниченности под действием циркулярного магнитного поля. Как правило, для их проявления необходимо наличие в микропроводе анизотропии геликоидального типа [76], в том числе вызванной внешним воздействием, примеры которых будут описаны далее. Полевые зависимости различных компонент намагниченности для микропровода с околонулевой магнитострикцией показаны на рисунке 13. Помимо возникновения эффектов, описываемых недиагональными компонентами тензора магнитной восприимчивости, перекрестное влияние аксиальной и циркулярной компоненты магнитного поля на циркулярную и аксиальную компоненты намагниченности, соответственно, возможно вследствие полевой зависимости диагональных компонент тензора восприимчивости.

Прикладываемое магнитное поле оказывает влияние на реализацию механизма перемагничивания. Так, в работах [24,77] показано, что прикладываемое внешнее продольное магнитное поле выступает в качестве добавочного к эффективному полю анизотропии в микропроводе, в результате чего циркулярная компонента магнитной проницаемости зависит от его величины. Этот факт, а частности, ответственен за наблюдение гигантского магнитоимпедансного эффекта.



Рисунок 13. Полевые зависимости компонент намагниченности для провода на основе сплава СоFe околонулевой магнитострикцией: а) зависимость продольной (аксиальной) компоненты намагниченности от амплитуды аксиального внешнего магнитного поля, б) зависимость циркулярной компоненты намагниченности от амплитуды циркулярного магнитного поля, в) зависимость циркулярной компоненты намагниченности от амплитуды аксиального внешнего магнитного поля, г) зависимость аксиальной компоненты намагниченности от амплитуды циркулярного магнитного поля (на вставке показана зависимость в диапазоне малых полей) [22,78].

1.5 Эффект гигантского магнитного импеданса: механизм возникновения и связь с микромагнитной структурой материала

Эффект магнитного импеданса заключается в изменении полного комплексного сопротивления проводника при приложении магнитного поля. Для оценки величины эффекта ГМИ обычно используется относительное изменение импеданса, выраженное в процентах:

$$\frac{\Delta Z}{Z}(H) = \frac{|Z(H)| - |Z(H_{max})|}{|Z(H_{max})|} \cdot 100\%, \tag{4}$$

где |Z(H)| - модуль импеданса проводника в магнитном поле, $|Z(H_{max})|$ - модуль импеданса проводника в максимальном прикладываемом магнитном поле, величина

которого обычно достаточна для достижения магнитного насыщения. В некоторых случаях используется нормировка на значения импеданса в отсутствие прикладываемого внешнего магнитного поля (H_{max} полагается равным нулю в выражении (4)). Если относительное изменение импеданса составляет более 20%, то эффект называется гигантским (ГМИ). В аморфных ферромагнитных сплавах этот эффект достигает сотен процентов [79].

Хотя экспериментальные наблюдения и интерпретации гигантского магнитоимпедансного эффекта относятся еще к 1935 году [80], лавинообразное увеличение числа исследований, посвященных ГМИ произошло после 1994 года, после опубликования Л. Паниной и К. Мори, а также Р. Бичем и А. Берковицем экспериментальных данных и теоретической модели эффекта ГМИ на основе полевой зависимости скин-эффекта [12,81].

Импеданс цилиндрического ферромагнитного проводника в квазиклассическом приближении может быть выражен следующим образом [82]:

$$Z = -i \cdot 2\pi f \cdot L_e + R_{DC} \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}$$
(5)
$$k = \frac{1-i}{\delta}, \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu_0 \mu_0}}$$

где R_{DC} – сопротивление постоянному току, J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка, δ – толщина скин-слоя в случае плоской границы раздела сред, f– частота тока, σ проводимость материала, μ_0 – магнитная постоянная, μ_{φ} циркулярная компонента магнитной проницаемости, a радиус провода, L_e – внешняя часть самоиндукции проводника. Приложение магнитного поля изменяет величину циркулярной компоненты магнитной проницаемости, в результате чего изменяется толщина скин-слоя, а следовательно, импеданс проводника.

Преобладающие механизмы изменения импеданса варьируются с частотой пропускаемого электрического тока [6,79]. В области слабого скин-эффекта, в диапазоне частот до ~10 кГц изменения импеданса преимущественно связаны с индуктивными потерями в проводнике. Внутренняя часть индуктивности пропорциональна магнитной проницаемости, которая в свою очередь зависит от магнитного поля. В диапазоне от 10-100 КГц до 100-1000 МГц эффект ГМИ наблюдается благодаря вариации толщины скин-слоя при изменении величины прикладываемого магнитного поля. При этом в области до 1-10 МГц оба механизма

перемагничивания движение доменных границ И вращение вектора намагниченности – вносят вклад в величину магнитной проницаемости, тогда как на более высоких частотах движение доменных границ оказывается подавленным, и перемагничивание происходит считается, ЧТО за счет вращения вектора При ΓГц намагниченности. частотах порядка изменение импеданса преимущественно связано с ферромагнитным резонансом в проводах. Зависимость импеданса аморфного микропровода от величины циркулярной компоненты магнитной проницаемости, лежащая в основе возникновения эффекта ГМИ, определяет чувствительность этого эффекта к микромагнитной структуре провода. В работах [24,77] показано, что вид полевой зависимости эффекта ГМИ определяется преобладающим типом анизотропии в аморфном микропроводе (рисунок 14). Так, в микропроводах с преобладающей аксиальной анизотропией при приложении магнитного поля вдоль оси микропровода циркулярная компонента магнитной проницаемости быстро спадает с напряженностью внешнего поля. В параметрах модели внешнее магнитное поле выступает в качестве добавки к полю анизотропии микропровода. На полевой зависимости ГМИ наблюдается один пик в области нулевого магнитного поля (рисунок 14а).



Рисунок 14. Полевые зависимости эффекта ГМИ для микропроводов с преобладанием а) аксиальной и б) циркулярной магнитной анизотропии [24].

В случае же преобладания циркулярной анизотропии полевая зависимость магнитной проницаемости имеет особенность в поле, равном по модулю полю анизотропии. Таким образом, ГМИ будет иметь два симметричных максимума полевой зависимости эффекта (рисунок 14б).

В реальных экспериментах измеряемый эффект ГМИ и вид кривых в большой степени зависят от параметров эксперимента. В частности, поле, в котором наблюдается максимум эффекта, зависит от амплитуды пропускаемого переменного тока [83]. Частота пропускаемого тока определяет механизмы перемагничивания, а следовательно, величину магнитной проницаемости и ее полевую зависимость, что также отражается на наблюдаемом эффекте [23].

На настоящий момент наибольшие наблюдаемые экспериментально величины эффекта ГМИ составляют порядка 600% [84]. Такие величины эффектов позволяют обеспечить крайне высокую чувствительность элемента к магнитному полю $-\frac{10\%}{A/M}$ и зарегистрировать поля порядка пТл. Датчики на основе ГМИ на данный момент являются одними из самых чувствительных датчиков, работающих при комнатных температурах [84]. Тем не менее, наблюдаемые в эксперименте величины эффектов кратно меньше теоретически предсказанных 3000% [85,86]. Данный факт обусловливает неутихающий исследовательский интерес в области оптимизации эффекта ГМИ различными методами. Оптимизация же величины эффекта, как и магнитного отклика в целом, может быть проведена не только с помощью подбора оптимальных составов и параметров изготовления материалов, но и с использованием методик последующей обработки уже изготовленных микропроводов.

1.6 Влияние внешних воздействий на микромагнитную структуру, магнитные и магнитоимпедансные свойства аморфных микропроводов

1.6.1 Снятие стеклянной оболочки

Малость магнитокристаллической анизотропии и преобладание магнитоупругого энергетического вклада в аморфных ферромагнитных проводах делает их микромагнитную структуру крайне чувствительной к распределению механических напряжений – этот эффект уже был описан на примере изменения доменной структуры проводов различных типов при снятии стеклянной оболочки.

Данный эффект подтверждается экспериментально – так, для проводов на основе кобальта с отрицательной магнитострикцией была исследована эволюция петли гистерезиса при последовательном стравливании стеклянной оболочки. Постепенная релаксация упругих напряжений, вызываемых стеклянной оболочкой, приводит к трансформации вида петли: имеющие изначально безгистерезисные полевые зависимости намагниченности микропровода при уменьшении толщины стеклянной оболочки демонстрируют гистерезисное поведение намагниченности, а при полном ее снятии - практически бистабильное (рисунок 15) [87].



Рисунок 15. Полевые зависимости намагниченности для провода (Co_{0.94}Mn_{0.06})₇₅Si₁₀B₁₅ при последовательном (1-2-3-4) травлении стеклянной оболочки [87].

Снятие стеклянной оболочки и связанная с ним релаксация упругих напряжений приводит в том числе к ослаблению магнитоупругой анизотропии и уменьшению величины поля анизотропии. На полевых зависимостях гигантского магнитоимпедансного эффекта данное явление отражается в смещении поля максимума эффекта ближе к нулю (рисунок 16) [88].

a)

б)



Рисунок 16. Полевые зависимости гигантского магнитоимпедансного эффекта для микропровода Со_{71.8}Fe_{4.9}Nb_{0.8}Si_{7.5}B₁₅ в стеклянной оболочке (а) и без нее (б) [88].

Изменение распределения упругих напряжений в объеме микропровода может быть проведено и с помощью других типов обработки изделий – приложении механической нагрузки, отжиге и различных комбинациях этих воздействий в том числе при дополнительном приложении внешнего магнитного поля. Изменение микромагнитной структуры четко прослеживается на зависимостях магнитного отклика образцов от параметров обработки [27].

1.6.1 Приложение механических нагрузок

Механическая нагрузка, прикладываемая к аморфным микропроводам, выступает в качестве дополнительного вклада к закалочным упругим напряжением, влияние на распределение локальных значений анизотропии и оказывая В направлений преимущественной ориентации намагниченности. случае микропроводов, демонстрирующих бистабильное поведение, величина поля переключения растет с увеличением прикладываемой нагрузки (рисунок 17а,б). Энергия, необходимая для формирования и срыва доменной границы, зависит от магнитоупругого энергетического вклада и пропорциональна корню из величины Учитывая влияние закалочных упругих напряжений [21,89]. напряжений, объясняющих отклонение показателя степени от ½, зависимость поля переключения от внешней нагрузки в достаточной степени соответствует данной функции [89,90], в частности, описывая ее вид при внешних нагрузках, превышающих внутренние [91,92]. Для проводов с отрицательной магнитострикцией, также демонстрирующих



Рисунок 17. Влияние упругих напряжений на магнитные свойства микропроводов: а) петли гистерезиса микропроводов на основе железа при различных величинах растягивающих напряжений [90], зависимость поля переключения от величины прикладываемых напряжений для проводов с б) положительной, в) отрицательной магнитострикцией [89], г) полевые зависимости намагниченности для проводов на основе кобальта при различных внешних растягивающих напряжениях [90].

гигантский скачок Баркгаузена, зависимость поля переключения от внешних напряжений может иметь особенности (рисунок 17в), связанные с изменением величины константы магнитострикции под действием механической нагрузки, [89]. В выражением (2)микропроводах отрицательной описываемым с безгистерезисный имеющих тип полевой магнитострикцией, зависимости намагниченности, наблюдается линейный рост поля анизотропии с увеличением растягивающей нагрузки, благодаря как появлению дополнительного вклада в распределение упругих напряжений, так и увеличению модуля константы магнитострикции (рисунок 17г) [90]. Увеличение поля анизотропии также можно наблюдать на полевых зависимостях гигантского магнитоимпедансного эффекта: поле максимума эффекта смещается в сторону больших значений при увеличении нагрузки для проводов с преобладанием циркулярной анизотропии (рисунок 18) [93– 95].
Стоит отметить, что прикладываемые упругие напряжения оказывают прямое воздействие на величину Изменение магнитной импеданса. проницаемости при изменении магнитоупругой анизотропии под действием механической нагрузки обусловливает зависимость импеданса провода от величины упругих напряжений стресс-импедансный эффект [96,97].



Рисунок 18.ПолевыезависимостиГМИприприложениирастягивающихнапряженийразличной величины [87].

Значительное влияние на микромагнитную структуру проводов оказывает приложение крутильных деформаций. Скручивание провода создает растягивающие упругие напряжения, направленные под углом к образующей цилиндрического микропровода – величина их может быть описана аксиальной и азимутальной вектора. Такое воздействие сказывается компонентами на суммарном упругих напряжений, а следовательно, И магнитоупругой распределении анизотропии, и приводит к изменению микромагнитной структуры: наблюдается преимущественной ориентации вектора намагниченности отклонение И возникновение геликоидального типа магнитной структуры (рисунок 19а) [28,98,99]. Хиральность структуры закономерно зависит же как OT направления крутильных деформаций, прикладываемых так И ОТ знака константы магнитострикции: в работе [98] показано, что скручивание микропроводов с положительной и отрицательной магнитострикцией приводит к наклону доменных границ в приповерхностной области в противоположных для различных типов проводов направлениях. Возникновение геликоидальной структуры преимущественно описывается в терминах изменений в свойствах самих доменов и разделяющих их доменных границ [100,101]. При скручивании провода наблюдается появление так называемых спиральных и эллиптических доменных границ. Периодичность структуры на поверхности зависит от величины скручивающих напряжений, а по результатам моделирования согласуется с изменением объемной доли, занимаемой центральной областью [101–103] (рисунок 196). Таким образом, взаимодействие центральной и приповерхностной областей в проводах с

геликоидальными свойствами оказывается более существенным. Так, в работе [104] показано, что скручивание провода и возникновение спиральных структур увеличивает подвижность доменной границы в центральной части провода за счет подвижности связанных с ней спиральных доменных границ на поверхности (рисунок 19в). Этот эффект совместно с переключением намагниченности в приповерхностной области наблюдается в виде увеличения прямоугольности петли гистерезиса при деформации кручения (рисунок 19г) [101].



Рисунок 19. а) Спиральная структура микропровода по результатам микромагнитного моделирования [102]; б) изображения приповерхностной микромагнитной структуры микропровода с отрицательной магнитострикцией при воздействии крутильных деформаций различной величины от $-80\pi \frac{\text{рад}}{M}$ до $+40\pi \frac{\text{рад}}{M}$, полученные с помощью Керр-микроскопии [101]; в) скорость доменной границы в микропроводах при различных крутильных напряжениях [104], г) петли гистерезиса микропроводов на основе кобальта при воздействии крутильных деформаций различных (1) $\pi \frac{\text{рад}}{M}$, (2) $5\pi \frac{\text{рад}}{M}$, $40\pi \frac{\text{рад}}{M}$ [101].

Геликоидальный тип анизотропии в приповерхностной области и существование направления преимущественной ориентации намагниченности, имеющего определенный угол наклона относительно образующей микропровода, объясняет в том числе и асимметрию циркулярных петель гистерезиса микропроводов при приложении продольного поля смещения (рисунок 20а) [105,106]. Это поле. выделяет одно двух направлений ИЗ вдоль оси преимущественной ориентации намагниченности, которое имеет в том числе циркулярную компоненту. В результате даже в отсутствие циркулярного магнитного поля соответствующая компонента намагниченности отлична от нуля. Наблюдается также симметричный описанному явлению эффект: при пропускании постоянного электрического тока создаваемое им циркулярное магнитное поле делает более выгодным одно из продольных направлений намагниченности. Магнитный отклик приобретает асимметрию относительно аксиального внешнего поля, так как для поворота намагниченности в менее выгодном направлении требуется большие энергетические затраты (рисунок 20б). Так как при одинаковых амплитудах, но противоположных направлениях прикладываемого поля приповерхностная микромагнитная структура, а следовательно процессы перемагничивания и величина магнитной проницаемости различны, отличаются и величины импеданса. Таким образом, в описанной конфигурации наблюдается асимметричный по магнитному полю эффект гигантского магнитного импеданса (рисунок 20в) [29,106,107].

a)



Рисунок 20. Свойства микропроводов с геликоидальной анизотропией в приповерхностной области: a) петли гистерезиса циркулярные при приложении продольного поля смещения H = 0.5 Э (сплошная линия) и H = -0.5 Э(штрих-пунктирная линия) [106]. б) продольные петли гистерезиса И B) полевые зависимости компонент тензора поверхностного импеданса при различных величинах циркулярного поля смещения H_b [29]

б)





Эффекты, достигаемые с помощью механических деформаций микропроводов, могут послужить основой для создания структур с модифицированными свойствами. Так, например, спирали из аморфных микропроводов могут иметь значительно отличающиеся от одиночного микропровода свойства. Скручивание микропровода в спираль подразумевает наведение постоянных деформаций растяжения/сжатия и кручения, что, как описано выше, оказывает сильное влияние на микромагнитную структуру объекта, в том числе позволяет создать материал с геликоидальной анизотропией. При этом периодичность расположения витков также играет важную роль в конечном магнитном отклике объекта. Было показано [65,108–110], что магнитостатические взаимодействия в системах параллельно расположенных микропроводов приводят к формированию новых особенностей свойств, в частности, к проявлению ступенчатого перемагничивания: поля рассеяния микропроводов в системе оказывают подмагничивающее действие на соседние приводящие к сдвигу петель гистерезиса отдельных проводов элементы. абсцисс. Взаимодействия между относительно оси витками спирали ИЗ микропровода также могут выступать в качестве полей смещения и привести к проявлению особенностей магнитного отклика системы, например, в виде асимметричного поведения зависимостей, как описано в предыдущем абзаце. Изделия на основе таких спиралей уже зарекомендовали себя в качестве перспективных устройств для эндоваскулярных вмешательств [111].

Описанные механизмы воздействия на микромагнитную структуру с помощью деформаций растяжения и кручения могут использоваться в комбинации, что позволяет более тонко регулировать отклик материала в широком диапазоне свойств [25]. Данные методы являются обратимыми по своему принципу. В то же время большое внимание привлекают способы оптимизации характеристик материалов, подразумевающие «фиксацию» наводимой анизотропии за счет изменения структуры сплава. Наиболее распространенным способом управления свойствами аморфных сплавов является отжиг.

1.6.3 Отжиг при температурах ниже температуры кристаллизации

Отжиг аморфных микропроводов при температурах ниже температуры кристаллизации приводит к частичной релаксации закалочных напряжений.

Было показано, что в микропроводах на основе железа с положительной магнитострикцией отжиг приводит к снижению коэрцитивной силы прямоугольной петли гистерезиса (рисунок 21) [27]. Стоит отметить, что для микропроводов на основе сплава с содержанием нескольких ферромагнитных элементов (Fe-Ni, Fe-Co) коэрцитивная сила может увеличиваться. В этом случае упорядочивание атомарных пар при отжиге стабилизирует доменные границы, и для их распространения необходимо приложение более сильных внешних полей [27]. Отжиг микропроводов также таких повышает скорость распространения доменной границы переключении аксиально при намагниченного керна (рисунок 21). Так как доменной подвижность границы пропорциональна отношения корню ИЗ



Рисунок 21. Петли гистерезиса (а) и полевая зависимость скорости доменной границы (б) в при переключении аксиально намагниченного керна для необработанных (as-prepared) и отожженных в течение часа в 375°C микропроводах Fe₇₅B₉Si₁₂C₄ [112].

обменной жесткости *A* к константе анизотропии *K*, данный эффект может быть объяснен ослаблением магнитоупругой анизотропии сплава [112,113]. Кроме того, значительно уменьшаются осцилляции локальных полей зарождения доменов обратной намагниченности по длине провода. Данный результат может быть связан с диффузией дефектов, вызывающих пиннинг доменной границы [113].

Для микропроводов с отрицательной или околонулевой константой магнитострикции отжиг приводит к наблюдению явления, аналогичного происходящему при снятии стеклянной оболочки, описанному ранее. Частичная релаксация закалочных напряжений приводит к смене преимущественного направления намагниченности в центральной части провода с радиального на аксиальное, в результате чего формируется аксиально намагниченный керн. Для данного типа структуры характерно перемагничивание керна быстрым

распространением доменной границы. Таким образом, при отжиге полевая зависимость намагниченности для этого типа проводов эволюционирует из безгистерезисной в прямоугольную (рисунок 22) [27,114,115]. Кроме того, коэффициент прямоугольности петли гистерезиса также увеличивается с увеличением температуры отжига, что соответствует увеличению объема аксиально намагниченного керна [115].

Трансформация полевых зависимостей ГМИ для этого типа проводов согласуется с заключениями об изменении микромагнитной структуры на основе изменений в петлях гистерезиса. Так, для микропроводов с циркулярным типом анизотропии характерны два пика полевой зависимости магнитоимпедансного эффекта, что наблюдается в необработанных образцах. Для отожженных же проводов может наблюдаться одиночный пик В нулевом магнитном поле, характерный для проводов с аксиальным и преимущественным радиальным намагниченности, направлением как упоминалось ранее [77]. Формирование и увеличение объема аксиально намагниченного керна в результате отжига может приводить к тому, что скин-слой,



Рисунок 22. Петли гистерезиса (а) и полевые зависимости эффекта ГМИ (б) для микропроводов Fe_{3.6}Co_{69.2}Ni₁B_{12.5}Si₁₁Mo_{1.5}C_{1.2} - без обработки (as-prepared) и отожженных при различных температурах в течение часа [115].

вовлеченный в процесс протекания переменного тока и перемагничивания циркулярным магнитным полем, будет включать часть аксиально намагниченной области. В результате керн будет вносить вклад и в измеряемый импедансный эффект [114,115]. Кроме того, отмечается, что поле наблюдения максимума эффекта ГМИ в случае существования двух пиков полевой зависимости смещается в сторону меньших магнитных полей при отжиге. Так как поле максимума эффекта в проводах с циркулярным типом анизотропии соответствует полю анизотропии, то в данном

случае релаксация упругих напряжений, ослабляющая магнитоупругий вклад анизотропии, описывает закономерность [114,115].

Наведение магнитной анизотропии и управление свойствами аморфных ферромагнитных проводов возможно также с помощью отжига в присутствии магнитного поля [116]. При отжиге в магнитном поле несколько механизмов перераспределения атомов, такие, как упорядочение атомных пар, обратные напряжения, возникающие в результате упорядочения дислокаций структуры, способствуют формированию анизотропии в выделенном направлении [9,117,118]. Приложение магнитного поля вдоль оси микропровода способствует наведению анизотропии с преимущественной ориентацией намагниченности В этом направлении [119]. Кроме того, наведенная анизотропия изменяет величину циркулярной магнитной анизотропии и влияет на величину наблюдаемого эффекта ГМИ. Так, было показано, что величина и вид полевой зависимости гигантского магнитоимпедансного эффекта зависят В том числе направления от прикладываемого при отжиге магнитного поля [120,121].

Данный эффект реализуется и при токовом отжиге аморфных микропроводов: нагрев под действием эффекта Джоуля в циркулярном магнитном поле, создаваемом пропускаемым током, способствует перераспределению механических напряжений, наведению анизотропии в циркулярном направлении и наблюдению выраженного магнитномягкого поведения проводов [27,122]. Токовый отжиг используется, в частности, для «смягчения» магнитных свойств и получения больших значений магнитной проницаемости для повышения чувствительности элементов датчиков на основе гигантского магнитного импеданса к магнитному полю [9,122].

При этом преимущественные механизмы влияния токового отжига на свойства провода зависят от величины пропускаемого тока и, соответственно, температуры отжига. В работе [74] была подробно исследована эта зависимость для сплава на основе Co-Fe с околонулевой магнитострикцией. Было показано, что при пропускании тока порядка 50-60 мА возникает циркулярная магнитная анизотропия, наблюдаются наименьшие коэрцитивная сила и коэффициент прямоугольности микропровода. При этом отжиг электрическим током с амплитудой порядка упомянутых значений является обратимым: повторный отжиг в необходимых условиях позволяет вернуть характерный отклик провода. Данная закономерность

характерна для наведения анизотропии за счет упорядочения атомных пар. Авторы работы также отмечают, что в этом промежутке значений токов отжига наблюдаются наибольшие значения константы магнитострикции микропровода за счет релаксации закалочных напряжений, а также за счет уменьшения свободного объема при перераспределении атомов. Отжиг токами больших амплитуд не приводит к наведению анизотропии, так как температуры, достигаемые за счет Джоулева тепла, превышают температуру Кюри. Дальнейшее же повышение температуры отжига приводит к кристаллизации образцов [74]. Так, в работе [123] при пропускании тока плотностью 470 А/мм² наблюдалось именно это явление.

При отжиге в оптимальных условиях образцы характеризуются большей магнитной мягкостью. В работе [124] показано, что токовый отжиг микропровода с околонулевой магнитострикцией приводит к уменьшению среднего поля магнитной анизотропии (рисунок 23а). При этом, характерные изменения претерпевает и полевая зависимость гигантского магнитоимпедансного эффекта: максимум кривой ГМИ смещается в сторону меньших полей (рисунок 236). Стоит отметить, что токовый отжиг приводит к значительному увеличению эффекта ГМИ [124]. В работе [125] для проводов аналогичного состава было получено значение эффекта ГМИ 650% с помощью описываемого метода обработки.



Рисунок 23. а) Петли гистерезиса и б) полевые зависимости эффекта ГМИ для микропровода Co_{69.2}Fe_{3.6}Ni₁B_{12.5}Si₁₁Mo_{1.5}C_{1.2} в исходном состоянии и после отжига электрическим током [124].

Токовый отжиг микропроводов с положительной магнитострикцией также приводит к наведению циркулярной анизотропии в приповерхностном слое. Так, было показано [122,126], что для отожженных проводов из сплава на основе железа полевая зависимость имеет двухпиковый вид, характерный для циркулярного типа магнитной анизотропии (рисунок 24). Величина эффекта увеличилась с 30% в исходном состоянии до 140% после отжига [122]. При этом петли гистерезиса для этих образцов оставались прямоугольными, свидетельствующими о наличии аксиально намагниченного керна, занимающего 95% объема микропровода. В данном случае тонкая приповерхностная область микропровода вносит наибольший вклад в измеряемый эффект ГМИ.



Рисунок 24. Полевые зависимости ГМИ для микропроводов Fe₇₅B₉Si₁₂C₄ в исходном состоянии (слева) и отожженных электрическим током 20 мА в течение 5 минут (справа) [122]

Огромное значение для оптимизации свойств микропроводов имеет отжиг под воздействием механической нагрузки. Аналогично отжигу в магнитном поле, совместное воздействие отжига и механических напряжений приводит к наведению магнитной анизотропии. Так, в микропроводах с положительной магнитострикцией

формируется наведенная анизотропия c преимущественным направлением намагниченности перпендикулярно оси микропровода, в результате чего магнитный отклик ИЗ бистабильного становится безгистерезисным (рисунок 25) [127]. Оценки на основе коэффициента прямоугольности петли гистерезиса показывают,



Рисунок 25. Петли гистерезиса микропровода Fe₇₅B₉Si₁₂C₄ в исходном состоянии (а), после отжига при 200°C (б), 250°C (в) и 300°C (г) в течение часа под нагрузкой 900 МПа [127].

что такая обработка микропровода приводит к уменьшению объемной занимаемой доли, аксиально намагниченным керном, как в случае увеличения температуры отжига [127], случае так И В увеличения прикладываемой механической нагрузки [128]. Кроме того, изменение преобладающих компонент упругих напряжений И связанных С НИМИ направлений преимущественной ориентации намагниченности приводят



Рисунок 26. Полевые зависимости ГМИ микропровода Fe₇₅B₉Si₁₂C₄ в исходном состоянии и после отжига при различных температурах [127].

к изменениям формы полевой зависимости ГМИ. В работах [127–130] показано, для отожженных под действием механической нагрузки микропроводов на основе железа наблюдаются два пика полевой зависимости эффекта, характерные для образцов с преобладанием циркулярной магнитной анизотропии (рисунок 26). В работе [128] также показано, что в МГц-диапазоне частот (50-500 МГц для микропровода, отожженного при 300°С при нагрузке 900 МПа) наблюдается нетривиальный вид кривой зависимости. Данная кривая представляет собой суперпозицию однопиковой и двухпиковой зависимостей эффекта. Такой вид обусловлен проявлением равнозначных вкладов В эффект OT аксиально намагниченного керна (пик зависимости в нулевом магнитном поле) и оболочки с наведенной циркулярной анизотропией (два пика в ненулевых магнитных полях). Также было показано, что отжиг при приложении упругих напряжений увеличивает максимальные значения эффекта практически на порядок [128].

Для микропроводов с отрицательной и околонулевой константой магнитострикции отжиг под механической нагрузкой приводит к обратному эффекту - наведенная анизотропия способствует формированию аксиально намагниченного керна. Полевая зависимость намагниченности трансформируется из безгистерезисной в прямоугольную петлю гистерезиса (рисунок 27) [9,27,115,131].



Рисунок 27. Петли гистерезиса (а) и полевые зависимости эффекта гигантского магнитного импеданса (б) микропровода Fe_{3.6}Co_{69.2}Ni₁B_{12.5}Si₁₁Mo_{1.5}C_{1.2} в исходном состоянии и при отжиге под воздействием механической нагрузки [115].

Коэрцитивность же зависит OT условий отжига. При определенных условиях обработки может быть получено бистабильное поведение отрицательной микропроводов с константой магнитострикции С коэрцитивной силой порядка единиц А/м [27,115]. Кроме того, в работах [9,131] показано, что при приложении больших механических нагрузок полевая зависимость намагниченности снова становится безгистерезисной.

Формирование аксиально намагниченного керна также наблюдается и на полевых зависимостях эффекта гигантского магнитного импеданса. На низких частотах кривые для отожженных

под нагрузкой образцов демонстрируют единственный пик в нулевом магнитном поле, что, как описывалось ранее, является характерным для образцов с аксиальным типом анизотропии [115]. В этом случае аксиально намагниченный керн оказывается вовлечен в процесс перемагничивания электрическим током и вносит вклад в измеряемый эффект ГМИ. Перераспределение упругих напряжений и наведение анизотропии при таком типе обработки позволили увеличить наблюдаемый в микропроводе на основе кобальта с отрицательной магнитострикцией эффект ГМИ более, чем в 2 раза [131].

Зависимость свойств получаемого в результате обработки материала от ее конкретных условий предоставляет возможность тонкого управления характеристиками аморфных микропроводов, В том числе, предоставляя возможности создания образцов с уникальными свойствами. Так, например, использование градиента температуры при отжиге микропроводов позволяет

получить образцы с градиентом наведенной анизотропии, а следовательно, с плавно длины провода свойствами. В работах [132–134] изменяющимися вдоль продемонстрированы примеры микропроводов с положительной и отрицательной магнитострикцией с наведенной градиентной анизотропией – микропровода были отожжены под механической нагрузкой в градиентной температуре. Как было показано ранее, свойства и микромагнитная структура проводов с положительной и отрицательной магнитострикцией зависят от температуры, в которой проводился отжиг под механической нагрузкой. В описываемых случаях коэффициент прямоугольности локальных петель гистерезиса изменялся вдоль длины провода, что свидетельствует о вариации радиуса аксиально намагниченного керна (рисунок 28) [132,133]. В частности, в образцах с такой микромагнитной структурой с конусным керном в центральной области может проявляться движение доменной границы с переменной скоростью [133].



Рисунок 28. Микропровод с градиентной магнитной анизотропией (схематическое изображение) и скорость распространения доменной границы между приемными катушками на участке III [133].

Также в работе [134] показано, что локальные вариации условий обработки позволяют осуществить локальное наведение анизотропии для управления движением доменной границы, в частности, для создания центра пиннинга границы или центра зародышеобразования обратной намагниченности.

1.7 Методы определения микромагнитной структуры аморфных микропроводов

Описанное множество способов воздействия на микромагнитную структуру и свойства микропроводов, а также большая чувствительность магнитного отклика к этим воздействиям подчеркивают важность достоверной информации о

микромагнитной структуре и ее эволюции как с точки зрения фундаментальной науки, так и для практических приложений. Заинтересованность исследователей в получении аморфных материалов с оптимальными по определенным критериям свойствами демонстрирует перспективность этого типа материалов в создании новых и усовершенствовании имеющихся устройств. Установление, какие именно процессы лежат в основе изменения свойств материала под действием внешних стимулов, является не только важной практической задачей, но и открытым вопросом фундаментальных исследований. Огромное значение микромагнитной структуры микропроводов для их магнитного отклика в целом и практических приложений в частности тем не менее сталкивается с огромными трудностями получения достоверной информации об объемном распределении намагниченности в материале. В настоящий момент выводы о микромагнитной структуре образцов основываются лишь на анализе и сопоставлении объемных и поверхностных магнитных характеристик.

Для оценки объема, занимаемого аксиально намагниченным керном, часто используют данные вибрационной или индукционной магнитометрии [63,115,122,125,135,136]. В силу преобладания перпендикулярного оси микропровода направления намагниченности в приповерхностной области, остаточный магнитный момент, измеряемый вдоль оси микропровода, моменту соответствует магнитному аксиально намагниченного керна. Намагниченность насыщения же соответствует магнитному моменту однородно намагниченного провода. Таким образом, коэффициент прямоугольности петли гистерезиса $\frac{M_r}{M_c}$ пропорционален объемной доле аксиально намагниченной области микропровода. Данный метод, однако, не учитывает вклада замыкающих доменов в керне, возникающих в результате действия размагничивающего поля, а также возможного разбиения керна на домены [23,63,64]. В индукционных же методах дополнительное вариации влияние оказывают В связанных параметрах эксперимента. Так, в работе [110] отмечается, что изменение скорости приращения магнитного поля в результате увеличения его амплитуды на фиксированной частоте относительно скорости переключения намагниченности (распространения доменной границы) приводит к изменению вида петли гистерезиса, а именно к наклону ее боковых участков и увеличению коэрцитивной силы (рисунок 29).

Зависимость измеряемых параметров гистерезиса от условий эксперимента работах продемонстрирована В И [137,138]. Было показано также существование флуктуаций параметров гистерезиса при циклических измерениях в одинаковых условиях [139–141].

Кроме того, при оценке микромагнитной структуры с использованием объемных методик необходимо также учитывать усреднение измеряемых характеристик по объему



Рисунок 29. Петли гистерезиса микропровода Fe₇₄B₁₃Si₁₁C₂, измеренные индукционным методом при различных амплитудах внешнего поля на фиксированной частоте [110].

микропровода. Так, например, в работе [122] показано различие значений полей анизотропии, определяемых по полю насыщения петли гистерезиса и полю максимума эффекта гигантского магнитного импеданса. В первом случае величина эффективного поля анизотропии является усредненной по объему микропровода величиной, а во втором случае – усредненной по скин-слою. Различие этих величин также свидетельствует о существенных вариациях свойств провода в поперечном сечении. Локальные отклонения магнитных свойств, например, на концах будут микропровода, также вносить вклад В усредненные магнитные характеристики, определяемые с помощью данных методик.

В некоторых случаях оказывается крайне полезным локальное исследование процессов перемагничивания с помощью подвижных приемных катушек небольшой длины [135], позволяющее получить распределение локальных полей зарождения доменных границ [134,142,143] и сделать вывод о динамике доменной границы при перемагничивании аксиально намагниченного керна [133,144,145]. Однако интерпретации получаемых результатов также требуют учета множества факторов, таких, как форма доменной границы [146–149], определяющих динамику процессов перемагничивания и не всегда являющихся точно устанавливаемыми. Форма доменной границы и ее динамика при переключении аксиально намагниченного керна являются предметом большого количества теоретических, симуляционных и экспериментальных исследований [146,148–153]. Поля рассеяния, создаваемые

доменной стенкой head-to-head или tail-to-tail (разделяющей домены с противоположными направлениями намагниченности с общей точкой начала или конца вектора, соответственно) индуцируют вихревые токи и, соответственно, магнитные поля, влияющие на геометрию самой границы [150,153]. Выводы о нетривиальной форме границы также могут быть получены на основании длительности и формы наводимого в приемной катушке сигнала – предполагается, что доменная стенка имеет коническую форму [150–152]. При этом ее длина от пика до основания конуса и кривизна конусной поверхности изменяются при изменении скорости движения доменной границы, что в свою очередь влияет на ее подвижность [146]. Приповерхностная магнитная структура проводов и намагниченность в их центральной области связаны между собой: перемагничивание аксиально намагниченного керна приводит к изменению приповерхностной магнитной структуры, и наоборот [154,155]. По этой причине наблюдать гигантский скачок Баркгаузена можно и поверхностными методами, например, с помощью магнитооптического эффекта Керра [156,157]. Данный подход позволяет исследовать область поверхности микропровода с небольшой кривизной, а также ограничен глубиной проникновения света, составляющей порядка 30 нм для аморфных сплавов, и разрешающей способностью оптических методов (порядка половины длины волны используемого света). Так, в работе [112] исследовано около 3° дуги поверхности цилиндрического провода. Магнитооптический эффект Керра позволяет определить направление вектора намагниченности в приповерхностной области, используя измерения в различных геометриях эффекта (рисунок 30) [158].



Рисунок 30. Магнитный контраст меридионального (L-MOKE) и полярного (Р-МОКЕ) эффекта Керра для микропровода с отрицательной магнитострикцией [158].

Огромное значение магнитооптический эффект Керра имеет для наблюдения эволюции приповерхностной структуры проводов с геликоидальным типом анизотропии [101–104,159]. Наблюдения за трансформацией



Рисунок 31. Сосуществование различных типов доменов в микропроводе при крутильных деформациях [104]

структуры при скручивании, в частности, позволили предложить описание механизма изменения свойств провода (рисунок 31) [102–104]

Приповерхностная магнитная структура может быть исследована методами магнитной силовой микроскопии (рисунок 32). В работах [160,161], например, с помощью этого метода определено влияние добавление атомов цинка и ниобия на периодичность циркулярной приповерхностной структуры. Этот подход, тем не менее, не применим к образцам, демонстрирующим выраженную магнитную мягкость, поскольку доменная структура на поверхности нарушается полем рассеяния зонда в процессе снятия изображений. Кроме того, важное значение при

подобных исследованиях имеет способ фиксации образца крепление микропровода на подложке может искажать поверхностную доменную структуру за счет создания дополнительных напряжений.

Стоит отметить, что возможна визуализация И наблюдение микромагнитной структуры материалов методами микротомографии. Разрешение нейтронных исследований составляет от единиц до сотен микрометров [162], что не позволяет получить представление



Рисунок 32. Методика интерпретации изображения магнитной силовой микроскопии на основе представлений о поверхностной доменной структуре [160].

о распределении намагниченности в микропроводах. Электронная томография [163] или томография в мягком рентгеновском излучении [164] значительно повышают разрешающую способность, однако не позволяют исследовать образцы с размерами более нескольких сотен нанометров. Описанный в работах [31,32] метод

микротомографии рентгеновской с использованием рентгеновского излучения бо́льших энергий позволяет исследовать образцы больших размеров. В работе [31] с использованием данного метода восстановлена трехмерная картина намагниченности распределения В цилиндрическом образце GdCo₂ с диаметром 5 (рисунок 33). Разрешающая МКМ способность метода составляет около 100 нм. Тем не менее, предлагаемая методика имеет размерное ограничение исследуемые на образцы порядка единиц микрометров, что не позволяет исследовать аморфные ферромагнитные провода типичных размеров с использованием данного подхода.



Рисунок 33. Реконструированное распределение намагниченности в цилиндре GdCo₂, полученное с помощью рентгеновской микротомографии на основе метода рентгеновского магнитного кругового дихроизма [31]

В условиях ограниченной информативности экспериментальных данных особую приобретают симуляционные подходы. Микромагнитное роль моделирование позволяет пронаблюдать структуры, сформированные под влиянием тех или иных факторов, процессы перемагничивания и параметры, влияющие на их ход. Для расчетов преимущественно используются численные методы решения минимизации свободной энергии И динамики намагниченности, задач подчиняющейся уравнению Ландау-Лифшица [165,166].

Большое внимание в симуляционных работах уделяется форме доменной границы при переключении намагниченности керна [148,167,168]. Как отмечалось ранее, форма доменной стенки и ее динамика являются важными характеристиками для магнитного отклика провода в целом. Для визуализации же доменной границы

и определения параметров, влияющих на ее движение, используются микромагнитные модели (пример показан на рисунке 34).



Рисунок 34. Микромагнитное моделирование формы бегущей доменной границы в аморфном микропроводе [168]



Рисунок 35. Микромагнитное моделирование геликоидальной магнитной структуры аморфного микропровода при комбинированных растягивающих и крутильных нагрузках на различных расстояниях до оси микропровода[25]

Кроме того, микромагнитное моделирование позволяет визуализировать сложные распределения намагниченности, например, объемное распределение намагниченности в образцах с геликоидальным типом анизотропии (пример показан на рисунке 35). Полученные результаты позволили подтвердить предполагаемые изменения доменной структуры при воздействии крутильных деформаций [25,103,159] В работе [102] петли гистерезиса, полученные с помощью микромагнитного моделирования образцов со спиральной доменной структурой, подтвердили особенности, наблюдаемые в экспериментально полученных с магнитооптического эффекта Керра Также помощью зависимостях. микромагнитное моделирование позволило установить механизм ускорения доменной границы при перемагничивании керна при скручивании провода за счет увеличения подвижности спиральных доменных структур [104]. Микромагнитные расчеты используются для получения закономерностей И гигантского магнитоимпедансного эффекта [169]. Во многих случаях микромагнитное моделирование проводится в областях с размерами существенно меньше реальных (ссечение микропровода составляло 1 мкм в [102], 750 нм в [25], 150 нм в [148]), поскольку полноразмерные симуляции требуют огромных вычислительных мощностей и длительного времени вычислений. В то же время размер является важным параметром для формируемой микромагнитной структуры. По этой

причине симуляционные методы как правило выступают в качестве подкрепляющих методов для анализа экспериментальных работ, но не в качестве самостоятельных инструментов.

1.8 Заключение к обзору литературы

Огромный фундаментальный интерес в достоверной информации о микромагнитной структуре аморфного микропровода, ее большая практическая значимость и описанные ограничения в способах получения и интерпретации данной информации делают задачу поиска методики магнитной томографии, подходящей для анализа свойств широкого круга материалов и позволяющей отслеживать изменения микромагнитной структуры под действием внешних факторов, крайне актуальной и важной. Большое значение приобретают комплексные косвенные измерения, позволяющие сделать согласованные выводы на основе экспериментальных данных различного рода, а также симуляционные подходы, использующие эти экспериментальные данные, для подтверждения интерпретационных моделей.

Учитывая вышесказанное, магнитные свойства и микромагнитная структура аморфных ферромагнитных микропроводов, а также структур на их основе, представляют огромный интерес и, несмотря на огромное количество посвященных этой теме работ, являются актуальной задачей исследований и представляют большой спектр открытых вопросов. Одним из них являются магнитные свойства сложных структур на основе аморфных микропроводов, в частности, аморфных спиралей. Материалы этого типа могут проявлять особенности магнитного отклика и импедансных свойств, такие, как асимметрия полевых зависимостей эффектов, что имеет перспективы с точки зрения практических приложений, а также представляет интерес для описания механизмов формирования этих свойств. Кроме того, открытой остается задача разработки методики установления микромагнитной структуры аморфных микропроводов. Одним из способов получения данных о микромагнитной структуре образцов является восстановление распределения магнитной проницаемости в объеме аморфных микропроводов на основе данных о частотной зависимости импеданса микропровода. Вариации магнитной проницаемости могут свидетельствовать о смене направления преимущественной ориентации намагниченности, локальных дефектах структуры сплава или

химических неоднородностях. Информация об этих особенностях может быть полезна не только для интерпретации и предсказания свойств микропровода, но и в качестве метода дефектоскопии для практических приложений. Для подтверждения связи между пространственным распределением магнитной проницаемости и особенностями микромагнитной структуры и механизмов перемагничивания огромное значение имеет моделирование на основе экспериментальных данных.

Таким образом, цель диссертационного исследования заключается в исследовании магнитных свойств и микромагнитной структуры аморфных микропроводов и структур на их основе, а также в разработке методики магнитной томографии, а именно восстановления объемного распределения магнитной проницаемости в аморфных ферромагнитных микропроводах на основе данных о частотной зависимости импеданса проводов и интерпретации получаемых результатов с целью получения информации о микромагнитной структуре микропроводов с использованием симуляционных подходов.

Глава 2. Методика экспериментальных исследований и численной обработки данных. Описание исследуемых образцов.

2.1 Методика магнитостатических измерений

Измерения магнитостатических свойств аморфных микропроводов И структур на их основе были проведены с использованием вибрационного магнитометра Lakeshore 7407 при комнатной температуре (рисунок 33). Вибрационный магнитометр позволяет измерить полевые зависимости магнитного момента образца в диапазоне магнитных полей до 16 кЭ (1.27 МА/м) с минимальным



Рисунок 33. Вибрационный магнитометр Lakeshore 7407 (изображение взято с официального сайта изготовителя оборудования [170])

шагом 0.1 Э (8 А/м). Чувствительность прибора достигает 10⁻⁷ Эрг/Гс (10⁻¹⁰ Дж/Тл) при времени измерений 10 с на точку, для измерений со скоростью 0.1 с на точку составляет порядка 10⁻⁶ Эрг/Гс (10⁻⁹ Дж/Тл). В данной работе измерения проведены со скоростью 2 с на точку.

Определение величины магнитного момента вибрационным магнитометром проводится на основе сравнения ЭДС, индуцированной в приемных катушках намагниченным образцом, с сигналом эталонного образца, в качестве которого выступает никелевый шарик диаметром 3 мм, расположенного в точке позиционирования - седловой точке функции чувствительности приемных катушек. Проведение измерений свойств образцов с размерами, значительно отличающимися от размеров эталона, приводит к погрешности интерпретации величины сигнала. При этом, для сохранения доменной структуры микропровода необходимо исследовать образцы максимально допустимой магнитометром длины для минимизации влияния полей размагничивания на свойства образца. Измерения микропроводов большой длины позволяют определить ход намагничивания, но имеют достаточно большую погрешность в определении абсолютной величины магнитного момента. В таком случае обычно проводятся 2 серии измерений: определение хода намагничивания для образца максимальной длины и определение намагниченности насыщения образцов с длиной порядка размеров эталона (3-5 мм).

Затем зависимость для длинного образца нормируется на значение намагниченности насыщения короткого образца. Во многих случаях интерес представляет ход кривых намагничивания для микропроводов различных длин и диаметров, и для корректного сравнения результатов образцов в серии используется нормировка намагниченности на единицу.

В работе измерения на вибрационном магнитометре проводились для двух отрезков каждого из образцов: длинного образца длиной 15 мм и короткого образца длиной 5 мм. Во всех случаях проведено сравнение хода намагничивания для длинного и короткого образца для учета влияния размагничивающего поля на результат измерений. Для сравнения образцов между собой были выбраны петли гистерезиса длинных отрезов, нормированные на единицу по величине магнитного момента.

Для измерений образец микропровода или спирали помещался на слабомагнитную подложку и фиксировался на кварцевом держателе с помощью клея. Сигнал держателя, подложки и клея имеет величину на 3 порядка меньше сигнала образцов микропроводов длиной 15 мм (порядка 10⁻⁴ Эрг/Гс = 10⁻⁷ Дж/Тл против 10⁻¹ Эрг/Гс = 10⁻⁴ Дж/Тл), и поэтому считался пренебрежимо малым.

Магнитное поле прикладывалось вдоль оси микропровода. При измерениях аморфных спиралей магнитное поле прикладывалось вдоль оси спирали и перпендикулярно ей для определения анизотропии свойств структуры.

Для характеризации серии образцов микропроводов были также использованы данные, полученные с помощью вибрационного анизометра. Вибрационный анизометр представляет собой магнитометр с особой конструкцией приемного узла – приемные катушки имеют форму полуцилиндров, соосных с направлением вибрации образца [65,171]. Анизометр позволяет измерить компоненту магнитного момента, перпендикулярную линии раздела полуцилиндрических катушек. Таким образом, вращение приемных катушек позволяет измерить различные проекции магнитного момента образца и определить его направление. При измерениях на вибрационном магнитометре определялись продольная и перпендикулярная магнитному полю компоненты намагниченности. Данные, полученные с помощью вибрационного анизометра, предоставлены соавтором исследований, директором научно-образовательного центра «Умные

материалы и биомедицинские приложения» БФУ имени Иммануила Канта Родионовой В.В. и описаны в разделе 2.4.3.

2.2 Методика измерения импеданса микропроводов

Экспериментальные исследования импедансных характеристик микропроводов проводились с помощью векторного сетевого анализатора Agilent №9923A (рисунок 36а). Векторный сетевой анализатор позволяет определить параметры прохождения и отражения электромагнитной волны – S-параметры - для исследуемого участка цепи (DUT, Device Under Test). Принципиальная схема измерений показана на рисунке 366.



Рисунок 36. Векторный сетевой анализатор Agilent №9923А: а) изображение прибора [172], б) схематичное изображение принципа работы - S-параметры тестируемого устройства [172]; в) схематическое изображение измерительной ячейки для измерений на векторном сетевом анализаторе. Микропровод (MW) зафиксирован на текстолитовой подложке и впаян в ячейку в качестве жилы.

Действительная и мнимая части импеданса рассчитывались на основе измеряемых модуля и фазы комплексного параметра отражения электромагнитной волны S₁₁. Исследуемый образец длиной порядка 2 см впаивался в специально изготовленную измерительную ячейку (рисунок 36в) в качестве проводящей жилы, после чего ячейка подключалась к анализатору с помощью коаксиального кабеля. Данная геометрия – Shunt – обеспечивает небольшую погрешность (не более 10%)

измерений для низкоомных нагрузок [173]. В данной измерительной геометрии импеданс нагрузки определяется следующим выражением:

$$Z = Z_0 \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}},\tag{6},$$

где Z – импеданс нагрузки, Z_0 – волновое сопротивление линии, равное 50 Ом, S_{11} – измеренное комплексное значение параметра отражения.

Для каждого измерения было дополнительно проведено измерение импеданса нагрузки при включении в качестве образца медного проводника такой же длины для определения импеданса измерительной ячейки. Импеданс ячейки вычитался при обработке результатов.

Перед каждой серией экспериментов проводилась калибровка анализатора с использованием механических стандартов OpenShortLoad.

Векторный анализатор позволяет получить данные об S-параметрах при частотной развертке (frequency sweep). Характеристики прибора позволяют проводить измерения на частотах от 2 МГц до 6 ГГц. В работе верхняя частота измерений ограничивалась 100 МГц. Шаг по частоте составлял 40 кГц. Для каждой точки проводилось усреднение по 3-м измерениям.

Для измерений в магнитном поле ячейка помещалась в катушку с током, состоящую из 1500 витков. Диаметр катушки составляет 15 см, а толщина – 4 см. Данная катушка позволяет создавать магнитное поле до 100 Э (7.95 кА/м) в центральной области при токе 1.6 А. В области слабых полей измерения проводятся с шагом 1 Э (79.5 А/м). Величина эффекта ГМИ рассчитывалась в соответствии с классическим выражением (4).

Для получения данных об импедансе одной из серий микропроводов использовался векторный анализатор Network/Spectrum/Impedance Analyzer HP4395A. Данный прибор позволяет получить данные о действительной и мнимой части магнитной проницаемости с погрешностью не более 5% в диапазоне магнитных полей до 36 Э (2.86 кА/м) с шагом 0.01 Э (0.8 А/м) [65]. Данные, полученные с помощью векторного анализатора HP4395A, предоставлены соавтором исследований, директором научно-образовательного центра «Умные материалы и биомедицинские приложения» БФУ имени Иммануила Канта Родионовой В.В. и описаны в разделе 2.4.3.

2.3 Методика восстановления распределения магнитной проницаемости в сечении микропровода из экспериментальных данных о частотной зависимости импеданса

В качестве основного приближения для интерпретации данных об импедансе аморфного ферромагнитного микропровода рассматривалось выражение для импеданса цилиндрического проводника в классическом случае постоянной магнитной проницаемости при слабом скин-эффекте [82], уже упоминаемое ранее в тексте работы (выражение (5)):

$$Z = -i \cdot 2\pi f \cdot L_e + R_{DC} \frac{ka}{2} \frac{J_0(ka)}{J_1(ka)}$$
$$k = \frac{1-i}{\delta}, \delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu_0 \mu_{\omega}}}$$

где R_{DC} – сопротивление постоянному току, J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка, δ – толщина скин-слоя в случае плоской границы раздела сред, f – частота тока, σ проводимость материала, μ_0 – магнитная постоянная, μ_{φ} циркулярная компонента магнитной проницаемости, a радиус провода, L_e – внешняя часть самоиндукции проводника. Стоит отметить, что данное выражение получено в предположении линейной связи индукции и напряженности магнитного поля. Если же магнитная проницаемость не является постоянной величиной и имеет пространственное распределение, решение задачи поиска импеданса в общем виде не выражается.

В качестве первого шага в решении обратной задачи было использовано предположение, что выражение для импеданса цилиндрического проводника (5) применимо при подстановке среднего по некоторому слою значения магнитной проницаемости. Предполагается, что данный слой вносит основной вклад в свойства провода. Данное описание может быть применено к слою, заключающему в себя существенную часть протекающего переменного тока.

Магнитная проницаемость полагалась комплексной величиной $\mu_{\varphi} = \mu'_{\varphi} - i\mu_{\varphi}$ ". Тогда, положение минимума функции

$$|\Delta Z| = \left| Z_{exp} - Z_{th} \right| \tag{7}$$

где Z_{exp} – измеренный в эксперименте импеданс, Z_{th} – теоретическое значение, определенное по (5), на поверхности { $\mu'_{\varphi}, \mu_{\varphi}$ "} соответствует среднему значению проницаемости по слою провода, в котором протекает существенная часть тока.

В случае частотной зависимости импеданса в предположении, что все параметры, кроме частоты и магнитной проницаемости, фиксированы, действительная и мнимая части проницаемости цилиндрического проводника могут быть рассчитаны по следующим формулам [174]:

$$\mu_{\varphi}' = \frac{2}{l} \left[\frac{\partial X}{\partial f} - \frac{X}{f} + \frac{2RX}{fR_{DC}} \right]$$

$$\mu_{\varphi}'' = \frac{2}{l} \left[\frac{\partial R}{\partial f} - \frac{R}{f} + \frac{R^2 - X^2}{fR_{DC}} \right].$$
(8)

Интегральный ток, протекающий по слою толщины h = a - r равен

$$I_{h} = I_{0} \left(1 - \frac{r}{a} \frac{J_{1}(kr)}{J_{1}(ka)} \right)$$
(9)

где I_0 амплитуда полного тока.

Используя выражение (9), была оценена толщина слоя *h* _{70%}, в котором протекает 70% от полного пропускаемого тока:

$$h_{70\%} = a - r_{30\%},\tag{10}$$

где r_{30%} - решение уравнения

$$\frac{r_{30\%}}{a} \frac{J_1(kr_{30\%})}{J_1(ka)} = 0.3$$
(11).

Предполагалось, что усреднение магнитной проницаемости в эксперименте проводится по слою данной толщины.

Таким образом, для каждой частоты измерений может быть определена соответствующая средняя магнитная проницаемость из выражения (7) или из выражений (8) и толщина слоя (10), по которому проведено усреднение. Изменение частоты приводит к изменению глубины проникновения тока $h_{70\%}$ и средней магнитной проницаемости. По известному набору значений глубин проникновения тока и соответствующих им средних значений магнитной проницаемости было восстановлено распределение магнитной проницаемости по радиусу микропровода. Схематичное изображение алгоритма оценки приведено на рисунке 37.

Расчеты в рамках данной модели могут быть проведены в том случае, если условия эксперимента и предположения модели не противоречат друг другу. Базовым предположением модели является правомерность использования выражения (5). Данное уравнение было получено для случая, когда магнитная проницаемость является пространственно однородной величиной.



Рисунок 37. Схематичное изображение процедуры оценки распределения магнитной проницаемости: а) измерение на частоте f_1 – соответствующее значение $h_{70\%}$ (на рисунке обозначена символом Δ) и усредненной по слою циркулярной компоненты магнитной проницаемости $\mu_{\varphi}^{\Delta_1}$, б) измерение на частоте $f_2 > f_1$ – соответствующее значение $h_{70\%}$ (на рисунке обозначена символом Δ_2) и усредненной по слою циркулярной компоненты магнитной проницаемости $\mu_{\varphi}^{\Delta_2}$, в) разностный слой и соответствующее ему значение циркулярной компоненты магнитной проницаемости.

Для выполнения этого условия в экспериментальном случае не должно наблюдаться неоднородных перемагничивания микропровода. Неоднородные процессов приводят к возникновению вихревых токов и, процессы намагничивания следовательно, вихревому поведению эффективного магнитного поля. По этой причине локальные значения магнитной проницаемости могут варьироваться в большом диапазоне, а их усреднение может приводить к получению некорректных оценок величины магнитной проницаемости. так как они могут приводить к возникновению дополнительных потерь и вносить вклад в мнимую часть рассчитываемой проницаемости. Данное условие может не соблюдаться для микропроводов с радиальным преимущественным направлением намагниченности, поскольку разбиение на домены приповерхностной области приводит К некогерентности вращения намагниченности при приложении поля в циркулярном направлении. Для микропроводов с циркулярно намагниченной оболочкой с небольшими градиентами анизотропии в объеме предположения модели преимущественно выполняются. Следует также отметить, что из-за фиксированного значения тока, протекающего через рассматриваемые слои (70% от полного тока), среднее по слою магнитное поле при измерениях на различных частотах

существенно не меняется – величина магнитного поля пропорциональна интегральному току, протекающему через сечение. Таким образом, полевая зависимость магнитной проницаемости не дает заметного вклада в рассчитываемое радиальное распределение, вследствие чего не принималась во внимание. Зависимость от мгновенных значений переменного магнитного поля не рассматривалась вследствие усреднения определяемых величин по периоду пропускаемого тока.

В мегагерцовом диапазоне основным механизмом перемагничивания является поворот вектора намагниченности. Скачки радиальной зависимости магнитной проницаемости могут свидетельствовать о локальных неоднородностях микромагнитной структуры, вызванных дефектами или положением доменных границ.

Расчеты были проведены в пакете Matlab с использованием встроенных функций. Код одной из используемых программ приведен в Приложении 1. Результаты расчетов с использованием данной модели опубликованы в работах[175*,176*].*

2.4 Описание исследуемых образцов

2.4.1 Микропровода Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁

Серия образцов представляла собой набор микропроводов на основе кобальта (Co₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁) с диаметром металлической жилы 90 мкм, включающий образцы в стеклянной оболочке, без нее, а также 2 термически обработанных образца (отжиг в течение 1 часа при температуре 200°C и 300°C с последующим снятием стеклянной оболочки). Данный образцы были изготовлены в лаборатории В.В. Молоканова в Институте Металлургии и Металловедения им. А.А. Байкова в Москве. Методика изготовления описана, в частности, в работе [177]. Для данной серии образцов были проведены исследования магнитостатических и магнитоимпедансных свойств, а также получены распределения магнитной проницаемости по сечению микропровода.

^{*} Здесь и далее символом * отмечены публикации автора диссертации

2.4.2 Спирали на основе микропроводов Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁

Микроспирали были изготовлены в лаборатории В.В. Молоканова в Институте Металлургии и Металловедения им. А.А. Байкова в Москве [178]. Микропровода обладают большой пластичностью, а потому позволяют создавать структуры с большими степенями деформации. В данном случае микропровод наматывается на основу без дополнительной тепловой обработки. В работе [111] также представлены микроспирали на основе микропроводов, полученные сразу при намотке закаленного аморфного провода. В работе рассмотрены 2 группы спиралей состава Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ - на основе проводов с диаметрами 100 мкм и 50 мкм. Подробное перечисление параметров и оптические фотографии аморфных спиралей приведены в таблице 1.

образцов были Для данной серии проведены исследования магнитостатических и магнитоимпедансных свойств, а также анализ зависимости свойств от параметров спиралей.

Таблица 1. Параметры образцов аморфных спиралей Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ и оптические фотографии образцов.

L1 $d_{провода} = 100$ МКМ D = 568 мкм Группа 1: провод 100 мкм Основа – стекловолокно, 3 жилы Левая намотка L4



L2 $d_{\Pi D O B O J A} = 100 \text{ MKM}$ D = 548 мкм Основа – стекловолокно, 3 жилы Правая намотка



 $d_{провода} = 100$ мкм D = 712 мкм Основа – стекловолокно, 4 жилы Левая намотка



L3 d_{провода} = 50 мкм D = 525 мкм Основа - леска **Правая** намотка



L5 d_{провода} = 50 мкм D = 542 мкм Основа – стекловолокно, 4 жилы Правая намотка



2.4.3 Микропровода Со₇₀Fe₄B₁₃Si₁₁Cr₂

В качестве исходных данных для оценки микромагнитной структуры на основе распределения магнитной проницаемости в сечении микропровода также были использованы данные о магнитостатических свойствах и импедансе микропроводов Co₇₀Fe₄B₁₃Si₁₁Cr₂ с околонулевой константой магнитострикции различных диаметров. Геометрические параметры образцов представлены в таблице 2.

Таблица	2.	Геометрические	параметры	образцов	микропроводов	состава
Co ₇₀ Fe ₄ B ₁₃	3Si11	Cr_2				

Образец	Диаметр металлической	Толщина стеклянной	
образец	жилы, мкм	оболочки, мкм	
1	6.4	2.5	
2	8.0	2.8	
3	8.5	2.0	
4	10	2.3	
5	22	1.0	
6	28	3.0	

Данный сплав обладает малой величиной магнитострикции, вследствие чего, с учетом зависимости константы магнитострикции от механических напряжений (согласно выражению (2)), микропровода различных диаметров могут иметь как отрицательную, так и положительную магнитострикцию [73]. Так как доменная структура микропроводов зависит от величины и знака константы магнитострикции, то микромагнитные структуры проводов одной серии могут значительно отличаться.

Данные об импедансе данных проводов на разных частотах, а также результаты магнитостатических измерений были предоставлены директором научно-образовательного «Умные центра материалы И биомедицинские приложения» Балтийского Федерального Университета имени Иммануила Канта Родионовой В.В. Микропровода были изготовлены в лаборатории В.И. Филиппова ООО НПП «Вичел», г. Пенза. Для данной серии микропроводов были измерены полевые зависимости параллельной и перпендикулярной магнитному полю компоненты магнитного момента с помощью вибрационного анизометра. Результаты магнитостатических исследований, а также полевые зависимости импеданса приведены в таблице 3.

Полевые зависимости намагниченности и эффекта ГМИ могут быть использованы для оценки микромагнитной структуры образцов. Перпендикулярная магнитному полю компонента магнитного момента также позволяет оценить механизм перемагничивания центральной части провода. Острый пик полевой зависимости перпендикулярной компоненты в области малых магнитных полей свидетельствует о движении доменной границы в аксиально намагниченном керне. Плавный же пик в больших магнитных полях свидетельствует о перемагничивании за счет вращения вектора намагниченности и существовании центральной области с отличной циркулярной намагниченностью, однако с преобладанием OT циркулярного типа анизотропии. Отсутствие перпендикулярной компоненты свидетельствует о существенном преобладании циркулярного типа анизотропии [65,179].

Петли гистерезиса микропроводов $Co_{70}Fe_4B_{13}Si_{11}Cr_2$ представлены в первой колонке таблицы 3. Образцы демонстрируют ярко выраженное магнитномягкое поведение – коэрцитивная сила для всех образцов не превосходит 0.25 Э (20 А/м). При этом образцы с диаметром ферромагнитной жилы 8, 8.5 и 10 мкм демонстрируют скачок намагниченности, соответствующий перемагничиванию аксиально намагниченного керна за счет быстрого распространения доменной границы. Об этом же свидетельствует пик перпендикулярной компоненты магнитного момента вблизи нулевого внешнего магнитного поля. Кривые ГМИ для образцов с диаметром жилы 8.5 и 10 мкм имеют один пик в нулевом магнитном поле, что свидетельствует о преобладании аксиального или радиального типа анизотропии

в этих проводах на глубине скин-слоя. Для микропровода с диаметром жилы 8 мкм наблюдаются 2 пика ГМИ, подтверждающие наличие циркулярно намагниченной оболочки. Для образцов с диаметром жилы 6.4, 22 и 28 мкм получены S-образные зависимости намагниченности, свидетельствующие о преобладании ротационного механизма перемагничивания за счет преимущественно перпендикулярного оси направления намагниченности. Перпендикулярная магнитному полю компонента намагниченности для самого тонкого образца не индуцирует сигнал, что, как и кривые ГМИ для данного образца, свидетельствует о преобладании циркулярного направления намагниченности с большой константой анизотропии (о чем говорит плато в области малых магнитных полей [180]) во всем объеме провода. Для образцов с диаметрами 22 и 28 мкм получены плавные пики перпендикулярного момента в ненулевом магнитном поле. Данный факт свидетельствует о преобладании механизма перемагничивания вращением намагниченности за счет сосуществования центральной области, намагниченной преимущественно под углом к оси провода, и циркулярной оболочки. Два пика полевой зависимости ГМИ также подтверждают существование циркулярно намагниченной оболочки.

Как было описано в главе 1, полевые зависимости продольной компоненты намагниченности могут использоваться для оценки объема аксиально намагниченного керна на основе коэффициента прямоугольности петли гистерезиса. Пик величины перпендикулярного магнитного момента на полевой зависимости соответствует перемагничиванию центральной области. Следовательно, амплитуда пика, отнесенная к магнитному моменту насыщения провода, также позволяет оценить объем осевого домена. Полученные данные были сравнены с результатами подобной оценки с использованием коэффициента прямоугольности петли гистерезиса. Результаты представлены в таблице 4.

Таблица 3. Полевые зависимости параллельной и перпендикулярной полю компоненты намагниченности и ГМИ проводов Со₇₀Fe₄B₁₃Si₁₁Cr₂ [65,175]





Таблица 4. Рассчитанные значения радиуса аксиально намагниченного керна поданным измерений перпендикулярного магнитного момента и из коэффициента прямоугольности петли гистерезиса

d _м , мкм	R _c / R из М⊥/M _s	R _c / R из M _r /M _s
6.4	~ 0	0.22
8	0.77	0.67
8.5	0.55	0.49
10	0.54	0.57
22	~ 0	0.60
28	~ 0	0.14

Полученные данные демонстрируют, что при оценке объемной доли аксиально намагниченного керна с использованием коэффициента прямоугольности петли гистерезиса предполагаемые радиусы аксиально намагниченной области могут быть завышены, в том числе вследствие существования замыкающих доменов в микропроводе. Оба данных параметра использовались для оценки достоверности получаемых результатов при интерпретации закономерностей радиального распределения намагниченности.

Данные результаты были использованы в качестве исходных и опорных данных для оценки распределения магнитной проницаемости. Подробное описание данных и методика их получения опубликованы в работах [65,175*].

Глава 3. Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства аморфных ферромагнитных микропроводов и структур сложной формы на их основе

3.1 Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства аморфных микропроводов из сплава Со69Fe4Cr4Si12B11

Характерные петли гистерезиса, полученные для микропроводов состава Co₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ с диаметром ферромагнитной жилы 90 мкм приведены на рисунке 38. Зависимости имеют типичный для микропроводов с небольшой отрицательной магнитострикцией и преобладанием перпендикулярных оси провода направлений намагниченности S-образный вид. Вид петель не свидетельствует о формировании

выраженного аксиально намагниченного керна при обработке провода. Коэрцитивность образцов не превышает 0.1 Э (8 А/м), при этом наблюдается тенденция к ee уменьшению при постобработке, что может быть объяснено перераспределением упругих небольшим напряжений И ослаблением магнитоупругой анизотропии В основном объеме провода.



Рисунок 38. Петли гистерезиса микропроводов состава Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ с диаметром ферромагнитной жилы 90 мкм.

Полевые зависимости ГМИ, измеренные на частоте 10 МГц, имеют два пика, что характерно для импедансных свойств микропроводов с преобладанием циркулярной анизотропии [24] (рисунок 39б). На частоте 2 МГц (рисунок 39а) образцы, покрытые стеклом и отожженные при 200°С, демонстрируют одиночные пики ГМИ в нулевом магнитном поле, присущие проволокам с аксиальной или радиальной анизотропией. Поскольку глубина проникновения тока увеличивается с уменьшением частоты, можно предположить, что центральная часть провода в значительной мере вовлечена в пропускание тока и перемагничивание циркулярным
полем на более низких частотах в этих двух образцах. Как видно из полевых зависимостей намагниченности, приведенных на рисунке 38, центральная часть не имеет выраженной аксиальной намагниченности, а в соответствии с характерными для этого типа проводов микромагнитными структурами, описанными в главе 1, имеет преимущественно радиальное направление намагниченности или же направление под углом к оси провода, имеющее как аксиальную, так и радиальную компоненты (рисунок 8). На частоте 10 МГц толщина скин-слоя уменьшается, и в протекании тока преимущественно участвует циркулярно намагниченная приповерхностная область.

Влияние обработки на свойства образцов хорошо прослеживается в результатах, полученных для измерений на частоте 2 МГц. Предполагается, что изменения формы кривой ГМИ можно объяснить эволюцией анизотропии при снятии напряжения. Провод В стеклянной оболочке характеризуется существованием центральной области с намагниченностью, имеющей радиальные компоненты, а также приповерхностной циркулярно намагниченной области. Удаление стекла приводит к изменению радиальной, азимутальной и аксиальной компонент тензора упругих напряжений. Данные импедансных измерений свидетельствуют об увеличении объемной доли циркулярно намагниченной области в результате снятии стеклянной оболочки, что свидетельствует об ослаблении напряжений радиального сжатия и аксиального растяжения, создаваемых стеклом.



Рисунок 39. Полевые зависимости эффекта ГМИ микропроводов состава Co₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ с диаметром ферромагнитной жилы 90 мкм на частоте 2 МГц и 10 МГц.

Отжиг же в стеклянной оболочке с последующим ее снятием в определенном смысле является отжигом при механической нагрузке, возникающей за счет

разности коэффициентов теплового расширения стекла и металлической жилы. Так, отжиг при температуре 200°С существенно не меняет микромагнитную структуру, но частичная релаксация напряжений приводит к увеличению магнитной проницаемости и уменьшению значения поля анизотропии. Полевые зависимости ГМИ для этого провода имеют вид, аналогичный зависимостям для провода в стекле, однако эффект достигает больших значений и наблюдается в более слабых полях. 300°C Отжиг приводит же при к наведению более сильной циркулярной анизотропии в приповерхностной области, захватываемой при измерениях эффекта ГМИ, что выражается в виде смещения поля максимума эффекта в сторону больших полей, а также уменьшения величины эффекта за счет уменьшения циркулярной компоненты магнитной проницаемости. При этом, усредненные по всему объему величины поля анизотропии остаются одинаковыми для всех образцов, о чем свидетельствуют неизменные поля насыщения полевых зависимостей намагниченности. Величины же эффекта ГМИ достигают порядка 650% после обработки микропроводов, что подтверждает результаты, получаемые для микропроводов этого семейства.

Полученные результаты использовались в дальнейшем для восстановления и анализа распределения магнитной проницаемости в сечении аморфных микропроводов в разделе 4.2.

Результаты данного раздела опубликованы в работе [176*]

3.2 Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства спиралей из аморфного микропровода из сплава Со69Fe4Cr4Si12B11

Метод изготовления аморфных спиралей предполагает создание и фиксацию упругих напряжений растяжения и кручения. Как было показано ранее, под действием механических нагрузок микромагнитная структура микропроводов претерпевает изменения, в частности, формируется геликоидальная анизотропия намагниченности [103]. Кроме того, на основе данных о магнитных свойствах систем микропроводов [65,110] можно сделать вывод о том, что в структурах такой сложной формы уникальные магнитные свойства могут возникнуть в результате взаимодействия витков спирали.

Для определения закономерностей магнитного отклика этих систем были измерены полевые зависимости намагниченности параллельно оси спирали и

перпендикулярно ей. На рисунке 40 приведены результаты измерений для спиралей с толщиной аморфного провода 100 мкм. Данные образцы демонстрируют безгистерезисное обратимое перемагничивание. Все представленные кривые имеют 3 выраженных участка. Первый участок – область полей до 300 Э (24 кА/м) – представляет собой область роста намагниченности за счет движения доменных границ. В больших магнитных полях наблюдается намагничивание с меньшей восприимчивостью. Предполагается, в данной диапазоне магнитных полей происходит преимущественно намагничивание за счет поворота векторов намагниченности к направлению внешнего поля. В магнитных полях величиной более 3 кЭ (240 кА/м) наблюдается техническое насыщение.



Рисунок 40. Полевые зависимости намагниченности спиралей из аморфного микропровода с диаметром 100 мкм.

Стоит отметить, что полевые зависимости намагниченности, измеренные вдоль оси спирали и перпендикулярно ей, в широком полевом диапазоне имеют очень близкий вид – спирали демонстрируют практически изотропное поведение. Данные свойства могут быть объяснены геликоидальным типом анизотропии в проводе, закрученном в спираль. В этом случае приложение магнитного поля как вдоль, так и поперек оси спирали, инициируем процессы перемагничивания как за счет движения доменных границ спиральных доменов, так и за счет вращения векторов намагниченности. При рассмотрении диапазона слабых магнитных полей можно увидеть, что для данной группы образцов свойственно более легкое намагничивание вдоль оси закручивания спирали – движение доменных границ обеспечивает большие значения магнитной восприимчивости при приложении поля в данном направлении.

Магнитные свойства спиралей из микропровода диаметром 100 мкм слабо зависят от направления закрутки или диаметра основы спирали, как можно увидеть на рисунке 40г. Таким образом, магнитный отклик преимущественно определяется геликоидальностью магнитной структуры образующего спираль провода и углом намотки, остающимся приблизительно постоянным для данной серии образцов. Для пружин с диаметром микропровода 50 мкм направление перпендикулярно оси спирали является выделенным. При приложении магнитного поля вдоль оси спирали намагничивание преимущественно происходит за счет вращения векторов намагниченности. Окончание процесса намагничивания за счет движения доменных границ происходит в состоянии с меньшей относительной намагниченностью, что свидетельствует о меньшем угле геликоидальности намагниченности для спиралей из микропроводов диаметром 50 мкм, чем в предыдущем случае. Полевые зависимости намагниченности для этих образцов приведены на рисунке 41.



Рисунок 41. Полевые зависимости намагниченности спиралей из аморфных микропроводов с диаметром 50 мкм.

Полевые зависимости ГМИ для образцов спиралей с диаметром микропровода 50 мкм приведены на рисунке 42. Зависимости имеют два

симметричных пика в ненулевом магнитном поле, что свойственно образцам с циркулярным типом анизотропии. С увеличением частоты увеличивается поле максимума наблюдения эффекта, что свидетельствует об усилении магнитоупругой анизотропии при приближении к поверхности провода. Величина же эффекта ГМИ для спиралей из проводов с геликоидальной анизотропией оказалась меньше значений, типичных для проводов, изготовленных из того же сплава.



Рисунок 42. Полевые зависимости эффекта ГМИ спиралей из аморфного микропровода с диаметром 50 мкм.

При этом взаимодействия между витками спирали в данном случае невелики. Оптическая микрофотография спирали позволяет предположить, что интервалы намотки для образцов этой серии достаточно велики, чтобы магнитостатические взаимодействия существенных не вносили искажений В магнитные И магнитоимпедансные свойства материалов. Для образцов же с диаметром провода 100 мкм и более плотной намоткой наблюдается влияние взаимодействий на вид кривых ГМИ – образцы демонстрируют асимметричные полевые зависимости импеданса (рисунок 43). Как было описано в главе 1, такой вид зависимости характерен для микропроводов с геликоидальным типом анизотропии при приложении поля смещения [29]. В системах микропроводов поле смещения может быть реализовано за счет взаимодействующих элементов [110]. В данном случае магнитостатические взаимодействия витков спирали выступают в качестве подмагничивающего поля, определяющего преимущественное направление намагниченности в проводе с геликоидальной анизотропией. Co сменой направления намотки изменяется как хиральность намагниченности, так и

направление подмагничивающего поля, в результате чего сдвиг полевых зависимостей ГМИ для спиралей с различными направлениями намотки направлен в одну сторону относительно оси абсцисс (внешнего магнитного поля).





Рисунок 43. Асимметричные полевые зависимости эффекта ГМИ спиралей из аморфного микропровода с диаметром 100 мкм.

Сопоставление результатов данной главы позволяет сделать вывод, что аморфные ферромагнитные микропровода позволяют создавать структуры с управляемыми свойствами. При этом одинаковый отклик на внешние магнитные поля, приложенные параллельно и перпендикулярно оси спирали обеспечивает практическую перспективность данного типа структур в качестве чувствительных элементов детектирующих систем.

Результаты данного раздела были представлены на конференции IBCM-2021 [181*].

Глава 4. Распределение магнитной проницаемости в сечении аморфных микропроводов

4.1 Распределение магнитной проницаемости в микропроводах Со70Fe4B13Si11Cr2

Импедансные измерения для серии микропроводов состава Co₇₀Fe₄B₁₃Si₁₁Cr₂ были проведены в диапазоне 1-10 МГц. В нулевом внешнем магнитном поле преобладающим механизмом перемагничивания циркулярным полем является движение доменных границ в приповерхностной области. Для самого тонкого образца серии с диаметром металлической жилы 6.4 мкм корректное распределение проницаемости по описанной методике не может быть определено. Быстрый спад импеданса с увеличением частоты приводит к появлению в расчетах отрицательных значений средней магнитной проницаемости. Поскольку величина упругих [57,182], напряжений оказывают влияние на локальную анизотропию проницаемость также чувствительна к распределению напряжений. В случае больших внутренних напряжений, какие присутствуют в образцах малых диаметров, радиальная зависимость магнитной проницаемости может быть резко спадающей, и усреднение приводит к возникновению больших погрешностей. В этом случае

пространственное распределение проницаемости и ее зависимость от необходимо учитывать поля В уравнениях Максвелла, а первое приближение, используемое В построении описанной модели (раздел 2.3), не применимо. Возможен также вклад неоднородных процессов перемагничивания, не учитываемых в рамках модели.

Для микропроводов диаметрами 8.5 и 10 мкм рассчитанные проницаемости (рисунок 44) имеют сравнительно



Рисунок 44. Радиальное распределение магнитной проницаемости в сечении микропровода состава Co₇₀Fe₄B₁₃Si₁₁Cr₂ с диаметрами металлической жилы 8.5 и 10 мкм. Вертикальными штриховыми линиями отмечены радиусы аксиально намагниченного керна по оценкам из магнитостатических свойств (таблица 4).

низкие значения (порядка 10³), а радиальная зависимость не выражена. Кривые ГМИ, измеренные для этих образцов (таблица 3), соответствовали случаю преобладания аксиальной или радиальной анизотропии в области скин-слоя (одиночный пик в нулевом магнитном поле). По оценкам на основании коэффициента прямоугольности и максимального значения перпендикулярной компоненты магнитного момента аксиально намагниченный керн имеет радиус, приблизительно вдвое меньший полного радиуса ферромагнитной жилы. Таким области оболочки предположительно преобладает образом, В радиальная анизотропия. Стоит напомнить, что В микропроводах с околонулевой магнитострикцией распределение механических напряжений может приводить к смене знака константы магнитострикции [183,184], вследствие чего различие моделей микромагнитных структур возможно в пределах одной серии.

При пропускании тока через образец процессы неоднородного вращения намагниченности, происходящие в образцах с радиально намагниченной оболочкой, могут увеличивать потери и, таким образом, мнимую часть магнитной проницаемости. Поскольку в описанной модели такие процессы не учитываются, реальные значения магнитной проницаемости могут значительно отличаться от расчетных. Это означает, что такая упрощенная модель не может быть полноценно использована для микропроводов с радиально намагниченной оболочкой и позволяет только предположить существование таких процессов в области измерений на основании сравнения данных одной серии и различных областей одного провода.

Распределение проницаемости, рассчитанное для образца диаметром 8 мкм, имеет спадающую тенденцию при приближении к поверхности провода (рисунок 45а). Резкое уменьшение циркулярной проницаемости происходит на расстоянии около 0.60 радиуса от оси микропровода. Согласно оценке из коэффициента прямоугольности петли гистерезиса для данного образца, радиус аксиально намагниченного керна составлял 0.67а. Следовательно, резкое изменение циркулярной проницаемости может быть связано с изменением направления премущественной ориентации намагниченности с аксиального на циркулярное на границе между керном и оболочкой. Для более точного определения радиуса керна

необходима тонкая дискретизация слоев, а именно, более подробное измерение частотной зависимости импеданса.

Для микропровода диаметром 22 мкм (рисунок 45б) циркулярная магнитная проницаемости медленно убывает радиальной вдоль координаты без резких скачков. Отсутствие скачков проницаемости свидетельствует об однородной микромагнитной структуре исследуемой области. Все слои, по которым проведено усреднение, наиболее вероятно, были расположены в области оболочки. Данный результат также согласуется с оценкой диаметра керна ИЗ коэффициента прямоугольности петли гистерезиса. Аналогичные результаты были получены и для образца с диаметром металлической жилы 28 мкм: распределение проницаемости имеет максимум при расстоянии 0.76 радиуса от центра, а затем резко уменьшается (рисунок 45в). Данный результат может быть объяснен образованием локальных возмущений намагниченности И быстро меняющейся проницаемостью В оболочке,



Рисунок 45. Радиальное распределение магнитной проницаемости в сечении микропровода состава Со₇₀Fe4B₁₃Si₁₁Cr₂ с диаметром металлической жилы а равным а)8 мкм, б) 22 мкм и в) 28 мкм.

связанной с усилением магнитоупругой анизотропии при приближении к поверхности провода.

Описанные результаты представлены в публикации [175*].

4.2 Распределение магнитной проницаемости в микропроводах Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁

Магнитостатические и магнитоимпедансные свойства серии микропроводов Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ были описаны в разделе 3.1. На их основе были сделаны предположения о микромагнитной структуре образцов серии. Так, для образцов в стеклянной оболочке И образцов, отожженных в 200°C. результаты магнитостатических и магнитоимпедансных измерений очень близки и позволяют предположить, что микромагнитная структура провода состоит из циркулярно намагниченной приповерхностной области И центральной части с намагниченностью, направленной радиально или под углом к оси микропровода. При этом, на низких частотах измерения импеданса центральная часть вовлечена в процесс перемагничивания. Для провода без стеклянной оболочки наблюдается преимущественно циркулярная анизотропия. После отжига провода при температуре 300°С наблюдается проявление еще более сильной циркулярной анизотропии в большей части объема провода.

Распределение магнитной проницаемости по радиусу в данной серии было рассчитано из частотных зависимостей действительной и мнимой частей импеданса в предположении их непрерывной зависимости с использованием выражений (7). Полученные зависимости приведены на рисунке 46. Разброс зависимости может быть вызван как локальными неоднородностями проницаемости, вызванными дефектами, так и погрешностью численного выполнения математических операций, вследствие чего для оценки поведения магнитной проницаемости и сравнения тренда, распределений ДЛЯ различных образцов была проведена линия сглаживающая мелкие осцилляции зависимости.

Для микропроводов в стеклянной оболочке и отожженного при температуре 200°С полученное распределения магнитной проницаемости вблизи поверхности микропровода имеют немонотонный вид (рисунок 46а,в). Величина проницаемости имеет порядок 10⁴. Обе кривые демонстрируют осциллирующее поведение в исследованных слоях, расположенных ближе к центру провода. Ранее отмечалось,



Рисунок 46. Радиальные распределения магнитной проницаемости микропроводов Со₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ с диаметром ферромагнитной жилы 90 мкм.

восстановления что модель, используемая для распределения магнитной проницаемости, не учитывает неоднородные процессы намагничивания, происходящие в областях, например, с радиальной анизотропией. Возникающие при неоднородном перемагничивании вихревые токи искажают магнитные поля внутри провода и, следовательно, вносят вклад в величину рассчитываемой магнитной проницаемости. Амплитуда осцилляций спадает при движении вдоль радиальной координаты, что может свидетельствовать о переходе в область циркулярно намагниченной оболочки.

При снятии стеклянной оболочки частичная релаксация напряжений приводит к уменьшению неоднородности проницаемости и более гладкому поведению линии тренда (рисунок 46б). Для данного микропровода измерения импеданса в диапазоне 2-10 МГц затрагивали преимущественно область

циркулярной намагниченности. Распределение проницаемости в этом случае имеет вид плавно спадающей при движении вдоль радиальной координаты кривой. Данный спад объясняется увеличением значений константы анизотропии за счет увеличения упругих напряжений при приближении к поверхности провода. Микропровод, отожженный при 300°C и характеризуемый более сильной циркулярной анизотропией в рассматриваемой области, закономерно демонстрирует на порядок меньшие значения магнитной проницаемости, а радиальная зависимость также имеет вид кривой, спадающей при приближении к поверхности провода.

Описанные результаты представлены в публикации [176*].

Глава 5. Микромагнитное моделирование процессов перемагничивания аморфных микропроводов

5.1 Описание симуляционных подходов

Микромагнитная модель была построена с использованием пакета ООММГ (Object Oriented MicroMagnetic Framework) [166]. Данный пакет позволяет провести моделирование микромагнитной структуры материала методом конечных разностей. В качестве расчетов исходных данных для используются намагниченность насыщения сплава, величина обменной жесткости и параметры затухания, тип, направление осей и величины констант магнитной анизотропии, исходное распределение намагниченности.

В работе для расчетов использовалась область диаметром 1 мкм и максимальной длиной 10 мкм. Шаг расчетной сетки составлял 5 нм, что сопоставимо с обменной длиной в аморфных сплавах [102,148]. В силу отсутствия магнитокристаллической анизотропии, анизотропия материала была задана как одноосная с пространственным распределением констант и направлений осей преимущественного направления намагниченности.

Процесс моделирования токового перемагничивания микропровода был разделен на 3 этапа:

1 этап: моделирование равновесного распределения намагниченности в длинном образце микропровода с учетом влияния размагничивающих полей. Данный этап осуществлялся методом минимизации полной энергии системы в цилиндрической области диаметром 1 мкм и длиной 10 мкм (метод сопряженных градиентов).

2 этап: моделирование равновесного распределения намагниченности в коротком образце микропровода с предварительно заданным распределением намагниченности, близким к результатам этапа 1, без учета размагничивания. Данный этап позволяет рассматривать некоторый средний слой, «вырезанный» из микропровода, рассмотренного на этапе 1. Пренебрежение размагничивающими полями позволяет исключить влияние малой длины провода на его микромагнитную структуру. Данный этап осуществлялся методом минимизации полной энергии системы (без эффекта размагничивания) в цилиндрической области диаметром 1 мкм и длиной 2 мкм (метод сопряженных градиентов).

3 этап: моделирование динамики намагниченности под действием циркулярного магнитного поля в слое микропровода. В качестве начального распределения намагниченности использовался результат этапа 2. Данный этап осуществлялся методом решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта в цилиндрической области диаметром 1 мкм и длиной 2 мкм (метод Рунге-Кутта 4-го порядка).

Значения модельных параметров материалов – константы магнитострикции, намагниченности насыщения, обменной жесткости и компоненты тензора упругих напряжений – были уточнены и выбраны на основе обобщения данных о свойствах аморфных сплавов составов Fe-Si-B и Co-Si-B, представленных в литературе. Используемые параметры представлены в таблице 5 (ссылки представляют собой примеры использованных для выбора параметров публикации).

Таблица 5. Параметры микромагнитной модели, описывающие свойства материала.

Микропровод	Fe-Si-B	Co-Si-B
λ_{s} [6,22]	$2.5 \cdot 10^{-5}$	$-4.0 \cdot 10^{-6}$
Намагниченность насыщения, кА/м [185,186]	$1.25 \cdot 10^{6}$	$4.77 \cdot 10^5$
Обменная жесткость А, Дж/м [187]	8.0.10-12	4.8.10-12
Константа магнитоупругой анизотропии К _{му} , Дж/м ³ и направление оси анизотропии	$K_{\rm My} = \frac{3}{2} \lambda_{\rm s} \sigma_{\rm ii}$	
[56,57]	σ _{ii} из [57]	- σ _{ii} из [56]

Магнитное поле, прикладываемое к образцу на 3-ем этапе моделирования, имело только циркулярную компоненту (компоненты X и Y) и изменялось по гармоническому закону с частотой 100 МГц. Величина напряженности прикладываемого поля имела радиальную зависимость в соответствии с функцией Бесселя, что позволяет учесть скин-эффект при пропускании тока. Амплитуда поля на поверхности провода составляла 10 кА/м, что является модельным параметром для обеспечения перемагничивания микропроводов с любыми параметрами материала.

В каждый момент времени симуляции динамики намагниченности могут быть получены мгновенные значения магнитного поля и намагниченности в каждом элементе. Локальные значения эффективной магнитной проницаемости могут быть получены как $\tilde{\mu}_{\varphi} = \frac{M_{\varphi}(t_{n+1}) - M_{\varphi}(t_n)}{H_{\varphi}(t_{n+1}) - H_{\varphi}(t_n)} + 1$ с использованием $M_{\varphi}(t_n)$ циркулярной

компоненты намагниченности в момент времени t_n , $H_{\varphi}(t_n)$ – циркулярной компоненты магнитного поля в момент времени t_n и значений этих функций в момент времени t_{n+1} в конкретном элементе расчетной сетки. Таким образом, могут быть оценены вариации магнитной проницаемости по сечению или длине образца. Данные расчеты проведены с использованием пакета Matlab.

5.2 Результаты микромагнитного моделирования процессов перемагничивания аморфных микропроводов

5.2.1 Перемагничивание аморфного микропровода с положительной константой магнитострикции

Равновесное распределение намагниченности в микропроводе с положительной константой магнитострикции приведено на рисунке 47. представляет собой систему Микромагнитная структура ИЗ аксиально намагниченного керна и радиально намагниченной оболочки [42]. Под действием размагничивающих полей на концах микропровода образуются замыкающие домены с намагниченностью, противоположной намагниченности керна, а область приповерхностная имеет доменную структуру с радиальным преимущественным направлением намагниченности.



Рисунок 47. Равновесное распределение намагниченности в микропроводе с положительной константой магнитострикции. Цвет обозначает У-компоненту намагниченности (вертикальную относительно наблюдателя).

На основе полученных данных для второго этапа моделирования была выбрана структура с двумя доменами в приповерхностной области, имеющими противоположные направления намагниченности, и доменной границей между ними. Равновесное распределение намагниченности в образце представлено на рисунке 48а. При приложении циркулярного магнитного поля (рисунок 486,в) намагниченность микропровода приобретает циркулярную компоненту, что ярче выражено в переходной области между аксиально намагниченным керном и радиально намагниченной оболочкой. С ростом величины прикладываемого поля смещается доменная граница в приповерхностной области.



Рисунок 48. Динамика намагниченности в микропроводе с положительной магнитострикцией при приложении циркулярного магнитного поля, соответствующего полю пропускаемого электрического тока. Цвет обозначает Y-компоненту намагниченности (вертикальную относительно наблюдателя).

Локальные зависимости циркулярной компоненты намагниченности от прикладываемого магнитного поля для различных точек поперечного и осевого сечения, а также оценки локальной магнитной проницаемости показаны на рисунке 49. Рассмотренные амплитуды магнитного поля захватывают линейную часть зависимости циркулярной компоненты намагниченности от циркулярного поля. Угол наклона зависимости циркулярной намагниченности от циркулярного магнитного поля различен для различных точек вдоль радиуса провода (рисунок 49а). Полученная локальная магнитная проницаемость имеет большие значения в области границы между аксиально намагниченным керном и радиально намагниченной оболочкой (рисунок 496). В этой же области наблюдается минимум радиальной зависимости константы магнитоупругой анизотропии, оценки которой проводятся с использованием результатов публикации [57]. Для различных точек вдоль оси микропровода вариации магнитной проницаемости не отражают закономерностей поведения – магнитная проницаемость флуктуирует вблизи одного значения при движении вдоль оси провода (в силу симметрии рассмотрена половина образца вдоль его оси) (рисунок 49в, г).



Рисунок 49. Локальные зависимости циркулярной компоненты намагниченности от прикладываемого магнитного поля для различных точек поперечного (а) и осевого сечения (в), а также соответствующие оценки локальной магнитной проницаемости для различных точек поперечного (б) и осевого сечения (г). Рассмотрена половина образца вдоль оси микропровода.

5.2.2 Перемагничивание аморфного микропровода с отрицательной константой магнитострикции

Равновесное распределение намагниченности микропроводе В с отрицательной константой магнитострикции приведено 50. на рисунке представляет собой Микромагнитная структура систему ИЗ аксиально намагниченного керна и циркулярно намагниченной оболочки [42]. Под действием размагничивающего поля на концах провода намагниченность отклоняется от направления осей и образует замкнутый поток магнитной индукции, в результате чего керн приобретает заостренную эллиптическую форму [188]. В бездефектном состоянии приповерхностная область представляет собой один домен с замкнутым магнитным потоком (намагничен циркулярно).



Рисунок 50. Равновесное распределение намагниченности в микропроводе с отрицательной константой магнитострикции. Цвет обозначает Х-компоненту намагниченности (перпендикулярно плоскости листа).

Тем не менее, для этапа 2 была выбрана структура с двумя доменами в приповерхностной области, имеющими противоположные направления намагниченности, и доменной границей между ними по аналогии с задачей для провода с положительной магнитострикцией, описанной в пункте 5.2.1). Равновесное распределение намагниченности в образце представлено на рисунке 51а.

(рисунок При 51б,в) приложении циркулярного магнитного поля распределение намагниченности сильно искажается. Намагниченность в оболочке приобретает разнонаправленные радиальные компоненты для разных слоев вдоль координаты. С ростом радиальной величины прикладываемого поля приповерхностной области возникают вихревые структуры на доменной границе. Такое поведение намагниченности может объясняться возникновением вихревых эффективных магнитных полей при изменении направления намагниченности.



Рисунок 51. Динамика намагниченности в микропроводе с отрицательной магнитострикцией при приложении циркулярного магнитного поля, соответствующего полю пропускаемого электрического тока. Цвет обозначает Х-компоненту намагниченности (перпендикулярно плоскости листа на осевых срезах и горизонтально в плоскости листа в поперечных сечениях).

Локальные зависимости циркулярной компоненты намагниченности от прикладываемого магнитного поля для различных точек поперечного и осевого сечения, а также оценки локальной магнитной проницаемости показаны на рисунке 52.



Рисунок 52. Локальные зависимости циркулярной компоненты намагниченности от прикладываемого магнитного поля для различных точек поперечного (а) и осевого сечения (в), а также соответствующие оценки локальной магнитной проницаемости для различных точек поперечного (б) и осевого сечения (г). Рассмотрена половина образца вдоль оси микропровода.

Угол наклона зависимости циркулярной намагниченности от циркулярного магнитного поля в начальной области сильно варьируется для различных точек вдоль радиуса провода (рисунок 52а). Кроме того, полевая зависимость намагниченности в центральной части микропровода является немонотонной (рисунок 52б). Полученная локальная магнитная проницаемость для небольших магнитных полей сильно осциллирует при смещении вдоль радиуса микропровода. Наблюдаются отрицательные значения локальных значений проницаемости. Такое поведение зависимостей может быть объяснено вихревым эффективным магнитным полем, возникающим при изменении направления намагниченности. Магнитная проницаемость в данном случае рассматривается как изменение намагниченности относительно изменения прикладываемого магнитного поля. В то же время, эффективное магнитное поле, включающее в себя в том числе взаимодействие соседних элементов расчета, может значительно отличаться от внешнего поля и вследствие неоднородности процесса перемагничивания иметь вихревой вид. Таким образом, возможными оказываются конфигурации с противоположно направленными изменяющимися внешним И эффективным локальными магнитными полями, приводящие к отрицательным значениям магнитной проницаемости (магнитная проницаемость относительно эффективного магнитного поля будет иметь строго положительное значение). Для различных точек вдоль оси микропровода магнитная проницаемость монотонно растет при движении вдоль оси микропровода и при отдалении от доменной границы в приповерхностной области (в силу симметрии рассмотрена половина образца вдоль его оси) (рисунок 52в, г).

5.2.3 Интерпретации распределения магнитной проницаемости в объеме микропровода на основе результатов микромагнитного моделирования

Полученные в главе 5 результаты демонстрируют основные закономерности распределения магнитной проницаемости в сечении микропровода при наличии определенных особенностей структуры и процессов перемагничивания. Стоит отметить, что симуляционные параметры, в частности распределение плотности тока в сечении провода, соответствуют основным предположениям модели расчета радиального распределения проницаемости на основе экспериментальных данных об импедансе провода, что позволяет интерпретировать основные закономерности экспериментальных данных на основе результатов микромагнитного моделирования.

Показано, что доменная граница между керном и приповерхностной оболочкой микропровода, связанная с изменением преимущественного направления намагниченности И локальным минимумом константы магнитоупругой анизотропии, демонстрирует большие значения локальной магнитной проницаемости. Наличие пика распределения циркулярной компоненты

проницаемости, в частности, может свидетельствовать о нахождении в этой области доменной границы. Подобные зависимости наблюдались в экспериментальных результатах, описанных в главе 4.

Также было присутствие показано, что неоднородных процессов намагничивания, приводящих к возникновению вихревых токов, может проявляться в виде отрицательной эффективной магнитной проницаемости, а также вызывать осцилляции рассчитанных значений ее радиальной зависимости в силу вихревого эффективного поля. Так как в модели обработки характера численной экспериментальных данных не учитываются неоднородные процессы перемагничивания, данные об осцилляции проницаемости и ее отрицательных значениях, упоминаемые в пунктах 4.1 и 4.2 свидетельствуют о том, что именно такие процессы могут вносить существенные вклады в импеданс провода, и демонстрируют границы применимости модели.

Предварительные данные о микромагнитной структуре и закономерностях перемагничивания для микропроводов различных типов были опубликованы в работе [189*]. Результаты симуляций перемагничивания микропроводов электрическим током и сравнение их с экспериментальными данными были представлены на конференциях 5th Young Researchers in Magnetism (Жирона, Испания) [190*] и IBCM-2021 (Светлогорск, Россия) [191*].

Основные результаты

- Исследованы магнитостатические и магнитоимпедансные свойства микропроводов и спиралей на их основе. Показано, что спирали на основе микропроводов могут обладать управляемыми анизотропными свойствами – отклик может быть изотропным для определенных параметров микропровода и намотки спирали. Спирали из аморфных микропроводов могут демонстрировать асимметричный гигантский магнитоимпедансный эффект, свойственный материалам с геликоидальной анизотропией при приложении поля или тока смещения.
- 2. Разработана методика определения распределения магнитной проницаемости в сечении микропровода из экспериментальных данных о частотной зависимости импеданса. Сформулированы критерии применимости методики, удовлетворяемые условиями проведения эксперимента, заключающиеся в отсутствии неоднородных процессов перемагничивания, а также малости вкладов полевой и частотной зависимости магнитной проницаемости
- 3. Рассчитаны распределения магнитной проницаемости в серии микропроводов Co₇₀Fe₄B₁₃Si₁₁Cr₂ с околонулевой магнитострикцией с различными диаметрами ферромагнитной жилы. Для микропроводов с преобладающим циркулярным типом магнитной анизотропии максимум распределения магнитной проницаемости находится в области предполагаемого положения доменной границы между аксиально намагниченным керном и циркулярно намагниченной оболочкой.
- 4. Построены распределения магнитной проницаемости в серии микропроводов Co₆₉Fe₄Cr₄Si₁₂B₁₁ с диаметром ферромагнитной жилы 90 мкм. Показано, что релаксация механических напряжений при обработке приводит к изменению вида радиальной зависимости магнитной проницаемости, в том числе за счет изменения процессов перемагничивания.

5. Построена микромагнитная модель равновесного распределения намагниченности в аморфных микропроводах с положительной и отрицательной магнитострикцией, а также динамики токового перемагничивания. Получены локальные значения эффективной магнитной проницаемости. Показано, что радиальное распределение проницаемости имеет максимум в области нахождения границы между керном и оболочкой. Обнаружено, что неоднородные процессы намагничивания могут приводить к возникновению вихревого поведения эффективного магнитного поля, что проявляется в виде осцилляций радиального распределения эффективной проницаемости и ее отрицательных значений. Результаты моделирования подтверждают экспериментальные данные.

Заключение

Полученные в работе результаты показывают, что распределение магнитной проницаемости по сечению аморфного проводника может служить методом определения микромагнитной структуры провода, а также, в некоторых случаях, позволяет определить вклады различных механизмов перемагничивания.

Оценка микромагнитной структуры аморфных магнитных микропроводов может быть проведена с использованием данных о частотной зависимости их импеданса. Учитывая, что микромагнитная структура этого типа материалов крайне чувствительна к наличию дефектов, неоднородностей структуры и состава, механическим и температурным внешним воздействиям, данный подход имеет огромные перспективы в области неразрушающего контроля – как самих аморфных ферромагнитных микропроводов, так и с использованием их в качестве зонда.

Отдельно стоит отметить, что данный подход может применяться к элементам детекторов на основе эффекта ГМИ непосредственно в конструкции датчика. Таким образом, работоспособность и применимость датчика, его деградационные изменения могут отслеживаться в процессе его использования с использованием предлагаемого метода как аттестационной процедуры.

Спиральные структуры на основе аморфных микропроводов обладают свойствами, наделяющими их большими перспективами в области детектирующих устройств: изотропный отклик на магнитное поле позволяет детектировать разнонаправленные сигналы с помощью одного элемента, а асимметрия эффекта позволяет увеличить чувствительность устройства без использования полей/токов смещения.

Список используемой литературы

- Сузуки К., Фудзимори Х., Хасимото К. Аморфные металлы / ред. Масумото Т. - Москва: Металлургия, 1987. - 328 р.
- 2. Губанов А.И. Квазиклассическая теория аморфных ферромагнетиков // Физика твердого тела. 1960. Vol. 2, № 3. Р. 502–513.
- Handrich K. Conditions for the Existence of Amorphous Ferromagnets // Physica Status Solidi (b). - 1972. - Vol. 53, № 1. - P. K17–K20. -DOI:10.1002/pssb.2220530148.
- Handrich K. A Simple Model for Amorphous and Liquid Ferromagnets // Physica Status Solidi (b). 1969. Vol. 32, № 1. P. K55–K58. DOI:10.1002/pssb.19690320166.
- 5. Kobe S., Handrich K. Curie temperature of an amorphous ferromagnet in effective field approximations // Physica Status Solidi (b). 1971. Vol. 44, № 2. P. K53–K55. DOI:10.1002/pssb.2220440247.
- Zhukov A., Ipatov M., Zhukova V. Advances in Giant Magnetoimpedance of Materials // Handbook of Magnetic Materials / ed. Buschow K.H.J. - Elsevier B.V., 2015. - Vol. 24. - P. 139–236. - DOI:10.1016/BS.HMM.2015.09.001.
- Zhukov A., Corte-Leon P., Gonzalez-Legarreta L., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez A., Zhukova V. Advanced functional magnetic microwires for technological applications // Journal of Physics D: Applied Physics. - 2022. - Vol. 55, № 25. - P. 253003. - DOI:10.1088/1361-6463/AC4FD7.
- Inoue A., Kong F. Soft Magnetic Materials // Encyclopedia of Smart Materials / ed. Olabi A.-G. - Elsevier, 2022. - P. 10–23. - DOI:10.1016/B978-0-12-803581-8.11725-4.
- Zhukova V., Corte-Leon P., Blanco J.M., Ipatov M., Gonzalez-Legarreta L., Gonzalez A., Zhukov A. Development of Magnetically Soft Amorphous Microwires for Technological Applications // Chemosensors. - 2022. - Vol. 10, № 1. - P. 26. - DOI:10.3390/chemosensors10010026.
- Vázquez M., Hernando A. A soft magnetic wire for sensor applications // Journal of Physics D: Applied Physics. 1996. Vol. 29, № 4. P. 939. DOI:10.1088/0022-3727/29/4/001.
- Sixtus K.J., Tonks L. Propagation of large Barkhausen discontinuities. II // Phys. Rev. - 1932. - Vol. 42, № 3. - P. 419. - DOI:10.1103/physrev.42.419.
- 12. Panina L.V., Mohri K. Magneto-impedance effect in amorphous wires // Applied Physics Letters Phys. Lett. 1994. Vol. 65. P. 1189. DOI:10.1063/1.112104.
- Jiles D.C. Recent advances and future directions in magnetic materials // Acta Materialia. 2003. Vol. 51, № 19. P. 5907–5939. DOI:10.1016/J.ACTAMAT.2003.08.011.
- 14. Mohri K., Humphrey F.B., Panina L. v., Honkura Y., Yamasaki J., Uchiyama T., Hirami M. Advances of amorphous wire magnetics over 27 years // Physica Status Solidi (a). - 2009. - Vol. 206, № 4. - P. 601–607. - DOI:10.1002/PSSA.200881252.
- 15. Kurlyandskaya G.V. Giant magnetoimpedance for biosensing: Advantages and shortcomings // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2009. Vol. 321, № 7. P. 659–662. DOI:10.1016/J.JMMM.2008.11.019.
- Magnetic Sensor Market Size Global Forecast To 2025 | MarketsandMarketsTM [Electronic resource]. - URL: https://www.marketsandmarkets.com/Market-Reports/magnetic-field-sensors-market-521.html (accessed: 21.05.2022).

- Mohri K., Uchiyama T., Panina L. v., Yamamoto M., Bushida K. Recent advances of amorphous wire CMOS IC magneto-impedance sensors: Innovative highperformance micromagnetic sensor chip // Journal of Sensors. - 2015. - Vol. 2015.
 - P. 718069. - DOI:10.1155/2015/718069.
- Corte-Leon P., Zhukova V., Chizhik A., Blanco J.M., Ipatov M., Gonzalez-Legarreta L., Zhukov A. Magnetic Microwires with Unique Combination of Magnetic Properties Suitable for Various Magnetic Sensor Applications // Sensors. - 2020. - Vol. 20, № 24. - P. 7203. - DOI:10.3390/S20247203.
- Singh S.P. Magnetoencephalography: Basic principles // Annals of Indian Academy of Neurology. - 2014. - Vol. 17, № 5. - P. 107. - DOI:10.4103/0972-2327.128676.
- Zhukova V., Corte-Leon P., Blanco J.M., Ipatov M., Gonzalez J., Zhukov A. Electronic Surveillance and Security Applications of Magnetic Microwires // Chemosensors. - 2021. - Vol. 9, № 5. - P. 100. -DOI:10.3390/chemosensors9050100.
- Vázquez M., Hernando A. A soft magnetic wire for sensor applications // Journal of Physics D: Applied Physics. 1996. Vol. 29, № 4. P. 939–949. DOI:10.1088/0022-3727/29/4/001.
- Vazquez M. Advanced magnetic materials // Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials / ed. Kronmueller H., Parkin S. - Wiley, 2007. - P. 1–29. - DOI:10.1002/9780470022184.
- 23. Peng H.-X., Qin F., Phan M.-H. Ferromagnetic Microwire Composites // Engineering Materials and Processes / ed. Derby B. - Springer, 2016. - 99–117 p. -DOI:10.1007/978-3-319-29276-2.
- 24. Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N. Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous wires with different types of magnetic anisotropy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1998. Vol. 185, № 2. P. 159–173. DOI:10.1016/S0304-8853(97)01148-7.
- Chizhik A., Gonzalez J., Zhukov A., Corte-Leon P., Zhukova V., Gawroński P., Stupakiewicz A. Influence of combined mechanical stress on magnetic structure in magnetic microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2020. -Vol. 513. - P. 166974. - DOI:10.1016/J.JMMM.2020.166974.
- Zhukova V., Cobeño A.F., Zhukov A., Blanco J.M., Puerta S., Gonzalez J., Vázquez M. Tailoring of magnetic properties of glass-coated microwires by current annealing // Journal of Non-Crystalline Solids. - 2001. - Vol. 287, № 1–3. - P. 31– 36. - DOI:10.1016/S0022-3093(01)00536-1.
- Zhukova V., Corte-Leon P., González-Legarreta L., Talaat A., Blanco J.M., Ipatov M., Olivera J., Zhukov A. Optimization of Magnetic Properties of Magnetic Microwires by Post-Processing // Processes. - 2020. - Vol. 8, № 8. - P. 1006. -DOI:10.3390/PR8081006.
- Chizhik A., Gonzalez J., Gawroński P., Stupakiewicz A. Helical magnetic structures in amorphous microwires: Magneto-optical study and micromagnetic simulations // Magnetic Nano- and Microwires. 2nd ed. / ed. Vázquez M. -Woodhead Publishing, 2020. - P. 519–534. - DOI:10.1016/B978-0-08-102832-2.00018-9.
- Panina L.V., Mohri K., Makhnovskiy D.P. Mechanism of asymmetrical magnetoimpedance in amorphous wires // Journal of Applied Physics. 1999. Vol. 85, № 8. P. 5444. DOI:10.1063/1.369970.

- Rodionova V., Ipatov M., Ilyn M., Zhukova V., Perov N., Gonzalez J., Zhukov A. Tailoring of Magnetic Properties of Magnetostatically-Coupled Glass-Covered Magnetic Microwires // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism 2010 24:1. - 2010. - Vol. 24, № 1. - P. 541–547. - DOI:10.1007/S10948-010-0989-0.
- 31. Donnelly C., Guizar-Sicairos M., Scagnoli V., Gliga S., Holler M., Raabe J., Heyderman L.J. Three-dimensional magnetization structures revealed with X-ray vector nanotomography // Nature. - 2017. - Vol. 547, № 7663. - P. 328–331. -DOI:10.1038/nature23006.
- 32. Donnelly C., Gliga S., Scagnoli V., Holler M., Raabe J., Heyderman L.J., Guizar-Sicairos M. Tomographic reconstruction of a three-dimensional magnetization vector field // New Journal of Physics. - 2018. - Vol. 20, № 8. - P. 083009. -DOI:10.1088/1367-2630/AAD35A.
- 33. Jiles D. Introduction to Magnetism and Magnetic Materials // Introduction to Magnetism and Magnetic Materials. 2015. DOI:10.1201/B18948.
- 34. Coey J.M.D. Magnetism and Magnetic Materials. 3rd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
- 35. Inoue A., Shen B.L., Chang C.T. Super-high strength of over 4000 MPa for Febased bulk glassy alloys in [(Fe_{1-x}Co_x)_{0.75}B_{0.2}Si_{0.05}]₉₆Nb₄ system // Acta Materialia.
 2004. Vol. 52, № 14. P. 4093–4099. DOI:10.1016/J.ACTAMAT.2004.05.022.
- 36. Squire P.T., Atkinson D., Gibbs M.R.J., Atalay S. Amorphous wires and their applications // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1994. Vol. 132, № 1–3. P. 10–21. DOI:10.1016/0304-8853(94)90295-X.
- 37. Inoue A., Masumoto T., Katsuya A., Amiya K. Preparation of Amorphous Fe–Si–B and Co–Si–B Alloy Wires by a Melt Extraction Method and Their Mechanical and Magnetic Properties // Materials Transactions, JIM. 1995. Vol. 36, № 7. P. 802–809. DOI:10.2320/MATERTRANS1989.36.802.
- 38. 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. -DOI:10.1103/PhysRev.23.655.
- Улитовский А.В., Авраменко А.И., Маякский Н.М. Способ непрерывного изготовления микропроволок в стеклянной изоляции: патент 128427. - СССР, 1960.
- 40. Larin V.S., Torcunov A. V., Zhukov A., González J., Vazquez M., Panina L. Preparation and properties of glass-coated microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. Vol. 249, № 1–2. P. 39–45. DOI:10.1016/S0304-8853(02)00501-2.
- 41. Chiriac H. Preparation and characterization of glass covered magnetic wires // Materials Science and Engineering: A. - 2001. - Vol. 304–306, № 1–2. - P. 166– 171. - DOI:10.1016/S0921-5093(00)01452-0.
- Zhukov, J. Gonzalez, M. Vazquez, V. Larin A.T. Nanocrystalline and Amorphous Magnetic Microwires // Encyclopedia of nanoscience and nanotechnology / ed. Nalwa H.S. - American Scientific Publishers, 2004. - P. 1–22.
- 43. Yang G.N., Li Z., Guo F.M., Luo Y., Han Z.D., Lu Z.C., Wei J.Q., Shao Y., Yao K.F. Size effect in Pd_{77.5}Cu₆Si_{16.5} metallic glass micro-wires: More scattered strength with decreasing diameter // Applied Physics Letters. 2017. Vol. 111, № 1. P. 011905. DOI:10.1063/1.4991849.

- Zhukov A., Churyukanova M., Kaloshkin S., Sudarchikova V., Gudoshnikov S., Ipatov M., Talaat A., Blanco J., Zhukova V. Magnetostriction of Co-Fe-Based Amorphous Soft Magnetic Microwires // Journal of Electronic Materials. - 2016. -Vol. 45. - P. 226–234. - DOI:10.1007/s11664-015-4011-2.
- 45. Fujimori H., Arai K.I., Shirae H., Saito H. Magnetostriction of Fe-Co amorphous alloys // Japanese Journal of Applied Physics. 1976. Vol. 15, № 4. P. 705–706.
 DOI:10.1143/JJAP.15.705/XML.
- Zhukova V., Ipatov M., Zhukov A. Thin Magnetically Soft Wires for Magnetic Microsensors // Sensors 2009, Vol. 9, Pages 9216-9240. 2009. Vol. 9, № 11. P. 9216–9240. DOI:10.3390/S91109216.
- 47. Li Y.F., Vázquez M., Chen D.X. GMI effect of Fe_{73.5-x}Cr_xCu₁Nb₃Si_{13.5}B₉ amorphous and nanocrystalline soft wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2002. - Vol. 249, № 1–2. - P. 342–345. - DOI:10.1016/S0304-8853(02)00556-5.
- 48. Sarkar P., Basu Mallick A., Roy R.K., Panda A.K., Mitra A. Structural and Giant Magneto-impedance properties of Cr-incorporated Co–Fe–Si–B amorphous microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2012. Vol. 324, № 8. P. 1551–1556. DOI:10.1016/J.JMMM.2011.11.052.
- 49. Sarkar P., Roy R.K., Mitra A., Panda A.K., Churyukanov M., Kaloshkin S. Effect of Nb and Cr incorporation on the structural and magnetic properties of rapidly quenched FeCoSiB microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. -2012. - Vol. 324, № 16. - P. 2543–2546. - DOI:10.1016/J.JMMM.2012.03.041.
- 50. Zhang Q., Zhou S., Li Z., Zhang G., Zheng W., Hui X. Effects of Cr addition on the glass-forming ability and the corrosion behaviors of FeCBSiP amorphous alloys // Materials and Corrosion. 2021. Vol. 72, № 11. P. 1813–1818. DOI:10.1002/MACO.202112514.
- 51. Yu W., Zeng H., Sun Y., Hua Z. Effect of Mo addition on the thermal stability, microstructure and magnetic property of FeCoZrBCu alloys // Vacuum. 2017. Vol. 137. P. 175–182. DOI:10.1016/J.VACUUM.2016.12.048.
- 52. Conde C.F., Franca V., Conde A. Influence of Mo addition in the crystallization of Fe–Si–B–Cu–Nb alloys // https://doi.org/10.1080/01418639708241114. 2006. Vol. 76, № 4. P. 489–493. DOI:10.1080/01418639708241114.
- 53. Жуков А.П. Магнитные свойства микропроводов с аморфной, нанокристаллической и гранулярной структурой: Диссертация на соискание степени доктора физико-математических наук. - Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, 2010. - 327 р.
- 54. Madurga V., Hernando A. Radial stress distribution generated during rapid solidification of amorphous wires // Journal of Physics: Condensed Matter. 1990.
 Vol. 2, № 9. P. 2127. DOI:10.1088/0953-8984/2/9/002.
- 55. Liu J., Malmhäll R., Arnberg L., Savage S.J. Theoretical analysis of residual stress effects on the magnetostrictive properties of amorphous wires // Journal of Applied Physics. 1990. Vol. 67. P. 4238. DOI:10.1063/1.344935.
- 56. Borisov V., Borisov O., Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O. v, Pozdnyakov V.A., Prokoshin A.F., Usov N.A. Calculation of residual stresses in amorphous wires // Glass Physics and Chemistry. 2000. Vol. 26, № 4. P. 353–358. DOI:10.1007/BF02731999.

- 57. Chiriac H., Vári T.A., Pop G. Internal stress distribution in glass-covered amorphous magnetic wires // Physical Review B Condensed Matter. 1995. Vol. 52, № 14. P. 10104–10113. DOI:10.1103/PHYSREVB.52.10104.
- 58. Zhukov A., Corte-Leon P., Gonzalez-Legarreta L., Usov N., Antonov A., Dykhne A., Lagar'kov A. Stress dependence of the hysteresis loops of Co-rich amorphous wire // Journal of Physics: Condensed Matter. 1998. Vol. 10, № 11. P. 2453. DOI:10.1088/0953-8984/10/11/009.
- 59. Velázquez J., Vázquez M., Hernando A., Savage H.T., Wun-Fogle M. Magnetoelastic anisotropy in amorphous wires due to quenching // J. Appl. Phys. -1992. - Vol. 70, № 10. - P. 6525. - DOI:10.1063/1.349895.
- 60. Lacheisserie E.D.T. de. Magnetostriction theory and applications of magnetoelasticity. Michigan: CRC-Press, 1993. 408 p.
- Chiriac H., Óvári T.A. Amorphous glass-covered magnetic wires: Preparation, properties, applications // Progress in Materials Science. - 1996. - Vol. 40, № 5. - P. 333–407. - DOI:10.1016/S0079-6425(97)00001-7.
- 62. Reininger T., Kronmüller H., Gomez-Polo C., Vazquez M. Magnetic domain observation in amorphous wires // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 73, № 10. P. 5357. DOI:10.1063/1.353730.
- 63. Vázquez M., Chen D.X. The Magnetization Reversal Process in Amorphous Wires // IEEE Transactions on Magnetics. - 1995. - Vol. 31, № 2. - P. 1229–1238. - DOI:10.1109/20.364813.
- 64. Usov N.A. Stress distribution and domain structure in amorphous ferromagnetic wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. Vol. 249, № 1–2. P. 3–8. DOI:10.1016/S0304-8853(02)00495-X.
- 65. Родионова В.В. Статические и динамические магнитные свойства аморфных микропроводов и их систем // Диссертация на соискание степени кандидата физико-математических наук. Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, 2010. 165 р.
- 66. Chen D.M., Xing D.W., Qin F.X., Liu J.S., Wang H., Wang X.D., Sun J.F. Correlation of magnetic domains, microstructure and GMI effect of Joule-annealed melt-extracted Co_{68.15}Fe_{4.35}Si_{12.25}B_{13.75}Nb₁Cu_{0.5} microwires for double functional sensors // Physica Status Solidi (a). - 2013. - Vol. 210, № 11. - P. 2515–2520. -DOI:10.1002/PSSA.201329246.
- 67. Marín P., Hernando A. Magnetic Microwires: Manufacture, Properties, and Applications // Encyclopedia of Materials: Science and Technology / ed. Buschow K.H.J., Cahn R.W., Flemings M.C., Ilschner B., Kramer E.J., Mahajan S., Veyssière P. - Elsevier, 2004. - P. 1–9. - DOI:10.1016/B0-08-043152-6/01906-9.
- Liu J., Qin F., Chen D., Shen H., Wang H., Xing D., Phan M.H., Sun J. Combined current-modulation annealing induced enhancement of giant magnetoimpedance effect of Co-rich amorphous microwires // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115, № 17. P. 17A326. DOI:10.1063/1.4865460.
- 69. Zhukov A., Shuvaeva E., Kaloshkin S., Churyukanova M., Kostitcyna E., Sudarchikova V., Talaat A., Ipatov M., Zhukova V. Influence of the defects on magnetic properties of glass-coated microwires // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 115, № 17. P. 17A305. DOI:10.1063/1.4860015.
- 70. Varga R., Klein P., Sabol R., Richter K., Hudak R., Polaček I., Praslicka D., Šmelko M., Hudak J., Mikita I., Badini-Confalonieri G.A., Kammouni R. el, Vazquez M. Magnetically bistable microwires: Properties and applications for

magnetic field, temperature, and stress sensing // High Performance Soft Magnetic Materials. Springer Series in Materials ScienceSpringer Series in Materials Science / ed. Zhukov A. - Springer, 2017. - Vol. 252. - P. 169–212. - DOI:10.1007/978-3-319-49707-5_8.

- García-Prieto M.J., Pina E., Zhukov A., Larin V., Marín P., Vázquez M., Hernando A. Glass-coated Co-rich amorphous microwires with enhanced permeability // Sensors and Actuators A: Physical. 2000. Vol. 81, № 1–3. P. 227–231. DOI:10.1016/S0924-4247(99)00129-6.
- 72. Zhukova V., Corte-Leon P., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez-Legarreta L., Zhukov A. Development of Magnetic Microwires for Magnetic Sensor Applications // Sensors. - 2019. - Vol. 19, № 21. - P. 4767. -DOI:10.3390/S19214767.
- 73. Barandiaran J.M., Hernando A., Madurga V., Nielsen O. v, Vizquez M., Vazquez-Lopez M. Temperature, stress, and structural-relaxation dependence of the magnetostriction in (Co_{0.94}Fe _{0.06})₇₅Si₁₅B₁₀ glasses // Physical Review. - Vol. 8.
- 74. Nematov M.G., Baraban I., Yudanov N.A., Rodionova V., Qin F.X., Peng H.X., Panina L. v. Evolution of the magnetic anisotropy and magnetostriction in Cobased amorphous alloys microwires due to current annealing and stress-sensory applications // Journal of Alloys and Compounds. - 2020. - Vol. 837. - P. 155584. -DOI:10.1016/J.JALLCOM.2020.155584.
- 75. Chichay K., Rodionova V., Zhukova V., Kaloshkin S., Churyuknova M., Zhukov A. Investigation of the magnetostriction coefficient of amorphous ferromagnetic glass coated microwires // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 116, № 17. P. 173904. DOI:10.1063/1.4900481.
- 76. Kraus L., Kane S.N., Vázquez M., Rivero G., Fraga E., Hernando A., Barandiarán J.M. Tensor components of the magnetization in a twisted Fe-rich amorphous wire // Journal of Applied Physics. - 1998. - Vol. 75, № 10. - P. 6952. - DOI:10.1063/1.356792.
- Usov N.A., Antonov A.S., Lagar'kov A.N., Granovsky A.B. GMI spectra of amorphous wires with different types of magnetic anisotropy in the core and the shell regions // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 1999. - Vol. 203. -P. 108–110.
- 78. Freijo J.J., Hernando A., Vázquez M., Méndez A., Ramanan V.R. Exchange biasing in ferromagnetic amorphous wires: A controllable micromagnetic configuration // Applied Physics Letters. - 1999. - Vol. 74, № 9. - P. 1305. -DOI:10.1063/1.123532.
- Knobel M., Vázquez M., Kraus L. Giant Magnetoimpedance // Handbook of Magnetic Materials / ed. Buschow K.H.J. - Elsevier Ltd, 2003. - Vol. 15. - P. 497– 563. - DOI:10.1016/S1567-2719(03)15005-6.
- 80. Harrison E.P., Turney G.L., Rowe H. Electrical Properties of Wires of High Permeability // Nature. 1935. Vol. 135, № 3423. P. 961–961. DOI:10.1038/135961a0.
- Beach R.S., Berkowitz A.E. Giant magnetic field dependent impedance of amorphous FeCoSiB wire // Applied Physics Letters. - 1994. - Vol. 64, № 26. - P. 3652–3654. - DOI:10.1063/1.111170.
- 82. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. 2nd ed.
 Москва: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 621 р.

- Chen D.-X., Muñoz J.L., Hernando A., Vázquez M. Magnetoimpedance of metallic ferromagnetic wires // Physical Review B. - 1998. - Vol. 57, № 17. - P. 10699– 100704.
- Zhukov A., Ipatov M., Corte-León P., Legarreta L.G., Churyukanova M., Blanco J.M., Gonzalez J., Taskaev S., Hernando B., Zhukova V. Giant magnetoimpedance in rapidly quenched materials // Journal of Alloys and Compounds. 2020. Vol. 814. P. 152225. DOI:10.1016/J.JALLCOM.2019.152225.
- 85. Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J., Zvezdin A. Low-field hysteresis in the magnetoimpedance of amorphous microwires // Physical Review B -Condensed Matter and Materials Physics. - 2010. - Vol. 81, № 13. - P. 134421. -DOI:10.1103/PHYSREVB.81.134421/FIGURES/10/MEDIUM.
- Kraus L. Theory of giant magneto-impedance in the planar conductor with uniaxial magnetic anisotropy // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. Vol. 195, № 3. P. 764–778. DOI:10.1016/S0304-8853(99)00286-3.
- 87. García-Prieto M.J., Pina E., Zhukov A., Larin V., Marín P., Vázquez M., Hernando A. Glass-coated Co-rich amorphous microwires with enhanced permeability // Sensors and Actuators A: Physical. 2000. Vol. 81, № 1–3. P. 227–231. DOI:10.1016/S0924-4247(99)00129-6.
- 88. Chen Z., Ba S., Li D., Lu Z., Zhou S. Effect of glass removal on the GMI effect of Co_{71.8}Fe_{4.9}Nb_{0.8}Si_{7.5}B₁₅ amorphous glass-covered wires // Rare Metals. 2006. Vol. 25, № 6. P. 633–636. DOI:10.1016/S1001-0521(07)60162-4.
- Aragoneses P., Blanco J.M., Dominguez L., González J., Zhukov A., Vázquez M. The stress dependence of the switching field in glass-coated amorphous microwires // Journal of Physics D: Applied Physics. - 1998. - Vol. 31, № 21. - P. 3040. -DOI:10.1088/0022-3727/31/21/009.
- 90. Corte-Leon P., Zhukova V., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez J., Churyukanova M., Baraibar J.M., Taskaev S., Zhukov A. Stress dependence of the magnetic properties of glass-coated amorphous microwires // Journal of Alloys and Compounds. 2019. Vol. 789. P. 201–208. DOI:10.1016/J.JALLCOM.2019.03.044.
- 91. González J., Blanco J.M., Vázquez M., Barandiarán J.M., Rivero G., Hernando A. Influence of the applied tensile stress on the magnetic properties of current annealed amorphous wires // Journal of Applied Physics. 1998. Vol. 70, № 10. P. 6522. DOI:10.1063/1.349894.
- 92. Chiriac H., Óvári T.A., Pop G. Magnetic behavior of glass-covered amorphous wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1996. Vol. 157–158. P. 227–228. DOI:10.1016/0304-8853(95)01042-4.
- 93. Atkinson D., Squire P.T. Experimental and phenomenological investigations of the effect of stress in magneto-impedance in amorphous alloys // IEEE Transactions on magnetics. 1997. Vol. 33, № 5.
- Blanco J.M., Zhukov A., Gonzalez J. Effect of tensile and torsion on GMI in amorphous wire // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1999. Vol. 196. P. 377–379. DOI:10.1016/S0304-8853(98)00757-4.
- 95. Zhukov A., Zhukova V., Blanco J.M., Gonzalez J. Recent research on magnetic properties of glass-coated microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 294, № 2. P. 182–192. DOI:10.1016/J.JMMM.2005.03.033.

- 96. Shen L.P., Uchiyama T., Mohri K., Kita E., Bushida K. Sensitive stress-impedance micro sensor using amorphous magnetostrictive wire // IEEE Transactions on Magnetics. - 1997. - Vol. 33, № 5 PART 1. - P. 3355–3357. -DOI:10.1109/20.617942.
- 97. Wang T., Zhang H. Influence of Wire Length and Alternating Current Amplitude on the Tension-Stress-Impedance Effect of FeCoNiBSiMo Microwires // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. - 2022. - Vol. 35, № 6. - P. 1375–1381. -DOI:10.1007/S10948-022-06299-1.
- 98. Chizhik A., Gonzalez J., Zhukov A., Stupakiewicz A. Torsion Stress Induced Magnetic Switching in Amorphous Microwires // IEEE Magnetics Letters. - 2017.
 - Vol. 8. - DOI:10.1109/LMAG.2017.2710938.
- 99. Chizhik A., Zhukov A., Blanco J.M., Gonzalez J., Gawronski P., Kulakowski K. Experimental determination of relation between helical anisotropy and torsion stress in amorphous magnetic microwires // IEEE Transactions on Magnetics. 2008. Vol. 44, № 11 PART 2. P. 3938–3941. DOI:10.1109/TMAG.2008.2001514.
- 100. Chizhik A., Zhukov A., Gonzalez J., Stupakiewicz A. Basic study of magnetic microwires for sensor applications: Variety of magnetic structures // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2017. - Vol. 422. - P. 299–303. -DOI:10.1016/J.JMMM.2016.09.011.
- 101. Chizhik A., Zhukova V., Zhukov A., Gonzalez J., Gawroński P., Kułakowski K., Stupakiewicz A. Surface magnetic structures induced by mechanical stresses in Corich microwires // Journal of Alloys and Compounds. - 2018. - Vol. 735. - P. 1449– 1453. - DOI:10.1016/J.JALLCOM.2017.11.253.
- 102. Chizhik A., Zhukov A., Gonzalez J., Gawroński P., Kułakowski K., Stupakiewicz A. Spiral magnetic domain structure in cylindrically-shaped microwires // Scientific Reports. 2018. Vol. 8, № 1. P. 1–7. DOI:10.1038/s41598-018-33322-0.
- 103. Gonzalez J., Zhukov A., Gawronski P., Chizhik A., Gonzalez J., Zhukov A., Gawronski P. Review of Helical Magnetic Structures in Magnetic Microwires // Chemosensors 2022, Vol. 10, Page 291. - 2022. - Vol. 10, № 8. - P. 291. -DOI:10.3390/CHEMOSENSORS10080291.
- 104. Chizhik A., Zhukov A., Corte-León P., Blanco J.M., Gonzalez J., Gawroński P. Torsion induced acceleration of domain wall motion in magnetic microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2019. - Vol. 489. - P. 165420. -DOI:10.1016/J.JMMM.2019.165420.
- 105. Duque J.G.S., Gómez-Polo C., Yelon A., Ciureanu P., De Araújo A.E.P., Knobel M. The effect of helical magnetoelastic anisotropy on magnetoimpedance and its second harmonic component in amorphous wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2004. Vol. 271, № 2–3. P. 390–395. DOI:10.1016/J.JMMM.2003.10.005.
- 106. Gómez-Polo C., Vázquez M., Knobel M. Rotational giant magnetoimpedance in soft magnetic wires: Modelization through Fourier harmonic contribution // Applied Physics Letters. - 2001. - Vol. 78, № 2. - P. 246. -DOI:10.1063/1.1336814.
- 107. Antonov A.S., Buznikov N.A., Granovsky A.B. Asymmetric giant magnetoimpedance of amorphous microwires under the action of torsional stresses

// Technical Physics Letters 2014 40:3. - 2014. - Vol. 40, № 3. - P. 267–270. - DOI:10.1134/S1063785014030183.

- 108. Chizhik A., Zhukov A., Blanco J.M., Szymczak R., Gonzalez J. Interaction between Fe-rich ferromagnetic glass-coated microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2002. - Vol. 249, № 1–2. - P. 99–103. -DOI:10.1016/S0304-8853(02)00513-9.
- 109. Kolesnikova V., Martínez-García J.C., Rodionova V., Rivas M. Study of bistable behaviour in interacting Fe-based microwires by first order reversal curves // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2020. - Vol. 508. - P. 166857. -DOI:10.1016/J.JMMM.2020.166857.
- 110. Rodionova V., Ipatov M., Ilyn M., Zhukova V., Perov N., Gonzalez J., Zhukov A. Tailoring of Magnetic Properties of Magnetostatically-Coupled Glass-Covered Magnetic Microwires // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. 2010. Vol. 24, № 1. P. 541–547. DOI:10.1007/S10948-010-0989-0.
- 111. Рубцов В. Д., Харламова А.М., Шалыгин А.Н. Ферромагнитные аморфные провода в качестве инструмента для проведения эндоваскулярных вмешательств // Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ-2017» / еd. И.А. Алешковский, А.В. Андриянов, Е.А. Антипов. - Москва: МАКС Пресс, 2017. - Р. 604–606.
- 112. Corte-León P., Blanco J.M., Zhukova V., Ipatov M., Gonzalez J., Churyukanova M., Taskaev S., Zhukov A. Engineering of Magnetic Softness and Domain Wall Dynamics of Fe-rich Amorphous Microwires by Stress- induced Magnetic Anisotropy // Scientific Reports. 2019. Vol. 9, № 1. P. 1–14. DOI:10.1038/s41598-019-48755-4.
- 113. Chichay K., Zhukova V., Rodionova V., Ipatov M., Talaat A., Blanco J.M., Gonzalez J., Zhukov A. Tailoring of domain wall dynamics in amorphous microwires by annealing // Journal of Applied Physics. - 2013. - Vol. 113, № 17. -P. 17A318. - DOI:10.1063/1.4795617.
- 114. Gonzalez-legarreta L., Corte-leon P., Zhukova V., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez J., Zhukov A. Optimization of magnetic properties and GMI effect of Thin Co-rich Microwires for GMI Microsensors // Sensors. - 2020. - Vol. 20, № 6. - P. 1558. - DOI:10.3390/S20061558.
- 115. Gonzalez-Legarreta L., Corte-León P., Zhukova V., Ipatov M., Blanco J.M., Churyukanova M., Taskaev S., Zhukov A. Route of magnetoimpedance and domain walls dynamics optimization in Co-based microwires // Journal of Alloys and Compounds. - 2020. - Vol. 830. - P. 154576. -DOI:10.1016/J.JALLCOM.2020.154576.
- 116. Becker J.J. A new mechanism for magnetic annealing in amorphous metals // IEEE Transactions on Magnetics. 1978. Vol. 14, № 5. P. 938–940. DOI:10.1109/TMAG.1978.1059842.
- 117. Luborsky F.E., Walter J.L. Magnetic Anneal Anisotropy in Amorphous Alloys // IEEE Transactions on Magnetics. - 1977. - Vol. MAG-13, № 2. - P. 953–956. -DOI:10.1109/TMAG.1977.1059494.
- 118. González J., Vázquez M., Barandiarán J.M., Madurga V., Hernando A. Different kinds of magnetic anisotropies induced by current annealing in metallic glasses // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1987. Vol. 68, № 2. P. 151–156. DOI:10.1016/0304-8853(87)90268-X.

- 119. Zhukov A., Blanco J.M., González J., Prieto M.J.G., Pina E., Vázquez M. Induced magnetic anisotropy in Co–Mn–Si–B amorphous microwires // Journal of Applied Physics. - 2000. - Vol. 87, № 3. - P. 1402. - DOI:10.1063/1.372063.
- 120. Liu J.S., Zhang D.Y., Cao F.Y., Xing D.W., Chen D.M., Xue X., Sun J.F. Multiangle combined magnetic-field annealing of Co-based amorphous microwires for sensor applications // Physica Status Solidi (a). - 2012. - Vol. 209, № 5. - P. 984–989. - DOI:10.1002/PSSA.201127538.
- Sommer R.L., Chien C.L. Role of magnetic anisotropy in the magnetoimpedance effect in amorphous alloys // Applied Physics Letters. 1998. Vol. 67, № 6. P. 857. DOI:10.1063/1.115528.
- 122. Gonzalez A., Zhukova V., Corte-Leon P., Chizhik A., Ipatov M., Blanco J.M., Zhukov A. Tuning of Magnetoimpedance Effect and Magnetic Properties of Fe-Rich Glass-Coated Microwires by Joule Heating // Sensors. - 2022. - Vol. 22, № 3. - P. 1053. - DOI:10.3390/S22031053.
- 123. Zhukova V., Cobeño A.F., Zhukov A., Blanco J.M., Puerta S., Gonzalez J., Vázquez M. Tailoring of magnetic properties of glass-coated microwires by current annealing // Journal of Non-Crystalline Solids. - 2001. - Vol. 287, № 1–3. - P. 31– 36. - DOI:10.1016/S0022-3093(01)00536-1.
- 124. Corte-León P., Zhukova V., Ipatov M., Blanco J.M., Zhukov A. Effect of Joule heating on giant magnetoimpedance effect and magnetic properties of Co-rich microwires // Journal of Alloys and Compounds. - 2021. - Vol. 883. - P. 160778. -DOI:10.1016/J.JALLCOM.2021.160778.
- 125. Corte-León P., Zhukova V., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez J., Zhukov A. Engineering of magnetic properties of Co-rich microwires by Joule heating // Intermetallics. - 2019. - Vol. 105. - P. 92–98. -DOI:10.1016/J.INTERMET.2018.11.013.
- 126. Gonzalez A., Zhukova V., Ipatov M., Corte-Leon P., Blanco J.M., Zhukov A. Effect of Joule heating on GMI and magnetic properties of Fe-rich glass-coated microwires // AIP Advances. - 2022. - Vol. 12, № 3. - P. 035021. -DOI:10.1063/9.0000290.
- 127. Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Churyukanova M., Taskaev S., Zhukov A. Tailoring of magnetoimpedance effect and magnetic softness of Fe-rich glass-coated microwires by stress- annealing // Scientific Reports. 2018. Vol. 8, № 1. P. 1–14. DOI:10.1038/s41598-018-21356-3.
- 128. Zhukova V., Corte-Leon P., González-Legarreta L., Ipatov M., Talaat A., Blanco J.M., Gonzalez J., Olivera J., Zhukov A. Stress-Induced Magnetic Anisotropy Enabling Engineering of Magnetic Softness GMI Effect and Domain Wall Dynamics of Amorphous Microwires // Physics of Metals and Metallography. 2020. Vol. 121, № 4. P. 316–321. DOI:10.1134/S0031918X20040183/FIGURES/5.
- Zhukov A., Ipatov M., Blanco J.M., Zhukova V. Engineering of GMI Effect of Fe-Rich Microwires by Stress Annealing // Progress in Electromagnetics Research Symposium. - Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2018. - P. 332– 337. - DOI:10.23919/PIERS.2018.8597863.
- 130. Popov V.V., Buznikov N.A. Modeling the Giant Magnetoimpedance Effect in Amorphous Microwires with Induced Magnetic Anisotropy // Physics of Metals and Metallography. - 2020. - Vol. 121, № 11. - P. 1033–1038. -DOI:10.1134/S0031918X20110071/.

- 131. Zhukov A., Gonzalez-Legarreta L., Corte-Leon P., Ipatov M., Maria Blanco J., Gonzalez J., Zhukova V. Tailoring of Magnetic Softness and Magnetoimpedance of Co-Rich Microwires by Stress Annealing // Physica Status Solidi (a). - 2021. -Vol. 218, № 12. - DOI:10.1002/PSSA.202100130.
- 132. Corte-León P., Zhukova V., Blanco J.M., Irigaray A., Gonzalez A., Ipatov M., Zhukov A. Graded magnetic anisotropy in Co-rich microwires // AIP Advances. -2022. - Vol. 12, № 3. - P. 035215. - DOI:10.1063/9.0000315.
- 133. Corte-León P., Zhukova V., Blanco J.M., Chizhik A., Ipatov M., Gonzalez J., Fert A., Alonso A., Zhukov A. Engineering of domain wall propagation in magnetic microwires with graded magnetic anisotropy // Applied Materials Today. - 2022. -Vol. 26. - P. 101263. - DOI:10.1016/J.APMT.2021.101263.
- 134. Zhukova V., Blanco J.M., Corte-Leon P., Ipatov M., Churyukanova M., Taskaev S., Zhukov A. Grading the magnetic anisotropy and engineering the domain wall dynamics in Fe-rich microwires by stress-annealing // Acta Materialia. 2018. Vol. 155. P. 279–285. DOI:10.1016/J.ACTAMAT.2018.05.068.
- 135. Zhukov A.P., Vázquez M., Velázquez J., Chiriac H., Larin V. The remagnetization process in thin and ultra-thin Fe-rich amorphous wires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 1995. Vol. 151, № 1–2. P. 132–138. DOI:10.1016/0304-8853(95)00393-2.
- 136. Zhukov A., Ipatov M., Churyukanova M., Talaat A., Blanco J.M., Zhukova V. Trends in optimization of giant magnetoimpedance effect in amorphous and nanocrystalline materials // Journal of Alloys and Compounds. - 2017. - Vol. 727. -P. 887–901. - DOI:10.1016/J.JALLCOM.2017.08.119.
- 137. Komova E., Varga M., Varga R., Vojtanik P., Torrejon J., Provencio M., Vazquez M. Frequency dependence of the single domain wall switching field in glass-coated microwires // Journal of Physics: Condensed Matter. 2007. Vol. 19, № 23. P. 236229. DOI:10.1088/0953-8984/19/23/236229.
- 138. Zhukov A., Vázquez M., Velázquez J., García C., Valenzuela R., Ponomarev B. Frequency dependence of coercivity in rapidly quenched amorphous materials // Materials Science and Engineering: A. - 1997. - Vol. 226–228. - P. 753–756. -DOI:10.1016/S0921-5093(97)80079-2.
- 139. Varga R., García K.L., Zhukov A.P., Vázquez M. Switching field fluctuations in bistable microwires // Physica B: Condensed Matter. - 2004. - Vol. 343, № 1–4. -P. 403–409. - DOI:10.1016/J.PHYSB.2003.08.077.
- 140. Zhukova V., Zhukov A., Blanco J.M., Gonzalez J., Ponomarev B.K. Switching field fluctuations in a glass-coated Fe-rich amorphous microwire // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2002. Vol. 249, № 1–2. P. 131–135. DOI:10.1016/S0304-8853(02)00520-6.
- 141. Varga R., García K.L., Vázquez M., Zhukov A., Vojtanik P. Switching-field distribution in amorphous magnetic bistable microwires // Physical Review B Condensed Matter and Materials Physics. 2004. Vol. 70, № 2. P. 024402. DOI:10.1103/PHYSREVB.70.024402/FIGURES/8/MEDIUM.
- Ipatov M., Usov N.A., Zhukov A., Gonzalez J. Local nucleation fields of Fe-rich microwires and their dependence on applied stresses // Physica B: Condensed Matter. 2008. Vol. 403, № 2–3. P. 379–381. DOI:10.1016/J.PHYSB.2007.08.054.

- 143. Ipatov M., Zhukova V., Gonzalez J., Zhukov A. Annealing effect on local nucleation fields in bistable microwires // Physica Status Solidi (a). 2011. Vol. 208, № 3. P. 549–552. DOI:10.1002/PSSA.201026373.
- 144. Corte-Leon P., Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Fert A., Gonzalez J., Zhukov A. Domain wall propagation in Fe-rich magnetic microwires with graded magnetic anisotropy // AIP Advances. 2022. Vol. 12, № 3. P. 035228. DOI:10.1063/9.0000324/9.0000324.
- 145. Chichay K., Rodionova V., Zhukova V., Ipatov M., Perov N., Gorshenkov M., Andreev N., Zhukov A. Tunable domain wall dynamics in amorphous ferromagnetic microwires // Journal of Alloys and Compounds. - 2020. - Vol. 835.
 - P. 154843. - DOI:10.1016/j.jallcom.2020.154843.
- 146. Horniaková J., Onufer J., Ziman J., Duranka P., Samuhel S. Changes in geometry of propagating domain wall in magnetic glass-coated bistable microwire // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2021. - Vol. 529. - P. 167846. -DOI:10.1016/J.JMMM.2021.167846.
- 147. Kladivová M., Ziman J. Contribution to the study of the domain wall shape in bistable microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2021. Vol. 537. P. 168108. DOI:10.1016/J.JMMM.2021.168108.
- 148. Janutka A., Gawroński P. Structure of magnetic domain wall in cylindrical microwire // IEEE Transactions on Magnetics. - 2015. - Vol. 51, № 5. - P. 1500106. - DOI:10.1109/TMAG.2014.2374555.
- 149. Beck F., Rigue J.N., Carara M. The profile of the domain walls in amorphous glass-covered microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2017.
 Vol. 435. P. 21–25. DOI:10.1016/J.JMMM.2017.03.003.
- 150. Panina L. V., Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A. Domain wall propagation in Ferich amorphous microwires // Physica B: Condensed Matter. 2012. Vol. 407, № 9. P. 1442–1445. DOI:10.1016/J.PHYSB.2011.06.047.
- 151. Ekstrom P.A., Zhukov A. Spatial structure of the head-to-head propagating domain wall in glass-covered FeSiB microwire // Journal of Physics D: Applied Physics. -2010. - Vol. 43. - P. 205001. - DOI:10.1088/0022-3727/43/20/205001.
- Kladivová M., Ziman J. Contribution to the study of the domain wall shape in bistable microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2021. - Vol. 537. - P. 168108. - DOI:10.1016/J.JMMM.2021.168108.
- 153. Kladivová M., Ziman J. Velocity and profile of the boundary between circular domains in cylindrical ferromagnetic samples // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2006. Vol. 299, № 2. P. 459–466. DOI:10.1016/J.JMMM.2005.05.008.
- 154. Zhukova V., Blanco J.M., Chizhik A., Ipatov M., Zhukov A. AC-current-induced magnetization switching in amorphous microwires // Frontiers of Physics. - 2017. -Vol. 13, № 2. - P. 1–11. - DOI:10.1007/S11467-017-0722-6.
- 155. Chizhik A., Corte-León P., Zhukova V., Gonzalez J., Zhukov A. MOKE studies of magnetic microwires with longitudinally distributed properties // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2022. - Vol. 547. - P. 168824. -DOI:10.1016/J.JMMM.2021.168824.
- 156. Chizhik A., Corte-León P., Zhukova V., Gonzalez J., Zhukov A. MOKE studies of magnetic microwires with longitudinally distributed properties // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2022. - Vol. 547. - P. 168824. -DOI:10.1016/J.JMMM.2021.168824.
- 157. Soldatov I., Kolesnikova V., Rodionova V., Schaefer R. Interpretation of Kerr Microscopic Domain Contrast on Curved Surfaces // IEEE Magnetics Letters. -2021. - Vol. 12. - P. 1–4. - DOI:10.1109/LMAG.2021.3116791.
- 158. Stupakiewicz A., Chizhik A., Tekielak M., Zhukov A., Gonzalez J., Maziewski A. Direct imaging of the magnetization reversal in microwires using all-MOKE microscopy // Review of Scientific Instruments. - 2014. - Vol. 85, № 10. - P. 103702. - DOI:10.1063/1.4896758.
- 159. Chizhik A., Gonzalez J., Zhukov A., Gawronski P., Stupakiewicz A. Helical magnetic structures in magnetostrictive amorphous microwires // Physica B: Condensed Matter. - 2021. - Vol. 604. - P. 412718. -DOI:10.1016/J.PHYSB.2020.412718.
- 160. Jiang S.D., Eggers T., Thiabgoh O., Xing D.W., Fei W.D., Shen H.X., Liu J.S., Zhang J.R., Fang W.B., Sun J.F., Srikanth H., Phan M.H. Relating surface roughness and magnetic domain structure to giant magneto-impedance of Co-rich melt-extracted microwires // Scientific Reports. - 2017. - Vol. 7, № 1. - P. 1–8. -DOI:10.1038/srep46253.
- 161. Eggers T., Thiabgoh O., Jiang S.D., Shen H.X., Liu J.S., Sun J.F., Srikanth H., Phan M.H. Tailoring circular magnetic domain structure and high frequency magneto-impedance of melt-extracted Co_{69.25}Fe_{4.25}Si₁₃B_{13.5} microwires through Nb doping // AIP Advances. - 2017. - Vol. 7, № 5. - P. 056643. -DOI:10.1063/1.4975134.
- Manke I., Kardjilov N., Schäfer R., Hilger A., Strobl M., Dawson M., Grünzweig C., Behr G., Hentschel M., David C., Kupsch A., Lange A., Banhart J. Three-dimensional imaging of magnetic domains // Nature Communications. 2010. Vol. 1, № 1. P. 1–6. DOI:10.1038/ncomms1125.
- 163. Phatak C., Liu Y., Gulsoy E.B., Schmidt D., Franke-Schubert E., Petford-Long A. Visualization of the magnetic structure of sculpted three-dimensional cobalt nanospirals // Nano Letters. 2014. Vol. 14, № 2. P. 759–764. DOI:10.1021/nl404071u.
- 164. Streubel R., Kronast F., Fischer P., Parkinson D., Schmidt O.G., Makarov D. Retrieving spin textures on curved magnetic thin films with full-field soft X-ray microscopies // Nature Communications. - 2015. - Vol. 6, № 1. - P. 1–11. -DOI:10.1038/ncomms8612.
- 165. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. 2014.
 Vol. 4, № 10. P. 107133. DOI:10.1063/1.4899186.
- Donahue M.J., Porter D.G. OOMMF User's Guide, Version 1.0. 1999. -DOI:10.6028/NIST.IR.6376.
- 167. Richter K., Thiaville A., Varga R., McCord J. The role of uniaxial magnetic anisotropy distribution on domain wall tilting in amorphous glass-coated microwires // Journal of Applied Physics. 2020. Vol. 127, № 19. P. 193905. DOI:10.1063/5.0005532.
- 168. Vereshchagin M., Baraban I., Leble S., Rodionova V. Structure of head-to-head domain wall in cylindrical amorphous ferromagnetic microwire and a method of anisotropy coefficient estimation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials.
 2020. Vol. 504. P. 166646. DOI:10.1016/J.JMMM.2020.166646.
- 169. Usov N.A., Gudoshnikov S.A. Magnetization reversal process and peculiarities of giant magneto-impedance effect in amorphous ferromagnetic microwire with

helical anisotropy // Physica Status Solidi (A). - 2014. - Vol. 211, № 5. - P. 1055–1061. - DOI:10.1002/PSSA.201300739.

- 170. 7400 Series VSM [Electronic resource] // Lake Shore Cryotronics, Inc. URL: https://www.lakeshore.com/products/categories/overview/discontinued-products/discontinued-products/7400-series-vsm (accessed: 23.09.2022).
- Perov N.S., Radkovskaya A.A. Angle retarding measurement with vibrating sample anisometer // Abstracts of 11 Soft Magnetic Materials Conference. -Venezia, Italy, 1993. - P. 26–26.
- 172. Keysight Technologies FieldFox RF Network Analyzers N9923A User's Guide. 3rd ed. - Keysight Technologies, Inc., 2021.
- 173. Measurements of electronic component impedance using a vector network analyzer [Electronic resource] // Coppertech. URL: https://coppermountaintech.com/wp-content/uploads/2019/03/Measurement-of-Electronic-Component-Impedance-Using-a-Vector-Network-Analyzer.pdf (accessed: 09.06.2022).
- 174. Sossmeier K.D., Callegari G.L., Dorneles L.S., Carara M. Wide-range frequency method to obtain the transverse permeability from impedance measurements // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2008. - Vol. 320, № 14. - P. e1– e3. - DOI:10.1016/J.JMMM.2008.02.004.
- 175*. Alekhina I., Kolesnikova V., Rodionov V., Andreev N., Panina L., Rodionova V., Perov N. An indirect method of micromagnetic structure estimation in microwires // Nanomaterials. 2021. Vol. 11, № 2. P. 1–16. DOI:10.3390/nano11020274.
- 176*. Alekhina I., Kolesnikova V., Komlev A., Khajrullin M., Makarova L., Rodionova V., Perov N. Radial dependence of circular magnetic permeability of amorphous magnetic microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2021. Vol. 537. P. 168155. DOI:10.1016/j.jmmm.2021.168155.
- 177. Molokanov V.V., Shalygin A.N., Umnov P.P., Chueva T.R., Umnova N.V., Simakov S.V. Conditions for Obtaining "Thick" Amorphous Wires by the Ulitovsky–Taylor Method // Inorganic Materials: Applied Research. - 2019. - Vol. 10, № 2. - P. 463–466. - DOI:10.1134/S2075113319020278/FIGURES/4.
- 178. Molokanov V.V., Moroz O.V., Krutilin A.V., Palii N.A., Umnov P.P., Chueva T.R., Kolmakov A.G., Simakov S.V. Fabrication and Physicomechanical Properties of Amorphous Microwires and Microspirals // Russian Metallurgy (Metally). 2022. Vol. 2022, № 4. P. 300–308. DOI:10.1134/S0036029522040206/FIGURES/5.
- 179. Перов Н.С. Исследование магнитных свойств микро- и нанонеоднородных систем: Диссертация на соискание ученой степени доктора физикоматематических наук. - Москва: Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, 2009. - 248 р.
- 180. Vázquez M. Giant magneto-impedance in soft magnetic "Wires" // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2001. - Vol. 226–230, № PART I. - P. 693– 699. - DOI:10.1016/S0304-8853(01)00013-0.
- 181*. Perov N., Shalygin A., Alekhina I., Molokanov V. Magnetic properties of the amorphous magnetic microsprings // Book of abstract IBCM-21. Svetlogorsk, 2021. Р. 69–69.
 Алехина Ю. А., Перов Н. С. Моделирование процессов перемагничивания

аморфных магнитных микропроводов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2022. — Т. 86, № 2. — С. 170–174.

- 182. Antonov A.S., Borisov V.T., Borisov O. V., Pozdnyakov V.A., Prokoshin A.F., Usov N.A. Residual quenching stresses in amorphous ferromagnetic wires produced by an in-rotating-water spinning process // Journal of Physics D: Applied Physics. - 1999. - Vol. 32, № 15. - P. 1788–1794. - DOI:10.1088/0022-3727/32/15/305.
- 183. Liu K., Lu Z., Liu T., Li D. Influence of tensile force during preparation on internal stress of glass-coated microwires // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. - 2013. - Vol. 26, № 9. - P. 2969–2973. - DOI:10.1007/S10948-013-2121-8.
- 184. Zhukov A., Chichay K., Talaat A., Rodionova V., Blanco J.M., Ipatov M., Zhukova V. Manipulation of magnetic properties of glass-coated microwires by annealing // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2015. - Vol. 383. - P. 232–236. - DOI:10.1016/J.JMMM.2014.10.003.
- 185. Atalay F., Atalay S. Influence of hydrogen charging on magnetic and magnetoimpedance properties of FeSiB and CoFeSiB amorphous wires // Journal of Alloys and Compounds. - 2005. - Vol. 396, № 1–2. - P. 69–73. -DOI:10.1016/J.JALLCOM.2005.01.003.
- 186. Hwang J.Y., Kim S.S., Rhee J.R. Magnetoresistance and switching properties of magnetic tunnel junctions using amorphous CoSiB free layer // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2007. - Vol. 310, № 2. - P. 1943–1945. -DOI:10.1016/J.JMMM.2006.10.816.
- Eggers T.M. Surface and Interface Effects of Magnetoimpedance Materials at High Frequency: Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy. - University of South Florida, 2018.
- 188. Zhukova V., Usov N.A., Zhukov A., Gonzalez J. Length effect in a Co-rich amorphous wire // Physical Review B. - 2002. - Vol. 65, № 13. - P. 134407. -DOI:10.1103/PhysRevB.65.134407.
- 189*. Alekhina Y.A., Perov N.S. Modelling of the Magnetization Reversal in Amorphous Magnetic Microwires // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. - 2022. - Vol. 86, № 2. - P. 120–123. -DOI:10.3103/S1062873822020034.
- 190*. Alekhina Iu., Kolesnikova V., Andreev N., Rodionov V., Rodionova V., Panina L., Perov N. Permeability Volume Distribution in Amorphous Magnetic Microwires: Experiment and Simulation // 5th Young Researchers in Magnetism. Book of abstracts. Girona, 2021. P. P08.
- 191*. Alekhina I., Perov N. Magnetization reversal in amorphous magnetic microwires // Book of abstract IBCM-21. Svetlogorsk, 2021. P. 101–101.

Приложение 1. Пример кода программы расчета радиального распределения магнитной проницаемости по данным об импедансе микропровода, реализованного с использованием пакета Matlab

```
%const
c = 3E8;
mu0 = 4*pi*1E-7;
%stab
a = 14.0E-6; %radius, m
s = 8.3E5; %conductivity, Sm
              %resistance DC, Ohm
R = 15.1;
F =1000000;
expZ = 51.8+11.1*1i;
for m= 1:1:2000
    for n = 1:1:2000
mu = (m) - (n+2000) * 1i;
delta = 1/sqrt(pi*F*s*mu0*mu);
k = (1-1i)/delta;
t = k*a;
Z(m,n) = 0.5 * R * t * besselj(0,t) / besselj(1,t);
ReZ(m,n) = real(Z(m,n));
\lim (m,n) = \operatorname{imag}(Z(m,n));
AbsZ(m,n) = abs(Z(m,n));
deltaZ(m,n) = expZ-Z(m,n);
AbsdeltaZ(m,n) = abs(deltaZ(m,n));
%% Starting point
M(m) = m+8000;
N(n) = n + 4000;
end;
end;
[r,c]=find(AbsdeltaZ==min(min(AbsdeltaZ)))
%% Calculates current dependence on radius
%Const
mu0 = 4*pi*1E-7;
%Parameters
a = 14.0E-6;
s = 8.3E5;
F = 500000;
mu = 16089-15939*1i; %average frequency
absmu = abs(mu);
delta = 1/sqrt(pi*F*s*mu0*mu);
absdelta = abs(delta);
k = sqrt(-2i)/delta;
t = k*a;
IO = 2.5E-3
                    % Current amplitude
JOR = (besselj(0,t));
J1R = besselj(1,t);
for p = 1:1:100
    r(p) = a/100*p;
    j(p) = real(r(p)/a*besselj(1,k*r(p))/J1R);
    dj(p) = abs(j(p) - 0.3);
end;
c = find(dj == min(dj));
depth =a - a/100*c;
```

Приложение 2. Пример кода программы расчета радиального распределения магнитной проницаемости по данным об импедансе микропровода при наличии непрерывной частотной зависимости импеданса, реализованного с использованием пакета Matlab.

```
%% Calculates current dependence on radius for frequency dependence
%Const
mu0 = 4*pi*1E-7;
filename = 'permeability.xlsx';
%Parameters
a = 37.50E-6;
s = 7E5;
%IO = 2.5E-3 % Current amplitude
F = xlsread(filename, 'A2:A202');
mureal = xlsread(filename, 'B2:B202');
muimag = xlsread(filename, 'C2:C202');
absmu = xlsread(filename, 'D2:D202');
%%empty vectors
absdelta = zeros(201, 1);
coord = zeros(201, 1);
depth = zeros(201, 1);
mu = zeros(201, 1);
rad = zeros(201, 1);
realmu = zeros(201, 1);
imaginarymu = zeros(201,1);
diskmu = zeros(201, 1);
diskrad = zeros(201, 1);
diskrealmu = zeros(201,1);
diskimaginarymu = zeros(201,1);
% current penetration
for n = 1:1:201
delta = 1/sqrt(pi*F(n)*s*mu0*(mureal(n)-muimag(n)*1i));
absdelta(n) = abs(delta);
k = sqrt(-2i)/delta;
t = k*a;
JOR = besselj(0,t);
J1R = besselj(1,t);
for p = 1:1:100000
    r(p) = a/100000*p;
    j(p) = real(r(p)/a*besselj(0,k*r(p))/J1R);
    dj(p) = abs(j(p) - 0.3);
end;
c = find(dj == min(dj));
coord(n) = a/100000*c;
depth(n) = a - a/100000*c;
end;
xlswrite(filename,coord, 'E2:E202');
xlswrite(filename,depth, 'F2:F202');
% permeability distribution
for m = 1:1:200
```

```
mu(m) = (absmu(m) - (a^2 - (coord(m+1))^2) / (a^2 - (coord(m))^2) * absmu(m+1)) * (a^2 - (coord(m+1))) * (a^2 - (coord(m))^2) * absmu(m+1)) * (a^2 - (coord(m))^2) * absmu(m+1)) * (a^2 - (coord(m))) * (a^2 -
 (coord(m))^{2}/((coord(m+1))^{2}-(coord(m))^{2};
realmu(m) = (mureal(m) - (a^2 - (coord(m+1))^2) / (a^2 - (a^2 - (coord(m+1))^2)) / (a^2 - (coord(m+1))^2) / (a^2 - (coo
 (coord(m))^2)*mureal(m+1))*(a^2-(coord(m))^2)/((coord(m+1))^2-(coord(m))^2);
 imaginarymu(m) = (muimag(m) - (a^2 - (coord(m+1))^2) / (a^2 - (coord(m+1))^2))
 (coord(m))^2)*muimag(m+1))*(a^2-(coord(m))^2)/((coord(m+1))^2-(coord(m))^2);
 rad(m) = (coord(m+1)+coord(m))/2;
end;
mu(201) = absmu(201);
realmu(201) = mureal(201);
imaginarymu(201) = muimag(201);
rad(201) = (a+coord(201))/2;
for b = 1:1:20
                             m = b*10-9;
diskmu(b) = (absmu(m) - (a^2 - (coord(m+10))^2) / (a^2 - (a^2 -
 (coord(m))^2)*absmu(m+10))*(a^2-(coord(m))^2)/((coord(m+10))^2-(coord(m))^2);
diskrealmu(b) = (mureal(m) - (a^2 - (coord(m+10))^2) / (a^2 - (a^2 - (coord(m+10))^2)) / (a^2 - (a^2 - (coord(m+10))^2)) / (a^2 - (a^2 - (coord(m+10))^2)) / (a^2 - (coord(m+10))^2) / (a^2 - (coord(m+10))) / (a^2 - (coord(m+1
 (coord(m))^2)*mureal(m+10))*(a^2-(coord(m))^2)/((coord(m+10))^2-
 (coord(m))^2);
diskimaginarymu(b) = (muimag(m) - (a^2 - (coord(m+10))^2) / (a^2 - (coord(m+10))^2))
 (coord(m))^2)*muimag(m+10))*(a^2-(coord(m))^2)/((coord(m+10))^2-
 (coord(m))^2);
diskrad(b) = (coord(m+10)+coord(m))/2;
end:
mu(201) = absmu(201);
realmu(201) = mureal(201);
imaginarymu(201) = muimag(201);
rad(201) = (a+coord(201))/2;
diskmu(21) = absmu(201);
diskrealmu(21) = mureal(201);
diskimaginarymu(21) = muimag(201);
diskrad(21) = (a+coord(201))/2;
%record
xlswrite(filename,rad, 'H2:H202');
```

```
xlswrite(filename, mu, 'I2:I202');
xlswrite(filename, realmu, 'J2:J202');
xlswrite(filename, imaginarymu, 'K2:K202');
```

```
xlswrite(filename,diskrad, 'M2:M22');
xlswrite(filename,diskmu, 'N2:N22');
xlswrite(filename,diskrealmu, 'O2:O22');
xlswrite(filename,diskimaginarymu, 'P2:P22');
```

Приложение 3. Пример кода микромагнитной модели для получения равновесного распределения намагниченности микропровода с положительной магнитострикцией в программном пакете OOMMF.

MIF 2.1
MIF Example File:
Description: Microwire SCALING FORMAT d = 1 mkm POSITIVE

###constants###

set pi [expr {4*atan(1.0)}] set mu0 [expr {4*\$pi*1e-7}] set lambda 25e-6

RandomSeed 1

Parameter cellsize 5e-9

#Parameter lambda 25e-6

Magnetic field

Geometry

Rectangular region used in calc, sizes in meters

```
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
xrange {0 1e-6}
yrange {0 1e-6}
zrange {0 10e-6}
}
```

Execute cylinder with magnetic properties

```
proc Cylinder { Ms x y z } {
  set xrad [expr {$x - 0.5} ]
  set yrad [expr {$y - 0.5} ]
  set test [expr {sqrt($xrad*$xrad+$yrad*$yrad)}]
  if {$test>0.5} {return 0}
  return $Ms
```

}

Mesh

```
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh [subst {
   cellsize {$cellsize $cellsize $cellsize}
   atlas :atlas
}]
#### Anisotropy and exchange ###
Specify Oxs_UniformExchange {
```

```
A 8e-12

}

proc anisconst_proc {x y z} {

set lambda 25e-6

set xrad [expr {$x - 0.5} ]

set yrad [expr {$y - 0.5} ]

set test [expr {sqrt($xrad*$xrad+$yrad*$yrad)}]
```

```
if {$test>0.5} {return 0}
if {$test<0.34} {
set sigmamax1 [expr {1.5*$lambda*(292.7*8.*$test+33.0)*1e6}]
return $sigmamax1
} elseif {$test<0.39} {</pre>
set sigmamax2 [expr {1.5*$lambda*(-1251.*8.*$test+3760.)*1e6}]
return $sigmamax2
} elseif {$test<0.41} {</pre>
set sigmamax3 [expr {1.5*$lambda*(738.*8.*$test-157.0)*1e6}]
return $sigmamax3
} else {
set sigmamax4 [expr {1.5*$lambda*(2949.*8.*$test-8517.)*1e6}]
return $sigmamax4
}
proc anisaxis_proc {x y z} {
  global lambda pi
  set xrad [expr {$x - 0.5}]
  set yrad [expr {$y - 0.5}]
  set test [expr {sqrt($xrad*$xrad+$yrad*$yrad)}]
  set radial [list $xrad $yrad 0]
set axial [list 0 0 1]
if {$test>0.5} { return $radial
} elseif {$test<0.39} {return $axial
} else {return $radial}
Specify Oxs_ScriptVectorField:anisotropy_directions [subst {
 atlas :atlas
 norm 1.0
 script_args relpt
 script anisaxis_proc
}]
Specify Oxs_ScriptScalarField:anisotropy_constant [subst {
 atlas :atlas
 script_args relpt
 script anisconst_proc
}]
Specify Oxs_UniaxialAnisotropy {
 K1 :anisotropy_constant
 axis :anisotropy_directions
Specify Oxs_Demag { }
Specify Oxs_CGEvolve:evolve { }
Specify Oxs_MinDriver [subst {
  evolver :evolve
  stopping_mxHxm 1e-9
  mesh :mesh
  Ms { Oxs_ScriptScalarField {
    atlas :atlas
    script {Cylinder 0.25e6}
  }}
  comment {Ms 5e5}
  m0 { Oxs ScriptVectorField {
 atlas :atlas
 norm 1.0
 script anisaxis_proc
}}
}]
```